

고속탄자 유동의 가시화 실험 및 비정렬격자 계산

Flow Visualization and Unstructured Grid Computation of Flow over a High-Speed Projectile

이 상 길*, 최 서 원**, 강 준 구***, 임 홍 규***, 백 영 호****, 김 두 연****, 강 호 철****
S. K. Lee, S. W. Choi, J. K. Kang, H. K. Lim, Y. H. Paik, D. Y. Kim, H. C. Kang

ABSTRACT

Exterior ballistics of a typical high-speed projectile is studied through a flow-visualization experiment and an unstructured grid Navier-Stokes computation. Experiment produced a schlieren photograph that adequately shows the characteristic features of this complex flow, namely two kinds of oblique cone shocks and turbulent wake developing into the downstream. A hybrid scheme of finite volume-element method is used to simulate the compressible Reynolds-Averaged Navier-Stokes solution on unstructured grids. Osher's approximate Riemann solver is used to discretize the convection term. Higher-order spatial accuracy is obtained by MUSCL extension and van Albada type flux limiter is used to stabilize the numerical oscillation near the solution discontinuity. Accurate Galerkin method is used to discretize the viscous term. Explicit fourth-order Runge-Kutta method is used for the time-stepping, which simplifies the application of MUSCL extension. A two-layer $k-\epsilon$ turbulence model is used to simulate the turbulent wakes accurately. Axisymmetric flow and two-dimensional flow with an angle of attack have been computed. Grid-dependency is also checked by carrying out the computation with doubled meshes. 2-D calculation shows that effect of angle of attack on the flow field is negligible. Axi-symmetric results of the computation agrees well with the flow visualization. Primary oblique shock is represented within 2-3 meshes in numerical results, and the varicose mode of the vortex shedding is clearly captured in the turbulent wake region.

* 정회원, 육사 무기공학과
** 홍익대학교 기계공학과
*** 군사과학대학원
**** 홍익대학교 대학원

주요기술용어 : Exterior ballistics(강외탄도학), Flow visualization(유동가시화), Schlieren photograph(설리렌 사진), Compressible Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equation (시간평균 압축성 나비에-스톡스 방정식), Finite Volume Method(유한체적법), Finite Element Method(유한요소법), Unstructured Mesh(비정렬 격자), Turbulence Model(난류모델), Oblique Shock(경사충격파), Wake(후류)

1. 서 론

외부 유동장의 연구는 일찍부터 수송 기관 위주로 이루어져 왔다. 유인이건 무인이건 간에 고속 수송 기관의 발달로 외부유동장 연구가 점점 중요해지고 있다. 공기저항을 최소로 하기 위해 수송체는 항상 유선방향으로 긴 형상을 하고 있다. 그래서 비행기의 형상을 단순화하면 축대칭 실린더형 동체에 날개를 단 꼴이 된다. 이들은 각각 가장 기본적인 두 가지 압축성 외부유동장을 제공한다. 축대칭 형상 주위의 유동은 날개 주위의 유동과 함께 가장 기본적 압축성 유동이다. 본 연구에서는 실제 형상과 비슷하게 앞면이 두개의 곡률로 이루어져 있는 실린더-오자이브(Cylindrical Ogive)에 보트테일이 있는 전형적인 탄자 주위의 유동을 설리렌 사진을 통한 가시화 실험과 압축성 나비에-스톡스 방정식의 해를 비정렬 격자 기법으로 모사한 전산해로 연구하였다. 가시화 사진은 이러한 유동의 특징인 Bow-Shock, 보트테일에서 발생하는 2차충격파 등을 잘 보여준다. 또한 전산해는 후미에서 발생하는 후류가 대부분의 난류에너지를 가지고 있음을 보여준다.

본 연구에서 다룬 초음속 ($M_\infty \approx 2.76$) 탄자유동은 탄체 전면에 1차 충격파가 발생하고 base 하류의 난류 후류(turbulent wake)에서 2차 충격파가 시작되며, 이들은 모두 경사충격파들이다. 따라서 수직충격파가 탄체중간에 존재하는 초음속 탄자유동¹⁾과는 달리 받음각의 변화에 따른 급격한 공력변화는 없다. 그러므로 본 연구에서는 충분한 공간정확도를 가지는 시간평균 나비에-스톡스 방정식(Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equation) 해석을 적용하여 효율적인 축대칭 유동과 받음각이 있는 3차원 유동들을 계산하였다.

유동장의 특징인 경사충격파와 난류 후류를 동시에 정확하게 모사하기 위해 2차의 공간정확도를 갖는 유한 체적-요소법을 비정렬 격자계에 적용하였다. 시간항의 적분은 외재적 4차 Runge-Kutta 방법을 사용하여 비정상 해를 구했으며, 일정 시간이 지난 후 유동장이 더 이상 변하지 않을 때의 해를 정상 유동의 해로 간주하였다. 유동해의 격자수에 대한 의존도를 파악하기 위해 격자수를 2배 이상 늘린 조밀한 격자 계산도 동시에 실시하여, 해의 변화가 크지 않음을 확인하였다. 또한 축대칭 계산에 사용된 격자계는 Delaunay-Voronoi 방법에 의한 비정렬 격자생성과 다중격자 생성에 의한 사각형 격자들로 부터 삼각형 격자를 생성하는 방법을 모두 사용하였다. 양쪽 계산 모두 격자생성시 stretching function²⁾을 사용하여 변화가 심한 고체경계 근처에 충분한 수의 격자가 밀집되도록 하여 난류 후류에서 생기는 vortex shedding을 재현할 수 있었다.

2. 실험

본 연구의 실험은 육사 탄도실험실에서 실시되었다. 이 실험실은 각종 화기의 탄도 및 충격 성능을 실험하기 위한 탄도실험실이며 제적을 보호하기 위한 터널과 터널 양단의 화기 및 계측 장비들로 구성되어 있다. Fig.1에 나온 실험장치 구성도에서와 같이, 총열과 격발장치는 실험용으로 제작된 AVL사의 Test-Gun을 사용하였으며, 발사 및 실험과정은 조정실에서 원격조정으로 이루어진다.

총구로부터 2m 정도 떨어진 곳에 설치된 Multi-Spark 카메라를 사용하여 Fig.2의 설리렌 사진을 찍었으며, 탄자의 속도는 940m/s로 측정된다. 확대인화된 사진을 분석한 결과 탄자는 약

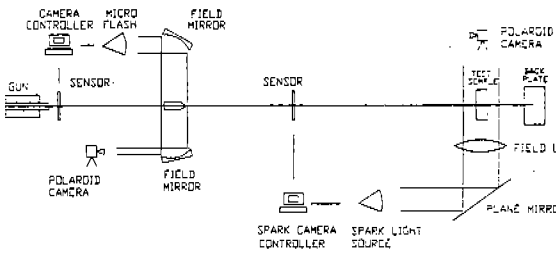


Fig.1 Experimental apparatus

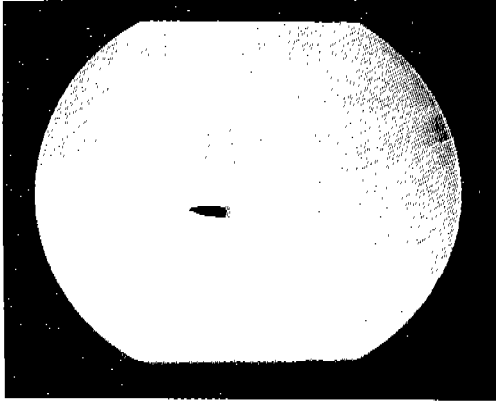


Fig.2 Schlieren photograph

4°의 받음각을 가지고 날아가고 있으며, 전단에서 발생한 bow-shock의 각도는 약 37° 정도이다. 또한 보트테일부분에서 발생한 2차 충격파는 상부가 22°, 하부가 17° 정도로 비대칭적으로 발생하고 있다. 후미에서 발생한 후류(wake)는 난류 유동의 특징인 작은 스케일의 볼텍스들을 잘 보여주고 있으며, 후류의 폭은 점성의 효과로 하류로 갈수록 넓어지고 있다. 그러므로 후류의 발달은 대칭형 난류 자유전단층과 유사한 양상을 띄게 된다. 후류의 크기는 유동저항에 큰 영향을 미치므로 후류의 초기 폭을 결정하는 보트테일의 각도 등이 중요한 설계변수임을 알 수 있다.

3. 계 산

압축성, 완전 뉴톤 유체의 무차원 나비에-스톡스 방정식은

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p - \mu \Delta \vec{u} - \frac{\mu}{3} \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) = \vec{f} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \rho E) + \nabla \cdot (p \vec{u}) \\ & = \vec{f} \cdot \vec{u} + \nabla \cdot \left\{ x \nabla T + \left[\mu(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T) - \frac{2}{3} \mu I \nabla \cdot \vec{u} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

로 표시되고, 무차원화된 쏠에너지는

$$E = T + \frac{|u|^2}{2} \quad (4)$$

가 되며 열역학적 변수들은 다음의 완전기체 상태방정식에 의해 서로 연결된다.

$$p = (\gamma - 1) \rho T \quad (5)$$

여기서 μ , κ , γ 는 각각 점성계수, 열전도계수 및 비열비를 나타내고, \vec{f} 는 유체요소에 작용하는 체적력이 된다.

계산의 대상이 충격파가 포함된 유동이므로, 높은 공간정확도가 요구된다. 따라서 (1)-(3)의 지배방정식을 다음과 같은 보존형태의 벡터식으로 변환한다.

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot [F(W) - N(W)] = S(W) \quad (6)$$

여기서 보존변수 벡터는

$$W = [\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho k, \rho \varepsilon]^T \quad (7)$$

이고, F(W)와 N(W)는 각각 advective opera-

tor와 viscous operator를 나타낸다. 또한 소스항 벡터는 다음과 같이 난류 수송방정식들에 대해서만 0이 아닌 요소들을 갖고 있다.

$$S = [0, 0, 0, 0, S_k, S_\epsilon]^T \quad (8)$$

(6)식에 대한 수치해석은 유한체적과 유한요소법을 혼합한 비정렬격자 해법(unstructured grid solver)으로 수행되었다. 비정렬격자 해석은 격자생성의 자동화를 통해 정렬격자 해석에서 요구되는 격자생성 시간을 현격하게 줄여서, 공학적으로 응용되는 복잡한 실제 유동의 계산에 적합한 전산해석 방법이며 이에 따라 최근 연구자들의 관심이 급격하게 쏠리고 있는 실용적인 해석방법이다.³⁾ 비정렬 격자를 사용한 전산기법들은 최근 급격히 발달하여 고도의 정확성이 요구되는 비정상유동의 계산이나⁴⁾, 난류 점성 유동의 계산⁵⁾에도 신뢰도를 갖는 결과들을 산출하고 있다. 또한 element를 공간이산화의 기본 단위로 하는 유한요소법과 cell을 기본 단위로 하는 유한체적법은 동일한 비정렬 격자계를 공유할 수 있어서, 여러가지 혼합기법(hybrid scheme)들이 가능하게 된다. 이러한 비정렬 격자 해석의 장점은 (6)의 나비에-스톡스 방정식과 같은 복합적인 형태의 편미분방정식 해석에 잘 활용될 수 있다. 즉 $N(W)$ 와 같은 viscous operator를 가지는 해의 시간변화는 타원형 편미방 해의 성격을 띠므로 유한요소법중 가장 정확한 Galerkin 해법을 사용할 수 있다. 왜냐하면 선형요소에 적용된 Galerkin 해법은 중앙차분을 사용한 이산화에 속하기 때문이다. 한편 $F(W)$ 의 advective operator는 쌍곡선형 편미방의 해와 같은 시간변화를 가지므로, 풍상차분이 필요하다. 따라서 $F(W)$ 의 이산화에는 고차 풍상차분을 사용한 유한체적법이 적용되었다. 충격파를 정확히 구하기 위해서는 보존변수의 플럭스들을 보존법칙에 따라 계산해야 하므로, 대류항의 차분에는 Osher의 approximate Riemann solver를 사용하였다.⁶⁾ Osher의 기법은 플럭스 자코비안에 eigen-value에 비례하는 소산항이 더해지므로 충격파의 계산에 유리하다.⁷⁾ 그러나 이러한 고차 TVD

해법들은 충격파와 같은 불연속해 근처에서 심한 dispersion error를 동반하게 되므로, van Albada type의 플럭스 제한자를 도입하였다.⁸⁾ 시간적분은 외재적 4차 Runge-Kutta 적분을 이용하여 큰 시간스텝을 사용해도 수렴된 해를 구할 수 있도록 하였다. 충격파를 모사하기에 충분한 공간정확도를 얻기 위해 본 연구에서는 Van Leer⁹⁾의 MUSCL(monotonic upstream-centered scheme for conservation laws) 형 정확장자를 사용하였다. 이러한 scheme은 크게 재구성-진화-투영(reconstruction-evolution-projection)의 세 단계로 이루어진다. 즉 매 시간스텝마다 cell 평균치들로부터 멱함수를 구성하고, 현재의 시간스텝만큼 이 함수를 진화시킨 뒤, 이 함수를 다시 cell에 투영하여 다음 시간스텝으로 보낼 cell 평균치들을 구한다. 이때 시간적분법으로 다단계 Runge-Kutta 적분을 사용하면 재구성단계와 진화단계가 확실하게 구분되므로 확장자의 적용이 용이하다. 이에 비해 시간에 대한 테일러 급수 전개에 공간도함수를 대입하여 유도된 Lax-Wendroff 적분법¹⁰⁾은 재구성 단계와 진화 단계의 구분이 어려워져 고차해법의 투명한 적용에 문제가 있다.

난류모델은 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였으며, 벽면 근처의 저레이놀즈수 영역과 자유유동근처의 영역을 모두 정확하게 계산하기 위해 two-layer 모델을 사용하였다.¹¹⁾ 고레이놀즈수 영역에서는 통상 사용되는 모델에 압축성 효과를 추가한 $k-\epsilon$ 모델이 사용되었다. (6), (8)의 벡터식에서 난류 운동에너지 수송방정식의 소스항 S_k 와 소산율 수송방정식의 소스항 S_ϵ 은 다음과 같이 표시된다.

$$S_k = \mu_t P - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \vec{u} - \rho \epsilon + \overline{p' \nabla \cdot u''} + \overline{\frac{\rho' u''}{\rho}} \nabla p \quad (9)$$

$$S_\epsilon = c_1 \rho k P - \frac{2}{3} \frac{c_1}{c_\mu} \rho \epsilon \nabla \cdot \vec{u} - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + c_3 \frac{\epsilon}{k} \left[\overline{p' \nabla \cdot u''} + \overline{\frac{\rho' u''}{\rho}} \nabla p \right] \quad (10)$$

여기서 P는

$$P = \left[\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T - \frac{2}{3} I \nabla \cdot \vec{u} \right] : \nabla \vec{u} \quad (11)$$

이고, 와점성계수(eddy viscosity)는

$$\mu_t \equiv c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (12)$$

로 정의된다. 이식이 다른 k-ε 모델과 차이를 가지는 부분은 (9)식 우변의 마지막 두항과 (10)식 우변의 마지막 항이다. 이들은 모두 난류모델에 유체의 압축성 효과를 고려하기 위하여 추가되었다.⁽¹²⁾ 이항들은 압력의 변화에 비례하는 크기를 가진다. 압축성이 크지 않은 영역에서는 밀도의 변화가 작고, (5)의 상태방정식에 의해 압력의 변화도 작아야 한다. 따라서 이러한 비압축성 영역에서는 이항들의 크기가 작아지면서, 비압축성 난류모델에 가까워지게 된다. 경험상수 c_μ , c_ε , c_1 , c_2 , c_3 의 값들은 0.09, 0.03, 0.129, 1.92, 0.3 등을 사용하였다.

저레이놀즈수 영역에서는 다음과 같이 수정된 난류운동에너지 수송방정식을 사용하고,

$$S_k = \mu_t P - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \vec{u} - \rho \frac{k^{1.5}}{\ell_\varepsilon} + \overline{p' \nabla \cdot \vec{u}'} + \frac{\rho' \vec{u}'}{\rho} \nabla p \quad (13)$$

와점성계수도

$$\mu_t = c_\mu \rho \sqrt{k} \ell_\mu \quad (14)$$

로 수정한다. 저레이놀즈수 모델에서 ℓ_μ 와 ℓ_ε 은 벽근처에서 난류운동에너지 k가 얼마나 소산되느냐를 결정하고, 다음과 같은 식으로 구해진다.

$$\ell_\mu = \xi c_\mu^{-0.75} y [1 - \exp(-y^+/c)] \quad (15)$$

$$\ell_\varepsilon = \xi c_\mu^{-0.75} y [1 - \exp(-y^+/2\xi c_\mu^{-0.75})] \quad (16)$$

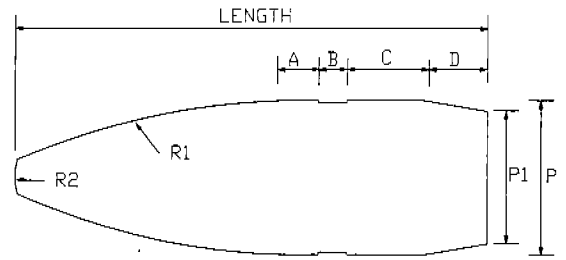
여기서 경험상수 c와 ξ의 값은 70, 0.41을 사용하고, 수직방향 벽면레이놀즈수는

$$y^+ \equiv \frac{\mathcal{N} \sqrt{k \rho \rho_w}}{\mu_w} \quad (17)$$

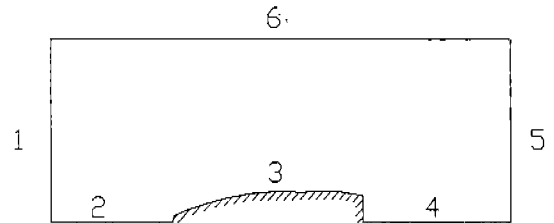
로 정의한다.

Fig.3(a)의 탄자 형상은 크게 네부분으로 나뉜다. 전단과 오자이브 부분은 모두 일정한 곡률을 가진 원호로 취급하였고, 오자이브의 후단에 실린더가 연결돼 있다. 후미부분에는 약 9°의 각도를 가진 보트테일이 형성돼 있다. 실제로는 실린더부분에 탄피를 결합하기 위한 groove들이 각인돼 있으나, 본 연구에서는 이를 무시하고 직선으로 취급하였다.

축대칭 유동의 모사에서는 격자의존도를 확인



(a) Geometry of the projectile



(b) Computational domain

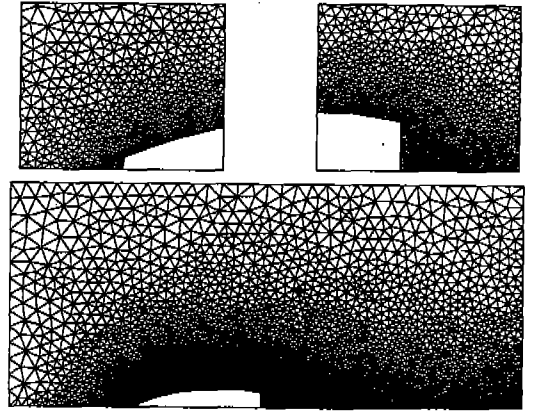
Fig.3

하기 위해, 성기고 조밀한 두 개의 격자계에서 계산을 실시하였다. 또한 받음각의 영향을 파악하기 위해 받음각이 있는 3차원 유동도 계산해 보았다. Fig.3(b)는 계산영역과 경계를 보여준다. Fig.3(b)에 보이는 계산 영역의 경계조건은 고체경계 3에서 점착조건이 사용되었고, 대칭선인 경계 2와 4에서는 유동대칭조건이 사용되었다. 상류경계인 1에서는 $V_{\infty} = 940 \text{ m/s}$ 의 균일유동이 모든 계산스텝에서 주어졌고, 경계 5와 6에서는 전형적인 outflow 경계조건이 주어진다. 경계들의 교점에서는 고체경계, inflow, outflow 등의 순으로 우선순위가 설정되고, 유동대칭 조건은 교점에서 사용되지 않았다.

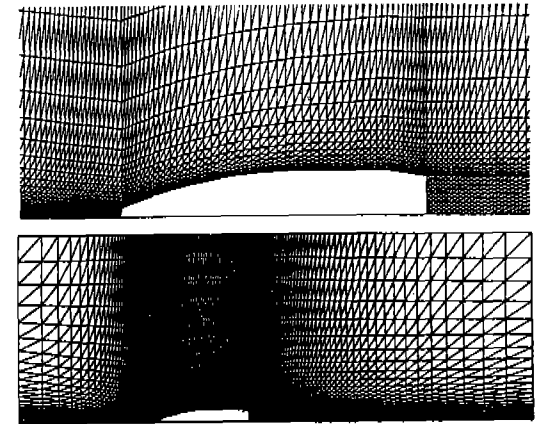
축대칭 계산에 사용된 격자는 Delaunay-Voronoi 방법으로 생성된 비정렬격자와 Multi-block 방법에 의한 두가지 격자계이다. Fig.4 (a), (b)는 각각 Delaunay-Voronoi 격자와 Multi-block 격자계들을 보여준다. 윗부분에 공간정확도가 요구되는 첨단부근과 Base 후류영역의 격자들을 보면, 이 부근에 충분한 숫자의 격자들이 밀집되어 있음을 알 수 있다. Fig.4(c)는 3차원 유동 계산에 사용된 육면체형 정렬격자를 보여준다. Fig.4(a)의 격자계에는 5,864개의 격자점과 11,282개의 삼각형이 사용되었다. Fig.4(b)의 격자계에서는 14,218개의 격자점과 27,744개의 삼각형이 사용되었다. 3차원 유동 계산에 사용된 Fig.4(c)의 격자계는 9,506개의 격자점으로 구성되었다. 격자수가 다른 경우의 추가 계산들을 통해 계산에 사용한 격자수가 원하는 공간정확도를 갖는 해를 구하기에 충분하며, 본 계산 결과들의 격자의존도가 거의 없음을 확인하였다. 또한 경계제어점의 분포에 stretching function을 사용하여²⁾ 고체경계 부근에 격자가 집중되도록 하였으며, stretching function으로는 tangent hyperbolic 함수를 사용하였다.

4. 토 론

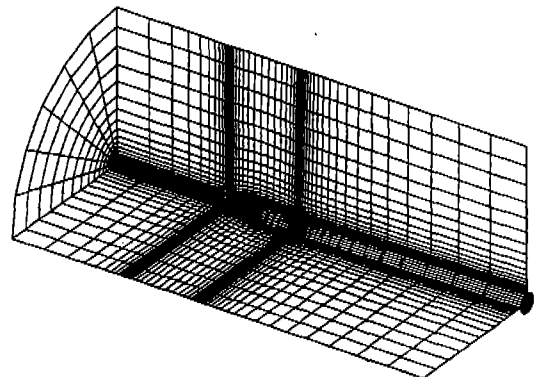
Fig.5(a~d)는 축대칭 유동장 계산에서 유동 변수들의 등고선 및 속도벡터를 보여준다. Fig.5



(a) Computational grids for axisymmetric computation by Delaunay-Voronoi triangulation



(b) Computational grids for axisymmetric computation from multi-block grids



(c) Computational grids for three dimensional computation

Fig.4

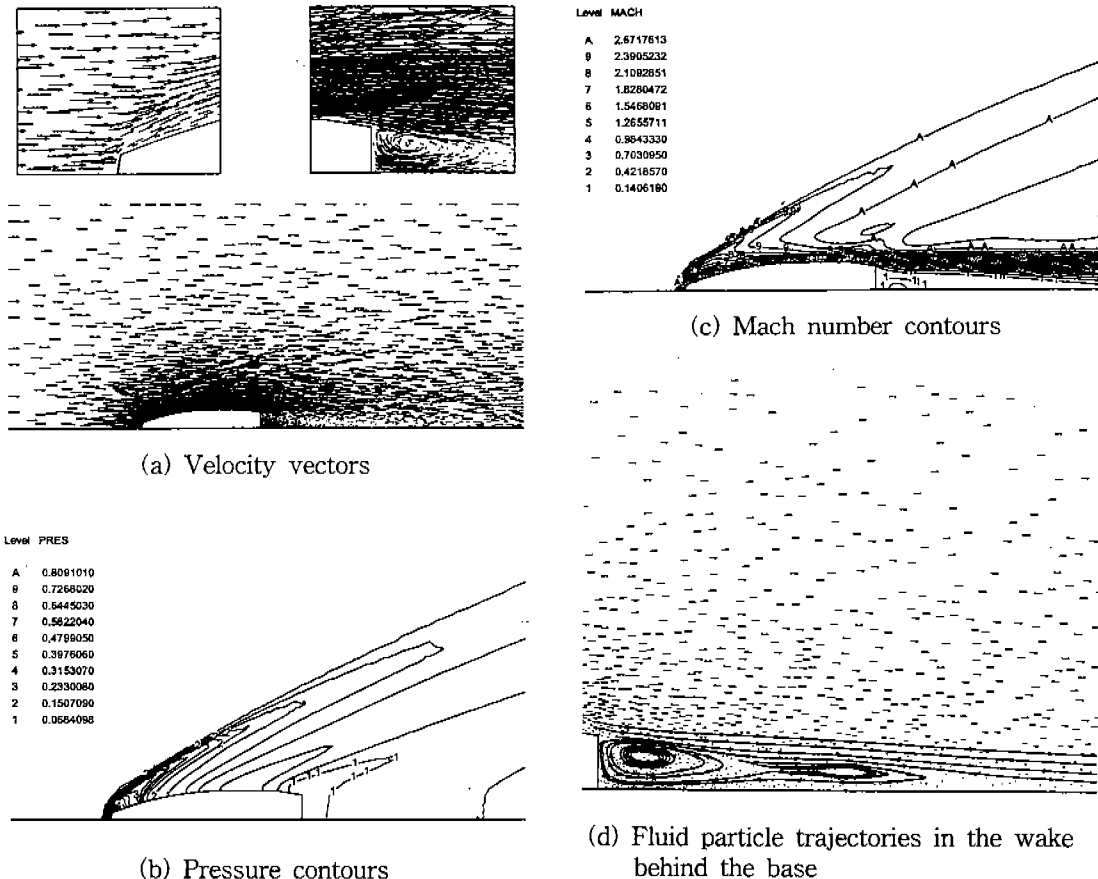
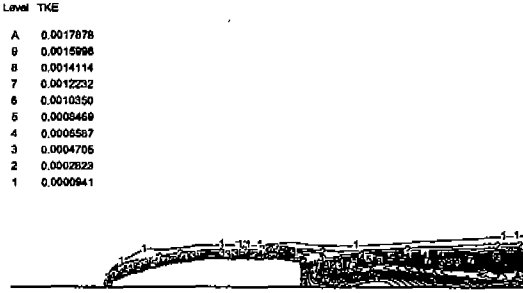


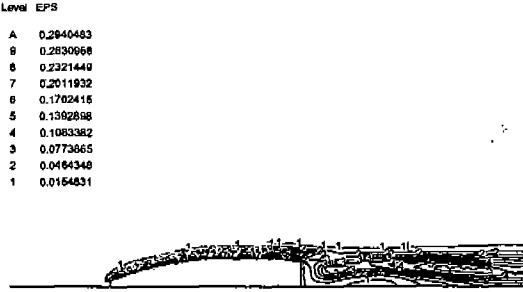
Fig.5

(a)의 속도벡터 선도들에서 확대된 전단의 정체점부근과 base의 재순환 영역은 이러한 유동들의 특징을 잘 보여주며, 점성유동의 고체경계 조건이 정확히 적용됐음을 알 수 있다. 후류에 의한 base drag은 탄자가 받는 전체 항력에 상당한 기여를 한다. 따라서 중요한 난류 후류의 구조를 파악하기 위해 Fig.5(d)에서는 속도벡터 선도에서 후류부분을 확대하여 보았다. 여기서 후류에 생기는 볼텍스들이 열을 이루면서 하류로 전개되는 것을 볼 수 있다. 특히 질점케적의 삼입을 통해 두번째 볼텍스는 폭이 상당히 좁아진 것을 알 수 있으며, 이것은 보트테일의 영향으로 사료된다. 다른 위치에 삼입한 질점들의 궤적을 보면 두번째 볼텍스에서 출발한 질점이 첫번째 볼텍스로 진입했다가 다시 하류로 진행하

는 것을 볼 수 있다. 이를 통해 첫번째 볼텍스와 두번째 볼텍스가 서로 간섭하고 있음을 알 수 있다. 본 연구의 유동과 같은 bluff body 유동에서 발생하는 vortex shedding 은 난류모델을 사용해서 작은 스케일의 유동을 규명하는 시간 평균 나비에-스톡스 방정식 적용영역의 경계에 있다고 알려지고 있다.¹³⁾ 왜냐하면 난류 후류 영역에서 발생하는 작은 스케일의 볼텍스들은 난류 생성에 의한 것과 vortex shedding에 의한 것이 섞여 있어서 구분하기 어렵기 때문이다. 그러나 본 연구에서는 평균유동의 점성효과를 유한요소법중 가장 정확한 Galerkin해법을 사용하여 정확히 재현할 수 있었고, stretching function을 이용해서 base 부근에 격자를 밀집함으로써²⁾ 고 해상도를 가진 유동구조들을 얻을 수

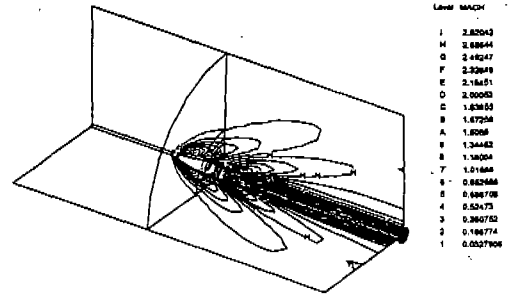


(a) Contours of turbulent kinetic energy

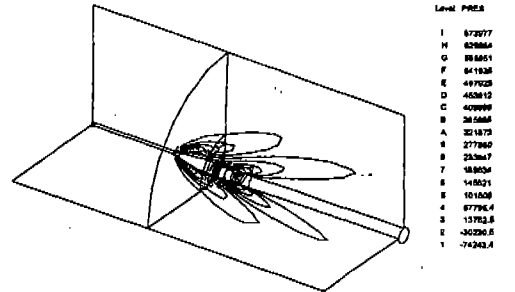


(b) Contours of the rate of dissipation of turbulent kinetic energy

Fig.6



(a) Pressure contours of three dimensional flow with an angle of attack



(b) Mach number contours of three dimensional flow with an angle of attack

Fig.7

있었다. Fig.5(b), (c)의 압력 및 마하수의 등고선도에서는 전면의 1차 경사충격파가 2-3 격자점 이내의 위치에 재현되고 있다. 또한 플렉스 제한자의 적절한 사용으로 이러한 불연속 해의 부근에서 dispersion에 의한 인위적인 유동이 거의 없음을 알 수 있다. Fig.2의 가시화 사진에서 볼 수 있는 보트테일에서의 제 2 충격파도 국부극점의 존재로 파악된다. 후미에 집중돼 있는 난류운동에너지(turbulent kinetic energy)와 소산율의 등고선(Fig.6)들은 하류로 진행되는 후류의 발달을 잘 보여준다.

Fig.7(a), (b)는 받음각의 영향을 확인하기 위해 수행된 3차원 계산의 결과를 보여준다. 복면과 배면의 유동 사이에 차이가 거의 없고 Fig.5(b), (c)와 유사한 것으로 미루어, 축대칭 유동 계산 결과를 신뢰할 수 있음을 알 수 있다.

5. 결론

초음속으로 비행하는 실제 형상의 탄자주위 유동장을 해석하고 설계변수들을 분석하기 위해, 윌리엄 사진을 이용한 유동가시화 실험과 시간 평균 압축성 나비에-스톡스방정식의 해를 이용한 비정렬 격자 전산해석을 실시하였다. 가시화 사진은 이러한 유동의 특징인 두 종류의 경사충격파와 base에서 발생하는 후류의 발달을 잘 보여주고 있다. 비정렬 격자 전산해석의 결과도 두 종류의 충격파와 후류의 생성 및 발달을 재현하고 있다. 즉 1차 충격파는 모든 위치에서 격자점 2-3개의 공간정확도로 표시되고, 난류 후류에서는 varicose mode의 vortex shedding을 잘 보여주고 있다. 본 연구에서 사용된 탄자는 이미 유동저항이 최소화된 최적의 형상을 가진 것

로 사료된다. 그래서 보트테일의 각도를 바꾸는 등의 parametric study는 수행할 필요가 없었다. 그러나 추후 새로운 형상으로 개발되는 탄자의 해석에서는 보트테일의 각도를 포함한 형상에 대한 parametric study를 실시해야 하며, 이때 본 연구에서 사용된 해석방법이 높은 신뢰도를 가지고 적용될 수 있다.

후 기

본 연구는 국방과학연구소 과제 UD970021AD-WS13의 지원으로 일부 수행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사를 표합니다. 가시화실험은 브이텍 광계측기술연구소의 협조로 실시되었으며, 이에 이계선 사장께 감사드립니다. 또한 실험실의 장비설치를 도와주신 김영선씨에게 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. J. Sahu, "Numerical Computations of Transonic Critical Aerodynamic Behavior," AIAA J., Vol. 28, No. 5, pp. 807~816, 1990.
2. C.A.J. Fletcher, Computational Techniques for Fluid Dynamics, Vol. II, Springer-Verlag, pp. 105~106, 1991.
3. V. Venkatakrishnan, "A Perspective on Unstructured Grid Flow Solvers," ICASE Report 95-3, pp. 1~36, 1995.
4. W.L. Kleb, "Aerodynamic Characteristics of an Aerospace Vehicle during a Subsonic Pitch-over Maneuver," AIAA Paper 96-0825, pp. 1~11, 1996.
5. N.T. Frink, "Assessment of an Unstructured-Grid Method for Predicting 3-D Turbulent Viscous Flows," AIAA Paper 96-0292, pp. 1~11, 1996.
6. S. Osher, S. Chakravarthy, "Upwind Difference Schemes for the Hyperbolic Systems of Conservation laws," Mathematics of Computation, 1982.
7. C. Hirsch, Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol 2, pp. 650, 1990.
8. G.D. Van Albada, B. Van Leer, "Flux Vector Splitting and Runge-Kutta Methods for the Euler Equations," ICASE Report 84-27, 1984.
9. B. Van Leer, "Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme V. A Second Order Sequel to Godunov's Method," J. Comp. Phys., Vol. 32, pp. 101~136, 1979.
10. P.D. Lax, B. Wendroff, "Difference Schemes for Hyperbolic Equations with High order Accuracy", Communications in Pure and Applied Mathematics, Vol. 17, 1972.
11. B. Mohammadi, J.H. Saiaç, "Turbulent Compressible Axisymmetric Flows Computation with the $k-\epsilon$ Model," Computational Fluid Dynamics. Vol 1, pp. 125~133, 1993.
12. S. Sarkar, G. Erlebacher, M.Y. Hussaini, H.O. Kreiss, "The Analysis and Modelling of Dilatational Terms in Compressible Turbulence," J. Fluid Mech., Vol. 227, pp. 473~493, 1991.
13. W. Rodi, "On the Simulation of Turbulent Flow past Bluff Bodies," Comp. Wind Eng '92., J. of Wind Eng., No. 52, 1992.