

工學碩士 學位論文

越波를 許容하는 透過性 防波堤의
波浪變形 解析에 관한 研究

Numerical Analysis of Wave Transformation of the Porous
Breakwater Permitting Wave Overtopping

指導教授 金 度 三

2002年 8月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 劉 東 勳

Numerical Analysis of Wave Transformation of the Porous Breakwater Permitting Wave Overtopping

by

Dong Hoon Yoo

*Department of Civil and Environment Engineering
Graduate School
Korea Maritime University*

ABSTRACT

At past, ports have been mainly developed in natural harbors but nowadays ports are built wherever they can be economically justified. Therefore, construction of breakwater in areas that establishment of structure is disadvantageous is risen according to the change of conditions to the location for ports. In case of building gravity breakwater in such point, need that plane shape of more reasonable section permitting wave overtopping. One of the earliest methods for solving unsteady incompressible flow involving free surfaces is the MAC(Marker And Cell) method by Harlow and Welch(1965). Recently, VOF(Volume Of Fluid) method to improve several drawbacks of MAC method is suggested by Hirt and Nichols(1981) and utilized extensively in fields of hydrodynamics. This paper simulated wave overtopping phenomenon including wave breaking for permeable breakwater by numerical analysis and investigated features of wave overtopping behind structure using VOF method.

越波를 許容하는 透過性 防波堤의 波浪變形 解析에 관한 研究

劉 東 勳

한국해양대학교 공과대학
토목환경공학과

요 약

과거의 항만은 항만고유의 기능을 충실히 수행할 수 있고 기타 제반 부대서비스의 제공이 편리한 지형에 주로 발달하여 왔으나 근래에는 자연적인 지형에 앞서 경제적인 관점이 더욱 중요한 항만입지조건인 중요 인자로 인식되어 가고 있는 실정이다. 따라서 중력식 방파제를 설치할 경우 천단고를 적절히 조정하여 파고가 탁월한 파랑에 대해서는 월파를 일정량 허용하여 보다 합리적인 단면의 형상을 피하는 것이 필요하다. Harlow and Welch(1965)는 자유표면 형태를 지닌 비압축성 유체운동을 해석하기 위해 MAC(Marker And Cell)법을 제안하였다. 최근들어, Hirt and Nichols(1981)는 MAC법의 이점을 가지면서 MAC법의 몇 가지 결점을 개선한 VOF(Volume Of Fluid)법을 제안하였고 이 방법은 자유수면을 갖는 유체역학의 다양한 분야에서 활용되고 있다. 이에 본 연구에서는 VOF(Volume Of Fluid)법을 이용하여 투과성 방파제를 대상으로 쇄파현상을 포함한 월파현상을 수치해석적으로 재현하고 더불어 구조물 배후에서 월파한 파랑의 특성을 고찰한다.

목 차

ABSTRACT	i
요약	ii
목차	iii
제 1장 서론	1
1.1 본 연구의 배경	1
1.2 기존의 연구	1
1.3 본 연구의 목적	2
1.4 본 연구의 구성	2
제 2장 수치해석의 이론적 배경	4
2.1 수치해석이론	4
2.1.1 기초방정식	4
2.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의	6
2.1.3 유체저항	8
(1) 관성력	8
(2) 항 력	9
2.1.4 엇갈린 격자의 채용	11
2.1.5 기초방정식의 이산화	14
(1) 연속방정식의 이산화	14
(2) 운동방정식의 이산화	14
2.1.6 연속방정식에 의한 압력조정	20
2.2 VOF 함수의 수치계산	23
2.2.1 VOF 함수의 이류방정식의 이산화	23
2.2.2 VOF 함수에 의한 자유표면의 모델링	23
2.2.3 Donor-acceptor법을 이용한 VOF함수의 계산	26
2.3 경계조건	28
2.3.1 자유표면에서의 경계조건	28
(1) 유속경계조건	29
(2) 압력경계조건	30

2.3.2 개(開)경계조건	30
2.3.3 그 外의 경계조건	32
2.4 조파조건	32
2.5 안정조건	33
제 3장 해석결과	35
3.1 수치모델링의 검증	35
3.1.1 조파파형검증	35
3.1.2 실험결과와의 파형비교	37
3.2 직사각형 투과성 방파제의 월파현상의 수치적 재현.....	40
3.2.1 유체입자속도장	40
3.2.2 공간파형의 검토	45
3.2.3 월파고의 비교	48
제 4장 결론	49
<참고문헌>	50

제 1장. 서론

1.1 본 연구의 배경

과거의 항만은 전통적으로 외해의 파랑으로부터 선박이 안전하게 피난할 수 있고 하역과 적화가 용이하며 선박의 수리 및 보수와 같은 부대서비스의 제공이 편리한 지형에 주로 발달하여 왔다. 그러나 근래에는 자연적인 지형에 앞서 경제적인 관점이 더욱 중요한 항만입지조건인 인자로 인식되어 가고 있는 추세에 있다. 따라서 연약지반이나 대수심에 항만구조물을 설치하여야하는 경우가 왕왕 발생하고 있다. 대수심에서 기존의 중력식 방파제를 설치할 경우 천단고를 적절히 조정하여 파고가 탁월한 파랑에 대해서는 월파를 허용하는 보다 합리적인 단면의 형상을 피하는 것이 필요하다. 구조물 배후로 월파되는 유량은 항내 정온도와 밀접한 관계가 있으므로 월파를 허용하는 구조물의 최적단면 설계시 정확한 월파량의 측정과 구조물 주변 파동장의 메커니즘을 해석하는 것은 대단히 중요한 문제이다.

지금까지 구조물로 입사하는 파랑의 월파현상에 대한 해석은 주로 수리모형실험에 의존해 왔다. 그러나 수리모형실험은 많은 시간과 막대한 비용이 소요될 뿐 아니라 실험의 대상구조물이 다소 제한적이므로 다양한 구조물의 기하형상에 관한 해석을 수행하기에는 큰 어려움이 따른다. 따라서 다양한 파랑의 입사조건과 구조물의 기하형상 및 배치에 따른 월파현상을 재현할 수 있는 수치해석은 수리모형실험에 앞서 기본적인 자료로 활용될 수 있어 월파현상에 대한 보다 합리적인 수리모형실험을 가능하게 하고 구조물 주변 파동장의 메커니즘을 이해하는 데 많은 도움이 될 수 있다.

1.2 기존의 연구

상술한 바와 같이 과거에는 월파나 쇄파와 같은 복잡한 자유표면 형태를 지닌 유체운동에 대해서는 주로 실험에 의존해 왔고 수치모델을 통한 해석은 다소 제한적으로 이루어졌다. 이후에 Harlow and Welch(1965)는 최초로 복잡한 자유표면 형태를 지닌 비압축성 유체운동을 해석하기 위해 유체영역에 marker입자를 분산시켜 유체면을 정의하는 방법인 MAC(Marker And Cell)법을 제안하였다. 그리고 MAC법을

Amsden and Harlow(1970)에 의해 유체의 압력평가에 대한 계산방법을 개선시킨 SMAC(Simplified Marker And Cell)법으로 발전하였다. MAC법은 자유표면의 계산 시 계산상의 아무런 제약을 받지 않는다는 장점이 있지만 2차원을 대상으로 개발된 계산수법이므로 3차원에서의 확장이 어렵고 또한 파동장과 같은 주기적인 유체운동의 해석시 계속해서 Marker입자를 발생시켜야 하므로 Marker입자의 관리가 어렵다.

1.3 본 연구의 목적

Hirt and Nichols(1981)는 전술한 MAC법의 이점을 가지면서 MAC법의 결점인 계산의 번잡성 등을 개선한 VOF(Volume Of Fluid)법을 제안하였다. 현재 VOF법은 자유수면을 갖는 유체역학의 분야에서 다양하게 활용되고 있고 국내에서는 김도삼 등(2001)에 의해 소개된 바 있으나 아직까지 그 활용 예가 매우 미진한 실정이다. 본 연구는 월파현상을 수치적으로 재현하기 위해 위의 VOF법을 적용한다.

본 연구에서는 자유수면의 추적기법인 상기의 VOF법에 기초하여 파의 재반사를 방지하기 위한 개경계처리기법으로 해석영역의 양쪽에 Hinatsu(1992)가 제안한 가상부가감쇠영역(added fictitious dissipation zone)을 설치하고 수치조파를 위해 해석영역 내에 line-source를 설치하는 Brorsen and Larsen(1987)의 수치조파방법을 사용하는 2차원 수치파동수조를 고려한다. 이상의 수치파동수조내에 투과성 방파제를 설치하고 구조물에 의한 파동장의 해석으로부터 수치파동수조의 적용성을 검토하고 더불어 투과성 방파제에 의한 파동장의 특성과 파랑변형등에 관해 고찰함을 본 연구의 목적으로 한다.

1.4 본 연구의 구성

본 연구의 구성은 제 1장에서 본 연구의 배경과 목적 및 기존의 연구예와 본 연구의 구성에 대해 서술한다.

제 2장에서는 투과성 방파제에 대한 2차원차동장의 해석을 위한 기초방정식, 자유수면의 거동을 추적하기 위한 VOF법, 경계조건, 조파조건 등에 대한 이론을 전개한다.

제 3장에서는 수치해석으로부터 투과성 방파제에 대한 수치파동수조의 적용성을 검

토하고 이를 근거로 하여 구조물에 의한 주변 과동장의 해석을 수행한다.

제 4장에서는 제 3장의 수치해석으로부터 얻어진 주요한 결과를 요약하여 본 연구의 결론으로 한다.

끝으로 본 연구에서 중요하게 인용된 참고문헌을 수록한다.

제 2장. 수치해석의 이론적 배경

2.1 수치해석이론

본 연구는 해석영역내에 조파소스와 개경계처리를 위한 부가감쇠영역이 설치된 Fig. 2.1과 같은 수치파동수조내에 투과성 방파제를 설치한다.

2.1.1 기초방정식

유체를 비압축성의 점성유체로 가정하면 투과성 방파제의 해석을 위한 기초방정식은 조파 source로 인한 poisson방정식인 연속방정식 (2.1)과 유체의 점성이 고려된 운동방정식 (2.2), (2.3), 그리고 자유표면을 모의하기 위한 VOF함수 F 의 이류방정식 (2.4)로 구성된다.

$$\frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = S^* \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial u}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - M_x - R_x \\ & + 2\nu\gamma_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu\gamma_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{2\nu}{3} \gamma_x \frac{\partial S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial w}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - M_z - R_z \\ & + 2\nu\gamma_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \nu\gamma_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{2\nu}{3} \gamma_z \frac{\partial S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x u F)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w F)}{\partial z} = FS^* \quad (2.4)$$

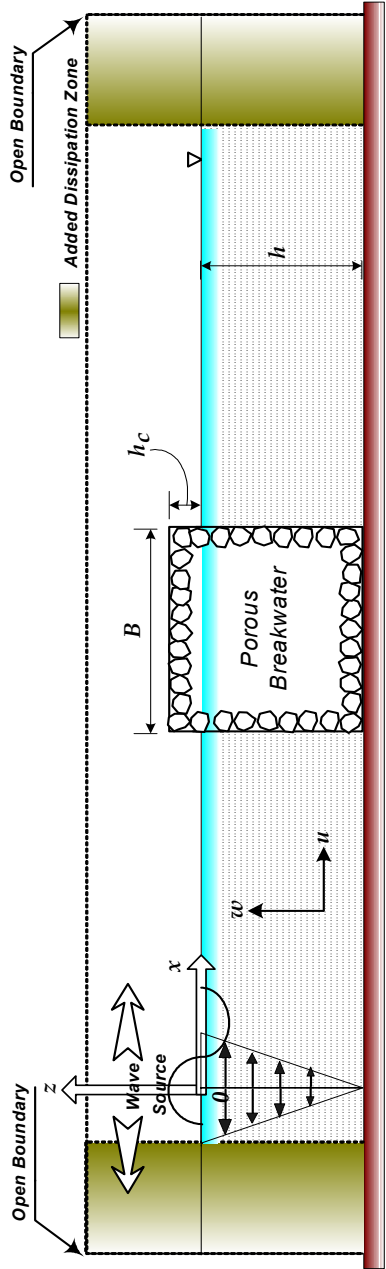


Fig. 2.1 Definition Sketch for analysis of Porous Breakwater

여기서, $S^* = S(z, t)\delta(x - x_s)$ 로 조파위치 $x = x_s$ 에서의 조파 source의 밀도, δ 는 dirac delta 함수, $\mathbf{u} = (u, w)$, u, w 는 각각 유체의 x, z 방향의 속도, ρ 는 유체의 밀도, p 는 압력, g_z 는 중력가속도, λ 는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수, γ_v 는 체적공극율, γ_x, γ_z 는 각각 x, z 방향의 면적공극율, M_x, M_z 는 관성력항, R_x, R_z 는 항력항으로 투과층내부의 저항을 표현한다. 또한 식 (2.4)의 VOF 함수 F 는 $0 \leq F \leq 1$ 의 값의 범위를 갖는다.

2.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의

Fig. 2.2와 같은 체적요소 $\delta V (= \delta x \delta y \delta z)$ 의 유체가 차지하는 체적을 δV_f 로 정의하면 체적요소 δV 에 대한 체적공극율은 식 (2.5)와 같다.

$$\gamma_v = \frac{\delta V_f}{\delta V} = \frac{\delta V_f}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{\delta x \delta y \delta z - \text{solid volume}}{\delta x \delta y \delta z} \quad (2.5)$$

또한 Fig. 3.3과 같은 면적요소 δS 의 유체가 차지하는 면적을 각 방향에 대해 $\delta S_x, \delta S_y, \delta S_z$ 로 정의하면 면적공극율은 다음과 같다.

$$\gamma_x = \frac{\delta S_x}{\delta y \delta z} = \frac{\delta y \delta z - \{\text{solid surface area}\}}{\delta y \delta z} \quad (2.6)$$

$$\gamma_y = \frac{\delta S_y}{\delta x \delta z} = \frac{\delta x \delta z - \{\text{solid surface area}\}}{\delta x \delta z} \quad (2.7)$$

$$\gamma_z = \frac{\delta S_z}{\delta x \delta y} = \frac{\delta x \delta y - \{\text{solid surface area}\}}{\delta x \delta y} \quad (2.8)$$

본 연구는 2차원 파동장을 대상으로 하므로 $\gamma_y, \delta y$ 는 무시한다.

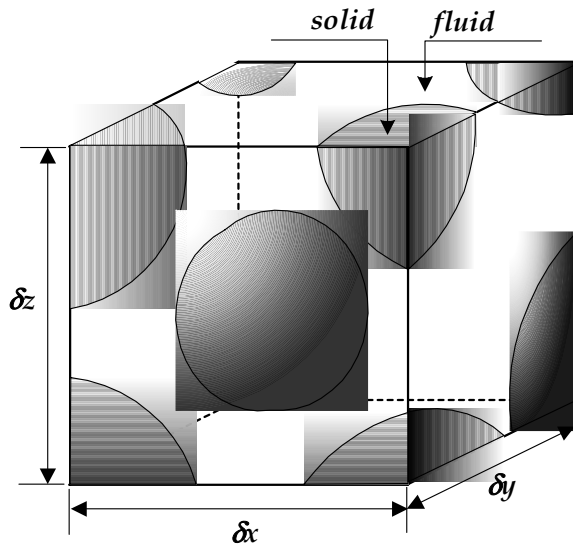


Fig. 2.2 Porosity

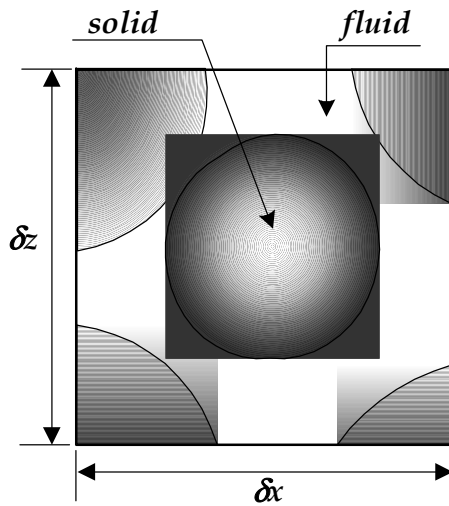


Fig. 2.3 Surface permeability

2.1.3 유체저항

(1) 관성력

유체저항은 유체중의 구조물로부터 받는 관성력과 항력으로 대별된다. 그 중 관성력항은 다음 식으로 표현된다.

$$M_x = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Du}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (2.9)$$

$$M_z = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Dw}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad (2.10)$$

여기서 C_M 은 관성력계수로 $C_M = 1 + \alpha$ 로 표현되고 α 는 부가질량계수이다. 일반적으로 C_M 의 정확한 값을 산정하기 위해서는 수치실험이 요구되지만 투과층 공극중의 유체의 일부, 혹은 전부가 부가질량이 되는 것으로 간주하면 부가질량계수 α 는 식 (2.11)의 범위를 취할 수 있고 이로써 관성력계수 C_M 은 식 (2.12)의 범위를 취할 수 있다.

$$0 \leq \alpha \leq \frac{\gamma_v}{1 - \gamma_v} \quad (2.11)$$

$$1 \leq C_M \leq \frac{1}{1 - \gamma_v} \quad (2.12)$$

투과층내의 공극율 $\gamma_v = 0.4$ 로 하면 관성력 계수는 식 (2.12)로부터 $1 \leq C_M \leq 1.67$ 의 범위를 갖는다. 본 연구에서는 투과층을 구성하는 사석을 지름이 일정한 구로 가정하여 관성력 계수 $C_M = 1.5$ 를 적용하였다.

(2) 항력

항력항에 관해서는 다음의 식 (2.13)의 Dupit-Forchheimer형 저항법칙이 있다.

$$\begin{cases} R_x = f_l u + f_r w |u| \\ R_z = f_l w + f_r u |w| \end{cases} \quad (2.13)$$

여기서 u, w 는 각 방향으로의 침투속도이고, f_l, f_r 은 각각 층류저항계수와 난류저항계수로 실험으로부터 산정된다.

Ward(1964)는 입경이 큰 자갈층내의 정상류에 대한 압력손실항에 대해 식 (2.14)를 제안하였다.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) = \frac{\nu \gamma_v \mathbf{q}}{K_p} + \frac{C_f \gamma_v^2}{\sqrt{K_p}} |\mathbf{q}| \mathbf{q} \quad (2.14)$$

여기서 \mathbf{q} 는 투과층내의 침투속도벡터로 $\mathbf{q} = (u, w)$ 이고, ν 는 동점성계수, C_f 는 무차원난류저항계수, K_p 는 투수계수이다.

식 (2.14)와 같이 손실항은 유속의 2승에 비례한다. 그러나 지금까지의 포텐셜이론에 의한 과동장해석은 해석적인 해를 얻기 위해 Laurentz의 등가일의 법칙을 이용하여 비선형항을 선형화시키고 있다. 본 연구에서는 실제현상과 보다 가까운 형태로 모델화하기 위해 항력항을 직접 비선형인채로 도입하고 있는 柳山 와 鹿島(1992)의 항력항을 도입한다.

x 방향에 작용하는 항력항은 고체를 포함한 미소요소 $\delta x \delta z$ 에 균등하게 작용하는 등가저항으로 간주하면 식 (2.15)로 정의된다.

$$R_x \delta x \delta z \equiv \int \int (\tau_{xx} dA_x + \tau_{xz} dA_z) \quad (2.15)$$

여기서 dA_x, dA_z 는 각각 전단력 τ_{xx}, τ_{xz} 가 작용하는 미소면적이다. τ_{xx}, τ_{xz} 를 미소요소 $\delta x, \delta z$ 내에서 일정하다고 가정하면 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\begin{cases} \int \int dA_x \propto (1 - \gamma_x) \delta z \\ \int \int dA_z \propto (1 - \gamma_z) \delta x \end{cases} \quad (2.16)$$

또한 층류저항에 비해 난류저항이 지배적이고 전단응력은 유속의 2승에 비례한 형태로 나타나므로 전단응력 τ_{xx} 는 식 (2.17)로 표현된다.

$$\tau_{xx} = \frac{1}{2} \rho C_D u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.17)$$

여기서 C_D 는 항력계수이다. 식 (2.16)과 식 (2.17)의 관계를 이용하여 각 방향에 작용하는 항력은 다음과 같다.

$$R_x = \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.18)$$

$$R_z = \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.19)$$

식 (2.9), (2.10)의 관성력항과 식 (2.18), (2.19)의 항력항을 운동방정식 (2.2), (2.3)에 대입하면 다음의 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial u}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial w}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ & - \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_v S^*}{\partial z} - \lambda w \quad (2.21)$$

여기서,

$$\begin{cases} \zeta_v = \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_x = \gamma_x + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_z = \gamma_z + (1 - \gamma_v) C_M \end{cases} \quad (2.22)$$

2.1.4 엇갈린격자의 채용

본 수치해석기법은 차분법에 기초를 두고 있으므로 Fig. 2.1의 계산영역을 크기가 일정한 직사각형의 격자로 분할하고 격자 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계처리시에 필요한 가상셀을 둔다. 또한 각 셀에서의 유속 u, w 를 각각 셀 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력 p , 조과 source S 및 VOF함수 F 를 각각 셀 중앙에 위치시키는 Fig. 2.4와 같은 엇갈린격자(staggered mesh)를 채용한다.

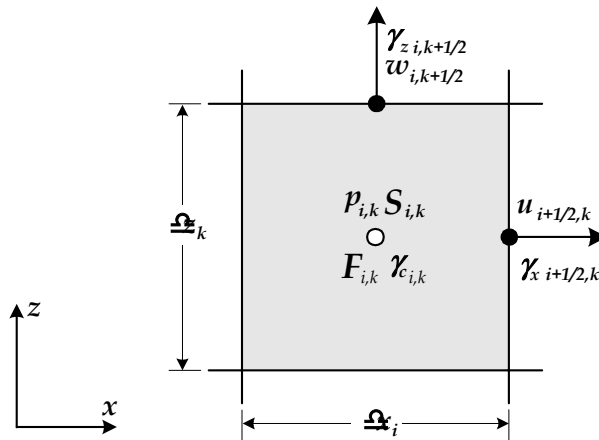


Fig. 2.4 Location of the variables in a cell

● 엇갈린 격자의 이점

식(2.2)의 운동방정식에 대해 Fig. 2.5와 같은 1차원만을 고려하면 운동방정식내의 압력항 $-\frac{dP}{dx}$ 은 제어체적내의 압력강하로 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{p_f - p_b}{\delta x} = \frac{1}{\delta x} \left\{ \frac{p_B + p_P}{2} - \frac{p_P + p_F}{2} \right\} = \frac{p_B - p_F}{2\delta x} \quad (2.23)$$

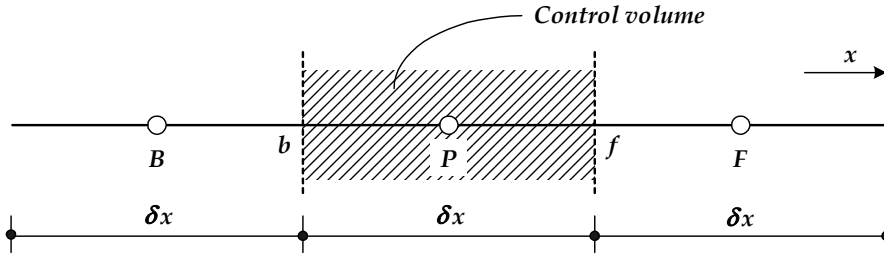


Fig. 2.5 Arrangement of 3 grid point

식(2.23)은 압력항 $-\frac{dp}{dx}$ 가 인접 격자점이 아닌 2개의 건너 뛴 격자점 사이의 압력차로 표현됨을 의미한다.

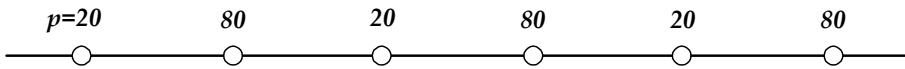


Fig. 2.6 Example of pressure fields(1)

식 (2.23)을 Fig. 2.6과 같은 압력 분포를 가지는 압력장에 적용하면 각각의 제어체적 내의 압력분포는 균일한 압력분포로 인식될 수 있다. Fig. 2.7과 같은 2차원에서도 동일하게 위의 방법으로 이산화할 경우 각 방향의 어느쪽으로도 압력에 의한 힘이 발생되지 않으므로 불균일한 압력장을 마치 균일한 압력장과 같이 취급할 우려가 있다. 유속에 대해서도 이상과 동일한 결과를 얻을 수 있으며 따라서 유속과 압력이 동일한 지점에서 정의될 경우 타당성 없는 해가 얻어지게 된다.

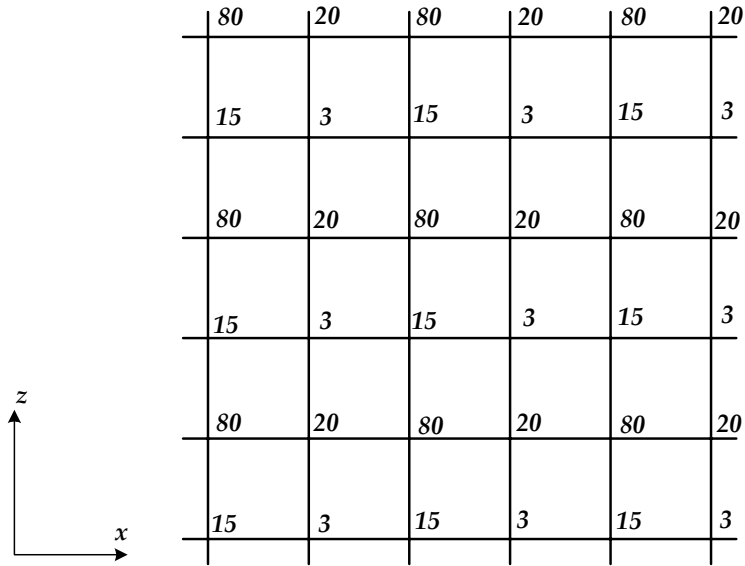


Fig. 2.7 Example of pressure fields(2)

각 격자점에서의 타당성있는 속도와 압력을 계산하기 위해 Harlow and Welch(1965)는 속도와 압력에 서로 다른 격자망을 구성하는 Fig. 2.8의 엇갈린 격자망을 구성하였다.

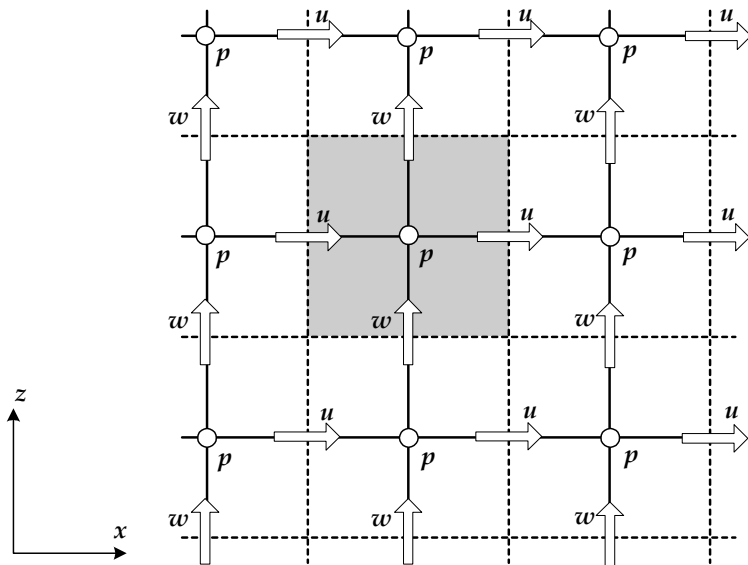


Fig. 2.8 Staggered mesh

Fig. 2.8의 엇갈린 격자망에서는 제어체적(음영부분)에서 속도성분은 2개 건너 뚫 격자점 사이의 속도차가 아닌 인접한 속도성분의 차이를 포함하고 있으며 두 인접한 격자점들 사이의 압력차이는 격자점 사이의 속도성분의 추진력으로 작용함을 알 수 있다.

한편, 운동방정식 (2.20), (2.21)을 이산화시킬 때 발생하는 각각의 종속변수의 정의 위치 이외의 값은 변수의 정의위치에서의 값을 선형보간하여 구한다.

2.1.5 기초방정식의 이산화

(1) 연속방정식의 이산화

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분근사시키면 다음과 같이 이산화된다.

$$\left[\begin{aligned} & \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} - (\gamma_x)_{i-1/2,k} u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} \\ & + \frac{(\gamma_z)_{i,k+1/2} w_{i,k+1/2}^{n+1} - (\gamma_z)_{i,k-1/2} w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} \end{aligned} \right] = S_{i,k}^{*n+1} \quad (2.24)$$

여기서, 윗첨자는 시간스텝을, 아래첨자는 공간스텝을 나타낸다.

(2) 운동방정식의 이산화

운동방정식에 대해서 시간항에 전진차분근사를, 이류항에는 수치확산을 제어하기 위해 1차정도의 상류차분(upstream difference)과 2차정도의 중앙차분을 혼합한 증여(donor) 차분근사를, 나머지항에 대해서는 중앙차분근사를 적용하는 양해법(explicit method)을 도입한다. 상류차분(upstream difference)은 운동방정식의 이류항의 계산시에 발생할 수 있는 수치확산을 제어하기 위한 목적으로 풍상차분(upwind-difference)으로도 알려져 있다. 이러한 상류차분은 튜브와 탱크모델에 기초를 두고 있다고 알려져 있으며(Patanker S. V, 1980) 이에 대한 개념도를 Fig. 2.9에 나타낸다.

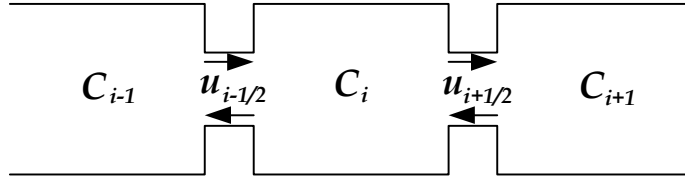


Fig. 2.9 Model of upstream difference

Fig. 2.9에서 C 는 셀내에서의 물리량을 나타내며 첨자는 각각의 셀을 나타낸다. 엇갈린 격자의 채움으로 셀(i)에서의 유속은 $u_{i+1/2, k}$, $u_{i-1/2, k}$ 로 된다. 셀내의 물리량 C 가 경계면에서의 유속에 의해 이루어진다고 하면 물리량 C 의 값은 유속의 방향에 의해 결정된다.

식 (2.20)의 이류항 $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2, k}$ 에 대한 중앙차분식을 고려하면 다음과 같다.

$$\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2, k} = \frac{(\zeta_x u)_{i+1/2, k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i, k} \right] \quad (2.25)$$

또한 식 (2.20)의 이류항 $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2, k}$ 에 대한 상류차분은 적용하면 $u_{i+1/2, k}$ 의 방향에 의해 식 (2.26), (2.27)과 같이 고려될 수 있다.

$$\text{If } u_{i+1/2, k} > 0 \text{ then } (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i, k} \quad (2.26)$$

$$\text{If } u_{i+1/2, k} < 0 \text{ then } (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1, k} \quad (2.27)$$

따라서 중앙차분에 의한 이산화식인 식 (2.25)와 상류차분에 의한 이산화식인 식 (2.26), (2.27)을 모두 고려하기 위해 매개변수 α 를 도입하여 재정리하면 식 (2.28)과 같다.

$$\begin{aligned}
(\zeta_x)_{i+1/2, k} \frac{u_{i+1/2, k}}{\delta x_{\alpha 1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right. \\
\left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} - \delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.28}$$

$$\delta x_{\alpha 1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) (\delta x_{i+1} - \delta x_i) \tag{2.29}$$

여기서, $\alpha = 1$ 일 경우는 courant 조건을 만족하면 안정성을 확보할 수 있는 1차 정도의 상류차분(upstream difference)이 되고 $\alpha = 0$ 일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차 정도의 중앙차분이 된다. 본 연구에서는 $\alpha = 0.5$ 를 적용하는 증여차분근사를 채택하는 것으로 한다.

상기의 증여차분을 각 방향의 운동방정식의 이류항에 적용하고 앞서 언급한 바와 같이 나머지 항에 대해서는 중앙차분근사를, 시간항에 대해서는 전진차분근사를 적용하면 각 방향의 운동방정식은 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned}
u_{i+1/2, k}^{n+1} = u_{i+1/2, k}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i+1/2, k}} \left[\text{PREX}^n \right. \\
\left. - \text{ADUX}^n - \text{ADUZ}^n + \text{VISX}^n + \text{SWX}^n \right]
\end{aligned} \tag{2.30}$$

$$\begin{aligned}
w_{i, k+1/2}^{n+1} = w_{i, k+1/2}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i, k+1/2}} \left[-g_{z-} \text{PREZ}^n \right. \\
\left. - \text{ADWX}^n - \text{ADWZ}^n + \text{VISZ}^n + \text{SWZ}^n \right]
\end{aligned} \tag{2.31}$$

여기서 PREX , PREZ 는 각각 x 와 z 방향의 압력항을, ADWX , ADWZ 는 이류항을 VISX , VISZ 는 점성항을, SWX , SWZ 는 소스항을 나타내며 이러한 항들을 다음과 같이 이산화된다.

$$PREX^n = (\gamma_v)_{i+1/2, k} \frac{1}{\rho} \left(\frac{p_{i+1, k} - p_{i, k}}{\delta x_{i+1/2}} \right) \quad (2.32)$$

$$ADUX^n = (\zeta_x)_{i+1/2, k} \frac{u_{i+1/2, k}}{\delta x_{a1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right. \\ \left. + \text{asgn}(u_{i+1/2, k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} - \delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} \right\} \right] \quad (2.33)$$

$$ADUZ^n = (\zeta_z)_{i+1/2, k} \frac{w_{i+1/2, k}}{\delta z_{a1}} \left\{ \begin{array}{l} \delta z_{k-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} \\ + \delta z_{k+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} \\ + \text{asgn}(w_{i+1/2, k}) \left\{ \delta z_{k+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} \right. \\ \left. - \delta z_{k-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right\} \end{array} \right\} \quad (2.34)$$

$$VISX^n = 2\nu \left[\frac{1}{\delta x_{i+1/2}} \left\{ (\gamma_x)_{i+1, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} - (\gamma_x)_{i, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right\} \right. \\ \left. + \nu \frac{1}{\delta z_k} \left\{ \left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} + \left(\gamma_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} - \left(\gamma_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} \right\} \right] \quad (2.35)$$

$$SWX^n = \frac{2\nu}{3} \frac{\gamma_{x_{i+1, k}} S_{i+1, k}^{*n} - \gamma_{x_{i, k}} S_{i, k}^{*n}}{\delta x_{i+1/2}} \quad (2.36)$$

$$PREZ^n = (\gamma_v)_{i, k+1/2} \frac{1}{\rho} \left(\frac{p_{i, k+1} - p_{i, k}}{\delta z_{k+1/2}} \right) \quad (2.37)$$

$$ADWX^n = (\zeta_x)_{i, k+1/2} \frac{u_{i, k+1/2}}{\delta x_{d2}} \left\{ \begin{aligned} & \delta x_{i-1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} \\ & + \delta x_{i+1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2} \\ & + \text{asgn}(u_{i, k+1/2}) \left\{ \delta x_{i+1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2} \right. \\ & \left. - \delta x_{i+1/2, k+1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} \right\} \end{aligned} \right. \quad (2.38)$$

$$ADWZ^n = (\zeta_z)_{i, k+1/2} \frac{w_{i, k+1/2}}{\delta z_{d2}} \left[\delta z_k \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} + \delta z_{k+1} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} \right. \\ \left. + \text{asgn}(w_{i, k+1/2}) \left\{ \delta z_{k+1} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} - \delta z_k \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} \right\} \right] \quad (2.39)$$

$$VISZ^n = 2\nu \left[\frac{1}{\delta z_{k+1/2}} \left\{ (\gamma_z)_{i, k+1} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1} - (\gamma_z)_{i, k} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k} \right\} \right. \\ \left. + \nu \frac{1}{\delta x_i} \left\{ \left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} + \left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} - \left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k-1/2} \right\} \right] \quad (2.40)$$

$$SWZ^n = \frac{2\nu}{3} \frac{\gamma_{z, k+1} S_{i, k+1}^{*n} - \gamma_{z, k} S_{i, k}^{*n}}{\delta z_{k+1/2}} - (\lambda w)_{i, k+1/2}^n \quad (2.41)$$

여기서,

$$\left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2, k+1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2, k+1/2} \left(\frac{u_{i+1/2, k+1} - u_{i+1/2, k}}{\delta z_{k+1/2}}\right) \quad (2.42)$$

$$\left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2, k-1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2, k-1/2} \left(\frac{u_{i+1/2, k} - u_{i+1/2, k-1}}{\delta z_{k-1/2}}\right) \quad (2.43)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2, k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k+1/2} \left(\frac{w_{i+1, k+1/2} - w_{i, k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \quad (2.44)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2, k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k-1/2} \left(\frac{w_{i+1, k-1/2} - w_{i, k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \quad (2.45)$$

$$(\gamma_z)_{i+1/2, k+1/2} = \frac{1}{2} \{(\gamma_z)_{i, k+1/2} + (\gamma_z)_{i+1, k+1/2}\} \quad (2.47)$$

$$(\gamma_z)_{i+1/2, k-1/2} = \frac{1}{2} \{(\gamma_z)_{i, k-1/2} + (\gamma_z)_{i+1, k-1/2}\} \quad (2.48)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2, k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k+1/2} \left(\frac{u_{i+1/2, k+1} - u_{i+1/2, k}}{\delta z_{k+1/2}}\right) \quad (2.49)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2, k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k-1/2} \left(\frac{u_{i+1/2, k} - u_{i+1/2, k-1}}{\delta z_{k-1/2}}\right) \quad (2.50)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2, k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k+1/2} \left(\frac{w_{i+1, k+1/2} - w_{i, k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \quad (2.51)$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2, k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2, k-1/2} \left(\frac{w_{i+1, k-1/2} - w_{i, k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \quad (2.52)$$

$$(\gamma_x)_{i+1/2, k+1/2} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_x)_{i+1/2, k} + (\gamma_x)_{i+1/2, k+1} \} \quad (2.53)$$

$$(\gamma_x)_{i+1/2, k-1/2} = \frac{1}{2} \{ (\gamma_x)_{i+1/2, k} + (\gamma_x)_{i+1/2, k-1} \} \quad (2.54)$$

이상의 $n\delta t$ 시간에 대한 각 방향의 이류항, 압력항, 점성항 및 소스항에 대한 이산화식을 계산함으로써 인해 $(n+1)\delta t$ 시간의 각 격자점에서의 x, z 방향의 속도성분을 구할 수 있다.

2.1.6 연속방정식에 의한 압력조정

식 (2.30), (2.31)의 x 와 z 방향의 이산화된 운동방정식에 의해 시간 $n\delta t$ 에서의 유속과 압력 등의 값으로 시간 $(n+1)\delta t$ 에서의 유속 $u_{i+1/2, k}^{n+1}$ 과 $w_{i, k+1/2}^{n+1}$ 을 계산할 수 있지만 운동방정식만으로 산정된 유속과 압력은 연속방정식을 만족하고 있지 않다. 따라서 연속방정식을 만족하도록 압력을 적당히 조절하여 각 방향의 유속을 개선할 필요가 있다. 즉 각 셀에서의 유체의 질량보존이 성립되도록 식 (2.55)의 발산 $D_{i, k}$ 가 $D_{i, k}=0$ 이 되는 유속 u^{n+1}, w^{n+1} 과 압력 p^{n+1} 을 계산한다.

$$D_{i, k} = \left[\frac{(\gamma_x u)_{i+1/2, k}^{n+1} - (\gamma_x u)_{i-1/2, k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{(\gamma_z w)_{i, k+1/2}^{n+1} - (\gamma_z w)_{i, k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} - S_{i, k}^{*n+1} \right] \quad (2.55)$$

식 (2.55)에 있어서, $D_{i, k} < 0$ 의 경우는 셀내로 질량의 유입을 의미하며 반대로 $D_{i, k} > 0$ 일 경우는 셀내의 보유유체보다 더 많은 질량의 유출을 의미한다. 따라서 전자의 경우 셀에 있어서의 압력 $p_{i, k}$ 를 증가시켜 질량의 유입을 차단하여야 하며 후자의 경우는 셀내로 질량이 유입되도록 압력 $p_{i, k}$ 를 감소시켜야 한다. 즉 셀내의 압력을 조정함으로써 인해 식 (2.55)의 발산 $D_{i, k}=0$ 이 되도록 조정할 수 있으며 $D_{i, k}$ 는 압력 $p_{i, k}$ 의 함수로 다음과 같이 고려될 수 있다.

$$D_{i, k} = D(p_{i, k}) \quad (2.56)$$

식 (2.56)의 $D(p_{i,k})=0$ 의 해를 구하기 위해 Newton-Raphson법을 이용하며 이의 수치해석 개념도를 Fig. 2.9에 나타내었다.

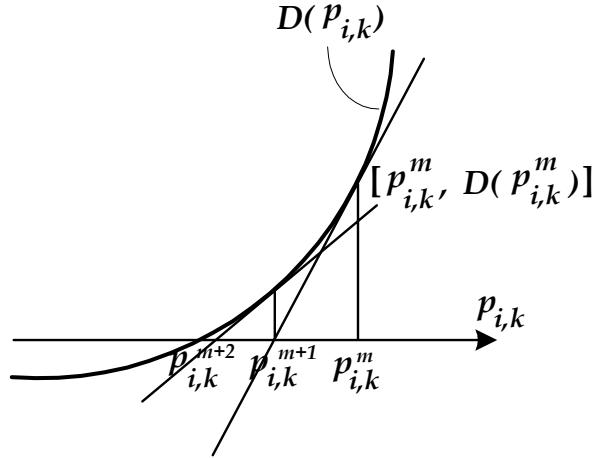


Fig. 2.9 Newton-Raphson method

Fig. 2.9에서 $D(p_{i,k})$ 의 함수상의 점 $[p_{i,k}^m, D(p_{i,k}^m)]$ 에서의 접선과 $p_{i,k}$ 축과의 교점의 좌표를 $p_{i,k}^{m+1}$ 이라고 하면 식 (2.57)을 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right) = - \frac{D(p_{i,k}^m)}{p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.57)$$

위의 식을 재정리하면 다음과 같다.

$$p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m = - D(p_{i,k}^m) \left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right)^{-1} \quad (2.58)$$

식 (2.58)에서 발산 $D_{i,k}^m$ 를 압력 $p_{i,k}$ 로 편미분한 값을 β 로 하면 다음과 같다.

$$\delta p_{i,k} = D_{i,k} \beta \quad (2.59)$$

여기서,

$$\beta = \frac{\rho\omega}{2\delta t(\widehat{\xi}_{i+1/2} + \widehat{\xi}_{i-1/2} + \widehat{\xi}_{k+1/2} + \widehat{\xi}_{k-1/2})} \quad (2.60)$$

$$\widehat{\xi}_{i+1/2} = \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k}}{\delta x_i(\delta x_{i+1} + \delta x_i)} \quad (2.61)$$

$$\widehat{\xi}_{i-1/2} = \frac{(\gamma_x)_{i-1/2,k}}{\delta x_i(\delta x_i + \delta x_{i-1})} \quad (2.62)$$

$$\widehat{\xi}_{i+1/2} = \frac{(\gamma_z)_{i,k+1/2}}{\delta z_k(\delta z_{k+1} + \delta z_k)} \quad (2.63)$$

$$\widehat{\xi}_{i-1/2} = \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k}}{\delta z_k(\delta z_k + \delta z_{k-1})} \quad (2.64)$$

여기서 식 (2.77)의 ω 는 수렴시간을 단축시키기 위한 가속계수로 본 계산에서는 1.7을 적용하였다.

식 (2.59)에 의해 $\delta p_{i,k}^m$ 이 계산되면 발산 $D(p_{i,k}^m) = 0$ 으로 하는 유속 u^{m+1} , w^{m+1} 을 다음의 식들로 구할 수 있다.

$$p_{i,k}^{m+1} = p_{i,k}^m + \delta p_{i,k}^m \quad (2.65)$$

$$u_{i+1/2,k}^{m+1} = u_{i+1/2,k}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i+1/2}] \quad (2.66)$$

$$u_{i-1/2,k}^{m+1} = u_{i-1/2,k}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i-1/2}] \quad (2.67)$$

$$w_{i,k+1/2}^{m+1} = w_{i,k+1/2}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k+1/2}] \quad (2.68)$$

$$w_{i,k-1/2}^{m+1} = w_{i,k-1/2}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k-1/2}] \quad (2.69)$$

위의 계산을 계산영역의 모든 셀에 있어서 발산 $D(p_{i,k})$ 의 수렴판정기준을 만족할 때까지 반복 수행한다. 본 연구에서는 수렴판정기준을 $\epsilon_p = 1.0 \times 10^{-3}$ 으로 하여 계산을 수행하는 것으로 하였다.

2.2 VOF 함수의 수치계산

2.2.1 VOF 함수의 이류방정식의 이산화

Fig. 2.4에 나타낸 엇갈린격자(staggered mesh)를 이용하여 VOF 함수의 이류방정식 (2.4)를 시간항에 대해서 전진차분근사, 이류항에 대해 중앙차분근사를 적용하면 식 (2.70)과 같이 이산화시킬 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{i,k}^{n+1} = & F_{i,k}^n - \frac{\delta t}{(\gamma_v)_{i,k}} \left[\frac{1}{\delta x_i} \left\{ (\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} F_{i+1/2,k} \right. \right. \\ & \left. \left. - (\gamma_x)_{i-1/2,k} u_{i-1/2,k}^{n+1} F_{i-1/2,k} \right\} \right. \\ & + \frac{1}{\delta z_k} \left\{ (\gamma_z)_{i,k+1/2} w_{i,k+1/2}^{n+1} F_{i,k+1/2} \right. \\ & \left. \left. - (\gamma_z)_{i,k-1/2} w_{i,k-1/2}^{n+1} F_{i,k-1/2} \right\} - F_{i,k}^n S_{i,k}^{*n+1} \right] \quad (2.70) \end{aligned}$$

2.2.2 VOF 함수에 의한 자유수면의 모델링

식 (2.70)의 VOF 함수의 이류방정식에 대한 이산화식의 계산을 통해 계산영역을 직사각형의 격자로 나눈 각 셀에서의 VOF 함수 F 의 값을 산정할 수 있고 각 셀에서의 VOF 함수 F 의 값으로부터 $F=0$ 일 때 기체셀, $F=1$ 일 때 유체(액체)셀,

$0 < F < 1$ 일 때 표면셀로 판단할 수 있어 이론적으로 자유수면의 추적이 가능하다. 그러나 실제의 수치계산에서 VOF 함수 F 가 $0 < F < 1$ 의 범위의 경우를 표면셀이라고 판단하면 경계조건의 처리 등의 계산이 복잡해지고 계산이 불안정할 수 있기 때문에 표면셀은 기체셀과 유체셀 사이에 존재한다는 가정을 부과한다. 이러한 표면셀에 대한 가정으로 인해 유체내에 다량의 기포가 혼입되거나 자유표면에서 수괴가 이탈하는 과정을 충분히 재현할 수 없으나 이는 셀 간격을 좁게 함으로 인해 해결할 수 있고 또한 유속과 압력의 경계조건이 확실하게 되므로 계산의 안정을 꾀할 수 있다.

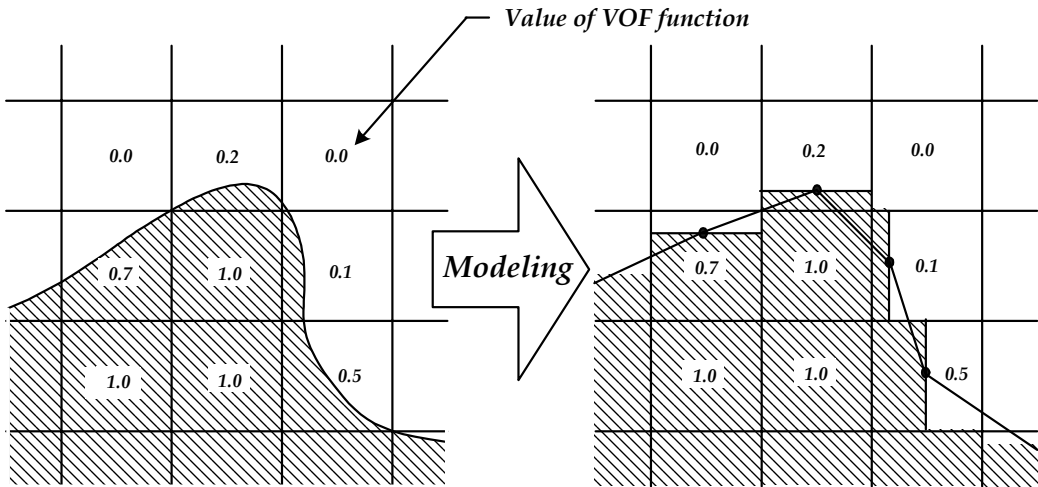


Fig. 2.10 Modeling of free surface

이상과 같은 셀의 판별이 행해지면 표면셀에 대해 자유표면의 방향을 나타내는 RF 를 결정한다. RF 의 결정은 표면셀 주변의 VOF 함수를 산정하여 유체가 많이 분포된 방향을 실제의 자유표면의 형상과 가까운 것으로 판정한다. 즉 셀 (i, k) 에 대해서 x 의 부방향에 있는 유체의 양 $FZ_{i-1, k}$, 정방향의 유체의 양 $FZ_{i+1, k}$, z 의 부방향에 있는 유체의 양 $FY_{i, k+1}$, 정방향의 유체의 양 $FY_{i, k-1}$ 를 산정한 후 가장 큰 값을 가지는 방향을 자유표면의 방향으로 다음의 식과 같이 결정한다.

$$FY_{i, k} = F_{i-1, k} + F_{i, k} + F_{i+1, k} \quad (2.71)$$

$$FZ_{i, k} = F_{i, k-1} + F_{i, k} + F_{i, k+1} \quad (2.72)$$

Fig. 2.11과 같이 표면셀 (i, k) 는 (a)와 (b)의 2가지 경우로 한정된다. 식 (2.71),

(2.72)에 의해 각 방향의 유체량을 산정하면 표면셀에의 자유표면의 방향은 Fig. 2.11(a)로 판별됨을 알 수 있다.

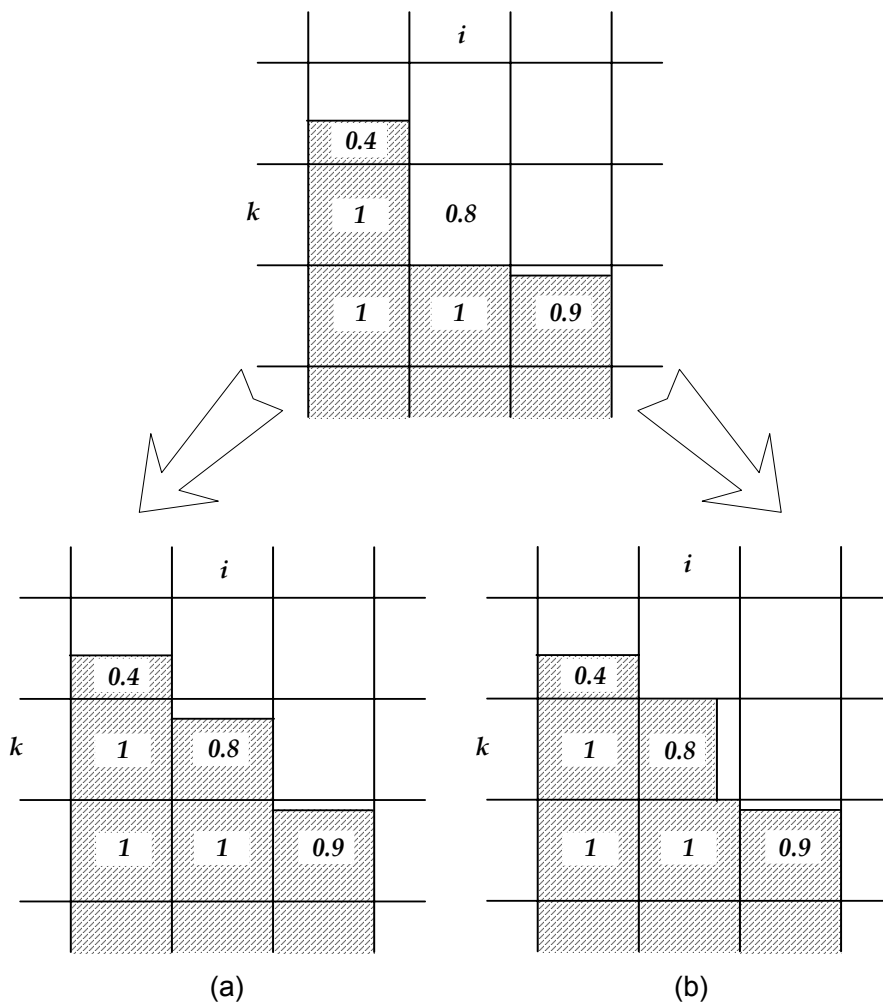


Fig. 2.11 Evaluation of free surface shape

이상을 고려한 셀 분류방법을 Table. 2.1에 나타낸 것과 같이 정의할 수 있다.

Table. 2.1 Determines the free surface orientation

RF	셀분류	셀의 상태
0	유체 셀	셀이 유체로 채워져 있고 인접한 기체 셀이 없다.
1	표면 셀	표면이 x 축에 수직이고 유체 셀이 x 의 부(負)방향에 존재한다.
2	표면 셀	표면이 x 축에 수직이고 유체 셀이 x 의 정(正)방향에 존재한다.
3	표면 셀	표면이 z 축에 수직이고 유체 셀이 z 의 부(負)방향에 존재한다.
4	표면 셀	표면이 z 축에 수직이고 유체 셀이 z 의 정(正)방향에 존재한다.
6	기체 셀	셀이 기체로 채워져 있고 인접한 유체 셀이 없다.

2.2.3 Donor-acceptor법을 이용한 VOF 함수 계산

각 셀에서의 VOF 함수 F 는 식 (2.70)에 의해 계산될 수 있으나 식 (2.70)과 같은 일반적인 유한차분기법으로는 F 의 이류계산시 수치확산이 발생할 우려가 있다. 이러한 F 값에 대한 수치확산은 경계면의 정의를 잃어버릴 수 있으므로 새로운 계산수법이 도입되어야 한다. 따라서 본 연구에서는 Hirt와 Nichols(1981)가 VOF함수가 갖는 계단함수의 성질을 이용해 F 의 불연속성을 유지할 수 있도록 VOF함수의 이류계산에 적용한 donor-acceptor법을 이용하였다. donor-acceptor법은 이류에 이동하는 이류면에서의 VOF함수 F_{AD} 의 값이 donor 셀(상류측 셀)과 acceptor 셀(하류측 셀)에서의 F 값에 의해서 결정되는 방법이고 또한 acceptor 셀의 자유표면 형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성에 기초하여 F_{AD} 를 결정한다. 이의 구체적인 계산 알고리즘을 Fig. 2.12를 통해 논의한다.

Fig. 2.12에서 donor 셀과 acceptor 셀의 경계인 이류면에서의 유속을 u 로 하고 donor 셀과 acceptor 셀을 각각 D 와 A , 이류면을 AD 로 표기한다. Fig. 2.16(a)에

는 전체 $F_D \delta x_D$ 만큼의 유체가 존재하며 δt 시간동안에 donor 셀로부터 acceptor 셀로의 이류면 AD 를 통한 이류량(체적)은 $V = u \cdot \delta t$ 이다. 또한 δt 시간동안에 donor 셀로부터 acceptor 셀로의 수송된 변수 F 는 식 (2.73)과 같다.

$$F_{AD} u \delta t = F_A V \quad (2.73)$$

그러나 식 (2.73)에서 $F_A V < F_D \delta x_D$ 이므로 donor 셀에 보유 유체량은 전부 acceptor로 수송되지 않고 donor 셀에 유체가 남게 된다. 이러한 경우는 자유표면의 형상에 대한 시간적 변화가 작을 때 발생하는 상황이다. Fig. 2.12(b)에서는 $F_A V > F_D \delta x_D$ 의 경우이므로 $F_D \delta x_D$ 보다 더 많은 유체를 donor 셀에서 acceptor 셀로 수송할 수 없다. 따라서 수송량은 식 (2.74)와 같다.

$$F_{AD} u \delta t = F_D \delta x_D \quad (2.73)$$

Fig. 2.12(c)인 경우는 donor 셀의 기체 보유량 $(1 - F_D) \delta x_D$ 보다 많은 $(1 - F_A) V$ 의 기체량이 acceptor에 존재하므로 식 (2.74)의 유체량을 추가하여 acceptor로 수송한다. 따라서 δt 시간 내에 donor 셀에서 acceptor로 수송되는 유체량은 식 (2.75)와 같다.

$$CF = (1 - F_A) V - (1 - F_D) \delta x_D \quad (2.74)$$

$$F_{AD} u \delta t = F_A V + CF \quad (2.75)$$

이상의 식 (2.73)~식 (2.75)를 모두 고려하고 x 방향의 면적공극율과 셀내의 체적공극율을 고려하면 식 (2.70)의 이류면에서의 VOF 함수의 이류량 $\delta t(\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} F_{i+1/2, k}$ 는 식 (2.76)로 된다.

$$\begin{cases}
 F_{AD}(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} \delta t \\
 = \text{sgn}((\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1}) \text{MIN}\{F_{AD}(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k} \delta t + CF, F_D \delta x_D(\gamma_v)_D\} \\
 CF = \text{MAX}\{(F_{DM} - F_{AD})(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} \delta t - (F_{DM} - F_D) \delta x_D(\gamma_v)_D, 0.0\}
 \end{cases}
 \quad (2.76)$$

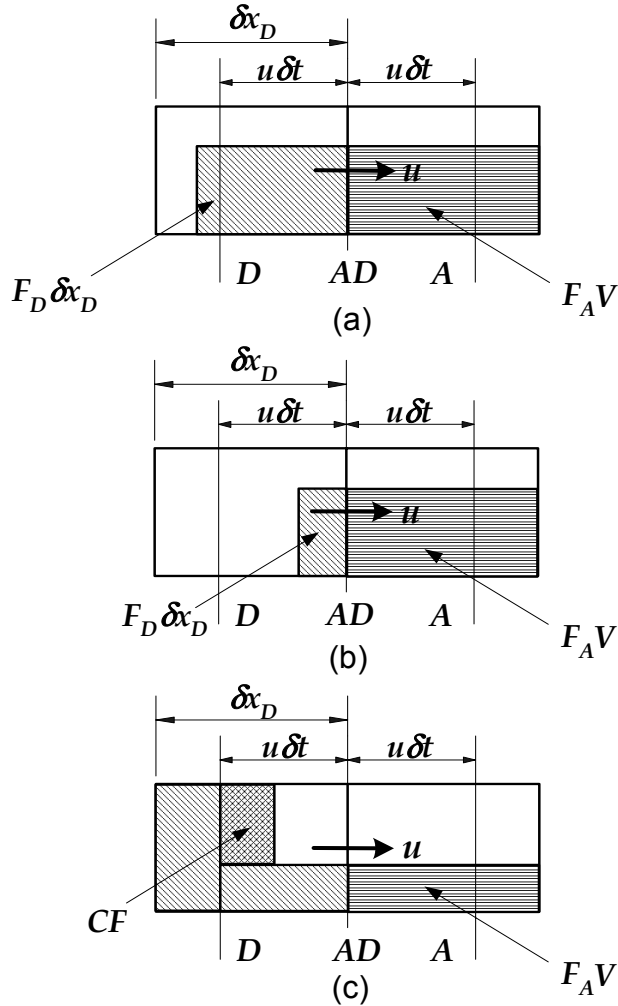


Fig. 2.12 Advection method of VOF function

식 (2.76)에서의 MIN 은 donor 셀이 보유하고 있는 유체 이상의 유체가 이루어지는 것을 방지하고, MAX 는 acceptor-cell이 보유하고 있는 기체 이상의 기체가 이루어지는 것을 방지함을 의미한다.

2.3 경계조건

2.3.1 자유표면에서의 경계조건

자유표면에서의 경계조건으로는 유속과 압력의 경계조건이 있다.

(1) 유속 경계조건

표면셀의 경계면에 정의된 유속중에 운동방정식의 계산영역이 되는 것은 유체셀과 접하는 경계면이다. 따라서 표면셀과 표면셀 및 기체셀과 기체셀의 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정되어야 한다.

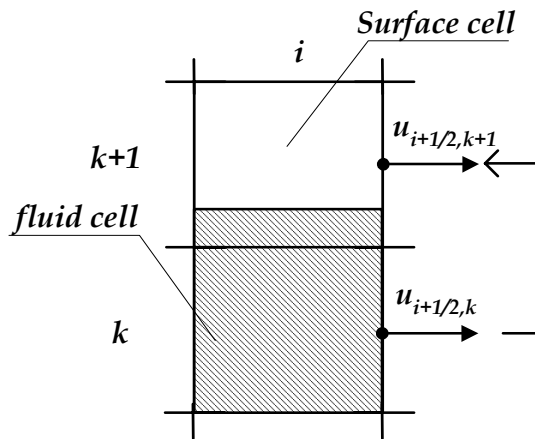


Fig. 2.13 Velocity boundary condition

표면에 수평한 유속의 경계조건처리는 대상이 되는 셀 경계면이 표면셀의 RF 가 나타내는 유체가 존재하는 방향의 셀 경계면의 유속을 해당하는 셀 경계면의 유속으로 취한다. Fig. 2.13과 같은 표면셀 $(i, k+1)$ 는 $RF=3$ 으로 셀의 아래쪽방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속 $u_{i+1/2, k+1}$ 은 SOLA scheme의 반복계산으로부터 구한 유속 $u_{i+1/2, k}$ 의 값을 표면셀 $(i, k+1)$ 에서의 수평방향의 유속 $u_{i+1/2, k+1}$ 로 취한다.

표면에 수직한 유속의 경계조건처리는 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF 함수 F 의 이류를 계산할 때 표면셀에서의 연속방정식이 만족되도록 값을 결정한다.

(2) 압력 경계조건

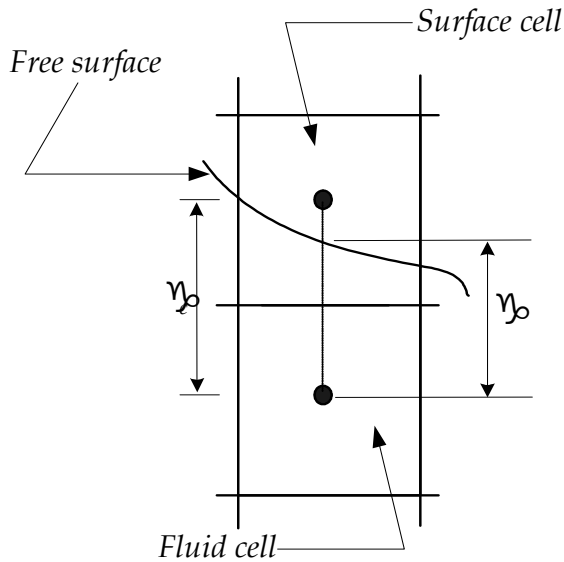


Fig. 2.14 Pressure boundary condition on free surface

RF 에 의해 표면셀의 방향이 결정되고 VOF 함수 F 값에 의해 표면위치가 결정된다. 그러나 표면셀에 있어서 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유표면의 위치와 다를 수 있으므로 Fig. 2.14에서와 같이 표면셀의 압력정의 위치와 RF 가 나타내는 유체셀의 정의위치의 2점간의 선형내삽하여 다음과 같이 산정한다.

$$\begin{cases} p_{i,k} = (1-\eta) p_{i,k-1} + \eta p_s \\ \eta = \frac{\gamma_c}{\gamma} = \frac{\delta z_{k-1} + \delta z_k}{\delta z_{k-1} + 2F_{i,k} \delta z_k} \end{cases} \quad (2.77)$$

본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하였으므로 $p_{s=0}$ 이다.

2.3.2 개경계조건

개경계(Open boundary)는 Fig. 2.15에 보인 바와 같이 부가가상감쇠영역(added fictitious dissipation zone)을 계산영역의 양끝에 접속하고 계산 셀의 크기를 변화시키면서 연직방향의 유속을 가상감쇠력(fictitious damping force)에 의해 서서히 감쇠시키는 것으로 파를 흡수하는 방법인 Hinatsu(1992)의 개경계처리법을 적용한다.

$$f = -\lambda w \quad (2.78)$$

여기서, λ 는 감쇠계수이다.

또한 부가감쇠영역의 끝단에는 유속이나 VOF함수 등의 물리량 Φ 의 수평변화가 0이 되는 다음의 조건을 부과했다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (2.79)$$

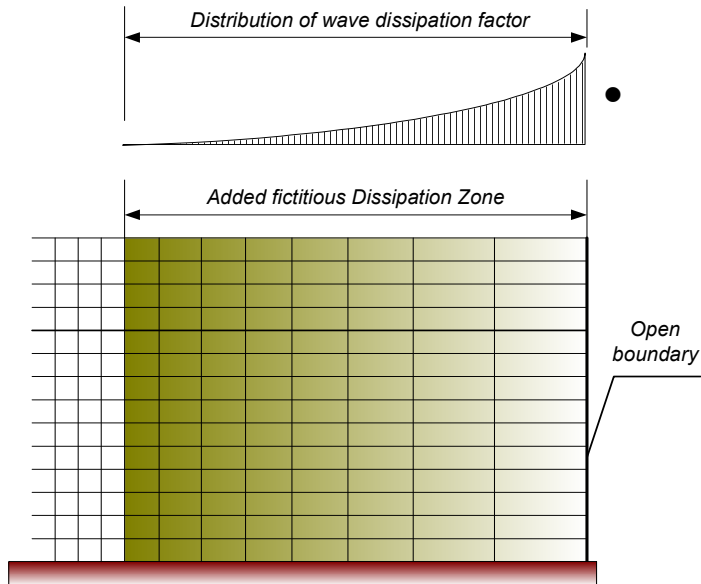


Fig. 2.15 Sketch of added fictitious dissipation zone

2.3.3 그 外의 경계조건

위의 경계조건 이외에도 적용되어야 할 경계조건으로는 구조물 표면에서의 경계조건 및 바닥경계조건이 있지만 SOLA Scheme을 채용하고 있으므로 압력 경계조건은 고려할 필요가 없고 유속경계조건만 고려하면 된다. 본 연구에서는 구조물 표면 및 바닥에서의 법선방향유속의 경계조건으로 불투과조건을 적용하였고 점성유체를 대상으로 하고 있기 때문에 Non-slip 조건을 적용시키는 것이 일반적이나 격자간격을 구조물 표면이나 바닥근방에서 형성되는 경계층 두께까지 세세하게 분할하고 있지 않기 때문에 접선방향 유속의 경계조건으로 Slip 조건을 채용하였다.

2.4 조파조건

본 연구의 수치파동수조내의 조파는 source에 의한 조파방법을 제안한 Brorsen and Larsen(1987)의 조파 source S 의 강도를 사용한다.

$$S = \begin{cases} \{1 - \exp(-2t/T_i)\} \cdot 2U_0 & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_0 & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.80)$$

식 (2.80)에서 $1 - \exp(-2t/T_i)$ 은 급작스러운 조파를 행하였을 경우 자유수면의 거동이 불안정해지는 것을 방지하기 위해 조파개시로부터 3주기까지는 강도를 서서히 증가시키기 위해 도입한 계수이다.

본 연구는 수치파동수조내에 구조물이 설치되어 있기 때문에 조파 source 위치에 구조물에 의한 반사파가 접근하는 경우 조파 source 위치에서의 수위변동 η_s 와 조파 source에 의해 기대되는 수위변동 η_0 는 서로 상이하어 식 (2.80)과 같이 조파 source 강도는 $S=2U_0$ 가 될 수 없다. 이에 大山 과 灘岡(1991)는 입사파와 반사파가 동시에 존재하는 경우에 대해 조파 source 강도의 분포형상을 조파 source 지점의 연직 적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사가 되도록 식 (2.81)을 고려하였다.

$$S = 2U_0 \frac{\eta_0 + h}{\eta_s + h} \quad (2.81)$$

따라서 이상의 것을 모두 고려한 조파 source의 강도는 식 (2.82)와 같다.

$$S = \begin{cases} 1 - \exp(-2t/T_i) \cdot 2U_o(\eta_o + h)/(\eta_s + h) & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_o(\eta_o + h)/(\eta_s + h) & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.82)$$

2.5 안정조건

본 연구의 수치계산의 안정성을 확보하기 위해서는 식 (2.83)의 courant수를 만족하면 된다.

$$c = \frac{|\widehat{V}| \delta t}{\delta X} \quad (2.83)$$

여기서, \widehat{V} 는 유속을 δX 는 격자간격이다.

courant수 c 가 $c < 1$ 일 경우 본 수치계산의 안정성을 확보할 수 있다. 이것은 1회의 시간 step 사이에 어떤 변수를 운반한 거리 $|\widehat{V}| \delta t$ 가 공간의 이산폭인 δx 를 초과할 수 없음을 의미한다. 전술한 donor-acceptor법은 이류에 이동하는 VOF함수 F 의 값이 donor 셀과 acceptor 셀의 F 값에 의해 결정되는 방법이므로 courant수 c 는 $c < 1$ 이어야 한다. 따라서 시간step의 간격 δt 는 식 (2.83)에 의해 식 (2.84)를 만족하면 된다.

$$\delta t < \min \left\{ \frac{\delta x}{|u|_{\max}}, \frac{\delta z}{|w|_{\max}} \right\} \quad (2.84)$$

여기서, $|u|_{\max}, |w|_{\max}$ 는 각각 x, z 방향에 있어서 최대유속을 나타낸다. 본 수치 계산에 있어서는 초기시간스텝 $\delta t = T_i/1000$ 로 하고 그 이후는 courant 조건식

(2.84)가 만족되도록 시간step의 간격 δt 를 매 시간스텝마다 조정하였다.

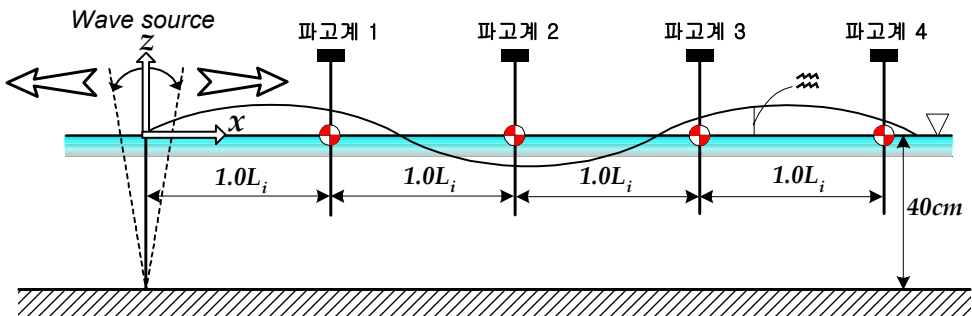
제 3장. 해석결과

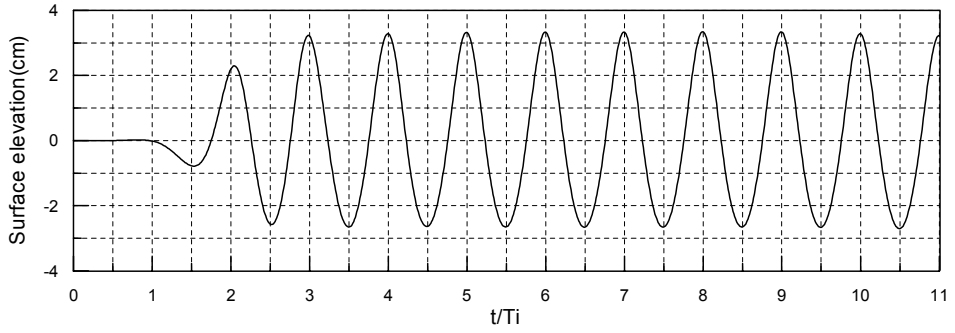
3.1 수치모델링의 검증

3.1.1 조파파형검증

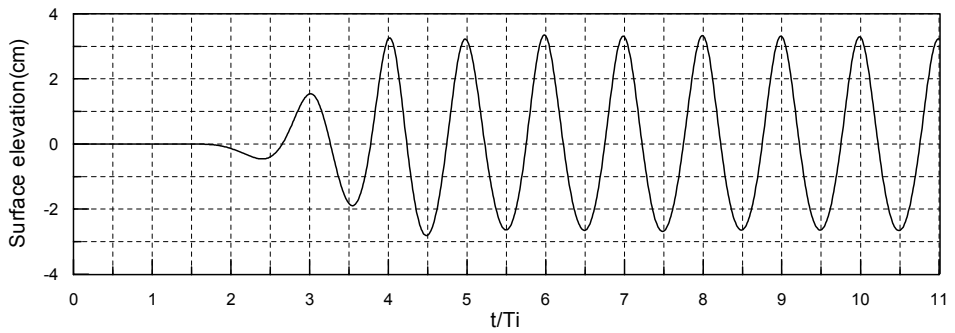
본 연구에서 적용하고 있는 Brorsen and Larsen(1987)의 조파소스 강도에 의한 조파방법을 검증하고 조파소스로부터 발생된 파형의 전달과정을 고찰하기 위해 구조물이 설치되어 있지 않는 수치파동수조에서의 파를 조파시켰다.

Fig. 3.1은 입사파고 $H_i=6cm$, 주기 $T_i=1.4 sec$, 일정수심 $h=40cm$ 의 조건하에 조파 source의 위치로부터 각각 $x \approx 1.0L_i$, $x \approx 2.0L_i$, $x \approx 3.0L_i$, $x \approx 4.0L_i$ 의 위치에서의 시간파형을 표시한 것이다. 제 2장에서 서술한 바와 같이 급작스러운 조파를 행하였을 때 수면의 거동이 불안정하게 되어 조파소스에서 발생된 파가 해석영역내에 제대로 전달될 수 없으므로 $t/T_i \leq 3$ 까지는 강도를 서서히 증가시켰다. $t/T_i \leq 3$ 이후부터는 일정하게 조파소스의 강도를 주고 있으므로 시간step이 증가함에 따라 각 지점의 시간 파형은 점차적으로 서서히 증가하고 있는 모습을 보이고 있다. 또한 파가 각 지점에 도달하고 나서 3주기 후부터 파형이 안정됨을 확인할 수 있다.

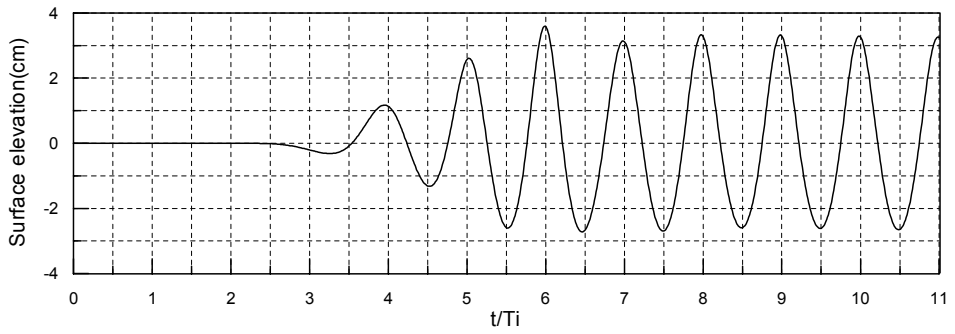




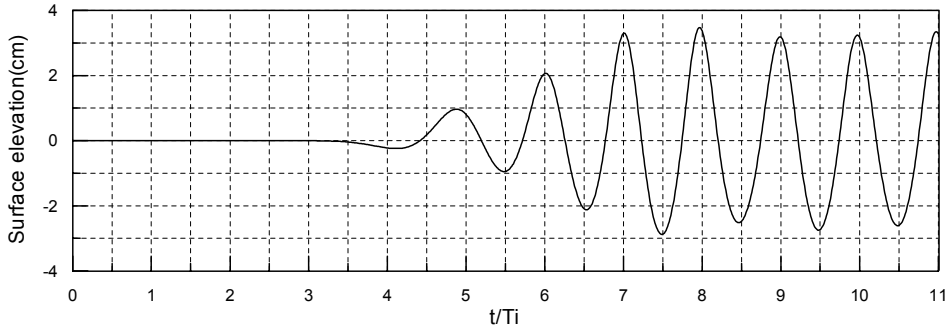
(a) 파고계1



(b) 파고계2



(c) 파고계3



(d) 파고계4

Fig. 3.1 Computed wave profiles at each point

Fig. 3.2는 입사파고 Fig. 3.1(a)의 시간과형과 Stokes 3차과의 시간과형을 비교한 것으로 전체적으로 매우 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다.

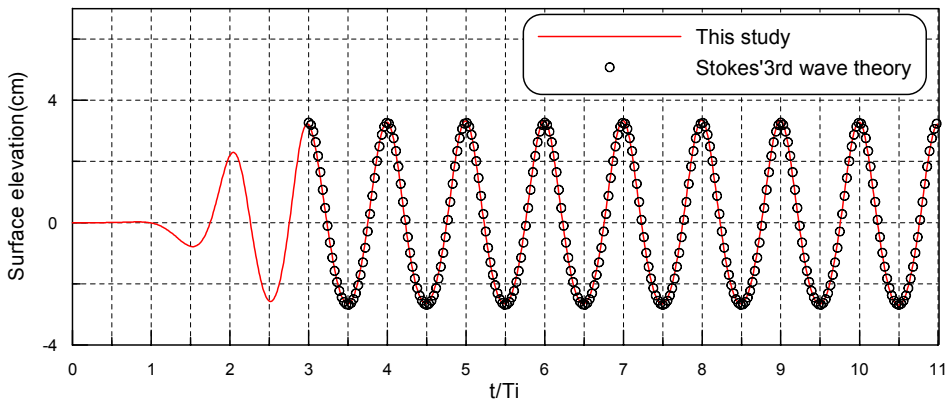


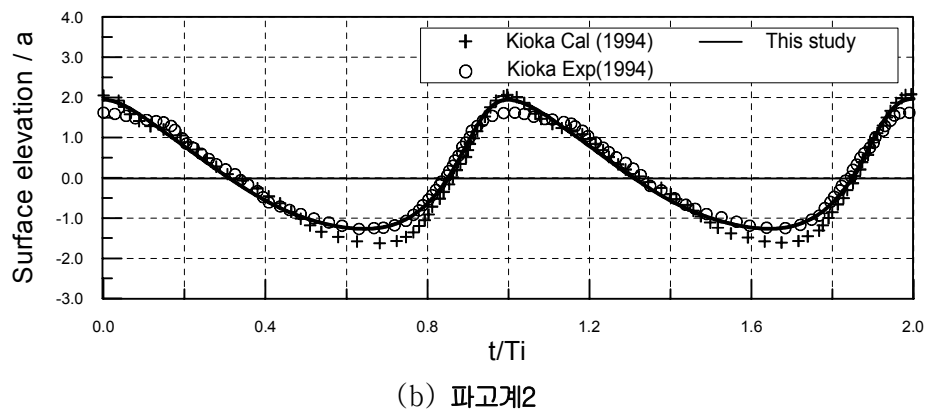
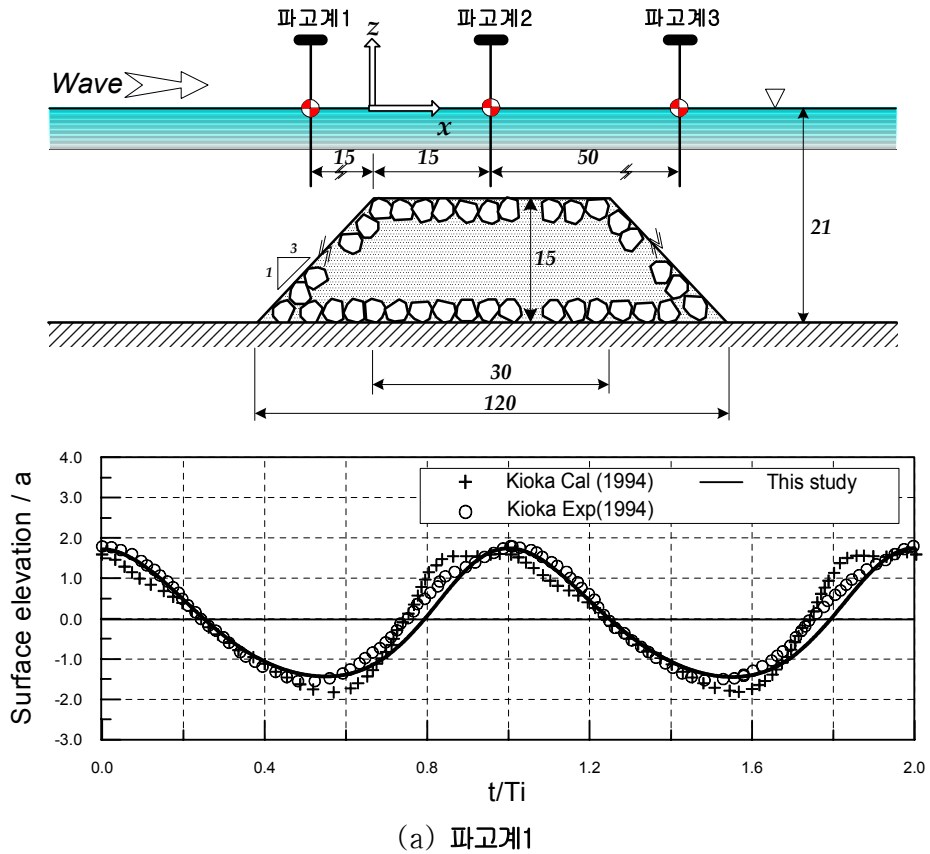
Fig. 3.2 Comparison of 3rd order stokes wave and computed nonlinear wave

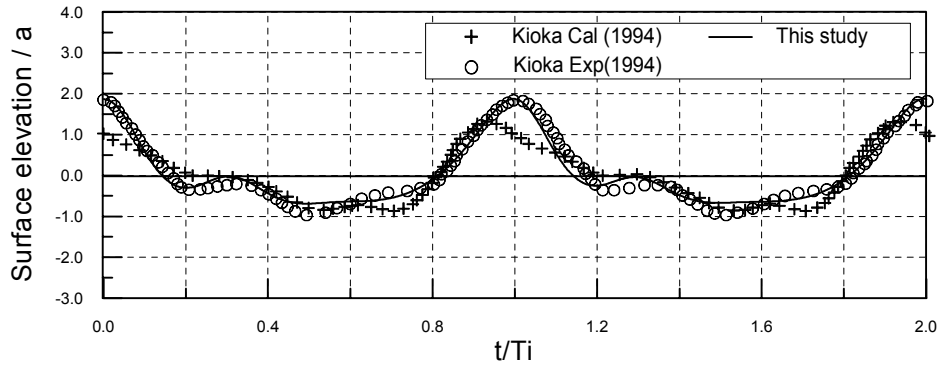
이상으로 본 연구에서 채용한 수치과동수조내의 line-source에 의한 조파방법은 입사조건의 수면과형을 잘 재현하고 있음을 확인할 수 있다.

3.1.2 실험결과와의 파형비교

수치과동수조를 이용한 투과성 방파제 해석의 타당성을 검증하기 위해 비선형장과 방정식을 이용하여 입사파고 $H_i = 3\text{cm}$, 주기 $T_i = 1.2\text{sec}$ 에 대한 투과성사다리꼴 잠제의 파랑변형을 해석한 喜岡 등(1994)의 실험 및 해석결과와 본 연구의 계산결과를 Fig. 3.3에 나타낸다. 정수면 아래로 건설되는 잠제는 본 연구의 대상구조물과 상

이하지만 투과층내에서 유체운동은 분명 자유수면의 거동에 영향을 미치므로 투과장애의 실험결과와 본 연구의 해석결과를 비교함으로써 본 해석수법의 타당성을 검증할 수 있다.





(c) 파고계3

Fig. 3.3 Comparison of Kioka's experiment and calculation and this study

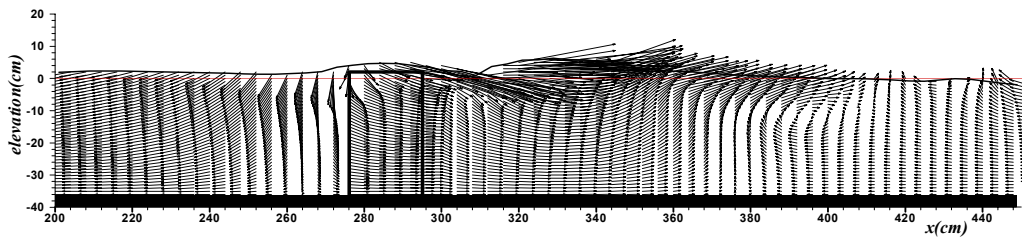
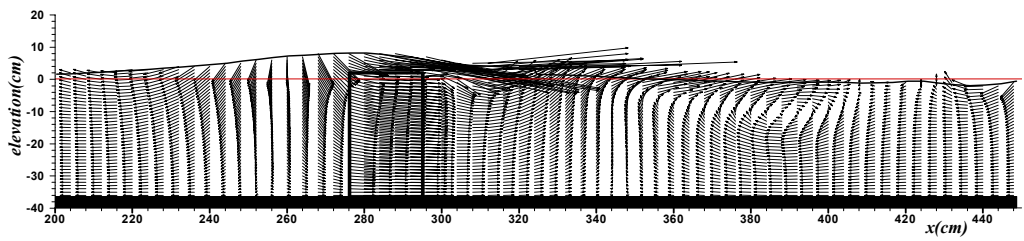
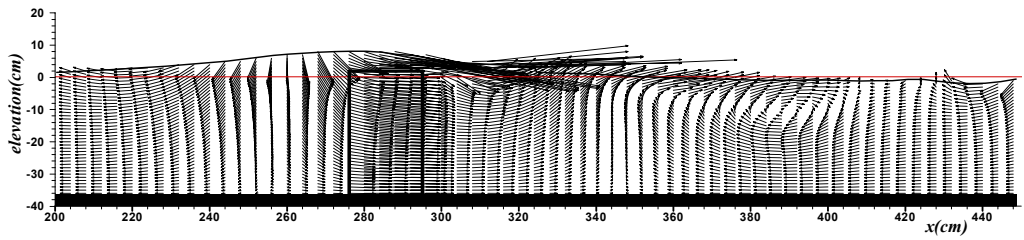
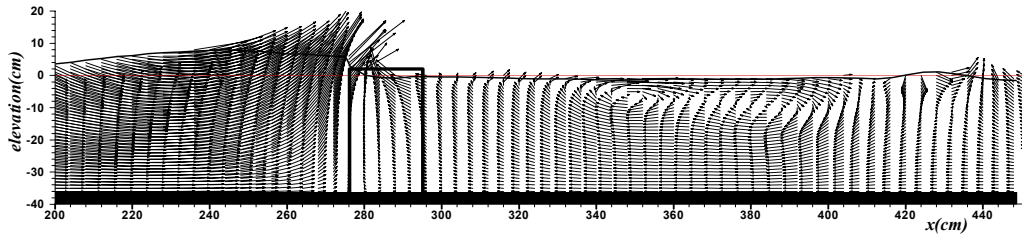
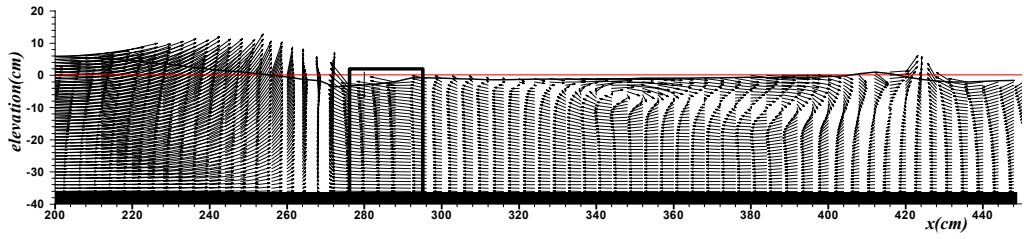
Fig. 3.3(a),(b)에서 본 연구의 해석결과가 喜岡(Kioka) 등(1994)의 해석치보다 상대적으로 실험치의 시간과형을 잘 재현하고 있음을 알 수 있으며 파봉에서의 실험치와의 차이는 투과층내의 관성계수와 항력계수의 차이에 의한 것으로 판단된다. 이상으로 본 해석결과의 타당성을 확인할 수 있다.

3.2 직사각형 투과성 방파제의 월파 현상의 수치적 재현

3.2.1 유체입자속도장

Fig. 3.4와 Fig. 3.5는 입사파고 $H_i=10\text{cm}$, 주기 $T_i=2.0\text{ sec}$, 수심 $h=37\text{cm}$ 에 대해 입사파랑이 투과성 방파제를 월파하는 경우에 대한 방파제 주변의 물입자의 속도벡터를 한 주기동안 도식한 것이다. Fig. 3.4와 Fig. 3.5 모두 천단상으로 입사파가 월파하여 구조물 배후로 전달되는 일련의 월파과정을 잘 재현하고 있음을 확인할 수 있다. Fig. 3.4와 Fig. 3.5의 비교로부터 구조물 전면에서의 유체입자의 속도벡터의 차이는 거의 유사하지만 입사파랑의 월파후 구조물배후에서의 유체입자의 운동특성은 확연히 구별된다. Fig. 3.5에 비해 상대적으로 천단이 낮은 Fig. 3.4의 경우 구조물 천단상으로의 월파량이 많고 입사파랑의 운동에너지의 유입이 많기 때문에 월류된 유량이 구조물배후의 표면에서 매우 빠른 유속을 형성하고 있고 이는 투과층의 저항으로 인해 구조물배후에서의 감소된 유속성분과 결합하면서 시계방향의 강한 와(渦)가 형성됨을 알 수 있다. 또한 이러한 와는 일정한 부분에서만 발생하지 않고 시간에 따라 약간씩 이동하며 와의 발생으로 인한 유속성분이 바다에까지 영향을 미치고 있음을 확인할 수 있다.

천단고가 3cm 증가된 Fig. 3.5 역시 구조물 천단상으로 월파가 발생하여 구조물 배후의 표면유속을 가속화시키는 경향이 발생한다. 그러나 천단고 상승으로 인한 월파량의 감소와 월파한 파랑의 위치에너지가 Fig. 3.4에 비해 우세하므로 월파직후의 유체입자 속도벡터의 기울기가 바닥쪽으로 더욱 기울어져 있음을 알 수 있고 구조물 배후에서의 입사파랑의 운동에너지의 감소로 인해 Fig. 3.4와 같이 자유수면 부근에서의 빠른 유속이 관찰되지 않고 와의 형성도 극히 미세하다.



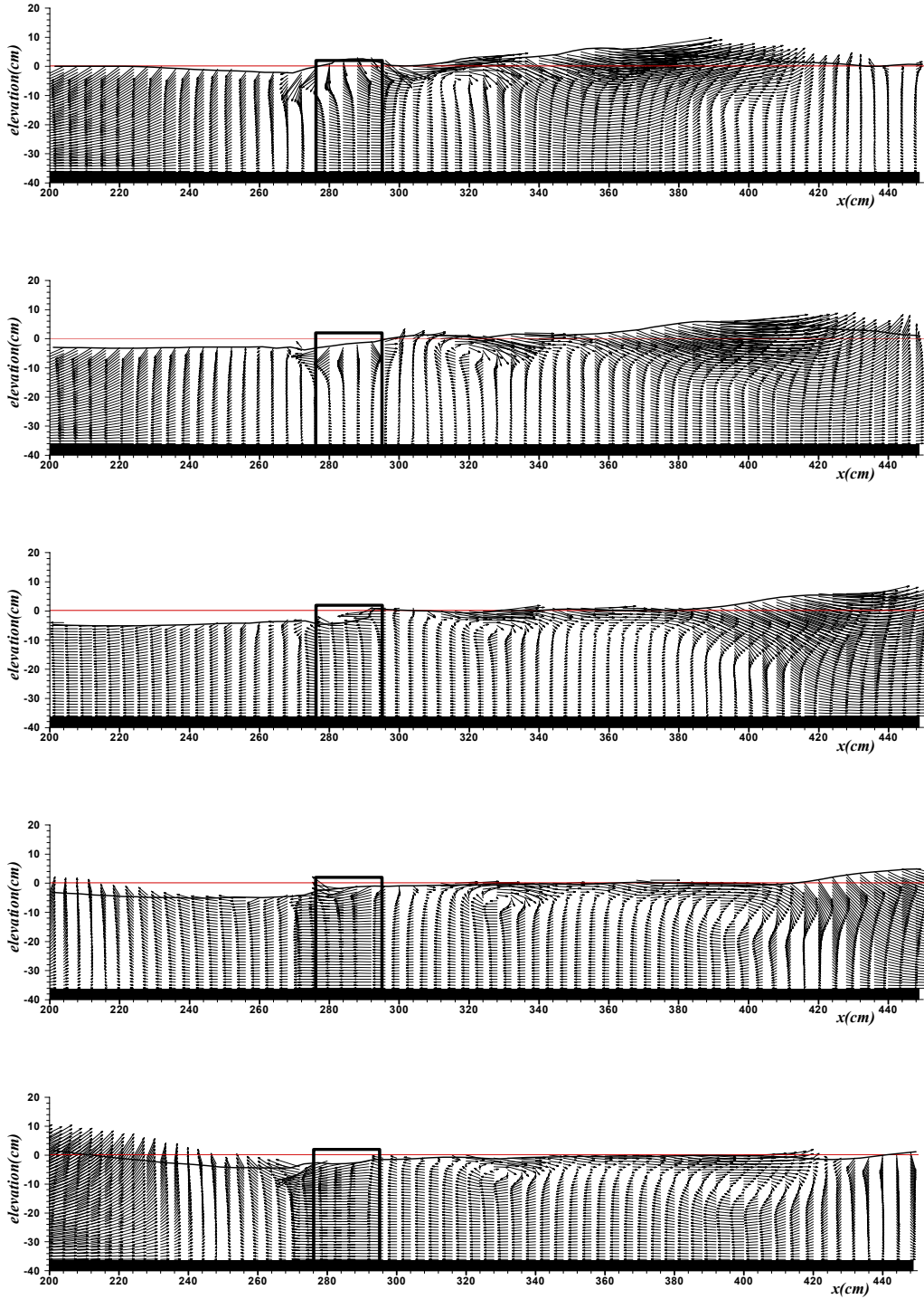
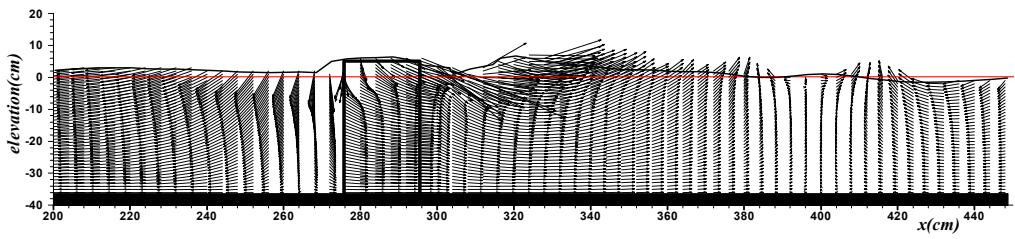
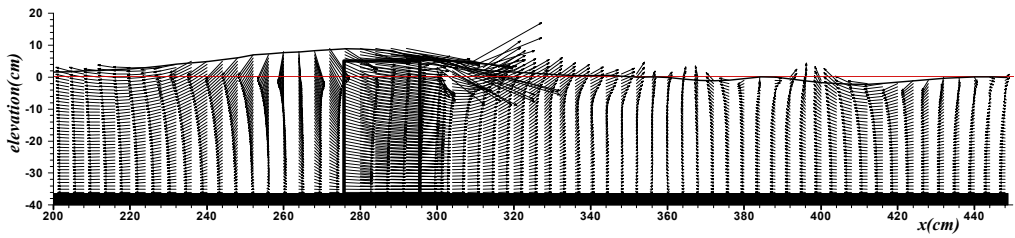
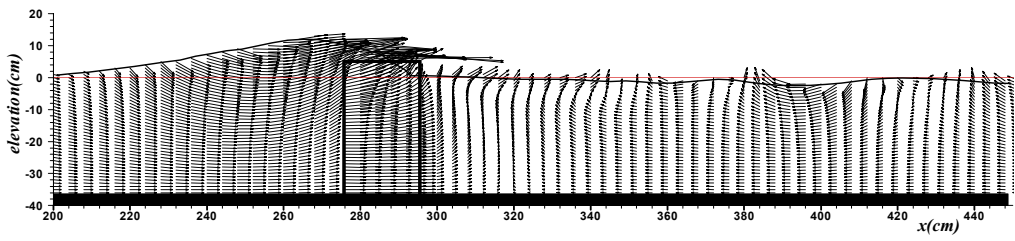
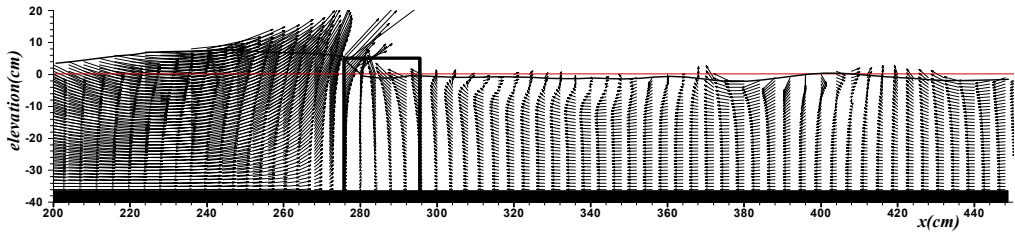
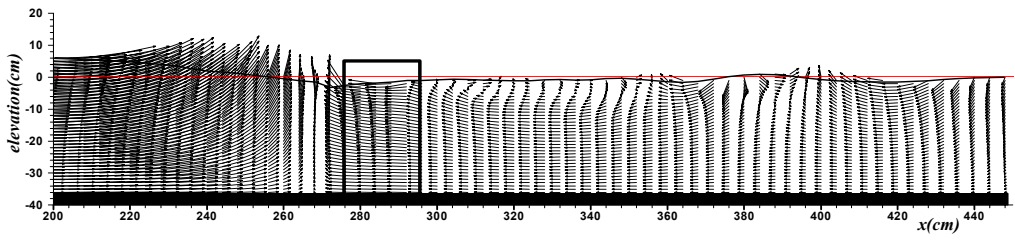


Fig. 3.4 Spatial distribution of velocity
 ($H_i = 10\text{ cm}$, $T_i = 2.0\text{ sec}$, $h_c = 2.0\text{ cm}$, $h = 37\text{ cm}$)



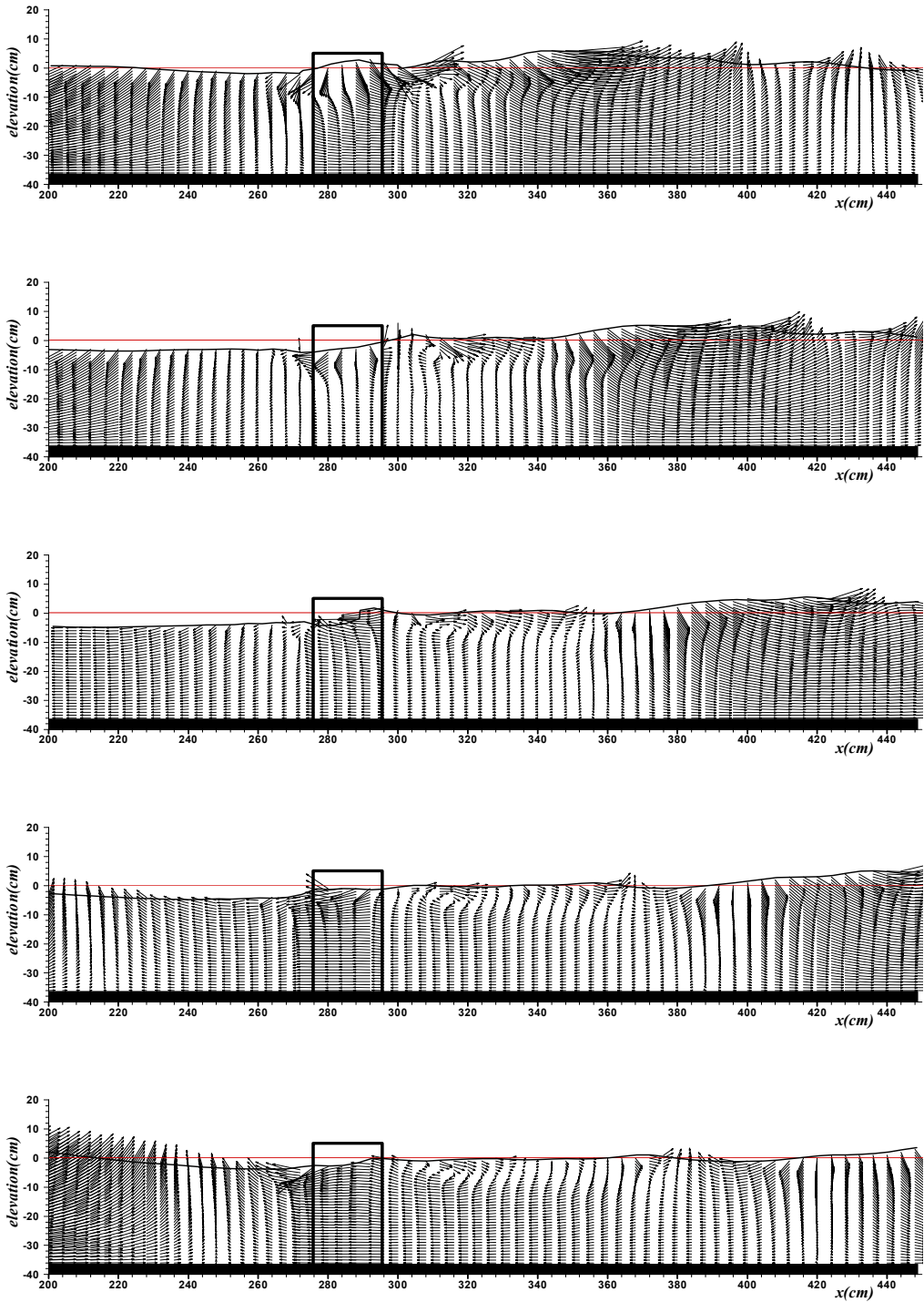


Fig. 3.5 Spatial distribution of velocity
 ($H_i = 10\text{ cm}$, $T_i = 2.0\text{ sec}$, $h_c = 5.0\text{ cm}$, $h = 37\text{ cm}$)

3.2.2 공간파형의 검토

Fig. 3.6과 Fig. 3.7은 Fig. 3.4 및 Fig. 3.5와 동일한 구조물 및 입사조건에 대한 구조물주변의 공간파형을 한 주기동안 연속해서 나타낸 것이다. Fig. 3.4와 Fig. 3.5의 유체입자의 속도분포를 통해 고찰한 바와 같이 투과성 구조물 전면에서는 Fig. 3.6과 Fig. 3.7 모두 거의 비슷한 파고분포를 보이고 있으나 천단고의 차이에 따라 구조물 후면에서는 상당한 차이를 보이고 있음을 확인할 수 있다. Fig. 3.7에 비해 상대적으로 천단이 낮은 Fig. 3.6의 경우는 Fig. 3.4의 유체입자의 속도분포에서 확인된 구조물 배후에서의 자유표면 부근의 빠른 유속성분의 영향으로 구조물을 월파한 파랑이 재생성되는 위치가 Fig. 3.7에 비해 다소 늦음을 알 수 있고 또한 입사파랑의 구조물의 월파에 의한 쇄파영향으로 발생하는 비선형성분파와 파봉의 분열현상도 확인할 수 있다. Fig. 3.7은 구조물 천단고의 증가로 인한 월파수피의 낙하높이 증가로 월파한 파랑이 구조물 배후의 자유수면과 접촉시에 Fig. 3.6에 비해 구조물 배후의 자유수면을 더욱 교란시키고 있음을 알 수 있다.

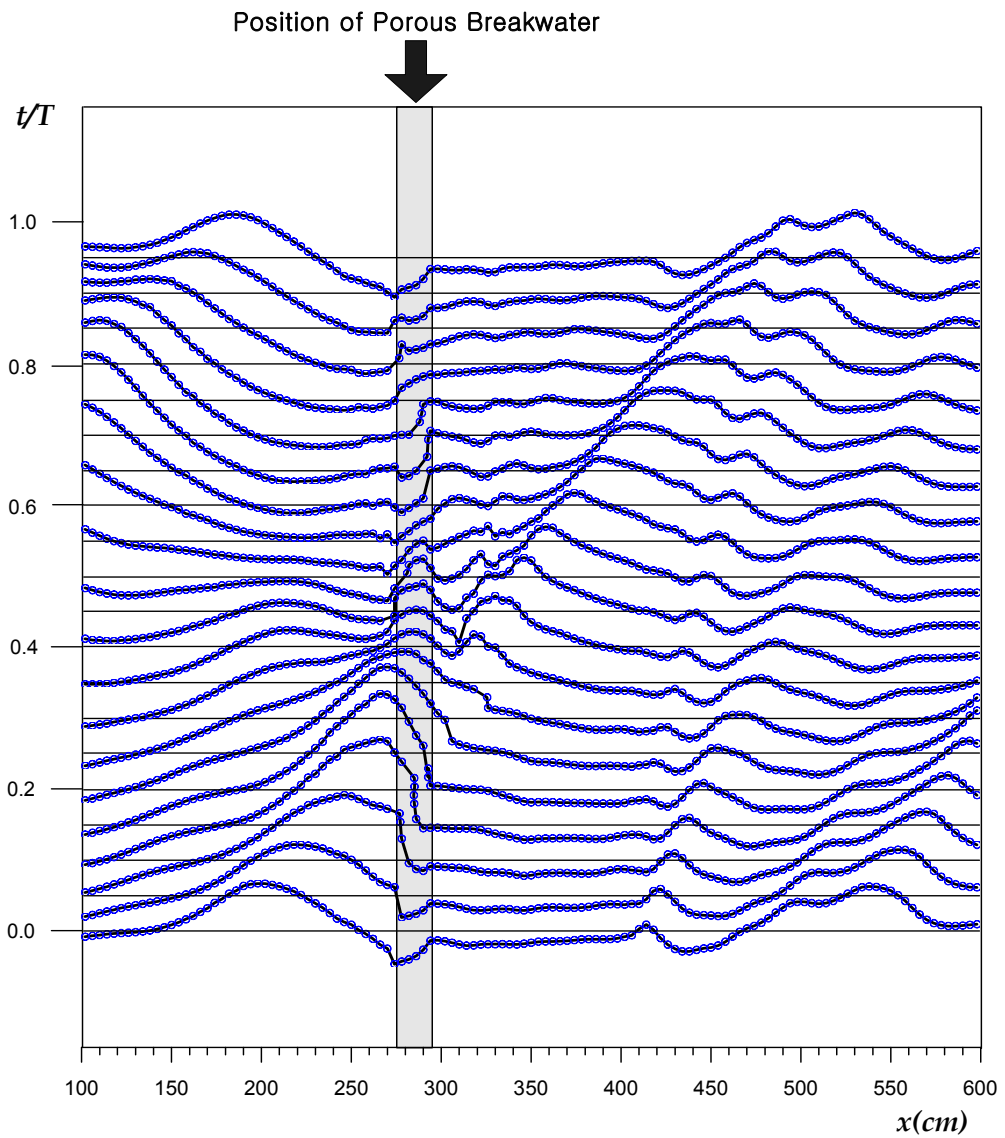


Fig. 3.6 Spatial distribution of wave height
 ($H_i = 10\text{ cm}$, $T_i = 2.0\text{ sec}$, $h_c = 2.0\text{ cm}$, $h = 37\text{ cm}$)

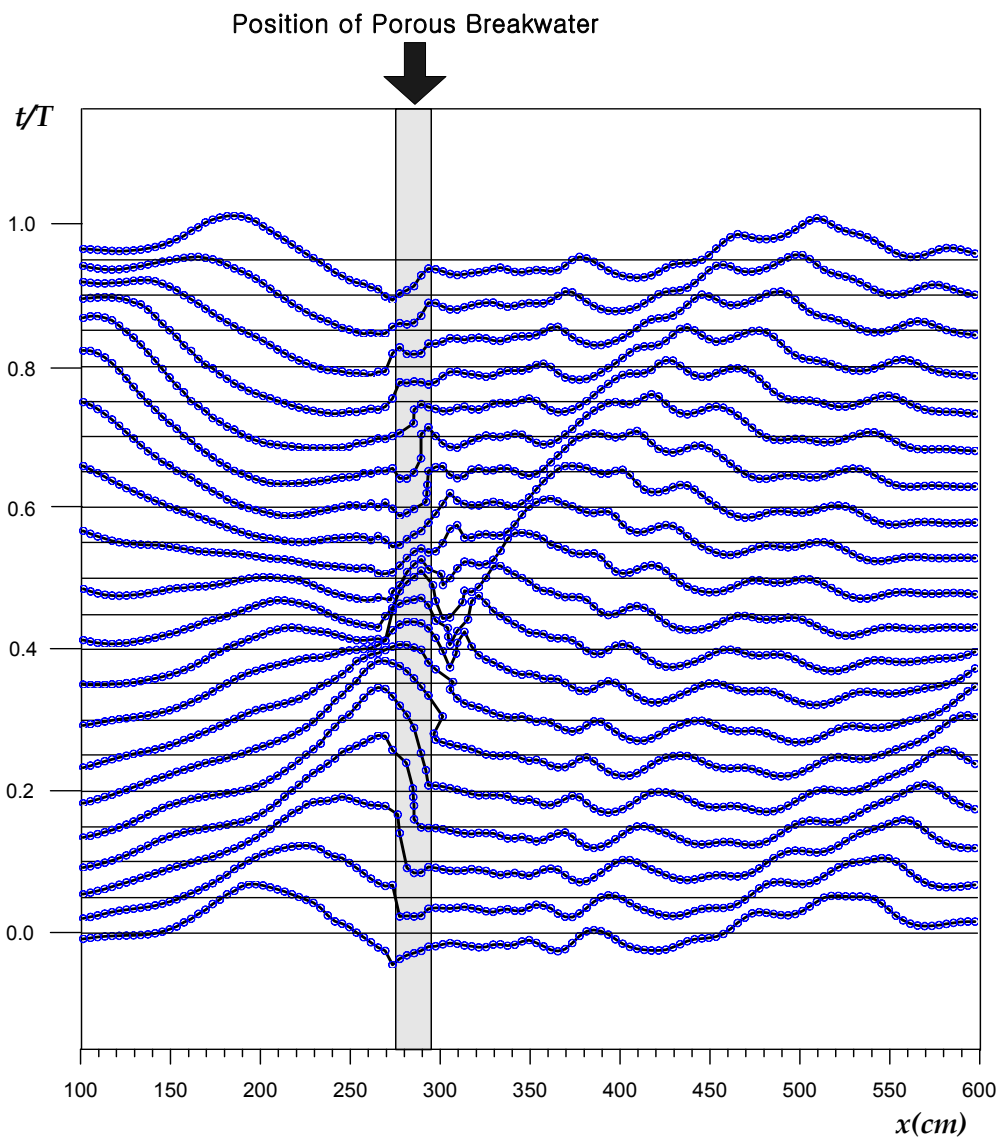


Fig. 3.7 Spatial distribution of wave height
 ($H_i = 10\text{ cm}$, $T_i = 2.0\text{ sec}$, $h_c = 5.0\text{ cm}$, $h = 37\text{ cm}$)

3.2.3 월파고의 비교

Fig. 3.8은 Fig. 3.4와 Fig. 3.5의 경우에 대해 조파후 6주기~12주기까지의 구조물 천단상에서 월파되는 파고를 입사파고로 무차원화시킨 결과이다. 천단이 낮은 ①의 경우가 ②의 경우에 비해 월파고가 높고 각 주기별로 일정한 월파고를 보여주고 있다. 따라서 주기적인 파동장에서의 월파현상을 잘 재현하고 있음을 알 수 있다.

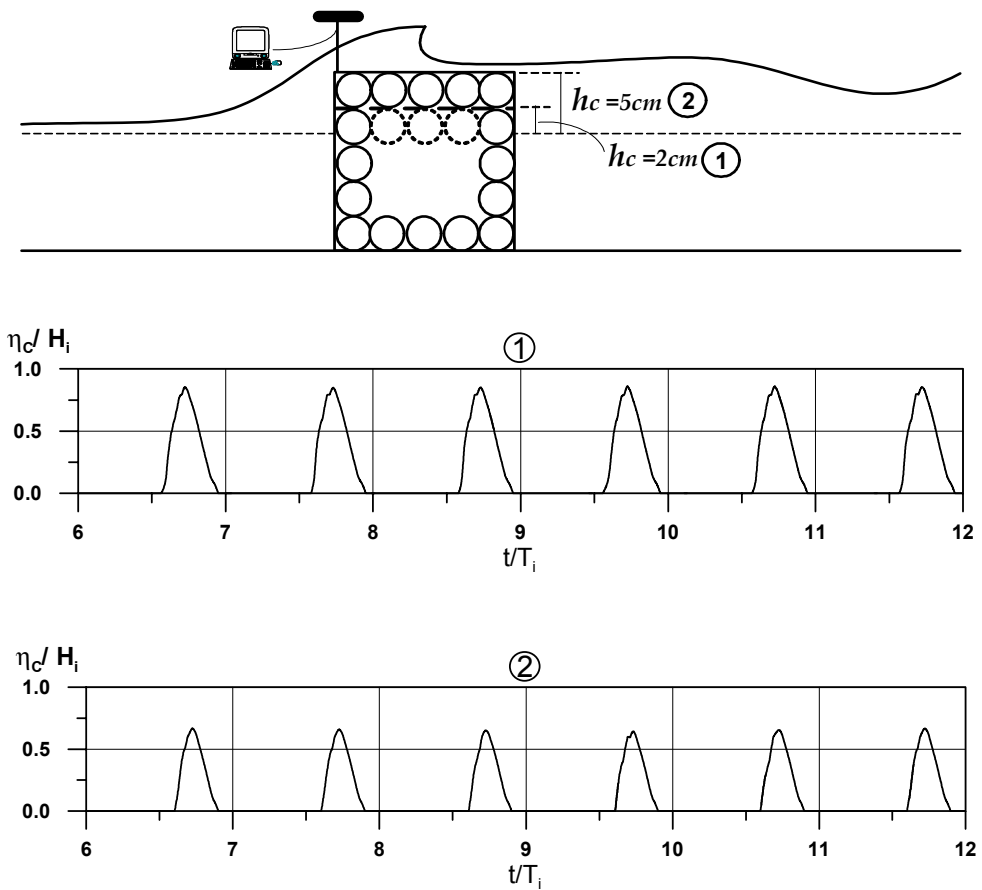


Fig. 3.8 Comparison of wave overtopping height

제 4장. 결론

본 연구는 투과성구조물에 대한 입사파랑의 월파현상을 수치파동수조내에서 수치적으로 재현하기 위해 VOF법을 이용하여 해석하였다. VOF법을 이용한 수치파동수조내의 해석결과는 입사파랑이 구조물천단상으로 진행하여 구조물배후에 미치는 영향까지의 일련의 월파현상을 매우 잘 재현하고 있음을 확인하였으며 구조물 천단상에서의 주기별 월파고의 측정으로부터 주기적인 월파현상을 고찰하는 데 있어 본 수치해석기법의 효용성이 기대된다. 또한 유체입자의 속도벡터장의 고찰로부터 입사파랑의 월파를 많이 허용하는 저천단의 경우 구조물배후의 표면에서 매우 빠른 유속이 발생하며 시계방향의 강한 와가 형성됨을 확인하였다.

이상의 VOF법을 실제의 해안·항만구조물 설계에 적용하면 보다 정밀한 수치해석치를 얻을 수 있으므로 보다 정확한 예측설계가 될 수 있을 것이다. 또한 많은 시간과 비용이 요구되는 수리모형실험의 대안으로 적용될 수 있는 부분이 있으므로 향후 VOF법의 적용성이 확대되고 그의 유용성이 널리 인식될 것으로 판단된다.

<< 참고 문헌 >>

- [1] 배기성, 김도삼 (2001). “경사입사과랑중의 사석방과제에 의한 반사율과 투과율에 관한 연구”, 한국해양공학회지, 제 15권 제1호, pp. 31~35
- [2] 김도삼, 이광호, 허동수, 김정수 (2001). “VOF법에 기초한 불투과잠제 주변과동장의 해석”, 대한토목학회논문집, 제 21권 제5-B호, pp. 551~560.
- [3] 岩垣雄一 (1979). 海岸工學, 日本共立出版株式會社, pp. 254-225
- [4] 大山 巧, 灘岡和未(1991). “非線型不規則波動場を對象とした數値波 動水槽の開発”, 日本土木學會論文集, 第 429卷/II-15, pp. 77~86.
- [5] 榊山 勉, 鹿島遼一 (1992). “ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発”, 電力中央研究報告書, pp. 48
- [6] Amsden, A. A. and Harlow. F. H. (1970). “The SMAC method : A numerical technique for calculating incompressible fluid flow”, Rep. No. LA-4307, Los Alamos National Laboratory.
- [7] Brorsen, M. and J. Larsen. (1987), “Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method”, Coastal Eng., Vol.11, pp. 93~113.
- [8] Harlow, F. H. and Welch, J. E. (1965). “Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface”, Phys. of Fluids, Vol. 8, No.12, pp. 2182~2189
- [9] Hinatsu, M. (1992), “Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface”, J. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No217, pp.1~11.
- [10] Hirt, C. W. and B. D. Nichols (1981), “Volume of fluid(VOF) method for the dynamics of free boundaries”, J. Comp. Phys., Vol.39, pp. 201~225.

감사의 글

멀게만 느껴지던 논문완성을 앞두고 그 동안 아낌없는 지도와 관심을 주신 김도삼 교수님과 대학원 과정의 첫 단추를 낄 수 있도록 도와 주신 연영진 과장님께 감사의 말씀을 드립니다.

돌이켜보면 아쉽기만 한 대학원연구실에서의 시간들을 같이 한 이광호, 염승현, 배은훈, 유현상, 천재영, 최낙훈, 김창훈과 대학원 동기인 윤희면 학형과 논문완성의 성취감을 함께 나누고자 합니다.

또한 이 논문 심사를 맡으셔서 예리한 지적과 따뜻한 조언을 아끼지 않으신 조효제 교수님, 김태곤 교수님, 이중우 교수님, 송영채 교수님, 김세원 교수님 께도 감사드립니다.

바쁜 직장생활에서도 학업의 길을 갈 수 있도록 도와주신 울산지방해양수산청 홍승호, 조치현 전·현직 과장님과 같은 사무실의 직장 선배·동료인 이종구, 신용만, 송훈, 박인수, 정석승, 정우용, 김용원, 이상규님께도 감사의 마음을 전합니다.

그리고 건강에 유의해서 공부하라던 어머니, 자기일처럼 공부하는 것을 지원한 준영 형, 명순 누나, 동주와 여태까지 묵묵히 뒷바라지해준 아내 은숙과 아들 진, 딸 정에게도 고마운 마음을 전합니다.

끝으로 본 논문이 완성될 수 있도록 수고해 주시고 격려해 주신 모든 분들께 월드컵의 진한 감동과 지면을 통한 감사의 마음을 드립니다.