

海洋大循環モデルの感度実験  
—第1報：風応力に対する応答—

松浦知徳\*・竹田 厚\*

防災科学技術研究所

山形俊男\*\*

東京大学

**Sensitivity experiment of ocean general circulation model**  
—Responses for wind stress (First report)—

By

**Tomonori MATSUURA, Atsushi TAKEDA**

*National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, Japan*

and

**Toshio YAMAGATA**

*University of Tokyo, Japan*

**Abstract**

A coarse resolution, primitive equation ocean general circulation model in a cyclic channel, with idealized wind stress, is used to explore sensitivity to the assumption that the vertical viscosity and diffusivity depends upon the level 2.5 turbulent closure model (Mellor and Yamada, 1974). The characteristics of the turbulent closure model are clarified by comparing the constant vertical eddy viscosity and diffusivity model. The model domain is idealized for the region of the Antarctic Circumpolar current and the density and current structures obtained from the numerical simulation are compared with those observed at the Drake Passage.

It is found that the turbulent closure model resolves efficiently the Ekman boundary layer at the sea surface and the turbulent mixing layer. This model settles

---

\* 気圏・水圏科学技術研究部

\*\* 理学部地球惑星物理学教室

the problem which occurs with extreme vertical shear in the mixed layer when the constant vertical eddy viscosity and diffusivity are used.

It is known that there is a region of a low density pool at the north in the Drake Passage. Our model confirm the above observational result. It is concluded that the low density pool is formed by strong mixing at the north in the Drake Passage because the Ekman transport is northwards for the westerly wind in the southern hemisphere.

**Key words:** Ocean general circulation model, Wind stress, Vertical eddy viscosity and eddy diffusivity, Turbulent closure model, Antarctic circumpolar current.

キーワード：海洋大循環モデル，風応力，鉛直渦粘性・拡散，乱流クロージャーモデル，南極周極流

## 1. はじめに

現在の気候・海洋結合大循環モデル(CGCM)において，海表面温度(SST)を精度よく予測できるものにするのが一つの課題となっている。そのためには，海洋大循環モデル(OGCM)におけるサブグリッドの現象である鉛直渦粘性と鉛直渦拡散をいかにパラメータ化するかということが，混合層の形成過程と関連して明らかにされねばならない重要な点である。さらに，海洋における水塊形成（ウェデル海等での深層水の形成）をモデル化していく上でも，いかに鉛直渦粘性と鉛直渦拡散現象を適切にモデルの中に組み込んでいくかがキーポイントになる。今回の研究では，Blumberg and Mellor (1987)の3次元プリミティブ海洋大循環モデルを使って，一般のOGCMで使われてきた鉛直渦粘性係数 $K_M$ と鉛直渦拡散係数 $K_H$ を一定値として取り扱うものとMellor and Yamada (1974)のレベル2.5の乱流クロージャーモデルを組み込んだものの感度実験を行い，それぞれの特性を調べた。

鉛直混合を引き起こす主要因は，①せん断力分散，②内部砕波，③浮力乱流である(Holloway,1989)。OGCMを予報モデルとして耐えうるものにするため，これらの鉛直混合物理過程のパラメータ化に対して，複数のモデルが提案されてきている。最も簡便なものは $K_M$ と $K_H$ を一定値として取り扱うものである(Bryan,1969)。Cummins et al.(1990)は $K_H$ がプランターバイサラ振動数 $N(=\sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz}}$ ；ここで $g$ は重力加速度， $\rho$ は密度)の逆数に比例するモデルを使った。さらに，沿岸域(Leendertse and Liu,1975)や熱帯域(Pacanowski and Philander,1981)では， $K_M$ と $K_H$ をリチャードソン数 $Ri$ ； $(=-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz} / (\frac{\partial u}{\partial z})^2$ ；ここで $u$ は主流方向の速度)の関数として求め， $K_M$ と $K_H$ を時空間で変化するものとしている。本モデルはMellor and Yamada (1974)のレベル2.5乱流クロージャー（3章4節）を導入しており， $K_M$ と $K_H$ をサブグリッドスケールのエネルギーと輸送方程式を解くことによって求める。したがって，現在提案されている $K_M$ と $K_H$ のパラメータ化の中では最も高精度のものである。

ところで，海洋中のスケールの大きな運動の駆動源として大きく3つの要素がある。まず，①大気風の風応力によって海洋中に運動量がインプットされることで海流が生成する。これは

一般に風成大循環といわれ、表層付近にエクマン境界層を形成し、内部領域に上昇流又は下降流が生まれ渦度の伸び縮みによって内部流ができる。別の駆動源として、②大気—海洋境界面を通しての熱流束の交換及び、③塩分流束の交換（海面での降水・蒸発や河川からの流入及び海水の消長）によってポテンシャルエネルギーがインプットやアウトプットされる。②と③の原因によって生み出される海洋中の大きな流れを熱塩大循環といい、特に精度の良い気候モデルを作るために研究されねばならない要素である。今回の第1報では、大気からの外力として風応力が働く場合に焦点を絞って研究を行う。

本論文の構成は、まず第2章で海洋大循環モデルの定式化を行い、それを南極周極流域に適用する。第3章では、 $K_M$ と $K_H$ のモデル化に対して提案されている4種類について長所と欠点を含め概説する。具体的な数値計算法については、第4章でわずかに述べる（詳細はBlumberg and Mellor,1987参照）。感度実験結果及びその考察については第5章で行い、エクマン境界層の形成、混合層の形成を $K_M$ と $K_H$ との関係から議論する。南極周極流域での観測結果と本モデル結果との比較を第6章で行い、第7章において結論を述べる。

## 2. モデルの定式化

### 2.1 モデルの基礎方程式

モデル海洋を支配する方程式は、運動方程式、連続の式、水温保存の式、塩分保存の式及び密度場を決定する状態方程式の7つである。 $x$ を東向き、 $y$ を北向き、 $z$ を鉛直上向きにとったデカルト座標系で、それらの方程式は以下のように書ける。

$$u_t + uu_x + vv_y + ww_z - fv = -\rho_0^{-1} p_x + F_x + (K_M u_z)_z \quad (2.1.1)$$

$$v_t + uv_x + vv_y + ww_z + fu = -\rho_0^{-1} p_y + F_y + (K_M v_z)_z \quad (2.1.2)$$

$$p_z = -\rho g \quad (2.1.3)$$

$$u_x + v_y + w_z = 0 \quad (2.1.4)$$

$$\theta_t + u\theta_x + v\theta_y + w\theta_z = F_T + (K_H \theta_z)_z + R_z \quad (2.1.5)$$

$$S_t + uS_x + vS_y + wS_z = F_s + (K_H S_z)_z \quad (2.1.6)$$

$$\rho = \rho(\theta, S, P) \quad (2.1.7)$$

ここで、 $t$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $z$ の下付きの項はそれらによる微分を表わす。(2.1.1)と(2.1.2)において、ブシネスク近似が使われている( $\rho_0$ =一定)。また、(2.1.3)は静水圧近似を使っていることを示している。(u, v, w)は速度の(x, y, z)成分で、 $\rho$ は密度、 $p$ は圧力、 $f$ はコリオリパラメータ、 $\eta$ は水位、 $\theta$ は温位、 $S$ は塩分、 $R_z$ は太陽からの短波輻射熱流束、そして( $K_M, K_H$ )はサブグリッドスケールの過程によって間接的に決定されるものである。( $K_M, K_H$ )は混合層の形成及びSSTの分布に重要な役割を果たしている。また、水平渦粘性係数 $A_M$ 及び水平渦

拡散係数  $A_H$  もサブグリッドスケールの現象をパラメータ化した形で導入されている。それらには、式(2.1.1), (2.1.2), (2.1.5), (2.1.6)の中の水平渦粘性項 ( $F_x, F_y$ ), 水温及び塩分の水平渦拡散項の中に以下のように表われる<sup>1)</sup>。

$$F_x = (\tau_{xx})_x + (\tau_{yz})_y, F_y = (\tau_{yx})_x + (\tau_{yy})_y \quad (2.1.8, a, b)$$

ここで、

$$F\phi = (q_x)_x + (q_y)_y \quad (2.1.8, c)$$

ここで、 $q_x = A_H\phi_x, q_y = A_H\phi_y$  ( $\phi = \theta$  又は  $S$ )。

## 2.2 境界条件

海面 ( $z = \eta$ ) での境界条件は、

$$(K_M u_z, K_M v_z) = (-\overline{w'u'}(\eta), -\overline{w'v'}(\eta)) \quad (2.2.1, a, b)$$

$$(K_H \theta_z, K_H S_z) = (-\overline{w'\theta'}(\eta), -\overline{w'S'}(\eta)) \quad (2.2.2, a, b)$$

$$w = \eta_t + u\eta_x + v\eta_y \quad (2.2.3)$$

ここで、式(2.2.1, a, b)の右辺は海面での風応力による運動量流速を、また、式(2.2.2, a, b)の右辺は海面での熱と塩分の流束を表わす。

海底 ( $z = -h$ ) での境界条件は、

$$(K_M u_z, K_M v_z) = \gamma_B (u^2 + v^2)^{1/2} (u, v) \quad (2.2.3, a, b)$$

$$(K_H \theta_z, K_H S_z) = (0, 0) \quad (2.2.4, a, b)$$

$$w = -uh_x - vh_y \quad (2.2.5)$$

ここで、 $\gamma_B$  は海底での摩擦係数であり、次式で与えられる。

(1)式(2.1.8, a, b)と(2.1.8, c)の水平渦粘性項と水平渦拡散項は、サブグリッドとしてのパラメータ化だけでなく数値計算上の小さなスケールのノイズを消去する。

(2)式(2.2.3, a, b)は数値的には、海底に最も近い格子点で適用される。もし、海底付近がよく解像されないときは  $z/z_0$  は非常に大きくなるので、式(2.2.6)は普通の摩擦係数の定式化になる。

$$\gamma_B = M_{ax} [\chi^2 / (\ln(z/z_0))^2, 0.0025] \quad (2.2.6)^{(2)}$$

$\chi$  (0.4) はカルマン定数,  $z_0$  は粗度パラメータである.

海面での運動量流束, 熱流束, 塩分流束の評価に対して以下のバルク公式を使う.

$z = \eta$  で

$$(-\overline{w'u'}, -\overline{w'v'}) = \gamma_A (u_A^2 + v_A^2)^{1/2} (u_A, v_A) \quad (2.2.7, a, b)$$

$$-\overline{w'\theta'} = \alpha (T_A^* - T_s) \quad (2.2.8)$$

$$-\overline{w'S'} = S(E - P) \quad (2.2.9)$$

ここで,  $(u_A, v_A)$  は風速の  $(x, y)$  成分,  $\gamma_A$  は海面摩擦係数,  $T_A^*$  は Haney(1971)による大気  
の平衡温度,  $T_s (= \Theta_s)$  は海面水温, そして  $\alpha$  は Haney 定数である. また,  $E$  及び  $P$  はそれぞ  
れ蒸発量と降雨量を表わす. 式(2.2.7, a, b), (2.2.8)及び(2.2.9)は2通りの使い方があ  
る. もし, 大気モデルを海洋モデルに結合させるときは右辺の項は未知数であり, 大気モデルか  
ら与えられる. 一方, 海洋モデルのみで閉ざす場合は右辺の項に観測結果から診断的に与え  
るか, あるいは簡単に解析的に与えるかのいずれかの仕方がある. 本実験は海洋モデルで閉  
ざし, しかも解析的な周期関数を入れた.

### 2.3 $\sigma$ 座標への変換

海面での水位  $\eta$  の変動及び海底地形をモデルに適切に組み込むためには通常使われてい  
る  $(x, y, z; t)$  座標系から以下に定義する  $(x^*, y^*, \sigma; t)$ 座標に変換するのが便利である  
(Phillips,1957).

$$x^* = x, y^* = y, \delta = \frac{z - \eta}{H + \eta}, t^* = t \quad (2.3.1)$$

の座標系を図1に示す.

今,  $D = H + \eta$ とし微分の連鎖律を使うと, それぞれの座標間の一回微分の関係式は以下の  
ようになる.

$$\Gamma_x = \Gamma_{x^*} - \Gamma_a \left( \frac{\sigma}{D} D_{x^*} + \frac{1}{D} \eta_{x^*} \right) \quad (2.3.2, a)$$

$$\Gamma_y = \Gamma_{y^*} - \Gamma_a \left( \frac{\sigma}{D} D_{y^*} + \frac{1}{D} \eta_{y^*} \right) \quad (2.3.2, b)$$

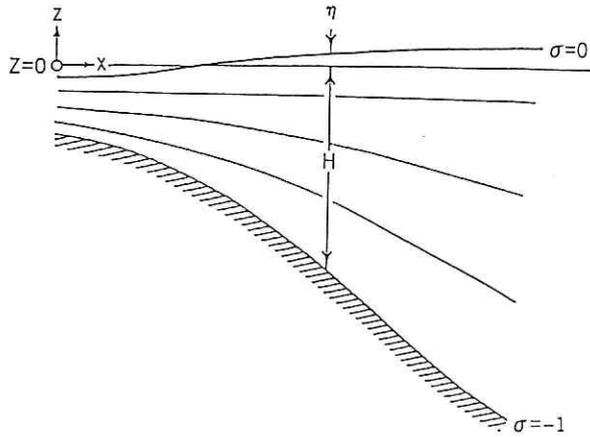


図1  $\sigma$  座標系の概略図

Fig.1 Schematic representation of the sigma coordinate system

$$\Gamma_z = \frac{1}{D} \Gamma_\sigma \quad (2.3.2, c)$$

$$\Gamma_t = \Gamma_t^* - \Gamma_\sigma \left( \frac{\sigma}{D} D_t^* + \frac{1}{D} \eta_t^* \right) \quad (2.3.2, d)$$

ここで、 $\Gamma$  は任意の従属変数を表わす。 $\sigma$  の座標系では、等  $\sigma$  線に対して垂直方向の速度は以下のように定義される。

$$\omega \equiv w - u(\sigma D_x^* + \eta_x^*) - v(\sigma D_y^* + \eta_y^*) - (\sigma D_t^* + \eta_t^*) \quad (2.3.3)$$

この場合、海面と海底での垂直方向速度の境界条件は、

$$w(x^*, y^*, 0, t^*) = 0 \quad (2.3.4, a)$$

$$w(x^*, y^*, -1, t^*) = 0 \quad (2.3.4, b)$$

となる。

$\sigma$  座標系に変換された方程式系は以下のように表わせる ( $x, y, t$  の肩添字 \* は省略する)。

$$\begin{aligned} & (Du)_t + (Du^2)_x + (Dvu)_y + (\omega u)_\sigma - fDv + gD\eta_x \\ & = -(gD^2/\rho_0) \int_\sigma^0 \rho_x d\sigma + (gDD_x/\rho_0) \int_\sigma^0 \sigma \rho d\sigma + F_x + \{(K_M/D)u_\sigma\}_\sigma \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

$$\begin{aligned}
 & (D\bar{v})_t + (D\bar{u}\bar{v})_x + (D\bar{v}^2)_y + (\omega\bar{v})_\sigma + fD\bar{u} + gD\eta_y \\
 & = -(gD^2/\rho_0) \int_{\sigma}^0 \rho_y d\sigma + (gDD_y/\rho_0) \int_{\sigma}^0 \sigma \rho_\sigma d\sigma + F_y + \{(K_M/D)v_\sigma\}_\sigma
 \end{aligned} \tag{2.3.6}$$

$$\eta_t + (D\bar{u})_x + (D\bar{v})_y + \omega_\sigma = 0 \tag{2.3.7}$$

$$(D\bar{\theta})_t + (D\bar{u}\bar{\theta})_x + (D\bar{v}\bar{\theta})_y + (\omega\bar{\theta})_\sigma = F_\theta + \{(K_H/D)\theta_\sigma\}_\sigma + R_\theta \tag{2.3.8}$$

$$(D\bar{S})_t + (D\bar{u}\bar{S})_x + (D\bar{v}\bar{S})_y + (\omega\bar{S})_\sigma = F_S + \{(K_H/D)S_\sigma\}_\sigma \tag{2.3.9}$$

の座標系での水平粘平性項は次式で近似できる(Mellor and Blumberg,1985).

$$F_x = (D\tau_{xx})_x + (D\tau_{yx})_y, F_y = (D\tau_{yx})_x + (D\tau_{yy})_y, F\phi = (Dq_x)_x + (Dq_y)_y \tag{2.3.10}$$

## 2.4 モードの分離

式(2.1.1)から式(2.1.7)までの OGCM は伝播の速い外部重力波と伝播の遅い内部重力波の2つの異なる時間スケールの現象を含んでいる。この外部モードと内部モードをうまく分離して計算すると効率よく数値計算が可能になる。具体的に、外部モードに対しては式(2.3.5)から式(2.3.7)までを $\sigma$ 方向に $-1$ から $0$ まで積分したものをを使い、内部モードに対しては式(2.3.5)から式(2.3.9)の中で外部モードに関連する項は前もって与え、それらを使って解く(Simons,1974).

運動方程式(2.3.5)と(2.3.6)及び連続の式(2.3.7)を海底から海面まで、 $\sigma$ 軸に沿って積分し、境界条件を使うと以下の式を得る。

$$\begin{aligned}
 & (D\bar{u})_t + (D\bar{u}^2)_x + (D\bar{v}\bar{u})_y - F_x^* - fD\bar{v} + gD\eta_x \\
 & = \tau_x^A - \tau_x^B - G_x^* - (gD^2/\rho_0) \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \rho_x d\sigma d\sigma + (gDD_x/\rho_0) \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \sigma \rho_\sigma d\sigma
 \end{aligned} \tag{2.4.1}$$

$$\begin{aligned}
 & (D\bar{v})_t + (D\bar{u}\bar{v})_x + (D\bar{v}^2)_y - F_y^* + fD\bar{u} + gD\eta_y \\
 & = \tau_y^A - \tau_y^B - G_y^* - (gD^2/\rho_0) \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \rho_y d\sigma d\sigma + (gDD_y/\rho_0) \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \sigma \rho_\sigma d\sigma
 \end{aligned} \tag{2.4.2}$$

また、連続の式は

$$\eta_t + (D\bar{u})_x + (D\bar{v})_y = 0 \tag{2.4.3}$$

となる。ここで、上線は $\bar{u} = \int_{-1}^0 u d\sigma$ のように $\sigma$ 方向に鉛直積分した速度場を表わす。また、せん断応力成分は以下のように定義される。

$$(\tau_x^A, \tau_y^A) = \gamma_A(u_A^2 + v_A^2)^{1/2}(u_A, v_A) \quad (2.4.4, a)$$

$$(\tau_x^B, \tau_y^B) = \gamma_B(u_B^2 + v_B^2)^{1/2}(u_B, v_B) \quad (2.4.4, b)$$

水平粘性項 ( $F_x^*, F_y^*$ ) は次のように与えられる。

$$F_x^* = (2D\bar{A}_M\bar{u}_x)_x + \{D\bar{A}_M(\bar{u}_y + \bar{v}_x)\}_y \quad (2.4.5, a)$$

$$F_y^* = (2D\bar{A}_M\bar{v}_y)_y + \{D\bar{A}_M(\bar{u}_y + \bar{v}_x)\}_x \quad (2.4.5, b)$$

散逸項 ( $G_x^*, G_y^*$ ) は以下のように書ける。

$$G_x^* = (D\bar{u}^2)_x + (D\bar{u}\bar{v})_y - \bar{F}_x - (D\bar{u}^2)_x - (D\bar{u}\bar{v})_y + F_x^* \quad (2.4.6, a)$$

$$G_y^* = (D\bar{u}\bar{v})_x + (D\bar{v}^2)_y - \bar{F}_y - (D\bar{u}\bar{v})_x - (D\bar{v}^2)_y + F_y^* \quad (2.4.6, b)$$

水平粘性は Smagorinsky 型のパラメータ化<sup>(3)</sup>を用い、以下のように定式化される (Smagorinsky, 1963)。

$$A_M = C \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot (1/2) |\nabla u + (\nabla v)^T| \quad (2.4.7)$$

ここで、 $(1/2) |\nabla u + (\nabla v)^T| = [u_x^2 + (v_x + u_y)^2 / 2 + v_y^2]^{1/2}$  であり、 $\Delta x$  と  $\Delta y$  の大きさで異なり、本実験のような 200 km と 100 km のグリッドサイズでは、 $A_M$  が一般に評価されている  $O(10^7 \text{cm}^2 \text{s}^{-1})$  をとるように 0.5 に選んだ。

## 2.5 モデルの海域及び諸量

今回の数値実験は南極周極流域を研究対象領域としており、モデル領域は単純化した周期的な南北に壁の存在する水路とした (図 3(a)参照)。水路の長さ  $L_x = 4000 \text{km}$ 、水路の幅  $L_y = 1600 \text{km}$ 、水深  $D = 2000 \text{m}$  で、海底は平坦とした。南北 1600 km の海域なのでベータ平面近似を使用した。したがって、コリオリパラメータは  $f = f_0 + \beta_y$  (ここで、 $f_0 = -1.37 \text{s}^{-1} (70^\circ \text{s})$ ,  $\beta = 7.83 \times 10^{-12} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1} (70^\circ \text{s})$ ) である。初期の水温分布及び塩分分布は、

(3)もし、 $A_M$  が深さ方向に依存しない場合 (例えば  $A_M = \text{一定}$ )、式 (2.4.6, a, b) の粘性項は相殺するが、一般的にはそのようにならない。

$$\Theta = 10^\circ(c) \times \exp(-\sigma) \quad (2.5.1)$$

$$S = 35(o/o_0) \quad (2.5.2)$$

とした。また、風応力の分布は

$$-\overline{u'w'} = \tau^x / \rho_0 = 1.0 \times 10^{-4} (\text{m}^2 \text{s}^{-1}) \cdot \sin(\pi y / L) \quad (2.5.3, a)$$

$$-\overline{v'w'} = \tau^y / \rho_0 = 0 \quad (2.5.3, b)$$

海洋中では初期に静止の状態

$$u = v = w = 0 \quad (2.5.4)$$

としている。境界条件は、南北壁 ( $y=0, L$ ) で

$$u = v = 0 \quad (2.5.5)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial y} = 0 \quad (2.5.6)$$

とした。また、周期的な水路を考えているため、

$$u_E = u_W, v_E = v_W, \Theta_E = \Theta_W \quad (2.5.6, a, b, c)$$

とした。ここで、下付きの E は東の端、W は西の端を表わす。

### 3. 鉛直渦粘性係数 $K_M$ と鉛直渦拡散係数 $K_H$ のパラメータ化

3次元海洋数値モデルの鉛直混合に対するパラメータ化は多数のものが試みられている。ここでは、それらの中の代表的なものである4種類を検討する。プラントル数  $P_r (= K_M / K_H)$  はかならずしも1とはならないが、ここで取り扱う現象はほぼ1とみなせるので、 $K_H$  だけの議論を行う。

#### 3.1 $K_H$ を一定値としたモデル

最も単純な鉛直混合についてのパラメータ化は  $K_H$  を一定値にすることである。現在、OGCM として最も頻繁に使われている GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) モデルはほとんどの場合  $K_H$  を一定値として使われる。水温の鉛直移流と鉛直拡散のつり合いから海洋の中層に対する  $K_H$  を見積もってみる。フィックスの拡散法則に基づく上記のパラメータは、

$$w \frac{\partial T}{\partial z} = K_H \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.1.1)$$

となる。Munk(1966)は水深1 kmと4 kmの間の $K_H/w$ の値を観測から $10^3 \text{m}$ としている。また、海洋の底での水塊形成から $w$ を見積もると $10^{-7} \text{ms}^{-1}$ となり、それらの値を式(3.1.1)に代入すると $K_H \sim 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ と評価できる。現在のOGCMでも $K_H \sim 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ の値を使用しているが、温度躍層以浅のSSTを支配している深さで、この値を使ってよいかどうかは疑問が残る。

Bryan(1987)はGFDLモデルを使って、 $K_H$ を $1 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ から $2.5 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ までの範囲で値を変化させ、モデルの $K_H$ に対する感度実験を行った。この感度実験で、 $K_H$ が大きくなるにつれ温度躍層が厚くなり、東西方向に平均した南北輸送量は増加することを示した。Bryan(1987)は、OGCMが $K_H$ に敏感なため、OGCMが気候変動予測モデルとして使えるようにするためには、鉛直混合過程のサブグリッドとしてのパラメータ化をより現実的なものにする必要があることを指摘している。

### 3.2 $K_H$ をプラントーバイサラ振動数 $N$ に関連づけたモデル

鉛直混合にとって内部砕波が要因となる場合、 $K_H$ を決めるのに $N$ が重要な指標となることが予想される。Cummins et al.(1990)はGFDLモデルを使って $K_H$ に対して以下のようなパラメータ化をした。

$$K_H = \begin{cases} a \cdot N^{-1}, & \frac{\partial \rho_\theta}{\partial z} < 0 \\ 1, & \frac{\partial \rho_\theta}{\partial z} > 0 \end{cases} \quad (3.2.1)$$

( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )

ここで、 $a$ は定数で $10^{-7} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ としている。

このパラメータ化では、上層海洋で $K_H$ は $O(10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1})$ という小さな値をとり、深層で $O(10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1})$ といった大きな値をとる。このモデルの特徴は極向き熱輸送を $K_H$ 一定のモデルと一致させた時、深層での $K_H$ の値が大きくなることである。極向き方向の熱輸送を現実に合わせて合わせるためには、混合層内での $K_H$ が $O(10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1})$ と非常に小さな値をとっている。したがって、混合層発達についてこのパラメータ化が適切かどうか疑問である。

### 3.3 $K_H$ をリチャードソン数に関連づけたモデル

浮力乱流が要因で混合が起きる場合、リチャードソン数(乱れの発生量と流体塊が浮力に

逆らって働くのに要する仕事量の比)を用いて  $K_H$  を決めるのは意味がある。特に、沿岸域や熱帯域での  $K_H$  のパラメータ化には、リチャードソン数が使われている。 $K_H$  とリチャードソン数  $R_i$  との関係は実験や観測により詳細に調べられてきた (図 2)。具体的には、

$$K_H = a \cdot \exp(-\alpha R_i) + K_{H0} \quad (3.3.1)$$

と

$$K_H = b / (1 + \beta R_i) + K_{H0} \quad (3.3.2)$$

の2つのタイプがある。ここで、 $a, \alpha, K_{H0}, b, \beta$  は図 2 から決まる定数、式 (3.3.1) の形は沿岸域の3次元エスチャリーモデルにおいて Leandertse and Liu(1975)が使っている。また、式 (3.3.2) の形は熱帯域の熱帯潜流のモデルに Pacanouski and Philander (1981) が用いており、観測と一致した結果を得ている。このモデルは、海洋全域において普遍的に使用できるかどうか疑問である。

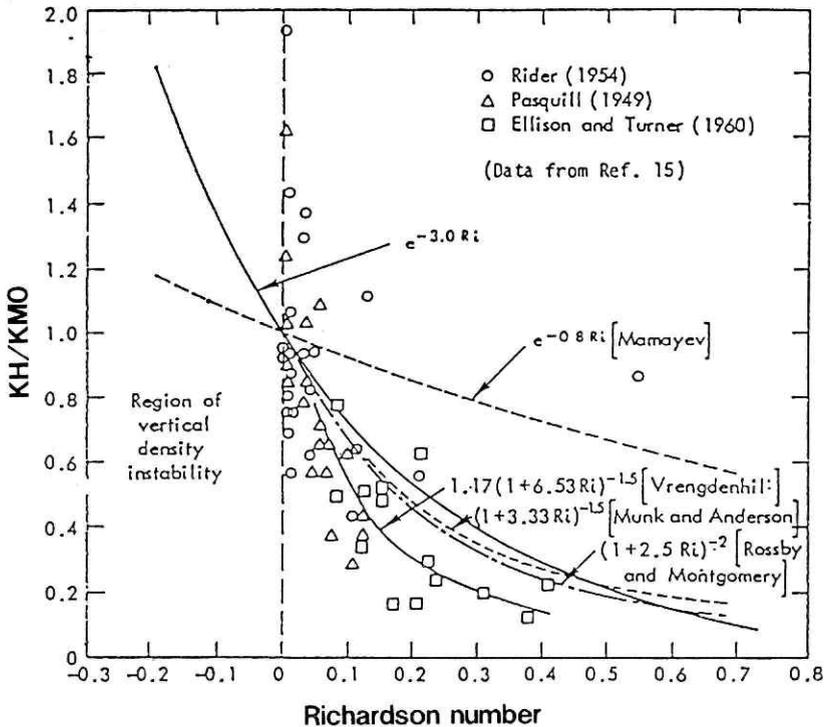


図 2 リチャードソン数と鉛直渦拡散係数の関係  $K_{M0}$  は均質流体における鉛直渦粘性係数。(Leandertse and Liu (1975)より引用)。

Fig.2 Normalized vertical eddy diffusivity coefficient in a stratified flow as a function of the Richardson number.  $K_{M0}$  is the vertical eddy viscosity in a homogeneous fluid.

### 3.4 Mellor and Yamada (1974)のレベル2.5乱流クロージャーモデル

Mellor and Yamada (1974)のレベル2.5乱流計算モデルは乱流場のエネルギー方程式とエネルギー $(q^2/2)$ に特性距離 $(\ell)$ をかけた量 $(q^2\ell)$ の輸送方程式から $q$ と $\ell$ を求め $K_M$ と $K_H$ を決定するものである。具体的に、乱流運動エネルギー $(q^2/2)$ と乱流特性距離 $(\ell)$ の方程式は以下のように表わされる。

$$(q^2D)_t + (uq^2D)_x + (vq^2D)_y + (\omega q^2)_\sigma = F^*_q + \{(K_q/D)(q^2)_\sigma\}_\sigma + (2K_M/D)(u\sigma^2 + v\sigma^2) + (2g/\rho_0)K_H\rho_\sigma - 2Dq^3/\Lambda_1 \quad (3.4.1)$$

$$(q^2\ell D)_t + (uq^2\ell D)_x + (vq^2\ell D)_y + (\omega q^2\ell)_\sigma = F^*_\ell + \{(K_\ell/D)(q^2\ell)_\sigma\}_\sigma + E_1\ell\{(K_M/D)(u\sigma^2 + v\sigma^2) + (g/\rho_0)K_H\rho_\sigma\} - Dq^3\tilde{W}^*/B_1 \quad (3.4.2)$$

ここで、壁近接関数は

$$\tilde{W} \equiv 1 + E_2(\ell/\chi L)^2 \quad (3.4.3)$$

と定義される。 $(L)^{-1} \equiv (\eta - Z)^{-1} + (H + Z)^{-1}$ である。式(3.4.3)と式(3.4.4)の $F^*_q$ と $F^*_\ell$ 項は水平混合を示しており、式(2.8.1, c)の形でパラメータ化される。式(3.4.1)と(3.4.2)に対する境界条件は、

$$(q^2(0), q^2\ell(0)) = (B_1^{2/3}u_\tau^2(0), 0) \quad (3.4.4, a, b)$$

$$(q^2(-1), q^2\ell(-1)) = (B_1^{2/3}u_\tau^2(-1), 0) \quad (3.4.5, a, b)$$

であり、ここで $u_\tau$ は海面あるいは海底での摩擦速度である。

鉛直渦性係数及び鉛直渦拡散係数は以下のように定義される。

$$K_M = q\ell S_M, \quad K_H = q\ell S_H \quad (3.4.6, a, b)$$

$$K_q = q\ell S_q, \quad K_\ell = q\ell S_\ell \quad (3.4.7, a, b)$$

係数 $S_M$ と $S_H$ はリチャードソン数の関数であり、以下のように与えられる。

$$S_H[1 - (3A_2B_2 + 18A_1A_2)G_H] = A_2[1 - 6A_1/B_1] \quad (3.4.8, a)$$

$$S_M[1 - 9A_1A_2G_H] - S_H[18\Lambda_1^2 + 9\Lambda_1A_2)G_H] = \Lambda_1[1 - 3C_1 - 6A_1/B_1] \quad (3.4.9, b)$$

ここで、

$$G_H = (\ell^2/q^2)(g/\rho_0)\rho_z \quad (3.4.9, c)$$

式(3.4.8, a, b)の5つの定数は表面付近の乱流データから評価されて、次のように与えられ

る(Mellor and Yamada, 1982).

$$(A_1, B_1, A_2, B_2, C_1) = (0.92, 16.6, 0.74, 10.1, 0.08)$$

安定度関数は $G_H$ が0.0288に近づいたとき無限に近づく。しかし、自然界ではこのようなことはありえないと考えられる。また、他の定数は以下のような経験的な値が与えられている(Mellor and Yamada, 1982).

$$(S_q, S_\epsilon, E_1, E_2) = (0.2, 0.2, 1.8, 1.33)$$

今回の感度実験では特に、Mellor and Yamada (1974)のモデルの特徴を明らかにするために、 $K_H$ が一定のものとの比較を行った。

#### 4. 数値計算法

$K_M$ と $K_H$ に対するOGCMの感度実験を行うにあたって、数値モデルとしてBlumberg and Mellor (1987)を使用した。この数値モデルの特徴は、

1. 3.4節に示したように、 $K_M$ と $K_H$ を決めるためにMellor and Yamada (1974)のレベル2.5乱流クロージャモデルを組み込むことが可能である。
2. 鉛直座標は水柱の長さでスケール化された座標である。したがって、海表面変位と海底地形を表現しやすいようになっている。
3. 数値スキームとして、時間についてリーブフロッグスキーム、空間に関してアラカワCグリッドスキームを使っている。リーブフロッグスキームを使ったことによる時間ステップの分離を解消するため通常使われてきたオイラーバックワードスキームの代わりに弱いフィルター法を使っている(Asselin, 1972)。
4. 水平空間に対する時間差分と鉛直方向に対する時間差分は分離し、前者に対しては陽的に後者に対しては陰的に解いている。陰的解法では、差分時間間隔の制限が取り除かれるため、表面と底面境界層における細い分解能の計算が可能となる。
5. このモデルでは2.4節に示したように外部モードと内部モードを分離して計算している。外部モードは2次元であり、CFL(Courant—Friedrich—Lewy)条件と外部波スピードに基づいた短い時間ステップを使っている。内部モードは3次元で、CFL条件と内部波のスピードに基づいた長い時間ステップを使用している。3次元の計算を長い時間ステップで計算できるため、非常に計算効率が良い。

今回のモデル実験に用いた南極周極流域を単純化した周期的水路の水平格子と鉛直格子を図3に示す。鉛直方向は海面近傍の境界層を解像できるように不等間隔格子を用いた。今回用いた数値モデルの流れ図を図4に示す。

数値実験では、 $\Delta x = 200\text{km}$ ,  $\Delta y = 100\text{km}$ ,  $\Delta t_1$  (外部モードの時間ステップ) = 200秒,  $\Delta t_2$  (内部モードの時間ステップ) = 1000秒を使用した。なお、CFL条件は320秒であった。

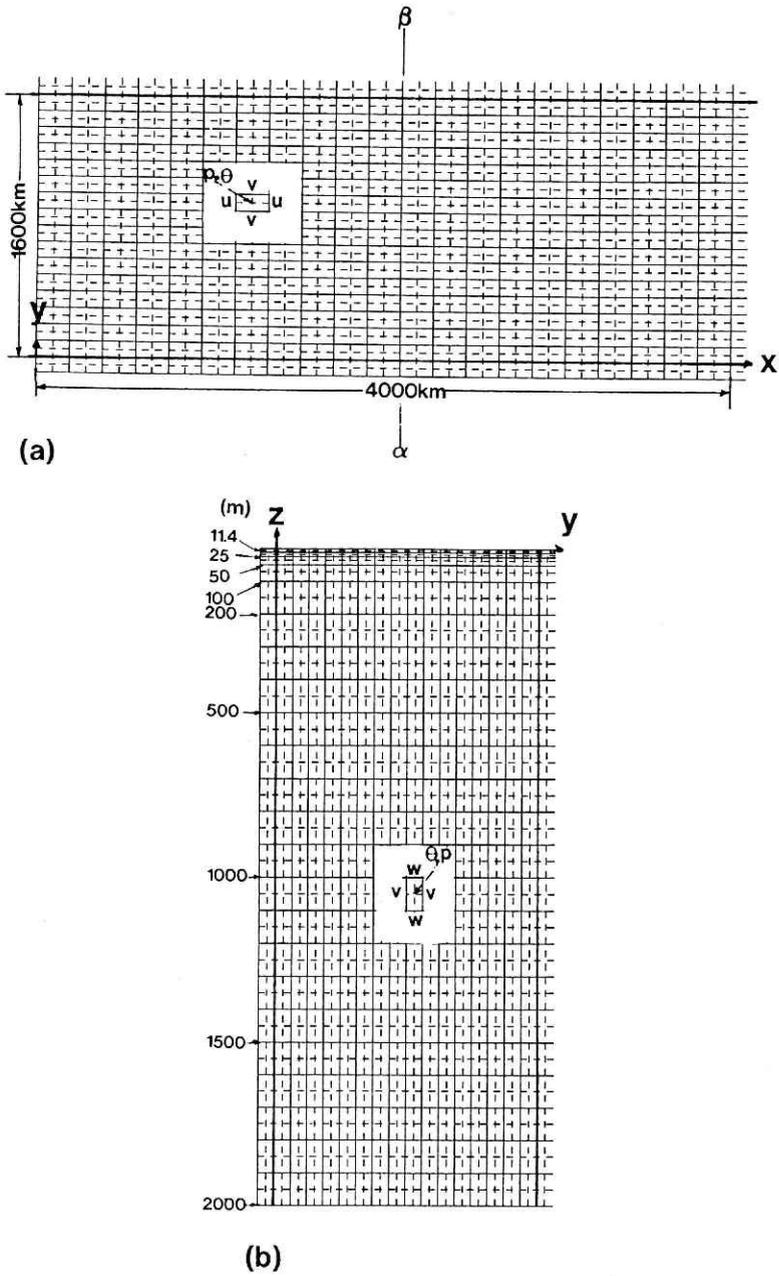


図 3 (a)モデルの領域の水平断面図及び $u$ ,  $v$ ,  $p$ ,  $\theta$ の格子上的位置。  
 (b)モデルの領域の鉛直断面図及び $v$ ,  $w$ ,  $p$ ,  $\theta$ の格子上的位置。不等間隔格子に対する水深を示してある。

Fig.3 (a)Horizontal section in the model domain and the locations of  $u$ ,  $v$ ,  $p$ , and  $\theta$  on the horizontal finite difference grid.  
 (b)Vertical section in the model domain and the locations of  $v$ ,  $w$ ,  $p$ , and  $\theta$  on the vertical finite difference grid which is irregular.

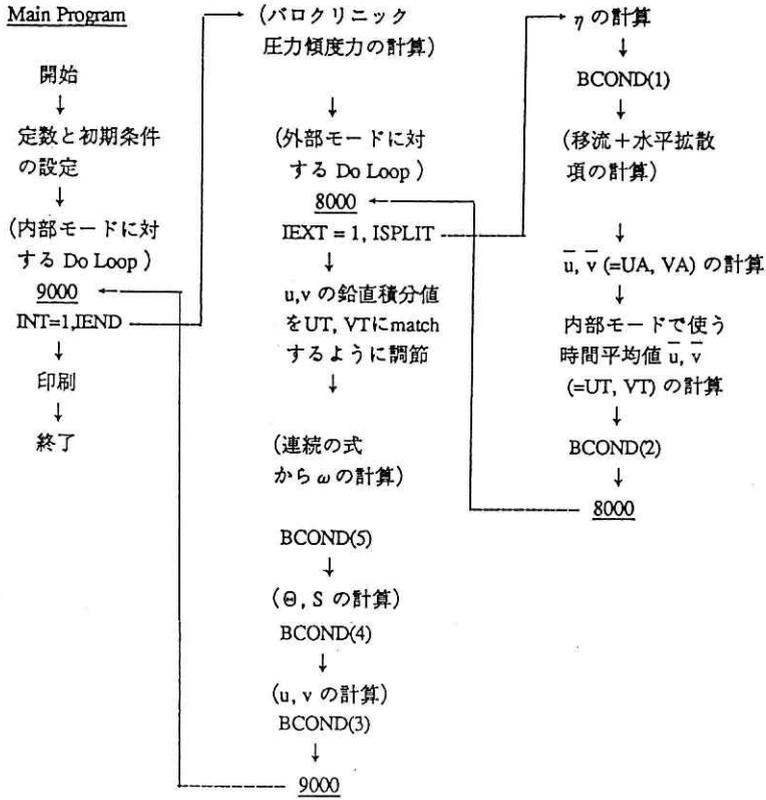


図4 プログラムコードの流れ図. BCONDはそれぞれの物理量の境界条件を意味する.

Fig.4 Flow diagram of program code. BCOND is the boundary condition for solving every physical property.

## 5. 風応力に対する感度実験の結果

風応力によって運動量が全海域で定常的にインプットされる場合、初期の水温分布（式(2.5.1)）及び流速場（式(2.5.4)）がどのように  $K_M$  と  $K_H$  の違いによって変化するかを調べたのでその結果を示す。

### 5.1 エクマン境界層

風応力による海流の発生は、エクマン境界層の中に、

$$\mathbf{M} = \frac{\tau}{\rho \cdot f} \times \mathbf{x} \quad (5.1.1)$$

の流量輸送  $\mathbf{M}$  が生み出されることによって起きる。ここで、 $\mathbf{x}$  は鉛直方向の単位ベクトルである。式(5.1.1)は南半球で、風応力の方向に対して左手  $90^\circ$  に流量が輸送されることを示している。したがって、本数値実験において、水路の北側でエクマン境界層から内部への流量の沈み込みがあり、南側では内部からエクマン境界層への湧き出しがある ( $w = 1.4 \times 10^{-6} \text{ms}^{-1} \cdot \cos(\frac{\pi y}{L})$ )。

図5は、表1に示したケースAからケースDの4例の数値実験の  $u-v$  図を示したものである。水路の丁度中央部が最も全体の領域の様子を表わしていると考えられるので、その位置を代表点に選び速度成分  $u$  と  $v$  の鉛直変化をプロットした。図5で興味深い点は、乱流クロージャーモデル(ケースD)の結果においてエクマンらせんが表現されることである。このエクマンらせんの分布から、表層でのエクマン吹送流の  $u$  成分は  $2.5 \text{cms}^{-1}$  で境界層厚  $\delta_E$  は  $30 \text{m}$  程度になる。これらをエクマン吹送流の理論解に入れ、 $K_M$  を見積もると  $5 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$  程度になる。ケースDの境界層内の  $K_M$  の値は  $2 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  から  $1 \times 10^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  をとっており、これらの結果は乱流クロージャーモデルがエクマン境界層をよく解像していることを示している。海域全体で  $K_M = 5 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  (ケースA) の場合もエクマン境界層が解像されているが、 $K_H$  が混合層以外の部分でも大きいため水温場に不都合が生じる(5.3節参照)。

ケースBとCは表1に示したように、境界層厚が薄すぎるためエクマン境界層の解像ができていない。したがって、ケースBとCはエクマンらせんが表現できず、第2格子点の上下で不連続になっている(図5(b), (c))、表層の  $u$  の大きさについて理論値と数値実験値を比較すると後者の方は1オーダー小さい値をとっている。このことはエクマン境界層が解像できない場合(ケースBとC)、数値実験ではあたかも境界層厚  $\delta_E$  が厚くなったように表現されていることを意味する。

ケースBとCを比較した場合、 $K_M$  が4倍異なるので、エクマン境界層内に誘起される流速はケースCの方がケースBに比べて2倍大きく、境界層厚は  $1/2$  のはずだが、定性的には理論値に合った傾向を示しているものの差はわずかである。このこともケースBとケースCではエクマン境界層が解像されていないことを示している。

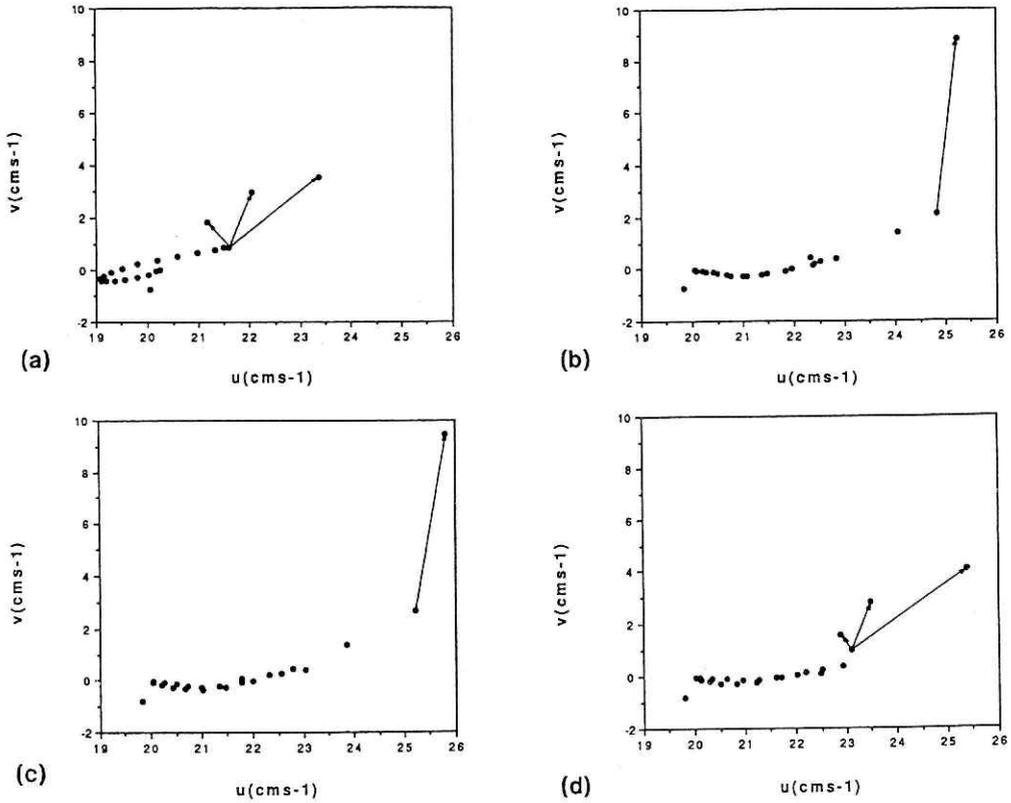


図5 表1に示した4ケースのu-v図。水路の中央部(11, 9)を代表点として鉛直方向すべてのデータをプロットしている。時間は1000日目。ケースAとケースDはエクマンらせんを描く。

Fig.5 Profile of u-v velocity component at the center of the channel for four cases indicated in Table 1. Time of day is 1000. The Ekman spiral is shown in case A and case D.

表1 数値実験のケースの分類  
Table 1 A list of numerical experiments.

	$K_M$ と $K_H$ の値( $m^2s^{-1}$ )	$A_H$	エクマン境界層厚 $\delta_e$ (m)		表面のuの大きさ( $cms^{-1}$ )	
			理論値	実験値	理論値	実験値
ケースA	$5 \times 10^{-2}$	Smagorinsky 型 $C=0.5$	28	35	2.7	2.0
ケースB	$2 \times 10^{-4}$	同上	1.7	18	43	7.3
ケースC	$5 \times 10^{-6}$	同上	0.9	18	86	8.0
ケースD	乱流クロー ジャーモデル	同上		30		2.5

## 5.2 内部流の定常解

本モデルにおいて、定常状態に達したときの内部流の解を求める。南北に壁があり、東西方向は周期的になっているので  $v \ll u$  が仮定でき、非線形項を無視すると支配方程式は以下のように簡略化できる。

$$0 = A_M \nabla^2 u + K_M u_{zz} \tag{5.2.1}$$

$$f u = -1/\rho_0 \cdot p_y g \tag{5.2.2}$$

$$p_x = -\rho g \tag{5.2.3}$$

$$v_y + w_z = 0 \tag{5.2.4}$$

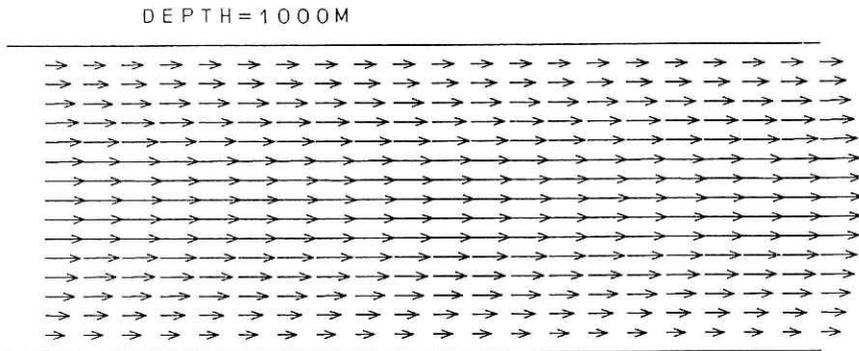
$$w \rho_z = K_H \rho_{zz} \tag{5.2.5}$$

式(5.2.1)を海面から海底まで積分し、式(2.5.3, a)の風応力を境界条件として導入すると  $u(y)$  が求まる。

$$u(y) = 1.3 \text{ms}^{-1} \cdot \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) \tag{5.2.6}$$

ただし、このモデルでは水平粘性の方が底面での粘性より1オーダーから2オーダー大きいので底面摩擦の効果を無視した。式(5.2.6)と数値実験の結果による  $u$  の分布を比較すると、流れの  $y$  分布は sine 関数の分布になって良く合っているが、最大値については単純な理論解の方が大きな値となっている (図6参照)。

南北方向の力のバランスは式(5.2.2)の地衡流バランスが予想される。実際の数値実験結果も式(5.2.2)の力学バランスを非常に良く実現した。



$\rightarrow = 0.1 \text{ M/S}$

図6 ケースDにおける水深1000mの水平面流速ベクトル図。時間は1000日。最大値は  $22 \text{cms}^{-1}$  ではほぼ風応力と同じ分布を示す (式 (5.2.6) 参照)。

Fig.6 Profile of horizontal velocity vector at the depth of 1000 m for case D. Time of day is 1000. Maximum velocity is  $22 \text{cms}^{-1}$  and the profile is nearly the same as that of the wind stress.

### 5.3 混合層の発達

ここでは、風応力によって混合層がどのように発達していくかということと、混合層厚の南北変化について議論する。今回の数値実験では塩分濃度は35‰とすべての場所で一定にしているので、混合層の発達をポテンシャル温度  $\theta$  で評価する。

図7は4ケースに対する、初期から1000日までの水温の鉛直分布の時間推移を示している。ケースAを除いた他の3ケースは等温部が深い方へ進行していきながらその等温部部の水温は下がっていく。ケースAは $K_H$ が大きすぎて、すでに400日で海面から底面までほぼ一様の6.3°Cになっており、現実の海洋の $K_H$ とは掛け離れている。等温部部の深い方への進行は、表面に与えられた風応力によって発生した乱れが鉛直混合を引き起こし、水塊の特性を一様化していくために起こる。ただし、ケースAからCまでは、上記の作用を一定値の $K_M$ と $K_H$ でパラメータ化している。それに対し、ケースDでは乱れのスケール $l$ と強さ $q$ を3.4

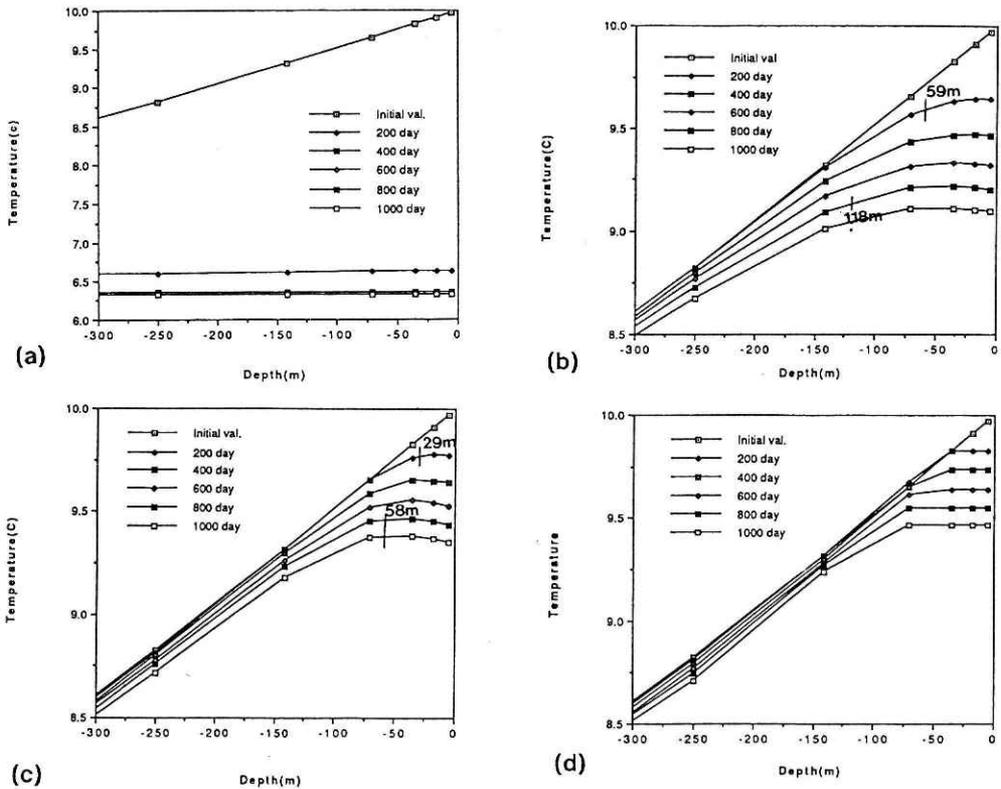


図7 4ケースにおける等温部の発達の時間推移。  
(a)ケースA, (b)ケースB, (c)ケースC, (d)ケースD (a)と(b)の200日と800日に対し、 $\sqrt{K_H t}$ で見積もった混合層の深さ $h$ を示した。

Fig.7 Vertical development of an isothermal part for four cases (a) case A, (b) case B, (c) case C, and (d) case D. The mixed layer depth estimated by  $\sqrt{K_H t}$  is denoted for day 200 and day 800 for case B and case C.

節に示した乱流クロージャーモデルを使って求め、時空間で変化する  $K_M$  と  $K_H$  を使っている。

ここで、鉛直混合の進行深さ  $h$  を簡単な拡散の式  $h = \sqrt{k_H t}$  で見積もると、ケース B では 200 日で 59 m, 800 日で 118 m となる。また、ケース C では、200 日で 29 m, 800 日で 58 m となる。数値実験結果と比較するとケース B に対してはかなり妥当な結果を得たが、ケース C では数値実験結果の方が見積もりよりも深くまで混合している。

ケース D はケース C に近い混合層の発達を示しているが、 $K_H$  の値で比較すると混合層内 (100 m 以浅) では  $10^{-2} \sim 10^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  をとっており、それ以深では  $2 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  以下の小さい値をとっている (図 11(b) 参照)。したがって、 $K_H$  が全域で  $5 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  としたケース C とは  $K_H$  の値に関して非常に異なっている。混合層内の  $K_H$  をほぼ等価にして、 $K_H$  一定の場合 (ケース A) と乱流クロージャーモデルの場合 (ケース D) を比較すると、混合層の発達の仕方は極端に異なる。これは、ケース D の  $K_H$  の値の分布から推測できるように、乱流クロージャーモデルでは混合層とそれ以下の層とが分離されてしまい、熱量の混合層以下への輸送が抑えられるが、ケース A では深部まで一様に熱量が移動していくため極端にポテンシャル温度の一様化が進む。

つぎに、温度の鉛直分布の  $\alpha-\beta$  断面 (南北断面) を図 8 に示す。この図で特徴的なことは、表層混合層で北壁付近が深くなり南壁付近が浅くなっていることである。このことは、混合が南より北で活発であることを意味している。エクマン輸送は北向きであり、北で下降流、南で上昇流がある (5.1 節参照)。また、南北方向には地衡流バランスをしているため、北の水温が高く南の水温が低くなっている。北側では、エクマン輸送により南の冷たい水塊が表層から沈み込み、鉛直方向に不安定となるため強い混合が起こる。一方、南側では上昇流によって下の冷たい水塊が上がって来るが、表層の水塊は北へ輸送され、鉛直方向に不安定になることなく混合層はそれほど発達しない。ただし、ケース A は  $K_H$  が大きすぎるため 1000 日で全海域ほぼ一定の  $6.3^\circ \text{C}$  になっている。底面のエクマン境界層内の流量輸送による底面での混合は表層より弱い、南側に混合層をつくっている。内部領域に対して、ケース A を除いた 3 ケースで鉛直混合がほとんど起きておらず、式 (2.1.5) の  $(K_H \Theta_z)_z$  項を無視してもよいことを示している。

#### 5.4 ケース D の実験における $K_M$ と $K_H$ の空間分布

表 1 に示したようにケース A からケース C は、 $K_M$  と  $K_H$  を時空間全域において一定値としているが、ケース D ではそれらを時々刻々全空間で予報している。ここでは、ケース D の 1000 日目における  $K_M$  と  $K_H$  の空間分布を流速場及び温度場と関連づけて議論する。

表面から 5.7 m の深さにおける  $K_M$  の水平分布を図 9(a) に示す。中心付近は一律な値で最大値  $3 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  をとっており、南北の壁ぎわで最小値  $1 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  の値をとっている。この

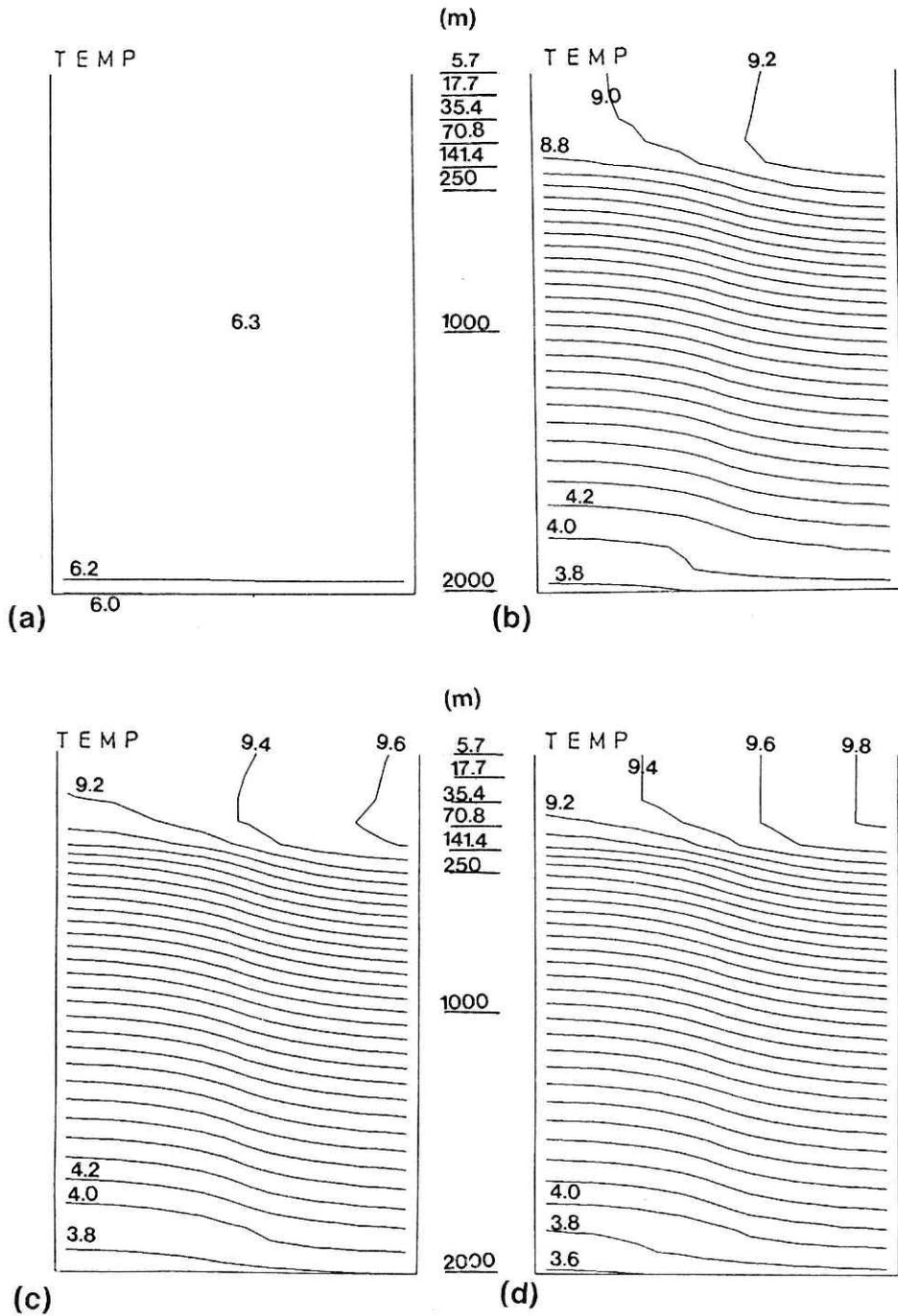
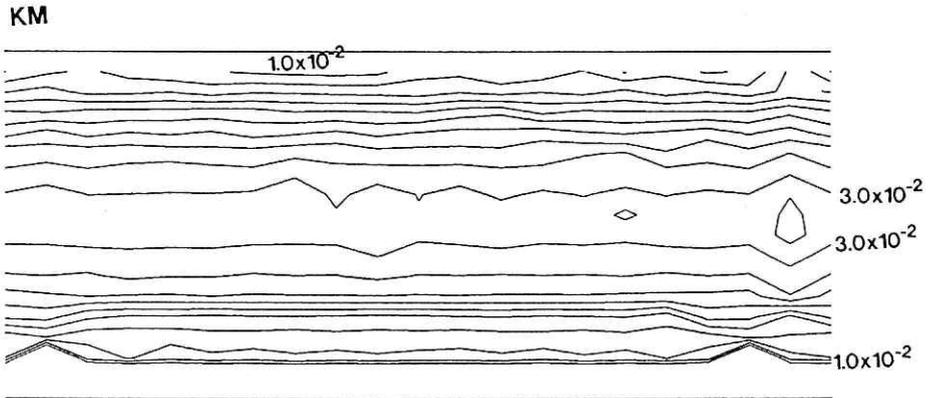
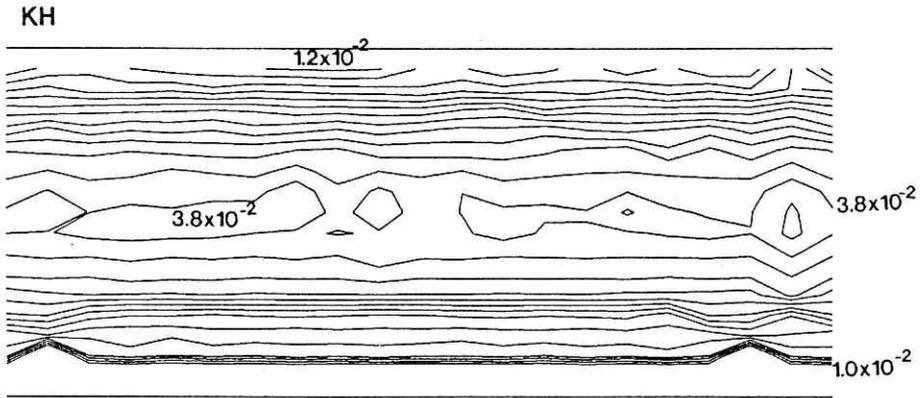


図8 4ケースにおける図3の $\alpha-\beta$ 断面の鉛直水温分布図. 時間は1000日目. (a)ケースA, (b)ケースB, (c)ケースC, (d)ケースD. コンター間隔は $0.2^{\circ}\text{C}$

Fig.8 Profile of vertical temperature at  $\alpha-\beta$  section shown in Fig.3a (south-north) for the four cases. Time of day is 1000. Contour interval (CI) is  $0.2^{\circ}\text{C}$ .



(a)



(b)

図9 ケースDの1000日目における水深5.7mでの(a) $K_M$ の水平分布と(b) $K_H$ の水平分布, コンター間隔は $2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Fig.9 Horizontal profile of (a)  $K_M$  and (b)  $K_H$  at the depth of 5.7m for case D. Time of day is 1000 and CI is  $2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

分布は東西方向の流速分布  $u$  と類似のパターンである (図6 参照).  $K_M$ の水平分布について, プラントルの混合距離理論

$$K_M \propto \ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (5.4.1)$$

を使って考察する. ここで,  $\ell$ は混合距離である.  $\ell$ は一般的に壁の近傍で小さな値, 水路の中央部で大きな値をとる. また,  $\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|$ の分布は図10(d)から混合層内において中央部ほど大きく, 壁に近づくにしたがい小さい値となる. 水深の深い所では, 中央部を除くと  $\frac{\partial u}{\partial z}$  がほぼ0となっている. 以上のことより,  $K_M$ が中央部で大きな値をとり, 壁近傍で小さい値をとる

ことは妥当と考えられる。水平断面上では、水路の中央部（流速の大きい部分）で活発な運動量の鉛直混合を起こしている。 $K_H$ の5.7 m水深での水平分布(図9(b))を $K_M$ と比較すると、 $K_H$ の方がわずかに大きな値をとっているもののほぼ等しい。これは今回の数値実験でプラントル数 $P_r \sim 1$ としたためである。

つぎに、 $\alpha-\beta$ 断面の $K_M$ と $K_H$ の分布を示す(図11(a), (b))。この図で興味深いことは、混合層内で $K_M$ と $K_H$ が非常に大きな値をとることである。 $K_M$ は最大値が $1.7 \times 10^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 、 $K_H$ は最大値が $2.0 \times 10^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ である。 $K_M$ と $K_H$ の値が特に大きな部分は北側のエクマン輸送が沈み込む部分であり、南側の $w$ の上昇部は $2 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 以下である。

北側の混合層内で $K_M$ と $K_H$ が大きな値となり等温位層をつくるのが速度場にどのように影響しているのかを調べる。図10(b)と(c)に見られるように、ケースBとCでは混合層の下方で $|\frac{\partial u}{\partial z}|$ が大きな値となる。 $|\frac{\partial u}{\partial z}|$ が大きくなるということは、式(5.4.1)から $K_M$ も大きくなることを意味している。したがって、全空間で $K_M$ を一定にした場合、混合層の形成過程のように $K_M$ が非常に大きい値をとる現象に対して、モデルがうまく機能しない可能性がある。それに対し、ケースDでは乱れの強さによって自在に $K_M$ の値が予報され、 $|\frac{\partial u}{\partial z}|$ の大きな部分が解消されている(図10(b), (c)と(d)を比較)。ケースAの $K_M$ と $K_H$ が非常に大きい場合もケースBとCに表われる $|\frac{\partial u}{\partial z}|$ の大きな部分が解消している。 $K_M$ が一定のモデルにおいて、混合層内で $K_M$ が小さいために発生する等流速線のくびれは、 $K_M$ を小さくしたもののほど顕著に表われる。

## 6. ドレーク海峡での観測と本モデルの比較

本モデルは非常に単純化した水路にしているので、完全には南極周極流域の海洋構造と本モデルの海洋構造を比較することは意味がないが、モデルがどの程度現実の本質を表現できているのかを検討する。図12(a), (b)にドレーク海峡での密度偏差分布図と流速分布図を示す。図12(a)において、等密度線は南から北に向かって傾斜しており、北側の南アメリカ大陸南端から200 kmから300 kmまでに密度の低い(温度の高い)プールができています。また、南極側の海底付近において、等密度線の盛り上がりがある。本数値実験の $\alpha-\beta$ 断面の密度偏差分布図13にも、深さの程度は観測と異なるが低密度のプールが北側にできています。図13の密度図では顕著でないが、温度分布図8には南壁の底に等温度線の盛り上がりが見られる。南極側の底の等温位線の盛り上がりは海底地形の影響の方が重要かもしれないが、底面摩擦によるエクマン上昇流の影響と一致している。これら両者の定性的な一致は風応力によって形成された混合層の発達と底面摩擦による混合層の発達と考えられる。

ドレーク海峡での溶存酸素濃度の鉛直プロファイルの南北変化を見ると、等濃度の部分が存在し、北へ行くにしたがい厚くなっている(図14)。このことは、北側ほど混合層が発達し

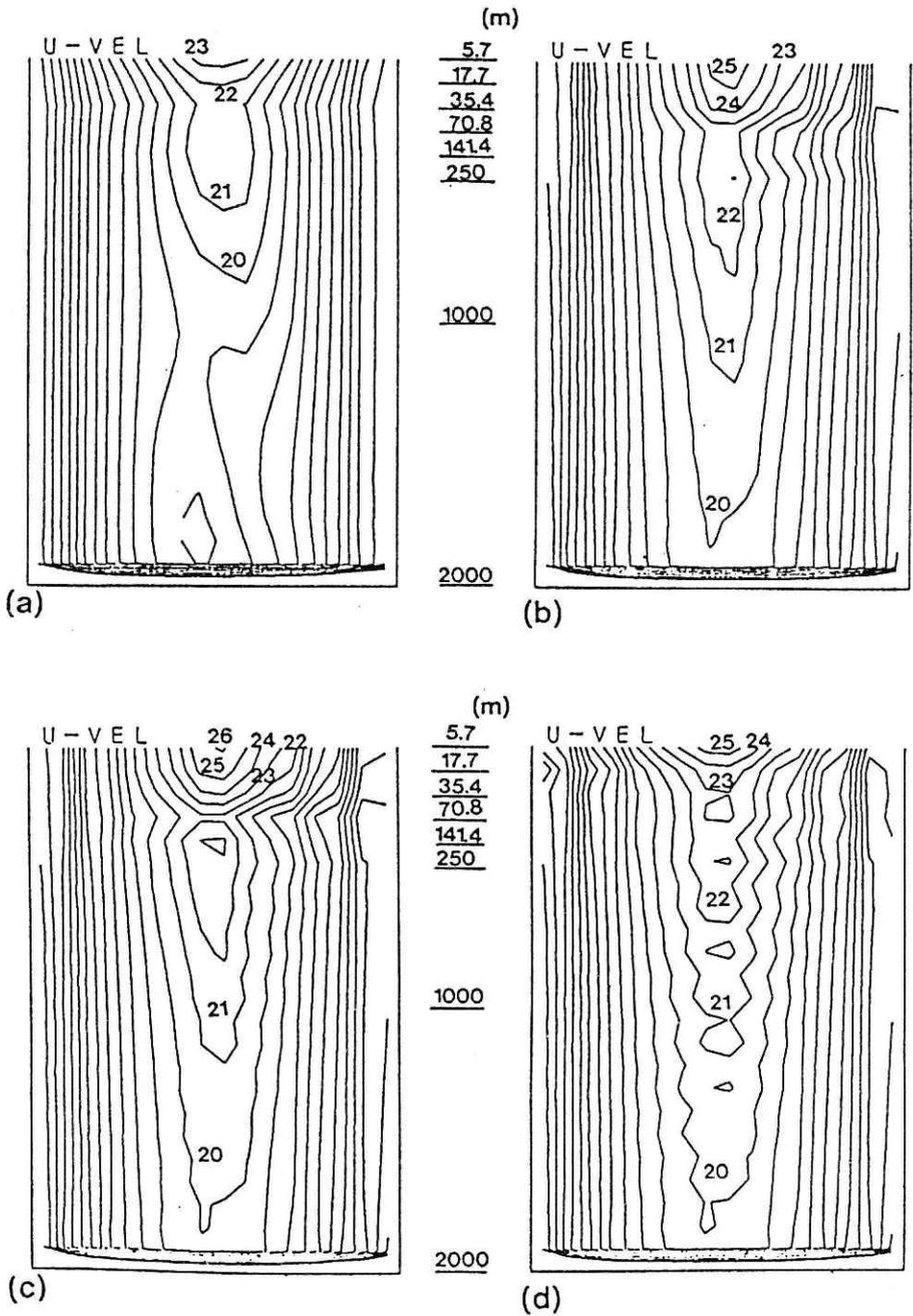


図10 4ケースにおける $\alpha-\beta$ 鉛直断面の東西速度成分uの分布図. 時間は1000日目, コンター間隔は $1\text{cm s}^{-1}$ .

Fig.10 Profile of zonal velocity at  $\alpha-\beta$  section for the four cases. Time of day is 1000 and CI is  $1\text{cm s}^{-1}$ .

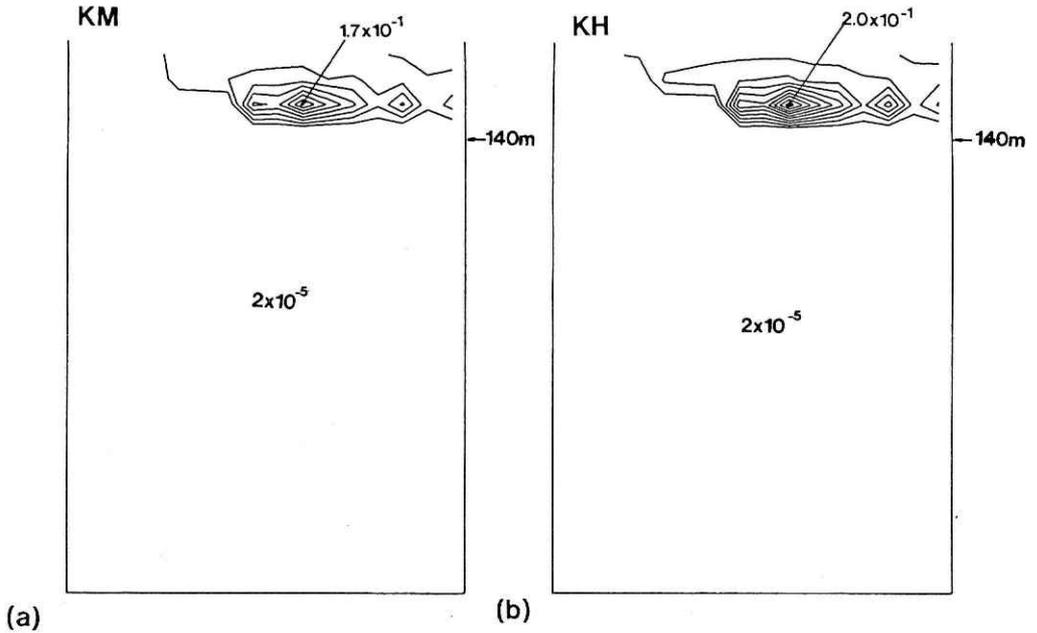


図11 ケースDの1000日目における $\alpha-\beta$ 断面の(a)K<sub>M</sub>の鉛直分布と(b)K<sub>H</sub>の鉛直分布. コンター間隔は $2 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

Fig.11 Vertical profile of (a) K<sub>M</sub> and (b) K<sub>H</sub> at  $\alpha-\beta$  section for case D. Time of day is 1000 and CI is  $2 \times 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

ていることを示しており、本数値実験の結果 (図 8) と一致する。

つぎに、流速分布図 12(b)と図 10(c)を比較すると観測ではフロントが 3 本(SAF, PF, CWB) があるが、本モデル実験では 1 本しかできず異なる。しかし、海底深くまで強い流れが形成されるという点では一致している。粗い格子モデルの数値実験結果で指摘されているように、本数値実験でも観測されている流量の 4 倍程度の大きな流量となった。この理由については数種の原因が提案されている(Nowlin and Klink, 1986)。本モデルをもっと南極周極流域の観測と合わせるためには、水平格子を 10~20 km にし、現実の海底地形を入れる必要がある。

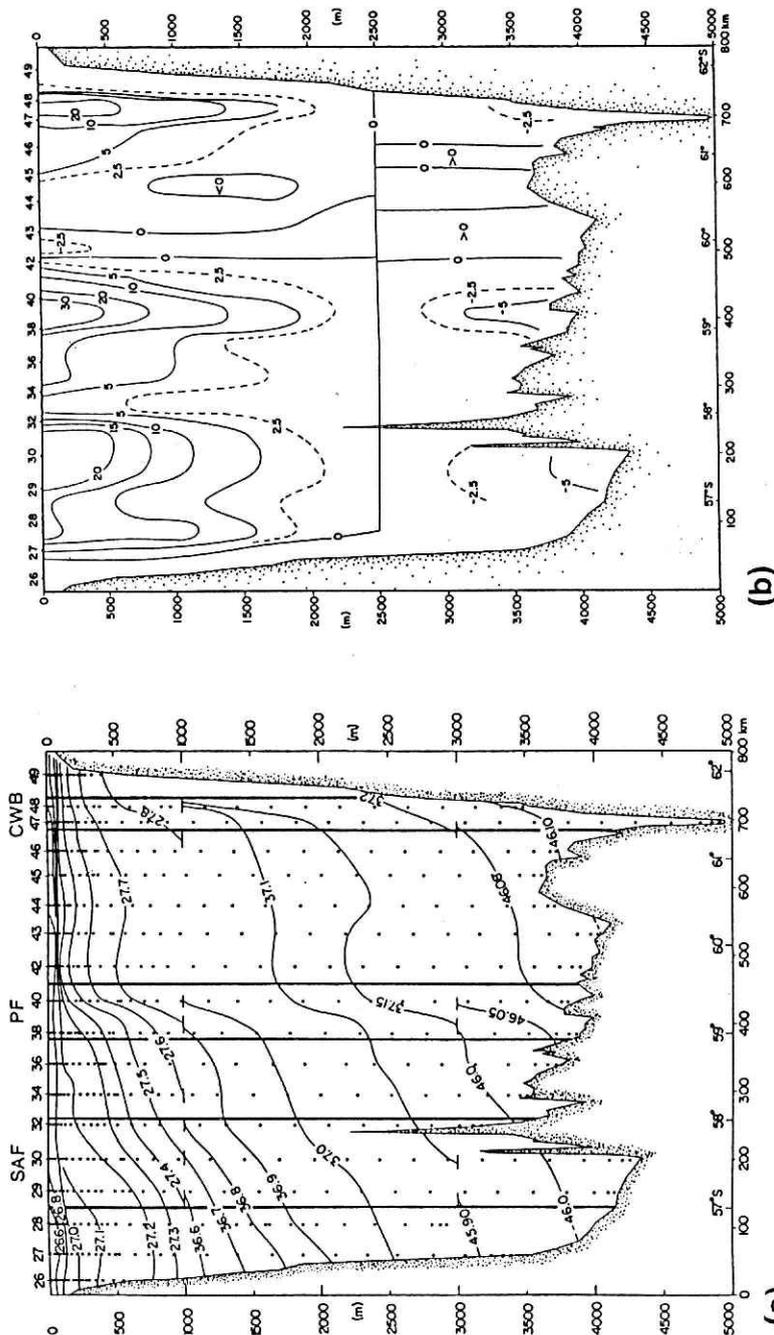


図12 (a)1976年に行われた観測によるドレーク海峡での鉛直断面のポテンシャル密度偏差図。紙面左が南アメリカ南端で右が南極大陸を表わす。SAFは亜寒帯極フロントを示し、PFは極フロント、CWBは大陸境界層流を示す。  
 (b)同観測での2500dbarを基準として地衡流速の鉛直断面図。左手の南アメリカ大陸側からSAF、PF、CWBのフロントが示されている。(Nowlin and Klink, 1986から引用)。

Fig.12 (a) Potential density anomaly in vertical section across the Drake Passage as observed on R/V Thompson during 1976. The positions of the Subantarctic Front (SAF), Polar Front (PF), and Continental Water Boundary are also shown [after Nowlin and Klink, (1986) ].  
 (b) Through-Passage geostrophic speed referenced to 2500dbar [after Nowlin and Klink, (1986) ].

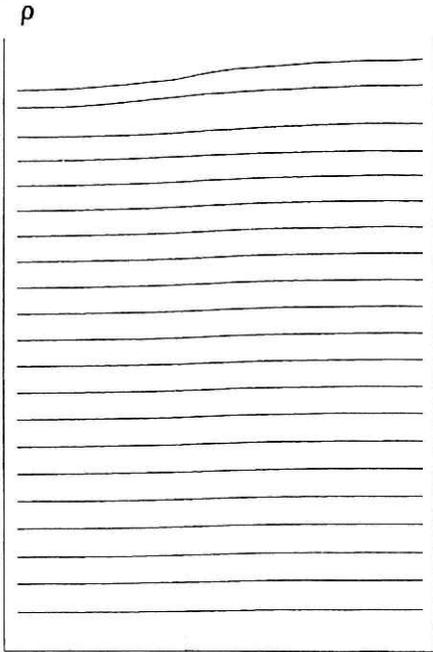


図13 ケースDの1000日目における $\beta-\alpha$ 断面の密度偏差図. 左が北, 右が南.

Fig.13 Profile of density anomaly at  $\beta-\alpha$  section for case D. Time of day is 1000. The left hand side is north and the right hand side is south.

## 7. おわりに

気候モデルに適用できる OGCM を確立するための手始めとして, Blumberg and Mellor (1987)のモデルを使用し, 鉛直渦粘性係数と鉛直渦拡散係数に対する感度実験を行った. 今回の実験は, 外力として風応力だけを与え, 海域として南極周極流域を選んだ.

Mellor and Yamada (1974)のレベル 2.5 乱流クロージャモデルを導入したもの(ケース D)は非常に効率よくエクマン境界層を解像することがわかった. ただし, エクマン境界層を解像していない一定値の $K_M$ の場合(ケース B と C)でも, 風応力によってインプットされる運動量は等しく, 定常状態の東西流量はすべての場合に対して等しくなった. このことは, 式(5.1.1)が $K_M$ に依存していないことから予想される.

今回の感度実験で,  $K_M$ と $K_H$ を一定にした場合に対する混合層の深さ, 海面の温度を乱流クロージャモデルのもの(ケース D)と合わせるには $K_M$ と $K_H$ を $0(10^{-5}m^2s^{-1})$ にすることが必要であることがわかった. しかし,  $K_M$ と $K_H$ を $O(10^{-5}m^2s^{-1})$ の小さい値にすると速度場に鉛直方向の勾配の強い部分ができ, 上層と下層で流速場が分離する(図 10, (b), (c)). これは, 混合層域において $K_M$ 一定のモデルではその値が小さい時,  $|\frac{\partial u}{\partial z}|$ が大きくなるを得ないためである. 乱流クロージャモデルは混合層で $K_M$ が大きな値( $O(10^{-1}m^2s^{-1})$ )をとる. 一方, それ以深で運動量及び熱輸送が小さいため, 混合層とそれ以深がすどく分離

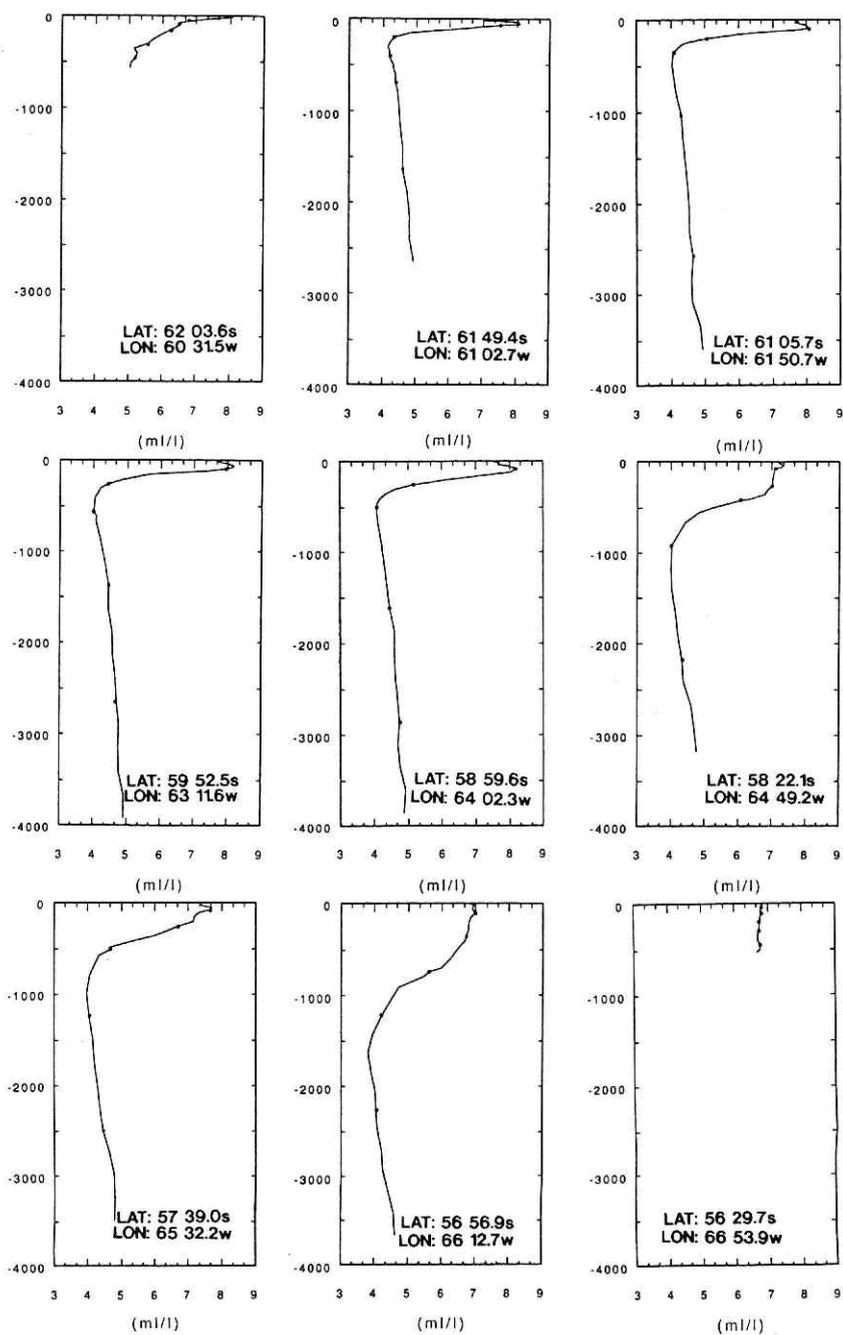


図14 図12と同じ観測における南から北に向かう溶存酸素の鉛直分布図。

Fig.14 Vertical profile of resolved oxygen at Drake Passage observed on R/V Thompson during 1976.

する。したがって、 $K_M$ 一定の場合の不都合が解消する。

Takano (1979)は $K_M$ と $K_H$ を一定値とした OGCM では、南北熱輸送に対しては現実より小さ目になり、温度躍層の深さは大き目になることを指摘している。本モデルは上記のような特性をもつことから、Takano (1979)が指摘した欠陥を改良できるモデルである。

今回の感度実験では、風応力を与えた時の異なる  $K_M$  と  $K_H$  に対する混合層及び流速場の応答を調べたが、外力として熱流束がある場合の感度実験も重要なので第2報で取り扱う。

## 謝 辞

今回の OGCM の感度実験を行うにあたって、Mellor and Blumberg の数値モデルの使用を許可してくれた GFDL の Mellor 教授とドレーク海峡の観測データを提供してくれたテキサス A&M 大学の Nowlin 教授に感謝します。数値実験は三菱総合研究所のクレイ YMP-2 スーパーコンピュータと本研究所の Acos830 コンピュータを使用して行いました。Acos830 コンピュータの使用にあたり、先端解析技術研究部の方々に世話になったことに対し感謝します。

## 参 考 文 献

- Asselin, R. (1972): Frequency filters for time integrations, *Mon. Weather, Rev.*, **100**, 487—490.
- Blumberg, A. F., and G. L. Mellor. (1987): A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, in three-dimensional coastal ocean models, 4, edited by N. Heaps, PP. 208. Am. Geophys. Union.
- Bryan, F. (1987): Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 970—985.
- Bryan, K. (1967): A numerical method for the study of the circulation, of the world ocean, *J. Comput. Phys.*, **4**, 347—376.
- Cummins, P. F., G. Holloway., and A. E. Gargett, (1990): Sensitivity of the GLDL cooan general circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 817—830.
- Haney, R. L. (1971): Surface thermal boundary condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **4**, 241—248.
- Holloway, G. (1989): Parameterization of small-scale processes in Oceanic Circulation Model: Combining Data and Dynamics.
- Leendertse, J. J., and S. K. Liu. (1975): A three dimensional model for estuaries and coastal seas: II, aspects of computation, RAND corp.
- Mellor, G. L., and T. Yamada. (1974): A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791—1896.
- Mellor, G. L., and T. Yamada. (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851—375.
- Mellor, G. L., and A. F. Blumberg. (1985): Modeling vertical and horizontal diffusivities with the sigma coordinate system, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1380—1383.
- Nowlin, W. D., and J. M. Klink. (1986): The physics of the Antarctic circumpolar current, *Rev. Geophys.*, **24**, 469—491.

- Pacanowski, R. C., and S. G. H. Philander. (1981): Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1443—1451.
- Phillips, N. A., (1975): A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting, *J. Meteorol.*, **14**, 184—185.
- Smagorinsky, J., (1963): General circulation experiments with the primitive equations, I. The basic experiments, *Mon. Weather. Rev.*, **91**, 99—164.
- Simons, T. J. (1974): Verification of numerical models of Lake Ontario. Part I, circulation in spring and early summer, *J. Phys. Oceanogr.*, **4**, 507—523.
- Takano, K. (1979): Comments on global models of the oceanic general circulation. *Dyn. Atmos. Oceans*, **3**, 339—343.

(1991年7月25日 原稿受理)