

불규칙파 · 흐름 공존장에서 파랑변동특성

이창호* · 김헌태** · 류청로** · 이인철**

*부경대학교 대학원 해양공학과

**부경대학교 해양공학과

The Characteristic of Wave Propagation in the Irregular Wave-current field

CHANG-HO LEE*, HEON-TAE KIM**, CHEONG-RO RYU** AND IN-CHEOL LEE**

*Graduate School of Ocean Engineering, Pukyong National University, Pusan, Korea

**Department of Ocean Engineering, Pukyong National University, Pusan, Korea

KEY WORDS: Extended Boussinesq equation 확장형 부시네스크 방정식, Irregular wave 불규칙파, Wave-current interactions 파 · 흐름 상호작용, Finite difference method 유한차분법, frequency spectrum 주파수 스펙트럼

ABSTRACT: Numerical study on interactions of waves and currents has considerable practical interests in coastal and ocean engineering. And wave-current interactions strongly influence wave characteristics, current profiles, and forces on offshore structures. Presence of currents affects wave properties such as wave height and wave profiles. Furthermore, in case of the irregular waves, it is more complicated problem. The propose of present study, using the one-dimensional wave-current numerical model is based on the extended Boussinesq equation(Madsen,1991) and an alternative form of wave-current dispersion relation(Mohiuddin, 1999,2000) including wave action concept, is to simulate wave propagation in a current field including the irregular waves and discuss applicability of the model in a wave-current field.

1. 서 론

연안해역은 외해의 파랑외력으로부터 보호 및 항구, 항만시설의 효율적 이용, 해안침식 및 이에 따른 해빈안정화등 많은 공학적 연구 및 작업들이 이루어져 왔다. 한편, river inlet, 항구 입구근처와 같은 연안해역에서 tidal force, 하천, 바람, 밀도 차에 의한 유량에 의해서 흐름이 발생하고, 이러한 흐름장에서 파랑의 진행은 파고, 파장, 주기 등과 같은 파랑특성을 변화시킨다. 더욱이, 실제 해양의 불규칙파랑과 흐름과 상호간섭작용은 더욱 복잡한 메커니즘을 지니고 있어서, 해양 · 해안공학에 있어서 실제적 관심을 불러일으킨다.

한편, Boussinesq 파랑모델은 여러 가지 공학적 응용에 있어서 실제적인 수단으로 사용되어져 왔다. 선형이론, Airy이론과 달리, Boussinesq 방정식은 주파수분산(frequency dispersion)과 비선형성의 가장 낮은 order를 포함하고 있다. 따라서 이러한 것들은 서로 다른 주파수요소사이의 에너지 전이, 개개의 파의 형상에 있어서 변동, 군파의 진행, 불규칙파랑의 천수효과를 계산할 수 있다.

완만한 바닥에서 가장 흔히 사용되는 일반적인 Boussinesq 방정식의 형태는 Peregrine(1967)이 유도한 것이다. 하지만 공통적으로 Boussinesq 방정식형태의 중대한 한계는 비교적 천해에 국한되어 적용할 수 있다는 것이다.

최근 속도변수로써 수심평균 유속 \bar{u} 을 사용하여, 심해에서 분산특성을 향상시켜, 광범위한 수심에 적용할 수 있는 새로운 형태의 Boussinesq 방정식을 발표하였다(Madsen,1991). Mohiuddin(1999,2000)은 Madsen 타입의 확장형 Boussinesq 방정식과 정상흐름과 파의 중첩으로 표현되는 파 · 흐름속도포텐셜로부터 유도된 파 · 흐름분산관계식을 사용하여, 1,2차원 파 · 흐름장에서 파랑변동특성을 연구하였다. 이와 같이, 대부분 연구들이 규칙파의 전파에 있어서 흐름의 효과를 다룬 것이며, 규칙파의 전파의 흐름의 효과와 비교하여 불규칙파의 전파의 흐름의 효과는 더욱 복잡한 메커니즘을 지니고 있다.

본 연구에서는 Madsen 타입의 1차원 확장형 Boussinesq 방정식과 파 · 흐름 분산관계식(Mohiuddin,1999, 2000)에 wave action 개념을 더한 분산관계식에 기초를 둔 1차원 파 · 흐름 수치모델을 사용하여, 100개의 성분파를 선형중첩한 불규칙파를 포함하여 흐름장에서 파랑변동특성을 파악하고 파 · 흐름 공존장에서 이 수치모델의 적용성을 검토하고자 한다.

제1저자 이창호 연락처: 부산시 남구 대연3동 599-1

051-620-6226 changhojy@hanmail.net

2. 지배방정식

2.1 1차원 Madsen타입의 확장형 Boussinesq 방정식

파·흐름공존장에 파랑변동특성을 해석하기 위해 본 연구에서 사용하는 1차원 확장형 Boussinesq 방정식(Madsen,1991)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{d} \right) + gd \frac{\partial S}{\partial x} - h^2 \left(B + \frac{1}{3} \right) \frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} \\ &= \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} h \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + 2Bh^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right) + Bgh^3 \frac{\partial^3 S}{\partial x^3} \end{aligned} \quad (1)$$

여기서, P는 선유량(the discharge rate), S는 수면변동(the surface fluctuation), g는 중력가속도, h는 수심, B는 분산보정계수(curve fitting parameter)이다. Madsen(1991)은 B(=1/15)를 사용하여, 상대수심 h/L_o 이 0.5이내에 Airy이론과 비교하여 위상속도 C의 5%이내 양호한 오차를 나타내었다.

2.2 파·흐름분산관계식

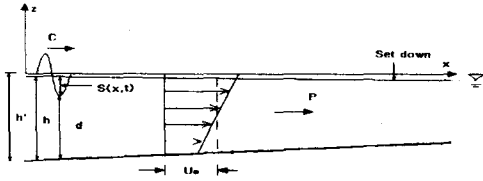


Fig.1 Definition Sketch of a wave-current field

Fig.1은 파·흐름장을 나타낸다. 여기서 수평유속분포는 수심에 따라 선형적으로 변화한다고 가정한다. Mohiuddin et al.(1999,2000)은 결합된 파·흐름 속도포텐셜, Φ 로 파·흐름 공존장의 분산관계식을 유도하였다.

$$\begin{aligned} -\omega^3 \{1 + k^2 h^2 (B + 1/3)\} + \omega^2 U_e k \{1 - k^2 h^2 (B + 1/3)\} \\ + \omega k^2 \{U_e^2 + gh(1 + Bk^2 h^2)\} \\ - Uk^3 \{U_e^2 - gh(1 + Bk^2 h^2)\} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Hedges et al.(1992)는 파·흐름 공존장의 수치계산에 있어서 등가환산유속(equivalent uniform current), U_e 을 도입하여, 실제 부동류의 유속특성을 사용하는 대신에 파·흐름 공존장 수치계산에 사용하여 양호한 결과를 얻었다. 파랑이 $U(z) = U_e$ 상에서 흐름방향으로 전파해 갈 때 다음과 같은 Wave action이론을 적용할 수 있다.

$$w_r = w_a - kU_e \quad (3)$$

여기서, w_r 은 상대 각주파수(wave angular frequency in moving frame of reference)이고, w_a 는 절대 각주파수(absolute wave angular frequency noted by stationary

observer)이다. 이 w_r 과 U_e 을 식(2)에 대입해서 정리하면 식(4)와 같은 파·흐름분산방정식이 된다.

$$\begin{aligned} -\omega_r^3 \{1 + k^2 h^2 (B + 1/3)\} + \omega_r^2 U_e k \{1 - k^2 h^2 (B + 1/3)\} \\ + \omega_r k^2 \{U_e^2 + gh(1 + Bk^2 h^2)\} \\ - U_e k^3 \{U_e^2 - gh(1 + Bk^2 h^2)\} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

3. 수치기법

연속방정식과 운동방정식(1)의 차분식은 다음과 같다.

$$S_{j+\frac{1}{2}}^{n+1} - S_{j+\frac{1}{2}}^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_{j+1}^{n+\frac{1}{2}} - P_j^{n+\frac{1}{2}}) = 0 \quad (5)$$

$$A_j P_{j-1}^{n+\frac{1}{2}} + B_j P_j^{n+\frac{1}{2}} + C_j P_{j+1}^{n+\frac{1}{2}} = D_j \quad (6)$$

여기서,

$$\begin{aligned} A_j &= -\frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_j^{n-\frac{1}{2}} + P_{j-1}^{n-\frac{1}{2}}) \frac{1}{d_{j-\frac{1}{2}}^n} \\ &\quad - h_j^2 (B + \frac{1}{3}) \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{6\Delta x} \frac{\partial h}{\partial x} \\ B_j &= 1 + \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} + P_j^{n-\frac{1}{2}}) \\ &\quad - \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_j^{n-\frac{1}{2}} + P_{j-1}^{n-\frac{1}{2}}) \frac{1}{d_{j-\frac{1}{2}}^n} + 2h_j^2 (B + \frac{1}{3}) \frac{1}{\Delta x^2} \\ C_j &= \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta x} (P_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} + P_j^{n-\frac{1}{2}}) \frac{1}{d_j^{n+\frac{1}{2}}} \\ &\quad - h_j^2 (B + \frac{1}{3}) \frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{6\Delta x} \frac{\partial h}{\partial x} \\ D_j &= P_j^{n-\frac{1}{2}} - g d_{j+\frac{1}{2}}^n \frac{\Delta t}{\Delta x} (S_{j+\frac{1}{2}}^n + S_{j-\frac{1}{2}}^n) - h_j^2 (B + \frac{1}{3}) \\ &\quad \cdot \frac{1}{\Delta x^2} (P_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} - 2P_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} + P_{j-1}^{n-\frac{1}{2}}) \\ &\quad + Bgh_j^3 \frac{\Delta t}{\Delta x} (S_{xx}^n_{j+\frac{1}{2}} - S_{xx}^n_{j-\frac{1}{2}}) \\ &\quad + \frac{h_j}{6\Delta x} \frac{\partial h}{\partial x} (-P_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} + P_{j-1}^{n-\frac{1}{2}}) \\ &\quad + Bgh_j^2 (\Delta t) \frac{\partial h}{\partial x} (S_{xx}^n_{j+\frac{1}{2}} + S_{xx}^n_{j-\frac{1}{2}}) \end{aligned}$$

연속방정식(5) 및 운동방정식(6)은 Semi-implicit finite difference scheme(Dronker,1969)을 사용하여 이산화하였으며, 그 차분식은 2개의 다른 Time step에서 선유량 P와 수면변동 S가 정의되어진다. 모든 time step에서 운동방정식의 차분식(6)은 3중대각행렬(tri-diagonal matrix)로 간단히 줄여지고, 그 행렬은 Tomas algorithm(Roache, 1976)으로 구할 수 있다. 연속 방정식(5)의 차분식에서 임의 시간의 수면변동, S를 계산한다. 전 계산영역에서 $t = (n-1/2)\Delta t$ 및 $t = n\Delta t$ 초기조건으로 선유량 P는 단위 폭당 유량으로 주어지고, 수면변동 S는 0이

다. 흐름이 있을 경우, 수심변동 $\Delta h = u^2/2g$ 을 수심 h 에 뺀 값을 초기 수심조건으로 한다. $t = nt$ 에서 이미 구한 수면변동 S 와 3차 Spline 보간방법을 이용하여, 전 계산영역의 수면곡률 (surface curvature), S_{xx} 을 구한다. $t = (n+1/2)\Delta t$ 에서 선유량 P 를 계산하기 위해서, 이전 계산단계 $t = (n-1/2)\Delta t$ 에서 구한 선유량 P 와 $t = nt$ 에서 구한 S 및 S_{xx} 가 사용된다. 이후 $t = (n+1/2)\Delta t$ 에서 S 의 계산은 $t = (n-1/2)\Delta t$ 및 $t = (n+1/2)\Delta t$ 에서 구한 P 와 $t = nt$ 에서 구한 S 를 이용하여 연속방정식(5)에서 이루어진다. 추가적인 time step은 위와 동일한 방법으로 원하는 계산시간까지 이루어진다(Mohiuddin et al., 2000).

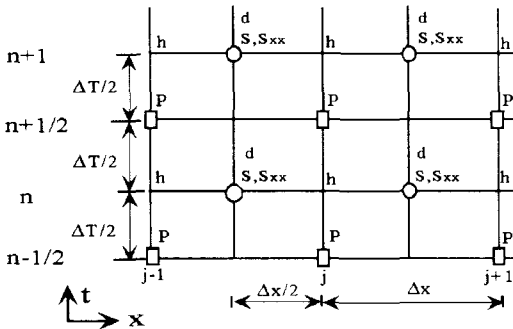


Fig.2 A finite difference scheme

4. 수치계산

4.1 파·흐름 공존장에서 규칙파의 변동특성

흐름으로 인한 파랑변동 특성을 파악하기 앞서, 우선 파·흐름분산관계식에서 순류(following current) 및 역류(adverse current)에 의한 파수 k 의 변동특성을 분석하였다. Fig.3-4는 상대수심 h'/L_o 에 따른 파수 k 에 대한 흐름의 효과를 나타낸 것으로, k_o 는 입사경계에서 흐름이 없는 경우의 파수 k 이다. 순류(following current)에서는 k 가 k_o 보다 감소하며, 역류(adverse current)에서는 k 가 k_o 보다 증가하는 것을 명확히 알 수 있다. 이러한 특징은 흐름의 세기가 커지고, 상대수심 h'/L_o 에 감소함에 따라 비례하여 나타나고, 역류에서 k/k_o 가 순류의 경우보다 변동폭이 큼을 알 수 있다.

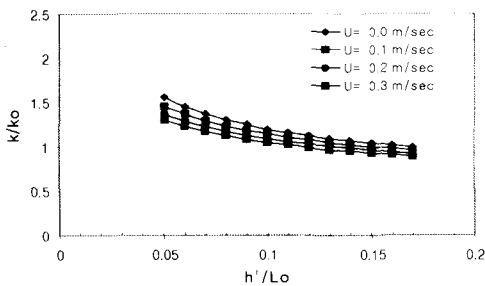


Fig.3 Comparisons of k/k_o in following current.

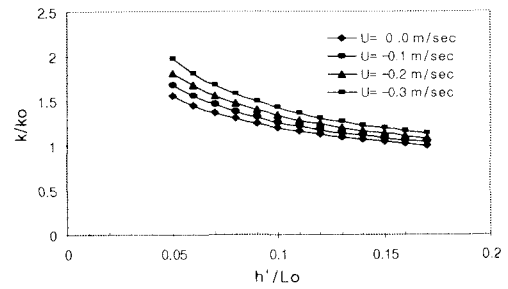


Fig.4. Comparisons of k/k_o in adverse current.

흐름으로 인한 규칙파의 수면변동 및 파고를 비교하기 위해서 Fig.5와 같은 계산영역에서 실시하였다. 입사경계의 수심 0.6m, 입사경계에서 9.5m에서부터 바닥경사가 1/50인 경사진 바닥을 지니고, 16.5m부터 바닥이 평탄한 계산영역을 선택하였다. 이는 수치계산결과를 수리실험(Mohiuddin,2000)과 비교하기 위해서 수치계산영역을 선택하였다. 입력 파랑은 주기 2sec, 파고는 10cm, 계산 격자 $\Delta x=0.5m$, $\Delta t=0.05$ sec, 계산스텝은 2500step, 총계산시간은 125sec이다. Fig.6-8은 수치계산영역의 P1(입사경계에서 8.5m), P6(입사경계에서 13.5m, 경사진 바닥), P11(입사경계에서 18.5m)에서 흐름에 따른 수면변동을 나타낸 것이다. 흐름은 순류(following current)의 경우, 0.2m/sec를 사용하고, 역류(adverse current)의 경우는 -0.3 m/sec를 사용하였다.

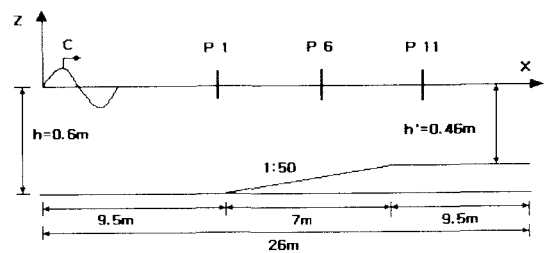


Fig.5 Sketch of computational and experimental domain in the regular wave-current field.

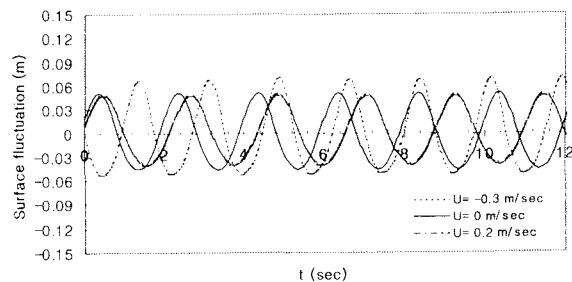


Fig.6 Comparisons of surface fluctuation at P1

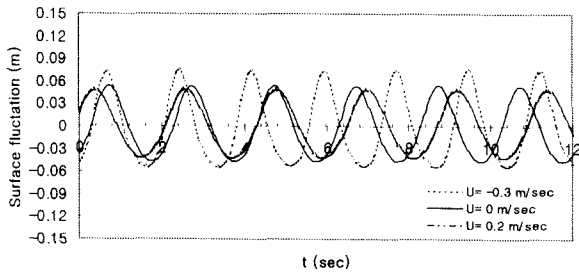


Fig.7 Comparisons of surface fluctuation at P6

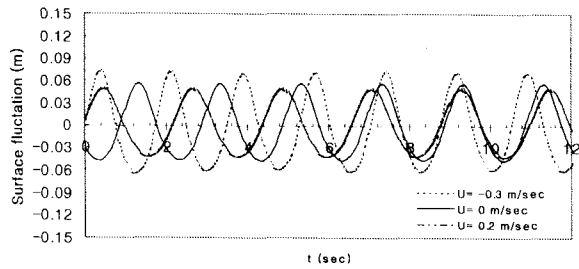


Fig.8 Comparisons of surface fluctuation at P11

Fig.6-8에서, 흐름으로 인한 수면변동의 영향이 명확하게 나타났습니다. 흐름이 없는 $U=0$ m/sec와 비교하여 역류($U=-0.3$ m/sec)에서 파고가 증가하고, 주기가 짧아졌으며, 순류($U=0.2$ m/sec)에서는 파고가 감소하고, 주기가 길어지는 것이 나타납니다. 또한, 수심이 감소하는 P6, P11에서는 P1보다 파고의 증가가 나타나고, P11에서 역류($U=-0.2$ m/sec)에서 파고가 가장 크게 나타났습니다. Fig.9는 P1, P6, P11의 수치 및 수리실험(Mohiuddin,2000)의 파고값을 비교하여 나타낸 것입니다.

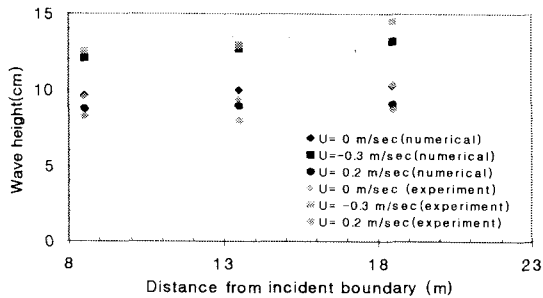


Fig.9 Comparisons of wave heights distribution with experimental data(Mohiuddin, 2000)

Fig.9는 P1, P6, P11의 수치 및 수리실험(Mohiuddin,2000)의 파고값을 비교하여 나타낸 것입니다. Fig.9를 통하여 평탄한 곳 ($h=0.6$ m), P1에서는 $U=0$, $U=-0.3$ 및 $U=0.2$ 에서 수치계산결과는 수리실험데이터(Mohiuddin,2000)와 일치하였으며, 수심이 작아지는 지점의 P6, 11에서도 양호한 일치를 보였다. Fig.10은 상대수심 L/h_o 가 0.08인 천해에서 무차원 파라메타 U/C_o 에

따른 H/H_o 의 변동을 수치계산결과로 나타낸 것이다.

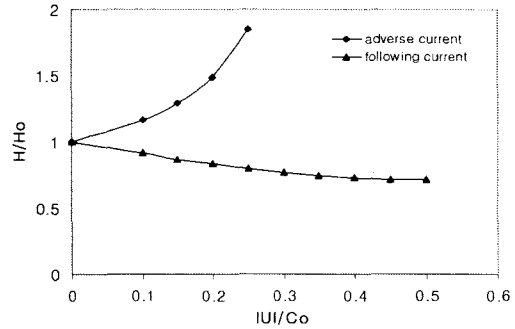


Fig.10 H/H_o in the different ratio of velocity, $|U|/C_o$

여기서, C_o 는 흐름이 없는 경우의 파속 C 를 가리키고, H_o 는 입사 파고이다. Fig.10에서 $|U|/C_o$ 가 증가함에 따라, 역류에서는 파고변동의 증가폭이 증가하고, 순류에서는 파고변동의 감소폭이 커진다. 하지만, 순류의 경우는 역류의 경우와 비교하여 파고변동폭의 변화가 비교적 완만하게 나타내며, 역류의 경우 U/C_o 가 0.25이상일 때, 쇄파가 일어난다.

4.2 2개의 성분파를 이용하여 군파의 에너지전파의 확인

불규칙파의 에너지전파의 확인을 위해, 2개의 성분파를 합성하여 포락선을 그리는 군파가 군속도, 파속의 관계, $C_g=nC$ 로 에너지가 전파해 나가는 가에 대해 검토하였다. Fig.11은 상대수심 h/L_o 이 0.01($n=0.98$)인 천해영역에서 진폭 1cm, 주기 6.48sec, 5.52sec의 두 개의 성분파를 사용한 수면변동의 결과를 나타낸 것이다.

S2, S10, S18, S26, S34는 입사경계에서 1, 5, 9, 13, 17m 떨어진 곳의 수면변동, S의 시계열 데이터이다. 수치계산 결과, 각각의 파군을 포락선을 이루면서 $C_g \approx C(C_g=0.98C)$ 관계로 에너지 전파하는 것을 보여준다.

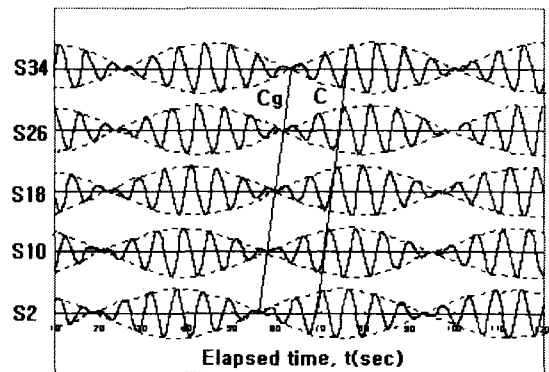


Fig.11 Examination of group of waves

4.3 흐름으로 인한 파랑에너지스펙트럼의 변동

흐름으로 인한 불규칙파의 변동특성을 고찰하기 위한 수치실험에서 다음과 계산조건을 설정하였다. 계산영역 수심 0.4m, 계산영역은 40m이다. Δx 는 0.4m, Δt 는 0.02sec, 총계산시간은 300sec이다. 상대수심 h/L_o 는 0.058이며, 이때 L_o 는 유의파주기를 사용하여 구하였다. 유의파고 $H_{1/3}$ 가 4.5cm, 유의파주기 $T_{1/3}$ 이 2.1sec인 Bretschneider · Mitsuyasu형 주파수 스펙트럼은 Fig.12와 같다.

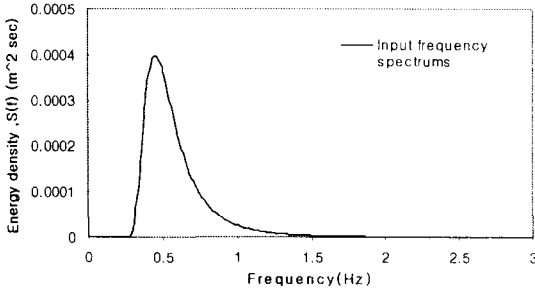


Fig.12 Input frequency spectrums

한편, Bretschneider · Mitsuyasu형 주파수 스펙트럼의 대표 주파수성분은 식(7)과 같다.

$$f_i = \frac{1.007}{T_{1/3}} \{ \ln [2M / (2i - 1)] \}^{-1/4} \quad (7)$$

여기서, M은 주파수 총성분수이다.

불규칙파의 수치계산은 식(7)의 100개의 성분주파수와 같은 정도의 진폭을 선형중첩한 Fig. 4.12의 Bretschneider · Mitsuyasu형 주파수 스펙트럼밀도를 입력조건으로 하였다.

Fig.13은 S10(입사경계에서 3.6m), S30(입사경계에서 11.6m), S54(입사경계에서 21.2m)에서 얻은 수면변동, S의 시계열 데이터를 Power 스펙트럼으로 나타낸 것이다.

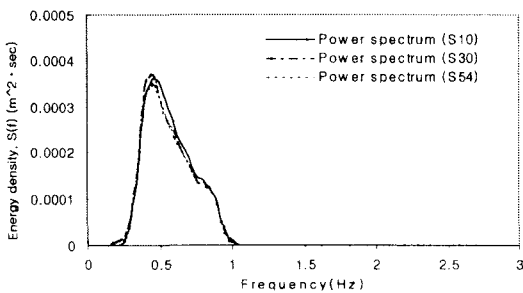


Fig.13 Power spectrums at the various point of computational domain(U=0m/sec)

각 영역에서 목표로 했던 Fig.12의 입력 조건의 Bretschneider · Mitsuyasu형 스펙트럼밀도와 비교하여 약간 낮지만, 계산영역의 각 영역에서 입력 데이터의 스펙트럼과 양호하게 일치하는 주파수 스펙트럼을 얻었다. 평탄한 지형에서 흐름에 의한 불규칙파의 변동특성을 살펴보기 위해서 본 수치계

산에서 순류는 0.1, 0.2, 0.3 m/sec, 역류에서는 -0.1, -0.2m/sec의 입력조건으로 사용하였다. Fig.4.14~16은 S54(입사경계에서 21.2m)의 흐름으로 인한 수면변동을 시계열데이터를 나타낸 것이다.

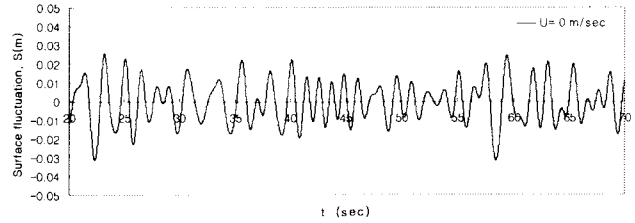


Fig.14 Surface fluctuation at point S54(U=0 m/sec)

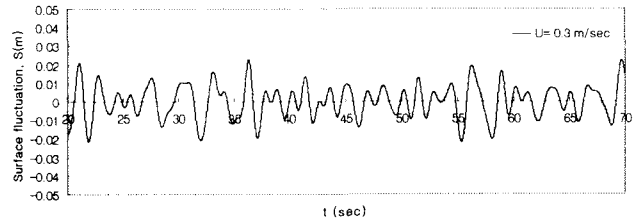


Fig.15 Surface fluctuation at point S54(U=0.3 m/sec)

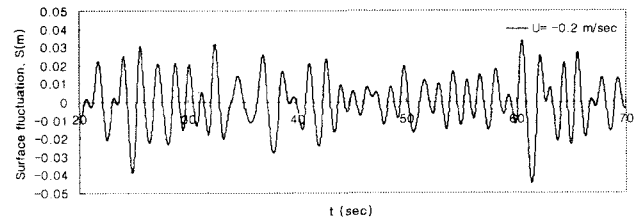


Fig.16 Surface fluctuation at point S54(U= -0.2 m/sec)

Fig.14-16의 수면변동, S의 시계열데이터로부터 역류의 경우와 흐름이 없는 경우의 수면변동을 비교하면 진폭이 커지고 파수가 늘어나는 것이 보여진다. 순류의 경우, 반대로 진폭이 작아지고, 파수가 적어진다. 이는 흐름이 강해질수록 명확해진다. Fig.17-18은 Fig.14-16의 수면변동데이터를 파워스펙트럼으로 나타낸 것이다.

Fig.17과 같이 역류에 의한 에너지 스펙트럼밀도의 변동은 흐름이 없을 때 보다 증가하고 고주파수영역의 에너지 밀도 또한 증가되어지며, 고주파수영역에 peak 값이 하나 더 발생하는 현상이 나타난다. 최대 에너지밀도를 나타내는 peak 주파수, f_p 도 고주파수영역으로 이동되어지며, 이러한 현상은 흐름의 세기가 강함에 따라 명확해진다. 또한, Fig.18에서 순류에 의한 에너지스펙트럼밀도의 변동은 흐름이 없을 때 보다 감소하나, 스펙트럼 형상에 있어서는 흐름이 없을 때와 마찬가지로 한 개의 peak 값을 유지하고 있음을 알 수 있다. 단, peak 주파수, f_p 는 저주파수영역으로 이동한다.

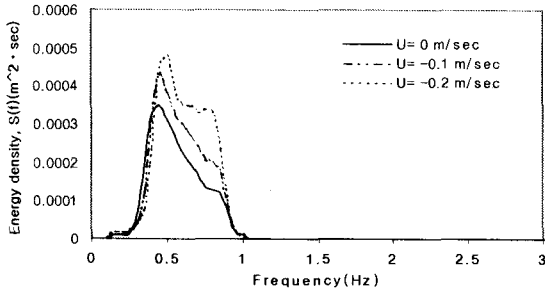


Fig.17 Comparisons of Power spectrum in following current

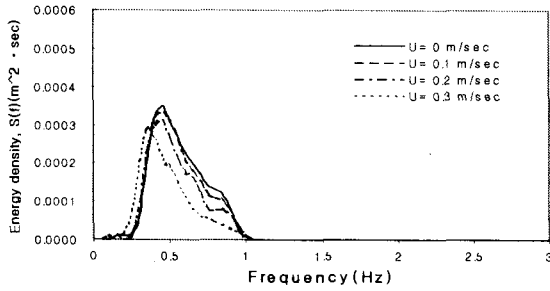


Fig.18 Comparisons of Power spectrum in following current

식(8)은 흐름장에서 자유수면의 에너지밀도를 나타내는 식이다(Hedges et al, 1985).

$$\frac{S_m(\omega_a, U)}{S_m(\omega_a)} = \frac{\omega_r \left[1 + \left(\frac{2k_o d}{\sinh 2k_o d} \right) \right]}{2k_o \left\{ U + \left[1 + \left(\frac{2kd}{\sinh 2kd} \right) \right] \frac{\omega_r}{2k} \right\}} \quad (8)$$

여기서, $S_m(\omega_a, U)$ 는 흐름으로 인한 자유수면변위의 에너지 밀도이고, 이 에너지밀도는 정수면에서 관련된 것이다. $S_m(\omega_a)$ 은 흐름이 없는 영역에서 자유수면변위의 에너지 밀도이다. ω_r 는 상대 각주파수, U는 유속, k는 파수, d는 수심이다. 식(8)의 우변항의 값을 구하기 위하여, $\omega_a (= 2\pi/T_{1/3})$ 을 구하고, 파·흐름분산관계식(2)으로부터 k를 구한다. ω_r 은 이미 구한 ω_a , k를 사용하여 $\omega_r = \omega_a - kU$ 의 관계식으로부터 구한다. 그리고 k_o 는 U=0일 때 파·흐름분산관계식(2)으로부터 구한다. Fig.19-23은 본 수치계산에서 평탄한 바닥영역에서 흐름으로 인한 Power 스펙트럼밀도의 변동값과 Hedges의 해석해와 비교한 것이다. 본 수치계산값과 Hedges의 해석해와 비교하여 양호한 일치성을 보였으나, 흐름이 강해질수록 약간의 차이가 나타났다. 한편, Hedges의 해석해는 흐름이 없을 때의 스펙트럼밀도에 식(8)의 우변의 값을 곱하여 나온 값으로, 역류(adverse current)에서 Peak 주파수, f_b 의 고주파수영역의 이동, 순류(following current)에서 Peak 주파수, f_b 의 저주파수영역으로 이동은 보여지지 않았다.

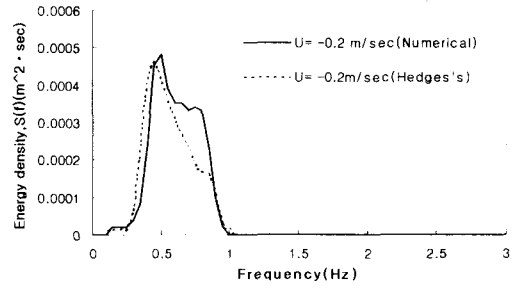


Fig.19 Comparisons of energy density between Hedges and the present numerical computation(U=-0.2m/sec)

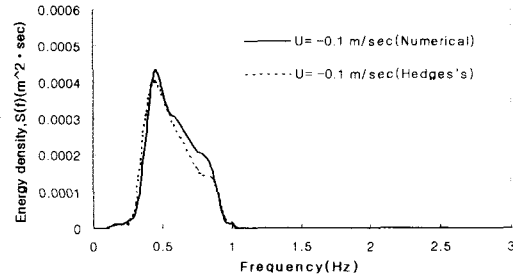


Fig.20 Comparisons of energy density between Hedges and the present numerical computation(U=-0.1m/sec)

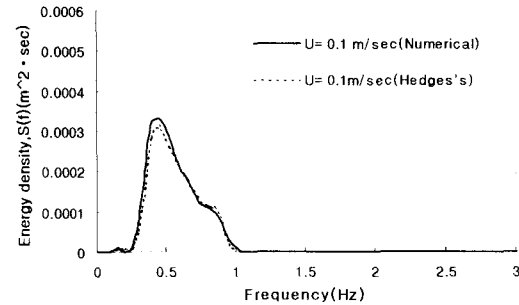


Fig.21 Comparisons of energy density between Hedges and the present numerical computation(U=0.1m/sec)

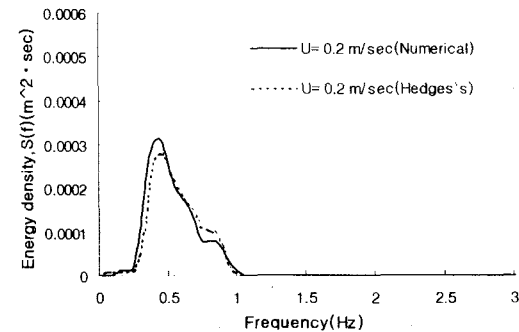


Fig.22 Comparisons of energy density between Hedges and the present numerical computation(U=0.2m/sec)

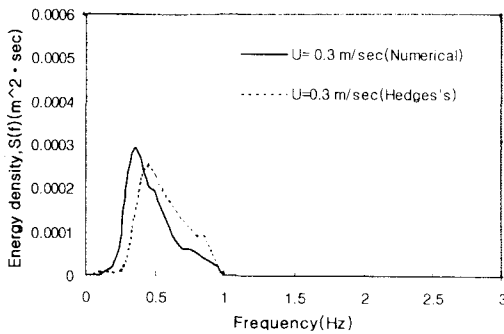


Fig.23 Comparisons of energy density between Hedges and the present numerical computation(U=0.3m/sec)

5. 결 론

비선형항을 가지는 Boussinesq 방정식의 천해의 제한적 적용을 개선한 Madsen 타입의 확장형 Boussinesq 방정식과 Wave action 이론을 더한 파·흐름분산관계식은 파·흐름 공존장에서 규척파의 파수, 파속등의 분산관계를 만족하고, 파고 등의 변동 특성도 수리실험과 비교한 결과 양호한 일치를 보였다.

또한, 불규척파의 변동특성을 해석하기 앞서 군파의 에너지전파를 확인하고, 다수의 성분파를 선형중첩한 Bretschneider·Mitsuyasu형 스펙트럼을 입력데이터로 수치 계산한 결과, 역류(adverse current)의 경우, 스펙트럼밀도의 증가와 더불어 고주파영역의 에너지증가로 인한 2개의 peak 값의 발생 및 peak 주파수, f_p 의 고주파수영역으로 이동등의 복잡한 현상을 나타내었다. 순류(following current)의 경우, 에너지 스펙트럼의 감소 및 Peak 주파수, f_p 의 저주파수의 이동이 보였으나, 흐름이 없는 경우의 에너지스펙트럼과 마찬가지로, 한 개의 peak 값을 가지는 형태를 보였다. 또한 흐름의 영향에 의한 에너지 밀도의 변동치를 Hedges의 해석해와 비교하여 양호한 결과를 얻었다.

따라서, 확장형 Boussinesq 방정식은 천해영역에서 흐름에 의한 복잡한 메커니즘의 해석에 적절하다고 판단할 수 있다. 하지만, 본 수치모델에서, 다수의 성분파를 사용한 불규척파의 해석은 본래 Boussinesq방정식의 적용한계영역인 상대수심 h/L_0 가 0.1이하에서 안정적이어서, 이 수치모델의 심해로의 확장은 앞으로 많은 검토 및 연구가 필요하다.

참 고 문 헌

Baddour, R. E., and S. Song (1990a). "On the interaction between waves and currents", *Ocean Engineering*, Vol. 17, No. 1/2, pp. 1-21.

Baddour, R. E. and S. W. Song(1990b). "Interaction of higher-order water waves with uniform currents, *Ocean Engineering*", Vol. 17, No. 6, pp.551-568.

Beji, S. and J. A. Battjes (1994). "Numerical simulation of nonlinear wave propagation over a bar", *Coastal Engineering*, Vol.23, pp. 1-16.

Hedges, T. S., K. Anastasious and D. Gabriel (1985). "Interaction of random waves and currents", *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 111. No. 2, pp. 275-288.

Hedges, T. S. and B. W. Lee (1992). "The equivalent uniform current in wave-current computations", *Coastal Engineering*, Vol. 16, pp.301-311.

Madsen, P. A., R. Murray and O. R. Sorensen(1991). "A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics", *Coastal Engineering*, Vol. 15, pp.371-388.

Madsen, P. A. and O. R. Sorensen (1992). "A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry", *Coastal Engineering*, Vol. 18, pp. 183-204.

Skyner, D. J. and W. J. Easson(1998). "Wave kinematics and surface parameters of steep waves traveling on sheared currents", *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol. 124, pp. 1-6

Mohiuddin, M, Togashi, H, and Hirayama, Y (2000). "Wave-current interactions: a numerical model and simulation of waves propagation", *Proc 10th Int Offshore and Polar Eng Conf, ISOPE-2000, Vol.III, Seattle, pp665-672.*

2003년 월 일 원고 접수

2003년 월 일 최종 수정본 채택