



상류 후류의 발달 주파수가 하류 익형의 비정상 경계층 거동에 미치는 영향 (Effects of Upstream Wake Frequency on the Unsteady Boundary Layer Characteristics On a Downstream Blade)

배 상 수*(영남대 대학원) · 강 동 진(영남대 기계공학부)

Sang Su Bae(Graduate School), Dong Jin Kang(Yeungnam Univ.)

Key Words: MIT flapping foil(MIT 요동 익형), Unsteady flow(비정상 유동), Kutta condition(Kutta 조건), Upstream wake interaction (상류 후류 상호작용)

ABSTRACT : The effects of the frequency of upstream gust on the unsteady boundary characteristics on a downstream blade was simulated by using a Navier-Stokes code. The Navier-Stokes code is based on an unstructured finite volume method and uses a low Reynolds k-e turbulence model to close the momentum equations. The MIT flapping foil experiment set-up is used to simulate the interaction between the upstream wake and a blade. The frequency of the upstream wake is simulated by varying rate of pitching motion of the flapping airfoils. Three reduced frequencies, 3.62, 7.24, and 10.86, are simulated. As the frequency increases, the unsteady fluctuation on the surfaces of the downstream hydrofoil is shown to decrease while the upstream flapper wake has larger first harmonics of y-velocity component. The unsteady vortices are shown to interact with each other and, as a result, the upstream wake becomes undiscernible inside the inner layer. The turbulence kinetic energy shows a similar behavior. Limiting streamlines around the trailing edge of the flapper are shown to conform with the unsteady Kutta condition for a round trailing edge, while limiting streamlines around the trailing edge of the hydrofoil conforms with the unsteady Kutta condition for a sharp edge.

1. 서 론

비정상 점성유동은 실험유체역학 뿐만 아니라 전산유체역학에 있어서도 가장 도전적인 문제 중의 하나이다. 특히, 터보기계의 익형에 형성되는 비정상 경계층의 발달과정은 터보기계의 정상 및 비정상 성능특성에 큰 영향을 미치는 인자로 이미 잘 알려져 있다. 그러나, 실험실이나 실제 응용에서 예측해야 할 경계층의 두께는 일반적으로 대단히 얇아 이를 정확하게 예측하여 경계층의 발달과정을 정확히 예측하는 것은 상당히 어려운 일이다. 특히, 비정상 경계층의 경우에는 예측의 정확도를 유지하기가 더욱 힘들다. 따라서, 수치해석과 실험의 상호 보완적인 연구를 통해 터보기계 내의 비정상 유동성을 상세히 이해하는 것이 가장 현실적인 접근방법이라 하겠다.

비정상 경계층 유동은 후류 유동장에 놓인 비행기 날개, 선박 추진 프로펠러의 익형유동, 터보엔진의 정익과 동익 상호작용등 여러 가지 응용에서 관찰되며, 유동의 비정상성도 교란이 공

간파(spatial wave), 시간파(temporal wave) 또는 양자가 혼합된 이동파(traveling wave) 등 다양한 방법에 의해 유기될 수 있으며, 이와 같은 다양한 형태의 파동에 의한 비정상 경계층 유동특성은 아직 잘 이해되지 않고 있다. 게다가, 지금까지 발표된 대부분의 연구논문은 평판 경계층이 시간적인 파동 교란에 놓일 경우의 비정상 경계층 거동에 관한 것들이다. 예를 들면, Telionis등⁽¹⁾은 Howarth 유동에 작은 크기의 시간적인 파동을 가할 경우의 비정상 경계층 유동특성을 정리하였다. 이 경우 비정상 경계층 유동은 작은 진폭의 overshoot을 가지는 Stokes 층(layer) 특징을 보이며, 자유유동 파동과는 약 45° 위상차이를 보인다. 최근에 Choi등⁽²⁾은 공간적인 파동에 의한 비정상 경계층 흐름을 연구하였는데, 그들의 연구에 따르면 공간적인 파동에 의한 비정상 경계층은 시간적인 파동의 경우보다 큰 진폭의 Stokes 층이 관찰되고 평균 속도성분과 1차 조화 속도성분사이 강한 비선형 상호작용이 있다. 이동파(traveling wave)

교란은 공간적인 요소와 시간적인 파동의 요소를 동시에 가지는 경우로 이 때의 비정상 경계층 유동에 대한 연구자료는 매우 드물다. 이동파에 의한 비정상 난류 경계층 유동특성은 익형이나 익렬에 주기적으로 유입되는 후류와의 상호작용을 연구한 몇몇 실험 및 수치적인 연구결과에서 살펴볼 수 있다. MIT 실험과 이 실험에 관한 수치해석도 그 중의 하나이다.⁽³⁾⁻⁽⁵⁾ 예를 들면, Paterson등⁽⁴⁾은 MIT 요동 익형 실험에 사용한 수중익에 대하여 이상적인 후류 파동모델을 사용하여 주파수, 파동 모양 그리고 익형형상의 영향을 연구했다. 저주파수에서의 거동은 비점성 유동 이론(inviscid flow theory)과 유사한 거동이 관찰되지만 주파수가 증가함에 따라 MIT 요동 익형 실험에서 관찰된 바와 같은 비정상 유동특성을 보였다. 다시 말하면 경계층은 내부에서 overshoot을 가지고 자유유동과 큰 위상차를 가진다. 또한, 파동의 형상은 비정상 유동특성에 큰 영향을 미친다. 이상과 같은 외부 교란 방법 차이에 의한 비정상 경계층 유동특성 외에도, 비정상 경계층 자체는 여러 가지 흥미로운 유동특성을 가지고 있다. 예를 들면 비정상 Kutta 조건은 중요한 비정상 유동특성중 하나이다. Poling등⁽⁶⁾은 주기적인 움직임은 날개의 응답을 관찰함으로써 비정상 Kutta 조건을 연구한 바 있다. 그들의 측정에 의하면, 감쇄 주파수(reduced frequency)가 2보다 클 경우 고전적인 Kutta 조건은 더 이상 사용할 수 없다.

본 논문에서는 익형에 유입되는 이동파 교란의 주파수가 비정상 경계층 유동특성에 미치는 영향 외에도 비정상 Kutta 조건 등을 수치적 방법으로 살펴보고자 한다. 이를 위해 MIT 연구그룹⁽³⁾에서 실험한 실험장치를 모델로 선정하였다. 이 실험은 MIT가 보유하고 있는 수터널(water tunnel)에서 이루어졌으며, 비정상 경계층 유동장을 정밀하게 계측하였다. 따라서, 수치해석 방법의 검증에 충분한 데이터가 제공되어 있는 장점이 있으며, 타 연구자의 수치해석 결과도 비교적 풍부하여 비교자료도 적지 않다. Fig. 1은 MIT가 실험한 익형 주위의 기하학적 형상을 개략적으로 보여주고 있다. 그림에서 정지 수중익 표면에 형성되는 비정상 경계층 유동특성을 주로 살펴보게 되며, 유입되는 파동의 주파수 변화는 요동 익형의 주파수를 변화시켜서 얻었다. 따라서, 파동의 형상도 주파수에 따라 약간 변화하게 된다. 본 연구에서 살펴볼 감쇄 주파수($wc/2U$)는 3.62, 7.24 그리고 10.86이다.

MIT에서 실험한 감쇄 주파수는 3.62이다.

본 연구에서 사용하는 N-S코드는 비정렬(unstructured) 격자계에서 개발된 것으로 선행연구에서 이미 자세히 검증된 바 있다.⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾ 본 N-S 코드는 SIMPLE 알고리즘을 기초로 하며, 대류항을 QUICK법으로 근사하고 시간 도함수도 모두 이차 Euler 후방 차분법을 사용하여 근사하여 수치해의 정밀도를 향상시켰다. 공간에 관한 나머지 항은 중앙차분법을 사용한다.

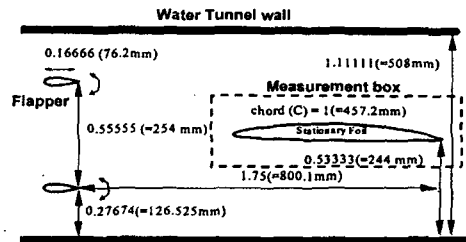


Fig. 1 Schematic diagram of the MIT flapping foil experiment

2. 지배방정식

본 연구에 사용된 지배 방정식은 x - y 직교 좌표계에서의 2차원 비압축성 Navier-Stokes 방정식으로 다음의 식 (1), (2) 그리고 (3)으로 표현할 수 있다.

운동량 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial y}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{eff} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial y}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{eff} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

연속 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

여기서 u 와 v 는 각각 x 와 y 방향 속도성분이고, p 는 압력을 그리고 ν_{eff} 는 등가 점성 계수로(equivalent viscosity) $\nu_{eff} = \nu + \nu_t$ 이다.

ν 와 ν_t 는 각각 유체의 동점성 계수(kinematic viscosity)와 와점성 계수(eddy viscosity)이고, 와점성 계수는 Chien의 저레이놀즈수 난류 모델⁽⁹⁾로부터 구한다.

3. 난류 모델

대표적인 저레이놀즈수 난류모델의 하나인 Chien의 난류모델⁽⁹⁾은 다음의 식 (4)와 (5)에 정리한 난류운동에너지 방정식과 난류운동에너지소산을 방정식으로부터 와점성 계수를 구한다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} - \frac{\partial x_j}{\partial t} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_j \epsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial x_j}{\partial t} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \right] + f_1 C_{\epsilon 1} \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (5)$$

여기서 u_j 는 $x_j(j=1,2,3)$ 방향의 평균유속을 k 는 난류운동에너지를 ϵ 은 소산율을 가리킨다. 와점성 계수는 $\mu_t = \rho C_\mu f_\mu k^2 / \epsilon$ 로 구하며, 기타 여러 가지 모델상수와 함수는 다음과 같다.

$$C_\mu = 0.09, C_{\epsilon 1} = 1.35, C_{\epsilon 2} = 1.8, \sigma_k = 1.0$$

$$\sigma_\epsilon = 1.3, f_1 = 1.0, f_\mu = 1.0 - e^{-0.015y^+}$$

$$f_2 = 1.0 - 0.22e^{-(Re_\tau/6)^2} \quad (6)$$

4. 수치해석 방법

본 N-S 코드는 직교 좌표계(x,y) 운동량 방정식을 사용하며, 압력 방정식은 연속 방정식에 이산화된 운동량 방정식을 대입하여 얻는다. 압력 방정식을 얻는 구체적인 절차는 규칙 격자계에서 사용한 방법과 거의 동일하다.⁽⁸⁾ 본 N-S 코드는 운동량 방정식의 대류항을 QUICK 법으로 차분화하고 시간 도함수는 이차 Euler 후향 차분법을 사용한다.

MIT요동익형 실험은 2개의 요동 익형과 하나의 고정된 수중익으로 구성되어 있다. 두 개의 상류 요동 익형은 3.62의 감쇄 주파수로 요동한다. 요동 익형의 움직임을 정확하게 시뮬레이션 하기 위해 Fig. 2와 같이 규칙 및 불규칙 격

자계를 혼용한 하이브리드 격자계를 사용하였다. 요동 익형, 수중익 그리고 채널의 벽면은 규칙 격자계로 나머지 부분은 불규칙 격자계로 구성하였다. 특히, 익형의 둘레는 O-타입 규칙 격자계로 구성하였다. 또한 요동 익형 주위를 구성하는 규칙 격자계는 익형의 운동과 함께 요동하게 된다. 따라서, 규칙 격자계와 불규칙 격자계의 경계에 놓이는 격자점은 매 시간 증분마다 변형된 유한체적을 가지게 된다.⁽⁷⁾

본 연구에서 사용한 수치해석 방법에 대한 보다 자세한 내용은 참고문헌 [7-9]에서 얻을 수 있다.

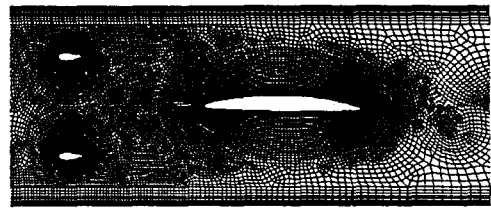


Fig. 2 Computational domain and grid

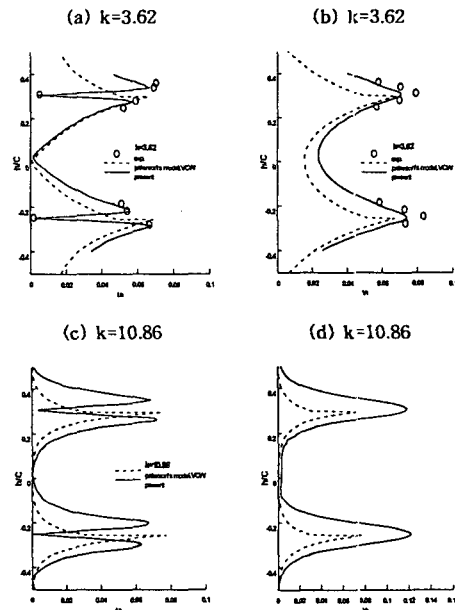


Fig. 3 Evaluation of wake model used Paterson et al.

4. 결과 및 고찰

MIT요동익형 실험에 대한 세밀한 수치모사 전에 격자의 민감도와 시간 증분의 영향을 살펴본 결과 43,588개의 격자점과 시간 증분

$\Delta t = T/400$ 을 사용하여 충분히 정확한 수치해를 얻을 수 있음을 알 수 있었다. 여기서 T 는 요동 익형의 주기이다. 보다 자세한 내용은 참고문헌 [7,9]에 잘 정리되어 있다. 따라서, 본 연구에서도 43,588개의 격자점과 $T/400$ 를 시간 증분으로 사용하여 수치해석을 수행하였다. 또 익형에 유입되는 후류의 주파수 변화는 요동 익형의 요동 감쇄 주파수를 MIT에서 실험한 3.62이외에도 7.24, 그리고 10.86로 바꾸어 가며 수치해석하였다. 이 때 요동 각도는 상하 6° 로 고정하였다. 본 수치해는 정상상태 뿐만 아니라 압력 및 속도성분의 1차 조화함수의 비교에서도 MIT 실험데이터와 좋은 일치를 보여주었다.⁽⁷⁾ 자세한 비교는 참고문헌 [7-9]에 정리하였으며, 본 논문에서는 주로 익형에 유입되는 후류 주파수의 영향만을 살펴본다.

Fig. 3은 감쇄 주파수가 3.62 혹은 10.86 일 경우에 얻은 후류 속도성분의 1차 조화성분을 실험치와 선형 수치해석에 사용된 후류 모델과 비교하고 있다. 속도성분은 Fig. 1의 측정상자 전면 경계에서 얻은 것이다. 그림에서 감쇄 주파수가 3.62일 경우 본 수치해는 실험치와 거의 일치하지만, Paterson등⁽⁴⁾의 후류 모델은 후류를 다소 단순하게 모델링하고 있음을 알 수 있다. 감쇄 주파수가 10.86으로 증가한 경우 Paterson등⁽⁴⁾의 파동 모델은 감쇄 주파수가 3.62인 경우와 동일한 형상을 가정하고 있지만 본 수치해는 다소 다른 형상을 예측하고 있다. 이러한 차이는 Paterson등⁽⁴⁾의 후류 모델이 비점성 유동을 가정하여 얻은 것이기 때문으로 판단된다.

Fig. 4는 수중익에 유입되는 요동 익형의 후류 주파수가 표면압력계수에 미치는 영향을 살펴 보기 위해 도시한 그림이다. 그림에서 비정상 벽면압력의 변동폭은 감쇄 주파수가 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다. 이는 주파수가 증가함에 따라 비정상 와동(vortical flow) 간의 운동량 교환이 증가함에 따라 비정상 변동이 오히려 상쇄되는 것으로 사료된다. 시간변화에 따른 비정상 속도분포를 도시한 Fig. 5는 이러한 설명을 뒷받침한다. (a)-(b)는 감쇄 주파수가 3.62일 때 (c)-(d)는 10.86일 때를 각각 도시하였다. 그림을 살펴보면 감쇄 주파수가 3.62일 때 비정상 속도 분포는 경계층 내부와 자유유동에서 거의 동일하게 후류의 영향을 받음을 알 수 있지만, 감쇄 주파수가 10.86일 경우에는 층류 저층에서 자유 유동과는 크게 다른 분포를 보여준다. 다시 말하면 층류 저층에서는 요동 익형의 후류

영향이 전혀 보이지 않고 있는데 이는 비정상 와동 간의 상호작용이 강하게 작용함을 의미한다.

Fig. 6은 주파수 변화에 따른 난류운동에너지 분포를 벽면에 수직인 방향으로 살펴 본 그림이다. 그림에서 (a)-(b)는 감쇄 주파수가 3.62일 경우 (c)-(d)는 10.86일 경우에 얻은 것이다. 흥미로운 것은 감쇄 주파수가 10.86일 경우에는 경계층 내부에서 요동 익형의 후류 영향을 거의 살펴볼 수가 없다는 것이다. 감쇄 주파수가 3.62일 경우 후류 띠(wake strip)를 층류 저층에서도 뚜렷이 관찰할 수가 있지만, 10.86의 감쇄 주파수에서는 후류 띠가 완전히 파괴되어 있고 단지 자유유동 영역 부근에서만 관찰된다. 이러한 유동특성은 Fig.7에서 살펴보았던 비정상 속도분포와 일치하는 거동으로 비정상 와동 사이의 운동량 교환이 난류 구조에도 영향을 줄을 의미한다.

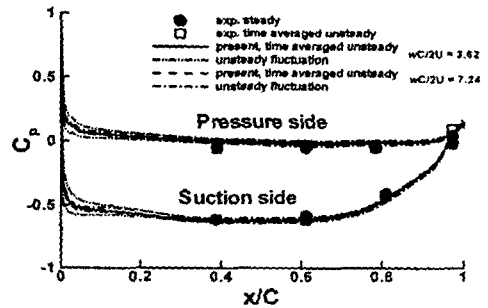
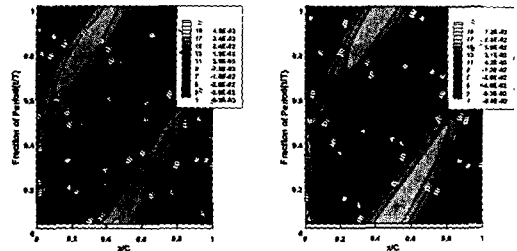


Fig. 4 Comparison of the wall pressure coefficient

(a) at $y^+ = 100$, $k = 3.62$ (b) at $y^+ = 1000$, $k = 3.62$



(c) at $y^+ = 100$, $k = 10.86$ (d) at $y^+ = 1000$, $k = 10.86$

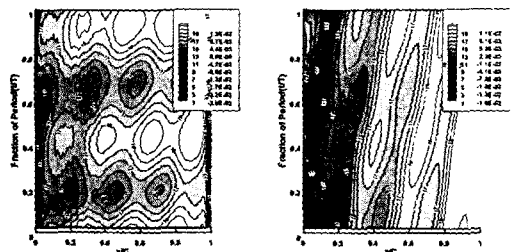


Fig. 5 Time histories of the unsteady velocity

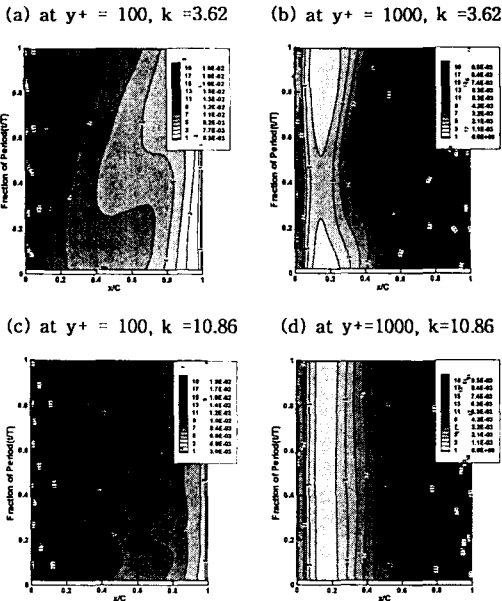


Fig. 6 Time histories of the turbulence kinetic energy

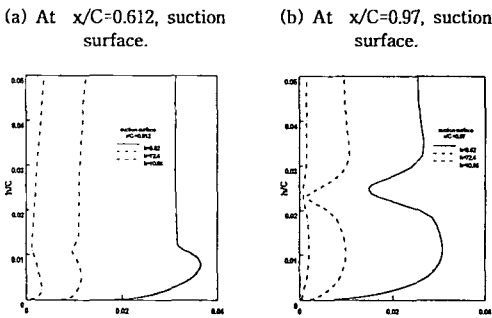


Fig. 7 Comparison of the stokes layer overshoots at two axial locations.

Fig. 7은 두 군데 x-방향 위치에서 흡입면위의 속도분포를 분해하여 일차 조화함수의 크기를 도시한 그림이다. 그림을 살펴보면 주파수의 크기에 관계없이 stokes 층 유동특성을 잘 보여주며, overshoot의 크기는 주파수에 큰 의존성을 보인다. Fig. 8는 stokes 층의 특성을 보다 자세히 살펴보기 위해 도시한 그림으로, (a)는 overshoot의 크기를 벽면을 따라 (b)는 벽면으로부터 최대 overshoot까지의 거리를 나타낸 것이다. 그림을 살펴보면 주파수가 증가함에 따라 overshoot의 크기는 줄어들고 벽면쪽으로 이동함을 알 수 있다. Fig. 7(b)의 stokes층은 경계층 가장자리 부근에서 급격한 크기 변화를 보이는데, 이는 경계층 내부의 비정상성과 자유유동 비정상성이 서로 상쇄되면서 일어나는 현상

으로 선행 연구에서도 관찰되었다.

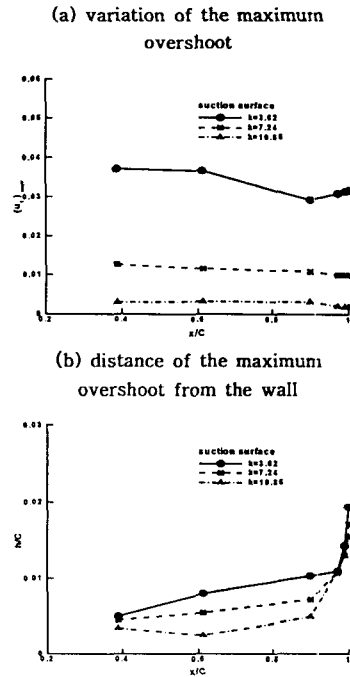


Fig. 8 Magnitude and position of the maximum overshoot

Fig. 9은 요동 익형의 끝단 부근에서의 유선을 도시한 그림이다. 그림을 살펴보면 요동 익형의 운동방향이나 주파수의 크기에 관계없이 모든 극한 유선(limiting streamline)은 끝단의 기하학적 기울기(흡입면 혹은 압력면)와 다른 각도로 떨어져 나간다. 이는 Giesing 과 Maskell^{(10),(11)}이 제시한 비정상 Kutta 조건과 일치하는 결과이다. 즉 무딘 끝단을 떠나는 유선은 끝단의 기하학적 기울기와는 다른 각도로 끝단을 떠난다. 날카로운 끝단을 지닌 수중익의 끝단 주위의 유선은 Fig. 10에 도시되어 있다. 그림을 살펴보면 요동 익형의 경우와는 달리 모든 극한 유선이 수중익의 압력면 기울기를 가지고 끝단을 떠남을 알 수 있다. 이는 날카로운 끝단에 대한 비정상 Kutta 조건으로, 큰 수치해가 이를 잘 모사하고 있음을 보여준다.

5. 결론

익형에 유입되는 후류의 주파수가 하류 블레이드 표면에 형성되는 비정상 경계층 유동특성에 미치는 영향을 살펴보기 위해 MIT요동익형 실험을 수치해석하였다. 수치해석은 요동 익형의

감쇄 주파수를 3.62, 7.24 그리고 10.86으로 바꾸어 가면서 실행하였다.

감쇄 주파수가 증가함에 따라 수중익 벽면에서의 비정상 압력은 감소하였는데, 이는 비정상 와동 강하게 상호작용을 하기 때문이다. 또한 비정상 와동의 강한 상호작용은 경계층 내부에서 비정상 유동과 난류운동에너지도 상쇄시키게 된다. 이와 같은 비정상 유동의 상쇄는 stokes 층 overshoot을 감소시키게 된다. 또 stokes 층 최대 overshoot 위치는 주파수가 증가함에 따라 벽면에 접근하였다.

본 수치해는 Giesing 과 Maskell^{(10),(11)}이 제시한 비정상 Kutta 조건과 일치하는 거동을 보였다. 무딘 끝단을 가진 요동 익형에서는 극한 유선이 주파수의 크기나 요동 익형의 운동방향에 관계없이 끝단의 기하학적 기울기와는 다른 각도로 끝단에서 떨어져 나갔다. 또 날카로운 끝단을 지닌 수중익 끝단에서는 극한 유선이 수중익의 압력면 기울기를 가지고 끝단에서 떨어져 나갔다.

후기

본 연구는 한국과학재단 지정 선문대학교 공조 기술 지역협력연구센터의 지원으로 수행되었다.

참고문헌

1. Telionis, D. P., Springer-Verlag, N. Y, 1981.
2. Choi, J. E., Sreedhar, M., Stern, F., *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.118, No.3., 1996, pp. 537-545.
3. Rice, J. Q., M. S. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1991.
4. Paterson, E., and Stern, F., *Sixth Int. Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1993.
5. Ho, Y., Lakshminarayana, B., Thompson, D. E., and Morris, P. J., *PSU TURBO9503*, 1995.
6. Poling, D. R. and Telionis, D. P., *AIAA J.*, Vol. 24, No. 2, 1986, pp. 193-199.
7. Kang, D. J., Bae, S. S., and Kim, J. W., *IGTI 99*, 1999.
8. Kang, D. J., Bae, S. S., and Choi, D. K., *14th KSME-JSME Fluid Engineering Conference*, 1998, pp. 1-4.
9. Kang, D. J., Bae, S. S., and Kim, J. W., *AIAA 99-3522*, 1999.
10. Giesing, J. P., *Transactions of ASME Journal of Applied Mechanics*, Vol. 36,

1969, pp.608-613.

11. Maskell, E. C., *Unpublished note, Royal Aircraft Establishment, Farnborough, England*, 1971.

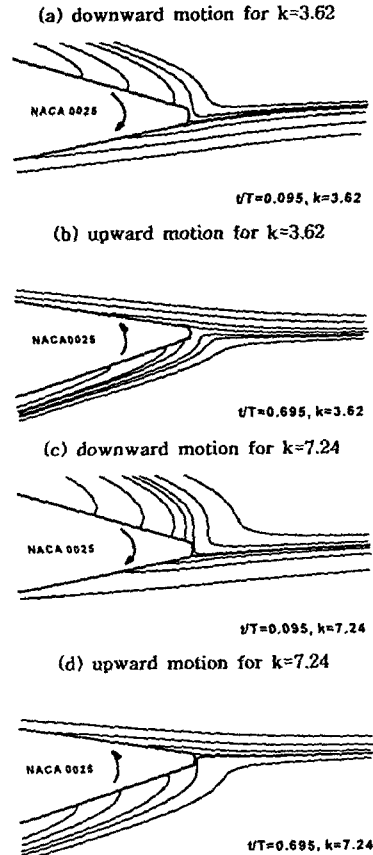


Fig. 9 Streamlines around the trailing edge of the flapping airfoil

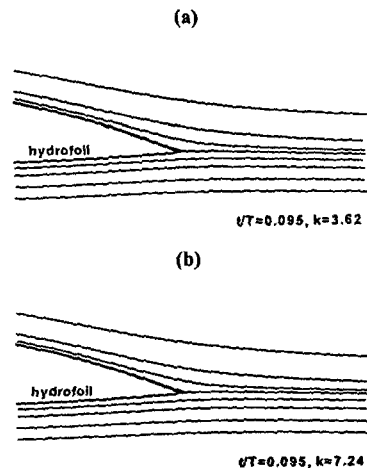


Fig. 10 Streamlines around the trailing edge of the hydrofoil