

NACA0012 천이 유동의 저속 공력 특성 해석

전 상 언,¹ 박 수 형,^{*2} 김 상 호,² 변 영 환,² 정 경 진,³ 강 인 모³

LOW-SPEED AERODYNAMIC CHARACTERISTIC OF TRANSITION FLOW OVER THE NACA0012

Sang Eon Jeon,¹ Soo Hyung Park,^{*2} Sangho Kim,² Yung Hwan Byun,² Kyung Jin Jung³ and Inmo Kang³

Laminar separation bubble and transitional flow over the NACA0012 are investigated at a moderate range of Reynolds numbers. A Reynolds-Averaged Navier-Stokes code is coupled with an empirical transition model that can predict transition onset points and the length of transition region. Without solving the boundary layer equations, approximated e-N method is directly applied to the RANS code and iteratively solved together. The computational results are compared with the experimental data for the NACA0012 airfoil. Results of transition onset point and the length are compared well with experimental data and Xfoil prediction. The present RANS results show at high angles of attack better agreement with experimental data than Xfoil results using the boundary layer equations.

Key Words : 층류박리(Laminar Separation), 천이유동(Transition Flow), 나비에-스톡스(Navier-Stokes), 엑스포일(Xfoil)

1. 서 론

중고도 이상의 무인항공기(UAV) 수요가 증가함에 따라 이 영역에서 운용되는 항공기의 요구조건에 최적화된 날개가 필요하다. 이들 항공기는 그 특성상 저속 및 저레이놀즈수 영역을 비행하며 기존의 날개에서 사용되는 익형으로는 기대하는 효과를 내기 어렵기 때문에 중고도, 고고도 환경의 유동에 적합한 익형과 날개가 개발되어 왔다. 이러한 항공기의 특성상 저 받음각에서 장시간 운용되는 목적을 가지고 있고 이때 항력의 대부분은 마찰항력이 차지하게 된다. 이러한 조건의 유동을 특징짓는 가장 중요한 특성은 날개 표면의 넓은 영역에 걸쳐 존재하는 층류박리 영역과 이로 인해 야기되는 층류에서 난류로의 급격한 천이 현상이다. 따라서 층류에서 난류로의 천이현상을 늦출수록 마찰항력이 감소하며 전체 항력 또한 감소하게 된다.

천이현상은 층류유동 내부의 매우 작은 교란이 유동특성과

표면조건 등의 요인으로 급격히 증폭되면서 난류로 변화하는 현상이다. Orr(1907)과 Sommerfeld(1908)은 평판에서 2차원 비압축성 경계층 유동에 대해 2차원 교란의 선형 안정성에 관한 상미분 방정식을 제안하였다. Orr-Sommerfeld 방정식은 최근까지도 e^N 방법 (또는 N-factor 방법)으로 불리며 물체 표면의 각 지점에서 선형 교란의 증폭율을 계산함으로써 천이점을 예측하는데 널리 사용되고 있다. 하지만 이 방법은 매 iteration에서 미분 방정식을 풀어야 하므로 계산 시간이 오래 걸린다는 단점이 있다. Streamtube 오일러 방정식과 연계한 점성해석에 사용되고 있는 Drela의 근사 (approximate) e^N 방법은 가장 큰 주파수의 교란을 직선의 식으로 근사화하여 천이점을 구한다[1].

천이유동 해석의 전통적인 과정은 층류유동-난류유동의 반복계산을 요구하기 때문에 2차원 익형의 범주를 넘어서는 복잡한 문제에 적용하기 어렵고 기존의 경계층 방정식을 이용하는 경우 층류박리 거품의 예측이 어렵다. 따라서 RANS를 이용하여 천이모델을 직접 결합하는 방법이 개발되어 왔다. 계산시간의 손실을 감수 하더라도 Lian & Shyy[2]의 경우 비압축성 RANS코드에 경계층 방정식 없이 근사 e^N 기법을 결합하여 계산하였다. Cliquet & Houderville[3]는 천이와 난류방정식을 직접 결합하였고 와류강도(vorticity)의 함수를 이용해 경계층 영역을 정의하고[4], Fallkner-Skan의 상사해를 이용해 천이점을 지정하는 방법을 제안하였다. 본 연구에서는

접수일: 2010년 3월 4일, 수정일: 2010년 8월 24일,

게재확정일: 2010년 8월 27일.

1 정회원, 건국대학교 대학원 항공우주정보시스템공학과

2 정회원, 건국대학교 항공우주정보시스템공학과

3 정회원, 국방과학연구소

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

In-house RANS 코드인 KFLOW [5]에 근사 e^N 기법을 경계층 방정식의 해석 없이 적용하는 방법을 개발하여 NACA0012 천 이유동의 저속 공력특성을 Xfoil 및 실험값과 비교하였다.

2. 수치해석기법

2.1 지배방정식

본 연구에서는 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 코드를 개발하여 계산을 수행하였으며 2차원 압축성 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial(f_j - f_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad j = 1, 2 \quad (1)$$

여기서 q 는 보존형의 유동변수벡터(conservative variable vector), f 와 f_j 는 x_j 방향으로의 비 점성 유속벡터(invscid flux vector)와 점성 유속벡터(viscous flux vector)를 나타낸다. 식 (1)의 지배방정식을 공간이산화 하기 위해 격자중심 유한 체 적법을 사용하였다. Roe의 FDS(Flux Difference Splitting) 기법 과 3차의 MUSCL을 사용하여 격자 경계면에서의 비 점성 유 속(invscid flux)을 계산하였으며 점성유속의 경우에는 중심차 분을 사용하였다. 난류 모델은 $k-\omega$ Wilcox 모델을 사용하였다 [5].

2.2 경계층 두께 예측

경계층 끝단에서의 속도 U_e 는 y 와 관련된 상수이며 경계 층의 두께 δ 는 자유류 속도의 99%가 되는 지점으로 정의한 다. 경계층 방정식을 사용할 경우에는 등엔트로피 조건에 따 라 벽면에서의 압력을 이용해 경계층 끝단 속도를 계산하지 만, RANS 해석의 경우 속도분포를 직접 이용해 U_e 를 정의할 수 있다.

근사 e^N 방법의 증폭률(amplification factor)값을 계산하기 위해서는 Navier-Stokes 해로부터 추출된 몇 가지 경계층 적분 변수들이 필요하며 이것으로 경계층 두께가 정해진다. 경계 층에 수직인 방향으로의 압력은 상수라고 가정하고 벽면에서의 압력으로부터 아래의 공식을 사용하여 계산 할 수 있다[6].

$$U_e = \sqrt{U_\infty^2 - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_\infty}{\rho_\infty} \left[\left(\frac{p_w}{\rho_\infty} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (2)$$

여기서 γ 는 비열비이다

다른 방법으로 다음과 같이 와류강도(vorticity)를 이용하여 경계층의 두께를 찾을 수 있다[4].

$$F = \Omega y \quad (3)$$

여기서 Ω 는 local vorticity를 나타내며 y 는 벽면으로부터 수직 방향의 거리를 뜻한다. 식 (3)의 최대값 F_{max} 로부터 F 값이 50%가 되는 지점을 y_{edge} 라 하면 경계층 두께는 $1.2 \times y_{edge}$ 가 된다. 본 연구에서는 U_e 를 식 (2)에서 구한 값에 0.99를 곱한 값 과 식 (3)로부터 계산 된 값 중에서 큰 값을 취하였다. 선두 부 정체점 영역의 경우 식 (2)의 제곱근 안의 값이 음수 값을 가지게 될 수 있는데, 이런 경우 적당한 값(0.05)으로 제한하 여 두께를 결정하게 된다[6]. 본 연구에서는 정체점 영역에서 식 (3)을 이용하여 경계층의 두께를 계산하였다. 대부분의 영 역에서는 두 가지 방법 모두 거의 같은 두께를 예측함을 확 인하였다.

U_e 를 계산한 후 이로부터 변위 두께(Displacement thickness) 와 운동량 두께(Momentum thickness)를 다음의 식으로 계산 할 수 있다[1].

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_e U_e} \right) dy \quad (4)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{\rho U}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e} \right) dy \quad (5)$$

2.3 천이점 예측

본 연구에서 천이예측 모델은 Drela의 근사(approximate) e^N 방법을 사용하였으며 Orr-Sommerfeld 방정식의 exact e^N 방법 과 비교해 매 iteration에서 미분방정식을 풀 필요가 없기 때문 에 더 효율적이다. 관계식이 비압축성 기반이므로 형상함수 (shape parameter) H 는 운동학적 형상함수(kinematic shape parameter) H_k 로 대체 되며 각각 다음과 같이 정의된다[1].

$$H \equiv \frac{\delta^*}{\theta} \quad (6)$$

$$H_k \equiv \frac{\int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_e} \right) dy}{\int_0^\delta \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e} \right) dy} = \frac{H - 0.290 M_e^2}{1 + 0.113 M_e^2} \quad (7)$$

여기서 식 (7)은 운동학적 형상함수를 정의한 것이며 유동의 압축성 효과를 배제한 형상함수의 의미를 가진다. 계산 된 형 상함수와 임계레이놀즈 수를 이용하여 에어포일 위에서의 증 폭률(amplification factor) N 값을 계산 할 수 있다[6].

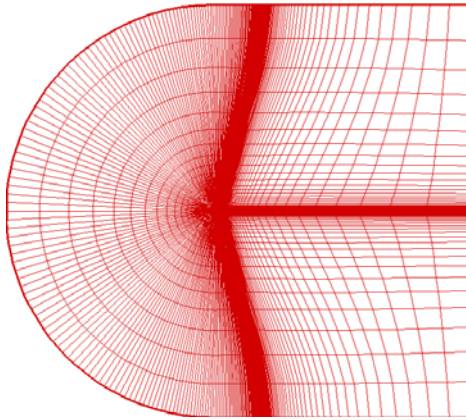


Fig. 1 C-type grid

$$\frac{dN}{dRe_{\Theta}} = 0.028(H_k - 1) - 0.0345e^{-\left(\frac{3.87}{(H_k - 1)} - 2.52\right)^2} \quad (8)$$

$$\log_{10} Re_{\Theta, crit} = 2.492 \left(\frac{1}{H_k - 1}\right)^{0.43} + 0.7 \left[\tanh\left(\frac{14.0}{H_k - 1} - 9.24\right) + 1 \right] \quad (9)$$

$$m_{H_k} = -0.05 + \frac{2.7}{H_k - 1} - \frac{5.5}{(H_k - 1)^2} + \frac{3.0}{(H_k - 1)^3} + 0.1e^{\left(-\frac{20}{H_k - 1}\right)} \quad (10)$$

$$N = \int_{x_{crit}}^x m_{H_k} \frac{dN}{dRe_{\Theta}} \frac{1}{\Theta} ds \quad (11)$$

Re_{Θ} 가 $Re_{\Theta, crit}$ 보다 클 때 적분을 시작하며 적분을 통해 얻어진 N 값이 임계 $N(N_{cr})$ 값에 도달하는 지점을 천이점으로 결정한다. 본 연구에서는 N_{cr} 값으로 9.0을 사용하였다. 선형보간을 사용할 경우 수렴성에 문제가 발생할 수 있다. 격자중심 유한 체적법을 사용하였으므로 임계 N_{cr} 값에 대응하는 천이점을 찾기 위해 Newton-Raphson 법으로 격자 간의 값을 보간하였다. 이를 통해 후미부 박리(trailing edge separation)가 발생하는 일부 경우를 제외하고는 수렴된 해를 찾을 수 있었고, 수렴하지 않는 경우 비정상(unsteady) 해법으로 해를 구하였다.

2.4 Intermittency Function

천이점이 계산 되고 난 후 층류가 완전 난류로 발달 할 때까지의 거리는 아래의 함수로 계산할 수 있다[7]. Chen-Thysson

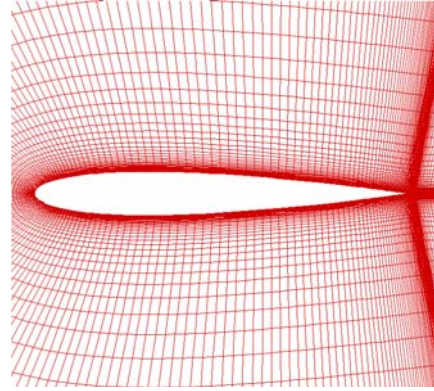


Fig. 2 Close view of grid around airfoil surface

방법은 층류박리거품을 동반하는 레이놀즈수 $10^5 \sim 10^6$ 영역에서 천이영역을 잘 모사하는 것으로 알려져 있다.

$$\gamma_{tr} = 1 - \exp\left[\left(-\frac{U^3}{\nu G_{\gamma_{tr}}}\right) Re_{x_{tr}}^{-1.34} (x - x_{tr}) \int_{x_{tr}}^x \frac{dx}{U}\right] \quad (12)$$

$$G_{\gamma_{tr}} = 213 [\log(Re_{x_{tr}}) - 4.732] / 3 \quad (13)$$

식 (12)는 천이점의 y 를 0으로 하고 이 값이 1이 되면 완전 난류가 되며 이 구간의 거리가 천이 영역이 된다. 이때 난류 점성계수는 천이점을 기준으로 구분되고 난류 점성계수의 적용은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \gamma_{tr} &= 0, & x &\leq x_{tr} \\ \mu^{transition} &= \gamma_{tr} \mu^{turbulent}, & x &> x_{tr} \end{aligned} \quad (14)$$

3. 결 과

계산을 한 유동 조건은 각각 $M=0.2$ $Re=3.99 \times 10^6$ 와 $M=0.3$, $Re=3.9 \times 10^6$ 이다. 대상 익형은 NACA0012 이며 격자의 개수는 $381 \times 81 (30,861)$ 이고 벽면에서 첫 번째 셀 간격은 2.5×10^{-6} 을 사용하였다. Fig. 1과 2는 KFLOW 계산에 사용한 격자를 나타낸 것이며 C-Type을 사용하였다. 마하수 0.3 조건의 경우 KFLOW 완전난류(fully turbulent)의 결과를 함께 비교하였다. 본 연구에서는 KFLOW 외에도 Xfoil을 사용하여 같은 조건에서 계산을 수행하여 실험값[8]과 비교하였다. Xfoil의 경우 패널 개수는 기본 값으로 설정되어 있는 160개를 이용하였으며 천이조건 또한 기본 값인 $N_{cr}=9$ 로 계산을 하였다. KFLOW 및 Xfoil 모두 실험값과 동일한 받음각에서 계산을 하였고 KFLOW의 계산은 병렬 컴퓨터로 CPU 4개를 이용하였다.

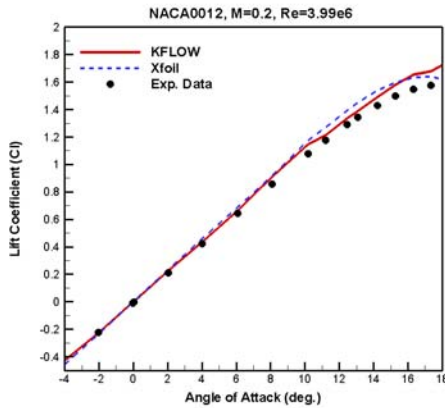


Fig. 3 Lift coefficient (M=0.2)

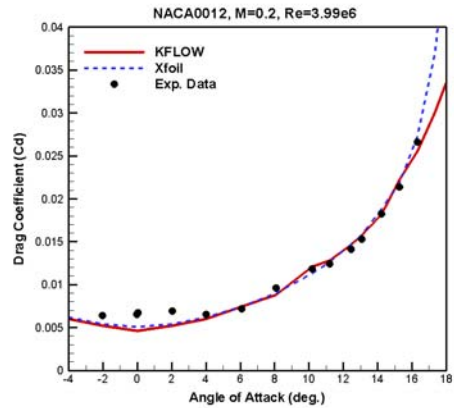


Fig. 5 Total drag coefficient (M=0.2)

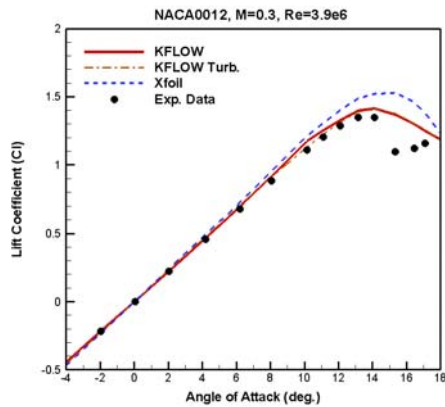


Fig. 4 Lift coefficient (M=0.3)

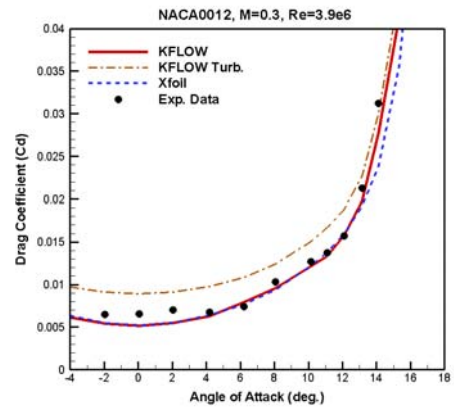


Fig. 6 Total drag coefficient (M=0.3)

3.1 공력계수 결과 비교

Fig. 3과 4는 각 조건에서의 양력계수를 나타낸 것이다. 두 그림을 비교하였을 때 전 받음각 영역에 걸쳐 실험값과 각 계산 값의 크기나 경향들이 잘 일치하고 있다. Fig. 3을 보면 KFLOW의 계산 결과가 받음각 10도를 기준으로 양력곡선의 기울기가 달라지고 있는데, 이는 받음각 10도를 기준으로 10도 이하에서 익형의 아랫면에서 발생하던 박리 거품이 10도 이후에 사라졌기 때문이다. Fig. 4의 양력곡선을 살펴보면 완전 난류와 천이유동의 결과가 큰 차이를 보이지 않고 있으며, 완전 난류의 경우 받음각 10도에서 이러한 기울기의 변화가 보이지 않고 있다.

양력에 이어 각 조건에서 전체 항력을 살펴보도록 한다. Fig. 5와 6은 각 조건에서의 전체 항력을 나타낸 것이다. 양력 결과와 마찬가지로 실속각 이전의 결과는 모든 데이터들이 비교적 일치하는 모습을 볼 수 있지만 실속각 이후에서는 실험값의 항력이 급격히 증가함에 따라 계산 결과와는 차이가

존재한다. Fig. 6을 살펴보면 보면 완전난류와 천이 유동조건 간에 결과의 차이가 있으며 모든 영역에서 완전난류의 항력 값이 천이 유동조건에 비해 높은 값을 예측하고 있다. 그림에서 나타나고 있지 않지만 실험값의 경우 실속각인 받음각 16도를 기준으로 계산 값과는 큰 차이를 보이며 항력이 급격히 증가한다.

위에서 언급한 완전난류와 천이 유동조건 간에 생기는 항력의 차이가 발생하는 이유를 살펴볼 필요가 있다. Fig. 7은 마하수 0.3의 압력항력 계수를 나타낸 것이다. 전 계산영역에서 완전난류와 천이 유동조건 간에 큰 차이가 없으며 받음각 14도 이후에 압력항력 값이 급격히 증가하고 있다. 그림에서도 확인 되었듯이 완전난류와 천이 유동간의 압력항력의 차이는 작은 것을 확인 할 수 있다. Fig. 8은 각각의 마찰항력 계수를 나타낸 것이다. KFLOW와 Xfoil 계산 결과의 경우 큰 차이가 없지만 완전 난류조건인 경우 KFLOW 및 Xfoil의 결과 즉, 천이유동 조건과는 큰 차이를 보이고 있다. 받음각 8

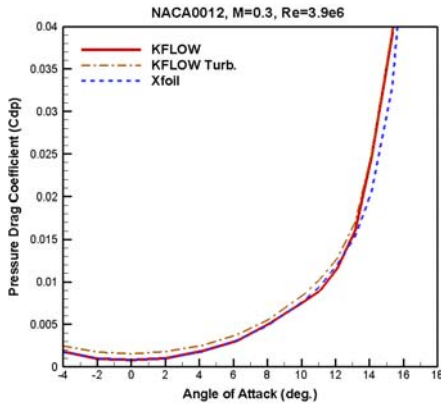


Fig. 7 Pressure drag coefficient (M=0.3)

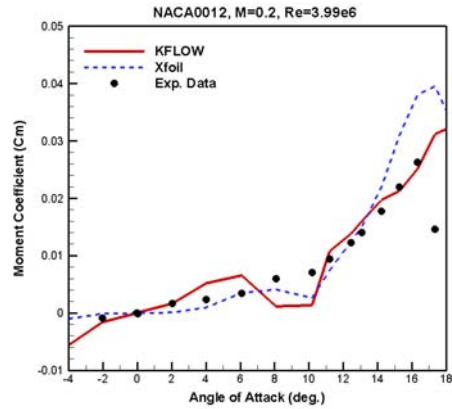


Fig. 9 Moment coefficient (M=0.2)

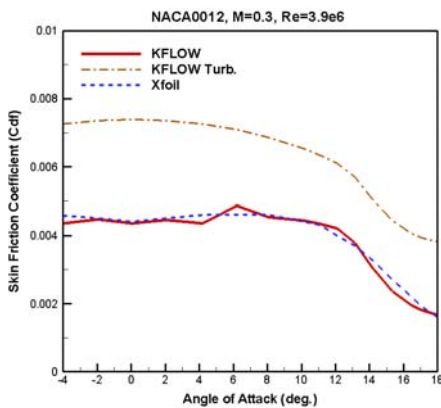


Fig. 8 Friction drag coefficient (M=0.3)

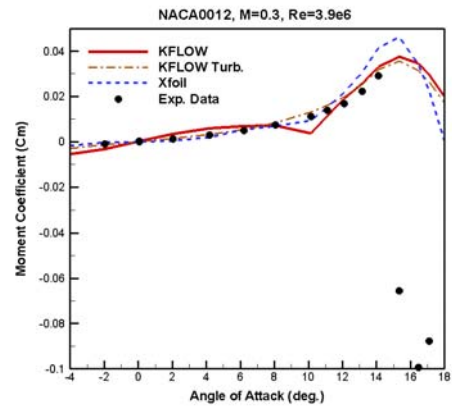


Fig. 10 Moment coefficient (M=0.3)

도 이하의 저 받음각에서 완전난류의 경우 천이 유동조건에 비해 평균적으로 전체 항력을 60~70% 정도 높게 예측을 하였고 압력항력은 10% 정도 높게 예측을 하였다. F마찰항력의 경우 완전난류일 때 40~50% 높게 예측을 하여 저받음각에서 전체항력 증가는 대부분 마찰항력에 의해서 이루어짐을 확인할 수 있다.

양력과 항력의 비교에 이어 안정성에 큰 영향을 미치는 모멘트의 크기나 변화를 살펴본다. Fig. 9와 10은 각 마하수에 따라 피칭 모멘트 계수를 나타낸 것이다. 마하수 0.2 및 0.3의 계산 결과 모두 앞선 양력, 항력 계수 결과와 마찬가지로 실속각 이전의 결과들은 대체적으로 잘 일치하는 모습을 보이고 있으며, Fig. 10을 살펴보았을 때 완전난류의 결과 또한 천이 유동조건과 큰 차이가 없다. 하지만 Fig. 9 마하수 0.2의 결과에서 받음각 8~10도 사이에서 피칭 모멘트의 기울기가 갑자기 변화하게 된다. 이러한 원인을 살펴보기 위해 받음각에 따른 박리의 크기 및 위치 변화와 연관되어 살펴보도록 한다.

3.2 박리점 및 천이점 변화

박리의 크기와 위치를 익형의 앞전과 뒷전에서 각각 나타내고 받음각에 따른 박리의 거동을 살펴봄으로써 앞선 공력 계수에서 나타났던 특징들에 대한 영향을 확인할 수 있다. 또한 천이점의 예측을 통해 마찰항력의 예측과 이를 통해 전체 항력이 잘 예측 되는 것을 확인할 필요가 있다. 우선 박리 거품의 크기나 위치 변화를 살펴보도록 한다. Fig. 11과 12는 마하수 0.2에서 KFLOW의 결과로 익형의 앞전과 뒷전에서의 박리 크기와 위치를 나타낸 것이다. 익형의 윗면과 아랫면 모두 받음각 7도 이하에서는 박리가 존재하지 않았다. 하지만 Fig. 11을 살펴보면 받음각 8도부터 윗면의 앞전에서 작은 크기의 박리거품이 나타나는 모습을 볼 수 있다. 이 앞전에서의 박리거품은 받음각의 증가에 따라 그 크기와 위치가 다소 달라지긴 하나 지속적으로 존재하고 있다. Fig. 12를 살펴보면 받음각 8~10도까지는 익형 아랫면의 뒷전에서 박리가 일어난다. 하지만 약 11도부터 익형 윗면 끝단에서 박리가 일어나게 되며 받음각의 증가에 따라 그 크기가 증가한다. 아랫면 뒷전

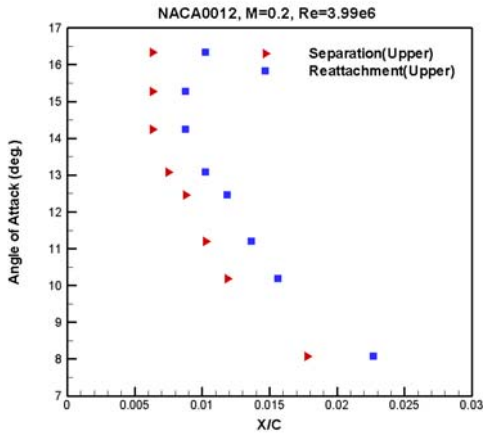


Fig. 11 Leading edge separation (M=0.2) KFLOW

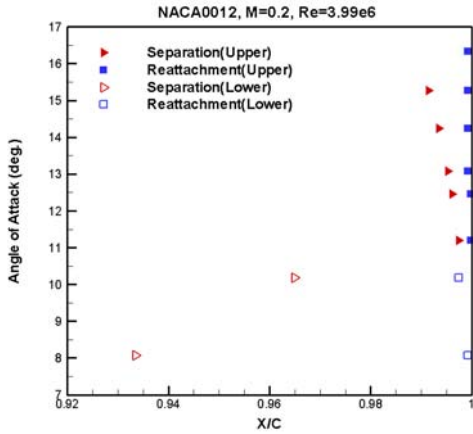


Fig. 12 Trailing edge separation (M=0.2) KFLOW

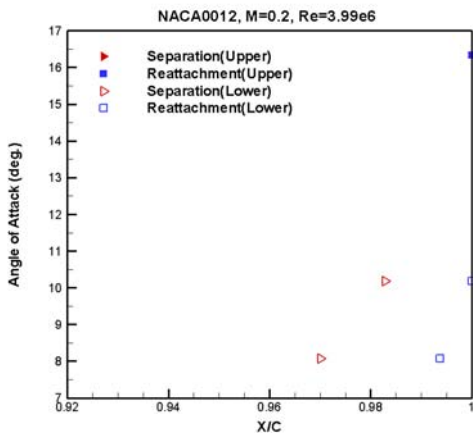


Fig. 13 Trailing edge separation (M=0.2) Xfoil

에서 생겼던 박리로 인해 Fig. 9에서 보았던 받음각 8~10도에서 모멘트 계수가 급격히 변화하는 모습을 볼 수 있었다. Xfoil 또한 이러한 모멘트 계수 변화의 경향성이 나타나고 있으나 KFLOW의 결과와는 다소 차이가 있다. Fig. 13은 Xfoil의 결과로 익형 뒷전의 박리 거동을 나타낸 것이다. 그림에서 보듯이 받음각 10도 이하에서 KFLOW와는 그 크기의 차이가 있지만 박리 거품이 존재하고 있다. 그러나 받음각 11도 이상에서 익형 뒷전 윗면의 박리가 존재하지 않는다. Xfoil의 경우 패널 개수나 간격이 익형 뒷전에서 격자의 간격이나 크기와는 다르며, 마찰항력 예측을 형상함수로써 하기 때문에 KFLOW와 박리 예측에 있어서 차이가 발생하는 것으로 이해된다. 받음각 16도에서 큰 크기의 박리가 발생하는 현상은 KFLOW의 결과와 일치하므로 위와 같은 추정을 뒷받침 하고 있다.

이러한 익형 앞전과 뒷전에서 발생하는 박리 거품을 받음각 10.18도와 11.19도에서 각각 KFLOW의 결과를 이용하여 Fig. 14-16에서 각각 도시하였다. Fig. 14-15는 각각 받음각 10.18도에서 익형 앞전과 뒷전에서 발생하는 박리 거품을 나타낸 것이다. 각 그림에서 앞서 언급하였듯이 익형 앞전에서 작은 크기의 박리 거품이 존재하고 뒷전의 경우 아랫면에서 박리가 존재하고 있음을 확인 할 수 있다. Fig. 16 받음각 11.19도의 박리 거품을 나타낸 것이다. 그림에서 보듯이 받음각의 증가에 따라 아랫면에서 발생하던 박리 거품은 소멸하고 익형 윗면에서는 발생하고 있음을 확인할 수 있다. 이와 같이 받음각 10~11도에서 받음각의 증가에 따라 박리 거품의 위치나 크기가 급격히 변하게 되므로 해당 받음각에서 앞서 언급했던 양력 곡선의 기울기 변화나 모멘트가 변화하는 원인이 된다.

박리 거품의 위치나 크기 변화를 통해 양력곡선에서 발생 하였던 특징을 확인하였다. 이제 천이점의 예측결과를 실험값과 비교하여 전체 마찰항력 및 전체 항력이 잘 예측 되었는지 확인을 할 필요가 있다. Fig. 17은 받음각에 따른 천이점의 변화를 나타낸 결과이다. 익형 윗면의 경우 실험값[9]과 두 가지 계산 결과가 잘 일치하고 있으나 아랫면은 KFLOW 및 Xfoil의 결과 모두 실험값과 다소 차이가 있다. 익형 아랫면의 경우 N_{crit} 을 적분하는데 있어 윗면보다 더 넓은 구간에서 적분하게 되므로 임계 $N(N_{crit})$ 값이 도달하는 지점이 차이가 발생할 소지가 더 크므로 위와 같이 실험값과 차이가 발생하는 것으로 추정한다. 천이점 예측에 있어 KFLOW와 Xfoil은 같은 모델을 사용하였기 때문에 두 계산 결과간의 차이는 거의 보이지 않는다. 익형 받음각이 증가함에 따라 윗면의 경우 천이점이 익형의 앞전으로 이동하고 아랫면의 경우 익형의 뒷전으로 이동하는 모습을 확인할 수 있다. 받음각의 증가에 따라 익형의 윗면에서 난류영역이 확대되고 익형의 아랫면은 층류를 형성하게 된다.

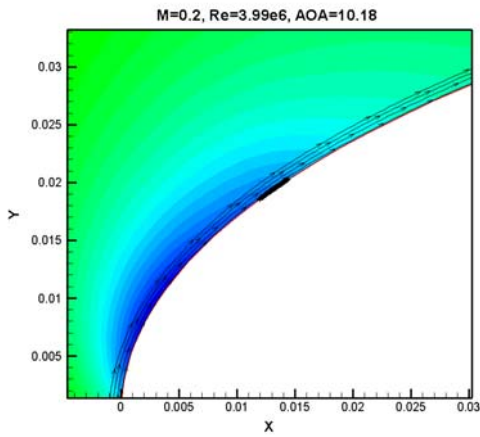


Fig. 14 Leading edge separation bubble (AOA=10.18°)

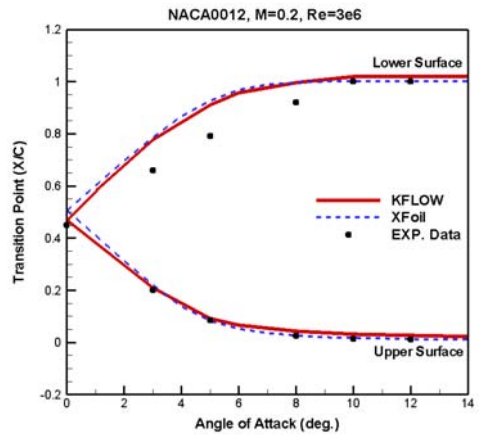


Fig. 17 Transition point (M=0.2)

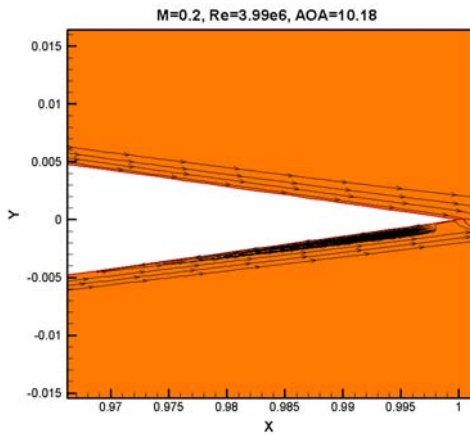


Fig. 15 Trailing edge separation bubble (AOA=10.18°)

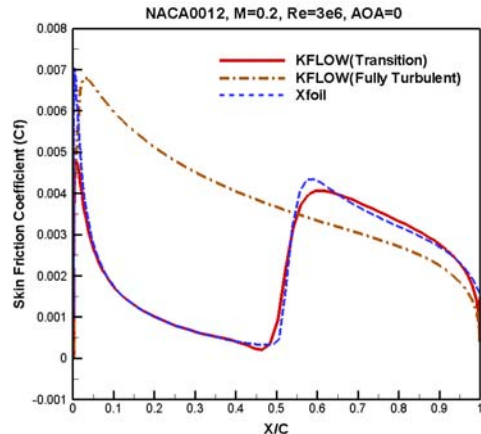


Fig. 18 Skin friction coefficient (AOA=0°)

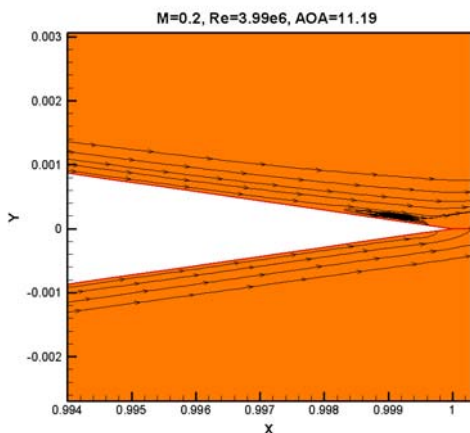


Fig. 16 Trailing edge separation bubble (AOA=11.19°)

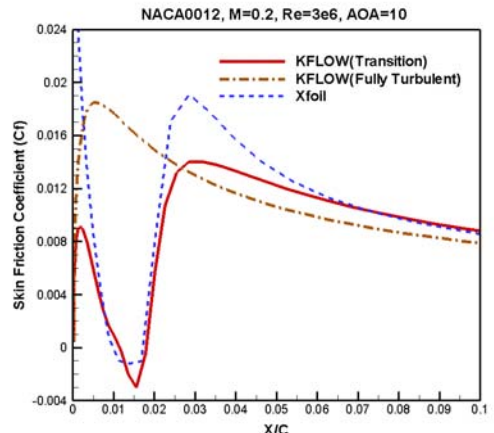


Fig. 19 Skin friction coefficient (AOA=10°)

3.3 받음각에 따른 마찰 계수의 변화

천이 유동조건에 대한 계산에 있어 받음각에 따라 그 효율성이 달라진다. 앞선 Fig. 6을 살펴보면 저 받음각에서는 완전난류와 천이 유동조건간의 전체 항력의 차이가 고 받음각으로 갈수록 줄어드는 모습을 볼 수 있었다. 따라서 받음각에 따라 전체 항력 차이의 원인이 되었던 마찰 항력을 비교해볼 필요가 있다. Fig. 18은 받음각 0도에서 완전 난류와 천이유동간의 비교를 나타낸 그림이다. 천이유동 조건으로 계산을 한 KFLOW와 Xfoil간의 결과는 큰 차이를 보이고 있지 않다. 하지만 완전난류로 해석한 KFLOW 결과의 경우 층류영역에서 마찰 계수가 천이 유동조건 보다 높고, 따라서 앞서 언급한 마찰 항력이 더 높게 예측 되는 원인이 된다. 또한 난류 해석의 경우 모든 받음각에서 익형 앞면에서의 박리는 존재하지 않는다. Fig. 19는 받음각 10도에서 익형 뒷면의 마찰 계수를 나타낸 것이다. 코드 전체 길이로 표현할 경우 익형 앞면에서의 차이를 보이기 어렵기 때문에 익형 앞면 즉, 코드의 0~0.1까지 부분을 확대하여 도시하였다. 받음각 0도에 비해 천이점이 익형 앞면으로 이동하였으며 익형 뒷면의 대부분의 영역은 난류가 된다. 또한 익형 앞면에서 작은 크기의 층류 박리 영역이 존재하고 있음을 볼 수 있다. 완전 난류 결과의 경우 천이유동과는 차이가 있지만 그림에서 보듯이 그 차이가 있는 영역이 코드길이의 2% 구간으로 매우 작다. 따라서 높은 받음각에서 익형 뒷면의 마찰항력은 천이유동과 완전난류와의 차이가 작아지게 된다.

KFLOW와 Xfoil의 결과 값은 큰 차이가 없으며 천이영역 내의 마찰항력 기울기 변화에 있어서는 KFLOW의 경우가 더 부드러운 모습을 보이고 있다. 이는 KFLOW에서 Intermittency 함수를 적용하여 천이영역의 계산을 하였기 때문으로 이해된다.

4. 결 론

본 연구에서는 RANS 코드에 e^N 방법을 결합하여 박리 거품과 천이 영역 및 천이점을 계산 하였다. 저 받음각에서는 마찰항력이 항력의 대부분을 차지하므로 천이점의 예측에 따라 완전난류와 천이유동간의 항력의 차이가 크게 발생하지만, 고 받음각에서는 대부분의 항력이 형상과 박리에 의한 압력 항력이 차지하게 되므로 완전난류와 천이유동간의 차이가 작게 된다. 그리고 박리거품의 생성과 소멸에 따라 모멘트 계수나 양력 계수의 기울기가 변화하게 된다.

KFLOW의 결과가 Xfoil과 비교하여 천이점 예측은 큰 차이를 보이고 있지 않다. Xfoil의 경우 마찰항력 및 박리를 경계층 방정식 및 형상함수의 계산을 통해 얻는 반면

Navier-Stokes 방법의 경우 박리 시점이나 천이점을 예측하기 위한 변수들을 Navier-Stokes 해로부터 직접 구할 수 있기 때문에 이에 대한 부분에서 더 나은 결과를 제시할 수 있을 것이라 판단된다.

후 기

본 연구는 국방과학연구소(UD090014JD)의 지원에 의해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] 1986, Drela, M. and Giles, M.B., "Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils," *AIAA*, Vol.25, No.10, pp.1347-1355.
- [2] 2007, Lian, Y. and Shyy, W., "Laminar-Turbulent Transition of a Low Reynolds Number Rigid or Flexible Airfoil," *AIAA*, Vol.45, No.7, pp.1501-1513.
- [3] 2008, Perraud, J., Cliquet, J., Houdeville, R. and Arnal, D., "Transport Aircraft Three-Dimensional High-Lift-Wing Numerical Transition Prediction," *Journal of Aircraft*, Vol.45, No.5, pp.1554-1563.
- [4] 2006, Geissler, W. and Haselmeyer, H., "Investigation of dynamic stall onset," *Aerospace Science and Technology*, Vol.10, pp.590-600.
- [5] 2004, Park, S.H. and Kwon, J.H., "Implementation of Turbulence Models in an Implicit Multigrid Method," *AIAA*, Vol.42, No.7, pp.1348-1357.
- [6] 2006, Windte, J., Scholz, U. and Radespiel, R., "Validation of the RANS-simulation of laminar separation bubbles on airfoils," *Aerospace Science and Technology*, Vol.10, pp.484-494.
- [7] 1997, Johansen, J., *Prediction of Laminar/Turbulent Transition in Airfoil Flows*, RISϕ-R-987(EN).
- [8] 1988, Ladson, C.L., "Effects of Independent Variation of Mach and Reynolds Numbers on the Low-Speed Aerodynamic Characteristics of the NACA 0012 Airfoil section," *NASA Technical Memorandum 4074*.
- [9] 1973, Gregory, N. and O'Reilly, C.L., "Low-speed Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Aerofoil Section, including the Effects of Upper-Surface Roughness Simulating Hoar Frost," *Tech. rep. NPL AERO Rept. 1308*.