



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)



碩士學位論文

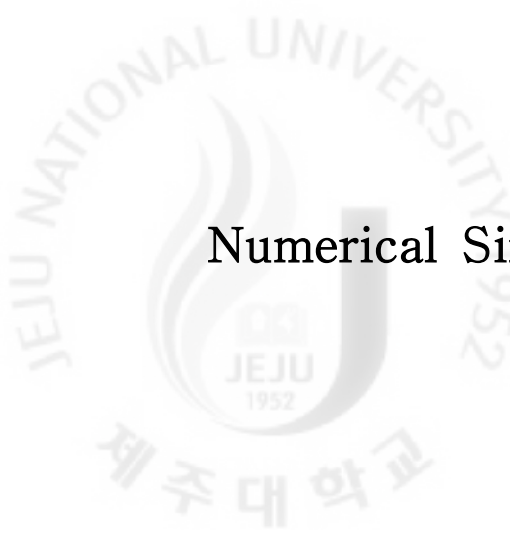
SPH技法에 의한 波浪傳播의
數值模擬

濟州大學校 大學院

土木海洋工學科

金 서 리

2012年 2月

The logo of Jeju National University is a circular emblem. It features a stylized flame or torch in the center, with the text 'JEJU NATIONAL UNIVERSITY' around the top and 'JEJU 1952' in the middle. Below the emblem, the Korean text '제주대학교' is written.

Numerical Simulation of Wave Transmission
by SPH Method

Seori Kim

(Supervised by Professor Namhyeong Kim)

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for the
degree of Master of Engineering

2012. 2

Department of Civil & Ocean Engineering
GRADUATE SCHOOL
JEJU NATIONAL UNIVERSITY



SPH技法에 의한 波浪傳播의 數值模擬

指導教授 金 南 亨

金 서 리

이 論文을 工學 碩士學位 論文으로 提出함

2012年 2月

金서리의 工學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長 _____ 印

委 員 _____ 印

委 員 _____ 印

濟州大學校 大學院

2012年 2月



목 차

List of Figures	iii
List of Tables	iv
Summary	v

I. 서 론

1. 연구 배경	1
2. 연구 목적	3
3. 논문의 구성	4

II. SPH 기법

1. SPH 근사법	5
2. 핵함수	7
3. 완화길이	9
4. 지배방정식	10
5. 상태방정식	13
6. 인공점성	14
7. 경계벽 조건	15
8. 시간 적분	16
9. 해석의 안정조건	17

III. 수치해석 결과 및 고찰

1. SPH법에서의 Open Boundary 처리 기법	18
1.1 계산영역 산정	18
1.2 타당성 검토	22

1.3	파랑 전파의 가시화	23
1.4	민감도 해석	26
1.5	수치해석 결과	27
2.	SPH법에서의 불투과 잠제에 관한 수치해석	28
2.1	계산영역	28
2.2	타당성 검토	29
2.3	수치해석 결과	32
IV.	결 론	33
V.	참고문헌	35



List of Figures

Fig. 1. Shape of Kernel Function	8
Fig. 2. Shape of derivative of Kernel Function	8
Fig. 3. Smoothing Length	9
Fig. 4. Definition of Numerical Wave Flume	19
Fig. 5. Open Boundary Structure	20
Fig. 6. Type of Open Boundary	21
Fig. 7. Spacing of Open Boundary Structure	21
Fig. 8. Length of Open Boundary Structure	21
Fig. 9. Time History of Free Surface Displacements: —, BEM (Takikawa and Kim): ..., This Study	22
Fig. 10. Time History of the Free Surface Profiles Generated by the Wave Maker	24
Fig. 11. Particle Configurations & Velocity Distribution on Wave Propagation ..	25
Fig. 12. The Effects of Smoothing Length	26
Fig. 13. The Effects of Particle Number	26
Fig. 14. Definition of Numerical Wave Flume	28
Fig. 15. Free surface fluctuation after impermeable submerged breakwater	30
Fig. 16. Velocity Distribution neat the Submerged Breakwater	30
Fig. 17. Comparison of Reflection Coefficient for Submerged Breakwater	31
Fig. 18. Reflection Coefficient for the Influence due to a Submerged Breakwater Height	31
Fig. 19. Reflection Coefficient for the Influence due to a Submerged Breakwater Width	31



List of Tables

Table 1. Numerical Computation Conditions (Takikawa and Kim, 1992) 22



Summary

Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method is one of meshless methods using the particle, which is different from previous methods using the mesh.

In this study, two kinds of numerical simulation by SPH method are conducted for knowing the possibility of applying flow phenomenon of fluid.

First of all, it is simulated about using the open boundary structure and the result is compared with Takikawa and Kim's experimental data. And a good result is obtained. The sensitive analyses on the smoothing length and particle number are performed. These terms are related to the efficiency and accuracy of the numerical simulation, and the phenomenon of fluid by using the particle and velocity vector is also visualized.

Secondly, the numerical simulation about wave propagation by impermeable submerged breakwater is carried out. The results are compared with 土木學會 and Takikawa and Kim's experimental data. For the more detail comparison, reflection coefficient for impermeable submerged breakwater is also compared in Ijima and Sasaki and Takikawa and Kim's experimental data respectively and is obtained a satisfactory result. In like manner, wave screening performance of the impermeable submerged breakwater with various crown height and widths are express reflection coefficient.

Finally, it is shown that this method could be applied to the various fluid phenomenon of hydraulic structure such as submerged breakwater and the method of ocean waves like a storm surge or tsunami.



I. 서론

1. 연구 배경

연안에 미치는 해안 구조물은 해저지형, 해안선의 형태 등에 의해 변형을 받아서 소위 천수변형, 굴절, 회절 등 수많은 현상을 일으킨다. 이들의 거동을 해명하는 일은 최근 해양개발의 추세에 비추어 해안 공학상 중요한 문제이다. 그러나 복잡한 경계면을 가진 영역에서 이러한 파랑의 유한 진폭성을 포함해 이론적으로 해석하는 일은 곤란하여 수치계산법에 의존하지 않을 수 없다. 이러한 파랑의 비선형거동을 해석하는 전형적인 수치계산법으로는 격자를 나누어 해석하는 유한차분법(FDM), 경계요소법(BEM), 유한요소법(FEM) 등이 있다. 그런데 이러한 방법들은 움직이는 물질의 접촉면, 경계의 변형, 자유표면을 처리하는데 있어서 어려움이 있다.

한편, 격자를 선정해야 하는 번거로움과 어려움을 없애고 전체 계산 영역에서 흩어져 있는 입자만을 이용하여 기존의 방법들이 지닌 어려움을 해결해 보기 위한 무격자 입자법(Meshfree particle method)들이 많이 개발되어 적용되고 있는 중이다.

그 중에서 SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)법은 과거의 격자 사용에 대한 복잡한 작업이 불필요할 뿐만 아니라 유체 각각의 입자 위치를 추적하는 방식으로 각 입자에 대한 정보를 획득할 수 있는 장점이 있다. 이 방법은 1970년대 천체 물리학 분야(Lucy, 1977; Gingold and Monaghan, 1977)에서 시작되어, 그 후 자유수면의 유동에 대한 적용(Monaghan, 1994), 점성을 고려한 유체해석(Takeda et al., 1994), 낮은 레이놀즈 수에서 비압축성 유체해석(Morris et al., 1997), 파동 문제의 적용(Monaghan and Kos, 1999), 해양 구조물에 작용하는 파압연구(Gomez and Dalrymple, 2004) 등 다양한 분야로 적용이 시도되고 있다. 그러나 충분한 입자의 수에 대한 계산을 수행하기 위해서는 서로 결합된 각 입자의 해석을 모두 기술해야한다는 단점도 있다. 최근에는 이러한 단점을 보완하기 위해 Eulerian 법을 접목시켜 이러한 어려운 문제점을 해결하는 연구가 시도되고 있다(Lastiwka et al., 2009). 또한, SPH법에서 유체 유동 해석을 통해 경계 문제를 본격적으로 다룬 이는 Takeda et al.(1994)였으며,

Campbell(1989)은 지배방정식의 부분 적분시 경계에서 무시되었던 잔류항(residual term)을 통해 경계 조건을 부여하는 방법을 제시하였다.

2. 연구 목적

본 연구에서는 기존의 격자 구조를 이용한 수치해석 방법과는 다른 입자만을 이용한 무격자방법 중의 하나인 SPH법을 이용하여 유체의 유동 현상 해석에 있어서 적용 가능성을 알아보고자 두 가지 경우로 나누어서 수치해석을 수행하였다.

우선 선행단계로 open boundary structure를 이용하여 개방경계를 해결하는 간단한 처리 방법을 제시하고, 일반적으로 임의경계영역을 진행하는 파랑을 포함하여 실제적인 상황 아래서 확장 적용하는 방법을 나타내었다. 그 결과를 Takikawa and Kim(1992)의 BEM 해석 결과와 각각 비교하여 수치모델의 타당성 및 유효성을 검토하였다. 민감도 분석으로서 완화거리와 입자 수가 해석 결과에 미치는 영향을 알아보았다. 또, 파랑 전파에 관한 유동 현상을 입자와 속도 벡터를 이용하여 가시화하여 관찰하였다.

그 다음 단계로 불투과 잠제에 관한 수치해석을 수행하였다. 먼저 파동 수조에서 잠제의 유무에 따른 파랑 전파의 수치해석을 수행하였다. 그 결과를 Takikawa and Kim(1992)의 실험 결과와 비교하여 타당성을 검토하였고, 저면에 불투과 잠제를 설치하여 수치해석을 통하여 속도벡터분포와 자유수면의 변화를 알아보았다. 또한, 불투과 잠제의 파랑 반사 특성에 대하여 수치해석 하였다. 그 결과를 Ijima and Sasaki(1971)와 Takikawa and Kim(1992)의 해석 결과와 각각 비교하여 타당성을 검토하였다. 또한 불투과 잠제 천단 높이와 폭 변화에 따른 파랑 차단 성능을 반사율로 나타내었다. 이러한 검증과 해석을 바탕으로 본 연구에서는 SPH법을 이용하여 한정된 수역에서의 open boundary에 대한 수치기법을 개선하고, 불투과 잠제의 반사율을 이용하여 잠제의 효율적인 설계를 하기 위함이다. 또 이것은 실제의 해역에서 파가 해안으로 내습해 오는 현상에 대해서 적용 가능할 것으로 판단된다.

3. 논문의 구성

본 논문에서는 우선 II장에서 SPH근사법 즉 SPH의 기본 원리를 시작으로 해석의 정확성과 효율성을 결정짓는 핵함수와 완화길이에 대해 기술하였고, 그리고 지배방정식에 다른 압력과 점성을 결정짓는 상태방정식과 인공점성을 차례로 기술하였다. 부가적으로 그에 따른 경계면처리와 시간적분 그리고 해석의 안정조건에 기술하였다. III장에서는 본 연구에서 시행한 수치해석에 결과에 대해서 기술하였다. 여기서는 두 가지 형태의 수치해석으로서 open boundary 처리 기법에 관한 수치해석과 불투과 잠제에서의 파랑 전파와 반사율에 관한 수치해석을 실행하였다. 그리고 그에 따른 실험데이터와 비교를 통하여 타당성을 검증하였고, 민감도 해석을 수행하였다. 또, 입자와 속도벡터를 통하여 가시화 하여 나타내었다. IV장은 결론으로서 본 논문에서 얻어진 결론들을 종합적으로 서술하였다.



II. SPH 기법

1. SPH 근사법

SPH는 요소나 격자가 아닌 입자를 통해 해석대상을 구성하고, 핵함수를 이용하여 인접하는 입자들의 물리량과 입자간의 관계로부터 각 입자들의 물리량(밀도, 속도, 에너지 등)을 계산한다. 입의 입자의 물리량을 결정하기 위하여 핵함수를 이용하는 핵함수 근사(kernel approximation)를 사용하고 있다.

일반적으로 SPH의 함수 $f(x)$ 는 적분형으로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x') \delta(x-x') dx' \quad (1)$$

여기서 $\delta(x-x')$ 는 다음의 조건을 갖는 Dirac Delta 함수이다.

$$\delta(x-x') = \begin{cases} 1 & x = x' \\ 0 & x \neq x' \end{cases} \quad (2)$$

이에 기초하여 Dirac Delta 함수와 유사한 형태를 취하는 핵함수(W)를 이용하면 식 (3)과 같은 핵함수 근사식을 얻을 수 있다.

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') W(x-x', h) dx' \quad (3)$$

여기서 $W(x-x', h)$ 는 핵함수이고, h 는 완화길이(Smoothing Length)로서 핵함수가 값을 가지게 되는 영역의 길이를 나타낸다.

SPH는 유한개의 이산적인 입자들로 해석 영역이 구성되므로, 연속계의 영역적분

을 유한개의 입자들의 합으로 치환하면 핵함수 근사식(4)는 다음과 같은 입자 근사식의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\langle f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) W(x_i - x_j, h) \quad (4)$$

여기서 입자 i 에서의 입자 근사함수 $f(x_i)$ 는 주변 입자 j 의 함수와 핵함수에 의하여 표시되며, m_j 와 ρ_j 는 입자 j 의 질량과 밀도이고, m_j/ρ_j 는 입자 j 의 체적을 나타낸다.

그리고 공간도함수 형태로서 입자 근사식을 다음의 식(5)과 같이 나타낼 수도 있다.

$$\langle \nabla f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \nabla_i W_{ij} \quad (5)$$

$$W_{ij} = W(x_i - x_j, h) W(|x_i - x_j|, h)$$

$$\nabla_i W_{ij} = \frac{x_i - x_j}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}} = \frac{x_{ij}}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}}$$

여기서 r_{ij} 은 입자 i 와 j 사이의 거리이다.

2. 핵함수

핵함수는 Dirac Delta함수와 유사한 특성을 나타내야 함으로 다음과 같은 세 가지 조건을 만족해야 한다.

- Normalization Condition: $\int_{\Omega} W(x-x', h) dx' = 1$
- Delta Function Property: $\lim_{h \rightarrow 0} W(x-x', h) = \delta(x-x')$
- Compact Condition: $W(x-x', h) = 0$ when $|x-x'| > \kappa h$

여기서 κ 는 핵함수와 관련된 상수이고, 핵함수의 유효면적을 정의한다.

핵함수는 일반적으로 2차원 공간상에서 Gaussian 핵함수(7)와 Cubic Spline 핵함수(8)가 사용된다.

$$W(R, h) = \frac{1}{\pi h^2} e^{-R^2} \quad (7)$$

$$W(R, h) = \frac{15}{7\pi h^2} \times \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3 & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2-R)^3 & 1 \leq R < 2 \\ 0 & R \geq 2 \end{cases} \quad (8)$$

여기서 $R = \frac{|x-x'|}{h}$ 이다.

이 함수들을 그래프로 도식하여 비교해 보면 Fig. 1과 같이 나타내어진다. Fig. 1에서 Gaussian 핵함수는 공간영역이 $3h$ 내의 입자까지 계산되는 반면, Cubic Spline 핵함수는 공간영역이 $2h$ 내에 입자까지 계산하게 된다. 그리고 Fig. 2는 이 함수들의 일차 도함수를 그래프로 도식화하였다. 이런 핵함수들의 연속성으로 인해서 SPH법은 기존의 격자를 이용한 해석방법과는 달리 격자망이 필요 없다는 장점을 가지데

된다. 본 연구에서는 가장 일반적으로 쓰이는 Cubic Spline 핵함수를 사용하였다.

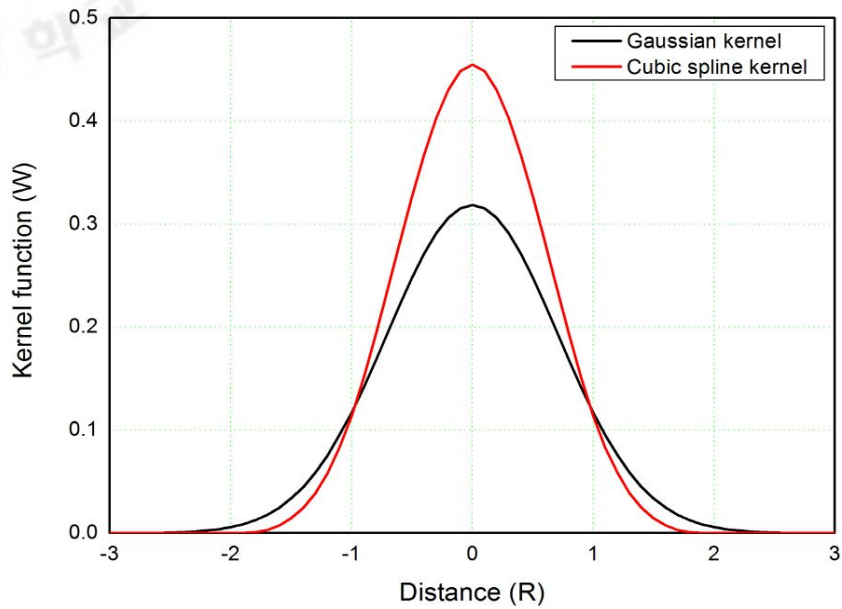


Fig. 1. Shape of Kernel Function

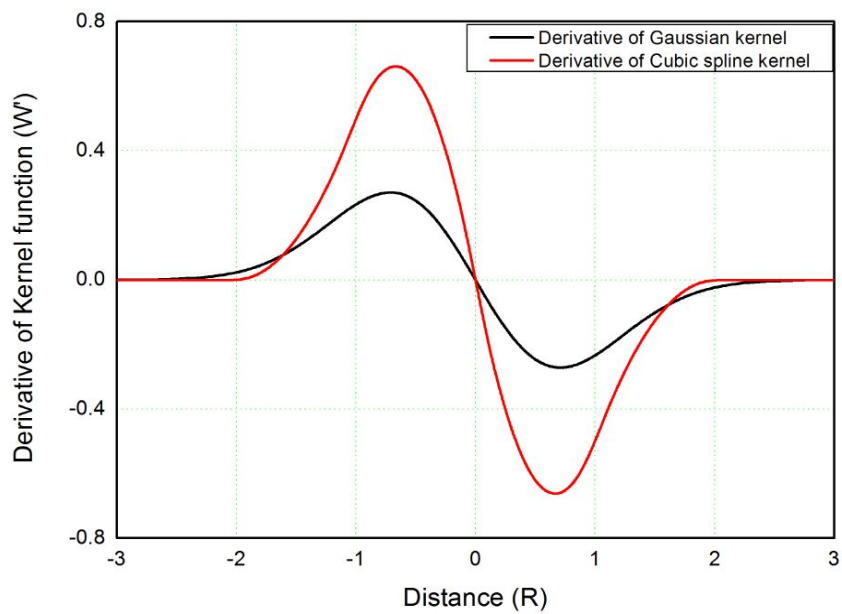


Fig. 2. Shape of derivative of Kernel Function

3. 완화길이

완화길이는 Fig. 3에서와 같이 핵함수의 효과가 미치는 유효폭을 나타내며, 또한 한 입자에 대한 다른 입자의 영향거리를 나타낸다. 이 완화길이는 계산의 효율성과 정확성에 직접적으로 영향을 주게 된다. 만약 완화길이가 너무 작을 때에는 가하는 힘에 비해 지배면적에 입자가 너무 적어 낮은 정확성을 초래하고, 그와 반대로 완화길이가 너무 길 때에는 너무 많은 입자들로 인해 계산시간이 많이 걸려 효율성이 떨어진다. 또, 입자들 사이에 Smoothed Out이 되는 경우가 발생해 정확성이 오히려 나빠지게 된다. SPH 기법에서는 2차원 일 경우 자신을 포함한 이웃하는 입자의 수가 20~30개 분포되는 것을 최선으로 하고 있다. 그리고 입자들이 격자 안에 놓이게 되는 경우에는 초기 입자 간격의 1.2배 정도를 최선으로 한다. 이것은 FDM에서 Grid-Cell의 폭과 같다.

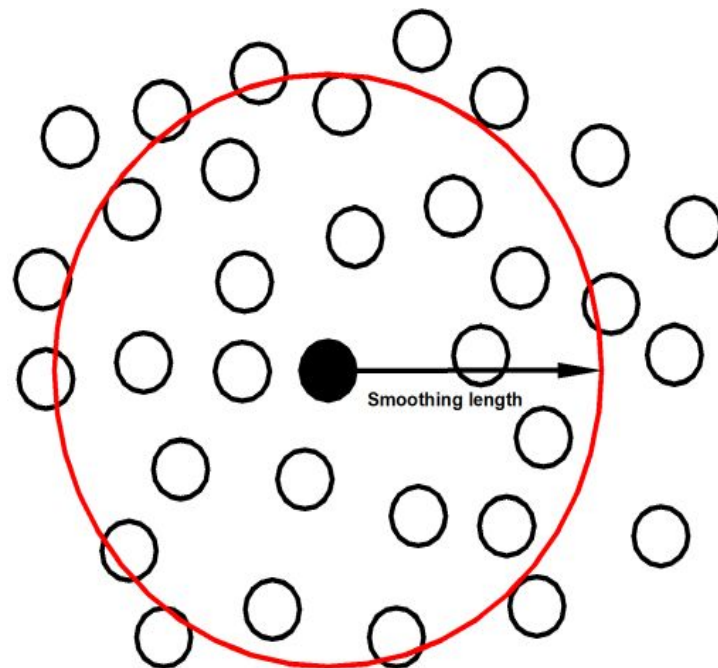


Fig. 3. Smoothing Length

4. 지배방정식

기본 방정식인 연속방정식, 운동량방정식, 에너지방정식을 사용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (9)$$

$$\frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \quad (10)$$

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} \quad (11)$$

여기서 ρ 는 밀도, v 는 속도, e 는 에너지, σ 는 응력텐서, t 는 시간으로 표현되고, α , β 는 텐서표기로 공간에서 나타내는 방향을 표현한다.

또, 응력과 점성에 대해서는 Newtonian 유체로서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \tau^{\alpha\beta} \quad (12)$$

$$\tau^{\alpha\beta} = \mu\epsilon^{\alpha\beta} \quad (13)$$

$$\epsilon^{\alpha\beta} = \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} - \frac{2}{3}(\nabla v)\delta^{\alpha\beta}$$

여기서 p 는 압력, τ 는 전단응력, μ 는 점성계수를 나타낸다.

에너지방정식(11)을 압력과 점성에 대하여 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} + \frac{\mu}{2\rho} \epsilon^{\alpha\beta} \epsilon^{\alpha\beta} \quad (14)$$

연속방정식(9)을 항등조건(15)과 입자 근사식을 이용하여 SPH 기법으로 정식화시키면 다음과 같다.

$$-\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} = -\left(\frac{\partial(\rho v^\beta)}{\partial x^\beta} - v^\beta \frac{\partial \rho}{\partial x^\beta} \right) \quad (15)$$

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (16)$$

$$v_{ij}^\beta = (v_i^\beta - v_j^\beta)$$

운동량방정식(10)을 항등조건(16)과 입자 근사식을 이용하여 SPH 기법으로 정식화시키면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} = \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \right) + \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x^\beta} \quad (17)$$

$$\frac{Dv_i^\alpha}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (18)$$

$$= -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\mu_i \epsilon_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\mu_j \epsilon_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$$

$$\epsilon_i^{\alpha\beta} = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\alpha \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} - \left(\frac{2}{3} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\gamma \nabla_\gamma W_{ij} \right) \delta^{\alpha\beta}$$

에너지방정식(14)을 두 개의 항등조건(19), (20) 입자 근사식을 이용하여 SPH 기

법으로 정식화시키면 다음과 같다.

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} = \frac{p}{\rho^2} \left(-\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \right) = \frac{p}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \quad (19)$$

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} = -\frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{pv^\beta}{\rho} \right) + v^\beta \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (20)$$

$$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_j^N m_j \left(\frac{p_j}{\rho_j^2} + \frac{p_i}{\rho_i^2} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{\alpha\beta} \epsilon_i^{\alpha\beta} \quad (21)$$

앞에 기술한 기본방정식에서 인공점성의 영향과 외부힘을 고려하여 SPH 기법으로 정식화하여 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (22)$$

$$\frac{Dv_i^\alpha}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{p_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{p_j^2} + \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + F_i^\alpha \quad (23)$$

$$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_j}{p_j^2} + \frac{p_i}{p_i^2} + \Pi_{ij} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{\alpha\beta} \epsilon_i^{\alpha\beta} \quad (24)$$

여기서 v_i , x_i 는 각각 입자 i 의 속도, 위치를 나타내고, F_i 는 외부 힘, ∇_i 는 입자 i 에 대한 핵함수 증감을 나타낸다. 압력 p_i 는 약한 압축성이라는 가정아래에서 상태방정식(25)을 이용하고, Π_{ij} 는 인공점성(28)을 통하여 구한다.

5. 상대방정식

비압축성 유동해석에서 운동량방정식을 통하여 압력항을 효과적으로 계산하는 일은 어려운 과제이다. SPH법에서는 비압축성 자유수면의 유동을 위해 유체의 압력은 약한 압축성이라는 가정하에 다음의 상대방정식으로부터 얻을 수 있다 (Batchelor, 1967; Monaghan, 1994).

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (25)$$

여기서 ρ_0 는 초기 밀도이고, γ 은 무차원 상수이지만, 대부분의 경우 7의 값을 사용한다. 그리고 B 는 초기 압력으로 밀도의 최대 변화조건에 따라 결정되는 상수이고 다음과 같은 식을 가진다.

$$B = \frac{\rho_0 c^2}{\gamma} \quad (26)$$

비압축성의 유체의 흐름을 위해 Monaghan(1994)은 밀도변동(δ)을 다음과 같이 나타내었다.

$$\delta = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{|\rho - \rho_0|}{\rho_0} = \frac{v_b^2}{c^2} = M^2 \quad (27)$$

여기서 v_b 는 유체 체적 속도이고, M 은 Mach Number를 나타낸다. 음속 c 가 커질 경우, Mach Number는 작아지고 밀도 변동 역시 거의 무시되므로, 본 연구에서는 유체의 비압축성을 잘 나타내기 위해 Mach Number가 0.1을 넘지 않도록 초기 압력을 설정하였다.

6. 인공점성

인공점성은 경계면에서의 수치적 발산을 제거하기 위하여 SPH법에서 사용된다. Monaghan and Gingold(1983)는 인공점성 Π_{ij} 에 대한 다음의 식(24)을 제시하였다.

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ij} \bar{\mu}_{ij} + \beta \bar{\mu}_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}}, & v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0, & v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (28)$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{c_i + c_j}{2}$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{\rho_i + \rho_j}{2}$$

$$\bar{\mu}_{ij} = \frac{h v_{ij} \cdot x_{ij}}{x_{ij}^2 + \eta^2}$$

여기서 x_{ij} 는 입자 i 와 입자 j 의 상대위치, v_{ij} 는 입자 i 와 입자 j 의 상대속도를 나타내며, c 는 음속을 나타낸다. α 항은 운동량보존방정식의 전단과 체적점성의 역할을 하며, β 항은 Von Neumann-Richtmyer Viscosity와 유사한 것으로 높은 마하수를 가진 충돌에서 입자들이 서로 섞이는 것을 방지하며, η 항은 분모가 0이 되지 않도록 하기 위한 작은 값으로 수치적인 발산을 방지하기 위한 값이다.

7. 경계벽 조건

경계벽을 설정하기 위해서는 고정된 입자들로 이루어진 경계 입자를 이용하여야 한다. 경계 입자는 공간상에 고정되어 있으면서, 유체의 자유로운 입자들과 상호 작용을 하게 된다.

본 연구에서는 이러한 경계 입자들이 고체 벽면의 역할을 하기 위해서 Monaghan(1994)이 제시한 방법으로 가상입자들을 사용하였고, 경계벽의 침투를 막기 위해서는 Lennard-Jones형태의 다음 식을 사용하였다. 이 식은 입자들은 경계벽 근처에서 강한 반발력을 생성해 유체 입자의 물리적인 경계벽 침투를 막아준다.

$$f(r) = \begin{cases} D \left[\left(\frac{r_0}{r_{ij}} \right)^{n_1} - \left(\frac{r_0}{r_{ij}} \right)^{n_2} \right] \frac{x_{ij}}{r_{ij}^2}, & \left(\frac{r_0}{r_{ij}} \right) \leq 1 \\ 0, & \left(\frac{r_0}{r_{ij}} \right) > 1 \end{cases} \quad (29)$$

여기서 n_1 , n_2 는 매개변수로서 Monaghan(1994)이 제안한 4, 2의 값을 각각 사용하였고, D 는 최대 속도 v_{\max}^2 의 값을 사용하였다. 그리고 유체 입자와 고체 입자의 반발력 생성 거리를 결정짓는 r_0 는 초기 입자 간격으로 설정하였다.

8. 시간 적분

본 연구에서는 Leap-frog법을 사용하여 연속방정식과 운동량방정식에 의하여 결정된 밀도, 속의 항을 시간에 대해 적분하였다. 밀도에 대한 시간 적분은 시간 t 에서의 각 변수의 값에 변수의 미분 값과 시간 증분의 곱을 더하여 시간 $t + \delta_t$ 에서의 값을 계산하는 형태로 식(30)과 같이 나타낸다.

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^n + \frac{D\rho_i}{Dt} \delta_t^n \quad (30)$$

여기서 n 과 $n+1$ 은 각각 시간 t 와 $t + \delta_t$ 를 나타낸다.

속도의 경우에는 t 와 $t + \delta_t$ 의 중간 시간에서의 값을 구하는 형태로 식(31)과 같이 나타낸다. 이는 중앙 적분법을 위치 변수인 x_i 에 적용하기 위한 것으로서 속도적분 식(31)로부터 입자 위치는 식(32)과 같이 결정된다.

$$v_i^{n+\frac{1}{2}} = v_i^{n+\frac{1}{2}} + \frac{Dv_i}{Dt} \frac{(\delta_t^n + \delta_t^{n-1})}{2} \quad (31)$$

$$x_i^{n+1} = x_i^n + v_i^{n+\frac{1}{2}} \delta_t^n \quad (32)$$

여기서 $n - \frac{1}{2}$ 과 $n + \frac{1}{2}$ 은 각각 시간 $t - \frac{1}{2}\delta_t$ 와 $t + \frac{1}{2}\delta_t$ 를 나타낸다.

이렇게 결정된 위치, 밀도, 속도는 다시 다음 시간에서의 각 변수들의 시간 미분을 계산하기 위하여 사용되며, 이와 같은 과정을 시간에 따라 반복하게 된다.

9. 해석의 안정조건

해석의 정확성과 안정성을 위해서는 무조건적인 시간증분(δ_t)설정 보다는 해석의 안정조건 범위 내에서의 시간증분 설정이 필요하다.

본 연구에서는 Shao and Lo(2004)의 Courant 조건식(33)과 점성확산을 고려한 조건식(34)을 이용하였다. 이 둘 조건을 만족하는 범위내에서 시간증분을 설정하였다.

$$\delta_t \leq 0.1 \frac{l_0}{V_{\max}} \quad (33)$$

$$\delta_t \leq 0.125 \frac{l_0^2}{\nu} \quad (34)$$

여기서 l_0 는 초기 입자들의 간격, V_{\max} 는 최대 속도, ν 는 동점성 계수이다.

Ⅲ. 수치해석 결과 및 고찰

1. SPH법에서의 open boundary 처리 기법

1.1 계산영역 산정

본 연구에서 사용된 입자의 수는 400×9 개이고, 파의 생성 조건으로는 다음의 식을 사용하였다.

$$x = \frac{S}{2} \sin \sigma t \quad (35)$$

여기서 x 는 피스톤 이동변위를 나타내고, S 는 피스톤 전 행정, σ 는 주파수를 나타낸다.

Fig. 4는 물 입자를 $0.05m$ 의 간격으로 배열하여 나타낸 것이다. 여기서 시간증분 $\delta_t = 10^{-4} \text{sec}$, 유체 입자의 동점성 계수는 $\nu = 10^{-6} \text{m}^2/\text{sec}$, 중력가속도 $g = 9.81 \text{m}/\text{sec}^2$ 의 값을 각각 가진다. 입자 배열은 Dalrymple and Knio(2000)가 제안한 엇갈림 배열을 사용하였다. 또, 유체 입자의 초기 밀도 조건은 정압력이 형성되도록 다음의 식(36)을 사용하였다.

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{\rho_0 g (H - y)}{B} \right)^{1/\gamma} \quad (36)$$

여기서 H 는 초기 수심, y 는 바닥에서의 수직거리이다. 본 연구에서는 $\rho_0 = 1000 \text{kg}/\text{m}^3$ 을 사용하였고, B 값은 Monaghan(1994)이 제시한 $200gH\rho_0/\gamma$ 을 사용하였다. 여기서 $\gamma = 7$ 을 이용하였다.

Fig. 5는 Fig. 4에서의 오른쪽 즉, zone 영역에 open boundary structure의 설치를 확대하여 정렬한 것이다. 개방경계 처리 기법에 따른 open boundary structure의 형태와 입자의 배열을 보여주고 있다. open boundary의 3가지 형태와 open boundary 처리를 하지 않았을 때를 민감도 해석을 통하여 Fig. 6에 나타내었다. 그 결과 직립벽일 때가 가장 효과적으로 파를 전파시키는 것으로 나타났다. 또, open boundary structure의 간격과 길이에 따른 파랑 전파의 안정성을 각각 Fig. 7과 Fig. 8에 나타내었다. 간격은 2개, 3개, 4개일 때를 비교한 결과 3개일 때가 가장 효과적 나타났다. 또, zone의 길이를 각각 $0.3L \sim 1L$ 까지 비교한 결과, $0.5L$ 일 때가 가장 효과적으로 파를 전파시키는 것으로 나타났다(김 등, 2010). 본 논문에서는 가장 효과적인 open boundary structure의 간격 3개일 때와 길이 $0.5L$ 일 때를 사용하였다.

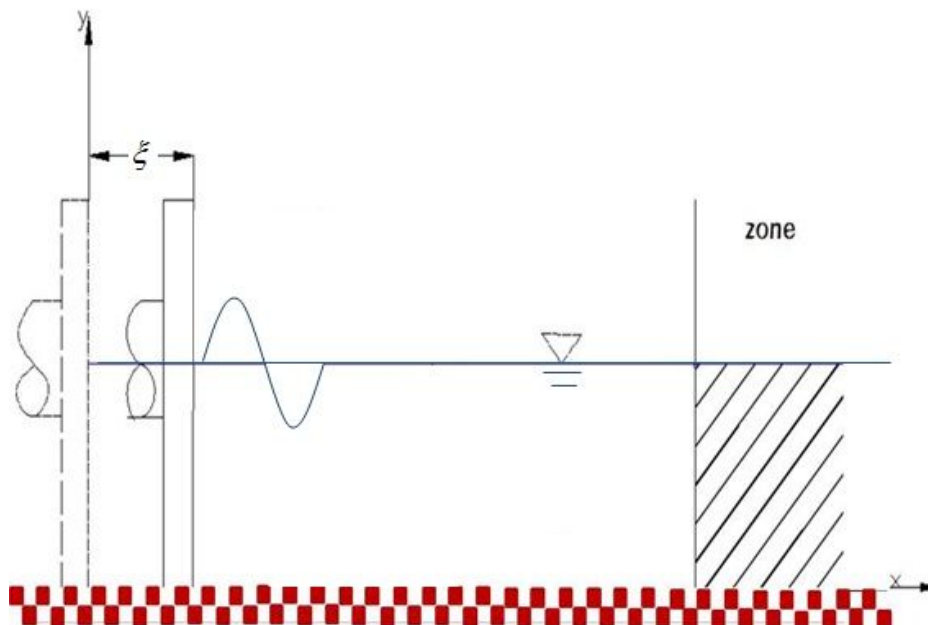


Fig. 4. Definition of Numerical Wave Flume

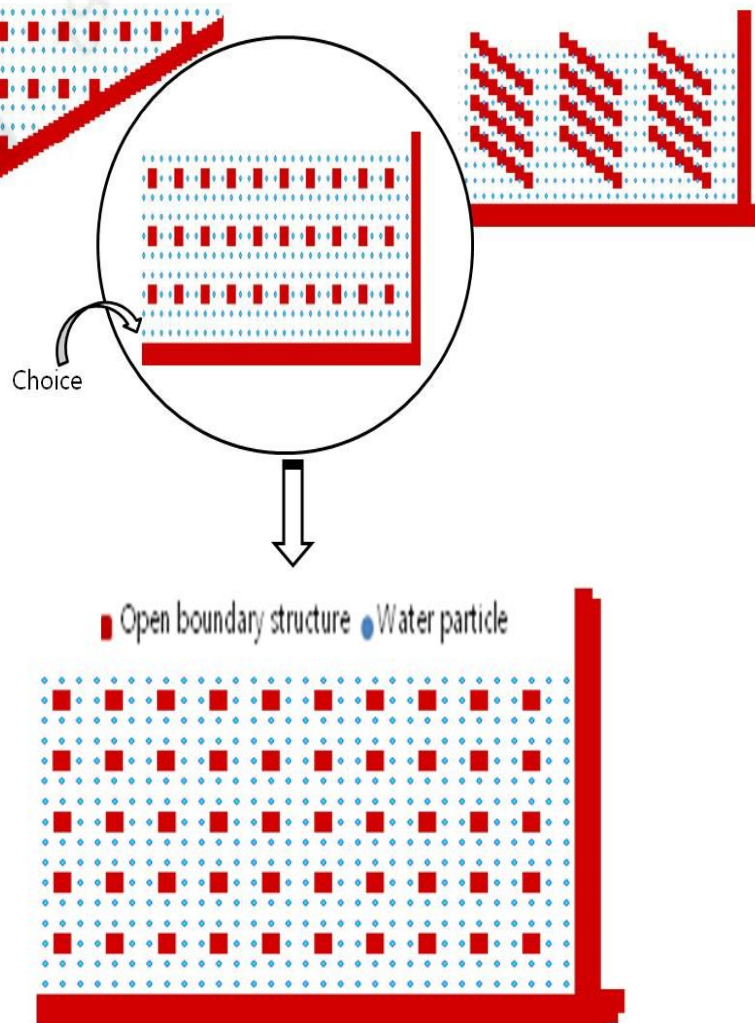


Fig. 5. Open Boundary Structure

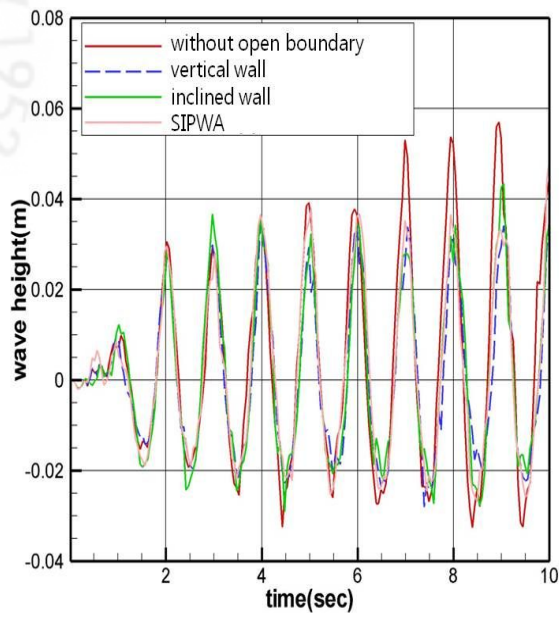


Fig. 6. Type of Open Boundary

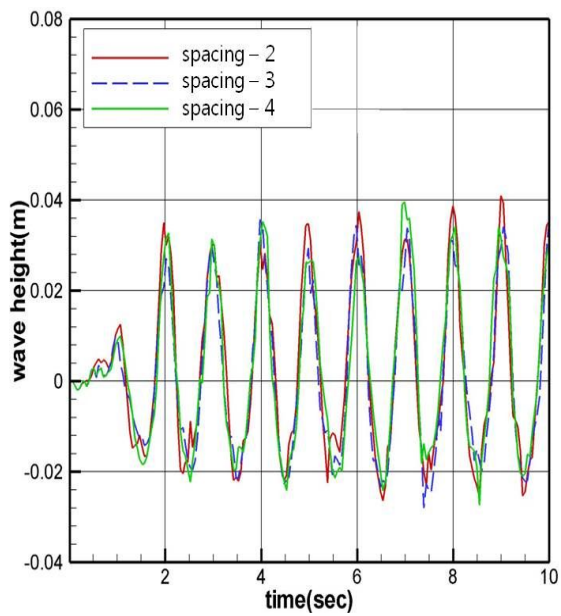


Fig. 7. Spacing of Open Boundary Structure

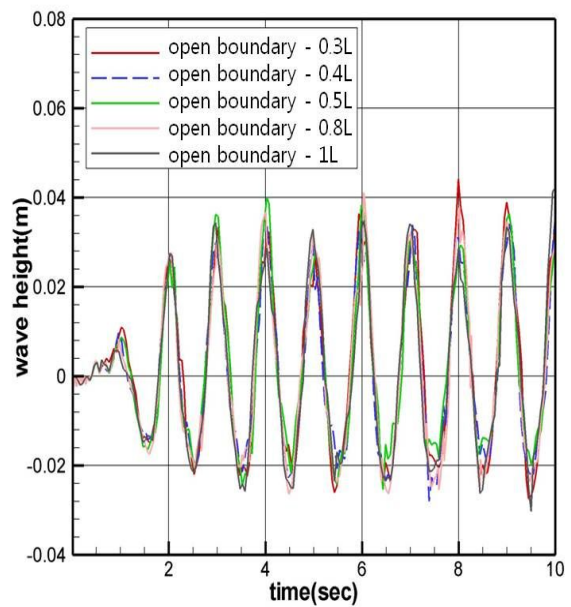


Fig. 8. Length of Open Boundary Structure

1.2 타당성 검토

Fig. 9는 수치해석의 타당성을 검증하기 위해 본 연구의 계산 결과를 Takikawa and Kim(1992)의 BEM 해석 결과와 비교하여 나타낸 것이다. 각 측정점의 위치와 수심, 주기 등 계산 조건은 Table 1에 나타내었다. x 축은 시간, y 축은 수위 변동량을 각각 무차원량으로 나타낸 것이다. case 1과 case 2는 모두 파랑이 안정적이며, 해석 결과와 비교하여 좋은 일치를 보여준다.

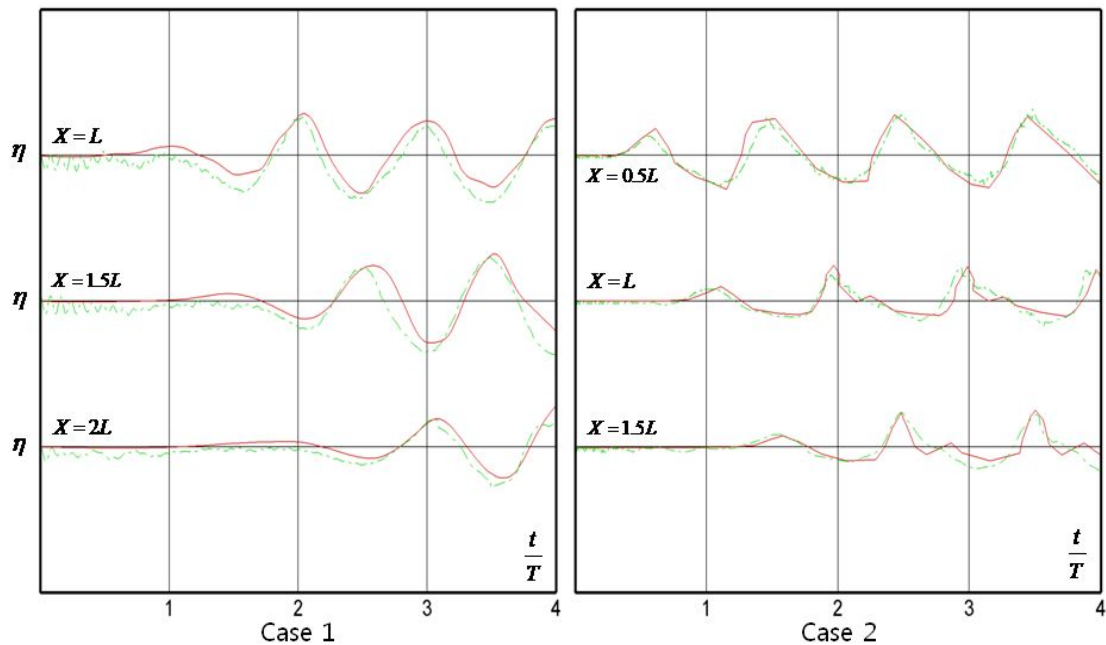


Fig. 9. Time History of Free Surface Displacements: —, BEM (Takikawa and Kim): ···, This Study

Table 1. Numerical Computation Conditions (Takikawa and Kim, 1992)

Case no.	Depth <i>cm</i>	Period sec	Period stroke (2ζ <i>cm</i>)	Measure points	Relative wave height h/L_0
1	80	2.0	10.0	L, 1.5L, 2L	0.1280
2	40	4.1	34.0	0.5L, L, 1.5L	0.0152

1.3 파랑 전파의 가시화

파랑 전파의 효과적인 모습을 자세히 살펴보기 위해서 Fig. 10은 Table 1에 나타난 case 1과 case 2 형태를 가지고 자유 수면을 시간의 흐름에 따라 정렬한 것이다. Fig. 10은 SPH법 계산에 의한 공간파형을 시간마다(종축 t/T : T 는 주기) 나타내고 있다. 실험 조건과 실험 케이스는 Table 1에 표시한 바와 같다. 측정 점에 관한 파장 L 은 일정 수심 h 와 주기 T 에 대응하는 미소진폭파이론의 분산관계식 $L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}$ 으로 미리 구했다. 조파판의 위치도 $\xi=0$ 의 상태에서부터 계산을 시작했다. 특히 전파 위치에 대해서도 파가 변형되지 않고 잘 전파하는 것이 계산되어졌고, 전파 위치에서의 가상경계 처리방법의 타당성이 증명되었다. 또, case 1에서도 거의 완전한 파형 및 파고가 계산되어졌고, case 2의 비선형적인 파동에 대해서도 파형이 잘 재현되어 본 계산 기법의 타당성이 입증되었다.

입자와 속도 벡터를 이용하여 파랑의 전파 과정을 Fig. 11에 나타내었다. (a)는 처음 한 파랑이 생성되었을 때의 모습이고 시간의 흐름에 따라 파가 안정적으로 전파되고 있는 모습을 보여주고 있다. 파랑의 전파 과정을 자유 수면으로 나타낸 Fig. 10에 반해, Fig. 11은 전반적인 파의 모습을 2차원으로 나타내어 표현하였다.

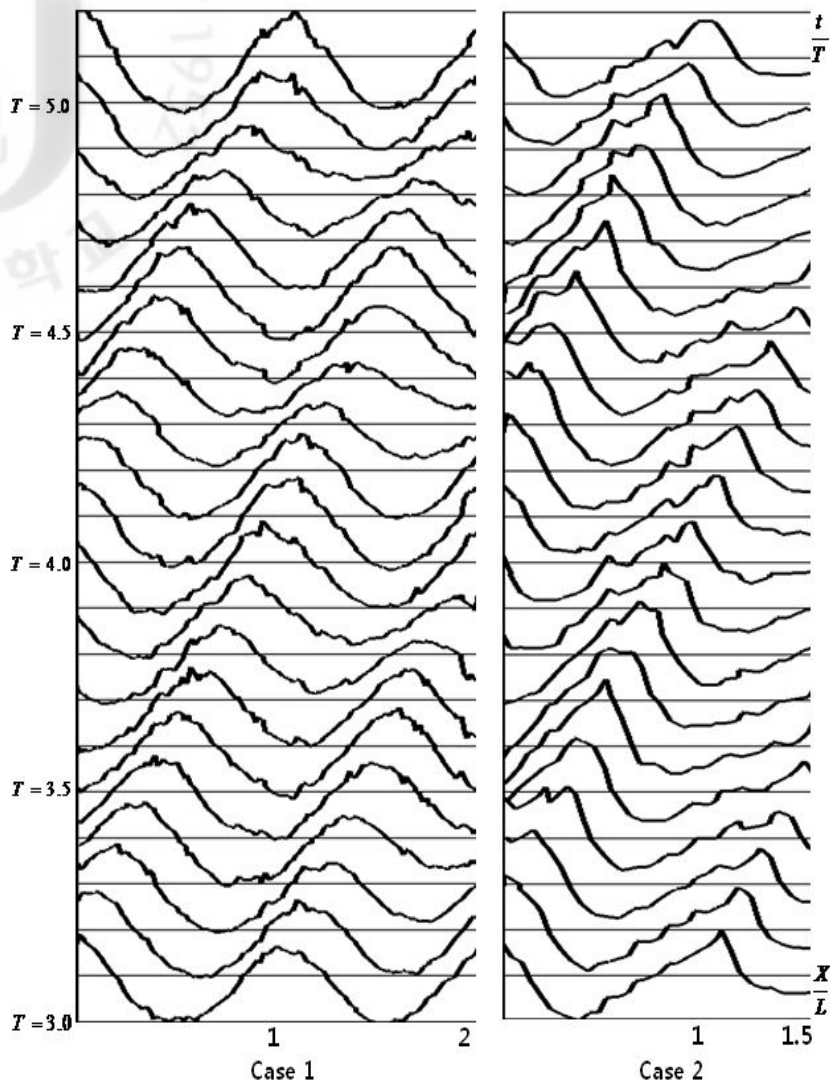


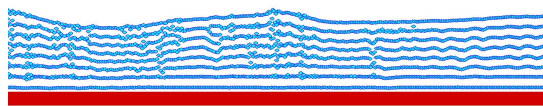
Fig. 10. Time History of the Free Surface Profiles
Generated by the Wave Maker



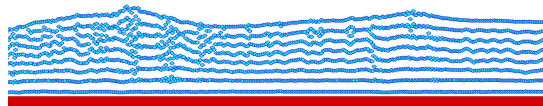
(a) 4.00sec



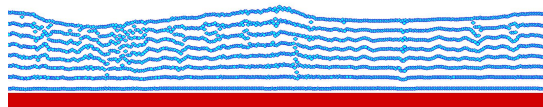
(b) 6.00sec



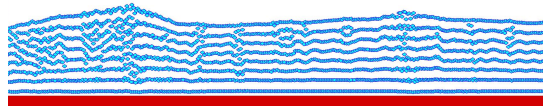
(c) 8.00sec



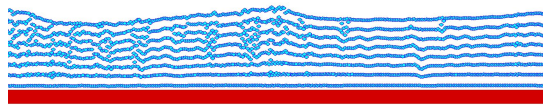
(d) 10.00sec



(e) 12.00sec



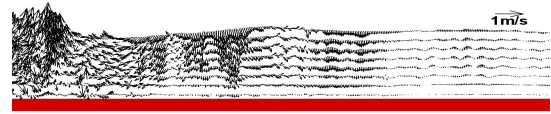
(f) 14.00sec



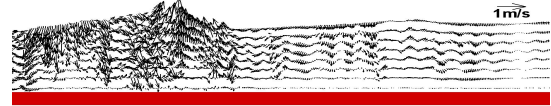
(g) 16.00sec



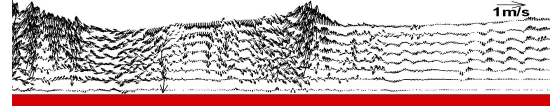
(h) 18.00sec



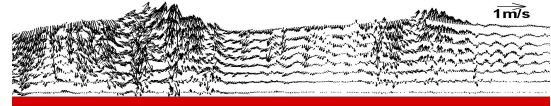
(a) 4.00sec



(b) 6.00sec



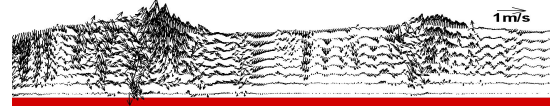
(c) 8.00sec



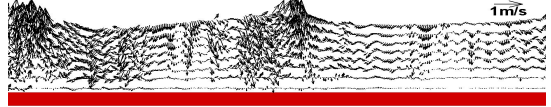
(d) 10.00sec



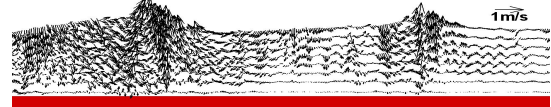
(e) 12.00sec



(f) 14.00sec



(g) 16.00sec



(h) 18.00sec

Fig. 11. Particle Configurations & Velocity Distribution on Wave Propagation

1.4 민감도 해석

완화거리는 핵함수의 효과가 미치는 유효 폭을 나타내며, 또한 한 입자에 대한 다른 입자의 영향 거리를 나타낸다. 이 완화거리는 계산의 효율성과 정확성에 직접적으로 영향을 주게 된다. Fig. 12는 case 2의 경우, 완화거리에 따른 계산의 파의 모습을 보여준다. 초기 입자 간격에 0.8배, 1.0배, 1.2배로 변화를 시켜 비교한 결과 완화거리가 너무 작을 때에는 가하는 힘에 비해 지배면적에 입자 수가 너무 적어 낮은 정확성을 초래하고, 그와 반대로 완화거리가 너무 길 때에는 너무 많은 입자 수들로 인해 계산시간이 많이 걸려 효율성이 떨어진다. 0.8배 일 때보다 1배와 1.2배일 때가 파가 안정적으로 나타나는 것을 볼 수 있다.

입자 수에 따라 입자간의 간격과 완화거리를 조절해야 더 정확한 해석 결과를 얻을 수 있다. 입자 수를 250×5 , 400×8 , 500×10 으로 변화시켜 case 2의 경우를 Fig. 13에 나타내었다. 입자 수가 증가 할수록 해석의 정확성에도 기여하는 것으로 보여진다. 따라서 입자 수가 500×10 일 때가 파랑의 모습이 가장 안정적으로 나타났다.

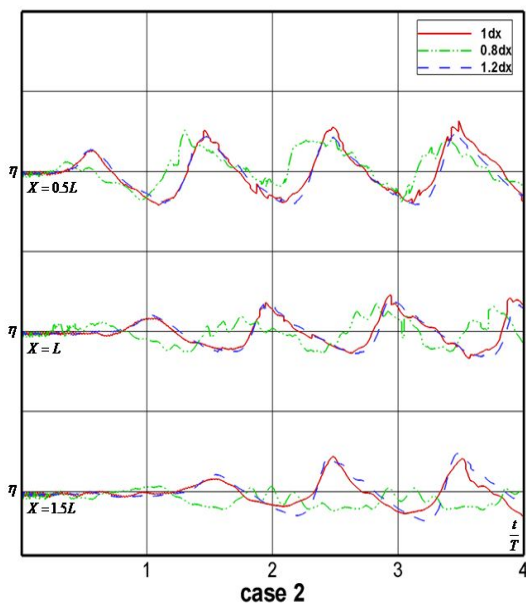


Fig. 12. The Effects of Smoothing Length

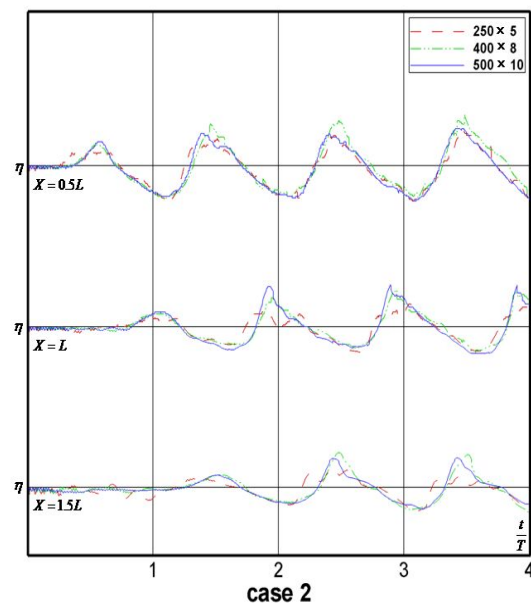


Fig. 13. The Effects of Particle Numbers

1.5 수치해석 결과

Open boundary 처리 기법 중 가장 효과적인 처리 기법을 Fig. 5에 나타내었다. 또, 본 연구의 계산 결과의 타당성 검토를 위하여 Fig. 9에서는 Takikawa and Kim(1992)의 BEM 해석 결과와 비교하여 나타내었다. case 1과 case 2 모두 파랑이 안정적이며, 해석 결과와 좋은 일치를 보여주고 있다. 또, 파랑 전파의 효과적인 모습을 자세히 살펴보기 위해 자유수면 형태를 시간의 흐름에 따라 정렬한 것이 Fig. 10이다. 파랑이 변형되지 않고 잘 전파되는 것이 계산되어졌고, 전파 위치에서의 가상경계 처리 방법의 타당성이 입증되었다.

Fig. 11의 (a)는 처음 한 파장이 생성되었을 때의 모습이다. 전반적인 파의 모습을 입자와 속도벡터를 이용하여 2차원으로 나타냈다.

또한 Fig. 12와 Fig. 13은 완화거리와 입자 수가 계산의 효율성과 정확성에 미치는 영향을 알아보기 위하여 민감도 해석을 한 것이다. 완화거리는 초기 입자 간격의 1.0~1.2 배 일 때 파가 안정적으로 나타났다. 또한 입자 수는 많을수록 높은 정확도를 얻을 수 있었다. 그러나 입자 수가 너무 많아지면 그 만큼 계산 시간도 오래 걸리기 때문에 효율성이 떨어지게 된다. 따라서 입자 수 선정 시에는 정확도와 효율적인 측면을 효과적으로 고려할 필요가 있다.

2. SPH법에서의 잠제에 관한 수치해석

2.1 계산영역

본 수치 해석에서 사용된 입자의 수는 약 5,000개이다. Fig. 14에 zone 영역에서의 open boundary structure는 물 입자와 구조물의 간격이 3개, 길이는 $0.5L$ 일 때를 각각 사용하였다(김 등, 2010).

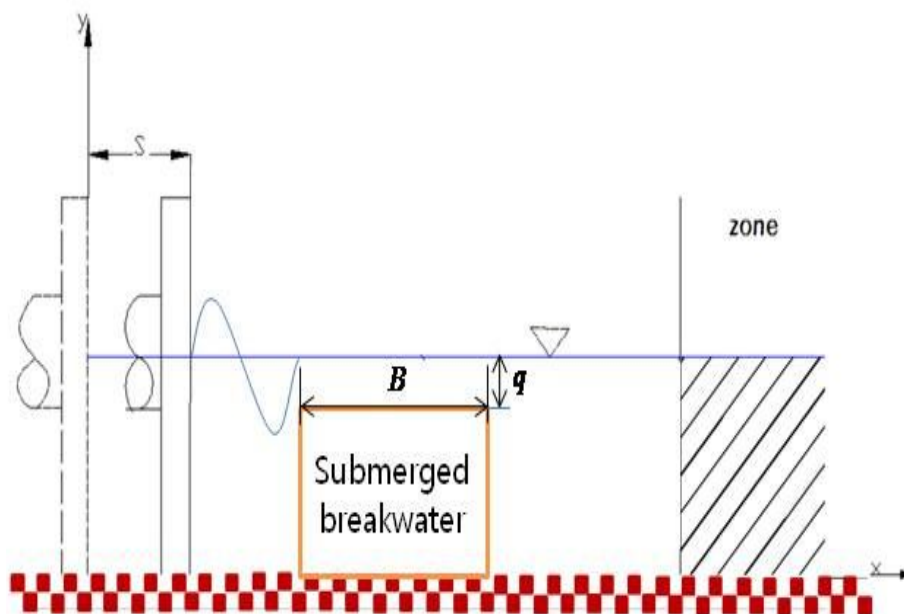


Fig. 14. Definition of Numerical Wave Flume

2.2 타당성 검토

Fig. 15는 수치해석의 타당성을 검증하기 위해 본 연구의 계산 결과를 Takikawa and Kim(1992)의 실험 결과와 비교한 것이다. Fig. 15에서는 높이 $0.3m$, 길이 $3m$ 의 불투과 잠제를 설치하여 실험 결과와 비교하였다. x 축과 y 축 모두 무차원량으로 하여 나타내었고, 파고와 주기는 각각 $H=0.03m$, $T=1.79sec$ 이다. 특히 잠제 뒤 $5m$ 지점은 복잡하게 변동하는 수면을 잘 계산 할 수 있는 것을 확인 할 수 있었다.

앞선 수치해석 검증 내용을 바탕으로 실제 적용성 검토를 위해 Fig. 16은 입자와 속도벡터를 이용하여 불투과 잠제에 관한 파랑의 전파과정을 나타낸 것이다. Fig. 16의 (a)는 전반적인 입자와 속도벡터의 흐름을 보여준 것이고, Fig. 16의 (b)는 좀 더 세부적인 흐름을 나타낸다.

Fig. 17은 수치해석의 타당성을 검증하기 위해 본 연구의 수치 해석 결과를 Ijima and Sasaki(1971)와 Takikawa and Kim(1992)의 해석 결과와 비교한 것이다. 수심 $h=0.5m$, 잠제 폭을 각각 $B/h=1.0$, $B/h=2.0$ 으로 했을 때 불투과 잠제의 폭에 의한 영향을 나타낸 것이고, 입사파의 무차원 주파수 $\sigma^2 h/g$ 에 대응하는 불투과 잠제의 반사율을 보여 준다. Fig. 17에서 나타나듯이 비교 결과가 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 또, Fig. 18과 Fig. 19는 불투과 잠제의 천단 높이와 폭에 대한 반사율을 나타낸 것이다. 그래프에서 알 수 있듯이 불투과 잠제의 천단 높이와 폭의 변화가 반사율에 영향을 미치는 것을 알 수 있다.

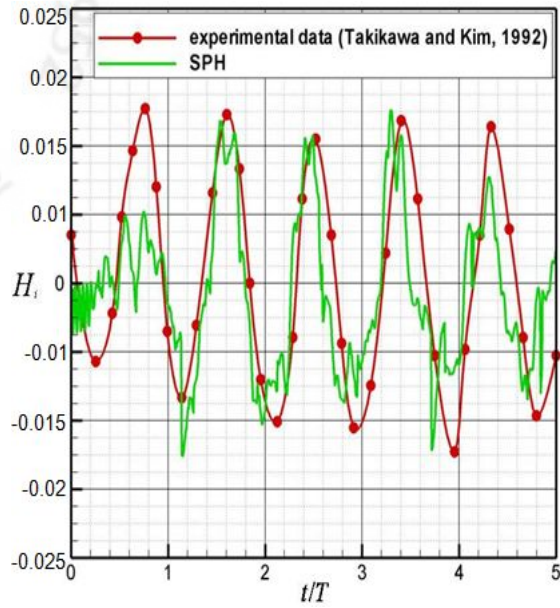


Fig. 15. Free Surface Fluctuation after Impermeable Submerged Breakwater

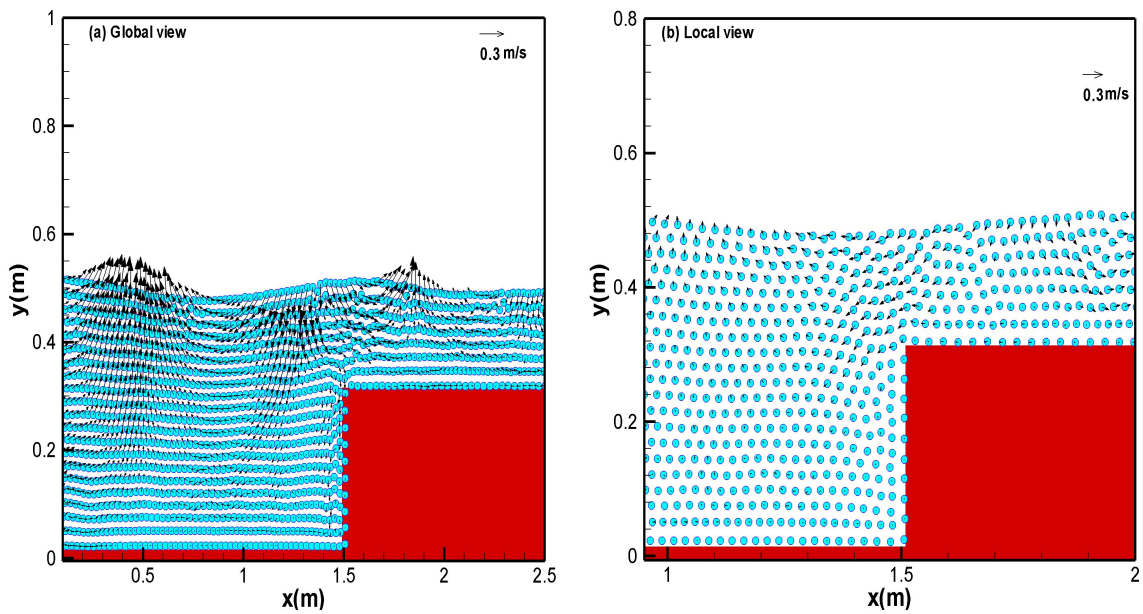


Fig. 16. Velocity distribution near the Submerged breakwater

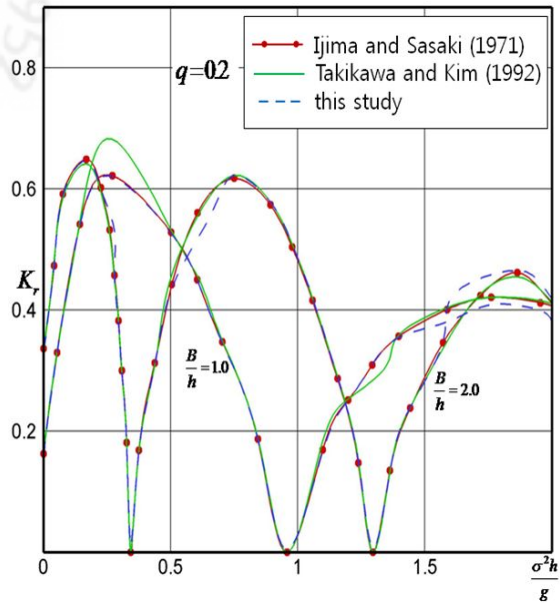


Fig. 17. Comparison of Reflection coefficient for Submerged Breakwater

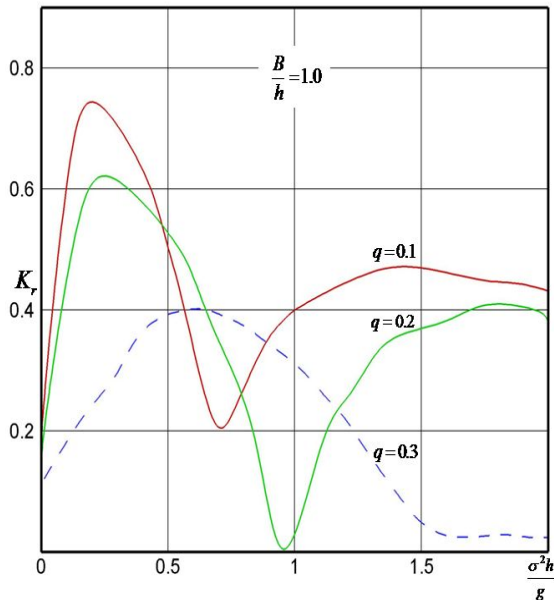


Fig. 18. Reflection Coefficient for the influence due to a Submerged Breakwater Height

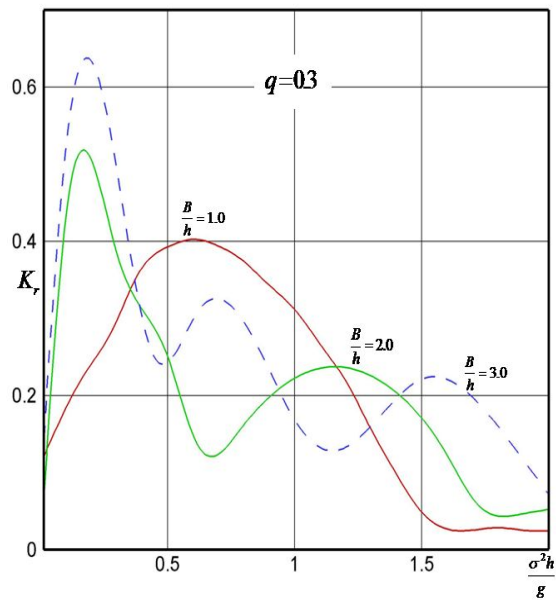


Fig. 19. Reflection Coefficient for the influence due to a Submerged Breakwater Width

2.3 수치해석 결과

불투과 잠제의 반사 특성에 대하여 수치 해석한 결과를 Ijima and Sasaki(1971)과 Takikawa and Kim(1992)의 실험결과와 비교하여 검증한 결과 비교적 좋은 일치를 보여주었다. 또, 해석 결과의 입자와 속도벡터 분포를 Fig. 16에 나타내었다. Fig. 16의 (a)는 조파 판에서 잠제까지의 전반적인 파랑의 흐름을 보여주고 있고, 파봉이 위치한 곳에서 속도벡터가 빠르다는 것을 그림을 통해서 확인할 수 있다. Fig. 16의 (b)는 잠제 부근에서 파랑이 역류할 때의 모습을 세부적으로 나타낸 것이다. 이는 처음의 전파속도에 비해 다소 감소된 현상을 보여주고 있다.

불투과 잠제의 파랑 차단 성능은 천단 높이가 높고 폭이 넓어질수록 그 효과가 우수하고, 최대 반사율이 발생하는 주기가 점차 장 주기로 되는 것을 Fig. 18과 Fig. 19를 통해서 알 수 있었다. 그러나 잠제의 폭이 좁아지더라도 폭이 넓은 잠제보다는 파랑 차단 효과는 떨어지나 어느 정도 그 효과를 유지하는 것으로 나타났다.

IV. 결 론

격자를 이용하여 해석하는 방법이 기존 대부분의 수치해석에 관한 방법이었다. 그리고 이들 방법은 격자 구조를 이용하기 때문에 움직이는 물질의 접촉면, 경계의 변형, 자유표면을 처리하는데 많은 어려움이 따르고 있다. 본 연구는 기존의 격자를 이용하는 방법과는 달리 입자를 이용하는 무격자방법의 하나인 SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)법으로 open boundary structure를 이용하여 개방경계를 해결하는 처리 방법과, 불투과 잠제를 이용한 파랑 전파 현상에 관하여 수치해석을 하였다. 그 수치해석 결과를 요약 정리하면 다음과 같다.

- (1) Open boundary structure의 수치해석 결과의 타당성을 검토하기 위해 Takikawa and Kim(1992)의 BEM 해석 결과와 비교하여 근사적으로 일치하는 것을 알 수 있었다.
- (2) Open boundary의 3가지 type을 통하여 최적의 type을 선정하였다. 그리고 open boundary structure의 간격과 길이에 따른 민감도 해석을 통하여 최적의 간격과 길이를 산정하였다.
- (3) 민감도 해석으로부터 완화거리와 입자의 수가 해석 결과에 미치는 영향을 알아 보았다. 완화거리는 초기 입자 간격의 1.0~1.2배 일 때 파가 안정적인 것을 알 수 있었다. 또, 최적의 입자 수 선정은 해석의 정확성과 효율성을 더 높일 수 있다는 것을 알 수 있었다. 이것은 입자 수가 많을수록 높은 정확도를 얻을 수 있지만, 입자 수가 너무 많아지면 그만큼 계산 시간도 길어져 효율성이 떨어진 다. 따라서 입자 수의 선정은 정확도와 효율성을 고려하여 선정해야 함을 알 수 있었다.
- (4) 이러한 검증을 바탕으로 파랑 전파에 관한 유동현상을 입자와 속도벡터를 통해 가시화하여 더 쉽게 관찰할 수 있었다.
- (5) 불투과 잠제의 따른 파랑 전파와 반사 특성에 관한 수치해석 결과의 타당성을 Ijima and Sasaki(1971)와 Takikawa and Kim(1992)의 실험결과와 비교하여 정성적으로 유사한 결과를 나타내고 있음을 알 수 있었다.
- (6) 이러한 검증을 바탕으로 저면에 불투과 잠제를 설치하였을 때, 잠제 후의 수면 변동을 알 수 있었고, 입자와 속도벡터를 통하여 자유수면 변화를 더 쉽게 관찰

할 수 있었다.

- (7) 불투과 잠제에 대해 좀 더 세밀한 연구를 위하여 불투과 잠제의 천단 높이와 폭 변화에 따른 파랑 차단 성능을 반사율로 나타내어 민감도 해석을 수행하였다. 불투과 잠제의 천단 높이와 폭이 증가할수록 반사율도 증가하고, 최대 반사율이 발생하는 주기가 점차 장 주기로 되는 것을 알 수 있었다.
- (8) 이러한 검증과 해석을 바탕으로 본 연구에서 수행한 open boundary structure와 불투과 잠제에 관한 수치해석은 실제의 해역에서 과가 해안으로 내습해 오는 현상에 대해서 적용 가능할 것으로 판단된다.

V. 참고문헌

- 김남형 · 김서리 · 고행식 (2010). SPH법에서 과량흡수의 효율적인 해석 기법, 한국해양과학기술협의회 공동학술대회 논문집, 한국해양과학기술협의회, pp. 2937-2940.
- Batchelor, G.K. (1967). An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press.
- Camfield, F.E. and Street, R.L. (1969). Shoaling of solitary waves on small slopes, Journal of the Waterway and Harbors Division, ASCE 95, WW1, pp. 1-22.
- Dalrymple, R.A. and Knio, O. (2000). SPH Modeling of water waves, Proc. Coastal Dymn., Lund 2000.
- Gingold, R.A. and Monaghan, J.J. (1997). Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non-spherical stars, Mon. Not. R. Astr. Soc., 181, pp. 375-389.
- Gomez-Gesteira, M. and Dalrymple, R.A. (2004). Using a 3D SPH method for wave impact on a tall structure, Journal of Waterway Port, Coastal Ocean Eng, Vol. 130 (2), pp. 63-69.
- Ijima, T. and Sasaki, T. (1971). The theoretical research on the submerged breakwaters, Proc, 18th Japanese Conf. on the Coastal eng., JSCE, pp. 141-147.
- Lastiwka, M., Basa, M. and Quinlan, N.J. (2009) Permeable and non-reflecting boundary condition in SPH, Int. J. Number. Meth. Fluids, 61, pp. 709-724.
- Lucy, L.B. (1977). Numerical approach to testing the fission hypothesis, Astronomical Journal, 82, pp. 1013-1024.
- Monaghan, J.J. (1994). Simulating free surface flows with SPH, Journal of Computational Physics 110, pp. 399-406.
- Monaghan, J.J. and Gingold, R.A. (1983). Shock Simulation by the particle method SPH, Journal of Computational Physics, 52, pp. 374-389.
- Monaghan, J.J. and Kos, A. (1999). Solitary waves on a Cretan beach, Journal of Waterway Port, Coastal and Ocean Engineering, 125, pp. 145-154.
- Morris, J.P., Fox, P.J., and Zhu, Y. (1997). Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH, Journal of Computational Physics, 136, pp.

214-226.

Shao, S.D. and Lo, E.Y.M. (2003). Incompressible SPH method for simulating Newtonian and Non-Newtonian Flows with a free surface, *Advance Water Resources*, Vol. 26 (7), pp. 787-800.

Takeda, H., Miyama, S.M. and Sekiya, M. (1994). Numerical simulation of viscous flow by smoothed particle hydrodynamics, *Progress of Theoretical physics*, Vol. 92, No. 5, pp. 939-960.

Takikawa and Kim (1992) An analysis technique of the permeable breakwater using the boundary element method, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol.10, pp. 299-305.

감사의 글

부족한 점이 많았던 저에게 학문적 기본소양과 연구 자세에 대해 가르침을 주시고, 논문을 끝까지 마칠 수 있도록 끊임없는 격려와 조언을 해 주신 지도교수 김남형 교수님께 진심으로 깊은 감사를 드립니다. 또한 바쁘신 와중에도 심사를 맡으셔서 세심한 지도를 해 주신 김상진 교수님께도 진심으로 감사드립니다. 아울러 학부에서 대학원 과정동안 많은 가르침을 주신 양성기 교수님, 남정만 교수님, 이병걸 교수님, 박상렬 교수님께도 감사드립니다.

대학원 생활을 함께 하면서 항상 힘이 되어준 내 동기 주경이, 수민이 오빠, 정운이 오빠 그리고 관심과 항상 아낌없는 도움을 주시고 지금은 미국에서 멋지게 박사과정을 밟고 계신 행식오빠께 특히 감사 드립니다. 그리고 창림 오빠, 현철오빠, 승현오빠, 지원언니 같이 실험실 생활할 수 있어서 정말 기뻐고 좋은 추억 만들어주셔서 감사합니다. 그리고 같이 실험실 생활을 하지 못해서 항상 아쉬웠던 향혜언니, 논문심사를 맡아주신 영택오빠, 일본에 계신데 일 년에 한번은 꼭 보게 되어 학교에서 많은 조언과 손금(?)을 봐주신 순보오빠, 일본에서 교수로 학생들을 가르치시는 민수오빠, 제가 학부 1학년 일 때 조교였고 지금은 미국에서 박사를 밟고 계신 경보오빠께도 진심으로 감사합니다.

논문을 쓰면서 많은 배려를 해준 우리 죽고파(은영, 은혜, 진, 희영, 수영, 미희, 은희, 민선, 수미), 원더우먼, 낮부 in 원더우먼, 대학 선배들, 동기들, 후배들, 그리고 항상 옆에서 든든한 버팀목이 되어주고 웃음을 선사해준 우리 흥난이에게도 고맙다는 말을 전합니다.

아직도 철이 없고 항상 걱정만 끼쳐드린 저를 항상 끝까지 믿고 묵묵히 지켜봐주신 사랑하는 우리 엄마, 아빠, 언니, 동생에게 이 논문으로써나마 고마운 마음을 전합니다.

2011 12월





발표논문 리스트

(1) 학회지 발표논문

- ① “SPH법에 의한 파랑 모형에서의 개방경계 처리 기법”, 대한토목학회논문집(심사중).

(2) 학술 발표회 발표논문

- ① “SPH법에서의 파랑흡수를 위한 효율적인 해석 기법”, 한국해안·해양공학회, 2010년도 한국해양과학기술협의회 공동학술대회 발표논문집, pp. 2937~2940, 2010년 6월.
- ② “SPH법을 이용한 파동수조에서 잠체에 의한 파랑 전파의 수치해석”, 대한토목학회, 2010년도 대한토목학회 정기학술대회 발표논문집, pp. 2289~2293, 2010년 10월.
- ③ “해저 트렌치 위를 통과하는 파랑의 SPH기법에 의한 가시화”, 한국해안·해양공학회, 2011년도 한국해양과학기술협의회 공동학술대회 발표논문집, pp. 2179~2182, 2011년 6월.
- ④ “SPH법을 이용한 불투과 잠체의 파랑 특성 해석”, 대한토목학회, 2011년도 대한토목학회 정기학술대회 발표논문집, pp. 2801~2804, 2011년 11월.