

## 2차원 진행규칙파열에서의 쇄파현상에 따른 비선형성 파의 특성에 관한 수치적 연구

박 중 천\* · 宮田 秀明\*\*  
(96년 6월 3일 접수)

Computational Study on the Characteristics of Nonlinear Wave Caused  
by Breaking Waves of Two-Dimensional Regular Periodic Wave

Jong-Chun Park\* · Hideaki Miyata\*\*

**Key Words** : Breaking Wave(쇄파), Nonlinearity of Wave(파의 비선형성), Periodic Gravity Wave(주기적 중력파), Finite-Difference Method(유한 차분법), Navier-Stokes Equation(나비에-스토크스 방정식), Two-layer Flow(2층류), Density-function Technique(밀도함수기법), Wave Energy(파에너지), Enstrophy

### Abstract

The breaking phenomenon of regular periodic waves generated by a numerical wave maker is simulated by finite difference method which can cope with strong interface motions. The air and water flows are simultaneously solved in the time marching solution procedure for the Navier Stokes equation. A density function technique is devised for the implementation of the interface conditions. The accuracy is examined and applied to the simulation of two-dimensional breaking phenomena of periodic gravity waves.

### 1. 서 론

해안에 놓인 방파제나 해안시설, 전진하는 배, 혹은, 파랑중의 해양구조물 주위에서 흔히 볼 수 있는 파의 대부분은 白波(white cap)를 동반한 쇄파나 상당히 뾰족한 삼각파로 되어 있다. 이는, 자연계에서의 유체운동이, 단순한 정현파만이 기본 모오드가 아닌, 어떠한 비선형 방정식에 의해 지배

받기 때문이며, 선형적인 취급은 어려워진다. 일반적으로 이용하고 있는 파동운동의 1차 방정식을 생각해 보면,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

이 되며, 식(1)의 좌변 제2항의 대류항이 갖는 비선형성 때문에, 정상적인 정현파 해를 갖지 않고,

\* 한국기계연구원 선박·해양공학연구센터  
\*\* 東京大學 工學部

파형은 자연히 고주파를 유도하고, 서서히 변형해 간다. 비선형 효과는 自己 상호작용에 의해 유도되는 고주파나 다른 파수를 갖는 파들 사이의 상호작용에 의해 생겨나며, 선형계의 기본 모오드는 이 효과에 의해 강하게 영향을 받게 된다.

유체 운동의 대류효과에 의한 비선형성은, 파형을 급경사(steeptness)시키고, 불연속을 만들며, 또한 파면의 불안정한 거동을 일으키게 되는데, 이로 인하여 산일 효과(dissipative effect)와 분산 효과(dispersive effect) 등, 파의 특성에 의한 비선형성은 점점 더 무시할 수 없게 되며, 이것은 유체운동을 복잡하게 한다. 파의 비선형성과 균형을 이루는 것이 분산과 산일 효과인데, 그 효과가 적절한 경우에는 비선형성과 조화되어 soliton과 같은 안정한 비선형 모오드에 도달하지만, 그렇지 않은 경우에는 쇄파하게 된다. 일반적으로, 파도는 강한 분산성을 가지며, 산일 과정이 없이 급경사된 파면에서 그대로 쇄파로 옮겨지는 일은 거의 없다. 쇄파는 파의 불안정성이 원인이고, 쇄파하면 그와 함께 파의 난류화에 의한 새로운 散逸機構가 생긴다. 그것에 의해 파의 비선형성은 약해져 균형이 가능해지고 최종적으로 안정한 파열에 복귀하게 된다(규칙 파열의 再歸性). 하지만, 그 복귀된 파열은, 파장이나 파고 등, 본질적인 규칙 파열의 특성과는 매우 다른 파열이 되어 버린다.

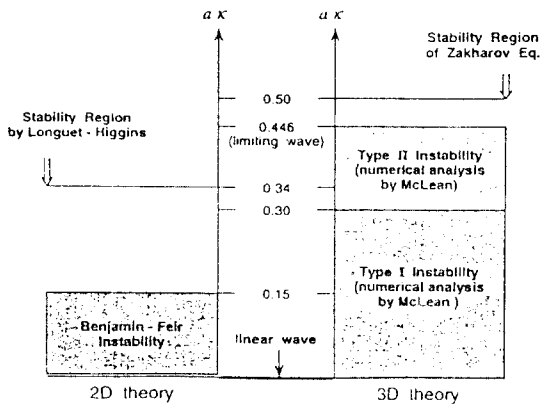


Fig. 1 Diagram of instabilities for gravity deep-water waves.

심수 중력파의 불안정성은, Benjamin-Feir<sup>1)</sup>에 의한 Stokes파의 불안정성이 수조실험으로 입증되

고 난 뒤, Longuet-Higgins<sup>2,3)</sup>, Crawford et al.<sup>4)</sup>, McLean<sup>5)</sup>, Su<sup>6,7)</sup>, Melville<sup>8)</sup> 등에 의해서 실험적, 이론적으로 활발히 연구되었다. Fig. 1에,  $ax$ 에 의한 심수 중력파의 불안정성에 관한 해석의 분포를 표시한다. 여기서,  $a$ 는 파의 진폭,  $x$ 는 파수를 나타내며,  $ax$ 는 因子  $\pi$ 를 없애면 파도의 경사(wave steepness)와 일치하고, 비선형성의 척도가 되는 중요한 parameter이다.

본 연구에서는, time-marching의 과정을 통해 Navier-Stokes 방정식을 풀어 가는 유한차분의 수치해석법을 이용하여,  $ax=0.47$ 의 비선형성이 강한 深水 중력파의 규칙 파열에서의 쇄파현상과 그 특성을 연구한다. 계산 방법은 TUMMAC-VIII 유한차분법<sup>9,10,11)</sup>이며, 쇄파현상을 동반한 자유표면의 비선형성 거동을 계산하기 위하여 자유표면의 운동학적 조건에 밀도 함수법을 도입하고, 2층류에 관한 Navier-Stokes 방정식을 풀게 된다.

## 2. TUMMAC-VIII 유한차분법의 구성

### 2.1 지배방정식 및 계산의 알고리즘

두 층에 있어서, 두 종류의 유체가 각각 일정한 밀도를 갖고, 비압축성이며, 연속적이라고 가정하면, 지배방정식은 이하에 표시하는 2층류에 관한 비압축성의 연속의 식과 Navier-Stokes 방정식이 된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho^{(1)}} \nabla p + \mathbf{a}^{(1)} \quad (3a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho^{(2)}} \nabla p + \mathbf{a}^{(2)} \quad (3b)$$

단,

$$\mathbf{a} = \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (4)$$

여기서, 뿔첨자 <1>과 <2>는 자유표면의 하부와 상부의 유체를 각각 표시한다. 본 연구에서, <1>은 자유표면 아래의 물, <2>는 그 위의 공기로 각각 가정한다.  $\nabla$ 는 gradient operator,  $\mathbf{u}$ 는 속도벡터,  $p$ 는 압력,  $t$ 는 시간,  $\nu$ 는 동점성 계수,  $\mathbf{f}$ 는 중력항을 포함한 외력항이다.

기본적인 해의 알고리즘은 MAC법에 기초한 TUMMAC-VIII 유한차분법이며, 물과 공기에 대해서 식(3)을 푸는 2층류 계산을 행하고 있다.

두 유체는 자유표면을 경계로, 상하로 나뉘어져 있다고 가정하며, 상술한 지배방정식의 해는, time-marching 과정의 매 시간 스텝에서 각 유체영역에 있어서 분리적으로 행함으로써 얻어질 수 있다. 이때, 밀도  $\rho$ 는 각 층에 있어서 일정하다고 가정한다.

자유표면의 형상은, 자유표면의 역학적 조건과 운동학적 조건에 의해 결정된다.

## 2.2 차분 근사식

본 연구에서는, 세 방향 모두 부등간격 격자를 사용하고, 그에 따라 계산의 정도를 높이기 위해 대류항의 차분에는 격자간격을 고려한 3차 차분 근사식을 도입해 수치오차의 증가를 억제한다<sup>12)</sup>. 확산항의 공간 차분에는 2차의 중심차분을 사용한다.

한편, 시간미분에는 전진차분법을 적용한다.

## 2.3 쇄파운동을 포함한 비선형 자유표면의 조건

자유표면 운동에 물의 중력적 작용이 거의 지배적일 경우, 자유표면상의 점성응력과 표면장력이 무시된다고 가정하면<sup>13)</sup>, 자유표면에 관한 역학적 조건과 운동학적 조건은 다음과 같다.

$$p^{(1)} = p^{(2)}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

여기서,  $f$ 는 자유표면의 위치를 나타내는 함수,  $u$ ,  $v$ ,  $w$ 는  $x$ ,  $y$ ,  $z$  방향에 있어서의 속도 성분이다. 식 (6)은 자유표면상의 유체입자는 자유표면의 운동 후에도 자유표면상에 존재한다는 것을 의미하는데, 파의 overturning 운동이나 쇄파운동과 같은 비선형성이 강한 자유표면 운동을 표현하기 위해 적절한 함수로 대치시켜야 할 것이다. 이에, 본 연구에서는 비선형성이 강한 자유표면의 취급에, 밀도함수(density-function)법을 도입하고, 자유표면의 거동은 다음에 표시하는 밀도함수의 수송방정식에 따른다고 가정한다.

$$\frac{\partial M_\rho}{\partial t} + u \frac{\partial M_\rho}{\partial x} + v \frac{\partial M_\rho}{\partial y} + w \frac{\partial M_\rho}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

여기서,  $M_\rho$ 는 밀도함수(density-function)를 나타낸다. 밀도함수의 값은 각 격자에 주어진 스칼라양이며, 두 층의 유체의 밀도를 각각  $\rho^{(1)}$ ,  $\rho^{(2)}$ 라 했을 때,  $M_\rho = (\rho^{(1)} + \rho^{(2)}) / 2$ 의 값을 갖는 위치를 두 유체의 계면으로써 정의한다. Navier-Stokes 방정식에 의한 유장의 계산에서는, 두 유체의 계면보다 하측영역(물)에서의 밀도를  $\rho^{(1)}$ , 상측영역(공기)의 밀도를  $\rho^{(2)}$ 로, 일정한 값으로써 두 유체를 분리해 취급한다.

식(7)의 차분에는, 시간 미분항에 2차정도의 Adams-Bashforth법을, 공간 차분에 대해서는 flux-split법의 MUSCL과 같은 3차정도의 상류차분을 이용한다. 밀도함수의 값은, 식(7)을 매 시간 스텝의 계산을 행하는 과정에서 자유표면을 통해 수치적으로 확산되기 쉬워진다. 따라서, 정도 높은 차분 근사식과 좁은 격자간격, 그리고 좁은 시간간격의 사용이 요구되어진다.

한편, 자유표면의 역학적 조건인 식(5)는, 압력의 Poisson 방정식의 해를 구하는 단계에서 Chan & Street(1970)의 "irregular star" 법에 의해서 만족시킨다.

자유표면 경계상에서의 속도는, 자유표면의 법선 방향에 제로 구배가 되도록 근사적으로 외삽<sup>10)</sup>하며, 다른 층에 경계조건이 된다.

## 2.4 그 외의 경계조건

유입경계에서는, 경계 격자에서 적당한 속도분포를 고정적으로 부과하게 되며, 이로 인해 조파를 행하고 있다. 유출경계는, 반사파의 영향을 최대한 줄일 수 있도록 부가영역의 설치와 수치적인 damping scheme<sup>9)</sup>을 적용한다. 천정과 바닥조건은, 자유표면 근방에서의 유체운동이 수치수조의 천정과 바닥에 영향을 미치지 않도록 자유표면으로부터 충분히 떨어지도록 설정하고, 각 물리량은 법선구배가 영이 되도록 외삽한다.

# 3. 수치 계산

## 3.1 계산 조건

계산 조건을 Table 1에 표시한다.

Flap형의 조파기가 만드는 2차원 진행중력파의 계산으로써, 파장( $\lambda$ ) 0.6 m, 파진폭( $a$ ) 0.045 m의

규칙파를 유입경계로부터 조파한다. 파장은, 파진폭의 약 13배, 파의 parameter( $ax$ )는 0.47로, 비선형성이 강하고 선형적인 취급이 불가능하다. Fig. 1에서 알 수 있듯이, 이 준도의 범위에서는 파의 3차원적인 불안정성이 예측되지만, 본 연구에서는 2차원 계산을 행하였다. 수치 조파기는 제 <1>유체의 유입경계에 설정되어져 있고, 제 <2>유체는 정지 유체의 조건(유입속도=0)이 적용된다.

격자계는, Fig. 2에서와 같이, 부가영역 이외의 계산영역에서는 등간격이고, 사용된 격자점 수는 약 5만 격자이다. 계산은 물과 공기의 2층류로 행해지지만, 계산결과와 후처리에는 공기 부분의 거동을 생략하기로 한다.

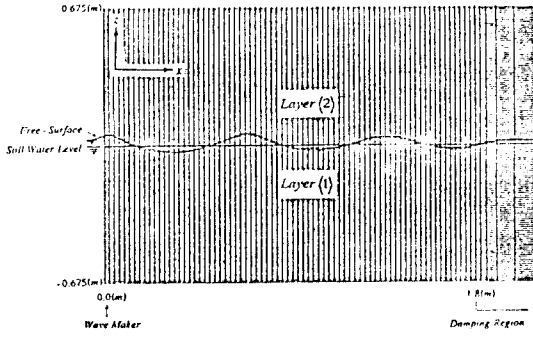


Fig. 2 Computational domain and cell division.

Table 3. Conditions of computation

<b>Computational Region</b>	
length(m)	$3\lambda + 20\lambda$
depth & height(m)	$15a$ & $15a$
<b>Grid Spacing</b>	
longitudinal(min. size)	$\lambda/50$
vertical(min. size)	$a/10$
<b>Number of Grid Points</b> (151+20) × 300	
<b>Time Increment <math>\Delta t</math>(sec)</b> T/2000	
<b>Wave</b>	
length $\lambda$ (m)	0.60
period T(sec)	0.62
height $2a$ (m)	0.09
parameter $ax$	0.47
<b>Density</b>	
$\rho^{<1>}$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	1000.0
$\rho^{<2>}$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	1.0
<b>Kinematic Viscosity</b>	
$\nu^{<1>}$ ( $\text{m}^2/\text{sec}$ )	$1.0 \times 10^{-6}$
$\nu^{<2>}$ ( $\text{m}^2/\text{sec}$ )	$1.5 \times 10^{-5}$

### 3.2 계산 결과

Fig. 3에는, 조파기로부터 1λ만큼 떨어진 지점에서 측정된 파고의 시간 변동과 그의 스펙트럼 분포를 표시한다. 단, Fig. 3에서, frequency는 다음과 같이 정의한다.

$$\text{frequency} = \frac{2\pi}{T} \quad (8)$$

실험과 계산 모두, 시간에 따른 파고의 변동은 유동적(wavy)이며, 스펙트럼 분포에는 bi-harmonic oscillation이 보여지는데, 이는 파의 비선형성을 나타낸다. 여기에서, 유동적인 파고의 시간변화에 대

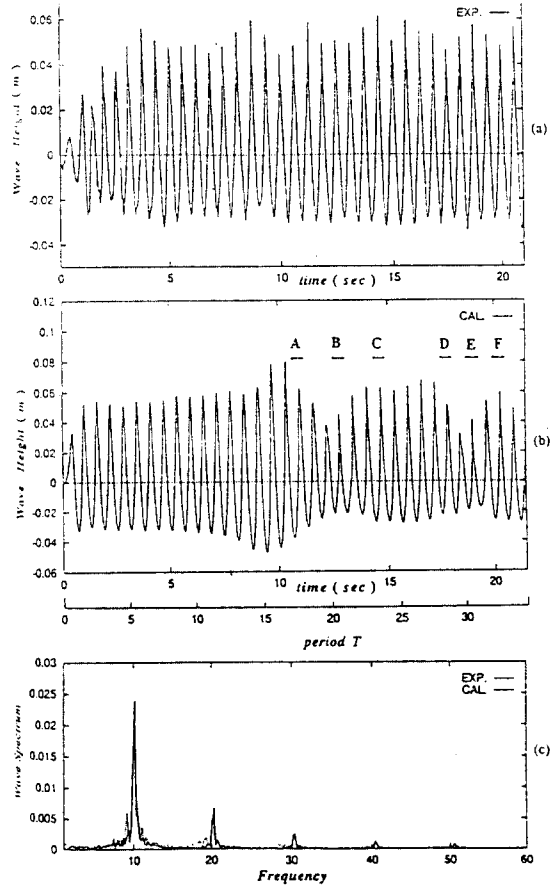


Fig. 3 Time historical variation of (a) measured and (b) calculated wave trains, and (c) comparison of wave spectrum.

한 유동장의 모습과 자유표면 부근에서의 흐름의 구조를 관찰하기 위하여, Fig. 3(b)에 표시된 A로부터 F까지의 파의 각 주기에 있어서, 물리량의 분포를 Fig. 4~Fig. 6에 표시한다.

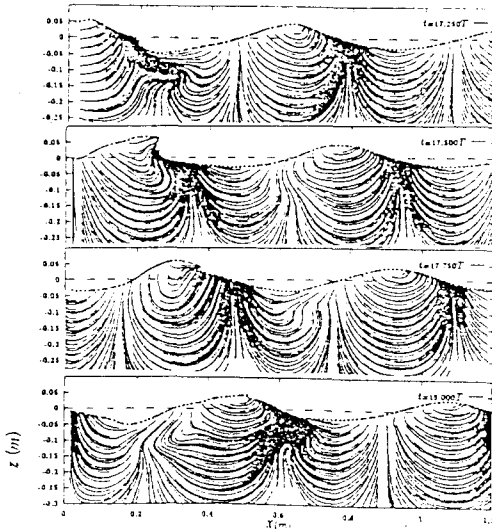


Fig. 4(a) Time-sequential development of computed wave profiles and limit streamlines fields, during the period of A in Fig. 3(b).

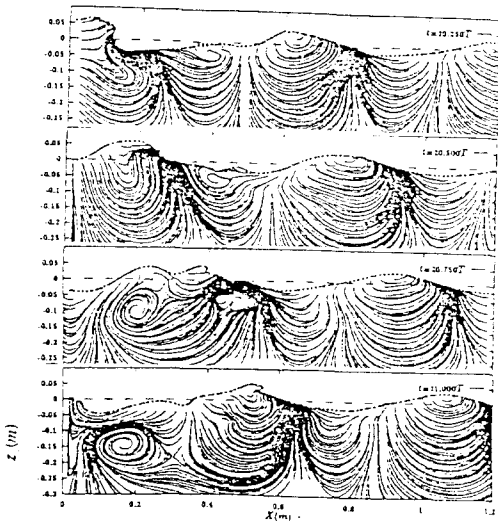


Fig. 4(b) Same as Fig. 4(a), during the period of B in Fig. 3(b).

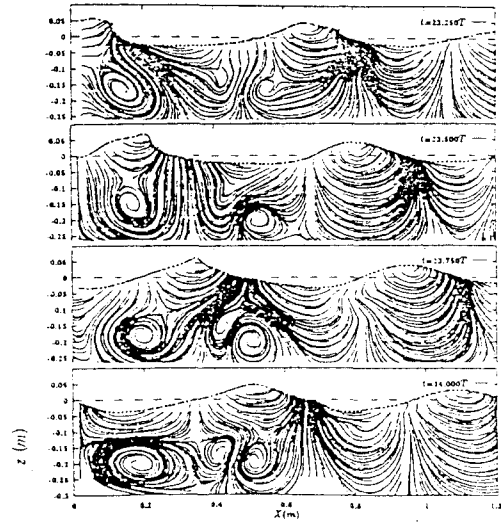


Fig. 4(c) Same as Fig. 4(a), during the period of C in Fig. 3(b).

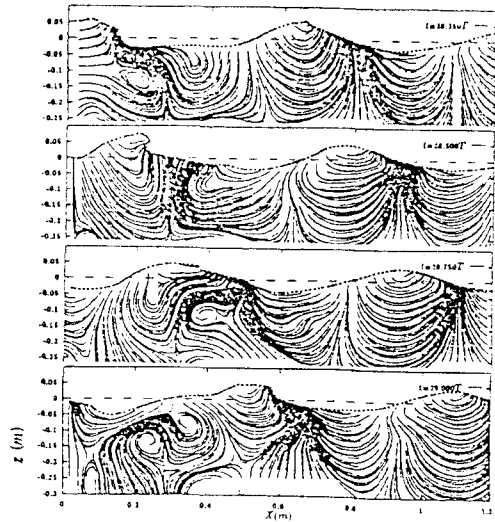


Fig. 4(d) Same as Fig. 4(a), during the period of D in Fig. 3(b).

Fig. 4에는 쇄파운동의 파형과 함께 한계 유선을 표시한다. Fig. 4의 파면의 변화를 살펴보면, 모든 경우에 있어서 격한 쇄파현상이 일어나고 있는 것만은 아님을 알 수 있다. A와 D의 주기동안은 spilling breaker와 같이 비교적 약하고, B와 E의

주기에서는 격심한 파의 overturning 운동 뒤의 plunging/impinging을 동반하며, C와 F의 주기에서는 쇄파현상은 거의 나타나지 않고 각을 갖는 파면의 특이형상이 나타난다. 즉, A와 D, B와 E 및

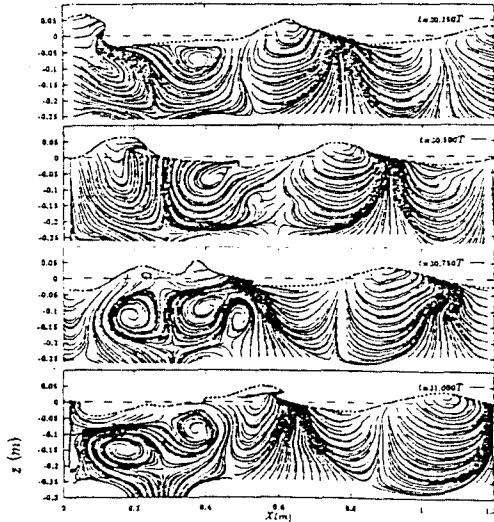


Fig. 4(e) Same as Fig. 4(a), during the period of E in Fig. 3(b).

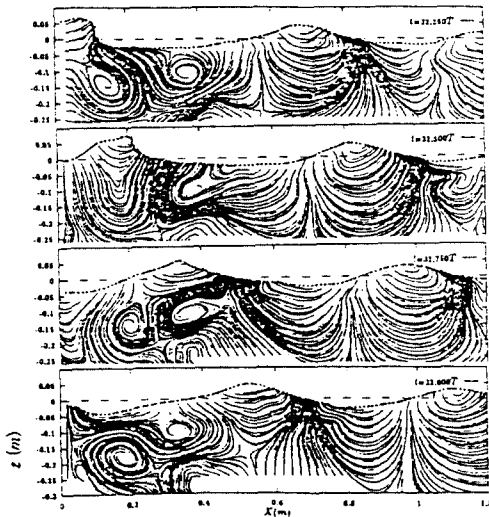


Fig. 4(f) Same as Fig. 4(a), during the period of F in Fig. 3(b).

C와 F의 주기동안은 각각 유사한 패턴을 취하는데, 이는 「심한 쇄파현상이 일어나는 경우, 유동장은 어떤 주기성을 갖고 쇄파운동을 반복한다」는 것을 말해 준다. 한편, 쇄파운동에 의하여, 자유표면 근처에서 고진동수(high frequency)의 보오텍스(vortex)는 표현되어 있지 않지만, 파가 부서지는 가운데 큰 규모의 보오텍스가 진행되는 규칙파열과 상호 간섭하는 거동이 보여진다.

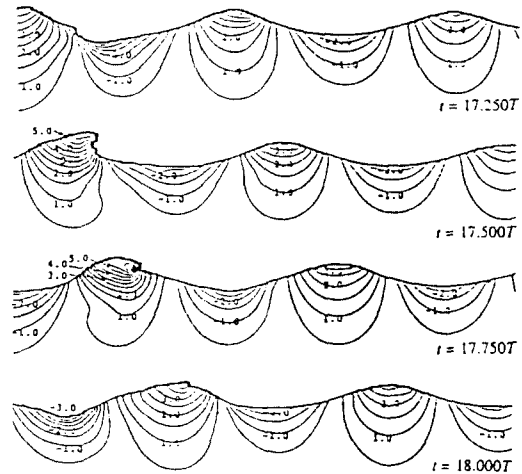


Fig. 5(a) Time-sequential development of computed pressure fields during the period of A, in Fig. 3(b).

Fig. 5에는 압력분포를 표시한다. 쇄파운동에 의해 압력장은 복잡한 분포를 보이고, 파의 overturning 운동 후에 충격압(impact pressure)이 발생하여 규칙파에 의한 압력장을 크게 변형시키고 있음을 알 수 있다. 특히, Fig. 5(b)와 Fig. 5(e)에서, 강한 impinging breaker가 지난 뒤의 압력장은 크게 변형되어져 있고, 파와 파의 상호간섭(wave-wave interaction)에 의해 파의 고유 주파수보다 높은 고주파수의 파로 분산해감에 따라 압력의 강도도 분산되는 모습이 나타난다.

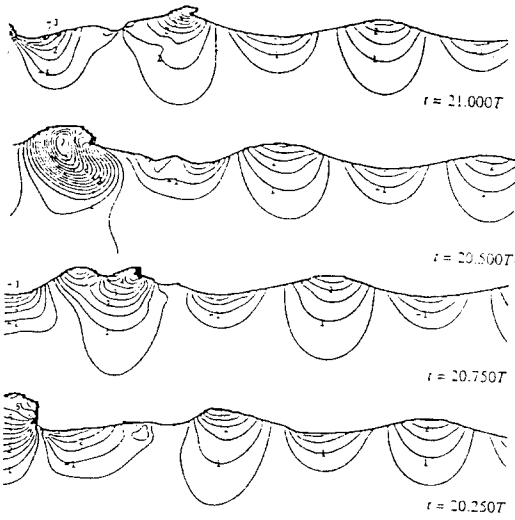


Fig. 5(b) Same as Fig. 5(a), during the period of B in Fig. 3(b).

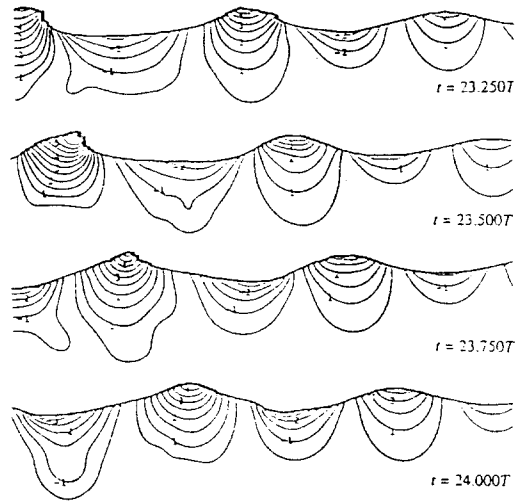


Fig. 5(c) Same as Fig. 5(a), during the period of C in Fig. 3(b).

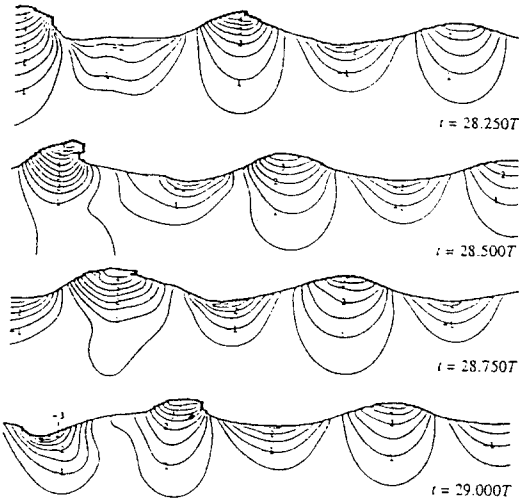


Fig. 5(d) Same as Fig. 5(a), during the period of D in Fig. 3(b).

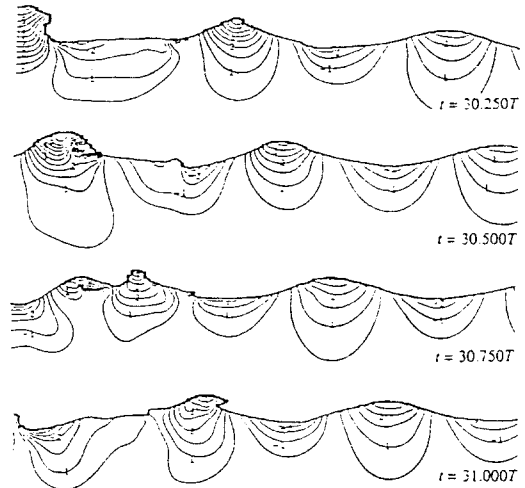


Fig. 5(e) Same as Fig. 5(a), during the period of E in Fig. 3(b).

쇄파운동에 따른 유체의 회전운동을 살펴보기 위해, 와류 에너지에 상당하는 enstrophy<sup>11)</sup>의 국소적인 분포를 Fig. 6에 표시한다. 단, enstrophy는 무차원량으로, 본 연구에서는 다음과 같이 정의한다.

$$\text{enstrophy} = \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \cdot dA. \quad (9)$$

여기서,  $dA$ 는 격자의 단위면적이다.

Fig. 6(b)와 Fig. 6(e)에서는, 격한 쇄파운동의 뒤에 큰 규모의 보오텍스가 생성되어, 자유표면에 거

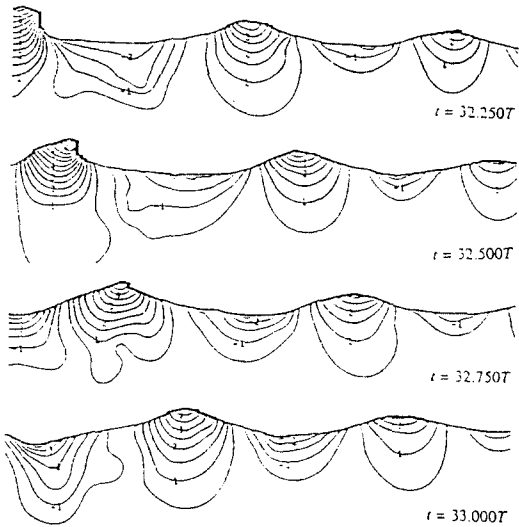


Fig. 5(f) Same as Fig. 5(a), during the period of F in Fig. 3(b).

의 밀착한 상태로 파의 파속에 의해 진행파의 진행 방향으로 빠르게 이동하여, 자유표면 근방에 얇고도 강한 보오텍스 층을 형성하는 과정이 표시되고 있다. 또한, Fig. 6(c)와 Fig. 6(f)에서는, 보오텍스 층에 존재한 보오텍스群이 잇달아 전진해 오는 진

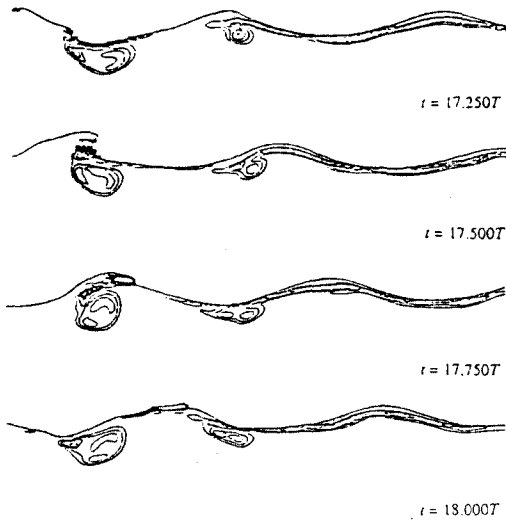


Fig. 6(a) Time-sequential development of computed local enstrophy fields during the period of A in Fig. 3(b).

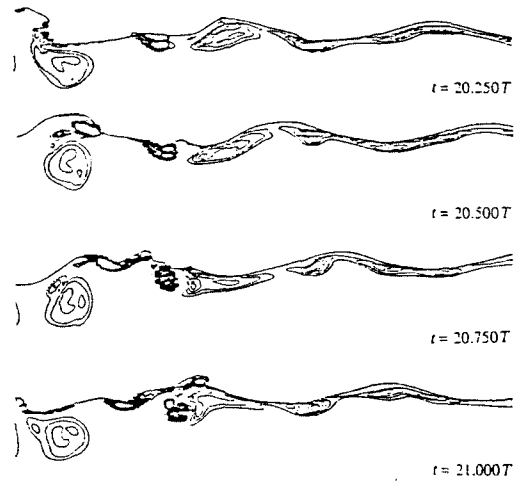


Fig. 6(b) Same as Fig. 6(a), during the period of B in Fig. 3(b).

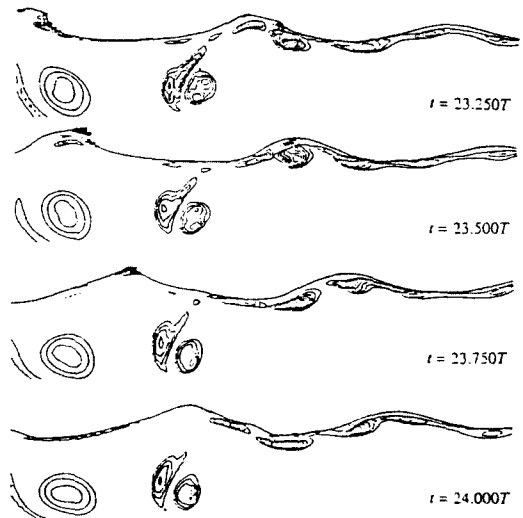


Fig. 6(c) Same as Fig. 6(a), during the period of C in Fig. 3(b).

행파에 의해 자유표면의 하방향에 방출되어, 자유표면 근처에는 보오텍스에 의한 영향이 비교적 적어져 있음을 알 수 있다. 이와 같이, 쇄파운동에 의해 자유표면 부근에서 보오텍스가 방출되는 모습은 수조의 가시화 실험으로부터 확인할 수 있다. Fig. 7에는, 상술한 바와 같이, 자유표면의 위에서 아래로 보오텍스의 방출 모습이 보인다.



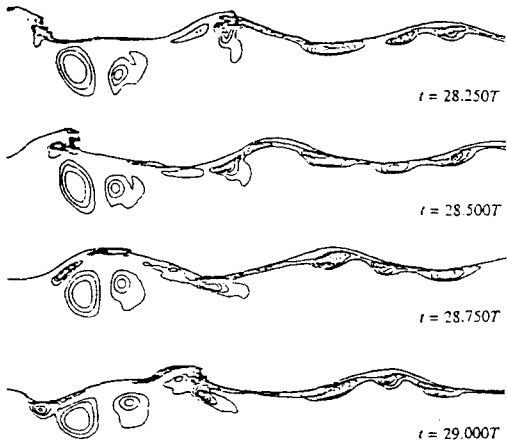


Fig. 6(d) Same as Fig. 6(a), during the period of D in Fig. 3(b).

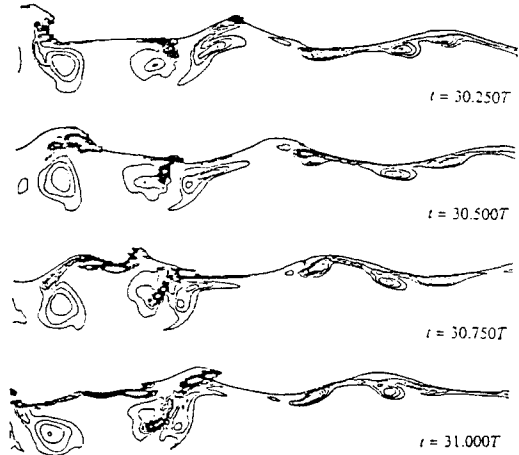


Fig. 6(e) Same as Fig. 6(a), during the period of E in Fig. 3(b).

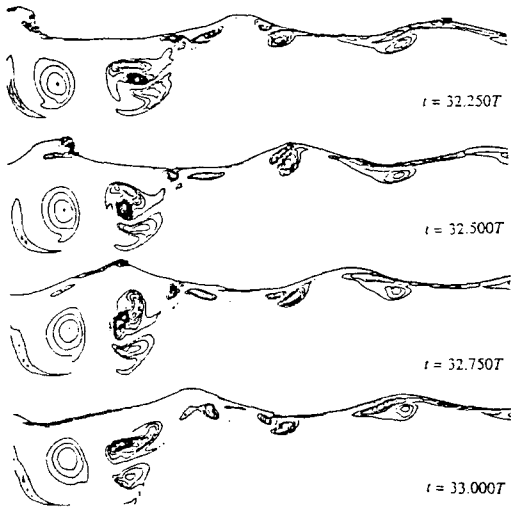


Fig. 6(f) Same as Fig. 6(a), during the period of F in Fig. 3(b).

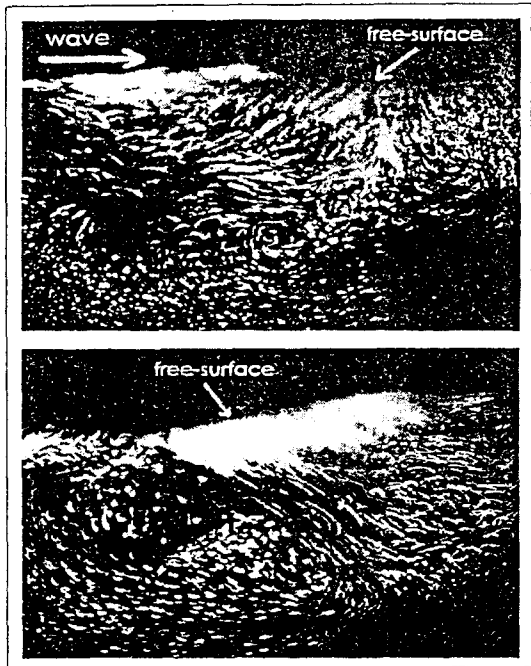


Fig. 7 Visualized flow-fields in regular periodic wave ( $ax=0.47$ ) with exposure time  $1/4(\text{sec})$ .

Fig. 8에는, 파 에너지와 enstrophy의 적분량의 시간력을 표시한다. 파 에너지와 enstrophy의 상관관계가 현저하게 나타나 있으며, 파 에너지가 감소할 때 enstrophy가 증가하는 타임 시리즈(time series)

관계는 주기적으로 나타나 있다. 다시 말해서, 「쇄파운동에 의해서 유동적인 파고의 시간변동이 나타나는 경우, 유동장에 있어서 파 에너지는 와류 에너지로 변화하는 현상이 있다」는 것을 의미한다.

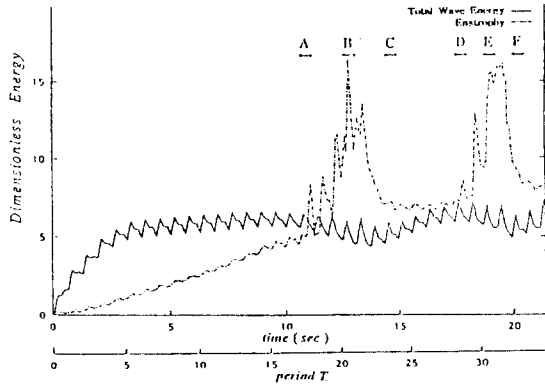


Fig. 8 Time histories of nondimensional energy.

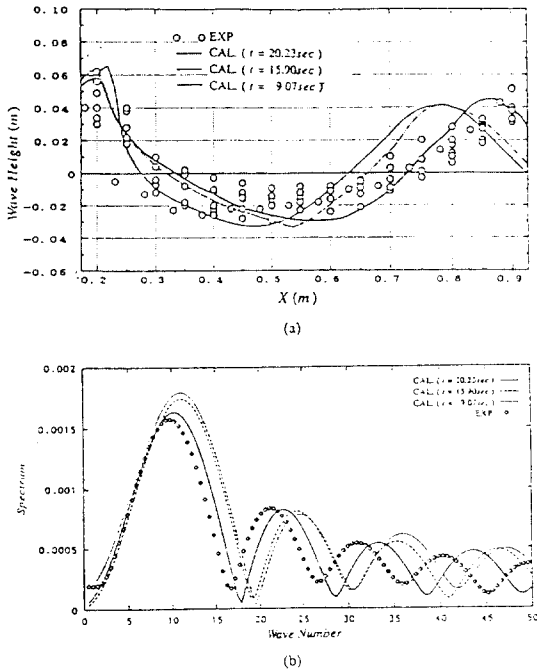


Fig. 9 Comparison of (a) wave profiles and (b) wave number spectrums with measurements.

파형의 공간적인 분포와 파수에 대한 스펙트럼 분포를 Fig. 9에 표시한다. 초기설정의 파장에 비

해 실험치는 공간적으로 약 17% 가량 변조되어 있고, 계산치 역시 쇄파운동이 반복되며 시간이 경과함에 따라 서서히 변조하는 경향이 표시된다.

### 3.3 메커니즘 및 토론

쇄파현상은 일종의 흐름의 박리현상이라고 할 수 있으며,  $ax=0.47$ 의 경우, Fig. 10과 같은 과정을 거친다고 생각할 수 있다. 먼저, 파의 비선형성에 의해 파면이 급준화되며, 각을 갖는 파형의 특이형상으로부터 더욱 발달해, overturn한 후에 impinging으로 된다. 파가 부서지는 순간에는 큰 규모의 보오텍스가 대량으로 생성되어, 자유표면 근방에서 다음에 전진해 오는 파에 파속에 의해 파의 전진방향에 빠르게 이동하며, 자유표면 부근에 쇄파운동에 의한 보오텍스 층을 형성한다. 이때, 파 에너지는 박리, 미끄러짐, overturning 운동에

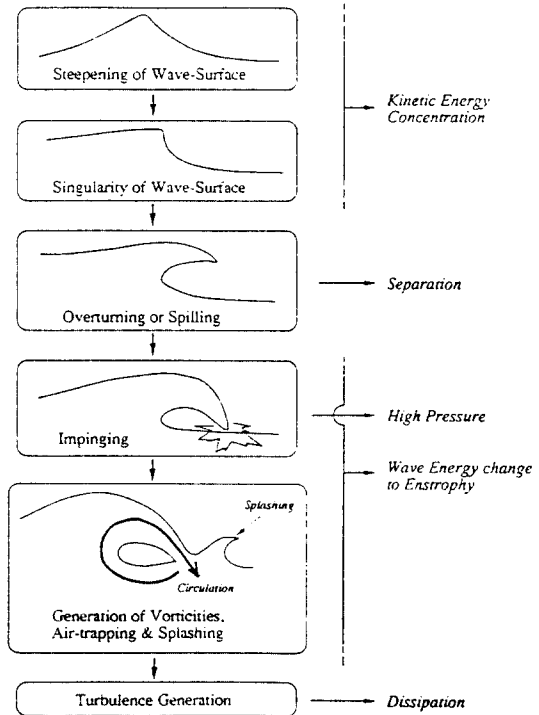


Fig. 10 Evolution of two-dimensional regular periodic wave  
( $\lambda=0.6m, a=0.045m, T=0.62sec, ax=0.47$ )

의해 와류에너지로 변하고, 계속해 전진해 오는 파열에 의해 서서히 산일 과정에서 고주파수의 소규모 보오텍스로 break-down하는데 기여하게 된다. 한편, spilling breaker의 경우는, 파의 overturning →impinging의 과정이 소규모이며 유동이 완만하게 된 것으로, 흐름방향에만 박리가 생기는 것으로 생각할 수 있다. 상술한 과정을 반복하면서 공간적으로는 파형의 변조가 진행된다.

본 TUMMAC-VIII 유한차분법에 의한 계산에서는 보오텍스 형성 이후의 계산 정도는 다소 문제를 남기고 있지만, 상술한 바와 같이, 파 에너지가 와류에너지로 바뀌는, 매우 어려운 프로세스에 대해서 정량·정성적인 설명이 가능하다고 생각할 수 있다.

쇄파의 경우에는, 물의 breaking 운동과 함께, 공기의 박리(air-separation)<sup>15)</sup>, 파의 overturning 운동에 의해 생긴 기포의 거동(air-entrainment) 등으로 인해 더욱 더 복잡한 유동장이 이루어진다. 본 연구에 있어서 자유표면 운동은, 자유표면상에서의 점성응력 조건의 무시 등, 매우 근사적이며, 또한 간단하게 모델화되었기 때문에, 점성난류 운동이 주요하게 작용하는 산일 과정에 대해 계산의 정도가 나아질 여려가 있다. 풍파로 인한 쇄파운동의 모델화를 위한 유효한 실험 데이터 세트의 제공<sup>16)</sup>이나, 자유표면 근처에서의 난류의 구조(자유표면 난류에 의한 자유표면의 roughening, 파의 산일, 또는 파의 scattering 등)를 연구하기 위해, 자유표면 난류모델의 수치계산<sup>17)</sup> 등, 물리실험과 수치계산학적 접근방법을 적절히 어울려, 쇄파현상을 동반하는 복잡한 파 운동과 자유표면 난류에 관한 모델의 연구를 보다 적극적으로 진행해야 할 것이다.

마지막으로, 본 계산에서와 같이 격한 쇄파운동에 의해 다량의 보오텍스가 생성되어 유동장이 난류화되는 단계에서는, 보오텍스의 3차원적인 거동을 고려하지 않으면 안되며, 3차원적인 관점에서의 연구가 바람직할 것으로 생각되어 진다.

#### 4. 결 론

본 연구에서, flap형의 수치 조파기가 만드는 2

차원 진행파가 간헐적(間欠的)으로 부서지는 경우의 비선형성 파의 특성에 관한 수치계산을 행하였다. 비선형성이 강한 자유표면을 밀도 함수법을 이용해 푸는 TUMMAC-VIII 유한차분법에 의해,  $\alpha x = 0.17$ 의 매우 가파른 진행 규칙파를 조파하였으며, 계산 결과로부터 유동장의 상세한 정보와 함께, 비선형성 파의 물리적인 특성을 파악할 수 있었다. 특히, 쇄파운동의 time-marching에 따른 진행 과정이 정성적으로 표현되었으며, 쇄파운동의 과정에서 파 에너지가 와류 에너지로 변하는 프로세스가 정성·정량적으로 설명되었다. 결과적으로, 실험치와 정성·정량적으로 좋은 일치치를 보이지만, 쇄파 이후의 난류에 의한 산일 과정에 대해서는 다소 과제를 남기고 있다.

#### 참 고 문 헌

- 1) Benjamin, T.B. & Feir, J.E., "The Disintegration of Wave Trains on Deep Water. I. Theory", J. Fluids Mech., Vol. 27, 1967
- 2) Longuet-Higgins, M.S., "The Instabilities of Gravity Waves of Finite Amplitude in Deep Water. I. Super-Harmonics", Proc. R. Soc. Lond., A 360, 1978a
- 3) Longuet-Higgins, M.S., "The Instabilities of Gravity Waves of Finite Amplitude in Deep Water. I. Sub-Harmonics", Proc. R. Soc. Lond., A 360, 1978b
- 4) Crawford, D.R. et al., "Stability of Weakly Nonlinear Deep-Water Waves in Two and Three Dimensions", J. Fluids Mech., Vol. 105, 1981
- 5) McLean, J.W., "Instabilities of Finite-Amplitude Water Waves", J. Fluids Mech., Vol. 114, 1982
- 6) Su, M.Y., "Three-Dimensional Deep-Water Waves. Part.1 Experimental measurement of skew and symmetric wave patterns", J. Fluids Mech., Vol. 124, 1982
- 7) Su, M.Y. et al., J. Fluids Mech., Vol. 124, 1982

- 8) Melville, W.K., J. Fluids Mech., Vol. 115, 1982
- 9) Park, J.-C. et al., "On the Accuracy of Numerical Wave Making Techniques", J. Soc. Naval Arch. Japan, Vol. 173, 1993
- 10) Park, J. C. & Miyata, H., "Numerical Simulation of the Nonlinear Free Surface Flow Caused by Breaking Waves", ASME, FED-Vol. 181, Free Surface Turbulence, 1994
- 11) Miyata, H. & Park, J.-C., "Ch.5 Wave Breaking Simulation", Advances in Fluid Mechanics-Potential Flow of Fluids, Edited by M. Rahman, Computational Mechanics Publications, Boston, 1995
- 12) Miyata, H. et al., "Numerical Study of Some Wave-Breaking Problems by a Finite-Difference Method", J. Kansai Soc. Naval Archit. Japan, Vol. 207, 1987
- 13) Nichols, B.D. & Hirt, C.W., "Improved Free-Surface Boundary Conditions for Numerical Incompressible Flow Calculations", J. Comput. Phys., Vol. 8, 1971
- 14) Dommermuth, D.G. & Noikov, E.A., "Direct Numerical and Large-Eddy Simulations of Turbulent Free-Surface Flows", 6th Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa City, 1993
- 15) Banner, M.L. & Melville, W.K., "On the Separation of Air Flow over Water Wave", J. Fluid Mech., Vol. 77, 1976
- 16) Banner, M.L., "The Influence of Wave Breaking on the Surface Pressure Distribution in Wind-Wave Interactions", J. Fluid Mech., Vol. 211, 1990
- 17) Dommermuth, D.G., ASME, FED-Vol. 181, Free Surface Turbulence, 1994