

2차원 플랩타의 간극이 양력에 미치는 영향

강창구*

Effect of a Gap of a 2-D Flap Rudder on the Lift

by

Chang Gu Kang*

요 약

선박이나 수중운동체의 효율적인 조종을 위하여 호온타나 플랩타가 이용되고 있으며 이들은 앞 뒤 부분 사이에 간극을 갖고 있다. 이 간극의 크기에 따라 타에 미치는 영향이 다르며 타의 성능 추정을 위해서 이에 대한 해석이 필수적이다. 본 논문에서는 동심축을 갖는 곡면 수로에 압력구배가 있을 때의 점성 유동 해와 얇은 수중의 이론을 이용하여 2차원 플랩타가 균일류 중에 있을 때 플랩타에 작용하는 양력을 계산하는 식을 유도하고, 간극이 양력에 미치는 영향을 고찰 한다.

Abstract

Horn rudders or flap rudders with a gap between forward and after part are used for effective steering of a ship or a submerged body. It is necessary to analyze the effect of a gap since it affects the performance of rudders. In this paper, an equation to calculate the lift acting on a two-dimensional flap rudder in uniform flow is derived by using the thin hydrofoil theory and the analytic solution of viscous flow in a channel formed by two coaxial cylindrical walls to which a pressure gradient is applied.

1. 서 론

선박이나 수중운동체를 조종하기 위하여 호온타(Horn Rudder)나 플랩타(Flap Rudder)가 많이 쓰이고 있다. 이들은 전가동타(All-Movable Rudder)

와는 달리 일반적으로 기계적인 마찰을 피하기 위하여 앞 뒤 부분사이에 간극(gap)을 갖고 있다. 앞부분과 플랩 사이의 간극은 대체로 코오드의 0.3~0.7% 정도이며, 간극이 유체역학적 성능에 미치는 영향은 양력곡선 기울기의 감소, 플랩효율의 감소, 힌지(hin-

발 표 : 1993년도 대한조선학회 춘계연구발표회('93. 4. 17)

접수일자 : 1993년 5월 3일, 재접수일자 : 1993년 7월 12일

* 정회원, 한국기계연구원 선박해양공학연구센터

ge)모멘트의 변화 등이다. 이러한 타의 일반적인 해석 방법에 대한 연구는 극히 미진한 상태이며 실험적인 연구는 Kerwin, et al.[1], Goodrich & Mollard [2]등에 의해서 수행 되었다. Kerwin, et al.은 12개의 플랩타에 대해서 모형시험을 수행하여 플랩 비와 balance 비에 따른 양력, 항력, 모멘트 등의 변화를 관찰 하였다.

Goodrich & Mollard는 풍동에서 3개의 (Semi balanced)스케그타에 대한 실험을 수행하였으며, 스케그 타의 연직 간극을 여러가지 방법으로 막았을 경우에 대한 결과들을 보여 주고 있다. 압력이 높은 쪽을 막는 경우와 압력이 낮은 쪽을 막는 경우의 양력은 모든 간극을 막았을 때의 양력보다 약간 낮지만, 모든 간극을 열어 놓았을 때보다 훨씬 더 높다. 그렇지만, 모든 간극을 열어 놓았을 경우 실속각이 8도 정도 증가하고, 모든 경우 최대 양력계수는 큰 차이를 보이지 않는다.

이들은 PNA [3]에 잘 정리 되어 있다.

Hoerner [4]에서는 간극의 크기에 따라 양력곡선 기울기와 플랩 효율($d\alpha/d\delta$)이 감소하는 것을 보여 주고 있으며, 간극이 수중익 코오드의 1%인 좁 심한 경우에는 양력곡선기울기($dC_L/d\delta$)가 17~32% 까지 감소할 수 있는 것으로 나타나고 있다.

본 논문에서는 간극을 갖는 2차원 플랩타가 균일류 중에 있을 때의 유체역학적 특성인 양력, 힌지 모멘트를 계산할 수 있는 식을 유도하고, 간극이 플랩타의 특성에 미치는 영향을 조사 하였다.

2. 2차원 굽은 수로를 통과하는 유동

2개의 동심 벽으로 이루어진 수로 내의 유동을 고려하자. 이 수로내의 2차원 유동은 벽에 평행한 압력 구배에 의해서 동심축에 직각이 된다. 그리고, 반지름이 R_1 과 R_2 ($>R_1$)인 2개의 동심 원형 벽 사이에 있는 유체는 일정한 밀도와 점성을 가지며, 바깥쪽 벽은 동심축에 관하여 각속도 Ω_2 를 가지며, 안쪽 벽은 각속도 Ω_1 을 갖는다. 각속도는 Φ 가 증가하는 방향으로 돌 때를 양(+)으로 잡는다. 여기서, Φ 는 주상좌표계(cylindrical coordinates), r, Φ, z 의 하나이다. 또한, 주상좌표계에서 r 방향, Φ 방향, z 방향 속도를 각각 u, v, w 로 표시하기로 한다.

수로내의 유동이 층류라고 가정하고, 축방향 유동이 없다고 가정하면, $w=0$ 이 되고, $v=v(r)$ 이기 때문에 주상좌표계에서의 연속방정식으로부터 $u=0$ 이

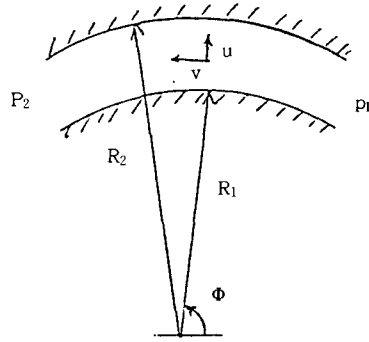


Fig. 1 / Cylindrical coordinates

된다. 따라서 Navier-Stokes 방정식이 다음과 같이 간단하게 표시 된다.

$$r\text{-momentum} : -\frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{1}$$

$$\Phi\text{-momentum} : \frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r^2} = \frac{1}{r\mu} \frac{\partial p}{\partial \Phi} \tag{2}$$

여기서, ρ 는 물의 밀도, μ 는 점성 계수, p 는 압력을 나타낸다.

식(2)에 대한 해는 다음과 같이 얻어진다.

$$v = \frac{a}{r} + br + cr \ln r \tag{3}$$

or

$$v = \frac{A}{r} + Br + \frac{K}{2} [C(\frac{R_1^2}{r} - r) + r \ln(r/R_1)]$$

여기서, K 는 $\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \Phi}$ 이다.

경계조건들은 다음과 같으며,

$$v = \Omega_1 R_1 \text{ at } r = R_1 \text{ and } v = \Omega_2 R_2 \text{ at } r = R_2 \tag{4}$$

이것으로 부터 A,B,C가 결정 된다.

$$A = \frac{\Omega_2 R_2^2 - \Omega_1 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2}, B = \frac{(\Omega_1 - \Omega_2) R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \tag{5}$$

$$\text{and } C = \frac{R_2^2 \ln(R_1/R_2)}{R_1^2 - R_2^2}$$

윗 식은 Couette 유동 [5]과 굽은 수로를 통과하는 2차원 유동[6]을 중첩함으로써 얻을 수도 있다. 벽의 각속도 Ω_1 과 Ω_2 가 Ω 인 경우 A와 B도 Ω 이 된다. 따라서, 고정된 벽에 압력 구배가 있을 경우 유속은 다음 식으로 주어진다.

$$v = \frac{K}{2} \left[C \left(\frac{R_1^2}{r} - r \right) + r \ln(r/R_1) \right] \quad (6)$$

또한, 식(6)으로부터 평균 속도 u_m 을 구할 수 있다.

$$u_m = -\frac{K}{2(R_2 - R_1)} \left[\frac{R_2^2 - R_1^2}{4} - \frac{R_2^2 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left(\ln \frac{R_2}{R_1} \right) \right]^2 \quad (7)$$

$\frac{\partial p}{\partial r}$ 과 $\frac{\partial p}{\partial \Phi}$ 에 대해서 식 (1)과 (2)를 풀고, 각각 r 과 Φ 에 관해서 적분하면 굽은 수로 내에서의 압력이 구해진다. 즉,

$$p = f(r) + g(\Phi) \quad (8)$$

여기서, $g(\Phi)$ 는 Φ 의 선형함수이지만 $f(r)$ 은 상대적으로 복잡한 r 의 함수이다.

간극이 반경 R_1 에 비해서 아주 작은 경우, 즉, $(R_2 - R_1)/R_1 \ll 1$ 인 경우를 고려하자. $h = R_2 - R_1$, $x = r - R_1$ 이라고 정의하고 이것들을 식(6)에 대입하여 leading term을 취하면 다음과 같이 근사될 수 있다.

$$v \approx -\frac{K}{2R_0} x(h - x) \quad (9)$$

여기서, $R_0 = (R_1 + R_2)/2$ 이고, 식(9)는 평면 Poiseuille 유동[5]에 대한 식이다.

3. 2차원 플랩타의 정상 유동

Fig. 2에서 보는 바와 같이 간극을 갖는 2차원 얇은 플랩타를 지나는 유체의 정상유동을 고려하자. 2절에서는 주상좌표계(cylindrical coordinates)를 사용했지만, 본절에서는 직교좌표계(rectangular coordinates)를 사용한다.

뒷날(trailing edge)에서 부드러운 접선속도의 가

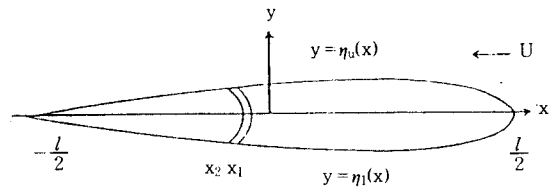


Fig. 2 Two-dimensional thin rudder with a gap

정은 뒷날에서의 속도가 유한해야 한다는 Kutta 조건에 의해서 수학적으로 적용된다. 이 조건은 앞으로 정식화되는 전통적인 경계치 문제의 표현에 부가된다.

유체유동에 적용되는 조건들은 속도 벡터는 무한 원방에서 자유유동속도 $\underline{V}(-U, 0)$ 이고, 간극을 제외한 수중익의 표면에서 접선방향이며, 뒷날에서 유한하다는 것이다[7].

정식화를 위해서 2차원 유동의 전체 속도벡터를 $(u - U, v)$ 라고 하면 자유유동 성분을 뺀 교란속도 성분 (u, v) 를 이용하는 것이 편리하다. 교란 속도 포텐셜 $\Phi(x, y)$ 를 다음과 같이 정의하자.

$$(u, v) = \nabla \Phi \quad (10)$$

교란 포텐셜 Φ 를 이용하여 경계치 문제를 표현한다.

$$\nabla^2 \Phi = 0, \quad \text{throughout the fluid} \quad (11)$$

$$\underline{n} \cdot (\nabla \Phi + \underline{V}) = \pm v(x), \quad \text{on the foil} \quad (12)$$

$$\nabla \Phi < 0, \quad \text{at the trailing edge} \quad (13)$$

$$\nabla \Phi \rightarrow 0, \quad \text{at infinity} \quad (14)$$

여기서, 식(12)의 $v(x)$ 는 간극 부분을 제외하고 수중익 표면에서 Ω 이 된다.

식(12)는 수중익이 얇고, α 가 작다고 가정하면 단순화될 수 있다. 수중익상에서 수직벡터는 작은량인 수중익 상하면에서의 기울기 $\eta'_u(x)$ 와 $\eta'_l(x)$ 으로 표시할 수 있다.

$$\underline{n}_u = \left(\frac{-\eta'_u}{\sqrt{1+\eta'^2_u}}, \frac{1}{\sqrt{1+\eta'^2_u}} \right) \text{ and} \quad (15)$$

$$\underline{n}_l = \left(\frac{-\eta'_l}{\sqrt{1+\eta'^2_l}}, \frac{-1}{\sqrt{1+\eta'^2_l}} \right)$$

$\eta'_u(x)$ 와 $\eta'_i(x)$ 가 충분히 작으면, 자유유동속도 U 가 수평교란속도에 비해서 훨씬 크게 된다. 이 경우 식(12)는 수중익의 윗면에서 다음과 같이 근사될 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = -U\eta'_u + v, \text{ on } y=0+, \quad -\frac{\ell}{2} < x < \frac{\ell}{2} \quad (16)$$

여기서, $|\partial \Phi / \partial y| \ll U$ 이다.

똑같이 수중익의 아래면에 대해서도 경계조건은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = U\eta'_i + v, \text{ on } y=0-, \quad -\frac{\ell}{2} < x < \frac{\ell}{2} \quad (17)$$

Newman [7]의 방법을 따르면 $y=0\pm$ 에서의 경계조건은 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = \mp \frac{1}{2}U(\eta'_u - \eta'_i), \quad \text{on } y=0\pm \quad (18)$$

$$\frac{\partial \Phi_o}{\partial y} = -\frac{1}{2}U(\eta'_u + \eta'_i) + v, \quad \text{on } y=0\pm \quad (19)$$

여기서, e 와 o 는 각각 y 의 우함수와 기함수를 표시한다. 식(18)과 식(19)는 잘 알려진 두께문제와 양력문제를 표시하고 있다. 두께문제와 양력문제는 분리될 수 있고, 양력과 모멘트는 두께와 무관하기 때문에 본 논문에서는 플랩타와 같이 간극을 갖는 얇은 수중익의 양력문제에 중점을 둔다. 양력문제에 대한 해석과정은 Newman[7]에 자세히 언급되어 있기 때문에 본 논문에서는 그 결과만을 이용하기로 한다.

보오텍스세기는 차원을 갖는 좌표계에서 $x=(\ell/2)\cos \theta$ 를 이용하여 다음과 같은 삼각함수 급수로 전개될 수 있다[7].

$$\gamma = 2U(A_0 \cot(\theta/2) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n\theta) \quad (20)$$

이 급수는 각 항이 뒷날 ($\theta=\pi$)에서 Kutta 조건을 만족하도록 취해졌다.

식 (19)의 해는 Newman [7]에서 구할 수 있다.

$$\frac{d\eta}{dx} - \frac{v}{U} = A_0 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\theta \quad (21)$$

여기서, $\eta = \frac{1}{2}(\eta_u + \eta_i)$

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{d\eta}{dx} - \frac{v}{U} \right) d\theta \quad (22)$$

$$A_n = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{d\eta}{dx} - \frac{v}{U} \right) \cos n\theta d\theta \quad (23)$$

4. 유체동역학적 힘과 모멘트

유체동역학적 압력, 힘, 모멘트에 대한 1차 근사를 고려해 보자. 정상상태의 Bernoulli 방정식으로부터 유체내에서의 동적 압력은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} p - p_x &= -\frac{1}{2}\rho[(\nabla \Phi + \underline{V}) \cdot (\nabla \Phi + \underline{V}) - U^2] \\ &= -\frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 - 2uU) \end{aligned} \quad (24)$$

교란속도에 대한 2차 이상의 비선형항을 무시하면 동적압력은 간단히 표시 된다.

$$p - p_x \approx \rho uU \quad (25)$$

따라서, 선형화된 압력은 수평 교란속도 성분인 $u = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ 에 비례 한다. 수중익에 작용하는 연직 양력 L 은 수중익 상에서의 상하면 압력차이를 적분함으로써 얻을 수 있다. 그 결과는 다음과 같다.

$$L = \int (p - p_x) dx = \rho U \int u dx = \rho U \Gamma \quad (26)$$

여기서, \int 는 수중익 주위의 전체 순환(circulation)이다. z 축에 관한 유체 동역학적 모멘트는 다음의 적분으로 표시 된다.

$$M = \rho U \int u x dx \quad (27)$$

수중익상에서 x 방향의 속도성분은 보오텍스 분포에 의해서 간단히 표시 된다.

$$u \pm(x) = \pm \frac{1}{2} \gamma(x) \quad (28)$$

수중익 상에서 압력차이는 식(25)와 식(28)로부터 주어진다.

$$\Delta p = -\rho\gamma U \quad (29)$$

윗 식들을 이용하여 양력계수 C_L 과 코오드 중심에 관한 모멘트 계수 C_M 은 다음과 같이 구해진다.

$$C_L = L / (\frac{1}{2}\rho U^2 \ell) = \pi(2A_0 + A_1) \quad (30)$$

$$C_M = M / (\frac{1}{2}\rho U^2 \ell^2) = \frac{\pi}{2}(A_0 + \frac{1}{2}A_2) \quad (31)$$

먼저, 상하 대칭이고 영각 (angle of attack)이 α 인 수중익을 고려한다면 $\frac{dz}{dx} = \alpha$ 이다. 그리고, 간극이 아주 작다고 가정하면 2절의 식(9)를 이용할 수 있다. 식(9)를 식(22), 식(23)에 대입하면 계수 A_n 이 구해진다.

$$A_0 \approx \alpha + \frac{Kh^2\theta_3}{6\pi R_0 U} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{-K}{\pi U R_0} \left(\frac{\ell}{2}\right)^2 \int_{\theta_1}^{\theta_2} (\cos\theta - \cos\theta_1)(\cos\theta_2 - \cos\theta) \\ &\quad \cos n\theta d\theta \\ &\approx -\frac{K\left(\frac{\ell}{2}\right)^2 \sin^2\theta_0}{\pi U R_0} \int_{-\theta_3}^{\theta_3} (\theta' + \theta_3)(\theta_3 - \theta') \\ &\quad (\cos n\theta_0 \cos n\theta' - \sin n\theta_0 \sin n\theta') d\theta' \\ &= \frac{4K\left(\frac{\ell}{2}\right)^2}{\pi R_0 U n^2} \sin^2\theta_0 \cos n\theta_0 \left(\theta_3 \cos n\theta_3 - \frac{1}{n} \sin n\theta_3\right) \\ &= \frac{Kh^2}{\pi R_0 U n^2} \cos^2 n\theta_0 \left(\theta_3 \cos n\theta_3 - \frac{1}{n} \sin n\theta_3\right) / \theta_3^2 \end{aligned} \quad (33)$$

여기서, $\theta_1 = \cos^{-1}(2x_1/\ell)$, $\theta_2 = \cos^{-1}(2x_2/\ell)$
 $\theta_0 = (\theta_1 + \theta_2)/2$, $\theta_3 = (\theta_2 - \theta_1)/2$

θ_3 가 작을 경우, $\theta_3 = h/(\ell \sin\theta_0)$ 이 된다. 간극이 있는 위치에서의 수중익 상하면의 압력차이 Δp 는 A_n 을 이용하여 표시될 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta p &= -\rho\gamma U \\ &= -2\rho U^2 \left(A_0 \cot(\theta_0/2) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n\theta_0\right) \end{aligned} \quad (34)$$

여기서, θ_0 은 수중익상의 간극의 위치이고, $\Delta\Phi$ 는 플랩회전 중심에 관한 간극 상하단 사이의 각이다. 영각 $\alpha=0$ 이고, 플랩각 δ 를 갖는 플랩타를 고려하자. 이 경우 δ 가 작으면 $\frac{dz}{dx} = \delta$ 가 되며, 앞에서와 같은 방법으로 θ_3 가 작을 때의 근사계수 A_n 은 다음과 같이 얻어진다.

$$A_0 = \delta(1 - \theta_2/\pi) + \frac{Kh^2\theta_3}{6\pi R_0 U} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{\pi} \frac{\delta}{n} \sin n\theta_2 \\ &\quad + \frac{Kh^2}{\pi R_0 U n^2} \cos n\theta_0 (\theta_3 \cos n\theta_3 - \frac{1}{n} \sin n\theta_3) / \theta_3^2 \end{aligned} \quad (36)$$

또한, 영각 α 와 플랩각 δ 를 갖는 플랩타의 경우는 위의 2 경우를 합쳐 놓은 것과 같다. 따라서,

$$A_0 = \alpha + \delta(1 - \theta_2/\pi) + \frac{Kh^2\theta_3}{6\pi R_0 U} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{\pi} \frac{\delta}{n} \sin n\theta_2 \\ &\quad + \frac{Kh^2}{\pi R_0 U n^2} \cos n\theta_0 (\theta_3 \cos n\theta_3 - \frac{1}{n} \sin n\theta_3) / \theta_3^2 \end{aligned} \quad (38)$$

식(37)과 (38)을 식(34)에 대입하여 정리하면 간극 위치의 수중익 상하면에서의 압력차이를 구할 수 있다.

$$-\rho\gamma U = -2\rho U^2 E - D \frac{\partial p}{\partial \Phi} \Delta\Phi \quad (39)$$

여기서,

$$\begin{aligned} D &= \left(\frac{Uh}{\nu}\right) \left(\frac{h}{R_0 \Delta\Phi}\right) \left\{ \frac{\theta_3}{3\pi} \cot(\theta_0/2) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\pi m^2} (\theta_3 \cos m\theta_3 - \frac{1}{m} \sin m\theta_3) / \theta_3^2 \right\} \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} E &= \{\alpha + \delta(1 - \theta_2/\pi)\} \cot(\theta_0/2) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\delta}{\pi m} \sin m\theta_2 \sin m\theta_0 \\ &= \{\alpha + \delta(1 - \theta_2/\pi)\} \cot(\theta_0/2) \end{aligned}$$

$$+\frac{\delta}{2\pi} \ln \frac{1-\cos(2\theta_0+\theta_3)}{1-\cos\theta_3} \quad (41)$$

간극 근처에서의 압력변화는 2가지 요인에서 비롯된다고 볼 수 있다. 수중의 압력면에서 간극 위치의 압력을 p_0 이라 하고 이 압력면에서 부터 간극 입구까지 유체가 가속 되는데 가속이 끝난 지점 즉, 간극 입구에서의 압력을 p_1 이라 하고, 유체가 간극에서 빠져나가는 흡인면에서의 압력을 p_2 라고 한다.

수중의 압력면의 간극 위치에서의 압력 p_0 은 식(25)와 (28)로 부터 다음과 같다.

$$p_0 = \frac{\rho}{2} \gamma U + p_\infty \quad (42)$$

그리고, 유체의 가속이 끝난 간극의 초입구에서의 압력 p_1 은 Bernoulli 방정식으로 부터 간단히 얻어진다.

$$p_1 = -\frac{\rho}{2} v_m^2 + p_\infty \quad (43)$$

여기서, 간극 입구에서의 평균 유속 v_m 은 식(9)를 적분하여 구할 수 있다. 즉,

$$v_m = -\frac{h^2}{12\mu R_0} \frac{\partial p}{\partial \Phi} \quad (44)$$

점성의 영향을 받는 구간이라고 할 수 있는 간극 내에서는 압력 변화율을 다음과 같이 가정할 수 있다.

$$\frac{\partial p}{\partial \Phi} \Delta \Phi = p_2 - p_1 \quad (45)$$

수중의 흡인면과 압력면의 압력차 Δp 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta p &= -\rho \gamma U \\ &= p_2 - p_0 \\ &= p_2 - p_1 + p_1 - p_0 \\ &= \frac{\partial p}{\partial \Phi} \Delta \Phi - \frac{\rho}{2} v_m^2 - \frac{\rho}{2} \gamma U \end{aligned} \quad (46)$$

따라서,

$$\frac{\rho}{2} v_m^2 - \frac{\partial p}{\partial \Phi} \Delta \Phi - \frac{\rho}{2} \gamma U = 0 \quad (47)$$

식(39)와 식(44)를 위 식에 대입하면 $\frac{\partial p}{\partial \Phi}$ 에 관한 2차 방정식이 얻어진다.

$$a \left(\frac{\partial p'}{\partial \Phi} \right)^2 + b \frac{\partial p'}{\partial \Phi} + c = 0 \quad (48)$$

$$\begin{aligned} \text{여기서, } a &= \frac{1}{576} \left(\frac{U h}{\nu} \right)^2 \left(\frac{h}{R_0 \Delta \Phi} \right)^2 \\ b &= -(1+D/2) / \Delta \Phi \\ c &= -2E / (\Delta \Phi)^2 \end{aligned}$$

그리고, p' 은 압력 p 를 $\frac{\rho}{2} U^2$ 로 무차원화 한 것이다.

위 식을 풀어서 $\frac{\partial p'}{\partial \Phi}$ 가 음수인 것을 의미있는 해로 취하여 식(35)와 (36)에 대입하면 A_0 와 A_n 을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial p'}{\partial \Phi} = (-b - \sqrt{b^2 - 4ac}) / (2a) \quad (49)$$

이렇게 얻어진 식들을 이용하여 수중의 앞부분과 플랩 구간에서 적분을 수행하면 수중의 앞부분에 작용하는 양력, 플랩에 작용하는 양력, 플랩에 작용하는 힌지 모멘트를 구할 수 있다. 이때 삼각함수 적분은 Gradshteyn & Ryzhik [8]을 이용하여 수행되었다.

앞 부분에 작용하는 양력 계수 :

$$\begin{aligned} C_{L1} &= \frac{1}{U} \int_0^{\theta_1} \gamma \sin \theta \, d\theta \\ &= 2A_0(\theta_1 + \sin \theta_1) + A_1 \left(\theta_1 - \frac{\sin 2\theta_1}{2} \right) \\ &\quad + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2A_n}{n+1} \left[\frac{\sin(n-1)\theta_1}{n-1} - \sin \theta_1 \cos n\theta_1 \right] \end{aligned} \quad (50)$$

플랩에 작용하는 양력 계수

$$\begin{aligned} C_{L2} &= \frac{1}{U} \int_{\theta_2}^{\pi} \gamma \sin \theta \, d\theta \\ &= 2A_0(\pi - \theta_2 - \sin \theta_2) + A_1 \left(\pi - \theta_2 + \frac{\sin 2\theta_2}{2} \right) \\ &\quad + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2A_n}{n+1} \left[\sin \theta_2 \cos n\theta_2 - \frac{\sin(n-1)\theta_2}{n-1} \right] \end{aligned} \quad (51)$$

2차원 플랩타의 간극이 양력에 미치는 영향

플랩 힌지 모멘트 계수 :

$$\begin{aligned}
 C_H &= H / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 \ell^2 \right) \\
 &= \frac{1}{2U} \int_{\theta_2}^{\pi} \gamma (\cos - \cos \theta_2) \sin \theta \, d\theta \\
 &= A_0 [(\pi - \theta_2) \left(\frac{1}{2} - \cos \theta_2 \right) - \sin \theta_2 + \frac{1}{4} \sin 2\theta_2] \\
 &+ A_1 [-(\pi - \theta_2) / 2 \cos \theta_2 - \frac{1}{2} \sin \theta_2 + \frac{1}{6} \sin^3 \theta_2] \\
 &+ A_2 [(\pi - \theta_2) / 4 + \left(-\frac{1}{6} + \frac{7}{24} \cos 2\theta_2 \right) \sin 2\theta_2] \\
 &+ \sum_{n=3}^{\infty} A_n \left[\frac{\sin(n+2)\theta_2}{4(n+2)} - \frac{\sin(n-2)\theta_2}{4(n-2)} \right. \\
 &\left. - \frac{\cos \theta_2}{n+1} (\sin \theta_2 \cos n\theta_2 - \frac{\sin(n-1)\theta_2}{n-1}) \right]
 \end{aligned}
 \tag{52}$$

5. 계산 결과 및 고찰

식(49)를 이용하여 $\frac{\partial C_L}{\partial \Phi}$ 를 구하고 이 결과를 식(37), 식(38)에 대입하여 A_0 와 A_n 을 구한 다음 식(50~51)에 대입하면 2차원 플랩타의 앞 부분에 작용하는 양력계수, 플랩에 작용하는 양력계수, 플랩 힌지 모멘트 계수를 구할 수 있다. 2가지 플랩타에 대한 계산을 수행 하였다.

경우 1) $f/c=0.3, c=1, R_0=0.035, \Delta\Phi=3,$

$$Re=4 \times 10^6 \tag{Fig.3}$$

경우 2) $f/c=0.7, c=1, R_0=0.1, \Delta\Phi=2.5,$

$$Re=1.2 \times 10^6 \tag{Fig.4}$$

첫번째 경우는 플랩타의 전형적인 경우 중 두께가 코오드의 9%에 대한 것으로서 플랩각의 변화에 의한 양력, 힌지모멘트의 변화율을 계산 하였고, 두번째 경우는 호온타의 상부 단면에 해당하는 것으로 두께가 코오드의 20%에 대한 것을 계산 하였다. 이 그림에서 보는 바와 같이 앞부분에 작용하는 양력계수 변화율은 간극의 크기가 증가함에 따라 감소하고, 플랩에 작용하는 양력계수 변화율은 증가하는 것으로 나타나고 있다. 이것은 간극을 통한 유체이동이 플랩 흡인면에서의 유속을 증가시키고 압력면에서의 유속을 감소시키는 역할을 하고, 앞부분에서는 이와 반대 작용을 하기 때문인 것으로 보인다. 그리고, 전체적

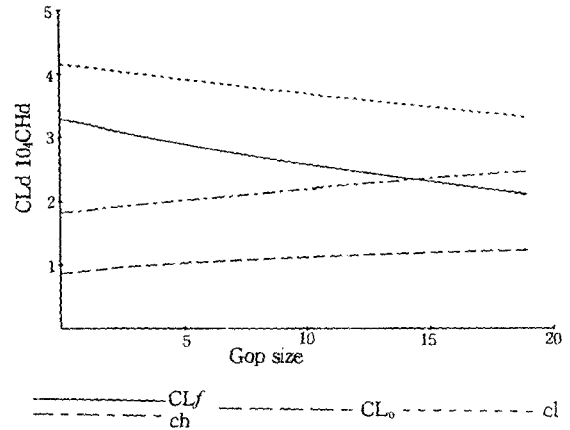


Fig.3 Variation of $dC_L/d\delta$ and $dC_H/d\delta$ with the gap size ($f/c=0.3, c=1, R_0=0.035, \Delta\Phi=3, Re=4 \times 10^6$)

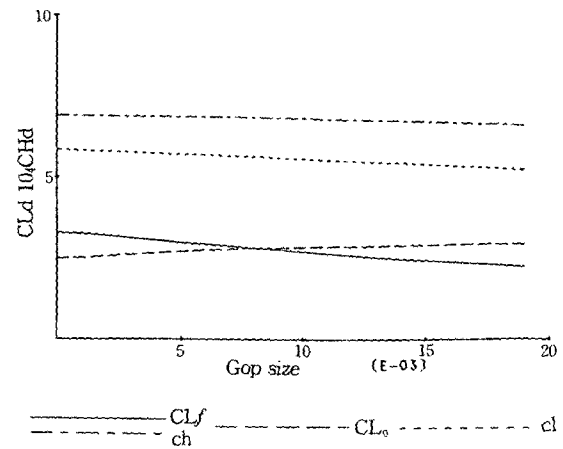


Fig.4 Variation of $dC_L/d\delta$ and $dC_H/d\delta$ with the gap size ($f/c=0.7, c=1, R_0=0.1, \Delta\Phi=2.5, Re=1.2 \times 10^6$)

인 양력계수 변화율은 감소 한다. 또한, 경우 1)은 간극 $h=0.01$ 에서 전체 양력계수가 12% 감소하고, 경우 2)는 5% 감소 한다. 경우 1)은 간극의 길이가 작기 때문에 유체 가속에 의한 압력저하가 지배적이고 경우 2)는 간극의 길이가 크기 때문에 점성에 의한 압력저하가 상대적으로 증가 한다.

6. 결 론

본 논문에서는 간극을 갖는 2차원 플랩타의 유체역

학적 특성을 고찰하기 위하여 압력 구배가 있는 2차원 수로의 점성 유동에 대한 해와 2차원 얇은 수중익 이론을 이용하여 간극이 2차원 플랩타의 양력과 힌지 모멘트 등을 계산할 수 있는 해석적인 식을 유도 하였다.

그리고 계산결과와 고찰로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) 간극의 크기가 증가함에 따라 플랩에 작용하는 양력계수변화율은 증가하나 앞부분의 양력계수변화율은 감소 한다.

2) 간극의 크기가 증가하거나 간극의 길이가 짧아지면 유체가속에 의한 압력저하가 지배적이지만, 간극 크기가 감소하거나 간극의 길이가 길어지면 점성에 의한 압력저하가 두드러진다.

후 기

본 연구는 과학기술처에서 시행한 특정연구개발사업 '과도중 초고속 운항자세제어기술 개발(Ⅱ)'의 연구결과와 일부입니다.

참 고 문 헌

[1] Kerwin, J.E., Mandel, P., and Lewis, S.D.,

"An Experimental Study of a Series of Flapped Rudders, " *JSR*, Dec.1972. (pp. 221 - 239.)

- [2] Goodrich, G.J. and Mollard, A.F., "Wind Tunnel Investigations of Semi-Balanced Ship Skeg-Rudders", *Trans. RINA*, 1979.(pp. 285-309.)
- [3] Lewis, E.V., *Principles of Naval Architecture*, Second Revision, Volume III, SNAME, 1989. (312-315.)
- [4] Hoerner, S.F., *Fluid-Dynamic Lift*, Hoerner Fluid Dynamics,1975. (p. 9-18.)
- [5] Yih, C.S., *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill, Inc., 1969. (p.314)
- [6] Goldstein, S., *Modern Developments in Fluid Dynamics*, Dover Publications, Inc., 1965. (315)
- [7] Newman, J.N., *Marine Hydrodynamics*, The MIT Press, 1977. (pp.159-236)
- [8] Gradshteyn, I.S. and Ryzhik, I.M., *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, 1980.