

국소교란에 의한 난류박리 재부착 유동의 수치해석

리 광 훈* · 성 형 진**

(1999년 9월 13일 접수)

Numerical Simulation of Turbulent Separated and Reattaching Flows by Local Forcing

Gwang Hoon Rhee and Hyung Jin Sung

Key Words: Low-Reynolds-Number Turbulence Model(저레이놀즈수 난류 모형), Separated and Reattaching Flow(박리 재부착 유동), Local Forcing(국소교란), Vortex Merging(와병합)

Abstract

An unsteady numerical simulation was performed for locally-forced separated and reattaching flow over a backward-facing step. The local forcing was given to the separated and reattaching flow by means of a sinusoidally oscillating jet from a separation line. A version of the $k-\epsilon-f_\mu$ model was employed, in which the near-wall behavior without reference to distance and the nonequilibrium effect in the recirculation region were incorporated. The Reynolds number based on the step height (H) was fixed at $Re_H=33000$, and the forcing frequency was varied in the range $0 \leq St_H \leq 2$. The predicted results were compared and validated with the experimental data of Chun and Sung. It was shown that the unsteady locally-forced separated and reattaching flows are predicted reasonably well with the $k-\epsilon-f_\mu$ model. To characterize the large-scale vortex evolution due to the local forcing, numerical flow visualizations were carried out.

1. 서론

많은 공학적 문제에서의 난류 유동은 박리 및 재부착되는 현상을 수반하고 있다. 박리 재부착 유동은 유동의 비정상화, 혼합의 증대, 압력 및 유동의 요동 등의 현상을 유발시키며, 열 및 물질 전달을 증대시키는 효과를 나타내게 된다. 박리 재부착 난류 유동의 해석은 많은 모델 개발자들에 의하여 연구되어왔다.⁽¹⁻⁴⁾ 이러한 모델들은 벽면 근방의 점근 거동을 만족시키는 벽면 임계 함수(f_μ)의 정확성, 재순환 영역에서의 비평형 효과의 고려 그리고 합리적인 길이 척도의 선택 등

여러 중요한 요소들을 고려하고 있다. 최근 Park 과 Sung⁽¹⁾에 의하여 개발된 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델은 이러한 조건들을 만족시키고 있으며 좋은 수렴성을 보여주고 있다. $k-\epsilon-f_\mu$ 모델은 벽면 감쇄 함수인 f_μ 를 경험식 형태 등에서 탈피하여 타원형 방정식(elliptic equation)으로 일반화하였다. 또한, 비평형 효과와 ϵ 방정식의 수정 등을 이용하여 경계층 유동과 박리 재부착 유동에서 좋은 결과를 보여주고 있다. 본 연구에서는 정상 상태의 박리 재부착 유동에 대해 좋은 예측을 보여주고 있는 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 비정상 유동으로 확장하여 후향 계단에 대한 국소 교란 난류 유동에 적용하고자 한다.

미소 국소 교란으로 난류 박리 재부착 그리고 난류 혼합에 영향을 주는 연구는 많은 학자들에 의하여 실험적으로 행하여졌다.⁽⁵⁻⁹⁾ 박리점에서의 미소 교란에 박리 재부착 유동의 제어연구는 주

* 회원, 한국과학기술원 기계공학과

** 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@kaist.ac.kr

TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

로 후향 계단 유동과 둔각 물체 (blunt body) 유동에서 이루어졌다. Kiya 등⁽⁷⁾은 둔각 물체 주위의 난류 박리 재부착 유동에서 둔각의 박리점에서의 국소 교란에 의한 난류 박리 유동 변화를 실험적으로 연구하였다. 그들은 둔각의 박리점에서 특정 주파수로 국소 교란을 가할 경우 재순환 영역의 크기가 작아지는 것을 발견하였으며 유동 박리의 성장률과 유입률을 국소 주파수 변화에 따라 조사하였다. 와홀립(vortex shedding) 주파수의 약 4~5배 정도가 최적의 교란 주파수임을 발견하였다. 후향 계단 박리점에서의 국소 교란에 의한 난류 박리 재부착 유동은 Chun과 Sung⁽⁵⁾에 의하여 연구되었다. 박리점에서 국소 교란을 가함으로써 발생하는 재순환 영역 축소 현상, 유입 증가 그리고 와병합 등을 국소 교란 주파수와 크기를 변화시켜가며 연구하였다. 그들은 주파수 스펙트럼을 조사하여 유동이 진행함에 따라 국소 교란 주파수(f) 뿐 아니라 $1/2f$ 와 $1/4f$ 에서 와병합 현상을 조사하였다. 와병합(vortex merging) 과정의 유동가시화를 위해 Chun과 Sung⁽⁹⁾은 수동(water tunnel)에서 국소교란 실험도 수행하였다.

본 연구에서는 Chun과 Sung⁽⁵⁾의 국소 교란에 의한 난류 박리 재부착 유동을 앞서 언급한 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델로 모사하고자 한다. 큰 길이와 시간 척도에 의해 지배를 받는 난류 유동 현상은 큰 척도에 의해 묘사되는 비정상 난류 모델 해석으로 분석할 수 있다.⁽¹⁰⁻¹²⁾ 예를 들면 Hadzic과 Hanjalic⁽¹⁰⁾은 유한한 길이의 관에서 입구 유동이 주기적으로 변화하였을 때 난류 유동의 변화를 난류 모델을 사용하여 수치적으로 모사하여 직접 수치 모사와 실험 결과등과 비교 분석하여 좋은 결과를 보여주고 있다. 본 연구에서의 국소 교란이 갖는 시간 척도는 난류 자체의 시간 척도에 비하여 매우 큰 값을 지니고 있기 때문에 주파수 특성 반응이나 시간의 변화에 따른 유동장 및 난류장 변화를 분석할 수 있다.

요약하면, 난류 박리 재부착 유동에서 좋은 예측 성능을 지닌 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 후향 계단의 박리점에서의 주기적 국소 교란 유동에 적용하고자 한다. 레이놀즈수($Re_H = U_\infty H/\nu$)는 33,000이며, 무차원 주파수($St_H = fH/U_\infty$)를 $0 \leq St_H \leq 2$ 로 변화시켜 Chun과 Sung⁽⁵⁾의 실험 결과와 비교 분석한다. 여기에서 U_∞ , H , ν 그리고 f 는 각각 입구유동 속도, 계단 높이, 동점성 계수 그리고 국소교란의 가진주파수를 나타낸다. 우선 주기적 국소 교란에 의한 실험 결과들과의 비교 검증을 통하여 본 수치 해석에 대한 타당성을 조사하고, 실험적으로 해석하기 힘든 동적 특성을 다양한 수치 결과들로 해석하고자 한다. 특히, 시간의 경

과에 따른 유동장과 난류장의 변화, 궤적선(trace line)등의 유동 가시화 방법을 통하여 특정 주파수에서 재순환 영역이 축소되는 등의 현상을 분석하고자 한다.

2. $k-\epsilon-f_\mu$ 모델

$k-\epsilon-f_\mu$ 모델은 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델에서 중요한 역할을 하는 벽면임계함수 f_μ 를 타원형 방정식에서부터 구하는 방법을 고안하여 복잡한 기하학적 형상에서의 난류유동 해석을 가능하게 하고 있다. Park & Sung⁽¹¹⁾의 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 정리하면 다음과 같다.

비압축성 비정상 유동에 대한 레이놀즈 평균 지배방정식은

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

이다. 식 (2)에서의 새로운 미지수인 레이놀즈 응력항은 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델에서는

$$-\overline{u_i u_j} = 2\nu S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (3)$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

로 모형화한다. 여기에서 S_{ij} 는 평균 속도 변화율이며 ($S_{ij} = (U_{i,j} + U_{j,i})/2$), C_μ 는 모델상수이다 ($C_\mu = 0.09$). 벽면임계함수 f_μ 는 $f_\mu = f_{\mu_1} f_{\mu_2}$ 로 나누어지는데 f_{μ_1} 은 타원형 방정식으로부터 얻어지는 f_w 의 벽면 근방에서의 효과를, f_{μ_2} 은 벽면에서부터 떨어진 자유 표면에서의 비평형효과(P_k/ϵ)를 나타낸다. f_{μ_2} 는 난류 박리 재부착 유동에서 중요한 역할을 하며 Lee 등⁽¹³⁾의 직접수치모사의 결과를 이용하여 그 계수를 결정하였다;

$$f_{\mu_1} = (1 + 20 \exp[-(R_f/120)^2] R_f^{-3/4}) f_w^2, \quad (5)$$

$$f_{\mu_2} = 7 \frac{4.5 + 0.3 P_k/\epsilon}{(4.5 + 1.3 P_k/\epsilon)^2}. \quad (6)$$

f_w 에 대한 타원형 방정식은 다음의 식 (7), (8)과 같다;

$$L^2 \nabla^2 f_w = \frac{R_t^{3/2}}{A^2} (f_w - 1) \quad (7)$$

$$L^2 = 0.2^2 \left[\frac{k^3}{\epsilon^2} + 70^2 \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (8)$$

식 (7)에서 모델 상수 $A=42$ 이며, 식 (8)은 길이 척도 L 을 Durbin과 Laurence⁽¹⁴⁾가 제안한 형태로 난류적분길이 척도와 미소난류 (Kolmogorov) 길이 척도의 합으로 모형화하였다.

k 와 ϵ 은 다음과 같은 전달 방정식에 의하여 구하여 진다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ & + (C_{\epsilon_1}^* P_k - C_{\epsilon_2} f_2 \epsilon) / T \quad (10) \\ & + C_1 (1 - f_w) \nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \end{aligned}$$

식 (9)와 (10)에서의 모델상수 및 함수는

σ_k	σ_ϵ	C_{ϵ_1}	C_{ϵ_2}	C_1
1.2	1.3	1.45	1.8	0.4

$$C_{\epsilon_1}^* = C_{\epsilon_1} - \frac{\eta(1 - \eta/4.44)}{1 + 0.25\eta^3} \quad (11)$$

$$f_2 = 1 - \frac{2}{9} \exp(-0.33R_t^{1/2}) \quad (12)$$

로 표시된다. 여기서, $\eta = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}k/\epsilon$, $R_t = k^2/\nu\epsilon$ 이며, 미소난류 (Kolmogorov) 시간척도로 난류 시간척도를 교정한 형태를 사용하였다;⁽¹⁴⁾

$$T^2 = \left(\frac{k}{\epsilon} \right)^2 + 6.0^2 \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right) \quad (13)$$

$k-\epsilon-f_\mu$ 모델에 대한 자세한 유도 과정과 그 응용은 Park과 Sung⁽¹⁾에 잘 나타나 있다.

3. 수치 기법 및 경계 조건

본 연구에서 사용한 수치적 기법을 간단하게 정

리하고자 한다. 지배방정식의 차분화는 유한체적법을 사용하였다. 후향계단유동과 같은 타원형 문제 해석의 정확도에 가장 큰 영향을 미치는 대류항 처리는 2차 정확도를 가지는 HPLA(hybrid linear and parabolic approximation) 기법을 사용하였다. 격자계는 엇갈림 격자계에 비해서 복잡한 형상에 뛰어난 적응성을 지닌 비엇갈림 격자계를 도입하였고, 이 격자계에서 발생할 수 있는 압력 진동 현상을 방지하기 위하여 모멘텀 보간법을 사용하였다. 압력보간은 SIMPLE 알고리즘을 개선시킨 SIMPLC 알고리즘을 사용하였다. 최종적으로 얻어진 이산화된 선형 대수 연립방정식은 5대각 행렬 해법인 SIP(strongly implicit procedure)을 사용하였다. 수렴 판정은 모든 격자점에서의 잔류량을 합하여 입구에서의 유량으로 평균화하여 10^{-4} 미만이 될 경우로 선택하였다. 격자의존도를 없애기 위하여 많은 격자계에 대하여 계산을 행하였고, 그 결과 201×121 의 격자계를 선택하였다.^(1,4) 경계조건은 벽면에서는 $U_i = k = 0$,

$$\epsilon = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial n^2}, \quad a_w = \text{constant}$$

로 주어지며, 입구에서는 압력의 경우 $\partial P/\partial n = 0$ 이며 다른 물리량은 실험조건과 같이 주어졌다. 이 때 n 은 벽면 수직 방향이다. 출구에서의 경계조건은 모든 변수에 대하여 Neuman조건으로 주어졌다. 국소 교란을 위하여 박리점 부근($-0.02 \leq X/H \leq 0$)에서 단일 주파수로 분사 및 흡입을 반복하여 경계조건으로 사용하였다. 분사 각도는 Chun과 Sung⁽⁵⁾에서와 같이 유동 하류 방향으로 45도이며, 흡입은 분사 각도의 반대방향이다. 분사량은 Chun과 Sung⁽⁵⁾에서의 실험조건과 일치시켰다.

4. 후향 계단 유동 제어 수치 해석

비정상 유동에 적용하고자하는 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 정확도와 신뢰도를 보여주기 위해 우선 Chun과 Sung⁽⁵⁾의 비정상 국소 교란 유동을 수치 계산하여 그 결과를 비교하였다. 후향 계단에서의 재부착 길이는 후향 계단 유동의 대표적인 길이 척도이다. 재순환 영역에서는 강한 혼합류가 발생하여 입구 유동의 운동량을 감소시키고 국부적으로 열전달 현상을 증가시키기도 한다.⁽¹³⁾ Fig. 1에서는 무차원 주파수 (St_H)에 따른 재부착길이의 변화를 도시하고 있다. 재부착 길이가 가장 짧은 주파수는 Sigurdson⁽⁸⁾이 주장한 바와 같이 고유 주파수 부근인 $St_H=0.275$ 이다. 본 수치해석 결과와 실험 결과를 비교하여 볼 때 대체로 유동 특성이 비슷함을 보여주고 있다. 특히 재부착 길

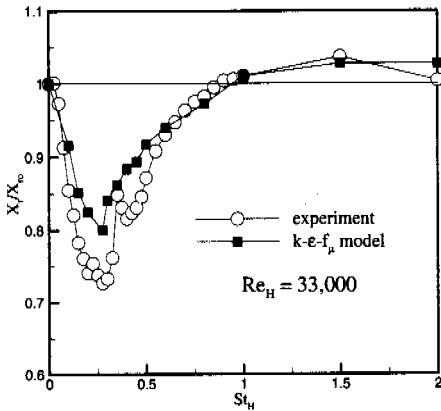


Fig. 1 Normalized reattachment X_r/X_o against forcing frequency St_H

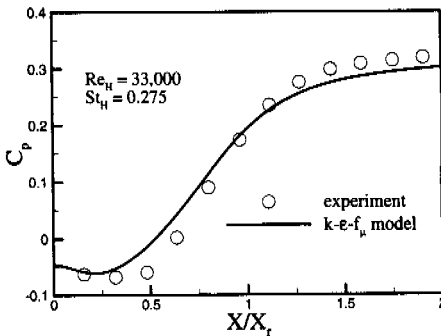


Fig. 2 Distribution of wall pressure coefficient C_p against X/H for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

이가 최소가 되는 최적 주파수는 실험과 본 수치 결과가 일치하고 있다. 이는 중요한 결과로서 본 수치 해석의 타당성을 보여주는 것이다. 이러한 결과는 국소 교란에 의해 변화되는 유동장에서 큰 에너지를 가지고 있는 대형와가 전단층의 구조 변화에 의한 운동량 교환을 대형와가 주도하고 있기 때문이다.⁽¹⁴⁾ 최적 주파수인 $St_H=0.275$ 근방에서 실험치에 비하여 재부착 길이를 과다예측하고 있는데 이는 교란 조건의 차이에 따른 것이다.

Fig. 1의 최적 국소 교란 주파수($St_H=0.275$)를 선택하여 실험과 수치결과를 비교하려 한다. $St_H=0.275$ 일 때의 벽면 정압 계수의 분포는 Fig. 2에 도시되고 있다. Fig. 2에서 벽면 정압 계수인 C_p 는 $C_p \equiv (P - P_o) / (\frac{1}{2} \rho U_o^2)$ 으로 정의되고, P_o 와 U_o 는 각각 $X/H=2.0$ 에서의 정압과 유선방향 평균속도를 나타낸다. 그림에서 보면 재순환 영

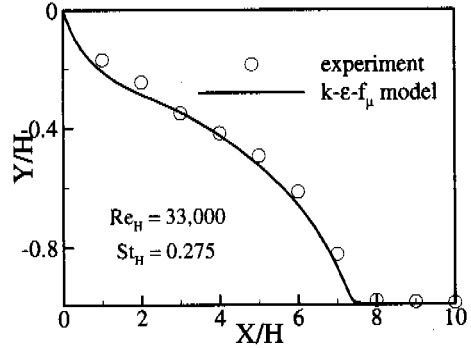


Fig. 3 Locations of points of 10% free-stream velocity for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

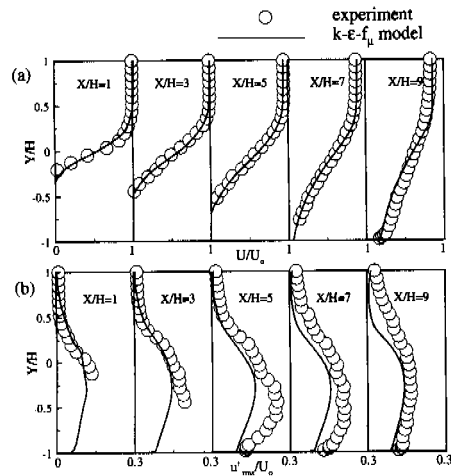


Fig. 4 Profiles of (a) U/U_o and (b) u'_{rms}/U_o for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

역($0 \leq X/X_r \leq 1$)에서의 최소치의 위치는 수치 해석 결과가 실험치보다 작게 예측하고 있다. 그리고 재발달 영역에서의 벽면 정압 계수도 다소 과소 예측하고 있다. 그러나 전반적인 경향은 실험치를 잘 예측하고 있다고 볼 수 있다. 여기서, 생각할 수 있는 실험치와의 오차는 입구 경계 조건의 불일치성이나 국소 교란의 분사/흡입 과정의 불일치성에서 기인된다고 사료된다. 시간 평균을 취하였을 경우의 벽면 정압 계수의 경향은 정상 유동, 즉 국소교란이 없는 경우의 벽면 정압계수 분포와 유사한 모양을 가지고 있다.^(5,17)

Fig. 3에서는 $St_H=0.275$ 일 때 자유 유선 속도 (free stream velocity)의 10% 되는 위치를 X/H 에 따라 도시하고 있다. 이 그림은 전단층의 발달을 잘 예측하고 있는지의 여부를 나타내는 것으로 Bhattarjee 등은 전단층의 발달이 국소 교란에

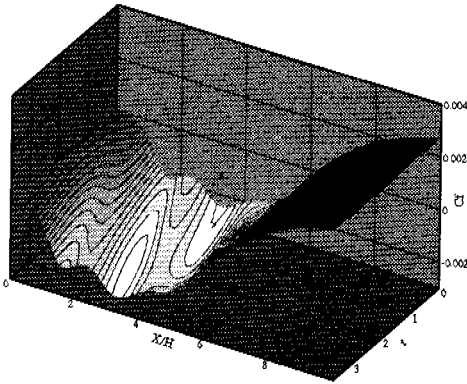


Fig. 5 Distribution of wall skin friction against time for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

의해 얼마나 잘 동조되는 지를 조사하였다.⁽¹⁸⁾ 실험치와 좋은 일치를 보여주고 있는데 이는 박리점에서 시작되는 전단층의 확산 상태를 잘 예측하고 있다고 볼 수 있다. Fig. 2와 Fig. 3은 시간 평균을 취한 값으로 전체적인 형태는 국소 교란이 없는 경우와 유사하지만 재순환 영역이 축소됨으로 전반적으로 유동이 상류 방향으로 이동하였음을 알 수 있다.

Fig. 4에서는 최적 국소 교란 ($St_H=0.275$)에서의 후향 계단의 각 위치에 따른 평균 속도장과 난류량의 시간 평균값을 도시하고 있다. 평균 유동장의 경우 재순환 영역뿐 아니라 재발달 영역(redeveloping region)에서도 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델이 실험치를 잘 일치하고 있다. 박리점에서의 국소 교란이 평균 유동장에 직접적인 영향을 주게 되어 평균 유동장에서 잘 반영되고 있다. 그러나 유선방향 속도의 난류 성분은 평균 유동장에 비하여 예측 성능이 비교적 좋지 않음을 보여 준다. 재부착점 근방의 벽면 가까운 영역($5 \leq X/H \leq 7$)에서는 실험치에 비하여 과소 예측하고 있는데, 이는 벽에 의하여 소산되는 난류 에너지의 양이 과다하여 난류 성분이 과소 예측되는 것이다.

5. 후향 계단 국소 교란 유동의 동적 특성 해석

4절에서는 국소 교란이 있는 경우 박리 재부착 유동의 시간 평균값을 실험과 비교하여 만족할만한 결과를 얻었다. 이를 근간으로 하여 시간의 변화에 따른 유동의 동적 특성을 분석하고자 한다. 벽면 마찰 계수는 재순환 영역에서의 유동 특성을 나타낼 수 있는 변수이며 재순환 영역 즉 버블의 위치 및 강도를 간접적으로 표현할 수 있

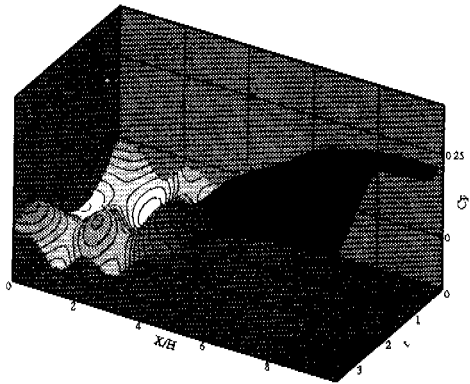


Fig. 6 Distribution of wall pressure coefficient against time for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

는 변수이다. Fig. 5에서는 한 주기동안의 벽면 마찰 계수를 시간과 위치에 따라 3차원으로 나타내었다. 재부착이후에서는 거의 일정한 값을 나타내고 있으나, 재순환 영역에서는 변화가 많은 것을 알 수 있다. 색이 짙은 부분은 벽면 마찰 계수가 큰 영역이며, 옅은 부분은 작은 영역이다. $t=3$ 일 때 $X/H=1.2$ 에서 보이는 골(valley)은 시간이 경과함에 따라 점점 더 작아지며 하류로 진행하는데 약 2주기가 경과한 후 $t=2.5$ 에서 소멸되는 과정을 볼 수 있다. 이러한 벽면 마찰 계수는 Fig. 7의 유선(streamline)에서 나타나는 버블의 이동 현상과 연관되어 일치된 결과를 보여준다. 모서리 ($X/H=0$) 근처와 재발달 영역 ($X/H>6$)에서는 벽면 마찰 계수의 변화가 크지 않음을 알 수 있다. 이는 박리점에서의 미소 국소 교란이 재순환 영역에 직접적인 영향을 주어서 전체적인 유동 패턴이 바뀌는 것이며 모서리 근처나 재발달 영역에서는 국소 교란의 영향을 상대적으로 적게 받고 있다고 생각된다. 그러나 Fig. 6에서의 벽면 정압 계수는 벽면 마찰 계수와는 다른 양상을 보이고 있다. 재순환 영역이 국소교란에 의하여 직접적인 영향을 받는다면, 모서리부분과 재발달 영역은 국소교란에 의하여 변화된 유동장에 의하여 다시 영향을 받은 압력장에 의하여 간접적인 영향을 받는다고 할 수 있다. 재순환 영역은 시간에 따라 크기가 변화하는데, 그 영역이 증가되는 $t=2.5$ 근처에서는 벽면 정압 계수가 전체적으로 큰 값을 가지게 되고 재순환 영역이 감소되는 $t=1$ 근처에서는 전체적으로 작은 값을 가지는 것을 볼 수 있다. 시간 평균 벽면 정압 계수의 분포를 나타내는 Fig. 2와 비교하여 보면 대체로 모양이 정상 유동일 때와 같지만, 시간에 따라서는 Fig. 7과 같이 유동장의 변화와 함께 활발히 변화하는 것을 알 수 있다. 그리고, 그 변화

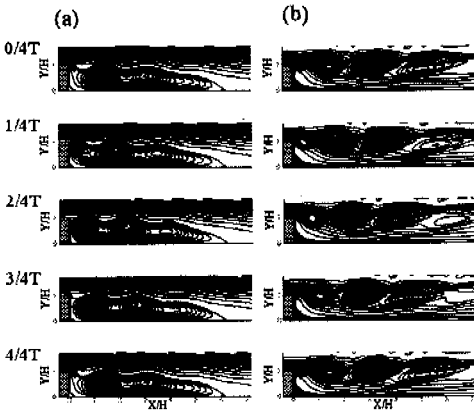


Fig. 7 Distribution of (a) iso-stream function lines and (b) iso-vorticity lines for $Re_H=33,000$ and $St_H=0.275$

하는 영역이 재순환 영역에 국한되지 않고 모서리 영역과 재발달 영역에서도 활발히 일어나는 것을 발견할 수 있다. 국소 교란은 박리점 근처에서 유동장의 운동량을 직접적으로 변화시키지만 박리점에서의 운동량 변화는 압력장에 간접적인 영향을 주고, 하류로 유동이 진행될수록 변화된 압력장이 전체 유동장 변화를 주도하게 되는 것으로 생각된다. 즉, 유동장을 변화시키는 주체가 국소 교란에 의한 운동량 변화에서 압력장의 변화로 이동하게 되는 것이다.

유선의 분포는 재순환 영역의 크기를 알 수 있을 뿐 아니라 재순환 영역의 내부에서 발생하는 와의 생성 과정, 병합 그리고 소멸등의 동적 특성을 파악하는데 유용한 자료가 된다. 실험적 연구에서는 이와 같은 유선 분포를 구하기 힘들다. 본 연구에서는 비정상 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 이용하여 레이놀즈 수가 $Re_H=33,000$ 이며 무차원 주파수가 $St_H=0.275$ 인 비정상 유동에 대한 유선 분포를 Fig. 7(a)에 나타내었다. 박리점에서 유량이 최대로 흡입(suction)되고 있을 때인 시간이 $3/4$ 주기 ($t=3/4T$) 경과했을 경우를 관찰하면 박리점에서 새로운 버블이 생성되고 있는 것을 알 수 있다. 이 경우에는 흡입으로 인하여 입구 유동의 경계층 외부에 있는 강한 운동량을 지닌 유동이 재순환 영역으로 흡입되면서 기존에 성장하고 있던 버블로부터 단절됨에 따라 새로운 버블이 형성되는 것이다. 시간이 경과함에 따라 점점 버블은 성장하고 한주기가 경과하여 다시 시간이 $3/4$ 주기에 도달하면 성장한 버블은 다시 앞서 언급한 과정을 거치면서 버블이 분리된다. 이 때 가장 큰 버블이 형성되게 되며 이후로는 점점 강도가 약해지게 된다. 생성에서부터 가장 강도가

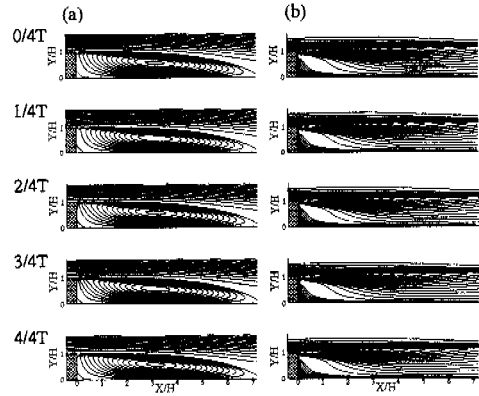


Fig. 8 Distribution of (a) iso-stream function lines and (b) iso-vorticity lines for $Re_H=33,000$ and $St_H=1.5$

강해질 때까지 약 1주기가 소요되는 것이다. 다시 한 주기가 경과하면 먼저 발생하여 흐름에 따라 진행하면서 강도가 약화되고 있던 버블을 병합하여 버블이 차지하는 면적은 최대가 된다 ($1.8 \leq X/H \leq 6$). 이후 버블의 크기가 점점 작아지면서 한 주기 이후에 발생하는 버블에 의하여 병합당하게 된다. 따라서 버블의 생성에서부터 소멸 혹은 피병합되기까지는 약 3 주기 정도가 소요된다.

Fig. 7(b)는 등와도(isovorticity) 분포를 나타내고 있다. 등와도분포는 박리점에서 생긴 전단층이 국소 교란에 의하여 변형되어 가는 모습을 보여준다. 유선 분포와 마찬가지로 $3/4T$ 에서 박리점에서 새로운 와가 생성 또는 분리되는 현상을 관찰할 수 있다. 와도가 최대가 되는 위치도 유선 분포에서와 비슷하게 관찰된다. 특이한 점은 박리점 부근의 와들은 완전히 분리되지 않은 채 연결되어 있는 듯한 현상을 보여준다. 즉 와 생성 초기에는 박리점에서 와가 생성되는 것이 아니고 와 중심이 점(1.2, 0.9)에 위치한 기존의 와가 $3/4T$ 부근에서 운동량이 강한 유동이 재순환 영역으로 유입되면서 연결이 느슨해져서 와가 발생하게 되는 것이다. 유선 분포에서와 마찬가지로 1주기가 더 경과하면 와의 강도가 가장 가장 강하게 되며, 이때부터는 1 주기 앞서 발생한 점(2.9, 0.9)에 중심을 가진 와는 완전히 연결 고리가 끊어지게 된다. 여기서 편의상 좌표축의 원점을 박리점 하단 구석으로 잡았으며 ($X/H, Y/H$)=(0,0), 박리점은 ($X/H, Y/H$)=(0,1)이 된다. H 는 계단 높이이며, X 는 유선방향 Y 는 벽면에 수직방향이다. 와는 시간이 지남에 따라 그 크기는 증가하나 강도는 약해진다. 유선 분포와의 차이점은 와의 소멸 현상이 1주기 늦게 나타난다는 점이다.

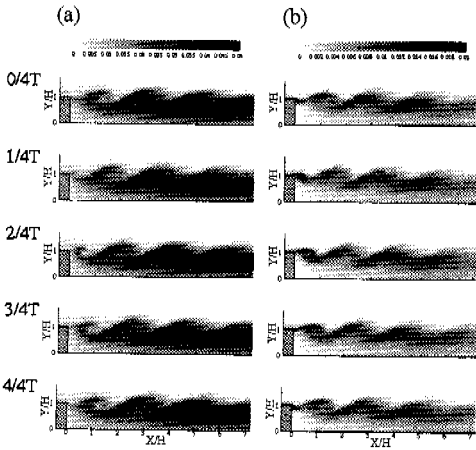


Fig. 9 Time-dependent distribution of (a) k and (b) ϵ for $Re_H=33,000$ and $St_H=0.275$

재순환 영역에서의 버블은 벽면에서의 소멸률이 증가하기 때문에 계속 버블이 발달하지 못하고 소멸되는 것이다.

최적 교란 주파수 ($St_H=0.275$)일 때와 구분하기 위하여 이번에는 교란 주파수가 증가된 $St_H=1.5$ 에서의 유선 분포와 등와도분포를 Fig. 8에 나타내었다. 유선 분포에서는 박리점에서 생겨나는 와가 중심이 점(3, 0.5)에 위치한 큰 버블에 큰 영향을 주지 못한 채 박리점 근처에서 소멸되어 버리는 동적 거동을 보여주고 있다. Fig. 1에서와 같이 $St_H=1.5$ 에서는 재부착길이 가 증가하는데, 박리점에서 발생한 와가 주 버블을 하류로 밀어내는 효과로 인한 것이라고 사료된다. 따라서 Fig. 7에서의 거동과는 다르게 나타남을 볼 수 있는데 St_H 가 0.275일 경우에는 유동이 가진 고유 주파수인 반면 St_H 가 1.5일 경우에는 역효과를 나타내게 된다. 후향 계단이 가지는 고유 주파수가 0.275의 근방에 있음을 나타낸다. 등와도분포도 이러한 재순환 영역의 버블의 움직임과 비슷한 경향을 나타내고 있다.

Fig. 9는 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 통해 직접 구할 수 있는 k 와 ϵ 의 시간에 따른 변화를 보여준다. 이때의 St_H 는 최적 주파수인 0.275이며 그림에서 하얀색으로 나타날수록 작은 값을 가지며 검은색에 가까울수록 큰 값을 가진다. k 의 분포에서는 박리점에서 생성된 와에 의해 수동적으로 전달되는 현상을 관찰할 수 있다. 와의 중심 부근에서 k 도 큰 값을 지니고 있는데 이는 와의 중심이 위치한 지역에서 순간적으로 강한 전단층이 형성되며 이로 인해 k 가 큰 값을 가짐을 알 수 있다. 재부착점으로 와가 진행됨에 따라 벽면 가까이에서 생겨나는 또 다른 전단층과 만나게 된다. 두 전단

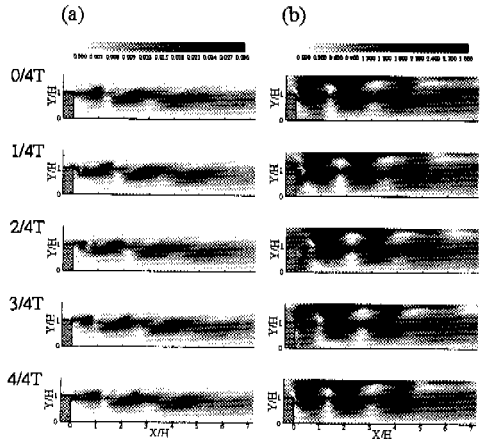


Fig. 10 Time-dependent distribution of (a) P_k and (b) P_k/ϵ for $Re_H=33,000$ and $St_H=1.5$

층의 상호 상승 작용으로 인하여 k 의 값은 더욱 커지게 된다. 따라서 k 는 재부착점 근방에서 가장 큰 값을 갖게 된다. ϵ 의 분포는 k 와는 약간 다른 양상을 보이고 있다. 박리점 이전의 벽면 근방에서 큰 값인 ϵ 은 박리점 직후에서는 거의 유동에 실려서 계속 큰 값을 유지하다가 박리점에서 멀어질수록 점점 작아지게 된다. 박리점에서 생성된 와에 의하여 수동적으로 흘러가는 현상이 보여지고 있는데 이는 난류에너지의 소산률인 ϵ 은 난류에너지 k 에 비하여 자유전단층의 영향을 간접적으로 받고 있기 때문이다. 자유전단층과 벽면에 의한 전단층이 만나게 되는 재부착점 근방에서 다시 그 값이 증가하는 현상은 발견되지 않는다.

난류에너지의 생성항(P_k)의 분포와 비평형 효과의 척도라고 할 수 있는 난류에너지의 생성항과 소산률의 비(P_k/ϵ)의 분포가 Fig. 10에서 한 주기 동안의 동적 거동을 보여주고 있다($St_H=0.275$). 난류에너지의 생성항은 일반적으로 평균유동장의 구배에 비례하는 값으로 알려져 있다. Fig. 10(a)에서 보면 박리점 부근에서 강한 평균 유동장의 구배가 형성되기 때문에 강한 생성항의 분포를 발견할 수 있다. 일정한 위치에 와의 중심이 통과하면 그 주위에서도 평균 유동장의 구배가 순간적으로 커지기 때문에 난류 에너지의 생성항도 큰 값을 갖게 된다. 즉 난류에너지의 생성항은 와의 진행에 따라 거의 동일한 위상을 갖고 하류로 흘러가게 되는 것이다. Fig. 10(b)에서는 난류 모델에서 고려되어야 하는 박리 재부착 유동의 비평형 효과(P_k/ϵ)를 나타내고 있다. 와의 진행에 따라 P_k/ϵ 값이 흘러가는 현상이 나타나고 있다. 벽면으로부터의 멀리 떨어진 부분에서 큰 값을 가지는 영역이 나타나고 있는 현상을 보여준다. 이는 국소 교란에 의한 운동량이 평균 유동

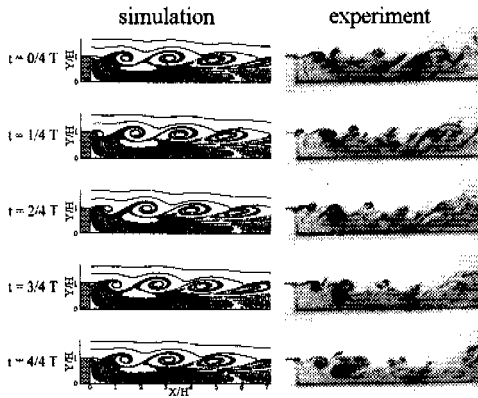


Fig. 11 Comparison of Trace lines with experimental data for $Re_H=33,000$, $St_H=0.275$

장에는 직접적으로 영향을 미치지만 난류장, 특히 난류에너지의 소산률에는 영향을 미치지 못하는 것을 보여주는 것이다. 즉 짙은 색으로 나타난 영역에서는 난류에너지의 생성함과 소산률이 모두 작은 값을 갖고 있지만, 비록 미소한 국소 교란이지만 평균유동장의 구배에는 직접적인 영향을 미치기 때문에 생성함은 그 값이 다소 증가함을 보여준다. 그러나, 난류에너지의 소산률은 그러한 직접적인 영향을 받지 않기 때문에 P_k/ϵ 가 증가하게 되는 것이다. 재부착점을 지나 하류로 진행하면 경계층이 다시 발달함에 따라 다시 평형상태로 회귀하기 때문에 P_k/ϵ 는 큰 변화를 보이지 않게 된다.⁽¹⁹⁾

정상 상태의 유동장에서는 유선 분포와 궤적선(trace line)이 같게 된다. 그러나 비정상 유동에서는 그 형상이 다르게 나타나는데 Fig. 11과 12에서는 한 주기동안 궤적선의 변화를 Chun과 Sung⁽⁹⁾의 유동 가시화 결과와 비교하여 나타내고 있다. 와의 이동 모습과 재순환 영역에서의 입자의 움직임을 보여주는데 Fig. 11은 $St_H=0.275$ 인 경우이며 Fig. 12은 $St_H=1.5$ 인 경우이다. 두 그림을 비교하여 보면 확실히 다른 유동장의 특성을 나타내고 있다. Fig. 11에서는 전단층에서 재순환영역으로의 활발한 유입(entrainment)과 분출(ejection)을 보여주고 있는 반면 Fig. 12에서는 거의 이러한 현상이 발견되지 않는다. 특히 재순환 영역의 입자들은 계속 재순환 영역 속에 머물러 있음을 보여준다. Fig. 11에서는 와의 형상이 뚜렷이 나타나는데 혼잡류에서 발견되는 고양이의 눈(cat's eye)과 유사한 모양을 가지고 있다. 재순환 영역의 입자들이 각각의 와로 유입되고 있는 현상도 관찰할 수 있다. 와가 움직임에 따라 전체적으로

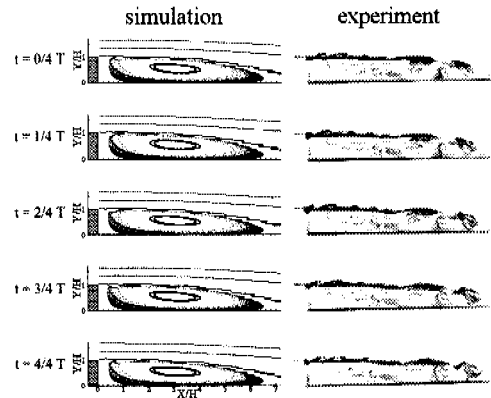


Fig. 12 Comparison of Trace lines with experimental data for $Re_H=33,000$, $St_H=1.5$

입자들이 움직이면서 와 내부에서도 입자들이 순환성을 보이며 움직이고 있음을 발견할 수 있다. 점(2,0.6) 부근에 있는 입자들의 움직임은 매우 특이한 현상을 보여주고 있다. 이 영역으로는 거의 전단영역이나 다른 영역에서 입자들이 유입되거나 분출되고 있지 않다. 즉, 정상 유동에서의 재순환 영역과 마찬가지로 이 영역 내부의 입자는 거의 이 영역 내부에 머물러 있다. 재순환 영역에서는 입자들이 갇힘 현상을 보인다는 관점에서 볼 때, 재순환 영역은 (2,0.6) 근방의 작은 영역으로 축소되었다고 볼 수 있는 것이다. Fig. 11에서의 궤적선의 궤적을 통해 발견할 수 있는 것은 그러한 갇힘 영역이 현저히 감소하며 벽면에서 멀리 떨어진 영역에서 존재한다는 것이다. 공학적 문제에서 관의 확대등으로 발생하는 박리-재부착 유동에서 재순환 영역에 퇴적물등이 쌓이는 문제등은 갇힘 현상 때문이다.

Fig. 12에서는 $St_H=1.5$ 일 경우의 궤적선이다. 실험에서 나타난 궤적선과 거의 유사한 형상을 지니고 있는데, 박리점 부근을 제외하면 유선 분포와 거의 같다. 이는 정상 상태의 유동장과 거의 유사하다는 것을 보여주는 것으로 유동장의 고유주파수보다 매우 큰 주파수이기 때문에 재순환 영역에 큰 영향을 미치지 못하고 있는 것이다. 그러나 박리점을 지나 하류로 진행할수록 안정된 현상을 보이던 궤적이 재부착점 부근에서의 다시 주기성을 가지고 있다. 이는 재부착점에서 평균 유동장이 근본적 불안정성을 가지고 있기 때문에 유동장에 잠재되어 있던 국소 교란에 의한 주기성이 다시 나타나는 현상이다.

유선함수의 최소값은 재순환영역의 강도를 정량적으로 나타낼 수 있는 척도이다. Fig. 13(a)는

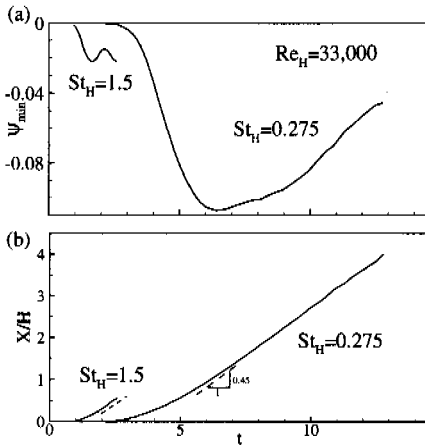


Fig. 13 Distribution of (a) value of minimum stream function, (b) location of minimum stream function for $Re_H=33,000$

박리점 근방에서 생성된 버블의 중심, 즉 버블 내부의 국소 최소값이 시간의 경과에 따라 발달해 가는 것을 도시한 그림이다. 최적 주파수인 $St_H=0.275$ 인 경우에는 버블이 충분히 발달하여 생성 후 약 1주기후에 최대로 발달한 다음 점점 소멸되어 가는 것을 알 수 있다. 기존의 재순환 영역의 전 부분에 걸쳐서 충분히 발달할 수 있는 주기임을 확인할 수 있다. 그에 반하여 고주파수인 $St_H=1.5$ 에서는 버블이 충분히 발달하기 전에 다시 박리점 부근에서 버블이 생성되어 기존의 재순환 영역에 영향을 줄 수 있을 만큼 충분히 발달하기 전에 소멸되어 버린다. 그래서 그 절대값이 최적 주파수인 경우에 비하여 약 1/5 정도 밖에 성장하지 않음을 알 수 있다. Fig. 13(b)에서는 시간의 경과에 따라 버블의 중심과 박리점 사이의 거리를 도시하고 있다. 박리점으로부터의 거리가 멀어질수록 버블의 강도는 Fig. 13(a)에서와 같이 증가함을 알 수 있다. 버블이 박리점의 가까이에서 소멸되어짐은 버블이 충분히 성장할 수 없다는 것을 나타내는 것이다. Fig. 13(b)에서 구배를 구해보면 주파수에 관계없이 거의 일정한 값을 나타내고 있다. 즉, 생성된 버블은 국소 교란 주파수에 관계없이 같은 대류 속도(convection velocity)로 움직이고 있지만 주기가 충분히 길지 못하면 기존의 재순환 영역에 영향을 주기 이전에 끝이 생겨나는 버블과의 상호 작용에 의하여 소멸 혹은 병합이 된다. 따라서 주파수에 따라 완전히 다른 유동 현상을 나타내게 된다.

6. 결론

본 연구에서는 박리점에서의 국소 교란이 후향 계단 유동에 미치는 영향을 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델로 모사하였다. 우선 Chun과 Sung⁽⁵⁾의 실험 결과와 비교하여 비정상 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 예측 성능에 대한 타당성을 조사하였다. 벽면 정압 계수와 전단층 발달에 대한 시간 평균값을 실험치와 비교하여 좋은 일치를 보였다. 풍부한 수치 자료를 바탕으로 버블의 생성, 병합 및 소멸 과정에 대한 수치 유동 가시화를 시도하였다. 벽면 마찰 계수와 벽면 정압 계수가 시간의 경과에 따라 변화하는 동적 변화 과정을 해석하였다. 주파수의 변화에 따라 버블이 발달하는 과정이 상이하게 나타나며 이는 국소교란에 의한 국소적 운동량 변화에 의한 것이며, 난류장은 이러한 과정에서 큰 영향을 미치지 못하며 단순히 대류되어 가는 것을 발견하였다. 주파수의 변화에 따른 궤적선을 살펴보면 와의 형성이 독립적인 것이 아니라 서로 연결되어 있으며 와들간의 단절 및 병합 과정을 거친다는 것을 알 수 있었다. 그리고 Chun과 Sung⁽⁹⁾의 유동 가시화 실험에서 발견할 수 있는 간헐 영역을 수치적으로도 발견할 수 있었으며 미소 국소 교란의 주파수에 따라 그 현상이 다르게 나타나는 것을 발견하였다.

감사의 글

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Park, T.S. and Sung, H.J., 1997, "A New Low-Reynolds-Number $k-\epsilon-f_\mu$ Model for Predictions Involving Multiple Surface," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 20, pp. 97~113.
- (2) Goldberg, U. and Palaniswamy, 1999, "The $k-\epsilon-f_\mu$ Turbulence Closure Model," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 179, pp. 139~149.
- (3) Durbin, P.A., Mansor, N.N. and Yang, Z., 1994, "Eddy Viscosity Transport Model for Turbulent Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 2, pp. 1007~1015.
- (4) 리광훈, 성형진, 2000, "난류 박리 및 재부착 유동에 대한 저레이놀즈수 비선형 열전달 모형의 개발," 대한기계학회논문집, 제24권, 제2호.
- (5) Chun, K. B. and Sung, H. J., 1996, "Control of

- Turbulent Separated Flow over a Backward-facing Step by Local Forcing," *Exp. Fluids*, Vol. 21, pp. 417~426.
- (6) Roos, F. W. and Kegelman, J. T., 1986, "Control of Coherent Structures in Reattaching Laminar and Turbulent Shear Layers," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 1956~1963
- (7) Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O., Ido, Y. and Tezuka, H., 1993, "Active Forcing of an Axisymmetric Leading-edge Turbulent Separation Bubble," *AIAA paper* 93-3245.
- (8) Sigurdson, L. W., 1995, "The Structure and Control of a Turbulent Reattaching Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 298, pp. 139~165.
- (9) Chun, K. B. and Sung, H. J., 1998, "Visualization of a Locally-forced Separated Flow over a Backward-facing Step," *Exp. Fluids*, Vol. 25, pp. 133~142.
- (10) Hadzic, I. and Hanjalic, K., 1993, "On the Evaluation of Turbulence Field in a Periodic Flow in a Finite Length Pipe," *9th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan, pp. 21-13~18.
- (11) Reynier, P. and Minh, H. H., 1998, "Numerical Prediction of Unsteady Compressible Turbulent Coaxial Jets," *Computers and Fluids*, Vol. 27, pp. 239~254.
- (12) Neel, R. E., Walters, R. W. and Simpson, R. L., 1998, "Computations of Steady and Unsteady Low-speed Turbulent Separated Flows," *AIAA J.*, Vol. 36, pp. 1208-1215.
- (13) Lee, M. J., Kim, J. and Moin, P., 1990, "Structure of Turbulence at High Shear Rate," *J. Fluid Mech.*, Vol. 216, pp. 561~583.
- (14) Durbin, P. A. and Laurence, D., 1996, "Nonlocal Effects in Single Point Closure," *3rd Advances in Turbulence Research Conference, Korea Univ.*, Korea, pp. 109-120.
- (15) Vogel, J. C. and Eaton, J. K., 1985, "Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-facing Step," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 922~929.
- (16) Nagib, H. M., Reisenthel P. H. and Koga, D. J., 1985, "On the Dynamical Scaling of Forced Unsteady Separated Flows," *AIAA Shear Flow Control Conference*, AIAA-85-0553.
- (17) Gai, S. L. and Sharma, S. D., 1987, "Pressure Distribution Behind a Rearward Facing Step," *Exp. Fluids*, Vol. 14, 154~158.
- (18) Bhattacharjee, S., Scheelke, B. and Troutt, T. R., 1986, "Modifications of Vortex Interactions in a Reattaching Separated Flow," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 623~629.
- (19) Bradshaw, P. and Wong F. Y. F., 1972, "The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 52, pp. 113~135.