

표면 유체분출 수중날개의 유동해석

표상우*, 서정천*, 김효철*

Analysis on the Flow Field Around a Hydrofoil with Surface Blowing

by

Sangwoo Pyo*, Jung-Chun Suh* and Hyo-chul Kim*

요 약

본 논문에서는 교란 포텐셜을 기저로 하는 패널방법을 사용하여 물제트를 분사하는 플랩을 가진 타의 성능해석을 수행하였다. 받음각이 큰 경우, 성능해석의 주요 인자가 되는 후류면의 위치를 정확히 구하기 위하여 후류면의 roll-up을 포함시킨 Pyo[1]의 방법을 사용하여 계산하였고, 경계면은 쌍곡면 패널로 이산화하였다. 플랩타의 본체와 플랩 사이의 간극유동을 점성유동인 Couette유동으로 가정하여 계산하였고, 간극 사이에서 분사되는 물제트는 유량변화를 스스로, 모멘텀변화를 떨어져 나가는 보조텍스로 가정하여, 간극의 입구와 출구 패널 위에서 경계조건으로 포함시켜 계산하였다. 본 방법의 수치적 검증을 위해 실험값이 존재하는 경우에 대해 실험값과 프로그램의 수치결과를 비교하였다. 비교 결과, 실험값은 계산값과 좋은 일치율을 보임을 확인하였다.

Abstract

A low order panel method based on the perturbation potential is applied for prediction of performance of blown-flap rudders. In order to improve the solution behavior at the large angle of attacks, the geometry of the trailing wake sheet is computed by aligning freely with the local flow. The effect of the wake sheet roll-up is also included with use of a high order panel method. The flow in the gap between the main component and the flap of the rudder is modeled as Couette flow. The effects of the gap and the flow jet are included in application of a kinematic and a dynamic boundary condition on the inlet and the outlet of the gap as well as on the flap and the wake. The results with the present method are compared with existing experimental data. The method is shown to be capable of determining accurately the flow characteristics even for large flap angles.

1. 서론

항공기의 이착륙시 활주거리의 단축을 위해 많이 사용되고 있는 분사 플랩 날개는 날개의 뒷날 부근에서 공기제트를 분사시킴으로써 박리점의 위치를 조절, 발생되는 날개의 양력을 조절할 수 있다(coanda효과). 이 분사 플랩 날개 문제는 양력의 증가를 위해 선박에 사용되고 있는 플랩을 가진 타 및 고속선 등에 사용되는 수중익 등 많은 문제에 응용될 수 있다. 특히 조종성능이 좋지 않은 저속비대선과 같은 경우 타에서 물제트를 분출시켜 coanda효과를 유발, 양력 증가의 효과를 얻을 수 있다[2].

최근에 물제트를 분사하는 플랩 타에 대한 실험적 연구[2]가 체계적으로 실행되었으며, 이에 대한 이론적인 연구 역시 실행되고 있다. 이론적 연구는 양력면 이론을 사용한 포텐셜 유동해석[3]과 수치 점성 유동해석[4]의 두 분야에서 이루어지고 있으나 두 분야 모두 초기단계에 머무르고 있다.

본 연구에서는 교란 포텐셜을 기저로 하는 패널 방법을 사용하여 물제트를 분사하는 플랩 타 주위의 유동을 계산하는 프로그램을 개발하였다. 정확한 후류면의 위치를 구하기 위해 roll-up을 고려한 비선형 모델[1]을 사용하였으며, 플랩과 본체 사이의 간극유동을 점성유동으로, 물제트를 소스와 떨어져 나가는 보오텍스로 모델링하여 계산하였다.

2. 수치 모델

이미 언급된 바와 같이, 본 연구의 목적은 플랩을 가진 타로부터 물제트가 분출될 때 타에 작용하는 힘의 계산이므로, 물제트의 효과적 모델링과 이로 인해 변화되는 날개 후류의 위치를 정확히 계산하는 것이 중요하다. 우선, 플랩의 뒷날에서 박리현상이 일어나지 않는다고 가정하면, 즉 분출되는 물제트의 유량 혹은 그 속도가 충분히 크다고 하면, 날개 주위의 유동을 포텐셜 유동으로 가정할 수 있다. 본 연구에서는 패널방법을 사용하여 유동을 수치적으로 해석하였으며, 해석방법에

대한 자세한 설명은 Pyo[5]에 언급되어 있다. 다음은 각 부분의 수치모델에 대한 설명이다.

2.1 타

Green의 적분방정식으로 표시되는 패널방법의 지배방정식[5]을 수치적으로 풀기 위하여 타를 쌍곡면 패널로 이산화하였고, Fig. 1에 이를 도시하였다. 타의 앞날에서 플랩이 시작되는 점을 본체라고 하고, 그 나머지 부분을 플랩이라고 정의하였으며, 두 부분을 모두, 스팬방향은 반코사인분포, 코오드방향은 코사인분포를 사용하여 날개 끝단, 즉 앞, 뒷날 부근과 본체와 플랩이 만나는 부분을 세밀하게 분할되도록 하였다.

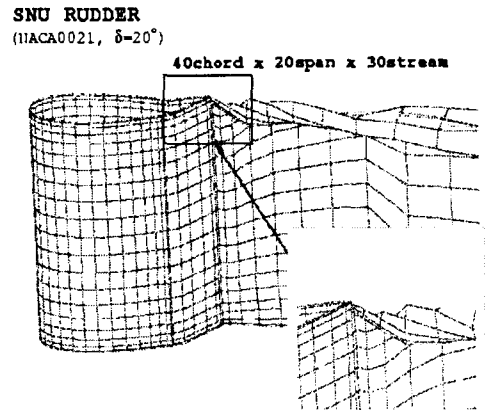


Fig. 1 Panel arrangement for a flapped rudder

2.2 후류면

일반적으로 타의 수치해석을 위해 후류면의 형상은 다항식으로 가정되어 왔다. 이 가정된 후류면을 사용할 경우 받음각이 커지면서 후류에 의한 영향이 커지고 계산결과에 무시하지 못할 오차를 주게 된다. 본 연구에서는 이를 보완하기 위해 Pyo[1]의 방법을 사용하였는데, 그 방법은 다음과 같다.

유입유동의 방향을 갖는 평면으로 가정된 후류면을 사용하여 지배방정식을 풀고, 가정된 후류면에서 유기되는 속도를 계산한 후 시간영역에서 후류면을 이동하여 새로운 후류면을 찾는다. 새로운

후류면을 사용하여 지배방정식을 다시 풀고 후류면의 위치를 다시 계산한다. 위의 계산을 후류면의 위치가 수렴할 때까지 반복한다. 이 방법은 후류면의 roll-up현상을 포함하며 후류면 위에서 동력학적 조건을 만족한다. 플랩을 가진 타에 대해 위의 방법을 적용했을 경우, 후류면의 패널분포의 예가 Fig. 2에 보여지고 있다. 그림에서 볼 수 있는 것 같이, 받음각이 커질수록 후류에 roll-up이 발달되며 후류면이 타와 가까워진다.

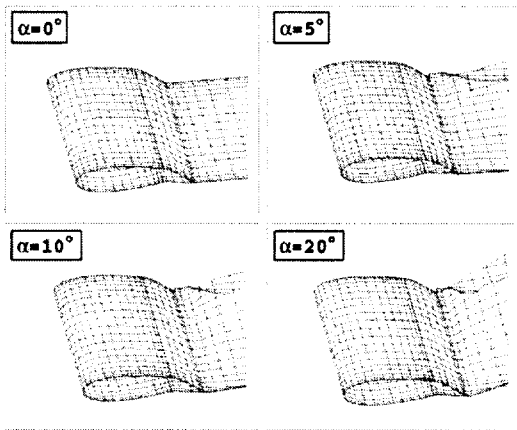


Fig. 2 The trailing wake geometries for a flapped rudder for four different angle of attacks

2.3 간극 유동

플랩타는 일반적으로 기계적 마찰을 피하기 위해 본체와 플랩사이에 간극을 갖고 있으며, 이 간극은 타의 양력에 큰 영향을 주는 것으로 알려져 있다[6]. 본 연구에서는 Pyo[6]의 방법을 사용하여 간극의 영향을 포함시켰으며 그 제안된 방법은 다음과 같다.

Fig. 3에 도시된 것과 같은 플랩을 가진 날개가 있을 때, 날개의 압력면을 따라 흐르던 유동은 간극(0)을 만나 지점 1까지 가속이 되어 $(u_\theta)_m$ 의 평균속도로 점성영역을 통과한 후, 날개의 흡입면(2)으로 빠져나간다. 이 때 흡입면과 압력면 사이의 압력차이는 Bernoulli의 방정식을 이용하면 다음과 같이 나타내어질 수 있다.

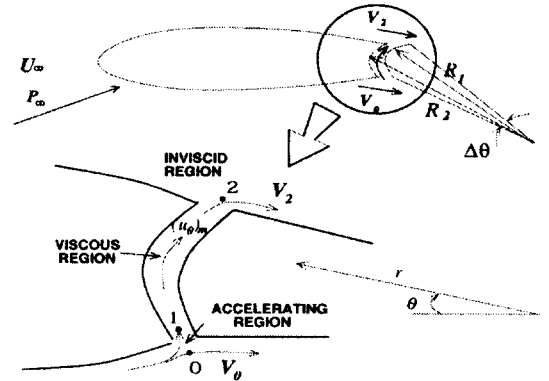


Fig. 3 The sketch of a flapped rudder with a gap

$$\Delta p = p_2 - p_0 = -\frac{1}{2} \rho (|V_2|^2 - |V_0|^2) = (p_2 - p_1) + (p_1 - p_0)$$

여기서, $p_2 - p_1 = \left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right) \Delta \theta$ (1)
 $p_1 - p_0 = -\frac{1}{2} \rho ((u_\theta)_m^2 - |V_0|^2)$

간극내의 점성유동을 Couette유동으로 가정하고, 간극이 날개의 코오드 길이에 비해 작다고 하면 평균속도 $(u_\theta)_m$ 은 다음과 같다[7].

$$(u_\theta)_m \approx -\frac{h^2}{12\mu R_0} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right),$$

여기서, $R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}$ (2)
 $h = R_2 - R_1$

식(1), (2)로부터 압력구배 $\frac{\partial p}{\partial \theta}$ 를 계산할 수 있으며 그 결과를 식(2)에 대입하면 평균속도 $(u_\theta)_m$ 은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$(u_\theta)_m = \frac{12}{Re} \left(\frac{R_0}{h}\right) [-\Delta \theta + \sqrt{(\Delta \theta)^2 + \left\{ \frac{Re}{12} \left(\frac{h}{R_0}\right) \left(\frac{|V_2|}{|U_\infty|}\right) \right\}^2}]$$
 (3)

여기서, Re 는 $\frac{|U_\infty|h}{\nu}$ 로 정의되는 Reynolds 수이다.

간극으로 인하여 간극의 압력면과 흡입면에 각각 Γ (u_θ)_m의 추가적인 법선속도가 발생하므로, 이를 간극의 입구와 출구에서 다음과 같은 운동학적 경계조건을 각각 적용하므로써 포함시킬 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -U_\infty \cdot n \mp (u_\theta)_m. \quad (4)$$

2.4 물제트

물제트는 타의 플랩과 본체사이의 간극으로부터 분출되면서 보오텍스를 형성한다. 이 보오텍스는 Fig. 4에서 볼 수 있는 것 같이 플랩의 뒷날에서 굴절각 δ_j 를 갖고 타에서 떨어져 나간 후, 유입 유동에 의해 형성되는 후류면과 만나게 된다. 이 후류면에서는 기존의 운동학적 경계조건 뿐만 아니라 물제트에 의한 동력학적 경계조건도 만족하여야 하며, 이 두 조건에 의해 물제트에 의해 발생하는 보오텍스의 세기 및 위치를 결정할 수 있다.

물제트의 두께가 무시할 수 있을 정도로 작으며 물제트가 이루는 후류면이 타의 스펠방향으로 평평하다고 가정하면, 물제트의 운동량 변화에 의해 유기되는 힘은 다음과 같다.

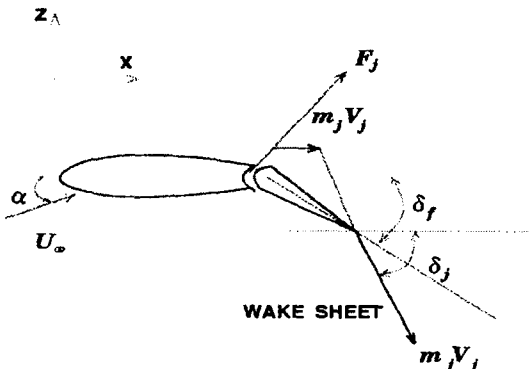


Fig. 4 Two dimensional sketch of ablown-flap rudder with flow jet

$$\begin{aligned} F_x &= m_j' V_j - m_j' V_j \cos \delta_j \\ F_z &= m_j' V_j \sin \delta_j \end{aligned} \quad (5)$$

$$|F_j| = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} = 2 m_j' V_j \sin\left(\frac{\delta_j}{2}\right)$$

여기서, m_j' 는 분사되는 물제트의 시간에 따른 유량변화이며 V_j 는 물제트의 분사속도이다.

물제트에 의해 형성된 보오텍스의 크기를 γ_0 라고 하면, 이 보오텍스에 의해 유기되는 힘은 Kutta-Joukowski의 관계식에 의해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \int_{-s/2}^{s/2} \rho \vec{V} \times \vec{\gamma} dy = \\ &= -\gamma_0 \sin \beta (V_z \vec{i} - V_x \vec{k}) \end{aligned} \quad (6)$$

그러므로,

$$\begin{aligned} F_x &= -\frac{\pi}{4} \rho s V_z \gamma_0 \\ F_z &= \frac{\pi}{4} \rho s V_x \gamma_0 \end{aligned} \quad (7)$$

$$|\vec{F}| = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} = \frac{\pi}{4} \rho s V_t \gamma_0$$

여기서 $V_t = V_x \cos\left(\frac{\delta_j}{2}\right) - V_z \sin\left(\frac{\delta_j}{2}\right)$ 이며 s 는 스펠의 길이이다.

식(5)로 나타나는 물제트의 모멘트 변화에 의한 힘은 식(7)의 떨어져 나가는 보오텍스에 의한 힘과 같아야 하므로 보오텍스의 크기는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\gamma_0 = \frac{4 C_\mu c U_\infty^2 \sin\left(\frac{\delta_j}{2}\right)}{\pi V_t} \quad (8)$$

여기서, c 는 코오드 길이이며 C_μ 는 물제트의 모멘텀계수로 $\frac{2 m_j' V_j}{\rho U_\infty^2 c}$ 로 정의된다.

떨어져 나가는 보오텍스의 영향을 포함시키기 위해 물체트의 분사구 후류인 플랩의 흡입면과 후류면에 γ_0 를 분포시킨다. 식(8)에서 굴절각 δ_j 는 미지수이므로 보오텍스의 세기를 구하기 위해선 반복계산이 필요하다. 물체트의 유량변화는 분사구의 출구 패널 위의 소스로 나타낼 수 있으며, 그 크기는 $\sqrt{C_\mu c/(2h)}$ 로 나타낼 수 있다.

3. 계산 절차

식 (8)에 표시된 보오텍스의 세기는 후류면에 서 동력학적 경계조건으로부터 구한 값이며, 후류면의 위치를 구하기 위해선 후류면에서 운동학적 경계조건을 만족하여야 한다. 그러나 보오텍스의 세기가 굴절각 δ_j 의 함수이며 굴절각은 후류면의 위치에 따라 바뀌므로 후류면의 위치와 보오텍스의 세기를 동시에 구하기 위해선 비선형 문제를 풀어야한다. 또한 식(3)으로 나타나는 간극 내에서의 평균속도는 날개의 흡입면 위에서 속도 V_2 의 함수이고, V_2 는 간극 내의 평균속도로 계산되는 동력학적 경계조건에 의해 결정되므로 이 역시 비선형 문제가 된다. 본 연구에서는 다음과 같은 반복계산을 사용하였다.

- (I) 간극에 의한 영향이 없고 물체트가 분사하지 않는 경우에 대해 ($C_\mu=0$), 유입유동의 방향을 갖는 평면으로 가정된 후류면을 사용하여 지배방정식을 풀고 이를 이용하여 압력면에서의 속도 V_2 를 계산한다.
- (II) 식(3)으로부터 간극 내에서 평균속도를 계산하고 식(4)를 새로운 경계조건으로 하여 지배방정식을 다시 푼다.
- (III) 절차(II)를 간극 내에서 속도가 수렴할 때까지 반복하여 간극효과를 포함시킨다.
- (IV) 주어진 물체트의 모멘텀계수 C_μ 와 가정된 굴절각을 이용하여 식(8)로부터 보오텍스의 세기를 구하고, 이를 플랩의 흡입면 위 패널과 후류면 패널 위에 추가하여 이 영향을 고려한 새로운 지배방정식을 푼다.

(V) 절차(IV)에서 구한 포텐셜을 사용하여 후류면에 유기되는 속도를 구하고 새로운 후류면을 찾는다.

(VI) 새로운 후류면으로부터 구한 새로운 굴절각을 이용하여 새로운 보오텍스의 세기를 구하고 절차 (IV), (V)의 계산을 굴절각이 수렴할 때까지 반복하여 계산한다.

4. 계산 결과

이상에서 설명한 수치방법을 실험이 수행된 타에 대해 적용하였다. 실험에 사용된 타는 NACA 0021 단면을 갖고 있으며 플랩은 전체 코오드길이의 25%, 테이퍼비는 1.0이며, 스패น은 코오드의 1.5배이다. 그 밖의 특성은 [2]에 자세히 나타나 있으며, 계측자료와 마찬가지로 계산은 3차원 효과를 줄이기 위해 타의 1/4 스패น과 3/4스패น 사이에서 실시하였다.

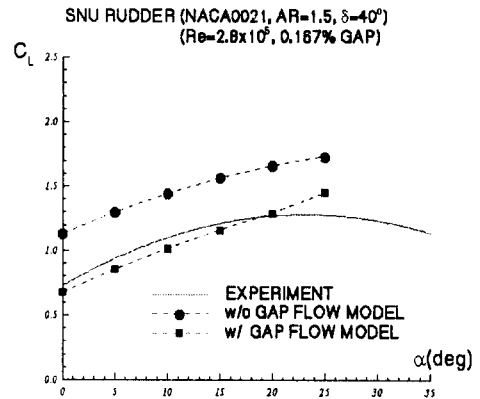


Fig. 5 Effect of the gap on the lift force without flow jet

Fig. 5는 간극이 스패んの 1/600이고 플랩각이 40° 인 경우 간극의 효과를 보여주고 있다. 그림에서 볼 수 있는 것 같이 큰 플랩각에 대해, 간극의 영향은 상당히 크며 간극의 영향을 포함시켰을 경우 실험값과 좋은 일치를 보임을 알 수 있다. 이는 [6]에 주어진 결과와도 일치한다. Fig. 6와

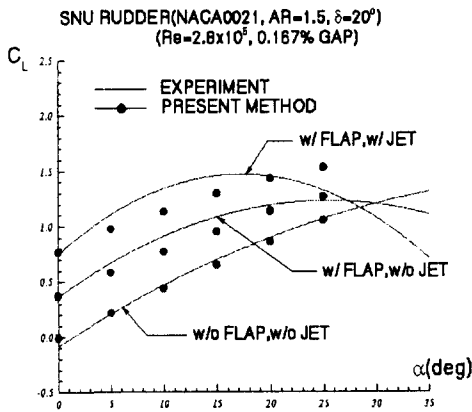


Fig. 6 Effect of flow jet on the lift coefficient of a flapped rudder: flap angle=20deg

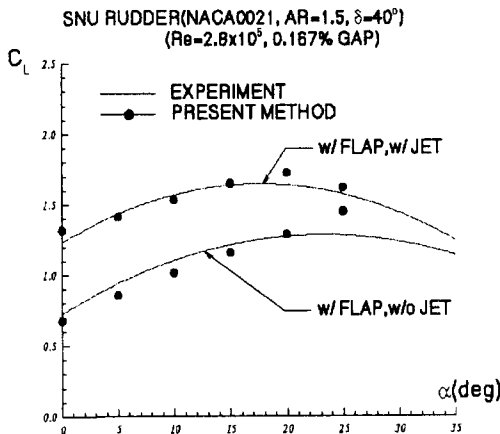


Fig. 7 Effect of flow jet on the lift coefficient of a flapped rudder: flap angle=40deg

Fig. 7은 물체트가 있는 경우 양력의 변화를 나타내고 있다. 사용된 물체트의 모멘텀계수는 0.04이며, 플랩각은 각각 20° , 40° 이다. Fig. 6는 플랩과 물체트가 없는 경우, 플랩만 있는 경우, 플랩과 물체트가 있는 세 가지 경우에 대해 계산값과 실험값을 도시하고 있는데, stall 혹은

박리의 발생이 예상되지 않는 18° 이하의 받음각에서, 세 경우 모두 계산값이 실험값과 좋은 일치를 보여 주고 있다.

Fig. 7은 플랩각이 커지는 경우 coanda효과와 플랩의 간극유동에 의한 영향으로 박리가 지연됨을 보여주고 있으며 이는 실험과도 일치한다 [2]. 대략 받음각이 22° 에서 stall 혹은 박리현상을 보여주고 있으며, 그 보다 작은 받음각에 대해선 계산값이 실험값과 상당히 좋은 일치를 보여 주고 있다. 플랩각이 40° 인 경우 20° 인 경우보다 계산결과가 실험치와 더 좋은 일치를 보여주고 있는데 이는 플랩각이 커지면서 stall의 발생이 지연되기 때문으로 생각된다.

5. 결론

패널방법을 이용하여 물체트를 갖는 플랩 타의 성능해석 프로그램을 개발하였다. 계산 결과 stall 혹은 박리가 일어나기 전까지는 실험값과 좋은 일치를 보였다. 플랩타의 경우 간극유동 및 coanda효과로 큰 받음각에서도 박리가 발생하지 않았으며, 포텐셜 유동해석 만으로도 실험값과 좋은 일치를 보이는 결과를 얻을 수 있었다. 또한 모멘텀 계수가 커질수록 coanda효과가 커져서 stall 및 박리가 지연됨을 알 수 있었다. 그러나 플랩각 이나 받음각이 stall 혹은 박리가 발생할 정도로 큰 영역의 경우, 점성유동의 해석이 필수적이다.

후 기

이 논문은 1996년도 교육부 학술연구조성비 중 대학부설연구소 연구비 지원에 의하여 연구되었음.

참 고 문 헌

[1] S. Pyo, "Numerical Modeling of Propeller Tip Flows with Wake Sheet Roll-Up in Three Dimensions", PhD

- thesis, MIT, 1995
- [2] 안해성 & 김효철, "플랩이 부착된 타에 미치는 물 제트 분사효과에 관한 실험적인 연구", 대한조선학회 논문집, 제36권 제1호, 1999.
 - [3] 안해성, 표상우, 김재성 & 김효철, "Blown flapped rudder의 성능에 대한 연구", 대한조선학회 춘계발표회, 1998, 4월.
 - [4] 박제준 & 이승희, "분사효과를 이용한 타 성능 향상에 관한 연구", 대한조선학회 추계발표회, 1998, 11월.
 - [5] S. Pyo & S.A. Kinnas, "Propeller Wake Sheet Roll-Up Modeling in Three Dimensions", Journal of Ship Research, 1997.
 - [6] 표상우 & 서정천, "플랩타의 단독성능 계산", KTTC 내항성, 조종성,안정성 분과 Workshop, 1999, 4월.
 - [7] 강창구, "2차원 플랩타의 간극이 양력에 미치는 영향", 대한조선학회 논문집 제30권 제4호, 1993.