

퇴적 침전구에서 발생하는 내면파 유동에 의한 유체력 해석

경조현^{1*} · 김장환² · 배광준³

¹한국해양연구원, ²미국선급협회, ³서울대학교

Numerical Computations on the Hydrodynamic Forces by Internal Waves in a Sediment Pocket

Jo-Hyun Kyoung^{1*}, Jang-Whan Kim² and Kwang-June Bai³

¹*Ocean Development System Research Division, Korea Research Institute of Ships & Ocean Engineering, KORDI,
Jang-Dong, Yuseong-Gu, Daejeon 305-343, Korea*

²*American Bureau of Shipping, 16855 Northchare DR., Houston, TX, USA*

³*Department of Naval Architecture & Ocean engineering, Seoul National University, San 56-1,
Sillim-Dong, Gwanak-Gu, Seoul 151-744, Korea*

요 약

해안 근처에서는 해수보다 무거운 진흙 등으로 채워진 퇴적 침전구가 존재한다. 이러한 퇴적 침전구 내에서는 해양으로부터 들어오는 입사파에 의해 내면파 유동이 발생할 수 있다. 본 논문에서는 내면파 유동이 존재하는 퇴적 침전구 내에 위치한 물체에 발생하는 2차원 내면파 문제에 대한 수치기법을 개발하였다. 수학적 정식화 과정에서 유체 영역을 포텐셜 유동으로 가정하였으며, 자유표면에 대한 경계조건은 선형화된 자유표면 경계조건을 사용하였다. 수치 기법으로는 국소 유한 요소법을 사용하였다. 사용된 국소 유한 요소법은 기지의 함수 집합을 사용하여 방사 경계조건을 엄밀히 만족함으로써 계산 영역을 작게 줄일 수 있는 장점이 존재한다. 개발된 수치 기법의 검증을 위하여 Schwingers의 범함수법을 이용한 Lassiter의 계산 결과와 비교하였으며, 서로 잘 일치함을 확인하였다. 계산 예로서는 퇴적 침전구내에 형성된 내면파면 위에 존재하는 파이프라인이 입사파에 의해 유가 되는 힘을 계산하였다.

Abstract – A numerical method is developed to solve a two-dimensional diffraction problem for a body located in a sediment pocket where a heavier muddy water is trapped. In the present study, the wave exciting forces acting on a submerged body in the water-sediment interface by an incident wave is investigated. It is assumed that the heavier mud is trapped locally in a sediment pocket. A mathematical formulation is made in the scope of the potential theory. The fluid is assumed to be inviscid, incompressible and its motion irrotational. The boundary conditions on the unknown free surface and interface are linearized. As a method of solution, the localized finite-element method is adopted. In the method, the computation domain is reduced by utilizing the complete set of analytic solutions known in the infinite subdomain to be truncated by introduction of an appropriate juncture conditions. The main advantage of this method is that any complex geometry of the boundaries can be easily accommodated. Computations are carried out for mono-chromatic plane progressive surface waves normally incident on the domain. Numerical results are compared with those obtained by Lassiter based on Schwingers variational method. Good Agreements are obtained in general. Another numerical computations are made for the cases with and without a body in the sediment pocket.

Keywords: Internal Waves(내면파), Potential Flow(포텐셜유동), Localized Finite Element Method(국소 유한 요소법), Wave Diffraction(파 산란 문제)

*Corresponding author: johyun@kriso.re.kr

1. 서 언

불규칙한 바닥이 존재하는 영역에서의 유체 유동은 수년간 흥미로운 연구 주제가 되어왔다. 입사파에 의해 수면 또는 물속에 잠겨있는 물체에 작용하는 힘과 모멘트를 추정하는 것은 물체의 거동을 해석하는 데 중요한 자료들이 된다. 삼각지 근처의 해안이나 강어귀에서는 고운 진흙과 같이 물과 밀도가 다른 물질이 퇴적 침전구에 갇히는 현상이 발생한다. 큰 태풍이 부는 동안 이러한 지역에 매설된 파이프들은 침전구에 의해 형성된 내면파 유동에 의해 Krieg[1966]이 지적한 바와 같이 심할 경우에는 파손되는 현상까지 발생한다.

본 논문에서는 해양에서 발생하는 입사파에 의해 침전구에 매설된 파이프에 작용하는 유체력을 수치적으로 엄밀하게 계산하였다. 이와 비슷한 문제가 Lassiter[1972]에 의해 연구된 바가 있다. Lassiter[1972]는 침전구에 물체가 없는 경우로서 단순히 입사파에 의해 발생하는 자유표면파의 산란 문제만을 해석하였다. 또한 Lassiter는 입사된 파의 투과계수 및 반사계수를 수치적으로 구하기 위해 Schwinger의 변분법을 이용하였다. 그러나 Schwinger의 변분법은 일반적인 경계에 대해 적용하기에는 매우 복잡하다는 단점있다.

한편, Bai[1972]와 Bai & Yeung[1974]은 자유표면과 내면파가 동시에 존재하는 문제에 대하여 포텐셜 유동에 근거한 국소 유한 요소법을 이용하여 해석한 바가 있다. Kelly[1969]는 밀도가 다른 유체계에서의 산란문제에 대해 연구했으며, Miles[1972]는 변온층에서의 내면파 문제를 다루었다. Gorgui & Kassem[1978]은 진동하는 원통에 의해 발생하는 내면파를 연구했으며, 최근에 Cho *et al.*[2000]과 Lee & Bai[2000]는 무한 수심의 바닥이 없는 오일 탱크 내에서 3차원 자유 표면과 현상에 대해 연구하였다.

본 연구에서는 효율성 및 정확성이 검증된 국소 유한 요소법을 이용하여 퇴적 침전구에 존재하는 정사각 파이프에 작용하는 힘과 모멘트 그리고 반사 계수를 수치적으로 계산하였다. 원형 파이프의 경우는 Bai *et al.*[2001]에서 이미 계산된 바 있다. 퇴적 침전구내에 물체가 없는 문제에 대해서는 Lassiter의 결과와 비교하여 본 연구에서 계산된 반사계수와 투과계수가 서로 잘 일치함을 확인하였다.

2. 수학적 정식화

유체는 비점성, 비압축성이며, 비회전한다고 가정한다. 표면 장력은 무시한다. 진폭이 작은 단순 평면 조화파가 무거운 진흙이 갇혀있는 퇴적 침전구에 수직으로 입사한다고 가정한다. 좌표계로는 직각 좌표계를 사용하였으며 y 축은 중력 방향과 반대 방향이고 x 축은 정지 상태에서 자유 표면과 일치한다. 수치 계산에 사용된 퇴적 침전구의 모양은 Fig. 1과 같다.

Ω_1 과 Ω_2 는 각각 침전구내에서의 유체 영역 및 유체/진흙의 혼

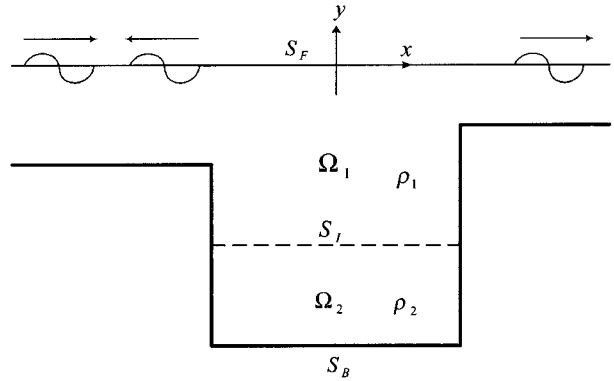


Fig. 1. Sketch of a sediment pocket.

합영역을 나타내며, ρ_1 과 ρ_2 는 각각 Ω_1 과 Ω_2 영역에서 유체의 밀도를 나타낸다.

두 유체영역 $\Omega_i(i=1,2)$ 에서 정의되는 속도 포텐셜 함수 Φ 는 다음과 같다.

$$\Phi_i(x, y, t) = \text{Re}\{\phi_i(x, y)e^{-i\omega t}\} \quad i=1,2 \tag{1}$$

여기서 ω 는 입사파의 주파수를 나타낸다. 복소 속도 포텐셜 함수 ϕ 는 다음의 관계식을 만족한다.

$$\nabla^2\phi_i(x, y) = 0 \quad \text{in} \quad \Omega_i, \quad i=1,2 \tag{2}$$

$$\frac{\partial\phi_i}{\partial n} = 0 \quad \text{on} \quad S_B, \quad i=1,2 \tag{3}$$

$$\frac{\partial\phi_i}{\partial n} - \frac{w^2}{g}\phi_i = 0 \quad \text{on} \quad S_F, \quad i=1,2 \tag{4}$$

여기서 S_B 는 해저 바닥을 S_F 는 자유 표면을 나타낸다. 내면파 경계면(S_I)에서의 경계 조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial\phi_1}{\partial n} - v\alpha_1\phi_1 = v\alpha_2\phi_2 \quad \text{on} \quad S_I \tag{5}$$

$$\frac{\partial\phi_2}{\partial n} - v\alpha_2\phi_2 = v\alpha_1\phi_1 \quad \text{on} \quad S_I \tag{6}$$

$v=w^2/g$, $\alpha_1=\rho_1/(\rho_2-\rho_1)$, $\alpha_2=\rho_2/(\rho_2-\rho_1)$ 이다. 한편, 방사 경계면인 $x \rightarrow \pm\infty$ 에서는 적절한 경계 조건의 도입이 필요하다. 방사 경계면에서의 경계조건 처리방법은 다음 장에서 자세히 언급하기로 한다.

$x \rightarrow \infty$ 에서 속도 포텐셜 함수 ϕ_1 는 입사파와 반사파의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\phi_1 = \phi_0 + \phi_r \tag{7}$$

$$\phi_0(x, y) = \frac{gA \cosh k(y+h)}{w \cosh kh} e^{i\mu x} \tag{8}$$

ϕ_r 은 반사된 파의 속도 포텐셜이고, ϕ_0 는 입사파의 속도 포텐셜이며, 주파수 w 와 진폭 A 를 가진다. k 는 파수이며 분산 관계식인 $w^2/g = k \tanh kh$ 를 만족한다. h 는 수심을 의미한다.

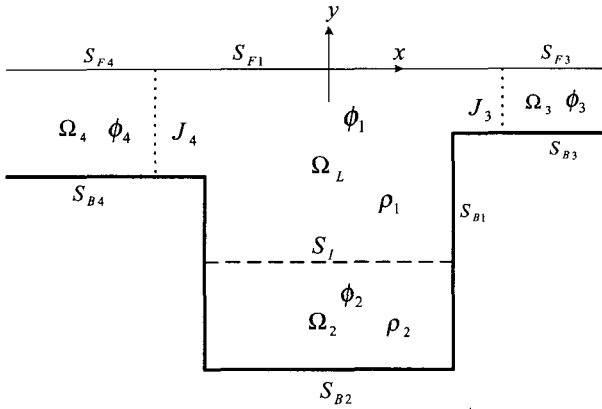


Fig. 2. Sketch of subdomains.

3. 국소 유한 요소법

해석해야할 유체 영역은 수평 방향으로 무한하다. 따라서 효율적으로 수치 계산을 수행하기위해 유체 영역은 가능한 작게 축소되어야 한다.

Fig. 1에서의 해석 영역인 Ω_L 을 Fig. 2에서와 같이 $\Omega_L, \Omega_3, \Omega_4$ 으로 나누도록 한다. 따라서 $\Omega_L = \Omega_L \cup \Omega_3 \cup \Omega_4$ 의 관계가 성립한다. Ω_3 에서 ϕ_3 , Ω_4 에서 ϕ_4 를 각각의 영역에서의 속도 포텐셜로 정의한다. 무한 영역을 의미하는 Ω_L 과 Ω_2 에서는 이미 알려진 해를 이용하여 원래의 무한 영역 Ω_L 을 유한 영역인 Ω_L 로 축소시킬 수 있다. 따라서 계산 영역은 국소 유한요소 부분영역인 Ω_L 로 국한된다. 무한 영역과의 경계면인 J_3 와 J_4 를 따라 포텐셜과 미분치들은 해의 연속성을 만족해야하므로 아래와 같은 관계를 가진다.

$$\phi_i = \phi_1, \phi_{in} + \phi_{1n} = 0 \quad \text{on } J_i, \quad i=3,4 \quad (9)$$

위에서 주어진 지배 방정식과 경계조건을 만족하는 범함수 J 를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} J\{\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4\} &= \frac{\rho_1}{2} \int_{\Omega_L} \nabla \phi_1 \cdot \nabla \phi_1 dx dy \\ &+ \frac{\rho_2}{2} \int_{\Omega_2} \nabla \phi_2 \cdot \nabla \phi_2 dx dy - \frac{\nu \rho_1}{2} \int_{S_1} \phi_1^2 dx \\ &+ \frac{\nu}{2(\rho_2 - \rho_1)} \int_{S_1} (\rho_2 \phi_2 - \rho_1 \phi_1)^2 dx + \rho_1 \int_{J_3} \frac{\partial \phi_3}{\partial n} \left(\phi_1 - \frac{1}{2} \phi_3 \right) dy \\ &+ \rho_1 \int_{J_4} \left\{ \frac{\partial \phi_4}{\partial n} \left(\phi_1 - \frac{1}{2} \phi_4 - \phi_0 \right) + \phi_1 \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \right\} dy \end{aligned} \quad (10)$$

$$\delta J(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) = 0 \quad (11)$$

여기에서 $\phi_4 = \phi_0 + \phi_1$ 이다. 무한영역으로 전파하는 파를 나타내는 ϕ_3 와 ϕ_0 는 해석해의 완전한 집합으로 두었다. 여기서 ϕ_3 는 전달 파를 나타내며, ϕ_0 는 반사파를 나타낸다. 식 (10)에서 기술된 입사파 포텐셜 ϕ_0 는 식 (8)에 주어졌다. 위에서 주어진 범함수의 정류치를 구하는 문제는 식 (2)에서부터 식 (6)에서 주어진 원래의

경계 문제를 푸는 것과 동일하다. 밀도 ρ_1 와 ρ_2 는 각각의 직분항에 곱해져 최종적으로 얻어지는 계수 행렬이 대칭행렬이 된다. 이와 같은 대칭성은 수치 계산에 있어 많은 이점이 있다.

수치 계산에서는 계산 영역인 $\Omega_L + \Omega_2$ 을 유한 요소로 나눈다. 시험함수의 기저함수들은 각각의 유한 요소들에서 다항식형태로 정의할 수 있다. 이미 언급하였듯이 무한영역으로 전파하는 파를 나타내는 고유 함수들을 각각 ϕ_3 와 ϕ_4 의 기저 함수로 정하였다. ϕ_1 과 ϕ_2 의 시험해들을 각각의 기저 함수 N 과 M 으로 나타내고 ϕ_3 와 ϕ_4 를 기저 함수 Ψ 로 나타내면 다음과 같다.

$$\phi_1 = N\phi_1, \phi_2 = M\phi_2, \phi_3 = \Psi\phi_3, \phi_4 = \Psi\phi_4 \quad (12)$$

$$N = [N_1, N_2, \dots, N_n], M = [M_1, M_2, \dots, M_m] \quad (13)$$

$$\Psi_3 = [\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_k], \Psi_4 = [\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_l] \quad (14)$$

두 기저 함수 N 과 M 은 동일하다. 유한시험공간에서의 시험해들을 변분 방정식인 식 (11)에 대입하면, 다음의 선형대수 방정식을 얻는다.

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & 0 & 0 \\ A_{31} & 0 & A_{33} & 0 \\ A_{41} & 0 & 0 & A_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ 0 \\ 0 \\ f_4 \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$A_{11} = \rho_1 \nu \int_{\Omega_L} (N_x^T N_x + N_y^T N_y) dx dy - \nu \rho_1 \int_{S_1} N^T N dx \quad (16)$$

$$A_{12} = A_{21}^T = \frac{\nu \rho_1 \rho_2}{(\rho_2 - \rho_1)} \int_{S_1} N^T N dx \quad (17)$$

$$A_{13} = A_{31}^T = -\rho_1 \int_{J_3} N^T \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} dy \quad (18)$$

$$A_{14} = A_{41}^T = \rho_1 \int_{J_4} N^T \frac{\partial \Psi_4}{\partial x} dy \quad (19)$$

$$A_{22} = \rho_2 \iint_{\Omega_2} \left(\frac{\partial M^T}{\partial x} \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial M^T}{\partial y} \frac{\partial M}{\partial y} \right) dx dy - \frac{\nu \rho_2^2}{(\rho_2 - \rho_1)} \int_{S_1} M^T M dx \quad (20)$$

$$A_{33} = \frac{\rho_1}{2} \int_{J_3} \left(\Psi_3^T \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} \Psi_3 \right) dy \quad (21)$$

$$A_{44} = -\frac{\rho_1}{2} \int_{J_4} \left(\Psi_4^T \frac{\partial \Psi_4}{\partial x} \frac{\partial \Psi_4}{\partial x} \Psi_4 \right) dy \quad (22)$$

$$f_1 = -\rho_1 \int_{J_3} N^T \frac{\partial \phi_0}{\partial x} dy \quad (23)$$

$$f_4 = \rho_1 \int_{J_4} \frac{\partial \Psi_4^T}{\partial x} \phi_0 dy \quad (24)$$

자세한 유한 요소법의 서술은 다른 많은 문헌(Bai[1972])에서 찾아볼 수 있으므로 여기서는 생략하기로 한다.

4. 수치 계산 결과

수치계산은 무거운 진흙물이 갇혀있는 퇴적 침전구에 정사각형 파이프가 있는 경우와 없는 경우에 대하여 각각 수행되었다. 계산

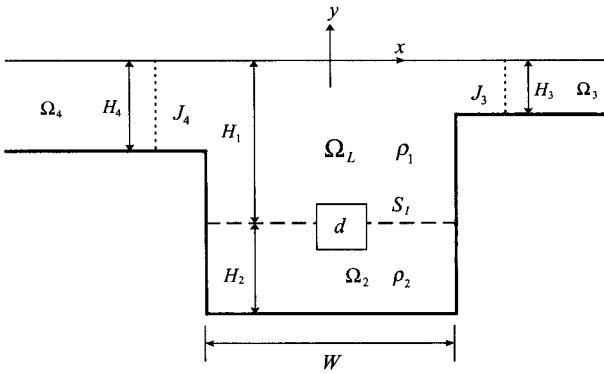


Fig. 3. The sediment-pocket geometry of computed model.

Table 1. Lassiter's model

Cases	H_1/H_4	H_2/H_4	H_3/H_4	W/H_4
I	1.1	0	1	10
II	2	0	1	5

에 사용된 모델은 Fig. 3과 같다. 계산에서 정의한 정사각형 파이프의 한변의 길이는 $d/H_4=0.5$ 이다. 계산 결과에서 반사 및 투과계수는 입사파의 진폭(A)으로 무차원화하였다. 힘과 모멘트는 $A \cdot d$ 로 무차원화 되었으며 d 는 정사각 파이프의 한 변의 길이를 나타낸다.

수치 계산 방법을 검증하기 위하여 먼저 Lassiter[1972]에 의해 이미 계산된 모델에 대해 반사 계수를 구해보았다. 사용된 계산 모델은 Table 1에서 나타낸 바와 같으며 (I)경우는 ocean engineer's problem으로 (II)경우는 oceanographer's problem으로 Lassiter가 정의했다.

Fig. 4는 (I)경우의 반사 계수를 나타낸 것이다. 결과는 vH_4 값이 보다 작을 때를 제외하고는 거의 일치하고 있다. Fig. 5는 (II)경우의 결과를 나타낸다. vH_4 값이 0.2 이하의 경우에는 잘 일치하고 있으나 0.2 보다 큰 경우에는 계산 결과사이에 다소 차이가 있다. 본 연구에서 사용한 계산 방법은 이미 Bai[1972]에 의해 선행되어진 비슷한 문제에서 정확성이 검증되었고, 또한 매우 많은

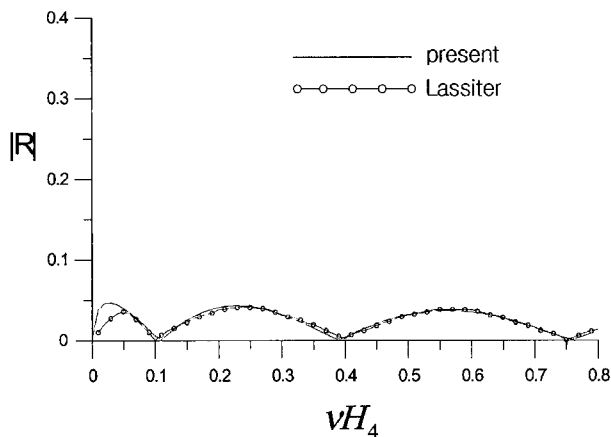


Fig. 4. Comparison with the Lassiter's data in the homogeneous fluid and symmetric geometry(Ocean engineer's case).

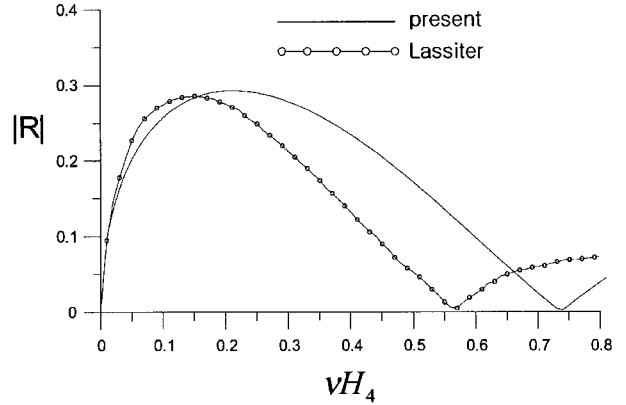


Fig. 5. Comparison with the Lassiter's data in the homogeneous fluid and symmetric geometry(Oceanographer's case).

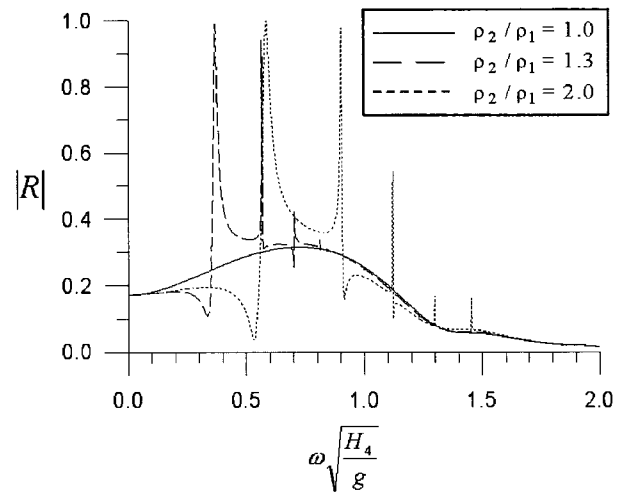


Fig. 6. Reflection coefficients without the presence of the pipe for the various densities.

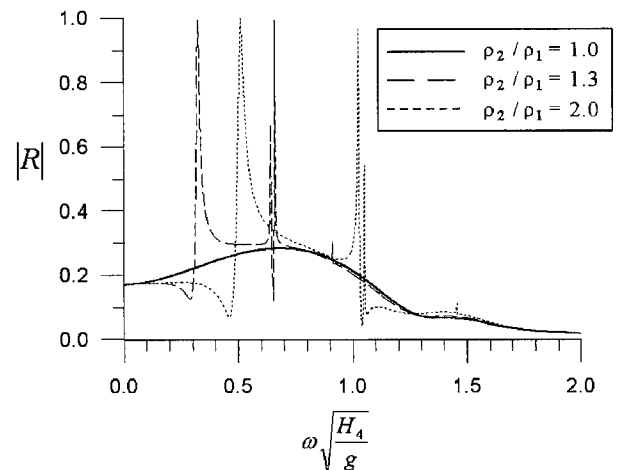


Fig. 7. Reflection coefficients with square pipe at the center of pocket for the various densities.

유한 요소를 사용하여 수치 오차를 줄였다. 따라서 선행 계산 결과인 Lassiter[1972]의 계산은 당시 계산기의 용량 등의 문제로 인해 정밀한 계산을 수행하지 못한 관계로 사료되므로, 본 연구에서

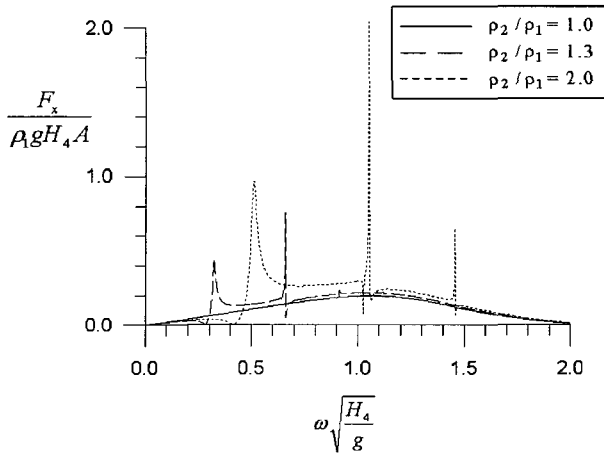


Fig. 8. Hydrodynamic force component in the x-direction for the various densities.

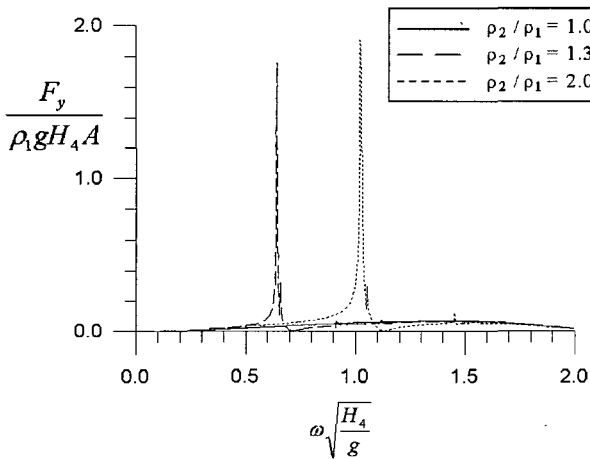


Fig. 9. Hydrodynamic force component in the y-direction for the various densities.

도출된 결과가 더 정확하다고 할 수 있다.

계산에 사용된 주요한 치수는 $H_1/H_4=1.2$, $H_2/H_4=0.4$, $H_3/H_4=0.6$, $W/H_4=0.8$, $d/H_4=0.2$ 이며, 모든 치수는 입사파가 들어오는 방향의 수심인 H_4 로 무차원화하였다.

Fig. 6부터 Fig. 9까지의 결과에서 실선은 단일 유체인 $\rho_2/\rho_1=1$ 상태의 결과를 나타내며 긴 점선과 짧은 점선은 각각 $\rho_2/\rho_1=1.3$ 와 $\rho_2/\rho_1=2.0$ 일 때의 결과를 나타낸다.

Fig. 6과 Fig. 7은 각각 퇴적 침전구에서 정사각 파이프가 있을 때와 없을 때의 경우에서 반사 계수를 보여준다. Fig. 8과 Fig. 9는 퇴적 침전구에 묻힌 정사각 파이프에 작용하는 파 외력을 보여준다. 파 외력은 몇 개의 급작스러운 변화지점을 제외하고는 다소 단조롭게 변화한다. 그러나 급격한 변화가 일어나는 주파수에서는 급격한 파이프의 움직임이 나타날 것으로 예상된다.

Fig. 10에서 Fig. 15까지는 침전 퇴적구의 정사각 파이프의 세 가지 다른 위치에 존재하는 경우에 대한 결과를 보여준다. 그림에서 실선은 파이프가 침전구 중앙에 위치했을 때이며, 긴 점선과

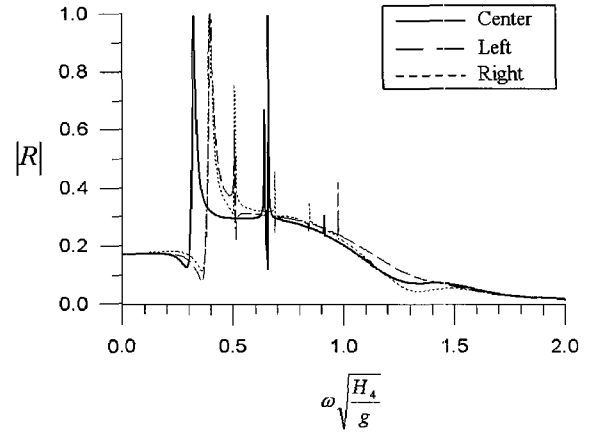


Fig. 10. Reflection coefficients with square pipe at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=1.3$.

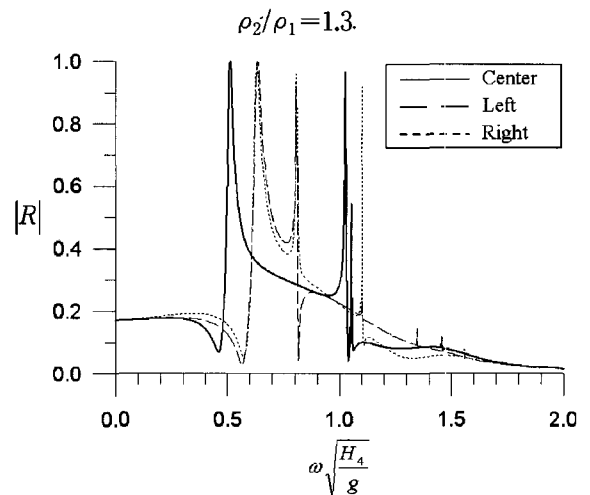


Fig. 11. Reflection coefficients with square pipe at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=2.0$.

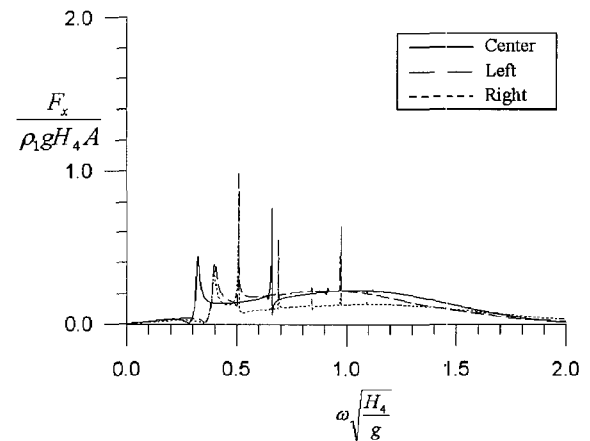


Fig. 12. Hydrodynamic force component in the x-direction at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=1.3$.

짧은 점선은 각각 파이프의 중앙을 기준으로 파이프의 폭 만큼 왼쪽과 오른쪽으로 이동했을 때의 결과를 나타낸다.

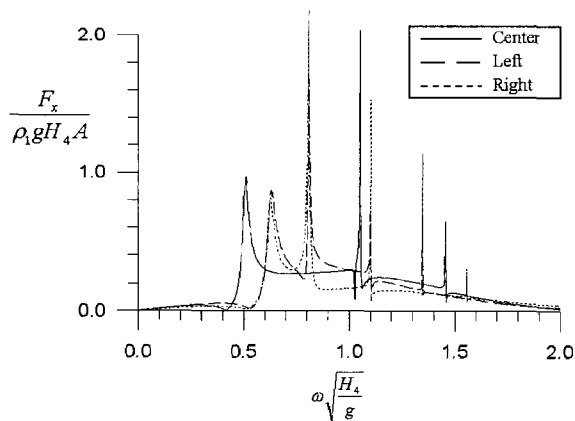


Fig. 13. Hydrodynamic force component in the x-direction at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=2.0$.

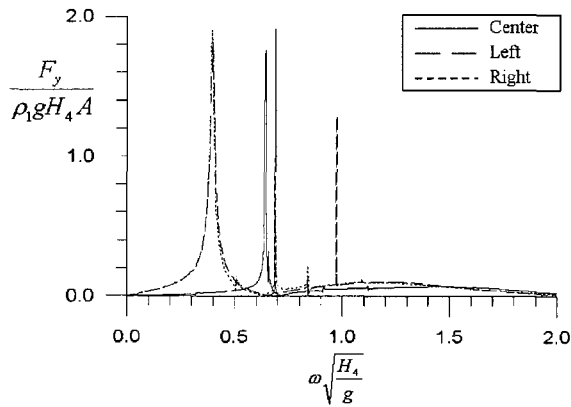


Fig. 14. Hydrodynamic force component in the y-direction at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=1.3$.

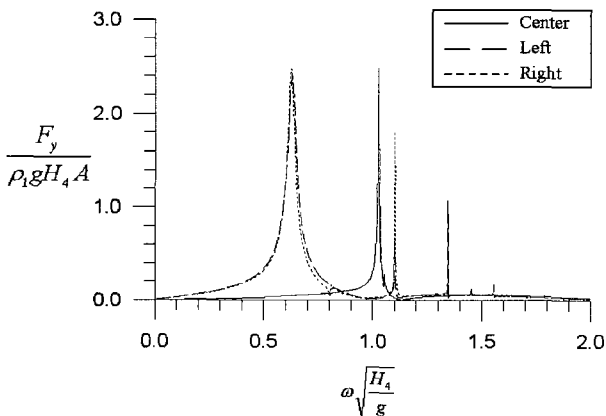


Fig. 15. Hydrodynamic force component in the y-direction at the various positions in the sediment pocket for $\rho_2/\rho_1=2.0$.

Fig. 10과 Fig. 11은 각각 밀도비가 과 일 때의 반사 계수들을 보여준다. Fig. 12와 Fig. 13은 두 개의 다른 밀도 비에서 파 외력의 수평 방향 성분을 보여준다. Fig. 14와 Fig. 15는 수직 방향 힘을 보여준다. Fig. 12에서 Fig. 15까지의 결과에서 공진이 일어나면 그래프의 급격한 변화가 일어나는 부분에서 외력이 매우 증가

함을 볼 수 있다. 대부분의 파이프 파열은 이러한 주파수 영역에서 발생할 것으로 보여진다.

위의 계산 결과를 통하여 밀도비가 클수록 외력의 크기는 증가함을 보였다. 파이프 위치의 변화에 따른 외력의 변화에 대한 고찰(Fig. 13~15)로 부터는 외력의 크기는 거의 변함이 없고 단지 외력이 크게 변하는 입사파의 주파수 대역이 변함을 알 수 있었다.

5. 결 언

본 연구에서는 국소유한 요소법을 이용하여 근해역에서 일어날 수 있는 퇴적 침전구내에서의 내면파 유동현상에 대한 외력 변화를 수치적으로 계산하였다. 사각형 파이프가 내면파 면에 위치해 있을 때 입사파에 의해 유기되는 내면파 유동에 의해 발생하는 힘과 모멘트를 계산하였다.

개발된 수치 계산법은 상당한 정확도를 가지며 어떤 복잡한 형상의 경우도 쉽게 적용할 수 있다. 따라서 내면파 유동이 발생하는 문제에 적용하여 구조물 초기 설계단계에서 유용한 결과를 제공할 수 있다.

후 기

본 연구는 부분적으로 Research Institute of Marine Systems Engineering, College of Engineering, Seoul National University, Brain Korea 21, Korea Science and Engineering Foundation의 기초 연구 프로그램에서 Grant(NO. 2000-2-30500-004-3)의 도움을 받았다. 또한 첫 번째 저자는 공공기술연구회가 지원하는 기본연구사업 “해양개발을 위한 설계엔지니어링 기술 고도화(III)”에서 일부분을 지원받았다.

참고문헌

- [1] Bai, K.J. 1972. “A variational method in potential flows with a free surface”, Ph.D. Thesis, U. C. Berkeley, 137 pages.
- [2] Bai, K.J. and Yeung, R.W., 1974, “Numerical solutions to free-surface flow problems”, The 10th O.N.R.Symposium, M.I.T., 609-647.
- [3] Bai, K.J., Kim, J.W., Kyoung, J.H., Rhee, K.P. and Lee, K.Y., 2001, “Wave diffraction forces acting on a pipe in a sediment pocket”, The 20th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, OMAE2001/OFT-5103 (8 Pages), ASME, June 2-8, Rio De Janeiro, Brazil.
- [4] Cho, I.H., Lee, W.C. and Bai, K.J., 2000, “Diffraction problem for a bottomless oil storage tank”, Proc. Korean Soc. for Marine Environmental Engineering, Spring Annual Meeting, 395-400.
- [5] Gorgui, M.A. and Kassem, S.E., 1978, “On the generation of short internal waves by cylinders oscillating at the surface sep-

- arating two infinite liquids”, Math. Proc. Camb. Phil. Soc., Vol 83, 481-494.
- [6] Kelly, R.E., 1969, “Wave diffraction in a two-fluid system”, J. Fluid Mech. Vol. 36, Pt. 1, 65-73.
- [7] Krieg, J.L., 1966, “Hurricane risks as they relate to offshore pipelines”, American Soc. For Oceanography, Vol. 1, 304-325.
- [8] Lassiter III, J.B., 1972, “The propagation of water waves over sediment pockets”, Ph.D. Thesis, M.I.T., 54Pages.
- [9] Lee, W.C. and Bai, K.J., 2000, “Theoretical and experimental studies on the wave responses in a bottomless oil reservoir”, Proc. Korean Soc. for Marine Environmental Er.gineering, Autumn Annual Meeting, 131-138.
- [10] Miles, J.W., 1972, “Internal waves in a sheeted thermocline”, J. Fluid Mech., Vol. 53, Pt. 3, 557-573.
-
- 2004년 8월 10일 원고접수
2004년 10월 25일 수정본 채택