

82-197

3/3 (I)

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR METEOROLOGIE

UMWELTFORSCHUNGSPLAN  
DES BUNDESMINISTERS DES INNEREN

ENTWICKLUNG VON KLIMAMODELLEN  
FORSCHUNGSBERICHT 104 02 612

EIN MODELL DER OZEANISCHEN ZIRKULATION ZUR UNTERSUCHUNG  
VON KLIMASCHWANKUNGEN

BAND 1

IM AUFTRAG  
DES UMWELTBUNDESAMTES

SEPTEMBER 1982

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR METEOROLOGIE

UMWELTFORSCHUNGSPLAN  
DES BUNDESMINISTERS DES INNERN

Entwicklung von Klimamodellen

Forschungsbericht 104 O2 612 ✓

Ein Modell der ozeanischen Zirkulation zur Untersuchung von Klima-  
schwankungen

von

E. Maier-Reimer

D. Müller

D. Olbers

J. Willebrand

K. Hasselmann

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Institutsleiter

Prof. Dr. K. Hasselmann

IM AUFTRAG  
DES UMWELTBUNDESAMTES

September 1982

REPORT COVER SHEET

1. Report No. <del>104-02-612</del> 82-197/1		2.	3.
4. Report Title An ocean circulation model for climate variability studies			
5. Author(s), Family Name(s), First Name(s) Maier-Reimer, Ernst; Müller, Detlev; Olbers, Dirk; Willebrand, Jürgen; Hasselmann, Klaus.		8. Report Date	
6. Performing Organisation (Name, Address) Max-Planck-Institut für Meteorologie Bundesstraße 55 2000 Hamburg 13		9. Publication Date September 1982	
7. Sponsoring Agency (Name, Address) Umweltbundesamt, Bismarckplatz 1, D-1000 Berlin 33		10. UFOPLAN - Ref. No. 10402 612	
		11. No. of Pages 27	
		12. No. of References 11	
		13. No. of Tables, Diagrams	
		14. No. of Figures 50	
15. Supplementary Notes			
16. Abstract A numerical model of the global ocean circulation is presented. In the present status it consists of a geostrophic interior regime while boundary layers (mixed layer, lateral boundary currents, equatorial zone) are controlled by friction and diffusion. The general structure of the oceanic currents and mass field are reproduced. Simulation of oceanic tracers (tritium and radioactive carbon) yield satisfactory agreement with observations.			
17. Keywords climate models, ocean circulation, numerical models.			
18. Price		19.	20.

REPORT COVER SHEET

1. Report No. <i>82-197/1</i> <del>104 02 612</del>		2.	3.
4. Report Title Ein Modell der ozeanischen Zirkulation für Untersuchungen von Klimaschwankungen.			
5. Author(s), Family Name(s), First Name(s) Maier-Reimer, Ernst; Müller, Detlev; Olbers, Dirk; Willebrand, Jürgen; Hasselmann, Klaus.		8. Report Date	
6. Performing Organisation (Name, Address) Max-Planck-Institut für Meteorologie Bundesstraße 55 2000 Hamburg 13		9. Publication Date September 1982	
		10. UFOPLAN - Ref. No. <i>10402612</i>	
		11. No. of Pages 27	
		12. No. of References 11	
7. Sponsoring Agency (Name, Address) Umweltbundesamt, Bismarckplatz 1, D-1000 Berlin 33		13. No. of Tables, Diagrams	
		14. No. of Figures 50	
15. Supplementary Notes <i>Bericht in 2 Bd.</i> <i>Bd. 1 nur in deutscher - Bd. 2 nur in englischer Sprache</i>			
16. Abstract Ein globales numerisches Modell der ozeanischen Zirkulation wird beschrieben. Die vorläufige Version ist geostrophisch im Innern des Ozeans, während die Grenzschichten (Deckschicht, Randströme, Äquator) durch Reibung bzw. Diffusion kontrolliert sind. Die wesentlichen Eigenschaften des derzeitigen Strömungs- und Massenfeldes im Ozean werden vom Modell zufriedenstellend reproduziert. Ebenso führen Simulationsexperimente mit ozeanischen Tracern (Tritium, radioaktiver Kohlenstoff) zu guter Übereinstimmung mit Beobachtungen.			
17. Keywords Klimamodelle, ozeanische Zirkulation, numerische Modelle.			
18. Price	19.	20.	

Inhaltsverzeichnis

Seite

Vorwort	(i)
1. Einleitung	1
2. Beschreibung des Ozeanmodells	4
2.1 Ausgangsgleichungen	4
2.2 Barotropes Subsystem	6
2.3 Baroklines Subsystem	8
2.4 Modifikation im Äquatorbereich	9
2.5 Numerische Verfahren	10
3. Ergebnisse einer Integration über 60 Jahre	12
3.1 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen	12
3.2 Verteilung der Geschwindigkeiten	15
4. Simulation von Tracern	17
5. Zusammenfassung	20
Literaturverzeichnis	23
Abbildungen	24

### Vorwort

Ziel des FE-Vorhabens 104 O2 612 war die Entwicklung von verbesserten globalen Klimamodellen zur Bestimmung der Reaktion ("Antwort") des Klimas auf externe Einflüsse, wie z.B. Änderungen des CO<sub>2</sub>-Gehaltes oder der Aerosolverteilung. Besonderes Interesse galt dabei dem Antwortverhalten des Klimasystems in dem für anthropogene Einwirkungen relevanten Zeitbereich von einigen Jahren bis Jahrzehnten.

Ein für diesen Zeitbereich gültiges globales Klimamodell muß als gekoppeltes System Ozean-Atmosphäre-Eis-Biosphäre konzipiert werden. Die Entwicklung eines hochauflösenden, physikalisch realistischen globalen Klimamodells, in dem sämtliche Subsysteme für sich und in ihrer gegenseitigen Wechselwirkung detailliert beschrieben werden, stellt allerdings ein äußerst komplexes Problem dar, das nur langfristig durch eine breit angelegte internationale Zusammenarbeit im Rahmen des World Climate Research Programmes realisiert werden kann. Im vorliegenden FE-Vorhaben konnte daher naturgemäß nur ein Teilbeitrag zur Verbesserung der bisherigen (noch recht unbefriedigenden) globalen Klimamodelle erbracht werden.

Das wichtigste Subsystem heutiger Klimamodelle stellt ohne Zweifel der Ozean dar (wie in Mitteilungen des World Climate Research Programmes wiederholt hervorgehoben). Bis zum vorliegenden Bericht existierten keine globalen ozeanischen Zirkulationsmodelle, die zur systematischen Untersuchung der zeitlich veränderlichen Antwort des Ozeans auf äußere Einwirkungen geeignet waren. Dies war letztlich Ursache des unbefriedigenden Stands bisheriger globaler Klimamodelle: Entweder waren diese als rein

atmosphärische Zirkulationsmodelle konzipiert, ohne Berücksichtigung der wichtigen ozeanischen Trägheitseffekte, oder die Trägheitseffekte wurden zwar berücksichtigt, aber in Form stark vereinfachter Kastenmodelle, wie z.B. im Energiebilanz-Modell von Budyko und Sellers.

Das Schwergewicht des vorliegenden Berichtes liegt daher auf der Entwicklung eines neuen ozeanischen Zirkulationsmodelles, das für Klimauntersuchungen konzipiert wurde. Die Ankopplung an die übrigen Subsysteme Atmosphäre, Eis und Biosphäre wird im Modell noch recht einfach behandelt: Die Ankopplung an die Atmosphäre erfolgt durch die Vorgabe der Temperatur der Atmosphäre an der Meeresoberfläche sowie des (durch Niederschlag und Verdunstung bestimmten) Salzgehalts in der obersten Schicht des Ozeans; Meereis wird automatisch im Ozean gebildet, wenn die Temperatur unter den Gefrierpunkt sinkt; die Thermodynamik, Dynamik und der Transport des Meereises wird nicht gesondert berücksichtigt; eine Wechselwirkung mit der Biosphäre findet bei der rein physikalischen Anwendung des Modells in diesem Bericht nicht statt; biosphärische Wechselwirkungen werden erst relevant, wenn das Modell auf das CO<sub>2</sub>-Problem angewandt wird (wie im Folgevorhaben FE 104 O2 619 vorgesehen).

Eine detaillierte, dynamische Darstellung der übrigen Subsysteme ist für die nächste Entwicklungsstufe des Klimamodells beabsichtigt. Ein prognostisches, thermodynamisches Meereismodell sowie ein diagnostisches Atmosphärenmodell, das die mittlere Antwort der atmosphärischen Zirkulation auf langsame Veränderungen der Randbedingungen (insbesondere die ozeanische Oberflächentemperatur) beschreibt, werden zur Zeit in unabhängigen Forschungsvorhaben am Max-Planck-Institut entwickelt.

Gegenüber früheren ozeanischen Zirkulationsmodellen, in denen die primitiven Bewegungsgleichungen ohne Modifikation numerisch integriert wurden, besteht der Hauptfortschritt des vorliegenden ozeanischen Modells in der Ausfiltrierung der für klimatische Zeitskalen irrelevanten Bewegungsvorgänge. Hierdurch konnte eine Rechenzeiterparnis von ein bis zwei Größenordnungen erzielt werden. Somit sind systematische Klimavariabilitätsuntersuchungen unter Berücksichtigung des Ozeans vom Rechenaufwand her technisch möglich geworden.

Allerdings läßt sich die Filtrierung ohne Schwierigkeiten lediglich im Innern des Ozeans durchführen. In einzelnen, beschränkten Gebieten des Ozeans, insbesondere nahe den Rändern, am Äquator, an den Polarfronten und in der oberflächennahen jahreszeitlichen Sprungschicht, wird die Filtrierung durch weitere physikalische Prozesse verkompliziert, die im Innern des Ozeans nicht zum Tragen kommen. Wie im Antrag ausführlicher dargelegt, führt der Filtrierungsansatz somit zwangsläufig zur Konzeption eines multi-regionalen ozeanischen Zirkulationsmodells, mit unterschiedlichen physikalischen Näherungen und numerischen Darstellungen in unterschiedlichen Regionen des globalen Ozeans.

Im vorliegenden Bericht liegt die Hauptbetonung auf der Darstellung der Zirkulation im Innern des Ozeans. Die Physik in den Subregionen ist zum Teil noch recht vereinfacht dargestellt. Am Max-Planck-Institut werden jedoch zur Zeit in unabhängigen Untersuchungen verbesserte Darstellungen der Prozesse in diesen Subregionen entwickelt, die in den Folgeversionen des ozeanischen Modells Berücksichtigung finden werden.

Bereits in seiner hier vorliegenden ersten Version ist das Modell jedoch schon auf eine Reihe wichtiger Klimaprobleme anwendbar, die sich einer quantitativen Berechnung bisher entzogen hatten: Die Speicherung von CO<sub>2</sub> im Ozean, die zeitabhängige Antwort der ozeanischen Zirkulation auf die erwartete allmähliche Zunahme der atmosphärischen Temperaturen infolge einer CO<sub>2</sub>-Zunahme (mit entsprechender Rückwirkung auf das atmosphärische Klima) sowie die Struktur der ozeanischen Zirkulation zu früheren klimatischen Epochen, einschließlich der zeitlich verzögerten Anpassung der ozeanischen Zirkulation an frühere Klimaänderungen, aus der sich möglicherweise Schlüsse über künftige natürliche Klimaänderungen und deren Beeinflussung durch anthropogene Einflüsse ziehen lassen.

Die Brauchbarkeit des Modells für diese Fragestellungen folgt im wesentlichen aus der richtigen Simulation der Tritium-Verteilungen (ein besonders kritischer Test für die Frage der CO<sub>2</sub>-Speicherung) sowie aus der befriedigenden Wiedergabe der Temperatur, des Salzgehaltes und der Strömungsverteilungen, wodurch die innere dynamische Konsistenz des Modells bestätigt wird. Dem Modell

liegt eine geographisch realistische Küsten- und Tiefenverteilung zugrunde. Auf Vorexperimente mit einem idealisierten Rechteckbecken konnte wegen der erfolgreichen Erprobung mit einem realistischen globalen Ozeanbecken verzichtet werden.

Dennoch darf nicht verkannt werden, daß das Modell in der vorliegenden, ersten Version noch viele verbesserungsbedürftige Stellen aufweist und erst sukzessiv zu einem wirklich befriedigenden globalen Klimamodell entwickelt werden kann. Es ist beabsichtigt, die Arbeiten am Modell in diese Richtung in den nächsten Jahren fortzusetzen, parallel zum Einsatz des Modells in der aktuell vorliegenden Version für verschiedene Klima-Antwort-Probleme, für die die noch fehlenden Feinheiten von geringer Bedeutung sind.

Bei der Weiterentwicklung des Modells müssen dabei die vom UBA unmittelbar geförderten Arbeiten im Rahmen des gesamten Klimaforschungsprogramms am MPI gesehen werden, die die Arbeiten des UBA-Vorhabens bisher wesentlich unterstützt haben und weiter unterstützen werden. So wurde z.B. die Zulässigkeit der diffusionsfreien Darstellung der Temperatur- und Salzgehaltsadvektion im inneren Gebiet des ozeanischen Modells durch unabhängige diagnostische  $\beta$ -Spirale-Untersuchungen bestätigt (Olbers et al., 1983), die Entwicklung eines dynamischen Seeisismodells durch statistische Untersuchungen der Meereisvariabilität vorbereitet (Lemke et al., 1982) und die Ankopplung der Atmosphäre an den Ozean durch die Entwicklung einfacher atmosphärischer Antwortmodelle in Angriff genommen (Kruse, 1983, Hannoschöck, 1983). Diese Untersuchungen sind sämtlich längerfristig angesetzt und sollten einer sukzessiven Verbesserung des vorliegenden Klimamodells in den nächsten Jahren zugute kommen.

Im Rahmen des Folge-FE-Vorhabens 104 O2 619 wird das Modell in der vorliegenden Version zur Zeit zur Bestimmung der  $\text{CO}_2$ -Speicherung im Ozean sowie zur Untersuchung des gesamten Kohlenstoffkreislaufs, einschließlich der Atmosphäre und Biosphäre, eingesetzt.

## 1. Einleitung

Numerische Modelle zur Beschreibung der ozeanischen Zirkulation existieren seit etwa 20 Jahren, beginnend mit der Pionierleistung von Bryan (1963). Von wenigen Ausnahmen abgesehen, sind sie zur Untersuchung des mittleren Zustands des Ozeans (evtl. einschließlich des mittleren Jahresgangs) eingesetzt worden. Dazu ist in der Regel eine einzige numerische Simulation ausreichend, die bis zum Erreichen eines stationären bzw. quasistationären Gleichgewichts durchgeführt wird. Die Form der zeitlichen Entwicklung interessiert dabei gewöhnlich nicht; häufig wird diese sogar bewußt verzerrt, um den Gleichgewichtszustand schneller und damit ökonomischer zu erreichen. Dies ist oft der einzige Weg, angesichts begrenzter Rechnerkapazitäten solche Rechnungen überhaupt durchzuführen.

Zur Untersuchung von Klimaschwankungen benötigt man aber ein Modell, welches gerade die Änderungen der mittleren Zirkulation als Folge von Änderungen anderer Teile des Klimasystems unverfälscht beschreibt, ebenso wie auch die Rückwirkung des Ozeans auf insbesondere die Atmosphäre. Dazu ist eine große Anzahl von systematisch ausgeführten numerischen Experimenten erforderlich. Die Effizienz eines Modells wird dabei zu einem entscheidenden Problem.

Die herkömmlichen Modelle (als typisches Beispiel sei das globale Zirkulationsmodell von Bryan und Lewis (1979) erwähnt) basieren auf den sogenannten primitiven Gleichungen. Diese enthalten neben den quasigeostrophischen Bewegungen noch andere Bewegungstypen (insbesondere Schwerewellen), die für Prozesse auf klimarelevanten Zeitskalen ( $\gtrsim 1$  Monat) keine Rolle spielen. Trotzdem ist gerade ihr Vorhandensein der Grund für die geringe Effizienz der herkömmlichen Zirkulationsmodelle. Wegen der relativ großen Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Schwerewellen muß nämlich die numerische Integration mit einem sehr kleinen Zeitschritt ( $O(1h)$ ) vorgenommen werden, um numerische Instabilität zu vermeiden. Bei Wahl eines größeren Zeitschritts (üblich sind etwa 2 Tage) ist es zwar möglich, die auftretende Instabilität durch explizite oder implizite Dämpfung zu unterdrücken, jedoch steht dies im Widerspruch zu der allgemein anerkannten Vorstellung, nach der der Ozean im Innern weitgehend reibungs- und diffusionsfrei ist.

Damit ist klar, daß eine entscheidende Verbesserung der Effizienz nur möglich ist, wenn die Schwerewellen in geeigneter Weise ausgefiltert werden. Dies ist die wichtigste Approximation des vorliegenden Modells gegenüber den primitiven Gleichungen. Der verbleibende quasigeostrophische Bewegungstyp wird dann noch folgendermaßen vereinfacht: Da die Zeitskala zur Einstellung des barotropen Gleichgewichts klein gegenüber der klimatisch interessierenden Zeitskala ist, wird die barotrope Komponente als stets im Gleichgewicht mit der jeweiligen äußeren Kraft befindlich angesehen. Dadurch werden auch alle barotropen Rossby-Wellen ausgefiltert. Für das barokline System beschränken wir uns auf räumliche Skalen, die erheblich größer als der barokline Rossby-Radius sind. Dadurch werden die baroklinen Impulsgleichungen diagnostisch und im Innern auch geostrophisch. Die einzigen verbleibenden prognostischen Gleichungen des Gesamtsystems sind dann die Erhaltungsgleichungen für Temperatur und Salzgehalt, welche im wesentlichen von der geostrophischen Strömung transportiert werden.

Diese Approximationen sind jedoch in verschiedenen Regionen ungültig, insbesondere in den Freistrahlsregionen, am Äquator, in der Deckschicht, entlang der Eisgrenze und möglicherweise auch im Antarktischen Zirkumpolarstrom. Als unser Fernziel planen wir, spezielle Modelle dieser klimatologisch und dynamisch wichtigen Regionen zu entwickeln, welche durch Ankopplung an das geostrophische Modell Bestandteil des globalen Zirkulationsmodells werden. Jedoch enthält auch das geostrophische Modell bereits viele wichtige Aspekte der Rolle des Ozeans im Klimasystem, und eine Reihe von Fragestellungen läßt sich mit diesem vorläufigen Modell durchaus schon aufgreifen. Die fehlenden Grenzschichtmodelle müssen dabei durch einfache lineare, von Reibung bzw. Diffusion beherrschte Modelle ersetzt werden, in der gleichen Weise, wie bei den herkömmlichen Zirkulationsmodellen üblich. Die geographische Verteilung und Topographie des Weltozeans ist in dem vorläufigen Modell bereits voll enthalten (im Rahmen der gegenwärtigen Auflösung von horizontal 500 km und vertikal 5 Schichten). Ebenso eingeschlossen ist eine Transportgleichung für passive Substanzen (Tracer).

Der vorliegende Bericht gibt zunächst eine kurze Darstellung der Struktur der Modellgleichungen sowie des numerischen Schemas. Eine ausführlichere Darstellung der physikalischen Vorstellungen, die den verwendeten Modellgleichungen zugrunde liegen, findet sich bei Hasselmann (1982). Im folgenden Kapitel werden dann die wichtigsten Ergebnisse einer Integration über 60 Jahre mit den gegenwärtigen klimatologischen Randbedingungen diskutiert. Daran lassen sich wesentliche Eigenschaften des gegenwärtigen Modells erkennen. Anschließend werden Ergebnisse von Untersuchungen zur Tracer-Ausbreitung anhand von Tritium und  $C^{14}$  dargestellt.

Im letzten Kapitel werden Vor- und Nachteile des Modells in seinem gegenwärtigen Stand zusammenfassend beschrieben, auch im Vergleich zu herkömmlichen Modellen, und Möglichkeiten zukünftiger Modifikationen werden erörtert.

Diesem Bericht ist ein technischer Anhang beigelegt (Maier-Reimer u.a., 1982: An ocean circulation model for climate variability studies). Dort sind insbesondere viele technische Aspekte des Modells genauer dargestellt; ebenso werden weitere Einzelheiten zu den Ergebnissen angegeben. Weiterhin findet man dort eine Beschreibung des Deckschicht-Modells, dessen Kopplung mit dem Zirkulationsmodell gegenwärtig getestet wird. Dieser Anhang wird im folgenden als "I" bezeichnet.



## 2. Beschreibung des Ozeanmodells

### 2.1 Ausgangsgleichungen

Für globale Klimauntersuchungen ist normalerweise eine zeitliche Auflösung von 1 - 2 Monaten ausreichend, wenn man von einem kleinen Bereich um den Äquator absieht. Diese Zeitskala wird häufig als untere Grenze für Klimaschwankungen angesehen; sie ist außerdem hinreichend klein, um die wichtigen jahreszeitlichen Änderungen noch explizit aufzulösen. Bei einer räumlichen Auflösung von 500 km ergibt sich daraus eine maximale Transportgeschwindigkeit von 20 - 10 cm/s. Der Wert von 500 km ist mit einer gewissen Willkür gewählt. Bei der Herleitung der gefilterten Gleichungen wird jedoch lediglich vorausgesetzt, daß er sehr viel größer als der interne Rossby-Radius ( $\sim 50$  km) ist.

Ausgangspunkt für nahezu alle Modelle der ozeanischen Zirkulation sind die sogenannten primitiven Gleichungen. Sie benutzen die hydrostatische und die Boussinesq-Approximation und lassen sich in einer etwas verkürzten Schreibweise folgendermaßen darstellen:

$$\partial_t \underline{u} - f\underline{u} + \underline{\nabla} p = \underline{q} \quad (1)$$

$$\partial_t \zeta - w_o = q_\zeta \approx 0 \quad (2)$$

$$\partial_t \begin{Bmatrix} T \\ S \end{Bmatrix} + (\underline{u}\underline{\nabla} + w\partial_z) \begin{Bmatrix} T \\ S \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} q_T \\ q_S \end{Bmatrix} \quad (3)$$

Dabei bedeuten  $\underline{u} = (u_2, -u_1)$  den gegenüber  $\underline{u}$  um  $90^\circ$  im Uhrzeigersinn gedrehten Vektor  $\underline{\nabla} = a^{-1}(\cos^{-1}\theta \frac{\partial}{\partial \lambda}, \frac{\partial}{\partial \theta})$  den Gradientenoperator in Kugelkoordinaten, und  $\underline{\nabla} = a^{-1}(\cos^{-1}\theta \frac{\partial}{\partial \lambda}, \cos^{-1}\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \cos\theta)$  den Divergenzoperator (s. (5) unten). Im übrigen ist Standardnotation benutzt worden.

Die Quellterme  $\underline{q}$  auf der rechten Seite von (1) enthalten sowohl die Advektion als auch den turbulenten Fluß von Impuls. Der Quellterm  $q_\zeta$  in (2) ist der Massenfluß infolge Niederschlag und Verdunstung sowie durch Gefrieren und Tauen von Eis. Er ist im allgemeinen sehr klein und wird im folgenden vernachlässigt. Es ist aber zu beachten, daß die durch diesen Massenfluß induzierten Änderungen des Salzgehaltes durchaus von Bedeutung sein können; sie werden in der Salzbilanz berücksichtigt. Die Quellterme  $q_T, q_S$  in (3) enthalten nur den turbulenten Wärme- bzw. Salzfluß; die wichtige Advektion von Wärme und Salz ist (im Gegensatz zu (1)) explizit berücksichtigt.

Die diagnostischen Variablen  $p$  und  $w$  folgen aus der hydrostatischen Beziehung bzw. der Kontinuitätsgleichung

$$p = g\zeta + \int_z^0 \rho dz \quad (4)$$

$$w = -\underline{\nabla} \int_{-h}^z \underline{u} dz \quad (5)$$

wobei  $h$  die Ozeantiefe ist. Die genaue Form der Quellterme sowie der Randbedingungen für (1) - (3) wird weiter unten diskutiert.

Das Gleichungssystem (1) - (5) enthält verschiedene Klassen von Bewegungen, welche durch sehr unterschiedliche Raum- und Zeitskalen gekennzeichnet sind. In einer linearisierten Form der Gleichungen entsprechen diesen Klassen die bekannten Wellentypen des Meeres. Geordnet nach ihren Zeitskalen, seien insbesondere erwähnt

- (a) barotrope Schwerewellen ( $\tau \sim 1$  s - 1 min),
- (b) barokline Schwerewellen ( $\tau \sim 1$  h),
- (c) barotrope planetarische und topographische Rossby-Wellen ( $\tau \sim 1$  d),
- (d) barokline Rossby-Wellen ( $\tau \sim 100$  d).

Daneben existieren noch weitere Wellentypen (wie z.B. Kelvin-Wellen), die nur in der Nähe von Küsten oder des Äquators auftreten und alle eine Zeitskala  $< 1$  Monat haben.

Grundsätzlich haben die mit Schwankungen der freien Oberfläche verknüpften Bewegungen eine sehr viel kürzere Zeitskala als barokline Bewegungen, welche auf Schwankungen des Dichtefeldes beruhen und typischerweise um den Faktor  $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-3}$  langsamer sind. Daher ist es zweckmäßig, das Gleichungssystem (1) - (5) in ein barotropes und baroklines Subsystem aufzuspalten. Das barotrope Subsystem hat als prognostische Variable die barotrope Geschwindigkeit  $\underline{\hat{u}}$  und die Oberflächenauslenkung  $\zeta$ , das barokline System dagegen  $T$ ,  $S$  und die barokline Geschwindigkeit  $\underline{u}'$ . Letztere ist gegeben durch  $\underline{u}' = \underline{u} - \underline{\hat{u}}$ , wobei die barotrope Geschwindigkeit durch

$$\underline{\hat{u}} = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \underline{u} dz \quad (6)$$

definiert ist. Es ist zu beachten, daß (6) streng genommen nur im reibungsfreien Fall mit der sonst üblichen Verwendung des Begriffes "barotrop" übereinstimmt.

Die genaue Form der sich ergebenden Gleichungen für barotropes und baroklines System ist hier nicht wiedergegeben (vgl. dazu I). Die Aufspaltung selbst bedeutet noch keine Approximation, ermöglicht es jedoch, von den verschiedenen Zeitskalen barotroper und barokliner Vorgänge Gebrauch zu machen, wie im folgenden gezeigt wird.

## 2.2 Barotropes Subsystem

Unter der Annahme, daß auf klimarelevanten Zeitskalen die barotropen Bewegungen stets im Gleichgewicht sind, wird nur die stationäre Lösung des barotropen Systems betrachtet. Dadurch werden die oben unter (a)

und (c) erwähnten Wellentypen ausgefiltert, und das barotrope System wird rein diagnostisch. Nach Einführung einer Transport-Stromfunktion  $\psi$  ergibt sich die Vorticity-Gleichung

$$\nabla \left( \frac{f}{h} \right) \nabla \psi = \nabla \left( \frac{\tau}{h} - \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \nabla p' dz \right) + F \quad (7)$$

wobei  $F$  für die Reibungsterme steht (Bodenreibung und Horizontalreibung) und  $\tau$  die Windschubspannung darstellt. Die barotrope Strömung  $\underline{\hat{u}}$  ergibt sich gemäß

$$\underline{\hat{u}} = h^{-1} \nabla \psi \quad (8)$$

Die Oberflächenauslenkung läßt sich nach Lösung des Gesamtsystems einschließlich des weiter unten dargestellten baroklinen Subsystems diagnostisch ermitteln, wird jedoch für unsere Zwecke nicht unmittelbar benötigt.

Die barotrope Vorticity-Gleichung (7) ist mit dem baroklinen System über den zweiten Term auf der rechten Seite verknüpft. Dieser Term, dessen dynamischer Einfluß zuerst von Holland (1973) untersucht worden ist, verschwindet in Gebieten mit konstanter Tiefe  $h$  oder konstanter Dichte  $\rho$ . Gleichung (7) ist mit der Randbedingung  $\psi = \text{const.}$  entlang der Küstenlinien (kein Massenfluß normal zum Rand) zu lösen. Im Falle eines mehrfach zusammenhängenden Gebiets wie im Weltozean kann der Wert dieser Konstanten nur auf einer der Küstenlinien beliebig vorgegeben werden; auf den anderen wird er aus der barotropen Impulsbilanz bestimmt (siehe I). Weitere Randbedingungen können je nach Form der Reibungsterme in (7) erforderlich werden. Im vorliegenden Modell ist  $F = 0$  gesetzt, d.h. die explizite Reibung wird vernachlässigt. Das weiter unten diskutierte numerische Schema zur Lösung von (7) bewirkt jedoch eine implizite Reibung, welche auch erforderlich ist, um eine

Lösung mit  $\psi = \text{const.}$  auf allen Rändern zu ermöglichen.

### 2.3 Baroklines Subsystem

Das barokline Subsystem enthält noch die oben unter (b) und (d) erwähnten Wellentypen. Das Ziel der Ausfilterung der baroklinen Schwerewellen wird nun dadurch erreicht, daß für die barokline Impulsgleichung der stationäre Limes genommen wird, während die Wärme- und Salzbilanzen (3) weiterhin prognostisch behandelt werden. Führt man noch die üblichen Austauschansätze ein, so erhält man für das barokline System

$$\underline{u}' = \frac{1}{f} \left\{ -\nabla p' + \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \nabla p' dz - \frac{T}{h} + v_v \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} + v_H \Delta u' \right\} \quad (9)$$

zusammen mit (3), wobei  $p'$  den hydrostatischen Druck relativ zur Oberfläche bedeutet. Die Beziehung (9) erlaubt die diagnostische Bestimmung von  $\underline{u}'$  aus dem baroklinen Druckfeld. Im Innern des Ozeans sind die letzten drei Terme auf der rechten Seite von (9) gewöhnlich klein, und die barokline Geschwindigkeit ist geostrophisch. Der vertikale Impulstransport ist nur in Oberflächennähe wichtig; hier ist die Randbedingung

$$v_v \frac{\partial \underline{u}'}{\partial z} = \underline{\tau} \quad (10)$$

Der horizontale Impulsaustausch ist an lateralen Berandungen von Bedeutung; hier wird die non-slip-Bedingung  $\underline{u} = 0$  angenommen. Die Reibungsterme sind auch in Äquatornähe von Bedeutung, da hier das geostrophische Gleichgewicht singular wird.

Prognostischer Teil des baroklinen Subsystems sind die Gleichungen (3) für T und S. Die Quellterme werden dabei parametrisiert als

$$q_T = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_v \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\nabla \kappa_H \nabla T}{-H} + q_T^C \quad (11)$$

und analog für S. Analog zum Impulstransport ist der vertikale turbulente Wärmefluß nur in der Deckschicht von Bedeutung. An der Oberfläche ist der Wärmefluß gemäß

$$\kappa_v \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha (T - T_0) \quad (12)$$

vorgegeben (wiederum analog für S), wobei  $T_0$  die beobachtete Oberflächentemperatur ist und die Konstante  $\alpha$  hinreichend groß gewählt wird, so daß annähernd  $T \approx T_0$  gilt. Für die später vorgesehenen Klimaschwankungsexperimente muß (12) jedoch modifiziert werden, indem der Wärmefluß aus einem einfachen Modell der Atmosphäre bestimmt wird.

Der konvektive Quellterm  $q_T^C$  in (11) wird in der üblichen Weise so parametrisiert, daß eine vollständige vertikale Vermischung von Wärme (und Salz) erfolgt, sobald die Dichteschichtung statisch instabil wird.

### 2.4 Modifikation im Äquatorbereich

Eine eingehende Analyse des aus den Gleichungen (3), (7) und (9) bestehenden Systems ergibt, daß die baroklinen planetarischen Wellen als einziger Wellentyp in unserem Zirkulationsmodell vorkommen. Ihre Phasengeschwindigkeit in Ost-West-Richtung ist gegeben durch

$$c = -gh^* \beta / f^2 \quad (13)$$

wobei  $h^*$  die Äquivalenttiefe ist, welche von der vertikalen Wellenzahl abhängt; für kleine Wellenzahlen ist  $h^* = 0$  (1 m). Mit diesem Wert ergeben sich für  $c$  die Werte 4 cm/s bei  $30^\circ$  Breite, 9 cm/s bei  $20^\circ$  und 35 cm/s bei  $10^\circ$ ; am Äquator selbst wird (13) singular als Folge der geostrophischen Approximation in den baroklinen Bewegungsgleichung. Da die raumzeitliche Auflösung des Modells nur maximale Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von 10 - 20 cm/s zuläßt, besteht hier eine Inkonsistenz die ohne vorbeugende Maßnahmen zu numerischer Instabilität führen würde. Auch eine genauere Berücksichtigung der äquatorialen Dynamik kann dieses Problem nicht vermeiden; zwar wird dann (13) nicht mehr singular, jedoch ist die Phasengeschwindigkeit äquatorialer Wellen mit 0 (1 m/s) immer noch zu groß für die angestrebte Auflösung.

Zwei Auswege kommen in Betracht:

- (i) Einführung hinreichend starker Dämpfung (durch Reibung oder Diffusion) zur Unterdrückung der Instabilität,
- (ii) Änderung der Bewegungsgleichungen mit dem Ziel, die Phasengeschwindigkeit in Äquatornähe zu verlangsamen.

Der erste Weg hat den starken Nachteil, daß auch stationäre Lösungen durch Dämpfung beeinflußt und verzerrt werden. Daher wurde der zweite Weg beschritten durch die Einführung eines Zeitpuffers, dessen Einzelheiten in I beschrieben sind. Wesentlich ist, daß stationäre Lösungen unverändert bleiben, nur die zeitliche Evolution wird verlangsamt. Wie später bei der Diskussion der Resultate noch ausgeführt wird, war bislang die Wirkung des Zeitpuffers quantitativ noch zu gering, und ein Rest von numerischer Instabilität war noch zu beobachten. Bislang wurde daher zusätzlich explizite Diffusion im Äquatorbereich berücksichtigt.

## 2.5 Numerische Verfahren

Die numerische Lösung des beschriebenen Systems wurde auf einem Gitter durchgeführt, welches 5 vertikale Stützstellen hat (75 m, 150 m, 300 m, 1000 m, 3000 m). Horizontaler Gitterabstand ist  $\Delta\lambda = 5^\circ$  und  $\Delta\theta = 5^\circ$

auf einem versetzten Gitter, so daß  $u, v, h$  einerseits und  $\psi, w, S, T, \rho, p$  andererseits auf verschiedenen Gitterpunkten definiert sind. Die Topographie  $h(\lambda, \theta)$  wurde soweit geglättet, daß sie auf einem  $5^\circ \times 5^\circ$ -Gitter noch gut darstellbar ist. Sie ist in Fig. 1 wiedergegeben, zusammen mit den charakteristischen Kurven  $f/h = \text{const.}$  Zeitschritt bei der Integration von Gleichung (3) ist  $\Delta t = 2$  Monate.

Bei der numerischen Behandlung der barotropen Vorticity-Gleichung (7) wurde darauf geachtet, daß deren Charakter als Gleichung von im wesentlichen 1. Ordnung erhalten bleibt. Das bedeutet, daß sich die Information längs der Charakteristiken  $f/h = \text{const.}$  ausbreitet, und zwar so gerichtet, daß größere Werte von  $f/h$  zur Rechten liegen. Da die Charakteristiken nicht stets durch Gitterpunkte verlaufen, ergibt sich die Notwendigkeit von Interpolation, wodurch eine numerische Reibung bedingt ist. Letztere führt dazu, daß sich die Gleichung am Rand wie eine Gleichung 2. Ordnung verhält, wodurch die Erfüllung der Randbedingung  $\psi = \text{const.}$  und die Existenz westlicher Randströme möglich wird, auch ohne daß (7) explizite Reibungsterme enthält.

Die prognostischen Gleichungen (3) wurden mit einer modifizierten sog. Upstream-Methode integriert. Dabei wird der advektive Charakter dieser Gleichungen soweit wie möglich gewahrt, indem Information grundsätzlich nur in Richtung der Strömungsgeschwindigkeit übertragen wird. Das Verfahren ist numerisch stabil auch für große Advektionsgeschwindigkeiten. Das Verfahren führt zu einer numerischen Diffusivität von der Größenordnung  $|u|\Delta x$  bzw.  $|w|\Delta z$ , die vorwiegend in Richtung der jeweiligen Strömungsrichtung wirksam ist.

Weitere Einzelheiten der numerischen Prozedur finden sich in I.

### 3. Ergebnisse einer Integration über 60 Jahre

Das oben beschriebene Zirkulationsmodell wurde für den Zeitraum von 60 Jahren integriert. Als Anfangsbedingungen wurden die Jahresmittelwerte der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung aus dem Atlas von Levitus (1982) genommen, ebenso wie die Oberflächenwerte  $T_0$ ,  $S_0$  für die Bestimmung der Flüsse gemäß (12). Die Windschubspannung  $\tau$  ist im wesentlichen identisch mit dem Jahresmittel der von Hellerman (1967) angegebenen Werte. Im folgenden werden einige der wesentlichen Ergebnisse dieser Integration diskutiert; weitere Einzelheiten sind in I wiedergegeben.

#### 3.1 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen

Die horizontale Struktur der Temperatur und des Salzgehalts in den 5 Schichten ist in Fig. 2 - 6 wiedergegeben, und zwar jeweils unter (a) die Anfangsverteilung und unter (b), (c) und (d) die Werte nach 5, 20 und 60 Jahren Integrationszeit. In der obersten Schicht (75 m, Fig. 2) bleiben die Verteilungen nahezu konstant. Wie bereits oben erwähnt, liegt dies an der Wahl des Parameters  $\alpha$  in der Randbedingung (12).

In der nächsten Schicht (150 m, Fig. 3) zeigt sich jedoch bereits eine deutliche Entwicklung der T-S-Verteilungen mit der Zeit. Im Bereich der westlichen Randströme verlaufen die Isothermen bereits nach 5 Jahren mehr oder weniger parallel zum Küstenverlauf, mit kaltem und salzarmem Wasser in Küstennähe. Dies Ergebnis ist physikalisch durchaus plausibel, da das Strömungssystem, welches bis auf den randnächsten Gitterpunkt überall geostrophisch ist, normalerweise mit starken Auftriebsgeschwindigkeiten in der Randgrenzschicht verknüpft ist. Allerdings ist die Breite dieser Grenzschicht in unserem Modell zu groß, eine Folge der mit 500 km sehr groben Auflösung des Modells.

In den Äquatorialgebieten sind die vom Modell berechneten Felder wesentlich glatter als die Anfangsverteilungen. Insbesondere verschwinden die zonalen Gradienten sowohl im Pazifik als auch im Atlantik fast völlig. Eine entgegengesetzte Tendenz zeigt sich im Bereich des antarktischen Zirkumpolarstroms: Während hier die Anfangsverteilungen glatt und vorwiegend zonal sind, haben die Modellverteilungen sehr viel mehr Struktur und zeigen deutliche Ähnlichkeit zur Topographie. Allerdings ist zu beachten, daß die Datenbasis im Antarktischen Ozean sehr unzureichend ist, so daß die Anfangsverteilungen nur wenig Aufschluß über die tatsächliche zonale Struktur der Felder geben.

Insgesamt gesehen bleibt festzuhalten, daß im 150 m-Niveau bereits nach 5 Jahren im wesentlichen ein Gleichgewichtszustand erreicht ist, der sich im folgenden kaum noch ändert. Ähnlich verhält es sich mit dem 300 m-Niveau (Fig. 4), welches hier nicht weiter betrachtet wird. In den tieferen Schichten (1000 m und 3000 m, Fig. 5 und 6) treten dagegen auch im Zeitraum von 20 - 60 Jahren noch erhebliche Änderungen auf, in Richtung auf eine allgemeine Erwärmung bei leichter Zunahme des Salzgehalts. Es ist daher zu vermuten, daß auch nach 60 Jahren in den tieferen Schichten noch kein Gleichgewichtszustand erreicht worden ist. Dieser Punkt wird weiter unten noch ausführlicher diskutiert werden.

Die horizontalen Verteilungen werden ergänzt durch Vertikalschnitte, welche die Entwicklung der thermohalinen Schichtung darstellen. Fig. 7 zeigt die Felder von T und S auf einem Vertikalschnitt parallel zum Mittelatlantischen Rücken für die verschiedenen Zeitpunkte. In Oberflächennähe ist bemerkenswert, daß die anfängliche Meridionalstruktur im äquatorialen Bereich, die Bestandteil des äquatorialen Strömungssystems ist, bereits nach 5 Jahren weitgehend verschwunden

ist, und nach 20 Jahren ist die Sprungschicht zwischen  $20^{\circ}$  S und  $20^{\circ}$  N praktisch horizontal. Es ist zu vermuten, daß ein zu großer Wert der expliziten lateralen Diffusion, die (neben dem Zeitbuffer) zur Vermeidung von Instabilitäten im Äquatorbereich benutzt wird, dies Ergebnis bewirkt, ebenso wie die schon oben erwähnte Verwischung der zonalen Strukturen. Die Vertikalstruktur der Sprungschicht (hinsichtlich Tiefe und Dicke) wird dagegen auch nach 60 Jahren vom Modell relativ gut reproduziert. Dies ist ein ermutigendes Ergebnis, wenn man bedenkt, daß die meisten numerischen Modelle bislang eine zu tiefe und zu diffuse Sprungschicht ergaben. Auch in höheren Breiten bleibt die Sprungschichtstruktur im allgemeinen gut erhalten, auch wenn sie z.B. im Südatlantik nach 60 Jahren etwas flacher als anfänglich ist.

Unterhalb 1000 m kann man deutlich ein Absinken der Isothermen mit der Zeit und damit eine allmähliche Erwärmung beobachten. Zugleich nimmt der Salzgehalt zu, und die Zunge des Antarktischen Zwischenwassers (Fig. 7c) läßt sich nach 20 Jahren nicht mehr identifizieren. Dies deutet darauf hin, daß in den subpolaren Regionen des Modells zu wenig Tiefenwasser durch Vertikalkonvektion gebildet wird. Der offensichtlich Grund dafür ist, daß zur Bestimmung des Oberflächenwärmeflusses gemäß (12) Jahresmittelwerte der Temperatur genommen worden sind, nicht dagegen die für die Konvektion entscheidenden Extremwerte im jeweiligen Winterhalbjahr. Die Berücksichtigung des Jahresgangs ist aber für alle Fragen der Tiefenzirkulation absolut unerlässlich.

Fig. 8 zeigt Zeitreihen der Temperatur bei  $1^{\circ}$  N auf dem oben diskutierten Schnitt in den verschiedenen Schichten. In den ersten Zeitschritten erfolgt zunächst eine sprunghafte Änderung der Temperatur, da die Anfangsdichte und die geostrophische Geschwindigkeit dynamisch nicht miteinander verträglich sind. In den oberen Schichten wird nach 2 - 5 Jahren der Gleichgewichtszustand erreicht, während in den tiefen Schichten nach Abklingen des Einschwingvorgangs eine nahezu lineare Temperaturzunahme erfolgt. Der Grund dafür ist oben bereits diskutiert worden. Wichtig

ist die Feststellung, daß zur Erreichung eines dynamischen Gleichgewichts im tiefen Ozean über einen sehr viel längeren Zeitraum als 60 Jahre integriert werden muß.

### 3.2 Verteilung der Geschwindigkeiten

Fig. 9 zeigt die Verteilung der horizontalen Geschwindigkeit in den 5 Schichten des Modells nach 60 Jahren. In der Oberflächenschicht (Fig. 9a) sind einige typische Strukturen des ozeanischen Strömungsfeldes zu finden. Dazu gehören die subtropischen Wirbel mit allerdings recht breiten westlichen Randströmen, und ein äquatoriales Stromsystem einschließlich eines Gegenstroms, der unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Der antarktische Zirkumpolarstrom erscheint stark von der Topographie dieser Region beeinflusst. In der nächsttieferen Schicht (Fig. 9b) treten keine großen Änderungen auf, sieht man einmal vom äquatorialen Bereich ab. Hier zeigt sich vor allem im 300 m-Niveau (Fig. 9c) sowohl im Atlantik als auch im Pazifik ein starker und vergleichsweise breiter "Unterstrom", der sich im Pazifik sogar bis zu 1000 m Tiefe erstreckt. Hieran zeigt sich erneut die Notwendigkeit, ein separates Modell der äquatorialen Region zu entwickeln, da das vorliegende Modell eine befriedigende Modellierung dieser Region prinzipiell nicht leisten kann.

In Fig. 10 ist die Vertikalgeschwindigkeit in den verschiedenen Schichten am Ende des Integrationszeitraums dargestellt. Im Vergleich zu den T-S-Verteilungen sieht man erheblich mehr kleinräumige Strukturen, was nicht überraschend ist, da die Vertikalgeschwindigkeit über 2 horizontale Differentiationsprozesse an die Dichte gekoppelt ist und damit eine in vieler Hinsicht äußerst empfindliche Variable darstellt, deren korrekte Berechnung eine traditionelle Schwierigkeit ozeanischer Zirkulationsmodelle darstellt. In der obersten Schicht ist die Vertikalgeschwindigkeit im wesentlichen vom Windfeld beeinflusst (Ekman-pumping), sie ist negativ (nach unten gerichtet) über den subtropischen Wirbeln, und positiv (Auftrieb) in den äquatorialen und subpolaren Gebieten. Typische

Werte sind von der Größenordnung  $10^{-5}$  cm/s. Unterhalb der Hauptsprungschicht (625 m, Fig. 10c) ergeben sich positive Werte unter großen Teilen der subtropischen Wirbel. In der tiefsten Schicht (2000 m, Fig. 10d) besteht Aufwärtsbewegung im westlichen und Abwärtsbewegung im östlichen Teil der meisten Ozeanbecken, ein Ergebnis, dessen physikalische Bedeutung bislang nicht voll verstanden ist.

#### 4. Simulation von Tracern

Um die Konsistenz des Strömungsmodells zu testen, wurden mit dem simulierten Geschwindigkeitsfeld Experimente zur Ausbreitung von passiven Stoffen (Tracern) gemacht und die Ergebnisse mit Beobachtungen verglichen. Wir berichten hier von Tritiumsimulationen; Ergebnisse von Simulation des radioaktiven Kohlenstoffs sind in I diskutiert.

Die nuklearen Bombentests in den 1950er und frühen 1960er Jahren haben große Mengen Tritium in das Atmosphäre-Ozean-System injiziert. Es wurde hauptsächlich in den Jahren 1963-64 in die Atmosphäre der nördlichen Hemisphäre entladen und von dort durch Regenfall und Wasserdampfaustausch in die obere Schicht des Ozeans gebracht. Die Ausbreitung im oberen Ozean in den folgenden Jahren ist durch Messungen sehr gut dokumentiert, insbesondere durch die GEOSECS-Messungen in den Jahren 1972-74. Tritium ist daher ein geeigneter Tracer, um den Austausch von Wassermassen zwischen der oberen durchmischten Schicht und der darunterliegenden Thermokline zu studieren.

Der Transport von Tritium ist beschrieben durch die Advektionsgleichung

$$\partial_t C + \underline{u} \cdot \nabla C + w C_z = -\lambda C + q \quad (14)$$

wobei  $C$  die lokale Tritiumkonzentration ist und  $\lambda^{-1} = 12.4$  Jahre die Zeitskala des radioaktiven Zerfalls darstellt. Der Quellterm  $q$  besteht aus dem atmosphärischen Input  $q_{in}$  in die oberste Schicht und der konvektiven Transportdivergenz  $q_c$ . Der Input  $q_{in}$  ist gegeben durch die Arbeit von Weiss und Roether (1980), in der die Injektion von Tritium in den Ozean durch Regenfall, Wasserdampfaustausch, Flußzufuhr und Luftmassentransport von den Kontinenten untersucht worden ist. Das zeitliche und räumliche Verhalten des Tritiumaustausches zwischen Atmosphäre und Ozean ist in Fig. 11 dargestellt. Der konvektive Term  $q_c$  berücksichtigt die vertikale Durchmischung der Wassersäule durch die Winterkonvektion, die in diesem

Modell explizit in Anlehnung an Konvektionstiefen in dem Atlas von Robinson u.a. (1979) vorgegeben wurde: nördlich von  $70^{\circ}$  N wurde bis 2000 m durchmischt, zwischen  $50^{\circ}$  N und  $70^{\circ}$  N bis 650 m und zwischen  $40^{\circ}$  N und  $50^{\circ}$  N bis 225 m. Diese Werte treffen grob für den Nordatlantik zu. Es wurden Simulationen ohne Konvektion und mit Konvektion gemacht, wobei im letzteren Fall die oben angegebenen Konvektionstiefen auf den Pazifik und die Südhemisphäre übertragen wurden. Außer dem advektiven und gegebenenfalls konvektiven Transport enthalten die Simulationen auch einen diffusiven Transportanteil, der aber allein durch die numerische Formulierung der Transportgleichung bedingt ist. Die vertikale Diffusivität des numerischen Schemas ist in den oberen Schichten ca.  $10^{-4}$   $\text{m}^2/\text{sec}$ .

Zur numerischen Lösung von (14) wurde ein implizites Upstream-Schema verwandt. Der Zeitschritt betrug 1 Jahr. In den konvektiven Simulationen wurde nach jedem Zeitschritt die Durchmischungsprozedur durchgeführt. Die Gleichung wurde bis 1972 integriert mit der Anfangsbedingung  $C = 0$  zur Zeit 1952. Einige Ergebnisse werden im folgenden vorgestellt, für weitere Details möchten wir auf I verweisen.

Die Winterkonvektion spielt im Pazifik nur eine sehr unbedeutende Rolle. Daher wird für den Pazifik die konvektionslose Simulation herangezogen. Die simulierten Tritiumwerte an der Oberfläche (Fig. 12a) zeigen einen allgemeinen Abfall von Norden nach Süden als Folge der größeren Inputrate in der nördlichen Hemisphäre. Die höheren Konzentrationen sind im östlichen Nordpazifik zu finden. Der starke meridionale Abfall nördlich des Äquators ist offensichtlich verursacht durch den Nordäquatorialstrom, der durch seine Westströmung die Ausbreitung nach Süden beeinträchtigt. Diese Strukturen, wie auch die Größe der Konzentration, stimmen in den wesentlichen Zügen mit den Beobachtungen der Oberflächenkonzentration überein (Fig. 12b). Der Nord-Süd-Schnitt Fig. 13a durch den Pazifik zeigt, daß der größte Teil des Tritiums auf die oberen 1000 m beschränkt ist. Auch dies hält einen Vergleich mit den Daten stand (Fig. 13b). Die Simulation reproduziert sogar ansatzweise das Konzentrationsmaximum unterhalb des starken Oberflächengradienten im Bereich des Nordäquatorialstroms.

Der GEOSECS-Schnitt Fig. 14c spiegelt den drastischen Unterschied in der Eindringtiefe zwischen Pazifik und Atlantik wieder. Die Isolinien im Nordatlantik deuten ein effektives Absinken der Wassermassen an, die in der Norwegischen und der Irminger-See gebildet werden und über die Dänemark Straße in den tiefen Ozean fließen. Dieses Phänomen ist im Nordpazifik nicht zu finden. Das Model reproduziert die Struktur in beiden Simulationen; der Konvektionslauf (Fig. 14b) gibt allerdings die vertikale Struktur in höheren Breiten besser wieder. Ohne explizite Konvektion (Fig. 14a) erscheinen zu große vertikale Gradienten in höheren Breiten; der vertikale Transport ist zu gering, wie schon von Sarmiento (1982) berichtet wurde. In niedrigen Breiten allerdings ist die Eindringtiefe zu groß. Fast überall sind die Oberflächenkonzentrationen im Vergleich zu den Daten zu hoch. Diese Eigenschaften sind auch in den horizontalen Verteilungen zu finden, die auszugsweise in Fig. 15 und 16 gezeigt werden. Während die tiefen Schichten unterhalb von 300 m (Fig. 16) ungefähr mit den Beobachtungen übereinstimmen, sind die Oberflächenkonzentrationen (Fig. 15) im allgemeinen zu hoch, insbesondere vor der europäischen Küste. Eine weitere Diskrepanz zeigt sich vor dem Nordamerikanischen Festland, wo die Isolinien in der Simulation parallel zur Küste laufen, wie in den entsprechenden Karten der Temperatur. Da der westliche Randstrom im Modell zu schwach ist, um effektiv Wasser mit niedrigen Konzentrationen von Süden heranzuführen, vermuten wir, daß dieser Effekt durch zu starkes Aufquellen von tritiumarmem Wasser an der Berandung verursacht wird.



## 5. Zusammenfassung

Das hier beschriebene numerische Modell der ozeanischen Zirkulation beruht auf den klassischen Vorstellungen der Ausbreitung von Wassermassen, welche der Advektion durch ein rein geostrophisches Strömungsfeld unterliegen und dabei ihre charakteristischen Eigenschaften bewahren. Abweichungen vom advektiv-geostrophischen Zustand treten nur in Grenzschichten auf. In der durchmischten Deckschicht erfolgt der mechanische und thermohaline Antrieb der Zirkulation, und in lateralen Grenzschichten, insbesondere in den Freistrahlsregionen und am Äquator, spielen turbulente Reibung und Diffusion sowie Impulsadvektion eine entscheidende Rolle. Sieht man von den quasigeostrophischen Modellen (z.B. Holland, 1978) ab, welche hauptsächlich zur Untersuchung der lokalen Wirbeldynamik geeignet sind, so ist das vorliegende Zirkulationsmodell das erste und bislang einzige seiner Gattung, welches nicht auf den primitiven Gleichungen beruht.

Gegenüber den herkömmlichen Modellen (z.B. Bryan und Lewis, 1979) ergeben sich dadurch zwei Vorteile. Zum einen ist das hier entwickelte Modell wesentlich ökonomischer. Bei gleicher räumlicher Auflösung ist der Rechenaufwand im wesentlichen proportional zum Zeitschritt bei der numerischen Integration, so daß sich rechnerisch ein Verhältnis (2 Monate/2 Tage)  $\approx 30$  ergibt. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die Einzelheiten des Integrationsverfahrens dies Verhältnis noch verändern können, wodurch bei vorsichtiger Abschätzung ein Faktor 15 als realistisch erscheint. Zum anderen ist unser Modell konzeptuell einfacher, da es nur eine Untermenge der durch die primitiven Gleichungen beschriebenen physikalischen Prozesse enthält. Dadurch sind die zugrundeliegenden physikalischen Vorstellungen direkt und unverfälscht realisiert, und die Interpretation der Ergebnisse wird sehr erleichtert. Allerdings besteht in unserem Modell eine größere Notwendigkeit zur separaten Darstellung der Grenzschichten, deren Physik auch in den primitiven Gleichungen enthalten ist, sofern räumliche Auflösung sowie die Parametrisierung der turbulenten Transporte in geeigneter Weise gewählt werden.

Die in den beiden voraufgegangenen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse demonstrieren, daß unser Modell die wesentlichen Strukturen von Massen- und Strömungsfeld qualitativ richtig wiedergibt. Ein Vergleich mit den Ergebnissen herkömmlicher Zirkulationsmodelle ist nur mit Einschränkungen möglich, da entweder die Rahmenbedingungen - atmosphärischer Antrieb, Integrationszeitraum, räumliche Auflösung - zu verschieden sind oder, wie z.B. bei Bryan und Lewis (1979), nur gewisse integrale Parameter angegeben werden. Die Horizontalzirkulation ist in allen Modellen gewöhnlich recht ähnlich, mit Ausnahme des äquatorialen Bereichs, wo sich die unterschiedliche Behandlung subskaliger Prozesse bemerkbar macht. Die Vertikalzirkulation in unserem Modell zeigt mehr horizontale Strukturen und eine stärkere Konzentration auf die Randgebiete (vgl. z.B. Bryan et al., 1975). Ebenso ist in unserem Modell die Hauptsprungschicht in niederen Breiten schärfer und weniger tief. Daraus ergibt sich, daß unser Modell effektiv weniger von Diffusion und Reibung geprägt ist als herkömmliche Modelle. Insgesamt gesehen sind die Unterschiede jedoch gering, was auch zu erwarten war, da beide Modelltypen auf den gleichen physikalischen Grundannahmen beruhen.

Die noch vorhandenen Schwierigkeiten sind vorwiegend auf die unzureichende (und vorläufige) Modellierung von drei Grenzschichtregionen zurückzuführen: (1) Westlicher Randstrom, (2) Deckschicht, (3) Äquator.

Die lineare, von Reibung dominierte Dynamik des westlichen Randstroms im gegenwärtigen Modell hat in Verbindung mit dem großen Gitterabstand zur Folge, daß die Randströme insgesamt zu breit und zu schwach modelliert werden. Dadurch wird der Bereich an der westlichen Flanke der Randströme, in dem kaltes (und salzarmes) Wasser an die Oberfläche kommt, stark vergrößert, und die T-S-Verteilungen entsprechend geändert. Dadurch wird auch der Beitrag des Randstromes zum totalen meridionalen Wärmefluß stark verringert, so daß letzterer z.B. im Atlantik nördlich von  $30^{\circ}$  N äquatorwärts gerichtet ist. Ein genaueres Modell der Randstromregionen ist somit unerlässlich für klimatologische Anwendungen des Modells. Eine wesentliche Verbesserung würde bereits durch erhöhte räumliche Auflösung zu erreichen sein.

Die richtige Darstellung der Konvektion in der Deckschicht ist entscheidend um den Massenaufbau im tiefen Ozean zu verstehen. Im vorliegenden Lauf ist die Konvektion ganz unzureichend wiedergegeben, weil die Jahresmittel von Oberflächentemperatur und -salzgehalt in der Randbedingung benutzt worden sind. Berücksichtigung des mittleren Jahresgangs wird hier eine erhebliche Verbesserung bringen. Jedoch bleibt ein spezielles Deckschichtmodell unbedingt erforderlich, da die bislang benutzte Prozedur des "convective adjustment" bei der geringen Vertikalauflösung von fünf Schichten sehr ungenau ist. We der kleinen räumlichen Skala von Konvektionsvorgängen (~ 20 - 50 km) ist dabei eine geeignete Berücksichtigung der räumlichen Variabilität wünschenswert.

Schließlich ergibt sich auch für die Äquatorregion die Notwendigkeit eines speziellen Modells, wenn die Strömungsfelder in diesem Bereich realistisch simuliert werden sollen. Allerdings ist weniger klar, ob bzw. in welchem Umfang eine unzureichende Behandlung der Äquatorregion Auswirkung auf andere Bereiche des Ozeanmodells hat. Daher hat die Modellierung dieser Region eine geringere Priorität als das Randstrom- und das Deckschichtmodell.

Trotz dieser noch vorhandenen Probleme läßt sich das Modell auch in seiner vorliegenden Form bereits für verschiedene Anwendungen einsetzen. Wie am Beispiel des Tritiums gezeigt, läßt sich die Ausbreitung von Tracern durchaus erfolgreich simulieren, insbesondere soweit diese auf die obersten Schichten des Ozeans beschränkt bleiben. So ist ein Experiment zur CO<sub>2</sub>-Speicherung, welches auf der Advektionsgleichung entsprechend (3) einschließlich einer vereinfachten Darstellung der Kohlenstoffchemie beruht, in Vorbereitung. Daneben sind auch zwei Studien zur Reaktion des Ozeans auf eine Änderung der Randbedingungen an der Oberfläche in Vorbereitung.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß sich das Konzept unseres Zirkulationsmodells bislang voll bewährt hat. Nach dem Einbau der erwähnten regionalen Modelle hoffen wir, damit ein Instrument zu besitzen, mit dessen Hilfe zahlreiche für Klimaänderungen wichtige Fragestellungen untersuchen zu können.

### Literaturverzeichnis

- Bryan, K., A numerical investigation of a non-linear model of a wind-driven ocean. *J.Atmos.Sci.*, 20, 594-606, 1963.
- Bryan, K., S. Manabe, and R.C. Pacanowski, A global ocean-atmosphere climate model. Part II: The oceanic circulation, *J.Phys. Oceanogr.* 5, 30-46, 1975.
- Bryan, K., and L.J. Lewis, A water mass model of the world ocean. *J.Geophys. Res.*, 84, 2503-2517, 1979.
- Hannoschöck, G., On signal recognition in atmospheric response studies. Ph.D. thesis, University of Hamburg, 1983.
- Hasselmann, K., An ocean model for climate variability studies. *Prog. Oceanogr.*, 11, 69-92, 1982.
- Hellerman, S., An updated estimate of the wind stress on the world ocean. *Mon.Weather Rev.*, 95, 606-626, 1967.
- Holland, W.R., Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. *Geophys.Fluid Dyn.*, 4, 187-210, 1973.
- Holland, W.R., The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean-numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J.Phys.Oceanogr.*, 8, 363-392, 1978.
- Kruse, H., A statistical-dynamical low-order spectral model for tropospheric flows. Ph.D. thesis, University of Hamburg, 1983.
- Lemke, P., et al., 1982. (in preparation).
- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean. GFDL, Princeton, 1982 (in press).
- Maier-Reimer, E., D. Olbers, J. Willebrand, and K. Hasselmann, An ocean circulation model for climate variability studies. Internal Status Report, 1982.
- Olbers, D.J., J. Willebrand, and M. Wenzel, The inference of ocean circulation parameters from climatological hydrographic data, 1983. (in preparation).
- Robinson, M., R.A. Bauer, and E.H. Schroeder, Atlas of the North Atlantic-Indian Ocean monthly mean temperatures and mean salinities of the surface layer. *Naval Oceanogr.Off.*, Ref. Pub. 18, Washington, D.C., 243 pp., 1979.
- Sarmiento, J.L., A three-dimensional simulation of tritium distribution in the Atlantic ocean, 1982 (in preparation).
- Weiss, W., and W. Roether, The rates of tritium input to the world oceans. *Earth and Planetary Sci. Letters*, 49, 435-446, 1980. u

Abbildungen

- Fig. 1 Konturen der Topographie  $h$  (oben) und der charakteristischen Kurven  $f/h$  der barotropen Vorticitybilanz.
- Fig. 2a Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: Anfangsverteilung.
- Fig. 2b Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 5 Jahren.
- Fig. 2c Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 20 Jahren.
- Fig. 2d Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 60 Jahren.
- Fig. 3a Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: Anfangsverteilung.
- Fig. 3b Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 5 Jahren.
- Fig. 3c Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 20 Jahren.
- Fig. 3d Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 60 Jahren.
- Fig. 4a Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: Anfangsverteilung.
- Fig. 4b Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 5 Jahren.
- Fig. 4c Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 20 Jahren.
- Fig. 4d Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 60 Jahren.
- Fig. 5a Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: Anfangsverteilung.
- Fig. 5b Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 5 Jahren.
- Fig. 5c Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 20 Jahren.
- Fig. 5d Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 60 Jahren.

- Fig. 6a Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: Anfangsverteilung.
- Fig. 6b Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 5 Jahren.
- Fig. 6c Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 20 Jahren.
- Fig. 6d Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 60 Jahren.
- Fig. 7a Nord-Süd-Schnitt der Temperatur durch den Atlantik: Anfangsverteilung und Verteilung nach 5 Jahren.
- Fig. 7b Nord-Süd-Schnitt der Temperatur durch den Atlantik: Verteilung nach 20 Jahren und nach 60 Jahren.
- Fig. 7c Nord-Süd-Schnitt des Salzgehaltes durch den Atlantik: Anfangsverteilung und Verteilung nach 5 Jahren.
- Fig. 7d Nord-Süd-Schnitt des Salzgehaltes durch den Atlantik: Verteilung nach 20 Jahren und nach 60 Jahren.
- Fig. 8 Zeitreihen der Temperatur bei  $1^{\circ}\text{N}$  im Atlantik.
- Fig. 9a Horizontale Geschwindigkeit in 75 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 9b Horizontale Geschwindigkeit in 150 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 9c Horizontale Geschwindigkeit in 300 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 9d Horizontale Geschwindigkeit in 1000 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 9e Horizontale Geschwindigkeit in 3000 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 10a Vertikale Geschwindigkeit in 112 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 10b Vertikale Geschwindigkeit in 225 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 10c Vertikale Geschwindigkeit in 650 m Tiefe nach 60 Jahren.
- Fig. 10d Vertikale Geschwindigkeit in 2000 m Tiefe nach 60 Jahren.

- Fig. 11a Tritiumgehalt im Regen bei  $50^{\circ}\text{N}$  (von Weiss u.a., 1980).  
zur Veranschaulichung der zeitlichen Variation des Inputs.
- Fig. 11b Gesamtinput von Tritium in den Ozean bis 1972, aufgeteilt  
nach den Beiträgen von Austausch über dem offenen Ozean,  
Flußabfuhr und Wasserdampftransport von den Kontinenten.
- Fig. 12a Oberflächenkonzentration von Tritium im Pazifik, simuliert  
durch das konvektionslose Modell.
- Fig. 12b Beobachtete Tritiumkonzentration an der Oberfläche im Pazifik.
- Fig. 13a Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Pazifik (konvektions-  
loses Modell).
- Fig. 13b Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den westlichen (oben) und  
östlichen Pazifik (unten).
- Fig. 14a Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Atlantik (konvektions-  
loses Modell).
- Fig. 14b Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Atlantik (Modell mit  
expliziter Konvektion).
- Fig. 14c Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den westlichen Atlantik von  
GEOSECS.
- Fig. 15a Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (konvekti-  
loses Modell).
- Fig. 15b Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (Modell  
mit Konvektion).
- Fig. 15c Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (Beobachtungen).

- Fig. 16a Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (konvektionsloses Modell).
- Fig. 16b Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (Modell mit Konvektion).
- Fig. 16c Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (Beobachtungen).

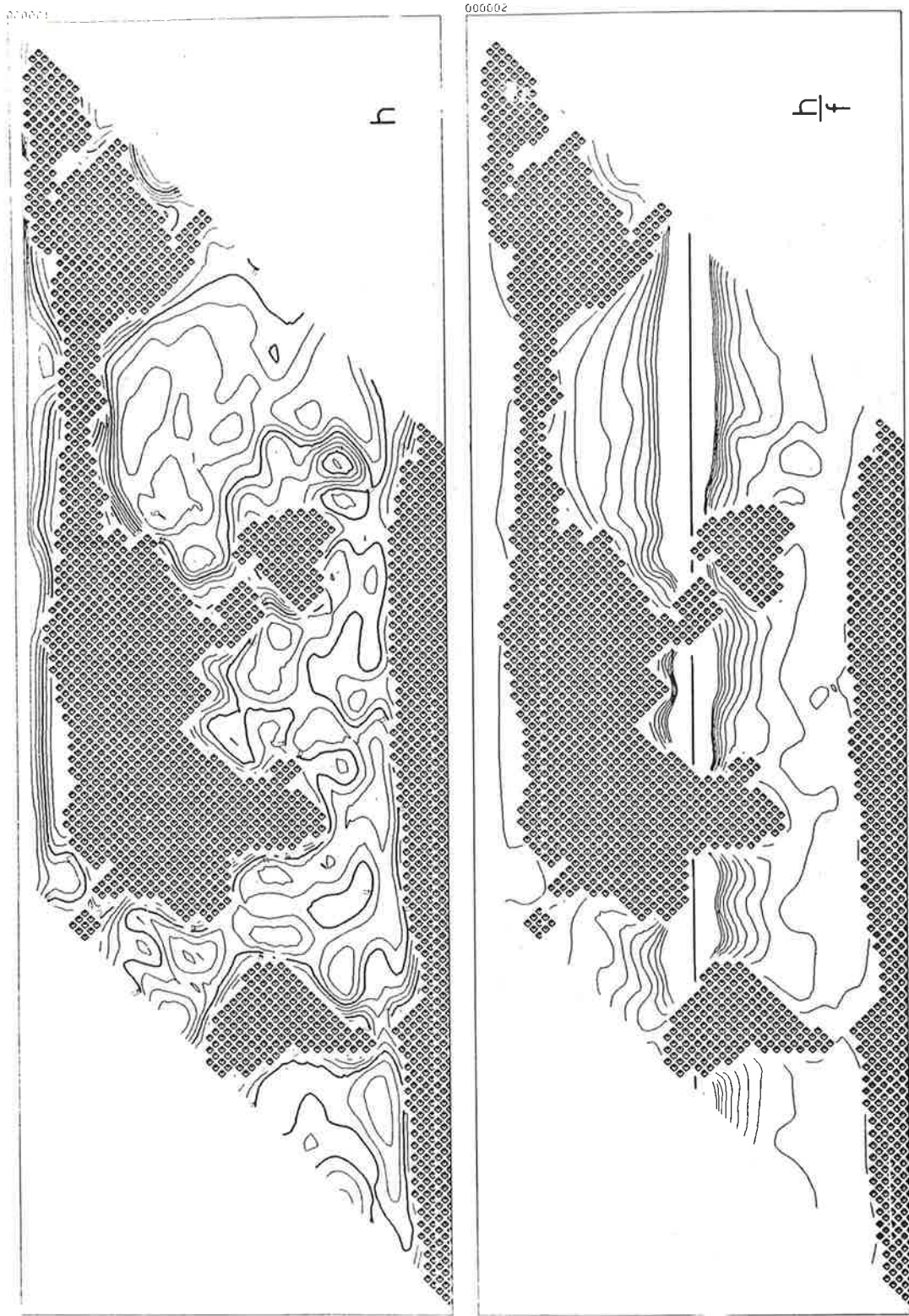


Fig. 1 Konturen der Topographie  $h$  (oben) und der charakteristischen Kurven  $f/h$  der barotropen Vorticitybilanz.



Fig. 2a Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: Anfangsverteilung.

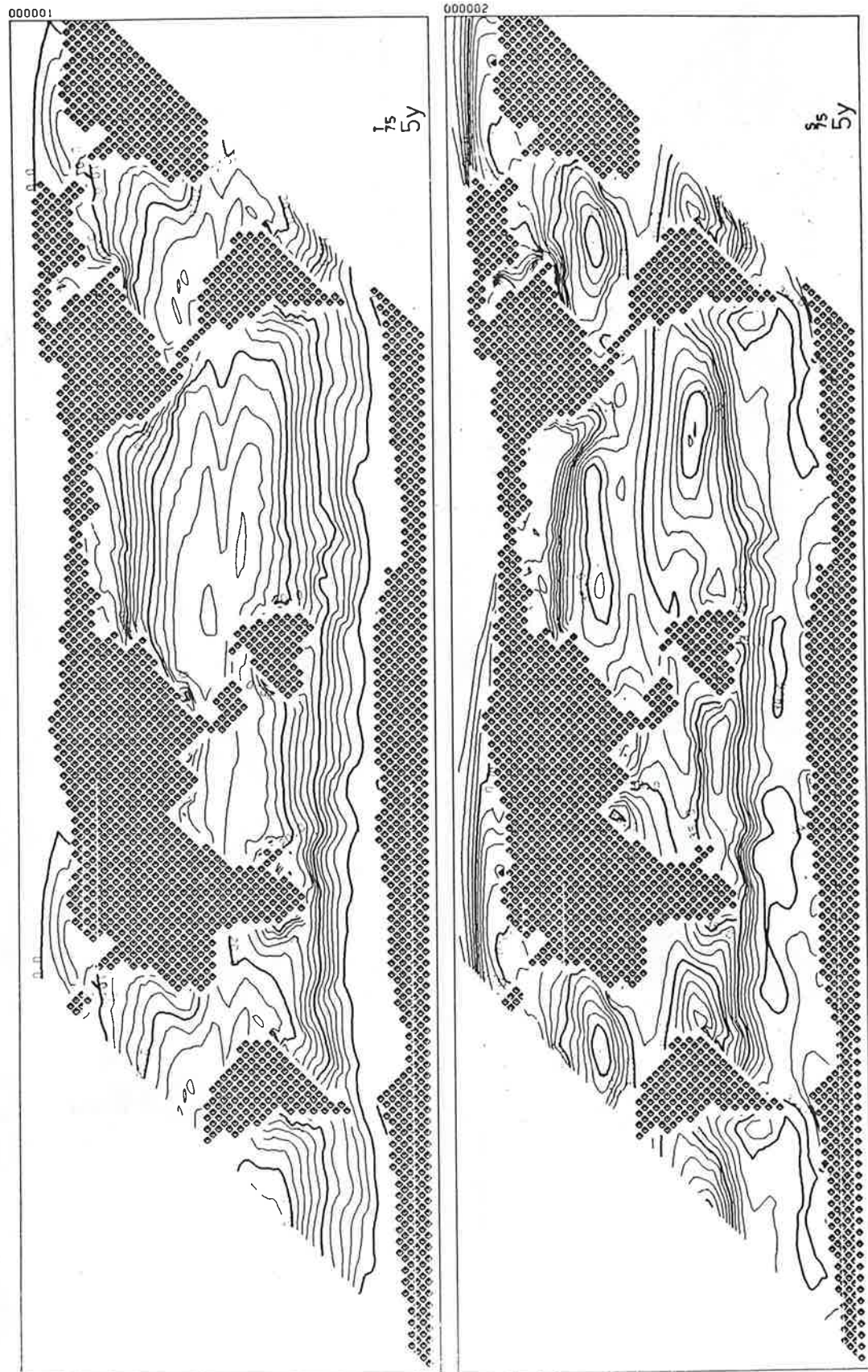


Fig. 2b Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 5 Jahren.



Fig. 2c Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 20 Jahren.

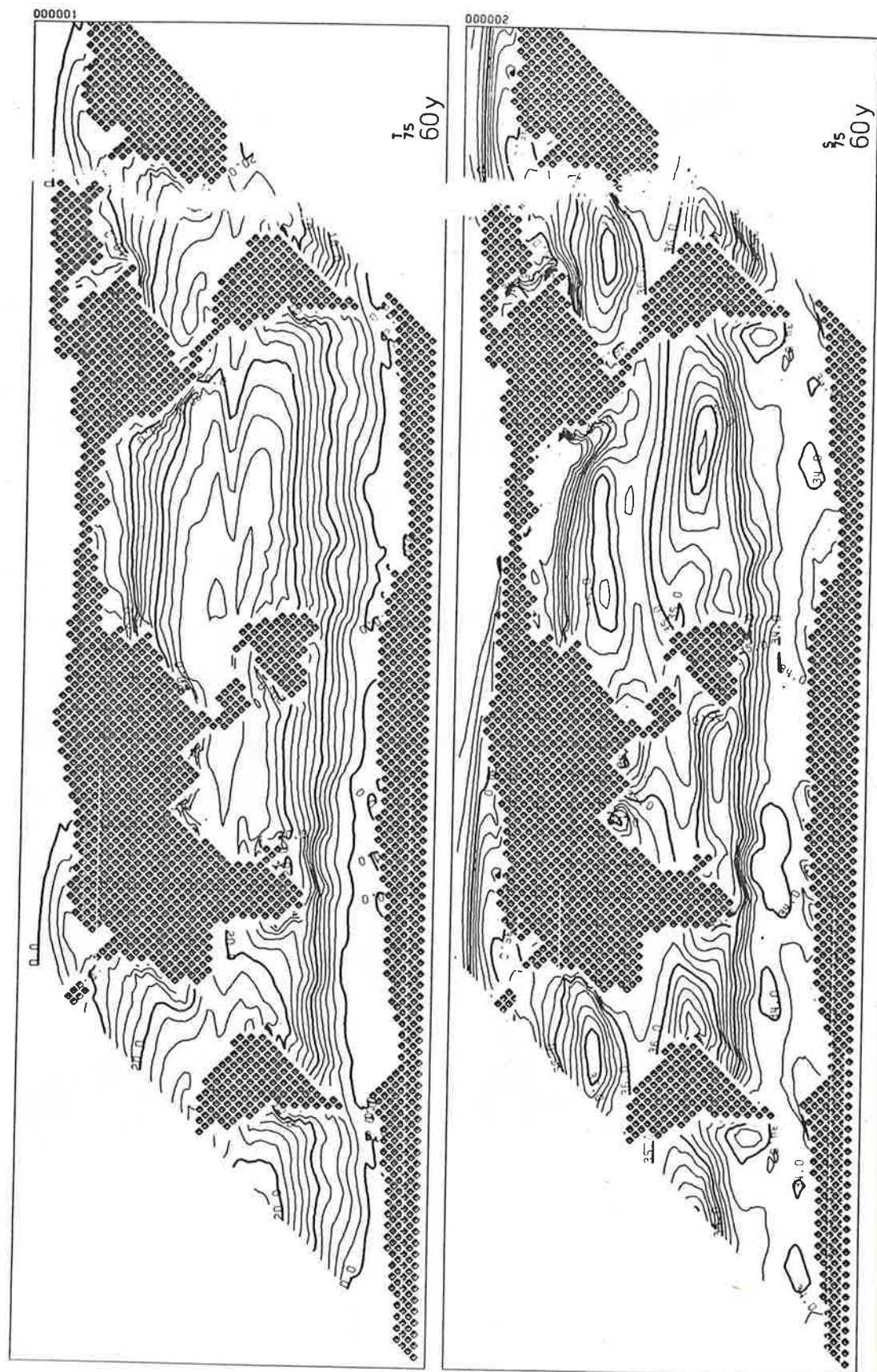


Fig. 2d Temperatur und Salzgehalt in 75 m Tiefe: nach 60 Jahren.

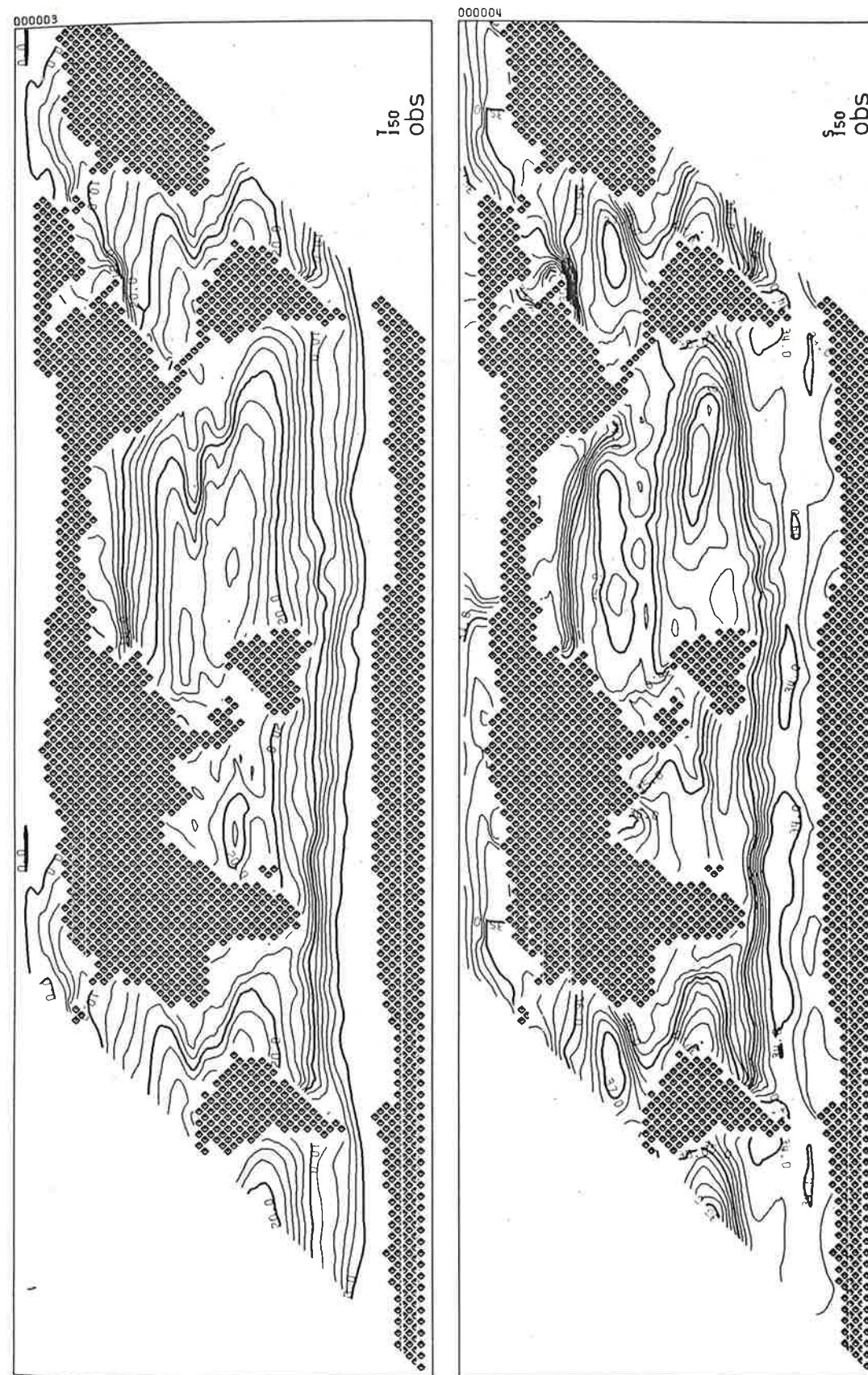


Fig. 3a Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: Anfangsverteilung.



Fig. 3b Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 5 Jahren.

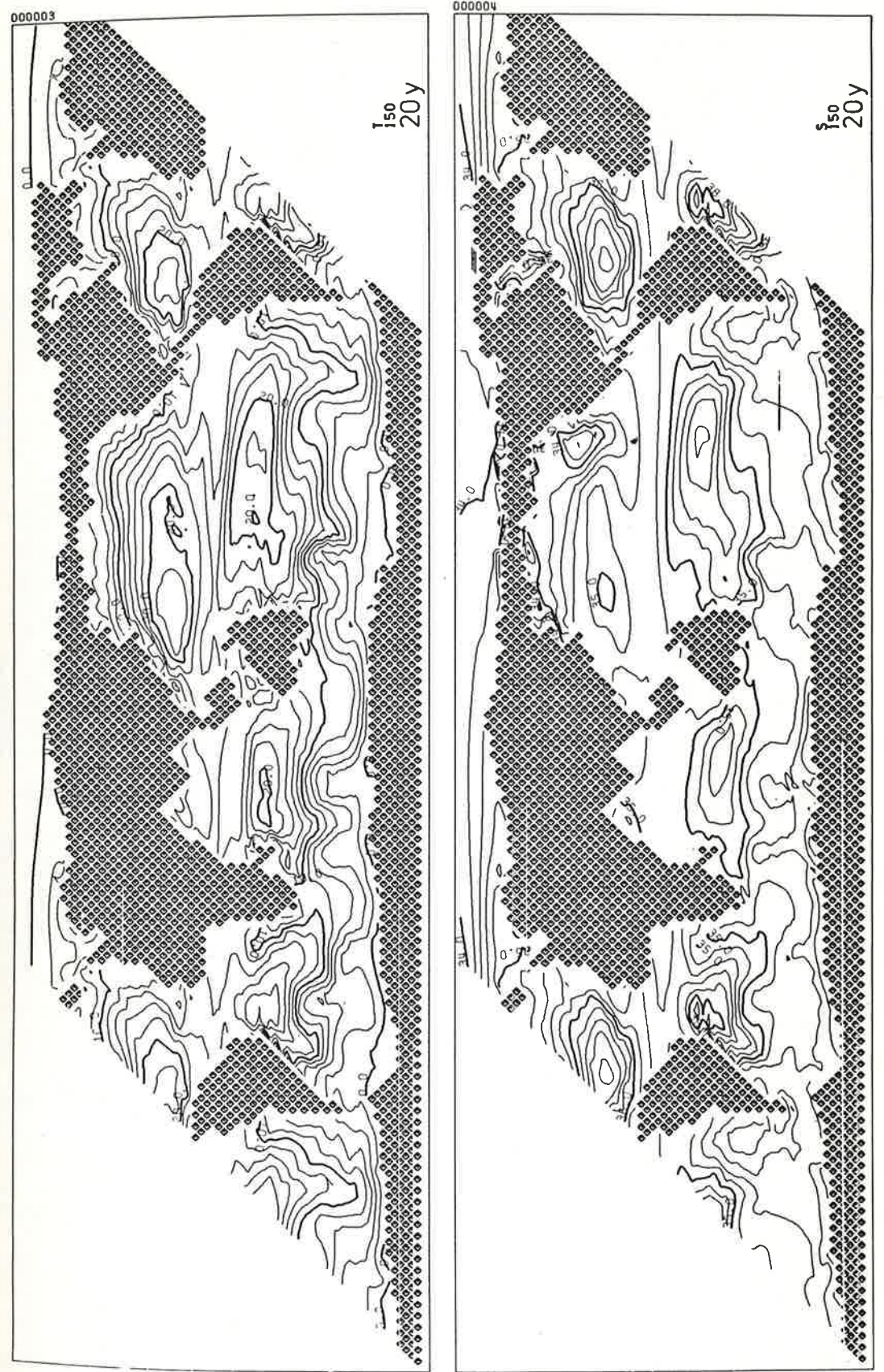


Fig. 3c Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 20 Jahren.



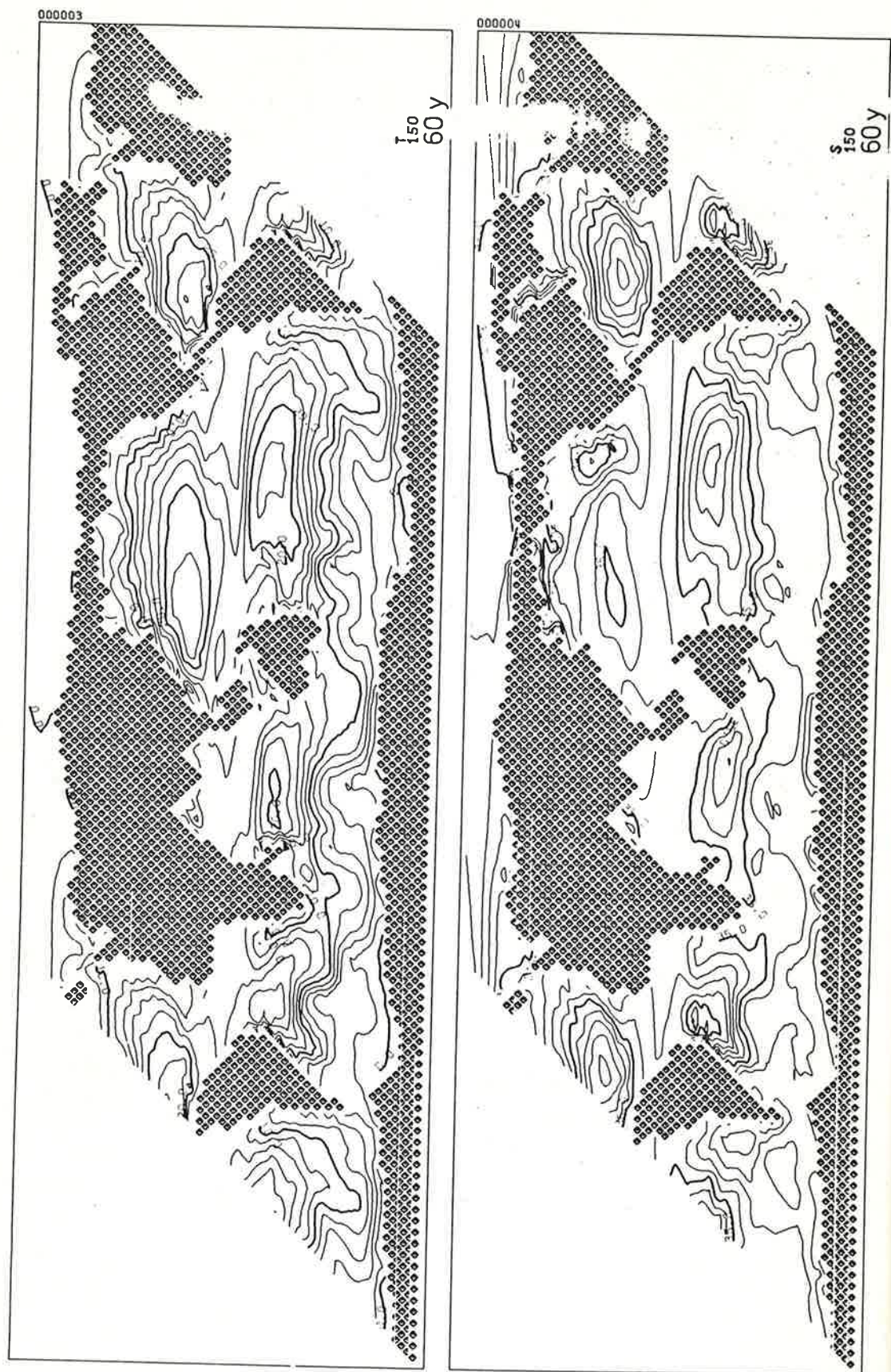


Fig. 3d Temperatur und Salzgehalt in 150 m Tiefe: nach 60 Jahren.

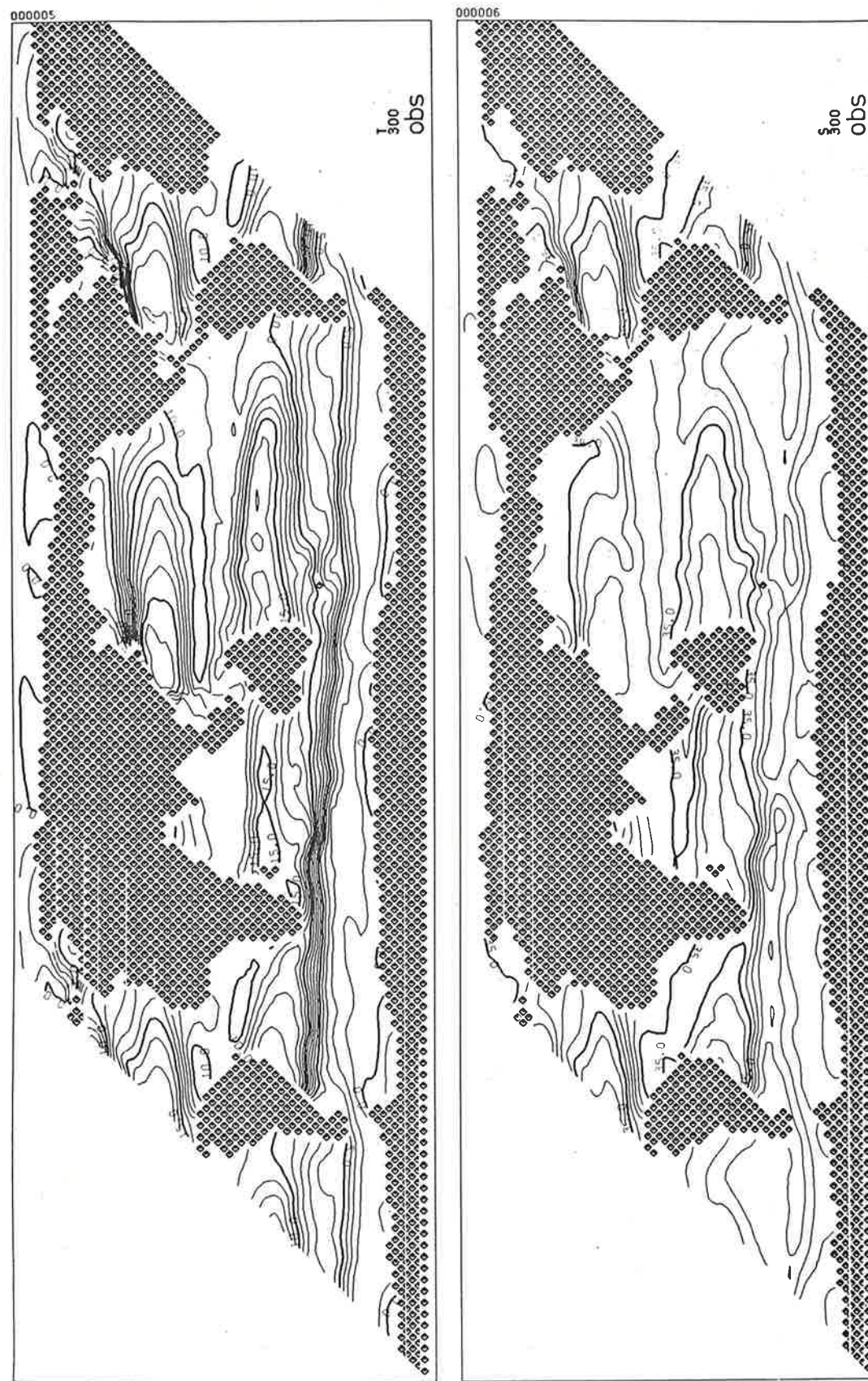


Fig. 4a Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: Anfangsverteilung.



Fig. 4b Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 5 Jahren.



Fig. 4c Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 20 Jahren.

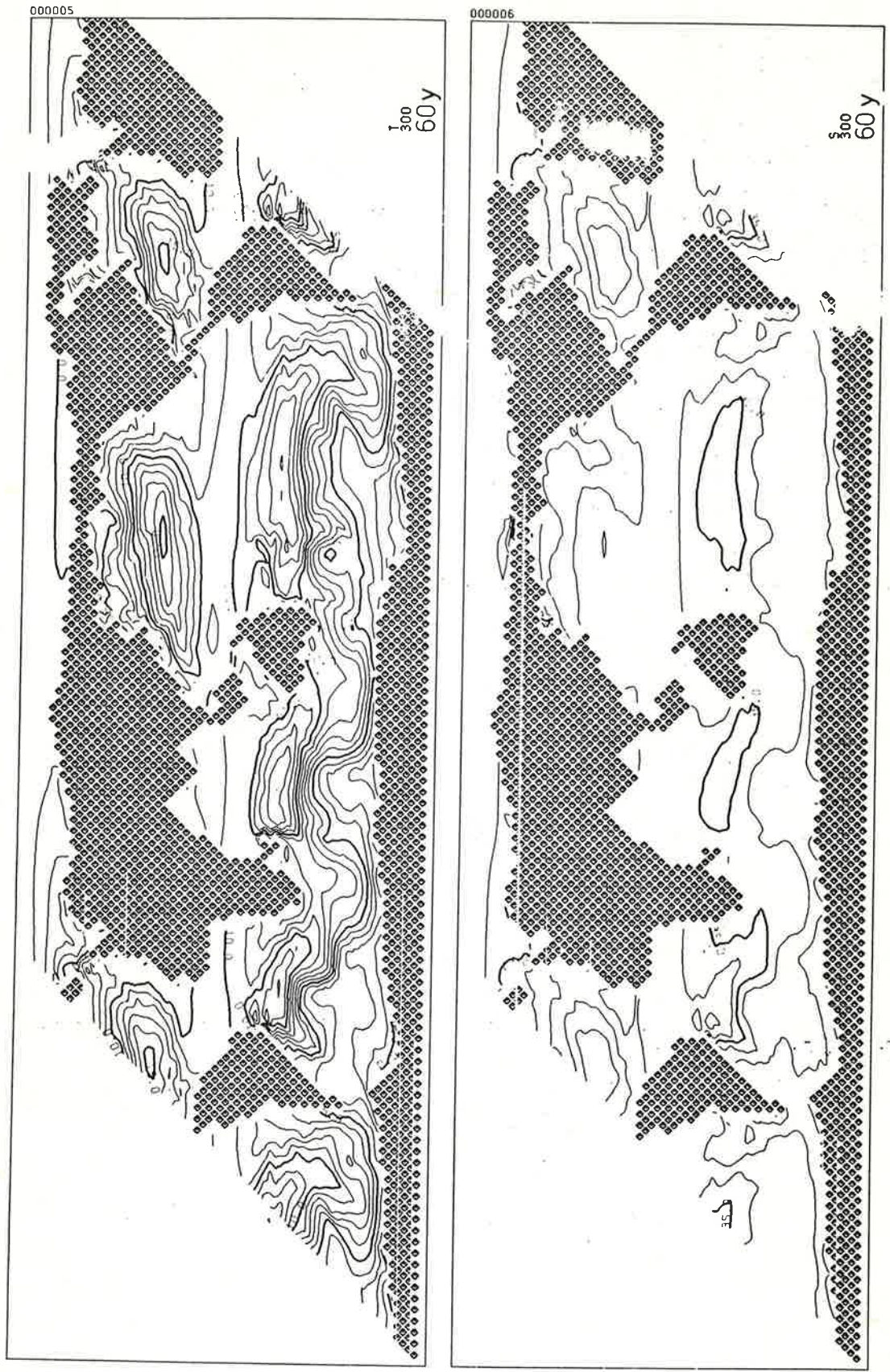


Fig. 4d Temperatur und Salzgehalt in 300 m Tiefe: nach 60 Jahren.

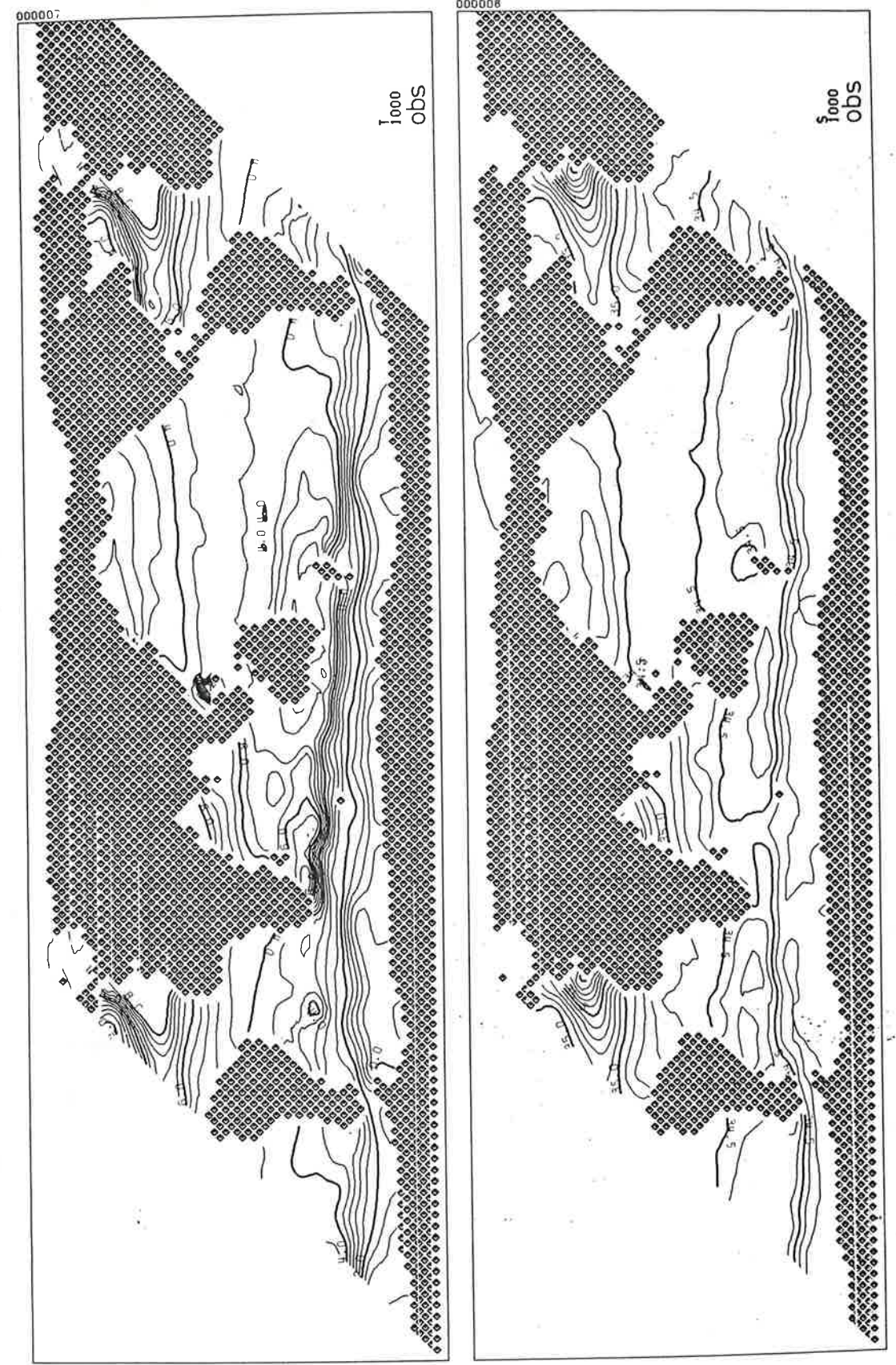


Fig. 5a Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: Anfangsverteilung.

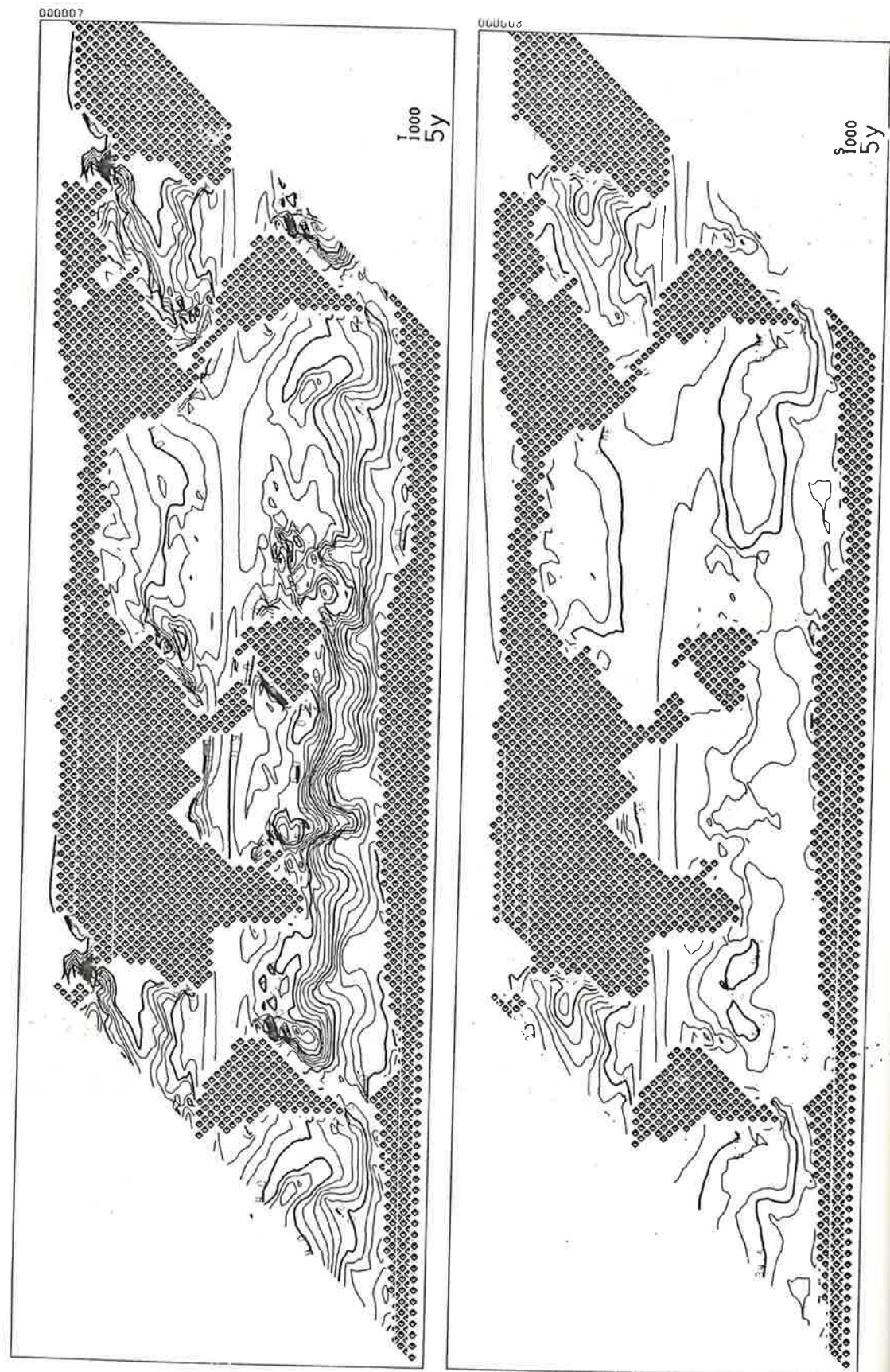


Fig. 5b Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 5 Jahren.

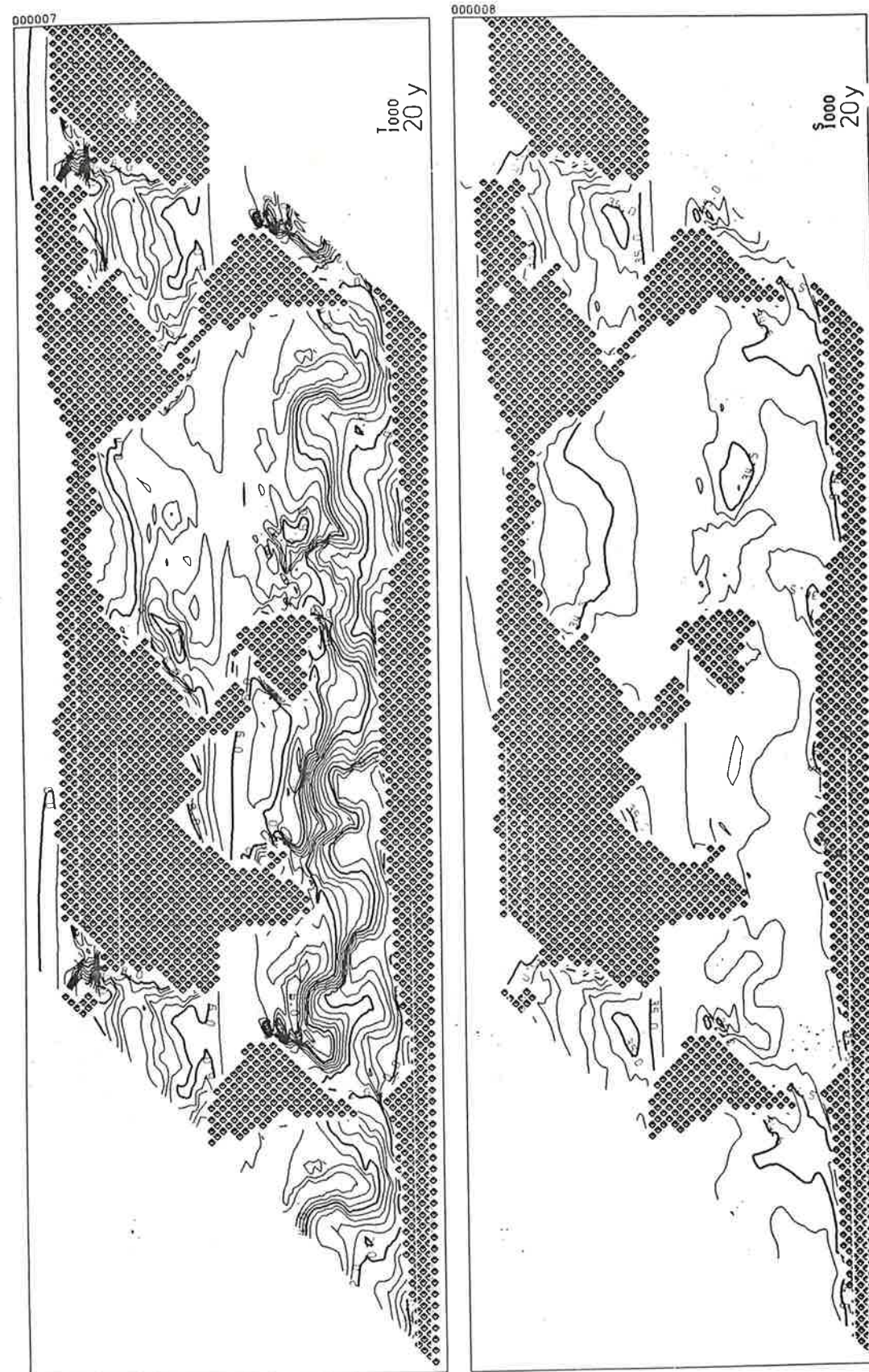


Fig. 5c Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 20 Jahren.

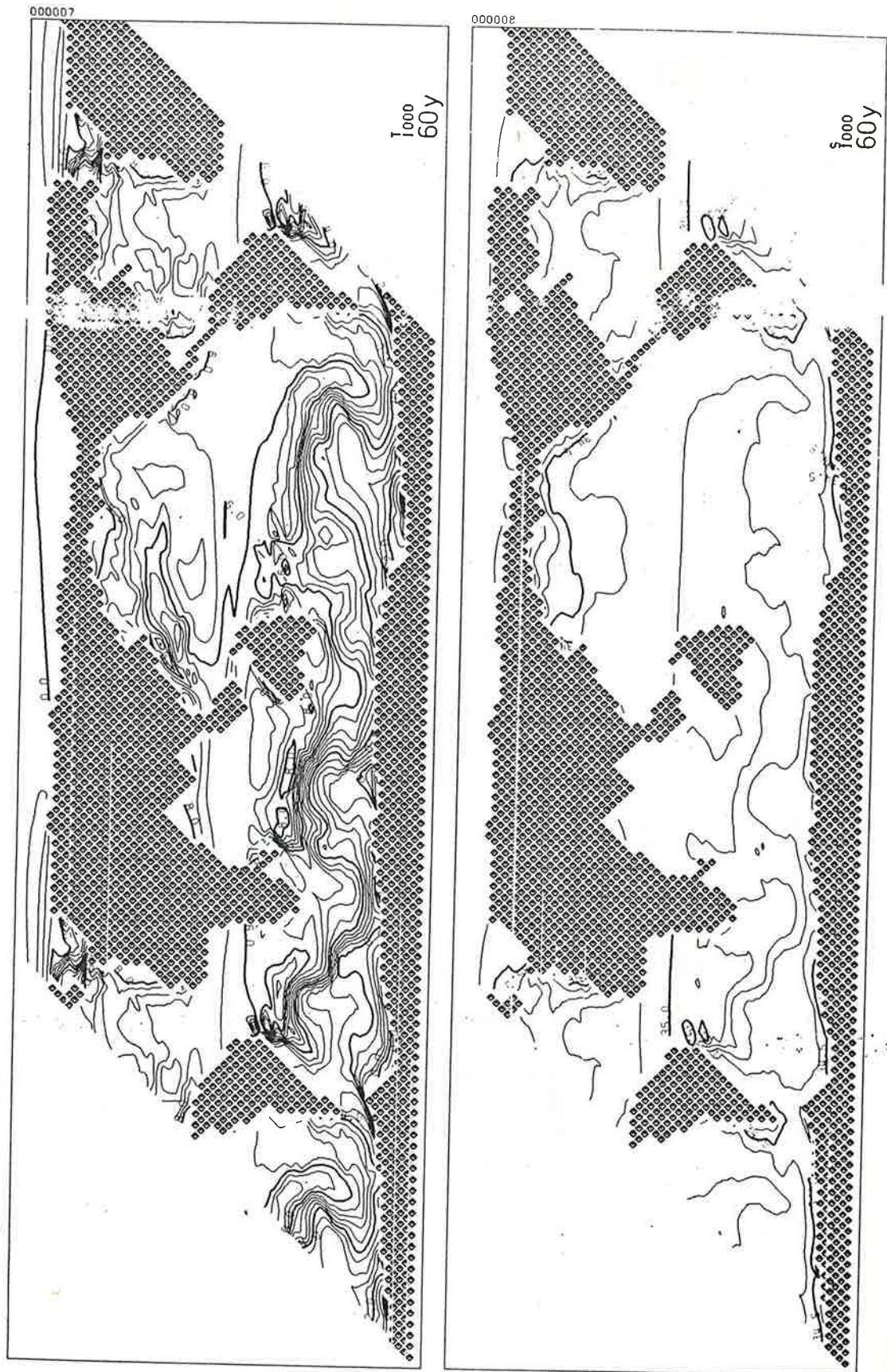


Fig. 5d Temperatur und Salzgehalt in 1000 m Tiefe: nach 60 Jahren.

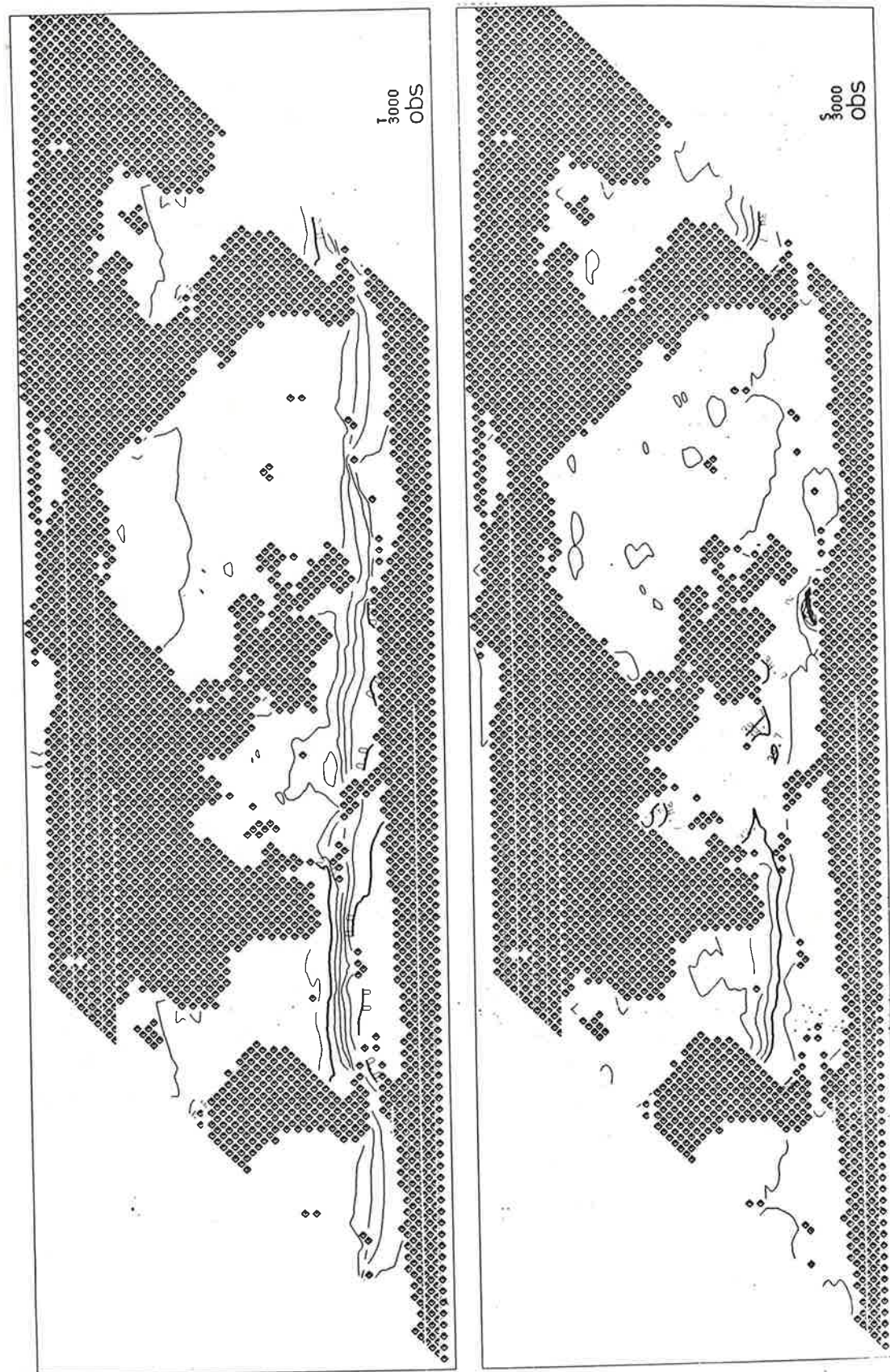


Fig. 6a Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: Anfangsverteilung.

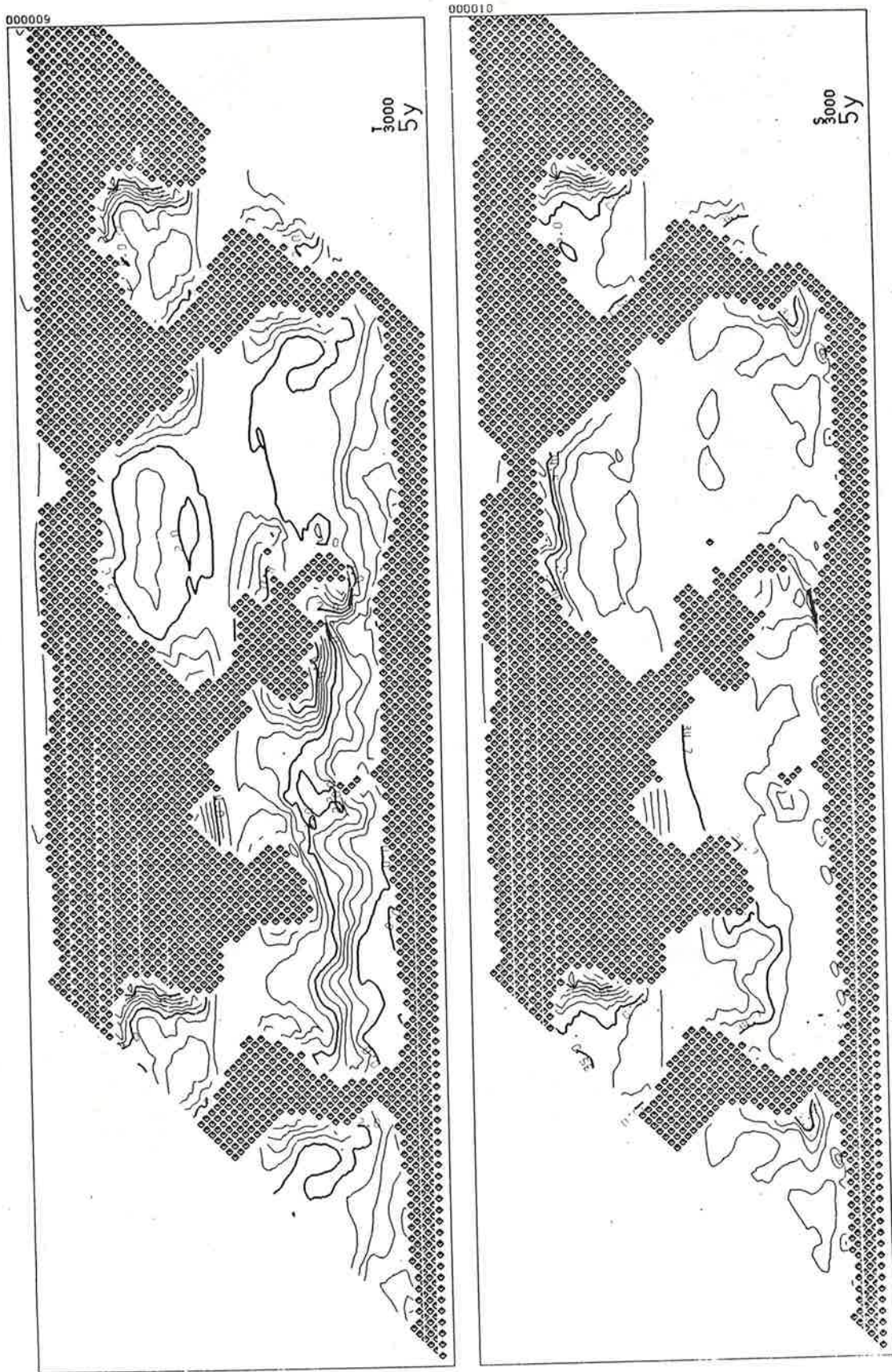


Fig. 6b Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 5 Jahren.

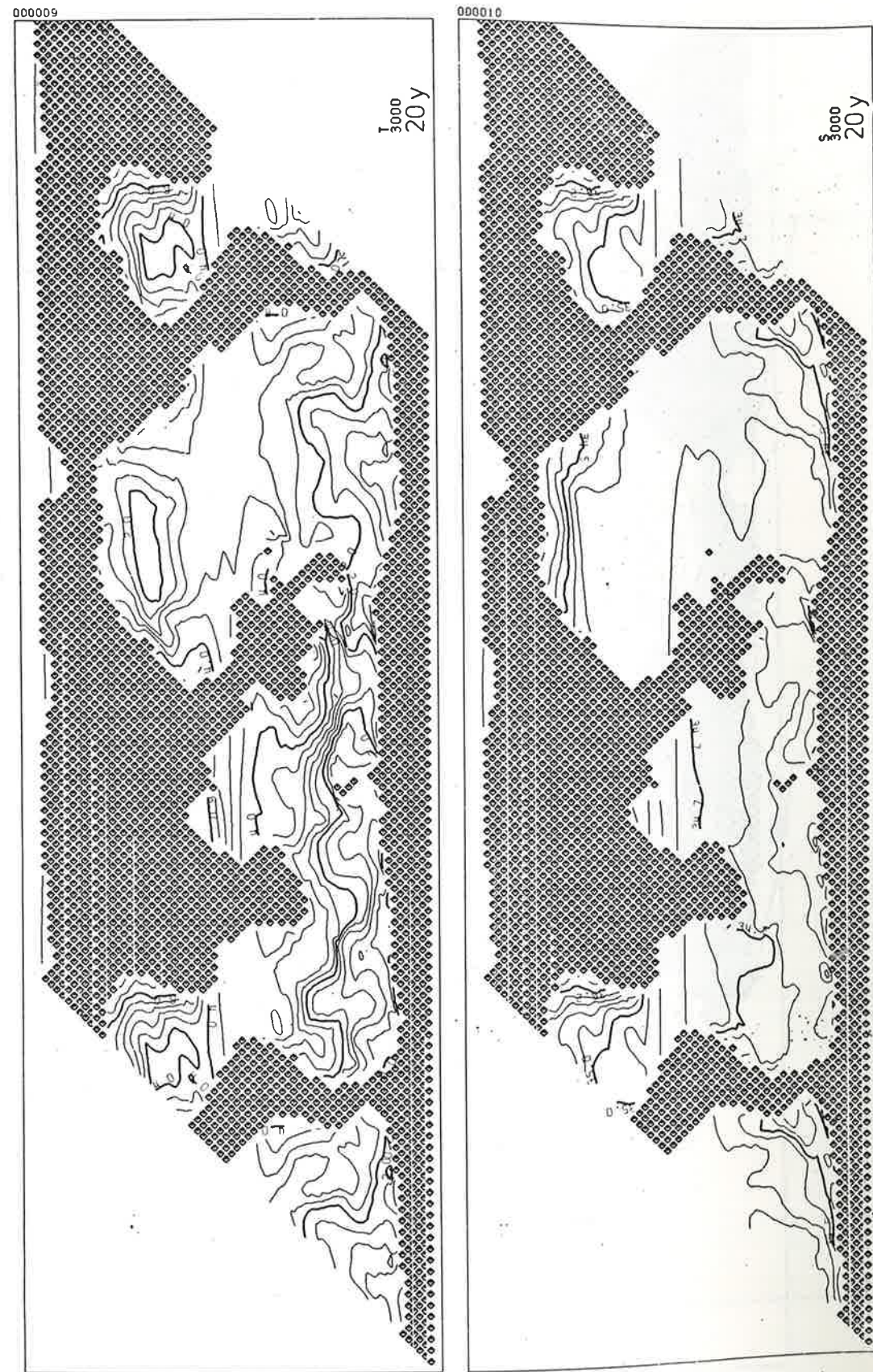


Fig. 6c Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 20 Jahren.

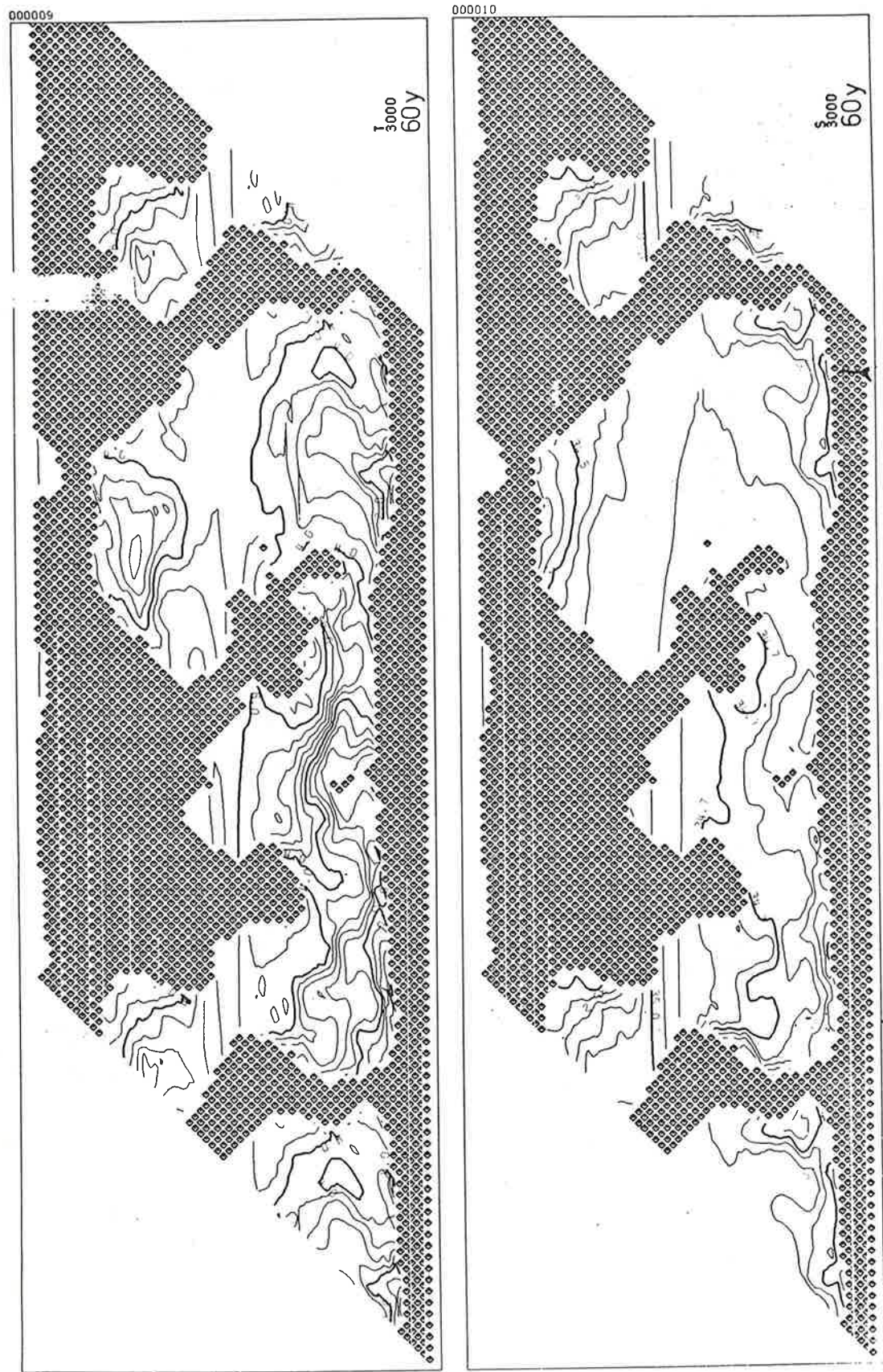


Fig. 6d Temperatur und Salzgehalt in 3000 m Tiefe: nach 60 Jahren.

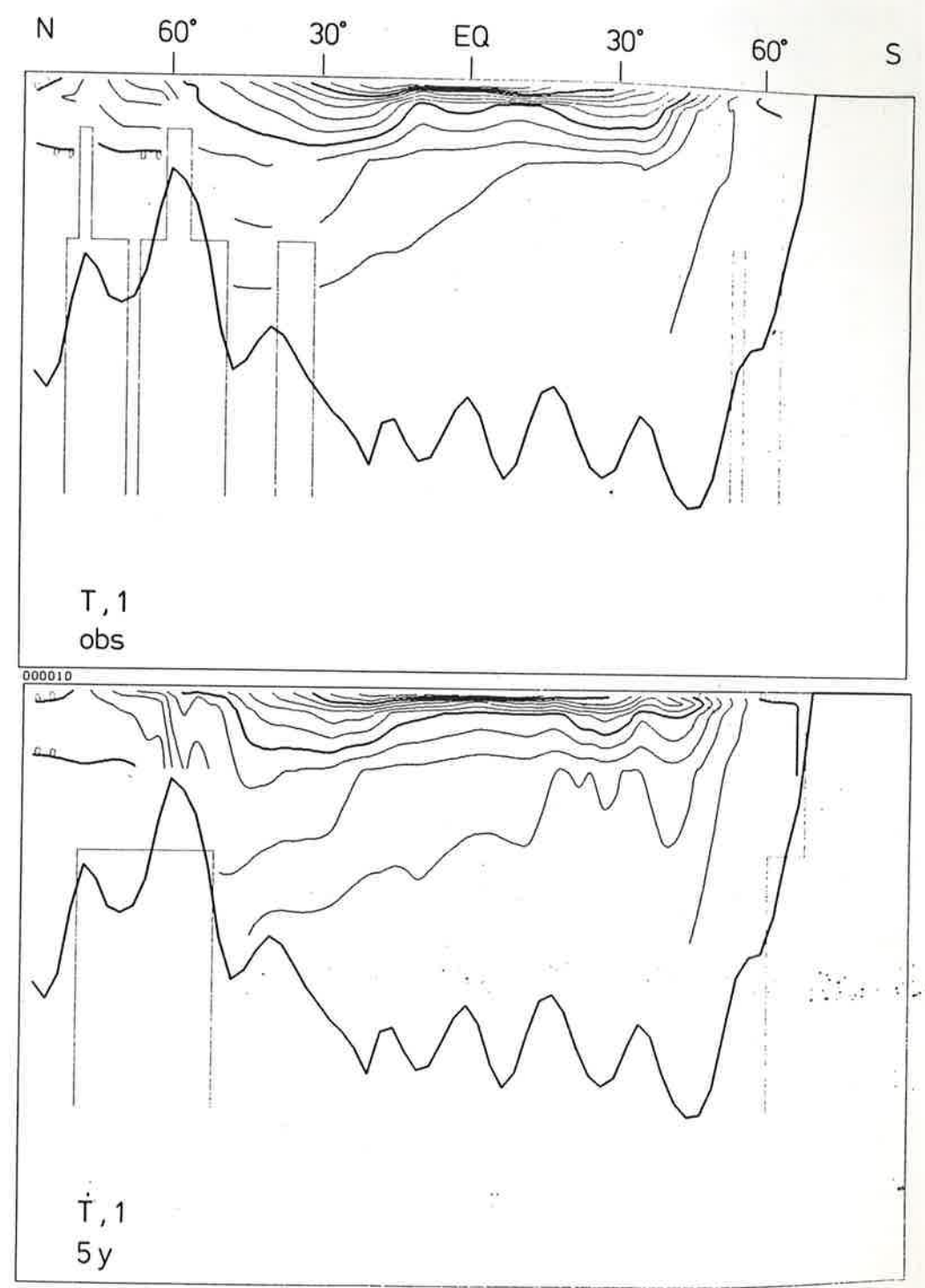


Fig. 7a Nord-Süd-Schnitt der Temperatur durch den Atlantik: Anfangs-  
verteilung und Verteilung nach 5 Jahren.

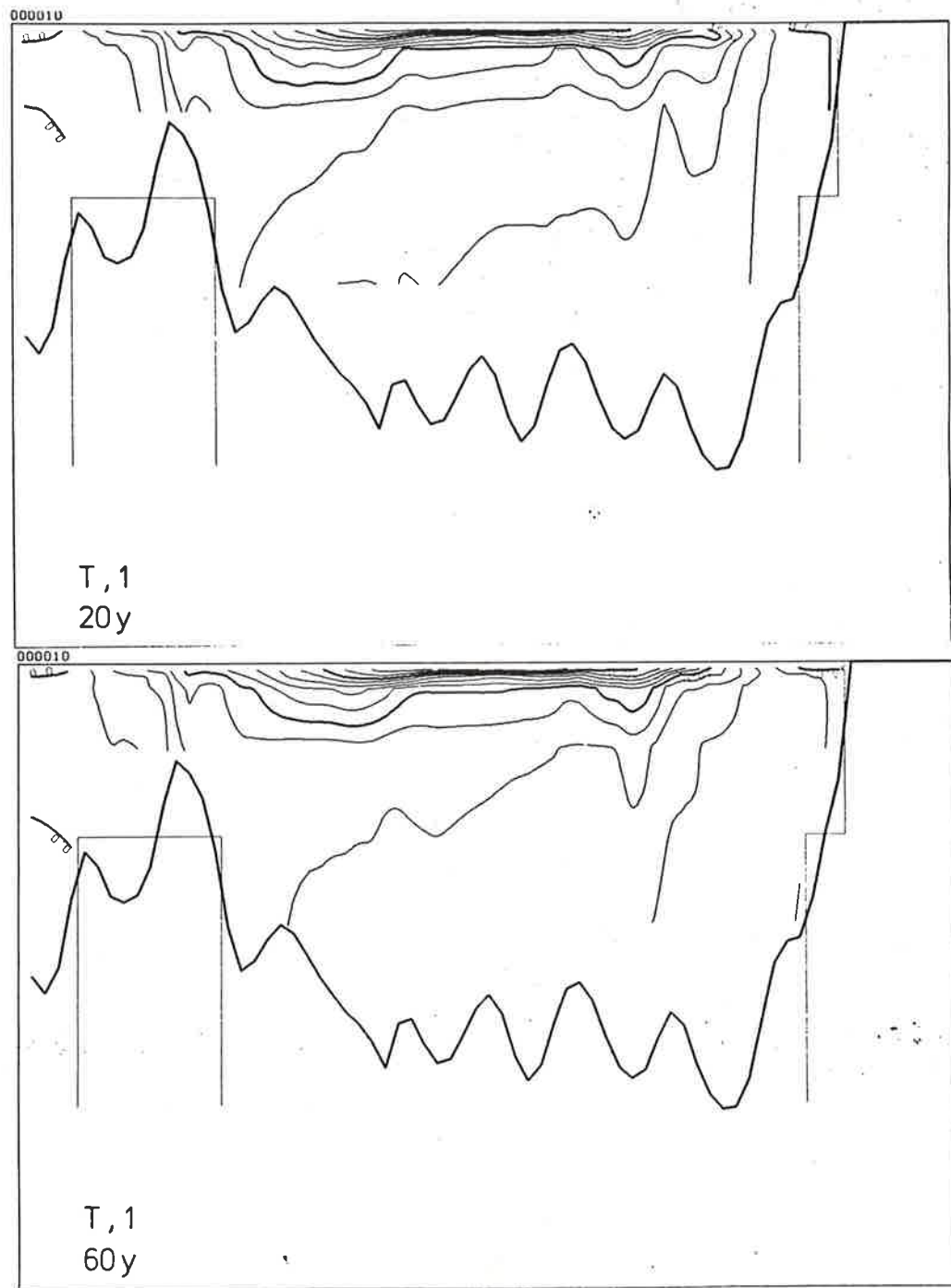


Fig. 7b Nord-Süd-Schnitt der Temperatur durch den Atlantik: Verteilung nach 20 Jahren und nach 60 Jahren.

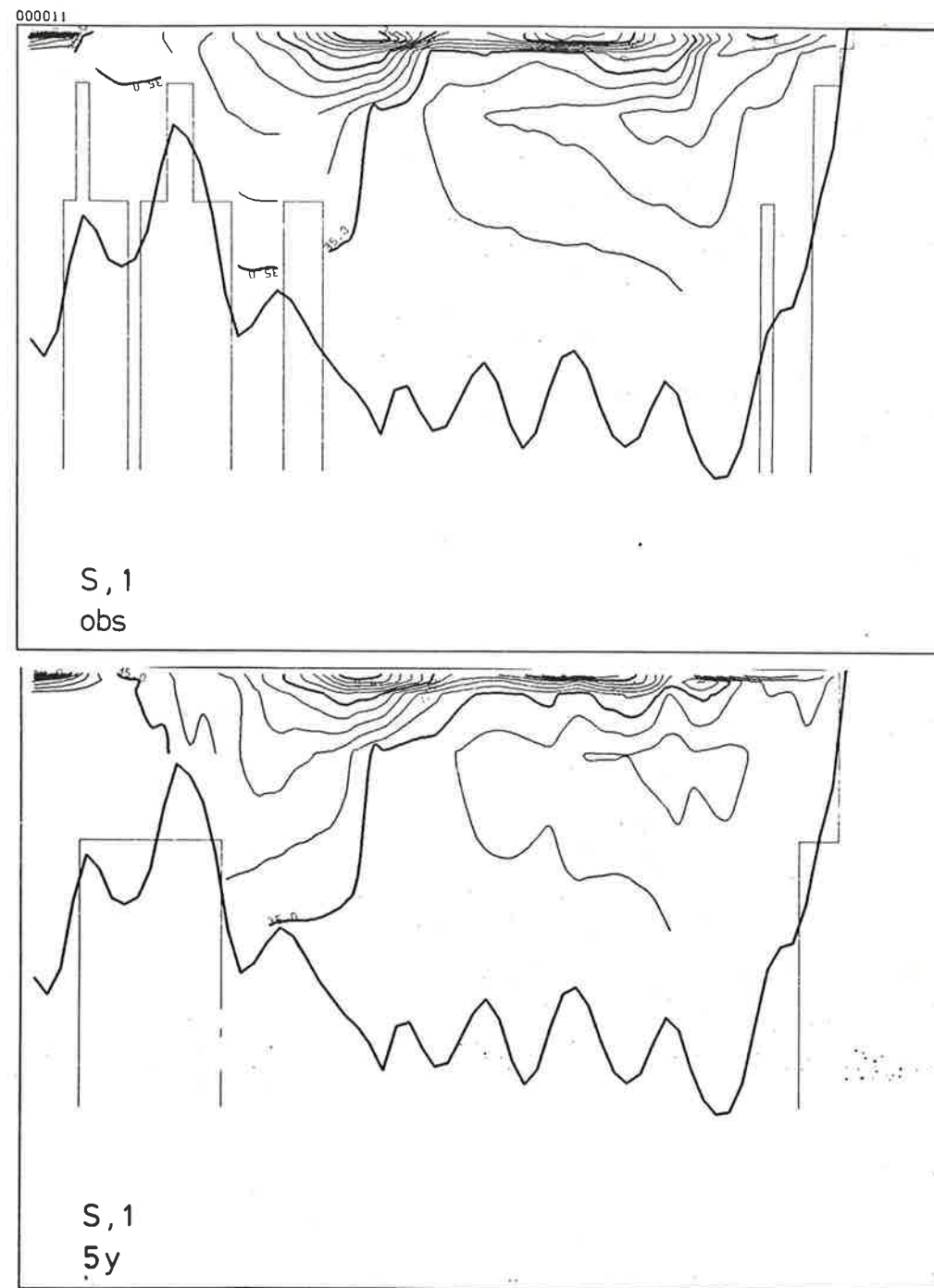


Fig. 7c Nord-Süd-Schnitt des Salzgehaltes durch den Atlantik: Anfangsverteilung und Verteilung nach 5 Jahren.



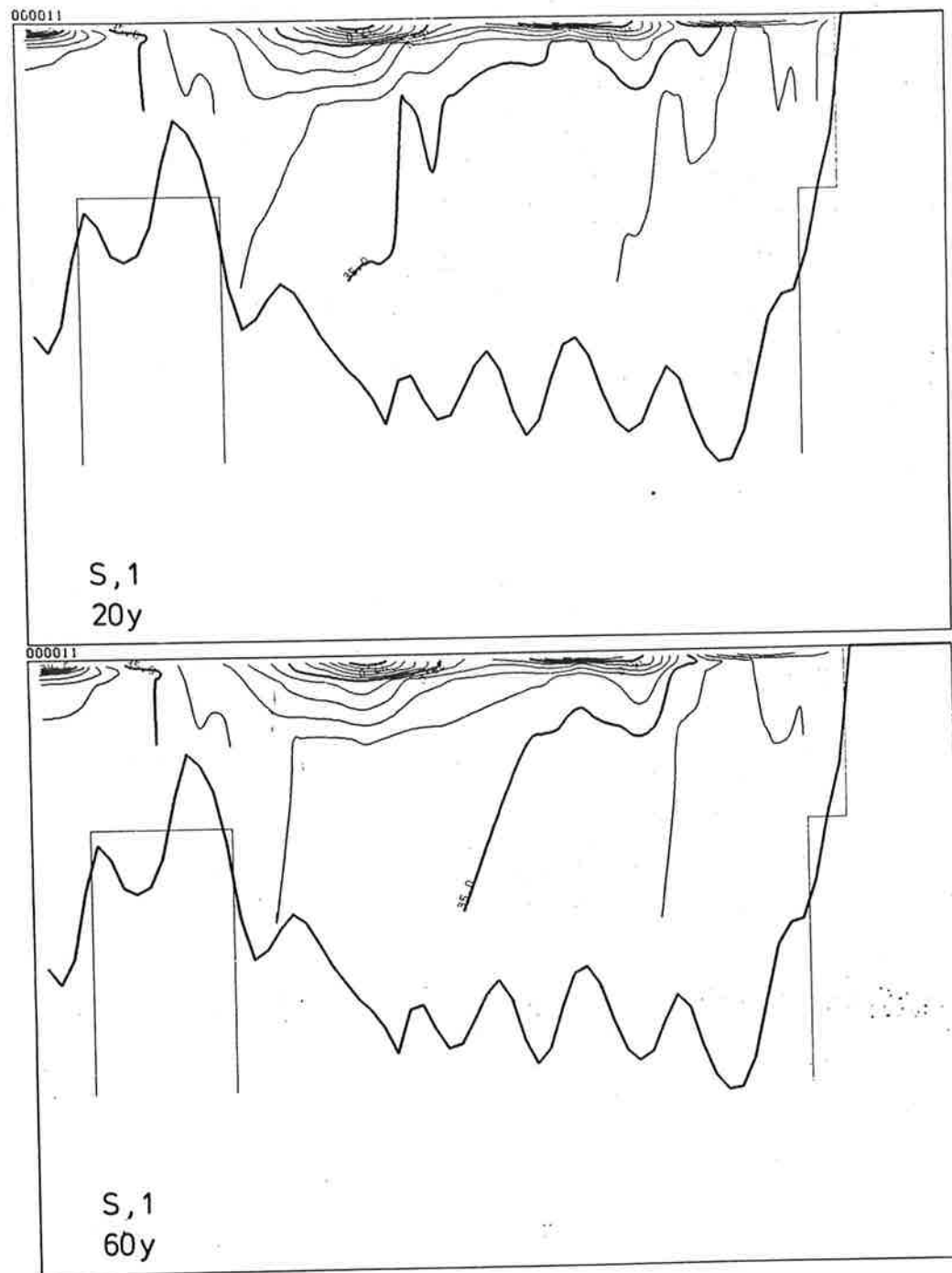


Fig. 7d Nord-Süd-Schnitt des Salzgehaltes durch den Atlantik: Verteilung nach 20 Jahren und nach 60 Jahren.

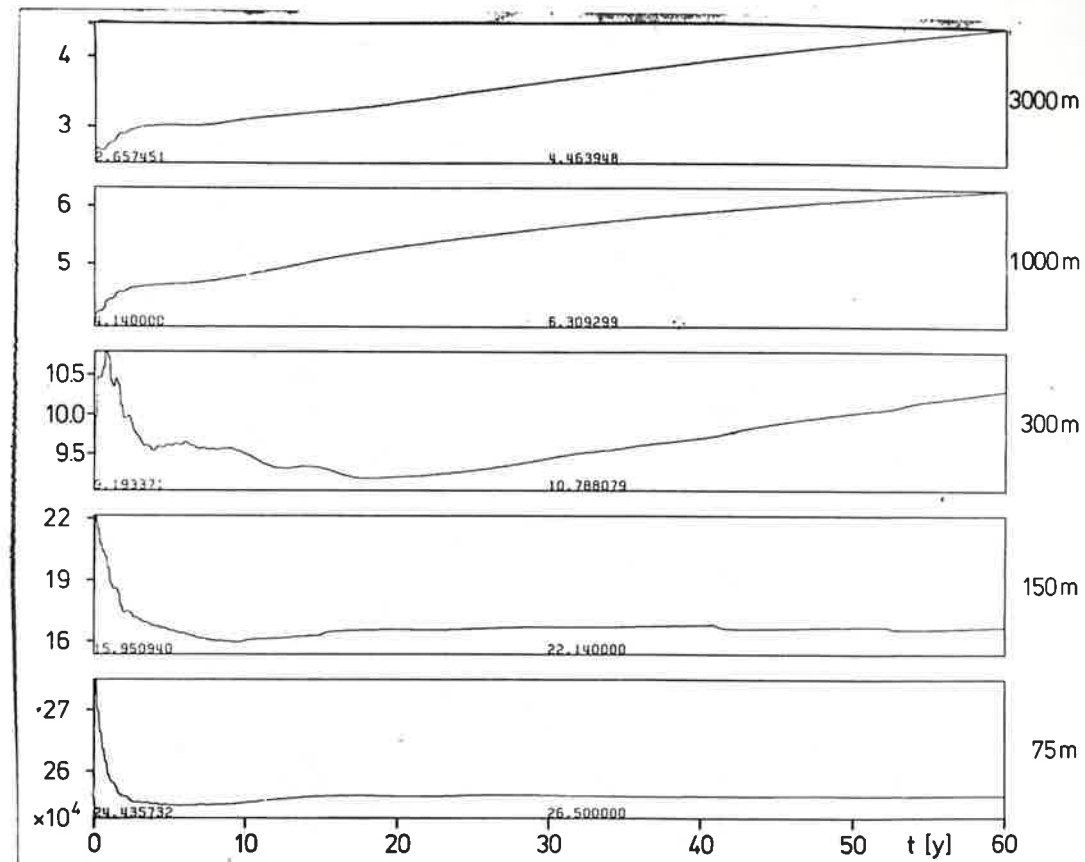
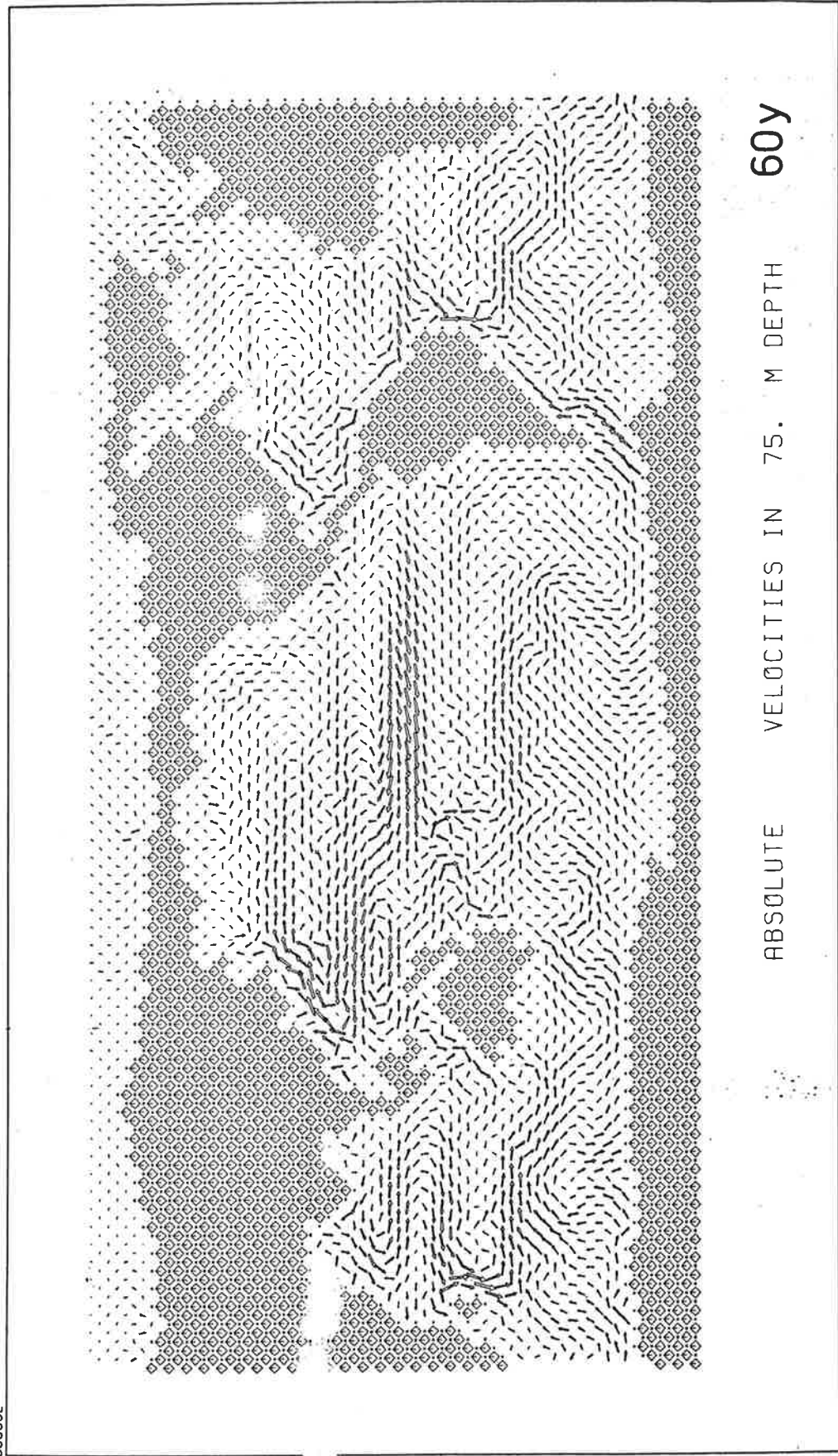


Fig. 8 Zeitreihen der Temperatur bei  $1^{\circ}\text{N}$  im Atlantik.

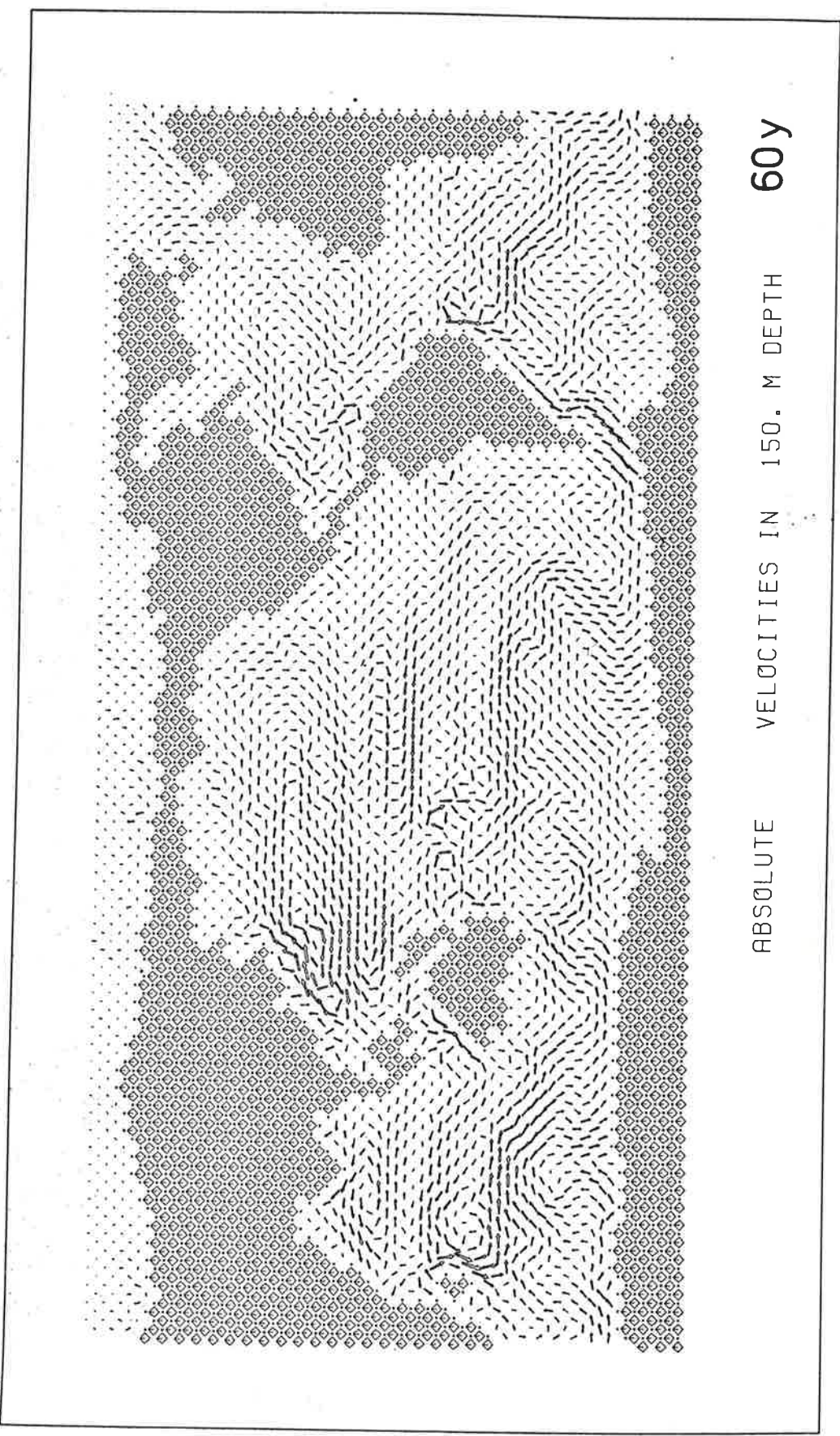
000002



60y

ABSOLUTE VELOCITIES IN 75. M DEPTH

000003



60y

ABSOLUTE VELOCITIES IN 150. M DEPTH

Fig. 9a Horizontale Geschwindigkeit in 75 m Tiefe nach 60 Jahren.

Fig. 9b Horizontale Geschwindigkeit in 150 m Tiefe nach 60 Jahren.

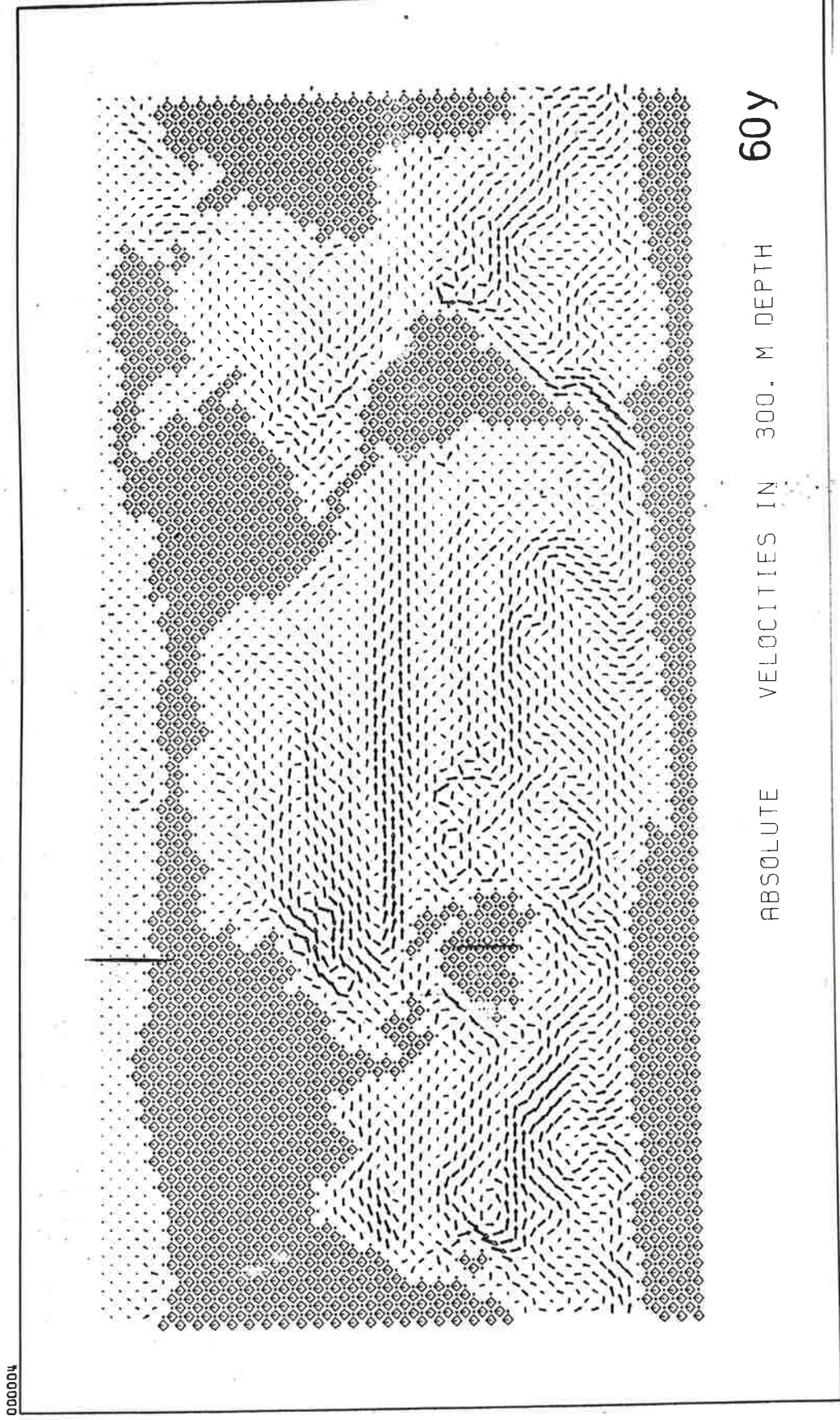


Fig. 9c Horizontale Geschwindigkeit in 300 m Tiefe nach 60 Jahren.

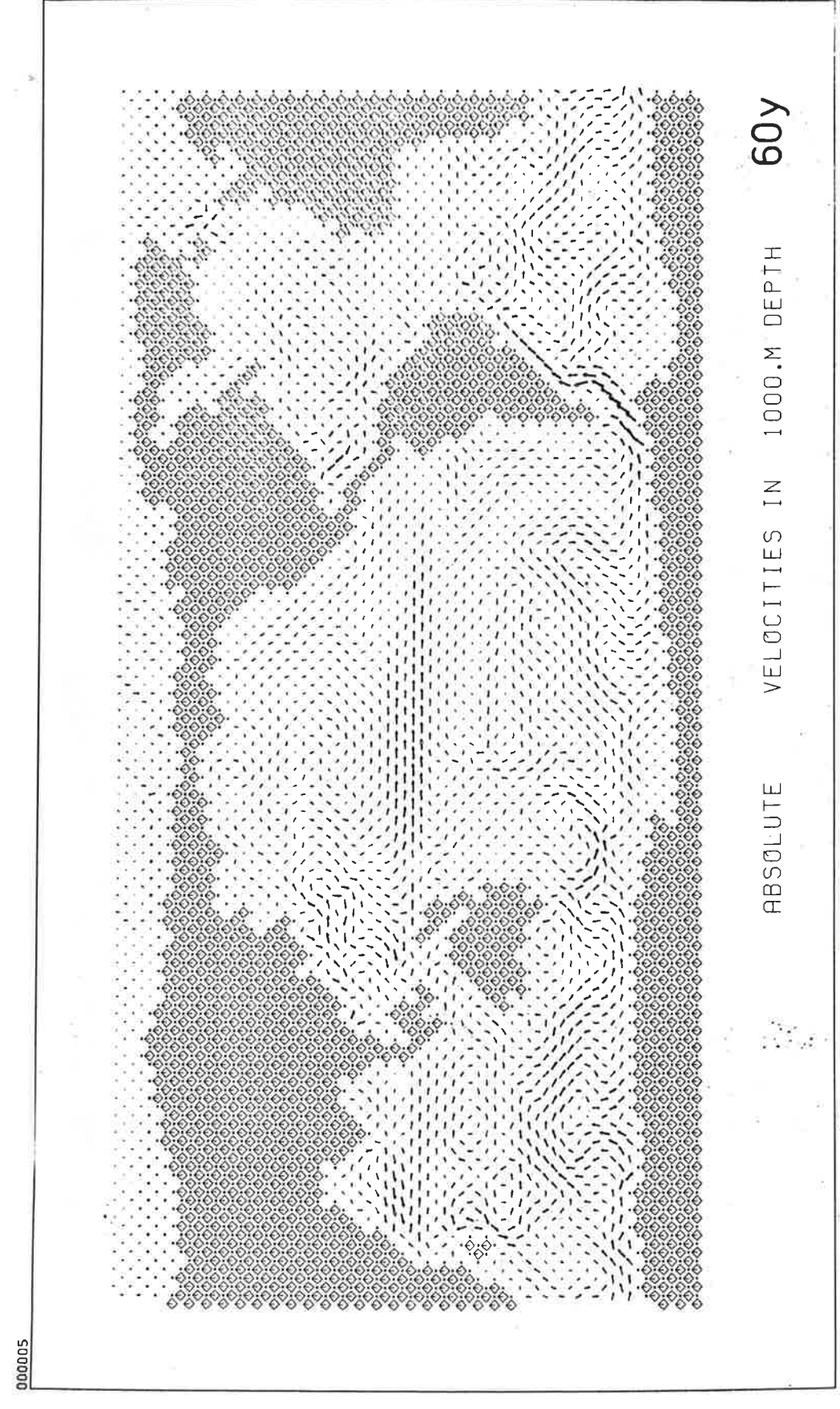


Fig. 9d Horizontale Geschwindigkeit in 1000 m Tiefe nach 60 Jahren.

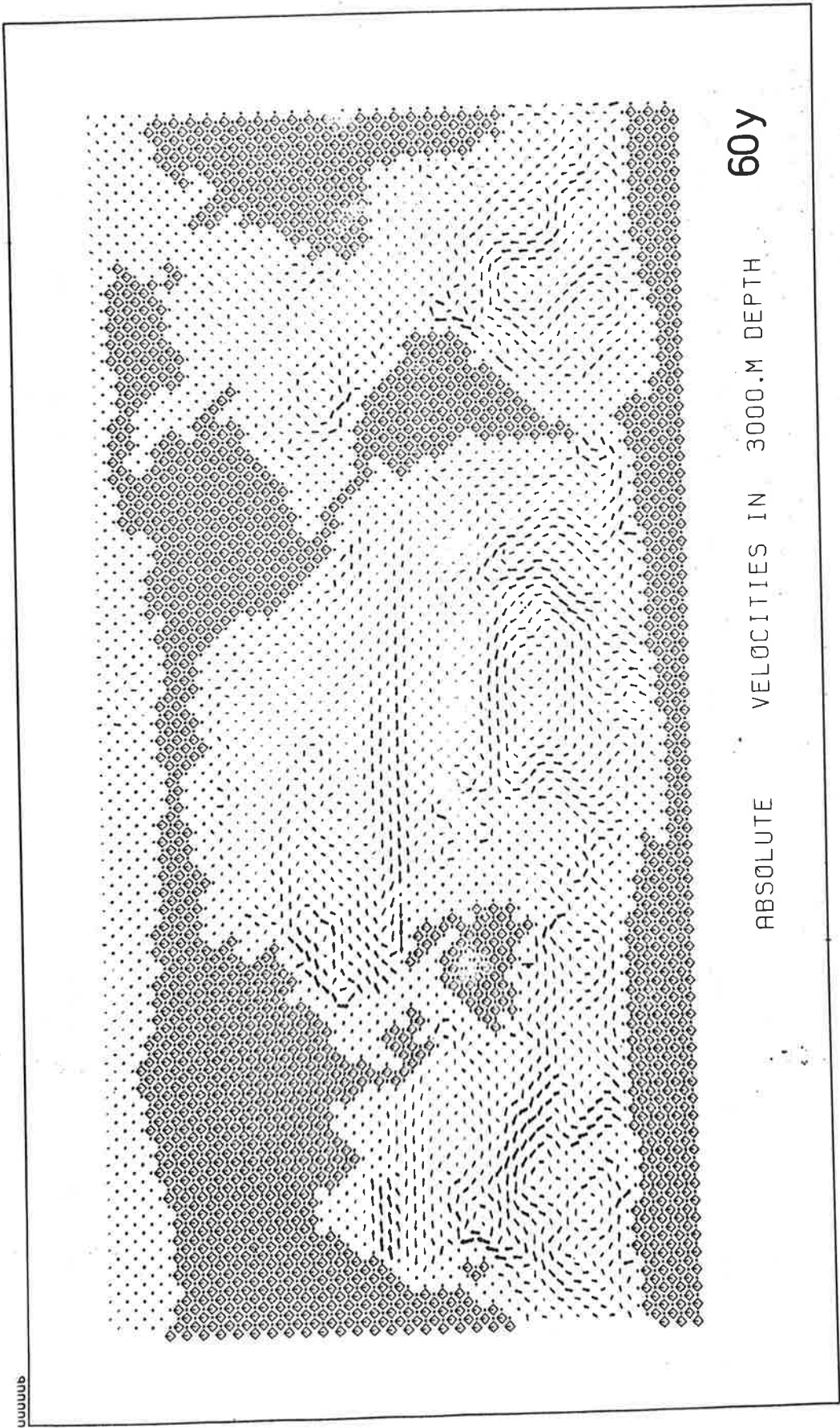


Fig. 9e Horizontale Geschwindigkeit in 3000 m Tiefe nach 60 Jahren.

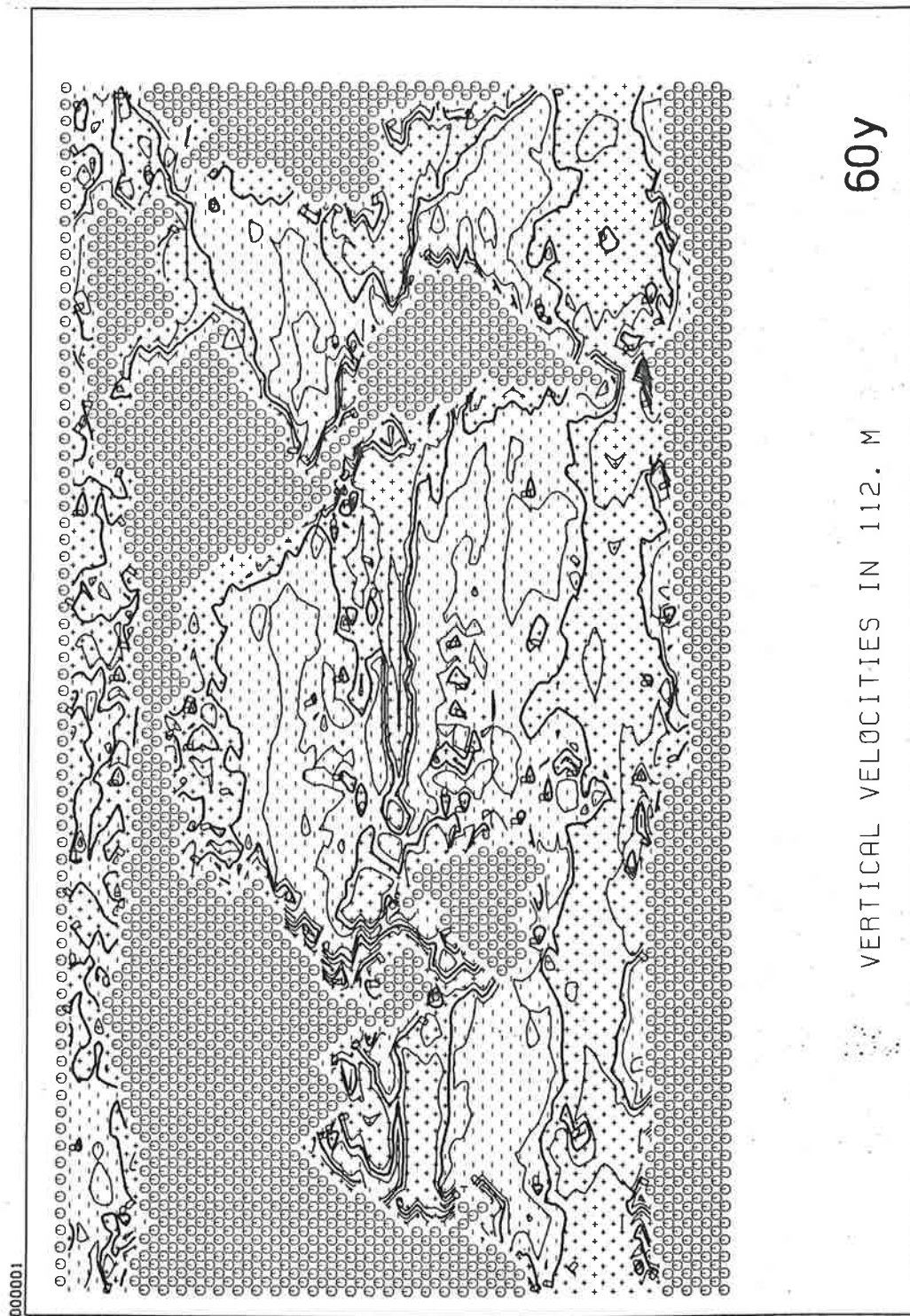


Fig. 10a Vertikale Geschwindigkeit in 112 m Tiefe nach 60 Jahren.

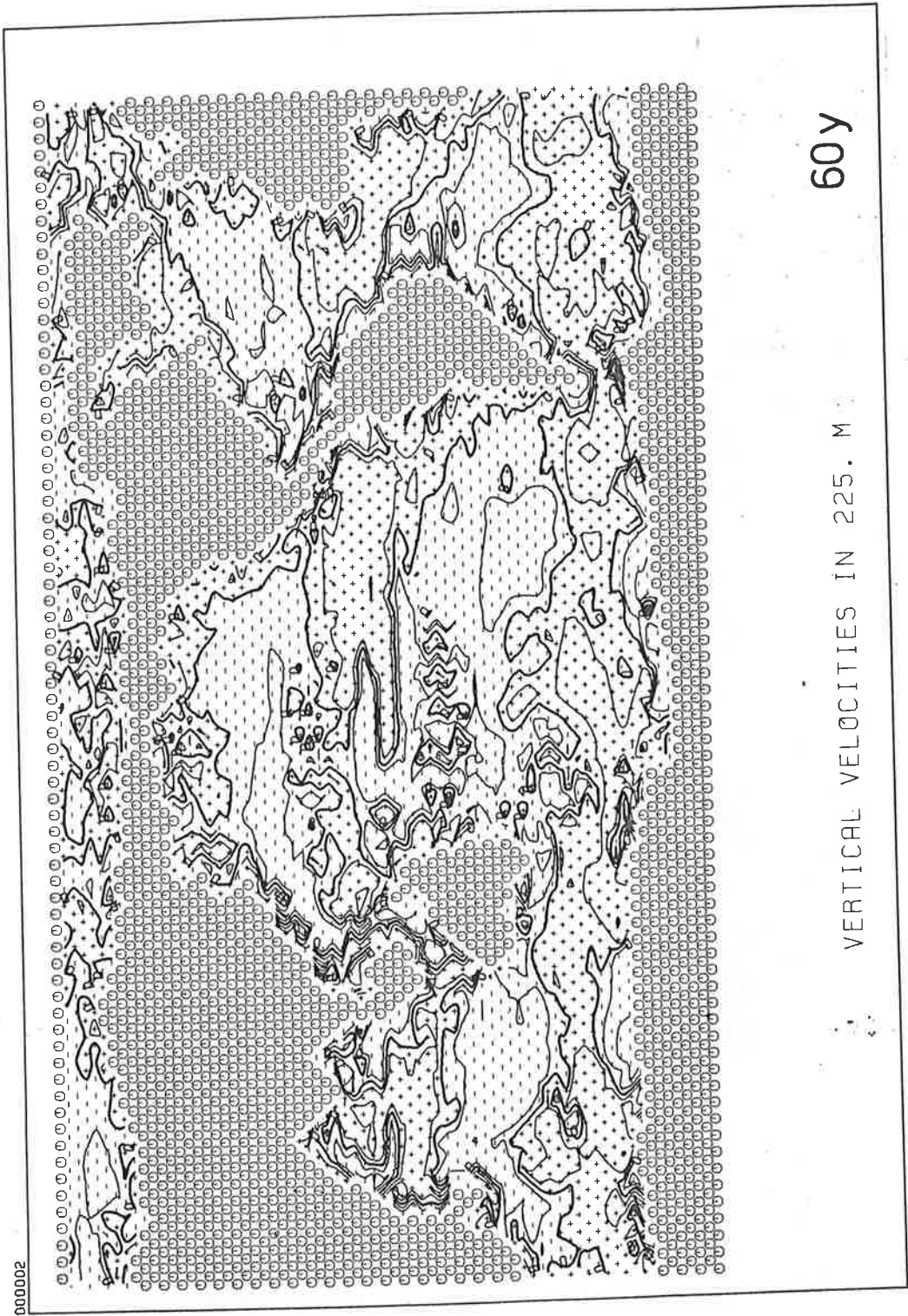


Fig. 10b Vertikale Geschwindigkeit in 225 m Tiefe nach 60 Jahren.

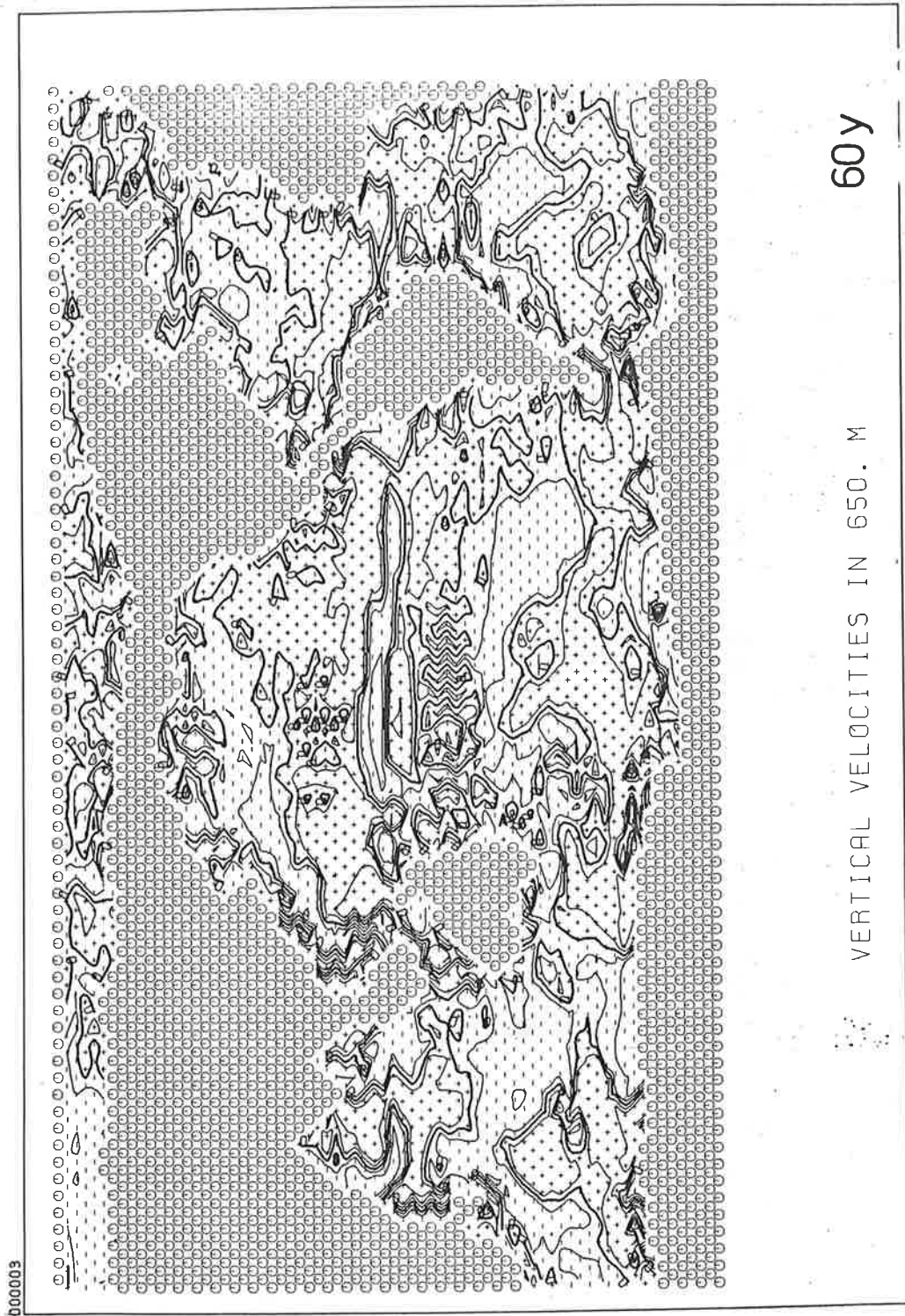


Fig. 10c Vertikale Geschwindigkeit in 650 m Tiefe nach 60 Jahren.

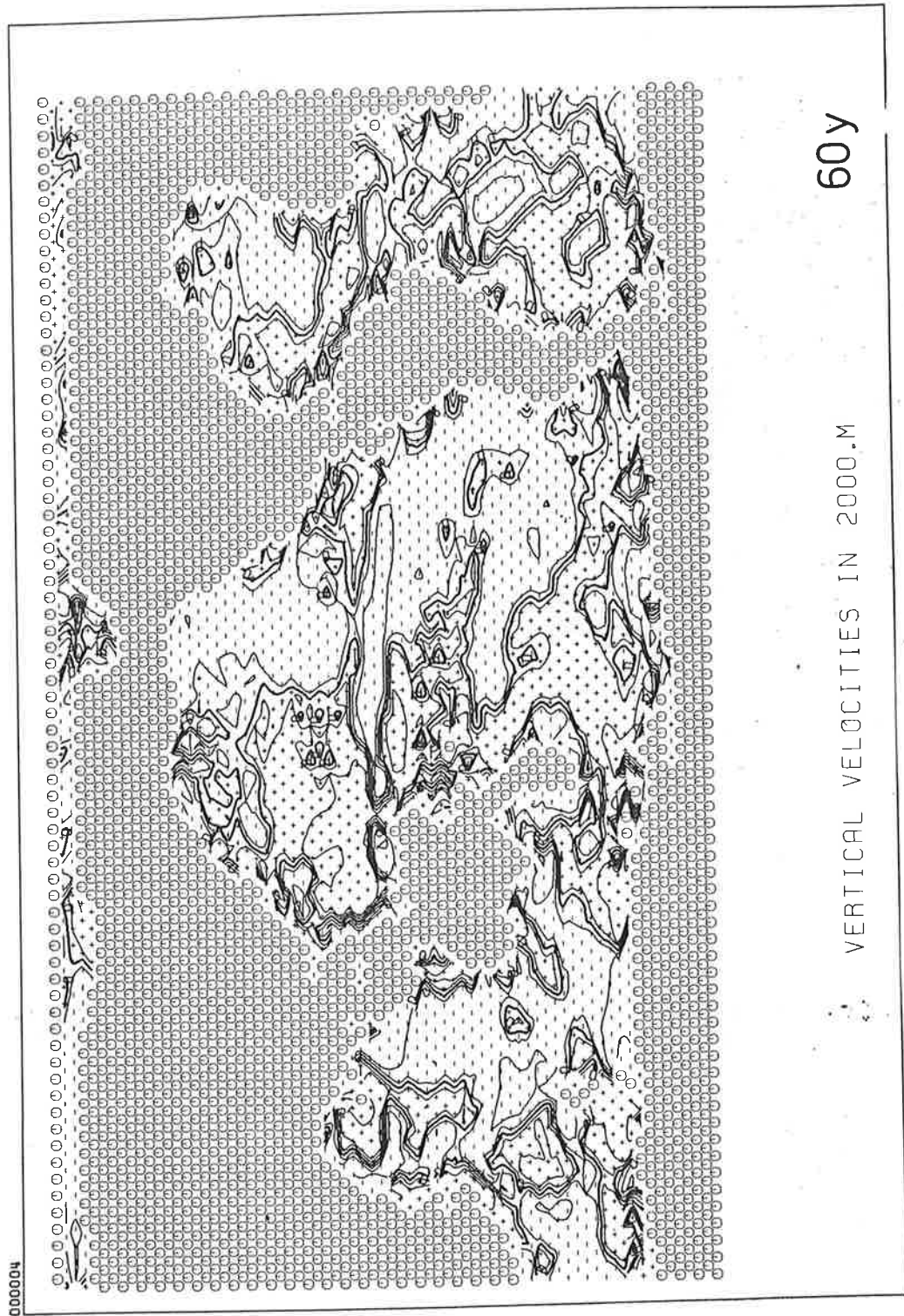


Fig. 10d Vertikale Geschwindigkeit in 2000 m Tiefe nach 60 Jahren.

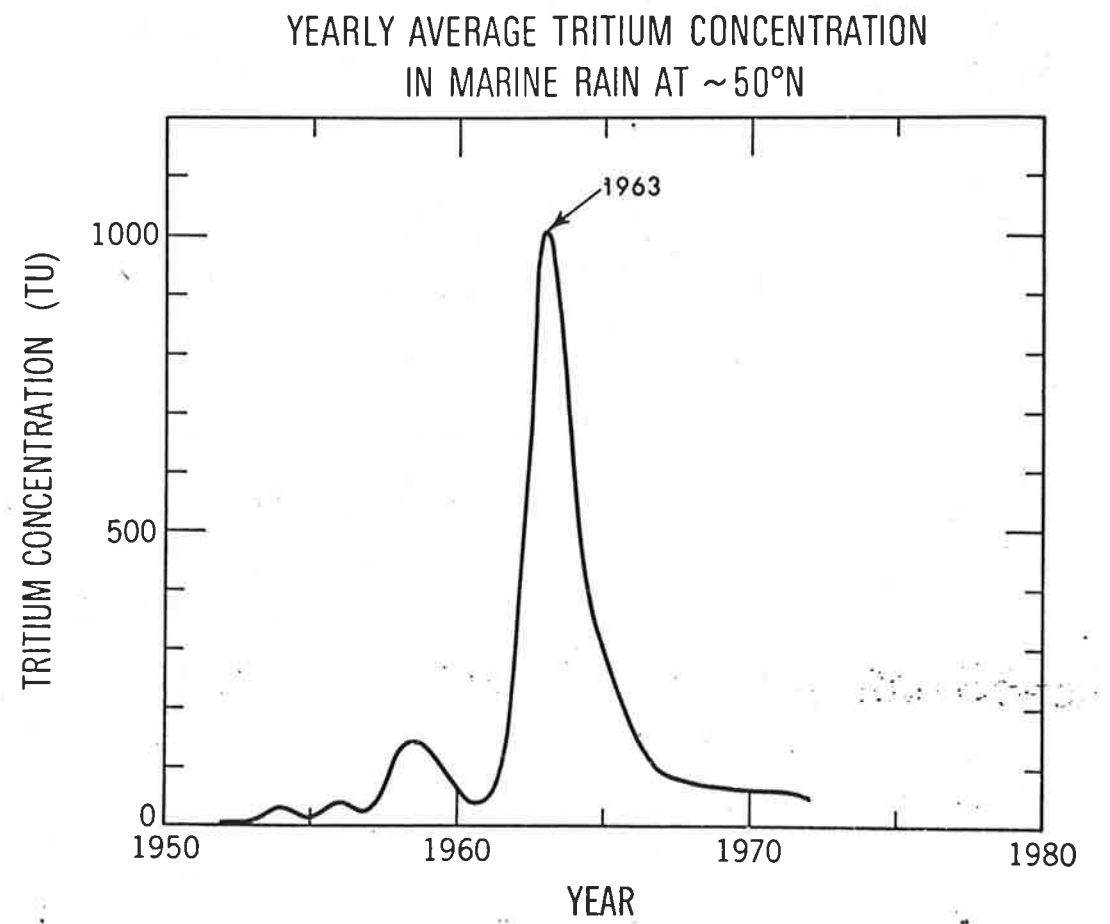


Fig. 11a Tritiumgehalt im Regen bei 50° N (von Weiss u.a., 1980) zur Veranschaulichung der zeitlichen Variation des Inputs.

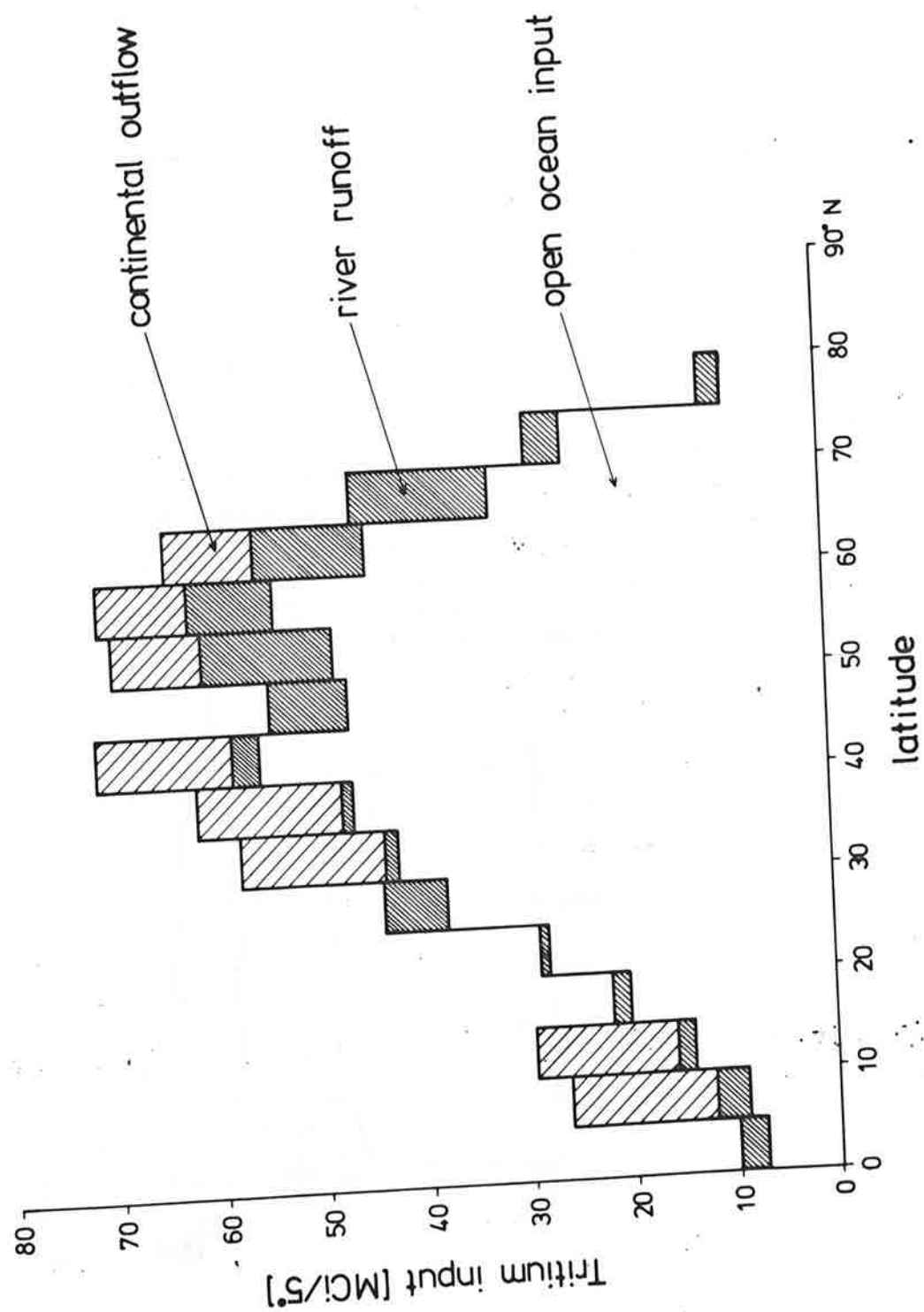


Fig. 11b Gesamteinput von Tritium in den Ozean bis 1972, aufgeteilt nach den Beiträgen von Austausch über dem offenen Ozean, von den Kontinenten.

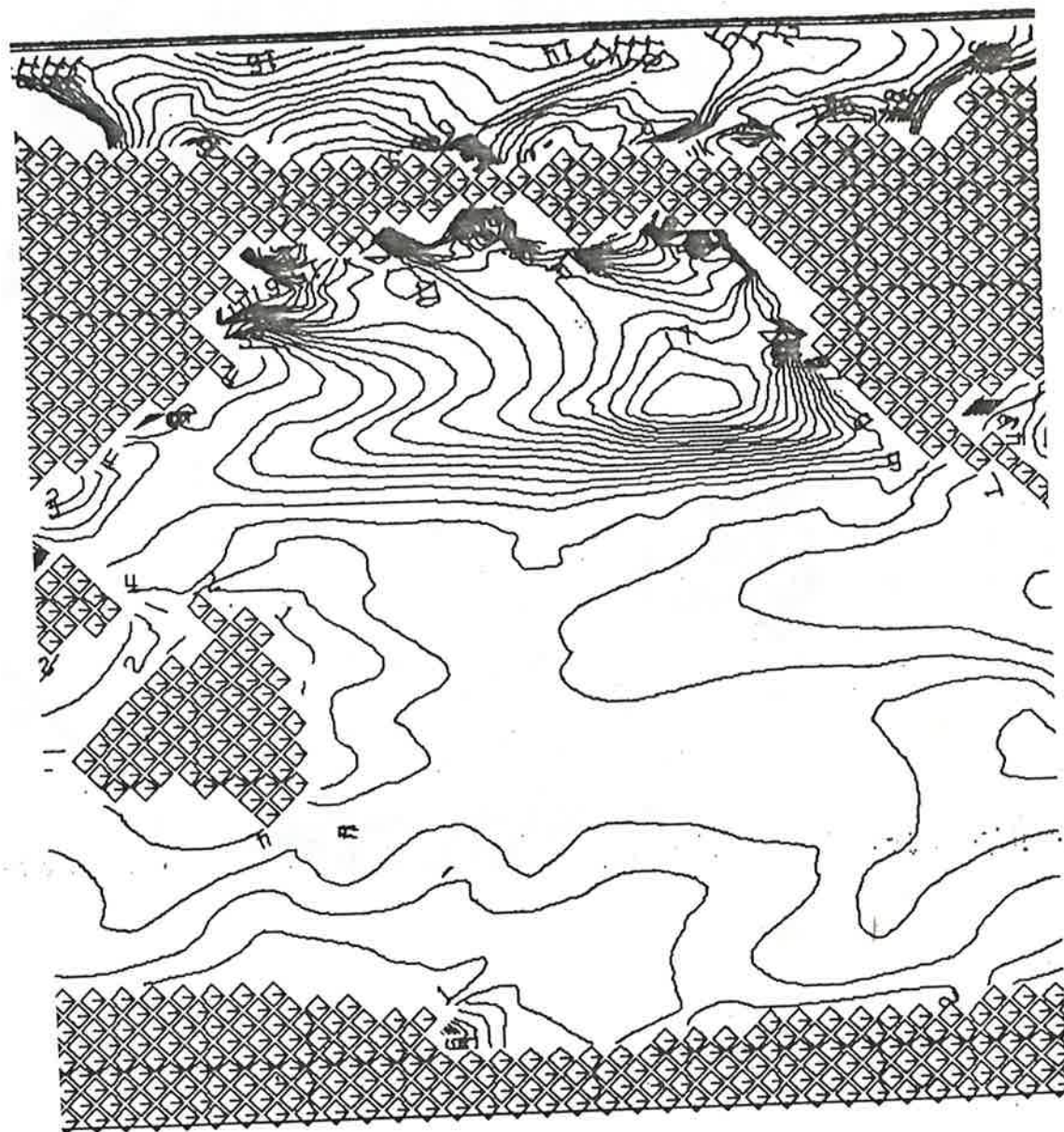


Fig. 12a Oberflächenkonzentration von Tritium im Pazifik, simuliert durch das konvektionslose Modell.

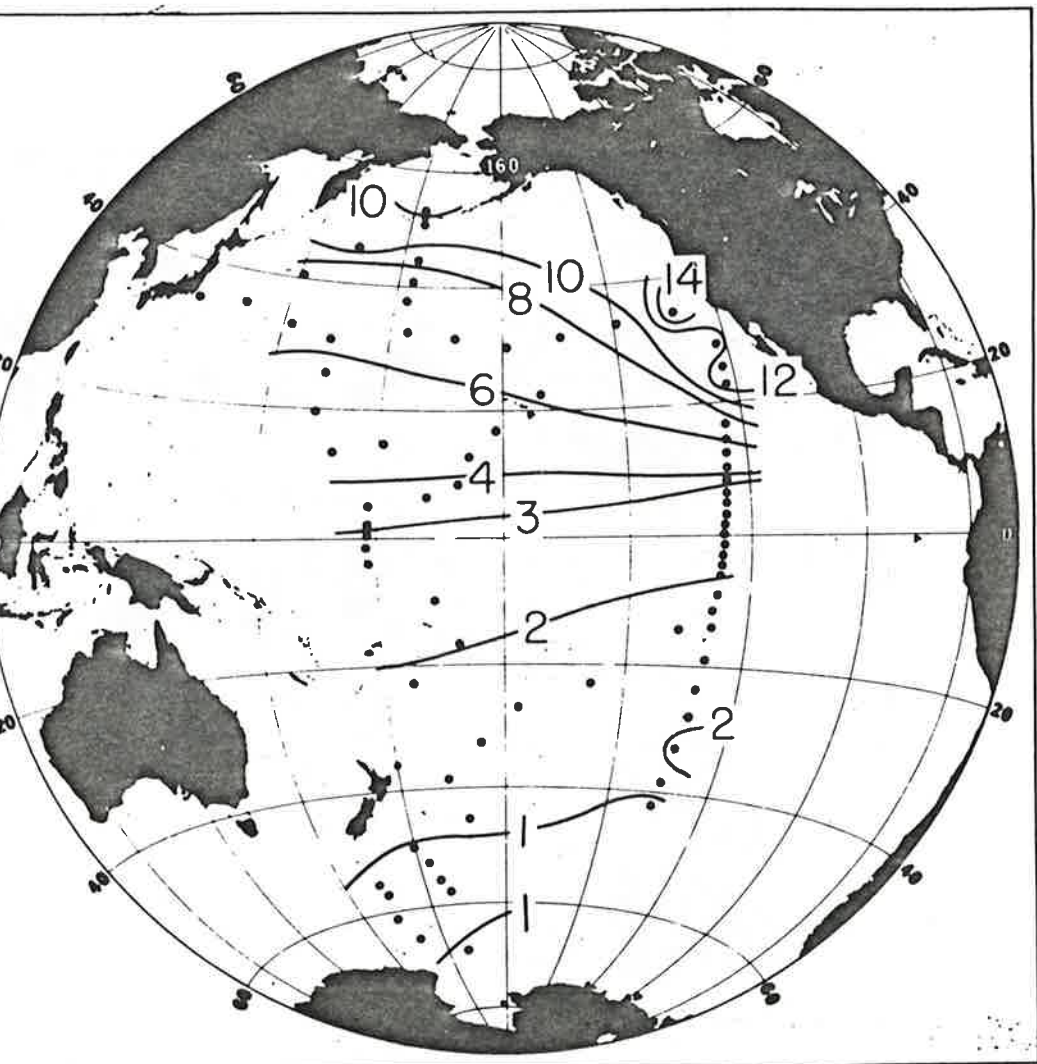


Fig. 12b Beobachtete Tritiumkonzentration an der Oberfläche im Pazifik.

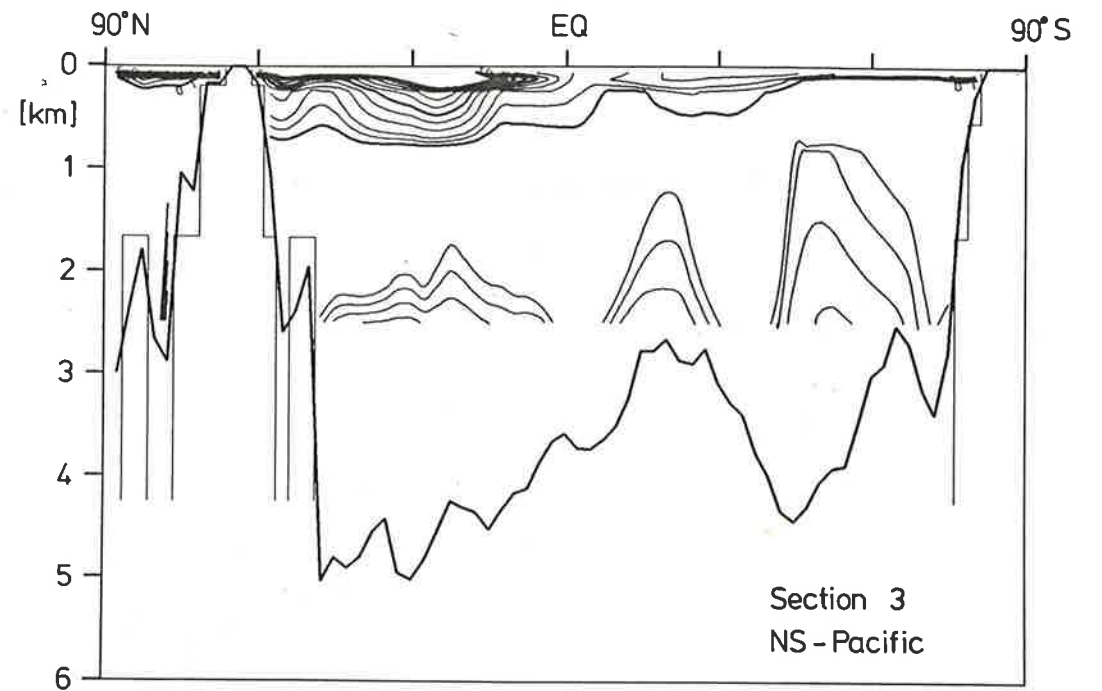


Fig. 13a Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Pazifik (konvektionsloses Modell).

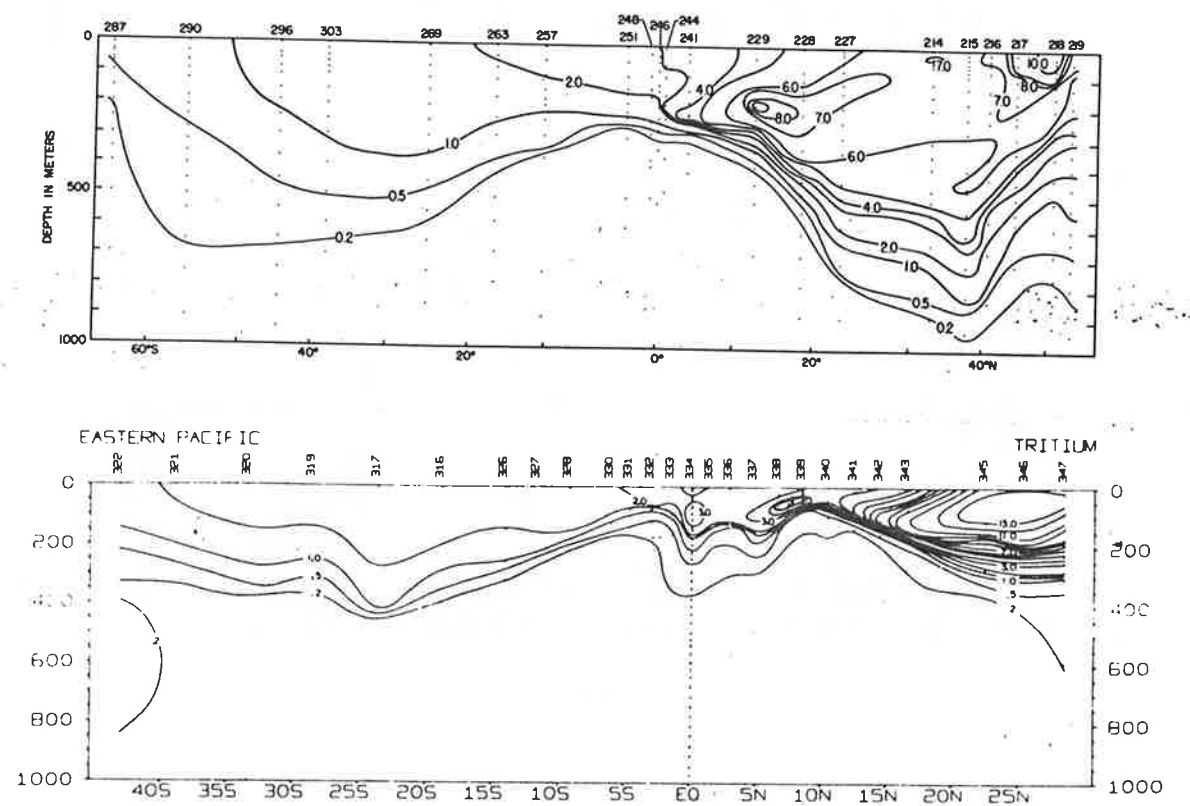
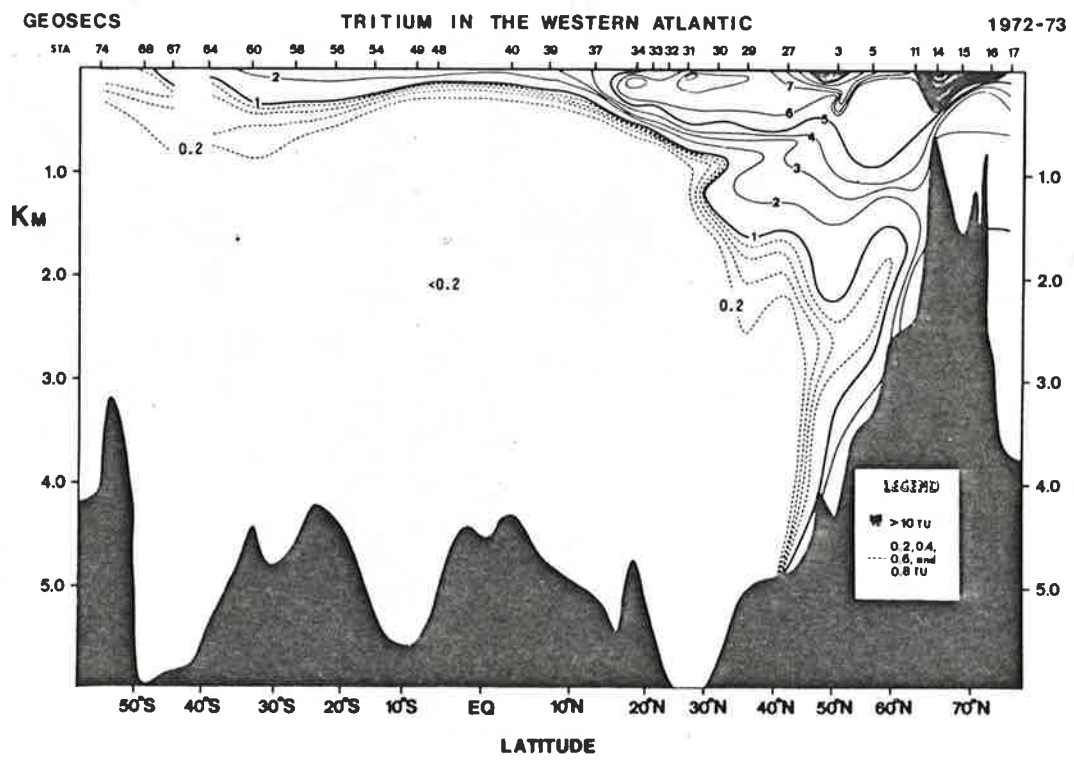
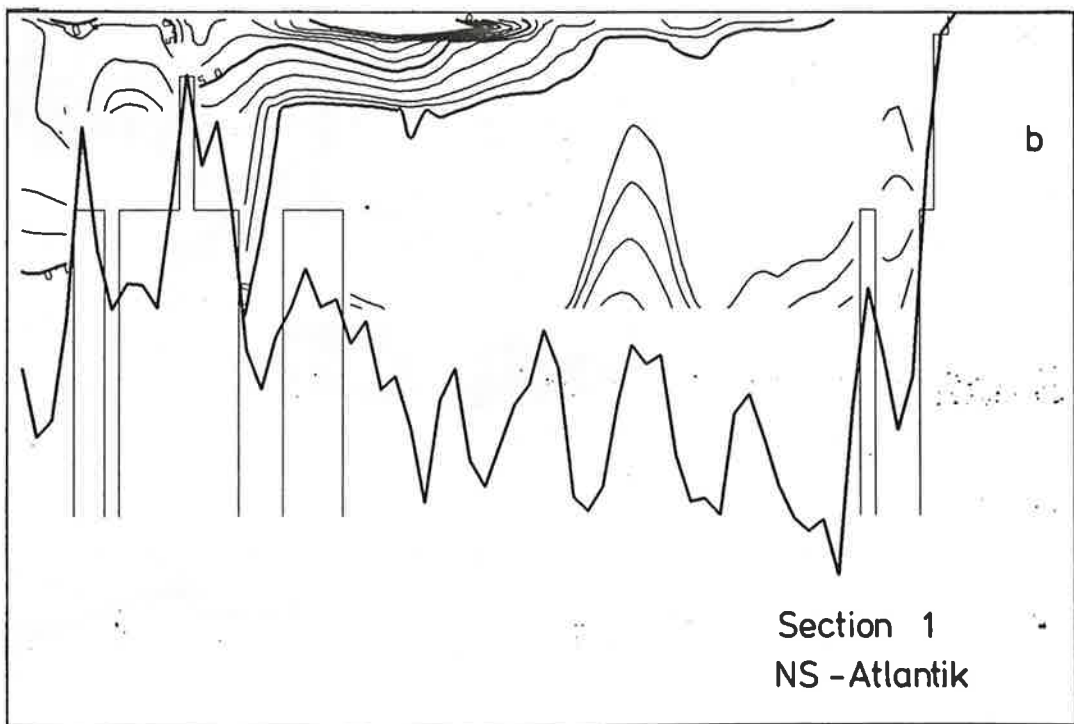
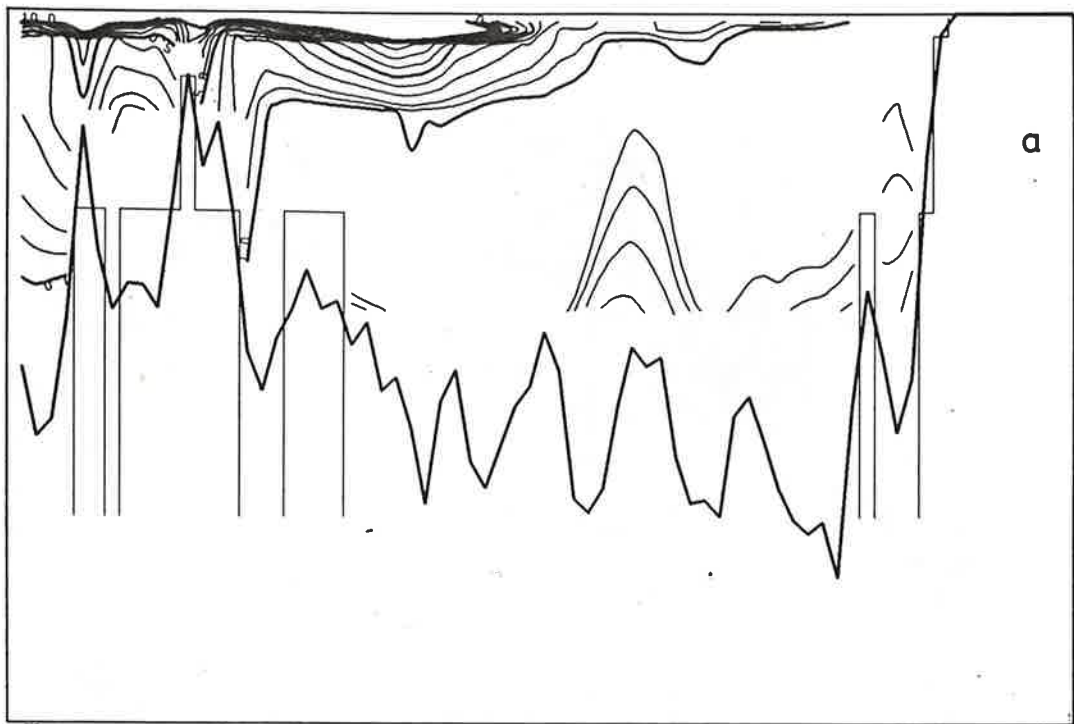


Fig. 13b Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den westlichen (oben) und östlichen Pazifik (unten).

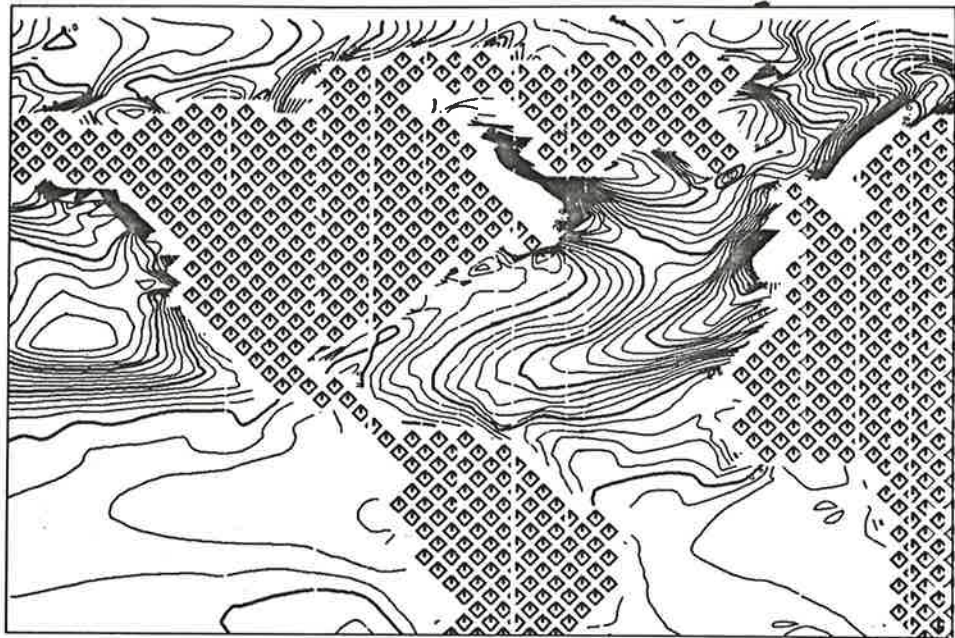




14a Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Atlantik (konvektionsloses Modell).

14b Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den Atlantik (Modell mit

Fig. 14c Nord-Süd-Schnitt von Tritium durch den westlichen Atlantik von GEOSECS.



Tritium

75 m

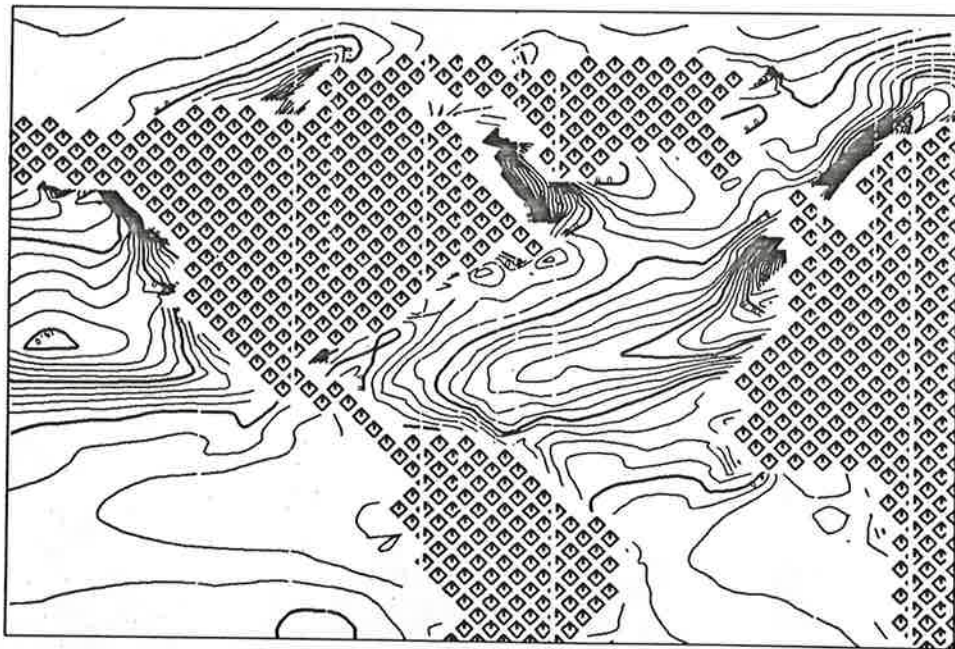


Fig. 15a Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (konvektionsloses Modell).

Fig. 15b Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (Modell mit Konvektion).

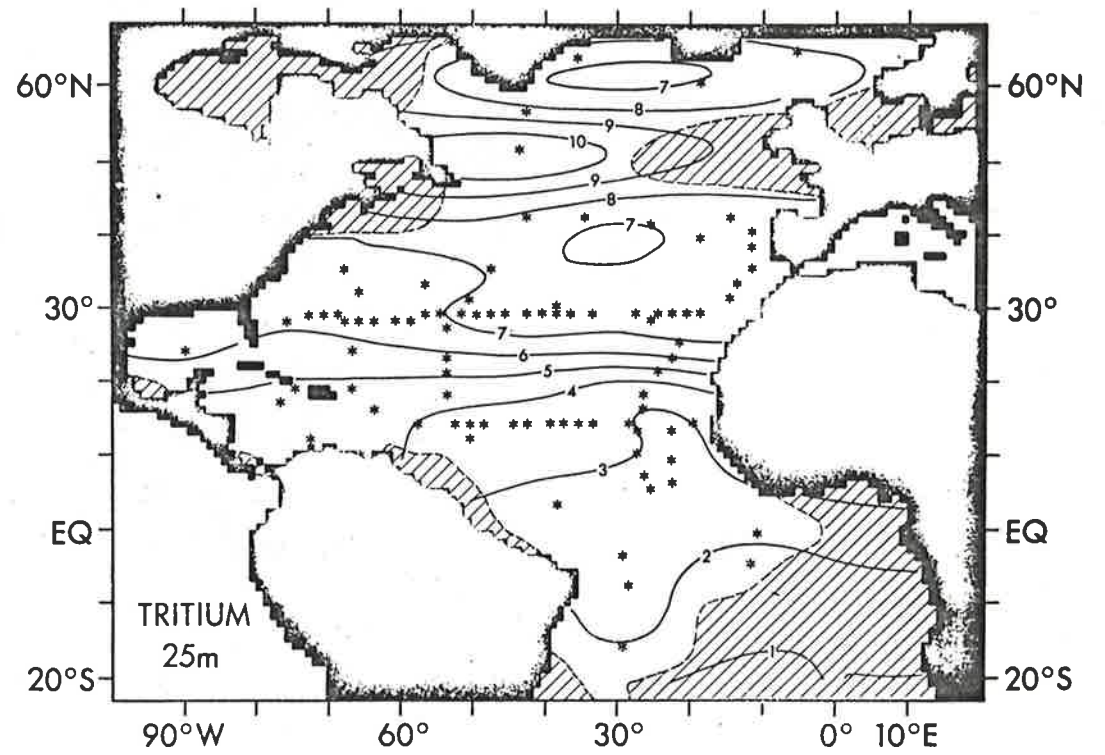
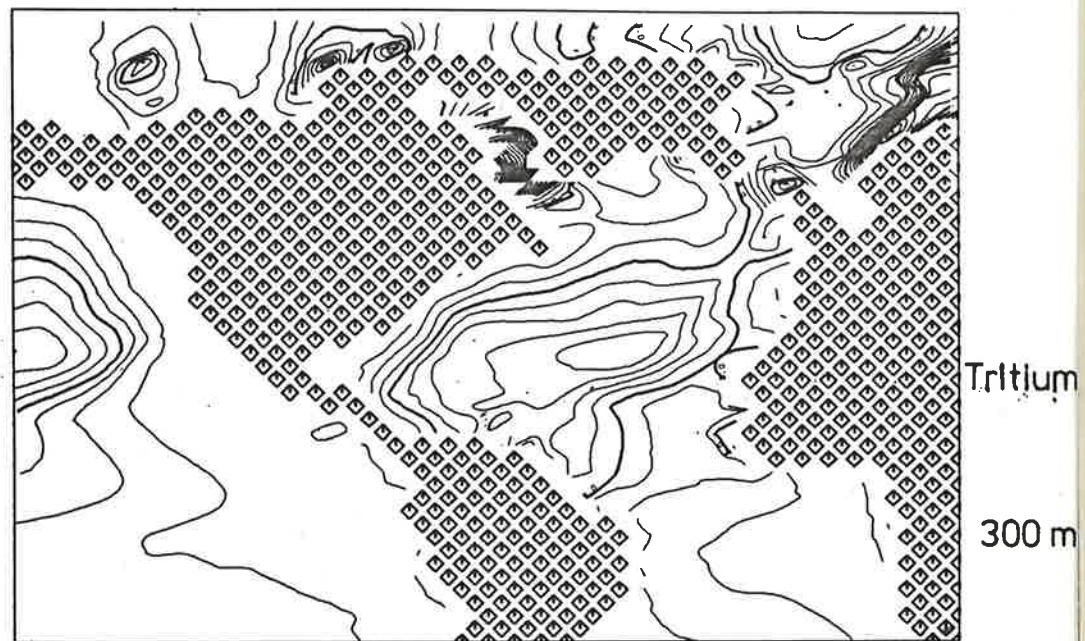
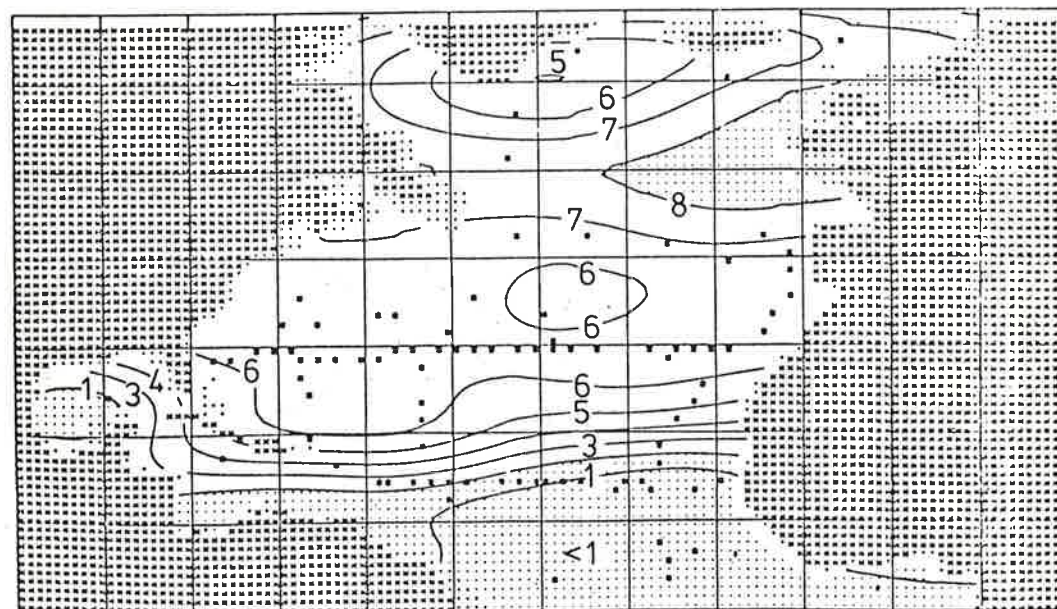
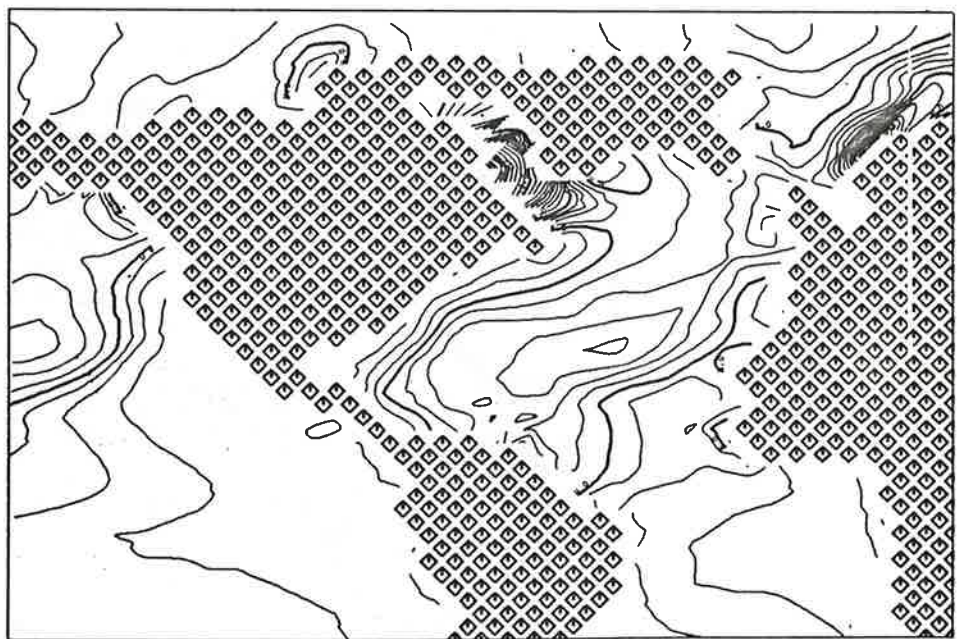


Fig. 15c Oberflächenkonzentration von Tritium im Nordatlantik (Beobachtungen).



Tritium  
300 m



300 m

Fig. 16a Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (konvektionsloses Modell).

Fig. 16b Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (Modell mit Konvektion).

Fig. 16c Tritiumkonzentration in 300 m Tiefe (Beobachtungen).