

# 高緯度海域における対流現象 -状態方程式の非線形に注目して-

京都大学大学院理学研究科

秋友 和典 (AKITOMO Kazunori)

要旨: 水は大気とともに地球の流体圏を占める主要な要素であるが、その状態方程式は大気にはない性質を持っている。キャベリング (cabbelling) とサーモバリシティ (thermobaricity) と呼ばれる性質は、その代表的なものである。前者は、「大気圧下での水の密度はおよそ  $4^{\circ}\text{C}$  で最も大きくなる」という、日常において容易に体験できる性質に現れる。一方、後者は、圧力 (深さ) とともにその熱膨張率が増加するというもので、日常的には認識しにくいところがある。いずれの性質も低温時に顕著となるため、高緯度域の海洋あるいは淡水湖で生じる対流の性質に大きく影響している。特にサーモバリシティについて、南極ウェッデル海での観測データに基づきその影響について検討した。

## 1. 状態方程式の非線形性

大気圧下では、水の密度が約  $4^{\circ}\text{C}$  において最大になることはよく知られているが、これは水の状態方程式の非線形性に由来し、キャベリング (cabbelling) と呼ばれている。中・高緯度の湖では、春や秋にその水温が流入する河川の水温と  $4^{\circ}\text{C}$  を挟んで異なるため、両者が混合して形成される  $4^{\circ}\text{C}$  の水が湖底に沿って沈降する様子がしばしば観測されている (例えば、Carmack, 1979)。

しかし、この性質だけでは説明しきれない状況がいくつかの深い湖で報告されている。例えば、水深が 1600 m をこえるバイカル湖の湖底には、およそ  $3^{\circ}\text{C}$  の湖水が見られる (Carmack and Weiss, 1991)。これには、もう一つの非線形的性質であるサーモバリシティ (thermobaricity) が深く関与していると考えられている。これは水の熱膨張率が圧力 (水深) とともに増加するというものであり、後述の式 (1) からわかるように、最大密度となる水温が圧力とともに低下するようになる。すなわち、バイカル湖の湖底で最大密度になる水温は  $4^{\circ}\text{C}$  よりも低くなるのである。(湖底で最大密度になる水温は  $0^{\circ}\text{C}$  まで下がるが、この水温では湖面で軽すぎて沈まない)。

海水の密度には、さらに塩分の効果が加わるが、上で述べた水温 (や圧力) に関係する二つの性質は同じように現れる。図 1 は海面と 2000db における海水密度を温位と塩分の関数として示している。海面で密度が同じだが温位、塩分の異なる二つの海水 (黒丸で示す) に注目すると、両者が混合してできる海水 (赤白抜き丸) は元の海水より重くなる (キャベリング)。一方、これら二つの海水を断熱的に 2000db まで移動させて比べると、低温の海水が高温の海水よりも重くなる (サーモバリシティ)。それらの性質を含んだ形で海水の状態方程式は近似的に以下のように書くことができる。

$$\rho = \rho_0(p) + (\alpha_0 + \alpha_1 p)\Delta\theta + \alpha_2\Delta\theta^2 + \beta\Delta S \quad (1)$$

ただし、

$$\Delta\theta = \theta - \theta_0, \quad \Delta S = S - S_0$$

であり、 $(\rho_0, \theta_0, S_0)$  は基準の密度、温位、塩分である。右辺の第 2 項がサーモバリシティの効果を、第 3 項がキャベリングの効果を表している。これらの性質は低温であるほど顕著になるため、高緯度海域での対流現

象に少なからず影響を与えていると考えられている。以下では、特にサーモバリシティに注目し、南極ウェッデル海での対流の特性についてみる。

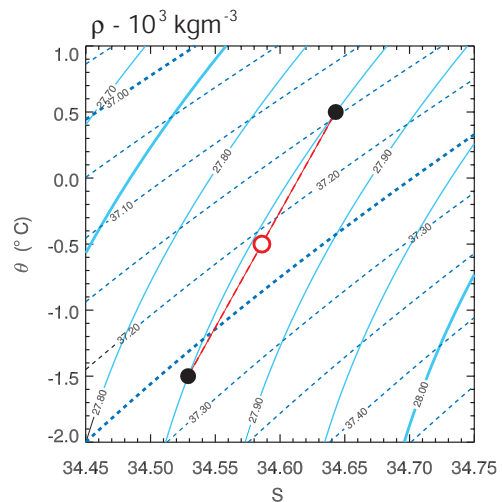


図 1 :  $\theta S$  ダイアグラム

水色実線 (青色破線) の等値線は海面 (2000 db) での海水密度を表す。海面で同じ密度の海水 (黒丸で示す) が同量混合してできる海水 (赤白抜き丸) は元の海水より重くなる。また、2000 db で両者を比較すると、温位の低い海水の方が重い。

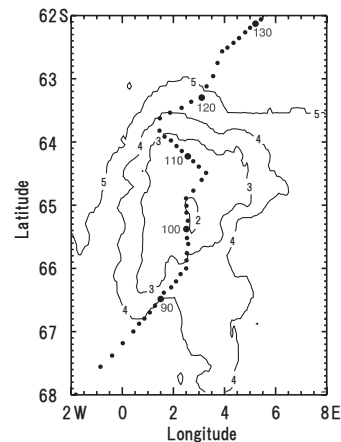


図 2 : CTD 観測点

観測点 80 から 132 までの観測は 1986 年 8 月 19 日から 8 月 29 日にかけて行われた。等深線は 1km ごと

## 2. ウェッデル海での成層構造と対流特性

1974-76 年の冬季に南極 Weddell 海の Maud Rise 付近で観測された面積 35 万 km<sup>2</sup> にも及ぶ開水域 'ウェッデル・ポリニア (Weddell Polynya)' は、海洋中で発生した深い対流 (deep convection) によって深層から表層

へと運ばれた熱が海水を融かすことで生じたと考えられている (Killworth, 1979; Martinson et al., 1981)。また、この海域での冬季の氷厚が周辺域より薄いという状況は毎年見られ (Lindsay, 2004)、深い対流は、ポリニアを形成しないまでも、そこでの鉛直熱輸送に恒常的に関与していることが示唆される (Akitomo et al., 1995; McPhee, 2003)。

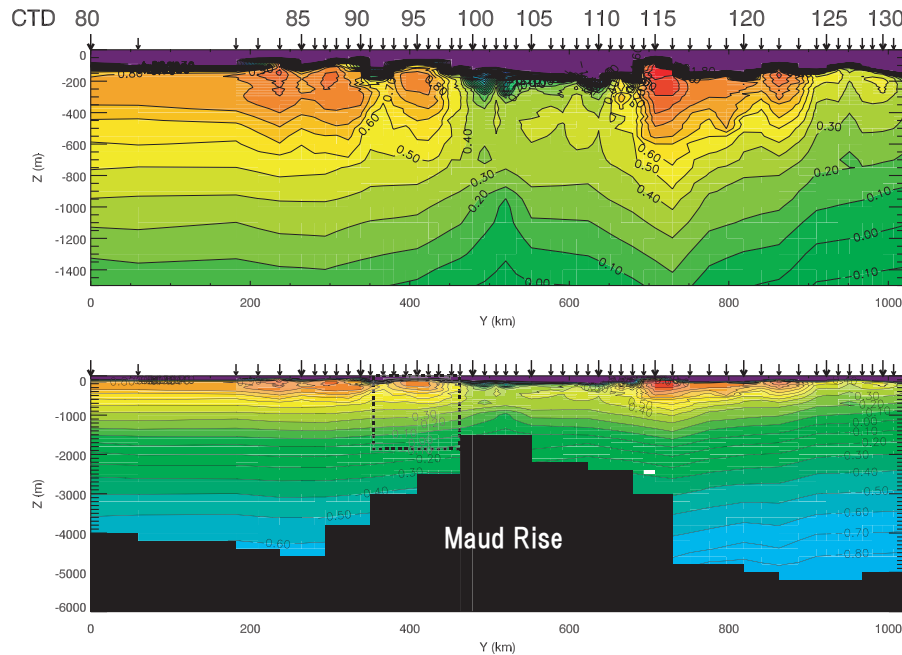


図 3：水温の鉛直断面分布

下段は全水深、上段は 1500 m 深までを示す。等値線間隔は 0.1 度。点線は Akitomo (2006) による実験領域を示す。

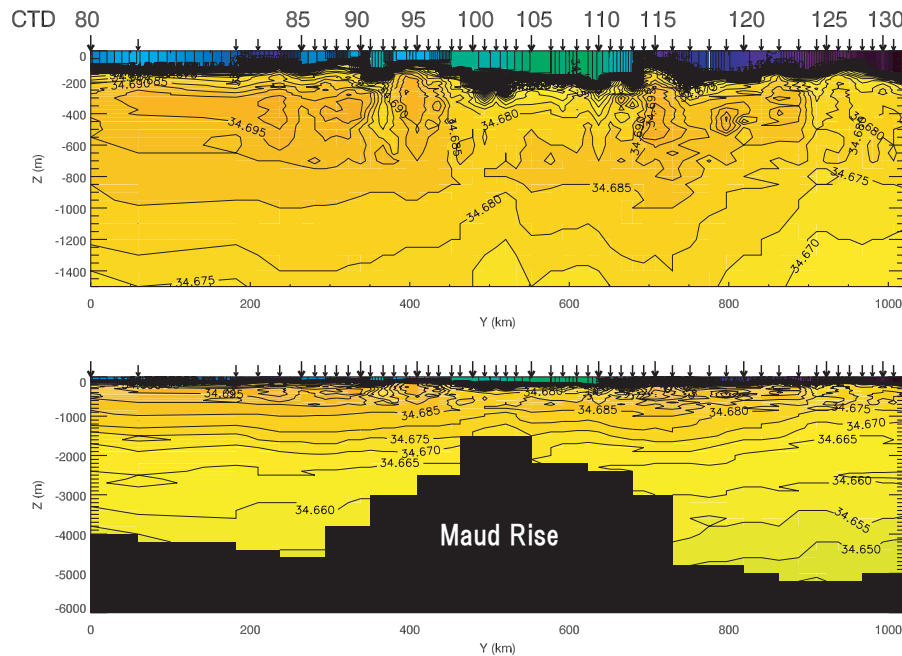


図 4：塩分の鉛直断面分布

下段は全水深、上段は 1500 m 深までを示す。等値線間隔は 0.005。他は図 3 と同じ。

ここでは、1986年の冬季に行われたCTD観測のデータを用いて、ウェッデル海での成層構造と対流特性の関連について考える。図2に示すとおり、観測は Maud Rise を南から北へと縦断する航路上で行われた (Huber et al., 1989)。航路に沿った温位と塩分の断面を図3、4に示す。海面下100~200 m 付近までは、低温(ほぼ結氷点)で低塩の混合層があり、その下には Warm Deep Water (WDW) と呼ばれる高温で高塩の深層水が見られる。また、Maud Rise 上では、混合層水(低温・低塩)と深層水(高温・高塩)のコントラストが弱くなっているのが特徴的である。

混合層が低温のため、水温は不安定な鉛直構造を持っているが、塩分による安定な鉛直構造がそれを上回り、全体としては安定な成層状態にある。図5は、混合層水のある深さ  $z$  まで断熱的に移動させた時、その深さにある海水の密度  $\rho_u$  と混合層水のそれ  $\rho_m$  との差  $\Delta\rho$  を示している。図から明らかなように、いずれの観測点においても、混合層水はその直下の海水に対して安定な状態にある ( $\Delta\rho > 0$ )。しかしながら、Maud Rise 上方をはじめとする領域では、深層水において「潜在的に」不安定な状態 ( $\Delta\rho < 0$ ) が見られる。

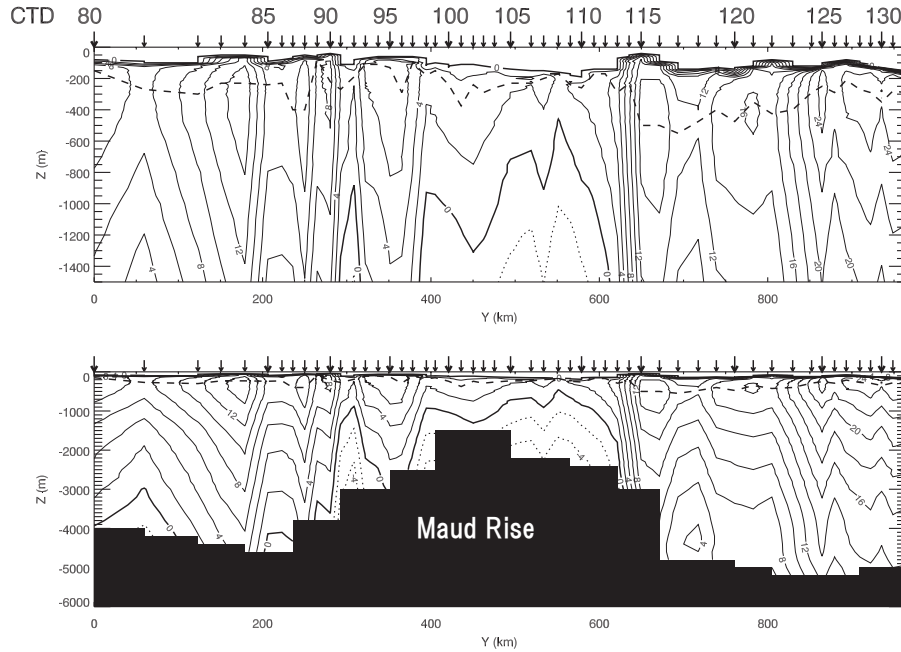


図5：下層水と混合層水の密度差  $\Delta\rho$  (観測時)  
実線は  $\Delta\rho > 0$  (安定)、破線は  $\Delta\rho < 0$  (潜在的に不安定) を示す。等値線間隔は  $0.02 \text{ kgm}^{-3}$  ごと。下段は全水深を、上段は 1500 m 深までを示す。

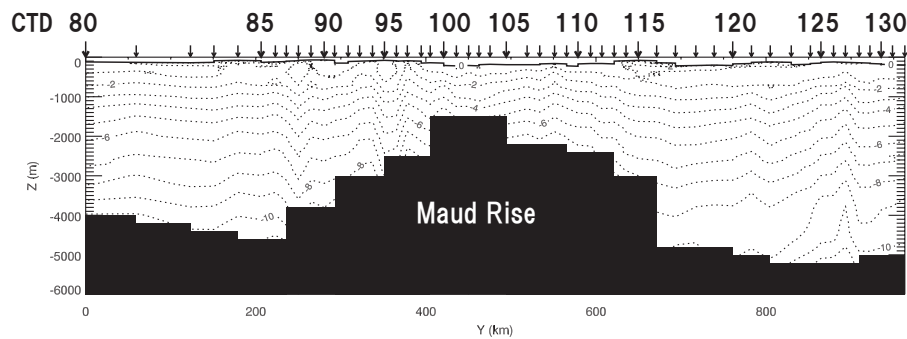


図6：下層水と混合層水の密度差  $\Delta\rho$  (冷却後)  
他は図5と同じ

このように深さによって水柱の安定度が変化するのは、サーモバリシティが原因である。すなわち、先の近似式 (1) を用いると、 $\Delta\rho$  は、

$$\begin{aligned}\Delta\rho &= \rho_u - \rho_m \\ &= (\alpha_0 + \alpha_1 p)(\theta_u - \theta_m) + \alpha_2(\theta_u - \theta_m)^2\end{aligned}$$

$$+ \beta(S_u - S_m) \quad (2)$$

と書けるが、「熱膨張率」 $\alpha_0 + \alpha_1 p$  が水深 (圧力) とともに増加し、それに伴って、密度差に対する上下の水温差の寄与が相対的に大きくなることがわかる。この

ため、不安定な鉛直構造を持つ水温分布が深層での密度差  $\Delta\rho$  を逆転させていると理解できる。

混合層直下に安定な層が存在するため水柱は全体として安定であるが、さらに冷却が進み安定層が消滅すると深い対流が発生する。図6は、各観測点で混合層直下の安定層が消滅するまで冷却を加えた後の  $\Delta\rho$  の分布を示している。(混合層水温はほぼ結氷点であることから、混合層水の高密度化は結氷による塩分排出によって実現する。) 容易に理解できるように、混合層水は下層すべてに対して不安定となり、対流が発生すると一気に深層まで到達することが予測される。これは中・低緯度における対流混合層が冷却とともに徐々に深くなっていくという状況と大きく異なる。

各観測点で水柱が完全に不安定化するのに必要な混

合層内の塩分増加量  $\Delta S$ 、海水生成量  $\Delta h$ 、および海面冷却率  $Q$  を図7に示す。ここで、 $Q$  は、不安定化に必要な海水生成がおよそ冷却期の終わる9月末までに起こるために必要な海面冷却率の大きさを表している。Maud Rise 上では、 $\Delta S$  は  $0.05 \sim 0.10$ 、 $\Delta h$  は  $0.10 \sim 0.30$  m であり、それに必要な冷却率は  $Q$  は  $50 \text{ Wm}^{-2}$  以下と現実的な値である(観測点 103 付近では  $150 \text{ Wm}^{-2}$  の冷却が必要だが)。しかし、それ以外では  $50 \sim 200 \text{ Wm}^{-2}$  という非現実的な冷却が必要であり、実際に冷却期の終わりまでに不安定化するのは、ほぼ Maud Rise 上に限られると考えられる。観測が行われた 1986 年は特に寒冷な年ではなかったことを考慮すれば、深い対流は毎年生じている可能性が示唆される。

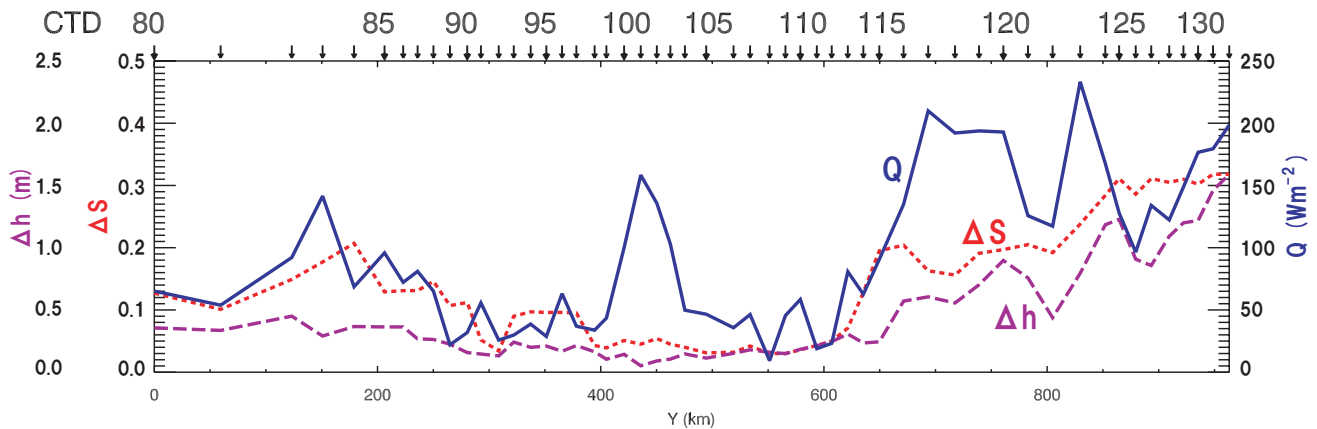


図7：各観測点において全水柱が不安定化するまでに必要な混合層の塩分増加量  $\Delta S$  (点線)、海水増加量  $\Delta h$  (破線)、および海面冷却率  $Q$  (実線)

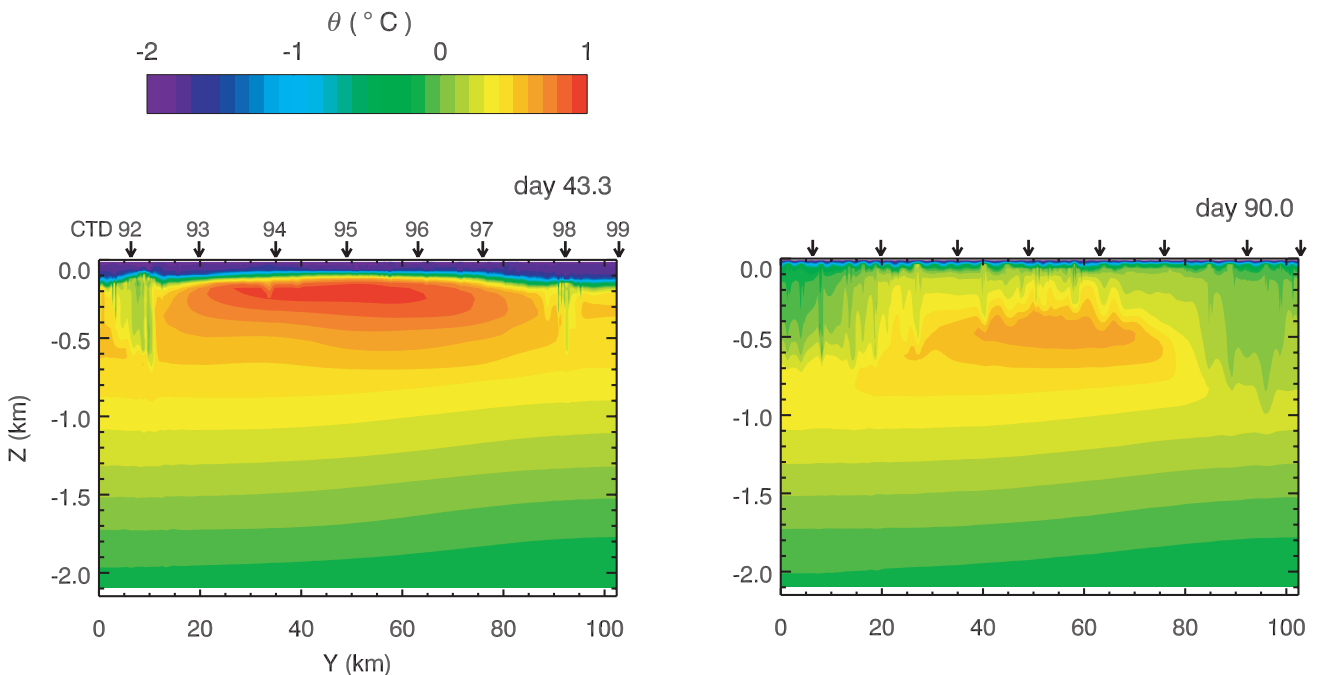


図8：観測データを初期値とした鉛直2次元モデルによる数値実験の結果(水温分布)  
(左)43.3日目、(右)90日目。冷却率は  $50 \text{ Wm}^{-2}$ 。Akitomo (2006) による



最近、Akitomo (2006) はここで用いたのと同じ観測データを初期値として数値モデル実験を行った。図8はその一例で、図3の点線の枠で囲まれた領域を対象として行った実験の結果である(鉛直2次元非静水圧モデルによる)。上で見たとおり(図5)、 $Q$  が小さい領域の両端付近から対流が生じ始め、その後中央部へ及ん

でいる。また、混合層水がサーマル状になって一気に下層へ沈降することも、これがサーモバリシティの影響を強く受けた対流であることを示している(Akitomo, 1999a, b)。しかしながら、対流の到達深度はせいぜい1000 mであり、水柱の不安定化が海底にまで及ぶという図6の結果とは大きく異なる。

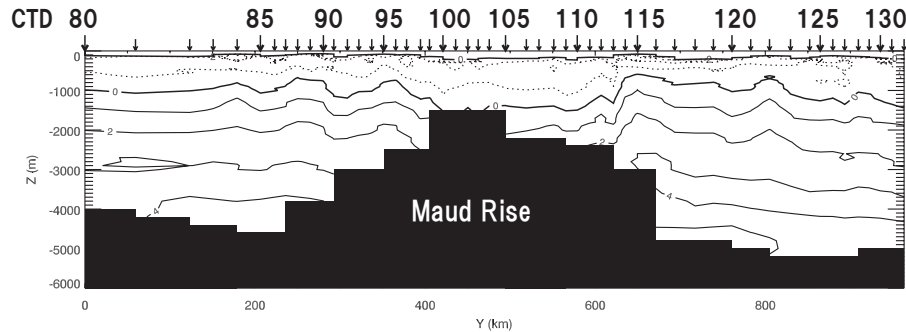


図9：下層水との混合を考慮した場合の下層水と混合層水の密度差  $\Delta\rho$  対流は  $\Delta\rho$  が負の領域の下端まで到達することになる。他は図5と同じ

この違いは下層に進入する混合層水が周囲の海水を取り込むことによって低密度化する( $\Delta\rho$  が正になる)ために生じると考えられる。実際、混合層水と下層水の混合を考慮して、 $\Delta\rho$  を見積もると図9のようになり、対流の到達深度は1000 m程度となる。到達深度が最大となるのはMaud Rise上であり、そこでの成層構造は単に対流の発生を早めるだけでなく、その深さにも影響していることがわかる。図9の結果は、Akitomo (2006) の実験結果とも定性的に一致している。

### 3. まとめ

海水の状態方程式の非線形性(サーモバリシティ)が、高緯度海域における対流の特性に与える影響について検討し、以下のことが明らかになった。

- 低温・低塩な混合層と高温・高塩な深層の2層構造が顕著な高緯度海域においては、海水の状態方程式の非線形性(サーモバリシティ)に起因して、海水柱の不安定化は全層で同時に起こる。
- 沈降する混合層水は周囲の海水と混合し、その密度を低下させることで対流深度が制限される。
- Maud Riseの地形効果により、その上方の水柱の安定性は弱められ、対流が生じやすくなっていると同時に、その到達深度も大きくなる。
- 冬季のMaud Rise上では、恒常的に対流が生じている可能性がある。

全層にわたる水柱の不安定化は、対流の特性をこの海域特有なもの(混合層水がサーマル状となって急激にかつ深くまで沈降する)にしている(例えば、Akitomo et al., 1995)。しかし、沈降する海水が、周囲の海水との混合によって、その到達深度を制限される(1000~1500 m)ことから、Gordon (1978) によって1977年に発見された水深3000 mにも及ぶ深い対流(の痕跡)は、混

合層の不安定化に伴う対流だけでは説明できない。対流の発生が早く、その後も冷却が継続したものと考えられる。逆に、対流の発生が冷却期の終わり頃であれば(これが通常の冬の状況と思われる)、その到達深度が1000 m程度であるため、1970年代半ばのような大規模なポリニアは生じないだろう。対流の到達深度は大規模ポリニアの発生を抑制する一つの要因であるとも考えられる。

Maud Riseが単に水柱の安定性を弱めることに加えて、発生する対流の到達深度を大きくすることは、熱などの鉛直輸送を考える上でも重要な要因となるだろう。さらに、Akitomo (2006) は、対流発生後に励起される傾圧不安定が鉛直熱輸送を最大2倍まで大きくし、観測から見積もられた鉛直熱輸送を説明し得ることを明らかにしている。ウェッデル海における対流の特性、その熱輸送に対する役割、対流に伴って生じる傾圧不安定とその役割などのメカニズムをさらに詳細に明らかにすることは、地球規模での海洋循環を理解する上でも重要な課題と言える。

### 文献

- Akitomo et al., 1995: DSR-I, 42, 53-73.  
Akitomo, 1999a, b: JGR, 104, 5225-5234, 5235-5249.  
Akitomo, 2005: DSR-I, 52, 937-957.  
Akitomo, 2006: JGR, in press.  
Carmack, 1979: JPO, 9, 422-434.  
Carmack and Weiss, 1991: In: Chu, P.C., Gascard, J.C. (Ed.), Deep Convection and deep water formation in the oceans, Elsevier, Amsterdam, pp. 215-228.  
Gordon, 1978: JPO, 8, 600-612.  
Huber et al., 1989: Technical Report LDGO-89-3, Lamont-Doherty Geological Observatory, Palisades, New York.  
Killworth, 1979: JPO, 9, 531-554.  
Martinson et al., 1981: JPO, 9, 531-554.  
McPhee, 2003: Antarctic Sci., 15, 153-160.