

鉛直 원형파일에 작용하는 碎波波力の 수치해석 Numerical Study of Breaking Wave Forces Acting on Vertical Cylindrical Piles

심재설* · 전인식** · 이홍식***

Jac-Seol Shim*, In-Sik Chun** and Hong-Sik Lee***

要 旨 : 海洋構造物の 연직 원형파일에 작용하는 波力은 파일 직경이 입사파장에 비해 매우 작은 경우에는 주로 抗力과 慣性力의 합으로 표시되는 Morison 식을 이용하여 결정하여 왔다. 그러나 Morison 식은 對稱形狀을 유지하며 비교적 완만히 변화하는 波에 대해서 적용이 가능하다. 구조물 部材에 쇄파가 작용할 경우, 쇄파파력은 항력과 관성력에 추가하여 강한 衝擊碎波力을 고려해야 한다. 本 研究는 임의 二次元 傾斜海濱에서 경계요소법을 적용하여 碎波 内部點들의 水粒子 속도 및 가속도를 계산하고, 이들을 이용하여 碎波에 의한 쇄파파력을 계산하기 위한 모델기법을 수립하였다. 모델결과는 기존의 쇄파파력 측정 실험결과와 매우 잘 일치하였으며, Morison 식의 적용결과와 비교할 때 쇄파파력은 최고 약 3배, 모멘트는 최고 약 5배 정도 크게 나타났다.

핵심용어 : 碎波波力, Morison 式, 衝擊碎波力

Abstract □ Morison formula has been used in the determination of wave forces acting on vertical cylindrical piles of ocean structures. The formula, however, can be applied to mildly varying incident waves with symmetrical shapes. The breaking waves impinge on structures with very high impact forces, which completely differ from the inertia and drag forces of the Morison formula in both magnitudes and characteristics. In the present study, a boundary element method is applied to determine the water particle velocity and acceleration under the breaking waves. A numerical model is then developed to determine breaking wave forces utilizing those water particle kinematics. The results of the model agree well with existing experimental data, giving maximal wave forces 3 times and maximal moments 5 times larger than the Morison formula does.

Keywords : breaking wave forces, Morison formula, impact forces

1. 緒 論

일반적으로 해안·해양 구조물을 지지하는 원형부재 등에 작용하는 파력은 항력 및 관성력의 합으로 표시되는 Morison 식을 이용하여 산정한다. 그러나 쇄파가 작용할 경우에는 碎波 波面이 연직 원형파일에 충돌하

는 순간에 충격적인 파력이 발생하기 때문에 파력 산정은 항력 및 관성력에 추가하여 충격쇄파력을 고려해야 한다. 쇄파파력의 결정은 Morison 식과는 달리 잘 정립되어 있지 못하며, 해양구조물의 설계에 반영되었던 실례는 현재로서는 보고된 바 없다. 이는 아직도 쇄파 상태에서의 水粒子의 운동학적 성질이 이론적으로 규

*한국해양연구소 연안·항만공학연구센터 (Coastal and Harbor Engineering Research Center, Korea Ocean Research and Development Institute, Ansan P.O. Box 29, Seoul 425-600, Korea)

**건국대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, Kon-Kuk University, 93-1 Mojin-dong, Kwangjin-ku, Seoul 133-701, Korea)

***중앙대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, College of Construction Engineering, Chung-Ang University, Ansung, Kyungki-do 456-756, Korea)

명되지 않았을 뿐만 아니라 쇄파가 구조물에 충돌할 때 발생하는 衝擊荷重의 메카니즘이 확실히 紮明되지 않은 데 원인이 있다.

쇄파과력을 결정하기 위해서는 대략 다음과 같은 3단계의 절차가 필요하다. 첫째는 구조물 위치에서의 碎波가 발생할 때 수립자의 속도 및 가속도를 결정하는 것이다. 쇄파 발생시 수립자의 충돌속도는 현존하는 線型 또는 非線型 波動理論을 가지고 정확히 계산할 수 없다. 모든 비선형 파동이론은 사실상 波峰을 중심으로 좌우 대칭인 波形狀을 대상으로 하고 있기 때문에 원리상 심해에 발생하는 崩波(spilling breaker)에는 근접할 수 있지만, 비대칭성이 현저한 卷波(plunging breaker)하에서의 수립자 운동성분을 계산하는 것은 불가능하다. 쇄파시 수면상태 및 수립자의 운동학적 성질을 구하기 위하여 자유수면의 경계조건을 엄밀히 취급하는 경계요소법을 이용한 수치계산 기법이 연구자들에 의하여 제시된 바 있다(Longuet-Higgins and Cokelet, 1976; Vinje and Brevig, 1981; New et al., 1985). Longuet-Higgins and Cokelet은 深海域에서 規則波를 대상으로 한 파장의 영역만을 고려하였으며, Green 함수를 기본해로 사용하였다. 이 방법은 New et al.에 의하여 일정 유한 수심에서의 쇄파발생으로 확장되었다. 그리고 Vinje and Brevig은 복소수 속도포텐셜을 이용한 실제 물리영역에서 불규칙파로서 심해쇄파를 해석할 수 있는 기법을 제시하였다. 그러나 이들 수치적 기법들은 傾斜面에서 형성되는 卷波性 碎波(plunging breaker)의 속성을 밝히는 데는 이용할 수 없다.

둘째 단계는 구조물과 水塊의 급작스런 충돌에 의해서 발생하는 衝擊荷重을 결정하는 것이다. 충격하중의 발생원인은 물체의 갑작스런 水中 進入에 의하여 水塊에 모멘텀을 부가하고 수괴의 모멘텀의 변화는 逆으로 물체에 충격력 형태의 하중을 작용시키는 것과 동일하다. von Karman(1929)은 부가질량 개념을 이용하여 水上 비행기의 착륙시 胴體 底面에 발생하는 충격력을 계산하기 위한 기법을 제시한 바 있다. 이 기법은 물체의 수중 진입시 물체를 수면에서 平板으로 가정하고 附加質量을 산정한다. 그 후, Wagner(1932)는 물체의 최초 着水時 가정된 평판 주변의 水面上昇을 고려하여 충격력 계수를 계산하는 새로운 기법을 제시하였다.

세번째 단계는 상기 두 단계의 연구결과를 결합하여 碎波에 의한 해양구조물의 쇄파과력을 산정하는 연구

이다. 여기에 관련된 기존의 연구를 살펴보면 쇄파에 의한 水粒子 속도(첫번째 단계)와 충격쇄파력(두번째 단계)을 연결시키는 연구는 현재로서는 전무한 실정이다. 따라서 쇄파과력을 결정하기 위한 연구는 완전히 실험적이거나(Apelt and Piorewicz, 1987; Honda and Mitsuyasu, 1974), 혹은 碎波의 대표적 제원 즉, 週期, 碎波水深, 碎波高가 알려져 있는 상태 하에서 충돌속도를 쇄파의 波速과 등치하여 상기 두 번째 단계인 충격력 계산기법을 이용하는 반실험적 연구들이 主種을 이루고 있다(合田 等, 1966; 樺木 等, 1982, 1983; 谷本 等, 1986).

본 논문에서는 경계요소법을 이용하여 경사면 쇄파에서의 수립자 운동성분을 계산하고, 이를 이용하여 쇄파과력을 결정하기 위한 수치해석 기법을 제시하고자 한다.

2. 경사면 碎波場에 대한 경계요소법의 전개

2.1 지배방정식 및 경계조건

파가 경사면을 전파하면서 발생하는 비선형 파동장을 해석하기 위하여 유체영역을 Fig. 1과 같이 설정하였다. 파는 경사면 이전에 설정한 일정길이의 평탄바닥 S_4 를 거쳐 경사면 S_3 에 진입하게 된다. 파는 피스톤형식의 수치조파기에 의하여 발생하며 造波機는 운동경계 S_1 에 해당한다. 본 해석의 목적은 임의 시간 t 에서 자유수면 S_2 의 위치 (X, Z) 와 유체영역 임의점에서의 속도포텐셜 ϕ 를 결정하는 데 있다.

파동에 따른 수립자의 운동이 非壓縮性, 非回轉性의 조건을 충족시킨다고 가정하면 지배방정식은 다음과 같은 속도포텐셜 ϕ 를 얻기 위한 Laplace 방정식이 된다.

$$\nabla^2\phi=0 \quad (1)$$

여기서 수립자의 속도성분은 $u=\partial\phi/\partial x$, $v=\partial\phi/\partial z$ 와 같다.

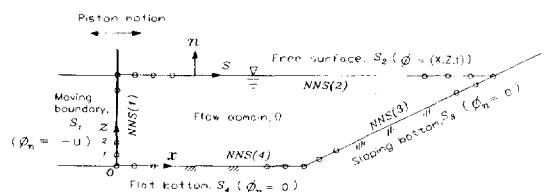


Fig. 1. Flow domain and boundary conditions for the numerical analysis for breaking waves on sloping bottom.

Fig. 1에서 유체영역 Ω 는 S_1 : 운동경계, S_2 : 자유수면 경계, S_3 : 경사면 경계, S_4 : 평탄 바닥 경계 등에 의해 둘러싸여 있다. 이들 개별 경계에서의 경계조건은 다음과 같다.

- 동력학적 자유수면 경계조건(S_2)

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 + gZ = 0 \tag{2}$$

- 운동학적 자유수면 경계조건(S_2)

$$\frac{dX}{dt} = \phi_x \tag{3}$$

$$\frac{dZ}{dt} = \phi_z \tag{4}$$

- 바닥 경계조건(S_3, S_4)

$$\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial n} = 0 \tag{5}$$

- 운동경계조건(S_1)

$$\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial n} = -u(x, z, t) \tag{6}$$

위의 지배방정식과 경계조건을 이용하여 변수 X, Z, ϕ 의 1차 및 2차 시간미분을 구한 후, 이들 시간미분치들을 이용하여 이들 변수들의 시간변화를 계속 추적할 수 있다. 이를 위해서는 임의 시간에서 자유수면 S_2 상 임의점에서의 포텐셜 ϕ 와 ϕ_t 를 먼저 결정하여야 한다.

2.2 境界要素法の 適用

자유수면 S_2 상의 포텐셜 ϕ 와 ϕ_t 를 결정하기 위해서는 식 (1)에 대한 다음과 같은 Green 제 2정리(Green's second identity formula)를 적용하여야 한다.

$$C_q \phi_o = \int_S \left[\frac{\partial \phi}{\partial n} G - \phi \frac{\partial G}{\partial n} \right] dS \tag{7}$$

여기서

$$\phi_o = \phi(x_o, z_o, t)$$

$$\phi = \phi(x, z, t)$$

$$G = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{r}$$

$$r = \sqrt{(x - x_o)^2 + (z - z_o)^2}$$

이며, (x_o, z_o) 는 유체영역 내의 임의점(field point) Q 의 좌표(이하 영역점이라 칭함), (x, z) 는 경계 S 에 위치하는 특이점(source point) P 의 좌표를 의미한다. G 는 이

차원 영역에서의 Green 함수이다. C_q 는 영역점 (x_o, z_o) 의 위치에 따라 다음과 같은 값을 갖는다.

$$C_q = \begin{cases} 1 & Q \text{가 경계의 내점} \\ \frac{1}{2\pi} \alpha(Q) & Q \text{가 경계점} \\ 0 & Q \text{가 경계의 외점} \end{cases} \tag{8}$$

여기서 $\alpha(Q)$ 는 Q 점에서의 내각이다.

식 (7)의 우측 적분항을 각 경계 조건식 (2)-(6)에 따라 분할하면,

$$C_q \phi_o = \int_{S_1} [-uG - \phi \frac{\partial G}{\partial n}] dS + \int_{S_2} \left[\frac{\partial \phi}{\partial n} G - \phi \frac{\partial G}{\partial n} \right] dS + \int_{S_3,4} \left[-\phi \frac{\partial G}{\partial n} \right] dS \tag{9}$$

와 같이 쓸 수 있다. ϕ_o 를 경계상에 위치시킬 때 식 (9)는 一種의 積分方程式이 되며, 이를 해석하여 S_2 를 포함한 모든 경계에서의 속도 포텐셜 ϕ 를 결정할 수 있다.

ϕ_t 도 마찬가지로 방법으로 결정할 수 있다. 단, 식 (9)에서 ϕ 를 ϕ_t 로 교체하고, 운동경계로서 조파판의 속도 u 대신 가속도 a 가 이용된다.

경계에서의 미지수 ϕ 와 $\partial \phi / \partial n$ 또는 ϕ_t 와 $\partial \phi_t / \partial n$ 를 구하게 되면 영역내 임의점에서의 포텐셜 ϕ 와 ϕ_t 를 결정할 수 있다. 이들 적분방정식은 경계를 수개의 경계요소로 이산화하여 해석할 수 있다.

X, Z, ϕ 의 1차 및 2차 시간미분을 하기 위해 필요한 $\phi_x, \phi_z, \phi_{xx}, \phi_{zz}, \phi_{xz}, \phi_{xt}, \phi_{zt}$ 등은 자유수면에서 ϕ 와 ϕ_t 의 변화를 일종의 spline 기법으로 처리하여 결정할 수 있다(全等, 1998). $(m+1)$ 계산 단계에서의 j 절점의 속도 포텐셜 ϕ 와 좌표(X, Z)는 이전 계산단계의 값들을 이용하여 후방차분방식으로 결정하면 된다.

상기 경계요소법을 이용하여 쇄파를 재현하기 위한 계산 흐름도를 Fig. 2에 도시하였다. 쇄파위치는 자유수면 S_2 에서 경계요소 절점의 逆順($X_j \geq X_{j+1}$)이 발생하는 점을 택하였다.

3. Morison 식의 無次元化

연직 원형파일에 작용하는 쇄파파력을 일반적으로 제시하기 위하여 파력과 쇄파제원과의 관계를 무차원화할 필요가 있으며, 이는 다음과 같이 Morison식을

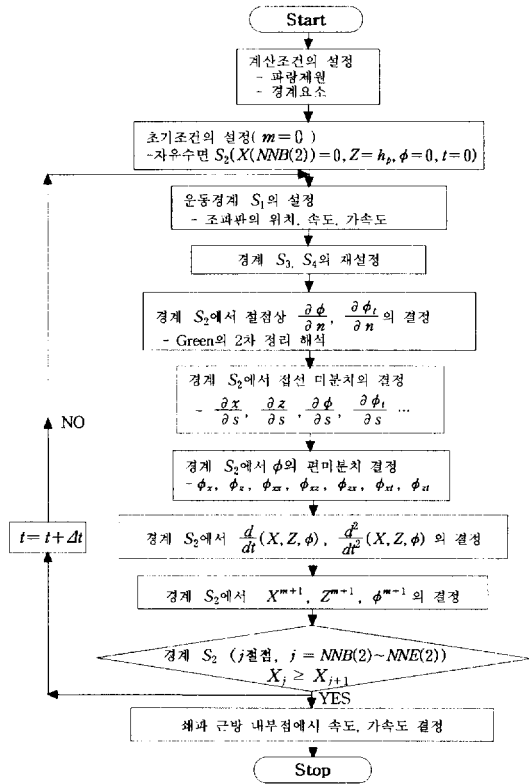


Fig. 2. Flow chart for the numerical analysis for breaking waves on sloping bottom by boundary element method.

이용하여 설정할 수 있다.

연직 원형파일의 직경 D 와 입사파의 파장과를 비를 구하여 이들의 관계가 $D/L \leq 0.05$ (L =선형파 이론에 의한 파장)의 조건을 만족할 때 파일에 작용하는 파력은 다음의 Morison식에 의해서 결정할 수 있다(CERC, 1984).

$$f = f_i + f_d$$

$$= \rho C_i \frac{\pi D^2}{4} a_x + \frac{1}{2} \rho C_d D |u| u \quad (10)$$

여기서, f =단위 길이당 작용하는 파력

f_i =단위 길이당 작용하는 관성력

f_d =단위 길이당 작용하는 항력

C_i =관성력 계수

C_d =항력 계수

ρ =물의 밀도

D =파일의 직경

u =수립자 속도의 수평성분

a_x =수립자 가속도의 수평성분

수립자의 운동성분 u 와 a_x 를 선형파 이론을 적용할 경우, 파일전체에 작용하는 힘 F 는 다음 식으로 표시할 수 있다.

$$F = \int_{-h}^{\eta} f_i dz + \int_{-h}^{\eta} f_d dz = F_i + F_d \quad (11)$$

$$F_i = C_i \rho \frac{\pi^2 D^2}{4 T^2} H L \frac{\sinh k(\eta+h)}{\sinh kh} \sin \theta \quad (12)$$

$$F_d = C_d \rho \pi D H^2 \frac{L}{16 T^2} \frac{2k(\eta+h) + \sinh 2k(\eta+h)}{\sinh^2(kh)} |\cos \theta| \cos \theta \quad (13)$$

그리고 F 에 의하여 바닥($z = -h$)을 중심으로 작용하는 모멘트(M)는 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$M = \int_{-h}^{\eta} (h+z) f_i dz + \int_{-h}^{\eta} (h+z) f_d dz = M_i + M_d \quad (14)$$

$$M_i = C_i \rho \frac{\pi D^2}{8 T^2} H L^2 \frac{k(\eta+h) \sinh k(\eta+h) - \cosh k(\eta+h) + 1}{\sinh kh} \sin \theta \quad (15)$$

$$M_d = \frac{C_d \rho D H^2 L^2}{64 T^2 \sinh^2 kh} [2k^2(\eta+h)^2 + 2k(\eta+h) \sinh 2k(\eta+h) - \cosh 2k(\eta+h) + 1] |\cos \theta| \cos \theta \quad (16)$$

위 식들에서 $\theta = kx - \sigma t$ 이며, k 와 σ 는 각각 입사파의 波數와 角周波數를 의미한다. η 는 水面變位이며, $\eta = (H/2) \cos \theta$ 이다.

식 (12), (13)과 식(15), (16)에 分散關係式을 적용하여 무차원화하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\hat{F}_i = \frac{F_i}{\rho g D^2 H_o} = \frac{\pi C_i}{8} \left(\frac{H}{h} \right) \left(\frac{h}{H_o} \right) f_1 \left(kh, \frac{\eta}{h} \right) \sin \theta \quad (17)$$

$$\hat{F}_d = \frac{F_d}{\rho g D^2 H_o} = \frac{C_d}{16} \left(\frac{H_o}{D} \right) \left(\frac{H}{h} \right)^2 \left(\frac{h}{H_o} \right)^2 f_2 \left(kh, \frac{\eta}{h} \right) \times \cos \theta |\cos \theta| \quad (18)$$

$$\hat{M}_i = \frac{M_i}{\rho g D^2 H_o h} = \frac{\pi}{8} C_i \left(\frac{h}{H_o} \right) \left(\frac{H}{h} \right) f_3 \left(kh, \frac{\eta}{h} \right) \sin \theta \quad (19)$$

$$\hat{M}_d = \frac{M_d}{\rho g D^2 H_o h} = \frac{1}{32} C_d \left(\frac{H_o}{D} \right) \left(\frac{H}{h} \right)^2 \left(\frac{h}{H_o} \right)^2 f_4 \left(kh, \frac{\eta}{h} \right) \times \cos \theta |\cos \theta| \quad (20)$$

여기서

$$f_1\left(kh, \frac{\eta}{h}\right) = \frac{\sinh k(\eta+h)}{\cosh kh} \quad (21)$$

$$f_2\left(kh, \frac{\eta}{h}\right) = \frac{2k(\eta+h) + \sinh 2k(\eta+h)}{\sinh 2kh} \quad (22)$$

$$f_3\left(kh, \frac{\eta}{h}\right) = \frac{k(\eta+h) \sinh k(\eta+h) - \cosh k(\eta+h) + 1}{kh \sinh kh} \quad (23)$$

$$f_4\left(kh, \frac{\eta}{h}\right) = \frac{1}{kh \sinh^2 kh} [2k^2(\eta+h)^2 + 2k(\eta+h) \sinh 2k(\eta+h) - \cosh 2k(\eta+h) + 1] \quad (24)$$

한편 분산관계식과 천수변형식으로 부터 무차원 변수 H/h 는 H_o/h , kh 들과의 함수관계이고, 결국 두 무차원 변수 H_o/L_o , h/H_o 로 나타낼 수 있다. 따라서 무차원 최대 전파력 \hat{F}_m 과 무차원 최대 모멘트 \hat{M}_m 은 결국

$$\hat{F}_m = (\hat{F}_i + \hat{F}_d)_m = \text{function} \left(\frac{H_o}{L_o}, \frac{D}{H_o}, \frac{h}{H_o}, \theta_{Fm} \right) \quad (25)$$

$$\hat{M}_m = (\hat{M}_i + \hat{M}_d)_m = \text{function} \left(\frac{H_o}{L_o}, \frac{D}{H_o}, \frac{h}{H_o}, \theta_{Mm} \right) \quad (26)$$

임을 알 수 있다. 여기서, θ_{Fm} 은 무차원 최대 파력이 발생하는 θ 값이며, θ_{Mm} 은 무차원 최대 모멘트가 발생하는 θ 값이다.

4. 傾斜面 碎波場의 계산

4.1 입력조건의 설정

본 수치해석 기법에 의하여 계산된 쇄파파력의 유효성을 검증하기 위하여 Honda and Mitsuyasu(1974)의 실험과 제원을 이용하였다. 이 실험은 이차원 수조 (13.4 m (길이) × 0.6 m (폭) × 0.8 m (깊이)) 내에서 造波하여 평탄바닥을 거쳐 경사도 $S_b=1/15$ 의 경사면을 거슬러 올라가며 쇄파하는 식으로 수행하였다. Honda

and Mitsuyasu의 실험은 경사면상 최대파력 및 모멘트를 제시하고 있으며, 본 연구에서는 최대파력을 쇄파파력으로 간주하고 쇄파파력에 대한 수치해석 결과를 검증하는데 이용하였다.

상기 실험의 파조건은 Table 1과 같으며, Table에서 D 는 실험에 사용된 원형파일의 직경을 의미하고 T 는 파의 주기이다. H_p 와 h_p 는 각각 2차원 수조의 평탄바닥에서의 파고와 수심을 의미한다. L_o , H_o 그리고 H_o/L_o 는 각각 T 와 H_p 에 대한 심해파 파장, 파고 그리고 파형경사를 뜻하고, \hat{F}_m^e 와 h_{Fm} 은 무차원 최대파력과 발생수심을, \hat{M}_m^e 와 h_{Mm} 은 무차원 최대 모멘트와 발생수심을 의미한다. 또한 H_{EB} 와 h_{EB} 는 이 실험과 조건들을 이용하여 경계요소법으로 구한 쇄파고와 쇄파수심을 각각 나타내고 있다.

4.2 傾斜面에서 碎波의 再現

최초 정지수면에 수치조파기가 작동하게 되면 파랑 전파의 先端에는 에너지 분배로 인한 파고 감소가 발생하며, 이는 결국 경사면과 수면과의 교점 즉, 汀點에 小碎波를 발생시키게 된다. 主波의 碎波 이전에 小碎波로 인한 계산종료를 억제하기 위하여 全等(1998)이 제시한 정점에너지 減衰技法을 이용하였다. Fig. 3은 Table 1의 파 조건에 대하여 계산종료시 독취한 파동장을 나타낸 것이다. 수치해석에 의한 쇄파고 및 쇄파

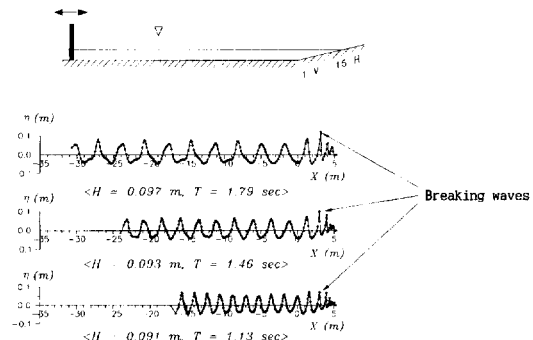


Fig. 3. Overall wave patterns captured at the instant of breaking waves for input wave conditions in Table 1.

Table 1. Input wave conditions adopted from Honda and Mitsuyasu(1974).

No.	D (m)	T (s)	H_p (m)	h_p (m)	L_o (m)	H_o (m)	H_o/L_o	\hat{F}_m^e	h_{Fm} (m)	\hat{M}_m^e	h_{Mm} (m)	H_{EB} (m)	h_{EB} (m)
1	0.048	1.79	0.097	0.35	5.0	0.1	0.02	3.13	0.125	4.66	0.123	0.151	0.146
2	0.048	1.46	0.093	0.35	3.33	0.1	0.03	2.76	0.139	3.07	0.143	0.124	0.149
3	0.048	1.13	0.091	0.35	2.0	0.1	0.05	1.81	0.115	2.45	0.117	0.094	0.148

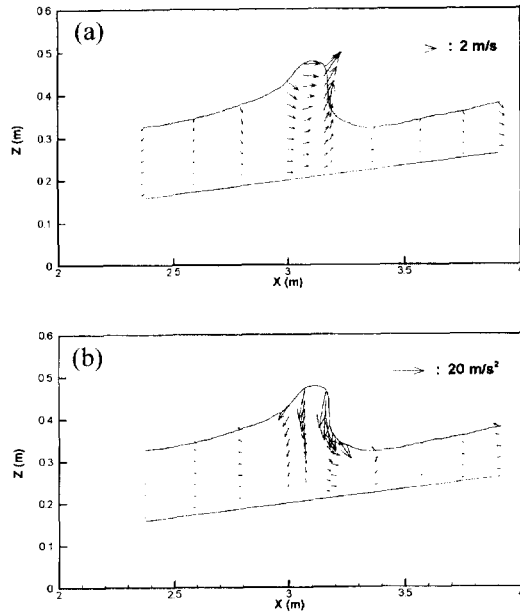


Fig. 4. Vector diagrams of water particle kinematics under breaking waves ($H_p=0.097$ m, $T=1.79$ s); (a) velocity, (b) acceleration.

수심은 Table 1에 병행하여 수록하였다.

4.3 碎波時 水粒子的 速度 및 加速度의 계산

모든 경계에서 m 계산 단계에서의 ϕ 와 $\partial\phi/\partial n$, 또는 ϕ_x 와 $\partial\phi_x/\partial n$ 을 구하면 유체영역내 임의점에서의 포텐셜 ϕ 또는 ϕ_x 와 이들의 x 또는 z 의 미분치(수립자 속도, 가속도)를 식 (9) 등을 이용하여 계산할 수 있다(이때 $C_q=1$ 임). Table 1의 No. 1파에 대한 쇄파시 속도 및 가속도를 Fig. 4에 도시하였다. 수립자의 속도와 가속도의 작용방향을 보면 직립면에서 속도는 다소 위쪽으로 작용하며, 가속도는 碎波峰의 중앙부분에서 하향으로 작용한다.

5. 碎波時 全波力과 모멘트의 계산

일반적으로 쇄파에 의한 연직 원형파일에 작용하는 충격쇄파력(impact forces)은 다음과 같은 식으로 나타낸다.

$$f_s = \frac{1}{2} \rho C_s D u^2 \quad (27)$$

여기서 f_s 는 원형부재의 단위 길이당 충격쇄파력, C_s 는 충격력 계수, u 는 수립자의 충돌속도이다.

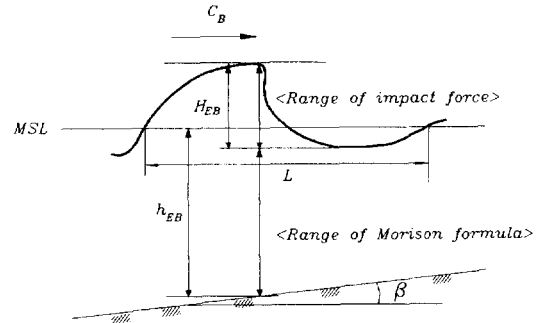


Fig. 5. Division of wave field for calculating the breaking wave forces.

쇄파가 연직 원형파일에 충돌시 구조물에 가해지는 쇄파파력은 단순히 Morison 식을 적용하여 계산하는 것은 안전측면에서 합리적이지 못하다. 따라서 본 수치해석에서는 畠田等(1966)의 연구를 참조하여 쇄파파력의 작용구간을 두 가지 즉, 충격쇄파력의 작용구간(range of impact force)과 그리고 Morison 식의 적용구간(range of Morison formula)으로 구분하였다(Fig. 5 참조).

구조물 前面에서 쇄파가 발생할 때 水粒子的 접근속도는 위치에 따라 달리 나타난다. 따라서 여기에서는 충격쇄파력 작용구간을 쇄파의 最頂點을 통과하는 연직선 중에서 Fig. 5의 H_{EB} 에 해당하는 구간으로 설정하고, 이 구간에서 이미 계산된 수립자 유속의 수평성분을 이용하였다. 사실상 이와 같은 最頂點 이하 부분은 연직 파일이 쇄파 최정점에 몰입한 후에 도달되기 때문에 구조물로의 충돌속도와는 다소의 차이를 보일 것이다. 따라서 본 충격쇄파력 계산방법은 일종의 근사적 방법이라고 할 수 있다. 그러나 본 수치해석 기법을 각 입력조건(파고, 주기, 수심, 직경)에 적용할 경우 계산종료시 채택한 최종 波面이 굽어지기 직전의 거의 직립상태를 보이는 점을 감안한다면 본 근사적 방법에 따른 오차는 사실상 미미할 것으로 판단된다. 식 (27)의 충격력 계수 C_s 는 von Karman(1929)의 최대 충격력 계수인 $C_s=\pi$ 를 사용하였다.

Morison식 적용구간은 H_{EB} 이하에서 바닥까지의 구간으로 설정하고 통상의 Morison 식(식 (10) 참조)을 적용하여 파력을 계산하였다. 이 때 수립자의 속도 및 가속도는 경계요소법의 계산결과를 이용하였으며, 항력 계수와 관성력 계수는 각각 안전측면에서 $C_d=1.2$, $C_m=2.0$ 을 채택하여 사용하였다.

상기와 같이 각 구간별로 단위길이 당 발생하는 충

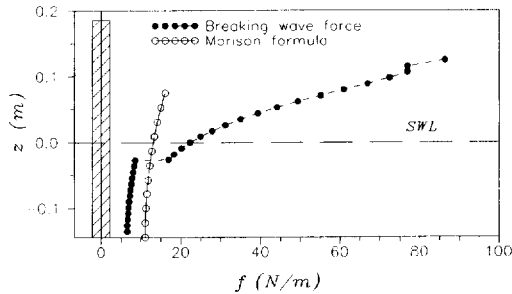


Fig. 6. Vertical distribution of the wave force per unit length determined by the present method(breaking wave forces) and the Morison formula.

격쇄파력, 항력, 그리고 관성력을 구하고 이들을 각 구간길이로 연직적분하여 더하면 쇄파가 연직 원형파일에 가하는 全波力 즉, 碎波波力(breaking wave forces) 과 이에 따른 모멘트를 다음 식으로 결정할 수 있다.

$$F_I = F_d + F_i + F_s \tag{28}$$

$$M_I = M_d + M_i + M_s \tag{29}$$

여기서 아래 첨자 I, d, i, s 는 각각 쇄파파력, 항력, 관성력, 그리고 충격쇄파력을 의미한다.

Fig. 6은 Table 1의 No. 1 파에 대한 원형파일 및 파재원에 대한 쇄파조건(쇄파고, 쇄파수심)을 그대로 선형파 이론에 적용하여 Morison 식으로 계산한 결과와 본 수치모델 결과를 이용하여 계산한 쇄파파력을 수심별로 도시한 것이다. 그리고 Table 2는 Table 1의 원형파일 및 파재원에 대한 본 수치모델 결과를 이용하여 계산한 파력 및 모멘트의 배분관계를 보여준다. 위의 계산에 인용된 쇄파고 H_{EB} 와 쇄파수심 h_{EB} 은 이미 본 수치해석에 의하여 계산된 값들을 이용하였고, 또한 수립자의 속도와 가속도는 앞의 4.3에 제시되어 있는 수평성분을 이용하였다.

세 파랑조건 모두 충격쇄파력 F_s 가 쇄파파력 F_I 중 에서 차지하는 비중이 항력 F_d , 관성력 F_i 보다 월등히 큼을 알 수 있다. Table 3은 Table 1의 波譜元의 쇄파 조건을 그대로 선형파 이론에 적용하여 전체를 Moris-

Table 3. Wave forces and moments under the breaking waves, calculated by applying Morison formula to wave conditions of Table 1.

No.	D (m)	F_m (N)	θ_{F_m} (rad)	M_m (N·m)	θ_{M_m} (rad)
1	0.048	2.751	0.283	0.321	0.220
2	0.048	1.906	0.440	0.212	0.346
3	0.048	1.312	0.723	0.133	0.565

Table 4. Comparison of nondimensional wave forces determined from the present method (\hat{F}_I) and Morison formula (\hat{F}_m^M) with the experimental values (\hat{F}_m^c) in Table 1.

No.	D/H_o	H_o/L_o	h_{EB}/H_o	\hat{F}_I	\hat{F}_m^M	\hat{F}_m^c
1	0.048	0.020	1.460	3.438	1.218	3.130
2	0.048	0.030	1.490	2.560	0.843	2.760
3	0.048	0.050	1.480	1.359	0.581	1.810

Table 5. Comparison of nondimensional wave moments determined from the present method (\hat{M}_I) and Morison formula (\hat{M}_m^M) with the experimental values (\hat{M}_m^c) in Table 1.

No.	D/H_o	H_o/L_o	h_{EB}/H_o	\hat{M}_I	\hat{M}_m^M	\hat{M}_m^c
1	0.048	0.020	1.460	4.632	0.973	4.660
2	0.048	0.030	1.490	3.031	0.630	3.070
3	0.048	0.050	1.480	1.563	0.398	2.450

on 식으로 계산한 최대파력, 최대모멘트와 이들의 발생 시점($\theta = -2\pi t/T$)을 보여준다.

無次元 파력을 식 (25)에서의 \hat{F}_m 으로 하여 무차원 쇄파파력 \hat{F}_I , Morison 식의 최대파력 \hat{F}_m^M , 그리고 Table 1에서의 실험결과 \hat{F}_m^c 를 무차원 변수들과 함께 Table 4에 나타내었다. 아울러 이들 각각에 해당하는 무차원 모멘트는 Table 5에 나타내었다.

앞의 Table들에서 파조건 No. 1~No. 3 모두 무차원 변수 $D/H_o(=0.48)$ 과 $h_{EB}/H_o(1.48)$ 은 거의 일정한 값이며, 심해파 파형경사 H_o/L_o 만 변함을 알 수 있다. 심해파 파형경사 H_o/L_o 의 변화에 따른 무차원 파력과 모멘트의 변화를 Fig. 7에 도시하였다. 전반적으로 본 수치

Table 2. Wave forces and moments under the breaking waves, calculated by applying the present method to wave conditions of Table 1.

No.	D (m)	F_d (N)	F_i (N)	F_s (N)	F_I (N)	M_d (N·m)	M_i (N·m)	M_s (N·m)	M_I (N·m)
1	0.048	0.527	0.332	6.908	7.767	0.039	0.021	1.468	1.528
2	0.048	0.312	0.966	4.506	5.784	0.025	0.072	0.924	1.020
3	0.048	0.367	0.131	2.572	3.070	0.030	0.009	0.484	0.523

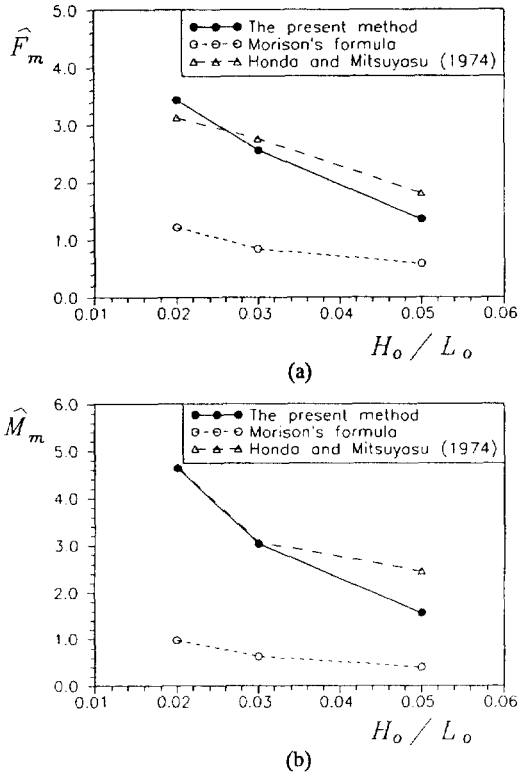


Fig. 7. Comparison of nondimensional (a) wave forces and (b) moments determined from the present method and Morison formula with the experimental values for input wave conditions of Table 1; $D/H_o=0.48$, $h_{EB}/H_o \approx 1.48$.

해석에 의한 계산치와 Honda and Mitsuyasu의 실험치가 잘 일치한다. 다만 No. 3의 파조건 즉, $H_o/L_o=0.05$ 에서 파력과 모멘트 모두 다소의 차이가 발견된다. 이에 대한 이유는 이 파조건에서의 수치해석에서 쇄파고가 다른 파조건에 비하여 상대적으로 너무 작게 계산된 데 기인된 듯하다(Table 1 참조). 본 수치해석은 자유수면에서 임의의 점이라도 파면이 하류쪽을 향하여 직립상태를 보이면 계산이 종료되는 것으로 되어 있다. 수치조파기가 작동하여 주파가 도달하기 전에 발생하는汀點碎波를 방지하기 위한 근사적 장치를 설정하였지만, 상기 No. 3 파는 이 장치의 불완전 작동으로 주파가 경사면 상에서 쇄파되기 전에 먼저 도래한 尖頭波의汀點碎波가 발생하여(조금은 지연되었지만) 완전히 성숙되지 못한 쇄파가 도출된 것으로 보인다.

Fig. 7에서 심해파 파형경사 H_o/L_o 의 증가에 따라 무차원 파력 및 모멘트는 감소 성향을 보이며, 이는 Honda and Mitsuyasu(1974)의 실험결과와도 일치한다. 본

수치해석에 의한 결과치와 Morison 식의 계산치를 비교하여 보면 전 파형경사의 범위에 걸쳐 전자가 후자보다 월등히 크며, $H_o/L_o=0.02$ 에서 파력은 최고 약 3배, 모멘트는 최고 약 5배에 달함을 알 수 있다. 파력보다 모멘트에서 상대적으로 큰 차이를 보이고 있는데, 이는 쇄파에 의한 충격쇄파력이 수면근처에 집중되어 있기 때문이다. 파력과 모멘트 모두 수치해석 결과치와 Morison 식의 계산치는 파형경사가 증가하면서 그 차이가 감소한다.

상기의 모델 결과와 Honda and Mitsuyasu(1974)의 실험치와의 비교, 분석에서 본 쇄파파력 결정기법이 매우 유효함을 알 수 있다. 그리고 모델 결과치와 Morison 식의 계산치가 파력과 모멘트 모두 상당 정도의 차이를 보임을 알 수 있다. 본 분석에서 Morison 식의 적용을 위하여 본 파동장 수치해석기법에서 계산된 쇄파고와 쇄파수심을 이용하였다. 만약 선형파 이론으로 경사면 파동장 즉, 淺水變形을 고려한 해석 결과를 사용하여 Morison 식으로 계산된 파력과 모멘트를 본 모델결과와 비교하였다면 이들의 차이가 더욱 더 크게 발생하였을 것이다. 이 경우 Honda and Mitsuyasu(1974)는 파력은 5배, 모멘트는 10배 정도의 차이를 보이는 것으로 지적하였다. 이와 같은 사실은 쇄파파력 계산시에 도입한 쇄파부분의 유속분포와 충격력 계수의 가정에 의한 오차를 감안하더라도 쇄파대에 위치한 구조물 설계시 충격쇄파력의 중요성을看過해서는 안 된다는 것을 시사하고 있다. 즉, 단순히 Morison 식에 의한 설계는 상당한 정도의 過小設計를 초래할 수 있는 것이다.

6. 結論 및 討議

本 研究에서는 경계요소법을 이용한 수치해석기법으로 碎波時 水粒子의 운동성분을 계산하고 이를 이용하여 碎波波력을 계산하는 기법을 제시하였다. 기존의 Morison 식을 이용하여 最大 無次元 波力 $\hat{F}_m(=F_m/\rho g D^2 H_o)$, 최대 무차원 모멘트 $\hat{M}_m(=M_m/\rho g D^2 H_o h)$ 과 다른 무차원 변수들 H_o/L_o , D/H_o , h_{EB}/H_o 들과의 관계를 유도하였으며, 수치해석기법으로 결정한 無次元 碎波波力 및 모멘트(\hat{F}_m , \hat{M}_m)가 Honda and Mitsuyasu(1974)의 실험치에 매우 양호한 定量的 일치치를 보임을 확인하였다.

아울러 이들 모델 결과치를 同一 碎波高 및 碎波水深에 대한 Morison 식의 최대 계산치(\hat{F}_m^M , \hat{M}_m^M)와 비

교하여 다음과 같은 결과를 도출하였다.

- D/H_o 와 h_{EB}/H_o 가 일정할 때 \hat{F}_1 , \hat{M}_1 는 深海波 파형 경사 H_o/L_o 가 증가할수록 감소한다.

- D/H_o 와 h_{EB}/H_o 가 일정할 때 심해파 파형경사 H_o/L_o 가 증가할수록 모델 결과치와 Morison 식의 계산치와의 차이는 감소한다.

- D/H_o 와 h_{EB}/H_o 가 일정할 때 $H_o/L_o=0.02$ 에서 파력은 $\hat{F}_1 \approx 3 \hat{F}_m^M$, 모멘트는 $\hat{M}_1 \approx 5 \hat{M}_m^M$ 을 보인다.

임의 構造物에 작용하는 碎波波力은 그 크기는 매우 크나 일반적으로 그 작용시간이 매우 짧은 것으로 지적되고 있다. 구조물 局部部材를 설계할 때는 이 쇄파파력을 이용하는 것이 권장되고 있으나(Faltinsen, 1990), 구조물 전체의 安定度 및 基礎地盤의 설계를 위한 靜的荷重으로 보기는 어렵다. 따라서 後者의 경우에는 쇄파파력의 작용에 의한 구조물의 動的解析을 수행하는 것이 바람직하다.

本 數値解析에서는 연직 원형과일에 작용하는 순간 최대 碎波波力을 계산하였다. 그러나 쇄파파력 작용에 의한 구조물의 動的解析을 원만히 수행하기 위해서는 쇄파파력의 作用履歷을 파악하여야 한다. 또한 일반적인 해양구조물이 鉛直部材를 비롯하여 水平 및 傾斜部材로 구성되는 것을 감안할 때, 이와 같은 모든 형태의 부재에 대한 瞬間 碎波波力 및 作用履歷의 도출에 대한 연구가 향후 필요하리라고 본다.

參考文獻

全仁植, 沈載高, 李弘植, 1998. 傾斜面 碎波發生에 대한 境界要素法의 적용, 대한토목학회논문집 (인쇄중).
Apelt, C.J. and Piorewicz, J., 1987. Laboratory studies of breaking wave forces acting on vertical cylinders in

shallow water, *Coastal Eng.*, **11**, pp. 263-282.
CERC, 1984. *Shore protection manual*, US Army Corps of Engineers.
Faltinsen, O.M., 1990. *Sea loads on ships and offshore structures*, Cambridge University Press, pp. 282-315.
Honda, T. and Mitsuyasu, H., 1974. Experimental study of breaking wave force on a vertical circular cylinder, *Coastal Eng. in Japan*, **17**, pp. 59-70.
Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D., 1976. The deformation of steep surface waves on water, I. A numerical method of computation, *Proc. Roy. Soc. London A*, **350**, pp. 1-26.
New, A.L., MacIver, P. and Peregrine, D.H., 1985. Computation of overturning waves, *J. Fluid Mech.*, **150**, pp. 233-251.
von Karman, T., 1929. The impact of sea plane floats during landing, *N.A.C.A. TN 321*, Washington.
Vinje, T. and Brevig, P., 1981. Numerical simulation of breaking waves, *Adv. Water Resources*, **4**, pp. 77-82.
Wagner, H., 1932. Über stoss und gleitvorgänge am der oberfläche von flüssigkeiten, *ZAMM*, **12**, pp. 193-215.
合田良實, 原中祐人, 北畑正記, 1966. 直柱に動く衝擊碎波力の研究, 港灣技術研究所報告, 第5卷 6號, pp. 1-30.
榎木 亨, 後野正雄, 1982. 圓柱に作用する碎波局部波力に關する實驗的研究, 第 29回 海岸工學講演會論文集, pp. 438-442.
榎木 亨, 後野正雄, 岩橋哲哉, 1983. 淺海域における圓柱構造物の碎波局部衝擊力特性と全體波力について, 第 30回 海岸工學講演會論文集, pp. 376-380.
谷本勝利, 高橋重雄, 金子忠男, 鹽田啓介, 小藏紘一郎, 1986. 圓柱に働く衝擊碎波力に關する實驗的研究, 港灣技術研究所報告, 第25卷 第2號, pp. 29-87.