

RANS 방정식의 운동량 원천항을 이용한 내부조파 Internal Wave-Maker using Momentum Source Term of RANS Equation Model

최준우* · 고광오* · 윤성범**

Junwoo Choi*, Kwang Oh Ko* and Sung Bum Yoon**

요 지 : Lin and Liu(1999)는 VOF기법을 도입한 RANS 방정식 모형을 이용하여 목표 파형을 조파할 수 있도록 연속방정식의 질량 원천항을 이용하는 내부조파기법을 제안하였다. 이로부터 외부조파에 의한 영역 내 재반사 문제가 해결되어 RANS 방정식 모형을 이용한 파랑수치실험이 수행되어 발표되어 왔다. 본 연구에서는 RANS 방정식 모형의 운동량 원천항을 이용한 내부조파기법을 사용하여 목표 파형을 조파할 수 있도록 하였다. FLUENT의 사용자 정의함수를 이용하여 두 조파방법에 대해 수치실험하고 비교하였다. 그리고 조파기법의 적용성을 살펴보기 위해 Luth et al.(1994)의 수치실험을 수치모의하고 그 결과를 비교하였으며, 수심방향 변화를 보이는 수치모의 결과들을 제시하고 고찰하였다.

핵심용어 : 내부 조파기법, 운동량 원천항, RANS 방정식, FLUENT

Abstract : For RANS equation model using VOF scheme Lin and Liu (1999) developed internal wave-maker method to generate target wave trains by using designed mass source functions of the continuity equation. By using this method studies on various numerical wave experiments has been achieved without the problem caused by wave reflection due to an external wave-maker. In this study, the wave-maker method to generate target wave trains by using a momentum source function was proposed. The computational results obtained by applying the mass and momentum source functions into FLUENT were compared with each other. To see its applicability, the hydraulic experiment of Luth et al. (1994) were numerically simulated and their measurements are compared with the computations, and the vertical variations of computed results were shown and investigated.

Keywords : internal wave-maker method, momentum source, RANS equation, FLUENT

1. 서 론

파랑변형을 수치해석하기 위해 자유수면을 정확하게 구현하는 동시에 수심방향으로 완전한 운동방정식을 사용하는 모형의 개발은 이론적으로 비선형성과 분산성에 한계가 있을 수밖에 없는 모든 파랑모형의 단점을 뛰어넘을 수 있는 획기적인 발전이다. 현재 VOF기법을 도입한 RANS 방정식 모형이 이러한 모형에 가장 근접한 형태로 알려져 있으며 연구목적으로 다양하게 사용되고 있다. 이 모형은 고정격자로는 해결할 수 없는 자유수면의 표현을 VOF라는 셀 이동분할기법으로 개선시키고, 극비선형파와 쇄파 시 발생하는 난류현상을 표현하기 위해 난류모형을 사용하

로 비회전 가정과 근사화된 수심방향 운동방정식을 사용하는 일반적인 파랑모형에 비해 이론적으로 매우 우수한 모형임에 틀림없다. 물론 VOF기법의 사용에도 불구하고 정확한 극비선형 파형을 표현하기 위해 매우 조밀한 격자를 필요로 하므로 아직까지 계산비용의 문제에 있어서 심각한 단점이 있다. 그리고 단순화된 난류현상을 기준으로 발전되어 온 난류모형을 사용하여 국부적이면서 매우 급격하게 난류가 발생하는 쇄파영역의 난류를 구현하는 데에는 문제점을 가지고 있는 것도 사실이다. 그러나 급격한 속도로 발전되고 있는 컴퓨터 계산능력은 우수한 자유수면 경계기법과 난류모형의 개발과 관계없이 RANS 방정식 모형의 적용 가능성을 높여 주고 있다.

*한양대학교 토목공학과(Dept. of Civil Engineering, Hanyang University at Ansan)

**한양대학교 토목환경공학과(Corresponding author: Dept. of Civil & Environ. 1271 Sa-3-dong Sangnok-gu, Ansan, Kyunggi, 426-791, Korea. sbyoon@hanyang.ac.kr)

파랑변형을 다루는 수치실험을 위해 외부조파로 인한 실험영역내 재반사 문제를 해결하기 위한 내부조파기법의 개발은 필수적이었으며, 자유수면변위를 변수로 사용하는 모형의 경우 그 연구가 매우 활발하게 진행되어 왔다(Lee and Suh, 1998; Lee et al., 2001).

Lin and Liu(1999)는 VOF기법을 도입한 RANS 방정식 모형을 이용한 파랑수치실험을 할 수 있도록 연속방정식의 질량 원천항을 이용하는 내부조파기법을 제안하였다. 이로부터 RANS 방정식 모형을 이용한 다양한 파랑수치실험이 수행되어 발표되어 왔다(Garcia et al., 2004; Lara et al., 2006; Pengzhi, 2007). 그러나 이 기법은 3차원 파랑실험을 위한 방향조파에 대한 확장을 다루고 있지 않다. 따라서 목표 파랑의 방향조파가 가능한 운동량 원천항을 이용한 조파기법을 연구하기 위하여 먼저 일방향 조파에 대하여 운동량 원천항을 이용한 조파기법을 FLUENT의 사용자 정의함수를 사용하여 수치실험하고 그 결과를 질량 원천항을 이용한 기존 조파기법의 결과와 비교하였다. 나아가 수심방향 2차원 수리실험인 Luth et al.(1994)의 자유수면변위와 수치모의결과를 비교하고 그 적용성을 제시하였다. 수치실험을 위해 Lin and Liu(2004)가 소개한 RANS 모형을 위한 조파기법을 개선하여 적용하였다.

2.0 이 론

Wei et al.(1999)은 자유수면변위를 변수로 하는 연속방정식의 원천항을 이용하여 Boussinesq 방정식 모형을 위한 조파기법을 제안하였다. 본 연구에서 RANS 방정식 모형을 위해 사용한 내부조파기법은 사실상 이 조파기법과 동일하다. 그러나 자유수면변위를 나타내는 변수가 없는 연속방정식과 RANS 방정식을 지배방정식으로 VOF기법을 통하여 자유수면을 구현하는 모형에서 자유수면을 나타내는 변수(η)가 있는 연속방정식에 적용하는 조파기법을 그대로 사용할 수는 없다. 따라서 Boussinesq 방정식의 연속방정식에 적용했던 원천항을 운동량방정식의 원천항으로 변경하고 이를 RANS 방정식의 원천항에 적용하여 조파할 수 있도록 하였다.

다음은 Wei et al.(1999)에 의해 사용되었던 선형 Boussinesq 방정식의 파랑진행방향으로의 1차원 형태이다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha_1 h^3 \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = f(x, t) \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \alpha h^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = S_m^w(x, t) \tag{2}$$

여기서 η 는 자유수면변위, h 는 수심, u 는 유속, g 는 중력 가속도, f 와 S_m^w 는 각각 질량과 운동량 원천항을 나타낸다. 그리고 $\alpha_1 = \alpha + 1/3$ 이고 α 가 다음과 같이 정의되면,

$$\alpha = \frac{z_\alpha}{h} \left(\frac{z_\alpha}{2h} + 1 \right); z_\alpha = -0.530h \tag{3}$$

위 방정식은 Nwogu(1993)의 확장형 Boussinesq 방정식과 동일해지고 u 는 대표수심 $z = z_\alpha$ 에서의 유속으로 정의된다. 이 Boussinesq 방정식의 운동량방정식은 선형파 ($\eta = A_0 \exp[i(kx - \omega t)]$)에 대하여 다음의 분산관계식 (4)을 따르며, 분산항의 정확도 향상을 위해 $z_\alpha = -0.530h$ 라는 대표수심에서 정의되어 있다.

$$\omega^2 = gk^2 h \frac{1 - \alpha_1(kh)^2}{1 - \alpha(kh)^2} \tag{4}$$

여기서 ω 는 각진동수, k 는 파수이다.

내부조파를 위해 Boussinesq 방정식의 연속방정식에 적용했던 원천항을 운동량방정식의 원천항으로 변경하기 위해 조파를 위한 운동량방정식의 원천항을 다음과 같이 정의하고,

$$S_m^w \equiv -g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p^*}{\rho g} \right) \tag{5}$$

여기서 ρ 는 유체밀도이고, p^* 는 압력의 단위를 가지고 있는 임의의 함수이다. 이를 운동량방정식 (2)에 대입한 다음에 연속방정식 (1)과 결합하고 속도 u 를 속도포텐셜(ϕ), $u = \partial \phi / \partial x$ 로 표현하면 다음과 같은 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - gh \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \alpha h^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right) - \alpha_1 gh^3 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} = -g \left(f + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p^*}{\rho g} \right) \right) \tag{6}$$

따라서 연속방정식의 원천항 f 에 해당하는 운동량방정식의 원천항 S_m^w 은 다음과 같은 관계식을 통해 얻을 수 있다.

$$p^* = \rho g \int f(x, t) dt \tag{7}$$

내부조파를 위해 Wei et al.(1999)은 연속방정식의 원천항 f 를 다음과 같이 유도하였다.

$$f(x, t) = \frac{\exp(-\beta x^2)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} D \exp[-i\omega t] d\omega \tag{8}$$

이 원천항을 이용한 조파식 (8)에서 D 는 다음과 같으며,

$$D = \frac{2A_0(\omega^2 - \alpha_1 g k^4 h^3)}{\omega I_1 k [1 - \alpha(kh)^2]} \tag{9}$$

여기서 $I_1 = \sqrt{\pi/\beta} \exp(-k^2/4\beta)$, $\beta = 80/\delta^2 L^2$ 그리고 k 는 파수, A_0 는 조파대상 파랑의 진폭이다. 그리고 L 은 파장이고 n 는 조파구간의 크기를 위한 파라미터이다. 이 연속 방정식 (1)의 원천항을 식 (7)을 이용하여 운동량방정식의 원천항으로 변경하면 다음과 같다.

$$S_m^w = g(2\beta x) \exp(-\beta x^2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{iD}{\omega} \exp[-i\omega t] d\omega \quad (10)$$

이 원천항은 단일주기파를 위해서는 다음과 같이 간단해진다.

$$S_m^w = g(2\beta x) \exp(-\beta x^2) \frac{D}{\omega} \sin(\omega t) \quad (11)$$

또한, 단일주기파들의 선형조합으로 불규칙파를 조파하기 위해서는 다음과 같은 원천항을 사용할 수 있다.

$$S_m^w = g(2\beta x) \exp(-\beta x^2) \sum_{n=1}^N \frac{D_n}{\omega_n} \sin(\omega_n t + \varepsilon_n) \quad (12)$$

여기서 ε_n 은 무작위 위상차이며, n 은 주파수에 따른 단일주기파의 성분, N 은 주파수의 개수를 나타낸다. 식 (11)과 (12)는 Boussinesq 방정식 모형의 내부조파를 위해 유도된 운동량 원천항으로 $z_a = -0.530 h$ 라는 대표수심에서 정의된 것이다. 여기서 내부조파를 위해 요구되는 운동량의 변화가 수심방향으로 없다고 가정하면, 이 운동량 원천항 $S_m^w(x, t)$ 을 아래에 나타나 있는 RANS 방정식에 적용할 수 있을 것이다. 즉, x 방향 RANS 방정식의 원천항 S_x 에 $S_m^w(x, t)$ 을 수심방향(z)으로 일정하게 적용하였다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_i \quad (13)$$

여기서 $(\cdot)_{ij}$ 는 3차원 텐서를 나타내며, u_i 와 p 는 각각 난류진동에 대해 평균(ensemble average)된 유속벡터와 압력, g_i 는 중력가속도 벡터, $S_i = (S_x, S_z)$ 는 각 방향의 원천항이며, 응력텐서 τ_{ij} 는 다음과 같이 분자점성과 Reynolds 응력을 포함한 전체응력텐서를 나타낸다.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \langle u_i u_j \rangle \quad (14)$$

여기서 μ 는 동점성계수, u_i' 는 난류진동유속이고 $\langle \cdot \rangle$ 는 ensemble average를 나타낸다. 위의 원천항 $S_m^w(x, t)$ 을 수심방향(z)으로 일정하게 적용하는 대신에 z 방향함수를 위해 식 (3)을 이용할 수 있다. 그러나 본 연구의 수치실험

을 통하여 일정한 z 방향의 분포를 사용해도 소멸과 성분이 매우 빠르게 사라지므로 그 결과에 있어서 큰 차이가 없었음을 알 수 있었다. 이 부분은 실험결과를 통해 다시 언급하기로 한다.

이에 반해, Lin and Liu(1999)은 다음과 같은 수심방향 2차원 RANS 방정식의 연속방정식에 원천항을 도입하여 내부조파를 시도하였다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = s(x, z, t) \quad \text{in } \Omega \quad (15)$$

여기서 s 는 질량 원천항으로 영역 Ω 안에서만 작용하게 되며, 이 질량 원천항과 자유수면변위(η)는 다음과 같은 관계로 정의하였다.

$$\int_0^t \int_{\Omega} s(x, z, t) d\Omega dt = 2 \int_0^t C_{\eta}(t) dt \quad (16)$$

여기서 C 는 조파하고자 하는 파랑의 전파속도이고, Ω 는 단위폭을 가진 체적 V 에 해당하는 직사각형 영역으로 설정하여 질량 원천항을 작용시키도록 하였다. 다음은 단일주기파를 조파하기 위해 사용된 질량 원천항이다.

$$s(t) = \frac{2CA_0}{V} \sin(\omega t) \quad (17)$$

그리고 단일주기파의 조합으로 불규칙파를 조파하기 위해 다음과 같은 원천항을 사용할 수 있다고 하였다.

$$s(t) = \sum_{n=1}^N \frac{2C_n A_{0n}}{V} \sin(\omega_n t + \varepsilon_n) \quad (18)$$

여기서 질량 원천을 주기적으로 조절하기 위해 설정되는 직사각형 영역의 위치와 그 영역의 부피 V 를 설정하기 위해 수치실험을 통해 다음과 같은 몇 가지 주의사항을 제시하고 있다. 질량원천을 위한 직사각형 중심은 수면으로부터 수심의 1/3~1/2에 위치시키고 직사각형의 높이는 수심의 1/10~1/2, 그리고 길이는 파장의 20%보다 작아야 한다고 하였다. 그리고 위의 단일주기파와 불규칙파를 위한 원천항 이외에 Cnoidal 파와 Stoke 파를 위한 함수도 제안하였다. 그러나 Lin and Liu(1999)의 조파기법을 연구에서는 방향조파에 관한 부분을 제외하였으며 위 식을 이용하여 방향조파가 가능한가에 대한 연구는 아직 발표되고 있지 않다.

추가로 본 연구에서는 다음과 같은 흡수층(sponge layer) 경계기법을 사용하였다.

$$S_m^s = -\{\mu C_{1i}u_i + \rho C_{2i}u_i|u_i|\} \frac{\exp\left[\left(\frac{x_s-x}{x_s}\right)^{n_s}\right]-1}{\exp(1)-1}$$

for $x_0-x_s \leq x \leq x_0$ (19)

여기서 μ 는 동점성계수, x_0 는 경계층영역의 끝단의 위치, x_s 는 경계층영역의 두께를 나타낸다. 경험상수 C_1 , C_2 와 n_s 는 수치실험을 통해 얻어 사용한다. 이 기법은 다공(porosity) 물체의 모형화를 위해 운동량방정식의 원천항으로 추가되는 저항항에 일반적으로 파랑모형에서 흡수층경계에 사용되는 지수함수를 곱하여 얻어진 것이다. Lin and Liu (2004)는 다공물체를 위한 운동량 원천항 가운데 x 방향 Darcy 항(점성손실항, viscous loss term)만을 사용했으나, 본 연구에서는 관성손실(inertial loss term)을 추가하고 방향과 방향을 모두 사용 혹은 선택적으로 사용할 수 있도록 하였다.

3. 수치모형 FLUENT의 setup

FLUENT는 압축성 및 비압축성 유체에 대해 기본적으로 Navier-Stokes 방정식을 푸는 3차원 전산유체해석프로그램으로 난류흐름을 모의하기 위해 선택적으로 난류모형을 사용하여 RANS 방정식을 풀거나 LES(Large Eddy Simulation) 기법을 사용할 수 있다. FLUENT는 상용 3차원 전산유체해석코드 가운데서 가장 널리 쓰이고 유명하므로 일반적인 소개와 자세한 세부모형들의 설명은 매뉴얼(FLUENT Inc., 2003)로 대신하고, 본 수치실험에 사용된 세부모형들에 대해 간략히 기술하기로 한다. 난류의 등방성이 전제된 난류 와점성가정(turbulence eddy viscosity assumption or Boussinesq assumption)을 사용하는 난류모형은 쇠과발생시 난류거동과 관련하여 적절하지 않다(Lin and Liu, 1998). 따라서 Reynolds Stress 모형(RSM; Launder et al., 1975)을 매끄러운 벽의 벽면함수(wall function)와 함께 사용하였다. 자유수면을 표현하기 위하여 geometric reconstruction 기법(Youngs, 1982)의 VOF 모형을 사용하여 공기와 물 사이의 경계를 계산하도록 하였다. 그리고 VOF 기법을 사용할 때 일반적으로 선택되는 압력항 차분을 위한 유체력(body force) 가중 압력보간기법과 압력과 유속의 커플링 계산을 위해 천이영역 흐름에 주로 사용되는 PISO(Pressure-Implicit with Splitting of Operators; Issa, 1986)기법, 그리고 운동량방정식을 풀기 위해 2차 풍상 차분법을 선택하였다. Lin and Liu(1998)의 제안에 따라 난류모형 계수들의 초기값들을 입력하였으며, 수치소산

오차를 줄이기 위해 부정류 VOF 모형에서 Courant 수, $Cr=0.3$ 을 사용하였다.

파랑의 조파 및 흡수층 그리고 자유수면변위를 산정하는 부프로그램을 FLUENT에 삽입하기 위해 사용자 정의 함수(user-defined functions) 기능을 활용하였다. 조파영역은 계산영역 중앙에 대략 반파장($L/2$)으로 그리고 흡수층 영역은 대략 한 파장 L 으로 계산영역 양 끝단에 설정하여 격자를 구성하였다. 자유수면변위 산정은 시간격자보다 큰 0.05초마다 계산하였다. 경계조건으로는 점착(no-slip)경계 조건과 계산영역 상부경계를 압력유출경계로 설정하여 공기의 유출입이 자유롭게 하였다. 파랑진행 방향 격자크기는 $\Delta x=L/20-L/50$, 그리고 수심방향 격자크기는 $\Delta z=a/5-h/10$ 로 수치실험의 파랑제원에 따라 고정 혹은 변동격자를 사용하였으며, 심한 자유수면변동이 예상되는 영역의 격자를 대체로 작게 설정하였다. 시간격자는 주기(T)에 따라 $\Delta t=T/100$ 을 사용하였다.

4. 수치모의

4.1 질량과 운동량 원천항 조파기법 결과비교

규칙파, 불규칙파 그리고 중복파 실험을 Lin and Liu (1999)가 제안한 질량 원천항 조파기법과 본 연구의 운동량 원천항 조파기법으로 수치실험하여 서로를 비교하였다. 길이 16 m와 높이 0.35 m의 수치수조를 격자구성하고 초기조건으로 수심을 $h=20$ cm로 설정한 후에 양측에 흡수

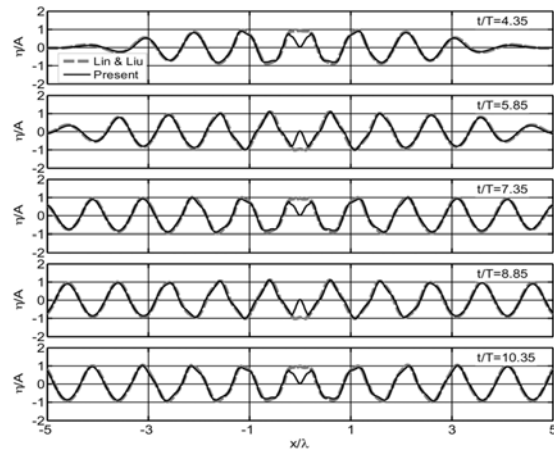


Fig. 1. Free surface displacement ($A=0.5$ cm) resulted by using Lin and Liu (1999) (---) and the present (—) for internal wave generation ($T=1.0$ sec) on 20 cm-constant water depth (sponge layer scheme is used at both lateral boundaries).

층 영역과 중앙에 조파영역을 설정하여 수치실험을 수행하였다.

규칙파의 경우, 파랑제원은 주기 $T=1$ 초, 진폭은 $A_0=0.5, 1.0, 1.5, 3.0$ cm으로 하였다. Fig. 1에 진폭이 0.5 cm인 경우에 시간에 따라 계산된 자유수면변위를 나타내었다. Lin and Liu(1999)의 질량 원천항 조파기법과 본 연구의 운동량 원천항 조파기법에 따른 수치실험 결과가 조파영역을 제외하고 정확하게 일치하고 있다는 것을 알 수 있다. 조파영역에서 발생하는 불일치는 두 조파방법으로 부터 같은 위상의 파를 발생시키기 위해 사용되는 원천항이 서로 90° 위상차를 갖고 작용하기 때문이다. Figs. 2와 3에는 $t/T=11$ 일 때 두 조파기법을 통해 얻은 수로방향(x) 유속과 수심방향(z) 유속의 수치결과와 선형파의 해를 조파위치로부터 떨어진 거리에 따라 비교하였다. 내부조파를 통하여

소멸파 성분이 발생할 수 있음을 예상할 수 있으나, 일반적인 평판 외부조파기의 소멸파 성분도 $2\sim 3h$ 내에서 빠르게 소멸되는 것처럼 내부조파의 소멸파 성분도 역시 빠르게 소멸되며 이것을 Figs. 2와 3을 통해서 확인할 수 있다. 그리고 두 조파방법으로 인한 수치결과가 선형 해석해와 잘 일치함을 보이고 있다.

Fig. 4는 진폭이 다른 경우들($A_0=0.5, 1.0, 1.5, 3.0$ cm)의 자유수면변위를 비교하여 나타내고 있다. 비선형 파라미터 $ah < 0.1$ 이 되는 경우들은 모두 두 가지 조파방법으로 실험된 자유수면변위가 조파영역 밖에서 잘 일치하고 있지만, 비선형 파라미터 $ah > 0.1$ 인 $A_0=3.0$ cm에 대하여 조파영역 밖으로도 불일치를 확인할 수 있다. 비선형파의 파형특성으로 인한 난류가 증가하고 에너지 손실이 발생하여 목적된 파랑의 제원보다 작은 파가 발생되어 전파되는

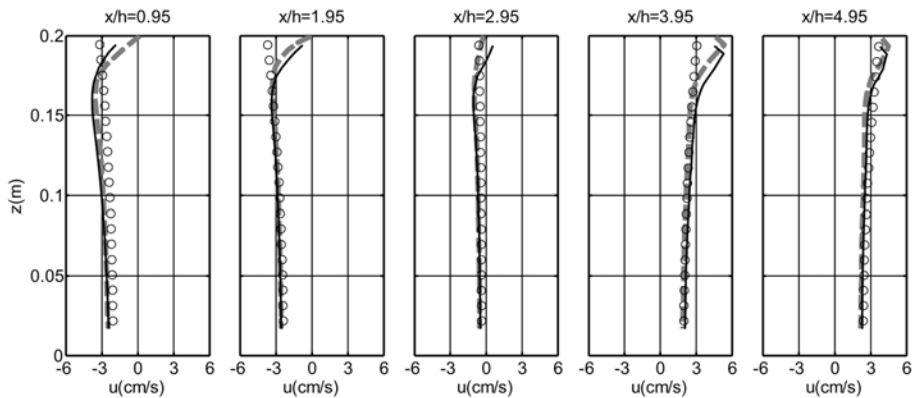


Fig. 2. Instantaneous x-velocity ($A=0.5$ cm) resulted by using Lin and Liu (1999) (---), the present (—) and analytical linear solution (○) for internal wave generation ($T=1.0$ sec) on 20 cm-constant water depth (sponge layer scheme is used at both lateral boundaries).

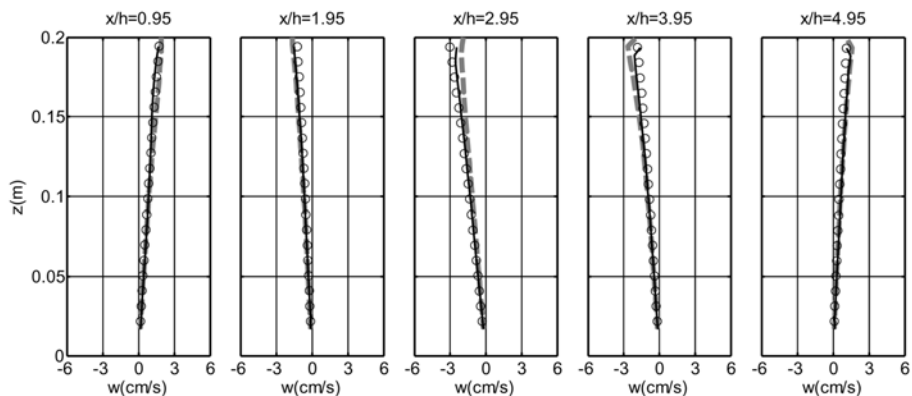


Fig. 3. Instantaneous z-velocity ($A=0.5$ cm) resulted by using Lin and Liu (1999) (---), the present (—) and analytical linear solution (○) for internal wave generation ($T=1.0$ sec) on 20 cm-constant water depth (sponge layer scheme is used at both lateral boundaries).

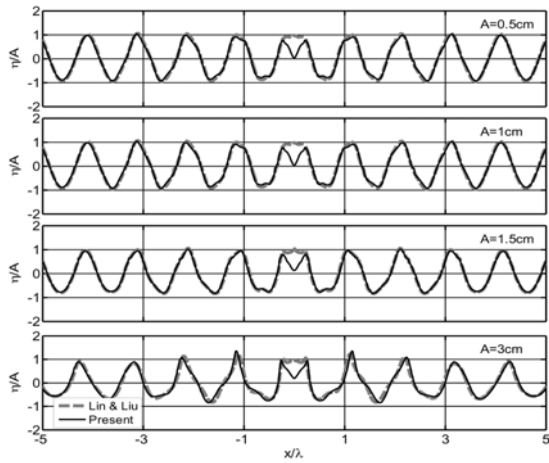


Fig. 4. Free surface displacement ($A=0.5, 1.0, 1.5, 3.0$ cm) resulted by using Lin and Liu (1999) (---) and the present (—) for internal wave generation ($T=1.0$ sec) on 20 cm-constant water depth (sponge layer scheme is used at both lateral boundaries).

것을 알 수 있다. 그리고 비선형 파라미터 $a/h=0.075(A_0=1.5$ cm)인 경우에 이미 비선형파형의 특성을 보이고 있음을 알 수 있다.

불규칙파의 경우는 3개의 파랑요소들(components)만을 사용하여 수치실험을 수행하였다. 이 수치실험은 Lin and Liu(1999)가 밝힌 바와 같이 불규칙 조파의 가능성을 보기 위한 목적으로 수행된 것이다. 세 개의 파랑요소의 제 원으로, 진폭과 주기는 $A_1=0.45$ cm와 $T_1=1.0$ sec, $A_2=0.25$ cm와 $T_2=0.53$ sec, 그리고 $A_3=0.15$ cm와 $T_3=2.87$ sec를 사용하였으며 무작위 위상은 사용하지 않았다. Fig. 5에 이 불규칙파 경우의 자유수면변위 결과를 시간변동에 따라 나타내었다. 두 조파방법으로 계산된 결과가 비선형성이 강해질 때 발생하는 차이들로 인하여 규칙파의 경우보다 그 결과의 일치정도가 떨어지는 것이 사실이지만, 규칙파의 경우와 마찬가지로 조파영역을 제외하고, 전체적으로 잘 일치하고 있다.

중복파 수치실험의 경우, $A_0=0.5$ cm인 규칙파의 실험조건으로 $x=5$ m에 점착경계의 수직 벽을 설치하여 수행되었다. Fig. 6에 그 결과를 흡수층 영역을 포함하여 나타내었다. 그림을 통해 벽경계에 의한 완벽한 중복파의 발생과 흡수층의 적절한 구동을 확인할 수 있으며, 반사파와 방향적으로 조파되어 진행되는 파에 위상차에 따른 약간의 증폭이 발생된 것으로 보인다. 중복파 실험경우도 앞의 결과들과 마찬가지로 조파영역을 제외하고 질량 원천항 조파와

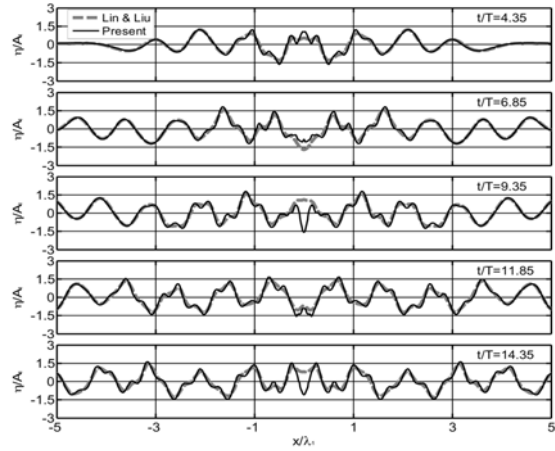


Fig. 5. Free surface displacement ($A_1=0.45$ cm, $T_1=1.0$ sec; $A_2=0.25$ cm, $T_2=0.53$ sec; $A_3=0.15$ cm, $T_3=2.87$ sec) resulted by using Lin and Liu (1999) (---) and the present (—) for internal wave generation on 20cm-constant water depth (sponge layer scheme is used at both lateral boundaries).

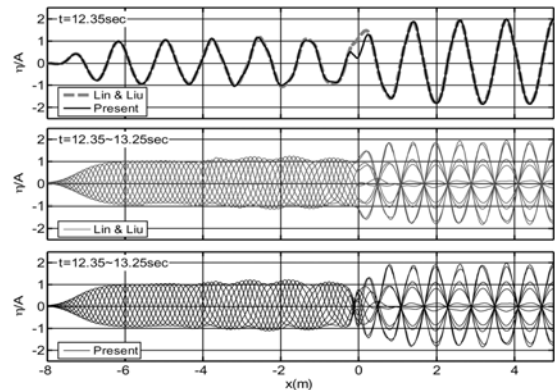


Fig. 6. Free surface displacement ($A=0.5$ cm) resulted by using Lin and Liu (1999) and the present for internal wave generation ($T=1.0$ sec) on 20 cm-constant water depth (sponge layer scheme is at left boundary and wall is set at right boundary).

운동량 원천항 조파기법으로 수치실험된 자유수면변위 결과는 잘 일치하였다.

4.2 Luth et al.(1994) 수리실험

본 연구의 수치모형과 운동량 원천항 조파기법의 적용성을 판단하기 위해 자유수면변위의 관측자료가 있는 Luth et al.(1994)의 수리실험을 수치모의하고 그 결과를 비교하였다. 이 수리실험은 Delft 수리실험으로 잘 알려져 있으며 비선형 파랑모형의 검증으로 자주 인용되고 있다(Gobbi

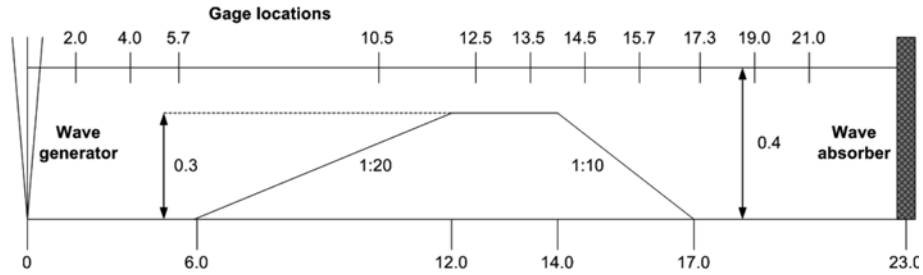


Fig. 7. Sketch of wave flume of Delft experiments (Luth et al., 1994). All dimensions in (m).

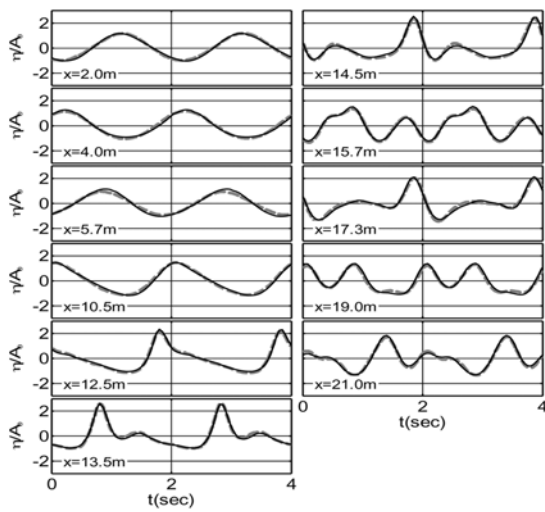


Fig. 8. Free surface displacement ($A=1.0$ cm, $T=2.02$ sec) of numerical (the present, —) and experimental results (Luth et al., 1994) (---).

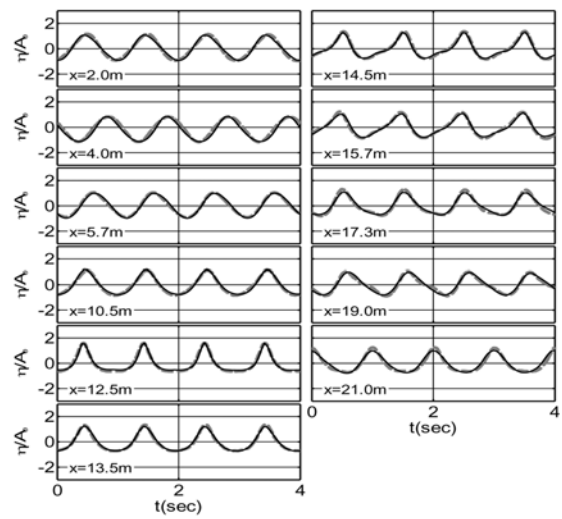


Fig. 9. Free surface displacement ($A=2.05$ cm, $T=1.01$ sec) of numerical(the present, —) and experimental results (Luth et al., 1994) (---).

and Kirby, 1999; Engsig-Karup et al., 2006). 이 수리실험의 조파수로는 Fig. 7과 같이 수심 0.4 m에 수중천퇴를 위치시키고 있다. 수치실험을 위하여 $x=0$ m에서 조파하고 수로 양쪽 끝에 흡수층을 설치하여 격자를 구성하였다. 파랑제원으로 $A=1.0$ cm, $T=2.02$ sec인 경우와 $A=2.05$ cm, $T=1.01$ sec인 경우를 수치모의하고 그 결과를 Fig. 8과 Fig. 9에 각각 비교하여 제시하였다.

Figs. 8과 9에서 수리실험과 수치모의의 결과가 매우 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 물론, 본 수치모의결과가 자유수면 변위를 변수로 하는 비선형 Boussinesq 방정식 모형 (Gobbi and Kirby, 1999, Engsig-Karup et al., 2006)의 결과보다 더 수리모형실험에 잘 일치한다고 하기에는 수리실험결과와 비선형 Boussinesq 방정식 모형의 일치도 역시 매우 높다. 그러나 VOF기법을 사용하는 RANS 방정식 모형의 장점은 수심방향으로의 유동과 난류변수들의 변화를 해석 할 수 있다는 것이다. Fig. 10에 $A=2.05$ cm,

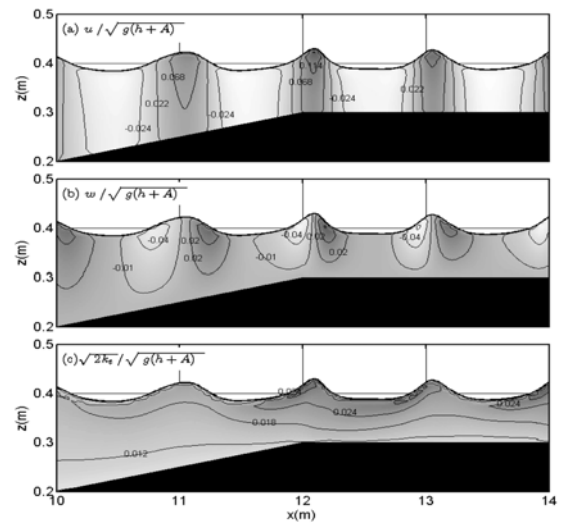


Fig. 10. Computed normalized (a) x-velocity, (b) z-velocity, and (c) turbulent intensity at $t=64T$.

$T=1.01$ sec인 경우의 수치실험결과를 이용하여 수심 0.4 m에서의 파랑전파속도에 대해 무차원화된 유속과 난류강도 (turbulent intensity)를 도시하였다. 그림에 나타난 k_t 는 $k_t = \langle u_i u_i \rangle / 2$ 로 정의되는 난류운동에너지이다. 유속분포를 통하여 파랑이 천수화로 인하여 비선형화되면서 파봉에서 더 큰 유속을 갖는다는 것을 보여준다. Fig. 10(c)의 난류강도의 분포를 통하여 수치모의에서 파랑이 비선형화되면서 난류가 발생하는 것을 나타내고 있다. 그러나 쇄파가 발생하지 않았음에도 난류가 생성된다는 수치모의 결과는 비록 그 강도가 매우 낮기는 하지만 난류모형의 과대산정이라고 분석되고 있다(Lin and Liu, 1998). 이러한 이유로부터 Figs. 8과 9에 나타난 $x=14.5$ m 이상에서의 자유수면변위가 수리실험에 비해 약간 작게 계산되었다고 판단된다.

위 수치실험을 위해 약 28개의 파가 수로 끝단에 도달하는 동안에 수치모의하였으며, 그 결과를 이용하여 $A=2.05$ cm, $T=1.01$ sec인 경우, 파고와 파랑에 대해 평균된 자유수면 및 유속을 산정하여 Fig. 11에 도시하였다. 수중 천퇴상에서 파고의 상승과 비선형 파랑에 의한 질량유량의 이동으로 인한 천퇴후면부의 평균자유수면 상승을 확인할 수 있다. 그리고 비선형 파랑에 따른 수면근처에서의 질량유량의 이동과 전체 연속성의 보전에 따른 undertow형태의 평균유동을 평균유속벡터를 통하여 확인할 수 있다.

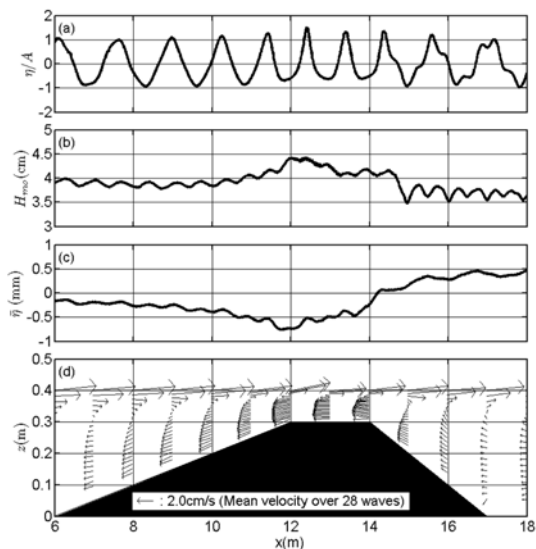


Fig. 11. Computed (a) normalized free surface, (b) significant wave height, (c) mean surface elevation, (d) mean velocity resulted using 28 waves.

5. 결 론

RANS 방정식 모형을 파랑모형으로 이용하기 위해서 필수적인 내부조파기법에 대하여 운동량 방정식의 원천항을 이용하는 기법을 개발하였다. 기존의 질량 원천항을 이용한 조파기법과 비교하고 동일한 성능을 가지고 있음을 확인하였다. 그리고 자유수면변위 관측결과가 존재하는 수리실험을 수치모의하고 그 결과를 비교하여 잘 일치함을 알 수 있었다. 또한, RANS 모형의 장점인 수직적분된 형태의 수치모형으로는 분석할 수 없는 수심방향 변화에 대한 결과를 제시하므로 본 수리실험조건에서는 그 적용성도 우수함을 확인할 수 있었다. 나아가 본 연구에서 개발된 운동량 원천항을 이용한 내부조파기법을 3차원 다방향 조파가 가능하도록 확장하는 연구가 수행될 것이다.

감사의 글

본 연구는 국토해양부 국토해양부소관 연구개발사업의 연구비지원에 의해 수행되었습니다.

참고문헌

Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A. and Shi, F., Thornton, E.B. (2003). Boussinesq modeling of longshore current. *Journal of Geophysical Research*, 108(C11), 26-1-26-18.

Engsig-Karup, A.P., Hesthaven, J.S., Bingham, H.B., Madsen, P.A. (2006). Nodal DG-FEM solution of high-order Boussinesq-type equations. *J Eng Math*, 56, 351-370.

FLUENT Inc. (2003). FLUENT 6.1 User's Guide.

Garcia, N., Lara, J.L. and Losada, I.J. (2004). 2-D numerical analysis of near-field flow at low-crested permeable breakwaters. *Coastal Engineering*, 51, 991-1020.

Gobbi, M.F. and Kirby, J.T. (1999). Wave evolution over submerged sills: test of a high-order Boussinesq model. *Coastal Engineering*, 57-96.

Issa, R. I. (1986). Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting. *J. Comput. Phys.*, 62, 40-65.

Lara, J.L., Garcia, N. and Losada, I.J. (2006). RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures. *Coastal Engineering*, 53, 396-417.

Lauder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W. (1975). Progress in the Development of a Reynolds -Stress Turbulence Closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(3), 537-566.

Lee, C., Cho, Y.-S. and Yum, K. (2001). Internal generation of

- waves for extended Boussinesq equations. Coastal Engineering, 42, 155-162.
- Lee, C. and Suh, K.D. (1998). Internal generation of waves for time-dependent mild slope equations. Coastal Engineering, 34, 35-57.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (1998). A numerical study of breaking waves in the surf zone. Journal of Fluid Mechanics, 359, 239-264.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (1999). Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models. J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng., 125 (4), 207-215.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (2004) Discussion of 'ertical variation of the flow across the surf zone' [Coast. Eng. 45 (2002) 169-98] Coastal Engineering, 50, 161-64
- Luth, H.R., Klopman, G., Kitou, N. (1994). Kinematics of waves breaking partially on an offshore bar; LDV measurements of waves with and without a net onshore current. Report H-1573, Delft Hydraulics, 40.
- Nwogu, O. (1993). An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation. J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Eng. 199, 618-638.
- Pengzhi, L. and Karunaratna, S.A.S. (2007). Numerical study of solitary wave interaction with porous breakwaters. J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng., 133 (5), 352-363.
- Wei, G., Kirby, J.T., Sinha, A. (1999). Generation of waves in Boussinesq models using a source function method. Coastal Engineering, 36, 271-299.
- Youngs, D.L. (1982). Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. In K. W. Morton and M. J. Baines, editors, Numerical Methods for Fluid Dynamics. Academic Press.

Received January 9, 2009

Accepted April 22, 2009