

地中海流出水に現れる渦Meddyの南進機構

高橋, 純

上原, 克人
九州大学応用力学研究所 : 助手

増田, 章
九州大学応用力学研究所 : 教授

<https://doi.org/10.15017/4743982>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 76, pp.143-162, 1994-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



地中海流出水に現れる渦 Meddy の南進機構

高 橋 純* 上 原 克 人†
増 田 章‡

概 要

北大西洋中緯度、東部の中層に位置する地中海流出水には Meddy と呼ばれる半径約 30km の高圧性渦が存在し、平均して 1.5cm/s の速度でほとんど南向きに進むという観測結果がある。この不思議な南進機構を説明するために種々の仮説が提案されてきたにも関わらず、説得力を有する考え方はまだ提出されていない。そこでこの Meddy の南または南西への移動機構を、実効重力模型や準地衡模型を用いて調べた。その結果、Meddy 層にのみ渦流が存在する場合でも表層流が存在する効果によって、観測されている Meddy の南向き移動速度の約 3 割を説明出来ることが分かった。この表層流が存在する効果とは、疑似的な地形性ベータ効果の事で、Meddy の海域の南向き表層流の存在による Meddy 層の厚さの東西変化によって生じるものである。さらにこの表層流の効果に加えて、Meddy 層の上下にも高圧性回転の渦流が伴っているとして、その非線形効果を考えれば、観測値に近い Meddy の南向き移動速度が得られる事が明らかとなった。但し、Meddy 層の上に弱い高圧性回転の渦流が存在する事を報告した観測例はあるが、正確なことは不明であり、実際の渦流分布については更に詳細な観測が必要である。従来の仮説は単一の機構で Meddy の南下を説明するものがほとんどであったが、本研究によると Meddy の大きな南下速度は、種々の効果の複合的な結果である可能性が大きい。

Key words: Southward motion of Meddies, Pseudo-topographic β effect due to the surface current, Nonlinear effect of secondary eddies

1. 初 め に

ジブラルタル海峡から大西洋中層に流出した高温・高塩分の地中海流出水は西または南西に広がる独自の分布を持っている(図1参照)。海洋観測により、その海域で形成され1000km以上も遠く南方に移動する高圧性渦が存在する事が明らかになっている(Richardson et al.¹⁾, Armi et al.²⁾。この高圧性

* 九州大学総合理工学研究科 博士課程

† 九州大学助手 応用力学研究所

‡ 九州大学教授 応用力学研究所

渦は Meddy (eddy of Mediterranean water の造語) ないし Salt lens と呼ばれ次の様な特徴を持つ。地中海水を起源とする高温・高塩分の海水で構成されている。1000m 深前後を中心とする中層に位置し、その大きさは半径 30km、厚みが 500m 程である (図 2 参照)。この高圧性渦を構成する海水はおおよそ剛体回転をしており、その周回速度は渦の周縁部で最大値を取り 30cm/s 程度、南進の速度は 1.5cm/s (背景となる平均流 0.2cm/s 程を含む) 程度である。この様な高圧性渦、Meddy が正味 1.3cm/s もの速さで南に進むのはいったい何故であろうか。今の所、この現象を完全に説明出来る理論は提出されていない。地球流体力学的な観点からみて、この様な現象を研究し、その仕組みを明らかにする事は海洋の運動を支配する力学の理解という点で、非常に重要であると思われる。

加えて Meddy は大西洋の塩分・熱の収支、地中海流出水の分布状況に大きな影響を与えていると考えられている。例えば Richardson et al. は、粗い見積ではあるが、Meddy による塩分輸送量は地中海から流出する塩分輸送量の 4 分の 1 ほどを占めると評価している。この結果から彼らは Meddy による塩分輸送が、地中海流出水による塩分舌の形と位置の決定に、主要ではないけれども重要な役割を果たしていると結論している。更に海洋変動を予報する数値模型を整備していく上でも、Meddy の南進の様な中規模渦の力学についての理解が不可欠であると考えられているのである。

Meddy の南進機構については現在までに多くの議論がなされている。Richardson et al. は長期間にわたる Meddy の観測を行い、背景となる南向き海流に乗って Meddy が南進するとした。しかし表層はともかく、Meddy の存在する深度では観測されるような南進速度の一般流は存在しない。Beckmann and Käse²⁾ は、9 層の準地衡流方程式系の数値実験により、一般流が存在しなくても β 効果と非線形性

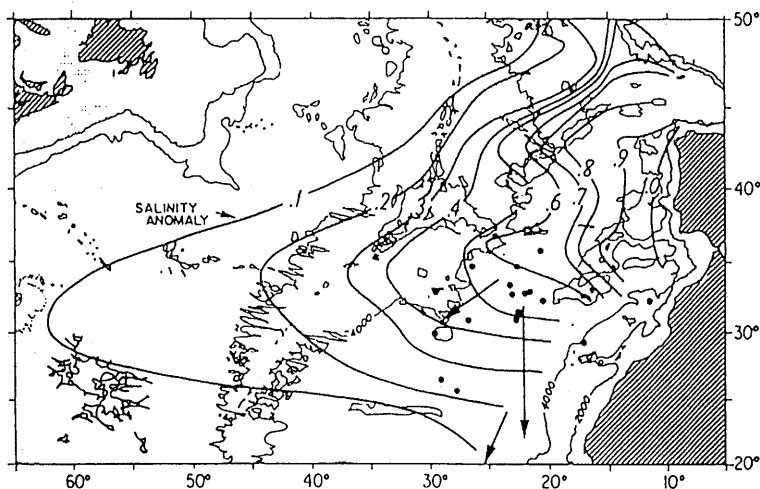


図 1 北大西洋中緯度、中層における地中海流出水の様子と、観測された Meddy のおよその軌跡。等値線は塩分濃度 35.01 psu に対する塩分の偏差。図面下部の矢印が観測された Meddy のおよその軌跡。図は Richardson et al. (1989) より引用した。

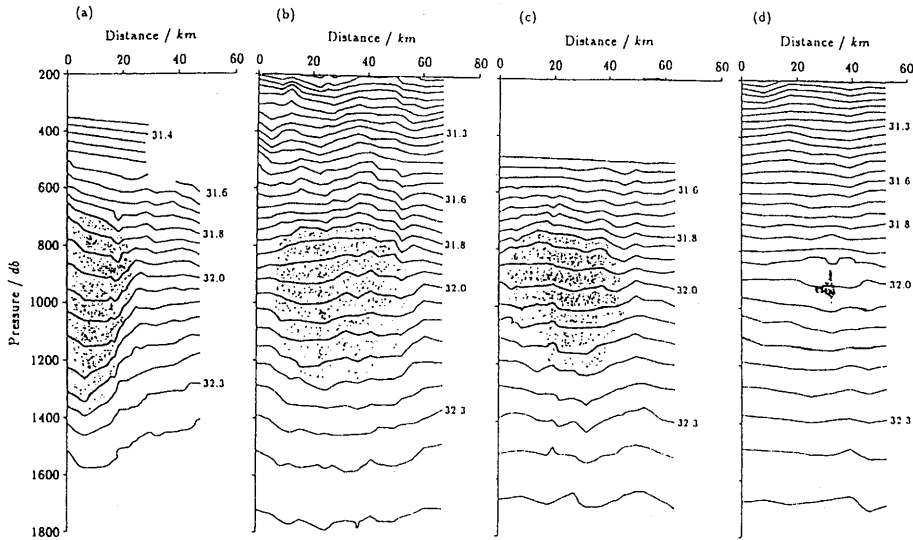


図2 観測された Meddy の鉛直構造。等値線はポテンシャル密度。影がついているのは塩分が 35.8 psu より大きい部分。左から順に1984年10月, 1985年5月, 1985年10月, 1986年10月に観測された時の様子。図は Armi et al. (1989) より引用した。

により 0.8cm/s 程度の南進速度で Meddy が移動しうること示した。Hogg and Stommel⁴⁾ は南向きの一般流に乗った上層の高压性の渦が、その東側下方に位置する Meddy を南向きに連行する模型を提案した。しかし Meddy の上層に、常時彼らの模型で仮定する高压性渦が存在するとは考えにくい。Verdiere⁵⁾ は水平方向への密度拡散による Meddy の南進の仕組みを提案した。しかし南進速度の見積もりにおいて摩擦による消散の項を落としている点に問題があると考えられる。従って Meddy の南進を、明快に説明づける理論はまだ提出されていないのである。この Meddy の移動機構を明らかにすることが本研究の目的である。

研究方法としては主に、非線形性を表現しやすい数値実験を採用した。使用した数値模型は、力学が比較的簡潔で実現される現象が理解しやすい、実効重力浅水模型と多層準地衡模型である。これらの模型には Meddy の南進において重要であると考えられる力学的要素のみが組み込まれている。このような模型を研究方法として採用するのは本研究の目的を、まだ力学が明らかになっていない Meddy の移動機構の解明に置くためである。この様な簡潔な模型を用いて Meddy の挙動を調べる事により、その力学の理解が進み易くなる。海洋物理学の研究においては現実の海洋に出来るだけ近い現象を再現すべく、より多くの流体力学的要素を取り入れた多層位模型 (multi-level model) もあり、実際に多くの興味深い研究結果を生み出している。しかしその様な模型によって再現される現象は複雑で、力学が分かりにくく、Meddy の移動機構を明らかにするという本研究の目的には適さない。また数値実験によると結果との比較を行うために分散関係を求める等、一部で理論的方法も用いた。

次に本論分の構成について述べる。Meddy が存在する海域には南向きに 1cm/s 程度の表層流が存在

する。そこでこの表層流に着目して、表層流が存在する効果による南進機構を考え、実効重力浅水模型を用いて実験、解析を行った。これについては第2節で述べる。次に、Beckmann and Käse の様に上下層にも渦流成分を持つ場合の挙動について、3層の準地衡模型を用いて実験を行った。またさらに、表層に南向きの一般流が存在する場合についても同様の実験を行った。これについては第3節で述べる。次に第4節で Verdiere の提案した密度拡散による移動機構と、Hogg and Stommel が提案した上層の渦と流れによる移動機構の妥当性について調べた結果を述べる。第5節で結果をまとめる。

2. 表層流の効果（渦運動が1層のみの場合）

2. 1 背景、目的

本節ではここで新しく提案する、表層流が存在する効果による Meddy の移動機構について、実験、解析を行う。

まず表層流が存在する効果による Meddy の移動機構の概念を述べる。Meddy の存在する北大西洋中緯度の東部は、亜熱帯循環の東側部分に相当し、表層に流速 1cm/s 程度の南向きの流れが存在する。この表層の南向きの流れが存在する事により、表層の下部に位置する Meddy の存在する中層は西で薄く東で厚い。この Meddy の存在する層の厚さの東西変化に着目すると、Meddy に地形性ベータと同様の効果が働く。Meddy の存在する海域の層構造では実際の方角の西が、地形性ベータを考えた際の北に当たる。すると地形性ベータ効果によるロスビー波は、地形性ベータを考えた際の西、即ち実際の方角での南に進むものと考え事が出来る。なお実効重力浅水模型において、実際の地形性ベータ効果が果たす役割について Masuda and Mizuta⁹⁾ に詳しい記述がある。

このような Meddy の存在する層の厚さの東西変化を調べるために、Levitus⁷⁾ の塩分、水温の気候値データからジブラルタル海峡沖でのポテンシャル密度の東西断面図を描き出した（図3）。縦軸が深さ、横軸が経度、断面の緯度は 30.5°N である。ポテンシャル密度の計算には UNESCO⁸⁾ の海水の状態方程式を用いた。このポテンシャル密度の断面図を見ると、実際に層の厚さの東西変化の存在が確認できる。この層の厚さの東西変化は、表層に南向きの流れ 1cm/s が存在するときの変化に大体等しい。表層の等密度面の変位を図から簡単に見積もり、南向き流速を求めると大体 1cm/s である。Saunders⁹⁾ の流速観測によると、実際にこの海域では 1cm/s 程度の表層の南向きの流れが存在する事が確認されている。

以下、この表層流が存在する効果による Meddy の移動機構について詳しく調べていくこととする。方法としては Meddy の存在する層の平均厚みが表層流によって決まっているような実効重力浅水模型を用いて、孤立初期 Gauss 渦の実験を行った。また分散関係式から表層流の効果による Meddy の移動速度を見積もり、実験結果と比較した。

2. 2 数値模型

模型海洋は図4のような3層を想定した。ここでは中層にのみ Meddy 渦が存在して、上層と下層には渦運動が無い場合について調べることとする。この様な渦流の鉛直成分は、傾圧第2モードに相当する。模型は非線形項を含む実効重力模型 (reduced-gravity model) で、層の厚さの東西方向の変化が組み込

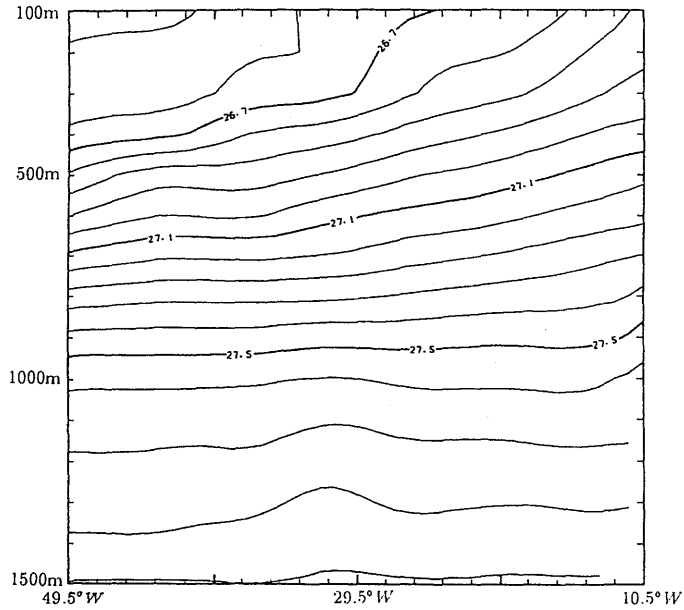


図3 ジブラルタル海峡沖, 30.5°Nでのポテンシャル密度 σ_θ の東西断面図. 縦軸が深さ, 横軸が経度. σ_θ の最大値は $27.84 [10^{-3} \text{g/cm}^3]$, 最小値は $26.48 [10^{-3} \text{g/cm}^3]$. ポテンシャル密度は Levitus (1982) の塩分, 水温の気候値データから計算した.

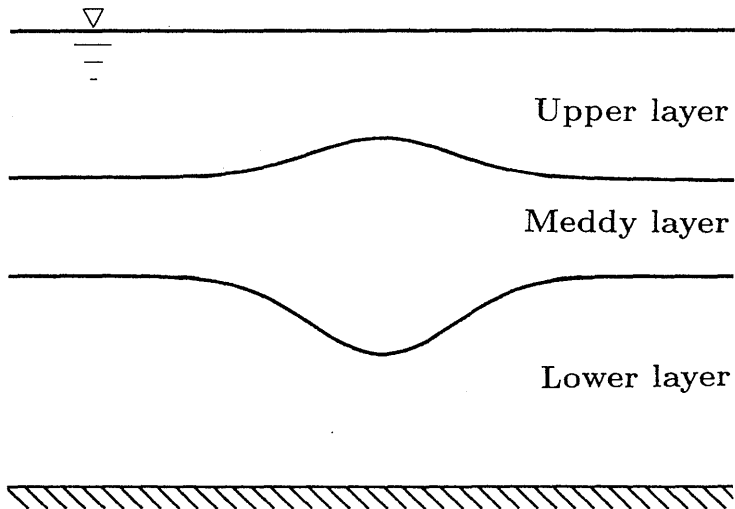


図4 横から見た模型海洋の概念図.

まれている。支配方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -g' \frac{\partial \eta}{\partial x} - R u + A_H \Delta u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -g' \frac{\partial \eta}{\partial y} - R v + A_H \Delta v \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} + (\eta + H) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (3)$$

となる。この模型は3次元のプリミティブ方程式を鉛直モード展開したものの、傾圧単一成分に相当する模型である。ここで、 x , y はそれぞれ東向き、北向きの局所デカルト座標、 u , v , η はそれぞれ x , y 方向の流速、境界面変位である。 H は渦がないときの、Meddy層の厚みである。 g' は実効重力(reduced gravity)、 R はRayleigh摩擦係数、 A_H は水平粘性係数、 λ はNewton冷却係数、 κ は水平拡散係数、 f はコリオリ係数、再現される海洋は北半球中緯度を想定し、ベータ面近似を用いた。 f の代表値を f_0 、 f の緯度変化率を β とする。そして計算領域の南端が、赤道から3000kmの所に位置するように f_0 , β を設定した。

この三層模型では境界面変位 η は、運動がある層の上下の境界面の変位の差、即ち $\eta = \eta_1 - \eta_2$ となる。次にこのような層構造を持つ場合の実効重力、 g' を求める。上層と中層の密度差を $\Delta\rho_1$ 、中層と下層の密度差を $\Delta\rho_2$ とすると、下層に渦運動が無いと仮定しているので、

$$\Delta\rho_1 \eta_1 + \Delta\rho_2 \eta_2 = 0$$

となる。

$$\eta = \eta_1 - \eta_2 = \frac{\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2}{\Delta\rho_2} \eta_1$$

という関係を用いると

$$-g \Delta\rho_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} = -g \frac{\Delta\rho_1 \cdot \Delta\rho_2}{\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2} \frac{\partial \eta}{\partial x} = -g' \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

となる。Armi et al.を参考にした密度差の値を代入すると、実効重力 g' は

$$g' = g \frac{\Delta\rho_1 \cdot \Delta\rho_2}{\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2} = 0.24 \text{ [cm/s}^2\text{]}$$

と求められる。この場合、対応するロスビーの内部変形半径は15.5kmになる。

初期渦の η はガウス型とし、次の式の様に設定した。

$$\eta = \eta_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)$$

ここで η_0 は初期境界面変位差の最大値、つまり渦中心における η 、 r は渦の中心からの距離である。次に層構造であるが、表層には南向き平均流が存在しており、中層、深層には平均流が無いものとする。このことからMeddy層は東側が厚く、西側が薄い。即ち、Meddy層(中層)の厚さ、 H は東に向かって増加する。ここでは層の厚さは海洋の中心部で300mになる様にした。 dH/dx は表層平均流の大きさに応じて求める。計算に用いたパラメータの値は、表1の通りである。また本節では渦の移動速度を計算するにあたって、 η の最大値の存在する格子点の位置を渦の中心位置とし、移動距離を求め時間で割っ

表1 計算に用いたパラメーター

パラメーター	記法	値
実効重力 (reduced gravity)	g'	$0.24 [\text{cm/s}^2]$
Rayleigh drag 係数	R	$10^{-4} [\text{day}^{-1}]$
水平粘性係数	A_H	$10^5 [\text{cm}^2/\text{s}]$
Meddy 層の平均的厚み	$\bar{H}$	$300 [\text{m}]$
コリオリ係数代表値	f_0	$0.73 \times 10^{-4} [\text{s}^{-1}]$
f の緯度変化率	β	$2.0 \times 10^{-13} [(\text{s} \cdot \text{cm})^{-1}]$
格子間隔		$10 [\text{km}]$
渦の特性半径	r_0	$30 [\text{km}]$
計算領域の格子数		52
初期境界面変位差の最大値	η_0	$450 [\text{m}]$

て速度を割り出した。

2. 3 結果

Meddy は数百日の時間積分において、安定しその個性を良く保ちながら南進するが、その南進速度は Meddy の存在する層の厚さの東西変化、つまり表層流の速度に強く依存する。Meddy が存在する北大西洋東部海域の中層の密度成層を与え、表層に 3cm/s の南向き海流があったとした層の厚さの変化を与えた実験では Meddy の移動速度として南向き 1cm/s の値を得た。しかし Saunders の流速観測によると表層での流速は南向き 1cm/s 程度である。そこで次に南向き 1cm/s の表層流を想定した層の厚さの変化を模型に与えて数値実験を行った。この実験では 0.38cm/s という Meddy の南進速度が得られた。この場合の実験結果を図 5 に示す。図は 0 日目と 150 日目の η を表す。この 0.38cm/s という実験で得られた移動速度は、観測値の 3 割程に相当するものである。ではこの実験結果は、分散関係とはどの様に対応するのであろうか。次節でその関係について述べる。

2. 4 考察

数値実験で得られた移動速度と、線形の波の分散関係から得られる移動速度の対応を調べてみる。本節では、上層に平均南下流が、中層に渦運動が存在する準地衡流方程式を考え、分散関係式を求め実験結果との比較を行う。まずこの場合の準地衡流方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 p - F_2 p - F_3 p] + \beta \frac{\partial p}{\partial x} - (\mathbf{U} \cdot \nabla) F_2 p = 0 \quad (4)$$

となる。ここで $\mathbf{U} = (U, V)$ は上層の流速、 p は中層の圧力の変動成分、さらに

$$F_2 = -\frac{f_0^2}{g_1' H}, \quad F_3 = -\frac{f_0^2}{g_2' H}$$

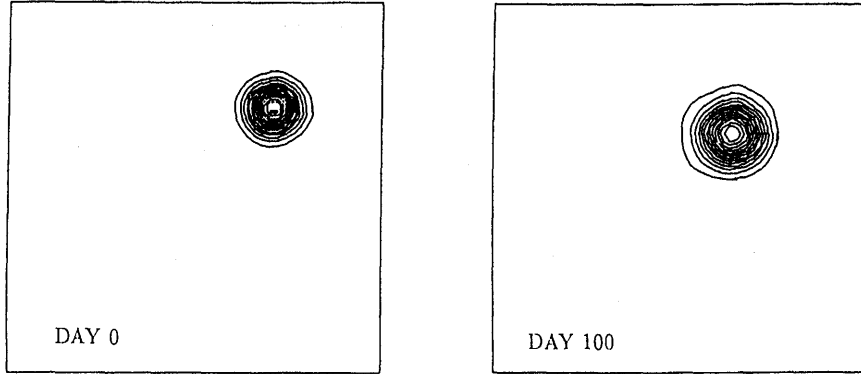


図5 表層に南向き1cm/sの流れが存在する数値実験における η の等値線図。左が0日目で η の最大値は450m, 最小値は0m, 右が100日目で η の最大値は295m, 最小値は-9m。

である。 g'_1 , g'_2 はそれぞれ, 上層と中層, 中層と下層の密度差に基づく実効重力である。(4)式で左辺末尾の項が, 一般流が表層にのみ存在することに起因する疑似地形性 β 効果を表している。

ここで波動解 $p = p_0 \exp[i(kx + ly - \omega t)]$ を仮定する。 p_0 は p の最大値, $\mathbf{k} = (k, l)$ はMeddyの波数ベクトル, ω は角振動数である。この分散関係式を求めると

$$\omega = \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{U})F_2 - \beta k}{k^2 + l^2 + F_2 + F_3} \quad (5)$$

となる。Meddyの場合を考えると, $k \sim l$, $\beta \ll vF_2$, $(k^2 + l^2) \ll (F_2 + F_3)$ より南北方向の位相速度は

$$C_y \simeq V \frac{F_2}{F_2 + F_3} \quad (6)$$

と表される。ここで $F_2 = 2.7 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}$, $F_3 = 4.2 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}$ より

$$C_y \simeq \frac{V}{3} \quad (7)$$

である。Meddyの場合, 表層の一般流 V は南向きにおおよそ1cm/sであるので, この式によれば, C_y は南向きにおおよそ0.33cm/sになる。上の近似を行わず, Meddyに相当する波数で(5)式から位相速度のグラフを, 表層の一般流 V の関数として描いてみると図6のようになる。このグラフによると実際の表層の一般流の南向き1cm/sに対応する, 南向き位相速度は0.34cm/sとなる。この分散関係から求まる位相速度は, 先ほどの数値実験の結果と殆ど一致するものである。

背景となる南向き海流を除いたMeddyの南進速度は1.3cm/sという値が, 観測を基に報告されている(Richardson et al.)。私達の数値実験で得られた南進速度は, 観測値の3割程にすぎない。ここで考えた機構のみが働くとして観測される南進速度を得るには, 南向きに3~6cm/sという現実比べて大きすぎる表層流が必要となる。従って, 表層流に基づく一種の疑似地形性 β 効果を考えるだけでは, Meddyの南進速度を説明できない。

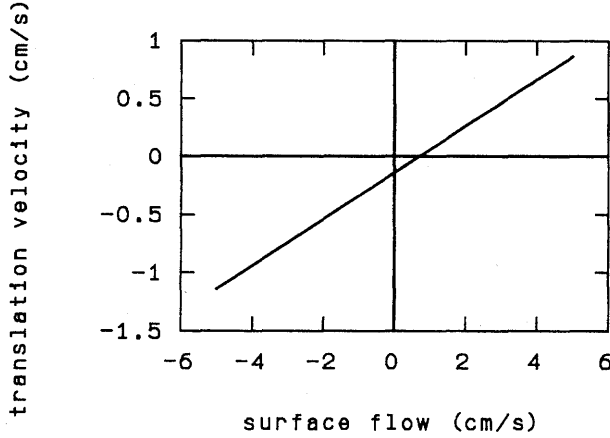


図6 分散関係から求めた Meddy の位相速度 (cm/s). 横軸は表層流速 (cm/s). 位相速度, 表層流速とも北向きが正.

次に上層にだけ一般流が存在する状況での分散関係を, 1.5層から2.5層に近似を進めて考えよう. 中層に加えて上層にも渦運動がある場合を考えるわけである. この場合の準地衡流方程式は次のようになる.

$$\frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 p_1 - F_1(p_1 - p_2)] + \beta \frac{\partial p_1}{\partial x} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) F_1 p_1 = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 p_2 - F_2(p_2 - p_1) - F_3 p_2] + \beta \frac{\partial p_2}{\partial x} - (\mathbf{U} \cdot \nabla) F_2 p_2 = 0 \quad (9)$$

ここで $\mathbf{U}$ は表層流, p_1 , p_2 はそれぞれ上層, 中層の圧力の変動成分, さらに

$$F_1 = \frac{f_0^2}{g_1' \bar{H}_1}, \quad F_2 = \frac{f_0^2}{g_1' \bar{H}_2}, \quad F_3 = \frac{f_0^2}{g_2' \bar{H}_2}$$

である. $\bar{H}_1$, $\bar{H}_2$ はそれぞれ上層, 中層の平均的な厚さである. 波動解を決定して, この分散関係式を求めると次の様になる.

$$\begin{aligned} 0 = & \omega^2 [(k^2 + F_1)(k^2 + F_2 + F_3) - F_1 F_2] \\ & + \omega [\beta k (2k^2 + F_1 + F_2 + F_3) - k^2 (\mathbf{U} \cdot \mathbf{k}) (k^2 + 2F_2 + F_3)] \\ & + [\beta k - k^2 (\mathbf{U} \cdot \mathbf{k})] [\beta k - F_2 (\mathbf{U} \cdot \mathbf{k})] \end{aligned} \quad (10)$$

1.5層の場合と同様に, V が南向きに 1cm/s の時の南北位相速度 C_y (Meddy の移動速度に対応すると仮定している) を計算してみると, 南向きに 1.18cm/s と 0.35cm/s という二つの速度が考えられる. これらはそれぞれ第1, 第2傾圧成分の位相速度に相当すると考えられる. 中層に渦中心がある Meddy の移動速度としては, 0.35cm/s が相当する. しかし本節では中層のみに運動があるような傾圧第2モードを考えたが, 実際の現象は上層と中層が一緒に動いている傾圧第1モードである可能性もある. その場合は, 線形分散関係から判断して, 1cm/s の南向き表層流による効果だけで, 観測に基づく南進速

度, 1.3cm/s にほぼ一致する値, 1.18cm/s が得られる。しかしこの点についてはさらなる解析, より詳細な観測が必要である。以上述べた様に2.5層の場合も, 1.5層の分散関係の結果, 並びに先の数値実験結果の両方と大体一致する位相速度となることが分かった。以上の解析により, 数値実験で得られた Meddy の南進速度はおおよそ線形分散関係から説明出来るという事が明らかとなった。しかしここで考察した表層流が存在する効果による Meddy の移動機構では, 観測結果のおおよそ3割ほどしか説明できないということも同時に明らかになった。言い換えれば, 3割程の寄与はしているという可能性でもある。これが本節で得られた結論である。

3. 上下層の渦流の効果 (運動が多層の場合)

3.1 背景, 目的

前節まで Meddy の存在する中層以外に渦運動が無いとして, 新しく提案した表層流の存在する効果について数値実験, 解析を行ってきた。中層に渦中心が存在する傾圧第2モードとして, Meddy を考えてきたわけである。しかし既に述べたように, 中層以外に渦運動が無いと仮定をした実験, 解析のもとで, 観測値に近い Meddy の移動速度を得るのは困難である様に思われる。そこで本節では準地衡模型によって, Meddy 層のみでなくその上下層にも渦流がある様な初期条件を与えた場合の, 高圧性渦の挙動を調べた。この場合, 前述のような傾圧第2モード的な渦に比べて, 上下層の渦流成分による大きな南向き移動速度が得られるものと期待できる。このような渦流については, 弱い上層の渦の存在を報告した観測例がある。また今までの解析から単独の機構だけでは, Meddy の南進を説明出来そうにない事が分かってきた。そこでここでは表層流が存在する効果と, 上下層の渦流の効果を組み合わせた場合についても実験を行ってみる。

なお Beckmann and Käse の考えた機構は非線形性と β 効果によって, 高圧性孤立渦が南西方向に移動する現象として良く知られている。非線形性と β 効果による移動機構については McWilliams and Flierl¹⁰⁾, Mied and Lindemann¹¹⁾, Masuda, Marubayashi and Ishibashi¹²⁾ に詳しい。また上下層にも運動がある様なモード, 即ち変形半径の大きいモードほどこの渦力効果が強化される事については, Masuda and Miki¹³⁾ の論文がある。

3.2 数値模型

使用した模型の支配方程式は渦位を

$$\sigma_k = \Delta \phi_k - F_{uk}(\phi_k - \phi_{k-1}) - F_{dk}(\phi_k - \phi_{k+1}) \quad (11)$$

とすると

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_k}{\partial t} + J(\phi_k, \beta y + \sigma_k) + R_u(\Delta \phi_k - \Delta \phi_{k-1}) + R_d(\Delta \phi_k - \Delta \phi_{k+1}) \\ - A_k \Delta^2 \phi_k = \text{curl } \tau \end{aligned} \quad (12)$$

である。ここで, 添え字 k は上から第 k 層目の量である事を表す。 ϕ_k は第 k 層での準地衡流線関数, A_k は水平方向の拡散係数, R_u , R_d はそれぞれ上層, 下層との摩擦係数, τ は風応力を表す。風応力は表層

流を組み入れた実験を行うときのみ、表層流を維持するために第1層目に加えた。また F_u , F_d はそれぞれ

$$F_u = \frac{\rho_0 f_0^2}{g(\rho_k - \rho_{k-1})\bar{H}_k}, \quad F_d = \frac{\rho_0 f_0^2}{g(\rho_{k+1} - \rho_k)\bar{H}_k}$$

であり $\bar{H}_k$ は第 k 層の平均厚み, ρ_k は第 k 層の密度, ρ_0 は平均的密度である。計算に用いたパラメーターは表2の通りである。想定した海洋は3層である。初期条件は、30km の特性半径のガウス型分布の高圧性渦である。また本節では渦の移動速度を計算するにあたって相対渦度の最小値を求め、その値の存在する格子点の位置を渦の中心位置とし、移動距離を求め時間で割って速度を割り出した。

3. 3 結果, 考察

数値実験から得られた渦の移動速度を表3に示す。各層での初期渦流分布の最大値が (10, 30, 10) cm/s の場合と (8, 15, 12) cm/s の場合について実験を行った。この (8, 15, 12) cm/s という表記は、渦流分布の最大値が上層で8cm/s, 中層で15cm/s, 下層で12cm/sであることを示す。(8, 15, 12)

表2 計算に用いたパラメーター

パラメーター	記法	値
Rayleigh 摩擦係数	R	$10^{-4} [\text{day}^{-1}]$
水平粘性係数	A_H	$10^6 [\text{cm}^2/\text{s}]$
水深 (1層目)	$\bar{H}_1$	900 [m]
水深 (2層目)	$\bar{H}_2$	400 [m]
水深 (3層目)	$\bar{H}_3$	1000 [m]
コリオリ係数代表値	f_0	$0.73 \times 10^{-4} [\text{s}^{-1}]$
f の緯度変化率	β	$2.0 \times 10^{-13} [(\text{s} \cdot \text{cm})^{-1}]$
格子間隔		10 [km]
渦の特性半径	r_0	30 [km]
計算領域の格子数		52

表3 実験から得られた渦の移動速度。表中の移動速度は (西向き移動速度, 南向き移動速度) を表しており、200日平均の値である。各層での渦流分布はそれぞれ初期ガウス渦における上層, 中層, 下層での最大流速を示す。移動速度, 流速とも単位は cm/s。

各層での渦流分布	表層流が無い場合の移動速度	表層流が有る場合の移動速度
(10, 30, 10)	(0.46, 0.93)	(0.52, 1.33)
(8, 15, 12)	(0.25, 0.76)	(0.35, 1.05)

cm/s という渦流分布の値は Beckmann and Käse の数値実験とほぼ同様の条件に対応している。一方 (10, 30, 10) cm/s という値は、いくつかの Meddy の観測結果を参考にした値で、実際の Meddy の渦流分布に近い数字であると考えられる。なお時間積分を実行すると初期条件で与えられた高圧性渦は周囲に多数の渦を引き起こし、やがて初期条件で設定した高圧性渦自身も認識が困難になる。ここで行った数値実験では大体300~400日程まで、初期条件で与えられた高圧性渦を追跡した。

まず渦流分布の初期値が (8, 15, 12) cm/s の場合の結果に着目する。実験によると南進速度が 0.76 cm/s (200日平均) という結果が得られた。この実験で得られた、Meddy を想定した中層の高圧性渦の緯度の位置の時間変化を図7の濃い実線に示す。Beckmann and Käse の実験値は 0.8 cm/s であったので、ここで行った実験は Beckmann and Käse の実験結果とだいたい一致した結果が得られたと言える。さらに前節と同様に、表層に 1 cm/s の南向きの流れが存在する場合についても実験を行った。数値実験は渦流分布の初期値が (8, 15, 12) cm/s の場合について行った。この場合の南向き移動速度は 1.1 cm/s という結果になった。この実験で得られた、Meddy を想定した中層の高圧性渦の緯度方向の位置の時間変化を図7の薄い実線に示す。表層流がある場合の南向き移動速度と表層流が無い場合の南向き移動速度

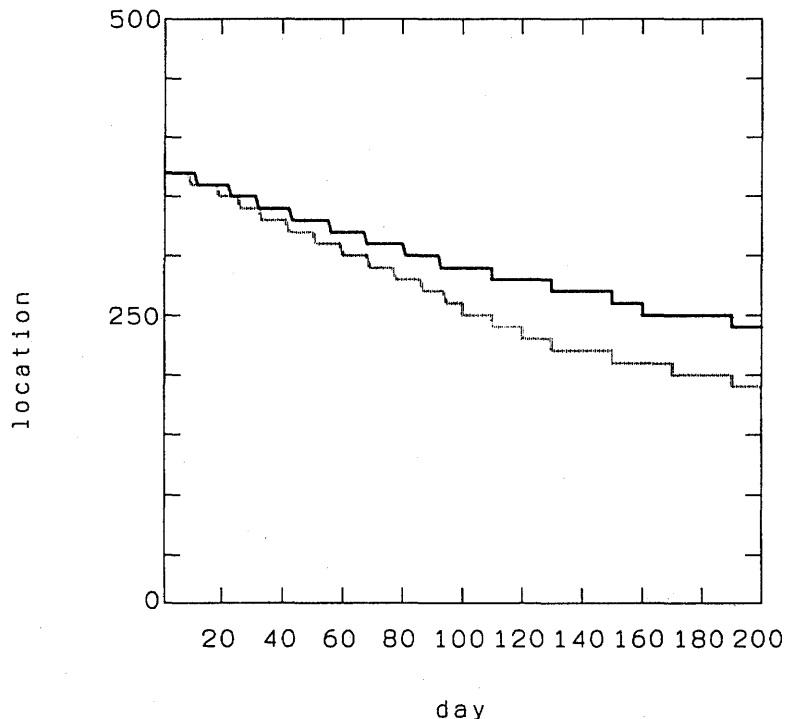


図7 初期ガウス渦の渦流分布の最大値が上層で 8 cm/s, 中層で 15 cm/s, 下層で 12 cm/s の時の、中層での Meddy 渦の南北方向の位置の時間変化。上側の線が表層流が無い場合の位置の時間変化を、下側の線が表層流が有る場合の位置の時間変化を表す。横軸は時間で単位は日。縦軸は南北方向の位置で単位は 1 km。

を比較してみると、おおよそ 0.3cm/s の南向き移動速度の差がある。この両者の南向き移動速度の差は、第2節で明らかとなった表層流が存在する効果によるものであると考えて良い。この様に上下層の渦流の効果と表層流の効果を組み合わせる事により、観測値に近い移動速度が得られる。

そこで次に中層の渦流の最大値に観測値 30cm/s 、上層と下層に 10cm/s の渦流の最大値を与えた実験を行った。さらにこれに南向き 1cm/s の表層流を加えた場合の実験を行った。今までの実験結果から考えてこの場合が一番実際の海洋に近く、そして観測値に近い Meddy の移動速度が期待できる。実験結果として Meddy を想定した渦の緯度方向の位置の時間変化を図8に示す。表3によると Meddy を想定した渦の南向き移動速度は、表層流が無い場合でも南向き 1cm/s 近い値を示した。そして表層流がある場合には、殆ど観測値に一致した値、南向き 1.33cm/s が示され、かなり良好な結果となった。表層流がある場合の南向き移動速度と表層流が無い場合の南向き移動速度を比較してみると、やはりこの場合にも先ほどの様な南向き移動速度の差が見られる。

以上本節では β 効果と非線形効果に着目し、渦流が上下層にもある場合について実験を行った。その結果、観測値と比べてかなり良好な結果を得る事が出来た。さらに単独の機構だけでは Meddy の南進を説明出来そうにない事から、上下層の渦流の効果と表層流の効果を組み合わせた場合の渦の挙動について

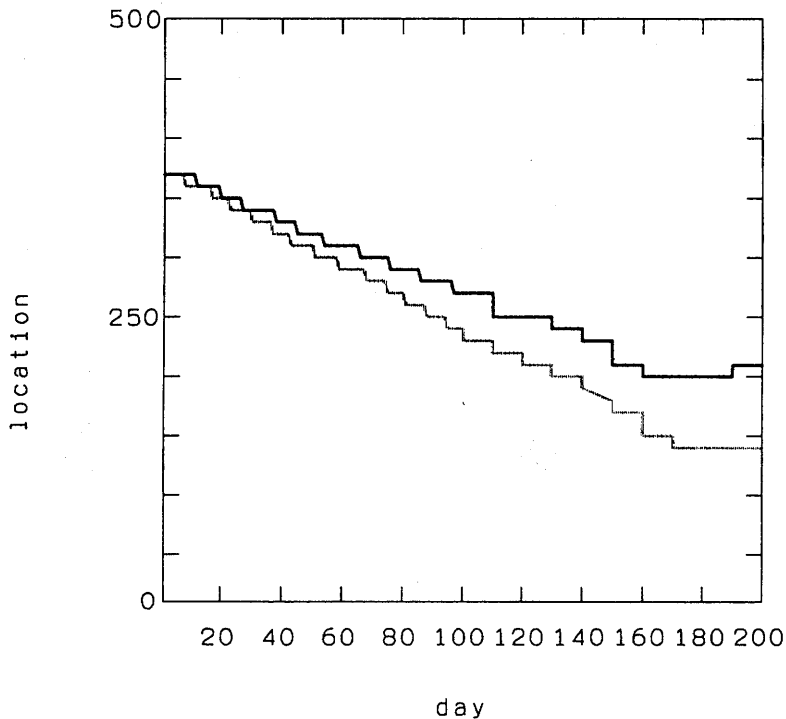


図8 図7と同様。但し、初期ガウス渦の渦流分布の最大値が上層で 10cm/s 、中層で 30cm/s 、下層で 10cm/s の場合。

も実験を行った。実験結果によると上下層の渦流と表層流の効果から、Meddy の南進の仕組みを説明出来る可能性が示唆された。しかし実際の渦流の鉛直分布についてはまだはっきりしていない点が多く、詳細な流速観測が必要である。

4. 他の2つの仮説の検討

4.1 Verdiere の仮説

Verdiere は渦全体の渦位の釣合に着目し、 β 効果と水平密度拡散の効果による Meddy の移動機構を提案した。これは水平方向への密度拡散によって生じる渦厚の減少を補うために Meddy が南に進み、惑星渦度を減少させるというものである。彼は渦位の釣合から Meddy の移動速度を見積もり、観測された南進の速度とおおよそ同じ値 1.8cm/s を得ている。しかし速度の見積もりの際に摩擦による消散の項を落としている点、さらに拡散の効果を正確に力学に含めていない点に問題が有りそうである。そこで本節ではこの Verdiere の提案した Meddy の移動機構を吟味する目的で、拡散型実効重力浅水模型(diffusive reduced-gravity model) による数値実験を行い、その結果について考察した。

数値実験に使用した模型は Masuda and Uehara¹⁴⁾ が深層循環の研究に用いた拡散型実効重力浅水模型である。具体的には第2節で使用した実効重力模型に、密度拡散の項が加わったものである。この模型は Verdiere のいう拡散機構を組み込んでおり、ここで行う水平方向への密度拡散による Meddy の移動機構の検証という実験の目的に適している。なお Verdiere は観測結果をもとに、水平方向への密度拡散係数 k を $10^4 \sim 10^5$ の桁であるとしている。そこでここでは k を $10^4 [\text{cm}^2/\text{s}]$ として実験を行った。模型の詳細は第2節と Masuda and Uehara の論文を参照されたい。

次に実験結果について述べる。実験から得られた η の等値線図を図9に示す。数値実験の結果によると100日時間積分を行っても、Meddy を想定した高圧性渦はよくその個性を保つ。Meddy を想定した渦は100日で西に20km進み、南にはほとんど進まなかった。これは Verdiere が渦位の時間変化の式から導

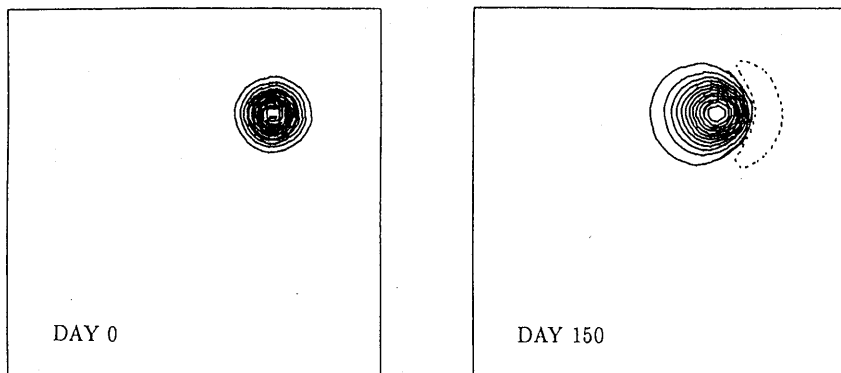


図9 $k=10^4 [\text{cm}^2/\text{s}]$ の時の η の等値線図。左が0日目で η の最大値は450m、最小値は0m。右が150日目で η の最大値は290m、最小値は-34m。

いた結果とは異なるものである。何故、両者の結果の間にこのような差異が生じたのであろうか。

この点について移動速度の式と渦位の時間変化の式を用いて、次のような考察を行った。Verdiere は渦位の時間変化の式を基に、緯度方向の渦の移動速度 C_y を次のように導いている：

$$C_y = -\frac{1}{\beta S} \frac{d}{dt} \oint \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l} - \frac{f}{\beta S} \frac{dS}{dt} + \frac{1}{\beta S} \oint \frac{\mathbf{F}}{\rho} \cdot d\mathbf{l} \quad (13)$$

ここで S は Meddy の面積、 $d\mathbf{l}$ は渦の境界を表す閉曲線の接線方向の線素、 $\mathbf{F}$ は摩擦力、 ρ は海水密度、 d/dt は実質微分である。 βS を両辺に掛けてみれば、左辺が惑星渦度の移流を表し、右辺の第一項が相対渦度の変化、第二項が渦柱伸縮による渦度生成、第三項が摩擦力による渦度生成を表すことが分かる。 dS/dt が、体積保存から渦の厚み h の変化率 $d(h^{-1})/dt$ であるとされている。Verdiere は、相対渦度の時間変化率を小さいとして無視し、渦の厚さの変化率に観測値を代入し、摩擦力を評価不能として落とすことによって移動速度 $C_y \approx -1.8 \text{ cm/s}$ を得たのである。

一方、密度拡散項を含む渦位の釣合式は Masuda and Uehara から次のようになる：

$$\beta v = -\frac{d\zeta}{dt} + \frac{f}{h} \left\{ \frac{d\eta}{dt} + (\lambda - \kappa \nabla^2) \eta \right\} + \nu \nabla_h^2 \zeta \quad (14)$$

左辺と右辺の第 1-3 項は、それぞれ(13)の左辺、右辺第 1-3 項に対応する。渦の伸縮を表す第 2 項は更に二つの部分からなり、 $d\eta/dt$ が「見かけの渦柱伸縮」を表し、残りの $(\frac{f}{h}\{(\lambda - \kappa \nabla^2)\eta\})$ が Masuda and Uehara によって導入された「拡散性伸縮」(diffusive stretching) である。後者は鉛直方向と水平方向の密度拡散による渦柱伸縮を表す。

この二つの式を基に、Verdiere の考え方の問題点を探ろう。相対渦度の変化率には、大きな誤差はなさそうである。しかし、摩擦項の無視には問題がある。高圧性渦に働く摩擦力は負の渦度を生成し、この項を考慮すれば C_y を増加させる。即ち南下速度 $C_y < 0$ の絶対値を減少させることになる。これには Verdiere 自身も言及している。

次に問題になるのは渦柱伸縮項の評価である。Verdiere は渦の半径の変化から渦柱伸縮を推定している。しかし、(13)式によれば異なる結論が得られる。確かに、拡散を組み込んだここでの数値実験で、渦の半径は増加し渦の厚みは減少する。しかし渦柱の本当の伸縮は、見かけの伸縮とは異なる。拡散性伸縮項は高圧性渦では正であり、負の値である見かけの伸縮項を相殺しうる。つまり渦柱が縮んだと見える程には、実際のところ渦柱は縮んでいないのである。拡散性伸縮と摩擦力が、見かけの伸縮と相殺して渦は南進しなかったのである。結論として言えば、次のようになろう。Verdiere 模型では、渦柱が縮むことの原因を拡散に求める一方で、拡散性伸縮を渦位の釣合では考慮しなかった。これこそ、Verdiere 模型がここでの実験結果を説明しえなかった最も大きな原因である。

こうして、密度の拡散を考える際に「拡散性伸縮」の効果を考えることが極めて重要であることが明らかになった。Verdiere の提案した仮説は、中規模渦の移動機構を考える上で興味深いものではあったが、Meddy の移動を説明するには適してはいなかったと言える。ここで得られた結論は、Verdiere 模型による Meddy 南進機構には基本的に不十分な要素があり、そのことを拡散型実効重力浅水模型を用いた数値実験と拡散性伸縮の概念によって明らかにすることが出来たということである。

4. 2 Hogg and Stommel の仮説

Hogg and Stommel は南向きの一般流に乗った上層の高圧性の渦が、その東側下方に位置する中層の Meddy を南向きに連行するモデルを提案した。しかし Meddy の南進を説明するための機構として彼らのモデルを見ると、幾つかの問題点を含んでいるように考えられる。まず彼らはこのモデルを f 面近似の点渦対モデルを用いて解析している。だが現実的な、コリオリ係数が緯度の関数である様な状況（ベータ面）でも渦対の結合が持続するかどうかは疑問である。そして Meddy の上層の、渦の半径程西側にずれた位置に、常時彼らのモデルで仮定している高圧性渦が存在するとは考えにくい。また彼らの提案した理論では Meddy の移動速度は、表層流の半分程度でしかない。実際の表層流は南向きに 1cm/s 程度なので、実際の Meddy の南向き移動速度 1.3cm/s を説明できない。最後に Meddy には前に述べた表層流の効果が働くため、Meddy と表層の渦の結合が持続するかどうかは分からない。以上の様な背景の下で、ここでは彼らの提案したモデルを数値実験によって詳しく調べ、その結果について考察を行う。

数値実験に使用したモデルは第3節で用いた準地衡モデルである。海洋の成層は3層で近似し、最下層は運動が無いものとする。モデルの詳細は第3節を参照されたい。

実験結果について述べる。まず表層流が存在する Hogg and Stommel 型のモデルで実験を行った。実験から得られた軌跡の図を図10 (f 面の場合) と図11 (β 面の場合) に示す。渦は大体20日から50日ほどしか追跡できず、その後は初期条件で与えた渦によって生成された周囲の渦の方が大きく成長し優勢になる。この実験結果によると f 面の場合と β 面の場合の両方で、表層流が存在する層の渦が Meddy を捕え続けることが出来ず、渦の結合状態が壊れてしまっている。この様に渦の結合状態が持続しないのは、

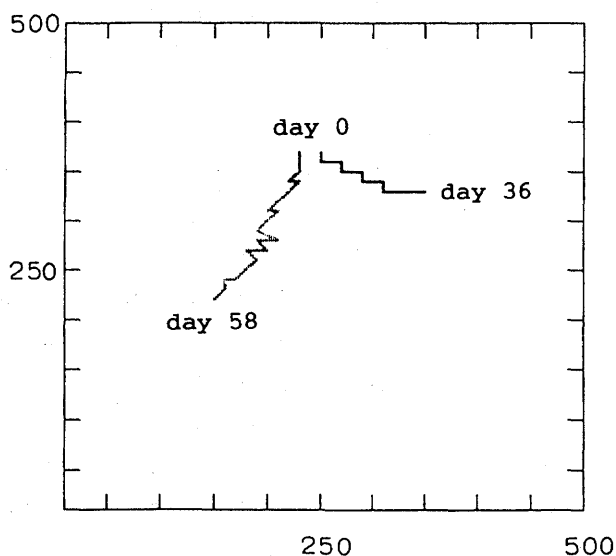


図10 表層流が存在する場合の f 面での渦の軌跡。表層の渦の軌跡（右側の線）は58日目まで、Meddy（左側の線）は36日目までを表している。縦軸、横軸は位置で、単位は 1km 。

表層の渦に Hogg and Stommel が考えた移流の効果に加えて第2節で述べた様な疑似地形性 β 効果が働くためであると考えられる。さらに β 面での実験の場合は、渦と流れの相互作用の他に β 効果が働く影響も結合状態が持続しない理由として挙げられるかもしれない。またこの実験では初期条件で与えた渦が南西でなく南東の方向に移動している。これは表層流に南向き4.6cm/sという観測値の4～5倍の値を与えたため、表層流の効果が大きく効いたものと解釈される。この実験によって Hogg and Stommel の提案した仮説には、表層流が存在する事による疑似地形性 β 効果を力学に組み込んでいないという欠点がある事が分かった。

ではこの疑似地形性 β 効果を考えない場合、すなわち Hogg and Stommel 模型の想定に近い場合の渦の挙動はどの様になるのでしょうか。この点について調べるために、表層流は存在するがその影響が層の厚さの項に現れない様な渦位方程式を用いて数値実験を行った。この場合模型の支配方程式は次の様になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_k}{\partial t} + J(\psi_k + V_{surface} \times x, \sigma_k) + R_u(\Delta \psi_k - \Delta \psi_{k-1}) + R_d(\Delta \psi_k - \Delta \psi_{k+1}) \\ - A_k \Delta^2 \psi_k = \text{curl } \tau \end{aligned} \quad (15)$$

ここで σ_k は渦位で

$$\sigma_k = \Delta \psi_k - F_{uk}(\psi_k - \psi_{k-1}) - F_{dk}(\psi_k - \psi_{k+1}) \quad (16)$$

と表される。

実験結果として Meddy を想定した渦の軌跡を図12に示す。この実験によると Meddy を想定した渦

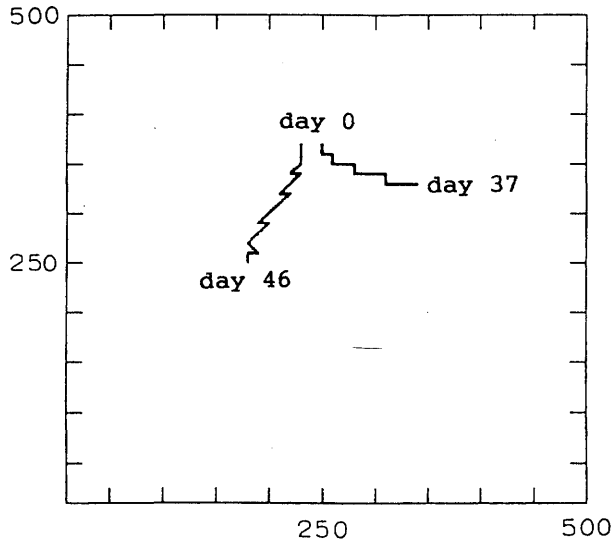


図11 表層流が存在する場合の β 面での渦の軌跡。表層の渦の軌跡(右側の線)は46日目まで、Meddy(左側の線)は37日目までを表している。縦軸、横軸は位置で、単位は1km。

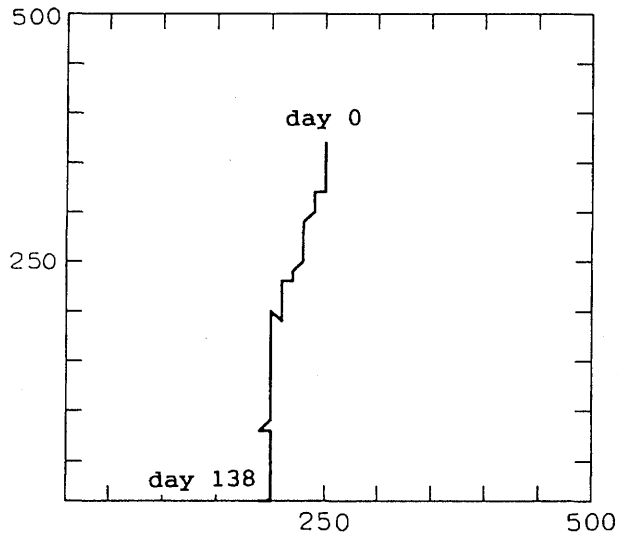


図12 表層流が存在するが、その影響が層の厚さの項に表れない場合の f 面での渦の軌跡。軌跡は0日目から138日目までを表している。縦軸、横軸は位置で、単位は1km。

は、南向きに2~3cm/sの移動速度で南に進む。また表層の渦は認識しづらいものの、おおよそ Meddy と結合したまま南進した様子である。この様に表層流の存在による疑似地形性 β 効果の影響を除去すれば Hogg and Stommel が提案した移流の効果と渦の結合によって Meddy の南進が実現するらしい。しかし表層流の存在による疑似地形性 β 効果の影響を力学に含めないのは現実的ではない。また彼らの提案した仮説では南向き4.6cm/sの流速という、観測値の4~5倍の値の表層流が必要であり、この点についても彼らの仮説が妥当であるとは考えにくい。

以上、ここでは準地衡模型を用いて、Hogg and Stommel の提案した上層の渦と流れによる移動機構を調べた。数値実験の結果によると疑似地形性 β 効果によって、Meddy と表層の渦からなる渦対は分散してしまい、観測されるような Meddy の南下が起こるとは考えられない事が明らかとなった。彼らの提案した理論は渦と流れの相互作用の力学の理解という点から見て、面白いものではある。しかし Meddy の南進を説明するという点においては、適切ではないという結論を得た。

5. 終 わ り に

地中海流出水に現れる高圧性渦 Meddy の南進機構を調べるために、実効重力浅水模型 (reduced-gravity model) や3層の準地衡模型を用いて数値実験を行い、その結果について考察した。ここで得られた結果をまとめると次のようになる。

Meddy の存在する海域に特有な鉛直層構造に着目して、南向き表層流が存在する効果による Meddy の移動機構を考えた。この表層流が存在する効果とは、層の厚さの東西変化による疑似的な地形性ペー

タ効果である。そしてこの表層流が存在する効果を、実効重力模型を用いた数値実験によって詳しく調べた。その結果、表層流の効果により、Meddy の南向き移動速度の3割程を説明できる可能性が示唆された。また分散関係式を用いてこの結果を説明出来ることが分かった。

次に Meddy が上下層にも渦流成分を持つ場合について、準地衡模型を用いた数値実験を行った。その結果、上下層の渦流の効果と表層流が存在する効果を組み合わせる事により、観測値と殆ど一致する Meddy の移動速度を得る事が出来た。しかし実際の渦流分布については信頼できる観測結果を待つ必要がある。

次に、拡散型実効重力浅水模型を用いて、Verdiere が提案した密度拡散による移動機構を検討した。その結果彼が提案した機構は渦柱が縮むことの原因を拡散に求める一方で、渦位の釣合において拡散性伸縮についての考慮が欠けており、首尾一貫していない事が分かった。最後に、準地衡模型を用いて Hogg and Stommel が提案した上層の渦と流れによる移動機構を検討した。その結果によると、彼らが提案した機構は表層流の効果が働くため、Meddy と表層の渦の結合を持続できず、南進を説明するには適当で無いと考えられる。

更につけ加えておきたいことは、Meddy の大きな南下速度は、種々の効果の複合的な結果である可能性があるということである。単一の機構で Meddy の南下を説明する従来の仮説が、いずれも説明に失敗したことは、この考えを支持するものかもしれない。また、傾圧的な平均流のもたらす疑似地形性 β 効果が、いずれの機構においても重要であることが示されたことは本論文の重要な成果である。

謝 辞

本研究の遂行にあたり沿岸海象部門の方々にご多大なご協力を頂いた。記して深く感謝する。なお本研究は高橋の修士論文の一部を構成するものである。

参 考 文 献

- 1) Richardson, P. L., Walsh, D., Armi, L., Schroder, M. and Price, J. F.: *Tracking Three Meddies with SOFAR Floats*. Journal of Physical Oceanography, **19**, (1989), 371-383.
- 2) Armi, L., Hebert, D., Oakey, N., Price, J. F., Richardson, P. L., Rossby, H. T. and Ruddick, B.: *Two Years in the Life of a Mediterranean Salt Lens*. Journal of Physical Oceanography, **19**, (1989), 354-370.
- 3) Beckmann, A. and Käse, R. H.: *Numerical Simulation of the Movement of a Mediterranean Water Lens*. Geophysical Research Letters, **16**, (1989), 65-68.
- 4) Hogg, H. G. and Stommel, H. M.: *How Currents in the Upper Thermocline could advect Meddies deeper down*. Deep-Sea Research, **37**, (1990), 613-623.
- 5) Verdiere, A. Colin De: *On the Southward Motion of Mediterranean Salt lenses*. Journal of Physical Oceanography, **22**, (1992), 413-420.
- 6) Masuda, A. and Mizuta, G.: *A Study on the Effects of Bottom Topography on Deep Circulation*

- with a Diffusive Reduced-gravity Model part I- Isolated Topography*. submitted to Journal of Physical Oceanography.
- 7) Levitus, S.: *Climatological atlas of the World Ocean*. NOAA Prof. Paper, U. S. Govt. Printing Office, Washington, DC, **13**, (1982), 173pp.
 - 8) UNESCO: *Algorithms for computaion of fundamental properties of seawater*. Unesco technical papers in marine science, **44**, (1983), 53pp.
 - 9) Saunders, Peter M.: *Circulation in the eastern North Atlantic*. Journal of Marine Resarch, **40**, (1982), 641-657.
 - 10) McWilliams, J. C. and Flierl, G. R.: *On the evolution of the isolated nonlinear vortices*. Journal of Physical Oceanography, **9**, (1979), 1155-1182.
 - 11) Mied, R. P. and Lindemann, G.R.: *The propagation and evolution of cyclonic Gulf Stream rings*. Journal of Physical Oceanography, **9**, (1979), 1183-1206.
 - 12) Masuda, A., Marubayashi, K. and Ishibashi, M.: *A laboratory experiment and numerical simulation of an isolated barotropic eddy in a basin with topographic β* . Journal of Fluid Mech., **213**, (1990), 641-655.
 - 13) Masuda, A. and Miki, K.: *On the stability of baroclinic vortex streets composed of quasi-geostrophic point eddies*. submitted to Deep-Sea Research.
 - 14) Masuda, A. and Uehara, K.: *A reduced-gravity model of the abyssal circulation with Newtonian cooling and horizontal diffusion*. Deep-Sea Research, **39**, (1992), 1453-1479.

(平成6年6月3日受理)