

쇄파의 초기단계 생성조건과 수치시뮬레이션

곽 승 현†

(원고접수일 : 2009년 3월 18일, 원고수정일 : 2009년 6월 20일, 심사완료일 : 2009년 8월 31일)

Appearing Condition of Breaking Waves at Infant Stage and Numerical Simulation

Seung-Hyun Kwag†

Abstract : The steady breakers at an infant stage are investigated through the numerical simulation. The appearing condition and characteristics of the sub-breaking waves are reviewed by analysing bow waves. The instability analysis is possibly done through the relationship between the free-surface curvature and circumferential force, which is obtained from the momentum equations. Navier-Stokes equations are solved by a finite difference method where the body-fitted coordinate system, the wall function and the advanced mesh system are invoked. The numerical result shows that the gradient of M/U_s is greatly influenced by the Froude number and the decrease of M/U_s indicates that the flows are unstable. Additionally flows with plunging or spilling are simulated successfully, but the application of breakers to the severely broken wave still remains to be settled in the future.

Key words : Steady breaker(정상쇄파), Sub-breaking(쇄파), Finite difference method(유한 차분법), Free surface flow(자유표면유동), Navier-Stokes(나비에스톡스)

1. 서 론

선박 및 마린엔지니어링 분야에서 쇄파유동은 해양유체에서 해결해야 할 중요한 과제이다. 자유표면 유동에서 초기단계 정상파(steady breaker)의 쇄파를 준쇄파(sub breaking)라고 한다. 유입속도가 증가하여 어떤 임계속도에 이르면 정상쇄파가 발생하는데 이 현상은 spilling 또는 plunging 형태의 유동과는 상이하다. 수중익 후방에 생기는 정상쇄파는 오랜기간 연구되어 왔는데

Nishiyama^[1]가 최초로 foil 표면의 압력을 측정하였고, Maruo^[2], Battjes^[3], Duncan^[4], Mori^[5], Grosenbaugh^[6], Coleman^[7], Longuet-Higgins^[8] 등이 연구를 수행하였다. 그러나 많은 실험적 연구에도 불구하고 자유표면의 쇄파현상은 아직도 정확한 재연을 하지 못하고 있고 이론적인 연구도 적합한 모델을 찾으려는 시도가 계속되고 있다. Dagan^[9]은 쇄파 예측을 시도하였고 쇄파예측을 위한 불안정해석을 수행하였다. Duncan^[4]은 쇄파생성 및 해석에 한계기울기 조건

† 교신저자(한라대학교 컴퓨터응용설계학과, E-mail: shkwag@halla.ac.kr, Tel: 033)760-1233)

을 부여하였다. Longuet-Higgins^[8]는 물리적인 모형을 도입하였는데 조류가 파도 앞면을 타고 내려오는 breaker를 만들었고, Tulin^[10]등은 stagnant eddy에 몰입되는 모형을 제안하였다. 자유표면의 선미파 해석은 선박유체의 현상을 규명하는데 중요한 역할을 해왔고, 특히 Doi^[11]는 선미 부근의 광범위한 실험연구로 쇄파현상을 규명하였다. 쇄파현상은 물리적으로 점성영향을 무시할 수 없어서 지금까지 이론적인 접근이 제한되어 대부분의 해석이 단순한 유동해석에 머물렀다. 본 논문에서는 쇄파현상과 선수파의 점성 상호작용에 대하여 수치 실험을 수행하였고 수치계산은 물체적합좌표계, 복합격자를 사용하였다.

2. Breaker 생성 및 수치 이산화

2.1 정상 breaker 생성 및 임계조건

생성 및 임계조건은 Mori^[5]에 의한다. 준쇄파의 정의는 초기상태의 쇄파를 자유표면 난류로 가정하는 것이다. 메카니즘은 자유표면의 발달로 인해 파고의 정상부근에 축적된 잉여에너지가 overturning 또는 backward 운동을 하지 않고 일정범위에서 고정형상을 유지하는 자유표면의 정상쇄파를 형성하는 것이다. 초기쇄파 불안정 조건을 얻기 위해서 속도포텐셜, 압력, 자유표면 교란 및 연속방정식, 압력조건, 자유표면 조건을 적용한다.

$$\nabla^2 \phi' = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + U \frac{\partial \phi'}{h \partial s} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_o}{\partial n} n_z \zeta' = 0 \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta'}{h \partial s} - \frac{1}{n_z} \frac{\partial \phi'}{\partial n} \\ - \left(\frac{\partial W}{\partial n} - \frac{1}{n_z} U \frac{\partial n_z}{h \partial s} \right) \zeta' = 0 \end{aligned} \tag{3}$$

모우멘텀 방정식으로부터 자유표면의 곡률 k 와 원주력 M 과의 관계를 얻는다.

$$\begin{aligned} C_r &\doteq \frac{1}{2} L \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{U}{M} \frac{\partial M}{h \partial s} - \frac{\partial U}{h \partial s} - \frac{U}{n_z} \frac{\partial n_z}{h \partial s} \right) > 0 \end{aligned} \tag{4}$$

괄호 속 둘째 항은 연속방정식에 의해 $-\frac{\partial W}{\partial n}$ 로 놓을 수 있고 M 을 $-g$ 로 근사하고 과정에서 $n_z \doteq 1$ 로 가정하면,

$$\frac{\Delta \zeta_o}{U^2/g} - \frac{\Delta M}{g} > 0 \tag{5}$$

식(5)에서 Δ 는 미소거리 $h \delta s$ 증분, ζ_o 는 베르누이 방정식에 의해 U 대신 사용한다. 자유표면 파고증분을 국소파장 U^2/g 로 무차원한 값이 원주 법선증분 보다 커질 때 자유표면이 불안정해 짐을 보여주게 된다. 원주 방향의 힘 M 은 다음과 같고, 여기서 s 는 자유표면의 유선방향 좌표, n 은 수직 방향 벡터, h 는 metric 계수, n_z 는 z 에 대한 n 의 방향 코사인이다.

$$M = (kU_s^2 - n_z g) n_z \tag{6}$$

여기서 k 는 자유표면곡률, U_s 는 s 방향의 속도증분, g 는 중력가속도, $n_z \doteq 1$ 및 $\partial/h \delta s \doteq \partial/\partial x$ 을 가정하면 식(4)는 다음과 같이 된다..

$$C_r = \frac{U_s}{M} \frac{\partial}{\partial x} \frac{M}{U_s} > 0 \tag{7}$$

$$M = (kU_s^2 - n_z g) n_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_o}{\partial n} n_z \tag{8}$$

x 에 관한 M/U_s 의 음의 기울기는 M 이 항상 음수이므로 자유표면 파고가 불안정하게 될 가능성을 보여주게 된다.

2.2 유동방정식의 이산화

이산화하면 시간 t 에서의 속도 u, v, w 는 식(9)와 같이 된다. t 는 L/U_o 로 무차원화, U_o 는 균일흐름속도, L 은 물체길이다.

$$\begin{aligned} u^{n+1} &= (A^n - \Phi_x^n) \Delta t \\ v^{n+1} &= (B^n - \Phi_y^n) \Delta t \\ w^{n+1} &= (C^n - \Phi_z^n) \Delta t \end{aligned} \tag{9}$$

여기서

$$\begin{aligned}
 A^n &= \frac{u^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 u \\
 &\quad - \left(u^n \frac{\partial u}{\partial x} + v^n \frac{\partial u}{\partial y} + w^n \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \\
 B^n &= \frac{v^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 v \\
 &\quad - \left(u^n \frac{\partial v}{\partial x} + v^n \frac{\partial v}{\partial y} + w^n \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \\
 C^n &= \frac{w^n}{\Delta t} + \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 w \\
 &\quad - \left(u^n \frac{\partial w}{\partial x} + v^n \frac{\partial w}{\partial y} + w^n \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_t \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_t \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{10}$$

그리고

$$\Phi^n = p + \frac{z}{Fr^2} \tag{11}$$

식(9)를 각 성분으로 미분하여 다음을 얻는다.

$$\begin{aligned}
 \nabla^2 \Phi &= A_x + B_y + C_z \\
 &\quad - \left(u_x^{n+1} + v_y^{n+1} + w_z^{n+1} \right) / \Delta t
 \end{aligned} \tag{12}$$

ξ, η, ζ 좌표로 변환하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
 r_t + Pr_\xi + Qr_\eta + Rr_\zeta \\
 = \left(\frac{1}{Re} + v_t \right) \nabla^2 r - G - SFREY(\xi, \eta, \zeta)
 \end{aligned} \tag{13}$$

여기서 ξ, η, ζ 는 수치계산을 위한 변환좌표이다.

수치 시뮬레이션의 경계조건은 다음과 같다.

upstream

$$\begin{aligned}
 u=1, v=0, w=0 \text{ and } p=0 \\
 \Delta u = \Delta v = \Delta w = 0
 \end{aligned} \tag{14}$$

downstream

$$\begin{aligned}
 u_3 = v_3 = w_3 = 0 \\
 \Delta u_3 = \Delta v_3 = \Delta w_3 = \Delta p_3 = 0
 \end{aligned} \tag{15}$$

symmetrical

$$\begin{aligned}
 u_n = v_n = w_n = 0 \\
 \Delta u_n = \Delta v_n = \Delta w_n = \Delta p_n = 0
 \end{aligned} \tag{16}$$

body surface

$$\begin{aligned}
 u=v=w=0, p_3=0 \\
 \Delta u = \Delta v = \Delta w = 0, \Delta p_3 = 0
 \end{aligned} \tag{17}$$

수치해석은 정지유체에서부터 시작하여 가속을 하였고 수렴을 확인하였다. 수렴조건은 포아손의 무차원 시간당 압력차와 파고의 높이를 가지고 판단하였다.

3. 수치해석 및 초기 쇄파예측

폭 길이의 비가 0.09인 S-103 모형을 대상으로 선수파의 breaking 해석을 수행하고 메카니즘을 규명하였다. Fig. 1에서 Fig. 3은 프루드 수가 각각 0.24, 0.30 및 0.32의 자유표면 파고를 보여준다. 선수부에서 파고를 보여주고 있다. 선미파의 수치해석을 통하여 실험결과와 비교하여 점성의 영향을 검토^[13]하였는데, 본 연구에서는 선수파에 대하여 준쇄파 해석을 수행한 점이 차별화 된다. 선

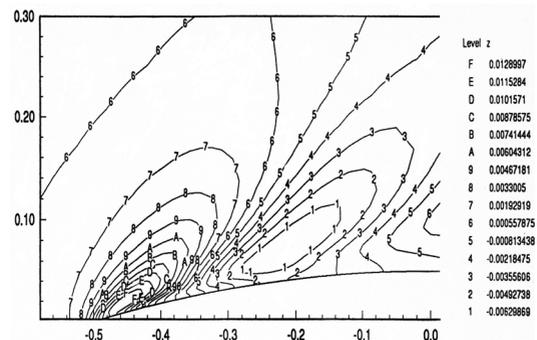


Fig. 1 Free surface contours (Fn=0.24)

수파 계산에는 세 종류의 서로 다른 격자 시스템을 적용하였다. N-S 방정식의 convective 항, Poisson 방정식, 자유표면형성에 각각 적절한 격자를 사용했고 특히 자유표면에는 복합격자를 적용하였다.

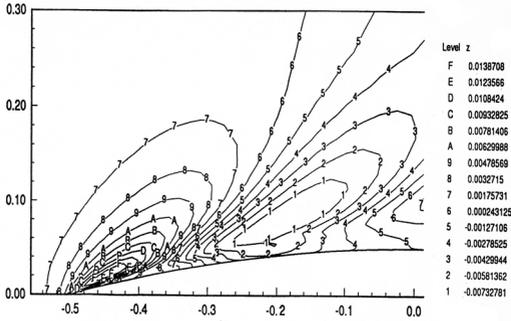


Fig. 2 Free surface contours (Fn=0.30)

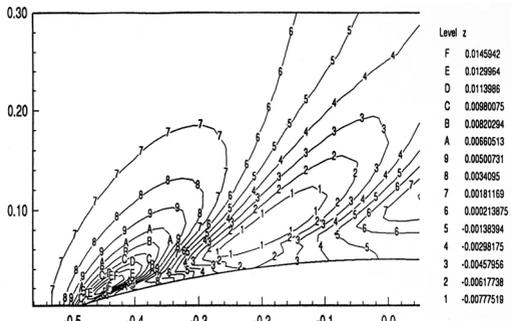


Fig. 3 Free surface contours (Fn=3.2)

Fig. 4는 프루드수 0.24부터 0.33까지의 파형을 보여 주고 있다. 선수파정을 비교하면 프루드수 0.24의 결과가 다른 것들보다 완만함을 알 수 있다. 선미파의 파정 생성은 선수형상에 기인하고 선수파는 경계층과 박리의 형성을 변화시켜 그것이 다시 선미파에 영향을 미치게 된다. 선미파의 주기적 변화는 선수파의 위상과 서로 상호관계를 갖게 된다. 또한 선미파의 시작점(starting points)을 ↓표시로 확인할 수 있었다. 선수파의 파정이 선미 쪽으로 접근할 때 시작점은 후진하게 됨을 알 수 있었다. 그리고 선수 파정이 선수 쪽으로 접근할 때 앞쪽으로 이동함을 알 수 있었다. 선수파의 파정이 선미 끝에 위치할 때는 선수파는

거의 사라지게 된다. 모든 시작점은 선수파의 기울기가 양수일 때 존재하게 된다. Fig. 4의 하단 그림은 자유표면파의 요동을 보여주고 있다. 비선형 선미파를 보여주고 있고 감속(deceleration)은 점성 wake에 의한 것이 아니라 비선형성 때문이고 결과적으로 먼 후방에서 모우멘텀의 손실로 이어지게 된다. 선수파의 파정이 A.P.에 접근하면 압력구배가 A.P.에서 커지므로 결과적으로 경계층 박리점이 앞쪽으로 이동하게 된다. 경계층 박리의 파고에 대한 영향은 선미파의 시작점의 이동으로 설명이 되고 그 이유는 선미파가 경계층의 영향을 받기 때문으로 해석할 수 있다. 상기에서 상세히 토론한 선수미파의 상호관계는 본 논문이 참고문헌⁽¹³⁾ 등과의 차이점이라고 할 수 있겠다.

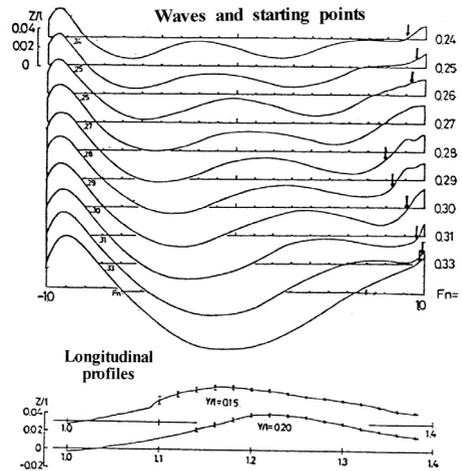


Fig. 4 Waves and starting points on hull surface (above) and longitudinal wave profiles(below)

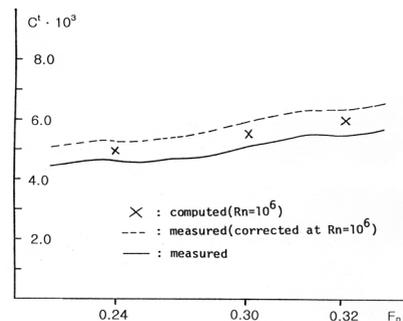


Fig. 5 Comparison between computations and experiment

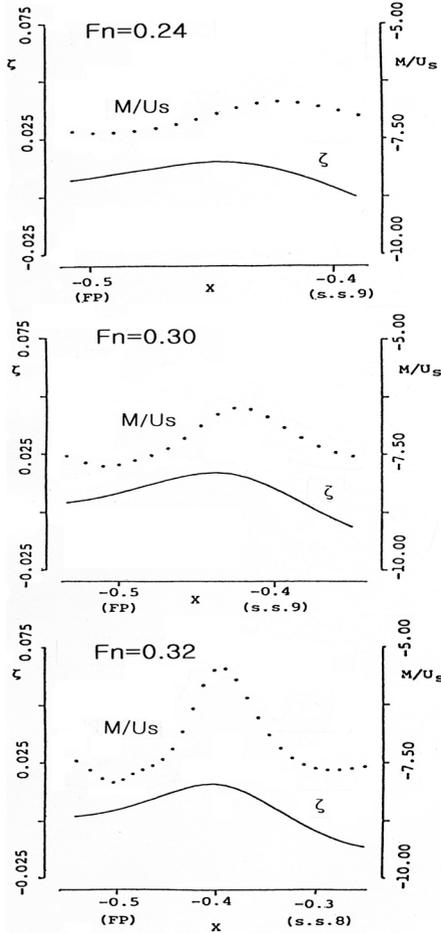


Fig. 6 Instability analysis, M/U_s and free-surface amplitude

Fig. 5에서는 Reynolds수 10^6 에서의 전저항계수 C_t 에 대하여 해석과 실험을 비교하였다. 수치시험의 레이놀드수는 각각 2.73×10^6 , 3.40×10^6 , 3.64×10^6 으로 수치계산과 일치하지 않으므로 Prandtl-Schlichting의 마찰곡선을 적용하여 10^6 으로 환산하였다. 수치해석 결과는 실험값보다 약간 낮게 나타났다. Fig. 6은 M/U_s 을 보여주고 있다. 프루드수 0.32에서 M/U_s 가 가파른 음의 기울기를 보이는 반면 프루드수 0.24에서는 비교적 약한 기울기를 보이고 있다. 이것은 프루드수 0.32에서 쇄파의 탐지가 강하게 예측되고 프루드수 0.24에서는 아직 쇄파가 미숙함을 의미한다. Fig. 7은 깨짐의 정도가 심한 쇄파의 자유표면 형상을

보여주고 있다. 10° 각도를 부여했고 공기와 물을 포함하여 해석한 결과이다. 층류에서의 자유표면을 실험한 결과인데 심한 breaking 및 overturning을 포착할 수 있는데 앞에서 수행한 쇄파의 생성조건은 적용할 수가 없었다. 이 부분은 향후 연구해야 할 과제이다^[12]. Fig. 8은 난류에서의 자유표면을 해석한 결과인데 spilling 현상이 심하게 나타남에도 불구하고 만족스런 결과를 얻었다. 초기상태를 지난 성숙된(fully developed) 쇄파에 대한

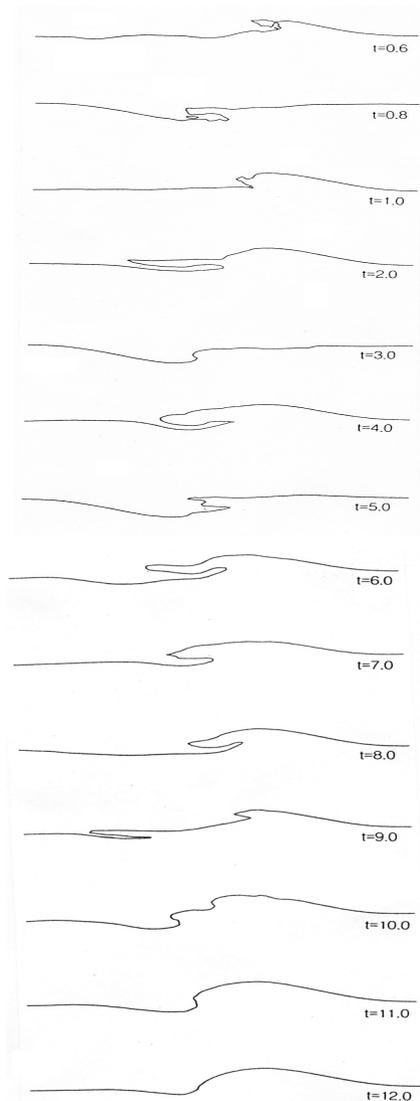


Fig. 7 Overturning wave generated by submerged hydrofoil (laminar flows)

정상쇄파 적용은 향후 연구가 더 필요하다. 접면추적법은 과도한 overturning으로 격자가 꼬임현상을 보이기 때문에 쉽게 수치 발산하는데 접면포착법^[14]에서는 void fraction 계산이 가능하였다.

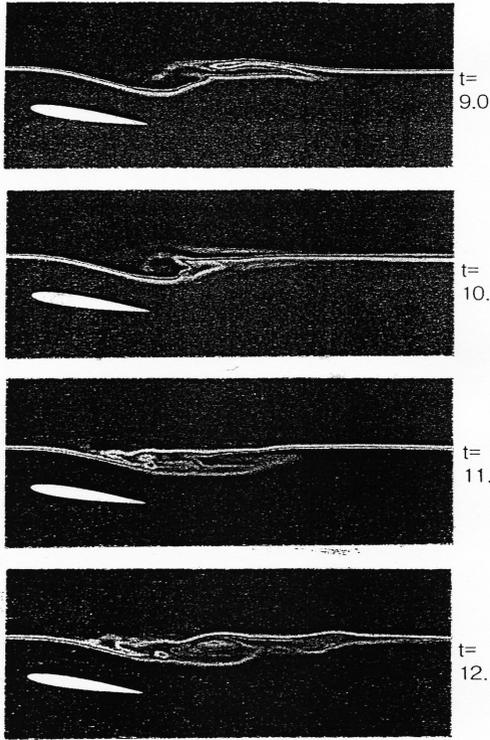


Fig. 8 Free surface void fraction(turbulent flows)

4. 결 론

쇄파생성 조건을 수치적으로 검토하였고 수치기법을 쇄파 탐지에 적용하였다. S-103의 파고를 수조실험과 비교하였다. 선수파는 경계층 및 박리에 의해 상당한 영향을 받으며 후류형성에 영향이 있음을 알 수 있었다. 쇄파의 발생은 유동을 전반적으로 변형시키며 특히 선수부의 유동현상에 영향을 미친다. M/U_s 는 프루드 수가 증가함에 따라 가파른 음의 기울기를 보이고 있는데 이는 유동의 불안정성을 검증할 수 있다. 그러나 over turning을 포함한 심한 자유표면 쇄파에서는 본 생성조건을 적용할 수 없었고 향후과제로 남겨 두었다.

참고문헌

- [1] T. Nishiyama, "Experimental investigation of the effect of submergence depth on the hydrofoil section characteristics", Jour. of The Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 105, pp. 7-21, 1959.
- [2] H. Maruo, and M. Ikehata, "Some discussions on the free surface flow around the bow", Proc. of 16th Symp. on Naval Hydro., 1986.
- [3] J. A. Battjes, and T. Sakai, "Velocity field in a steady breaker", Jour of Fluid Mech., Vol. 111, pp. 421-427, 1981.
- [4] J. H. Duncan, "The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil", Jour. Fluid Mech., Vol. 126, 1993.
- [5] K. Mori, "Sub-Breaking waves and critical condition for their appearance", Spring Meeting of Soc. of Naval Arch. of Japan, pp. 1-8, 1986.
- [6] M. A. Grosenbaugh and R.W. Yeung, "Non-linear bow flows - An experimental and theoretical investigation", Proc. of 17th Symp. on Naval Hydro., 1988.
- [7] R. M. Coleman, "Nonlinear Calculation of breaking and non-breaking waves behind a two dimensional hydrofoil", Proc., 16th Naval Hydro., pp. 51-62, 1986.
- [8] M. S. Longuet-Higgins and J. S. Turner, "An entraining plume model of a spilling breaker", Jour of Fluid Mech., Vol. 63, pp. 1-20, 1974.
- [9] G. Dagan and M. P. Tulin, "Two dimensional free-surface gravity flow past blunt bodies", Jour. Fluid Mech., Vol. 51, Part 3, 1972.

- [10] M. P. Tulin and R. Cointe, "A theory of spilling breakers", Proc. of 16th Sym. on Naval Hydro., pp. 93-104, 1986.
- [11] Y. Doi, H. Kajitani, H. Miyata and S. Kuzumi, "Characteristics of stern waves generated by ships of simple hull form (1st Report)", Jour. of Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 150, 1981.
- [12] W. W. Schultz, S. E. Ramberg and O. M. Griffin, "Steep and breaking deep water waves", Proc. of 16th Sym. on Naval Hydro, pp. 106-115, 1986.
- [13] 박승현, "수치시뮬레이션을 통한 자유표면의 sub-breaking 해석", 한국항해항만학회지, 제28권, 제8호, pp. 753-757, 2004.
- [14] 박승현, "Volume Fraction 기법에 의한 자유표면파의 형상 연구", 한국마린엔지니어링학회지, 제32권, 제8호, pp. 1215-1220, 2008.

저 자 소 개



박승현(郭承鉉)

1953년7월4일, 1979년 서울대학교 조선공학과 졸업(공학사), 1985 Univ. of Michigan 조선해양공학 (공학석사), 1991 Hiroshima Univ. 조선해양공학 (공학박사), 1980-1995 현대중공업 근무, 1995-현재 한라대학교 공과대학 컴퓨터응용설계학과 교수