

Horn-type Rudder 주위의 2 차원 난류유동 해석

정 남 균[†]

(2009년 2월 9일 접수, 2009년 10월 15일 수정, 2009년 10월 17일 심사완료)

Analysis of Two-Dimensional Turbulent Flow around the Horn-type Rudder

Namgyun Jeong

Key Words : Rudder(방향타), Cavitation(공동현상), Two-Dimension(2 차원), Turbulent Flow(난류 유동), Standard $k-\epsilon$ Model(표준 $k-\epsilon$ 모델)

Abstract

The two-dimensional turbulent flow around the horn-type rudder has been examined in the present study by using the commercial code FLUENT. The standard $k-\epsilon$ model is used as a closure relationship. The geometry of horn rudder is based on the NACA 0020 airfoil. The simulations for various angle attack (α) and yaw angle (δ) are carried out. The effect of Reynolds number is also investigated in this study. The cavitation is more possible when the yaw angle is 6° and it is more serious as Reynolds number increases.

1. 서론

선박의 이동 속도가 증가하고, 그 적재량이 증가할수록 선박의 추진장치인 프로펠러와 조타 장치인 타(rudder)에 가해지는 부하 또한 증가하게 된다. 최근 조선기술의 발달로 이러한 경향은 점차 두드러지게 되고, 그로 인해 심각한 문제들이 대두되게 되는데, 그 중의 하나가 프로펠러 및 타 표면에서 발생하는 공동현상(cavitation)에 의한 침식현상인데, 이는 표면에서 유체의 압력이 물의 증기압보다 작아질 때 일어나게 된다. 혼타입(horn-type)의 타에 있어서는, 타 주위를 흐르는 유체의 속도가 증가함에 따라 간극(gap) 주위의 압력이 특히 저하되어 침식현상이 더 심각해지게 된다. 선박의 추진장치인 프로펠러 후방에서 작동하는 타 주위의 유동은 정확하게 해석하기가 어렵기 때문에, 일반적으로 실험적인 방법(Brix⁽¹⁾)에 의존적이다. 그러나, 그러한 단순한 방법은 그 신뢰성 측면에서 종종 의문이 제기 될 수가 있다.

최근까지 타 주위의 유동을 예측하기 위한 많은 시도들이 있었는데, Molland⁽²⁾는 선체를 제외하고, 프로펠러와 그 후방에 배치한 타 만을 고려하여 풍동(wind tunnel) 실험을 수행하였다. Stierman⁽³⁾은 다양한 프로펠러와 타 형상에 대하여 체계적인 실험을 하였는데, 타의 받음각(angle of attack)을 0° 로 제한하였다. Tamahima⁽⁴⁾ 등은 프로펠러의 성능을 계산하기 위하여 단순화된 프로펠러 이론을 이용하였고, 타에 작용하는 힘을 계산하기 위하여는 패널법(panel method)를 채택하였다. Han⁽⁵⁾ 등은 수치적인 방법으로 프로펠러와 타간의 상호작용에 대하여 연구하였으며, 그 계산결과를 실험과 비교하였다.

본 연구에서는 혼타입의 타에서 공동현상을 감소시키기 위한 방안을 모색하기 위해, Fig. 1 과 같이 NACA 0020 익형(airfoil)에 기반을 둔 형상과 5종의 유동 형태를 고려한 계산을 수행하고 받음각(α) 및 타각(δ) 변화에 따른 타 간극 주위의 2 차원 난류유동 특성을 파악하고자 한다. 계산을 단순화시키기 위하여 프로펠러의 영향은 제외하였다.

간극 주위의 유동은 점성 효과로 인해 Reynolds 수의 영향이 크게 나타날 것이므로 다양한 Reynolds 수에 대하여 계산을 수행하였다.

[†] 회원, 삼성전자 디지털미디어총괄
E-mail : namkyun.jung@samsung.com
TEL : 010-7433-7210 FAX : (031)206-7746

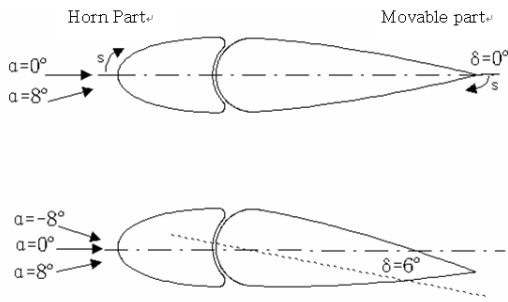


Fig. 1 Combination of angle of attack of horn part and movable part

유동의 수치해석을 위해서 상용코드인 FLUENT 를 이용하고, 난류 모델로는 표준 k-ε 모델을 사용하였다.

2. 수치해석 방법

2.1 지배방정식

난류 비압축성 정상상태의 연속 방정식, 운동량 보존식, 스칼라량 보존식을 다음과 같이 직교좌표계 속도성분을 이용하여 일반 좌표계로 기술하면 다음과 같다(Peric⁽⁶⁾).

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a^{mj} \rho u_m] = S_m \quad (1)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a^{mj} (\rho u_m u_i - (T_{mi} - \overline{\rho u'_m u'_i}))] = S_i^u \quad (2)$$

여기서 x_j 는 일반적인 좌표를 나타내고, a^{mj} 는 일반 좌표와 수직 좌표계의 기저 벡터들의 스칼라 곱을 나타내며, J 는 좌표변환의 Jacobian 값이다.

2.2 난류 모델

난류량들을 풀기 위해서 본 연구에서는 공학적으로 많이 쓰이는 표준 k-ε 모델 (Launder & Spalding⁽⁷⁾)을 사용하였다. 위의 모델에서 사용된 경험적 상수 값들은 $C_\mu = 0.09$, $C_{e1} = 1.44$, $C_{e2} = 1.92$, $\sigma_\epsilon = 1.0$, 그리고 $\sigma_k = 1.3$ 이다.

벽면에 가까워질수록 유동의 속도가 작아지기 때문에 Reynolds 수 또한 작아져 높은 Reynolds 수에서 제안된 표준 k-ε 모델은 벽면 근처에서 적용이 곤란하게 된다. 이 문제를 해결하기 위해

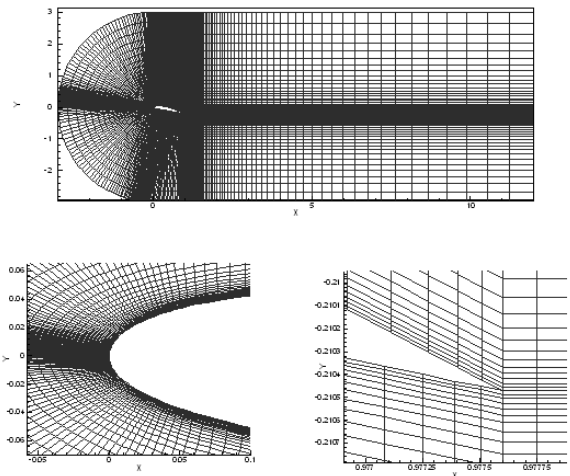


Fig. 2 Calculation domain & Grids for the validation

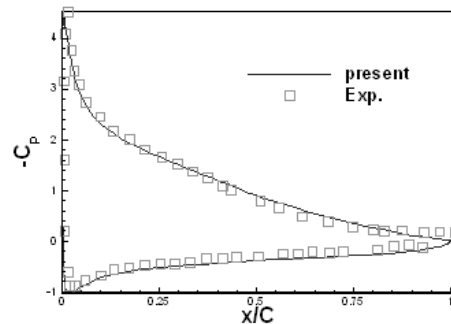


Fig. 3 Pressure distribution along the surface of NACA4412 airfoil

수렴성과 경제적 측면에서 공학적으로 많이 쓰이고 있는 벽함수(wall function)를 사용하였다.

3. 검증 계산

정확한 계산을 위한 격자 분포 기준을 알아보기 위하여, NACA4412 익형(airfoil) 주위의 난류 유동에 대하여 계산해 보았다. 계산에 사용된 Reynolds 수는 입구속도와 익현(chord) 길이를 기준으로 4.5×10^6 이고, 받음각은 12.15° 이다. 계산영역과 사용된 격자는 Fig. 2 에 나타내었고, 계산 결과는 Fig. 3 에 나타내었다. 벽면에서 첫 격자점까지의 거리와 익현의 길이 비가 1.0×10^{-5} 일 때, 벽면 압력계수인 Cp 값을 Hastings & Williams⁽⁸⁾가 실험한 결과와 비교하였는데, 상당히 잘 일치함을 알 수 있다. 계산에 사용된 격자의 node 수는 39994 개이다.

4. 결과 및 고찰

4.1 받음각 및 타각에 따른 유동해석

Fig. 1 의 형상에 대하여 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$, $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우의 유동에 대해 계산하였다. Fig.1 에 벽면을 따른 압력분포를 구하기 위해 쓰인 둘레길이(girth length), s 의 시작점과 방향을 함께 나타내었다.

계산 영역은 모든 계산에 걸쳐서 $-4.83 < x/c < 16.7$, $-4.45 < y/c < 4.45$ (c 는 익현의 길이)으로 하였고, 간극 주위에서는 비정렬격자계, 나머지 부분에서는 정렬격자계를 이용하였으며, 타 앞 부분의 영역은 격자생성의 용이함을 위해서 반원형태로 하였다. Fig. 4 에 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우, rudder 주위의 격자를 나타내었는데, 나머지의 경우도 비슷한 격자를 이용하여 계산하였으며, 모든 계산에서 node 수는 66000 ~ 68000 개로 하였다.

α 가 변하는 경우 실체는 rudder 는 고정되어있고, 유체의 유입 각도가 변하는 것이지만 격자 생성 및 경계조건 처리에 어려움이 따르므로, 계산에서는 rudder 를 회전시키고 유입 각도를 x 축에 평행하게 고정시켰다. Reynolds 수 1.6×10^6 에 대하여 위에서 언급한 5 가지 종류의 유동 해석을 하였다. 경계조건은 rudder 와 경계면이 상당히 떨어져 있으므로 윗면과 아래면은 대칭(symmetric) 경계조건으로 하였고, 하류 쪽에서는 압력출구(pressure-outlet) 조건으로 하여 노이만(Neumann) 조건일 때보다 해의 수렴을 빠르게 하였다.

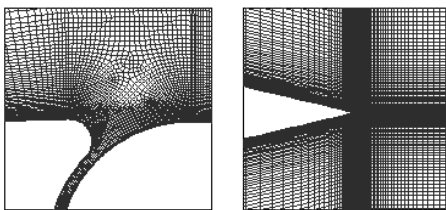
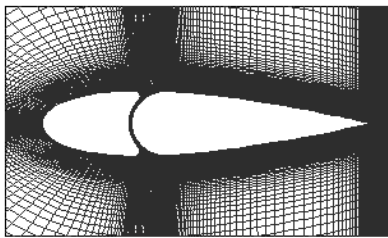


Fig. 4 Calculation domain & Grids ($\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$)

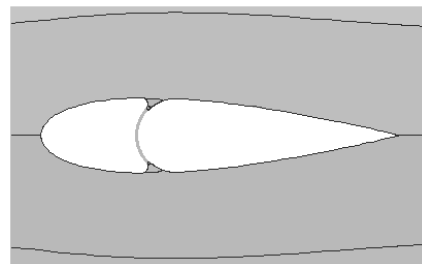
입구 조건으로는 유체가 모든 계산에서 x 축과 평행하게 유입되는 것으로 하였고, 난류강도를 입구 속도 크기의 5%, 난류 점성계수비(turbulent viscosity ratio)를 3 으로 하였다. 그림에 나타난 압력값은 다음과 같이 무차원화 되었다.

$$P^* = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_{in}^2} \quad (3)$$

여기서 P^* 는 본 계산에서의 정압, P 는 실제 압력, P_∞ 는 출구에서의 압력이다.

4.1.1 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우

Fig. 5 는 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때의 유선을 도시한 것이다. 전체적인 타 형상이 대칭이기 때문에 몸체에 작용하는 양력(lift force)이 존재하지 않으므로 상류에서 흐르는 유체는 고정타(horn part) 전면의 중앙에서 몸체와 충돌하여 정체점(stagnation point)을 형성하게 되고, 정체점을 지나는 유선은 익형끝단의 끝점을 통과하며 x 축에 평행한 직선의 형태를 띄게 된다. 그 유선을 중심축으로 하여 다른 유선들은 대칭을 이루는데, 이 또한 타 형상이 대칭이기 때문이다. 정체점에서 갈라져 나온 유체는 고정타의 윗면과 아래 면을 타고 흐르다가 고정타 후면 모퉁이를 지나면서 몸체에서 떨어져 나오게 된다. 몸체로부터 박리된 유체는 대부분 가동타(movable part)의 전면을 타고 하류로 흐르게 되지만, 가동타의 전면과 부딪힌 소량의 유체는 간극 내부로 전향하여 재 순환영역을 만들어 낸다. 이 때 간극 내부로 유체가 유입되지 않는 것은 타 주위의 유동장이 대칭이므로, 압력장 또한 대칭으로 형성되어, 유체를 간극 내부로 끌어들이는 압력차가 그 윗면과 아래 면에 존재하지 않기 때문이다.



$\alpha=0^\circ, \delta=0^\circ$

Fig. 5 Streamlines ($\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$)

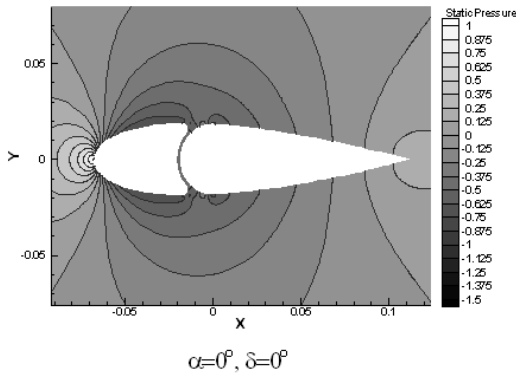


Fig. 6 Pressure distribution ($\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$)

Fig. 6 에 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때의 압력장을 도시하였는데, 몸체의 중심축에 대해 대칭임을 알 수 있다. 타 표면에서의 $-C_p$ 를 Fig. 7 에 나타내었다. 난류모델에 따른 결과 비교를 위하여, $k-\omega$ 모델과 저 Reynolds 수 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 계산 결과도 같이 나타내었다. 각 모델의 계수 값은 FLUENT 에서 기본으로 제공하는 값을 이용하였다. 고정타의 경우 돌레길이의 시작점과 끝점 즉, 정체점에서부터 시작해 고정타의 중반까지 하류로 빠르게 흐르는 유체로 인해 압력이 떨어져 $-C_p$ 값은 증가하고, 고정타의 중반 이후부터는 압력이 점차 회복되어 $-C_p$ 값이 서서히 감소하다가 고정타의 후면 모퉁이를 돌며 박리된 유체로 인해 $-C_p$ 값이 순간 증가하게 되는데, 저 Reynolds 수 $k-\epsilon$ 모델의 결과 값이 가장 크게, $k-\omega$ 모델의 결과 값이 가장 작게 나타났다. 간극 내부에서는 유체의 흐름이 거의 없으므로 표면에 일정한 압력이 작용한다. 가동타에서는 돌레길이를 익형끝단의 끝점을 시작으로 하여 시계방향으로 증가시키는데, 유체가 가동타의 표면을 따라 하류로 흐르면서 압력이 점차 회복되기 때문에 돌레길이를 따라 점차 감소된다. 돌레길이가 증가되면서 가동타의 전면부 중 유체가 부딪히게 되는 코너부분을 만나면 고압이 표면에 작용하게 되어 $-C_p$ 값이 갑자기 작아지고, 간극 내부에서는 고정타 마찬가지로 일정한 압력이 작용하여 $-C_p$ 값에 변화가 없다. 간극 내부에서의 압력은 저 Reynolds 수 $k-\epsilon$ 모델이 가장 높게, $k-\omega$ 모델이 가장 낮게 예측하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8 에 나타낸 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우의 유선분포를 보면 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때보다 고정타 전면에서의 정체점이 약간 아래에 위치해 있음을 알 수 있다. 이는 δ 가 6° 로 증가하면서 전체적인 타형상의 대칭성이 깨지고, 양력이 발생하게 되기 때문이다.

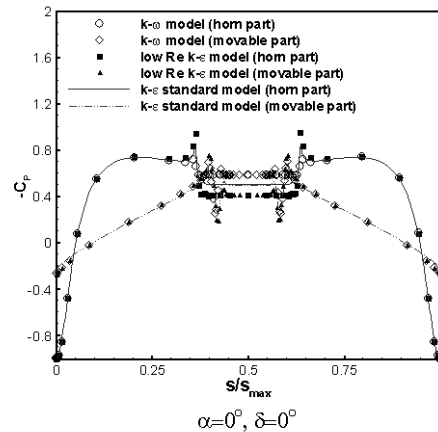


Fig. 7 Pressure coefficient ($\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$)

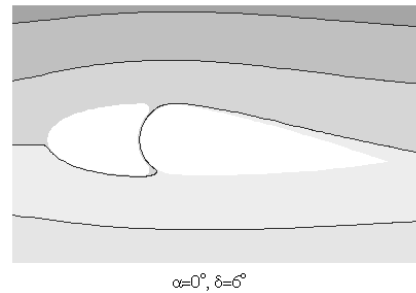
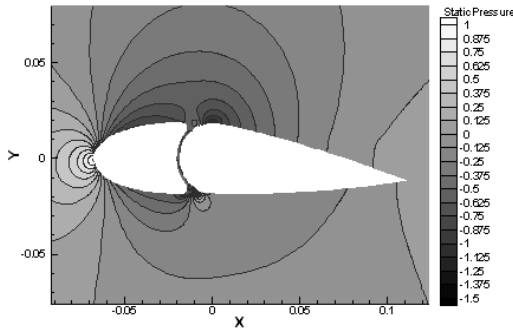


Fig. 8 Streamlines ($\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$)

4.1.2 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우

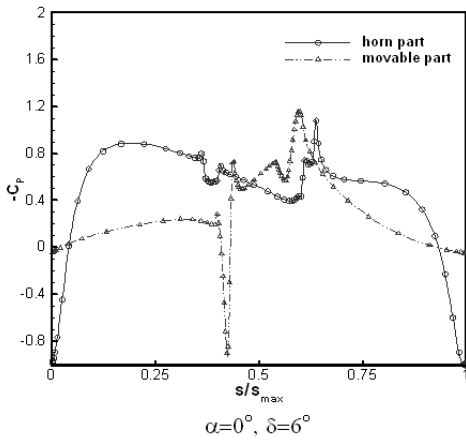
간극 주위의 유선분포는 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때와 상당히 다른 양상을 띠고 있다. 간극의 아래 면에서는 고정타를 타고 하류로 흐르던 유체가 고정타 후면에서 박리 되어 가동타의 전면 코너에서 몸체와 수직으로 부딪혀 또 하나의 정체점이 발생하게 된다. 이 부분에 작용하는 고압으로 인해 간극의 윗면과 아래 면에 압력차가 발생하게 되고, 그 내부로 유체가 흘러들어 유선이 간극 내부를 통과하게 되는 것이다. 이는 Fig. 9 에서 나타낸 압력 분포에서 확인 할 수 있다.

Fig. 9 는 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우의 압력분포를 나타낸 것인데, 고정타의 윗면에서의 압력이 아래 면에서 보다 더 작음을 알 수 있다. 정체점이 고정타의 꼭지점에서 약간 아래에 위치하기 때문에 고정타의 윗면을 흐르는 유체가 더 큰 곡면 효과를 겪게 되고, 아래 면을 흐르는 유체보다 속도가 더 커지게 되므로 압력이 작아지는 것이다. 간극 사이로 흐르는 유체는 가동타의 전반부 윗면을 타고 돌면서 가속되어 그 부분에서의 압력을 저하시킨다. Fig. 10 에 타 표면에서의 $-C_p$ 를 돌레길이를 따라 나타내었다.



$\alpha=0^\circ, \delta=6^\circ$

Fig. 9 Pressure distribution ($\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$)

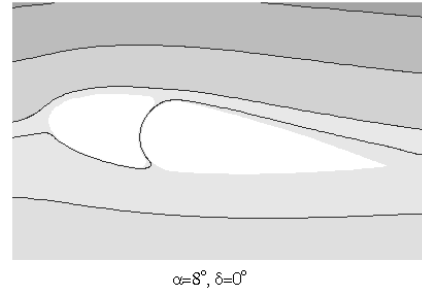


$\alpha=0^\circ, \delta=6^\circ$

Fig. 10 Pressure coefficient ($\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$)

$\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때는 고정타의 둘레길이 시작점과 끝점에서 $-C_p$ 값이 최소치를 나타냈으나, $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 일 때는 고정타의 둘레길이 끝점 바로 앞에서 최소치를 갖게 된다. 이는 정체점이 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때보다 약간 아래에 위치함을 알려준다. 고정타의 윗면 중반까지의 결과를 보면 $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때 보다 $-C_p$ 값이 높게 나타나는데, 위에서 언급한대로 압력이 더 떨어졌기 때문이다. 고정타의 후반부 윗면에서 유체가 박리되면서 유속이 증가하면 저압이 작용되고 $-C_p$ 값이 약간 증가한다. 둘레길이가 증가하면 고정타의 후반부 윗면에 형성된 재순환영역을 지나게 되어 압력이 상승했다가, 간극 사이로 흐르는 유체가 고정타의 후반부 윗면 모퉁이를 돌 때, 몸체표면에서 떨어져 나오면서 가속되어지기 때문에 그 부분에서 압력이 떨어지게 된다. 따라서 $-C_p$ 값은 고정타의 후반부 윗면을 돌면서 움푹 들어간 양상을 띄게 된다.

고정타의 후반부 아래 면에서는 상류로부터의 유체가 모퉁이를 돌면서 크게 가속되어져 압력을



$\alpha=8^\circ, \delta=0^\circ$

Fig. 11 Streamlines ($\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$)

상당히 저하시키기 때문에 $-C_p$ 값이 최대치를 나타내게 된다. 모퉁이를 돌아 간극 사이로 유입되는 유체는 재순환 영역을 형성시킴과 동시에 고정타의 후면에 부딪혀 간극 내부로 흘러 들어가게 된다.

가동타의 전반부 아래 면에서 형성된 정체점에서의 고압은 $-C_p$ 값을 크게 떨어뜨리고, 간극 내부로 유입되는 유체가 큰 속도를 가지고 가동타의 전면을 타고 흐르게 되면 압력이 크게 떨어져 $-C_p$ 값은 크게 증가하게 된다. 가동타의 전면을 타고 흐르는 유체는 고정타의 후면에 유체가 부딪혀 형성된 고압의 영향을 받아 압력이 증가되어, $-C_p$ 값이 떨어지게 된다. 유체가 가동타의 전반부 윗면의 곡진 형상을 지나면 다시 속도의 크기가 증가하여 압력이 떨어지게 되고, 상류로부터 흐르는 유체와 만나 고압이 형성되는 부분의 영향을 받아 다시 압력이 증가하게 된다. 이와 같은 압력의 변화는 가동타의 간극 주변에서 $-C_p$ 값이 여러 번 굴곡 되는 양상을 띄게 한다.

4.1.3 $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우

α 가 8° 가 되면 정체점은 $\alpha=0^\circ$ 일 때보다 아래쪽에 위치하게 되고, $\delta=0^\circ$ 일 때보다 $\delta=6^\circ$ 일 때 더 아래쪽에 발생하는데, 이는 타의 아래면에 작용하는 압력이 $\delta=6^\circ$ 일 때 더 커지고 그에 따라 양력도 커지기 때문이다. Fig. 11과 Fig. 12에 나타난 유선을 비교해 보면 두 경우 익형의 끝단으로 유체가 흐르면서 박리가 일어날 것을 예측할 수 있는데, $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우보다 $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우가 훨씬 빨리 박리가 일어남을 알 수 있다. 타의 윗면과 아래 면을 흐르는 유체가 익형의 끝단에서 만나야 하므로, 정체점이 아래쪽에 위치할수록 고정타의 윗면을 타고 흐르는 유속이 커지게 된다.

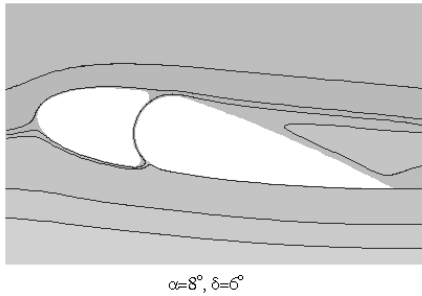


Fig. 12 Streamlines ($\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$)

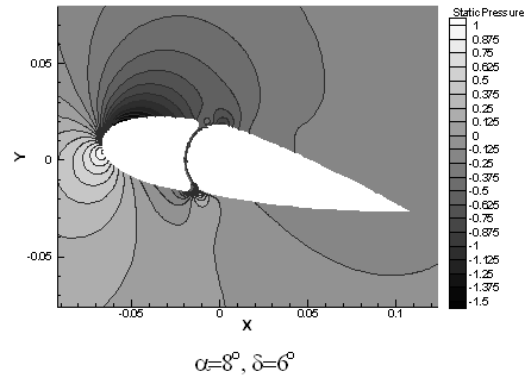


Fig. 14 Pressure distribution ($\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$)

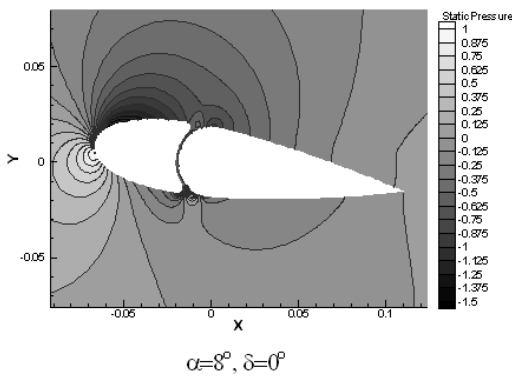


Fig. 13 Pressure distribution ($\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$)

따라서 고정타의 윗면에서의 압력이 급격히 떨어지게 되는 것이고, $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우의 압력이 더 작게 나타나게 되는 것이다 (Fig. 13, 14). α 가 8° 인 경우의 간극 주위의 압력을 보면 타 아래쪽에서 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 일 때의 압력보다 더 높기 때문에 간극 내부로 유입되는 유량도 커지게 된다. $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우는 $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 일 때보다 상류에서 하류로 흐르는 유체에 더 큰 저항을 주기 때문에 압력이 더 커지게 되므로 따라서 간극 내부로의 유량도 커지는 것이다. 가동타에서의 압력 분포를 보면 $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우는 중반에서의 박리발생으로 인해 압력이 익형의 끝단까지 저압으로 유지되는 반면, $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우는 가동타를 타고 흘러감에 따라 점차 회복됨을 보여 익형끝단 근방의 압력은 $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우가 높게 나타난다.

Fig. 15 와 16 에 둘레길이를 따른 $-C_p$ 값을 나타냈다.

가동타의 경우 $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 일 때, 익형끝단 부근에서 $-C_p$ 값이 $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우보다 높은 상태로 거의 일정하게 유지되는데, 이는 위에서 언급했듯이 박리로 인한 저압이 몸체 표면에 일정하게 작용하기 때문이다. $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우 가동타의 전반부 아래 면 정체점 뒤에서 압력

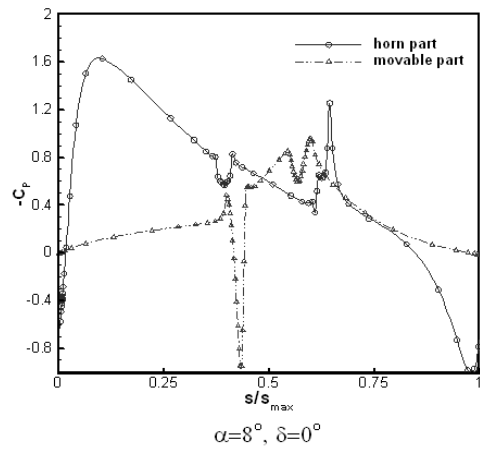


Fig. 15 Pressure coefficient ($\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$)

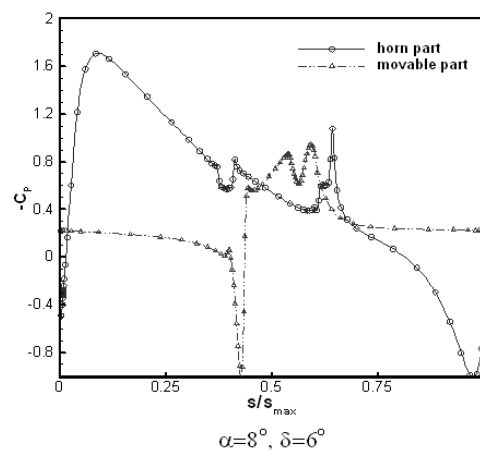


Fig. 16 Pressure coefficient ($\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$)

이 $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$ 에서 보다 더 떨어진 이유는 유체가 상류에서 가동타를 타고 하류로 흐를 때 겪는 곡면 효과가 $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$ 인 경우에 더 커져 유속이 증가했기 때문이다.

고정타에서의 $-C_p$ 값을 보면 고정타의 윗면에서

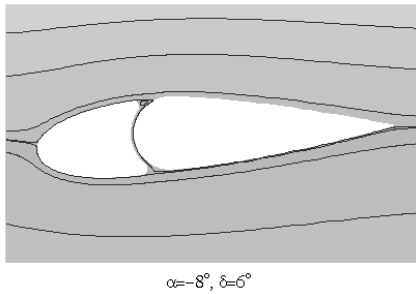


Fig. 17 Streamlines ($\alpha = -8^\circ : \delta = 6^\circ$)

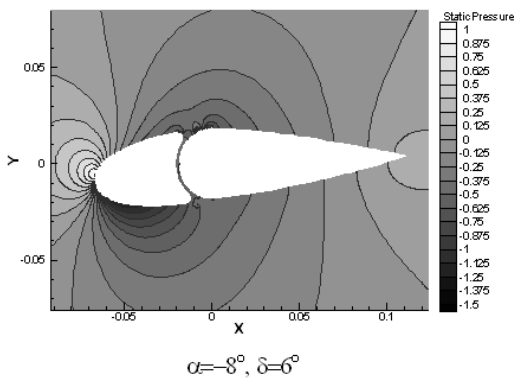


Fig. 18 Pressure distribution ($\alpha = -8^\circ : \delta = 6^\circ$)

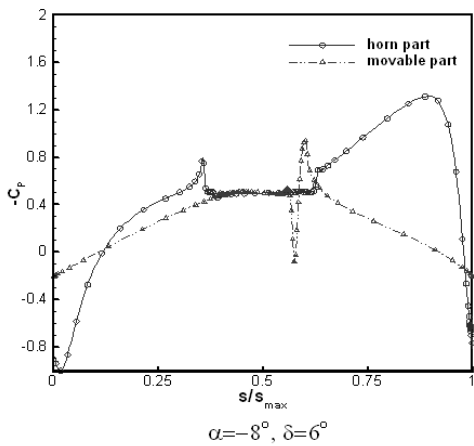


Fig. 19 Pressure coefficient ($\alpha = -8^\circ : \delta = 6^\circ$)

최대치를 보이고 있어, $\alpha = 8^\circ$ 인 경우는 간극 주위에서보다 이 부분에서 공동현상의 발생 가능성이 높음을 알 수 있고, 고정타 윗면에서의 압력 저하를 막는 것이 중요한 과제가 될 것이다.

4.1.4 $\alpha = -8^\circ : \delta = 6^\circ$ 인 경우

α 가 -8° 인 경우는 정체점이 고정타의 중심점 윗부분에 위치하게 된다. 그렇기 때문에 유동장의

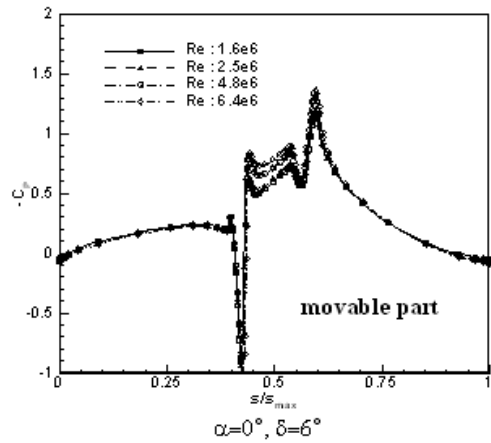
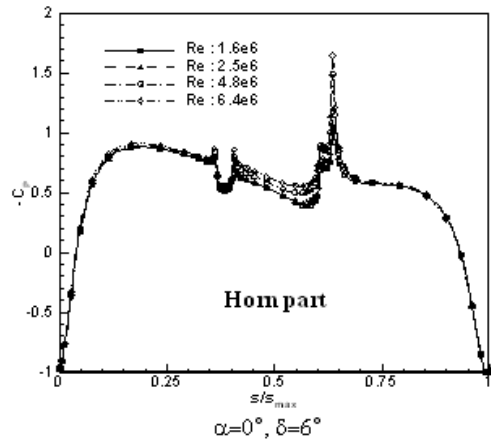


Fig. 20 Pressure coefficient at various Re

양상은 $\alpha = 8^\circ$ 일 때와는 반대로 고정타의 아래 면에서 저압이 발생하게 된다. 그러나, δ 가 6° 이므로 타의 윗부분에서의 곡면효과로 $\alpha = 8^\circ$ 일 때보다는 압력이 높게 나타난다. Fig. 17 과 18 에 유선과 압력 분포를 각각 나타내었다. 간극 내부로 흐르는 유량이 매우 작기 때문에 간극 내부에서의 압력은 거의 일정하게 되고, Fig. 19 에서 보는 바와 같이 $\alpha = 0^\circ : \delta = 0^\circ$ 인 경우에서처럼 $-C_p$ 값이 일정하게 된다. 고정타의 전반부 윗면에서의 압력분포는 $\alpha = 0^\circ : \delta = 0^\circ$ 인 경우와 비슷한 양상을 띄고 있는데, 이는 상류로부터의 흐르는 유체가 대부분 고정타를 따라 흘러 채부착 강도가 그다지 크지 않기 때문이다. $\alpha = 8^\circ$ 인 경우도 $\alpha = 8^\circ$ 에서와 같이 간극 주위에서보다 고정타의 앞 표면에서 공동현상이 발생할 가능성이 더 크다는 것을 알 수 있다.

4.2 Reynolds 수의 변화에 따른 유동장 해석

간극 주위 유동의 박리기포 크기 및 이에 따른

압력분포는 Reynolds 수가 변함에 따라 많이 변하고, 간극 주위의 공동현상도 따라서 영향을 받을 것이다. 본 계산에서는 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 일 때, Reynolds 수가 2.5×10^6 , 4.8×10^6 , 6.4×10^6 인 경우에 대하여 계산하였고, Fig. 20 에 벽면을 따른 $-C_p$ 를 나타내었다. Reynolds 수가 증가할수록 최저 압력점에서의 $-C_p$ 값이 더 크게 나타남을 알 수 있다. 최저 압력점은 고정타의 후반부 아래 면이므로 Reynolds 수가 증가하면 공동현상에 의한 간극 주변의 표면침식이 더 활발해 짐을 뜻하게 된다. Fig. 20 을 보면 벽면을 따른 $-C_p$ 가 다른 부분에서는 거의 일치하지만 간극에서는 상당한 차이를 보이고 있다. 이는 Reynolds 수가 증가할수록 간극에서의 공동현상이 다른 곳에서보다 더욱 심각해짐을 뜻한다.

5. 결 론

상용해석 프로그램인 FLUENT 를 이용하여 받음각(α) 및 타각(δ) 변화에 따른 혼 타입의 타간극 주위의 유동장 해석을 수행하였고, 난류 모델로는 표준 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. $Re=1.6 \times 10^6$ 일 때, $\alpha=0^\circ : \delta=0^\circ$, $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=0^\circ$, $\alpha=8^\circ : \delta=6^\circ$, $\alpha=-8^\circ : \delta=6^\circ$ 인 경우의 유동에 대해 계산하였는데, δ 가 0° 일 때보다 6° 일 때 간극 주위에서 공동현상의 발생 가능성이 높음을 알 수 있었고, α 가 8° 일 때는 간극 주위에서보다 고정타의 표면 앞부분에서 더 심각해짐을 알 수 있었다.

Reynolds 수의 영향을 알아보기 위하여 $\alpha=0^\circ : \delta=6^\circ$ 일 때, Reynolds 수가 2.5×10^6 , 4.8×10^6 , 6.4×10^6 인 경우에 대하여 계산하였는데, 간극에서의 $-C_p$ 값이 상당한 차이를 3 보여 Reynolds 수가 증가할수록 간극에서의 공동현상이 다른 곳에서보다

더욱 심각해짐을 예측할 수 있었다.

후 기

본 연구는 삼성 중공업 조선해양 연구소의 수탁 과제의 연구결과 일부임을 밝히며, 본 과제를 후원하여 주신 관계자 여러분께 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Brix, J., 1993, *Manoeuvring Technical Manual*, Seehafen Verlag GmBH, Hamburg.
- (2) Molland, A. F., 1981, "The Free-Stream Characteristics of Ship Skeg-Rudders," *PhD Thesis*, Department of Ship Science, University of Southampton.
- (3) Stierman, E. J., 1989, "The Influence of the Rudder on the Propulsive Performance - Part I," *International Shipbuilding Progress*, Vol. 36, No. 407, pp. 303~334.
- (4) Tamashima, M., Matsui, S., Yang, J., Mori, K. and Yamazaki, R., 1993, "The Method for Predicting the Performance of Propeller-Rudder System with Rudder Angles and Its Application to the Rudder Design," *Transaction of the West-Japan Society of Naval Architects*, Vol. 86, pp. 53~76.
- (5) Han, J.-M., Kong, D.-S., Kim, Y.-G. and Lew, J.-M., 1999, "Analysis of Propeller-Rudder Interaction with Rudder Angle," *Proceedings, Annual Autumn Meeting of SNAK*, Taejon, Korea, pp. 206~209.
- (6) Peric, M., 1985, "A Finite Volume Method for the Prediction of Three-Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts," *PhD Thesis*, University of London.
- (7) Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269~289.
- (8) Hastings, R. C. and Williams, B. R., 1987, "Studies of the Flow Field near a NACA4412 Airfoil at Nearly Maximum Lift," *Aeronautical Journal*, Vol. 91, No. 901, pp. 29~44.