

碩士學位論文

直立圓柱에 作用하는 波力の 境界要素解析



土木海洋工學科

朴 珉 秀

2006年 6月

直立圓柱에 作用하는 波力의 境界要素解析

指導教授 金 南 亨

朴 珉 秀

이 論文을 工學 碩士學位 論文으로 提出함

2006年 6月

朴珉秀의 工學 碩士學位 論文을 認准함



JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

審査委員長

이 병진



委 員

김 상진



委 員

김 남형



濟州大學校 大學院

2006年 6月

Boundary Element Analysis for Wave Force Acting on Vertical Circular Cylinder

Min-Su Park

(Supervised by professor Nam-Hyeong Kim)

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for the



Department of Civil & Ocean Engineering

GRADUATE SCHOOL

CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

목 차

목 차	i
List of Figures	iii
Summary	v
I. 서 론	1
1. 연구 배경	1
2. 연구 목적	2
3. 논문의 구성	3
II. 경계요소해석	4
1. 회절 현상	4
2. 유체에 의한 기초방정식과 경계조건	11
3. Green 함수	16
4. 적분방정식의 유도	17
5. 파압과 파력의 산정식	19
III. 적분방정식의 이산화	21
1. 이산화	21
2. 행렬요소 및 정수 벡터	22
3. Green 함수 급수형	23
4. 직립원주 요소분할	25
IV. 경계요소해석의 결과와 고찰	30
1. 직립원주에 작용하는 파력 검토	30
2. 직립원주에 작용하는 파치오름 검토	34

3. 직립원주에 작용하는 유선 및 수위 검토	37
V. 결 론	41
VI. 참고문헌	43



List of Figures

Fig. 1	Sketch of the incident, diffracted and reflected wave fronts for a vertically placed cylinder. Adapted from B. Mutlu(1997)	5
Fig. 2	Definition sketch for a vertical circular cylinder. Adapted from B. Mutlu(1997)	6
Fig. 3	Different flow regimes in the $(KC, D/L)$ plane. Adapted from Isaacson(1979)	8
Fig. 4	Regimes of flow around a smooth, circular cylinder in oscillatory flow for small KC numbers ($KC < 3$). Data: Circles from Sarpkaya(1986a); crosses for from Honji(1981) and crosses for from Sarpkaya(1986a)	9
Fig. 5	Vortex-shedding regimes around a smooth circular cylinder in oscillatory flow. Data: Lines, Sarpkaya(1986a) and Williamson(1985) and: squares from Justesen(1989)	10
Fig. 6	Definition sketch for vertical circular cylinder	13
Fig. 7	Numerical model configuration	15
Fig. 8	Compare of wave pressure distribution. Adapted from Kim(2004)	27
Fig. 9	Relation for relative element length and convergence of solution. Adapted from Kim(2004)	28
Fig. 10	Definition for wave force and run-up calculation	29
Fig. 11	Wave forces acting on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$	31
Fig. 12	Run-up profiles on the outer wall of a vertical circular cylinder for $ka = 6.0$	32
Fig. 13	Wave forces at $60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ and 0° on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$	33
Fig. 14	Run-up at A on the outer wall of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$	35

Fig. 15	Run-up at A, B, C and D on the outer wall of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$	36
Fig. 16	Velocity vector acting on a vertical circular cylinder for $ka = 0.5$	38
Fig. 17	Flow line profiles on a vertical circular cylinder for $ka = 0.5$	38
Fig. 18	Free-surface elevation contour on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$ and $ka = 1.5$	39
Fig. 19	Three-dimensional free-surface elevation in the vicinity of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$ and $ka = 1.5$	40

Summary

Offshore structures are different from general structures as follows in the following way; purpose, function, role, degree of a social demand, surrounding environment, scale, established depth, design and construction.

The interaction between offshore structures and a fluid causes problems such as the diffracted waves, reflected waves, and wave force. Attention has been concentrated on forces on large cylinders where the cylinder diameter, $2a$, is assumed to be much larger than the wave length L . Consider, a large vertical, circular cylinder placed on the bottom. As the incident wave impinges on the cylinder, a reflected wave moves outward. On the sheltered side of the cylinder there will be a "shadow" zone where the wave fronts are bent around the cylinder, the so-called diffracted waves. The cylinder disturbs the incident waves by the generation of the reflected and diffracted waves. This process is generally termed diffraction. By the process of diffraction the pressure around the body will change and therefore the forces on the body will be influenced. These problems have to do with the boundary value with the velocity potential. Linear diffracted wave theory which uses linear free surface conditions proposes many different methods because the linear diffraction theory is easy and simple. The diffracted wave problem about a vertical circular cylinder is a typical problem with exact analytical solution in ocean engineering. Havelock (1940) proposed the exact solution in deep water, while MacCamy and Fuchs (1954) proposed the experimental solution in shallow water. The wave run-up and maximum run-up around a vertical circular cylinder are presented by Sarpkaya and Isaacson (1981). After these researches, many theories that analyze the interaction between a

nonporous circular cylinder and waves are suggested (Kagemoto and Yue, 1986; Williams, 1985; Isaacson, 1978). Also, the experimental solution of diffracted wave problem occurred by a vertical ellipse cylinder is proposed by Chen and Mei (1973), and the wave force acting on offshore structures by linear theory is calculated (Lighthill, 1978 Garrison, 1978).

The boundary element analysis by different derivation method of integral equation is divided in direct boundary element and indirect boundary element methods. The direct boundary element method derives from the integral equation by Green's or Cauchy's theory. This deriving process is solved by the special application of weighted residual method and it has a general integral formulation. Derived integral equation is divided into two parts: the unknown functions and the derivatives of normal direction. One side of them generally has unknown values. The other side, the indirect boundary element method is derived integral equation in boundary conditions and is made operation function by singular value of governing equation. The coefficient that is involved operation function is unknown value in indirect boundary element.

In this paper, the wave force analysis method by Green's function in indirect boundary element method using potential (ϕ) is developed. To verify this method, the results obtained present numerical method are compared with MacCamy and Fuchs (1954) and Williams and Mansour (2002). Also, the wave force, run-up, velocity vector and free-surface elevation acting around a vertical circular cylinder are investigated.

I. 서론

1. 연구 배경

확대되는 산업 활동이나 인구증가에 대응하여 해양이 가지는 잠재적인 가치가 재인식되어, 해양의 자원, 에너지, 공간을 적극적으로 이용하는 것에 의해 인류에게 많은 혜택을 가져올 것이 예상되면서 해양구조물에 대한 관심이 증대되고 있다. 해양구조물에는 목적과 기능, 역할, 사회적인 요청의 정도, 주위의 환경, 규모, 설치수심, 설계·시공과 같이, 각각의 면에 있어서 다르다. 해양개발을 목표로 하는 기술혁신이 급속하게 진전되고 있지만, 해양구조물이 언제 어디서나 건설 가능할 정도로 기술적인 혁신은 아직은 부족하다.

해양구조물과 주변유체와의 상호작용은, 지진시 동수압, 구조물에 의한 파의 회절·산란과 작용파력, 부체의 동요에 의한 radiation force 등, 속도 포텐셜에 관한 경계값이 문제가 된다. 선형화된 자유표면조건을 이용하는 것을 선형회절파 이론으로 부른다(김 등, 1998; 김, 1999; 김, 2002).

선형회절파이론은, 이론적 취급이 용이하므로, 여러 가지 계산법이 제안 되어 있다. 예를 들면, 경계형상이 원통 혹은 다원통의 경우, 고유함수 전개법에 의해, 회절파의 엄밀해가 유도되었다.(McCamy · Fuchs, 1954; 畠田 · 吉村, 1972 등). 또, 井島(1972a)는, 영역분할법을 개발하고, 원통부체의 동요문제를 해석했으며, Green공식을 이용한 해석법을 나타냈다(井島, 1974, 1975). 원기둥에 의한 파의 산란문제는 해양공학 분야에서 해석해가 존재하는 대표적인 문제로 깊은 수심일 경우에는 Havelock(1940)에 의해 제안되었고, 중간 수심일 경우에는 MacCamy and Fuchs(1954)의 해가 제안되어 있다. 이후에 불 투과성 원기둥과 파랑 사이의 상호작용 문제를 해석하는 많은 연구들이 있다(Kagemoto and Yue, 1986; Williams, 1985; Isaacson, 1978). 또, 타원 모양의 수직구조물에 작용하는 파의 산란문제에 대한 해석해가 Chen and Mei(1973)에 의해 제안되어졌으며, 선형이론을 이용한 구조물에 작용하는 파력 계산이 이루어

졌으며(Lighthill, 1978; Garrison, 1978), 원기둥 표면의 파치오름과 최대 파치오름은 Sarpkaya and Isaacson(1981)에 의해 표현되었다.

Green함수를 이용하여 포텐셜에 관한 경계값 문제를 적분방정식으로 변환하여 푸는 방법을 Green함수법이라 한다. 대상구조물의 임의 형상경우에도 유효한 범용 해석법으로서 넓게 이용되고 있다. Green함수법은 어떤 한 점에 단위용출을 놓았을 때, 다른 한 점에서의 영향을 나타낸다. 하나는, 이것을 직접 이용하는 것으로, 구조물 물수 표면위에 분포시킨 파원강도와 Green함수의 곱을 표면위에서 적분하는 것에 의해 임의 점의 포텐셜을 표현하고, 소정의 경계조건을 만족하도록 파원강도분포를 결정하는 것이다. 이것은, 특이점분포법, 용출분포법으로 불리고 있다. 포텐셜은, 구해진 파원강도와 Green함수의 곱을 구조물의 물수표면위에서 수치 적분하는 것에 의해 구해진다. 이것에 대해서, 다른 하나는, Green함수와 Green의 정리를 이용하여, 직접 미지 포텐셜에 관한 적분방정식을 유도하고, 이것을 이산화 하여 수치적으로 푸는 것이다.

경계요소법(김과 서, 1995; 김 등, 2004)은 적분방정식의 유도방법의 차이에 의해, 직접경계요소법(Direct boundary element method)과 간접경계요소법(Indirect boundary element method)으로 나뉘어진다. 직접법은 Green의 적분공식이나 Cauchy의 적분공식 등을 이용하여 적분방정식을 유도하는 것이다. 이 유도과정은 가중잔차법의 특별한 응용으로 해석되며, Brebbia(1978)에 의해 정식화의 일반화가 행해졌다. 유도된 적분방정식은 미지함수와 그 법선방향 도함수로 구성되며, 일반적으로 어느 쪽이든지 미지량으로 된다. 한편, 지배방정식의 특이 해를 이용하여 시행함수를 만들고, 경계조건에서 적분방정식을 유도하는 방법을 간접법이라 한다. 간접법에서는 시행함수에 포함되는 계수가 미지량으로 된다. 직접법과 간접법은, 위에서 설명한 것과 같이 몇 개의 점이 다르고, 실용상, 직접법의 쪽이 뛰어나다고 생각 할 수 있다.

2. 연구 목적

본 논문에서는 직접경계요소법에 Green함수를 사용하여 경계조건으로서 양단에 포

텐셜값 ϕ 을 지정하고, 일단에서 포텐셜값 ϕ 과 타단에서의 미분한 포텐셜 ($d\phi/dx$) 값을 지정하는 Dirichlet형 경계조건을 사용하여 수치해석 프로그램을 개발하고, 이 수치해석 프로그램을 검증하기 위해 직립원주에 의한 파랑의 산란문제에 관한 대표적인 해석해인 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석해와 비교하고, 직립원주에 작용하는 최대 파처오름은 Williams and Mansour(2002)의 해석해와 비교해 보았다. 또한, 직립원주 표면에 작용하는 입사파의 파처오름을 직립원주 표면에 따라 나타내었고, 직립원주 각 점에서 파수에 따른 파처오름 분포를 나타냈으며, 입사파의 각도가 변할 때 직립원주에 작용하는 파력의 분포를 나타내 보았으며, 직립원주에 작용하는 벡터, 파형 등을 나타내 보았다.

3. 논문의 구성

본 논문에서는 우선 II장에서 경계요소해석을 하기위한 각각의 회절현상, 유체에 의한 기초방정식과 경계조건, Green 함수, 적분방정식 유도를 통해 직립원주에 작용하는 파압과 파력의 산정식을 유도한다. 다음으로 III장에서는 적분방정식의 이산화를 통한 행렬요소 및 정수벡터를 구하고 이것을 Green 함수의 급수 형태로 구하는 분산식을 유도하고 직립원주에 대한 요소분할을 한다. IV장에서는 수치해석 프로그램의 검증으로서 직립원주에 작용하는 파력, 파처오름, 파향, 유선을 기존의 해석해와 비교하고 여러 방향으로 입사하는 파에 대한 파력과 최대 파처오름에 대해서 해석한다. 마지막으로 V장에서는 결론으로서 본 논문에서 얻어진 결론들을 종합적으로 서술하고 있다.

II. 경계요소해석

1. 회절 현상

실린더 직경이 D 인 대형 원형 실린더에 작용하는 힘에 관련하여, 실린더 직경이 파장 L 에 비해 매우 크다고 가정한다. Fig. 1에서 해저에 위치한 대형 수직원형 실린더를 고려한다. 입사파가 실린더에 작용 할 때, 반사파는 외부로 이동한다. 파 전면이 실린더 주변으로 회절 되는 지역 “Shadow” 가 실린더 후면으로 생성되는데 이것을 회절파라 부른다. Fig. 1에서 보듯이 입사파가 실린더에 의해 일반적으로 반사파와 회절파로 분산된다. 이 과정은 일반적으로 회절파가 우위를 차지한다. 회절파는 실린더 주변의 파압을 변화시키므로, 실린더의 파력까지 영향을 받게 된다. D/L 비가 0.2 보다 큰 경우에는 일반적으로 회절영향을 중요시한다(Isaacson, 1979).

통상, 회절흐름 영역에서는 원형실린더 주위의 흐름은 분산되지 않는다. 정현파이론을 고려하면, 수면에서 물 입자 운동 요소인 수평 크기는 다음과 같다.

$$a = \frac{H}{2} \times \frac{1}{\tanh(kh)} \quad (1)$$

여기서, H 는 파고이고, h 는 수심이며, k 는 파수로 다음과 같다.

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad (2)$$

Fig. 2에서 수직 원형 실린더의 Keulegan-Carpenter 수는 아래와 같다.

$$KC = \frac{2\pi a}{D} = \frac{\pi(H/L)}{(D/L)\tanh(kh)} \quad (3)$$

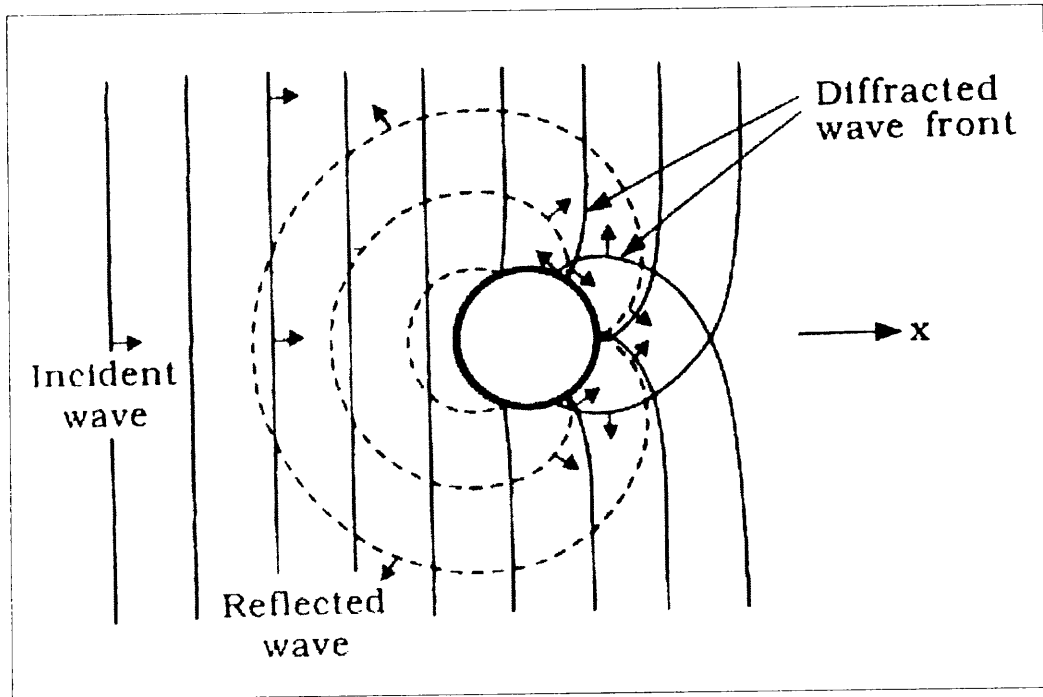


Fig. 1. Sketch of the incident, diffracted and reflected wave fronts for a vertically placed cylinder. Adapted from B. Mutlu(1997).

JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

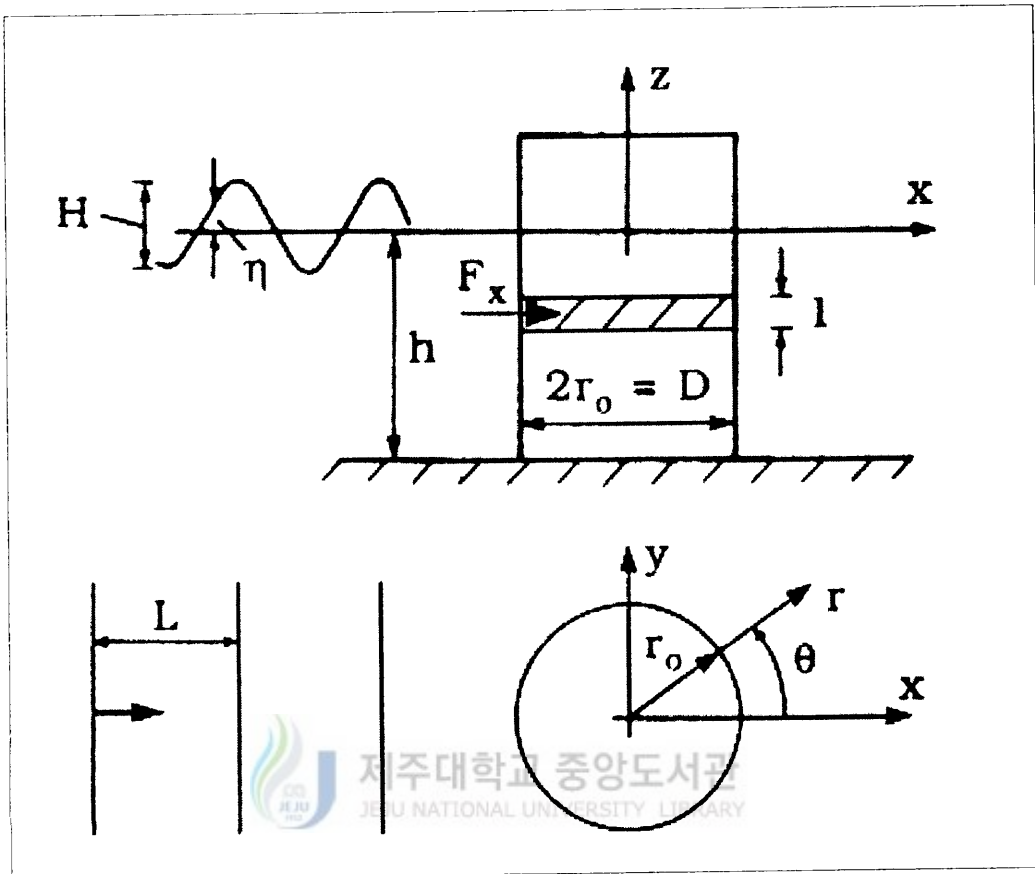


Fig. 2. Definition sketch for a vertical circular cylinder.
Adapted from B. Mutlu(1997).

매우 큰 KC 수는 파형경사가 최대인 $H/L = (H/L)_{\max}$ 로 아래와 같을 때 구할 수 있다.

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = 0.14 \tanh(kh) \quad (4)$$

그러므로, 매우 큰 KC 수는 식 (3), (4)에 의해 다시 쓸 수 있다.

$$KC = \frac{0.44}{D/L} \quad (5)$$

Fig. 3에서 KC 수가 점선보다 클 경우에는 파는 쇠퇴되고, D/L 이 0.2이하인 곳에서는 회절현상이 나타나지 않는다. 즉 KC 수가 2이하이고 D/L 이 0.2이상인 곳에서 회절 현상이 가장 중요하다. Fig. 4는 작은 KC 수에 따른 원형실린더 주위에 흐름을 나타낸 것이며, Fig. 5는 KC 수가 매우 큰 경우에 원형실린더 주위에 흐름을 나타낸 것이다(B. Mutlu 등, 1997)



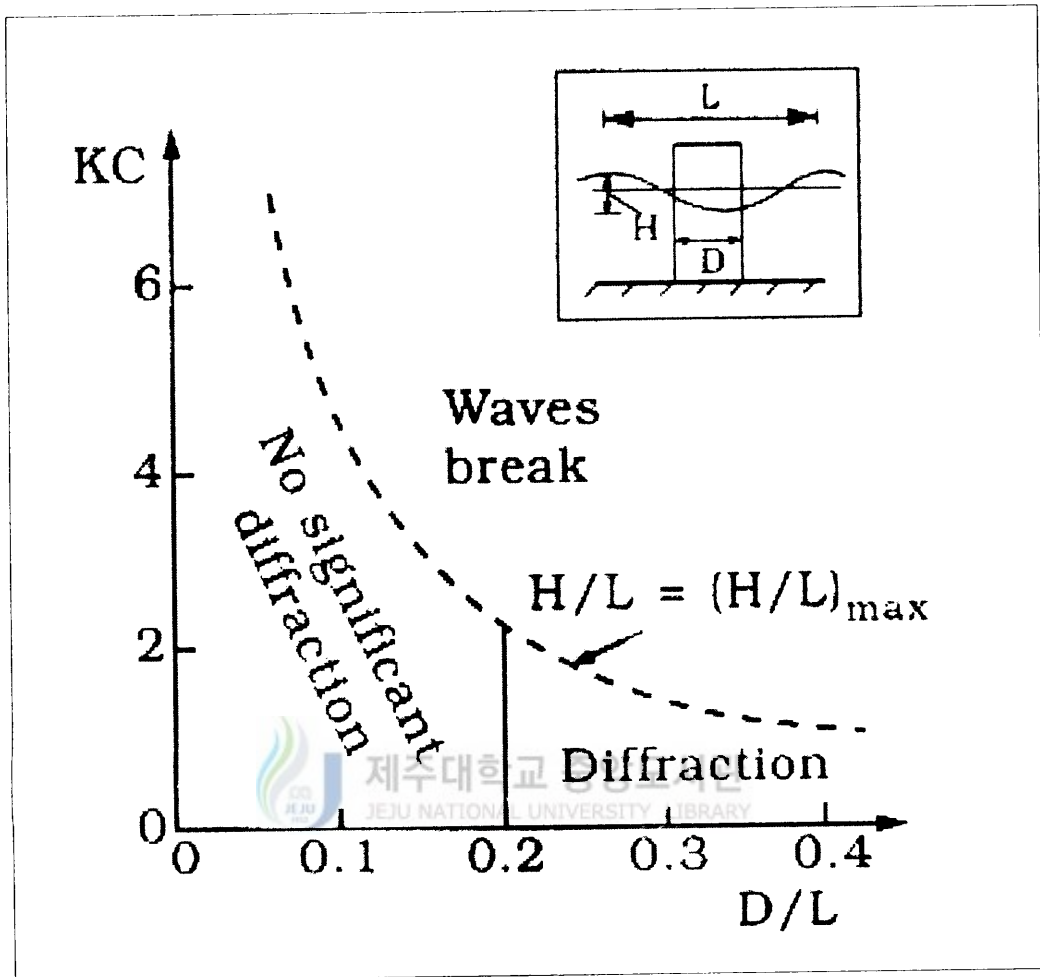


Fig. 3. Different flow regimes in the $(KC, D/L)$ plane. Adapted from Isaacson(1979).

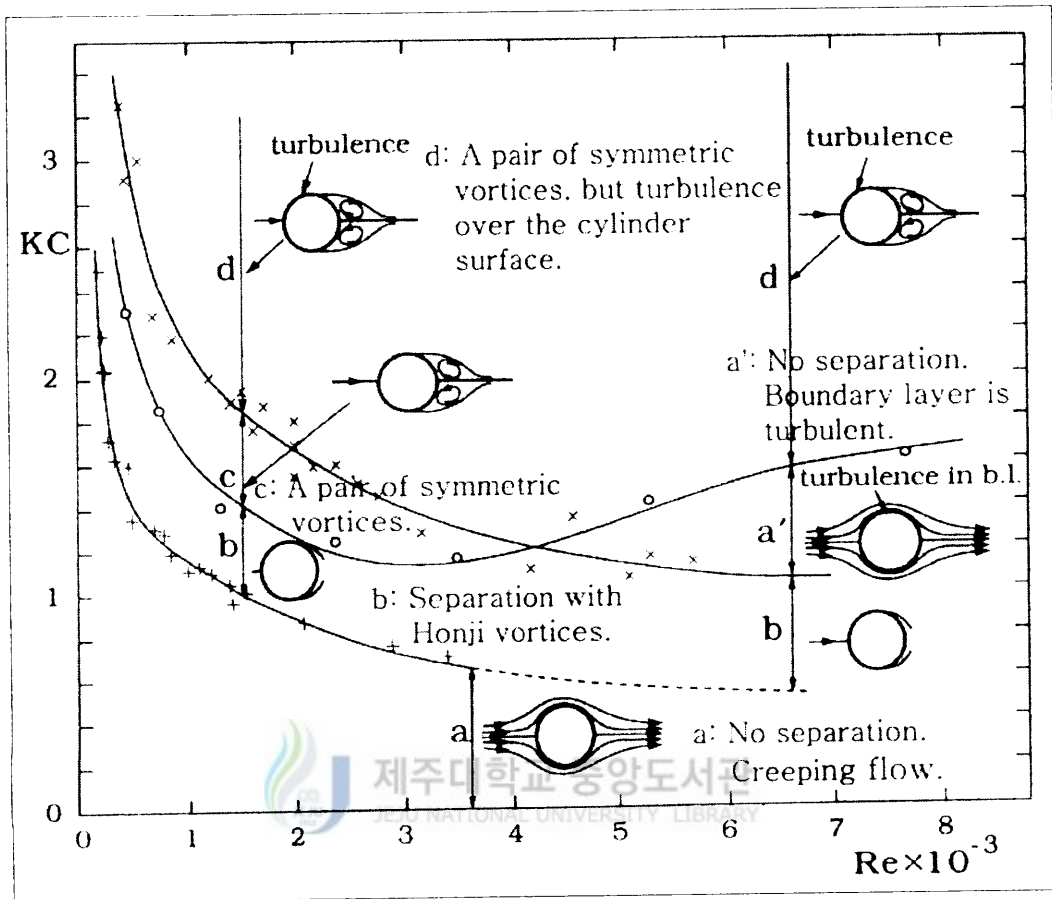


Fig. 4. Regimes of flow around a smooth, circular cylinder in oscillatory flow for small KC numbers ($KC < 3$). Data: Circles from Sarpkaya (1986a); crosses for from Honji(1981) and crosses for from sarpkaya(1986a).

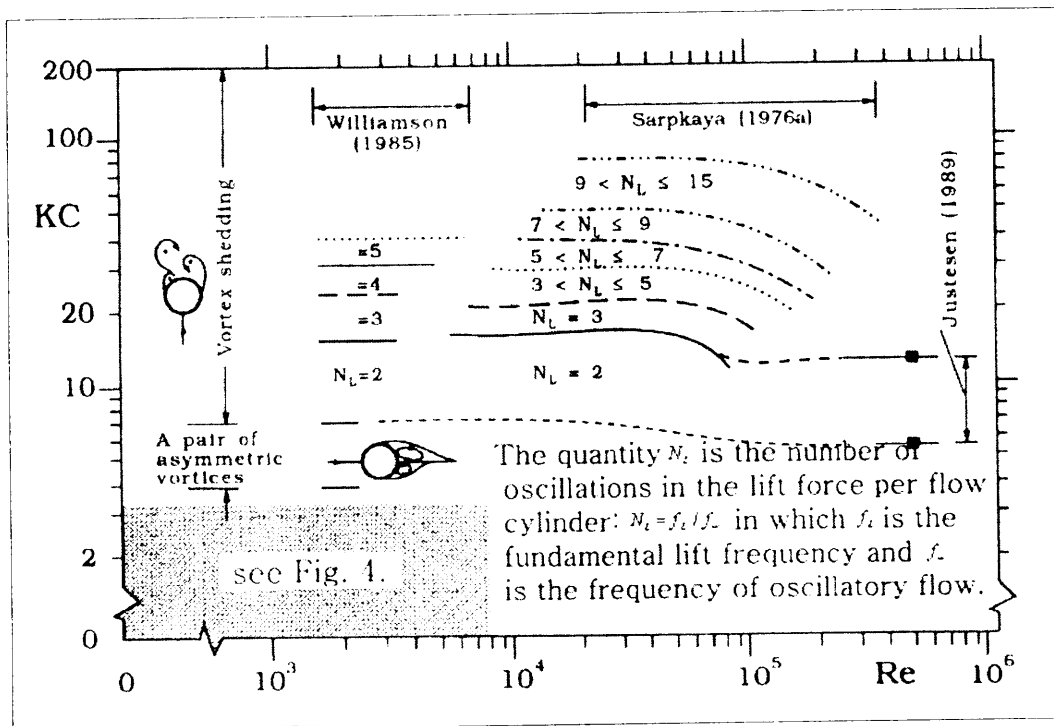


Fig. 5. Vortex-shedding regimes around a smooth circular cylinder in oscillatory flow. Data: Lines, Sarpkaya(1986a) and Williamson (1985) and: squares from Justesen(1989).

2. 유체에 의한 기초방정식과 경계조건

Fig. 6에 나타내듯이, 일정수심 h 의 해역에 임의 형상의 대형해양구조물이 있고, 이것에 파고 H , 각진동수 σ 의 미소진폭파가 입사하고 있는 것으로 한다. 그림 속에 나타낸 것과 같이, 좌표계 (x, y, z) 을 정의하고, 입사파는, x 축의 음의 방향에서 양의 방향으로, x 축과 θ 의 각을 이루어 진행하고 있는 것으로 한다. 또, 유체는 비압축성의 비점성유체로 하고, 유체운동은 비회전운동으로 가정한다. 즉, 자유 표면의 파고와 구조물 사이 유체의 교란은 미소하므로, 선형이론의 범위 이룬다. 유체운동을 속도 포텐셜에 의해 기술한다.

운동장전체의 속도 포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$ 은 다음과 같다.

$$\Phi(x, y, z, t) = R_1 \{ \phi(x, y, z) e^{-i\sigma t} \} \quad (6)$$

식(6)은 입사파의 포텐셜, 회절·산란파의 포텐셜의 합으로 나타낸다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{gH}{2\omega} \{ \phi_i(x, y, z) + \phi_s(x, y, z) \} e^{-i\sigma t} \quad (7)$$

여기서, ϕ_i 는 입사파의 포텐셜, ϕ_s 는 회절·산란파의 포텐셜이다. 또, g 는 중력가속도, i 는 허수 단위($=\sqrt{-1}$)이고, 아래에 첨자이외는 허수단위를 나타내기로 한다. 일정수심 h 속을, x 축의 음의 방향에서 x 축과 θ 의 각을 이루어 진행되는 입사파의 속도포텐셜은, 다음 식으로 나타낸다.

$$\phi_i(x, y, z) = \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (8)$$

여기서, k_0 는 파수 ($=2\pi/L$, L : 파장)이며, σ 는 주파수로서 아래의 분산식을 만족한다.

$$k_0 \tanh k_0 h = \sigma^2 / g \quad (9)$$

식(8)에서 나타내는 입사 포텐셜은, 기초방정식인 라플라스방정식과 자유표면 및 해저면에 있어서 경계조건식을 만족하고 있다 따라서, 회전·산란파의 포텐셜 ϕ_s 는, 각각 다음의 경계값 문제가 된다.

- 라플라스 방정식

$$\nabla^2 \phi_s = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (10)$$

- 자유표면 경계조건

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_s = 0 \quad (\text{on } \Gamma_F) \quad (11)$$

- 해저면 경계조건

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } \Gamma_B) \quad (12)$$

- 직립원주 표면 경계조건

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \quad (\text{on } \Gamma_H) \quad (13)$$

- 무한원 방사 조건

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left\{ \frac{\partial \phi_s}{\partial R} - ik_0 \phi_s \right\} = 0 \quad (\text{on } \Gamma_R) \quad (14)$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2}$$

이들은, 각각, 유체내부에서의 유체의 연속성, 자유표면 Γ_F 에 있어서 운동학적·역학적 조건, 해저면 Γ_B 및 직립원주 물수 표면 Γ_H 에 있어서 불 투과 조건을 나타낸다. 단, n 에 의한 미분은 직립원주 표면에 있어서 법선방향 미분이다. 또, ∇^2 은 3차원 라플라스연산자이다. 식(14)은, 무한원에 있어서 방사조건이고, 무한원에 있어서, 회전·산란파는, 방사모양으로 분포해가는 진행파 성분만으로 된다.



Fig. 6. Definition sketch for vertical circular cylinder.

입사파의 속도 포텐셜을 다시 표현하면,

$$\phi_i = \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \psi_i, \quad \psi_i = e^{ik_0(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (15)$$

같은 양으로, 산란·회절파의 속도 포텐셜 ϕ_s 는 z 방향으로 고유함수 전개된다.

$$\phi_s = \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \psi_s \quad (16)$$

식 (15), (16)를 식 (11) ~ (14)에 대입하면, ψ_s 에 관한 경계값 문제는 아래와 같다.

$$\nabla \psi_s + k_0^2 \psi_s = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (17)$$

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial n} = - \frac{\partial \psi_i}{\partial n} \quad (\text{on } S_H) \quad (18)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left\{ \frac{\partial \psi_s}{\partial R} - ik_0 \psi_s \right\} = 0 \quad (\text{on } S_\infty) \quad (19)$$

식 (17)~(19)의 경계값 문제를 Fig. 7에 나타내면, $x-y$ 평면의 2차원 문제가 된다. 따라서 식 (10)~(14)의 경계값 문제를, 구조물의 형상과 직립원주에 한정 할 수 있으며, 2차원의 경계값 문제로 변환된다. 결국, 파장의 속도 포텐셜을 결정하고, 이것을 이용하여 파압과 파력을 산정한다.

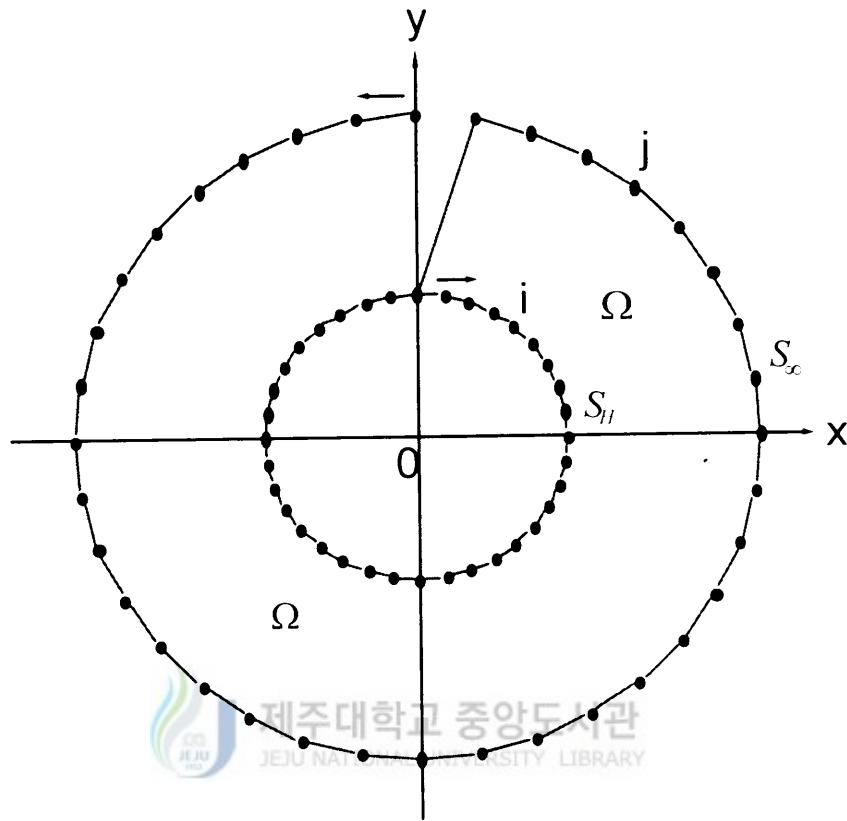


Fig. 7. Numerical model configuration.

3. Green 함수

Green함수란 $1/r$ 의 특이성을 가지면, $r=0$ 의 경우의 특이점을 제외하고, 구조물 표면이외의 경계조건과 기초방정식인 3차원 라플라스방정식을 만족하는 함수이다. 즉, Green함수는 방정식과 경계조건 및 방사조건을 만족하는 함수로서 정의된다.(김 등, 2004)

$$\nabla^2 G = -\delta(x-\xi)\delta(y-\eta)\delta(z-\zeta) \quad (\text{in } \Omega) \quad (20)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} G = 0 \quad (\text{on } \Gamma_F) \quad (21)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } \Gamma_B) \quad (22)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left\{ \frac{\partial G}{\partial r} - ik_0 G \right\} = 0 \quad (23)$$

여기서, G 는 Green 함수이고, δ 는 Dirac의 델타함수이며, (ξ, η, ζ) 는 유체내부의 점을 나타내는 파라메타 좌표이다.

이들을 만족하는 해는, John(1950)에 의해 다음 식과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} G(P, Q) = & i \frac{(k_0^2 - \nu^2) \cosh k_0(h + \zeta)}{2\{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu\}} \cosh k_0(h + z) H_0^{(1)}(k_0 r) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + \nu^2) \cos k_n(h + \zeta)}{\pi\{k_n(k_n + \nu^2) - \nu\}} \cosh k_n(h + z) K_0(k_n r) \end{aligned} \quad (24)$$

$$r = \sqrt{(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2}$$

여기서, $H_m^{(1)}$: 제 1종 m 차 Hankel함수, K_m : 제 2종 m 차 변형 Bessel 함수, K_n ($n = 0, 1, \dots$): 고유값($k_n \tan k_n h = -\sigma^2/g$)의 실근 ($k_1 < k_2 < \dots$)이다. 또, $\nu = \sigma^2/g$, P, Q : 각각 유체내부의 점에서, $P = (\xi, \eta, \zeta)$, $Q = (x, y, z)$ 이다.

4. 적분방정식의 유도

일반적으로, 영역 Ω 내에서 정의된 미분 가능한 임의의 함수 u, v 에 관해서, 다음의 Green의 정리가 성립한다.

$$\int \int \int_{\Omega} (u \nabla^2 v - v \nabla^2 u) dv = \int \int_S \left(u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) ds \quad (25)$$

여기서, s 는 Ω 를 둘러싸는 경계면을 나타내고, n 에 관한 미분은 영역외항법선방향미분을 나타낸다. 이 Green의 정리에서, $u = \phi_s$, $v = G$ 로 하고, Fig. 6에 나타내는 영역에 적용하고, $R \rightarrow \infty$ 로 하면 다음 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} \int \int \int_{\Omega} (\phi_s \nabla^2 G - G \nabla^2 \phi_s) dv &= \int \int_{\Gamma_H} \left(\phi_s \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi_s}{\partial n} \right) ds + \int \int_{\Gamma_I} \left(\phi_s \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi_s}{\partial z} \right) ds \\ &- \int \int_{\Gamma_B} \left(\phi_s \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi_s}{\partial z} \right) ds + \lim_{R \rightarrow \infty} \int \int_{\Gamma_R} \left(\phi_s \frac{\partial G}{\partial R} - G \frac{\partial \phi_s}{\partial R} \right) ds \end{aligned} \quad (26)$$

ϕ_s 에 관한 식(10)~(14) 및 G 에 관한 식(20)~(23)을 고려하면, 좌변에서는 피적분함수의 제 2항은 ϕ_s 가 라플라스방정식을 만족하기 때문에 0으로 되고, 제 1항은 델타함수의 성질에 의해 $-\phi_s(P)$ 로 된다. 우변에서는 ϕ_s 및 G 가, $\Gamma_F, \Gamma_B, \Gamma_R$ 위에서 같은 형의 경계조건을 만족하기 때문에, 서로 소거되어, 표면위에서의 적분은 모두 0으로 된다. 따라서 위식에서 ϕ_s 에 관한 다음의 적분방정식을 얻는다.

$$\gamma \phi_s(P) = - \int \int_{\Gamma_H} \left(\phi_s \frac{\partial G}{\partial n} + G \frac{\partial \phi_s}{\partial n} \right) ds \quad (27)$$

여기서, γ 는, P 가 Ω 의 내부점일 때 1, 구조물 물수표면위의 점일 때 1/2로 되는 계수이다.

이것은, P 가 내부 점의 경우, P 을 둘러싸는 미소구 주위의 적분의 극한이 델타함수의 성질에 의해 1로 되지만, P 을 구조물 표면위로 다가가면, 그 극한에서는 P 을 둘러싸는 미소구면은 반구로 되면, 적분 값도 구의 경우의 1/2로 되기 때문이다. 식(27)은, P 을 불수표면위의 점으로 하면, 산란 포텐셜 ϕ_s 의 구조물 불수표면위의 분포에 관한 제2종 프레드홀름형 적분방정식이다.

이와 같이 하여, 회절·산란에 관한 경계값 문제가, Green함수와 Green의 정리를 이용하여 적분방정식으로 변환되었다.

Fig. 7에서 관측점 i 을 경계 S 면 위에 나타내면, 식 (17) ~ (19)의 경계값 문제는 아래와 같은 적분 방정식으로 정의 된다.

$$\frac{1}{2}\psi_{s,i} + \int_{S_H + S_\infty} \psi_s \frac{\partial G}{\partial n} ds = \int_{S_H + S_\infty} \frac{\partial \psi_s}{\partial n} G ds \quad (28)$$

S_∞ 가 S_H 에 근접하도록 취하면, $r \gg 1, kr \cong r, r \cong R$ 이므로 허용 함수의 점근 표시는 아래와 같다.

$$\begin{aligned} H_0^{(1)}(kr) &\cong \sqrt{\frac{2}{\pi k R}} \exp\left\{i\left(kR - \frac{\pi}{4}\right)\right\} \\ \frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial n} &\cong ik \sqrt{\frac{2}{\pi k R}} \exp\left\{i\left(kR - \frac{\pi}{4}\right)\right\} \quad (\text{on } S_\infty) \end{aligned} \quad (29)$$

여기에, 식(28)의 S_∞ 에 관해서 적분한 항을 대입하면,

$$\begin{aligned} &\int_{S_i} \psi_s \frac{\partial G}{\partial R} dS - \int_{S_i} \frac{\partial \psi_s}{\partial R} G dS \\ &= -\frac{1}{4i} \sqrt{\frac{2}{\pi k}} e^{-i\pi/4} \int_{S_i} \frac{e^{ikR}}{\sqrt{R}} \left(\frac{\partial \psi_s}{\partial R} - ik\psi_s \right) dS \\ &= -\frac{1}{4i} \sqrt{\frac{2}{\pi k}} e^{-i\pi/4} \int_0^{2\pi} e^{ikR} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \psi_s}{\partial R} - ik\psi_s \right) d\theta \end{aligned} \quad (30)$$

즉, 식(19)의 조건에 ψ_s 에 관해 식(30)을 대입하면,

$$\int_{S_s} \psi_s \frac{\partial G}{\partial n} dS - \int_{S_s} \frac{\partial \psi_s}{\partial n} G dS = 0 \quad (31)$$

최종적인 적분 방정식에 식(18)을 고려하면,

$$\frac{1}{2} \psi_{s_s} + \int_{S_H} \psi_s \frac{\partial G}{\partial n} dS = - \int_{S_H} \frac{\partial \psi_s}{\partial n} G dS \quad (32)$$

따라서, 적립원주 표면의 폐곡선 S_H 의 적분 방정식이다.

5. 파압과 파력의 산정식

적립원주에 작용하는 변동 압력은 다음과 같이 정의 된다.

$$P(x, y, z, t) = R_t \{ p(x, y, z) e^{-i\omega t} \} \quad (33)$$

베르누이의 파력 방정식을 변동 압력 P 의 속도 포텐셜을 이용하여 표현하면 아래와 같다.

$$P = i\omega\rho\phi \quad (34)$$

여기서, ρ 는 유체의 밀도이며, 위 식을 ψ_s, ψ_i 을 이용하여 다시 표현할 수 있다.

$$P = \rho g \frac{H}{2} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} (\psi_i + \psi_s) \quad (35)$$

과압의 같은 양으로, 과력의 다음식이 정의 된다.

$$F_j = R_j \{f_j e^{mt}\} \quad (36)$$

여기서, j 는 힘의 방향을 나타낸다.

$$f_j = \iint_{\Gamma_H} P n_j d\Gamma \quad (37)$$

식(35)에 위 식을 대입하면, j 방향의 과력은 다음과 같다.

$$f_j = \rho g \frac{H}{2} \int_0^h \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} dz \int_{S_H} (\psi_i + \psi_s) n_j dS \quad (38)$$

또한, z 방향의 식분을 실행하면 식(38)은 아래와 같이 표현된다.

$$f_j = \rho g \frac{H}{2} \frac{\tanh kh}{k} \int_{S_H} (\psi_i + \psi_s) n_j dS \quad (39)$$

같은 방향의 진도 모멘트 M_j 는 다음과 같다.

$$M_j = \rho g \frac{H}{2} h^2 \left\{ \frac{kh \sinh(kh) + 1 - \cosh(kh)}{(kh)^2 \cosh(kh)} \right\} \times \int_{S_H} (\psi_i + \psi_s) n_j ds \quad (40)$$

여기서, n_j 는 경계 S_H 상의 법선 벡터의 j 방향 성분을 나타낸다.

III. 적분방정식의 이산화

1. 이산화

직립원주 물수표면 Γ_H 을 N 개의 작은 요소 $\Delta_i (i=0,1,2,\dots,N)$ 로 분할하고, 각 요소 내에 미지포텐셜을 일정하게 근사한다. 이때, 적분방정식은 다음과 같이 복소계수 연립 1차 방정식으로 된다.

$$\frac{1}{2}\psi_s(P_i) + \sum_{j=1}^N \psi_s(P_j) \iint_{\Delta_j} \frac{\partial G(P_i, Q)}{\partial n} ds = - \sum_{j=1}^N \frac{\partial \psi_i(P_j)}{\partial n} \iint_{\Delta_j} G(P_i, Q) ds \quad (41)$$

여기서, P_i, P_j : 각각 i 번째, j 번째 요소의 중심좌표이다.

이들을 행렬 표시하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{pmatrix} \widehat{G}_{11} & \widehat{G}_{12} & \cdots & \widehat{G}_{1N} \\ \widehat{G}_{21} & \widehat{G}_{22} & \cdots & \widehat{G}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \widehat{G}_{N1} & \widehat{G}_{N2} & \cdots & \widehat{G}_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_s(P_1) \\ \psi_s(P_2) \\ \vdots \\ \psi_s(P_N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & \cdots & G_{1N} \\ G_{21} & G_{22} & \cdots & G_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{N1} & G_{N2} & \cdots & G_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widehat{\psi}_i(P_1) \\ \widehat{\psi}_i(P_2) \\ \vdots \\ \widehat{\psi}_i(P_N) \end{pmatrix} \quad (42)$$

단, 행렬의 요소 \widehat{G}_{ij} 및 G_{ij} 는 다음 식으로 정의 된다.

$$\widehat{G}_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{2} + \iint_{\Delta_j} \frac{\partial G(P_i, Q)}{\partial n} ds & (i = j) \\ \iint_{\Delta_j} \frac{\partial G(P_i, Q)}{\partial n} ds & (i \neq j) \end{cases} \quad (43)$$

$$G_{ij} = \iint_{\Delta_j} G(P_i, Q) ds \quad (44)$$

또, 식(42)의 좌변의 $\psi_i(P_i)$ 는, 1번째 요소의 중심점 P_i 에 있어서 미지포텐셜값, 우변의 $\hat{\psi}_i(P_i)$ 는, 입사파의 속도 포텐셜의 법선방향 미분 값을 나타낸다.

2. 행렬요소 및 정수벡터

연립방정식 (42)의 좌변 계수행렬 요소 \widehat{G}_{ij} 을 구성하는 Green함수의 법선방향 미분값 $\partial G/\partial n$, 및 우변의 정수벡터항 $\hat{\psi}_i$, 즉, 입사파 포텐셜의 법선방향 미분값 $\partial\psi_i/\partial n$ 은, 단위법선벡터의 성분, n_x, n_y, n_z 을 이용하여, 다음과 같이 구해진다.

$$\frac{\partial G}{\partial n} = n_x \frac{\partial G}{\partial x} + n_y \frac{\partial G}{\partial y} + n_z \frac{\partial G}{\partial z} \quad (45)$$

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial n} = n_x \frac{\partial \psi_i}{\partial x} + n_y \frac{\partial \psi_i}{\partial y} + n_z \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \quad (46)$$

따라서, 식(24)을 x, y, z 로 미분하고, 식(45)에서 법선방향 미분 값을 구하고, 나아가 이것을 식(43)에 대입하여 적분을 실행하면, 계수행렬 요소가 결정된다.

Green함수, 혹은 Green함수의 법선방향의 미분 값의 요소의 적분식(43), (44)은 가장 단순한 합으로 근사하는 것이 효율적이다.

$$\iint_{\Delta_j} G(P_i, Q) ds \cong G(P_i, P_j) \Delta \quad (47)$$

$$\iint_{\Delta_j} \frac{\partial G(P_i, Q)}{\partial n} ds \cong \frac{\partial G(P_i, P_j)}{\partial n} \Delta \quad (48)$$

여기서, Δ_j : j 번째 요소의 면적이다.

3. Green함수 급수형

급수형의 Green함수는, 고유함수 전개이론에 기초를 두고 있다. 따라서, Green함수의 급수형을 구하기 위해서는, 고유함수 전개이론을 이해하는 것이 필요하다.

Green함수에 관한 경계값 문제(20)~(23)이고, 자유표면조건 (21)과 해저면 조건(22)을 만족하는 고유함수열은 다음과 같다.

$$\phi_n(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2k_0^2}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu}} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} & (\text{for } n=0) \\ \sqrt{\frac{2k_n^2}{h(k_n^2 - \nu^2) + \nu}} \frac{\cosh k_n(h+z)}{\cosh k_n h} & (\text{for } n=1,2,\dots) \end{cases} \quad (49)$$

이것은, 고유함수 전개법에서 정규완전직교 함수열이다. 일반적으로 $\phi_n (n=0,1,\dots)$ 정규완전 직교함수열로 할 때, 임의함수가 ϕ_n 으로 전개할 수 있다. 델타함수에 관해서도 형식적으로 전개하면, 그 결과는 다음과 같이 된다.



$$\delta(z-\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(z) \widehat{\phi}_n(\zeta) \quad (50)$$

여기서, $\widehat{\phi}_n$ 은 ϕ_n 의 복소공액함수이다. 따라서 고유함수열(49)도 완전직교계이기 때문에 이것으로 델타함수 $\delta(z-\zeta)$ 을 전개하면, 식(50)과 같은 형으로 전개할 수 있다. 이것에 대응하여 Green함수 G 을 다음과 같이 가정한다.

$$G(P,Q) = \sum_{n=0}^{\infty} G_n(x,y,\xi,\eta) \phi_n(z) \widehat{\phi}_n(\zeta) \quad (51)$$

이것을 Green함수의 기초방정식(20)의 좌변에 대입하고 우변의 $\delta(z-\zeta)$ 을 식(50)과

같이 고유함수를 이용하여 나타내면, 다음식이 된다.

$$\sum_{n=0}^{\infty} (\nabla^2 G_n \pm k_n^2 G_n) \phi_n(z) \hat{\phi}_n(\zeta) = - \sum_{n=0}^{\infty} \delta(x-\xi) \delta(y-\eta) \phi_n(z) \hat{\phi}_n(\zeta) \quad (51)$$

단, ∇^2 은 2차원 라플라스 연산자이고, 복호는 $n=0$ 일 때 양, $n=1, 2, \dots$ 일 때 음으로 된다.

이것이, 임의의 x, y 에 대해서 성립하기 위해서는, $G_n (n=0, 1, \dots)$ 은, 다음의 방정식을 만족할 필요가 있다.

$$\nabla^2 G_n \pm k_n^2 G_n = - \delta(x-\xi) \delta(y-\eta) \quad (52)$$

식(52)의 해는, 각각 $n=0$ 일 때 2차원 헬름홀츠방정식, $n=1, 2, \dots$ 일 때 2차원 변형 헬름홀츠 방정식의 주요해로 불리며, 시간항 $\exp(-i\sigma t)$ 에 대한 방사조건을 만족하는 해는 다음과 같다.

$$G_n(x, y; \xi, \eta) = \begin{cases} \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 R) & (n=0) \\ \frac{1}{2\pi} K_0(k_n R) & (n=0, 1, 2, \dots) \end{cases} \quad (53)$$

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$$

여기서, $H_0^{(1)}$ 은 0차의 제1종 Hankel함수, K_0 는 0차의 제2종 변형 Bessel함수이다.

식(53)을 식 (51)에 대입하고, 고유함수 $\phi_n (n=0, 1, 2, \dots)$ 이 식(49)으로 나타내는 것을 고려하면, 다음과 같이 3차원 파동의 Green함수가 얻어진다.

$$G(P, Q) = i \frac{k_0^2 \cosh k_0(h+\zeta) \cosh k_0(h+z)}{2\{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu\} \cosh h^2 k_0 h} H_0^{(1)}(k_0 R)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 \cos k_n(h+\zeta) \cos k_0(h+z)}{\pi \{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu\} \cosh^2 k_n h} K_0(k_n R) \quad (54)$$

이 계수부분은, $(\cosh^2 k_0 h)^{-1} = 1 - \tanh^2 k_0 h$ 및, $(\cosh^2 k_n h)^{-1} = 1 + \tanh^2 k_n h$ 로 변형하고, 분산관계식 $k_0 \tanh k_0 h = \nu$ 및 고유방정식 $k_n \tan k_n h = -\nu$ 을 이용하면, 다음식과 같이 나타낸다.

$$G(P, Q) = i \frac{(k_0^2 - \nu^2) \cosh k_0(h+\zeta)}{2 \{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu\}} \cosh k_0(h+z) H_0^{(1)}(k_0 R) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + \nu^2) \cos k_n(h+\zeta)}{\pi \{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu\}} \cos k_n(h+z) K_0(k_n R) \quad (55)$$

4. 직립원주 요소분할

과동장의 해석에 있어서, 요소분할과 형태의 크기는 유한요소법과 똑같이 필요에 따라서 임의로 선택할 수 있다. 단, Green함수 법에서는 이산화 때에 요소 내에서 미지포텐셜값을 일정하게 가정하고 있기 때문에 실제의 현상이 이 가정에서 크게 벗어나지 않는 형상, 크기를 선택하고 적절한 요소분할을 행해야 한다.

무리하게 분할수를 크게 하는 것은 계산의 경제성에서 불리하게 될 뿐만 아니라, 식(43), (44)등의 계수행렬이 특이성에 가깝게 되기 때문에 정도가 오히려 저하되는 경우가 있기 때문이다.

清川(1983)는 원통에 작용하는 과압분포, 과강제력을 MacCamy · Fuchs(1954)의 엄밀해와 비교하는 것에 의해 이 문제를 검토했다. Fig. 8은 직경 D 와 수심 h 의 비가 2.0의 원주의 $Z = -h/2$ 에 있어서 무차원 변동압력진폭을 $k_0 D/2 = 1.0, 2.0, 4.0$ 의 경우에 대해 비교한 것으로 그림 속의 실선, 파선, 일점쇄선이 엄밀해를, 동그라미, 삼각 등의 기호가 Green함수 법에 의한 계산 값을 나타낸다. 단, N 은 요소분할수이고, $N=54$ 의 경우, 주방향으로 18, 수심방향으로 3, $N=160$ 의 경우, 주방향으로 32,

수심방향으로 5의 등 분할을 행하고 있다. 또, Θ 는 입사파가 입사하는 원주정면을 0으로 한 편각이다. 그림에서 양자는 잘 일치하고 있지만, N 을 일정($N=54$)로 했을 때, 입사파장이 구조물직경에 대해서 짧게 됨에 따라 나쁘게 되어있고 특히 $k_0D/2=4.0$ 의 경우는 $N=16$ 정도로 하지 않으면 정확한 파압분포가 얻어지지 않는다. 이와 같이 일정의 정도를 얻기 위해서는 필요한 분할 수는 입사파장, 구조물직경 등에 의해 다르다.

파의 장을 표현하는 데는 파의 장의 변화를 재현할 수 있는 정도의 분할이 필요하기 때문에 계산정도는 분할요소의 크기와 입사파장의 관계로부터 정해진다. Fig. 9은 분할요소의 대표길이 a^* 와 입사파장 L 의 비에 대한 원주에 작용하는 파장제력의 계산값과 엄밀해의 비의 관계를 나타내고 있다. 단 대표길이 a^* 는 다음 식으로 정의된다.

$$a^* = \sqrt{S/N} \quad (56)$$

여기서, S 는 물수표면의 표면적이다.

Fig. 9은 계산 값은 어떤 경우든, a^*/L 이 작게 됨에 따라 단조롭게 엄밀해에 수렴하는 것을 알 수 있다. 엄밀해로의 수렴성은, 분할요소의 크기뿐만 아니라 분할방법, 혹은 요소형상에 의해서도 다르지만 이 그림에서 볼 수 있듯이, a^*/L 의 값을 기준으로 하여 필요한 정도에 대한 요소 분할수를 정하는 것이 가능하다. 통상의 파력계산 예에서는 어느 것도 원주의 반곡한 장방향 곡면요소를 이용하여 등분할하고 있고, 요소의 종횡비는 0.981 ~ 1.047이다.(김 등, 2004)

본 연구에서는 원형 직립원주를 36개의 점으로 나누어 경계요소 해석하였으며, Fig. 10에서 각도를 갖고 입사하는 파를 고려하기 위하여 입사하는 곳은 반원형 경계로 잡았다.

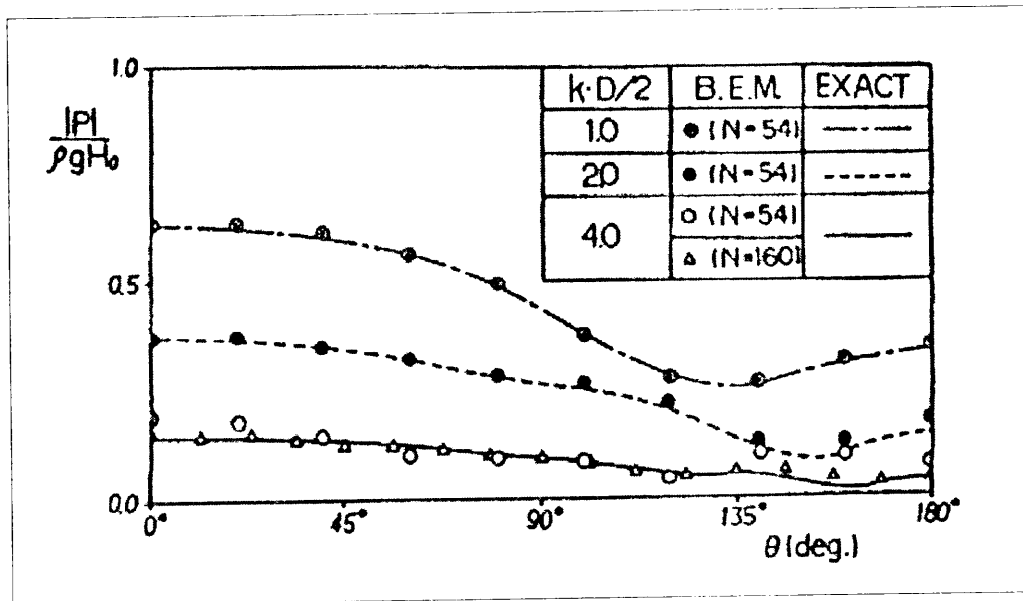


Fig. 8. Compare of wave pressure distribution. Adapted from Kim(2004).

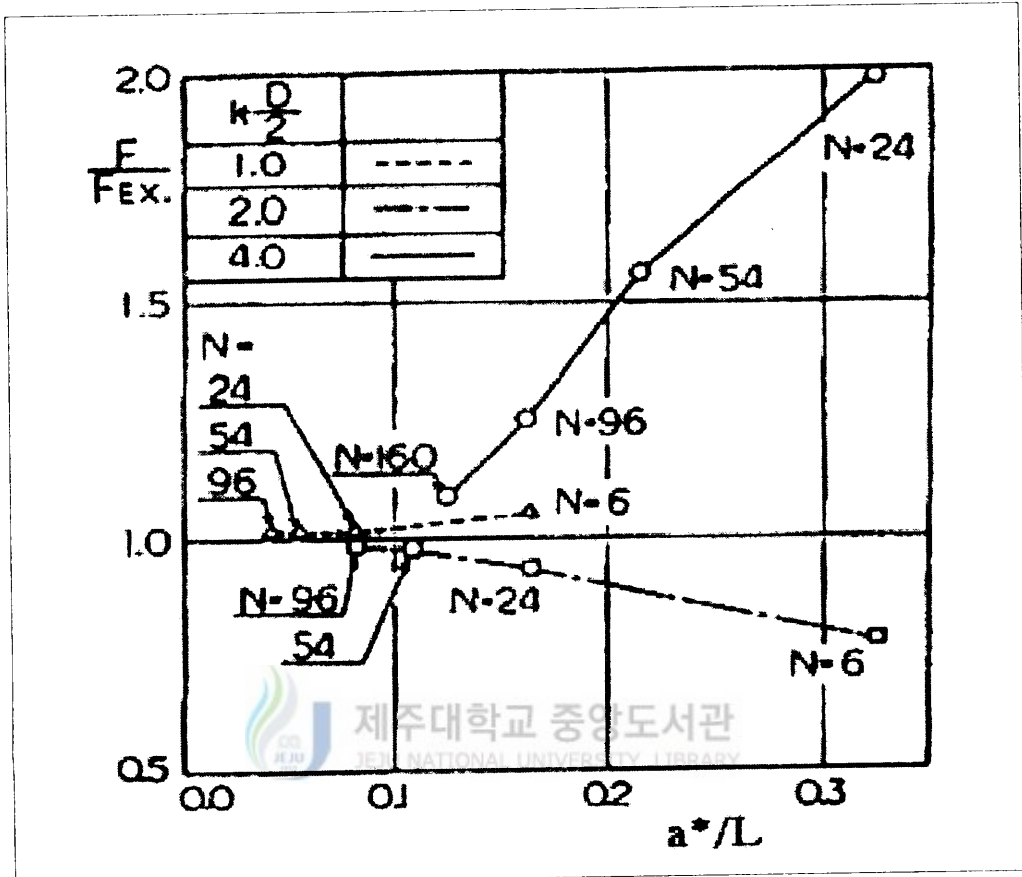


Fig. 9. Relation for relative element length and convergence of solution.
Adapted from Kim(2004).

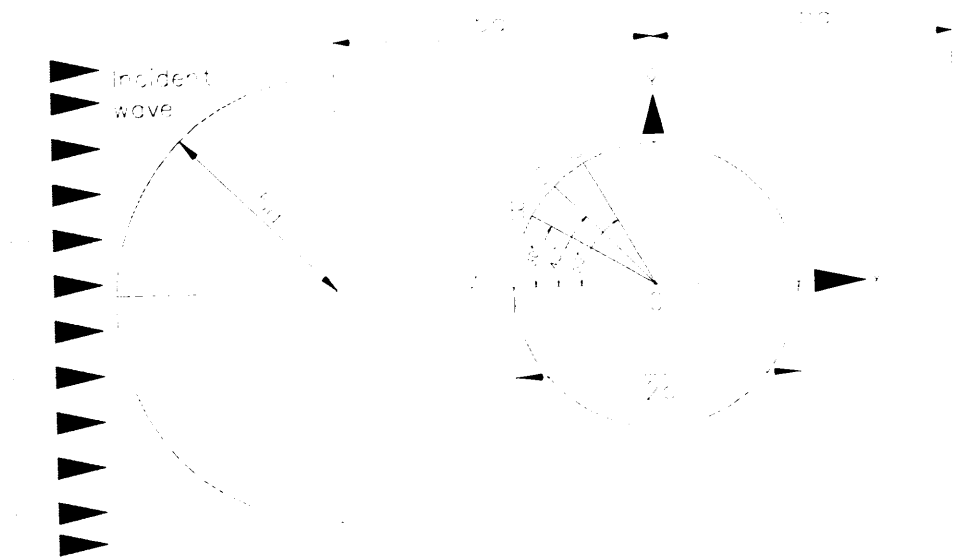


Fig. 10. Definition for wave force and run-up calculation.

IV. 경계요소해석의 결과와 고찰

1. 직립원주에 작용하는 파력 검토

Fig. 11에서는 한 개의 직립원주에 작용하는 파력을 살펴보았다. 계산 결과를 검증하기 위해, 계산결과는 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석해와 비교하였다. 계산에서 무차원화된 수심 h/a 은 5.0이다. x 축은 ka 로 무차원화된 파장으로 잡았고, y 축은 $F_r/\rho g(H/2)a^2$ 으로 무차원화된 x 방향의 파력을 나타낸다. Fig. 11에서 알 수 있듯이 계산결과는 MacCamy and Fuchs (1954)의 해석해와 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 즉, 경계요소법을 이용한 직립원주에 작용하는 파력 해석 프로그램이 검증된 것이다.

또, Fig. 12은 직립원주의 외부벽면에 작용하는 파치옴을 무차원화하여 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석해와 비교하였다. x 축을 각도로 잡고, y 축은 무차원화된 파치옴을 나타낸다. 계산결과는 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석해와 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

Fig. 13는 입사파가 방향성을 가지고 입사할 때이다. 여기서는 60° , 45° , 30° , 0° 로 입사할 때에 직립원주에 작용하는 파력을 검토해 보았다. Fig. 13에서 볼 수 있듯이 각도가 작아질수록 직립원주에 작용하는 파력이 작아지는 것을 볼 수 있고 또, 입사각이 45° 일 때는 입사각이 0° 일 때의 절반 값을 보이고 있다. Fig. 13에서 알 수 있는 것은 입사각에 따라 직립원주에 작용하는 파력은 어떤 일정한 비례관계가 있다. 특히, 최대 파력을 나타내는 파장이 0.5부근으로서 서로 비슷한 파장에서 최대파력을 나타내는 것을 알 수 있다.

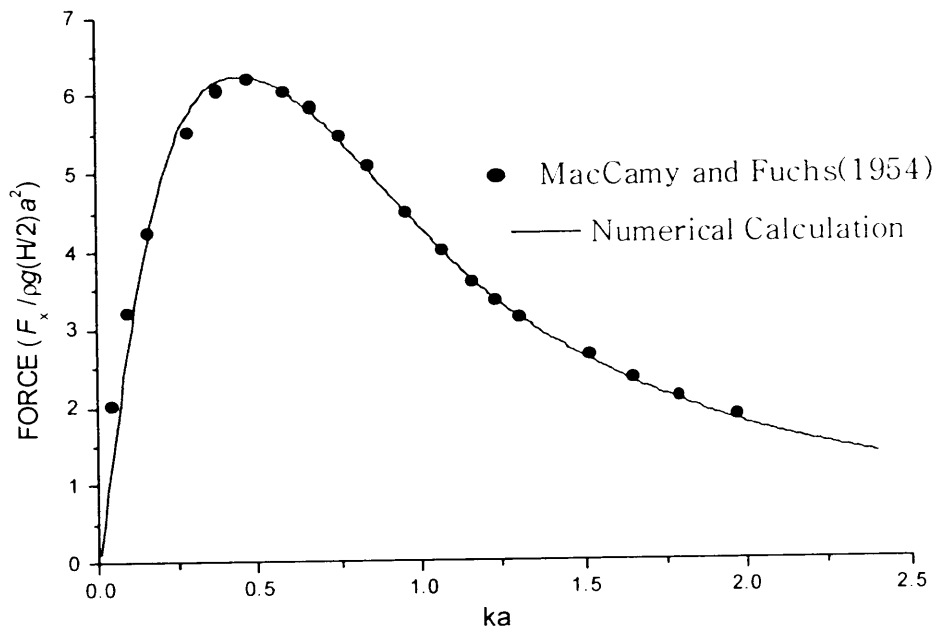


Fig. 11. Wave forces acting on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$.



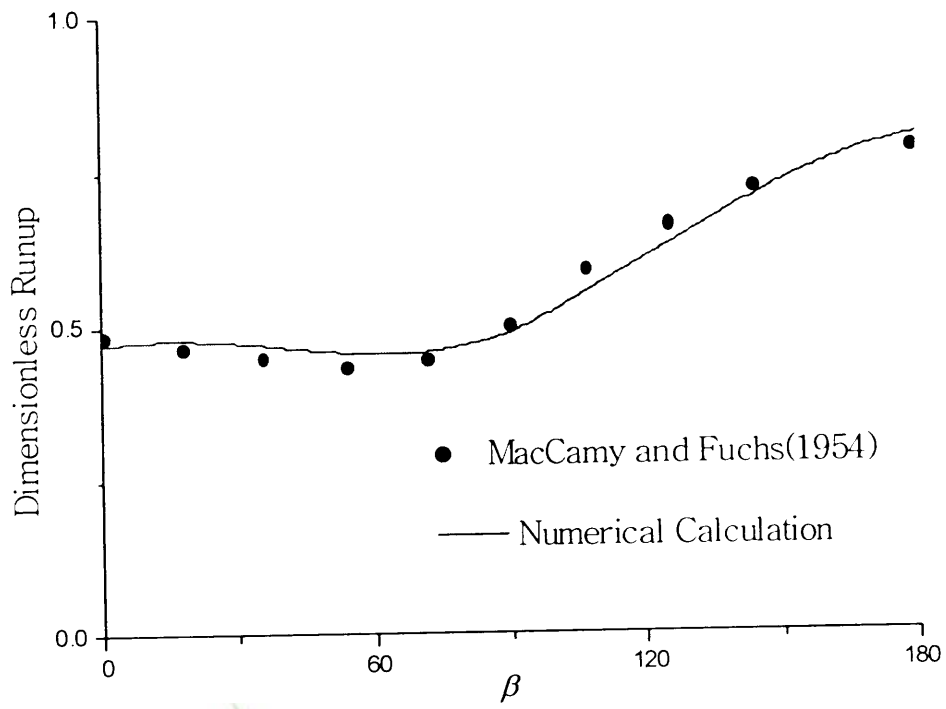


Fig. 12. Run-up profiles on the outer wall of a vertical circular cylinder for $ka = 6.0$.

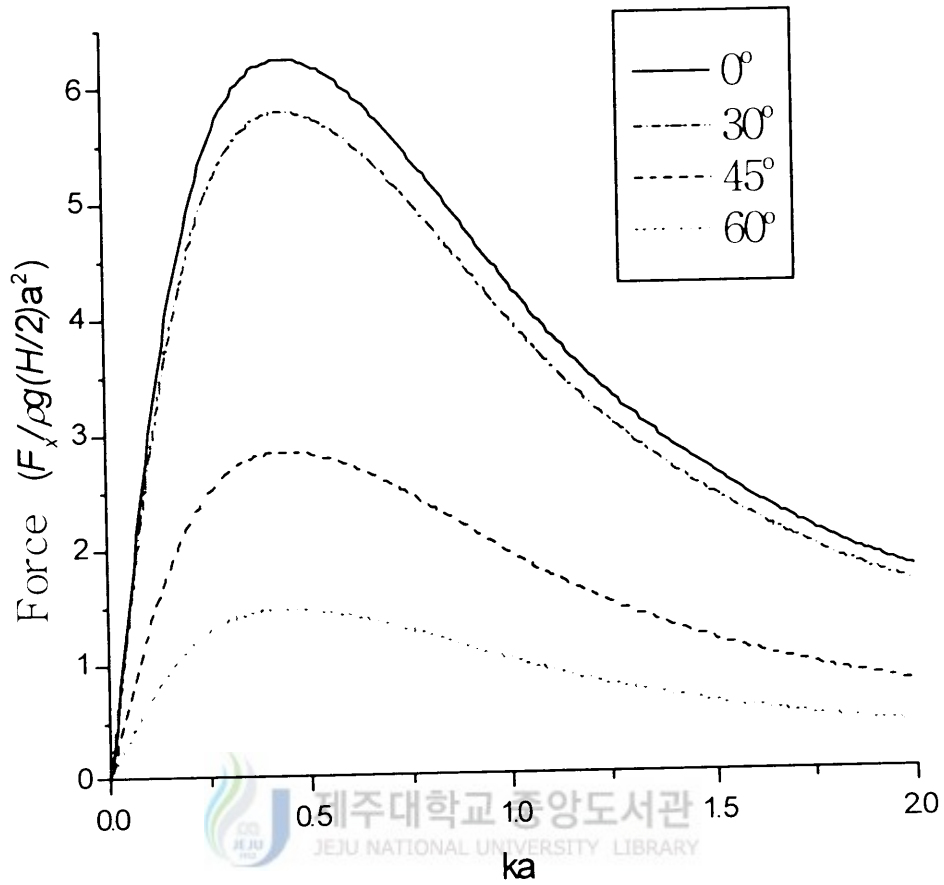


Fig. 13. Wave forces at 60° , 45° , 30° and 0° on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$.

2. 직립원주에 작용하는 파처오름 검토

Fig. 14은 직립원주에 입사파의 파향과 직각인 한 점에서의 최대 파처오름을 계산한 것으로 Williams and Mansour(2002)의 해석해와 비교하였다. x 축은 무차원화된 파장 ka 으로 잡고, y 축은 무차원화된 최대 파처오름 R/H 을 나타낸다. Fig. 14에서 계산결과는 Williams and Mansour(2002)의 해석해와 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 파장이 0.8이하까지는 일정하게 증가하다가 0.8에서 변곡을 나타내고 있으며 다시 파장이 1.2이후부터 최대 파처오름이 다시 일정하게 증가하는 것을 볼 수 있다.

Fig. 15는 Fig. 10에서 A, B, C, D 점을 기준으로 하여 직립원주 각점에서의 최대 파처오름을 나타낸 것이다. x 축은 무차원화된 파장 ka 으로 잡고, y 축은 무차원화된 최대 파처오름 R/H 을 나타낸다. Fig. 15에서 A, B, C 점에서는 파장이 0.8~1.0부근에서 최대 파처오름이 변하는 것을 보이고 있지만, D 점에서는 변하지 않고 있다. 또 파장이 1.25부근에서 A, B, C, D 이 모든 거의 같은 최대 파처오름을 나타내고 있다. 이것은 어느 한 파장에서 직립원주에 작용하는 파처오름이 직립원주표면의 위치에 관계 없이 일정하다는 사실을 나타내고 있다.



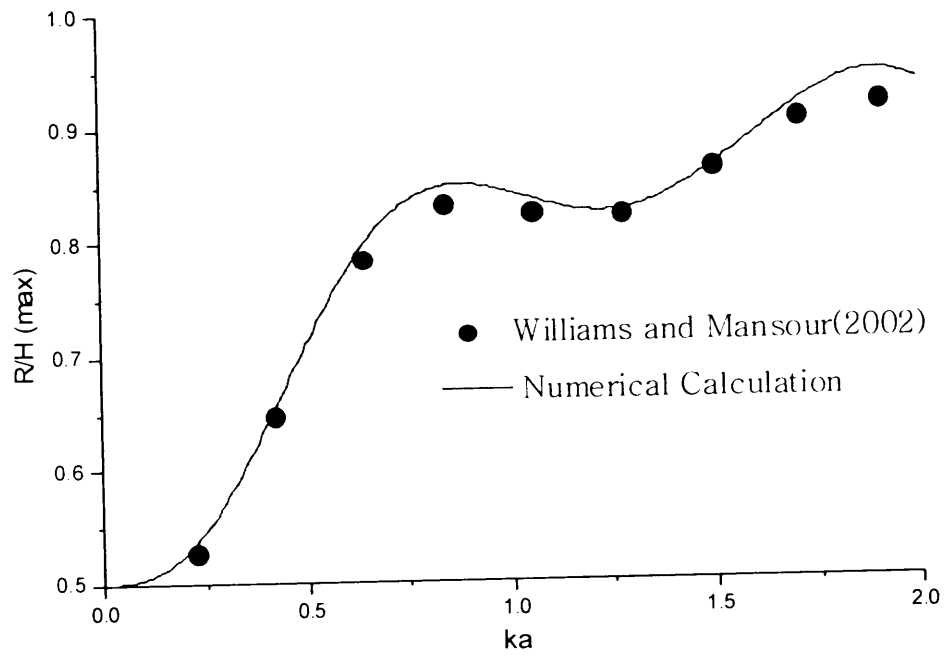


Fig. 14. Run-up at Λ on the outer wall of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$.

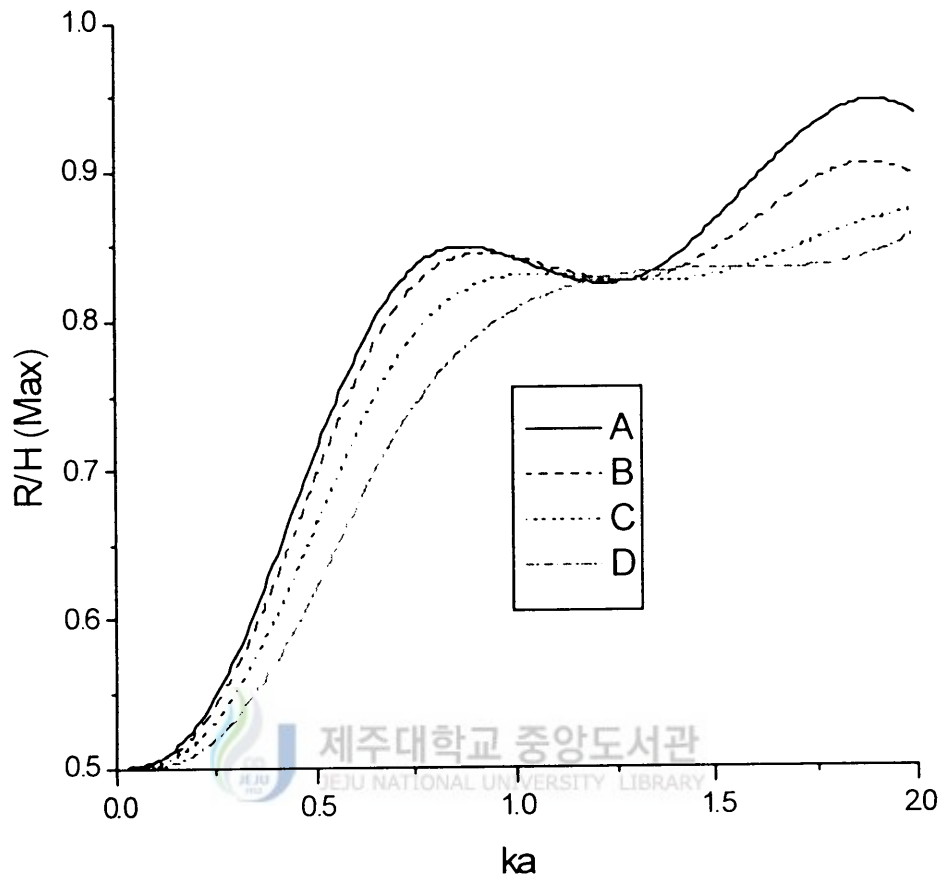


Fig. 15. Run-up at A, B, C and D on the outer wall of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$.

3. 직립원주에 작용하는 유선 및 수위 검토

Fig. 16는 특정주파수 $ka = 0.5$ 에서의 직립원주 주위에 작용하는 속도벡터를 나타낸 것이다. 또, Fig. 17은 특정주파수 $ka = 0.5$ 에서의 불 투과 직립원주 주위에 작용하는 유선을 나타낸 것이다. 앞에서 살펴본 것과 같이 대형 원형 실린더에 작용하는 파는 주로 회절현상이 두드러지는 것을 알 수 있고, 또 Fig. 3, Fig. 4에서 보인 것처럼 직립원주 뒤에 와류가 생기지 않는다.

Fig. 18은 특정주파수 $ka = 1.5$ 에서 직립원주 주위의 파쳐오름을 입사파의 파고 H 로 나눈 수위 분포를 평면도로 나타낸 것이다. Fig. 14에서 보인 파장이 1.5인 값과 같은 값을 나타내고 있다. Fig. 19는 Fig. 18에서 보인 값을 3차원으로 그래픽화하여 보인 것이다.



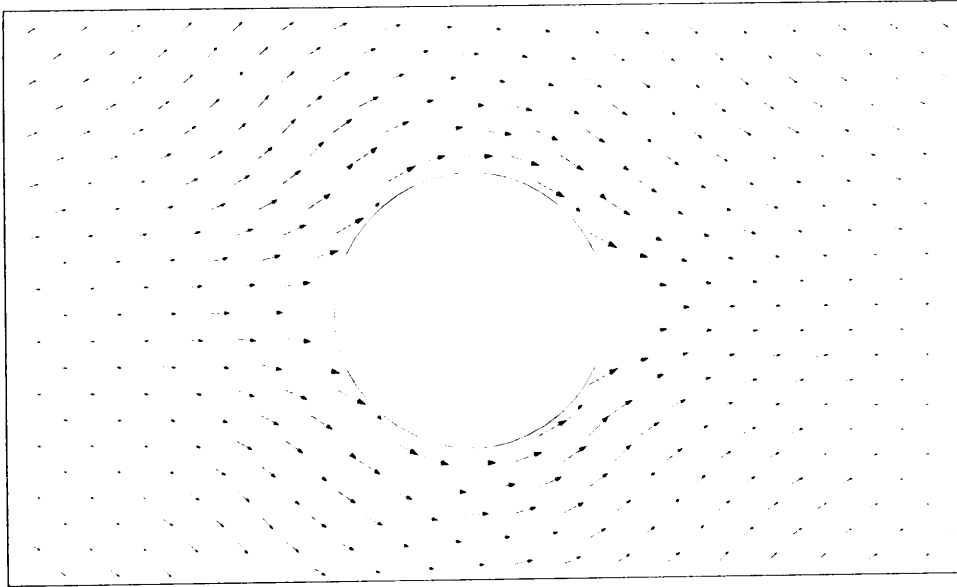


Fig. 16. Velocity vector acting on a vertical circular cylinder for $ka = 0.5$.

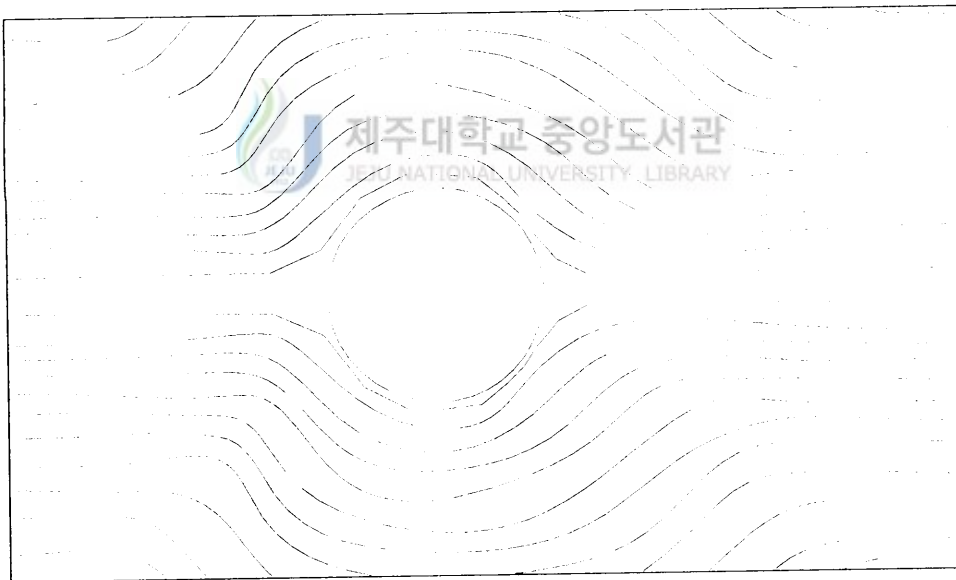


Fig. 17. Flow line profiles on a vertical circular cylinder for $ka = 0.5$.

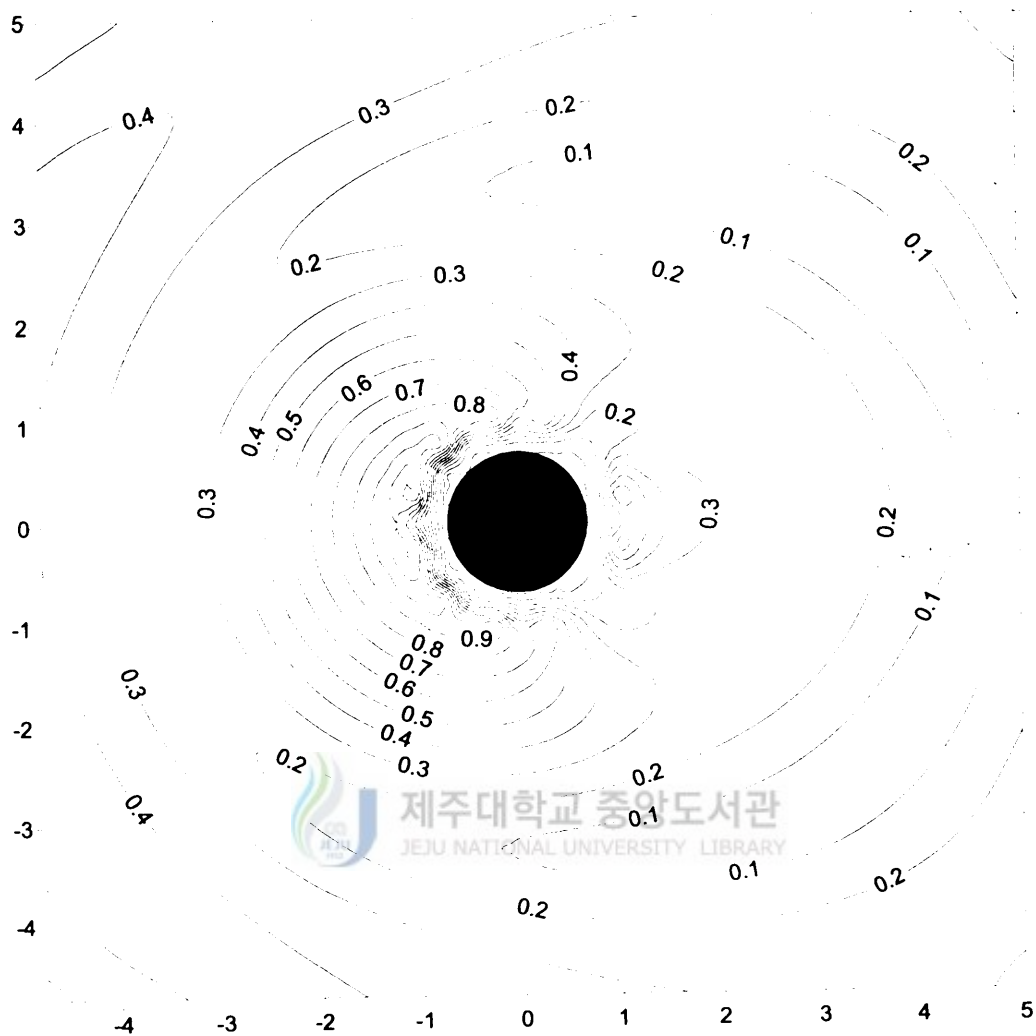


Fig. 18. Free-surface elevation contour on a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$ and $ka = 1.5$.

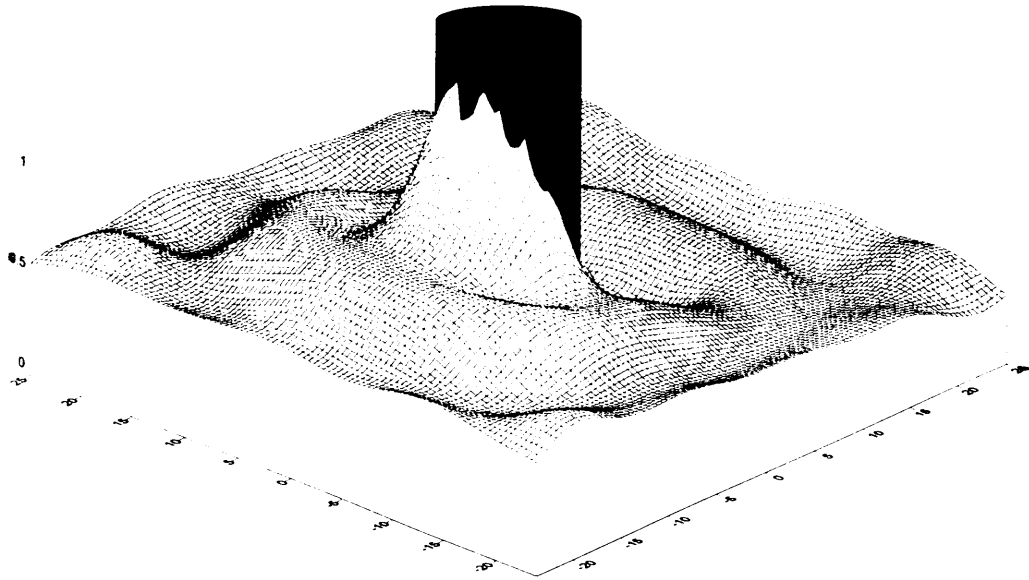


Fig. 19. Three-dimensional free-surface elevation in the vicinity of a vertical circular cylinder for $h/a = 5.0$ and $ka = 1.5$.

V. 결 론

유체와 구조물사이의 상호작용에 관한 수치해석은 비단 토목공학 분야만이 아니라 많은 이공학 분야에서 널리 행해지고 있다. 컴퓨터의 발달과 전산유체역학의 발달로 실제로는 관찰하기 힘들거나 직접적인 실험을 하기 어려운 자연 현상도 해석 및 예측이 가능하게 되었다. 본 연구에서는 직립원주와 유체 사이에 상호작용을 선형과이론을 적용하여 직접경계요소법에 Green함수를 이용한 수치해석 프로그램을 개발하고 직립원주와 유체사이에 작용하는 파력, 파형, 파처오름 등을 나타내었다. 각각의 수치해석 결과를 요약 정리하면, 다음과 같다.

- (1) 본 논문이 타당성을 검토하기 위해 직립원주에 작용하는 파력, 원형 직립원주 주변의 파처오름 분포를 해안공학 분야에 존재하는 해석해인 MacCamy and Fuchs(1954)의 결과와 비교해 보았다. 그 결과 수치계산 결과가 MacCamy and Fuchs(1954)의 결과와 매우 좋은 일치를 보였다.
- (2) 입사파가 직립원주에 여러 방향으로 작용할 때 직립원주에 작용하는 파력을 나타내 보았으며, 입사파의 방향과 직립원주에 작용하는 파력사이에 일정한 비가 존재한다는 것을 알 수 있었다.
- (3) 입사파와 직각에 있는 직립원주의 한 점에 작용하는 최대 파처오름을 Williams and Mansour(2002)와 비교해 보았으며, 직립원주 외부 일정 점을 선택하여 각각의 점에 파장에 따른 최대 파처오름 분포를 나타냈으며 일정 파장 1.2에서 직립원주 주변의 파처오름이 거의 같은 값을 나타내는 결과를 얻었다.
- (4) 특정 주파수 $ka=0.5$ 일 때 직립원주 주위에 작용하는 속도벡터와 유선을 살펴 보았다. 이때 직립원주 뒤에 와류가 생성되지 않는다. 또, 특정 주파수 $ka=1.5$ 일 때 직립원주에 작용하는 파처오름 분포의 평면도를 나타냈으며, 이 평면도를 바탕으로 파처오름 분포를 3차원 그래픽화하여 직립원주 주변의 파처오름 분포를 한눈에 볼 수 있었다.
- (5) 본 연구에서 수행한 경계요소법을 이용한 수치해석결과와 해석해(MacCamy and

Fuchs, 1954; Williams and Mansour, 2002)의 비교결과를 통하여 본 연구에서 개발된 수치해석 프로그램의 타당성을 검증할 수 있었으며, 본 연구에서 개발된 파력수치해석프로그램은 앞으로 해양에 설치되는 각종 원형 구조물에 대한 수치해석에 유용하게 사용될 것으로 사료된다.



Copyright © 2006 by Minsu Park

VI. 참고문헌

- 김남형 · 서일교 공역. 1995. 경계요소법기초. 원창출판사.
- 김남형 · 김정태 공역. 1995. 해양구조물의 설계와 시공. 구미서관
- 김남형 · 김영수역. 1998, 해양구조물과 기초, 원기술.
- 김남형역. 1999, 소파구조물. 과학기술.
- 김남형역. 2002, 수치유체역학. 원기술.
- 김남형 · 박구용 · 조일형 공역. 2004. 해안파동. 구미서관.
- B. Mutlu Sumer and Jorgen Fredsoe. 1997, Hydrodynamics Around Cylindrical Structures, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp. 273-276.
- Brebbia, C. A. 1978, The Boundary Element Method for Engineers, Pentech Press.
- Chen, H. S., Mei, C.C. 1973, Wave forces on a stationary platform of elliptical shape. Journal of Ship Research, Vol. 17, No. 2, pp. 61-71.
- Garrison, C. J. 1978, Hydrodynamic loading of large offshore structures: three dimensional source distribution methods. In Numerical Methods on offshore Engineering, Zienkiewicz, O., Lewis, R. and Stagg, K. (eds), pp. 97-140. John Wiley, Chichester.
- Havelock, T. H. 1940, The pressure of water waves on a fixed obstacle. Proceedings of Royal Society, London, Series A 175, pp. 409-421.
- Honji, H. 1981, Streaked flow around an oscillating cylinder, J. of Fluid Mech., Vol. 107, pp. 509-520.
- Isaacson, M. 1978, Vertical cylinder of arbitrary section in waves. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, ASCE 104(WW4), pp. 309-324.
- Isaacson, M. 1979, Wave-induced forces in the diffraction regime. In: Mechanics of Wave-Induced Forces on Cylinders, (Ed. T.L. Shaw). Pitman Advanced Publishing Program, pp. 68-89.
- John, F. 1950, On the motion of floating bodies II. Comm. Pure & Appl. Math.,

- Vol. 3, No. 1, pp. 45-101.
- Justesen, P. 1989, Hydrodynamic forces on large cylinders in oscillatory flow. J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 115, No. 4, pp. 497-514.
- Kagemoto, H. and Yue, D. K. P. 1986, Interaction among multiple three dimensional bodies in water waves, J. of Fluid Mech., Vol. 166, pp. 189-209.
- Lighthill, J. 1978, Waves and hydrodynamic loads. Proceedings of the Second International Conference on Behaviour of Offshore Structures, Imperial College, London, Vol. 1, pp. 1-40.
- MacCamy, R. C. Fuchs, R. A. 1954, Wave forces on piles: a diffraction theory. Tech. Memo No. 69, US Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board.
- Sarpkaya, T. 1976a, In-line and transverse forces on smooth and sand-roughened cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers. Naval Postgraduate School, Monterey, CA, Tech. Rep. NPS-69SI76062.
- Sarpkaya, T. 1986a, Force on a circular cylinder in viscous oscillatory flow at low Keulegan-Carpenter numbers. J. of Fluid Mech., Vol. 165, pp. 61-71.
- Sarpkaya, T. Isaacson, M. 1981. Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures. Van Nostrand Reinhold, New York.
- Williams, A. N. 1985, Wave forces on an elliptic cylinders. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, ASCE, Vol. 111, No. 2, pp. 433-449.
- Williams, A. N. and Mansour, A. M. 2002, The diffraction of linear waves by a uniform vertical cylinder with cosine-type radial perturbation. J. of Ocean Engineering, Vol. 29, pp. 239-259.
- Williams, C. H. K. 1985, Sinusoidal flow relative to circular cylinders. J. of Fluid Mech., Vol. 155, pp. 141-174.
- 井島武士・田淵幹修・湯村やす. 1972a, 有限水深の波による円柱状浮体の運動, 土木學會論文報告集, 第206号, pp. 71-84.
- 井島武士・湯村やす・周宋仁・吉田明德. 1974, 水底および水面付近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力, 土木學會論文報告集, 第228号, pp. 29-43.

- 井島武士・吉田明德・湯村やす. 1975, 有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形, 土木學會論文報告集, 第244号, pp. 91-105.
- 合田良實・吉村知司. 1972, 島堤および大型楕円柱体による波の散亂と波力について, 土木學會論文報告集, 第205号, pp. 71-80.
- 清川哲志・大山 巧・小林 浩. 1983, グリーン関數法による任意形状浮体の動搖解析, 土木學會論文報告集, 第332号, pp. 55-65.



감사의 글

부족한 점이 많았던 저에게 학문적 기본소양과, 연구자세에 대해 가르침을 주시고, 논문을 끝까지 마칠 수 있도록 끊임없는 격려와 조언을 주신 지도교수 김남형 교수님에게 진심으로 깊은 감사를 드립니다. 그리고, 바쁘신 와중에도 논문을 심사를 맡아 세심하게 검토하고 지적하여 주신 이병걸 교수님, 김상진 교수님께도 진심으로 감사를 드립니다. 학부에서부터 대학원을 마치는 동안 많은 가르침을 주신 양성기 교수님, 남정만 교수님, 박상렬 교수님께도 감사드립니다. 또한, 부족한 저에게 격려와 조언을 주신 해양산업공학전공의 조일형 교수님께도 감사드립니다.

논문이 완성되기까지 항상 같이하면서 격려와 힘을 주었던 경보, 강일에게도 고마운 마음을 전합니다. 그리고 대학원 생활을 같이 하면서 격려를 해주었던 철영, 태혁, 승범에게도 앞으로 좋은 미래가 펼쳐지길 기원 합니다.

논문을 쓰면서 많은 배려를 해주고 이해해 주었던 대학선배들, 동기들, 후배들, 친구들 -영택형, 지훈형, 현우형, 순보형, 영웅형, 건형, 형철, 태호, 준규, 상영, 행식, 지원, 향혜, 성환, 준호, 도형, 승현 -을 포함한 모두에게 감사드립니다.

끝으로 공부를 끝까지 할 수 있도록 항상 나를 믿고, 묵묵히 지켜보시면서 많은 용기를 주셨던 아버지, 그리고 많은 뒷바라지를 해주신 어머니, 형, 누나, 동생 모두에게 감사드리며, 부족한 나에게 격려를 해주었던 사랑하는 보연과 보연이 부모님께 이 논문으로써나마 고마운 마음을 전합니다.

2006 년 6월

박민우.

발표논문 리스트

(1) 학회지 발표논문

- ① “경계요소법에 의한 직립원주의 파력해석 프로그램 개발”, 제주대학교 해양과환경연구소, 연구논문집, Vol. 29, No. 2, pp. 79~85, 2005.
- ② “The Wave Force Analysis of the Vertical Circular Cylinder by Boundary Element Method”, 대한토목학회, KSCE Journal of Civil Engineering(심사중).

(2) 학술 발표회 발표논문

- ① “The Numerical Analysis of Vertical Cylinder by Boundary Element Method”, 한국해양과학기술협의회, 2006년 한국해양과학기술협의회 공동 학술대회 논문집, pp. 2314-2317, 2006.
- ② “경계요소법에 의한 수직원주에 작용하는 파력해석”, 한국수자원학회, 2006년 한국수자원학회 학술발표회 논문집, pp. 1910-1913, 2006.