

천이 전달 모델을 사용한 익형 유동의 예측 성능 비교

사정환, 전상언, 박수형*

건국대학교 항공우주정보시스템공학과

A COMPARATIVE STUDY ON PREDICTION CAPABILITY OF AIRFOIL FLOWS USING A TRANSITION TRANSPORT MODEL

J.H. Sa, S.E. Jeon and S.H. Park*

Aerospace Information Engineering, Konkuk University

Two-dimensional prediction capability of several analysis codes, such as XFOIL, MSES, and KFLOW, is compared and analyzed based on computational results of airfoil flows. To this end the transition transport equations are coupled with the Navier-Stokes equations for the prediction of the natural transition and the separation-induced transition. Experimental data of aerodynamic coefficients are used for comparison with numerical results for the transitional flows. Numerical predictions using the transition transport model show a good agreement with experimental data. Discrepancies have been found in the prediction of the pressure drag are mainly caused by the difference in the far-field circulation correction methods.

Key Words : 전산유체역학(CFD), 천이유동(Transitional flow), 익형유동(Airfoil flow), 천이모델(Transition model)

1. 서 론

천이현상은 층류유동 내부의 매우 작은 교란이 유동특성과 표면조건 등의 요인으로 급격히 증폭되면서 난류로 변화하는 현상이다. 고 레이놀즈수 영역의 익형은 천이가 빨리 일어나고, 층류 박리거품이 성능에 거의 영향을 주지 않기 때문에 통상적인 난류모델을 이용한 계산도 좋은 결과를 제시하고 있다. 하지만 레이놀즈수가 낮은 10^6 이하의 익형유동에서는 유동 천이현상으로 인한 선두부 박리와 천이 발생 지점의 정확한 예측이 익형의 공력계수 예측에 영향을 미치기 때문에 천이현상을 고려한 유동해석이 필수가 되며, 완전난류를 가정하는 난류모델은 좋은 결과를 제시하는데 한계가 있다.

이러한 천이현상을 예측하기 위하여 오래 전부터 여러 가지 방법이 개발되어 왔다. 천이점 예측 방법은 경험적 방법[1], e^N 방법[2,3], 근사(approximate) e^N 방법[4,5], PSE(Parabolized

Stability Equations) 방법[6,7], 천이모델-난류방정식의 결합 모델로 구분되어 발전해 왔다. 경계층의 2차원 교란에 관한 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. Streamtube 오일러 방정식과 경계층방정식을 연계한 점성해석에 사용되고 있는 Drela and Giles[4]와 Drela[5]의 근사 e^N 방법은 가장 큰 주파수의 교란을 직선의 식으로 근사화하여 천이점을 구한다. 이러한 천이 유동해석의 전통적인 과정은 층류유동-난류유동의 반복계산을 요구하기 때문에 층류박리거품이나 재층류화 과정 등의 모사가 어렵다. 따라서 경계층방정식을 사용하지 않고 RANS를 이용하여 천이모델을 결합하는 방법이 개발되어 왔다. Lian and Shyy[8]의 경우 비압축성 RANS 코드에 근사 e^N 기법을 결합하여 계산하였다. Cliquet and Houderville[9], Cliquet et al.[10] and Perraud et al.[11]은 천이와 난류방정식을 직접 결합하였고 와류강도(vorticity)의 함수를 이용해 경계층 영역을 정의하고, Falkner-Skan의 상사해를 이용해 천이점을 지정하는 방법을 제안하였다. 그러나 근사 e^N 방법은 유선방향을 따라 경계층의 적분변수(integral parameter)를 요구하기 때문에, 3차원 문제에서 유선이나 경계

Received: March 15, 2014, Revised: May 27, 2014,

Accepted: May 28, 2014.

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

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/ksfce.2014.19.2.008>

© KSCFE 2014

층의 결정 등이 매우 어렵고 형상에 대한 특별한 고려를 요구한다.

Menter and Langtry[12,13] and Langtry[14]는 실험과 난류경계층에 대한 경험적 상관관계를 이용하여 천이현상을 국부변수(local variable)로 기술할 수 있는 방법으로서 천이방정식을 사용하는 $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델을 개발하였다. $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델은 이론적으로 정립된 intermittency와 난류 모멘텀 레이놀즈수의 전달 방정식을 기반으로 생성과 소멸에 관한 경험적 상관관계식을 국부변수를 이용해 모델링함으로써 천이 모델의 인위적 문제설정이나 기하학적 제약을 해소하였다. 또한, 국부변수의 사용으로 인해 3차원 천이 유동해석에도 적용가능하다.

본 연구에서는 Menter and Langtry[12,13] and Langtry[14]가 제안한 천이 모델을 적용하여 개발한 In-house 코드인 KFLOW[15]를 사용하여 다양한 익형을 대상으로 천이 유동해석을 수행하여 다양한 익형에서의 천이 유동 특성을 확인하였다. 유동해석 결과는 실험결과 및 근사 e^N 천이 모델이 사용된 Xfoil[16]과 MSES[17]의 결과와 비교하였다.

2. 본 론

2.1 수치해석 기법 및 천이 모델

2.1.1 수치해석 기법

유동 해석을 위하여 압축성 2차원 Navier-Stokes 방정식을 사용하였고 이를 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다[15].

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

$$q = [\rho, \rho u_i, \rho E]^T$$

$$f_j = [\rho u_j, \rho u_j u_i + p \delta_{ij}, \rho u_j H]^T$$

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

여기서 q 는 보존형의 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. k 는 난류방정식으로부터 얻어지는 난류운동에너지(turbulent kinetic energy)를 의미한다. ρ, u_j, p, E, H 는 각각 밀도, x_j 방향으로 속도성분, 압력, 총에너지 및 총 엔탈피를 의미하며, τ_{ij} 과 τ_{ij}^* 는 각각 층류와 난류에 의한 점성 응력텐서(stress tensor)를, q_j 는 j 방향의 열전달량을 나타낸다.

지배방정식을 공간이산화하기 위해 격자중심 유한체적법

을 사용하였다. Roe의 FDS(Flux Difference Splitting) 기법[18]과 3차 정확도 MUSCL 기법[19]을 사용하여 격자 경계면에서의 비 점성 유속(invscid flux)을 계산하였으며 점성유속의 경우에는 중심차분을 사용하였다. 정상해를 구하기 위하여 대각화된 ADI 기법(Diagonalized ADI)[20]을 사용하였다. 완전 난류와 천이유동 해석에 사용되는 기본 난류모델로 $k-\omega$ SST 모델[14]을 사용하였다. 난류방정식과 천이방정식은 유동방정식과 분리하여 풀되, 동일한 공간차분법과 시간적분법을 이용하여 정상해를 구하였다.

2.1.2 $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델

유동의 천이 해석을 위해 실험과 난류경계층에 대한 경험적 상관관계를 이용하여 모든 천이 현상을 국부변수(Local variable)로 기술할 수 있는 방법으로서 Menter and Langtry[12,13] and Langtry[14]에 의해 정식화된 $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델을 사용하여 $k-\omega$ SST 난류 모델과 결합하였다. 이론적으로 정립된 Intermittency γ 와 난류운동량 레이놀즈수 Re_θ 의 전달 방정식을 기반으로 그들의 생성과 소멸에 관한 경험적 상관관계식을 국부변수를 이용해 기술함으로써 천이모델의 인위적 문제설정이나 기하학적 제약을 해소하였다. 또한, Intermittency의 생성과 소멸을 모델링함으로써 천이의 전달현상과 재층류(relaminarization) 현상을 자연스럽게 모델에 내포할 수 있으며, 선형안정성 해석을 이용할 때 발생할 수 있는 다중해(multiple solution)가 존재하지 않는다.

Correlation을 적용하지 않은 Intermittency 전달 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (2)$$

여기서 우측의 천이 원천항들은 각각 아래와 같이 정의하며 이중 첫 번째 아래와 같이 정의된다.

$$P_{\gamma 1} = F_{length} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \quad (3)$$

여기서 S 는 strain-rate 값을 나타내며 F_{length} 는 천이영역의 길이를 조절하는 실험적 correlation이며 F_{onset} 은 천이점의 위치를 조절한다. 두 가지 값 모두 무차원 함수이며 경계층 내에서 intermittency 방정식을 조절한다. 원천항의 두 번째 항은 destruction/relaminarization 항을 의미하며 다음과 같이 정의한다.

$$E_{\gamma} = c_{a2}\rho\Omega\gamma F_{turb}(c_{e2}\gamma - 1) \quad (4)$$

$$F_{turb} = e^{-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4} \quad (5)$$

여기서 Ω 는 와류의 크기를 나타내며 F_{turb} 는 완전 난류에서 소멸/재층류항을 끄는 역할을 하게 된다.

Intermittency 전달 방정식의 생성항들의 각 계수 값들은 모두 운동량 레이놀즈수의 함수($\tilde{Re}_{\theta t}$)로 표현되며, 그 전달 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\tilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \tilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} \\ = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \tilde{Re}_{\theta t})(1 - F_{\theta t}) \quad (7)$$

여기서 우측 생성항 $P_{\theta t}$ 는 경계층 바깥 영역에서 전달된 스칼라 $\tilde{Re}_{\theta t}$ 와 해당 지점의 값인 $Re_{\theta t}$ 가 일치하도록 유도하는 항이다. 블렌딩 함수인 $F_{\theta t}$ 는 경계층에서 생성항을 끌 때 사용되거나 전달된 스칼라 $\tilde{Re}_{\theta t}$ 를 자유류에서부터 분산시킨다. $F_{\theta t}$ 는 자유류에서 0의 값을 가지고 경계층에서는 1의 값을 가진다. $Re_{\theta t}$ 는 자유류 유동조건과 경계층 모델링 두께에 기초한 레이놀즈수로서, $Re_{\theta t}$ 는 $\tilde{Re}_{\theta t}$ 의 생성과 소멸을 지배하게 된다. $Re_{\theta t}$ 는 난류강도(turbulent intensity)와 표면 압력구배(pressure gradient)에 관한 경험식으로부터 결정된다. 천이점 지정을 위한 실험적 correlation과 파라미터는 다음식과 같다.

$$\begin{aligned} Re_{\theta t} &= \left[1173.51 - 589.428 Tu + \frac{0.2196}{Tu^2} \right] F(\lambda_{\theta}), \quad Tu \leq 1.3 \\ Re_{\theta t} &= 331.50 [Tu - 0.5658]^{-0.671} F(\lambda_{\theta}), \quad Tu > 1.3 \\ F(\lambda_{\theta}) &= 1 - \left[-12.986\lambda_{\theta} - 123.66\lambda_{\theta}^2 - 405.689\lambda_{\theta}^3 \right] e^{-\left[\frac{Tu}{1.5}\right]^{1.5}} \\ &\quad , \quad \lambda_{\theta} \leq 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$F(\lambda_{\theta}) = 1 + 0.275 \left[1 - e^{-35.0\lambda_{\theta}} \right] e^{\left[\frac{-Tu}{0.5}\right]}, \quad \lambda_{\theta} > 0$$

$$\lambda_{\theta} = \frac{\rho\theta^2}{\mu} \frac{dU}{ds}$$

(Thwaites' pressure gradient coefficient)

$$Tu = 100 \frac{\sqrt{2k/3}}{ds} \quad (9)$$

(turbulence intensity)

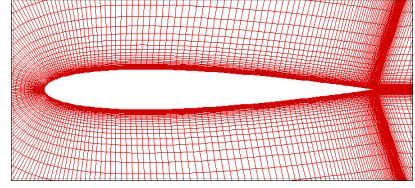


Fig. 1 NACA0012 Grid

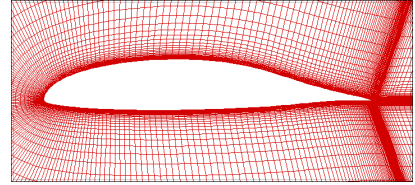


Fig. 2 LRN1015 Grid

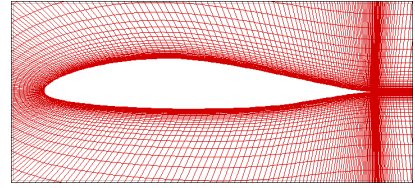


Fig. 3 NACA747A315 Grid

2.2 격자 형상 및 해석 조건

유동해석에 사용한 천이 모델의 검증을 위해 총 3종류의 익형(NACA0012[21], LRN1015[22], NACA747A315[23])을 사용하였다. 사용한 익형들의 격자 형태와 격자 정보는 Fig. 1-3와 Table 1에 정리하였다. 유동의 수렴성을 고려하여 모든 격자의 원방 경계까지의 거리는 익형 코드길이의 40배로 설정하였다. 천이 해석을 위해 익형 표면격자의 첫 번째 격자 간격은 y^+ (non-dimensional distance)가 충분히 작아야한다[14]. 본 해석에서 사용한 y^+ 크기는 1이하가 되게 설정하였다. 익형 표면에 사용한 격자점의 수는 윗면과 아랫면에 모두 137개의 격자점이 있도록 하였다. 아음속 유동영역에서는 물체의 경계에서 파생된 음향파의 전파 특성이 강하기 때문에, 원방 경계에서 자유류 속도 성분에 대한 순환보정(circulation correction)이 필요하다. 본 연구에서는 1차 순환 보정[24]을 적용한 원

Table. 1 Airfoil Grids information

Airfoil	Grid Size	Far-field Distance	First Cell Distance
NACA0012	381×81	40c	$2.5 \times 10^{-6}c$
LRN1015	381×81	40c	$2.5 \times 10^{-6}c$
NACA747A315	381×81	40c	$2.5 \times 10^{-6}c$

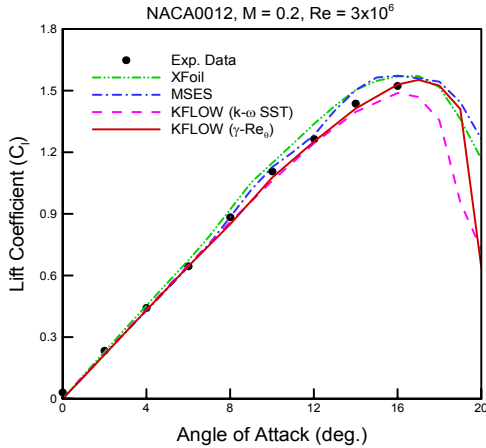


Fig. 4 Lift coefficient as a function of the angle of attack for NACA0012 airfoil

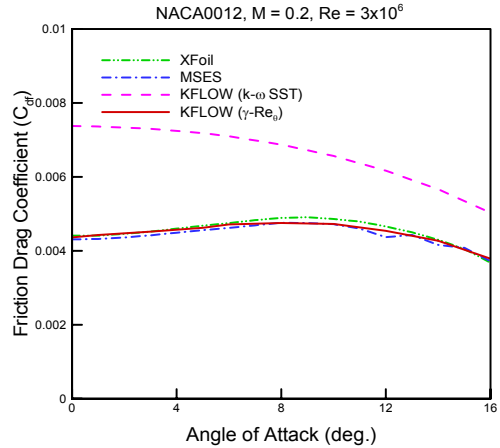


Fig. 6 Friction drag coefficient as a function of the angle of attack for NACA0012 airfoil

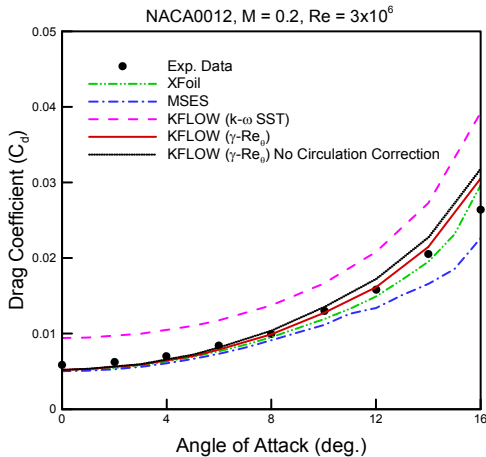


Fig. 5 Drag coefficient as a function of the angle of attack for NACA0012 airfoil

방경계조건을 사용하였으며 익형 벽면에서는 no-slip조건을 사용하였다. $\gamma-Re_{\theta}$ 모델을 위한 γ 와 $\overline{Re_{\theta}}$ 경계조건으로 벽에서는 변수의 수직구배가 0이 되도록 설정하였으며, 원방에서는 1.0과 자유류 모멘텀두께 레이놀즈수로 지정된 값을 각각 사용하였다[14]. 유동해석에 사용한 유동 조건들은 Table 2와 같다[21,22,23].

Table. 2 Flow Conditions

Airfoil	Reynolds Number	Mach Number	Angle of Attack
NACA0012	3.0×10^6	0.2	$0^\circ \sim 16^\circ$
LRN1015	5.0×10^5	0.2	$-6^\circ \sim 16^\circ$
NACA747A315	6.0×10^6	0.3	$-10^\circ \sim 14^\circ$

3. 결 과

3.1 NACA0012익형의 천이 유동해석 결과

NACA0012익형을 사용하여 $M = 0.2$, $Re = 3 \times 10^6$ 인 유동 조건에서 유동해석을 수행하였다. NACA0012익형의 천이 유동해석 결과를 통해 천이 현상의 전반적인 특징을 확인하고자 한다. 양력의 경우 실험 결과 및 XFOil, MSES 결과와 유사하게 나왔으며, 완전 난류($k-\omega$ SST)모델을 사용한 결과와도 크게 차이가 없었다(Fig. 4). 하지만, 고 받음각 영역에서 XFOil과 MSES는 양력을 실험 결과에 비해 다소 크게 예측하고 있으며, 완전 난류의 경우 천이 해석에 비해 실속영역을 약간 빠르게 예측하고 있다. 양력 결과와 달리, 항력 결과를 살펴보면 완전 난류 해석 결과와 상당한 차이가 있음을 확인할 수 있었다. Fig 5를 살펴보면 완전 난류 해석은 실험, XFOil, MSES 및 천이 해석결과에 비해 항력을 크게 예측하고 있음을 확인할 수 있다.

저 받음각에서 완전 난류 해석 결과는 천이 해석 결과에 비해 80% 정도 더 높게 항력을 예측하고 있다. 이러한 항력의 차이는 천이를 고려한 유동해석이 마찰항력을 완전 난류 유동해석에 비해 작게 예측하기 때문이다. NACA0012익형의 마찰항력 결과는 Fig. 6와 같다. 이러한 마찰 항력 예측의 차이는 익형 주위 층류 영역을 예측할 수 없는 완전난류 해석이 더 큰 마찰항력을 예측하기 때문이다. 고 받음각 영역에서 천이 해석 결과와 MSES 결과를 살펴보면, 마찰 항력(Fig. 6)의 차이는 거의 없지만 전체 항력(Fig. 5)에서 차이가 발견되었다. 이러한 차이는 받음각이 증가할수록 커지는 경향을 보여주고 있다. Fig. 5에서 순환 보정 조건을 사용한 결과와 그렇지 않은 결과를 살펴보면, 순환 보정 조건을 사용하면 항력

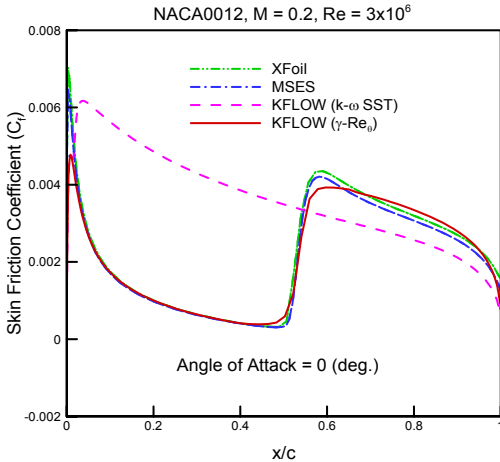


Fig. 7 Skin friction coefficient distribution around NACA0012 airfoil

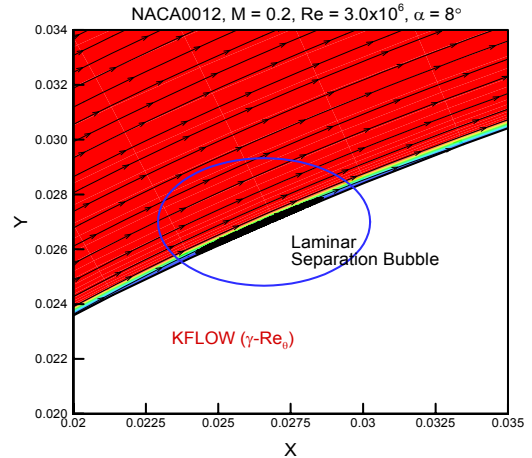


Fig. 9 Close up of NACA0012 airfoil leading edge showing the velocity streamline and contour

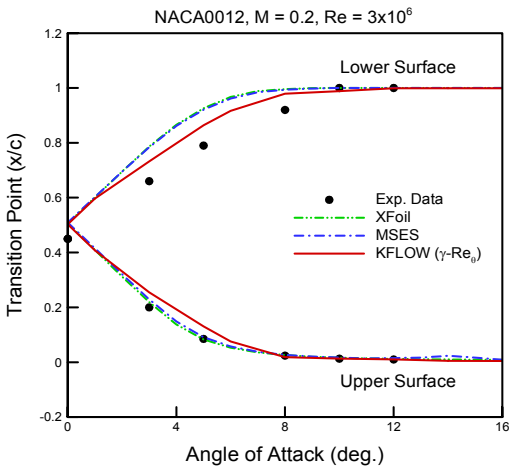


Fig. 8 Predicted transition location as a function of the angle of attack for NACA0012 airfoil

을 다소 작게 예측하고 그 차이는 받음각이 증가함에 따라 커짐을 확인할 수 있다. 현재 천이 해석 결과의 항력과 MSES를 사용하여 예측한 항력이 받음각 증가에 따라 더 커지는 경향은 유동해석 코드의 차이로 인한 오차도 있겠지만 순환보정 조건의 차이도 이러한 오차에 크게 기인하고 있다고 판단된다. 이러한 결과는 NACA747A315결과에서도 발견되었다.

Fig. 7을 보면 0도에서 익형의 절반 정도가 층류로 예측되어 익형 표면 마찰항력이 완전 난류의 결과와 많은 차이가 나고 있음을 확인할 수 있다. 받음각 0도에서 천이 발생 지점은 익형 코드길이의 절반 정도에 위치하고 있지만 받음각이 증가하면 천이점의 위치가 변하게 된다. 받음각이 증가하게

되면 익형 윗면의 천이점은 앞쪽으로 이동하고, 아랫면의 천이점은 익형의 뒤쪽으로 이동하게 된다. 따라서 받음각이 높아지면, 익형의 윗면은 난류 영역이 증가하게 되고, 아랫면은 층류 영역이 증가하게 되는 것이다. 현재 천이 해석의 마찰항력 계수 분포 결과가 XFOIL 과 MSES의 결과와 매우 유사함을 확인할 수 있다.

Fig. 8은 NACA0012의 받음각의 변화에 따른 천이점의 변화를 실험 결과 및 XFOIL, MSES의 결과와 비교한 그림이다. 근사 e^N 모델을 사용한 XFOIL, MSES의 결과 비교해보면 천이점의 이동이 다소 늦게 나타나고 있지만, 아랫면의 천이점 예측은 실험 결과와 더 유사함을 확인할 수 있다. NACA0012의 경우 받음각이 증가하고 익형의 윗면의 천이점이 앞쪽으로 이동하면서 층류 박리 거품(Laminar separation bubble)이 발생하는데, 현재 해석 결과에서는 8도 이후의 유동조건에서 층류 박리 거품을 확인하였다(Fig. 9). 익형 표면에서 발생된 박리 거품은 익형의 공력예측Fig에 영향을 주기도 하지만, NACA0012익형에서 표착된 박리 거품은 크기가 크지 않아 공력에 거의 영향을 주지는 못하고 있다.

3.2 LRN1015익형의 천이 유동해석 결과

LRN1015익형을 사용하여 $M = 0.2$, $Re = 5 \times 10^5$ 인 유동조건에서 유동해석을 수행하였다. LRN1015익형의 천이 유동해석 결과는 NACA0012익형의 천이 해석 결과에서 발견하지 못했던 천이 유동의 특징을 확인할 수 있었다. NACA0012익형과 달리 LRN1015익형의 경우 완전 난류와 천이 해석간의 차이가 존재하고 있었다. 양력 계수 결과 비교는 Fig. 10과 같다. 박리 구간 이전의 영역에서 XFOIL, MSES, $\gamma - Re_\theta$ 천이

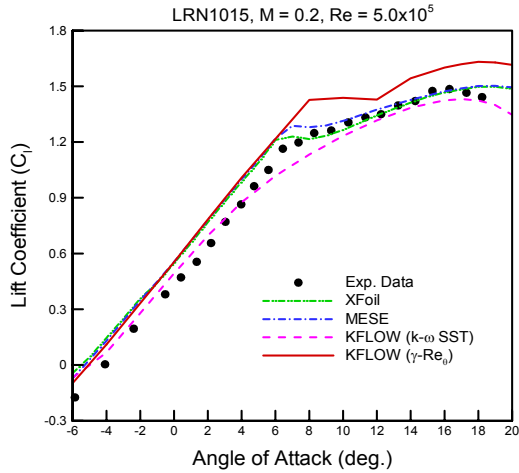


Fig. 10 Lift coefficient as a function of the angle of attack for LRN1015 airfoil

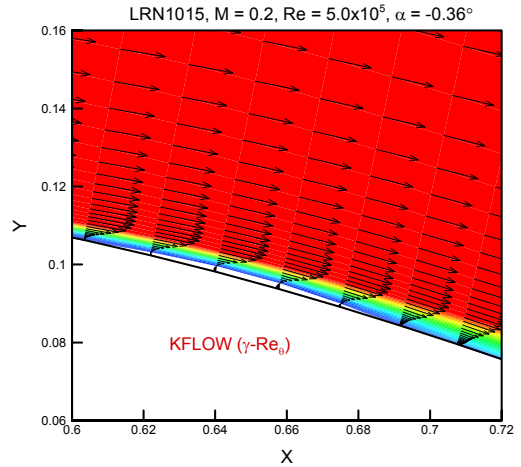


Fig. 12 Close up of LRN1015 airfoil showing the velocity vector and contour

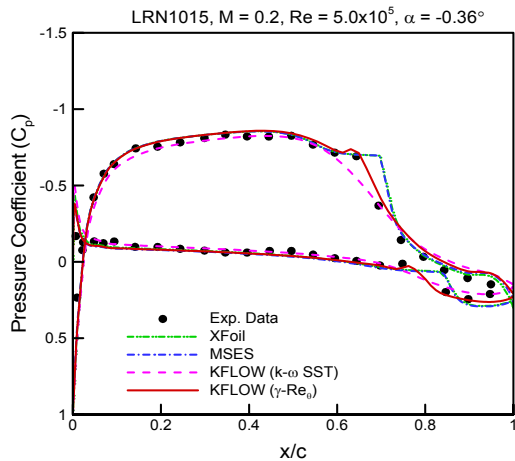


Fig. 11 Pressure coefficient distribution around LRN1015 airfoil

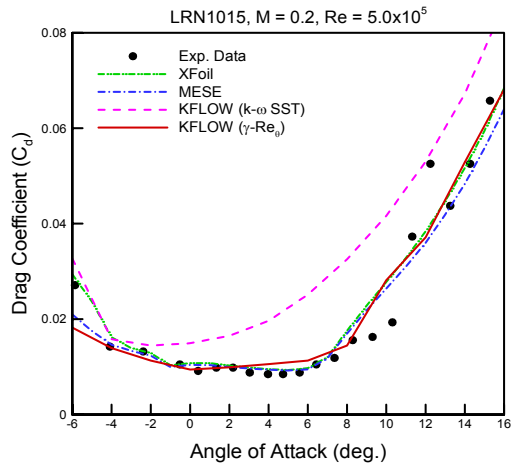


Fig. 13 Drag coefficient as a function of the angle of attack for LRN1015 airfoil

모델을 사용한 유동해석 결과간의 차이는 거의 없었으며 실험 결과에 비해 다소 높은 양력을 예측하고 있었다. 하지만, NACA0012의 결과와는 달리 완전 난류 해석의 양력이 낮게 예측되는 차이를 보여주고 있었다. 받음각 8도 이후의 천이 해석 결과는 XFoil, MSES에 비해 높은 양력을 예측하고 있다.

Fig. 11은 받음각 -0.36° 에서의 익형 표면 압력 분포를 비교한 결과이다. 익형코드 길이의 60%지점에서 익형 윗면의 압력 분포가 완전 난류 해석 결과와 차이가 있음을 확인할 수 있다. 천이 해석에서는 포착되는 박리 거품을 완전 난류해석에서는 포착하지 못하고 있기 때문이다. $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델의 결과는 XFoil이나 MSES에 비해 박리 거품으로 인한 압

력 변화를 다소 작게 예측하고 있다. Fig. 12는 천이 모델을 사용한 유동해석 결과로 익형 윗면에서 발생되고 있는 박리 거품을 표시한 그림이다. NACA0012의 결과와는 달리 박리 거품의 크기가 익형 코드길이의 약 7% 정도를 차지하고 있음을 확인할 수 있다. 이런 크기가 큰 박리 거품이 익형의 표면 압력에 영향을 주고 있으며, 양력의 차이를 가져오고 있다.

항력을 비교한 결과는 Fig. 13에 도시하였다. NACA0012의 결과와 마찬가지로 완전 난류로 계산한 결과와 항력 예측에서 차이를 보여주고 있으며, $\gamma-Re_\theta$ 천이 모델을 사용한 결과가 실험 결과 및 XFoil, MSES 결과와 유사하게 예측하고 있음을 확인할 수 있었다.

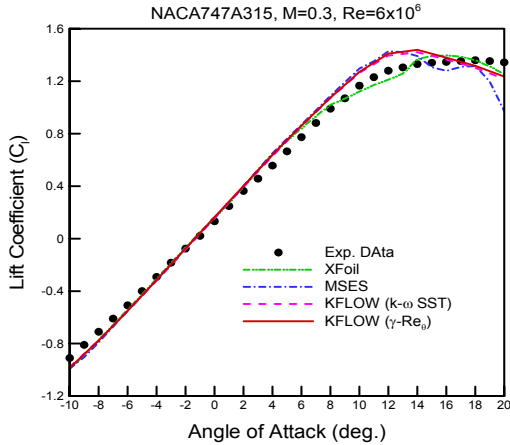


Fig. 14 Lift coefficient as a function of the angle of attack for NACA747A315 airfoil

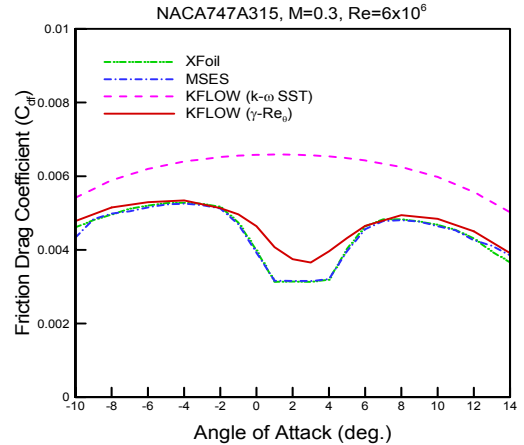


Fig. 16 Friction drag coefficient as a function of the angle of attack for NACA747A315 airfoil

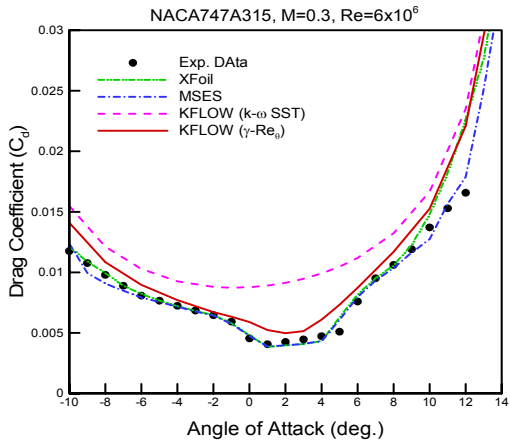


Fig. 15 Drag coefficient as a function of the angle of attack for NACA747A315 airfoil

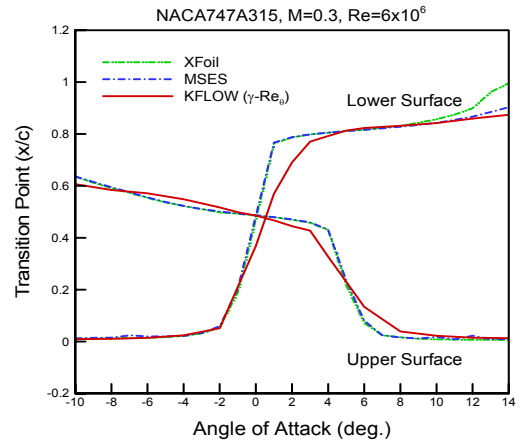


Fig. 17 Predicted transition location as a function of the angle of attack for NACA747A315 airfoil

3.3 NACA747A315익형의 천이 유동해석 결과

NACA747A315익형을 사용하여 $M = 0.3$, $Re = 6 \times 10^6$ 인 유동조건에서 유동해석을 수행하였다. 양력 해석 결과 비교는 Fig. 14과 같다. 실속 이전 영역에서는 실험, XFOil, MSES의 결과가 현재 사용한 완전 난류 및 천이 해석 결과와 큰 차이가 없었다. NACA747A315의 경우 현재 계산한 유동영역에서는 층류 바리 거품은 포착되지 않았다. 대신 항력 버킷(Drag bucket)이 포착되고 있음을 확인하였다. NACA747A315익형의 항력 결과 비교는 Fig. 15과 같다. 다른 익형과 마찬가지로 천이 현상을 고려한 유동해석 결과는 완전 난류로 계산한 결과에 비해 낮은 항력을 예측하고 있으며 받음각 0도와 6도 사이에서 항력 버킷 현상 예측하고 있었다. 하지만 XFOil이

나 MSES의 결과에 비해 충분한 항력 버킷 현상을 예측하고 있지는 못하고 있다(Fig. 16). 항력 버킷 현상은 받음각 변화에 따른 익형표면의 천이 발생지점의 이동과정에서 생길 수 있는 층류영역의 증가로 인해 발생할 수 있다. Fig. 17에 도시한 받음각 변화에 따른 천이 발생 지점 이동결과를 살펴보면, 받음각 -2 도 이후에 익형의 아랫면의 천이 발생 지점이 급격하게 익형의 뒤쪽으로 이동하고 있음을 확인할 수 있다. 그리고 익형 윗면의 천이점은 받음각 4도 이후에 익형의 앞쪽으로 빠르게 이동하는 것을 확인할 수 있다. 천이점이 빠르게 변화하는 과정에서 익형의 윗면과 아랫면의 층류 영역이 증가하게 되는데, 이 과정에서 마찰항력이 급격하게 감소하게 되어 항력 버킷이 생기고 있는 것을 확인하였다. NACA0012

의 경우 받음각의 변화에 따른 천이점의 이동이 급격하게 일어나지 않았기 때문에 항력 버킷 현상이 일어나지 않음을 유추할 수 있다. Fig. 17을 다시 살펴보면, XFOil이나 MSES의 결과에 비해 $\gamma-Re_{\theta}$ 천이 모델의 받음각 변화에 따른 천이점의 변화가 천천히 일어나고 있음을 확인할 수 있다. 이러한 차이는 XFOil과 MSES의 항력 버킷 현상 예측 결과와 달리 변화가 천천히 일어나게 하는 원인이라 할 수 있다.

항력 버킷이 일어나는 구간을 제외한 받음각에서의 결과를 살펴보면 마찰항력은 MSES의 결과와 유사함에도 불구하고, 전체 항력 결과에서는 차이가 발생하고 있는 것을 확인할 수 있다. 이러한 차이의 원인은 NACA0012의 결과에서와 마찬가지로 순환류 보정을 사용하는 경계조건의 차이로 인해 발생되었다고 생각할 수 있는데 MSES의 경우 2차 원방 순환 보정을 적용했지만, 현재 유동해석에서는 1차 순환 보정[24]을 사용했기 때문에 발생한 차이로 할 수 있다. 즉, 원방경계의 속도분포를 변화시키는 순환류 보정으로 인해 변화된 표면 압력분포가 압력항력의 차이를 야기하였음을 알 수 있다. NACA0012 익형에 대한 순환 보정 경계조건에 따른 항력 예측 차이는 Fig. 5에 도시하였다.

4. 결 론

천이 유동해석을 위해 Langtry와 Menter가 제안한 $\gamma-Re_{\theta}$ 천이 모델을 사용하여 유동해석을 수행하였다. 천이 모델을 사용한 2차원 익형 유동해석의 검증을 위해 NACA0012, LRN1015, NACA747A315 익형을 사용하여 실험 및 XFOil, MSES를 사용한 해석 결과와 비교를 하였다. 익형의 종류에 따라 각기 다른 천이 유동의 특성을 확인할 수 있었다. NACA0012 익형의 천이 유동해석을 통해 천이 현상을 고려한 유동해석 결과가 완전 난류로 해석 한 결과에 비해 실험 결과와 더 잘 일치하는 것을 확인하였다. LRN1015 익형의 경우 NACA0012 익형과는 다르게 저 받음각에서부터 익형의 60%지점에서 강한 층류 박리거품이 일어나는 것을 확인하였다. 크기가 큰 박리 거품은 익형 표면의 압력 분포에도 영향을 미치게 되어, NACA0012 익형의 결과와 달리 양력에도 영향을 주고 있었다. NACA747A315 익형의 유동해석 결과에서는 받음각 -2도와 6도 사이에서 발생하고 있는 항력 버킷 현상을 확인할 수 있었다. 이러한 항력 버킷 현상은 받음각의 변화에 따라 익형의 윗면과 아랫면의 천이 발생 지점이 이동하는 과정에서 층류의 영역이 갑자기 증가하는 경우 발생하고 있음을 확인하였다.

현재 적용한 천이 모델을 사용한 마찰저항 해석 결과는 XFOil, MSES의 결과와 매우 유사하였으나, 순환 보정으로 인한 압력저항의 차이가 존재함을 밝혔다. 추후 고차의 순

환 보정을 고려하여 원방 경계조건의 개선을 시도할 예정이 다.

후 기

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

References

- [1] 1953, Granville, P.S., "The Calculation of the Viscous Drag of Bodies of Revolution," *AGARD Rep.* 849, David W. Taylor Model Basin.
- [2] 1956, Smith, A.M.O., and Gamberoni, N., "Transition, Pressure Gradient and Stability Theory," *Douglas Aircraft Co.*, Report. ES 26 388.
- [3] 1956, van Ingen, J., "A Suggested Semi-Empirical Method for the Calculation of the Boundary-Layer Region," Tech. rep., *Delft, Holland*, Rept. No.VIH71, VIH74.
- [4] 1986, Drela, M., and Giles, M.B., "Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils," *AIAA* 1987, Vol.25, No.10, pp.1347-1355.
- [5] 1989, Drela, M., "XFOIL: An Analysis and Design for Low Reynolds Number Airfoils," *Low Reynolds Number Aerodynamics*, Springer-Verlag.
- [6] 1991, HerBERT, T., "Boundary-Layer Transition-Analysis and Prediction Revisited," *AIAA* 91-0734.
- [7] 1991, Bertolotti, F.P., "Linear and Nonlinear Stability of Boundary Layer with Streamwise Varying Properties," *Ph.D Thesis*, Ohio State University.
- [8] 2007, Lian, Y., and Shyy, W., "Laminar-Turbulent Transition of a Low Reynolds Number Rigid or Flexible Airfoil," *AIAA Journal*, Vol.45, No.7, pp.1501-1513.
- [9] 2006, Cliquet, J., and Houderville, R., "New Development in Transition Computation in the elsA Navier-Stokes Solver," *7th ONERA-DLR Aerospace Symposium(ODAS)*.
- [10] 2008, Cliquet, J., Houderville, R., and Arnal, D., "Application of Laminar-Turbulent Transition Criteria in Navier-Stokes Computations," *AIAA Journal*, Vol.46, No.5, pp.1183-1190.
- [11] 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.
- [12] 2006, Menter, F.R., Langtry, R.B., and Volker, S.,

- "Transition Modeling for General Purpose CFD Codes," *Flow Turbulence Combust*, Vol.77, pp.277-303.
- [13] 2009, Langtry, R.B., and Menter, F.R., "Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes," *AIAA Journal*, Vol.47, No.12, pp.2894-2096.
- [14] 2006, Langtry, R.B., "A Correlation-Based Transition Model using Local Variables for Unstructured Parallelized CFD codes," *Ph.D. Thesis*, Univ. of Stuttgart, Stuttgart, Germany.
- [15] 2004, Park, S.H., and Kwon, J.H., "Implementation of $k-\omega$ Turbulence Models in an Implicit Multigrid Method," *AIAA Journal*, Vol.42, No.7, pp.1348-1357.
- [16] 2001, Drela, M., "XFOIL 6.94 User Guide," *MIT Department of Aeronautics and Astronautics*.
- [17] 2007, Drela, M., "A User's Guide to MSES 3.05," *MIT Department of Aeronautics and Astronautics*.
- [18] 1981, Roe, P.L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes," *Journal of Computational Physics*, Vol.43, No.2, pp.357-372.
- [19] 1979, van Leer, B., "Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov's Method," *Journal of Computational Physics*, 32, pp.101-136.
- [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] 1970, Gregory, N., and O'Reilly, C.L., "Low-Speed Aerodynamic Characteristics of NACA0012 Airfoil Section, Including The Effects of Upper-Surface Roughness Simulation Hoar Frost," Tech. rep., *NPL AERO Rept. 1308*.
- [22] 1991, Hicks, R.M., and Cliff, S.E., "An Evaluation of Three Two-Dimensional Computational Fluid Dynamic Codes Including Low Reynolds Numbers and Transonic Mach Numbers," *NASA TM-102840*, Ames Research Center, California.
- [23] 1994, von Doenhoff, A.E., and Stivers, L.S., Jr., "Aerodynamic Characteristics of the NACA 747A315 and 747A415 Airfoils from tests in the NACA two-dimensional Low-Turbulence Pressure Tunnel," National Advisory Committee for Aeronautics. Langley Aeronautical Lab., *NACA-CB-LAI25*.
- [24] 1992, Pulliam, T.H., "Solution Methods In Computational Fluid Dynamics," *Technical report*, NASA Ames Research Center.