
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 32 卷 第 3 號 1995 年 8 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 32, No. 3, August 1995

자유수면 아래서 전진하는 수중익 주위의 점성유동 해석

박종진*, 정세민*, 이영길**, 이승희**, 홍성완**

A Numerical Calculation of Viscous Flow around a Hydrofoil Advancing beneath the Free Surface

by

J. J. Park*, S. M. Jeong*, Y. G. Lee**, S. H. Lee** and S. W. Hong**

요 약

본 연구에서는 자유수면 아래서 일정한 속도로 전진하는 수중익에 의한 유동현상을 수치적으로 계산하였다. 수치계산은 MAC(Marker and Cell) 방법에 기초한 Navier-Stokes 방정식의 수치해석법을 이용하여 직사각형격자계에서 수행하였으며, 날개와 자유수면 부근에는 계산정도를 높이기 위하여 격자를 집중시켰다. 자유수면 파형 및 수중익 주위의 압력분포와 점성유동현상도 계산하였으며, 수중익의 잠긴 깊이에 따른 파형의 변화와, 쇄파(breaking wave)현상에 대하여서도 수치적으로 해석하였다. 또한, 선형시험수조에서 모형시험을 수행하여 깊이변화에 따른 파형을 측정하였다. 검증을 위하여 수치계산결과들을 이 실험 및 다른 실험결과들과 비교하고 계산정도를 확인하였다.

Abstract

In the present paper, flow characteristics and free surface waves generated by a submerged hydrofoil advancing with a uniform speed are calculated. Using a numerical method based on a MAC(Marker And Cell) method, the Navier-Stokes and the continuity equations are solved to simulate flow fields around the hydrofoil. Computations are carried out in a rectangular grid system in which grids are concentrated near the foil and the free surface to improve numerical accuracies.

발 표 : 1994년도 대한조선학회 추계연구발표회('94. 11. 12.)

접수일자 : 1995년 1월 15일, 재접수일자: 1995년 6월 2일

* 학생회원, 인하대학교 대학원 선박해양공학과

** 정회원, 인하대학교 선박해양공학과

Viscous flow phenomenas including pressure distributions are computed. Moreover, the influences of submerged depths upon the generated wave profiles and the wave breaking phenomena are also investigated. Experiments are performed at the towing tank of Inha University to measure free surface wave elevations due to the advancing hydrofoil. The computational results are compared with the present and the other available experimental data to show the accuracy of the numerical method developed.

1.서 언

선박에 있어서 날개단면 형상은 프로펠러, 타, fin 등의 양력발생을 위한 다양한 선체부가물에 흔히 사용되어 왔으며, 특히 고속선의 경우에는 더욱 중요한 역할을 담당하고 있다. 날개단면 주위의 점성유동장을 해석하기 위한 연구는 오래전부터 이론, 수치계산 및 실험적인 방법을 이용하여 적극적으로 수행되어 왔으나, 그 중에서도 자유수면을 포함한 날개단면 주위의 점성유동장에 대한 수치적인 연구는 주로 낮은 Reynolds수 범위에 국한되어 있었다[1,2].

본 연구에서는, 높은 Reynolds수 범위(Rn=1.42 x 10⁵)에서 일정한 받음각(angle of attack)을 갖는 2차원 날개단면이 자유수면하에서 정수면과 평행한 방향으로 일정한 속도로 진행할 경우에 일어나는 날개 주위의 점성유동장과 자유수면의 상호간섭효과를 수치적으로 해석하였다. 또한, 수치해석 결과의 검증 을 위하여 동일한 조건하에서 날개단면에 의한 선측 파형을 실험적으로 계측하였다.

수치계산을 위한 계산조직으로는 자유수면하에서 진행되는 임의의 2차원형상에 의하여 생성되는 자유수면파를 해석할 수 있고 직사각형 직교좌표계를 사용하는 TUMMAC-5 (Tokyo University Modified Marker and Cell법의 Version5)를 이용하였다. 계산 정도를 높이기 위하여 유동의 변화가 심한 날개와 자유수면 주위에 격자를 집중시켰다. 실험은 일정한 속도로 날개단면을 끌면서 침수깊이의 변화에 따른 선측파형을 측정하였다. 또한, 계산법을 검증하기 위하여 본 계산에 앞서 자유수면이 없는 경우의 날개주위 유동장에 대한 계산을 수행하였다.

본 연구의 목적은 수치계산을 통해서 얻어진 결과 들, 즉, 잠긴 깊이에 따른 파형의 변화, 쇄파 발생시 의 파고 변화, 압력장의 분포, 날개주위의 점성유동 과 자유수면파의 관계 등을 본 연구에서의 실험결과 및 Duncan[3]의 실험결과와 비교, 검증함으로써 본 계산방법의 정도를 파악하여 실질적인 목적으로 사

용할 수 있음을 확인하는데 있다.

2. 수치해석방법

2.1 지배방정식

2차원, 비압축성의 난류 점성유동장을 계산하기 위한 지배방정식 들은 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식으로써 이들은 Cartesian 좌표계 (x,z)에서 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{\partial}{\partial x} (\phi + \phi_s) \\ &+ (v + v_s) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{\partial}{\partial z} (\phi + \phi_s) \\ &+ (v + v_s) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \\ &+ g \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

여기서, u와 w는 각각 x와 z방향의 속도성분을 나타내고, $\phi = P/\rho$ 로서 P는 압력이고, ρ 는 밀도이다. 또한, v는 동점성계수이고, g는 중력가속도로 자유수면이 없는 경우에는 무시한다. ϕ_s 와 v_s 는 각각 난류압력과 와점성 계수로 층류의 경우에는 모두 0 으로 한다. 교차(staggered) 격자계를 사용하였으며, x방향으로 등간격 격자를, z방향으로는 부등간격의

격자를 사용하여 날개와 자유수면 부근에 격자가 많이 집중되도록 하였다.

2.2 지배방정식의 차분화

지배방정식의 차분화에 있어서는, 시간에 대하여 전진차분법 또는 Adams-Bashforth법을, 그리고 공간에 대해서는 2차중심차분법, 또는 3차상류차분법을 사용하였다. 식 (1)과 (2)의 시간전진형 (time marching form) 은 다음과 같다.

$$(u_{i+\frac{1}{2},k})^{n+1} = \xi_{i+\frac{1}{2},k} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\phi_{i+1,k} - \phi_{i,k}) \quad (4)$$

$$(w_{i,k+\frac{1}{2}})^{n+1} = \zeta_{i,k+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta z} (\phi_{i,k+1} - \phi_{i,k}) \quad (5)$$

여기에서,

$$\begin{aligned} \xi_{i+\frac{1}{2},k} = & u_{i+\frac{1}{2},k} - \Delta t \left\{ \frac{3}{2} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+\frac{1}{2},k} \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+\frac{1}{2},k}^{n-1} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & + v \cdot \Delta t \left\{ \frac{u_{i+3/2,k} - 2u_{i+\frac{1}{2},k} + u_{i-\frac{1}{2},k}}{\Delta x^2} \right. \\ & \left. + \frac{\Delta z_k u_{i+\frac{1}{2},k-1} - (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) u_{i+\frac{1}{2},k} - \Delta z_{k-1} u_{i+\frac{1}{2},k+1}}{\Delta z_k \Delta z_{k-1} (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) / 2} \right\}^n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \zeta_{i,k+\frac{1}{2}} = & w_{i,k+\frac{1}{2}} - \Delta t \left\{ \frac{3}{2} \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+\frac{1}{2}} \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+\frac{1}{2}}^{n-1} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & + v \cdot \Delta t \left\{ \frac{w_{i+1,k+\frac{1}{2}} - 2w_{i,k+\frac{1}{2}} + w_{i-1,k+\frac{1}{2}}}{\Delta x^2} \right. \\ & \left. + \frac{\Delta z_k \cdot w_{i,k-\frac{1}{2}} - (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) w_{i,k+\frac{1}{2}} - \Delta z_{k-1} w_{i,k+\frac{3}{2}}}{\Delta z_k \Delta z_{k-1} (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) / 2} \right\}^n \end{aligned}$$

식 (4)와 (5)는 n번째 시간 단계에서 압력장이 결정되어야 (n+1)번째 시간 단계에서의 속도장이 결정될 수 있음을 보인다. 여기서, 윗첨자 n+1과 n-1은 각각 (n+1)과 (n-1)번째 시간 단계를, 아랫첨자 (i,k)는 각각 격자의 중심점의 (x,z) 방향의 위치

즉, 압력점의 위치를 뜻한다. 또한, Δx는 수평방향의 격자 간격, Δz_k는 수직방향의 k번째 격자간격을 나타낸다. Δt는 시간 증분을 나타낸다. < > 로 둘러싸인 항 들은 대류항(convective term)으로써, 본 연구에서는 이 들 대류항의 차분에 다음과 같은 3가지의 방법을 사용하였다. 즉, 물체에 가장 인접한 부분에서는 1차의 상류차분을, 물체경계나 계산의 외부 영역 근처에서는 Hybrid법을 사용하였으며, 그 외의 부분에서는 3차상류차분법을 이용하였다. 그리고 확산항(diffusive term)들은 모두 중심차분법으로 계산하였다.

n번째 시간단계에서의 압력장은 다음과 같은 Poisson 방정식으로 부터 계산된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\phi_{i+1,k} - 2\phi_{i,k} + \phi_{i-1,k}}{\Delta x^2} \\ & + \frac{\Delta z_{k-1} \cdot \phi_{i,k+1} - (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) \phi_{i,k} + \Delta z_k \phi_{i,k-1}}{\Delta z_k \Delta z_{k-1} (\Delta z_k + \Delta z_{k-1}) / 2} \\ & = R_{i,k} \end{aligned} \quad (8)$$

여기에서, R_{i,k} 는 Poisson 방정식의 source항 으 로 다음과 같으며

$$R_{i,k} = \frac{\xi_{i+\frac{1}{2},k} - \xi_{i-\frac{1}{2},k}}{\Delta t \cdot \Delta x} + \frac{\zeta_{i,k+\frac{1}{2}} - \zeta_{i,k-\frac{1}{2}}}{\Delta t \cdot \Delta z_k} \quad (9)$$

각 시간단계에서 이 Poisson 방정식은 수렴될 때까지 SOR법으로 반복계산 된다.

높은 Reynolds수에서 격자크기 이하의 난류특성 길이를 고려하여 주기 위하여, 본 연구에서는 난류모형으로 SGS (sub-grid-scale)모형을 채택하였다. 2차원 난류유동의 경우 SGS 와점성계수 ν_s는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} (\nu_s)_{i,k} = & (C_1 \Delta_{i,k})^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right. \\ & \left. + 2 \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} \right]_{i,k} \end{aligned} \quad (10)$$

여기에서,

$$\Delta_{i,k} = (\Delta x \cdot \Delta z_k)^{1/2} \quad (11)$$

난류운동에너지 K, 난류압력 ϕ_s는 각각 다음과 같은 방정식으로 정의된다.

$$K_{i,k} = (v_s)_{i,k}^2 / (C_0 \Delta_{i,k})^2 \quad (12)$$

$$(\phi_s)_{i,k} = \frac{2}{3} \cdot K_{i,k} = \frac{2}{3} \frac{(v_s)_{i,k}^2}{(C_0 \Delta_{i,k})^2} \quad (13)$$

여기에서, C_0 와 C_1 는 실험에 의한 정수로 각각 0.094, 0.1이다.

2.3 경계 조건 및 계산조건

2.3.1 물체경계조건

본 연구에서 사용한 물체경계조건은 no-slip 조건으로, 이는 Fig.1에서와 같이 물체표면에서의 속도가 0 이고, 이러한 조건하에서 물체경계격자내의 발산도 0임을 의미한다. 그러므로, 대류항, 확산항 등 지배방정식의 미분항을 구할 때 물체표면에서 속도가 0이 되도록 Fig.1에서와 같이 각 속도정의점에서 물체표면까지의 거리를 고려한 상류차분 또는 중심차분계산을 수행한다. 또한 B-cell(Boundary Cell)에서 발산이 0에 가깝게 되도록 압력계산을 수행한다.

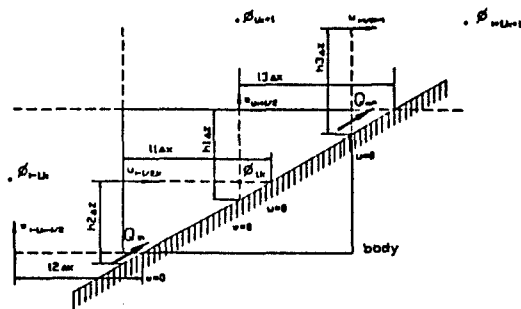


Fig. 1 Definition sketch for a body boundary condition

이 때 B-cell들에서의 압력은 SOR방법으로 계산하기가 어려우므로, 식(9)를 식(14)과 같이 변형하고 속도와 압력의 동시반복법에 의하여 계산을 수행하게 된다.

$$\phi_{i,k}^{m+1} = \phi_{i,k}^m - \frac{\omega}{2\Delta t \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z_{k-1} \cdot \Delta z_k} \right)} \cdot [D_{i,k}]^m \quad (14)$$

여기에서, D 는 임의의 B-cell에서의 발산, m 은 계산의 반복횟수를, 그리고 ω 는 완화계수(relaxation factor)를 뜻한다. $D_{i,k}$ 는 Fig.1에서와 같이 각 격자의 경계선을 통하여 흘러나가는 유량 들의 합으로 정의되며, 이들 유량은 다음과 같은 식 들로 계산할 수 있다고 가정한다.

$$3Q_{in} = \frac{2}{3} l_2^{-\frac{1}{2}} \left(l_2 - \frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} (\Delta x \cdot w_{i-1, k-\frac{1}{2}}) \quad (15)$$

$$Q_{out} = \frac{2}{3} h_3^{-\frac{1}{2}} \left(h_3 - \frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} (\Delta z_k U_{i+\frac{1}{2}, k+1})$$

여기에서, 선분길이 l_2 와 h_3 는 Fig.1과 같이 정의되며, 물체경계점을 포함하는 선분상의 속도분포는 물체경계에 가까운 속도 정의점을 이용하여 2차식으로 근사되어진다. 따라서, Fig.1과 같은 경우에는 B-cell의 m 번째 계산단계에서의 발산은 다음과 같이 주어진다.

$$[D_{i,k}]^m = \frac{1}{\Delta x} \left\{ -u_{i-\frac{1}{2}, k} + \frac{2}{3} h_3^{-\frac{1}{2}} \left(h_3 - \frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} u_{i+\frac{1}{2}, k+1} \right\} + \frac{1}{\Delta z_k} \left\{ w_{i, k-\frac{1}{2}} - \frac{2}{3} l_2^{-\frac{1}{2}} \left(l_2 - \frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} w_{i-1, k-\frac{1}{2}} \right\} \quad (16)$$

2.3.2 자유수면 조건

자유수면에서 점성응력(viscous stress)과 표면장력(surface tension)의 효과를 무시하면, 자유수면에서 만족되어야 할 경계조건 들은 동력학적 조건과 운동학적 조건으로써 다음과 같이 쓰여진다.

$$\phi = \phi_0 \quad : Z = h \text{인 경우} \quad (17)$$

$$\frac{D(h-Z)}{Dt} = 0 \quad : Z = h \text{인 경우}$$

여기에서, h 는 수면의 높이이고, $\phi_0 = P_0/\rho$ 이며 P_0 는 대기압을 나타낸다. 동력학적 조건을 만족시키기 위하여, 자유수면 근처에서의 압력은 "irregular star"를 사용하여 다음식과 같이 계산된다.

$$\phi = \left\{ \frac{(\eta_{x_1} \eta_{x_2} \eta_{z_1} \eta_{z_2})}{\eta_{x_1} \eta_{x_2} + \eta_{z_1} \eta_{z_2}} \right\} + \left[\frac{(\eta_{z_2} \phi_0 + \eta_{x_1} \phi_{x_2})}{\eta_{x_1} \eta_{x_2} (\eta_{x_1} + \eta_{x_2})} \right] - R_{i,k/2} \quad (18)$$

여기에서, η 는 자유수면 근처에서 압력점들 사이의 거리이다. 식 (17)에 의해 표현된 운동학적 조건은 자유수면에 놓여진 marker particles들을 사용하여 만족된다.

2.4.3 기타 경계조건

자유수면이 없는 경우, 속도에 대한 경계조건 들은 유입경계에서는 Dirichlet조건, 그 외의 경계에서는 Neumann조건 으로 주어진다. 그리고, 압력의 경우에는 유입, 유출조건으로 Neumann조건을, 양측면 조건으로는 Dirichlet조건을 사용하였다.

자유수면을 포함할 경우에는 유입경계에서의 속도는 Dirichlet조건으로, 압력은 Neumann조건으로 주어진다. 바닥경계에서의 속도는 Dirichlet 또는 Neumann조건으로, 압력은 정수상태에서의 정압력으로 주어졌다. 유출경계에서는 속도, 압력 모두 Neumann조건으로 주었다.

3. 수치계산 및 실험

3.1 자유수면이 없는 경우

3.1.1 수치계산

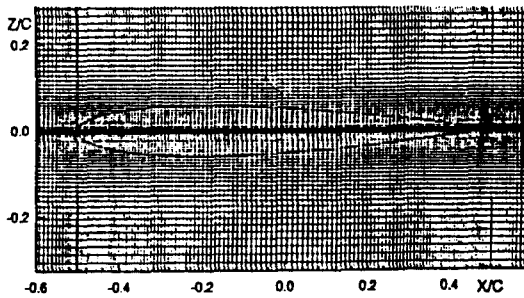


Fig. 2 Grid system on the vicinity of a hydrofoil(w/o free surface)

자유수면이 없는 무한한 유체영역중에 놓여 있는 날개단면 주위의 유동장에 대한 계산은 두개의 Rn 수에서 수행되었다. $Rn=1.0 \times 10^4$ 이고 받음각은 0도인 경우에 계산에 사용된 격자계는 Fig.2와 같다. $Rn=1.42 \times 10^5$ 일 경우에는 받음각을 5도로 취하였다. 좌표축의 원점은 날개단면 코드길이의 중심으로 하였다. 받음각이 5도인 경우 격자의 크기는 $\Delta x=$

0.0025 - 0.0411, $\Delta z=0.0015 - 0.017$ 로, 이들과 앞으로 언급될 수치는 특별한 단위표시가 없으면 날개길이(Chord length)로 무차원된 값이다. 그 외의 계산 조건은 Table 1에 정리되어 있다.

Table 1 Conditions for computations (without free surface)

		W/O Free Surface	
계산 영역	X	-1.8 - 3.9	-1.77 - 1.97
	Y	-1.3 - 1.3	-1.10 - 1.10
격자의 갯수	X방향	290	390
	Z방향	140	380
총 격자 갯수		40600	148200
Rn		1.0×10^4	1.42×10^5
속 도(m/s)		1.007	0.8
받음각		0 도	5도
가속종료		500	1000
계산종료		50000	14000
시간중분		0.0005	0.0007
날개 형상		NACA0012	
날개 길이(m)		1	0.203

3.1.2 계산결과 및 고찰

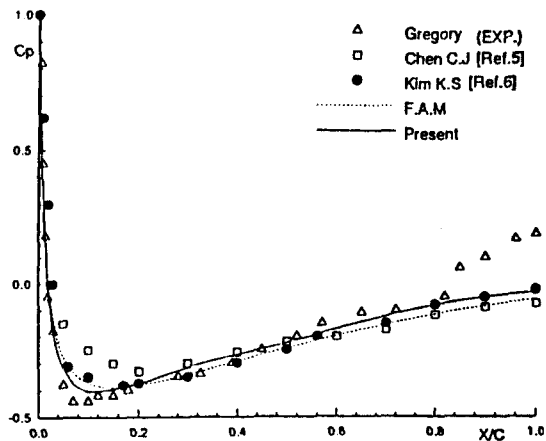


Fig. 3 Comparison of the pressure distribution on the body surface (w/o free surface)

Fig.3는 입사각이 0도일 경우의 날개표면에서의 압력계수를 나타낸다. 다른 계산결과[5, 6]에 비하여 특히 날개 앞 부분에서의 압력계수가 실험결과와 더 잘 일치하고 있으나, 날개 뒷부분에서는 이전의 계산결과와 별 차이가 없음을 볼 수 있다. Fig.4에 도시된 속도 벡터장을 보면 날개 뒷부분에서는 박리현상에 따른 역류영역이 존재함을 알 수 있다. 그러나, 박리점은 다른 계산결과보다 뒤로 치진 날개길이의 94%되는 지점에서 일어나고 있다.

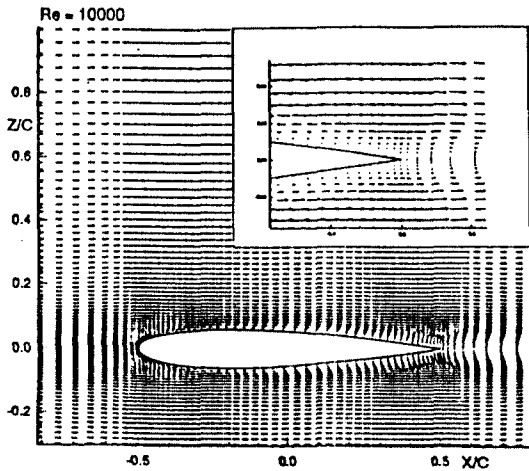


Fig. 4 Velocity vector fields (w/o free surface)

3.2 자유수면을 포함한 경우

3.2.1 파형계측 실험

수치계산의 경우와 같이 NACA0012 날개단면을 택하였으며, 모형의 재질은 나무로 하고 도색은 관찰의 편이를 위해 노란색으로 하였다. 모형의 제원은 폭 1.00m, chord길이 0.2m, 최대두께 0.024m이다.

모형시험은 인하대학교 선박해양공학과 선형시험수조(길이: 79m, 폭: 5m, 깊이: 2.75m)에서 실시되었으며, 날개모형은 전차에 부착되어 예인되었다. (c.f) Duncan의 경우에는 수조의 길이 24m, 폭 0.61m, 깊이 0.61m로 모형을 수조밑에서 벨트와 벨트풀리, 모터등으로 이동시켰음.)

보다 2차원에 가까운 유동을 얻기 위하여 날개의 양끝에 엔드 플레이트로 두께 8mm, 폭 450mm, 길

이 약1800mm의 투명아크릴판을 부착하였다. 엔드 플레이트의 양 끝은 박리현상의 방지를 위하여 그라인더로 경사지게 가공하였다. 이렇게 완성된 엔드 플레이트들에 □자형의 앵글 구조물을 부착시켜 날개의 고정(예인전차의 계측레일에 부착)과 깊이 조절이 가능하도록 하였다. 파고계는 앵글구조물에 부착하여 전차의 계측 레일 위에서 자유로이 움직일 수 있게 하였으며 계측레일 측면에는 줄자를 부착하여 파고계의 위치를 알 수 있게 하였다. 예인전차 속도를 계측한 결과 전차속도의 오차는 최대 3.1%, 평균 1.7% 이하임을 확인하였다.

잠긴 깊이가 1.29, 1.13, 0.95, 0.80이고 날개의 받음각이 모두 5도인 경우에 실험을 실시하였다. 파고계 위치의 변동에 따른 오차를 막기 위하여 한번 주행에 한 점식만을 계측 하였다. 측정점 사이의 간격은 0.15로 하였다.

3.2.2 수치계산

자유수면을 포함한 경우에는 $Rn=1.42 \times 10^5$, $Fn=0.567$ 에서 계산을 수행하였다. 계산에 사용된 좌표계는 Fig.5와 같으며, 날개길이는 20.3 cm이다. 날개가 자유수면 아래 잠긴 깊이는 각각 1.29, 0.95, 0.92, 0.46이며 받음각은 모두 5도로 하였다.

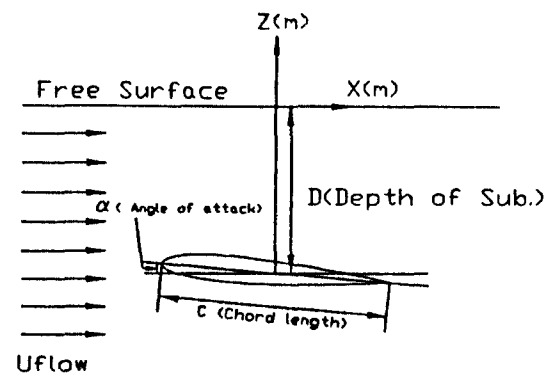


Fig. 5 Coordinate system(w/ free surface)

깊이가 1.29인 경우에는 다음과 같은 3가지 조건 하에서 계산을 수행하였다. 즉, Duncan의 실험조건과 같은 얇은 깊이에서 격자수를 적게 사용한 경우와 많이 사용한 경우, 그리고 바닥이 없다고 가정된 경우이다. 계산에 사용된 성긴 격자와 조밀한 격자는 Fig.6에 비교되어 있다.

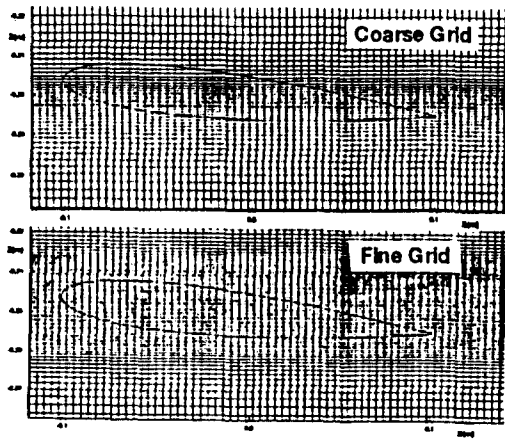


Fig. 6 Comparison between coarse and fine grid systems(w/ free surface)

격자의 크기는 $\Delta x=0.019$, $\Delta z=0.0049 \sim 0.069$ 이며 다른 계산조건 들은 Table 2에 정리되어 있다. Table 2에서 「조건1」은 날개중심에서 바닥까지의 거리가 0.76으로써 Duncan의 실험조건과 같은 경우이며, 「조건2」는 본 연구에서의 실험조건과 같이 바닥까지의 거리를 무한대로 가정하고 계산한 경우를 의미한다.

Table 2 Conditions for computations (with free surface)

		W/ Free Surface					
		잠긴깊이 (D/C = 1.29)		잠긴깊이 (D/C = 0.95)		잠긴깊이 (D/C = 0.91)	
		조건1	조건2	조건1	조건2	잠긴깊이 (D/C = 0.46)	
계산 영역	X	-3.00 - 6.40					
	Y	-2.15 - 0.10	-2.92 - 0.10	-1.80 - 0.15	-2.58 - 0.15	-1.77 - 0.15	-2.15 - 0.25
격자의 X방향 갯수	Z방향	475	475	475	475	475	475
	Y방향	160	180	150	180	160	160
총 격자 갯수		76000	85500	71250	85500	75000	75000
Fn		0.567					
Rn		1.42×10^6					
속도(m/s)		0.8					
반음각		5도					
가속중요 계산중요		1000 10000 - 14000					
시간중요		0.003 (0.0025)					
날개 형상		NACA0012					
날개 길이(m)		0.203					

3.2.3 실험 및 계산 결과의 고찰

실험 결과에 있어서, 엔드 플레이트에서 발생한 파가 모이는 날개단면 뒷부분, 즉, $x=3.5 \sim 4.0$ 이후의 결과는 정확하지 않아서 기록하지 않았다. Fig.7에서 보는 바와 같이, 전반적인 파형은 Duncan의 실험결과와 잘 일치하고 있다. 잠긴깊이 1.13에서는 잠긴 깊이 1.29일 경우에 비하여 파의 경사가 급하여진 것을 볼 수 있다. 또한 아직 쇄파가 발생하지 않은 상태이기 때문에 파정이 잠긴깊이 1.29인 경우에 비하여 높아짐을 볼 수 있다. 잠긴깊이 0.95인 경우는 Duncan의 실험에 의하면 쇄파와 비쇄파의 임계점에 해당한다. 그러나 본 실험에서는 쇄파가 발생하였기 때문에, 쇄파 발생으로 인한 에너지 소모에 의하여 첫번째 파정이 Duncan에 비하여 많이 낮아졌다.

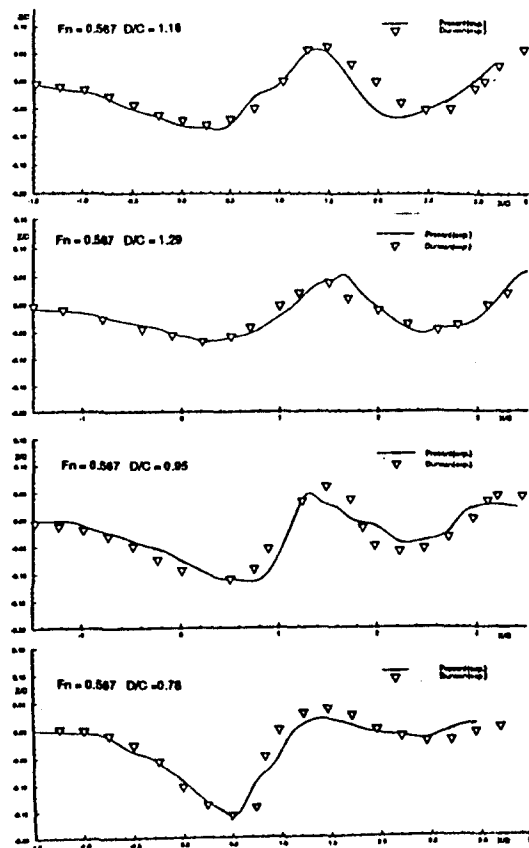


Fig. 7 Comparison of wave profiles (D/C = 1.29, 1.13, 0.95 and 0.78)

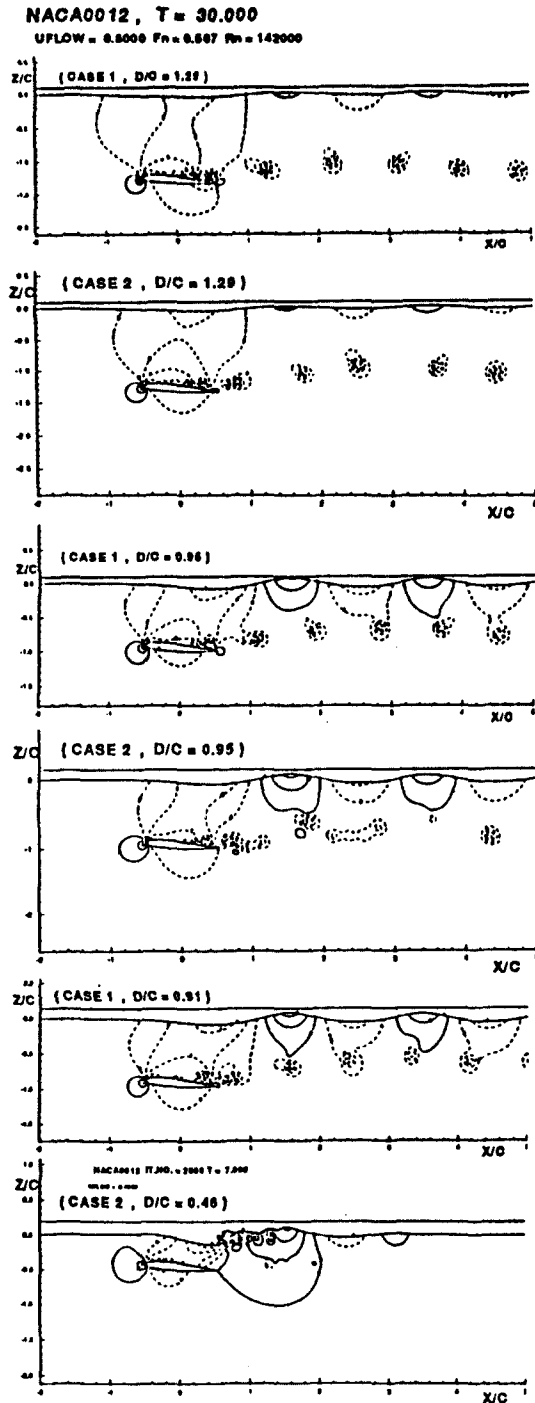


Fig. 8 Pressure contours at various depths (D/C=1.29, 0.95, 0.91 and 0.46)

가장 낮은 잠긴깊이에서는 수면에 가까이 갈수록 압력변화가 심하여져서, 최저점이 매우 낮게 나타났으나, 쇄파 발생으로 인하여 파정의 높이는 그리 높지 않았다.

전체적인 파고와 주기 등이 Duncan의 실험치에 근사하였고, 잠긴 깊이의 변화에 대한 파형 변화도 예측한 대로 계측되었다.

계산 결과에 있어서, Fig.8은 각 깊이에서의 압력 분포 상태를 보여 주고 있다. 깊이가 1.29일 때에는 「조건1」과 「조건2」인 경우 모두 자유수면과 점성유동사이의 상호영향이 그리 크지 않음을 보여 준다. 그러나, 깊이가 낮아짐에 따라 자유수면에 대한 영향이 점점 커짐을 알 수 있다. 특히, 잠긴 깊이가 0.46일 때는 자유수면에 쇄파현상이 일어났으며, 이로 인하여 압력장의 분포상태가 이전의 경우와는 상당히 달라짐을 볼 수 있다. 이는 날개주위의 유동과 자유수면과의 상호작용이 강하게 일어났음을 뜻한다.

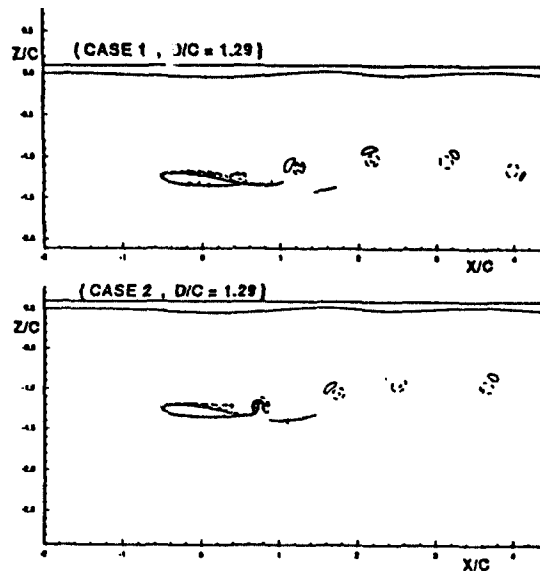


Fig. 9 Vorticity contours (D/C=1.29)

Fig.9는 와도의 분포를 보여 주며 이는 또한 유동 현상이 주기를 가지며 시간에 따라 변화하는 것을 나타낸다.

Fig.10은 깊이가 1.29일 때의 날개표면에서의 압력계수를 나타낸다. 성긴 격자보다는 조밀한 격자일 경우의 결과가 상대적으로 실험결과와 더 유사함을 볼 수 있다. 또한 날개 아랫면에서는 실험값과 큰 차

이가 없으나 날개 윗부분에서는 실험값과 상당한 차이를 보이고 있다. 이에 비하여 자유수면이 없는 경우의 압력계수 값들은 날개윗면에서도 정성적으로 실험치와 잘 일치함을 볼 수 있다. 이는 날개주위, 특히 앞끝부분과 뒷끝부분에서의 격자간격이 3.1절에서 언급한 바와 같이 상당히 조밀하기 때문에 이 부분에서의 속도변화를 제대로 계산할 수 있었기 때문으로 보인다.

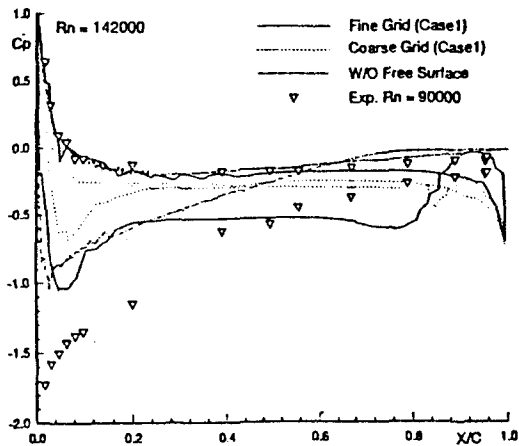


Fig. 10 Comparison of the mean pressure distribution

Fig.11은 앞에서 언급한 3가지 경우에서의 물체주위의 압력분포를 나타내며, 격자의 크기가 적어짐에 따라 계산 결과가 난류유동의 특성을 더 잘 보여줄 수 있다. Fig.12는 각 깊이에서의 파형을 보여준다. 「조건1」과 「조건2」의 파형은 거의 유사함을 볼 수 있다. 잠긴 깊이가 1.29인 경우에서 성긴 격자 보다는 조밀한 격자에서 파의 높이가 크게 나왔는데, 그 이유는 앞에서 언급한 날개주위에서의 압력계수차이에 기인한다고 볼 수 있다. 깊이가 0.95인 경우에는 실험과 계산된 파의 형태가 전혀 다름을 볼 수 있는데, 그 이유는 실험에서는 쇠파가 발생했으나 계산에서는 일어나지 않았기 때문으로 보인다.

이상의 계산결과를 보면 파형의 경우에는 실험결과와 큰 차이를 보이지 않으나 파의 높이는 실험결과와 다소 차이를 보이고 있음을 알 수 있다. 이는 날개 주위에서의 격자간격이 충분히 조밀하지 않아, 물체경계부근에서의 급격한 유동변화를 정도 높게 계산하지 못했음에 기인한다고 볼 수 있다.

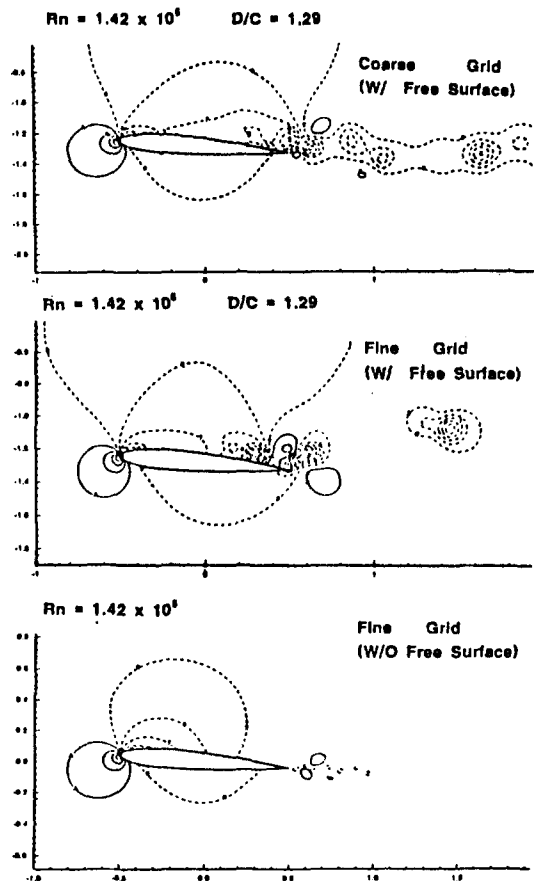
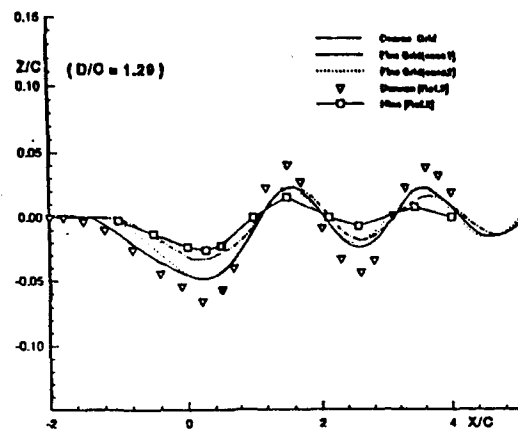


Fig. 11 Comparison of the pressure contours



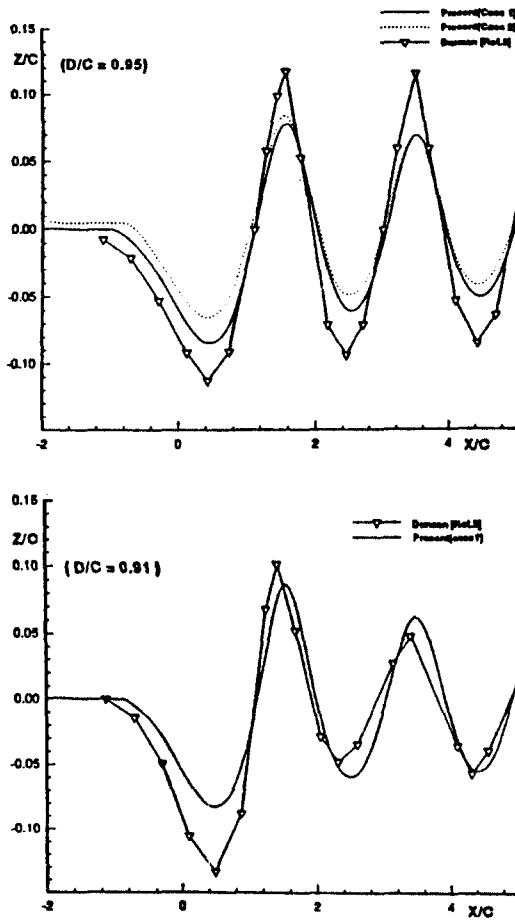


Fig. 12 Comparison of wave profiles (D/C = 1.29, 1.13 and 0.95)

4. 결 언

자유수면아래 잠긴 날개단면 주위의 2차원 유동장에 대한 수치계산과 모형시험을 통해 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 자유수면이 없는 경우의 계산을 통해 직사각형격자계를 이용한 본 계산조직의 정도를 확인하였다.
- (2) 자유수면이 있는 경우, 비교적 높은 Rn수에서 계산을 수행하여 좋은 결과를 보였다.
- (3) 수치계산을 통하여, 자유수면의 정량적인 변화

- 는 날개윗면에서의 압력분포에 좌우됨을 알 수 있다.
- (4) 자유수면이 있는 경우, 격자간격을 더 조밀하게 하면 보다 정도 높은 계산을 할 수 있음을 확인하였다.
- (5) 높은 Rn수에서의 난류유동장 해석의 정도를 높이기 위하여는, 물체 주위의 조밀격자 생성에 보다 효과적인 복수격자계를 사용하거나 난류모형을 보완할 필요가 있다.
- (6) 이번 실험에서는 파형만을 측정하였으나, 앞으로 압력분포와 항력, 양력등도 계측하면, 계산의 정도확인 및 항상, 자유수면과 점성유동사이의 상호 간섭 현상에 대하여 보다 이해를 넓힐 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 인하대학교의 1994년도 교내연구와 한국과학재단의 1994년도 연구비 지원으로 이루어졌다. 연구지원을 하여준 인하대학교와 한국과학재단에 심심한 사의를 표한다.

참 고 문 헌

- [1] Shin M.S. and Mori K., "Numerical Computation of 2-Dimensional Waves behind a Hydrofoil", *Jour. Soc. Naval Arch of Japan*, vol.163, 1988
- [2] Hino. T., "Numerical Computation of a Free Surface Flow around a Submerged Hydrofoil by the Euler/ Navier-stokes Equations", *Jour. Soc. of Naval Arch. of Japan*, vol.164, 1988
- [3] Duncan J. H., "The Breaking and Non-breaking Wave Resistance of a Two-Dimensional Hydrofoil", *J. Fluid Mech.*, Vol.126, 1983
- [4] Gregory N. and O'Reilly C. L., "Low Speed Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Airfoil Section Including the Effects of Upper Surface Roughness Simulating HoarFrost", *Aero Report 1308*, National Physical Laboratory, 1970
- [5] Chen C. J. and Chen H. C., "The Finite Analytic Method", *IIHR Report*, No. 232-4, 1982
- [6] Kim K. S., et. al, "Numerical Calculation of

- laminar Flow past a Hydrofoil : Non-staggered Control Volume System", *proc. Propulsor Tech '91, Chungnam Nat'l Univ.*, 1991
- [7] Walree F. van & Yamaguchi K, "Hydrofoil Research : Model Tests and Computations", *Fast'93*, 1993
- [8] 김대현, "자유표면하에서 진행되는 2차원 원형주상체 주위의 유동에 관한 실험적 연구", 인하대학교 대학원 석사논문, 1991
- [9] Coleman R. M., "Nonlinear Calculation of Breaking Waves behind a Two-Dimensional Hydrofoil", *Proceeding of the 16th Symp. on Naval Hydrodynamics*, 1986
- [10] Lee Y. G. and Miyata. H., "Finite-Difference Simulation Method for 2D flow about Bodies of Arbitrary Configuration", *Jour. Soc. of Naval Arch. of Japan*, Vol.167, 1990