

## 황해에서의 대륙붕파와 바람에 의한 해수순환

Continental Shelf Waves and Large Scale Ocean Circulations driven by winds in the Yellow Sea

주관연구기관	제주대학교
연구책임자	방익찬
발행년월	1991-06
주관부처	과학기술부
사업관리기관	제주대학교
NDSL URL	<a href="http://www.ndsl.kr/ndsl/search/detail/report/reportSearchResultDetail.do?cn=TRKO200200015922">http://www.ndsl.kr/ndsl/search/detail/report/reportSearchResultDetail.do?cn=TRKO200200015922</a>
IP/ID	14.49.138.138
이용시간	2017/11/03 11:31:13

### 저작권 안내

- ① NDSL에서 제공하는 모든 저작물의 저작권은 원저작자에게 있으며, KISTI는 복제/배포/전송권을 확보하고 있습니다.
- ② NDSL에서 제공하는 콘텐츠를 상업적 및 기타 영리목적으로 복제/배포/전송할 경우 사전에 KISTI의 허락을 받아야 합니다.
- ③ NDSL에서 제공하는 콘텐츠를 보도, 비평, 교육, 연구 등을 위하여 정당한 범위 안에서 공정한 관행에 합치되게 인용할 수 있습니다.
- ④ NDSL에서 제공하는 콘텐츠를 무단 복제, 전송, 배포 기타 저작권법에 위반되는 방법으로 이용할 경우 저작권법 제136조에 따라 5년 이하의 징역 또는 5천만 원 이하의 벌금에 처해질 수 있습니다.

과제번호	893 - 0405 - 006 - 2
------	----------------------

국 문 제 목 : 황해에서의 대륙붕파와 바람에 의한 해수순환

( 영 문 제 목 ) : Continental Shelf Waves and Large Scale Ocean Circulations driven by winds in the Yellow Sea

연 구 기 간 : 1989. 3. 1 - 1991. 6. 30

연구기관명: 제주대학교

연구책임자: 방익



제 출 문

한국과학재단 이사장 귀하

본 보고서를 '황해에서의 대륙붕파와 바람에 의한 해수순환' 연구의 결과보고서로 제출합니다.

1991 년 6월 30일

연구기관 **제주대학교**  
연구책임자 : 방인  
연구원 :



요 약 문

과제 번호	893 - 0101 - 008 - 2			
연구과제명	(국 문) 황해에서의 대륙붕파와 바람에 의한 해수순환 (부제목)			
	(영 문) Continental Shelf Waves and Large Scale Ocean Circulations driven by winds in the Yellow Sea (부제목)			
연구책임자	소속	제주대학교	성명	방익찬
연구비	4,500,000		연구기간	1989년 3월 부터 28 개월

연구내용 (\* 연구의 배경, 목적, 내용 및 방법 등에 관하여 300자 정도로 요약하되, 가능한한 이해하기 쉬운 용어로 작성할 것).

<p>황해의 해수순환에서 특징적인 현상들 중 황해의 골을 따라 유입되는 것으로 알려져 왔던 황해난류의 존재여부는 황해해수순환을 이해하는데 매우 중요하다. 그러나 황해해수순환을 규명하는데 있어 어려움의 하나는 바람에 의해 발생하는 해수순환을 이해하기 어려웠던 점이다.</p> <p>바람에 의한 영향은 대륙붕파로 이해하는 것이 많은 장점이 있다. 그러므로 본 연구에서는 대륙붕파이론을 황해에 적용시켜 바람에 의한 황해의 해수순환을 알아보려 하였다.</p> <p>양향성 대륙붕의 이론을 발전시키고 파동모델을 황해에 적용시킨 결과, 바람에 의해 유도되는 관측된 역풍류가 재생되었다. 이것은 발전시킨 대륙붕의 이론과 파동모델이 양향성 대륙붕에 적합하다는 것을 의미한다. 본 연구의 중요한 결과 중의 하나는 역풍류의 축이 중국대륙 쪽으로 이동하는 이유를 에너지 손실로 설명할 수 있었던 것이다.</p> <p>이론과 파동모델의 발전은 황해의 해수순환을 이해할 수 있게 해주었으며 그 결과 황해와 동지나해의 새로운 해수순환 모델을 제시할 수 있었다.</p>	
KEY-WORD	대륙붕파, 황해의 해수순환, 황해난류수, 황해저층냉수, 해수순환 모델, 파동모델, 역풍류 축의 이동

연구과제명 표기시 부제목이 있는 경우에는 부제목란에 기입.

FINAL REPORT SUMMARY

Serial Number	893 - 0606 - 006 - 2		
Project Title	Continental Shelf Waves and Large Scale Ocean Circulations driven by winds in the Yellow Sea		
Principal Investigator	Name	Organization & Address	Title
	Ig-Chan Pang	Cheju National University Department of Oceanography	
Counterpart Principal Investigator			
Duration & Amount of Grant	1st year		2nd year
	From 1989. 3 ( 3,000,000 Won)	To 1990. 2 ( Won)	From 1990.3 ( 1,500,000 Won)
	Total ( 4,500,000 Won)		

Summary of Completed Project

<p>The Yellow Sea Warm Current is one of the important Yellow Sea circulation phenomena. It has been known to flow into the Yellow Sea through the Yellow Sea deep trough. Nowadays, it is very important to clarify whether the Yellow Sea Warm Current really exist or not. However, the Yellow Sea circulation driven by winds has been a little difficult to understand.</p> <p>It has several benefits to understand the effects of winds through the coastally trapped waves. Therefore, in this study, the theory of coastally trapped waves has been developed and applied to the Yellow Sea, and therefore the Yellow Sea circulation has been analyzed.</p> <p>From the application of the theory of coastally trapped waves to the Yellow Sea and the calculations by the developed wave model, we reproduce the observational up-wind flows through the Yellow Sea trough, which means that the theories and wave models are correct over the double shelf topography. One of the important results of this study is to explain the shift of up-wind axis to the China by energy dissipations.</p> <p>The successes of the theories and wave model enable us to understand the Yellow Sea circulation and finally to present a new circulation model in the Yellow and the East Chian Seas.</p>	
KEY - WORD	Coastally trapped waves, Continental shelf Waves, Yellow Sea Circulation, Yellow Sea Warm Currnet, Circulation model, Wave model, Shift of up-wind axis

## 목 차 ( 본 문 )

1. 서론 및 연구배경
2. 양향성 대륙붕(double shelf)의 대륙붕파
  - 2.1 자유파 (free waves)
    - (1) with a exponential topography
    - (2) with a linear topography
    - (3) extension to a short wave case
    - (4) orthogonality of eigenfunctions
  - 2.2 강제파 (forced waves)
3. 황해의 해수순환
  - 3.1 계절적인 순환 (2차순환)
  - 3.2 계절적 순환의 요인
  - 3.3 황해의 해수순환 모델
  - 3.4 계절적 해수순환과 해수순환 현상들
    - 3.4.1 황해난류수와 황해저층냉수의 남하
    - 3.4.2 양자강 연안수의 이동
    - 3.4.3 대마해류 수송량의 계절변화
4. 결론

Table 1

부록 1 - 6

참고문헌

그림목차

- 그림 1. 양향성 대륙붕의 두 집합의 파(Korea Waves, China Waves)에서 첫 3 mode들의 cross shelf 방향의 해수면 변화.  
(대륙붕 폭은 각각 400km와 80km)
- 그림 2. (A) 1st modes, (B) 1st and 2nd modes, (C) 1st to 3rd modes를 사용하여 구한 해수면의 변화. 실선은 Korea coast, 점선은 China coast를 따라 일정한 간격으로 떨어진 6지점에서의 변화임.
- 그림 3. (A) 1st modes, (B) 1st and 2nd modes, (C) 1st to 3rd modes를 사용하여 구한 유속의 변화. 실선은 Korea coast, 점선은 China coast를 따라 일정한 간격으로 떨어진 6지점에서의 변화임.
- 그림 4. 1989년 겨울에 관측된 황해의 골의 ( $124^{\circ} 05.0'E$ ,  $34^{\circ} 56.9'N$ ) 유속(점선)과 실제 바람을 사용하여 wave model로 구한 모델결과(실선)
- 그림 5. 1989년 겨울의 기압자료에서 구한 남북성분의 wind stresses
- 그림 6. 두 1st modes of continental shelf wave를 사용하여 구한 cross shelf 방향의 해수면의 변화로 channel의 막힌 부분(황해의 북부 해역)에서 발생하는 에너지 손실로 인한 역풍류 축의 이동을 보임.  
(A) 는 에너지 손실이 없을 때이며 (B), (C), (D) 순으로 에너지 손실이 많음.
- 그림 7. 황해의  $124^{\circ} 30'$ 을 따르는 남북단면의 50m 층에 나타나는 수온과 염분의 5년간 (1989 - 1988 국립수산진흥원 자료) 변화
- 그림 8. 10년간의 국립수산진흥원 자료를 사용한 수괴분석
- 그림 9. 쿠로시오해류로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과
- 그림 10. 쿠로시오와 북풍으로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과
- 그림 11. 쿠로시오와 남풍으로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과
- 그림 12. 연구결과를 토대로 작성한 황해와 동지나해의 해수순환 모델
- 그림 13. 겨울과 여름의 50m층 수평 수온염분 분포도 (from Kondo, 1985)

## 1. 서론 및 연구배경

황해의 해수순환에서 특징적인 현상들 중 황해의 골을 (Trough) 따라 유입되는 것으로 알려져 왔던 황해난류의 존재여부는 황해해수순환 문제에서 매우 중요한 것으로 보인다. 황해난류는 대마해류로부터 갈라져 나와 제주도 서쪽을 통해 황해로 유입되는 해류로서 Uda (1934)에 의해 처음 제시된 이래 오랫동안 받아들여져 왔다. 그러나 최근 황해난류의 존재에 대해 의문이 제기되었으며 (Kim Lee 1982, 노홍길 김구 1983) 황해난류를 포함한 황해의 해수순환에 대한 새로운 연구가 필요하여졌다.

그러나 황해해수순환을 규명하는데 있어 어려움은 이 해역이 수심이 얕아 바람의 영향을 많이 받기 때문에 특성자료를 중심으로한 Steady Model만으로는 해석하기가 힘든 것이다. 그러므로 이 해역의 해수순환을 알기 위해서는 특성자료분석과 아울러 바람에 의한 해수순환변화의 분석이 필요하다. 본 연구에서는 바람에 의해 발생하는 황해의 해수순환을 연구하고자 한다.

바람에 의한 변화를 연구하기 위해서는 여러 방법이 있으나 기상주기들 (Weather Frequency) 갖는 대륙붕파를 (Continental Shelf Waves: 황해에서는 Kelvin Wave 가 포함되어야 하기 때문에 엄밀하게는 Costally Trapped Wave) 이용하여 연구하는 것이 여러 잇점이 있다. 그러기 위해서는 우선 황해와 같은 해저지형에서 대륙붕파가 어떻게 나타나는지를 알아야하며 그 이론을 바탕으로 Wave Model을 사용하여 해수표면과 해류의 변화를 계산한다. 지금까지 황해에 적용된 모델들은 수치모델이거나 (Choi 1982, Hsush 1986) Steady Wind를 적용한 단순 이론모델이었다 (Park, 1986). 수치모델은 내재



된 역학을 밝히기 힘든 면이 있으며 단순 이론모델은 바람의 변화를 적용시킬 수 없는 단점이 있다. 이에비해 Wave Model은 해석모델로서 (Analytical Model) 현상에 내재된 역학을 밝힐 수 있는 장점이 있다.

대륙붕파에 대한 연구는 Buchwald and Adams (1968) 가 대륙붕파 이론을 개진한 이래 대부분 깊은 바다와 접해있는 대륙붕에 대하여 발전되어 왔다. 그 후 마찰을 무시했을 때의 대륙붕파 생성역학이 Gill and Schumann(1974)에 의해 밝혀졌고 마찰을 포함시켰을 때의 이론이 Brink and Allen (1978)에 의해 전개되어 졌다. 마찰을 포함했을 경우에는 각 mode들이 Coupling을 일으킨다. 최근에는 Computer를 이용하여 Coupled Wave Equations들을 계산하였으며 (Clarke and Van Gorder, 1986) Wave Model 을 만들어 바다에 적용시켰다. 이러한 Wave Model은 대륙붕에서 발생하는 현상에 새로운 역학을 밝혀 주었고 여러 Wave Mode들의 역할을 밝히는 데에도 도움을 주었다.

그러나 대륙붕파는 깊은 바다와 접해있는 대륙붕 뿐만 아니라 Submarine Bank나 Trench 등의 여러 형태의 지형에서도 발생하며 두 지형에 대한 연구는 각각 Louis (1978), Mysak et al. (1979, 1980, 1981), Brink (1983) 등에 의해 수행되어져 각각 Bank Wave와 Trench Wave로 발표되었다. 양항성대륙붕 해저지형의 연구는 Pang(1987), Hsueh and Pang(1989) 등에 의해 장파인 경우 양항성대륙붕에서의 대륙붕파 이론의 가능성과 그 이론적용의 기본적인 타당성을 검진한 것으로 그 결과는 매우 좋은 것으로 나타났다. 본 연구에서는 이를 기초로 대륙붕파 이론을 단파로 확장하며 대륙붕파모델을 이용하여 황해의 바람에 의한 해수순환을 살펴보았다.

## 2. 양향성 대륙붕(double shelf) 의 대륙붕파

### 2.1 자유파 (Free waves)

사용된 governing equation은 부록1과 같다.

#### (1) with a exponential topography

exponential topography 에서는 대륙붕파의 해석학적 해의 형태가 간단하기 때문에 우선 양향성 대륙붕에서 파의 기본적인 특성을 살피기 위해 이 해저지형을 사용하였다. dispersion relation은 부록2의 식 8과 같으며 그 결과 양향성 대륙붕에서 대륙붕파는 서로 반대 방향으로 진행하는 두 집합의 파가 있음을 알 수 있다 (부록2의 식 10-3).

두 대륙붕 사이에 편평한 해저지형을 넣고 두 대륙붕 사이의 간격을 충분히 넓힐 경우 부록2의 식11 같이 두 개의 독립된 대륙붕파 집합이 형성되며 이들은 Buchwald & Adams가 보여준 대륙붕파와 일치한다. 그러나 두 대륙붕 사이의 간격을 없애고 double shelf를 만들 경우 두 집합의 대륙붕파는 서로 영향을 주게 된다 (부록2의 12식).

그러나 여기에서는 horizontal flow divergence 를 포함시키지 않았기 때문에 Kelvin wave 는 나타나지 않는다. (이 해저지형에 horizontal flow divergence 를 포함시킬 경우 해석학적인 해가 구해지지 않기 때문에 그 효과는 linear topography에서 살폈다.)

#### (2) with a linear topography

이 해저지형의 대륙붕파는 기본적으로 exponential 해저지형의 결과와 같다. 그러나 이 해저지형에는 horizontal flow divergence 의 효과가

포함되었다. dispersion relation 는 부록3의 식 15로 구해지며 역시 두 집합의 대륙붕파를 나타내는데 exponential 해저지형의 결과(부록2의 식8)와, 첫째 mode 를 제외하고는 같다. 첫번째 mode는 Kelvin wave 이다. table 1 은 위에서 구해진 dispersion relation을 사용하여 여러 경우의 첫 3 mode들의 phase speed를 구한 것으로, case 1 은 하나의 shelf가 무한히 깊은 외해와 접해 있을 경우, case 2는 하나의 shelf 가 shelf break 와 같은 깊이의 외해와 접해 있을 경우이며, case 3는 두 shelf가 접해 있는 double shelf 경우이다. divergence 효과는 우선 shelf wave의 phase speed를 감소시키며 Kelvin wave를 포함시킨다. 그러나 case 1과 같이 shelf가 깊은 수심의 외해와 접해 있을 때는 shelf의 폭이 Rossby Deformation Radius에 비해 작으면 divergence 효과에도 불구하고 Kelvin wave가 생성되지 않는다 (case 1의 대륙붕 폭이 100m일 때). 이에 비해 double shelf 경우에는 shelf 폭이 아무리 작아도 divergence효과가 있을 경우 Kelvin wave가 생성된다 (shelf의 폭이 table 에서 보다 더 작을 경우에도 생성된다).

divergence 효과를 포함했을 때 생성되는 처음 mode가 Kelvin wave 라는 것은, 첫째 divergent wave 이며, 둘째 phase speed 가 중력파에 해당하며, 셋째 cross shelf 방향으로 해수면이 exponential 하게 감소하는 특징 등으로 알 수 있다.

그림 1은 double shelf wave 두 집합에서 첫 3 mode의 cross shelf 해수면의 변화를 나타낸 것으로 첫 mode는 Kelvin wave, 둘째 mode 는 1st mode of continental shelf wave, 셋째 mode 는 2nd mode of continental shelf wave이다. Kelvin wave는 exponential 하게 감소하며, 다음 mode 는 하나의 node, 다음은 두개의 node를 가진다.

continental shelf wave의 phase speed는 shelf의 폭에 비례한다. 그러나 Kelvin wave 의 파속은 continental shelf wave 와는 달리 shelf의 폭에 반비례함을 알 수 있다 (case 3). 이것은 Kelvin wave가 중력파이며 수심에 의해 파속이 영향을 받기 때문이다.

### (3) extension to a short wave case

다음에는 대륙붕파의 이론을 단파의 경우까지 확장시켰으며 그 결과는 부록4의 식 21과 같다. 이 경우 역시 두 집합의 파가 생기며, 두 대륙붕이 충분히 멀리 떨어져 있을 경우 독립적이며 (부록4의 식22) 가까이 있을 경우 간섭하게 된다 (부록4의 식 22). 장파인 경우는 북반구에서 오른쪽에 해안을 두고 진행하나 단파인 경우는 반대로 진행한다. 그러므로 mode들은 각각 phase speed가 0이 되는 파장을 가지고 있다.

### (4) Orthogonality of Eigenfunctions

double shelf 인 경우에도 eigenfunction는 orthogonal한 것을 알 수 있다 (부록5). 그러므로 forced wave인 경우 eigenfunction expansion을 사용할 수 있다.

이상에서 본 바와 같이 double shelf topography인 경우에는 파속의 방향이 반대인 두 집합의 wave들이 있다. 이 파는 장파인 경우 각파는 북반구에서 해안선을 오른쪽에 두고 진행하지만 단파인 경우에는 그 반대로 진행한다. 각 집합에는 최대의 파속을 갖는 파가 있으며 그 다음의 mode는 파속이 차례로 줄어든다. divergence 효과를 무시할 경우에는 첫 mode는 1st mode of continental shelf wave 이나 divergence 효과가 있는 경우 Kelvin wave가 된다. 그러나 양방향성 대륙붕에서는 어떤 경우에도 divergence 효과가 무시될 수 없다. double shelf topography에서 divergence를 무시하면 Kelvin wave를 잃게되며 양방향성 대륙붕의 현상의 중요한 부분을 설명할 수 없게 된다.

## 2.2 강제파

위에서 구한 double shelf topography에서의 shelf wave 결과를 중심으로 eigenfunction expansion을 사용해 강제파를 구하였다. single shelf와의 차이점은 양쪽으로 진행하는 파가 있기 때문에 계산 과정이 달라져야 된다는 것이나, 강제파를 구하는 과정이 single shelf와 기본적으로는 비슷하기 때문에 자세한 설명은 생략하고 다음에 결과만을 설명한다.

(1) 그림2와 3은 각각 첫번째, 첫번째와 두번째, 첫번째에서부터 세번째 mode를 사용하여 해수면과 유속을 구한 것이다. 그림 2의 결과를 보면 세번째 mode 부터는 sea level에 아주 적은 영향만을 주며 첫째 mode가 가장 많은 영향을 줄 수 있음을 알 수 있다. 그러나 그림 3의 결과를 보면 첫째 mode는 velocity에 거의 영향을 주지 못하며 둘째 mode가 대부분의 영향을 미치고 있음을 알 수 있다. 그러므로 double shelf topography에서 해수면은 많은 부분이 Kelvin wave에 의해 결정되고 있으며 유속은 거의 대부분 1st mode of continental shelf wave에 의해 결정된다. 동시에 해수면과 유속 모두 두 집합의 첫 3 mode 만을 사용하여 구하여도 충분하다는 것을 알 수 있다.

(2) 그림4는 첫 3 mode를 사용하여 계산한 유속결과와 실제 관측치를 비교한 것이며 그림5는 이 때 사용된 바람의 남북성분의 wind stress자료이다. mooring point는 124° 05.0'E, 34° 56.9'N(station B)으로 황해의 깊은 골에 위치한다. 계산결과와 실제 관측값이 상당부분 일치하는 것은 본 연구에서 얻은 double shelf 에서 대륙붕파의 이론과 wave model이 타당함을 보여준다. 그림 4와 5는 강한 북풍의 wind stress 후에는 (그림 4) 바로 다음 북류의 흐름이 생성되고 있음을 보여주는데 (그림 5), 이것은 double shelf 에서 중앙의 골을 따라 역풍류가 발생하는 것을 의미한다.

(3) 그림6은 1st mode of continental shelf waves를 사용하여 cross shelf 방향의 해수면을 나타낸 것으로 channel에서 진행되는 파와 한쪽 끝 (여기서는 황해의 북쪽 끝)에서 반사된 파를 합성한 것이다. 각각의 경우는 반사된 파가 에너지를 잃지 않았을 경우(A)부터 에너지를 점점 많이 (B부터 D 순서로) 잃는 경우를 나타낸다. shelf waves는 cross shelf 방향으로 geostrophic balance를 이루기 때문에 cross shelf의 해수면 모양으로 부터 alongshore current의 방향을 알 수 있다. 사용된 바람은 종이 안쪽 (남풍)으로 불며 모든 경우에 양 해안에서는 종이 안쪽 (황해에서는 북쪽)의 해류가 생기고 중앙부에 종이 바깥쪽 (황해에서는 남류)의 해류 즉 역송류가 생성된다. 그러나 파가 에너지를 잃지 않았을 경우 역송류의 범위가 channel의 중앙부에 분포하는데 비해 (channel의 끝은 station 31) 에너지를 많이 잃을수록 점점 왼쪽(황해에서는 중국대륙 쪽)으로 이동하며 황해에서 역송류의 축이 중국대륙으로 이동한 이유를 설명해 준다. channel의 한쪽 끝이 막혔을 때 그에 의해 반사되는 파가 에너지를 잃을 경우 역송류축이 이동하는 것은 조석파에서도 나타나며 황해의 무조점이 중국쪽으로 이동하는 것과 같은 현상이다 (단 무조점은 Kelvin wave에 의해 결정된다).

이상의 결과는 channel의 현상 (하부이상의 주기를 갖는 현상)들이 파동으로 설명될 수 있음을 보여주며 내재된 역학을 이해할 수 있게 해준다.

### 3. 황해의 해수순환

이 부분의 연구결과는 1차로 부록6의 발표논문에 있으며 여기서는 그 결과를 간략히 정리하고 그 후의 연구결과를 추가하였다.

#### 3.1 계절적인 순환 (2차순환)

동지나해에는 쿠로시오에 의해 생성되는 1차순환이 있다. 대마해류로 대표되는 이 순환은 동지나해역에서 가장 강한 순환이며, 해류의 형태가 기본적으로 년중 일정한 순환이다. 본 연구 결과 황해와 동지나해역에는 다른 해수순환이 있음을 알 수 있었다. 그림7은 황해의 수온과 염분변화율 5년간 나타낸 것으로 겨울에 고온고염의 해수가 유입되고 여름에 저온저염의 해수가 남쪽으로 확장되는 것을 보인다. 이 계절변화는 제주도 주변해역과 (그림8) 동지나해에서도 (부록6의 그림1) 나타난다. 이 순환은 1차순환에 비해 약하고 계절에 따라 해류형태가 바뀌는 계절적인 해수순환으로 2차순환으로 명명하였다. 이 순환의 특징은 겨울에 북서쪽으로 확장되고 여름에 남서쪽으로 후퇴하는 계절적인 순환으로 계절에 따라 흐름의 방향이 바뀐다.

#### 3.2 계절적 순환의 요인

이 해역에서 해수순환을 발생시킬 수 있는 요인은 쿠로시오와 계절풍이다. 그림 9-11은 수치모델의 결과로, 그림 9는 쿠로시오해류 만으로 발생

시킨 해수순환이며 그림 10와 11은 쿠로시오와 함께 각각 북풍과 남풍의 계절풍으로 발생시킨 해수순환이다. 각 그림의 오른쪽 그림은 왼쪽 그림과 같은 결과이며 잘 보이게 하기 위해 다른 scale로 그린 것이다. 쿠로시오는 동지나해역에서는 강한 해수순환을 발생시키나 황해에서는 거의 발생시키지 못하고 있는 반면 계절풍은 황해에서 계절에 따라 순환의 방향이 바뀌는 중요한 해수순환을 발생시키고 있다.

바람에 의해 황해에는 골을 따라 역풍류가 생성되기 때문에 북풍에 의해서는 황해의 골을 따라 북류의 흐름이 생성되고 남풍에 의해서는 황해의 골을 따라 남류의 흐름이 생성된다. 이러한 역풍류흐름으로 이 해역의 계절적인 순환이 겨울에는 북서방향으로 여름에는 남동방향으로 흐른다 (수치모델의 자세한 내용은 부록6에 있음).

모델의 결과를 보면 역풍류의 축이 중국대륙 쪽으로 이동하여 나타난다. 이것은 그림6에 나타난 축의 이동으로 그 이유는 앞절에서와 같이 대륙붕파로 설명되어진다. 역풍류축의 이동현상은 최근 황해저층냉수의 연구결과에 의해서도 나타나고 있으며 (Kim etc. 1991) 황해난류수와 황해저층냉수의 남하가 우리나라 관측자료에서 뚜렷하게 나타나지 않았던 이유를 설명해준다.

### 3.3 황해의 해수순환 모델

그림 12는 지금까지의 연구 결과를 토대로 만든 황해의 해수순환모델



이며 부록6의 그림6에 비해 역풍류의 축의 이동이 수정된 것이다. 그림 12의 1차순환의 화살표는 대마해류를 대표하는 것이 아니며 단지 대마해수 경계를 따른 흐름의 방향을 표시할 뿐이다. 1차 순환의 흐름은 쿠로시오로부터 대한해협으로 흐르는 대마난류로서, 겨울철과 여름철에 대마난류수의 분포 차이는 있으나 항상 대한해협으로 흐르는 항류인데 비해 바람에 의해 형성되는 2차순환은 계절에 따른 순환의 변화를 보여준다. 북서풍의 겨울철에는 황해 중앙부를 따라 북류가 형성되고 동지나해의 대마해류수의 분포가 북서쪽으로 확장되는데 반해, 남동풍의 여름철에는 황해 중앙부를 따라 남류가 형성되며 동지나해의 대마해류수의 분포가 남동쪽으로 후퇴한다. 이러한 역풍류의 현상의 일부가 황해난류수와 황해저층냉수의 남하로 나타난다.

### 3.4 계절적 해수순환과 해수순환 현상들

#### 3.4.1 황해난류수와 황해저층냉수의 남하

황해난류의 존재는 Uda (1934)에 의해 제시되었으며 그 이후 황해의 중요해류로 인정되어 왔다. 그러나 최근에 와서 황해난류의 존재에 대한 부정적인 견해들이 제기되었으며 (Lie, 1984, 1985; Nakao, 1977; 김 등 1991) 황해난류가 다르게 정의되어야 함을 보여주고 있다. 황해난류에 대한 의견이 다르게 나타나는 이유는 우선 그들을 연구한 계절이 다르기 때문일 것이다. 특성 자료를 보면 겨울철에 고온고염의 난류수의 분포가 북서쪽으로 확장되고 여름철에 남동쪽으로 축소되어 (Kondo, 1985; 방과김, 1989, 1990) 황해난류수가 황해로 북상할 가능성이 겨울철에는 있으나 여름철에는

거의 없어진다. 그러므로 황해난류가 여름철에는 나타나지 않으며 겨울철에만 존재한다는 견해가 제시되었다 (방과 김, 1989, 1990).

황해난류를 부정하는 견해에는 황해의 특성분포가 해수의 흐름에 의해서가 아니라 확산에 의해서 나타난다는 의견도 있다 (이와 김, 1989). 이것은 황해의 특성값이 동서 방향으로 분포하고 있는 것에 근거한다. 황해의 특성분포가 확산에 의한 것이라면 겨울에도 황해난류는 존재하지 않게 된다. 그러나 황해난류의 존재가 부정적으로 보임에도 불구하고 고온고염의 황해난류수가 황해로 유입될 가능성은 여러 면에서 나타나고 있다. 예를들어 황해는 외부로부터 열과 염의 공급이 필요하다. Hsueh는 (개인적인 대화) 겨울철에 황해난류수에 의한 열의 공급이 없다면 관측된 수온을 유지할 수 없음을 보여 황해난류의 필요성을 보였다. 황해난류수에 의한 염의 공급도 여름철에 저염화되었던 황해가 고염화되기 위해서도 역시 필요하다. 황해가 필요로 하는 많은 양의 열과 염이 단지 확산에 의해서만 이루어질 수 있는지는 의문이다.

황해저층냉수가 여름철에 남하 확장되고 겨울철에 세력이 완화된다는 생각은 오래전에 제시되었으며 (Uda, 1934) 그에대한 부정적인 견해도 불구하고 꾸준히 보고되어왔다 (Asaoka and Moriyasu, 1966; Nakao, 1977; Lie, 1984; 양, 1984; Park, 1985, 1986; 윤, 1986). 부정적인 견해의 근거는 황해 남부역의 저층냉수와 제주도 남서해역의 저층냉수 사이의 해수특성이 두 해수를 연결시켜 주지 못하는 데 있었다. Fig.13은 Kondo(1985)에 의해 작성된 황해와 동중국해의 동계와 하계 50m층 평균 수온염분분포다. 겨울철에는 황해저층냉수의 지표수온인 10°C (Nakao, 1977; Lie, 1984)의 등온선이 중앙부에서 연안역 보다 북쪽에 위치하여 황해 중앙부를 북상하는 황해난류의 영향을 암시한다. 그러나 여름철에는 10°C 이하의 저온수가 양 연안역에서 대부분 사라지며 중앙부를 따라 남쪽으로 확장된다. 이러한 분포를 근거로 황해저층냉수가 남하한다고 하였으나 염분의 분포로는 황해 해역과 제주

도 남서해역이 연결되지 않고 있다. 따라서 황해의 중앙부에 분포하는 저층 저온수가 하계에 남쪽으로 확장되는 대신 중국대륙 연안의 저층냉수가 이동한다는 해석도 가능하다. 즉, 중국대륙 연안의 저온수가 여름철에 황해저층 냉수의 남단경계를 따라 남동방향으로 이동한 후 대마해류수와 함께 북류를 형성하면서 설상의 분포를 만든다는 것이다.

그러나 김 등 (1991) 과 이 등 (1991) 의 보고는 황해저층냉수가 중앙부 보다 서쪽의 길을 거쳐 남하한다는 것을 보여주었다. 중국연안의 흐름에 대해서도 40-50m의 등수심선을 따라 남하하는 흐름이 보고되고 있고 (Xie et al., 1983), 여름철에 양자강에서 유출된 연안수가 처음에는 중국연안을 따라 북쪽으로 흐르나 곧 양자강 하구 보다 북쪽에 형성되어 있는 중국연안의 남하류를 만나 남동류로 바뀐다는 보고도 있는데 (Xie et al., 1983), 이들은 모두 황해저층냉수가 중앙부 보다 서쪽의 길을 거쳐 남하한다는 것을 뒷받침해 주고 있다.

황해난류수와 황해저층냉수의 남하에 대한 의문들은 바람에 의해 생성되는 계절적인 순환으로 이해하면 해결될 수 있다. 그림7의 결과는 advection 이나 확산 중 어느 것에 의한 것인지 분포결과로만은 알기 힘들으나 그 원인이 바람에 의한 역풍류라는 것을 이해한다면 기본적으로 advection 에 의한 것임을 알 수 있다. 단지 그 흐름이 매우 완만하고, 혼합의 영향을 많이 받기 때문에 잘 나타나지 않음과 아울러, 이들이 황해의 끝보다 중국대륙쪽으로 이동하여 흐르기 때문에 우리의 관측자료에는 잘 나타나지 않을 것이다.

본 논문에서는 황해난류수와 황해저층냉수의 가능성을 수치 모델 이외에 box model로도 살펴 보았다 (자세한 내용은 부록6에 있음). 그 내용은 만약 제주도 서쪽으로 북상하는 해수가 모두 제주해협을 통해 동쪽으로 유출된다면, 즉 제주도 서쪽해역과 황해 사이에 해수순환이 없다면 제주도 주변해역에서 관측된 특성자료의 계절변화가 설명되지 않으며 반드시 해수순환이 있어야 된다는 것으로 겨울철에는 고염의 해수가 황해로 유입되고 여름철에는

저염의 해수가 황해에서 유출되어야 한다. 그 결과들은 두 해류들이 계절적 해수순환의 일부분으로 겨울철에는 황해난류수가 황해로 유입되고 여름철에는 황해저층냉수가 황해에서 유출되어야 함을 보여준다.

### 3.4.2 양자강 연안수의 이동

양자강의 유출량이 최대가 되는 하계에는 약  $50,000\text{m}^3/\text{sec}$ 의 육수가 연안역에 공급되며 (Cannons et al., 1983) 이 해역에서 형성된 31‰ 미만의 저염수는 제주해협을 향하여 북동 방향으로 이동하는 것으로 보고되었다 (Yu et al., 1983; 김 등, 1991; 이 등, 1991). 양자강 연안수가 어떤 경로를 따라 제주해협에 이르는지는 관측자료가 부족하여 자세히 알 수 없지만, 지금까지의 보고들을 종합하여 다음과 같이 개략적인 경로를 추측해 볼 수 있다.

양자강 하구 북쪽의 중국대륙 연안역에는 하계에 대륙붕을 따라 이동하는 남하류가 있으며, 이 남하류는 양자강하구에서 부터 바람을 따라 북상하던 양자강 연안수의 흐름을 남동방향으로 바꾼다 (Uda, 1934; Niino and Emery, 1961; Kondo, 1985). 남동의 흐름은 제주도 남서방 100-150 마일 해역인 양자강퇴 해역 (약  $31^{\circ}\text{-}33^{\circ}\text{N}$ ,  $124^{\circ}\text{-}127^{\circ}\text{E}$  해역) 까지 유지되고 북상하는 대마해류수를 만나 (Zhao et al., 1983) 제주해협으로 이동한다 (Yu et al., 1983; Beardsley et al., 1983; Zhao et al., 1983). 이 순환 형태는 Fig.12의 순환모델 형태와 상당히 일치하며, 양자강 하구에서 제주해협으로 연결되는 저염수의 분포가 황해저층냉수의 남하 길목에서 단절되는 분포가 나타나는 (김등, 1991; 이등, 1991) 이유를 설명해 준다.

이와같이 단절되는 분포는 다른 중요한 정보들 동시에 주고 있는데 그것은 여름철에 황해와 동중국해에 발생하는 흐름이 기본적으로 baroclinic 한 흐름이 아니라 barotropic 한 흐름일 수 있다는 것이다. 해저지형의 경사와 ( $s$ : 해저지형 경사도) 해수밀도의 수직변화에 ( $N$ : Brunt Väsalä frequency)

의해 어떤 흐름이 형성되는 지에 대한 이론적인 기준 ( $Ns/f > \text{or} < 1$ , 여기서  $f$ : Coriolis parameter, Clarke and Brink, 1985) 으로는 여름철에도 이 해역에 발생하는 장주기 해수운동은 barotropic 한 흐름이다. 그러나 이 해역의 여름철에 발생하는 흐름이 baroclinic 한 흐름이라는 생각은 지금까지의 여러 보고에서 아무 비판없이 받아들여져 왔다. 즉, 저층으로는 황해저층냉수가 남하하고 상층으로는 대마해수가 북상하거나 또는 양자강연안수가 동류한다는 구도다 (Park, 1985 등). 이에 대한 검증은 장기적인 해류 관측 자료의 통계분석으로 이루어지는데 이 해역에서 여름철에 상층과 하층 동시에 관측된 자료가 없어 검증하기 어려운 형편이므로 양자강 연안수의 상층 흐름과 황해저층냉수의 하층흐름이 일치한다는 것은 매우 중요한 결과이다.

그러나 양자강 연안수의 분포는 경우에 따라서는 남동방향으로의 흐름이 없이 거의 북동 방향으로 이동하고 있는데 (1981년 8월의 경우, Yu et al., 1983) 이것은 양자강 연안수가 Fig.12의 순환형태 외에 양자강수의 유출량의 과다나 바람에 의한 남동방향 흐름의 강약 그리고 바람에 의한 표층수송 (Ekman Transport) 등의 요인에 의해서도 영향을 받기 때문일 것이다.

### 3.4.3 대마해류 수송량의 계절변화

대한해협을 통과하는 대마해류의 수송량은 지금까지의 보고들이 (Yi, 1966; Miita and Ogawa, 1984 등) 차이를 보여주고는 있으나 여름철에 많아지고 겨울철에 적어지는 계절변화를 규칙적으로 하고 있다는 것을 알 수 있다. 그러나 쿠로시오해류로부터 갈라져 북상할 때의 대마난류 수송량은 계절에 따라 차이가 없는 것으로 보고 되고 있다 (Nitani, 1972). 이 두 현상들이 사실이라면 동중국해의 대마해수 분포는 겨울철에 확장되고 여름에 축소되어야 하는데 이것은 앞서 언급한 대마난류수 분포의 계절변화와 일치한다. 이것은 대한해협에 나타나는 대마난류 수송량의 변화가 동중국해에서의 대마해류수 분포와 관계가 있을 가능성을 보여준다. 그러나 이 문제는 앞으

로 확인하여야 할 점들이 많으며 쿠로시오에서 분리될 때의 대마난류 변화도 밝혀져야 할 부분이다.

#### 4. 결론

double shelf topography에는 파속의 방향이 반대인 두 집합의 wave들이 있다. 두 대륙붕 사이의 간격을 충분히 넓힐 경우 이들은 두개의 독립된 대륙붕파 집합이 형성되며 Buchwald & Adams가 보여준 대륙붕파와 일치한다. 그러나 두 대륙붕 사이의 간격을 없애고 double shelf를 만들 경우 두 집합의 대륙붕파는 서로 영향을 주게 된다. 이 파는 장파인 경우 각파는 북반구에서 해안선을 오른쪽에 두고 진행하지만 단파인 경우에는 그 반대로 진행한다. 각 집합에는 최대의 파속을 갖는 파가 있으며 그 다음의 mode는 파속이 차례로 줄어든다.

divergence 효과는 shelf wave의 phase speed를 감소시키며 Kelvin wave를 포함시킨다. 깊은 수심의 외해와 접해 있는 shelf인 경우 shelf의 폭이 Rossby Deformation Radius에 비해 작을 때는 divergence 효과에 의해서도 Kelvin wave가 생성되지 않으나 double shelf 경우에는 shelf쪽에 관계없이 Kelvin wave가 생성된다. 따라서 double shelf topography에서 divergence를 무시하면 Kelvin wave를 잃게되며 대륙붕의 현상의 일부분을 설명할 수 없게 된다.

double shelf의 eigenfunction도 orthogonal하기 때문에 forced wave를 구할 때 eigenfunction expansion을 사용할 수 있다. double shelf wave이론을 중심으로 eigenfunction expansion을 사용해 forced wave를 구한 결과 해수면은 많은 부분이 Kelvin wave에 의해 결정되고 있으며 유속은 거의 대부분 1st mode of continental shelf wave에 의해 결정된다.

실제 바람을 사용하여 계산한 결과는 실제 관측값을 잘 재생하고 있음을 볼 수 있으며 double shelf에서 중앙의 골을 따라 역풍류가 발생하는 것을 보여준다. 또한 channel의 한쪽 끝이 막혔을 때 반사되는 파가 에너지를 많이 잃을 경우 역풍류의 축이 이동하는 것을 보여준다. 이 결과들은 channel의 현상(하루이상의 주기를 갖는 현상)들이 파동으로 설명될 수 있음을 보

여주며 내재된 역학을 이해할 수 있게 해준다.

겨울철의 북서풍과 여름철의 남동풍으로 대표되는 계절풍은 황해의 중앙부에 역풍류를 유도하여 황해에는 겨울철에 북류와 여름철에 남류가 중앙부에 형성된다. 이 흐름은 황해와 동중국해에 대마해류의 순환과 구별되는 다른 순환의 형성에 중요한 역할을 한다. 대마해류의 순환은 계절변화에도 불구하고 년중 흐름의 방향이 거의 일정한 강한 항류로 이 해역의 1차순환인데 비해 계절풍에 의한 순환은 계절에 따라 흐름의 방향이 바뀌는 약한 2차순환이다. 그러나 2차순환은 이 해역의 여러 현상들과 관계되는 매우 중요한 순환이다.

우선 황해 중앙부에 형성되는 겨울철의 북류와 여름철의 남류는 각각 황해난류의 북상과 황해저층냉수의 남하의 형태로 나타나며 이 흐름들에 의해 동중국해에서 대마해수의 분포가 겨울철에 북서방향으로 확장되고 여름철에 남동 방향으로 축소된다.

황해의 북부 해역과 같이 얕은 수심과 해안선의 복잡함 등에 의해 파가 진행할 때 에너지손실이 큰 경우에는 역풍류의 축이 중국연안으로 이동하게 된다. 이동의 정도는 에너지의 손실정도와 관계되기 때문에 추측하기 힘들다. 중국연안의 40-50m의 수심을 따라 남하류가 있다는 보고로 이동의 정도를 짐작할 수 있다. 이러한 역풍류 축의 이동 때문에 우리나라 관측해역에 황해난류수와 황해저층냉수가 잘 나타나지 않는 것으로 생각된다.

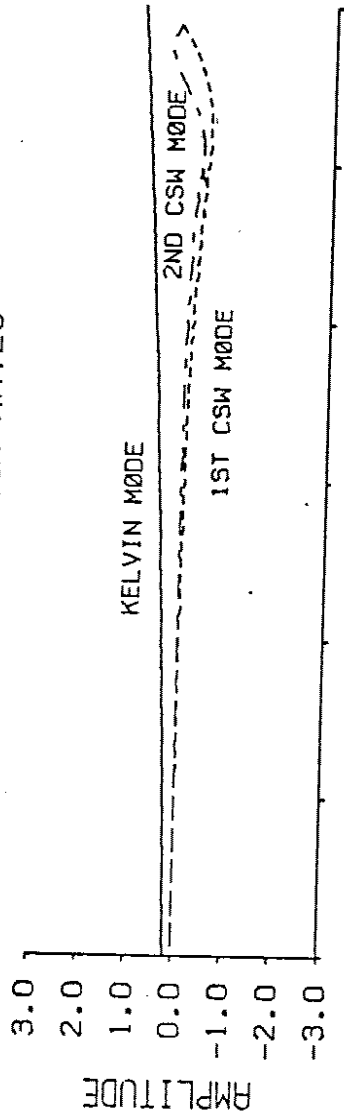
이상의 연구를 토대로 황해와 동지나해의 해수순환모델을 그림12와 같이 유추하였다.



Table 1. The phase speeds (m/sec) of wave modes in the cases of (a) a single shelf adjacent to an infinitely deep body of water, (b) a single shelf adjacent to a region of constant depth equal to the greatest depth of the shelf, and (c) a double shelf. The greatest shelf water depth is 100m.

case	shelf width (in km)		phase speeds (m/sec) of first 3 modes					
			1	2	3	-1	-2	-3
1	100	non-divergent	6.16	1.17	0.48	-	-	-
		divergent	5.83	1.16	0.47	-	-	-
	500	non-divergent	30.78	5.84	2.38	-	-	-
		divergent	12.84	4.62	2.15	-	-	-
2	100	divergent	27.10	2.21	0.70	-	-	-
	500	divergent	15.90	6.41	2.84	-	-	-
3	500-100	non-divergent	7.29	2.68	1.38	-1.97	-0.64	-0.31
		divergent	14.70	5.31	2.37	-24.18	-1.92	-0.31
	500-500	non-divergent	8.37	2.93	1.48	-8.37	-2.93	-1.48
		divergent	15.23	5.76	2.55	-15.23	-5.76	-2.55

(A) KOREA WAVES



(B) CHINA WAVES

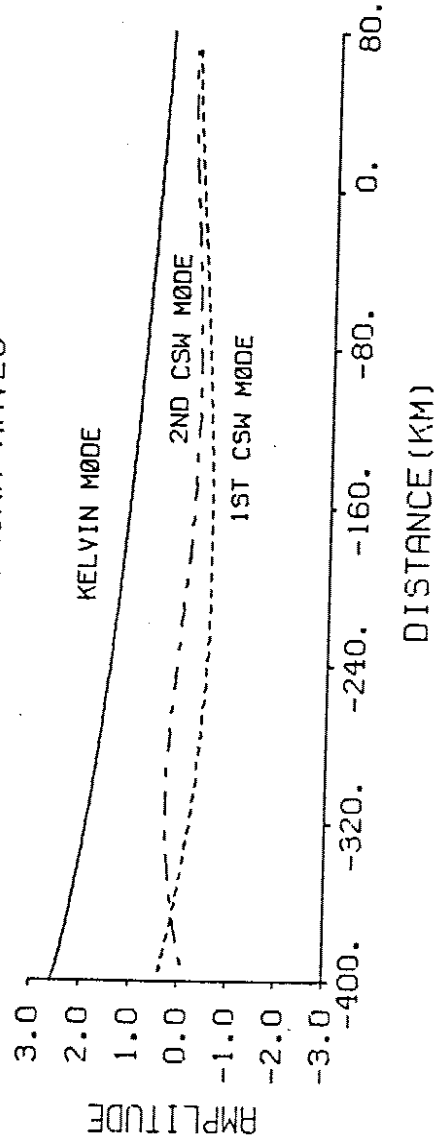


그림 1. 양방향 대륙붕의 두 집합의 파(Korea Waves, China Waves)에서

첫 3 mode들의 cross shelf 방향의 해수면 변화.

(대륙붕 폭은 각각 400km와 80km)

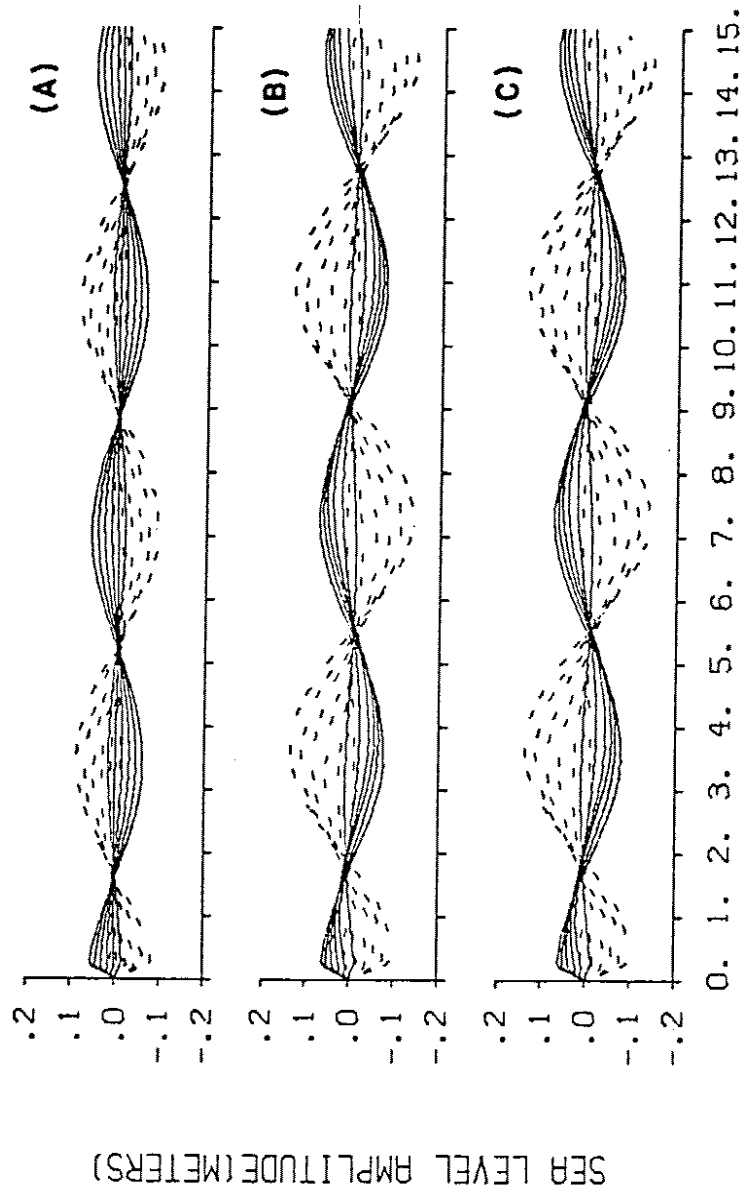


그림 2. (A) 1st modes, (B) 1st and 2nd modes, (C) 1st to 3rd modes를 사용하여 구한 해수면의 변화. 실선은 Korea coast, 점선은 China coast를 따라 일정한 간격으로 떨어진 6지점에서의 변화임.

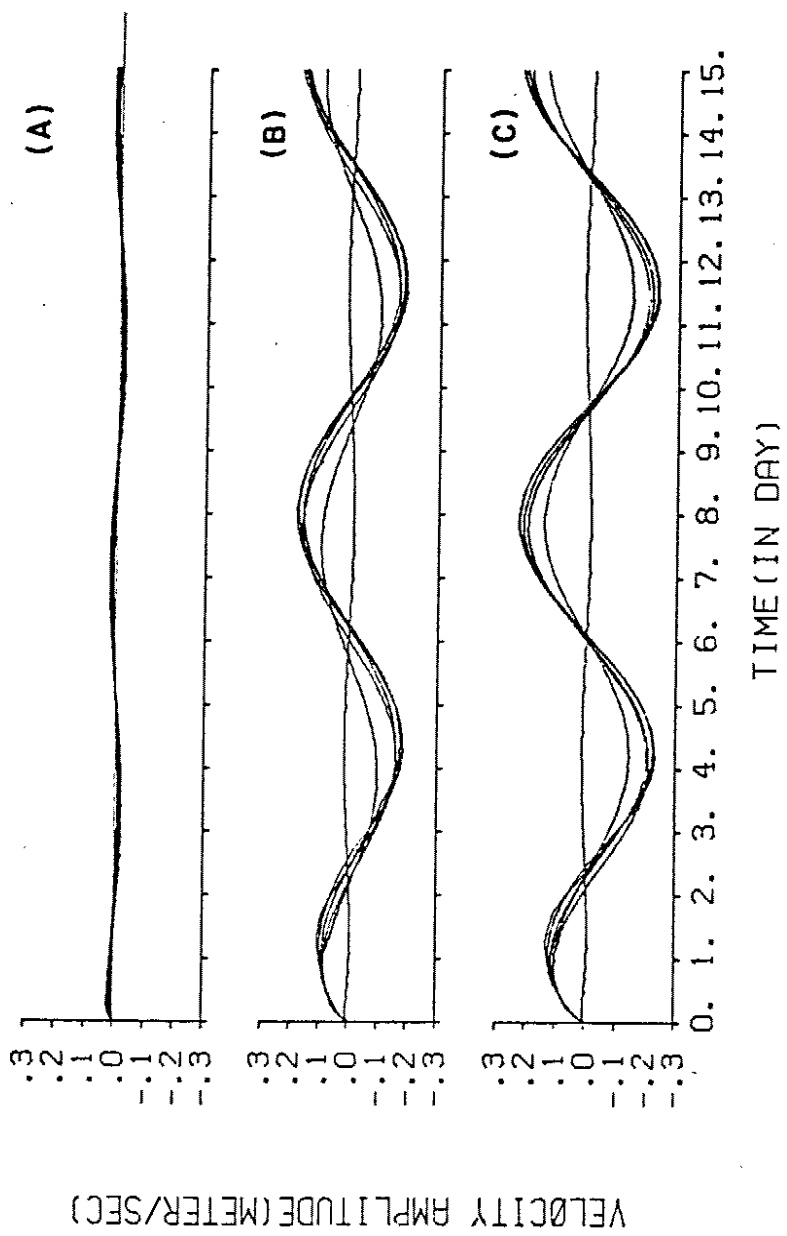


그림 3. (A) 1st modes, (B) 1st and 2nd modes, (C) 1st to 3rd modes를 사용하여 구한 유속의 변화. 실선은 Korea coast, 점선은 China coast를 따라 일정한 간격으로 떨어진 6지점에서의 변화임.

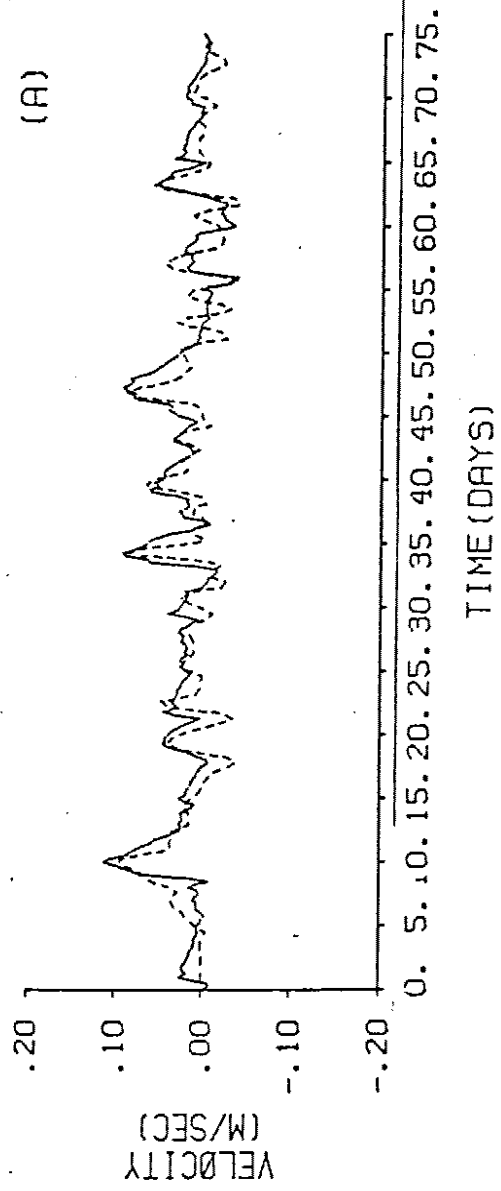
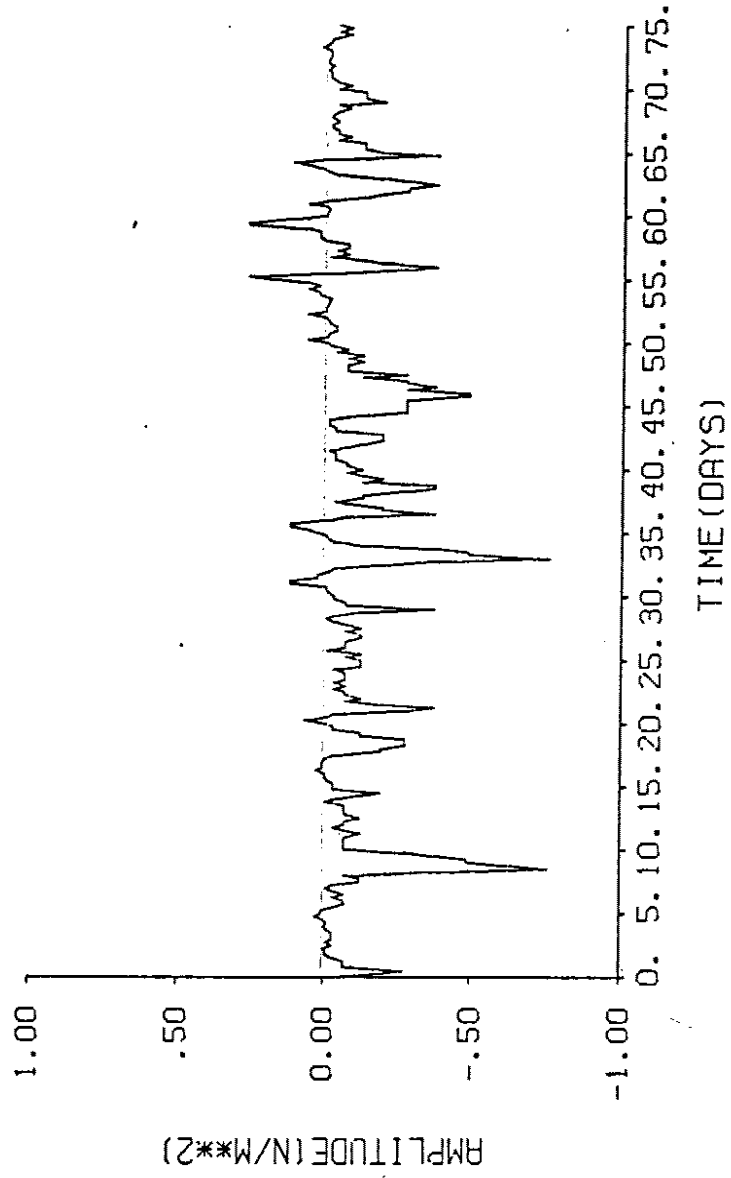


그림 4. 1989년 겨울에 관측된 황해의 끝의 (124° 05.0'E, 34° 56.9'N)

유속(점선)과 실제 바람을 사용하여 wave model로 구한 모델결과  
(실선)



WIND FØRCING

그림 5. 1989년 겨울의 기압자료에서 구한 남북성분의 wind stresses

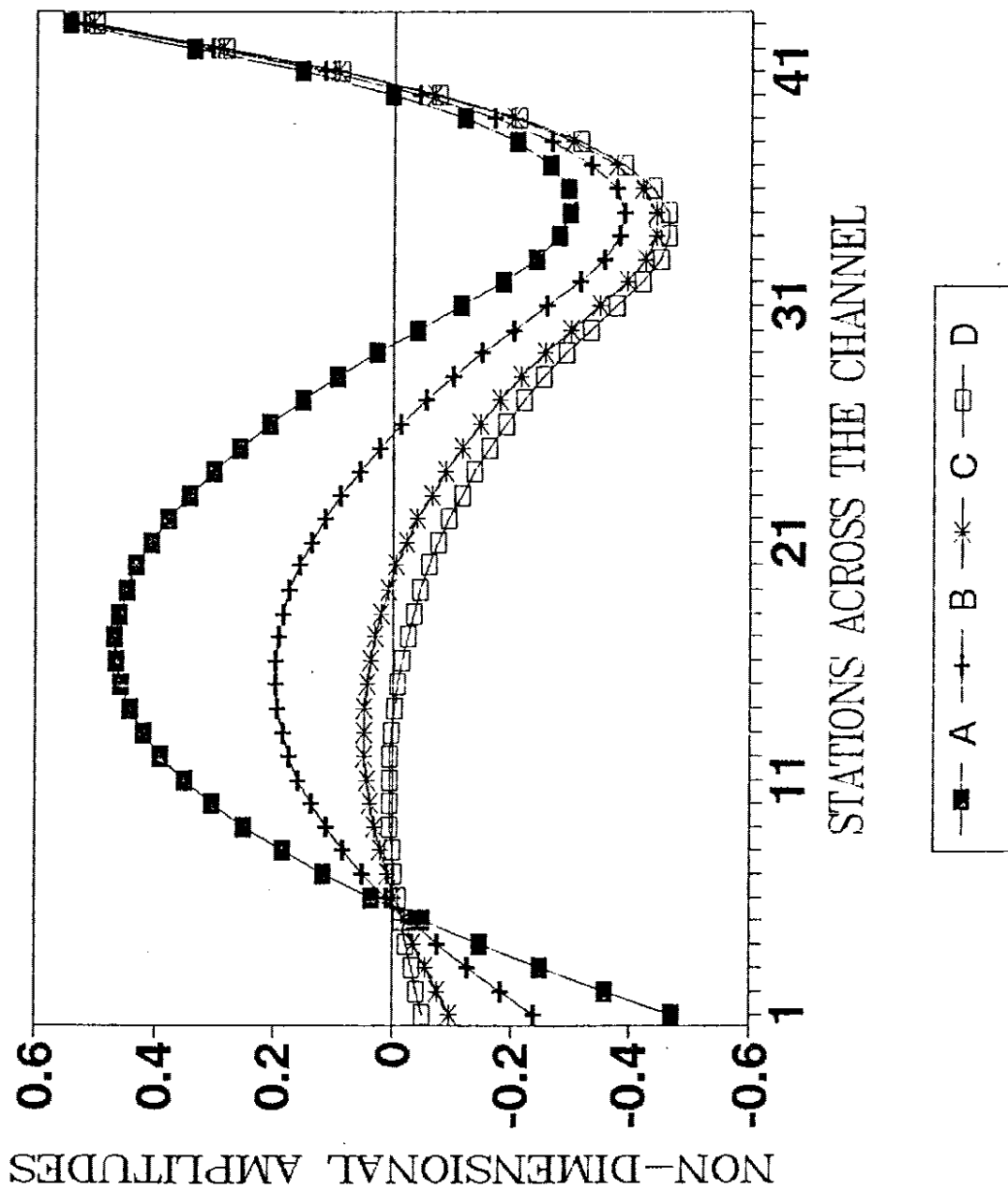


그림 6. 두 1st modes of continental shelf wave를 사용하여 구한 cross shelf 방향의 해수면의 변화로 channel의 막힌 부분(황해의 북부 해역)에서 발생하는 에너지 손실로 인한 역풍류 축의 이동을 보임. (A) 는 에너지 손실이 없을 때이며 (B), (C), (D) 순으로 에너지 손실이 많음.

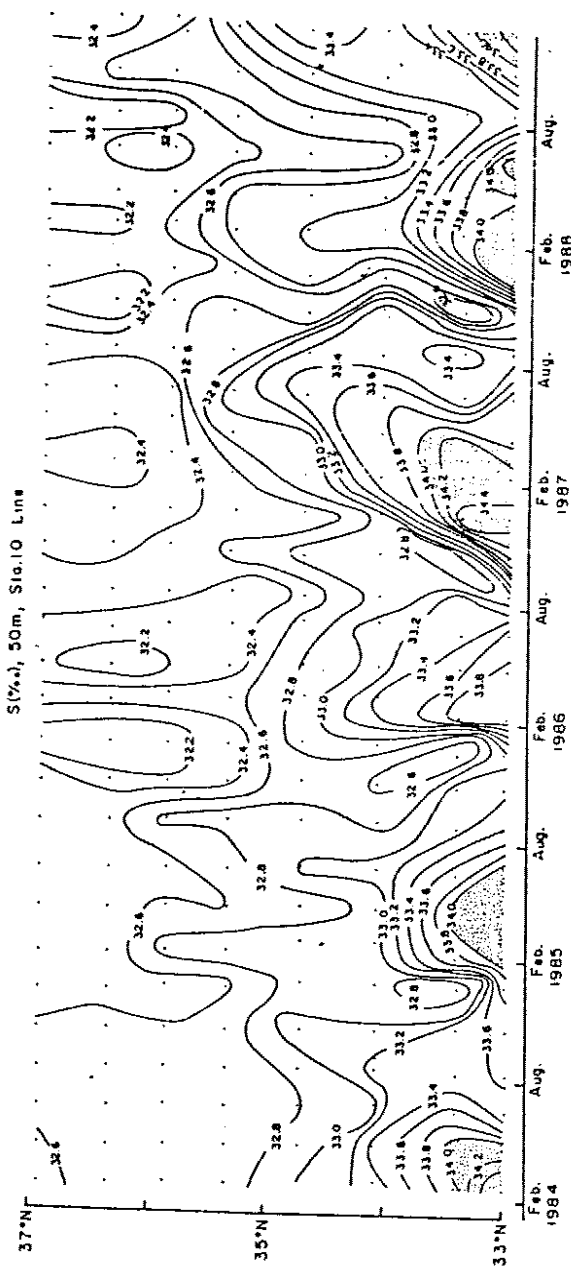
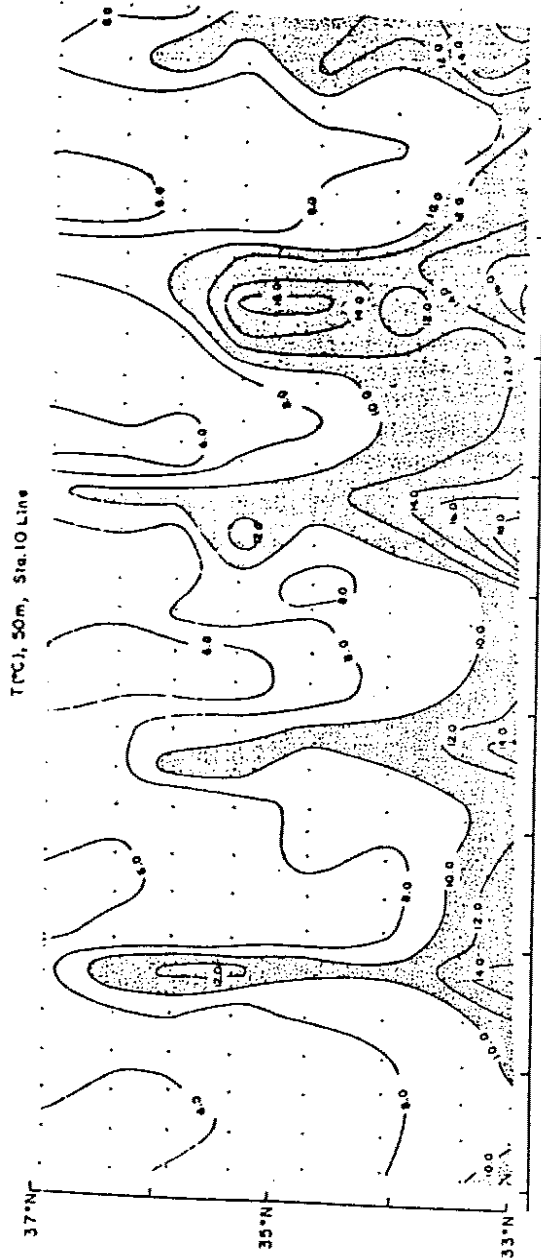


그림 7. 황해의 124° 30'을 따르는 남북단면의 50m 층에 나타나는 수온과 염분의 5년간 (1989 - 1988 국립수산진흥원 자료) 변화



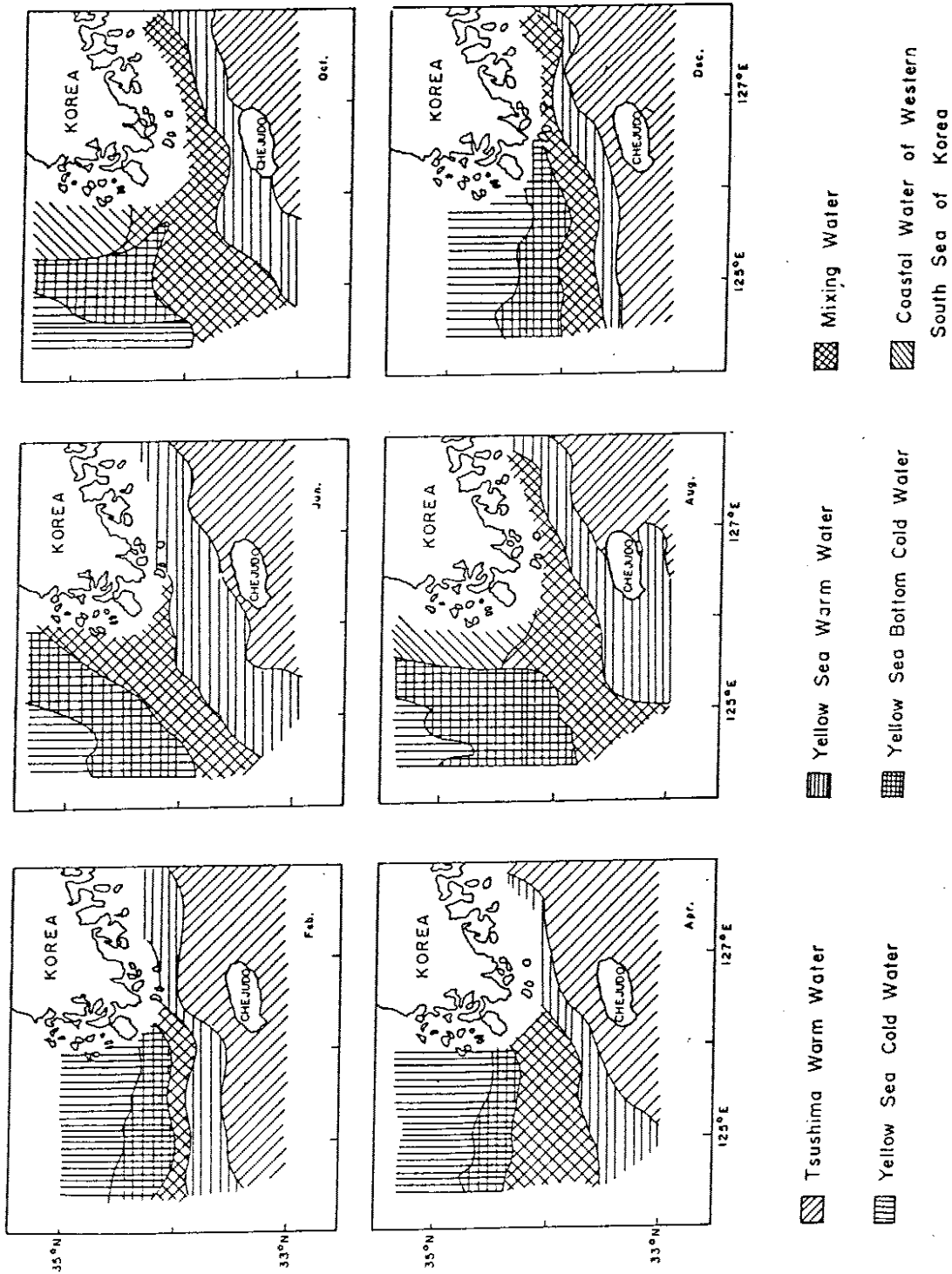


그림 8. 10년간의 국립수산진흥원 자료를 사용한 수괴분석

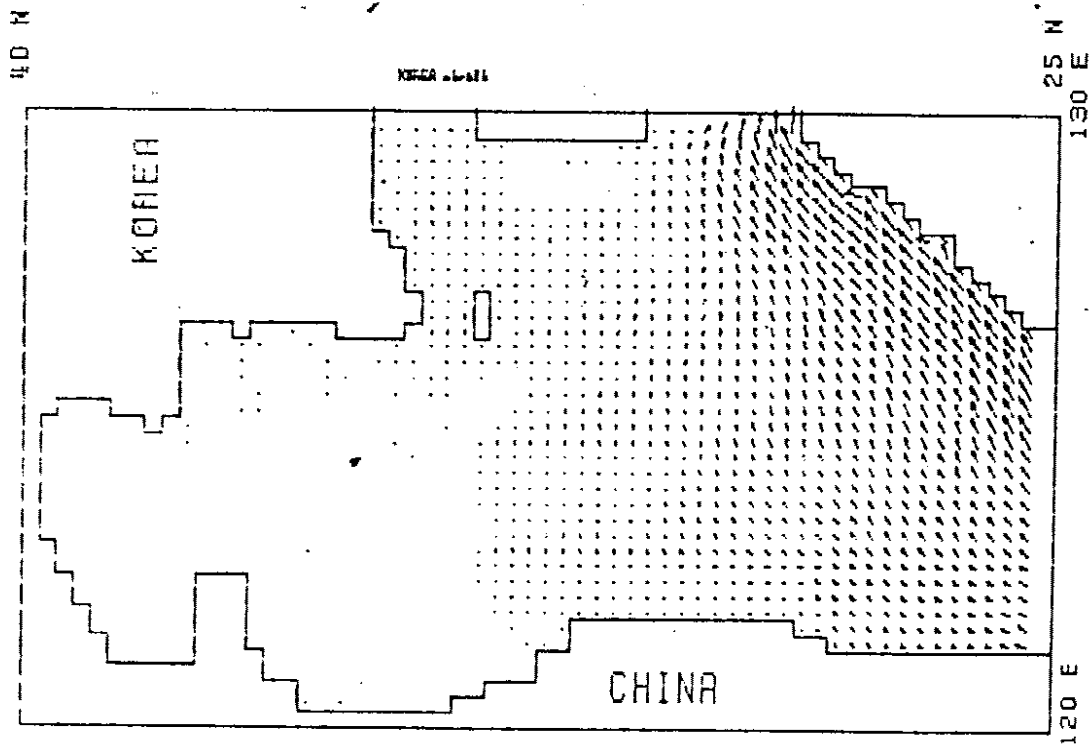
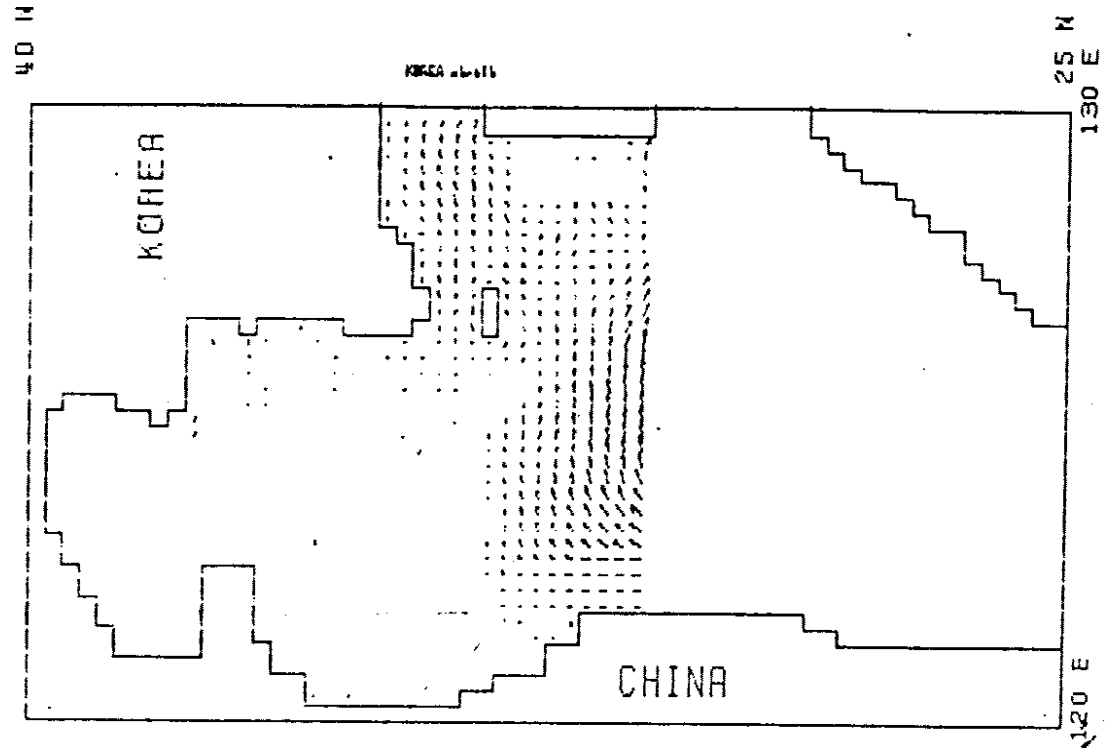


그림 9. 쿠로시오해류로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과

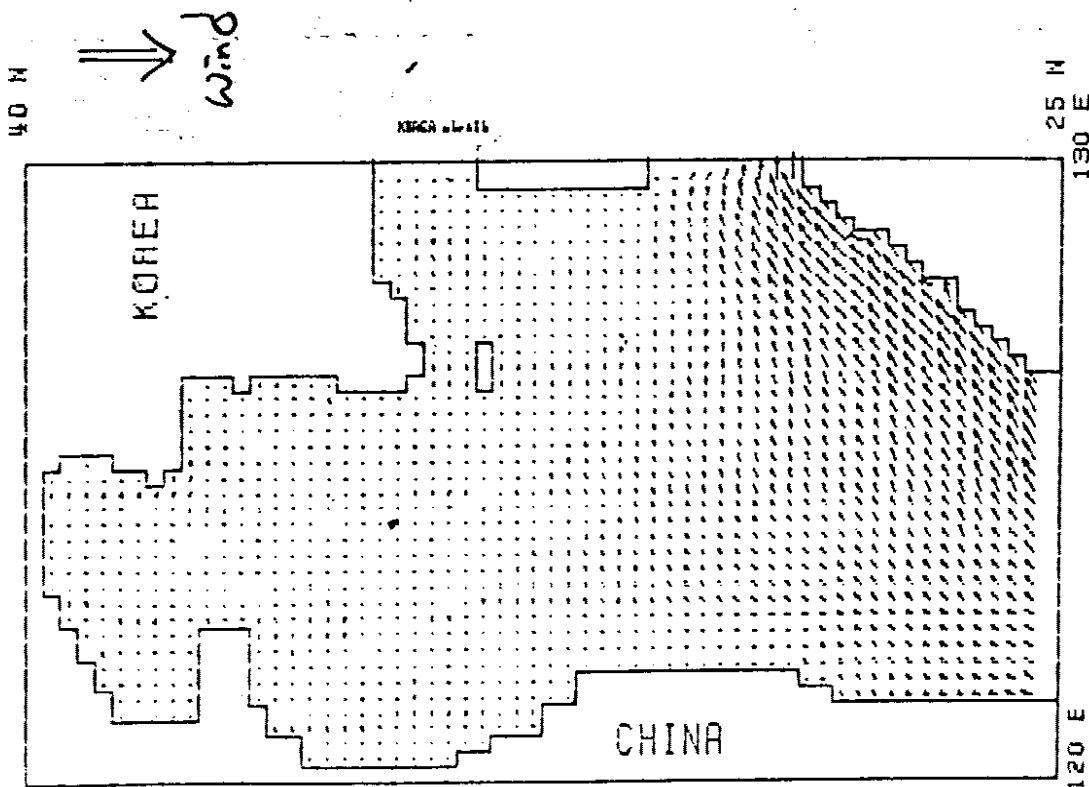
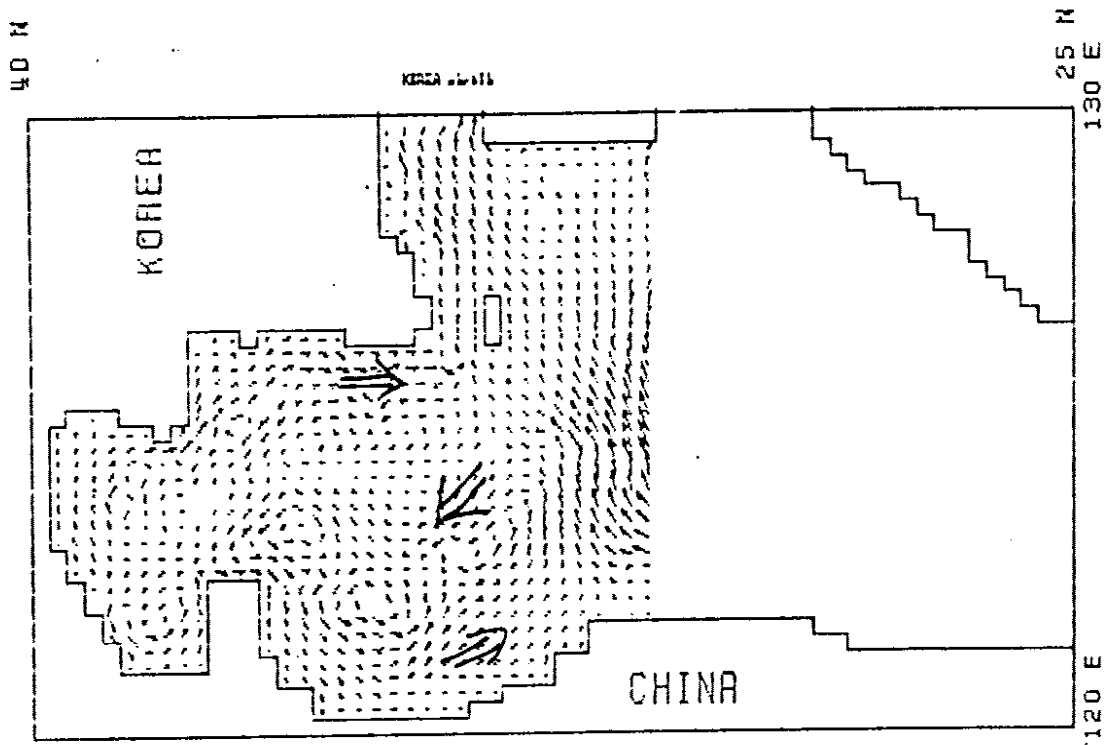


그림10. 쿠로시오와 북풍으로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과

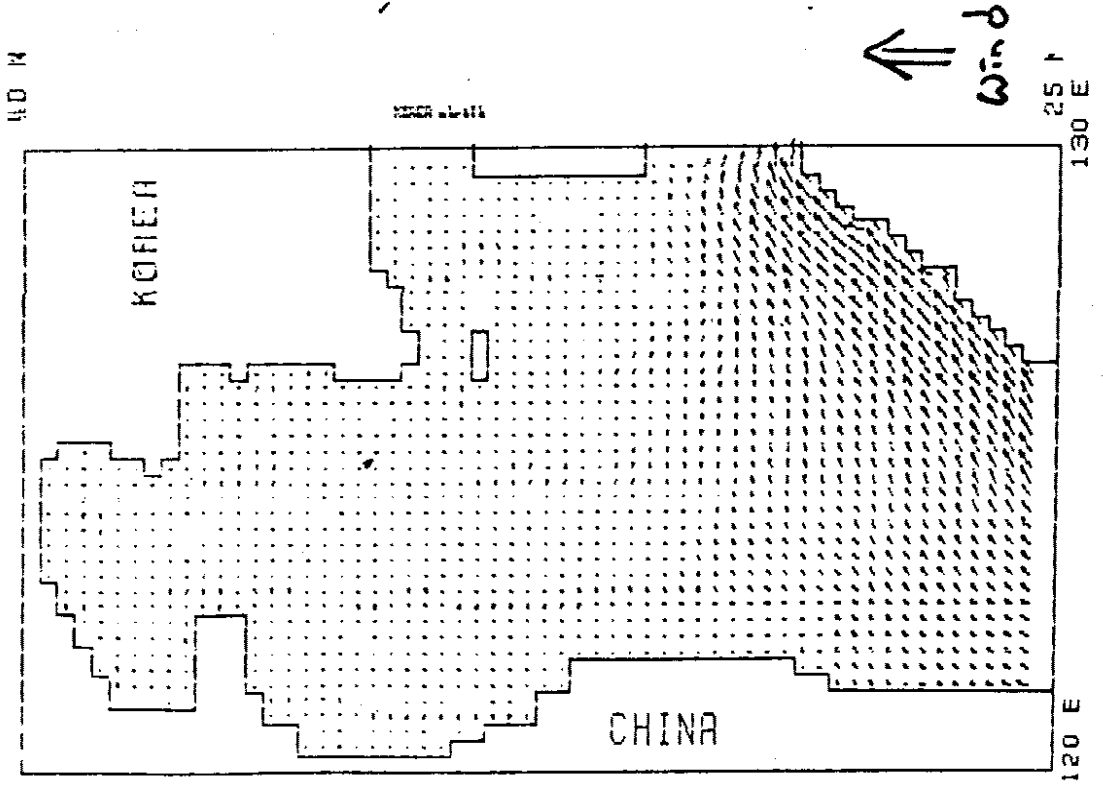
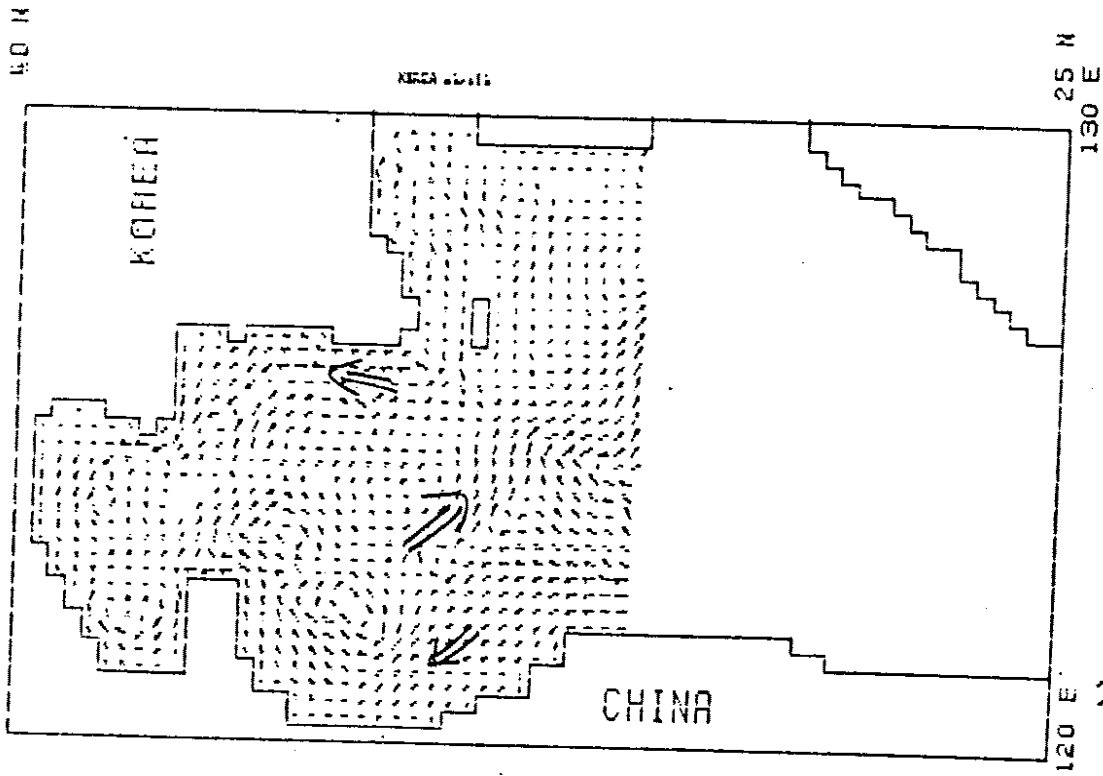


그림11. 쿠로시오와 남풍으로 유도한 동지나해 해수순환의 수치모델 결과

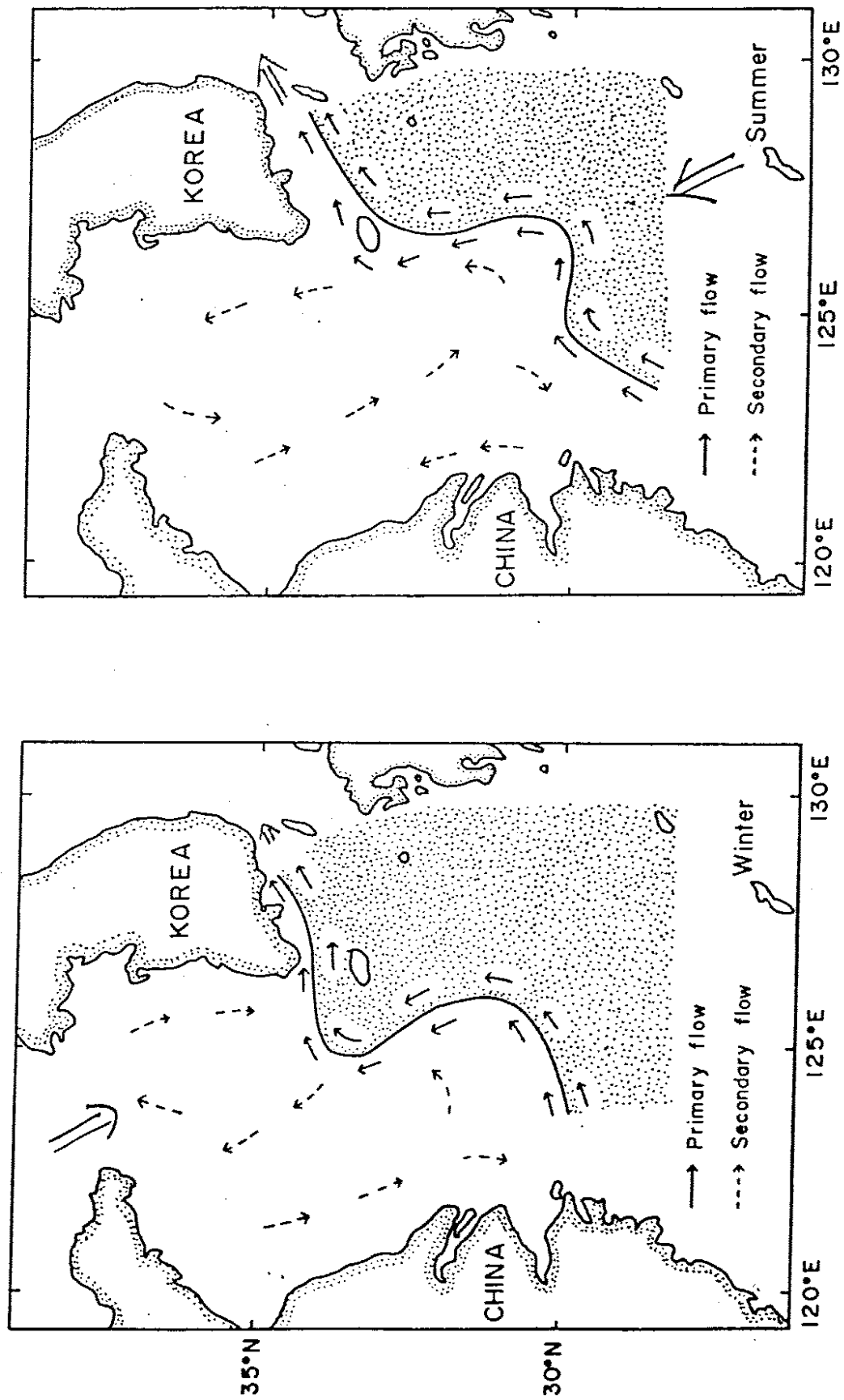


그림12. 연구결과를 토대로 작성한 황해와 동지나해의 해수순환 모델

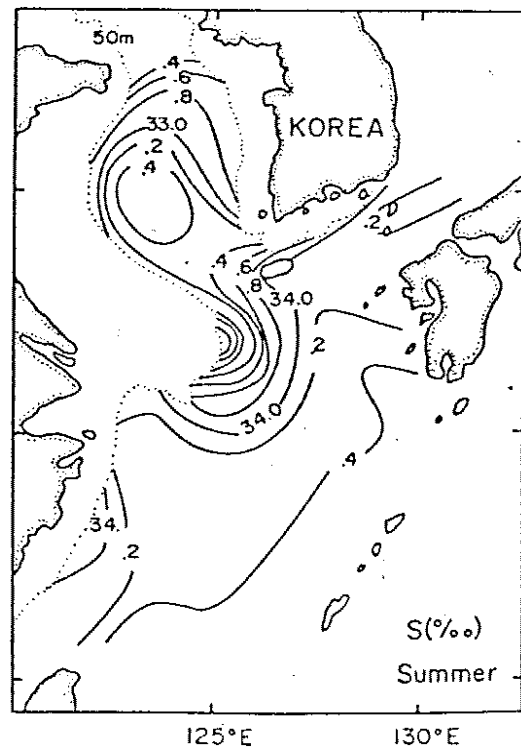
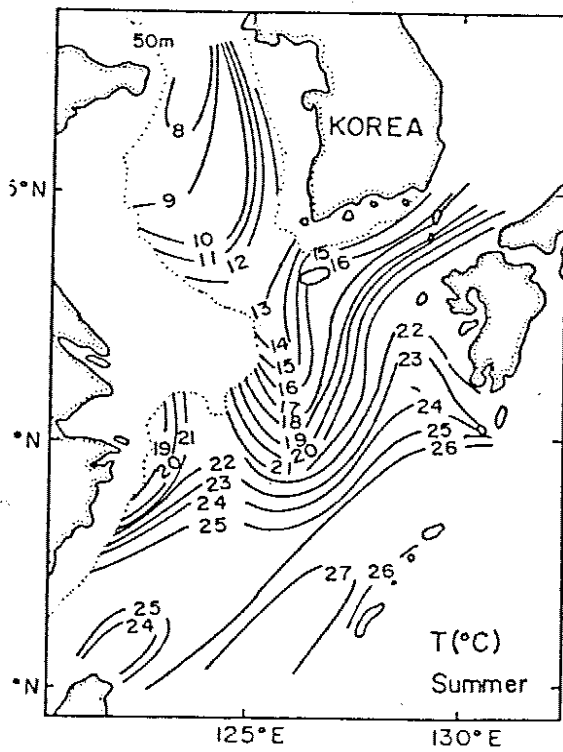
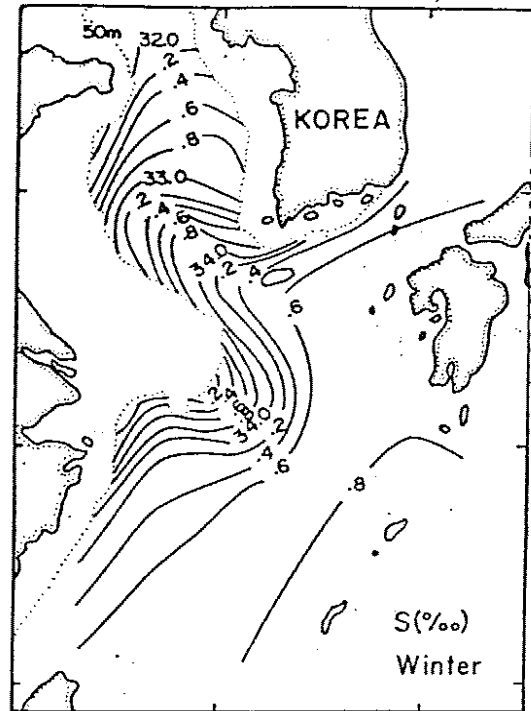
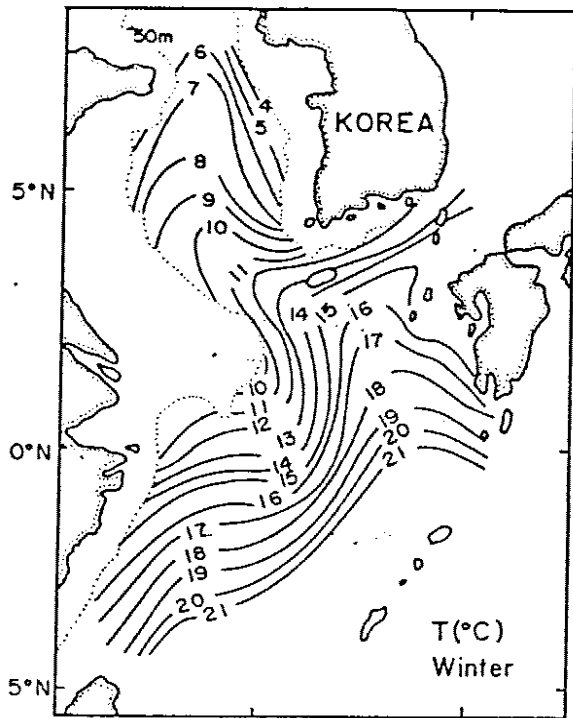


그림 13. 겨울과 여름의 50m층 수평 수온염분 분포도 (from kondo, 1985)

(부록 1) Field Equation and Boundary conditions

Small perturbations to a barotropic ocean satisfy the equation

$$H p_{xxt} + H_x p_{xt} + H p_{yyt} + f H_x p_y + (r p_x)_x - ([f^2 - \omega^2]/g) p_t = -([f^2 - \omega^2]/g) p_a + f(Y_x - X_y). \quad (1)$$

In this equation,  $x$ ,  $y$ ,  $t$ ,  $p$ ,  $g$ ,  $f$ ,  $r$ ,  $H$ ,  $p_a$ ,  $X$  and  $Y$  refer, respectively, to cross-shelf distance, alongshore distance, time, the perturbation pressure divided by mean water density, the acceleration due to gravity, the Coriolis parameter, the bottom resistance coefficient, the water depth, the atmospheric pressure divided by the mean water density, the kinematic stresses in  $x$  and  $y$  direction at surface (the wind stress divided by the mean water density). The subscripts indicate the derivatives

To begin with, an intervening region is put between the two shelves, that is, the shelf 1, intervening region and shelf 2 are placed, respectively, in  $-B_1 < x < 0$ , in  $0 < x < L_m$ , in  $L_m < x < B_2$ . The boundary condition at the coasts is that the depth integrated offshore velocity component vanishes at a distance from the coast where the depth is three times the Ekman layer e-folding scale (Mitchum and Clarke, 1986). That is, 'no-flux' boundary condition is applied at  $x = -B_1$ ,  $B_2$  and 'continuous pressure' and 'continuous transverse velocity' boundary conditions are applied at  $x = 0$ ,  $L_m$ .

$$\begin{aligned} P_{1xt} + (r/h)p_{1x} + fP_{1y} &= fY/h, & \text{at } x = -B_1 & \quad (2-1) \\ P_1 &= P_m, & \text{at } x = 0 & \quad (2-2) \\ P_{1xt} + fP_{1y} &= P_{mxt} + fP_{my}, & \text{at } x = 0 & \quad (2-3) \\ P_m &= P_2, & \text{at } x = L_m & \quad (2-4) \\ P_{mxt} + fP_{my} &= P_{2xt} + fP_{2y}, & \text{at } x = L_m & \quad (2-5) \\ P_{2xt} + (r/h)p_{2x} + fP_{2y} &= fY/h, & \text{at } x = B_2 & \quad (2-6) \end{aligned}$$

(부록 2) with an exponential bottom topography

Bottom topography that varies exponentially in cross-shore distances allows a simple analytical solution to the coastally trapped wave problem which can readily be compared to results from existing theories. Thus, the first step is to establish the theory with exponential bottom topography. We want to see if the theory recovers the familiar results for the single shelf case when the problem is reduced to that of two dynamically separate shelves.

The bottom topography (H) can be set as

$$H(x) = \begin{cases} H_1 = H_0 \exp(2bx), & -B_1 \leq x \leq 0 & \text{in shelf 1} \\ H_m = H_0, & 0 \leq x \leq L_m & \text{in middle area} \\ H_2 = H_0 \exp(-2d\{x-L_m\}), & L_m \leq x \leq B_2 & \text{in shelf 2} \end{cases} \quad (3)$$

where  $b$  and  $d$  are the bottom slope coefficients of shelves 1 and 2.

In order to compare this result with those of existing theories, the horizontal divergence and bottom friction are not included here. The field equation (1) is reduced for non-divergent, low-frequency free waves in a frictionless barotropic flow as follows:

$$H p_{xxt} + H_x p_{xt} + H p_{yyt} + f H_x p_y = 0 \quad (4)$$

The long-wave limit is not used here.

Upon substituting for the pressure,  $p = F(x) \exp(i\{ly + \omega t\})$ , (4) yields

$$H F'' + H' F' - \ell^2 H F + (f/c) H' F = 0 \quad (5)$$

where the 'prime' means the derivative with respect to  $x$  and  $c = \omega/\ell$ . (5) with the depth profiles given by (3) yields the following eigenvalue problems for the frictionless eigenfunction  $F(x)$ :

$$F_1'' + 2bF_1' + (2bf/c - \ell^2)F_1 = 0, \quad -B_1 \leq x \leq 0 \quad (6-1)$$

$$F_m'' - \ell^2 F_m = 0, \quad 0 \leq x \leq L_m \quad (6-2)$$

$$F_2'' - 2dF_2' - (2df/c + \ell^2)F_2 = 0, \quad L_m \leq x \leq B_2 \quad (6-3)$$

$$F_1' + (f/c)F_1 = 0, \quad \text{at } x = -B_1 \quad (7-4)$$

$$F_1 = F_m, \quad \text{at } x = 0 \quad (7-5)$$

$$F_1' = F_m', \quad \text{at } x = 0 \quad (7-6)$$

$$F_m = F_2, \quad \text{at } x = L_m \quad (7-7)$$

$$F_m' = F_2', \quad \text{at } x = L_m \quad (7-8)$$

$$F_2' + (f/c)F_2 = 0, \quad \text{at } x = B_2 \quad (7-9)$$

where  $F_1$ ,  $F_2$  and  $F_2$  represent the eigenfunctions over, respectively, the shelf 1, intervening region and shelf 2. From (6) and (7), we get the following dispersion relation (the equation [9] is a simple form of [8]) with  $b$ ,  $d$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ , and  $L_m$  as parameters:

$$\begin{aligned} & (-n_1 - b + \ell) (n_2 - d + \ell) \exp(-\ell L_m) \exp(n_1 B_1) \exp(-n_2 \{B_2 - L_m\}) \\ & + (-n_1 - b + \ell) (n_2 + d - \ell) \exp(-\ell L_m) \exp(n_1 B_1) \exp(+n_2 \{B_2 - L_m\}) \\ & - (n_1 - b + \ell) (n_2 - d + \ell) \exp(-\ell L_m) \exp(-n_1 B_1) \exp(-n_2 \{B_2 - L_m\}) \\ & - (n_1 - b + \ell) (n_2 + d - \ell) \exp(-\ell L_m) \exp(-n_1 B_1) \exp(+n_2 \{B_2 - L_m\}) \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& - (n_1 + b + \ell) (-n_2 + d + \ell) \exp(\ell L_m) \exp(n_1 B_1) \exp(-n_2 \{B_2 - L_m\}) \\
& - (n_1 + b + \ell) (-n_2 - d - \ell) \exp(\ell L_m) \exp(n_1 B_1) \exp(+n_2 \{B_2 - L_m\}) \\
& + (-n_1 + b + \ell) (-n_2 + d + \ell) \exp(\ell L_m) \exp(-n_1 B_1) \exp(-n_2 \{B_2 - L_m\}) \\
& + (-n_1 + b + \ell) (-n_2 - d - \ell) \exp(\ell L_m) \exp(-n_1 B_1) \exp(+n_2 \{B_2 - L_m\}) \\
& = 0 \tag{8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \ell^2 \tanh(\ell B_2) \tanh(n_1 B_1) \tanh(n_2 \{B_2 - L_m\}) \\
& + \ell \tanh(n_1 B_1) [n_2 + d \tanh(n_2 \{B_2 - L_m\})] + \ell \tanh(n_2 \{B_2 - L_m\}) [n_1 + b \tanh(n_1 B_1)] \\
& + \tanh(\ell B_2) [n_1 + b \tanh(n_1 B_1)] [n_2 + d \tanh(n_2 \{B_2 - L_m\})] = 0 \tag{9}
\end{aligned}$$

$$\text{where } n_1 = [b^2 - (2bf/c - \ell^2)]^{1/2} \tag{10-1}$$

$$n_2 = [d^2 + (2df/c + \ell^2)]^{1/2}. \tag{10-2}$$

When  $n_1$  and  $n_2$  are real, the equation (9) has only trivial solution, since  $n_1$  and  $n_2$  are positive as defined in (10) and also  $B_1$ ,  $L_m$ , and  $B_2 - L_m$  are positive. In order to have non-trivial solution,  $n_1$  or  $n_2$  must be imaginary. When  $n_1$  is imaginary,  $b^2 - 2bf/c + \ell^2 < 0$ . The frequency  $\omega$  must obey, for a positive wave number, the inequality,  $0 < \omega/f < 2b\ell/(b^2 + \ell^2)$ . The phase speed  $c$  is thus positive in the Northern Hemisphere, which implies a southward propagation of waves. In the above inequality,  $\omega/f$  goes to zero as  $\ell$  goes both to zero and to infinity. Thus each shelf wave mode has a zero group velocity at some intermediate value of  $\ell$ . Similarly, imaginary  $n_2$  provides the inequality,  $-2d\ell/(d^2 + \ell^2) < \omega/f < 0$ . This gives a negative  $c$  which implies northward phase propagation. For fixed values of the parameters, we can thus find the real solution  $\omega_{mn}(\ell)$ ,  $m$  (shelf) = 1 and 2,  $n$  (mode) = 1, 2, ---, of the dispersion relation (9). The solutions can be ordered, for a fixed wave number, as

$$\begin{aligned}
-2d\ell/(d^2 + \ell^2) < \omega_{21}/f < \omega_{22}/f < \omega_{23}/f < \dots < 0 < \dots \\
\dots < \omega_{13}/f < \omega_{12}/f < \omega_{11}/f < 2b\ell/(b^2 + \ell^2). \tag{10-3}
\end{aligned}$$

The lower the mode, the larger the absolute phase speed. Thus, one set of waves propagates northward and the other propagates southward. These are comparable to the trench waves (Mysak et al., 1979, 1981) and bank waves (Brink, 1983).

When  $L_m$  goes to infinity, (9) yields the dispersion relations for two independent shelf waves:

$$\tan(n_1 B_1) = -n_1/(\ell + b) \tag{11-1}$$

$$\tan(n_2 \{B_2 - L_m\}) = -n_2/(\ell + d). \tag{11-2}$$

Each of the two dispersion relations in (11) is exactly the same as one obtained by Buchwald and Adams (1968) for a single shelf adjacent to a deep ocean region of constant depth.

In the case without a central region ( $L_m = 0$ ), however, the dispersion relation (9) yields

$$n_2 \tanh(n_1 B_1) + n_1 \tanh(n_2 B_2) + (b+d) \tanh(n_1 B_1) \tanh(n_2 B_2) = 0 \tag{12}$$

This case also recovers the above limiting case when one shelf is infinitely wide. For illustration, suppose that  $L_1$  goes to infinity. Then,  $b$ ,  $n_1$  and  $\tanh(n_1 B_1)$  go to, respectively, 0, 1, and 1. (12)

exactly reduces to (11-2). (12) shows the dependence of the waves on the bottom topography of both shelves. The appearance of the sum of slope coefficients indicates the constraint of the topography of one shelf on the propagation characteristics of the shelf waves over the other.

(부록 3) with a linear bottom topography

A similar procedure applies when the shelf depth varies linearly in  $x$  and when horizontal flow divergence is allowed. The usual low-frequency and long-wave approximation will be invoked. For most cases of coastal ocean dynamics, the wind stress is applied through the coastal boundary condition. Since wind forcing is imposed on a very large scale, the wind stress curl is usually negligible and wind forcing is neglected for the offshore interior. Near the coast, the Ekman flux produced by the alongshore wind stress gives rise to an Ekman flux convergence and divergence, which drives the interior flow. Consequently, the interior flow is driven by the wind stress applied through the coastal boundary condition. In the case of a linear depth profile, Mitchum and Clarke (1986) have concluded that the place where the water depth is about 3 times the Ekman layer thickness is the best place for the imposition of the no-flux condition.

The bottom topography ( $H$ ) is set as follows:

$$H(x) = \begin{cases} H_1 = H_0(x+L_1)/L_1 & -L_1 \leq x \leq 0 \quad \text{in shelf 1} \\ H_m = H_0 & 0 \leq x \leq L_m \quad \text{in middle area} \\ H_2 = -H_0(x-L_2)/(L_2-L_m) & L_m \leq x \leq L_2 \quad \text{in shelf 2} \end{cases}$$

The coastal boundaries  $x = -B_1$  and  $B_2$  are placed at the locations of the depth contour  $H = 3\delta$  where  $\delta$  is the Ekman layer thickness. The field equation (1) yields for divergent, inviscid, low-frequency, long free waves

$$(HF')' + (f/c)H'F - (f^2/g)F = 0 \quad (13)$$

The boundary conditions remain as before. For the three segments of the cross section, (13) takes the following forms:

$$[(x+L_1)F_1']' + \mu_1 F_1 = 0, \quad -L_1 \leq x \leq 0 \quad (14-1)$$

$$F_m'' - \lambda^2 F_m = 0, \quad 0 \leq x \leq L_m \quad (14-2)$$

$$[(x-L_2)F_2']' + \mu_2 F_2 = 0, \quad L_m \leq x \leq L_2 \quad (14-3)$$

where  $\mu_1 = f/c - f^2/g\alpha$ ,  $\mu_2 = f/c - f^2/g\beta$ ,  $\lambda^2 = f^2/H_0$ ,  $\alpha = H_0/L_1$ ,  $\beta = -H_0/(L_2-L_m)$ . In the above,  $\lambda$  is the reciprocal of the barotropic deformation radius and  $\alpha$ ,  $\beta$  are the slope coefficients for the shelves 1, 2, respectively.

With the boundary constraints (7), the solution to (14) leads to a dispersion relation that allows the determination of phase speed  $c$ . The dispersion relation looks extremely complicated but its essential characteristics are the same. As with an exponential topography, it reduces to two independent dispersion relations, one for each shelf, as  $L_2$  approaches infinity (Pang, 1987). When the intervening flat bottom region is absent, it yields the following dispersion relation that is equivalent to (12).

$$\begin{aligned} & a_1 \mu_2 J_0(2b_1) J_0(2b_2) Y_0(2a_1) Y_1(2a_2) \\ & \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{J_1(2b_1)/J_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{J_1(2b_2)/J_0(2b_2)\}] \\ - & a_1 \mu_2 J_0(2b_1) Y_0(2b_2) Y_0(2a_1) J_1(2a_2) \\ & \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{J_1(2b_1)/J_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{Y_1(2b_2)/Y_0(2b_2)\}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - a_1 \mu_2 Y_0(2b_1) J_0(2b_2) J_0(2a_1) Y_1(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{Y_1(2b_1)/Y_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{J_1(2b_2)/J_0(2b_2)\}] \\
& + a_1 \mu_2 Y_0(2b_1) Y_0(2b_2) J_0(2a_1) J_1(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{Y_1(2b_1)/Y_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{Y_1(2b_2)/Y_0(2b_2)\}] \\
& - a_2 \mu_1 J_0(2b_1) J_0(2b_2) Y_1(2a_1) Y_0(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{J_1(2b_1)/J_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{J_1(2b_2)/J_0(2b_2)\}] \\
& + a_2 \mu_1 J_0(2b_1) Y_0(2b_2) Y_1(2a_1) J_0(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{J_1(2b_1)/J_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{Y_1(2b_2)/Y_0(2b_2)\}] \\
& + a_2 \mu_1 Y_0(2b_1) J_0(2b_2) J_1(2a_1) Y_0(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{Y_1(2b_1)/Y_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{J_1(2b_2)/J_0(2b_2)\}] \\
& - a_2 \mu_1 Y_0(2b_1) Y_0(2b_2) J_1(2a_1) J_0(2a_2) \\
& \cdot [f/c - \{\mu_1/b_1\} \{Y_1(2b_1)/Y_0(2b_1)\}] \cdot [f/c - \{\mu_2/b_2\} \{Y_1(2b_2)/Y_0(2b_2)\}] \\
& = 0
\end{aligned} \tag{15}$$

where  $a_1 = (\mu_1 L_1)^{1/2}$ ,  $a_2 = (-\mu_2 [L_2 - L_m])^{1/2}$ ,  $b_1 = (\mu_1 [-B_1 + L_1])^{1/2}$ ,  
 $b_2 = (\mu_2 [B_2 - L_3])^{1/2}$ ,  $\mu_1 = f/c - f^2/g\alpha$ ,  $\mu_2 = f/c - f^2/g\beta$ .

It also has two infinite sets of eigenvalues  $c$ . They range, respectively,  $g\alpha/f < c < 0$  and  $g\beta/f > c > 0$ . For the range of  $c$  for which  $g\alpha/f < c < 0$ , the waves propagate northward, being sinusoidal over the shelf 2 and decaying across the rest of the channel section. Instead, for the range  $g\beta/f > c > 0$ , the waves propagate southward, being sinusoidal over the shelf 1.

(부록4) Extention to short-wave case

Extending to a high-frequency and short-wave case, the field equation (1) yields for divergent, inviscid, free waves

$$HF'' + H'F' - \ell^2 HF + (f/c)H'F + (\omega^2 - f^2)F/g = 0 \quad (16)$$

Upon using a coordinate transformation,  $x_1 = x - L_1$ ,  $x_2 = x - L_2$ , and a sloping parameters,  $\alpha = H_0/L_1$ ,  $\beta = -H_0/(L_2 - L_m)$ , (1) yields the following forms for the three segments of the cross section:

$$(x_1 F_1'')' + (-\ell^2 x_1 + f/c + [\omega^2 - f^2]/g\alpha)F_1 = 0, \quad 0 < x_1 < L_1 \quad (17-1)$$

$$F_m'' + (-\ell^2 + [\omega^2 - f^2]/gH_0)F_m = 0, \quad 0 < x < L_m \quad (17-2)$$

$$(x_2 F_2'')' + (-\ell^2 x_2 + f/c + [\omega^2 - f^2]/g\beta)F_2 = 0, \quad -L_2 + L_m < x_2 < 0 \quad (17-3)$$

The corresponding boundary conditions are

$$\text{finite condition at } x_1 = 0 \quad (\text{at } x = -L_1) \quad (18-1)$$

$$F_1 = F_2 \quad \text{at } x_1 = L_1 \quad (\text{at } x = 0) \quad (18-2)$$

$$F_1' = F_m' \quad \text{at } x_1 = L_1 \quad (\text{at } x = 0) \quad (18-3)$$

$$F_m = F_2 \quad \text{at } x_2 = -L_2 + L_m \quad (\text{at } x = L_m) \quad (18-4)$$

$$F_m' = F_2' \quad \text{at } x_2 = -L_2 + L_m \quad (\text{at } x = L_m) \quad (18-5)$$

$$\text{finite condition at } x_2 = 0 \quad (\text{at } x = L_2) \quad (18-6)$$

The solution of (17) are, with the coordinate transform,

$$F_1 = C \exp(-|\ell|[x+L_1])M(a_1, 1, 2|\ell|[x+L_1]), \quad -L_1 < x < 0 \quad (19-1)$$

$$F_m = A \exp(mx) + B \exp(-mx), \quad 0 < x < L_m \quad (19-2)$$

$$F_2 = D \exp(|\ell|[x-L_2])M(a_2, 1, 2|\ell|[L_2-x]), \quad L_m < x < L_2. \quad (19-3)$$

M is the confluent hypergeometric function  $M(a, b, x)$ . A, B, C and D are arbitrary constants and  $a_1$ ,  $a_2$  and  $m$  are given by

$$a_1 = 1/2 - \ell/(2|\ell|\omega) - (\omega^2 - f^2)/(2g|\ell|\alpha), \quad (20-1)$$

$$a_2 = 1/2 + \ell/(2|\ell|\omega) + (\omega^2 - f^2)/(2g|\ell|\beta), \quad (20-2)$$

$$m = (\ell^2 - [\omega^2 - f^2]/gH_0)^{1/2}. \quad (20-3)$$

There are two confluent hypergeometric functions  $M(a, b, x)$  and  $U(a, b, x)$  to satisfy the Kummer's equation. The finite boundary conditions are used to get rid of  $U(a, b, x)$  which has a singularity at  $x = 0$ . The dispersion relation is

$$\tanh(mL_2)([|\ell|^2 + m^2]M_1M_3 - 2|\ell|^2 a_3 M_1M_4 - 2|\ell|^2 a_1 M_2M_3 + 4|\ell|^2 a_1 a_3 M_2M_4) - 2|\ell|m(M_1M_3 - a_3 M_1M_4 - a_1 M_2M_3) = 0 \quad (21)$$

where  $M_1 = M(a_1, 1, 2|\ell|L_1)$ ,  $M_2 = M(a_1 + 1, 2, 2|\ell|L_1)$ ,  
 $M_3 = M(a_3, 1, 2|\ell|[L_2 - L_m])$ ,  $M_4 = M(a_3 + 1, 2, 2|\ell|[L_2 - L_m])$ .

(21) includes the continental shelf, Kelvin, Poincare waves.

In the case of a sufficiently wide intervening region, the dispersion relation (21) reduces to

$$([|\ell| - m]M_1 - 2|\ell|a_1 M_2) \cdot ([|\ell| - m]M_3 - 2|\ell|a_3 M_4) = 0, \quad (22)$$

which yields the dispersion relations of two independent sets of waves as follows:

$$M_1/M_{1x} = |\ell|/L_1(|\ell|-m) \text{ or } M_3/M_{3x} = |\ell|/(L_2-L_m)(|\ell|-m), \quad (23)$$

since  $M_{1x} = 2L_1 a_1 M_2$  and  $M_{3x} = 2(L_2-L_m) a_3 M_4$ . For non-trivial,  $a_1$  and  $a_3$  must be negative, which give the positive and negative phase speeds, respectively.

In the case without an intervening region, the equation (21) reduces to

$$M_1 M_3 - a_3 M_1 M_4 - a_1 M_2 M_3 = 0. \quad (22)$$

This can be changed as  $1 - a_3 M_4/M_3 = a_1 M_2/M_1 \equiv p$ , therefore,

$$M_1/M_{1x} = p_1/2L_1 \quad \text{if } a_1 < 0, a_3 > 0 \quad (23-1)$$

$$M_3/M_{3x} = p_2/2(L_2-L_m)(p_2-1) \quad \text{if } a_1 > 0, a_3 < 0 \quad (23-2)$$

where  $p_1 = 1 - a_3 M_4/M_3$  and  $p_2 = a_1 M_2/M_1$ . They are dependent on both shelves through  $p$ .

(부록5) Orthogonality of eigenfunctions

The governing equations and boundary conditions for a double shelf topography are as follows:

$$(\alpha[x+L_1]F_{1n}')' + (-\ell^2\alpha[x+L_1] + f\alpha/c_n + [\omega^2-f^2]/g)F_{1n} = 0, \quad -L_1 < x < 0 \quad (24-1)$$

$$(\beta[x-L_2]F_{2n}')' + (-\ell^2\beta[x-L_2] + f\beta/c_n + [\omega^2-f^2]/g)F_{2n} = 0, \quad 0 < x < L_2 \quad (24-2)$$

$$F_{1n}' + (f/c_n)F_{1n} = 0 \quad \text{at } x = -B_1 \quad (25-1)$$

$$F_{1n} = F_{2n} \quad \text{at } x = 0 \quad (25-2)$$

$$F_{1n}' = F_{2n}' \quad \text{at } x = 0 \quad (25-3)$$

$$F_{2n}' + (f/c_n)F_{2n} = 0 \quad \text{at } x = B_2 \quad (25-4)$$

Multiplying the equations (24) by  $F_m$  and integrating them across the shelves yields

$$\begin{aligned} & \int_{-B_1}^0 F_{1m}(\alpha[x+L_1]F_{1n}')' dx + \int_0^{B_2} F_{2m}(\beta[x-L_2]F_{2n}')' dx \\ & + (f\alpha/c_n + [\omega^2-f^2]/g) \int_{-B_1}^0 F_{1m}F_{1n} dx + (f\beta/c_n + [\omega^2-f^2]/g) \int_0^{B_2} F_{2m}F_{2n} dx \\ & - \ell^2\alpha \int_{-B_1}^0 [x+L_1]F_{1m}F_{1n} dx - \ell^2\beta \int_0^{B_2} [x-L_2]F_{1m}F_{1n} dx = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

By integration by parts and using the boundary conditions,

$$\begin{aligned} & \alpha L_1 F_{1m}(0)F_{1n}'(0) + (f\alpha/c_n)(-B_1+L_1)F_{1m}(-B_1)F_{1n}(-B_1) \\ & + \beta L_2 F_{2m}(0)F_{2n}'(0) + (f\beta/c_n)(-B_2+L_2)F_{2m}(-B_2)F_{1n}(-B_2) \\ & - \int_{-B_1}^0 \alpha(x+L_1)F_{1m}'F_{1n}' dx - \int_0^{B_2} \beta(x-L_2)F_{2m}'F_{2n}' dx \\ & + (f\alpha/c_n + [\omega^2-f^2]/g) \int_{-B_1}^0 F_{1m}F_{1n} dx + (f\beta/c_n + [\omega^2-f^2]/g) \int_0^{B_2} F_{2m}F_{2n} dx \\ & - \ell^2\alpha \int_{-B_1}^0 [x+L_1]F_{1m}F_{1n} dx - \ell^2\beta \int_0^{B_2} [x-L_2]F_{1m}F_{1n} dx = 0 \end{aligned} \quad (27)$$

Interchanging  $m$  and  $n$  and subtracting them yields

$$\begin{aligned} & \alpha L_1 [F_{1m}(0)F_{1n}'(0) - F_{1m}'(0)F_{1n}(0)] \\ & + \beta L_2 [F_{2m}(0)F_{2n}'(0) - F_{2m}'(0)F_{2n}(0)] \\ & + (f/c_n - f/c_m) \cdot [\alpha \int_{-B_1}^0 F_{1m}F_{1n} dx + \beta \int_0^{B_2} F_{2m}F_{2n} dx \\ & \quad + \alpha(L_1-B_1)F_{1m}(-B_1)F_{1n}(-B_1) + \beta(L_2-L_m)F_{2m}(B_2)F_{2n}(B_2)] = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

The first two terms are zero by the boundary conditions. Therefore, when  $m$  is not  $n$ ,

$$\alpha \int_{-B_1}^0 F_{1m} F_{1n} dx + \beta \int_0^{B_2} F_{2m} F_{2n} dx - HF_m F_n \Big|_{-B_1}^{B_2} = 0 \quad (29)$$

To see if (29) does not hold when  $m = n$ , suppose to the contrary that

$$\alpha \int_{-B_1}^0 F_{1n}^2 dx + \beta \int_0^{B_2} F_{2n}^2 dx - HF_n^2 \Big|_{-B_1}^{B_2} = 0 \quad (30)$$

Multiplying (24-1) by  $F_{1n}$  and (24-2) by  $F_{2n}$  and integrating them across the shelf yields the following equation by the relation (30)

$$\int_{-B_1}^0 F_{1n} (\alpha [x+L_1] F_{1n}')' dx + \int_0^{B_2} F_{2n} (\beta [x-L_2] F_{2n}')' dx - (f^2/g) \int_{-B_1}^{B_2} F_n^2 dx + (f/c_n) HF_n^2 \Big|_{-B_1}^{B_2} = 0$$

Integrating by parts and using the boundary conditions (25) leads us to

$$\int_{-B_1}^{B_2} (HF_n'^2 dx + [f^2/g] F_n^2) dx = 0. \quad (31)$$

Since  $(HF_n'^2 dx + [f^2/g] F_n^2)$  is always positive, the assumption (30) creates a contradiction. Therefore, (30) is not zero when  $m=n$ . This leads us, with (29), to the following orthogonality condition.

$$\frac{\alpha \int_{-B_1}^0 F_{1m} F_{1n} dx + \beta \int_0^{B_2} F_{2m} F_{2n} dx - HF_m F_n \Big|_{-B_1}^{B_2}}{\alpha \int_{-B_1}^0 F_{1n}^2 dx + \beta \int_0^{B_2} F_{2n}^2 dx - HF_n^2 \Big|_{-B_1}^{B_2}} = \delta_{mn} \quad (32)$$



# 황해와 동지나해 해수 순환에 대한 바람의 영향\*\*\*

방익찬\*, 김태희\*\*

Effects of winds on the circulations in the Yellow and East China Seas\*\*\*

Pang Ig-chan\*, Kim Tae-hee\*\*

## Summary

In the East China Sea, the distributions of Kuroshio system waters are extended in the north-west direction in winter, to the entrance of the Yellow Sea, and withdrawn in the south-east direction in summer, to the south and east seas of Cheju Island. This seasonal variations seem to be related with the seasonal variations of Tsushima water transport in the Korea strait. The analyses on the seasonal salinity variations in the north-west seas of Cheju Island show the necessity of water flows to and from the Yellow Sea.\* This could give a clue to the present arguments of the existence of Yellow Sea Warm Current in winter and also of the south-extension of Yellow Sea Bottom Cold Water in summer. As upwind flows driven by seasonal wind, the water flows to and from the Yellow Sea drive another circulation in the East China Sea and thus result in the seasonal variations of water distributions.

## 1. 서 론

동지나해와 제주도 주변을 흐르는 해수는 고온 고염의 Kuroshio계 해수와 이에 대비되는 저온저염의 해수들로 크게 구분할 수가 있으며 본 연구에서는 고염의 쿠로시오계 해수를 제외한 모든 저염의 해수를 편위상 연안수라고 표현하였다. 동지나해에서 쿠로시오계 해수의 분포는 겨울철에 북

서쪽으로 확장되고, 여름철에 남동쪽으로 후퇴하는 계절변화를 하는 것으로 보고되었는데(방과 김, 1989) 이러한 해수분포의 계절변화는 황해와 동지나해의 해수순환을 파악하는 데 매우 중요한 실마리를 제공해 준다.

황해와 동지나해에는 각각 독립된 역학에 의해 발생하는 두 개의 해수순환이 있는 것으로 보인다. 하나는 쿠로시오계 해수의 흐름에 의해 유도되는 1차적인 강한 해수순환이며 통상적으로 이해되고

\* 해양과학대학 해양학과. \*\* 해양과학대학 해양학과(대학원)

\*\*\* 이 논문은 1989-1991 한국과학재단 신진연구비에 의하여 연구되었음.

있는 대마해류의 해수순환이다. 이 해수순환은 계절에 따라 변화를 보이는데 그 변화는 자체의 원인에 의해서가 아니라 다른 해수순환의 영향에 의한 것으로 보인다. 황해와 동지나해에서 대마해류의 흐름을 계절변화시키는 다른 해수순환은 그것이 발생하는 시간의 길이로 보아 대마해류의 흐름과 같은 강한 해수순환은 아니며 그에 비해 매우 완만한 2차적인 해수순환이다. 이와같이 완만한 해수순환이 황해와 동지나해 해수순환의 규명에 중요한 이유는 이 2차적인 해수순환이 황해와 동지나해에서 아직 밝혀지지 않고 있는 대마해류의 계절변화나 겨울철 황해난류수의 유입, 여름철 황해저층냉수의 남하, 여름철 양자강연안수의 유입과 같은 현상을 발생시키는 원인이라 생각되기 때문이다. 따라서 본 논문에서는 2차적인 해수순환과 그 역학을 파악하여 동지나해의 해수순환을 밝혀보고자 한다.

황해와 동지나해에서 계절변화를 일으킬 수 있는 요인으로서는 크게 쿠로시오의 변화, 해수표면을 통한 계절영향, 계절풍으로 생각할 수 있다. 이 중 쿠로시오의 변화는 규칙적인 계절변화가 뚜렷이 나타나지 않기 때문에(Nitani, 1972) 동지나해의 계절변화의 요인으로 보기는 힘들며, 해수표면을 통한 계절영향 또한 동지나해에서 표층의 영향이 미약한 50m층의 계절변화를 설명하기 어려워 역시 계절변화의 요인으로 보기 어렵다. 현재로는 계절풍이 동지나해에서 해수분포의 계절변화를 일으킬 수 있는 유일한 요인으로 보인다. 그러나 동지나해와 같은 해역은 그 규모로 보아 Ekman transport의 영향이 집중되지 않는 외해(open sea)이기 때문에 계절풍에 의한 Ekman Transport로 단순하게 동지나해의 해수분포가 변화하지는 않을 것이다. 바람의 영향이 나타나기 위해서는 Ekman transport의 영향이 효과적으로 나타날 수 있는 해역이 필요하며 황해가 이러한 해역이다. 황해의 해저지형의 특징인 양항성 대륙붕(Double-shelf)이 바람의 효과가 나타나기 좋기 때문인데 그 이유는 Ekman Transport가 양쪽 해안에 영향을 주어 대륙붕 상에 여러 종류의 파를 발생시키며 이 파들이 바람의 효과를 전달하기 때문이다. 바람의 변화는 이 해역에서 대개 1일 이

상의 주기를 가져 그 바람의 효과도 장주기의 파로 전달된다. 해수면의 변화는 Kelvin Wave에 의해, 유속의 변화는 Continental Shelf Wave에 의해 주로 결정된다(Pang 1987, Hsueh and Pang, 1989). Kelvin Wave에 의해 결정된 해수면은 중요한 압력경도력을 발생시키며 황해의 물을 따라 역풍류(upwind flow)를 발생시킨다. 이 효과는 물론 다른 방향으로도 해석될 수 있으며 (Park, 1986), 해류관측 결과와 (Hsueh and Romea, 1983) 실제 바람을 사용한 Wave Model에서도 나타난다(Pang 1987, Hsueh and Pang 1989). 황해에서 역풍류의 형태로 나타나는 흐름은 황해 해수순환의 중요한 요인이며 제주도 주변해역과 더 나아가 동지나해의 해수분포를 변화시킬 것이다. 실제로 제주도 주변해역 특히 제주도 북서해역에서 해수분포 계절변화가 가장 뚜렷하게 나타나고 있다.

따라서 본 연구에서는 황해와 동지나해의 2차적인 해수순환의 효과를 분석하기 위하여 우선 제주도 주변해역과 동지나해의 관측자료로 해수분포의 계절변화를 살펴보았다. 그러나 이 해역 전역을 관측한 자료가 없기 때문에 관측날짜는 다르기는 하나 같은 계절의 관측자료를 연결시켜 사용하였다. 비록 이들의 관측날짜가 다르기는 해도 오랜 시간에 걸쳐 나타나는 큰 규모의 변화를 살펴보는 데는 무방할 것이다. 다음에는 이 관측자료에 나타난 동지나해의 해수분포 계절변화와 대한해협에서의 대마난류 유량의 계절변화와의 관계를 살펴보았다. 동지나해에서의 쿠로시오계 해수의 분포는 겨울에 확장되고 여름에 후퇴하는데 반해 대한해협에서 대마난류의 유량은 이와는 반대로 여름에 강해지고 겨울에 약하다(Yi 1966, Ichiye 1984, Miita and Ogawa 1984). 이러한 위상의 차이는 언뜻 모순되는 현상으로 보이는 하나 실제로는 오히려 두 현상이 서로 관련될 가질 수 있기 때문이다. 다음에 겨울철 황해난류수의 유입과 여름철 황해저층냉수의 남하와 연관되는 황해로의 해수유출입 존재여부를 해수량과 염의 보존을 이용한 Box Model로 확인하였으며 마지막으로 바람에 의한 역풍류와 해수순환을 수치모델로 실험하여 해수순환에 대한 이상의 추론을 확인하였다.

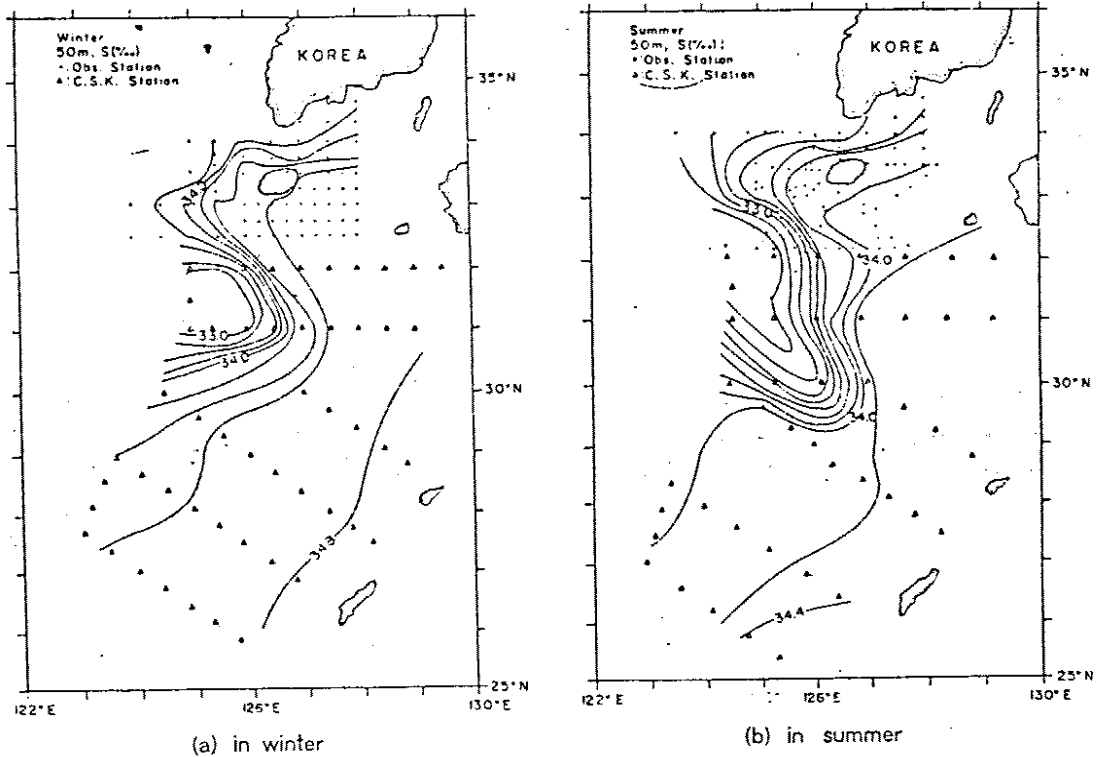


Fig. 1. Salinity distributions on the 50m layer in the East China Sea.

## 2. 해수분포의 계절 변화와 해수 순환

해수분포의 계절변화를 살펴보기 위해 동지나해역에서 관측된 C.S.K. 자료와 제주대학에서 관측한 제주도 주변해역의 관측자료를 사용하였다. 관측날짜들은 겨울철 C.S.K. 자료가 1971년 1/28-2/11 (No.298), 1972년 1/27-2/16 (No.323), 1973년 1/26-2/11 (No.354), 1974년 1/28-2/28 (No.388), 1976년 2/9-2/21 (No.418) 이며 여름철 C.S.K. 자료가 1971년 7/19-8/13 (No.306), 1972년 7/27-8/14 (No.343), 1974년 7/21-8/14 (No.373), 1975년 7/12-8/12 (No.409), 1977년 7/12-8/13 (No.442)으로 각각 5년간의 자료다. 제주 주변해역 자료의 관측날짜는 1983년 7월, 1985년 4월, 7월, 1986년 3월, 1988년 4월, 7월, 1989년 4월이다. 여기서 보려는 것은 쿠로시오계 해수와 연안수 분포의 계절변화이므로 일사량이나 강우, 증발량과 같은 해수표면으

로 부딪는 영향이 크게 미치지 않는 50m 층을 사용하였다. 이 층에서는 동지나해로 북상해 올라오는 쿠로시오계 해수를 년중 34.0‰로 구분하였다. 이 염분값은 이미 연구된 여러 동지나해의 해수특성분포 분석에서도 쿠로시오계 해수의 년중 최저 염분값으로 나타나 동지나해의 50m 층에서 쿠로시오계 해수와 연안수를 구별하는 경계값으로 사용될 수 있다(방과 김, 1989).

Fig.1은 1974년 C.S.K.자료와 정선 관측 자료로 50m층의 염분의 분포를 나타낸 것이다. 동지나해에서 쿠로시오계 해수와 연안수는 대체로 남서-북동 방향을 경계로 분포하고 있으며 이러한 경계역의 분포는 계절에 따라 변하고 있다. 겨울철에 고염의 쿠로시오계 해수는 양자강퇴 부근의 일부를 제외한 관측 전해역에 분포하며 제주도 북서해역의 황해 입구역까지 확장되고 있다. 반면에 여름철에는 쿠로시오계 해수가 제주도 이남이동(以南以東)으로 남하하여 분포하고 있고 동지나해

에서도 남동 방향으로 후퇴하고 있음이 보인다. 이러한 해수분포의 계절변화는 동지나해 해수순환의 변화에 의한 결과로(방과 김, 1989) 대한해협에서의 대마난류의 유량에 영향을 미칠 가능성이 있다. 그 해수순환의 변화는 동지나해에서 대마해류로 표현되는 1차적인 해수순환의 범위가 겨울에 북서방향으로 확장되는데 반해 여름에는 남동방향으로 축소하는 것이며 이 변화가 대한해협에서 대마난류의 유량에 영향을 미치는지의 여부는 동지나해의 해수순환을 밝히는 데 매우 중요하다. 왜냐하면 발생하는 역학이 다른 동지나해의 두 해수순환이 서로 영향을 준다면 지금까지 복잡하게 생각되었던 동지나해의 해수순환이 보다 단순하게 파악될 수 있기 때문이다. 다음은 두 해수순환에서 발생하는 해수량의 변화가 같은 규모(order) 인지를 살펴본 것이다.

제주도 주변해역으로 겨울철에는 많고 여름철에는 적게 수송된 쿠로시오계 해수의 용적이 대한해협에서 겨울에 적고 여름에는 많은 변화를 보이는 대마난류수의 용적수송량의 변화와 같은 규모인지를 살펴보기 위하여, 동지나해와 제주도 주변해역에서 쿠로시오계 해수분포의 계절변화로 부터 계산된 해수의 용적과 대한해협에서 대마해류 수송량의 계절변화에 의한 해수용적을 비교하였다. 대마해류 수송량의 계절변화는 아직 확실한 결론에는 이르지 못하였으나 약 2Sv 정도로 볼 수 있다. Yi(1966)의 결과에 의한 대한해협의 용적수송량은 8월과 9월에 2.13Sv, 2월에는 0.19Sv으로 나타남을 보였으며 Miita and Ogawa(1984)의 해류관측 결과에서도 여름철에는 강하고 겨울철에는 약한 용적수송량으로 그 차이는 약 2Sv 정도이다. Fig. 2는 Fig.1의 34.0%로 본 쿠로시오계 해수와 연안수의 경계가 겨울과 여름에 달라지는 계절변화를 나타내며 이로부터 동지나해에 분포하는 쿠로시오계 해수의 용적 차이를 구할 수 있다. 해수분포로 본 해수용적 수송량의 차이는 변화면적이 약 150-200km<sup>2</sup>이고 평균 수심은 100m 정도로 해수순환의 계절변화가 6개월의 기간에 일어날 때 용적수송량은 약 1.5Sv 정도로 산출된다. 이같은 대한해협에서의 해수분포의 계절변화가 제주도 주변에서의 용적수송량의 계절변화에 의한 것으로 설명되어질

수 있다는 것을 의미한다. 쿠로시오해류의 변화는 확실한 계절변화로 나타나지 않고 계절에 관계없이 불규칙하게 변화하기 때문에(Nitani, 1972) 동지나해에서 부상하는 대마난류의 변화가 대한해협에서의 용적수송량의 계절변화를 일으킨다고 볼 수 없기 때문에, 이 결과는 대마해류를 이해하기 위해서는 동지나해의 해수순환을 파악해야 한다는 것을 말해준다.

동지나해 해수분포의 계절변화를 파악하는데 중요한 현상은 양자강퇴 부근해역에 년중 분포하는(저온) 저염의 연안수분포이다. 이 연안수의 분포는 겨울에는 중국대륙에서 동지나해 쪽으로 실상의 분포를 하고 여름철에는 황해 남부에서 잠입하는 양상으로 분포하고 있음을 볼 수가 있다. 이는 이 해역에 공급되는 해수가 겨울에는 중국대륙을 따라 남하하는 중국대륙연안수이고, 여름에는 황해 남부역에서 제주도 서남방 해역을 지나 남하하는 황해저층냉수괴(Park, 1985)가 아닌가 추측하게 해준다. 이를 알아보기 위해 양자강퇴 부근해의 저염수와 쿠로시오계 해수의 경계해역(Fig.2의 A)에 나타나는 50m층의 5년간 자료로 T-S Diagram을 Fig.3과 같이 구하였다. 그 결과 이 해역에는 여름철에 겨울철보다 더 찬 해수가 분포함을 알 수 있는데 이것은 여름철 저층의 찬 해수가 이 해역에서 겨울철에 생성된 해수가 아니며 어디에서 인가가 유입된 해수라는 것을 말해준다. 여름철에 이와같은 저온을 가진 해수는 주변해역 중 황해저층냉수 밖에 없기 때문에 이 해수는 황해저층냉수가 남하한 것이라고 볼 수 있다. 황해저층냉수가 여름철에 남하하는 문제는 황해와 동지나해의 해수순환을 밝히기 위해 앞으로 규명해야할 중요한 과제다.

본 연구의 한계에서 본다면 겨울철에는 제주도 북서해역에서 황해 중앙해역으로 해수가 유입되며 그 해수는 중국대륙을 따라 남하하여 일부는 양자강퇴 부근해역에 저온저염의 해수를 공급한다. 반대로 여름에는 중국대륙을 따라 연안수가 부상하며 한반도 연안을 부상한 연안수와 함께 황해 중앙해역을 통해 남하하여 역시 양자강퇴 부근해역에 저온저염수를 공급한다. Fig.1의 분포에서와 같이 양자강퇴 부근해역의 연안수는 여름철에 쿠

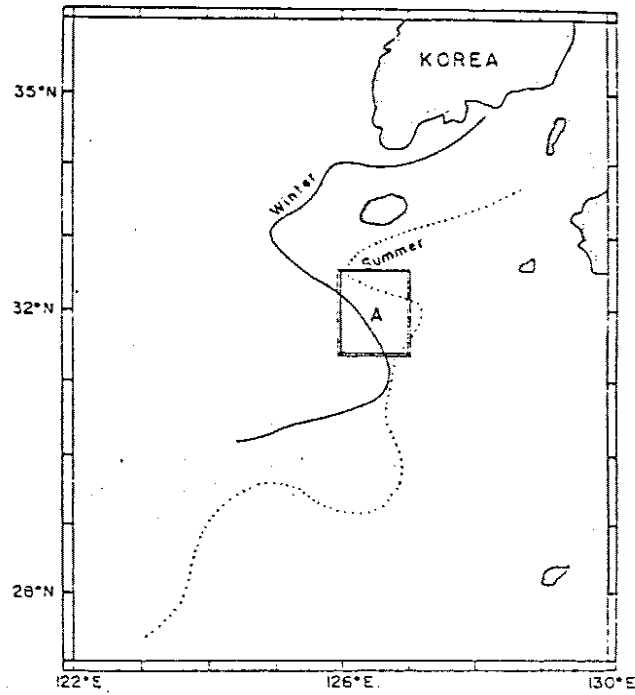


Fig. 2. Seasonal variation of the northern boundaries (34.0‰ isoline) of Kuroshio water areas in the East China Sea.

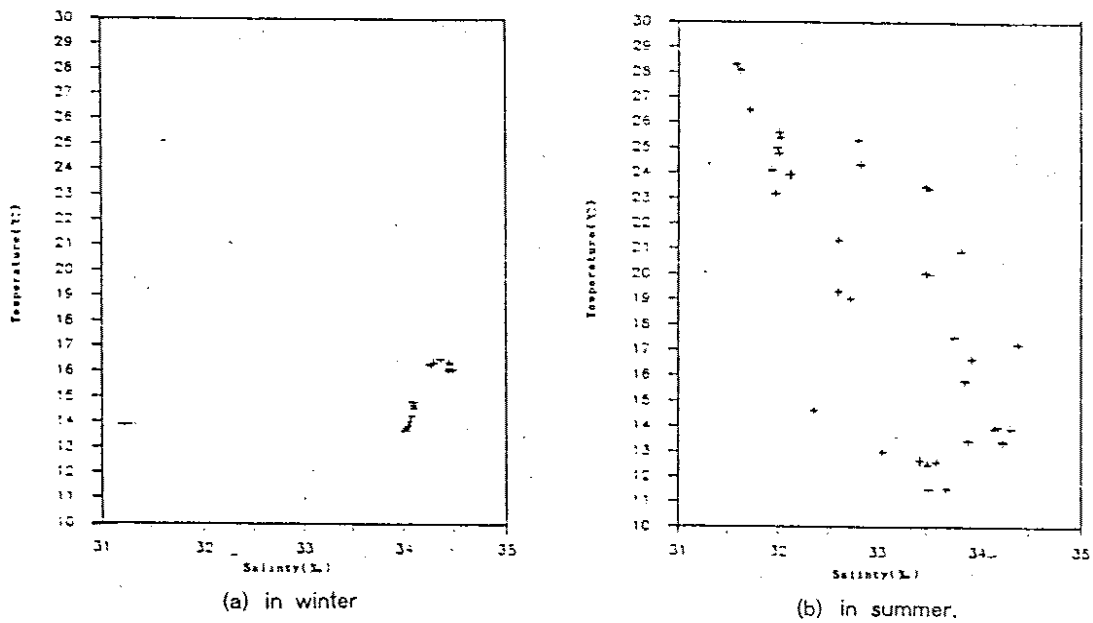


Fig. 3. T-S diagrams of 50m layer in the area of 126°E-127°E and 31°30'N (A in Fig. 2.).

로시오계 해수분포를 남쪽으로 밀어 동지나해에서 쿠로시오계 해수의 분포를 남동방향으로 후퇴시킨다. 대한해협에서 대마해류 유량의 계절변화를 발생시키는 원인으로 보이는 이러한 해수순환은 또한 겨울철 황해난류수의 유입과 여름철 황해저층 냉수의 남하의 원인으로 보인다. 그러나 소위 황해난류수로 표현되고 있는 황해로의 유출입은 가능한 역학이 제시되었음에도 (Park 1986, Pang 1987, Hsueh and Pang 1989) 아직 쿠로시오계 해수의 황해 유출입을 부정하는 견해와 (Lie 1984 1985, Nakao 1977, 등) 긍정적인 견해 (Byun and Chang 1988)로 나뉘어져 아직 해결되지 않고 있는 상태이다. 이 문제가 아직 명확히 해결되지 않고 있는 이유는 황해난류수가 매우 미약하고 불규칙한 형태의 흐름으로서 관측되어지기 매우 어렵기 때문이다. 그러므로 황해난류수의 존재는 다른

간접적인 방법으로 우선 밝혀져야 할 것이다. 본 연구에서는 다음에서 제주도 북서해역에서의 염분 분포와 그 계절변화를 해수흐름으로 설명하는 방법으로 황해난류수 존재를 정성적으로 살펴보았다.

### 3. Box Model

쿠로시오계 해수의 유출입을 고려하기 위해 해수표면으로 부터의 영향이 적은 50m층을 고려하였다. Box Model은 질량보존과 염보존이 이용되며 (Knauss 1977, Proudman 1953) Box는 Fig. 4와 같이 설정되었다. 수치실험과 (Park and Kim 1987) 해류 관측 결과에 의하면 제주도 서안에서는 년중 북상하는 흐름이 있음을 알 수가 있다. 따라서 해수의 흐름은 제주도 서방을 통해 (단면A)

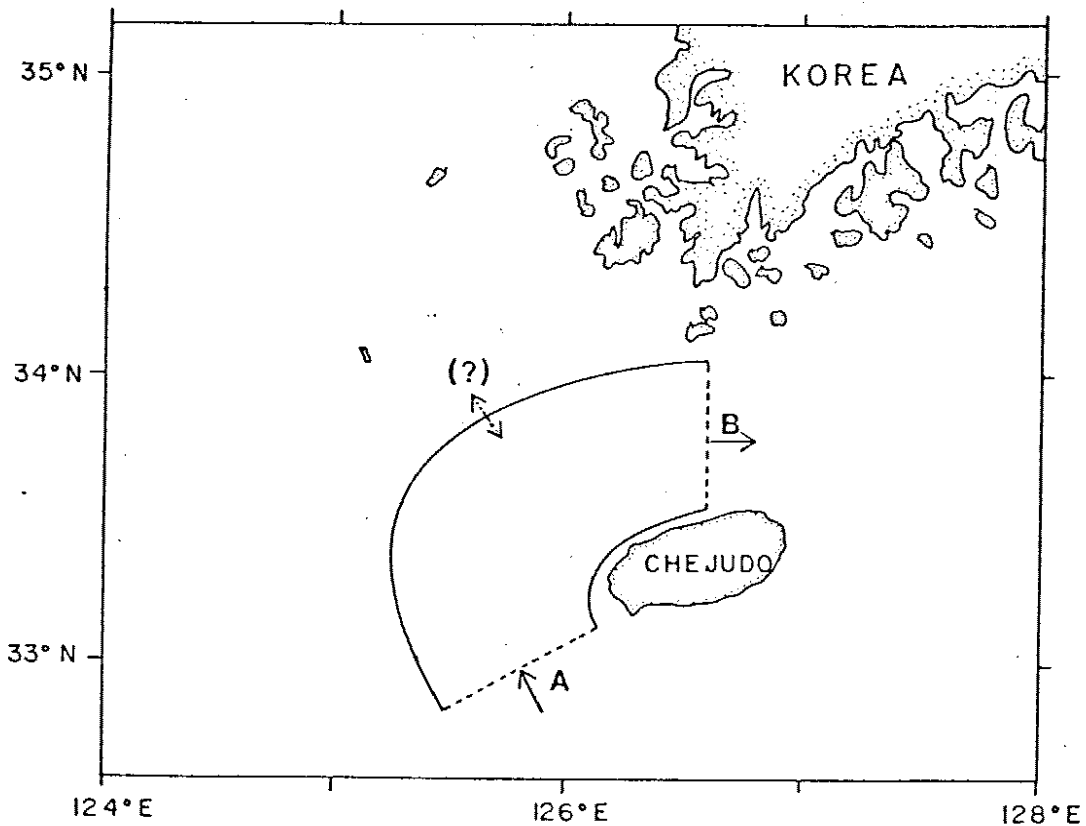


Fig. 4. Schematic representation of Box Model used in this paper.

유입되고 제주해협을 통해(단면B) 유출이 된다. 질량보존 방정식과 염분보존 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$A_i V_i - A_o V_o + d\tau R = d\tau \bar{R}$$

$$A_i V_i S_i - A_o V_o S_o = dSHR/\Delta t$$

여기서 아랫첨자 i와 o는 유입과 유출되는 단면

을 나타내고, A, V, S, d $\tau$ , d $\bar{R}$ ,  $\Delta t$ , dS, H, R은 각각 단면적, 유속, 염분량, 강수량-증발량, 해수면의 변화량, 시간, Box내 염분의 변화량, 평균 수심 그리고 Box의 표면적을 나타낸다. 여기서 이용되는 변수들은 50m층의 평균 염분 분포에서 유추한 값으로 Table 1에 나타나 있다. 여름철  $V_o$ 는 김(1987)에 의해 관측된 제주해협에서의 항류 유속을 취하였고 겨울철  $V_i$ 는 제주도 서안에

Table 1. Values of each variable used in Box Model

	W i n t e r	S u m m e r
$S_i$ (‰)	34.367	33.700
$S_o$ (‰)	34.000	33.533
$V_o$ (m/s)	?	0.07
$V_i$ (m/s)	0.05	?
$R$ (m <sup>2</sup> )	1.34*10 <sup>+10</sup>	
$H$ (m)	40	
$\Delta t$ (sec)	7,776,000	
$A_i$ (m <sup>2</sup> )	5,196,800	
$A_o$ (m <sup>2</sup> )	2,222,400	

서 관측된 값을 취하였다(KORDI, 1987). 이미 언급했듯이, 50m이상의 해수순환을 파악하고자 하므로 강수량과 해수면의 변화량은 무시할 수 있다. 그러므로 위식은 다음과 같이 간략하게 나타내어진다.

$$A_i V_i - A_o V_o = 0$$

$$A_i V_i S_i - A_o V_o S_o = dSHR/\Delta t$$

제주도 서북방 해역에서 해수분포의 계절변화는 겨울에서 여름사이에는 저염화와 여름에서 겨울사

이에는 고염화 현상이 나타나고 있으므로 이 시기에 Box내의 염분변화(dS)는 각각 (-)값과 (+)값이 나타나게 된다. 그런데 여기서 중요한 사실은 단면 A를 통해 유입되는 해수의 염분은 단면 B를 통해 유출되는 해수의 염분보다 년중 높게 나타나는 것이다. 그러므로 여름에서 겨울 사이에는 물론 겨울에서 여름사이에도 고염수가 유입되고 저염수가 유출되므로 단면 A와 B로의 해수유출입은 년중 이 해역의 염분을 증가시키고 있다. Table 1의 값을 사용할 경우 겨울에서 여름사이의 염분변화는 약 1.38‰ 정도의 고염화 현상이 나타

나며 여름에서 겨울사이에 염분변화는 약 1.38% 이상의 고염화가 나타난다. 그러나 실제로는 겨울에서 여름사이에 오려져 저염화 되고 있으며 여름에서 겨울사이에 이와같은 고염의 해수는 (약 35.5% 이상) 나타나지 않는다. 황해로의 해수유출입이 없다면 제주도 북서해역의 이러한 염분변화는 설명될 수 없다. 이 결과는 겨울에서 여름사이에 황해로부터 이 해역에 저염인 연안수가 유입되고 여름과 겨울사이에 이 해역에서 황해로 고염수가 유출되고 있다는 것을 말해 준다. 이 계산으로 보여지는 황해로의 유출입은 흐름의 세기가 대마난류수에 비해 매우 작으나 황해난류수는 반드시 있어야 함을 보여주고 있다.

이 황해난류수의 복상과 앞서의 황해저층냉수의 남하 현상으로 황해와 동지나해역에 계절에 따라 발생하는 해수순환이 항해와 제주도 주변해역 사이의 해수흐름의 계절변화로 나타남을 알 수 있다. 이 흐름의 변화는 계절에 따라 규칙적으로 나타나기 때문에 이 흐름의 변화를 발생시키는 요인은 서론에서 언급한 바와 같이 계절풍으로 볼 수 있다. 계절풍은 황해에 역풍류를 발생시키는데 그 이론의 적용과 (Park, 1986) 실제 계절풍을 사용한 Wave Model로의 재생은 이미 수행되었다 (Pang 1987, Huseh and Pang 1989). 본 논문에서는 실제 해안선과 실제 해저지형을 사용하였을 경우에도 역풍류현상이 발생하는지의 여부와 이 해수순환의 경로를 알아보기 위하여 다음에 계절풍을 사용하여 수치모델실험을 하였다.

#### 4. 수치모델 실험

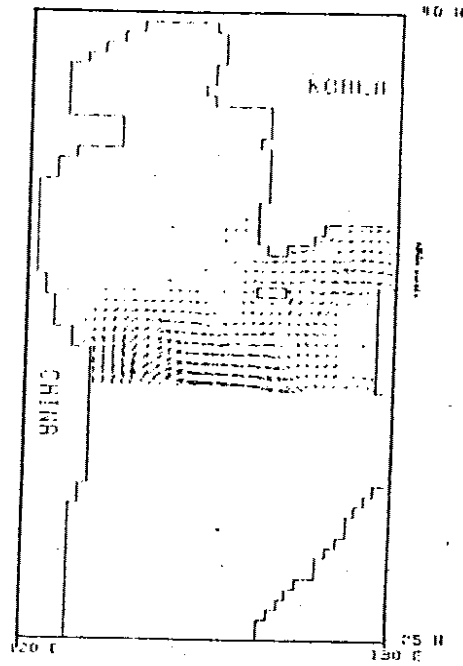
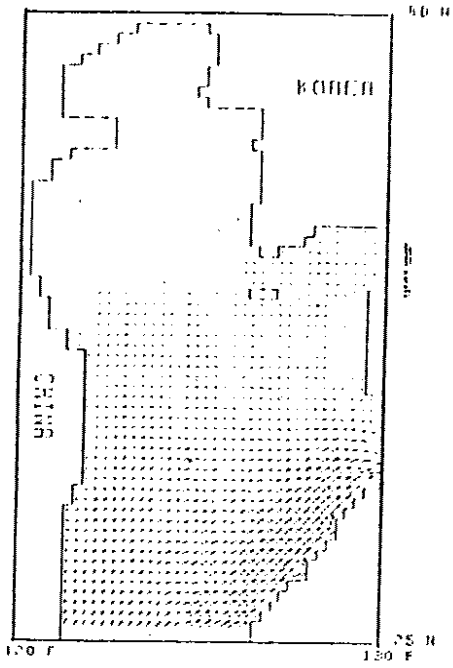
동지나해 및 제주도 주변해역의 해수순환에 있어서 계절풍의 영향을 살펴보기 위하여 유한차분법을 적용한 Barotropic Heap Model (Flather and Heaps 1975)을 이용하여 수치모델 실험을 하였다. 본 연구에서는 이 모델에 바람응력(wind stress)을 추가하여 계절풍의 영향을 살펴보았으며 비선형항은 제외시켜서 수행하였다. 각 격자망의 동서, 남북방향의 거리는 모두 15miles (22.780 m)이며 쿠로시오해류가 유입되는 남부 개방경계

(open boundary)에서는 항상 일정한 해수가 유입이 될 수 있도록 하였고 해수가 모델 밖으로 유출되는 서부 개방경계에서는 해수가 강제적으로 유출되는 것을 피하기 위해서 자유 경계조건을 사용하였다. 이것은 대부분의 수치실험에서와 같이 강제 경계조건을 사용할 경우 대마해류가 강제적으로 복상하게 되며 따라서 동지나해에 우리가 원하는 않는 강제적인 흐름이 발생케 되는데 이것을 피하기 위한 것이다. 저층마찰계수는 수심에 따라 다르게 사용하는데 ( $h < 50m$ 에서  $k=0.0025$ ,  $50m \leq h < 100m$ 에서  $k=0.005$ ,  $100m \leq h < 200m$ 에서  $k=0.01$ ,  $200m \leq h$ 에서  $k=0.025$ ) 그 이유는 남부 경계에서 주어지는 초기의 해수유입이 정북방향이므로 모델해역으로 유입된 해수가 갑자기 심한 수심변화를 겪고 그로인한 vorticity의 변화가 쿠로시오해류를 남쪽으로 물리쳐 하여 실제와 다른 해류를 보이게 때문이다. 이 현상은 model의 남부 경계에서의 해수의 유입이 초기에 실제와 같이 등수심선을 따라 주어지지 않기 때문에 나타나는 현상으로 vorticity변화를 완화시키기 위해 저층마찰계수를 수심에 따라 다르게 함으로써 제거할 수 있었다. 계절풍의 영향은 겨울철에는 북풍, 여름철에는 남풍의 성분만을 사용하였는데 모두 10m/s로 일정한 바람의 효과를 고려하였다.

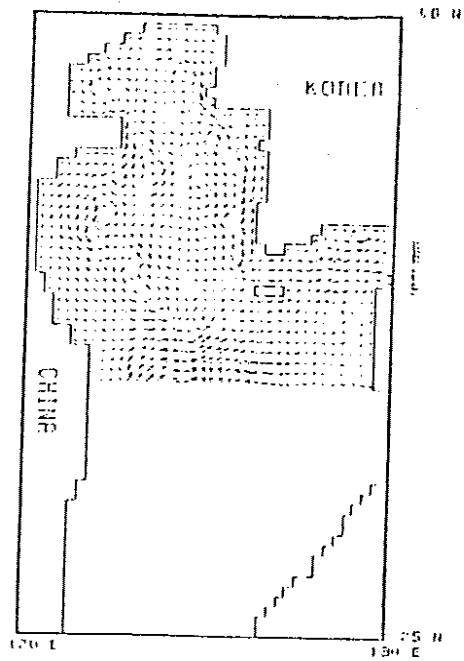
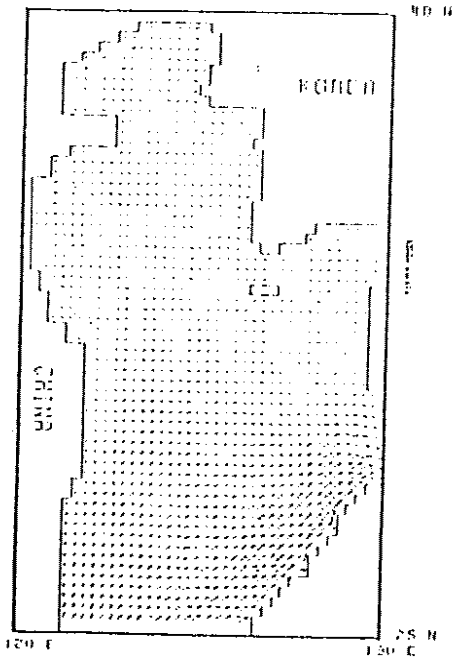
Fig.5의 (a)는 바람의 영향을 고려하지 않고, 단지 남부의 경계역에서 쿠로시오해류의 유입만을 주었을 때의 동지나해 해수순환이다. 북쪽 해역만이 표시된 오른쪽 그림은 전해역이 표시된 왼쪽 그림에서 해류규모가 쿠로시오해류에 비해 작아 나타나지 않는 부분을 확대하여 그린 것으로 해류모양은 왼쪽 그림과 같다. 대부분의 해수는 Kyushu 남부의 Tokara해협을 통해 유출이 되고 있고 일부만이 대한해협으로 유출이 되고 있음이 보인다. 본 그림에서는 황해에서 해수의 흐름이 나타나지 않고 있는 것은 황해로 유입되는 해류의 세기가 미약하기 때문이며 바람이 없을 때는 황해의 해수순환이 매우 작다는 것을 보여준다.

Fig.5의 (b)와 (c)는 각각 북풍과 남풍 때의 해수순환을 보여준다. 쿠로시오 해수역에서의 해수순환은 바람의 영향이 해류의 세기에 비해 작기





(a)



(b)

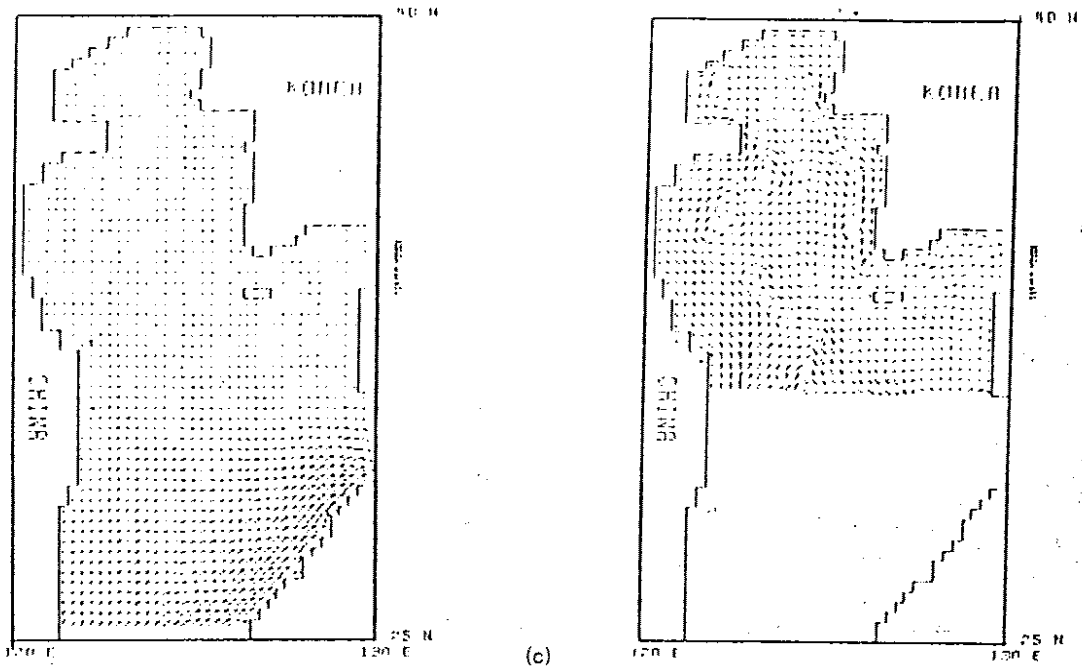


Fig. 5. Numerical results of the circulations in the East China Sea and Yellow Sea driven by (a) only the Kuroshio Current, (b) the Kuroshio Current and Northernly Winds, and (c) the Kuroshio Current and Southernly Winds.

때문에 계절변화가 나타나지 않는다. 그러나 해류 세기가 미약한 제주도 서남방과 황해에서는 바람의 영향에 의해 해수순환이 나타나며 그 흐름은 계절풍의 방향에 따라 완전히 반대로 나타난다. 한국이나 중국 연안을 따라서는 바람의 방향과 같은 해류가 나타나는데 비해 황해 중부역과 제주도 서북방 해역에서는 바람의 방향과는 반대되는 방향의 흐름이 나타난다. 즉 황해의 끝에 해당하는 해역에서는 지형에 의해 복잡하기는 하나 북풍대에는 북상하는 해수의 흐름이 나타나고 남동대에는 남하하는 해수의 흐름이 보이고 있다. 이것은 실제 해안선과 해저지형을 사용한 수치모델에서도 역풍류가 나타난 것이며 역풍류(Upwind flow)에 대한 앞서의 여러 연구결과를(Hsueh and Romea 1983, Park 1986, Pang 1987, Hsueh and Pang 1989) 뒷받침해 준다.

바람의 영향을 고려하지 않고 단지 남부 경계역에서의 해수 유입으로 수치실험을 하였을 경우 황해와 제주도 주변해역의 해수순환은 상당히 미약

하고 더욱이 황해 내부의 해수순환은 나타나지 않음에 반하여 바람의 영향을 고려하였을 때 제주도 주변해역과 황해에 해수순환이 발생하고 그 순환이 바람의 방향에 따라 바뀐다는 것은 이 해역의 해수순환이 계절풍의 영향에 의한 것임을 보여준다. 이러한 계절풍에 의한 해수순환은 1차적인 해수순환의 흐름에 비해 매우 미약한 2차적인 해수순환이며 쿠로시오해수역에서는 나타나지 않고 그 외의 대부분의 동지나해역에 영향을 나타낸다. 이 해수순환은 황해와 동지나해역의 해수순환을 이해하는데 매우 중요한 흐름으로 이 해역에 발생하는 대부분의 계절현상의 요인으로 보인다. 우선 1차 해수순환에 영향을 주어 대한해협에서 대마난류수 유량을 계절변화시키며 겨울철 황해난류수의 유입과 여름철 황해저층냉수의 남하와 같은 해류는 물론 여름철에 양자강 연안수가 제주도 주변해역으로 유입되는 현상도 이 해수순환에 의한 것으로 보인다.

Fig. 6는 이러한 해수순환을 종합하여 모식도로

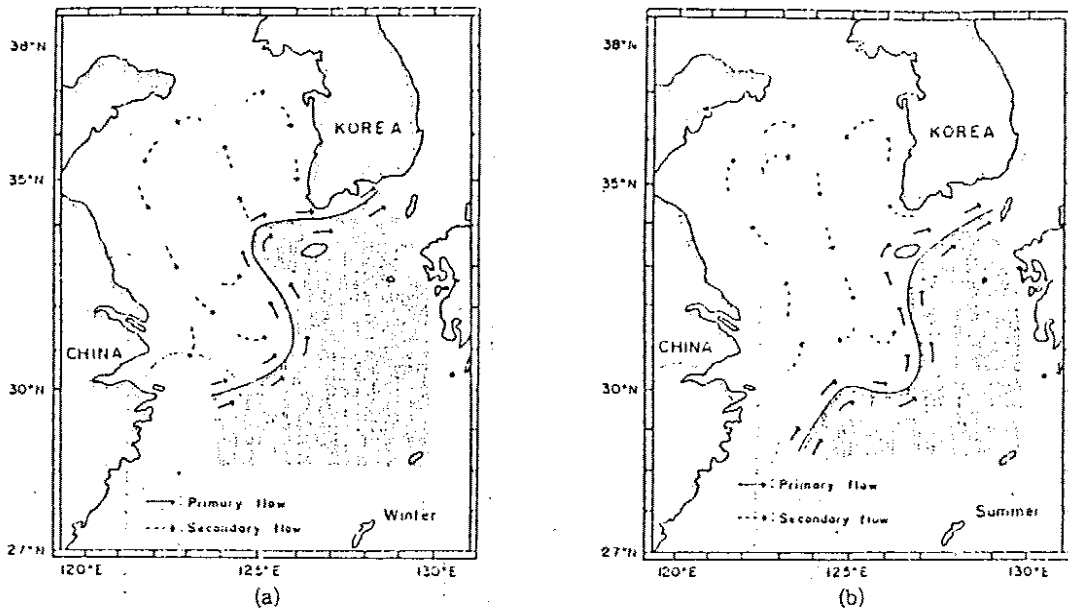


Fig. 6. Schematic representation of the circulation in the Yellow and East China Sea.

그런 것이다. (a)는 겨울철에 나타나는 해수순환으로 북서계절풍에 의한 역풍류효과는 제주도 북서방 해역에서 황해로 쿠로시오계 해수를 유입시켜 쿠로시오계 해수의 분포를 동지나해에서 북서방향으로 확장시키며 그 결과 대한해협을 통해 동해로 유출되는 대마난류수 유량을 감소시킨다. 황해로 유입되어 북상한 해수는 한반도와 중국연안을 따라 남하하는데 중국대륙을 따라 남하하는 연안수의 일부는 양자강퇴에 유입된다. (b)는 여름철에 나타나는 해수순환으로 남동계절풍에 의한 역풍류효과는 반대로 황해에서 제주도 북서방 해역으로 해수를 남하시켜 쿠로시오계 해수의 분포를 동지나해에서 남동방향으로 후퇴시키며 그 결과 대한해협을 통해 동해로 유출되는 대마난류수 유량을 증가시킨다. 황해에서 유출되는 해수는 양자강퇴로 향하며 다시 1차 해수순환을 따라 제주도 주변해역으로 북상하는데, 황해에서의 유출은 한반도와 중국연안을 따라 북상한 해수가 메꾸어 주기 때문에 여름철에 양자강에서 흘러나오는 담수가 이 순환을 따라 제주도 부근해역에 이르기 쉽게 된다.

### 5. 결 론

- 1) 황해와 동지나해에서 쿠로시오계 해수분포의 계절변화는 겨울철에 북서방향으로 확장되고 여름철에 남동방향으로 후퇴하는데 이 변화가 대한해협에서 유출되는 대마난류수의 유량을 계절변화시키는 것으로 보인다.
- 2) 제주도 북서방 해역의 염분변화는 제주도 서북방 해역과 황해사이에 해수의 유출입이 반드시 있어야 한다는 것을 보여준다. 그 흐름은 북서계절풍이 부는 겨울철에는 제주도 북서해역에서 황해로 고온고염의 쿠로시오계 해수를, 남동계절풍이 부는 여름철에는 반대로 황해에서 제주도 북서해역으로 저온저염의 해수를 흐르게 한다. 이 결과 동지나해에는 여름철에 겨울철보다 찬 저층해수가 나타난다.
- 3) 실제 해안선과 해저지형의 수치모델 실험결과, 제주도 북서방 해역과 황해 중앙 골을 따라 바람의 방향과는 반대 방향이 역풍류가 나타나며 황해와 제주도 북서해역의 해수순환을 보여준다. 이로부터 동지나해의 해수분포를 일으키는 황해로의 유출입이 계절풍에 의한 것임을 알 수 있다.

## 6. 토 의

양자강퇴 부근해역에는 저염수가 년중 와류를 형성하고 있으며 이 저염수의 분포는 여름철에 비해 겨울철에 서쪽으로 약간 이동된 양상을 보이는데 (Mao et al. 1983) 이 와류는 Fig. 6에서와 같이 주변해역의 흐름과 연결되어 년중 반시계 방향으로 회전하는 것으로 보인다.

대한해협에서 용적수송량의 계절변화를 살필 때 동지나해로 북상하는 쿠로시오 해수량의 계절변화가 없다고 가정하였다. 그러나 이 계절변화는 아직 밝혀지지 않은 상태이며, 황해와 동지나해의 해수순환을 연구하기 위해서는 앞으로 보다 상세히 밝혀져야 할 것이다.

대마난류는 Kyushu 남서쪽에서 쿠로시오해류로부터 분기되어 북상한다고 믿어지고 있으나 수치 모델에서 본 바와 같이 이 흐름은 해저지형에 의한 자연스러운 흐름은 아니다. 현재 북상원인으로 Tuskaru 해협과 대한해협에서의 해수면의 차이에 의한 영향 (Minato and Kumura, 1980) 과 동지나해에서의 Reynold's stress (Ichiye, 1984)에 의한 영향 등이 보고되었으며, 그 외에 대단의 가까운 동쪽해역을 통해 유입되는 해수에 의한 해류 (안, 1986)와 밀도류 등이 있다. 그러나 대마난류의 북상 원인은 아직 밝혀지지 않은 상태이며 황해와 동지나해의 해수순환 연구를 위해서 역시 규명되어야 할 과제이다.

본 연구결과로는 대만북쪽으로 유입되는 해류는 여름에 강하고 겨울에 약할 것으로 추측된다.

## 참 고 문 헌

- 안희수, 1985. 2층 밀도 성층 모델을 이용한 황해 및 동지나해 순환의 수치실험. 한국 지구과학회지, 6, 43-48.
- Byun, S. K. and K. I. Chang, 1988. Tsushima current water at entrance of the Korea strait in Autumn. Prog. Oceanog., 21, 295-296.
- Flather, R. A. and N. S. Heaps, 1987. Tidal Computations for Morecambe Bay. Geophys. J. R. Astr. Soc., 41, 439-517.
- Nitani, H., 1972. Beginning of the Kuroshio: KUROSHIO, Stommel, H. and K. Yoshida, editor. Univ. of Tokyo Press, Japan, 129-163.
- Hsueh, Y., 1988. Recent current Observations in the Eastern yellow Sea. J. Geophys. Res., 93, 6876-6884.
- , and I. C. Pang, 1989. Coastally Tapped Long Wave in the Yellow Sea. J. Phys. Oceanog., 19, 612-625.
- , and R. D. Roa, 1983. Wintertime winds and Coastally sealevel fluctuations in the northeast China Sea. Part: I. Observations. J. Phys. Oceanog., 13, 2091-2106.
- Ichiye T., 1984. Some problems of circulation hydrography of Japan Sea and the tsushima current: In Ocean hydrodynamic of the Japan and East China Sea. T. Ichiye, editor, Elsevier, Amsterdam, 15-54.
- 김상현, 1987. 제주 해협의 해류 유동에 관한 연구. 제주대학교 석사학위논문, pp.63.
- Knauss, J., 1978. Introduction of Physical Oceanography. Prentice-Hall, pp.339.
- KORDI, 1987. 한국해역 종합해양자원도 작성연구. 남해, BSPG00046-163-7.
- Lie, H. J., 1984. A Note on water Masses and General Circulation in the Yellow Sea (Hwanghae). J. of Oceanog. Soc. Korea, 19, 187-194.
- , 1985. Wintertime Temperature and Salinity Characteristic in the Southwestern

- Hwanghae (Yellow Sea). *J. of Oceanog. Soc. Japan*, 41, 281-291.
- Mao, H., I. Hu, B. Zhao, and Z. Ding, 1983. A cyclonic eddy in the Northern East China Sea : Sedimentation on the continentar Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta*, editor, *Oceanologica Sinica*. China Ocean Press, Beijing.
- Miita, T. and Y. Ogawa, 1984. Tsushima currents measured with Current meter and Drifters : In *Ocean hydrodynamic of the Japan and East China Sea*, T. Ichiye, editor, Elsevier, Amsterdam, 15-54.
- Nakao, T., 1977. Oceanic Variability in relatio to fisheries in the East China Sea and the Yellow Sea. *J. Fac. Mar. Sci. Technol.*, Tokai Univ. Spec., No. Nov., 199-k367.
- Minato, S. and K. Kimura, 1980. Volume transport of the western boundary current penetrating into a maginal sea. *J. of Oceanog. Soc. Japan*, 36, 185-195.
- Pang, I. C., 1987. Theory of coastally trapped waves and its application to the Yellow Sea. Ph. d. dissertation, Florida State Univ., Tallahassee, pp.128.
- 방익찬, 김태희, 1989. 동지나해 해수 분포의 계절 변화와 해수 순환. *제주대학교 논문집*, 28, 61-73.
- Park, Y. H., 1985. Some Important Summer Oceanographic Phenomena in the East China Sea. *J. of Oceanog. Soc. Korea*, 20, 12-21.
- , 1986. A Simple theoretical Model for the Upwind flow in the Southern Yellow Sea. *J. of Oceanog. Soc. Korea*, 21, 203-210.
- , and S. I. Kim, 1987. A Numerical method study on tide-induced residual currents around Chejudo Island. *J. of Oceanog. Soc. Korea*, 23, 9-18.
- Proudmen, J., 1953. *Dynamical Oceanography*. Great Britain, pp.409.
- Yi, S. U., 1966. Seasonal and Secular variation of the water volume transport across the Korea strait. *J. of Oceanog. Soc. Krea*, 1, 7-13.

## 참고문헌

- 김구, 이상호, 노홍길, 1991. 황해 동남 해역의 수계 및 해류구조 I, 1980년 6월. 한국해양학회지, 투고중.
- 김태희, 1991. 황해와 동중국해 해수순환에 대한 바람의 영향. 석사학위논문. 제주대학교, 40p.
- 노홍길, 1985. 제주도 주변해역의 어장 해양환경에 관한 연구. 박사학위논문, 동경대학교, 215p.
- 방익찬, 김태희, 1989. 동지나해 해수분포의 계절변화와 해수순환. 제주대 논문집, 28: 61-73.
- , 1990. 황해와 동지나해 해수 순환에 대한 바람의 영향. 제주대 논문집, 31: 49-61.
- 양성기, 조규대, 홍철훈, 1984. 1981년 하계 황해저층냉수의 이상 저수온 현상. 한국해양학회지, 19(2): 125-132.
- 윤용훈, 1986. 황해저층냉수의 특성 규명과 남하 증거. 석사학위논문, 제주대학교, 55p.
- 이상호, 김구, 노홍길, 1991. 황해 동남 해역의 수계 및 해류구조 I, 1980년 8월. 한국해양학회지, 투고중.
- 이창기, 봉종현, 1969. 해류형 시험에 의한 한국 남해 해류에 관하여. 국립수산진흥원 연구보고, 4: 45-58.
- Asaoka, O. and S. Moriyasu, 1966. On the circulation in the East China Sea and the Yellow Sea in winter (Preliminary Report). OM., 18(1-2): 73-81.
- Beardsley R.C. and R. Limeburner, 1983. Structure of the Changjiang River Plume in the East China Sea during June 1980: Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. Acta, editor, Oceanologica Sinica. China Ocean Press.

- Beijing, 243-260.
- Brink, K.H., 1983. Low-frequency free wave and wind-driven motions over a submarine bank. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 103-116.
- , and J.S. Allen, 1978. On the effect of bottom friction on barotropic motion over the continental shelf. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 919-922.
- Buchwald, V.T., and J.K. Adams, 1968. The propagation of continental shelf waves. *Proc. Roy. Soc. London*, A305, 235-250.
- Byun, S.K. and K.I. Chang, 1988. Tsushima Current Water at entrance of the Korea Strait in Autumn. *Prog. Oceanog.*, 21: 295-296.
- Cannon, G.A., D.J. Pashinski, and R. Dong, 1983. Circulation in the Changjiang River Entrance Region: Estuary-Shelf Interactions: Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta, editor, Oceanologica. Sinica.* China Ocean Press, Beijing, 302-310.
- Clarke, A.J., and S. Van Gorder, 1986. A method for estimating wind-driven frictional time-dependent, stratified shelf and slope water flow. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 1013-1028.
- Gill, A.E., and E.H. Schumann, 1974. The generation of long shelf waves by the wind. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 83-90.
- Hideo, N., 1972. Beginning of the Kuroshio. Kuroshio, Univ. of Tokyo press, 517p.
- Hsueh, Y. and R.D. Romea, 1983. Wintertime Winds and Coastal Sea-Level Fluctuations in the Northeast China Sea, Part I: Observations. *J. Phys. Oceanogr.* 13(11): 2091-2106.
- Hsueh, Y. and I.C. Pang, 1989. Coastally Trapped Long Waves in the Yellow Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 19(5): 612-625.

- Hsueh, Y., and I.C. Pang, 1989. Coastally trapped long waves in the Yellow Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 5, 612-625.
- Huthnance, J.M., 1975. On trapped waves over a continental shelf. *J. Fluid Mech.*, 67, 689-704.
- , 1978. On coastal trapped waves: Analysis calculation by inverse iteration. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 74-92
- Kondo, M., 1985. Oceanographic investigations of fishery grounds in the East China Sea I, Characteristics of the mean temperature and salinity distributions measured at 50m and near the bottom. *Bull, Seikai Reg. Fish. Res. Lab.*, 62: 19-66.
- Kondo, M., 1985. Oceanographic Investigations of Fishery Grounds in the East China Sea - I: Characteristics of the mean Temperature and Salinity Distributions measured at 50m and near the bottom. *Bull. Seikai Reg. Fish. Res. Lab.*, 62: 19-66.
- LeBlond, P.H., and L.A. Mysak, 1978. *Waves in the Oceans*. Elsevier, 602pp.
- Lie, H.J., 1984. A note on water masses and general circulation in the Yellow Sea (Hwanghae). *J. Oceanog. Soc. Korea*, 19: 187-194.
- , 1985. Wintertime temperature and salinity characteristics in the south-western Hwanghae (Yellow Sea). *J. Oceanog. Soc. Japan*, 41: 281-291.
- Louis, J.P., 1978. Low-frequency edge waves over a trenchridge topography adjoining a straight coastline. *Geophys. Astrophys. Fluid Mech.*, 55, 113-127.
- Mao, H., D. Hu, B. Zhao, and Z. Ding, 1983. A Cyclonic Eddy in the Northern East China Sea: Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta*, editor.



- Oceanologica. Sinica. China Ocean Press, Beijing, 280-286.
- Miita, T. and Y. Ogawa, 1984. Tsushima Currents measured with Current Meter and Drifters: In Ocean Hydrodynamic of the Japan and East China Sea. T. Ichiye, editor, Elsevier, Amsterdam, 15-54.
- Mitchum, G.T., and A.J. Clarke, 1986. The frictional nearshore response to forcing by synoptic scale winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 934-946.
- Mysak, L.A., and P.H. LeBlond, and W.J. Emery, 1979. Trench waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 1001-1013.
- , 1980. Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 211-241.
- , and A.J. Willmott, 1981. Forced trench waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1481-1502.
- Nakao, T., 1977. Oceanic variability in relation to fisheries in the East China Sea and the Yellow Sea. *J. Fac. Mar. Sci. Technol. Tokai Univ. Spec. No. Nov.*, 199-366.
- Nitani, H., 1972. Beginning of the Kuroshio: Kuroshio. Stommel, H. and K. Yoshida, editor, Univ. of Tokyo Press, Japan, 129-163.
- Pang, I.C., 1987. Theory of Coastally Trapped Waves and its application to the Yellow Sea. Ph.D thesis, Florida State Univ., 128p.
- Park, Y.H., 1985. Some important summer Oceanographic phenomena in the East China Sea. *J. Oceanog. Soc. Korea*, 21: 12-21.
- , 1986. A simple Theoretical Model for the Up-wind flow in the southern Yellow Sea. *J. Oceanog. Soc. Korea*, 21: 203-210.
- Uda M., 1934. The results of simultaneous oceanographical investigations in the Japan Sea and its adjacent waters in May

- and June, 1932. *J. Imp. Fisher. Exp. St.*, 5: 57-190.
- Xie, Q., L. Zhang, and F. Zhou, 1983. Features and Transportation of Suspended Matter over the continental shelf of the Changjiang Estuary: Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta, editor, Oceanologica Sinica*. China Ocean Press, Beijing, 370-381.
- Yi, S.U., 1966. Seasonal and Secular Variation of the Water Volume Transport across the Korea Strait. *J. Oceanog. Soc. Korea*, 1: 7-13.
- Yu, H., D. Zheng, and J. Jiang, 1983. Basic Hydrographic Characteristics of the Studied Area. Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta, editor, Oceanologica Sinica*. China Ocean Press, Beijing, 270-279.
- Zhao, J., R. Qiao, R. Dong, J. Zhang, and S. Yu, 1983. An analysis of Current Conditions in the investigation area of the East China Sea: Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. *Acta, editor, Oceanologica Sinica*. China Ocean Press, Beijing, 288-301.

\* 논문발표실적 또는 계획

발표된 논문: 황해와 동지나해 해수순환에 대한 바람의 영향

제주대 논문집 31 (1990.12) (부록 6)

Circulations in the Yellow Sea and East China Seas

제 4차 JECSS (일본 후쿠오카, 1991.4.22-26)

한국과학재단 지원

투고 중인 논문: Coastally trapped waves over a double shelf

topography: free waves (1)

한국해양학회지

투고 예정 논문: Coastally trapped waves over a double shelf

topography: free waves (2)

한국해양학회지

Coastally trapped waves over a double shelf

topography: forced waves

한국해양학회지

Seasonal Circulations in the Yellow Sea

한국해양학회지

\* 학위 배출실적

석사 1명: 황해와 동지나해 해수순환에 대한 바람의 영향

1990년 12월