

충격파와 경계층 상호작용에서 난류모델 및 난류점성의 효과

전 상 언, 박 수 형*, 변 영 환

건국대학교 항공우주정보시스템공학과

EFFECTS OF TURBULENCE MODEL AND EDDY VISCOSITY IN SHOCK-WAVE / BOUNDARY LAYER INTERACTION

Sang Eon Jeon, Soo Hyung Park* and Yung Hwan Byun

Dept. of Aerospace Information Engineering, Konkuk Univ.

Two compression ramp problems and an impinging shock problem are computed to investigate influence of turbulence models and eddy viscosity on the shock-wave / boundary layer interaction. A Navier-Stokes boundary layer generation code was applied to the generation of inflow boundary conditions. Computational results are validated well with the experimental data and effects of turbulence models are investigated. It is shown that the behavior of turbulence (eddy) viscosity directly affects both the extent of the separation and shock-wave positions over the separation.

Key Words : 전산유체역학(Computation Fluid Dynamics), 초음속 경계층(Supersonic Boundary Layer), 충격파와 경계층 상호작용(Shock-Wave / Boundary Layer Interaction), 유입류(Inflow), 압축성 램프(Compression Ramp), 난류모델(Turbulence Model), 와점성(Eddy Viscosity)

1. 서 론

충격파와 경계층 상호작용(Shock-Wave / Boundary Layer Interaction)은 초음속 이상으로 운용되는 비행체나 발사체에서 충격파와 경계층이 상호 간섭을 일으키는 현상을 뜻한다. 이러한 상호 작용은 유동의 불안정성(unsteadiness)을 야기 시키며 경계층의 박리까지 발생하는 경우 매우 복잡한 물리적 현상을 동반하므로 유동장의 예측이 매우 어려워지게 된다. 공기흡입식 비행체 엔진의 흡입구(intake)나 로켓의 핀(fin) 등의 돌출부에서 이와 같은 현상이 발생하기 때문에 해당 기체의 설계에 있어서 충격파와 경계층 상호 작용의 해석 및 예측이 매우 중요해진다.

충격파와 경계층 상호작용에서 발생하는 복잡한 물리적 현상들을 이해하기 위한 연구들이 오래전부터 여러 가지 방법으로 수행 되었고 크게 실험적인 방법과 해석적인 방법으로 나눌 수 있다. 실험의 경우에는 모델을 제작하여 여러 물리적인

조건을 바꿔 표면 압력, 마찰 계수 측정 그리고 유동 가시화 등을 통해 여러 가지 정성적, 정량적 데이터를 획득하게 된다 [1-5]. 해석적인 방법으로는 지배 방정식을 계산하여 유동장의 유동변수(flow variables)들을 직접 구하는 전산유체역학(Computation Fluid Dynamics)을 들 수 있다. 이때, 지배 방정식을 다루는 방법에 따라 각각의 모델링이 필요하게 되고 모델링에 따라 해석 결과의 차이를 보이게 된다. 현대 전산유체역학에서 일반적으로 다루는 지배방정식인 나비에-스톡스(Navier-Stokes) 방정식을 접근 방법에 따라 모델링 없이 직접 계산하는 DNS (Direct Numerical Simulation), 일정 크기 이상의 와류를 다루는 LES (Large Eddy Simulation), 시간 평균 개념으로 접근한 RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)의 3가지로 나눌 수 있다. 일반적으로 RANS 해석은 비정상성이 강한 문제의 경우 예측의 정확도가 떨어진다고 알려져 있으나 DNS나 LES로의 접근은 물체의 형상이나 레이놀즈수에 따라 높은 조밀도를 가진 격자를 요구하기 때문에 매우 많은 계산 시간이 필요하다. 실제로 현재의 컴퓨터 성능으로도 아직까지 DNS나 LES로 다룰 수 있는 문제는 매우 제한적이며 일반적인 공학문제의 접근에 있어 RANS 해석이 보편적으로 가장 유효한 방법이라고 판단할 수 있다.

RANS 해석은 지배방정식에 시간평균을 적용할 때 대류항

Received: February 27, 2013, Revised: June 21, 2013,

Accepted: June 21, 2013.

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

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/kscfe.2013.18.2.056>

© KSCFE 2013

으로부터 발생하는 비선형 항인 $\overline{u'_i u'_j}$ 레이놀즈응력 (Reynolds stress)을 계산하기 위한 방법이 필요하다. 레이놀즈응력을 구하기 위한 방법으로는 크게 와점성 모델(Eddy viscosity model)과 레이놀즈응력 자체를 전달 방정식을 통해 구하는 레이놀즈응력 모델(Reynolds stress model)[6]로 나눌 수 있다. 레이놀즈응력을 변형률(strain)과의 관계로 표현하는 Boussinesq[7]의 가설로부터 출발한 와점성 모델은 난류점성(turbulence eddy viscosity)을 결정하기 위하여 추가적인 난류전달 방정식을 지배방정식과 함께 계산한다. 이 난류 모델링은 지난 수십 년 동안 여러 가지 방법이 고안되었으며 대표적으로 Spalart and Allmaras[8], $k-\epsilon$ [9], $k-\omega$ Wilcox[10] 그리고 $k-\omega$ SST[11] 모델 등을 들 수 있다.

RANS 해석 결과가 위에서 언급한 각각의 난류모델에 따라 차이가 발생하고 이러한 차이가 발생한다는 사실은 이미 널리 알려져 있다. 충격과 경계층 상호작용 문제에 있어서도 이러한 난류모델에 따른 해석 결과의 차이는 존재하고 있으며 앞선 연구들의 결과가 이를 뒷받침 하고 있다. Knight et al.[12]은 선행 연구들의 RANS 해석 및 LES 해석 결과들을 다양한 문제에 대해 비교를 하였으며 Oliver et al.[13] 역시 여러 가지 난류 모델에 대한 RANS 해석간의 비교를 시도하였다. 또한, Sinha et al.[14]의 경우 난류모델의 수정을 통해 보다 나은 해석 결과를 제시하기도 하였다. 따라서 이러한 연구 결과에서 나타난 난류모델간의 차이가 발생하는 근본적인 이유를 살펴볼 필요가 있다.

앞서 언급한 난류모델들은 난류 전달 방정식을 통해 난류 점성을 결정하게 된다. 이때, 난류 전달 방정식 및 난류점성 모델링에 여러 계수 값들이 사용되고 이러한 계수 값들은 실험값 등의 관계로부터 결정지어진다. 이 중 $k-\omega$ 모델은 난류 점성의 크기를 전달방정식으로부터 구해진 난류운동 에너지와 소산율(dissipation rate)에 의해 결정하게 된다. 이때, 난류 점성 계산에 있어 모델 계수 c_μ 가 상수로 결정 되어 있지만 모든 문제에 대해서 그 값이 항상 유효하다고 하기는 어렵다. Craft[15]는 벽면 근처의 난류가 점성에 강한 영향을 받으며 단일 매개변수로 표현하기 힘들기 때문에 변형률과 와도(vorticity)의 함수로 계수를 대체하고 있다. 이때 사용한 함수는 DNS 연구결과를 충족하도록 구성되어있으며 비압축성에서 매우 좋은 결과를 보여주고 있다.

RANS 해석의 경우 난류모델이나 난류모델에 사용되는 모델링의 수정을 통해 보다 적합한 모델을 찾고자하는 노력이 지속적으로 진행되었다. 본 연구에서는 충격과 경계층 상호작용 문제를 통해 난류모델 간의 차이를 비교하고 난류 모델간의 차이가 발생하는 이유를 살펴보고자 한다. 또, Craft에 의해 제안된 난류점성 모델을 $k-\omega$ SST 및 $k-\omega$ Wilcox 난류모델에 적용하여 그 효과를 살펴봄으로써 향후 모델링의 개선 방향을 모색하고자 한다.

2. 수치해석기법

2.1 지배방정식

본 연구에서는 RANS 코드를 사용하여 계산을 수행하였으며 2차원 압축성 지배방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

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

여기서 q 는 보존형의 유동변수벡터(conservative variable vector), f_j 와 f_{vj} 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 체적법을 사용하였다. 비 점성 유속(invscid flux)을 계산하기 위하여 AUSMPW+[16]와 3차 정확도 MUSCL 기법을 사용하였으며 격자 경계면에서의 점성유속을 구하기 위해 중심차분을 사용하였다. 가상시간에서 정상해를 구하기 위해 DADI 기법(Diagonalized ADI)을 사용하였고 난류 모델은 $k-\omega$ Wilcox $k-\omega$ SST, Spalart-Allmaras 모델을 사용하였다[17].

2.2 유입류

참고문헌[2]와 같이 많은 연구들에서 유입류 입력조건을 맞추기 위하여 램프 앞쪽의 평판을 해석하여 여기서 나온 해를 이용한다. 하지만 이 경우 많은 시간이 입력 조건 계산을 위해 소모되며 경계층 적분 변수들을 원하는 조건으로 맞추기가 힘들다.

본 연구에서는 계산 시간의 소모를 줄이고 입력조건으로 주어지는 유동의 속도 경계층, 온도 경계층(thermal boundary layer) 및 경계층 적분 변수 등을 맞추기 위하여 EDDYBL을 이용하였다[18]. EDDYBL은 경계층 방정식과 난류 방정식을 풀어서 경계층 두께나 각 난류 모델에 따른 난류점성 등을 구하는 프로그램으로 여기서 구한 속도 경계층 및 온도 경계층을 입력조건으로 활용하였다. 이때, 배제두께(displacement thickness), 운동량두께(momentum thickness) 그리고 형상함수(shape parameter)등의 경계층 적분 변수들을 실험값과 일치시켰으며 난류 변수 값들은 해석자 내부에서 구해 외삽 하였다. 아래의 식 (2), (3)은 배제두께와 운동량두께를 나타낸다.

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_e U_e}\right) dy \quad (2)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{\rho U}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy \quad (3)$$

2.3 난류 전달 방정식

와점성 모델의 출발은 같으나 난류 모델에 따라 난류 전달

방정식의 차이가 존재한다. S-A와 $k-\omega$ SST의 난류 전달 방정식의 구성을 통해 난류모델 및 난류점성 계산 방법의 차이를 확인하고자 한다.

Spalart 그리고 Allmaras에 의해 제안된 S-A 모델의 난류 전달 방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{\nu}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_j} = c_{b1}(1-f_{t2})\hat{S}\hat{\nu} - \left[c_{w1}f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2}f_{t2} \right] \left(\frac{\hat{\nu}}{d} \right) + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \hat{\nu}) \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{w2} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{\nu}}{\partial x_i} \right] \quad (4)$$

이때, 난류점성은 다음과 같이 계산한다.

$$\nu_t = \hat{\nu} f_{v1} \quad (5)$$

S-A 모델의 경우 하나의 전달 방정식을 통해 난류 점성을 결정하게 되며 난류점성의 계산 또한 아래에서 살펴 볼 $k-\omega$ SST 모델과는 차이를 보인다.

Menter에 의해 제안된 $k-\omega$ SST 난류 전달 방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \frac{\tilde{P}_k}{\nu_t} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1-F_1) \rho \omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (7)$$

$k-\omega$ SST 모델은 경계층 안에서는 $k-\omega$ 모델을 이용하여 계산하고 경계층 밖은 $k-\epsilon$ 모델을 이용하여 계산을 수행한다. 식 (7)의 F_1 함수가 벽면으로 부터의 거리에 따라 난류 모델을 조절하는 역할을 수행하고 있으며 경계층 안에서는 1이 되고 바깥에서는 0이 된다. 난류 전달 방정식을 통해 구해진 난류로 난류 점성을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\nu_t = \min \left(c_\mu \frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{SF_2} \right) \quad (8)$$

여기서 c_μ 는 0.09의 값을 가지는 상수이며 F_2 는 벽면까지의 거리, 난류 운동 에너지(k), 소산율(ω)의 함수이다. $k-\omega$ SST 모델의 경우 두 개의 블렌딩(blending) 함수 F_1 , F_2 를 이용하여 경계층을 구분 짓고 그에 따라 난류 전달 방정식의 구성 및 난류 점성을 계산 하게 된다. 난류점성은 벽면과 아주 가까운

영역에서는 매우 작은 값을 가지도록 설계 되어 있고 경계층 밖에서는 본래의 난류 점성의 정의($\nu_t = c_\mu k/\omega$)에 따르게 된다. 난류 운동 에너지의 생성항과 블렌딩 함수 및 계수들을 제외한다면 $k-\omega$ Wilcox와 거의 동일한 난류 전달 방정식을 가지게 된다. 식 (6) $k-\omega$ SST 모델의 난류 운동 에너지 생성항을 보면 다음과 같다.

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \times \beta^* \rho k \omega) \quad (9)$$

$k-\omega$ Wilcox 모델과 다르게 난류의 생성을 소멸항의 열배를 넘지 못하도록 설계되어 있으며 이는 $k-\omega$ Wilcox 모델에서 발생하는 지나친 난류 생성을 억제하는 역할을 가지고 있다.

난류점성을 결정하는 식 (8)에서 c_μ 를 상수 대신 앞서 언급한 Craft에 의해 제안된 모델[15]로 나타내면 다음과 같다.

$$c_\mu = \frac{0.3}{1 + 0.35(\max(\tilde{S}, \tilde{\Omega}))^{1.5}} \times \left(1 - \exp \left[\frac{-0.36}{\exp(-0.75 \max(\tilde{S}, \tilde{\Omega}))} \right] \right) \quad (10)$$

$$\tilde{S} = \frac{\sqrt{1/2 S_{ij} S_{ij}}}{\omega} \quad (11)$$

$$\tilde{\Omega} = \frac{\sqrt{1/2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}}{\omega} \quad (12)$$

c_μ 값을 변형률과 와도를 이용하여 계산을 수행하게 되고 식 (8)에 적용하여 유동장의 난류점성을 구하게 된다. 이렇게 함수로 정의 된 c_μ 를 이용한 난류점성의 결정이 경계층이나 박리 영역에 어떠한 영향을 주고 전체 해석결과에 어떤 영향을 미치는지 앞서 언급한 난류모델의 효과와 더불어 살펴볼 것이다.

3. 결 과

3.1 난류 모델의 효과

각 난류 모델의 효과를 알아보기 위하여 해석 대상으로 두 가지 각도의 압축성 램프 문제 및 Impinging Shock 문제를 선택하였다.

3.1.1 압축성 램프의 격자 및 유동 조건

두 가지 램프 문제의 유동 조건 및 유입류 조건은 Table 1과 같다[13]. 참고문헌에서 제시된 유입류의 조건을 맞추기 위하여 EDDYBL을 이용하였으며 이때, 경계층의 주요 변수인 경계층 두께, 운동량 두께, 형상함수 등이 부합되도록 하였다. 이렇게 주어진 조건을 만족하는 속도 및 온도 경계층을 유입

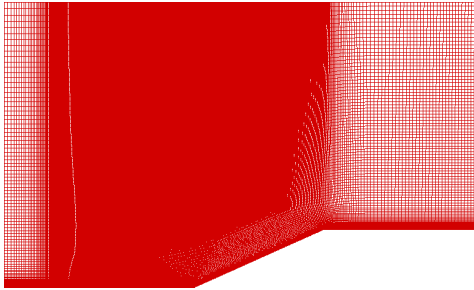


Fig. 1 Grid of 24° compression ramp problem

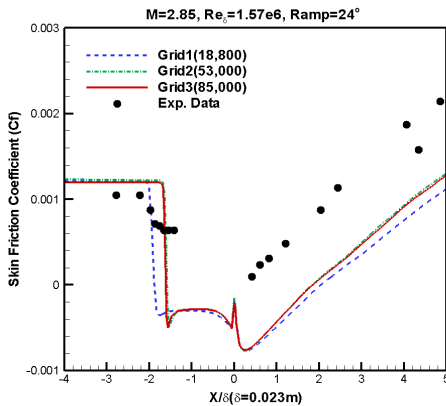


Fig. 2 Test of grid convergence

류 조건으로 주었고 자유류의 난류 운동 에너지는 난류 강도로 결정하였으며 벽면온도는 275.3K로 고정하였다.

격자는 레이놀즈수를 고려하여 y^+ 가 1 이하가 되도록 격자 벽면부터 첫 번째 셀까지의 간격은 1.0×10^{-6} 로 하였으며 사용한 격자의 전체 격자수는 85,000이다. 24° 램프의 격자는 Fig. 1과 같이 나타내었다.

각 해석 대상의 격자는 Fig. 2와 같은 격자 테스트를 하여 격자가 충분한 조밀도를 가지는지 확인하였다. 그림에서 확인할 수 있듯이 두 번째 격자부터 충분한 격자수를 가지는 것으로 보이며 총 격자수가 85,000개 이상일 경우 박리 크기, 충격파 위치, 마찰 계수 등의 해석결과에서 유의미한 차이를 보이지 않았다.

Table 1 Inflow conditions

	8°	24°
δ^* (mm)	6.7	6.1
θ (mm)	1.3	1.2
H	5.15	5.08
M	2.87	2.84
$Re/L(m^{-1})$	60.8×10^6	68.3×10^6

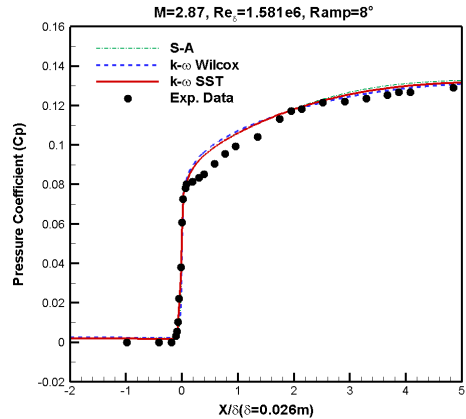


Fig. 3 Pressure coefficient (Ramp 8°)

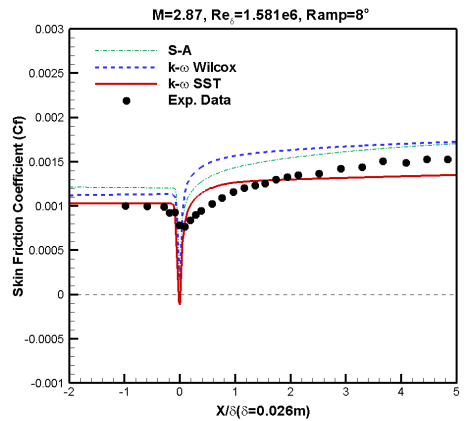


Fig. 4 Skin friction coefficient (Ramp 8°)

3.1.2 8° Ramp

첫 번째로 램프 각도가 작은 8°의 결과를 살펴볼 것이다. Fig. 3, 4는 표면 압력 계수와 마찰 계수를 각각 나타낸 것이다. 해석 및 실험 결과를 통해 확인할 수 있듯이 박리는 일어나지 않고 있으며 압력 그래프를 통해 각 해석 결과의 충격파 위치가 동일한 것을 알 수 있다. S-A 모델의 경우 $k-\omega$ SST 모델에 비해 전반적으로 높은 마찰 계수를 나타내고 있으며 $k-\omega$ Wilcox 모델은 충격파 이후의 마찰 계수의 급격한 증가가 이루어지고 있다. 각 난류 모델에 따른 마찰 계수의 차이가 발생하는 원인을 살펴보기 위해 각 난류모델의 유입류를 비교하였다. Fig. 5는 $X/\delta = -1$ 인 지점에서의 경계층 속도 분포를 나타낸 것이며 작은 그림은 벽면에서 난류 모델에 따른 실제 속도 기울기를 난류모델에 따라 비교한 것이다. 경계조건에서의 유입류 경계층 적분 변수들은 동일하게 설정하였으나 각 난류모델간의 차이로 인하여 경계층의 발달이 다

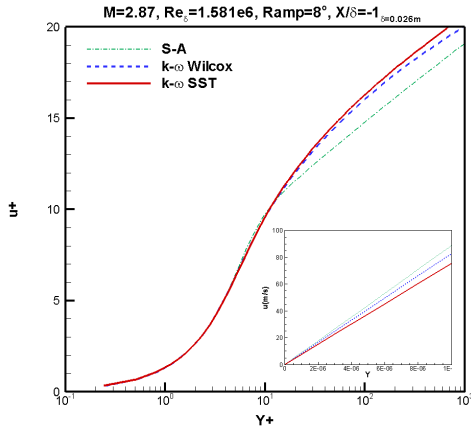


Fig. 5 Velocity profile (Ramp 8°) X/δ = -1

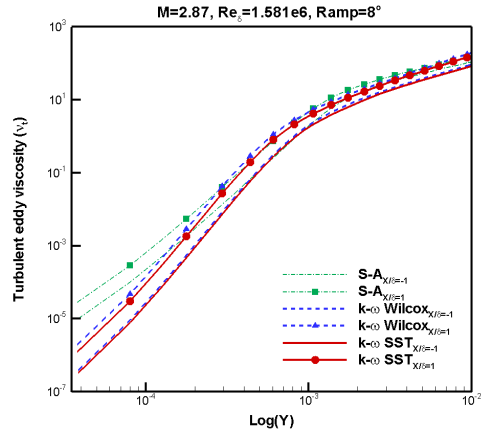


Fig. 6 Turbulence eddy viscosity (X/δ = -1, X/δ = 1)

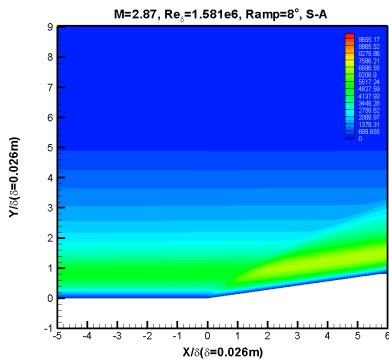


Fig. 7 Eddy viscosity (S-A, Ramp 8°)

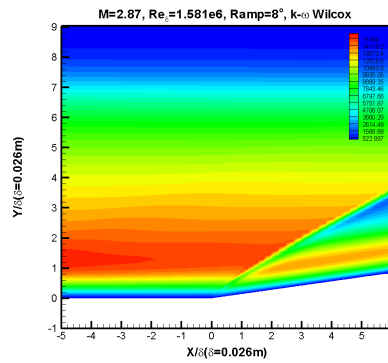


Fig. 8 Eddy viscosity (k-ω Wilcox, Ramp 8°)

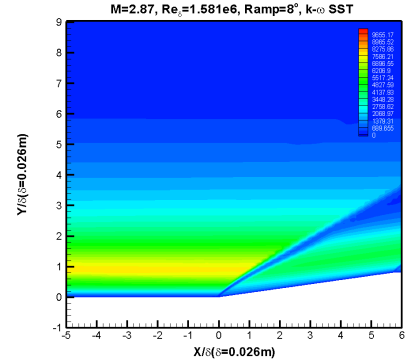


Fig. 9 Eddy viscosity (k-ω SST, Ramp 8°)

르고 그 결과 램프 앞에서의 경계층의 특성이 차이를 보인다. 그림에서 보듯이 기본적으로 벽면의 점성 저층(viscous sublayer) 속도 구배의 차이로 인해 난류모델간의 마찰 계수 차이가 발생하게 됨을 알 수 있으며 경계층 두께 또한 차이가 있다. S-A 모델이 다른 난류 모델에 비해 램프 앞쪽에서 높은 마찰 계수를 가지는 것도 이러한 속도 구배의 차이와 한 원인이 된다.

충격과 이후의 마찰 계수 변화를 살펴보자. k-ω Wilcox 모델의 경우 충격과 이후 다른 난류모델에 비해 높은 마찰 계수를 예측하고 있다. 이것은 앞선 유입류의 경계층과 같이 경계층에서의 속도 구배가 다른 모델보다 크다는 것을 의미한다. 하지만 이것이 벽면에서 난류점성이 큰 것을 의미하지는 않는다. Fig. 6은 X/δ = -1 및 X/δ = 1 지점에서 벽면 주위의 난류점성을 나타낸 것으로 그림에서 보듯이 S-A 모델이 충격과 전후 모두 높은 난류점성을 예측하고 있다. 벽면에서

의 이러한 난류점성의 차이에도 불구하고 k-ω Wilcox 모델이 높은 마찰 계수를 예측하는 이유는 충격과 이후의 난류의 강도가 다른 모델에 비해서 높기 때문으로 판단할 수 있다. 충격과 이후의 빠르고 강한 난류의 생성으로 인하여 다른 모델에 비해 벽면에서의 속도 구배가 크며 유동방향으로의 마찰 계수의 기울기 또한 급격히 증가하게 된다.

각 난류 모델에 따른 난류점성을 살펴보자. Fig 7-9는 각 모델의 난류점성을 나타낸 것으로 k-ω Wilcox 모델이 다른 모델에 비해 전반적으로 높은 난류점성을 예측하고 있다. k-ω 모델들은 S-A와 달리 충격과에서 불연속성이 발생하는데 이는 모델 자체의 특성으로 난류점성을 난류 운동 에너지와 소산율의 비율로 이루어진 관계식으로 구하기 때문이다. Fig 10, 11은 k-ω SST 모델의 난류 운동 에너지와 소산율을 나타낸 것으로 충격과를 지나면서 급격한 크기의 변화가 발생하고 있으며 이로 인해 난류점성의 불연속성이 생긴다. 그리고

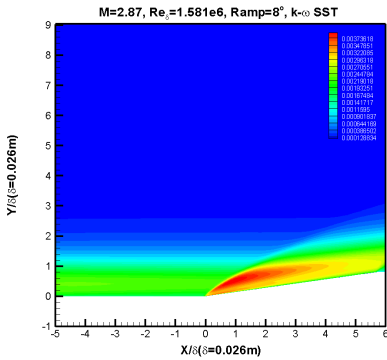


Fig. 10 Turbulent kinetic energy ($k-\omega$ SST, Ramp 8°)

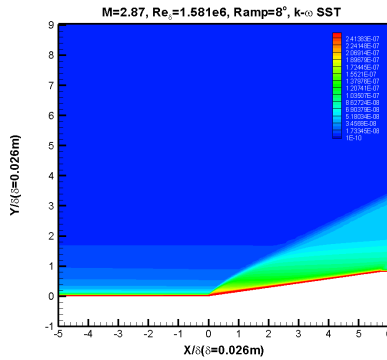


Fig. 11 Specific dissipation rate ($k-\omega$ SST, Ramp 8°)

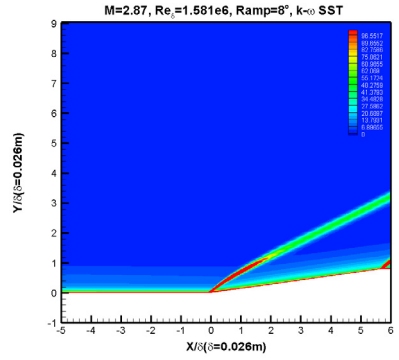


Fig. 12 Mean strain rate contour ($k-\omega$ SST, Ramp 8°)

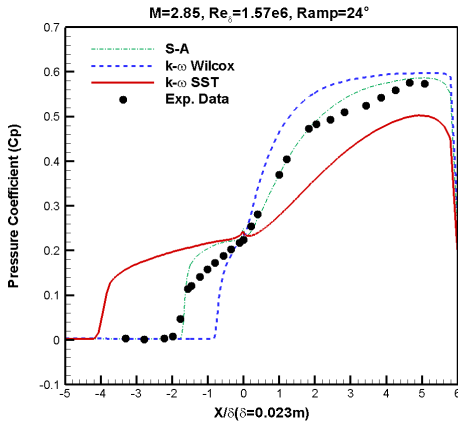


Fig. 13 Pressure coefficient (Ramp 24°)

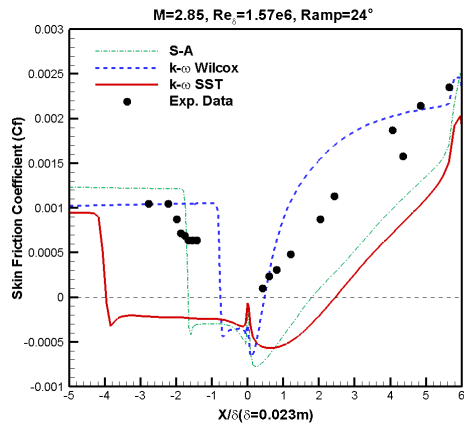


Fig. 14 Skin friction coefficient (Ramp 24°)

Fig. 9를 다시 살펴보면 $k-\omega$ Wilcox 모델과는 다르게 $k-\omega$ SST 모델의 경우 충격파를 지나면서 매우 낮은 크기의 난류점성을 가지는 것을 볼 수 있는데 이것은 식 (8)의 난류점성의 결정에 있어서 변형률이 미친 영향으로 생각해 볼 수 있다. $k-\omega$ SST 모델은 난류점성의 결정을 하는데 있어 변형률과 블렌딩 함수 F_2 를 이용하여 벽면에서 식 (8)의 우측항이 선택되어 작은 값을 갖도록 설계되어 있다. 따라서 Fig. 12와 같이 충격파에서의 큰 변형률이 발생하는 경우 우측항이 선택되어 매우 작은 값의 난류점성을 가짐으로써 충격파 영역에서 비물리적인 난류점성이 발생할 수 있음을 알 수 있다.

3.1.3 24° Ramp

앞서 박리가 없는 경우의 램프 문제로 각 난류 모델들의 특징을 살펴본 데 이어 램프각도가 증가하여 박리가 비교적 크게 발생하는 경우에 대해 살펴보자. 램프 각이 24° 로 증가한 경우의 표면 압력과 마찰 계수를 Fig. 13, 14에 나타내었

다. 실험 및 해석 결과를 통해 앞선 램프각 8° 에 비해 박리가 발생하고 충격파의 위치가 박리의 시작점으로 움직인 것을 확인할 수 있다.

램프각 8° 에 비해 각 난류 모델들 간의 차이가 뚜렷해졌으며 전체적으로 S-A 모델의 경우가 박리의 시작점이나 충격파의 위치 등 실험값을 비교적 잘 따라가고 있는 모습을 보인다. 하지만 비교적 실험값을 잘 따라가는 S-A 모델의 경우에도 박리 시작점의 마찰 계수의 변화나 충격파 이후의 마찰 계수 그리고 충격파가 시작되는 지점의 압력 변화는 실험값과 차이를 보이고 있다. 초음속 유동임에도 불구하고 두꺼운 경계층 내부의 아음속 영역에서 경계층 박리가 상류유동에 영향을 미칠 수 있으므로 난류모델에 따라 충격파의 위치가 다르게 예측되는 상호작용이 존재함을 볼 수 있다. 또한 일정 이상의 램프각을 가지는 압축성 램프 문제의 경우 박리와 충격파간의 상호작용으로 인하여 강한 비정상성(unsteadiness)을 갖게 되고 박리의 시작점에서 발생하는 충격파가 비정상

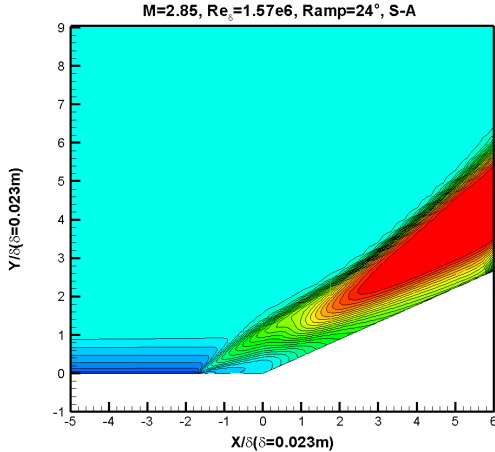


Fig. 15 Density contour (S-A, Ramp 24°)

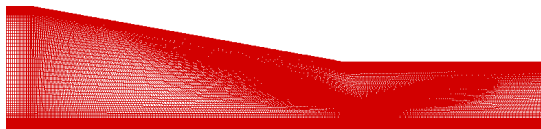


Fig. 16 Grid of 10° Impinging Shock problem

에서 발생하는 단일 경사 충격파와는 다르게 압축 팬 (compression fan)의 형태로 나타난다고 알려져 있다[12]. Fig. 15는 S-A 모델의 밀도를 나타낸 것으로 이 그림에서 볼 수 있듯이 해석 결과는 박리가 시작되는 위치에서 단일 충격파만을 잡아내고 있으며 따라서 표면 마찰 계수나 압력 계수에서 나타나는 충격과 시작점의 변화를 잡아내지 못하고 있다.

다시 Fig. 14를 살펴보면 각 모델들에 따라 마찰 계수가 실험값과 차이를 보이고 있다. $k-\omega$ SST 모델의 경우 전체적으로 지나치게 큰 박리를 예측하고 있고 $k-\omega$ Wilcox 모델의 경우는 그와는 다르게 매우 작은 박리를 예측한다. 이러한 각각의 박리 예측은 앞서 램프 8°에서 살펴 본 난류 모델들의 난류 점성 결정과 연관되어 있다. 박리가 발생하지 않는 램프각에서 살펴 본 난류 점성의 특성이 램프각이 큰 경우에도 그대로 유지되고 있으며 특히 $k-\omega$ Wilcox 모델은 다른 모델과 다르게 높은 난류 점성을 예측하여 박리를 상대적으로 작게 예측하고 있다. 따라서 압축성 램프 문제에서 발생하는 경계층 충격파 상호작용 문제에 있어 난류 점성의 크기가 경계층 특성과 박리 크기를 결정함으로써 충격파 발생위치에 영향을 주고 전체 해석 결과를 좌우하게 된다.

3.1.4 Impinging Shock

다른 해석 예제로 Impinging Shock[19]에 대해서 살펴보자.

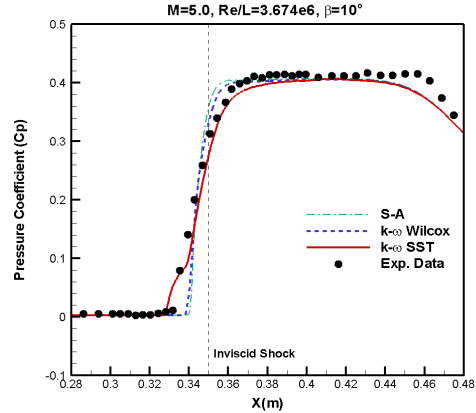


Fig. 17 Pressure coefficient (Impinging Shock, 10°)

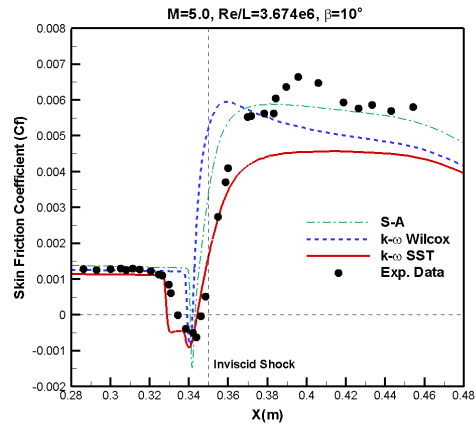


Fig. 18 Skin friction coefficient (Impinging Shock, 10°)

이것은 앞선 압축성 램프 문제와 다르게 위쪽에서 발생하는 경사 충격파가 아랫면의 경계층에 간섭을 일으켜 박리가 발생하게 된다. 박리 거품으로 인해 발생한 충격파가 다시 경계층 및 경사 충격파와 간섭을 일으켜 복잡한 유동구조를 형성한다. 대상 문제의 유동 조건은 $M=5.0$, $Re/L=3.674e6$ 이다. 격자는 레이놀즈수를 고려하여 y^+ 가 1 이하가 되도록 격자 벽면부터 첫 번째 셀까지의 간격은 1.0×10^6 로 하였으며 전체 격자수는 74,000이고 위쪽 벽의 각도는 10°이다. 격자는 Fig. 16과 같이 나타내었다. 또한 벽면 온도는 278K로 고정하였다.

아랫면의 표면 압력 계수와 마찰 계수를 Fig. 17, 18에 나타내었다. $X=0.35$ 인 지점이 경계층이 없을 때 위쪽에서 발생하는 경사 충격파가 도달하는 곳이다. 압력 계수를 살펴보았을 때 S-A 모델이 충격파의 위치를 실험값에 비해 늦게 예측하는 모습을 볼 수 있으며 $k-\omega$ SST의 경우에는 실험값을 비

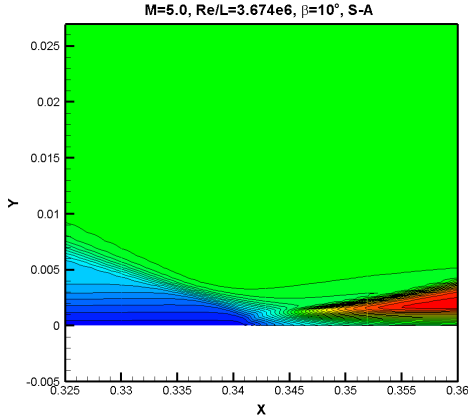


Fig. 19 Density contour (S-A, Impinging Shock, 10°)

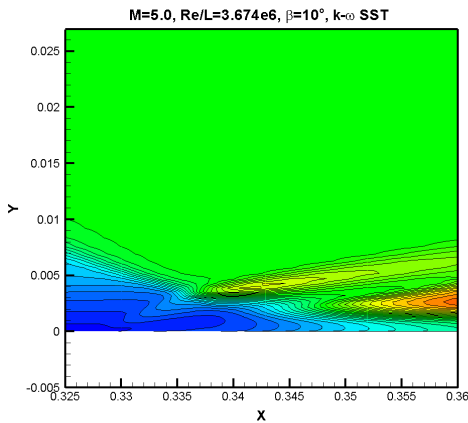


Fig. 20 Density contour ($k-\omega$ SST, Impinging Shock, 10°)

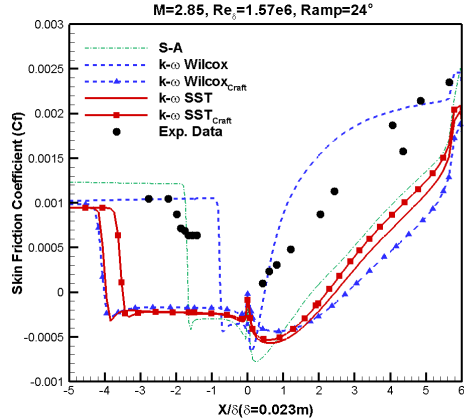


Fig. 21 Skin friction coefficient (Ramp, 24°)

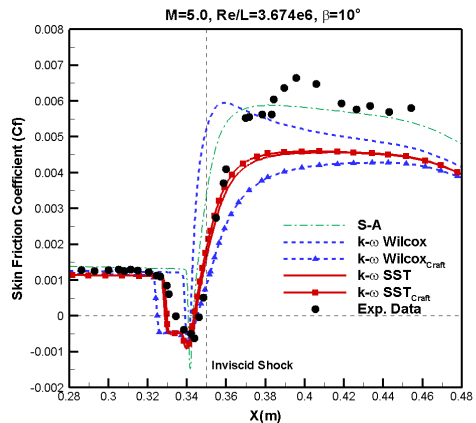


Fig. 22 Skin friction coefficient (Impinging Shock 10°)

교적 잘 따라가고 있다. Fig. 18의 표면 마찰 계수를 보면 $k-\omega$ SST 모델이 박리를 실험값에 비해 약간 크게 예측하고 있으며 박리 이후의 마찰 계수는 다소 차이를 보인다. S-A의 경우에는 박리를 실험값보다 작게 예측하고 있으나 박리 이후의 전체적인 마찰 계수의 경향성은 실험값을 잘 따라가고 있다.

$k-\omega$ Wilcox 모델의 결과는 앞선 램프와 마찬가지로 박리 영역을 다른 모델들에 비해 작게 예측하고 있으며 박리 이후 마찰 계수의 급격한 증가가 있다. 이러한 현상은 램프 문제와 동일한 경향성을 가지며, 충격과 이후의 난류 강도와 연관이 있다. 즉, 다른 모델에 비해 $k-\omega$ Wilcox 모델의 경우 충격과 이후 더 강한 난류가 생성되는 것으로 이해할 수 있다.

경사 충격파가 도달하는 바닥면의 박리 영역을 자세히 살펴보자. Fig. 19, 20은 S-A, $k-\omega$ SST 모델의 밀도를 나타낸 것이다. S-A 모델의 경우 위에서 경계층 박리를 작게 일으키는데 이는 앞서 램프 문제에서 살펴보았듯이 평판을 지나오면

서 자리는 경계층 두께 등의 경계층 적분 변수가 $k-\omega$ SST 모델과는 다르기 때문으로 판단된다. 이 문제에 있어서 S-A 모델과 $k-\omega$ SST 모델의 두드러진 차이는 박리 영역에서의 충격과 구조이다. Fig. 20의 $k-\omega$ SST 모델의 결과를 살펴보면 박리 거품이 자리 잡고 있는 위쪽에서 충격파가 이중으로 구성되어 있다. 이로 인하여 충격파가 시작 되는 지점에서의 압력 계수 변화가 실험값과 같은 경향성을 가지며 부드럽게 변하고 있다. 그와 대조적으로 S-A나 $k-\omega$ Wilcox 모델의 결과는 압력 계수에서 급격한 증가를 보이며, 이는 박리영역이 너무 작아 충격파와 상호작용하지 못함을 의미한다. 즉, 이 결과에서는 $k-\omega$ SST 모델만 실제 충격파/경계층 상호작용 현상을 제대로 모사하고 있음을 알 수 있다.

3.2 Craft eddy viscosity 모델의 효과

지금까지 압축성 램프 및 Impinging Shock 문제를 통해 난

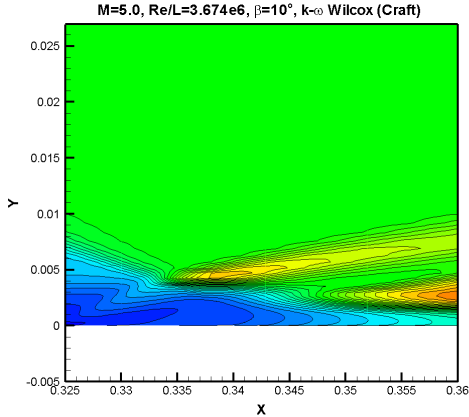


Fig. 23 Density contour ($k-\omega$ Wilcox+Craft, Impinging Shock)

류모델 및 난류점성의 영향을 확인하였다. 특히 난류 점성의 예측은 난류의 강도 및 박리 거품의 크기 등 해석 결과에 많은 영향을 주었다. 따라서 $k-\omega$ Wilcox 및 SST 모델의 난류점성을 결정하는데 관여되는 모델 계수 c_μ 를 상수가 아닌 변형률과 와도의 함수로 이루어진 관계식을 이용하여 그 효과를 확인하고자 한다.

Fig. 21, 22은 각각 24° 램프와 Impinging shock 문제에 Craft 모델을 적용시켰을 때의 결과를 나타낸 것이다. 우선 양쪽 모두 Craft 모델의 효과로 인하여 $k-\omega$ SST 박리는 줄었으며 $k-\omega$ Wilcox 모델의 박리는 커졌다. 특히 $k-\omega$ Wilcox 모델의 경우 박리의 크기가 SST 모델 수준으로 증가한 것을 볼 수 있다. 램프 문제에서는 이러한 변화가 매우 두드러지게 나타나고 있으며 Craft가 적용된 Wilcox 모델이 SST 모델과 유사한 해석 결과를 보여주고 있다. 식 (8)에서 보듯이 SST 모델에서 이미 변형률의 변화가 난류점성의 결정에 이미 고려되고 있음을 고려할 때, Craft 모델과 SST 모델이 유사한 결과를 제공할 수 있음을 유추해 볼 수 있다.

Fig. 22의 Impinging Shock 마찰 계수를 살펴보면 앞선 결과들과 동일한 경향성을 가지며, Wilcox 모델의 경우 모델 계수 효과가 크게 작용하여 Fig. 23과 같이 이중의 충격파가 발생하는 것을 볼 수 있다. 이것은 앞선 Fig. 20의 SST 결과와 유사하다. 결론적으로 SST 모델과 Craft 모델에 사용된 비선형 난류점성 계수의 효과로 인해 과도한 난류점성의 발생을 억제하고, 상대적으로 큰 박리영역을 예측하게 됨을 알 수 있다.

4. 결 론

RANS 해석에서 가장 널리 사용되는 세 가지 난류 모델들

을 이용하여 충격파 경계층 상호작용 문제를 해석하였다. 박리가 큰 램프 문제는 실험값을 정확히 따라가지는 못하였으나 난류 모델에 따라 실험값의 전체적인 경향성은 일치하였으며 대체적으로 좋은 결과들이 도출되었다. 기본적으로 난류 모델의 특성으로 인하여 발달된 유입경계층의 특성이 변화함으로써 박리 특성에 영향을 주게 된다. 또한 각 난류 모델이 예측하는 난류 점성의 크기가 박리 크기 및 충격파 구조에 직접적인 영향을 줄을 본 비교연구를 통해 확인하였다.

DNS 데이터를 충족하도록 설계된 Craft 모델의 핵심이 되는 비선형 난류점성 계수를 적용하여 그 효과를 살펴보았다. 여기서 Craft 모델은 SST 모델에 사용된 난류점성 함수와 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 특히, Impinging shock 문제에서 Wilcox 모델의 예측 특성을 SST 모델과 유사하게 변모시킴을 볼 때, 충격파/경계층 상호작용 문제에서 과도한 난류점성의 역제가 물리현상의 모사에 중요사항이 됨을 알 수 있다. 본 비교연구의 결과는 DES (detached Eddy Simulation)이나 Hybrid LES (Large Eddy Simulation)과 같이 경계층의 RANS 모델링이 필요한 연구에 중요한 시사점을 제공할 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 한국연구재단을 통해 교육과학기술부의 우주기초원천기술개발 사업(NSL, National Space Lab)으로부터 지원받아 수행 되었습니다(20120006614).

References

- [1] 1967, Lewis, J.E., "Experimental investigation of supersonic laminar, two-dimensional boundary layer separation in a compression corner with and without cooling," *Ph.D Thesis*, California Institute of Technology.
- [2] 1972, Carter, J.E., "Numerical solutions of the Stokes equations for the supersonic laminar flow over a two-dimensional compression corner," *NASA TR R-385*, Langley Research Center.
- [3] 1976, Settles, G.S., Vast, I.E. and Bogdonoff, S.M., "Details of a shock-separated turbulent boundary layer at a compression corner," *AIAA Journal*, Vol.14-12, pp.1709-1715.
- [4] 1979, Settles, G.S., Vast, I.E. and Bogdonoff, S.M., "Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow," *AIAA Journal*, Vol.17-78, pp.579-585.

- [5] 1994, Settles, G.S. and Dodson, L.J., "Hypersonic shock/boundary-layer interaction database," *AIAA Journal*, Vol.32-7, pp.1377-1383.
- [6] 1975, Launder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W., "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulent Closure," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.68-3, pp.537-566.
- [7] 1877, Boussinesq, J., "Essai sur la théorie des eaux courantes," *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences*, Vol.23-1 pp.1-680.
- [8] 1992, Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *AIAA 92-0439*, AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA.
- [9] 1972, Jones, W.P. and Launder, B.E., "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.15, pp.301-314.
- [10] 1988, Wilcox, D.C., "Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models," *AIAA Journal*, Vol.26-11, pp.1299-1310.
- [11] 2003, Menter, F.R., Kuntz, M. and Langtry, R., "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model," *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, Begell House, Inc., pp.625-632.
- [12] 2003, Knight, D., Yan, H., Panaras, A.G. and Zheltovodov, "Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions," *Aerospace Sciences*, Vol.39, pp.121-184.
- [13] 2007, Oliver, A.B., Lillard, R.P., Schwing, A.M., Blaisdell, G.A. and Lyrantzis, A.S., "Assessment of turbulent shock-boundary layer interaction computations using the OVERFLOW code," *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, NV, USA.
- [14] 2004, Sinha, K., Mahesh, K. and Candler, G.V., "Modeling the effect of shock unsteadiness in shock-wave / turbulent boundary layer interactions," *42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, USA.
- [15] 1996, Craft, T.J., Launder, B.E. and Suga, K., "Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol.17, pp.108-115.
- [16] 2001, Kim, H.K., Kim, C.A. and Rho, O.H., "Methods for the Accurate Computations of Hypersonic Flows," *Journal of Computational Physics*, Vol.174, pp.38-80.
- [17] 2004, Park, S.H. and Kwon, J.H., "Implementation of Turbulence Models in an Implicit Multigrid Method," *AIAA Journal*, Vol.42-7, pp.1348-1357.
- [18] 1998, Wilcox, D. C., *Turbulent modeling for CFD*, second ed., DCW Industries, Inc., La Canada, CA, USA.
- [19] 2004, Schulein, E., "Optical Skin Friction Measurements in The Short-Duration Ludwig Tube Facility," *AIAA-2004-2115*, 24th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, Portland, Oregon, USA.