

고 받음각 ONERA 70도 삼각날개 와류 유동의 압력 섭동 분석

손 미 소, 사 정 환, 박 수 형,* 변 영 환

건국대학교 항공우주정보시스템공학과

NUMERICAL ANALYSIS OF PRESSURE PERTURBATION OF DELTA WING VORTEX FLOW AT A HIGH ANGLE OF ATTACK

M.S. Son, J.H. Sa, S.H. Park* and Y.H. Byun

Dept. of Aerospace Information System Engineering, Konkuk Univ.

Delayed Detached-Eddy Simulation was conducted to investigate surface pressure coefficient distribution and surface pressure fluctuation over an ONERA 70-degree delta wing at a high angle of attack. Time-averaged surface pressure distribution is directly affected by the primary vortices, whereas the pressure fluctuation is influenced by the unsteady fluctuating boundary layer over the surface. And pressure coefficient, velocity, pressure fluctuation, and turbulent kinetic energy were analyzed along the vortex core in order to investigate the process of vortex breakdown. Consequently, strong pressure fluctuations were found where the vortex breakdown was occurred at $x=620$ mm. The turbulent kinetic energy abruptly increased and followed after the vortex breakdown.

Key Words : Delayed Detached-Eddy Simulation(DDES), 삼각날개(Delta wing), 와류 유동(Vortex flow), 압력섭동(Pressure perturbation)

1. 서 론

종횡비(aspect ratio)가 낮으며 높은 후퇴각(sweep angle)의 형태로 되어 있는 삼각날개(delta wing)는 미사일이나 전투기와 같은 고속 항공기에서 사용되고 있으며 고 받음각에서 다른 형태의 날개보다 안정성과 기동성의 향상을 제공한다[1]. 날개의 꼭지(apex)에서 박리된 유동은 날개 위에 앞전와류(leading-edge vortex)를 생성하며 이것은 1차 와류(primary vortex)라고 불린다. 1차 와류내의 와류 중심(vortex core) 압력은 주변 압력보다 작게 나타나며 흡입 압력(suction pressure)을 만들어 양력증가의 원인이 된다. 이러한 양력은 항공기의 속도가 작은 이착륙 구간이나 천음속 기동에서 매우 유용하다. 회전하는 일차와류는 1차 부착선(primary attachment line)을 따라 표면에 부착하게 된다. 일차와류 아래에 존재하는 이차와류(secondary vortex)는 1차 부착선에서 박리되는 유동이 2

차 박리선(secondary separation line)을 따라 흐르는 유동과 섞임(mixing)으로 생성되며 일차와류와 반대방향으로 회전한다. 받음각이 증가하면서 역 압력 구배로 인해 낮은 에너지의 축 중심 유동의 정체로 와류 붕괴가 나타나게 된다. 와류 붕괴가 발생하면 높은 속도 변동(fluctuation)에 의해 와류 중심의 급격한 팽창이 나타나며 축 성분과 회전 성분의 빠른 감속이 일어난다. 이로 인해 양력과 피칭 모멘트가 감소하게 되어 큰 불안정성을 띠게 된다. 불안정성은 하부구조(sub-structure)를 포함하는 와도 구조에서도 볼 수 있으며 이러한 전단층 불안정성, 와류 붕괴의 불안정성 그리고 후류 불안정성이 비정상 유동 현상에 포함된다. 강한 와류유동의 구조는 박리 전단층의 특징으로 볼 수 있다[2-7].

1954년에 Werlé[8]의 수동 시험을 통해 최초로 와류 붕괴를 포착하였다. 이후에 Cunningham[9]은 와류 붕괴가 상류 표면 압력의 변화 요인이 되는 것을 발견하였다. Thompson et al.[10]은 70도 후퇴각을 가지는 날개에 대해 받음각의 변화에 따른 비정상 표면 압력 분포를 얻었다. 와류붕괴가 시작되면서 높은 속도 변동과 와류 중심이 빠르게 팽창하며 최대 변동 강도는 붕괴되는 와류 중심 주변에 제한된 범위에 위치한다[11]. Breitsamter[12]은 와류 붕괴가 특정 비정상 메카니즘을

Received: May 26, 2015, Revised: June 25, 2015,

Accepted: June 25, 2015.

* Corresponding author, E-mail: pish@konkuk.ac.kr

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/kscfe.2015.20.2.073>

© KSCFE 2015

통해 나타남을 보이고, 속도 변동과 압력 변동을 통해 난류 유동 구조를 분석하였다.

또 다른 비정상 현상에는 날개의 1차 박리선에서 떨어져 떨어져 올라가는 유동의 불안정성이 있다. Gad-el-Hak and Blackwelder[13]은 풍동시험을 통해 불연속 외류 하부구조 한 쌍을 관찰했으며 외류의 불안정성(instability)은 삼각날개의 비정상성과 연관됨을 보였다. Gordnier[14]은 Gad-el-Hak and Blackwelder[13]의 실험과 같은 유동조건으로 계산을 하여 동일한 결과를 얻었으며 유동의 비정상성은 받음각, 후퇴각등에 의존하며 속도 변동과 압력 섭동(perturbation) 등을 통해 예측하였다[1,15,16].

본 연구에서는 DDES 방법을 이용하여 ONERA 70° 삼각 날개의 비정상 유동장을 해석하였다. 계산에서 얻은 압력 및 압력 섭동을 통해 삼각날개의 비정상성에 영향을 미치는 와류 붕괴와 전단층 불안정성에 대해 고찰하였다.

2. 본 론

2.1 수치해석 기법 및 DDES 모델

2.1.1 수치해석 기법

본 연구에서는 비정상 예조건화된 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 코드를 사용하여 계산을 수행하였으며 3차원 지배방정식은 다음과 같다[17,18].

$$\Gamma \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial (F_j - F_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

Q 는 원시 유동변수벡터(primitive variable vector), W 는 보존형 유동변수벡터(conservative variable vector), F_j 와 F_{vj} 는 x_j 방향으로의 비점성 유속벡터(invscid flux vector)와 점성 유속벡터(viscous flux vector)를 나타낸다.

$$Q = [p, u_i, T]^T \quad (2)$$

$$W = [\rho, \rho u_i, \rho E]^T \quad (3)$$

$$F_j = [\rho u_j, \rho u_j u_i + p \delta_{ij}, \rho u_j H]^T \quad (4)$$

$$F_{vj} = \left[0, (\tau_{ij} + \tau_{ij}^*), u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^*) - q_j + (\mu_l + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]^T \quad (5)$$

여기서 p , T , u_j , ρ , E , H 는 각각 압력, 온도, x_j 방향으로 속도성분, 밀도, 총에너지, 총 엔탈피를 의미하며, τ_{ij} 와 τ_{ij}^* 는

각각 층류와 난류에 의한 점성 응력텐서(stress tensor)를, q_j 는 j 방향의 열전달량을 나타낸다. μ_t 는 층류 점성계수, μ_l 는 난류 점성계수, k 는 난류 운동에너지이다.

$$q_j = -\frac{\gamma R}{\gamma - 1} \left(\frac{\mu_l}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (6)$$

Γ 는 Weiss와 Smith의 시간 도함수 예조건화 행렬이다. Γ 는 예조건화된 속도 스케일을 도입함으로써 음파 속도를 스케일링하여 압축성 효과와 저 마하수에서 나타나는 경직성 문제를 감소시키는데 사용된다. 행렬 Γ 는 다음과 같다.

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \Theta & 0 & 0 & 0 & -\rho/T \\ u\Theta & \rho & 0 & 0 & -\rho/T \\ v\Theta & 0 & \rho & 0 & -\rho/T \\ w\Theta & 0 & 0 & \rho & -\rho/T \\ H\Theta - 1 & \rho u & \rho v & \rho w & \rho [C_p^* - H/T] \end{bmatrix} \quad (7)$$

여기서 파라미터 Θ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Theta = \frac{1}{U_r^2} - \frac{\rho T}{\rho C_p} \quad (8)$$

기준 속도(reference velocity) U_r 은 전체 영역 근처에서 일어날 수 있는 수치적 불안정을 제거하여 비정상 해석의 수렴성을 증진하기 위한 제한자(limiter) 역할을 한다.

$$U_r = \min \left[a, \max \left(|U|, K U_{cut}, \sqrt{\frac{|p'|}{\rho}}, \frac{L_{ref}}{\pi \Delta t} \right) \right] \quad (9)$$

여기서 K 는 상수 5.0으로 고정하며 $U_{cut} = \min(U_\infty, a_\infty)$, $p' = (p_l + p_r)/2$ 이며 p_l 과 p_r 는 가까운 셀의 왼쪽과 오른쪽 게이지 압력이다. L_{ref} 는 특성 길이이며 Δt 는 무차원화된 시간 간격이다.

식 (1)의 지배방정식을 공간이산화하기 위해 격자중심 유한 체적법을 사용하였다. 외류포착의 정확도를 향상시키기 위해 scalar dissipation 형태의 수치점성을 가지는 Roe scheme을 사용하였다. 이 방법은 예조건화된 고유치를 특성변수(characteristic variables) 중 선형저하파(linear-degenerated wave)에만 적용하여 수치점성을 크게 줄이는 방법이다[19]. 점성유속의 경우에는 중심차분을 사용하였다. 비정상 유동의 시간정확성을 얻기 위해서 이중 시간 전진법(dual time stepping)을 사용하였고, 가상시간에서 정상해를 구하기 위해 DADI 기법(Diagonalized ADI)[20]을 사용하였다.

2.1.2 S-A Delayed Detached-Eddy Simulation model(DDDES)

분자 점성은 Sutherland 법칙에 의해 결정된다. 에디 점성 μ_t 는 난류 응력(turbulent stress)을 결정하기 위해 아래와 같이 정의된다.

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{\nu 1} \tag{10}$$

운동 에디 점성 $\tilde{\nu}$ 는 S-A 난류 모델에서 얻어진다[21].

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} \\ & = C_{b1} \tilde{S} \rho \tilde{\nu} - C_{w1} f_w \rho \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{C_{b2}}{\sigma} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \\ & + \frac{\rho}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \tag{11}$$

여기서 우변의 첫 번째 항은 생성항, 두번째항은 소산항 그리고 마지막 두 항은 확산과 관련된 항이다.

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, \quad \tilde{S} = \Omega + \frac{\tilde{\nu} f_{\nu 2}}{k^2 d^2}, \quad f_{\nu 1} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}, \\ C_{w1} &= \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}, \quad f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3}, \\ f_w &= \left[\frac{g^{-3} + C_{w3}^{-6}}{1 + C_{w3}^{-6}} \right]^{-\frac{1}{6}}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r), \\ r &= \frac{\tilde{\nu}}{S k^2 d^2} \end{aligned} \tag{12}$$

계수는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} C_{b1} &= 0.3155, \quad C_{b2} = 0.622, \quad k = 0.41, \quad \sigma = 2/3, \\ C_{w3} &= 2.0, \quad C_{\nu 1} = 7.1, \quad C_{w3} = 0.3 \end{aligned} \tag{13}$$

Delayed-DES는 생성항과 소산항에서 보이는 새로운 거리 스케일 \tilde{l} 로 벽 거리 d 를 대신한다[22].

$$\tilde{l} = d - f_d \max(0, d - C_{DES} \Delta) \tag{14}$$

$$\Delta = \sqrt[3]{(\Delta x \Delta y \Delta z)} \tag{15}$$

식 (14)의 $C_{DES} = 0.65$ 이며 블렌딩 함수(blending function) f_d 는 식 (16)에 표현하였다. DES97 모델[23]에서 처음으로 제안된 필터 너비 Δ 는 하부격자 길이 스케일을 의미한다.

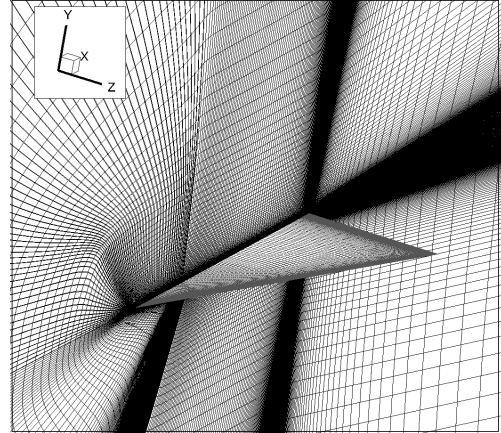


Fig. 1 Grid structure

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3) \tag{16}$$

그리고 r_d 는 다음과 같이 구성된다.

$$r_d = \frac{\nu + \tilde{\nu}}{\sqrt{U_{ij} U_{ij}} k^2 d^2} \tag{17}$$

2.2 격자 및 유동조건

Fig. 1은 계산을 위한 ONERA 70도 삼각날개의 격자를 보여준다. 고 받음각에서의 ONERA 70도 삼각 날개에 대한 실험결과[2,5,6]와 같은 유동조건을 계산에 적용하였다. 유동조건은 마하수 0.0706(24m/s), 중심 시위(chord)길이에 기반한 레이놀즈수 1.56×10^6 , 받음각 27° 이다. 정렬격자로 1.3×10^7 개 격자를 구성하였으며 흐름방향의 격자점 수는 193개, 스펠방향의 격자점 수는 129개, 날개 표면의 격자점 수는 6.0×10^4 개다. 날개의 앞전과 윗면, 아랫면은 수직방향으로 원방경계까지의 거리를 약 10C로 하였으며 날개의 뒷전부터 원방경계까지의 거리를 약 15C로 하였다. 앞전 유동이 나란하게 흐를 수 있도록 격자 형태는 C-H type을 적용하였다. 레이놀즈수를 고려하여 $y+$ 가 1 이하가 되도록 격자 벽면으로부터 첫 번째 셀 간격 1.0×10^{-5} 을 주었다.

비정상 해석을 위해 시간 간격은 0.001로 하였으며 각 시간 간격마다 15번의 내부 계산을 설정하였다. 무차원화된 전체 시간 11까지 계산하였으며 평균 데이터에 경우 무차원 시간 10이후의 값들을 평균하여 사용하였다. 이러한 시간 평균된 데이터는 외류 중심에 따른 압력 계수 및 압력 변동 분포, 축 방향 속도, 난류 운동에너지에 대한 모든 정량적 결과에 사용하였다.

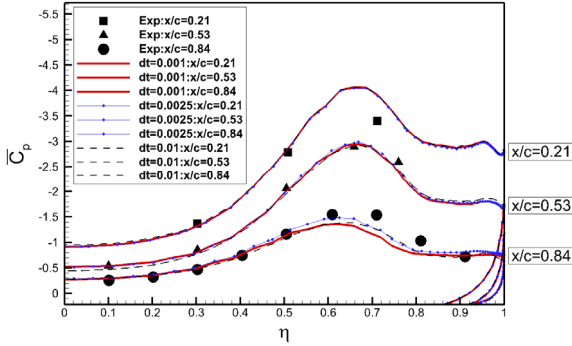


Fig. 2 Surface pressure distribution with the time step (Δt)

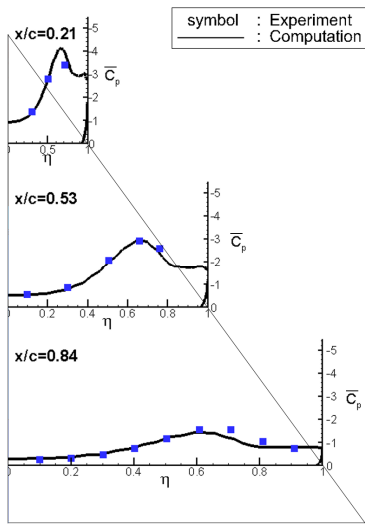


Fig. 3 Surface pressure coefficient distribution ($x/c = 0.21 \sim 0.84$)

3. 결 과

Fig. 2에는 시간간격 Δt 에 대해 0.001, 0.0025, 0.01의 표면 압력 계수 분포를 나타내었다. 실험과의 차이는 모든 시간 간격 케이스에서 나타나지만 전체적으로 적용한 시간 간격에 대한 영향은 크지 않았다. 유동 해석에 사용된 격자를 검증하기 위해 880만개, 1300만개, 3000만개를 계산하였다. 1300만개의 격자를 통해 와류 붕괴와 전단층 내에 있는 하부구조를 포착할 수 있었기에 본 연구에서는 전체 격자수 1300만개에 0.001의 시간간격을 적용한 계산을 하였다. Fig. 3에서 나타낸 삼각날개의 표면 압력계수 분포는 일차 와류(primary vortex)와 이차와류(secondary vortex)의 영향이 있음을 확인 할 수 있었다. 후방으로 갈수록 전반적으로 압력이 높아지는 것을 확인하였다. 이것은 뒷전으로 갈수록 와류 붕괴와 유동의 섞임

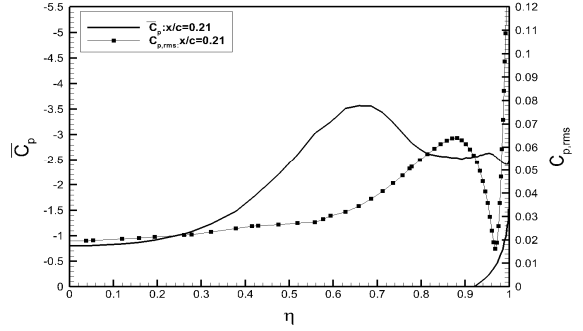


Fig. 4 Comparison of $\overline{C_p}$ and $C_{p,rms}$ ($x/c = 0.21$)

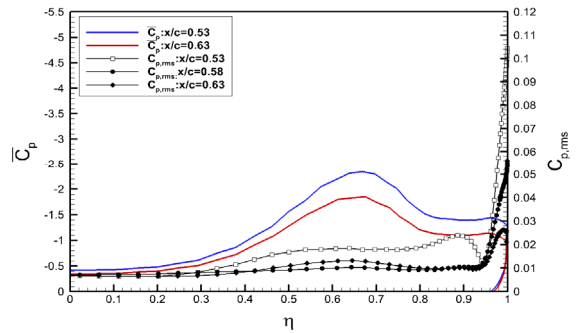


Fig. 5 Comparison of $\overline{C_p}$ and $C_{p,rms}$ ($x/c = 0.53 \sim 0.68$)

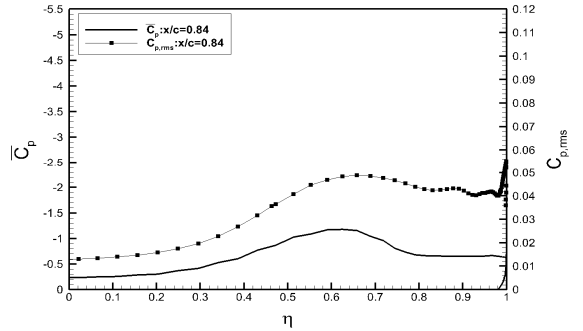


Fig. 6 Comparison of $\overline{C_p}$ and $C_{p,rms}$ ($x/c = 0.84$)

(mixing)에 의해 일차 와류가 표면에 주는 영향이 작아짐을 예측할 수 있다. Fig. 2와 3에 나타낸 표면 압력계수 분포의 계산값과 실험값은 약 15 ~ 25% 정도의 차이가 난다. 또한, Reference[24]에서 확인된 타 연구자의 계산에서도 약 23%의 차이가 나는 것으로 확인되었다. 이러한 오차 원인은 실험과 정에서 나타나는 blockage나 간섭 효과(interference effect)와 연관되어 있다[24].

Fig. 4-6은 날개 앞전에서 뒷전으로 흐르는 유동 방향에 대해 $x = 200 \text{ mm}$ ($x/c = 0.21$)부터 $x = 800 \text{ mm}$ ($x/c = 0.84$)까지

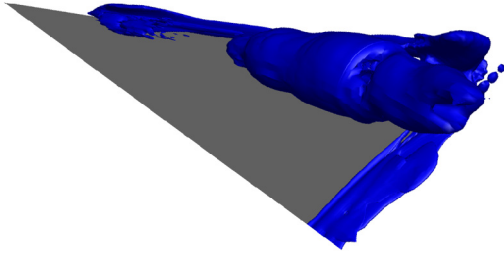


Fig. 7 Iso-surface of $C_{p,rms}$

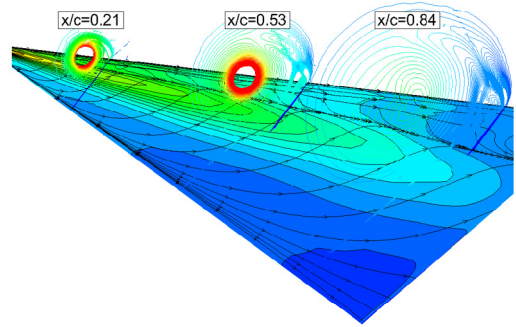


Fig. 9 $\overline{C_p}$ distribution and cross planes of vorticity ($x/c = 0.21 \sim 0.84$)

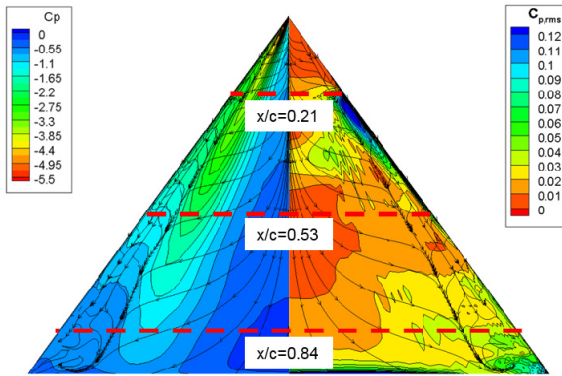


Fig. 8 Streamline and surface $\overline{C_p}$ (left) and surface $C_{p,rms}$ (right) contour on the surface

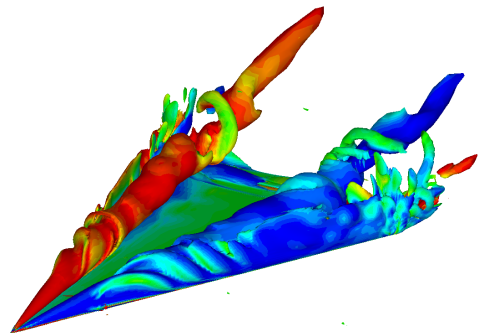


Fig. 10 Iso-surface of vorticity colored by the streamwise vorticity component

의 표면 압력과 압력 섭동을 나타내었다. 압력 섭동은 평균 압력과 크기의 차이를 나타내는 지표이며 식은 다음과 같다.

$$C_{p,rms} = \sqrt{(1/T) \int_0^T (C_p - \overline{C_p})^2 dt} \quad (18)$$

여기서 C_p 는 순간 압력을 나타내고 $\overline{C_p}$ 는 평균 압력을 나타낸다. 두 데이터의 차를 처음 데이터를 저장한 때부터 마지막으로 저장한 T 까지 적분하여 저장한 데이터의 개수로 나누어 제곱근을 얻음으로써 압력 섭동을 구할 수 있다.

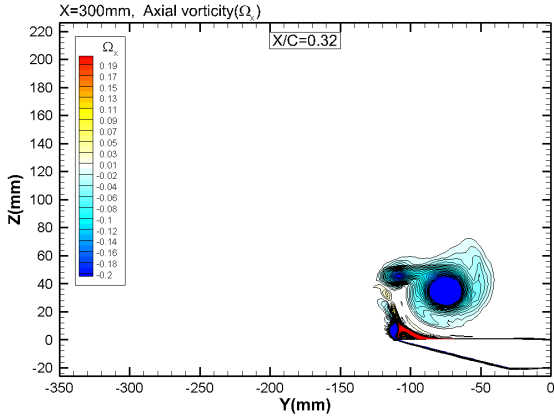
$x = 200 \text{ mm} (x/c = 0.21)$ 지점에서의 결과를 나타낸 Fig. 4를 살펴보면 표면 압력계수 분포와 표면 압력 계수 섭동 분포에서 가장 낮은 부분인 peak point를 확인할 수 있었으며 표면 압력계수 분포와 표면 압력 계수 섭동 분포의 peak point 위치가 다름을 확인 하였다. Fig. 5와 Fig. 6에서도 peak point의 위치가 다름을 알 수 있었다. Fig. 5에서 나타낸 표면 압력 계수 섭동이 날개 앞전(Fig. 4)과 뒷전 부근(Fig. 6)에서와 다르게 섭동 크기가 작게 나타난 원인은 Fig. 7, 8을 통해 예측할 수 있었다. $x \sim 500 \text{ mm} (x/c \sim 0.53)$ 부근에서 와류 붕괴로 인해 섭동하는 유동과 표면 경계층 내에 섭동하는 유동이 상

쇄하여 표면에 압력 섭동이 작아지게 되는 것이다.

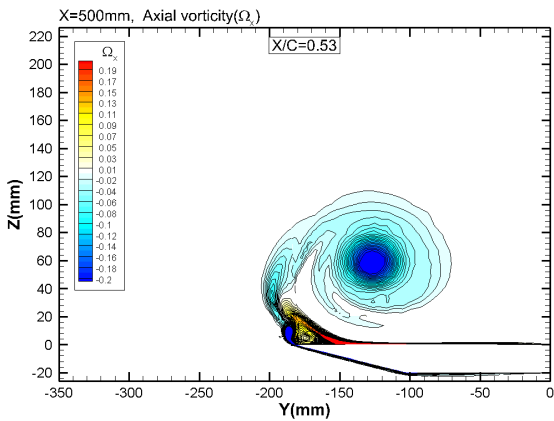
Fig. 6를 통해 날개의 뒷전으로 갈수록 표면 압력이 높아졌다. 이 때 압력 섭동은 $x \sim 500 \text{ mm} (x/c \sim 0.53)$ 부근보다 커진 것을 확인할 수 있었다. 이러한 원인은 가장 활발했던 와류 붕괴 발생지점이 지나면서 와류 붕괴로 인해 섭동하는 유동이 표면까지 영향을 주지 않고 표면 경계층 내에 섭동하는 유동만이 표면에 영향을 미쳐 나타나기 때문이다. Fig. 4-6에서 $\eta = 1$ 인 지점은 날개의 옆면인 1차 박리선을 의미하며, 유동 박리가 나타나므로 $C_{p,rms}$ 가 급격히 커지게 된다. 압력 변동을 iso-surface로 나타낸 Fig. 7에서 날개의 일차 박리선 근처와 와류 붕괴가 시작된 지점부터 압력 섭동이 나타나는 것을 확인하였고, 날개의 꼭지에서는 유동 박리가 일어나지만 압력 변동이 없는 강한 일차 와류가 생성되는 것을 알 수 있었다.

Fig. 9은 표면 압력 컨투어와 유동흐름 방향의 와도를 나타낸 그림이다. 이 그림을 통해 표면 압력이 일차 와류의 영향을 받는 것으로 확인 되었다. 또한, 와류 붕괴가 진행된 이후 $x \sim 800 \text{ mm} (x/c = 0.84)$ 에서는 일차 와류의 형태가 사라지고 유동의 확산이 있음을 확인할 수 있었다.

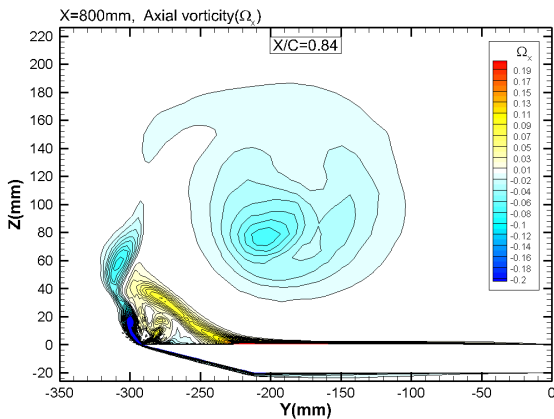
Fig. 10은 날개 위 와도를 iso-surface로 모사하였으며 스팬



(a) $x/c = 0.32$



(b) $x/c = 0.53$



(c) $x/c = 0.84$

Fig. 11 Instantaneous Axial vorticity(Ω_x)

방향을 따라 색을 표현하였다. 그림을 통해 왼쪽 날개와 오른쪽 날개에서의 와류 회전 방향이 서로 반대임을 확인하였으며 날개 위에 두 가지 형태의 와류가 존재하는 것을 알 수

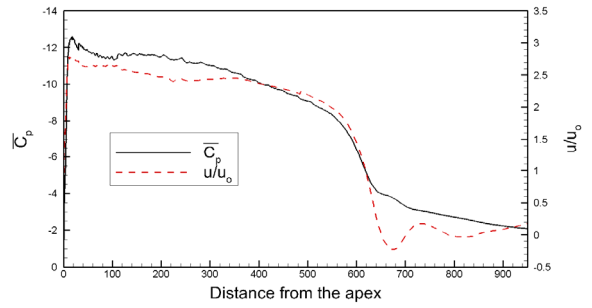


Fig. 12 Pressure coefficient and velocity along the vortex core

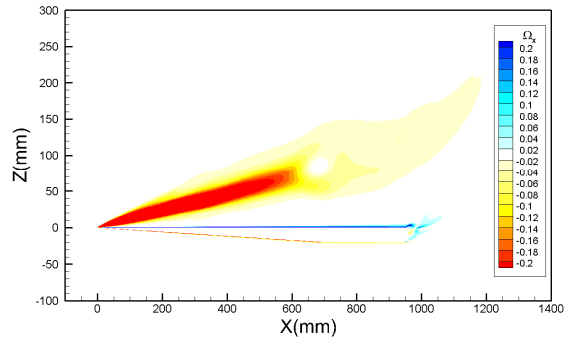


Fig. 13 Axial vorticity(Ω_x) along the vortex core

있었다. 하나는 날개 꼭지에서 박리되어 생성되는 와류와 다른 하나는 날개의 1차 박리선을 따라 유동이 떨어지면서 와류 주변을 감싸 돌아가는 전단층(shear layer)이다. 박리된 전단층은 Kelvin-Helmholtz 불안정성과 유사한 유동 특성을 가지고 있으며, 이로 인해 전단층은 독특한 하부구조(substructure)를 가진다. 하부구조의 존재를 확인하기 위해 Fig. 11에서 흐름방향에 따른 축 방향 와도 분포를 나타내었다. 하부구조는 와류 중심으로 들어가거나 사라지기도 하며 뒷전 부근에서 역 압력 구배에 의해 흩어지기 때문에 하부구조의 궤적을 따라가는 것은 어렵지만 하부구조가 전단층에 존재하는 것을 확인 할 수 있었다.

Fig. 12는 와류 중심을 따라 압력 계수와 속도의 변화를 나타낸 그림이다. 역 압력 구배가 전체적으로 나타나지만 $x \sim 540 \text{ mm}(x/c \sim 0.57)$ 부터 $x \sim 640 \text{ mm}(x/c \sim 0.67)$ 까지 급격한 변화를 보이는 것을 확인할 수 있다. 낮은 압력을 이루는 영역은 높은 속도를 가지고 있으나 급격한 역 압력 구배 ($dP/\partial x > 0$)가 나타나면서 $x \sim 540 \text{ mm}$ 이후로 높은 압력과 낮은 속도를 보이고 있다. Mitchell의 Laser Sheet Visualization 실험을[6] 통해 $x \sim 620 \text{ mm}$ 에서 와류 붕괴가 발생하는 것을 알 수 있었다. Fig. 13을 통해 $x \sim 620 \text{ mm}(x/c \sim 0.65)$ 위치까지 일차와류가 강하게 존재하는 것을 확인 할 수 있었다. 와

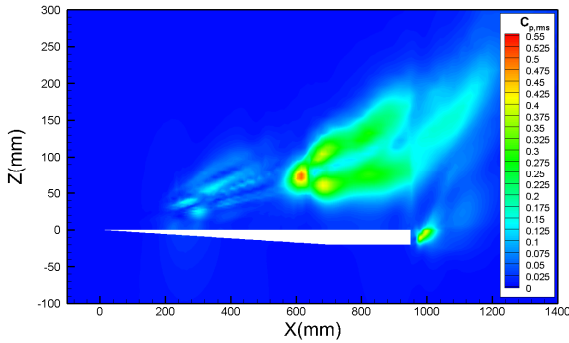


Fig. 14 Pressure coefficient fluctuation ($C_{p,rms}$) along the vortex core

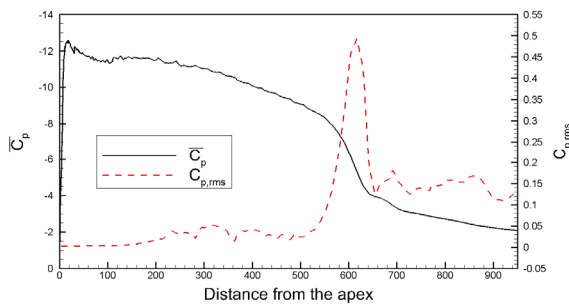


Fig. 15 $\overline{C_p}$ and $C_{p,rms}$ distribution along the vortex core

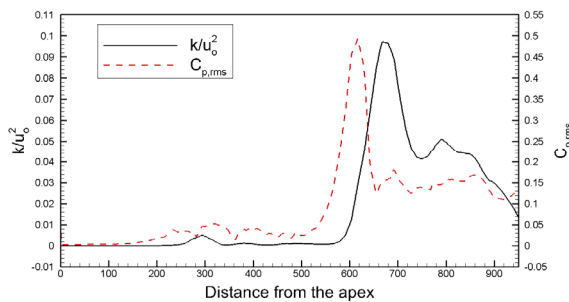


Fig. 16 Turbulent kinetic energy and $C_{p,rms}$ along the vortex core

류 중심이 속해 있는 유동장을 $C_{p,rms}$ 로 나타낸 Fig. 14을 통해 붕괴이전에 일차외류 주변의 압력 변동은 크지 않지만 일차 외류 붕괴가 진행되면서 외류의 확산과 변동이 심하게 나타나는 것을 포착하였다. Fig. 15에서는 $x \sim 540$ mm 이후로 외류 중심의 압력은 빠르게 높아지며 유동의 난류화가 급격하게 진행되어 압력 섭동이 빠르게 커지는 것을 확인 할 수 있었다. Fig. 16은 DDES의 평균 데이터로 얻어진 난류 운동 에너지($k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$)와 압력 섭동을 나타내었다. 난류 운동에너지는 각 방향 속도 섭동의 제곱에 대한 시

간평균 값으로 계산하였다. 날개의 꼭지부터 $x \sim 520$ mm까지는 속도 섭동과 압력 섭동이 작으므로 난류성분이 크지 않음을 알 수 있었다. $x \sim 540$ mm에서 압력 섭동이 급격하게 발생한 이후에 $x \sim 620$ mm에서 유동이 최대 압력 섭동을 갖게 될 때 속도 섭동의 증가로 난류화가 급격하게 진행되는 것을 발견하였다.

4. 결 론

본 연구에서는 S-A DDES 난류모델을 사용하여 삼각날개의 표면 압력 및 압력 섭동을 확인하였다. 또한, 외류 중심을 따라 압력 계수, 압력 섭동, 난류 운동에너지를 정량적으로 나타내었다.

표면 압력계수 분포는 1차 외류의 영향으로 나타나며 표면 압력 섭동은 표면 경계층의 영향으로 나타나는 것을 알 수 있었다. 의미있는 압력 섭동은 1차 박리선과 외류붕괴가 발생하는 지점부터 존재하는 것을 확인 할 수 있었다. $x/c \sim 0.57$ 지점에서 역 압력 구배로 인해 압력이 높아지고 속도가 작아지기 시작하며, 이때 압력 섭동이 증가하게 된다. $x/c \sim 0.65$ 지점에서 일차 외류 붕괴가 발생하게 되며 최대 압력 섭동이 나타날 때, 급격한 난류화가 진행된다. 이후에 외류붕괴가 마무리된 지점에서 난류 성분이 최대임을 확인 할 수 있었다. 추후에 고 받음각 삼각날개의 외류 붕괴와 표면 위에 발달된 난류 경계층 사이에 직접적인 관계를 고찰하고 비정상성의 요인인 박리에서의 불안정성을 자세히 살펴 볼 예정이다.

후 기

본 연구는 미래창조과학부 첨단 사이언스·교육 허브 개발 사업(NRF-2011-0020560) 지원으로 수행되었습니다.

References

- [1] 2012, Furman, A. and Breitsamter, C., "Turbulent and Unsteady Flow Characteristics of Delta Wing Vortex Systems," *Aerospace Science and Technology*, ELSEVIER, pp.32-44.
- [2] 2000, Mitchell, A., Molton, P., Barberis, D. and DClery, J., "Characterization of Vortex Breakdown by Flow Field and Surface Measurements," *38th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 10-13 January, Reno, NV, USA.
- [3] 1992, Rom, J., "High Angle of Attack Aerodynamics: Subsonic, Transonic, and Supersonic Flows," *Springer-Verlag*.

- New York, U.S.A.
- [4] 1994, Gordnier, R.E. and Visbal, M.R., "Unsteady Vortex Structure over a Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol.31, No.1, pp.243-248.
- [5] 2001, Mitchell, A., Molton, P., Barberis, D. and Détery, J., "Vortical substructures in the shear layers forming leading-edge vortices," *AIAA-01-2424*.
- [6] 2003, Mitchell, A.M., "Experimental data base selected for RTO/AVT numerical and analytical validation and verification: ONERA 70-DEGREE DELTA WING," *AIAA 2003-3941*.
- [7] 1991, Nelson, R.C., "Unsteady Aerodynamics of Slender Wings," *Aircraft Dynamics at High Angle of Attack: Experiments and Modeling, AGARD R-776*, pp.1-1-1-26.
- [8] 1954, Werlé, H., "Quelques résultats expérimentaux sur les ailes en flèche, aux faibles vitesses, obtenus en tunnel hydrodynamique," *La Recherche Aéronautique*, (41)15-21.
- [9] 1989, Cunningham, A.M.Jr., "A Critique of the experimental aerodynamic data base for an oscillating straked wing at high angles," *Fourth Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows*, California State University.
- [10] 1989, Thompson, S.A., Batill, S.M. and Nelson, R.C., "Surface pressure distributions on a delta wing undergoing large amplitude pitching motions," *Master's Thesis*, University of Notre Dame, Aug.
- [11] 2006, Furman, A. and Breitsamter, C., "Investigation of flow phenomena on generic delta wing," *International congress of the aeronautical sciences*.
- [12] 1997, Breitsamter, C., "Turbulente Strömungsstrukturen an Flugzeugkonfigurationen mit Vorderkantenwirbeln," *Dissertation, Technische Universität München*, Herbert Utz Verlag.
- [13] 1985, Gad-ed-Hak, M., and Blackwelder, R.F., "The Discrete Vortices from a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol.23, No.6, pp.961-962.
- [14] 1991, Gordnier, R.E., "Computation of a Kelvin-Helmholtz Instability for Delta Wing Vortex Flows," *WL-TR-91-3098, Flight Dynamics Directorate, Wright Laboratory, Wright-Paterson AFB, OH, Nov.*
- [15] 2003, Breitsamter, C., "Unsteady flow phenomena associated with leading-edge vortices," *Progress in Aerospace Sciences 44*, pp.48-65.
- [16] 1995, Lowson, M.V., Riley, A.J., and Swales, C., "Flow Structure over Delta Wings," *AIAA-95-0586, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting&Exhibit*, Reno, NV, Jan.
- [17] 2006, Lee, J., Park, S. H., and Kwon, J.H., "Preconditioned HLLE Method for Flows at All Mach Numbers," *AIAA Journal*, Vol.44, No.11, pp.2645-2653.
- [18] 2007, Potsdam, M.A., Sankaran, V., and Pandya, S.A., "Unsteady Low Mach Preconditioning with Application to Rotorcraft Flows," *AIAA Computational Fluid Dynamics conference*.
- [19] 1981, Roe, P.L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes," *Journal of Computational Physics 43*, pp.357-372.
- [20] 1981, Pulliam, T.H., and Chaussee, D.S., "A Diagonal Form of an Implicit Approximate Factorization Algorithm," *Journal of Computational Physics*, Vol.39, Feb, pp.347-363.
- [21] 1992, Spalart, P., and Allmaras, S., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *AIAA Paper 92-0439*.
- [22] 2012, Lee, C.Y., Park, S.H., Cho, S. and Lee, I., "Delayed-Detached Eddy Simulation for Optical Path Control on Backward-Facing Step Flow," *7th International Conference on Computational Fluid Dynamics*, Big Island, Hawaii, USA.
- [23] 1997, Spalart, P.R., Jou, W.H., Streletsand, M. and Allmaras, S. R., "Comments on the Feasibility of LES for Wings and on a Hybrid RANS/LES Approach," *Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES*, Louisiana, Greyden Press.
- [24] 2003, Morton, S.A., "High Reynolds Number DES Simulations of Vortex Breakdown over a Delta Wing," *21st AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA2003-4217*.