

学位申請論文

人工衛星海面高度計による海面力学高度場の推定

(Estimation of sea surface dynamic topography
from satellite altimetry data)

学位申請者

市川 香

目次	1
1 はじめに	2
2 手法	10
3 予備解析	16
4 データ	20
5 海面力学高度の検定	22
5.1 潮位計記録による海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の検定	22
5.2 漂流ブイ軌跡による合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の検定	24
5.3 改良ジオイド・モデルの検定	27
6 海面力学高度の変動の記述	31
6.1 黒潮続流域の切離リング	31
6.2 内部領域の渦の場	36
6.3 日本南岸の黒潮の流路変動	37
7 議論	40
8 結論	44
9 謝辞	48
参考文献	49
表	54
付図	58

1. はじめに

地球物理学の研究は、様々なスケールの現象を正確に記述することから始まると言っても過言ではない。この意味で、記述的海洋物理学における最終的な目標の一つが、瞬時の流速場を全球にわたって正確に求めることである。しかし、船舶観測を主とする海洋観測では、広域を短時間のうちに観測することは現実的に不可能である。このため、広域の流速場の記述は時間平均した描像のみが対象とされ、流速場の時間変動の記述は比較的岸に近い海域でのみ行われてきた。例えば観測対象として最も顕著である西岸境界流域を例にとると、アメリカ合衆国沖の湾流や日本の東北沖の黒潮続流北部などの比較的岸に近い海域ではそれらの時間変動の様子が集中観測によって明かにされており、流軸から切離したリングの発生・消滅の様子、鉛直構造、移動方向と速度、発生する空間的頻度分布などが記述されている (例えば Ring Group, 1981; Richardson, 1983; Koshlyakov, 1986; Kawai, 1972; Kitano, 1975; Tomosada, 1978; Yasuda *et al.*, 1992)。ところが、岸から遠い黒潮続流の南側では、間欠的な現場観測によってリングの存在が確認されている程度で (Cheney, 1977; Cheney *et al.*, 1980; Kawai, 1980; Mizuno and White, 1983; Tomosada, 1984)、時間変動場の十分な知見は得られていないのが実情である。

このような海洋学における観測上の問題を解決する方法として、人工衛星を用いた海洋観測への期待が大きい。表層のみの情報しか得られないという欠点はあるが、広域を短時間で繰り返し精度良く観測することができるという人工衛星の利点は、海洋学者にとって大きな魅力である。人工衛星による海洋観測では、水温や海色、波高などの様々な物理量が計測されるが、なかでも海洋物理学者の最も大きな期待がかかっているのが、表層の流速場に密接に関係した海面高度を計測する人工衛星海面高度計である。人工衛星海面高度計は、過去に Geos-3 (1975-1978)、Seasat (1978)、Geosat (1985-1989) の衛星に搭載され、現在も ERS-1 (1991-)、TOPEX/POSEIDON (1992-) に搭載されたものが稼働中であり、今後も日本を含む世界中の国々で打ち上げが予定されている。その測定原理は非常に単純で、衛星から直下の海面にマイクロ波を照射し、海面で反射された電波を受信して伝達時間を計測することで衛星-海面間の距離を求めるだけである。一方、別システムによって計測・計算された人工衛星の軌道高度とこの衛星-海面間の距離の差から、海面の高さ (海面高度) が計算される。この海面高度の形状は、ほとんどジオイドの形で決定されているが、両者には僅かなずれが

ある。このずれのうち、潮汐などの短周期の海面変動を除いた部分が、海面のジオポテンシャルに相当する海面力学高度と呼ばれる成分であり、回転系の流体である海水に流れが有るために生じた高度である。従つて、逆にこの海面力学高度の水平分布を求めれば、その勾配から地衡流を仮定して流速場を求めることができるのである。

しかし、海面高度計のデータの使用には、特殊な処理がいくつか必要である。現在最も必要とされている処理は、衛星の軌道高度の決定誤差とジオイド・モデルの誤差の除去である。衛星軌道高度の推定精度は大幅に改善されてきており、その誤差は過去数 m 程度であつたものが現在では数十 cm 程度、高軌道衛星である TOPEX/POSEIDON においては数 cm 程度にまで小さくなつた (Koblinsky *et al.*, 1992; Fu *et al.*, 1994)。ただし、今後の打ち上げが予定されている高度計搭載衛星の多くは、TOPEX/POSEIDON のような高軌道ではなく従来と同程度 (約 800 km) の軌道を使うことが予想されるため、大気の摩擦抗力などの影響を受けやすく、衛星の軌道高度の推定が難しい。従つて、少なくとも十数 cm の軌道高度の推定誤差 (以下、単に“軌道誤差”と呼ぶ) は残ると考えられるため (Wagner and Tai, 1994)、この誤差を除去する必要がある。幸い、軌道誤差の時間変動成分は地球一周を一波長とする変動が支配的であることが知られているため (例えば Lerch *et al.*, 1982)、一般に計測された軌道沿いの海面高度から長波長成分を除くことで比較的容易に軌道誤差を海洋信号から除去することができる。一方、測定された海面高度から海面力学高度を求める際に必要なジオイド・モデルの精度も年々向上してはいるものの、非常に大きな空間スケールの成分 (Nereme *et al.*, 1990) か、ごく限られた海域でのモデル (Rapp and Wang, 1994) を除き、依然として海洋信号と同程度、又はそれ以上の誤差を持っている。ジオイド・モデルの誤差 (以下、単に“ジオイド誤差”と呼ぶ) の空間的な特徴は海洋の信号と著しく異なるものではないために、軌道誤差のような処理で両者を区別することはできない。しかし、時間的にはジオイド誤差は定常と見なせるという顕著な特徴があるため、海面力学高度を時間平均と変動成分とに分離し、ジオイド誤差に汚染された平均成分は使用せずに、時間変動成分のみを解析の対象とすることで、ジオイド誤差を除去することができる。なお、高度計データ処理にのみ特有な処理ではないが、線上の時系列観測記録を、面的な場の情報に変換する処理が必要となる場合が多い。これは、高度計の観測は衛星の軌道直下の点でしか行えないために、その観測記録は軌道沿いには密な分布をするが (現在までの衛星はおよそ 7 km 間隔)、軌道に直交する方向には隣の軌道上

までデータが存在しないためデータの分布は疎らになる。一方、地衡流速を計算するには海面力学高度の水平分布が必要であるため、このような不均一な測点分布密度を持つ線上のデータを、面的な場の情報に精度良く変換する必要が生じるのである。

上記の軌道誤差とジオイドの誤差の除去処理は、従来の研究では“同一軌道法”もしくは“交差法”が使われてきた(例えば Marsh *et al.*, 1982; Cheney *et al.*, 1983; Rapp, 1983; Fu and Chelton, 1985; Tai, 1988)。同一軌道法は、同じ地点の海面高度が高度計によって繰り返し観測されるという仮定のもとに軌道毎に独立に誤差の除去処理を行う方法で、現在最も普及している海面高度計データの処理法である。この方法では、まず軌道誤差の除去として、各軌道沿いのデータの長波長成分を(1)一定値、(2)一定値と傾きを持つ線型関数、(3)地球一周を一波長とするような三角関数、などの関数形を仮定して、各軌道沿いのデータ毎に独立に最小自乗法で決定する。こうして長波長成分を除いた後、軌道沿いの各測点において、海面高度の単純な算術平均によって時間平均とそれからの変動成分とを分離してジオイド誤差を除去する。この方法は非常に簡便であり、観測された点すべてにおいて時間変動成分を求めることができるという利点がある。しかし、軌道誤差として除く長波長成分の決定の自由度が大き過ぎるため、軌道沿いの長波長成分は全て軌道誤差として除去されてしまうという欠点がある。すなわち、求めたい海洋信号の長波長成分までもこの処理によって除かれてしまう。海洋信号がどの程度軌道誤差として除かれてしまうかは、解析する軌道の長さ、長波長成分を求める際の関数形、解析海域における海洋信号の長波長成分の強度、などに依存するが(Wagner and Tai, 1994)、これらの条件の組み合わせによっては解析対象の海洋信号のほとんどを軌道誤差の形で失う可能性がある。さらに、高度計の観測が完全に同一の場所で行われているという仮定が満たされている限りこの方法は時間平均と変動成分の分離を正確に行うが、逆に仮定が満たされなくなると、この方法は使用できなくなってしまう。ある期間の観測点が他の期間の地点から少しでもずれると、その観測点におけるジオイド高度の値に差ができる。しかし、観測点毎のジオイド高度の差は同一軌道法では生じないと仮定されているため、この差は海面力学高度の時間変動成分と見なされてしまう。一般にジオイド高度の空間変動は海面力学高度の時間変動よりも格段に大きいいため、処理の過程で生じた偽の時間変動成分は真の海洋信号よりも圧倒的に大きい。このため、Seasatの一部期間のように回帰(繰り返し)軌道パターンを取らないような人工衛星海面高度計データなどには、同一軌道法を適

用することは現実的に不可能となる。

対して交差法は、人工衛星の南下軌道と北上軌道とが交差する“交差点”における海面高度の差のみを扱い、各軌道を独立とせず解析領域全体を処理する方法である。軌道誤差の除去では、同一軌道法と同様に長波長の関数形を仮定するが、各軌道毎に独立に長波長成分を求めるのではなく、交差点における海面高度の差の解析領域全体の root-mean-squared (rms) 値が最小になるようにして全軌道の長波長成分を一度に決定する。こうして軌道誤差を除去した後、各交差点における海面高度の差を時間変動成分として取り扱う。この場合、交差点においては南下と北上の二つの軌道によって必ず同一の点が別の時刻に観測されるため、同一軌道法のようにジオイド高度の空間的な差のために誤差を生じることはない。また、軌道誤差の決定において、ある軌道の軌道誤差は他の軌道の軌道誤差と交差点において関係を持つから、解析領域全体では全ての軌道が解析領域全体の交差点を通じて互いに関係を持つことになる。このため、同一軌道法のようにある軌道沿いの軌道誤差が他の軌道と独立に求まることがなくなり、海洋信号の長波長成分を軌道誤差として除いてしまう可能性が低くなる。ただし、この方法では交差点でのみ値が得られるので、同一軌道法に比べて空間分解能が著しく低くなる。また、交差点において得られる時間変動成分も、各交差点毎に時間差がまちまちであるため統一的な取り扱いがしにくく、どのような現象が観測されているのかという直感的理解ができなくなるという重大な欠点がある。さらに、軌道間の差を最小にするように軌道誤差を決定する方法には、結果に一意性がない。すなわち、ある特定の軌道の軌道誤差に対する相対的な値は求められるのだが、その参照した軌道の軌道誤差自身を一意に決定できないので、各々の軌道誤差の絶対値を求めることができないという欠点がある。なお、軌道誤差のみ交差法を用い、ジオイド誤差の除去には同一軌道法を使うことも理論上は可能ではあるが、そのような研究例はほとんどない。

前述したように、高度計観測の有用性は現在広く認知され、今後も様々な国の人工衛星に高度計が搭載される予定である。これらの高度計データは、各衛星ごとに観測点の分布、観測精度、衛星の軌道高度の決定精度などが異なると考えられる。従って、こういったデータ特性に依存しない、汎用性のある高度計データ処理法が将来必要となる。しかし、先ほど述べたように現在最も使われている同一軌道法は回帰軌道をとらない衛星には適用できないし、全ての交差点を均等に扱う交差法では衛星毎に

軌道誤差が違う効果などを取り入れることは不可能である。一方、同一軌道法や交差法とは全く別の第三の方法として、Ichikawa and Imawaki (1992) は、最適内挿法を軌道誤差やジオイド誤差の除去に適用する方法を提案し、回帰軌道をとらない3カ月間の Seasat 高度計データに適用することに成功した。最適内挿法は、観測データには信号の他にノイズが含まれているとし、ノイズと信号の各々の分散が既知である場合に、任意の位置における信号の値とその誤差を、統計的に誤差が最小となるように線型結合によって推定する方法で (Bretherton *et al.*, 1976)、空間的に不均等に分布した観測から平面分布図を作成する場合などに広く使われている。高度計データに関して、同一軌道法または交差法で軌道誤差とジオイド誤差の除去処理をした後のデータを平面的な場のデータに変換する際に使用する例が多数見られる。ただし、第三の高度計データ処理法としての最適内挿法は、平面化とともに軌道誤差とジオイド誤差の除去を行う点が異なっている。この方法を使用して軌道誤差を除去する場合 (Wunsch and Zlotnicki, 1984; Mazzega and Houry, 1989)、交差点のみならず全データの時・空間的な相関を考慮するために、軌道誤差の決定の自由度が高すぎて海洋の信号が軌道誤差の一部として除かれてしまう危険性がさらに減ると期待される。さらに、衛星毎に軌道誤差の相関関数を変えることが可能なため、複数の衛星データの処理にも有用である。一方この方法によるジオイド誤差の除去は、最適内挿法で一旦時間平均高度を平面化して求めるので、非回帰軌道上の観測点の位置においても時間平均高度を求めることが可能となる。ただし回帰軌道をとる衛星のデータに関しては、同一軌道法の方が軌道沿いのジオイド誤差の除去の空間分解能が高くなり、軌道方向の細かい構造も解析対象とすることができるという利点がある。この意味では最適内挿法によるジオイド誤差除去法は解析対象が一部限定され汎用性が失われることになるが、最終的に取り扱うのが平面化したデータである限りにおいては、第三の方法である最適内挿法が適用可能なデータに汎用性があり、かつ軌道誤差除去の精度が高い高度計データ処理法であると言える。ただし、この方法は同一軌道法などに比べて計算量が多いため、計算機の現実的な制約のために、長期間の大量のデータを取り扱うことができないという欠点がある。そこで本研究では、この Ichikawa and Imawaki (1992) の方法を基本として、より一般的な適用を目指して発展させ、人工衛星海面高度計データの汎用性のある処理法の構築を目的の一つとする。

ところで、ジオイド誤差の除去処理の過程において海面力学高度の時間平均成分を

失ってしまうため、現在の高度計データでは時間変動成分のみしか解析対象とできない。しかし、海面力学高度の時間変動成分のみでは現象を直感的に理解するのが困難な場合があるため、記述的海洋学上の利用としてはこの点を改良する必要がある。これに対し、失われた海面力学高度の時間平均成分を推定し、近似的に海面力学高度の絶対的な値を求めようとする研究が最近行われるようになってきた。現在、海面力学高度の時間平均を近似する方法には、高度計以外のデータを用いるものと、高度計データの海面力学高度の時間変動成分から推定しようとするものがある。前者の方法では、高度計と同時期に行われる海洋観測を使用するのが理想的であるが (Ichikawa and Imawaki, 1992)、そのようなデータを広範囲で得ることが難しいため、気候学的平均値による近似や (Willebrand *et al.*, 1990)、数値計算による推定 (Glenn *et al.*, 1991) が使われる。一方、海面力学高度の時間変動成分から平均場を推定する方法は、平均場の流速の分布パターンが簡単な関数で仮定できて流軸の変動が激しい海域に限り適用できるため、西岸境界流が解析の対象とされてきた (Tai, 1990; Qiu *et al.*, 1991)。この方法は、推定した平均場が高度計データと必ず同時期のものであるという利点を持つ反面、適用できる海域が限定される、処理に主観的判断が必要、入力データの誤差と推定された場の誤差との対応が複雑である、などの問題点もある。ただし、上記したいずれの方法で求めた合成海面力学高度とも、定性的にはその有効性が示されているが、定量的な検定はほとんど行われていない。そこで本研究では、現象をなるべく直感的に理解できる工夫として合成海面力学高度場による記述を採用し、さらにその定量的な検定を行うことを第二の目標とする。

ところで、海面力学高度の時間平均成分が近似的に得られるならば、高度計データから求めた時間平均高度がジオイド誤差に汚染されていることを逆に利用して、高度計による平均高度と近似的な海面力学高度の時間平均の差を取ることでジオイド誤差を評価することができる。この方法で現在のジオイド・モデルを改良すれば、海洋物理学で要求される程度の精度に改良されたジオイド・モデルを、将来の高度計データに使うことができると期待される。この期待のもとに、アメリカ合衆国東岸沖の湾流付近 (Glenn *et al.*, 1991) や日本南東岸の黒潮域において (Imawaki *et al.*, 1991)、高度計データと近似平均海面力学高度場によるジオイドの改良が行われた。ただし、この改良ジオイド・モデルは平均海面力学高度場の近似の精度に依存している上に、高度計データから求めた時間平均高度の推定値の信頼性にも影響されるため、実際に海洋物

理学で要求される程度の精度を満たしているのかは不明である。そこで、本研究の第三の目標として、Seasat 高度計で改良されたジオイド・モデル (Imawaki *et al.*, 1991) を Geosat 高度計データを使って評価し、さらに改良を加えることを試みた。

以上述べてきたように、本研究においては将来性のある高度計処理法の確立として三つの主眼がおかれている。すなわち、将来多くの高度計データが入手されるであろう状況を念頭において、汎用性のある処理法を確立することと、将来性のあるジオイド・モデルの改良を行うこと、さらに、現象の直感的理解が容易な方法を使用することの三点である。そのために、まず最適内挿法を用いた高度計データに特有な誤差 (軌道誤差、ジオイド誤差) の汎用的かつ高精度の除去法を確立した。この成果は主論文 1 にまとめられている。ここでは、まず人工的に観測データを作成し、これを予備的に解析して最適内挿法の特性を明かにし (3節)、次に Geosat 高度計データより最適内挿法によって求められた海面力学高度の時間変動成分を、日本近海の潮位計記録によって定量的に検定した (5.1節)。また、将来性のあるジオイド・モデルの改良の可能性についての検討を行った。この成果は主論文 1 にまとめられているが、既に本研究と同じ解析海域において Seasat 高度計のデータと近似的平均力学高度によって改良したジオイド・モデル (Imawaki *et al.*, 1991) を参照して Geosat 高度計データから平均高度を求め、改良されたジオイド・モデル中に残存しているジオイド誤差を評価し、ジオイド・モデルがどの程度改良できるのかを検討した (5.3節)。最後に、現象の直感的理解を深めるために、海面力学高度の近似的な時間平均場を用いて合成海面力学高度を作成してこれを定量的に検定し、さらにそれを用いて海洋現象の時間変動に関する詳細な記述を行った。Geosat 高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分と、気候学的平均値で近似した一年間の平均海面力学高度場との合成によって作成された合成海面力学高度は、漂流ブイの軌跡から求めた表層流速によって定量的に検定が行われた (5.2節)。この成果は主論文 2 にまとめられている。なお、検定された合成海面力学高度場や改良ジオイド・モデルを参照した絶対的な海面力学高度場によって、いくつかの現象に関する知見を新たに得ることができた。例えば、黒潮続流の蛇行が西方に伝播しながら成長し、切離して低気圧性リングが生成され、リングはさらに西方への移動を続け、やがて黒潮に合体されて東方に移流されてゆくといった、黒潮続流の低気圧性リングの発生から消滅までの一連の現象を、初めて詳細に観測することに成功した (6.1節)。この成果は主論文 3 にまとめられているが、本論文においては、他の新

たな知見とともに簡単に6節に記述しておいた。なお、本論文においては使用データを4節に、全体を通じての議論とまとめを各々7節と8節に記述してある。

本研究の着想は申請者と共同研究者の今脇との討論から生まれたものであるが、その遂行において、申請者はデータの解析から結果の考察までの全過程を中心となつて行つた。また、漂流ブイのデータは共同研究者の石井によつて編集されたものに対し、申請者が4節と5.2節で述べた処理を行い、考察を行つた。

2. 手法

人工衛星海面高度計で時刻 t に観測された海面高度 $S(\mathbf{r}, t)$ は次のように表される。

$$S(\mathbf{r}, t) = \zeta(\mathbf{r}, t) + \{N(\mathbf{r}) + \varepsilon_N(\mathbf{r})\} + \{\varepsilon_s(\mathbf{r}) + \varepsilon_r(t)\} + \varepsilon_m(t) \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{r} は海面上の観測点の水平位置を表すベクトル、 $\zeta(\mathbf{r}, t)$ は海面力学高度、 $\varepsilon_s(\mathbf{r}) + \varepsilon_r(t)$ は軌道誤差の空間・時間依存成分、 $\varepsilon_m(t)$ は観測誤差、 $N(\mathbf{r})$ は現在のジオイド・モデルにおけるジオイド高度で、このモデルは未知の誤差 $\varepsilon_N(\mathbf{r})$ を含んでおり、 $N + \varepsilon_N$ が真のジオイドの値である。なお、電離層の光速補正などの距離測定上の補正や、潮汐などの周期の短い海面変動の除去は、既に $S(\mathbf{r}, t)$ に施されており、それらの処理における誤差は、高度計の測器の誤差とともに測定誤差 $\varepsilon_m(t)$ の中に含まれているものとする。前節でも説明したように、ある瞬間の海面力学高度 $\zeta(\mathbf{r}, t)$ は、全期間にわたる時間平均した海面力学高度 $\bar{\zeta}(\mathbf{r})$ と、平均からのずれ $\zeta'(\mathbf{r}, t) = \zeta(\mathbf{r}, t) - \bar{\zeta}(\mathbf{r})$ に分割しなくてはならない。式(1)は、これによつて

$$R(\mathbf{r}, t) = H(\mathbf{r}) + E(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

ここで

$$\begin{aligned} R(\mathbf{r}, t) &= S(\mathbf{r}, t) - N(\mathbf{r}), \\ H(\mathbf{r}) &= \bar{\zeta}(\mathbf{r}) + \varepsilon_N(\mathbf{r}) + \varepsilon_s(\mathbf{r}), \\ E(\mathbf{r}, t) &= \zeta'(\mathbf{r}, t) + \varepsilon_r(t) + \varepsilon_m(t), \end{aligned}$$

と書き直される。なお、ランダムな性質を持つ誤差である $\varepsilon_r(t)$ と $\varepsilon_m(t)$ の時間平均値は微小として無視した。 $H(\mathbf{r})$ と $E(\mathbf{r}, t)$ を、それぞれ瞬間の観測値 $R(\mathbf{r}, t)$ の信号とノイズとみなすことで、任意の位置 \mathbf{x} における平均高度 $H(\mathbf{x})$ を、全データセット $\{R(\mathbf{r}, t)\}_{\forall t}$ (ここで形式 $\{R\}_{\forall t}$ は「全ての t に関する R の集合」を意味する) から最適内挿法によつて推定することができる。しかしながらこの手法は、(データ個数) \times (データ個数) 要素の行列演算を行わなければならないので、大量のデータに直接適応する場合、現実的には計算機的能力面での制約がある。人工衛星は同じ海域を繰り返して観測するのが普通なので、この問題を回避するために、全期間をさらに幾つかの準期間に分割する。準期間 q に属する任意の時間 t_q 、任意の位置 \mathbf{x} における海面力学高度

$\zeta(\mathbf{x}, t_q)$ は、今度は準期間 q にわたる海面力学高度の時間平均 $\bar{\zeta}(\mathbf{x}) + \zeta'_q(\mathbf{x})$ と、それからのずれ $\zeta''_q(\mathbf{x}, t_q)$ とに分割される。ここで $\zeta'_q(\mathbf{x})$ は、海面力学高度の全期間平均からの偏差 $\zeta'(\mathbf{x})$ の、準期間 q にわたる時間平均に等しい。従つて、準期間 q に属する任意の時間 t_q における式 (2) は、今度は

$$R(\mathbf{r}, t_q) = H_q(\mathbf{r}) + E_q(\mathbf{r}, t_q), \quad (3)$$

ここで

$$\begin{aligned} R(\mathbf{r}, t_q) &= S(\mathbf{r}, t_q) - N(\mathbf{r}), \\ H_q(\mathbf{r}) &= \bar{\zeta}(\mathbf{r}) + \zeta'_q(\mathbf{r}) + \varepsilon_N(\mathbf{r}) + \varepsilon_s(\mathbf{r}), \\ E_q(\mathbf{r}, t_q) &= \zeta''_q(\mathbf{r}, t_q) + \varepsilon_r(t_q) + \varepsilon_m(t_q), \end{aligned}$$

と変形できる。準期間 q の長さは、前述の計算上の制限を満たすように適度に短く選んであるので、今度は確実に準期間 q 内のデータセット $\{R(\mathbf{r}, t_q)\}_{\forall t_q}$ から、準期間 q における平均高度 $H_q(\mathbf{x})$ を最適内挿法によつて推定することができる。準期間 q の長さを T_q と表せば、全期間にわたる平均高度 $H(\mathbf{x})$ は、単純に

$$H(\mathbf{x}) = \frac{\sum_q T_q H_q(\mathbf{x}) / \epsilon_q(\mathbf{x})}{\sum_q T_q / \epsilon_q(\mathbf{x})}, \quad (4)$$

という重み付き平均で推定される。ここで $\epsilon_q(\mathbf{x})$ は、最適内挿法によつて $H_q(\mathbf{x})$ とともに推定される、 $H_q(\mathbf{x})$ の誤差である。なお、各準期間における $\{R(\mathbf{r}, t_q)\}_{\forall t_q}$ の観測点の分布は、それぞれ似てはいるが、必ずしも同じである必要はない。

こうして推定された全期間平均高度 $H(\mathbf{x})$ を用いて、準期間 p に属する任意の時間 t_p における式 (2) は、さらに変形されて

$$R'(\mathbf{r}, t_p) = H'_p(\mathbf{r}) + E'_p(\mathbf{r}, t_p), \quad (5)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} R'(\mathbf{r}, t_p) &= S(\mathbf{r}, t_p) - N(\mathbf{r}) - H(\mathbf{r}), \\ H'_p(\mathbf{r}) &= \zeta'_p(\mathbf{r}), \\ E'_p(\mathbf{r}, t_p) &= \zeta''_p(\mathbf{r}, t_p) + \varepsilon_r(t_p) + \varepsilon_m(t_p), \end{aligned}$$

である。従つて、データセット $\{R'(\mathbf{r}, t_p)\}_{\forall t_p}$ を観測値とし、 $E'_p(\mathbf{r}, t_p)$ を誤差と見なすことによつて、準期間 p における時間平均成分 $H'_p(\mathbf{x})$ を最適内挿法を用いて推定するこ

とができる。ここで、時間平均成分 $H'_p(\mathbf{x})$ は、海面力学高度の全期間平均 $\bar{\zeta}(\mathbf{x})$ からの偏差の準期間平均 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ しか含んでいない。準期間 p の長さが十分短ければ、海面力学高度の全平均からの偏差のほぼ瞬間的な値がこの $\zeta'_p(\mathbf{x})$ で代表されるので、以後この項を海面力学高度の時間変動成分とする。ここで、式 (3) における準期間の長さとして式 (5) における長さとは、同一である必要はない点に留意したい。観測点の分布を密にして準期間平均の高度場 $H_q(\mathbf{x})$ の空間分解能を上げるために、式 (3) における準期間の長さ T_q は一般に長めにした方が良く、逆に式 (5) における準期間の長さは、海面力学高度の時間変動成分の時間分解能を高めるために、観測点の分布が疎らにならない程度まで短くしなければならない。唯一例外的なのは全データが回帰軌道上の観測の場合で、この場合には準期間の長さ T_q を繰り返し期間 (Geosat なら 17.05 日) よりも長くしても、観測点の分布が密にならない。

最適内挿法においては、信号とノイズの両方の共分散関数を解析前に与える必要がある。しかし、これら信号とノイズの両方が、現実には非等方的で非均質的な性質を持つので、複雑なそれらの共分散関数を一般化するのは非常に困難である。そこで、本解析では、これらの共分散関数を表すのに複雑な関数を組み合わせるよりも、単純な関数で代表させることにし、その影響は3節で調べることにした。信号の共分散関数としては、最適内挿法において非周期的な場を表すのによく使われている距離の二乗の負の指数関数、つまり空間に関するガウス分布型の関数を使った (Thiébaux and Pedder, 1987)。すなわち信号の共分散関数 $W(|s|)$ は、

$$W(|s|) = w_0^2 \exp \left[-(|s|/L)^2 \right], \quad (6)$$

の形となる。ここで $|s|$ は海面上の2点間の水平距離、 L は空間的な相関喪失スケール、 w_0 は信号の強度である。なお、式 (3) と (5) のどちらにおいても信号は時間に対し独立なので、本解析では信号の共分散関数の時間依存性は考慮する必要はない。

ガウス分布型の共分散関数で複雑な場の真の共分散を代用する場合、以下の2つの問題を生じる可能性がある。一つは、遠方のデータが参照されにくくなる点である。任意の点 \mathbf{x} の信号の値を観測データから推定する場合には、 \mathbf{x} から相関喪失スケール L 以内の近いデータが主に参照されるため、それより遠いデータは、例えどんなに強い相関を \mathbf{x} の点と持つていても、実質的には推定結果には反映されなくなる。もう一方の問題は、推定する信号と負の相関を持つようなデータが正しく扱えなくなり、推定結果に悪影響を与えてしまう点である。特にこれは、スケール L よりも推定点に近

いデータが負の相関を持つ場合に深刻となる (Thiébaux and Pedder, 1987)。逆に、相関喪失スケール L の選択は、これら 2 つの問題の駆引きで決まると言える。換言すれば、点 \mathbf{x} における信号の推定時のデータの活用状況を示す指標 $Q(\mathbf{x})$ を最大にするようにスケール L を決定することになる。ここで、

$$Q(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N \frac{C(\mathbf{s}_i; \mathbf{x})W(|\mathbf{s}_i|)}{C(\mathbf{0}; \mathbf{x})W(0)} \quad (7)$$

であり、 $C(\mathbf{s}; \mathbf{x})$ は点 \mathbf{x} における真の共分散関数、 $\mathbf{s}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{x}$ は、点 \mathbf{x} から、 i 番目の観測点 \mathbf{r}_i に対する水平位置ベクトル、 N は観測数である。しかしながら、全ての点 \mathbf{x} において $C(\mathbf{s}; \mathbf{x})$ を求めて L を決定することは現実的には不可能である。そこで、ある点 \mathbf{x} においては遠方のデータからの大きな寄与を失うかもしれないが、負の $Q(\mathbf{x})$ が生じてしまう危険性を避けるために小さめの L を選んでおいた方が安全である。従ってここでは、信号の推定において最低数点のデータが参照できる程度を限度に、最も小さな L を選んだ。選んだ L は、隣接する軌道間の距離の約 1.5 倍である 150 km とした。さらに、推定値が共分散関数の選択に強く依存するデータがまばらな海域では (Thiébaux and Pedder, 1987)、推定された信号の信頼性が低いとしてそれ以後の解析には使用しないことにした。

ノイズの共分散関数 $\phi(\Delta t)$ は、ここでは

$$\phi(\Delta t) = \sigma_0^2 \delta(\Delta t) + \sigma_1^2 \exp\left[-(\Delta t)^2/T_1^2\right] \cos[2\pi(\Delta t)/T_0], \quad (8)$$

で与えた。ここで第一項は、高度計の測定誤差 $\varepsilon_m(t)$ からの寄与と、準期間 p の長さよりも変動の時間スケールの短い海面力学高度の時間変動成分 $\zeta_p''(\mathbf{r}, t)$ からの寄与を示し、第二項は軌道誤差の時間依存成分 $\varepsilon_r(t)$ からの寄与を示している (Wunsch, 1986; Wunsch and Zlotnicki, 1984)。また、 σ_0 は観測誤差の強度、 δ はディラックのデルタ関数的に $\Delta t=0$ でのみ 1 となり他は 0 となる関数、 σ_1 は軌道誤差の時間依存成分の rms 振幅、 Δt は 2 つの観測の観測時間差、 T_0 は軌道誤差の時間依存成分の支配的成分の周期 (すなわち、衛星が地球を一周するのに要する時間)、 T_1 は軌道誤差の時間依存成分の相関喪失時間スケールで、軌道誤差の時間依存成分のスペクトルは $1/T_0$ にピークを持ち、その周波数バンド幅が $1/T_1$ に関係している。

信号とノイズの共分散関数 (6) と (8) におけるパラメータは、経験的に以下のよう
に定めた。ノイズの共分散関数に対しては、 $\sigma_0 = 0.2$ m、 $\sigma_1 = 1$ m、 $T_0 = 6041$ s (100.7 min)、 $T_1 = 20T_0$ とした (Lerch *et al.*, 1982; Tapley *et al.*, 1982; Wunsch and

Zlotnicki, 1984; Haines *et al.*, 1990)。式 (3) の平均高度場の共分散関数に対しては w_0 を 0.4 m、式 (5) の海面力学高度の時間変動成分場に対しては w_0 を 0.2 m とした。なお上記した通り、データがまばらな海域における信頼性の低い結果を除くために、式 (3) の推定誤差 $\epsilon_q(\mathbf{x})$ が 0.3 m を越えるか、式 (5) の推定誤差 $\epsilon_p(\mathbf{x})$ が 0.16 m を越える場合には、推定値はその後の解析に使わなかった。

こうして求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ と、平均海面力学高度 $\bar{\zeta}(\mathbf{x})$ とを組み合わせれば絶対海面力学高度を求めることができる。しかし、式 (4) で求める平均高度場 $H(\mathbf{x})$ は、一般に無視できない程度の誤差 $\epsilon_N(\mathbf{x}) + \epsilon_s(\mathbf{x})$ を含むため、平均海面高度 $\bar{\zeta}(\mathbf{x})$ を人工衛星海面高度計データから直接求めることができない。このため、近似的に求めた平均場 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ と海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ とを組み合わせた合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p(\mathbf{x}) = \tilde{\zeta}(\mathbf{x}) + \zeta'_p(\mathbf{x})$ が使われる。近似的な平均海面力学高度場 $\tilde{\zeta}_p(\mathbf{x})$ の推定に関しては、西岸境界流域において高度計データのみから推定する方法などが最近提案されているが (Tai, 1990; Qiu *et al.*, 1991)、本解析では手法の汎用性を重視して、適用海域の制限が無いように現場海洋観測から近似的に平均場 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ を求める方法を使用した (Willebrand *et al.*, 1990; Ichikawa and Imawaki, 1992)。理想的には、近似した平均場 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ は高度計と同じ期間の海洋観測によって求めるべきであるが、広域にわたって許容できる空間分解能でそのようなデータを従来の海洋観測で得ることは現実的には不可能である。そこで本研究では、近似した平均場 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ は短期間の平均場ではなく、気候学的平均値で代用することにする。なおこの気候学的平均値の代用による問題点は、第 7 章で議論することにする。ここで、合成海面力学高度の作成例を図 1 に示しておく。図 1a は、一番最初の 17 日の繰り返し期間 (1986 年 11 月 8–24 日) における海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ を最適内挿法で求めたものであるが、大きな正の値が日本の南にあり、一方日本の東側には東西に伸びた帯状の正負の値があるなど、いくつかの複雑な渦状の形状が見て取れる。この海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ (図 1a) と海面力学高度の気候学的平均 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ (図 1b) を組み合わせることで、近似的な絶対海面力学高度である合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p(\mathbf{x})$ が求められる (図 1c)。図 1c においては、日本南岸に見られた正の海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ は、岸近くを流れる黒潮流軸に対応しており、図 1a の日本東岸の東西の帯状の構造は、南側へ移動した黒潮続流の流軸と、続流の北側の 37.5°N , 144.5°E と 37.5°N , 149°E に中心を持つ高気圧性のリングとして解釈される。

さらに、高度計から求めた時間平均場 $H(\mathbf{x})$ と近似的な平均海面力学高度 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ があれば、

$$H(\mathbf{x}) - \tilde{\zeta}(\mathbf{x}) = (\bar{\zeta}(\mathbf{x}) - \tilde{\zeta}(\mathbf{x})) + \varepsilon_N(\mathbf{x}) + \varepsilon_s(\mathbf{x}) \quad (9)$$

が計算できる。仮に近似平均海面力学高度場 $\tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ が平均海面力学高度場 $\bar{\zeta}(\mathbf{x})$ の十分良い近似であつて $(\bar{\zeta} - \tilde{\zeta})$ が小さく、かつ軌道誤差の位置依存成分 $\varepsilon_s(\mathbf{x})$ も比較的小さければ、ジオイド・モデルの誤差 $\varepsilon_N(\mathbf{x})$ を求めることができる。このとき、現在のジオイド・モデル $N(\mathbf{x})$ を、 $N(\mathbf{x}) + H(\mathbf{x}) - \tilde{\zeta}(\mathbf{x})$ によつて改良することができる。

3. 予備解析

本解析で使用する共分散関数のふるまいを理解しておくために、人工的な観測データを使った予備解析を行った。まず初めに場の構造を設定し、人工衛星海面高度計の観測パターンを模擬した観測点における場の値に人工的なノイズを加えて、人工的な観測データを作成する。次に、この人工的な観測データから最適内挿法を用いて場を再構築する。最後に、再構築された場と既知の真の場とを比較して、最適内挿法による再現性を調べることにする。今後の議論の便宜のため、まずガウス分布型の信号の共分散関数(6)と、ノイズの共分散関数(8)の第一項で表されるディラックのデルタ関数型の共分散について述べ、後に関数(8)の第二項で表される軌道誤差による共分散関数を考察する。

ガウス分布型の信号の共分散関数とディラックのデルタ関数型のノイズの共分散関数の予備解析では、時間 t 、測定点 $\mathbf{r} = (x, y)$ における高度計の人工的な観測データは

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i \cos 2\pi(x/(L_x)_i + \theta_i) \cos 2\pi(y/(L_y)_i + \theta'_i) + \beta R(t), \quad (10)$$

の式で与えられる。このうち、第一項が場の真の値、第二項が観測誤差を示しており、式中の N は場の波動成分の個数、 α_i は i 番目の成分の振幅、 $(L_x)_i$ と $(L_y)_i$ は i 番目の成分のそれぞれ東西 (x)・南北 (y) 方向の波長であり、 θ_i と θ'_i は任意の位相定数、 $R(t)$ は規格化した乱数関数、 β は誤差の強度を表している。この人工的な観測データから、本解析で用いられている手法と同じ手順で(2節と4節参照)、場の信号を再構築する。すなわち、軌道沿い10点のデータがまず平均され、信号の共分散関数として $L = 150$ km のガウス分布型の共分散関数、ノイズの共分散関数としてディラックのデルタ関数を用いた最適内挿法によつて高度場を推定する。処理の例を図2に示す。 L_x 又は $L_y = \infty$ の場合を含めて、 $N, L_x, L_y, \alpha, \beta$ と最適内挿法におけるパラメータ w_0 と σ_0 の色々な組み合わせに対して予備解析を行った。

N, L_x, L_y の変化に対する結果の例が、図3にまとめられている。真の場の波長が大きくなるにつれて、真の場と再構築された場の差の rms は小さくなり、最適内挿法による再構築がより正確に行われることがわかる。しかし、波長 L_x 又は L_y が、およそ $2L$ (300 km) よりも小さくなると、最適内挿法で再構築された場は、真の L_x 又は L_y の波長とは全く別の波長を持つ歪められた構造となり、再構築は正しいものではなくなる。ただしこの場合には、真の場における正(又は負)の領域の直径(図2(a)参照)

は相関喪失スケール L よりも小さく、式 (7) で示される指標 $Q(x)$ も負になるため、再構築が成功しないのは、予想された結果である。歪められた構造の rms 高度は真の場のものよりも小さくはなるものの (図 3 の \times 印)、小さな空間スケールで振幅の大きな構造は、再構築される真の場から取り除いておくべきであると結論される。この結論から逆に、次のような技術的な示唆が導き出される。すなわち、強流帯である黒潮・黒潮続流における海面力学高度の水平分布のように、小さな空間スケールで顕著な構造が信号の中に含まれていることが分かっている場合、これらの構造が最適内挿法によって失われてしまわないように、特別な前・後処理を施さなくてはならない。このためには、入力データからあらかじめそれらの顕著な小空間スケールの構造を除いておき、最適内挿法によって場を推定した後に、除いておいた小空間スケールの構造を加え戻せばよい。ただし、現実的にはこの小空間スケールの構造をあらかじめ正確に知ることができないので、なるべく現実に近いような構造を第一推定量として与えることになる。本解析においては、式 (3) における信号 $H_q(x)$ がこの場合にあてはまり、その第一推定量として海面力学高度の気候学的平均値を使用した。従って、式 (3) においてガウス分布型の共分散関数で内挿されるのは平均高度場 $H_q(x)$ そのものではなく、その第一推定量からの偏差である。なおここまでの結果は、最適内挿法が線型の方法であるため、複数の波を重ね合わせた場 ($N \geq 2$) に対しても成立する。従って、フーリエ分解を念頭におけば、任意の形状の場に対しても上記の議論は成立すると考えられる。

$\alpha, \beta, w_0, \sigma_0$ の様々な組み合わせに対しての結果は、図 4 にまとめられている。図は、真の場と再構築された場の差の rms を、最適内挿法において与えた w_0 と σ_0 の比に対してプロットしたもので、信号強度 $\alpha = 0.2 \text{ m}$ とノイズ強度 $\beta = 0.02 \text{ m}$ の場合 (実線) と $\beta = 0.2 \text{ m}$ の場合 (点線) の 2 つの人工的観測データに対して計算してある。一般に、最適内挿法で与える信号とノイズの比 (S/N 比) (w_0/σ_0) が減少するにつれて、観測データにはノイズが多く含まれていると見なされ、観測データ中のランダムノイズを平滑化によって除こうとして、再構築された場は強い平滑化を受ける。逆に、あまりにも大きな S/N 比を最適内挿法で仮定すると、観測データを信頼し過ぎることになり、再構築された場はノイズを除去できずに凸凹してくる。結果として、最適内挿法で使用される比 w_0/σ_0 が観測データの真の S/N 比 (図 4 中の三角形) に近いものに設定された場合に最も正確な再構築が行われることになる。ただし、用いられた w_0/σ_0

の値が真の S/N 比と同程度の大きさである限り、 w_0/σ_0 の設定の違いによって引き起こされる再構築された場における誤差は、それほど深刻なものにはならないようである。このことは逆に、 S/N 比が場所によって異なる非均質性の場に対しても、 w_0/σ_0 の値を解析領域全体にわたって一様としても、 S/N 比の程度が極端に変わらない限り深刻な問題にはならないことを示している。

次に、共分散関数における軌道誤差の項のふるまいを調べるために、人工的な軌道誤差を含む観測データを用いて、別の予備解析を行った。このシリーズの解析では、位置 r 、時間 t における高度計の観測データは

$$\begin{aligned} A \times (x - x_c) + B \times (y - y_c) + C \\ + \beta R(t) + \gamma / \sqrt{1 + 2d \exp(-1)} \{ \cos(\omega t + \theta) \\ + d \exp(-1) [\cos((\omega + \Delta\omega)t + \theta') + \cos((\omega - \Delta\omega)t + \theta'')] \} \quad (11) \end{aligned}$$

の形式で与える。ここで、初めの3項は真の場の値を表し、 A と B は平面状の真の場のそれぞれ x ・ y 方向の傾き、 C は真の場の解析範囲にわたる平均高度、 (x_c, y_c) は解析範囲の中央点を表している。残りの項は全て観測誤差を示しており、 β はランダムな観測誤差の大きさ、 $R(t)$ は正規化された乱数関数、 γ は軌道誤差の大きさ、 ω は軌道の周回周波数、 $\Delta\omega$ は軌道誤差スペクトルの最大ピークの持つ周波数バンド幅、 d は0又は1のスイッチとして使われる係数で、 θ 、 θ' 、 θ'' は全て任意の位相定数である。式(11)における最後の項は、 $d = 1$ の場合に軌道誤差を ω の周波数を持つ単一波としてではなく、ほぼ幅 $\Delta\omega$ のスペクトルピークを示す、より複雑な関数として表現するために導入してある。解析領域全体の rms 高度が 0.2 m になるような A 、 B 、 C の組み合わせに対して、 $\gamma = 1 \text{ m}$ 、 $\omega = 2\pi/\tilde{T}_0$ (模擬した軌道の周期 \tilde{T}_0 は 6003 s)、 $\Delta\omega = 0.017\omega$ 、 $\beta = 0.2 \text{ m}$ と固定して、 d が0の場合と1の場合で各々観測データを作った。この観測データから、信号の共分散関数(6)とノイズの共分散関数(8)のパラメータを $w_0 = 0.2 \text{ m}$ 、 $L = 150 \text{ km}$ 、 $\sigma_0 = 0.2 \text{ m}$ 、 $\sigma_1 = 1 \text{ m}$ 、 $T_0 = \tilde{T}_0$ 、 $T_1 = 20T_0$ として最適内挿法を用いて場を再構築した。この再構築の例を図5に示す。その結果、 d 、 A 、 B の設定にかかわらず、多少の平滑化の影響は受けるものの、東西・南北方向に傾きを持った場は再構築されることが分かった。しかし、いかなる C に対しても、解析領域(この場合 $16^\circ \times 16^\circ$) にわたる平均高度は、常に再構築された場から落ちてしまった。これは、領域全体の面平均高度が、軌道誤差の一部として除かれてしまうためだと考えられる。

なお、従来の同一軌道法のような単純な軌道誤差除去法が適用されていた場合、場の信号が軌道誤差かに関わらず、軌道沿いの全ての線型構造を取り除いてしまう。比較のため、同一軌道法(軌道は周期 \widetilde{T}_0 の三角関数型)で軌道誤差を除去し、平面・格子化のみに最適内挿法を使用($\sigma_1=0$ m)した場合を計算してみたが、再構築した場合は、解析領域全体にわたってほとんど凹凸のない一面零値になった(表1)。

以上の予備解析の結果をまとめると、以下の三点となる。まず、相関喪失スケール L の2倍以下の波長の信号は最適内挿法によつて正しく再構築できないため、強い強度の小スケールの海洋信号が観測データに含まれていることが既知の場合、内挿の前・後処理として、その構造の第一推定量を内挿前に観測データから除き、内挿後に近似場を加え戻す処理が必要であることがわかった。これは、式(3)の信号に当てはまる。一方、 $2L$ 以上の波長の信号は、最適内挿法で与えた S/N 比が真の比と同程度である限り、解析範囲全域の平均高度以外は現在の手法によつて人工衛星海面高度計のデータから正しく再構築されると期待される。また従来の軌道誤差除去法に比べ、最適内挿法による軌道誤差除去は海洋信号の長波長成分を残したまま軌道誤差のみを除去することが可能であるが、解析領域全体の面平均は軌道誤差の一部として除かれてしまうことがわかった。

なお、この予備解析では、最適内挿法で仮定した関数形と現実の関数形とが異なるケースを信号に関しては考えてきたが、ノイズが仮定した共分散関数と異なる振舞いをする場合の検討はほとんど行なっていない。この点は、今後の課題である。

4. データ

Geosat 高度計のデータは、日本南東岸 (20°– 45°N, 120°– 150°E) における回帰軌道期間 (Exact Repeat Mission; ERM) の 1 年目 (1986 年 11 月 8 日から 1987 年 11 月 17 日まで) のものを使用した。ERM の 2 年目以降のデータは、対象領域のデータ分布が 1 年目のものに対して疎らであるため、ここでは使用しなかった。本解析で使用した Geosat 高度計のデータは、アメリカの National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) による Geophysical Data Records (GDR) として配布されたものを使用した (Cheney *et al.*, 1987)。また衛星高度に関しては、別途に再計算されたデータを使用した (Haines *et al.*, 1990)。GDR に直接含まれているか、使用が推奨されている補正項 (電離層自由電子補正・対流圏水蒸気補正・対流圏乾燥大気補正・固体地球潮汐・Schwidersky モデルによる海洋潮汐・電磁バイアス補正) を適用し、異常値や明かに疑わしい値を除いた後に、測定誤差や小さな空間スケールの現象の強度を減らし、かつデータの個数を減らす目的で、軌道沿いに 10 点のデータ (67 km) を平均した。ただし、日本海・黄海・オホーツク海・東シナ海の一部などの縁辺海は、海洋潮汐モデルの精度が不十分であることが知られているので、解析対象から除外した。各 17 日繰り返し期間の 10 点平均後のデータ点数を、開始と終了の日付と共に表 2 に示す。また本研究の対象領域におけるデータ点の分布を、最も密な期間の例 (期間 2) で示す (図 6)。この図より、この緯度では隣の軌道との距離はおよそ 100 km で、点はおよそ一様に分布しているのがわかる。

本解析で使用されているジオイド・モデルは、海洋重力データに基づくモデル (Ganeko, 1983) を基調に、Seasat 高度計データと海洋観測から求めた力学的深度偏差 ΔD によって改良されたものである (Imawaki *et al.*, 1991)。

また、式 (3) の平均高度場 $H(\mathbf{x})$ の第一推定量 (3 節参照) 及び合成海面力学高度に使用する近似的平均海面力学高度として、1000 d-bar 基準の力学的深度偏差 ΔD の気候学的平均値を用意した。この力学的深度偏差 ΔD は、日本海洋データセンターで 1907 年以降集められてきた船舶観測データを使って、1°格子の空間分解能で求められたものである。ただし、この観測は観測数が海域によってばらついており、データに関しての信頼性が均一でない。そこで信頼性を均質化するために、

$$\widetilde{\Delta D}(\mathbf{x}) = \frac{\sum_{\mathbf{y}} W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta D(\mathbf{y})}{\sum_{\mathbf{y}'} W(\mathbf{x}, \mathbf{y}')}$$

で表される加重平均を行う。ここで重み $W(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は、

$$W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \exp\left(-(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2 / L_r^2\right) [1 - \exp(-N(\mathbf{y})/N_r)]$$

で、 $N(\mathbf{y})$ は点 \mathbf{y} における観測数、 L_r は空間平滑化係数、 N_r はデータ信頼性の平滑化係数であり、力学的深度偏差 $\Delta D(\mathbf{y})$ の値は、 N_r 個以上の観測数 $N(\mathbf{y})$ から求められていれば、信頼できるものと考えられることになる。ここでは、 L_r を 100 km、 N_r を 10 とした。なお、力学的深度偏差 ΔD のデータ空間分解能に従って決定した空間平滑化係数 L_r (100 km) は、高度計から求める海面力学高度の時間変動成分場 ζ'_p とほぼ同様な平滑化の効果をもたらしている。なお、力学的深度偏差から高度への変換は線型に行った。 $\widehat{\Delta D}$ の分布は、図 1b に示されている。

本研究では、高度計から求めた結果を検証するために、4 種類の観測データを用意した。第一のデータは、geomagnetic electro-kinematograph (GEK) 表層流速計と表層の水温分布を参照して作成された日本の南・東岸の黒潮及び黒潮続流の流軸位置の推定図である。この図は、日本の海上保安庁水路部がおよそ月に 2 度発行する海洋速報に掲載されたものである。第二のデータは、日本の海上保安庁と気象庁の検潮所における日平均海水位の記録である。この記録を海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p と同質のものにするため、各検潮所の記録においてまず Geosat ERM の 1 年目の平均値からの偏差を求め、次に Geosat の 17 日繰り返し期間と同じ期間で平均した。第三のデータは、NOAA-9 衛星の Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) で計測された赤外 (channel 4) バンドの画像である。この画像は気象協会ではエンハンスメントの処理が行われたもので、海面水温の分布に対応している。最後のデータは、アルゴス漂流ブイのデータである。ブイは幅 1 m、長さ 4 m のドロークが 10 m の長さのロープで浮きに取り付けられたもので、1987 年 3 月 8 日から 11 月 25 日まで軌跡が追跡された。アルゴスブイの位置は NOAA 衛星によって観測されるが、時間的に不均一なので、位置の時系列をスプライン補間を用いて正 2 時間毎のデータに整えた後、48 時間移動平均をかけて慣性振動や潮流の影響を除去した。

5. 海面力学高度の検定

5.1. 潮位計記録による海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の検定

2節で述べた方法により、海面力学高度の一年間の平均からの時間変動成分 $\zeta'_p(x)$ を 22 個の 17 日繰り返し期間において求めた。例として、期間 2 における海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(x)$ の分布図を図 7 に示す。

この海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p を定量的に検定するために、潮位計の日平均水位記録と比較した。日本列島南部の 8 つの検潮所 (位置は図 8 に示す) において、4節で述べた方法で潮位計記録から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p (以下 $\zeta'_{p|tide}$ と表す) を Geosat の各 17 日繰り返し期間で計算した。一方、高度計データから求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p とその推定誤差の検潮所の位置における値を、近傍の 4 つの格子点上の値の空間線型内挿によつて計算した。図 9 は、海面力学高度の時間変動成分を潮位計の記録から求めたもの $\zeta'_{p|tide}$ (図中の“点”) と、高度計の記録から求めたもの ζ'_p (図中の“円”) の比較を示しており、これらの比較における基本的な統計量は表 3 にまとめてある。ここで、近傍の 4 つの格子点のうち的一点でも推定誤差が 0.16 m を越えることがあれば、高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の値は、図 9 にも表 3 の統計量の計算にも使用されていない。不確かさの指標 (すなわち図中のエラーバー) は、高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p に対しては推定誤差を用い、潮位計から求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_{p|tide}$ に対しては 17 日平均の標準偏差を用いた。

全般に、海面力学高度の時間変動成分を高度計データから求めたもの ζ'_p と潮位計データから求めたもの $\zeta'_{p|tide}$ の組のほとんどが、お互いのエラーバーの範囲内に存在していることがわかる。140 組の比較で 0.47 という相関係数は、99.9% 有意水準の t-分布検定において両者の相関が有意であることを示している。しかしこの相関係数値は、過去の研究で熱帯太平洋における比較で得られた 0.65–0.68 の値よりも小さい (Cheney *et al.*, 1989; Shibata and Kitamura, 1990)。相関係数が低い理由として、高度計から求める海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p が正確には求め得ないような検潮所においても、本解析では検定を行つていることが考えられる。一部の検潮所 (D–F) は九州や本州などの大きな島がすぐ近くにあるため、他の A–C, G, H や熱帯太平洋の検潮所のように周囲が開けている場合よりも検潮所の周辺の高高度計のデータを十分得ることができず、表 3 における高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の平均誤

差の値 (EA) が、12–13 cm と比較的高くなる。従つて、大きな島に近いそれらの検潮所では高度計データから求めた平均高度 H も、それからの偏差である海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p も、共に信頼性が落ちる。また、相関係数が低いもう一つの理由は、海面高度の変化の支配的な時間スケールが、現在の高度計データによる海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の時間分解能よりも小さくなるような検潮所も含んで検定が行われているからである。これは検潮所 G における結果にあてはまり、検潮所 G では表 3 における潮位計の記録から求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_{p|tide}$ の平均誤差 (ET) の値が非常に高く (12 cm)、17 日以内に急激な海面高度の変動があつたことを示している。高度計データが十分に得られないことと急激な海面高度変動の組み合わせによる効果は、図 9 における検潮所 G での結果の期間 18–20 に顕著に示されている。この期間中、非常に強い低気圧性の切離リングが西方へ移動し、33°N において黒潮に接近して (期間 18–19)、東部に移流されていった (期間 19–20) ことが知られている (6.1 節参照)。すなわち、この期間の検潮所 G における海面変動は、速く動く小さな構造によって支配されており、結果として潮位計で求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_{p|tide}$ は、期間 19 に特に大きなエラーバーを残しながら、期間 18 から 20 にかけて急速に減少し、20 から 22 にかけて上昇した。一方、この期間におけるほとんどの高度計の南下軌道沿いのデータは欠測であつたため、検潮所 G の近くの高度計データは、17 日の繰り返し期間中の第 14 日目にのみ観測されていた。結果として、検潮所 G における高度計で求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p は、期間の後半に強く重みのかかつた平均となる。期間内での海面変動が激しいため、図 9 の期間 18–20 の間の検潮所 G における高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p (“円”) は、その期間の潮位計から求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_{p|tide}$ (“点”) よりも、1 つ次の期間の “点” に近くなる。期間 21 になつて検潮所 G の近くの 8 日目の南下軌道のデータも得られるようになり、低気圧性リングも遠くに離れてしまうと、潮位計で求める海面力学高度の時間変動成分 $\zeta'_{p|tide}$ のエラーバーは小さくなり、同じ期間の “円” と “点” との一致性も高くなる。

熱帯域の検潮所と同程度に比較が信頼できる、その他の 4 つの検潮所 (A–C、H) では、より良い一致性を示した。それらの 4 検潮所における相関係数は 0.59 (表 3) であつた。しかしながら、回帰直線 ($\zeta'_p = a \times \zeta'_{p|tide} + b$) の傾き (a) は 0.79 で、高度計で求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p に空間的な平滑化が施されていることを考慮して

も、値がやや小さすぎる。従つて、まだ何らかの系統的な差が存在していることが示唆される。ところで、図9の全ての検潮所において、前半の期間では全ての“円”が対応する“点”よりも高めの値を示し、後半の期間では逆に低めになる傾向があることがわかる。この傾向は、潮位計記録から求めた海面力学高度の時間変動成分と高度計から求めたものとの差 ($\zeta_p^{\prime}|_{tide} - \zeta_p^{\prime}$) の時系列を示した図10でより明確に示されている。図より、差が空間的に系統的なものであり、約1年の周期で振動していることがわかる。図10中の全ての点から調和解析で求めた1年周期の波動を図中に実線で示しておく。この系統的誤差の季節変動は、潮位計記録から求めた海面力学高度の時間変動成分 $\zeta_p^{\prime}|_{tide}$ には含まれているが、高度計データから求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ_p^{\prime} では最適内挿法の過程で失われてしまった、解析領域全体の面的平均値の時間変動ではないかと考えられる(3節参照)。本解析の解析領域にわたる面的平均値の季節変動を気候学的に平均した力学的深度偏差の月別平均値 (Teague *et al.*, 1990) から計算した値が図10中に点線で示されているが、点線と実線とは位相・振幅ともにほぼ一致しており、最適内挿法によつて解析領域全体の面的平均値が除かれていたことが、系統的な差の季節変動の原因であつたことを示している。現在の最適内挿法による解析領域の面的平均値の消失を補償するため、調和解析で求めた系統的な差の季節変動(図10の実線)を高度計から求めた海面力学高度の時間変動成分 ζ_p^{\prime} に加えた場合、4つの検潮所の潮位記録との相関係数 (r) は0.85にまで上昇し、回帰直線の傾き (a) と切辺 (b)(図11)は、それぞれ1.11と-1.1 cmに改善された。結果として、海面力学高度の時間変動成分を潮位計から求めたものと高度計から求めたものの差のrms (VD) は、6.0 cmまで下がった。

5.2. 漂流ブイ軌跡による合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の検定

次に、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ を定量的に検定するために、漂流ブイの軌跡から求めた表面流速と、合成海面力学高度場から求めた地衡流速場とを比較する。4節で説明した処理を施した後の漂流ブイの日平均位置 \mathbf{r} を図12に示す。ある日時 t_i における位置を \mathbf{r}_i と表すと、翌日の漂流ブイの位置との差として表層流速 $\mathbf{v}^{buoy}(\mathbf{r}_i, t_i)$ が計算される。すなわち、

$$\mathbf{v}^{buoy}(\mathbf{r}_i, t_i) = (\mathbf{r}_{i+1/2} - \mathbf{r}_{i-1/2}) / (t_{i+1/2} - t_{i-1/2}).$$

となる。一方、日時 t_i が属する 17 日繰り返し周期 p における合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p(\mathbf{x})$ から、位置 \mathbf{r}_i における地衡流速 $\mathbf{v}_p^{comp}(\mathbf{r}_i)$ が計算される。ここで、後者の流速 \mathbf{v}_p^{comp} は、位置 \mathbf{r}_i における 17 日平均の地衡流速であり、一方、前者は位置 \mathbf{r}_i と時間 t_i における準瞬間的な値を示す日平均の表層流速 \mathbf{v}^{buoy} である。この両者を均質なものとするために、漂流ブイ軌跡から求めた表層流速 \mathbf{v}^{buoy} の時系列を平滑化して、日時 t_i が属する期間 p での位置 \mathbf{r}_i における流速 $\mathbf{v}_p^{buoy}(\mathbf{r}_i)$ を

$$\mathbf{v}_p^{buoy}(\mathbf{r}_i) = \gamma^{-1} \sum_{j=1}^N \exp\left(-(\mathbf{r}_i - \mathbf{x}_j)^2 / L^2\right) F_p(t_j) \mathbf{v}^{buoy}(\mathbf{x}_j, t_j)$$

$$\gamma = \sum_{j=1}^N \exp\left(-(\mathbf{r}_i - \mathbf{x}_j)^2 / L^2\right) F_p(t_j)$$

によつて求める。ここで、 N は時系列の観測点数、 \mathbf{x}_j は j 日目の観測の水平位置ベクトル、 L は相関喪失空間スケール、 $F_p(t)$ は 0 か 1 をとる階段関数で、観測日時 t が期間 p に属している場合にのみ 1 となる。ここでは、合成海面力学高度の空間分解能が 0.5° なので、相関喪失スケール L を 50 km とした。この平滑化の処理によつて、時間のみならず空間的にも小さなスケールの現象が取り除かれる。このため、漂流ブイ軌跡から求める流速 $\mathbf{v}^{buoy}(\mathbf{x}, t)$ に含まれる、風によるエクマン・ドリフトなどの非地衡流成分の一部もこの処理によつて除かれることが期待される。なお、以下ではブイから求めた流速 \mathbf{v}_p^{buoy} を \mathbf{v}_b 、合成海面力学高度から求めた流速 \mathbf{v}_p^{comp} を \mathbf{v}_c と表す。

以上の処理に従い、漂流ブイの位置における表層流速 \mathbf{v}_b がブイの軌跡から計算された。同じ位置における地衡流速 \mathbf{v}_c が合成海面力学高度から計算され、両者は図 13 で比較されている。この \mathbf{v}_b と \mathbf{v}_c の比較は、表 4 に統計量がまとめられている。図 13 から見て取れるように、全般に両者の流速は東西方向成分、南北方向成分ともに似たような時間変動パターンを示す。相関係数は東西方向成分で 0.56、南北方向成分で 0.48 であり、これらは 239 組の比較における 99.9% 信頼限界の t -分布検定で有意な相関である。

図 14 では、両者の流速の差 $|\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_c|$ の強度を、漂流ブイ軌跡から求めた表層流速自身の強度 $|\mathbf{v}_b|$ と、海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の推定誤差から計算した地衡流速 \mathbf{v}_c の推定誤差とともに示してある。図より、1987 年の第 250–280 日の期間に系統的に大きな流速差 $|\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_c|$ があり、この期間では流速差の大きさが漂流ブイ軌跡から求めた流速 $|\mathbf{v}_b|$ そのものよりもずっと大きくなっていることがわかる。また、これと別の系統的で大きな流速差 $|\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_c|$ が、漂流ブイが黒潮に捕らわれていた第 76–80 日の期間 (図 12) に見られる。逆にこれら以外の時期には全般に一致性が高く、流速の差は

0.3 m/s を越えることがない。特に、1987 年の第 120–210 日の期間では、 v_b と v_c の一貫性が特に高く (図 13 参照)、相関係数は東西方向成分、南北方向成分それぞれで 0.70 と 0.82 と、非常に高い数値を示していた。

1987 年の第 250–280 日の期間に見られる流速 v_b と v_c の顕著な食い違いは、合成海面力学高度から地衡流を仮定して計算した表層流速 v_c の南北方向成分が、この海域としては異常に大きな値 (0.6 m/s) を示していることに起因している (図 13(b))。この異常に速い流速 v_c は、海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の誤差のために生じたと考えられ、実際、流速差 $|v_b - v_c|$ と海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の推定誤差から計算した地衡流速の推定誤差 (図 14 の細い点線) と同程度の大きさとなつている。5.1 節の潮位計による検定の時にも述べたように、この時期にはほとんどの南下軌道沿いのデータが欠測であるので (表 2)、最適内挿法において十分な高度計データが得られず、観測データ中の誤差が正しく除去できなかつたと考えられる。また、漂流ブイの記録は、この海域の表層流速が rms 強度で 0.10 m/s と極端に小さかつた事を示しており (図 14)、従つて海面力学高度の構造にも顕著な勾配が無かつたことが予想される。つまり、この海域では海洋の海面力学高度の信号の強度と観測誤差のノイズの強度の比 (S/N 比) が非常に小さかつたことになる。3 節の考察によると、最適内挿法で与えた S/N 比よりも現実の S/N 比が小さい場合には、高度計の測器の誤差のように相関がディラックのデルタ関数で表されるようなランダム性のある誤差が混入するために、推定された場が凸凹してくることが予想される。高度場の推定においては、仮定した S/N 比と現実の S/N 比との差が極端に大きくない限りこの凸凹は深刻なものにはならないが、その勾配である流速場の推定に対しては、空間スケールの小さなランダム性のある誤差の混入によつて引き起こされる流速の誤差は、高度場の場合よりも深刻になる可能性がある。ただしこの問題に関しては、この海域の海面力学高度の時間変動成分場 ζ'_p をより多くの観測データで調べる必要がある。

黒潮域における v_b と v_c の大きな流速差は、本解析の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ に使用されている気候学的に平均した海面力学高度から求めた地衡流速が、黒潮の一年間の平均流速よりもかなり小さかつたために生じたと考えられる。これは、気候学的平均と一年間の平均という平均期間の違いに加えて、気候学的平均海面力学高度の空間分解能が低い ($1^\circ \times 1^\circ$) ことと、空間的な平滑化 (およそ 100 km) が行われているために、計算される地衡流速がさらに小さくなつたと考えられる。

5.3. 改良ジオイド・モデルの検定

最後に、改良ジオイド・モデルにおける誤差を評定する。Imawaki *et al.*(1991) によるジオイド・モデルの改良では、3カ月間の Seasat の平均海面力学高度の近似として、日本南岸近海のみにおいて同時現場観測を使用し、その他の領域では同時観測が得られないために気候学的平均値を加工したものを使用している。このように別々の近似平均場を使用した各々の領域において、ジオイド・モデルの改良がどの程度行われているのかを、この改良モデルを参照して求めた Geosat の高度計の一年間の平均高度 $H(x)$ (図 15) で検討する。式 (2) に記してあるように、改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N と軌道誤差の位置依存成分 ε_s が比較的小さければ、図 15 に示したの平均高度 H は海面力学高度場の一年間の平均値 $\bar{\zeta}$ の構造を示すはずである。しかし、気候学的平均の海面力学高度 $\bar{\zeta}$ で期待されるような海洋循環流を表しているのは、同時現場観測でジオイド・モデルの改良が行われた太い点線の枠の内側の日本南岸の局所的な領域のみである。これは例えば、枠の内側では顕著に存在が確認できる黒潮が、枠の外側の上・下流域では消失していることから理解できる。そこで、同時現場観測によつて改良された枠の内側の領域ではジオイド・モデルの改良精度が良かったものとして、漂流ブイの軌跡によつて定量的な検定を行う。一方、3カ月間の平均海面力学高度を気候学的平均値で置き換えた枠の外側の領域では、改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N が依然大きいと考え、どのような要因がどの程度の誤差を生じさせているのかを検討し、海面力学高度の気候学的平均値によるジオイド・モデルの改良が今後も可能なのかを調べることにする。

まず、枠の外側における改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N の評価を行う。Geosat の一年間の平均海面力学高度 $\bar{\zeta}$ を気候学的平均海面力学高度 $\tilde{\zeta}$ で近似して、図 15 の平均高度 H からの差 $(H - \bar{\zeta})$ によつて式 (9) と同様に改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N を評価する (図 16)。ここで、改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N には3カ月間の平均を気候平均値で置き換えたために生じている部分が有ると考えられるが、一般に3カ月間の平均よりも一年間の平均の方が気候学的平均値に近いことが期待できるので、このような ε_N よりも $(\bar{\zeta} - \tilde{\zeta})$ は小さく、 ε_N を評価するのに問題はないと考えられる。なお、 ε_s は7節で詳しく議論することとし、ここでは比較的小さな量であると考える。図 16 に示された改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N は、最小値が黒潮続流域 (36°N , 145°E) における -0.9 m で、最大値は親潮域 (43°N , 149.5°E) における 1.3 m であり、全体としておよそ ± 1 m

の範囲に入っている。解析領域全体の誤差の rms 高度は、0.39 m であつた。Seasat による改良前のジオイド・モデルには ± 10 m 以上の誤差があつたので (Imawaki *et al.*, 1991)、気候学的平均値を使つてジオイド・モデルを改良する場合でも、誤差 ε_N は依然残っているものの改良前に比べればはるかに小さくなつていくことが分かる。

図 16 の分布を注意深く見ると、 $(25^\circ\text{--}30^\circ\text{N}, 130^\circ\text{--}145^\circ\text{E})$ の領域のように、 ± 0.3 m に収まるような比較的空間変化のないところに、いくつかの局所的な極値が乗つていように見える。すなわち、黒潮続流域 ($36^\circ\text{N}, 145^\circ\text{E}$; $34.5^\circ\text{N}, 148^\circ\text{E}$)、親潮域 ($43^\circ\text{N}, 149.5^\circ\text{E}$)、津軽海峡周辺 ($41.5^\circ\text{N}, 141.5^\circ\text{E}$)、台湾周辺 ($22^\circ\text{N}, 120.5^\circ\text{E}$; $24.5^\circ\text{N}, 121.5^\circ\text{E}$)、解析領域東南部 ($20.5^\circ\text{N}, 145.5^\circ\text{E}$; $24^\circ\text{N}, 142.5^\circ\text{E}$; $26.5^\circ\text{N}, 148.5^\circ\text{E}$) などである。これらのうち、黒潮続流域に関しては、Seasat の 3 カ月間の平均海面力学高度を気候学的平均値に置き換えたために生じたものだと考えられる。実際、Seasat の期間中は 145°E 付近で通常よりも続流の流軸の位置が北上しており、それを気候学的平均場に置き換えたために 1 m 近い差を生じたものと考えられる。一方、先に述べたその他の局所領域の多くも海洋変動の盛んな場所であるから、黒潮続流の場合と同様に 3 カ月間の平均値を気候値に置き換えたために誤差 ε_N を生じる効果があると考えられるが、高度計データから求められた高度変動の rms 値 (例えば Aoki *et al.*, 1995) は高々 0.15 m であり、平均期間の差のみで 0.5 m を越えるような局所的な海面力学高度差を生じ得るとは考えにくい。むしろ、これらの場所の共通点としてジオイドが空間的に急変する位置である点に注目し、Seasat 高度計によつて求めた平均高度場の推定精度が不十分であつたためにジオイド・モデルの改良が不完全であつたと考えた方が、比較的大きな局所的な誤差 ε_N を説明できる。先の 3 節において、観測データに強い強度の小スケールの海洋信号が含まれていることが既知の場合、内挿の前処理としてその構造の第一推定量を内挿前に観測データから除いておく必要がある事を説明した。Seasat 高度計データの解析時に使用したジオイド・モデルよりも今回の Geosat 高度計データの解析時に使用した改良ジオイド・モデルの方が空間的に急変するジオイドの構造をより良く表現した“第一推定量”であると考えれば、Geosat 高度計データの平均場の推定の方が精度が高いことが理解できる。また、これらの局所的な極値は解析領域の境界付近に集中しているが、境界付近では解析領域外のデータ点からの寄与がないためにデータ不足になりがちである。Seasat の 3 カ月分のデータに対して、今回 Geosat の 1 年分のデータが追加されたために、データ点の分布が (少なくとも軌道沿い方向に) 密

になり、これらの領域における平均場の推定精度が向上したと考えられる。

結論として、海面力学高度の気候学的平均値を使ってジオイド・モデルを改良した領域での改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N は、1) 黒潮続流域で顕著に見られるような平均時間の差に起因する誤差と、2) 解析領域東南部に見られるようなジオイドが空間的に急変する領域での平均高度場 $H(x)$ の推定精度の低さに起因する誤差が存在していることがわかった。このうち 1) の誤差は、同時現場観測を使用するか、人工衛星のデータが今後追加することによって平均期間を延長することによって小さくなってゆくと考えられる。また 2) の誤差に関しては、ジオイド・モデルの改良を続けることでジオイドの“第一推定量”が向上し、結果として平均場の推定精度を上げることができると考えられる。また、データの分布が疎でなくなれば、ジオイドが空間的に急変する場所での平均場の推定精度もある程度まで向上する。すなわち、1)、2) いずれの場合でも、今後人工衛星のデータを追加してゆくことによってジオイド・モデルの改良が期待できる。実際、図 16 によって推定された改良ジオイド・モデルの誤差 ε_N を修正することで、さらにジオイド・モデルの改良が進むと期待される。

次に、図 15 の点線枠の内側の領域を考える。この日本南方の局所的な領域では、改良ジオイド・モデルの誤差が小さく平均高度 $H(x)$ が $\bar{\zeta}$ を表すと期待できるので、絶対的な海面力学高度 $\zeta_p(x) = H(x) + \zeta'_p(x)$ を求めることができる。この絶対的な海面力学高度 ζ_p の分布から、地衡流速 v_a を求めることができるので、5.2 節で使用した漂流ブイのデータによって定量的に検定することができる。

図 17 は、日本南岸に漂流ブイが存在していた 1987 年の第 67–90 日の期間における、漂流ブイ軌跡から求めた表層流速 v_b 、合成海面力学高度から求めた表層地衡流速 v_c 、絶対的な海面力学高度から求めた表層地衡流速 v_a の比較である。明かに、絶対的な海面力学高度から計算した表層地衡流速 v_a の強度は、合成海面力学高度から計算した v_c よりも 2–3 倍大きくなっている。前者の流速 v_a は、漂流ブイから求めた表層流速 v_b にずっと近いものになっており、特に v_b と v_c の比較における回帰直線の傾き (a) が 0.10 と 0.41 (それぞれ東西方向、南北方向成分) であつたものが、 v_b と v_a の比較においては 0.49 と 0.80 へと改善されていることがわかる。この結果を見ると、 v_b と v_c の流速の東西方向成分の一致性が全般に悪く、図 17 を見ると第 77 日付近で特に両者の不一致が目立つが、これは図 15 の点線枠のすぐ外側の (28°N , 133°E) に中心を持つ異常に低い極値の影響が及んでいるためだと考えられる。

ちなみに時計回りをしていたブイに働く遠心力まで含めて考えると、地衝流を仮定して海面力学高度の傾きから求める流速は、実際の流速よりもやや小さくなる (Liu and Rossby, 1993)。これは、 v_a の流速が小さいという上記の結果と矛盾しない。

6. 海面力学高度の変動の記述

この節では、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ や、改良ジオイド・モデルを参照して求めた海面力学高度 ζ_p によって新たに知見を得た現象についてを記述する。なお、これらの現象に対する海洋物理学的な考察・議論については、各節内で述べることにし、全体の考察・議論である7節には繁雑になるので含めないことにした。

6.1. 黒潮続流域の切離リング

日本の南東岸 (30° – 40° N, 135° – 150° E) における、 $30' \times 30'$ 格子上の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の時系列を、17日間隔で図18に示す。なお合成海面力学高度のバイアス値には意味が無いので、ここでは海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p を最適内挿法で求めるときに失われた解析面にわたる平均高の補償はしなかった。この図では、黒潮続流の蛇行の切離による形成過程や黒潮への合体といった、黒潮流系における低気圧性リングの歴史が明確に記録されている。すなわち、期間1から6までの間は、黒潮続流の流軸は、 144° E と 150° E において、良く知られた準定常の北偏蛇行を示しているが (Kawai, 1972)、南側への大きな蛇行の一部が期間7において 34° N, 150° E で解析領域内に姿を見せる。この蛇行は期間10になるまでおよそ 6 cm/s の速度で西に進み、その後西進速度が低下して期間12には南側に伸びたような形になる。期間13には、蛇行は 34° N, 146° E に中心を持ち、南東の 32.5° N, 149.5° E に中心を持つ小さな低気圧性の渦が接続している。南東の小さな渦は期間13までは解析領域内に姿をはつきりと表示していないが、同様な解析方法で広域を解析対象とした海面力学高度の時間変動成分の推定結果は、南向きの蛇行と南東の小さな渦 (ともに海面力学高度の時間変動成分場では負の偏差量として認識される) は、期間1から12まで相対位置を変えずに並走してきたことを示している (Aoki *et al.*, 1995)。

その17日後の期間14では、黒潮続流の南向きの蛇行は 146° E で南側に切離しており、一方南東の小さな渦は、強度を強めながら少し北に動いた。これら2つは、全体として大きな南京豆型の低気圧性のリングとなっている。なお、高度計の観測は南京豆型の中央部分でも行われており、大きな渦を不適當に観測したために南京豆型に見えたのではないことがわかる。本研究でリングが生成した場所は、“若い”リングがよく観測される場所であり (Kawai, 1980; Mizuno and White, 1983)、リングの切離がこの場所で頻繁に行われている可能性を示唆している。

南京豆型のリングの西側部分(図18中“W”で示してある)は、強化して、期間19で黒潮の大蛇行に合体するまで 33°N 沿いをおよそ 5 cm/s の速度で西向きに進み続けた。最大強度は、切離後34日経過した期間16でおきた。周囲 200 km との高度差は 70 cm を越えており、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ から計算された地衡流速は局所的に 70 cm/s を越えた。リングは期間19で黒潮と合体してからは弱化して、 10 cm/s 程度と比較的速い速度で東に移流していき、東の小さな渦(図18中“E”で示す)と期間21、 34.5°N 、 145°E において合体して、強化されたようである。期間22では、Yasuda *et al.* (1992)で“OR”と名付けられた高気圧性の強いリングが 36°N 、 144°E に存在するために、本論文で対象にしている低気圧性リングの位置は明かではない。しかし、リングの動きの連続性から考えると、黒潮続流の 35°N 、 145.5°E の南向きの蛇行がリングと関連があると考えられる。

期間21において“W”と合体したと考えられる東側の小さな渦“E”は、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の中ではあまり明かに動きが追跡できていないが、期間14の南京豆型のリングの東側部分に相当していると考えられる。東側のリングは、期間14の 32.7°N から期間15の 33.5°N へと北上し、期間16で西側のリングと分離したように見える。なお、南京豆型のリングが2つのリングに分離する現象は、北太平洋の湾流のリングでも観測されている(Richardson *et al.*, 1979)。この東側のリングも、期間21に西側のリングと合体するまでの間、西に進む。ただし、西への移動速度はおよそ 3 cm/s と、西側のリングのそれに比べてかなり遅い。

解析領域内で、 145°E の東で黒潮続流をまたぐGEK表層流速の観測は、1年間のうち3回だけあった。これらの観測に基づいて推定された黒潮続流の流軸位置を、対応する時期の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ とともに図19に示すが、両者は良く一致する。特に、図19bの 34°N 、 146.5°E における大きな南側への黒潮続流の蛇行(の西側部分)は、図19aの 35°N 、 144°E と 35°N 、 148°E での緩やかな北側への蛇行や、図19cの比較的直進する流軸などと明確に区別される。従って、これら黒潮続流の流軸の変動に関する断片的な現場観測によつて、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の時系列に見られた南側への大きな蛇行の存在と、それが急に消失することが確認され、状況証拠的に蛇行が切離して低気圧性のリングになることが示される。

南側への黒潮続流の蛇行の存在と、低気圧性のリングの存在は、比較的雲の無いNOAAのAVHRR画像によつても確認できる。図20aはNOAA-9によつて1987年6月

1日に観測された赤外バンド領域の AVHRR 画像である。画像から示される SST の分布は、 146°E における黒潮続流の南側への蛇行と、 33.5°N , 147°E に中心を持つ小さな冷水の塊の存在を示しており、これらは期間 12 における合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ (図 21a) とよく一致している。なお画像の観測時刻は、丁度期間 12 から 13 へと遷移する時期に対応しているのだが、期間 12 の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の方が図 20a の画像により近い。これは、以下に示される観測上の時・空間分解能の問題であると考えられる。比較的空間スケールの小さな現象は、軌道沿いに行われる線的な高度計の観測では、17 日間の繰り返し観測期間中で 1 回しか観測されないかもしれない。従って、こういった現象の実際の観測時間は、観測期間の中央の日付よりもずっと前又は後ろにずれる可能性がある。この観測時間の差は、特に現象が速く動く場合に、観測期間にわたって平均した場における空間的歪みとして残ることになる。図 20a の赤外画像中の小さな冷水の塊が丁度これに当てはまり、対応する海域の軌道沿いの高度計の観測は、期間 12 では画像の 5 日前の 5 月 27 日であるが、期間 13 では 12 日後の 6 月 13 日になる。冷水の塊は、12 日間経つうちにこの海域を移動してしまい、6 月 1 日に存在していた冷水塊は期間 12 の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ では観測されるが、期間 13 には観測されない。一方、1987 年の 10 月 28 日に観測されたもう一枚の赤外写真 (図 20b) は、 34°N , 145°E に冷水リングの存在を示している。これと全く同じ位置に、対応する期間 21 の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ (図 21c) では低気圧性リングがある。このリングは、先に述べたように、西から東に移流されてきたリングと東から西にゆつくりと進んできた小さなリングとが合体してできたと考えられる。さらに、図 20b の 37°N , 144°E における大きく北方に歪んだ温度フロントの形も、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ (図 21c) に見られる黒潮続流の流軸と一致する。この歪みは、高気圧性のリング “OR” が存在しているために生じている (Yasuda *et al.*, 1992)。

リングが黒潮に合体する様子は、残念ながら GEK 表層流速観測域の外側でおきたため、直接計測することはできなかつた。しかし、合体の痕跡なら、日本南方の黒潮流軸の現場観測において見いだすことができる。図 22 は、日本南東方において観測された黒潮流軸の位置と、同じ海域の対応する時期の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ である。右側の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ では、低気圧性リング (図中 * で示す) の黒潮への合体と東への移流を示している。残念ながら、低気圧性リングに対応する海域における GEK 表層流速測定は行われていない (左側のパネル) が、黒潮流軸の沖側への歪みが下流方

向へと伝わっていくのが見て取れる。図 22a の黒潮大蛇行は、図 22b で 137.5°E から 139°E 、図 22c では 141°E までへと先端が東方向へと延びているように見える。図 22d では、黒潮の流軸は図 22a で見られるような通常の大蛇行流路に戻ったが、150 km 程度のスケールの沖向き歪みが 33.5°N , 140.5°E に残っている。図 22e ではこの歪みは明かではないが、それまでの動きの連続性を考えると、 140°E における流軸の沖向きの移動が対応しているものと考えられる。合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ における黒潮流軸でも、リングが接近して来るのと同期した大蛇行の東向きの伸び(期間 18) や、 140°E における沖方向への流軸の移動(期間 21) などの特徴を示している。なお、期間 21 における沖方向への流軸移動は、期間 22 ではさらに東の 142°E に移動しており(図 18)、先に仮定していた沖向きの歪みの移動の連続性と矛盾しない。ただし、図 22d で見られる 150 km 程度の歪みは、対応する期間 20 の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ には見られない。これは、歪みが小さくて速く動く現象であったために、先に述べたように時空間分解能の問題のために観測できなかつた可能性がある。

図 18 は、ある低気圧性リングの生成から黒潮への合体までの一生の様子を観測したが、リングの大きさ、移動速度、黒潮続流との位置関係などは、湾流において観測された低気圧性リングの典型的な値とほぼ同程度であった(Richardson, 1983)。ただ、湾流におけるリングとの最も大きな差異は、切離してリングとなる黒潮続流の蛇行が西(上流側)に進んでいるのに対し、湾流ではこれらは一般に東(下流側)に進む点である(Vazquez and Watts, 1985)。Geosat 高度計データのより広域における解析から、蛇行は期間 1 において 154°E に存在しており、期間 7 に 150°E で本解析領域に入るまでに(図 18)、ほぼ 5 cm/s の一定の速度で西に進んでいる(Aoki *et al.*, 1995) ことがわかっており、この蛇行に限らず黒潮続流域では海面高度の変動は一般に西に伝播することが知られている(Tai and White, 1990)。従って、黒潮続流の低気圧性リングの生成と湾流でのそれは、見かけは似ているが、力学的には別のものかも知れない。なお、黒潮と合体したリングや、リングの接近に伴って生じた流軸の歪みに起因する黒潮流系の流軸の南側への蛇行は、湾流の場合と同様に東(下流側)に移動している(図 22)。Geosat ERM の 2 年目(1987 年 11 月 17 日から 1988 年 11 月 7 日)のデータの同様な解析結果では、これらの蛇行はさらに東に流れ、本解析で観測されたのと同様な位置(146°E 付近)で再び切離することを示している。これより、切離のおこる場所は、黒潮続流の蛇行が東西から集結する場所である可能性がある。単純な 300-m 深の温度偏

差の解析もこの可能性を支持しており、東西方向の伝播速度が黒潮続流の東部と西部とでは逆向きで、中央部に蛇行を集結する(西部で東向き、東部で西向き)方向であることが示されている(Mizuno and White, 1983)。

南京豆型のリングの西半分と東半分(図18中の“W”と“E”)の伝播速度は、それぞれ5 cm/sと3 cm/sであった。これらはロスビー波の第一傾圧モードの位相速度とほぼ同じ大きさであり、大きな擾乱(西側のリング)の方が伝播速度が速いという性質は、ロスビー波の分散関係と一致している。しかし、定量的には、リングの伝播はロスビー波のみで説明がつくほど単純ではない。東西方向の波長が800 kmと400 km(それぞれ西側と東側のリングの直径の2倍)のロスビー波の位相速度が、リングの伝播速度(それぞれ5 cm/sと3 cm/s)と一致するためには、内部ロスビー変形半径が60 kmを越えなくてはならないが、これはこの海域で観測された値(42–45 km)よりも若干大きすぎる(Imawaki, 1981; Emery *et al.*, 1984)。このずれを説明するためには、単純なロスビー波ではなく、渦を念頭においたより複雑なモデル(例えばNof, 1982)を使って、他の渦との相互作用などを今後調べながら検討する必要がある。

合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ から見積もられた最大地衡流速は70 cm/sを越えるが、これは湾流における典型的な“若い”リングの海洋観測結果のおよそ半分程度である(Richardson, 1983)。ただし、この結果には、先の漂流ブイによる流速の検定(5.2節)でも考察したように、最適内挿法での約150 kmの空間平滑化と空間分解能が悪い(0.5°格子)ため、海洋観測での測流結果よりも高度計データから求めた地衡流速が低めの値となったと考えられる。

時空間分解能に関しては、さらに、高度計観測とリングの相対的な位置関係も考慮の対象となる。例えば、最大流速となるのは期間16においてであるが、この期間は丁度衛星の軌道がリングの中央部を観測した期間である(図23)。従ってリングの強度の変化とは、単に高度計の観測線とリングの相対位置の変化で生じているだけである可能性がある。ただし、リングの強度が最大となる期間16の合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p(\mathbf{x})$ から求めた表層地衡流速場(図23)は、黒潮続流からリングへの強い流入(33°–35°N, 147°–148°E)の存在を示しており、この流入の一部は現場観測によっても存在が確認されている(図19cの左側)。また、例えば高気圧性のリング“86B”でも、暖水の供給によってリングの強度が上昇した例が報告されている(Yasuda *et al.*, 1992)。

6.2. 内部領域の渦の場

5.2節での検定の結果の良かった1987年の第120–210日の期間では、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の使用によって漂流ブイの軌跡をオイラー的な地衡流速場で解釈できる。図24は、合成海面力学高度 $\tilde{\zeta}_p$ の時系列に、対応する時期の漂流ブイの軌跡を重ね書きしたものである。1987年の第123日では漂流ブイはおよそ 26.8°N , 139°E にあつて、低気圧性の渦(図中“A”で示す)に捕捉されており(図24a)、その後およそ第160日まで、捕捉された渦“A”の中心を反時計回りに回っていた(図24b–c)。ところがその後、ブイは東から接近してきた高気圧性渦(図中“W”で示す)に捕捉されて、時計回りの回転を始めた。ブイは第175–180日あたりまで“W”の回りを回るが、およそ 28°N , 141°E でブイは“W”から再び離れて、東からブイに近付いてくる大きな低気圧性の渦“B”に捕捉された(図24d–f)。この結果は、全体としてほぼ一様に西に動く複数の中規模渦の場の中で、ある渦に捕捉されていた漂流ブイが、ブイから遠ざかるその渦の捕捉から逃れ、ブイに近付いてくる別の渦に捕捉されるという過程を繰り返して、時間平均流はほとんど無いにもかかわらず、結果として東に移動するという、単純なモデルで漂流ブイの軌跡が説明されることを示している。渦に捕捉されている漂流ブイが、引続きその渦に捕捉されるか、それともその渦から離れて別の渦に捕捉されるかは、渦の回りを回るのに要する時間 $T_{rot} = 2\pi R/U$ と、渦の直径の長さだけ渦が伝播するのに要する時間 $T_{prop} = 2R/c_p$ の比、すなわち $T_{prop}/T_{rot} = U/\pi c_p$ の比に依存する。ここで、 R は渦の半径、 U は渦による旋回流速、 c_p は渦の中心が伝播する速さであり、この値が1よりも小さければ、渦の回りを1周する前にその渦が移動してしまい、その渦から離れて次の別の渦に捕捉されると考えられる。本研究の漂流ブイの第120–210日の期間では、 U が0.2 m/s程度、 c_p が0.07 m/s程度であるため、この比は1よりも小さな0.9となり、漂流ブイが特定の渦に捕捉され続けずに別の渦へと捕捉が移るという結果と、一致している。なお、この領域における局所ロスビー数 $U/\beta L^2$ が小さい (≈ 0.1) ことも、渦度保存における移流の効果が小さいことを示しており、一つの渦に捕捉され続けられないという結果と矛盾しない。

なお、 23.5°N よりも南の漂流ブイの軌跡は、それよりも北の場合と異なり輪を描く傾向がある(図12)。以上の議論からすると、ブイがこの海域にある場合には、上記した第120–210日の期間の場合と異なり、ブイが特定の渦に捕捉されてその渦の回りを周回する傾向があることになり、渦の伝播速度 c_p が旋回流速 U よりもかなり小

さいことになる。実際、20–25°N においてこのブイを捕捉していたと思われる低気圧性の擾乱の伝播速度を海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の時系列データから調べると、 $c_p = 0.04$ m/s 程度と小さい。この c_p はこの時期のブイの平均流速 $U = 0.15$ m/s とは $U/\pi c_p = 1.2 (> 1)$ の関係を満たしており、上述の結論と矛盾しない。また、この擾乱の空間スケールが比較的小さいため、局所ロスビー数も 23.5°N よりも北の場合の 9 倍程度大きな値となり、この結果も特定の渦に捕捉されるという結果と矛盾しない。なお、この特定の擾乱に限らず、北太平洋西部の 20–25°N における位相速度が遅くなることは Geosat 高度計データによる海面力学高度の時間変動成分の時系列解析からも確かめられている (Aoki and Imawaki, 1995)。気候学的平均した流況からは、20–25°N において東向き平均流の存在が示唆されており、これが渦の伝播速度を遅らせている可能性もある。今後、他の時期の高度計データやブイの軌跡の解析を行うことで、これらの効果をより明確にしてゆくことが可能となるだろう。

6.3. 日本南岸の黒潮の流路変動

前述したように、図 15 の点線のすぐ外側の極値の影響を受けて 27°N–31°N, 133°E–135°E の範囲に非現実的な北上流を示す誤差がある以外は、改良ジオイド・モデルを参照した平均高度 $H(\mathbf{x})$ は、日本南岸の局所的な領域では平均海面力学高度 $\bar{\zeta}(\mathbf{x})$ として使用できる。従つてこの海域では、平均高度 $H(\mathbf{x})$ と海面的な力学高度の時間変動成分 $\zeta'_p(\mathbf{x})$ とを組み合わせることで絶対的な海面力学高度 $\zeta_p(\mathbf{x})$ を求めることができる。絶対海面力学高度 ζ_p の期間 1 から 6 までの時系列を、対応する期間に現場観測から求めた黒潮流軸の推定位置とともに図 25 に示す。図 25 の左側 (a–g) も右側 (C1–C6) の図も、ともに準定常大蛇行への遷移の様子を明かに記述している。すなわち、1986 年の 11 月に 33.5°N, 136–137°E に中心を持つ紀伊半島沖の小蛇行 (a–b, C1–C2) が、12 月中旬に急速に成長して、先端が 31°N, 140°E に達するような、幅 150 km 程度の細長い大きな蛇行となつた (d, C3)。いったん蛇行の振幅が大きくなると、今度は 1987 年 1 月の間に 136°E 周辺で黒潮流軸は南進し、細長い蛇行が徐々に幅を広げて、日本沿岸近くでは幅が 500 km 近くにまでになる (f, C5)。図 25 C5 の段階では細長い蛇行の痕跡が黒潮大蛇行の先端部 (31.5°, 139.5°E) における小さな南側への歪みとして認識されるが、続く 1987 年の 2 月にはこの痕跡もこの海域内には見られなくなり (g, C6)、32°N 付近の沖合い部でも幅 500 km 程度の大蛇行となり、その後もこの幅がほぼ保た

れた。なお、絶対的な海面力学高度 ζ_p で見られた 1987 年 1 月の南側への蛇行の小さな歪みは、現場観測から推定した黒潮流軸の位置の図 (図 25f) では明白に認識されていないが、南南東向きの強い GEK 表層流速が 31°N , 139°E で記録されており、これが南側への小さな歪みに対応しているものと考えられる。ところで、この幅 150 km 程度の細長い蛇行の先端部は、1986 年 12 月から 1987 年 1 月にかけて黒潮の下流方向である東に移動しているように見える (図 25C4-C5)。これを 31.5°N における海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の緯度-時間図 (図 26) で調べると、図 25d と C3 で細長い蛇行が観測された期間 3 に負の海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p の値が 138.5°E に現れてから、かなり速い速度 (9 cm/s) で東向きに伝播しているのがわかる (鎖線)。このことは、細長い蛇行の先端部が期間 6 に黒潮大蛇行から切離して、強度は弱くなりながらも東向きの動きを継続していたことを示している。この東向きの負の値の伝播は、1 年間のうちの前半の期間中 30° - 33°N の範囲にわたって見られるが、期間 12-13 で黒潮続流から切離した低気圧性の渦と合体したようにみうけられる (図 18)。ほとんどの海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p が西に伝播する性質がある (Tai and White, 1990; Aoki *et al.*, 1995) ことを考えると、この東向きの伝播は非常に特異であるが、何故東に伝播するかの理由は良くわかっておらず、今後の研究課題である。なお、細長い蛇行から徐々に幅の広い蛇行に遷移してゆく様子は、無限小振幅と有限振幅の不安定波動の成長率の違いに起因しているかもしれない。この点も、今後の研究課題である。

さらに、絶対的な海面力学高度 ζ_p を使用することで、5.2 節で見た漂流ブイが黒潮域から切離する様子を、オイラー的に地衡流速場で解釈することができる。絶対的な海面力学高度 $\zeta_p(x)$ に重ね書きした漂流ブイの軌道 (図 27) において、 27°N - 31°N , 133°E - 135°E の範囲の非現実的な北上流は改良ジオイド・モデルの誤差によるものだと四国沖以西を無視したとしても、少なくとも 1987 年の第 78-82 日には漂流ブイは黒潮の南側の端に捕捉されていたことがわかる (図 27a)。次の期間の第 83-99 日 (図 27b) では、期間の前半には前の期間同様、漂流ブイは黒潮の南側の端を流れていた。しかし、ブイが黒潮大蛇行の南端に達すると、南東の 28°N , 137.5°E に中心を持つ低気圧性の渦の西側端に捕捉され、ブイは黒潮から離脱していったのがわかる。この南東の渦は、丁度この期間に黒潮大蛇行に接近していたもので、17 日前の期間ではさらに南東の 28°N , 138.5°E に中心があつたことがわかる (図 27a)。この結果は、この漂流ブイの黒潮からの離脱が外側の低気圧性渦によつて引き起こされたことを示して

おり、Cornillon *et al.* (1986) の分類におけるクラス C の暖水のアウトブレイク現象であつたことがわかる。

7. 議論

3節でも述べた通り、最適内挿法は人工衛星高度計データから軌道誤差の時間依存成分と観測誤差のみを取り除き、解析領域全体にわたる面平均高度以外の海洋の信号をある程度正確に取り出すことができると期待される。これは、海洋信号の長波長成分までもが軌道誤差の一部として取り除かれてしまうという従来の同一軌道法の欠点に対する利点となる(表1参照)。そこで、海洋信号の長波長成分を失わずに処理できることがその後の解析結果にどのような影響が出てくるのかをより明確に示すため、推定された海面力学高度の時間変動成分場 ζ'_p から解析領域全般にわたる空間共分散関数 ($C_{opt}(s)$) を計算し、従来の同一軌道法によって処理された海面力学高度の時間変動成分の共分散関数 $\hat{C}_{conv}(s)$ と比較することにする。なお、ここで s は距離のラグを表し、“ $\hat{}$ ” という記号は同一軌道法での軌道誤差除去である“軌道沿いに線型構造を取り除いた”処理を施したという意味で使うことにする。まず、従来の軌道誤差除去法によって処理したデータの共分散関数 $\hat{C}_{conv}(s)$ を、式(5)の入力データである $R'(\mathbf{r}, t_p)$ から軌道沿いの線型構造を軌道誤差として除き、各測点間で距離の関数として計算する。この処理では、軌道誤差がある程度正確に除かれたとしても、海洋信号の軌道沿いの線型構造までもが除かれてしまうため、 $\hat{C}_{conv}(s)$ には式(5)における海洋の信号の短・中規模の波長の現象 $\hat{\zeta}_p(\mathbf{r}) + \hat{\zeta}_p''(\mathbf{r}, t_p)$ と観測誤差 $\hat{\varepsilon}_m(t_p)$ が寄与していると考えられる。一方、最適内挿法を施したデータの共分散関数 $C_{opt}(s)$ は、 $\hat{C}_{conv}(s)$ と同じ観測点において、式(5)の最適内挿法で推定された海面力学高度の時間変動成分場 ζ'_p の値を抽出して計算する。従って、両者は観測点分布の違いによる差に影響されずに比較できる。

上記2つの共分散関数 $C_{opt}(s)$ と $\hat{C}_{conv}(s)$ を、期間2の測点(図6)に対して計算した。なお、軌道沿いの点数が20点に満たないような短い軌道上のデータは使用しなかつたため、これら2つの共分散関数の計算に用いたデータ点数は777点であった。これらの共分散関数の値を、 $C_{opt}(0)$ の $(0.12 \text{ m})^2$ で規格化して図28に示す。ちなみに分散 $C_{opt}(0)$ の値は、8つの検潮所での記録から計算した分散(表3のVTの項)である $(0.11 \text{ m})^2$ と同程度となっており、この結果は ζ'_p が正しく求められているという仮定と矛盾していない。ここで、この期間の解析領域にわたる面平均の高度は、図10に示されるようにほぼ0となるので海洋信号の長波長成分は東西及び南北方向の傾きのみである点に注意されたい。この期間の海面力学高度の時間変動成分場 ζ'_p は図7に示されているが、この様な長波長成分は顕著ではない。にもかかわらず、図28に見ら

れるように共分散関数 $C_{opt}(s)$ (実線) と $\hat{C}_{conv}(s)$ (点線) は全く違う変動を示す。例えば、 $\hat{C}_{conv}(s)$ は距離のラグが 0 km の時に $C_{opt}(0)$ の 2 倍の値をとるが、ラグ s が増えると急速に減少する。対して、 $C_{opt}(s)$ は大きな s でも正の値を保っていて、 $C_{opt}(s)$ がはじめて負になる距離は 800 km となり、 $\hat{C}_{conv}(s)$ の場合の約 4 倍となっている。

比較の便宜のために、 $C_{opt}(s)$ の計算に用いた海面力学高度の時間変動成分 ζ'_p に対し、軌道沿いの線型構造をあえて取り除いた $\hat{\zeta}_p$ の寄与を持つような共分散関数 $\hat{C}_{opt}(s)$ を新たに計算した。計算された共分散関数 $\hat{C}_{opt}(s)$ は図 28 中に破線で示してあるが、 $\hat{C}_{conv}(s)$ と同様の変動を示し、両者はラグ s が 0 km の部分にのみ違いが見られた。 $\hat{C}_{conv}(s)$ と $\hat{C}_{opt}(s)$ とは $\hat{\zeta}_p'' + \varepsilon_m$ の寄与分だけ異なると考えられるが、この項はランダムな性質を持ち、この解析の空間分解能 (67 km) においてはラグ 0 km でのディラックのデルタ関数的な寄与が期待される。従って、 $\hat{C}_{conv}(s)$ と $\hat{C}_{opt}(s)$ のラグ 0 km のみに現れた差は、この項の寄与のためであると説明できる。なお、 $\hat{C}_{conv}(0) - \hat{C}_{opt}(0)$ で推定されたこの項の分散 $(0.13 \text{ m})^2$ は、8 つの検潮所の潮位計記録から求めた ζ_p'' の分散 $(0.06 \text{ m})^2$ (表 3 における ET の値) よりも大きく、 $\zeta_p'' \sim \hat{\zeta}_p''$ 、 $\varepsilon_m \sim \hat{\varepsilon}_m$ であることを考慮すると、観測誤差 ε_m の強度が $\sqrt{(0.13)^2 - (0.06)^2} = 0.12 \text{ m}$ 程度であることがわかる。さて、 $\hat{C}_{conv}(s)$ と $\hat{C}_{opt}(s)$ がラグ $s \neq 0 \text{ km}$ の場合に良く一致することは、3 節の予備解析で期待されていた通り、中程度の空間スケールの海洋の信号 $\hat{\zeta}_p$ が最適内挿法によって歪められていないことを示している。と同時に、上述した $C_{opt}(s)$ と $\hat{C}_{conv}(s)$ の $s \neq 0 \text{ km}$ における違いは、海洋の信号の軌道沿いの線型構造の除去によって引き起こされたものであることを示している。この例では、海洋信号の長波長成分が同一軌道法で除去されることによつて、rms 高度や相関喪失スケールが約半分程度に小さく見積もられてしまっている。従って、これらの統計量を計算する時には従来の同一軌道法による軌道誤差除去法は不十分で、本研究の最適内挿法による軌道誤差の除去が必要であることが結論される。

海面力学高度の時間変動成分と潮位計記録との比較における差の rms は、解析面積にわたる平均値の補償を施すと、6 cm となった。潮位計の時間変動成分を求める際の誤差 (表 3 の ET) が 4.2 cm であり、Geosat 高度計自身の衛星-海面間の距離測定の精度が 3.5 cm 程度であったことを考えると (MacArthur *et al.*, 1987)、この一致は素晴らしい。なお、赤道域において同一軌道法を用いて求めた海面力学高度の時間変動と潮位計記録の比較の結果でも差の rms は同様に 6 cm 程度であるが、この海域の変動

強度 (表 3 の VT) が 10.2 cm なのに対し、赤道域では 7.8 cm と低いので (Shibata and Kitamura, 1990)、精度としては本研究の方が高い。ただし、合成海面力学高度から求めた地衝流速には大きな誤差があることが示されており (5.2 節)、今後の研究として多数の漂流ブイのデータとの比較と、最適内挿法で S/N 比を海域毎に変えた結果の比較などを行ない、高度場ではなく流速場としての精度の検討をさらに進める必要がある。

5.1 節における潮位計による検定時に、空間スケールが比較的小さくて移動速度の速い現象が高度計データの時間・空間分解能では正しく観測できないことを述べた。また、6 節においても、このような小さなスケールで移動速度の速い現象が高度計データから推定された海面力学高度に欠落していたり、時間又は位置のずれをおこしたりしている例が見られた。しかし、衛星の直下の点でのみ観測が行われる人工衛星海面高度計では、時間と空間の分解能を共に上げることは不可能で、どちらかを上げると付随して他方の分解能は下がってしまう。この問題を解決する唯一の方法は、例えば ERS-1 と TOPEX/POSEIDON 衛星のように、複数の人工衛星に搭載された海面高度計のデータを同時に解析することである。しかし、1 節でも述べたように、従来の同一軌道法や交差法などの処理法では複数の衛星のデータを同時に解析するのは困難である。これに対して、本研究で確立された最適内挿法による高度計データの処理法では、衛星の観測点分布に関する制限はなく、また相関関数を適当に変更すれば衛星毎に精度や誤差の強度が異なる効果を取り入れることが可能となる。従って、本研究の汎用性のある処理能力は、近い将来において複数の人工衛星データを解析して時間・空間分解能を共に上昇させるといった試みを実行していく上で、特に有効性を発揮していくと考えられる。

本研究の主目的のうちの二つである合成海面力学高度場の作製にもジオイド・モデルの改良にも共通した問題として、海面力学高度場の時間平均をより良い近似で求めることが重要である。本研究では平均場の近似として、1) Seasat の 3 カ月間の平均を同時現場観測で置き換えた場合、2) Seasat の 3 カ月間の平均を気候学的平均で置き換えた場合、そして 3) Geosat の 1 年間の平均を気候学的平均で置き換えた場合の 3 種類が扱われているが、5.3 節での改良ジオイドの検定からも、同時現場観測が最も良い近似手法であると言える。特に、高度計と同時現場観測で一旦ジオイド・モデルが改良できれば将来的にも使用できるので、なるべく早い時期に高度計との同時現場観測を広域で行うことが望まれる。現在、World Ocean Circulation Experiment などの国際ブ

ロジェクトを初めとして、TOPEX/POSEIDON と ERS-1 高度計との同時期の観測が多数行われているので (Imawaki *et al.*, 1995)、これらの観測結果を有効に使うことで、さらにジオイド・モデルの改良を進めることが期待できる。また、海面力学高度の解析期間の平均を気候学的平均で代用するために生じる誤差は、長期間の高度計データを解析することによって軽減することができるであろう。例えば、6.1節で述べた黒潮続流域における合成海面力学高度の変動は、少なくとも定性的には船舶観測などの他の観測データとよく一致している。従ってこの海域においては、Geosat の一年間の平均海面力学高度と気候学的平均値と置き換えても、顕著な差を生じないことが示唆されている。さらに、本研究では式 (4) などによつて、過去の人工衛星高度計のデータを組み合わせて解析することができるため、今後の高度計データの解析に現在の解析結果を用いて、高度計データを長期化することが可能であり、未来の高度計観測に関しては平均場の同時性の問題はさらに軽減されていくであろう。

先の 5.3節では、ジオイド・モデルの改良における軌道誤差の位置依存成分 ε_s の大きさを小さいものとして議論したが、実際はこの項の効果は良く分かっていない。ただ、図 15 の点線枠の内側の領域でのジオイド・モデルの改良の精度が比較的良好であったことを考えると、少なくとも全域で ε_s が支配的に大きいということはないと考えて良いだろう。この軌道誤差の位置依存成分 ε_s がどのような振舞いをするのかは、例えば同じ Geosat 高度計データに対して、衛星軌道高度データのみを別途に計算されたものと取り替えて平均海面高度場 H を再び計算しなおし、現在の H との比較を行うことでおよそその見積もりをすることで可能であろう。こうして軌道誤差の位置依存成分 ε_s の挙動が理解できれば、ジオイド・モデルの改良についての知見をより深めることができるであろう。

8. 結論

将来的に人工衛星海面高度計データの需要・供給が共に増加することを念頭において、将来性・汎用性のある一連の高度計データ処理法を確立した。この一連の処理法は、1) 高度計の精度や軌道パターンなどに依存せずに、任意の高度計データに対して軌道誤差とジオイド誤差を除去できる汎用性のある方法にすること、2) ジオイド誤差の除去処理の過程で失われる海面力学高度の時間平均成分を近似的に補い、観測・記述する現象が直感的に理解しやすいものにする、3) 将来の高度計データ処理で使用できるように、現在のジオイド・モデルを高度計データと海洋観測データによって改良すること、の3点に主眼を置いた処理である。本論文においては、これらの手法を Geosat 高度計の ERM 1 年目 (1986 年 11 月から 1987 年 11 月) のデータに適用した。まず、最適内挿法によって海面力学高度の時間変動成分を求め、これを海面力学高度の気候学的平均と組み合わせて合成海面力学高度を求めた。さらに、先に Seasat 高度計データと海洋観測データの組み合わせによって改良したジオイド・モデル (Imawaki *et al.*, 1991) を参照して、同時現場観測によって改良された日本南岸海域においては絶対的な海面力学高度を求めた。一方、気候学的な平均値を使ってジオイド・モデルを改良したそれ以外の海域については、Geosat 高度計データによってさらにモデルの改良を進めた。前述した海面力学高度の時間変動成分、合成海面力学高度、絶対的な海面力学高度に関しては、検潮所の潮位データや漂流ブイの軌跡によって定量的な検定が行われた。さらに、合成海面力学高度と絶対的な海面力学高度の時系列によって、さまざまな現象に関する新しい知見を得た。

海面力学高度の時間変動成分は、日本列島の 8 つの検潮所における水位記録によって定量的に検定された。高度計データから求めた海面力学高度の時間変動成分と潮位計記録から求めたものとの間の相関係数は 0.47 で、99.9% 有意水準の t-分布検定でも有意な値であった。さらに、過去の研究における赤道域の検潮所の水位記録と従来の処理方法を用いた高度計データとの比較結果と比べるために、高度計データが十分得られないような検潮所や、高度計データでは分解できないような小さな時間スケールの海面変動が支配的な検潮所の記録を除き、最適内挿法で失われる解析領域全体にわたる平均高度の変動を補償すると、相関係数は 0.85 まで上昇し、回帰直線の傾きも 1 に近い値 (1.11) をとり、10.2 cm の rms 変動に対する rms 誤差は 6 cm に収まった。赤道域における結果は、相関係数が 0.65、7.8 cm の rms 変動に対する rms 誤差が 6 cm

であったから、本研究による解析の精度が高いことがわかる。また、検潮所のデータの標準偏差が 4.2 cm であるから、求めた海面力学高度の時間変動成分の誤差は 4.3 cm 程度であり、Geosat 高度計の測距精度が 3.5 cm であることを考えると、十分小さな値であると言える。

海面力学高度の時間変動成分と気候学的な平均海面力学高度とを組み合わせた合成海面力学高度は、さらに表層地衡流速に変換され、1987 年 3 月から 11 月にかけて追跡された漂流ブイの軌跡から計算した表層流速によって検定が行われた。両流速は、一般的に同様の時間的変動を示し、相関係数は東西方向成分で 0.56、南北方向成分で 0.48 であった。ただし、両者には 1987 年の第 250–280 日の期間に系統的な差が見られた。これは、この時期のこの海域では高度計データが周囲に十分得られていなかったことと、この海域では海洋信号の強度とランダム性のある測定器の計測誤差 (ノイズ) の強度の比 (S/N 比) が小さかったために、推定した海面力学高度の時間変動成分にノイズが混入してしまつたためだと考えられる。高度を求める場合には最適内挿法の S/N 比の設定は結果にさほど影響を与えなかつたが、流速を求める場合には慎重に検討する必要があることがこの結果から示唆され、今後詳しく検討する必要がある。また、漂流ブイが黒潮に捕捉されている期間においても、合成海面力学高度から求めた地衡流速は漂流ブイから求めた流速と系統的に大きく異なつていた。これは、合成海面力学高度において平均海面力学高度の近似に使われている気候学的平均の海面力学高度が、時間・空間ともに平滑化の影響を受けて鈍化したために、地衡流速が弱まつたためだと考えられる。一方、これら以外の期間においては、両者の流速の一致性は高く、特に第 120–210 日における期間では相関係数が東西方向成分で 0.70、南北方向成分で 0.82 と非常に高い数値を示しており、合成海面力学高度によって実用的に流速の時間変動の記述が可能であることが言える。

日本南岸の局所的領域で、Seasat 高度計データと同時現場観測によつて改良されたジオイド・モデルを参照して求めた絶対的な海面力学高度から計算した表層地衡流速は、上記の漂流ブイの軌跡から求めた表層流速と比較的良好一致を見せ、その比較結果は合成海面力学高度から求めた地衡流速よりも良好であった。例えば相関係数は東西方向成分で 0.49、南北方向成分で 0.80 となり、合成海面力学高度で求めた地衡流速と漂流ブイ軌跡から求めた流速間の回帰直線の傾きが東西方向成分で 0.10、南北方向成分で 0.41 であつたものが、絶対的な海面力学高度から求めたものと漂流ブイとは、

それぞれ 0.49 と 0.80 にまで改善された。

Seasat 高度計データと気候学的平均の海面力学高度によつて改良したジオイド・モデルには、rms にして約 40 cm の誤差が存在していた。その分布には、比較的空間変動のない領域と、局所的に絶対値が 50 cm を越えるような極値とが存在していた。この誤差をおこす要因としては、ジオイド・モデルの改良に使われた Seasat 期間の 3 か月間の平均海面力学高度を気候学的な平均で近似したために生じた誤差と、Seasat 高度計データから平均高度場を推定する際にジオイドが空間的に急変する領域における推定精度が不十分であつたために生じた誤差が考えられる。ただし、そのいずれもが将来的に高度計のデータが増加することで緩和すると期待できる。

求められた合成海面力学高度を用いることで得られた新しい知見のうちの 하나가、黒潮続流域から切離した低気圧性リングの完全な記述である。黒潮続流の南側への蛇行が南東に小さな低気圧性渦を伴いながら西へ伝播していき、146°E 付近で西への伝播速度が遅くなると、この蛇行は切離して南東の小さな低気圧性渦と合体して巨大な南京豆型の低気圧性リングとなつた。やがてこのリングは、西の比較的大きいリングと東の小さなリングとに分裂した。西のリングは黒潮続流からの流入による強化などを経ながら西進し、143°E 付近に達すると今度は東に移流された。このリングの接近時には、黒潮流軸が沖向きに異常に歪み、その歪みが東に伝播していく様子が捉えられた。東に移流されたリングは、やがて東側の小さなリングと合体するが、この東側の小さなリングは比較的ゆつくりとした速度でずっと西に進んでいた。これらの現象の一部分は、GEK 表層流速、NOAA の AVHRR 赤外画像などの従来の間欠的な観測によつても間接的に確認することができた。

一方、西岸境界流域を離れた、いわゆる内部領域における中規模渦による流速の変動の様子も、合成力学高度の時系列とその検定に用いられた漂流ブイの軌跡によつて詳細に調べることができた。その結果、この漂流ブイは、23°N より北の領域では、全体として一様に西に移動してゆく複数の中規模渦の場の中で次々に別の渦に捕捉されながら結果として東へと移動しており、対して 23°N 以南では特定の渦に捕捉されて西に移動していたことがわかつた。特定の渦に捕捉され続けるか否かは、少なくともこの漂流ブイにおいては、渦を周回する時間と渦が移動する時間の比を表す $U/\pi c_p$ (U : 中規模渦の巡回流速; c_p : 渦の伝播速度) が 1 よりも大きい小さいかという単純なモデルで説明することができた。なお、局所ロスビー数から見ても、次々に別の渦に

捕捉される場合には小さく、波動的な性質を持ち、逆に特定の渦に捕捉される時には大きく、渦度が移流される効果が大きい事を保証している。

また、日本南岸の局所領域における絶対的海面力学高度の時系列によつて、黒潮の流軸が準定常大蛇行に移行する様子が克明に記述できた。すなわち、紀伊半島沖の小さな蛇行が急速に成長して細長い大きな蛇行になり、いつたん蛇行の振幅が大きくなると、今度は蛇行の幅が徐々に広がった。一方、細長い蛇行時の形跡を残す先端部は東に移動し、やがて大蛇行から切離して 31.5°N 付近を中心に比較的速い速度で東に移動し続けたことがわかった。この擾乱がどのように東に移動するのかに関しては、今後の研究課題である。

全体の結論として、汎用性を重視して構築した最適内挿法を用いた高度計データの処理法では、海面力学高度の時間変動成分を非常に精度良く求めることができた。一方、気候学的な平均を用いて時間平均場を近似した合成海面力学高度は、流速場の様々な変動を記述し新たな知見を得るのに有用であることが示された。ただし、近似した平均場が時間・空間ともに平滑化されているため、黒潮などの一部海域では流速を合成海面力学高度場で定量的に推定するには不十分であった。これに対して、高度計データと同時期の現場観測によつて求めた平均場を使つて改良したジオイド・モデルはかなり精度が高く、高度計と同時期の現場観測の有用性が強調される。また、本研究の将来的な発展性として、複数の高度計データを同時に解析し、時・空間分解能をともに上昇させることができる点が挙げられる。さらに、高度計データが今後も得られて解析期間が延びれば、合成海面力学高度および改良ジオイド・モデルにおいて気候学的平均値で平均海面力学高度場を代用するために生じる誤差が小さくなると期待できる。現段階で既に本研究によつて海洋の変動現象に関する多くの知見が新たに得られているが、本研究のこれらの将来性を考えると、さらに多数の知見が続けて得られることが期待できる。すなわち、本研究で構築される手法及びその結果は、現在及び将来にわたつて海洋物理学に多大な貢献をできると言える。

9. 謝辞

本研究の遂行において、今里哲久教授をはじめとして京都大学理学部地球物理学教室海洋物理学研究室の皆様には、研究会などを通じて議論や助言をしていただいた。また、九州大学応用力学研究所の今脇資郎教授には研究テーマに関する有益な示唆をいただき、その後も熱心な指導をしていただいた。九州大学総合理工学研究科大学院生の青木茂氏には、データセットの処理法から結果の解釈にいたるまで徹底した討議に参加していただいた。海洋科学技術センターの石井春雄氏には、漂流ブイのデータの提供と、解析に関する示唆をいただいた。ジオイド・データの処理法に関しては京都大学の福田洋一博士の助言が有益であった。また、ジョン・マシユーズ博士をはじめとする北ウエールズ大学の海洋学教室の皆様にも高度計の機能や結果の解釈などに関する示唆を受けた。西部北太平洋の気候学的平均の力学的深度偏差データは、日本海洋データ・センターからの提供を受けた。ここに記して深く感謝いたします。なお、データ処理は京都大学大型計算センターのFACOM 計算機を使用し、図の作成には地球流体電能ライブラリを使用した。あわせて感謝いたします。

参考文献

- Aoki, S. and S. Imawaki (1995): Eddy activities of the surface layer in the western North Pacific detected by satellite altimetry and radiometer. submitted to *J. Oceanogr.*
- Aoki, S., S. Imawaki and K. Ichikawa (1995): Baroclinic disturbances propagating westward in the Kuroshio Extension region as seen by a satellite altimeter and radiometers. *J. Geophys. Res.*, **100**(C1), 839–856.
- Bretherton, F.P., R.E. Davis and C.B. Fandry (1976): A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73. *Deep Sea Res.*, **23**, 559-582.
- Cheney, R.E. (1977): Synoptic observations of the oceanic frontal system east of Japan, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5459–5468.
- Cheney, R.E., P.L. Richardson, and K. Nagasaka (1980): Tracking a Kuroshio cold ring with a free-drifting surface buoy, *Deep Sea Res., Part A*, **27**, 641–654.
- Cheney, R.E., J.G. Marsh, and B.D. Beckley (1983): Global mesoscale variability from collinear tracks of Seasat altimeter data. *J. Geophys. Res.*, **88**(C7), 4343–4354.
- Cheney, R.E., B.C. Douglas, R.W. Agreen, L. Miller, D.L. Porter, and N.S. Doyle (1987): *Geosat altimeter geophysical data record user handbook*. NOAA Tech. Memo. NOS NGS-46, U.S. Govt. Print. Office, Washington, D.C., 29 pp.
- Cheney, R.E., B.C. Douglas and L. Miller (1989): Evaluation of Geosat altimeter data with application to tropical Pacific sea level variability. *J. Geophys. Res.*, **94**(C4), 4737–4747.
- Cornillon P., D. Evans, and W. Large (1986): Warm outbreaks of the Gulf Stream into the Sargasso Sea. *J. Geophys. Res.*, **91**(C5), 6583–6596.
- Emery, W.J., W.G. Lee, and L. Magaard (1984): Geographic and seasonal distributions of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 294–317.
- Fu, L.-L. and D.B. Chelton (1985): Observing large-scale temporal variability of ocean currents by satellite altimetry: With application to the Antarctic Circumpolar Current. *J. Geophys. Res.*, **90**(C3), 4721-4739.
- Fu, L.-L., E.J. Christensen, C.A. Yamarone Jr., M. Lefebvre, Y. Ménard, M. Dorrer and

- P. Escudier (1994): TOPEX/POSEIDON mission overview, *J. Geophys. Res.*, **99**(C12), 24369–24382.
- Ganeko, Y. (1983): A 10' × 10' detailed gravimetric geoid around Japan. *Marine Geodesy*, **7**, 291–314.
- Glenn, S.M., D.L. Porter, and A.R. Robinson (1991): A synthetic geoid validation of Geosat mesoscale dynamic topography in the Gulf Stream region. *J. Geophys. Res.*, **96**(C4), 7145–7166.
- Haines, B.J., G.H. Born, G.W. Rosborough, J.G. Marsh, R.G. Williamson (1990): Precise orbit computation for the Geosat Exact Repeat Mission. *J. Geophys. Res.*, **95**(C3), 2871–2885.
- Ichikawa, K. and S. Imawaki (1992): Fluctuation of sea surface dynamic topography southeast of Japan estimated from Seasat altimetry data. *J. Oceanogr.*, **48**, 155–177.
- Imawaki, S. (1981): Vertical structure and horizontal scales of the mesoscale baroclinic variability in the western North Pacific, *Mer*, **19**, 85–92.
- Imawaki, S., K. Ichikawa and H. Nishigaki (1991): Mapping the mean sea surface elevation field from satellite altimetry data using optimal interpolation. *Marine Geodesy*, **15**, 31–46.
- Imawaki, S., M. Gotoh, H. Yoritaka, N. Yoshioka and A. Misumi (1995): Detecting fluctuation of the Kuroshio axis south of Japan using TOPEX/POSEIDON altimeter data. submitted to *J. Oceanogr.*
- Kawai, H. (1972): Hydrography of the Kuroshio Extension, in *Kuroshio; Its Physical Aspects*, edited by H. Stommel and K. Yoshida, pp. 235–352, University of Tokyo Press, Tokyo.
- Kawai, H. (1980): Rings south of the Kuroshio and their possible roles in transport of the intermediate salinity minimum and in formation of the skipjack and albacore fishing grounds, in *The Kuroshio IV: Proceedings of the 4th CSK Symposium, Tokyo, February 1979*, pp. 250–273, Saikon, Tokyo.
- Kitano, K. (1975): Some properties of the warm eddies generated in the confluence zone of the Kuroshio and Oyashio Currents, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 245–252.

- Koblinsky, C.J., Gaspar, P. and G. Lagerloef (1992), editors: *The future of spaceborne altimetry: Oceans and climate change*. Joint Oceanographic Institutions Incorporated, Washington, D.C., 75pp.
- Koshlyakov, M.N. (1986): Eddies of western boundary currents, in *Synoptic Eddies in the Ocean*, edited by V.M. Kamenkovich, M.N. Koshlyakov, and A.S. Monin, pp. 208–376, D. Reidel, Norwell, Mass.
- Lerch, F.J., J.G. Marsh, S.M. Klosko and R.G. Williamson (1982): Gravity model improvement for SEASAT. *J. Geophys. Res.*, **87**(C5), 3281-3296.
- Liu, M. and T. Rossby (1993): Observations of the velocity and vorticity structure of Gulf Stream meanders. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 329–345.
- MacArthur, J.L., P.C. Marth Jr., and J.G. Wall (1987): The Geosat radar altimeter. *Johns Hopkins APL Technical Digest*, **8**(2), 176–181.
- Marsh, J.G., R.E. Cheney, T.V. Martin and J.J. McCarthy (1982): Computation of a precise mean sea surface in the eastern North Pacific using SEASAT altimetry. *EOS Trans. AGU*, **63**(9), 178-179.
- Mazzegea, P. and S. Houry (1989): An experiment to invert Seasat altimetry for the Mediterranean and Black Sea mean surfaces. *Geophys. J.*, **96**, 259-272.
- Mizuno, K., and W.B. White (1983): Annual and interannual variability in the Kuroshio Current System, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1847–1867.
- Nerem, R.S., B.D. Tapley, and C.K. Shum (1990): Determination of the ocean circulation using Geosat altimetry. *J. Geophys. Res.*, **95**(C3), 3163–3179.
- Nof, D. (1982): On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1662–1672.
- 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**(C10), 18,491–18,501.
- Rapp, R.H. (1983): The determination of geoid undulations and gravity anomalies from SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, **88**(C3), 1552-1562.
- Rapp, R.H., and Y.M. Wang (1994): Dynamic topography estimates using Geosat data and a gravimetric geoid in the Gulf Stream region. *Geophys. J. Int.*, **117**, 511–528.
- Richardson, P.L. (1983): Gulf Stream rings, in *Eddies in Marine Science*, edited by A.R.

- Robinson, pp. 19–45, Springer-Verlag, New York.
- Richardson, P.L., C. Maillard, and T.B. Stanford (1979): The physical structure and life history of cyclonic Gulf Stream ring Allen, *J. Geophys. Res.*, **84**(C12), 7727–7741.
- Ring Group (1981): Gulf Stream cold-core rings: Their physics, chemistry and biology, *Science*, **212**, 1091–1100.
- Shibata A. and Y. Kitamura (1990): Geosat sea level variability in the tropical Pacific in the period from November 1986 to February 1989, obtained by collinear method. *Oceanogr. Mag.*, **40**, 1–26.
- Tai, C.-K. (1988): Geosat crossover analysis in the tropical Pacific. Part 1: Constrained sinusoidal crossover adjustment. *J. Geophys. Res.*, **93**(C9), 10621-10629.
- Tai, C.-K. (1990): Estimating the surface transport of meandering oceanic jet streams from satellite altimetry: Surface transport estimates for the Gulf Stream and Kuroshio Extension, *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 860–879.
- Tai, C.-K., and W.B. White (1990): Eddy variability in the Kuroshio Extension as revealed by Geosat altimetry: Energy propagation away from the jet, Reynolds stress, and seasonal cycle. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 1761–1777.
- Tapley, B.D., G.H. Born and M.E. Parke (1982): The SEASAT altimeter data and its accuracy assessment. *J. Geophys. Res.*, **87**(C5), 3179-3188.
- Teague, W.J., M.J. Carron, P.J. Hogan (1990): A comparison between the generalized digital environmental model and Levitus climatologies. *J. Geophys. Res.*, **95**(C5), 7167–7183.
- Thiébaux, H.J. and M.A. Pedder (1987): *Spatial Objective Analysis: With Applications in Atmospheric Science*. Academic Press, London, 299 pp.
- Tomosada, A. (1978): A large warm eddy detached from the Kuroshio east of Japan, *Bull. Tokai Reg. Fish. Res. Lab.*, **94**, 59–103.
- Tomosada, A. (1984): A cold ring in the Kuroshio system observed in summer 1982, *Bull. Tokai Reg. Fish. Res. Lab.*, **113**, 87–114.
- Vazquez, J., and D.R. Watts (1985): Observations on the propagation, growth, and predictability of Gulf Stream meanders, *J. Geophys. Res.*, **90**(C4), 7143–7151.
- Wagner, C.A. and C.K. Tai (1994): Degradation of ocean signals in satellite altimetry

- due to orbit error removal processes. *J. Geophys. Res.*, **99**(C8), 16255–16267.
- Willebrand, J., R.H. Käse, D. Stammer, H.-H. Ninrichsen, and W. Karauss (1990): Verification of Geosat sea surface topography in the Gulf Stream Extension with surface drifting buoys and hydrographic measurements, *J. Geophys. Res.*, **95**(C3), 3007-3014.
- Wunsch, C. (1986): Calibrating an altimeter: How many tide gauges is enough? *J. Atmos. and Oceanic Tech.*, **3**, 746-754.
- Wunsch, C. and V. Zlotnicki (1984): The accuracy of altimetric surfaces. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **78**, 795-808.
- Yasuda, I., K. Okuda, and M. Hirai (1992): Evolution of a Kuroshio warm-core ring: Variability of the hydrographic structure, *Deep Sea Res.*, **39**, Part A, suppl. I., S131–S161.

Table 1. Comparisons of reconstruction errors between the conventional collinear orbit reduction method and the present optimal interpolation method. Numbers shown are rms differences (in meter) between the true fields and the reconstructed fields; their ratios to the rms height of the true field (0.2 m) are also shown in brackets. Case A is for a zonally-gradient field as in Figure 5, or $B=C=0$ in the formula (11); similarly, Case B is for a meridionally-gradient field ($A=C=0$), and C for a constant field ($A=B=0$).

Case	Conventional Method	Present Method
A	0.199 (99.3%)	0.026 (13.1%)
B	0.199 (99.7%)	0.021 (10.4%)
C	0.200 (100.0%)	0.182 (91.0%)

Table 2. Number of data points (after 10-point averaging), and start and end dates of each cycle.

Cycle Number	Start and End Dates	Number of Data
1	Nov. 8 – 24, 1986	727
2	Nov. 25 – Dec. 11, 1986	1015
3	Dec. 12 – 28, 1986	974
4	Dec. 29, 1986 – Jan. 14, 1987	935
5	Jan. 15 – 31, 1987	921
6	Feb. 1 – 17, 1987	715
7	Feb. 18 – Mar. 6, 1987	701
8	Mar. 7 – 23, 1987	790
9	Mar. 24 – Apr. 9, 1987	827
10	Apr. 10 – 27, 1987	865
11	Apr. 28 – May 14, 1987	959
12	May 15 – 31, 1987	900
13	Jun. 1 – 17, 1987	753
14	Jun. 18 – Jul. 4, 1987	734
15	Jul. 5 – 21, 1987	454
16	Jul. 22 – Aug. 7, 1987	607
17	Aug. 8 – 24, 1987	636
18	Aug. 25 – Sep. 10, 1987	489
19	Sep. 11 – 27, 1987	601
20	Sep. 28 – Oct. 14, 1987	664
21	Oct. 15 – 31, 1987	909
22	Nov. 1 – 17, 1987	858

Table 3. Statistics of the fluctuation SSDT determined from the tide gauge records ($\zeta'_p|_{tide}$) and from the Geosat altimetry data (ζ'_p) (Fig. 9) at each tide gauge station (Fig. 8). They include number of data (n) used in this comparison, rms of $\zeta'_p|_{tide}$ (VT), that of ζ'_p (VA), rms of their differences (VD), mean errors (error bars in Fig. 9) of $\zeta'_p|_{tide}$ (ET), those of ζ'_p (EA), correlation coefficient (r) between $\zeta'_p|_{tide}$ and ζ'_p , tilt (a) and bias (b) of regression lines; $\zeta'_p = a \times \zeta'_p|_{tide} + b$. All values are in centimeter except for nondimensional values of n , r and a .

Station	n	VT	VA	VD	ET	EA	r	a	b
A	19	11.2	11.6	10.3	4.4	10.9	0.58	1.11	1.6
B	20	10.4	6.8	6.7	3.7	11.4	0.79	0.55	-1.6
C	18	10.1	9.3	8.7	4.2	10.6	0.59	0.69	-3.4
D	14	10.4	11.1	10.3	5.6	12.7	0.48	0.81	-4.0
E	19	7.0	12.1	12.7	6.3	12.2	0.05	13.86	18.7
F	6	3.3	8.7	7.4	6.4	12.9	0.60	3.77	3.7
G	22	16.2	13.9	16.2	12.0	11.2	0.43	0.69	-1.6
H	22	9.1	7.8	8.5	4.4	10.7	0.50	0.74	-0.0
Total	140	10.8	10.5	10.9	5.9	11.4	0.47	0.88	-1.7
Subtotal for									
A–C and H	79	10.2	9.0	8.6	4.2	10.9	0.59	0.79	-0.9

Table 4. Statistics of the comparison of surface velocities determined from the composite SSDT \mathbf{v}_c and these from the drifting buoy trajectory \mathbf{v}_b . They include the number of data (n) used in this comparison, root-mean-squared difference (VD), correlation coefficient (r), tilt (a) and bias (b) of regression line; $\mathbf{v}_c = a \times \mathbf{v}_b + b$; the unit of VD and b is m/s. Comparison is made for zonal (u-) and meridional (v-) components individually.

	n	VD	r	a	b
Total (67–321)					
u-comp.	239	0.14	0.56	0.52	0.01
v-comp.	239	0.20	0.48	1.20	0.08
Subtotal (67–90)					
u-comp.	21	0.25	0.22	0.10	0.16
v-comp.	21	0.27	0.94	0.41	-0.09
Subtotal (120–210)					
u-comp.	85	0.08	0.70	0.89	-0.01
v-comp.	85	0.09	0.82	0.74	-0.01

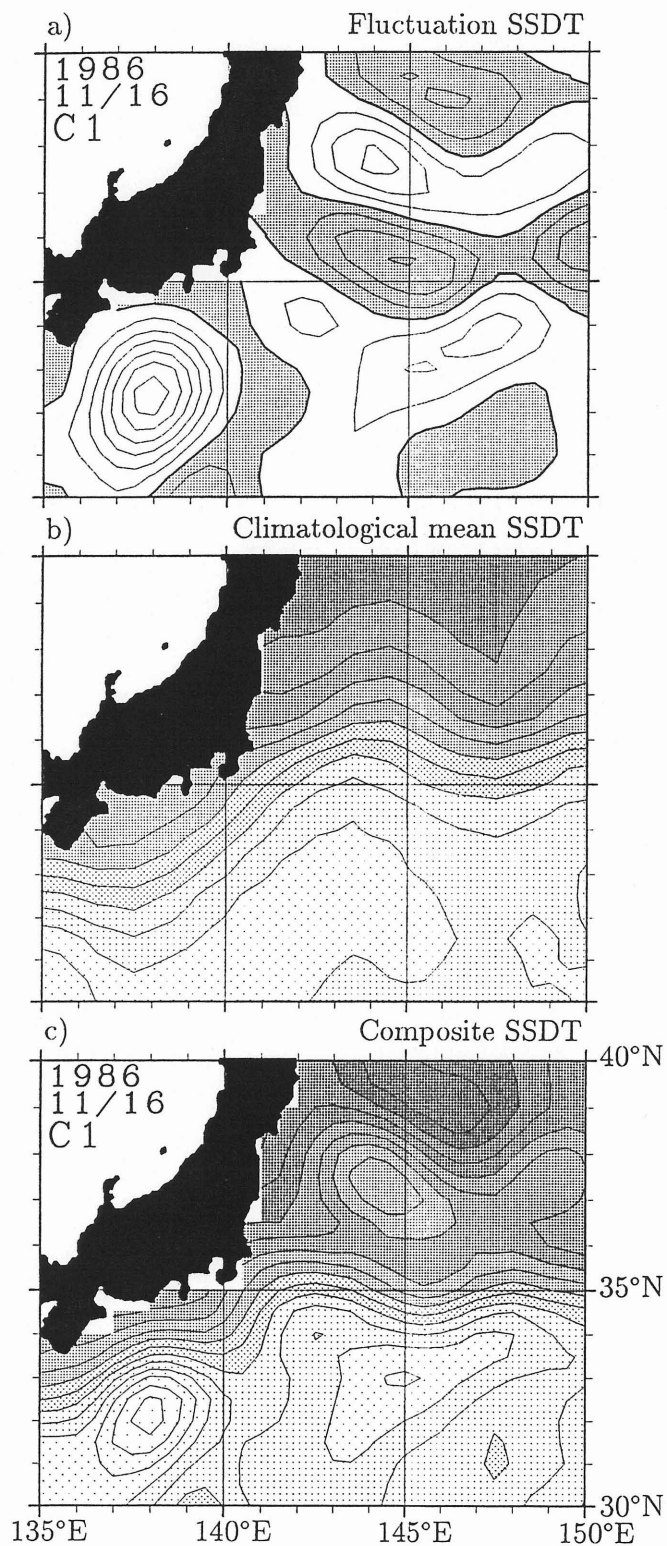


Figure 1. Example (for cycle 1) of the composite SSDT from the SSDT fluctuation and the climatological mean SSDT based on geopotential anomalies ΔD . (a) SSDT fluctuation; negative values are shaded. (b) Climatological mean SSDT; smaller values are more heavily shaded. (c) Composite SSDT; smaller values are more heavily shaded. Contour interval is 0.1 m. The dates shown in Figures 1a and 1c are the central dates of the 17-day observation periods.

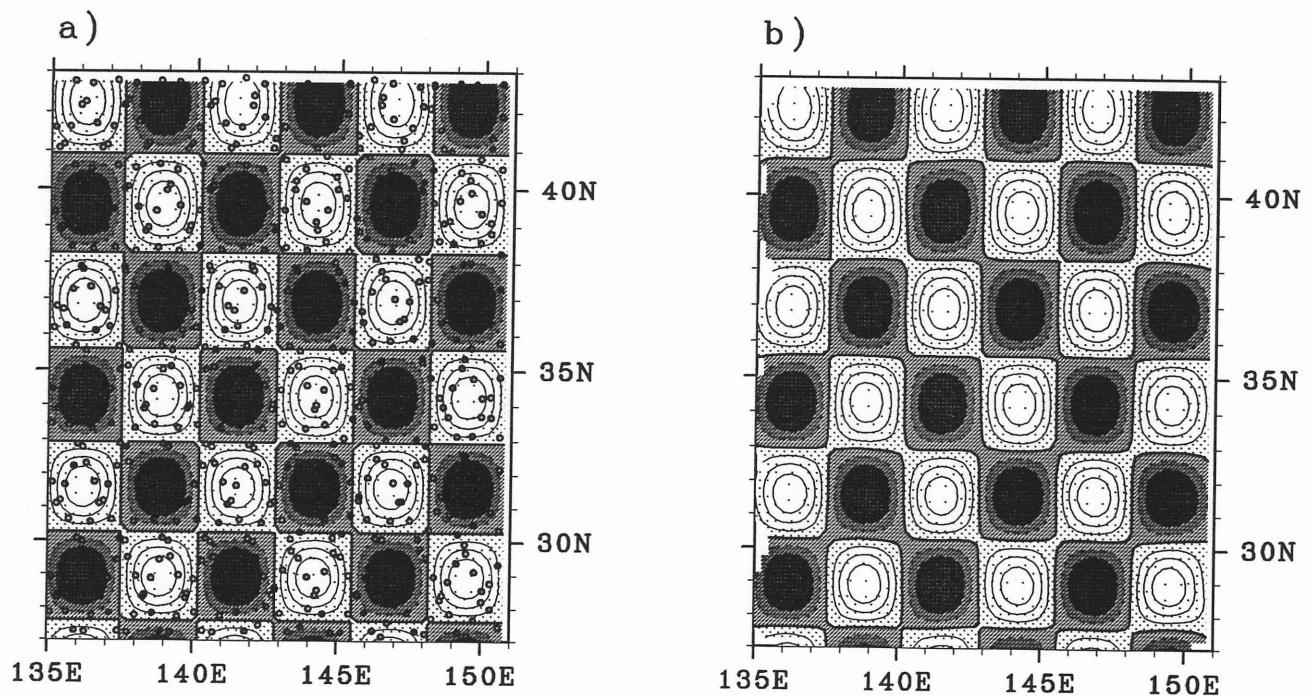


Figure 2. An example of the optimal interpolation performance tests. The true field superimposed on the data points (after 10-points averaging) (a) and the reconstructed field (b) are shown. Note that the structure in panel (a) is almost correctly reconstructed in panel (b) but with slight distortion. Parameters in formula (9) for panel (a) are $N = 1$, $\alpha = 0.4$ m (rms height of the signal is 0.2 m), $L_x = 490$ km, $L_y = 600$ km and $\beta = 0.02$ m (rms height of the noise is 0.02 m). Parameters for the optimal interpolation for panel (b) are $w_0 = 0.2$ m, $L = 150$ km and $\sigma_0 = 0.02$ m. Contour and shading intervals are 0.1 m and lower values are shaded more heavily; zero level is indicated by thick contour lines and negative values are shown with dotted contour lines. Resolution of both panels is $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. In panel (b), contours and shading are omitted at points where the estimated error exceeds 0.05 m in order to exclude unreliable estimates.

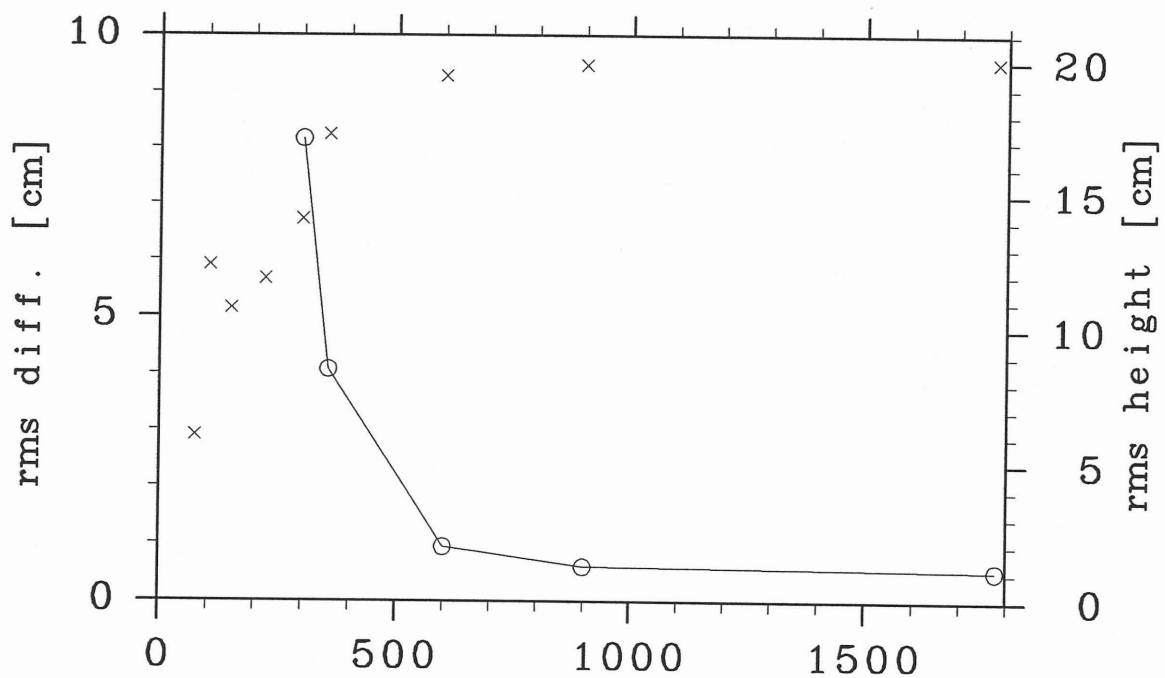


Figure 3. The rms difference (solid line) between the true field and the reconstructed field plotted against various L_y (in km) keeping the ratio $L_x/L_y = 0.82$; other parameters used are the same as Fig. 2. Rms differences for cases of L_y smaller than 300 km are not plotted since their reconstructed fields are dominated by structures whose wavelengths are different from those of the true field. Also in the figure, rms height of the reconstructed field are plotted (crosses). In the calculations of both rms height and rms difference, unreliable estimates indicated by higher estimated errors are not used.

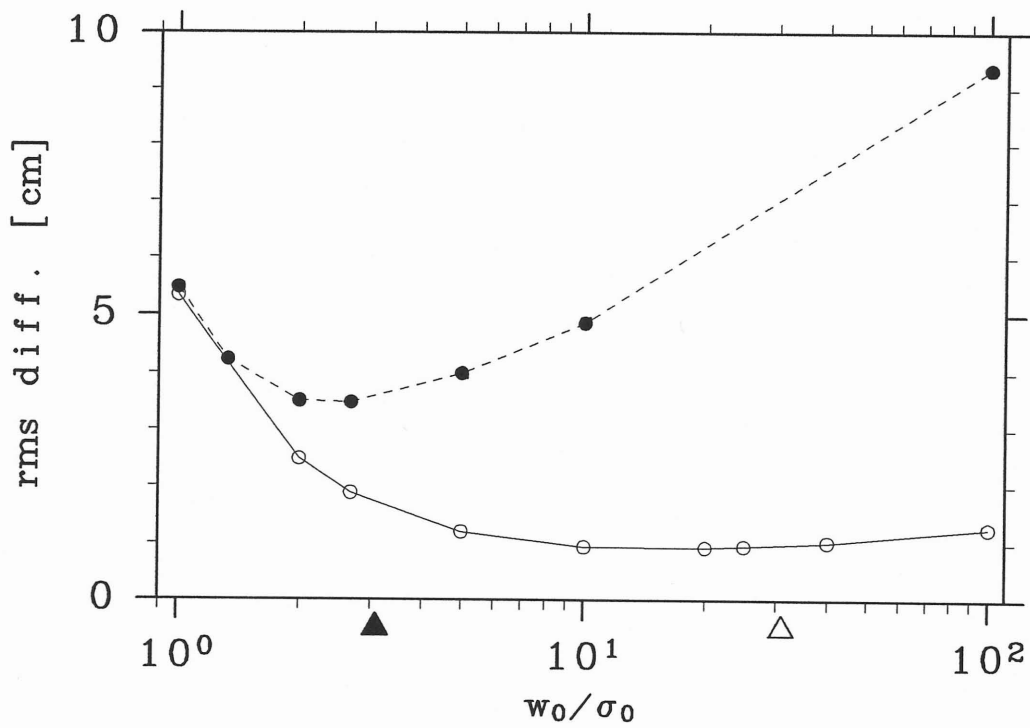


Figure 4. The rms difference between the true field and the reconstructed field plotted against the ratio w_0/σ_0 . Solid line is for artificial input observation data with $\alpha = 0.2$ m and $\beta = 0.02$ m, whereas dotted line is for data with $\alpha = 0.2$ m and $\beta = 0.2$ m. Other parameters used are the same as Fig. 2. Signal to noise ratios of the input data (after 10 point averaging) are indicated on the abscissa by open (for solid line) and closed (for dotted line) triangles. In the calculations of rms difference, unreliable estimates indicated by higher estimated errors are not used.

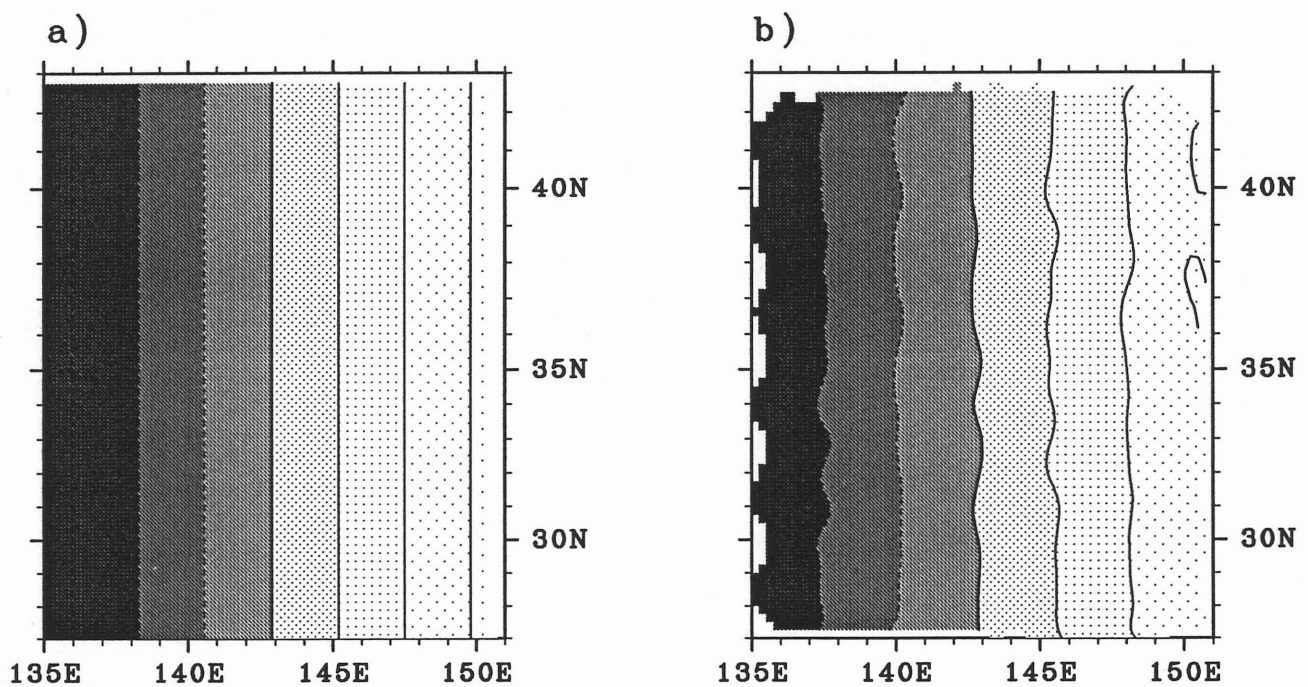


Figure 5. An example of the optimal interpolation performance tests with orbit errors. The zonally-gradient true field (a) is reconstructed by the optimal interpolation as panel (b). Parameters in formula (11) for panel (a) are $A=1.56 \times 10^{-5}$ and $B=C=0$ (rms height of the signal is 0.2 m) with $d=1$. Contour and shading intervals are 0.1 m and lower values are shaded more heavily; zero level is indicated by thick contour lines and negative values are shown with dotted contour lines. Resolution of both panels is $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. In panel (b), contours and shading are omitted at points where the estimated error exceeds 0.05 m in order to exclude unreliable estimates.

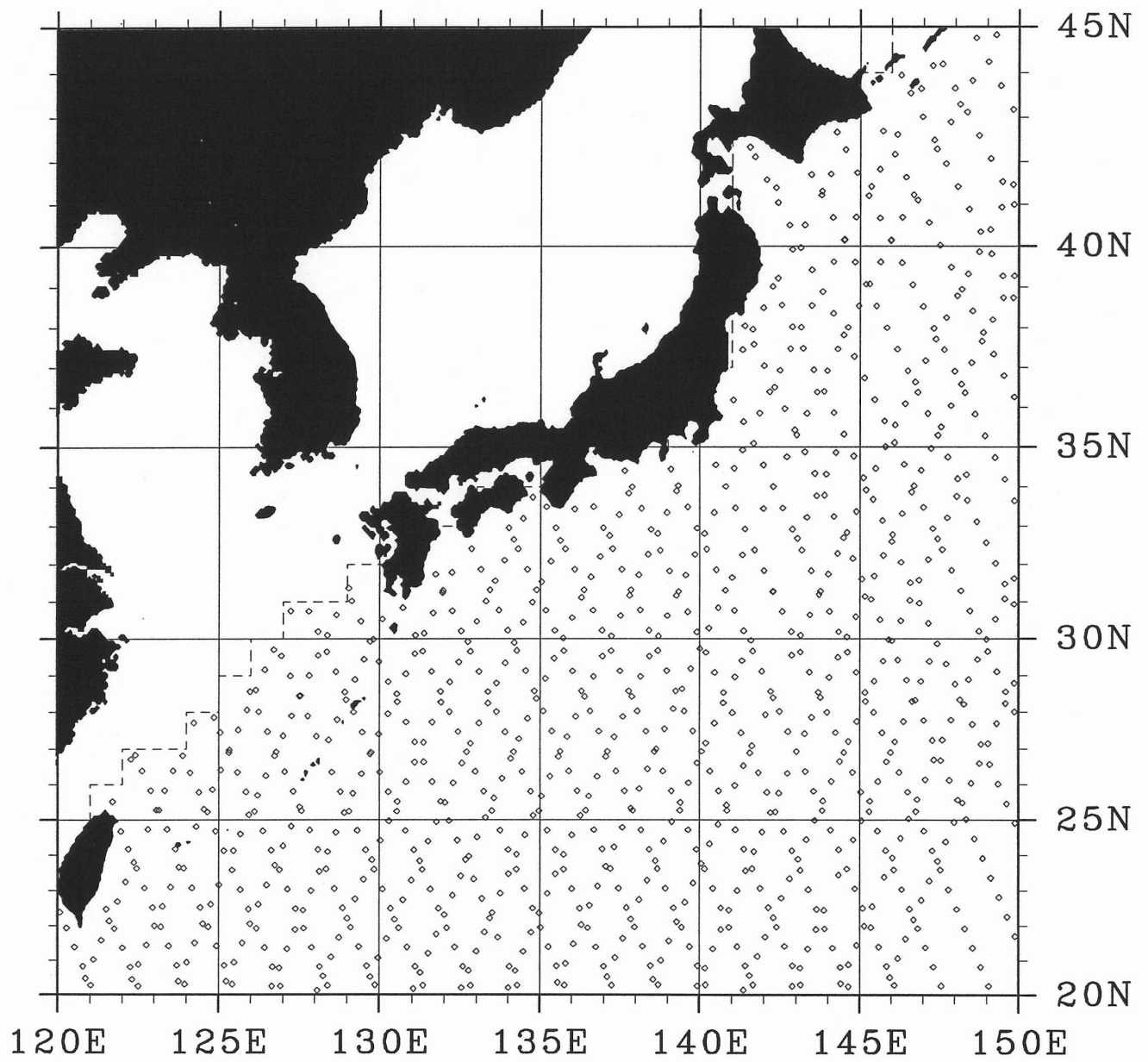


Figure 6. Data points distribution for Geosat ERM Cycle 2. Dotted line indicates the boundary of the study area.

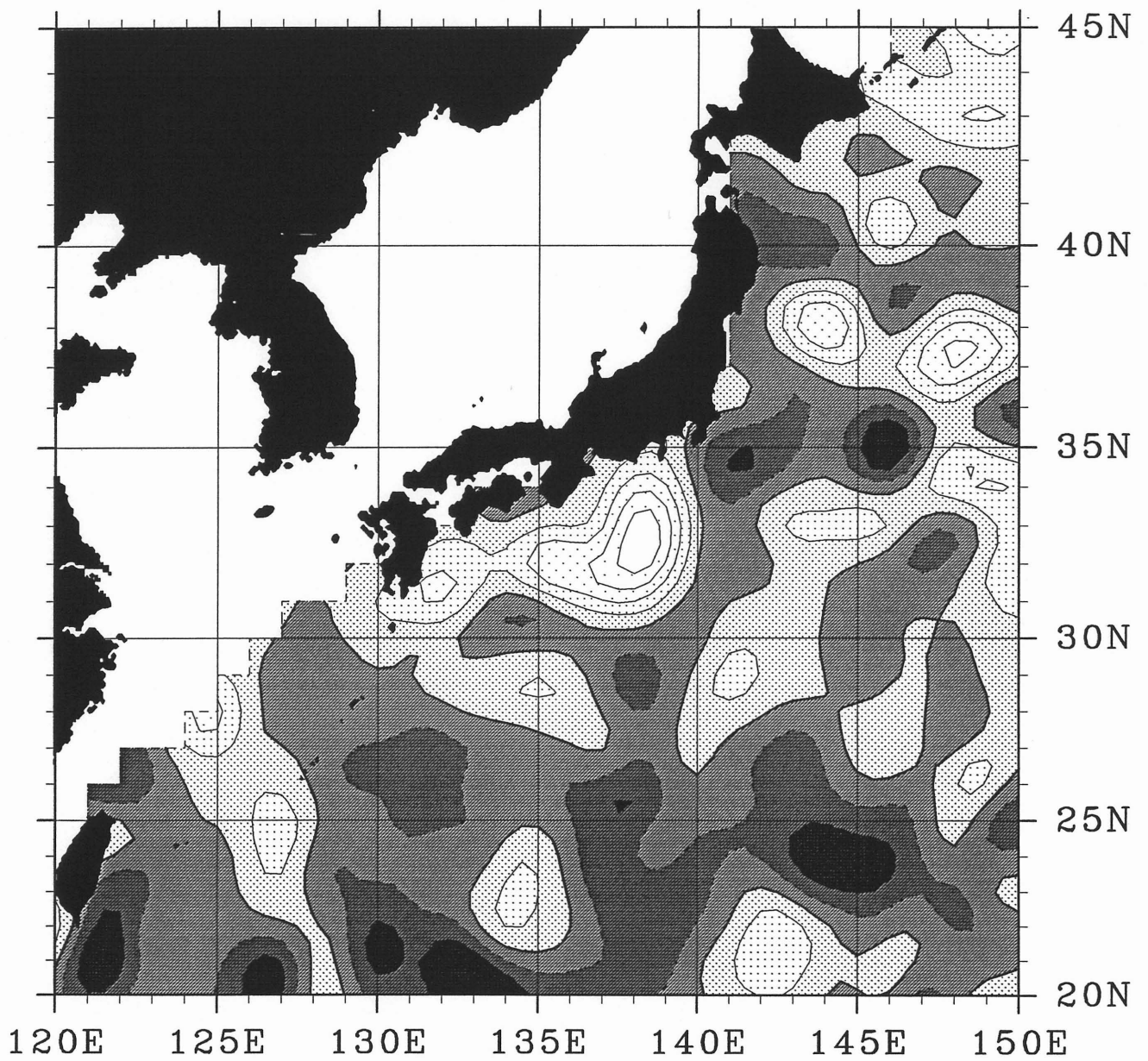


Figure 7. An example (Cycle 2) of the fluctuation SSDT estimated on a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ grid. Contour and shading intervals are 0.1 m and lower values are shaded more heavily; zero level is indicated by thick contour lines and negative values are shown with dotted contour lines.

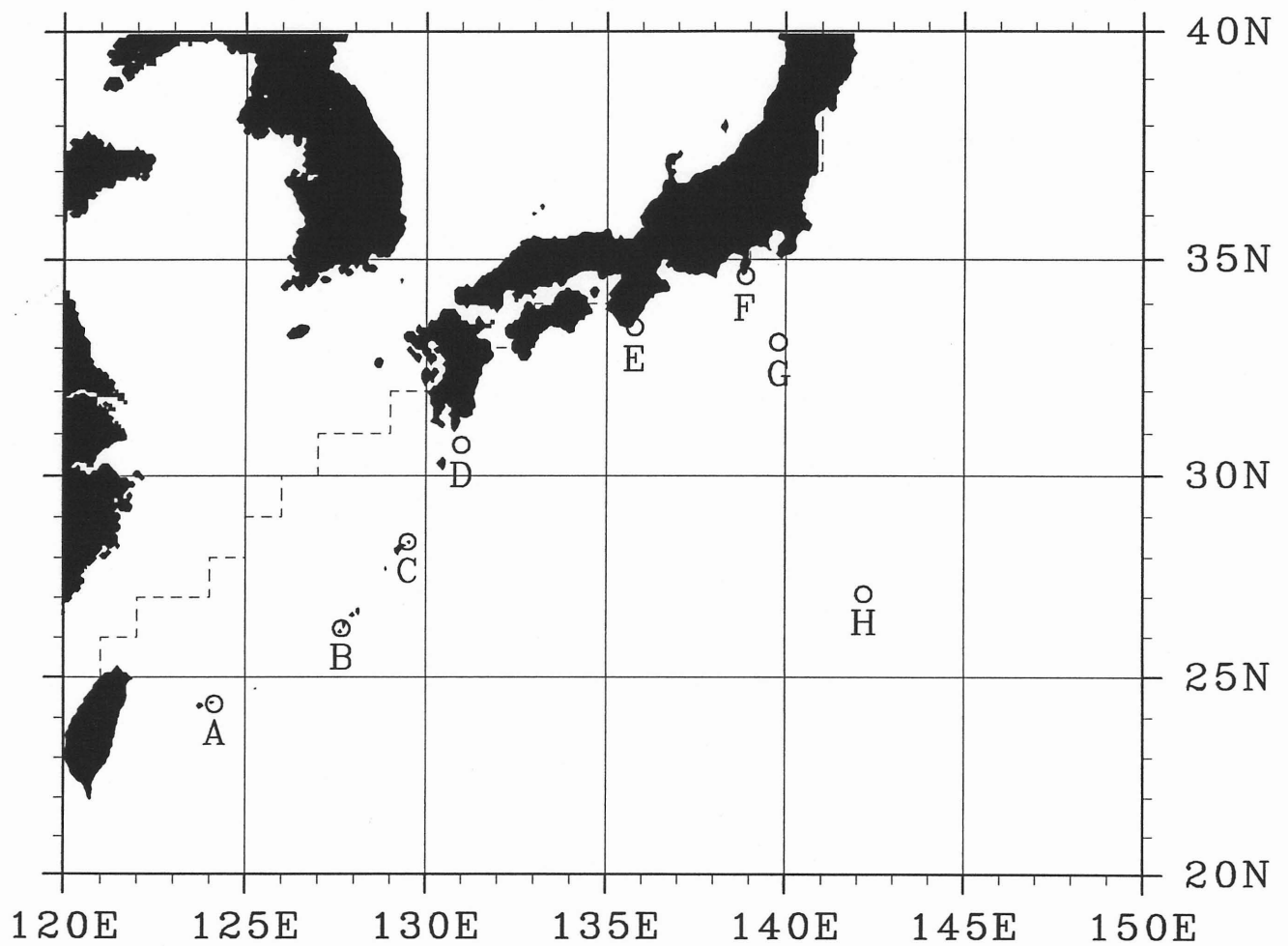


Figure 8. Locations of tide gauge stations used in the comparisons of the altimetric and tide gauge fluctuation SSDT's in Fig. 9. They are Ishigaki (A), Naha (B), Naze (C), Nishino-omote (D), Kushimoto (E), Minami-izu (F), Hachijo-jima (G) and Chichi-jima (H).

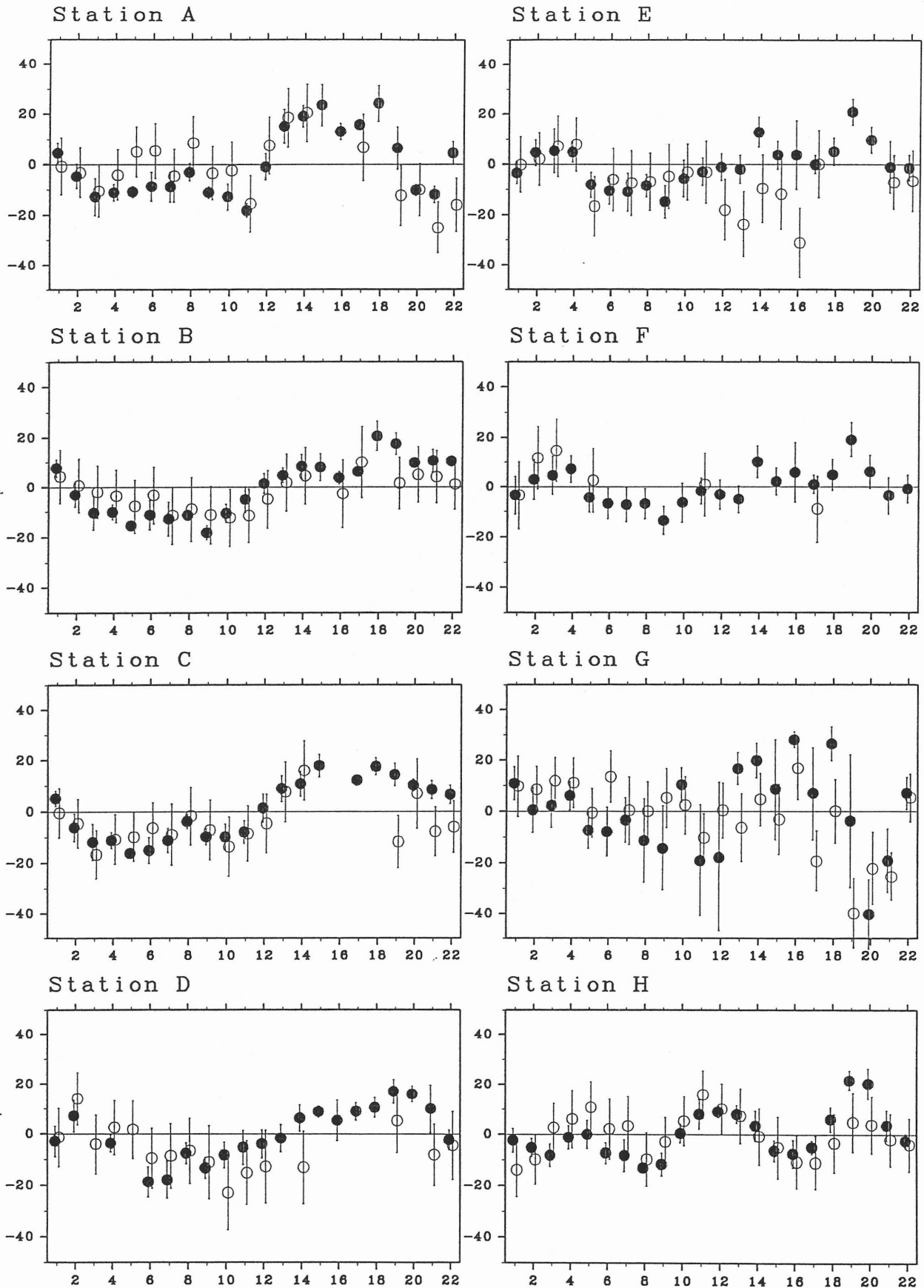


Figure 9. Comparisons of fluctuation SSdT's estimated from the tide gauge records $\zeta'_p|_{tide}$ (dots) and from the Geosat altimetry data ζ'_p (circles). Vertical lines are error bars. Estimates of ζ'_p are not shown when any of the estimated errors at the closest four grid points exceeds 0.16 m, and estimates of $\zeta'_p|_{tide}$ are not shown when the cycle mean is estimated from less than 8-day records. Numerals in the abscissa are cycle numbers, and those in the ordinate are height in cm.

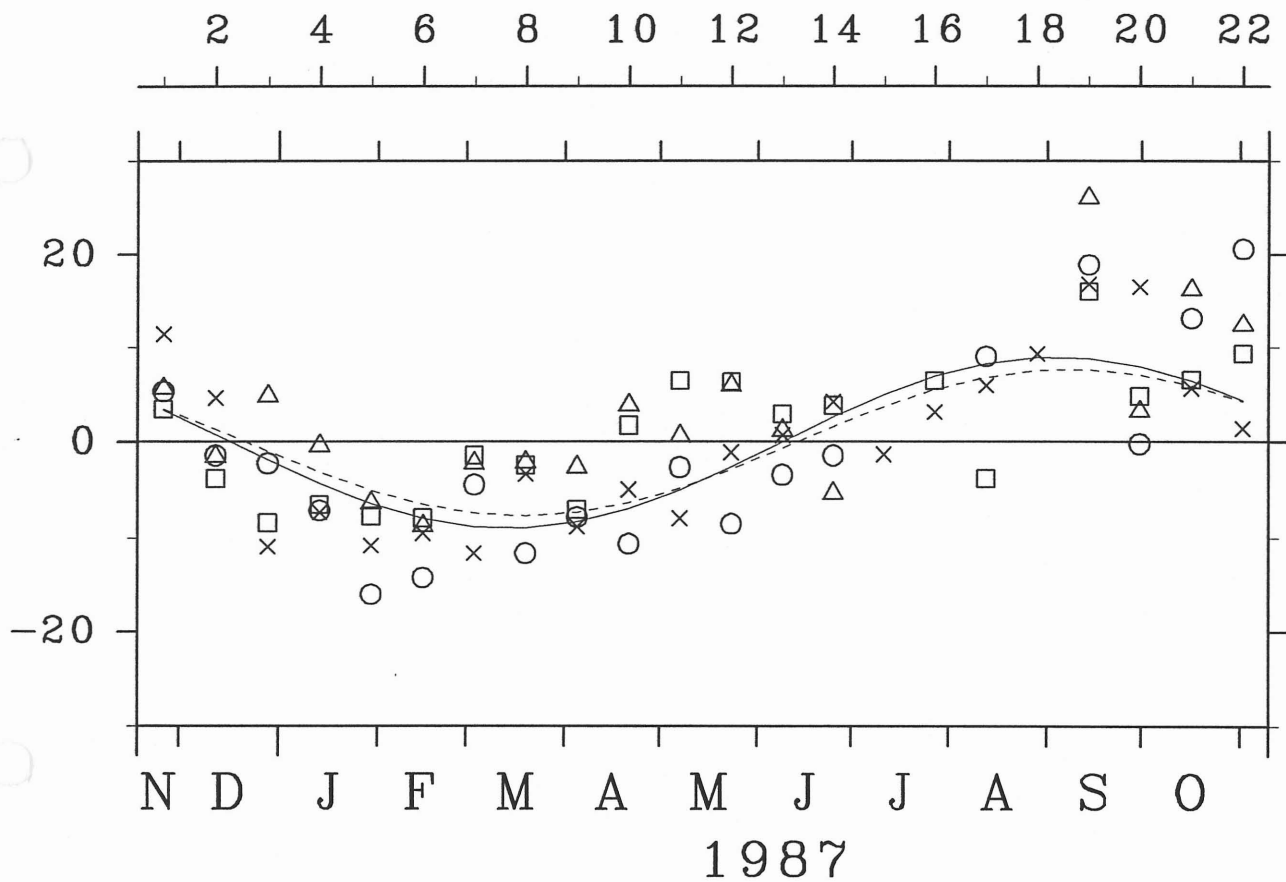


Figure 10. Differences (in cm) between the tide gauge and altimetric fluctuation SSdT's ($\zeta'_{p|tide} - \zeta'_p$) for Stations A (circles), B (squares), C (triangles) and H (crosses) plotted against cycles (upper scale) or the time of observations (lower scale). Solid curve indicates a least-squared-fitted sinusoidal curve of one-year period. Dotted curve indicates a climatological mean seasonal variation of the areal averaged sea surface dynamic height.

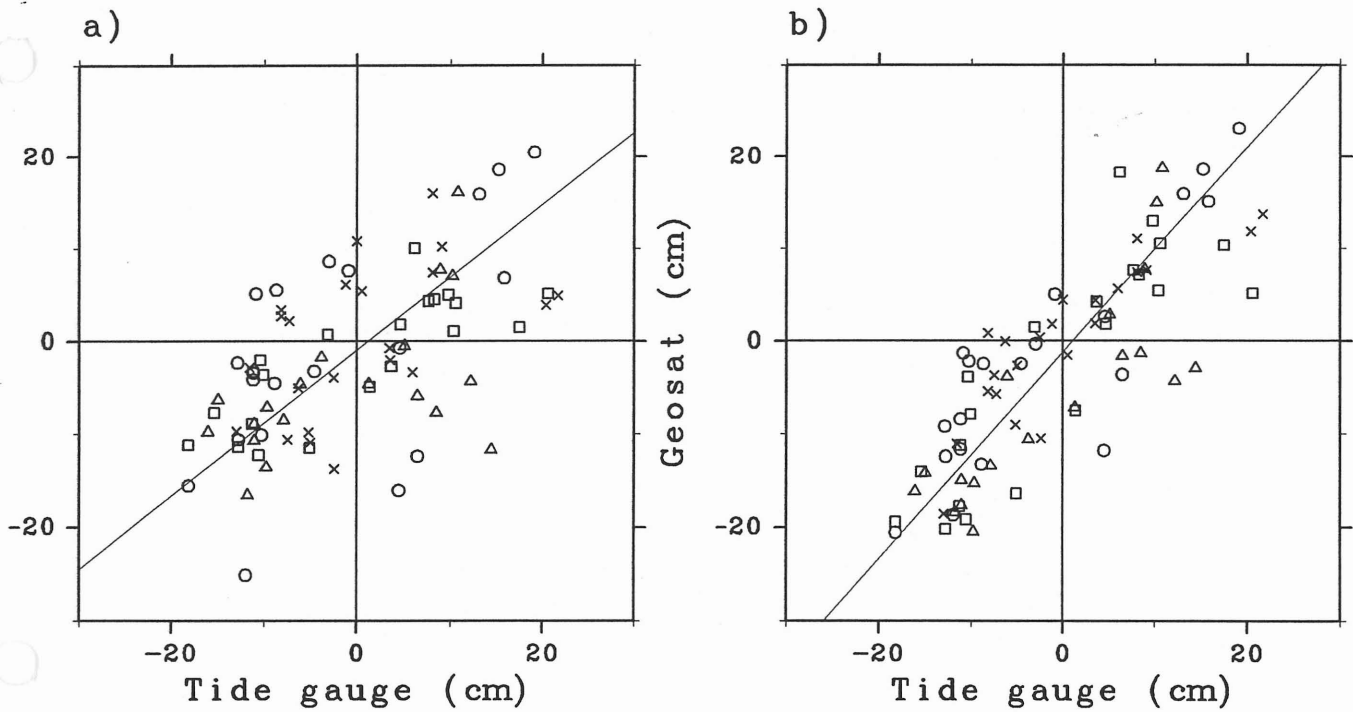


Figure 11. Scatter plots of the tide gauge and altimetric fluctuation SSDT's for Stations A (circles), B (squares), C (triangles) and H (crosses) before (a) and after (b) the compensation of the seasonal variation of the areal averages. The regression lines are also drawn in the figures.

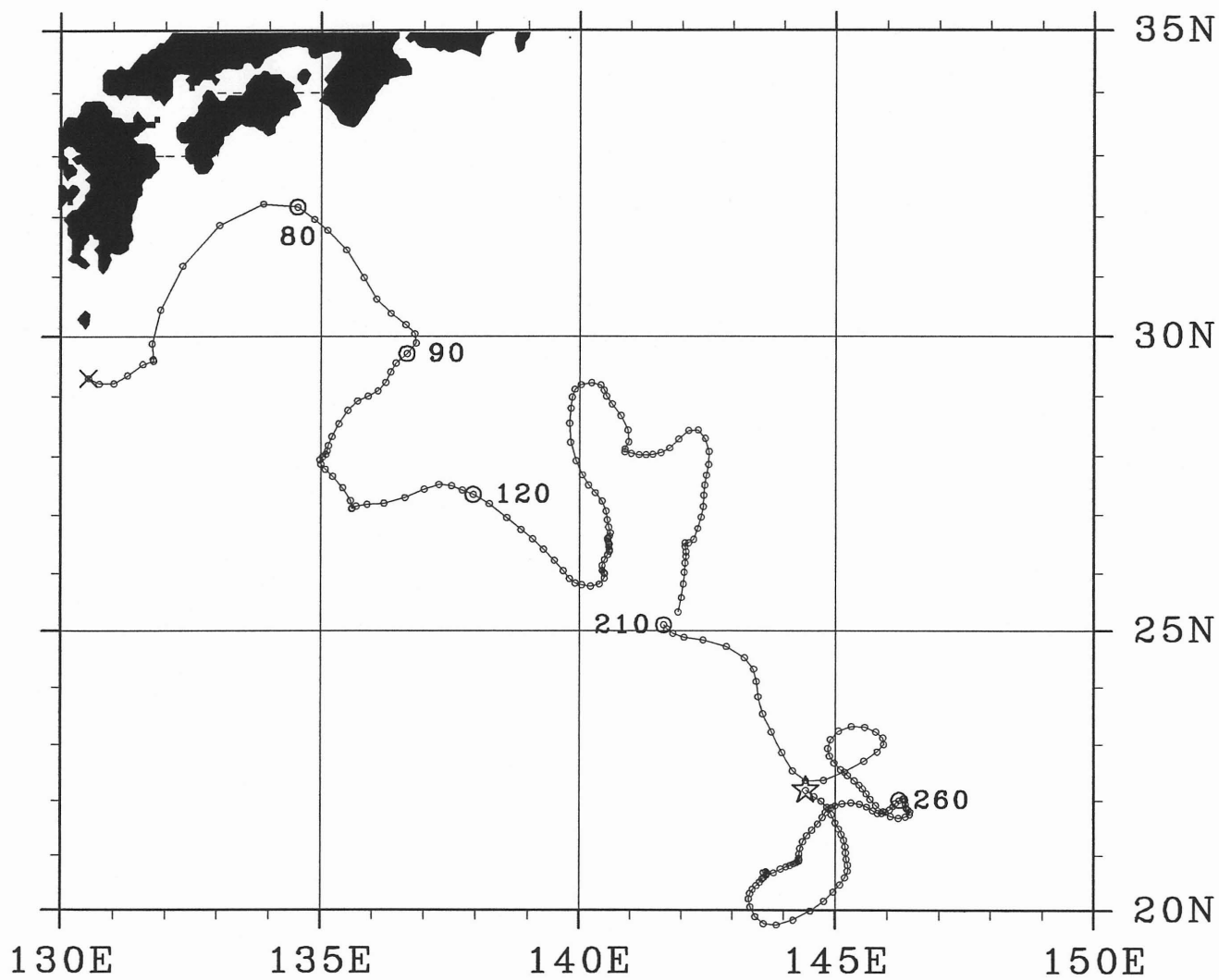


Figure 12. Daily positions of a drifting buoy released south of Kyushu (marked by a cross) on yearday 67, 1987, and lost at 22.4°N, 144.2°E (marked by a star) on yearday 330, 1987; position data are missing during yeardays 205–209 around 25°N, 142°E.

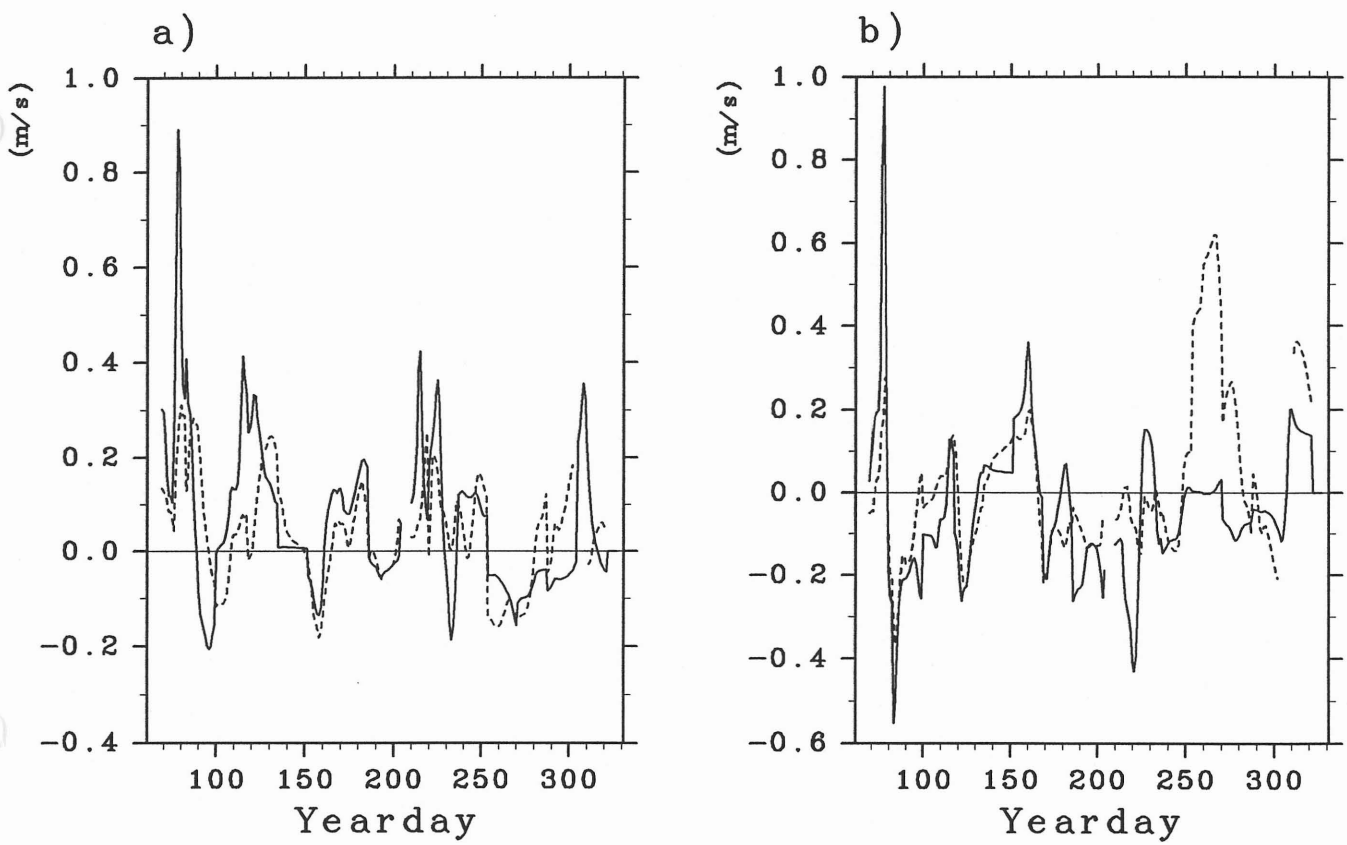


Figure 13. Time series of surface velocities determined from drifting buoy trajectory v_b (solid line), and from the composite SSTT v_c (broken line) for zonal component (a) and meridional component (b).

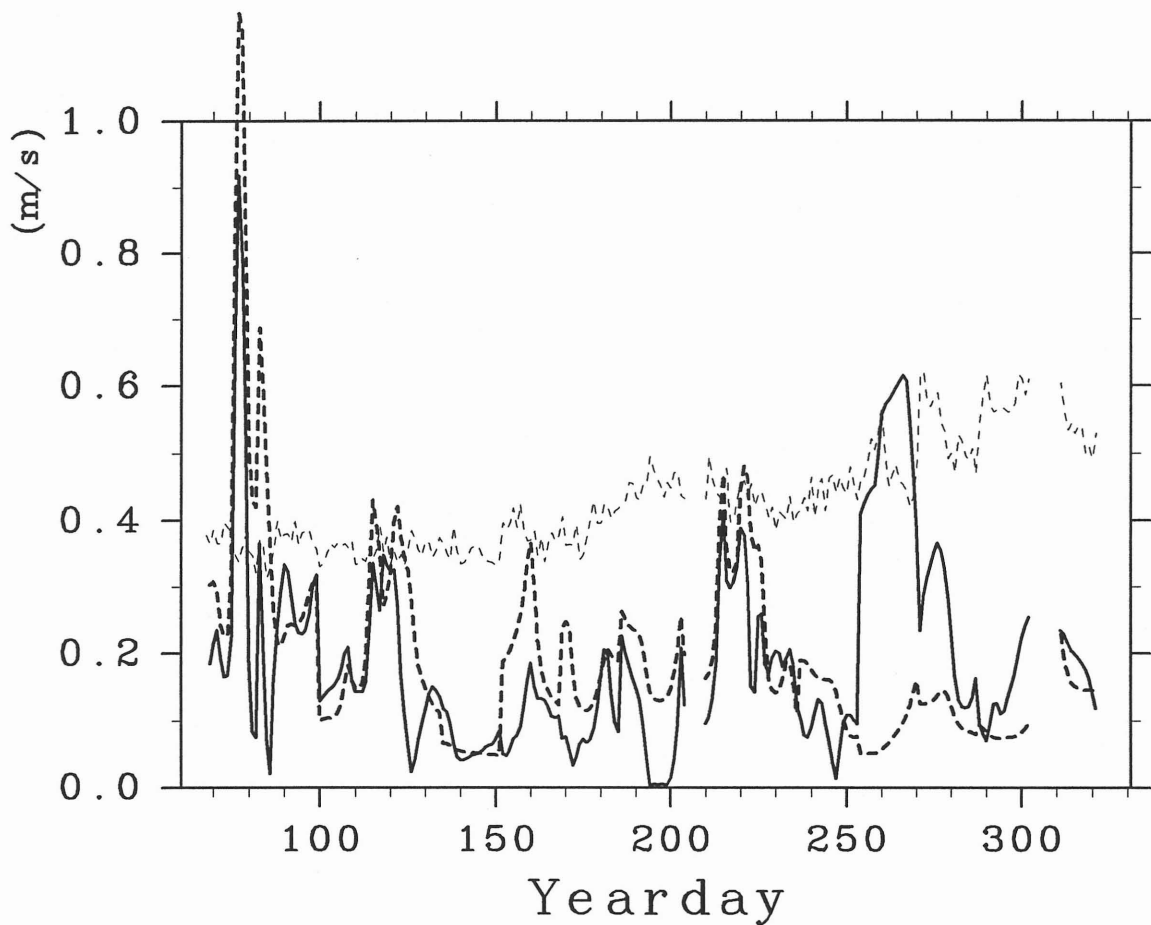


Figure 14. Time series of the magnitude of velocity difference $|v_b - v_c|$ (solid line). The magnitude of the buoy-derived velocity v_b is also plotted by a thick dotted line, while the estimated error of the altimetry-derived geostrophic velocity v_c is shown by a thin dotted line.

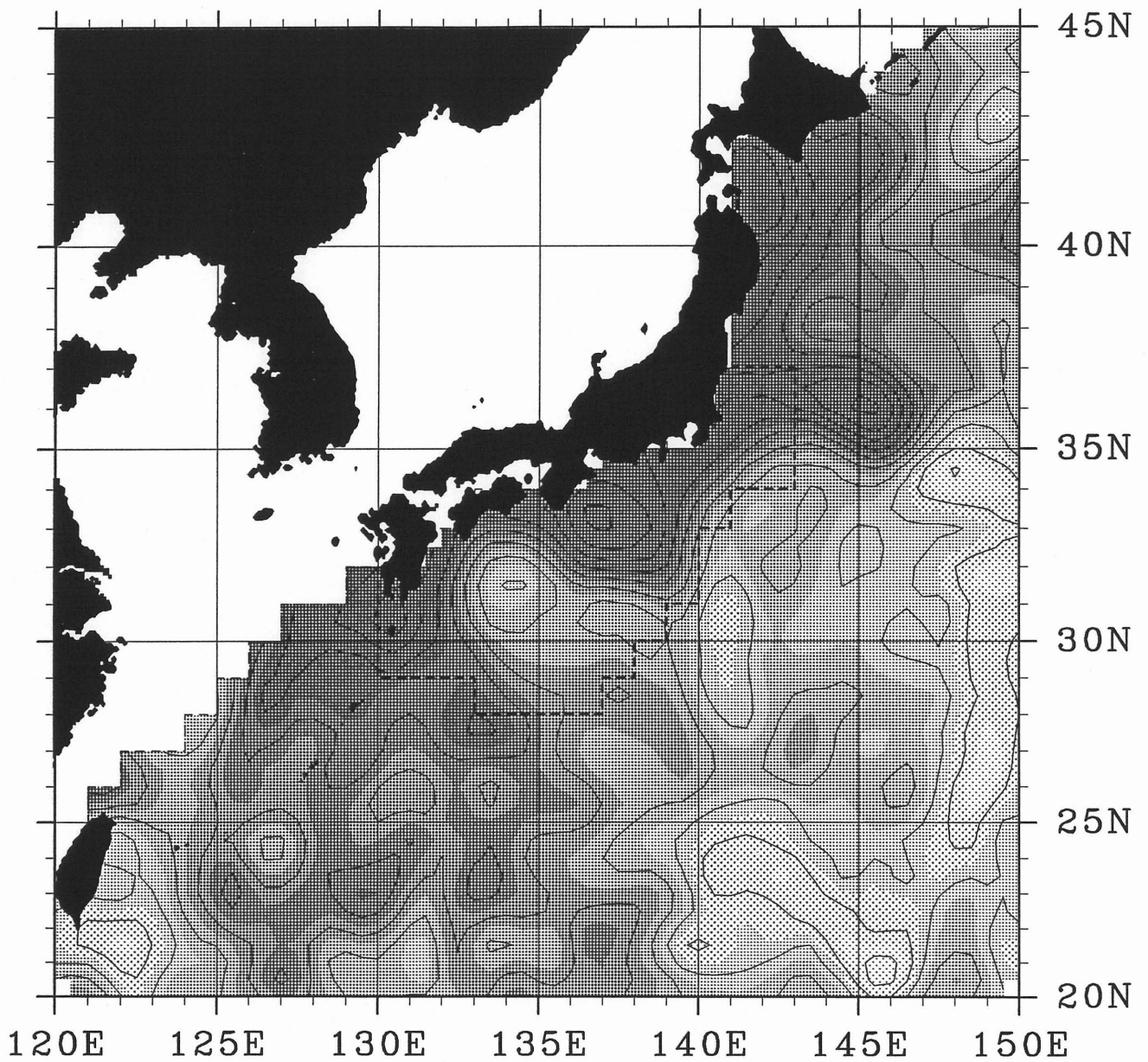


Figure 15. Temporal mean elevation field $H(\mathbf{x})$ relative to the improved geoid model (Imawaki *et al.*, 1991) estimated on a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ grid. Contour and shading intervals are both 0.2 m, but they are gapped by 0.1 m; area of lower values is shaded more heavily. Inside the thick broken line, contemporary hydrographic observation data were used in the geoid model improvement. Contours and shading are omitted at points where the estimated error exceeds 0.3 m.

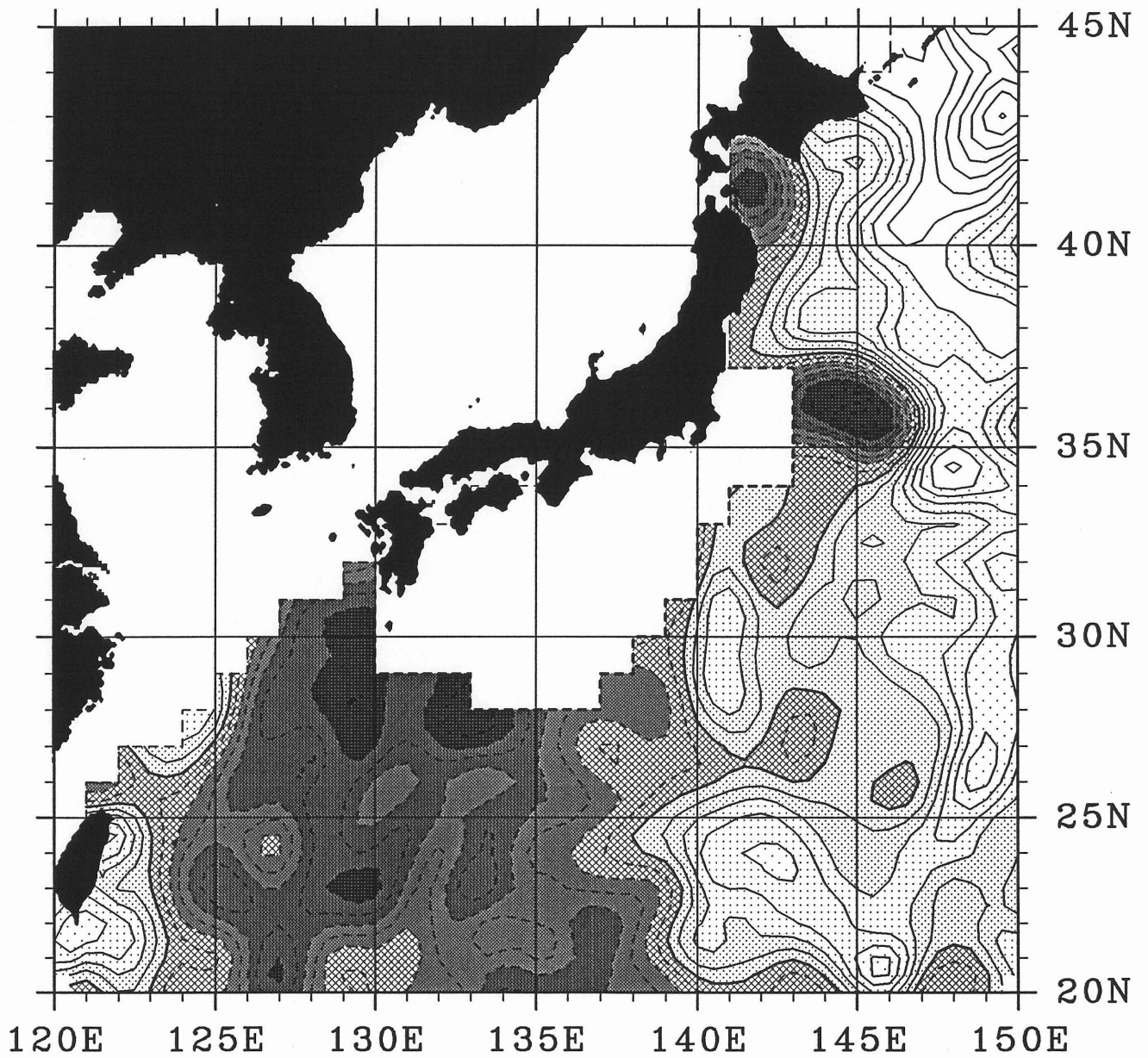


Figure 16. Possible errors in the improved geoid model for the area outside the thick broken line in Figure 15. Contour interval is 0.1 m, and shading interval is 0.2 m; area of lower values is shaded more heavily. Contours and shading are omitted at points where the estimated error exceeds 0.3 m.

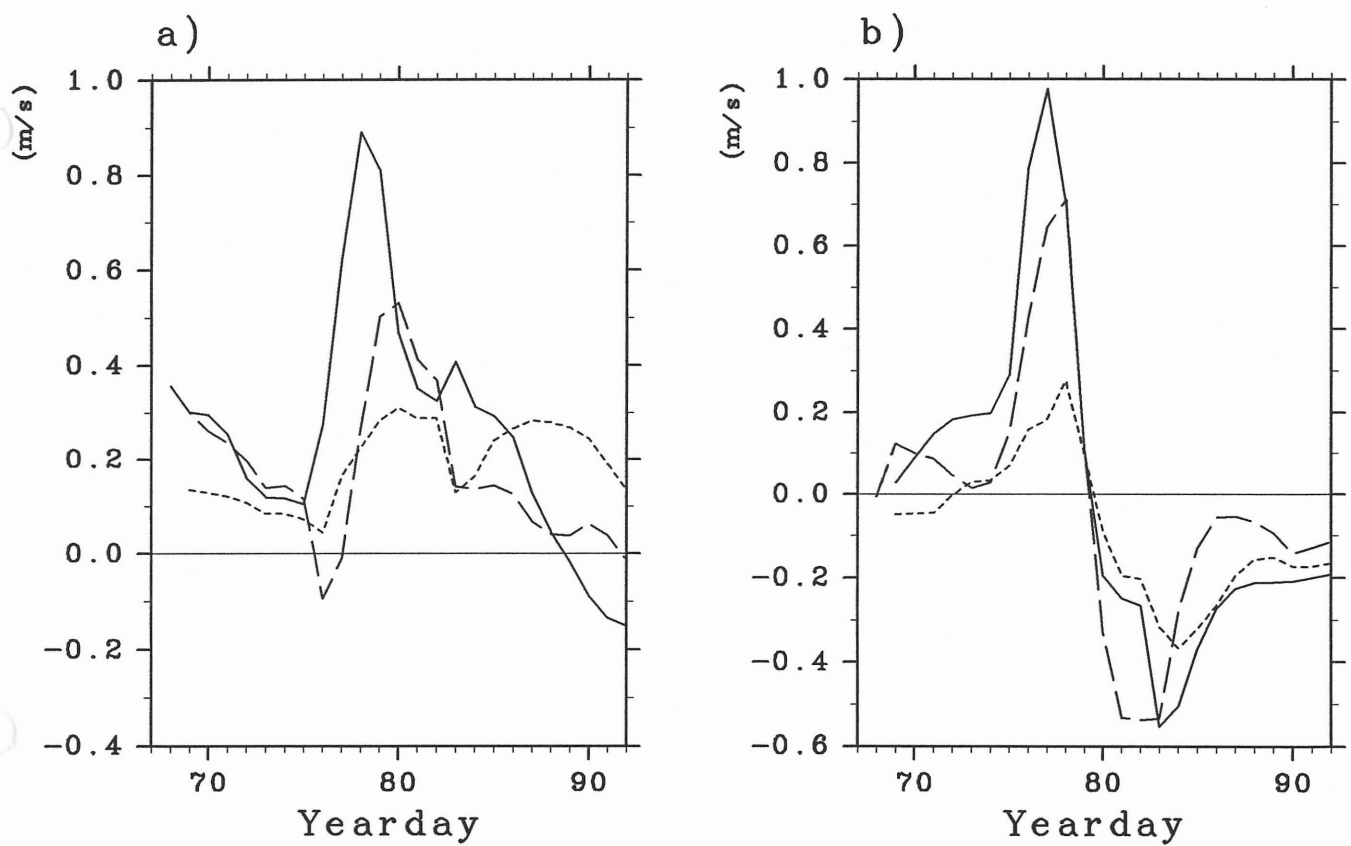


Figure 17. Time series of surface velocities determined from the drifting buoy trajectory v_b (solid line), from the composite SST v_c (broken line), and from the absolute SST v_a (dotted line) for zonal component (a) and meridional component (b) during the period of yeardays 67–92; the drifting buoy was in the Kuroshio region in this period.

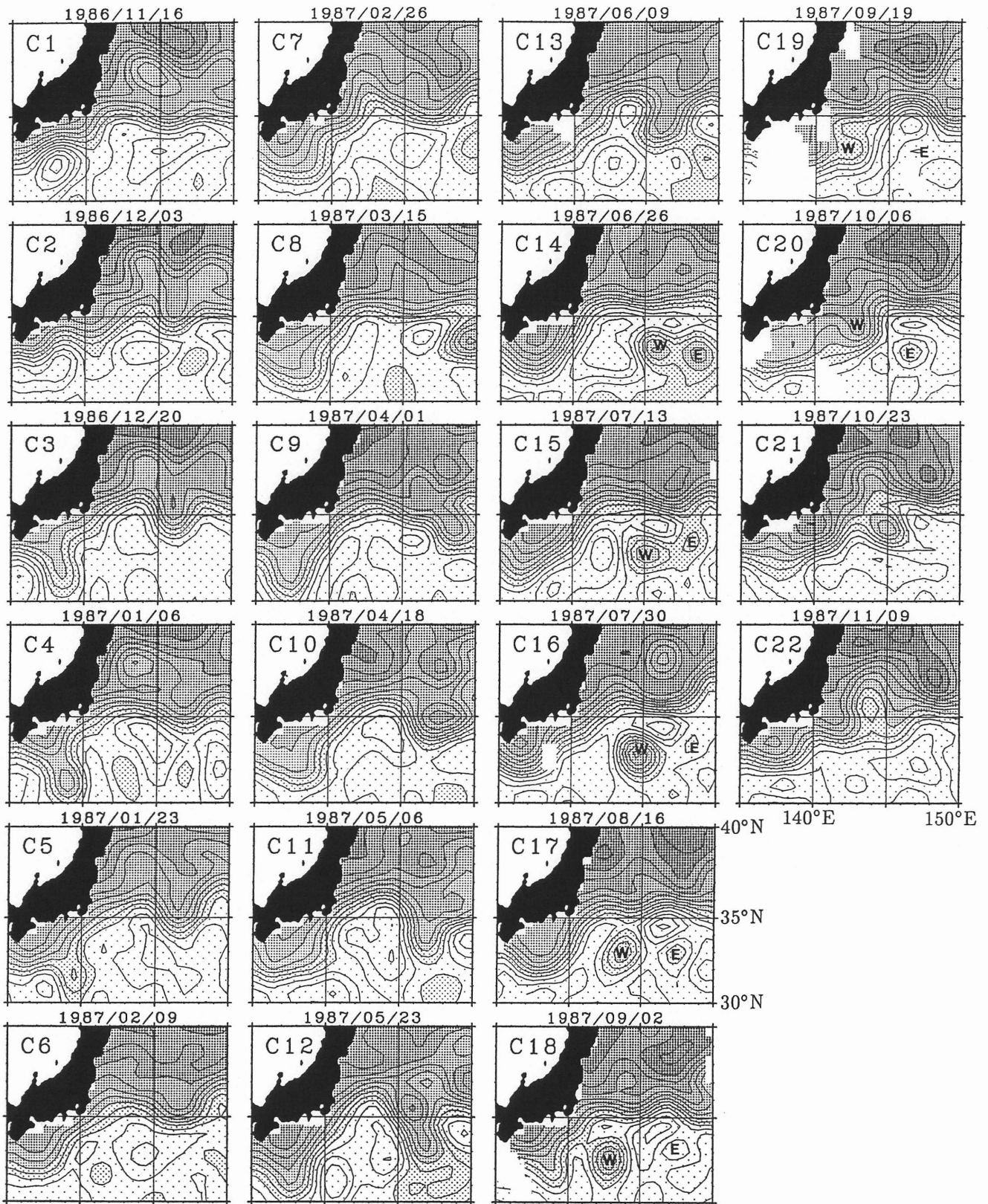


Figure 18. Maps of the composite SSDT at 17-day intervals. The contour interval is 0.1 m; the lower composite SSDT is shaded more heavily. Contours and shading are omitted at points where the estimated error of the SSDT fluctuation exceeds 0.16 m, in order to exclude unreliable estimates near areas of no data. Cycle number and the central date of the cycle are shown for each panel.

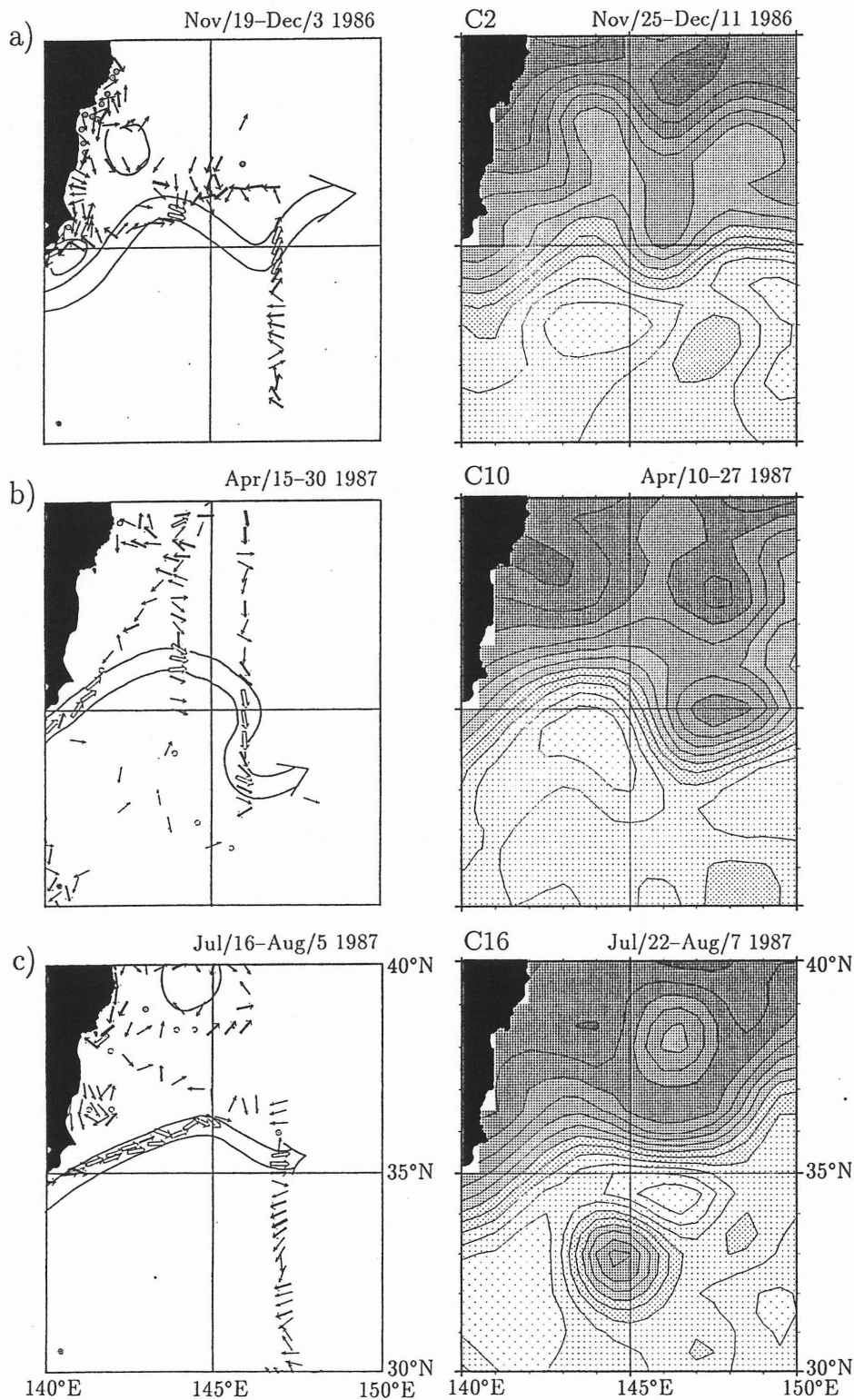


Figure 19. (a) (left) Map of the Kuroshio Extension axis determined from *in situ* oceanographic observations from November 19 to December 3, 1986 (partial copy of "Prompt Report on Oceanographic Conditions" issued semimonthly by the Hydrographic Department of the Maritime Safety Agency, Japan); small arrows indicate GEK surface velocities. (right) Extract of the composite SSdT for nearly corresponding cycle (cycle 2); contour interval is 0.1 m and lower SSdT is shaded more heavily. (b) Same as (a) but for April 15-30, 1987 and cycle 10; (c) July 16-August 5, 1987 and cycle 16.

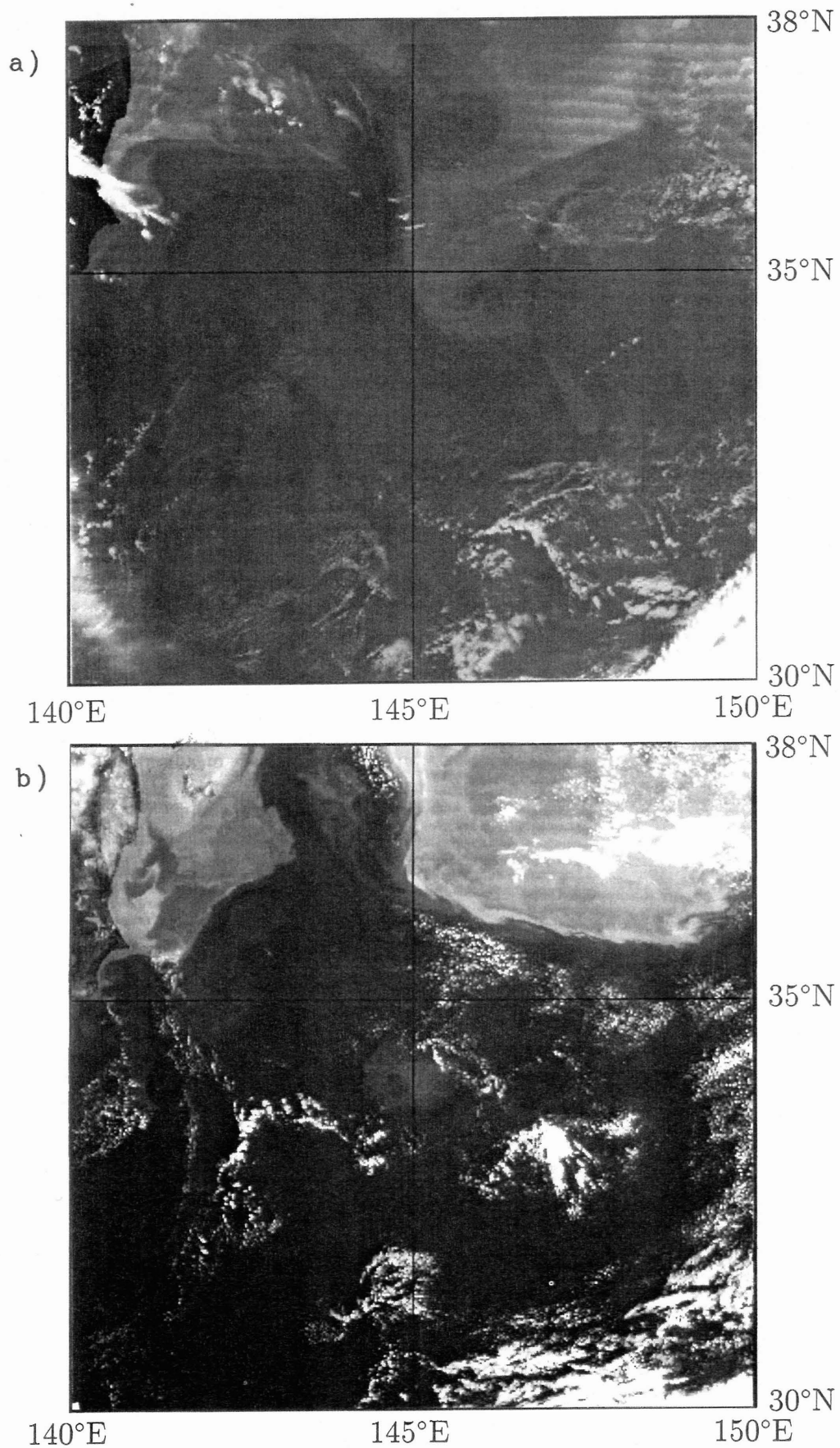


Figure 20. Enhanced AVHRR infrared band (channel 4) images taken by the NOAA 9 satellite on (a) June 1, 1987 and (b) October 28, 1987. Area of the images is 30°–38°N and 140°–150°E. Colder areas appear brighter; note that clouds are present in the images as very bright areas.

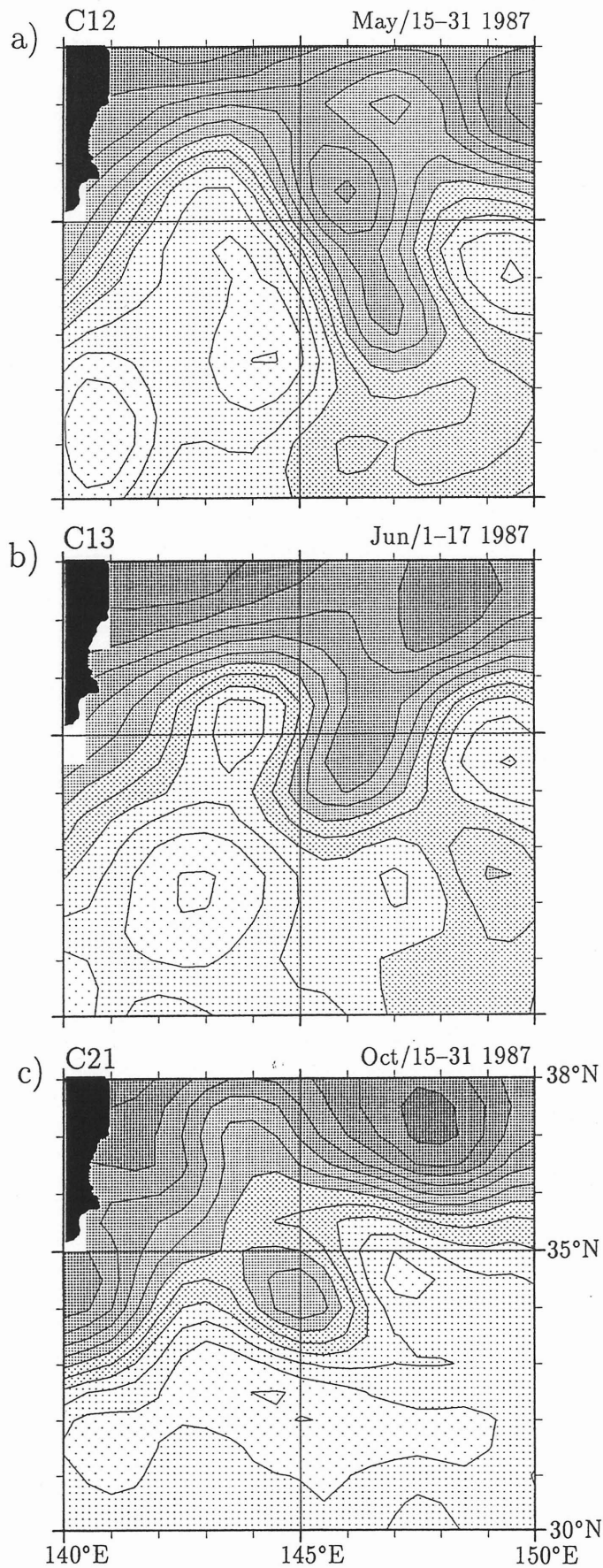


Figure 21. Extracts of the composite SSTD corresponding to Figure 20a (Figures 21a and 21b) and to Figure 20b (Figure 21c). Observation periods and the cycle numbers are shown for each panel. Contour interval is 0.1 m, and lower SSTD is shaded more heavily.

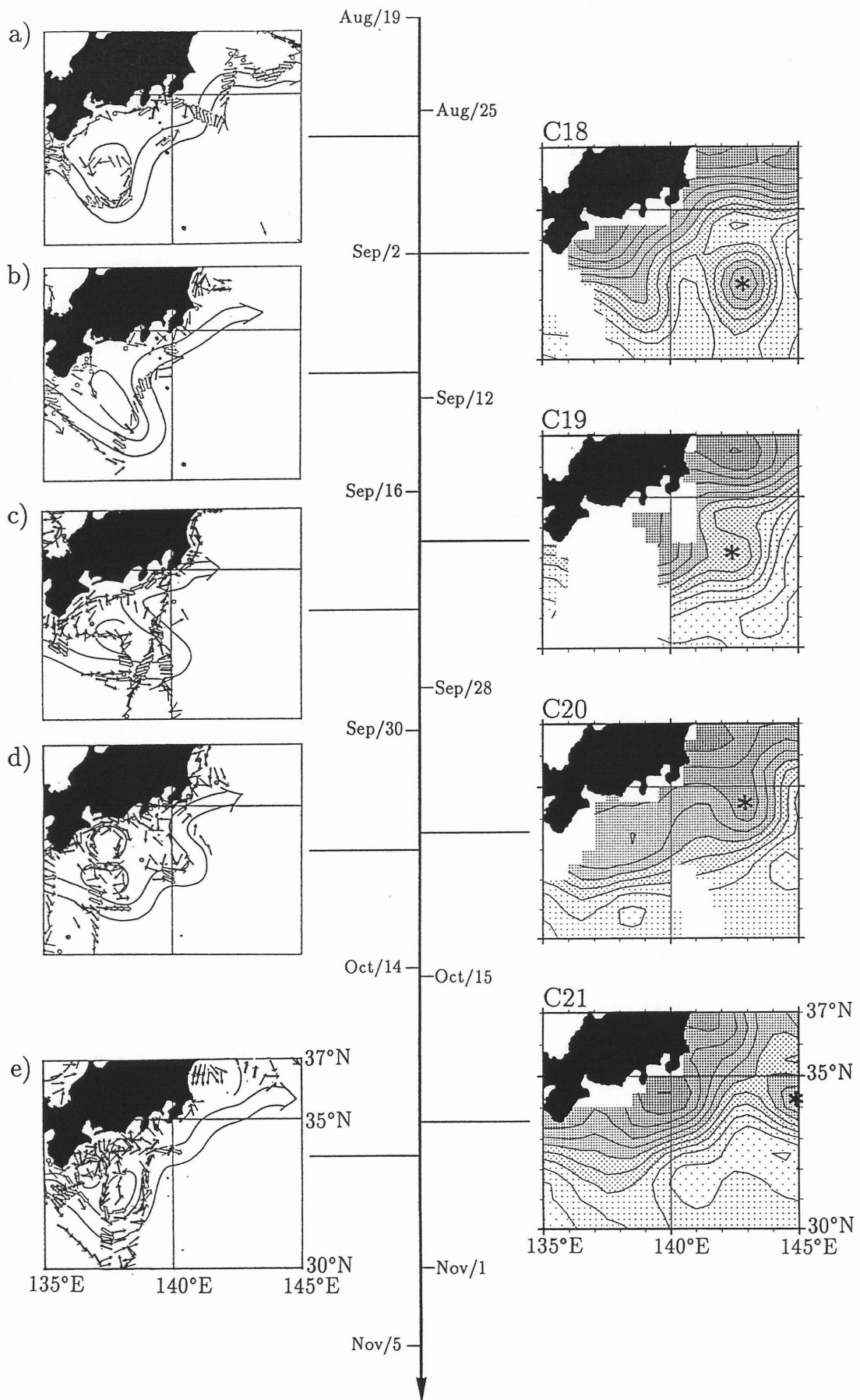


Figure 22. (a) Map of the Kuroshio axis determined from in situ oceanographic observations from August 19 to September 2, 1987; (b) September 2–16, 1987; (c) September 16–30, 1987; (d) September 30–October 14, 1987; (e) October 14–November 5, 1987. Extracts of the composite SSTD during these periods are shown to the right of the center line; asterisks indicate the center of the cyclonic ring. Positions of all panels are shifted from top to bottom according to the central dates of the observation periods. See the caption to Figure 19 for further details.

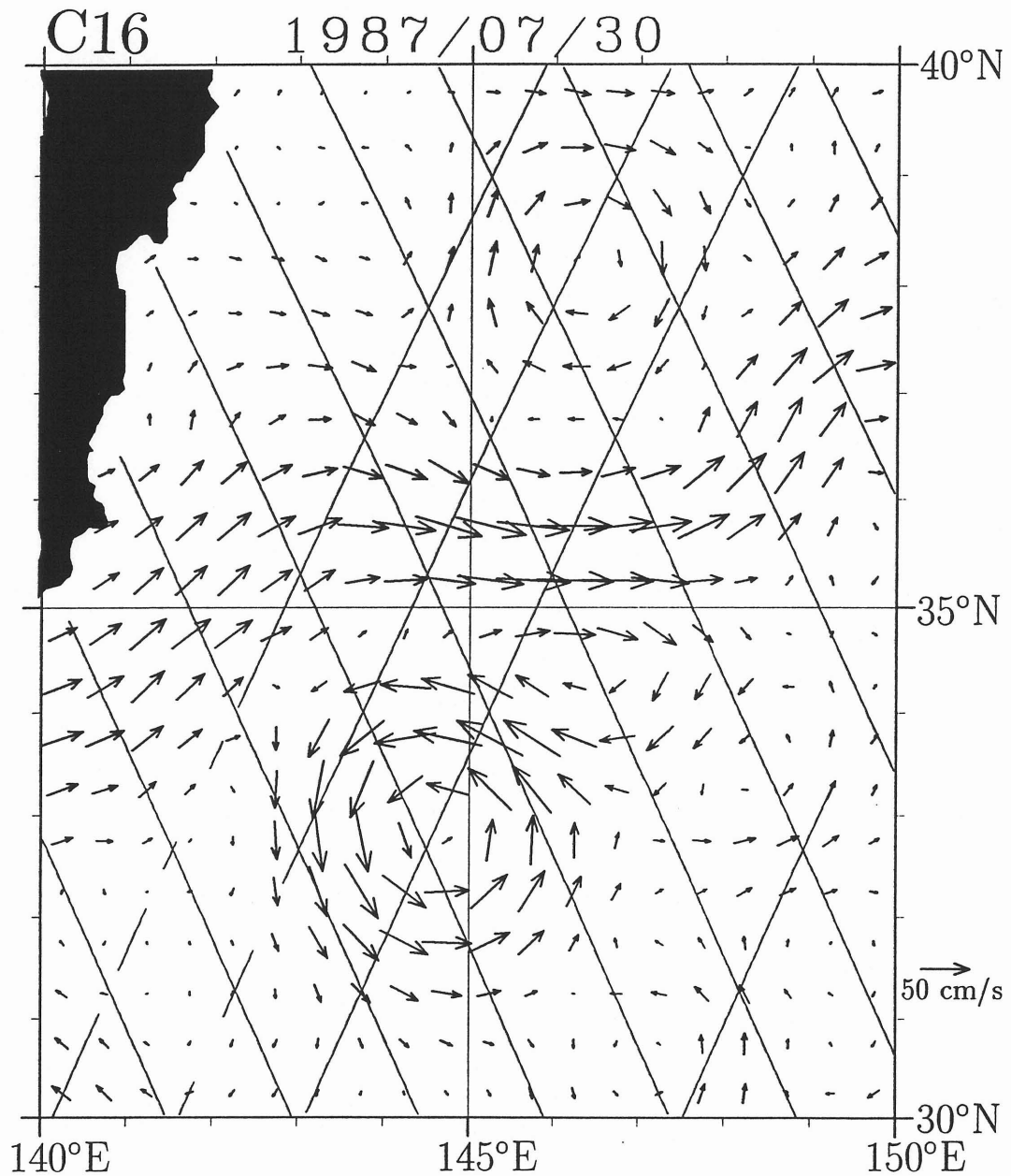


Figure 23. Map of geostrophic velocity in Cycle 16 (the central date is July 30, 1987) estimated from the composite SSDT. Subsatellite tracks along which the data were obtained are superimposed on the figure.

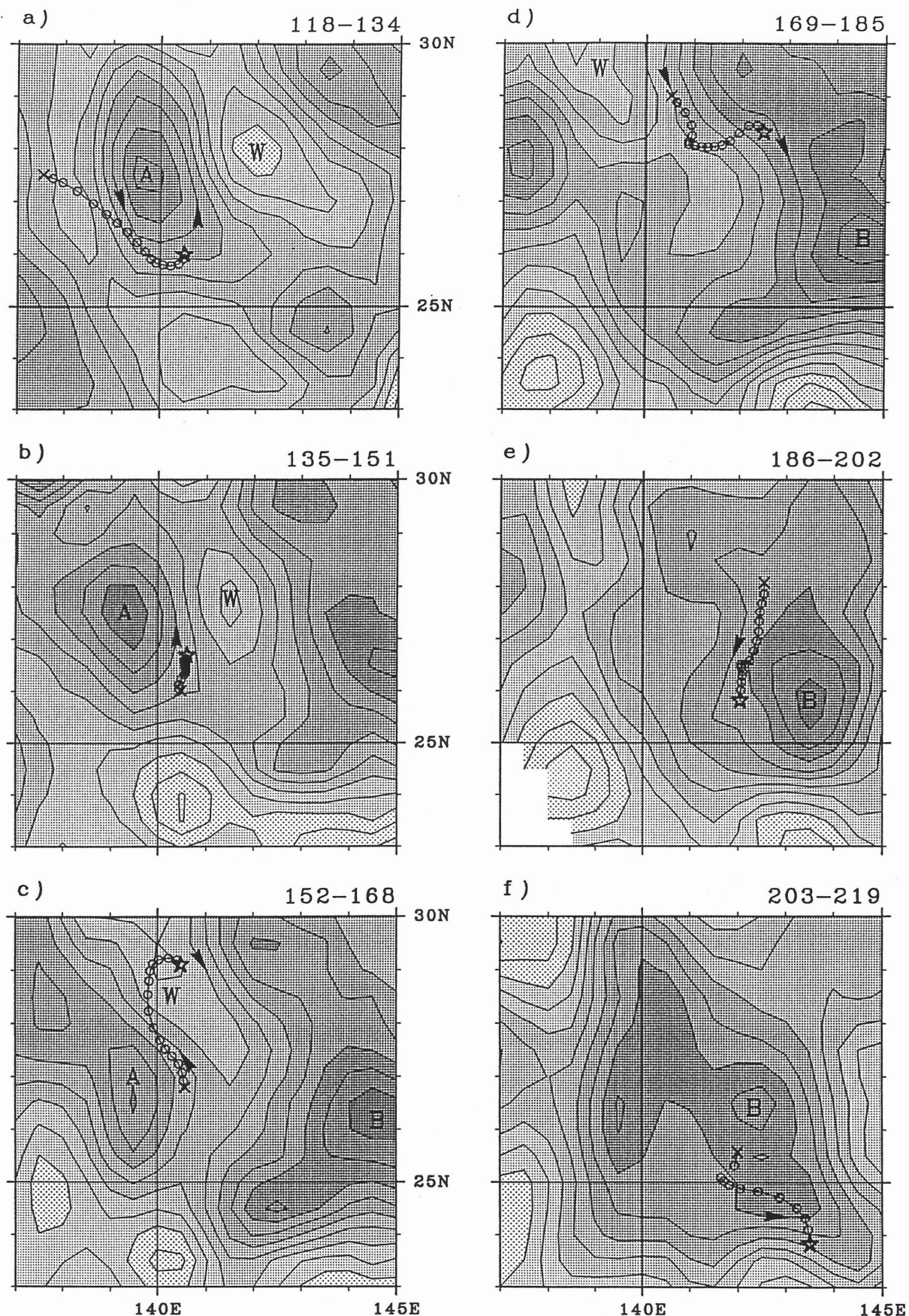


Figure 24. Synoptic maps of the composite SSTD during yearday 118 (a) to 219 (f) superimposed on daily positions of the drifting buoy. The observation period (year days) of each panel is indicated at the top. Beginning and ending positions of the drifting buoy trajectory in each period are indicated by a cross and a star, respectively. Contour interval is 0.05 m and shading interval is 0.1 m; the lower composite SSTD is shaded more heavily. Contours and shading are omitted at points where the estimated error of the fluctuation SSTD exceeds 0.16 m. Arrowheads indicate the direction of geostrophic velocities, and letters “A”, “B” and “W” are drawn for the convenience of discussion.

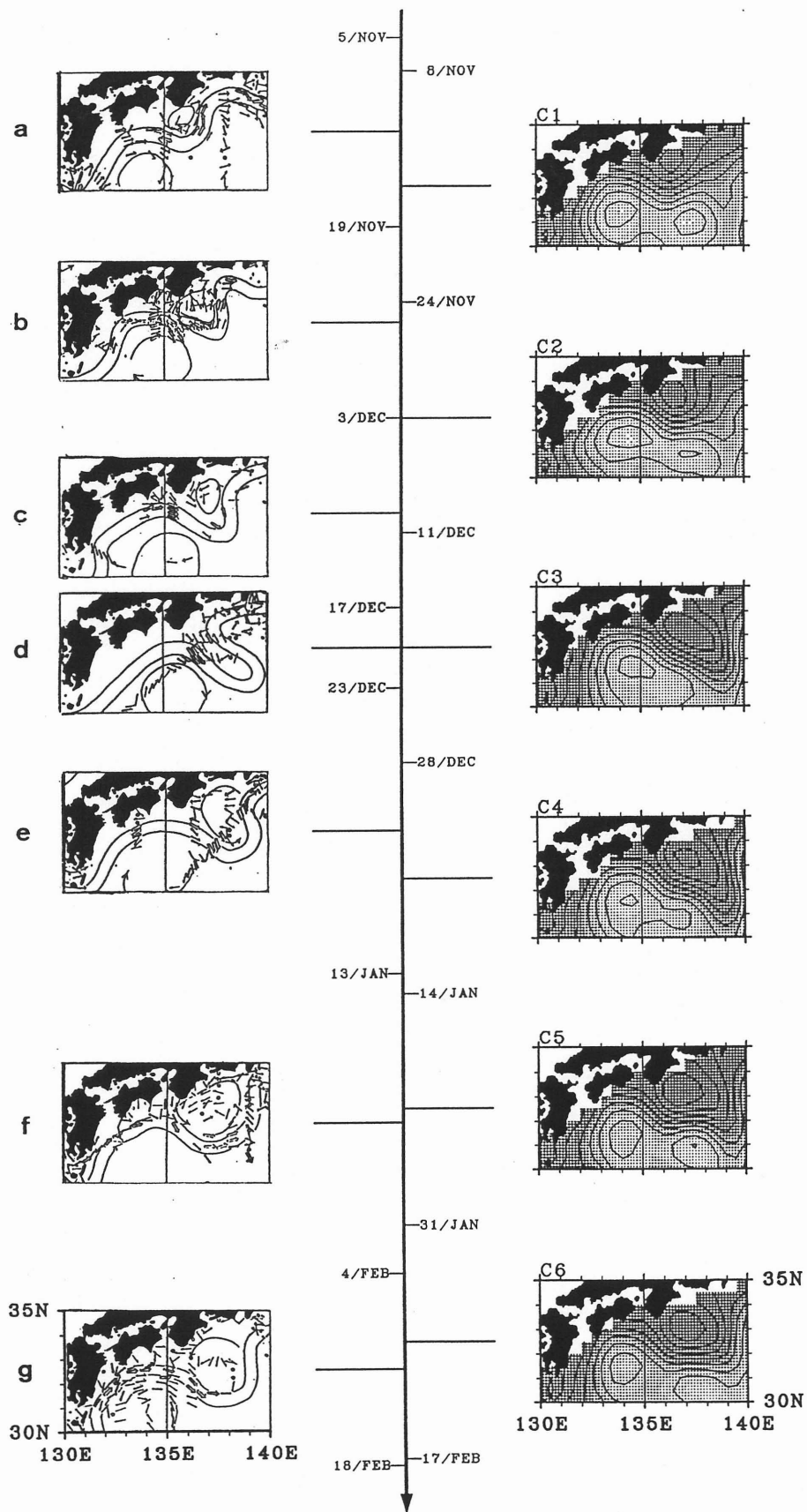


Figure 25. Maps of the Kuroshio axis determined from *in situ* oceanographic observations for early November 1986 (a) to early February, 1987 (g) (partial copies of "Prompt Report on Oceanographic Conditions" issued semimonthly by the Hydrographic Department of the Maritime Safety Agency, Japan); small arrows indicate GEK surface velocities. Maps of the absolute SSdT (the mean elevation $H(\mathbf{x})$ plus the fluctuation SSdT $\zeta'_p(\mathbf{x})$) from Cycle 1 (C1) to Cycle 6 (C6) are shown to the right of the center line; contour and shading intervals are 0.2 m with 0.1 m gap for each other, and lower values are shaded more heavily. Positions of all panels are shifted from top to bottom according to the central date of the observation periods.

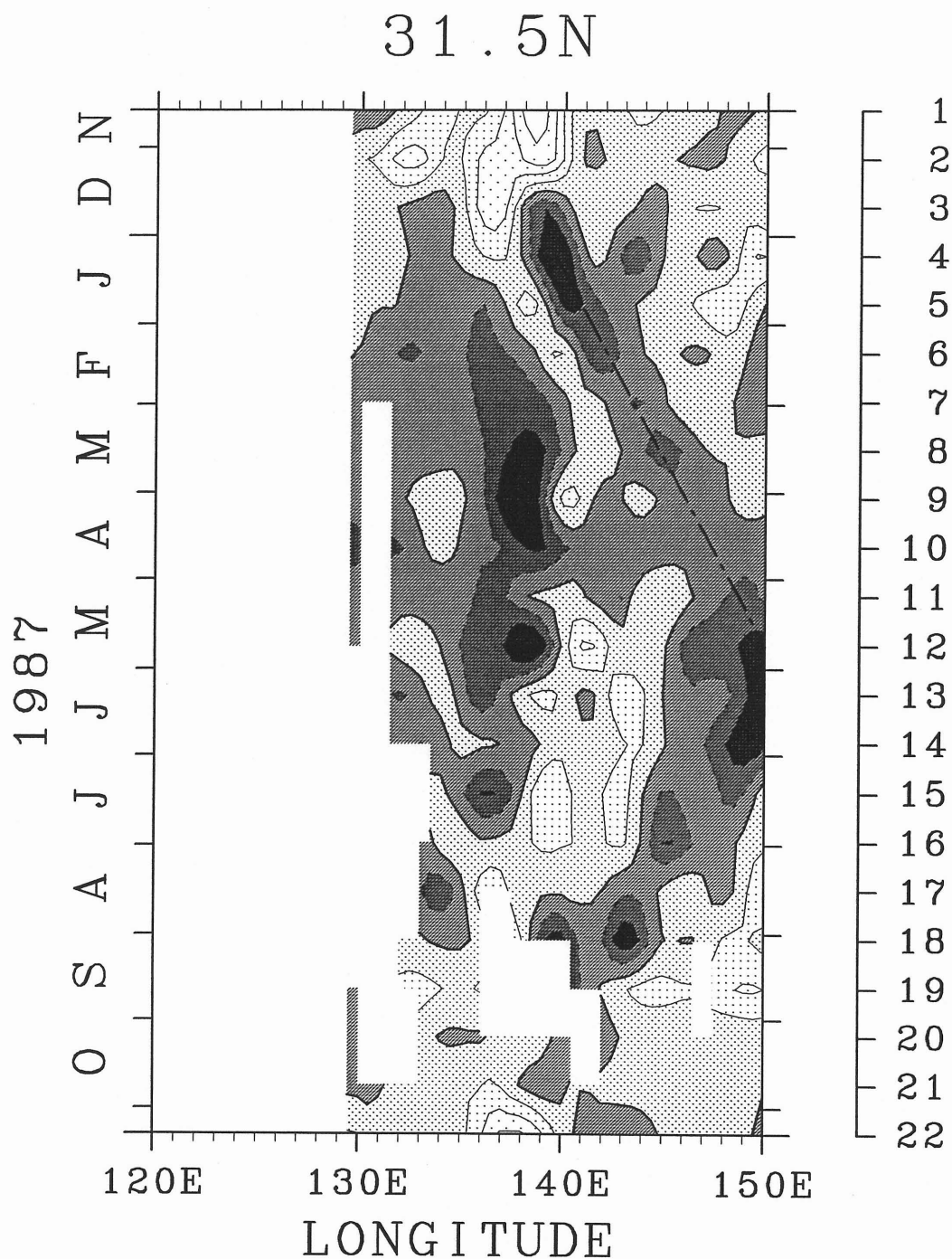


Figure 26. Time-longitude plot of the fluctuation SST at latitude 31.5°N. In the figure, seasonal variations at each longitude are removed in order to highlight meso-scale variations. Contour and shading intervals are 0.1 m and lower values are shaded more heavily; zero level is indicated by thick contour lines and negative values are shown with dotted contour lines. Contours and shading are omitted at points where the estimated error of the fluctuation SST exceeds 0.16 m. Left scale indicates the observation dates and right scale indicates cycle numbers. Chain-line is plotted for convenience of discussions.

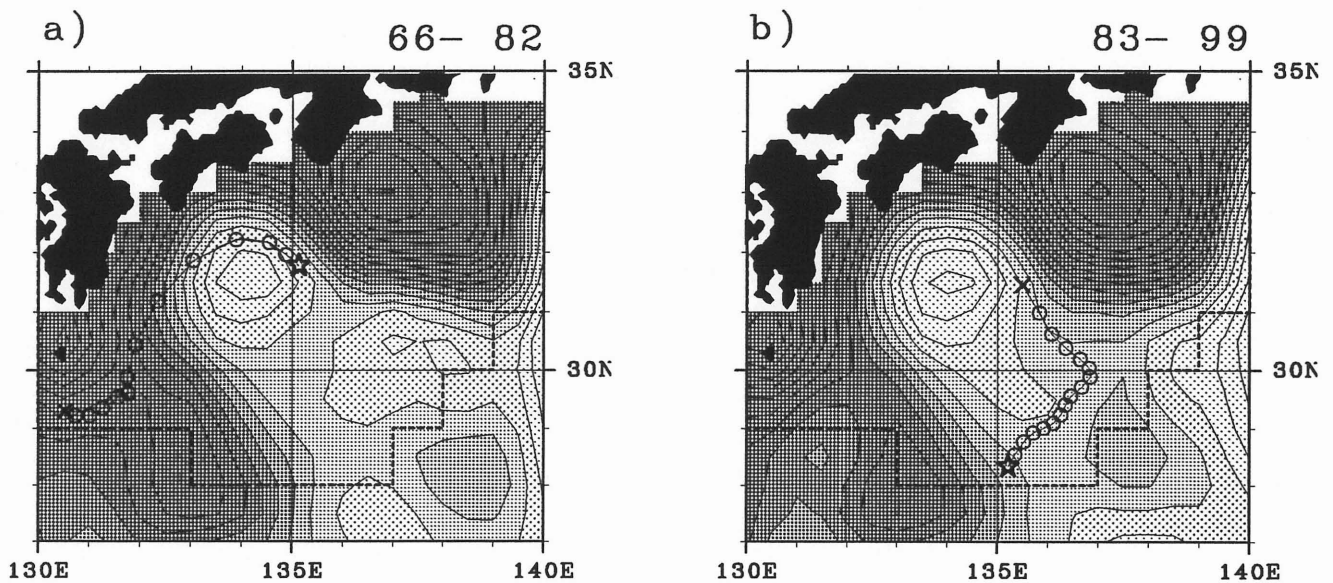


Figure 27. Synoptic maps of the absolute SSDT during yearday 66 (a) to 99 (b) superimposed on daily positions of the drifting buoy. The observation period (yeardays) of each panel is indicated at the top. Beginning and ending positions of the drifting buoy trajectory in each period are indicated by a cross and a star, respectively. Contour and shading intervals are 0.1 m; the lower composite SSDT is shaded more heavily. Contours and shading are omitted at points where the estimated error of the fluctuation SSDT exceeds 0.16 m. Inside the dotted line, contemporary hydrographic observation data were used in the geoid model improvement.

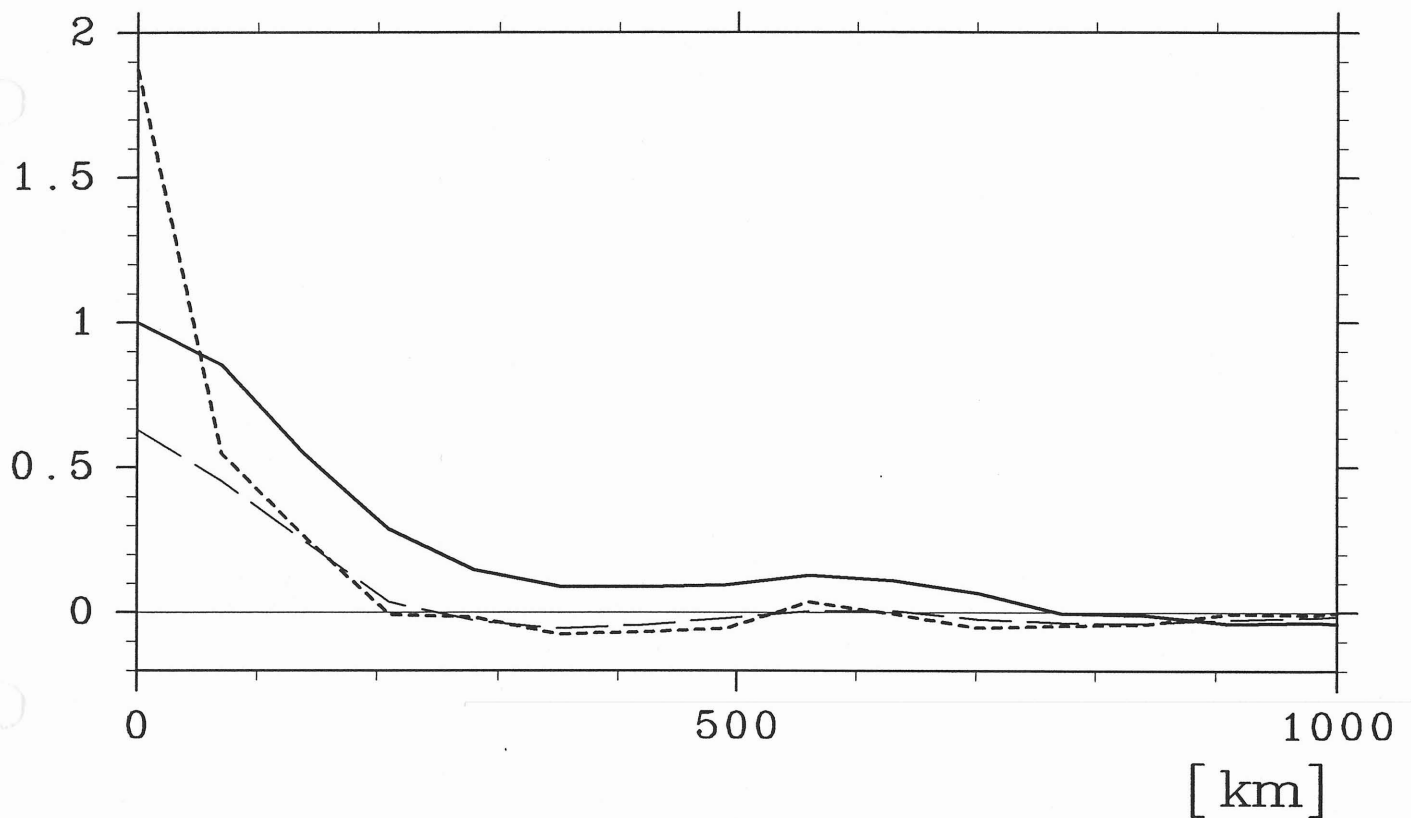


Figure 28. Comparison of spatial covariance functions over the domain; they are the covariance function $C_{opt}(s)$ (solid line) determined from the fluctuation SSDT field ζ'_p , $\hat{C}_{conv}(s)$ (dotted line) determined from the altimetry data $\hat{\zeta}'_p + \hat{\zeta}''_p + \hat{\varepsilon}_m$ processed with along-track bias-and-tilt orbit removal, and $\hat{C}_{opt}(s)$ (broken line) determined from the fluctuation SSDT field with along-track bias-and-tilt oceanic signals excluded, $\hat{\zeta}'_p$. All functions are normalized by $C_{opt}(0)$, $(0.12 \text{ m})^2$; spatial resolution of those functions is 67 km.