論文

CFDS 기법을 이용한 난류 유동장 해석

문성목*, 김종암**, 노오현**, 홍승규***

Turbulent Flow Analysis Using CFDS Scheme

Seong Mok Moon*, Chongam Kim**, Oh Hyun Rho** and Seung Kyu Hong***

ABSTRACT

An evaluation of one algebraic and two one-equation eddy viscosity-transport turbulence closure models as implemented to the CFDS(Characteristic Flux Difference Splitting) scheme is presented for the efficient computation of the turbulent flow. Comparisons of Baldwin-Lomax model as algebraic turbulence model and Baldwin-Barth and Spalart-Allmaras model as one-equation turbulence model are presented for five test cases; two cases for 2-dimensional flow and three cases for 3-dimensional flow. The numerical result of the CFDS scheme is examined through direct comparison with the experimental data.

초 록

효율적인 난류 유동장 해석을 위해 CFDS 기법에 1개의 대수적 난류 모델과 2개의 1-방정식 난류 모델이 적용되었다. 대수적 난류 모델인 Baldwin-Lomax 난류모델과 1-방정식 난류 모델인 Baldwin-Barth, Spalart-Allmaras 난류 모델을 비교하기 위해 2차원 유동에 대해서 2가지 경우, 3차원 유동에 대해서는 3가지 경우에 대해 해석하였다. CFDS 기법의 수치적 결과의 타당성은 실험치와의 비교를 통하여 입증하였다.

Key Words : CFDS scheme(CFDS 기법), turbulent flow(난류 유동장), one-equation turbulence model(1-방정식 난류 모델)

Ⅰ. 서 론

지난 10년 동안 소개된 몇몇 1-방정식 난류 모델은 대단위 벡터 및 병렬 슈퍼컴퓨터의 출현과 CFD(Computational Fluid Dynamics) 수치 해석 알고리듬의 발전과 더불어 복잡한 3차원 형상을 갖는 물체 주위의 유동장을 보다 정확하고 효율적으로 예측할 수 있게 하였다. 이미 선진국은 형상 설계 도구로서 CFD의 효용성을 높여가고 있으며, 이러한 시점에서 넓은 영역의 유동 범위와 고속, 고앙각의 유동 조건에서 발생하는 강한 충격파와 넓은 유동박리영역을 안정적이면서 정확하게 예측할 수 있는 난류 모델은 필수 불가결하다고 결론지을 수 있다. 특히 난류 유동장을 해석하기 위한 수단으로써 1개의 전달 방정식만으로 와점성 계수를 구하려는 개념은 1940년대 Kolmogorov[1]에 의해 처음 고안되었으며, 그 후 벽면에서의 난류 계수 교정(near wall calibration)과 와점성 방정식의 효율적인 수치해법을 통하여 Baldwin-Barth[2]는 실용적인 1-방정식 난류 모델을 개발하였다. 그 이후 1-방정식 난류 모델은 Spalart-Allmaras[3], Durbin-Yang[4], Edward-McRae[5]등 수많은 연구자들에 의해 기본적인 골격은 유지되면서 복잡한 문제에 훌륭히 적용되어 왔다.

† 2001년 11월 27일 접수 ~ 2001년 12월 29일 심사완료
* 정회원, 서울대학교 기계항공공학부 대학원
** 정회원, 서울대학교 기계항공공학부
연락저자, E-mail : chongam@plaza.snu.ac.kr
서울시 관악구 신림동 산 56-1
*** 정회원, 국방과학연구소

본 연구에서는 지난 10여 년 동안 국방과학연구소에서 개발되어온 전산유체해석 CFDS 코드에 1-방정식 난류모델을 추가하여 여러 난류 유동장에 대해서 검증하였다. Roe의 FDS를 근간으로 한 CFDS 기법은 지배방정식을 보존변수에서 특성변수로 변환함으로써 경계면에서 특성경계조건 적용을 용이하게 하기 위한 방법이다. CFDS 기법에 적용된 난류 모델은 대수적 난류 모델인 Baldwin-Lomax 난류 모델[6]과 1-방정식 난류 모델인 Baldwin-Barth, Spalart-Allmaras 난류모델이며, 검증을 위해 다양한 난류 유동장에 적용되었다. CFDS 기법에 난류 유동장을 적용할 경우 각 난류 모델별로 비교하였으며, 이를 위해 2차원 유동의 경우, 마하수 0.729 RAE 2822 익형과 NACA 4412 익형에 대해 검증하였고, 3차원 유동의 경우, 마하수 0.84 ONERA M6 날개, 마하수 1.98 Tangent ogive cylinder, 마하수 2.89 경사충격파/경계층 상호작용에 대해서 검증하였다. 또한 실험치와 비교함으로써 각 난류 모델의 정확도와 CFDS 기법의 타당성을 파악하였다.

II. 본 론

2.1 수치기법

3차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 일반화된 곡선 좌표계에 대해 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t}+\frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta}+\frac{\partial \hat{H}}{\partial \phi} = \sqrt{\gamma}\frac{M_\infty}{Re}\left[\frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \eta}+\frac{\partial \hat{H}_v}{\partial \phi}\right] \quad (1)$$

여기서 $\hat{Q}$는 보존 변수, $\hat{F}$, $\hat{G}$, $\hat{H}$는 비점성플럭스, $\hat{F}_v$, $\hat{G}_v$, $\hat{H}_v$은 점성플럭스를 나타낸다.

CFDS 코드에서는 공간차분 기법으로 풍상차분법(upwind)인 Roe의 플럭스 분할 기법을 기본으로 하고 이의 변형인 Conservative Supra-Characteristic Method(CSCM)[7]을 이론적으로 재정립하고 향상시킨 소위 Characteristic Flux Difference Splitting(CFDS) 방법을 사용한다. CFDS 기법은 지배방정식을 보존변수에서 특성변수 또는 원시변수로 변환함으로써 궁극적으로 경계면에서 특성경계조건 적용을 용이하게 하기 위한 변환기법을 채택한다.

편의상 1차원 지배방정식을 이산공간(discrete space)에 대해서 나타내면 다음과 같다.

$$J^{-1}\delta Q+\triangle F=0 \quad (2)$$

여기서 $\triangle F=\overline{M}\,\overline{T}\,\overline{\Lambda}\,\overline{M}^{-1}\,\overline{T}^{-1}\triangle Q$이며 두 점 사이의 플럭스차이를 나타낸다. 고유치 행렬 $\overline{\Lambda}$의 부호에 따라서 $\overline{\Lambda}=\overline{\Lambda}^{+}+\overline{\Lambda}^{-}$로 분리되며, 보존변수 $\triangle Q$에 대해서 원시변수 $\triangle \tilde{Q}$와 특성변수 $\triangle \tilde{\tilde{Q}}$는 각각 $\triangle \tilde{Q}=\overline{M}^{-1}\triangle Q$와 $\triangle \tilde{Q}=\overline{M}^{-1}\,\overline{T}^{-1}\triangle Q$의 관계가 있다. 여기서 $\overline{T}$는 보존변수 $\triangle Q$와 원시변수 $\triangle \tilde{Q}$사이의 변환행렬을 나타낸 것이고, $\overline{M}$는 우고유벡터(right eigenvector)를 말한다.

이산화된 N-S 방정식은 시간에 대해 후방차분을 취하고 $\triangle F$의 정의를 N-S 방정식에 적용하여 3차원으로 확장하면 다음과 같은 차분식을 얻을 수 있다.

$$J\frac{\delta Q}{\triangle t}+\tilde{A}^{+}\nabla_{\xi}Q+\tilde{A}^{-}\triangle_{\xi}Q+\tilde{B}^{+}\nabla_{\eta}Q + \tilde{B}^{-}\triangle_{\eta}Q+\tilde{C}^{+}\nabla_{\phi}Q+\tilde{C}^{-}\triangle_{\phi}Q=0 \quad (3)$$

$$Q^{(n+1)}=Q^{(n)}+\delta Q \quad (4)$$

여기서 $\tilde{A}^{\pm}=\overline{M}\,\overline{T}\,\overline{\Lambda}^{\pm}\,\overline{M}^{-1}\,\overline{T}^{-1}$이며, 플럭스 함수 F의 보존변수 $\triangle Q$에 대한 쟈코비언 행렬을 말한다. 그리고 $\triangle$는 전방차분, ∇은 후방차분을 나타낸다.

또한 위의 식을 delta form으로 나타내면 다음과 같다.

$$\left(\frac{J}{\triangle t}I+\tilde{A}^{+}\nabla_{\xi}+\tilde{A}^{-}\triangle_{\xi}+\tilde{B}^{+}\nabla_{\eta} + \tilde{B}^{-}\triangle_{\eta}+\tilde{C}^{+}\nabla_{\phi}+\tilde{C}^{-}\triangle_{\phi}\right)\delta Q=RHS \quad (5)$$

$$RHS=-\left(\tilde{A}^{+}\nabla_{\xi}Q+\tilde{A}^{-}\triangle_{\xi}Q+\tilde{B}^{+}\nabla_{\eta}Q + \tilde{B}^{-}\triangle_{\eta}Q+\tilde{C}^{+}\nabla_{\phi}Q+\tilde{C}^{-}\triangle_{\phi}Q\right) \quad (6)$$

지배방정식에 대한 시간적분은 DDADI AF(Diagonally Dominant Alternating Direction Implicit Approximate Factorization)기법을 사용하여 다음과 같이 세 단계의 계산을 통하여 δQ를 계산한다.

$$\begin{aligned}&\left(-\tilde{A}^{+}{}_{j-1},D,\ \tilde{A}^{-}{}_{j}\right)\delta Q^{**}=RHS\\&\left(-\tilde{B}^{+}{}_{k-1},D,\ \tilde{B}^{-}{}_{k}\right)\delta Q^{*}=D\delta Q^{**}\\&\left(-\tilde{C}^{+}{}_{l-1},D,\ \tilde{C}^{-}{}_{l}\right)\delta Q=D\delta Q^{*}\end{aligned} \quad (7)$$

여기서

$$D = \frac{\check{I}}{\triangle t} + \check{A}^{+}{}_{j-1} - \check{A}^{-}{}_{j} + \check{B}^{+}{}_{k-1} - \check{B}^{-}{}_{k} + \check{C}^{+}{}_{l-1} - \check{C}^{-}{}_{l}$$

n+1 시간단계에서의 값 $Q^{(n+1)}$은 식(4)로부터 구할 수 있다.

내부 유동해석에서는 출구면에서 경계조건이 내부 유동의 해에 영향을 많이 준다. 많은 연구 논문들과 상용코드에서는 출구면 경계조건으로 변수의 외삽(extrapolation)과 압력고정(pressure specify)을 경계조건으로 적용하는 것이 보편화되어 있다. 그러나 실제적인 문제에서는 출구 압력 값을 모르는 경우가 많으며 출구 압력에 따라서 관 내부유동의 유량 및 유동현상이 많은 영향을 받게 된다. 따라서 CFDS 코드에서는 특성방정식을 경계면(boundary plane)에서 플럭스 분할 기법에 연계(coupling)시키는 방법을 사용한다. 이 코드에서 사용하고 있는 특성방정식의 기본 개념은 N-S 방정식이 내포하고 있는 특성치의 특성을 분석하고 이해하여, 계산 경계면을 출입하는 특성치의 일부는 사용하고 일부는 모델링하여 가능한 한 원래의 N-S 방정식이 갖고 있는 형태를 최대로 활용하여 경계조건의 불확실성을 최소화하는 데 목적이 있다[8].

2.2 난류 모델

CFDS 기법에 적용된 난류 모델은 대수적 난류 모델인 Baldwin-Lomax 난류 모델, 1-방정식 난류 모델인 Baldwin-Barth, Spalart-Allmaras 난류 모델이다. 그 중 Baldwin-Lomax 난류 모델은 널리 알려진 모델이고, 실제로 많은 연구자들에 의해 사용되고 있으므로 여기서 자세한 설명은 생략하고자 한다[6].

2.2.1 Baldwin-Barth 난류 모델

Baldwin-Barth 난류 모델은 최근 문헌에 소개된 1-방정식 난류 모델 중에서 최초로 나온 모델 중 하나이며, 2-방정식 표준 $k-\varepsilon$ 난류 모델에서 유도되었다. 여기서 동작변수는 난류 레이놀즈수 R이다.

$$\frac{DR}{Dt} = (C_{\varepsilon_2} f_2 - C_{\varepsilon_1})\sqrt{RP} + \sqrt{\gamma}\frac{M_\infty}{Re}\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial^2 R}{\partial x_j^2} - \sqrt{\gamma}\frac{M_\infty}{Re}\frac{1}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu_T\frac{\partial R}{\partial x_j}\right) \quad (8)$$

여기서 우변의 첫 번째 항에서 P가 생성항이며, 두 번째와 세 번째 항은 소산항을 말한다. 그리고 난류 점성계수는 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_T = \rho\nu_T = \rho C_\mu R D_1 D_2 \quad (9)$$

여기서 각 항의 상수들과 함수들은 다음과 같이 표현한다.

$$\frac{1}{\sigma_\varepsilon} = (C_{\varepsilon_2} f_2 - C_{\varepsilon_1})\frac{\sqrt{C_\mu}}{\varkappa^2}$$

$$D_1 = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right),\quad D_2 = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A_2^+}\right)$$

$$f_2 = \frac{C_{\varepsilon_1}}{C_{\varepsilon_2}} + \left(1 - \frac{C_{\varepsilon_1}}{C_{\varepsilon_2}}\right)\left(\frac{1}{\varkappa y^+} + D_1 D_2\right)\left\{\sqrt{D_1 D_2} + \frac{y^+}{\sqrt{D_1 D_2}}\left[\frac{1}{A^+}\exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right)D_2 + \frac{1}{A_2^+}\exp\left(-\frac{y^+}{A_2^+}\right)D_1\right]\right\}$$

$$\varkappa = 0.41,\ C_{\varepsilon_1} = 1.2,\ C_{\varepsilon_2} = 2.0,\ C_\mu = 0.09$$

$$A^+ = 26,\ A_2^+ = 10$$

또한 생성항 P와 변형률 S_{ij}는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$P = 2\nu_T S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3}\nu_T\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)^2 \quad (10)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (11)$$

그리고 ν는 분자 동점성 계수이며 Sutherland법칙으로 계산된다.

2.2.2 Spalart-Allmaras 난류 모델

1-방정식 난류모델 중 비교적 최근에 개발된 Spalart-Allmaras 난류 모델은 실험적인 방법과 차원 해석적인 방법에 의해 만들어 졌으며, Baldwin-Barth 난류 모델과 거의 비슷한 형식을 취하고 있으나, 박리작용을 고려한 trip항이 첨가되어 있는 것이 특징이다. 하지만 trip항은 보통 유동박리지점이 잘 알려져 있는 경우에 사용되는 것으로, 그렇지 못한 대부분의 일반적인 계산에서는 생략하여도 무방하다. 본 연구에서도 trip항과 그와 관련된 함수들은 생략하였다. Spalart-Allmaras 모델에 대해서 동작변수는 $\tilde{\nu}$로 나타내고, 이를 기본 방정식의 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu} + \sqrt{\gamma}\frac{Re}{M_\infty}\frac{1}{\sigma}[\nabla\cdot((\nu + (1 + c_{b2})\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu} - c_{b1}\tilde{\nu}\nabla^2\tilde{\nu})] - \sqrt{\gamma}\frac{Re}{M_\infty}[c_{w1} f_w][\frac{\tilde{\nu}}{d}]^2 \quad (12)$$

여기서 우변의 첫 번째 항은 생성항이고, 두 번째 항이 소산항이며, 세 번째 항이 소멸항이다. 그리고 난류 점성계수는 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_T = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \tag{13}$$

위에서 사용된 각 상수들과 함수들은 다음과 같다.

$$c_{b1} = 0.1355,\ c_{b2} = 0.622,\ \sigma = \frac{2}{3},\ \kappa = 0.41$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma},\quad c_{u2} = 0.3$$

$$c_{u3} = 2.0,\quad c_{u2} = 7.1,\ \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^{\ 3}},\ f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

$$\tilde{S} = \Omega + \sqrt{\gamma}\frac{M_\infty}{Re}\frac{\tilde{\nu} f_{v2}}{\kappa^2 d^2},\quad \Omega = \sqrt{2\ W_{ij}\ W_{ij}}$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right),\ f_w = g\left[\frac{1 + c_{u3}^{\ 6}}{g^6 + c_{u3}^{\ 6}}\right]^{\frac{1}{6}}$$

$$g = r + c_{u2}(r^6 - r),\ r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}(\frac{Re}{\sqrt{\gamma}\,M_\infty})\kappa^2 d^2}$$

$d \equiv$ distance to the closest wall = minimum distance function

2.3 결과 및 고찰

2.3.1 RAE 2822 익형 주위의 유동장

2차원 천음속 난류 유동장에 대하여 CFDS 기법의 특성을 알아보기 위해 RAE 2822 익형 주위의 유동을 해석하였으며, 유동조건은 받음각 2.79도, 자유류 마하수 0.729, 시위에 기준한 레이놀즈수는 6.5×10^6이다. Fig. 1은 RAE 2822 익형 주위의 격자로서 $129\times5\times65$ 크기의 O형 격자를 사용하였으며, 원방경계는 시위길이의 약 19정도로 확장하였다. 그리고 벽면에서 첫 번째 격자는 시위길이의 1×10^{-5}크기로 밀집시켰다.

2차원 유동장을 3차원 코드로 모델링하기 위해 익형 스팬 방향으로 5개의 격자를 배치하였으며, 대칭경계조건을 사용하였다. Fig. 2는 세 난류 모델에 대한 RAE 2822 익형 주위의 벽면 압력계수를 나타내고 있으며, 수치결과들은 Cook[9]가 수행한 실험결과와 함께 비교하였다.

다음의 결과로부터 Baldwin-Lomax 난류 모델이 다른 두 모델과는 달리 충격파의 위치를 약간 뒤에서 포착하고 있음을 확인할 수 있고, 또한

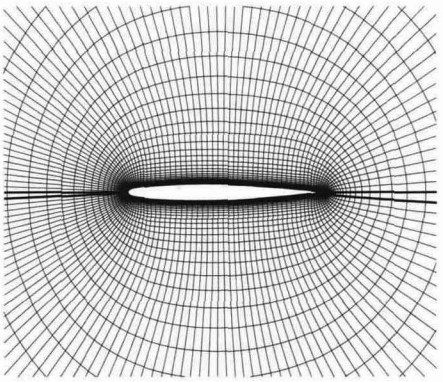


Fig. 1. RAE 2822 airfoil O-type grid

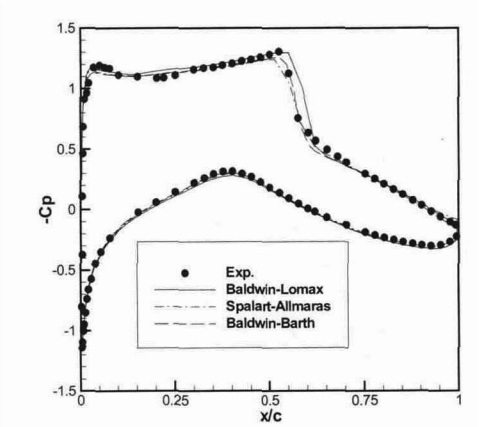


Fig. 2. Surface pressure coefficient of RAE 2822 airfoil.

Baldwin-Barth 난류 모델이 충격파를 강하게 포착하고 있음을 알 수 있다.

이로써 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 더 나은 결과를 보여주고 있음을 알 수 있다. 그리고 2차원 천음속 난류 유동에 대해서 CFDS 기법을 여러 난류 모델에 적용하였을 때 모델별로 다소 차이를 보이고 있지만 실험치와 비교함으로써 CFDS 기법의 타당성을 확인할 수 있다.

2.3.2 NACA 4412 익형 주위의 유동장

CFDS 기법을 2차원 아음속 난류 유동장에 적용하기 위해 NACA 4412 익형 주위의 유동을 해석하였으며, 받음각 13.87도, 레이놀즈수 1.52×10^6에서 계산을 수행하였다. Fig. 3은 $246\times5\times65$ O형 NACA 4412 익형 격자로서 벽면에서 첫 번째 격자는 1×10^{-5}의 크기를 갖는다. 그리고 원방경계까지의 거리는 약 20정도로 확장하였다.

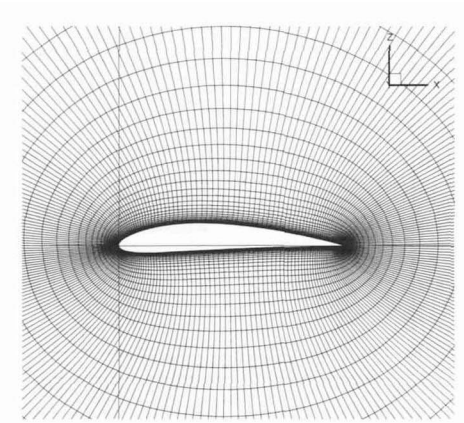


Fig. 3. NACA 4412 airfoil O-type grid

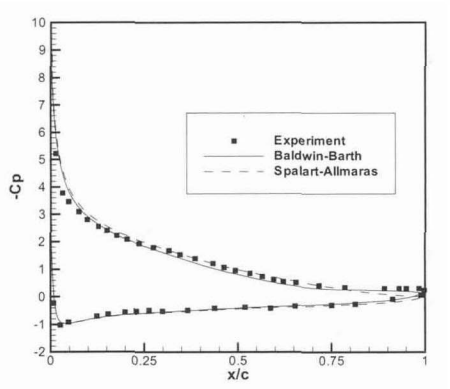


Fig. 4. Surface pressure coefficient of a NACA 4412 airfoil

Fig. 4는 NACA 4412 익형 주위의 벽면 압력계수를 나타낸 것으로, 천이를 고려하지 않고 완전 난류 유동으로 가정한 수치 계산결과를 Coles와 Wadcock[10]이 수행한 실험결과와 비교하였다.

위에서 본 바와 같이 두 난류 모델 결과는 실험치와 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그러나 Baldwin-Lomax 난류 모델을 CFDS 기법에 적용할 경우 고앙각 유동장에서는 해가 발산하는 것으로 나타났으며, 이것은 널리 알려진 바와 같이 Baldwin-Lomax 난류 모델이 유동박리가 큰 영역에서의 난류 유동장을 제대로 예측하지 못하기 때문에 생기는 것으로 여겨진다.

2.3.3 Tangent ogive 실린더 주위의 유동장

3차원 초음속 난류 유동에 대하여 마하수 1.98인 Tangent ogive cylinder 주위 유동에 받음각 0도에서 10도까지 변화시켜가면서 해석하였다. 각 난류 모델의 정확도를 검토하기 위하여 흐름방향 벽면 압력계수를 실험치[11]과 비교하였다. 레이놀즈수는 cylinder직경을 기준으로 4.5×10^5

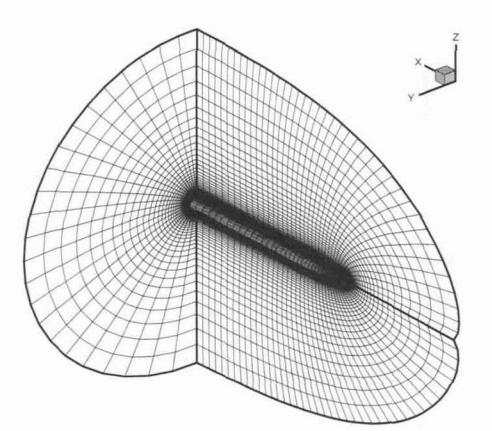


Fig. 5. Tangent ogive cylinder O-O type grid

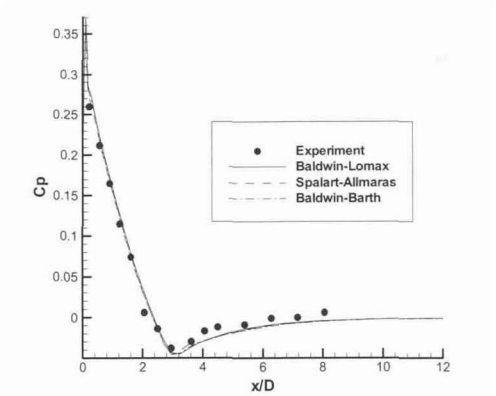
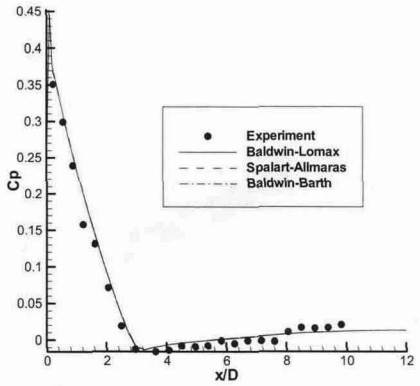


Fig. 6. Streamwise surface pressure coefficient of tangent ogive cylinder at AOA = 0deg.

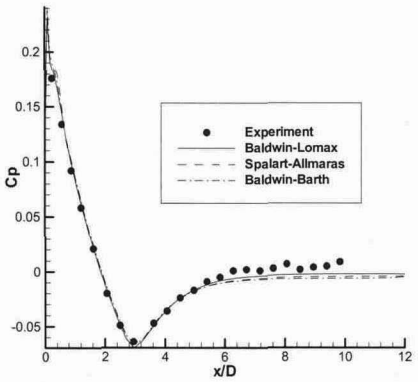
으로 하였다. Fig. 5는 수치계산을 위하여 사용된 O-O형 격자이며, 흐름방향으로 41개, 원주방향으로 25개, 벽면에서 수직방향으로 65개로 구성되어 있으며, 난류 경계층을 포착하기 위해 Y+min이 2이내를 유지할 수 있도록 밀집시켰다. 모델의 길이는 10 caliber이며, 선두부는 tangent ogive형으로 3 caliber이다. 여기서 바람받는 쪽(windward side)을 기준으로 θ값이 0도가 되고, 반대쪽(leeward side)은 180도를 나타낸다.

Fig. 6은 받음각이 0도일 때 흐름방향 벽면 압력계수를 나타낸 것으로, 유동박리현상이 두드러지지 않으므로 수치 계산한 결과와 실험치가 비교적 일치하는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 받음각 5도일 때 θ가 0도일 때와 180도일 때의 벽면압력계수를 나타내었다. θ=0도일 때는 세 모델 모두 일치된 계산결과를 보여주고 있으며, θ=180도일 경우 실험치와 비교적

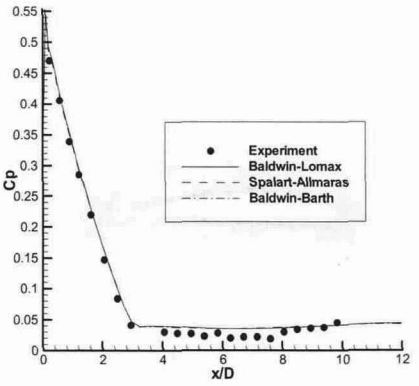


(a) θ = 0 deg. (windward side)

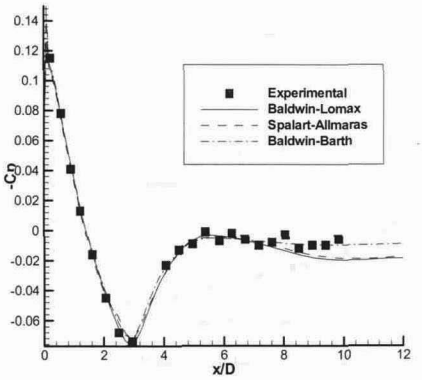


(b) θ = 180 deg. (leeward side)

Fig. 7. Streamwise surface pressure of tangent ogive cylinder at AOA = 5deg.



(a) θ = 0 deg. (windward side)



(b) θ = 180 deg. (leeward side)

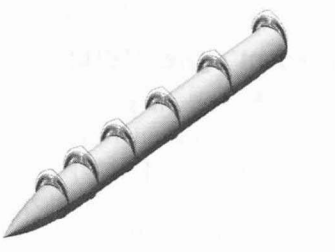
Fig. 8. Streamwise surface pressure of tangent ogive cylinder at AOA = 10deg.

잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

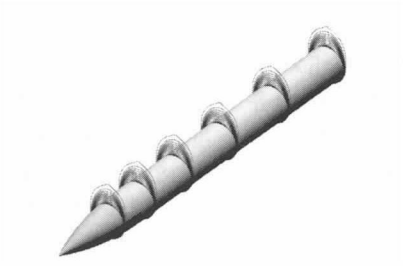
Fig. 8은 받음각이 10도일 때 벽면 압력계수를 나타내고 있으며, 받음각이 5도일 때와 마찬가지로 θ=0일 때에는 세 모델 모두 일치된 결과를 보여주고 있다. 그리고 θ=180도일 경우는 유동박리현상이 지배적인 영역으로 실험치도 다소 불안정한 면을 보이고 있다. 이 경우 Baldwin-Barth 난류 모델이 가장 좋은 결과를 보여 주고 있으며, Spalart-Allmaras 모델과 Baldwin-Lomax 모델은 서로 비슷한 경향을 보이고 있다. 이로써 CFDS 기법이 강한 충격파가 존재하는 초음속 난류 유동장에서도 훌륭히 적용될 수 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 9는 받음각이 10도일 때 세 난류 모델 별로 각각 계산된 물체단면에서의 정체압력분포를 나타낸 것으로 각 단면에서 좌우대칭의 압력 분포를 보여주고 있으며, 결과적으로 대칭와류가 형성되고 있음을 알 수 있다.

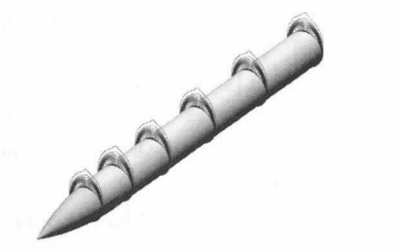
Fig. 10은 받음각이 10도인 경우 CFDS 기법에 대해 세 난류 모델별로 수렴곡선을 비교하였다. 1-방정식 난류 모델은 초기 오차값의 10^{-4}까지 약 1700번 이내의 반복계산을 필요로 했지만, Baldwin-Lomax 난류 모델은 약 9200번의 반복계산이 필요하였다. 이로써 유동박리현상이 지배적인 유동에서는 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 더 나은 수렴성을 보여 주고 있다. 각 난류 모델별 계산 소요시



(a) Baldwin-Lomax



(b) Spalart-Allmaras



(c) Baldwin-Barth

Fig. 9. Total pressure contours at several cross-sections of tangent ogive cylinder

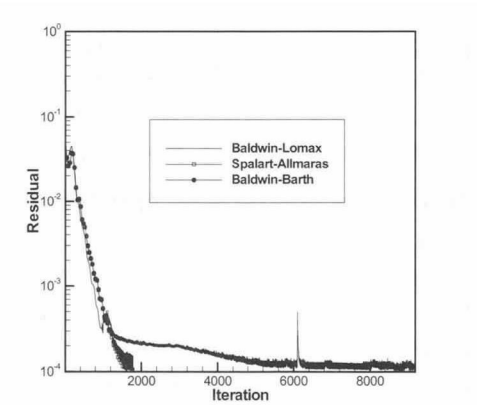


Fig. 10. Convergence history for the tangent ogive cylinder at AOA = 10deg.

간은 Alpha Workstation-533을 사용하여 1회 반복계산시 Baldwin-Lomax 난류 모델은 30.72초, Baldwin-Barth 난류 모델은 30.91초, Spalart-Allmaras 난류 모델은 31.58초가 소요되고 있음을 확인하였다.

2.3.4 ONERA M6 날개 주위의 유동장

3차원 천음속 유동장에 대해서 CFDS 기법의 정확도를 파악하면서 각 난류 모델별로 타당성을 확인하기 위해 ONERA M6 날개 주위의 유동을 해석하였다. 날개의 제원은 앞전 후퇴각이

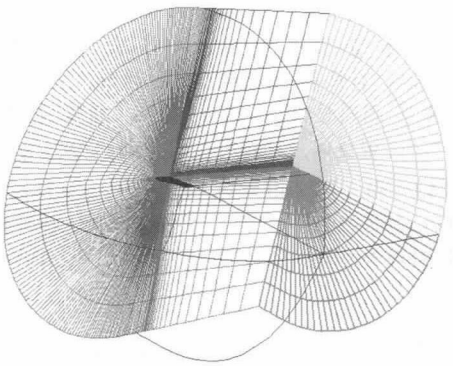
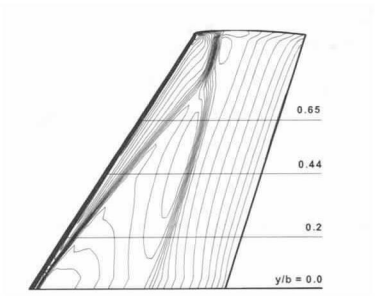
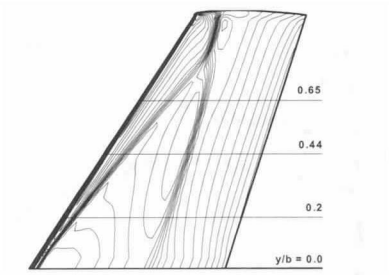


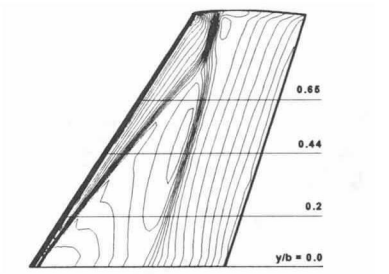
Fig. 11. ONERA M6 wing C-O type grid



(a) Baldwin-Lomax



(b) Spalart-Allmaras



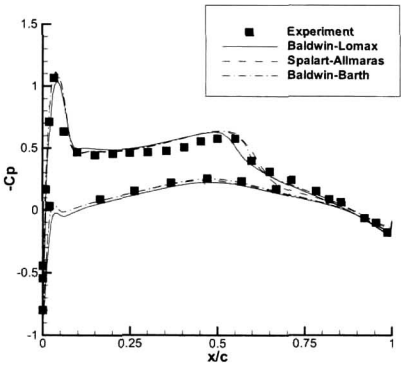
(c) Baldwin-Barth

Fig. 12. Upper surface pressure contours on ONERA M6 wing

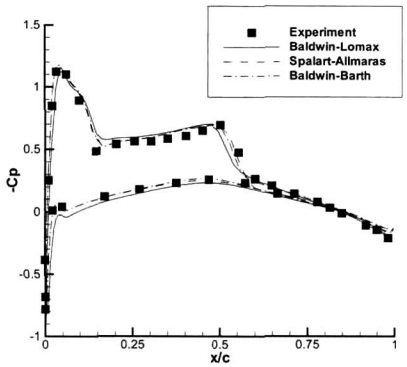
30도, 종횡비(aspect ratio)가 3.8, 테이퍼비가 0.56이며, 자유류 조건으로 마하수는 0.84, 날개뿌리 시위에 기준한 레이놀즈수가 1.47×10^7, 받음각 3.06도이다. 이 조건에서의 유동형태는

날개 윗면에 λ형의 충격파가 형성되는 데, 이러한 성질과 잘 알려진 실험치[12]로 인해 수치해석 코드의 검증용 문제로 많이 해석되고 있다.

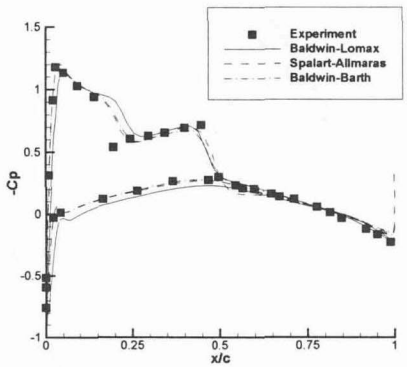
사용된 격자는 Fig. 11과 같이 4개의 블록으로 구성되어 있으며, 각각의 격자수는 $25\times49\times33$, $73\times49\times33$, $73\times49\times33$, $25\times49\times33$이다. 격자의 1번 블록은 날개 후류 아래쪽, 2번 블록은 날개의 아래쪽, 3번 블록은 날개의 위쪽, 4번은 날개 후류 위쪽 부분에 해당되며, 날개의 벽면 첫 번째 격자는 5×10^{-5}이다.



(a) 20% semispan location



(b) 44% semispan location



(c) 65% semispan location

Fig. 13. Comparison of surface pressure coefficient over ONERA M6 wing

Fig. 12는 세 난류 모델별로 계산된 날개 윗면의 압력분포를 나타낸 것으로, 날개 윗면에 λ형의 충격파가 잘 포착되고 있음을 확인할 수 있다. 이와 같은 현상은 익근쪽으로 흐름이 가속되어 첫 번째 충격파를 형성한 후 유동이 여전히 초음속 상태에서 재가속되고, 이 유동은 다시 두 번째 충격파를 형성하게 되지만 익단방향으로 갈수록 후퇴각과 테이퍼비의 효과 때문에 초음속 포켓(pocket)이 감소되어 하나의 강한 충격파를 형성하기 때문에 나타나는 현상이다.

Fig. 13은 날개의 스팬 방향으로 각 단면에서의 압력계수 분포 곡선을 나타낸 것이다. Fig.13-(a)은 익근에서 익단방향으로 20%에 위치하고 있는 단면의 압력계수 분포이다. Baldwin-Lomax 난류 모델은 날개 앞전에서의 압력을 제대로 예측하지 못하는 데 반해, 다른 두 1-방정식 난류 모델은 실험치와 일치된 결과를 보이고 있다. 44% 위치에서 충격파를 포착하는 데 있어서 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 더 나은 결과를 보이고 있다. 그리고 65% 위치에서 날개 아래면 압력 분포를 보면 Baldwin-Lomax 난류 모델이 실험치보다 약간 낮게 예측되었으며, 44%에서와 마찬가지로 충격파를 포착하는 데 있어서 1-방정식 난류 모델이 더 나은 결과를 보이고 있다.

2.3.5 3차원 충격파/경계층 상호작용

지금까지와는 달리 3차원 충격파/경계층 상호작용은 복잡한 난류 현상을 포함하고 있으며, 기본적인 형상은 경사각 20도의 콘(cone)형상과 cylinder형상이 복합된 형태로서 중심선이 서로 1.27cm 어긋나 있다. Cylinder의 위쪽은 θ=0도이고 아래쪽은 θ=180도를 나타낸다. 자유류 조건으로 마하수는 2.89이고 레이놀즈수는 최대 직경을 기준으로 1.92×10^{6}, 받음각은 0도이다. Fig. 14는 3차원 충격파/경계층 상호작용에 관한 격자이며, 격자수는 $160\times50\times70$이다. 난류 경계층을 포착하기 위해 벽면 첫 번째 격자는 Y+min이 1이내가 되도록 밀집시켰다.

3차원 충격파/경계층 상호작용은 θ=0도에서 생긴 충격파가 유동을 압축시키고 형상의 비대칭성으로 인해 원주방향으로 압력 구배가 발생한다. 그래서 θ=0도에서 180도방향으로 이차류(secondary flow)를 유발시키고, 그와 동시에 유동박리를 일으키게 된다. 이러한 복잡한 난류현상을 표현하는 데 있어서 대수적 난류 모델인

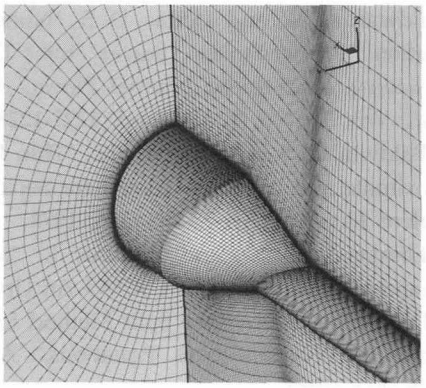
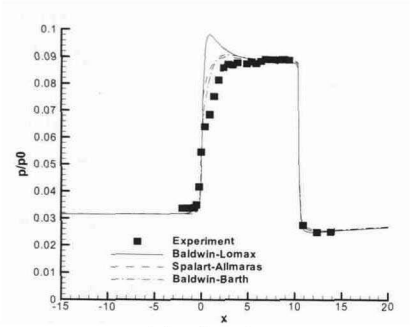
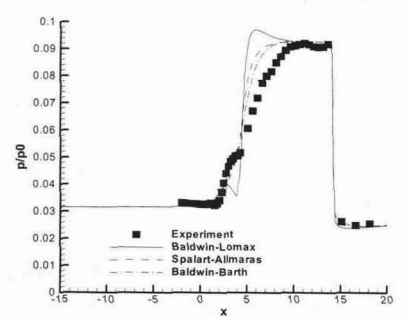


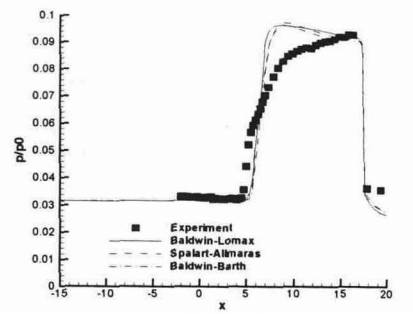
Fig. 14. 3D Shock wave/boundary layer interaction grid



(a) θ = 0deg.



(b) θ = 90deg.



(c) θ = 180deg.

Fig. 15. Streamwise surface pressure over 3D shock wave/boundary layer interaction

Baldwin-Lomax 난류 모델로는 한계가 있으며, 강한 압축성, 충격파-유동박리를 예측하는 데 있어 1-방정식 난류 모델이 대체로 실험치와 일치하는 결과를 보이고 있다. Fig. 15는 세 난류 모델에 대한 흐름방향 표면 압력 분포를 나타낸 것으로 수치계산 결과는 Wideman 등[13]의 실험결과와 비교하였다. θ=0도일 때 Baldwin-Lomax 난류 모델은 충격파 위치를 포착하는 면에서 실험치와 일치하였으나, 그 다음 유동박리 영역에서 실험치보다 높게 예측되는 것으로 나타났으며, 1-방정식 난류 모델은 대체로 실험치와 비슷한 경향을 보이는 것으로 나타났다. θ=90도는 형상의 측면을 가리키며, 형상의 비대칭으로 인한 이차류는 강한 3차원 효과를 야기한다. Baldwin-Lomax 난류 모델인 경우 충격파를 제대로 포착하지 못하고 있으며, 또한 유동박리영역에서도 전혀 다른 물리적인 해를 보여주고 있다. θ=180도에서는 θ=0으로부터 유입된 이차류로 인하여 경계층 두께가 θ=0도보다 두꺼우며, 유동박리가 지배적인 영역으로 세 모델 모두 비슷한 경향을 보여 주고 있다. 3차원 충격파/경계층 상호작용은 복잡한 난류 현상을 포함한 유동장으로써 난류 모델에 따라 많은 차이를 보이고 있지만, 위에서 본 바와 같이 CFDS 기법이 복잡한 3차원 형상을 갖는 물체 주위의 유동 해석에 훌륭히 적용될 수 있음을 보여주고 있다.

III. 결 론

본 연구에서는 지난 10여 년 동안 국방과학연구소에서 개발되어온 CFDS코드에 1-방정식 난류 모델을 추가하였으며, Baldwin-Lomax 난류 모델과의 비교를 통하여 여러 난류 유동장에 대해서 CFDS 기법의 타당성을 검증하였다. 우선 2차원 난류 유동장에 대해서는 RAE 2822 익형과 NACA 4412 익형에 대해서 해석하였으며, RAE 2822 익형의 경우 Baldwin-Lomax 난류 모델이 충격파 위치를 1-방정식 난류 모델보다 약간 뒤에서 포착하는 것으로 나타났으며, 특히 NACA 4412 익형과 같이 고앙각 유동의 경우 Baldwin-Lomax 난류 모델은 해가 발산하는 현상이 발생하여 유동박리가 큰 영역에서는 많은 문제점을 내포하고 있는 것으로 나타났다. 3차원 유동장에 관해서는 Tangent ogive cylinder와 ONERA M6 날개, 3차원 충격파/경계층 상호작용에 관하여 해석하였다. Tangent ogive cylinder의 경우 받음각이 10도인 유동박리가 지배적인 영역에서는 1-방정식 난류