
 論 文

大韓造船學會誌
 第20卷 第3號 1983年 9月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 20, No. 3, Sept. 1983

特異點分布方式에 의한 非定常水中翼問題의 解析
 (第2報 3次元 問題로의 擴張)*

金 炯 太** · 李 昶 燮**

Solution of Unsteady Hydrofoil Problems by Discrete Vortex
 Method with Application to Fish Propulsion
 (2nd Report; Extension to 3-Dimensional Problems)*

by

Hyoung-Tae Kim** · Chang-Sup Lee**

Abstract

In this paper a discrete-vortex-method(DVM) is presented for investigating the hydromechanics of the planar hydrofoils performing the undulatory motion which can be related to fish propulsion with carangiform mode. This is an extension of the authors previous work(1981) on the 2-dimensional hydrofoil. The applicability and accuracy of the present method are shown by means of comparing the calculated lifts and moments, and their distributions over the planforms with those in available references, for aspect ratio 1.0 and 2.0 rectangular hydrofoils and a swept-back hydrofoil of aspect ratio 2.0 from reduced frequency 0.1 to 0.5. The agreement is considered good. To assure the applicability of the DVM to the study of the propulsive performance of the oscillating planar hydrofoils, the convergence tests are performed. The mean thrust(in pure heave, this is wholly due to leading-edge suction), the mean power to maintain the motion and the hydromechanical efficiency are calculated for the rectangular hydrofoil of aspect ratio 8.0 and these are compared with the calculations by Chopra & Kambe(1977) and Lan(1979) for the same cases.

Nomenclature

$\delta A, JA$; area element of foil
 aT_i ; inset distance from foil tip normalized by
 lattice width
 C_L ; lift coefficient($=|\bar{L}|/\frac{1}{2}\rho U^2 S c$)

C_M ; moment coefficient($=|\bar{M}|/\frac{1}{2}\rho U^2 c S c$)
 C_T ; mean thrust coefficient($=\bar{T}/\frac{1}{2}\rho U^2 S c^2$)
 C_P ; mean power coefficient($=\bar{P}/\frac{1}{2}\rho U^2 S c^2$)
 C_E ; mean energy loss coefficient($=\bar{E}/\frac{1}{2}\rho U^2 S c^2$)
 $c_l, c_m, c(z)$; section chord lengths of foil
 d_i ; right hand side of Eq. (3.2.7) and
 (3.2.10)

接受日字: 1983年 3月 25日, 再接受日字: 1983年 8月 12日

* 1982. 4. 大韓造船學會 춘계 학술발표회 발표논문

** 正會員, 韓國機械研究所 大德船塢分所

E	; energy loss due to convection of vortices in wake
\vec{F}_{mn}	; vector force acting on (m, n) th discrete vortex element
f	; camber of foil
g, h	; functions defined in Eq. (3.4.10)
\tilde{h}_0	; complex amplitude of heaving motion
i, j	; spanwise and chordwise indices of control points
K_{ijmn}	; induced velocity at (i, j) th control point due to (m, n) th discrete vortex of unit strength
L, \bar{L}	; lift
$L.E.$; leading edge of foil
M, \bar{M}	; moment
m, n	; spanwise and chordwise indices of discrete vortex
N_s	; number of dividing elements over half span
N_c	; number of dividing elements over a chord
N_w	; number of spanwise free vortices within a chordwise panel
\vec{n}, \vec{n}_{mn}	; unit normal vector
P	; power required to maintain oscillatory motion of foil
p	; pressure
\vec{r}	; position vector
s	; span(or spanwise coordinate)
T	; thrust
t	; time
$T.E.$; trailing edge of foil
U	; free stream speed or advance speed of foil
V	; resultant or total velocity
$\vec{v}_n, \vec{v}_n(\vec{x}, t)$; velocity normal to foil camber
\vec{v}, v_0	; fluid velocity on foil camber
x, y, z	; cartesian coordinate system fixed on mean position of oscillating foil
$\tilde{\alpha}_0$; complex amplitude of pitching motion of foil
$\vec{\Gamma}$; vorticity vector or strength of vortex sheet
Γ	; circulation around foil section
Γ_{mn}	; strength of (m, n) th discrete vortex
δ, Δ	; increment of quantities, as in $\delta_x, \delta_z, \Delta_t$ etc.
δA	; area element
$\delta \vec{F}$; force vector acting on line or area element

$\delta \vec{M}$; moment vector due to $\delta \vec{F}$
Δp	; pressure jump across camber surface
ε	; non-dimensional motion amplitude ($= \frac{ h_0 }{\bar{c}}$ or $ \tilde{\alpha}_0 $)
θ	; feathering parameter($= \frac{U \tilde{\alpha}_0 }{\omega h_0 }$)
ρ	; mass density of fluid
σ	; reduced frequency($= \frac{\omega \bar{c}}{2U}$)
ϕ	; perturbation velocity potential
ω	; angular frequency of foil motion
$\frac{D}{Dt}$; substantial derivative($= \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla$)

Superscripts

I	; inflow velocity
O	; other boundaries exclusive of foil
s, c, w, t	; spanwise, chordwise, shed wake and trailing vortices, respectively
Γ	; vortex
*	; complex conjugate of complex function or influence of image part, as in Eq. (3.2.2)
\pm	; suction and pressure sides of camber surface, respectively
—	; mean or averaged quantities
\sim	; complex functions or variables

Subscripts

i, j	; spanwise and chordwise indices of the control points
l, t	; leading and trailing edges
m, n	; spanwise and chordwise indices of discrete vortices
Tip	; foil tip

I. 서 언

비압축성, 비점성의 균일류 중에서 미소동요하는 얇은 날개에 대한 유체동력학적 특성을 구하는 것은 비행날개나 수중익의 플러터(flutter)예측뿐 아니라, 날개를 펠릭여서 추진하는 대부분의 새와 꼬리지느러미를 흔들어서 추진하는 물고기, 그리고 잠차리와 같은 일부 곤충들의 추진방법과도 연관되어 있는 유체역학의 흥미로운 문제중의 하나이다. 1929년 Glauert가 단순조

화운동을 하는 2차원 날개문제의 해를 구한것을 시작으로 미국에서는 Theodorsen, 유럽에서는 Cicala, Ellenberger, Küssner 등이 이 문제에 대한 완전한 해를 구해서 발표하였고 [1] Kármán과 Burgers [2]는 양력, 모멘트와 함께 자유유동 방향의 힘, 즉 항력을 계산하면서 그 항력의 시간평균값이 얻어지는 것을 보임으로써 새나 물고기등의 기본적인 추진원리를 설명한 바 있다.

이상의 연구들은 모두 2차원 문제를 다룬 것으로서 이것을 유한한 가로-세로비의 날개에 대한 3차원 문제로 확장하려는 시도가 여러사람들에 의해서 이루어졌다. Jones, Küssner, Reissner 등은 비정상 양력선 이론을 개발하여 유한한 가로-세로비를 갖는 날개의 비정상운동에 다루었고[3], Jones는 Falkner에 의해서 시작된 수치해석적 정상양력면이론(numerical steady lifting-surface theory)을 비정상유동에 확장, 적용하였다. 한편, Lawrence & Gerber[4]는 커널함수법(kernel function method)을 사용함으로써 비압축성 유동장에서 동요하는 작은 가로-세로비의 날개에 작용하는 유체력을 구했으며 Albano & Rodden은 더블렛격자법(doublet-lattice method)을 사용해서 균일류 중에서 동요하는 날개의 양력분포를 계산하였다. 최근들어 Lighthill[5]과 Wu[6]는 수중동물의 추진에 관한 유체역학적 연구를 수행하면서 단순조화운동을 하는 2차원 평판익에 대한 엄밀해를 구했으며 Chopra & Kambe[7]는 커널함수법을 기초로 한 Davis의 프로그램을 사용해서 가로-세로비가 8.0인 여러가지 형상의 평판익에 대한 유체동력학적 계수들을 계산하였다. 또한 Lan[8]은 자신이 정상양력면 문제에 적용할 수 있도록 개발한 정상 quasi vortex lattice method QVLM[9]를 비정상 양력면에 적용할 수 있도록 확장시킨 다음, 이것을 사용해서 가로-세로비가 8.0인 직사각형 평판익에 대한 유체동력학적 계수들을 계산하였으며 Chopra & Kambe [7]의 계산결과와 비교, 검토한 바 있다.

본보에서는 2차원문제의 해석에 사용해서 좋은 결과를 얻은 집중보오텍스분포법[10]을 3차원 문제에 확장 적용한 다음, 개발된 방법의 정도 및 신뢰성을 확인하기 위해 다음과 같은 수치계산을 수행하였다. 가로-세로비가 1.0, 2.0인 직사각형 날개 및 가로-세로비가 2.0이고 45°의 후퇴각을 갖는 날개의 양력특성치들을 계산하고 이것을 Laidlaw & Halfman[11]에 의한 수치계산결과 및 실험값들과 비교하였다. 한편, 물고기추진이나 주변유동으로부터의 에너지추출등을 다룰 때 매우 중요한 비정상 앞날흡인력(unsteady leading-

edge suction)은 확장된 Lagally기법[12]으로 계산하였으며 가로-세로비가 8.0인 직사각형 날개의 추력과 운동을 지속시키는 데 필요한 입력, 그리고 프로펠러의 Froude효율과 유사하게 정의된 유체역학적 추진효율등을 계산하여 Chopra & Kambe[7] 및 Lan[8]의 계산법들과 비교, 검토하였다.

II. 문제의 정식화

1. 기본가정 및 좌표계

수중익과 그 후류보오텍스면을 제외한 전 유체영역에서의 유동은 비점성, 비압축성 및 비회전성을 갖는 것으로 가정하며, 수중익에 입사하는 자유유동은 균일하고 영각은 작다고 가정한다. 또 수중익의 비정상운동과 거스트(gust)등에 의한 자유유동의 교란 역시 작다고 가정한다. 수중익의 두께는 매우 얇지만 앞날에서 유체의 분리현상이나 공동현상은 발생하지 않는 것으로 한다. 이와같은 가정아래서 수중익은 그 평균위치에 투영된 양력면으로 취급할 수 있으며 수중익의 후류로 떨어져 나가는 보오티시딩은 양력면과 동일한 평면상에 위치한 후류보오텍스면으로써 대치할 수 있는 것으로 한다.

동요하는 수중익의 평균위치에 고정된 직교좌표계를 정하고 x 축의 양의 방향을 균일류의 방향으로 x 축을 수중익과 동일한 평면상에 있으면서 x 축에 수직인 방향으로 정하고, y 축의 양의 방향을 $x-z$ 평면에 수직하게 위로 잡은 후, 좌표계의 원점이 스패닝에서의 코오드중심에 놓이도록 하면 Fig. 1에 보인 것과 같은 오른손좌표계에서 수중익의 형상 및 위치를 나타낼 수 있게 된다. 수중익의 형상은 앞날곡선을 나타내는 $X_{LE}(z)$ 와 코오드의 길이 $c(z)$, 그리고 스패닝 s 로써 표현할 수 있으며 수중익의 형상이 x 축에 대하여 대칭인

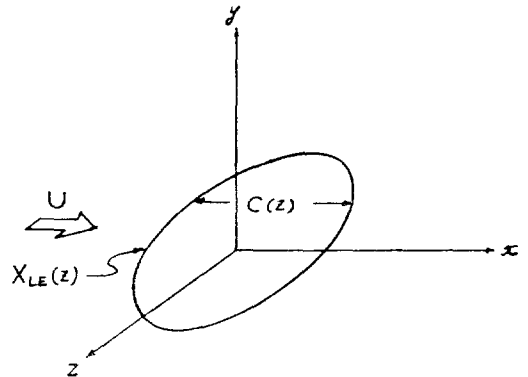


Fig. 1. Coordinate system and geometry of hydrofoil

경우에는 $X_{T.E.}$ 와 c 는 변수 x 의 우함수가 된다.

2. 경계치문제

유한한 가로-세로비를 갖는 임의형상의 양력면으로 표현되는 수중익이 무한한 이상유체중에서 그 평균위치를 중심으로 상하동요 및 종동요하는 경우를 생각하면, 수중익 및 그 후류를 둘러싼 전 유체영역에서 질량보존의 법칙이 만족되어야 한다. 따라서 유체영역의 임의점에서의 유속을 \vec{V} 라고 하면 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \text{ throughout the fluid} \quad (2.2.1)$$

여기에 다음의 경계조건들을 부과하면 문제는 유일하게 정의된다.

(i) 무한원방에서의 조건 : 수중익의 후류를 제외한 모든 무한원방에서 수중익에 의한 교란은 사라지며, 수중익의 후류에는 후류보오텍스면이 무한원방까지 뻗어 있다.

(ii) 수중익 표면에서의 경계조건 : 유체는 수중익의 표면에서 물체경계조건을 만족한다. 물체표면에서의 경계조건은 그 물체에 고정된 좌표계를 사용하면 쉽게 표현될 수 있으며, 수중익 표면의 임의점에서 그 면에 수직하게 물체의 바깥쪽을 향하는 단위법선벡터를 \vec{n} 이라 하면 다음 식으로 표시된다.

$$\vec{n} \cdot \vec{V} = 0 \text{ on the foil surface} \quad (2.2.2)$$

(iii) 수중익 뒷날에서의 조건 : 유체입자는 수중익의 뒷날에서 정선방향으로 순탄하게 떨어져 나아간다. 흔히 이러한 조건을 Kutta조건이라고 하며 양력면 이론에서는 매우 중요한 가정으로서 수중익의 순환량을 결정한다.

(iv) Kelvin의 순환보존법칙 : 전 유체영역에서 순환보존법칙이 성립한다.

(v) 후류보오텍스면에서의 조건 : 수중익의 후방으로 유출되어 나아가는 보오텍스면위, 아래에서의 속도차이는 오직 그 면에서의 정선방향 속도 성분에 국한되며 압력은 그 면을 가로질러서 연속이어야 한다.

3. 보오텍스 분포법

본보에서는 이미 언급된 기본적 가정아래서 선형화 된 수중익 문제를 다음에 있어서, 수중익과 그것에 작용하는 하중을 임의형상의 양력면과 후류보오텍스면에 의해서 표현하는 방법을 사용하였으며 이러한 보오텍스 분포에 의한 수중익의 표현은 Fig. 2에 보인 바와 같다. 이와같이, 특이점을 분포하는 방법을 사용하면 특이점 분포면을 제외한 전 유체영역에서 질량보존의 법칙이 성립할 뿐 아니라 무한원방에서의 조건도 특이점 고유의 성질에 의해 만족된다. 여기서 Kelvin의 순환

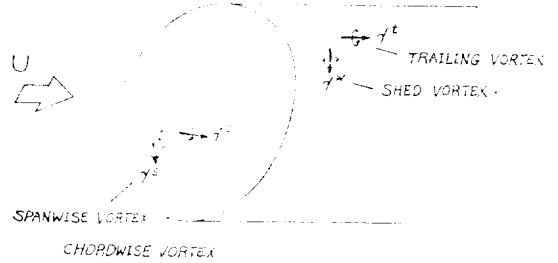


Fig. 2. Representation of hydrofoil by vortex distribution

보존법칙과 수중익의 후류보오텍스면에서의 역학적 조건을 부과함으로써 분포된 보오텍스들의 모든 성분들을 스패방향의 보오텍스분포와 그 스패방향 보오텍스의 시간변화에 의해서 나타낼수 있게되며, 이제 나머지 경계조건들을 다져 적용하면 시간과 공간상의 위치에 관한 미지의 함수인 스패방향 보오텍스분포에 대한 적분 방정식이 얻어진다. 이 적분방정식의 해를 수치해석적으로 구하는 한가지 방법으로서 보오텍스의 연속적 분포를 집중보오텍스의 불연속적 분포로 대체시키던 보오텍스의 연속분포에 대한 적분방정식은 일관된 방식으로 선택된 제어점들에서 물체경계조건을 만족하도록 분포된 집중보오텍스들의 세기에 대한 대수방정식이 되며 이 대수방정식의 해는 간단한 행렬의 계산을 통해서 얻을 수 있다.

III. 집중보오텍스분포법에 의한 해

1. 수중익 및 그 후류에서의 보오텍스분포

연속적으로 분포되어 있는 보오티시터는 일정한 세기의 집중보오텍스요소로 이루어지는 격자들로서 대체될 수 있으며 이러한 보오텍스격자들에 의해서 공간상의 임의점에 유기되는 속도는 Biot-Savart의 법칙을 사용하면 쉽게 계산될 수 있다. 이제 남은 문제는 집중보오텍스들을 어떻게 일관되게 배열해서 적은 갯수의 요소를 사용하면서 원하는 정도의 수치해를 얻느냐하는 것이다.

본보에서는 형상이 간단한 평판익에 대한 선형문제를 다루므로 유동의 비선형 특성들을 고려하지 않은 간단한 선형모형을 사용하고, 엄밀해가 존재하는 2차원 문제에 적용하여 좋은 결과를 얻은 바 있는 집중보오텍스분포법[10], [14]을 3차원 문제에 확장하여 사용하기로 한다. 집중보오텍스분포법에 관련된 중요한 의문점은 그 방법을 사용해서 얻어진 수치해가 유일한가

하는 것이다. 즉 미지수인 집중보오텍스들의 세기의 값 수만큼 제어점을 잡으면 Kutta조건을 부과하지 않아도 해가 얻어지게 되며 얻어진 해가 수학적으로 유일하다고 보기 어렵다. 이러한 어려움을 해결하는 방법으로서 조건을 스스로 만족하는 보오텍스와 제어점의 배열을 찾아내거나 제어점을 한개 혹은 그 이상 줄이는 대신에 그에 대응되는 보오텍스의 세기를 제한함으로써 Kutta 조건을 만족시키는 방법을 생각할 수 있다. James[13]는 평판익과 포물선캠버를 갖는 2차원 날개의 코오드를 등간격으로 나누고 분할된 각 요소의 1사분점에 보오텍스를, 3사분점에 제어점을 배열하는 방법에 의해서 정상양력이 정확하게 계산된다는 사실을 보임으로써 2차원 정상양력면 문제에 관한 이러한 보오텍스와 제어점의 배열이 Kutta조건을 스스로 만족시키는 것을 확인하였다. 본 보에서는 비정상수중익에 대해서도 이와같은 방법을 그대로 확장하여 적용할 수 있다고 가정하고, 후류보오텍스면에서의 집중보오텍스분포는 2차원 문제에서 몇가지 수치실험을 통해서 엄밀해와 잘 일치하는 것으로 확인된 방식을 택하였다. 결국, Fig. 3에 보인 것처럼 스펜방향의 집중보오텍스는 등간격으로 나누어진 각 코오드요소의 1/4되는 곳에 위치하도록 하고 제어점은 각 날개요소의 스펜중앙에서 코오드요소의 되는 3/4곳에 배열하였다. 또 더러가지 유체동력학적 계수들의 수렴이 빠르도록 하기 위해서 수중익의 실제 날개끝보다 스펜요소의 1/4만큼 안쪽으로 보오텍스를 분포시키는 방법을 사용하였다[15]. 인접한 스펜방향 보오텍스요소와 두 코오드방향 보오텍스요소로 이루어지는 보오텍스격자의 모서리의 x, z 좌표는 다음과 같이 표시된다.

$$X_{mn} = X_{LE}(Z_m) + \frac{(4n-3) \cdot C_m}{4N_c},$$

$$m=1, 2, 3, \dots, 2N_s+1$$

$$n=1, 2, 3, \dots, N_c \quad (3.1.1)$$

$$Z_{mn} = \frac{(m-1-N_s) \cdot S}{2(N_s + ar_{ip})},$$

$$m=1, 2, 3, \dots, 2N_s+1$$

$$n=1, 2, 3, \dots, N_c \quad (3.1.2)$$

여기서 C_m 은 $Z=Z_m$ 에서의 코오드를, S 는 스펜을 나타내고 N_s 는 날개요소의 스펜방향갯수의 1/2이고 N_c 는 코오드방향갯수이다. 또 ar_{ip} 은 실제날개끝보다 조금 안쪽까지만 보오텍스를 분포하는 경우에 사용되는 계수로서 보통 1/4이 사용된다. 날개표면에서의 물체 경계조건을 만족시키는 제어점의 위치는 각 날개요소의 스펜중앙에서의 코오드요소의 3/4되는 곳이므로 그 x, z 좌표는 다음과 같다.

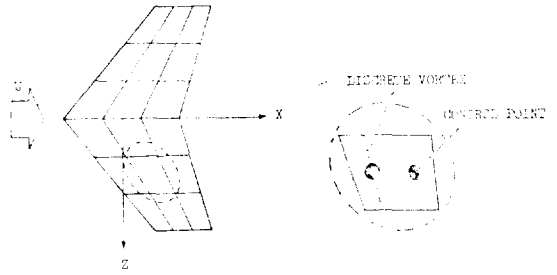


Fig. 3. Schematics of discrete vortex elements and tangency control points on hydrofoil

$$X_{Pij} = \frac{X_{ij} + X_{i,j+1} + X_{i+1,j} + X_{i+1,j+1}}{4},$$

$$i=1, 2, 3, \dots, N_s$$

$$j=1, 2, 3, \dots, N_c-1 \quad (3.1.3)$$

$$X_{PiNc} = \frac{2(X_{iNc} + X_{i+1,Nc}) + DF_i}{4},$$

$$i=1, 2, 3, \dots, N_s$$

$$Z_{Pij} = \frac{Z_{ij} + Z_{i+1,j}}{2},$$

$$i=1, 2, 3, \dots, 2N_s+1$$

$$j=1, 2, 3, \dots, N_c \quad (3.1.4)$$

이 식에서 $DF_i = (C_i + C_{i+1})/N_c$ 이다.

수중익의 후류에서의 집중보오텍스분포는 후류보오텍스면에서의 연속분포를 잘 근사하면서 수치계산이 간단한 방법을 사용하던 때, 한편으로는 비정상 앞날흡인력을 포함하는 추력과 수중익의 운동을 지속하는데 필요한 입력, 그리고 에너지손실율등이 후류에서의 집중보오텍스분포에 의해서 영향을 받을 수 있으므로 이러한 특성들을 안정되게 계산할 수 있는 일관된 분포방법을 사용하는 것이 중요하다.

본보에서는 2차원 문제에 대한 수치실험을 통해서 얻어진 결과를 참고로 해서 후류에서의 집중유출보오텍스를 균일한 간격으로 분포시키는 방법을 사용하였다.

2. 경계치 문제의 표현

수중익 표면에서의 물체경계조건은 수중익의 표면에 고정된 좌표계에서 식(2.2.2)와 같이 쉽게 나타낼 수 있으며 유체의 전속도 \vec{V} 를 각각의 성분으로 나누어 다시 쓰면 다음과 같이 표시된다.

$$O = \vec{n} \cdot \vec{V} = \vec{n} \cdot (\vec{V}^I + \vec{V}^J + \vec{V}^O),$$

on the planform (3.2.1)

이 식에서 \vec{V}^I 는 수중익과 그 후류에 분포시킨 보오텍스들에 의한 유기속도(induced velocity)를 나타내고 \vec{V}^J 는 수중익의 운동과 주변유동에 의해서 수중익에 상

데적으로 유입되는 입사류의 속도(inflow velocity)를 의미하며, \vec{V}^0 는 수증익 주변의 다른 물체나 그밖의 물체경계들에 의한 나머지 유기속도를 나타낸다. 본보에서는 수증익이 무한유체중에서 운동하고 주변에 다른 물체가 없는 경우를 다루므로 \vec{V}^0 는 사라지게 된다. 유기속도는 수증익과 그 후류에 분포시킨 각각의 집중보오텍스요소에 의해서 유기되는 속도의 합으로서 표현되며, 수증익의 형상이 x 축에 대해서 대칭인 경우에는 대칭 중심선의 한쪽에 대해서만 생각하면 되므로 식(3.2.1)은 수증익에서의 경계조건을 만족하도록 선택된 (i, j) 번째 제어점에 대한 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} 0 = & \sum_{m=1}^{N_s} \left[\sum_{n=1}^{N_c} K_{ijmn}^s \cdot \Gamma_{mn}^s + \sum_{n=1}^{N_w} K_{ijmn}^w \cdot \Gamma_{mn}^w \right] \\ & + \sum_{m=1}^{N_s+1} \left[\sum_{n=1}^{N_c} K_{ijmn}^c \cdot \Gamma_{mn}^c + \sum_{n=1}^{N_w-1} K_{ijmn}^t \cdot \Gamma_{mn}^t \right] \\ & + V_{ij}^* + \vec{n}_{ij} \cdot \vec{V}_{ij} \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

윗 식에서 Γ_{mn} 은 스핀방향으로는 x 축으로부터 m 번째, 그리고 코오드방향으로는 앞날로부터 n 번째에 위치한 집중보오텍스요소의 세기를 나타내며 s, c, w , 및 t 의 첨자는 순서대로 스핀방향의 보오텍스, 코오드방향의 보오텍스, 후류의 유출보오텍스(shed vortex) 및 트레일링보오텍스(trailing vortex)를 표시한다. 또한 K_{ijmn} 은 (m, n) 번째에 위치한 단위세기의 집중보오텍스 요소에 의해서 (i, j) 번째 제어점에 수직인 방향으로 유기되는 속도성분을 나타내고 Biot-Savart의 법칙을 사용하면 쉽게 계산되며, V_{ij}^* 는 x 축을 중심으로 대칭인 위치에 있는 모든 집중보오텍스요소들에 의한 (i, j) 번째 제어 점에서의 유기속도를 나타내므로 대칭성을 이용하면 그 세기들을 미지수로 취급하지 않고 쉽게 구할 수 있다. 한편 코오드방향의 보오텍스요소들의 세기는 집중보오텍스의 각 교차점에서 보오텍스보존법칙이 성립해야한다는 조건으로부터 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} \Gamma_{mn}^c &= \Gamma_{m-1, n}^s - \Gamma_{mn}^s + \Gamma_{m, n-1}^c \\ &= \sum_{l=1}^n \left(\Gamma_{n-1, l}^s - \Gamma_{ml}^s \right) \\ &\text{for } (m, n)\text{th intersection} \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

수증익의 운동이 정지상태로부터 시작했다고 가정하고 코오드방향의 각 패널(panel)에 대해서 Kelvin의 정리를 적용하면 각 패널의 뒷날에서 떨어져 나온 첫번째 유출보오텍스의 세기는 다음의 관계로부터 구할 수 있다.

$$\Gamma_{m1}^w = - \frac{\partial}{\partial t} \left[\sum_{n=1}^{N_c} \Gamma_{mn}^s \right] \cdot \frac{\Delta W_m}{U} \quad (3.2.4)$$

이 식에서 $\frac{\partial}{\partial t}$ 는 시간에 대한 미분을 나타내며 ΔW_m 은 m 번째 패널의 후류부를 자유유동 방향으로 분할한 간격을 나타낸다. 식(3.2.4)는 임의의 스핀위치에서 그 수증익단면에 대한 순환량의 시간변화량과 크기는 같으나 부호는 반대인 자유보오텍스가 유출된다는 것을 의미한다. 한편 후류보오텍스의 분포는 축방향으로 진행되는 파동방정식으로 표시되며 후류보오텍스면에서의 역학적 조건—후류보오텍스면에서의 압력의 연속조건—을 사용해서 얻을 수 있다. 임의의 순간에 수증익의 뒷날에서 유출된 보오텍스는 자유유동에 의해서 U 의 속도로 운반되므로 m 번째 패널의 n 번째 유출보오텍스(shed vortex)의 세기는 다음과 같다.

$$\Gamma_{mn}^w = \left[\Gamma_{m1}^w \right]_{t=t - \frac{(n-1) \cdot \Delta W_m}{U}} \quad (3.2.5)$$

이와 같은 선형기구(linear mechanism)에 의한 유출보오텍스의 운반은 후류의 유체운동에너지를 증가시키며 이것은 수증익의 강제운동에 수반되는 에너지손실이 된다. 한편, 후류에서의 집중보오텍스요소들의 각 교차점에 보오텍스보존법칙을 적용하면 트레일링보오텍스요소의 세기를 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned} \Gamma_{mn}^t &= \sum_{n=1}^{N_c} \left[\Gamma_{m-1, n}^s - \Gamma_{mn}^s \right] \\ &+ \sum_{l=1}^n \left[\Gamma_{m-1, l}^w - \Gamma_{ml}^w \right] \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

식(3.2.3)과 식(3.2.6)을 식(3.2.2)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{N_s} \left\{ \sum_{n=1}^{N_c} \left[K_{ij(m-1)n}^s + \sum_{l=n}^{N_c} \left(K_{ij(m-1)l}^s - K_{ijml}^s \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{n=1}^{N_w-1} \left(K_{ij(m-1)n}^t - K_{ijmn}^t \right) \right] \Gamma_{mn}^s \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{N_w} K_{ijmn}^w \cdot \Gamma_{mn}^w + \sum_{n=1}^{N_w-1} \left(K_{ij(m+1)n}^t \right. \right. \\ \left. \left. - K_{ijmn}^t \right) \sum_{l=1}^n \Gamma_{ml}^w \right\} + V_{ij}^* = d_{ij} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

이 식에서 $d_{ij} = -\vec{n}_{ij} \cdot \vec{V}_{ij}$ 이다. 수증익의 운동을 임의의 진동수의 조화운동으로 가정하면 식(3.2.4), (3.2.5)의 관계로부터 Γ_{mn}^w 과 Γ_{ml}^w 를 스핀방향 보오텍스의 세기 Γ_{mn}^s 으로 나타낼 수 있다. 즉, $\Gamma_{mn}^s = \vec{r}_{mn}^s \cdot e^{i\omega t}$ 로 주어 진다면 식(3.2.4)로부터 다음의 관계를 얻을 수 있으며,

$$\begin{aligned} \Gamma_{m1}^w &= -\frac{d}{dt} \left[\sum_{n=1}^{N_c} \Gamma_{mn}^s \right] \cdot \frac{\Delta W_m}{U} \\ &= -i \frac{\omega \Delta W_m}{U} \left[\sum_{n=1}^{N_c} \Gamma_{mn}^s \right] \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

식(3.2.8)을 식(3.2.5)에 다시 대입하여 정리하면 다음의 관계식에 얻어진다.

$$\Gamma_{mn}^w = \tau_m \cdot e^{i(n-1)\tau_m} \left[\sum_{l=1}^{N_c} \Gamma_{ml}^s \right] \quad (3.2.9)$$

여기서 $\tau_m = -i \frac{\omega \Delta W_m}{U}$ 이다. 식(3.2.9)의 관계를 사용해서 식(3.2.7)을 다시 쓰면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{N_s} \left\{ \sum_{n=1}^{N_c} \left[K_{ijmn}^{*s} + \sum_{l=n}^{N_c} (K_{ij(m+1)l}^s - K_{ijml}^c) \right] \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{N_w} K_{ijmn}^w \tau_m e^{i(n-1)\tau_m} + \sum_{n=1}^{N_w-1} \left(1 - \sum_{l=1}^n \tau_m e^{i(l-1)\tau_m} \right) \cdot \right. \\ \left. (K_{ij(m+1)n}^s - K_{ijmn}^s) \right\} \Gamma_{mn}^s + V_{ij}^* = d_{ij} \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

이 식에서 두번째항 V_{ij}^* 는 대칭의 특성에 의해 첫번째항과 같은 꼴로 쉽게 계산되므로 식(3.2.10)은 스펜방향의 집중보오텍스의 세기 Γ_{mn}^s 에 관한 대수방정식이 된다. 수증익이 진동수 ω 인 단순조화운동을 하는 경우에는 $d_{ij} = d_{ij} \cdot e^{i\omega t}$ 로 주어지고 따라서 전체적으로 부더 시간의 함수를 떼어버리고 다룰 수 있게 되므로 간단한 행렬(matrix)의 연산을 통해서 Γ_{mn}^s 를 구할 수 있다.

3. 유체력의 계산

수증익에 작용하는 유체력과 모우멘트는 캠버면에 걸쳐 압력차를 적분함으로써 계산할 수 있다. 수증익에 작용하는 힘을 \vec{F} , 좌표원점에 관한 모우멘트를 \vec{M} 이라 하면

$$\vec{F} = \iint \Delta p \vec{n} dA \quad (3.3.1)$$

$$\vec{M} = \iint \Delta P (\vec{r} \times \vec{n}) dA \quad (3.3.2)$$

가 성립하며 ΔP 는 캠버면의 아래, 위의 압력차를 나타내고 \vec{n} 은 캠버면에서 수직상방을 양으로 정의한 법선 벡터를 표시하며, \vec{r} 은 좌표원점으로부터 적분점까지의 위치벡터를 나타낸다. 앞서 경계치 문제의 해로서 그 세기가 결정된 집중보오텍스들에 의해서 전유체영역에 대한 유동이 결정되므로 Bernoulli방정식을 사용하면 캠버면에서의 압력을 계산할 수 있다. 본보에서는 선형문제를 다루고 있으므로 Bernoulli방정식도 선형화시켜서 사용하는 것이 타당하지만 캠버면에서의 압력 적분만으로는 앞날흡인력을 제대로 다룰 수 없으며,

계산의 정도를 높이기 위해서 비선형의 유기속도를 고려할 수도 있으므로 이런 점들을 보완한 다른 방법이 필요하다. Zucker[12]는 Cummins[16]에 의해서 비정상 유동에 대해 확장된 Lagally정리를 바탕으로 비정상 양력면 문제에 적용할 수 있는 Lagally기법을 제안하였는데 이 방법은 본보에서 사용한 방법과 일치한다. 수증익에 작용하는 유체력은 다음의 두가지 성분으로 나누어 표현할 수 있다.

ㄱ) 임의순간의 속도 \vec{V} 와 보오텍스면의 세기 \vec{r} 에 비례하는 힘]

$$\delta \vec{F} = \rho \vec{V} \times \vec{r} \delta A \quad (3.3.3)$$

여기서 $\delta \vec{F}$ 는 보오텍스면의 요소 δA 에 작용하는 순간적인 힘의 벡터를 나타낸다.

ㄴ) 속도포텐셜의 시간에 대한 변화에 비례하는 힘

$$\delta \vec{F} = \rho \vec{n} \frac{\partial}{\partial t} (\phi^+ - \phi^-) \delta A \quad (3.3.4)$$

이 힘은 Bernoulli방정식에서 비정상압력을 나타내는 항으로부터 얻어지며 δA 는 날개요소의 면적을 나타내고 ϕ^+ 와 ϕ^- 는 각각 그 면요소의 위와 아래에서의 교란 속도포텐셜의 대표값을 나타낸다. 또 \vec{n} 은 단위법선벡터를 나타낸다. 일단 각 요소에 작용하는 힘 $\delta \vec{F}$ 가 결정되면 그에 의한 모우멘트는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\delta \vec{M} = \vec{r} \times \delta \vec{F} \quad (3.3.5)$$

Fig.4에는 식(3.3.3)으로부터 (3.3.5)까지의 관계를 간단히 도시하였다. 각 요소에 대해 계산된 힘과 모우멘트를 더함으로써 전체유체력과 모우멘트가 얻어진다. 집중보오텍스요소에 유기되는 속도를 각 보오텍스요소의 증앙점에서의 값으로 가정하고 식(3.3.3)을 집중보오텍스분포에 대한 표현으로 배치하면 다음의 식이 얻어진다.

$$\vec{F}_{mn} = \rho \vec{V}_{mn} \times \Gamma_{mn} \cdot \Delta l_{mn} \quad (3.3.6)$$

이 식에서 Δl_{mn} 은 집중보오텍스요소의 길이이고 \vec{V}_{mn} 은 그 요소의 증앙점에서 구한 전체속도를 나타낸다. 보오텍스의 연속분포면 아래, 위의 포텐셜차는 다음의 관계로 나타낼 수 있으므로,

$$\phi^+ - \phi^- = \int_{xL.E.}^x \gamma(\zeta) d\zeta \quad (3.3.7)$$

식(3.3.4)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\vec{F}_{mn} = \rho \vec{n}_{mn} \frac{\partial}{\partial t} \left[\sum_{l=1}^n \Gamma_{ml}^s \right] \Delta A_{mn} \quad (3.3.8)$$

이 식에서 \vec{n}_{mn} 은 (m, n) 번째 스펜방향 보오텍스의 증앙점에서의 캠버면에 대한 단위법선벡터이고 ΔA_{mn} 은

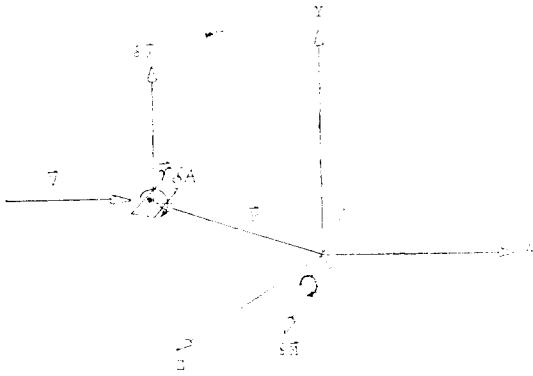


Fig. 4. Force on a vortex element and moment of it about origin

그 보오텍스요소가 놓인 날개요소의 면적을 나타낸다.

4. 물고기추진에의 응용

수중에서 상당히 빠른 속도로 회전하는 다방어, 황새치등과 돌고래 및 일부 상어류등은 큰 가로-세로비 (대략 5~6정도)의 초생달 모양의 꼬리지느러미 (lunate-tail)를 좌우 혹은 상하로 흔들어서 추진하며, 대부분의 조류들도 이와 유사한 방식으로 날개짓을 함으로써 양력과 추력을 얻고 있음을 볼 수 있다. 이와같은 물고기와 새의 추진방식은 상당히 높은 효율의 추진방법으로서 매우 흥미로운 문제임에 틀림이 없다. 본보에서는 물고기 꼬리지느러미나 새의 날개의 운동을 동물계 다듬어진 앞날과 날카로운 뒷날을 가진 임의 형상의 수중익이 균일류 중에서 미소동요하는 문제로서 다루려고 한다. Lighthill [5]과 Wu[6]는 이것을 2차원 문제로 취급하여 해석적인 방법으로 해를 구한 바 있으며, 그 이후 Chopra & Kambe[7], Lan [8]에 의해서 3차원문제로 다루어진 바 있다. 이러한 일련의 연구는 그 초점을 높은 유체동력학적 추진효율에 맞추고 있는데 이 효율은 프로펠러의 Froude효율과 유사한 것으로 다음과 같이 정의된다.

$$\eta = \frac{U \cdot T}{P} \tag{3.4.1}$$

여기서 U는 물고기 또는 새의 평균전진속도를 나타내고, T는 물고기나 새가 강체로서 대항을 유지하면서 U의 속도로 전진하는 데 필요한 평균추력을 나타내며 P는 주변유동에 대해서 단위시간동안 행하는 일의 평균치, 다시말해서 평균일률을 의미한다. 물고기의 꼬리지느러미를 얇은 두께의 평판익으로 생각하고 이 평판익이 정지된 무한유체중에서 미소동요하면서 U의 속도로 전진하는 경우를 가정한 후, 평판익의 평균위치에

고정된 직교좌표계를 잡으면 평판익의 운동은 다음과 같이 일반적으로 나타낼 수 있다.

$$y = f(x, z, t), \quad x, z \in S \tag{3.4.2}$$

평판익에서의 물체경계조건으로부터 평판익상의 임의 점에서의 유동속도는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$V_0(x, z, t) \equiv V(x, \pm 0, z, t) = -\frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial x} \tag{3.4.3}$$

평판익에 작용하는 추력(추력은 평판익의 전진방향, 즉 x축의 음의 방향을 양의 값으로 정의하기로 한다)은 압력의 전진방향성분을 적분함으로써 얻을 수 있으며 선형화된 포텐셜이론에 의하면 다음의 관계식으로 표시된다.

$$T = T_P + T_s = \iint_S \Delta P \frac{\partial f}{\partial x} dA + \int_{x_1, x_2} F_s(x, z, t) dz \tag{3.4.4}$$

여기서 ΔP는 평판익상의 임의점에서 위, 아래면의 압력차를 나타내고 F_s는 앞날에서의 단위길이당 앞날흡인력을 나타낸다. 본보에서는 ΔP를 비정상유동에 대한 Bernoulli방정식으로 부터 구하여 적분함으로써 식 (3.4.4)의 첫째항을 계산하고 비정상 앞날흡인력은 확장된 Lagally기법을 사용해서 구하였는데, 이 방법은 앞절의 식(3.3.3)과 식(3.3.4)를 사용하는 것과 동일하다. 추력 T는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$T = \iint_S \Delta P \frac{\partial f}{\partial x} dA - \rho \iint_S \vec{V}_n \times \vec{r} dA \tag{3.4.5}$$

이 식에서 V_n은 보오텍스요소에서의 전체속도의 컬버딘에 대한 법선방향성분이며 다음식으로 부터 계산할 수 있다.

$$\vec{V}_n(\vec{x}, t) = \iint_{S+W} \gamma(\vec{\xi}, t) K(\vec{x}, \vec{\xi}) dA - \frac{\partial f}{\partial t} - U \frac{\partial f}{\partial x}, \quad \vec{x} \in S \tag{3.4.6}$$

이 식에서 W는 후류보오텍스면을 나타내며, ∫는 Cauchy주치적분을 의미한다.

한편 평판익이 운동을 지속하는데 소요되는 일률 P는 유체의 반작용에 대해서 평판익이 행하는 일률과 같으므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$P = - \iint_S \Delta P \frac{\partial f}{\partial t} dA \tag{3.4.7}$$

에너지손실을 E는 포텐셜유동에서의 에너지보존법칙을 고려하면 다음의 관계식으로부터 쉽게 구할 수 있으며 이것은 주변유체의 단위시간당 운동에너지 증가와 같

$$E = P - T \cdot U \tag{3.4.8}$$

아진다. 이들 추력, 입력 그리고 에너지손실율등의 시간평균값은

$$(T, \bar{P}, E) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (T, P, E) dt \quad (3.4.9)$$

으로 정의할 수 있으며 일반적으로 성립하는 다음의 관계로부터 쉽게 계산할 수 있다.

두 함수 $g(\bar{x}, t)$ 와 $h(\bar{x}, t)$ 가 다음과 같이 표시된다면,

$$g(\bar{x}, t) = \sum_n g_n(\bar{x}) e^{i\omega_n t}$$

$$h(\bar{x}, t) = \sum_n h_n(\bar{x}) e^{i\omega_n t} \quad (3.4.10)$$

이 함수들의 곱 $g(\bar{x}, t) \cdot h(\bar{x}, t)$ 의 시간평균값 $\overline{g \cdot h}$ 는

$$\overline{g \cdot h} = \frac{1}{2} \sum_n g_n(\bar{x}) \cdot h_n^*(\bar{x}) \quad (3.4.11)$$

의 관계식으로 계산할 수 있다. 여기서 $g_n(\bar{x})$ 와 $h_n(\bar{x})$ 는 복소진폭함수이며 $h_n^*(\bar{x})$ 는 $h_n(\bar{x})$ 의 켤레함수를 나타낸다.

평균추력 T 는 식(3.4.5)와 식(3.4.11)의 관계로부터 다음과 같이 계산되며,

$$T = \frac{1}{2} \iint_S \Delta P \frac{\partial f^*}{\partial x} dA - \frac{1}{2} \iint_S \bar{V}_n \times \bar{r}^* dA \quad (3.4.12)$$

평균입력 \bar{P} 역시 다음과 같이 계산할 수 있으므로

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \iint_S \Delta P \frac{\partial f^*}{\partial t} dA \quad (3.4.13)$$

유체동력학적 효율 η 는 식(3.4.1)을 이용해서 계산할 수 있게 된다.

5. 수치계산 및 고찰

본보에서 사용한 집중보오텍스분포법의 정도 및 신뢰성을 확인하기 위해서 가로-세로비가 1.0인 직사각형 수증익이 상하동요하는 경우에 대해서 계산을 수행하고 계산된 값들을 Laidlaw & Halfman[11]에 인용된 값들과 비교하였다. Fig. 5, 6에는 스패닝에서의 코오드에 따른 압력진폭과 위상의 분포가 도시되어 있는데, 본보에서 계산된 값들은 Laidlaw의 계산값들과 잘 일치하고 실험치와도 비교적 잘 맞는 것으로 나타났다. 같은 수증익의 상하동요에 대한 전체양력과 코오드중심에 관한 전체모우멘트 및 각각의 위상을 환산 진동수가 0.1에서 0.5인 범위에 걸쳐서 계산하여 비교한 결과는 Fig. 7, 8, 9, 10에 도시되어 있으며 이 경우에도 본보의 계산값들은 Laidlaw의 계산결과 및 실험치와 잘 일치하고 있다. 또 가로-세로비가 2.0인 직사각형수증익이 상하동요하는 경우에 대한 양력과 모우멘트 및 각각의 위상을 계산하여 비교한 것을 Fig. 11, 12, 13, 14에 도시하였으며, 이 경우에도 본보에서 사용

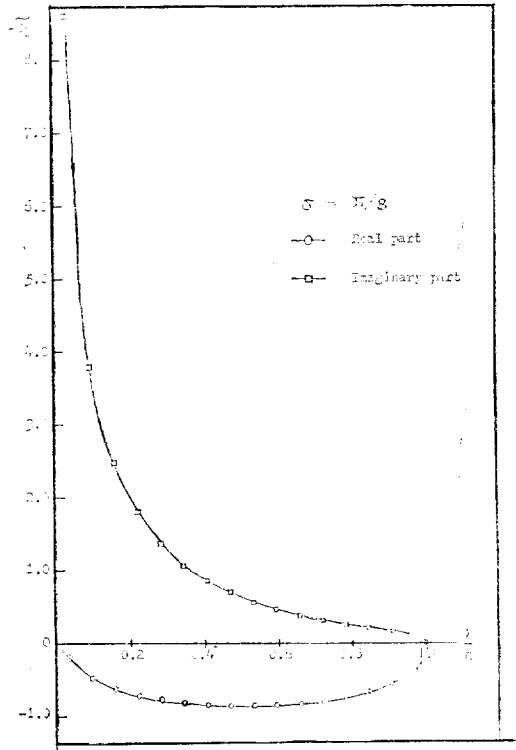


Fig. 5. Pressure distribution at mid-span on a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

된 집중보오텍스분포법에 의해서 계산된 양력과 모우멘트 그리고 각각의 위상들은 비교적 만족스러운 것으로 생각된다. 다만 실험치와의 비교를 살펴보면 양력과 그 위상보다는 모우멘트와 위상의 계산값들이 실험치와 잘 맞지 않는 경향을 볼 수 있는데 이점은 앞으로 좀더 정확한 실험결과와 비교함으로써 그 문제점을 확인할 필요가 있는 것으로 생각된다. 한편 후퇴각이 45°이고 코오드의 길이가 일정한 가로-세로비 2.0의 후퇴날개가 상하동요하는 경우에 대한 계산결과들을 Fig. 15, 16, 17, 18에 도시하였으며 날개끝으로부터 약간 안쪽까지만 보오텍스를 분포시키는 방법 ($Ar_{ip}=0.25$)을 사용해서 계산된 값들과 날개끝까지 보오텍스를 분포시키는 방법을 사용해서 계산된 값들을 함께 도시하였다. Fig. 15에 보인 것처럼 본보에서 계산된 양력은 Ashley의 계산값 및 실험치와 비교적 근사하게 나타났으며 날개끝의 처리방법에 의한 차이도 작은 것으로 보인다. 그러나 Fig. 16에 도시된 양력의 위상은 본보의 계산값들과 Ashley의 계산값들의 차이가 비교적 큰것으로 나타났으며 실험치와는 더욱 큰 차이를 보이고 있다.

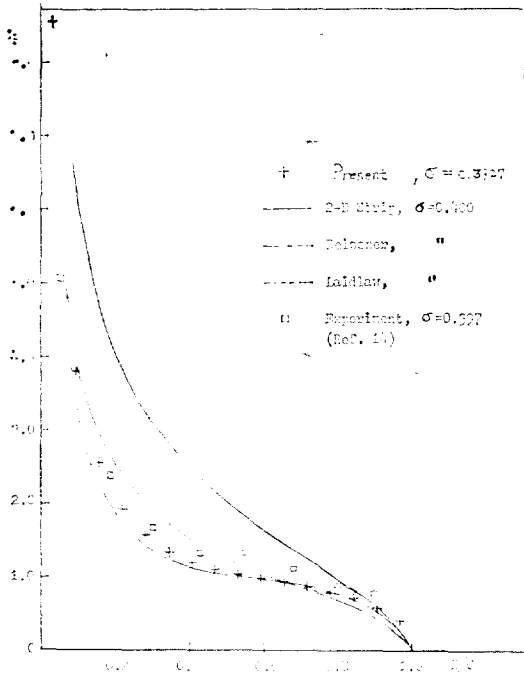


Fig. 6a. Pressure amplitude at mid-span on a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion.

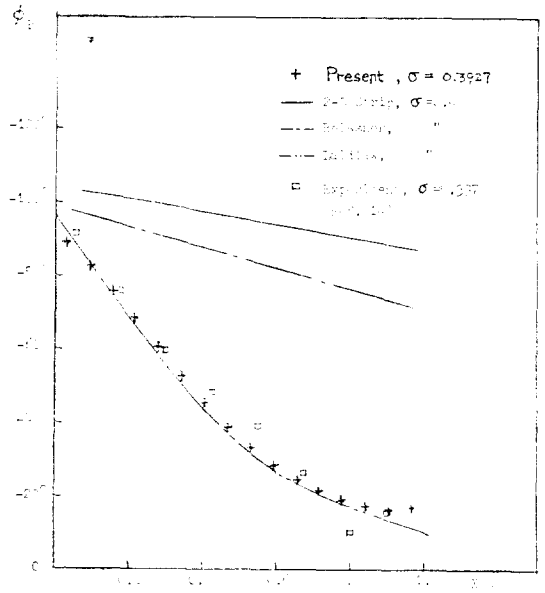


Fig. 6b. Pressure phase angle at mid-span on a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

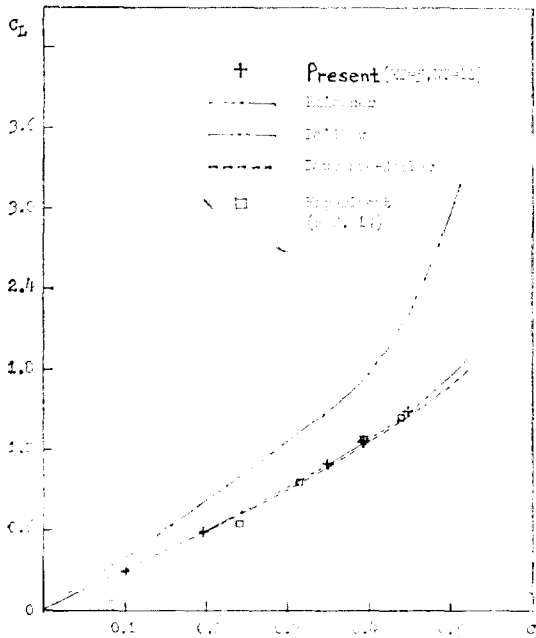


Fig. 7. Lift coefficients of a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

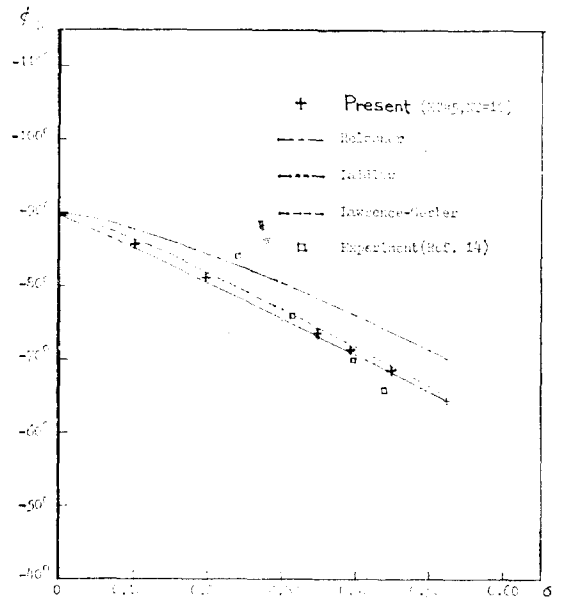


Fig. 8. Phases of a of a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

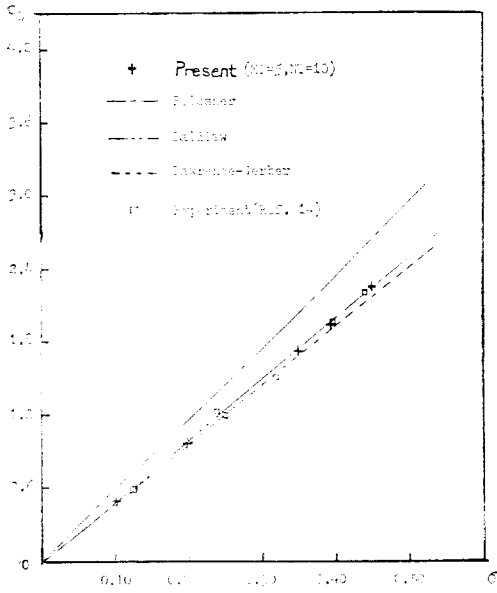


Fig. 9. Moment coefficients of a aspect 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

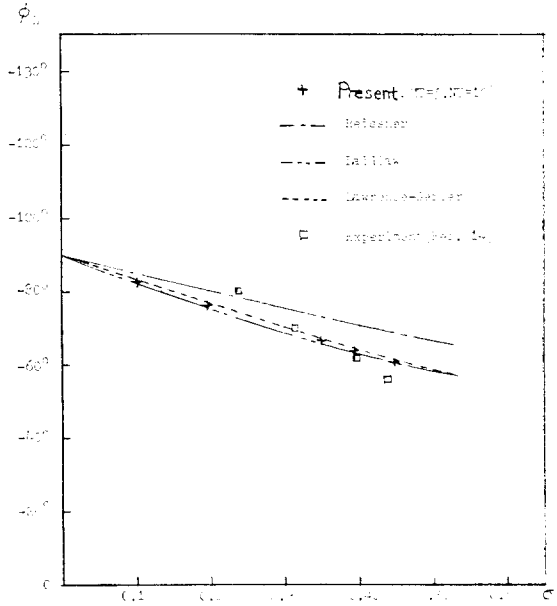


Fig. 10. Phase of moment of a aspect ratio 1.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

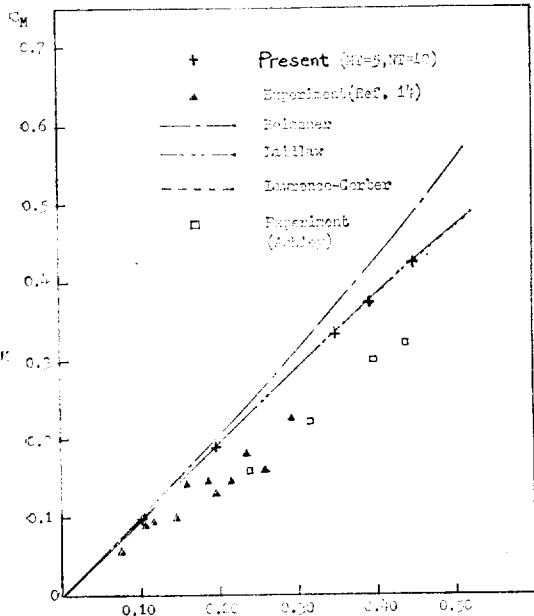


Fig. 11. Lift coefficients of a aspect ratio 2.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

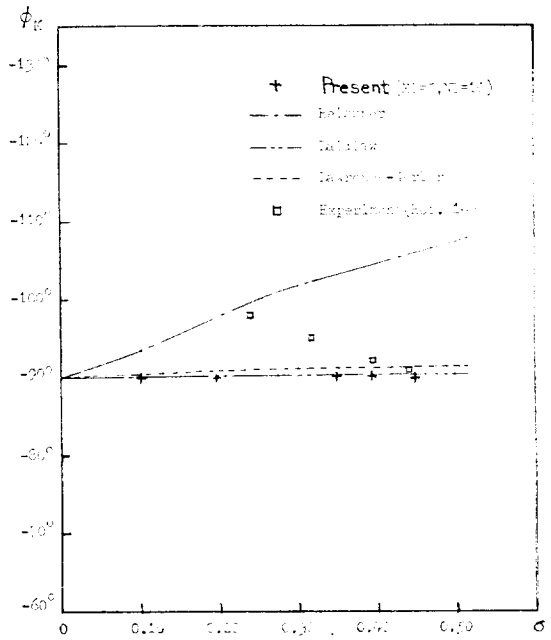


Fig. 12. Phase of lift of a aspect ratio 2.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

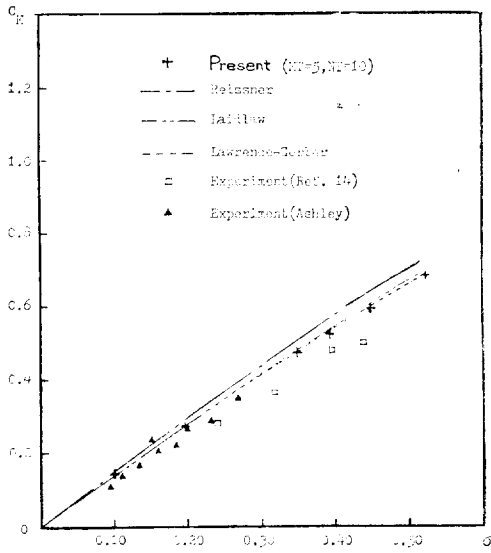


Fig. 13. Moment coefficients of a aspect ratio 2.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

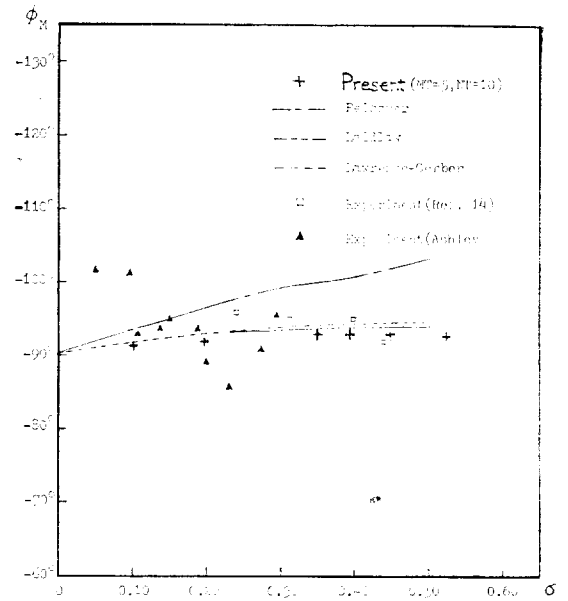


Fig. 14. Phase of moment of a aspect ratio 2.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion

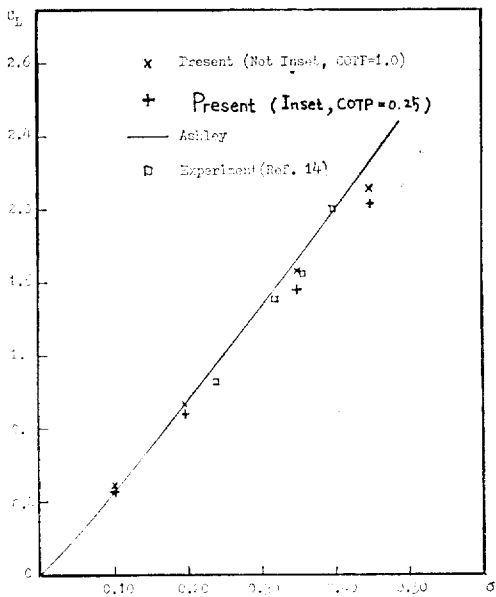


Fig. 15. Lift coefficients of a aspect ratio 2.00, 45° sweptback hydrofoil in pure heaving motion

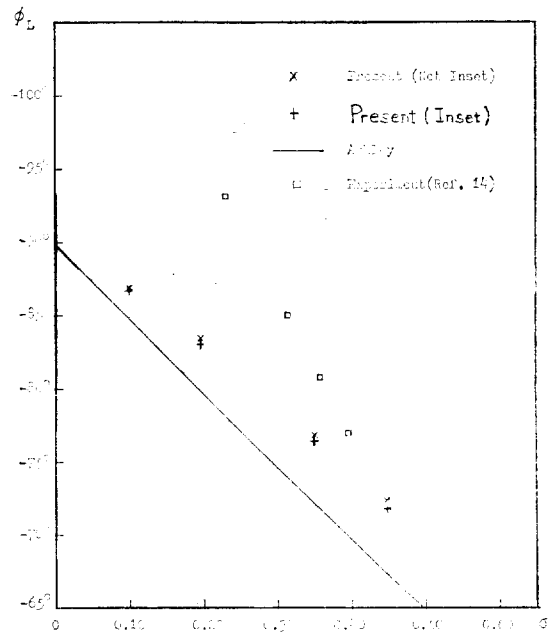


Fig. 16. Phase of lift of a aspect ratio 2.00, 45° sweptback hydrofoil in pure heaving motion

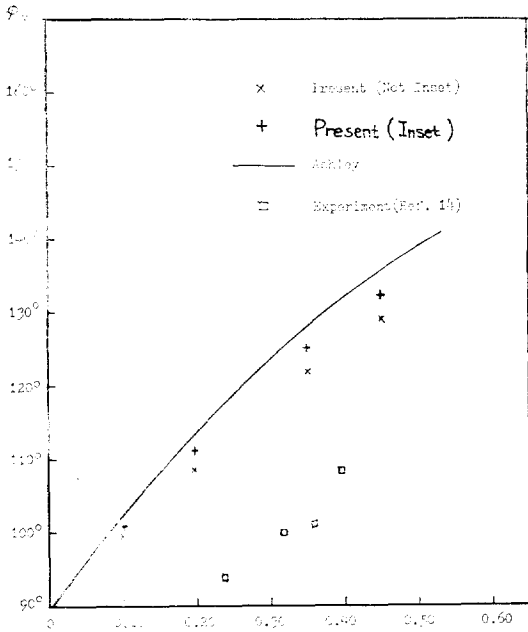


Fig. 17. Moment coefficients of a aspect ratio 2.00, 45° sweptback hydrofoil in pure heaving motion

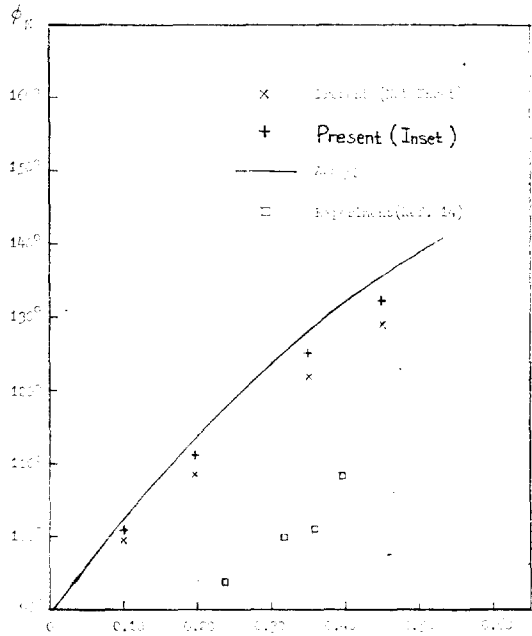


Fig. 18. Phase of moment of a aspect ratio 2.00, 45° sweptback hydrofoil in pure heaving motion

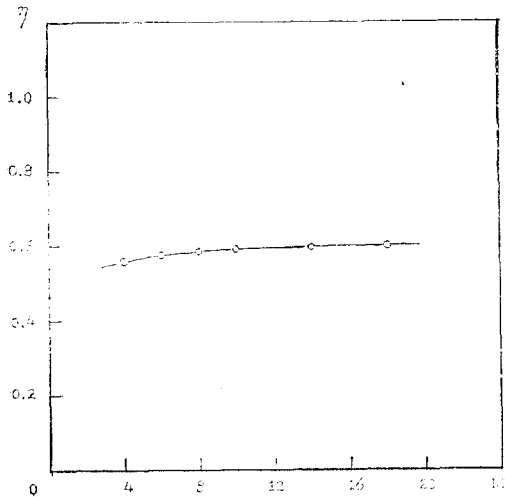


Fig. 19. Convergence of hydromechanical efficiency of a aspect ratio 8.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion ($\theta=0.0$, $\sigma=\pi/6$, $MT=5$)

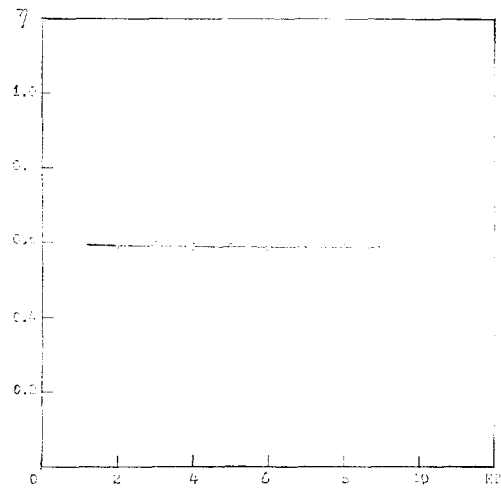


Fig. 20. Convergence of hydromechanical efficiency of a aspect ratio 8.00 rectangular hydrofoil in pure heaving motion ($\theta=0.0$, $\sigma=\pi/6$, $NT=10$)

Fig. 17, 18에는 모우멘트와 그 위상을 같은 방법으로 도식하였으며 본 보의 계산값들은 Ashley의 계산결과 및 실험치와 비교적 큰 차이를 나타내고 있다. 특히 모우멘트의 위상에 대한 실험치는 본보나 Ashley의 계

산값들과는 매우 큰 차이를 보이고 있다. 가로-세로 비가 8.0인 직사각형 수중익의 상하동요에 대한 유체 동력학적 효율의 수렴조사결과를 Fig. 19, 20에 도식하였으며 수렴도는 매우 양호한 것으로 보인다. 물고기나

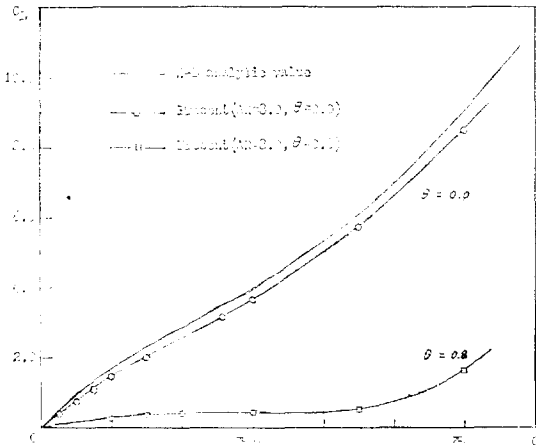


Fig. 21. Lift coefficient of a aspect ratio 8.00 rectangular hydrofoil in feathering motion.

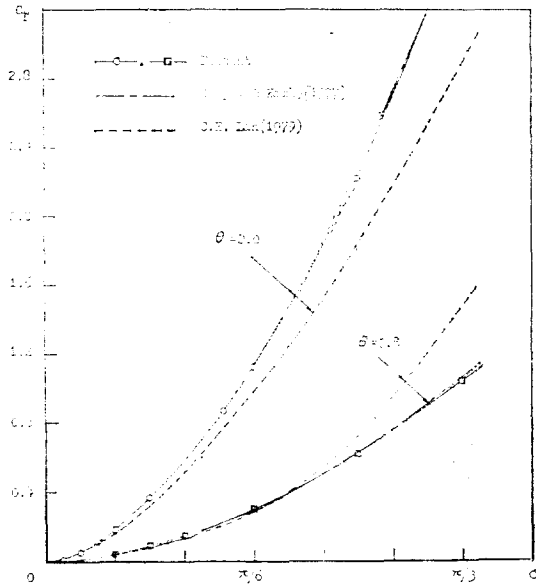


Fig. 22. Thrust coefficient of a aspect ratio 8.00 rectangular hydrofoil in feathering motion.

새의 추진문제에 대한 Chopra & Kambe [7] 그리고 Lan[8]의 공통된 계산예를, 본보에서 사용한 방법으로 다시 계산하고 그 결과를 이들의 계산값과 비교하여 Fig. 25~27에 도시하였다. Chopra & Kambe의 계산결과와는 커널함수법(kernel-function method)을 근간으로 하여, 비정상양력면 문제에 대해서 개발된 Davis의 전산프로그램을 사용해서 얻어진 것이고, Lan의 계산결과와는 일찌기 2차원 및 3차원의 정상양력면 문제에 대해서 자신이 개발하였던 QVLM[9]을 비정상문제에 확

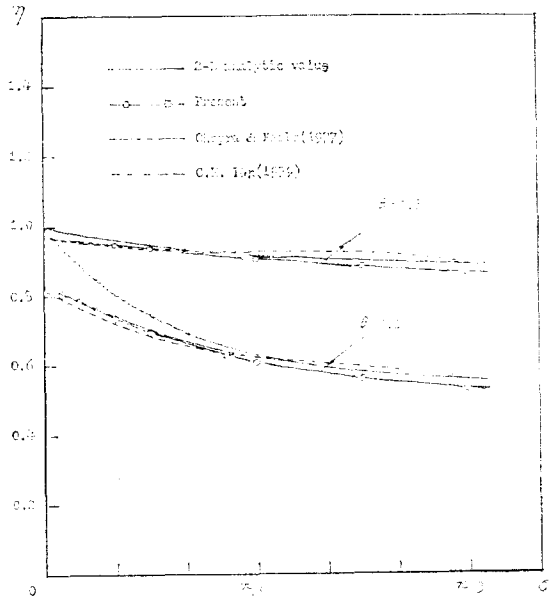


Fig. 23. Hydromechanical efficiency of a aspect ratio 8.00 rectangular hydrofoil in feathering motion.

장, 적용함으로써 얻어진 것이다. 따라서 문제의 해석방법의 관점에서 본다면 Lan의 방법(unsteady QVLM)이 본 보에서 사용한 방법과 매우 유사하고 Chopra & Kambe가 사용한 방법은 앞의 두 방법과는 매우 다르다. 그러나 Fig. 26, 27에서 볼 수 있는 것처럼 이들의 계산결과는 해석방법의 차이로 부터 기대한 것과는 다르게 나타났다. Fig. 26에 도시한 추력계수를 보면, Chopra와 Kambe[7]에 의해서 계산된 값들과 본보에서 계산된 값들이 비교된 대부분의 경우에 대해서 매우 잘 일치하고 있는 반면에 Lan[8]에 의해서 계산된 추력계수는 본보에서 계산된 추력계수와 상당한 차이를 보이고 있다. 먼저 상하동요만을 하는 경우($\theta=0.0$)를 보면, Lan에 의해서 계산된 추력계수가 본 논문의 계산값에 비해 전반적으로 20% 정도 작은 것으로 나타나는데, 이 경우에 추력은 모두 앞날흡인력에 의한 것이므로 Lan의 방법(unsteady QVLM)에 의해서 계산된 비정상앞날흡인력보다 약 20% 작음을 의미한다. 한편 페더링지수가 0.8인 경우를 살펴보면, 환산진동수가 대략 $\pi/6$ 보다 큰 때에는 Lan에 의해 계산된 추력계수가 본보의 계산값보다 크게 나타나며 환산진동수가 커질수록 그 차이도 커지는 것으로 보인다. 이러한 차이는 추력에 기여하는 수중익의 비정상하중에 대한 계산값의 차이 때문에 발생한 것이며, 이 경우, 비정상

하중은 추력을 감소시키는 역할을 하므로 Lan이 계산한 비정상하중이 본보에서 계산된 값보다 작음을 알 수 있다. 반면에 환산진동수가 대략 $\pi/6$ 보다 작은 때에는 Lan의 추력계수가 본보의 계산값보다 작게 나타나는데, 이번에는 추력을 증가시키는 역할을 하는 비정상하중이 작게 계산되고 또한 비정상 앞날흡인력까지 작게 계산됨으로써 나타난 결과로 볼 수 있다. 이와같은 Lan의 비정상하중에 대한 계산값들은 입력의 계산에 그대로 영향을 미치지 않으므로 결국에는 유체동력학적 효율의 계산에까지 영향을 주게 된다. Fig. 27에 도시한 유체동력학적 효율은 본보에서의 계산값과 Chopra & Kambe의 계산값이 비교적 잘 일치하지만 환산진동수가 커지면 본보에서 계산한 유체동력학적 효율이 이들의 계산값보다 작아지는데 이것은 본보에서 사용한 집중보오텍스분포법에 의해서 계산된 입력이 환산진동수가 큰 경우에 좀 크게 계산되었기 때문이며 이러한 문제점은 요소의 갯수, 특히 코오드방향의 요소의 갯수를 늘림으로써 개선된다. 2차원 문제에 대한 해석[10]에서도 환산진동수가 큰 경우에는 집중보오텍스분포법에 의해서 계산된 비정상양력이 엄밀해 보다 조금 커진 바 있으나, 이러한 문제점은 요소의 갯수를 늘림으로써 개선됨을 확인한 바 있다. 한편, Chopra & Kambe[7]와 Lan[8]등의 계산은 주로 가로-세로비가 8.0인 경우에 대해서 수행되었으나 물고기의 꼬리지느러미나 새와 곤충의 날개가 이와같이 큰 가로-세로비를 갖는 경우는 흔하지 않은 것으로 생각된다. 따라서 좀 더 실제에 가까운 가로-세로비의 형상을 다룰 필요가 있다고 생각된다.

결 언

이상의 수치계산 및 고찰을 통해서 집중보오텍스분포법을 사용하면 임의 형상의 평판익에 대한 비정상양력과 모우멘트가 비교적 정확하게 계산됨은 물론 비정상 앞날흡인력도 안정되게 구해진다는 것을 확인하였다. 따라서 통상적인 양력문제뿐 아니라 물고기나 새의 추진문제 및 거스트문제를 이 방법을 사용해서 다룰 수 있음을 확인하였다. 앞으로 본보에서 다루지 않은 여러가지 경우에 대한 수치계산을 수행함으로써 좀 더 보완이 이루어질 것을 기대한다.

후 기

본 보가 나오기까지 여러가지로 보살펴 주신 기계연
大韓造船學會誌, 第20卷 第3號, 1983年 9月

구소 대덕선박본소의 여러분들께 감사드리며 특히 여러가지 조언을 통해 도움을 주신 강창규씨에게 감사드립니다.

References

- [1] Bisplinghoff, R.L., Ashley, H. and Halfman, R.L.; Aeroelasticity, 1965, Reading Mass.: Addison-Wesley
- [2] Durand, W.F., eds.; Hydrodynamic Theory, Vol. II Division E. Chapter V by Karman V. and Burgers, J.M.
- [3] Garrick, I.E. & Reed III, W.H.; "Historical Development of Aircraft Flutter", J. Aircraft, Vol. 18, No. 11, Nov. 1981
- [4] Lawrence, H.R. & Gerber, E.H.; "The Aerodynamic Forces on Low Aspect-Ratio Wings Oscillating in an Incompressible Flow", J. Aeronautical Science, Vol. 19, No. 11, Nov. 1952
- [5] Lighthill, M.J.; "Aquatic Animal Propulsion of High Hydromechanical Efficiency", J. Fluid Mechanics Vol. 44 part 2 pp.265-301, 1970
- [6] Wu, T.Y.; "Hydromechanics of Swimming Propulsion. Part 1. Swimming of a Two-Dimensional Flexible Plate at Variable Forward Speeds in an Inviscid Fluid", J. Fluid Mechanics, Vol. 46, part 2 pp.337-355, 1971
- [7] Chopra, M.G. & Kambe, T.; "Hydromechanics of Lunate-Tail Swimming Propulsion", J. Fluid Mechanics, Vol. 79, pat 1, 1977
- [8] Lan, C.E.; The Unsteady Quasi-Vortex-Lattice Method with Application to Animal Propulsion", J. Fluid Mechanics Vol. 93, part 4, pp. 747-765, 1979
- [9] Lan, C.E.; "A Quasi-Vortex-Lattice Method in Thin Wing Theory", J. Aircraft, Vol. 11, No. 9, Sept. 1974
- [10] Hyung-Tae Kim & Chang-Sup Lee; "Solution of Unsteady Hydrfoil Problems by Discrete Vortex Method with Application to Fish Propulsion", J. Society of Naval Architects of Korea, Vol. 18, No. 3, Sept. 1981
- [11] Laidlaw, W.R. & Halfman, R.L.; "Experimental Pressure Distributions on Oscillating Low Aspect

- Ratio Wings", Institute of the Aeronautical Sciences, Inc. Print No. 499, 1955
- [12] Zucker, R.D.; "Lagally's Theorem and The Lifting Body Problem", J. Ship Research, 1970
- [13] James, R.M.; "On the Remarkable Accuracy of the Vortex Lattice Method", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, pp.59-79, 1972
- [14] Hyeung-Tae Kim, Chang-Sup Lee, Seung-II Yang; "An Analysis of Two-Dimensional Hydrofoil in Gust", 1982, Vol. 4, No. 2, Bulletin of Korea Institute of Machinery & Metals
- [15] Hugh, G.R.; "Remarks on Vortex-Lattice Methods", J. Aircraft, Vol. 10, No. 5, May 1973
- [16] Cummins, W.E.; "The Force and Moment on a Body in a Time-Varying Potential Flow", J. Ship Research, 1956