

고속 흐름에서의 충격파와 난류경계층의 상호작용에 관한 수치적 연구

문수연[†] · 손창현* · 이충원*

(2000년 6월 16일 접수, 2001년 1월 15일 심사완료)

A Numerical Study on Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interactions in High-Speed Flows

Suyeon Moon, Changhyun Sohn and Choongwon Lee

Key Words : Finite Element Method(유한요소법), Shock Wave(충격파), Boundary Layer Interactions(경계층 상호 작용), Mixed Explicit-Implicit Galerkin Method(혼합 내외적 갤러킨 방법), GMRES(Generalized Minimal RESidual: 일반화된 최소 나머지 방법)

Abstract

A study of the shock wave turbulent boundary layer interaction is presented. The focus of the study is the interactions of the shock waves with the turbulent boundary layer on the flat plate. Three examples are investigated. The computations are performed, using mixed explicit-implicit generalized Galerkin finite element method. The linear equations at each time step are solved by a preconditioned GMRES algorithm. Numerical results indicate that the implicit scheme converges to the asymptotic steady state much faster than the explicit counterpart. The computed surface pressures and skin friction coefficients display good agreement with experimental data. The flowfield manifests a complex shock wave system and a pair of counter-rotating vortices.

기호설명

a : 음속
 a_i : 대류 자코비안
 B : 생성항
 b_i : 확산 자코비안
 c_{ij} : 확산 구배
 d : 생성 자코비안
 E : 총 에너지
 F_i : 대류 유속 변수
 G_i : 확산 유속 변수
 K : 난류 운동 에너지
 M : 마하넘버

M_i : 난류 마하 넘버
 p : 정압력
 Re : 레이놀즈 수
 s_1, s_2 : 1, 2 차 대류 내재 매개변수
 s_3, s_4 : 1, 2 차 확산 내재 매개변수
 s_5, s_6 : 1, 2 차 생성 내재 매개변수
 T : 온도
 t : 시간
 Δt : 시간 증가분
 U : 보존형 유동 변수
 v_i : i 방향의 속도
 x_i : 직교 좌표

그리스문자

ε : 운동 난류에너지 소산율
 ε_d : 팽창에 기인한 운동 난류에너지 소산
 γ : 비열비

* 회원, 경북대학교 기계공학과

[†] 책임저자, 회원, 경북대학교 기계공학과

E-mail: symoon@knu.ac.kr

TEL : (053)950-7313 FAX : (053)956-9914

- μ : 층류 점성계수
- μ_t : 난류 점성계수
- ρ : 밀도
- τ_{ij} : 점성 응력텐서

하첨자

- i, j : 텐서 인덱스
- t : 난류

1. 서론

고속 흐름은 비행성능에 심각한 문제를 일으키는 충격파와 경계층 사이의 상호작용을 일으킨다. 그 상호작용에 의한 박리는 항력과 열을 증가시키고 박리흐름의 재부착점 근처에서 관찰된 표면마찰, 표면압력 그리고 열전달의 최대값들은 고속 비행체에 대한 평균 열 부하의 한계를 결정하는데 중요한 요소들이다. 이와 함께, 난류의 불안정한 특성은 비행체에 대한 심각한 부가적인 열 부하를 가져오므로 이에 대한 정확하고도 안정적인 예측이 고속 추진기관을 설계하는데 필요하다.

2차원과 3차원의 충격파와 난류 경계층간의 상호작용에 관한 연구가 국외에서 활발하게 진척되어 지고 있다.^(1,2) Chung 등^(3,4)은 충격파와 난류 경계층의 상호작용에 관한 수치 해석에 유한요소 기법을 사용한다. 최근에는 좀 더 복잡한 3차원의 충격파와 난류 경계층의 상호작용에 연구^(5,6)가 집중되고 있는데 특히 상호 교차하는 충격파가 일어나는 이중 핀에 대해 연구가 진행되었다. 이에 대한 실험적 수치적 연구는 Knight 등⁽⁷⁾과, Narayanswami 등⁽⁸⁾이 하였다.

본 연구에서는 Chung 등이 사용한 내외적 Galerkin Method(MEI-GGM)⁽⁹⁾를 사용하여 2차원과 3차원의 충격파와 난류 경계층의 상호작용을 전산 모사한 결과들을 실험치와 비교하였으며 그 상호작용에서 일어나는 복잡한 유동 현상을 규명하고자 한다.

2. 수학적 수식화

압축성 점성 난류에 대한 보존형 Navier-Stokes 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial x_i} = \mathbf{B} \quad (1)$$

여기서 $\mathbf{U}, \mathbf{F}_i, \mathbf{G}_i, \mathbf{B}$ 는 보존형 유동 변수 (Conservation Flow Variables), 대류 유속변수 (Convection Flux Variables), 확산 유속변수(Diffusion Flux Variables), 그리고 생성 항(Source Terms)을 각각 나타낸다.

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_j \\ \rho E \\ \rho K \\ \rho \epsilon \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_i = \begin{bmatrix} \rho v_i \\ \rho v_i v_j + p \delta_{ij} \\ \rho E v_i + p v_i \\ \rho K v_i \\ \rho \epsilon v_i \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G}_j = \begin{bmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -\tau_{ij} v_j + q_i \\ \mu_t K_{,i} \\ \mu_t \epsilon_{,i} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ S_k \\ S_\epsilon \end{bmatrix}$$

여기서 τ_{ij} 는 물리적 전단응력과 난류 전단응력의 합을, K 와 ϵ 는 난류 운동에너지와 소산 속도를 각각 나타낸다.

압축성이나 확장적 소산 효과를 고려 하기 위해 Sarkar⁽¹⁰⁾가 제안한 난류 운동 에너지 이동식이 사용되었다.

$$\rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho (K v_i)_{,i} = -\rho (\epsilon + \epsilon_d) + \text{확산항} \quad (2)$$

여기서 ϵ_d 는 확장이나 압축성 때문에 생겨난 운동에너지 확산속도이다.

$$\epsilon_d = \xi F(M_t) \epsilon \quad (3)$$

이 식에서 $F(M_t)$ 는 난류 Mach 수, M_t 의 함수이다.

$$M_t^2 = \left(\frac{2K}{a^2} \right)^{1/2} \quad (4)$$

Sarkar 모델을 사용하여 그가 제안한대로 $\xi = 1$ 과 $F(M_t) = M_t^2$ 를 택하였다.

Taylor 급수를 시간에 대하여 2차까지 전개하면 식 (5)와 같다.

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + \Delta t \frac{\partial \mathbf{U}^{n+s_1}}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{n+s_{21}}}{\partial t^2} + O(\Delta t^3) \quad (5)$$

여기서 s_1 과 s_2 는 내재 매개변수 (implicitness parameter)를 나타내며 식 (5)의 오른쪽 두 번째 항과 세 번째 항은 식 (6)으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \mathbf{U}^{n+s_1}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{U}^n}{\partial t} + s_1 \frac{\partial \Delta \mathbf{U}^{n+1}}{\partial t} \quad 0 \leq s_1 \leq 1 \quad (6a)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}^{n+s_2}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{U}^n}{\partial t^2} + s_2 \frac{\partial^2 \Delta \mathbf{U}^{n+1}}{\partial t^2} \quad 0 \leq s_2 \leq 1 \quad (6b)$$

식 (6a)와 (6b)에서 $\Delta \mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}^n$ 이다. 식 (6a)와 (6b)를 식 (5)에 대입하여 전개하면 식 (7)이 된다.

$$\Delta \mathbf{U}^{n+1} = \Delta t \left(\frac{\partial \mathbf{U}^n}{\partial t} + s_1 \frac{\partial \Delta \mathbf{U}^{n+1}}{\partial t} \right) + \frac{\Delta t^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}^n}{\partial t^2} + s_2 \frac{\partial^2 \Delta \mathbf{U}^{n+1}}{\partial t^2} \right) + O(\Delta t^3) \quad (7)$$

식 (1)을 다시 정리하면 식 (8)이 된다.

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial x_i} + \mathbf{B} \quad (8)$$

식 (8)에서 대류 유속변수 \mathbf{F}_i 는 보존 유동변수 \mathbf{U} 의 함수이고, 확산 유속변수 \mathbf{G}_i 는 보존 유동변수 \mathbf{U} 와 보전 유동변수의 구배 $\mathbf{U}_{,i}$ 의 함수이다. 식 (8)을 시간에 대해 미분하면 식 (9)를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = & -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mathbf{a}_i \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mathbf{b}_i \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right) \\ & - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\mathbf{c}_{ij} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right) + \mathbf{d} \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

식 (9)에서 $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i, \mathbf{c}_{ij}, \mathbf{d}$ 는 각각, 대류, 확산 및 생성항의 자코비안이며 식 (10)과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_i &= \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial \mathbf{U}}, & \mathbf{b}_i &= \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial \mathbf{U}}, & \mathbf{c}_{ij} &= \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial \mathbf{U}_{,j}}, \\ \mathbf{d} &= \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{U}} \end{aligned} \quad (10)$$

식 (8)와 (9)를 식 (7)에 대입하고, 식 (7)을 전개한다. 여기서 3차의 공간 도함수의 곱은 무시하면, 식 (11)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{U}^{n+1} = & \Delta t \left[-\frac{\partial \mathbf{F}_i^n}{\partial x_i} - \frac{\partial \mathbf{G}_i^n}{\partial x_i} + \mathbf{B}^n \right] \\ & + s_1 \left[-\frac{\partial \Delta \mathbf{F}_i^{n+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial \Delta \mathbf{G}_i^{n+1}}{\partial x_i} + \Delta \mathbf{B}^{n+1} \right] \\ & + \frac{\Delta t^2}{2} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i) \left(\frac{\partial \mathbf{F}_i^n}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathbf{G}_i^n}{\partial x_i} - \mathbf{B}^n \right) \right\} \\ & - \mathbf{d} \left(\frac{\partial \mathbf{F}_i^n}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathbf{G}_i^n}{\partial x_i} - \mathbf{B}^n \right) \\ & + s_2 \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i) \left(\frac{\partial \Delta \mathbf{F}_j^{n+1}}{\partial x_j} + \frac{\partial \Delta \mathbf{G}_j^{n+1}}{\partial x_j} - \Delta \mathbf{B}^{n+1} \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

식 (11)에서 모든 자코비안은 n 시간구간 내에서는 일정하며 다음 시간단계에서 다시 계산된다.

각 물리적 특성에 따른 구분된 수치 자유도를 적용하기 위해 s_1 과 s_2 는 확산과 생성항과 관련된 내재적 매개변수로 재지정 되어진다.

$$s_1 \Delta \mathbf{G}_i \Rightarrow s_3 \Delta \mathbf{G}_i, \quad s_1 \Delta \mathbf{B} \Rightarrow s_5 \Delta \mathbf{B} \quad (12a)$$

$$s_2 \Delta \mathbf{G}_i \Rightarrow s_4 \Delta \mathbf{G}_i, \quad s_2 \Delta \mathbf{B} \Rightarrow s_6 \Delta \mathbf{B} \quad (12b)$$

(12a, b)에서 일차 내재매개변수 s_1, s_3, s_5 는 유동변수에 의하여 결정되며 유동장에 존재하는 유동장의 구배를 고려해 줌으로써 해의 정확성의 향상에 기여한다. s_2, s_4, s_6 역시 유동변수에 의존하며 인공 점성계수로서 해의 수렴성에 기여한다. $\Delta \mathbf{B}$ 는 식 (13)과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \mathbf{U}} \Delta \mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{d} \Delta \mathbf{U}^{n+1} \quad (13)$$

식 (12)에서 정의된 내재 매개변수와 식 (13)을 식 (11)에 대입하면 식 (14)과 같이 변환된다.

$$\left(\mathbf{A} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{E}_i + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \mathbf{E}_{ij} \right) \Delta \mathbf{U}^{n+1} = -\mathbf{Q}^n \quad (14)$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{I} - \Delta t s_5 \mathbf{d} - \frac{\Delta t^2}{2} s_6 \mathbf{d} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i = & \Delta t (s_1 \mathbf{a}_i + s_3 \mathbf{b}_i) + \frac{\Delta t^2}{2} [s_6 \mathbf{d} (\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i) \\ & + s_2 \mathbf{d} \mathbf{a}_i + s_4 \mathbf{d} \mathbf{b}_i] \end{aligned} \quad (16)$$

$$\mathbf{E}_{ij} = \Delta t s_3 \mathbf{c}_{ij} - \frac{\Delta t^2}{2} [s_2 (\mathbf{a}_i \mathbf{a}_j + \mathbf{b}_i \mathbf{a}_j)]$$

$$\begin{aligned}
 & + s_4 (\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j + \mathbf{b}_i \mathbf{b}_j - \mathbf{d} \mathbf{c}_{ij}) \quad (17) \\
 \mathbf{Q}^n = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\Delta t + \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{d} \right) (\mathbf{F}_i^n + \mathbf{G}_i^n) \right. \\
 & \left. + \frac{\Delta t^2}{2} (\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i) \mathbf{B}^n \right] \\
 & - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left[\frac{\Delta t^2}{2} (\mathbf{a}_i + \mathbf{b}_i) (\mathbf{F}_j^n + \mathbf{G}_j^n) \right] \\
 & - \left(\Delta t + \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{d} \right) \mathbf{B}^n \quad (18)
 \end{aligned}$$

본 연구에서는 내재 매개변수 s 를 고정 시켜 s 값에 따라 외적기법이나 내적기법을 사용 하게되며 유한요소의 공식화⁽⁹⁾로 나온 선형 방정식들은 Sadd 와 Schltz⁽¹¹⁾의 GMRES(Generalized Minimal RESidual) 방법으로 풀었다.

3. 결과와 고찰

2차 압축성 층류에 대한 대표적 벤치마크 문제는 평판 문제이다. 그 문제는 점성 초음속 유체의 흐름을 푸는 첫번째 문제로서 여러 연구진들에 의해 계산되어져 왔다. Fig. 1은 평판의 기하학적 도형의 개략도와 경계조건을 나타낸 것이다. 입구 경계에서의 흐름 조건들은 Fig. 1에서 보는 바와같이 고정되어 있다. 대칭 경계조건은 평판의 선단 부분 앞에 존재하는 경계부분에 사용되었다.

Fig. 2는 평판에서의 등밀도 선도를 나타낸다. 예상한 바와 같이 모서리의 충격파와 경계층이 뚜렷하게 나타나고 있다. Fig. 3은 계산된 표면마찰분포와 Carter⁽¹²⁾의 수치 결과를 비교하였다. 두 결과는 선단 모서리에서 미세하게 차이가 나고 떨어질수록 잘 일치하는데 이것은 Carter 가 사용한 격자의 조밀도가 충분치 않았기 때문이라 생각된다.

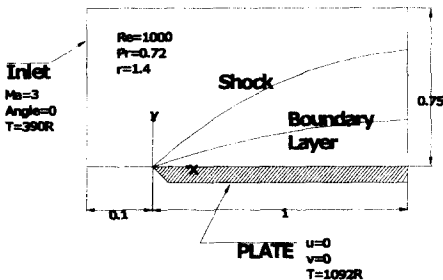


Fig. 1 Geometry and boundary conditions on the flat plate

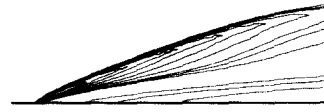


Fig. 2 Density contours(Max=1.97294, Min=0.4164)

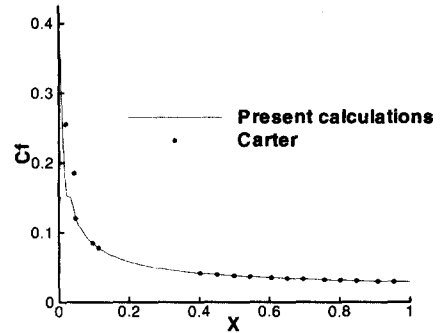


Fig. 3 Comparison of distributions of skin friction coefficients

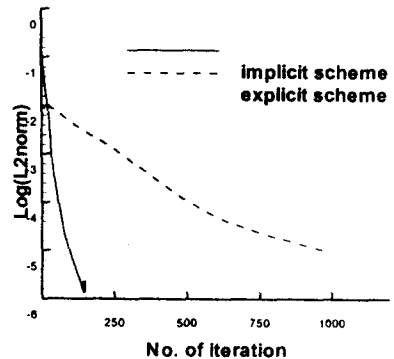


Fig. 4 Convergent history of energy variable

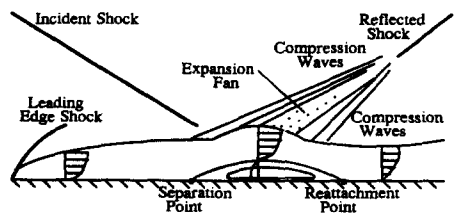


Fig. 5 Schematic representation of shock wave boundary layer interaction

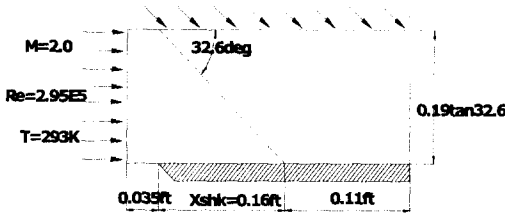


Fig. 6 Geometry and freestream conditions of Hakkinen's shock wave boundary layer interaction experiment⁽¹³⁾

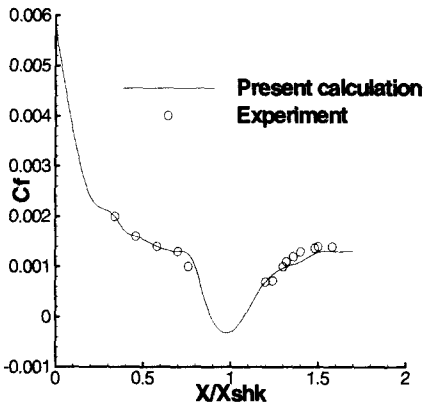
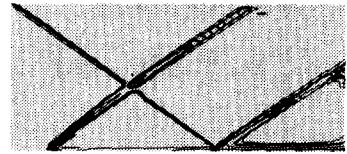


Fig. 7 Comparison between the present results and Hakkinen's experimental data⁽¹³⁾ of the skin friction coefficient

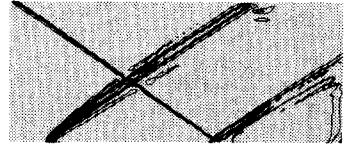
내적 수치기법과 외적 수치기법의 에너지 변수에 대한 수렴속도를 Fig. 4에서 비교하였다. 내적 기법의 수렴속도는 외적 기법의 수렴속도에 비해 점근적으로 훨씬 빠르게 정상상태에 다다르고 있다. 이것은 내적 기법이 외적 기법보다 큰 CFL No.를 사용할 수 있기 때문이다

Fig. 5는 입사 충격파가 비스듬하게 작용했을 때 발생하는 경계층과의 상호작용을 나타낸 개략도이다. 입사 충격파가 경사지게 작용했을 때 그 입사각은 벽면에 충돌하여 바깥쪽으로 반사된다. 강한 입사 충격파는 경계층에 박리현상을 발생시키고 그 충격파의 충돌때문에 경계층이 두꺼워지는 현상이 바깥쪽으로 향하는 압축 파와 팽창 팬을 일으킨다. 그 압축파들은 빠르게 한데 모여서 반사충격파를 형성한다.

Fig. 6은 Hakkinen 실험⁽¹³⁾에 대한 계산 영역과 조건들을 나타낸 것으로서 입구의 경계 조건은 마하 수가 2.0이며 레이놀즈 수는 2.96×10^5 , 그리고 온도가 293K 이다. 입사 충격 각은 경계층의 박리현상을 일으키기에 충분한 32.6° 이다. Fig. 7에서는



(a) Pressure contours (Max=0.2509, Min=0.01727, $\Delta=0.00516$)



(b) Density contours (max=1.271, Min=0.6915, $\Delta=0.03864$)

Fig. 8 Pressure and temperature contours on the flat plate

평판에서의 표면 마찰계수와 Hakkinen의 실험결과를 비교하였다. 표면마찰계수에 대한 실험 결과는 $x=1$ 부근의 박리 지역에서는 측정되지 않으므로 비교되지 않았고 그 박리지역을 기준으로 상류와 하류에서의 계산결과는 실험치와 잘 일치하고 있다.

Fig. 8은 계산된 등 밀도와 압력 선도들을 보여준다. 이 그림에서 편향 각을 가진 강한 입사 충격파는 약한 선단 끝의 충격파를 통과한 후 벽면에 충돌하여 바깥쪽으로 반사하는 충격파를 볼 수 있다. 이와 함께 반사 충격파를 형성하는 압축 파와 팽창 팬은 나타나지 않고 있으며 반사 충격파가 박리와 재부착점 사이에서 존재하는 것을 알 수 있다.

복잡한 3차원의 충격파와 경계층의 상호작용을 분석하기 위해 Knight 등⁽⁷⁾에 의해서 실험된 평판에서의 비대칭성 이중핀의 경우를 계산하였다. Fig. 9와 Fig. 10은 비대칭성 이중핀들의 기하학적 형태와 개략도를 각각 나타낸다. 이중핀의 모서리 부분에서 비점성 충격파가 비대칭으로 발생하여 교차하며 교차 직후 엔트로피의 변화에 의해 slip 선이 나타난다.

Fig. 11은 이중핀에서 일어나는 충격파와 경계층의 상호작용을 해석하기 위해 사용된 격자이다. 밀 평판 표면에서 생겨나는 경계층을 고려하여 벽 부근에 매우 조밀한 격자를 사용했다. 선행 연구⁽¹⁴⁾에 따르면 충격파와 난류 경계층의 상호작용은 핀에서의 경계층에 의해 영향을 받지 않은 것으로 보고되었기 때문에 핀 표면에서의 경계층은 고려

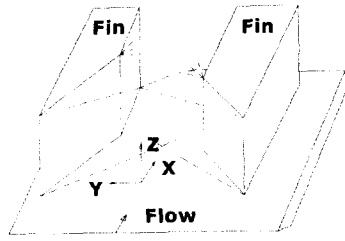
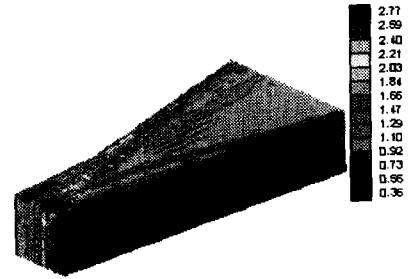


Fig. 9 Schematic representation of asymmetric crossing shock wave turbulent boundary layer interaction



(a) Density contours on the front face

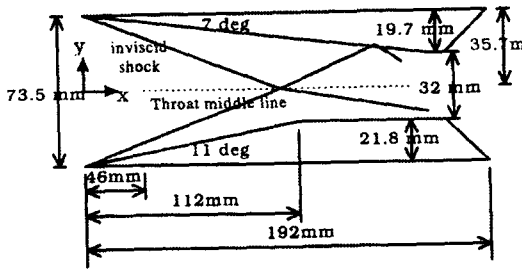
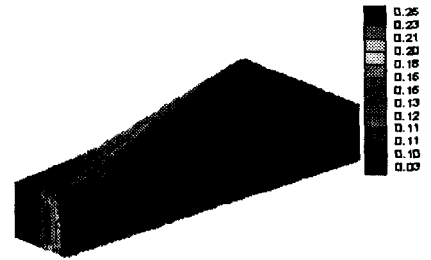


Fig. 10 Sketch of asymmetric double fins with $M_\infty = 3.85$, $Re_{\delta_\infty} = 3 \times 10^5$, $P_t = 1.5 \text{ Mpa}$, $T_t = 270 \text{ K}$, $\delta_\infty = 3.5 \text{ mm}$



(b) Pressure contours on the front face

Fig. 12 Density and pressure contours. Existence of crossing shock waves and expansion waves appear

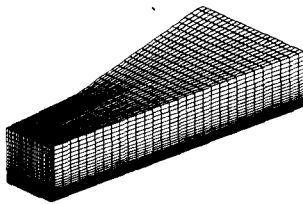


Fig. 11 Meshes of asymmetric double fins

하지 않고 미끄럼 경계 조건들이 사용되었다.

Fig. 12는 계산영역의 뒷면에서의 등 밀도와 압력 선도들을 각각 나타낸다. 비대칭성 이중 핀의 모서리 부분에서 비점성 충격파가 교차하는 현상이 분명하게 보여지고 있다.

Figs. 13과 14에서는 목 중앙선에서와 흐름 방향의 위치인 $x=46\text{mm}$ 에서 실험치와 계산된 표면 압력을 비교 하였다. 정확한 비교를 위해 격자 밀집도를 변화시킨 결과 격자 밀집도에 대한 계산치의 변화는 하류 부근 외에는 차이가 거의 없음을 알 수 있다. 목 중앙선에서의 표면 압력의 결과는 상류에서 실험치와 잘 맞고 있으나 하류에서는 잘 일치하지 않고 있다. 이것은 상류에서 간과되었던

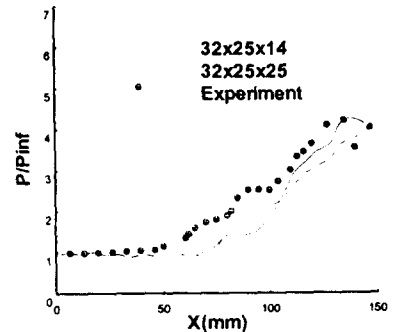


Fig. 13 Comparison between the present result and experimental data of wall pressure on the throat middle line($y = 0$)

경계층과 충격파의 상호작용이 하류에서는 경계층이 발달됨에 따라 상호작용이 활발히 일어나는 곳에서부터 실험치와 잘 일치하지 않고 있음을 알 수 있다. 또한 $x=46\text{mm}$ 에서는 계산 결과와 실험치가 중간과 7° 핀 방향으로 잘 일치하고 있으나 11° 핀 쪽으로 갈수록 조금 차이가 나고 있다.

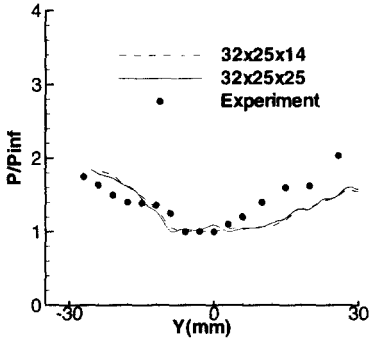


Fig. 14 Comparison of wall pressure at $x = 46\text{mm}$ for the present result and experimental data

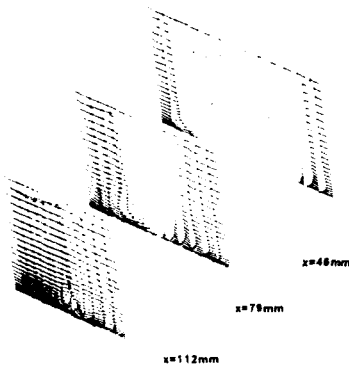


Fig. 15 Velocity vectors at different x locations

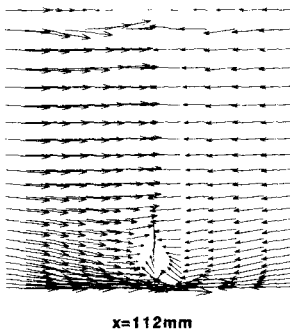


Fig. 16 Crossflow velocity vectors at $x=112(\text{mm})$

이것은 7° 핀에 비해 11° 핀 쪽에서 생겨난 강한 압력의 역구배 때문이며 이와함께 난류 모델의 제한성에 기인한다고 생각된다.

Fig. 15는 x 방향으로 각각 다른 흐름방향의 평면에서의 속도 벡터를 나타내었다. 하류로 갈수록

와류가 생성되는 것을 알 수 있다. $x=112\text{mm}$ 에서의 속도 벡터를 Fig. 16에서 확대하여 나타내었다. 왼쪽과 오른쪽의 와동이 이중 핀 벽 표면 근처의 하류에서 생겨나고 있다. Fig. 16에서 알 수 있듯이 11° 파쪽에서 더 큰 와동이 생겨남을 알 수 있다.

4. 결론

혼합 내외적 Galerkin 유한요소법을 사용하여 충격파와 난류 경계층의 상호작용을 수치 해석하였다. 결과들은 다음과 같이 요약할 수 있다.

(1) 2차원과 3차원의 충격파와 난류 경계층의 상호작용이 있는 예제의 각각에 대하여 계산된 표면 압력과 표면마찰계수를 실험치와 비교하였다. 전반적으로 잘 일치하고 있으나 교차된 충격파가 발생하는 이중 핀인 경우는 x 방향의 하류에서 다소 과소평가 되며, x 가 46mm 의 위치에서는 계산 결과와 실험치가 한 편 방향으로 잘 일치하고 있으나 다른 편방향으로 갈수록 조금 차이가 나고 있다. 이것은 와동의 세기와 난류 모델의 제한성으로 생각 되어진다.

(2) 계산된 유동장은 충격파와 난류 경계층의 상호작용이 있는 주요한 유동 구조의 주요 특징인 강한 입사 충격파가 벽면에 충돌하여 생기는 복잡한 반사 충격파, 이중 핀 벽 표면 근처의 하류에서 생기는 서로 반대 방향으로 회전하는 두개의 와동등을 잘 나타내 주고 있다.

참고문헌

- (1) Degez, G., 1993, "AGARD Special Course on Shock-wave/turbulent Boundary-layer Interactions in Supersonic and Hypersonic Flow," AGARD Rept. 792.
- (2) Zheltovodov, A., Borisov, A., Knight, D., Horstman, C., and Settles, G., 1992, "The Possibilities of Numerical Simulation of Shock Waves/Boundary Layer Interactions in Supersonic and Hypersonic Flows," Proceedings of the International Conference on Methods of Aerophysical Research, Russian Academy Sciences, Siberian Division, Novosibirsk, pp. 164~170.
- (3) Chung, T. J. and Yoon, W. S., 1992, "Hypersonic Combustion with Shock Wave in Turbulent Reacting Flows," AIAA paper 92-3426.
- (4) Yoon, K.T., Moon, S.Y., Garcia, S.A., Heard, G.W., Chung, T.J., 1998, "Flowfield-Dependent Mixed Explicit-Implicit(FDMEI) Methods for High and Low Speed and Compressible and Incompressible Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and*

- Engineering*, 151, pp. 75-104.
- (5) Edwards, C., 1976, "A Forebody Design Technique for Highly Integrated Bottom-mounted Scramjets with Application to a Hypersonic Research Airplane," NASA TN D-8369, Dec..
- (6) Sakell, L., Knight, D., and Zbeltovodov, A.(eds), 1994, Proceedings of the AFOSR Workshop on Fluid Dynamics of High Speed Inlets, Dept. of Mechanical and Aerospace Engineering, Rutgers Univ., New Brunswick, NJ.
- (7) Knight, D. D., Garrison, T. J., Settles, G. S., Zheltovodov, A. A., Maksimov, A. I., Shevchenko, A. M., and Vorontsov, S. S., 1995, "Asymmetric Crossing-Shockwave/Turbulent-Boundary-Layer Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 33, No.12, , pp. 2241~2249.
- (8) Narayanswami, N., Horstman, C., and Knight, D., 1993, "Computation of Crossing Shock Turbulent Boundary Layer Interaction at Mach 8.3," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 8., pp. 1369~1376.
- (9) Moon, S. .Y., 1998, "Applications of FDMEI to Chemically Reacting Shock Wave Boundary Layer Interactions," Ph. D. dissertation, UAH press.
- (10) Sarkar, S., 1991, "Application of Reynolds Stress Turbulent Model to the Compressible Shear Layer," AIAA paper 91-0523.
- (11) Sadd, Y., and Schultz, M. H., 1988, "GMRES: a Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems," *SIAM J. Sci. Stat. Comp.*, Vol. 7, No 3, pp. 89~105.
- (12) Carter, J. E., 1972, "Numerical Solutions of the Navier-Stokes Equations for the Supersonic Laminar Flow over a Two-dimensional Compression Corner," NASA Technical Report R-385.
- (13) Hakkine, R. J., Greber, I., Trilling, L., and Abarbanel, S. S., 1959, "The Interaction of an Oblique Shock Wave with a Laminar Boundary Layer," NASA Memorandum 218-59w, March.
- (14) Knight, D., Badekas, D., Horstman, C., and Settles, G., 1992, "Quasi-conical Flowfield Structure of the Three-dimensional Single Fin Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 30., No. 12, pp. 2809~2816.