

# Two-domain 경계 요소법을 이용한 해양 내부파의 수치적 재현

구원철\* · 김미근\*

\*울산대학교 조선해양공학부

## Numerical Analysis of Internal Waves in Two-layer Fluids by a Two-domain Boundary Element Method

Weon-Cheol Koo\* and Mi-Geun Kim\*

\*School of Naval Architecture and Ocean Engineering, University of Ulsan, Korea

**KEY WORDS:** Numerical wave tank 수치 각수조, Surface wave 해면파, Internal wave 해양내부파, Two-layer fluids 두 층 유체, Two-domain boundary element method 두 영역 경계요소법

**ABSTRACT:** In this study, the internal waves in two-density layered fluids were analyzed using the Numerical Wave Tank (NWT) technique in the frequency domain. The NWT is based on a two-domain Boundary Element Method with the potential fluids using the whole-domain matrix scheme. From the mathematical solution of the two-domain boundary integral equation, two different wave modes could be classified: a surface wave mode and an internal wave mode, and each mode were shown to have a wave number determined by a respective dispersion relation. The magnitudes of the internal waves against surface waves were investigated for various fluid densities and water depths. The calculated results are compared with available theoretical data.

### 1. 서 론

해양 내부파(Internal wave)는 대개 수온과 염도차로 인해 생기는 해수 밀도차에 의해 발생한다. 즉, 바닷물의 밀도가 서로 달라 생기는 경계면(Interface)에서 일어나는 파동을 말한다. 예를 들어 따뜻한 해수가 염도가 높은 차가운 해수를 만나게 되면 서로 다른 밀도층이 생겨 두층의 경계면에서 내부파가 발생하게 된다.

해양 내부파는 최근 들어 많은 지역에서 관측되고 있다. Ziegenbein(1969)는 지브롤터 해협에서 동쪽으로 진행하는 내부파를 측정하였으며, Lacombe and Richez(1982) 또한 같은 지역에서 내부파를 측정하였다. Gargett(1976)는 캐나다 British Columbia의 Georgia 해협에서 관측된 내부파에 대해 조사하였고, Farmer(1978)는 같은 지역의 Knight Inlet에서 파고 10m, 파장 70~100m의 내부파를 측정하였다. Osborne and Burch(1980)는 태국 앞바다 Andaman 해에서 발생한 내부파를 기록하였고, Liu et al.(1998)도 China Sea에서 내부파의 관찰을 보고하였다.

우리나라에서도 Kim et al.(2001)이 1999년 5월 동해시 연안에서 최대 수직 진폭이 25m에 달하는 단주기 내부파를 관측하였다.

해양 내부파는 장애물이 없는(No-structure) 경우에 Dispersion relation으로 예측이 가능하며, 해면파 모드(Surface wave mode)와 내부파 모드(Internal wave mode)에서 서로 다른 파수(Wave

number)를 가지게 된다. 해면파 모드에서의 파수( $k_s$ )는 내부파 모드에서의 파수( $k_i$ )보다 작다. 즉 해면파 모드에서 더 긴 파장의 해양파가 발생한다.

또한, 해면파 모드에서는 자유표면(Free surface)과 두 유체층의 경계면(Interface)에서 발생하는 파의 위상이 같으며, 자유표면의 파고가 경계면의 내부파고보다 높다. 이에 반해 내부파 모드에서는 자유표면과 경계면에서 발생하는 파의 위상은 반대이며, 표면파고가 경계면 파고보다 작다. 이같은 현상을 Fig. 2에 도식화 하였다.

Yeung과 Nguyen(1999)은 유한한 수심의 두 유체층에서 해양파와 사각물체(Barge)의 방사(Radiation)와 회절(Diffraction) 문제를 위해 경계 적분법을 개발하였으며, Ten and Kashiwagi(2004) 그리고 Kashiwagi et al.(2006)는 두 유체층에서의 2차원 부유체의 방사문제를 유사한 방법으로 계산 하였다. 이들이 유도한 수학적 공식 일부는 본 연구의 수치적 재현에 적용하여 계산을 수행하였다.

해양 내부파의 수치적 재현을 위해 경계요소법(Boundary element method)을 기반으로 두 층의 계산 영역을 가진 주파수 영역 수치 각수조(Numerical wave tank)를 개발하였다. 여기서 해저면과 유체층간 경계면은 평평하다고 가정하였다. 지배방정식을 그린함수(Green function)를 이용하여 경계 적분식(Boundary integral equation)으로 변환하고, 각 유체 영역 경계조건을 이용하여 전체 계산 영역에 대한 적분을 수행하였다. 여기서 각

교신저자 구원철: 울산광역시 남구 대학로 102번지, 052-259-2767, wckoo@ulsan.ac.kr

본 논문은 2009년 5월 창원에서 개최된 한국해양과학기술협의회 공동학술대회에 발표된 논문의 주된 내용을 발췌하였음을 밝힙니다.

유체층의 밀도는 일정하며, 유체는 비점성, 비압축성, 비회전 유동으로 가정하였다.

입사파를 좌측 경계면에 대입하여 파를 발생 시키고, 발생한 파는 계산 영역을 통과하여 우측 경계면으로 빠져 나간다. 반사파를 방지하기 위해 우측 경계면은 진행파가 통과할 수 있도록 투과성 경계 조건을 적용하였다. 본 연구에서는, 자유표면(Free surface)과 층간 경계면에서 진행되는 파의 특징을 조사하기 위해 입사파의 파장, 유체층의 깊이 그리고 유체 밀도에 대한 매개변수 계산을 수행하여 각 변수에 따른 해면파와 내부파간의 파고비 변화를 알아 보았다.

## 2. 수학적 모델과 공식화

### 2.1 지배 방정식(Governing equation)

주파수 영역의 Two-domain 경계요소법은 두 개의 유체영역을 갖는 경계값 문제를 푸는데 적용되었으며, 계산 영역내의 유체는 비점성, 비압축성 그리고 비회전 유동으로 가정하였다. 유체 영역의 속도 포텐셜은 식 (1)과 같다.

$$\vec{\phi}(x, t) = \text{Re}[\vec{\phi}(x) e^{-i\omega t}] \quad (1)$$

속도 포텐셜의 미분으로 유체 입자 속도를 나타낼 수 있고( $V = \nabla\phi$ ), 계산 영역은 연속 방정식을 만족하기 때문에 계산 영역의 지배 방정식은 라플라스 방정식(Laplace equation)이 사용되었다.

$$\nabla^2 \phi^{(m)} = 0 \quad (2)$$

여기서  $m=1, 2$ 는 각각 상부 유체 영역, 하부 유체영역을 나타낸다.

지배 방정식을 그린함수(Green function)를 이용하여 경계 적분 방정식으로 변환하여 각 영역의 경계 조건을 대입하여 풀게 되는데 이때 적분방정식은 다음과 같다.

$$\alpha \phi_i^{(m)} = \iint_{\Omega_m} (G_{ij}^{(m)} \frac{\partial \phi_j^{(m)}}{\partial n} - \phi_j^{(m)} \frac{\partial G_{ij}^{(m)}}{\partial n}) ds \quad (3)$$

여기서 그린함수는  $G_{ij}(x_i, z_i, x_j, z_j) = -(1/2\pi) \ln R_{ij}$ 이며,  $\Omega_1, \Omega_2$ 는 각 계산 영역을 나타낸다. 각 영역은 지배 방정식인 라플라스 방정식을 만족하며, Solid angle( $\omega$ )는 노드가 경계면에 위치할

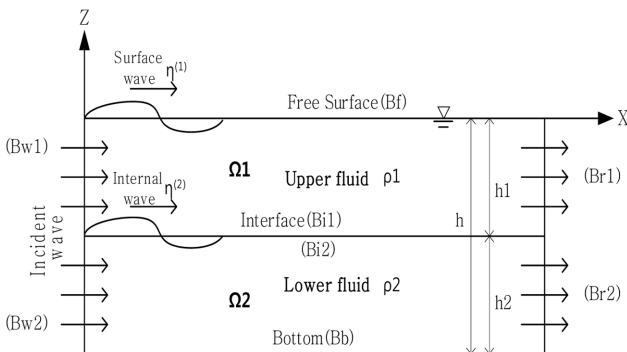


Fig. 1 Overview of computational domain ( $\rho_1 < \rho_2$ )

때 0.5의 값을 가진다. 또한  $R_{ij}$ 은 소스점( $x_i, z_i$ )과 필드점( $x_j, z_j$ ) 사이의 거리를 나타내며, 소스와 필드점은 오직 같은 계산 영역 내에서 정의된다. 다시 말해, 그린 함수  $G_{ij}^{(1)}$ 는 오직 상부 유체 영역내의 소스와 필드점에 의해 계산된다. 계산 영역의 개략적인 모습은 Fig. 1에 잘 설명되어 있다.

### 2.2 경계 조건(Boundary conditions)

경계 적분식(식 (3))을 계산하기 위해서는 각 경계면의 적절한 경계조건들이 필요하다. 계산 영역 우측 경계면은 방사(Radiation) 경계조건을 사용하여 진행파가 우측 경계면에서 반사되는 것을 방지하기 위해 투과성 경계 조건을 적용하였다.

$$\frac{\partial \phi^{(m)}}{\partial x} = ik\phi^{(m)} \quad (4)$$

여기서  $k$ 는 자유표면과 경계면에서의 파수를 나타낸다.

하부 유체층의 해저면(Sea bottom) 경계조건은 유체 입자의 불투과성 조건을 사용하였다.

$$\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial n} = 0 \quad \text{on } z = -h \quad (5)$$

자유표면은 운동학적(Kinematic) 경계 조건과 동역학적(Dynamic) 경계 조건의 조합으로 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi^{(1)} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (6)$$

여기서  $\omega$ 는 입사 주파수,  $g$ 는 중력가속도를 나타낸다.

유체층간 경계면 조건은 경계면에서 수직 입자 속도가 같고, 유체 밀도비에 의해 표면 경계식이 표현된다고 가정하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \quad \text{on } z = -h_1 \quad (7)$$

$$\rho_1 \left( \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi^{(1)} \right) = \rho_2 \left( \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi^{(2)} \right) \quad \text{on } z = -h_1 \quad (8)$$

여기서  $\rho_1, \rho_2$ 는 각 유체층의 밀도를 나타낸다.

또한 각 유체층 경계면에서의 법선 방향은 서로 반대이고( $\partial \phi^{(1)} / \partial n = -\partial \phi^{(2)} / \partial n$ ), 각 경계면에서의 파고는 식 (7)과 연관되어 아래와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} = \frac{\partial \eta^{(2)}}{\partial t} = -i\omega \eta^{(2)} \quad \text{on } z = -h_1 \quad (9)$$

경계 적분 방정식과 경계조건을 이용하여 계산된 속도 포텐셜(Yeung and Nguyen, 1999)은, 본 연구의 계산 영역 좌측 경계면에 입사파 조건으로 사용되었다.

$$\phi_{Bw1}^{(1)} = \frac{iA ch_1}{\omega k} [(\omega^2 th_1 - gk) \cosh k(z + h_1) - (\omega^2 - gk th_1) \sinh k(z + h_1)] \quad (10)$$

$$\phi_{Bw2}^{(2)} = \frac{-iA ch_1}{\omega k sh_2} (\omega^2 - gk th_1) \cosh k(z + h) \quad (11)$$

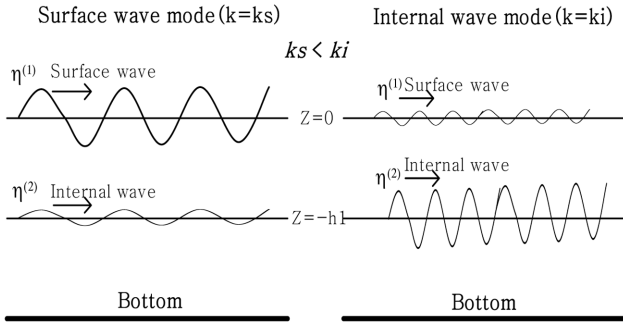


Fig. 2 Two wave modes of propagating wave in two-layer fluids

여기서  $A$  = 입사파 진폭(Amplitude),  $ch1 = \cosh(kh1)$ ,  $th1 = \tanh(kh1)$ ,  $sh2 = \sinh(kh2)$ 이다. 입사파 진폭은 주파수 영역 계산에서 단일값(1m)으로 고정할 수 있으며, 식 (10)과 (11)의 파수( $k$ )는 각각 아래의 수정된 Dispersion relation에 의해 구할 수 있다(Yeung and Nguyen, 1999).

$$\omega^2 = \frac{gk}{2(1+\gamma th1 \cdot th2)}(th1+th2) + \sqrt{(th1+th2)^2 - 4(1-\gamma)th1 \cdot th2(1+\gamma th1 \cdot th2)} \quad (12)$$

$$\omega^2 = \frac{gk}{2(1+\gamma th1 \cdot th2)}(th1+th2) - \sqrt{(th1+th2)^2 - 4(1-\gamma)th1 \cdot th2(1+\gamma th1 \cdot th2)} \quad (13)$$

여기서  $\gamma = \rho_1/\rho_2$ ,  $th1 = \tanh(kh1)$ , 그리고  $th2 = \tanh(kh2)$ 이다. 식 (12)로부터 해면파 모드의 파수  $k = ks$ 와 식 (13)으로부터 내부파 모드 파수  $k = ki$ 가 결정된다.

본 연구에서는 좌측 경계면 입사파 조건으로 사용된 식 (10)과 (11)의 수치 결과와, 동일 경계면에 아래의 속도 포텐셜을 적용하여 계산한 결과를 비교하여 입사파의 조건에 따른 수치해의 차이를 조사하였다.

$$\phi^{(m)} = \frac{-iga}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{ikx} \quad (14)$$

여기서 파수는  $\omega^2 = gk \tanh(kh)$ 에 의해 구할 수 있다.

계산 영역의 각 경계면에서의 파고비( $\eta^{(2)}/\eta^{(1)}$ , Amplitude ratio)는 식 (7), (9)의 경계면 조건으로부터 유도할 수 있다.

$$\frac{\eta^{(2)}}{\eta^{(1)}} = \cosh kh1 \left( 1 - \frac{gk}{\omega^2} \tanh kh1 \right) \quad (15)$$

### 2.3 전체 경계 영역 계산

유체층간 경계면 조건으로부터 속도 포텐셜은 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\gamma \phi^{(1)} = \phi^{(2)} + \frac{g(\gamma-1)}{\omega^2} \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial n} \quad \text{on } z = -h1 \quad (16)$$

계산 영역의 모든 경계 조건을 적용한, 경계 적분 방정식은 상부 유체와 하부 유체 영역으로 나누어 식 (17), (18)로 표현할

수 있다.

상부 유체 영역

$$\begin{aligned} & \int_{Bw1} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - G_{ij}^{(1)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{Bw1} \\ & + \int_{Bi1} \left[ \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \left( \frac{1-\gamma}{\gamma K} \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Bi1} \\ & + \int_{B2} \left[ \phi_j \left( \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} \right) \right] dl_{B2} + \int_{Br1} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - ik G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Br1} \\ & + \int_{Bf} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - K G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Bf} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

하부 유체 영역

$$\begin{aligned} & \int_{Bw2} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} - G_{ij}^{(2)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{Bw2} + \int_{Bb} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} \right] dl_{Bb} \\ & + \int_{Br2} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} - ik G_{ij}^{(2)} \right) \right] dl_{Br2} + \int_{Bi2} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} \right] dl_{Bi2} \\ & + \int_{B1} \left[ G_{ij}^{(2)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{B1} = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

경계에 대한 기호는 Fig.1 참조요.

여기서  $\frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(m)}}{\partial n} = \frac{\partial G_{ij}^{(m)}}{\partial n} + (1/2)\delta_j$ 이며,  $\delta_j$ 는 Dirac delta 함수,  $K = \omega^2/g$ 이다. 식 (17)의 세 번째 경계 적분영역( $Bi2$ )과 식 (18)의 다섯 번째 적분영역( $Bi1$ )은 두 유체층간 경계조건의 상호작용을 의미한다. 각 유체 영역의 적분 방정식을 전체 영역으로 다시 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} & \int_{Bw1} \left[ -G_{ij}^{(1)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{Bw1} + \int_{Bi1} \left[ \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \left( \frac{1-\gamma}{\gamma K} \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Bi1} \\ & + \int_{B1} \left[ G_{ij}^{(2)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{B1} + \int_{Br1} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - ik G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Br1} \\ & + \int_{Bf} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} - K G_{ij}^{(1)} \right) \right] dl_{Bf} + \int_{Bw2} \left[ -G_{ij}^{(2)} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} \right] dl_{Bw2} \\ & + \int_{Bb} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} \right] dl_{Bb} + \int_{Br2} \left[ \phi_j \left( \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} - ik G_{ij}^{(2)} \right) \right] dl_{Br2} \\ & + \int_{Bi2} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} \right] dl_{Bi2} + \int_{B2} \left[ \phi_j \left( \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} \right) \right] dl_{B2} \\ & = \int_{Bw1} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(1)}}{\partial n} \right] dl_{Bw1} + \int_{Bw2} \left[ \phi_j \frac{\partial \widetilde{G}_{ij}^{(2)}}{\partial n} \right] dl_{Bw2} \end{aligned} \quad (19)$$

식 (19)의 우변 마지막 두 항의 속도 포텐셜은 식 (10), (11), 또는 식 (14)로 표현된 입사파 포텐셜이다. 따라서 주어진 입사파 포텐셜을 좌측 경계면( $Bw1$ ,  $Bw2$ )에 적용하여 전체 경계 적분 방정식(식 (19))을 풀면 모든 경계면의 미지항을 구할 수 있다.

### 3. 결과 및 해석

본 연구에서는 밀도가 상이한 유체층간의 해면파와 내부파를

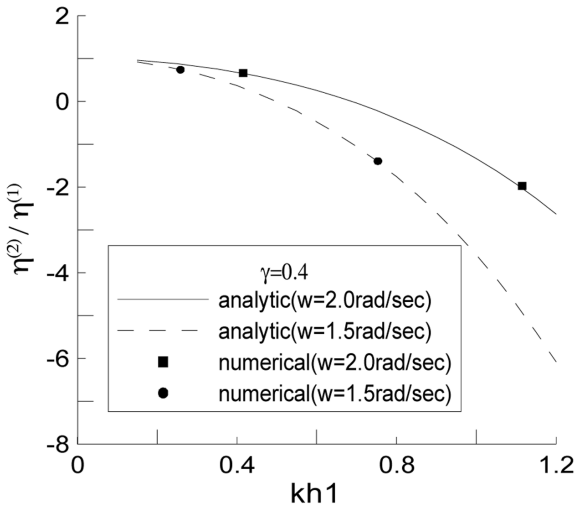


Fig. 3 Comparison of wave elevation ratio;  $h1/h=1/6$ ,  $\gamma=0.4$ ,  $\omega=1.5, 2.0$  rad/sec

주파수 영역 수치 각수조로 재현하여 수심비와 밀도비 그리고 입사파주기에 따른 변화를 조사 하였다.

Fig. 3은 자유표면과 내부경계층간의 파고비에 대한 수치결과와 이론값(식 (15))을 비교한 것이다. 수치결과중 파고비(Amplitude ratio)가 양수로 표시된 것은 해면파 모드이고, 파고비가 음수인 경우는 내부파 모드 결과로써 해면파와 내부파의 위상(Phase) 이 반대라는 것을 나타낸다. 두 경우 모두 이론값과 잘 일치함을 알 수 있다.

Fig. 4은 입사파 주기와 상부 유체층의 깊이에 따른 해면파와 내부파의 파고비를 나타낸다. 해면파 모드(좌측그림)에서는 입사 주파수가 작을수록(장파), 상부 유체층이 얇을수록 해면파에 대한 내부파의 상대 파고비가 증가함을 볼 수 있다.

이에 반해 내부파 모드(우측그림)에서는 해면파 모드와 반대로 입사 주파수가 크고(단파), 상부 유체층이 깊을수록 내부파고 가 증가함을 알 수 있다. 이로부터 해면파 모드에서 내부경계층

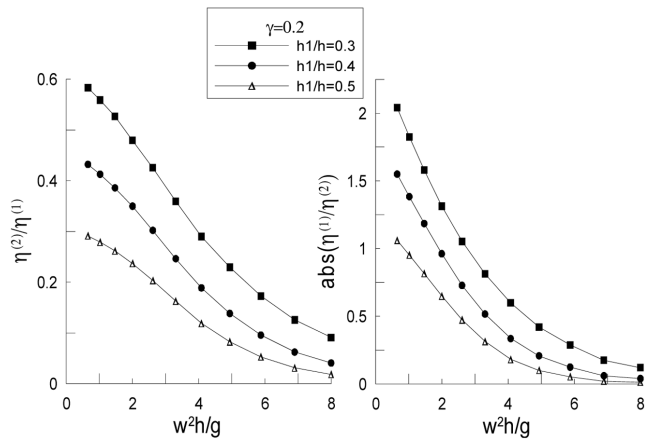


Fig. 4 Comparison of wave elevation ratio with various water depth ratio ( $h1/h$ );  $h=10m$ ,  $\gamma=0.2$ ; Left: surface wave mode, Right: internal wave mode

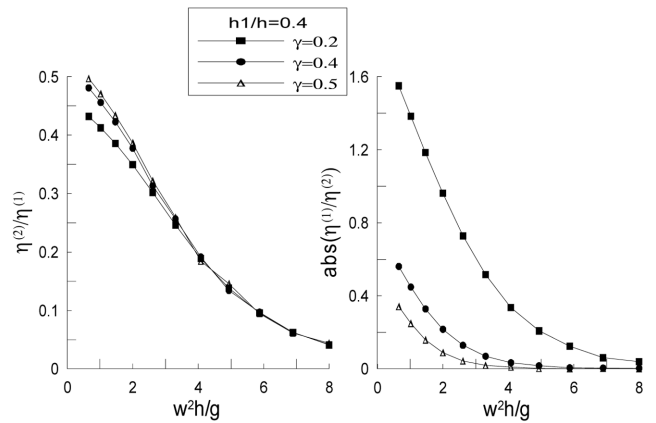


Fig. 5 Comparison of wave elevation ratio for various density ratios;  $h=10m$ ,  $h1/h=0.4$ ; Left: surface wave mode, Right: internal wave mode

의 상대파고는 자유표면과 내부경계층간의 상호작용의 증가에 따라 커짐을 알 수 있으며, 내부파 모드에서는 이와 반대로 내부 경계층 파고가 잘 발달할 수 있도록 상부 유체층의 깊이가 깊은 경우에 경계층의 상대파고가 증가하는 것을 알 수 있다.

Fig. 5에서는 유체의 밀도비(Density ratio)에 따른 각 경계층의 파고비의 변화를 볼 수 있다. 해면파 모드에서 유체층간 밀도차가 작을수록( $\gamma$  증가) 내부파고가 상대적으로 증가함을 알 수 있다. 내부파 모드에서도 같은 경향을 나타낸다. 하지만 장 파장인 경우 경계면의 파고 차이는 내부파 모드일 때 훨씬 더 증가함을 알 수 있다. 다시 말해, 내부파 모드에서 밀도차에 대한 파고비의 민감도가 더 큰 것을 확인 할 수 있다.

유체층 밀도비에 대한 파장의 변화를 식 (12), (13)을 이용하여 구하고 Fig. 6에 나타내었다. 두 그래프에서 확인할 수 있듯이, 해면파 모드의 파장이 내부파 모드의 파장보다 더 큰 것을 알 수 있다. 즉, 내부파 모드의 파수가 더 크다. 이같은 사실은 서론에서 언급한 내용과 일치하며 Fig. 2의 도식화를 통해서 확인하였다. 또한 해면파 모드의 파장은 내부파 모드의 파장에 비

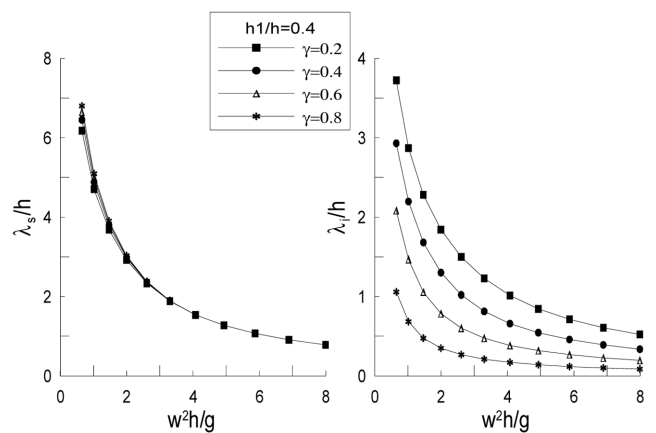


Fig. 6 Comparison of wave length ( $\lambda$ ) with various density ratio;  $h=10m$ ,  $h1/h=0.4$ ; Left: surface mode, Right: internal mode

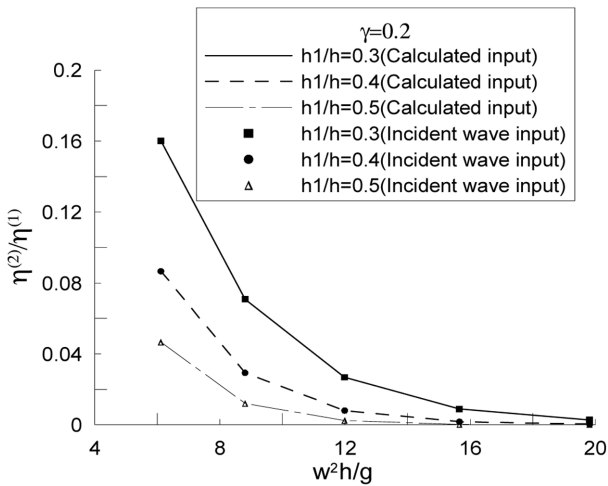


Fig. 7 Comparison of wave elevation ratio between calculated input (Eq. (10), surface wave mode) and incident wave input (Eq. (14), general case) with various  $h1/h$ ;  $h = 60$  m and  $\gamma = 0.2$

해 밀도차이에 대한 영향을 거의 받지 않는다. 다시 말해 내부파 모드에서 밀도차이에 의한 파수의 변화가 크다는 것을 알 수 있다. 특히 입사파장이 증가할수록 파수 변화의 크기가 더 커짐을 알 수 있다.

Fig. 7는 해면파 모드의 입사파를 식 (10)을 이용하여 좌측 경계면에 적용한 경우와 식 (14)의 입사파를 대입한 경우를 비교한 그래프이다. 두 경우의 파고비가 잘 일치함을 볼 수 있으며, 밀도비에 따른 파고비(Fig. 8)도 거의 차이가 없음을 알 수 있다. 이같은 사실을 통해 해면파 모드는 통상적인 입사파(속도포텐셜)를 적용하는 경우와 거의 동일하다고 할 수 있다.

이상의 결과로 볼 때, 해면파 모드에서 해면파고에 대한 내부파고의 상대적 크기는 입사파가 길수록, 상부 유체층의 수심이 얕을수록 커지며, 유체간 밀도차가 작을수록 커진다. 반면에 내

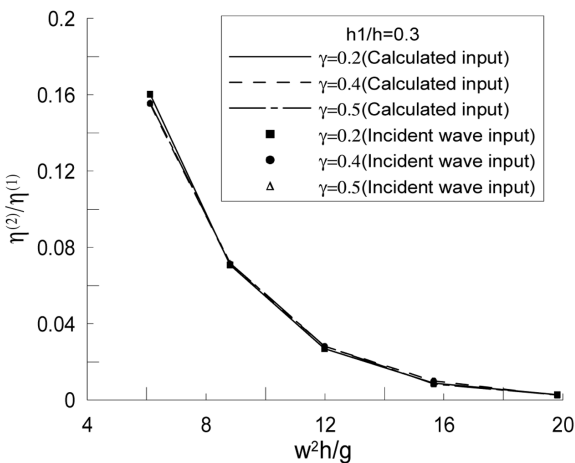


Fig. 8 Comparison of wave elevation ratio between calculated input (surface mode) and incident wave input (general case) for various density ratio;  $h = 60$  m,  $h1/h = 0.3$

부파 모드에서 내부파고의 크기는 입사파가 짧고 상부 유체층이 깊을수록 더 증가한다. 그리고 두 유체의 밀도차가 작을수록 증가함을 알 수 있다. 유체 밀도차에 의한 각 모드의 파장 변화는 내부파 모드에서 더 민감하고, 해면파 모드에서는 밀도차에 따른 파장 변화가 작음을 알 수 있다.

### 4. 결 론

주파수 영역의 2차원 수치 각수조 기법을 이용하여 밀도가 다른 유체층에서 내부파를 재현하고, 해면파 모드와 내부파 모드에서 입사파장, 수심 그리고 밀도비에 따른 해면파고에 대한 내부파고의 상대적 크기를 조사하였다. 각 유체 영역을 만족하는 지배 방정식을 경계 적분 방정식으로 변환하고 경계면을 만족하는 경계 조건을 적용하여 적분방정식을 계산하였다. 각 모드에서 수학적 공식을 통해 구해진 속도 포텐셜을 입사파로 대입하여 각 경계층에서 발생하는 파고비를 측정하였다. 비교를 위해 통상적인 입사파 속도 포텐셜을 적용한 경우와 비교하였다. 본 연구를 통해, 해면파 모드에서 해면파고에 대한 내부파고의 상대적 크기는 입사파가 길수록, 상부 수심이 얕을수록 증가하며, 유체간 밀도차가 적을수록 커짐을 알 수 있었다. 이에 반하여 내부파 모드에서는 내부파고의 상대적 크기는 입사파가 짧고 상부 유체층이 깊을수록 그리고 유체층간 밀도차가 적을수록 더 증가함을 알 수 있다. 마지막으로, 유체 밀도차에 의한 파장의 변화는 내부파 모드에서 더 민감하고, 해면파 모드에서는 밀도차에 따른 파장 변화가 작음을 알 수 있었다.

### 후 기

이 논문은 2008년 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구(KRF-2008-331-D00722)이며, 현대중공업지원 울산대학교 SOTOP 프로젝트에서 연구비 일부를 지원 받았음(2008-B001).

### 참 고 문 헌

Farmer, D.M. (1978). "Observations of Long Nonlinear Internal Waves in a Lake", *Journal of Physical Oceanography*, Vol 8, pp 63-73.

Gargett, A.E. (1976). "Generation of Internal Waves in Strait of Georgia, British Columbia", *Deep Sea Research*, Vol 23, pp 17-32.

Kashiwagi, M, Ten, I. and Yasunaga, M. (2006). "Hydrodynamics of a Body Floating in a Two-layer Fluid of Finite Depth. Part 2. Diffraction Problem and Wave-induced Motions", *Journal of Marine Science and Technology*, Vol 11, pp 150-164.

Kim, H.R., Ahn, S. and Kim, K. (2001). "Observations of Highly Nonlinear Internal Solitons Generated by Near-

- inertial Internal Waves off the East Coast of Korea", *Geophys. Res. Lett.*, Vol 28(16), pp 3191-3194.
- Lacombe, H. and Richez, C. (1982). "The Regime of the Strait of Gibraltar", *Hydrodynamics of Semi-enclosed Seas*, pp 13-73, Elsevier.
- Liu, A.K., Chang Y.S., Hsu, M.K. and Liang, N.K. (1998). "Evolution of Nonlinear Internal Waves in the East and South China Seas", *Journal of Geophysical Research*, Vol 103(C4), pp 7995-8008.
- Osborne, A.R. and Burch, T.L. (1980). "Internal Solitons in Adaman Sea", *Science*, Vol 208, pp 451-460.
- Ten, I. and Kashiwagi, M. (2004). "Hydrodynamics of a Body Floating in a Two-layer Fluid of Finite Depth. Part 1. Radiation Problem", *Journal of Marine Science and Technology*, Vol 9, pp 127-141.
- Yeung, R.W. and Nguyen, T. (1999). "Radiation and Diffraction of Waves in a Two-layer Fluid", *Proc. 22<sup>nd</sup> Symposium of Naval Hydrodynamics*, Washington, DC, pp 875-891.
- Ziegenbein, J. (1969). "Short Internal Waves in the Strait of Gibraltar", *Deep Sea Research*, Vol 16, pp 479-487.

---

2009년 4월 27일 원고 접수

2009년 7월 24일 심사 완료

2009년 8월 19일 게재 확정