

變分모델을 利用한 韓國 東海南部海域에서의 海洋循環에 對하여

On the Ocean Circulation in the South-East Sea of Korea
(Southern Japan Sea) by a Variational Inverse Model

1986. 3.

研 究 機 關
韓 國 科 學 技 術 院
海 洋 研 究 所

提 出 文

海洋研究所長 貴下

本 報告書를 “變分모델을 利用한 韓國 東海南部海域에서의 海洋循環에 對하여”
事業의 最終 報告書로 提出합니다.

1986年 3月 31日

韓國科學技術院附設海洋研究所
研究責任者：石文植(海洋研究所 海洋物理研究室)

要 約 文

水平的으로 有限要素法, 垂直的으로 모드로서 3次元 函數를 定義하는 變分모델을 利用하여 北緯 34°~38°, 東經 132°와 韓國 南東岸 및 日本沿岸 사이 海域에서 겨울철의 海水循環을 구하였다. 北緯 35°30' 以南의 大陸棚 海域에서는 垂直的으로 매우 均一한 水溫分布를 보이며, 韓國 東海岸쪽 높은 緯度로부터 南向하면서 冷水域이 擴張되어 있음을 보인다. 研究海域에서 대체적으로 150 km 크기의 蛇行北上流가 表層(10 m~100 m)을 支配하고 있다. 이 變分모델에서 力學制限으로는 地衡均衡과 海底地形만을 考慮하기 때문에 海面摩擦層의 影響內에 있는 大陸棚 海域에서나 境界面 近處의 問題를 精密히 把握하기에는 不適合하며, 次期 研究에서는 이러한 問題를 解決하기 위하여 새로운 力學制限을 包含하여야 한다.

ABSTRACT

Using a variational inverse model, wintertime ocean circulation is obtained in the southeast sea of Korea bounded by 34° - 38° N in latitude, 132° E in longitude and the coast line. Preliminary model results showed the vertical distributions of temperature were homogeneous in the coastal region south of $35^{\circ}30'$ N and that the extension of cold water mass along the eastern coast of Korea was remarked in the northern part of the study area. Meandering northward currents with scale of 150 km are also observed to be dominant in the surface layer (10~100 m). Because the model is constrained by the geostrophic balance and bottom topography, it is not appropriate to discuss in detail the continental shelf circulation in the study area. New dynamic constraints for these problems should be introduced in the future study.

目 次

要 約 文

英文要約文

그림目次

表 目 次

第1章 緒 論.....	13
第2章 方法的 考察.....	15
第1節 力學的 背景.....	15
第2節 變分모델.....	19
第3節 數值計算.....	22
第3章 變分모델의 適用 : 韓國 東海南部海域.....	29
第1節 資料處理.....	29
第2節 水溫分布.....	32
第3節 海水循環.....	39
1. 密度分布.....	40
2. 力學深度 및 海流.....	45
第4章 討議 및 結論.....	53
参考文献.....	55

LIST OF FIGURES

Fig. 1.	(a) Triangle quadratic element	26
	(b) Definition of A1, A2, and A3	26
	(c) Area coordinates	26
Fig. 2.	Finite element mesh of the study area	30
Fig. 3.	Bathymetry plotted using finite element mesh	31
Fig. 4.	Vertical modes of temperature (EOFs)	33
Fig. 5.	Horizontal sections of temperature at 10 m (left top), at 50 m (right top), at 100 m (left bottom) and at 200 m (right bottom)	34
Fig. 6.	Selected vertical sections	35
Fig. 7.	Vertical sections defined on Fig. 6. of temperature	36
Fig. 8.	The five vertical modes $f_m(z)$ (thick curve) of streamfunction and the first four EOFs $h_1(z)$ (thin curve) of density field	39
Fig. 9.	Domain of acceptable solutions (one dot represents one solution)	41
Fig. 10.	Horizontal sections of temperature corresponding to model solution ψ_1 at 10 m (left top), at 50 m (right top), at 100 m (left bottom) and at 200 m (right bottom)	42
Fig. 11.	Vertical sections of density corresponding to model solution ψ_1	43
Fig. 12.	Horizontal sections of dynamic height corresponding to model solution ψ_1 at 10 m (left top), at 50 m (right top), at 100 m (left bottom) and at 200 m (right bottom)	46
Fig. 13.	Horizontal velocity field corresponding to model solution ψ_1 at 50 m	47

Fig. 14. Horizontal velocity field corresponding to model solution ψ_1 , at 200 m	48
Fig. 15. Vertical sections of normal velocity corresponding to model solution ψ_1 (Shaded portions indicate flow out of paper and units are in cm/s)	49

LIST OF TABLES

Table 1.	Summary of the Empirical Orthogonal Functions Considered for vertical structure of temperature	33
Table 2.	Summary of the Empirical Orthogonal Functions Considered for vertical structure of density	39

第 1 章 緒 論

韓國 東海南部海域은 가장 活發한 物理海洋學的 研究가 이루어진 韓國에 隣接한 海域 中の 하나이다. 東海는 아시아大陸과 日本列島로 둘러싸인 沿海로서 南쪽의 大韓海峽을 通하여 流入되고 北쪽의 쓰가루海峽을 通하여 流出되는 것으로 알려져 있다. 東海의 全體海域에서 Uda(1934)는 처음으로 海水의 物理的 特性을 考察하여 水塊를 定義하고 海流模式圖를 提示하였으며 對馬暖流의 2 分岐說도 言乃하였다. Uda(1934)以後 特히 對馬暖流를 중심으로 活發한 研究가 進行되어져 왔다.

東海南部海域은 대체로 3가지의 水塊 即 對馬暖流水, 北韓寒流係水, 東海固有冷水가 서로 勢力을 擴張하면서 混合이 일어난다. 特히 表層에서 高温인 對馬暖流가 渦流를 通하여 南에서 北으로 熱傳達를 일으키며, 熱前線의 構造가 季節에 따라 變換 뿐아니라 每年 크게 바뀌고 있다(孔과 孫 1972). 이 熱前線의 變動性은 Kuroshio暖流로부터 分岐되어 大韓海峽으로 들어오는 輸送量과 海底地形에 密接하게 連繫되어있다고 보여진다(Kolpack 1982). 그리고 鹽分度, 溶存酸素量은 水温躍層 밑에 存在하는 中層水 水塊糾明에 決定的 役割을 하는 因子로 報告되었다(Kim 과 Chung 1983). 東海 深層에 存在하는 東海固有冷水의 溶存酸素量은 北太平洋의 深層水에 비해 매우 높은데 이는 東海固有冷水가 빠른 速度로 表面水와 交換됨을 나타내는 것으로 보인다(朴 1979). 東海岸 沿岸域 表層에 나타나는 冷水域은 湧昇現象으로 보여지는 蔚崎부근과(承 1974, An 1974) 冷水塊 勢力의 擴張으로 보여지는 竹邊一丑山부근의 海域에서 주로 나타난다(孔과 朴 1969).

東海南部海域은 東海의 流入關門으로 時·空間的 變動性이 크고(國立水産振興院과 海洋研究所 1984) 水温前線의 生成, 移動, 消滅이 漁場形成에 큰 影響을 미치기 때문에 海水循環을 體系的으로 研究하기 위하여 基本的인 3次元 模型을 갖출 必要가 있다. Provost(1983)가 提示한 變分모델은 海水循環을 3次元 空間으로 理解하는데 도움을 줄 뿐아니라 여러가지 力學的 假定을 制限條件으로 追加시킬 수 있으므로 淺海를 包含하는 海域에 適用하기 좋은 모델이다. 따라서 本 研究는 變分모델을 確立시키는데 主力하고, 그 一次的인 適用을 하였다. 第2章에서 力學的 背景, 變分모델의 概念 그리고 數值計算 等 方法的인 考察을 하였고 第3章에서 東海南部海域에 이 變分모델을 利用하여 단지 地衡均衡과 海底地形만을 考慮한 一次的인 結果를 推出하였다. 淺海의 特性을 考慮한 全體的인 研究는 計劃 中에 있다.

第2章 方法的考察

第1節 力學的背景

海洋의 一般的 循環은 어느 期間 T 동안에 平均할 때 T의 增加와 關係 없이 一定하게 維持되는 海流의 成分으로 생각되어진다. 이런 觀點에서, 물론 이 T의 限界값은 對象海域의 特性에 따라 다르겠지만, 海洋의 一般的인 循環은 安定되어있고 平均된 運動을 意味한다.

海洋 內部の 循環은 매우 느리고, 그래서 T도 길어 廣範圍한 領域의 海流를 直接 觀測하고 平均하여서 이러한 循環을 說明한다는 것은 非現實의이다. 現在 알려져 있는 世界 海洋의 循環은 主로 地衡流와 風成流를 計算하고, 地球化學的 要素의 分布를 分析해서 補完하여 얻은 것이다. 即, 外部에서 作用되는 힘의 影響에서 벗어나 있는 海洋 內部的 循環은 地衡均衡을 이룬다고 믿어지며, 外部에서 作用되는 힘의 影響 內에 있는 摩擦層(海面과 海底의 Ekman 層)에서는 地衡均衡에 摩擦力이 追加로 運動方程式에 考慮되어야 한다.

$$-2 \Omega \sin \theta v = - \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + (F_\lambda) \quad (1a)$$

$$2 \Omega \sin \theta u = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \theta} + (F_\theta) \quad (1b)$$

또한 流體靜力學의 方程式과 流體連續方程式을 滿足한다.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \rho g \quad (1c)$$

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta v) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1d)$$

式 (1a), (1b), (1c), (1d)에서 a는 地球半徑, g는 鉛直方向의 地球重力, Ω는

地球角速度的 크기, (λ, θ, z) 는 經度, 緯度, 鉛直方向의 座標系, (u, v, w) 는 (λ, θ, z) 各各 方向의 速度, p 는 壓力, ρ 는 密度, ρ_0 는 平均密度 그리고 (F_λ, F_θ) 는 摩擦力이다. 單位 質量에 對한 摩擦力은 간단하게 垂直粘度係數 A_z 를 利用하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F_\lambda = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = A_z \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2a)$$

$$F_\theta = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) = A_z \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (2b)$$

또한, 式 (1 a)와 (1 b)는 線形이므로 速度成分을 壓力傾斜에 依한 部分과 摩擦力에 依한 部分으로 나누어 생각할 수 있다. 即

$$u = u_g + u_E \quad (3a)$$

$$v = v_g + v_E \quad (3b)$$

式에 (3a)와 (3b)를 式 (1a)와 (1b)에 代入하면

$$2 \Omega \sin \theta (v_g + v_E) = \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial \theta} - A_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u_g + u_E) \quad (4a)$$

$$2 \Omega \sin \theta (u_g + u_E) = \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \theta} + A_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} (v_g + v_E) \quad (4b)$$

다시, 式 (4 a)와 (4 b)에서 壓力傾斜均衡과 摩擦均衡을 나누어 各各 구하여 合하면 全體均衡이 될 것이다.

$$2 \Omega \sin \theta v_g = \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - A_z \frac{\partial^2 u_g}{\partial z^2} \quad (5a)$$

$$2 \Omega \sin \theta u_g = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \theta} + A_z \frac{\partial^2 v_g}{\partial z^2} \quad (5b)$$

$$2 \Omega \sin \theta \quad v_E = -A_Z \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} \quad (6a)$$

$$2 \Omega \sin \theta \quad u_E = A_Z \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} \quad (6b)$$

式 (5 a)에서 壓力傾斜項은 摩擦項보다 훨씬 크므로 摩擦項 $A_Z \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2}$ 은 무시될 수 있고, 式 (5b)에서도 마찬가지이다.

$$2 \Omega \sin \theta \quad v_g = \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \quad (7a)$$

$$2 \Omega \sin \theta \quad u_g = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (7b)$$

即, 摩擦層을 포함한全體層에서 式 (7 a)와 (7 b)를 適用하고 海面 및 海底의 摩擦層(Ekman 層)에서는 式 (6 a)와 (6 b)를 덧붙여 適用한다. 그러나 地衡流를 計算하는 式 (7 a)와 (7 b)의 適用上에는 古典的인 難點 即, 速度를 구하기 위해 積分할 때 積分常數 未確定的 問題가 계속 남아있다. 이 問題를 解決하기 위해 특히 지난 10여年 동안에 많은 研究가 進行되었다. 研究의 方向은 力學的 概念을 維持하는 二次的인 假定을 덧붙임으로써 問題를 解決하는데 초점을 맞추었다. 특히 Stommel과 Schott의 β -Spiral(1977)이나 Wunsch의 逆算理論(1977)은 問題 解決을 向한 進一步였다.

Provost(1983)의 變分모델을 利用한 逆算法도 이러한 範疇에 속하는데 이 모델의 特徵은 여러가지 力學概念을 적절히 配合할 수 있으며 3次元空間 解를 얻기 때문에 循環을 理解하는데 適한 도구이다. Suk(1985)는 이 모델을 地衡均衡이 깨어지는 赤道 부근을 包含한 熱帶大西洋의 循環을 理解하는 研究에 適用하였다. 역시 地衡均衡이 깨어지는 淺海域에서도 이 變分모델의 適用 可能性을 찾을 수 있으므로 東海의 循環을 理解하기 위한 本 研究에서도 이 모

델을 사용한다. 問題의 複雜性을 피하기 위해 우선 本 研究에서는 式 (7 a)와 (7 b)의 適用에 局限하며 式 (6 a)와 (6 b)를 包含한 全體的인 考慮는 다음의 研究에 包含된다.

먼저, 海流函數 $\psi(\lambda, \theta, z)$ 는 다음과 같이 定義되며

$$\psi(\lambda, \theta, z) = \frac{p}{g} \quad (8)$$

式 (7 a), (7 b)와 (1c)에 式 (8) 을 代入하면

$$u_g = - \frac{g}{\rho_0 a^2 \Omega \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (9a)$$

$$v_g = \frac{g}{\rho_0 a^2 \Omega \sin \theta \cos \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \quad (9b)$$

$$w = - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (9c)$$

式 (9a), (9b)와 (1d)로부터 Vorticity式을 얻는다.

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{g}{\rho_0 a^2 \Omega \sin^2 \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \quad (9d)$$

Provost(1983)는 Vorticity式 (9 d)를 垂直的으로 積分하고 적절한 境界條件을 導入함으로써 積分常數 未確定의 問題 解決을 試圖하였다. 即, Vorticity式 (9 d)를 海面 Ekman層의 바닥(T)으로부터 海底(B)까지 垂直的으로 積分하고 境界條件으로 Ekman Pumping 近似值와 海流의 海底面 不浸透條件을 사용하였다(海底 Ekman 層에서 Ekman suction은 무시함).

$$\frac{g}{\rho_0 a^2 \Omega \sin^2 \theta} \int_B^T \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} dz = w_T - w_B \quad (10)$$

$$w_T = \frac{1}{\rho_0 2 \Omega \sin \theta} \text{curl } \tau \quad (11a)$$

$$w_B = -u_B \nabla_h H \quad (11b)$$

여기서 τ 는 海面에서의 바람의 Stress, H는 水深, u_B 는 海底의 海流의 速度를 나타낸다.

以上에서 解의 構成을 위한 一次的인 要件은 갖추어졌으나 좀 더 完全한 解를 얻기 위해 또다른 條件을 덧붙일 수 있다. 가령, 觀測된 地球化學的 要素(α)의 保存이나

$$\frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} + w \frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

또는 非保存量이라면 적절한 Source項을 追加하던지 아니면 不一致程度(第 2章 第2節 參照)를 높게 許容함으로써 適用可能하다.

第2節 變分 모델

推定하고자 하는 海流의 平均場은 먼저 몇 가지 要求條件을 滿足하여야 할 것이다. 卽, 첫째로, 구하고자 하는 海流場은 적당히 다듬어져서 갑작스런 변화가 적어야 하며, 둘째로, 測定된 값들과 背馳되지 말아야 하며, 셋째로, 對象海域의 力學構造를 잘 說明한다고 믿어지는 力學的 概念과 合致되어야 한다. 本研究에서는 이러한 點들을 골구루 滿足시키고 相互間의 效果를 簡單히 比較할 수 있게 하는 變分計算法을 使用한다.

구하고자 하는 海流函數 $\psi(\mathbf{x})$ 는 汎函數 $J[\psi]$ 를 極少化시키는 것이다.

$$J[\psi] = \iiint \left\{ R^2[\psi] + \mu_D D^2[\psi] + \mu_C C^2[\psi] \right\} d\mathbf{x} \quad (13)$$

여기서 $R[\psi]$ 는 거칠은 程度(粗度)를 나타내는 任意的 演算子이고, $D[\psi]$ 는 資料의 演算子이며, 그리고 $C[\psi]$ 는 力學制限의 演算子이다. μ_c 와 μ_D 는 Lagrange乘數인데 各 制限項의 加重值 役割을 하고, 3次元空間의 全對象 範圍에 통털어 積分한다. 이리하여, 汎函數 $J[\psi]$ 를 極少化 시키는 海流函數 $\psi(\mathbf{x})$ 는 必要로 하는 3가지의 特徵을 갖는다. 即, 이렇게 구한 海流函數 $\psi(\mathbf{x})$ 는 適當한 程度로 다듬어지고, 測定値와 一致하며, 選擇한 力學概念과도 共存하는 解가 된다. 이와같이 위에서 든 各各의 演算子가 나타내고자 하는 點이 解에 反映되며, 必要에 따라서는 여러개의 演算子를 한꺼번에 사용할 수도 있다. 다음 예서는 몇 가지 演算子를 例를 들면 檢討한다.

3次元 空間에서 海流函數 $\psi(\mathbf{x})$ 의 값이 直接 또는 間接으로 觀測되며, 그것이 資料演算子로 쓰여진다. 即, ND개의 觀測값 d_i 는 海流函數와 어떤 關係式에 의해 等値되어지며, 觀測값은 한 點에 對한 것이므로 3次元 空間 델타 函數로 다음과 같이 表示된다. $ID[\psi]$ 는 ψ 와 d_i 를 連結시키는 關係式이다.

$$D^2[\psi] = \sum_{i=1}^{i=ND} \left\{ d_i - ID[\psi] \right\}^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (14)$$

이러한 觀測값은 完璧할 수 없으며, 觀測誤差, 짧은 周期 成分의 介入, 觀測 時間의 非同一性 等으로 어느 程度에서 不一致됨을 認定하여야 한다. 이 不一致程度(Misfit)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Q_b^2 = \frac{\iiint D^2[\psi] dx}{\iiint \sum_{i=1}^{i=ND} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) dx} = \frac{\sum_{i=1}^{i=ND} \left\{ d_i - ID[\psi] \right\}^2}{ND} \quad (15)$$

選擇한 力學概念을 式으로 나타내어 力學制限演算子 $C[\psi]$ 가 되고, 이 演算子는 실제로 單純化된 것이므로 어느 程度의 不一致를 許容해야 한다. 即,

$$Q_{\xi}^2 = \frac{\iiint C^2[\psi] dx}{\iiint dx} \quad (16)$$

물론, 여러 種類의 力學制限演算子를 함께 使用할 수도 있다.

本 變分모델에서 가장 任意的인 面은 粗度를 나타내는 演算子의 選擇에 있다. 단순히 任意的 粗度를 나타내는 演算子는 여러가지 중에서 例를 들면 다음과 같은 간단한 形態가 있을 수 있다.

$$\iiint R^2[\psi] dx \quad ; \quad R^2[\psi] = (\nabla\psi)^2 \quad \text{또는} \quad R^2[\psi] = (\nabla^2\psi)^2, \dots \quad (17)$$

一般的으로 高階導函數가 演算子로 利用되어질 경우 작은 構造를 允許하며, 특히 觀測값 入力點 부근에서 생길 수 있는 單粒構造를 允許하게 된다. Whaba와 Wendelberger(1980)은 解析的으로 잘 들어 맞는 解를 얻기 위해서는 資料制限에 包含된 導函數보다 적어도 2階以上の 導函數가 粗度演算子로 사용되어져야 함을 主張하였다. Shure 等(1982)에 따르면 실제상에서 高階導函數만이 演算子에 사용되어질 경우 反復計算法으로 行列을 풀 때 아주 천천히 收斂함을 밝혔다. Provost와 Salmon(1985)는 充分한 資料와 力學的 制限이 適用될 경우에는 이 粗度演算子의 選擇이 얻어진 結果에 미치는 바가 거의 없음을 밝혔다. Suk(1985)은 1階 및 2階 導函數의 復合된 形態의 演算子를 사용하여 2階導函數가 解析的으로 잘 들어 맞는 解를 얻게하고 1階導函數가 收斂을 加速化시키는 役割을 함을 보였다.

$$\iiint R^2[\psi] dx \quad ; \quad R^2[\psi] = (\nabla\psi)^2 + \mu_R (\nabla^2\psi)^2 \quad (18)$$

이러한 基準을 物理的으로 解釋하면 1階導函數 部分은 總運動에너지이며 2階導函數 部分은 總相對enstrophy를 나타낸다.

式 (18)을 粗度演算子로 사용하고, 不一致程度를 包含하는 汎函數 $J[\psi]$ 는



다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$J[\psi] = \iiint \left\{ R^2[\psi] + \mu_D (D^2[\psi] - Q_D^2) + \mu_C (C^2[\psi] - Q_C^2) \right\} dx \quad (19)$$

이 식에서 ψ 를 변화시키면서, $\psi(x)$ 를 해결하는 식을 얻는다.

$$\nabla^2 \psi + \mu_R \nabla^4 \psi = -\mu_D \sum_{i=1}^{i=ND} (ID[\psi] - d_i) \delta(x - x_i) - \mu_C C[\psi] \delta C \quad (20)$$

Lagrange乘數 μ_D , μ_C 는 각각의 不一致程度 Q_D , Q_C 와 密接하게 關係를 갖고 있으며, 이 不一致程度는 주어진 系에서 Scaling 分析으로 決定한다. Lagrange 乘數를 增加시키면 그 該當하는 不一致程度는 減少하는 關係에 따라 Lagrange 乘數를 적절히 推測하면서 원하는 不一致程度를 얻게된다.

第3節 數 值 計 算

여러가지의 觀測報告나 理論的 檢討를 바탕으로 長周期性 혹은 짧은 範圍에서의 海流函數의 垂直構造는 단지 몇 개의 모드(mode)로 나타낼 수 있다고 假定된다(Provost 1983, Suk 1985). 即, 3次元 未知數인 海流函數 $\psi(x)$ 는 M쌍의 水平成分과 垂直成分의 冪의 疊으로 表示된다.

$$\psi(\lambda, \theta, z) = \sum_{i=1}^{i=M} \psi_i(\lambda, \theta) f_i(z) \quad (21)$$

여기서 垂直成分을 나타내는 $f_i(z)$ 는 모드函數로써 어떤 M개의 獨立函數를 擇하여 한 組로 사용할 수 있다. 간단한 例를 들면 어떤 波濤의 形態라도 많은 冪級數의 疊으로 展開하여 類似한 形態를 구할 수 있는 것처럼 Provost (1983)는 冪級數를 모드函數로 사용하였는데 이렇게 冪級數를 사용하면 微分, 積分 等 數學的으로 다루기가 손쉽지만 사용하여야 할 모드函數의 冪수는

늘어나게 된다. 실제적인 問題에서 制限된 計算能力(컴퓨터容量) 또는 計算上의 經濟性이 臨界要素로 作用하게 되기때문에 事實上 모드函數의 갯수는 制限받게 된다. 모드函數의 갯수를 줄이고 보다 正確하게 垂直構造를 나타내기 위해서 주어진 資料를 最大限 活用하여 實驗的 方法으로 모드函數를 구하는 Suk (1985)의 方法을 本 研究에 사용한다. 다음은 Suk(1985)의 方法을 整理한 것이다.

式 (9c)로부터 密度의 垂直構造는 海流函數의 垂直的 shear를 나타내며 모드函數는 密度의 垂直構造와 關係지어 진다.

$$\rho(\lambda, \theta, z) = \frac{\partial}{\partial z} \psi(\lambda, \theta, z) = \sum_{i=1}^{i=M} \psi_i(\lambda, \theta) \frac{d}{dz} f_i(z) \quad (22)$$

即, 密度의 垂直構造를 먼저 주어진 資料를 活用하여 實驗的으로 實驗的 直交函數(Empirical Orthogonal Functions ; EOF)를 구하고 이 實驗式을 積分한 形態가 모드函數로 될 것이다.

實驗的 直交函數는 主로 氣象學에서 사용하여 왔다. 即, 주어진 氣象觀測網(x,y)에서 時間(t)에 따라 蓄積된 資料를 活用하여 各 氣象觀測網에서의 時間에 대한 값을 實驗的으로 나타낸다. 이러한 目的이기 때문에 一般的으로 氣象學에서의 實驗的 直交函數는 各 氣象觀測網 間의 交叉共分散行列(Cross Covariance Matrix)의 固有벡터(eigenvector)로 定義된다. 本 研究에서는 주어진 水深(p)에서 觀測點(s)에 따라 蓄積된 資料를 活用하여 各 水深에서의 水平空間에 대한 값을 實驗的으로 나타내고자 한다. 그러므로 本 研究에서의 實驗的 直交函數는 各 水深 間의 交叉共分散行列의 固有벡터로 定義된다.

密度의 各 水深 間의 交叉共分散行列 $C(p, p')$ 은 密度觀測資料 $\rho(s, p)$ 로부터 다음과 같이 表示된다.

$$C(p, p') = \sum_{s=1}^{s=NS} \frac{\rho'(s, p) \rho'(s, p')}{ns2(p, p') - 1} \quad ; \quad ns2(p, p') \geq 2 \quad (23)$$

$$= 0 \quad ; \quad ns2(p, p') \leq 1$$

여기서 S는 觀測點을 나타내는 索引이며(NS는 觀測點 총 個수), p와 p'은 주어진 水深層을 나타내는 索引이고 (本 研究에서는 25個의 水深層을 定하였음 ; NZ=25), ns2(p, p')은 주어진 水深層 p와 p'에서 多같이 값을 갖는 觀測點의 個수이다. p'은 密度의 殘差分을 나타내는데 다음과 같이 구하며

$$\rho'(s, p) = \rho(s, p) - \rho_0(p) \quad (24)$$

$\rho_0(p)$ 는 주어진 水深層 p의 平均密度 값이고

$$\rho_0(p) = \frac{\sum_{s=1}^{s=NS} \rho(s, p)}{ns(p)} \quad (25)$$

ns(p)는 주어진 水深層 p에서 값을 갖는 觀測點의 個수이다.

이 行列을 풀면 行列의 크기 NZ보다 적은 數(NE개)의 陽數固有값(λ_i)과 그에 該當하는 固有벡터($X_i(p)$)가 구해진다. 이 固有벡터를 利用하여 密度場을 計算하며, 固有값은 該當 固有벡터가 密度場을 構成하는데 寄與한 程度를 나타낸다.

$$\hat{\rho}(s, p) = \sum_{i=1}^{i=NV} A_i(s) X_i(p) + \rho_0(p) \quad (26)$$

여기서 $\hat{\rho}(s, p)$ 는 NV個의 固有벡터를 利用하여 計算된 密度場이며 $A_i(s)$ 는 觀測點 s에서 該當 固有벡터의 크기를 나타낸다. 이리하여 密度의 垂直構造는 몇 個의 固有벡터로 表示되며 水平變數 即 주어진 點에서의 固有벡터의 크기는 구하고자 하는 未知數이다. 그러면 몇 個의 固有벡터가 必要한가 하는

點을 실제 適用過程에서 다시 論議하기로하고. 이제 垂直構造의 連續性을 갖기 위해 적절한 補間法이 導入되어야 할 것이다. 여러 形態의 補間法이 있겠으나 여기서는 주어진 區間內에서 微分과 積分을 保障하는 간단한 形態의 spline 補間法을 사용한다(CUBSPL ; Cubic spline interpolation).

各 固有벡터 $X_i(p)$ 는 該當하는 連續補間函數 $h_i(z)$ 로 나타내어 진다.

$$h_i(z) = a_{i,j} + b_{i,j}(z-z_j) + \frac{1}{2!} c_{i,j}(z-z_j)^2 + \frac{1}{3!} d_{i,j}(z-z_j)^3 \quad (27)$$

; $z_j < z < z_{j+1}$

다시, 海流函數 $\psi(x)$ 의 M 개(= $NV+1$)의 모드函數 $f_i(z)$ 와 NV 개의 密度構造函數 $h_j(z)$ 의 關係를 보면

$$f_1(z) = 1 \quad (28)$$

$$f_{i+1}(z) = \int h_i(z) dz \quad ; \quad i = 1, \dots, NV$$

여기서 나오는 積分常數項은 첫번째 모드函數에 包含될 수 있으므로 모드函數는 垂直構造函數로 定義되어 진다.

다음으로, 水平成分 $\psi_i(\lambda, \theta)$ 는 有根要素로 나타낸다.

$$\psi_i(\lambda, \theta) = \sum_{n=1}^{n=N} \psi_{i,n} S_n(\lambda, \theta) \quad (29)$$

여기서 $S_n(\lambda, \theta)$ 는 有限要素法에서의 形態函數이며, N 은 node의 총갯수이다. 本 研究에서는 삼각형 2次有限要素의 한 特殊한 경우를 사용하였다.

한 삼각형 2次有限要素 領域안에서 定義되어지는 函數 $\phi(\lambda, \theta)$ 는 다음과 같이 나타내는데

$$\phi(\lambda, \theta) = a + b\lambda + c\theta + d\lambda\theta + e\lambda^2 + f\theta^2 \quad (30)$$

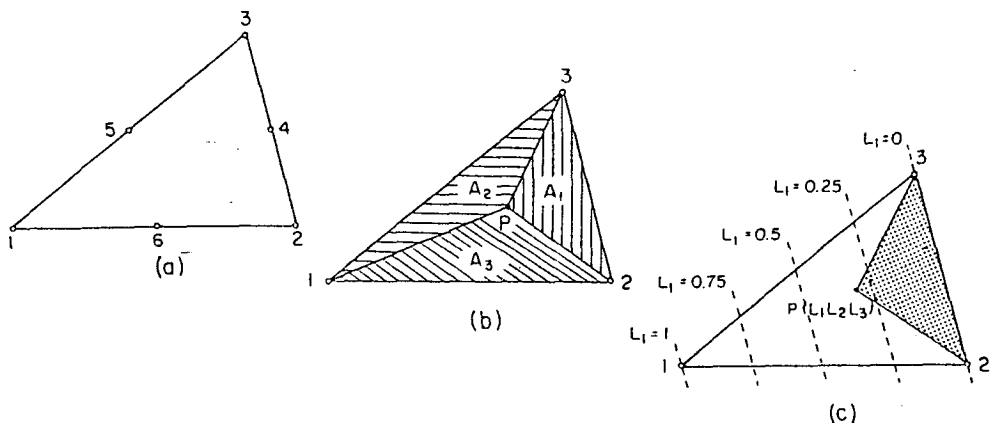


Fig. 1. (a) Triangle quadratic element.
 (b) Definition of A_1 , A_2 , and A_3 .
 (c) Area coordinates.

即, 6個點의 값을 알아야만 $\phi(\lambda, \theta)$ 가 一義的으로 定義된다. 그림 1에서 보는 바와 같이 3 꼭지점과 3변의 中點을 node로 사용하였다. 이 6 점의 位置로써 形態函數를 定義하는데, 특히 꼭지점과 변의 中點을 사용함으로써 간단한 모양의 形態函數가 定義된다. 形態函數가 갖는 性質은

- 1) 한 有限要素를 領域안에서 局部的으로 λ, θ 의 2次多項式으로 나타낸다.
- 2) 自己自身の node에서는 單位값을 갖는다.
- 3) 自己自身이 아닌 node에서는 零의 값을 갖는다.

이 形態函數는 各各의 要素마다 局部的인 面積座標系를 利用하는데 複雜한 node의 選擇은 그 計算時間을 길게 한다.

面積座標系(L)는 한 有限要素의 面積에 對한 有限要素 領域內의 한 點(P)이 3 꼭지점과 마주하는 各各의 변과 이루는 삼각형의 面積의 各各의 比로써 (주어진 有限要素의 面積에 對한) 나타낸다(그림 1 參照).

$$L_1 = \frac{A_1}{A} \quad L_2 = \frac{A_2}{A} \quad L_3 = \frac{A_3}{A} \quad ; \quad A = A_1 + A_2 + A_3 \quad (31)$$

그리고 $L_1 + L_2 + L_3 = 1$ 이다. 이와같이 面積座標系를 利用하면 面積에 對

한 積分이 간단한 公式으로 提示된다.

$$\iint_{\Delta} L_1^\alpha L_2^\beta L_3^r d\lambda d\theta = \frac{\alpha! \beta! r!}{(\alpha+\beta+r+2)!} 2 \Delta \quad (32)$$

위에서 言乃한 性質을 갖는 形態函數는 面積座標系로 表示하면, 即

$$\begin{aligned} S_1 &= (2L_1 - 1) L_1 & S_4 &= 4L_2 L_3 \\ S_2 &= (2L_2 - 1) L_2 & S_5 &= 4L_3 L_1 \\ S_3 &= (2L_3 - 1) L_3 & S_6 &= 4L_1 L_2 \end{aligned} \quad (33)$$

다시, 한 有限要素 領域內에서 定義되는 函數 $\phi(\lambda, \theta)$ 는 形態函數를 利用하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi(\lambda, \theta) = \sum_{n=1}^{n=6} \phi_n S_n(\lambda, \theta) \quad (34)$$

그리하여 海流函數 $\psi(\lambda, \theta, z)$ 는

$$\psi(\lambda, \theta, z) = \sum_{i=1}^{i=M} \sum_{n=1}^{n=N} \psi_{i,n} S_n(\lambda, \theta) f_i(z) \quad (35)$$

여기서 $S_n(\lambda, \theta)$ 는 有限要素의 形態函數이고, $f_i(z)$ 는 垂直成分인 모드 函數이며 $\psi_{i,n}$ 은 구하고자 하는 未知係數이다.

式 (35)를 汎函數 $J(\psi)$ 에 代入하면 $M \times N$ 개의 變數 $\psi_{i,n}$ 를 包含하는 一般函數가 된다. 式 (35)는 線形이므로 모든 i 와 n 에 對하여 $\frac{dJ}{d\psi_{i,n}} = 0$ 을 푸는 것으로 壓縮되는데 (式 (20) 參考) 即 다음을 푸는 것이다.

$$A \psi = d \quad (36)$$

여기서는 ψ 는 列벡터 未知數 $\psi_{i,n}$ 이고, d 는 觀測값, 力學에서 나온 常數 列벡터이며, A 는 크기 $(M \times N)$ 의 係數行列로 對稱이다. 即, 5個의 垂直모드와 601개의 node인 本 研究의 경우 A 는 3005×3005 의 巨大行列이 된다. 이 式 (36)은 反復漸近計算法의 하나인 BSSORCG法 (Bloc Symmetric Successive Overrelaxation method accelerated by the Conjugate Gradients method, 參照 Provost 1983)으로 풀다.

第3章 變分모델의適用: 韓國東海南部海域

第1節 資料處理

第2章에서 論議한 方法을 韓國 東海南部海域에 먼저 適用하며, 韓國周邊 全 海域에 擴張하는 基礎로 삼는다. 本 研究에서 對象海域은 그림 2와 같이 北緯 38°를 北쪽 限界로, 東經 132°를 東쪽 限界로 하며 韓半島 東海岸, 大韓海峽, 日本沿岸으로 境界지어진다. 이 對象海域을 水平的으로 272個의 삼각형 2次 有限要素로 나누었으며, node의 총갯수는 601個이다.

水深資料는 海圖를 사용하여 全 node에서의 水深을 읽었다. 그림 3은 入力된 水深으로 삼각형 2次有限要素를 利用한 모델의 補間法에 따라 作成된 水深圖이다. 이 水深圖에서 間接적으로 얻을 수 있는 점은 모든 node에서 어떤 物理量의 값이 決定된 후 모델의 補間法으로 作成되는 圖面들의 細密한 程度를 볼 수 있다는 것이다. 即, 그림 3의 水深圖에서 大韓海峽 附近의 水深 變化가 細密하게 表現되지 못한 점이나 厚浦 앞 外海에서 復雜한 水深變化의 樣相이 제대로 나타나지 못했는데, 이는 有限要素의 크기를 調節함으로써 더욱 細密하게 얻을 수 있으나 有限要素의 크기는 오히려 關心있는 現象에 따라 決定된다. 모델의 補間法을 利用해서 얻은 水深圖(그림 3)는 대체로 그 形態를 보이고 있다. 浦項 以北의 韓國 東海岸에서는 海岸에서 멀어지면서 즉시 대체로 傾斜度 1/40의 大陸斜面을 보이고, 韓國南東海岸, 大韓海峽에서 日本沿岸으로 이어지는 北쪽으로 大陸棚이 形成되어 있으며, 北緯 35° 30', 即, 대략 蔚崎의 緯도에 이르러 대체로 傾斜度 1/50로 보다 완만한 大陸斜面을 보인다.

水温, 鹽分資料는 國立水産振興院의 定線觀測중 該當하는 海域에 包含된 定點들의 83年 2月值를 사용하였다. 이 觀測資料에서는 水深이 500 m보다 깊은 水深의 觀測點에서도 500 m까지 밖에 觀測되지 않았다. 全體 水深에 대한 資料

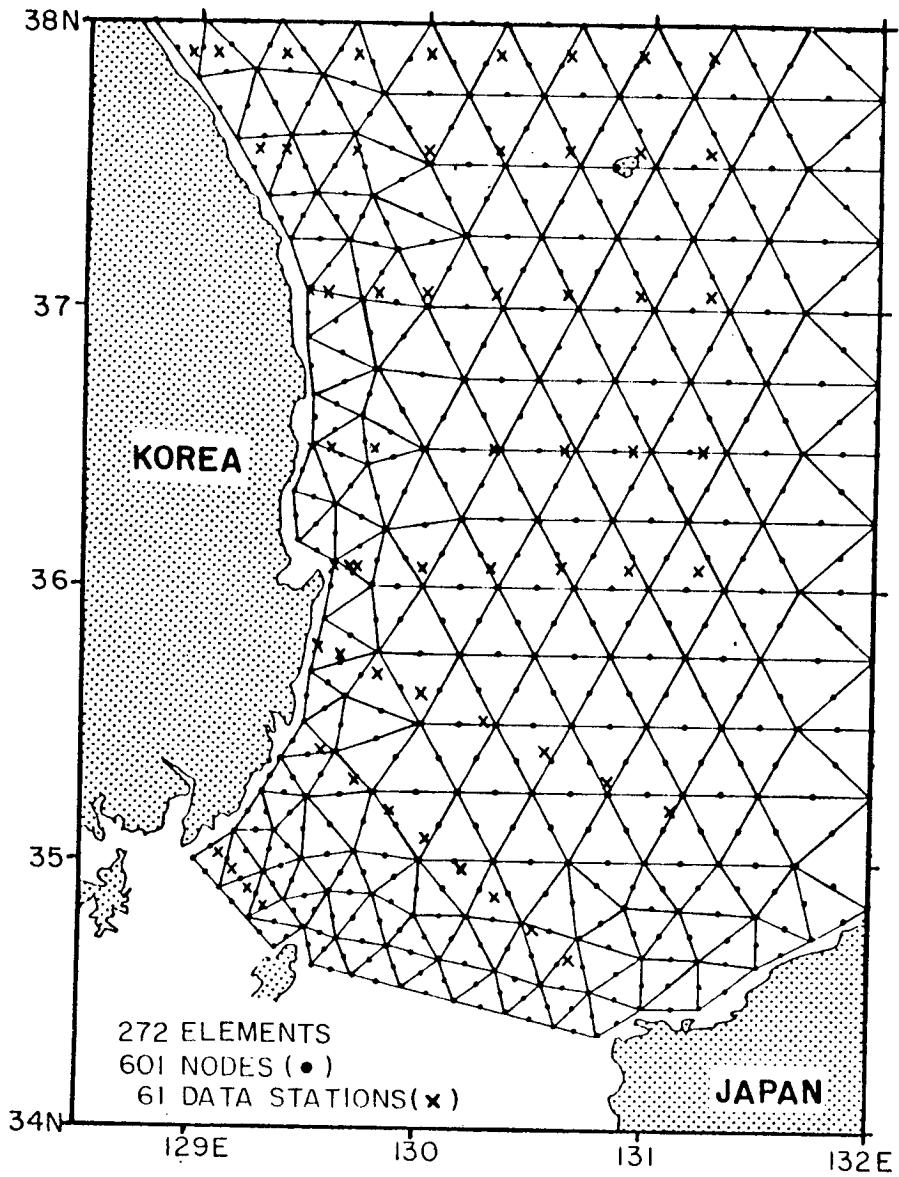


Fig. 2. Finite element mesh of the study area.

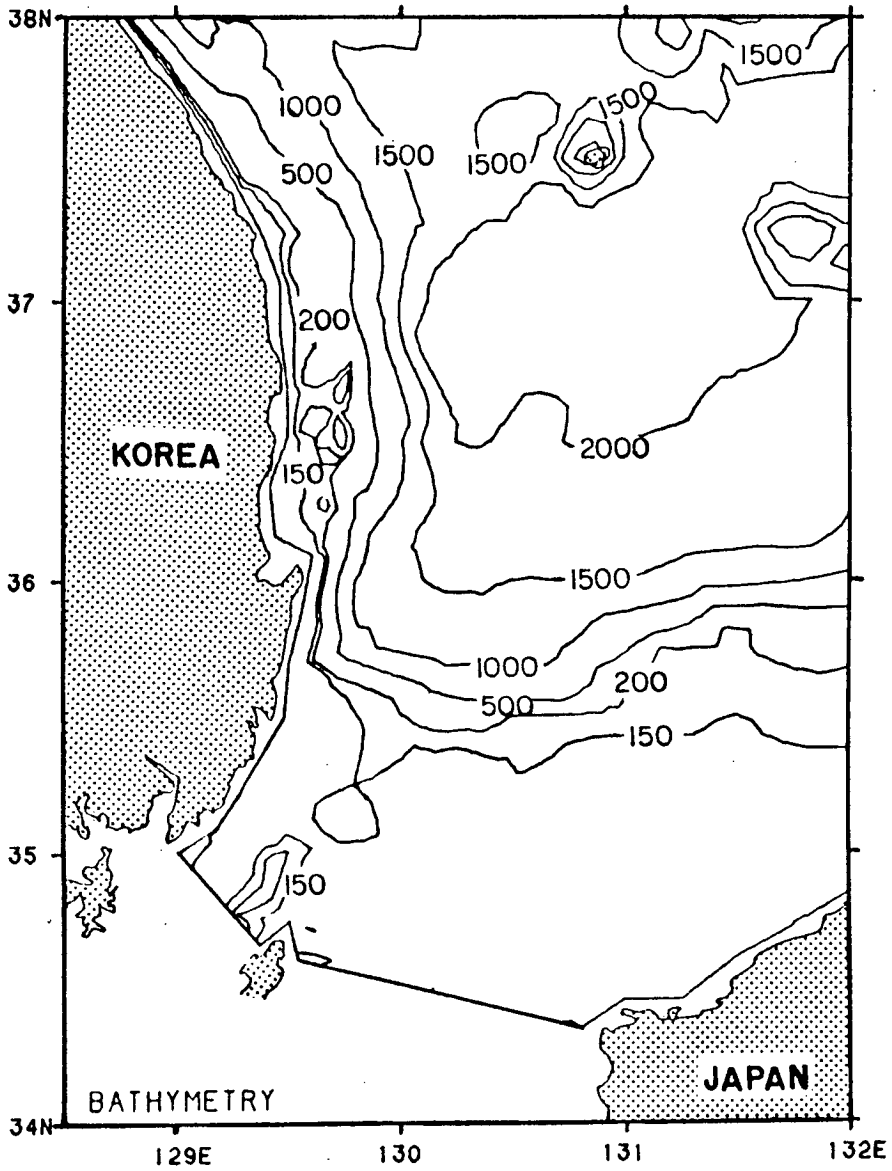


Fig. 3. Bathymetry plotted using finite element mesh.

는 극히 稀少하여 日本水路協會發行 海洋環境圖(1975)를 參照하여 資料로 利用하였다. 그림 2에서 보는 바와 같이 61개 定點의 觀測資料를 사용하였다. 물론 本 研究에서 모델의 試驗的인 適用이 이루어지고 난 다음, 보다 많은 資料를 國內外에서 收集하여 深度있는 研究가 이루어져야 할 것이다.

第2節 水 温 分 布

水温의 場을 3次元 空間에 對하여 求하는 目的은 多樣하다. 우선 주어진 斷面에서의 熱輸送量*을 計算하기 위하여 海流와 水温의 3次元 空間값을 알 必要가 있을 뿐만 아니라 熱量을 準保存量으로 보고 變分모델에서 하나의 制限要素를 사용할 수 있다. 特히 本 研究의 對解海域은 表層에서 高溫인 對馬暖流가 渦流를 通하여 南에서 北으로 熱傳達를 일으키며(Toba 等 1983), 北韓寒流係水의 浸入이 韓國 東海岸을 따라 깊숙히 일어나고 (Kim 과 Chung 1982) 熱前線의 構造가 季節에 따라 變할 뿐 아니라 每年 크게 바뀌고 있으므로(孔과 孫 1982) 水温의 時·空間 變動性的의 研究는 매우 重要하다.

第2章 第2節에서 論議한 變分모델에서 단지 觀測資料만을 사용한, 即, 汎函數 $A[T]$ 를 다음과 같이 定義한 水温의 3次元 空間의 解 $T(\lambda, \theta, z)$ 를 구하였다.

$$A[T] = \iiint (\nabla T)^2 + \mu_R (\nabla^2 T)^2 + \mu_T \sum_{j=1}^{j=ND} [\frac{(T(\mathbf{x}_j) - T_j)^2 - Q_T^2}{\dots}] \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j) d\lambda d\theta dz \quad (37)$$

* 주어진 斷面을 통과하는 熱輸送量(Q)는 斷面(Σ)에 대하여 다음과 같은 積分으로 表示한다.

$$Q = \iint_{\Sigma} C_p \rho v T d\Sigma$$

C_p 는 正壓比熱, ρ 는 密度, v 는 斷面の 法線方向의 速度, T 는 水温을 나타낸다.

汎函數 $A[T]$ 를 極少化시키는 $T(\lambda, \theta, z)$ 를 구하는데

$$T(\lambda, \theta, z) = \sum_{n=1}^{n=N} \sum_{i=1}^{i=M} T_{i,n} S_n(\lambda, \theta) f_i(z) \quad (38)$$

여기서 $T_{i,n}$ 는 node에서 計算된 값, $S_n(\lambda, \theta)$ 는 有限要素의 形態函數 $f_i(z)$ 는 垂直모드函數이다 (第2章 第3節 參照).

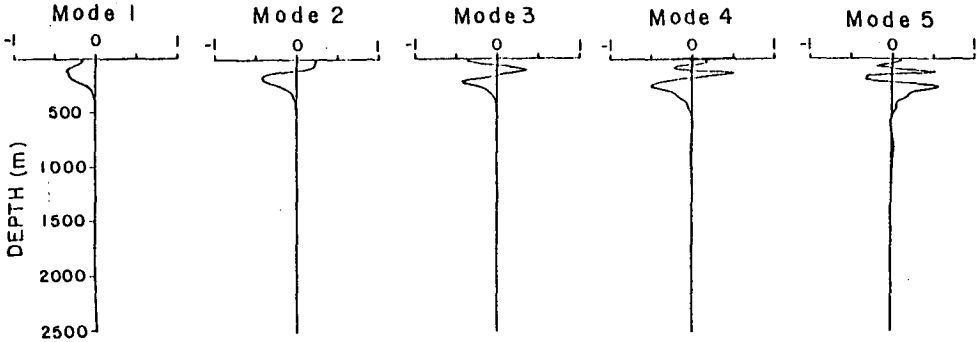


Fig. 4. Vertical modes of temperature (EOFs).

水温의 垂直모드函數는 그림 4와 같이 구하였으며 各 모드의 寄與度, 累積寄與度, 平均不一致값이 表 1에 주어진다. 첫번째 모드는 總分散을 72% 說明하며, 세번째 모드까지는 96%, 다섯번째까지는 99%이다. 複雑한 構造를 갖는 海域에서는 總分散을 99% 說明하더라도 平均不一致값은 실제 器機誤差나 觀測誤차를 훨씬 넘어선다. 本研究의 對象海域에서는 總分散을 99% 說明하는 다섯

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
C(i)	72.0	19.3	4.7	2.1	0.9	0.5	0.2	0.1	0.1
A(i)	72.0	91.3	96.0	91.8	99.0	99.5	99.7	98.8	99.9
M(i)	0.971	0.501	0.322	0.218	0.177	0.419	0.127	0.105	0.080

Table 1. Summary of Empirical Orthogonal Functions considered for vertical structure of temperature.

i : index of the EOF (mode) considered.

C(i) : contribution of each EOF to the total variance in %.

A(i) : accumulated contribution of the first i EOFs.

M(i) : rms difference between the data and the reconstructed temperature field using the first i EOFs (units: °C).

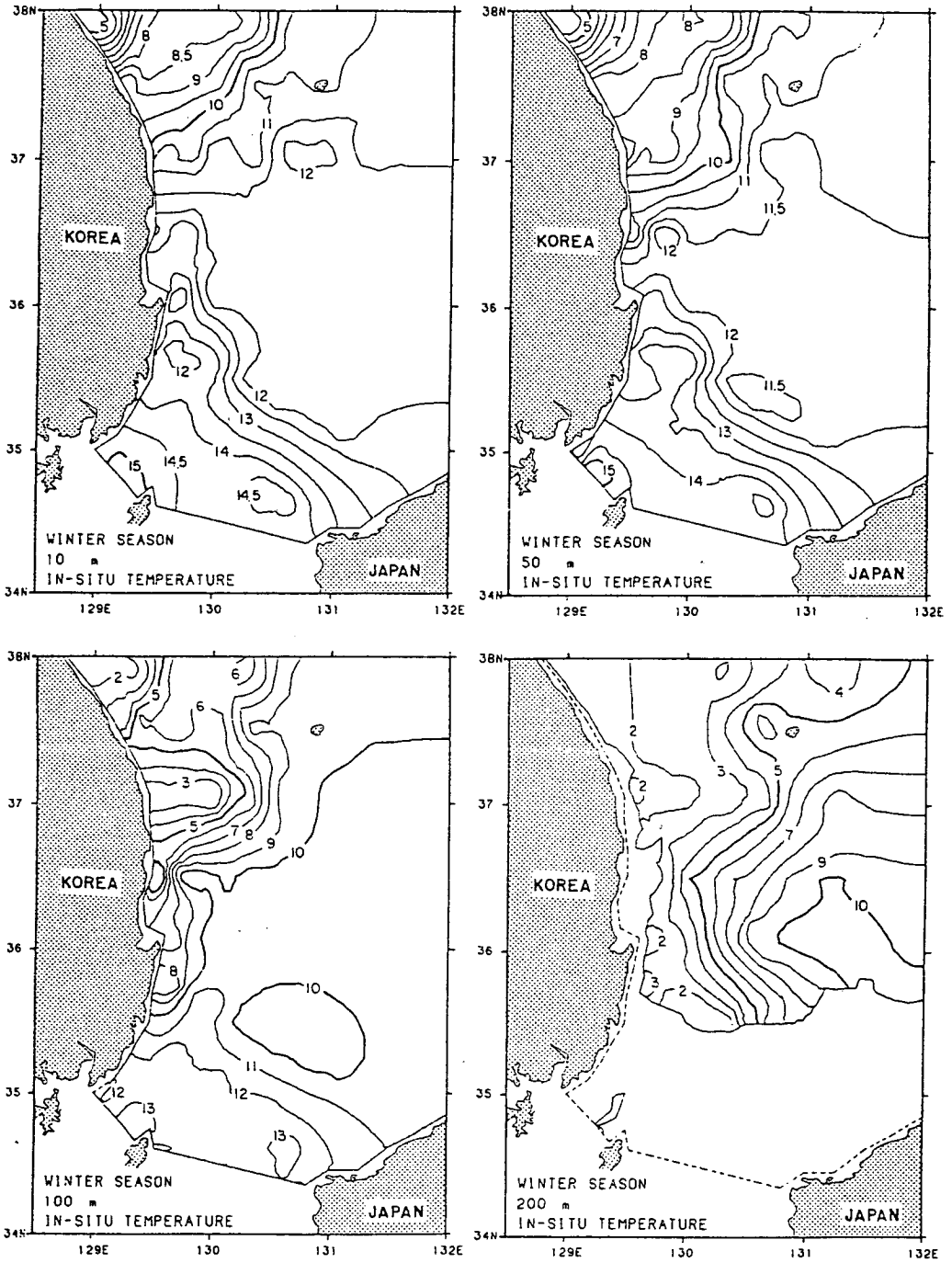


Fig. 5. Horizontal sections of temperature at 10m (left top), at 50m (right top), at 100m (left bottom) and at 200m (right bottom).

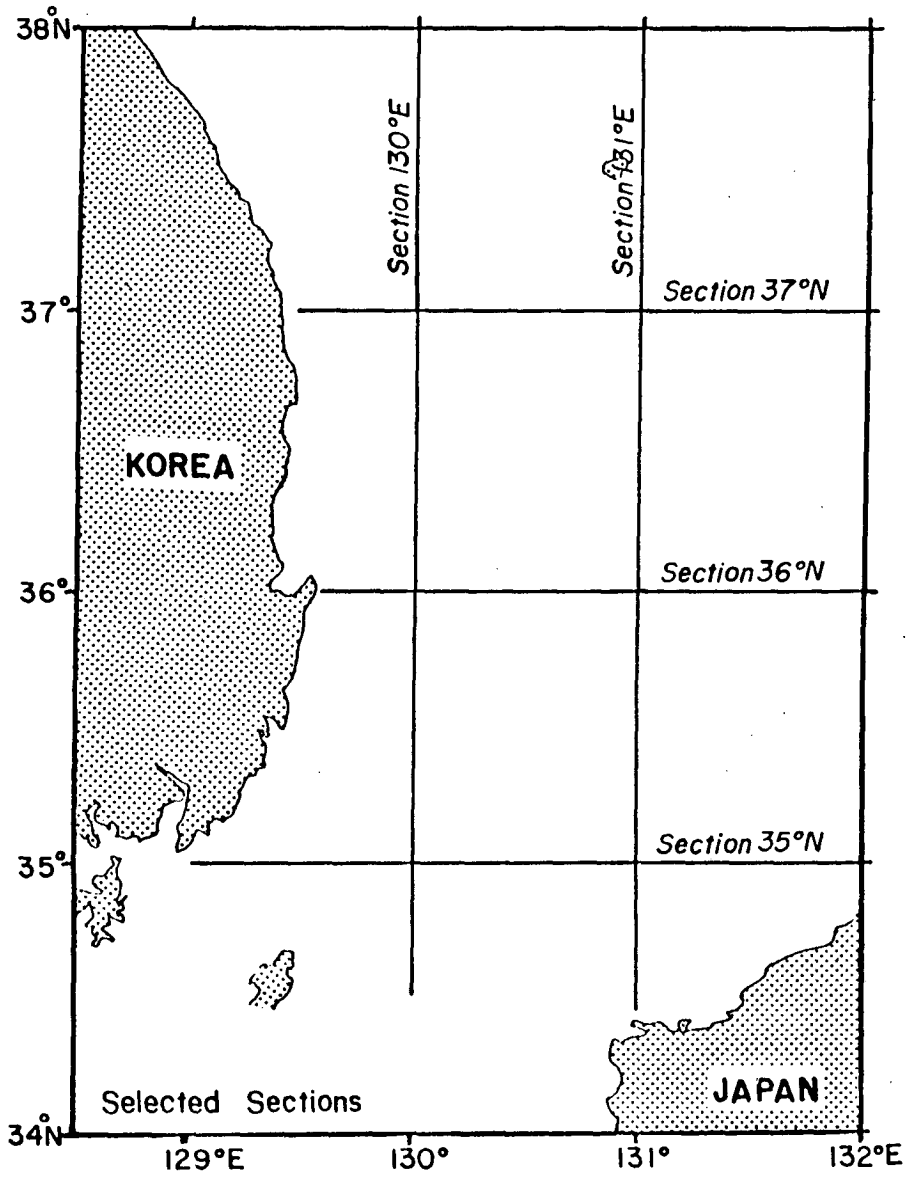


Fig. 6. Selected vertical sections.

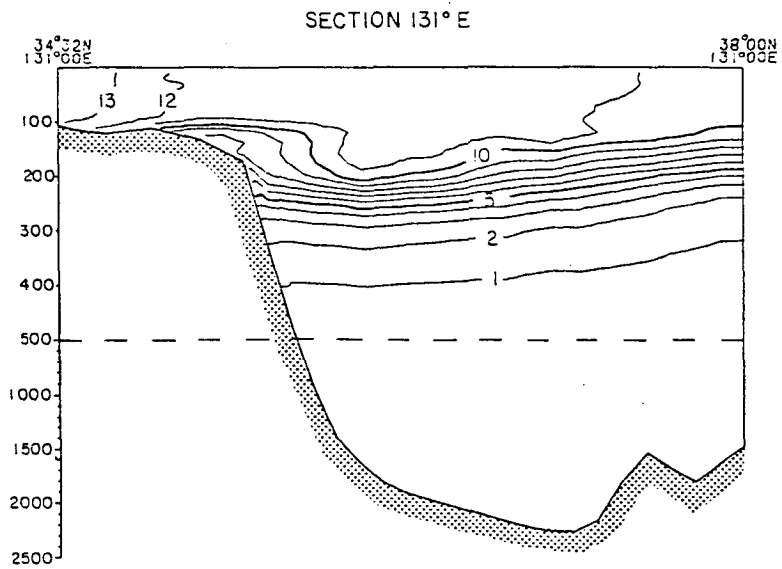
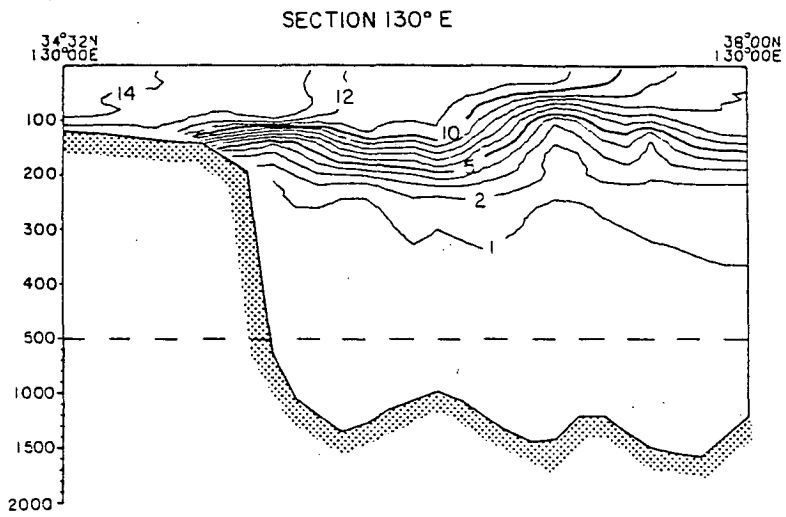


Fig. 7. Vertical sections defined on Fig. 6. of temperature.

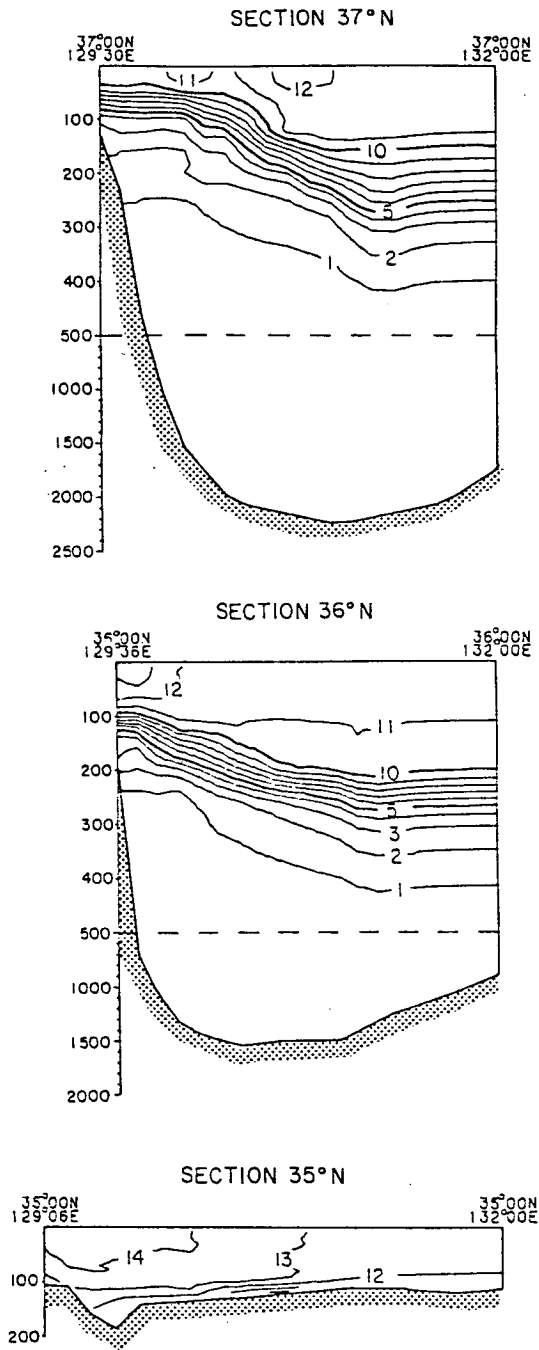


Fig. 7. (continued)

개의 모드를 사용했는데, 이 경우 平均不一致값 0.18°C 를 觀測誤差와 比較해서 큰 意味가 없으며 變分모델에서 解를 求할 때 不一致 許容 最小限界값이 된다. 本 研究에서는 여러 경우를 檢討한 바 不一致 許容 最大限界값은 0.3°C 로 認定되며 다음에 提示되는 水平, 垂直分布는 모델에서 平均不一致값이 0.22°C 인 해를 圖式化한 것이다 (그림 5와 그림 7). 이것은 觀測資料값만으로 制限되었으므로 Spline 分析이나 客觀分析(Objective Analysis)의 다른 한 形態로 볼 수 있다.

上層(10 m, 50 m, 그림 5)의 水温分布를 우선 남쪽半과 북쪽半으로 나누어서 보면 그 構造는 單純한 모양을 갖는다. 남쪽半의 海域에서는 大韓海峽으로부터 北東쪽으로 멀어지면서 漸漸히 減少되다가 조금 빠르게 減少된 후 安定된 값($\sim 12^{\circ}\text{C}$)을 維持한다. 북쪽半의 海域에서는 韓國 東海岸의 높은 緯度로부터 南西쪽으로 멀어지면서 빠르게 增加되다가 조금 漸漸히 減少된 후 安定된 값($\sim 12^{\circ}\text{C}$)을 維持한다. 이것은 大韓海峽으로부터 對馬暖流水가, 韓國 東海岸의 높은 緯度쪽에는 北韓寒流係水가 各各이 그 勢力을 擴張하는 樣相이다. 그 勢力의 版圖는 100 m層에 이르러 韓國 東海岸을 따라 擴張하는 北韓寒流係水가 더욱 優勢를 나타내며, 200 m層에서는 等溫線이 거의 南北方向으로 바뀌면서 對象海域의 西쪽은 低溫, 東쪽은 高溫을 보인다. 그림 6에서 보이는 바와 같이 任意의 緯經度값에 따라 斷面線을 택하여 水温의 垂直分布를 살펴보면, 37°N 斷面圖의 西쪽편 1/2과 130°E 斷面圖의 北쪽편 1/3을 除外하면 거의 100 m까지 均一한 垂直構造를 보인다. 여기서 除外된 海域은 北韓寒流係水가 勢力을 擴張하여 前線帶를 形成하는 부근인데 水温躍層이 얇은 水深으로 移動해 왔다. 斷面圖에서 나타난 水温躍層帶의 水平空間的인 傾向은 南北方向으로는 北쪽으로 向하면서 隆起되고, 東西方向으로는 東쪽으로 向하면서 沈降되고 있다.

第3節 海水循環

第2章에서 論議한 力學的 背景을 바탕으로 變分모델을 利用하여 海流函數 $\psi(\lambda, \theta, z)$ 를 구하였다. 海流函數 ψ 를 數值計算하는 式(35)에서의 垂直 모드函數는 式(28)에서 說明된 바와 같이 密度의 垂直構造函數와 關係지어진 다. 海流函數의 垂直모드函數는 그림 8에서 굵은선으로 表示되며 密度의 垂直 構造函數는 가는선이다. 密度의 各 垂直構造函數의 寄與度, 累積寄與度, 平均

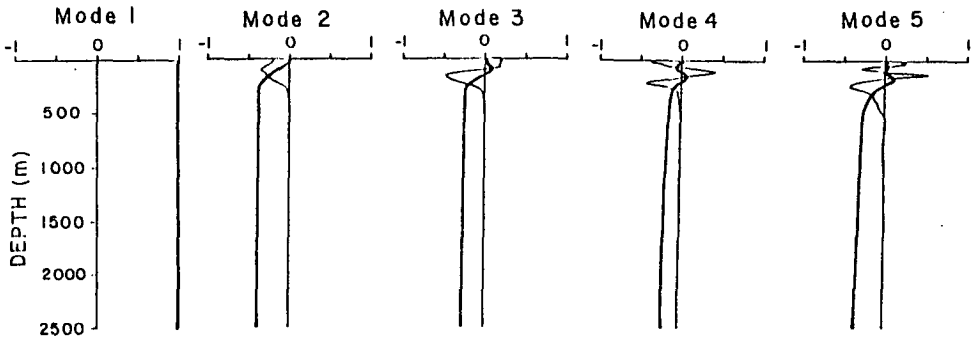


Fig. 8. The five vertical modes $f_m(z)$ (thick curve) of streamfunction and the first four EOFs $h_i(z)$ (thin curve) of density field.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
C(i)	70.4	19.2	5.1	1.8	1.6	0.9	0.5	0.1	0.1
A(i)	70.4	89.6	94.7	96.5	98.1	99.0	99.5	99.6	99.7
M(i)	0.122	0.069	0.048	0.039	0.028	0.023	0.018	0.017	0.013

Table 2. Summary of the Empirical Orthogonal Functions considered for vertical structure of density.

i : index of the EOF considered.

C(i) : contribution of each EOF to the total variance in %.

A(i) : accumulated contribution of the first i EOFs.

M(i) : rms difference between the data and the reconstructed density field using the first i EOFs (sigma units).

不一致값이 表 2에 주어진다. 本 研究에서는 4개의 密度의 垂直構造函數, 즉 5개의 海流函數의 垂直모드函數를 사용하였다. 이 경우 總分散은 96.5% 說明되어지며 0.039(σ 단위)의 平均不一致값을 갖는다. 이 平均不一致값은 앞 節에서 水温의 경우에 說明된 바와 마찬가지로 許容範圍를 決定하는데 基準으로 사용된다.

第 2章 第 1節에서 論議한 力學的 背景을 바탕으로 汎函數 $J(\psi)$ 는 다음과 같이 定義된다.

$$\begin{aligned}
 J(\psi) = & \iint \left[\int \left(\{\nabla\psi\}^2 + \mu_R (\nabla^2\psi)^2 \right) \right. \\
 & + \mu_D \sum_{j=1}^{j=ND} \left\{ \left(\rho_j - \frac{\partial\psi(x_j)}{\partial z} \right)^2 - Q_D^2 \right\} \delta(x-x_j) \Big] dz \\
 & + \mu_S \left\{ \left[\frac{g}{\rho_0 a^2 2\Omega \sin^2 \theta} \int_B^T \frac{\partial\psi}{\partial \lambda} dz - u_B \nabla_h H^2 - Q_S^2 \right] \right\} d\lambda d\theta
 \end{aligned} \quad (39)$$

解를 求하기 위하여 式(39)에서 여러 경우의 Lagrange 乘數를 적절히 配合하여 反復해서 풀었다. 各各의 解가 該當하는 平均不一致값(資料 및 力學制限에 對한)에 따라 그림 9에 圖式化되었다. 그림 9에서 굵은 直線은 各各의 制限要素에 對한 不一致 許容 最大限界값으로 이 값보다 큰 값을 갖는 解는 구하는 物理場이 過大하게 다듬어진 것이며 굵은 曲線을 境界로 하여 낮은 값을 갖는 解는 구하는 物理場이 덜 다듬어진 것이다. 즉 굵은선으로 싸여진 內部는(짙은 부분) 구하고자 하는 解의 集合을 나타낸다. 이 속에 包含되는 解는 相互間에 큰 差異를 보이지 않으며(Provost 1983) 어느 解가 더욱 좋은 解라고 말할 수도 없다.

1. 密度分布

觀測한 水温·鹽分度·水深에서 現場密度값을 計算하며 現場密度값을 資料로 變分모델에 適用하여 海流函數를 구하고 다시 密度場이 計算되었으므로 客觀分

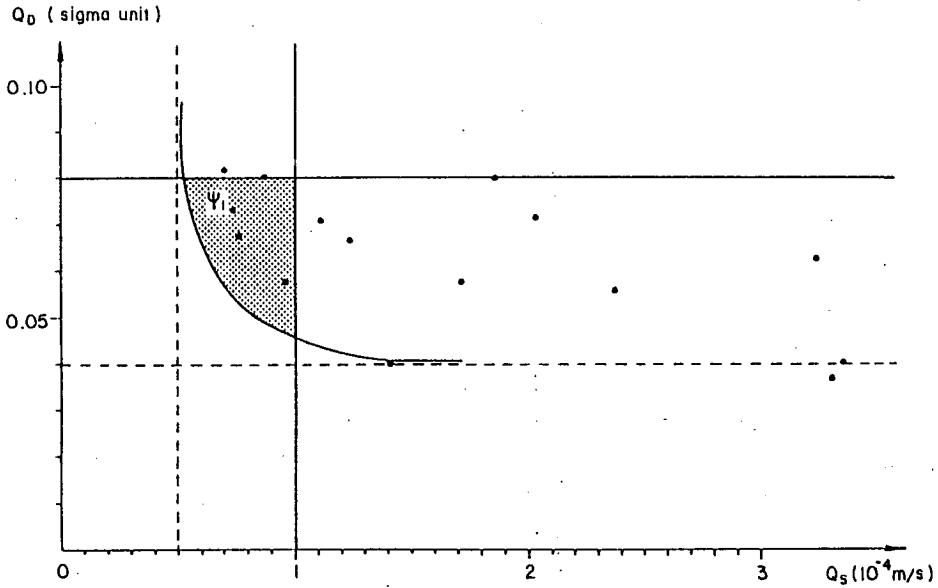


Fig. 9. Domain of acceptable solutions (one dot represents one solution).

析된 水温場과는 直接的으로 連繫되어 있지 않다. 그러므로 計算된 密度場의 構造를 水温場의 構造와 比較하는 것은 力學的 制限要素도 包含된 變分모델을 1次的으로 檢定하는 効果도 있다. 그래서 水温의 경우와 같은 斷面圖에 對한 密度分布를 그림10과 그림11에 圖式化하였다. 本 研究海域에서는 水温의 變化範圍가 相對적으로 크게 나타나므로 密度의 水平構造는 거의 水温의 水平構造에 一致함은 當然하다. 이는 그림 5와 그림10을 比較하여 볼 때 잘 나타난다. 垂直構造에서는 水温躍層帶와 密度躍層帶가 잘 一致한다. 等密度線이 等溫線보다 平坦하게 보이지만 여기서 密度는 現場密度이므로 水深의 效果가 나타나 等密度線의 振幅을 좁혔기 때문이다.

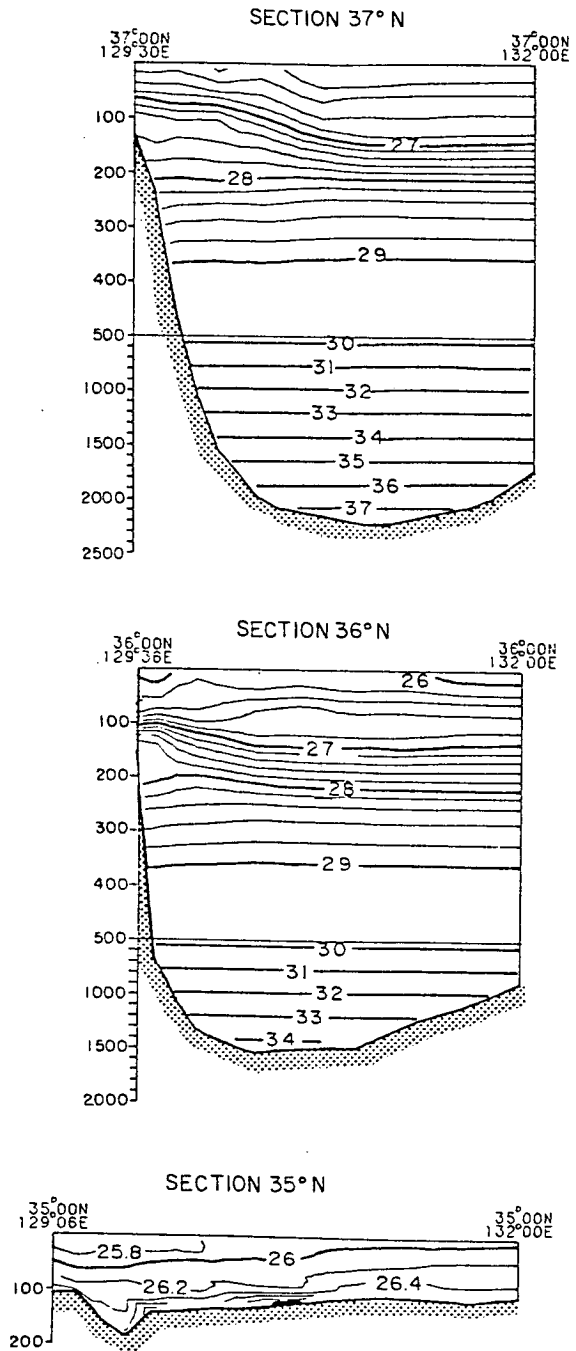


Fig. 11. (continued)

2. 力學深度 및 海流

第2章 第1節에서 式(10)에 包含된 境界條件은 水深과 海水面에서의 바람의 Stress이다. 또한 海面 Ekman層의 깊이는 地域에 따라서 一定치 않다. 淺海域을 包含하는 對象海域 全體를 理解하기 위해서는 海面에서의 바람의 Stress에 關한 資料가 必要하며 第2章 第1節에서 提示한 것처럼 摩擦層은 따로 檢討할 것이므로 本 研究의 範圍에서는 海面에서의 바람의 Stress는 없는 것으로 우선 假定한다. 이와 같이 計算된 力學深度는 各 層에 對하여 그림12와 같이 나타난다. 式(10)에서 단지 水深만이 境界條件으로 包含되었는데, 깊은 水深에서의 循環에는 이 境界條件이 큰 役割을 한다. 이 境界條件은 海流가 等水深線과 平行하던지, 아주 작은 값을 갖던지 하도록 要求한다.

먼저 200 m層의 力學深度에서는 等值線이 等水深線에 平行하게 整列되어감을 볼 수 있다. 이는 流速벡터로 表示된 그림14에서 더욱 뚜렷히 보이는데 流速벡터가 等水深線에 平行하거나 아주 적음을 나타내고 있다. 上層(10 m, 50 m, 100 m)의 力學深度의 全體的인 樣相과 傾斜진 方向이 거의 비슷하게 나타난다. 즉 鬱陵島 南쪽에 主봉우리를 形成하고 이로부터 北西쪽으로의 傾斜가 全體的인 傾向이다. 이에 反하여 10 m層과 50 m層에서는 2次봉우리가 大韓海峽부근에 形成되어 北東쪽으로 傾斜를 이루나 100 m層에서는 鬱陵島를 南쪽의 主봉우리에서 大韓海峽쪽으로 10 m層과 50 m層과 比較해서 오히려 逆傾斜를 이룬다. 50 m層에 對하여 流速벡터로 表示된 그림13에서는 大韓海峽을 起點으로 北上하는 海流가 釜山-蔚崎沿岸에서 迂回하여 日本沿岸쪽으로 向하다가 다시 北西쪽으로 方向을 돌려 浦項沿岸에서 北上하여 竹邊沿岸에 이르러 바깥으로 벗어난 후 北쪽 또는 鬱陵島를 迂回하는 蛇行北上流가 全體를 支配하고 있다. 200 m層에 對하여 流速벡터로 表示된 그림14에서는 대체로 北쪽에서 南向하다가 大陸斜面을 따라 迂回한다. 그림6에 보이는 바와 같은 斷面線을 따라 法線方向의 海

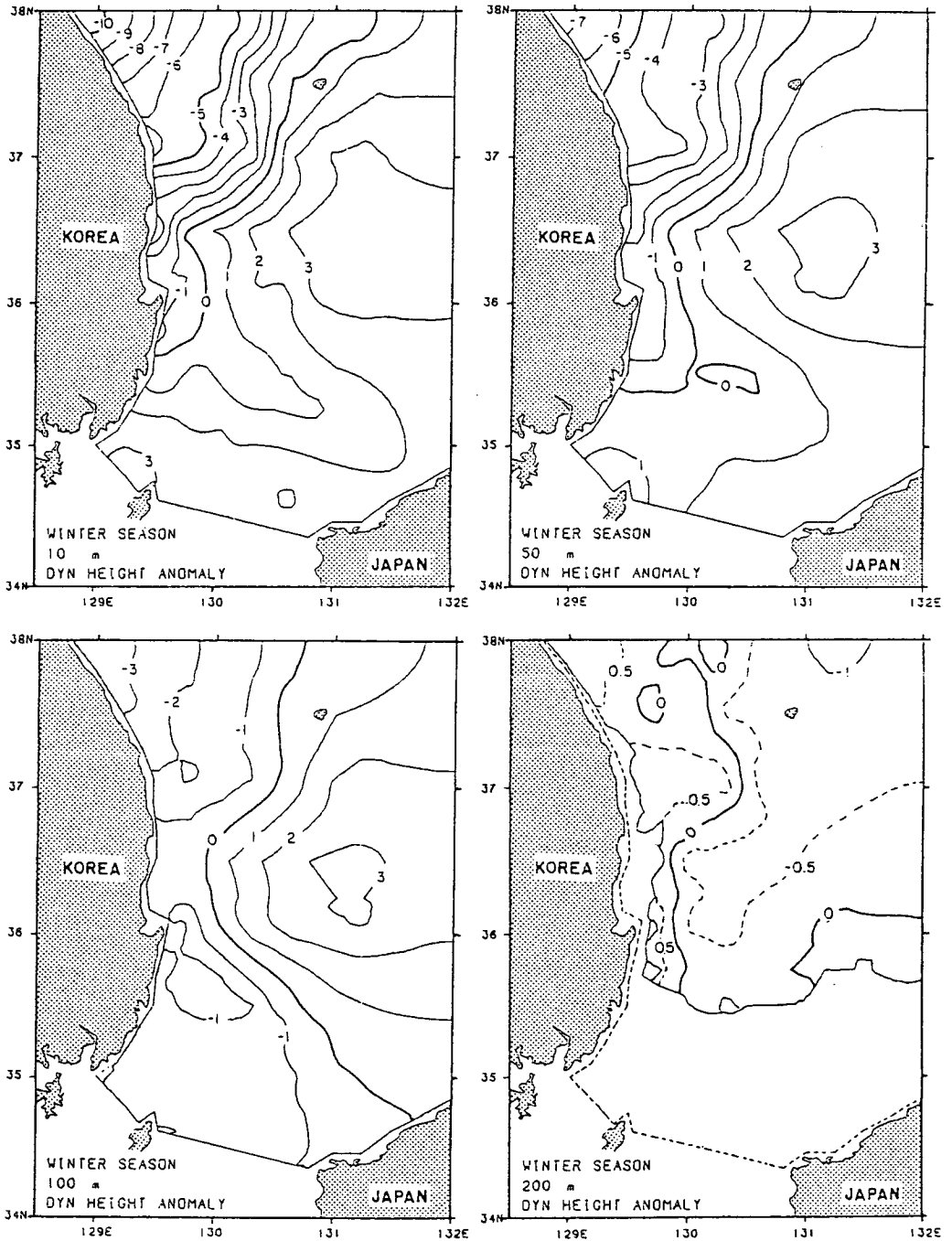


Fig. 12. Horizontal sections of dynamic height corresponding to model solution ψ_1 at 10m (left top), at 50m (right top), at 100m (left bottom), at 200m (right bottom).

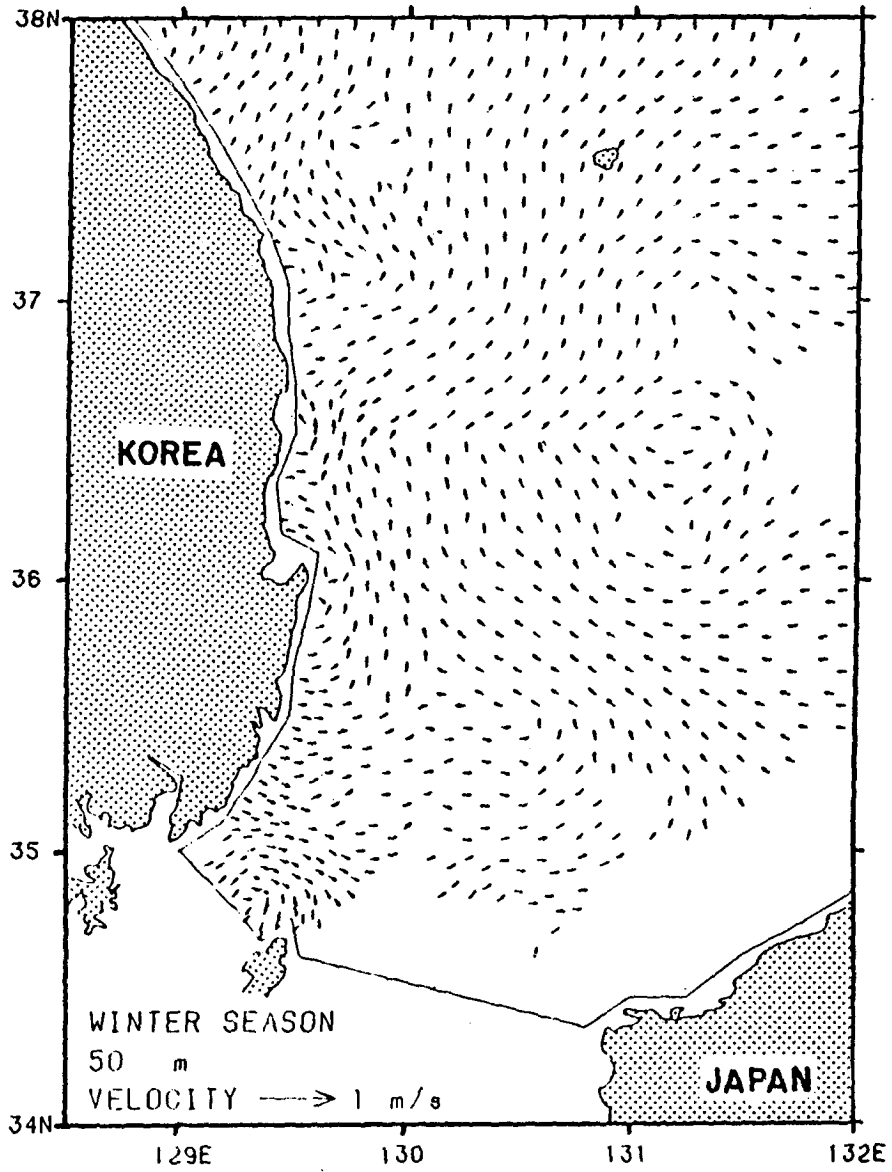


Fig. 13. Horizontal velocity field corresponding to model solution ψ_1 at 50m.

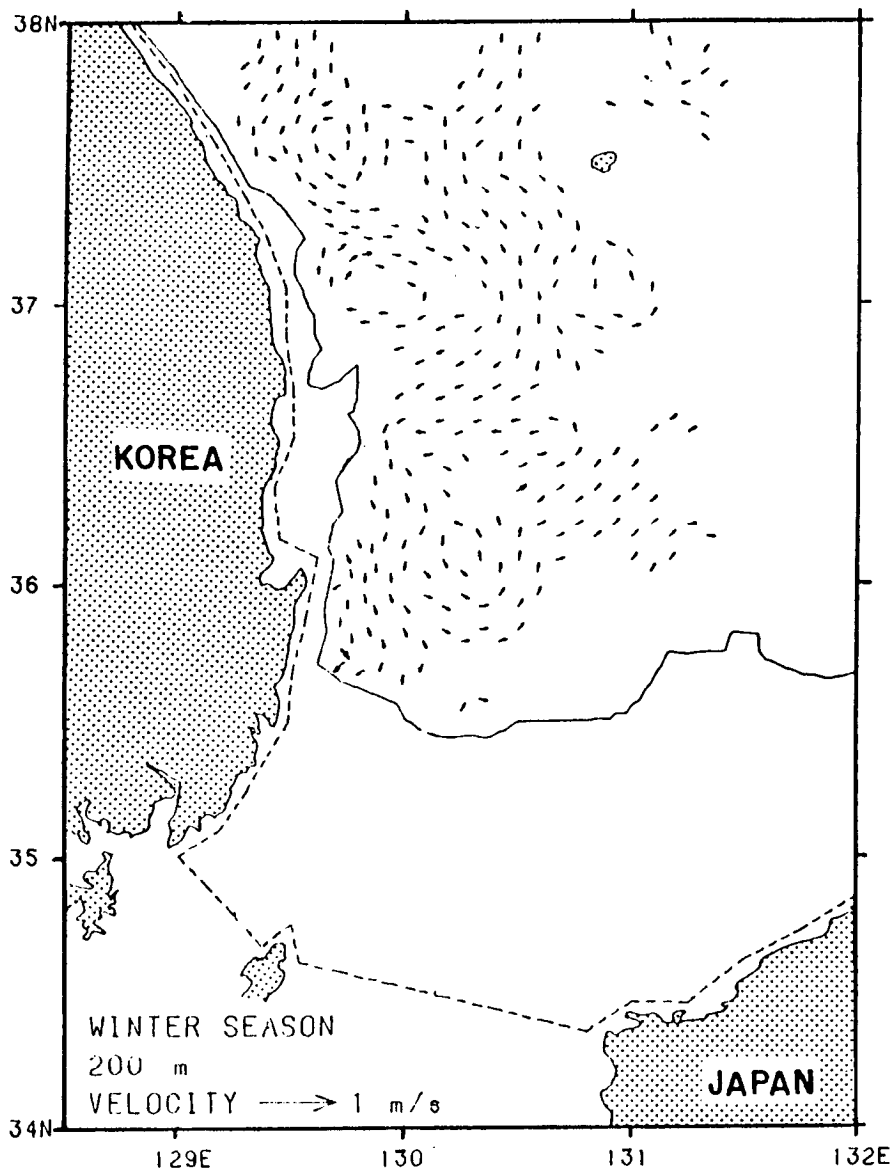


Fig. 14. Horizontal velocity field corresponding to model solution ψ_1 at 200m.

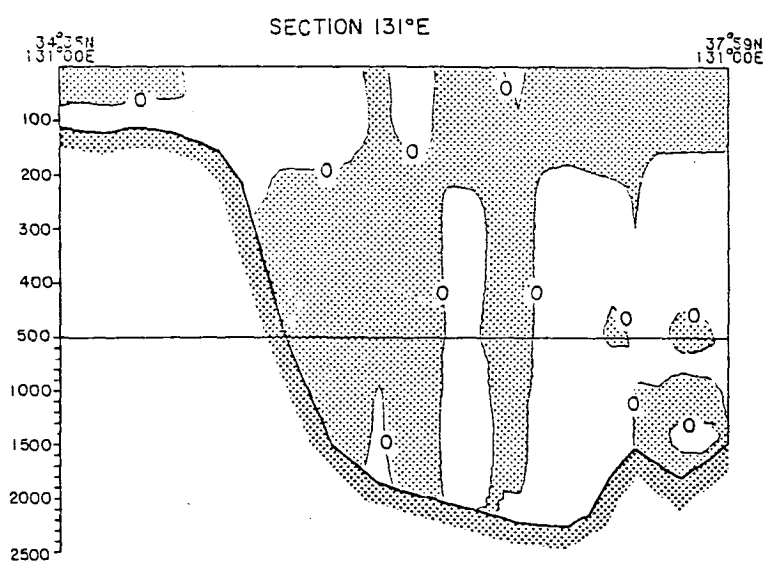
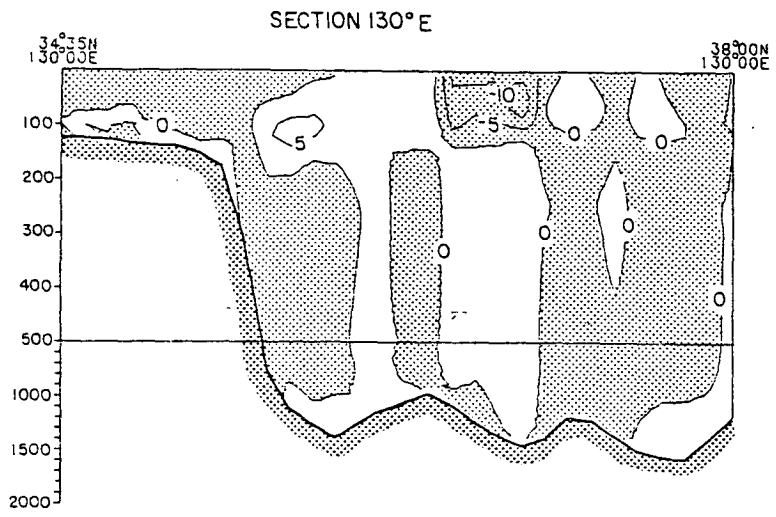


Fig. 15. Vertical sections of normal velocity corresponding to model solution ψ_1 (Shaded portions indicate flow out of paper, and units are in cm/s).

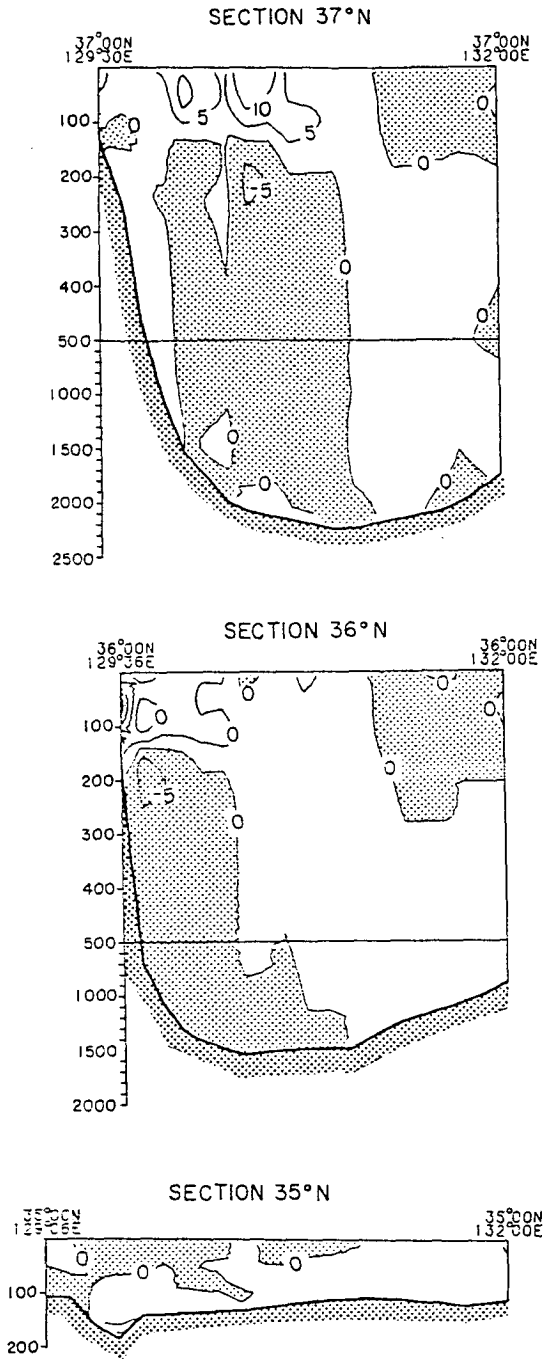


Fig. 15. (continued)

流斷面圖를 그림15로 圖式化하였다. 그림15에서 짙은 부분이 앞으로 나오는 방향이며 밝은 부분이 그 반대이다. 全 斷面圖에서 대체적으로 100 m까지는 均一한 方向을 維持하고 있는데 이는 水溫이나 密度에서 言及된 躍層과 無關하지 않다.

第4章 討 議 및 結 論

水平的으로 有限要素法을 사용하고 垂直的으로는 實驗的 直交函數를 垂直모드 函數로 사용하여 3次元 未知數를 定義하면서 海洋循環을 다루는 變分모델을 東海南部海域에 適用하였다. 對象海域의 變動性이 季節을 따를 뿐 아니라 每年 크게 바뀌고 있으므로 觀測月로 統計處理된 資料를 사용하기보다 全 對象海域에서 한 期間內에 觀測한 實際 資料를 사용하였다 (國立水產振興院 1983年 2月 觀測資料).

먼저, 水温의 3次元 空間에 對한 解는 水温觀測資料만으로 制限되었는데 平均 不一致값 0.22°C 를 갖는 경우가 적절한 解로 認定되었다. 이 解로 圖式化된 結果는 復雜한 物理海洋學的 特性을 가지고 있는 本 對象海域의 一般的인 樣相과 一致되고 있다; 水深에 따른 對馬暖流水와 北韓寒流係水의 勢力擴張 樣態, 100 m層에서의 竹邊-丑山 주변의 冷水域, 水深 100 m까지 거의 均一한 表面層.

다음으로, 海流函數는 密度資料, 地衡均衡, 海流의 海底面 不浸透條件만을 考慮한 Vorticity 式으로 制限되었는데 密度의 平均不一致값 0.07σ 단위와 Sverdrup 不一致값 $0.8 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ 인 경우가 적절한 解 中の 하나로 認定되었다. 이 解로 圖式化된 密度의 水平·垂直分布는 客觀分析한 結果로 볼 수 있는 水温의 分布와 잘 一致하므로 이 解는 올바른 密度構造를 나타낸다. 10 m~100 m의 上層은 비슷한 形態의 海流를 갖는데 大韓海峽으로부터 蛇行北上하는 흐름이 支配的이며 그 크기는 약 150 km이다. 200 m層에서는 等水深線에 나란히 整列하거나 境界面 부근에서 작은 값을 나타내고 있는데 이는 깊은 水深에 對한 一般的인 循環 概念과 一致한다.

여기서, 東海南部海域의 循環을 研究하는데 變分모델의 有効性을 찾을 수 있다. 그러나 特히 漁業活動을 비롯한 經濟活動이 이루어지고 있는 淺海域을 包含한 全體的인 循環을 討議하기에는 부족하다. 第2章 第1節에서 檢討한

表面摩擦層을 포함한 全體的인 研究가 進行되어야 할 것이며, 海面에서의 바람의 Stress 資料 또한 必須的으로 要求된다. 朴(1979)이 지적한 것처럼 東海固有冷水의 表面水와의 交換이 빠르게 이루어진다면 長周期의 變動性和 連結지어 볼 때 깊은 水深의 循環에 對한 研究도 소홀히 할 수 없다. 다행히 水産振興院에서 1984년부터 1000 m까지 觀測하고 있음은 鼓舞的이다. Kim과 Chung(1982)이 鹽分과 溶存酸素量을 水塊分析 因子로 報告하였고 이를 또다른 制限要素로 사용하기 위해서는 鹽分 및 溶存酸素量에 對한 資料가 質과 量에서 向上이 있어야 할 것이다.

本 研究의 計算은 海洋研究所가 保有하고 있는 컴퓨터 VAX11/780으로 이루어졌다.

參 考 文 獻

- 孔 泳, 朴清吉 (1969): 韓國 東海 冷水域의 海洋學의 特性. 國立水產振興院 研究報告書 第 4 號, 69~91.
- 孔 泳, 孫松正 (1982): 韓國 東海의 海洋 熱前線에 대한 研究. 國立水產振興院 研究報告書 第28號, 25~54.
- 朴清吉 (1979): 韓國 東海의 溶存酸素 分布의 特性에 關한 研究. 韓國海洋學會誌, 第14卷 第 2 號, 67~70.
- 承永鎬 (1974): 8 月의 韓國東海岸에서의 水温分布에 關한 力學的 考察. 韓國海洋學會誌, 第 9 卷 第 2 號 52~58.
- 國立水產振興院, 海洋研究所 (1984): 東海南部海域의 熱前線分布. 海洋研究所 報告書, BSOE0005-86-7 B, 215 pp.
- 國立水產振興院 (1984): 海洋調查年報 32卷, 570 pp.
- 海洋研究所 (1982): 東海海水循環과 그 産業的 應用價値에 關한 研究, KORDI Rep. BSPE00042-62-1, 145 pp.
- 海洋研究所 (1983): 東海海水循環과 그 産業的 應用價値에 關한 研究, KORDI Rep. BSPE00051-75-1, 137 pp.
- 日本水路協會 (1975): 海洋環境圖 外洋編 北太平洋. 164 pp.
- An, H.S., 1974: On the cold water mass around the southeast coast of Korea peninsula. *J. Oceanol. Soc. Korea*, Vol. 9(2), 10-18.
- Kim, K. and J.Y. Chung, 1984: On the salinity-minimum and dissolved oxygen-maximum layer. in *Ocean hydrodynamics of the Japan and East China Seas*. Elsevier, 55-65.
- Kolpack, R.L., 1982: Temperature and Salinity changes in the Tsushima current. *La Mer*, 20, 199-209.

- Provost, C., 1983: A variational method for estimating the general circulation in the ocean. Ph. D. Thesis, University of California at San Diego, 95pp.
- Stommel, H., and F. Schott, 1977: The beta spiral and the determination of the velocity field from hydrographic data. *Deep-Sea Res.*, 24, 325–329.
- Shure, L., P.L. Parker and G.E. Backus, 1982: Harmonic splines for geomagnetic modelling. *Phy. Earth planetary Int.*, 28, 215–229.
- Suk, M.S. 1985: Sur la circulation saisonnière moyenne dans l'At lantique Tropical en utilisant une méthode variationnelle. Thèse de 3ème cycle, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 122pp.
- Toba, Y., K. Tomizawa, Y. Kurasawa, and K. Hanawa, 1982: Seasonal and year-to-year variability of Tsushima-Tsugaru warm current system with its possible cause. *La Mer*, 20, 41–51.
- Uda, M., 1934: The results of simultaneous oceanographical investigations in the Japan Sea and its adjacent waters during in May and June, 1932. *J. Imp. Fish. Exp. St.*, 5, 57–190.
- Whaba, G., and Wendelberger, 1980: Some new mathematical methods for variational objective analysis using splines and cross validation. *Mon. Wea. Rev.*, 108, 1122–1143.
- Wunsch, C., 1977: Determining the general circulation of the ocean; A preliminary discussion. *Science*, 196, 871–875.