

PNC ^IJ1604 96-003

社 内 資 料

資料は 年 月 日付けで登録区分、
変更する。

01.10-4

[技術情報室]

海洋環境での広域拡散に関する 広域流動評価方法の高度化調査

(動力炉・核燃料開発事業団 委託研究成果報告書)

1996年3月

京都大学理学部地球物理学教室

この資料は、動燃事業団社内における検討を目的とする社内資料です。ついでに複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は内容漏洩がないよう管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには使用しないよう注意して下さい。

本資料についての問合せは下記に願います。

〒107 東京都港区赤坂1-9-13

動力炉・核燃料開発事業団

技術協力部 技術管理室

目 次

1. 調査概要	1
1-1. 研究目的	1
1-2. 研究範囲	1
2. 診断モデルによる日本海の3次元海洋循環の解析 — 日本海中層水の形成域・形成量の解析 —	2
2-1. はじめに	2
2-2. 流速場・密度場	4
2-3. Subduction rateの算出	8
2-4. まとめと議論	10
引用文献	12
3. 季節変化を考慮した広域海洋の流動場	16
3-1. 各海流系の流量の季節変動	16
3-2. 熱帯海域と中緯度海域間のラグランジュ流量の変動	18
3-3. まとめと今後の課題	22
4. 日本近海を出発点とした水塊の流動状況	23
4-1. 評価方法	23
4-2. 25m層から放流した粒子群の移動	24
4-3. 100m層から放流した粒子群の移動	24
4-4. 500m層から放流した粒子群の移動	25
4-5. まとめ	25



社 内 資 料
PNC 1604 96-003
1996年 3月

海洋環境での広域拡散に関する広域流動評価方法の高度化調査

今 里 哲 久*

要 旨

本調査の目的は、海洋での広域拡散に関する計算コードの整備を行うことにある。その一環として、広域拡散の要となる広域海洋の表層、中層、深層を含む海洋の流動評価について、平成4年度から評価方法の調査研究を開始し、地球規模の基本的な流動状況の把握を行ってきた。上記目的達成のために、本年度は以下の調査を実施し、計算コードの整備を行った。

(1) 広域海洋に隣接する比較的狭い海域の例として日本海の流動評価方法に関する調査
日本海について流動評価方法の調査を継続して行い、その流動評価方法を用いて試算した流動状況を観測値等を参考として検討した。さらに、計算上の問題点及び今後の課題に関する事項について検討した。これらの結果についてのとりまとめを行った。

(2) 季節条件を加味した広域海洋の流動評価試算結果の検討と調査
水温・塩分・海上風を季節変化させて広域海洋の流動状況を試算し、各海流系の流量の季節変動状況について検討した。さらに、季節変動の大きい熱帯赤道海域と中緯度海域との間のラグランジュ流量の季節変動について検討を行った。これらの結果についてのとりまとめを行った。

(3) 日本近海を出発点とした水塊の流動状況の検討に関する調査
トカラ海峡で放出された水塊の季節変動をする流動場中の移動状況が、放出される時期によってどのような影響を受けるのかを試算し、結果についての検討を行った。これらの結果についてのとりまとめを行った。

* 本報告書は、京都大学理学部地球物理学教室が動力炉・核燃料開発事業団の委託により実施した研究の成果である。

契約番号 070D0144

事業団担当部課室：安全部安全管理課(浅野智宏)
東海事業所安全管理部安全技術課(武田伸荘)

ABSTRACT

The objective of this study is to survey the problems concerning methods of determining a three dimensional velocity field which is necessary for evaluating material dispersion in the global oceans, and to develop and complete the calculating method of the velocity field.

1) A method of determining the three dimensional velocity field in Japan Sea as an example of marginal seas adjacent to the global oceans was developed. Comparison between the observed and the resultant computed velocity field shows that the successful result has been obtained.

2) Seasonal variations of the Eulerian volume transports of EUC, ECC, NEC and SEC in the three oceans were evaluated. In this time dependent velocity field, a large number of labeled particles were tracked for one year beginning from the four seasons of March, June, September and December, and the seasonal variation of Lagrangian volume transport from the tropical areas to the mid-latitude areas through surface layers of 0~500m was evaluated.

3) Dyed patches released in the Tokara Strait in three layers of 25m, 100m and 500m at March and September were tracked forwardly for 40 years. Initial conditions of the velocity field produces a significant different dispersion of these patches in a time scale of 40 years; e.g., A patch released in March has a tendency to move more quickly from Pacific into Indian Ocean through the Indonesian Seas. Particles in the patch released at 500m were dispersed the most quickly into the southern oceans.

1. 調査概要

1-1. 研究目的

本調査の目的は、海洋での広域拡散に関する計算コードの整備を行うことにある。その一環として、広域拡散の要となる広域海洋の表層、中層、深層を含む海洋の流動評価について、平成4年度から評価方法の調査研究を開始し、地球規模の基本的な流動状況の把握を行ってきた。本年度は、季節毎に条件を変えた長期的流動状況等評価手法の高度化に関する調査を行い、さらにこの結果を受けて、日本近海を出発点とした場合の海水流動の変動に関する調査を行った。また、これまでの調査結果をもとに、日本海の流動評価方法についての調査を行い、流動状況の検討に関する調査を行った。

1-2. 研究範囲

上記目的達成のために以下の調査を実施し、計算コードの整備を行った。

- (1) 広域海洋に隣接する日本海その他の比較的狭い海域の流動評価方法についての調査及び評価方法を用いた流動状況の検討に関する調査
 - 1) 広域海洋に隣接する比較的狭い海域として日本海について流動評価方法の調査を継続して行い、その流動評価方法を用いて試算した流動状況を観測値等を参考として検討した。
 - 2) 計算上の問題点及び今後の課題に関する事項について検討した。
- (2) 季節条件を加味した広域海洋の流動評価試算結果の検討と調査
 - 1) 季節条件を加味した海象条件に基づき広域海洋の流動状況を試算し、結果について検討を行った。
 - 2) 計算上の問題点及び今後の課題に関する事項について検討した。
- (3) 日本近海を出発点とした水塊の流動状況の検討に関する調査
 - 1) 日本近海を出発点とした水塊の流動状況を試算し、結果についての検討を行った。
 - 2) 計算上の問題点及び今後の課題に関する事項について検討した。

2. 診断モデルによる日本海の3次元海洋循環の解析

--日本海中層水の形成域・形成量の解析--

2-1. はじめに

ユーラシア大陸と日本列島に囲まれた日本海は、 52°N , $126^{\circ}\text{E}\sim 144^{\circ}\text{E}$ に位置し、表面積約 10^6km^2 、容積約 $1.6\times 10^6\text{km}^3$ 、最大水深約4000mにおよぶ縁辺海である。この日本海は3つの海峡(対馬・津軽・宗谷)によって太平洋と結ばれており、その中央には大和堆が高くそびえ、その北に日本海盆、南西に対馬海盆、南東に大和海盆といった3つの海盆が存在している。この日本海における海洋循環は、海面での熱フラックス及び降水・蒸発によって駆動される熱塩循環、風応力によって駆動される風成循環に加え、対馬海峡及び津軽・宗谷海峡を通じての日本海と太平洋の圧力勾配力によって駆動される流入・流出流(対馬暖流)から主に成り立つと考えられている(例えばSeung and Kim, 1993)。

対馬海峡から日本海に流入する対馬暖流は、黒潮を起源とする高温・高塩の太平洋の海水(対馬暖流水)を日本海南部へ輸送し、日本海北部の低温な表層水との間に極前線を発達させながら極前線以南の表層($\leq 200\text{m}$)に暖流域(Moriyasu, 1972)を形成する。さらに対馬暖流は、その下に存在する低温・低塩な日本海深層の海水との間に密度躍層を形成しながら、津軽・宗谷海峡を経て太平洋亜寒帯南部海域に対馬暖流水を供給している。この対馬暖流水が日本海において占める容積は夏季においても約 $8\times 10^4\text{km}^3$ と見積られ(木谷, 1987)、日本海全容積の5%にすぎない。すなわち、残りの95%の海水、特にその大部分を占める躍層下の海水が日本海の海洋構造を決定的に特徴づけている。

日本海の躍層下の海水は、これら3つの海峡がいずれも浅い($\leq 200\text{m}$)ため直接太平洋の躍層下との海水交換が不可能であると考えられることや、また太平洋のそれと比べて低温・低塩・高溶存酸素であることから、冬季の対流によって日本海で形成される固有の水塊であると考えられ、宇田(1934)によって日本海固有水と名付けられた。日本海固有水はその海水特性の一様さから単一の水塊であるとみなされてきたが、近年の精度の良い観測の蓄積により水温の鉛直傾度の不連続(1000m, 2000m深)や酸素極小層(1000m深)の存在が明らかとなり、中層水($\sim 1000\text{m}$)・深層水(1000~2000m)・底層水(2000m~)と分類できることが示された(Nitani, 1972, Gamo and Horibe, 1983)。日本海の躍層下の海水がこのような鉛直構造を持つことは、日本海における中・深・底層水の形成のメカニズムが大洋におけるそれと同質であることを示唆し、その形成域・形成量の解明は、

日本海だけの問題にとどまらない非常に重要な課題である。

日本海の躍層下の海水に関する研究は近年特に活発に行われるようになった。中層水の研究は、Sudo(1986)のモード水についての研究が契機となり、その後、Senju and Sudo(1993,1994)によって、中層水(彼らは上部日本海固有水と呼んでいる)は深・底層水とは異なる水塊であることが特性量の鉛直分布からわかり、またその形成域は $40^{\circ}\text{N}\sim 43^{\circ}\text{N}$, 136°E 以西の海域であることが等密度面解析から明らかにされた。さらに彼らは、中層水は形成域から等密度面上を南または南西方向に輸送され、その大部分は大和堆西方に運ばれた後、鉛直混合を受けながら最終的に大和堆を迂回もしくは乗り越えて大和海盆にいたると提唱した。そしてSenju and Sudo(1996)はその形成量を大よそ $1.5\times 10^4\text{km}^3/\text{year}(=0.48\text{Sv})$ と見積り、その循環の時間スケールを12~15カ月と評価した。またSeung and Yoon(1995a)はロシアから提供を受けた海洋観測データを解析し、大陸沿岸に分布する低塩な海水のために1000mに達する「深い対流」は特に寒い冬にしか起こらないこと、またそれは低塩な海水の影響が及ばない沖合域で起こっていることを示した。このように日本海の中層水の性質は徐々に明らかにされてきている。

一方、深・底層水については、観測の困難さなどから未だ不明な点が多い。形成域は 43°N 以北の日本海盆であろうと考えられ、またその後対馬海盆から大和海盆の順に循環すると温位や栄養塩の分布から推測されているが(Nitani,1972, Gamo and Horibe,1983, Senju and Sudo,1993), いずれも推測の域に留まっている。

ヴェンチレーションの理論(Cox and Bryan,1984等)によれば、深層における水塊は、一般にその形成域の表層での大気との相互作用から決定される特性(渦位等)をほぼ保存して深層を流れるので、その形成域と形成量及びその後の循環の理解は日本海の海洋構造の成因を理解する上で決定的な要因となる。それ故、日本海の大部分を占める躍層下の水塊の形成域・形成量をより定量的に解析し、さらにその循環とそのメカニズムを解明するために、本研究では数値モデルを用いた解析を試みた。日本海における数値モデルを用いた研究はYoon(1982a, b, c)に始まり、特に近年ではSeung and Kim(1993)の予報モデル、Seung and Yoon(1995b)による頑丈な診断モデルによる循環場の再現およびその力学の研究がなされているが、その主な研究対象は表層循環であり、上述した中・深・底層水の形成過程とりわけsubductionの問題については研究されていない。そこで、ここでは数値モデルを用いて日本海の季節変動する流速・密度場を再現することから、混合層から躍層以深への海水のフラックス(subduction rate)を算出し、躍層下の海水

の形成域・形成量の定量的な解析を試みた。

2-2. 流速場・密度場

2-2-1. モデル

本研究におけるモデル海洋は対馬海峡から間宮海峡に至る日本海全域である(図2-1)。地形は、DBDB5(National Geographical Data Center, Boulder, Colorado)のデータを使って、水平には $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ 、鉛直には20層位(20m~500m:表2-1)の高分解能で再現されている。

また観測から得られた水温・塩分の季節変動場と矛盾しない流速場を再現するために、頑丈な診断モデル(Sarmiento and Bryan, 1982)を用いた。支配方程式は球座標におけるブシネスク、リジッド・リッド、静水圧の各近似をおこなったプリミティブ方程式で、以下の式で表される。

運動方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + L(u) - \frac{uv \tan \phi}{a} - fv = \frac{-1}{\rho_0 a \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F^u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + L(v) + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + fu = \frac{-1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F^v \quad (2)$$

静水圧近似式：

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3)$$

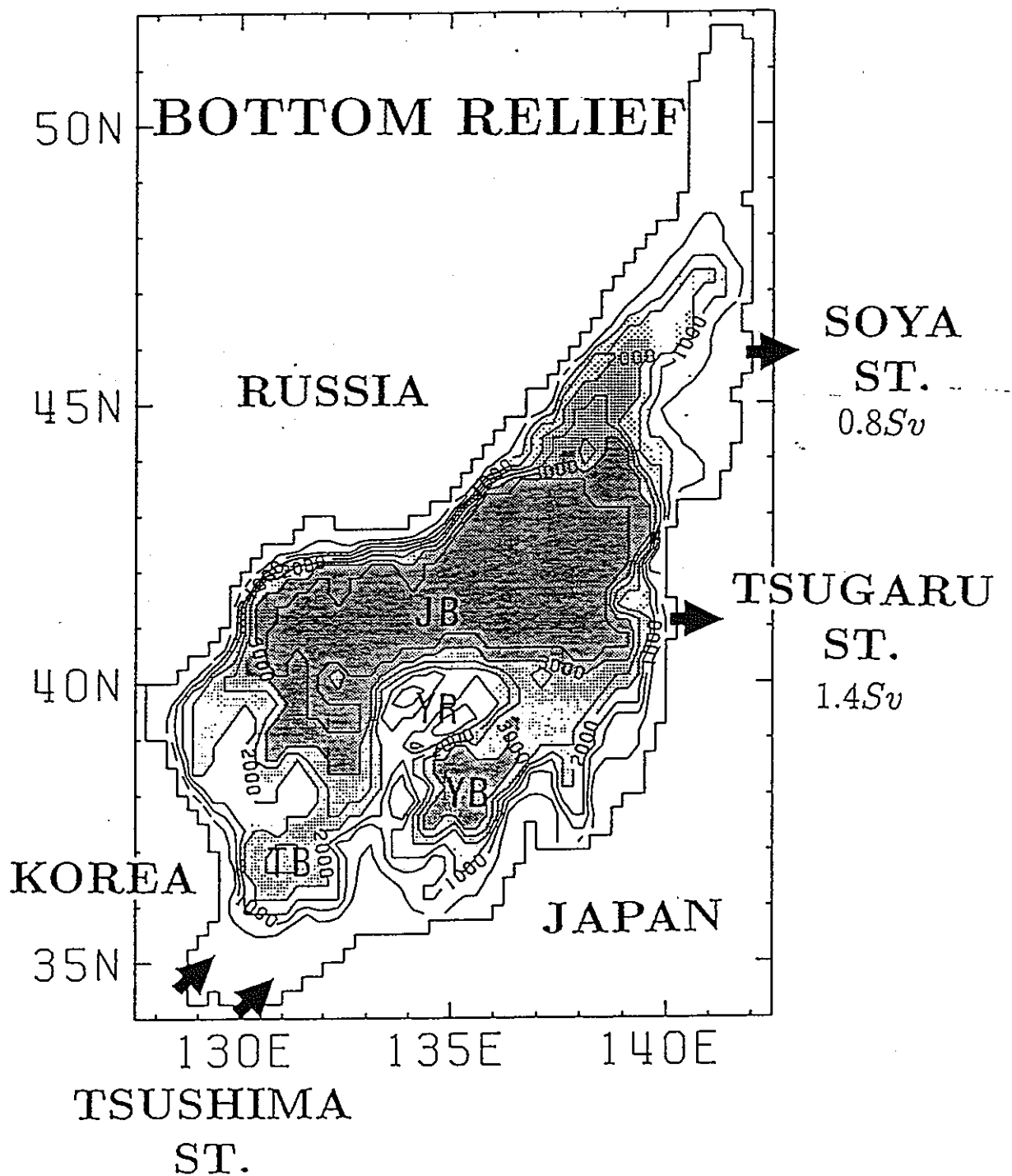
質量保存式：

$$L(1) = 0 \quad (4)$$

移流拡散方程式：

$$\frac{\partial(\theta, S)}{\partial t} + L(\theta, S) = \gamma[(\theta^*, S^*) - (\theta, S)] + F^{(\theta, S)} \quad (5)$$

ここで、 a は地球の半径、 λ 、 ϕ はそれぞれ経度、緯度、 g は重力加速度、 $f (= 2\Omega \times \sin \phi)$ はコリオリパラメータを表している。また u 、 v はそれぞれ λ 、 ϕ 方向の流速を表し、 p 、 ρ は圧力及び海水の密度である。(5)式における右辺第1項は γ 項と呼ばれ、



WESTERN CHANNEL
1.5Sv

EASTERN CHANNEL
0.7Sv

JB : Japan Basin
TB : Tsushima Basin
YB : Yamato Basin
YR : Yamato Rise

図2-1. モデル海洋 (contourは500m間隔)

表2-1. 各Levelの中央水深と厚さ

Level	中央水深 (m)	厚さ (m)
1	10	20
2	30	20
3	50	20
4	70	20
5	90	20
6	125	50
7	175	50
8	225	50
9	275	50
10	325	50
11	375	50
12	450	100
13	550	100
14	700	200
15	900	200
16	1250	500
17	1750	500
18	2250	500
19	2750	500
20	3250	500

頑丈な診断モデルを特徴づける項であり、この項によって計算値(θ, S)は観測値(θ^*, S^*)に γ^{-1} の時間スケールで復元される。(1), (2), (4)式における移流項 L 及び(1), (2), (5)式における渦拡散項 F は

$$L(\sigma) = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (u\sigma) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi v \sigma) + \frac{\partial}{\partial z} (w\sigma), \quad (6)$$

$$F^u = A_{mv} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + A_{mh} \left[\nabla^2 u + \frac{(1 - \tan^2 \phi)u}{a^2} - \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] \quad (7)$$

$$F^v = A_{mv} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + A_{mh} \left[\nabla^2 v + \frac{(1 - \tan^2 \phi)v}{a^2} + \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right] \quad (8)$$

$$F^{(\theta, S)} = \left[\left(\frac{A_{tv}}{\delta} \right) \frac{\partial^2 (\theta, S)}{\partial z^2} + \frac{A_{th}}{a^2} \nabla^2 (\theta, S) \right] \quad (9)$$

で表される。ここで、 A_{mh} (A_{th})は水平粘性(拡散)係数を、 A_{mv} (A_{tv})は鉛直粘性(拡散)係数を表し、それぞれ $A_{mh} = 4.0 \times 10^2$ 、 $A_{th} = 2.0 \times 10^2$ 、 $A_{mv} = 1.0 \times 10^{-4}$ 、 $A_{tv} = 0.1 \times 10^{-4}$ (m^2/s)とした。また(9)式の δ は対流調節を行うためのもので、安定成層の場合は $\delta = 1$ とし、不安定成層の場合には $\delta = 0$ として瞬時に鉛直混合させて密度不安定を解消する。

診断モデルを駆動するためには、水温・塩分の観測値(θ^*, S^*)が全グリッドで必要である。しかし、残念ながら日本海全域をカバーする観測は不足しており、 θ^*, S^* を得ることができないグリッドが特に大陸側及び深層に数多く存在する(図2-2)。このような場合、従来の頑丈な診断モデルと同様に、なんらかの方法で全てのグリッドの θ^*, S^* を作成して流速場を再現しても、得られた結果の信頼性は非常に低いものであることが容易に想像される。一方、予報モデルを用いた場合にはSeung and Kim(1993)の結果にも見られるように、計算された東韓暖流の離岸位置が観測される緯度よりもかなり高緯度となり、現実に日本海で起こっているサブダクションを定量的に解析するという本研究の目的にはそぐわない。そこで本研究では、 θ^*, S^* の得られているグリッドのみ γ 項が作用する頑丈な診断モデル(ここでは「不完全な診断モデル」と呼ぶことにする)を新たに用いることにした。すなわち、日本海のサブダクションを解析するために、この不完全な診断モデルを用いて、流速場のみならず密度場も現在得られている観測結果と大きく矛盾しないように再現することを試みた。これは、数少ない観測データから力学的に整合性のとれた流速場・密度場の解析データを作成する一つの有効な手法である、ナッ

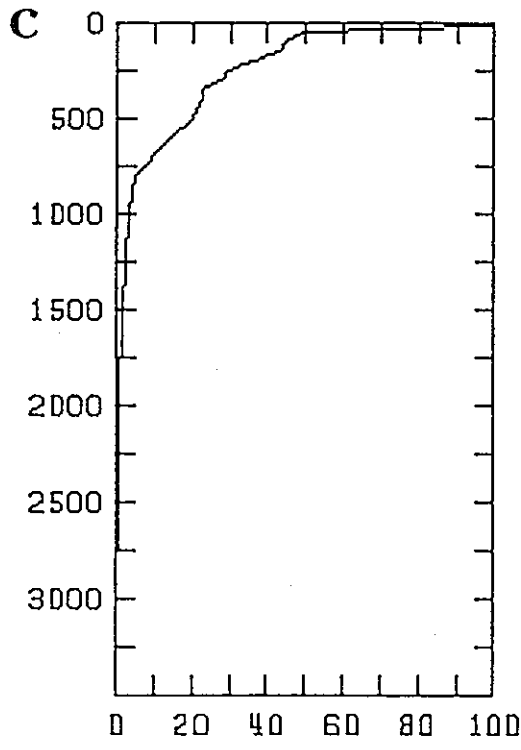
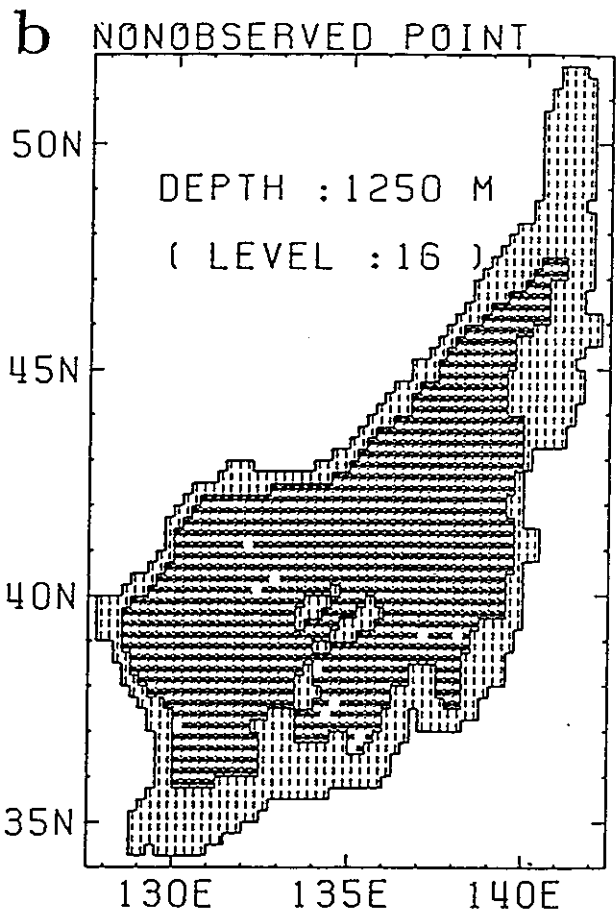
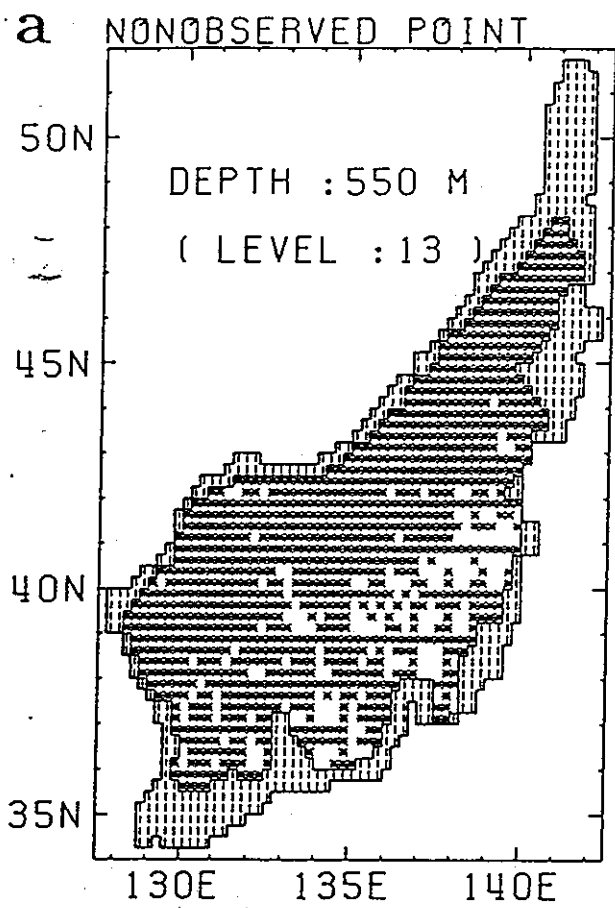


図2-2. (a),(b) θ^* , S^* の得られなかったグリッド (*印) の水平分布 (a:中層、b:深層) (c)各層での全グリッドに対する θ^* , S^* の得られたグリッドの割合の鉛直分布 (%) (縦軸は深さ (m))

ジ法を用いたデータ・アシミュレーション(Haines et al.,1993)を行うことと同じである。

不完全な診断モデルの場合、予報モードと診断モードが空間的に不規則に混在しているため、モデルの安定性は γ の値に大きく依存する。すなわち、 γ の値を大きくとると局所的な内部加熱・冷却の効果が大きくなりすぎて計算不安定が発生する。そのため、ここでは過去の研究(例えばFujio et al.,1992, Semtner and Chervin,1992, Miyama et al.,1995)を踏まえ、 γ の値を比較的小さく($\sim 1000\text{m} : \gamma = 1 \text{ year}^{-1}$, $1000\text{m} \sim : \gamma = 1/3 \text{ years}^{-1}$)設定することによって、このような計算不安定をさけるようにした。

海面の風応力はNa et al.(1992)の月平均風応力データを線形補間して与えた。また海面での熱塩フォーシングとして、NODC(National Oceanographic Data Center)のデータから次節に述べる方法で作成した月平均温位・塩分データ(図2-3)を使って、一層目の温位・塩分場に10日で復元するHaneyタイプの熱塩フラックスを与えた。陸岸では粘着条件を与え、また対馬海峡での流入量及び津軽・宗谷海峡での流出量は過去の観測・研究(Katoh,1993, 四竈,1994等)をもとにそれぞれ2.2Sv, 1.4Sv, 0.8Svとした(図2-1)。数値積分はまず年平均場で20年間計算した後、季節変動場で7年間行い平衡状態を得た。

2-2-2. 月平均温位・塩分データの作成法

海面の月平均温位・塩分データは、NODCの日本海における約42,000点のデータから以下に述べる手順で作成した。

(1)水温 -2°C 以下、同 30°C 以上、塩分25%以下、同35%以上の観測データは観測誤差等による不正常的なデータとして取り除いた後、各観測点毎に鉛直方向に線形補間をして各層の中央深の値を求め、それをグリッド上で季節(1~3,4~6,...)毎に平均し、温位・塩分の季節平均グリッドデータを作成する。

(2)モデル海を 40°N (極前線に対応)で南北の2つの海域に分け、各季節・各海域毎に $\theta-S$ ダイアグラムを上記のグリッドデータから作成する。それぞれのダイアグラム上で 2°C の温位幅毎に塩分の平均値と標準偏差を計算する。その後、標準偏差の2倍以上の塩分値を持つデータを削除する品質管理を行う(図2-4)。

(3)1層目では、熱塩フラックスを与える必要があるので、各季節毎にLevitus(1982)の客観解析法を用いて全グリッドの季節平均データを作成する。静的不安定を取り除いた後、四季のデータが得られているグリッドでのみ、季節平均データから3次スプライン

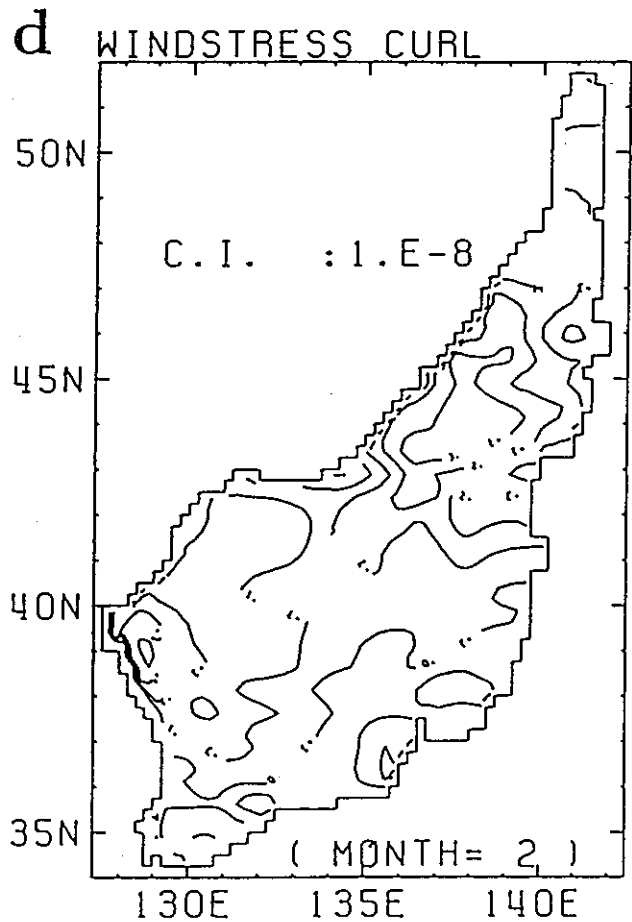
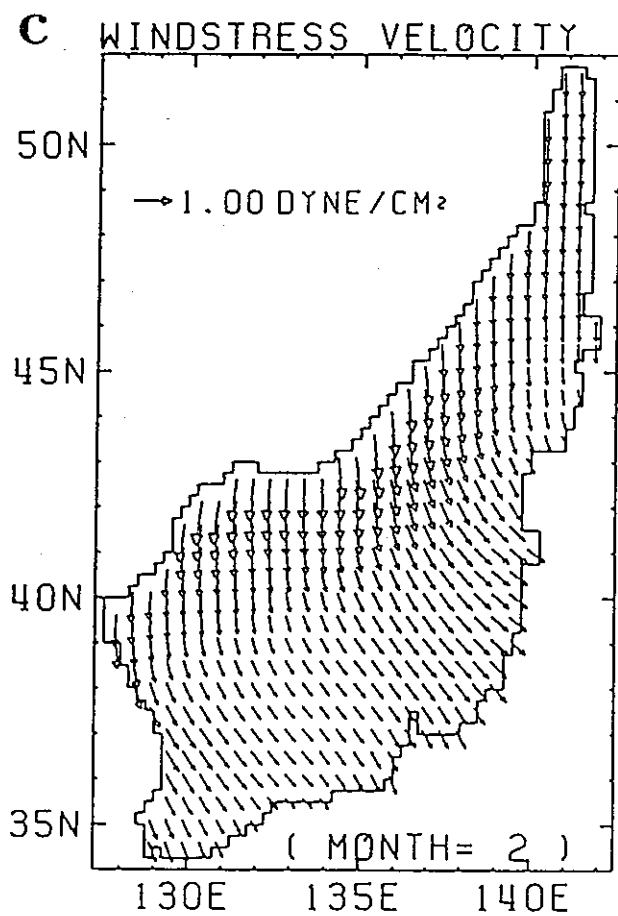
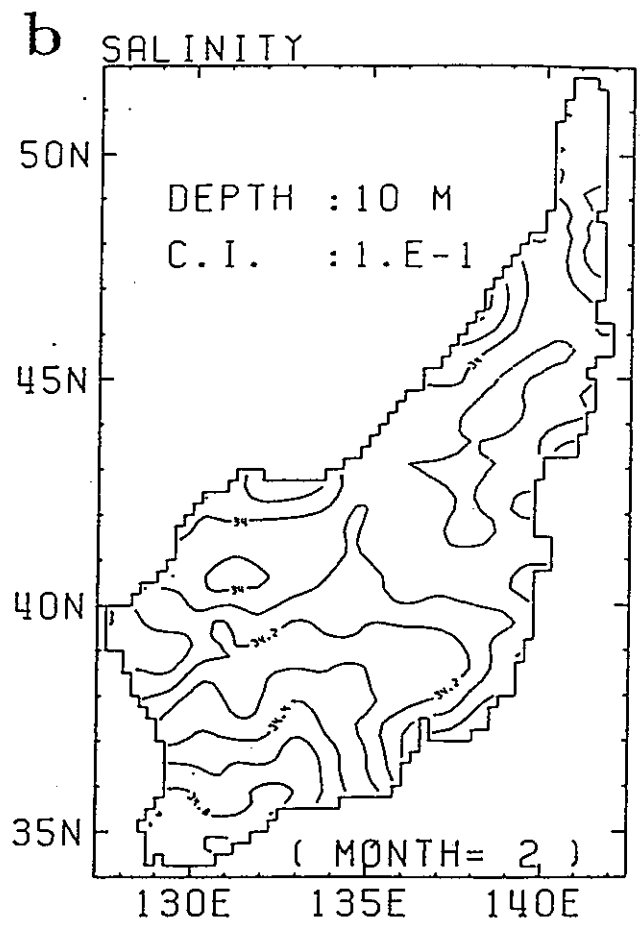
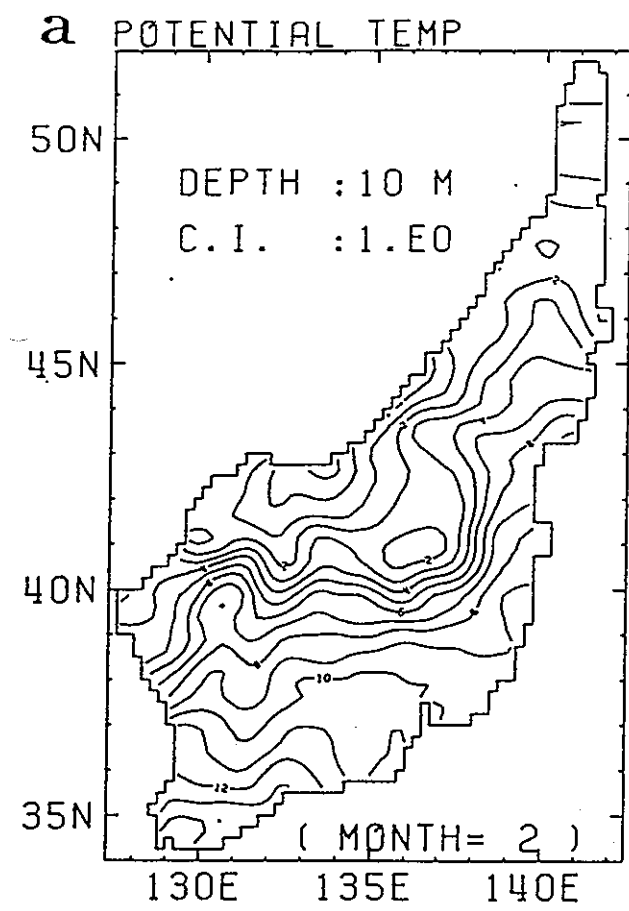


図2-3. 2月 (a~d) 及び 8月 (e~h) における海面での境界条件 (カッコ内は contour 間隔) (a,e) 温位 (1 C°) (b,f) 塩分 (0.1 ‰) (c,g) 風応力 (1 dyne/cm²) (d,h) 風応力カール (1 × 10⁻⁸ dyne/cm³)

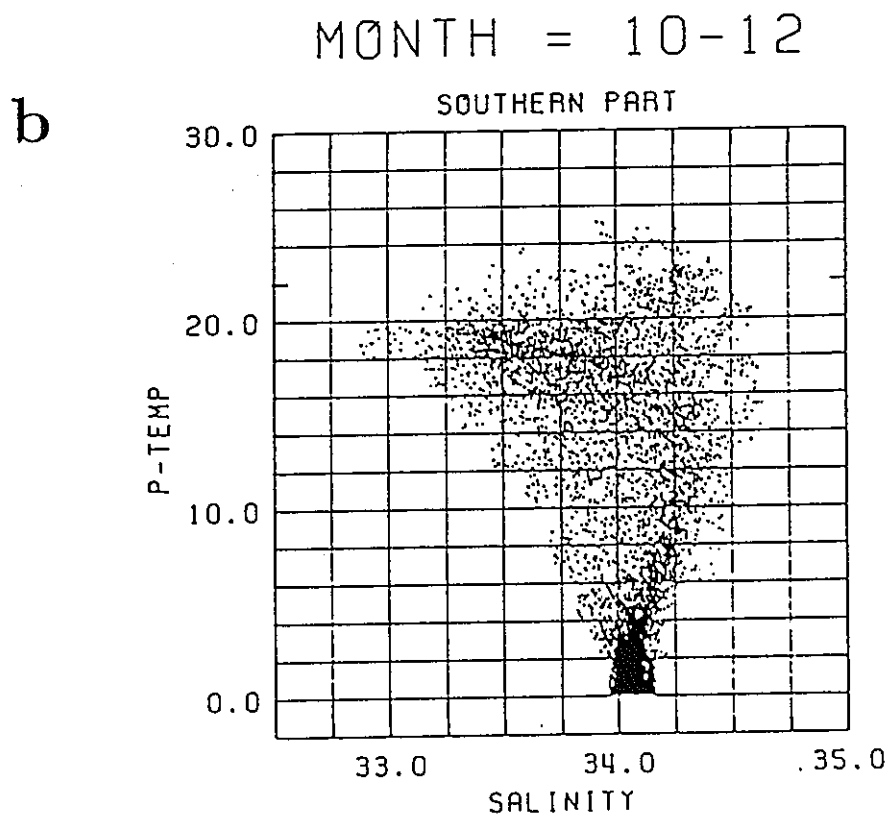
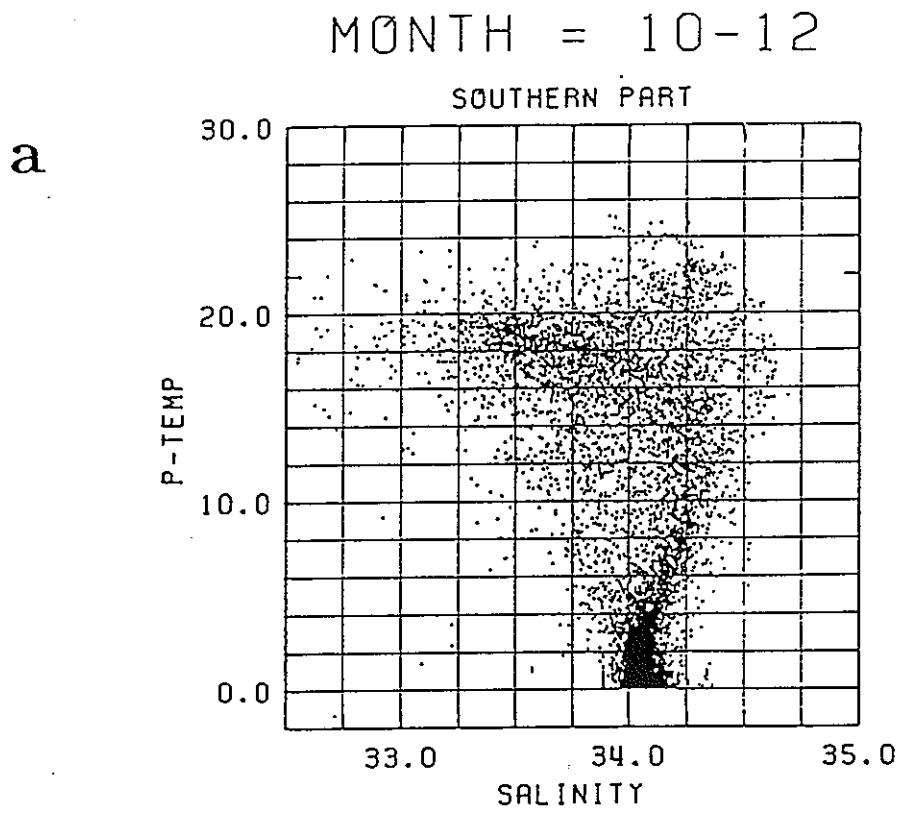


図2-4. (a)40°N以南、秋季における quality control 前の $\theta - S$ diagram
 (b) 同 quality control 後の $\theta - S$ diagram

ン補間を用いて月平均データを作成する。

2-2-3. 流速場・密度場

診断モデルから得られた2月及び8月の流線関数及び流速場を図2-5と図2-6に示す。2月には大陸からの季節風の張り出しによって、正の風応力カールが大きくなり(図2-3), 強い低気圧性循環($\geq 2\text{Sv}$)が日本海北部で発達している(図2-5A)。表層(50m; 図2-5B)においてはこの低気圧性循環に伴う比較的強い北鮮寒流(南下流)のために, 韓国東岸を北上する東韓暖流は 37°N 付近で離岸している。またこの東韓暖流の続流と本州のやや沖合いの流れによって幅の広い東北流が存在し, 顕著な対馬暖流沿岸分枝は見られない。中層(550m; 図2-5C)では大陸沿岸から能登半島付近にまで及ぶ反時計回りの強い流れが存在し, 後述するように日本海の中層水の形成に大きく寄与している。また $136^\circ\text{E}, 42^\circ\text{N}$ 付近に中心を持つ低気圧性渦が, 中層以深の循環を特徴づけている。木谷(1987)で報告される大和堆付近の南西流は本研究では見られなかった。

一方, 8月は, 風の効果が弱まり日本海北部の低気圧性循環が衰退するため(図2-6A), 東韓暖流の離岸位置は 38°N 付近まで北上する。また対馬海峡からの黄海起源の低塩な海水の流入と海面での加熱による傾圧効果の増大のため, 日本沿岸に沿って北上する対馬暖流沿岸分枝が顕著となる(図2-6B)。中層では対馬海盆の高気圧性渦へと続く比較的強い南西流が本州沿岸に存在する(図2-6C)。Lie et al. (1989)が報告した韓国沿岸 37.5°N 付近の8~11月における中層での南下流は, 8月では顕著に再現されていないが, 10月以降では顕著に現れている。

図2-7に 41°N における2月のポテンシャル密度の鉛直断面の分布を示す。3月にこの付近で観測された結果(図2-8)と比較すると, 密度が全体的に小さく(軽く)なっている。これはモデルで与えられた海面での熱塩フラックスが弱かったことに加え, 等密度面上の拡散を十分にパラメータ化できていないことによるものと思われる。後者の問題は等密度面拡散のプロセスを組み込んでいない海洋大循環モデルに共通に見られる問題であり, 例えばSeung and Kim(1993)の予報モデルの結果にも見られる。診断モデルではこのような観測値と計算値との差は γ 項によってかなり修正されるはずであるが, 日本海の寒流域の観測が十分に行われていないため, そこでの θ^*, S^* が得られず(図2-2), 不完全な診断モデルでは十分に再現することは難しい。このことは日本海のsubduction rateの算出に影響すると考えられるが, それについては次章で述べる。

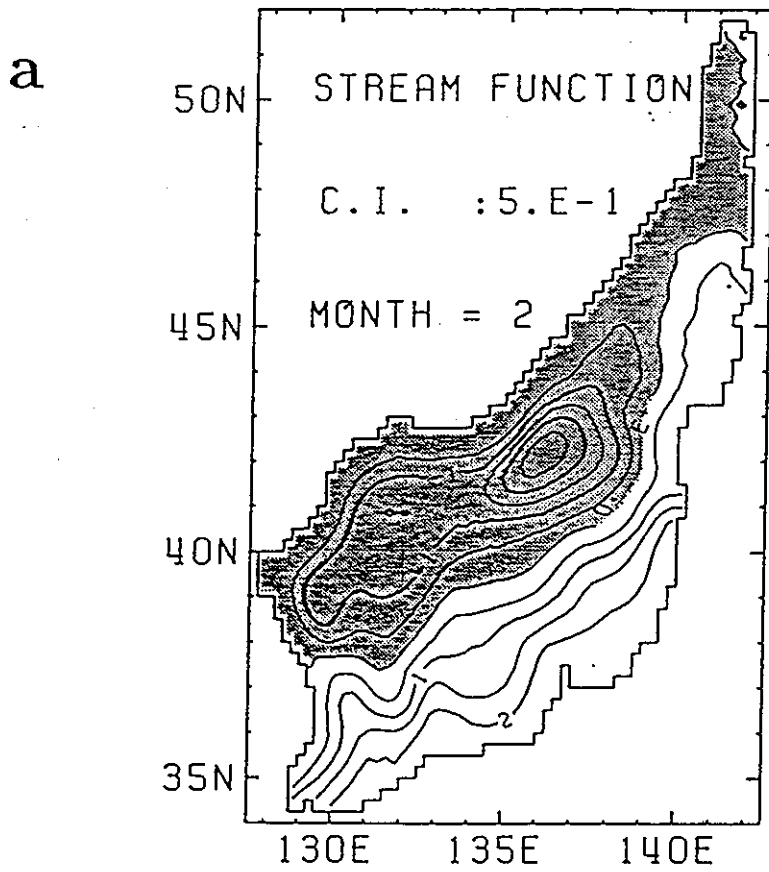
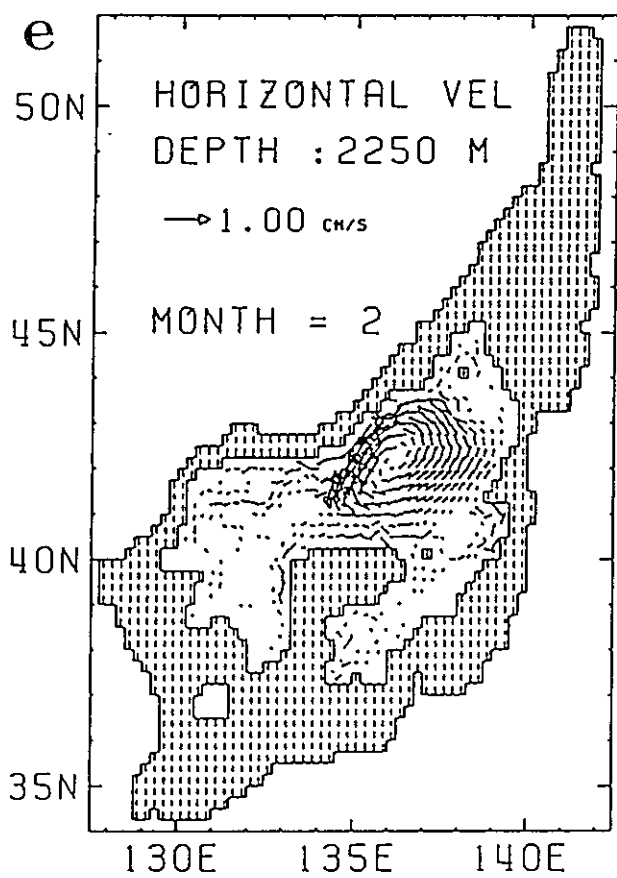
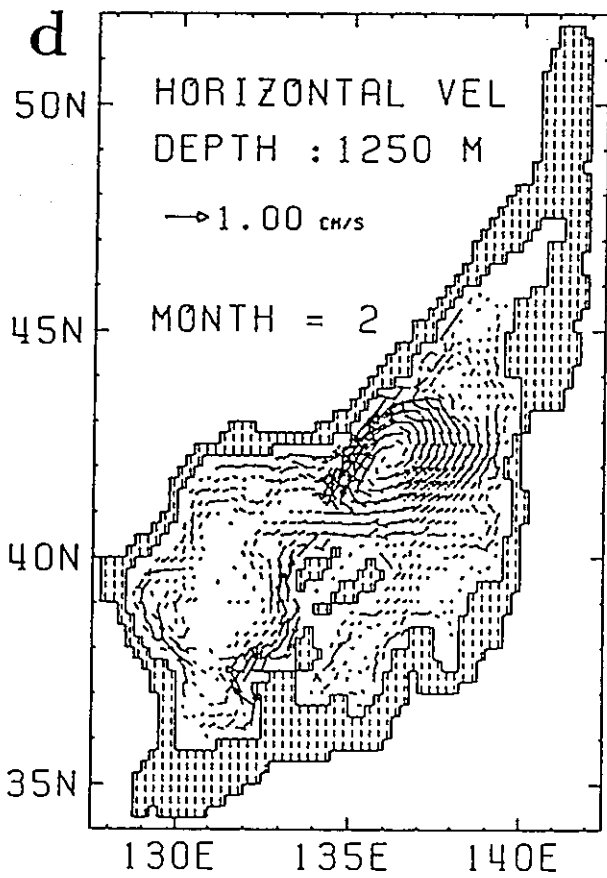
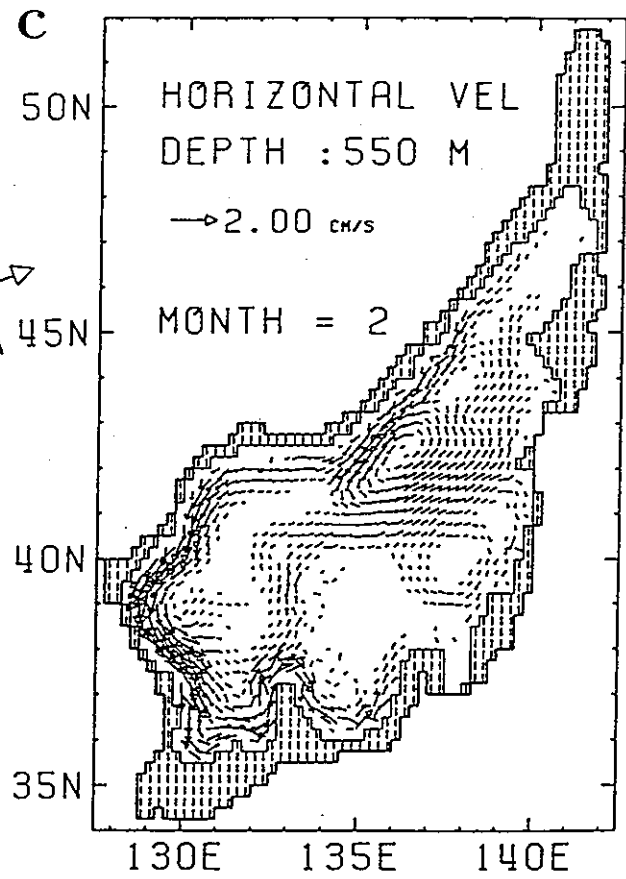
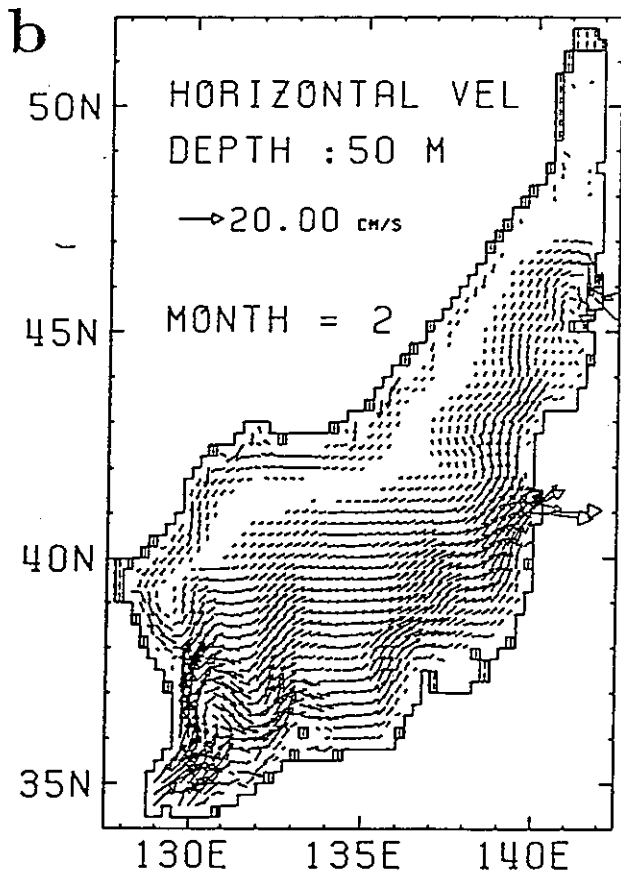


図2-5. 2月の流線関数及び流速場の分布 (a)流線関数(Sv) (b)~(e)流速場(次頁 b:表層 c:中層 d:深層 e:底層(cm/s))



a

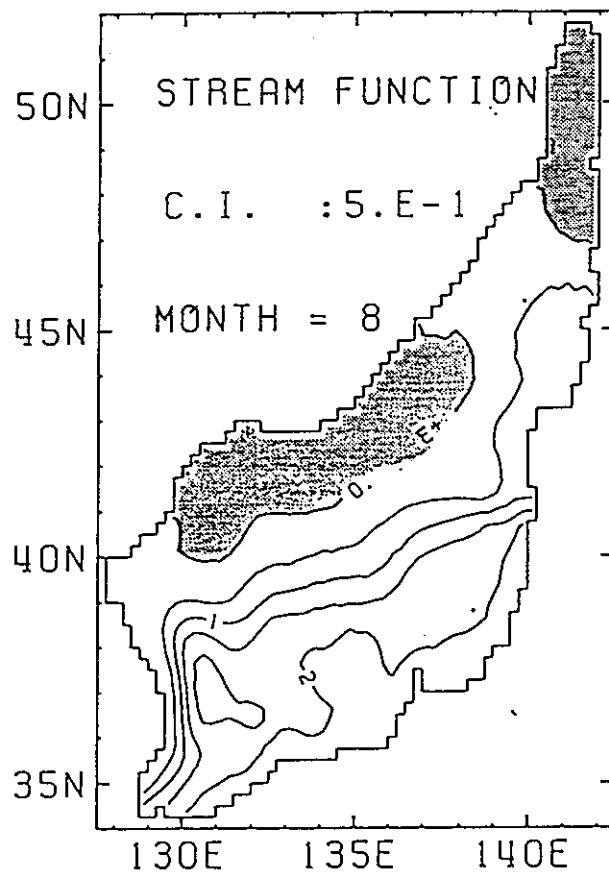
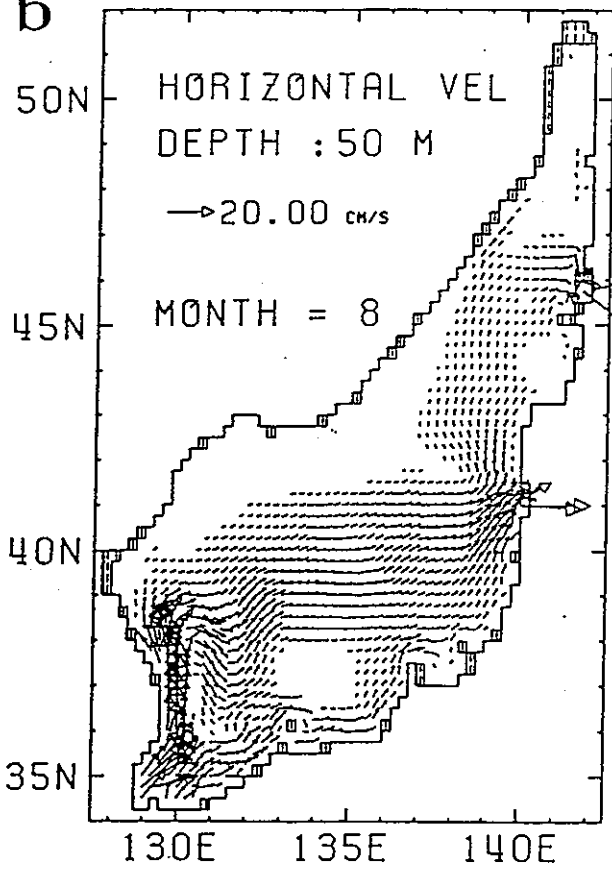
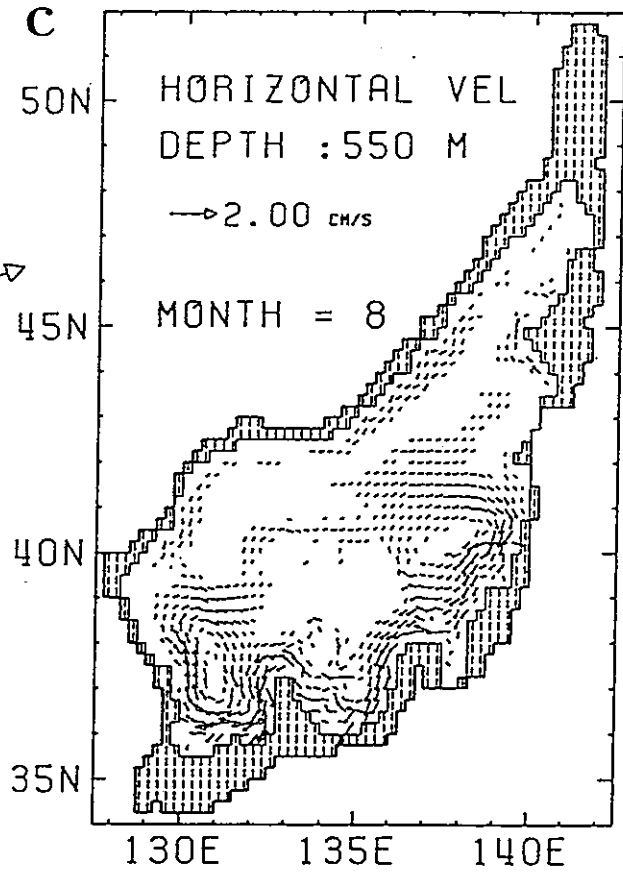
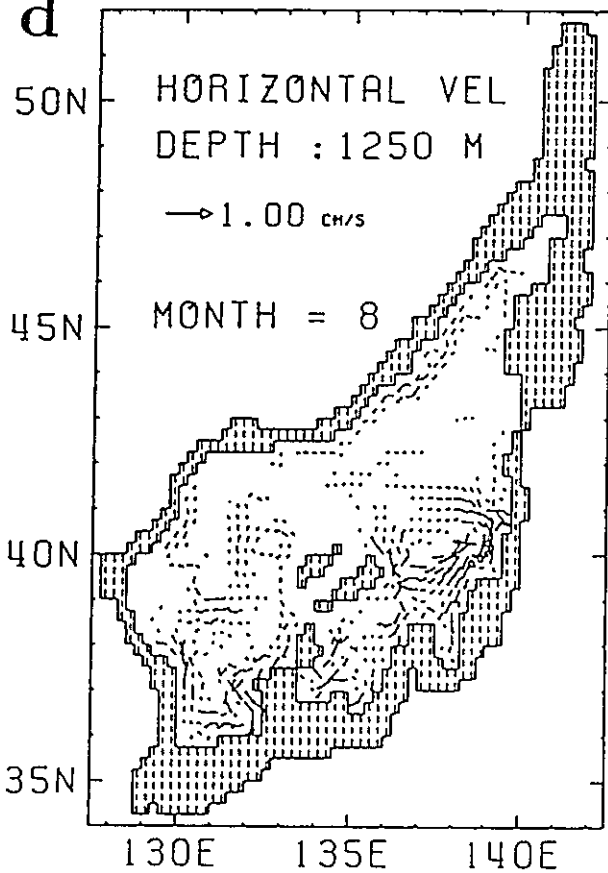
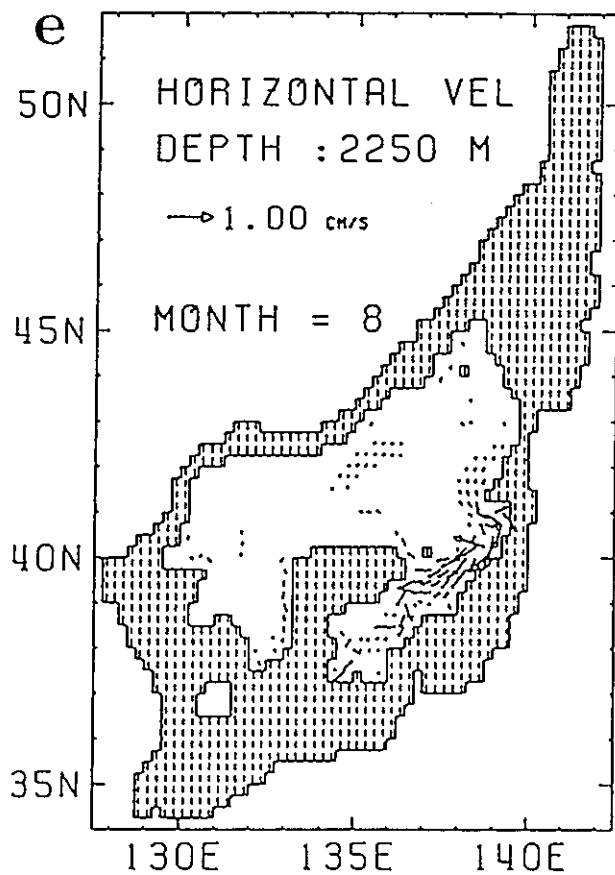


図2-6. 8月の流線関数及び流速場の分布 (a)流線関数(Sv) (b)~(e)流速場(次頁 b:表層 c:中層 d:深層 e:底層(cm/s))

b**c****d****e**

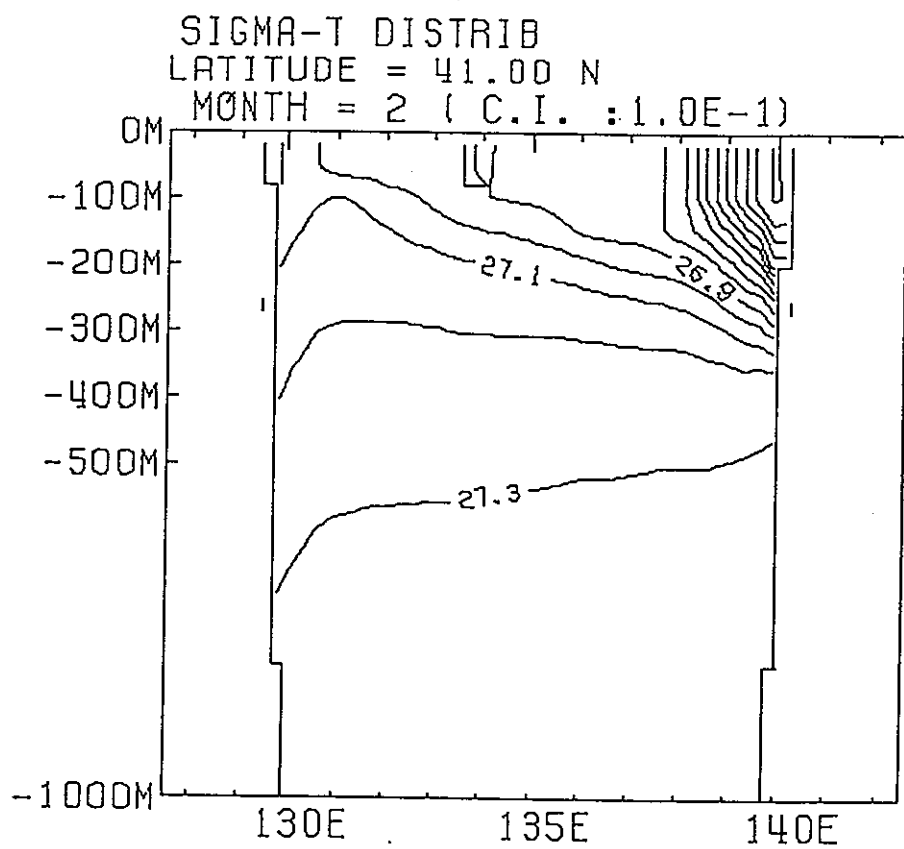


図2-7. 2月の41°Nにおける σ_θ の鉛直断面図 (深さ 1000mまで)

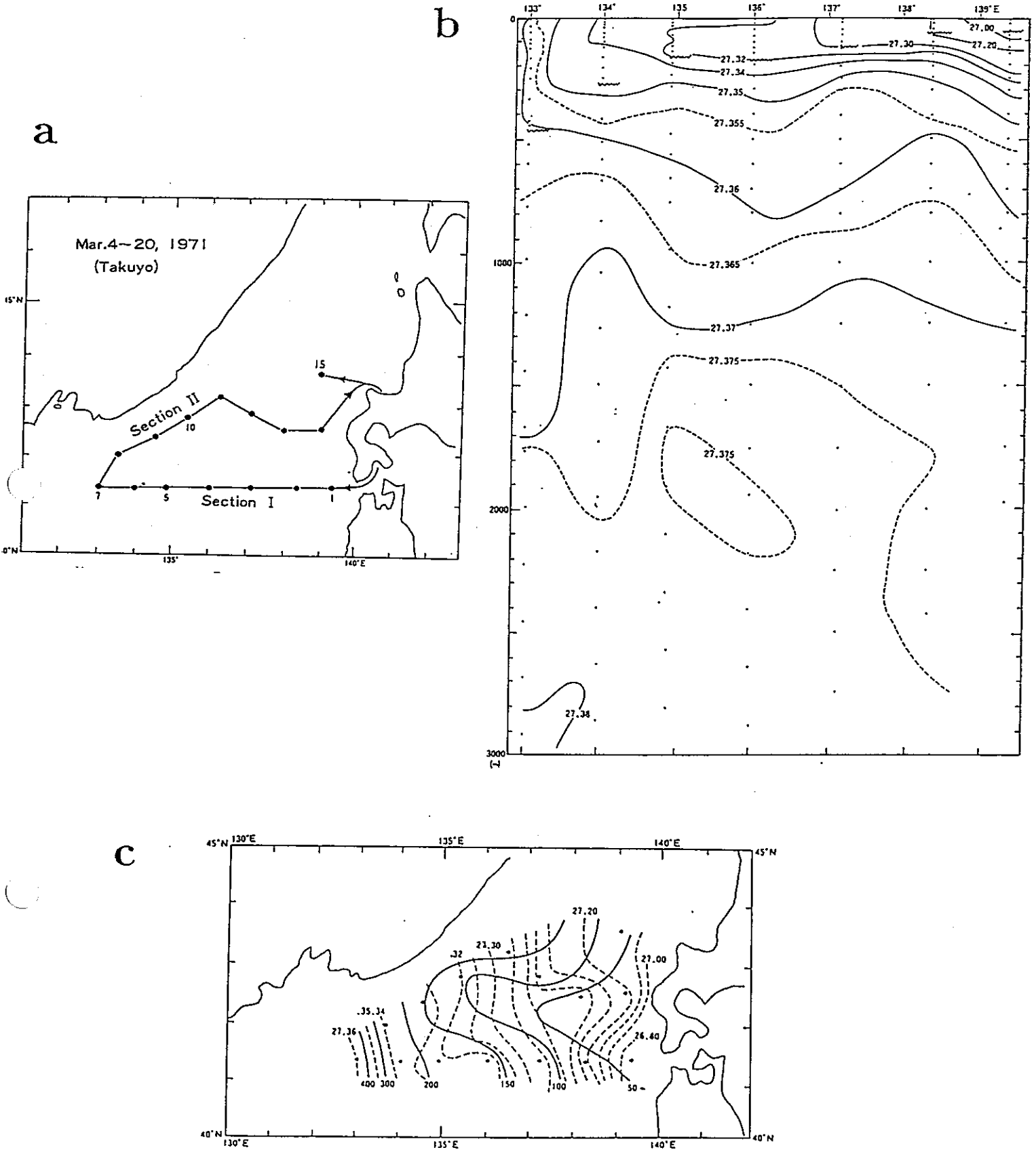


図2-8. 海洋観測船 Takuyo 号によって 1971 年 3 月に観測された σ_θ の分布 (a) 測線の位置 (b) Section I における σ_θ の鉛直断面 (折れ線は鉛直方向に一樣な σ_θ の達する深さ) (c) 鉛直方向に一樣な σ_θ の達する深さの水平分布 (実線) とそこでの σ_θ (破線) (After Nitani, 1972)

以上に示したように、不完全な診断モデルから得られた結果は、一部に問題は見られるものの現在までに得られている観測結果やSeung and Yoon(1995b)の定常な診断モデルで得られた結果と概ね一致していることから、日本海の季節変動場の基本的特徴を再現していると考えられる。

2-3. Subduction Rateの算出

ここでは日本海の混合層下の海水の形成域・形成量を見積るため、不完全な診断モデルで得られた季節変動する流速・密度場を用いてsubduction rateを評価した。

2-3-1. 手法

subduction rate(S)は、以下の式で定義される(Cushman-Roisin, 1987, Marshall et al., 1993)。

$$S = - \left(w_{mb} + u_{mb} \cdot h_m + \frac{\partial h_m}{\partial t} \right) \quad (10)$$

ここで、 h_m は混合層の深さ、 u_{mb}, w_{mb} は混合層の底($z = h_m$)での水平、鉛直流速をそれぞれ表している。

一般に混合層は、主に海面からの熱フラックスの季節変化にともなって冬から春に最も深くなり、夏から秋に浅くなるといった季節変動をする。subductionのメカニズムはこの混合層の季節変動に大きく支配される。すなわち、夏から秋の混合層の浅い時期に混合層を離れた海水粒子は、混合層が最も深くなる冬から春の季節に再び混合層に取り込まれてしまうので、主躍層下への正味のsubductionは生じない。一方、混合層の最も深くなる冬から春にかけて混合層を離れた海水粒子のいくつかは、混合層から逃れることが可能となり、主躍層下へsubductされる(Stommel demon; Williams et al., 1995)。このように混合層の最も深い時期にsubductされた海水粒子のみが主躍層下の海水の特性を決めているので、その形成量を考えるためには、 S ではなく一年間でみたトータルのsubduction rate(S_{ann})を考える必要がある。従って、ラグランジュ的手法によってsubduction rateを算出しなければならない。

ラグランジュ座標系での S_{ann} は、混合層が最も深くなる時($t=0$)に混合層の底($z = h_{m0}$)から流した流体粒子の一年間($t=1$)にたどる軌跡に沿って、以下の式を積分することによって得られる(Qiu and Huang, 1995)。

$$S_{ann} = - \int_0^1 w_{tr} dt - \int_0^1 u_{tr} \cdot h_m dt \quad (11)$$

ここで u_{tr} , w_{tr} はそれぞれ粒子の軌跡上の水平・鉛直流速を表す。この式は、季節変動する流速場での粒子の軌跡がわかれば、以下のように記述できる(図2-9)。

$$S_{ann} = \underbrace{(z_{p,1} - h_{m,0})}_{\text{Vertical displacement}} + \underbrace{(h_{m,0} - h_{m,1})}_{\text{Lateral induction}} \quad (12)$$

ここで $h_{m,0}$, $h_{m,1}$ はそれぞれ $t=0, 1$ での粒子の位置における混合層の深さを表し、 $z_{p,1}$ は $t=1$ での粒子の深さを示す。図2-9に示すとおり、右辺第1項は鉛直流による海水粒子の躍層下への移動量を表しており、第2項は水平流速によって移動した一年後の位置における混合層が1年前のそれより浅くなっていることによって躍層下に取り込まれる効果を表している。

粒子の軌跡はAwaji et al. (1980)の手法を用いて、ここでは不完全な診断モデルから得られた流速場をもとに

$$\frac{dx}{dt} = u(x, t) \quad (13)$$

を4次のRunge-Kutta法を用いて時間積分することにより求めた(u , x はそれぞれ粒子の3次元流速及び位置)。前述したように、躍層以深の海洋構造は、混合層から躍層下へsubductされた粒子が混合層内で決められた特性(渦位)を保存したまま(すなわち等密度面上を)流れることによって主に決定されていると考えられるが、本研究で用いた不完全な診断モデルには局所的な内部加熱・冷却が存在するため、粒子が保持する特性は必ずしも保存しない。そこで、ここでは粒子の持つ密度の1年間の変化の標準偏差を計算し、それが $0.01\sigma_\theta$ 以上の粒子は不正常なもののみなしてsubductionの算出の際には取り除いた。このようにすることによって、 γ 項のsubductionの評価に与える汚染はかなり防げる。

混合層の深さは、表層とのポテンシャル密度の差が $0.125\sigma_\theta$ となる深さで定義し(Levitus, 1982)、最深時(4月1日)の分布($h_{m,0}$)を求めた(図2-10)。冬期の海面冷却による対流によって、混合層がウラジオストック付近で最も深くなっている。実際の対流は深さ約1000mまで達するが(Seung and Yoon, 1995a)、そのような対流はせいぜい数km

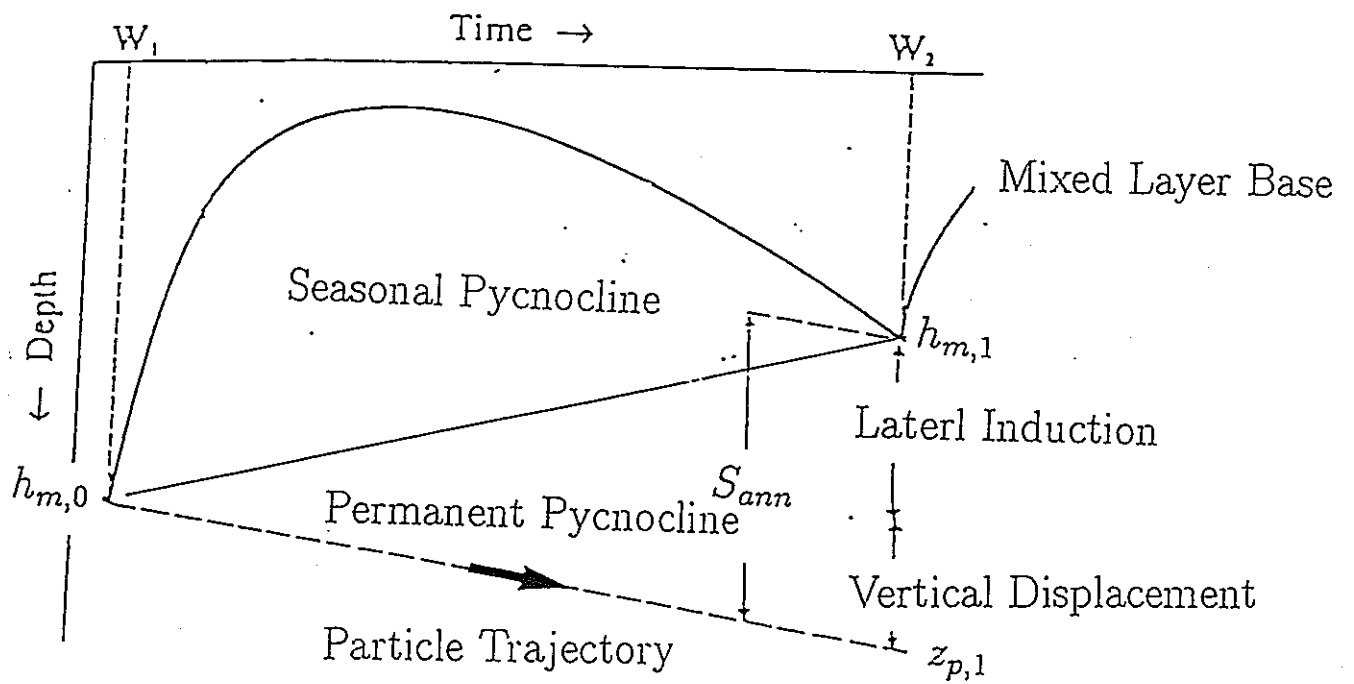
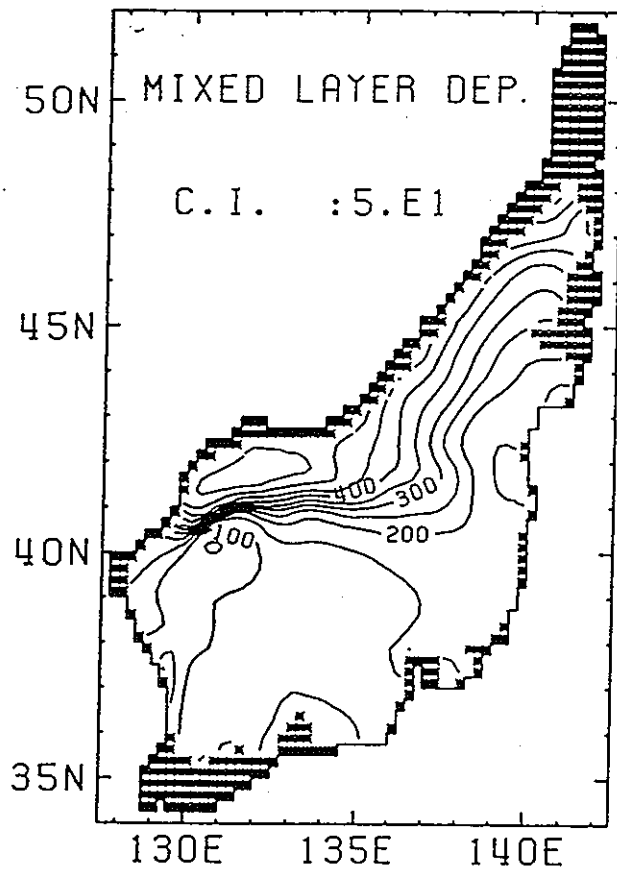


図2-9. Subduction rateの算出の概念図 (After Qiu and Huang, 1995)

a



b

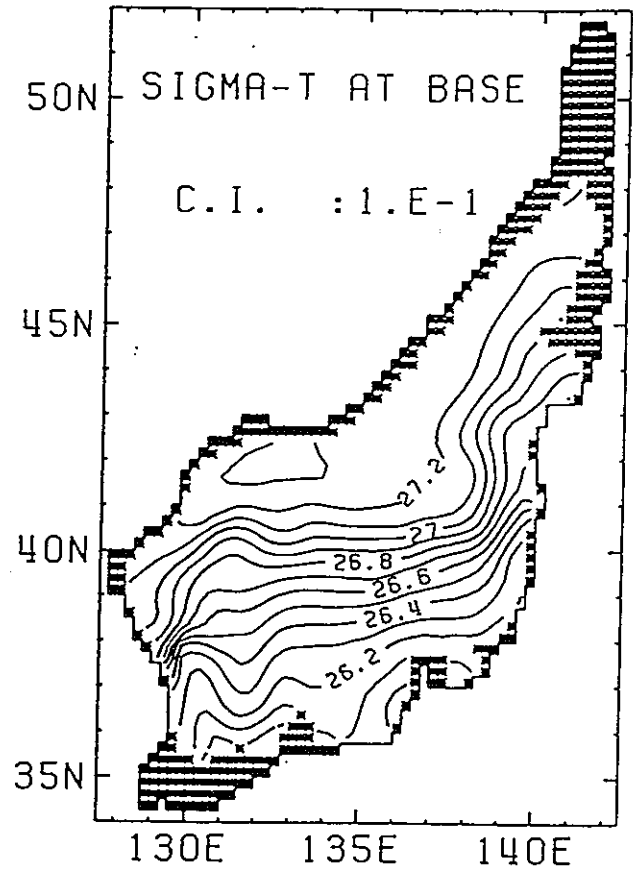


図2-10. (a) 最深時の混合層の深さ ($h_{m,0}$) の分布 (m) (b) $h_{m,0}$ での σ_θ

の水平スケールを持つプルームとして発生するのに対して、ここではモデルの分解能の問題や気候学的データを扱っているために、混合層の深さは最大で500m程度となっている。図2-8で示される表層のポテンシャル密度が鉛直方向に一様となっている深さの分布から判断すると、不完全な診断モデルから計算されたポテンシャル密度の絶対値に多少問題はあるものの、このような手法で求めた混合層の深さの分布は現実の分布とよく一致している。

2-3-2. 結果

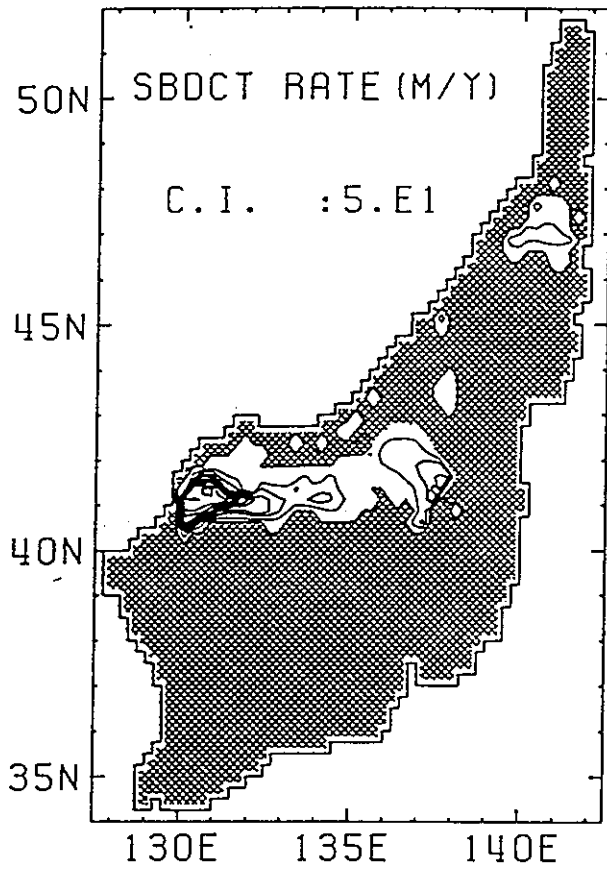
図2-11に、得られたsubduction rate(m/year)の分布およびsubductした粒子の軌跡を示す。混合層が深いウラジオストック周辺では、混合層の底を横切る冬季の強い南西向きの西岸流によって、混合層内の海水が41°N以南の浅い(≤ 200 m)混合層の下にsubductされ、大量の中層水(≥ 350 m/year)が形成されている。この中層水の形成には、冬季に大陸沿岸を反時計回りに流れる強い西岸流と混合層の深さの傾きが、即ち(12)式における右辺第2項(lateral induction)が大きく寄与している。この中層水は1年間で朝鮮半島沖39°N付近まで輸送されており(図2-11B)、韓国東岸で観測される酸素極大・塩分極小水(Kim and Chung, 1984)は、ウラジオストック近海で冬季に形成された中層水であることを明示している。

また日本海全域で中層水の形成量を評価すると0.3Svとなり、この結果を用いて中層水(混合層~1000m; 全容積 $= 5.9 \times 10^5 \text{ km}^3$)のrenewal time(更新時間)を求めると62.2年と算出される。なお深・底層水の形成はその形成域であると思われる北部の観測値が十分にわかっていないため、このモデルでは十分に評価されていない。

2-4. まとめと議論

不完全な診断モデルを用いて日本海の季節変動する流速場・密度場を再現し、日本海における中層水の形成域・形成量を定量的に解析した。それによって得られた密度場はいくつかの問題点を含んでいるが、観測から推測される結果と基本的に矛盾しない結果を得た。ここでは得られた結果のパラメータに対する依存性と、躍層下の水塊の形成後の循環について議論することにする。

a



b

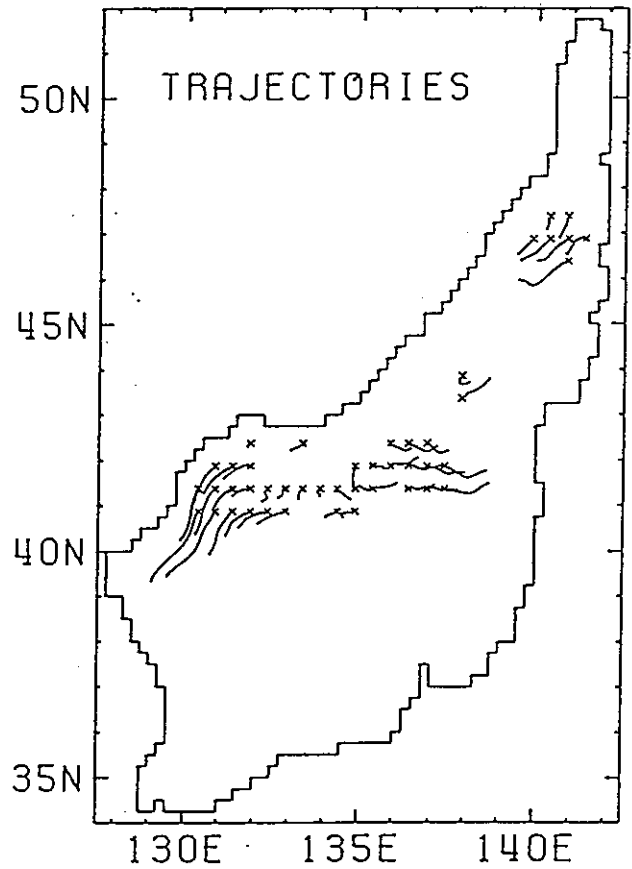


図2-11. (a)Subduction rateの分布 ($m/year$) (contourは $50m/year$ ハッチのついた部分は subduct していない領域) (b)Subduct した粒子の軌跡

2-4-1. Subduction Rateの鉛直拡散係数に対する依存性

本研究では不完全な診断モデルを用いており、その結果、特に深層においてはほとんど γ 項が作用していないため、ここでは予報モデルと同様な結果を示すと考えられる。予報モデルの場合にはモデルで再現される鉛直循環(meridional transport)は拡散係数の値に大きく依存し(Bryan, 1987)、実際に本研究においてもそのようになっている。そのため、ここでは得られたsubduction rateの拡散係数に対する依存性を調べてみた。調べた拡散係数は $A_{\pm v} = 0.5, 0.1, 0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$ の3通りで、不完全な診断モデルを用いてそれぞれ季節変動流速場・密度場を求めsubduction rateを算出した。得られたsubduction rateの密度面上毎の分布を図2-12に示した。拡散係数を小さくすると、 γ 項のあまり作用しないウラジオストック沿岸では、下からの重い海水の移流の効果が拡散の効果よりも相対的に強くなり、そのため表層の密度が大きくなる。その結果、ここで用いた手法($\Delta\sigma_{\theta} = 0.125$ となる深さを混合層の深さとする)では、拡散係数を小さくすると混合層の底での密度が一様に大きくなるので、形成量の密度分布は高密度側にずれる。このような拡散係数に対する密度面上の形成量の違いは、日本海全域での形成量やrenewal timeの評価にはそれほど本質的な問題ではない。実際、ここで行った3つの拡散係数の場合でそれらの結果は大きく変化しておらず(0.32, 0.30, 0.30 Sv, 59.5, 62.2, 62.9年)、またそれらの値は観測から見積られた値(0.47 Sv; Senjyu and Sudo, 1996)や日本海の深層水のrenewal timeが約100年と求められていること(Watanabe et al., 1991, Tsunogai et al., 1993, Chen and Wang., 1995)から判断して、妥当なものであると考えられる。

2-4-2. 日本海の中・深・底層での循環

日本海の中層水の形成域・形成量については、これまでに行ったモデル実験の解析からかなり明らかにできたが、次は中層水の形成後の循環と中層の海洋構造との関係についてラグランジュ的な観点から検討する。それには、混合層の底からsubductした粒子の一年後の位置から(12)式をさらに時間積分すればそのおおよその循環像はとらえられる。しかしながら、長時間の時間積分を伴う粒子追跡は計算誤差が蓄積すると予想されるので、ここでは全グリッドに配置した標識粒子を一年間追跡し、それによって得られた年平均ラグランジュ流速場を用いて議論する。

図2-13Aの中層における年平均ラグランジュ流速場から、ウラジオストック近海で形

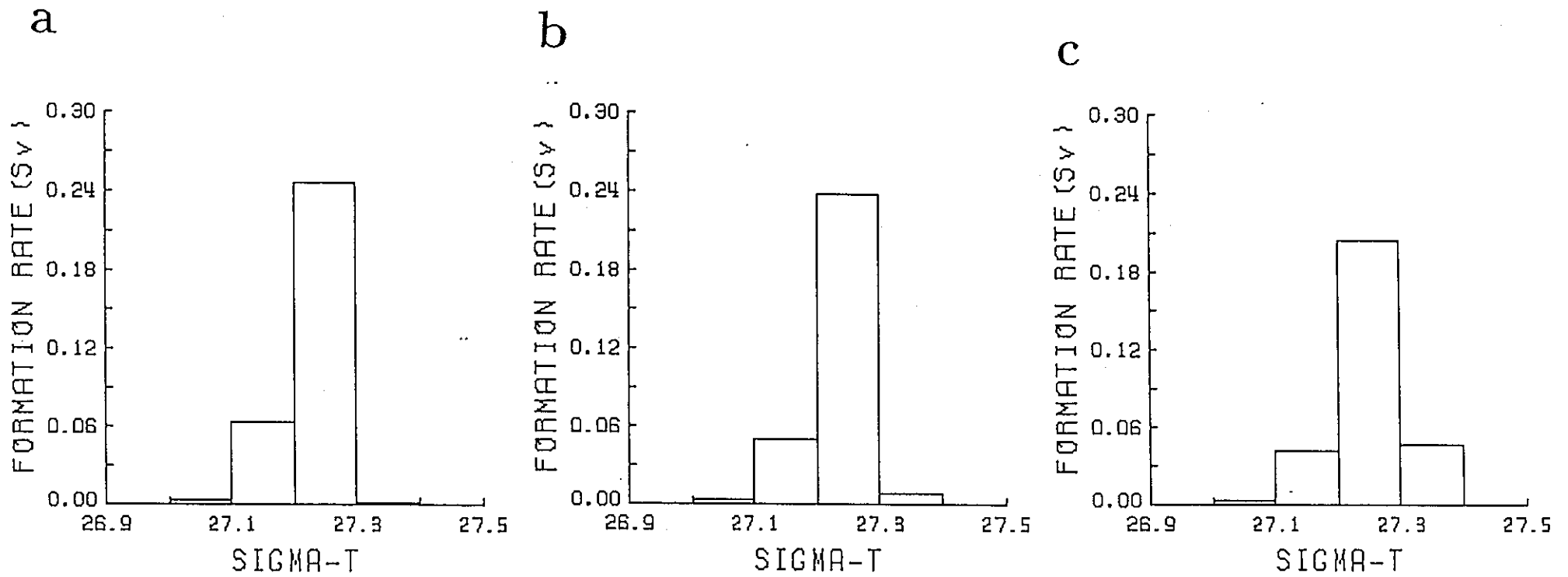


図2-12. 密度面上毎の形成量 (Sv) の分布 (a) $A_{tv} = 0.5$ (b) $A_{tv} = 0.1$ (c) $A_{tv} = 0.02$

成された中層水は前述した大陸沿岸の反時計回りの流れによって朝鮮半島沖38°N付近まで輸送された後、一部はそのまま朝鮮半島沖を36°N付近まで南下し、韓国東岸の塩分極小・酸素極大層を形成していることがわかる。また大和堆西側を大きく迂回して40°N以北に輸送された海水の一部はさらに日本海盆を北上し、一方、その残りは津軽海峡西方の高気圧性渦によって大和海盆に輸送されている。このように大和海盆及び深・底層へ中層水を輸送するのに重要な役割を担っている津軽海峡西方の高気圧性渦は、Seung and Kim(1993)の予報モデルの結果には見られず、一方Seung and Yoon(1995b)の診断モデルにはそれに似た流れが現れ、またNishiyama et al.(1993)は、観測結果から得られた塩分の鉛直分布及び力学的な高度差の分布からその存在を推測している。しかしいずれの結果も決定的ではなく、今後の課題として残されている。

最後に、年平均ラグランジュ流速場から推測される深・底層循環について触れておく。深・底層における循環像はあまり明らかにされていないので、深・底層循環に関する今後の観測計画を作成する上で、モデルから得られた知見は役に立つであろう。図13Bに深層における年平均ラグランジュ流速場を示す。これから判断すると、深層における循環は対馬海盆から日本海盆西部への流れと大和海盆から日本海盆東部への流れが、中層における循環と異なる点であるが、その他は中層における循環とほぼ同様な様相を示している。また底層における循環(図2-13C)も中層とほぼ同様であるが、大和海盆から日本海盆への流れはなくむしろその逆のセンスになっている。この大和海盆と日本海盆の流れの深さによる違いは、Nitani(1972)がトレーサーの分布から推測している大和堆での湧昇からも支持される。

深・底層での γ 項はわずかしかないため、そのわずかな γ 項が流れを乱し、得られた結果を人工的なものとしている可能性は否定できないが、その歪みは、 γ 項の作用する位置がわずかでかつ離散的であるからスケールの小さいものと考えられ、ここで推測された結果は日本海の躍層下の循環の大きなスケールの特徴をとらえていると思われる。

引用文献

Awaji, T., N. Imasato and H. Kunishi: Tidal exchange through a strait: A numerical experiment using a simple model basin. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1499-1508, 1980.

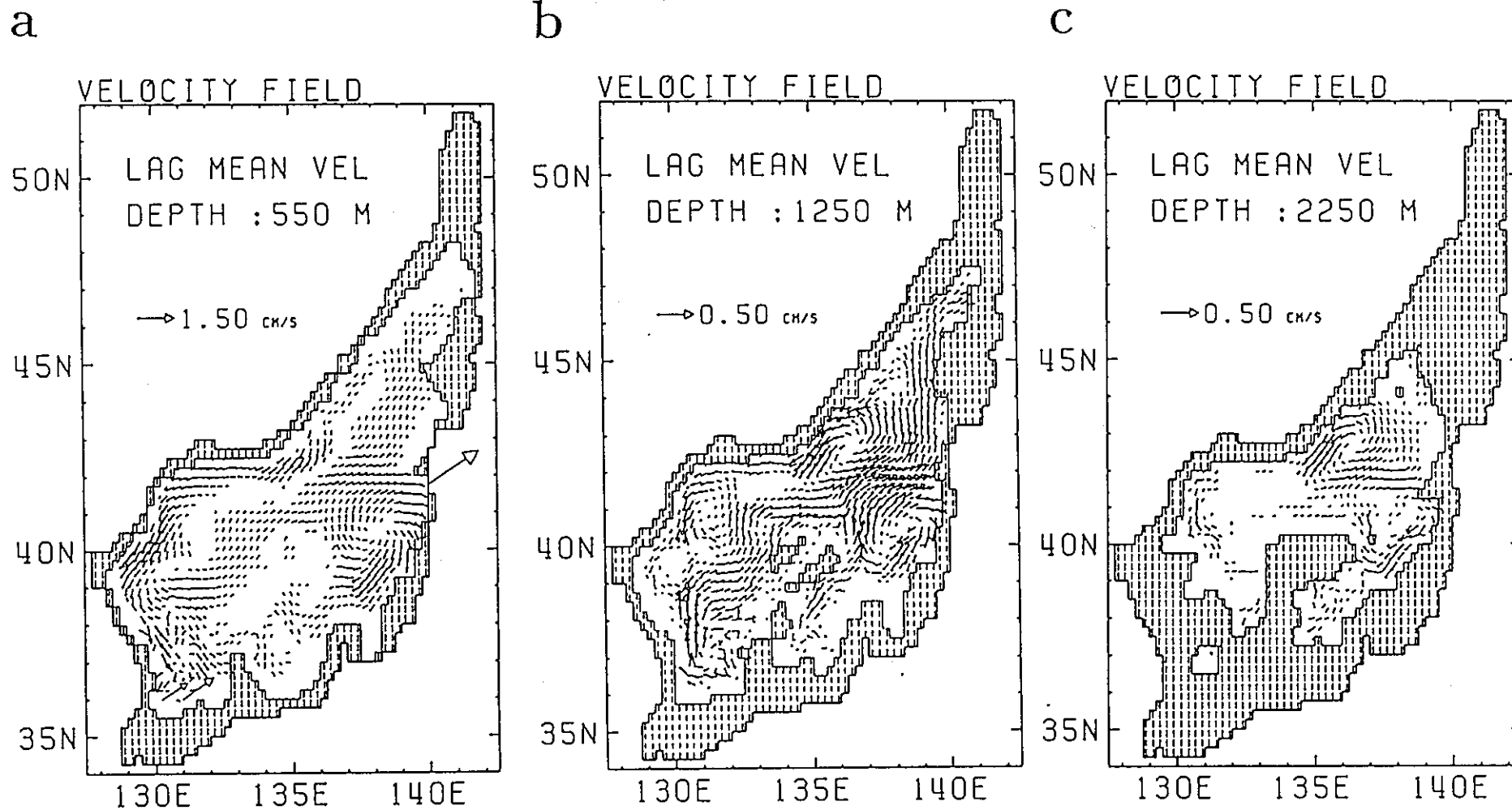


图2-13. 年平均 Lagrangian 流速場 (a) 中層 (b) 深層 (c) 底層
(cm/s)

- Bryan, F. : Parameter Sensitivity of Primitive Equation Ocean General Circulation Models. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 970-985, 1987.
- Chen, C.T.A., and Wang S.L. : Carbonate chemistry of the sea of Japan. *J. Geophys. Res.*, 100, 13, 737-13, 745, 1995.
- Cox, M.D. and K. Bryan : A numerical model of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 674-687, 1984.
- Cushman-Roisin, B. : Subduction. In *Dynamics of the Oceanic Surface Mixed Layer*, Edited by P. Muller and D. Henderson, Hawaii Inst. of Geophysics Special Publications, 181-196, 1987.
- Fujio, S., T. Kadowaki and N. Imasato : World ocean circulation diagnostically derived from hydrographic and wind stress fields. 1. The velocity field. *J. Geophys. Res.*, 97, 11, 163-11, 176, 1992.
- Gamo, T. and Y. Horibe : Abyssal circulation in the Japan Sea. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 39, 220-230, 1983.
- Haines, K., P. Malanotte-Rizzoli, R.E. Young and W.R. Holland : *Dyn. Atmos. Oceans*, 17, 89-133, 1993.
- Katoh, O. : Detailed current structures in the Eastern Channel of the Tsushima Strait in summer. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 49, 17-30, 1993.
- Kim, K. and J.Y. Chung : On the salinity-minimum and dissolved oxygen-maximum layer in the East Sea (Sea of Japan). In *Ocean Hydrodynamics of the Japan and East China Seas*, Elsevier Oceanogr. Ser., Edited by T. Ichiye, 56-66, Elsevier, New York, 1984.
- 木谷浩三 : 日本海固有冷水の直接測流. 日本海区水産試験研究連絡ニュース, 日本海区水産研究所, 341, 1-6, 1987.
- Levitus, S. : Climatological atlas of the world ocean. NOAA Prof. Pap. 13, 173pp., U.S. Govt. Print. Office, Washington, D.C., 1982.
- Lie, H. J., M. S. Suk and C. H. Kim : Observations of southeastward deep currents off the east coast of Korea. *J. Oceanol. Soc. Korea*, 24, 63-68, 1989.
- Miyama, T., T. Awaji, K. Akitomo, and N. Imasato : Study of seasonal variations in the Indonesian seas. *J. Geophys. Res.*, 100, 20, 517-20, 541, 1995.

- Marshall, J. C., A. J. G. Nurser, and R. G. Williams: Inferring the Subduction rate and period over North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1, 315-1, 329, 1993.
- Moriyasu, S.: The Tsushima Current. In Kuroshio, edited by H. Stommel and K. Yoshida, 352-369, University of Washington Press, Seattle, 1972.
- Na, J. Y., J. W. Seo and S. K. Han: Monthly-mean seasurface winds over the adjacent seas of the Koarean Peninsula. *J. Oceanol. Soc. Korea*, 27, 1-10, 1992.
- Nishiyama, K., M. Inagawa, and T. Mizuno: The Japan Sea Proper Water and water circulation in the Japan Sea. In *Papers in Meteorology and geophysics*, 44, 1-10, 1993.
- Nitani, H.: On the deep and the bottom waters in the Japan Sea. In *Researches in hydrography and oceanography*, edited by D. Shouji, 151-201, Hydrographical Department of Japan Maritime Safety Agency, 1972.
- Qiu, B., and R. X. Huang: Ventilation of the North Atlantic and North Pacific: subductin versus obduction. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2, 374-2, 390, 1995.
- Sarmiento, J. L. and K. Bryan: An ocean transport model for the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 87, 394-408, 1982.
- Semtner, A. J., Jr., and R. M. Chelvin: A simulation of the global ocean circulation with resolved eddies. *J. Geophys. Res.*, 93, 15, 502-15, 522, 1988.
- Senjyu, T., and H. Sudo: Water characteristics and circulation of the upper portion of the Japan Sea Proper Water. *J. Mar. Sys.*, 4, 349-362, 1993.
- Senjyu, T., and H. Sudo: The upper portion of Japan Sea Proper Water; its source and circulation as deduced from isopycnal analysis. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 50, 663-690, 1994.
- Senjyu, T., and H. Sudo: Interannual variation of the Upper Portion of the Japan Sea Proper Water and its probable cause. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 52, 27-42, 1996.
- Seung, Y. H. and K. Kim: A numerical modeling of East Sea Circulation. *J. Oceanol. Soc. Korea*, 28, 292-304, 1993.
- Seung, Y. H., and J. H. Yoon: Some feature of winter convection in the Japan Sea. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 51, 61-73, 1995a.

- Seung, Y. H., and J. H. Yoon: Robust diagnostic modeling of the Japan Sea circulation. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 51, 421-440, 1995b.
- 四竈信行: 海底設置型 ADCP により実測された津軽海峡内の流量変動. *月刊海洋*, 26, 815-818, 1994.
- Sudo, H.: A note on the Japan Sea Proper Water. *Prog. Oceanogr.*, 17, 313-336, 1986.
- Tsunogai, S., Y. W. Watanabe, K. Harada, S. Watanabe, S. Saito, and M. Nakajima: Dynamics of Japan Sea deep water studied with chemical and radiochemical tracers. In *Deep Ocean Circulation, Physics and Chemical Aspects*, edited by T. Teramoto, 105-119, Elsevier, New York, 1993.
- 宇田道隆: 日本海及びその隣接海区の海峡, 水産試験上報告, 5, 57-190, 1934.
- Watanabe, Y. W., S. Watanabe, and S. Tsunogai: Tritium in the Japan Sea and the renewal time of the Japan Sea deep water. *Mar. Chem.*, 34, 97-108, 1991.
- Williams, R. G., M. A. Spall, and J. C. Marshall: Does Stommel's mixed-layer "demon" work? *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 3, 089-3, 102, 1995.
- Yoon, J. H.: Experiment on the circulation in the Japan Sea Part I. Formation of the East Korean Warm Current. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 38, 43-51, 1982a.
- Yoon, J. H.: Experiment on the circulation in the Japan Sea Part II. Influence of seasonal variations in atmospheric conditions on Tsushima Current. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 38, 81-94, 1982b.
- Yoon, J. H.: Experiment on the circulation in the Japan Sea Part III. Mechanism of the nearshore branch of the Tsushima Current. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 38, 125-130, 1982c.

3. 季節変化を考慮した広域海洋の流動場

3-1. 各海流系の流量の季節変動

1994年度の報告書で、流速場の季節変動を25m層、100m層について詳細に述べた。本年度は、各海流系の流量の季節変動について検討する。

(1) 太平洋

まず、太平洋の中央部を通る169°Wの子午線断面上の東西流速分布の3月、7月、9月の場合について図3-1に示した。影の部分は西向流、白い部分は東向流を表している。等値線間隔は500m以浅は1.0cm/sおき、500m以深は0.5cm/sおきに示されている。1500m以深は水温・塩分の年平均値を用いて流速分布を求めているので、この部分の分布については議論しない。

図3-1(A)をみると、赤道やや北寄りの100m以深に東向流(EUC:赤道潜流)があり、250m深にコアがある。その両側にSEC(南赤道海流)とNEC(北赤道海流)があり、30°Sの500m深附近に西向流の小さなコアがある。図3-1(B)の7月の分布では、EUCのコアの深さは変わらないが、東向流が5°N附近で海面にまで上昇しNECC(北赤道反流)となっている。EUCの下に西向流のコアが現れ、EUCのコアの流速が大きくなっている。また、SECの下側の小さなコアは消滅している。図3-1(C)に9月の分布を示したが、EUCの下の西向流のコアは1000mまで上昇し、EUCの下部が10°Nと10°S附近で2つに分れている。海面での東向流(NECC)が続いている。図3-2(A)に、図3-1で示した169°W断面で求めたEUCとNECCの流量の季節変動を示した。図3-1の分布図で分るように、EUCとNECCとの分離が難しいのでまとめて1つの東向流の流量として評価してある。1月に最小値16Sv、6月に最大値45Svとなり、翌年3月まで減少を続けている。ただ、10月に小さい極大値37Svを持つようにみえる。もう少し東の断面145°Wの変化をみると、5月と10月に明瞭な極大値33Svと26Svが現れ、10月の極大値の方が大きい。さらに、東方の115°Wの断面では5月の極大値はさらに小さく20Svとなり、10~11月の極大値37Svが最大値となっている。ニューギニア附近の145°Eの断面では11月に最大値17Svで、4月で最小値6Svとなるが流量自身は小さい。季節変動幅は145°Eで11Sv、165°Eで27Sv、169°Wで29Sv、145°Wで11~14Sv、115°Wで5~22Svとなっている。これらの2山構造を持つ季節変動は、この季節変動に伴うエクマン流の消長とそれに伴う表層流動場の変化によって生じている。

熱帯太平洋の変動が西部，中央部，東部で異なっているために生じているので，その状況は1994年度の報告書で述べたとおりである。

図3-2(B)にNECの流量の季節変動を示したが，これによるとEUCと同様4月と11月に極大値を持つ年2山構造をしているがその変動幅は6～9Svと小さい。図3-2(C)によると，SECも2山構造を持つように見えるが，NECとは逆位相で，5月と11月に極小値が現れる。季節変動幅は11～16Svで，NECよりも変動幅が大きいことが分る。

(2) インド洋

図3-3に，インド洋の77°Eでの流速の鉛直断面分布を示してある。(A)は3月，(B)は7月，(C)は9月の分布である。この分布図によると，インド洋の赤道反流ECCの鉛直構造は大きく変動していることが分る。3月の分布では，海面から700m深附近に達する東向流となっていて，コアの中心は海面にある。この東向流の下に西向流のコアが存在している。7月の分布では，この西向流のコアが200m深まで上昇し，この下の1000m深に別の東向流のコアの頭が現れている。ECCのコアは4°Sの100m深へ下がっている。9月の分布では，100m深のコアはなくなり，再び海面に最大流速部が移り，1000m深にあった東向流のコアの頭は500mまで上昇している。これ以後このコアは上昇を続け，11月には表面のECCとつながっている。

図3-4(A)に，いくつかの子午線断面でのEUCの流量の季節変動が示してある。インド半島南端を通る77°Eの断面では，4月に最大値44Sv，10月に最小値12Svとなっている。インド洋では，4～10月が南西モンスーン期，10～4月が北東モンスーン期であるが，77°Eでは北東モンスーン期に流量は増加し，南西モンスーン期に減少し，変動幅は32Svに達する。アラビア海中央の61°E断面では，両モンスーン期の交代時期に極大値(35Sv, 33Sv)となり，1月と8～9月に極小値(15Sv, 7Sv)となっている。季節変動幅は20～28Svと大きい。ベンガル湾中央部を通る子午線断面91°Eでは77°E断面と同様の変動で，変動幅は17Svである。図3-4(B)をみると，NECは全ての断面で南西モンスーン期(4～10月)には現れず，1月に最大値15Svが現れる。図3-4(C)のSECは77°E, 91°EではNECと同様の変動をし，変動幅は91°Eで15Sv, 77°Eでは7Svである。61°Eでは逆位相で南西モンスーン期に大きくなり，変動幅は10Svである。

(3)大西洋

35°W, 45°Wでの大西洋のEUCの流量の季節変動を図3-5(A)に示してある。45°Wでは9月に最大値22Sv, 3~4月に最小値1Svとなり, 太平洋西部の145°Eの変動と似た変動をしていて, 太平洋西部と大西洋西部の熱帯域の流動系の変動パターンがよく似ていることを示している。変動幅は45°Wで20Sv, 35°Wで14Svである。図3-5(B)のNECの変動はECCと同様の変動で, 変動幅は3~8Svである。図3-5(C)のNBCの分布は, 45°Wでは8~9月に最大値24Sv, 5月に最小値16Svで変動幅は8Svである。35°Wでは, 7月に最大値30Sv, 3~4月に最小値25Svで, 変動幅は5Svである。

図3-6にインドネシア通過流の変動を示してある。この図で, LEV.1は0~50mの流量, LEV.2-4は50~650mの流量である。LEV.1は3月に最小値3Sv, 10月に最大値4.5Sv, 変動幅は7Svである。また, 図には示さないが, 南インド洋から南大西洋へのAgulhas Leakageは2月に最大値6Sv, 8月に最小値4Svで, 変動幅は2Svである。

3-2. 熱帯海域と中緯度海域間のラグランジュ流量の変動

25m層と100m層の流速場については1994年度の報告書で既に述べた。この結果によると, 熱帯低緯度海域での変動が大きいのので, 熱帯低緯度海域と中・高緯度海域との交換量がこのような流速場の変動に伴ってどのように変化するかを検討しておくことが重要である。以下では『ラグランジュ的に評価した流量または移動量』のみを扱うので, これを単に『流量または移動量』と呼ぶことにする。流速場を参考にして, 海域は図3-7に示したように区分する。粒子は水平的には各格子の中央に1個ずつ, 鉛直的には25, 50, 75, 100, 150m, 150m以深は100m毎に1450mまで配置している。流動場を求めるのに際して, 1500m以深では年平均密度場を用いているので, 1500m以深には粒子を配置しない。

3月15日(冬), 6月15日(春), 9月15日(夏), 12月15日(秋)から前向きにそれぞれ1年間追跡を行った。エクマン層の影響を見るために, 厚さはやや厚いが, 0~37.5mを第1層とし, 37.5m~500mを第2層として, これ以深はまとめて第3層とする。海域間の移動量の変化を, 第1層と第2層とについて, それぞれ図3-8と図3-9に示した。これらの図で, 細い矢印は第1層起源の水の移動方向を示し, 太い矢印は第2層起源の水の移動方向を示している。例えば, 図3-8中の海域TPから海域NPへ向かう細い矢印は, 海域TPの第2層の水(W2)が海域NPの第1層へ移動することを示し, 太い矢印は

海域 TP の第 1 層の水 (W1) が海域 NP の第 1 層へ移動することを示している。図 3-9 の場合も同様である。数値は移動量の大きさで、0.1Sv を単位として示されている。四角の枠内の上段に海域名が示され、図 3-8 の中段の数値は、その海域の第 2 層起源の水のその海域の第 1 層への移動量を示し、下段の数値はその海域の第 2 層以深起源の水のその海域の第 1 層への移動量を示している。同様に、図 3-9 の中段の数値は、第 1 層起源の水の移動量を、下段の数値は第 2 層以深起源の水の移動量を示している。単位はやはり 0.1Sv である。四角で囲まれた数値は、1 年のうちで移動量の最大値を示し、下線が引かれた数値は最小値を示している。図 3-10 に、第 1 層と第 2 層とを合せて 1 つの層として扱った場合の移動の状況を示してある。従って、太い矢印は第 1 層、第 2 層起源の水の移動を示し、破線矢印は第 2 層以深から上昇してきた水の量である。また、図 3-11 に最大値と最小値との差、即ち季節変動幅を示してある。数値はこの季節変動幅で、数値のそばの記号は最大値がどの季節に現れるかを示している。○は 3 月に最大値が現れることを、●は 6 月に最大値が現れることを、□は 9 月に最大値が現れることを、■は 12 月に最大値が現れることを示している。記号が 2 つついているのは、例えば、図 3-11 (A) に示された海域 TP から海域 NP への移動 (以後 TP → NP と表記する) のうち第 2 層起源の水の移動の場合、□と■がつけてあるが、これは 9 月と 12 月の値にほとんど差がなく、この中間に最大値が存在する可能性が高いことを意味する。図 3-11 (B) の TP → NP の場合の第 2 層起源の水の場合も同様で、○と●がつけてあるが、3 月と 6 月の中間に最大値が現れる。この様子は図 3-12 によってより明確に示されている。この図には、隣の海域の第 1 層 (L1) への第 1 層起源の水 (W1) の移動量の変化が細い破線で示され、L1-W1 という記号がつけられている。隣の海域の第 2 層 (L2) への第 1 層起源の水 (W1) の移動量の変化が細い実線 (L2-W1) で示され、隣の海域の第 1 層 (L1) への第 2 層起源の水 (W2) の移動量の変化が太い破線 (L1-W2) で、また隣の海域の第 2 層 (L2) への第 2 層起源の水 (W2) の移動量の変化が太い実線 (L2-W2) で示されている。また、図 3-10 に対応する第 1 層と第 2 層とを合せた移動量の変動 (TOTAL と表記) が太い 1 点鎖線で示されている。

図 3-12 (A) で TP → NP の変化の状況をみると、第 1 層への第 1 層起源の水の移動量 (L1-W1) の変化と、第 2 層起源の水の移動量 (L1-W2) は明らかに逆位相で変化しているし、第 2 層への第 1 層起源の水の移動量 (L2-W1) の変化と第 2 層起源の水の移動量 (L2-W2) の変化も逆位相で変化している。つまり、隣の海域の第 1 層 (L1) へ移動する第 1 層起源の

水(W1)の流量が大きいときには、第1層への下層からの湧昇水は少なくなり、逆に小さくなるときには湧昇水が増加し、第1層への移動量の全体としての変動幅を小さくするような調節が行われていることを意味する。第2層でも、第2層起源の水の隣の海域の第2層への移動量が最大値をとるときに、第1層起源の水の移動量が最小値をとり、その逆の関係も成立して、やはり第2層全体での移動量の変動を小さくする傾向がある。

この関係はほとんどの海域の第1層と第2層で成立しているが、 $NI \rightarrow TI$ 、 $NP \rightarrow TP$ の第1層、 $TI \rightarrow NI$ 、 $NI \rightarrow TI$ の第2層の場合には成り立っていない。 $NP \rightarrow TP$ の第1層では、流量 $0.3Sv$ 、変動幅 $0.1Sv$ と流量も変動幅も小さいので、この問題から除外してもよいだろう。また、 $TI \rightarrow NI$ の第2層では、図3-12(F)でみると同位相のように見えるが、第2層への第1層起源の水(L2-W1)の移動量の変化が6月のみに現れるので、現在の位相関係の考察から除外した方がよい。ただ、この場合の第1層から第2層への移動量が6月の $2.5Sv$ から9月の $3.5Sv$ へと急に大きくなっていることや、 $NI \rightarrow TI$ では、第1層、第2層ともほぼ同位相で変化していることにインド洋の循環系の季節変動が複雑で大きいことが反映している。

つぎに、L1-W1とL2-W2とはどのような関係で変動しているのかを図3-11と図3-12を用いて検討する。例えば、 $TP \rightarrow NP$ の場合、L1-W1は3月に最大値をとり、L2-W2は3～6月に最大値をとり、変動幅はそれぞれ $2.4Sv$ と $2.6Sv$ で、位相はL2-W2の方が1～2カ月程度進んでいるようにみえるが、ほぼ同位相で変化しているとみてよい。 $TP \rightarrow SP$ の場合は、両者とも3月に最大値となり、同位相で変動している。他の多くの海域間でも同様の関係が成立している。つまり、第1層起源の水が第1層を通過して隣の第1層へ移動する量が多いときに、第2層起源の水が第2層を通過して隣の第2層へ移動する量が多くなっている。これは第1層と第2層とで非常に異なった水の移動が生じるようなメカニズムが働いていないことを意味する。この関係が成立していないのは、 $NI \rightarrow TI$ 、 $TP \rightarrow SI$ 、 $NP \rightarrow TP$ 、 $SI \rightarrow SA$ である。 $NP \rightarrow TP$ の場合、L2-W2の流量は $34Sv$ 、変動幅は $8Sv$ であるのに対して、L1-W1の流量は $0.3Sv$ 程度、変動幅は $0.1Sv$ ときわめて小さい。 $SI \rightarrow SA$ の場合も、L1-W1の流量は $0.4Sv$ 程度で小さい。この2つのケースは、現在の考察から外してもよいだろう。また、 $NI \rightarrow TI$ ではL1-W1が3カ月遅れて変動している。このケースでは、第1層と第2層起源の水が第1層へ多量に移動する時期には、両層の水の第2層への移動は少ないという関係が成立している。このケースもまた北インド洋の複雑な変動の現れといえよう。

図3-10に示した500m以浅での第1層と第2層を合せた移動量でみると、 $TP \rightarrow SI$ 即ちインドネシア通過流の流量は23.7~22.8Svであるが、 $SI \rightarrow TP$ の流量は1.9~2.1 Svであるために、正味の流量は太平洋からインド洋へ向かって20.9~21.8Svとなり、9~12月に最大、3~6月に最小となっていて、変動幅は0.9Svと小さい。また、0~500 m層を通るインド洋の海域SIから大西洋の海域SAへの移動量は9.4~10.6Svで、12月に最大値、3月に最小値をとり、変動幅は1.2Svと小さい。図3-12(G)から分るように、6~12月はほぼ一定値10.5Svをとり、3月期にのみ9.4Svと小さい値をとるという特徴がある。この流量変動に有意な寄与をしているのは、第2層の水の移動L2-W2と第2層以深に起源を持つ水の移動L2-W3である。このうちL2-W2は最小値となる3月から最大値となる12月までゆるやかに増加を続けた後、3月の最小値へと急激に減少している。一方、L2-W3は同様に3月に最小値となるが、6月の最大値へと急激に増加した後、翌年の最小値へ向かってゆるやかに減少を続けるという特徴的な変化をしている。そして第1層へ移動するL1-W1やL1-W2は0.5Sv程度の流量で変動幅も小さい。

図3-12(A)の $TP \rightarrow NP$ でのTOTALの変動は比較的正弦波的な季節変動をしているが、このような変動をするのは大西洋とインド洋の $NI \rightarrow TI$ 、 $TI \rightarrow SI$ である。これ以外の海域間の移動量の変化では、例えば図3-12(B)や(C)の変動をみると、TOTALの変動幅は第1層、第2層自身の変動幅と同程度である。これは、L1-W1とL1-W2、L2-W1とL2-W2とが逆位相で変動し、季節変動を相殺しあって全体の季節変動を小さくしているためである。

第1層起源の水は、3大洋とも熱帯赤道域から南半球中緯度へ移動している。変動幅は太平洋で1Sv、インド洋で1.6Sv、大西洋では小さくて0.1Svである。また、太平洋と大西洋での熱帯赤道域から北半球中緯度へ移動し、変動幅は太平洋の場合4.3Sv、大西洋で1.1Svである。インド洋では、熱帯域と北インド洋相互に移動し、変動幅は共に1.3~1.4Svである。つまり、第1層(エクマン層)の水は低緯度から中緯度へと発散的に移動し、インド洋では熱帯域と北インド洋との交換が行われているが、これはインド洋表層の流動場の変動が大きいことに伴うものである。

第2層起源の水は、太平洋の場合、中緯度から熱帯赤道海域へ収束的に移動し、変動幅は1~3Sv程度である。熱帯太平洋へ集まった第2層起源の水の一部は通過流となってインド洋へ移動し、変動幅は1.4Svである。大西洋の場合、南大西洋から北大西洋へと移動し、その変動幅は1Sv程度である。インド洋では、熱帯赤道海域と中緯度海域との

交換が行われているが、全体としては南インド洋から北インド洋へ移動していて、変動幅は1~4Sv程度である。

3-3.まとめと今後の課題

隣のエクマン層へのエクマン層起源の水の移動量が多いときには、エクマン層へ移動する下層水は少なくなり、エクマン層への移動量の全体としての変動幅を小さくするような調節が行われている。

エクマン層の下の第2層(0~500m以浅の層)でも、隣の第2層へ移動する第2層起源の水が多い時には、エクマン層起源の水の移動量は少なくなり、第2層全体での移動量の変動を小さくする調節が行われる。

エクマン層起源の水が隣のエクマン層へ移動する量が多いときには、エクマン層の下の第2層起源の水が隣の第2層へ移動する量が多く、エクマン層を含めた500m以浅の水を非常に異なった移動をさせるようなメカニズムは働いていない。

インド洋の流動場が複雑な季節変動をするために、かなり複雑なラグランジュ移動が生じている。

結果として、海洋表層でのラグランジュ流量の季節変動は小さくなり、1~4Sv程度である。通過流やインド洋から南大西洋の場合1Sv程度である。

エクマン層の水は、熱帯赤道域から南北中緯度へ発散的に移動し、第2層の水は中緯度から熱帯赤道域へ収束的に移動しているが、インド洋では複雑な変動をしている。

季節変動する流動場に放出された水塊の移動先や散らばり方は、いつ放出するかによってかなり変動することが分った。溶存酸素や放射性物質などの非保存性物質の分布にどのような影響を与えるのか検討する必要がある。また、熱帯赤道域の影響が亜寒帯循環や南大洋の循環にどのようなプロセスで波及して行くのかを検討する必要がある。また、最近開発された等密度面混合を取入れた場合に流動場がどのように変化し、物質の移動がどのように変るのか、季節変動と関連させて検討することが必要である。

169.0°W: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.2

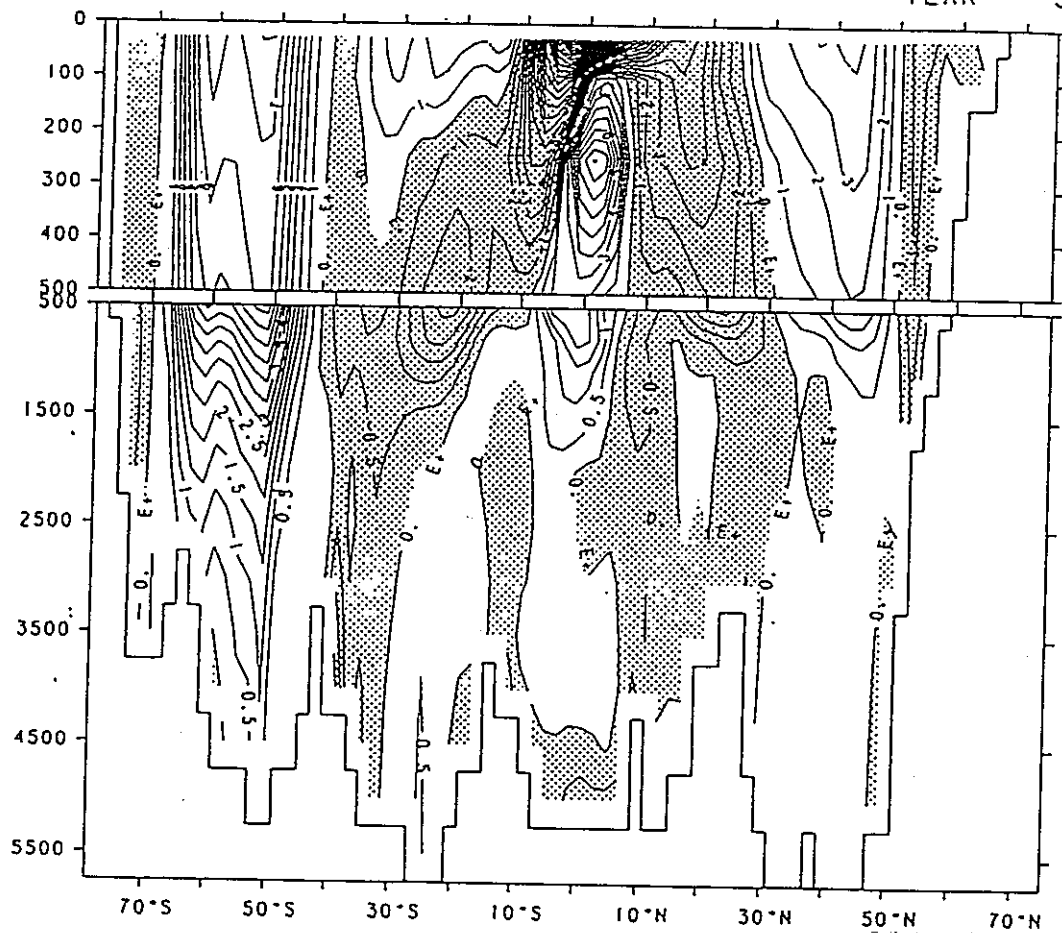


図3-1(A). 太平洋の子午線(169°W)断面における流速分布(3月).

169.0°W: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.5

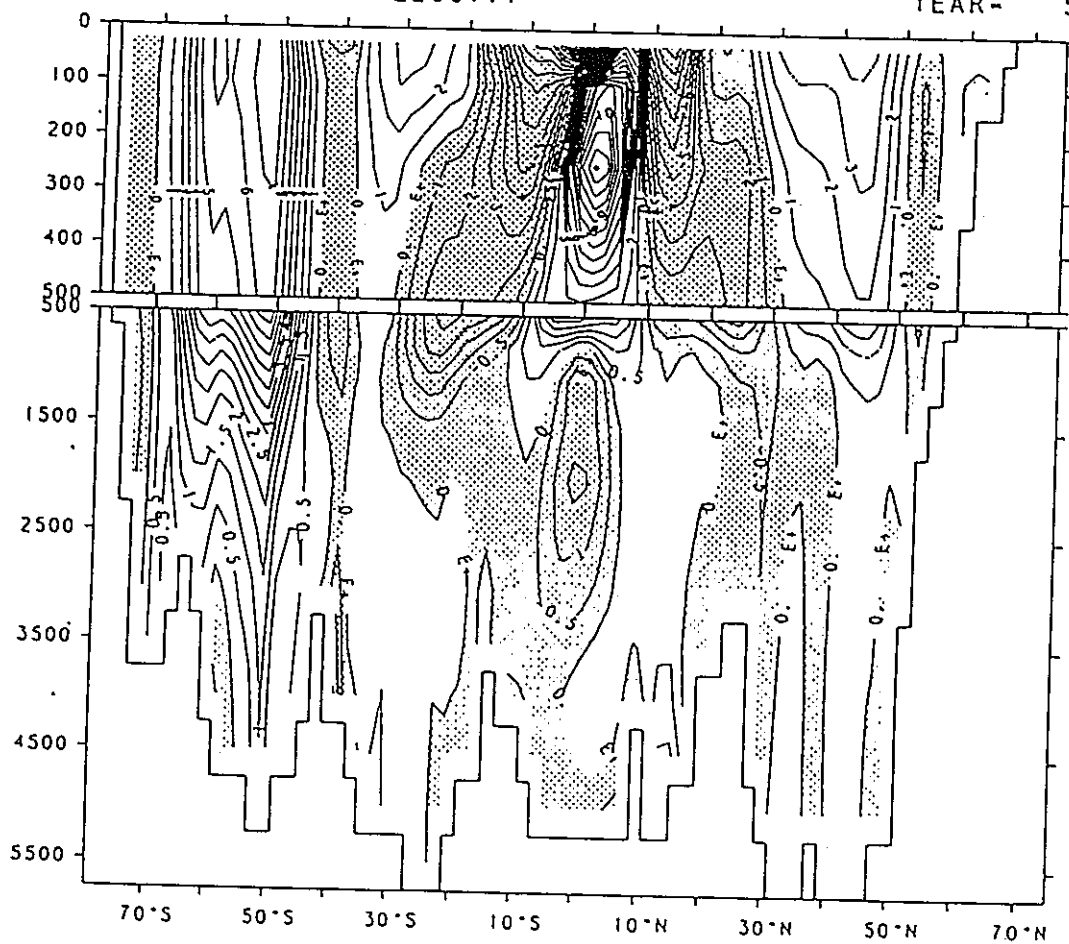


図3-1(B). つづき(7月).

Unit in cm s^{-1} C.I. 1.00, 0.500

169.0°W: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.7

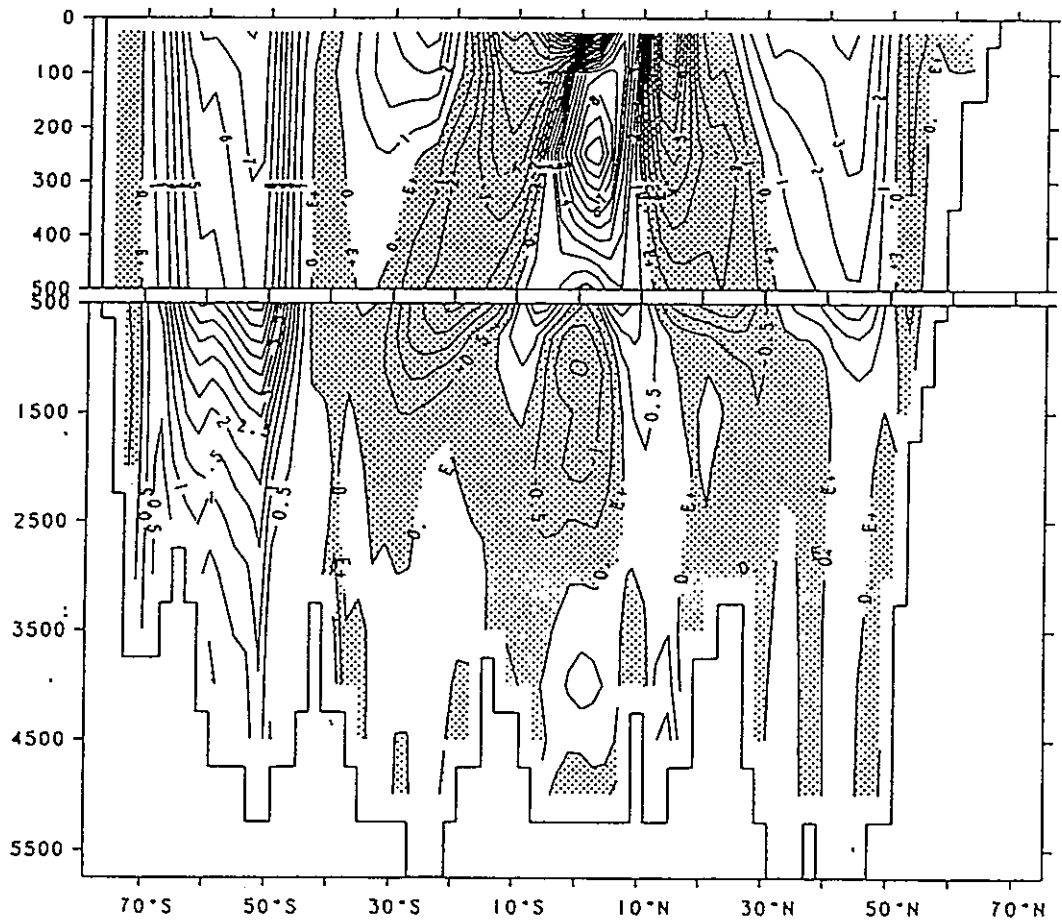


図3-1(C). つづき(9月).

PACIFIC EUC & NECC

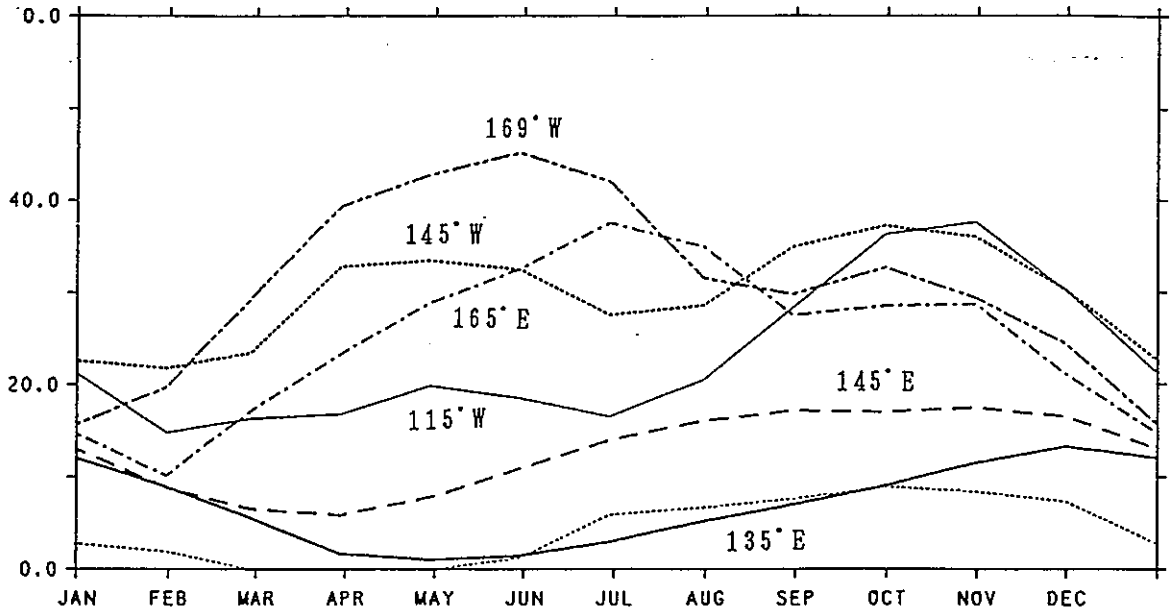


図3-2(A). 太平洋のEUCとNECCの流量の季節変動.

PACIFIC NEC

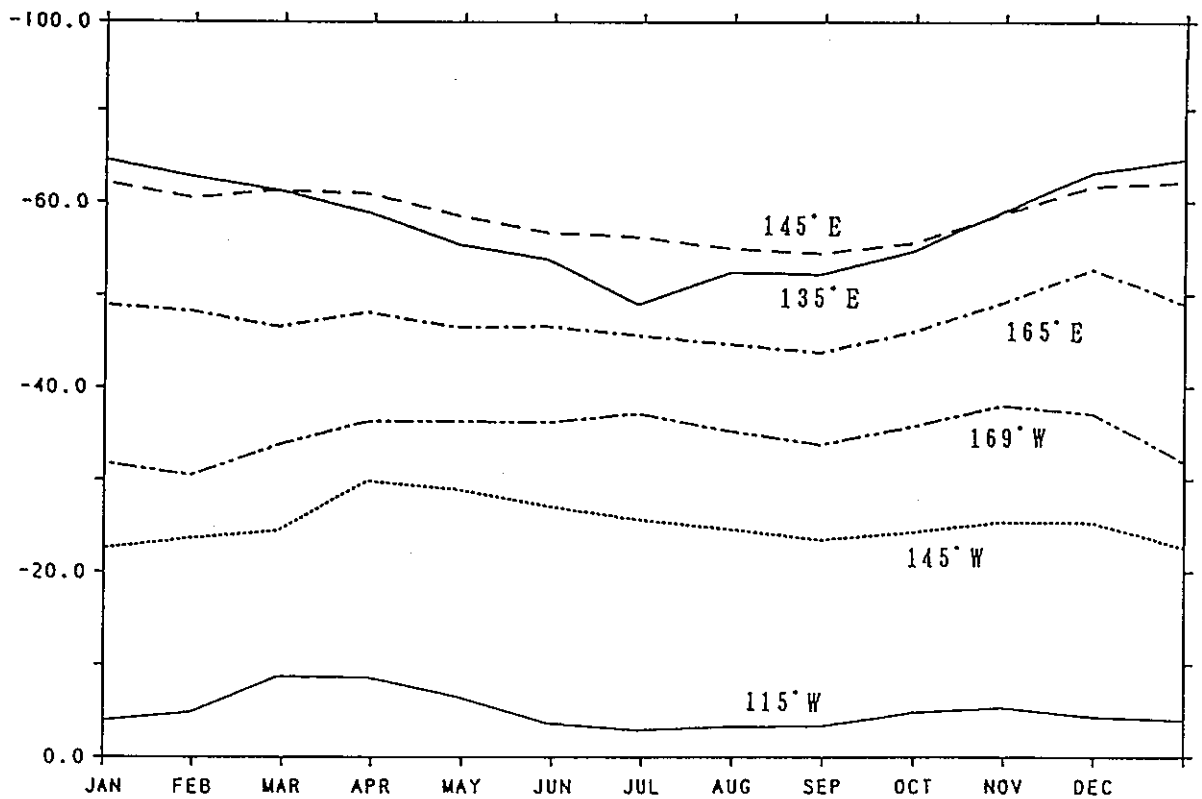


図3-2(B). 太平洋のNECの流量の季節変動.

PACIFIC SEC & NGCUC

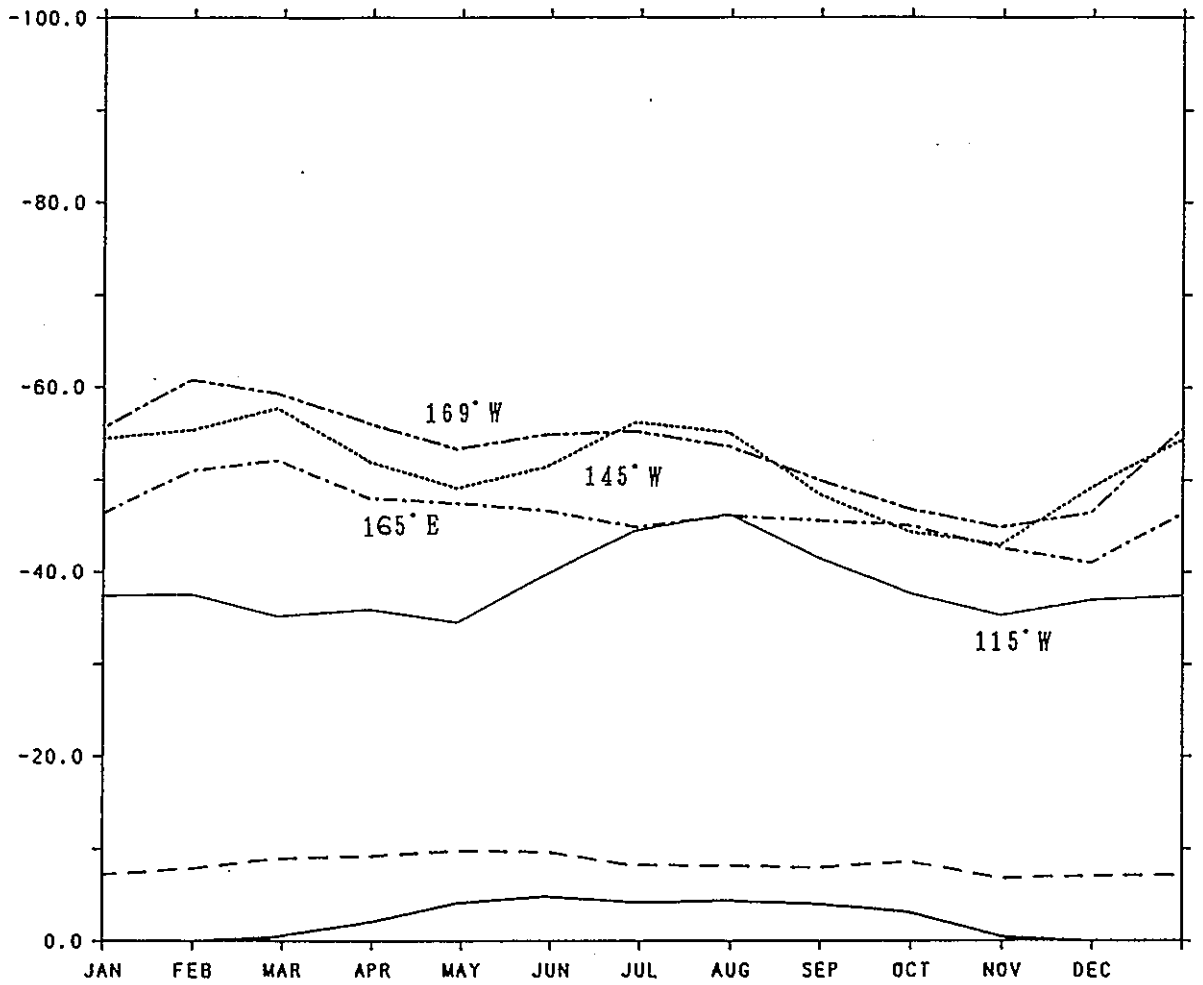


図3-2(C). 太平洋のSECの流量の季節変動.

Unit in cm s^{-1} C.I. 1.00, 0.500

77.0°E: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.2

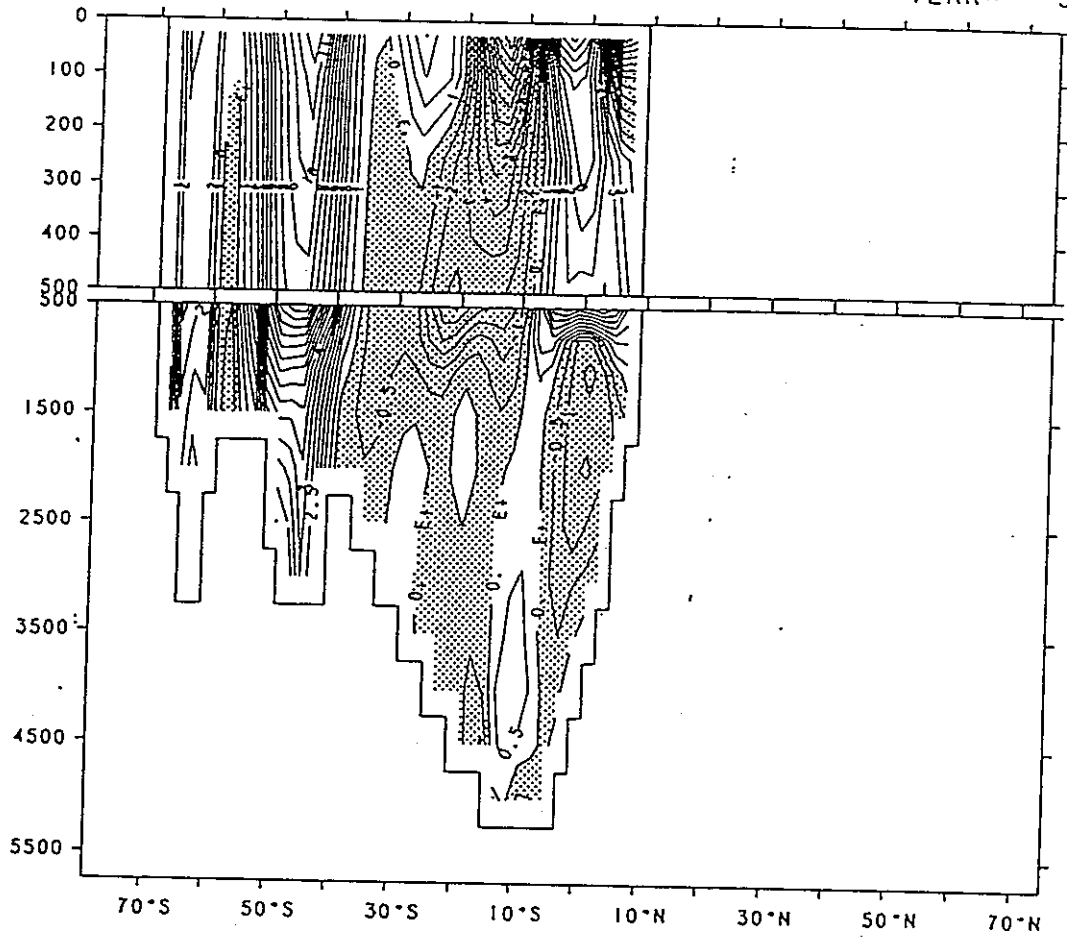


図3-3(A). インド洋の子午線(77°E)断面における流速分布(3月).

77.0°E: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.5

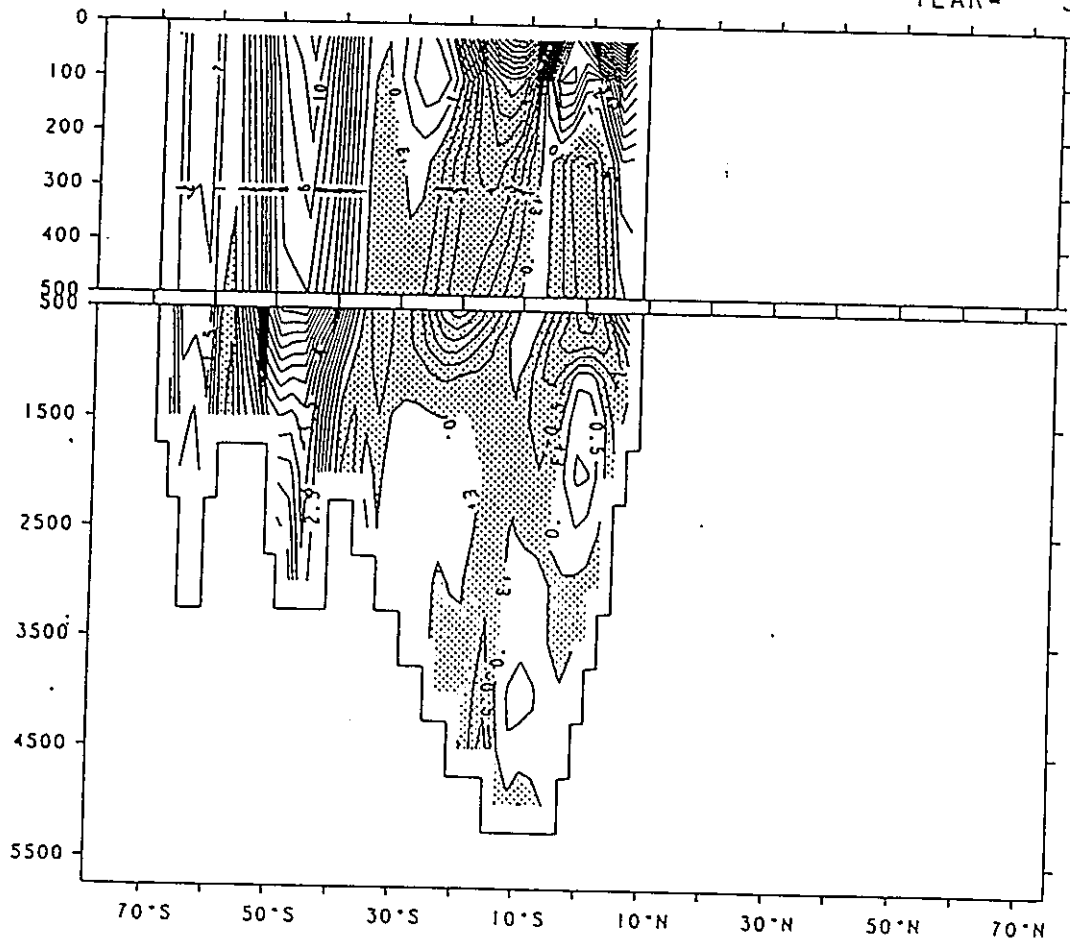


図3-3(B). つづき(7月).

Unit in cm s^{-1} C.I. 1.00, 0.500

77.0°E: EASTWARD VELOCITY

YEAR- 50.7

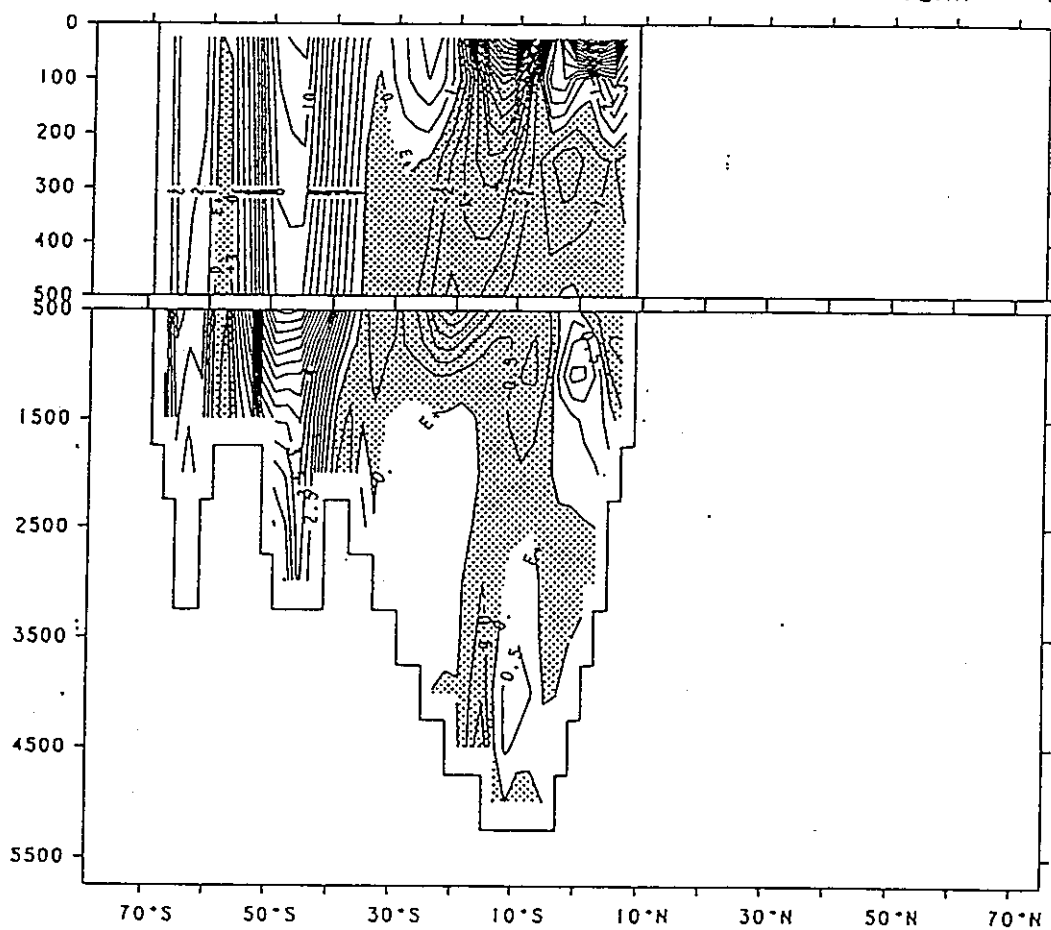


図3-3(C). つづき(9月).

INDIAN EUC & NECC

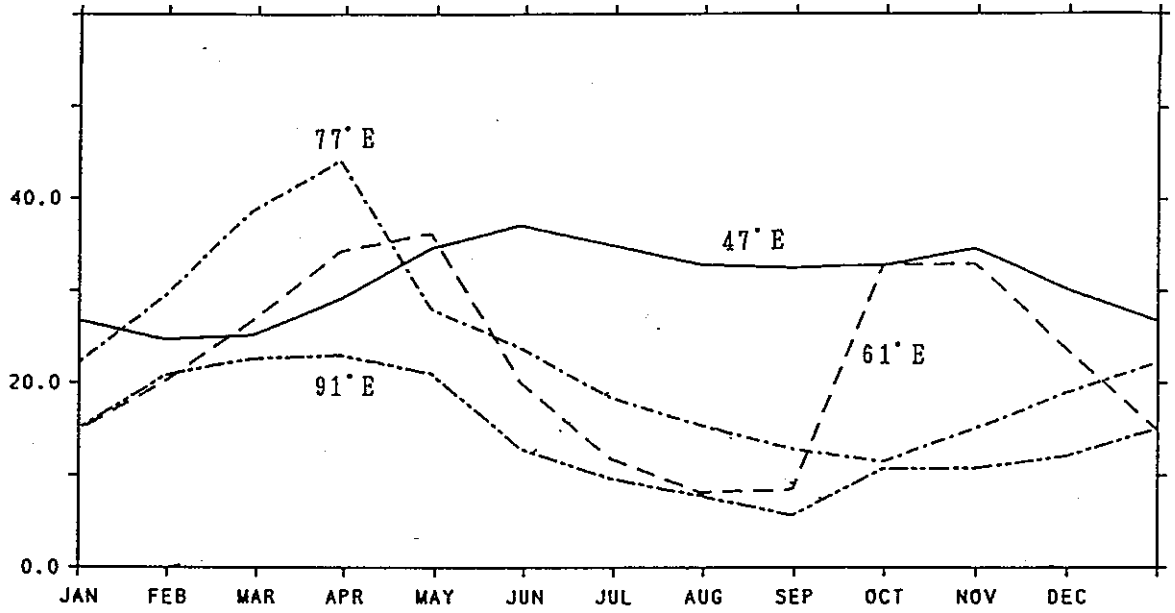


図3-4(A). インド洋のEUCとNECCの流量の季節変動.

INDIAN NEC

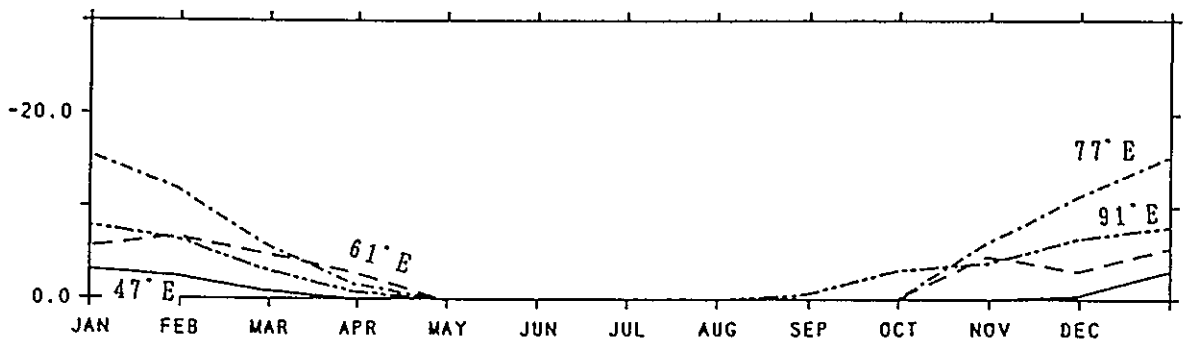


図3-4(B). インド洋のNECの流量の季節変動.

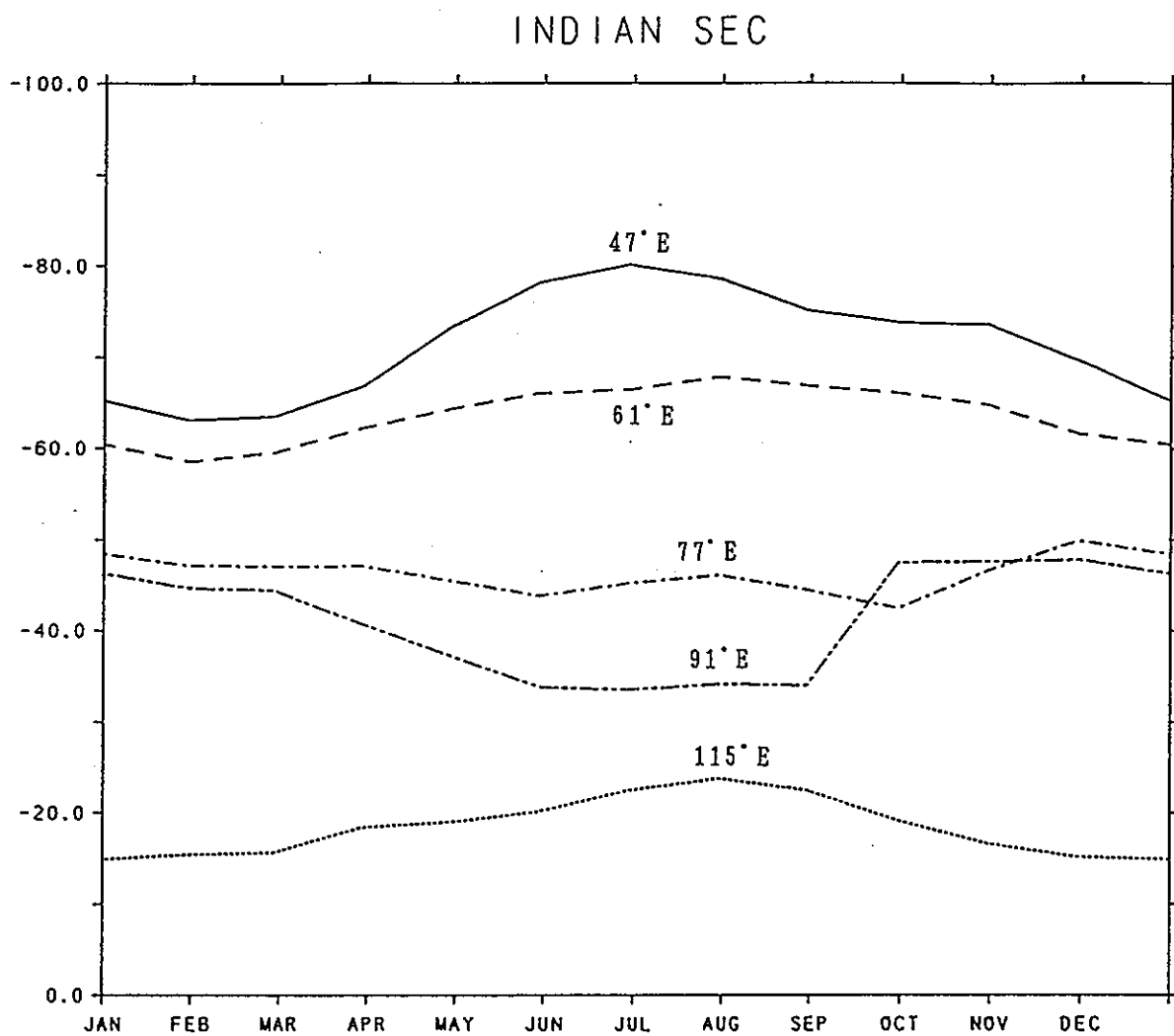


図3-4(C). インド洋の S E C の流量の季節変動.

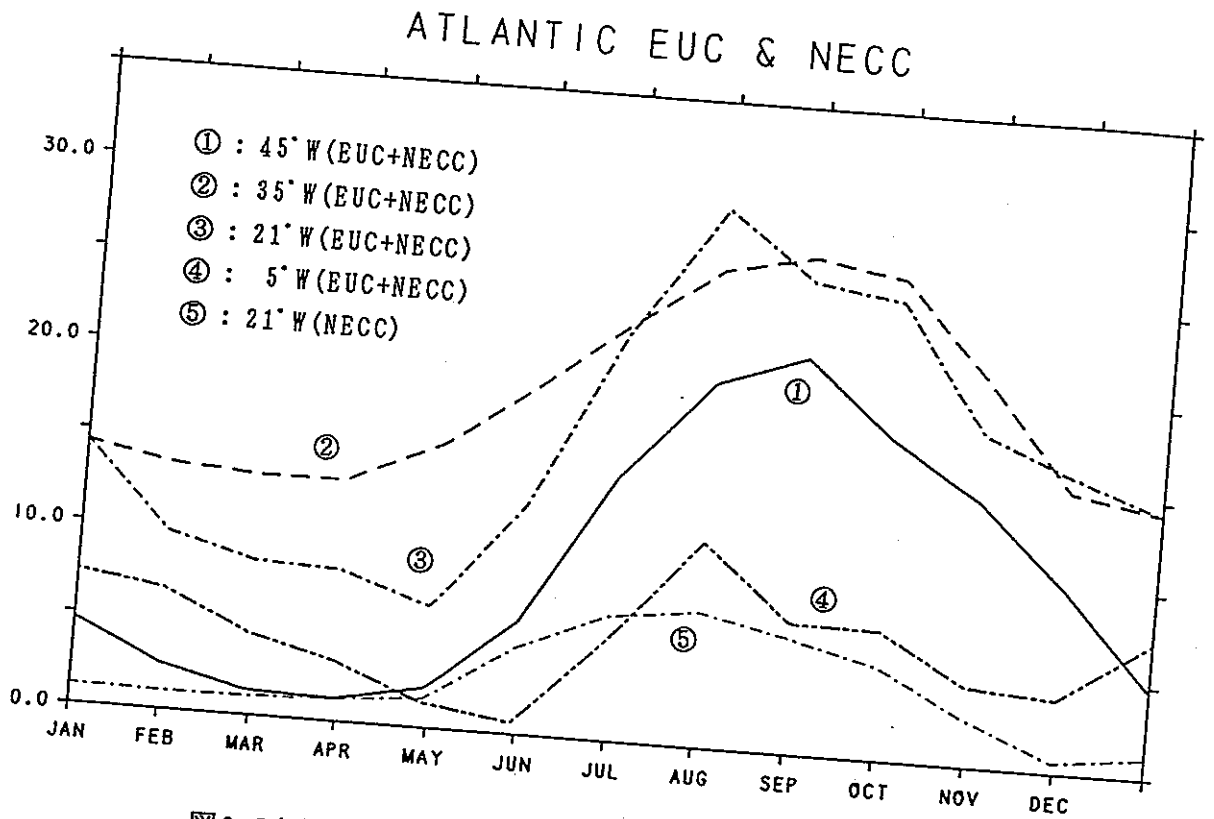


図3-5(A). 太西洋のEUCとNECCの流量の季節変動.

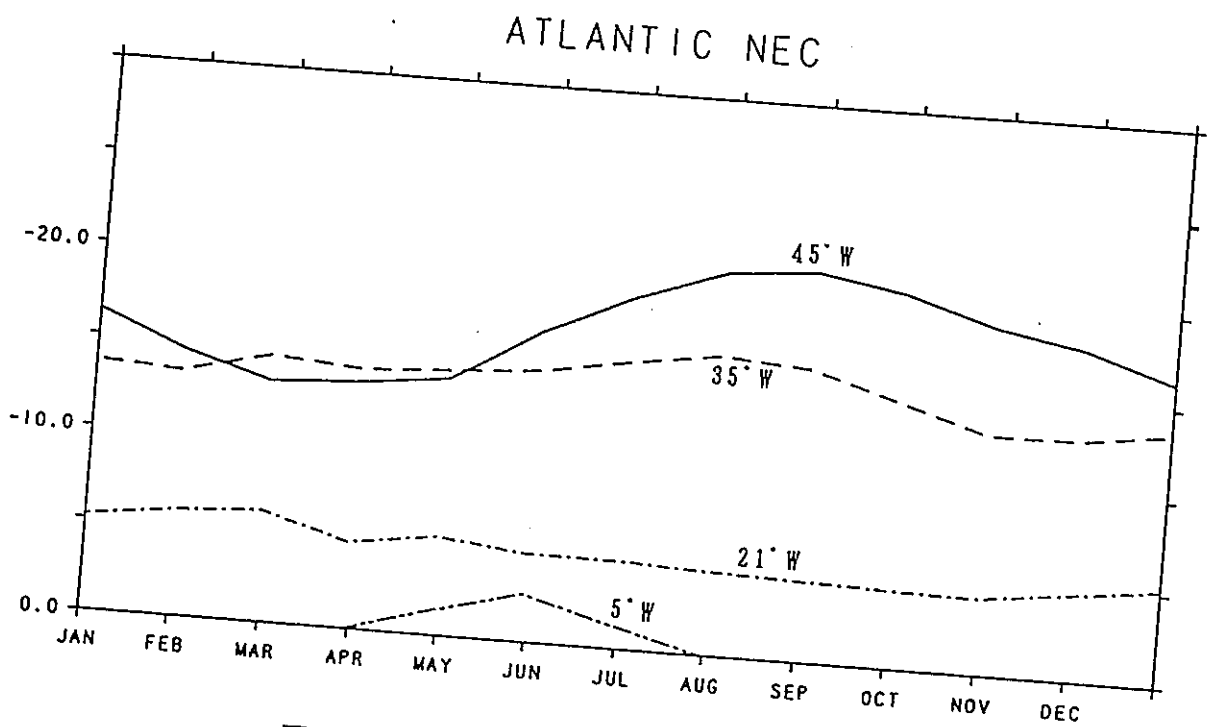


図3-5(B). 太西洋のNECの流量の季節変動.

ATLANTIC SEC & NBC

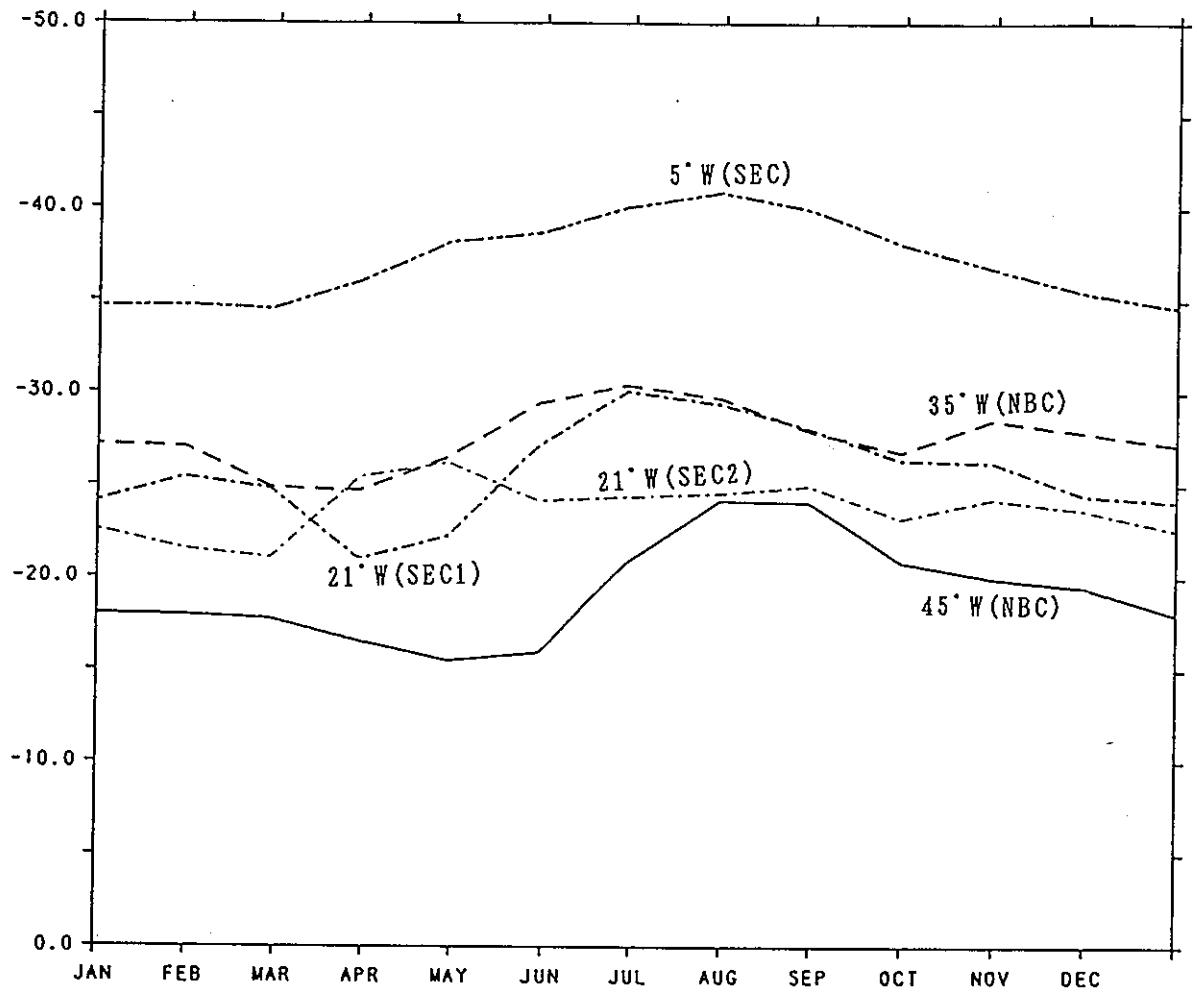


図3-5(C). 太西洋のSECの流量の季節変動.

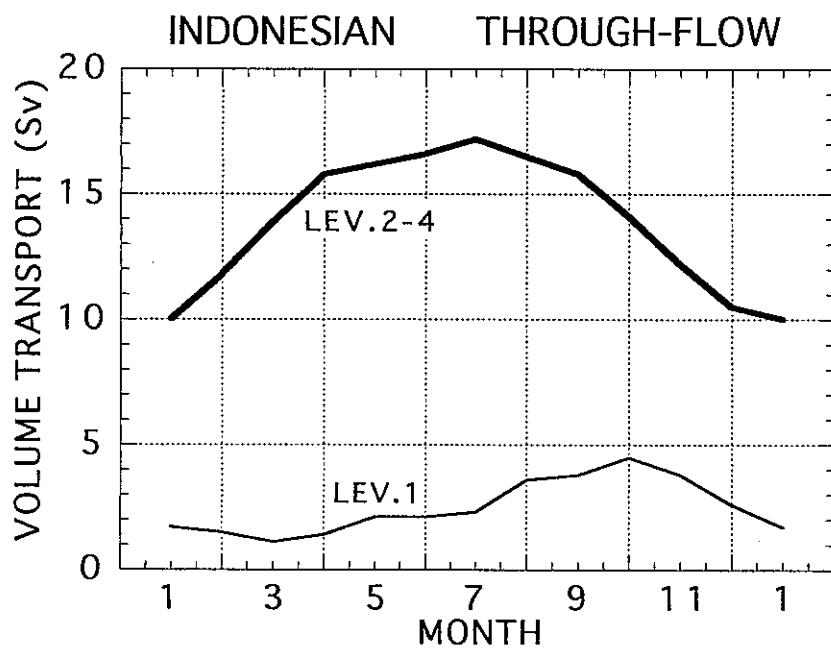


図3-6. インドネシア通過流の流量の季節変動.

LEV. 1: 0~50mの流量, LEV. 2-4: 50~650mの流量.

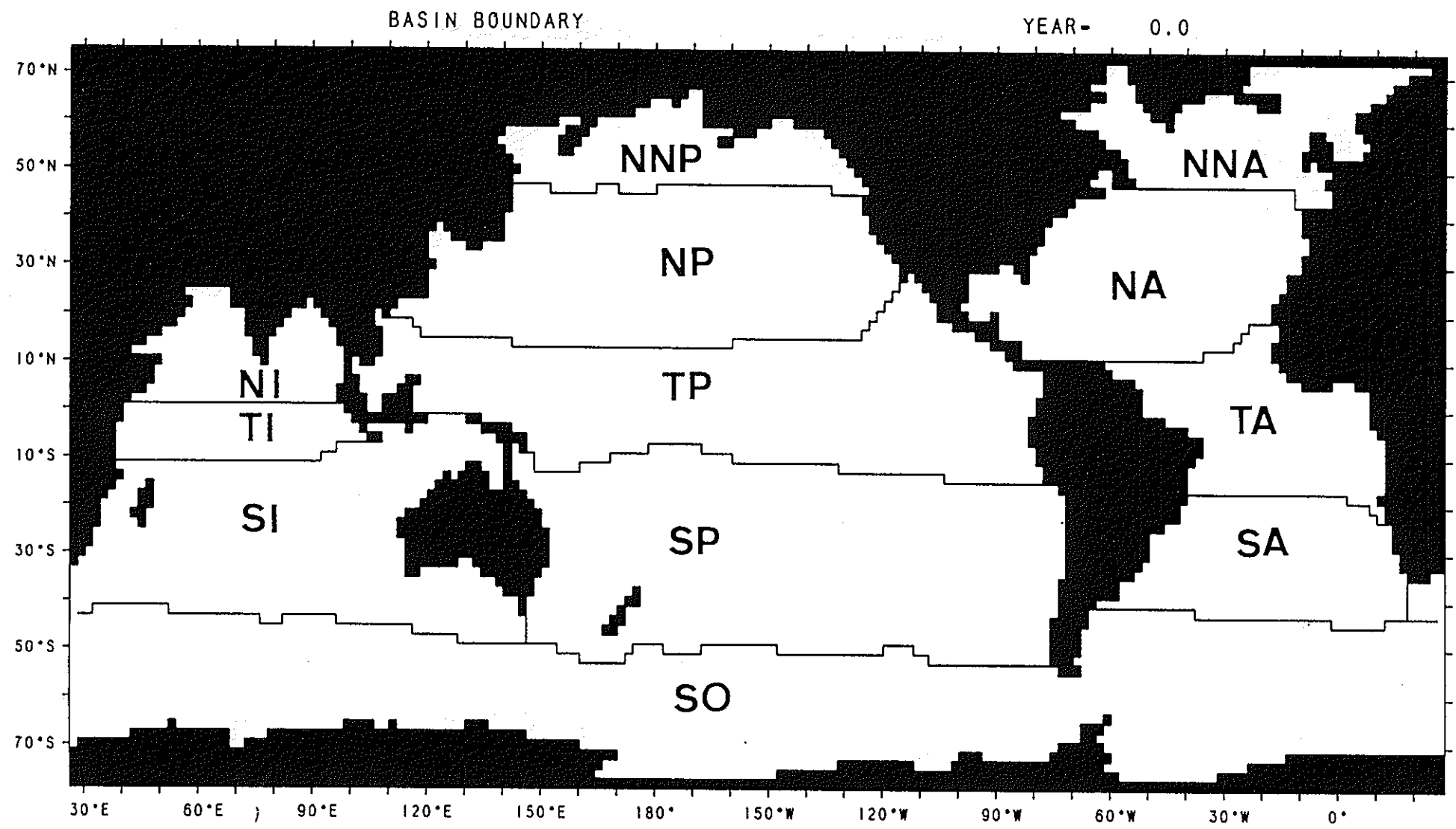
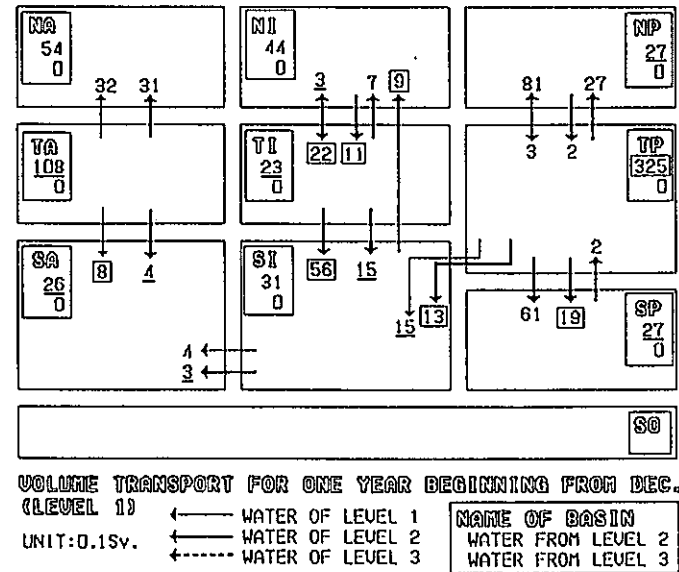
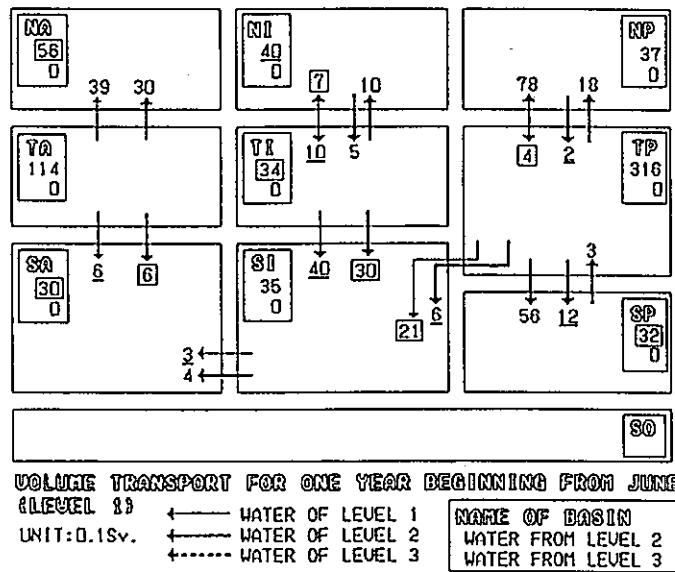
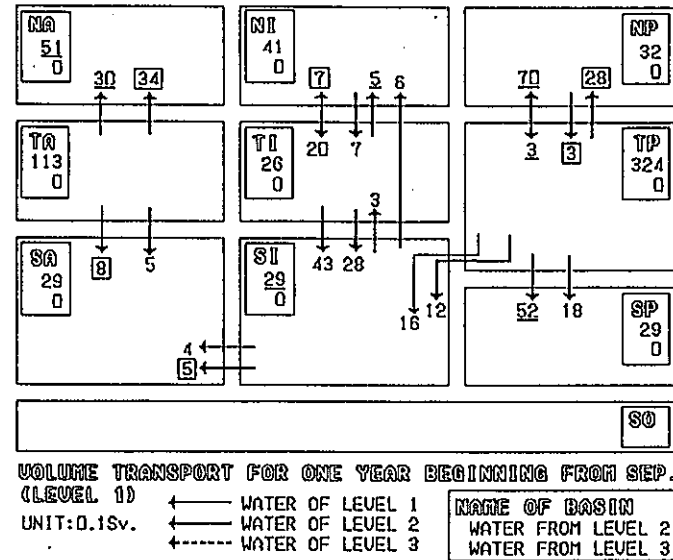
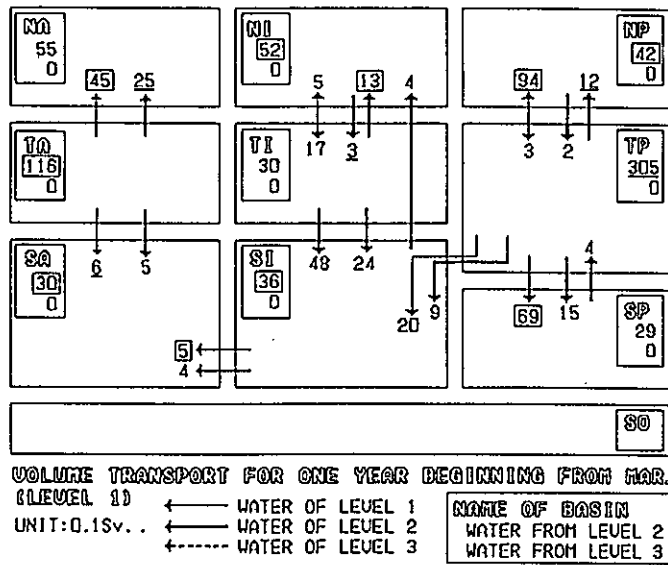


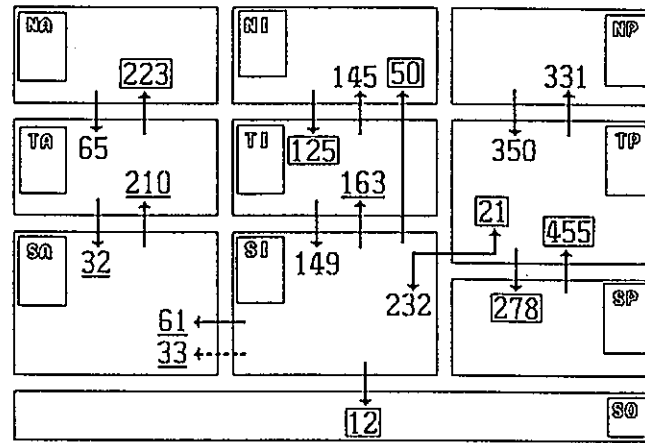
图3-7.海域区分.



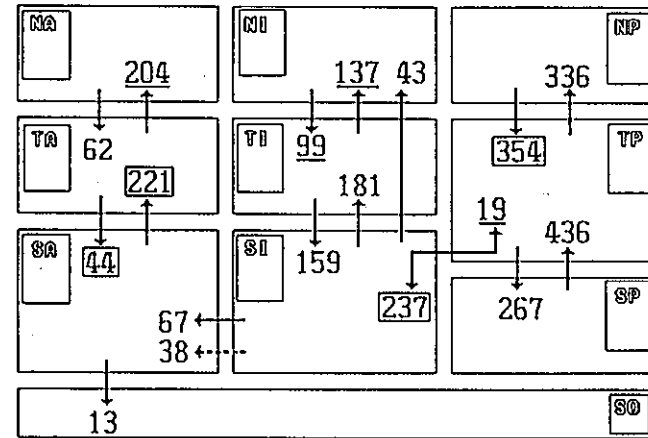
□ MAXIMUM VALUE IN A SEASON. — MINIMUM VALUE IN A SEASON.

図3-8. 第1層への移動量(L1-W1とL1-W2)の季節変動。

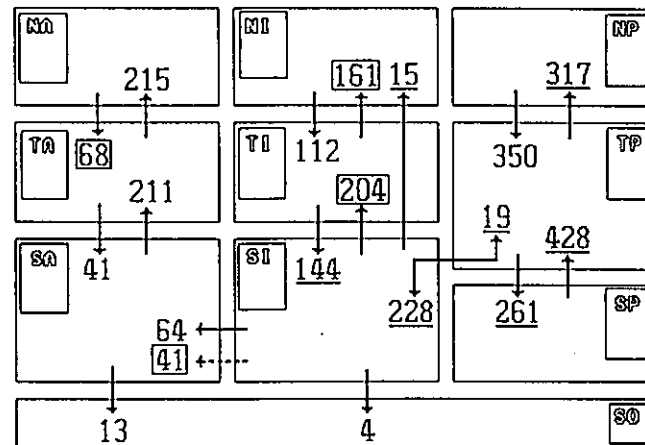
左上：3月放流，左下：6月放流，右上：9月放流，右下：12月放流。



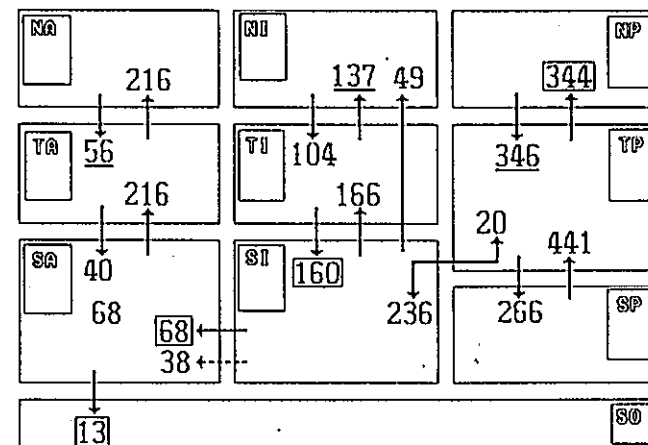
VOLUME TRANSPORT THROUGH THE LAYER OF 0m TO 500m FOR ONE YEAR BEGINNING FROM MAR. UNIT:0.1sv.



VOLUME TRANSPORT THROUGH THE LAYER OF 0m TO 500m FOR ONE YEAR BEGINNING FROM SEP. UNIT:0.1sv.



VOLUME TRANSPORT THROUGH THE LAYER OF 0m TO 500m FOR ONE YEAR BEGINNING FROM JUN. UNIT:0.1sv.

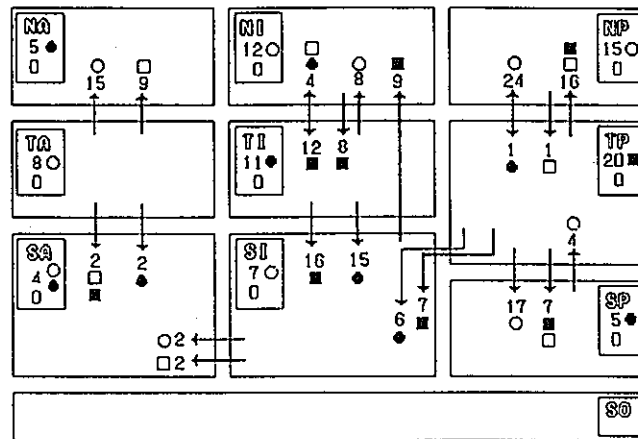


VOLUME TRANSPORT THROUGH THE LAYER OF 0m TO 500m FOR ONE YEAR BEGINNING FROM DEC. UNIT:0.1sv.

 MAXIMUM VALUE IN A SEASON.
 MINIMUM VALUE IN A SEASON.

図3-10. 第1層と第2層全体の移動量(TOTAL)の季節変動.

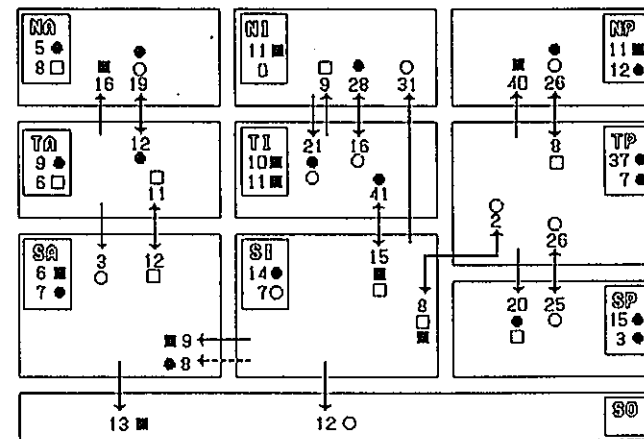
左上: 3月放流, 左下: 6月放流, 右上: 9月放流, 右下: 12月放流.



AMPLITUDE OF SEASONAL VARIATION OF LAGRANGIAN TRANSPORT IN LEVEL 1 (UNIT:0.1sv).

← WATER OF LEVEL 1
 ← WATER OF LEVEL 2
 MAXIMUM VALUE APPEARS IN MAR. (○), JUN. (●), SEP. (□) & DEC. (■).

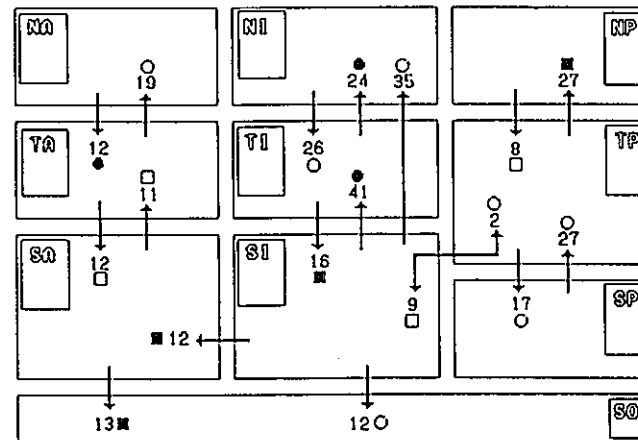
NAME OF BASIN
 WATER FROM LEVEL 2
 WATER FROM LEVEL 3



AMPLITUDE OF SEASONAL VARIATION OF LAGRANGIAN TRANSPORT IN LEVEL 2 (UNIT:0.1sv).

← WATER OF LEVEL 1
 ← WATER OF LEVEL 2
 ← WATER OF LEVEL 3
 MAXIMUM VALUE APPEARS IN MAR. (○), JUN. (●), SEP. (□) & DEC. (■).

NAME OF BASIN
 WATER FROM LEVEL 1
 WATER FROM LEVEL 3



AMPLITUDE OF SEASONAL VARIATION OF LAGRANGIAN TRANSPORT IN SEA SURFACE TO 500m (UNIT:0.1sv).

MAXIMUM VALUE APPEARS IN MAR. (○), JUN. (●), SEP. (□) & DEC. (■).

図3-11. 最大値が現れる月と季節変動幅.

左上：第1層，右上：第2層，左下：全体(TOTAL).

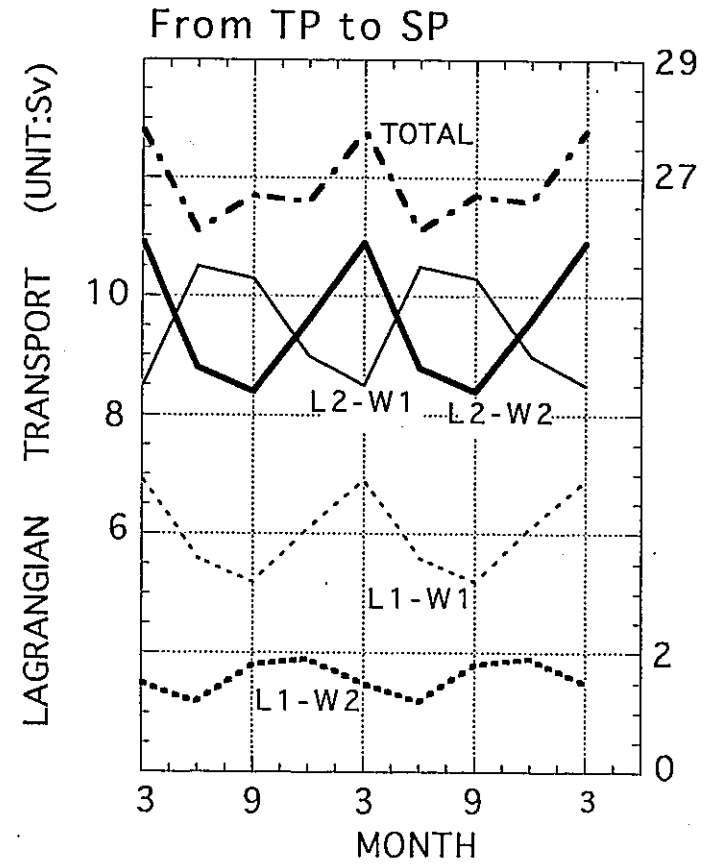
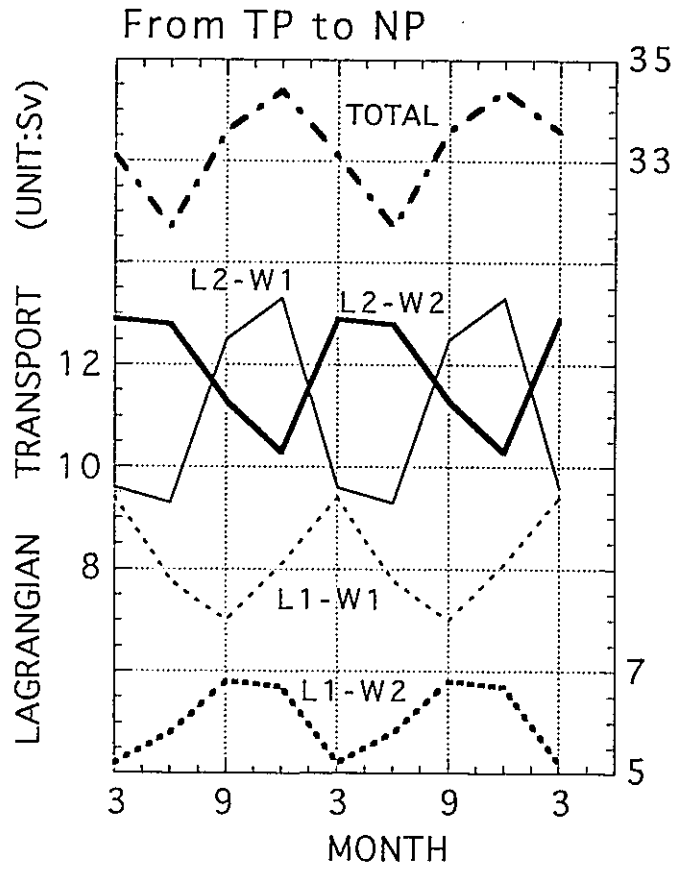


図3-12(A).移動量の季節変動. TP→NP.

図3-12(B).つづき. TP→SP.

-----L1-W1, -----L1-W2, ——L2-W1, ——L2-W2, -----TOTAL

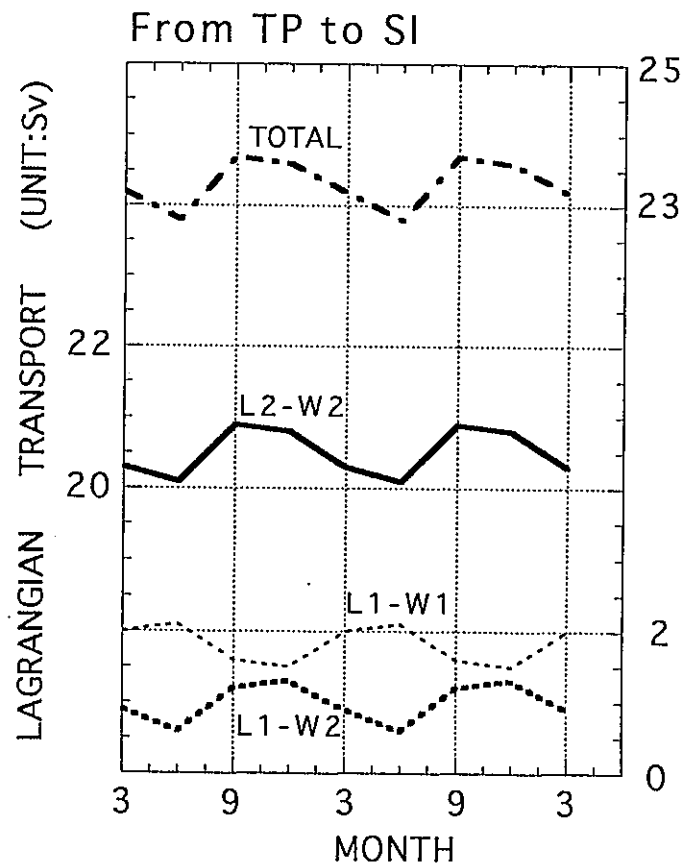
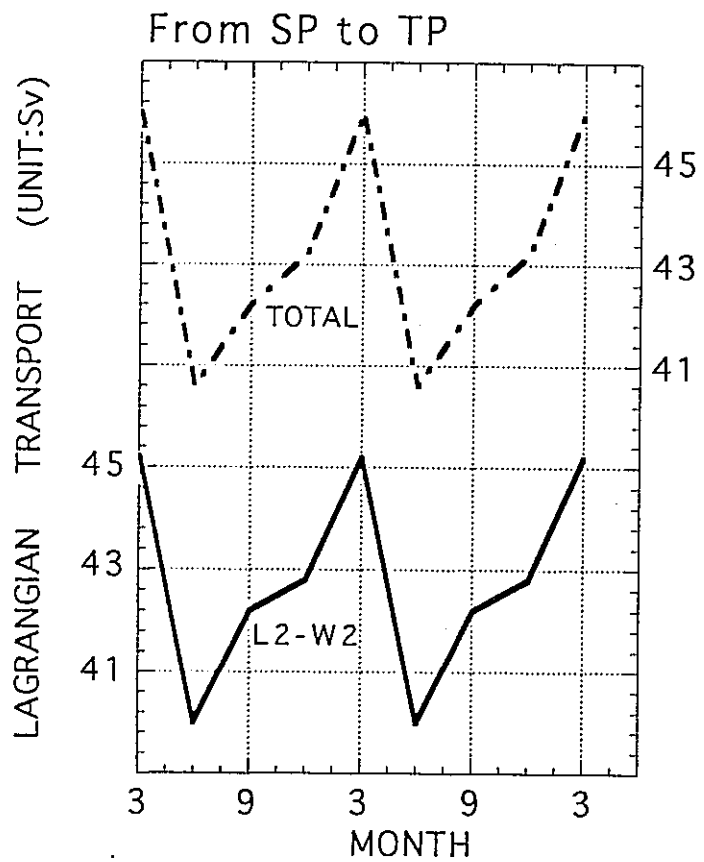
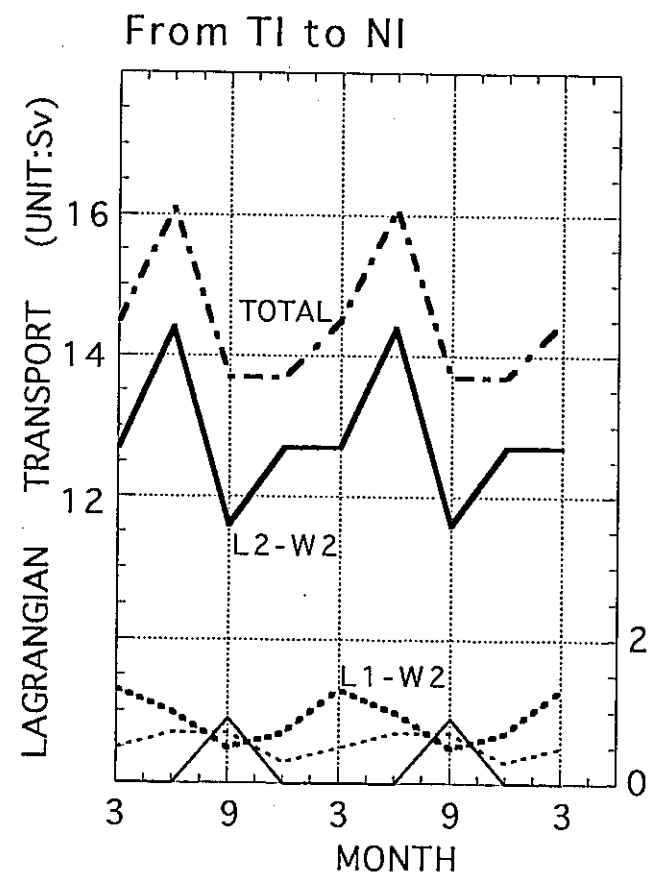
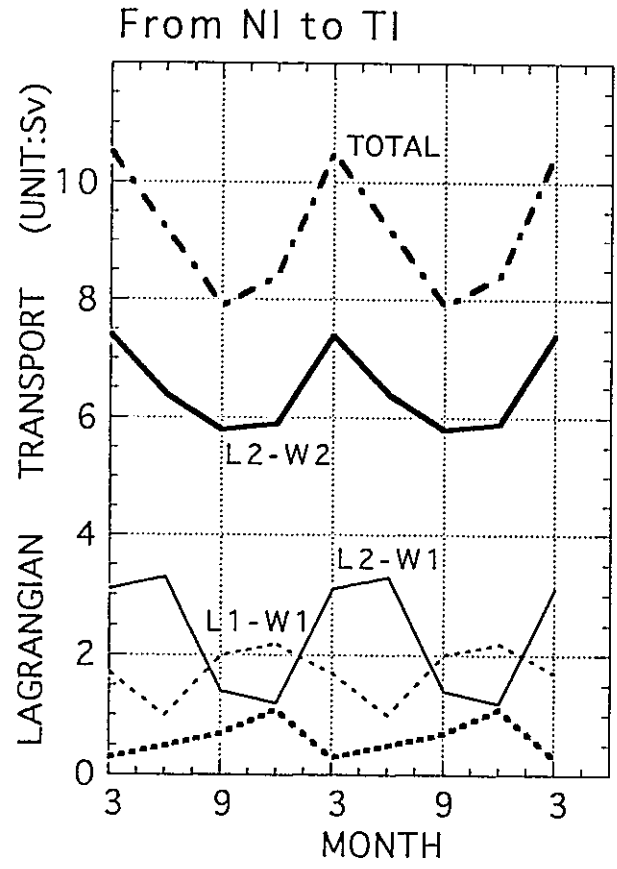


図3-12(C).つづき. SP→TP.

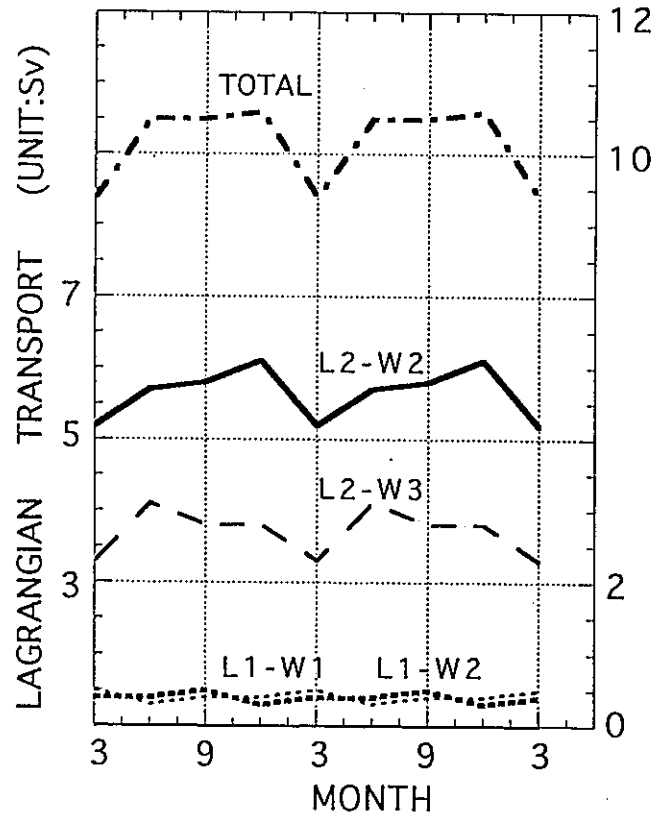
図3-12(D).つづき. TP→SI.

----- L1-W1, -.-.-.- L1-W2, ——— L2-W1, ——— L2-W2, ----- TOTAL



3-12(E). つづき. NI → TI. 3-12(F). つづき. TI → NI.
 L1-W1, L1-W2, ——— L2-W1, ——— L2-W2, ——— TOTAL

From SI to SA



☒ 3-12(G). つづき. SI → SA.

----- L1-W1, ----- L1-W2, —— L2-W1,
 —— L2-W2, ----- TOTAL

4. 日本近海を出発点とした水塊の流動状況

4-1. 評価方法

1994年度の報告書に述べたように、大きな季節変動を示すのは、各大洋とも低緯度熱帯海域を中心とした海域である。したがって、黒潮流域から放流された粒子群の移動状況の季節変動を調べておけばよいであろう。

粒子を放流する位置は、1994年度の報告書の2章の場合と同じで、トカラ海峡附近で黒潮を横断する2格子(29°N~33°N, 132°E~134°E)に、0.2°おきに粒子を一様に配置して放流した。ただし、陸岸に接した北側の格子では、陸岸に接した1/4°×1°の領域には粒子を配置しない。したがって、合計175個の粒子が25m, 100m, 500m層の3層に配置されている。粒子追跡手法については、1993年度報告書に詳しく述べてある通りである。粒子群を放流する時期は、3月15日と9月15日で、それぞれ冬季と夏季を代表している。

図4-1~図4-6に、10年毎の粒子の位置と深さを示してあるが、これらの図で、初期に粒子を配置した格子が黒色の長方形で示され、粒子が存在する深さは数字で示されている。数値と粒子の鉛直位置との対応は表4-1に示してある。

表4-1: 粒子の鉛直位置を示す数値

数 値	1	2	3	4	5	6	7	8
粒子の鉛直位置	0~250m	250~500m	500~750m	750~1000m	1000~1500m	1500~2000m	2000~2500m	2500~3000m
数 値	9	A	B	C	D	E		
粒子の鉛直位置	3000~3500m	3500~4000m	4000~4500m	4500~5000m	5000~5500m	5500~6000m		

4-2. 25m層から放流した粒子群の移動

図4-1は、25m層に配置した粒子群を3月15日に放流し、粒子群の移動状況を放流後40年まで10年毎に示している。図4-1(A)は、放流後10年目の状況で、西岸境界流に乗って、北太平洋を一周した後 $30^{\circ}\text{N}\sim 36^{\circ}\text{N}$ 、 $170^{\circ}\text{W}\sim 180^{\circ}$ の250m~500mに分布している。北側のいくつかの粒子は、250m以浅を流れているが、多くの粒子は北太平洋を一周する間に25m層から250m~500mに沈降していることが分る。図4-1(B)~(D)は、それぞれ20年後、30年後、40年後の状況を示している。太平洋西部で鉛直位置が深くなり、30年後には500m~750mに、40年後には500m~1500mに広がっている。水平的な分布状況も興味深く、10年後と40年後の状況を比較すると、西岸境界流のシアの効果でかなり分散していることが分る。いま1つ注目すべき点は、インドネシア多島海を通過して太平洋からインド洋に移動する粒子の状況で、このケースでは、30年後に3個の粒子がインド洋に移動し、40年後にはアラビア海に移動している。40年後に新たにインド洋に移動する粒子は見られないが、粒子群の分布状況から見て、50年後にはおそらくいくつかの粒子がインド洋に移動するものと考えられる。

図4-2は、25m層に配置した粒子群を9月15日に放流し、その移動状況をやはり放流後の時間を追って10年毎に示している。図4-2(A)は10年後の分布であるが、亜熱帯循環流に乗って北太平洋を一周した後の分布である。3月放流のものに比べて、広がり方が小さい。図4-2(B)~(D)に示された20年以降の分布を見ても鉛直的な広がり方がやや小さく、より深いところに分布する傾向がある。インドネシア多島海を通過して太平洋からインド洋に移動する粒子は40年後にも見られない。

4-3. 100m層から放流した粒子群の移動

図4-3に100m層から3月15日に放流した粒子群の移動状況を10年毎に示した。また、図4-4に100m層から9月15日に放流した粒子群の移動状況を10年毎に示した。25m層の場合と異なり、20年後(B)にインド洋に抜けるものが現れ、3月放流のものでは2個、9月放流のものでは8個がインド洋に抜けている。30年後(C)には、3月放流のものでは5個に過ぎないが、9月放流のものは15個に達している。40年後(D)にはこの状況は逆転して、3月放流の場合の方がより多く、インド洋に抜けていくことが分る。3月放流の場合の方が北太平洋東部、赤道海域、インド洋でより浅い層(500m以浅)に粒子群が分布し、水平的な粒子の散らばり(分散)の度合いも大きい傾向がみてとれる。

4-4. 500m層から放流した粒子群の移動

図4-5に500m層から3月15日に放流した粒子群の移動状況を10年毎に示した。また、図4-6に500m層から9月15日に放流した粒子群の移動状況を10年毎に示した。10年後の分布は大差がない。両ケースとも、亜寒帯循環に取り込まれていく粒子が見られるが、これらの粒子の20年目の位置は異なり、3月に放流したものはアラスカ湾の1500~2500m層の深いところに沈降しているのに対して、9月に放流したものは亜寒帯循環の南縁(40°N)の250m以浅に存在している。北太平洋を移動する粒子については、25m層や100m層から放流したものがより深い層へと移動しているのに対して、500m層以浅へ上昇するものが多いことも注目すべき点である。

100m層に放流したものに比べて、より早く南に移動していることが特徴の1つである。インド洋に抜けるものについては、最初は9月に放流したものがより多くインド洋に抜けていくが、40年目には逆転して、3月放流の方が多くなっている。9月に放流した方がより早く遠くまで達していて、大西洋のブラジル沖に現れるものがあるなど、広がり方が早い。

最後にインド洋に抜ける粒子数について、まとめて図4-7に示した。実線は25m層に、1点鎖線は100m層に、点線は500m層に放流したもので、太線はいずれも3月放流、細線は9月放流のものを示す。40年以上の長い時間でみると、3月放流の方がより多くインド洋へ抜けていくことが分るし、100~500m層から放流した方が、25m層の海面附近で放流したものよりより多くの海水がインド洋へ流入すること、それと共に南インド洋や南太平洋へとより早く移動していくことも明らかになった。初期条件の差異が数十年後の分布に有意な影響を残すことは大いに注目する必要がある。

4-4. まとめ

トカラ海峡部から放流された25m, 100m, 500m層の粒子群を3月と9月に放流した後の移動状況の変化を40年間にわたって調べた。初期条件の差異が、数10年後の分布に有意な影響を残す。

25m層では、3月放流の方が広がり方が大きい。インド洋へ移動する粒子群が小数ながら30年後に現れる。9月放流のものは、40年後にもインド洋へ移動するものはない。

100m層では、3月放流の方がより浅い層に移動し、水平的な分散も大きくなっていく傾向があり、より多くインド洋に抜けている。40年後には、いずれのケースよりも多くの粒子がインド洋の表層へ移動している。

500m層では、25m層、100m層から放流した場合より、より表層へと移動し、亜寒帯循環に移動するものも現れ、また南半球へとより早く移動する。

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

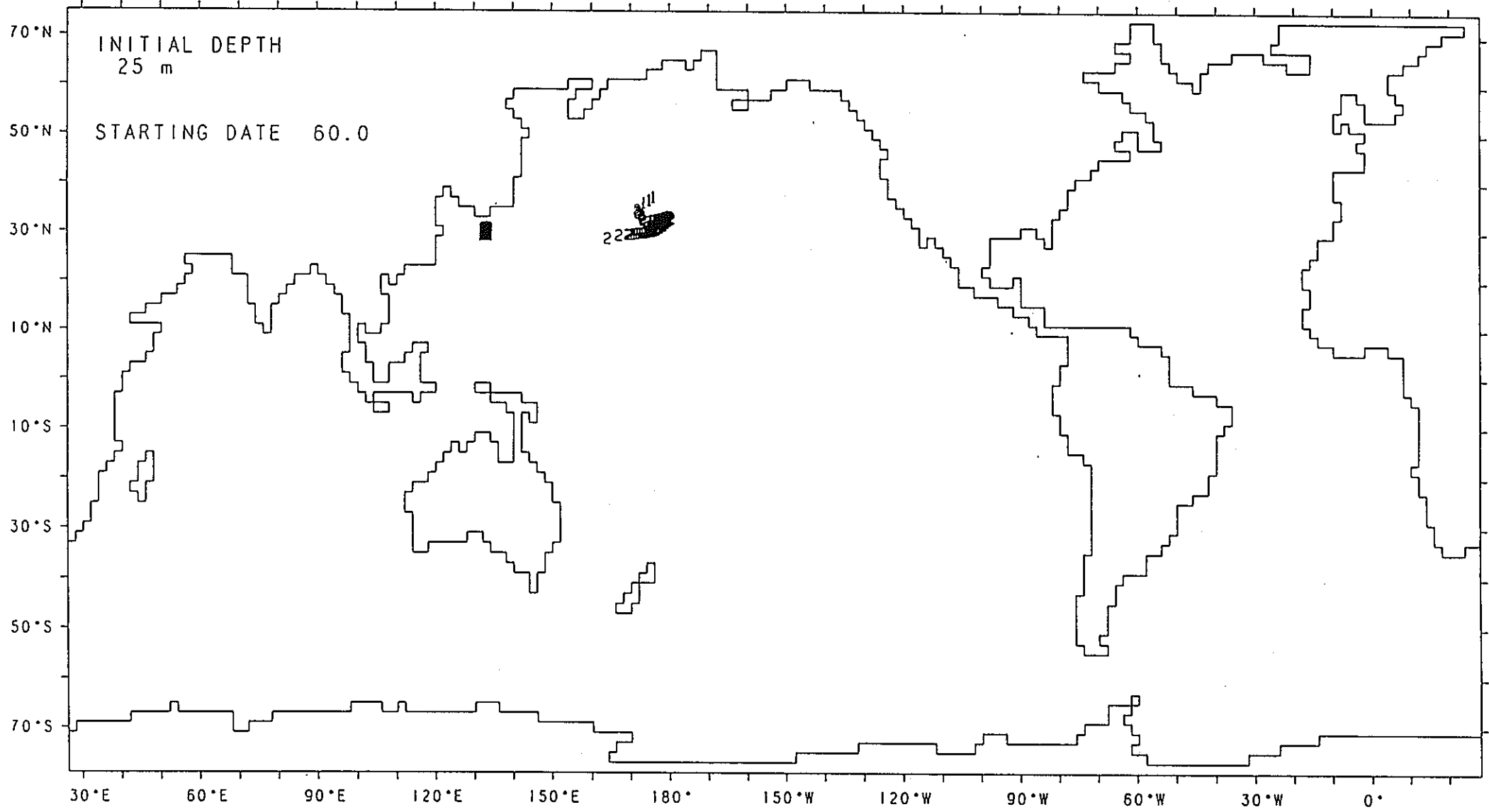


図4-1(A).トカラ海峡25m層から3月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 30.0

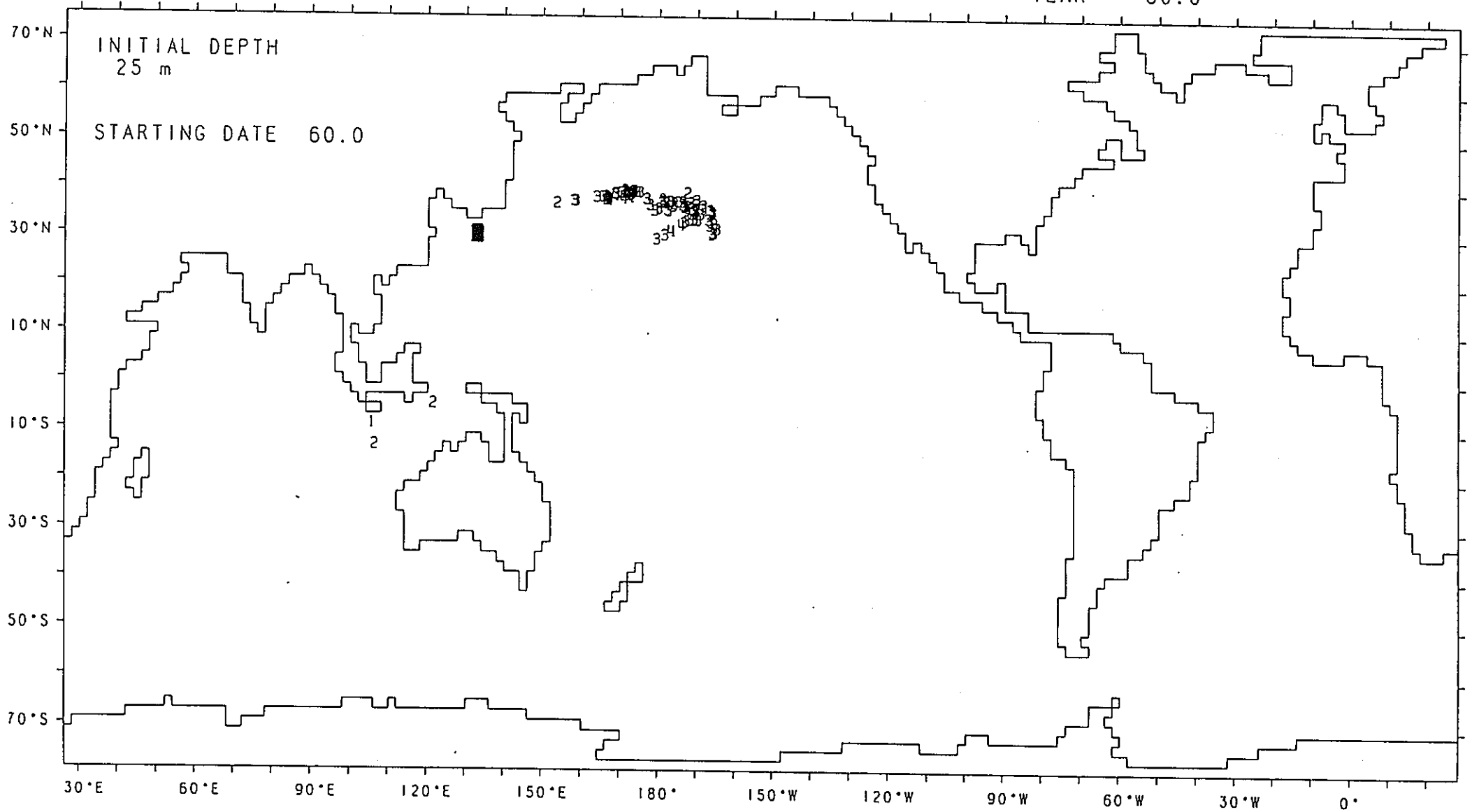


図4-1(C).トカラ海峡25m層から3月に放流した粒子群の移動(30年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 40.0

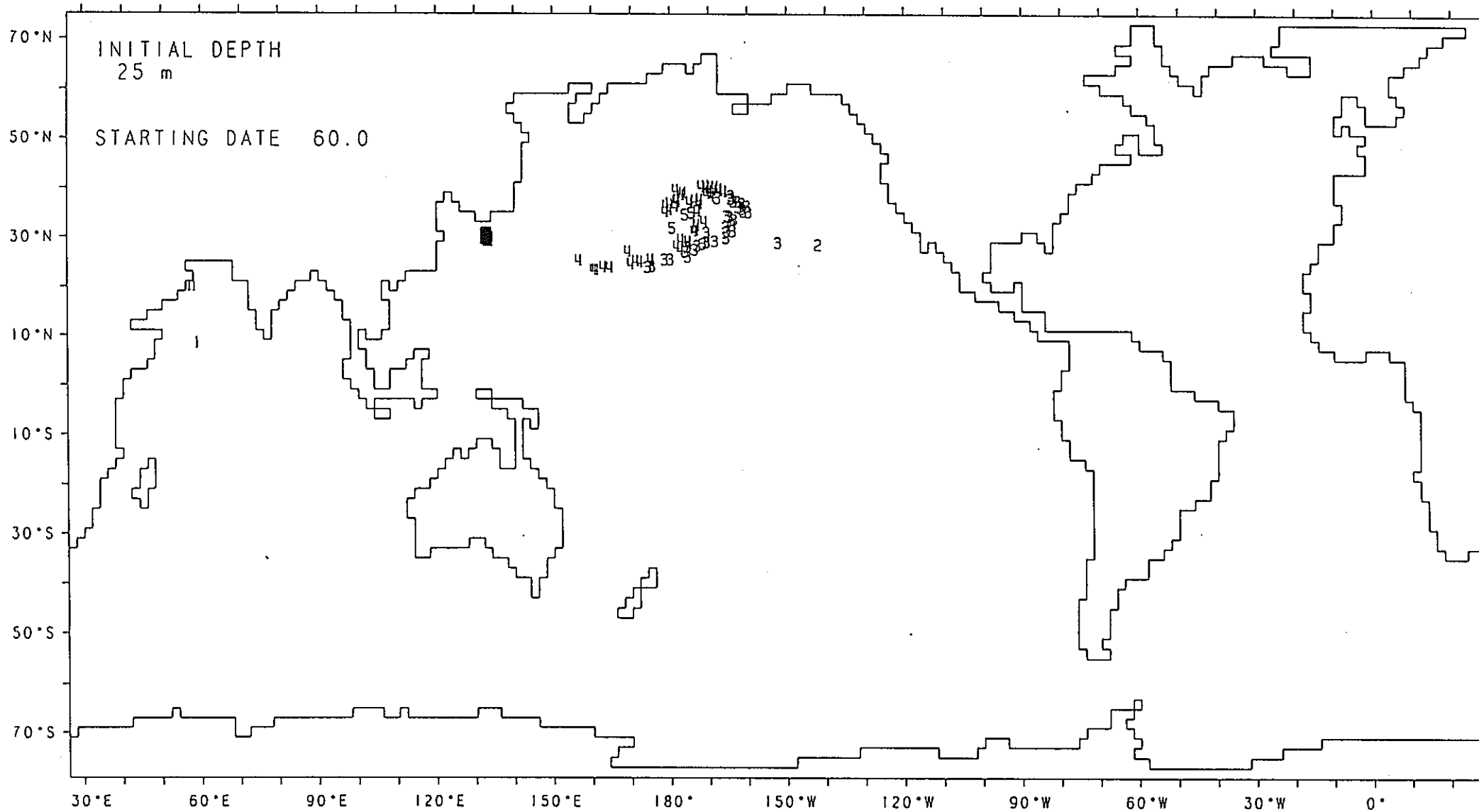


図4-1(D).トカラ海峡25m層から3月に放流した粒子群の移動(40年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

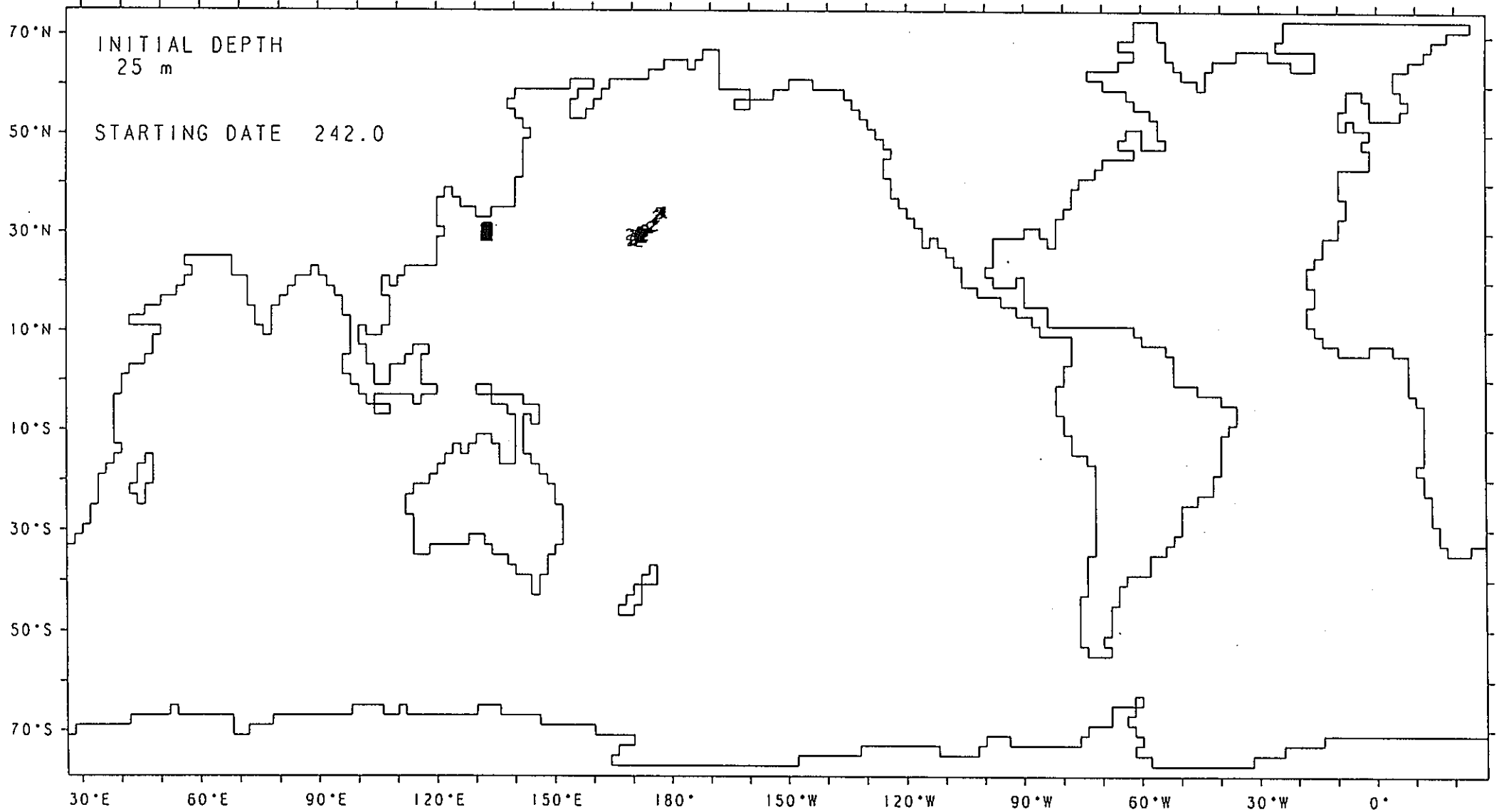


図4-2(A).トカラ海峡25m層から9月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 20.0

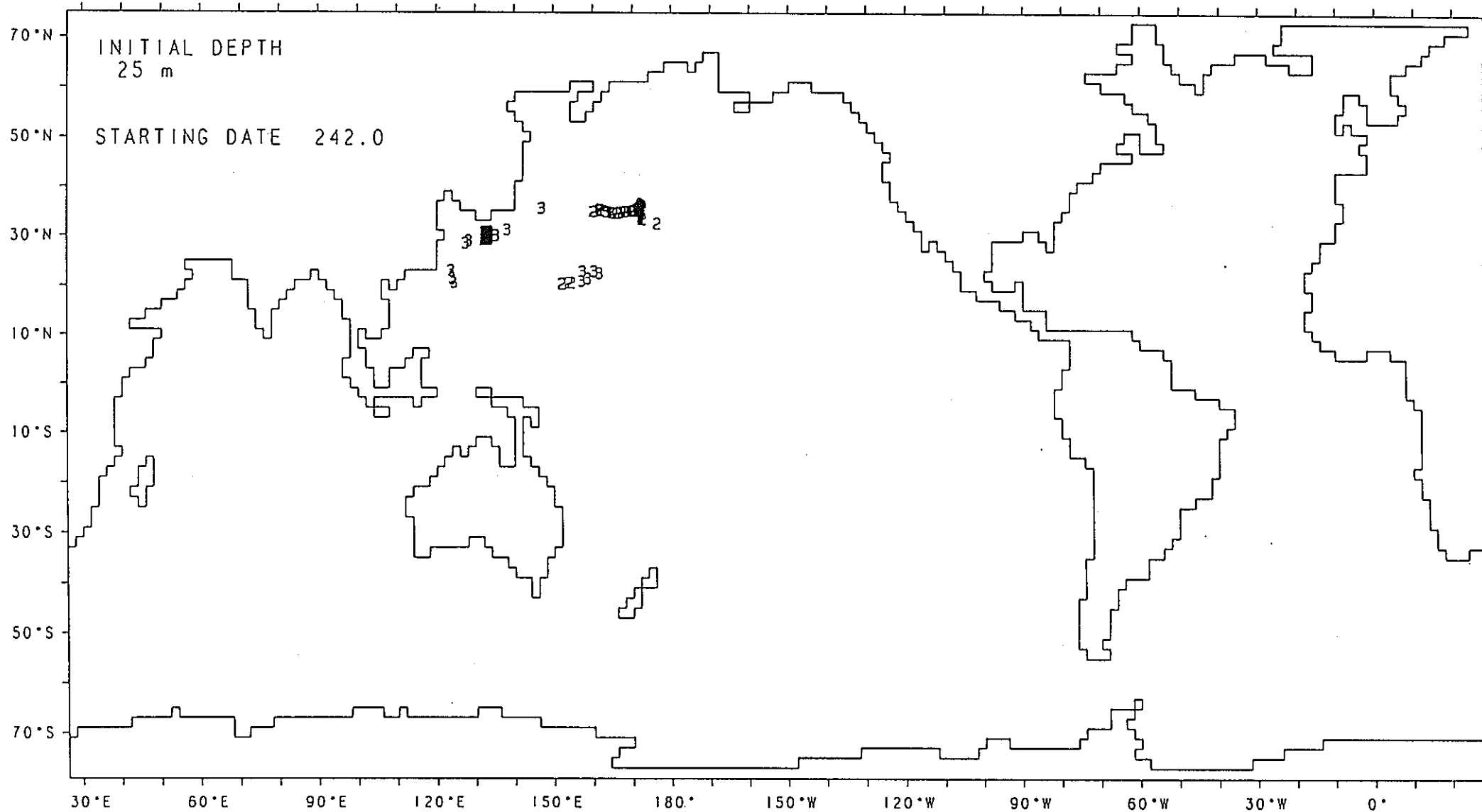


図4-2(B).トカラ海峡25m層から9月に放流した粒子群の移動(20年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 30.0

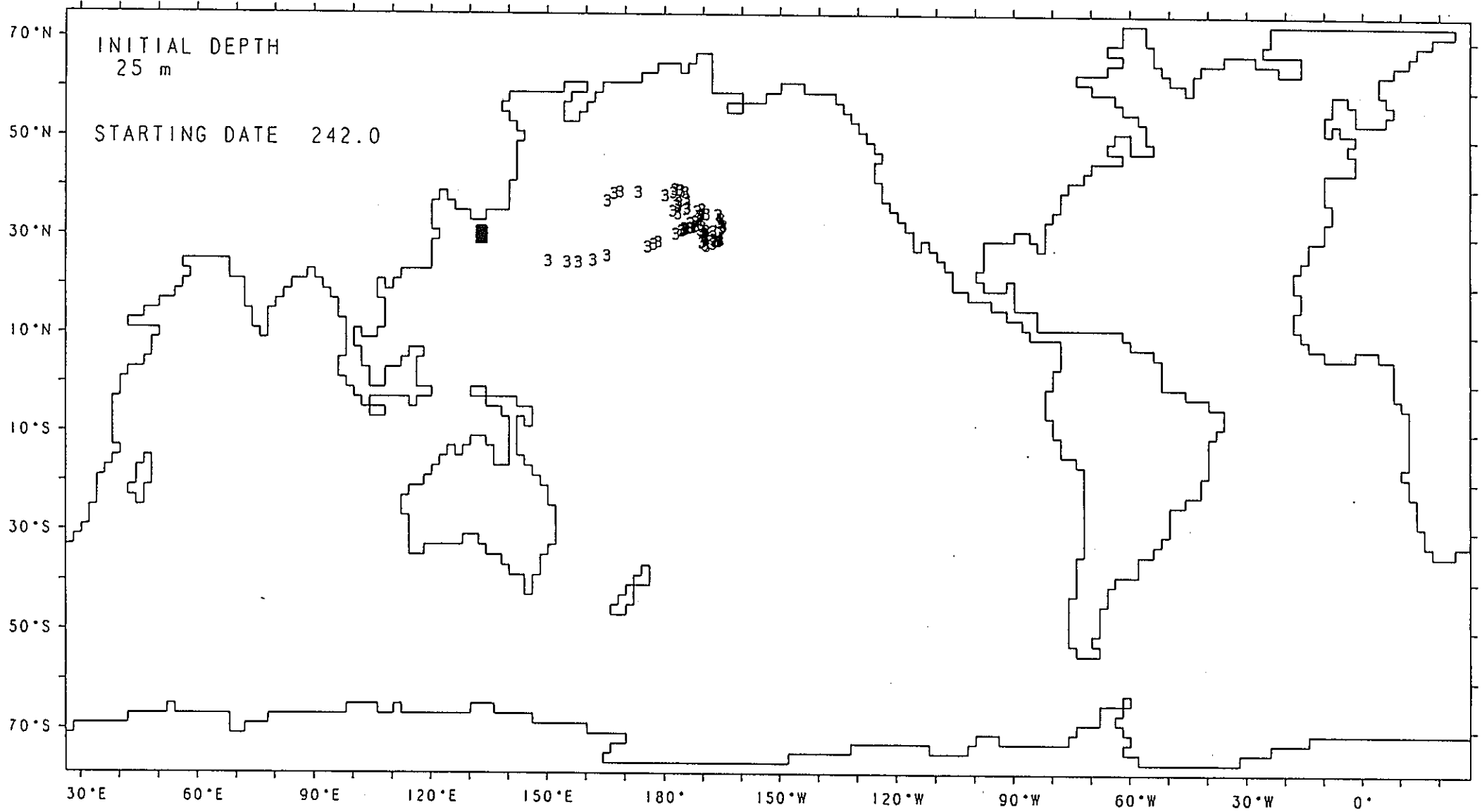


図4-2(C).トカラ海峡25m層から9月に放流した粒子群の移動(30年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

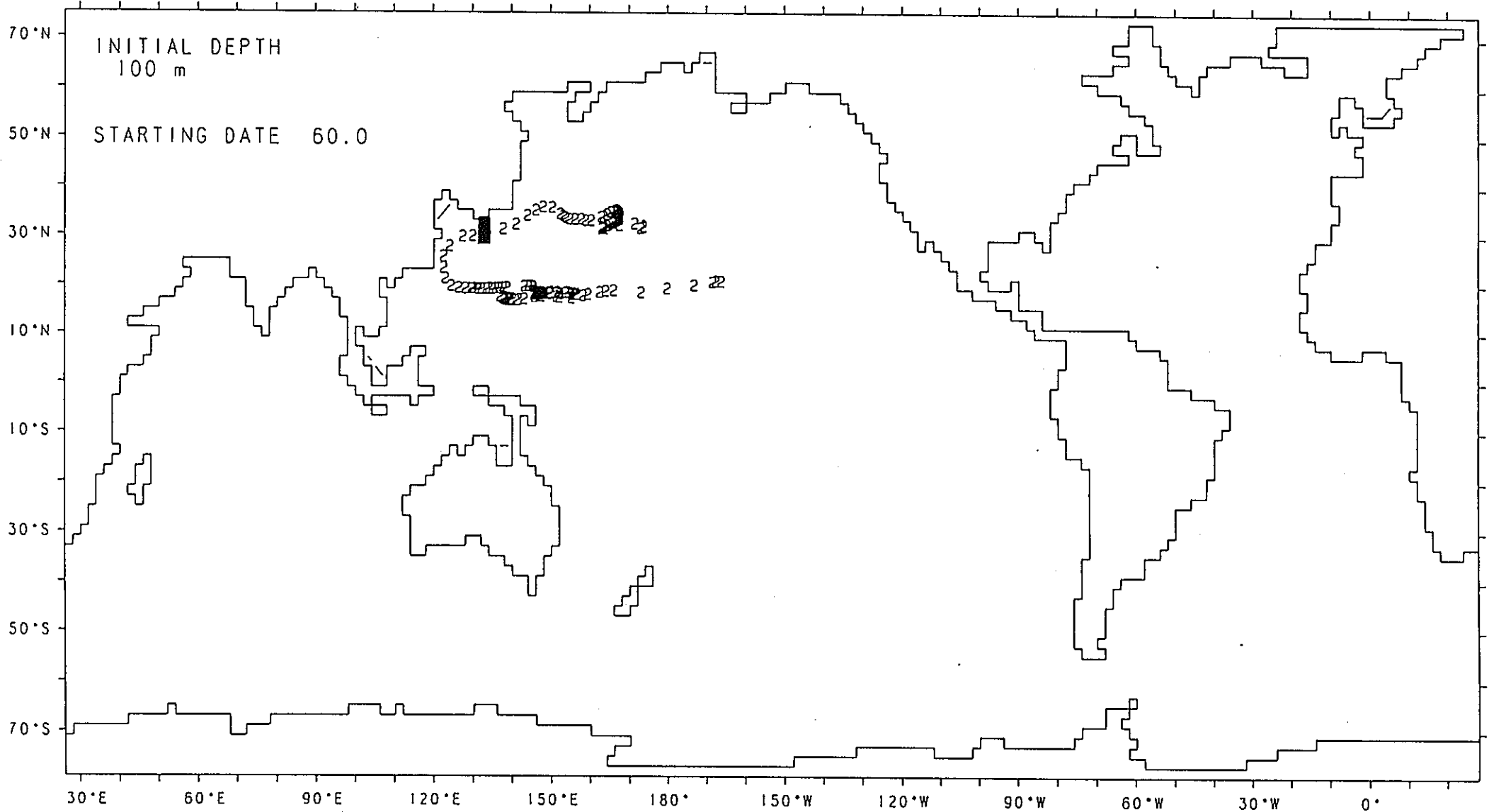


図4-3(A).トカラ海峡100m層から3月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 20.0

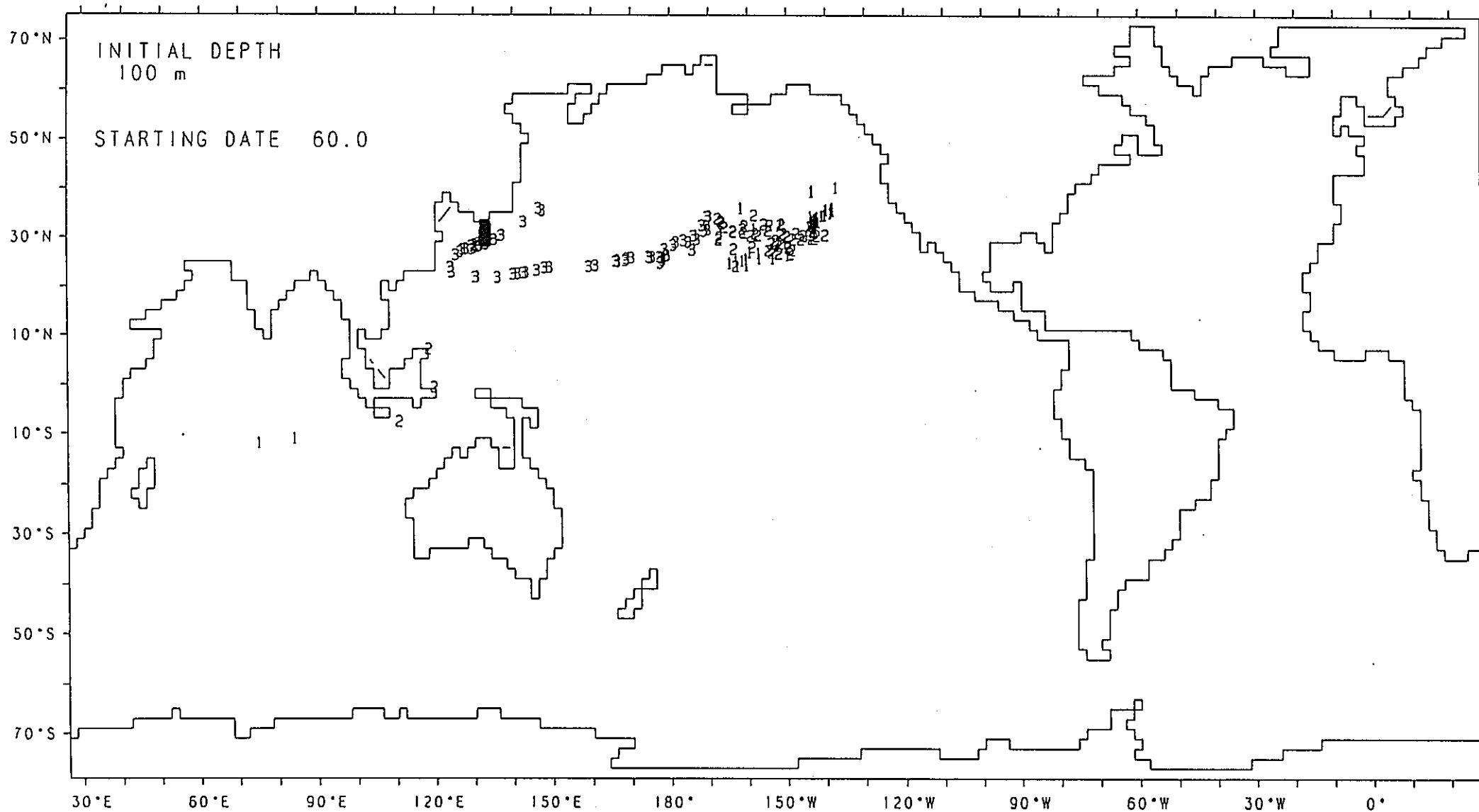


図4-3(B).トカラ海峡100m層から3月に放流した粒子群の移動(20年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 30.0

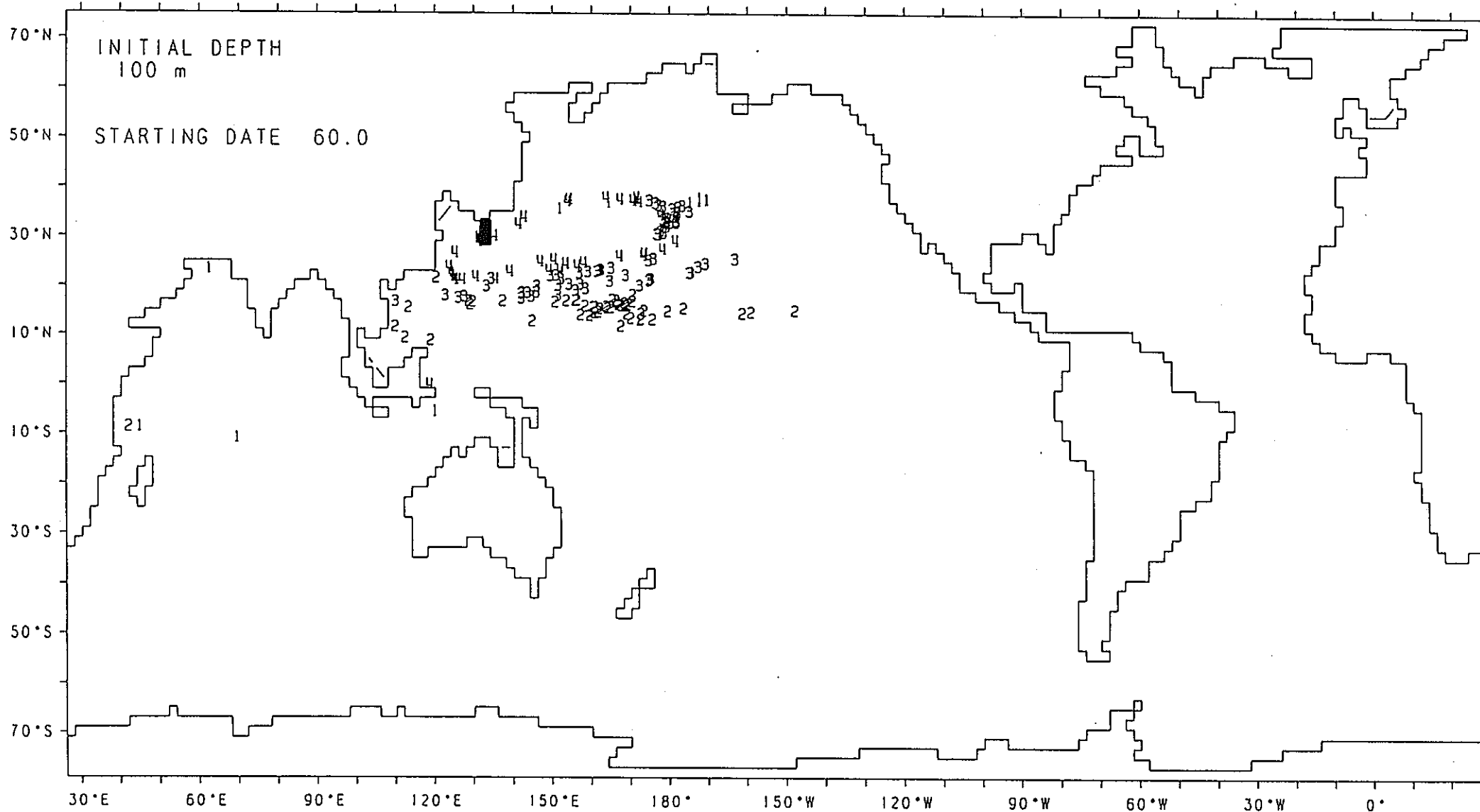


図4-3(C).トカラ海峡100m層から3月に放流した粒子群の移動(30年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 40.0

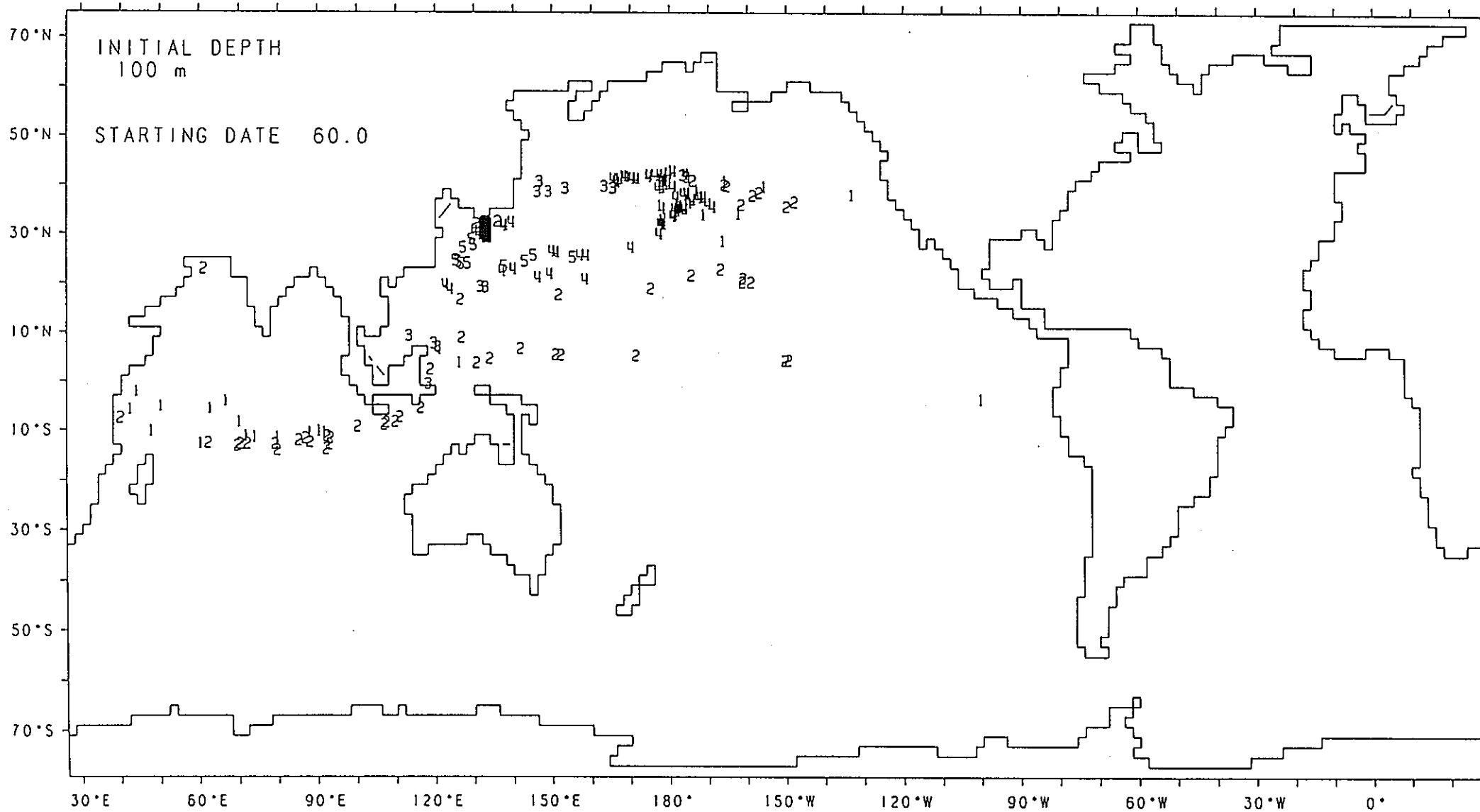


図4-3(D).トカラ海峡100m層から3月に放流した粒子群の移動(40年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

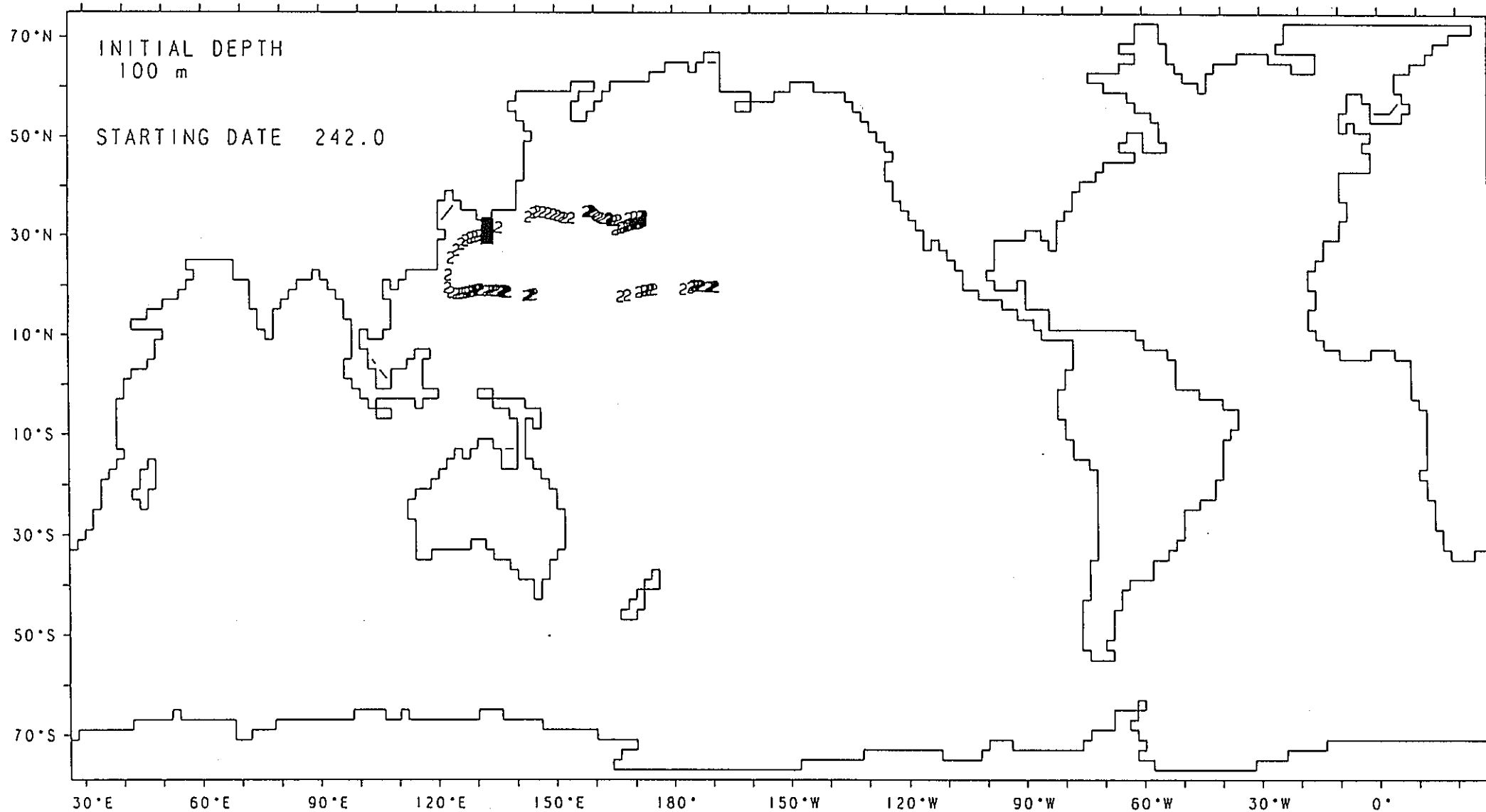


図4-4(A).トカラ海峡100m層から9月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR- 40.0

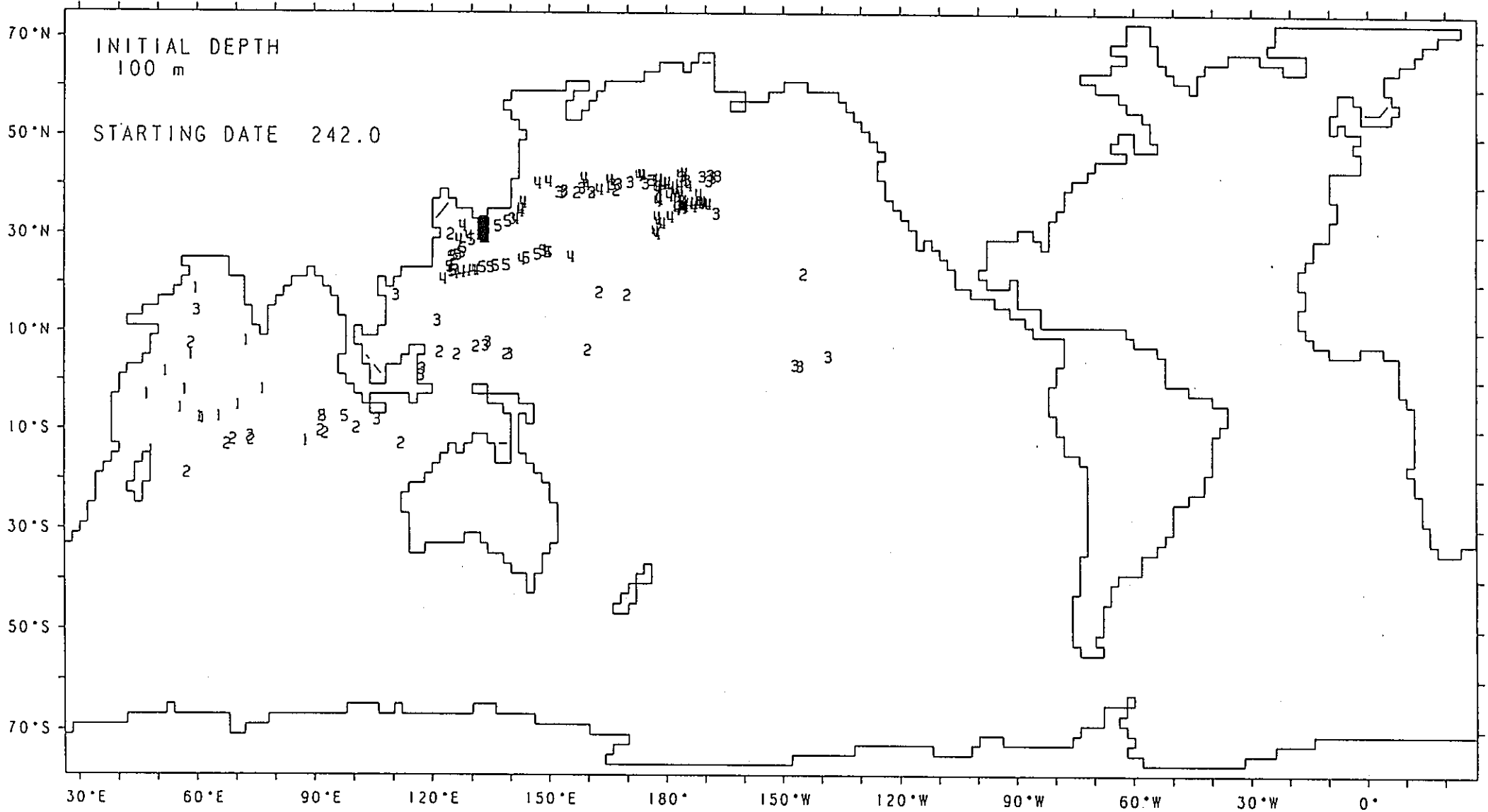


図4-4(D).トカラ海峡100m層から9月に放流した粒子群の移動(40年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

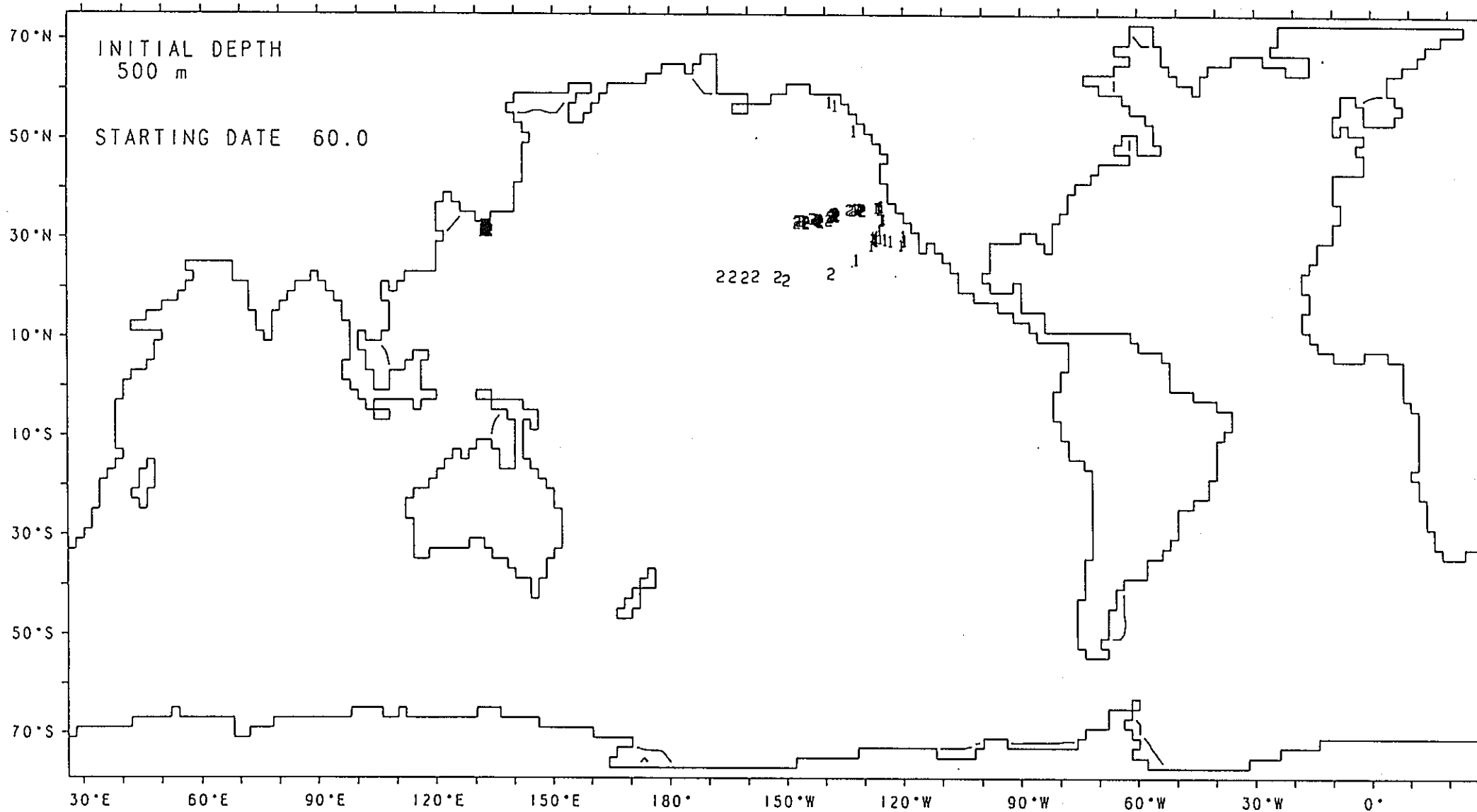


図4-5(A).トカラ海峡500m層から3月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 40.0

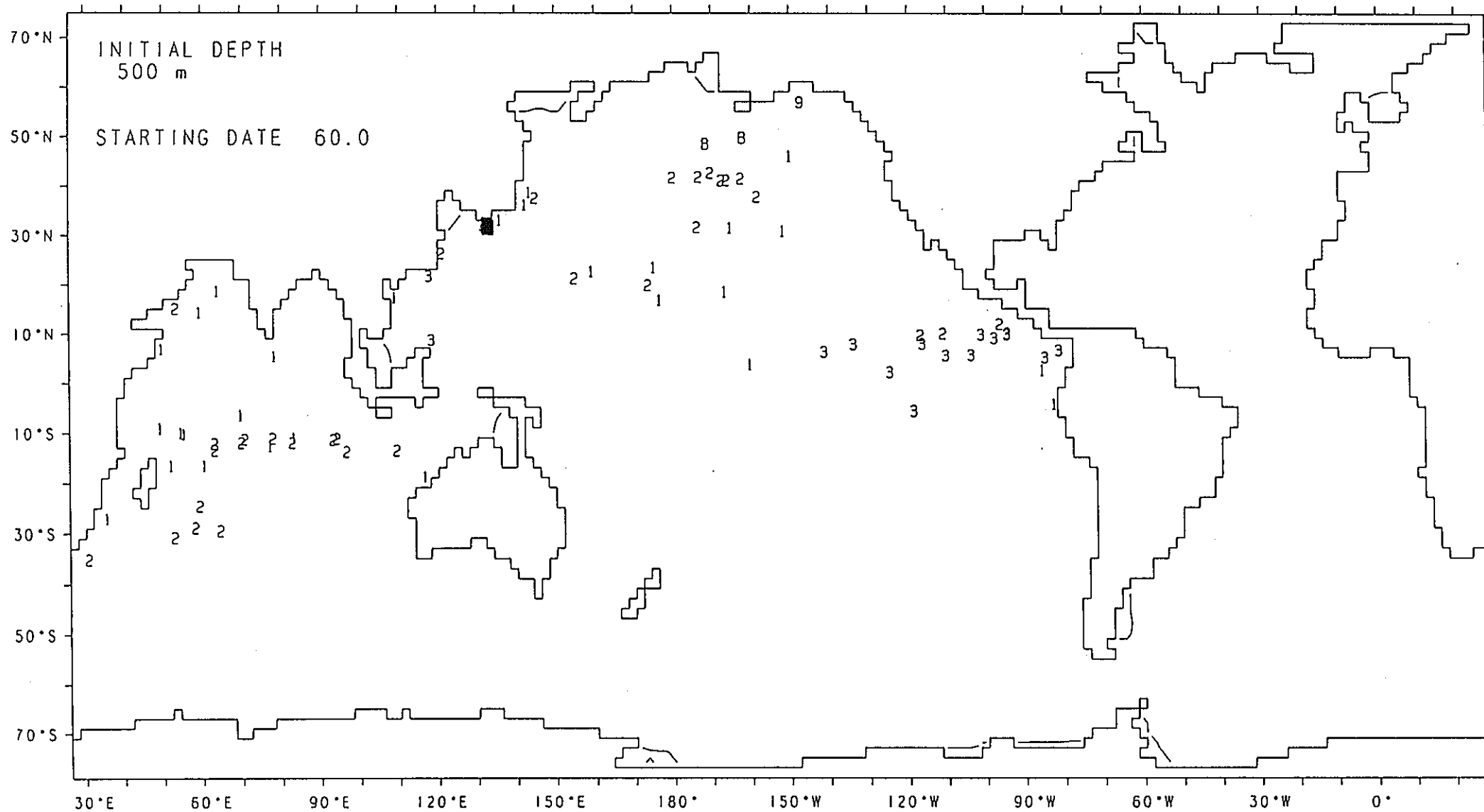


図4-5(D).トカラ海峡500m層から3月に放流した粒子群の移動(40年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 10.0

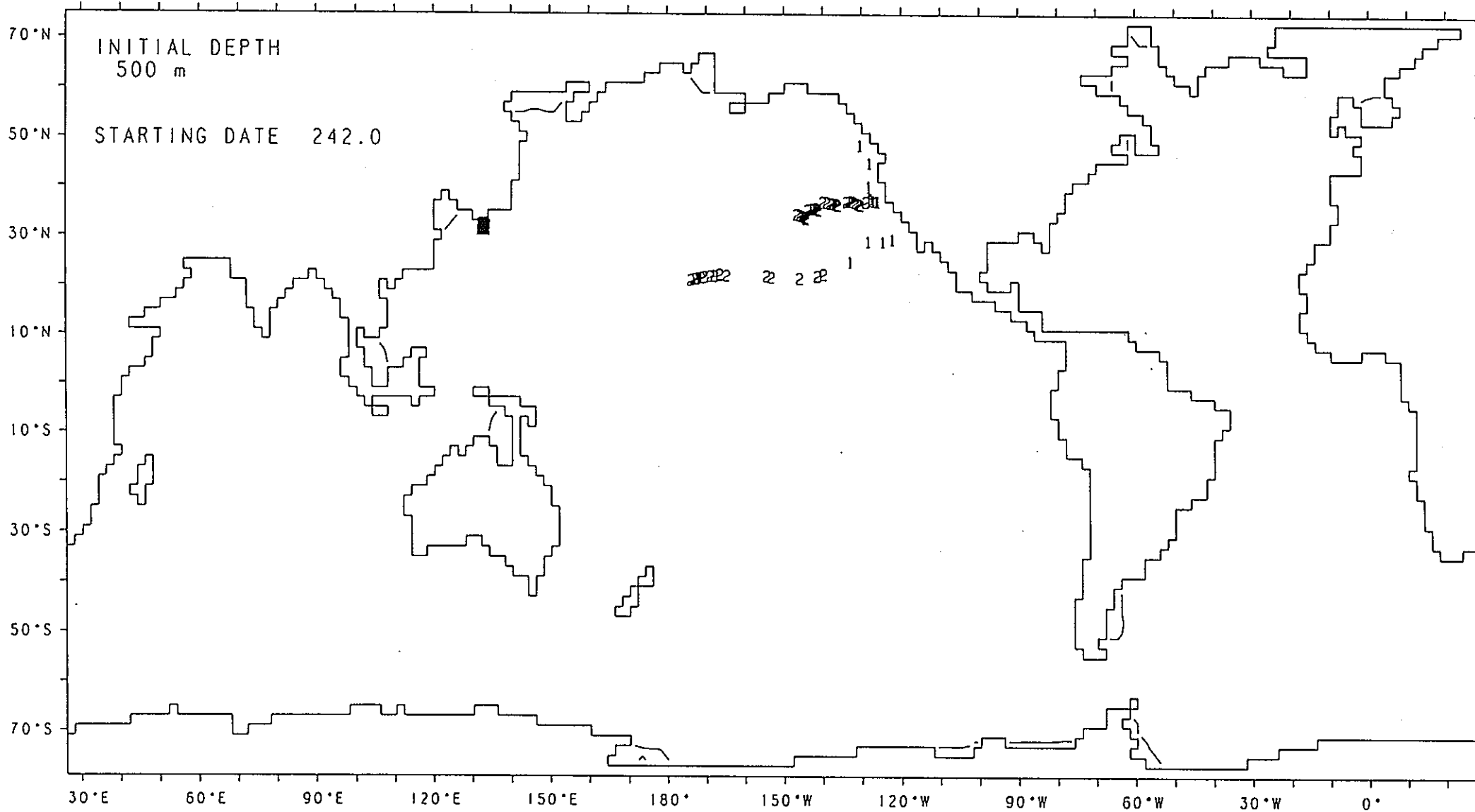


図4-6(A).トカラ海峡500m層から9月に放流した粒子群の移動(10年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 20.0

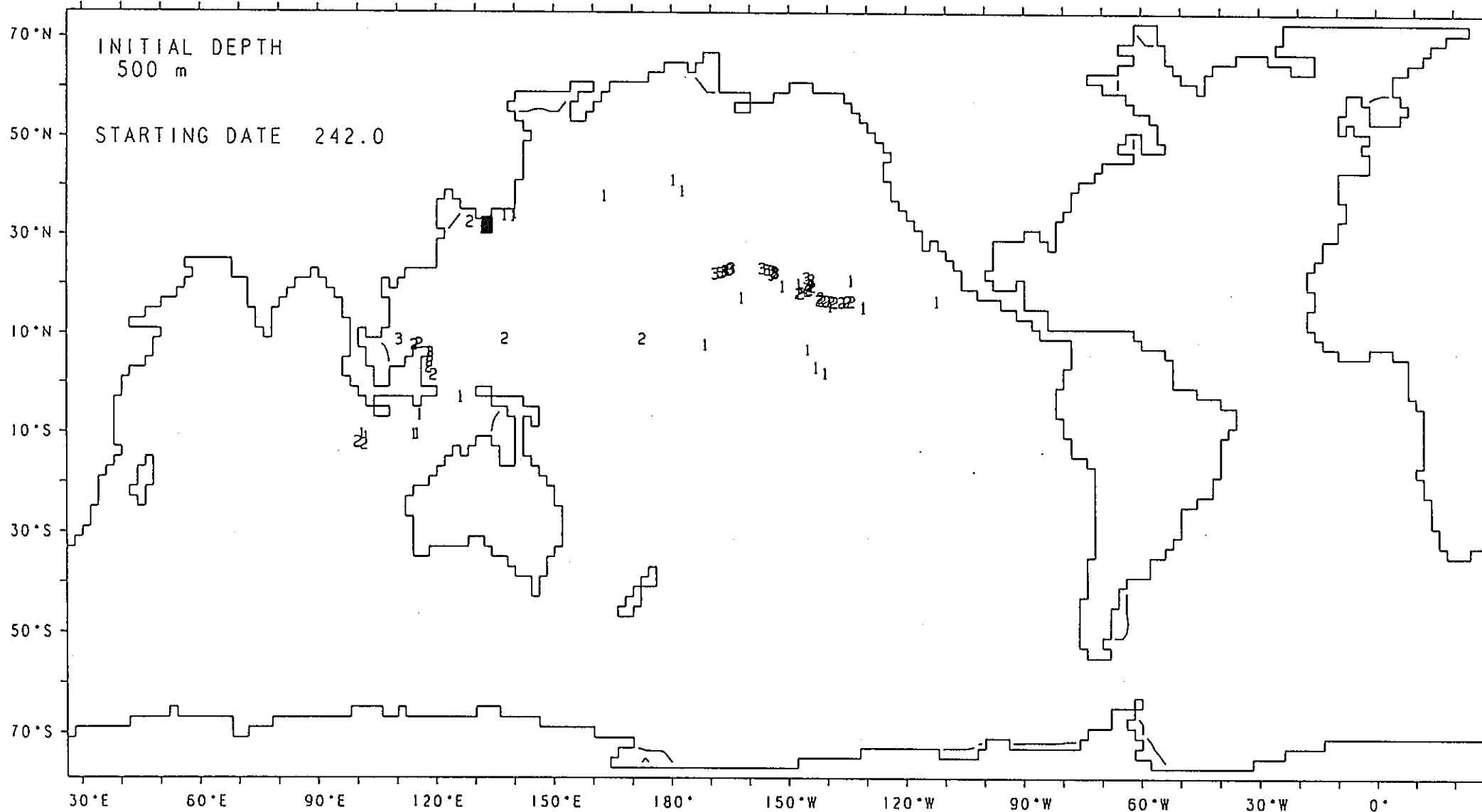


図4-6(B).トカラ海峡500m層から9月に放流した粒子群の移動(20年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 30.0

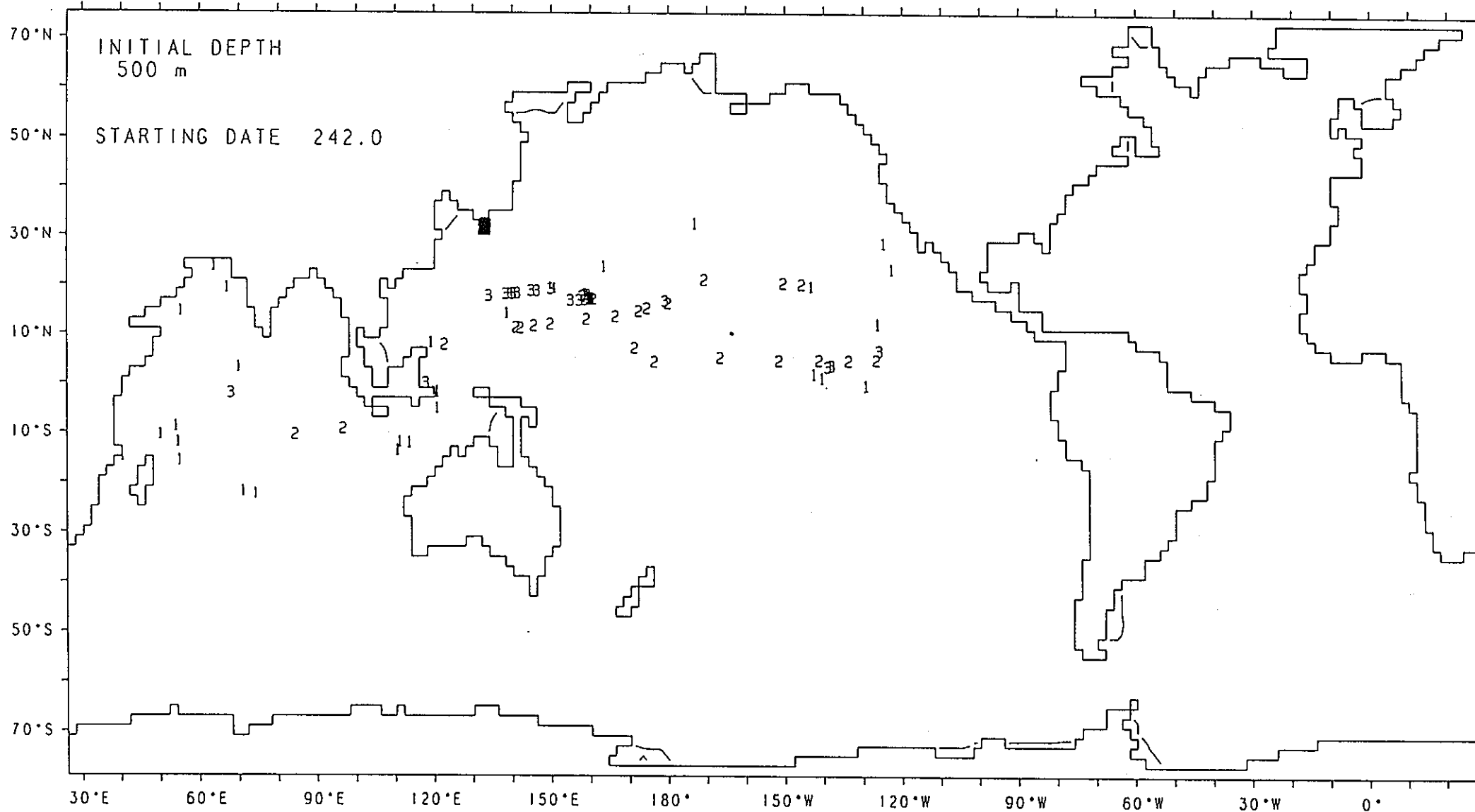


図4-6(C).トカラ海峡500m層から9月に放流した粒子群の移動(30年後).

OUTFLOW PARTICLE

YEAR= 40.0

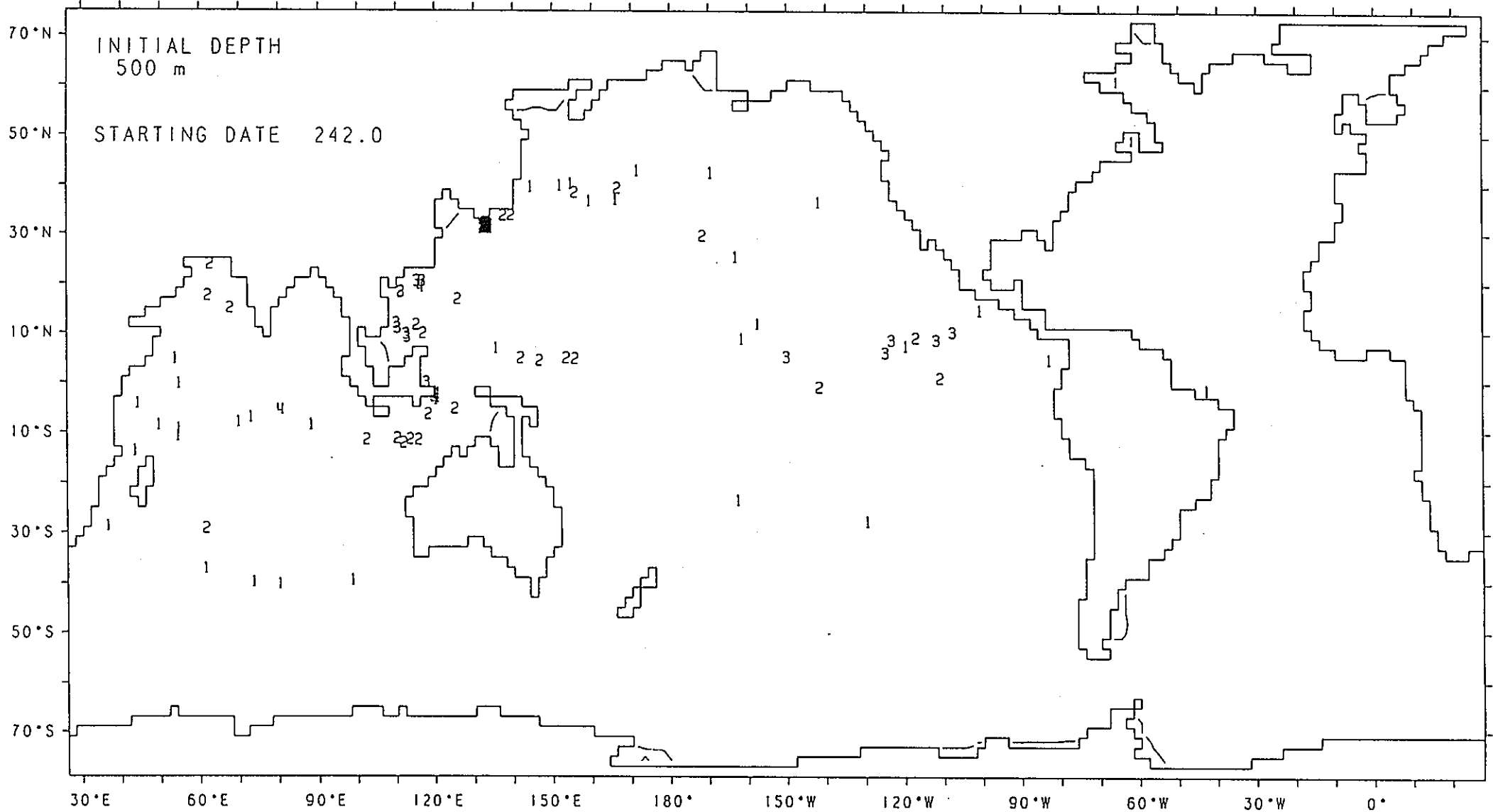


図4-6(D).トカラ海峡500m層から9月に放流した粒子群の移動(40年後).

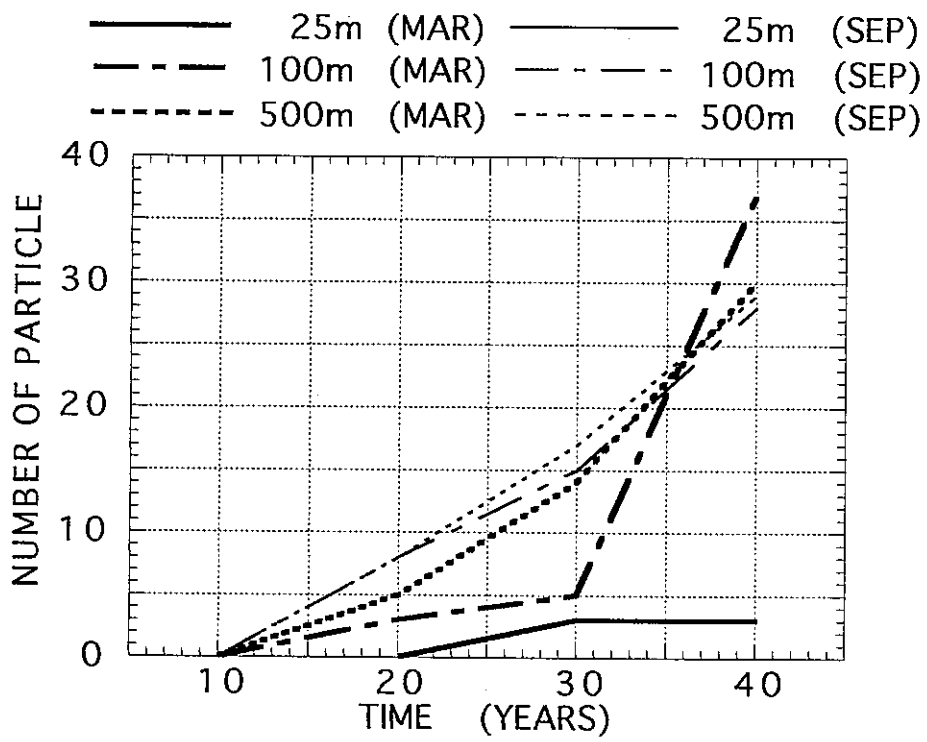


図4-7.太平洋からインド洋へ移動する粒子数の変化.