

고정밀 측정/해석기술을 이용한 난류유동/소음제어에의 응용
Control of Flow / Flow Noise

(1단계 결과보고서)

한 국 과 학 기 술 원

과 학 기 술 부

제 출 문

과학기술부 장관 귀하

본 보고서를 “고정밀 측정/해석기술을 이용한 난류유동/유동소음 제어에의 응용”과제의 1 단계 보고서로 제출합니다.

2002. 01. 25

주관연구기관명 : 한국과학기술원

주관연구책임자 : 성 형 진

“ : 정 명 균

연 구 원 : 황 권 상

“ : 최 정 일

“ : 백 승 진

“ : 배 성 원

“ : 전 세 종

“ : 박 상 현

“ : 김 경 연

“ : 김 중 년

“ : 박 영 수

“ : 정 서 윤

“ : 안 승 광

“ : 윤 우 열

“ : 이 상 봉

“ : 장 영 기

“ : 김 병 재

“ : 백 성 구

“ : 최 상 규

“ : 조 중 원

“ : 안 기 장

요 약 문

I. 제 목

고정밀 측정/해석기술을 이용한 난류유동/유동소음 제어에의 응용

II. 연구개발의 목적 및 필요성

본 연구에서는 난류유동 실험 및 해석을 기초로 하여 유동현상에 대한 물리적인 이해를 수행하고, 제어이론을 유체역학적 관점에서의 고찰을 통해 체계적인 유동 제어이론을 개발하고자 한다. 유동제어기술은 기계/에너지/환경/가전/정유산업 등 광범위한 산업에 관련된 기술로서 저비용/고효율화를 위한 기술이며 열·유체 관련 시스템이 사용되는 전반적인 산업에 필수적인 기술이므로 이에 대한 체계적인 연구가 필요하다.

III. 연구개발의 내용 및 범위

본 연구에서는 정밀 유동 측정 기술을 통한 유동 구조의 이해를 증진하고, 국소 가진을 이용한 유동제어의 실험적 적용에 대한 평가를 수행하고자 한다. 또한 기존의 수치해석기법 기반기술에서 수치방법론/경계조건/난류모델 등의 기술을 향상시키고자 한다. 이를 바탕으로 하여, 최종적으로 새로운 개념의 제어이론을 부가하여 유동제어기법을 확립하고자 한다. 이에 대해 다음의 5가지 영역으로 나누어 실험 및 수치해석을 통한 연구가 수행되었다.

1. 기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축

유동제어의 대상이 되는 다양한 유동장에 대하여 실험 및 수치해석을 통하여 유동장에 대한 물리적인 이해를 증진시키고자 한다. 공학적인 문제에서 관심이 되는 난류 경계층, 원봉후류, 후향계단, 정체점 부근, 동심환형관 내의 유동장에 대하여 고정밀 수치기법인 DNS, LES 또는 실험적인 방법을 통하여 유동제어의 기본 database를 구축하고자 한다.

2. 난류 유동 해석 기법 고찰 및 개발

본 연구에서는 3차원 비정상 유동의 효율적인 유동해석 수치방법을 개발하고 적용하며, 공간 발달 유동의 수치해석에 요구되는 입구유동 조건의 평가 및 적용도 행하고자 한다. 실제 제어 대상이 되는 복잡한 형상의 유동에 대한 대형 와 모사의 결과와 실험결과와의 비교를 통해 수치 해석 기법의 타당성을 검증하고자 한다. 또한, 기존의 난류 모형을 개선하여 실험을 통한 유동 제어 결과와의 비교, 검토하고자 한다.

3. 유동제어의 실험적 적용

본 연구에서는 개방형 유동제어의 실험적 적용으로, 국소음향 가진에 의한 후향계단 및 난류 경계층 유동에서의 제어실험 과 주기적인 후류 가진에 의한 둔간물체 주위 유동에서의 제어실험을 하고자 한다. 각각의 제어입력에 대한 유동장의 반응을 조사하고, 이를 바탕으로 실험적인 유동제어 기법의 토대를 마련하고자 한다.

4. 정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보

실험적인 유동제어의 기본이 되는 유동장의 정밀 측정 기술확보를 위해 센서열에 의한 유동 및 압력 측정 기술을 수립하고자 한다. 이를 통해 박리 유동구조 해석 및 벽압력 섭동 스펙트럼 해석과 원거리 소음 추정예의 응용을 시도하고자 한다. 또한, 유동가시화를 이용한 유동구조 해석을 통해 박리 유동장내의 유동구조의 변화를 관찰하고자 한다. 아울러, 압력장의 공간상의 분포를 동시에 얻을 수 있는 PSP를 통한 압력장 해석 기법을 확보하고 충돌 제트 유동의 압력장 해석에 적용하고자 한다.

5. 선형/비선형 유동제어 기법 개발

준최적제어 이론에 의거한 제어입력에 대해 제어입력크기와 시간척도에 대한 영향을 조사하고자 한다. 감지부와 가진자 간의 상호조합에 따른 제어효율을 평가하여 최적의 제어기를 제시하고자 한다. 특히, 제어인자에 따른 벽면 부근에서의 유동 구조 변화에 대한 조사를 통하여 항력저감에 대한 제어인자를 평가한다.

IV. 연구개발 결과

1. 기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축

가. 경계층 유동에서의 유동 구조 해석

평판 난류경계층에 대한 직접수치모사를 통해 벽압력 변동과 주유동방향 와구조간의 상관관계를 조사하였다. 교차상관계수를 조사한 결과 벽압력 변동은 횡방향으로 20 벽단 위 정도 떨어져 있으며 상류쪽에 위치한 주유동방향 와구조와 연관성이 있는 것으로 나타났다. 이러한 와구조는 벽면수직 방향으로 기울어진 형태로 존재한다. 주유동방향 와구조에 의해 발생한 스위프 모션이 양의 부호를 갖는 벽압력 변동을, 이젝션 모션이 음의 부호를 갖는 벽압력 변동을 유발시킴을 조건부 평균된 와도 분포와 상한분석을 통해 확인하였다. 와도의 크기가 큰 와구조일수록 벽면에서 크기가 큰 압력 변동을 생성하였다. 이

는 순간 유동장을 통해서도 뚜렷히 관찰되었다.

나. 원봉후류 유동에서의 유동 구조 해석

본 연구에서는 가진을 받는 원봉 후류의 준주기성을 조사하기 위해 직접 수치 모사가 이루어졌다. 주기적 가진에 대해서 원봉 후류의 상태를 크게 'lock-on'과 'non-lock-on' 상태로 나눌 수 있다. lock-on의 경우에 와홀림 주파수(St_0)가 가진 주파수(S_f)와 일치하게 되어 후류 구조는 주기적이고 각 주기마다 변하지 않는다. lock-on 영역의 바깥쪽에서는 위상이 고정되지 않고 S_f 와 St_0 의 성분이 같이 존재한다. non-lock-on영역에서 St_0 는 St_0^* 와 같지 않고 S_f 가 lock-on 영역에서 멀어질수록 St_0^* 에 수렴한다. 즉 가진 주파수가 lock-on 영역의 경계에서 분기해서 하나는 S_f 로 그대로 따라가고 다른 하나는 St_0^* 에 수렴하는 것이다. 그리고, 비선형성에 의해서 다른 추가적인 주파수들도 존재하는데 그들 사이의 간격은 St_0 와 S_f 의 간격과 같다. 주파수들의 크기 비교에서는 $St_0 > S_f > S_{m,j,k}$ 를 보인다. S_f 가 lock-on경계에 충분히 가까워지면 St_0 와 S_f 의 간격이 매우 좁아지고 크기가 비슷해져서 더 많은 주파수 성분들이 나타나게 되고 복잡한 양상을 가지게 된다. 또한, 고조파 가진의 경우, 가진 주파수가 와홀림 주파수의 3배 부근에 tertiary lock-on 지역이 존재하는 것을 확인하였고, 가진 주파수에 따른 와홀림의 위상 변화를 관찰하였다. 가진 주파수가 와홀림 주파수의 2배 부근에서 와홀림 주파수는 자연 와홀림 주파수에서 가진 크기를 크게 할수록 저주파수로 옮겨가는 것을 관찰하였고, 와홀림 주파수와 가진 주파수의 차이로 인하여 변조 성분이 존재하는 것을 확인하였다.

다. 후향계단 유동에서의 유동 구조 해석

난류 모형 등 수치해석 결과를 검증할 데이터 생성을 위하여 후향계단 유동을 측정하였다. 열선 풍속계를 이용하여 흐름방향 및 벽면 수직방향 속도 성분을 모두 측정하였으며, $Re_H=33,000$ 에서 난류 박리 유동의 특징이 잘 나타내는 것을 확인하였다. DNS나 LES 등 수치모사방법을 통한 유동구조 거동을 검증하기 위해 실험 데이터로부터 유동장을 재구성 하는 방법을 개발하였다. 유동장을 재구성하기 위하여 압력과 속도를 동시측정하였으며 조건부 평균법을 채택하였다. 기존 압력-속도 동시측정법을 개선하기 위하여 공간 필터링(SBF)을 이용한 방법을 제안하였다. SBF를 이용하여 후향계단 유동을 대표하는 압력 신호를 추출하고 유동장을 조건부 평균하여 재순환 영역에서 유동 구조를 자세히 관찰하였다. 또한, 유동장을 재구성하여 대형와구조가 박리 전단층으로부터 와홀림되는 과정을 확인할 수 있었다.

라. 정체점 부근에서의 유동 구조 해석

본 연구에서는 삼각함수 입구 유동 교란의 길이척도, 강도, Reynolds수를 변화시키면서 정체점 주변의 열전달의 변화를 살펴보았다. 길이척도(λ)가 λ_s 보다 작을 경우, 길이척도가 커질수록 벽면 열전달은 증가를 하였고, 반면에 λ 가 λ_s 보다 클 경우, 길이척도가 커질수록 벽면 열전달은 감소를 하였다. 이는 vortex stretching에 의해서 증가되는 와도의 증가정도가 다름에 기인하는데, 와도의 증가정도에 따라서 'damping' 영역, 'attached amplifying' 영역, 'detached amplifying' 영역으로 나누어짐을 발견하였다. 유동장과 온도장을 4영역으로 나누어서 고찰한 결과, 벽면에 압축을 하는 영역의 $-\nu' T_{\max} / S\delta\Delta T$ 가 버섯모양으로 벽면으로부터 솟아오른 영역보다 그 절대값은 작으나 벽면열전달에 대한 상관관계가 큰 것을 발견하였다. 입구 유동의 강도는 작은 길이척도의 경우 선형적으로 ω_x 에 영향을 미치나, 길이척도가 큰 경우 비선형적 영향을 보이는 것을 고찰하였다.

마. 동심 환형관 내 유동장 해석

본 연구에서는 벽면 근처 난류 구조에 대한 횡방향 곡률 효과를 살펴보기 위해 동심 환형관 유동장에 대한 직접수치모사를 수행했다. 두 가지 반경비 ($\alpha = 0.1, 0.5$)를 채택했고 두 경우 모두 레이놀즈 수 $Re_{D_h} = 8900$ 인 유동장을 계산했다. 평균 유동장 및 난류 강도, 고차 통계량을 살펴본 바, 바깥쪽 벽면 근처의 난류구조가 안쪽보다 활성화되어 있는 것을 알 수 있다. 이것은 서로 다른 곡률로 인한 와류 재생성 (vortex regeneration) 과정의 차이로 인한 것으로 여겨진다. 또한, 난류의 생성과 유지에 밀접한 관련이 있는 레이놀즈 응력과 와도에 대한 통계적인 조사와 순간적인 양상에 대한 조사가 이루어졌다. 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 (quadrant analysis)에서 바깥쪽 벽 근처에서의 스윙이 안쪽보다 강한 것을 알 수 있었다.

2. 난류 유동 해석 기법 고찰 및 개발

가. 고정밀 유동해석 수치방법의 개발 및 적용

비정상, 비압축성 Navier-Stokes 방정식의 속도와 압력뿐만 아니라 대류항의 내재적인 처리로 인해 야기되는 속도 성분의 결합을 분리시키는 새로운 완전 내재적 분리방법이 제시되었다. 각각의 모멘텀 방정식에서 내재적으로 결합되어 있는 속도성분을 반복적인 계산을 통하여 구하는 기존의 방법과는 달리, 속도 성분들을 분리하여 각각 독립적으로 계산하는 계산 단계를 제시함으로써, 보다 효율적인 수치 방법을 고안하였다. 난류 채널 유동에 대한 직접수치모사를 수행하여 난류 유동 해석의 타당성과 본 수치방법이 시간에 대해 2차의 정확도를 유지함을 조사하였다. 또한, 지속적인 흡입/분사가 가해지는 난류경

계층의 직접수치모사에 적용하여 분사의 경우에는 슬릿 중심으로부터 일정한 거리를 지난 후 극점을 가지면서 회복하고, 흡입의 경우에는 슬릿 끝에서 단순히 회복하는 양상을 나타남을 확인하였다.

나. 공간 발달하는 난류유동의 수치해석에 필요한 입구유동 조건의 평가 및 적용

Lund et al. (1998)에 의해 제안된 입구 유동 생성을 기반으로 하여 평판 경계층 유동에 대해 정확한 난류 통계량을 갖는 DNS/LES의 입구조건을 확보하였고, RANS에 필요한 입구경계조건 부과 방법을 개발하여 기존의 방법들과 비교하여 탁월한 성능을 확인하였다.

다. 천이경계층 유동에 대한 난류모형의 개발

본 연구에서는 천이를 포함하고 있는 천이 경계층 유동장을 예측할 수 있는 $k-\epsilon$ 모형을 제안하였다. 천이이전영역(Pre-Transition Region), 천이영역(Transition Region), 그리고 난류영역(Turbulence Region)의 세 가지 영역으로 나누어 구분하는 모형을 제시하였다. 압력구배가 없는 세 가지 경우와 압력구배가 변하는 세 가지 경우에 대하여 제시된 모형을 적용하였다. 그 결과 압력구배에 관계없이 표면마찰계수, 형상계수, 그리고 평균 속도장의 예측에서 천이영역의 전 영역에 걸쳐서 실험값과 대체로 일치하였다. 하지만 압력구배가 존재하는 경우 천이영역 후반에서의 속도장 분포곡선에서 압력구배에 따라 약 2~3% 정도의 오차가 발생함을 보였다. 이러한 이유는 간헐도 분포의 성능에 의한 것으로 사료된다.

라. 박리/재부착 유동에 대한 난류모형의 개발 및 적용

복잡한 기하학적 형상에서 좋은 예측 성능을 지닌 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델에 비선형 이론을 추가하여 유동장 모델에 적용하고, 대수적 방법을 통한 난류 열유속계수를 구하여 온도장에 적용한다. 경계층에 대해서는 DNS 자료와 비교를 통하여 모델을 검증하며, 박리-재부착 유동에 대해서는 후향계단에서의 유동과 열전달 문제를 실험결과와 비교 고찰하였다. 곡소 교란이 있는 후향계단에서의 유동과 난류 경계층 유동에 적용하여 실험 결과와 비교하여 본 모델의 예측 성능에 대한 타당성을 조사하였다.

마. 난류 유동 해석을 위한 와점성 난류모형의 개발

ν_t 와 k 방정식에서는 벽에서의 경계조건을 부여하기가 용이한 장점이 있으며, 기존 일방정식 모형의 단점을 극복하면서 장점을 그대로 유지할 수 있는 새로운 ν_t-k 모형을

고안하였다. 역압력 구배가 있는 유동에의 적용을 통해 본 난류모형의 우수한 성능을 확인하였다.

바. 급확대부를 갖는 챔버 내부의 유동장에 대한 대형 와 모사

LES 기법을 이용하여 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부의 보염기 주위의 난류 혼합 과정에 관한 상세한 조사를 수행하였다. 또한 수치 해석결과의 검증을 위해 LDV에 의한 실험계측도 행하였다. LES 예측결과는 실험결과와의 비교를 통해서 평균 속도분포, 속도 피크치의 위치, 난류 강도분포등에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 그러나, 예측결과는 보염기 후면의 재순환 영역에 대하여 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다.

또한, 큰 척도의 보텍스 거동에 관한 해석을 행하였다. 순간적인 보텍스의 구조분포는, 보염기 후면에 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링이 생성되어, 상호작용에 의해 변형되어 간다. 안쪽의 보텍스-링이 보다 높은 강도를 갖고 이 영역에서 난류혼합이 가속되는 반면에, 바깥쪽의 보텍스-링은 약한 강도를 갖고 빨리 소멸하게 된다. 난류혼합은 재순환 영역에서 반대방향의 회전을 갖는 두 보텍스사이에서 증진된다. 동영상화한 연속 그림을 통해 시간에 따른 보텍스-링의 붕괴와 흐름방향의 보텍스를 여기하는 나선형구조의 생성을 확실히하였다. 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 보염기 배면의 재순환 영역의 진동에 따라 앞뒤로 진동하며 방출되는 보텍스-링과 상호작용을 하고 있음을 알 수 있다.

3. 유동제어의 실험적 적용

가. 국소음향 가진에 의한 후향계단 유동에서의 제어실험

국소 가진 방법을 이용하여 난류 박리 유동을 제어하기 위한 실험을 하였다. 국소 가진이 후향계단 유동에 미치는 영향을 알아보기 위해 수동에서 유동 가시화를 하였다. 실험으로부터 난류 박리 유동을 효과적으로 제어하는 주파수가 존재하는 것을 알 수 있었고, 이 때 유동 박리에 의한 와구조가 조직화되는 것을 관찰하였다. 보다 현실적인 국소 가진을 주기 위하여 횡방향으로 3차원적인 국소 가진 장치를 상정하여 풍동 내에서 실험하였다. 횡방향 국소 가진이 기존 국소 가진 방법과 비교하여 비슷한 성능을 보여 주었다. 특히, 박리 전단층이 성장하기 위한 횡방향 모드가 존재하고, 이를 효과적으로 가진하면 난류 혼합이 증가하여 유동 제어 효과가 개선되는 것을 알 수 있었다.

나. 국소음향 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어실험

풍동실험과 수동실험을 통하여 난류 경계층에 횡방향 슬릿을 통한 주기적인 가진이 유동장에 미치는 영향을 주파수와 분사각도를 변화시키며 살펴보았다. 경계층에 가해지는 주기적인 흡입/분사는 횡방향 와(spanwise vortex)를 생성하며, 이 와는 바닥면에서 유동

방향 속도를 감소시킨다. 더 많은 와를 생성시켜주는 고주파의 가진이 바닥면의 속도를 더 많이 그리고 오래 감소시키는 것을 확인하였다. 바닥면 속도의 감소는 점성저층의 증가를 일으키고 이는 바로 벽면마찰계수의 감소를 동반한다. 마찰계수의 감소량은 가진 주파수가 높을수록 더 크며 분사각도의 영향은 유동과 반대 방향으로 가진하는 120도일 때가 가장 큰 변화를 보인다.

다. 주기적인 후류 가진에 의한 둔각물체 주위 유동에서의 제어실험

둔각물체 주위 난류박리제부착 유동장에 대한 비정상 후류의 영향을 실험적으로 연구하였다. 원봉을 단 스포크 휠 형 후류가진기를 비정상 후류를 생성하기 위해 사용하였다. 후류 스트로할 수의 작동 범위는 $Re_d=375$ 에 대해 $0 \leq St_H \leq 0.20$ 이었다. 위상평균기법을 비정상 후류에 의한 위상차이를 구별하기 위하여 채택하였다. 시계방향인 경우(CW), 원봉 후류속도는 둔각물체로부터 나가는 방향으로 둔각물체의 흡입면이 말아올림 영역에 형성되었다. 반시계방향인 경우(CCW), 원봉후류속도는 둔각물체를 향하는 방향으로, 압력면이 절단 영역에 형성되었다. 회전방향의 영향은 두드러졌다. 반면, St_H 의 영향은 상대적으로 약했다. 실험결과로부터 CCW가 CW보다 x_R 을 더 감소시키는 것을 발견하였다. 비정상 후류에 의한 유속변동은 박리전단층을 향상시키고, 와형성을 크게 일으켜 x_R 을 감소시켰다. CCW의 벽압력 회복은 CW의 경우보다 더 효율적이었다. 그렇지만, 벽압력 변동의 공간분포(C_p)는 $St_H=0.20$ 의 크기가 $St_H=0.02$ 의 크기보다 더 작은 것을 보여주었다. 조직화된 와구조는 대형와구조-벽면 상호작용에 의한 유속변동레벨을 감소시켰다. 전체적인 에너지 레벨이 비정상 후류에 의해 증가되었으며, 이는 박리점 근처 외부유동 유입률이 증가하였기 때문이다. $St-H$ 다이어그램에서 플랩핑 주파수가 초기영역($x_o/H=0.8$)에서 지배적이었다. 그렇지만, 재부착 영역에서는 플랩핑 주파수의 효과가 무시할만큼 작았으며, 와홀림 주파수의 영향이 지배적이었다. St_H 가 증가할수록, 응집도는 점차로 감소하였다.

4. 정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보

가. 센서열에 의한 유동 및 압력 측정을 통한 박리 유동 구조 해석

마이크로폰 배열을 사용하여 후향계단 유동에 지배받는 벽면 압력장을 측정하고 분석하였다. 벽면 압력장에 대한 시공간적 측정을 통하여 기존 1점 통계량 뿐만 아니라 응집도, 파수 스펙트럼 등 압력 구조를 해석할 수 있었다. 후향계단 유동과의 연계를 고려하면, 압력 구조들은 난류 박리 유동으로부터 생성되는 대형 와구조와 밀접한 관련이 있음을 알 수 있었다.

나. 유동가시화를 통한 유동구조 해석

본 연구에서는 박리 유동장에 주기적 가진이 주어졌을 때 발생하는 대형 와구조의 비정상적 (unsteady) 특징을 묘사하고, 주기적 가진이 유동장에 미치는 효과와 대형 와구조를 연관짓기 위하여 유동가시화법을 활용하였다. 결과적으로 smoke-wire 기법을 이용한 유동 가시화 방법으로 주기적으로 가진된 난류 박리 유동장의 유동 구조를 자세히 관찰할 수 있었다. 특히, 대형 와구조의 흘림 주파수 (shedding frequency)가 가진 주파수에 의해 잠기는 (lock-in) 현상을 확인할 수 있었다. 또한, 두 개의 연속된 대형 와 (large-scale vortex)가 병합되어 가는 과정을 아주 상세하게 관찰할 수 있었다. 따라서, smoke-wire를 이용한 유동가시화법은 박리 전단층 내에 존재하는 대형 와구조의 생성, 성장 및 흘림 과정을 전체적인 시각에서 가장 효과적으로 이해할 수 있는 방법이라는 것을 알 수 있다.

다. PSP를 이용한 압력장 해석

PSP를 이용하여 충돌 제트의 압력장을 측정하였다. 압력탭의 결과와 PSP를 이용하여 측정한 결과를 비교했을 때, 압력탭의 결과와 유사한 결과가 나왔고 압력탭으로는 측정할 수 없는 표면 전체 압력장 정보를 얻어낼 수 있었다. 베이스 코팅의 영향을 조사한 결과, 실제 이미지에서는 베이스 코팅을 한 것이 베이스 코팅을 하지 않은 것보다 주변과의 명암차이가 크게 나타게 되어 계산결과에 있어서 베이스 코팅을 한 결과가 하지 않은 결과보다 정밀하게 나타났다. 또한, 카메라의 해상도를 높임과 동시에 PSP 자체의 분해능력도 높아져야한다는 사실도 확인할 수 있었다. 그리고 CCD 카메라에서 얻어진 사진정보를 압력정보로 환산함에 있어서 중요한 점은 이미지 등록과 암전류노이즈의 제거, 얻어진 이미지에 대한 평균, 노출 시간의 최적화임을 실험을 통해 확인하였다.

라. 벽압력 섭동 스펙트럼 해석 및 원거리 소음 추정

마이크로폰 배열을 이용하여 벽면 압력장을 측정하고, 웨이브리트 변환을 이용하여 압력 구조를 유동 구조와 관련지어 해석하였다. 압력 구조는 유동 박리에 의한 대형 와구조의 와흘림에 지배적으로 영향을 받았다. 웨이브리트 변환의 특성을 활용하여 플랩핑 주파수에서의 압력 구조를 관찰할 수 있었다. 플랩핑 주파수와 전역 진동모드 사이의 연관성을 발견하였으며, 대형 와구조로부터 미처 방출되지 못한 에너지가 재순환 영역에 축적되었다가 플랩핑에 의해 방출되는 것을 알 수 있었다. 플랩핑 현상을 관찰하기 위해 재순환 영역이 확장할 때와 수축할 때를 나누어 에너지를 관찰하였고, 재부착 영역이 수축할 때 에너지가 확장할 때 보다 더 높은 것을 알 수 있었다.

5. 선형/비선형 유동제어 기법 개발

준최적제어를 이용한 항력저감에 대해 여러가지 제어인자들의 평가가 이루어졌다. 이를 위해 $Re_r=100$ 인 난류채널 유동장이 직접수치모사방법을 이용하여 spectral영역에서 해석되었다. 두 가지 형태의 감지함수 ($\partial w/\partial y_w, \partial p/\partial z_w$)에 대한 두가지 가진자 (ϕ_2, ϕ_3)를 이용한 준최적 제어기법이 사용되었다. 이에 대해 가진크기 (A)와 가진 시간척도 (Δt_a^+)에 대한 항력감소율 (D_r)의 영향을 조사하였다. 또한 가진크기에 대한 해석을 뒷받침을 위해 능동감쇄를 이용한 제어도 수행되었다. 주어진 제어기에 따라 가진 크기는 최적조건이 존재함을 알 수 있었으며, 초과가진에 의해서도 항력감소는 유지되었다. 이에 대해 벽면 유동 거동을 살펴본 결과, 벽면 가진에 의해서 유동의 구조의 변화는 벽면에 아주 가까운 영역 ($y^+ < 20$)에서만 일어나며, 초과가진에 의해서도 일정 항력감소를 기대할 수 있다. 또한 가진 시간척도는 $\Delta t_a^+ = 1.0$ 에서 최적이며, 제어효율은 돌출시간간격 ($\Delta t_a^+ \sim 100$) 이상에서는 항력이 오히려 증가하였다. 가장 효과적인 가진자와 감지자의 구성은 $\partial w/\partial y_w$ 를 감지하여 ϕ_2 로 가진하는 형태이며, 이 경우 최대 항력감소율은 약 26%이다. 가진자와 감지자의 크기가 항력감소율에 미치는 영향을 조사하였다. 벽면에서 발생하는 항력과 밀접한 관계를 나타내고 있는 떠무늬 구조의 크기와 관련되어 있으며, 이에 상응하는 길이척도로서 가진자와 감지자의 크기 결정에 있어서 반드시 고려되어야 함을 알 수 있었다.

V. 연구개발 결과의 활용계획

본 연구의 결과는 난류 유동 구조 및 유동 유기 소음 원인 규명을 위한 측정 방법, 비정상 난류 유동의 정밀 예측을 위한 수치 모사 방법, 유동 제어의 실험적 및 수치적 적용과 유동 제어 이론 평가 및 개발로서 요약된다. 실험 및 수치해석을 통해 획득한 유동제어의 대상이 되는 유동구조의 물리적인 이해는 추후 새로운 유동제어 방법 개발의 기초 자료로 활용될 것이다. 또한, 본 연구 결과로 획득된 고정밀 측정 기법은 현대자동차(주) 등의 산업체로의 기술이전을 통하여 적극적인 응용을 추진하고자 하며, 유동제어의 실험적인 적용을 통해 얻은 연구결과는 삼성중공업(주)으로의 기술이전을 통해 유동제어를 통한 고효율 운송 시스템 설계에 활발히 응용될 것이다.

SUMMARY

I. Subject

Control of Flow / Flow Noise

II. Objective and Need

The principal objective of the present research is to develop an efficient flow and flow noise control methodology based on the physical understanding of turbulent flow through experimental and numerical studies. Detailed knowledge of flow control techniques is very important to make an efficient thermo-fluid system of basic industries.

III. Research Contents

For this purpose, laboratory experiments and numerical simulations have been conducted to understand the flow structures. Precise measurement techniques for turbulent flows have been developed. The control mechanism of turbulent flows was investigated by experimental studies of backward-facing step and boundary layer with local forcing. Numerical techniques have been improved by an efficient algorithm, accurate boundary conditions and newly developed turbulence models. Various flow control theories have been evaluated and developed on the basis of the experimental and numerical results. The present research can be classified into five categories :

1. Establishment of experimental and numerical database.

To understand turbulent flows and to control the flows, database of various turbulent flows have been established : turbulent boundary layer, circular cylinder, backward-facing step, stagnation region, and concentric annular pipe flow. These database are implemented through highly accurate numerical simulations (DNS/LES) and experiments.

2. Development of Numerical Techniques for Analysis of Turbulent Flows

A new efficient numerical algorithm to solve the unsteady incompressible Navier-Stokes equation is developed and applied to the DNS of turbulent boundary

layer with local blowing/suction. Realistic turbulent fluctuations have been generated by means of Lund et al.'s method (1998) for inflow data of the spatially-evolving flow. A simple method for generating inflow conditions for turbulent boundary layers in a RANS simulation has been presented. New turbulence models for separated/reattaching flows and transition boundary layer have been developed and a new eddy viscosity model has been proposed. A large eddy simulation (LES) is also performed for turbulent flow around a bluff body inside a sudden expansion cylinder chamber, a configuration which resembles a premixed gas turbine combustor.

3. Experimental Applications of Flow Control

A systematic study of active open-loop control of backward-facing step and turbulent boundary layer flows with acoustic excitation has been conducted. Mean velocities, turbulent intensities and skin friction coefficient were measured and the phase averaging technique was employed to capture the coherent structures due to the local forcing. Control of the flow around blunt body through a periodic wake excitation was also conducted. For each flow geometry, the response of actuation has been scrutinized and the results can be considered as a fundamental data of experimental flow control techniques.

4. Highly Precise Flow/Pressure Measurement and Flow Visualization

Measurements of wall pressure fluctuations were made in a separated and reattaching flow over a backward-facing step by using an array of 32 microphones. The statistical properties of pressure fluctuations were scrutinized and time-dependent characteristics of wall pressure fluctuations were investigated by means of continuous wavelet transform. A new type of flow visualization method utilizing a smoke-wire, a high speed camera with high framing rates and a laser light sheet was employed to delineate the unsteady processes of large-scale vortices in the separated shear layer about a blunt-faced flat plate. Pressure sensitive paint (PSP) measurement system including the calibration facility was installed and several methods to improve the resolution of the PSP measurement were proposed.

5. Linear/Non-linear Flow Control Methodology

The near-wall behaviours of flow structures are analyzed to characterize the drag reduction by conducting DNS of turbulent channel flow with suboptimal control. The

influence of the amplitude of actuation and the time scale of actuation is also evaluated.

IV. Research Results

1. Establishment of the experimental and numerical database for various flow geometry and conditions

(1) Turbulent boundary layer

A direct numerical simulation is performed to examine the relationship between wall pressure fluctuations and near-wall streamwise vortices in a spatially-developing turbulent boundary layer. It is found that wall pressure fluctuations are closely linked with the upstream quasi-streamwise vortices in the buffer region. The maximum correlation occurs with the spanwise displacement from the location of wall pressure fluctuations. The space-time correlation reveals that wall pressure fluctuations lag behind streamwise vorticity in the upstream, while streamwise vorticity lag behind wall pressure fluctuations in the downstream. The contributions of high-amplitude wall pressure event to the turbulent energy production mechanism are examined by the quadrant analysis of Reynolds shear stress.

(2) Circular Cylinder Wake

A systematic numerical analysis is performed for the quasi-periodicity in the wake where a circular cylinder is rotationally oscillated in time. Main emphasis is placed on the identification of frequency selections subjected to the controlled perturbations in the vicinity of lock-on. The frequency responses are scrutinized by measuring the lift coefficient (C_L). A direct numerical simulation is made to portray the unsteady dynamics of wake flows. It is found that, after the shedding frequency is bifurcated at the boundary of lock-on, one frequency follows the forcing frequency and the other gradually converges to the natural shedding frequency. The asymptotic convergence phenomena are ascertained by solving the Van der Pol equation and the circle map. A new frequency selection formula is proposed. In the quasi-periodic state, the magnitudes and relevant phase changes of C_L are examined against the forcing phase.

Also, a systematic numerical analysis is performed for superharmonic excitations in the wake where a circular cylinder is rotationally oscillated in time. The tertiary lock-on is observed, where the shedding frequency St_0 is one third of the forcing

frequency St_f , i.e. the 1/3 subharmonic lock-on. The phase shift of C_L with respect to the forcing frequency is observed, which is similar to that of the primary lock-on. However, in the secondary superharmonic excitation, modulated oscillations are observed, i.e. the lock-on does not exist. As W_{max} increases, St_0 is gradually shifted from the natural shedding frequency to lower values. The magnitudes and phases of St_f and St_0 are analyzed by the phase diagram. The vorticity contours are employed to examine the vortex formation mode against the forcing conditions.

(3) Backward-facing Step

Spatio-temporal characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step were investigated by an extensive pressure-velocity joint measurement with an array of microphones. The experiment was performed in a wind tunnel with a Reynolds number of 33,000 based on the step height and the freestream velocity. Synchronized wavelet maps revealed the evolutionary behavior of pressure fluctuations and gave further insight into the modulated nature of large-scale vortical structures. Toward the investigation of the direct relationship between the flow field and the relevant spatial mode of the pressure field, a new kind of wavenumber filtering, termed as a spatial box filtering (SBF), was introduced and examined. The reconstruction of vortical flow field from every single point velocity measurement was performed by means of the conditional average based on the SBF 2nd mode of pressure fluctuations. The flow field demonstrates well-organized spanwise vortical structure convected with a speed of $0.6U_0$ and characteristic 'sawtooth' pattern of unsteady trace of reattachment length. Many aspects of reattaching flow over a backward-facing step have been compared with the existing database from many researches and the consistency between the present results and the other researches has been noted. In addition to the coherent vortical structures, the periodic enlargement/shrinkage process of the recirculation region due to the flapping motion were analyzed. The recirculation region was found to undergo an enlargement/shrinkage cycle in accordance with the lowpass-filtered component of pressure fluctuations. In addition, such a modulatory behavior of vortical structure as the global oscillation phase has been discussed in connection with the conditionally averaged flow field.

(4) Stagnation Region

Numerical simulations of stagnation-region heat transfer in the presence of

free-stream disturbances are performed. The sensitivity of heat transfer in stagnation-region to free-stream vorticity is scrutinized by varying the length scale, intensity and Reynolds number. As an organized inflow disturbance, a spanwise sinusoidal variation is superimposed on the velocity component normal to the wall. An accurate numerical scheme is employed to integrate the compressible Navier-Stokes equations and energy equation. The main emphasis is placed on the length scale of inflow disturbances, which maximizes the heat transfer enhancement. Computational results are presented to disclose the detailed behavior of streamwise vortices. Three regimes of the behavior are found depending on the length scale: these are the "damping", "attached amplifying" and "detached amplifying" regimes, respectively. Based on the simulation data, a correlation formula is proposed as a function of the Reynolds number, intensity and length scale. It is found that the correlation formula provides a satisfactory fit.

(5) Concentric Annular Pipe

Direct numerical simulations (DNS) is carried out to study fully-developed turbulent concentric annular pipe flow with two radius ratios at $Re_{Dh} = 8900$. In case of $R_1/R_2 = 0.5$, the present result for the mean flow is in good agreement with the previous experimental data. Because of the transverse curvature effects, the distributions of mean flow and turbulent intensities are asymmetric in contrast to those of other fully-developed flows (channel and pipe flow). From the distributions of skewness of radial velocity fluctuations, it can be identified that all of the characteristics of channel, pipe and turbulent flow on a cylinder in axial flow can be appeared in concentric annular pipe flow.

2. Development of Numerical Techniques for Analysis of Turbulent Flows

(1) Development and Application of an Efficient Numerical Method for DNS/LES

An efficient numerical method to solve the unsteady incompressible Navier-Stokes equation is developed. A fully implicit time advancement is employed to avoid the Courant-Friedrichs-Lewy restriction, where the Crank-Nicolson discretization is used for both the diffusion and convection terms. Based on a block LU decomposition, velocity-pressure decoupling is achieved in conjunction with the approximate factorization. The main emphasis is placed on the additional decoupling of the

intermediate velocity components with only n th time step velocity. The temporal second-order accuracy is preserved with the approximate factorization without any modification of boundary conditions. Since the decoupled momentum equations are solved without iteration, the computational time is reduced significantly. The present decoupling method is validated by solving several test cases, in particular, the turbulent minimal channel flow unit.

(2) Techniques of Inflow Data Generation for the Numerical Simulation of Spatially Evolving Flows

In order to calculate the spatially-evolving flow, the time-dependent inflow data for the turbulent boundary layer of $Re=300$ and 1400 have been generated based on the method of Lund et al. (1998).

A simple method for generating inflow conditions for turbulent boundary layers in a RANS closure has been presented. A composite profile was obtained by forming a weighted average of the inner and outer profiles. The mean velocity profile was reproduced well by using the experimental integral parameters. The inflow conditions of k and ε and were obtained by solving the k - ε equations with the afore-stated mean velocity profile. When compared with the computations by other inlet conditions, the proposed method was shown to be highly accurate.

(3) Development of Turbulent Model for the Transition Boundary Layer

A modified k - ε model is proposed for calculating transitional boundary layer flows. In order to develop the eddy viscosity model for the problem, the flow region is divided into three regions; namely, pre-transition region, transition region and fully turbulence region. Under zero pressure gradient, it was found that the profiles of mean velocity and turbulent intensity, local maximum of velocity fluctuations, their locations as well as the streamwise variations of integral properties such as skin friction, shape factor and maximum velocity fluctuations are very satisfactorily predicted throughout flow regions. Similarly the prediction under changing pressure gradient was also good agreement except the later part of the transition region, where better correlation is needed to improve the overall performance.

(4) Development and Application of Turbulent Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows

A nonlinear low-Reynolds-number heat transfer model is developed to predict turbulent flow and heat transfer in separated and reattaching flows. The $k-\varepsilon-f_\mu$ model of Park & Sung (1997) is extended to a nonlinear formulation, based on the nonlinear model of Gatski & Speziale (1993). Predictions of the present model are cross-checked with existing measurements and DNS data. The model performance is shown to be satisfactory. A numerical study was made of heat transfer in locally-forced turbulent separated and reattaching flow over a backward-facing step and the unsteady locally-forced boundary layer flow. The predicted results have good agreement with the experimental data.

(5) Development of Eddy Viscosity Model

A new eddy viscosity model is formulated. To remove the problem of previous eddy viscosity models that infer the turbulent length scale from the gradient of the mean velocity, the present model adopts the turbulent kinetic energy equation to find the length scale. Developed turbulence model is a two-equation model that consists of transport equations for the eddy viscosity and the turbulent kinetic energy. The present $\nu_t - k$ model is applied to fully developed channel flows and flat plate boundary layers and the results show good agreements with the experimental data. In the simulation of the Samuel & Joubert's experiment (1974) with increasing adverse pressure gradients, the present model demonstrates better predictions of friction coefficients and mean velocities than the $k-\omega$ model and the Spalart-Allmaras (1994) model.

(6) Modeling for LES simulation of Combustion Chambers

A large eddy simulation (LES) is performed for turbulent flow around a bluff body inside a sudden expansion cylinder chamber, a configuration which resembles a premixed gas turbine combustor. To promote turbulent mixing and to accommodate flame stability, a flame holder is installed inside the combustion chamber. The Smagorinsky model is employed and the calculated Reynolds number is 5,000 based on the bulk velocity and the diameter of the inlet pipe. The simulation code is constructed by using a general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing them with the LDV measurement data. The agreement of LES with the experimental data is shown to be satisfactory. Emphasis is placed on the time-dependent

evolutions of turbulent vortical structure behind the flame holder. The numerical flow visualizations depict the behavior of large-scale vortices. The turbulent mixing process behind the flame holder is analyzed by visualizing the sectional views of vortical structure.

3. Experimental Applications of Flow Control

(1) Local Forcing in the Backward-facing Step

An experimental study was made of turbulent separated flows over a backward-facing step. A local forcing was given to the separated flow by means of a sinusoidally oscillating jet issuing from a thin slit near the separation line. To produce a spanwise-varying local forcing at the separation edge, a banded thin tape covered the slit. Effects of the spanwise-varying local forcing on the separated flow were scrutinized by altering the spatially banded blocking width (w) and the open slit distance (g). An optimal value of w/g was sought, which led to the minimum reattachment length (x_R). The effect of spanwise-varying local forcing on x_R was found to be slight compared to the case of two-dimensional forcing ($w=0$). The experiment was made at $Re_H=33000$ and $Ao=0.018$ by changing the forcing frequency ($0 < St_H < 1.0$).

(2) Local Forcing in the Turbulent Boundary Layer

Both wind and water tunnel experiments have been performed for analyzing flow structures behind a local suction/blowing in a flat plate turbulent boundary layer. The local forcing is given to the boundary layer flow by means of sinusoidally oscillating jet issuing from a thin spanwise slot at wall. The effects of local forcing are scrutinized by altering the forcing frequency ($0.011 < f^+ < 0.044$). It is found that small local forcing gives a reduction of skin friction, which is the largest for the highest forcing frequency. An organized spanwise vortical structure is generated by the local forcing. Relatively larger vortical structures are generated by the lower-frequency forcing, where the turbulent energy is concentrated at the core region of the vortical structure. The cross-sectional area of vortex and is inversely proportional to the forcing frequency, whereas the time fraction of vortex to the square root of the forcing frequency. The cross-sectional area of vortex and the time fraction of vortex are proportional to the reciprocal and the square root of the forcing frequency, respectively. The greatest reduction of skin friction for the highest forcing frequency

is attributed to the diminished adverse effect of the secondary vortex to increase the skin friction. Further investigation of the random fluctuation components reveals that turbulent energy is concentrated near the center of vortical structures.

(3) Control of the Flow around Blunt Body through a Periodic Wake Excitation

An experimental study was made of turbulent separated and reattaching flow over a blunt body, where unsteady wake was generated by a spoke wheel-type wake generator with cylindrical rods. The influence of unsteady wake was scrutinized by altering the rotating direction (CW and CCW) and the normalized passing frequency ($0 \leq St_H \leq 0.20$). The Reynolds number based on the cylindrical rod was $Re=375$. A phase-averaging technique was employed to characterize the unsteady wake. The effect of different rotating directions was examined in detail, which gave a significant reduction of x_R . The wall pressure fluctuations on the blunt body were analyzed in terms of the spectrum and the coherence.

4. Highly Precise Flow/Pressure Measurement and Flow Visualization

(1) Pressure Sensor Array for Analysis of Separated Flow

Laboratory measurements were made of wall pressure fluctuations in a separated and reattaching flow over a backward-facing step. An array of 32 microphones in the streamwise as well as the spanwise directions was utilized. The statistical properties of pressure fluctuations were scrutinized. Emphasis was placed on the flow inhomogeneity in the streamwise direction. One-point statistics such as the streamwise distribution of rms pressure and autospectra were shown to be generally consistent with the prior results. The peak frequency and the fall-off rate of autospectra demonstrated the shear layer-originated nature of pressure fluctuations. The coherences and wavenumber spectra in the streamwise and spanwise directions were indicative of the presence of dual modes in pressure; one is associated with the large-scale vortical structure in the low-frequency region and the other is the boundary-layer-like decaying mode in the high-frequency region.

(2) Flow Visualization

A new type of flow visualization method utilizing a smoke-wire, a high speed camera with high framing rates and a laser light sheet was employed to delineate the

unsteady processes of large-scale vortices in the separated shear layer about a blunt-faced flat plate. Low turbulence intensity experiments were conducted at $Re_H = 560$. The sequential images obtained by the high speed camera described the unsteady behavior of rolling-up, growing-up and shedding of large-scale vortices from the separation bubble. The instantaneous reattachment locations of separation bubble were observed to vary as the shedding phases of large-scale vortices alter. Particularly, at a certain phase, a vortex-merging process between the two neighboring large-scale vortices took place and a newly-created large-scale vortex moved downstream.

(3) PSP Techniques for Analysis of Pressure Field

A relatively new approach to surface pressure measurement using PSP was investigated. PSP has the ability to generate accurate, spatially continuous pressure distribution and has a number of advantages in comparison to the conventional pressure tap method. In the present study, PSP measurement system including the calibration facility was installed and several methods to improve the resolution of the PSP measurement were examined. Calibration was performed in the a priori calibration chamber, and the pressure measurement was made in an impinging jet flow. The effects of several error sources were quantitatively calculated. Subtracting of dark current noise reduced 30.6% of the rms error in the pressure distribution. 63.8% of the rms error was reduced with the base-coating in comparison to the case without the base-coating. Additionally, it was found that image averaging and optimal exposure were important to improve the resolution.

(4) Spectral analysis of wall pressure fluctuations

Time-dependent characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step were investigated by means of continuous wavelet transform. Emphasis was placed on the combination of time-localized analysis of wavelet transform and multi-point measurement of pressure fluctuations. Synchronized wavelet maps revealed evolutionary behaviors of the pressure fluctuations and gave further insight into the modulated nature of large-scale vortical structures. It was found that there exist two modes of shed vortices; one is the global oscillation and the other is the vortex convection. The alternating two modes are synchronized with the flapping frequency component of pressure fluctuations. In a statistical basis, the flapping motion gives rise to the difference in

pressure spectra, indicating more intensive pressure activity during the shrinking period of the recirculation region

5. Linear/Non-linear Flow Control Methodology

A systematic analysis is made of suboptimal control for drag reduction. The influence of the amplitude of actuation (A) and the time scale of actuation (Δt_a^+) is evaluated. Two wall sensing variables are employed ($\partial w/\partial y|_w$, $\partial p/\partial z|_w$) with two wall actuations (ϕ_2 , ϕ_3). To test the suboptimal control, direct numerical simulations of turbulent channel flow at $Re_\tau=100$ are performed in a spectral domain. It is found that the effect of A and Δt_a^+ on the drag reduction rate is significant. An optimal time scale is obtained at $\Delta t_a^+=1.0$. The near-wall behaviors of flow structure are analyzed to characterize the drag reduction. The size effect of the sensor/actuator is examined.

V. Plan for Research Results

Main results of the present research are development of flow measurement techniques for analysis of turbulent flow structure and understanding causes of flow induced noise, development of accurate and efficient numerical methods for calculating the turbulent flow simulation, applications of experimental flow control, and assesment of flow control theory. The physical understanding of flow field which is obtained through the present experiments and numerical simulations, will be used as a fundamental database for developing a new control method. The measurement techniques can be easily used for industrial fields. And the results of experimetal flow control will be considered to be widely applicable to the control of flows around a transportation, i.e, darg reduction, control of flow and flow noise, etc.

CONTENTS

Chapter 1. Introduction -----	26
1. Objective and Need -----	26
2. Scope of Research -----	27
Chapter 2. Current Status of Researches -----	41
1. Current Status of Relevant Researches -----	41
2. Status of the Present Research -----	42
Chapter 3. Research Contents and Results -----	45
Section 1. Establishment of the experimental and numerical database for various flow geometry and conditions -----	45
1. Turbulent boundary layer -----	45
2. Circular Cylinder Wake -----	53
3. Backward-facing Step -----	60
4. Stagnation Region -----	64
5. Concentric Annular Pipe -----	71
Section 2. Development of Numerical Techniques for Analysis of Turbulent Flows -----	76
1. Development and Application of an Efficient Numerical Method for DNS/LES -----	76
2. Techniques of Inflow Data Generation for the Numerical Simulation of Spatially Evolving Flows -----	87
3. Development of Turbulent Model for the Transition Boundary Layer -----	94
4. Development and Application of Turbulent Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows -----	109
5. Development of Eddy Viscosity Model -----	122
6. Modeling for LES simulation of Combustion Chambers -----	126
Section 3. Experimental Applications of Flow Control -----	141
1. Local Forcing in the Backward-facing Step -----	141
2. Local Forcing in the Turbulent Boundary Layer -----	145
3. Control of the Flow around Blunt Body through a Periodic Wake Excitation -----	165

Section 4. Highly Precise Flow/Pressure Measurement and	
Flow Visualization -----	171
1. Pressure Sensor Array for Analysis of Separated Flow -----	171
2. Flow Visualization -----	174
3. PSP Techniques for Analysis of Pressure Field -----	178
4. Spectral analysis of wall pressure fluctuations -----	192
Section 5. Linear/Non-linear Flow Control Methodology -----	198
1. Assesment of Sub-optimal Control	
for the Turbulent Channel Flow -----	198
Chapter 4. Degree of Achievement and Contributions of Research -----	381
1. Degree of Achievement -----	381
2. Contributions -----	384
Chapter 5. Plan of Research Results -----	390
1. Application of Research Results -----	390
2. Need for Continuous Researches -----	391
Chapter 6. References -----	392

목 차

제 1 장 서론 -----	26
1. 연구개발의 목적 및 필요성 -----	26
2. 연구개발의 범위 -----	27
제 2 장 국내외 기술개발 현황 -----	41
1. 국내외 관련분야에 대한 기술개발 현황 -----	41
2. 연구결과가 국내외 기술개발현황에서 차지하는 위치 -----	42
제 3 장 연구개발수행 내용 및 결과 -----	45
제 1 절 기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축 -----	45
1. 경계층 유동에서의 유동 구조 해석 -----	45
2. 원봉후류 유동에서의 유동 구조 해석 -----	53
3. 후향계단 유동에서의 유동 구조 해석 -----	60
4. 정체점 부근에서의 유동 구조 해석 -----	64
5. 동심환형관 내 유동장 해석 -----	71
제 2 절 난류 유동 해석 기법 고찰 및 개발 (RANS/LES/DNS/소음추정기법) -----	76
1. 고정밀 유동해석 수치방법의 개발 및 적용 -----	76
2. 공간 발달하는 난류유동의 수치해석에 필요한 입구유동 조건의 평가 및 적용 -----	87
3. 천이경계층 유동에 대한 난류모형의 개발 -----	94
4. 박리/재부착 유동에 대한 난류모형의 개발 및 적용 -----	109
5. 난류 유동 해석을 위한 와점성 난류모형의 개발 -----	122
6. 급확대부를 갖는 챔버 내부의 유동장에 대한 대형 와 모사 -----	126
제 3 절 유동제어의 실험적 적용 -----	141
1. 국소음향 가진에 의한 후향계단 유동에서의 제어실험 -----	141
2. 국소음향 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어실험 -----	145
3. 주기적인 후류 가진에 의한 둔각물체 주위 유동에서의 제어실험 -----	165
제 4 절 정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보 -----	171
1. 센서열에 의한 유동 및 압력 측정을 통한 박리 유동구조 해석 ---	171
2. 유동가시화를 통한 유동구조 해석 -----	174

3. PSP를 이용한 압력장 해석 -----	178
4. 벽압력 섭동 스펙트럼 해석 및 원거리 소음 추정 -----	192
제 5 절 선형/비선형 유동제어 기법 개발 -----	198
1. 난류채널유동에서의 준최적 제어기법 평가 -----	198
제 4 장 연구개발목표 달성도 및 대외기여도 -----	381
1. 연구목표 및 평가착안점에 따른 달성도 -----	381
2. 연구의 대외기여도 -----	384
제 5 장 연구개발결과의 활용계획 -----	390
1. 연구개발결과의 타 연구에서의 응용, 기업화 추진 방안 -----	390
2. 추가연구의 필요성 -----	391
제 6 장 참고문헌 -----	392

제 1 장 서론

1. 연구개발의 목적 및 필요성

유동제어 기술은 열·유체 관련 시스템의 효율성 향상에 관련된 기반 기술로서 운송체의 항력저감, 소음저감, 연소효율 증대 등과 같은 차세대 고효율 시스템 개발에 대한 기본 기술이다. 또한 기계/에너지/환경/가전/정유산업 등 광범위한 산업에 관련된 기술로서 저비용/고효율화를 위한 기술이다. 예를 들자면, 고소득 및 고품격 생활에 따른 운송체의 소음규제 방안에 대해 유기적인 대체방안을 제시 할 수 있으며, 고효율 연소에 의한 불완전 연소제거에 따른 연료소모 및 NOx/SOx 감소를 통하여 쾌적한 대기 환경 조성에 기여할 수 있다.

현재까지는 열·유체 관련시스템의 효율향상을 위해 기본유형에 대한 실험 및 수치해석을 통한 수동적인 형태의 연구를 수행해 왔다. 과거에 행해졌던 시행착오에 의한 연구에서 벗어나 정량적이고 능동적인 유동제어 기술의 개발은 21세기에서는 필수 불가결하다. 이를 위해서는 우선 제어의 대상이 되는 유동장에 대한 자세한 조사가 선행되어야 하는데, 본 연구에서는 정밀 유동/압력 측정기술 및 가시화 기법을 토대로 한 실험적 접근과 고정밀 수치기법을 통한 해석적 접근 방법을 이용하여 조직적인 난류 유동구조를 분석하고, 이를 바탕으로 하여 난류유동의 혼돈성과 비선형성에 적합한 유동제어이론을 도입 및 개발하고자 한다.

유동측정/가시화 기술은 기본적으로 3차원적이고 불규칙한 난류유동의 거동을 파악하기 위하여 꼭 필요한 핵심기술이다. 최근에 들어와서 컴퓨터/전자/광학기술의 경이적인 발달로 인하여 방대한 데이터의 저장 및 처리가 용이해짐에 따라 보다 포괄적이고 세밀하게 유동장의 특성을 조사할 수 있는 새로운 기법들이 제안되고 있다. 본 연구의 목표인 유동장의 능동적 제어의 관점에서 살펴볼 때, 적절한 제어기 및 제어 알고리즘의 선정을 위해서는 우선 계의 특성인 유동장의 신뢰성 높은 정보의 확보가 가장 중요하다.

유동장의 정보 획득을 위해 보편적으로 사용되는 난류유동의 수치해석기술은 난류모델을 이용하는 방법 (RANS ; Reynolds Averaged Navier-Stokes) 으로 주로 정상유동 (steady flows)에 국한되어 사용되어 왔다. 그러나 유동소음/압력에 대한 스펙트럼 해석 등을 위해서는 비정상유동 (unsteady flows) 해석이 필수적이다. 한편, 1980년 중반이후에 개발된 LES (Large Eddy Simulation)/DNS (Direct Numerical Simulation)와 같은 고정밀 수치기법은 난류구조의 응집구조 (coherent structure) 및 동적 구조 (dynamic structure)를 파악하는 데 적합한 방법이다. LES/DNS와 같은 유동해석 기법은 정밀 예측을 위해 수치해석방법 및 경계조건의 처리 등이 매우 까다롭다. 또한 계산시간 및 계산역자의 제한성 때문에 단순화된 유동해석에만 적용되고 있다. 최신 컴퓨터관련 기술의 발전 속도를 고려해 볼 때, 보다 효율적인 수치방법 및 정밀한 경계조건에 의한 유동해석 기술 개발 및 적용은 유동구조 해석의 기반을 마련하는 데 중요하다.

유동제어 기술은 차세대 열·유체 관련 시스템 설계기술에 대한 필수적인 기반기술이다. 현재 기계/전자적 문제점에 대한 제어기술은 급속하게 발전하여 상당 부분 실제 시스템 설계 기술에 응용되고 있지만, 열·유체관련 문제점은 문제파악 및 해결의 난해성 때문에 배제되고 있는 실정이며, 현재까지 적용된 유동 제어이론은 주로 기하학적 형상 설계에 의한 방법 혹은 물리적인 관찰에 의한 것이다. 이와 같은 접근방식은 난류유동의 혼돈성과 비선형성에 기인하여 대부분 시행착오적인 형태로 발전되어 왔으며, 일반적인 난류유동제어 기법으로 발전되기 어렵다. 본 연구에서는 기존의 수학/소음·진동 분야에서 행해지고 있는 제어기법을 유동해석에 적용/개발하고, MEMS (MicroElectroMechanical System) 기술을 응용한 극소형 센서 및 액츄에이터 등을 적용하여 구체화하고자 한다.

2. 연구개발의 범위

본 연구 개발의 목적은 정밀 유동/압력 측정기술 및 가시화 기법을 토대로 한 실험적 접근과 고정밀 수치기법을 통한 해석적 접근 방법을 이용하여 조직적인 난류 유동구조를 분석하고, 난류유동의 혼돈성과 비선형성에 적합한 유동제어이론을 도입 및 개발하는 것이다. 그리고 더 나아가 이를 난류유동 제어의 기반기술 및 응용기술로 발전시켜서 고효율 열·유체 시스템 개발의 토대를 구축하고자 한다.

이를 위하여 정밀 유동 측정 기술인 Microphone/hydrophone에 의한 정밀 압력 측정 기술 및 PIV (Particle Image Velocimetry)/PSP (Pressure Sensitive Paint) 기법을 이용한 유동가시화 기법을 확립하고자 하며, 국소 가진을 이용한 유동제어의 실험적 적용에 대한 평가를 수행하고자 한다. 또한 해석기법으로는 기존의 RANS/LES/DNS를 이용한 기반기술을 바탕으로 하여 수치방법론/경계조건/난류모델 등에 의한 기술을 향상시켜, 최종적으로 새로운 개념의 제어이론을 부가하여 유동제어기법을 확립하고자 한다. 각각의 연구세부주제에 대한 연구개발의 범위는 아래와 같다.

가. 기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축

(1) 경계층 유동에서의 유동 구조 해석

고속으로 운행되는 운송체 주위에서 발생하는 유체소음의 제어 및 유체소음 신호를 성공적으로 분리하기 위한 전제조건으로서 유동장과 관련된 벽압력 변동성분에 대한 상세한 지식이 필요하다. 특히 물체표면에서 낮은 파동수 영역에서의 자체 소음특성 파악이 중요하고, 이 영역에서는 벽압력으로 인한 물체진동에 의한 소음, 유동소음이 구조물을 통해 전달되는 소음, 그리고 유체에 의한 소음이 직접 표면에 전달되는 복합적 성질이 있다. 이러한 압력변동의 시, 공간적 정보, 구체적으로 압력변동의 파수 스펙트럼에 대한 지

식이 있으면 구조물의 진동을 예측할 수 있다 (Blake 1986). 그러나, 실험적으로는 센서의 크기로부터 발생하는 해상도의 문제, 수치적으로는 방대한 계산량을 수반하는 컴퓨터 파워의 미비함을 이유로 이러한 목적이 명확한 문제임에도 불구하고 많은 연구들이 최근에 이르러서야 시도되어지고 있다.

이에 본 연구에서는 최근 난류 유동 해석에 있어서 중요한 도구로서 부각되고 있는 대형 와 모사법(Large Eddy Simulation)을 이용하여 미약한 크기의 곡률을 갖는 난류 경계층 유동을 해석하고 그로 인해 얻어진 결과를 통해 데이터 베이스를 구축하고자 한다. 유동 해석을 위해서는 Germano et al. (1991)과 Lilly (1992)에 의해 제안된 dynamic subgrid-scale model이 사용되며 지배 방정식은 공간에 대해서 이차 정확도를 갖는 중앙차분법, 시간에 대해서는 Crank-Nicholson 방법에 따라 차분되어 완전음해 부분단계법을 이용해 시간 전진한다. 대형 와 모사의 결과로 얻어지는 벽압력 섭동성분의 데이터를 바탕으로 난류 경계층 내에서의 특성을 파악할 수 있다.

또한, 벽압력 변동과 주유동방향 와구조의 상관관계를 통계적으로 파악하여 벽압력을 지배하고 있는 응집구조의 길이 척도와 형태를 밝히고자 한다. 와구조로부터 벽압력이 발생하는 운동학적 메카니즘을 규명함으로써 유동유기 소음원해석의 토대를 마련하고자 한다. 얻어진 결과를 조건부 평균하여 응집구조에 영향을 받고 있는 벽압력 변동을 조사하고, 상한분석(quadrant analysis)을 통해 이들간의 운동학적인 관계를 정립하고자 한다.

(2) 원봉후류 유동에서의 유동 구조 해석

와홀림의 현상을 가진 원봉 후류에 관한 연구는 학문적으로 또 공학적으로 큰 중요성을 가지고 있기 때문에 지금까지 많은 연구가 진행되어 왔다(Williamson 1996). 그리고 여러 가지의 가진을 가하여 원봉 후류를 제어하고자 하는 많은 노력이 있어 왔다. 이는 유동 구조와 원봉에 미치는 힘 사이의 관계를 이해하기 위해 진행된 것이다. 대표적인 가진 방법으로는 유입 유동의 교란, 원봉 표면에서의 흡입/분출, 원봉의 유동 방향 또는 그의 수직 방향으로의 진동 그리고 원봉의 회전(Filler, Marston & Mih 1991, Tokumaru & Dimodakis 1991) 등이 있다.

원봉 자체 또는 원봉 후류에 가진을 가하지 않을 때 원봉 후류에서는 Karman vortex가 주기적으로 홀림된다. 그리고, 이러한 와홀림 주파수 부근의 주파수로 가진을 했을 때 와홀림 주파수가 가진 주파수와 같게 되는 lock-on현상이 잘 알려져 있다. 하지만 두 주파수 차이가 크게 되면 준주기 또는 혼돈 양상을 보이기도 한다. lock-on현상은 가진 주파수 대 와홀림 주파수의 비가 1이 아닌 배수비나 분수비등의 유리수비 부근일 때도 나타나게 된다. 그 비가 1일 때의 lock-on을 primary lock-on이라고 하며, 분수비나 배수비일 때를 각각 subharmonic lock-on과 superharmonic lock-on이라고 한다.

본 연구는 원봉의 주기적 회전으로 가진을 받는 원봉 후류를 수치 모사하여 유동장에 나타나는 주파수 성분과 그 유동 상태를 관찰하였다. primary lock-on 과 superharmonic lock-on의 영역의 가진에 대하여 양력계수의 시간에 따른 변화를 살펴보고, 각 가진 주

과수에 따라 원봉 후류에서의 와의 형성과 lock-on 현상의 발생과의 관계를 밝히고자 한다.

(3) 후향계단 유동에서의 유동 구조 해석

난류 박리 유동은 빌딩과 같은 구조물에 작용하는 풍하중(風荷重)이나 운송체의 저항력, 유동 소음을 일으키는 원인으로 많은 공학적 응용 범위를 가지고 있다. 난류 박리 유동은 역 압력구배 또는 돌출부 등에 의해 발생하며, 덕트 내의 급확장 단면에서도 일어난다. 후향계단 주위에서 발생하는 난류 박리 유동은 여러 복잡유동 중에서도 그 형상이 비교적 단순하고, 유동 박리점이 계단면에 고정되어 있어 유동박리에 대한 심층적인 연구가 가능하다. 이러한 점에서 후향계단 유동은 난류 모형을 이용한 수치해석 결과의 정당성 여부를 검증하기 위한 주된 벤치마크 대상 중 하나이다. 난류 모형 개발 과정에서 난류 박리 유동은 수치해석 결과 검증에 중요한 역할을 한다. 그 동안 수 많은 연구자들이 실험적으로 후향계단 유동을 규명하여 왔다. 하지만, 난류 박리 유동은 유동 재순환 영역에서 난류 강도가 측정 센서의 허용 범위를 초과하므로, 유속 측정에서 어려움을 겪고 있다. 유동 재순환 영역은 박리 기포 외부 유동의 유입에 의한 역방향 흐름이 존재하므로 유속 측정시 정방향 흐름 및 역방향 흐름성분을 모두 측정하여야 한다. 열선 풍속계를 이용한 측정방법으로서 스플릿 필름(TSI 1288)과 X-형 열선(TSI 1249A)이 가장 효과적인 것으로 알려져 있다. 기존 문헌에서는 스플릿 필름과 X-형 열선을 모두 이용하여 유동을 측정 후 결과치를 서로 비교하는 경우도 발견된다. 최근에는 PIV(particle image velocimetry)라는 유동 가시화를 이용한 정량적 측정 방법이 도입되어, 난류 박리 유동에 대한 실험 데이터의 공급이 획기적으로 이루어지는 계기가 마련되었다. 그럼에도 불구하고, 이 방법 역시 유동 재순환 영역에서 충분한 양의 계측 입자(seeding particle)들이 잘 유입되지 않아 여전히 정확한 난류량 측정이 어려운 실정이다. 통계량 뿐만 아니라 시간적인 거동까지 관찰하고자 할 때, 열선 풍속계를 이용하는 방법이 현재로서는 바람직한 방법이다.

본 연구는 후향계단 주위 난류 박리 유동을 열선 풍속계를 이용하여 측정하였으며, 기존 방법과 달리 흐름방향(U) 및 수직방향(V) 속도성분들을 모두 측정하였다. 흐름방향 속도를 측정할 때는 재순환 영역의 역방향 흐름을 고려하여 스플릿 필름 센서(TSI1288)를 사용하였다. 스플릿 필름만으로는 U, V를 동시에 측정할 수 없으므로, 수직방향 속도는 X-형 열선(TSI 1249A)을 사용하였다.

열선 풍속계를 이용한 계측방법은 PIV와 달리 시계열 신호를 얻을 수 있다는 점에서 더욱 유리하다. DNS나 LES와 같은 수치모사 방법들은 난류 통계량들 뿐만 아니라 시간에 따른 유동 구조의 거동을 예측할 수 있다는 점에서 활발히 연구되고 있다. 난류 유동에 관한 연구의 초점이 난류 통계량에서 유동 구조로 옮겨지고 있는 이유는 유동 구조의 거동이 난류 유동을 이해하는데 있어 중요하기 때문이다. 열선 풍속계를 이용한 실험적 접근 방법은 시계열 측정이 가능하다는 점에서 유동구조를 분석하는데 유리하다. Cherry

et al. (1984) 나 Kiya & Sasaki (1985)에서 시도된 바 있듯이 열선풍속계를 이용한 압력-속도 동시측정 기법은 난류 박리 유동에 지배적인 대형 와구조를 관찰하는 방법이다. 압력 신호로서 일점 측정법보다 마이크로폰 배열을 이용하면 유동 구조를 더 자세히 관찰하게 된다. 마이크로폰 배열을 이용하는 방법은 공간 필터링(Spatial Box Filtering)이라는 유동장을 대표하는 압력신호 추출법을 활용한다. 공간 필터링에 의한 압력신호 추출법과 조건부 평균법을 병행하여 유동장을 재구성하면, 유동에 지배적 영향일 미치는 대형 와구조를 관찰할 수 있다. 실험적으로 관측되는 대형 와구조의 거동은 향후 수치모사에 의해 예측되는 유동구조를 검증하는데 사용될 수 있다.

(4) 정체점 부근에서의 유동 구조 해석

본 연구에서는 정체점 주변에서 입구 유동 인자들과 자유흐름난류가 벽면 열전달 증가에 대한 영향을 연구하였다. 이를 위하여, 입구 유동 인자들 (길이척도, 강도, Reynolds 수) 을 변화시키면서 삼각함수 교란을 평균 입구 유동에 첨가하였다. 길이척도(λ)가 λ_s 보다 작을 경우, 길이척도가 커질수록 벽면 열전달은 증가를 하였고, 반면에 λ 가 λ_s 보다 클 경우, 길이척도가 커질수록 벽면 열전달은 감소를 하였다. 이는 vortex stretching에 의해서 증가되는 와도의 증가정도가 다름에 기인하는데, 와도의 증가정도에 따라서 "damping" 영역, "attached amplifying" 영역, "detached amplifying" 영역으로 나누어짐을 발견하였다. 입구 유동의 강도는 작은 길이척도의 경우 선형적으로 ω_x 에 영향을 미치나, 길이척도가 큰 경우 비선형적 영향을 보이는 것을 고찰하였다. 실험 결과에 근거한 상관함수를 본 연구의 결과에 적용한 결과, 큰 오차가 발견되지 않았고, 이는 큰 와의 영향이 정체점 주변 열전달에 중요하다는 것을 의미한다고 할 수 있다.

(5) 동심 환형관 내 유동장 해석 및 곡률효과 조사

환형관 내 난류 유동은 학문적인 연구나 공학적인 응용면에서 아주 중요하다. 환형관은 열교환기, 가스 터빈, 핵 반응기 등에서 직접적으로 응용될 수 있고 반경비에 따른 난류 통계량의 비대칭적인 분포는 환형관의 대표적인 특징으로 이에 대한 연구는 완전 발달된 난류 유동과 열전달의 일반적인 특성을 이해하는데 도움이 된다. 본 연구에서는 환형관 유동에 대한 직접 수치 모사 (DNS) 해석 기술을 통해 벽면근처의 난류구조에 대한 횡방향 곡률효과를 밝히고자 했다. 이를 위해 먼저 직접 수치 모사를 위한 코드를 개발했고 수치적 방법은 본 연구실에서 개발한 완전 내재적 분리 방법 (Fully-implicit decoupling method)을 채택했다. 두 가지 반경비 ($\alpha = 0.1, 0.5$) 에 대해 조사가 이루어졌고, 레이놀즈 수는 두 경우 모두 $Re_{D_h} = 8900$ 인 유동장을 계산했다. 조사된 난류통계량의 전체적인 특징으로는 파이프나 채널과 달리 비대칭적인 분포를 보인다는 점이다. 속도 섭동량의 rms 분포의 경우 바깥쪽 벽에서 안쪽보다 더 큰 값을 가지는 것을 볼 수 있었고 반경비

가 작은 경우 그 차이가 더 심하게 나타났다. 고차통계량에서도 횡방향 곡률효과가 두드러지게 나타났다. 반경 방향 속도 섭동량의 비대칭도를 통해서 환형관 유동이 파이프와 채널, 실린더 주위의 축방향 유동의 특성을 모두 가질 수 있다는 것을 알 수 있었다. 반경 방향 속도 섭동량의 편평도에서는 바깥쪽 벽에서 안쪽보다 스윙 현상이 강하게 일어난다는 것을 볼 수 있었다. 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 (quadrant analysis) 에서 바깥쪽 벽 근처에서의 스윙이 안쪽보다 강한 것을 알 수 있었다. 위의 결과를 종합해 볼 때 바깥쪽 벽면 근처의 난류구조가 안쪽보다 활성화되어 있는 것을 알 수 있었다.

나. 난류유동 해석 기법 고찰 및 개발

(1) 고정밀 유동해석 수치방법에 대한 고찰 및 개발/적용

비정상 유동의 정밀 예측을 위해서는 LES/DNS이 적용되어야 한다. 이에 대해서는 앞서 전술한 바와 같이 계산시간 및 계산격자의 제한성에 의해 그 수치해석적 방법론이 중요한 문제로 부각된다. 현재 LES/DNS에서는 Navier-Stokes 방정식의 해를 구하기 위해 Fractional step/Projection 기법이 적용되고 있다. 이 수치적 방법은 Chorin (1968)에 의한 시간 차분에 기초하여, Kim & Moin (1985), Bell et al. (1989)에 의한 semi-implicit (대류항의 외재적 처리) 방법, Choi & Moin (1994)에 의해 fully-implicit 방법으로 개발되었다. 이는 Navier-Stokes 방정식을 시간에 대해 단계를 나누고, 공간상의 차분화를 하여 해를 구하는 방법이다. 반면, Perot (1993), Dukowicz & Dvinsky (1992)는 semi-implicit 기법을 적용하여 시간과 공간에 대해 동시에 차분을 수행하였다. 그 결과 행렬식을 LU decomposition/approximated factorization 하여 fractional step 방법을 제안하고 있다. 이는 압력과 중간단계에서의 속도 (intermediate velocity)의 특별한 경계조건이 요구되지 않는다는 장점이 있다. Fractional step 기법은 계수 행렬에 대한 LU decomposition 방법에 따라 계산의 효율성 및 정확도가 결정되므로 이에 대한 연구가 필요하다. 또한, semi-implicit 방법에 기인한 수치적 안정성에 따른 시간간격 제한조건을 없애기 위해 대류항에 대한 내재적 처리가 필요하다. 최근 벽면에서의 가진으로 인한 난류유동의 제어가 활발히 이루어지고 있으며, 이 때, 벽면 근처에서의 국소적인 CFL 수의 급증으로 인해 완전 내재적 방법의 사용이 요구된다. 그러므로 본 연구에서는 대류항의 내재적 처리에 따른 수치단계기법을 표현하고, LU decomposition 방법에 따른 다양한 방법론을 평가하여 가장 효율적인 방법을 모색, 개발하고자 하며, 이를 이용하여 벽면에서의 국소 가진이 있는 난류 경계층의 직접수치모사를 수행하여 개발된 수치 방법의 타당성을 검증하였다.

(2) DNS/LES/RANS 에서의 입구경계조건의 평가/적용

난류경계층 유동장의 DNS(Direct Numerical Simulation)/LES(Large Eddy Simulation)

를 위해서는 입구에서의 경계조건을 시간에 따라 변화하는 실제 난류유동장의 속도로 부과해야 한다. 그렇지 않을 경우에는 입구에서 주어지는 비물리적인 속도 섭동량들이 주유동방향으로 진행하면서 난류유동으로 발전하게 되는 영역이 필요하며, 이 지점부터 실제 물리적인 의미를 가지는 수치해석 결과라고 볼 수 있다. 이 영역은 물리적으로 의미가 없고 단지 난류 유동을 계산하기 위한 수치적인 필요에 의해 요구되며, 따라서 입구에서 정확한 난류유동을 인가할 수 있다면 이러한 영역이 불필요하게 되어 계산 영역이 줄어들게 되므로 그만큼 계산의 효율을 높이게 된다. 그리고 길이척도로서 대개 입구에서의 경계층 두께를 사용하는데, 비물리적인 입구유동으로부터 난류로 발전하여 계산을 수행하는 경우는 목표로 하는 경계층 두께 또는 유동인자를 정확히 인가할 수 없고, 계산되어져 나오는 결과에 따라 결정되게 되므로 다소 임의적이라 할 수 있다.

따라서 입구에서의 유동인자를 정확히 결정하면서 실제 계산에 따라 변화하는 난류유동의 속도 섭동을 만들어 낼 수 있다면 계산 효율성을 높일 뿐만 아니라 정확한 경계층 두께를 부여할 수 있게 된다. Lund et al. (1998)의 방법을 기반으로 해서 DNS 및 LES를 이용하여 난류경계층 유동을 수치모사하여 그 결과를 비교하였다.

또, 평균 유동장(Reynolds Averaged Navier-Stokes: RANS) 방정식 계산의 경우 실험에서 제시한 입구값을 보간법을 이용하여 입구 조건으로 사용하거나 기존에 알려진 입구 분포를 이용하여 경계층 두께(δ : boundary layer thickness)를 맞추는 방법등이 사용되어 왔다. 입구에서의 난류값들에 대해서는 대수적 관계식을 이용하여 구할 수 있다 (Rodi & Scheuerer 1985). 보다 정확한 방법으로는 입구 조건을 별도로 수치적으로 계산하여 실험 조건과 유사한 단면을 입구 유동 조건으로 사용하는 방법이 이용되고 있다 (Park & Sung 1997). 이 방법은 앞서 언급한 방법에 비하여 보다 정확한 방법이라 할 수 있다. 그러나 이 방법은 별도의 다른 보조 계산을 수행해야 하며 입구 조건에 다른 경계 조건이 있을 경우 정확한 예측이 어렵게 된다. 즉, 압력 구배가 존재할 경우 경계층의 외각에서 발생하는 후류(wake)를 정확히 모사할 수 없고, 경계층 두께에 맞추어 입구 위치를 정하면 변위 두께(δ^* : displacement thickness)와 운동량 두께(θ : momentum thickness) 등의 적분 인자등이 불일치할 가능성이 높다.

(3) 천이경계층 유동에 대한 난류모형의 평가 및 개발

경계층 천이에 영향을 미치는 요소는 자유유동 난류강도, 압력구배, 표면조도, 그리고 곡률 등 매우 다양하다. 그 중에서 난류강도가 높은 경우에 발생하는 경계층 천이는 자연 천이와 달리 선형적 단계를 거치지 않아 선형안정성 이론을 적용하여 천이 경계층 유동장을 예측할 수 없다. 그리고 단순한 유동장에서도 매우 복잡한 현상이 발생하기 때문에 아직까지 제대로 정립된 이론이 없는 실정이다. 하지만 공학적으로는 빈번히 발생하는 이러한 경계층 천이 현상을 예측할 수 있어야 한다. 따라서 본 연구에서는 공학적으로 많이 사용되고 있는 2-방정식인 $k-\epsilon$ 모형을 기준으로, 천이 경계층 유동장을 예측할 수 있는 모형을 개발하였다. 먼저 천이영역에서 와점성(eddy viscosity)을 모형화하기 위하여, 전

체 천이 경계층을 천이이전영역(Pre-Transition Region), 천이영역(Transition Region), 그리고 난류영역(Turbulence Region)인 세 영역으로 구분하였다. 천이이전영역에서는 운동량 전달 메커니즘이 유동 특성에 의해 결정되지 않고 유체 특성에 크게 의존하고 있으므로, 난류영역에서의 아점성층(sub-viscosity layer)에 해당하는 메커니즘이라고 가정하고, 이 영역에서의 와점성을 y 의 세제곱에 비례하도록 하였다. 천이영역에서의 레이놀즈 전단응력을 모형화함에 있어서는 서로 다른 길이 척도 즉, 천이이전영역에서의 길이 척도와 난류영역에서의 길이 척도 2개를 사용하였으며 두 길이척도의 비중합수로서 일반적인 간헐도 분포를 이용하였다. 천이영역에서의 압력구배 영향은 간헐도 실험식을 이용하여 고려하였다. 그리고 천이영역에서 간헐도 실험값에 대한 $F^2(\gamma) = -\ln(1-\gamma)$ 의 거동을 분석하고 이와 유사한 거동을 나타내는 간헐도 실험식을 이용하여 본 모형에 사용하였다. 제안된 모형을 압력구배가 없는 경우와 압력구배가 변하는 경우에 대하여 적용하였다.

(4) 박리/재부착 유동에 대한 난류모형의 개발과 난류-재부착 유동에의 적용

박리-재부착 유동은 기하학적 형상에서 기인하는 것이 대부분이며, 이러한 경우 길이척도와 속도척도의 적용이 난해하며 난류 모델의 사용이 용이하지 않게 된다. 본 연구에서는 이러한 길이척도의 난해함을 피하기 위해 벽면으로부터의 거리를 필요로 하지 않는 모델을 개발하고 있다. 온도장에 있어서는 다방향 온도 구배 방법을 사용함으로써 4-방정식의 단점을 보완하였다. 본 연구에서는 Rhee & Sung (1996)의 대수적 방법을 보다 단순화하고 Rogers et al. (1989)이 난류열유속 해석을 위해 도입한 모델 함수에 벽면 효과를 추가하는 방법등을 통하여 2-방정식을 추가로 해석하여야 하는 단점을 해소하였다.

개선된 난류 모델을 이용한 수치계산을 통하여 Chun & Sung (1997)의 국소 교란에 의한 난류 박리 및 재부착 유동과 Park et al. (2000)의 국소 교란에 의한 난류 경계층 유동의 실험을 재현하여 개발된 난류모델의 타당성을 검증하였고, 수치해석결과로서 얻은 데이터로서 유동구조의 보다 자세한 파악을 시도하였다.

(5) 난류 유동 해석을 위한 와점성 난류모형의 개발

역사적으로 레이놀즈(Reynolds) 응력을 모형화 하기 위해 사용된 Boussinesq 와점성 (ν_t)은 가장 많은 에너지를 품고 있는 난류 와(eddy)의 속도와 길이척도로 평가되어 졌다. 이러한 척도를 찾아내기 위한 과학적인 모델에는 Baldwin & Lomax (1978)의 혼합 길이 모형, k 방정식을 도입한 Bradshaw et al. (1967)의 일 방정식 모형(one-equation model)과 Jones & Launder (1972)의 $k-\epsilon$ 모형, Wilcox (1988)의 $k-w$ 모형과 같은 이 방정식 모형(two-equation model)이 있다. 최근에 와서는 Baldwin & Barth (1990)와 Spalart & Allmaras (1994)에 의해서 일 방정식 모형이 다시 부상하고 있다. 그러나 그들은 k 방정식 대신에 ν_t 방정식을 푸는 방법을 도입함으로써 직접적으로 와점성을 계

산하였다. 그 후 Durbin et al. (1994) 과 Menter (1997) 는 ν_t 에 관한 방정식을 다소 변형된 형태로 도출해 내었다.

이와 같은 일방정식 모형은 와점성을 직접적으로 계산한 덕분에 수치계산이 단순해지고 ν_t 에 대한 경계조건을 부여하기가 용이해지기 때문에 공기역학 분야에서 자주 쓰이고 있다. 그러나 일 방정식 모형은 길이척도가 벽에 근접한 영역과 중심영역(core region)에서 실제 현상과 전혀 다른 거동을 보이며, 자유류(free stream)에서의 조건을 부여할 수 없다. 이 결점은 천이 경계층을 해석할 때 심각한 문제를 야기하므로, 본 연구에서는 기존 일방정식 모형의 단점을 극복하면서 장점을 그대로 유지할 수 있는 새로운 ν_t-k 모형을 개발하였다.

(6) 복잡 난류 유동장에 대한 LES수치 모델링:LES 계산/ 유동구조 조사

예혼합(premixed) 연소방식의 가스 터빈은 화염온도를 낮춤으로써 NOx의 방출을 줄일 수 있기 때문에, 환경 유해물질의 억제 측면에서 많은 주목을 받고 있다. 그러나, 비교적 낮은 온도의 예혼합 연소방식은 연소 반응과정 또는 난류 혼합과정에서 쉽게 소염현상에 이를 수 있기 때문에 보염기(flame holder)등의 설치에 의해 화염의 안정화를 도모하고 있다. 이와 같이, 연소기 설계의 주요변수라 할 수 있는 연소반응은 주로 연소실 내부의 난류 혼합과정에 의존하기 때문에, 효율적인 연소기의 설계를 위해서는 유동장에 대한 엄밀한 해석이 가장 중요한 과제라고 할 수 있다.

LES는 유동변수를 해석 스케일과 모델화 하여야 할 스케일로 나누어, 큰 척도(large-scale)에 대해서는 직접 해석하고, 작은 척도(small-scale)에 관해서는 모델화를 행함으로써 유동장을 해석하는 방법으로, 연소과정에 있어서의 비정상인 난류거동을 효과적으로 예측할 수 있다. LES 수치해석 수법은 비록 작은 척도에 관해서 모델화를 행하지만, 3차원 비정상 유동의 큰 척도의 난류구조를 잘 묘사할 수 있다. 그러나, LES에 관한 기존의 연구는 대부분 간단한 형상이나 상대적으로 저 레이놀즈 수 유동에 한정되었던 것이 사실이다. 최근에 들어서 새로운 SGS (Subgrid scale) 난류모델의 제안과 컴퓨터의 급속한 발달과 더불어, LES는 보다 복잡한 공학에의 응용이 요구되는 3차원 난류 유동구조를 해석할 수 있는 강력한 수단으로 부상하게 되었다.

문헌조사에 의하면, 연소실 내부의 난류 혼합현상에 관한 이해를 돕기 위한 수치해석적 연구는 그다지 많지 않다. 난류 확산방식(diffusion type)의 연소기에 관한 연구로서, Akselvoll & Moin (1996)은 급 확대부로 분출되는 동 환상 분류(co-annular jet)의 난류 거동에 관한 LES 수치해석을 행하였다. Dynamic SGS 모델을 사용하여 연료와 산화제의 혼합률에 관한 수치 해석결과에 대하여 Johnson et al. (1984)의 실험 결과와 비교 검토를 하였으며, 난류 확산연소의 화염 안정성과 밀접한 관계를 갖는 lean blow-out에 이르는 현상에 관한 수치모사를 하였다. 한편, 보염기를 갖는 예혼합 연소방식에 관한 연구 결과로서는, Amano et al. (1993)은 시간평균 모델과 층류 화염편 모델을 사용하여 둔각

물체 주위의 난류 예혼합에 관한 수치모사를 행하여, 예혼합 화염의 온도분포를 예측하였다. 또한, Inage et al. (1997)은 2차원 평행 평판 내부에 3각 프리즘 형상의 보염기를 갖는 예혼합 연소기에 관한 LES 수치해석을 수행하여, 보염기에 의해 안정화된 예혼합 화염의 경우 보염기 주변에 강한 전단류가 존재하기 때문에 화염신장의 영향을 받기 쉽다는 사실을 확인하였다. 그러나, 이상과 같은 수치예측 결과들은 단순한 형상이나 시간평균 모델에 의한 것이 그 대부분으로, 공학적인 응용성이 뛰어난 실제의 복잡한 형상을 대상으로한 시간의존에 따른 해석방법이 요구되게 되었다.

본 연구에서는 LES를 통한 연소실 내부의 유동에 대한 수치모사를 수행하였으며, 다양한 보염기 형태에 따른 연소실 내부의 유동장의 혼합 과정을 조사하였다. 이에 더하여 LDV를 이용한 실험적 측정으로서 수치모사 결과에 대한 타당성도 부과하였다.

다. 유동제어의 실험적 적용

(1) 국소음향 가진에 의한 후향계단 유동에서의 제어 실험

난류 박리-재부착 유동에서 난류 전단층은 유동의 비정상성(unsteadiness), 압력 변동(pressure fluctuations), 구조 진동 및 소음 등을 야기시킨다. 국소 가진에 의한 유동제어 방법은 박리점 근처에 가진 주파수 변화에 따른 국소 분사 제트류를 유동장 내로 분사(blowing) 또는 흡입(suction)시키는 방법이다. 박리점에서 국소 가진을 가하면 박리 기포 내에서 난류 혼합이 증대하여 재부착 길이가 감소한다. 유동 박리에 의한 저항력을 제어하기 위해 국소 가진 방법이 가장 효과적인 것으로 여겨지고 있으며, 선진국에서는 실용화를 위해 미소 액츄에이터(MEMS actuator)를 부착한 유동제어 방법이 구현되고 있는 단계이다. 미소 액츄에이터를 이용한 국소 가진을 실현하기 위한 예비적인 단계로서 횡방향 국소 가진에 의한 유동제어 방법을 제안하고자 한다. 횡방향 국소 가진이란 기존 국소음향 가진 장치에서 횡방향으로 모서리를 따라 일정간격을 두어 슬릿을 막음으로써 거대와 구조(large-scale vortical structure)와 흐름방향 와구조(streamwise vortical structure)를 동시에 생성하는 방법이다. 슬릿을 따라 국소 가진을 주는 길이를 g , 국소 가진을 주지 않는 길이를 w 라고 정의할 때, 유동장의 횡방향을 따라 w 와 g 를 규칙적으로 배열하여 국소 가진을 줌으로써 박리점 주위에 흐름방향 와구조(streamwise vortical structure)를 생성하게 된다. 본 연구에서는 횡방향 국소 가진의 유동제어 효과를 기존 국소가진($w=0$)에 의한 유동 제어 효과와 비교하여 검증하였다.

(2) 국소음향 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어 실험 : 풍동실험/수동실험

유체 내에서 운동하는 물체는 표면에서 경계층이 생성되면 유체와의 상호작용으로 마찰저항을 받으면서 운동을 하게된다. 이와 같은 난류 경계층은 유체역학에서 기본이 되는 유동현상중에 하나이며 이를 제어하고 공학적으로 응용하려는 연구가 계속되어왔다. 다공

성 벽면을 통해 유체를 흡입하여 층류에서 난류로의 천이를 지연시키려는 경우 (Schlichting 1979) 나 진동하는 보조익 (flap) 을 설치하여 박리를 제어하려는 경우 (Koga 1983) 등이 대표적인 예이다. 최근에는 컴퓨터의 발달과 더불어 활발해진 직접 수치 모사 (Direct Numerical Simulation) 방법을 통해 난류 경계층 내부의 응집구조 (coherent structure) 가 밝혀지면서 이를 제어해 난류경계층의 표면 마찰을 감소시키려는 연구가 활발히 진행되고 있다.

이러한 연구들 중에서도 국소적으로 유체를 흡입/분사하는 방법은 실현이 용이할 뿐만 아니라 비교적 적은 양으로도 벽 근처 유동 구조에 영향을 줄 수 있기 때문에 많은 관심을 끌어들였다. Sano & Hirayama (1985) 는 경계층 바닥면에 설치된 얇은 횡방향 슬릿을 통해 지속적인 흡입 (steady suction) 또는 지속적인 분사 (steady blowing) 를 가했을 때 유동장의 변화를 관찰하였다. 그들은 실험을 통하여 지속적인 분사는 국소교란 후의 유동의 마찰계수를 감소시키고, 지속적인 흡입은 마찰계수를 증가시킨다는 결과를 얻었다. 그리고 유동장에 미치는 영향은 슬릿에서 나오는 유체의 속도가 아닌 유량에 의해 지배된다는 것과 같은 양의 흡입에 비해 분사의 영향이 훨씬 크다는 것을 보였다. Tardu (1998) 는 횡방향 슬릿에서 지속적인 분사를 한 경우와 주기적인 분사를 한 경우를 실험을 통해 비교하였다. 그는 주로 벽면에서의 속도성분과 전단 응력을 측정하여, 두 경우 모두 벽면 마찰을 감소시키지만 서로 다른 메커니즘 (mechanism) 이 작용한다는 것을 난류성분의 통계적 항들 (high-order statistics) 을 비교하여 설명하였다. Park & Sung (2001) 은 횡방향 슬릿에서 주기적인 흡입/분사를 주파수를 바꾸어가면서 난류경계층에 가진을 행하였다. 가진을 가한 경우에 평균 유동장과 난류 강도 등을 위상평균기법으로 측정을 하여 유동장의 변화를 관측하였다. 이 때 벽면에서 속도가 감소를 하면서 마찰계수가 작아지는 것을 확인을 했으며, 그 영향은 주파수가 높을수록 크며 오래 지속된다는 것을 관측하였다.

본 연구의 목적은 흡입과 분사를 주기적으로 반복하는 교란을 평판 위의 난류 경계층에 가한 후 슬릿 후류에서 유동구조의 변화를 파악하고, 이와 연관지어 국소교란에 의한 표면 마찰력 변화를 실험적으로 규명하는데 있다. 더 나아가 가진 주파수, 유입되는 유량 및 가진의 각도가 유동장에 어떤 영향을 주는지 풍동 및 수동실험을 통하여 살펴보았다.

(3) 주기적인 후류 가진에 의한 둔각물체 주위 유동에서의 제어 실험

터보기계에서 정지익렬과 회전익렬은 서로 번갈아가면서 규칙적으로 배열되어 있기 때문에, 터빈 블레이드 위에 형성되는 난류박리기포는 상류에 위치한 블레이드의 후류에 의해 주기적으로 영향받는다. 블레이드 후류는 평균속도의 감소와 높은 난류강도를 일으킨다. 이러한 비정상(unsteady) 유동조건들은 난류박리기포에 상당히 영향을 끼친다. 이러한 조건들을 또한 유동과 공력체 간의 주기적 상호작용에 의해 발생하는 많은 소음 문제와 관련된다.

문헌조사에 의하면, 상류 익렬이 지나가면서 발생하는 비정상 후류의 효과에 대한 많은

연구들이 진행되어 왔다. 대다수의 연구들은 후류유동이 블레이드 표면의 천이현상이나 열전달과 어떤 상호작용을 일으키는지에 대해 관심을 기울여 왔다. Han et al. (1993) 은 풍동실험으로부터 비정상 후류 통과는 보다 넓은 영역에서 일찍 경계층 천이가 일어나도록 증진시키는 것을 보여주었다. 또한, 그들은 블레이드의 압력면보다 흡입면에서 열전달 계수가 보다 효과적으로 증가함도 보여주었다 (Han et al. 1993). 그들은 실험에 사용한 원봉의 속력, 원봉 수 또는 원봉 지름을 증가시켜 후류 스트로할 수를 증가시키면, 블레이드의 열전달 계수가 이에 비례해 향상됨을 발견하였다. Funazaki (1996a,b) 는 주기적인 후류가 평판경계층 위의 열전달이나 천이에 미치는 영향을 실험하였다. 그는 실험결과와 비교하기 위해 후류 유도 천이 모형을 제안하였다. 한편, Minniti III & Mueller (1998) 는 무향풍동에서 주기적인 후류가 얇은 익형에 미치는 소음효과를 측정하였다. 그들은 실험결과로부터 주기적인 후류가 익형에 대해 강한 소음원으로서 작용한다고 보고하였다.

그 밖의 많은 문헌들을 살펴보면, 주기적인 후류가 난류 박리기포에 미치는 영향에 관한 연구는 극히 드물다는 것을 알게 된다. 본 연구에서는, 주기적인 후류가 난류 박리기포에 미치는 영향을 실험적으로 연구한다. 연구 목적을 위해, 둔각물체를 이용한 난류 박리기포의 시험부를 제작하였고, 시험부를 후류 발생기의 뒤에 설치하였다 (Fig. 3.3.1). 주기적인 후류를 발생시키기 위해, 원봉을 이용한 스포크 휠 형 후류 가진기를 채용하였다. 스포크 휠 형 후류 가진기를 채용한 이유는 풍동 내에 설치된 시험부의 크기를 제한하지 않기 때문이다. 후류 가진기에 관해서는 크게 두 가지 방식이 있다. 그 중 하나는 스포크 휠 형 후류가진기이고, 다른 하나는 다람쥐 쳇바퀴 형 후류가진기이다. 다람쥐 쳇바퀴 형 후류가진기는 Priddy & Bayley (1988) 과 Liu & Rodi (1992, 1994) 에 의해 사용되었다. 한편, 스포크 휠 형 후류가진기는 Han et al. (1993), Funazaki (1996a,b) 그리고, Minniti III & Mueller (1998) 등에 의해 사용되었다. 주기적인 후류를 특징짓기 위해 후류 스트로할 수(St_H)와 레이놀즈 수(Re_d)가 정의된다. St_H 와 Re_d 의 작동 범위는 $Re_d=375$ 에 대해 $0 \leq St_H \leq 0.20$ 이다. 위상평균기법이 주기적인 후류에 의한 위상 차이를 반영하기 위해 도입되었다.

비정상 후류에 의한 둔각물체의 압력면과 흡입면 사이의 차이를 그려내기 위해, 비정상 후류의 방향은 각각 시계방향(CW)과 반시계방향(CCW)으로 회전되었다. 서로 다른 회전 방향의 영향을 이해하기 위해 속도삼각형을 가지고 해석하였다. x_R , 시간평균 유동장, 위상평균 유동장 등을 포함한 유동 특성들은 후류 조건을 변화시킴으로써 측정되었다. 난류 박리기포 내 유동구조에 미치는 비정상 후류의 영향을 이해하려는 한 방편으로서, 벽압력 변동량이 마이크로폰 배열을 사용하여 측정되었다 (Lee & Sung 2001a,b). 벽압력변동량의 통계적 특성들이 벽압력변동계수, 압력 스펙트럼과 응집도를 측정함으로써 자세히 측정되었다.

라. 정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보

(1) 박리 유동 구조 해석 (hot-wire/PVDF/microphone 센서열에 의한 유동 및 압력 측정)

본 연구는 벽면 변동압력장을 측정하여 후향계단 주위 유동구조를 파악하기 위한 연구이다. 벽면 변동압력 측정으로, 2개의 마이크로폰을 이용하여 교차 상관계수(cross correlation)를 구하는 기존 방식에서 벗어나, 32채널 마이크로폰 배열을 활용한 압력 측정 방식을 도입한다. 변동 압력을 동시 측정한 결과로부터 푸리에 변환하여 주파수 및 파수(wavenumber)영역에서 압력구조를 해석하였다. 압력구조를 폭넓게 이해하기 위해 박리 유동의 전 영역에 마이크로폰을 설치하여 측정하였다. 후향계단 유동은 불균일하므로 유동장을 몇 개의 구역으로 분할하여 공간 분해능을 향상시켰다. 실험 데이터로부터 교차 스펙트럼(cross spectrum), 파수 스펙트럼(wavenumber spectrum), 응집도 등을 구하였고, 유동구조의 관점에서 압력장을 해석하였다. 본 연구로부터 박리 유동장에 존재하는 유동구조 및 벽면 압력구조를 포괄적으로 이해할 수 있으며, 유동구조와 압력장에 지배적으로 영향을 미치는 것이 관찰되었다.

(2) 유동 가시화를 통한 유동구조 해석 (smoke-wire)

평판 (flat plate) 주위의 난류 박리 유동장은 매우 비정상적 (unsteady)이고, 대형 와구조 (large-scale vortical structure)에 의해 지배받는다. 특히, 평판 주위 유동장에서 박리된 유동이 재부착하는 과정은 난류 박리에 의해 대형 와구조가 생성 (rolling-up)되고 성장(growing)하여 재순환 영역 내의 박리기포로부터 분리되면서 흘러 (shedding)나가는 과정과 밀접한 연관이 있다. 난류 박리 유동장에서 대형 와구조는 레이놀즈 응력, 압력 변동, 박리에 의한 열/물질전달 확산 등의 현상을 일으키는 주요 원인이다. 그러므로, 열/물질전달 확산효과 및 난류 현상의 이해를 위해서는 대형 와구조의 생성, 성장 및 흘림 과정을 규명하는 작업이 필수적이다. 유동가시화법은 대형 와구조의 생성, 성장 및 흘림 과정을 전체적인 시각에서 가장 효과적으로 이해할 수 있는 방법으로서, 본 연구에서는 박리 유동장에 주기적 가진이 주어졌을 때 발생하는 대형 와구조의 비정상적 (unsteady) 특징을 묘사하고, 주기적 가진이 유동장에 미치는 효과와 대형 와구조를 연관짓기 위하여 유동가시화법을 활용하고자 한다. 효과적으로 유동장을 가시화하기 위하여 평판 주위에서 발생하는 난류 박리 유동장을 채택하였고, 평판 두께 절반 높이 (H)를 기준한 레이놀즈 수($Re_H = UH/v$)가 비교적 작은 유동장 ($Re_H = 560$)에서 실험하였다. 난류 박리 유동장에 주기적 가진을 주기 위하여 저음 스피커(woofer speaker)와 함수 발생기 (function generator), 출력기 (audio amplifier)를 설치하였다. 저음 스피커는 풍동의 안정부 (settling chamber)에 설치하여 공간 활용을 극대화하였다. 난류 박리 유동장을 가시화하는 방법으로서 smoke-wire법을 활용하였고 이를 위하여 고속 카메라와 레이저광원, 파라핀 오일 등을 준비하였다. 고속카메라는 대형 와 (large-scale vortex)의 생성 (rolling-up), 성장 (growing), 흘림 (shedding) 과정을 연속된 화상으로 얻기 위해 사용하였다.

(3) 유동 가시화를 통한 압력장 해석 (PSP)

압력장 측정을 위해 지금까지 쓰고 있는 방법으로서는 압력탭과 마이크로폰을 기반으로 한 방법이 주종을 이루고 있으나, 많은 제약이 따르는 실정이다. 압력탭은 표면 몇 개의 부분에서 정보를 얻어내기 때문에 본질적인 한계를 가지고 있고, 마이크로폰은 시간을 많이 소비하며 비용 또한 많이 든다. 이러한 단점들을 극복할 수 있는 새로운 표면 압력장 측정기술이 바로 PSP (Pressure Sensitive Paint) 를 이용하는 방법이다. 이 방법은 페인트형태의 특정 발광물질의 산소에 대한 민감도를 영상 처리과정을 거쳐서 공기역학적인 표면 위의 압력장으로 나타내주는 방법이다.

본 연구에서는 국내에서 아직 많은 연구가 이루어지지 않고 있는 PSP를 이용한 압력장 측정기법의 적용가능성을 충돌제트 실험을 통해 확인하고자 한다. 문헌 연구로만 이루어져왔던 PSP 압력측정장비를 직접 구현하고, 압력측정 및 해석을 구현하는 소프트웨어를 개발한다. 충돌제트 실험을 통한 압력 측정 효과를 확인하고 결과를 해석하여 PSP의 측정기술의 소개와 오차를 줄여 신뢰도를 높일 수 있는 방법을 소개하고자 한다.

(4) 벽압력 섭동 스펙트럼 해석 및 원거리 소음 추정

후향계단 유동에 존재하는 벽면 변동압력의 시공간적 분포는 유동구조를 이해하기 위해 필요하다. 벽면 변동압력 분포로부터 압력구조의 특성길이나 특성 주파수 등을 알 수 있으며, 이와 같은 통계량들은 교차 상관계수, 압력 스펙트럼, 파수 스펙트럼, 응집도 등으로부터 얻을 수 있다. 그러나, 벽면 압력장으로부터 통계량을 얻을 수 있더라도, 압력구조의 동적구조를 이해하기 위해서는 여전히 시공간적 분포를 분석할 필요가 있다. 본 연구에서 제시하고자 하는 시공간 분포 해석 방법은 웨이브릿 함수를 이용한 해석방법이다. 웨이브릿 변환은 압력신호로부터 시간 변화에 따른 주파수 특성을 보여준다. 본 연구에서는 마이크로폰 배열을 이용하여 벽면 압력장을 동시 측정하고, Mexican Hat 웨이브릿 함수를 이용한 연속 웨이브릿 변환을 이용하여 압력구조의 동적거동을 고찰하고자 한다.

마. 선형/비선형 유동 제어기법 개발

(1) 선형/비선형 준최적 제어 개발 및 준최적제어 기법 평가

난류경계층 유동에서의 벽면 부근 활발한 응집구조(coherent structure)에 대한 다각적인 연구가 시도되었다 (Robinson, 1991). 벽면 근처에서의 주유동방향 와도 (streamwise vortex)에 의해 유도되어지는 스위프 (sweep)이 벽면 마찰에 매우 밀접한 관련이 있음이 밝혀졌다 (Kim et al., 1987). 이에 대해 주유동방향 와도를 제어하여 항력을 줄이고자 하

는 많은 연구가 진행되어지고 있다.

유동제어 기법에 대한 선행 연구를 살펴보면, 주로 난류채널 유동에서의 벽면 항력을 제어하기 위해 적용되었다. Choi et al. (1993)은 주유동방향 와도를 유동 내부의 감지층 (detection layer)에서의 속도를 측정하여 벽면에서 반대되는 위상의 속도를 부가하는 방법을 통하여 항력제어의 가능성을 보여주었다. 그러나 벽면 내부 유동 정보를 사용하고 있으므로 현실적인 적용이 용이하지 않다. Lee et al. (1997)은 신경망 이론을 이용하여 자기학습을 통한 배가함수 (weighting function)를 결정함으로써 감지자 (sensor)와 가진자 (actuator)의 상관성에 의거한 제어를 수행하였다. 최근들어, Lee et al. (1998)은 준최적 제어이론을 난류채널유동에 적용하여 항력 저감에 대한 연구를 수행하였다. 벽면에서 감지된 유동정보를 이용하여 흡입/분사(suction/blowing)에 의한 제어입력을 간단한 되먹임 관계를 제안하였으며, $Re_\tau=100$ 인 난류채널유동에 적용하여 16-22%의 항력저감을 얻었다.

Lee et al. (1998)에 의해 제안된 준최적 제어의 제어입력은 특정시간에 대한 '공간적으로 최적화'된 제어입력을 제시하고 있다. 따라서 시간에 대한 영향이 고려되지 않았으며, 또한 제어입력 크기 (A)를 능동상쇄(active cancellation) (Choi et al., 1993)에 의한 크기로 고정시켰다. 감지층 설정에 따라 항력이 오히려 증가하는 경향이 보고된 바 있으며, 이는 제어효율에 매우 민감한 것으로 밝혀져 있다 (Hammond et al, 1998). 본 연구에서는 준최적제어 이론에 의거한 제어입력에 대해 제어입력크기 (A)와 시간척도 (Δt_a^+)에 대한 영향을 조사하고자 한다. 벽면에서의 감지함수로서 횡방향 속도구배 ($\partial w/\partial y_w$)와 횡방향 벽압력 구배 ($\partial p/\partial x_w$)가 고려되었다. 가진자로서는 벽면 흡입/분사 (ϕ_2)와 횡방향 미끄러짐 속도 (ϕ_3)가 고려되었다. 감지부와 가진자 간의 상호조합에 따른 제어효율을 평가하여 최적의 제어를 제시하고자 한다. 특히, 제어인자에 따른 벽면 부근에서의 유동 구조 변화에 대한 조사를 통하여 항력저감에 대한 제어인자를 평가한다. 아울러 감지부와 가진자의 크기에 따른 제어효율을 고려하여 실제 응용에 있어서의 제어기의 크기 제한의 기준을 제시하고자 한다.

제 2 장 국내외 기술개발 현황

1. 국내외 관련분야에 대한 기술개발현황

난류유동 제어 분야에 대한 미국의 기술개발현황은 대학 및 연구소 간의 공동연구로서 진행이 되고 있는 실정이다. UCLA에서는 미국 공군연구소 (AFOSR)에서 연간 300만불 이상의 지원을 받아 MEMS를 이용한 난류유동제어 연구를 하고 있으며, Cal Tech.과의 학제간의 연구를 통하여 극소형 센서 및 액츄에이터를 제작하고 있다 (Ho & Tai., 1994). 유동제어 이론 적용의 일환으로서 신경망 (Neural Network)이론을 이용한 저항감소 연구를 수행하였고 (Lee et al. 1997), 시스템 역학 관점에서의 유동제어 방법이 사용되어 유동구조에서의 Pole/Zero의 의미를 연구하였다 (Joshi et al. 1997). 현재에도 제어이론의 정립과 유동제어 기법의 실험적 구현을 위하여 센서/액츄에이터 설계기술 개발을 진행 중이다. 미국 항공우주 연구소 (NASA)는 연간 100~200 만불 이상의 연구비를 10년전 부터 지원하여 Stanford 대학과 공동기관으로서 CTR (Center for Turbulence Research)을 설립하고, 난류유동 구조해석/제어에 대한 연구를 수행하고 있다. CTR에서는 주로 LES/DNS을 이용한 고정밀 난류해석을 수행하고 있으며, 특히 난류연소에 대한 공학적 중요성을 인식하여 이에 대한 연구에 박차를 가하고 있다. LES 기법은 1960년도에 이미 소개된 바 있지만 (Smagorinsky 1963), Dynamic 모델 (Germano 1991)을 개발함에 따라 활성화되기 시작하였다. 이를 이용하여 다양한 유동장의 난류구조 파악을 수행하였으며, 현재에는 보다 일반적으로 사용될 수 있고, 정확한 난류구조를 묘사할 수 있는 LES 모델 개발에 매진하고 있다. MIT/UCSD/GATech 등과 같은 대학에서도 난류유동제어에 대한 연구를 수행하고 있으며, 특히 MIT에서는 작은 판막의 능동형 제어기법에 의한 제어실험을 통하여 성공적인 결과를 얻었다 (Rathnasingham & Breuer 1997). UCSD에서는 난류유동제어 이론을 기존의 선형/비선형 제어이론을 이용하여 유체역학과의 접목을 시도하고 있다 (Bewley 1999). 이외의 다수 대학 및 연구소를 중심으로 유동제어 기법의 현실화를 꾸준히 연구진행하고 있으며, NASA/AFOSR/ONR 등의 끊임없는 지원을 받고 있다.

유럽에서의 난류해석 기술 및 제어 기술에 대한 연구는 난류연소학회 (ERCOFTAC, European Research Community On Flow Turbulence And Combustion)를 중심으로 활발히 진행되고 있다. LES기법을 이용한 복잡한 형상에서의 유동예측, 난류연소 해석 및 개방형 유동제어가 그 중심 연구주제이다. 유럽에서의 난류 연구는 응용분야에 대한 연구를 중심으로 진행되고 있다.

일본에서의 유동제어에 관한 연구는 주로 동경대, 북해도 (Hokkaido) 대에서 행해지고 있다. 해석적 접근으로서는 DNS 기법을 이용하여 난류채널유동에 적용 및 제어에의 응용을 시도하고 있으며 (Endo et al. 1999), 북해도대를 중심으로 원형둔각물체 (circular blunt body) 유동에서 여러 가지 구동방식을 사용하여 난류 박리 기포를 제어하고 있다

(Kiya et al. 1997). 일본 과학기술청 (STA)과 과학기술진흥회 (JSPS)의 지원으로 명문대학 연구소를 중심으로 난류유동 예측 및 제어에 대한 연구가 확산되어지고 있다.

국내에서의 유동해석은 주로 난류모델에 대한 연구가 진행되어지고 있다. 최근들어, 서울대, 부산대, 포항공대, 국민대, 인하대 등 다수 대학에서 유동제어에 대한 관심을 가지고 연구하고 있다. 특히, 서울대 난류제어 연구단의 경우는 DNS/LES 기법으로 준최적제어를 기반으로 한 수치해석적 연구를 수행하고 있다 (Choi et al. 1993). 국방과학연구소 (ADD)의 지원으로 수중음향 연구센터 (UARC)에서 난류유동 및 유동소음제어에 대한 연구를 시작하고 있다.

2. 연구결과가 국내외 기술개발현황에서 차지하는 위치

본 연구를 통한 연구결과가 국내외의 유동 및 유동유기소음제어의 기술개발현황에서 차지하는 위치를 난류 유동 구조 및 유동 유기 소음 원인 규명을 위한 측정 방법, 비정상 난류 유동의 정밀 예측을 위한 수치 모사 방법, 유동 제어의 실험적 및 수치적 적용과 유동 제어 이론 평가 및 개발의 관점으로 나누어 아래에서 기술하였다.

가. 난류 유동 구조 및 유동 유기 소음 원인 규명을 위한 측정 방법

본 연구에서는 유동제어에서 가장 기본이 되는 제어대상에 대한 난류유동구조에 대한 이해 증진을 목적으로, 고정밀 실험측정 기법인 열선 풍속계(hot-wire anemometry) 및 레이저 도플러 풍속계 (LDV:laser doppler velocimetry)를 이용한 속도장 측정 기법과 PIV 및 smoke-wire를 이용한 유동장 가시화 기법, 그리고 PSP를 이용한 압력장 가시화 기법을 사용한 난류유동 측정 기술을 개발 확보하였다. 특히, PSP기법은 압력의 크기에 따라 형광을 발산하는 도료(PSP)를 이용하여 압력장의 분포를 정량적으로 가시화하는 기법으로 NASA등의 선진연구기관에서 개발된 기술로서 압력의 연속적인 분포를 비접촉식으로 측정할 수 있는 획기적인 실험방법이며 본 연구실에서 국내 최초로 설치 완료하였다.

또한, 난류유동유기 소음제어연구를 위해선 유동유기소음의 소음원인 난류유동에 의한 벽압력 변동 (wall pressure fluctuations)의 시공간적인 특성 파악이 소음원 추정 및 문제 해결에 선행되어야 하므로, 본 연구실에서 개발된 PVDF 센서열 다수를 유동에 면한 고체면에서 설치하여 벽압력 변동의 분포를 측정하였다. 본 연구실의 PVDF 센서열은 벽면부착 전단응력 센서를 이용한 미소기전시스템(MEMS)으로 40개의 원형 전극이 독립된 센서로 기능하여 공간분해능이 높은 동시측정이 가능한 장점을 가지고 있다. 이외에도 측정에는 통상적인 마이크로폰으로 구성된 32채널 측정시스템도 함께 이용되었다. 이러한 측정 장치를 이용하여 벽압력 변동의 교차 스펙트럼 및 파수 스펙트럼의 통계량을 측정하여 전반적인 유동장 특성과 유동유기 소음원을 파악하였다. 이러한 다중센서에 의한 유동소음의 시공간적인 특성 파악을 위한 실험 기술은 국내외적으로 최첨단 기술이며, 이러

한 다중센서열을 이용해 난류 벽면 압력장고 유동구조의 상관성을 조사한 본 연구 결과는 세계적으로 주목받고 있는 유동소음제어 연구에 기초가 되는 핵심적인 자료를 제공하였다고 할 수 있다.

나. 비정상 난류 유동의 정밀 예측을 위한 수치 모사 방법

현재 국내외적으로 복잡한 난류 유동의 구조를 파악하고 그 구조를 제어하기 위해 방대한 계산 시간을 필요로 하는 DNS/LES 기법을 이용한 수치 계산을 통한 연구가 활발히 수행되고 있는 실정이다. 이러한 DNS/LES에서 가장 많이 사용되고 있는 방법은 모멘텀 방정식과 연속 방정식으로 결합되어 있는 속도와 압력을 분리하는 부분단계법(Fractional step method)이다. 본 연구결과에서 새롭게 제시한 완전내재적 속도분리 방법은 방정식의 모든 항들을 완전 내재적인(fully-implicit) 방법으로 처리하며, 시간과 공간에 대해서는 행렬식을 이용하여 동시에 차분화하여 계산하는 방법이다. 이 방법은 기존의 방법과 비교해서 시간과 공간적으로는 같은 정확도를 가지면서 계산시간을 60%단축시킬 수 있었음을 확인하였고, 기존의 수치방법에 대한 이식성 또한 높으므로 앞으로의 DNS/LES를 이용한 연구에 있어서 활발히 활용될 것이다.

또한, LES/DNS를 이용한 공간발달 형태의 유동조건을 해석하는 경우에 입구 유동이 실제의 난류장의 특성을 가지고 있지 않으면 계산 후 얻어진 유동장 역시 실제의 난류 특성을 가지고 있지 않게 된다. 최근 Lund et al. (1998) 에 의해 개발된 난류량들의 상사성을 고려하여 입구 조건을 얻는 방법으로 LES/DNS 계산에 이용되는 난류 경계층 유동의 실시간 입구유동 (inflow)를 재현하였다. 또한 RANS (Reynolds average Navier-Stokes) 계산을 위한 정확한 입구 경계 조건을 생성하는 방법을 개발하였다. 최근 유동제어 연구의 세계적인 추세로 국소적인 제어의 연구가 활발해 지고 있으며, 이를 위한 공간발달 유동의 수치해석에 대한 관심이 증대되고 있다. 본 연구 결과는 이러한 세계적인 추세에 반드시 필요한 공간 발달 유동 수치해석의 기반 기술을 제공한 것이며 그 활용 또한 증가할 것이다.

현재까지 DNS/LES는 저 Re 수에 국한되어 행하여지고 있는 실정이다. 그러나 많은 공학적인 현상은 고 Re수의 유동이므로 이러한 고 Re수의 유동에 대한 해석기법의 개발 또한 필수적이다. 이에 본 연구에서는 난류 박리-재부착 유동의 RANS 계산을 위해서 비선형 난류 박리-재부착 난류 모형과 열전달 모형을 개발하여 국소 교란에 실제 후향 계단 유동에 적용하였다. 또한 평판에서의 천이 경계층의 유동장을 모사하기 난류 모형을 제안하였다. 현재 난류연구에 관한 세계적인 수준이 저 Re 수에 한정되어있으므로, 이는 현재까지는 현실적으로 불가능한 고 Re 수의 난류 유동제어 연구에서 중요한 부분을 차지하게 될 것이다.

다. 유동 제어의 실험적 및 수치적 적용

Choi et al. (1994) 는 벽면 전체를 통한 분사/흡입으로써 항력감소를 위한 유동제어의 가능성을 발표하였다. 이에, 본 연구에서는 현실적인 제어의 관점에 입각하여 국소 교란(local forcing)에 의한 경계층 유동의 제어 및 후향계단 유동의 제어를 실험적으로 평가하였다. 이는 유동제어의 현실화라는 세계적인 추세와 일관되는 연구로서 이에 대한 후속 연구도 활발히 진행되고 있는 실정이다.

경계층 유동에서 유동 제어의 목표는 벽면의 항력(skin friction) 감소이다. 본 연구에서는 실험적 적용으로 풍동/수동 시험부에 횡방향의 슬릿을 설치하고 스피커/스카치 요크(Scotch yoke)를 이용하여 주기적인 분사와 흡입을 유동장에 가하는 방식을 선택하였다. 그리고, 이와 같은 가진 조건을 가지는 수치 계산도 병행하여 제어 결과를 검증하였다.

후향계단 유동에서 유동 제어의 목표는 혼합의 증대를 통한 항력의 감소이다. 교란의 방식은 후향계단의 박리점 근처에 횡방향 슬릿을 설치하고 이곳에 스피커를 이용한 주기적인 분사와 흡입을 유동장에 가하는 것이다. 이차원슬릿에 대한 수치 계산도 수행되어 이전 실험의 결과를 보완하였다.

후류 형태의 교란이 유동장에 미치는 영향의 이해는 팬(fan)과 같은 유체기계요소에서 발생하는 소음 문제 규명에 바탕이 된다. 이를 위하여, 본 연구에서는 주기적인 후류를 발생시키는 장치인 스포크형 후류 생성기(spoke-type wake generator)를 설계 제작하고, 주기적 후류 교란이 둔각물체동의 박리-재부착 유동장에 미치는 영향을 조사하였다.

라. 유동 제어 이론 평가 및 개발

유동 제어 이론 평가 및 개발의 첫 단계로 난류채널유동장에 대해 준최적(suboptimal) 제어 기법을 적용하였다. 이러한 기존의 선형 제어 기법에 대한 평가와 함께 비선형 모델에 대한 제어를 개발하였다. 또한 센서/가진자의 형태 및 크기에 따른 제어의 효율성 평가를 통해 가진자의 크기에 대한 제한 조건과 최적은 센서/가진자의 조합을 제시하였다. 최근들어 실제 MEMS소자를 이용한 실험적인 구현을 추구하는 세계적인 연구 추세를 고려해 볼 때, 이러한 MEMS 방식을 이용한 유동제어의 실험적 접근에 근간이 되는 자료를 제공하였다고 할 수 있다.

제 3 장 연구개발수행 내용 및 결과

제 1 절 기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축

1. 경계층 유동에서의 유동 구조 해석

가. LES(Large Eddy Simulation)를 이용한 속도장과 압력장 수치 모사

유동장에 의하여 유기되는 소음이 급격히 증대되어 많은 공학적 문제들을 야기시킨다. 따라서 유체소음의 제어 및 유체소음 신호를 성공적으로 분리하기 위한 전제조건으로서 유동장과 관련된 벽압력 변동성분 (wall pressure fluctuation)에 대한 상세한 지식이 필요하다. 일반적으로 물수체의 선수부 주위에는 층류-난류 천이 등의 유동과 그로 인한 난류 경계층 유동이 존재하는데, 이러한 경우 표면압력은 비정상적 (unsteady)이고 매우 복잡한 공간적 분포를 갖는다. 따라서 상기한 압력변동을 이해하려면 물수체의 특정한 점에서의 압력변동치가 아닌 여러 점에서의 압력의 공간적 분포에 대한 정보가 필수적이다. 그러므로 본 연구에서는 물수체 주위의 유동 및 압력장 해석을 원활히 수행하기 위해 단순화된 형상인 난류 경계층 유동에 대한 해석을 통하여 기본 데이터를 축적하고자 한다. 이를 위하여 대형화 모사법(Large Eddy Simulation)을 이용하여 공간적으로 발달하는 난류 경계층 유동을 해석하고, 난류 통계량들을 검증하고자 한다.

(1) LES 모델

LES에서는 유동장 내의 속도 및 압력항들에 대해 그 물리량이 유동장의 대형구조를 대변하는 부분과 유동장의 미세구조를 나타내는 부분으로 나누어진다. 이에 대해 특정 물리량 f 에 대해 기술하면 다음과 같다.

$$f = \overline{f} + f' \quad (1.1.1)$$

유동의 대형 구조를 나타내는 \overline{f} 는 필터 함수 (filter function, G)를 사용해서 다음과 같이 정의된다.

$$\overline{f}(x) = \int_D G(x-x')f(x')dx' \quad (1.1.2)$$

D는 적분영역을 나타낸다. 본 연구에서는 필터 함수로 다음과 같이 정의된 박스필터 (box filter)를 사용한다.

$$G(x_i - x_i') = \begin{cases} (1/\Delta_i)^3, & |x_i - x_i'| < \Delta_i/2 \\ 0, & |x_i - x_i'| > \Delta_i/2 \end{cases} \quad (1.1.3)$$

여기서 $i=1, 2, 3$ 이고, Δ_i 는 필터의 넓이 (filter width) 이다. 이에 대해 격자 필터 (grid filter)에 의해 정의되는 유동장의 대형구조 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u}_i \overline{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (1.1.4)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1.5)$$

여기서 윗줄친 변수는 필터된 값을 의미한다. 지배 방정식에서 나타나는 τ_{ij} 는 subgrid scale stress 이며, 이를 제외한 나머지 변수들에 대해서는 직접 수치계산된다. τ_{ij} 는 LES에서 모델링되어야 하며, 다음과 같이 정의된다.

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j \quad (1.1.6)$$

LES에서는 주로 Smagorinsky가 제안한 와점성 모델 (eddy viscosity model)이 주로 쓰인다. 이 모델은 유동장의 작은 구조가 평형 상태에 있는 것을 가정하며, 에너지 생성 (energy production)과 소멸(dissipation)이 서로 균형을 이루고 있다고 가정한다. Smagorinsky모델은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = 2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \quad (1.1.7)$$

여기서, C 는 Smagorinsky 상수이고, Δ 는 필터 넓이이며, $|\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij}}$ 는 다음과 같이 정의된 변형률 텐서 (large scale strain rate tensor)의 크기이다.

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (1.1.8)$$

필터의 넓이 Δ 는 지배 방정식에서 고려할 수 없는 가장 큰 subgrid-scale eddies의 특성 길이를 나타낸다. Δ 는 각 방향 필터 넓이의 기하평균으로 다음과 같이 정의된다.

$$\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}. \quad (1.1.9)$$

이에 대해 기존의 Smagorinsky 모델에서 발생하는 유동의 거대구조의 excessive damping을 줄이기 위해 Germano et al. (1991)은 dynamic subgrid-scale eddy viscosity 모델을 제안하였다. 이에 대해 본 연구에서는 Lilly (1992)에 의해 수정된 dynamic 모델을 사용하였다. 이는 유동의 구조에 따라 Smagorinsky 상수가 변화하는 모형으로서 2가지 filtering 기법을 도입하였다. 이에 대해 grid filter에 대한 지배방정식과 유사하게 test filter에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \widetilde{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (1.1.10)$$

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1.11)$$

여기서 T_{ij} 는 test filter level에서의 subgrid-scale stress를 나타내며, 다음과 같다.

$$T_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j \quad (1.1.12)$$

T_{ij} 는 변형률 텐서들에 의해 아래와 같이 정의되며,

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = 2C \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij} \quad (1.1.13)$$

분해된 난류응력 (resolved turbulent stress), L_{ij} 는 T_{ij} 와 $\widetilde{\tau}_{ij}$ 의 차이에 의해 정의된다.

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = 2CM_{ij}, \quad M_{ij} = \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}_{ij}| \widetilde{S}_{ij} - \overline{\Delta^2 |\overline{S}_{ij}| \overline{S}_{ij}} \quad (1.1.14)$$

이에 대해 Smagorinsky 상수에 대해 최소자승법 (least square method)를 적용시킴으로써, 다음과 같이 C 를 정의할 수 있다.

$$C = \frac{1}{2} (L_{ij} M_{ij}) / (M_{ij} M_{ij}) \quad (1.1.15)$$

(2) 결과 및 분석

Fig. 1.1.1은 계산영역의 중심에서의 평균 유선방향 속도 분포를 나타내고 있다. Lund et al. (1998)에 의해서 수행된 결과와 Spalart (1988)에 의해 수행된 결과를 동시에 비교하였다. 레이놀즈 수의 미소한 차이가 있으나 전반적으로 난류 경계층 내의 주유동방향 속도성분을 지배하는 벽법칙을 잘 만족하고 있으며 선행된 결과들과도 매우 잘 일치하고 있음을 나타내고 있다. 이로써 수행된 대형와 모사가 평균량의 정확한 예측을 하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 1.1.2는 영역의 중심에서의 난류 강도를 나타내고 있다. Lund et al. (1998)에 의해서 수행된 결과와 Spalart (1988)에 의해 수행된 결과를 동시에 비교하였다. 레이놀즈 수의 미소한 차이로 인해 각 방향 난류 강도들이 다소 차이를 보이고 있으나 본 결과는 정성적인 경향을 잘 만족하는 것으로 나타났다.

Fig. 1.1.3에서는 여러 경계층 인자들의 계산영역내의 분포를 나타내고 있다. 계산된 결과들은 기존의 실험적인 경험들로 얻어졌던 근사식들로부터 분석적으로 유도된 해들과 비교하였다. 얻어진 경계층 두께, 변위 두께, 모멘텀 두께 모두 계산 영역내에서 직선적으로 증가하는 변화를 보이고 있으며 그 증가폭을 나타내는 기울기 또한 분석적 해들의 기울기와 잘 일치하는 것으로 나타났다. 이는 수행된 대형와 모사로 인해 얻어진 난류 경계층이 평형 상태의 실제 난류 경계층의 성질을 잘 반영하고 있음을 의미한다.

Fig. 1.1.4와 Fig. 1.1.5는 순간 유동장을 도시한 것이다. Fig. 1.1.4는 난류 경계층의 대표적인 구조라 할 수 있는 줄무늬 구조(streaky structure)를 나타내고 있으며, Fig. 1.1.5는 벽면 근처의 와구조(near-wall vortices)들을 나타내고 있다. 이로써 본 연구에서 수행된 LES가 난류 경계층내 응집구조들을 잘 모사하고 있는 것을 확인할 수 있다.

나. 경계층 내의 벽압력 섭동량과 난류 응집 구조와의 상관함수 조사

벽압력 변동의 스펙트럼 특성과 함께 많은 연구들의 초점이 되어온 문제는 벽면에서 압력 변동값이 큰 영역을 발생시키는 경계층 내부에 유동 구조이다. 일반적으로 벽압력 변동은 지배방정식인 포아송 방정식(Poisson equation)을 통해 경계층내 속도변동성분(velocity fluctuations)들과 연관되어 있다. 실험적 연구자들은 조건부 평균(conditional average)기법을 이용하여 벽압력과 속도변동성분을 동시에 측정하여 상관도 높은 속도 구조를 조사하였다. 특히, Thomas & Bull (1983)은 벽면근처의 전단층(shear layer)이 발생시키는 스위프(sweep) 모션에 의해 벽면에서 압력 변동이 큰 영역들이 발생함을 밝힌바 있다. Johansson et al. (1987)도 완충영역(buffer region)에서 형성된 전단층(shear layer)이 크기가 큰 양의 부호를 갖는 벽압력 변동을 발생시킨다는 것을 제시하였다.

한편, 최근에는 직접수치모사(direct numerical simulation)을 이용한 난류 구조에 관한 연구들에 의해 이러한 전단층 구조와 주유동방향 와구조(streamwise vortices)가 경계층 내에서 가장 주요한 난류응집구조로 지적되고 있다. Robinson (1991) 은 벽면 근처에서 주유동방향 와구조에 의해 속도가 서로 다른 유체들이 교란됨으로써 전단층의 발생이나 스윙, 이제션의 주된 원인이 됨을 지적하였다. 이 같은 유체입자들의 움직임과 벽면에 의한 운동학적인 상호작용으로 벽압력 변동이 생성된다는 사실도 보고된 바 있다. Kim (1989)은 벽압력 지배방정식의 소스항들을 평균 전단(mean shear)에 의해 발생하는 선형 항들과, 난류상호작용(turbulence-turbulence interaction)에 의해 발생하는 비선형항들로 분리하여, 각 소스항들의 평균제곱값을 비교하였다. 그 결과 $y^+=20$ 부근에서 주유동방향 와구조와 관련된 $(\partial v'/\partial z)(\partial w'/\partial y)$ 항의 값이 가장 크다는 사실을 보고하였다. 특히 최근, Chang et al. (1999) 은 DNS 데이터를 이용하여 벽압력에 기여도가 높은 속도 소스항들을 조사하였다. 이들은 난류채널유동을 수평한 네 영역으로 나누고 각 영역에서 속도 소스들로부터 얻어진 벽압력의 스펙트럼을 비교하여 기여도 높은 영역과 소스항의 특성을 조사한 결과, 가장 중요한 속도 소스항은 주유동방향 와구조와 밀접한 연관이 있는 것으로 지적하였다.

본 연구의 목적은 벽압력 변동과 주유동방향 와구조의 상관관계를 통계적으로 파악하는데 있다. 벽압력 변동과 주유동방향 와도(streamwise vorticity)의 교차상관계수(cross-correlation coefficient)를 정량적으로 분석하여 벽압력을 지배하고 있는 와구조의 길이 척도와 형태를 밝히고자 한다. 또한, 얻어진 결과를 조건부 평균하여 응집구조에 영향을 받고 있는 벽압력을 조사하고, 상한분석(quadrant analysis)을 통해 이들간의 운동학적인 관계와 난류운동에너지(turbulent kinetic energy)의 생성에 대한 기여도를 파악하고자 한다.

(1) 수치적 방법

본 연구에서는 공간 발달하는 난류경계층에 대한 직접수치모사가 수행되었다. 무차원된 비정상, 비압축성 유동의 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1.16)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.1.17)$$

여기서 x_i 는 공간 좌표, u_i 는 x_i 방향의 속도, p 는 압력, Re 는 레이놀즈수를 나타낸다. 지배 방정식을 수치적으로 적분하기 위해 Kim et al. (2002)에 의해 제시된 바 있는 완전내재적 분리 방법 (fully implicit decoupling method)이 적용되었다. LU decomposition을 이용하여 지배방정식의 속도와 압력 뿐만 아니라 대류항의 내재적인 처리로 인해 야기되

는 속도 성분의 결합도 분리하였다. 본 방법은 모멘텀 방정식의 반복적인 계산없이, 직접적으로 중간 단계의 속도 성분들을 구해냄으로써 효율적인 계산에 적합하다. 지배 방정식은 시간에 대해서는 Crank-Nicholson 방법, 공간에 대해서는 이차 정확도를 갖는 중심차분법을 이용하여 차분되었다.

Fig. 1.1.6은 계산영역에 대한 개략도를 나타내고 있다. 계산영역 입구의 운동량 두께 (θ_0)와 자유 속도(U_∞)로 무차원된 레이놀즈수는 300이다. 입구경계조건을 위해 Lund et al. (1998)이 제시한 입구유동 생성방법이 이용되었다. 균일한 격자해상도를 갖는 경계층에 대한 별도의 계산이 입구유동생성방법에 의해 수행되었으며, 레이놀즈수 300에서의 데이터가 본 수치모사의 입구경계조건으로 사용되었다. 출구경계조건으로는 다음의 대류경계조건(convective boundary condition)이 적용되었다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + c \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0 \quad (1.1.18)$$

여기서 c 는 출구에서의 평균된 속도이다. 벽면에서는 점착 경계조건 (no-slip condition), 횡방향으로는 주기적인 경계조건 (periodic boundary condition), 원거리에서는 다음의 경계조건이 사용되었다.

$$u = U_\infty, \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (1.1.19)$$

계산격자는 주유동방향, 벽면수직방향, 횡방향으로 각각 $257 \times 65 \times 129$ 이며, 계산영역의 크기는 각각 $200 \theta_0 \times 30 \theta_0 \times 40 \theta_0$ 이다. 주유동방향과 횡방향으로는 균일 격자계가 사용되었고 벽면수직방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용하여 벽면근처에 밀집시켰다. 계산격자의 분해능은 각각 $\Delta x^+ = 12.5$, $\Delta y^+_{\min} = 0.16$, $\Delta y^+_{\max} = 22.4$, $\Delta z^+ = 5.0$ 이다. 계산시간 간격은 $\Delta t^+ = 0.25$ 이며, $7500 \theta_0 / U_\infty$ 동안 평균하였다. 다음 장에서 제시할 결과는 계산영역의 가운데인 $x_0 = 100 \theta_0$ 을 기준으로 하였다.

(2) 벽압력 변동과 주유동방향 와구조의 상관관계

벽압력 변동과 주유동방향 와도의 교차상관관계와 교차상관계수는 각각 다음과 같이 정의된다.

$$R_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z) = \langle p'(x_0, 0, z, t) \omega'_x(x_0 + \Delta x, y, z + \Delta z, t) \rangle \quad (1.1.20)$$

$$R'_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z) = \frac{R_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z)}{p'_{rms}(x_0, 0) \omega'_{xrms}(x_0 + \Delta x, y)} \quad (1.1.21)$$

Fig. 1.1.7은 위 식에 따라 얻어진 교차상관계수의 iso-surface이다. 어두운 부분은 0.1, 밝은 부분은 -0.1인 교차상관계수값을 나타낸다. 상관계수값이 큰 영역들이 각각 $y^+=20$ 과 벽면에서 관찰되었다. 이 중 $\Delta x^+ = -50$ 과 $\Delta x^+ = 60$ 에서 벽면에 나타나는 넓은 영역들은 벽면위에 존재하는 주유동방향 와구조와 점착경계조건(no-slip condition)에 의해 운동학적으로 발생한다. 이 영역으로부터 얻어지는 Stokes 압력(Stokes pressure)는 무시할 수 있을 정도로 작은 값이다. 따라서 이 영역을 배제하면, 벽압력 변동의 지점으로부터 흐름방향 상류쪽에서 대칭적으로 나타나는 상관계수가 큰 두 개의 영역이 있음을 정성적으로 관찰할 수 있다.

벽압력 변동과 상관도 높은 응집구조의 위치를 파악하기 위해 교차상관계수의 각 평면 등고선도를 Fig. 1.1.8에 나타내었다. 등고선은 -0.4에서 0.4까지 0.05 간격으로 나타내었으며 음수값은 점선으로 나타내었다. Fig. 1.1.8(a)를 통해 $y^+=20$ 에서 나타나는 상관계수의 최대값은 벽압력 변동의 지점으로부터 횡방향으로 $\Delta z^+ = \pm 20$ 의 거리를 두고 존재하고 있음을 알 수 있다. 이러한 사실은 벽면에서도 나타나고 있으며, (Fig. 1.1.8(b)) 이것은 벽면에서 상관계수 최대값의 위치와 유동장 내부에서 위치가 동일함 의미한다. 또한, 상관계수의 최대값은 벽압력 변동의 지점으로부터 흐름방향 상류인, $\Delta x^+ = -25$ 에서 나타나고 있다. 한편, 점착조건이 적용되는 벽면에서 주유동방향 와도는 단일한 속도구배인 $\omega_{x|w} = dw/dy|_w$ 로 표현할 수 있으며, 이는 횡방향 벽면마찰 τ_3 와 같다. 따라서 벽압력 변동과 벽면에서 주유동방향 와도와와의 상관관계를 나타내고 있는 Fig. 1.1.8(b)는 횡방향 벽면마찰과 벽압력간의 교차상관함수와 일치한다. Fig. 1.1.8(c)에서 교차상관계수가 최대값을 갖는 위치는 $\Delta x^+ = -50$ 에서 $y^+ = 15$, $\Delta x^+ = -10$ 에서 $y^+ = 20$ 이며, 벽면에 대해 벽면 수직인 방향으로 7.13° 기울어져 있다. 이러한 기울어진 구조는 벽면에서의 전단 응력과 주유동방향 와도간의 상관함수를 조사한 Kravchenko et al. (1994)에 의해서도 관찰된 바 있다.

교차상관계수의 크기를 정량적으로 분석하기 위해서 Fig. 1.1.9에서는 벽면으로부터 거리에 따른 교차상관계수의 분포를 여러 지점에서 나타내었다. 주유동방향을 따라 상류인 $\Delta x^+ = -130$ 으로 부터 교차상관계수가 최대가 되는 곳까지 여러 지점들에서 벽면 수직방향 분포이다. 교차상관계수는 $y^+ = 5$ 를 기준으로 그 부호가 바뀌며, $y^+ = 20$ 에서 국부적인 최대값을 갖는다. Kim et al. (1987)은 난류채널유동에서 주유동방향 와도의 근체곱평균값이 각각 $y^+ = 5$ 와 $y^+ = 20$ 에서 국부적인 최소값과 최대값을 갖는 것으로서 주유동방향 와구조 모델을 제시하였다. Fig. 1.1.9의 결과는 벽압력 변동과 상관도 높은 와구조가 이들의 모델과 일치함을 보여주고 있다.

Fig. 1.1.10에서는 주유동방향 거리에 따른 교차상관계수 분포를 횡방향으로 여러 지점에서 나타내었다. Fig. 1.1.10(a)는 벽면에서 Fig. 1.1.10(b)는 응집구조의 중심영역($y^+ = 20$)에서 분포를 나타내었다. 벽압력 변동 지점인 $\Delta z^+ = 0$ 을 기준으로 $\Delta z^+ > 0$ 인 영역과 $\Delta z^+ < 0$ 인 영역의 교차상관계수가 부호가 다르고 크기가 거의 비슷한 대칭적인 분포를 보이고 있다. 또한 교차상관계수가 최대인 $\Delta z^+ = \pm 20$ 에서 분포를 살펴보면, 벽면에서는 상류에서 최대값을 가지고 후류에서 최소값을 가진다 (Fig. 1.1.10(a)). 반면 $y^+ = 20$ 에서는 상류에서 최소값을 가지고 후류에서 최대값을 가진다 (Fig. 1.1.10(b)). 벽면위 주유동방향 와

구조가 이로부터 야기된 벽면에서 큰 와도를 갖는 영역과 반대로 회전하고 있으므로 이러한 현상이 관찰된다.

선술한 교차상관계수에 대한 분석을 통해 벽압력 변동과 높은 상관도를 갖고 있는 주유동방향 와구조는 벽압력 변동의 측정 지점으로부터 횡방향으로 $\Delta z^+ = \pm 20$ 정도의 변위를 갖고 떨어져 있는 한쌍의 구조임을 확인하였다. 이러한 구조에 영향을 받고 있는 벽압력 변동의 부호를 조사하기 위해 조건부 평균된 주유동방향 와도 분포를 구하였다. 벽압력 변동이 양의 부호를 갖는 경우, 즉 $p_w > 2p_{rms}$ 의 조건을 만족하는 주유동방향 와도 분포와 반대로 음의 부호를 갖는 경우인 $p_w < -2p_{rms}$ 의 조건을 만족하는 주유동방향 와도 분포를 각각 따로 구하였다. Fig. 1.1.11은 각 조건에 따른 주유동방향 와도 분포를 $y-z$ 평면에서 잘라본 등고선도이다. 점선은 음의 와도값을 나타낸다. 두 경우 모두 와구조의 형태는 교차상관계수의 등고선도인 Fig. 1.1.8(a)와 큰 차이를 보이지 않고 있다. 그러나 와도의 부호를 살펴보면 벽압력 변동이 양의 부호를 갖는 경우는 교차상관계수의 부호와 일치하지만 (Fig. 1.1.11(a)), 음의 부호를 갖는 경우는 부호가 반대로 나타난다 (Fig. 1.1.11(b)). 이러한 결과는 벽면위 주유동방향 와구조의 부호에 의해 벽면에서의 압력 변동의 부호가 결정됨을 의미한다. 즉, 벽면위에 있는 주유동방향 와구조의 부호가 Fig. 1.1.11(a)와 같은 경우 그 회전방향을 고려해보면 완충영역에 있는 유체가 스윙에 의해 벽면에 힘을 가하게 되고, 따라서 벽면에서 압력 변동값의 부호가 양이 된다. 반대로 Fig. 1.1.11(b)와 같은 경우 이제션이 지배적인 현상이 나타나 벽압력 변동의 부호가 음이 된다.

이 사실을 확인하기 위해 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석이 이루어졌다. 이는 속도 섭동의 부호에 따라 레이놀즈 응력을 다음의 네가지로 나누어 평균한 것이다. 제1상한은 $u' > 0, v' > 0$ 인 고속의 유체가 밖으로 향하는 운동을 포함하며, 제2상한은 $u' < 0, v' > 0$ 로서 저속의 유체가 벽면으로부터 멀어지는 이제션 모션을 포함한다. 제3상한인 $u' < 0, v' < 0$ 는 저속의 유체가 안으로 향하는 운동을 포함하며, 제4상한인 $u' > 0, v' < 0$ 는 고속의 유체가 안으로 향하는 스윙모션을 포함한다.

Fig. 1.1.12는 Fig. 1.1.11에서와 같은 조건에 따른 상한 분석의 결과이다. $p_w > 2p_{rms}$ 인 경우 벽면부근에서 제4상한의 레이놀즈 응력이 제2상한의 레이놀즈 응력에 비해 월등히 크다 (Fig. 1.1.12(a)). 이는 고속의 유체가 벽면에 충격을 가하는 스윙모션과 양의 부호를 갖는 벽압력 변동이 서로 밀접한 연관성이 있음을 의미한다. 또한 $p_w < -2p_{rms}$ 인 경우는 반대로 저속의 유체가 벽면으로부터 이탈하는 이제션모션과 높은 상관성이 있음을 확인할 수 있다 (Fig. 1.1.12(b)).

한편, Kim et al. (1987)은 난류채널 유동에서의 상한분석을 통해 벽면위에 존재하는 주유동방향 와구조의 중심에 가까운 $y^+ < 20$ 에서는 주로 제4상한에 의한 스윙모션이 지배적이며 그 바깥 영역의 경우 제2상한에 의한 이제션이 지배적임을 밝힌바 있다. 이러한 결과로 이제션모션이 지배적인 영향을 미치고 있는 벽압력 변동이 음인 경우에도 $y^+ < 20$ 인 벽면의 아주 가까운 영역에서는 제2상한과 제4상한에 의한 레이놀즈 응력의 크기가 거의 대등하다 (Fig. 1.1.12(b)).

2. 원봉후류 유동에서의 유동 구조 해석

가. 주기적 가진에 따른 원봉 후류 구조 변화 해석

원봉 후류에 자연 와홀림 주파수 근처의 가진 주파수를 가한 경우에 관한 많은 연구가 있어 왔다. 이러한 가진의 경우에 나타나는 대표적인 현상이 와홀림이 자연 와홀림 주파수가 아닌 가진 주파수로 일정하게 일어나는 'lock-on' 현상이다. 'lock-on' 현상은 공명을 일으켜서 유동 상태의 변화량의 크기를 증가시킨다. 그리고, 이러한 'lock-on' 주파수 영역의 바깥쪽 주파수 가진의 경우에 와홀림은 준주기나 혼돈의 상태를 띄게 된다. 이러한 상태는 한 개의 주파수 성분으로만 가진을 했지만 유동장에는 여러 가지의 주파수의 성분이 나타나는 것이다. 이러한 준주기의 상태는 주기가 무한대라고 생각할 수 있다. 주기 상태의 푸리에 변환의 결과는 기본 주파수와 그의 정수 배에서만 존재하는 피크값을 볼 수 있다. 그러나 준주기 상태의 푸리에 변환의 결과는 여러 개의 기본 주파수들이 존재하고 이들과 이들의 선형적 결합으로 표현되는 주파수에도 피크가 나타나게 된다. 그러나 주파수가 분리된 불연속적인 분포를 가지므로 연속적인 분포를 가진 혼돈상태와는 구별이 된다.

본 연구는 원봉의 주기적 회전으로 가진을 받는 원봉 후류를 수치 모사하여 유동장에 나타나는 주파수 성분과 그 유동 상태를 관찰하였다. 'lock-on' 영역 주위의 준주기 상태에 중점을 두었다. 푸리에 변화를 이용해서 스펙트럼을 분석하였고, 주파수 선택에 관한 새로운 모델식을 제안하였다. 유동장의 레이놀즈수는 $Re=110$ 으로 유동장이 이차원의 층류 와홀림 구조를 가지는 영역이다. 고유 와홀림 주파수는 $St_0^*=0.171$ 이고 가진 주파수는 $0.150 \leq S_f \leq 0.190$ 이다. 가진 최대 회전 속도는 자유 유동 속도의 5%이다.

(1) 수치 계산 방법

유동장의 지배방정식은 무차원화된 Navier-Stokes 방정식이다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_i u_j = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \quad (1.2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2.2)$$

자유 유동 속도 U_∞ 와 원봉의 지름 D 가 무차원화에 이용되었다. 레이놀즈수는 $Re = U_\infty D / \nu$ 로 여기서 ν 는 점성 계수이다. 본 연구에서는 위의 방정식을 엇갈림 격자

의 일반 좌표계로 변환하여 수치 계산하였다.

수치 방법으로 완전음해 부분단계법을 이용되었다(Choi, Moin & Kim 1992). 부분 단계법에서는 모멘텀에서의 압력항은 속도 벡터를 divergence-free한 벡터로 투사하는 역할을 한다. 격자계는 후류 방향에서 좋은 분해능을 가진 C격자계를 이용하였다. 자세한 수치 방법과 계산 경계 조건 등은 Baek & Sung (1998)에 나와 있다. 회전 조건으로 원봉 표면의 속도 경계 조건을 아래와 같이 주었다.

$$\Omega = \Omega_{\max} \sin(2\pi S_f t) \quad (1.2.3)$$

여기서 모든 인자는 원봉의 지름과 유동장의 균일 유입 속도로 무차원된 것이다. 원봉의 최대 회전 속도(Ω_{\max})는 자유 유동 속도의 5%로 하였다. 식에 의해서 원봉은 $0T$ 에서 $0.5T$ 까지는 반시계방향의 회전을, $0.5T$ 에서 T 까지는 시계방향의 회전을 한다. 따라서 $0.25T$ 에 반시계방향, $0.75T$ 에 시계방향의 최대 회전 속도를 가진다. 여기서 T 는 가진 주기 $1/S_f$ 를 나타낸다.

본 연구의 계산은 이전의 연구에서 확인된 바 있다. 유동장의 레이놀즈수는 $Re=110$ 으로, 이차원의 층류 와홀림을 가지는 레이놀즈수 영역에 속한다. 아무런 가진이 없을 때 원봉의 자연 와홀림 주파수는 $St_0^*=0.171$ 으로 Williamson (1989)와 Fey, Konig & Eckelmann (1998)의 실험 결과와 좋은 일치를 보이고 있다.

(2) 수치 해석 결과

양력계수(C_L)의 시간 변화가 Fig. 1.2.2에 나타나 있다. 가진이 없을 때의 와홀림의 경우가 (a)에 나타나 있다. 자연와홀림 주파수는 $St_0^*=0.171$ 이다. 가진을 했을 때의 경우를 살펴보면 (e) $S_f=0.165$, (f) $S_f=0.170$, (g) $S_f=0.175$ 의 경우에 lock-on이 발생한 것을 알 수 있다. 이 경우에 와홀림의 구조는 각 주기마다 똑같이 반복된다. 그리고, lock-on의 주파수 영역은 가진 크기를 크게 할수록 증가한다. lock-on 영역의 바깥쪽 가진 영역에서는 각 가진 주기에 대해서 와홀림 구조가 고정(phase-locked)되지 않는다. 이것은 가진 주파수 성분 외에 다른 주파수 성분이 존재하기 때문이다. lock-on 영역의 위쪽과 아래쪽의 현상은 대칭을 보인다. 즉 lock-on영역의 바깥쪽에는 장주기가 존재하는데 이 장주기의 크기는 lock-on경계에서 멀어질수록 짧아지는 같은 현상을 보이는 것이다. 양력 계수의 최대값의 분포를 살펴 보면 lock-on의 경우에는 각 주기마다 변화하지 않는 고정된 값을 가지고 있는데 그 값은 자연 와홀림의 경우보다 큰 값이다. 이에 반하여 lock-on이 되지 않은 경우에 최대값은 주기마다 다른 값을 보이며 그 크기도 자연 와홀림의 경우보다 크기도 하고 작기도 하다.

Fig. 1.2.2에서 나타난 주파수 선택을 더 자세히 살펴 보고자 푸리에 변환을 하여 그

결과를 Fig. 1.2.3에 보였다. 시간 데이터는 무차원화된 시간 $t=500$ 에서 $t=1000$ 의 것이 이용되었고, 주파수 분해능은 0.001이다. (b)에 자연 와홀림 주파수 $St_0^*=0.171$ 가 명확하게 보인다. 또한 lock-on의 경우인 $S_f=0.165, 0.170, 0.175$ 경우도 (b)에 나타나 있다. lock-on 영역 아래쪽의 주파수 선택이 그림 (a)에 나타나 있는데 이 경우에 가진 주파수(S_f)보다 와홀림 주파수(St_0)가 가장 지배적인 것을 알 수 있다. 여기서 와홀림주파수(St_0)가 자연 와홀림 주파수(St_0^*)가 아니고, 그 값으로 점차 수렴해 가는 것을 알 수 있다. lock-on 영역 위쪽의 주파수 선택이 (c)에 나타나 있는데 같은 현상을 볼 수 있다. 비선형 효과에 의하여 다른 주파수 성분들이 존재하는 것을 볼 수 있는데 그 주파수 사이의 간격은 St_0 와 S_f 사이의 간격과 같다.

주파수의 세기를 비교해 보면 $St_0 > S_f > S_{m_{j,k}}$ 인데 여기서 $S_{m_{j,k}}$ 는 변조주파수 성분들을 나타낸다. 이것은 St_0 가 가장 지배적이라는 것을 보이는 것이다. Fig. 1.2.2에서 $S_{m_{j,k}}$ 은 $S_{m_{j,k}} = jSt_0 + kS_f$ 의 관계를 표현된다. 여기서 j, k 는 정수이다. 예를 들어 첫 번째 변조 주파수 $S_{m_{2,-1}}$ 는 $S_{m_{2,-1}} = 2St_0 - S_f$ 이고, 두 번째 변조 주파수 $S_{m_{3,-2}}$ 는 $S_{m_{3,-2}} = 3St_0 - 2S_f$ 이다. 변조 주파수들은 St_0 를 기준으로 해서 S_f 의 반대쪽에 위치한다. 그리고 $S_{m_{j,k}}$ 의 크기는 S_f 가 lock-on 범위에서 멀어질수록 작아진다. 반대로, S_f 가 lock-on 경계에 가까워질수록 $S_{m_{j,k}}$ 의 크기는 증가하며 주파수 사이의 간격도 좁아진다. 따라서 S_f 가 lock-on 경계에 아주 가깝게 되면 주파수들의 크기가 거의 같고, 간격도 매우 좁아져서 비교적 연속적인 분포에 가깝게 변하게 된다. 따라서 반응에는 여러 가진 주파수 성분들이 나타나져서 좀더 복잡한 양상을 띄게 된다. 이것은 Karniadakis & Triantafyllou (1989)가 언급한 low-order chaos와 비슷하게 생각할 수 있다.

Lock-on 영역 바깥쪽에서의, 여러 주파수 성분이 존재하는 준주기 상태를 관찰하기 위하여 각 가진 주기에 따른 유동 패턴을 관찰하였다. 와형성 형태를 살펴보기 위해서 $S_f=0.155$ 와 $S_f=0.190$ 의 가진의 경우에 순간 유선 모양의 변화를 Fig. 1.2.4와 Fig. 1.2.5에 그렸다. 각 유선 모양의 형태는 반시계방향의 회전을 시작하는 가진 위상이 0 ($\theta=2n\pi$)인 때를 그렸다. 연속적인 그림들은 연속적인 가진 주기에 해당한다. 그림의 왼쪽 상단에 양력계수(C_L)의 시간 변화가 그려져 있고, 각 유선 모양의 순간이 포인트로 표시되어 있다.

$S_f=0.155$ (Fig. 1.2.4)의 경우에 가진 주파수는 lock-on 경계보다 낮은 주파수영역으로 와홀림 주파수($St_0 \cong 0.169$)로 자연 와홀림 주파수($St_0^*=0.171$)보다 약간 아래쪽이다. St_0 는 가진 주파수 $S_f=0.155$ 보다 높기 때문에 와홀림 주기가 가진 주기보다 짧다. 이것은 C_L 의 시간 변화에 나타났듯이 어느 정도의 위상 지연을 만들어 낸다. 따라서 각

가진 주기마다 한 주기의 와홀림이 완전히 완성되고, 그 다음 주기가 부분적으로 지나 있다. 11가진주기 동안 약 12번의 와홀림이 일어나는 것이다($St_0/S_f \cong 0.169/0.155 \cong 12/11$). Fig. 1.2.6에서 주기 $1T$ 가 11주기후의 그림인 주기 $12T$ 의 것과 비교적 유사하게 보이나, 완전하게 같지는 않다. St_0/S_f 가 유리수가 아니기 때문에 유동은 준주기적 성질을 나타내고, 같은 상태는 결코 반복되지 않는다.

Lock-on 경계보다 높은 주파수영역의 경우인 $S_f=0.190$ 가 Fig. 1.2.5에 나타나 있다. 순간 유선 모양은 Fig. 1.2.6과 비슷하다. 와홀림 주파수($St_0 \cong 0.172$)로 자연 와홀림 주파수($St_0^* = 0.171$)보다 약간 위쪽이다. 가진 한 주기동안 한주기의 와홀림이 완전히 끝나지 않았기 때문에 약간의 시간이 더 필요하다. 따라서 위상이 조금씩 앞서 가게 된다. 약 11 가진 주기후의 유선 모양이 유사해져서 $12T$ 의 모양이 $1T$ 와 비슷하다. 약 11주기 동안 10주기의 와홀림이 일어난다($St_0/S_f \cong 0.172/0.190 \cong 10/11$).

나. 고조파(superharmonic) 가진에의 원봉후류 유동장의 반응 해석

앞서 살펴본 바와 같이 primary lock-on에 대해서는 많은 연구들이 있어 왔으나 subharmonic lock-on과 superharmonic lock-on에 대해서는 많이 알려져 있지 않다. 특히 가진 주파수가 와홀림 주파수의 2배 부근의 값일 때에 secondary lock-on이 일어나는가에 대해서는 기존의 연구가 다른 결과를 보이고 있다. Stansby (1976)는 secondary lock-on이 아주 작은 영역의 가진 주파수 영역에서 관찰된 결과를 보였으나 El-Refaei (1995)의 수치 계산에서는 발견되지 않았다. 따라서 본 연구에서는 superharmonic 가진에 따른 원봉 후류의 반응을 해석하고자 수치 계산을 수행하였다. 가진 주파수의 영역은 자연 와홀림 주파수의 2배와 3배 부근으로 이 영역에서 subharmonic lock-on이 발생하는가에 중점을 두었다. 원봉 후류의 가진 방법으로 원봉에 회전을 가하였다.

(1) 수치 계산 방법

아래와 같은 무차원화된 비정상 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 수치 모사하였다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_i u_j = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \quad (1.2.4)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2.5)$$

수치 모사 방법은 일반 좌표계로 변환한 부분 단계 방법을 이용하였다. 원봉 후류의 회전 속도는 아래와 같이 주어졌다.

$$\Omega = \Omega_{\max} \sin(2\pi S_f t) \quad (1.2.6)$$

여기서 $t = t^0 U_\infty / D$, $S_f = f^0 D / U_\infty$ 로 무차원화 되었다. 최대 회전 속도 Ω_{\max} 는 0.1에서 0.4의 값으로 하였다. 식 (1.2.6)에서 원봉은 $0T$ 에서 $0.5T$ 까지는 반시계방향 회전을, $0.5T$ 부터 T 까지는 시계방향 회전을 하게 된다. 유동장의 레이놀즈수는 106으로 실험적으로 이차원의 와홀림 구조를 가진다는 것이 알려져 있다. 유동장의 스트롤수는 $St_0^* = 0.168$ 로 Williamson (1989)과 Fey et al. (1998)의 결과와 잘 일치하고 있다.

(2) 수치 해석 결과

Secondary subharmonic lock-on과는 달리 tertiary lock-on의 존재에 대해서는 이견이 없기에 tertiary superharmonic 가진에 대해 먼저 조사하였다. $S_f \cong 3St_0^* = 0.504$ 일 때 양력계수(C_L)를 Fig. 1.2.6에 보였다. 가진 크기 $\Omega_{\max} = 0.10$ 일 때 lock-on의 범위는 $0.502 \leq S_f \leq 0.506$, $\Omega_{\max} = 0.30$ 일 때 $0.500 \leq S_f \leq 0.508$ 로 primary lock-on과 같이 가진 크기가 증가할수록 lock-on영역도 넓어짐을 알 수 있다. 와홀림 주파수 St_0 는 자연 와홀림 주파수 St_0^* 가 아닌 $1/3S_f$ 이다.

Tertiary superharmonic 가진이 가해졌기 때문에 C_L 은 가진주파수 성분(S_f)와 와홀림 주파수($1/3S_f$) 성분으로 나누어져 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} C_L(t) &= A_f \cos(2\pi S_f t - \phi_f) + A_{1/3} \cos(2\pi \frac{1}{3} S_f t - \frac{1}{3} \phi_{1/3}) \\ &= A_f \cos(\theta - \phi_f) + A_{1/3} \cos(\frac{1}{3} \theta - \frac{1}{3} \phi_{1/3}) \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

가진 위상($\theta = 2\pi S_f t$)에 따른 응답을 나타내기 위해 아래와 같은 위상도를 고안하였다. 각각의 a 축과 b 축은 $a(\theta) = C_L(\theta) \cos \theta$, $b(\theta) = C_L(\theta) \sin \theta$ 로 정의된다. 따라서 원점에서 거리 $C_L(\theta)$, a 축과의 각도가 θ 가 된다. 각각의 주파수 성분에 대한 a 와 b 를 아래와 같이 정의한다.

$$a_f(\theta) = A_f \cos(\theta - \phi_f) \cos \theta \quad (1.2.8)$$

$$b_f(\theta) = A_f \cos(\theta - \phi_f) \sin \theta \quad (1.2.9)$$

$$a_{1/3}(\theta) = A_{1/3} \cos(\frac{1}{3} \theta - \frac{1}{3} \phi_{1/3}) \cos \theta \quad (1.2.10)$$

$$b_{1/3}(\theta) = A_f \cos\left(\frac{1}{3}\theta - \frac{1}{3}\phi_{1/3}\right) \sin \theta \quad (1.2.11)$$

$$a(\theta) = a_f(\theta) + a_{1/3}(\theta) \quad (1.2.12)$$

$$b(\theta) = b_f(\theta) + b_{1/3}(\theta) \quad (1.2.13)$$

이러한 정의에 의해서 Fig. 1.2.6의 가진 조건의 결과에 대한 위상도를 Fig. 1.2.7에 그렸다. 연속된 세주기 동안의 각 위상 θ 의 평균값은 아래의 식으로 인하여 $A_f \cos(\theta - \phi_f)$ 를 나타낸다.

$$\begin{aligned} A_{1/3} \cos\left(\frac{1}{3}\theta - \frac{1}{3}\phi_{1/3}\right) + A_{1/3} \cos\left(\frac{1}{3}(\theta + 2\pi) - \frac{1}{3}\phi_{1/3}\right) \\ + A_{1/3} \cos\left(\frac{1}{3}(\theta + 4\pi) - \frac{1}{3}\phi_{1/3}\right) = 0 \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

따라서 (a_f , b_f)는 각 위상에서의 평균 양력을 나타낸다. 평균 최대 양력의 크기는 가진 주파수에 상관없고 가진 크기를 증가시킬수록 커진다는 것을 알 수 있다. Fig. 1.2.7에서 가진 주파수 S_f 가 변화함에 따라 $\phi_{1/3}$ 이 크게 변한다는 것을 알 수 있다. 이는 가진 주파수에 따른 와홀림 위상의 변화를 의미하며 primary lock-on에서 관찰된 위상 변화도 상당히 유사하다. 하지만 ϕ_f 는 가진 주파수와 가진 크기에 관계없이 거의 일정하다.

Secondary lock-on 영역이 존재를 조사하기 위해 가진 주파수 S_f 가 자연 와홀림 주파수 St_0^* 의 두배인 $S_f \approx 0.336$ 이고 가진 크기 $\Omega_{\max} = 0.10, 0.20, 0.30, 0.40$ 일 때 C_L 를 계산하여 Fig. 1.2.8에 도시하였다. 보이는 바와 같이 lock-on이 존재하지 않고 장주기의 변조가 존재하는 것을 알 수 있다. $\Omega_{\max} = 0.10$ 의 경우 lock-on의 경우처럼 보이지만 변조 주기가 아주 긴 경우이다. 이 변조 주기는 가진 크기를 크게 할수록 짧아지는 것을 알 수 있다. 따라서 변조 성분의 존재로 secondary lock-on은 존재하지 않는다는 것을 알 수 있다.

변조 성분을 더 자세하게 관찰하기 위하여 Fig. 1.2.8의 결과를 푸리에 변환을 해서 스펙트럼을 구하여 Fig. 1.2.9에 보였다. 가진 주파수 $S_f = 0.336$ 이 명확하게 보인다. 여러 가진 크기에 따른 와홀림 주파수 St_0 를 살펴 보면 정확하게 $1/2S_f = St_0^*$ 에 존재하지 않고 Ω_{\max} 를 증가함에 따라 자연 와홀림 주파수 St_0^* 에서 저주파수쪽으로 옮겨가는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 변화로 인한 $1/2S_f$ 와 St_0^* 차이가 Fig. 1.2.8에서 보인 변조 주기를 만들어 내서 lock-on이 존재하지 않게 되는 것이다. $1/2S_f - St_0^*$ 의 값이 커질수록 변조 주기는 짧아진다. 이러한 결과는 Stansby (1976)의 가진 크기를 크게 할수록

secondary lock-on 영역이 $S_{t_0}^*$ 보다 작은 저주파수 쪽에 위치하는 것에도 일치하는 경향을 보이고 있다.

Secondary superharmonic 가진에 대한 C_L 의 변화를 tertiary superharmonic 가진에 대한 C_L 의 식 (1.2.7)과 유사하게 쓰일 수 있다.

$$\begin{aligned} C_L(t) &= A_f \cos(2\pi S_f t - \phi_f) + A_{1/2} \cos(2\pi \frac{1}{2} S_f t - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) \\ &= A_f \cos(\theta - \phi_f) + A_{1/2} \cos(\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

여기서 lock-on의 경우에는 네 값, A_f , ϕ_f , $A_{1/2}$, $\phi_{1/2}$ 값이 가진 조건 S_f , Ω_{\max} 에 따라 결정이 되는 시간에 따라 변하지 않는 값이지만 non-lock-on의 경우에는 이 중 하나 이상의 값이 시간에 따라 변하는 값이 된다.

Secondary superharmonic 대해서 위상도를 그려보면 lock-on이 발생하지 않기 때문에 시간에 따라 다르다는 것을 알 수 있다(Fig. 1.2.10). 아래의 식으로 인하여 두 주기의 각 위상에의 평균값은 A_f 성분의 크기를 나타낸다.

$$A_{1/2} \cos(\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) + A_{1/2} \cos(\frac{1}{2} (\theta + 2\pi) - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) = 0 \quad (1.2.16)$$

$$a_f(\theta) = 1/2 [C_L(\theta) + C_L(\theta + 2\pi)] \cos \theta \cong A_f \cos(\theta - \phi_f) \cos \theta \quad (1.2.17)$$

$$b_f(\theta) = 1/2 [C_L(\theta) + C_L(\theta + 2\pi)] \sin \theta \cong A_f \cos(\theta - \phi_f) \sin \theta \quad (1.2.18)$$

위상도의 다른 점 ($a_{1/2}$, $b_{1/2}$)과 (a , b)는 아래와 같이 정의된다.

$$a(\theta) = C_L(t) \cos(\theta) \quad (1.2.19)$$

$$b(\theta) = C_L(t) \sin(\theta) \quad (1.2.20)$$

$$a_{1/2}(\theta) = a(\theta) - a_f(\theta) \cong A_{1/2} \cos(\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) \cos \theta \quad (1.2.21)$$

$$b_{1/2}(\theta) = b(\theta) - b_f(\theta) \cong A_{1/2} \cos(\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{2} \phi_{1/2}) \sin \theta \quad (1.2.22)$$

Fig. 1.2.10에서 볼 수 있듯이 A_f , $A_{1/2}$, ϕ_f 의 변화는 크지 않고, $\phi_{1/2}$ 의 변화가 주목할 만하다. 따라서 시간에 따른 $\phi_{1/2}$ 의 변화로 변조 주기를 설명하는 것이 적합하다.

Fig. 1.2.9에서의 와홀림 주파수 S_{t_0} 의 이동은 $1/2 S_f$ 과 시간에 따른 $\phi_{1/2}$ 의 변화율로

설명될 수 있다. $\phi_{1/2}$ 의 변화가 아래와 같이 선형적으로 변한다고 생각하고 식 (1.2.15)에 대입하면 S_f 와 St_0 의 항으로 이루어진 C_L 의 식을 얻을 수 있다.

$$\phi_{1/2} = 4\pi\Delta St t + \phi_{1/2_0} \quad (1.2.23)$$

$$\begin{aligned} C_L(t) &= A_f \cos(2\pi S_f t - \phi_f) + A_{1/2} \cos(2\pi \frac{1}{2} S_f t - 2\pi\Delta St t - \frac{1}{2} \phi_{1/2_0}) \\ &= A_f \cos(2\pi S_f t - \phi_f) + A_{1/2} \cos(2\pi \frac{1}{2} St_0 t - \frac{1}{2} \phi_{1/2_0}) \end{aligned} \quad (1.2.24)$$

여기서 St_0 는 $1/2S_f - \Delta St$ 로 정의된다.

3. 후향계단 유동에서의 유동 구조 해석

가. 열선 측정을 통한 박리 유동의 database 구축

(1) 실험장치

후향계단 유동을 생성하기 위해 사용된 풍동은 5마력 모터를 이용한 개방송출형 풍동이다. 풍동 입구부에 벌집틀(honeycomb)과 철망(screen), 면적비 6:1인 수축부(contraction)를 설치하였으며, 자유흐름 난류강도(freestream turbulence intensity)를 0.6%으로 유지하였다. 시험부는 폭 630mm, 높이 100mm, 길이 1000mm인 덕트와 폭 630mm, 높이 150mm, 길이 2500mm인 덕트를 연결하여 구성되었다. 입구부에서 난류 경계층 유동을 생성하기 위해 철사(trip wire)와 사포(sand paper)를 덕트 내부에 부착하였다. 또한, 시험부의 계단 높이(50mm)와 계단폭(630mm)의 비율(aspect ratio)을 10 이상으로 하여 난류 박리 유동의 이차원성을 만족시켰다 (Brederode & Bradshaw 1978).

풍동 실험에 사용한 레이놀즈 수(Re_H)는 계단 높이(H)를 기준으로 하여 33,000이었다. 레이놀즈 수(Re_H)를 33,000으로 설정한 이유는 본 연구실에서 이미 수행된 후향계단 유동에 대한 실험결과와 일치시켜 연구의 연속성을 유지하기 위함이다 (Chun & Sung 1996). 유동 박리 이전($x/H=-1$)의 입구 경계층을 측정하여 운동량 두께(momentum thickness)를 측정한 결과 본 실험에 사용한 레이놀즈 수는 $Re_H=1,300$ 이었다.

실험 결과를 측정 및 해석하기 위하여 다채널 A/D 보드와 상용 소프트웨어(LabVIEW)를 이용하였다. 흐름방향 속도성분을 측정하기 위해 평균 유속 뿐만 아니라, 정방향 흐름분율(forward flow time fraction)도 측정하였다. 주파수 앨리어징(aliasing)을 고려하여 유속 계측시 저역통과 주파수(lowpass cut-off frequency)를 설정하였다. 저역통과 주파수는 유속 측정시 5kHz로, 재부착 길이 측정시 100Hz로 설정하였다. A/D 변환을 위한

샘플링 주파수는 따라서 각각 10kHz와 200Hz로 하였다.

(2) 입구 유동장

후향계단 유동에서 유동 박리 이전의 $x/H=-1$ 인 위치에서 측정된 입구 경계층을 Fig. 1.3.1에 나타내었다. 입구 경계층의 난류 강도는 10% 이하로서, 열선풍속계로 충분히 측정할 수 있는 범위이다. 입구 경계층은 I-형 열선(TSI 1260A)으로 측정하였으며, 경계층 두께(δ)가 19.29mm, 위치두께(δ^*)가 2.64mm, 모멘텀 두께(θ)가 1.99mm, 형상계수(shape factor)가 1.33이었다. 층류 경계층인 Blasius 경계층의 형상계수가 대략 2.5이고, 난류 경계층에 가까울수록 형상계수가 작아지는 점을 감안하면, 1.33의 형상 계수는 충분히 발달된 난류 경계층을 의미한다. Fig. 1.3.2에서 입구 경계층의 y -좌표를 \log 단위로 전개하면 다음과 같이 벽 법칙(law of the wall)과 잘 일치한다. 난류 강도에 대해서도 y -좌표를 \log 단위로 하였을 때, 경계층 유동장의 특징적인 난류강도 분포를 보였다.

(3) 재부착 길이(x_R)

난류 박리 유동의 대표적인 파라미터는 재부착 길이(x_R)이다. 재부착 길이는 박리 유동이 재부착하는 데 걸리는 거리로서 시간 평균적으로 정방향 흐름 분율(forward-flow time fraction)이 0.5인 위치이다. 본 연구에서는 정방향 흐름 분율(forward flow time fraction)을 측정하기 위해 스플릿 필름 센서(TSI1288)를 시험부 바닥면에 가까이 위치시키고 ($y/H=-0.98$), 센서로부터 측정되는 전압신호를 측정하였다. 재부착 길이의 측정 결과 $x_R=7.4H$ 이었다 (Fig. 1.3.4). 이는 기존 측정 결과($x_R=7.8H$)와 오차 범위 5% 이내의 결과로서 잘 일치한다 (Chun & Sung 1996). 박리 유동장에 대해 정방향 흐름 분율을 측정하였고, 이를 Fig. 1.3.5에 나타내었다. 정방향 흐름 분율은 박리 유동의 모든 영역에서 0과 1 사이의 값을 나타낸다. 재순환 영역에서는 정방향 흐름 분율이 0 근처까지 가리키지만, 재부착 영역 이후($x/H \geq 8.0$)에는 모든 영역에 걸쳐 그 값이 1에 근접하게 된다.

(4) 시간 평균 유동장

평균 유속분포, 난류 강도 분포 등의 시간 평균된 유동장은 스플릿 필름(TSI 1288)과 X-형 열선(TSI 1249A)을 이용하여 측정하였다. 속도 성분을 U 와 V 로 나누어 측정하였는데, 그 이유는 스플릿 필름센서가 정방향 속도성분(+ U) 뿐만 아니라 역방향 속도성분(- U)도 동시에 측정하는 이점이 있으나, 2차원 유동장의 경우 나머지 한 가지 방향 속도성분에 대해서는 방향성을 감지할 수 없기 때문이다. X-형 열선의 경우 2차원 유동장의 두 가지 속도 성분을 모두 구한 후, 방향구분이 가능하다고 판단되는 속도성분(V)만 검출하였다. Fig. 1.3.6에 열선 풍속계로 측정된 결과를 나타내었다. 유동 박리의 초기 영역($x/H=1.0$)에서 재순환 유동은 거의 나타나지 않는다. 유동이 공간 발달 할수록 재순환 유

동이 나타나고 유동 박리에 의한 박리 기포가 형성된다. 재부착 이후($x/H=8$), 유동은 경계층을 이루면서 재발달한다. Fig. 1.3.7에 흐름방향 난류 강도 분포를 도시하였다. 난류 박리 초기($x/H=1$)에는 박리점 주위($y/H=0$)에 난류 강도가 집중되어 있다. 박리에 의해 전단면이 형성되면서, 유동일 공간 발달 할수록 난류 강도는 유동장 전체로 확산된다. 재순환 영역에서 최대 난류 강도는 20% 정도이다. 유동 재부착 이후 난류 강도는 점차로 감소된다.

X-형 열선을 이용하여 수직방향 평균유속을 구한 결과가 Fig. 1.3.8에 도시되어 있다. 평균유속이 전반적으로 음의 값($-V$)을 나타내는데, 이는 유동 박리에 의해 형성되는 대형와구조들이 유동 벽면에 압력 구배에 의해 유동 벽면에 재부착하기 때문이다. $x/H=3\sim 4$ 에서 수직방향 속도성분은 변곡점이 나타내며, 유동 재부착 이후에 사라진다. Fig. 1.3.9에 도시된 수직방향 난류강도는 흐름방향 난류강도와 마찬가지로 박리 초기에는 유동 박리면($y/H=0$)에 에너지가 집중되지만 하류로 갈수록 난류 확산이 이루어진다. 본 실험에서 측정된 유속의 통계량들은 향후 난류 모형 개발을 위한 수치해석의 검증 데이터로서 사용될 수 있다.

나. Spatial Box Filtering(SBF) 방법에 의한 유동장 재구성

(1) Spatial Box Filtering (SBF)

열선 풍속계를 가지고 유속을 측정된 후, 유동장을 재구성하기 위하여는 조건부 평균방법을 이용하여야 한다. 조건부 평균방법은 특정 사건을 중심으로 평균하는 방법으로, 기존 문헌에 의하면 벽면 변동압력이 피크값을 가질 때 유동장을 평균하는 방법이 가장 많이 수행되어 왔다. 압력-속도 동시측정에 의한 유동장 재구성 방법은 난류 유동 구조를 이해하기 위해 시도되어 왔다 (Cherry et al. 1984, Kiya & Sasaki 1985). 특히, 벽면 변동 압력장을 조건부 신호로 사용하는데, 이는 벽면 변동압력이 유동을 방해하지 않고 측정될 수 있고, 이제까지 유동 구조와 변동압력의 연관성이 많이 연구되어 왔기 때문이다. 기존방법은 마이크로폰 한 개를 이용하여 특정점에서 측정되는 변동압력과 유동장을 연관시켰다. 마이크로폰 배열을 이용하여 압력장을 측정된 후, 유동을 대표하는 압력 신호를 추출하면, 유동구조와 직접 관련없는 신호들을 제거할 수 있어 더욱 정확한 해석이 가능하다. 벽면 변동 압력장을 동시 측정하여, 벽면 위 유동구조를 연관지은 연구가 이미 수행된 바 있다 (Lee & Sung 2001). Fig. 1.3.10은 후향계단 유동에서 압력과 속도를 동시측정하는 실험의 개략도이다. 본 연구에서는 29개의 마이크로폰을 가지고 마이크로폰 배열을 구성하였으며, 한 지점에서 유속을 측정할 때마다 29개의 압력 신호를 함께 측정하였다.

공간 필터링(spatial box filtering) 기법은 압력장으로부터 특정 파수 성분을 갖는 압력 신호를 추출하는 방법이다. Fig. 1.3.11에 공간 필터링 기법의 개념이 소개되어 있다. 실험의 효율성을 위해 29개의 마이크로폰 중 등간격으로 구성된 16개의 마이크로폰만 놓고

공간 필터링을 구성하였다. Fig. 1.3.11과 같이 벽면 압력장에 지배적인 특정 모드가 하나 존재한다면, 지배적인 모드의 특성 길이를 구하여 사각파로 구성된 필터링 함수를 고안할 수 있다.

$$\widehat{p}^{(i)} = \sum_{k=0}^{N-1} p_k w_k^{(i)} \quad (1.3.1)$$

$$w_k^{(i)} = (-1)^{[k/2^{i-1}]} \quad (1.3.2)$$

단, N은 마이크론의 개수이고, []는 가장 근접한 정수를 의미한다. 그러므로, $w_k^{(i)}$ 는 사각파로서 파장길이 λ_i 가 $2^{5-i}\Delta x = 2^{4-i}H$ 이다. $w_k^{(i)}$ 을 필터링 함수로 하는 SBF는 특정 파장길이 λ_i 와 일치하는 파수성분을 추출한다. Fig. 1.3.11에 묘사된 것처럼 $w_k^{(2)}$ 는 4H로 후향계단 유동에서 대형와구조의 특성길이이다. 그러므로, $\widehat{p}^{(2)}$ 는 대형와구조에 해당하는 압력구조이다. 필터링 함수의 파장길이 λ_i 는 압력장의 상관계수 ρ_{pp} 나 조건부 평균된 압력 변동량 p'/q 로부터 정의된다. 후향계단 유동 벽면에서 측정된 압력 상관계수와 변동량이 Fig. 1.3.12에 도시되어 있다. 벽면 압력장의 파장길이가 4H인 것을 알 수 있으며, 이 주기는 후향계단 유동에서 생성되는 대형와구조의 특성길이와 일치한다.

(2) 압력-속도 상관계수

Fig. 1.3.13에 압력-속도 동시측정에 의거한 교차 상관계수를 나타내었다. 교차 상관계수는 벽면 압력변동이 대형와구조의 유동구조를 얼마나 잘 나타낼 수 있는지를 보여준다. Fig. 1.3.13(a)와 (b)에는 압력과 흐름방향 유속성분의 교차 상관계수(ρ_{pu})를, Fig. 1.3.13(c)와 (d)에는 압력과 벽면 수직방향 유속성분의 교차 상관계수(ρ_{pv})를 나타내었다. 유동 재부착 지점의 압력변동 p_R 의 경우 (Fig. 1.3.13(a)), $x/H=7.4$ 의 재부착 영역에서 와 구조라 생각되는 유동구조가 관찰된다. SBF에 의해 파수 필터링된 $\widehat{p}^{(2)}$ 의 경우 (Fig. 1.3.13(b)), 재부착 영역 뿐만 아니라 $x/H=4\sim 6$ 의 재순환 영역에서도 유동구조가 관찰된다. 이와 같은 차이는 $\widehat{p}^{(2)}$ 이 p_R 보다 유동구조의 특징을 더 잡아내기 때문이다. Fig. 1.3.13(c)와 (d)의 ρ_{pv} 에 대하여도 비슷한 경향이 나타남을 알 수 있다. $\widehat{p}^{(2)}$ 의 경우 (Fig. 1.3.13(d)), 유동구조가 재순환 영역 내에까지 잘 관찰된다.

(3) 조건부 평균을 이용한 유동장 재구성

Fig. 1.3.14는 SBF를 이용하여 조건부 평균한 유동장을 나타낸 그림이다. Fig. 1.3.14(a)와 (b)는 대형와구조가 유동 재부착점을 지나간 직후의 모습을 재구성한 결과이고, Fig.

1.3.14(c)와 (d)는 유동 재부착점을 지나가기 직전의 모습을 재구성한 결과이다. 난류 박리 유동으로부터 대형와구조가 와홀림되는 위상은 조건부 신호의 위상차에 따라 다르다. Fig. 1.3.14(a)를 보면 후향계단 박리점에서부터 떨어져 나온 유동이 $x/H=0\sim7$ 의 범위에서 거대한 박리기포를 형성하고 있음을 알 수 있다. $x/H=8$ 근처에 거대한 와구조가 박리기포로부터 와홀림되어 대류되는 것도 관찰된다. Fig. 1.3.14(a)에 도시된 와도(vorticity)를 관찰하면 거대한 와구조는 시계방향의 회전성분을 갖는 것을 확인할 수 있다. Fig. 1.3.14(b)의 난류에너지 분포를 Fig. 1.3.14(a)의 유동장과 비교하면, 대부분의 난류 에너지가 박리점 주위에 형성되는 박리 전단면에 집중되어 있는 것을 알 수 있다. 이러한 결과는 Fig. 1.3.6과 Fig. 1.3.7에 있는 난류 강도의 분포와 일치한다. 조건부 평균된 유동장에서 발견된 대형와구조의 중심에서 난류 에너지 분포가 증가하는 것도 관찰된다. 이로부터 대형와구조는 박리 전단면에 생성되는 난류 에너지를 가지고 난류 박리 유동으로부터 와홀림되는 것을 알 수 있다. 이는 외부 유동을 끌어들이며 박리 전단면에서 난류 에너지가 생성되고, 와홀림에 의해 에너지가 방출되는 기존 문헌에 제시된 연구 결과를 뒷받침하는 것으로 사료된다 (Cherry et al. 1984, Kiya & Sasaki 1985). Fig. 1.3.14(c)와 (d)는 유동 재순환 영역에서 형성되는 와구조가 성장하면서 박리 전단면으로부터 분리되는 순간을 보여준다. 와구조가 분리되면서 재순환 영역이 줄어드는 것을 알 수 있고, 기존 문헌에 보고된 바와 같은 재순환 영역의 주기적인 확장과 수축을 확인할 수 있다 (Kiya & Sasaki 1985).

4. 정체점 부근에서의 유동 구조 해석

가. 조직적 입구 유동 교란에 따른 유동장 변화 관찰

정체점 주변의 유동은 다양한 공학문제에서 찾아볼 수 있다. 예를 들면, 연소기에서 나오는 유동이 터빈 블레이드의 앞면을 지나게 될 때 블레이드 표면 온도가 재료의 용융점보다 낮아야 하는데, 이것을 해석하기 위해서는 블레이드 앞부분을 정체점 주변의 유동으로 간주하여 해석하여야 한다.

정체점 주변의 열전달은 입구 유동에 교란이 있을 경우 크게 증가하는 것이 알려져 있다. 입구 유동 교란에 의해서 생성된 주방향 와도가 정체점으로 주유동에 의해서 이동하면서 평균 strain rate에 의해서 증폭되어지고, 이렇게 증폭된 주방향 와도는 벽면 근처에서 유동장과 온도장을 교란시켜서 skin friction과 벽면 열전달을 교란이 없을 때보다 증가시킨다 (Sutera 1965). Bae et al. (1999) 은 skin friction과 벽면 열전달의 다른 증가정도에 대해서 고찰하였다.

입구 유동 인자들의 정체점 열전달에 대한 영향에 대해서 많은 실험이 행하여져 왔다 (Kestin 1966, Van Fossen et al. 1987, Ames et al. 1990, Yeh et al. 1993, Van Fossen et al. 1995). 이들은 대부분 입구 유동 난류 강도, 길이 척도, Reynolds 수를 조합하여 벽

면 열전달과 상관관계를 구하려고 하였지만, 길이 척도에 대해서는 상반된 결론을 내고 있다. 길이 척도가 길어질수록 열전달이 증가한다는 주장들이 있는 반면 (Sutera 1965, Sadeh et al. 1970), 길이 척도가 길어질수록 열전달이 줄어든다는 주장들도 있다 (Van Fossen et al. 1987, Ames et al. 1990).

본 연구의 목적은 정체점 주변에서 입구 유동 인자들의 벽면 열전달 증가에 대한 영향을 연구하는데 있다. 이를 위하여, 입구 유동 인자들을 변화시키면서 삼각함수 교란을 평균 입구 유동에 첨가하였다. 길이척도 (l) 는 $2.1d$ 에서 $10.6d$ 사이에서, 강도 (A) 는 5%에서 25%사이에서, Reynolds 수 (Re) 는 5000에서 20000으로 변화를 주었다. 벽면에서는 no-slip조건과 등온조건 $T_w/T_o=0.8$ 을 설정하였다.

(1) 수치적 방법

지배방정식은 정상, 압축성 유동 Navier-Stokes 방정식을 사용하고, 온도장은 에너지 방정식을 사용하여 구하였다. 무차원화된 변수로 속도장은 u_i , 온도장은 T , 압력장은 p 로 나타내었다. 연속방정식은

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.4.1)$$

로 표현되고, 정상 압축성 Navier-Stokes 방정식은

$$\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad i=1,2,3 \quad (1.4.2)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{\mu}{Re/Ma} \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right), \quad (1.4.3)$$

로 표현되는데, 이때 Re 는 Reynolds 수를, Ma 는 Mach 수를 의미한다. 에너지 방정식은

$$\frac{\partial \rho u_j (e_T + p)}{\partial x_j} - \frac{Ma}{Re Pr (\gamma - 1)} \frac{\partial}{\partial x_j} k \frac{\partial T}{\partial x_j} - \frac{\partial \sigma_{ij} u_j}{\partial x_i} = 0, \quad (1.4.4)$$

로 표현되고, 이때 Pr 는 Prandtl수 ($= \mu C_p / k$)를 나타내고, C_p 는 정압비열, k 는 열전도도를 나타낸다. 전체 에너지 e_T 는

$$e_T = C_v T + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (1.4.5)$$

로 표현되고, 이때 C_v 는 정적비열이다.

Fig. 1.4.1에서 보여지듯이, 다음과 같은 삼각함수 교란을 입구 유동에 첨가하여, 길이척도, 강도, Reynolds 수를 바꾸어 가면서 수치계산을 하였다.

$$v(x, z) = v_m(x) (1 + A \sin(2\pi z/\lambda)) \quad (1.4.6)$$

이때, $v_m(x)$ 는 spanwise 방향 (z)으로 평균한 입구에서의 속도를 의미한다. 비반사 경계조건 (Giles 1988)이 입구와 출구 경계 조건으로 사용되었고, Exit Zone (Colonius et al. 1993)이 출구경계에 사용되어 출구에서 나오는 수치적 교란을 제거하였다. 4차 정확도의 중심차분법과 2차 정확도의 내재적 시간 적분법이 사용되었다. 대표적인 격자수는 70x90x48이고, CRAY C-90에서 약 40시간의 CPU시간을 소비하였다.

(2) 수치 해석 결과

벽면 열전달에 대한 길이 척도의 영향은 Fig. 1.4.2에서 보여진다. 이때, $\Delta St = (St - St_l) / St_l \times 100$ 을 의미하고 l 은 교란이 없을 경우의 값을 뜻한다. St 는 Stanton 수를 나타내고, 다음과 같이 정의된다.

$$St = \frac{h}{\rho_\infty C_p U_\infty} = \frac{-k \frac{\partial T}{\partial y} |_w}{(T_w - T_\infty) \rho_\infty C_p U_\infty} \quad (1.4.7)$$

또한, $\overline{\Delta St}$ 는 spanwise방향 (z)으로 평균한 St 값을 나타낸다. Fig. 1.4.2에서는 $\overline{\Delta St}$ 를 Reynolds 수를 변화시키면서 길이척도 (λ/δ)에 대해서 표현하였다. Fig. 1.4.2에서는 길이척도의 벽면 열전달에 대한 영향이 지대함을 나타내고 있다. $\lambda/\delta < \lambda_s$ 경우 길이척도가 커질수록 $\overline{\Delta St}$ 도 커짐을 알 수 있고, 반면에 $\lambda/\delta > \lambda_s$ 경우, 길이척도가 커질수록 $\overline{\Delta St}$ 는 줄어들음을 알 수 있다. 이는 서론에서 언급된 길이척도에 대한 모순된 결과들에 대한 이유로 설명될 수 있다.

Fig. 1.4.2에서는 3가지의 영역을 구분하였는데, (a)는 "damping" 영역, (b)는 "attached amplifying" 영역, (c)는 "detached amplifying" 영역으로 지칭된다. 이들 영역에 대한 주방향와도 (streamwise vorticity, ω_x)의 $y-z$ 평면에서의 변화는 Fig. 1.4.3에서 보여주고 있다. "damping" 영역에서는 ω_x 의 크기가 입구에서부터 벽면으로 갈수록

줄어드는 것을 알 수 있다. "attached amplifying" 영역에서는 ω_x 의 크기가 증가하다가 교란되지 않는 경계층 두께 정도의 위치에서 최대값을 가짐을 알 수 있다. "detached amplifying" 영역에서는 최대값의 위치가 벽면에서 멀리 떨어져 있음을 알 수 있다.

3영역에서의 온도분포의 $y-z$ 평면에서의 변화는 Fig. 1.4.4에서 보여주고 있다. "damping" 영역에서는 온도장의 변화가 작음을 알 수 있다. "attached amplifying" 영역에서는 온도장이 상당히 교란된 것을 볼 수 있고, "detached amplifying" 영역에서는 버섯모양의 온도장을 형성할 만큼 심하게 교란이 된 것을 알 수 있다. 하지만, 벽면 열전달은 (b)의 경우에 가장 큼을 주시할 필요가 있다.

Fig. 1.4.5에서는 ω_x 의 "attached amplifying" 영역 (a) 과 "detached amplifying" 영역 (b) 에서의 y 방향에 대한 변화를 보여주고 있다. Reynolds수는 10000이고 $A=0.25$ 이다. y 방향은 상사좌표계 (self-similarity coordinate) 를 사용하여, $\eta = y\sqrt{Re}$ 가 사용되었다. Fig. 1.4.5 (a)에서 보여지듯이, "attached amplifying" 영역에서는 길이척도가 커질수록 최대값의 크기가 커지고, 벽면에서 보다 떨어진 곳에 위치함을 알 수 있다. 반면에, Fig. 1.4.5 (b)에서는 길이척도가 길어질수록 최대값의 크기는 작아지고, 위치는 벽면에서 보다 떨어짐을 알 수 있다. 이런 다른 ω_x 의 변화는 두영역에서의 다른 벽면열전달과 연관이 있다고 할 수 있다.

ω_x 의 벽면에서의 열전달에 대한 효과를 자세히 살펴보기 위해서, 유동장과 온도장을 4개의 영역으로 나누었다. Fig. 1.4.6에서 보여지듯이, 영역1 ($v' > 0, T' < 0$) 은 온도장의 버섯구조 중심을 나타내고, 영역2 ($v' > 0, T' > 0$) 는 버섯구조 목부분의 옆을 표현하고, 영역3 ($v' < 0, T' < 0$) 은 버섯구조 머리부분의 옆을 의미하고, 영역4 ($v' > 0, T' > 0$) 는 온도구조가 벽면으로 밀려있는 곳을 의미한다. 이때, $T' = T - \overline{T}$, $v' = v - \overline{v}$ 를 의미한다. Fig. 1.4.6에서 굵어진 화살표는 서로 도는 와 (vortex) 를 표현한 것이고, Γ 는 circulation을 나타낸다.

Fig. 1.4.7 (a)에서는 "attached amplifying"영역과 "detached amplifying"영역에서의 Γ 의 변화를 영역1에서 보여준다. 영역1은 와중심을 사이에 두고 있으므로 Γ 의 영향을 제일 심하게 받는 곳이다. Fig. 1.4.7(a)에서 Γ 를 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 에 대해서 보여주고 있다. "attached amplifying"영역에서는 Γ 가 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 에 선형적으로 증가하고 있는데 반하여, "detached amplifying"영역에서는 Γ 가 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 에 더 이상 선형적이지 않는 것을 보여준다, Γ 는 와의 크기를 나타내므로, Γ 와 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 가 선형적일 경우 간단한 vortex dynamics에 근거한 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 의 예측이 가능하게 되고, $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 는 벽면 열전달과 연관이 되게 된다. 하지만, "detached amplifying"영역은 비선형적이므로 vortex dynamics를 적용하여 벽면열전달을 유추하기는 보다 복잡하게 될 것이다. Fig. 1.4.7 (b)에서는 $\Delta S t$ 와 $-v' T'_{\max} / S\delta\Delta T$ 의 관계를 보

여주고 있다. 비록 영역1의 $-v'T_{\max}/S\delta\Delta T$ 값이 영역4의 $-v'T_{\max}/S\delta\Delta T$ 값보다 크지만 (영역1이 와의 중심에 근접해 있기 때문), 영역4에서의 $-v'T_{\max}/S\delta\Delta T$ 와 벽면 열전달 증가 ΔSt 가 영역1 보다 상관관계가 높음을 알 수 있다. 이때, 영역1에의 유동은 서로 반대 방향으로 도는 강한 와에 의해서 벽면으로부터 끌어 올려지는 유동이고, 영역4에서의 주된 유동 흐름은 벽면 쪽으로 압축되어 있다. 위 결과는 비록 영역1의 유동의 강도는 영역4보다 강하나, 영역4의 유동이 벽면 열전달을 기술하는데 적합한 것을 보여준다. 일반적으로 spanwise 방향으로 평균을 취했을 때, 영역1의 유동장이 평균값에 많은 영향을 미치므로, 이에 대한 고려가 필요할 것으로 예상된다.

입구 유동 강도의 ω_x 에 관한 효과를 이해하기 위해서, Reynolds수와 길이척도를 고정시키고 A 를 바꾸어 Fig. 1.4.8에 나타내었다. Fig. 1.4.8 (a)는 $\lambda/\delta=3.2$, $Re=5000$ 을 사용하였고, Fig. 1.4.8 (b)는 $\lambda/\delta=5.3$, $Re=5000$ 을 사용하였다. ω_{x0} 은 ω_x 의 입구에서의 결과를 의미한다. Fig. 1.4.8 (a)에서 보여지듯이, 입구유동강도 A 를 0.05에서 0.25로 증가시킬 경우, ω_x 도 선형적으로 증가하는 것을 알 수 있다. 반면에, Fig. 1.4.8 (b)의 경우, ω_x 는 선형적으로 증가하지 않고, 강도가 커질수록 최대값 부근에서 saturation이 일어나는 것을 볼 수 있다.

끝으로, 본 연구에서 얻은 결과를 기존의 상관함수들과 비교를 하였다. 예를 들면 Kestin & Wood (1970) 는 다음과 같은 상관함수를 제안하였다.

$$Fr = \frac{N}{\sqrt{Re}} = 0.945 + 3.48 \left(\frac{-Tu\sqrt{Re}}{100} \right) - 3.99 \left(\frac{-Tu\sqrt{Re}}{100} \right)^2 \quad (1.4.8)$$

위 함수에서 Fr 은 Frossling 수를, Tu 는 난류강도를 의미한다. 만약 $Tu\sqrt{Re}$ 값이 적당히 작다면, 비선형항은 무시될 수 있는데, 대부분의 실험결과들은 이 범주에 들어온다고 할 수 있다. 이 경우, Fr 는 Reynolds수의 0.5승에 비례하게 된다. 위의 Kestin & Wood (1970) 의 상관관계를 본 연구의 결과에 적용한 결과는 Fig. 1.4.9에 나타나있다.

Fig. 1.4.9에서 보여주듯이, 본 연구 결과는 일반적으로 Kestin & Wood (1970) 의 상관함수를 따라가고 있으나, 세로축에 대한 변화가 심하다. 이는 입구유동 길이척도가 다르면서, $Tu\sqrt{Re}$ 가 같은 결과들 때문인데, 이것을 보정해주기 위해서 길이척도에 대한 효과를 고려해 주어야 한다.

Fig. 1.4.10은 길이척도를 고려한 상관함수를 본연구 결과에 적용한 결과를 나타내고 있다. Ames (1994) 는 다음과 같은 상관함수를 제시하였다.

$$Fr = 0.95 + 0.038 Tu Re^{\frac{5}{12}} (Lu/D)^{-\frac{1}{3}} \quad (1.4.9)$$

이때, Lu 는 입구유동난류의 길이척도를 나타내고, D 는 대표적 길이척도를 나타낸다. 본 연구에서는 이와 유사한 다음과 같은 상관함수를 제시하고 이를 결과들에 적용하여 Fig. 1.4.10에 도시하였다.

$$Fr = 0.55 + 0.00625A\sqrt{Re}(\lambda/L)^{-\frac{1}{3}} \quad (1.4.10)$$

이때, 교란이 없을 때의 값이 0.95에서 0.55로 감소한 것은 Ames (1994)의 결과는 cylinder에서의 결과이고 본 연구는 평면 정체점에서의 결과이기 때문이다 (Schlichting 1979). Fig. 1.4.10에서는 길이척도의 효과가 고려된 상관함수가 Kestin & Wood (1970)의 상관함수보다 결과들을 보다 상관함수 근처로 모이게 하는 것을 알 수 있다. 이것은 본 연구에서 1개의 삼각함수 교란을 준 결과들이 실험결과와 크게 벗어나지 않음을 보여주고 있다. 이는 큰와의 효과가 정체점 주변의 열전달 예측에 상당히 중요함을 의미한다고 할 수 있다.

나. 자유흐름난류가 있는 경우 정체점 주변의 유동과 열전달 예측

직접 수치 모사 코드 개발을 위하여, 공간적으로는 4차 정확도의 최적화 수치 기법 (optimized scheme)을 사용하고, 시간은 내재적으로 2차 정확도를 유지하였다. 경계 조건은 Giles (1988)의 비반사 경계 조건 (non-reflecting boundary condition)을 사용하였고, Exit zone을 사용하여, 경계에서 들어오는 수치적 교란을 비반사 경계 조건과 더불어서 방지하였다.

직접 수치 모사를 위하여 일반적으로 수치적 기법이 수치적 dissipation과 dispersion이 작아야 하고, 경계 조건이 정확해야 하며, CRAY C-90같은 vector machine에서 최적화되어야 한다. 본 연구의 코드는 위의 조건에 맞추어서 개발되었다.

개발된 코드를 이용하여 직접 수치 모사를 정체점 유동과 열전달 문제에 적용하였다. 공학적으로 관심있는 분야는 정체점 유동에 자유 흐름 난류가 있을 때의 열전달 문제이므로, 이를 위하여, 정체점의 경계층 두께 1.5배 정도의 energy containing 와 크기를 가지는 자유 흐름 난류를 또 다른 직접 수치 모사를 통하여 생성하였다. 이 직접 수치 모사는 수치적 영역의 크기가 정육면체로 되어 있고, Taylor micro-scale Reynolds수가 25 정도로 하였다. 이렇게 만들어진 자유 흐름 유동장은 실제 정체점 유동의 계산 영역의 크기와 맞지 않으므로, 이를 맞추기 위하여, 자유 흐름 유동장을 주유동 방향으로 주기적으로 배열하였다. 이렇게 만들어진, 자유 흐름 난류를 이용하여, 정체점 유동과 열전달을 직접 수치 모사로 계산하였다.

“Damping” regime에 해당하는 길이척도를 가지는 난류를 191*128*64의 격자계를 가지는 정체점 직접수치모사의 입구에서 흘러보내 주어서, 입구 난류가 정체점 주변의 유동과

온도장에 미치는 영향을 고찰하였다. Reynolds 수는 10000이고 벽면에서는 $\frac{T_w}{T_o} = 0.8$ 의 등온조건을 사용하였다. 약 300 CRAY C-90 CPU 시간이 소요되었다. Fig. 1.4.11에서는 5개의 주방향와도 (ω_x) $y-z$ 평면 contour와 벽면열전달을 함께 도시하였다. 입구유동 난류는 "damping" 영역에 속해있기 때문에 ω_x 가 입구에서 벽면으로 흘러갈 때 그 크기가 지속적으로 감쇠함을 $y-z$ 평면 contour를 통해서 알 수 있다. 하지만, 벽면 열전달은 난류에 의해서 교란이 되어 약 5%정도의 벽면 열전달 증가를 가지고 오는 것을 알 수 있다.

method 1으로 개발한 입구 난류는 용이하게 직접수치모사에 적용할 수 있는 잇점이 있으나, 입구난류의 길이척도가 "detached amplifying" regime에 있는 경우 입구난류 계산 영역이 method1에는 적합하지 않게 되고, 또한 method 1은 난류 statistics를 구하기 위하여 많은 sampling을 요구하므로, 입구 난류 직접수치모사를 위하여 보편적으로 쓰이는 정육면체 계산영역이 아닌 $255 \times 96 \times 96$ 의 직육면체 계산영역을 가지는 decaying 난류의 직접수치모사를 행하였다 (method 2). Fig. 1.4.12에서 보여주듯이, method 1과는 달리 주기적인 pattern을 찾아 볼 수가 없다. 하지만, exit zone의 영역에 있는 contour는 난류가 인위적으로 감쇠된 것을 알 수 있다. 이는 본 연구의 결과에 영향을 미치지 않는 것으로 판명된다.

직접수치모사를 사용하여 생성시킨 입구난류를 $255 \times 224 \times 96$ 의 격자계를 가지는 정체점 직접수치모사에 이용하였다. 입구난류의 ω_x 는 "detached amplifying" regime에 속해있다.

Reynolds수는 15000이고 $\frac{T_w}{T_o} = 0.8$ 의 등온조건을 사용하였다. 입구에서부터 ω_x 가 주방

향 (x) 으로 늘어나고 strain rate에 의해서 증폭되어서 (vorticity amplification) 이에 의한 유동장과 온도장의 교란이 심하게 나타났다. 이에 벽면에서의 열전달도 30%이상 심하게 발생하였고, 벽면 저항 계수도 증가하였다. Fig. 1.4.13에서는 직접수치모사의 계산영역을 보여주고 있다. 경계에서는 비반사 경계조건이 쓰이고, 벽면에서는 터빈 블레이드내의

환경을 나타내기 위하여 $\frac{T_w}{T_o} = 0.8$ 의 등온조건을 설정하였다. Fig. 1.4.14와 Fig. 1.4.15

에서는 직접수치모사에 의한 결과 중, ω_x 와 T (온도)를 $y-z$ 평면에서 보여 주고 있다.

ω_x 는 난류에 의해서 증폭되고 교란된 모습을 보여 주고 있다. 특히 벽면 근처에서는 "attached amplifying" 영역, "detached amplifying" 영역의 ω_x 가 발견되고, 이에 따른 온도장의 교란도 선행연구에서 예측된 경향을 따르고 있음을 알 수 있다. Fig. 1.4.16에서는 ω_x 의 surface contour를 보여주고 있는데 입구에서는 등방의 구조를 지니고 있다가 벽면으로 흘러갈수록 주방향 (x) 으로 구조가 늘어남을 알 수 있다. 이는 vortex stretching이라는 난류에너지 생성에 중요한 역할을 하는 메커니즘이다. 벽면 근처에서는 ω_x 의 구조가 완전히 늘어나 있는 것을 알 수 있다.

5. 동심 환형관 내 유동장 해석

환형관 내의 유동은 석유 산업에서의 시추작업이나 핵 반응기 내 연료장치의 냉각, 열교환기 등에 공학적으로 응용이 되고 있다 (Nouri et al. 1993, Escudier et al. 1995). 특히, 시추작업에서 생기는 절삭된 물질의 이송이나 마찰열, 드릴의 마모 같은 문제를 해결하는데 환형관 유동에 대한 연구가 필요하다. 그리고, 환형관 유동은 공학적인 응용 측면 뿐만 아니라 완전 발달된 난류유동의 일반적인 특성을 가지고 있다는 점에서 주목할 만하다. 예를 들어, 동심 환형관의 경우 서로 다른 속도와 난류량의 분포를 가지는 두 개의 경계층을 가지고 있고, 파이프나 채널 유동이 환형관 유동의 극한적인 경우라 할 수 있기 때문에 환형관 유동에 대한 상세한 연구가 완전 발달된 난류유동의 일반적인 특성을 이해하는데 많은 도움이 된다.

지금까지 동심 환형관 유동에 대한 연구는 주로 실험적으로 이루어졌다. 50~70년대의 실험에서는 Pitot tube나 열선 풍속계를 이용해서 평균속도와 난류강도를 측정했다. 실험적인 연구에서 논란이 됐던 문제는 축 방향의 평균속도가 최대가 되는 지점과 전단 응력이 0이 되는 위치의 일치 여부에 있었다. Knudsen & Katz (1950), Brighton & Jones (1964), Quarmby (1967) 는 평균 속도가 최대가 되는 위치와 전단 응력이 0이 되는 위치는 같다고 주장했다. 이에 반해 Rehme (1974) 은 보다 정확한 측정을 통해 두 위치가 서로 다르고 전단 응력이 0이 되는 위치가 최대속도가 되는 위치보다 안쪽 벽에 가깝다는 것을 확인했다. Nouri et al. (1993) 과 Escudier et al. (1995) 은 LDV (Laser Doppler Velocimetry) 를 이용하여 공학적으로 가장 많이 응용될 수 있는 반경비 ($\alpha = R_1/R_2$) 가 0.5인 형상에 대한 유동장 측정을 했다. 이들은 실제 유동 특성이 비뉴우턴유체 (Non-Newtonian fluid) 인 점을 고려하여 뉴우턴유체 (Newtonian fluid) 와 비뉴우턴유체 (Non-newtonian fluid) 에 대해 실험을 수행했다.

실험적인 연구 외에 해석적인 방법과 수치적인 방법을 이용한 연구도 진행되어 왔다 (Michiyoshi & Nakajima 1968, Satake & Kawamura 1993, Azouz & Shirazi 1998). Satake & Kawamura (1993) 는 대형 와 모사 (LES) 를 통해서 수치해석을 수행했고 그들은 반경비를 바꾸어가면서 안쪽 벽면 근처의 와구조 (vortical structure) 의 변화에 관심을 두었다. Azouz & Shirazi (1998) 는 자신들이 제시한 one-layer 혼합거리모델 (Mixing-length model) 과 Michiyoshi & Nakajima (1968) 의 two-layer 혼합거리모델, Speziale et al. (1992) 의 $k-\tau$ 모델을 이용해서 유동장에 대한 수치해석을 수행하고 Nouri et al. (1993) 의 실험결과와 비교했다. 이들은 one-layer 혼합거리모델이 다른 모델보다 간단하고 그에 따라 계산시간을 단축시키면서 기존의 실험 결과와 잘 일치함을 보였다.

앞서 언급한 대로 환형관 유동은 횡방향의 곡률을 가지는 유동의 일종이라 할 수 있다. 반경비가 작은 경우 안쪽 벽면 근처의 난류구조는 실린더 주위의 축방향 유동과 유사하다 (Jonsson & Sparrow 1966, Quarmby 1967). Neves et al. (1994) 과 Shin & Choi

(1999) 는 실린더 주위의 축방향유동에 대한 직접수치모사를 수행했다. 그들은 실제로 공간상으로 발달하는 실린더 주위의 난류경계층을 해석하는데 드는 어려움을 배제하기 위해 약한 압력구배를 갖는 중심이 같은 실린더 사이의 유동으로 문제를 가정했다. 수치결과를 통해 로그영역에서의 평균속도 기울기나 난류강도, 벽면 근처의 축방향 와도섭동량이 곡률효과가 클수록 줄어든다는 것을 보였다. 그리고, 에너지 분배 파라미터를 통해 곡률 효과가 커질수록 축방향의 에너지가 다른 두 방향으로 재분배되는 정도가 줄어든다는 것을 발견했다. 한편, 반경비가 작을 경우 안쪽 벽면과 달리 바깥쪽 면에서의 유동구조는 파이프 유동과 유사할 것이라고 추측된다. 문헌조사에 의하면 기존의 환형관 유동에 대한 연구들에서는 횡방향 곡률효과에 대한 조사가 거의 이루어지지 않았다. 실험적인 연구들에서는 기본적인 난류 통계량에 대한 조사가 이루어졌고, LES를 통한 수치연구에서도 안쪽 벽면의 난류 구조에 대한 조사가 주로 이루어졌다.

본 연구에서는 환형관 유동에 대한 직접 수치 모사 (DNS) 해석 기술을 통해 벽면근처의 난류구조에 대한 횡방향 곡률효과를 밝히고자 한다. 이를 위해 먼저 직접 수치 모사를 위한 코드를 개발하였다. 수치적 방법은 Kim et al. (2002) 이 제시한 완전 내재적 속도 분리 방법 (Fully-implicit velocity decoupling method) 을 채택했다. 공학적인 응용면이나 완전 발달된 난류 유동의 일반적인 특성을 이해하는데 적합한 두 가지 반경비 ($\alpha = 0.1, 0.5$) 에 대해 조사가 이루어졌고, 레이놀즈 수는 두 경우 모두 $Re_{D_h} = 8900$ 인 유동장을 계산했다. 이 때 레이놀즈 수는 평균 속도와 hydraulic diameter (D_h) 로 나타낸 값이다. 일차적으로 실험적 또는 수치적 연구들에서 밝혀진 평균속도와 난류강도 분포와 같은 난류통계량을 얻었다. 그리고 속도 섭동량에 대한 고차통계량을 구했고 난류 생성에 관련된 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 (quadrant analysis) 에 대한 조사가 이루어졌다. 이러한 여러 난류 물리량에 대한 조사를 통해서 안쪽 벽면과 바깥쪽 벽면에서의 난류구조, 다시 말해 철면 (convex surface) 과 요면 (concave surface) 에서의 난류구조를 비교, 파악하고자 했다.

가. 수치적 방법

본 연구에서는 Kim et al. (2002) 에 의해 제시된 Navier-Stokes 방정식의 모든 항을 Crank-Nicolson 방법을 사용하여 완전 내재적인 (fully-implicit) 방법으로 시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 행렬식을 구성한 방법을 사용했다. Kim et al. (2002) 은 시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 구성된 행렬식에서 계수 행렬을 근사적인 block LU decomposition을 이용하여 시간에 대하여 이차의 정확도를 유지하도록 속도와 압력을 분리하였다. 이에 더하여, 모멘텀 방정식에 해당하는 행렬식의 계수 행렬 또한 근사적인 block LU decomposition을 이용하여 대류항의 내재적인 처리로 인해 결합된 속도 성분들을 시간에 대한 이차의 정확도를 유지하면서 각각 분리하는 방법을 제시하였다. 이 방법으로 Kim et al. (2002) 은 decaying vortex problem을 계산해서 제시된 수치 방법이 시

간에 대해 이차 정확도를 가지는 것을 조사했고 minimal channel flow에 대한 직접수치모사를 수행하여 난류 유동해석의 타당성을 검증했다. 본 연구에서도 예비계산으로 파이프유동에 대한 직접수치모사를 수행해서 실린더 좌표계에 대한 위의 수치적 방법을 검증했다. 이 방법은 복잡한 난류 유동의 직접수치모사에서 정확도를 가지면서 대류항의 내재적인 처리로 인해 결합되는 속도 성분을 분리함으로써 반복적인 계산을 하지 않아서 계산시간을 단축시키는 효율적인 방법이라 할 수 있다.

나. 수치 해석 결과

(1) 계산 조건 및 평균 유동 특성

Fig. 1.5.1은 계산영역의 개략도를 나타낸 것이다. 곡률효과가 환형관 내의 벽면 근처의 유동장에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 반경비 ($\alpha = R_1/R_2$) 가 0.1, 0.5인 경우에 대해 계산을 수행했다. 두 가지 반경비 모두 레이놀즈 수 $Re_{D_h} = 8900$ 인 유동장을 계산했다. 이때 레이놀즈 수는 평균 속도 U_m 과 수력 직경 (hydraulic diameter) $D_h (= 4\delta)$ 으로 나타낸 값이다. 경계조건으로는 축방향과 원주방향으로 주기적인 경계조건이 사용되었다. 환형관 벽면에서는 속도 성분에 대해 점착조건이 사용되었다.

Fig. 1.5.2는 평균 속도 분포를 나타낸 것이다. 여기서, y 는 바깥쪽 벽면으로부터의 거리를 나타낸다. (a)의 $\alpha = 0.5$ 인 경우 Nouri et al. (1993) 의 실험 데이터와 비교했다. 실험치가 수치결과보다 더 크게 나타나는데 이것은 실험측정에서의 오차에서 기인한 것으로 보인다. 그 이유로 반경방향으로 실험데이터를 적분한 양이 실험치의 경우 1보다 크게 나타나는 것에 비해 수치결과는 정확히 1을 나타내는 것을 들 수 있다. 이는 one-layer 혼합거리모델을 이용한 수치해석연구에서도 지적된 바 있다 (Azouz & Shirazi 1998). 위의 문제를 고려하여 실험 데이터를 다시 재구성하여 나타냈을 때는 수치결과와 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 그리고, (a), (b)를 비교해 볼 때 채널이나 파이프 유동의 경우와 다르게 비대칭적인 분포를 보이고 있다. 반경비가 작을수록 속도 분포가 안쪽 벽면으로 치우쳐짐을 알 수 있다. 평균 속도가 최대가 되는 지점은 (a), (b)의 경우 바깥쪽 벽으로부터 각각 1.11δ 와 1.36δ 만큼 떨어진 곳에 위치한다.

Fig. 1.5.3은 마찰속도 (friction velocity) 로 무차원화된 평균 속도 분포를 나타낸 것이다. (a)에서는 안쪽과 바깥쪽의 속도분포의 차이가 거의 없고 반면 (b)에서는 로그 영역에서 안쪽벽면근처의 속도 기울기가 바깥쪽의 것에 비해 작아지는 것을 볼 수 있다. 이것은 실린더 주위의 축방향 난류유동의 수치모사에서 나타난 것처럼 안쪽실린더의 반지름의 감소로 인한 곡률의 영향이라 할 수 있다 (Neves et al. 1994).

(2) 난류 강도 (Turbulent intensity)

Fig. 1.5.4는 마찰속도로 무차원화된 rms 분포를 나타낸 것이다. 그림 전체에서 바깥쪽 벽면의 값이 안쪽 벽면의 값보다 큰 것을 알 수 있다. 또, 반경비가 작을수록 그 차이가 더 심함을 볼 수 있다. 이것은 곡률 효과의 영향이라 할 수 있는데 바깥쪽 벽의 걸면적이 안쪽벽보다 커서 같은 부피에 대해서 더 많은 난류를 제공하기 때문이다.

Fig. 1.5.5는 레이놀즈 응력과 전체 전단 응력 (total shear stress) 을 나타낸 것이다. 평균속도나 rms 분포처럼 비대칭적인 분포를 가지고 전단 응력이 0이 되는 지점이 안쪽 벽으로 치우쳐져 있는 것을 볼 수 있다. 그리고, 전단 응력이 0이 되는 위치는 Fig. 1.5.4에서 살펴본 평균 속도가 최대가 되는 위치보다 더 안쪽에 있는 것을 알 수 있다. (a)에서는 거의 비슷하게 나타나지만 (b)에서는 확실히 더 안쪽에 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 이전의 실험적인 조사에서도 보고된 바 있다 (Rehme 1974). 그리고, 전단 응력은 곡률 효과로 인해 채널이나 파이프 유동에서의 직선 형태가 아닌 곡선을 띠게 됨을 알 수 있다. 아울러 (c), (d)를 통해 rms분포에서처럼 바깥쪽 벽 근처에서의 값이 안쪽 벽보다 큰 것을 알 수 있다.

(3) 고차 통계량 (Higher-order statistics)

이 절에서는 속도 섭동량에 대한 삼차 통계량인 비대칭도 (skewness) 와 사차 통계량인 편평도 (flatness) 를 제시하였다. 이러한 고차 통계량을 구할 때 높은 신뢰도를 가지기 위해서는 속도 섭동량의 rms 값과 같은 이차 통계량을 구할 때보다 더 많은 데이터를 필요로 한다. 정확도를 확인하기 위한 방법으로 원주 방향 속도에 대한 비대칭도를 살펴보는 것을 들 수 있다. Navier-Stokes 방정식에서의 대칭성 때문에 이 값은 정확히 0을 나타내야 하는데 본 연구에서는 두 반경비 $\alpha = 0.1, 0.5$ 에 대해 각각 최대 0.05, 0.02 만큼 0에서 떨어져 진동 (oscillating) 하는 형태로 나타났다. 이것은 제한된 데이터 갯수로 인한 것으로 볼 수 있지만 채널과 파이프 유동에 대한 기존의 직접수치모사 결과 (Kim et al. 1987, Eggels et al. 1994) 와 비교할 때 신뢰할 만하다고 할 수 있다.

Fig. 1.5.6은 반경 방향 속도 섭동량에 대한 비대칭도 (skewness) 분포를 나타낸 것이다. 여기서, 가우시안 분포에 따른 ($S = 0$) 값은 직선으로 나타내었다. (a)의 경우 안쪽 벽면 근처의 분포는 벽면에서 바깥쪽으로 (+),(-),(+) 값을 가지는 것을 볼 수 있다. 이것은 난류채널유동의 수치모사에서 나타난 결과와 비슷한 경향을 보이고 있는 것이다 (Kim et al. 1987). 반면 바깥쪽 벽면쪽에서는 0이 되는 지점을 중심으로 벽면 근처는 (-) 값을, 바깥쪽으로는 (+)의 값을 나타내는 것을 볼 수 있다. 이것은 난류파이프유동의 수치모사결과와 비슷한 경향이라 할 수 있다 (Eggels et al. 1994). (b)에서 안쪽 벽면 근처는 (a)와는 달리 전 영역에서 (+)의 값을 가지고 바깥쪽은 (a)와 비슷한 경향을 보이는 것을 알 수 있다. 안쪽에서의 분포는 실린더 주위의 축방향 난류유동의 수치모사 결과와 비슷한 경향을 보이고 있다 (Neves et al. 1994). 이 두 그림을 통해 환형관 내의 난류유동은 채널이나 파이프, 실린더 주위의 축방향 난류유동의 특성을 모두 가질 수 있다는 사실을 알 수 있다.

Fig. 1.5.7은 반경 방향 속도 섭동량에 대한 편평도 (flatness) 분포를 나타낸 것이다. 여기서, 가우시안 분포에 따른 ($F = 3$) 값은 직선으로 나타내었다. 벽면 근처 ($y^+ < 20$)에서 값이 크게 증가하는 것을 볼 수 있는데 이것은 간헐성 (intermittency) 이 커진 것을 의미하고 강한 스위프 (sweep) 에 의한 현상이라고 보고된 바 있다 (Xu et al. 1996). 그리고, 벽면 근처에서 안쪽 벽의 분포보다 바깥쪽 벽의 분포가 더 커지는 것을 볼 수 있는데 이것으로부터 바깥쪽 벽에서 보다 강한 스위프가 일어난다는 것을 말할 수 있다.

(4) 상한 분석 (Quadrant analysis)

레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 (quadrant analysis) 은 난류의 생성이나 소멸에 기여하는 유동의 이벤트 (event) 에 대한 상세한 정보를 제공한다. 이것은 주유동방향의 속도 섭동 u' 과 벽면에 수직인 방향의 속도 섭동 v' 의 부호에 따라 유동의 이벤트를 네가지로 분류한다. 제 1상한 (first quadrant) 은 $u' > 0, v' > 0$ 인 고속의 유체가 밖으로 향하는 운동을 포함하며, 제 2상한 (second quadrant) 은 $u' < 0, v' > 0$ 로서 저속의 유체가 벽면으로부터 멀어지는 이젝션 (ejection) 을 포함한다. 제 3상한 (third quadrant) 은 $u' < 0, v' < 0$ 는 저속의 유체가 안으로 향하는 운동을 포함하며, 제 4상한 (fourth quadrant) 인 $u' > 0, v' < 0$ 는 고속의 유체가 안으로 향하는 스위프 (sweep) 을 포함한다. 여기서, 제 1상한과 제 3상한은 레이놀즈 응력의 감소를 나타내고 제 2상한과 제 4상한은 레이놀즈 응력의 증가를 나타낸다.

Fig. 1.5.8은 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 결과를 나타낸 것이다. (a), (b)에서 공통적으로 나타나는 특징은 스위프와 이젝션이 교차하는 지점 ($y^+ \approx 13$) 을 중심으로 벽으로 향하는 쪽은 스위프가 이젝션보다 지배적이고 벽에서 멀어지는 쪽은 반대로 이젝션이 보다 지배적으로 나타나는 것을 볼 수 있다. 이것은 기존의 채널유동이나 실린더 주위의 난류 경계층의 수치모사 결과와 일치하는 것이다 (Kim et al. 1987, Neves et al. 1994). 안쪽 벽과 바깥쪽 벽의 분포를 서로 비교했을 때 스위프는 바깥쪽에서 레이놀즈 응력에 더 크게 기여하고 이젝션은 반대로 나타나는 것을 볼 수 있다. 게다가 반경비가 작아질수록 그 차이가 현격하게 나타난다. 이것은 앞 절에서 살펴본 반경 방향 속도에 대한 편평도 결과를 뒷받침해주는 것이라 할 수 있다.

Fig. 1.5.9와 Fig. 1.5.10은 각각 반경비 $a = 0.1$ 인 경우 $r-\theta$ 평면에서의 순간적인 레이놀즈 응력과 벡터를 나타낸 것이다. 그림에서 적색은 안쪽 벽에서의 레이놀즈 응력이 (+)값인 것을 나타내고 청색은 (-)값을 나타낸다. 바깥쪽은 이와는 반대로 나타나게 된다. 그림에서 벽면 근처에서 강한 스위프와 이젝션이 있는 곳에서 레이놀즈 응력이 크게 나타나는 것을 볼 수 있다. 또 안쪽과 바깥쪽을 비교해 볼 때 레이놀즈 응력값의 차이는 바깥쪽이 안쪽보다 훨씬 큰 것을 알 수 있다. 그리고, 세기가 강한 스위프 현상이 바깥쪽에서 안쪽보다 더 자주 발견되었다. 이 순간 유동장의 그림들을 통해서 상한 분석 결과를 다시 확인할 수 있다.

제 2 절 난류 유동 해석 기법 고찰 및 개발 (RANS/LES/DNS/소음추정기법)

1. 고정밀 유동해석 수치방법의 개발 및 적용

가. 비압축성 Navier-Stokes 방정식의 완전 내재적 분리 방법 개발

현재 직접수치모사를 이용한 난류 유동의 해석에 가장 많이 사용되는 방법은 모멘텀 방정식과 연속 방정식으로 결합되어 있는 속도와 압력을 분리하는 부분단계법 (fractional step method) 이다. 부분단계법은 모멘텀 방정식과 압력 방정식을 독립적으로 각각 단 한번의 계산을 통하여 시간전진을 하는 효율적인 방법이다. 속도와 압력을 분리하는 방법은 Chorin (1968) 과 Temam (1979) 에 의해 각각 독립적으로 제시된 후, 다양한 방식으로 접근되고 발전되어 왔다. 대별하여 fractional step method (Kim & Moin 1985), pressure correction method (Van Kan 1986), projection method (Bell et al. 1989) 로 나눌 수 있다. 이러한 수치방법의 핵심적인 개념은 우선 비압축성조건을 무시하여 구한 중간단계의 속도를 divergence free vector field에 projection 하여 다음 시간 단계의 속도장을 구해내는 방법이다. 따라서 이렇게 구해진 속도장은 계산기계의 수치오차 범위내의 divergence를 가지는 벡터장이 된다.

기존의 부분단계법들 (Kim & Moin 1985, Van Kan 1986, Bell et al. 1989, Le & Moin 1991)은 모멘텀 방정식에서 점성항은 내재적으로, 대류항은 외재적으로 처리하는 준 내재적 부분단계법 (semi-implicit fractional step method) 이다. 이러한 준 내재적 방법들은 CFL 조건으로 인하여 계산 시간 간격의 제한을 받게 된다. 이와 같은 준 내재적 방법은 복잡한 형상에서의 밀집된 계산 격자의 경우에 있어서 유동해석을 위해 요구되는 물리적인 시간간격보다 더 작은 계산 시간간격의 제한으로 그만큼 더 많은 계산 단계를 필요로 한다.

이러한 CFL조건을 배제시키기 위해, 모멘텀 방정식에서 대류항과 점성항에 대해 모두 Crank-Nicholson 방법을 사용하여 내재적으로 처리하는 완전 내재적 부분단계법 (fully-implicit fractional step method)이 제시되었다 (Choi et al. 1993, Choi & Moin 1994, Hahn & Choi 1997). 또한, Choi & Moin (1994) 은 minimal channel flow unit에 대한 직접수치모사를 통해 난류 유동 해석에 필요한 최대 시간 간격을 조사하여 난류 유동의 물리적인 현상을 모사하기 위해 요구되는 시간간격이 기존의 준 내재적 방법에서의 제한적인 계산 시간 간격보다 클 경우에는 완전 내재적 방법이 더 효율적임을 확인하였다. 그러나, 대류항의 내재적인 처리로 인하여, 모멘텀 방정식에서 속도 성분들이 결합되어 있으므로 각각의 속도 성분들을 구하기 위해선 반복적인 계산이 요구된다.

기존의 부분단계법들은 미분방정식 형태의 Navier-Stokes 방정식을 일단 시간에 의한 단계로 나눈 뒤, 공간 차분을 수행하는 방법으로 부분 단계를 나누었다. 이러한 기존의

방법들은 각 부분단계의 경계조건의 세심한 처리가 없을 경우에는 시간에 대한 정확도의 손실을 야기하게 된다. Perot (1993) 과 Dukowicz & Dvinsky (1992) 는 시간에 대한 정확도의 손실은 경계조건의 처리 때문이 아니라 단계를 나눈 뒤 공간상 차분을 고려하는 기존의 방법 자체에 문제가 있다고 지적하였다. 이를 해결하기 위해서 Navier-Stokes 방정식을 시간과 공간에 대해 동시에 차분하여 행렬식을 구성하는 방법을 제시하였다. Dukowicz & Dvinsky (1992) 는 구성된 행렬식의 계수행렬의 근사적인 factorization 방법을 이용하여, 시간에 대해 2차의 정확도를 유지하면서 속도와 압력을 분리하는 부분단계법을 제시하였다. Perot (1993) 은 계수행렬의 근사적인 block LU decomposition을 이용하여 계산단계를 나누어 속도와 압력을 분리해 내는 부분단계법을 제시하였다. 이러한 방법은 행렬식의 구성 시 원래의 Navier-Stokes 방정식의 경계조건을 소스항 (source term) 에 포함시킴으로서, 계수 행렬의 근사적인 변형으로 계산 단계를 나눔에 있어서, 경계조건의 부가적인 고려를 배제시켰다.

본 연구에서는 3차원 비정상 비압축성 유동을 해석하기 위해 Navier-Stokes 방정식의 모든 항들을 Crank-Nicholson 방법을 사용하여 완전 내재적인 (fully-implicit) 방법으로 시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 행렬식을 구성하였다. 이렇게 구성된 행렬식에서 계수 행렬을 근사적인 block LU decomposition 을 이용하여 시간에 대하여 2차의 정확도를 유지하도록 속도와 압력을 분리하였다. 이에 더하여, 모멘텀 방정식에 해당하는 행렬식의 계수행렬 또한 근사적인 block LU decomposition 을 이용하여 대류항의 내재적인 처리로 인해 결합된 속도 성분들을 시간에 대한 2차의 정확도를 유지하면서 각각 분리하는 방법을 제시하였다.

Minimal channel flow unit에 대한 직접수치모사를 수행하여 난류 채널 유동 해석의 타당성과 본 수치방법이 시간에 대해 2차의 정확도를 유지함을 조사하였다. 본 연구에서 제시된 완전 내재적 속도-압력 분리 방법이 복잡한 난류 유동의 직접수치모사에서 정확성을 가질 뿐만 아니라, 완전 내재적 방법의 사용 시 결합되는 속도 성분의 반복적인 계산을 하지 않으므로 그에 상응하는 계산시간을 단축시키는 효율적인 수치방법을 제시하였다.

(1) 수치적 방법

(가) 지배방정식의 행렬형

비압축성 유동의 지배방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_i u_j = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.2)$$

여기서, x_i 는 직교좌표를 나타내고, u_i 는 각각의 속도 성분들을 나타낸다. 모든 변수들은 특성 속도와 특성 길이로 무차원화 되었으며, Re 는 레이놀즈 수를 나타낸다.

Navier-Stokes 방정식의 모든 항들에 대해 Crank-Nicholson 방법을 사용하여 $n+1/2$ 시간 단계에서 식 (2.1.1)과 식 (2.1.2)의 시간과 공간에 대해서 동시에 차분하여 얻은 차분 식은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} + \frac{1}{2}(H(u^{n+1}) + H(u^n)) \\ &= -Gp^{n+1/2} + \frac{1}{2Re}(Lu^{n+1} + Lu^n) + mbc \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

$$Du^{n+1} = 0 + cbc \quad (2.1.4)$$

여기서 L 은 공간상으로 차분화된 Laplacian operator를 나타내고 H 는 차분화된 Convective operator를 나타낸다. G 와 D 는 각각 공간상으로 차분화된 Gradient operator, Divergence operator를 나타낸다. Δt 는 계산 시간 간격을 나타내고, 위 첨자 n 은 n 번째 계산 단계에서의 변수를 의미한다. 엇갈림 격자계에서 공간에 대해 2차의 정확도를 가지는 중심 차분법을 이용하여 각 공간 차분 operator 를 결정하였다. 엇갈림 격자계를 사용하였으므로, 차분된 식의 미지수인 u^{n+1} 와 $p^{n+1/2}$ 는 계산 영역의 경계가 아닌 내부의 격자점에서 정의된다. 계산 영역의 경계에서의 속도 값들은 이미 mbc , cbc 로서 소스항에 포함되고, 엇갈림 격자계에서는 셀 내부에서 압력이 정해지므로, 경계에서의 압력 값은 필요로 하지 않게 된다. 즉, 엇갈림 격자계에서 공간과 시간에 대하여 동시에 차분하여 얻은 위의 식에서는 압력 자체의 경계조건을 필요로 하지 않게 된다. 점성항과 대류항에 대하여 모두 내재적인 처리를 함으로써 완전내재적 시간 전진방법을 사용하였다. 완전 내재적 시간 전진방법은 비선형 항인 대류항의 내재적인 처리로 인하여 필연적으로 각 속도 성분들이 결합된 비선형 방정식을 유도한다. 이러한 비선형 방정식의 풀이를 위해서 비선형항을 시간에 대해 2차의 정확도를 갖도록 아래와 같이 선형화 하였다 (Beam & Warming 1978).

$$u_i^{n+1} u_j^{n+1} = u_i^{n+1} u_j^n + u_i^n u_j^{n+1} - u_i^n u_j^n + O(\Delta t^2) \quad (2.1.5)$$

위의 방법으로 선형화를 하여 대류항에 대한 선형 연산자 N 을 아래와 같이 정의하였다.

$$Nu^{n+1} = \frac{1}{2}(H(u^{n+1}) + H(u^n)) \quad (2.1.6)$$

위의 선형 연산자, N을 이용하여 차분 방정식 식 (2.1.3)과 식 (2.1.4)를 행렬식으로 표현하면 아래와 같다.

$$\begin{pmatrix} A & G \\ D & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{n+1} \\ \delta p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} mbc \\ cbc \end{pmatrix} \quad (2.1.7)$$

$$A = \frac{1}{\Delta t} \left[I + \Delta t \left(N - \frac{1}{2Re} L \right) \right] \quad (2.1.8)$$

$$r = \frac{1}{\Delta t} u^n - Gp^{n-1/2} + \frac{1}{2Re} Lu^n \quad (2.1.9)$$

$$\delta p = p^{n+1/2} - p^{n-1/2} \quad (2.1.10)$$

이상과 같이 이산화된 Navier-Stokes 방정식의 행렬식에서 계수행렬의 역행렬을 통하여 다음 시간 간격에서의 유동장의 정보, 즉 u^{n+1} , $p^{n+1/2}$ 를 구할 수 있다. 그러나 이 행렬식의 계수행렬은 매우 크고 비 구조적인 행렬 (large sparse matrix) 이므로 직접적으로 역행렬을 구하기가 매우 어렵고, 또한 반복적인 계산을 통해서 행렬식을 풀기에도 많은 시간이 걸린다. 따라서, 본 연구에서는 이 행렬식의 효율적인 계산을 위해, 속도와 압력, 그리고 각각의 속도 성분까지 분리하는 수치방법을 제시하였다.

(나) 속도-압력 분리

우선, 이산화된 Navier-Stokes 방정식의 행렬식, 식 (2.1.7)에서 속도와 압력을 분리하고자 한다. 계수행렬의 근사적인 처리를 통해 원래의 행렬식과 비교하여 시간에 대해 2차의 정확도를 갖는 근사식을 구성하여 속도와 압력을 분리하였다. 식 (2.1.7)의 계수행렬의 근사적 LU decomposition 을 통해, 아래와 같이 식 (2.1.7)을 시간에 대해 2차의 정확도를 갖는 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{pmatrix} A & 0 \\ D & -\Delta t DG \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & \Delta t G \\ 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{n+1} \\ \delta p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} mbc \\ cbc \end{pmatrix} \quad (2.1.11)$$

식 (2.1.11)은 중간단계 속도 u^* 를 도입하여 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{pmatrix} A & 0 \\ D & -\Delta t DG \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^* \\ \delta p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} mbc \\ cbc \end{pmatrix} \quad (2.1.12)$$

$$\begin{pmatrix} I & \Delta t G \\ 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{n+1} \\ \delta p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^* \\ \delta p \end{pmatrix} \quad (2.1.13)$$

식 (2.1.12)와 식 (2.1.13)에서 각각 속도와 압력을 구해내는 과정은 아래와 같다.

$$Au^* = r + mbc \quad (2.1.14)$$

$$\Delta t DG \delta p = D u^* - cbc \quad (2.1.15)$$

$$u^{n+1} = u^* - \Delta t G \delta p \quad (2.1.16)$$

$$p^{n+1/2} = p^{n-1/2} + \delta p \quad (2.1.17)$$

(다) 속도성분들의 분리

대류항에 대해서는 Adams-Bashforth 또는 Runge-Kutta 방법을 이용하여 외재적으로 처리하고, 점성항에 대해서는 Crank-Nicholson 방법을 사용하여 내재적으로 처리하는 준 내재적 부분단계법에서는 각각의 속도 성분들이 독립적으로 계산될 수 있다. 그러나 완전 내재적 시간전진을 채택한 경우, 대류항까지 Crank-Nicholson 방법을 이용하여 내재적으로 처리하므로 각각의 모멘텀 방정식에서 속도 성분들이 결합되어 있다. 따라서, 각 속도 성분들은 독립적으로 계산될 수 없고, 반복적인 계산을 통하여 각각의 모멘텀 방정식을 동시에 만족시키는 수렴된 값을 구하는 방법이 사용되고 있다. 완전 내재적 부분단계법에서 요구되는 이러한 속도 성분들의 반복적인 계산을 피하기 위해, Rosenfeld (1996)는 각각의 모멘텀 방정식에서 내재적으로 결합된 속도 성분들을 three-time level linearization scheme을 사용하여 분리하였다. 그러나 이 방법은 n 시간단계에서의 유동장의 정보뿐만 아니라 n-1시간단계에서의 정보도 알아야 하므로 기존의 방법보다 많은 메모리를 요구하게 되는 단점을 지니고 있다. 본 연구에서는 완전 내재적 시간전진방법을 사용할 경우, 각각의 모멘텀 방정식에서 내재적으로 결합된 속도 성분들을 n 시간 단계에서의 정보만을 가지고, 2차의 정확도를 갖는 속도 성분들의 분리 방법을 제시하였다. 즉, 식 (2.1.14)의 계수행렬의 근사적인 LU decomposition을 통해 시간에 대해 2차의 정확도를 가지면서 각각의 속도 성분을 분리하여 독립적으로 계산하는 방법이다.

식 (2.1.14)는 아래와 같이 식 (2.1.18)과 같이 표현될 수 있고, 각각의 속도 성분들을 표시하여 나타내면 식 (2.1.19)과 같다.

$$A \delta u^* = -A u^n + r + mbc \equiv R \quad (2.1.18)$$

$$\frac{1}{\Delta t} \begin{pmatrix} I + \Delta t M_{11} & \Delta t M_{12} & \Delta t M_{13} \\ \Delta t M_{21} & I + \Delta t M_{22} & \Delta t M_{23} \\ \Delta t M_{31} & \Delta t M_{32} & I + \Delta t M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta u^*_1 \\ \delta u^*_2 \\ \delta u^*_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \end{pmatrix} \quad (2.1.19)$$

준 내재적 부분단계법에서는 식 (2.1.19)의 행렬 $M_{ij} (i \neq j)$ 이 0이 되므로 각각의 속도 성분들은 결합되어 있지 않고, 독립적으로 계산될 수 있다. 그러나 완전 내재적 방법에서는 행렬 M_{ij} 가 0이 아니므로 각각의 모멘텀 방정식에서 속도 성분들이 내재적으로 결합되어 있다. 식 (2.1.19)의 계수행렬을 아래와 같이 근사적인 LU decomposition을 통하여 각 속도 성분들을 시간에 대한 2차의 정확도를 가지면서 분리해 낼 수 있고, 각각 독립적

으로 풀 수 있게 된다.

$$\frac{1}{\Delta t} \begin{pmatrix} I + \Delta t M_{11} & 0 & 0 \\ \Delta t M_{21} & I + \Delta t M_{22} & 0 \\ \Delta t M_{31} & \Delta t M_{32} & I + \Delta t M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & \Delta t M_{12} & \Delta t M_{13} \\ 0 & I & \Delta t M_{23} \\ 0 & 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta u_1^* \\ \delta u_2^* \\ \delta u_3^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \end{pmatrix} \quad (2.1.20)$$

식 (2.1.20)에서 각각의 중간 단계의 속도 성분들은 새로운 중간단계의 속도 성분 δu_1^{**} , δu_2^{**} 를 도입하여 아래와 같은 계산 단계에서 독립적으로 구해 질 수 있다.

$$\frac{1}{\Delta t} (I + \Delta t M_{11}) \delta u_1^{**} = R_1 \quad (2.1.21)$$

$$\frac{1}{\Delta t} (I + \Delta t M_{22}) \delta u_2^{**} = R_2 - M_{21} \delta u_1^{**} \quad (2.1.22)$$

$$\frac{1}{\Delta t} (I + \Delta t M_{33}) \delta u_3^* = R_3 - M_{31} \delta u_1^{**} - M_{32} \delta u_2^{**} \quad (2.1.23)$$

$$\delta u_2^* = \delta u_2^{**} - \Delta t M_{23} \delta u_3^* \quad (2.1.24)$$

$$\delta u_1^* = \delta u_1^{**} - \Delta t M_{12} \delta u_2^* - \Delta t M_{13} \delta u_3^* \quad (2.1.25)$$

$$u_i^* = u_i^n + \delta u_i^*, \quad (i=1, 2, 3) \quad (2.1.26)$$

식 (2.1.19)를 직접 풀어서 속도 성분을 구하려면 각각의 모멘텀 방정식을 반복적으로 계산하여 속도 성분을 구해야 한다. 그러나 본 연구에서 제시한 방법은 속도 성분을 구함에 있어서 각각 단 한번의 간단한 TDMA (Tri-diagonal matrix algorithm) 형태의 행렬 식만(식 (2.1.21)-(2.1.26))의 역행렬을 계산하게 되는 효율적인 방법이다.

(라) 전체적인 계산절차

앞 절들에서는 속도와 압력을 분리하는 방법과 완전 내재적 시간전진의 경우에 각각의 속도 성분들을 분리하는 분리방법을 제시하였다. 모든 미지수, 즉 압력, 각각의 속도 성분들이 분리된 부분단계법의 전체적인 계산 절차를 요약하면 아래와 같다.

1. 식 (2.1.21)-(2.1.26)에서 각각의 중간 단계의 속도 성분들을 구한다.
2. 식 (2.1.15)에서 중간단계의 속도장을 이용하여 압력에 대한 식을 푼다.
3. 식 (2.1.16)에서 중간단계의 속도장을 divergence free vector field에 projection을 하여 새로운 시간단계에서의 속도장을 구한다.

(2) 개발된 수치 방법의 검증

(가) 수치방법의 안정성 검토

앞서 제시한 새로운 수치 방법은 대류항의 내재적인 처리로 인해 결합된 속도 성분들을 각각을 분리하여 계산하는 방법이다. 대류항을 2차의 Adams-Bashforth 방법을 사용하여 외재적으로 처리하는 방법과 본 연구에서 제시하는 내재적 방법을 사용하는 경우, 아래와 같은 2차원 비선형 hyperbolic 방정식의 discrete perturbation analysis를 통해 비교하였다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (2.1.27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1.28)$$

$u=1.0$, $v=1.0$ 로 하는 uniform flow를 초기 조건으로 하고, 계산 영역의 중간 격자 점에서 작은 교란 (perturbation) 을 가했을 경우 ($u_c=1+\epsilon$, $\epsilon=0.1$), $t=0.06$ 에서 서로 다른 CFL 수, 0.2, 2 에 대해 u 의 오차의 분포를 비교하였다 (Fig. 2.1.1). CFL=0.2인 경우, 외재적인 방법과 본 연구에서 제시된 내재적인 속도 분리 방법 모두, 작은 교란으로 인한 오차는 시간이 지남에 따라 소멸된다 (Fig. 2.1.1(a), Fig. 2.1.1(b)). 그러나 CFL=2.0의 경우에는 외재적 방법을 사용하여 시간적분을 할 경우, 초기의 작은 오차는 크게 성장하여 바람직하지 못한 결과를 예측하는 반면 (Fig. 2.1.1(c)), 본 방법은 CFL=0.2의 경우와 같은 안정한 결과를 얻었다 (Fig. 2.1.1(d)).

(나) 비정상 공동내부 유동의 수치해석

공동 내부의 유동은 수치해석기법의 정확성을 검증하기 위해 자주 사용되는 유동장이다. 초기에는 윗면이 정지해 있다가 갑자기 일정한 속도(U)를 가지면서 움직이는 impulsive started flow에 대한 계산을 수행하였다. 레이놀즈 수는 윗면의 속도(U) 및 벽면의 길이(L)로 정의하였고, $Re=100$ 과 $Re=400$ 에 대하여 각각 계산을 수행하였다. $Re=100$ 인 경우는 40×40 , $Re=400$ 인 경우는 96×96 의 등 간격 격자를 사용하였다. Fig. 2.1.2는 유동이 정상상태가 되었을 경우, 공동의 수직 및 수평 중심선을 따른 속도성분 $u(y)$ 와 $v(x)$ 를 나타내며, Ghia et al. (1982) 의 결과와 잘 일치한다. Fig. 2.1.3은 초기의 비정상 유동 상태에서의 공동 중심에서의 속도 u 의 시간에 따른 변화를 나타내며, Dailey & Pletcher (1996) 의 결과와 잘 일치한다. 다양한 계산 시간간격에 대하여 계산을 수행하여 계산 시간간격의 영향을 살펴보았다. $Re=400$ 의 경우 $\Delta t U/L=0.05$, 0.10 , 0.20 의 세 경우에 대하여 계산을 하였다. 이에 따르는 국소적인 최대 CFL 수는 각각 $CFL_{max}=4.5$, 9 , 18 이다. 위의 비정상 유동을 제대로 해석하기 위해서는 $\Delta t U/L < 0.1$ 의 계산 시간 간격이 필요함을 확인하였고, 이 경우의 CFL 수는 9로써, 완전 내재적 방법의 사용시 CFL 조건

으로 인한 추가적인 시간 전진을 불필요로 하기 때문에 그만큼 효율적이다. 비정상 공동 유동을 해석함으로써, 새롭게 제시된 수치 해석 기법의 타당성과 완전 내재적 방법의 장점을 살펴보았다.

(다) 난류 채널 유동의 직접수치모사

본 연구에서 제시한 압력과 각각의 속도성분까지 분리하는 완전 내재적 분리방법을 이용하고, 일정한 질량유량을 유지하는 평균압력 구배 결정법 (You et al. 1999) 을 사용하여 공간에 대해 주기성을 가지는 난류 채널 유동을 직접수치모사 하였다. 층류유동의 중심 속도 U 과 채널 절반 두께의 길이 δ 로 무차원화된 레이놀즈 수, $Re=4200$ 에서의 유동에 대한 직접수치모사를 수행하였다. 이 경우, 벽면 마찰 속도 u_τ 와 채널 절반 두께의 길이 δ 로 무차원화된 레이놀즈 수(Re_τ)는 대략 $Re_\tau=180$ 이 된다. 주 흐름방향으로 (약 570 벽단위), 채널 폭 방향으로는 0.289 (약 160 벽단위) 크기의 계산 영역에서 x, y, z 방향으로 $16 \times 129 \times 32$ 개의 격자가 사용되었다. 주 흐름 방향과 채널 폭 방향으로는 동일한 격자 크기를 갖도록 하여, 각각의 격자의 크기는 $\Delta x^+ = \Delta x u_\tau / \nu = 35$, $\Delta z^+ = \Delta z u_\tau / \nu = 5$ 이다. 그리고 벽면에 수직인 y 방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용한 격자 분포를 사용하였다. y 방향의 첫 번째 격자의 위치가 벽단위로 $y_{1st}^+ = y u_\tau / \nu = 0.18$ 이며, 채널 중심에서 가장 큰 y 방향의 격자 크기는 벽단위로 대략 7.2이다. 층류 속도 분포에 임의의 교란을 주고 $\Delta t U / \delta = 0.02$ ($\Delta t^+ = 0.16$)로 시간 전진을 하여 난류 유동으로 발전하게 하였다.

이러한 계산결과를 초기 조건으로 하여, 계산 시간 간격을 Choi & Moin (1994) 이 제시한 난류 채널 유동의 직접수치모사에 요구되는 최대 허용 계산 시간 간격인 $\Delta t U / \delta = 0.05$ ($\Delta t^+ = 0.4$) 로 시간 전진을 하였다. x, z 방향으로 평균한 물리량들이 통계적으로 정상상태에 도달한 후에, 여러 통계적인 물리량들의 시간 평균을 구하기 위해 $1000 \delta / U$ 의 시간 동안 평균을 취하였다. Fig. 2.1.4에서는 각각의 속도 성분의 섭동량의 rms (root-mean-square) 값과 와도 섭동량의 rms값, 레이놀즈 전단 응력의 rms값들을 나타내었다. Choi & Moin (1994) 의 결과와 거의 정확한 일치율을 보이고 있다. 본 연구에서 제시된 새로운 완전 내재적 분리방법으로 난류 채널 유동의 직접수치모사를 수행하여 타당한 결과를 얻었으며, 이로써 대류항의 선형화, 속도성분의 분리를 위한 계수행렬의 근사적인 LU decomposition 등의 과정이 타당함을 확인하였다.

Fig. 2.1.5는 다양한 계산 시간 간격($\Delta t U / \delta = 0.02, 0.05, 0.10$)에 따른 속도성분의 섭동량의 rms 값을 나타내고 있다. 각각의 계산 시간 간격에 해당하는 CFL수는 대략 0.5, 1.0, 2.0이다. 대류항의 내재적인 처리로 인하여 CFL수가 2 이상인 경우에서도 안정한 해를 얻을 수 있음을 확인하였고, $\Delta t U / \delta = 0.05$ ($\Delta t^+ = 0.4$)이내의 시간 간격으로 계산을 수행할 경우, 난류량을 제대로 예측함을 확인하였다 (Choi & Moin 1994).

마지막으로 본 연구에서 제시한 분리방법의 시간에 대한 정확도를 조사하였다. 다양한 계산 시간 간격에 대하여, 가장 작은 계산 시간간격으로 전진하여 얻은 유동장과의 차이

의 rms값을 오차로 정의하였다. Fig. 2.1.6에서 알 수 있듯이 속도성분과 압력이 시간에 대해 2차의 정확도를 가짐을 확인하였다.

Table 2.1.1은 중간단계의 속도성분을 분리하지 않고 보편적인 반복계산을 통해 구해내는 방법과, 본 연구에서 제시된 속도 성분의 분리 방법을 통해 계산하였을 경우, 각각의 계산 시간을 비교한 것이다. 두 경우 모두 $\Delta t U_i / \delta = 0.05$ 로 시간전진을 하여 총 $500\delta / U_i$ 시간동안 계산을 수행하였다. 첫 번째 계산 단계인 중간단계의 속도성분을 구하는 과정에서, 본 연구에서 제시한 방법으로 각각 분리하여 구할 경우, 한꺼번에 반복적으로 계산할 경우보다 대략 80%의 계산 시간 단축을 얻었고, 이로써 전체계산시간에서 대략 75%의 계산 시간 단축을 확인하여 효율적인 방법임을 확인하였다.

나. 내재적 속도 분리방법의 적용 : 국소 흡입/분사 속도에 따른 난류 경계층 유동의 구조변화해석

난류경계층을 제어하기 위한 방법으로 횡방향 슬릿을 통한 분사 또는 흡입을 생각할 수 있다. 이를 위해선 국소적인 흡입/분사가 난류경계층에 미치는 영향을 조사하는 것이 반드시 선행되어야 한다. 난류경계층의 벽면에서 국소적인 흡입 또는 분사를 가하였을 경우 슬릿 후류에서의 유동장의 변화와 가진으로 인한 변화가 회복되어 가는 양상에 대한 여러 연구들이 수행되었다 (Sano & Hirayama 1985, Antonia et al. 1995, Park & Choi 1999, Krogstad & Kourakine 2000). 횡방향 슬릿을 통한 국소적인 가진을 가할 경우에는 횡방향 슬릿의 폭(b)과 슬릿에서의 흡입/분사속도(v_w)를 중요한 인자로 생각할 수 있다. Antonia et al. (1995) 은 슬릿을 통한 흡입으로 인해 감소한 momentum flux 와 흡입 전의 momentum flux 의 비를 $\sigma = v_w b / U_\infty \theta_{slot}$ 으로 정의하고 이 값의 크기가 국소적인 흡입으로 인하여 발생하는 재층류화와 뒤이은 transition의 과정에 있어서 중요한 인자라고 보고하였다. Sano & Hirayama (1985) 는 흡입과 분사의 경우에 대해 가진으로 인해 슬릿을 통과하는 유량($Q \propto \sigma$)이 같을 경우에는 슬릿 후류에서 가진으로 인해 변화된 평균 유동장과 난류특성들이 슬릿의 폭(b)과 슬릿에서의 속도(v_w)에 의해 영향을 받지 않는다고 보고하였다.

그러나, 슬릿의 근처부근에서는 분사속도(v_w)에 의한 영향이 있을 것으로 생각된다. 이는 벽면에서의 흡입과 분사가 있는 경우의 momentum integral analysis의 결과, 즉 식 (2.1.29)에서 유추할 수 있는 사실이다. 식 (2.1.29)에서 σ 가 같더라도 분사/흡입 속도 (v_w)가 다를 경우, 압력구배, 벽면 마찰력 등의 유동인자들에 분사/흡입속도의 영향이 나타날 것이라고 추측할 수 있다.

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{c_f}{2} + \frac{v_w}{U_\infty} + \frac{1}{\rho U_\infty^2} \int_0^\infty \frac{\partial P}{\partial x} dy \quad (2.1.29)$$

또한, σ 가 같더라도 슬릿 위에서 u_w 에 변화된 압력구배($\partial P/\partial x$)의 영향으로, 슬릿 후류에서 교란된 유동장이 회복하는 과정 또한 영향을 받을 수 있다.

이에 대한 조사를 위해서 본 연구에서는, 직접수치모사를 이용한 수치적인 방법을 통해 σ 가 같은 경우에 슬릿 폭과 분사/흡입속도를 달리하여 슬릿 후류에서의 유동장의 변화를 관찰하였다. 벽면에서의 평균 압력 값의 변화를 살펴보면, 슬릿 근처에서의 회복 양상이 분사의 경우 모든 u_w 에 대해 회복곡선이 일치하였고, 흡입의 경우에는 각각의 u_w 에 따라 차이가 남을 확인하였다. 그리고 각각의 경우 식 (2.1.29)의 각 항들의 유동방향의 변화와 벽면에서의 벽압력 섭동량의 rms 값을 살펴보면 슬릿 끝에서 단순히 회복하는 흡입의 경우와 달리, 분사의 경우에는 어느 일정한 위치에서 극값을 가지며 회복함을 확인하였으며 순간 유동장을 관찰하여 이러한 사실을 설명하고자 하였다. 결과적으로 슬릿의 근처에서는 σ 가 같은 경우라도 분사/흡입속도에 따라 유동인자들이 차이를 나타내며, 분사/흡입속도에 대해 각각의 유동인자들이 회복하는 패턴이 흡입과 분사의 경우 차이가 있음을 확인하였다.

(1) 수치 계산 방법

Fig. 2.1.7은 횡방향 슬릿을 통한 흡입/분사가 존재하는 난류 경계층 내의 유동을 직접 수치모사 하기 위한 계산 영역과 각 경계에서의 경계조건을 개략적으로 나타낸다. 계산 영역의 크기는 x, y, z방향으로 각각 $200\theta_{in}$, $30\theta_{in}$, $40\theta_{in}$ 이다. 입구 경계 조건은 Lund et al. (1998)에 의해 제시된 방법을 사용하여 부과하였다. 출구 경계 조건으로는 대류출구조건, $\partial u/\partial t + c\partial u/\partial x = 0$ (c는 출구에서의 평균 속도)을 적용하였다. 벽에서 멀리 떨어진 외부 경계조건은 $u=U_\infty$, $\partial v/\partial y = \partial w/\partial y = 0$ 로 사용하였다. 횡방향으로는 주기적인 경계조건을 사용하였다. 슬릿이 존재하지 않는 벽면에서는 점착 조건을 사용하였으며, 슬릿이 있는 구간에서는 $u=w=0$ 이고, v는 각각의 경우에 해당하는 분사속도(v_w)를 부과하였다. Table 2.1.2는 각각의 계산 경우에 해당하는 슬릿의 폭 b와 분사 속도 v_w 를 나타내고 있다. 모든 경우 슬릿의 중심 위치는 $x_{slot}=83.2\theta_{in}$ 으로 고정하였다. Park & Choi (1999)의 결과에서 $|v_w|/U_\infty \sim O(10^{-2})$, $|\sigma| \sim O(10^{-1})$ 영역의 가진을 통하여 충분히 슬릿 후류의 유동장에 영향을 줌을 확인하였으므로, 본 연구에서는 $|\sigma|=0.322$ 로 일정한 경우에 흡입/분사속도가 $|v_w|/U_\infty \sim O(10^{-2})$ 인 범위의 가진에 대하여 슬릿 후류에서의 변화를 살펴보았다. 계산에 사용된 격자의 수는 주유동방향(x), 벽면에 수직인 방향(y), 횡방향(z)으로 $257 \times 65 \times 129$ 이고, 격자간격은 입구에서의 벽면마찰속도 $u_{\tau, inlet}$ 으로 무차원화한 벽단위로 각각 $\Delta x^+ \approx 12.40$, $\Delta y^+_{min} \approx 0.17$, $\Delta y^+_{max} \approx 23.86$, $\Delta z^+ \approx 14.96$ 이다. 본 연구의 모든 경우에서 사용된 계산 시간 간격 $\Delta t U_\infty / \theta_{in}$ 은 0.3이며 벽단위로 $\Delta t^+ \approx 0.25$ 이며 모든 통계량들은 매 5 시간간격 마다 추출되어 $1500\theta_{in}/U_\infty (\approx 1260\nu/u_{\tau, inlet})$ 동안 평균을 취하여 구하였다.

(2) 수치 해석 결과

Fig. 2.1.8은 국소가진이 있는 경우의 벽면에서 시간과 횡방향으로 평균된 압력을 나타낸다. 기존의 연구 결과에서도 보고된 바 있듯이 (Park & Choi 1999), 지속적인 분사(흡입)의 경우 슬릿 위에서 순방향(역방향) 압력구배가 발생하고 슬릿 주위에선 역방향(순방향) 압력구배가 발생한다. 그리고 σ 가 일정한 경우, 대략 $x/\theta_{in} > 120$ 의 영역에선 유동장이 완전히 회복된 상태는 아니지만, 분사/흡입속도에 관계없이 같은 평균벽압력을 가짐을 확인할 수 있다. 이는 σ 가 국소가진이 있는 경우 중요한 인자라는 것을 시사하고 있다. 하지만, σ 가 같더라도 분사/흡입의 속도가 높을수록 슬릿 끝 지점에서 큰 크기의 평균벽압력값을 가진다. 또한 슬릿의 가까운 후류에선 분사의 경우와 흡입의 경우가 다른 양상의 회복 패턴을 가짐을 확인하였다. 흡입의 경우는 후류로 가면서 평균벽압력의 회복 양상이 각각의 흡입속도에 따라 다르지만, 분사의 경우에는 분사 속도에 관계없이 평균벽압력의 회복 양상이 하나의 곡선으로 일치함을 확인할 수 있다.

식 (2.1.29)에서 흡입과 분사가 없고, 압력구배가 존재하지 않는 canonical boundary layer 에서는 잘 알려진 식 (2.1.30)으로 귀결되며, 흡입과 분사의 영향이 무시할 정도로 작은 계산 영역의 입구부분에서 이를 확인할 수 있다.

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{c_f}{2} \quad (2.1.30)$$

슬릿의 후류에서는 $v_w=0$ 이지만, 슬릿에서의 분사/흡입으로 인한 압력구배로 인해 식 (2.1.30)이 아니라, 식 (2.1.29)의 $v_w=0$ 인 경우를 따르게 된다. Fig. 2.1.9는 식 (2.1.29)의 각 항들의 x방향에 따른 변화를 나타내고 있다. (Fig. 2.1.9에서 복잡함을 피하기 위해 v_w/U_∞ 항을 나타내지 않았지만 이 항은 경계조건으로 주어지는 값이므로 쉽게 알 수 있는 항이다.) 우선 평균압력구배의 y방향 적분항을 살펴보면, 분사(흡입)으로 인해 슬릿 바로 후에서의 역(순)방향 압력구배가 후류로 갈수록 0으로 회복되고 있다. 그러나, 슬릿 주위에서의 회복양상이 분사의 경우와 흡입의 경우 완전히 다른 양상을 보이고 있다. 분사의 경우(Fig. 2.1.9(a))에는 극대값을 가진 후 0으로 회복되는 양상을 띠고 있으며, 주목할 점은 각각의 다른 분사 속도에 대해서도 거의 동일한 위치($x/\theta_{in} \approx 105$, 슬릿 중심으로 부터 대략 345 벽단위 떨어진 지점)에서 극대값을 가지면서 회복한다는 것이다. 이에 반해 흡입의 경우(Fig. 2.1.9(b))에는 슬릿 끝부터 극점을 가지지 않고 단순히 0으로 회복하는 양상을 띠고 있다. $d\theta/dx$ 의 경우도 압력구배와 비슷한 양상을 나타내고 있다. 슬릿 직후에서의 c_f 의 변화는 분사의 경우 속도에 관계없이 비슷한 회복 경향을 보이고 식 (2.1.29)의 나머지 항들에 비해 작은 크기를 가지고 있으며, 흡입의 경우에는 식 (2.1.29)의 나머지 항들에 비해 무시할 수 없는 크기를 가지며 슬릿 끝 부분에서 바로 회복하는 경향을 보인다. 그리고 평균벽압력(Fig. 2.1.8)과 마찬가지로 대략 $x/\theta_{in} > 120$ 에서는 유동장이 완전히 회복된 상태는 아니지만, 식 (2.1.29)의 모든 항들이 분사/흡입의 속도에 관계없이 거의 같은 크기의 값을 가짐을 확인할 수 있다.

Fig. 2.1.10에서는 가진이 없는 난류경계층과 가진이 있는 경우, 벽압력섭동량의 rms값 ($\sqrt{p_w'^2}$)의 차이를 x방향에 따라 나타내었다. 분사에 의해서는 후류에서의 벽압력 섭동량이 증가하고 흡입에 의해서는 감소함을 확인하였고 이는 Choi et al. (1997)의 결과와도 일치한다. 슬릿으로부터 가까운 후류 부근($90 < x/\theta_{in} < 120$)의 경향은 앞서 살펴본 1차 통계량의 경우와 마찬가지로, $\sigma = 0.322$ 인 분사의 경우에는 분사 속도에 관계없이 $\sqrt{p_w'^2}$ 가 특정한 위치($x/\theta_{in} \approx 105$)에서 최대값을 가지고 그 후 감소한다. $\sigma = -0.322$ 인 흡입의 경우는 각각의 분사속도에 따라 슬릿의 바로 끝에서 최대값을 가지며 감소한 후 슬릿으로부터 어느 정도 떨어진 후류($x/\theta_{in} > 130$)에서부터 다시 증가하고 있다.

앞서 살펴본 1차통계량과 2차통계량들의 회복 양상으로부터, $\sigma = 0.322$ (분사)인 경우에는, 분사속도와 슬릿의 폭에 관계없이 슬릿의 중심으로부터 일정위치 후에서 극값을 가지며 통계량들이 회복해 나가므로, 통계량들과 밀접한 관련이 있는 유동구조가 슬릿의 중심으로부터 어느 정도 떨어진 후류에서 같은 양상을 띠을 추측할 수 있다. $\sigma = -0.322$ (흡입)인 경우에는 분사의 경우와는 달리 통계량들의 회복양상이 극점이 없이 단순히 회복되므로, 슬릿 끝 부분에서의 유동 구조가 비슷한 양상을 가질 것이라고 추정할 수 있다. 이를 확인하기 위해 유동의 한 순간에 대해 벽 근처의 유선방향 와도의 등표면($|\omega_x| = 0.35U_\infty/\theta_{in}$)을 나타내었다(Fig. 2.1.11, Fig. 2.1.12). 각각의 경우에 대하여 벽면의 회색부분으로 표시된 부분이 슬릿이 위치한 부분이다. 분사의 경우(Fig. 2.1.11) 슬릿 후류에서의 유선방향 와류의 강도가 훨씬 세어지는데 비해서 흡입인 경우(Fig. 2.1.12)에서는 훨씬 약해진 것을 확인할 수 있다. Park & Choi (1999)는 이러한 현상을 슬릿에서의 분사로 인해 들여 올려진 주방향와류가 벽면으로부터 멀어지게 되어 벽면에서의 점성의 영향이 적어지게 되므로 더 활성화되고 후류에서 더 강한 stretching과 tilting으로 인한 결과이고, 흡입의 경우에는 유선방향 와류를 벽면으로 가까이 하게 되어 점성으로 인해 후류에서 유선방향의 와류의 강도를 줄이게 된다고 보고하였다. 본 연구의 $\sigma = 0.322$ (분사)인 경우 (Fig. 2.1.11)에는 모든 분사 속도에 대해 슬릿의 후류에서 활성화된 유선방향의 와도를 확인할 수 있다. 주목할 만한 점은 유선방향의 와도가 슬릿의 바로 끝 부분부터 활성화되지 않고 모든 경우에 대해 $x/\theta_{in} \approx 105$ 부근에서 활성화된다는 점이다. 이는 Fig. 2.1.11(a)와 (c)의 비교를 통해서 확실히 확인할 수 있다. 유동구조가 눈에 띄게 활성화되는 지점이 세 경우의 분사속도에 대해서 모두 일치하고 있으므로 Fig. 2.1.9(a), Fig. 2.1.10(a)에서 통계량들이 같은 위치에서 극값을 가지면서 회복한다고 설명할 수 있다. 반면에 흡입인 경우(Fig. 2.1.12)는 유선방향의 와도의 크기가 슬릿 위 부분에서는 세어지다가 슬릿의 바로 끝 부분부터는 약해진다. 따라서 슬릿 근처에서의 통계량의 회복에 있어서도 단순히 회복해나가는 양상을 띠고 있다(Fig. 2.1.9(b), Fig. 2.1.10(b)).

2. 공간 발달하는 난류유동의 수치해석에 필요한 입구유동 조건의 평가 및 적용

가. DNS(Direct Numerical Simulation)/LES(Large Eddy Simulation)에서 입구유동 생성방법 및 적용

정확한 입구 경계조건을 얻기 위해서는 Spalart (1988)에 의해서 수행된 DNS의 해석이 있다. 그러나 이 방법은 유동방향의 비균일성 (non-homogeneity)를 고려한 주기적인 방법으로서 매우 복잡한 단점이 있다. 대부분의 경계층 형태의 입구조건은 평행유동 (parallel flow)에 의한 순간적 방법 (temporal method), 난수발생 (random number generation)에 의한 방법들이 있다. 이러한 방법의 경우 완전 난류 경계층 유동이 되기 위해서는 여분의 발달영역 (development region)이 상당히 요구된다. 이에 대해 최근 Lund 등은 난류량들의 경계층 발달에 따른 상사성을 고려하여 입구유동조건을 얻는 방법을 제시하였다. 이는 기존의 공간발달 유동해석 코드 (code)에서 비교적 적용이 용이하며, 기존의 다른 입구조건 생성에서 보다 난류경계층으로 발달하는 영역이 작은 영역이 요구된다. 본 연구에서는 Lund et al. (1998)에 의해 제안된 입구 유동 생성을 기반으로 하여 평판 경계층 유동에서의 난류특성 및 유동제어를 수행하고자 한다. Fig. 2.2.1은 입구유동 조건 생성에 관한 개략적인 모형도이다. 입구생성에 대한 주요한 원리는 하류의 해 (solution downstream)을 기반으로하여 입구영역에서 유동을 예측하는 것이다. 단계별로 살펴보면 다음과 같다.

(1) 입구유동 생성방법

Step 1 : 순간속도를 횡방향(spanwise) 와 시간 평균 유속에 대해 분리한다.

$$u'_i(x, y, z, t) = u_i(x, y, z, t) - U_i(x, y) \quad (2.2.1)$$

Step 2 : 계산영역내의 반복 (recycle) 지점에서의 평균속도를 이용하여, 기존의 모멘텀 두께 (momentum thickness)와 표면 마찰력의 상관성에 의해 입구영역에서의 표면마찰력을 정의하고, 그 비를 구한다.

$$u_{\tau, inlet} = u_{\tau, recycle} \left(\frac{\theta_{recycle}}{\theta_{inlet}} \right)^{1/[2(n-1)]} \quad (2.2.2)$$

$$\gamma = (u_{\tau, inlet} / u_{\tau, recycle}) \quad (2.2.3)$$

Step 3 : 유속에 대해 안영역 (inner layer)와 밖영역 (outer layer)로 분리하여 각각 벽 법칙 (law of the wall) 과 웨이크 법칙 (wake law)를 사용하여 입구 영역에서의 유동방향 평균속도를 정의한다.

$$U_{inlet}^{inner} = \gamma U_{recycle} (y_{inlet}^+) \quad (2.2.4)$$

$$U_{inlet}^{outer} = \gamma U_{recycle}(\eta_{inlet}) + (1 - \gamma)U_{\infty} \quad (2.2.5)$$

Step 4 : Step 3과 유사하게 수직방향 평균속도를 반복지점에서의 값을 내삽 (inerpolation) 혹은 외삽 (extrapolation)을 하여 입구영역에서의 값을 정의한다.

$$V_{inlet}^{inner} = V_{recycle}(y_{inlet}^+) \quad (2.2.6)$$

$$V_{inlet}^{outer} = V_{recycle}(\eta_{inlet}) \quad (2.2.7)$$

Step 5 : 유속의 섭동량들을 각 방향에 따라 반복지점에서의 값을 내삽 혹은 외삽을 하여 구한다.

$$(u'_i)_{inlet}^{inner} = \gamma (u'_i)_{recycle}(y_{inlet}^+, z, t) \quad (2.2.8)$$

$$(u'_i)_{inlet}^{outer} = \gamma (u'_i)_{recycle}(\eta_{inlet}, z, t) \quad (2.2.9)$$

Step 6 : Step 3 ~ Step 5를 통하여 얻어진 입구영역의 속도 성분을 안영역과 밖영역의 값을 적절한 배가함수 (weighting function)를 사용하여 최종적으로 입구유동을 제시한다.

$$(u_i)_{inlet} = [(U_i)_{inlet}^{inner} + (u'_i)_{inlet}^{inner}] [1 - W(\eta_{inlet})] + [(U_i)_{inlet}^{outer} + (u'_i)_{inlet}^{outer}] W(\eta_{inlet}) \quad (2.2.10)$$

여기서 배가함수 $W(\eta) = 0.5(1 + \tanh(\alpha(\eta - b)/(1 - 2b)\eta + b)/\tanh(\alpha))$ 이다.

(2) LES 적용 결과

Fig. 2.2.2는 계산영역의 개략도이다. 계산영역은 $10\delta_0 \times 3\delta_0 \times (\pi/2)\delta_0$ 으로서 각각 유선방향, 수직방향, 횡방향을 나타낸다. 여기서 δ_0 는 계산영역의 중심에서의 99% 경계층 두께이다. 입구영역에서의 모멘텀 두께를 기준으로하는 레이놀즈 수를 $Re_\theta = 1400$ 으로 고정시켰다. 각각 유선방향, 수직방향, 횡방향으로의 격자계는 $100 \times 45 \times 64$ 이다. 격자계의 분해능을 벽면 길이 척도 나타내면, $\Delta x^+ \approx 64$, $\Delta y_{wall}^+ \approx 1.2$, $\Delta z^+ \approx 15$ 이다. 유선방향과 횡방향으로의 격자는 균일격자가 사용되었으며, 수직방향으로는 벽면 근처에 격자를 밀집시키기 위해 hyperbolic tangent 밀집이 사용되었다.

리스케일링 지점은 입구영역에서 $8.25\delta_0$ 로 떨어진 곳을 선택하였다. 출구 영역 부근에서 발생하는 출구 조건에 따른 전달 오차를 피하기 위해 출구 조건이 상류로 영향을 주

지 않는 이 부근이 선택되었다. 초기 속도장은 Spalding의 법칙에 따른 평균 유동장에 자유흐름 속도의 최대 크기가 10% 정도인 난수 섭동을 부가하였다. 시간간격은 대체적으로 2 점성시간 단위 ($\Delta t \sim 2\nu / u^2$)로 선택되었다.

또한 생성된 입구 유동 통계량의 정확도를 알아보기 위해 유선방향 평균 속도분포와 속도성분에 대한 근제곱평균을 각각 Fig. 2.2.3과 Fig. 2.2.4에 나타내었다. 비슷한 레이놀즈수에서 선행되었던 Lund et al. (1998)의 결과와 Spalart (1988)에 의한 결과를 함께 비교한 결과 본 입구 경계조건 생성을 통해 얻어진 결과와 매우 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다. 이로써 본 방법을 통해 LES에서 정확한 난류량을 갖는 입구 유동의 생성이 가능함을 확인할 수 있다.

(3) DNS 적용 결과

입구유동 생성방법을 DNS에 적용한 결과 얻어진 유선방향 평균 속도분포는 Fig. 2.2.5와 같다. 얻어진 결과를 같은 레이놀즈 수에서 행해진 Spalart (1988)의 DNS 결과와 비교하였다. 그 결과 본 입구유동 생성방법을 사용한 DNS 결과가 평균 속도분포를 매우 정확한 예측하고 있는 것으로 나타났다.

각 방향 속도성분에 대한 근제곱평균을 나타내면 Fig. 2.2.6과 같다. 역시 같은 레이놀즈 수의 결과인 Spalart (1988)의 결과와 비교하였다. 그 결과 본 입구 경계조건 생성을 통해 얻어진 결과와 매우 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다. 이로써 본 방법을 통해 DNS에서도 정확한 난류량을 갖는 입구 유동의 생성이 가능함을 확인할 수 있다.

나. RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)에서 입구유동 생성방법 및 적용

본 연구에서는 평균 유동장(RANS) 방정식의 난류 모델 수치 해석시 난류 경계층으로 주어지는 입구 경계 조건을 체계적인 방법을 통해 제시하고자 한다. 난류 경계층에서 벽면에 아주 가까운 영역에서는 벽 법칙(law of the wall)이 만족하는 층류 아층(laminar sublayer)과 대수 마찰 영역(logarithmic layer)이 존재하며 이 영역을 조화시켜 하나의 식으로 표현할 수 있다 (Spalding 1961). 압력 구배에 의하여 변화하는 후류영역(wake region)에서는 후류 법칙(law of the wake)에 의하여 지배된다 (Cole 1956). Lund는 이러한 두 법칙을 적절한 가중치 함수(weighting function)를 사용하여 경계층 유동을 단일 함수로 근사하여 입구 유동 조건을 제시하였다 (Lund et al. 1998). 본 연구에서는 실험오차가 많이 발생하는 경계층 두께(δ)보다는 오차가 비교적 적은 적분 인자인 변위 두께(δ^*)와 운동량 두께(θ)등을 이용하여 입구 유동 조건을 구하는 방법을 제시하고자 한다. 입구 조건에 따른 유동 계산의 검증으로는 입구 조건에 따라 난류 박리 재부착 유동의 변화를 볼 수 있는 후향 계단 유동(backward-facing step flow)에 적용하여 1/7승 법칙(one-seventh law), 포물선(parabolic) 조건등의 입구 유동이 주어졌을 때와 비교 분석하

였다.

(1) 입구유동 생성방법

유동 진행 방향의 구배가 작고 벽면 수직방향의 속도가 작은 난류 경계층 유동일 경우에는 경계층의 적분에 의하여 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\delta^*}{\delta} = \frac{1+\Pi}{\kappa\lambda} \quad (2.2.11)$$

$$\frac{\theta}{\delta} = \frac{\delta^*}{\delta} - \frac{2+3.2\Pi+1.5\Pi^2}{\kappa^2\lambda^2} \quad (2.2.12)$$

여기에서 δ , δ^* 그리고 θ 는 각각 경계층 두께, 변위 두께 그리고 운동량 두께를 나타낸다. 그리고 Π 는 압력 구배 인자(pressure-gradient parameter 또는 Coles wake parameter)로 평형 난류 유동에서는 상수이다. κ 는 Von Karman 상수이고 λ 는 국소 벽면 마찰을 표현할 수 있는 인자로서 $\lambda = \sqrt{2/C_f}$ 이다. 경계층의 외부 속도는 후류 법칙에 의하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{U_e}{u_\tau} = \lambda = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{Re_\delta}{\lambda}\right) + B + \frac{2\Pi}{\kappa} \quad (2.2.13)$$

윗 식에서 Re_δ 는 $Re_\delta \equiv \frac{U_e\delta}{\nu}$ 로 정의되며, U_e 와 ν 는 각각 경계층 외부 속도와 동점성계수이다. 실험에서 측정된 δ 는 속도 구배가 매우 작은 경계층 끝부분의 측정값이므로 그 정확도가 낮다. 그러나, U_e 와 적분 인자인 δ^* , θ 는 비교적 정확한 값들을 얻을 수가 있다. 실험에서 주어지는 값들로부터 δ , Π 그리고 u_τ (혹은 λ)를 식(2.2.11)~(2.2.13)들을 이용하여 구할 수 있다.

식(2.2.11)~(2.2.13)에서부터 구한 값들을 이용하면 벽 법칙이 지배하는 점성 아층과 대수 마찰 영역에서 Spalding (1961)이 제시한 내부척도(inner scale)로 무차원화하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left[e^{-\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right] \quad (2.2.14)$$

여기서 $y^+ \equiv yu_\tau/\nu$ 그리고 $u^+ \equiv U/u_\tau$ 로 정의된다. Coles의 후류(wake) 법칙이 지배하

는 경계층의 중첩 영역(overlap layer)과 외부 영역(outer layer)에서는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B + \frac{2H}{\kappa} f\left(\frac{y}{\delta}\right) . \quad (2.2.15)$$

여기서 f 는 후류 함수 (wake function)이다 (White 1991).

경계층의 내부층(inner layer)과 외부층(outer layer)을 나타내는 식(2.2.14)와 식(2.2.15)로부터 하나의 식을 유도할 수 있는데 Lund et al. (1998)이 제안한 가중치 함수를 사용하면 다음과 같다.

$$u^+ = u_{inner}^+[1 - W] + u_{outer}^+W , \quad (2.2.16)$$

$$W(\eta) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\tanh\left[\frac{a(\eta - b)}{(1 - 2b)\eta + b}\right]}{\tanh(a)} \right\} . \quad (2.2.17)$$

여기서 η 는 외부층 길이척도(outer layer length scale)로 무차원화된 길이로서 $\eta \equiv y/\delta$ 와 같이 정의된다. a 와 b 는 상수이며 ($a=4, b=0.2$), $\eta > 1$ 인 영역에서는 $W=1$ 이다 (Lund et al. 1998).

난류량에 대한 입구 유동 조건은 일반적으로 Rodi & Scheuerer (1985)가 제안한 식들을 사용하고 있다.

$$k = k_e \left(\frac{U}{U_e}\right)^2 , \quad \varepsilon = 0.1k \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right) . \quad (2.2.18)$$

그러나, 본 연구에서는 위의 근사적인 값들을 채택하는 대신 사용하고자 하는 난류 모델 방정식을 직접 풀어서 구한다 (Parneix et al. 1998). 예를 들면, 난류 박리 재부착 유동에 우수한 예측을 주는 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모델 (Park & Sung 1997)을 선택하였을 때, k 와 ε 방정식은 다음과 같이 표시된다.

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + P_k - \varepsilon , \quad (2.2.19)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + (C_{\varepsilon_1}^* P_k - C_{\varepsilon_2} f_2 \varepsilon) / T + C_1 (1 - f_w) \nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2 . \quad (2.2.20)$$

Spalart가 언급한 바와 같이 대류항은 벽면 근방에서는 매우 작은 값을 가지기 때문에

무시하였다 (Spalart 1988). 주어진 경계층의 속도 분포로써 식(2.2.19)와 식(2.2.20)의 k 와 ϵ 의 입구값을 계산할 수 있다. 위 식의 $k-\epsilon$ 방정식에서 사용되는 계수는 난류 상수들로서 자세한 내용과 그 응용은 Park & Sung (1997)에 있다.

(2) 입구 유동 적용 결과

앞서 언급한 후향 계단 유동에 대한 입구 조건 영향을 조사하기 위하여 Vogel & Eaton (1985)의 실험결과를 선택하여 적용하였다. 실험에서 주어진 δ^* 와 θ 로부터 식(2.2.11)~(2.2.13)를 이용하여 δ , Π 그리고 u_r 를 구한 후 식(2.2.16)으로 재현하면 Fig. 2.2.7과 같은 입구에서의 평균 유동장 분포를 구할 수 있다. Fig. 2.2.7을 살펴보면, 입구 유동장을 정확히 재현하고 있으며 특히, 후류 부분을 정확히 예측하고 있음을 알 수 있다. 이는 적분 인자인 δ^* , θ 의 정보가 실험에서 주어진다면 입구 평균 유동장을 정확히 재현할 수 있음을 보여준다.

입구 유동 조건의 검증을 위하여 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 이용하여 여러 후향 계단 유동 실험 결과들과 비교하였다 (Vogel & Eaton 1985, Eaton & Johnston 1980, Driver & Seegmiller 1985). 입구 유동 조건은 일반적인 1/7승 법칙으로 주어진 경우와 층류 유동의 형태인 포물선(parabolic profile) 형태로 주어진 경우이다. 이들 경우에서의 입구 난류장은 Rodi와 Scheuerer(1985)가 제안한 $k=k_e\left(\frac{U}{U_e}\right)^2$, $\epsilon=0.1k\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)$ 를 적용하였다.

Fig. 2.2.8에서는 재순환 영역내의 평균 속도 (U/U_0), 난류 에너지 (k/U_0^2) 그리고 레이놀즈 전단 응력 ($\overline{uv}/\overline{uv}_{max}$) 분포를 입구 조건의 변화에 따라 도시하였으며 Eaton & Johnston (1980)의 실험결과와 비교하였다. 평균 속도 분포를 나타낸 Fig. 2.2.8(a)를 보면 근사적으로 입구 조건이 주어질 경우 박리점에 가까울수록 그 오차가 심하게 나타나는 것을 알 수 있다. 박리 전단층 부근에서도 본 연구에서 주어진 입구 조건의 경우가 실험치를 더욱 잘 예측하고 있다. Fig. 2.2.8(b)는 동일한 조건하에서의 난류 에너지를 도시한 것이다. 1/7승 법칙으로 입구 조건이 주어졌을 경우는 대략적인 분포를 유지하고 있으나, 포물선 형태의 입구 조건인 경우에는 실험치와 큰 차이를 보이고 있다. 이는 수치 해석된 기하학적 형상에 있어서는 1/7승 법칙으로 입구 조건이 사용되었을 경우가 포물선 형태보다는 실험조건에 더 유사하다는 것을 보여준다. 전단층의 발달을 나타내는 레이놀즈 전단 응력의 분포에서도 포물선 형태로 입구 조건이 주어졌을 경우에는 많은 오차를 보여주고 있으며, 1/7승 법칙의 경우에도 박리 전단층 부근에서 실험치와 약간의 차이를 나타냄을 알 수 있다 (Fig. 2.2.8(c)).

후향 계단 유동의 난류 모델 수치 계산 정확도의 척도로서 보통 재부착 길이(X_R)를 선택하여 비교하고 있다. 본 연구에서는 난류 모델은 고정되어 있고($k-\epsilon-f_\mu$ 모델) 입구

조건이 다른 경우에 대하여 X_R 의 예측의 차이를 비교하려 한다. 선택된 후향 계단 유동은 3가지로서 각각 다른 유동 조건들은 Table 2.2.1에 잘 나타나 있다 (Vogel & Eaton 1985, Eaton & Johnston 1980, Driver & Seegmiller 1985). 포물선 형태와 1/7승 법칙으로 입구 유동이 설정되면 실험치에 비해 X_R 이 과다 예측됨을 알 수 있다. 더욱이 과다 예측되는 정도가 각 실험 조건에 따라 일관성이 없이 상이한 변화를 보여 주고 있다. 그러나 본 연구에서 제안한 입구 조건으로는 실험결과와 좋은 일치를 보여줌을 알 수 있다. 기존의 난류 모델 예측도를 비교하는 많은 연구들에서 난류 모델의 개선도 중요하지만, 입구 조건이 전체 유동장에 미치는 영향이 크기 때문에 먼저 정확한 입구 조건 부여가 선행되어야 할 것이다.

3. 천이경계층 유동에 대한 난류모형의 개발

가. 서론

일반적인 층류 경계층에서의 외부교란에너지는 매우 작지만, 터보기계처럼 자유유동 난류강도가 매우 큰 경우에는 레이놀즈 수가 낮은 층류 경계층에서 외부교란에너지가 무시하지 못할 정도로 크게 나타난다 (Mayle 1991). 이 외부교란에너지는 점점 커져서 천이를 일으키는 원인이 되며 이러한 천이를 '자연 천이'와 구분하여 'bypass 천이'라고 한다 (Morkovin 1985).

자유유동 난류강도가 높을 수로 천이는 빨리 발생하고 천이의 길이는 짧아진다 (Mayle 1991). 그리고 순압력구배는 경계층을 안정화 시켜 천이의 시작을 늦추고 천이의 길이를 확장하는 역할을 한다 (Blair 1992). 반면에 역압력구배는 경계층을 매우 불안정하게 하여 천이의 시작과 성장을 가속화하는 역할을 한다 (Gostelw et al. 1994). 천이영역에서 압력구배의 영향이 간헐도 분포에서도 뚜렷이 나타난다. 압력구배가 없을 경우, Narashima의 간헐도 함수, $F(\gamma) = [-\ln(1-\gamma)]^{0.5}$ 는 주유동방향(x)에 비례하지만, 압력구배가 존재하는 경우에는 $F(\gamma)$ 은 더 이상 선형적인 분포를 보이지 않는다 (Narashima et al. 1984). 이 때의 $F(\gamma)$ 은 천이영역 동안 중간에 선형적 분포가 깨지는 꺾임 현상이 발생하게 된다. 하지만 간헐도의 실험식에서 천이의 시작에 대한 정의를 Dey & Narashima (1990)에 의한 것, 즉 $F(\gamma)$ 의 선형적 분포가 유지되는 부분을 연장시켰을 때 $F(\gamma) = 0$ 이 되게 하는 x 의 위치가 바로 천이의 시작으로 교체하면 압력구배의 유무에 관계없이 일정한 형태의 간헐도 실험식을 얻을 수 있다 (Gostelw et al. 1994).

간헐도 실험식의 이러한 보편성을 이용하여 임의의 압력구배에 대한 천이 경계층에 대한 계산을 시도하게 되었다. 천이역역에서의 표면마찰계수, 형상계수 등을 예측하기 위한 Dey & Narashima (1990) 그리고 Solomon et al. (1996)의 적분법이 있다. 그리고 간헐도를 와점성(eddy-viscosity)에 도입한 Cebeci & Smith (1974)의 혼합거리모형과 Seiger

et al. (1995) 의 1-방정식 모형이 있다. 이 모형들은 단순한 유동장에서 압력구배가 없거나 있는 두 경우 모두 표면마찰계수 등의 적분값의 분포를 잘 예측하고 있으나 다소 복잡한 유동장에는 적용하기 어려운 단점이 있다. 한편 1991~1993년 동안 ERCOFTAC의 Special Interest Group에서는 2-방정식의 난류모형과 Reynolds Stress Model (RSM) 모형으로 천이영역 유동장을 예측하기 위한 집중적인 연구가 이루어졌으며 (Savill, 1995a), 결과를 요약하면 다음과 같다. 기존의 2-방정식 모형을 사용할 경우 천이의 시작점은 빨라지고 천이영역의 길이는 짧아지며 특히 초기조건에 매우 민감하였다.

이러한 2-방정식 난류모형의 예측값이 실험값과 많은 차이를 보이는 원인 중 가장 큰 요인은 모형 자체가 천이이전영역(Pre-Transition Region)에서의 유동장 특성을 고려할 수 없다는 것이다. 즉 천이이전영역에서의 속도 섭동 성분은 실험으로도 쉽게 관찰될 정도로 큰 값을 갖는다 (Mayle & Schulz 1997). 이러한 이유로 천이이전영역을 ‘준-층류(pseudo-laminar)’라고 구분하기도 한다 (Westin et al. 1997). 그러므로 난류 유동장의 특성을 고려한 기존의 난류모형으로는 천이이전영역에서의 유동 특성을 정확히 고려하지 못하기 때문에, 천이의 시작점은 물론이고 천이영역 또한 만족스러운 결과를 보이지 못한다.

천이이전영역에서의 유동장을 계산할 수 있도록 개발된 모형들은 다음과 같다. Young et al. (1993) 은 1-방정식 와점성 모형에 Tollmien-Schlichting파의 길이 척도를 이용하였으나, 천이이전영역에서의 속도 섭동량(velocity fluctuation)과 형상계수 등에 대한 예측값은 많은 오차를 보였다. Steelant & Dick (1996) 은 천이영역에 대한 조건 평균 방정식(conditioned average equation)을 전개하고, 간헐도 실험식을 이용하여 간헐도 미분방정식을 개발하여, 천이영역에서의 예측성능을 향상시켰다. Savill (1995b) 은 RSM 모형에 Cho & Chung (1992) 의 간헐도 방정식을 도입하여 천이 경계층을 계산하였으며, 이로부터 천이영역뿐만 아니라 천이이전영역에서도 보다 향상된 예측 결과를 얻었다. 하지만 위에 언급된 모형들로 천이이전영역을 계산할 수는 있지만, 그 영역에 대한 유동장에 대하여서는 모형화 과정에서 전혀 고려되지 않았다.

한편 Mayle & Schulz (1997) 는 처음으로 천이이전영역에서의 유동장을 고려한 모형을 제시하였다. 이들은 앞전(leading edge)에서의 자유유동 난류강도로 인한 압력의 섭동(fluctuation)에 의해 외부 난류에너지가 경계층내로 전달되는 메커니즘을 이용하여 모형을 전개하였다. 그러나 이 모형은 천이이전영역에서 운동에너지의 성장 메커니즘을 충분히 표현하지 못하였으며, 또한 1-방정식으로 되어 있어 확장성이 떨어지는 단점을 가지고 있다. 천이영역에 대한 예측 성능을 향상시키기 위해서는 Mayle & Schulz (1997), 백성구 et al. (2001) 그리고 Baek et al. (2001) 과 같이 천이이전영역에서의 예측성능이 어느 정도 보장되어야 한다.

따라서 본 연구의 목적은 천이이전영역과 천이영역 그리고 난류영역을 포함하는 전체 천이 경계층 유동장을 계산하기 위한 난류 모형을 개발하는 것이다. 주요 내용으로는 먼저 천이이전영역에서의 유동 특성을 고려한 와점성 모형을 개발하는 것이며, 구체적인 방법은 천이이전영역에서의 운동량 전달을 지배하는 적절한 길이 척도를 와점성 모형에 도

입하는 것이다. 또한 천이영역에서는 간헐도를 이용하여 천이이전영역과 난류영역을 물리적으로 매끄럽게 연결시켜주는 와점성 모형을 제안하는 것이다. 그리고 천이유동 유동 특성을 고려한 와점성(eddy viscosity) 모형에 압력구배의 효과를 표현하는 것이다. 구체적으로 천이영역에서의 간헐도 실험식과 간헐도 실험값을 비교 분석하여 올바른 거동을 보이는 간헐도 실험식을 선택하고, 선택된 실험식을 기준으로 하여 제안된 천이 계산 모형에서의 적절한 사용법을 조사하고자 한다.

나. 천이 $k-\epsilon$ 모형의 개발

(1) 레이놀즈 전단응력 모형

비압축성, 정상상태의 2차원 유동인 천이 유동장에서처럼 간헐적인 유동의 경우, 레이놀즈 전단응력은 다음과 같이 표현된다.

$$\overline{u'v'} = \gamma \overline{u'v'} + (1-\gamma) \overline{u'v'} + \gamma(1-\gamma)\Delta U\Delta V \quad (2.3.1)$$

여기서 γ 는 어떤 한 위치에서의 간헐도를 나타내고, $\overline{u'v'}$ 는 난류성분을, $\overline{u'v'}$ 는 비난류성분을 나타낸다. $\Delta U = \overline{U} - \widetilde{U}$ 으로 '속도점프(velocity jump)'라 하며, 한 지점에서 시간에 따른 속도가 난류와 비난류로 간헐적으로 바뀔 때 발생하는 운동량의 이동성분을 나타낸다. 천이영역에서 속도 점프의 크기 $\Delta U\Delta V$ 는 $\overline{u'v'}$ 값에 비하여 매우 작다 (Blair 1992). 반면에, 속도 점프 $(\Delta U)^2$ 는 $\overline{u'^2}$ 에 비해 비교적 크기 때문에 천이영역에서의 유동 특성이 비등방성으로 나타나는 주된 원인이 된다.

간헐도의 분포를 사용하는 대부분의 모형 (Cebeci & Smith 1974, Sieger et al. 1995, Steelant & Dick 1996) 들에서는 γ 를 단지 유동방향의 성분만 고려하고 있다. 그러나 실제로 γ 는 전체 경계층에 영향을 미치므로 $\gamma = \gamma(x, y)$ 로 표현되어야 한다. 천이영역에서 발생하는 난류반점안에서의 유동성분은 완전 발달된 난류 성분과 거의 같다. 이 난류반점이 천이의 시작점에서 생성되어 하류로 가면서 성장하여 서로 합쳐지면서 난류경계층으로 천이해 간다. 이때 간헐도 γ 는 특정 위치에서의 난류 반점의 출현횟수와 관련이 있게 된다. 따라서 천이영역에서 유동방향으로의 간헐도 분포처럼 수직방향의 분포 또한 일정한 상사성을 지니고 있다고 가정하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\gamma(x, y) = \gamma_x \cdot \gamma_y \quad (2.3.2)$$

여기서, γ_x 는 벽면 근처에서의 유동방향 간헐도 분포이며 γ_y 는 수직방향 분포를 무차원화한 것이다. 그리고 식 (2.3.2)을 식 (2.3.1)에 대입하여 전개하면 다음과 같다.

$$\overline{u'v'} \approx \gamma_x \{ \gamma_y \overline{u'v'} + (1-\gamma_y) \overline{u'v'} \} + (1-\gamma_x) \overline{u'v'} \quad (2.3.3)$$

(가) 천이이전영역(Pre-Transition Region, PTR)

천이이전영역에서는 $\gamma_x=0$ 이 되므로, 식 (2.3.3)의 우변 첫 번째 항은 소거된다. 이 때의 레이놀즈 전단응력을 난류모형에서 사용된 와점성을 이용하여 모형화하면,

$$-\overline{u'v'} = -\overline{u'v'} = \nu_{PTR} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.3.4)$$

가 된다. 여기서 $\nu_{PTR}=[V]_{PTR}[L]_{PTR}$ 이 되며, $[V]_{PTR}$ 과 $[L]_{PTR}$ 은 천이이전영역에서의 속도 척도와 길이 척도를 나타낸다. 천이이전영역에서의 속도 척도는 \sqrt{k} 로 나타낼 수 있다. 길이 척도는 난류영역에서 사용되는 혼합거리 모형을 이용하여 구하였다.

$$-\overline{u'v'} = l_{mx}^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.3.5)$$

여기서,

$$l_{mx} = \kappa y \cdot (1 - \exp(-y^+/A^+)) \quad (2.3.6)$$

이다. 천이이전영역에서의 레이놀즈 전단응력에 의한 운동량 전달은 난류영역에서처럼 유동의 특성에 따라 결정되지 않고 유체의 특성에 더 많은 영향을 받는다. 즉 이 영역에서의 운동량 전달은 벽면 좌표계에 비례하게 되는데, 이러한 성질은 난류영역에서의 아점성층(viscous sublayer)에서의 운동량 전달과 거의 비슷한 역할을 하고 있음을 의미한다. 식 (2.3.6)에 의하면 아점성층에서의 길이 척도는 y^2 으로 표현된다. 이를 천이이전영역의 길이 척도로 정하고 식 (2.3.4)에서의 천이이전영역 와점성을 모형화하면,

$$\nu_{PTR} \propto \sqrt{k} \cdot \kappa y \cdot \frac{y^+}{A^+} = C_{PTR} \frac{\nu}{u_\tau} \sqrt{k} y^{+2} \quad (2.3.7)$$

가 된다. 그러므로 벽면 근처에서 $\sqrt{k} \sim y$ 가 되어 $\nu_{PTR} \sim y^3$ 을 만족하게 된다. 여기서 C_{PTR} 는 감쇠영역의 크기를 나타내는 상수이다. $y=\delta$ 인 자유유동장에서의 조건을 식 (2.3.7)에 대입하여 다시 쓰면 다음과 같다.

$$C_{PTR} \sim k_\infty^{+1.5} / \delta_\infty^{+2} \epsilon_\infty^+ \quad (2.3.8)$$

여기서 δ_∞^+ 은 무차원 경계층 두께이고 k_∞^+ 와 ϵ_∞^+ 는 자유유동장에서의 난류에너지와 난

류에너지 소산률이다. 여기서 C_{PTR} 은 자유유동장의 조건에 따라 변함을 알 수 있다.

(나) 천이영역(Transition Region, TR)

천이영역에서의 레이놀즈 전단응력을 모형화하기 위해서는 식 (2.3.3)의 우변에 중괄호로 묶여진 두 항을 모형화해야 한다. $\gamma_x=1$ 인 난류영역에서 이 항은 기존의 난류모형을 만족해야 한다. 그리고 천이영역에서 운동량 전달은 주로 난류 반점(spot)에 의해 이루어지고 반점안에서의 혼합영역은 난류에서의 혼합영역보다 좁고 더구나 $\overline{u'v'}$ 에 의해서 감소효과도 나타나므로 (Volino & Simon 1994), 이를 하나의 수식으로 모형화하기 위해서는 혼합의 정도를 나타낼 수 있는 적절한 함수를 도입해야 한다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\gamma_y \overline{u'v'} + (1-\gamma_y) \overline{u'v'} = f_{mx} \nu_T \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.3.9)$$

여기서, ν_T 는 난류영역에서의 와점성이며 f_{mx} 는 완전 발달한 난류영역에서의 혼합 기작에 대한 천이영역에서의 혼합정도의 비를 나타내는, 혼합수준 함수를 나타낸다. 이 함수는 천이이전영역에서 0이고 난류영역에서는 1이 되어야 한다. 이 함수의 변수로서 천이영역에서 일반적인 분포를 지니는 유동방향의 간헐도 분포, γ_x 를 사용하면,

$$f_{mx} = C_{mx} + (1.0 - C_{mx}) \gamma_x^3 \quad (2.3.10)$$

가 된다. 여기서, C_{mx} 는 상수로서 f_{mx} 의 초기값으로 γ_x 가 0에서 이탈하는 순간(난류 반점이 형성되기 시작하는 때)에 발생하는 난류 반점과 완전발달된 난류영역에서의 ν_T 의 크기에 대한 상대적 크기를 나타낸다. 그리고 ν_T 는 $C_\mu f_\mu k^2 / \epsilon$ 으로 사용되는 감쇠함수 f_μ 에 따라 서로 다른 값을 지니게 됨을 알 수 있다. 이는 난류모형마다 사용되는 저레이놀즈 함수가 서로 다르기 때문이다.

식 (2.3.4)와 식(2.3.9)를 식 (2.3.3)에 대입하여 전체 레이놀즈 전단응력을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$-\overline{u'v'} = \nu_{TR} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.3.11)$$

여기서,

$$\nu_{TR} = \gamma_x f_{mx} \nu_T + (1 - \gamma_x) \nu_{PTR} \quad (2.3.12)$$

이다. 식 (2.3.12)를 바탕으로 ν_{TR} 을 속도 척도와 길이 척도로 표현하면 $\nu_{TR} = [V]_{TR}[L]_{TR}$ 이 된다. 이 식에서 $[V]_{TR}$ 은 \sqrt{k} 로 천이이전영역에서의 속도 척도와 일치하고, $[L]_{TR}$ 은 $f([L]_{PTR}, [L]_T)$ 로 표현된다. 이는 Volino & Simon (1994) 의 Octant 해석의 결과와 Wang & Zhou (1996) 의 주파수 분석 해석, 그리고 Blair (1992) 의 실험적 분석을 통한 결과와 일치한다.

(나) 간헐도 분포 (Streamwise intermittency factor)

천이영역에서 압력구배가 없을 경우 간헐도 함수 γ_x 는 식 (2.3.13)과 같이 보편적인 함수 형태를 지니고 있어 사용함이 용이하다.

$$\gamma_x = 1 - \exp(-0.412\zeta^2) = 1 - \exp(-\hat{n}\sigma(Re_x - Re_{xI})^2) \quad (2.3.13)$$

하지만 압력구배가 존재할 경우 간헐도 함수 γ_x 또한 보편적인 함수 형태를 지니고 있다고 보고되고 있지만, 그 식이 다소 복잡하고 각 연구자마다 서로 다른 개념을 사용하고 있어 사용함에 있어서 어려움이 많다. 본 연구에서는 압력구배의 영향을 간헐도 함수 γ_x 에 포함하게 되므로 그 식의 선택이 매우 중요하다. 지금까지의 천이영역에서 간헐도 실험식의 함수를 형태에 따라 대략 세 지로 구분될 수 있다: Steelant & Dick (1996), Gostclow et al. (1994), 그리고 Solomon et al. (1996) 의 것이다. 각 실험식의 특징을 살펴보면 다음과 같다.

Steelant & Dick (1996):

$$\gamma_x = \begin{cases} 0 & \text{if } x < x_t \\ 1 - \exp(\hat{n}\sigma(Re_x - Re_{xI})^2) & \text{if } x \geq x_t \end{cases} \quad (2.3.14)$$

여기서 $\hat{n}\sigma$ 는 난류반점형성율로 다음과 같다.

$$\frac{\hat{n}\sigma}{\hat{n}\sigma_{FP}} = \begin{cases} (474 Tu_t^{-2.9})^{1 - \exp(2 \times 10^6 K)} & K < 0 \\ 10^{-3227 K^{0.5985}} & K > 0 \end{cases} \quad (2.3.15)$$

천이가 진행되는 동안 난류반점형성율 $\hat{n}\sigma$ 의 값은 일정한 값을 지니며 천이의 시작점에서 결정된다. $\hat{n}\sigma_{FP}$ 는 압력구배가 없는 경우의 값으로,

$$\hat{n}\sigma_{FP} = 1.25 \times 10^{-11} Tu_t^{7/4} \quad (2.3.16)$$

이다. Re_{xt} , K , 그리고 Tu_t 는 천이의 시작점에서 각각 레이놀즈수, 가속도 계수, 그리고 자유유동 난류강도의 백분율(%) 값이다.

Gostelow et al. (1994):

$$\gamma_x = 1 - \exp(-0.412(x - x_t)^2 / \lambda^2) \quad (2.3.17)$$

여기서 λ 는 Narashima (Narashima et al. 1984) 의 정의에 의한 천이의 길이로 $\lambda = x(\gamma = 0.25) - x(\gamma = 0.75)$ 이다. 그 값은 붕괴(breakdown) 파라미터에서 구한다.

$$N = 0.412 Re_{\theta t}^3 / Re_\lambda^2 \quad (2.3.18)$$

여기서 유동조건이 역압력 구배인 경우 $\lambda_\theta < 0$, N 은

$$N = 0.86 \times 10^{-3} \exp(2.134 \lambda_{\theta t} \ln(Tu_t) - 59.23 \lambda_{\theta t} - 0.564 \ln(Tu_t)) \quad (2.3.19)$$

이고, 순압력 구배인 경우 $\lambda_\theta > 0$, N 은

$$N = N_0 \exp(-10 \sqrt{\lambda_{\theta t}}) \quad (2.3.20)$$

이다. Steelant & Dick (1996) 의 경우와 마찬가지로 N 값은 천이영역동안 일정하며 천이의 시작점에서 결정되는 상수이다. N_0 는 압력구배가 없을 때의 값으로 식 (2.3.19)을 통하여 구할 수 있다.

Solomon et al. (1996):

$$\gamma_x = 1 - \exp\left(-n \int_{x_t}^x \frac{\sigma}{\tan(\alpha)} \frac{dx}{U_e} \int_{x_t}^x \tan(\alpha) dx\right) \quad (2.3.21)$$

여기서 n 은 난류반점의 생성율로써 천이의 시작점에서 결정되고 천이영역동안 일정한 값을 지니는 상수로 다음의 식을 통하여 구할 수 있다.

$$N = n \sigma \theta_t^3 / \nu \quad (2.3.22)$$

N 은 Gostelow et al. (1994) 의 정의와 같은 것으로 식 (2.3.19)과 식 (2.3.20)을 통하여 구한다. 그리고 난류반점의 형상 파라미터로서 α 와 σ 는

$$\begin{aligned} \alpha &= 4 + (22.14 / (0.79 + 2.72 \times \exp(47.63\lambda_\theta))) \\ \sigma &= 0.03 + (0.37 / (0.48 + 3.0 \times \exp(52.9\lambda_\theta))) \end{aligned} \quad (2.3.23)$$

이다. 여기서 위 두 파라미터는 다른 두 경우와 달리 천이영역동안 압력구배의 영향에 따라 그 값이 변한다.

위에서 천이의 시작점은 Mayle (1991) 가 제안한 다음의 식에서 구한다.

$$Re_{\theta t} = 420 Tu^{-0.69} \quad (2.3.24)$$

위 식은 압력구배가 없고 자유유동 난류강도가 다소 높을 경우에 해당되는 식으로, Tu 와 $Re_{\theta t}$ 는 천이가 시작하는 위치에서의 자유유동 난류강도와 운동량 두께 레이놀즈 값이다.

(2) 천이 $k-\epsilon$ 모형

정상상태의 비압축성 유동장에서 난류에너지 k 에 대한 방정식은 다음과 같다.

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = D_k + T_k + \Pi_k + P_k - \epsilon \quad (2.3.25)$$

여기서, $D_k = \nu k_{,j,j}$, $T_k = -\overline{(u_j k)}$, $\Pi_k = (1/\rho) \overline{(u_j p)}$, $P_k = -2 \overline{u_i u_j S_{ij}}$, 그리고 $\epsilon = \overline{\nu u_i u_{j,i}}$ 이다. 난류 생성항인 P_k 은 앞절의 레이놀즈 응력의 모형으로 전개할 수 있다. 그리고, 난류 이송항인 T_k 는 완전 발달된 난류 유동장에서와 같은 모형으로 가정한다. Voke & Yang (1995) 의 천이 시나리오에 의하면 천이를 주도하는 항은 난류 생성항이고, 압력항 Π_k 는 천이영역에서 아무런 영향을 미치지 못한다. 하지만 앞전에서는 그 비중이 크며 이 항에 의하여 외부 교란이 경계층 내로 전환되어 하류로 가면서 증폭된다. 그러나 이에 대한 정확한 메커니즘이 알려지지 않은 상태이며, 천이영역에서는 그다지 큰 영향을 미치지 못하므로 본 연구에서 이 항에 대한 모형을 생략하였다. 이러한 일련의 과정을 통하여 구한 k 방정식을 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_{TR}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + P_k - \epsilon \quad (2.3.26)$$

여기서,

$$P_k = -2 \overline{u' u' S_{ij}} = \nu_{TR} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \frac{\partial U}{\partial x} \quad (2.3.27)$$

이다. 또한 $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ 로 표현되고 평균 전단율을 나타낸다. 천이영역에서는 $\overline{u'^2} \gg \overline{v'^2}$, $\overline{u'^2} \gg \overline{w'^2}$ 이므로 $\overline{u'^2} \approx 2k$ 이 되어,

$$\overline{u'^2} - \overline{v'^2} = C_{uw}k \quad (2.3.28)$$

이 된다. 여기서 C_{uw} 값은 난류영역에서 0.33을 만족해야 하므로

$$C_{uw} = 0.33 + 1.67(1 - \gamma_x^3) \quad (2.3.29)$$

으로 한다.

일반적으로 천이영역에서의 소산을 발달은 스펙트럼 분석 결과에 의하면 난류 에너지의 발달보다 더 빠르다. 이 현상을 계산모형에 고려하기 위하여 ϵ 방정식에 사용되는 감쇠함수는 난류영역에서 사용하는 감쇠함수를 그대로 사용한다. 그러면 ϵ 방정식에서 천이영역은 와점성만으로 표현되고 모형상수는 일반 $k-\epsilon$ 모형의 상수를 사용한다. 따라서 천이영역에의 ϵ 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_{TR}}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + C_{e1}^* f_1 \frac{\epsilon}{k} P_{TR} - C_{e2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} + E \quad (2.3.30)$$

표준 $k-\epsilon$ 에서는 식(2.3.19)의 두 번째 항은 과도한 난류의 성장을 억제하기 위해 도입되었다. 그리고 상수 C_{e1} 은 난류영역의 평형상태에서 von Karman 상수 0.41을 갖는 벽법칙을 만족하도록 하기 위해 결정된다. 그러나 천이영역에서는 이러한 평형상태가 존재하지 않으므로 상수 C_{e1} 를 천이영역에서 사용하기 위해서는 수정되어야 한다. 천이이전 영역에서 유동방향의 속도 섭동량이 성장하며, 천이의 시작점에서 과도하게 난류 에너지가 성장하게 되는데 이를 감쇠시킬 수 있어야 한다. 여러번의 계산을 통하여 구한 상수 C_{e1} 의 값은 다음과 같다.

$$C_{e1}^* = C_{e1} \{ 1 + 0.1(1 - \gamma_x^2) H(\gamma_x) \} \quad (2.3.31)$$

여기서 H 는 Heaviside 함수이다. 그리고 사용된 모형 상수, C_μ , C_{e1} , C_{e2} , σ_k , σ_ϵ 들은 사용할 저레이놀즈 난류 모형에 따라 결정된다. 식 (2.3.30)의 마지막 항인 E 항 또한 사용할 난류 모형에 따라 결정된다. 예로 Yang & Shih (1993) 모형의 경우, $E = \gamma_x f_{mix} \nu_T (\partial^2 U / \partial y^2)$ 가 되고, Nagano & Tagawa (1990) 모형의 경우 $E = 0$ 이다. 여기

서 $\gamma_x f_{mix} \nu_T$ 는 천이영역에서의 와점성의 난류 성분해에 해당한다. 천이이전영역에서는 γ_x 가 0이 되므로, 식 (2.3.12)에 의하면 ν_{TR} 은 ν_{PTR} 이 되고 E 항은 사라지게 된다. 그리고 식 (2.3.30)에 사용되고 있는 감쇠함수로 천이이전영역에서는 $f_1 = f_{PTR1} = 0.9$ 와 $f_2 = f_{PTR2} = 1 - \exp(-y^+)$ 로 정하였다. 이 함수들로 천이이전영역에서의 유동방향의 속도 섭동량의 성장을 실험값과 근사하게 예측할 수 있다.

(3) 계산 방법

본 연구에서 제안한 천이 경계층 난류모형을 압력구배가 존재하는 평판의 경우에 대하여 적용하였다. 방정식의 해를 구하기 위해서 사용된 프로그램은 Wilcox의 포물선형 (parabolic) 경계층 프로그램인 EDDYBL이다 (Wilcox 1998). 계산의 시작은 천이이전영역인, 앞전에서 10mm 떨어진 곳에서 시작하였으며 초기조건으로는 다음과 같은 분포를 가정하였다.

$$\begin{aligned} k &= k_0 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \\ \epsilon &= \max \left\{ \epsilon_0; \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \right\} \end{aligned} \quad (2.3.32)$$

여기서 k_0 와 ϵ_0 는 계산 시작점에서의 자유유동 난류운동에너지와 운동에너지의 소산율이다. 여기서, $\epsilon_0 = k_0^{3/2} / l_{\epsilon_0}$ 로 표현되며, 자유유동장의 난류 길이척도 l_{ϵ_0} 는 자유유동장의 난류강도 감쇠 곡선이 실험식과 일치하도록 하여 구한 값을 사용하였다.

ϵ 방정식에서 $\gamma = 0$ 인 경우의 벽면 조건은 식 (2.3.30)에서 구할 수 있다.

$$\epsilon_{wPTR} = \nu \partial^2 k / \partial y^2 \quad (2.3.33)$$

천이영역에서의 벽면조건은 간헐도에 의한 평균값으로 표현한다.

$$\epsilon_{wTR} = \gamma \epsilon_{wT} + (1 - \gamma) \epsilon_{wPTR} \quad (2.3.34)$$

여기서 ϵ_{wT} 는 선정되는 저레이놀즈 $k-\epsilon$ 모형의 벽면 조건을 따른다.

사용된 천이 $k-\epsilon$ 모형의 방정식을 난류 경계층까지 확장하기 위해서는 저레이놀즈 $k-\epsilon$ 난류 모형을 사용해야 하는데, 본 연구에서는 Yang & Shih (1993)의 모형은 DNS를 기본으로 하여 개발되었으며 본 연구에서 제시된 ϵ 의 계산방법과 동일한 모형이다. 한편 Nagano & Tagawa (1990)의 모형은 공학적으로 많이 사용되는 모형이며 ϵ 의 계산방법은 위와 동일한 모형이다.

다. 결과 및 고찰

(1) 예비계산을 통한 계수 결정

인용한 실험자료는 Rollce-Royce (1993) 에서 수행된 T3 시리즈의 실험결과중 압력구배가 없는 경우는 T3A, T3B, T3AM 그리고 압력구배가 존재하는 경우는 박리현상이 발생하지 않는 것으로 T3C1, T3C2, T3C5로 선택하였다. T3A는 $Tu=3\%$ 이며, 자유유동장의 평균속도는 $U_\infty=5.2m/s$ 이다. T3B는 $Tu=6\%$ 로 T3A보다 다소 높으며, 자유유동장의 평균속도는 $U_\infty=9.4m/s$ 이다. T3AM는 $Tu=1\%$ 이고, $U_\infty=19.8m/s$ 이다. T3C 시리즈는 동일한 압력계수 (C_p)를 지니고 있으나, 앞전에서의 속도와 자유유동장 난류강도가 서로 달라 천이의 시작과 길이 그리고 압력구배가 다르다. T3C1의 경우 앞전에서의 자유유동장 난류강도는 $Tu=7.4\%$ 이며, 평균속도는 $U_e=6.0m/s$ 이다. T3C2는 $Tu=3.0\%$ 로 T3C1보다 다소 낮으며, 자유유동장의 평균속도는 $U_e=5.0m/s$ 이다. T3C5는 $Tu=2.6\%$ 이고, $U_e=9.0m/s$ 이다. 그리고 식 (2.3.7)에 사용된 계수 C_{PTR} 은 실험조건에 따라 서로 다르다. 압력구배가 없는 T3A의 경우 C_{PTR} 은 3.0×10^{-4} 이고, T3B의 경우에는 6.0×10^{-4} 이며, T3AM은 3.0×10^{-5} 이다. 압력구배가 존재하는 경우의 천이이전영역에서의 와점성 계수 C_{PTR} 을 설정하기 위해 예비계산을 수행한 결과, 압력구배의 영향은 거의 없고 자유유동 난류강도의 영향을 크게 받는다는 것을 확인하였다. 따라서 C_{PTR} 은 압력구배가 없을 때와 마찬가지로 앞전에서의 자유유동 난류강도에 의한 것으로 설정하였다. T3C1의 경우는 T3B와 비슷한 자유유동 난류강도를 가지므로 6.0×10^{-4} , T3C2는 T3A와 같은 난류강도를 지니므로 3.0×10^{-4} 으로 하였다. 그리고 T3C5의 경우는 T3C2보다 작은 값은 2.5×10^{-4} 로 설정하였다. Fig. 2.3.1에서는 압력구배가 존재하는 경우에 대하여 압력계수 (C_p)와 각각의 가속계수를 나타내었다. Fig. 2.3.1에서 화살표는 천이의 시작과 끝을 표시한 것이다. 천이가 가장 먼저 발생한 경우는 T3C1이고 가장 늦게 시작된 경우는 T3C2이다. 이를 통해서 천이의 시작점은 자유유동 난류강도 뿐만아니라 압력구배에 따라 크게 영향을 받는 것을 알 수 있다.

압력구배가 없는 경우 천이의 시작점은 식 (2.3.24)로 구할 수 있다. 하지만 압력구배가 존재하는 경우의 천이의 시작점을 구하는 방법은 다소 부정확하다. 식 (2.3.24)에서의 천이 시작점을 구하기 위한 조건은 난류강도의 영향이 압력구배 영향보다 큰 경우이다. T3C5의 경우($Tu_t < 1\%$)는 T3C1과 T3C2와는 달리 난류강도보다 압력구배의 영향을 받으므로 식 (2.3.28)을 사용할 수 없다. 따라서 천이의 시작점은 각각의 간헐도 실험식을 사용했을 때 가장 좋은 결과를 낼 수 있는 최적의 값으로 설정하였다.

그리고 f_{mx} 의 식 (2.3.10)에서 C_{mx} 는 선정된 저레이놀즈 난류 모형에 따라 변한다. 그

이유는 각각의 난류 모형들은 서로 다른 형태의 f_μ 를 제공하고 있기 때문이다.

$$C_{mix} = C_{TM} \cdot Tu_i^{0.7}$$

여기서 상수 C_{TM} 는 사용될 난류 모형에 대응하는 상수값이고, Tu_i 는 천이 시작점에서 자유유동장 난류강도를 백분율로 나타낸 값이다. Yang & Shih (1993)의 모형의 경우 C_{mix} 는 0.10이며 Nagano & Tagawa (1990)의 모형의 경우 0.16이다. C_{mix} 는 천이의 시작점에서 초기 난류 성분의 상대적 비를 나타낸다. 본 연구에서는 두 모형으로 계산을 수행한 결과 Nagano & Tagawa (1990) 모형일 때 표면마찰계수의 예측에서 더 나은 성능을 나타내었다. 그 외 부분에서는 거의 같은 결과를 보였다. 앞으로 언급될 모든 결과는 Yang & Shih (1993) 모형을 사용했을 때의 결과이다.

(2) 압력구배가 없는 천이영역

압력구배가 없을 경우 식 (2.3.14), 식(2.3.18), 식(2.3.21)의 세 가지 간헐도 방정식은 모두 식 (2.3.13)과 같은 형태를 취한다. Fig. 2.3.2는 표면마찰계수로 세 경우 모두 실험값을 잘 예측하였다. 또한 천이의 시작점은 실험식을 이용하였기 때문에 성능평가가 어렵지만 천이의 길이와 변화율은 실험값과 비슷한 결과를 보여준다. 천이이전영역에서 Blasius 분포 곡선에서 천이로 진행해 가면서 조금씩 벗어나기 시작하는 현상을 잘 예측하고 있다. Fig. 2.3.3은 형상계수를 나타낸 것으로 층류영역에서는 2.6이며 천이영역을 거쳐 난류영역에서는 1.4가 된다. T3AM의 경우 천이이전영역에서 실험값보다 약 4%정도 작게 예측하였으며 천이영역에서는 급격히 감소함을 보였다. 그러나 T3A와 T3B의 경우는 천이이전영역에서의 변화와 천이영역에서의 변화를 비교적 정확히 예측하고 있다.

Fig. 2.3.4 천이영역동안 평균 속도 분포를 벽면 좌표, y^+ 에 관하여 나타내었다. 천이이전영역에서의 평균속도 분포는 Blasius 분포곡선과 일치하였다. 전체적으로 자유유동장에서의 속도값이 실험값과 계산값에 약간의 차이를 나타낸다. 이는 정확하게 알 수 없지만, 계산을 수행할 때 압력구배가 없는 조건의 경우는 자유유동장의 속도 성분을 일정하게 놓는 반면 실제 실험을 통해 계측을 할 경우에는 완벽하게 압력구배를 없앨 수 없기 때문에 자유유동장의 속도 값을 일정하게 유지할 수 없음에 기인하는 것으로 추측된다. 이를 제외하면 천이영역에서의 평균속도 분포에 대한 예측성능이 매우 높다.

Fig. 2.3.5은 경계층 내에서의 u' 의 최대값을 Launder & Sharma (1974)의 모형과 비교하여 나타낸 것이다. 계산결과를 보면 PTR에서 u' 의 최대값이 Re_x 에 비례하는 현상을 잘 예측하고 있으며, 특히 천이영역에서 u' 의 값이 증가하였다가 감소하는 현상도 잘 예측하고 있다. 한편 T3AM의 경우 천이영역에서는 계산값이 실험값보다 작게 예측된다. 이러한 이유는 T3AM의 경우 T3A나 T3B의 경우보다 비등방성이 크기 때문에 나타나는 현상으로 사료된다.

Fig. 2.3.6는 세 가지 경우에 대해 실험값과 계산 값을 Re_x 와 u' 로 나타낸 것이다. 여기서 계산값에 대한 u' 로 $\sqrt{2k}$ 를 적용하였다. 왜냐하면 천이이전영역에서는 $u' \gg v'$, $u' \gg w'$ 이므로, $k \approx u'^2/2$ 가 되기 때문이다. Fig. 2.3.6를 보면 모든 경우에서 u' 의 최대값과 그 위치 그리고 분포경향을 잘 예측하고 있다. Fig. 2.3.6의 (a)와 (c)의 경우 벽면 근처에서는 Re_x 값이 작을 때 u' 를 20%정도 과도하게 예측하고 있다. 이러한 이유는 v' 실험값을 분석해 보면 알 수 있는데, 경계층내의 벽면 근처($y/\delta \ll 0.1$)에서 v' 는 u' 의 30%이상이 되기 때문이다. 특히 벽면 근처에서는 2차원 유동이 아니라 줄무늬의 3차원 유동에 가깝기 때문에 v' 와 w' 의 값이 매우 크다. 만약 v' 와 w' 를 u' 의 1/2로 가정하면 $\sqrt{2k}$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \sqrt{2k} &= u' \sqrt{1 + (v'/u')^2 + (w'/u')^2} \\ &\approx \sqrt{1.5} u' \\ &\approx 1.2u' \end{aligned}$$

따라서 벽면 근처에서는 u' 의 계산값이 실험값보다 20% 크게 예측되어야 한다. 반면에 $y/\delta > 0.8$ 부근에서는 등방성 조건에 의하여 $\sqrt{2k} \approx \sqrt{3}u'$ 가 되므로 계산값 $\sqrt{2k}$ 이 실험값 u' 보다 약 70% 크게 나타난다. 한편 Re_x 가 큰 경우에는 벽면 근처에서 u' 를 비교적 정확히 예측하고 있는데, 이는 경계층이 발달하면서 u' 의 값이 매우 빠르게 성장하고 있기 때문이다.

(3) 압력구배가 있는 천이영역

압력구배가 없다면 $F(\gamma) = [-\ln(1-\gamma)]^{1/2}$ 의 값은 x 에 비례하게 된다. Narahima et al. (1984) 과 Blair (1992) 의 실험 결과를 바탕으로 천이영역동안 압력구배가 일정하거나 변하는 경우 $F(\gamma)$ 의 거동을 살펴보았다. Fig. 2.3.7에서 보는 바와 같이 압력구배가 존재할 경우에, γ 값이 작을 때와 클 때의 $F(\gamma)$ 의 직선 형태가 꺾이는 형태인 "sub-transition" 현상이 발생하고 더 이상 선형적 관계를 형성하지 못한다 (Narashima et al. 1984). Fig. 2.3.8은 Fig. 2.3.7의 $F(\gamma)$ 를 $F^2(\gamma)$ 에 대한 주유동방향 x 에 관하여 나타내었다. Fig. 8에서 $F^2(\gamma)$ 의 거동이 압력구배의 영향에 따라 x^2 에서 x^6 까지 임을 알 수 있다. 순압력구배가 작은 경우 (DFU3와 K20G1)와 역압력구배의 경우 (DAU1)는 간헐도가 x^6 에 비례하고, 그 보다 압력구배가 클수록 x^4 에서 x^2 (K75G3의 경우)에 비례하는 거동을 보이고 있다.

만약 천이영역동안 압력구배의 변화가 크지 않다고 가정한다면 $K = (\nu/rU_e^2)(dU_e/ax) = (1/2)K_1x^* + K_0$ 로 표현할 수 있다. 여기서 x^* 는 무차원 변수로서, $x^* = (x-x_i)/L_i$ 로 정의 되고, $L_i = x_e - x_i$ 이다. 그러면,

$$\frac{dU_e}{U_e^2} = \left(\frac{1}{2} \frac{K_1}{\nu} x^* + \frac{K_0}{\nu} \right) dx \quad (2.3.35)$$

가 되어 천이의 시작점 x_t 에서 그 이후의 임의지점 x 까지 적분하여 속도를 구하면 다음과 같다.

$$\frac{U_t}{U_e} = 1 - Re_{L_t}(K_1 x^{*2} + K_0 x^*) \quad (2.3.36)$$

여기서 $Re_{L_t} = U_t L_t / \nu$ 이다. 이를 이용하여 각 간헐도 실험식에 대입하여 간헐도의 거동을 살펴보자.

Steelant & Dick 의 경우;

$$F_{ST}^2(\gamma) \sim (Re_x - Re_{xt})^2 \sim \left(\frac{x}{1 - Re_{L_t}(K_1 x^{*2} + K_0 x^*)} - x_t \right)^2 \quad (2.3.37)$$

Gostelow et al. 의 경우;

$$F_{GO}^2(\gamma) \sim (x - x_t)^2 \quad (2.3.38)$$

Solomon et al. 의 경우;

천이영역에서 압력구배의 변화가 작으므로 난류반점 파라미터 σ 와 α 는 일정한 값을 지닌다고 가정하면 다음과 같이 된다.

$$F_{SO}^2(\gamma) \sim (x - x_t) \int_{x_t}^x \frac{ax}{U_e} \sim \{x^{*2} - Re_{L_t}(K_1 x^{*4} + K_0 x^{*3})\} \quad (2.3.39)$$

먼저 압력구배가 일정한 경우 ($K_1=0$), 천이영역동안 압력구배 K 에 대한 척도분석을 하면 $K \sim (\nu/U_t^2)(\Delta U/L_t)$ 가 되어 $Re_{L_t} \cdot K \sim (\Delta U/U_t)$ 이다. 여기서 천이영역의 길이에 대한 실험식으로 Abu-Ghannam & Shaw (1980) 의 $Re_{L_t} = 16.8 Re_{xt}^{0.8}$ 와 Mayle (1991) 의 $Re_{L_t} = 75 Re_{xt}^{5/4}$ 을 이용하여, bypass 천이의 경우 Re_{L_t} 의 최대값을 구해 보면 대략 1.0×10^6 정도이다. 즉 천이가 $Re_x \approx 1.0 \times 10^6$ 지점에서 시작된다고 가정하면 (bypass의 천이의 경우에는 이보다 훨씬 빨리 발생한다), $Re_{L_t} \sim 1.0 \times 10^6$ 가 된다. 즉 압력구배계수

K 의 값이 1.0×10^{-6} 정도 보다 작은 경우, $\Delta U/U_i \ll 1$ 의 조건을 만족하게 된다. Fig. 2.3.8에서 위와 조건을 만족하는 경우(K20G1, K20G2, K75G2, K75G3)를 살펴보도록 한다. 그러면 Steelant & Dick (1996)의 경우

$$F_{ST}^2(\gamma) \sim \left(\frac{x}{1 - Re_L K x^*} - x_t \right)^2 \propto x^4$$

가 되고, Gostelow et al. (1994)의 경우는

$$F_{GO}^2(\gamma) \sim (x - x_t)^2 \propto x^2$$

이다. 그리고, Solomon et al. (1996)의 경우는

$$F_{SO}^2(\gamma) \sim (x^{*2} - Re_L K x^{*3}) \propto x^3$$

가 된다. 위 세 실험식과 Fig. 2.3.8와 비교해 보면 Steelant & Dick (1996)의 실험식의 거동이 실험값의 거동과 매우 흡사함을 알 수 있다.

Fig. 2.3.8를 보면 대체로 압력구배가 매우 낮은 때는 x^6 , 보통일 경우 x^4 이고 압력구배가 클 때는 x^2 에 가까운 거동을 보인다. 만약에 압력구배가 낮지만 천이영역동안 서서히 변할 때 즉 $K_1 \neq 0$ 인 경우, 각각의 간헐도 실험식을 보면 $F(\gamma)_{ST}^2 \propto x^6$, $F(\gamma)_{GO}^2 \propto x^2$, $F(\gamma)_{SO}^2 \propto x^4$ 가 되어 압력구배가 다양하게 변화할 경우 천이영역의 전반부의 경우 Steelant & Dick (1996)의 실험식이 실험값과 가장 근사한 거동을 보인다.

앞에서 살펴본 결과 간헐도의 거동이 가장 좋은 Steelant & Dick (1996)의 실험식을 이용하여 본 연구에서 제시된 천이 $k-\varepsilon$ 모형에의 적용에 대하여 엄밀히 다루고자 한다. 실험식을 사용함에 있어서 천이의 시작점의 위치에 따라 실험식의 분포가 달라진다. 특히 역압력구배의 경우 천이의 시작점은 일반적으로 사용되는 $\gamma \approx 0.01$ 에서의 값이 아니라, $\gamma > 0.5$ 영역에서 $F(\gamma)$ 값을 직선으로 연장했을 때 그 연장선이 x 축과 만나는 점을 천이의 시작점으로 삼고 있다. 이 때를 "effective" 천이 시작점이라 한다 (Narashima et al. 1984). 그리고 effective 천이 시작점은 Abu-Ghanam & Shaw (1980)의 천이 시작에 대한 실험식과 같은 값을 지님을 보고하였다. 본 연구에서도 이와 같은 방법으로 effective 천이 시작점을 찾아서 사용하였다. 이 때의 위치는 Narashima & Dey (1985)에서 언급하고 있듯이 실제 천이가 발생하는 지점 ($\gamma \approx 0.01$)과 $\gamma = 0.25$ 가 되는 위치의 사이에 있는 지점으로, 대략 표면마찰계수가 최소가 되는 지점에 해당한다. 그리고 역압력구배의 실험식에서의 자유유동장의 난류강도는 앞전에서의 난류강도를 이용하고 있는데, 본 연구에서 이용한 Test case에서 천이가 발생하는 영역에서의 자유유동 난류강도를 기준으로

했을 때 앞전까지 확장하여 본 결과 천이의 시작점에서의 자유유동 난류강도의 거의 같은 값을 지니고 있어, 천이의 시작점에서의 난류강도를 그대로 이용하였다. 순압력구배의 경우에도 이와 같은 방법으로 간헐도 실험식에 이용될 압력구배값을 effective 천이 시작점에서의 압력구배값을 사용하였다.

Fig. 2.3.9에서는 표면마찰계수를 나타내었다. 천이의 시작과 길이 그리고 성장에 대한 예측이 매우 향상되었다. T3C5의 경우에는 실험값보다 낮게 예측되는데, 이는 간헐도값이 실험값보다 낮게 예측되어 와점성이 늦게 난류의 값으로 회복되기 때문이다. 이러한 현상은 T3C2의 경우에도 나타난다.

전체 경계층의 형상계수 변화는 Fig. 2.3.10에 나타내었다. 천이이전영역과 천이영역에서의 변화를 실험값과 근사하게 예측하고 있다. T3C2와 T3C5의 경우, $x < 0.2m$ 인 영역에서 낮게(약 1%) 예측되는데 이는 천이이전영역의 모형화에서 압력의 영향을 고려하지 않았기 때문인 것으로 사료된다.

Fig. 2.3.11에 나타난 천이영역에서 평균 속도장을 보면, 대체로 천이 후반부에서 각 경우마다 오차를 보임을 알 수 있다. Fig. 2.3.11(a)는 속도가 빨리 난류로 천이해 가고, Fig. 2.3.11(b)에서는 천이 속도가 마지막에 늦어짐을 알 수 있다. 한편 Fig. 2.3.11(c)의 경우는 후반부에서 난류로의 천이가 빨랐다가 다시 늦어지고 있다. 즉 천이의 후반부($\gamma > 0.5$)에서 천이의 성장 예측 결과가 압력구배의 변화에 따라 빨라지거나 느려지는 현상이 발생하는 이유는 Steelant & Dick (1996)의 간헐도 실험식에서 난류반점형성율(spot formation rate)이 일정하다는 가정 때문이다. 그러므로, x^* 가 1.0에 근사해 가는 경우 $F^2(\gamma)$ 의 거동이 실험과 다소 차이게 보이게 된다. 이를 해결하기 위해서는 Solomon et al. (1996)의 경우처럼 천이가 진행됨에 따라 난류반점형성율이 변하는 실험식을 개발해야 한다.

4. 박리/재부착 유동에 대한 난류모형의 개발 및 적용

가. 박리-재부착 유동에 대한 난류 모형의 개발

(1) 비선형 모델의 개발

박리-배부착에 의하여 발생되는 재순환영역에서의 유동의 정확한 해석을 위해서는 난류점성계수의 비등방성을 반영하고, 유선 곡률에 대한 예측 성능 향상을 필요로 한다. 그래서 본 연구에서는 비선형 항을 도입하여 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 단점을 보완하였다.

$$N.L. = \alpha_1 \frac{k^3}{\varepsilon^2} (S_{ik}\omega_{kj} + S_{jk}\omega_{ki}) + \alpha_2 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(S_{ik}S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl}S_{kl}\delta_{ij} \right) + \alpha_3 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(\omega_{ik}\omega_{kj} - \frac{1}{3} \omega_{kl}\omega_{kl}\delta_{ij} \right) \quad (2.4.1)$$

여기서 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 는 전단변형률의 함수로 이루어진다. 그러나, Speziale (1998)는 식 (2.4.1)의 3번째 항이 회전유동에서 이상거동을 보이는 모순된 항이라고 지적하였다. 본 모델에서는 Speziale (1998)가 지적한 바와 같이 $\alpha_3 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(\omega_{ik}\omega_{kj} - \frac{1}{3} \omega_{kl}\omega_{kl}\delta_{ij} \right)$ 는 제외되었다. 또한 식 (2.4.1)은 벽면효과가 고려되지 않은 영역에서의 모형이며, Gatski & Speziale (1993)는 모순된 항이 제외된 식 (2.4.1)을 이용하여 자유전단난류에서만 모델 평가를 행하였다. 본 모형에서는 ν_t 가 벽면효과 뿐 아니라 비평형 효과가 고려되었다는 점과 $k^2/\varepsilon \sim \nu_t$ 의 관계를 이용하여 다음과 같이 수정하였다.

$$N.L. = \alpha_1 \nu_t \frac{k}{\varepsilon} (S_{ik}\omega_{kj} + S_{jk}\omega_{ki}) + \alpha_2 \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \left(S_{ik}S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl}S_{kl}\delta_{ij} \right) \quad (2.4.2)$$

난류 열유속은 대수적 모형 기법을 적용하면 $\overline{u_i\theta} = \frac{2k/\varepsilon(P_{i\theta} + \phi_{i\theta} - \varepsilon_{i\theta})}{(P_k/\varepsilon - 1) + \frac{1}{R}(P_\theta/\varepsilon_\theta - 1)}$ 와

같이 표현된다. R은 시간척도비로서 $R \equiv (k_\theta/\varepsilon_\theta)/(k/\varepsilon)$ 로 정의된다. $P_{i\theta}$ 는 난류열유속의 생성항이며, $\phi_{i\theta} - \varepsilon_{i\theta}$ 는 Gibson & Launder (1978)가 도입한 모델을 사용하였다.

$$\phi_{i\theta} - \varepsilon_{i\theta} = -C_{1\theta} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i\theta} - C_{2\theta} P_{i\theta} \quad (2.4.3)$$

$C_{1\theta} = 3.0, C_{2\theta} = 0.33$ 을 취하였다. 평형상태를 가정하고 식(2.4.3)을 재배열하면

$$\frac{C_{1\theta}}{1 - C_{2\theta}} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i\theta} = -\overline{u_j\theta} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.4.4)$$

와 같은 implicit한 형태의 난류열유속을 얻을수 있다. 그러나 implicit한 형태로부터는 역행렬을 구하는데 있어서 수치적인 불안정성으로 인하여 안정된 해를 구하기가 어렵다. 본 연구에서는 explicit한 방법을 제안하고자 한다.

$$b_{j\theta} = f_\lambda C_D^{-1} \left(\delta_{jb} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} - \frac{\partial U_j^*}{\partial x_p} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} + \frac{1}{2} \varepsilon_{jmn} \varepsilon_{pkl} \frac{\partial U_k^*}{\partial x_m} \frac{\partial U_l^*}{\partial x_n} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} \right) \quad (2.4.5)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial x_j} \equiv \frac{C_{1\theta}}{1 - C_{2\theta}} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \frac{1}{T_{ref}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial U_i^*}{\partial x_j} \equiv \frac{C_{1\theta}}{1 - C_{2\theta}} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.4.7)$$

(2) 개발된 비선형 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모델의 적용

후향계단유동에서 유동장의 특성을 단적으로 살펴볼 수 있는 것은 벽면에서의 마찰계수인 C_f 이다. 본 모델에 의해 예측된 C_f 를 무차원화된 유동방향좌표인 X^* 에 따른 변화가 실험결과와 함께 Fig. 2.4.1에 비교되어 있다. X^* 는 X_R (재부착길이)로 무차원된 값으로 $X^* \equiv (X - X_R)/X_R$ 로 정의된다. 본 절에서의 유동 조건은 별도의 언급이 없을 경우, 레이놀즈수는 28,000이며 입구에서의 경계층 두께(δ/H)는 1.1이다. 특히, 후향계단유동에 있어서 가장 특징적인 부분인 재순환영역에서의 마찰계수를 살펴볼 때, 선형모델은 벽면에서의 속도구배를 과다예측하고 있는 반면 본 비선형 모델은 거의 정확히 실험 결과를 예측하고 있다. 재순환 영역에서는 단순한 유동과는 달리 레이놀즈 상사가 더 이상 타당성을 갖지 못하는데 그 한 예로써 Fig. 2.4.2와 같이 $Pr_t = \text{constant}$ 인 경우를 들 수 있다. 유동장에 대하여 선형 또는 비선형 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모델을 사용하고 온도장에서는 $Pr_t = \text{constant}$ 인 경우에는 실험치와 비교하였을 때 상당히 과다예측을 하고 있다. 비선형 모델의 경우에도 난류 프란틀수가 일정하다고 가정했을 경우에는 선형모델의 경우에 비해 다소 개선되었지만, 상당히 과다예측하고 있다. 반면 본 모델은 실험 결과를 거의 정확히 예측하고 있다. 특히 재순환영역과 같이 비평형효과가 나타나고, 유선 곡률에 따른 비선형효과가 나타날 경우에도 본 모델은 우수한 예측성능을 보이고 있다. 이 결과로 미루어 볼 때, 온도장이 유동장에 대해 수동적인 물리량이지만, 난류확산계수를 난류점성계수와 비례하는 물리량으로 가정하는 레이놀즈 상사를 박리-재부착유동에 적용하는 것은 다소 무리가 있다고 사료된다. 후향계단 유동의 특성 길이 척도를 재부착 길이라고 한다면, 온도장에 있어서는 Stanton수의 최대치(St_{\max})를 특성값이라 할 수 있다. Fig. 2.4.3에서는 이러한 St_{\max} 를 레이놀즈수의 변화에 따라 도시하였다. 선형 모델과 비선형 모델이 레이놀즈수의 증가에 따라 St_{\max} 가 감소함을 알 수 있다. 그러나, Fig. 2.4.3에서의 결과에서 미루어 짐작할 수 있듯이 선형 모델은 실험치에 비하여 상당히 과다예측하고 있다. 비선형 모델도 난류 프란틀수를 일정하다고 가정하였을 경우에는 다소 개선된 예측치를 보이지만 여전히 실험치와는 많은 차이를 보이고 있다. 본 연구에서의 대수적 열전달 모델은 난류 프란틀수의 개념이 필요없는 다방향구배에 의한 대수적 열유속모델을 도입하여 온도요동항이나 온도요동항의 소산율등의 추가적인 방정식의 해석 없이 열전달 현

상을 보다 정확히 해석하였다.

나. 박리-재부착 유동에 대한 난류 모형의 적용 : 후향계단 유동의 국소교란

난류 박리 및 재부착 유동에서 좋은 예측 성능을 지닌 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 후향 계단의 박리점에서의 주기적 국소 교란 유동에 적용하고자 한다. 레이놀즈수 ($Re_H = U_\infty H / \nu$)가 33,000이며, 무차원 주파수 (fH/U_∞)가 0.275, 1.5의 경우를 중심으로 Chun & Sung (1996)의 실험 결과와 비교 분석한다. 여기에서 U_∞ , H , ν 그리고 f 는 각각 입구유동 속도, 계단 높이, 동점성 계수 그리고 국소 교란의 가진 주파수를 나타낸다. 정상 상태에서의 열전달 현상의 실험 결과와의 비교와 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 경과에 따른 온도장, 난류 열유속 등의 분포를 통하여 특정 주파수에서 열전달이 증대되고 감소하는 현상을 분석하고자 한다.

(1) 수치기법 및 경계조건

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 적용성을 지닌 비엇갈림 격자계를 도입하였고, 이 격자계에서 발생할 수 있는 압력 진동 현상을 방지하기 위하여 모멘텀 보간법을 사용하였다. 압력보간은 SIMPLE 알고리즘을 개선시킨 SIMPLEC 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. 경계조건은 벽면에서는 $U_i = k = 0$, $\epsilon = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial n^2}$ 로 주어지며, 입구에서는 압력의 경우 $\partial P / \partial n = 0$ 이다. 온도장에서는 Fig. 2.4.4에서 가열이 되는 아랫 벽면에서는 실험에서와 같은 $q_w = 1.7 \text{ kW/m}^2$ 로 일정 열유속 경계조건이 주어지며, 이외의 벽면에서는 열전달이 발생하지 않는 조건 (adiabatic condition)이 주어졌다. 다른 물리량은 Rhee & Sung (2000)의 방법을 사용하여 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 경계조

건으로 사용하였다. 분사 각도는 Chun & Sung (1996)에서와 같이 유동 하류 방향으로 45도이며, 흡입은 분사 각도의 반대방향이다. 분사량은 Chun & Sung (1996)에서의 실험 조건과 일치시켰다.

(2) 계산 결과 및 해석

본 연구에서는 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델과 tensor 모델을 사용하여 Chun & Sung (1996)의 비정상 국소 교란 유동에서 벽면에서 일정한 열유속이 가해지는 경우에서의 열전달 현상을 수치 계산하고 물리적 현상을 파악하고자한다. Fig. 2.4.4에서는 대략적인 기하학적 형상과 좌표에 대해 도시하고 있다. X/H가 양수인 영역에서는 아랫벽을 통하여 일정한 열유속이 가해지고 있다. Rhee & Sung (2000)은 국소 교란이 가해지는 후향 계단 유동에서의 유동장 해석을 연구함에 있어서 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 사용하였다. 그들은 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델이 비정상 유동에서도 좋은 예측을 보여주고 있음을 밝히고 있다. 또한 Rhee & Sung (2000)은 후향 계단 유동에 그들이 개발한 tensor 모델을 일정한 열유속 경계조건과 일정한 온도 경계조건에 적용하여 좋은 예측 성능을 보여주고 있다.

후향 계단에서의 재부착 길이는 후향 계단 유동의 대표적인 길이 척도이다. 재순환 영역에서는 강한 혼합류가 발생하여 입구 유동의 모멘텀을 감소시키고 국부적으로 열전달 현상을 증가시키기도 한다. Fig. 2.4.5에서는 무차원 주파수 (fH/U_∞)에 따른 재부착 길이의 변화 (X_r/X_r)를 도시하고 있다. 재부착 길이가 가장 짧아지는 주파수는 Sigurdson (1995)이 주장한 바와 같이 고유 주파수 부근인 0.275이다. 본 수치해석 결과와 실험 결과를 비교하여 볼 때 대체로 유동 특성이 비슷함을 보여주고 있다. 특히 재부착 길이가 최소가 되는 최적 주파수는 실험과 본 수치결과가 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 모멘텀 교환을 대형와가 주도하고 있기 때문이다 (Rhee & Sung 2000). 또한 실험에서 발견된 고주파 영역에서의 재부착 길이가 증가하는 현상도 본 수치 연구에서 잘 예측하고 있다. 최적 주파수인 0.275 근방에서 실험치에 비하여 재부착 길이를 과다예측하고 있는데 이는 교란 크기의 차이에 따른 것이다. 실험과 수치 해석의 교란의 크기를 직접적으로 동일하게 하는 것은 어렵기 때문이다.

재순환 영역에서는 단순한 유동과는 달리 레이놀즈 상사가 더 이상 타당성을 갖지 못하는데 그 한 예로써 무차원 위치 ($X^*=(X-X_r)/X_r$) 에 대한 Stanton 수 ($St=h/U_\infty\rho c$) 를 도시한 Fig. 2.4.6에서의 $Pr_t=\text{constant}$ 인 경우를 생각할 수 있다. 이 경우 실험치(Vogel & Eaton 1985)와 비교하였을 때 상당히 과다예측을 하고 있다. 반면 본 tensor 모델은 실험 결과를 거의 정확히 예측하고 있다. 특히 재순환영역과 같이 비평형효과가 나타나고, 유선 곡률에 따른 비선형효과가 나타날 경우에도 본 모델은 우수한

예측성능을 보이고 있다. 이 결과로 미루어 볼 때, 온도장이 유동장에 대해 수동적인 물리량이지만, 난류확산계수를 난류점성계수와 비례하는 물리량으로 가정하는 레이놀즈 상사를 박리-재부착유동에 적용하는 것은 타당성이 결여되었다고 사료된다.

Fig. 2.4.5에서는 비정상 유동 예측에 대한 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 성능의 우수성을 보여주고 있으며, Fig. 2.4.6에서는 박리-재부착 유동에서의 열전달 현상 예측에 대한 tensor 모델의 성능을 보여주고 있다. 이와 같이 검증된 모델을 사용하여 후향계단의 박리점에서 국소 교란이 가해질 때, 열전달 현상이 어떻게 변화하는 지에 대해 Fig. 2.4.7부터 도시하고자 한다. 후향 계단 유동장에서 가장 중요한 길이 척도는 재부착 길이라고 할 수 있으며 온도장에서 이에 대응하는 값은 Stanton 수의 최대값이라 할 수 있다. Fig. 2.4.7에서는 국소 교란 주파수가 변화함에 따라 Stanton 수의 최대값이 교란이 없는 경우에 비하여 변화하는 양상을 보여주고 있다. 유동장에서 최적 주파수로 발견된 0.275의 경우 온도장에서도 열전달이 가장 활발하게 진행되고 있음을 알 수 있다. 또한 유동장에서 재부착길이 길어지는 1.5에서는 온도장의 경우에도 국소 교란이 없는 경우보다 오히려 열전달이 감소되는 현상을 발견할 수 있다. 온도장은 유동장의 직접적인 영향을 받으며 온도장에 영향을 미치는 요인중 가장 큰 역할을 하는 것을 반증한다.

Fig. 2.4.8에서는 열전달이 가장 활발히 일어나는 최적 주파수인 0.275와 열전달이 감소하는 1.5에 대한 Stanton 수의 분포를 X/H 에 따라 도시하였다. 국소 교란이 없는 경우와 비교하여 전반적으로 0.275일 경우에는 열전달이 향상되며 1.5의 경우에는 감소하는 양상을 보여주고 있다. 주목할 만한 점은 하류로 진행되면 국소 교란의 효과가 감소하여 거의 동일한 양상을 보인다. 이는 국소 교란의 영향이 재순환 영역에는 큰 영향을 미치지만 하류로 진행하면서 그 효과가 미미하여 진다는 것을 알 수 있다. 또한 최대값이 되는 위치도 Fig. 2.4.5의 재부착점과 유사하게 0.275는 상류로 이동하며 1.5의 경우에는 하류로 이동한다. 이러한 현상도 온도장이 유동장에 의해서 크게 좌우되는 것을 알 수 있게 한다.

난류 열전달에 있어서 가장 중요한 역할을 하는 것은 벽면에서의 수직 방향의 난류 열유속이라 할 수 있다. Fig. 2.4.9는 유동 방향 위치와 벽면으로부터의 높이의 변화에 따라 3차원적으로 난류 열유속이 변화하는 과정을 보여주고 있다. 최적 주파수인 0.275에서는, Fig. 2.4.9 (a)와 같이 박리점 부근 ($X/H=2$)에서 난류 열유속이 강한 부분과 약한 부분이 뚜렷이 대비되어 마치 기둥과 같은 모양을 지니고 있다. 벽면 부근의 유동이 활발한 섞임 현상 (Mixing)을 가지고 있기 때문에 1주기내에서 난류 열유속이 많은 변화를 나타내고 있다고 할 수 있다. 이러한 유동 구조는 하류로 진행함에 따라 점차 그 세력이 약화되어 가는 현상을 보이고 있다. 그러나 난류 열유속의 변화는 재부착이후의 재발달 영역에서도 세력이 약화되기는 하지만 계속 유지되고 있음을 알 수 있다. (a)와는 달리 국소 교란 주파수가 1.5인 경우인 Fig. 2.4.9 (b)에서는 시간에 따른 난류 열유속의 변화가 거의 발견되지 않고 있다. $fH/U_\infty=1.5$ 인 경우는 Chun & Sung (1996), Rhee & Sung (2000)에서와 같이, 재부착 길이가 증가하는 영역이다. Rhee & Sung (2000)이 언급했듯이 $fH/U_\infty=1.5$ 에서는 밀림 현상 (Pushing Effect)로 인하여 재부착 길이가 증가하는 영역인데, 온도장에서는 국소 교란으로 인하여 입구의 차가운 유체가 재순환 영역으로 침투하지 못하게

되는 방어 효과 (Blocking Effect) 때문에 벽면에서부터 가열된 유체가 재순환 영역에 정체되는 현상을 나타내고 있다.

Fig. 2.4.10 (a)는 $fH/U_\infty=0.275$ 일 경우 시간과 공간의 변화에 따라서 온도장의 요동 에너지의 생성향이 되는 P_θ 의 변화를 나타내고 있다. 벽면 근방에서는 거의 변화가 관찰되지 않으며 벽면으로부터 멀어질수록 그 변화가 심해지는 현상을 알 수 있다. 이는 열전달을 향상시키는 요인이 온도장의 변화가 아닌 유동장의 변화에서 기인됨을 반증하고 있다. 즉 박리점에서의 교란이 주된 원인이 되는 것이지 벽면 근방에서의 온도장의 변화가 열전달 향상의 원인이 아님을 알 수 있다. Fig. 2.4.10 (b)는 국소 교란 주파수가 1.5인 경우의 P_θ 의 변화하는 과정을 나타내고 있다. 최적 주파수로 교란을 가할 때와는 달리 벽면에서 멀어지는 경우에도 시간에 따른 변화가 거의 관찰되지 않고 있다. 난류 열유속의 경우와 마찬가지로 국소 교란에 의해 발생하는 방어 효과로 인하여 벽면에서 가열된 유체가 갇히기 때문에 시간의 변화에 민감하게 반응하지 못함을 알 수 있다.

Fig. 2.4.11에서는 벽면 수직 방향 난류 열유속을 벽면에서 일정 높이 ($Y/H=0.02$)에서 한 주기 동안의 시간과 유동 방향 위치의 변화에 따라 도시하고 있다. Fig. 2.4.11 (a)에서는 최적주파수로 가진하였을 경우에 난류 열유속이 일정한 대류 속도 (Convection Velocity)를 갖고 하류로 진행하고 있음을 알 수 있다. Lee & Sung (2000)은 재순환 영역에서는 평균 유동장이 역방향 속도를 갖고 있지만 난류 구조들은 순방향의 진행 방향을 가진다는 것을 발견하였다. Fig. 2.4.11 (a)에서는 박리점에서 발달된 구조가 순방향 대류 속도를 갖고 재순환 영역을 통과하는 것을 보여주며 Lee & Sung (2000)의 연구 결과와도 일치하는 현상을 보이고 있다. 또한 Rhee & Sung (2000)에서의 대류 속도와 대체적으로 일치하는 값을 가지고 있다. Fig. 2.4.11 (b)는 $fH/U_\infty=1.5$ 로 가진하였을 경우인데, 대류현상이 원활히 이루어지지 않고 있다. 박리점에서의 교란이 박리점 부근에서 더 성장하지 못하고 있음을 나타내고 있다.

후향 계단 유동에서 열전달이 얼마나 향상 또는 저하되는냐하는 것은 입구에서의 차가운 유동과 벽면 부근에서의 뜨거운 유동이 얼마나 많은 섞임 현상을 유발시키는가에 좌우된다고 할 수 있다. Fig. 2.4.12에서는 교란 주파수가 최적인 0.275일 경우, 박리점 부근 높이에서 난류 열유속의 주기적 성분값이 시간에 따라 변화하는 모습을 보여주고 있다. 이는 벽면에서의 뜨거운 유동이 얼마나 입구의 차가운 유동과 섞여 가는 지를 보여준다고 할 수 있다. 재순환 영역에서 강한 주기적 성분의 대류 모습을 발견할 수 있다. 이는 벽면에서의 열전달 향상에 직접적으로 연관되어 있다고 생각된다. 그러나 열전달이 저하되는 주파수인 1.5의 경우에는 난류 열유속의 주기적 성분이 큰 구조를 가지고 있지 않음이 Fig. 2.4.13에 나타나 있다. 유동장의 재부착 길이가 길어지는 현상을 Rhee & Sung (2000)은 박리점에서의 밀립 현상 (Pushing effect)로 설명하고 있다. 박리점에서의 작고 강한 와들이 재순환 영역을 하류쪽으로 다소 밀어냄으로서 결과적으로 재순환 영역이 확대된다는 것이다. 또한 박리점이 약간 하류로 이동하는 것과 유사한 효과를 낸다고 설명할 수도 있다. 온도장에서도 이와 유사하게 난류 열유속의 주기적 성분이 강한 영역이 지나치게 박리점 부근에 밀집되어서 뜨거운 유동이 차가운 유동과 섞임을 방해하는 효과를

나타내고 있다.

Fig. 2.4.14에서는 최적 주파수로 교란을 가했을 경우, 한주기동안 시간의 변화에 따라 평균 온도장이 변화하는 현상을 도시하고 있다. 박리점 부근에서의 유동장이 조직화됨에 따라 온도장도 수동적으로 하류로 대류되고 있음을 알 수 있다. 또한 재순환 영역내의 뜨거운 유체들이 조직적 구조의 의하여 입구의 차가운 유동과 많은 섞임 현상을 일으키는 것을 발견할 수 있다. 그러나 Fig. 2.4.15에서는 재순환 영역에 뜨거운 유체들이 여전히 갇혀 있는 현상이 나타나고 있다. 또한 주기적 성분이 강한 박리점 부근에서 살펴보면, 뜨거운 유체의 영역을 오히려 윗 방향으로 약간 올려주기 때문에 실질적인 박리점이 약간 하류로 밀린다는 것을 추론할 수 있으며, 이러한 구조가 열전달의 저하 현상을 가져온다고 할 수 있다.

최적 주파수로 가진 하였을 경우에 온도장의 주기적 성분이 변화하는 현상을 Fig. 2.4.16에 도시하고 있다. 이 그림은 순간 온도장에서 시간 평균값을 제외시킨 것으로서 온도장의 조직적 구조를 표현하고 있다. Fig. 2.4.16에서 알 수 있듯이 뜨거운 유체와 차가운 유체가 서로 섞이면서 재부착점 이후까지 계속 유지되고 있음을 알 수 있다. 유체 덩어리들은 일정한 모양을 유지한 채 하류로 대류되는 것이 아니라 차가운 유체 덩어리와 뜨거운 유체 덩어리가 서로 얽히면서 분리되는 현상도 발견할 수 있다. 이러한 상호 작용으로 인하여 평균 유동장은 강한 섞임 현상을 일으키고 결과적으로 열전달이 향상된다고 생각된다. 그러나 Fig. 2.4.17과 같이 1.5로 가진하였을 경우에는 박리점 부근에서만 강한 구조를 나타낼 뿐 재순환 영역 전체에는 큰 영향을 미치지 못하고 있다. 앞서 언급한 바와 같이 박리점 부근의 강한 유동 구조가 오히려 열전달 저하에 기여하고 있다고 생각된다.

다. 박리-재부착 유동에 대한 난류 모형의 적용 : 난류경계층 유동의 국소교란

난류 유동에서 좋은 예측 성능을 지닌 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모델을 국소 교란된 난류 경계층 유동에 적용하고자 한다. 레이놀즈수($Re_\theta = U_\infty \theta / \nu$)는 1700이며, 무차원 주파수($f^+ = f\nu / u_r^2$)를 $0.011 \leq f^+ \leq 0.044$ 로 변화시켜 Park et al. (2000)의 실험 결과와 비교 분석한다. 여기에서 U_∞ , θ , ν , u_r 그리고 f 는 각각 입구유동 속도, 계단 높이, 동점성 계수, 벽면마찰속도 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 경과에 따른 유동장과 난류장의 변화 등의 유동 가시화 방법을 통하여 주파수에 따른 유동장의 변화 등의 현상을 분석하고자 한다. 아울러 분사각도를 변화시켜 벽면 마찰 계수를 최소화 시킬 수 있는 최적 분사각도를 제시하고자 한다.

(1) 수치기법 및 경계조건

본 연구에서 사용한 수치적 기법을 간단하게 정리하고자 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 적용성을 지닌 비엇갈림 격자계를 도입하였고, 이 격자계에서 발생할 수 있는 압력 진동 현상을 방지하기 위하여 모멘텀 보간법을 사용하였다. 압력보간은 SIMPLE 알고리즘을 개선시킨 SIMPLEC 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 (Rhee & Sung 2000). 경계조건은 벽면에서는 $U_i = k = 0$, $\epsilon = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial n^2}$ 로 주어지며, 입구에서는 압력의 경우 $\partial P / \partial n = 0$ 이며 다른 물리량은 Rhee & Sung (2000)의 방법으로 주어졌다. 이 때 n 은 벽면 수직 방향이다. 출구에서의 경계조건은 압력을 제외한 모든 변수에 대하여 대류 경계 조건 (convective boundary condition)으로 주어졌다. 국소 교란을 위하여 슬롯 (slot, $-0.745 \leq X/\delta^* \leq 0$)에서 단일 주파수로 분사 및 흡입을 반복하여 경계조건으로 사용하였다. 분사 각도는 $30^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$ 이며, 흡입은 분사 각도의 반대방향이다. 분사량은 Park et al. (2000)의 실험 조건과 일치시켰다. 대략적인 계산 조건 및 계산 영역은 Fig. 2.4.18과 같다.

(2) 계산 결과 및 해석

$k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 정확도와 신뢰도를 보여주기 위해 우선 국소 교란이 없는 정상상태에서의 난류 경계층 유동을 수치 계산하여 그 결과를 Fig. 2.4.19에서와 같이 비교하였다. 난류 경계층 유동에서 유동 방향으로 유동이 진행함에 따라 적분 길이 척도들은 점차 증가하고 벽면 마찰 속도는 점차 감소하는 현상을 잘 보여주고 있다. 수치 해석에 있어서 중요한 요소인 입구 조건을 Rhee & Sung (2000)의 방법을 채택함으로써 전체 유동장을 잘 해석하고 있음을 알 수 있다.

이러한 예비 계산을 근거로 하여 국소 교란을 경계층에 주었을 때 유동의 진행 방향에 따른 벽면 마찰 계수의 변화를 Fig. 2.4.20에 보여주고 있다. 벽면 마찰 계수는 국소 교란이 없을 경우와의 비(C_f/C_{f_0})로 표시하여 벽면 마찰 계수가 국소 교란에 의하여 감소한 비율을 표시하고 있다. 국소 교란의 위치는 $X=0$ 이며 주파수가 증가할수록 벽면마찰계수가 최소가 되는 위치가 국소 교란을 가하는 위치와 가까워짐을 발견할 수 있다. 세 가지 가진 주파수 ($f^+ = 0.011, 0.022$ 그리고 0.044)에 대한 수치해석 결과와 Park et al. (2000)의 실험결과를 비교하여 보면 대체적으로 국소 교란 근처에서 벽면 마찰 계수가 감소하

다가 하류로 유동이 진행하면서 국소 교란의 효과가 점차 작아지는 것을 볼 수 있다. 실험 결과에서 보면 국소 교란에 의한 C_f 의 감소 효과가 수치 계산 결과보다 작음을 볼 수 있는데 ($5 \leq X/\delta^* \leq 15$), 이는 국소 교란을 가하는 위치 근처에서는 유동 박리 및 재부착 등 많은 유동 변화를 보여 주고 있기 때문에 정확한 C_f 의 측정이 곤란한 면이 있다. 수치 계산 결과를 보면 $f' = 0.044$ 일 경우에는 $X/\delta^* = 4$ 부근에서 제2의 극소값을 가짐으로서 국소교란의 효과가 더 하류까지 영향을 줄 수 있다. 실험 결과와 수치 해석 결과를 비교하여 보면 정량적인 차이는 있지만 전체 감소 경향은 잘 보여주고 있음을 알 수 있다. 주파수가 더 증가할 경우에는 국소 교란점 부근에서는 C_f 의 감소 효과가 더욱 강하게 나타나며, 감소 효과를 나타내는 영역은 국소 교란점 부근으로 국한될 것이다. 주파수가 무한히 증가할 경우에는 분사와 흡입이 거의 동시간에 발생하는 경우가 되기 때문에 교란의 효과가 소멸됨을 예측할 수 있다.

Park et al. (2000)에 의하면 국소 교란을 주기 위해 조그만 챔버 (chamber) 내의 스피커에 의해 국소 분사 및 흡입이 만들어진다. 그들이 언급하였듯이 공기의 국소 분사 및 흡입 과정에서 분사는 잘 되지만 흡입이 공기의 압축 효과 때문에 예상보다 잘 안되고 있다고 언급하고 있다. 이를 수치적으로 고려하기 위하여 Fig. 2.4.21에서는 흡입의 정도를 바꾸어 가면서 계산을 수행하였다. 국소 가진 슬롯에서 가까운 영역에서는 흡입량을 증가시키면 따라 벽면마찰계수가 증가했다가 다시 감소하는 현상을 보이고 있다. 흡입량을 증가시키면 유동 에너지가 강한 유동이 벽면 근방까지 내려와서 벽면 마찰 계수를 증가시키는 요인이 된다. 그러나 어느 정도 이상 흡입량이 증가하면, 분사에 의하여 혼합된 유동층이 슬롯 부근에서 역방향 유동이 발생하기 때문에 오히려 평균 마찰계수가 다시 감소하게 된다. 슬롯에서 멀리 떨어진 하류에서는 흡입량의 증가에 따라 벽면 마찰 계수가 감소하고 있다. 그림에서와 같이 흡입이 잘 안 되는 경우 (0/4 suction)에 실험결과에 접근하고 있음을 알 수 있으며 앞의 가정이 타당함을 알 수 있다.

이번에는 분사량의 변화에 따른 벽면 마찰 계수의 변화를 도시하고 있다 (Fig. 2.4.22). Fig. 2.4.21에서의 경향과는 달리 하류에서의 벽면 마찰 계수는 거의 분사량의 영향이 없는 반면, 슬롯 근처에서는 급격한 변화를 보이고 있다. 분사량이 증가할수록 점점 벽면마찰계수가 감소하는 경향을 보이고 있다. 이러한 현상은 분사를 가하는 시점에서 슬롯근처에서 강한 역방향 유동에서 기인되는 것이다. 분사를 강하게 가할수록 역방향 유동은 더욱 강해지게 되고 평균 마찰 계수는 점차 감소하게 된다.

외부에서 주기적인 교란이 가해짐에 따라 유동장 내의 물리량도 주기적으로 변하게 된다. 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각 물리량을 주기적인 성분과 비주기적인 성분으로 나눌 필요가 있으므로 위상 평균 기법 (phase-average technique)을 도입하여 유동장을 해석하였다. 임의의 주기성을 띤 신호를 세 가지 성분으로 나누면,

$$S(\vec{x}, t) = \overline{S}(\vec{x}) + \tilde{s}(\vec{x} + \frac{t}{T}) + s'(\vec{x} + t) \quad (2.4.8)$$

이고, $s = \tilde{s} + s'$ 로 하면 $S = \overline{S} + s$ 이다. 여기서 \overline{S} 는 시간 평균값 (time mean)이고,

\tilde{s} 는 주기적인 (periodic) 성분, 그리고 s' 는 비주기적인 요동 (fluctuating) 성분이다. 시간평균의 정의는

$$\bar{S} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} S(\vec{x}, t) dt \quad (2.4.9)$$

이고, 위상평균의 정의는

$$\langle S(\vec{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N S(\vec{x}, t + nT) \quad (2.4.10)$$

이다. 따라서 $\tilde{s} = \langle S \rangle - \bar{S}$ 이다. 이러한 정의로부터 나오는 기본적인 특성들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle s' \rangle &= 0, \quad \bar{\tilde{s}} = 0, \quad \overline{s'} = 0 \\ \overline{\langle s \rangle} &= \langle \bar{s} \rangle = \bar{s}, \quad \langle s \rangle = \tilde{s} \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

본 연구에서 채택한 바와 같이 비정상 난류 모델을 사용할 경우 $\langle s \rangle$ 는 지배방정식으로부터 직접 구할 수 있는 값이 되며, s' 은 난류 모델에 의하여 그 효과가 $\langle s \rangle$ 에 반영되게 된다. 지금부터의 표기들은 여기서의 정의를 따른다.

Figs. 2.4.23-25는 언급한 바와 같이 3성분 분리에 의해 나타나는 주기적 성분 \tilde{s} 에 대한 분석이다. Fig. 2.4.23에서는 유동방향 속도의 주기적 성분 (\tilde{u})에 대한 근제곱평균값을 도시하고 있다. 주기적 성분이 가장 강하게 나타나는 Peak의 위치뿐 아니라 실험과 좋은 일치를 보여주고 있다. Park et al. (2000)에서 언급한 가장 큰 특징인 이중 봉우리 (double peak)가 정확히 재현되고 있으며 특히 $f^+ = 0.011$ 과 0.022 에서는 정량적으로도 정확히 예측되고 있다. 또한 주기적 성분 때문에 발생하는 와류의 중심이 되는 두봉우리 사이에 존재하는 극소값의 위치도 뚜렷이 나타나고 있다. 주파수가 작을수록 주기적 성분의 변화는 명확히 나타나고 있으며 $f^+ = 0.044$ 인 경우에는 실험치와 약간의 차이를 보이고 있는데 이는 고주파의 경우 Park et al. (2000)이 언급한 바와 같이 3성분의 분리에 어려움이 있음에 기인한다고 사료된다.

Fig. 2.4.24에서는 속도를 3성분으로 분리했을 경우의 벽면 수직 방향에 대한 주기적 성분을 도시한 그림이다. Fig. 2.4.23에서와는 달리 단일 봉우리 (single peak)가 나타나고 있는데, 이는 유동 방향의 속도성분이 와 중심의 위 아래에서 극대값을 보이는 반면 수직 방향 속도성분은 와 중심에서 가장 변화가 심하기 때문이다. 국소 교란으로 인하여 생성된 와가 하류로 진행함에 따라 와 중심에서는 유동 방향 속도 성분의 변화가 작지만 수직 성분은 음에서 양으로 급격히 변화하기 때문이다. Fig. 2.4.23에서 극소값을 갖는 위치와 Fig. 2.4.24에서의 극대값을 갖는 위치는 대체로 일치하고 있다.

속도 성분에서 위상 평균한 주기적인 성분을 빼면 요동 성분이 나온다.

$$u' = U - \langle U \rangle = U - (\bar{U} + \tilde{u}) \quad (2.4.12)$$

이 값을 근제곱평균 (root mean square) 취한 것이 Fig. 2.4.25이다. $k-\epsilon-f_\mu$ 모델에서는 다음과 같이 구하여 진다.

$$u_{rms} = \sqrt{\frac{2}{3} k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x}} \quad (2.4.13)$$

여기서 모든 속도 성분과 벽으로부터의 수직거리는 각 위치에서 $f^+ = 0$ 인 경우의 마찰속도 u_τ 를 이용한 벽단위로 정규화 되었다. u'_{rms} 는 와류 구조의 중심 부근에 난류 성분이 집중되어 있는 것을 제외하고는 $f^+ = 0$ 인 경우와 큰 차이는 없는 것으로 보인다. 와류 구조의 생성에 따라 나타나는 난류장의 변화를 정성적으로 잘 표현하고 있다. 전반적으로 실험치와 일치하고 있으나 주기적 성분이 강한 영역에서는 차이를 보이고 있다. 이는 난류 모델을 이용한 수치해석의 오류일 가능성도 있지만, 실험치를 3성분 분리하는데 있어서 오차일 가능성도 배제할 수 없다.

국소 교란이 있는 경우 난류 경계층 유동의 시간 평균값과 주기적 성분을 실험과 비교하여 만족할만한 결과를 얻었다. 이를 근간으로 하여 시간의 변화에 따른 유동의 동적 특성을 분석하고자 한다. Fig. 2.4.26에서는 속도의 주기적인 성분에 대한 벡터와 와도(vorticity)의 주기적인 성분을 도시하였다. 명도가 짙은 부분은 양의 와도를 갖는 영역을 표시하고 있고 옅은 부분은 음의 와도를 갖는 부분이다. $f^+ = 0.011$ 에서는 와가 상당한 크기를 갖고 있지만 전체공간에 비하여 와가 차지하는 공간은 상대적으로 작음을 알 수 있다. 그러나 $f^+ = 0.044$ 일 경우에는 와의 크기가 상대적으로 작음에도 불구하고 전체 공간에서 차지하는 비율은 상대적으로 크다고 할 수 있다. 이러한 이유 때문에 $f^+ = 0.044$ 일 경우에 마찰 감소 효과가 다른 주파수에 비하여 크게 나타난다고 말할 수 있다. 또한 $f^+ = 0.044$ 일 경우에는 벽면근방에서의 와는 빨리 소멸되는 현상을 보이지만 벽면으로부터 멀리 떨어진 영역에서 계속 주기적인 성분이 잔존하고 있으며 이러한 성분이 하류에까지 마찰 감소의 영향을 미친다고 사료된다.

Fig. 2.4.27에서는 난류 에너지 (k)가 한 주기동안 변화하는 현상을 보여주고 있다. 국소 교란점 부근에서는 모든 주파수에 대해서 난류 에너지가 작은 영역이 존재함을 알 수 있다. 이는 분출(blowing)시에 난류 에너지가 0인 성분이 유동장에 유입되는 효과와 유동이 조직화되어 난류에너지가 조직화된 유동장으로 전이되어 생겨난다고 볼 수 있다. 하류로 유동이 진행함에 따라 Fig. 2.4.26(a)의 7/8T에서와 같이 강한 와가 형성되는 시점에서 Fig. 2.4.27(a)의 7/8T에서와 같이 강한 난류 에너지를 가진 와가 형성되는 것을 알 수 있다. 또한 점점 그 난류 에너지가 성장 소멸의 과정을 거침을 발견할 수 있다. 그러나 시간 평균을 취할 경우에는 난류 에너지가 약한 시간이 포함되어 있기 때문에 Fig. 2.4.25와 같이 큰 변화를 관찰할 수는 없다. Fig. 2.4.27과 같이 난류 에너지는 한 주기동안 와의 형성과 함께 급격한 변화를 보이고 있음을 알 수 있다. Fig. 2.4.26(c)에서는 $f^+ = 0.044$ 로 가질 경우 와가 급격히 쇠퇴하였지만, Fig. 2.4.27(c)에서와 같이 그 에너지가 위상 평균된 유동장에서 난류 에너지로 전이되어 계속 유지되고 있음을 알 수 있다. 이는 Fig. 2.4.20에서와 같이 고주파에서도 저주파와 비슷한 마찰 감소 효과가 하류에서도 나타나고 있는 이유가 될 수 있다.

Fig. 2.4.28에서는 난류 에너지의 생성률 (P_k)을 한 주기동안 도시한 것이다. 와의 진행

과 함께 P_k 도 같이 발달해 가는 것을 발견할 수 있다. 특이한 점은 Fig. 2.4.28(a)의 $1/8T$ 에서와 같이 와의 수평 방향 양단에 강한 생성물을 가진 조직이 존재하는 것이다. 이러한 조직은 난류 에너지가 없는 분출된 유체 덩어리가 자체적인 난류 에너지 생산 과정을 만들어 가고 있다고 생각할 수 있다. 주위의 평탄한 유동에 급격한 구배를 가함으로서 조직화된 유동이 난류 에너지를 생성해 감으로서 큰 척도에서 작은 척도로의 에너지 전이가 이루어지고 있음을 알 수 있다. 즉, Fig. 2.4.26의 위상 평균 유동장에서 Fig. 2.4.27의 난류 에너지장으로의 에너지 전이는 Fig. 2.4.28의 난류 에너지 생성물을 통해서 확인 할 수 있는 것이다. 국소교란점 부근의 난류 에너지가 없고 와도가 강한 부분은 난류에너지를 스스로 생성함으로써 Fig. 2.4.27의 난류 에너지가 강한 부분을 생성해 나가는 것이다.

Fig. 2.4.29에서는 주기적 국소 교란이 벽면과 이루는 각도를 변화시켰을 때 나타나는 벽면 마찰 계수의 변화를 도시하고 있다. 벽면에 수직으로 국소 교란을 가했을 경우보다 $\alpha=60^\circ$ 로 분사하였을 경우에 벽면 마찰 계수감소가 더 하류에 까지 효율적으로 이루어지고 있다. $\alpha>90^\circ$ 인 경우에는 슬롯에서 생성되는 횡방향 와구조의 대류 속도를 감소시켜 하류에까지 이르지 못하게 하는 효과가 있다. 그래서 분사각을 증가시킬수록 점차 마찰 계수를 감소시키는 영역이 줄어들게 된다. 하류쪽 ($\alpha<90^\circ$)으로 국소교란을 가했을 경우에는 $\alpha=60^\circ$ 인 경우에는 대류 속도를 증가시켜 슬롯 부근에서는 마찰 계수 감소 효과가 다소 감소되지만 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 비하여 더 많은 영역에서 마찰 감소 효과를 얻을 수 있다. 그러나 분사각을 더 감소시키면 분출 시 생성되는 재순환 영역의 발생이 억제되기 때문에 벽면 마찰 계수 감소 영역이 오히려 축소되고 있다. 분출시 각도가 더 감소하게 되면 역방향 유동의 발생 대신 분출되는 유체에 의해 더 큰 벽면 구배가 발생하여 오히려 국소교란점 부근에서 벽면 마찰 계수가 크게 증가됨을 발견할 수 있었다.

Fig. 2.4.30은 벽면 마찰 계수 감소 영역의 크기를 알아보기 위하여 국소교란이 없는 경우의 벽면 마찰 계수의 95%까지 회복되는 위치를 도시한 그림이다. $\alpha=60^\circ$ 인 경우에 가장 넓은 영역에서 벽면 마찰 계수의 감소가 이루어져 있고 $\alpha=150^\circ$ 인 경우에는 비교 대상 중에서 벽면 마찰 계수 감소 효과가 가장 좋지 못하다.

Fig. 2.4.31에는 Fig. 2.4.30에서 최대값을 보이는 $\alpha=60^\circ$ 의 경우에서의 물리량들을 보여주고 있으며 Fig. 2.4.32에서는 최소값을 보이는 $\alpha=150^\circ$ 에서의 결과를 보여주고 있다. Fig. 2.4.31(a)에서는 Fig. 2.4.26(c)와 같이 벽면에서 멀리 떨어진 부분에서의 대류 속도가 더 빨라지는 경향이 나타나고 있으며, (b)에서는 난류에너지의 조직적인 구조가 Fig. 2.4.27(c)에 비하여 더 하류까지 지속됨으로서 슬롯에서 생성된 횡방향 와구조가 더 많은 영역에서 영향을 미침을 알 수 있다. 또한 (c)에서의 생성항 분포를 살펴보면, 더 빠른 대류 속도를 가지기 때문에 생성항의 세기는 더 약화되고 더 넓은 범위에서 난류의 조직적인 구조가 지속됨을 알 수 있다.

Fig. 2.4.31과는 달리 $\alpha=150^\circ$ 에서의 결과는 Fig. 2.4.32에서와 같이 다른 양상을 나타내고 있다. 와도의 구조를 살펴보면 벽면에서 멀리 떨어진 영역에서 조직적인 구조가 와해되어가고 있는 현상을 발견할 수 있다. Fig. 2.4.31(a)에서는 벽면에서 멀어질수록 대류

속도가 점점 빨라짐을 알 수 있지만 Fig. 2.4.32(a)에서는 대류 속도가 빨라졌다가 다시 감소하는 영역이 존재하고 있다. 또한 (b)와 (c)에서의 난류량을 살펴보면 Fig. 2.4.31에서의 경향과는 달리 $\alpha=90^\circ$ 로 가진하였을 경우에 비하여 난류량들이 일찍 경계층의 형상을 지니게 됨을 알 수 있다. 이러한 와도 분포와 난류량들의 분포에서와 같이 상류쪽으로 분사, 흡입하였을 경우에는 횡방향 와구조를 슬롯부근에 더 오랫동안 지속시킴으로서 하류에의 영향이 줄어드는 효과를 발견할 수 있다.

5. 난류 유동 해석을 위한 와점성 난류모형의 개발

역사적으로 레이놀즈(Reynolds) 응력을 모형화 하기 위해 사용된 Boussinesq 와점성 (ν_t)은 가장 많은 에너지를 품고 있는 난류 와(eddy)의 속도와 길이척도로 평가되어 졌다. 이러한 척도를 찾아내기 위한 과학적인 모델에는 Baldwin & Lomax (1978) 의 혼합 길이 모형, k 방정식을 도입한 Bradshaw et al. (1967) 의 일 방정식 모형(one-equation model)과 Jones & Launder (1972) 의 $k-\epsilon$ 모형, Wilcox (1988) 의 $k-w$ 모형과 같은 이 방정식 모형(two-equation model)이 있다. 최근에 와서는 Baldwin & Barth (1990) 와 Spalart & Allmaras (1994) 에 의해서 일 방정식 모형이 다시 부상하고 있다. 그러나 그들은 k 방정식 대신에 ν_t 방정식을 푸는 방법을 도입함으로써 직접적으로 와점성을 계산하였다. 그후 Durbin et al. (1994) 과 Menter (1997) 는 ν_t 에 관한 방정식을 다소 변형된 형태로 도출해 내었다.

이러한 일 방정식 모형은 자체적으로 길이척도를 만들어 낼 수 없다는 기존의 일 방정식 모형이 지닌 단점을 극복하기 위해 von Karman 길이 척도($L_{\nu K} \equiv |S/\nabla S|$)나 혼합 길이 척도($|\nabla \nu_t/S|$)를 사용하였다 (Durbin et al. 1994). 여기서 S 는 유동의 평균변형률이다. 이와 같은 일방정식 모형은 와점성을 직접적으로 계산한 덕분에 수치계산이 단순해지고 ν_t 에 대한 경계조건을 부여하기가 용이해지기 때문에 공기역학 분야에서 자주 쓰이고 있다. 그러나 일 방정식 모형은 다음과 같은 세 가지의 심각한 결점을 안고 있다. 첫째는 위에서 언급한 두 가지 길이척도 모두가 벽에 근접한 영역과 중심영역(core region)에서 실제 현상과 전혀 다른 거동을 보인다는 것이다. 둘째는 계산된 ν_t 가 $y \rightarrow 0$ 인 조건에서 y^4 의 거동을 보이고 있고 마지막 세 번째 문제점은 자유류(free stream)에서의 조건을 부여할 수 없다는 것이다. 이 결점은 천이 경계층을 해석할 때 심각한 문제를 야기한다. 따라서 본 연구의 목적은 기존 일방정식 모형의 단점을 극복하면서 장점을 그대로 유지할 수 있는 새로운 ν_t-k 모형을 고안하는 것이다.

가. 모형화 과정

Wilcox (1998) 가 언급한 k 나 ε 혹은 w 의 미분항이 곱해진 교차확산 항이 방정식에 존재할 때 Menter (1997) 가 방정식을 도출하기 위해 썼던 과정과 유사한 과정을 거치면 ν_t 의 방정식은 다음과 같은 일반적인 형태로 쓰여질 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{D\nu_t}{Dt} = & C_{n1} \frac{\nu_t^2}{k} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{n2} k - C_{n3} \left(\frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right)^2 \\ & + C_{n4} \frac{\nu_t}{k} \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \nu_t}{\partial y} + C_{n5} \frac{\nu_t^2}{k^2} \left(\frac{\partial k}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_n} \frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

이 방정식에서 우변의 다섯번째 항은 평형층(Equilibrium layer)과 중심층(Core layer)에서 상대적으로 작은 값이기 때문에 무시 될 수 있다. 그렇다면 현재 결정해야될 상수는 다섯 개다. 저 레이놀즈 난류에너지 방정식은 널리 쓰이고 있고 그 타당성이 DNS를 통해서 밝혀졌기 때문에 본 연구에서는 별도의 수정 없이 저 레이놀즈 난류에너지 방정식을 채택했다.

$$\frac{Dk}{Dt} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\nu_t} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] - 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (2.5.2)$$

여기서 $\sigma_k=1.0$, $C_{\mu}=0.09$ 이다. 고 레이놀즈(Re)수의 균질 자유전단(homogeneous free-shear flow) 유동에서 ν_t-k 모형을 사용 한다면 $k \sim t^{C_{\mu}/(C_{\mu}-C_{n2})}$ 라는 결론에 다다르는 쉽다. 그리고 고 Re 수 난류에서 $k \sim t^{-1.2}$ 이기 때문에 $C_{n2}=C_{\mu}/6$ 이어야 한다. 일정한 전단응력을 가지는 고 Re 수 균질 유동에서 ν_t-k 방정식을 사용하면 다음의 관계를 이끌어 낼 수 있다.

$$\frac{P_k}{\varepsilon} (1 - C_{n1}) - \left(1 - \frac{C_{n2}}{C_{\mu}} \right) = 0 \quad (2.5.3)$$

Tavoularis & Karnik 은 균질 난류이면서 일정 전단응력을 가지는 유동에서 29번의 실험을 통하여 ε/P 가 Re 수에 상관없이 거의 일정하다는 것을 보여주었다. 따라서 ε/P 의 평균을 0.7로 잡으면 C_{n1} 은 0.42로 결정된다. 또한 로그영역으로부터 얻을 수 있는 모형화 상수 관계식은 다음과 같다.

$$C_{n1} - \frac{C_{n2}}{C_{\mu}} + \frac{x^2}{\sqrt{C_{\mu}}} \left(\frac{1}{\sigma_n} - C_{n3} \right) = 0 \quad (2.5.4)$$

이제 C_{n3} , C_{n1} , σ_n 를 결정하기 위해서는 2개의 관계식이 더 필요하다. 이 관계식들은 두 개의 논쟁들로부터 얻을 수 있다. 첫째는 난류영역의 가장자리에서 이 방정식 모형의

거동에 대한 Cazalbou et al. (1994) 의 연구이고 다른 하나는 전단층(mixing layer) 유동의 가장자리에서 나타나는 k 의 점근거동(asymptotic behavior)이다. 이러한 선행연구를 통하여 우리는 $C_{\mu 3}=0.95$, $C_{\mu 4}=1.6$, $\sigma_n=2.0$ 이라는 결과를 얻을 수 있다. 이 상수들은 전단층 유동의 가장자리에서 $k \sim y^{-2.78}$ 이라는 점근거동을 보여준다. 그런데 이 결과는 실험치 보다 다소 급격한 감소이다 (Briggs et al. 1996). 벽에 근접한 영역에서 방정식 (2.5.2)의 분자 확산항은 가장 큰 값을 가지는 항이 된다. 그런데 $y \rightarrow 0$ 일때 $k \sim y^2$ 와 $\nu_t \sim y^3$ 인 거동을 띠기 때문에 감쇠 함수 f_μ 를 이용하여 소산항을 감소시켜 균형을 맞추어 줄 필요가 있다. f_μ 와 ε_w 은 다음과 같이 정의된다.

$$f_\mu = \frac{\varepsilon - \varepsilon_w}{C_\mu k^2 / \nu_t} , \quad \varepsilon_w = 2\nu \left(\partial \frac{\sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (2.5.5)$$

저 레이놀즈 수 채널 유동에서의 DNS결과를 사용하면 f_μ 는 다음과 같은 형태로 얻을 수 있다.

$$f_\mu = 1 - \exp[-(R_y/A_1)^3] \quad (2.5.6)$$

여기서 $R_y = \sqrt{k}y/\nu$, $A_1 = 55$ 이다.

다음으로 방정식 (2.5.1)의 분자 확산항을 고려해 보고자 한다. k 와 ν_t 를 벽근처에서 y 로 확장시키면 다음과 같다.

$$k = b_k y^2 + c_k y^3 + \dots , \quad \nu_t = c_n y^3 + d_n y^4 + \dots \quad (2.5.7)$$

분자 확산항은 벽 근처에서 다음과 같이 거동한다.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right] = \nu (6c_n y + 12d_n y^2) + \dots , \quad (2.5.8)$$

따라서 벽 근방에서 방정식의 균형을 맞추어 주기 위해 다음과 같은 새로운 항을 빼 주어야 한다.

$$\frac{8}{3} \nu \left(\frac{\partial \sqrt{\nu_t}}{\partial y} \right)^2 = \nu (6c_n y + 10d_n y^2) + \dots , \quad (2.5.9)$$

이 항은 와점성이 분자점성에 의해서 감소되는 현상을 설명해 주는 것으로 보여진다. 그런데 이 항을 빼 주면 모형화 방정식은 완충 영역에서 난류에너지를 과도하게 예측한다. 이러한 결과는 $y \rightarrow 0$ 에서 y^2 으로 거동하는 두 개의 항에 의해서 발생한다. 따라서 감쇠 함수 f_{n2} 와 f_{m1} 를 사용하여 벽 근처에서 두 항의 크기를 감소시켜야 한다. 본 연

구에서

는 수치해석의 최적화 기법을 사용하여 다음과 같은 두 감쇠 함수를 발견하였다.

$$f_{n2} = 1 - \exp[-(R_y/200)^4], \quad f_{n2} = 1 - \exp[-(R_y/100)^4] \quad (2.5.10)$$

최종적인 와점성의 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{D\nu_t}{Dt} = & C_{n1} \frac{\nu_t^2}{k} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{n2} f_{n2} k - C_{n3} \left(\frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right)^2 \\ & + C_{n4} f_{n4} \frac{\nu_t}{k} \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \nu_t}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_n} \frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right] - \frac{8}{3} \nu \left(\frac{\partial \sqrt{\nu_t}}{\partial y} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.5.11)$$

새로운 ν_t-k 모형은 방정식 (2.5.1)과 (2.5.11)로 구성된다. 이 모형을 Kim et al. (1987)에서 언급되었던 $Re_\tau = 395$ 인 완전 발달된 2-D 채널유동 결과와 Kline et al. (1981)의 평판 경계층에 대한 실험결과 그리고 Samudel & Joubert (1974)의 역압력구배 경계층의 실험결과와 비교하였다.

나. 응용계산

Fig. 2.5.1과 2.5.2는 다양한 모형을 사용하여 예측한 U^+ , $-\overline{uv}^+$, k^+ 를 DNS 결과와 비교한 것이다. Spalart & Allmaras (1994)의 일 방정식 모형과 Willcox (1998)의 이 방정식 모형은 완충영역(buffer layer)에서는 레이놀즈 전단응력을 다소 높게, 반대로 속도는 다소 낮게 예측한다. 그러나 ν_t 모형은 벽 근처 영역에서 정확한 레이놀즈 응력값을 예측한다. 다른 모형은 $y \rightarrow 0$ 일 때 $-\overline{uv}^+ \sim y^4$ 인 결과를 보여준다. 제시한 모형은 평판 경계층에 적용되어도 정확한 표면 마찰 계수를 예측한다. ν_t 모형에서는 $l = \nu_t / \sqrt{k}$ 관계식을 이용하여 길이척도를 유추할 수 있는데 이 값은 벽에서 0이 되고 중심영역(core region)에서는 기존의 대수모형에서 예측한 값과 유사한 값을 예측한다. 본 연구에서 사용된 모든 모형은 첫 번째 격자의 위치에 따라 마찰계수를 다르게 예측한다. 본 연구에서 제시한 ν_t-k 모형은 Nagano & Tagawa (1990)의 $k-\varepsilon$ 모형에서 사용된 첫 번째 격자보다 2배 더 큰 격자를 사용하는 해도 $\pm 1\%$ 내의 오차로 마찰계수(C_f)를 예측할 수 있다. 마지막으로 Samuel & Joubert (1974)의 역압력 구배에 대한 계산을 수행하였다. Fig. 2.5.3은 역압력 구배하의 마찰계수를 예측한 것으로 본 연구에서 제시한 모형이 기존의 것보다 우수한 성능을 지니고 있음을 알려준다.

6. 급확대부를 갖는 챔버 내부의 유동장에 대한 대형 와 모사

가. 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부 유동에 관한 LES

본 연구에서는 LES를 이용하여 실린더 챔버 내부의 보염기 하류에서 일어나는 난류 혼합과정에 관한 연구를 행하였다. 수치계산은 화학반응 및 실제 연소기에 있어서의 화염 안정화를 위해 부가되는 선회류(swirl flow) 등을 포함하지 않는 비연소 유동장에 대하여 행하였다. 그 대신에, 예 혼합 화염의 안정화를 위해 보염기(flame holder)를 채택하여, 보염기의 형상변화에 따른 유동특성을 조사하였다. 계산 대상으로 한 연소기 형상과 보염기의 개략도는 Fig. 2.6.1과 같다. 지배 방정식은 물리 반변 속도 성분(physical contravariant velocity component)을 기초로 한 일반좌표계(generalized coordinate)에 의해 정식화 하였다. 수치계산은 2개의 다른 Smagorinsky모델 계수와 Lagrangian dynamic SGS 모델을 이용하여, 난류 SGS모델에 관한 검증을 행하였다. 또한, 보염기의 형상변화에 따른 난류 혼합구조의 변화를 파악하기 위하여, 3개의 서로 다른 유형의 보염기에 관한 수치해석도 수행하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직경과 평균 벌크속도를 기준으로 하여 각각 5,000과 50,000에 대해서 행하였다. 예측된 난류 통계량에 대해서는 laser doppler velocimetry(LDV)에 의한 실험결과와의 비교를 통하여 평가하였으며, 연소기 내부의 순간적인 난류거동과 보염기의 형상변화가 난류 혼합과정에 미치는 영향등에 관한 검증을 행하였다.

(1) 수치 계산 방법

(가) 지배방정식

물리 반변 속도 성분에 근거한, 공간 필터조작을 행한 비압축성 유동장에 대한 LES지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \overline{u^{(i)}} \right] = 0 \quad (2.6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u^{(i)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} (\overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} - \tau^{(ij)}) \right] + \overline{u^{(j)}} \overline{u^{(m)}} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \\ = -g^{ij} \sqrt{g_{jj}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(jm)} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \end{aligned} \quad (2.6.2)$$

여기에서 $\overline{u^{(i)}}$ 는 grid-scale의 물리 반변 속도성분이며, $\left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right)$ 는 Christoffel symbol의 물리성분, J는 Jacobian, g^{ij} 는 계량텐서(metric tensor)의 수학성분, $g^{(ij)}$ 와 $g_{(ij)}$ 는 각각 계량텐서의 물리성분과 역성분을 나타낸다. 계량텐서의 수학성분과 물리성분 사이에는 다음

과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau^{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (2.6.3)$$

속도와 좌표계, 시간은 각각 입구부의 평균 벌크속도 U_b , 반경 R , 시간 스케일 R/U_b 로 무차원화 하였다. 여기에서 응력텐서 $\tau^{(ij)}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (2.6.4)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (2.6.5)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (2.6.6)$$

본 계산에서는 난류모델로서 Smagorinsky모델과 Lagrangian dynamic SGS 모델을 사용하였다. Smagorinsky모델 계수는 $C_s=0.1$ 을 사용하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자크기와 Van Driest형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써, 벽면부근의 점근거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (2.6.7)$$

Dynamic SGS모델을 이용할 경우, 모델계수는 유동장의 상태에 따라서 동적으로 구해진다. 그러나, 이와 같이 하여 구한 모델계수는 공간적으로 변동하며 음(-)의 값을 포함하게 된다. 모델계수의 음(-)의 값은 수치 해석상 절대 불안정을 야기하기 때문에, 이와 같은 문제를 극복하기 위하여 통계적으로 일정한 방향에 대하여 평균화를 취하는 방법이 일반적으로 행해지고 있다. Germano et al. (1997)와 Piomelli et al. (1993)는 평행 평판간 난류에 대하여 벽에 평행한 면에 대한 평균을 취하였으며, Akselvoll & Moin (1996)은 후향 계단 흐름 및 동환상 분류에 관하여 길이 방향으로 평균화를 취하였다. 이와 같은 평균화 조작에 의해 수치해석상의 불안정성은 피할 수 있지만, 그 타당성에 관한 근거는 빈약하다고 할 수 있다.

한편, Meneveau et al. (1994)은 dynamic SGS모델에 있어서, 모델계수를 유체의 궤적에 따라 평균하는 수법인 Lagrangian dynamic SGS모델을 제안하였다. 이 경우, 난류장의 통계적으로 일정한 방향에 대한 평균화 조작을 필요로 하지 않기 때문에, 통계적으로 일정한 방향이 존재하지 않는 복잡한 임의형상을 갖는 난류장에도 dynamic SGS모델이 적용 가능하게 되었다. 이 경우의 모델계수는 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$C(x, t) = -\frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (2.6.8)$$

$$I_{LM}(x, t) = \int_{\infty}^t L_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.6.9)$$

$$I_{MM}(x, t) = \int_{\infty}^t M_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.6.10)$$

윗식은 적분 함수 형태이기 때문에 실제의 수치 해석에서는 취급하기 곤란하므로, 시간에 관한 가중함수를 $W(t-t')=T^{-1}\exp(-(t-t')/T)$ 로 나타내면, 다음과 같은 수송 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - I_{LM}) \quad (2.6.11)$$

$$\frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}) \quad (2.6.12)$$

여기서,

$$L_{ij} = T_{ij} - \widetilde{\tau}^{(ij)} \quad (2.6.13)$$

$$M_{ij} = 2(\overline{\Delta^2 | \widetilde{S} S^{(ij)}} - \overline{\Delta^2 | \widetilde{S} S^{(ij)}}) \quad (2.6.14)$$

$$T_{ij} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (2.6.15)$$

$$\tau^{(ij)} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (2.6.16)$$

위에서 over-bar는 필터 폭 Δ 의 grid-filter를 나타내며, tilde는 필터 폭 2Δ 의 test-filter를 나타낸다. dynamic SGS 모델을 이용하는 경우, 다른 특성 길이, 즉 grid-filter와 test-filter의 폭의 비 α 가 모델 파라미터로서 사전에 결정해 두어야 할 변수로서, Germano등은 평행 평판간 난류 및 천이 난류의 DNS를 이용한 A priori 테스트에 의해 grid, test 양 필터에 Fourier sharp cut-off filter를 이용한 경우로서 $\alpha=2$ 를 사용하여 천이 발달 과정 및 평행 평판간 난류 해석에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 또한, 실제 계산에 있어서 해의 파라미터 α 에 대한 의존성은 작다는 사실도 보고 되어 있다. 따라서, 본 계산에서는 위와 같은 기존의 연구 결과에 기초하여 grid-filter와 test-filter의 폭의 비 $\alpha=2$ 를 사용하여 계산을 수행하였다.

한편, 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 궤적을 추적하는가를 의미하는 시간스케일 T 는 다음 식으로 주어지며, 이때 시간 완화 계수 C_t 는 Meneveau et al. (1994)의 추천값인 2.0을 사용하였다.

$$T = C_t \Delta I_{LM}^{-1/4} \quad (2.6.17)$$

(나) 수치 해석 방법

본 연구에서는 원통형의 계산형상과 원통 좌표계 격자를 사용하였으며, 지배 방정식은 입구부의 반경과 평균속도를 이용하여 무차원화 하였다. 계산영역의 개략도를 Fig. 2.6.1에 나타내었다. 전체의 계산영역은 흐름방향으로 $23R$ 이며, 입구부의 길이는 $4R$ 을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터 $0.85R$ 위치에 보염기가 설치되어 있고 입구부의 반경은 20.0mm 이다.

원통 좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중값(multi-value)으로 가상하여, 대각 방향으로 내삽(interpolation)을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두점은 그 크기가 같고 반대방향의 부호를 갖는 것을 의미한다. 이와 같은 방식으로 구축한 계산코드를 이용하여 원관내 난류유동에 대한 수치해석을 행하여 Eggels et al. (1994)의 직접 수치 해석(DNS) 결과와의 비교를 통하여, 그 신뢰성과 계산정도에 관한 검증은 행하였다.

원관내 난류의 평균 속도분포에 랜덤한 변동 속도성분을 부가함으로써, 수치계산의 입구조건으로 사용하였다. 시간 이산화에 대해서는 2차 정도의 Adams-Bashforth법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심차분, 대류항에 QUICK법을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력장 해법으로는 압력, 속도에 대하여 동시 완화법인 HSMAC(Highly Simplified Marker-and-Cell)법을 사용하였다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 경계조건을 부가하였다.

수치계산은, 수차례의 검증 결과, 격자크기 ($r \times \theta \times z = 55 \times 90 \times 102$), 시간중분 $\Delta t = 0.002$ 로 하여 수행하였다. 또한, 수치계산은 Silicon Graphics사의 Origin 2000과 Fujitsu사의 VX를 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 한가지 경우에 대략 430 CPU hr 정도 소요되었다.

(다) 실험 장치 및 방법

계산결과에 대한 평가를 행하기 위하여 LDV에 의한 계측을 수행하였다. 실험장치에 대한 개략도는 Fig. 2.6.2와 같다. 입구부의 직경은 40mm 이며 입구의 평균속도는 0.125m/s , 작동유체의 온도는 20°C 로 설정하였다. 실험에 사용된 유량계는 검정을 거친후 사용하였으며, 오차범위는 $Re=5,000$ 에 대하여 2.41% 범위내에서 실험을 행하였다. 또한, 작동유체는 항온조를 사용하여 $20 \pm 0.2^\circ\text{C}$ 의 범위에서 제어하였으며, 이때 온도에 대한 오차범위는 0.52% 이었다. LDV에 의한 측정은 보염기 후면의 20mm , 40mm , 60mm , 80mm , 100mm , 140mm 의 6단면에서 행해졌으며, 측정점의 수는 수평방향과 수직방향으로 각각 220점이었다. 측정값의 재현성을 확인하기 위해 동일한 측정을 5회 반복하여 그 재현성을 확인하였으며, 그 평균을 취하여 측정값으로 표시하였다.

흐름방향과 반경방향의 속도성분을 Argon-ion레이저의 dual-beam구성에 의해 동시 측정하였다. Argon-ion레이저는 Colorburst multibeam seperator에 의해 green beam과 blue beam으로 분리되며, 각각의 경우에 파장은 514.5nm, 488.0nm이었다. 이 두 beam은 50mm간격으로 평행한 2개의 beam으로 분리되며, optical probe로부터 350mm떨어진 지점에서 측정점을 형성하게 된다. 광학강도에 의해 정의되는 측정체적은, green beam의 경우에 직경 90.5 μ m, 길이 1.31mm이며, blue beam의 경우는 직경 85.8 μ m, 길이 1.24mm이다. 신호처리기(IFA750)로부터 출력된 출력신호는 500-600 Hz의 주파수로 추출하였다.

(2) 수치 해석 결과

Smagorinsky 모델계수가 보편적이지 않다는 사실은 잘 알려져 있다. 예를 들면, 등방성 난류의 경우는 $C_s=0.2313$, 평행 평판간 난류의 경우는 $C_s=0.114$, 난류 혼합층에 관해서는 $C_s=0.1515$ 등이 이용되고 있다. 그러나, $C_s=0.1$ 이 평행 평판간 난류, 원관내 난류, 후향 계단 난류등의 해석등에 널리 이용되고 있다. 본 계산에서는 $C_s=0.1$ 과 0.12 를 사용하여 수치계산을 수행하였으며, 또한 Lagrangian dynamic SGS모델(이후 LDSM으로 표현)을 이용한 계산을 행하여, 복잡한 형상을 갖는 연소기 내부의 유동장에 대하여 난류모델의 영향에 관한 평가를 행하였다.

Fig. 2.6.3에 보염기 후면의 4위치에서의 평균 축방향 속도분포를 나타내었다. 각각의 모델계수를 이용한 예측결과는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 속도 피크치의 위치등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할 만한 결과를 나타내고 있다. 그러나, 보염기 배면의 재순환 영역에 관한 예측정도는 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자 해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보염기 주변의 성긴격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 예측정도가 다소 저감되었다고 생각된다.

한편, 모델계수에 따른 예측결과에는 그다지 큰 차이가 나타나지 않았다. $C_s=0.12$ 의 경우는 재순환 영역을 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다. 일반적으로, 모델계수의 값이 크게되면 큰 척도(large-scale)의 진동이 과도하게 감쇠되기 때문에, 본 연구에서와 같이 복잡한 형상을 갖는 유동장의 경우 모델계수를 최적화하는 것은 쉽지 않다. LDSM의 예측결과는 Smagorinsky모델을 이용한 경우와 거의 같은 정도의 예측치를 나타내고 있으나, 보염기 배면의 재순환 영역의 예측에 있어서 다소 떨어지는 결과를 나타내고 있다. 앞서 말한 바와 같이, dynamic SGS모델을 이용한 결과가 특히 저 레이놀즈 수 유동장에 대해서는 좋은 결과를 나타내고 있다고 알려져 있지만, 복잡한 형상을 갖는 유동장에 대해서는 만족할 만한 결과를 나타내지 못하고 있음을 보여주고 있다. 이상과 같은 검증 결과, $C_s=0.1$ 의 경우가 재순환 영역뿐만 아니라 하류측의 예측결과에서도 가장 좋은 결과를 나타내고 있음을 알 수 있다.

Fig. 2.6.4에 모델계수 $C_s=0.1$ 을 이용한 경우의 축 방향의 난류 강도분포를 나타내었다. 난류강도 분포에 있어서의 예측결과는 실험결과에 비해 정량적으로는 다소 떨어짐을 알 수 있다. 그러나, 피크치의 위치등 정성적으로는 좋은 일치를 보이고 있음을 알 수 있다.

그림에서 보는 바와 같이, 난류 강도분포는 전단층이 존재하는 위치에서 2개의 피크치를 갖고 있음을 알 수 있으며, 안쪽 전단층의 피크치가 보다 강한 강도를 갖고 있다. 이와 같은 2개의 피크치는 하류로 감에 따라 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있으며, 실험 결과와도 대체로 잘 일치함을 보여주고 있다.

예혼합 연소기의 경우, 보염기의 형상은 연소기의 유동특성을 결정하는 중요한 설계변수라 할 수 있다. 앞에서 언급한 바와 같이, 3가지 형상의 보염기를 채택하여 보염기의 형상변화에 따른 검토를 수행하였다. 즉, 가장 단순한 형태의 disk type보염기에 대해서 절단면의 영향을 조사하기 위한 cutting plane type, 또한 보염기 지지축의 영향 등을 고려하여 cutting plane with shaft type(이후 CPWS로 표현)의 3가지 형상에 대한 수치계산을 행하였다.

난류 혼합과정에 미치는 보염기 형상변화에 따른 영향에 대하여, 축방향 평균 속도분포를 Fig. 2.6.5에 나타내었다. 계산결과에서 알 수 있는 바와 같이 3가지 유형의 보염기 형상변화에 따른 효과는 현저하게 나타났다. Z/R=6.0의 보염기 직후에서 CPWS유형의 속도분포 피크치의 위치는 현저하게 중심축 방향으로 이동해 있음을 알 수 있다. 이와 같은 피크치의 위치는 보염기 배면의 재순환 영역의 크기와 관계가 있다. 즉, disk type, cutting plane type, CPWS의 순으로 재순환 영역이 작아져서 보염기 배면의 역류영역도 작아짐을 보이고 있다. 또한, Z/R=7.0에서, disk type과 cutting plane type은 역류영역이 존재하지만 CPWS의 경우에는 존재하지 않는다는 것을 알 수 있다. Z/R=10.0의 하류측에서 disk type의 경우는 속도분포가 완전히 회복되었지만, 그외의 유형은 완전히 회복되지 않고 있다는 것을 보여 주고 있다. disk type의 속도분포는 보염기 후면에서 넓게 퍼져서 하류측에서 빠르게 회복되는 것에 비하여, CPWS의 경우는 보염기 후면에서 좁게 퍼져서 비교적 천천히 회복되고 있음을 알 수 있다.

3가지 유형의 보염기에 대한 축방향의 난류강도 분포를 Fig. 2.6.6에 나타내었다. Fig. 2.6.4에서 살펴본 바와 같이, 2개의 피크치가 존재하며 안쪽의 피크치가 강하다는 것을 알 수 있다. 안쪽 피크의 위치는 보염기의 형상변화에 따라 중심축 방향으로 이동하고 있으며, disk type의 경우가 가장 큰 값을 갖고 있다. 이들 피크치는 하류로 감에 따라 공간적으로 발달하여 평탄한 분포를 갖게 되며, 특히 disk type의 경우가 하류측에서 빠르게 평탄한 분포로 된다는 것을 알 수 있다.

반경방향의 평균 속도분포를 Fig. 2.6.7에 나타내었다. Z/R=6.0에서 보는 바와 같이, 속도분포의 약간 오목한 부분은 보염기로부터 방출되는 대형 와의 중심위치를 나타내는 것으로, 각각 disk type의 경우 반경방향으로 1.0R, cutting plane type의 경우 0.7R, CPWS의 경우 0.6R을 나타내고 있다. Z/R=6.0에서 반경방향 속도는 양의 값을 갖고 있음을 알 수 있는데, 이는 보염기 배면의 재순환 영역의 폭이 확대되고 있음을 나타낸다. 반면에 Z/R=7.0에서의 음의 값은 재순환 영역이 끝나고 보염기를 넘어온 유동장이 다시 합쳐지고 있다는 사실을 의미한다. Z/R=8.0의 하류측에서는 반경방향의 속도는 약해져서 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있다.

반경방향의 난류 강도분포 및 전단 응력분포를 Fig. 2.6.8과 Fig. 2.6.9에 나타내었다. 난

류 강도분포는 반경방향의 평균 속도분포와 유사한 분포를 하고 있음을 알 수 있다. 난류 강도분포는 보염기의 형상변화에 따라 약간 감소하고 있음을 알 수 있다. $Z/R=7.0$ 에서 난류 강도분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재순환 영역이 끝나는 부분, 즉 유동장이 다시 합쳐지는 위치에서 난류혼합이 활발하게 일어난다는 것을 의미한다. Fig. 2.6.9의 전단 응력분포에서, 2개의 전단층이 존재함을 알 수 있다. 즉, 안쪽의 전단층은 음의 값을 갖고, 바깥쪽의 전단층은 양의 값을 갖는다. 하류로 감에 따라 재순환 영역이 끝나고, 연소기의 중심부에서 유동장이 다시 합쳐져 난류혼합이 일어나기 때문에, 전단 응력분포는 하류로 감에 따라 중심쪽으로 이동하는 것을 알 수 있다.

3가지 유형의 보염기 형상변화에 따른 축방향 평균속도의 등가선 분포를 Fig. 2.6.10에 나타내었다. 점선은 음의 값을 나타내며, 실선은 양의 값을 나타낸다. 등가선은 -0.52 에서 1.35 까지를 0.06 의 간격으로 표시하였다. 예상했던 것과 마찬가지로 보염기의 형상변화에 따라 보염기 배면의 재순환 영역의 크기가 달라졌다. 각각의 경우에 (반폭 \times 길이)로 나타난 재순환 영역의 크기는, disk type의 경우($0.9R \times 2.0R$), cutting plane type의 경우($0.6R \times 1.8R$), CPWS의 경우($0.5R \times 1.7R$)이었다. cutting plane type의 경우는 disk type에 비해 절단면이 존재함으로써, 입구부로 부터 분출되는 분류가 접하는 면적이 작아지기 때문이며, CPWS의 경우는 보염기의 지지축상에 경계층이 발달하고 지지축과 보염기의 전면 접합부에 작은 재순환 영역이 생성되어, 이들이 보염기 배면의 재순환 영역에 영향을 미치기 때문이다. 이 접합부에 생성된 작은 재순환 영역은 방출되지 않고 접합부에 갇혀 있음을 알 수 있다.

3가지 보염기의 형상변화에 대하여 순간적인 보텍스 구조분포를 가시화하여 Fig. 2.6.11에 나타내었다. 축대칭 분포의 보텍스-링이 보염기 후면의 환상분류의 안쪽과 바깥쪽에 생성되어, 하류로 감에 따라 붕괴하고 있음을 알 수 있다. 그 붕괴형태는 원형분류(Liepmann et al. 1992)의 경우와 유사하나, 3차원 보텍스구조는 보다 빨리 발달하게 된다. disk type의 경우에는 보텍스-링이 넓게 퍼져 빠르게 붕괴하는데 반하여, CPWS의 경우는 작게 퍼져 재순환 영역이 거의 끝날때까지 그 형태가 유지되고 있는 것을 알 수 있다. 이와 같은 사실은 예혼합 연소기 내부에서 미연가스와 기연가스의 혼합에 의해 난류의 와동구조가 어떻게 가속되는가를 설명해 준다.

실제의 연소기내 유동장을 대상으로 한 고 레이놀즈 수($Re=50,000$)에 관한 해석을 행하여, 실험결과(Kobayashi et al. 1999)와의 비교를 통해 나타내었다. Fig. 2.6.12와 Fig. 2.6.13에 각각 축방향의 평균 속도분포와 난류 강도분포를 표시하였다. 계산조건은 실험조건에 준하였으나, 내부의 보염기 지지축은 생략하였다. Fig. 2.6.12에서 보는 바와 같이, 예측된 평균속도는 실험결과와 잘 일치함을 알 수 있으나, 재순환 영역에서 다소의 불일치가 보임을 알 수 있다. 이와 같은 차이는 Fig. 2.6.13의 $Z/R=6.0$ 에서의 재순환 영역($r/R < 1.0$)의 난류 강도분포에는 확대되어 나타났다. 이는 LDV 실험결과의 확률밀도분포(PDF)가 이 영역에서 2개의 피크치를 갖고 있다는데 기인한다고 생각된다. 위의 영역을 제외한 영역에서 난류 강도분포 및 평균 속도분포는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하는 결과가 얻어졌다.

Re=50,000의 경우, 순간적인 축방향 속도의 증가선 분포를 Fig. 2.6.14에 나타내었다. 증가선은 -0.92와 1.49사이에서 0.08의 간격으로 표시하였다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 속도분포는 보염기의 영향으로 퍼지게 되며, 보염기 배면에 재순환 영역이 생성된다. Z/R=7.0부근에서 재순환 영역은 끝나고 난류혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 또한, Z/R=6.0과 7.0, 10.0에서의 단면분포에서 알 수 있는 바와 같이 링형태의 고속영역이 보염기 후면에 존재하며, 그 안쪽의 재순환 영역과 바깥쪽에 약한 역류영역이 나타난다. 링형태의 고속영역은 재순환 영역의 성장에 따라 서서히 확대 되며, 물결 모양의 변형(wavy deformation)이 일어나게 된다. Z/R=7.0에서는 재순환 영역이 끝나게 되며, 난류혼합에 의하여 안쪽영역의 변형이 더욱 심하게 된다. 이와 같은 변형은 축방향 거리가 증가함에 따라 성장하게 되며, 흐름방향의 보텍스 (streamwise vortex)를 성장시키게 되며, 흐름방향 보텍스의 증가에 따라 유동의 불안정성은 증가하게 된다.

순간적인 보텍스 구조분포를 증가선 분포와 증가면 분포로 가시화하여 Fig. 2.6.15에 나타내었다. 보염기의 배면에 반대방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 보텍스-링이 생성되며, 안쪽의 보텍스-링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문에 바깥쪽에 비해 강한 강도를 갖는다. 이들 두 보텍스-링은 보염기 배면에서 팽창하지만, 재순환 영역이 끝나는 위치에서 더욱 변형되고 불안정하게 된다. 즉, 이들 두 보텍스-링 사이에는 상호작용이 일어나, 유동장은 보텍스 구조가 붕괴되어 작은 스케일로 변할때까지 가속되고 불안정해진다. 한편, 보텍스 크기에 대한 증가면 그림에서 보는 바와 같이, 흐름방향의 보텍스가 안쪽 보텍스-링의 전단층에서 생성되고 있음을 알 수 있다. 앞서 언급한 바와 같이, 이와 같은 형상을 갖는 연소기 내부의 난류거동은, 보염기에 의해 2개의 강제전단층이 형성되기 때문에 자유전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 더 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각된다.

나. 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부 유동의 큰 척도 난류 보텍스 구조에 관한 연구

본 연구의 목적은 실린더 챔버 내부의 큰 척도의 보텍스 거동을 묘사하는데 있으며, 풍부한 LES 데이터를 이용한 유동 가시화를 통하여 보염기 주위의 난류 유동특성과 난류 혼합과정의 비정상 거동에 관한 조사를 행하였다. 즉, 큰 척도 보텍스의 rolling-up과정과 성장과정, 재순환과 방출과정등에 대한 연속적인 유동 가시화를 행함으로써 난류 보텍스 구조의 시간에 따른 발달상황을 조사하였다. 수치계산은 화학반응 및 선회류(swirl flow)등을 포함하지 않는 비연소 유동장에 대하여 행하였다. 그 대신에, 예혼합 화염의 안정화를 위해 보염기를 채택하였다. 계산대상으로 한 연소기 형상과 격자의 개략도는 Fig. 2.6.16과 같다. 지배 방정식은 물리 반변 속도 성분(physical contravariant velocity component)을 기초로 한 일반 좌표계(generalized coordinate)에 의해 정식화 하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직경과 평균 벌크속도를 기준으로 해서 5,000에 대하여 행하였다. 예측된 난류 통계량에 대해서는 laser doppler velocimetry (LDV)에 의한 실험결과와의 비교를 통하여 평가하였으며, 보염기 주변의 시간에 따른 난류 혼합과정과

3차원 유동구조에 대해서는 보텍스 구조를 가시화 한 각 단면도를 제시함으로써 상세하게 조사하였다.

(1) 수치 계산 방법

(가) 지배방정식

공간 필터조작을 행한 직교 좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \overline{u^j}}{\partial x^j} = 0 \quad (2.6.18)$$

$$\frac{\partial \overline{u^i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^j} (\overline{u^i u^j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x^j} + \frac{\partial}{\partial x^j} [2\nu \overline{S^{ij}} - \tau^{ij}] \quad (2.6.19)$$

여기서, overbar는 공간 필터를 나타내며, 공간 필터조작을 행한 변형률 텐서는 다음과 같이 정의된다.

$$\overline{S^{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u^i}}{\partial x^j} + \frac{\partial \overline{u^j}}{\partial x^i} \right) \quad (2.6.20)$$

또한, subgrid-scale응력항은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{ij} = \overline{u^i u^j} - \overline{u^i} \overline{u^j} \quad (2.6.21)$$

윗식은 Smagorinsky eddy viscosity 모델을 이용하여 다음과 같이 모델화 한다.

$$\tau^{ij} - \frac{1}{3} \delta^{ij} \tau^{kk} = -2\nu_{\tau} \overline{S^{ij}} \quad (2.6.22)$$

$$\nu_{\tau} = (C_s \Delta)^2 |\overline{S}| \quad (2.6.23)$$

$$|\overline{S}| = |2\overline{S^{ij}} \overline{S^{ij}}|^{1/2} \quad (2.6.24)$$

여기서, C_s 는 Smagorinsky 모델 계수이고, Δ 는 grid filter의 필터폭을 나타낸다.

한편, 지배 방정식을 물리 반변 속도 성분을 이용하여 표현하기 위하여, 직교 좌표계로부터 일반 좌표계의 변환을 다음과 같이 조작하면,

(a) Scalar

$$\varphi \rightarrow \varphi \quad (2.6.25)$$

(b) Vector

$$u^i \rightarrow u^{(i)} \quad (2.6.26)$$

$$\frac{\partial u^i}{\partial x^j} \rightarrow \nabla_{(j)} u^{(i)} = \frac{\partial u^{(i)}}{\partial \eta^j} + u^{(m)} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \quad (2.6.27)$$

(c) Tensor

$$\tau^{ij} \rightarrow \tau^{(ij)} \quad (\delta^{ij} \rightarrow g^{(ij)}, \delta_{ij} \rightarrow g_{(ij)}) \quad (2.6.28)$$

$$\frac{\partial \tau^{ij}}{\partial x^j} \rightarrow \nabla_{(j)} \tau^{(ij)} = \frac{\sqrt{g_{jj}}}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \right] + \tau^{(mj)} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \quad (2.6.29)$$

결국, 공간 필터조작을 행한 일반 좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES 지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \overline{u^{(i)}} \right] = 0 \quad (2.6.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u^{(i)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} (\overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} - \tau^{(ij)}) \right] + \overline{u^{(j)}} \overline{u^{(m)}} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \\ = -g^{ij} \sqrt{g_{ij}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(jm)} \left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right) \end{aligned} \quad (2.6.31)$$

여기에는 $\overline{u^{(i)}}$ grid-scale의 물리 반변 속도 성분이며, $\left(\begin{matrix} i \\ mj \end{matrix} \right)$ 는 Christoffel symbol의 물리성분, J는 Jacobian, g^{ij} 는 계량텐서(matric tensor)의 수학성분, $g^{(ij)}$ 와 $g_{(ij)}$ 는 각각 계량텐서의 물리성분과 역성분을 나타낸다. 계량텐서의 수학성분과 물리성분 사이에는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau^{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (2.6.32)$$

속도와 좌표계, 시간은 각각 입구부의 평균 벌크속도 U_b , 반경 R, 시간 스케일 R/U_b 로 무차원화 하였다. 여기에서 응력텐서 $\tau^{(ij)}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (2.6.33)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (2.6.34)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (2.6.35)$$

본 연구에서는 Smagorinsky 모델 계수 $C_s=0.1$ 을 사용하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자 크기와 Van Driest형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써 벽면 부근의 점근거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (2.6.36)$$

(나) 수치 해석 방법

본 연구에서는 원통형의 계산형상과 원통 좌표계 격자를 사용하였으며, 지배 방정식은 입구부의 반경과 평균속도를 이용하여 무차원화하였다. 계산영역의 개략도를 Fig. 2.6.16에 나타내었다. 전체의 계산영역은 흐름방향으로 $23R$ 이며, 입구부의 길이는 $4R$ 을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터 $0.85R$ 위치에 보염기가 설치되어 있고 입구부의 반경은 20.0mm 이다.

원통 좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중값(multi-value)으로 가상하여, 대각 방향으로 내삽을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두점은 크기가 같고 반대방향의 부호를 갖는다는 것을 의미한다. 이와 같은 방식으로 구축한 계산코드를 이용하여 원관내 난류유동에 대한 수치해석을 행하여 Eggels et al. (1994)의 직접 수치해석(DNS) 결과와의 비교를 통하여, 그 신뢰성과 계산 정도에 관한 검증을 행하였다.

원관내 난류의 평균 속도분포에 랜덤한 변동 속도성분을 부가함으로써, 수치계산의 입구조건으로 사용하였다. 시간 이산화에 대해서는 2차 정도의 Adams-Bashforth법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심차분, 대류항에 QUICK법을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력장 해법으로는 압력, 속도의 동시 완화법인 HSMAC(Highly Simplified Marker-and-Cell)법을 사용하였다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 유출 경계조건을 부가하였다.

수치계산은, 수차례의 검증결과, 격자크기 ($r \times \theta \times z=55 \times 90 \times 102$), 시간증분 $\Delta t=0.002$ 로 하여 수행하였다. 또한, 수치계산은 Silicon Graphics사의Origion 2000과 Fujitsu사의 VX를 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 한가지 경우에 대략 430 CPU hr정도 소요되었다.

(다) 실험 장치 및 방법

계산결과에 대한 평가를 행하기 위하여 LDV에 의한 실험측정을 수행하였다. 테스트 챔버의 크기는 길이 380mm , 직경 120mm 이며, 입구부로부터 20mm 하류위치에 보염기가

설치되어 있다. 입구부의 직경은 40mm, 평균속도는 0.125m/s이며, 작동유체의 온도는 20°C로 설정하였다. 실험에 사용된 유량계는 검정을 거친후 사용하였으며, 오차범위는 $Re=5,000$ 에 대하여 2.41%범위내에서 실험을 행하였다. 또한, 작동유체는 항온조를 사용하여 $20\pm 0.2^\circ\text{C}$ 의 범위에서 제어 하였으며, 이때 온도에 대한 오차범위는 0.52%이었다. LDV에 의한 측정은 보염기 후면의 20mm, 40mm, 60mm, 80mm, 100mm, 140mm의 6단면에서 행해졌으며, 측정점의 수는 수평방향과 수직방향으로 각각 220점이었다. 측정값의 재현성을 확인하기 위해 동일한 측정을 5번 반복하여 재현성을 확인하였으며, 그 평균을 취하여 측정값으로 표시하였다.

흐름방향과 반경방향의 속도 성분을 Argon-ion 레이저의 dual-beam 구성에 의해 동시 측정하였다. Argon-ion 레이저는 Colorburst multibeam seperator에 의해 green beam과 blue beam으로 분리되며, 각각의 경우에 파장은 514.5nm, 488.0nm이었다. 이 두 beam은 50mm간격으로 평행한 2개의 beam으로 분리되며, optical probe로 부터 350mm떨어진 지점에서 측정점을 형성하게 된다. 광학강도에 의해 정의되는 측정체적은, green beam의 경우에 직경 $90.5\mu\text{m}$, 길이 1.31mm이며, blue beam의 경우는 직경 $85.8\mu\text{m}$, 길이 1.24mm이다. 신호처리기(IFA750)로부터 출력된 출력신호는 500-600Hz의 주파수로 추출하였다.

(2) 수치 해석 결과

구축한 LES 계산코드의 신뢰성과 정확성을 확인하기 위하여, Fig. 2.6.17에 보염기 후면 6위치에서의 평균 축방향 속도분포를 나타내었다. 예측결과는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 속도 피크치의 위치등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할만한 결과를 나타내고 있다. 그러나, 보염기 배면의 재순환 영역에 관한 예측정도는 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보염기 주변의 성긴격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 예측정도가 다소 저감되었다고 생각된다. 보염기 배면의 재순환 영역에서, 역류에 관한 예측결과는 실험결과에 비해 다소 늦게 회복되고 있음을 알 수 있다.

축방향의 난류 강도분포를 Fig. 2.6.18에 나타내었다. 난류 강도분포에 있어서의 예측결과는 실험결과에 비해 정량적으로는 다소 떨어짐을 알 수 있다. 그러나, 피크치의 위치등 정성적으로는 좋은 일치를 보이고 있다. 그림에서 보는 바와 같이, 난류 강도분포는 보염기 후면의 전단층이 존재하는 위치에서 2개의 피크치를 갖고 있으며, 안쪽 전단층의 피크치가 보다 강한 강도를 갖고 있음을 알 수 있다. 이와 같은 2개의 피크치는 하류로 감에 따라 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있으며, 실험결과와도 대체로 잘 일치함을 보여주고 있다.

반경방향의 평균 속도분포와 난류 강도분포를 각각 Fig. 2.6.19와 Fig. 2.6.20에 나타내었다. $Z/R=6.0$ 에서 보는 바와 같이, 실험결과와 예측결과 사이에는 다소의 차이가 나타났다. 예측된 반경방향의 평균 속도분포는, 실험치에서 음(-)의 값을 갖는데에 반하여, 양(+)의 값을 갖고 있음을 알 수 있다. 이는 실제의 유동장이 합쳐지기 시작하고 있다는데

반하여, 예측결과에서는 아직도 유동장이 퍼지고 있다는 사실을 의미하며, 예측결과가 실험결과에 비하여 재순환 영역의 회복이 다소 늦다는 사실을 나타내고 있다. 속도 예측분포의 약간 오목한 부분은 보염기로부터 방출되는 대형 보텍스의 중심위치를 나타내는 것으로, 이 위치는 반경방향으로 0.6R을 나타내고 있다. $Z/R=7.0$ 이하의 하류측에서 실험결과와 예측결과는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

난류 강도분포에 관한 일반적인 경향은 평균 속도분포에서와 유사함을 알 수 있다. 예측결과는 실험치에 비해서 재순환 영역을 다소 과소평가 하고 있으며, 피크치를 뚜렷하게 예측하지 못하고 있다. 재순환 영역에서 난류 강도분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재순환 영역에서 난류혼합이 활발하게 일어난다는 것을 의미한다.

평균속도의 등가선 분포를 Fig. 2.6.21에 나타내었다. 점선은 음의 값을 나타내며, 실선은 양의 값을 나타낸다. Fig. 2.6.21의 (a)는 축방향 평균속도를 나타내며, 등가선 분포는 $U_z/U_b=1.1$ 까지만 나타냈다. 축방향 평균속도의 범위는 -0.40에서 1.32의 범위로, 그 최고치는 입구부의 중심 부근과 보염기 주변에 위치하고 있다. 한편, 음의 최고치는 벽면 근처의 재순환 영역의 벽면 근방에서 나타나고 있다. 보염기 배면의 재순환 영역의 크기는 폭 0.5R, 길이 1.7R임을 알 수 있으며, 보염기 지지축의 표면에 경계층이 발달하고 보염기와 지지축의 전면 접합부에 작은 재순환 영역이 존재한다. 이 작은 재순환 영역은 방출되지 않고 접합부에 갇혀 있음을 알 수 있다. 벽면에 수직한 축방향 속도공배의 부호가 바뀌는 점으로 정의되는, 재부착 위치는 연소실 벽면의 $Z/R=19.5$ 임을 알 수 있다.

Fig. 2.6.21의 (b)는 반경방향 평균속도의 등가선 분포를 나타냈다. 등가선의 범위는 -0.25에서 0.65를 0.043의 간격으로 나타내었다. 양의 값은 반경방향의 평균속도가 벽쪽을 향한다는 것을 의미하며, 음의 값은 중심부쪽을 향한다는 사실을 나타낸다. 입구부에서 분출된 분류가 보염기 주변에서 바깥쪽으로 퍼지지만, 재순환 영역의 중간정도의 위치에서 중심부쪽으로 수축하고 있다는 것을 알 수 있다.

앞에서의 시간평균 통계량에 대한 실험결과와의 비교를 기초로 하여, 큰 척도 보텍스의 순간적인 거동에 관해 조사해 보기로 한다. 순간의 축방향 속도를 Fig. 2.6.22에 가시화하여 나타내었다. 축방향 속도는 보염기의 영향으로 퍼지게 되며, 보염기 배면에 재순환 영역이 재현되었다. $Z/R=7.0$ 부근에서 재순환 영역이 거의 끝나게 되고 난류혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 하부의 각 단면도에서 볼 수 있는 바와 같이, 보염기 후면에서 링형태의 고속영역이 존재하며, 약한 역류영역과 재순환 영역이 각각 그 바깥쪽과 안쪽에 형성됨을 알 수 있다. 링형태의 고속영역은 재순환 영역의 성장에 따라서 서서히 확대되며, 전단층 사이에 물결 모양의 변형(wavy deformation)이 나타남을 알 수 있다. 이와 같은 변형은 축방향 거리가 증가함에 따라 성장하게 되며, 흐름방향의 보텍스(streamwise vortex)를 성장 시키게 되고, 흐름 방향의 보텍스의 증가에 따라 유동의 불안정성은 증가하게 된다.

챔버 내부 보텍스 분포의 순간적인 공간 발달상황을 가시화하여 나타내었다. 원주방향, 축방향 그리고 보텍스 강도분포를 각각 Fig. 2.6.23, Fig. 2.6.24와 Fig. 2.6.25에 나타내었다. 축대칭의 보텍스-링이 보염기 후면의 환상분류의 안쪽과 바깥쪽에 생성되며, 안쪽의 보텍스-링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문에 바깥쪽에 비해 강한강도를

갖는다. 이들 보텍스는 하류로 감에 따라 점차 붕괴하게 되며, 그 붕괴형태는 원형분류의 경우와 유사하나, 3차원 보텍스 구조는 보다 빨리 발달하게 된다. 이것은 보염기에 의해 2개의 강제전단층이 형성되기 때문에 자유전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 더 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각된다.

이들 두 보텍스-링사이에는 상호작용이 일어나 바깥쪽의 보텍스-링은 빨리 소멸되고, 안쪽 보텍스-링내부의 재순환 영역에서 난류혼합이 활발하게 일어나고 있음을 알 수 있다. 재순환 영역이 끝나는 $Z/R=7.0$ 부근에서는 비교적 긴구조의 보텍스-링이 존재하며, 이들 구조는 하류에서의 혼합과정에 의해 변형된다. 그러나, 이와 같은 긴 구조는 기본적으로 연소실 챔버의 중심부에서 하류를 따라 유지되고 있음을 알 수 있다. 반면에, 흐름방향 보텍스가 보텍스-링의 물결 모양의 변형이 일어나는 경계면에 생성되어 하류로 확산해 가는 것을 보여준다. 이와 같은 그림은 예혼합 연소기 내부에서 미연가스와 기연가스의 혼합에 의해 보텍스 구조가 어떻게 가속되는가를 설명해 준다.

보염기 배면의 8위치에서의 하류로 발달해 가는 vorticity의 단면분포를 Fig. 2.6.26, Fig. 2.6.27과 Fig. 2.6.28에 각각 나타내었다. Fig. 2.6.26은 원주방향의 vorticity 분포를 나타낸 것으로서, 서로 반대방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 보텍스-링이 재현되었다. 바깥쪽 보텍스-링이 그 강도가 약하고 $Z/R=6.0$ 부근에서 소멸되며, 이 지점에서 안쪽 보텍스-링의 내부영역에서 난류혼합이 가속되고 있음을 알 수 있다. 재순환 영역이 끝나가는 $Z/R=6.5$ 부근에서, 원주방향의 vorticity는 보염기를 넘어온 속도성분의 재결합에 의해 수축하게 되며, 그 이후 하류로 감에 따라 점차 퍼져서 난류혼합이 증진하게 된다. 그러나, 변형된 링형태는 하류에 이르기까지 오랫동안 그 형태를 유지하고 있음을 알 수 있다.

흐름방향의 vorticity 분포를 나타내는 Fig. 2.6.27은 보텍스-링을 따라서 약한 흐름방향 보텍스가 형성되는 것을 보여 주고 있으나, 흐름방향 보텍스는 보텍스-링의 물결상의 변형(wavy deformation)이 가속되는 보염기 배면의 재순환 영역에서 주로 생성되고 있음을 알 수 있다.

Fig. 2.6.28의 보텍스 강도분포는 보염기 배면에 2개의 축대칭 보텍스-링이 존재함을 설명해 주고 있으며, 이 두 보텍스-링사이의 상호작용으로 인하여 보텍스가 작은 척도의 운동으로 소멸될 때까지 불안정성이 가속화하게 된다.

보염기 주변의 난류 혼합과정에 대한 이해를 돕기 위하여, 보염기 주위의 vorticity의 등가선 분포를 가시화하여 Fig. 2.6.29에 나타내었다. 등가선 분포는 $Z/R=4.5$ 에서 7.5사이를 나타내었으며, 이때 보염기는 $Z/R=5.0$ 에 위치하고 있다. 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링이 확연하게 재현되었으며, 바깥쪽 보텍스-링은 강도가 다소 약하고 반경방향으로 제한되어 있는 반면에 안쪽 보텍스-링은 그 강도가 강하며 보염기의 영향으로 바깥쪽으로 퍼지려는 성질을 갖고 있다. 난류혼합은 바깥쪽의 보텍스-링으로 부터 흡수된 부분과 안쪽 보텍스-링 사이에서 일어나며, 바깥쪽 보텍스-링의 미흡수 부분은 점차로 소멸하게 된다. 요약하면, 난류혼합은 재순환 영역에서 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링사이에서 촉진된다고 할 수 있다.

Fig. 2.6.30에 보염기 주변의 보텍스 구조의 등가면 분포를 나타내었으며, 가시화 범위

는 Fig. 2.6.29의 경우와 동일하다. 앞서 말한 바와 같이, 보염기 배면에 보텍스-링이 선명하게 나타났으며, 보염기와 지지축사이의 전면 구석부에 작은 재순환 영역이 보여진다. 보텍스 구조의 공간 발달 상황에 관한 상세한 조사를 위하여, 보텍스의 등가면 분포를 보염기의 크기를 기준으로 내부영역과 외부영역으로 나누어서 나타내었다. Fig. 2.6.30의 (b)와 (c)는 안쪽에서 본 내부영역과 외부영역을 나타내었으며, Fig. 2.6.30의 (d)와 (e)는 바깥쪽에서 본 내부영역과 외부영역을 각각 나타내었다. 보텍스-링은 보염기 배면에서 방출되어 점차 변형되어 간다. 재순환 영역이 끝나는 지점에서 보염기를 넘어온 속도성분의 재결합에 의한 충돌의 영향으로 보텍스-링은 더욱 더 변형하게 되며, 마치 시트 형태의 보텍스-링으로 수축하게 되고 재순환 영역의 전단층에서 부분적으로 붕괴하여 흐름방향의 보텍스가 생성되게 된다. 동 영상화한 그림에서 이 전단층의 경계에서 나선형의 보텍스 구조가 나타남을 알 수 있으며, Fig. 2.6.30의 (c)와 (e)에 나타난 바와 같이, 이와 같은 나선형 구조가 흐름방향의 보텍스를 생성하게 됨을 알 수 있다.

Fig. 2.6.31에 보텍스 강도의 등가면 연속분포를 나타내어, 재순환 영역 내부에서의 큰 척도 보텍스의 시간에 따른 rolling-up과 방출에 관해 설명하고 있다. Fig. 2.6.31의 (a)와 (b)에 각각 안쪽에서 본 형상과 바깥쪽에서 본 형상을 나타내었다. 연속그림에서 나타난 바와 같이 링형태의 보텍스는 흐름방향으로 방출되며 roll-up하고 있음을 알 수 있으며, 화살표로 표시한 바와 같이 회전하고 있다. 그러나, 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 반대방향의 회전을 하며 반대로 진행하기 때문에, 이들 두 보텍스사이의 상호작용으로 인해 링형태의 보텍스는 붕괴하게 된다. 한편, 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 압축되게 되고 보염기 배면에서 기울어진 분포를 하게 된다. 이들 두 보텍스는 화살표로 나타낸 바와 같이 보염기 직후에서 또 다시 상호간섭을 일으키게 된다. 그림내부에 작은 원으로 표시한 부분은 전단층의 경계면에서 시간에 따른 보텍스의 변형을 나타낸다. Fig. 2.6.31의 (b)에 나타난 바깥쪽에서 본 형상은 시간에 따른 보텍스-링의 붕괴와 나선구조로의 변형과정을 설명하고 있다. 이와 같은 과정은 간헐적으로 일어나며 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 진동하게 된다.

제 3 절 유동제어의 실험적 적용

1. 국소음향 가진에 의한 후향계단 유동에서의 제어실험

가. 풍동 및 실험장치

풍동의 입구부는 가로방향으로 $W=625$ mm, 높이방향으로 $2H=100$ mm, 흐름방향으로 750mm이다. Fig. 3.1.1은 실험에서 사용된 풍동 시험부의 내부 형상을 보여준다. 후향계단 높이 H 는 50mm이고, 종횡비(AR)은 12.5이다. 지름 300mm인 스피커가 시험부 밑에 위치한 가진 상자 하단에 위치해 있다. 후향계단 박리면을 따라 가로방향으로 난 좁은 슬릿을 통해 사인파형의 속도 변동 성분을 가하였다. 슬릿 폭은 1.0 ± 0.1 mm이었다. 가진크기(A_0)는 평균 자유흐름 속도 U_0 에 대한 열선으로 측정된 국소 가진 전후의 속도 크기 차이($Q_{\text{forced}} - Q_{\text{unforced}}$)의 비율($A_0 = (Q_{\text{forced}} - Q_{\text{unforced}}) / U_0$)로 정의되었다. U , V 를 박리점 주위의 시간 평균된 속도 변동 성분들이라 할 때, 열선으로 측정된 속도 크기 Q 는 $(U^2 + V^2)^{1/2}$ 로서 U 와 V 방향 속도 변동 성분들을 모두 포함한다. 실험은 적절한 레이놀즈 수($13000 \leq Re_H \leq 33000$)에서 가진 크기($0.03 \leq A_0 \leq 0.07$) 및 스트로홀 수($0 \leq St_H \leq 5.0$)를 고려하여 수행되었다. 스트로홀 수 St_H 는 $St_H = fH / U_0$ 로 정의하였다. 후향계단 유동에 횡방향 국소 가진을 주기 위하여 가진을 주는 길이 g 와 가진을 주지 않는 길이 w 를 정의하고 w/H , w/g 를 변화시켰다. 횡방향 국소 가진 실험은 $Re_H=33000$ 과 $A_0=0.018$ 에서 진행되었다. g 와 w 의 여러 조합을 만들었으며, 최적의 가진 조건을 찾기 위해 X_R 을 최소화시키는 w 와 g 의 조합을 조사하였다. 본 연구에서는 w/g 를 0.5, 1.0, 2.0으로 선정하였다. w/g 를 세 가지 경우로 한정하여 설정한 이유는 횡방향으로 가진을 주는 길이(g)가 가진을 주지 않는 길이(w)보다 작은 경우, 같은 경우, 큰 경우의 영향을 보기 위함이었다. 횡방향 국소 가진의 다른 파라미터로서 w/H 를 설정하였다. w/H 는 $w/H=0.06$, 0.08, 0.10으로 선정하였다. w/g 와 w/H 를 모두 조합하여 9가지 경우에 대하여 실험하였으며, 재부착 길이 X_R 를 주로 측정하여 유동제어 효과를 검토하였다.

나. 수동 및 실험장치

수동의 시험부는 풍동 실험의 시험부와 유사하게 제작하였고, 후향계단 높이를 $H=20$ mm, 가로방향 길이를 250mm로 하였다. 풍동의 경우와 마찬가지로 종횡비를 12.5로 설계하여 후향계단 유동장의 이차원성을 가정하였다. 수동으로 유입되는 국소 가진은 Scotch-yoke 시스템을 이용하였고 슬릿폭을 2.0 ± 0.1 mm으로 하였다. 수동에서 유동 가시화를 수행하였고, 형광 잉크를 이용한 방법(dye tracer method)을 사용하였다. 광원으로 4W 출력의 아르곤(Ar) 레이저를 이용하였다. 유동 가시화의 결과는 ASA-3200 고감도 필름을 이용하였고 노출 시간을 1/125~1/250초로 설정하여 촬영하였다. CCD 카메라를 이용한 시스템을 구축하여 연속적인 가시화 결과를 얻었고 국소 가진의 효과를 가진 주

기의 위상별로 분석하였다. 수동 실험에서 레이놀즈 수는 $Re_H=1200$ 이고 가진 크기는 $Ao=0.3$ 으로 고정시켰으며, 가진 주파수에 따른 제어 효과를 관찰하기 위해 스트로홀 수를 적절한 범위($0.3 \leq St_H \leq 1.0$)에서 변화시켰다.

다. 국소 가진 결과

국소 가진의 성능을 확인하기 위해 무차원화 재부착길이 X_R/X_{R0} 를 측정하였다. X_{R0} 는 국소 가진이 없는 유동장의 시간 평균한 재부착길이이며, X_R 은 국소 가진한 경우의 재부착길이이다. 가진 주파수는 $0 \leq St_H \leq 5.0$ 으로 설정하였다. 이미 언급하였듯이 국소 가진이 재부착 길이에 미치는 영향은 상당하다. $Ao=0.07$ 의 국소 가진을 가할 때 재부착길이는 $St_H \cong 0.27$ 에서 최소값을 나타내었다. 그러나, 국소 가진이 약할 경우($Ao=0.03$) 재부착길이는 $St_H \cong 0.27$ 과 $St_H \cong 0.40$ 에서 모두 최소값을 나타내었다. $Ao=0.03$ 일 때 나타난 두 최소값은 Nagib et al. (1985) 과 Kiya et al. (1993) 이 보고한 결과와 일치한다. $St_H \cong 0.27$ 의 국소값은 박리 전단층의 와홀림 불안정성(shedding-type instability)에 의한 것으로 박리 전단층의 변형에 의해 일어나는 운동량 교환과 연관된다 (Nagib et al. 1985). 반면, $St_H \cong 0.40$ 은 국소 가진에 의해 발생하는 활성와(energetic vortex)의 형성 및 홀림(shedding) 구조에 영향받는다. $St_H \cong 0.40$ 의 최소값은 입구 경계층의 전단층 불안정성(shear layer instability)에 의한 것이다. 국소 가진이 전단층 성장률을 높이며 박리 초기에 말아올린와(rolled-up vortex)를 생성함은 잘 알려져 있다. 전단층에 생성된 말아올린와(rolled-up vortex)는 비가진 유동장($Ao=0$)의 와구조(vortical structure)보다 주위 유체를 전단층 내부로 더 잘 끌어들이고 전단층을 더욱 성장시켜 재부착길이를 감소시키는 역할을 한다.

국소 가진에 의한 난류 유동장의 동적 거동을 이해하기 위해 유동장 내 흐름방향 속도 (U)의 스펙트럼을 측정하였다. Fig. 3.1.3에 속도 스펙트럼을 유동장 내 흐름방향 위치($1 \leq X/H \leq 8$)의 함수로서 나타내었다. 속도 스펙트럼은 흐름방향(X/H)을 따라 $1 \leq X/H \leq 8$ 의 각 위치로부터 흐름속도와 최대흐름속도의 비(U/U_{max})가 0.95인 지점을 찾아 측정하였다. 스펙트럼 분석은 비가진 유동장($Ao=0$)과 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$)을 비교하여 이루어졌고, 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$)의 스트로홀 수(St_H)를 0.275로 고정하였다. 그림에서는 비가진 유동장($Ao=0$)의 결과를 점선으로, 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$)의 결과를 실선으로 표시하여 구분하였다. 무차원 가진 주파수($St_f=f_f H/U_0$)와 무차원 홀림 주파수($St_s=f_s H/U_0$)를 구분하였으며 무차원 홀림 주파수(St_s)는 비가진 유동장의 재부착 영역에 나타난다.

박리점 근처($X/H=1.0$)에서 유동 구조를 살펴보면 비가진 유동장($Ao=0$)에서는 어떤 특정 피크도 나타나지 않지만, 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$, $St_H=0.275$)에서는 무차원 가진 주파수(St_f)에서 가진 효과가 뚜렷이 나타난다. $X/H=2.0$ 인 위치에서는 무차원 가진 주파수(St_f)의 절반에 해당하는 주파수($1/2 St_f$)에 피크가 형성된다. $1/2 St_f$ 에서 발생한 피크는 국소 가진에 의해 박리 전단층 내에 거대와 병합(large scale vortex amalgamation)이 발생하였음을 알려준다. 거대와 병합은 박리 전단층 내 난류 강도를 증가시키고 그 결

과로 전체적인 난류 레벨이 현격히 증가된다. 거대와 병합이 일어나는 위치에서는 무차원 홀림 주파수(St_s)가 비가진 유동장($Ao=0$)에서 관측되는데 무차원 가진 주파수(St_f)의 위치와 거의 일치한다. 이러한 결과들은 최소 재부착길이를 얻기 위한 효과적인 국소 가진 주파수(St_f)가 비가진 유동장($Ao=0$)의 와홀림 주파수(f_s)와 거의 일치한다고 하는 Sigurdson (1995)의 연구 결과를 뒷받침한다.

유동이 $X/H=2$ 보다 더 후류로 흘러가면 무차원 가진 주파수(St_f)의 영향이 점차로 감소된다. 반대로 $\frac{1}{2}St_f$ 에 해당하는 주파수 성분의 영향이 점차로 증가하고, $X/H=4$ 에서 무차원 가진 주파수(St_f)의 4분의 1에 해당하는 주파수($\frac{1}{4}St_f$)가 나타난다. $\frac{1}{4}St_f$ 는 거대와 병합이 두 번째로 일어남을 보이며 이로 인해 박리 전단층 내 난류 레벨이 더욱 증가한다. 그러나, 재부착점 이후에는 거대와 병합의 증거가 더 이상 보이지 않고 오히려 속도 스펙트럼의 에너지 레벨이 감소한다. $X/H=6$ 에서는 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$, $St_H=0.275$)이 비가진 유동장($Ao=0$)보다 난류 에너지 레벨이 오히려 더 낮다. 효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.07$, $St_H=0.275$)에서는 와병합 과정이 두 번 나타나지만, 비가진 유동장($Ao=0$)에서는 와병합 과정이 한 번밖에 관찰되지 않는다. 한편, 비가진 유동장($Ao=0$)에서는 $X/H=4$ 에서부터 관찰된 $\frac{1}{2}St_s$ 주파수 성분이 가진 유동장($Ao=0.07$, $St_H=0.275$)보다 전체적인 난류 레벨을 높이는 기능을 하고 있다.

라. 유동장의 가시화

국소가진이 후향계단 유동장에 미치는 영향을 보다 자세히 관찰하기 위하여 수동 내에서 난류 박리 유동을 가시화하여 Fig. 3.1.4에 나타내었다. 효과적인 유동 가시화를 위해 비가진 유동장($Ao=0$)과 효과적으로 가진된 유동장 ($Ao=0.3$, $St_H=0.477$), 비효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.3$, $St_H=0.822$)의 세 가지 경우로 나누었다. 비효과적으로 가진된 유동장 ($Ao=0.3$, $St_H=0.822$)은 국소가진에 의해 무차원 재부착 길이(X_R/X_{R0})가 1을 넘은 경우를 의미한다. 비가진 유동장($Ao=0$)을 살펴보면 전단층 불안정성(shear layer instability)에 의하여 박리점에서부터 생성된 유선(flow streakline)이 $X/H=4\sim 5$ 에서 요동치는 것을 알 수 있다. $x/H\leq 1$ 에서는 후향계단 밑면에 이차 박리유동이 존재한다. $0\leq X/H\leq 4$ 의 재순환 영역에서는 유체의 순환이 관찰된다. 또한, 재부착 이후 영역($X/H\geq 4$)에서 거대와(large scale vortex)가 생성되고 후류로 흘러가면서 성장한다. 효과적으로 가진된 유동장 ($Ao=0.3$, $St_H=0.477$)에서는 말아올린와(rolled-up vortex)가 $0\leq X/H\leq 1$ 의 박리점 근처에 생성된다. 후류로 흘러갈수록 말아올린와(rolled-up vortex)는 이전 단계에서 생성된 다른 말아올린와(rolled-up vortex)와 병합(merging)을 일으키며 더욱 크게 성장한다. 그러나, 비효과적으로 가진된 유동장($Ao=0.3$, $St_H=0.822$)에서는 가진주기가 와홀림 불안정성(shedding-type instability)과 일치하지 않기 때문에 말아올린와(rolled-up vortex)가 병합(merging)을 일으키지 못하고 박리전단층의 박리면을 따라 그대로 흘러간다.

마. 횡방향 국소 가진

횡방향 국소 가진에 의한 재부착 길이 측정 결과를 Fig. 3.1.5에 나타내었다. $w/H=0.06$ 일 때, w/g 의 세 가지 경우 중 $w/g=1.0$ 일 때가 가장 효과적으로 재부착 길이를 줄이는 것을 알 수 있다. 반면, $w/g=0.5$ 와 $w/g=2.0$ 은 서로 비슷한 결과를 보인다. 횡방향으로 슬릿을 막지 않은 경우($w/g=0$)에는 무차원 재부착 길이(X_R/X_{R0})가 $St_H \cong 0.27$ 과 $St_H \cong 0.40$ 에서 극소값을 가진다. 횡방향 국소 가진($w/g \neq 0$)에서는 $St_H \cong 0.27$ 과 $St_H \cong 0.40$ 이외의 다른 스트로홀 수($St_H \cong 0.20$)에서도 극소값이 발견된다. $St_H \cong 0.20$ 의 극소값은 횡방향 국소 가진에 의한 것으로 여겨지며, 슬릿으로부터 흐름방향와(streamwise vortex)가 박리점을 지나자마자 횡방향 국소 가진에 의해 형성되기 때문으로 사료된다. 박리점 근처의 횡방향으로 나열된 슬릿들로부터 생성된 작은 흐름방향와(streamwise vortex)들이 흐름방향 전단층 불안정성(streamwise shear layer instability)에 의해 규칙적으로 나열된다. 흐름방향 전단층 불안정성(streamwise shear layer instability)에 의한 흐름방향와(streamwise vortex)의 생성은 $w/g=1.0$ 일 때 두드러진다.

w/H 의 비를 증가하여, $w/H=0.08$ 로 하면 재부착 길이 감소 효과는 더욱 커진다. 그림 5b)에서처럼 $w/g=1.0$ 일 때 재부착 길이가 가장 줄어든다. $w/g=1.0$ 에서 재부착 길이가 가장 잘 줄어드는 이유는 Rogers & Moser (1992) 가 지적하였듯이, 횡방향 국소 가진에 의해 박리점 근처에 규칙적으로 나열된 흐름방향 와구조(rib vortex structure)가 박리 전단층의 성장률을 여타의 국소 가진 방법보다 더 증가시키기 때문이다. 결국 $w/g=1.0$ 은 MEMS 소자를 이용한 국소 가진기 설계시 필요한 조건인 것으로 사료된다. $w/g=1.0$ 이외의 경우들에서는 $w/g=0.5$ 가 $w/g=2.0$ 보다 재부착 길이 감소에 있어 더 효과적이다. $w/H=0.10$ 일 때 횡방향 국소 가진이 재부착 길이에 미치는 효과는 $w/H=0.08$ 일 때에 비해 줄어든다. $w/H=0.10$ 의 결과는 $w/H=0.06$ 일 때 얻은 결과와 유사하다. 이러한 사실로부터 가진을 주지 않는 길이(w)와 계단높이(H)의 비(w/H)에 있어서도 최적값이 존재함을 알 수 있다. 본 실험에서는 최적값이 $w/H=0.08$ 인 것으로 사료된다. $w/H=0.10$ 을 고정시키고 $w/g=0.5$ 과 $w/g=1.0$ 의 재부착 길이 감소효과를 비교하면 그림 5c)에서 보이는 바와 같이 최적 주파수($St_H \cong 0.27$)에서 감소 효과가 동일하다. $w/g=0.5$ 과 $w/g=1.0$ 의 가진 효과가 동일한 이유는 $w/g=0.5$ 일 때 생성되는 흐름방향 와구조(rib vortex structure)와 $w/g=1.0$ 일 때 생성되는 흐름방향 와구조가 유사하기 때문이다. 반면, $w/g=2.0$ 일 경우는 재부착길이 감소 효과가 다른 실험 조건에 비하여 낮음을 보인다.

횡방향 국소 가진이 유동장에 미치는 영향을 분석하기 위해 기존의 국소 가진 실험과 마찬가지로 $U/U_{max}=0.95$ 인 위치에서 속도 스펙트럼을 측정하였다. 속도 스펙트럼을 비가진 유동장($Ao=0$), 기존의 국소 가진 유동장($Ao=0.018$, $w/g=0$), 횡방향 국소 가진 유동장($Ao=0.018$, $w/g=1.0$, $w/H=0.08$)의 세 가지 경우로 나누어 비교하였다. 결과로부터 $X/H=1$ 인 위치에서는 난류 에너지 레벨이 모두 낮지만, 가진 유동장에서 무차원 가진 주파수(St_f)가 확연히 드러난다. $X/H=2$ 에서는 거대와 병합(large vortex amalgamation)의 결과($1/2 St_f$)가 나타나기 시작한다. 기존의 국소 가진 실험 결과와 마찬가지로, 박리 전단층 내의 거대와 병합(large vortex amalgamation)은 국소 가진에 의한 것임을 보여준다. 특히,

X/H=2~3에서는 횡방향 국소 가진($A_0=0.018$, $w/g=1.0$, $w/H=0.08$)에 의한 거대와 병합(large vortex amalgamation)이 기존의 국소 가진($A_0=0.018$, $w/g=0$)에 의한 거대와 병합(large vortex amalgamation)보다 더 효과적임을 보여준다. 거대와 병합에 의한 결과($\frac{1}{2}St_f$)는 X/H=2에서 후류로 내려갈수록 유동장에 미치는 영향력이 감소한다. 횡방향 국소가진 유동장($A_0=0.018$, $w/g=1.0$, $w/H=0.08$)에서 $\frac{1}{2}St_f$ 주파수 성분의 에너지가 감소하는 이유는, Bell & Mehta (1993) 이 지적한 것처럼, 가진에 의해 생성된 흐름방향와(streamwise vortex)가 박리 전단층의 횡방향 구조(spanwise structure)를 3차원적으로 만들어 대형 와병합 과정에서 주위 유체를 박리 전단층 내부로 충분히 끌어당기지 못하기 때문이다.

2. 국소음향 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어실험

가. 풍동실험

본 연구의 목적은 흡입과 분사를 주기적으로 하는 국소 교란을 난류 경계층에 적용하였을 때, 기본적인 물리량들의 변화를 측정함으로써 국소 교란에 의한 난류 경계층의 유동구조의 변화를 파악하는데 있다. 국소 교란의 변수는 두 가지가 있다. 하나는 국소 교란의 크기 혹은 진폭이고, 다른 하나는 국소 교란의 주파수이다. 풍동실험에서는 국소교란의 크기는 고정시키고 ($A_0=0.4$), 주파수의 변화 ($0.011 \leq f^+ \leq 0.044$) 에 따른 영향을 살펴보기로 한다.

국소 교란을 통하여 변화된 유동 구조를 두가지 관점으로 살펴보았는데, 첫째는 평균 속도 측정을 통한 경계층 인자의 변화이다. 다시 말해서 평균속도 \overline{U} 와 \overline{V} 의 분포와 마찰계수 C_f , 변위 두께 (displacement thickness) δ^* , 모멘텀 두께 θ 그리고 형상 인자 (shape factor) H 등의 변화를 살펴보았다. 두 번째 관점은 위상 평균 기법 (phase average technique) 을 이용하여 측정한 유동 구조의 주기적 변화이다. 즉 위상 평균 기법을 통하여 교란에 의한 속도 변화의 주기적인 성분 (\tilde{u}, \tilde{v}) 과 그렇지 않은 성분 (u', v') 으로 나누어 교란에 의한 유동장의 시간에 따른 변화와 난류 구조의 변화를 살펴보았다

(1) 실험장치 및 실험방법

(가) 시험부

시험부는 폭450mm, 너비480mm 그리고 길이는 5400mm인 덕트 내에 평판 (flat plate) 을 설치하였으며, Fig. 3.2.1과 같이 평판의 선단 (leading edge) 에는 지름 2mm의 트립

와이어 (trip wire) 와 이 트립 와이어의 2차원 효과를 줄이기 위해 100mm의 사포 (roughness strip, No. 60 매우 거침) 가 설치되었다.

국소 교란을 가하기 위한 횡방향 슬릿은 선단에서 900mm 떨어진 곳에 위치하며, 횡방향 길이가 300mm, 폭은 5mm이다. 이는 벽 단위로 각각 4800 그리고 80이었으며 폭은 유선방향 와류의 특징적 길이라고 알려진 벽 단위 100 정도에 맞추려고 하였다. 좌표축의 원점은 유선방향으로는 슬릿이 끝나는 모서리 그리고 횡방향으로는 슬릿의 중앙에 위치하며 유선방향이 x축, 벽에 수직 방향이 y축, 횡방향이 z축이다.

본 연구에서의 유동 조건은 자유 흐름 속도가 $U_{\infty}=5\text{m/s}$ 이고 슬릿 위에서 모멘텀 두께를 근거로 한 레이놀즈 수는 $Re_{\theta}=1655$ 이며 측정위치는 슬릿에서의 변위 두께 (displacement thickness) 로 무차원화 하였을 때 $x/\delta_0^*=2, 5, 8, 11, 14, 17$ 의 여섯 군데이다.

(나) 속도측정

속도측정에는 열선풍속계가 사용되었는데 본 실험에서는 교란에 의해 슬릿의 바로 후류의 벽근처에서 역유동이 생기기 때문에 일반적인 I형 열선 풍속계로는 정확한 측정이 불가능하므로 유선방향 속도 측정에는 split film sensor (TSI model 1288) 를 이용하였다. 그러나 split film은 유선 방향과 수직 방향 속도를 동시에 측정하기 곤란하므로 수직 방향 속도 측정에는 X형 열선 풍속계 (TSI model 1249A-10) 가 사용되었다. X형 열선 풍속계는 벽근처 1mm이하 내려가기 힘들므로 이 영역에서는 역유동의 영향이 그리 크지 않은 것을 확인한 후 사용하였다. 추출 주파수 (sampling frequency) 는 5kHz로서 매 측정지점마다 4096개씩 20번씩 평균 (ensemble average) 하여 처리하였다. 본 연구에서는 마찰속도 (friction velocity, u_{τ}) 를 측정하기 위하여 computational Preston tube 방법 (CPM) 을 이용하였다 (Nitsche et al. 1983, 1984). 이 방법은 기존의 Preston tube 방법과는 달리 Preston tube가 아닌 열선 풍속계 (hot-wire) 로 측정된 속도 성분을 이용할 수 있을 뿐만 아니라 (Nitsche et al. 1984) 별도의 보정 (calibration) 이 필요 없으며, 또한 역압력 구배 등 다양한 경우에 적용이 가능하다.

원리는 벽근처에서 측정된 평균 속도 값과 그 때의 y좌표를 가지고, 수학적으로 계산된 벽 법칙 (law of the wall) 에 수렴하도록 u_{τ} 값과 y_{eff} 값을 바꿔가며 반복계산을 수행함으로써 결국엔 적절한 u_{τ} 와 y_{eff} 값을 찾아내는 것이다. 더 자세한 내용은 Nitsche 등 (1983, 1984) 에 소개되어 있다.

(2) 국소교란 장치 및 국소교란의 정의

(가) 국소교란 장치

슬릿을 통해 국소 교란을 가하기 위해서 출력이 60W (최대 120W) 이고 임피던스가 8ohm이며 직경이 300mm인 저음 스피커 (woofer) 가 사용되었다. 스피커를 통해 생성된 음압은 2차원 챔버를 거쳐 슬릿으로 전달되고 이를 통해 슬릿에서 주기적인 흡입과 분사가 이루어지게 된다. 챔버의 수축부 길이는 교란의 2차원성을 얻기 위해 스피커 직경의 2배 이상이 되게 하였으며, 슬릿에는 흡입/분사되는 유동의 균일성을 높이고 슬릿 모퉁이에서의 박리 (corner separation) 를 줄이기 위해 촘촘한 그물망이 설치되었다.

주기적인 교란을 주기 위해 스피커는 함수 발생기 (function generator, HP33120A) 에서 얻어진 삼각함수 파형에 의해 구동되었다. 그러나 함수발생기에서 얻어진 삼각함수 파형의 출력은 최대 2W정도이기 때문에 그 이상의 출력을 얻기 위해 함수 발생기와 스피커 사이에 증폭기가 사용되었다.

(나) 국소교란의 정의

본 연구에서 국소 교란이란 얇은 슬릿 등을 통하여 주기적으로 흡입과 분사를 반복해 주는 것을 말한다. 국소 교란의 크기를 정의하기 위해 풍동이 꺼져 있는 상태에서 슬릿을 통해 나오는 유속을 split film을 이용해 측정한 결과, 형태는 거의 사인 파에 가까웠다. 교란의 진폭은 풍동이 꺼져있는 상태에서 split film을 이용해 측정된 속도 파형의 진폭에 의해 정의되었다.

$$v_f(t) = (v_f)_{\max} \sin(2\pi ft)$$

$$A_0 = \frac{(v_f)_{\max}}{U_\infty}, \quad A_0^+ = \frac{(v_f)_{\max}}{u_\tau} \quad (3.2.1)$$

본 연구에서는 $A_0=0.4$ ($A_0^+=8.4$)로 고정하였는데 이 크기는 Tardu (1998) 의 $A_0^+=8$ 정도에 맞춘 것이다. 그러나 Tardu (1998) 의 경우는 주기적인 분사이므로 교란에 의해 유동장에 유입되는 유량이 있으나 본 연구에서는 교란에 의해 유입되는 순 유량 (net mass flow rate) 는 0이다. 국소교란의 주파수는 Tardu (1998) 에 의한 bursting frequency인 벽 단위로 ($f^+ = fv/u_\tau^2$) $f^+=0.011$ 과 그 2배, 4배인 $f^+=0.022, 0.044$ 로 정하여 비교적 넓은 주파수 범위에 따른 교란의 효과를 살펴보고자 하였다.

(다) 위상 평균 기법

외부에서 주기적인 교란이 가해짐에 따라 유동장 내의 물리량도 주기적으로 변하게 된다. 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각 물리량을 주기적인 성분과 비주기적인 성분으로 나눌 필요가 있으므로 위상 평균 기법 (phase-average technique) 을 도입하여 유동장을 해석하였다.

임의의 주기성을 띤 신호를 세 가지 성분으로 나누면 (triple decomposition),

$$S(\vec{x}, t) = \overline{S}(\vec{x}) + \tilde{s}(\vec{x} + \frac{t}{T}) + s'(\vec{x} + t) \quad (3.2.2)$$

이고, 여기서 $s = \tilde{s} + s'$ 로 하면

$$S = \overline{S} + s \quad (3.2.3)$$

이다. 여기서 \overline{S} 는 시간 평균값 (time mean component) 이고, \tilde{s} 는 주기적인 성분 (periodic component), 그리고 s' 는 비주기적인 요동성분 (fluctuating component) 이다. 시간평균의 정의는

$$\overline{S} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau S(\vec{x}, t) dt \quad (3.2.4)$$

이고, 위상평균의 정의는

$$\langle S(\vec{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} S(\vec{x}, t + nT) \quad (3.2.5)$$

이다. 따라서

$$\tilde{s} = \langle S \rangle - \overline{S} \quad (3.2.6)$$

이다. 이러한 정의로부터 나오는 기본적인 특성들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle s' \rangle &= 0, \quad \overline{\tilde{s}} = 0, \quad \overline{s'} = 0 \\ \overline{\langle s \rangle} &= \langle \overline{s} \rangle = \overline{s}, \quad \langle s \rangle = \tilde{s} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

위상평균을 하기 위해서는 기준 신호 (reference signal) 가 필요한데 여기서는 스피커에 들어가는 함수발생기의 신호를 기준으로 잡았다. 샘플된 신호를 위상 평균한 횟수는 210번이었으며, 200회 이상 평균할 경우 이상불 개수에 의한 차이는 없었다.

(3) 실험 결과

(가) 평균 유동장의 변화

Table 3.2.1은 교란을 가하지 않은 유동장의 경계층 인자들이다. 이 후로 측정된 값들은 모두 무차원화가 되어있는데, x방향 위치는 슬릿에서의 변위 두께 (displacement thickness, δ_0^*) 로 무차원화 하였으며, 다른 물리량들은 모두 벽 단위 (wall unit) 로 무차원화 하였다. 벽 단위로 무차원화할 때 쓰인 마찰속도 (friction velocity, u_τ) 는 벽근처에서의 변화를 그대로 비교하기 위해 각 측정 위치에서 교란을 가하지 않았을 때의

u_τ 들로 무차원화 하였다.

Fig. 3.2.2는 평균속도 \bar{U} 의 분포이다. 실선은 van Driest의 damping factor를 이용해 적분한 벽 법칙 (law of the wall) 으로

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2dy^+}{1 + \left\{ 1 + 4x^2 y^{+2} \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A}\right) \right]^2 \right\}^{1/2}} \quad (3.2.8)$$

$$x = 0.41, A = 25.0$$

$f^+ = 0$ 인 경우 측정된 내근데 ($x/\delta_0^* = 2, 5, 11, 17$) 에서 모두 벽법칙에 잘 맞는 것을 볼 수 있다. 전체적인 경향을 보면, $y^+ > 200$ 인 위치에서는 유동장이 교란의 영향을 거의 받지 않으나, 벽면 근처의 \bar{U} 는 교란에 의해 감소한다. 이 효과는 후류로 가면서 벽 가까이에서부터 점차 벽에서 먼 쪽으로 전파되면서 소멸되어 가며, 벽에서부터 새로운 경계층이 형성되어 간다. $x/\delta_0^* = 17$ 인 지점에서는 $f^+ = 0$ 에 거의 수렴한 것을 볼 수 있다. 이러한 속도감소 효과는 Sano와 Hirayama (1985) 와 Park과 Choi (1999) 의 지속적인 분사의 경우와 비슷하며, 주기적으로 분사와 흡입을 하였을 때 평균 유동장에 미치는 영향은 분사가 지배적이라는 것을 알 수 있다. 이는 Sano와 Hirayama (1985) 의 연구에서 유량이 같을 경우 분사의 효과가 평균 유동장에 더 큰 영향을 미친다는 내용과 부합된다. 또한 이러한 경향은 교란에 의해 경계층 속도분포가 벽으로부터 떠오른 것 (upward shift) 을 의미하며 그만큼 점성저층이 증가한 것으로 마찰이 감소하는 유동의 특징적인 현상이다. 주파수의 영향을 살펴보면 세 경우 모두 비슷한 경향을 보임을 알 수 있으나 주파수가 큰 경우가 미소하나마 속도 감소 효과가 큰 것을 알 수 있다. 이러한 경향은 Fig. 3.2.3과 Fig. 3.2.4를 통해서도 확인할 수 있다.

Fig. 3.2.3은 앞서 소개한 CPM (computational Preston tube method) 을 이용해 측정한 벽면 전단 응력의 분포이다. $x/\delta_0^* = 2$ 에서 $f^+ = 0$ 에 비해 약 40%이상 감소함을 볼 수 있으며 이 효과는 $x/\delta_0^* = 17$ 까지 남아있음을 알 수 있다. 이러한 경향도 마찬가지로 Sano와 Hirayama (1985), Park 과 Choi (1999) 의 지속적인 분사나 Tardu (1998) 의 주기적인 분사의 경우와 비슷하다. Park 과 Choi (1999) 는 이 현상을 분사에 의해 벽면의 유동 구조가 떠오름으로 인해 유선방향 와류와 벽면과의 상호작용이 차단되기 때문임을 밝힌 바 있다. 주파수의 영향으로는 높은 주파수일수록 벽면 마찰 감소 효과가 더 큰 것을 알 수 있으며 $f^+ = 0.044$ 인 경우 $x/\delta_0^* > 10$ 인 영역에서도 다른 주파수에 비해 교란의 효과가 약간 크게 남아 있는 것을 볼 수 있다. 이 효과는 뒤에서 다시 거론하기로 한다.

Fig. 3.2.4는 교란에 의한 경계층 인자의 변화를 보여주고 있다. δ^* 와 θ 는 교란에 의해

대부분 증가하였으며 작은 주파수일수록 증가폭이 컸다. 그러나 정상인자의 경우는 주파수가 $f^+ = 0.044$ 일 때 교란의 효과가 다른 경우에 비해 후류까지 오래 남아있으며 이는 변위 두께의 증가량만큼 모멘텀 두께는 증가하지 않은 것을 뜻한다. x 위치에 대한 모멘텀 두께의 변화율은 유체 입자들이 마찰에 의해 잃은 모멘텀을 뜻하므로 이는 벽면 마찰 계수의 변화와 직결된다. Fig. 3.2.4(b)의 θ 의 분포를 보면 $f^+ = 0.011$ 일 때 $2 < x/\delta_0^* < 8$ 에서 그리고 $f^+ = 0.022$ 일 때 $2 < x/\delta_0^* < 11$ 에서 기울기가 $f^+ = 0.044$ 에 비해 큰 것을 볼 수 있다. 이것은 벽면 마찰의 증가량을 말해주므로 Fig. 3.2.2의 결과와 잘 부합하는 것을 알 수 있다. 또한 이로써 $f^+ = 0.044$ 의 경우 마찰 감소 효과가 후류까지 오래 영향이 미치는 것을 다시 한번 확인할 수 있다.

(나) 위상평균 유동장

유동에 주기적인 교란을 가할 경우 유동도 교란에 의해 주기적으로 변화를 하게 된다. 또한 앞에서 본 바와 같이 주파수에 따른 유동 구조의 변화를 정확히 살펴보기 위해서는 평균 유동장의 측정만으로는 무리가 있다. 따라서 위상 평균 기법 (phase average technique) 을 통해 다음과 같이 시간 평균 성분 (time mean component), 주기적인 성분 (periodic component) 과 비주기적인 성분 혹은 요동 성분 (fluctuating component) 을 분리하여 해석할 필요가 있다.

① 주기적인 성분

Fig. 3.2.5는 위상 평균된 속도 성분 $\langle U \rangle$, $\langle V \rangle$ 의 벡터와 요동성분 u'_{rms} 의 등강도분포 (iso intensity contour) 를 y^+ 와 t/T 평면상에 2주기에 걸쳐 2차원 상에 도시한 것이다. 여기서 유동은 왼쪽에서 오른쪽으로 흐르며 와류구조 (vortex structure) 를 식별하기 위해 좌표축은 와류의 흐름 속도 (convection velocity) 와 같은 속도로 움직이고 있다. 이 때 와류 구조의 흐름 속도를 정하는 것은 뒤에서 다시 언급하기로 한다. 이 그림은 한 지점에서 측정한 속도 분포를 시간에 따라 표시한 것이지만 테일러 가설 (Taylor hypothesis) 에 따라 t/T 축은 $-x$ 축으로 볼 수 있으며 그러한 관점에서 t/T 축은 오른쪽 끝을 0으로 잡았다.

u' 의 등강도분포는 뒤에서 설명하기로 하고 먼저 속도 벡터장을 살펴보면, 경계층 내에 국소교란에 의해 강한 횡방향 와류구조가 형성되었음을 알 수 있다. 이러한 와류 구조는 슬릿을 통해 수직 방향으로 분사된 유체에 의해 유동이 막히면서 압력이 낮아진 슬릿의 바로 뒷부분에서 일시적인 재순환 영역이 형성되고 이때 분사된 유체가 말려 들어감으로 인해 형성된 것이다. 이 와류 구조들 사이에는 흡입의 영향으로 2차 와류 (secondary vortex) 가 형성되어 음의 횡방향 와도를 가지는 부분이 존재한다. 전체적으로

로 보면 슬릿에서 교란에 의해 발생한 강한 횡방향 와류는 유동과 함께 흘러가면서 점차 벽에서 떠오르면서 확산되고 결국엔 소멸해 간다. 이러한 효과는 교란의 주파수가 높아짐에 따라 빨리 진행된다. 따라서 $f^+ = 0.044$ 의 경우에는 $x/\delta_0^* = 2$ 에서 벽면 가까이에서 작은 와류 구조가 형성되었다가 $x/\delta_0^* = 5$ 이후에는 금방 소멸해 버림을 볼 수 있다. 이는 와류 구조의 크기와 위치에 관계된 것으로 보인다. 와류 구조의 크기는 한 주기 동안 분사된 유량에 의해 결정되는데 교란의 주파수가 각각 $f^+ = 0.011$ 의 2배, 4배이기 때문에 분사되는 유량은 각각 $f^+ = 0.011$ 의 1/2, 1/4이 된다. 따라서 와류 구조의 크기도 $f^+ = 0.011$ 의 1/2, 1/4이며 와류의 중심의 위치도 주파수가 높아질수록 벽면과 가까이 위치하게 된다 (Fig. 3.2.7). 이로 인해 와류 구조가 벽면과의 상호작용이 더 활발해짐에 따라 조직화된 와류 구조가 빨리 소멸해 버리게 된다. 참고로 이 그림들에서 와류 구조 중심의 t/T 축방향 위치가 주파수에 따라 각각 다른 이유는 슬릿에서 형성된 와류 구조가 각 측정위치까지 도달하는 위상 지연이 주파수에 따라 다르기 때문이다.

Fig. 3.2.6은 교란에 의해 주기적으로 변하는 속도 성분의 근 제곱 평균 (root mean square) 값이다. 즉,

$$\begin{aligned}\tilde{u}_{rms} &= \sqrt{\overline{\tilde{u}^2}} = [(\overline{\langle U \rangle} - \overline{U})^2]^{1/2} \\ \tilde{v}_{rms} &= \sqrt{\overline{\tilde{v}^2}} = [(\overline{\langle V \rangle} - \overline{V})^2]^{1/2}\end{aligned}\tag{3.2.9}$$

이며 여기서도 모든 속도 성분과 벽으로부터의 수직거리는 각 위치에서 $f^+ = 0$ 인 경우의 마찰속도 u_τ 를 이용한 벽단위로 정규화 되었다. 먼저 \tilde{u}_{rms} 의 분포를 살펴보면 가장 큰 특징이 이중 봉우리 (double peak) 형상을 갖는다는 것이다. 이러한 형상을 가지는 이유는 Fig. 3.2.5에서 보듯이 와류 구조 중심의 바로 위, 아래에서 유선 방향 속도의 시간에 따른 변화가 가장 크기 때문이다. 따라서 두 봉우리 사이의 최소값을 가지는 지점 근방에 와류 구조의 중심이 존재한다고 볼 수 있다. 주파수의 영향을 살펴보면 교란의 주파수가 작을수록 \tilde{u} 의 변화 폭이 컸으며 $f^+ = 0.044$ 인 경우는 $x/\delta_0^* = 5$ 이후 횡방향 응집구조에 따른 주기적인 변화가 거의 없음을 알 수 있다.

\tilde{v}_{rms} 의 분포는 \tilde{u}_{rms} 와는 달리 단일 봉우리 (single peak) 형상을 갖는다. 이것은 Fig. 3.2.5에서 알 수 있듯이 수직방향 속도 성분은 와류 구조 중심의 바로 앞과 뒤에서 큰 변화를 보이는 것에 기인하며 \tilde{v}_{rms} 의 최대값인 지점에 와류 구조의 중심이 존재한다고 볼 수 있다. 이 \tilde{v}_{rms} 의 최대값의 위치는 \tilde{u}_{rms} 의 봉우리 사이 최소값의 위치와 대체로 일치한다. 앞서 언급한 와류 구조의 흐름 속도 U_c 는 \tilde{v}_{rms} 의 최대값의 위치인 와류 구조의 중심 위치에서의 유선 방향 평균 속도로 정해졌다. 주파수 특성은 $x/\delta_0^* = 2$ 인 위치에서 $f^+ = 0.022$ 일 때 \tilde{v} 가 가장 큰 변화폭을 보이다가 후류로 가면서 $f^+ = 0.011$

의 경우와 거의 비슷해진다. $f^+=0.044$ 인 경우는 \tilde{u} 와 마찬가지로 $x/\delta_0^*=5$ 이후 주기적인 속도 변화가 거의 없어진다.

Fig. 3.2.5로부터 교란에 의하여 횡방향 응집구조가 형성됨을 보였으나 가로축이 주기로 정규화된 시간축이기 때문에 와류 구조의 실제크기를 비교할 수가 없다. 따라서 와류 구조의 크기를 정량화하여 유선 방향과 수직방향을 1:1의 비율로 도시한 것이 Fig. 3.2.7이다. 여기서 와류 구조의 크기를 정의하기 위하여 와류의 수직방향 직경은 Fig. 3.2.6의

\tilde{u}_{rms} 분포에서 두 개의 봉우리 사이의 거리 즉, 와류 구조의 위, 아래에서의 유선방향 속도 변화가 가장 큰 두 지점 사이의 거리로 정의했다. 또한 와류의 수평방향 직경은 와류 중심에서의 \tilde{v} 속도의 시간 기록 (time history) 에서 최소값과 최대값 사이의 시간간격에다 그 위치에서의 대류속도 U_c 를 곱하여 얻었다. 이는 Fig. 3.2.5에서 알 수 있듯이 와류 구조 중심의 앞과 뒤에서 V 속도가 각각 대최소값과 최값을 가지기 때문이다. $x/\delta_0^*=2$ 에서의 이 값들은 Table 3.2.2에 정리되어 있다. Fig. 3.2.7을 보면 와류 구조는 교란의 주파수가 낮을수록 크기가 크며 유선방향으로 긴 타원형임을 알 수 있다. $x/\delta_0^*=2$ 에서의 와류 구조를 타원으로 가정하여 부피를 구해 보면

$$Vol^+ = \pi d_x^+ d_y^+ \sim \frac{1}{f} \quad (3.2.10)$$

이다.

Table 3.2.2에 정리된 바와 같이 거의 교란의 주파수에 반비례한다. 이는 앞서 언급하였듯이 횡방향 와류 구조는 슬릿에서 한 주기 동안 분사된 유량에 비례하며 이 유량은 주기에 비례하기 때문이다. 이에 비해 와류 구조의 수평방향과 수직방향 직경은 대략 주파수의 제곱근에 반비례하였다.

$$d_x^+, d_y^+ \sim \frac{1}{\sqrt{f}} \quad (3.2.11)$$

또한 앞서 와류 구조의 수평방향 직경을 정의하기 위해 측정한 \tilde{v} 속도의 최소값과 최대값 사이의 시간 간격을 주기로 나누어주면 한 주기중 와류 구조가 영향을 미치는 시간 분량(time fraction)으로 정의할 수 있는데 이는 주파수의 제곱근에 비례하였다.

$$\frac{t_{\omega_z}}{T} = \frac{t(\tilde{v}_{\min}) - t(\tilde{v}_{\max})}{T} \sim \sqrt{f} \quad (3.2.12)$$

이로써 와류 구조가 유동장에 영향을 미치는 시간은 주파수가 클수록 주파수의 제곱근에 비례하여 길다는 것을 알 수 있다. 또한 그만큼 흡입에 비해 분사의 영향을 받는 시간

이 길다는 것을 의미하기도 한다. 이러한 경향은 유선방향 속도 U 의 시간 기록 (time history) 의 skewness와 flatness를 조사함으로써 다시 확인할 수 있다. Fig. 3.2.8을 보면 주파수가 작을수록 와류 구조의 중심에서 skewness와 flatness가 큰 것을 볼 수 있는데 이는 와류 구조가 지나가는 구간이 주기에 비해 좁고 뾰족하기 (spiky) 때문이다. 또한 와류 구조의 중심의 궤적을 extrapolation해 보면 주파수에 관계없이 $x/\delta_0^*=0$ 에서 $y^+=20 \sim 25$ 를 지나며 이 위치에서 경계층 유동장의 속도는 $U^+=1.5 A_0^+$ 로서 교란의 진폭이 같을 경우 와류 구조의 원점은 거의 일치하는 것으로 보인다.

Fig. 3.2.9는 유선 방향 속도 분포의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 주파수에 따라 와류 구조의 위치가 일치하지 않는 것은 Fig. 3.2.5와 마찬가지로 각각의 위상지연이 다르기 때문이다. 와류 구조가 지나가는 동안 와류의 중심의 위쪽은 속도가 증가하고 아래 쪽은 큰 폭으로 속도가 감소한다. 또한 흡입의 영향을 받는 동안은 2차 와류 (secondary vortex) 가 형성되고 음의 와도를 가지기 때문에 벽면의 속도가 증가하고 속도 분포가 곧게 펴지게 된다. 그러나 $f^+=0.044$ 인 경우는 와류 구조가 지나가는 시간이 상대적으로 길게 때문에 흡입의 영향이 거의 나타나지 않는 것을 볼 수 있다. Tardu (1999) 에 의하면 주기적인 분사를 할 경우에도 이러한 2차 와류에 의해 벽면 전단 응력이 급격히 증가함을 보인바 있다. 따라서 Fig. 3.2.3에서 $f^+=0.044$ 인 경우가 가장 효과적으로 벽면 마찰을 감소시킬 수 있었던 것은 흡입에 의한 2차 와류의 영향을 거의 받지 않았기 때문인 것으로 보인다.

② 난류 요동 성분

속도 신호에서 위상 평균한 주기적인 성분을 빼면 요동 성분이 나온다. 즉,

$$\begin{aligned} u' &= U - \langle U \rangle = U - (\bar{U} + \tilde{u}) \\ v' &= V - \langle V \rangle = V - (\bar{V} + \tilde{v}) \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

이 값을 근 평균 제곱 (root mean square) 취한 것이 Fig. 3.2.10이다. 여기서도 모든 속도 성분과 벽으로부터의 수직거리는 각 위치에서 $f^+ = 0$ 인 경우의 마찰속도 u_τ 를 이용한 벽단위로 정규화 되었다. u'_{rms} 는 와류 구조의 중심 부근에 난류 성분이 집중되어 있는 것을 제외하고는 $f^+=0$ 인 경우와 큰 차이는 없는 것으로 보인다. 한가지 특징적인 것은 $f^+=0.044$ 인 경우 $5 < x/\delta_0^* < 11$, $y^+ < 20$ 인 위치에서 $f^+=0$ 의 u'_{rms} 값보다 작게 나타난다는 것이다. v'_{rms} 는 전체적으로 증가하였으며 u'_{rms} 에 비해 증가범위와 증가폭이 컸다. 또한 와류 구조의 중심 부근에서 최대값을 가지며 주파수가 높을수록 더 큰 최대값을 가졌다.

다시 Fig. 3.2.5로 돌아가 보면 u'_{rms} 의 분포를 y^+ 와 t/T 평면상에 등강도선(iso-intensity contour)으로 도시되어 있다. 이를 통해 난류 강도가 와류의 중심에 집중되어 있음을 알 수 있으며 요동 성분도 시간에 따라 변화함을 알 수 있다. u'_{rms} 의 등강도선은 와류 구조에 비해 기울어진 타원형으로 보이는데 이는 와류의 앞부분에서는 음의 V 값을 갖는 밑을 향하는 유동(downwash motion)에 의해 유선 방향 난류 성분이 약한 유체가 벽면으로 유입되고 와류의 뒷부분에서는 위를 향하는 유동(upward motion)에 의해 벽근처의 강한 난류 성분이 벽으로부터 들어올려지기 때문이다.

Fig. 3.2.11은 레이놀즈 전단응력 $-\overline{u'v'}$ 의 분포이다. 이 분포는 v'_{rms} 와 마찬가지로 전체적으로 증가하였는데 u'_{rms} 나 v'_{rms} 와는 달리 교란의 효과가 $x/\delta_0^*=5$ 에서 가장 크게 나타났다. u'_{rms} 에 비해 v'_{rms} 와 $-\overline{u'v'}$ 는 상대적으로 더디게 회복하는 경향을 관찰할 수 있는데 이러한 경향은 Antonia 등 (1995)의 지속적인 흡입이나 Park과 Choi (1999)의 지속적인 분사의 경우에서도 관찰된 바 있다.

Fig. 3.2.12는 $x/\delta_0^*=2$ 에서의 응력비(stress ratio)와 상관계수(correlation coefficient)를 보여주고 있다. Krogstad와 Kourakin (1999)은 횡방향 슬릿을 통한 지속적 분사의 경우 이 응력비와 상관계수는 변화시키지 않음을 보임으로써 지속적 분사는 난류구조를 크게 변화시키지 않음을 밝혔다. 응력비는 난류 성분의 비동방성을 보여주는 척도로써 난류 구조의 변화를 대략 파악할 수 있다. 응력비는 벽면 근처에서 교란에 의해 많이 변화하였는데 주파수가 높을수록 그 변화폭이 컸다. 즉 주파수가 높을수록 유선방향 난류보다 수직방향 난류에 더 많은 에너지를 공급하는 것이다. 또한 상관계수는 난류의 수직응력에 대한 전단응력의 비이다. 여기서 $f^+=0.011$ 인 경우는 $f^+=0$ 인 경우의 상관계수와 거의 차이를 보이지 않고 있으나 높은 주파수에서는 와류 구조 부근의 상관계수가 크게 감소하는 것을 볼 수 있다. 이 영향이 $f^+=0.044$ 일 때 후류에서 유선방향 난류강도를 감소시키는 것과 관계가 있는 것으로 보인다. 또한 주기적인 흡입과 분사의 경우 지속적인 분사와는 난류 구조에 미치는 영향이 적어도 이 위치에서는 다름을 알 수 있다.

나. 수동실험

본 연구의 목적은 수동에서 흡입과 분사를 주기적으로 하는 국소 교란을 난류 경계층에 적용하였을 때, 기본적인 물리량들의 변화를 측정함으로써 국소 교란에 의한 난류 경계층의 유동구조의 변화를 PIV 실험 기법을 이용하여 시공간적으로 파악하는데 있다. 실험에서 사용된 국소 교란의 변수는 두 가지이다. 국소 교란의 주파수와 횡방향 슬릿의 분사각도이다. 수동실험에서는 국소교란의 크기는 고정시키고 ($A_0=06$), 주파수 ($f^+=0.044, 0.066, 0.088$)와 분사각도($\alpha=60, 90, 120$)의 변화에 따른 영향을 살펴보기로 한다. 국소 교란을 통하여 변화된 유동 구조를 두가지 관점으로 살펴보았는데, 첫째는 평균 속도 측정

을 통한 난류통계치의 변화이다. 다시 말해서 평균속도 \overline{U} 와 \overline{V} 의 분포와 마찰계수 C_f , 그리고 교란에 의한 속도 변화의 주기적인 성분 (\tilde{u}, \tilde{v})과 그렇지 않은 랜덤한 난류 강도(u', v')의 변화를 살펴보았다. 두 번째 관점은 PIV를 이용하여 얻어진 시공간상의 정보를 이용하여 국소가진으로 인해 생성된 응집구조의 변화를 조사하는 것이다. 위와 같은 정보들을 조사하기 위해서는 교란에 의한 속도 변화의 주기적인 성분과 그렇지 않은 성분으로 나누어 조사하여야 하기 때문에 위상 평균 기법(phase average technique)을 사용하였다. 본 수동실험의 또 다른 목적은 실제 선박에서 마찰항력감소를 적용하기 위한 예비적인 정보를 본 실험이 제공하는데 있다.

(1) 실험방법 및 장치

(가) 수동 및 시험부

Fig. 3.2.13은 본 연구에 사용된 수동의 개략도를 나타내고 있다. 그림과 같이 수동은 개방순환형(recirculating open water channel)으로 물은 원심 펌프(3HP)로 순환된다. 시험부에서 유동의 균일성과 낮은 난류 강도를 유지하기 위해 시험부 상류에 확산부(diffuser), 벌집틀(honey comb)과 수축부(contraction nozzle)를 순차적으로 설치하였다. 수동 내의 물의 높이는 후류 저장조(downstream reservoir)에 설치되어 있는 수직 평판의 높이로 조절하였다. 시험부의 평판 상류의 자유흐름속도는 0 m/s부터 최대 0.15m/s까지 조절(인버터; MOSCON-G3)이 가능하였다.

Fig. 3.2.14는 수동실험에 사용된 평판의 개략도를 나타낸다. 시험부는 폭이 250mm, 높이가 250mm이고 길이가 1000mm인 열린 채널이다. 여기에, 동일한 폭의 평판을 채널 바닥에서 50mm 높이에 설치하였다. 평판의 선단(leading edge)에는 지름 2mm인 트립 와이어(trip wire)와 이 트립 와이어의 2차원 효과를 줄이기 위해 250x100mm의 사포(roughness strip, No 60 매우 거침)를 설치하여 평판 위의 난류 경계층이 빨리 발달하도록 유도하였다.

국소교란을 가하기 위한 횡방향 슬릿은 선단에서 600mm 떨어진 곳에 위치하며, 횡방향 길이가 150mm(벽단위로 1000)이다. 다양한 슬릿의 두께와 형상 그리고 분사각도의 영향을 알아보기 위하여 슬릿이 있는 부분은 교환이 가능하게 만들어져 있다. 실험은 세 개의 가진 주파수(f^+)와 주파수가 고정된 후 세 개의 분사각도(α)에 대하여 행하여졌다. 좌표축의 원점은 슬릿의 중앙에 위치하며 유선방향을 x축, 벽에 수직 방향을 y축, 횡방향을 z축이 되도록 좌표축을 잡았다.

실험은 가진주파수의 영향을 알아보기 위해서 슬릿폭 3mm에서 벽단위로 ($f^+ = fv/u_\tau^2$) 0.044, 0.066 그리고 0.088 세 경우에 대해서 실험을 행하였으며, 이는 실제 단위로 대략 2, 3, 4Hz에 해당한다. 또한 가진 주파수를 $f^+=0.088$ 로 고정하고 분사각도(α) 60, 90, 120도에 대하여 실험하였다. 앞으로는 슬릿의 폭과 가진주파수를 모두 무차원수로 나타

내겠다.

(나) 국소교란 방법

① 국소교란 장치

평판에 뚫어 놓은 슬릿을 통해 국소교란을 난류 경계층에 가하기 위해서 스카치-요크(scotch-yoke)장치를 사용하였다 (Fig. 3.2.15 참조). 이 장치는 모터의 회전운동을 커넥팅로드를 통하여 직선 왕복운동으로 바꾸어주는 것으로서, 커넥팅로드 끝에 실린더가 부착되어 있다. 실린더 내의 피스톤의 왕복운동에 의해 발생하는 주기적인 압력 변동이 연결된 파이프를 통해 평판 밑에 설치되어 있는 물 저장조에 전달되게 되어 있다. 이때 물 저장조의 물이 실린더 내의 피스톤의 위치에 따라 슬릿을 통해 분사와 흡입의 행정을 반복하게 된다. 스카치-요크(scotch-yoke)는 2마력 모터에 의해 구동되며, 회전속도는 인버터(MOSCON-G3)를 통해 변환가능하고 0.01 Hz의 정밀도를 가진다.

② 국소교란의 정의

수동 실험에서 국소교란의 정의는 풍동실험과 같다. 국소교란의 크기를 정의하기 위해 수동이 꺼져 있는 상태에서 슬릿을 통해 나오는 유속을 경계층형 열선 풍속계를 이용해 측정된 결과, 형태는 거의 사인파에 가까웠으며 분사일 때가 흡입에 비해 약 15% 정도 크게 나왔다.

$$A_0 = \frac{(v_f)_{\max}}{U_\infty} \quad (3.2.14)$$

여기서, $(v_f)_{\max}$ 는 슬릿 바로 위에서 ($x=0, y=0.2\text{mm}$) 국소교란에 의한 V 성분의 최대값이다. 수동 실험에서는 $A_0=0.6$ 인 한가지 경우에 대해서만 다루었다. 이 수치는 풍동에서 정의한 $A_0(0.4)$ 보다 20%가 더 높은 크기이다. 가진크기가 수동 실험에서 풍동실험보다 큰 이유는 물의 점성이 높기 때문에 같은 크기의 가진으로는 수동에서 효과가 미미하기 때문이다.

③ 가진 속도 측정

슬릿에서 흡입/분사되는 y방향 성분속도는 열선 풍속계(TSI model 1260-10A)가 사용되었다. 이를 TSI IFA-100에 접속하고, 과열비를 1.08로 맞춘 후, signal conditioner를 사용하여 2khz의 절단 주파수(cutoff frequency)로 저역통과(lowpass filtering)를 시키고, 그 출력전압을 A/D board(UEI WIN 30-DS4)을 통해 IBM PC(Pentium 450MHz)와 연결하였다. 또한 실험시 디지털 온도계(Fluke 2190A)를 이용해 적절한 온도 보상을 하였

으며, 추출 주파수(sampling frequency)는 5khz로서 매 측정지점마다 4096개씩 20번 총합 평균(ensemble average)하여 처리하였다. 스카치-요크(Scotch-yoke)의 가진주파수의 측정을 위해서 디지털 타코미터(HT-441)를 사용하였다.

(다) PIV 실험

앞에서 말한바와 같이, 국소교란 후류에서의 유동 구조의 변화를 측정하기 위해 난류통계치 (turbulent statistics)와 위상 평균된 (phase-averaged) 순간 유동장을 구하기 위해 PIV 실험 기법을 사용하였다.

① PIV 실험장치

유동에 교란을 주지 않고 속도를 측정하는 방법인 LDV와 PIV가 유동에 교란을 주는 다른 측정(Hot-Wire Anemometer, Pitot-Tube)보다 정확한 속도를 측정할 수 있다. 하지만 정해진 위치만의 속도를 측정하고 다시 측정위치를 이동하면서 속도를 측정하는 LDV에 비하여 입자 영상을 얻고 그 영상 전 영역에서 속도를 구하는 PIV는 실험에 드는 시간을 획기적으로 감소시킬 수 있으며, 교란이 유동에 주는 영향을 살펴보기 위해서는 시, 공간상으로 동시에 측정되어야 하기 때문에 PIV실험이 다른 측정방법에 비하여 효과적이라 말할 수 있다.

Fig. 3.2.16은 PIV 실험장치의 개략도를 잘 보여주고 있다. 시험부의 중앙에 두께 1mm인 레이저광을 유동방향으로 조사하여 x-y평면에서의 유동 구조를 관찰하였다. 2 head Nd/Yag 레이저빔을 Fig. 3.2.16과 같이 반사 거울을 거쳐 원통형 렌즈(cylindrical lens)를 통과하도록 하여 평판의 z축 방향의 중간부분에 두께 1mm인 레이저광이 생성되도록 하였다. 8-bit CCD 카메라(Kodak E.S 1.0S)를 이용하여 레이저빔 면에 있는 입자들의 영상을 얻어 저장한다. 레이저와 카메라를 동기 시키기 위해서 pulse/delay 발생기(BNC 555 Four Channel Pulse/Delay Generator)를 사용하였다. 정해진 시간 간격으로 입자영상을 얻고, 입자영상의 상관관계를 비교하여 이동 거리를 구한다. 이 시간 간격과 이동거리를 이용하여 속도를 구하게 된다. 본 실험에서는 두 장의 영상을 얻어 상호상관관계(cross-correlation)를 이용하여 속도벡터를 구하였다. 두 영상간의 시간 간격은 2 msec으로 이는 Adrian이 제시한 영상간의 이동거리가 미소조사구간의 1/4보다 작아야 한다는 조건을 만족하는 값이다. 자유단 속도는 0.135m/s로 고정이 되었으며 카메라의 촬영부위(field of view)는 62.5 x 62.5mm이다.

실험은 크게 두 부분으로 나누어서 실행되었다. 먼저 난류통계치를 얻기 위해 가진 주파수와 약간 다른 주기로 입자영상을 얻어내었다. 이와 같이 가진 주파수와 영상을 얻어내는 주파수가 약간 다르게 되면 맥놀이 현상과 유사하게 두 주파수가 일치하지 않으면서 랜덤하게 계속 진행하게 된다. 따라서 얻어내는 입자영상의 수가 충분히 많다면 난류통계치를 얻어낼 수 있게 된다. 본 실험에서는 3000장의 속도벡터를 가진을 가한 후 얻어

내었다. 이렇게 얻어진 데이터를 가지고 $x^+ = 20, 40, 80$ 그리고 160에서 평균속도, 그리고 난류강도의 주기적인 성분(\tilde{u}, \tilde{v})과 비 주기적인 성분(u', v')의 변화를 살펴보았다.

두 번째로, 슬릿 후류에서 유동 구조의 변화를 구하기 위해서 국소교란의 한 주기를 8 등분해서 각각의 위상에서 위상평균된(phase-averaged) 순간 유동장을 PIV 기법으로 구하였다. Fig. 3.2.17은 속도를 측정한 위치를 나타내는 그림이다. 가진은 코싸인(cos)파로 이루어졌으며 심벌은 측정부분을 의미한다. 측정은 흡입과 분사의 최고값을 포함하고 있다. pulse/delay 발생기에 들어가는 외부 동조 신호(external triggering signal)는 스카치 요크 시스템 회전 원판의 주파수를 측정하는 디지털 타코미터에서 발생하는 펄스를 사용하였다. 펄스 발생 위치는 국소교란의 분사가 최대가 되는 위상이 90°인 지점이다. 이 발생된 펄스를 pulse/delay 발생기의 입력 동기 신호로 사용하고, pulse/delay 발생기의 출력 단자에 Nd/Yag 레이저와 CCD 카메라를 연결하여 이들을 동조시키게 된다.

각각의 위상에서 1000장씩 순간 속도장을 구한 후, 이것을 평균하여 각각의 위상에서의 위상평균된 순간 속도장을 구하였다. 이렇게 구한 순간 속도장에서 각각의 y점에서의 평균 속도를 빼주면 원하는 유동 구조(large-scale vortex structures)를 얻을 수 있게 된다.

② PIV 실험장치 및 데이터 후처리(post-processing) 알고리즘

입자영상속도법(Particle Image Velocimetry)을 이용해서 얻은 속도 벡터 중에 종종 많은 에러벡터(spurious vector 혹은 invalid vector)가 존재한다. 이러한 에러벡터들은 주위의 다른 정확한 벡터(valid vector)들과 비교해서 볼 때, 크기와 방향면에서 상당한 차이를 보이게 된다. 에러벡터가 발생하는 주된 원인으로, 주어진 유동의 3차원 난류 확산(turbulent diffusion) 영향과 삽입 입자들의 불균일성(seeding inhomogeneities), 잘 맞추어지지 않은 초점과 국부적으로 강한 속도 구배(strong velocity gradient)등에서 비롯되는 입자영상 사이의 불충분한 상관 관계 및 획득한 영상에서 입자 신호와 배경 잡음비가 낮은 것 등을 들 수 있다. 실험상 이러한 상황들이 존재할 때, CCD카메라로 획득한 두 입자 영상 사이의 상관 계수가 최대가 되는 점이 주어진 시간 간격 사이의 입자 변위점과 일치하지 않을 확률이 높다. 문헌과 경험에 의하면 아무리 주의 깊게 행한 실험에서도 에러벡터와 생길 확률이 여전히 존재하는데, 대략 5% 이하라고 보고되고 있다(Westerweel 1994; Nogueira et al 1997). 따라서 정확한 속도장을 얻기 위해서는, PIV로 얻은 속도장에서 에러벡터를 찾아내어 버리는 후처리 과정(post processing procedure)을 반드시 밟아야만 한다.

본 연구에서는 후처리 과정 알고리즘으로 Westerweel (1994) 이 제안한 것을 사용하였다. 그는 PIV 데이터 중에 에러벡터의 발생을 기술해 주는 하나의 통계적인 모델을 도입하였고, 이것을 세 개의 다른 후처리 과정들의 성능을 조사하는데 사용했다. 결과적으로, 전체 평균(global mean), 국소 평균(local mean)과 국소 미디안(local median) 테스트 중에 국부 미디안 후처리 과정이 가장 높은 효율성과 정확성을 가지고 있음을 보여주었

다.

Westerweel (1994) 논문에서 가장 좋은 추정치였던 국소 미디안은 비선형 추정치이다. 미디안은 $2n+1$ 개의 스칼라 요소들을 오름차순 혹은 내림차순으로 정렬했을 때, n 번째의 중간값을 의미한다. 물론, 짝수개의 요소들인 경우 미디안은 가운데 두 값의 평균에 해당한다.

에러백터는 일반적으로 기대값과 상당한 차이를 가지고 있기 때문에, 미디안을 구하기 위한 오름차순 혹은 내림차순에서 시작 혹은 끝부분에 놓이게 된다. 따라서, 에러백터가 4개 이상이 아닌 경우, 미디안은 배열에서 맞는 값중의 하나의 값이 되게 되어 어떤 에러 요소값에 의존하지 않게 된다. 에러백터가 국소적으로 강하게 모여있는 경우 (강하게 오염된 데이터)에 대해서만, 미디안의 결과가 에러값을 내게될 것이다. 정확한 데이터의 전체 비율이 90% 이상인 경우, 이웃하는 9개의 데이터 중에 4개 이상의 에러 데이터를 가질 수 있는 확률은 0.2%이하이다. 따라서, 미디안으로 구한 결과는 에러 데이터가 존재하는 오염에 대해서 상당히 견고 (robust)하다고 볼 수 있다.

(2) 실험 결과

(가) 시간 평균된 난류통계치

우선 PIV로 측정된 속도장의 정확성을 확인하기 위하여 가진을 가하지 않은 유동장 ($f^+=0$)의 평균속도와 난류강도를 측정하고 이를 DNS 결과와 비교해보았다. Fig. 3.2.18 부터 Fig. 3.2.21은 각각 $f^+=0$ 일 때 PIV로 측정된 \overline{U} , u' , v' 그리고 $-\overline{u'v'}$ 의 분포를 Spalart 가 행한 $Re_\theta=670$ 의 DNS 결과와 비교한 것이다. PIV로 측정된 모든 통계량들이 DNS결과와 잘 일치하는 것으로서 PIV의 정확성을 확인할 수 있다.

Table 3.2.3은 수동 실험과 풍동 실험의 경계층 인자들을 보여주고 있다. 측정된 모든 값들은 벽 단위(wall unit; u_τ 와 ν)로 무차원화하였다.

① 주파수의 영향

우선 가진 주파수의 영향을 알아보기 위해서 슬릿폭이 20(3mm)인 경우에 대해서 실험을 행하였다. 스카치요크 시스템의 가진크기를 자유단속도의 60%로 고정을 시킨 후 주파수를 바꾸어 가면서 실험을 행하였다. 가진 주파수는 무차원 수로 $f^+=0.044$, 0.066, 그리고 0.088로 행하였는데 이 주파수는 경계층에 있어서 각각 bursting 주파수의 4배, 6배 그리고 8배에 해당하는 주파수이다. Fig. 3.2.22는 가진을 가했을 때, $x^+=20$, 40, 80 그리고 160에서의 평균속도를 각각의 벽면마찰속도(u_τ)로 무차원화한 그림이다. 전반적인 영향을 살펴볼 때 가진으로 인하여 벽면 부근 속도가 감소하여 벽면마찰속도가 작아지는

것을 확인 할 수 있다. 작아진 벽면마찰속도를 이용하여 무차원화를 하였기 때문에 로그 부분(log layer)이 떠오르는 것을 볼 수 있다. 감소된 벽면부근 속도는 후류로 가면서 점점 가진이 없을 때의 속도로 수렴 되어간다. $x^+=20$ 과 40에서 위로 떠오른 로그부분이 $x^+=80$ 정도에는 거의 가진의 영향이 없는 것을 확인할 수 있다. 이러한 속도감소 효과는 Sano & Hirayama (1985), Park & Choi (1999) 의 지속적인 분사의 경우와 비슷하며, 주기적으로 분사와 흡입을 하였을 때 평균 유동장에 미치는 영향은 분사가 지배적이라는 것을 알 수 있다. 이는 Sano & Hirayama (1985) 의 연구에서 유량이 같을 경우 분사의 효과가 평균 유동장에 더 큰 영향을 미친다는 내용과 부합된다. 또한 이러한 경향은 교란에 의해 경계층 속도분포가 벽으로부터 떠오른 것(upward shift)을 의미하며 그만큼 점성저층이 증가한 것으로 마찰이 감소하는 유동의 대표적인 특정 현상이다. 이 때 주파수의 영향을 살펴보면 주파수가 높을수록 벽면속도를 더 많이 감소시키고 그 영향이 후류에서 미소하게 남아 더 오래 지속되는 것을 볼 수 있다. $x^+=80$ 에서도 $f^+=0.088$ 은 미소하게 남아 가진의 효과가 남아있는 것을 볼 수 있다. 높은 주파수가 낮은 주파수보다 변변속도 변화에 더 효과적이라는 것은 Park & Sung (2001) 의 풍동실험과 Rhee & Sung (2000) 의 수치해석 결과와 일치하는 것이다. 높은 주파수가 벽면 속도 변화에 더 효과적인 이유는 뒤부분에서 좀더 자세히 설명하기로 하겠다.

Fig. 3.2.23은 가진을 가한 유동장의 비주기적인 유동방향 난류강도(u') 성분을 가진이 없을 때의 벽면마찰속도로 무차원화한 그림이다. 전체적인 경향을 보면, $y^+=30$ 이상인 부근은 가진의 영향이 거의 없으며 슬릿부근에서 벽면난류강도가 증가한 후 점차적으로 가진이 없는 $f^+=0$ 의 유동장으로 수렴해 가는 것을 볼 수 있다. 특이할 사항은 가진 후 난류강도가 후류로 가면서 그 양은 작지만 $f^+=0$ 일 때 보다 감소한다는 것이다. 주파수에 대해서는 $x^+=20$ 에서 $f^+=0.088$ 이 다른 주파수보다 벽면 난류강도를 더 증가시킨다는 것인데 그 영향은 오래 지속되지는 못한다. Fig. 3.2.24와 Fig. 3.2.25는 비주기적인 벽면 수직방향 난류강도(v')와 레이놀즈 전단응력($-\overline{u'v'}$)의 변화이다. 유동방향 난류강도와는 달리 v' 과 $-\overline{u'v'}$ 은 후류에서 가진의 영향이 더 오래 지속되기 때문에 $x^+=160$ 에서도 $f^+=0$ 으로 수렴하지 않는 것을 볼 수 있다. 또한 u' 과는 다르게 $y^+=10$ 근처에서 확실한 최고값을 가지는 봉우리 형상을 보여주면서 이 위치는 후류로 가면서 조금씩 높아진다. 이것은 횡방향 가진으로 생성된 응집구조가 후류로 가면서 벽면에서 점점 떠오르기 때문이다. 주파수의 영향을 보면 u' 과 마찬가지로 주파수가 높을수록 슬릿부근 벽면에서 증가하는 양이 크지만 그 영향이 후류에서 오래 지속되는 않는다. 이와 같이 가진 후 벽면부근에서 난류강도 성분이 증가하는 것은 기존의 다른 모든 결과와 일치한다. 또한 변화량과 지속되는 거이에 있어서 u' 이 v' 과 $-\overline{u'v'}$ 보다 작고 빨리 가진의 없는 유동장의 수렴을 한다는 점, v' 과 $-\overline{u'v'}$ 이 최고값을 가지는 봉우리 형상을 보이며 이 때 가진 주파수가 높을수록 변화량이 크다는 점에서 모두 일치하는 결과를 보인다.

Fig. 3.2.26과 Fig. 3.2.27은 교란에 의해 주기적으로 변하는 속도 성분의 근 제곱 평균 (root mean square)값이다. 즉,

$$\begin{aligned}\tilde{u}_{rms} &= \sqrt{\overline{\tilde{u}^2}} = [(\langle U \rangle - \bar{U})^2]^{1/2} \\ \tilde{v}_{rms} &= \sqrt{\overline{\tilde{v}^2}} = [(\langle V \rangle - \bar{V})^2]^{1/2}\end{aligned}\tag{3.2.15}$$

이며 여기서도 모든 속도 성분과 벽으로부터의 수직거리는 각 위치에서 $f^+ = 0$ 인 경우의 마찰속도 u_τ 를 이용한 벽단위로 정규화 되었다. 먼저 \tilde{u}_{rms} 의 분포를 살펴보면 가장 큰 특징이 이중 봉우리 (double peak) 형상을 갖는다는 것이다. 이러한 형상을 가지는 이유는 와류 구조 중심의 바로 위, 아래에서 유선 방향 속도의 시간에 따른 변화가 가장 크기 때문이다. 따라서 두 봉우리 사이의 최소값을 가지는 지점 근방에 와류 구조의 중심이 존재한다고 볼 수 있다. \tilde{v}_{rms} 의 변화를 보면 \tilde{u}_{rms} 와는 달리 단일 봉우리 (single peak) 형상을 갖는다. 이것은 수직방향 속도 성분은 와류 구조 중심의 바로 앞과 뒤에서 큰 변화를 보이는 것에 기인하며 \tilde{v}_{rms} 의 최대값인 지점 v' 과 비슷하게 $y^+ = 10$ 근처이며 와류 구조의 중심이 존재한다고 볼 수 있다. 이 \tilde{v}_{rms} 의 최대값의 위치는 \tilde{u}_{rms} 의 봉우리 사이 최소값의 위치와 대체로 일치한다. 주파수의 영향을 살펴보면 교란의 주파수가 작을수록 주기적 성분의 변화 폭이 컸으며 변화의 폭이나 지속되는 거리에 있어서 \tilde{v} 이 \tilde{u} 보다 더 많은 영향을 받는 것을 볼 수 있다.

Fig. 3.2.28은 CPM을 이용하여 구한 가진 벽면 마찰 계수 (C_f)를 가진을 가하지 않은 유동장의 마찰계수 (C_{f0})로 무차원화한 값을 나타낸다. Fig. 3.2.28에서 볼 수 있듯이, 국소교란이 가해진 곳과 가까운 후류에서는 국소교란에 의한 마찰계수 감소 효과가 크다가, 후류로 진행함에 따라 가진의 영향이 점점 줄어드는 것을 알 수 있다. 그리고 하류로 감에 따라 낮은 주파수일수록 더 빨리 $f^+ = 0$ 의 값에 수렴해 감을 발견할 수 있다. 본 연구의 결과를 보면, $f^+ = 0.088$ 에서는 $x^+ = 20$ 에서 C_f 가 $f^+ = 0$ 에 비해 약 50%가량 감소하였다가 점차 증가하여 $x^+ = 40$ 에서는 35% 감소를, $x^+ = 80$ 에서는 13% 감소하면서 가진의 영향이 약해지는 것을 알 수 있다. 반면에, $f^+ = 0.044$ 에서는 $x^+ = 20$ 에서 21%의 감소를 보이며, $x^+ = 40$ 에서는 18%의 감소를 그리고 $x^+ = 80$ 에서 $f^+ = 0$ 으로 수렴하는 것을 볼 수 있다. 이는 가진 주파수가 높은 $f^+ = 0.088$ 의 경우에 국소교란으로 생성된 횡방향 와가 $f^+ = 0.044$ 에 비해 더 많이 생기며, 이렇게 많이 생성된 와가 벽면 속도를 더 많이 감소시키기 때문에 생기는 결과이다.

② 분사각도의 영향

분사각도의 영향을 알아보기 위해 가진의 크기는 자유단 속도의 60%로, 가진 주파수는 $f^+ = 0.088$ 로 고정시키고 슬릿이 생성되어 있는 평판을 교체하면서 실험하였다. 실험은 60, 90 그리고 120도에 대해서 행해졌다.

Fig. 3.2.29는 가진이 있을 때의 벽면마찰속도를 이용하여 무차원화된 평균속도분포이다. 분사각도가 120도인 경우, $x^+ = 20$ 에서 역류(reverse-flow)가 생성이 되기 때문에 벽면마찰속도를 정의할 수 없어서 그림을 그리지 않았다. 하지만 $x^+ = 40$ 에서 60이나 90도보다 월등히 효과가 큼을 알 수 있다. 모든 실험에서 유일하게 분사각도가 120도인 경우만이 $x^+ = 160$ 에서 가진으로 벽면속도가 감소하여 벽면마찰속도가 감소하였다. 한가지 특이할만한 사항은 분사각도가 60도인 경우에는 평균유동장의 변화가 거의 없다는 것이다.

Fig. 3.2.30은 유동방향 난류강도성분이다. 분사각도가 60도인 경우와 90도인 경우는 모든 부분에서 거의 비슷한 변화를 보여주고 있다. 반면에 분사각도가 120인 경우가 슬릿 후류 모든 부분에서 가장 많은 증가를 보여준다. Fig. 3.2.31과 Fig. 3.2.32는 v' 과 $-\overline{(u'v')}$ 의 변화를 보여준다. 주파수의 영향과 비슷하게 $y^+ = 10$ 근처에서 최고값을 가지는 봉우리 형상이며 위치가 후류로 가면서 벽면에서 조금씩 멀어져간다. 이때도 분사각도가 120도인 경우가 확실히 가장 큰 변화를 보여주며 $x^+ = 160$ 에서도 가진의 영향이 또렷이 존재한다. 한가지 특이할 만한 사항은 v' 과 $-\overline{(u'v')}$ 과는 달리 봉오리 형상을 보이지 않는 u' 이 분사각도가 120도인 경우에는 비록 작지만 봉오리 형상의 보이면서 후류로 이동하며 봉오리의 최대값의 위치가 벽면에서 조금씩 멀어져간다. 이는 가진의 영향을 u' 이 v' 과 $-\overline{(u'v')}$ 보다 작게 받아 변화량과 수렴거리가 상대적으로 짧았지만 분사각도가 120도인 경우에 가진의 영향이 다른 교란보다 크기 때문에 u' 이도 v' 과 $-\overline{(u'v')}$ 와 같은 형상을 보인다고 생각된다. Fig. 3.2.33과 Fig. 3.2.34는 주기적으로 변하는 속도성분의 근제곱 평균값이다. $x^+ = 40$ 까지는 분사각도가 120도인 경우가 큰 값을 보이지 그 후에는 별다른 큰 차이가 없다. 역시 \hat{v} 는 봉우리 형상을 보이며 \hat{u} 는 $x^+ = 20$ 에서 약하지만 이주 peak를 보인다. Fig. 3.2.35는 벽면 마찰 계수 (C_f)를 가진을 가하지 않은 유동장의 마찰계수 (C_{f0})로 무차원화한 값을 나타낸다. 마찰계수의 변화는 분사각도가 120도인 경우에 가장 크며 분사각도가 60도인 경우에는 변화가 거의 없는 것을 알 수 있다. 분사각도가 120도일 때는 $x^+ = 20$ 에서 역류가 생기기 때문에 벽면마찰속도를 정의 할 수 없기 때문에 C_f 의 변화량을 정의 할 수 없지만 $x^+ = 40$ 에서 80%에 가까운 마찰계수가 감소하며, $x^+ = 80$ 에는 40%가 감소하면서 $x^+ = 160$ 에서도 8%가 감소하는 것을 볼 수 있다. 반면에 60도로 분사가 될 때에는 전 범위에서 벽면마찰계수의 변화가 10% 미만이다.

(나) 응집구조의 변화

앞에서 가진의 영향을 $x^+ = 20, 40, 80$ 그리고 160에서 난류통계치의 변화를 살펴보았다. 하지만 유동장에 주기적인 흡입/분사를 가하면 횡방향 응집구조가 생성되며, 생성된 구조는 후류로 이동하면서 경계층바닥면과 상호작용을 통해 약해지면서 소멸한다. 이와 같은 현상을 정확히 측정하고 해석하기 위해서는 시공간적으로 유동장을 측정을 해야한다. PIV를 이용하면 유동장의 시공간상의 데이터를 얻어낼 수 있기 때문에 이제부터는 가진으로 생성된 횡방향 구조들이 유동장에서 어떤 거동을 보이는가와 주파수와 분사각도가 응집구조에 미치는 영향을 살펴보겠다.

① 가진 주파수의 영향

Fig. 3.2.36은 $f^+ = 0.044$ 와 0.088 의 와도(vorticity)의 등강도선(isointensity contour)과 속도를 위상 평균(phase averaging)하여 $-50 \leq x^+ \leq 150$ 과 $0 \leq y^+ \leq 50$ 에서 나타낸 그림이다. 속도벡터가 닫혀진 원(closed-circle)을 생성하면서 강한 와도의 응집구조를 보이는 부분은 횡방향 와(vortex)이다. 주기적인 흡입/분사가 강한 응집구조를 가지는 와(spanwise vortex)를 만드는 것을 Fig. 3.2.36에서 명확히 확인 할 수 있다. 한 주기를 8등분해서 촬영을 하였기 때문에 한 주기는 $0/8T$ 부터 $7/8T$ 로 표현이 되지만 여기서는 $0/8T$ 는 분사의 최고점, $4/8T$ 는 흡입의 최고점, $2/8T$ 와 $6/8T$ 는 흡입과 분사로 바뀌는 경계점을 나타낸다. x축은 유선방향을, y축은 수직방향을 나타낸다. x축 좌표에서 0은 슬릿이 끝나는 부분을 의미하며 x, y축의 단위는 $f^+ = 0$ 의 마찰속도로 무차원화한 것이다.

와도(vorticity)와 속도벡터의 변화를 살펴보면 3가지의 특징적인 영역으로 나눌 수 있다. 첫 번째는 영역은 슬릿 윗 부분으로, 슬릿을 통해 분사된 교란의 직접적인 영향을 받으며 슬릿 바로 후류 부분에서 작은 와류구조를 부분이다($0/8T$). 이 때 분사의 영향이 가장 큰 부분은 슬릿의 중앙이 아닌 슬릿의 시작부분인 것을 확인할 수 있다. 또한 주파수가 낮은 분사시 경계층내에 유입되는 유량이 많기 때문에 벽에서 더 멀리 떨어져 있는 거리까지 영향을 미치면서 큰 와도를 생성하게 된다. 이 때 슬릿 뒷부분에서 또렷한 2차와(secondary vortex)가 작게 생성되는 것을 확인 할 수 있다. 두 번째 영역은 잘 발달된 와류구조가 생성이 되어서 유동을 따라 흘러가고, 그 크기가 조금씩 커지며 와도의 강도는 점차적으로 감소하며 중심의 위치가 벽에서부터 점점 멀어지는 부분이다($2/8T, 4/8T$). 이렇게 생성된 와가 후류로 이동을 할 때 슬릿 부근에서 생성된 2차와는 상대적으로 가지고 있는 에너지가 적기 때문에 빨리 소멸하는 것을 볼 수 있다. 마지막으로 세 번째 영역은 생성된 와류가 소멸이 되는 부분이다($6/8T$). 이 부분에서 명확히 확인할 수 있는 것은 주파수가 낮은 가진의 와가 크기가 더 크며 후류에서 더 오래 지속된다는 것이다. $f^+ = 0.044$ 인 경우에는 x^+ 가 약 100인 부분까지 또렷한 응집구조의 와도를 보이지만

$f^+ = 0.088$ 은 x^+ 가 약 80에서 응집구조가 소멸하는 것을 확인 할 수 있다. 가진으로 생성된 와류는 벽면에서 유동방향과 반대의 속도를 가진다. 이 와류가 벽면근처의 속도를 감소시키기 때문에 마찰속도가 줄고 벽면마찰이 줄어드는 것이다.

Fig. 3.2.37은 $f^+ = 0.044$ 와 0.088 의 유선방향 난류강도(u') 등강도선(isointensity contour)과 속도를 위상 평균하여 나타낸 것이다. 그림을 살펴보면 와류가 또렷하게 생성이 되지 않은 슬릿부근에서는 u' 이 높은 값을 보이지 않는 반면에 강한 와류가 생성이 된 후류 부분에서 u' 이 높은 값을 보인다. u' 의 응집구조 형태를 살펴보면 원형을 유지하는 않고 바닥과 약 30도 정도의 각도를 이루는 형태를 보이는데, 이는 바닥 밑 부분보다 위 부분이 속도가 빠르기 때문이다. 주파수에 따른 특징은 낮은 주파수 가진이 더 많은 유량을 유입하면서 벽면에서 높은 부근까지 유입이 되기 때문에 더 큰 u' 의 응집구조를 생성하며 그 값도 더 크다는 것이다. 또한 생성될 때 크기가 작은 $f^+ = 0.088$ 의 u' 응집구조가 후류에서 벽면과의 상호작용으로 더 빨리 소멸한다는 것이다. 시간평균 속도장 측정에서의 u' 분포를 보면 $f^+ = 0.088$ 의 유동장이 더 빨리 $f^+ = 0$ 의 유동장의 u' 으로 수렴해가는 것을 가시적으로 확인할 수 있다.

Fig. 3.2.38은 횡방향 난류강도(v') 등강도선(isointensity contour)과 속도를 위상 평균하여 나타낸 것이다. v' 역시 u' 과 마찬가지로 낮은 주파수에서 더 크고 강한 응집구조를 생성하는 것을 볼 수 있다. u' 이 바닥과 30도정도의 각도를 이루는 반면에 v' 는 타원형태로 바닥에 떠서 이동을 하며 후류로 가면서 응집구조가 커지면서 중심의 위치가 벽면에서 점점 멀어지는 것을 볼 수 있다. Fig. 3.2.25과 Fig. 3.2.26에서 v' 이 봉오리 형상을 하며서 그 최고점이 후류로 가면서 점점 더 높아지는 것을 그림 25를 통하여 시각적으로 확실히 이해할 수 있다.

② 분사각도의 영향

분사각도에 대한 위상 평균된 유동장 측정의 결과이다. Fig. 3.2.39는 가진 주파수가 $f^+ = 0.088$ 로 고정되고 분사각도가 각각 60도 그리고 120도일때 와도의 등강도선과 위상 평균된 속도벡터이다. 분사각도가 60도인 경우에는 분사되어 나오는 유체의 x 방향 속도 성분이 유동방향 속도와 같은 방향이기 때문에 횡방향 와가 잘 생성되며 후류에서 더 오래 존재한다. 분사되어 나오는 유체의 x 방향 속도성분이 유동방향과 같기 때문에 생성된 와의 후류로 이동하는 속도(convection-velocity)가 빠르기 때문에 횡방향 와간의 거리가 다른 가진들 보다 더 크다. 또한 분사가 영향을 줄 수 있는 수직방향 거리가 작아지기 때문에 생성되는 와의 크기는 작지만 가진으로 인해 생성된 2차와는 분사각도가 120도인 경우보다 더 크면 후류에서 더 오래 존재한다. 이는 60도로 분사되는 경우에 2차와(secondary-vortex)의 중심이 중심와(main-vortex)의 왼쪽 위 부분이기 때문에 벽면과의 거리가 더 멀어져서 바닥과의 상호작용이 약하기 때문이다. 반면에 분사각도가 120도인 경우에 있어서는 분사되어 나오는 유체의 x 방향 속도가 유동방향과 반대로 나오기 때문

에 많은 저항을 받으면서 크고 강한 횡방향 와를 생성한다. 강한 크기를 가지는 이 와는 분사되어 나오는 유체의 속도가 유동방향속도와 반대이기 때문에 후류로 이동하는 속도가 작기 때문에 슬릿근처에서 더 오래 존재하면서 벽면부근에 더 많은 영향을 준다. 분사각도에 따른 평균속도의 변화를 나타낸 Fig. 3.2.29를 보면 분사각도가 120도인 경우가 60도보다 월등히 큰 것을 볼 수 있다. 분사각도가 120도인 경우에 2차와를 살펴보면 크기가 작고 빨리 소멸되는 것을 볼 수 있다. 이것은 2차와의 중심이 중심와(main-vortex)의 왼쪽 아래이기 때문에 벽면의 영향을 많이 받기 때문이다. Fig. 3.2.40과 Fig. 3.2.41은 분사각도에 따른 u' 과 v' 의 등강도선과 위상 평균된 속도벡터이다. 두 경우 모두 분사각도가 120도일 때 응집구조의 크기가 크면 후류에서 더 오래 존재하는 것을 볼 수 있다. 응집구조의 형상을 살펴보면 u' 은 벽면과 약 30도정도의 기울기를 가지는 형상을 보이며 v' 은 타원형의 형상을 가지면서 후류로 이동한다.

3. 주기적인 후류 가진에 의한 둔각물체 주위 유동에서의 제어실험

가. 풍동 및 실험장치

Hwang et al. (2001)의 선행 연구에 사용되었던 개방송출형 풍동이 본 실험에 맞게 고쳐졌다. 세틀링 챔버, 허니콤, 스크린 등이 차례로 풍동 입구부에 설치되었다. 4:1의 압축비를 가진 수축부와 세틀링 챔버 내의 유동조절요소들은 시험부에 유동이 일정하게 유입되도록 하였다. 스포크 휠 형 후류가진기가 수축부와 시험부 사이에 설치되었다. 시험부와 스포크 휠 형 후류가진기의 설치사향은 Fig. 3.3.1에 도시되어 있다. Fig. 3.3.1에 보이는 바와 같이, 24개의 원봉이 스포크 휠 형 후류가진기에 부착되어 있다. 각 원봉의 단위는 길이 400mm, 지름 10mm이다. 이미 언급하였듯이, 두 회전 방향(CW와 CCW)이 압력면과 흡입면을 구별하기 위해 선택되었다. 후류가진기 뒤에 사각 덕트가 시험부로 설치되었다. 사각덕트의 단면은 폭 400mm, 높이 400mm, 길이 800mm이다. 시험부 내부에 둔각물체가 후류가진기로부터 120mm떨어진 위치에 놓여졌다. 둔각물체는 폭 350mm, 두께 30mm, 길이 550mm이었다. 둔각물체의 특성길이는 둔각물체의 절반두께로 정의되었다 ($H=15mm$). 둔각물체의 종횡비는 H 단위로 26.7이었고, 폐쇄비는 7.5%이었다. 둔각물체의 중심선을 따라 이차원 유동 가정이 Brederode & Bradshaw (1978)의 결과를 참고하여 이루어졌다.

비정상 후류를 특징짓기 위하여, 후류 스트로할 수가 정의되었다.

$$St_H = \frac{f_p H}{U_\infty} \quad (3.3.1)$$

단, $f_p (= \omega n / 2\pi)$ 는 원봉의 회전속도(ω)와 원봉의 수(n)에 의해 조절되는 후류 통과 주파

수이다. 두 가지 레이놀즈 수가 다음과 같이 정의되었다.

$$Re_H = \frac{U_\infty H}{\nu} \quad \text{와} \quad Re_d = \frac{U_\infty d}{\nu} \quad (3.3.2)$$

단, H는 둔각물체의 특성길이이고, d는 원봉지름이다. 본 실험에서, 자유흐름유속은 $U_\infty = 6.0\text{m/s}$ 이었고, $Re_H = 560$ 이었다 (Hwang et al. 2001). 원봉에 대한 레이놀즈 수는 $Re_d = 375$ 이었다.

유동장 측정을 위해 정온형 열선 풍속계(IFA100/300)를 사용하였다. 스플릿 필름 센서(TSI 1288)가 재부착길이(x_R)나 난류박리기포 내부 유동장을 측정하는데 사용되었다. 측정시, y방향으로 20개, x방향으로 22개의 측정점을 구성하였고, 각 측정점에서 204,800개의 속도 데이터들을 얻었다. 유동 시험부에 대한 그림이 Fig. 3.3.1에 도시되어 있다. 유속 신호를 얻기 위한 추출주파수는 5kHz이었고, 2kHz의 저역통과 필터를 같이 사용하였다. 마이크로폰 배열(TMS130A)이 둔각물체 위의 벽면압력변동량을 측정하기 위해 사용되었다. 마이크로폰 배열이 둔각물체 내부에 설치되도록 지름 1mm의 편홀과 10.6mm의 마이크로폰 설치홀이 동심원상으로 가공되었다. 16채널 차동증폭기(PCB514A) 2대가 벽면압력변동량을 공간적으로 동시측정하기 위해 사용되었다. 각 마이크로폰은 32개의 측정위치에서 4960Hz의 주파수로 204,800개의 데이터를 얻었다. 위상평균기법을 적용하기 위해, 광학 타코미터(Onosokki HT-5200)가 스포크 휠 형 후류가진기 앞에 설치되었다. 후류가진기의 매 회전시 타코미터로부터 발생하는 트리거 신호는 동일한 위상의 유속신호를 평균하기 위해 사용되었다. 모두 135개의 위상평균이 204,800개의 유속 데이터로부터 평균되었다.

(1) 재부착길이(x_R)에 미치는 효과

박리기포를 결정짓는 여러가지 측정량 중, 재부착길이는 시간평균된 의미에서 가장 대표적인 값으로서 사용된다. 재부착길이를 측정하기 위해, 벽면 근처($y/H=0.033$)에서 흐름방향유동 시간분율(v_p)이 스플릿 필름(TSI 1288)을 사용하여 측정되었다. 시간평균된 재부착 위치는 흐름방향유동 시간분율이 $v_p=0.5$ 인 지점으로서 정의된다. $Re_d=375$ 에서 두 가지 회전방향의 경우에 대해 무차원화된 재부착길이(x_R/x_{R0})를 가진주파수(St_H)의 함수로 나타내면 Fig. 3.3.2와 같다. 여기에서, x_{R0} 는 $St_H=0$ 에서 재부착길이를 나타낸다. 보이는 것처럼, x_R 에 대한 St_H 의 영향은 그렇게 크지 않다. x_R 은 비정상 후류에 의해 작은 섭동이 가해질 때($St_H \approx 0.01$), x_R 이 큰 폭으로 감소한다. 그러나, 회전방향의 효과가 더 지대하다. CCW는 CW보다 더 많이 재부착길이를 감소시킨다. CCW의 재부착길이 감소율은 CW의 경우보다 조금 더 높다. St_H 는 실험장치의 한계로 인해 $St_H \leq 0.20$ 으로 제한되었다. 유동 구조를 자세히 구별하기 위해, 본 실험에서는 이후부터 두 가지 특징적인 가진의 경우를 선정하였다(두가지 회전방향에 대해 $St_H=0.02$ 와 0.20). CCW이고 $St_H=0.02$ 일 때

CW이고 $St_H=0.20$ 일 때보다 재부착길이가 더 작다는 것에 주목하자.

(2) 속도 삼각형

Fig. 3.3.3은 두가지 회전방향(CW와 CCW)에 의해 발생하는 속도삼각형을 보여준다. 원봉에 의해 발생하는 비정상 후류는 후류 속도(U_M)를 가지고 하류로 대류된다. 반면, 원봉을 좌표원점으로 한 자유흐름속도(U_0)는 자유흐름속도(U)와 원봉회전속도(U_R)로부터 얻어진다. θ 는 U_0 와 U_R 사이의 각도로 정의된다. 원봉후류속도(U_G)는 자유흐름속도(U_0)에서 후류속도(U_M)를 뺀 속도결손이다 ($U_G=U_M-U_0$). $U_{G,x}=U_\infty-U_M\sin\theta$ 인 U_G 의 x방향 성분은 위상평균기법에 의해 스플릿 필름(TSI1288)으로부터 실험적으로 결정된다. 원봉후류속도(U_G)는 다른 회전방향(CW와 CCW)에 의해 나타나는 둔각물체의 흡입면과 압력면을 구분하는 데에 중요하다. 참고로, 측정된 모든 유속을 Table. 3.3.1에 나타내었다. $St_H=0$ 은 후류가진기를 설치하지 않은 경우를 가리킨다. 회전방향에 의해 다른 유동 패턴이 나타난다. 시계방향으로 회전시(CW), U_G 는 둔각물체로부터 벗어나는 방향으로, 둔각물체의 흡입면을 형성한다. 반면, 반시계방향으로 회전시(CCW), U_G 는 둔각물체를 향하는 방향으로, 압력면을 형성한다. 주기적인 후류에 의해 형성되는 원봉후류속도는 박리기포의 박리점에서 국소교란과 비슷한 효과를 보이고, 초기 박리전단층의 와형성 메커니즘을 변형시킨다.

나. 실험 결과 및 토의

이미 언급하였듯이 서로 다른 주기적인 후류에 의해 두 가지 유동 영역이 나타난다. 그 중 하나는 말아올림 영역이고 다른 하나는 절단 영역이다. 본 연구에서 말아올림 영역은 둔각물체 위의 박리기포가 후류와 부딪치기 전 상향운동을 하고 뒤이어 비정상 후류가 박리기포를 감싸안은 특징을 갖는 영역이다. 절단 영역은 박리기포가 하향운동을 하면서 비정상 후류에 의해 영향을 받는 영역이다. 앞서 언급한 두 가지 영역을 살펴보기 위해, 위상평균한 평균속도 상관계수를 다음과 같이 정의하여 얻었다.

$$R_{UV}(x, y, \phi) = \langle U(x_0, y_0, \phi_0)U(x_0+x, y_0+y, \phi_0+\phi) \rangle \quad (3.3.3)$$

단, 기준점은 $\phi_0=0$ 일 때, $(x_0/H, y_0/H)=(0.8, 0.033)$ 으로 정의되었다. 상관계수 영역은 $0 \leq x/H \leq 8.8$ 과 $0 \leq y/H \leq 4.0$ 이었다. 후류가진기가 24개의 원봉으로 구성되어 있으므로, 한 주기당 $360^\circ/24=15^\circ$ 이다. Fig. 3.3.4에서 상관계수를 살펴보면 후류가 유동방향을 따라 하류로 움직이는 모습이 관찰된다. 시계방향인 경우(CW), 원봉후류속도는 둔각물체로부터 벗어나는 방향이고, 따라서 말아올림 영역이 흡입면에 형성된다. 반시계방향인 경우(CCW)에는 원봉후류속도는 둔각물체를 향하는 방향으로, 절단 영역이 압력면에 형성된다.

시간평균된 유동에 대한 비정상 후류의 영향을 자세히 기록하기 위해, $St_H=0.20$ 와 $Re_d=375$ 에서 두 가지 회전방향에 대해 실험을 수행하였다. $St_H=0$ 은 비정상 후류가 없는 경우를 의미한다. Fig. 3.1.5에 보이듯이, 비정상 후류에 의해 상대적으로 큰 효과가 박리기포의 발달 과정상에 나타난다. 박리기포의 초기영역에서는($x/H=0.8$), 평균속도분포는 비정상 후류에 의해 조금밖에 영향받지 않는다. $x/H=0.8$ 이후의 위치에서 박리기포와 함께 평균속도레벨의 실질적인 변화가 관찰된다. 비정상후류에 의해 영향받는 평균속도레벨은 비정상 후류가 없는 경우($St_H=0$)에 비해 증가한다. 이는 비정상 후류유동이 박리기포 내부로 모멘텀을 더 잘 전달함을 의미한다. 비정상 후류가 와병합을 촉진하기 때문에, 이러한 결과는 재부착길이(x_R)의 감소로 이어진다. CCW일 때 x_R 의 감소는 CW일 때보다 더 크다. CCW일 때, 박리유동은 $x/H=2.4$ 에서 재부착한다. 반면, CW일 때 $x/H=4.0$ 에서 재부착한다. 재부착 이후에 유동은 어느 경우든 서서히 재발달한다 (Chun & Sung 1996).

시간평균된 x 방향 유속변동량에 대한 비정상 후류의 영향이 Fig. 3.3.6에 나타나 있다. 변동유속레벨의 크기는 와구조가 형성되기 시작하는 박리점 근처($x/H=0.8$)에서 비정상 후류에 의해 상당히 영향을 받는다. 박리기포 내부 유동장을 더욱 자세히 조사하면, 비정상 후류가 있는 경우가 그렇지 않은 경우보다 더 높은 변동유속 레벨을 보임을 알 수 있다. 이것은 비정상후류에 의한 원봉후류속도로부터 유도되는 와구조의 병합이 난류 변동레벨을 증가시키기 때문이다 (Chun & Sung 1996). CW와 CCW사이의 유속변동레벨을 비교하면, CCW의 유속변동이 CW의 경우보다 유동 박리 초기에서($x/H=0.8$) 더 큰 변동레벨을 갖고 있음을 알 수 있다. $x/H<2.4$ 인 영역에서 CCW의 최대 난류강도는 CW의 최대 난류강도보다 훨씬 더 크다. 그러나, 재부착 이후($x_R/H=2.4$), 변동레벨은 서서히 감소한다. 이러한 경향은 재부착 원거리 후류에서 난류에너지 레벨에 대한 영향이 줄어들 때 까지 계속된다.

자유흐름유속의 10%와 90%인 유속의 위치가 Fig. 3.3.7에 후류 위치의 함수로서 나타나 있다. $x/H=0.8$ 에서 자유흐름유속의 10%와 90%인 위치는 거의 같다. 그렇지만, 유동이 후류로 갈수록 전단층의 성장률은 급격하게 바뀐다. 벽면을 향한 곡률은 외부유체 유입을 (entrainment)의 증가에 의해 재부착길이가 감소하는 것과 밀접하게 연관되어 있다. $St_H=0.20$ 과 CCW의 경우는 다른 경우들($St_H=0$ 또는 $St_H=0.20$ 과 CW)에 비해 성장률이 훨씬 높다. 자유흐름유속의 10%인 위치를 있는 곡선을 점근적으로 연결하면, 박리유동의 재부착위치를 구할 수 있다. 예상했던대로, $St_H=0.20$ 과 CCW의 경우가 재부착길이를 매우 감소시킨다.

벽면압력계수(C_p)의 공간적 분포가 Fig. 3.3.8에 도시되어 있다. 이미 언급한 것처럼, 비정상 후류의 효과는 작은 스트로할 수($St_H=0.02$)에서조차 지배적이다. Fig. 3.3.8 (a)는 $St_H=0.02$ 에서 C_p 의 최소값이 $St_H=0$ 인 경우보다 더 작으며, 벽압력회복점 또한 상류로 이동해 있음을 알 수 있다. 비정상 후류에 의해 벽압력 회복점이 이동하는 것은 박리기포의 초기단계에서 난류강도가 증가하였기 때문이다. 이는 박리점에서 국소교란을 가한 Chun & Sung (1996) 의 결과와 일치한다. St_H 가 더 증가하면($St_H=0.20$), 벽압력 회복점은 상류

로 이동한다. St_H 를 증가하면, x_R 이 더욱 감소한다. Fig. 3.3.8 (b)에서 CCW의 경우, 비정상 후류에 의한 벽압력 회복은 CW보다 효과적이다. 더 나아가 St_H 가 $St_H=0.02$ 에서 $St_H=0.20$ 으로 증가하면서 벽압력 회복점의 상류 이동이 뚜렷하다. 이는 비정상 후류에 대해 최적의 주파수가 존재함을 가리킨다. 박리점에서 외부유체 유입율은 후류통과 주파수를 증가시키면 어느정도 향상된다 (Chun & Sung 1996, Sigurdson 1995).

벽압력 변동계수(C_p)의 공간분포가 Fig. 3.3.9에 나타나 있다. $St_H=0$ 에 대해 C_p 는 $0 \leq x/H \leq 5$ 의 범위에서 유동방향으로 증가하고, $x/H \geq 12$ 의 범위에서 서서히 감소한다. $x/H=6$ 과 10 사이에는 평탄한 곡선을 보인다. 재부착길이($x_{R0}/H=7.0$)를 고려하면, 압력변동의 최대 에너지는 재부착 지점의 상류에서 일어난다 (Lee & Sung 2001a,b). Lee & Sung (2001a,b)에서 언급된 것처럼 $St_H=0$ 의 경우 $x/H=6$ 은 C_p 가 증가하기 시작하는 지점 이면서 동시에 C_p 가 최대값을 갖는 지점이다. 비정상 후류가 주어지면, 박리기포 내의 C_p 분포가 크게 변화한다. $St_H=0.02$ 일 때, 지배적인 피크가 나타나고 상류로 이동한다. 이러한 양상은 Minniti III & Mueller (1998)의 결과와 일치한다. Fig. 3.1.9 (a)를 자세히 관찰하면, $St_H=0.20$ 에서 C_p 의 최대값의 크기는 $St_H=0.02$ 의 최대값의 크기보다 더 작다. 잘 조직화된 와구조가 일반적으로 대형와-벽면 상호작용을 향상시켜 유속변동량을 감소시킨다는 사실에 주목하자 (Hwang et al. 2001, Bhattacharjee et al. 1986).

St_H 의 효과를 검증하기 위해, 여러 위치에서 $St_H=0.2$ 인 경우의 압력스펙트럼을 측정하여 Fig. 3.3.10에 나타내었다. $St_H=0$ 일 경우의 압력스펙트럼도 측정하여 비교하였다. St 는 무차원화된 주파수($St=fU_\infty/H$)이다. $St_H=0$ 일 때, 에너지 레벨은 박리기포 근처($x/H \approx 3.2$)에서 상대적으로 낮다. $St_H=0$ 일 때 넓은 주파수 피크가 $St=0.02$ 를 중심으로 하여 관찰된다. x_R 과 U_{max} 를 가지고 무차원화시키면, $fx_R/U_{max} \approx 0.11$ 이다 (Mabey 1972). 이 주파수는 플랩핑 주파수와 일치한다 (Lee & Sung 2001a, Mabey 1972). 유동이 진행할수록 ($x/H=5.6$) 압력스펙트럼은 $St \approx 0.09$ 에서 최대값에 도달한다. x_R 과 U_{max} 를 가지고 무차원화시키면, $fx_R/U_{max} \approx 0.47$ 이다.

$St_H=0.20$ 일 때, 비정상 후류에 의한 통과 주파수는 $St=0.20$ 에서 분명히 관찰되고 유동장 전체에 걸쳐 나타난다. $0.8 \leq x/H \leq 3.2$ 에서 비정상 후류에 의해 전반적인 에너지 레벨이 상승한다. CCW의 경우, 넓은 피크가 $St \approx 0.25$ 근처에 나타난다. 이는 앞서 언급한대로 비정상 후류에 의해 생성되는 박리점에서의 교란 때문이다. 박리점에서의 교란은 외부유체 유입율을 크게 증가시킨다. Sigurdson (1995)은 난류박리기포의 와홀림 주파수가 가진 주파수와 밀접하게 연관되어 있으며, 가장 효과적인 재부착 길이의 감소는 와홀림 주파수의 2배~5배의 주파수에서 일어난다고 하였다. 가진주파수 $St_H=0.20$ 은 효과적인 주파수 범위 내에 있다. 유동이 후류로 진행되면서 피크 값은 점점 감소한다. 재부착 이후에 에너지 레벨은 CW와 CCW의 경우 모두 감소하고, 유속변동량의 결과와 일치한다. $x/H=8.0$ 에서 난류에너지 레벨은 $St_H=0$ 의 레벨보다 더 낮다.

압력변동량의 공간적 특성은 교차스펙트럼($\Phi_{pp}(\xi, \omega; x_0)$)으로부터 얻어진다. 두 측정점 사이의 거리를 ξ 라 할 때,

$$\Phi_{FP}(\xi, \omega; x_o) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{PP}(\xi, 0, \tau; x_o) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (3.3.4)$$

로 정의된다. 단, $R_{PP}(\xi, \tau; x_o)$ 는 벽면 압력변동량의 교차상관계수이다. 교차스펙트럼의 무차원화된 크기는 거리차(ξ)에 대한 압력장의 변화를 계량화하기 위해 나타내었다. 응집도($\Gamma(\xi, \omega; x_o)$)라고 불리는 이 함수는 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma(\xi, \omega; x_o) = \frac{|\Phi_{FP}(\xi, \omega; x_o)|}{[\Phi_P(\omega; x_o)\Phi_P(\omega; x_o + \xi)]^{1/2}} \quad (3.3.5)$$

$St_H=0$ 일 때, $x_o/H=0.8$ 과 $x_o/H=7.2$ 에서 응집도를 구하여 Fig. 3.3.11(a)와 (b)에 나타내었다. 재부착길이는 $x_{R0}/H=7.0$ 이었다. Fig. 3.3.10의 $x/H=0.8$ 에 나타난 $St=0.02$ 의 피크가 Fig. 3.3.11(a)에서 잘 관찰된다. 이로부터 플랩핑의 범위가 $0 \leq \xi/H \leq 3.0$ 에 걸쳐있음 또한 관찰된다. 그렇지만, 기준점이 재부착점 근처 이면($x_o/H=7.2$), 플랩핑의 효과는 무시할 만하다. $St=0.09$ 에서 와홀림 주파수가 더 지배적이다. $|\xi|$ 가 증가할수록 응집도는 점차로 감소한다. Corcos의 모델에 따르면, 응집도는 $\omega\xi/U_c$ 를 변수로 하여 지수적으로(exponentially) 감소한다 (Lee & Sung 2001a).

$$\Gamma(\xi, \omega) = \exp(-\alpha_1 |\omega\xi/U_c|) \quad (3.3.6)$$

단, α_1 은 실험적으로 결정된 감쇠상수이고, U_c 는 대류속도이다. ω 는 $\omega=2\pi St U_\infty/H$ 로 표시된다. $\omega\xi/U_c$ 의 궤적은 ($\xi/H, St$) 평면상의 곡선으로 나타난다.

$St_H=0.20$ 에 대한 응집도가 Fig. 3.3.12와 Fig. 3.3.13에 도시되어 있다. 시계 방향에 대해(CW), $x_o/H=0.8$ 를 기준한 응집도는 비정상 후류 주파수($St=0.20$)에서 지배적이다. 그렇지만, 반시계 방향에 대해(CCW) $x_o/H=0.8$ 을 기준한 응집도는 $St=0.20$ 에서 약간 감쇠되어 있다. 응집도가 지수적으로(exponentially) 감쇠되는 것으로 보인다. $\xi/H=5$ 의 주기적 특성이 Fig. 3.3.12와 Fig. 3.3.13에서 일어났다. $\xi/H=5$ 의 주기적 특성은 $St_H=0.20$ 에서 $St_H\xi/H=1$ 을 가진 후류주파수의 공간 변형($\xi=f/U_\infty$)이다. 반시계 방향의 경우(CCW), 비정상 후류에 의해 생성되는 원봉후류속도는 둔각물체를 향하는 방향이다. 원봉후류속도는 비정상 후류가 박리기포와 상호작용을 일으키기 전에 박리점과 충돌하도록 유도한다. 비정상 후류의 충돌에 의해 응집도는 약화되고, 후류 내에 유지되던 에너지가 분산된다. 이러한 에너지 분산은 초기 난류강도레벨을 상승시킨다. 비정상 후류의 회전방향이 다를 경우, 박리기포의 초기영역에서 주로 차이가 나타난다. 그렇지만, 회전방향 변경에 따른 차이는 Fig. 3.3.12 (b)와 Fig. 3.3.3 (b)에서 보이는 것처럼 재부착점에서는 잘 나타나지 않는다. 플랩핑 성분($St=0.02$)은 강한 비정상 후류에 의해 사라진다는 것을 알 수 있었다.

제 4 절 정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보

1. 센서열에 의한 유동 및 압력 측정을 통한 박리 유동 구조 해석

가. 풍동 및 실험장치

본 연구에서 사용한 풍동은 5마력 모터를 이용한 개방송출형 풍동이다. 풍동 입구부에 벌집틀(honeycomb)과 철망(screen), 면적비 6:1인 수축부(contraction)를 설치하여 풍동 내 자유흐름 난류강도(freestream turbulence intensity)가 0.6%가 되게끔 하였다. 시험부는 폭 630mm, 높이 100mm, 길이 1000mm인 덕트와 폭 630mm, 높이 150mm, 길이 2500mm인 덕트를 연결하여 구성하였다. 시험부의 입구부에는 난류 생성을 위해 철사(trip wire)와 사포(sand paper)를 부착하여 박리점 이전에 완전히 발달된 난류(fully-developed turbulence)를 생성하였다. 또한, 시험부의 계단 높이 50mm와 계단폭 630mm의 비율(aspect ratio)을 10 이상으로 하여 Brederode & Bradshaw (1978) 가 지적한 유동구조의 이차원성을 만족시켰다.

본 연구에서는 설치한 시험부가 기존 연구결과와 일치하는지를 확인하기 위해 열선풍속계(TSI 1288)를 이용하여 난류 박리 유동장을 먼저 측정하였다. 난류 박리 유동장의 특징을 잘 나타낼 수 있는 흐름 방향(streamwise)의 평균 유속과 난류 강도, 재부착 길이 등을 측정하였다. PC를 이용하여 데이터를 획득, 저장하기 위해 A/D 보드와 상용 소프트웨어(LabVIEW)를 이용하였다. 데이터 변환(A/D 변환)하는 과정에서 주파수 앨리어징(aliasing)을 피하기 위해 저역통과 절단 주파수(lowpass cut-off frequency)를 설정하였고, 유속 측정시에는 5kHz로, 재부착 길이 측정시에는 100Hz로 하였다. A/D 변환을 위한 샘플링 주파수는 따라서 각각 10kHz와 200Hz로 하였다.

벽면 압력 변동량을 측정하기 위하여는 The Modal Chop Inc.에서 제작한 Acoustical 배열 마이크로폰(Model TMS130A)을 사용하였다. 개개의 마이크로폰 센서는 직경 10.54mm, 크기 25.4mm인 원통형으로 되어 있으며, 차동 증폭기(differential amplifier)에 연결하여 센서를 작동하였다. 마이크로폰 센서의 주파수 응답 특성은 5Hz~10kHz의 범위에서 크기 왜곡(magnitude distortion)이 ± 1 dB이고, 위상오차(phase error)가 $\pm 3^\circ$ 로서 매우 우수하고, 42~142dB에 이르는 동적영역(dynamic range)를 지니고 있다. 관심있는 주파수 영역내에서 특성이 선형적이기 때문에 특정 주파수에서 마이크로폰의 감도(sensitivity, Pa/V)만 알면, 별도의 보정을 거치지 않고 A/D 변환된 신호로부터 바로 압력변동량을 계산할 수 있게 된다. 실험에서는 마이크로폰 배열 센서의 평균적인 감도(sensitivity)가 0.15V/Pa로 측정되었다.

32채널 마이크로폰 배열 센서는 Fig. 4.1.1과 같이 시험부 내에 설치되었다. 시험부의 중심선 상에 마이크로폰 배열을 0.25H(H=50mm, 계단높이) 간격으로 설치하였다. 배열할 때는 마이크로폰 배열 센서들이 끼워맞춤이 될 수 있는 크기의 홀을 가공하여 설치하였다. 마이크로폰이 측정하는 시험부의 표면에는 직경 1mm의 압력측정공(pressure tab)을

가공하였다. 32개의 마이크로폰 배열 센서들을 모두 설치하였을 경우는 흐름방향으로 7.75H(=387.5 mm)의 범위를 측정할 수 있게 된다.

배열된 센서 중 가장 상류 부분(upstream)에 위치한 센서의 좌표를 X_0 라고 표시한다면, 난류 박리 유동장의 불균일성 때문에, 압력 상관함수(pressure correlation function)는 다음과 같이 표시된다.

$$R_{pp}(\xi, \tau, X_0) = \overline{p(x_0, t)p(X_0 + \xi, t + \tau)} \quad (4.1.1)$$

본 연구에서는 교차 스펙트럼(cross spectrum) 등의 통계량들이 기준점 X_0 에 따라 다른 특성을 보이기 때문에 기준점을 각각 $X_0/H = 2.0, 4.0, 8.0, 10.0$ 에서 측정하였다. 매번 기준점을 바꿀 때마다, 마이크로폰 배열 위치를 새로운 정의하여 설치하였다. A/D 변환 시에는 A/D 보드 및 컴퓨터의 성능, 관심 주파수 영역을 고려하여 1593.125Hz의 샘플링 주파수를 설정하였다.

나. 시간 평균 유동장

본 연구에서 난류 박리 유동장의 레이놀즈 수(Re_H)를 33,000으로 하였다. 레이놀즈 수(Re_H)는 계단 높이(H)를 기준으로 하여 계산하였다. 레이놀즈 수(Re_H)를 33,000으로 설정한 이유는 이미 발표된 Chun & Sung (1996) 이 후향계단 유동장에서 국소음향 가진 실험에서 사용된 레이놀즈 수(Re_H)와 일치시킴으로써 연구의 연속성을 유지하기 위함이다. 유동장과 난류 강도장 측정 결과 Chun & Sung (1996) 의 연구 결과와 잘 일치하였다. 난류 박리 이전 $x/H = -1$ 인 위치에서 난류 경계층을 측정하여 운동량 두께(momentum thickness)도 측정하였는데, 레이놀즈 수로 환산한 결과 $Re_\theta = 1,300$ 이었다.

난류 박리 재부착 유동장을 기술할 때 가장 대표적으로 생각되는 파라미터는 재부착 길이(x_R)이다. 재부착점을 얻기 위해 열선풍속계(split film, TSI1288)를 시험부 바닥면에 가까이($y/H = -0.98$) 위치시키고 정방향 흐름 분율(forward flow time fraction)을 측정하였다. 이 경우 재부착점은 정방향 흐름 분율이 0.5인 지점으로 정의되는데, 측정 결과 $x_R = 7.4H (= 370mm)$ 이었다. 이는 Chun & Sung (1996) 의 측정 결과인 $x_R = 7.8H$ 과 5%이내로 본 연구에 사용되는 난류 박리 유동장과 잘 일치한다.

다. 압력 변동의 1점 통계량

압력 변동량을 측정하는 첫 단계로서 근평균제곱(root-mean-square)과 같은 1점 통계량을 측정하여 접근 유동의 동압($1/2\rho U_0^2$)으로 무차원화하였다. 실험에서 측정된 결과를 기존 문헌에서 제시된 결과와 비교하기 위해 흐름방향을 재부착길이(x_R)로 무차원하고 Fig. 4.1.4에 나타내었다. 본 연구에 사용된 후향계단 유동장의 재부착 길이(x_R)는 대략 7.4H이다. 흐름방향좌표를 재부착길이를 무차원화한 것은 Mabey (1972) 가 제안한 것을

다른 결과이다. 각 결과들은 서로 유사한 분포를 보이고 있으며, 결과들은 모두 재부착점 전방에서 압력변동량이 최대가 되는 특징을 보여준다. 이러한 특징은 후향계단 유동장을 포함한 난류 박리 재부착 유동장에서 널리 알려진 현상이다. Devenport & Sutton (1992) 은 박리 재부착 유동의 벽 근처에서 대규모척도(large-scale)의 속도 변동이 존재함을 밝혔는데, 이는 박리전단층(separated shear layer)로부터 가해지는 압력구배변동(pressure gradient fluctuations)에 의하여 지배된다. 따라서, 재부착영역 내의 압력변동도 전단층의 비정상적인(unsteady) 압력구배변동과 밀접하게 관련되어 있음을 알 수 있다. 재부착점 이후에서 압력 변동량은 점차로 감소하는데, 박리 유동의 재부착 이후로 압력 변동을 일으키는 박리 전단층이 더 이상 영향을 주지 못하기 때문이다. 또한, Farabee & Casarella (1986) 가 지적한 것처럼, 재부착점 이후 난평균제곱의 완만한 감소는 박리 유동의 재부착 이후에도 대규모척도의 와구조(vortical structure)가 존재한다는 점을 알려준다.

흐름방향으로 여러 위치에서 압력변동량의 스펙트럼을 구해보면 Fig. 4.1.5와 같다. $x/H=2$ 인 위치의 스펙트럼은 다른 위치의 스펙트럼과 비교할 때, 매우 낮은 주파수($fH/U_0 \sim 0.015$)를 제외하고는 전반적으로 스펙트럼의 크기가 작다. 이 주파수를 재부착 길이 x_R 을 이용하여 다시 무차원화시키면, $f x_R / U_0 \sim 0.11$ ($\because x_R = 7.4H$)로서 이는 기존에 알려진 저진동(flapping) 주파수가 된다. Cherry et al. (1984) 도 박리점에 근접한 지역에서 낮은 주파수 성분이 상대적으로 크다는 점을 지적한 바 있다. 모든 흐름방향 위치에서 압력 스펙트럼은 $fH/U_0 \sim 0.068$ 에서 최대가 된다. 이 주파수를 재부착 길이 x_R 을 이용하여 무차원화시키면, $f x_R / U_0 \sim 0.50$ 으로서 Mabey (1972) 가 언급한 주파수 범위에 속하며 거대 와구조의 특성 주파수 $f x_R / U_0 \sim 0.60$ 과 비슷한 결과를 보인다.

라. 압력변동의 흐름방향 공간적 특성

압력변동량의 흐름방향 공간적 특성을 나타내기 위하여는 다음과 같이 교차 스펙트럼(cross spectrum)을 정의하여야 한다.

$$\Phi_{pp}(\xi, \omega; X_o) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{pp}(\xi, \omega; X_o) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (4.1.2)$$

단, $R_{pp}(\xi, \tau; X_o)$ 는 흐름방향 교차 상관계수(cross correlation)이고, ξ 는 흐름방향 어레이에서의 센서 사이의 간격, τ 는 시간차이다. 유동장은 흐름방향으로 불균일하기 때문에 교차 스펙트럼은 기준점 X_o 에 따라 달라진다. 일반적으로 자기 스펙트럼(auto spectrum)은 실수량이지만, 교차 스펙트럼(cross spectrum)은 복소수량이기 때문에 흐름방향 위치에 따른 크기 차이를 알아내기 위하여 응집도(coherence)를 정의하여 사용한다.

$$\Gamma(\xi, \omega; X_o) = \Phi_{pp}(\xi, \omega; X_o) / [\Phi_p(\omega; X_o) \Phi_p(\omega; X_o + \xi)]^{1/2} \quad (4.1.3)$$

기준점을 $X_o/H=2.0$ 과 $X_o/H=8.0$ 으로 하였을 때 얻은 응집도(coherence)를 Fig. 4.1.6에 나타내었다.

$X_o/H=2.0$ 과 $X_o/H=8.0$ 인 경우 모두 특정 주파수(fH/U_o)와 길이척도(ξ/H)에서 높은 응집도를 보임을 확인할 수 있었다. 응집도가 높은 영역을 직선(locus of high coherence)으로 연결하였다. 주파수 축(fH/U_o)에서 볼 때 $X_o/H=2.0$ 에서는 비교적 높은 주파수 대역($fH/U_o \leq 0.3$)까지 피크값들이 주기적으로 발견되는 반면, $X_o/H=8.0$ 에서는 그러한 영역이 $fH/U_o \leq 0.15$ 이내로 축소되었다. 또한 공간적(ξ/H)으로도 $X_o/H=2.0$ 일 때 피크값들이 보다 조밀하게 분포되어 있다. 이러한 결과는 $X_o/H=8.0$ 에서 응집도가 $X_o/H=2.0$ 일 때의 응집도보다 특성 주파수는 작아지고 크기는 증대되었다는 것으로 요약될 수 있다. 압력 변동은 난류 박리 유동장의 박리 전단층의 거동과 밀접한 관련이 있으므로, 박리점에서부터 성장하는 전단층의 거대화가 융합과정(merging)을 통하여 와의 크기가 증대되고 그에 비례하여 주파수가 낮아지는 과정에 의한 것으로 설명될 수 있다. 이와 같은 응집도의 분포를 이용하여 포괄적으로 압력장을 조사한 예는 발견되지 않고 있다.

교차 스펙트럼을 연구하는 또 다른 방법은 교차 스펙트럼을 공간상에서 푸리에(Fourier) 변환하여 얻어지는 파수 스펙트럼(wavenumber spectrum, $\Phi_{pp}(\xi, \omega, X_o)$)을 살펴보는 것이다. 파수 스펙트럼에 의한 압력장 관찰법은 경계층 유동장의 경우 거대 와구조(large-scale vortical structure)의 대류에 의한 대류 능선(convective ridge)을 관찰할 수 있다는 장점을 가지고 있다. 파수 스펙트럼을 해석한 결과를 Fig. 4.1.7과 Fig. 4.1.8에 나타내었다. 본 연구 대상인 난류 박리 유동장에서도 대류 능선을 발견할 수 있으며, 직선(locus of U_c/U_o)의 기울기로부터 U_c/U_o 가 0.6임을 알 수 있다. 재부착 영역($X_o/H=8.0$)에서는 대류 능선의 파수방향 폭이 가장 커지다가 그 이후에는 폭이 좁아지기 시작한다. 대류 능선의 파수방향 폭은 대류 현상과 연관된 와류의 길이 척도의 범위를 나타내기 때문에 위와 같은 거동은 재부착점 근처에서 와구조와 벽면과의 상호작용에 의하여 일시적으로 여러 가지 척도(length scale)의 와류가 존재하다가 소멸되면서 규칙적인 구조만이 남는 일련의 과정을 보인다. 한편 주파수 축(fH/U_o) 상에서 피크값들(frequency peak)를 관찰하면 재부착 영역($X_o/H=8.0$)까지는 $fH/U_o=0.067$ 에서 파수 스펙트럼이 최대치를 보이고, 이 값은 대형 와구조의 주파수와 일치한다. 재부착 이후 영역($X_o/H=10.0$)에서는 오히려 $fH/U_o=0.095$ 에서 최대치를 나타낸다. 이는 박리 유동장에서 발달된 대형 와구조가 재부착 이후 와의 찢어짐(splitting)에 의한 길이척도 감소와 관련이 있을 것으로 여겨진다.

2. 유동가시화를 통한 유동구조 해석

가. 실험 기구 및 방법

(1) 풍동의 특성

유동 가시화 연구에서 사용된 풍동은 개방 송출형 풍동이다. 풍동에서 낮은 자유흐름 난류강도를 얻기 위하여 벌집틀 (honeycomb)과 3장의 철망 (screen)을 설치하였다. 또한 면적비 4:1인 수축부를 설치하였다. 열선풍속계로 자유흐름 속도성분을 측정된 결과 풍동에서 송출되는 유속은 1.2~12.0m/s이고 자유흐름 난류 강도 (freestream turbulence intensity)는 0.3%이하였다. 풍동의 시험부는 폭 250mm, 높이 250mm, 길이 1200mm인 정사각형 덕트로서, 난류 박리 유동장을 만들기 위해 덕트의 중앙부에 두께 12.1mm인 평판 (flat plate)을 설치하였다. 시험부 내에 평판에 의한 폐쇄비 (blockage ratio)는 4.84%이고, 종횡비 (aspect ratio)는 20.7로서 박리 유동장의 이차원성이 유지되었고, 박리 이전과 이후의 자유흐름 속도 (freestream velocity)를 일치하였다. 이러한 구조는 Cherry et al. (1984)이 지적한 바 있는 평판 주위 유동장의 이차원성을 만족시킨다. 평판의 횡방향 (spanwise)으로 평균 유속을 측정된 결과 변화량이 1%이내로서 Brederode & Bradshaw (1978)가 지적한 이차원 유동 가정을 만족시켰다. 레이놀즈 수는 평판의 절반 두께 (H)에 대해 560이었고, 효과적인 가시화 작업에 적당한 레이놀즈 수로 사료된다.

(2) 맥동 유동 발생 방법

사인파형의 주기적인 가진 신호를 박리 유동장에 가하기 위해 함수 발생기 (function generator)에서 사인파형을 발생하였고 출력기 (audio amplifier)를 통하여 저음 스피커를 구동시켰다. 박리유동장에서 주어지는 주기적 가진이 사인파형인지를 검증하기 위해 I-형 열선 풍속계(TSI1210)를 이용하였다. 주기적 가진 성분이 포함된 자유흐름 유속 (freestream velocity)의 스펙트럼을 측정하였다. 측정 결과 자유흐름 유속은 $U = U_0(1 + A_0 \cos 2\pi f_p t)$ 인 것으로 나타났다. 실험에서 사용된 가진 주파수 ($St_p = f_p H / U_0$)는 1.10 이내로, 가진 크기 A_0 는 0.138 이내로 하였다.

(3) smoke-wire 유동 가시화 방법

유동가시화를 위하여 널리 쓰이는 smoke-wire법은 지름 0.2mm, 전기저항 41.6 Ω /s인 니크롬선에 파라핀 오일을 묻힌 후, 가열하여 발생된 연기를 이용한다. 니크롬선에 전류를 공급할 때 발생하는 줄열 (Joule heating)을 응용한 원리이다. 니크롬선에서 균일한 위치의 유선 (streaklines)을 얻기 위하여 니크롬선의 표면을 따라 일정간격으로 톱니 모양을 만들고, 톱니 모양 안쪽에 파라핀 오일이 규칙적으로 맺히게 하였다. 니크롬선에 톱니모양을 가공하는 방법은 가공하지 않은 방법보다 유동가시화의 실험시간을 더 지속시킬 수 있는 장점이 있다. 니크롬선이 가열되었을 때 열팽창에 의해 늘어나는 것을 막기 위해 니크롬선을 가열하기 전에 팽팽하게 잡아당길 필요가 있었다. 니크롬선은 평판의 상류 60mm위치에 수직으로 설치하였다. 니크롬선을 평판의 상류 60mm위치에 설치한 이유는

smoke-wire (니크롬선으로 제작)가 평판에 너무 근접해 있을 경우, 박리 전단층에 난류를 미리 일으킬 수 있고 (turbulent tripping), 너무 멀리 있을 경우 발생된 연기(smoke)의 횡단 거리가 길어지기 때문에 유선 (streaklines)이 흐려져 보일 수 있기 때문이다. 그러나, 실제로 smoke-wire의 위치를 평판 상류의 여러 위치 (10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 mm)에서 시험해 본 결과 smoke-wire 때문에 박리 전단층이 영향받는 일은 거의 없었다. smoke-wire은 DC 전원 공급기를 이용하여 전류를 흘려보냈다. 전류량을 조절함에 따라 파라핀 오일에 의한 연기가 발생하는 시간 간격이 조절되었다. 시행착오적으로 전류량을 조절하여 가시화 목적에 맞는 농도의 연기를 최대 5초까지 유지시킬 수 있었다.

smoke-wire에 의한 연기를 촬영하기 위하여 5W 아르곤(Ar) 레이저와 반구형 렌즈 (cylindrical lens)를 사용한 레이저 면(laser sheet)를 만들었다. 레이저 면을 사용하면 면 두께 (sheet thickness)의 퍼짐이 작고 밝기를 조절하기 용이한 장점이 있다. Fig. 4.2.1에 본 연구에서 사용된 실험 장치가 잘 나타나 있다.

레이저 광원이 거울과 집광기 (collimator), 반구형 렌즈 (cylindrical lens) 등을 거쳐서 레이저 면(laser sheet)으로 되는 것이다. 효율적인 유동가시화를 위하여 풍동의 시험부 주위에 암실을 설치하였다. 평판 주위 박리 전단층을 연속적으로 촬영하기 위해, 1/500s에서 1/1000s 노출시간을 가진 고속 카메라 (Kodak Ektapro 1000 Motion Analyzer)를 사용하였고, 본 실험에서는 초당 1000 프레임을 찍었다. 고속카메라로부터 획득된 이미지는 비디오 테이프에 녹화하였고, 이미지 프린터 (YP-186XC)를 이용하여 위상별로 대형 와구조를 관찰하였다.

나. 유동 가시화 실험 결과

다음에 제시된 사진들은 입구 유동이 평판 (flat plate) 오른쪽에서부터 왼쪽으로 이동하였을 때 유동 가시화된 결과들이다. 평판으로 된 둔각 물체 (blunt body)를 그림의 바닥면에 빗금친 영역으로서 표시하였다. Fig. 4.2.2는 아무런 가진도 가하지 않은 경우 박리기포로부터 대형 와 (large-scale vortices)가 생성 (rolling-up)되고 흘러(shedding)가는 모양을 연속 사진으로 나타내고 있다. 가시화된 결과를 보면, 유동이 박리된 직후 박리기포 위에 위치한 박리 전단층 (separated shear layer)에서 작은 크기의 진동이 나타난다. 뒤이어 박리 기포의 중간 이후 부분에서 전단층이 요동치고, 대형와들을 생성 (rolling-up)하기 시작한다. 이미 성장한 대형와가 전단층으로부터 분리되는 과정이 Fig. 4.2.b)에 나타난다. 박리 전단층의 진동은 이미 생성된 대형와와 새로이 형성 중인 대형와 사이의 상호 작용에 의한 것으로 보인다. 전단층은 진동 운동 후에 대형와로 생성되고, 크기가 계속 성장하면서 대류되어 나간다. 마침내 완전히 성장한 대형와는 평판 표면과 접촉하고 박리기포로부터 떨어져서 흘러 (shedding) 나간다.

주기적 가진을 가한 경우 ($St_p = 0.131$)의 대형 와구조의 성장 과정은 Fig. 4.2.3에 나타내었다. 전반적인 대형와의 생성 및 성장 과정은 가진을 주지 않은 경우 (Fig. 4.2.2)와 비슷하다. 그러나, 일단 주기적 가진이 가해지면, 재부착길이(x_R)가 감소함이 잘 관찰된

다. 순간적인 재부착 위치(x_R)는 주기적 가진의 위상에 따라 달라진다. 주기적 가진의 특정 위상에서 두 개의 이웃한 대형 와들이 병합 (merging)하는 모습이 관찰되는데, 이는 이전에 생성된 대형와보다 바로 뒤에 생성된 대형와의 대류속도가 더 빠르기 때문이다. 이렇게 병합된 와는 주유동 (main stream)에 의해 계속 대류되어 나간다.

단일 가진 주파수 ($St_p = 0.131$)에서 가진 크기 (A_0)에 의한 유동 구조의 변화가 그림 4에 도시되어 있다. 가진 크기가 증가할수록 재부착길이 (x_R)가 점차로 감소하고 가진 주파수에 맞추어 박리기포로부터 성장한 와들이 흘러가는 모양이 강하게 나타난다. 박리기포로 흘러가는 와들의 흘림 주파수 (shedding frequency)는 가진 주파수에 잠겨 (lock-in)있다. 그 결과 박리 기포에서 생성된 와들은 재부착 이후에도 좀더 조직적이며 규칙적으로 분포하게 된다. 재부착 영역 이후에 와들은 더 이상 붕괴 (break-down)나 병합 (merging)없이 대류된다. 이러한 사실은 대류되어 흘러 (shedding)가는 와들은 박리 기포 내에서 와도 (vorticity)가 집중되어 있는 박리 전단층에서부터 생성되기 때문에 재부착 이후에도 높은 와도를 유지하기 때문으로 설명할 수 있다. 그런데, 가진 주파수 (St_p)를 고정시킨 상태에서 가진 크기 (A_0)를 증가시키면서도 불구하고 두 개의 서로 이웃한 대형와들 사이의 거리는 그리 변하지 않았다. 또한, 가진 크기를 증가시키면 와병합 (vortex-merging)이 더욱 드물게 일어났다. 특정 가진 크기 ($A_0 = 0.02$)와 특정 가진 주파수 ($St_p = 0.49$)에서 주기적 가진을 주었을 경우에 가시화한 결과가 Fig. 4.2.5에 전개되어 있다. Fig. 4.2.5를 보면, Sigurdson (1995)이 지적하였듯이, 재부착에서부터 분리되어 흘러 (shedding)가는 서로 이웃한 대형와들 사이의 거리가 너무 짧아서 흘려감 (shedding)에 따라 와병합 (vortex merging)이 일어날 가능성이 아주 높다. 박리기포 초기 부분을 관찰하면 생성된 대형와들은 서로 구분이 될 정도로 거리를 유지하고 있다. 그러나, 후류로 갈수록 대형와들 사이의 거리가 짧아져서 구분이 모호해진다. 이는 서로 인접한 대형와들이 병합된다는 점을 가리킨다. 결국 병합된 대형와들이 박리기포 후기에서 발견되고, 다른 병합된 대형와들과는 거리간격이 더 멀어지게 된다.

가진 크기를 그대로 유지 ($A_0 = 0.02$)시키고, 가진 주파수를 증가 ($St_p = 0.966$)시킨 경우의 가시화된 결과는 Fig. 4.2.6와 Fig. 4.2.7에 나타내어진다. Fig. 4.2.6은 주기적 가진의 위상별로 가시화한 결과를 보여준다. 이 경우 재부착길이(x_R)는 아무런 가진도 가하지 않은 경우의 재부착 길이(x_{R0})와 거의 일치한다. 와병합 과정이 일어날 때 주기적 가진을 위상별로 촬영한 사진들은 Fig. 4.2.7에 제시되어 있다. 대형와의 생성과 흘림 현상은 가진을 가하지 않은 경우와 유사하고, 재부착 길이(x_R)에 있어서도 눈에 띄는 변화는 나타나지 않는다. 그러나, 박리 전단층의 두께가 가진하지 않은 경우보다 더 두꺼워진 것을 확인할 수 있고, 상대적으로 작은 규모의 와들이 박리 전단면을 따라 서로 연결되어 있는 모습이 관찰된다. Chun & Sung (1996)이 지적하였듯이 작은 규모의 와들은 박리 기포의 재순환영역 내부로 침투하여 들어가지 못하고 그대로 대류되어 나간다. 박리기포에 작은 규모의 와들이 영향주지 못하기 때문에 재부착 길이(x_R)에도 변화를 주지 못한다.

박리 전단층에서 대형와들끼리 연결된 모양이 급작스럽게 변화하는 모습이 Fig. 4.2.8에 도시되었다. 이 현상은 $St_p = 0.524$ 의 주기적 가진을 주었을 때 가진 크기 (A_0)를 조금만

변화시켜도 재부착길이 (x_R)가 증가하는 현상과 연관지을 수 있다. 특히, 생성된 대형와들이 전단 박리면을 따라 가진 주파수 (St_p)에 맞추어 형성되는 점이 주목된다.

3. PSP를 이용한 압력장 해석

1930년대 독일의 Kautsky와 Hirsh에 의해서 형광물질이 처음 발견되었고, 광발광(Photo-luminescent) 물질과 산소 켄칭(Oxygen-quenching) 과정을 이용하여 물체 표면의 압력분포를 측정할 수 있는 새로운 기술이 1980년에 제안되었다 (Peterson, J.F. and Fitzgerald R.V., 1980). 실험 장비와 측정 기술이 뒷받침되면서 1980년대 후반부터 러시아의 TsAGI와 Moscow 대학 등이 주축이 되어 공기역학 실험에 이 방법을 적용하면서 본격적으로 형광물질을 이용한 표면압력 측정연구가 시작되었다. 1990년대부터 이탈리아의 Inteco, 독일의 DLR, 미국의 Washington 대학, Purdue 대학, McDonnell Douglas, NASA 등이 주축이 되어 PSP를 이용한 표면압력 측정연구를 수행하고 있다. 1990년대 중반에는 PSP측정의 정확도, 온도, 적용가능 속도 등에 따른 영향 등을 알아보는 기초 연구가 진행되었으며, 최근에는 저속 유동에까지 적용을 시도하고 있다. 표면압력측정은 공기역학문제의 실험적인 연구에 있어서 가장 기초적이면서도 실용적인 의미에서 중요한 물리량이다. 지금까지 쓰고 있는 방법으로서 압력탭과 마이크로폰을 기반으로 한 방법이 주종을 이루고 있으나, 많은 제약이 따르는 실정이다. 압력탭은 표면 몇 개의 부분에서 정보를 얻어내기 때문에 본질적인 한계를 가지고 있고, 마이크로폰은 시간을 많이 소비하며 비용 또한 많이 든다. 이러한 단점들을 극복할 수 있는 새로운 표면 압력장 측정 기술이 바로 PSP (Pressure Sensitive Paint) 를 이용하는 방법이다. 이 방법은 페인트형태의 특정 발광물질의 산소에 대한 민감도를 영상 처리과정을 거쳐서 공기역학적인 표면 위의 압력장으로 나타내주는 방법이다. PSP기술은 현재 사용되고 있는 압력 탭 혹은 마이크로폰을 이용하는 압력측정기술에 비해 많은 장점을 가지고 있다. 모형 전체표면의 압력을 동시에 매우 높은 해상도로 얻을 수 있으며, 많은 개수의 압력탭을 낼 필요도 없고, 구성하기도 쉽고, 비용이 저렴하다. 큰 레이놀즈 (Reynolds) 수의 유동에도 적용가능하고, 압력 탭 설치로 인한 모형의 강성저하도 막을 수 있다. PSP는 대형풍동모델에서 압력탭을 설치하는 비용에 비하면 아주 적고, 새로운 모형이 등장하면 다시 설치할 때 드는 중복투자비용도 해결할 수 있다. PSP장비만 있다면, 적은 추가 비용으로 수많은 실험을 손쉽게 할 수 있다. 비행기 같이 값비싼 모델도 직접 가공을 할 필요 없으므로, 측정시 소요시간과 비용이 감소하게 된다. PSP를 이용한 압력측정기술은 위에서 언급한 분야뿐만 아니라 유체역학을 이용하는 모든 분야에서 이용 가능한 기술이다. 발광분자와 용매를 혼합하여 PSP를 제조하는 내용이 소개된 후 (Parker, C. A., 1968), 초기 PSP를 이용한 풍동실험에서 발광물질의 이용방법과 이미지 처리방법이 제시되었다 (Kavandi, J., et al., 1990, Bukov, A. P., 1992). PSP의 실험 장치 모형과 PSP를 이용하여 표면 압력장 측정시 발광분자에서 방사되는 빛의 분포와 압력탭의 결과를 비교하였으며, 실제 빛의 세기의

비와 압력 비를 매핑 (Mapping) 하는 방법을 소개하였다 (McLachlan, B.G., Kavandi, J. L., Burns, D., 1993, Morris, M. J., et al., 1993). 발광물질의 파장과 세기 등 영상에 대한 정보도 함께 언급되었다 (Uibel, R. H., et al., 1993). PSP의 배경지식과 실제 풍동 실험 적용 시 참고가 될만한 사항이 알려지면서 (McLachlan, B. G., Bell, J. H., 1995), 모형의 변위에 따른 오차를 줄이고자 이미지 등록 (Image Registration) 이 소개되었다 (Bell, J. H., McLachlan, B. G., 1996). 여러 종류의 발광물질의 특성과 산소 퀘칭의 이용방법이 알려지면서 (Martin Gouterman, 1997), 다양한 온도민감도영향 (Temperature-sensitivity effects) 과 검정 (Calibration) 방법에 대해서도 조사가 이루어졌다 (Woodmansee, M. A., J. C. Dutton, 1998). 최근에는 광원에 대한 고찰 (Wim Ruyten, Charles J. Fisher, 2001) 과 다양한 분야로의 접근을 시도하고 있다.

가. 연구 목적 및 내용

본 연구에서는 국내에서 아직 많은 연구가 이루어지지 않고 있는 PSP를 이용한 압력장 측정기법의 적용가능성을 충돌제트 실험을 통해 확인하고자 한다. 문헌 연구로만 이루어져왔던 PSP 압력측정장비를 직접 구현하고, 압력측정 및 해석을 구현하는 소프트웨어를 개발한다. 충돌제트 실험을 통한 압력 측정 효과를 확인하고 결과를 해석하여 PSP의 측정기술의 소개와 오차를 줄여 신뢰도를 높일 수 있는 방법을 소개하고자 한다. 구현하고자 하는 PSP의 압력측정 장비내용은 다음과 같다.

(1) 조명부

- LED lamp 2세트를 이용하여 PSP 표면에 균일한 빛을 조사한다.

(2) 영상정보 검출 장치

- 8bit CCD, 12bit CCD 카메라를 이용하여 표면 전체의 영상을 디지털화된 데이터로 입력받는다.

(3) 광학 필터

- PSP의 방사 파장에 맞춘 광학 필터를 사용한다.

(4) 데이터 획득 및 처리장치

- 데이터의 처리를 위해서 영상을 얻는 과정부터 압력장 계산을 위한 프로그램을 제작한다.

(5) 충돌 제트 장치

- 실험을 위해 지름 4, 6mm의 노즐을 가공하였고 출구속도를 알아내기 위한 압력탭을 설치하였다. 제트가 X 방향, Y 방향, Z 방향, θ 방향으로 이동할 수 있도록 스탠드를 제

작하였다.

(6) 검정 장치

- PSP 실험에서 사용되는 스텐-볼머 (Stern-Volmer) 식의 계수를 결정하기 위한 a priori 검정장치를 구현한다.

나. 실험 장비

설치가 완료된 실험장비의 모습은 Fig. 4.3.1과 같다. 조명부, 영상정보 검출 장치, 광학 필터, 데이터 획득 및 처리 장치부분으로 구성되어 있다.

(1) 조명부

PSP의 측정 장비에 있어서 조명의 비중은 상당히 크다. 조명은 PSP내부의 발광분자들을 여기시켜주는 역할을 한다. 조명의 중요한 점은, 모델 표면 전체를 흡수과장에 맞게 균일하게 조명해주는 출력을 가져야 한다는 점과 바람이 있을 때와 없을 때에 조명이 시간에 대해 안정적이어야 한다는 점이다. 이로 인해, 비행기같이 복잡한 구조물에 대해서는 여러 개의 조명을 사용해야 한다. 조명이 국소적으로 불균일하면 이로 인해 오차를 야기할 수 있으며, 이는 얻게되는 결과에 대해 신뢰도를 떨어뜨리게 된다. 조명의 종류는 레이저를 이용한 스캐닝시스템, 연속적인 플래시 아크램프, 특수 백열등, 제논 램프 등이 있다. 종류별로 장단점이 있으므로, 비용, 성능, 강성, 안전성, 이동성 등을 고려해서 선택해야 한다. 본 연구에서는 Fig. 4.3.2의 ISSI사의 LED 램프 2개를 사용하였다. 직경 $2\text{in}(76\text{LED})$, 출력 40W, 방사과장 464nm의 사양을 가지고 있다.

(2) 영상정보 검출 장치

빛의 정보를 감지하여 이용하는 장치들은 많이 있다. 이 중 몇 가지만 PSP에 이용이 되는데, 한 점의 정보만을 입수하는 광전자증배관 (Photomultiplier tubes), 광다이오드 (Photodiodes) 가 있는 반면에, 영역의 정보를 입수해 주는 특수광학필름, 전자 영상 카메라 (Electronic imaging camera) 가 있다. 전자 영상 카메라의 경우 고체 상태의 CCD 카메라를 사용한다. CCD 카메라를 사용하는 이유는 카메라의 성능의 조절과 실시간 처리가 편리하고, 적용하기 쉽고, 사용법이 간단하기 때문이다. CCD 카메라의 경우 기존의 비디오카메라(아날로그 CCD 카메라와 캠코더)와 광학용 디지털 카메라를 사용한다. 요즘에는 비싼 가격과 카메라 취급의 어려움의 단점이 있지만, 높은 해상도와 적은 노이즈, 뛰어난 응답성, 좋은 신호잡음비 (Signal to noise ratio) 로 인해 후자를 선호하고 있다. 본 연구에서는 Fig. 4.3.3의 MEGAPLUS ES 1.0(KODAK), 1024 x 1024, 8bit 카메라와 SPOT RT COLOR(DIAGNOSTIC), 1600 x 1200, 12bit 카메라를 사용하였다.

(3) 광학 필터

PSP의 코팅에서 방사되는 빛을 감지하기 위해서는 광학 필터가 필요하다. 전체적인 압력장 측정에 있어서 가장 큰 오차는 방사된 빛을 입력받을 때 야기되므로, 페인트의 방사 파장에 맞는 광학 필터를 사용하는 것이 중요하다. 여기파장과 방사파장이 겹치지 않도록 방사파장만 통과시키는 필터를 선택해야 하고, 검출장치로 들어가는 다른 외부의 노이즈 형태의 파장을 차단시키는 필터를 선택해야 한다. 조명에서 나오는 빛도 페인트의 여기파장에 맞추어 필터링해 주어야 한다. 원하는 파장만 통과시키고 다른 모든 파장의 빛을 차단하는 형태의 필터는 희귀하고 고가이므로, 실험을 하는 곳을 암막처리하고 여기, 방사되는 빛의 파장만 통과하는 필터를 사용해서 실험을 한다. 본 연구에서는 610nm cut-off의 Long Pass 필터를 카메라 렌즈 앞에 고정하여 사용했다.

(4) 데이터 획득 및 처리장치

PSP 데이터의 획득 및 처리는 보통 전산으로 처리한다. 카메라와 컴퓨터 시스템이 바램이 있을 때와 없을 때의 디지털 영상을 저장하고 수많은 보정과 처리작업을 통해서 결과를 얻게 된다. 일반적으로 이미지 처리 소프트웨어나 작업 종류에 맞추어 제작한 소프트웨어를 이용한다. 보다 복잡한 작업을 할 때에는 2가지 요건을 고려해야 한다. 첫째는, 데이터의 획득 및 처리속도 조정이다. 실험조건에 따라서 획득 및 처리를 하는 속도를 맞추어야 한다. 보통 카메라와 컴퓨터의 성능의 한계 범위에서 자동화를 통해서 맞추게 된다. 둘째는, 광범위한 데이터를 결과물로 만들기 위해 정렬작업을 잘 해야만 한다. 보통 사용하는 광학용 CCD카메라의 경우 1024 X 1024 픽셀의 정밀도가 나오는데 이미지 데이터를 처리할 때는 분당 18Mbytes 정도를 처리해야 하므로, 측정 주기가 짧은 PSP 실험을 할 경우 많은 처리 용량과 저장 용량이 필요하게 된다. PSP 실험을 할 때 대부분 높은 수준의 그래픽 워크스테이션과 큰 용량의 디스크 배열을 이용한다. 본 연구에서는 펜티엄급 컴퓨터 2대를 이용하여 프로그램을 제작, 구현하였다.

(5) 검정 장치

A priori 검정 방법을 사용하기 위해 장치를 구현하였다. 압력과 온도가 조절이 되는 챔버(Chamber) 내부에 PSP 시편을 넣고 광원을 비추면 붉은 빛이 방사된다. 방사되는 영상신호를 CCD 카메라로 검출하여 빛의 세기와 압력사이의 관계식인 스톤-볼머식의 계수를 구하는 목적으로 장치를 구현하게 되었다. Fig. 4.3.4의 미국 EDGEWOOD TECHNOLOGIES사의 챔버와 압력조절 장치를 사용하였으며, 압력 조절 범위는 50~152KPa, 해상도는 10Pa±50pa이다. 온도 조절 범위는 10~60℃이며 해상도는 0.01℃±0.05℃이다.

(6) 충돌 제트 장치

Fig. 4.3.5에 충돌 제트 장치의 전체 모습을 나타내었다. 압축공기 탱크로부터 온 공기는 압축 공기중의 수분을 제거하기 위해서 습기제거 필터를 거친 뒤, 압력을 조절하고 일정하게 유지해주는 압력조절계를 통과한다. 노즐로 들어가기 전에 압력 값을 읽을 수 있는 게이지를 설치하여, 실제 노즐로 들어가는 압력을 구하였다. 압력 게이지를 통과한 압축공기는 지름 4, 6mm의 노즐을 통해 분사된다. 노즐의 출구속도는 180m/s로 설정하였고, 이는 노즐출구에 정밀 피토포관을 이용하여 노즐출구속도를 맞추었다. 이 때 벽면과 노즐과의 거리는 h/d 가 1.5, 3.0, 6.0으로 설정하였고 (Fig. 4.3.6), 노즐의 위치는 x, y, z방향과 회전이 가능한 스탠드시스템을 설치하여 0.01mm까지 정밀하게 맞추었다. 실제 압력과 PSP의 결과를 비교할 수 있도록 지름 1mm의 압력탭이 2mm간격으로 중심부분에 한 개와 양쪽에 19개씩 총 39개 설치되었다. 압력탭이 설치된 판은 판의 중심을 기준으로 360도 회전이 가능하도록 원형으로 제작하였다. 원하는 위치에 고정할 수 있도록 고정장치도 마련하였다. 압력탭의 데이터는 압력탭이 설치된 판을 회전시켜가며 측정한 평균한 값이며, 각각의 압력탭에서 나오는 데이터는 마이크로마노미터를 이용하여 측정하였다. 실험시 외부로부터의 광원을 차단하기 위하여 실험장치가 들어있는 장비세트 전체를 암막으로 처리하였다. LED Lamp와 카메라는 위치 변환이 자유롭도록 자석식 베이스를 사용하여 최적의 위치에 설치하였다. 실험시 노즐의 지름이 4mm일 때는 압축공기 출구 레이놀즈수(ReD)가 48,000이고, 6mm일 경우에는 72,000이다.

다. 실험 방법

(1) 기본 이론

PSP를 이용하는 방법은 산소분자의 존재에 따른, 특정 발광물질의 민감도를 이용하는 방법이다. 발광 분자가 광자 (Photon) 를 흡수하면 여기된 에너지 상태가 되고, 새로운 긴 파장의 광자를 내놓으면 다시 기저 상태로 돌아가게 된다. 그 중 몇몇 발광 물질은 산소와 상호작용을 해서, 방사 없이 기저상태로 돌아간다. 이런 현상을 산소 퀸칭 (Oxygen quenching) 이라 부른다. 이 두 가지 과정은 국부적인 산소의 분압에 의존하여 일어난다. 주어진 여기상태에서 방사되는 빛의 세기는 산소의 분압에 반비례한다. 산소는 공기의 일정분율을 차지하고 있기 때문에 방사된 빛의 세기는 공기의 분압과도 반비례한다. 산소 퀸칭 과정은 다음의 스텐-볼머 (Stern-Volmer) 식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{I_{\max}}{I} = 1 + Kc \quad (4.3.1)$$

여기에서 I 는 발광세기, I_{\max} 는 켄처 (Quencher) 가 없을 때 흡수한 최대값, K 는 분자의 특성을 나타내는 스텐-볼머 켄칭 상수, c 는 켄처인 산소의 농도를 나타낸다. I_{\max} 와 K 는 모두 온도 T 의 함수이다. 대부분 PSP 코팅은 일반적으로 산소가 투과할 수 있는 고착제 내부에 활성분자들이 흩어져있는 구조로 되어있다. 코팅내부의 발광분자로 인해 나타나는 산소농도와 표면 위의 압력간의 관계는 헨리의 법칙 (Henry's law) 에서 유도된 다음의 식으로 가정할 수 있다.

$$c = SXP \tag{4.3.2}$$

여기에서 S 는 온도의 함수이고, 헨리의 법칙 상수라 부르며, X 는 산소내부의 산소물분율, P 는 공기의 압력을 나타낸다. 식 (4.3.2)를 이용해서 스텐-볼머식을 다시 써보면 다음과 같다.

$$\frac{I_{\max}}{I} = 1 + KSXP \tag{4.3.3}$$

압력과 결과적으로 나타나는 방사되는 빛의 세기는 압력이 증가할수록 감소한다는 것을 알 수 있다. 불행하게도, 식 (4.4.3)의 I_{\max} 는 켄처가 없는 상태에서 측정하기가 현실적으로 힘들기 때문에 보다 공기역학적으로 합리적인 방법을 사용하여야 한다. 즉, 서로 다른 두 가지 유동-유동이 있을 때와 없을 때-에 대해서 발광세기의 비를 측정하여 사용하면 된다.

$$\frac{I_0}{I} = A(T) + B(T) \frac{P}{P_0} \tag{4.3.4}$$

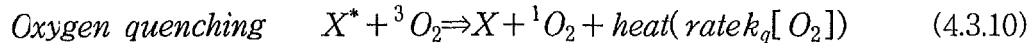
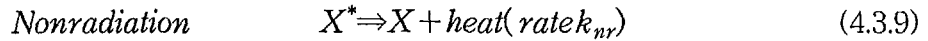
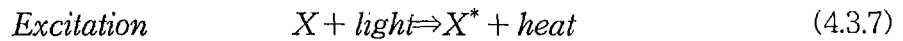
밑첨자 0은 유동이 없을 때의 값이다. 이런 조건 하에 P_0 는 알고있는 값이며, 표면전체에 균일하다고 생각한다. 상수 A 와 B 는 코팅의 민감도와 실험적인 검정으로 결정된다. 그리고, A 와 B 는 온도의 함수이다. 식 (4.3.4)에 의하면, 상대적인 빛의 세기 I_0/I 와 P/P_0 는 선형관계라는 것을 알 수 있다. 실제로 많은 코팅과 실험조건에서 이런 선형가정이 적합하다는 것이 밝혀졌다. 보다 일반적인 형태는 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{I_0}{I} = A(T) + B(T) \left(\frac{P}{P_0} \right) + C(T) \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 + \dots \tag{4.3.5}$$

또는

$$\frac{P}{P_0} = A(T) + B(T)\left(\frac{I_0}{I}\right) + C(T)\left(\frac{I_0}{I}\right)^2 + \dots \quad (4.3.6)$$

실제 측정을 할 경우에는 두 가지의 가정을 하게 된다. I_0, I 를 측정할 때 실험적인 기하형상(램프, 모델, 카메라의 위치와 기준좌표)이 변하지 않는다는 것과 대부분의 발광분자가 기저상태에 있을 정도로 광원의 세기가 약하다는 것이다. 바람이 없을 때의 표면온도는 전 표면에 걸쳐 일정하고, 상수로 가정을 한 다음 식(4.3.4-6)의 계수들을 조합하여 압력장을 얻어내면 된다. 스텐-불머식은 풍동이 꺼져 있는 상태 (Wind-off) 와 켜져 있는 상태 (Wind-on) 의 빛의 강도를 이용하는데 만일 이 경우에 온도가 변하면 오차가 생긴다. 풍속이 빠른 경우에는 압력의 차이가 크기 때문에 온도의 영향이 적지만 저속 실험에 있어서는 압력의 차이가 크지 않기 때문에 온도의 차이가 큰 영향을 미친다. 앞에서 설명한 기저상태가 빛을 받아서 여기상태가 되고 에너지를 발산하여 다시 기저상태가 되는 과정을 자세히 살펴보면 다음과 같다.



여기서 k_r 은 온도에 관계없는 상수이며 k_{nr} 은 온도의 영향을 받고 $k_q[\text{O}_2]$ 는 온도와 압력의 영향을 받는다. 이 관계를 수식으로 표현을 하면 다음과 같다.

$$k_{nr} = D_{nr} \exp\left(-\frac{E_{nr}}{RT}\right) \quad (4.3.11)$$

$$k_q = D_{q,1} \exp\left(-\frac{E_q}{RT}\right) P + D_{q,2} \exp\left(-\frac{E_q}{RT}\right) P^2 \quad (4.3.12)$$

일반적으로 $k_q[\text{O}_2]$ 는 k_r 와 k_{nr} 의 합보다도 약 10배정도가 크므로, $k_q[\text{O}_2]$ 가 온도에 대해서 변화가 작을수록 오차를 줄일 수 있다. 이를 위해 산소와 결합하는 활성화 에너지(E_q)가 작은 바인더 (Binder) 를 사용한다. 형광입자의 형광수명과 빛의 강도는 다음과 같다.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{k_r + k_{nr} + k_q[\text{O}_2]} \quad (4.3.13)$$

$$I = \frac{ck_r}{k_r + k_{nr} + k_q[\text{O}_2]} \quad (4.3.14)$$

스턴-볼머식의 빛의 강도의 비는 다음과 같다.

$$\frac{I_o}{I} = \frac{k_r + D_{nr} \exp\left(-\frac{E_{nr}}{RT}\right) + D_{q,1} \exp\left(-\frac{E_q}{RT}\right) P + D_{q,2} \exp\left(-\frac{E_q}{RT}\right) P^2}{k_r + D_{nr} \exp\left(-\frac{E_{nr}}{RT_o}\right) + D_{q,1} \exp\left(-\frac{E_q}{RT_o}\right) P_o + D_{q,2} \exp\left(-\frac{E_q}{RT_o}\right) P_o^2} \quad (4.3.15)$$

빛의 강도의 비는 압력의 함수이면서 온도의 함수이고 이로 인해 오차가 발생하게 된다. 온도에 대한 해결 방법으로는 빛의 강도의 변화가 압력의 변화에 기인한 것인지 온도의 변화에 기인한 것인지를 알아내는 것이다. 그러기 위해서 PSP 형광입자와 함께 빛의 강도가 압력에는 변하지 않고 온도에는 변하는 물질 (Reference material) 을 표면에 코팅을 한다. 풍속이 빠른 경우에는 스톤-볼머 관계식의 선형성이 아주 좋은 편이지만 저속에서는 그렇지 않으므로 2차식으로 스톤-볼머 관계식을 표현한다. 따라서 검정 (Calibration) 을 통하여 다음 식의 C_1, C_2, C_3 을 구한다.

$$\frac{P}{P_{ref}} = C_1 + C_2 \left[\frac{I_{ref}(T_{ref})}{I_{run}(T_{run})} \right] + C_3 \left[\frac{I_{ref}(T_{ref})}{I_{run}(T_{run})} \right]^2 \quad (4.3.16)$$

본 연구에서는 일정한 온도를 맞추어 수행하였기 때문에 식 (4.3.16) 대신 식 (4.3.6)의 2차항까지 택한 아래식으로 압력장을 계산하였다.

$$\frac{P}{P_0} = A(T) + B(T) \left(\frac{I_0}{I} \right) + C(T) \left(\frac{I_0}{I} \right)^2 \quad (4.3.17)$$

(2) PSP의 구성

Fig. 4.3.7처럼 PSP의 구성은 프라이머라 불리는 테스트의 표면에 페인트를 고정시켜주는 기본 코팅 막과 산소에 민감한 발광분자들이 들어있는 층으로 나뉜다. 발광분자는 바인더라는 합성고분자내부에 균일하게 퍼져있다. 형광물질 (PtOEP) 이 광원으로부터 여기 (Excitation) 되는 빛의 강도와 방사 (Emission) 하는 빛의 강도를 파장 (Wavelength) 에 대해서 그려보면 Fig. 4.3.8과 같다. 일반적으로 많이 쓰이는 PtOEP는 366nm와 543nm의 빛에 의해 가장 많이 여기 되며 그에 따라 형광입자가 방사하는 빛의 최고강도는 650nm에서 일어나기 때문에 필터링 (Filtering) 을 통해서 형광입자가 방사하는 빛만의 강도를 측정 할 수 있다. 형광물질은 주로 분말의 형태이기 때문에 이를 액체 바인더에 용해시켜 모형 표면에 분사하여 코팅한다. 그전에 모형 표면에는 고른 반사와 접착성을 높이기 위해 백색의 도료로 베이스 코팅을 입힌다. 형광물질을 모형 표면에 입힐 때, 두께가 중요한 요인으로 작용하는데 너무 얇거나 두꺼울 경우에는 빛의 방사가 잘 이루어지지 않음

며, 균일하지 못할 경우는 방사되는 빛도 일정치 않을 수 있으므로 일정두께로 고루 분사하여 코팅하는 것이 중요하다. 본 연구에서는 Uni-FIB라는 ISSI사의 최신 PSP를 이용하여 실험하였고, 코팅은 일본에서 수입한 미술용 미세 스프레이 건을 사용하였다.

(3) 측정 방법

앞서 기술한 바와 같이 PSP를 통한 압력측정에 있어서 필요한 페인트, 광원, 카메라 등이 구성되면 측정을 위한 소프트웨어가 구현되어야 한다. 실제로 PSP를 이용한 압력측정은 엄청난 양의 영상데이터를 처리하는 작업이기 때문에 영상처리를 하는 소프트웨어가 가장 중요한 몫을 차지하며 이 과정에서 기존에 알려진 알고리즘 외에 추가적인 알고리즘을 통해 PSP를 통한 압력측정의 기술을 개선하고자 한다. PSP를 통한 압력측정 프로그램의 핵심은 CCD 카메라를 통해 촬영된 빛의 강도 화면을 디지털 데이터로 저장한 후 이를 스텐-볼머 관계식에 의해 압력 값으로 환산하는 것이다. 이러한 과정에 있어서 여러 가지 영상처리 알고리즘이 필요하다. 모형의 변형이나 움직임 보정을 주는 이미지 등록, 카메라 렌즈의 곡률에 의한 형상 왜곡을 보정해 주는 카메라 보정, 압력 보정, 온도 보정 등의 알고리즘이 필요하다. 실제 풍동실험을 할 경우, 바람이 불게 되면 Fig. 4.3.9처럼 모델이 운동을 하여 변위가 생기게 된다. 이 운동과 변위로 인해 빛의 세기가 달라지게 된다. 스텐-볼머식은 CCD 카메라의 같은 픽셀이 아니라, 공간적으로 같은 위치에서의 빛의 세기를 이용하기 때문에, 이미지 정렬을 하지 않을 경우 전혀 다른 값을 얻게된다. 모형의 운동과 변위는 모형의 스케일이 커질 수록, 풍동의 동압 (Dynamic pressure) 이 커질수록 중요한 오차의 원인이 된다. 모형의 운동과 변위로 인해 국부적으로 정렬이 안된 물체를 정렬하는 것을 “등록한다 (Registering)”라고 한다. Fig. 4.3.10처럼 이 과정은 바람이 없을 때와 바람이 있을 때, 이미지간의 수학적 변환을 통해 바람이 있을 때와 없을 때의 모형의 위치를 같게 만들려고 하는 것이다. 보편적으로 많이 사용하는 변환은 바람이 있을 때의 평면좌표에서 시리즈 전개로 표시하며, 다음과 같은 형태를 나타낸다.

$$x = a_{00} + a_{10}x' + a_{11}y' + a_{20}x'^2 + a_{21}y'^2 + a_{23}x'y' + \dots \quad (4.3.18)$$

$$y = b_{00} + b_{10}x' + b_{11}y' + b_{20}x'^2 + b_{21}y'^2 + b_{23}x'y' + \dots \quad (4.3.19)$$

이미지 등록 과정에서는 기준점 (Control points) 을 표시해야만 한다. 기준점은 바람이 있을 때와 없을 때의 이미지사이에서 변환 계수들을 결정하는데 쓰인다. 이미지 등록의 예가 Fig. 4.3.11에 나타나 있다. PSP에서는 방사되는 빛의 세기는 여기 되는 빛의 세기와 비례하기 때문에, 페인트에 방사되는 빛의 세기가 바람이 있을 때와 없을 때 달라지게 된다면, 측정시 오차를 유발할 수 있다. 방사되는 빛의 세기가 바람이 있을 때와 없을 때, 모형의 운동과 변위를 이미지뿐만 아니라 조명에서도 보정을 해주어야 한다. 하지만, 조명의 위치를 변화시키기는 매우 힘든 문제이므로 다른 각도로 접근이 필요하다. 해결책으

로 나온 것이 바로 발광 기준 페인트 (Luminescent reference paints) 이다. 공간적, 시간적인 변화에 따라서 압력과 온도에 반응을 나타내지 않고, 같은 파장으로 여기, 방사해주는 페인트이다. 이를 이용하면 항상 빛의 세기의 기준 값을 얻어낼 수 있다. 모델이 대칭 형태를 나타낼 때, 발광 기준 페인트와 PSP를 대칭축을 중심으로 반씩 사용해서, 두 이미지를 가지고 보정을 하게 된다. 또 다른 방법으로는, 복합성분 페인트 (Multicomponent paints) 를 이용하는 방법이 있다. 복합성분 페인트는 같은 코팅 내부에 기준 발광 분자를 섞어 놓은 페인트이다. 이 방법은 발광 기준 페인트보다 진보된 방법이지만, 코팅 내부에 정확하게 절반씩 입자를 섞는 기술이 아직까지는 미흡하여 제대로 사용되고 있지 않다. 일반적으로 행하여지는 검정방법 (Calibration) 에는 Isothermal, K-fit, Temperature-corrected pressure 그리고 in situ 검정이 있다. Isothermal calibration은 T_{ref} (유동이 없을 때의 온도) 와 T_{run} (유동이 있을 때의 온도) 이 같다는 가정 하에 검정을 행하기 때문에 오차가 가장 크다. K-fit, Temperature-corrected pressure 검정은 T_{ref} 와 T_{run} 이 다르다는 것을 인정하고 T_{ref} 을 이용하여 식 (4.3.15)의 계수 C_1 , C_2 , C_3 을 구한다. 이 방법들은 온도의 차이가 크게 나는 경우에는 아주 효과적이다. 단점은 바람이 있는 상태에서 물체의 정확한 온도장을 알아야 한다는 것이다. PSP와 TSP (Temperature-Sensitive Paint) 를 동시에 사용하여 온도장과 압력장을 동시에 측정하는 방법이 연구되고 있다. 온도 차이가 심하게 나지 않는 실험에서는 in situ 검정을 행한다. In situ 검정은 모형에 압력탭을 설치하여 모형 표면에 압력의 기준점을 만들어서 C_1 , C_2 , C_3 을 구하는 방법이다. 실험을 하고자 하는 모형이 2차원 형상일 때는 보통 압력탭을 유선 방향 (Streamwise) 으로 일직선 위에 설치를 한다. 우선 압력탭을 설치할 위치를 결정하기 위해서 CFD로 계산된 결과 혹은 PSP로 측정된 압력장을 기초로 하여, 압력의 최대점과 최저점과 그 중간에서 압력의 변화를 알아보기 위해서 몇 군데에 더 압력탭을 설치한다. 온도차가 심하게 나지 않는 경우에는 가장 오차가 작은 C_1 , C_2 , C_3 을 구할 수 있다. 위의 방법들을 간단하게 둘로 정리하면 Fig. 4.3.12의 a priori 방법과 Fig. 4.3.13의 in situ 방법으로 정리할 수 있다. a priori 방법은 측정에 앞서 미리 정압 조건에서 PSP 코팅을 검정하는 방법이다. 주로 압력과 온도가 조절되는 챔버내부에서 이뤄지게 되는데, 챔버 내부에는 실제로 사용하게 될 PSP가 입혀진 시편이 들어있다. 실험 모델 표면에 압력탭을 낼 필요가 없고, 검정이 끝나면 바로 모델 표면의 PSP 코팅에도 적용 가능한 장점이 있다. In situ 방법은 바람이 불고 있는 시험조건에서, 압력탭과 PSP 사이의 데이터를 이용해서 검정하는 방법이다. 정밀한 실험을 하기 위해서는 압력탭의 개수가 많을수록 좋지만, 지나치게 많게 되면 비용의 상승을 불러일으키므로, 적당한 개수로 실험해야 한다. 이 방법은 바람이 불어오는 상태에서 하기 때문에 따로 온도보상을 해주지 않아도 된다. 그리고, 표면은 모두 등온이라는 가정 하에 실험을 하게 된다. 온도에 의한 의존도를 계산하기 위해서 검정을 할 때 TSP (Temperature Sensitive Paint) 를 사용하기도 한다. PSP와 원리는 같지만, 이 페인트는 압력대신 온도를 나타내준다. 실험모델의 형태가 대칭일 경우, PSP와 TSP를 각각 반씩 사용해서 한쪽은 압력을 얻고, 다른 한쪽은 온도를 얻어내어 각 위치에서의 온도보정도 하고 있다. 또, 온도에 민감한 발광분자와 압력에 민

감한 발광분자를 한 페인트에 섞어서 사용하는 경우도 있다. 본 연구에서는 가장 기초적인 실험장치를 이용하여 할 수 있는 방법인, in situ 방법과 a priori 방법 모두를 사용하였다.

라. 실험 결과

(1) 검정

충돌 제트의 실험 사진이 Fig. 4.3.14에 나타나있다. 이와 같은 PSP를 이용한 실험을 수행하기 이전에는 먼저 검정 (Calibration) 과정을 거쳐야 한다. 즉, 알고 있는 압력에서의 빛의 세기를 측정하여 스텐-볼머의 관계식 계수를 결정하는 것이다. PSP를 이용하여 빛의 세기로부터 압력을 알아내는 검정 (Calibration) 과정에서 저속 물체의 압력장을 측정할 때 발생하는 문제점은 스텐-볼머 관계식의 선형성과 온도의 문제이다. 스텐-볼머 관계식은 풍동이 꺼져 있는 상태 (Wind-off) 와 켜져 있는 상태 (Wind-on) 의 빛의 세기를 이용하는데 만일 이 경우에 온도가 변하면 오차가 생긴다. 풍속이 빠른 경우에는 압력의 차이가 크기 때문에 온도의 영향이 적지만 저속 실험에 있어서는 압력의 차이가 크지 않기 때문에 온도의 차이가 큰 영향을 미친다. In situ 검정방법에서는 실제 압력을 측정할 충돌 제트 표면에 압력탭을 설치하고 압력분포를 쟀 뒤 같은 상황에서 PSP의 영상을 찍어 압력탭의 데이터와 PSP의 빛의 세기를 비교하여 스텐-볼머 관계식의 계수 A, B 값을 결정한다. 이 방식은 압력탭의 데이터와 PSP 데이터 사이에 온도차이가 없기 때문에 온도에 의한 오차를 줄일 수 있으며 별도의 검정을 위한 압력챔버 같은 장비가 필요 없다는 장점이 있다. Fig. 4.3.15에서는 5점에서의 압력탭값과 빛의 세기를 비교하여 식 (4.3.17)의 계수를 구하였다. $A=0.352205$, $B=-0.024059$, $C=0.670285$ 이었다. 계산된 압력의 오차는 $P_{error}/P_{atm} = 0.557\%$ 이었다. A priori 검정방법에서는 0.5 ~ 1.5 atm사이의 9단계의 압력, 온도는 충돌제트와 공기의 온도인 14.9℃로 조절하여, 식 (4.3.17)의 A, B, C의 값을 구하였다 (Fig. 4.3.16). $A=-0.208891$, $B=1.08000$, $C=0.126190$ 이었다. 실제 PSP를 이용한 압력측정에서는 검정을 여러 번 하여 평균한 계수 값을 이용하여 PSP 데이터를 압력으로 환산하였다. 이번 실험을 위해 제작된 검정 장치는 압력 범위가 50kpa~152kpa, 해상도가 10pa \pm 50pa이다. 검정 장치에서 얻어진 압력 데이터는 100pa의 오차범위를 가진다. $P_{error}/P_{atm} = 0.001 = 0.1\%$ 의 오차를 가지고 있다. 실제 검정한 데이터는 오차가 0.124%로서 검정 장치의 분해능에 해당하는 오차까지 접근하였다. In situ 방법에서는 압력탭의 동일한 위치에서 빛의 세기를 비교해야 하므로 이미지에서 압력탭에 해당하는 영역의 평균치로 계수를 구하였다. 충돌 제트의 자체의 큰 압력구배로 인하여 a priori 방법보다 실험 오차가 크게 나타났다. 본 연구의 압력장 측정 실험은 a priori 방법으로 구한 계수를 사용하였다.

(2) 빛의 세기와 거리와의 관계

PSP실험에서는 광원과 CCD 카메라의 위치를 고정하여 놓고 실험을 수행해야 한다. A priori 검정을 하기 위해 설치한 챔버에서 광원은 PSP 시편 전체에 고르게 조사되도록 설치한 뒤, CCD 카메라와 PSP 시편 사이의 거리에 대한 빛의 세기와 관계의 관계를 알아보았다. CCD 카메라로부터 PSP 시편까지의 위치 범위를 충돌 제트 실험을 위해 사용하는 범위인 30cm ~ 53cm로 정하고 1cm간격으로 변화시키면서 실험하였다. 카메라의 렌즈는 니콘사의 28mm렌즈를 사용하였다. 일정한 압력에 대해서 측정값은 거의 일정하게 나타났다 (Fig. 4.3.17). 실제 실험에서도 PSP표면으로부터 나오는 방사량이 충분하고 렌즈의 초점을 잘 맞춘 경우 거리에 무관하게 빛의 세기가 일정한 이미지를 얻었다.

(3) 충돌제트의 실제 이미지 (Raw Image)

Fig. 4.3.18에서 Fig. 4.3.46은 CCD 카메라를 통해 찍힌 실제 이미지들이다. 노즐의 지름(d)은 4, 6mm, 충돌제트와의 거리(h/d)는 1.5, 3.0, 6.0에 대해서 측정을 하였다. 12bit의 이미지는 카메라가 원래영상을 180도 회전시켜서 출력해주기 때문에 8bit의 영상과 노즐의 위치가 180도 차이가 난다. 제트 중심은 서로 일치하기 때문에 아무런 문제는 되지 않는다. 사진에서 (a)는 제트가 분사되지 않고 있는 wind-off 상태이고 (b)는 제트가 180m/s로 분사되고 있는 wind-on 상태이다. (a)와 (b) 두 조건 모두 대기압 101.3kpa, 14.9°C 상황에서 측정하였다. 압축공기 역시 14.9°C로 맞추었다. 두께 1mm, 가로 90mm, 세로 90mm의 알루미늄 판에 PSP만을 도포 하여 베이스 코팅을 하지 않고 찍은 사진과, 베이스 코팅을 하고 찍은 사진도 비교를 위하여 나타내었다. 전반적으로 베이스 코팅을 한 실험 사진들이 더 선명하게 나타났다. 그림의 밝게 보이는 부분이 LED lamp 램프에 의해 여기된 형광물질이 방사하는 부분이며 (b)에서 중앙에 어둡게 보이는 부분이 산소에 의해 켄칭 되어 방사되는 빛이 약해지는 부분이며 압력이 높은 곳을 의미한다. 실제 표면의 압력은 이 두 이미지의 빛의 강도를 나누어 앞서 구한 스텐-볼머 계수를 이용해 구할 수 있다. 여기서 제트의 형상은 자연스럽게 약분되어 없어지게 되나 제트에 가려진 부분의 압력장은 정확히 알 수 없으므로 후처리를 통해 복원하거나 처음부터 이런 부분이 없도록 세팅하는 것이 중요하다. 본 실험에서는 압력분포가 축대칭이므로 큰 문제가 되지는 않는다. 모든 사진을 보면 검정색 점들이 충돌제트 중심에 있는데, 이는 이미지등록을 하기 위한 기준점으로서 중심부분을 기준으로 상, 하, 좌, 우에 1cm간격으로 점을 찍어놓았다. 8bit와 12bit CCD 카메라의 경우 12bit카메라의 영상이 8bit카메라보다 선명하게 나타났다.

(4) 이미지 등록 (Image registration)

PSP의 밝기는 압력, 온도, 광자 감쇠 (Degradation), 조명의 세기, 코팅 두께의 함수이다. 이 경우 압력 변화에 의한 표면의 밝기 변화는 조명의 밝기와 코팅 두께에 의한 밝기

변화보다 상대적으로 작을 수 있다. PSP를 사용하여 압력장 정보를 얻기 위해 여기서 우리가 사용한 방법은 분율 방법 (Ratio method) 이다. 분율 방법은 2장의 이미지 (Wind-on 과 Wind-off) 의 빛의 세기 비를 사용하여 압력 값을 얻는 방법이다. 이 방법의 장점으로서는 측정하고자 하는 물체 표면의 조명의 세기가 일정치 않거나 PSP 코팅 두께가 일정치 않아도 두 이미지의 같은 픽셀에서 세기 비를 사용하기 때문에 정확한 압력 값을 구할 수 있다. 하지만 wind-on 이미지와 wind-off 이미지 사이에 단 1 픽셀이라도 움직임이 있으면 정확한 압력 값을 얻어낼 수가 없게 된다. 대체적으로 wind-on 이미지의 경우 공력에 의해 물체가 변위를 가지게 된다. 따라서 우리는 정확한 압력 값을 얻어내기 위해 wind-on 이미지의 움직임을 보정해 주는 작업인 이미지 등록을 해야 한다. 이미지 등록은 wind-off 이미지를 기준으로 wind-on 이미지를 정확한 픽셀위치로 재 정렬시키는 작업이다. 이 연구에서는 회전, 이동, 변형까지 고려한 다항식 변형 (Polynomial transform) 을 사용하였고, 심한 변형이 발생하지 않았기 때문에 2차식으로 제한하여 사용하였다.

$$x = a_{00} + a_{10}x' + a_{11}y' + a_{20}x'^2 + a_{21}y'^2 + a_{23}x'y' \quad (4.3.20)$$

$$y = b_{00} + b_{10}x' + b_{11}y' + b_{20}x'^2 + b_{21}y'^2 + b_{23}x'y' \quad (4.3.21)$$

여기서 x, y 는 wind-off 이미지의 좌표이고 x', y' 는 wind-on 이미지의 좌표를 나타낸다. 이 식의 계수는 모두 12개로서 최소한 12개의 x, y 값을 얻어내야 한다. 12개의 x, y 값을 얻어내기 위해서는 6개의 기준점이 필요한데 이것은 물체 표면에 표시를 하여 얻어낼 수 있다. Fig. 4.3.44, Fig. 4.3.45, Fig. 4.3.46에서 제트의 중심 그리고 위, 아래 그리고 양옆의 표시가 바로 기준점이다. 이 두 이미지를 사용하여 이미지 등록을 하지 않고 압력장을 구한 경우 Fig. 4.3.45와 같이 wind-on 이미지의 움직임으로 많은 노이즈가 발생하여 정확한 압력 값을 얻어내기가 힘들다. 이 경우 대략 x 축으로 2 픽셀, y 축으로 -1 픽셀정도 움직였다. 하지만 wind-on 이미지를 이미지 등록을 하면 Fig. 4.3.46과 같이 선명해지며, 압력 계산시에는 노이즈가 대부분 제거되고 정확한 압력장이 나타난다. 제트의 중심 부분을 확대해서 비교해보면 그 차이는 더욱더 확실해진다 (Fig. 4.3.47-48).

(5) 이미지의 계산을 통해 표현한 압력장

Wind-off시의 빛의 강도분포를 wind-on 이미지로 나누어 준 다음 스텐-볼머 관계식을 적용하여 압력으로 환산하면 정량적인 압력장이 나오게 된다. 붉은 색은 압력이 높은 부분을 파란색은 압력이 낮은 부분은 나타낸다. Fig. 4.3.50에서 Fig. 4.3.64까지의 이미지들을 보면 알 수 있듯이 PSP를 이용하면 이처럼 평면상의 압력분포를 한눈에 알아볼 수 있다. Fig. 4.3.49은 a priori 검정할 때 0.5기압일 때의 한 픽셀에서의 밝기와 이미지의 평균 개수와의 관계를 나타냈다. 촬영 시에 렌즈의 조리개를 최소로 하고, 노출 시간을 이미지가 포화 (Saturation) 되기 직전까지 조절을 하였다. 노출 시간은 10초 ~ 50초 사이로

조절을 하면 촬영시의 시간적인 오차 (Temporal error) 를 많이 감소시킬 수 있다. 이미지의 평균 개수가 10장 이상이면 노출 시간으로 감소한 오차를 더욱 줄여서 보다 정확한 결과를 얻을 수 있다. Fig. 4.3.50부터 Fig. 4.3.53은 이미지 평균의 효과를 확인하기 위해 나타냈다. (a)는 wind-off의 사진 1장과 이미지 등록을 거친 wind-on의 사진 1장으로 스텐-불머 관계식을 적용하여 구한 결과이며, (b)는 wind-off의 사진 10장과 이미지 등록된 wind-on의 사진 10장에서 각각 압전류노이즈를 뺀 뒤 평균을 한 사진을 이용하여, 스텐-불머 관계식을 적용하여 구한 결과이다. 카메라에서는 가로, 세로 1024개 픽셀의 밝기 정보가 나오는데, (a)와 (b) 실험 모두 wind-off와 이미지 등록된 wind-on 사진 각각의 픽셀의 밝기 정보에 스텐-불머 관계식을 적용하여 계산하였다. (b)의 경우에는, 카메라 자체가 가지고 있는 압전류노이즈가 있기 때문에 암막 내부에서 모든 광원을 끄고 촬영하여 압전류노이즈의 사진을 얻어냈으며, wind-off와 이미지 등록된 wind-on 이미지 각각의 픽셀밝기정보에서 압전류노이즈 이미지의 픽셀밝기정보를 빼주었다. 압전류노이즈가 제거된 wind-off 사진 10장과, 압전류노이즈를 제거하고 이미지 등록을 한 wind-on 10장의 사진에 대해서 각각 평균을 내어 각각 1장의 사진으로 만들어 내는 작업이 추가되었다. (a)의 결과보다는 (b)의 결과에서 압력분포가 보다 명확하게 나왔으며 오차도 작았다. 평균하는 이미지의 개수가 증가할수록 실험상의 오차는 줄어들며 압력분포도 정확하게 구해진다. 모든 실험은 이미지 평균작업과 압전류노이즈 제거과정을 거친 이미지로 계산이 이루어졌다. Fig. 4.3.50과 Fig. 4.3.53에서 베이스 코팅의 중요성도 알 수 있다. Fig. 4.3.52와 Fig. 4.3.53처럼 베이스 코팅이 있는 경우는 Fig. 4.3.50과 Fig. 4.3.51처럼 없는 경우보다 전체적인 밝기가 높아지며, 압력장 정보도 보다 정확하게 나타난다. 모든 실험에 베이스 코팅을 하여서 이미지를 얻어냈다. 8bit와 12bit의 결과 비교에서도 12bit이미지가 8bit이미지보다 해상도가 높은 만큼 정밀하게 나타났다. 영상정보 검출장치의 해상도는 실험의 오차에 직접적인 영향을 주는 가장 큰 변수중의 하나이다. 해상도가 좋은 카메라를 사용하는 것이 오차감소와 정밀한 실험의 필수조건이다.

(6) 압력탭 데이터와의 비교

Fig. 4.3.65에서 Fig. 4.3.77까지는 충돌 제트의 중심선을 따라 측정된 압력탭의 데이터와 PSP를 이용하여 측정된 압력 값을 비교하여 도시한 결과이다. 그림에서 알 수 있듯이 PSP의 결과는 압력탭의 결과와 어느 정도 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. Fig. 4.3.65과 Fig. 4.3.66은 압전류노이즈를 제거하기 전과 제거한 후를 비교하고 있는데 압전류노이즈를 제거하고 계산한 결과가 더욱 압력탭의 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. RMS는 압전류노이즈를 제거했을 때가 제거하지 않았을 때에 비해서 30.6(%) 감소하였다. RMS는 압력탭 데이터와 PSP실험 데이터의 차이를 비교하여 계산하였다. 또한 베이스 코팅이 있는 경우와 없는 경우를 비교해 보면 베이스 코팅이 있는 경우가 없는 경우보다 훨씬 노이즈의 편차가 작게 나타난 것을 알 수 있다. RMS는 베이스 코팅을 했을 때가 하지 않았을 때에 비해서 63.8(%) 감소하였다. 즉, 영상의 빛의 강도가 클 때 노이즈에

대한 신호의 비가 크고 좋은 결과를 얻을 수 있다. 이후의 실험들은 이를 고려하여 이미 지 평균 작업, 압전류제거 작업, 베이스 코팅작업을 해서 실험하였다. 이 모든 과정을 거친 후에 카메라의 해상도를 비교해보면 12bit 카메라가 8bit 카메라에 비해서 RMS값이 평균 59.1(%)감소했음을 알 수 있다 (Table. 4.3.1). 압력 값의 편차의 원인중 하나는 카메라의 해상도의 부족이다. 본 연구에 사용된 8bit 카메라는 각 픽셀의 정보를 256단계, 12bit 카메라는 4096단계로 표현해 준다. 12bit 카메라의 경우 빛의 세기가 가장 클 때가 (0.5기압) 3483, 빛의 세기가 가장 작을 때가 1523(1.5기압)으로 나타나서 1기압 차가 1960단계의 밝기의 단계로 표현되었다. 분해능은 0.052 kpa(=52pa)/level이고, 8bit 카메라의 경우 0.832 kpa(=832pa)/level이었다. 이는 픽셀의 정보가 1단계 변할 때 압력의 변화 정도를 나타내준다. 최소 해상도에 해당되는 압력은 코팅의 상태나 조명의 상태에 따라 노이즈로 인식될 수 있다. Fig. 4.3.66부터 Fig. 4.3.77을 비교해보면 8bit와 12bit카메라의 해상도의 차이를 명확하게 알 수 있다. 해상도가 좋아질수록 오차가 감소하여 더욱 정확한 결과를 얻을 수 있다. 16bit의 해상도를 가진 카메라를 이용하면 픽셀의 해상도가 65536단계로 높아지기 때문에, 오차를 대폭 줄일 수 있게 된다. 16bit의 카메라의 경우는 3.25pa/level까지 해상도를 높일 수 있다.

h/d의 영향은 대략 비슷하게 나타났지만, 노즐의 지름이 커질수록 중심부분의 압력이 약간 감소하는 현상이 나타났다.

4. 벽압력 섭동 스펙트럼 해석 및 원거리 소음 추정

가. 풍동 및 실험장치

본 연구에서는 “센서열에 의한 유동 및 압력 측정을 통한 박리 유동 구조 해석” 과제에 사용된 풍동 및 실험장치들과 동일한 장치들을 사용하였다. 압력장 측정을 위해 사용된 풍동은 5마력 모터를 이용한 개방송출형 풍동으로, 입구부에 벌집틀(honeycomb)과 철망(screen), 면적비 6:1인 수축부(contraction)를 설치하였다. 입구부에 측정된 자유흐름 난류강도(freestream turbulence intensity)는 0~25m/s의 유동 범위에서 0.6% 이었다. 입구 유동에 사용된 채널은 폭 630mm, 높이 100mm, 길이 1000mm로서, 철사(trip wire)와 사포(sand paper)를 부착하여 완전히 발달된 난류 유동을 생성하였다. 후향계단 유동을 위해 폭 630mm, 높이 150mm, 길이 2500mm의 채널을 입구 채널에 연결하였다. 계단 높이 H는 50mm으로 종횡비는 AR=12.5이다 (Brederode & Bradshaw 1978). 본 연구에 사용된 주유동 속도는 10m/s로서 레이놀즈 수는 $Re_H=33,000$ 이다.

벽면 압력 변동량을 측정하기 위해 The Modal Chop Inc.에서 제작한 Acoustical 배열 마이크로폰 시스템(Model TMS130A)을 사용하였다. 마이크로폰 센서들을 보정하기 위해 1/2" 기준 마이크로폰(B&K 4133)을 사용하였다. 개개의 마이크로폰 센서는 직경 10.54mm, 크기 25.4mm인 원통형으로 되어 있으며, 차동 증폭기(differential amplifier)에

연결하여 작동시킨다. 마이크로폰 센서의 주파수 응답 특성은 5Hz~10kHz의 범위에서 크기 왜곡(magnitude distortion)이 $\pm 1\text{dB}$ 이고, 위상오차(phase error)가 $\pm 3^\circ$ 로서 매우 우수하고, 42~142dB에 이르는 동적영역(dynamic range)을 지니고 있다. 보다 자세한 압력 측정을 위하여 마이크로폰 배열을 A 타잎과 B 타잎의 두 가지로 배열하여 실험하였다. A 타잎은 재순환 영역을 중심으로 하여 측정하였고 ($2.0 \leq x/H \leq 9.75$), B 타잎은 재발달 영역을 중심으로 하여 측정하였다 ($8.0 \leq x/H \leq 15.75$). 각각의 마이크로폰은 $\xi_0/H = 0.25$ 의 거리간격으로 배열되었으며, 모두 32채널의 마이크로폰이 사용되었다. 마이크로폰에서 높은 해상도의 압력측정을 위해, 시험부의 중심선상에 0.25H간격으로 지름 1mm의 핀홀을 가공하여 사용하였다. A/D 보드와 LabVIEW 프로그램을 이용하여 벽면 압력장을 동시에 측정하였으며, 1593.125 Hz의 샘플링 주파수를 설정하였다.

나. 웨이브리트 변환

마이크로폰으로 측정된 변동압력의 시계열 신호 $x(t)$ 를 측정하면, 그에 대한 웨이브리트 변환 $W(a, b)$ 는 $x(t)$ 와 웨이브리트 함수 $\Psi_{a,b}(t) = (1/\sqrt{a})\Psi((t-b)/a)$ 의 내적으로 정의된다 (Farge 1992).

$$W(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \Psi_{a,b}^*(t) dt = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \Psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (4.4.1)$$

단, a 는 시간척도를 나타내는 파라미터이고, b 는 시간기준 파라미터이다. 별표(*)는 켈레 복소수를 나타낸다. 웨이브리트 함수 $\Psi_{a,b}(t)$ 는 모(母) 웨이브리트 함수 $\Psi(t)$ 를 a 와 b 에 대해 변형한 함수이다. $\Psi_{a,b}(t)$ 는 해상도 a^{-1} 과 기준위치 b 를 가진 확대경으로 생각할 수 있다 (Farge 1992). 웨이브리트 변환은 시계열 신호의 특정 시간 $t=b$ 와 특정 웨이브리트 주기 a 에 대해 정의된다. 역 웨이브리트 변환이 이루어지기 위해서는 $\Psi(t)$ 에 대한 접근조건(admissibility condition)이 만족되어야 한다.

$$C_\Psi = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\widehat{\Psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (4.4.2)$$

여기서, $\widehat{\Psi}(\omega)$ 는 $\Psi(t)$ 의 푸리에 변환이다. $\Psi(t)$ 이 제곱항이 적분가능하기 때문에 이러한 조건은 평균이 0임을 의미한다.

여러 웨이브리트 함수 중에 'Mexican hat' 웨이브리트 함수를 고려하고자 한다.

$$\Psi(t) = (1 - t^2)e^{-t^2/2} \quad (4.4.3)$$

'Mexican hat' 웨이브리트 함수는 시계열 신호의 피크치를 잘 분해한다 (Addison 1999, Poggie and Smits 1997). Morlet 웨이브리트 함수와 비교하면, Mexican hat 웨이브리트 함수는 주파수 해상도가 떨어지지만 시간적 분해능이 상대적으로 우수하다. 본 연구가 압력구조의 시공간 특성에 대한 연구이므로, Mexican hat 웨이브리트가 더 유리한 것으로 판단되었다. 이 때, 식 (4.4.2)의 C_ψ 는 π 이고, 웨이브리트 함수의 푸리에 변환식은 $\widehat{\Psi}(\omega) = -2\omega^2 e^{-|\omega|^2/2}$ 이다.

시계열 신호의 전체 에너지는 다음과 같이 웨이브리트 변환으로부터 계산되어진다 (Farge 1992).

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt = C_\psi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |W(a, b)|^2 \frac{da db}{a^2} \quad (4.4.4)$$

계수 $|W(a, b)|^2 / (a^2 C_\psi)$ 는 에너지 스펙트럼의 국지 척도(localized measure)이다. Farge (1992) 가 주장하였듯이, '웨이브리트 스펙트럼'은 '웨이브리트 윈도우'를 씌운 푸리에 변환이다. 푸리에 스펙트럼과 웨이브리트 스펙트럼을 구분하기 위하여, 시간척도 a 와 주파수 f 의 변환식을 만들어야 한다. 웨이브리트를 푸리에 변환하였을 때 나타나는 통과대역 중심주파수를 대표적인 주파수로 정의하면 다음과 같다.

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\int_0^\infty \omega^2 |\widehat{\Psi}(a\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |\widehat{\Psi}(a\omega)|^2 d\omega}} \quad (4.4.5)$$

Mexican hat 웨이브리트라면,

$$f = \frac{\sqrt{5/2}}{2\pi a} = \frac{C_\omega}{a} \quad (4.4.6)$$

이다. 식 (4.4.4)와 식 (4.4.6)으로부터 T 시간동안 측정된 시계열 신호의 에너지는 다음과 같이 계산된다.

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt = \int_0^\infty \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|W(f, b)|^2}{C_\psi C_\omega} db af = \int_0^\infty \Phi(f) af \quad (4.4.7)$$

$$\Phi_w(f) \equiv \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|W(f, b)|^2}{C_\psi C_\omega} db \quad (4.4.8)$$

단, $\Phi_w(f)$ 는 웨이브리트 스펙트럼이며, 푸리에 변환에 의한 스펙트럼과 일치한다.

다. 벽면 압력장의 시공간적 특성

웨이브리트 변환을 시도하기 전에, 벽면 변동압력장의 시공간적 특성을 관찰할 필요가 있다. Fig. 4.4.1과 Fig. 4.4.2는 동시측정된 순간 벽면 변동압력장을 나타낸다. 변동 압력을 무차원화 시키기 위해 동압력($q=1/2\rho U_0^2$)으로 나누었다. 각각의 그림들은 두 개의 슬라이드로 이루어져 있으며, 이 중 위의 그림이 시간적으로 선행되어 측정된 결과이다. 기울어진 등색선을 보면 알 수 있듯이, 모든 그림에서 압력 구조가 대류되는 것을 확인할 수 있다. 벽면 변동압력장에서는 압력구조가 상류로 이동하는 현상은 관찰되지 않는다. 압력구조의 형상을 자세히 관찰하면, 'ridge'라기 보다는 'packet'이라는 표현이 더 가깝다. 이는 압력구조가 활성화되는 구간이 2~3H 정도로 좁은 데다가 대부분 $10H/U_0$ 이상 지속하지 않기 때문이다. 벽면 압력장에 있어서 음의 피크값은 대형와구조의 와홀림과 밀접한 관련이 있는 것이 알려져 있다 (Cherry et al. 1984, Kiya & Sasaki 1985). 또한, 양의 피크값들은 와구조들 사이의 자유흐름의 유입에 의해 유도된다.

Fig. 4.4.2의 벽면 압력장을 관찰하면, $6.0 \leq x/H \leq 9.0$ 의 유동 재부착 영역에서 가장 활발히 압력변동이 일어난다. 재부착 영역의 활발한 압력변동은 재부착점(x_R) 근방에서 근제곱평균이 가장 크다는 관찰 결과와 일치한다. Fig. 4.4.2와 Fig. 4.4.3을 비교하여 관찰하면, 전체적으로 위상이 일치하면서 진동하는 구간이 나타난다. 이를테면, Fig. 4.4.2에서 $tU_0/H \sim 10, 160$, Fig. 4.4.3에서 $tU_0/H \sim 180$ 인 구간들인데, 이웃한 구간에서 관찰되는 압력구조와 다른 특성을 보인다. 본 연구에서는 이를 '전역 진동모드'로 부르려고 한다. 전역 진동모드 사이사이로 와구조의 대류현상이 잘 나타난다.

Fig. 4.4.2와 Fig. 4.4.3을 비교하면 재발달 영역에서 관찰되는 와구조가 재순환 영역보다 더 길게 나타난다. 재발달 영역에서 와구조는 더 규칙적으로 대류되고 이웃한 와구조 사이의 시간 간격도 더 줄어든다. 재부착 이후의 주기 감소는 흐름방향 응집도를 관찰하여도 비슷한 경향을 보인다. 이러한 현상은 와구조의 깨어짐(break-down)과도 연관된다. 재순환 영역 상류에서는 와구조의 대류는 희미하게 관찰된다.

압력장의 시공간적 특성을 관찰하기 위해, 교차 상관계수를 도입하였다.

$$\rho_{pp}(\xi, 0, \tau, X_0) = \frac{p(X_0, Z_0, t)p(X_0 + \xi, Z_0, t + \tau)}{p_{rms}(X_0, Z_0)p_{rms}(X_0 + \xi, Z_0)} \quad (4.4.9)$$

여기서, ξ 는 흐름방향 거리간격, τ 는 시간 차이를 나타낸다. p_{rms} 는 변동압력의 근제곱평균이다. 기준좌표 X_0 는 박리 유동이 비균질(inhomogeneous)하기 때문에 도입되었다. Fig. 4.4.4는 '배열 A'와 '배열 B'로부터 교차 상관계수를 측정된 결과이다. $\tau=0$ 일 때 재순환 영역(배열 A)에서 정지된 듯한 응집구조가 나타난다. $\tau U_0/H \sim 10$ 과 $\xi/H \sim 2.0$ 에서 대류패킷이 나타나는데, $x/H=4.0$ 이상의 영역에서 점차 영향을 나타낸다. 반면, 재발달 영역(배

열 B)에서는 정지된 응집구조는 희미하다. 대류 패킷이 선명하게 모습을 드러낸다.

라. 웨이브리트 변환

(1) 재순환 영역 (배열 A)

Fig. 4.4.5는 '배열 A'에서 측정된 압력장을 모든 주파수 성분에 대해 웨이브리트 변환한 결과이다. z축 상에 무차원 주파수(fH/U_0)를 정의하였다. 압력측정을 동시 측정한 후 웨이브리트 변환하였으므로, 압력장의 시공간적 변화가 잘 나타난다. $fH/U_0 \sim 0.065$ 에서 매우 뚜렷한 에너지 분포가 관찰되는데, 이는 유동장에서 측정되는 와구조의 와홀림 주파수와 일치한다. 박리 유동에서 대형 와구조가 와홀림되면 재순환 영역에 축적된 난류 에너지의 대부분을 가지고 나간다는 것이 이미 기존 문헌에서 밝혀진 바 있다. 재부착 영역의 $bU_0/H \sim 40$ 에서 작은 와구조들이 관찰된다. Fig. 4.4.2와 함께 비교하면 작은 와구조들은 와구조의 대류 초기영역과 일치한다. 즉, 대형 와구조가 와홀림된 후 깨어지면서 작은 와구조들이 형성되는 것으로 생각할 수 있다. $x/H=9.0$ 으로 거슬러 내려가면, 작은 와구조들은 소멸하고, 와구조들이 매우 규칙적으로 대류하는 것이 관찰된다.

박리 유동에 특징적인 대형 와구조의 와홀림과 플랩핑을 관찰하기 위해, 와홀림 주파수인 $fH/U_0 \sim 0.065$ 와 플랩핑 주파수인 $fH/U_0 \sim 0.014$ 를 기준으로 하여 웨이브리트 변환하였다. Fig. 4.4.6에는 각 주파수마다 웨이브리트 변환되었으며, Fig. 4.4.6 (a)에 벽면 압력장을 나타내었다. $bU_0/H \sim 50$ 에서 와홀림이 시작된다. 와홀림이 끝날무렵, 전역 진동모드가 $bU_0/H \sim 150$ 에서 관찰되는데, 이 때 와홀림된 구조는 전역 진동모드에 흡수된다. 압력장에서 관찰되는 와구조의 거동은 $fH/U_0 \sim 0.065$ 일 때 잘 관찰되며, 박리 유동의 지배적 특성이다. 플랩핑 주파수에서는 주로 사인 파형과 같은 패턴이 관찰되는데, 이는 박리기포의 주기적인 팽창, 수축과 연관지을 수 있다. 플랩핑 주파수의 특정 위상과 전역 진동모드의 위치가 서로 일치하는 것을 알 수 있으며, 이로부터, 전역 진동모드는 플랩핑에 의해 발생하는 유동 현상임을 확인할 수 있다. Kiya & Sasaki (1985) 가 지적하였듯이, 여러 개의 와구조가 유동 재순환 영역에서 와홀림된 후 커다란 유동 구조가 박리 기포로부터 방출되는데 이는 박리 기포의 주기적인 팽창과 수축에 의한 것으로 사료된다.

(2) 재발달 영역 (배열 B)

Fig. 4.4.7에 '배열 B'에서 측정된 압력장을 웨이브리트 변환하여 나타내었다. Fig. 4.4.5와 Fig. 4.4.7을 비교하면 압력 구조의 시간척도가 재발달 영역에서 감소하였음을 알 수 있다. 재발달 영역에서 흐름방향으로 진행할수록 압력 구조가 감쇠하는 것을 관찰할 수 있는데, 이는 와구조가 재발달 영역에서 깨어짐이 나타나기 때문이다. Fig. 4.4.8은 Fig. 4.4.6과 마찬가지로 압력장을 와홀림 주파수와 플랩핑 주파수를 중심으로 하여 웨이브리트 변환한 결과이다. 재발달 영역에서는 압력구조가 재순환 영역보다 더 길어지고, 더 규

칙적으로 된 것을 알 수 있다. 플래핑 주파수를 기준으로 하여 웨이브리트 변환하면, 박리 유동의 플래핑이 $x/H \leq 10.0$ 까지로 제한된 것을 알 수 있다. 이는 플래핑이 박리 유동의 재순환 영역에서만 일어나는 피드백 메커니즘의 일종이기 때문이다. 박리 유동에는 전단층에 의한 유동 유입으로 재순환 영역에 질량이 축적된다. 축적된 질량의 대부분은 대형 와구조가 생성되고 와홀립되면서 외부로 방출된다. 그러나, 와구조가 축적된 질량을 모두 가져가지 않기 때문에 박리 재순환 영역은 점점 커지게 되고, 어느 순간 비로소 축적된 모든 질량을 방출하면서, 재순환 영역의 크기는 원래대로 되돌아간다.

(3) 웨이브리트 통계량

웨이브리트 변환하면, 특정 주파수 성분을 중심으로 하여 벽면 압력장의 시공간적 특성을 파악할 수 있게 된다. 박리 유동의 플래핑을 더 자세히 관찰하기 위해, 재순환 영역이 확장할 때와 수축할 때를 기준으로 하여 조건부 평균하였다.

$$\Phi_{WS}(f) \equiv \frac{1}{T_{F/2}} \int_0^{T_{F/2}} \frac{|W(f, b)|^2}{C_\psi C_\omega} db \quad (4.4.10)$$

$$\Phi_{WE}(f) \equiv \frac{1}{T_{F/2}} \int_{T_{Fn}}^{T_f} \frac{|W(f, b)|^2}{C_\psi C_\omega} db \quad (4.4.11)$$

단, $\Phi_{WE}(f)$ 는 재순환 영역이 확장할 때 갖는 에너지 크기이고, $\Phi_{WS}(f)$ 는 재순환 영역이 수축할 때 갖는 에너지 크기이다. 재순환 영역의 확장과 수축이 일어나는 순간을 Fig. 4.4.9에 도식화하였다. Fig. 4.4.10는 $\Phi_{WE}(f)$ 와 $\Phi_{WS}(f)$ 를 흐름방향 위치에 따라 계산한 결과이다. $x/H \leq 8.0$ 의 재순환 영역 내에서 $\Phi_{WS}(f)$ 가 $\Phi_{WE}(f)$ 보다 에너지가 더 크다. 에너지 차이는 와홀립 주파수 ($fH/U_o = 0.065$)에서 더 지배적인데, 이는 재순환 영역이 수축할 때 와구조에 실어 방출하는 에너지가 확장할 때 보다 더 크다는 것을 의미한다 (Kiya & Sasaki 1985). 그러나, $x/H \geq 8.0$ 이면, $\Phi_{WE}(f)$ 와 $\Phi_{WS}(f)$ 의 에너지 크기가 동일하고, 이는 플래핑이 유동 재순환 영역에 국한된 현상임을 보여준다.

제 5 절 선형/비선형 유동제어 기법 개발

1. 난류채널유동에서의 준최적 제어기법 평가

가. 준최적 제어

(1) 지배방정식과 시간차분

비압축성 유동의 지배방정식과 경계조건은 아래와 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (5.1.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1.2)$$

$$u_i|_w = \phi_i(x, z, t) \quad (5.1.3)$$

여기서 x_i 는 직교좌표를 나타내고, u_i 는 각각의 속도 성분들을 나타낸다. p 는 압력이고 Re 는 레이놀즈 수이다. 모든 변수들은 벽면 마찰속도 (u_τ)와 채널 절반 높이 (δ)로 무차원화되었다. 벽면에서의 가진자 (ϕ_i)로서 유선방향 미끄러짐 속도 (ϕ_1)와 흡입/분사 속도 (ϕ_2)와 횡방향 미끄러짐 속도 (ϕ_3)가 고려되었다.

준최적제어 입력을 구하기위해서 지배방정식을 Lee et al. (1998)이 사용한 방법으로 차분화하였다:

$$u_j^{n+1} - \frac{\Delta t}{2Re} \frac{\partial^2 u_i^{n+1}}{\partial x_j^2} + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} = R^n \quad (5.1.4)$$

$$\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1.5)$$

$$u_i^{n+1}|_w = \phi_i \quad (5.1.6)$$

여기서 위첨자 $^{n+1}$ 은 시간단계를 의미하며, R^n 은 비선형 항과 압력구배 및 점성항의 외재부분들을 나타낸다.

(2) Fréchet 미분방정식과 해

속도와 압력의 미분상태들 (θ, ρ) 은 Fréchet 미분을 사용하여 다음과 같이 정의하였다.

$$\theta_i = \frac{Du_i(\phi_i)}{D\phi_i} \tilde{\phi}_i, \quad \rho = \frac{Dp(\phi_i)}{D\phi_i} \tilde{\phi}_i \quad (5.1.7)$$

$$\frac{Df(\phi_i)}{D\phi_i} \tilde{\phi}_i = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{f(\phi_i + \varepsilon \tilde{\phi}_i) - f(\phi_i)}{\varepsilon} \quad (5.1.8)$$

미분상태 변수의 정의에 의거하여 지배방정식에 대한 Fréchet 미분방정식은 아래와 같이 유도된다.

$$\theta_i - \frac{\Delta t}{2Re} \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x_j^2} + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1.9)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1.10)$$

$$\theta_i|_w = \tilde{\phi}_i \quad (5.1.11)$$

여기서 $(DR^n/D\phi) \tilde{\phi}_i = 0$ 이다.

Fréchet 미분방정식 (5.1.9)-(5.1.11)에 대해 반무한 영역에서의 주유동 및 횡방향 주기 조건을 사용한 해석하는 다음과 같다.

$$\hat{\theta}_1(y) = \left(\psi_1 + \frac{ik_1 \Delta t}{2} \hat{\rho}_w \right) e^{-\lambda y} - \frac{ik_1 \Delta t}{2} \hat{\rho}_w e^{-ky} \quad (5.1.12)$$

$$\hat{\theta}_2(y) = \left(\psi_2 - \frac{k \Delta t}{2} \hat{\rho}_w \right) e^{-\lambda y} + \frac{k \Delta t}{2} \hat{\rho}_w e^{-ky} \quad (5.1.13)$$

$$\hat{\theta}_3(y) = \left(\psi_3 + \frac{ik_3 \Delta t}{2} \hat{\rho}_w \right) e^{-\lambda y} - \frac{ik_3 \Delta t}{2} \hat{\rho}_w e^{-ky} \quad (5.1.14)$$

$$\hat{\rho}(y) = \hat{\rho}_w e^{-\lambda y}, \quad \hat{\rho}_w = \frac{2(\lambda \psi_2 - ik_1 \psi_1 - ik_3 \psi_3)}{(\lambda - k) k \Delta t} \quad (5.1.15)$$

여기서 $\hat{\theta}_i$, $\hat{\rho}$, $\hat{\psi}_i$ 는 각각 θ_i , ρ , $\tilde{\phi}_i$ 의 Fourier 계수이며, 변조된 파수 λ 는 $\lambda^2 = k^2 + 2Re/\Delta t$ 이다.

(3) 목적함수 (cost functional)와 제어기

감지함수가 벽면 전단 응력인 경우에 대해 목적함수는 다음과 같이 최소화 되어야 한다 (Lee et al., 1998).

$$J(\phi_i) = \frac{l}{2A\Delta t} \int_S \int_t^{t+\Delta t} \phi_i^2 dt dS - \frac{l}{2A\Delta t} \int_S \int_t^{t+\Delta t} \left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_w^2 dt dS \quad (5.1.16)$$

여기서 목적함수는 제어입력함수와 감지함수의 짧은 순간 (Δt)에 대해 제어표면 (S)에서의 적분형태이다. 제어인자로서 l 은 제어입력에 대한 감지부분의 상대적가치를 나타내고 있다. 또한 감지부에서의 음의 부호는 전단응력을 최대화 시키기 위한 것이다. 식 (5.1.16)에서 정의한 목적함수에 대한 Fourier 영역에서의 Fréchet 미분은 다음과 같다

$$\frac{D\hat{J}}{D\phi} \phi^* = \hat{\Gamma}\phi^* - \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \frac{\partial \hat{\phi}_3}{\partial y} \Big|_w^* \quad (5.1.17)$$

여기서 $\hat{}$ 는 Fourier계수를 의미하며, * 는 켈레 복소수를 나타낸다. 식 (5.1.12)-(5.1.15)에서 제시된 해석해를 이용하여 $\partial \hat{\theta}_3 / \partial y \Big|_w^*$ 를 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{\theta}_3}{\partial y} \Big|_w^* = -\frac{k_1 k_3}{k} \phi_1^* + i \frac{\lambda k_3}{k} \phi_2^* - \left(\lambda + \frac{k_3^2}{k} \right) \phi_3^* \quad (5.1.18)$$

식 (5.1.18)을 이용하여 임의의 ϕ_i^* 에 대해 식 (5.1.17)을 최소화하면, 최적가진은 식 (5.1.19)-(5.1.21)와 같다.

$$\hat{\phi}_1 = -C_1 \frac{k_1 k_3}{k} \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \simeq 0 \quad (5.1.19)$$

$$\hat{\phi}_2 = +C_2 i \frac{\lambda k_3}{k} \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \simeq +C_2' i \frac{k_3}{k} \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \quad (5.1.20)$$

$$\hat{\phi}_3 = -C_3 \left(\lambda + \frac{k_3^2}{k} \right) \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \simeq -C_3' \left. \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right|_w \quad (5.1.21)$$

여기서 C_i, C_i' 는 전체가진 크기를 의미하는 양의 상수이다. Kolmogorov 길이척도에 의거하여 최대 파수는 $k_{\max} \sim Re^{3/4}$ 이며, $u\Delta t/\Delta x \sim O(1)$ 의 가정에 의해 $(2Re/\Delta t) \gg 1$ 이 성립되므로, 최적 가진은 식 (5.1.19)-(5.1.21)의 우변과 같이 간단히 표현된다.

감지함수가 횡방향 벽면 압력 구배인 경우에 대한 아래의 목적함수에 대한 최적가진이 고려되었다.

$$J(\phi_i) = \frac{l}{2A\Delta t} \int_S \int_t^{t+\Delta t} \phi_i^2 dt dS - \frac{l}{2A\Delta t} \int_S \int_t^{t+\Delta t} \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_w^2 dt dS \quad (5.1.22)$$

앞서 언급된 최소화 가정에 따른 최적 가진은 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\hat{\phi}_1 = +C_1 \frac{k_1 k_3}{k} \hat{p}_w \simeq 0 \quad (5.1.23)$$

$$\widehat{\phi}_2 = + C_2 \frac{\lambda k_3^2}{k} \widehat{p}_w \approx + C_2' \frac{k_3^2}{k} \widehat{p}_w \quad (5.1.24)$$

$$\widehat{\phi}_3 = + C_3 \frac{k_3^2}{k} \widehat{p}_w \approx 0 \quad (5.1.25)$$

Lee et al. (1998)의 준최적 제어 과정에서는 임의의 시간에 대한 공간적인 최적화에 따른 감지자와 가진자 사이의 위상정보만을 고려하고 있다. 본 연구에서는 가진자의 시간척도 (Δt_a^+)에 의한 영향을 고려하였다. 또한 가진크기 (A)를 정량화 하기 위해 $\langle t_0 + n\Delta t_a^+, t_0 + (n+1)\Delta t_a^+ \rangle$ 시간간격에서의 가진자 및 감지함수를 다음과 같이 정의하였다.

$$\phi_{a,i}(x, z, t) = A\phi_i(x, z, t_0 + n\Delta t_a^+) \quad (5.1.26)$$

$$\left. \frac{\partial \widehat{w}}{\partial y} \right|_w(x, z, t) = \left. \frac{\partial \widehat{w}}{\partial y} \right|_w(x, z, t_0 + n\Delta t_a^+) \quad (5.1.27)$$

$$\widehat{p}_w(x, z, t) = \widehat{p}_w(x, z, t_0 + n\Delta t_a^+) \quad (5.1.28)$$

여기서 A 는 제어표면에서의 근평균 값이다. 가진 및 감지는 Δt_a^+ 마다 시행되었다. 제어는 t_0 에서 시작되었으며, $\langle \phi_i^2(x, z, t_0 + n\Delta t_a^+) \rangle_{x,z} = 1$ 이다.

나. 직접수치모사

준최적 제어를 평가하기 위해 낮은 레이놀즈 수 ($Re_\tau = 100$)의 난류채널유동에 대한 직접수치모사가 수행되었다. Navier-Stokes 방정식의 해를 구하기 위해 시간차분에 대해 semi-implicit 방법이 사용되었다. 점성항에 대해서는 Crank-Nicolson 방법, 대류항에 대해서는 3차 Runge-Kutta 방법이 사용되었다. 공간차분에 대해 벽면 수직방향으로는 Chebyshev-tau 방법, 주유동방향 및 횡방향으로는 dealiased Fourier방법이 적용되었다. 본 연구에서 사용된 spectral 방법은 Kim et al. (1987)이 사용한것과 같다. 계산영역은 주유동방향, 벽면수직방향, 횡방향으로 $4\pi\delta \times 2\delta \times 4\pi/3\delta$ 이며, 사용된 격자계는 $32 \times 65 \times 32$ 이다. 경계조건으로서 Fig. 5.1.1에서 제시된 것처럼 아래벽면에서는 가진조건 (ϕ_i)이 부여되었으며, 위벽면에서는 점착조건이 사용되었다. 주유동방향 및 횡방향으로는 주기적인 경계조건이 적용되었다. 또한 모든 계산은 유량보존을 만족하도록 하였다.

다. 결과 및 분석

난류채널 유동에서의 준최적제어를 수행하기 전에, 가진크기에 대한 제어효율을 평가를

위해 Choi et al. (1993)이 제안한 능동감쇄를 이용한 제어가 수행되었다. 능동감쇄 제어는 Kim et al. (1987)이 제안한 주유동방향 와도 모델에 대해서 벽면 반대방향 속도를 이용하여 이를 약화시키는 방법이다. 능동감쇄에 의한 제어는 감지층의 설정이 항력감소율에 매우 민감한 요소이다 (Choi et al., 1993, Hammond et al., 1998). 본 연구에서는 감지층을 $y_d^+ = 5.9, 9.6, 14.2$ 로 설정하였다. Fig. 5.1.2는 제어된 유동에서의 평균전단응력 (τ_w)의 시간이력을 나타낸다. 벽면 전단응력은 제어를 시작하자마자 갑작스럽게 줄어들어 점진적인 상태로 수렴된다 (Fig. 5.1.2(a)). 이에 상응하는 가진 크기의 근제곱 평균값 (ϕ_{rms})도 준정상 상태 (quasi-steady state)로 수렴된다. 최대 항력 감소는 감지층이 $y_d^+ = 14.2$ 인 경우에 일어났다. Fig. 5.1.2(b)에서 볼 수 있듯이, ϕ_{rms} 의 크기는 감지층의 설정에 많은 영향을 받고 있다. 예를 들어, 감지층이 $y_d^+ = 9.6$ 로 설정되는 경우에 대한 가진크기는 $\phi_{rms} = 0.121$ 정도로 점진하고 있다. 벽면 흡입/분사 (ϕ_2)를 이용한 준최적 제어의 항력저감을 살펴보았다. 감지함수로서 벽면 횡방향 속도 구배 ($\partial w / \partial y|_w$)가 선택되었다. 벽면에서의 횡방향 전단응력을 최대화 시키는 것은 벽근처 유동을 약화시키며, 이는 주유동방향 와도를 제어하는 것과 유사하다 (Lee et al., 1998). 항력감소율 (D_r)은 $D_r = (\tau_{no} - \tau_c) / \tau_{no}$ 로 정의하였다. 여기서 τ_{no} 와 τ_c 는 제어이전과 이후의 평균전단응력을 나타낸다. 가진 크기 (A)의 D_r 에 대한 영향을 Fig. 5.1.3에 나타내었다. 이 때, 가진 시간척도는 $\Delta t_d^+ = 1.0$ 로 고정시켰다. Fig. 5.1.3에서 보듯이, $A < 0.125$ 인 경우, D_r 은 A 가 증가함에 따라 선형적으로 증가한다. 그러나 $A > 0.125$ 보다 큰 A 에 대해서는 D_r 은 $D_r \approx 0.26$ 로 수렴된다. 이는 $A > 0.125$ 보다 큰 가진크기는 초과가진을 의미하며, 최적 가진크기는 $A = 0.125$ 이다. 앞서 수행된 능동감쇄에 의한 제어의 경우, $y_d^+ = 9.6$ 에서의 유동정보를 감지할때의 가진크기와 유사하다 ($\phi_{rms} \approx 0.121$).

준최적제어를 난류채널에 적용을 하였을 때, 앞서 언급한 초과 가진과 최적 가진에서 비슷한 항력감소율을 나타내고 있는 경향을 보여주고 있다. 초과가진의 영향을 살펴보기 위해, 가진크기에 따른 벽면 거동을 살펴보았다 (Fig. 5.1.4). 이에 대해, 제어이전 ($A = 0$), 최적조건 ($A = 0.125$)와 초과가진 ($A = 0.30$)의 경우에 대해 난류강도의 변화를 살펴보았다. 전체적으로 난류강도는 제어에 의해 약화되었다. Fig. 5.1.4(b)에서 볼 수 있듯이, 초과가진에 대한 벽면 수직방향 난류강도 (v_{rms})는 벽면 부근 ($y^+ < 20$)에서 최적조건에 비해 높다. 이는 벽면에서 부가된 초과가진에 의한 크기가 직접 반영된 것이다. 횡방향 난류강도 (w_{rms})도 벽면 부근에서 유량보존을 유지하기 위해 약간 증간된다 (Fig. 5.1.4(c)). 초과가진에 의한 효과는 벽면 근처를 제외하고는 최적조건에서 나타나는 현상과 유사하다. $y^+ > 20$ 인 영역에서는 초과가진에 의한 효과는 거의 존재하지 않는다.

초과가진 ($A = 0.30$)에 의한 효과를 살펴보기 위해, 와도성분의 변화를 Fig. 5.1.5에 나

타내었다. 전체적으로 와도성분은 제어에 의해 약화되었다. 초과가진에 의한 경우, 유선방향과 횡방향 와도성분들은 벽면 근처에서 매우 강화되어지며, 이 값들은 제어이전의 경우보다도 오히려 크다. 이는 가진에 의해 벽면에서 발생하는 주유동방향과 횡방향 구배 ($\partial\phi_2/\partial x$, $\partial\phi_2/\partial z$)에 의해 벽면 와도 성분이 증가되기 때문이다. 또한 초과가진의 경우, 벽면 수직방향 와도 성분도 벽면 근처에서 약간 증가된다. 이는 초과가진에 의해 벽면 부근에서 $\partial w/\partial x$ 이 증가하기 때문에 ω_y 가 증가된다. 그러나 벽면 부근을 제외한 영역 ($y^+ > 20$)에서는 최적가진과 초과가진의 경우의 모든 물리량들은 거의 같다. 항력감소는 $y^+ > 20$ 에서 존재하는 유선방향 와도 성분과 밀접한 관련이 있기 때문에, 초과가진에 의해 비록 시스템에 많은 가진에너지가 부가되었음에도 불구하고 거의 비슷한 항력감소량을 나타내고 있다 (Fig. 5.1.3).

초과가진에 의한 영향을 자세히 관찰하기 위해, 주유동방향 와도 (ω_x)의 $y-z$ 평면상에 대한 순간등고선을 Fig. 5.1.6에 제시하였다. 제어이전의 등고선의 형태를 보면, 많은 주유동방향 와들이 벽면 근처에서 밀집되고 있다. 최적조건 ($A=0.125$)에서의 준최적 제어가 바닥면에 적용되었을 경우에는 주유동 방향 와도가 현저히 약화되어 있다. 초과가진의 경우 ($A=0.30$)에도 벽면에 아주 근접한 영역을 제외하고는 최적조건의 경우와 매우 유사한 경향을 보여주고 있다. 초과가진에 의한 영향에 의해 바닥면에 매우 근접하게 주유동 방향 와도가 매우 밀집된 것을 확인 할 수 있다.

벽면 가진 형태에 대한 영향을 살펴보기 위해, 가진자로서 횡방향 미끄럼 속도 (ϕ_3)가 고려되었다. 이에 대해, 흡입/분사에 대한 능동감쇄에 대한 영향을 살펴본 경우와 마찬가지로 먼저 세가지 감지층 ($y_d^+ = 5.9, 9.6, 14.2$)에 대한 횡방향 미끄럼 속도를 이용한 능동감쇄 제어가 수행되었다. Fig. 5.1.7에서 볼 수 있듯이, 감지층이 $y_d^+ = 9.6$ 으로 설정되었을 때, 최대 항력감소를 얻을 수 있다. 이 경우에서의 수렴된 가진 크기의 근평균 자승값은 $\phi_{rms} \approx 0.41$ 이다. Choi et al. (1993)이 지적한 바와 같이, 다른형태의 가진자에 대한 항력 최대 감소를 얻을 수 있는 최적 감지층은 다르게 나타났다.

Fig. 5.1.8은 횡방향 미끄럼 속도를 이용한 준최적 제어기의 가진크기에 대한 항력감소율의 변화를 나타낸다. 가진 시간적도는 $\Delta t_d^+ = 1.0$ 로 고정시켰다. 가진자의 크기가 $A < 0.4$ 인 영역에서는 항력감소율은 선형적으로 증가한다. 그러나 가진크기가 $A > 0.4$ 인 영역에서는 항력감소율은 일정하게 유지된다. 이는 앞서 흡입/분사에 의한 준최적 제어 경우에서 나타난 초과가진에 대한 항력감소율이 정제된것과 비슷한 양상이다. 그러므로 최적조건은 $A = 0.4$ 이며, 이는 앞서 언급된 $y_d^+ = 9.6$ 의 감지층을 이용한 능동감쇄에 의해 나타난 가진자의 크기와 유사하다.

횡방향 미끄럼 속도에 의해 변화된 난류강도와 와도를 Figs. 5.1.9-10에 나타내었다. 초과가진에 대해 가진크기가 $A = 1.0$ 경우, 최적가진에 대해서 $A = 0.4$ 가 고려되었다. 흡입/분사를 이용하는 경우에 나타나는 유동변화와 유사한 경향이 관찰되었다. 초과가진에 의

해 벽면에서의 주유동방향 와도는 매우 증가한다. 이는 제어기가 목적함수인 $\partial w/\partial y_w$ 를 증가하기 위해 구성되었기 때문이다. 그러나, 벽면 부근 ($y^+ < 20$)을 제외한 영역에서는 초과가진에 의한 효과는 무시할만 하다. 증가된 주유동방향 와도성분은 $y^+ < 10$ 에서의 벽면 수직방향와도를 증가시키고 있다. 벽면에서 초과가진이 주어졌지만, 경계층은 직접적으로 반응하지 않으며, 가진자에 의해 교란된 에너지들은 벽면 근처에서 재분배되어진다. 그러므로 최적가진 크기 이상의 가진에 의해서도 항력감소율은 일정하게 유지된다.

Lee et al. (1998)이 제안한 준최적 제어방법에서 가진자와 감지자 사이의 배가함수를 결정함에 있어서 특정 시간에서의 공간상의 위상정보를 제공하고 있다. 본 연구에서는 가진시간 (Δt_a^+)에 대한 항력 감소의 영향을 살펴보기 위해 식 (5.1.26)에서 제시한 바와 같이 일정 시간간격에 따라 가진조건을 변화시켜주는 방법을 채택하였다. 두 가지 가진형태 (ϕ_2, ϕ_3)를 고려하였으며, 가진크기는 앞서 얻어진 각각의 최적조건을 사용하였다. 즉 ϕ_2 에 대해서는 $A=0.125$, ϕ_3 에 대해서는 $A=0.4$ 이다. 항력감소율은 Fig. 5.1.11에서와 같이 Δt_a^+ 에 의해 상당한 차이를 보여주고 있다.

두가지 가진형태에 대해 최적 시간척도는 $\Delta t_a^+ = 1.0$ 이며, 이는 준최적 제어를 적용함에 있어서 중요한 현상이다. 그러나 Δt_a^+ 를 더욱 증가시키기에 따라, 특히 $\Delta t_a^+ \geq 100$ 인 경우에는 항력은 증가한다. 그러므로 가진시간 척도는 성공적인 제어를 위해서 $\Delta t_a^+ \sim 100$ 이내로 제한되어야 한다. 이러한 시간척도는 Kim & Spalart (1987)가 제시한 들출시간 (Bursting period)와 밀접한 관련이 있다.

주유동방향 와도에 대해 밀접한 관련이 있는 벽면 정보로서 횡방향 압력구배 ($\partial p/\partial z_w$)가 잘 알려져 있다 (Kim, 1989). 이에 Lee et al. (1998)은 흡입/분사를 이용한 준최적제어를 수행함에 있어서 주유동방향의 와도의 억제에 따라 횡방향 벽면 압력구배는 증가됨을 관찰하였다. 또한 벽면 감지 물리량으로서 횡방향 압력구배는 압력 감지열을 이용하여 쉽게 측정할 수 있다는 장점이 있다 (Lee & Sung, 1999). 본 연구에서는 감지함수로서 $\partial p/\partial z_w$ 인 경우에 대해, $\partial w/\partial y_w$ 인 경우와 마찬가지로 A 와 Δt_a^+ 가 항력에 미치는 영향을 조사하였다. 식 (5.1.25)에서 제시된 ϕ_3 는 항력에 어떠한 영향을 미치지 못한다. 그러나 벽면에서 $\partial p/\partial z_w$ 과 ω_x 의 관련성을 근거로 하여 다음과 같이 수정하였다 (Kim, 1989).

$$\widehat{\phi}_3 = -C_3' \partial \widehat{w}/\partial y_w = C_3' \partial \widehat{p}/\partial z_w = C_3' i k_z \widehat{p}_w \quad (5.1.29)$$

두 가지 가진형태에서 가진크기에 대한 항력감소율을 Fig. 5.1.12에 나타내었다. 가진 시간척도는 $\Delta t_a^+ = 1.0$ 로 고정시켰다. 감지함수가 $\partial w/\partial y_w$ 인 경우와 유사한 거동을 보이고 있으며, 최적조건은 ϕ_2 에 대해서는 $A=0.125$, ϕ_3 에 대해서는 $A=0.4$ 이다.

가진 시간척도에 대한 항력감소율의 영향을 Fig. 5.1.13에 나타내었다. 여기서 가진크기는 앞서 얻어진 최적조건인 ϕ_2 에 대해서는 $A=0.125$, ϕ_3 에 대해서는 $A=0.4$ 로 고정시켰다. 최적가진 시간척도는 모든 경우에 대해 $\Delta t_a^+ = 1.0$ 로 얻어졌으며, 감지함수가 $\partial w / \partial y_w$ 인 경우와 비교해볼 때, 흡입/분사에 의한 제어를 하는 경우 짧은 시간 척도 ($\Delta t_a^+ < 1.0$)에서 항력감소율은 매우 민감하게 변화한다. 실제 준최적 제어를 적용함에 있어서 아주 짧은 시간척도의 가진은 효과적인 항력감소를 주지 못하므로, 시간척도의 선택이 매우 중요함을 시사하고 있다. 시간척도를 증가시키기에 따라 ($\Delta t_a^+ > 100$), 항력은 오히려 증가하는 경향을 보여주고 있다. 이는 감지함수가 $\partial w / \partial y_w$ 인 경우에서 관찰된 것과 일치한다.

짧은 순간의 가진 ($\Delta t_a^+ = 0.2$)에 의해 야기되는 전단응력의 민감도를 살펴보기 위해, 감지함수가 $\partial p / \partial z_w$ 인 경우에 대해 가진형태 및 시간척도에 따른 시간이력곡선을 Fig. 14에 제시하였다. 시간간격에 따른 민감도의 비교를 위해 $\Delta t_a^+ = 0.2, 1.0$ 이 선택되었다. ϕ_2 에 의한 전단응력의 반응은 미소한 섭동이 관측되는 반면, ϕ_3 에 의해서는 관찰되지 않는다. 이는 ϕ_2 에 의해 벽면에서 압력변동이 보다 더욱 불안정한 거동이 발생하기 때문이라 기대된다. 이에 대해 식 (5.1.24)와 (5.1.29)에서 제시된 가진자와 감지자의 연관성을 살펴보면, ϕ_2 의 경우는 벽면압력과 횡방향의 파수의 제곱에 관련되어 있지만, ϕ_3 의 경우는 파수에 비례한다. 이러한 높은 차수의 파수 연관성에 의해 가진자와 감지자 사이의 위상정보의 변조 가능성이 높기 때문에 효과적인 항력감소를 기대하기 어려우며, 전단응력의 반응 또한 시간척도에 매우 민감하다고 추정된다.

실제 벽면에 가진자/감지자 (actuator / sensor)가 설치되었을 때, 제어표면에서의 제어소자들은 유한한 크기를 가지며, 공간적으로 이산화되어 분포된다. 본 연구에서는 동일한 준최적 제어이론이 적용되었을 때, 제어기의 크기에 따른 항력감소의 영향을 살펴보았다. 가진자 (A) 및 감지자 (B) 크기에 대한 효과를 구현하기 위해 다음의 수치적 처리가 사용되었다.

$$B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \hat{B} \rightarrow \hat{A} \rightarrow \bar{A} \rightarrow A \quad (5.1.30)$$

여기서 $\bar{}$ 는 공간평균을 나타내며, $\hat{}$ 는 Fourier 변환을 의미한다. 먼저 B 는 등성인 격자계에서의 감지자를 표현하기 위해 공간적으로 평균된 후 (\bar{B}), Fourier 변환되었다 (\hat{B}). 이 감지 변수는 준최적 제어를 적용하여 가진자 (\hat{A})로 변화되었다. Fourier 공간에서 정의된 가진자는 실변수 공간으로 Fourier 역변환 되어졌으며 (\bar{A}), 선형삽입을 이용하여 조밀한 격자계에서의 가진자로 정의하였다 (A).

Fig. 5.1.15 (a)는 가진자/ 감지자 열에 대한 계략적인 모형을 나타내고 있다. 세가지 형

태의 제어 열들이 고려되었다 ; $8 \times 8, 16 \times 16, 32 \times 32$. 이에 대한 벽단위 길이척도 $(\Delta x^+, \Delta z^+)$ 는 각각 $(160, 52)$, $(80, 26)$, $(40, 13)$ 이다. Fig. 5.1.15(b)는 $\partial w / \partial y_w$ 을 감지한 후, 흡입/분사에 ϕ_2 의해 제어를 하는 경우에 대한 벽면에서 주어지는 특정 시점에서의 가진형태를 제시하고 있다. 가진 인자로서 $A = 0.125$, $\Delta t_a^+ = 1.0$ 이 사용되었다. 가진자/감지자의 크기가 커짐에 따라 순간 가진형태의 위상정보가 공간상으로 평균화되어지며, 특히 8×8 격자에서는 32×32 격자에서의 가진형태의 위상이 상당히 왜곡되어진다. 가진자 및 감지자 크기에 대한 항력 감소율을 Table 5.1.1에 요약하였다. 각각 가진 및 감지 형태에 따라 앞서 논의된 최적의 조건을 사용하였으며, 32×32 격자에 비해 16×16 격자에서는 다소 감소된 제어효율을 제시하고 있지만, 8×8 격자에서 제어가 거의 되지 않았다. 그러므로 가진자/감지자의 크기가 $\Delta x^+ = 80$, $\Delta z^+ = 26$ 로 적어도 제한되어야 한다. 이는 벽면 띠무늬구조와 밀접하게 관련되어 있다. 여기서 띠무늬구조의 길이척도는 주유동방향으로 약 300 벽단위이며, 횡방향으로는 약 100 정도 이다. 띠 무늬 구조의 변화를 위상정보의 왜곡없이 표현하기 위해서는 길이척도의 1/4정도로 제한되어야 한다.

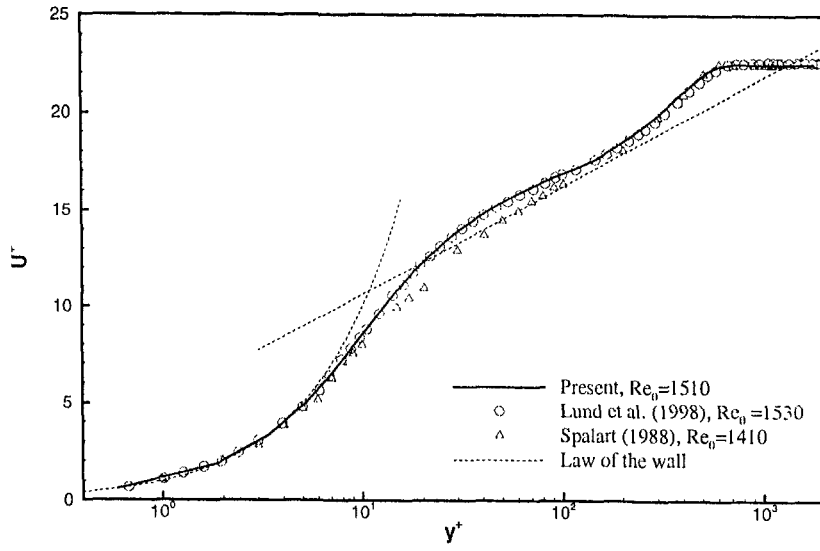


Fig. 1.1.1 평균유선방향 속도분포

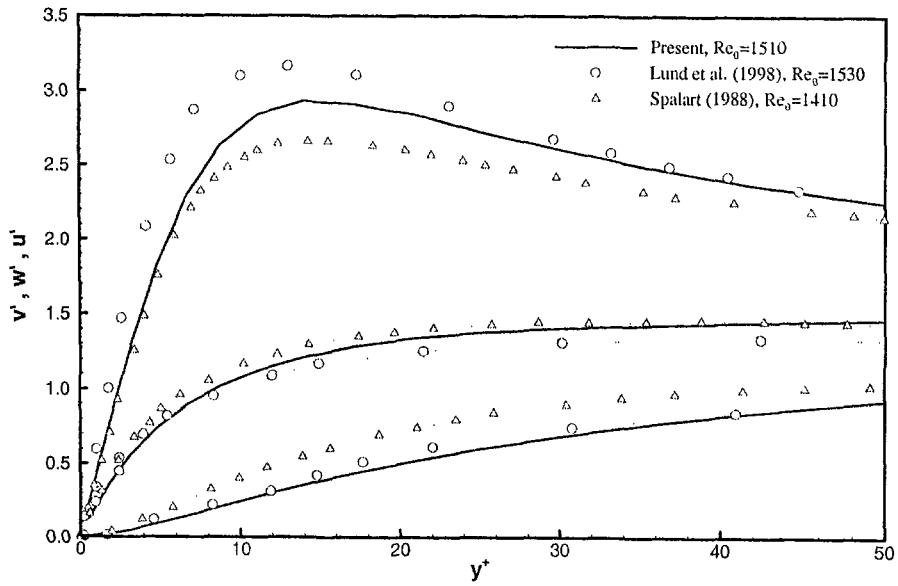


Fig. 1.1.2 난류 강도

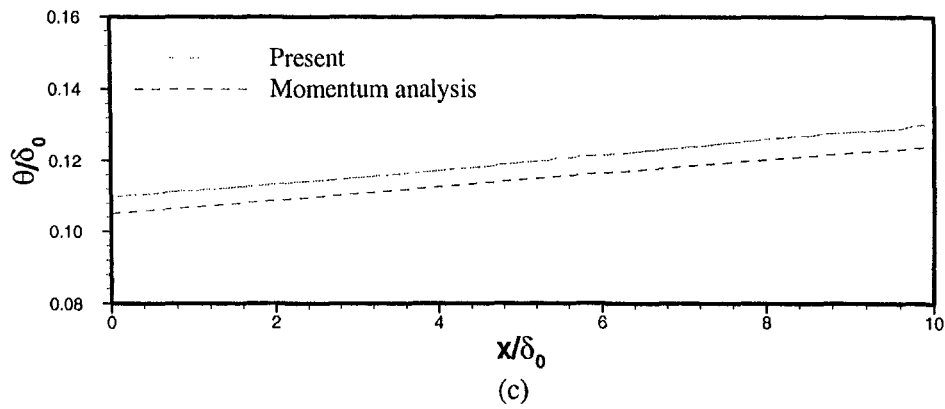
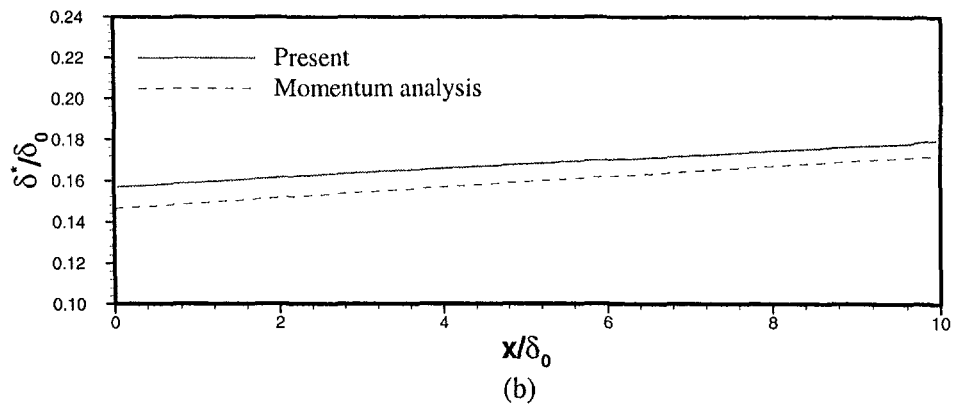
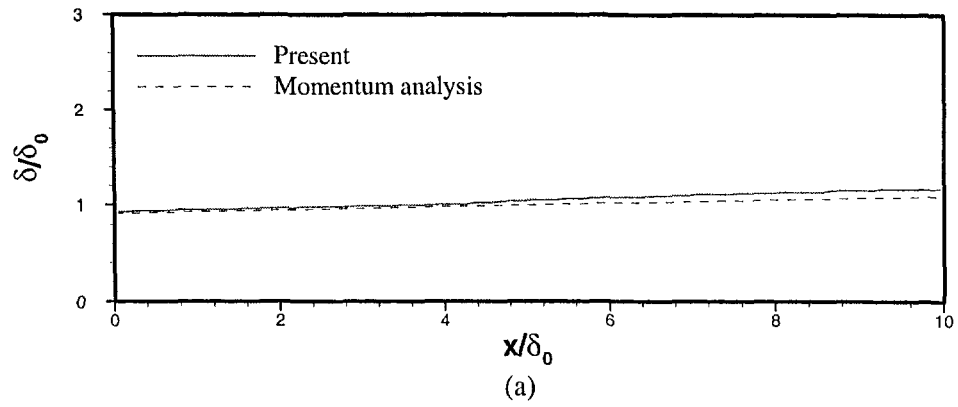


Fig. 1.1.3 경계층 인자들의 유선방향 분포:
 (a)경계층 두께; (b)배제 두께; (c)모멘텀 두께.

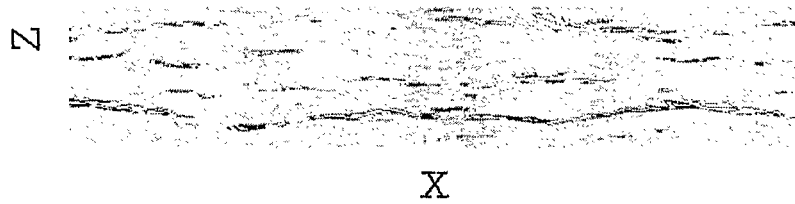


Fig. 1.1.4 공간발달 난류 경계층내 순간 속도장

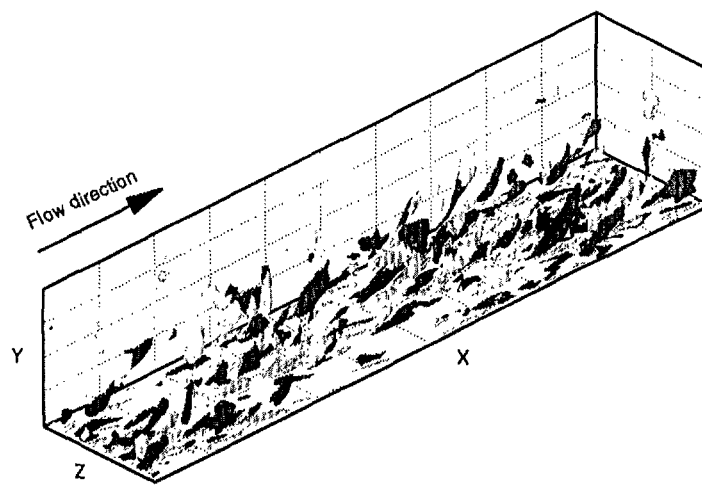


Fig. 1.1.5 난류 응집 구조

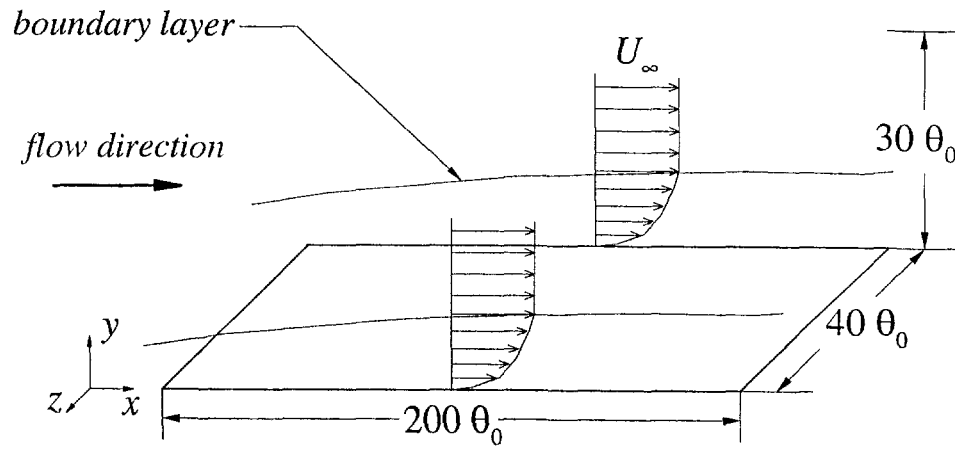


Fig. 1.1.6 계산영역의 개략도

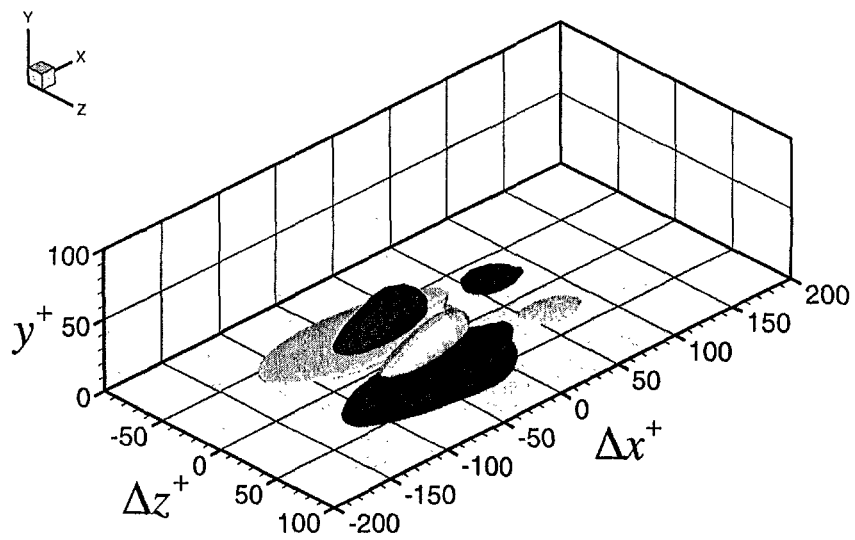


Fig. 1.1.7 벽압력 변동과 주유동방향와도의 상관함수의 3차원도

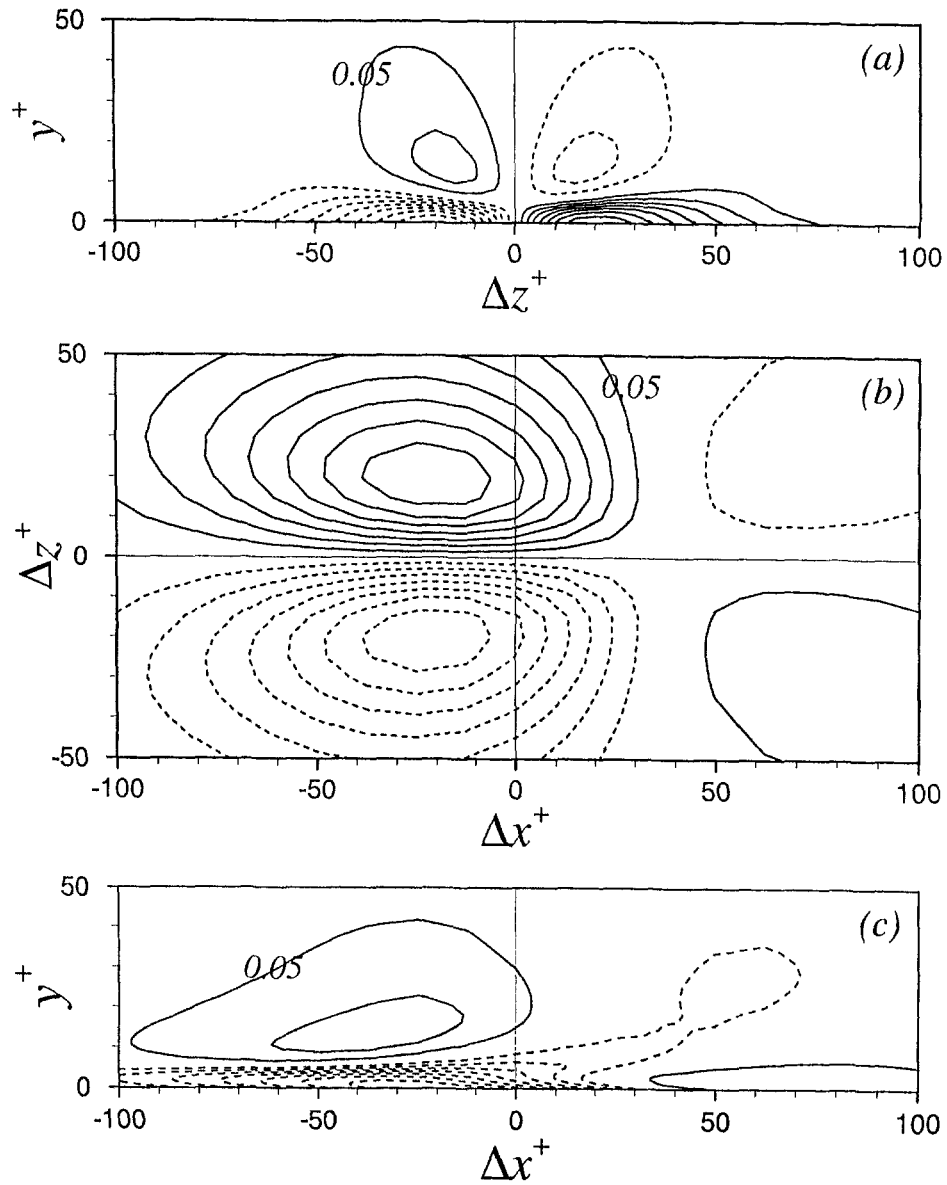


Fig. 1.1.8 벽압력 변동과 주유동방향외도의 상관함수의 등고선도:
 (a) $\Delta x^+ = -25$ 에서의 $y-z$ 면도; (b) $y^+ = 0$ 에서의 $x-z$ 면도;
 (c) $\Delta z^+ = -20$ 에서의 $x-y$ 면도.

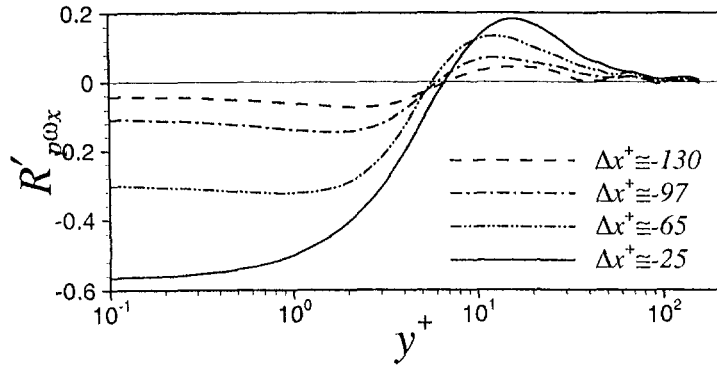


Fig. 1.1.9 벽면으로부터의 거리에 따른 벽압력 변동과 주유동방향와도의 상관함수.

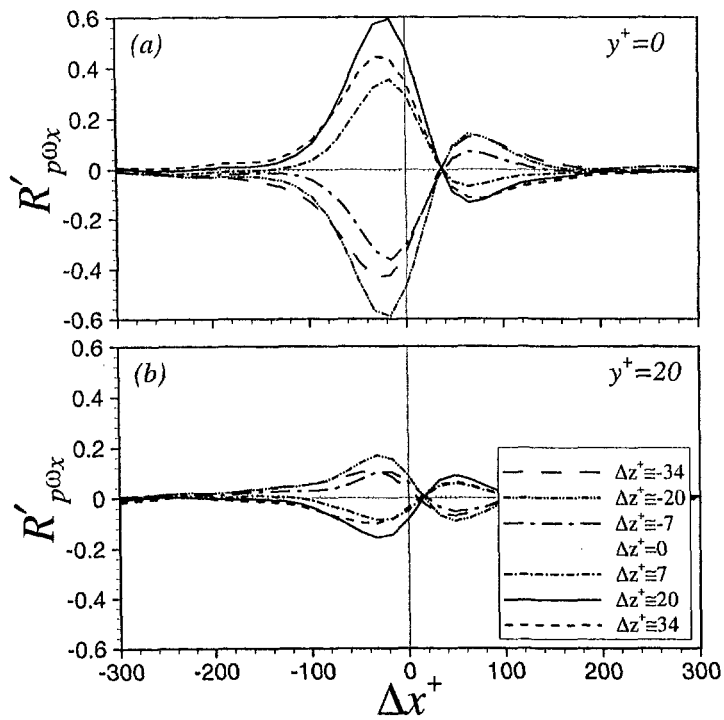


Fig. 1.1.10 주유동방향 거리에 따른 벽압력 변동과 주유동방향와도의 상관함수: (a) $y^+=0$ 에서의 상관함수
(b) $y^+=20$ 에서의 상관함수.

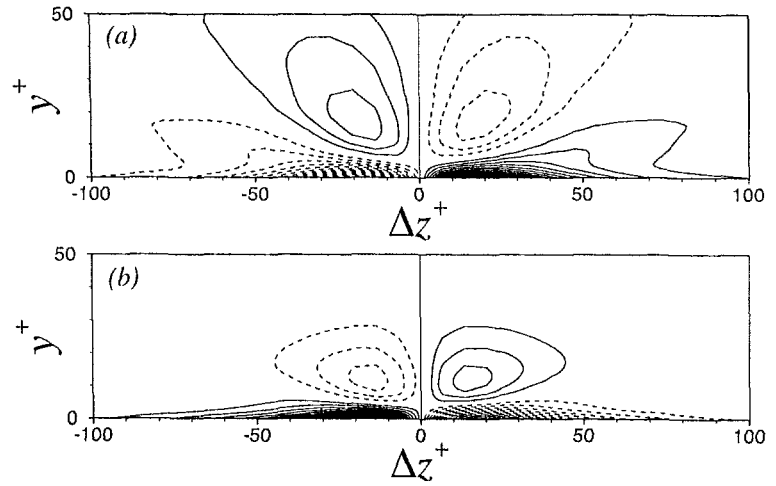


Fig. 1.1.11 조건부 평균된 주유동방향 와도:
 (a) $p_w > 2p_{rms}$; (b) $p_w < -2p_{rms}$.

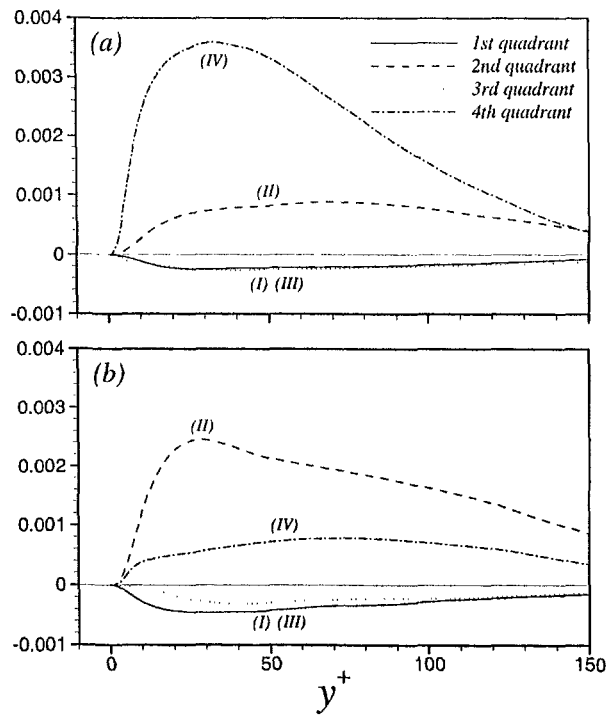


Fig. 1.1.12 조건부 평균된 레이놀즈 응력:
 (a) $p_w > 2p_{rms}$; (b) $p_w < -2p_{rms}$.

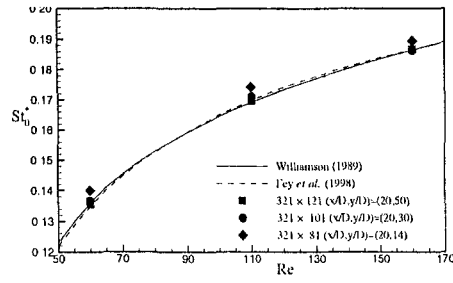


Fig. 1.2.1 Re-St 관계

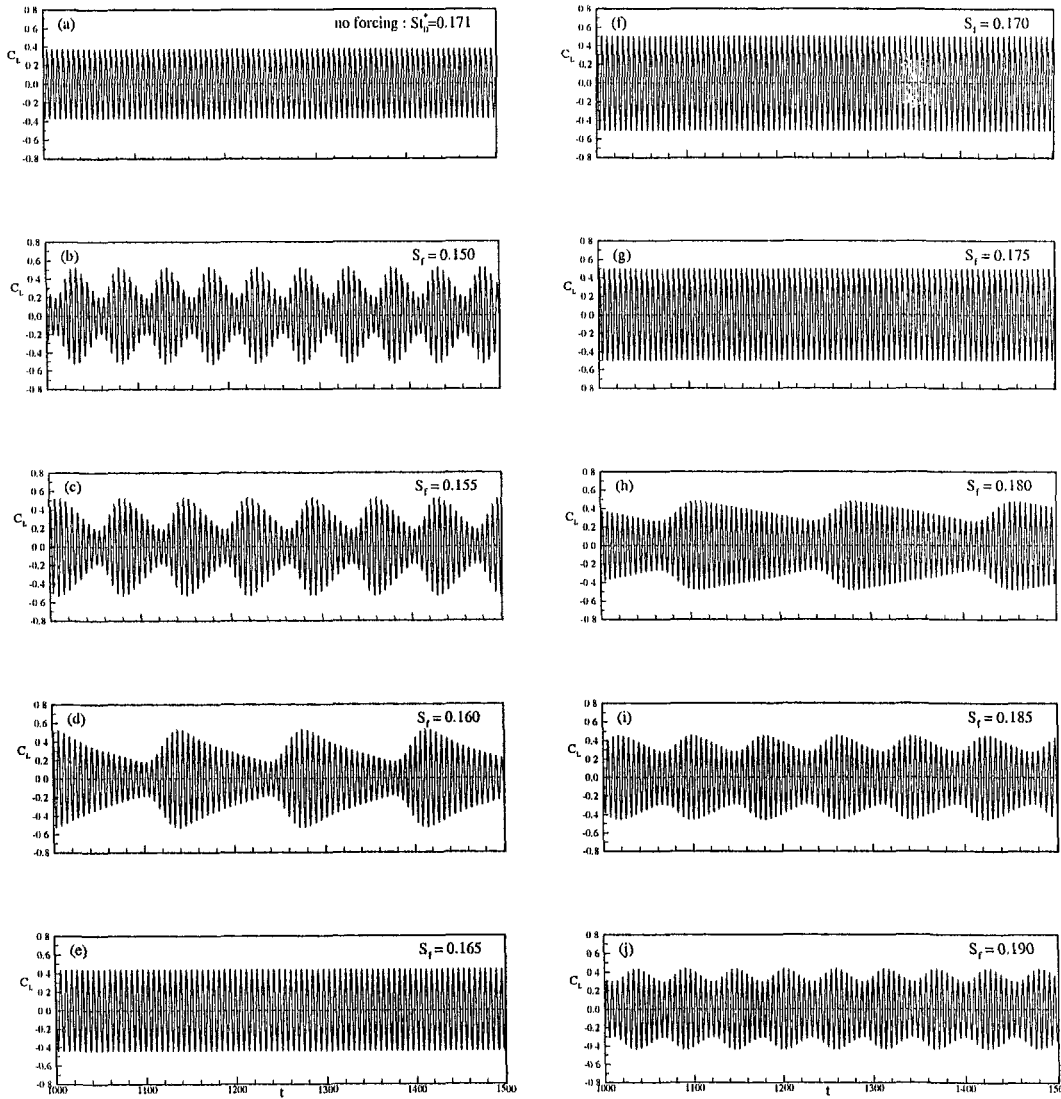


Fig. 1.2.2 양력 계수의 시간 변화

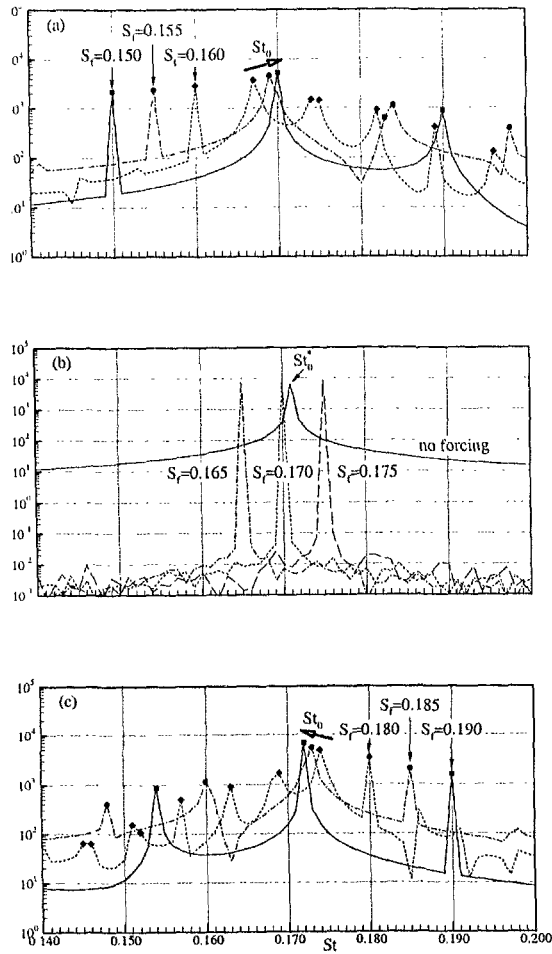


Fig. 1.2.3 여러 가진에 대한 power spectra

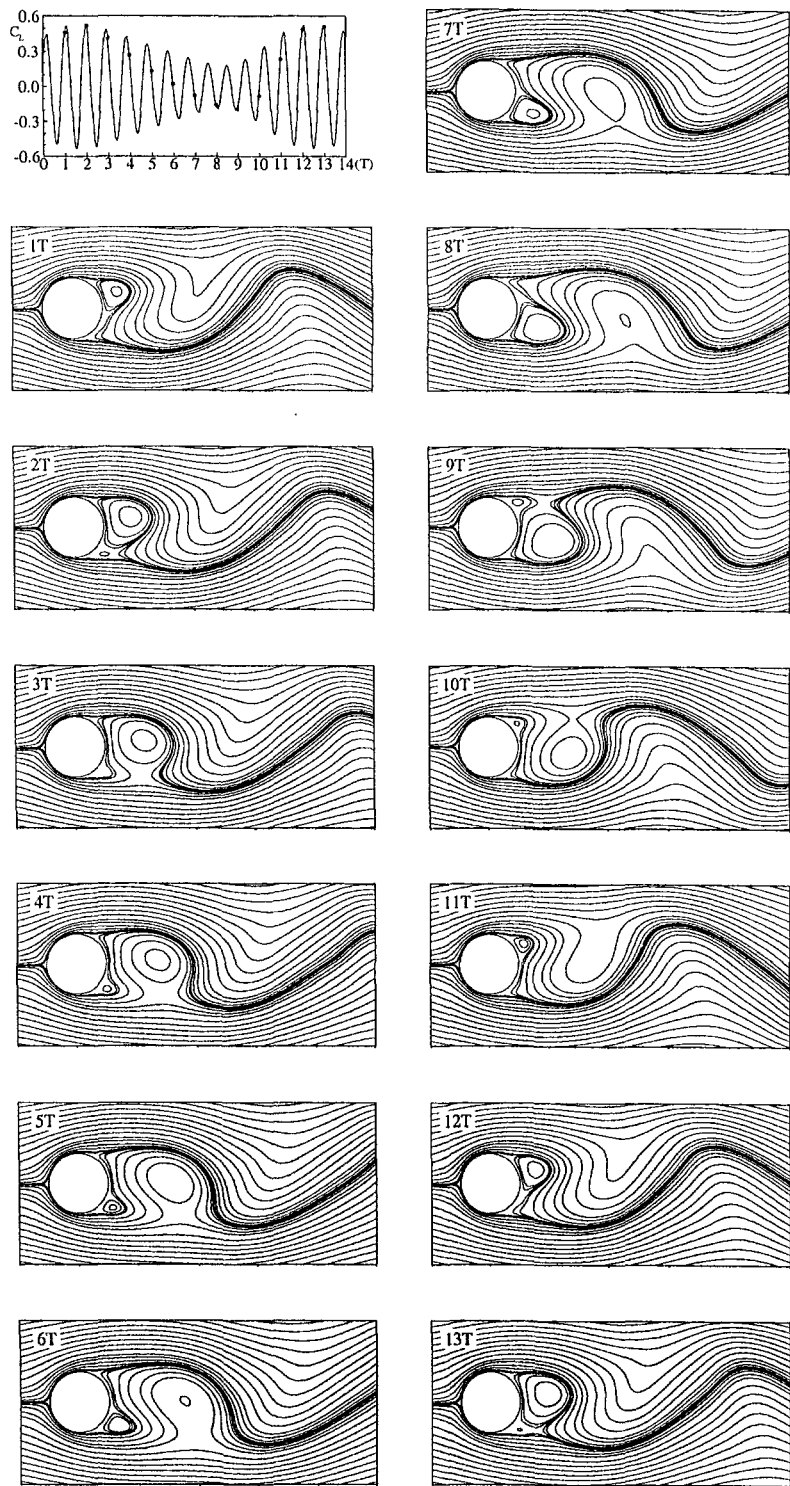


Fig. 1.2.4 $S_f=0.155$ 로 가진할 때의 순간 유선 모양

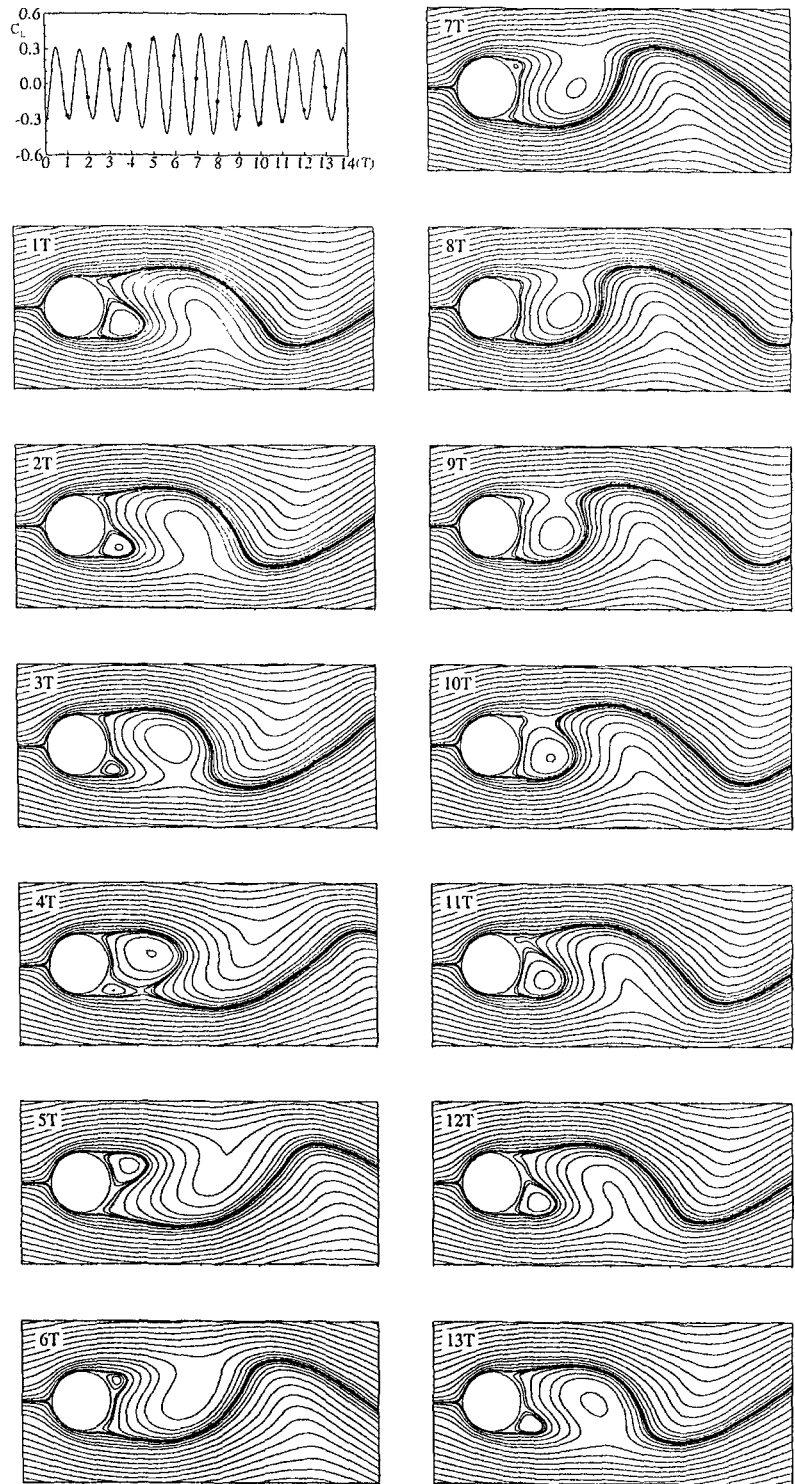


Fig. 1.2.5 $Sf=0.190$ 로 가진할 때의 순간 유선 모양

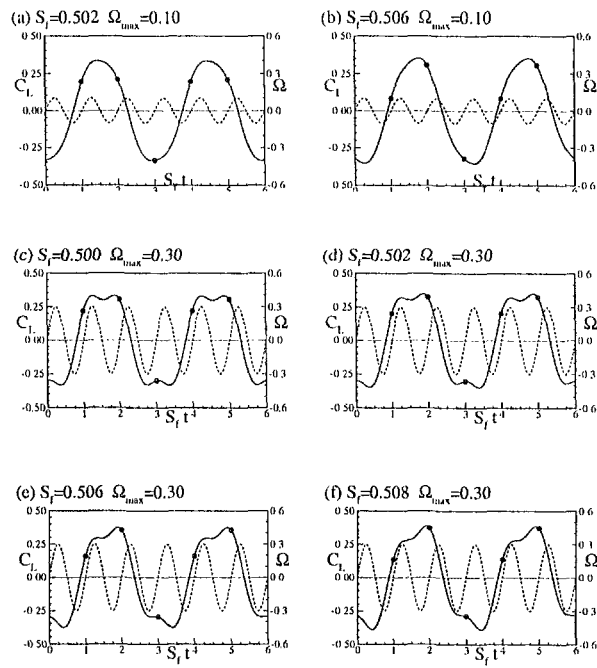


Fig. 1.2.6 3차 고조파 가진에 대한
양력계수의 시간 변화

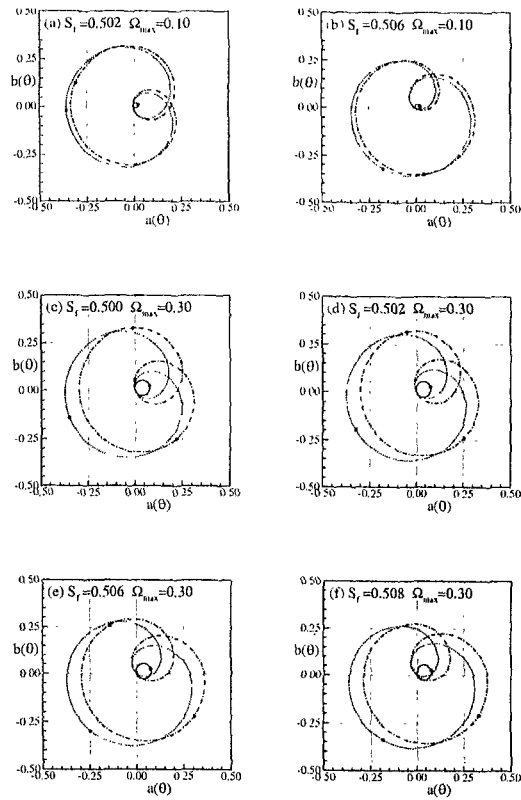


Fig. 1.2.7 3차 고조파 가진에서 주파수 성분의 위상도

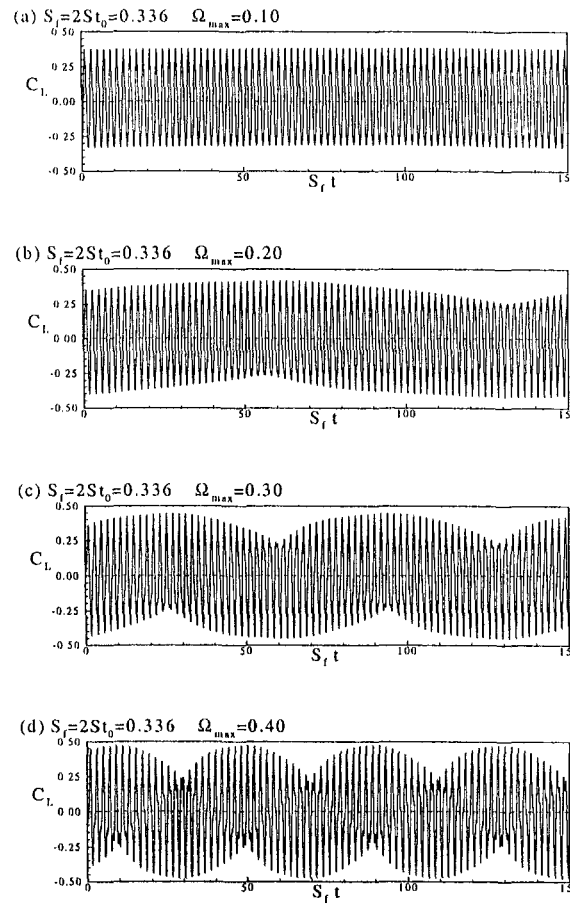


Fig. 1.2.8 2차 고조파 가진에 대한
양력계수의 시간 변화

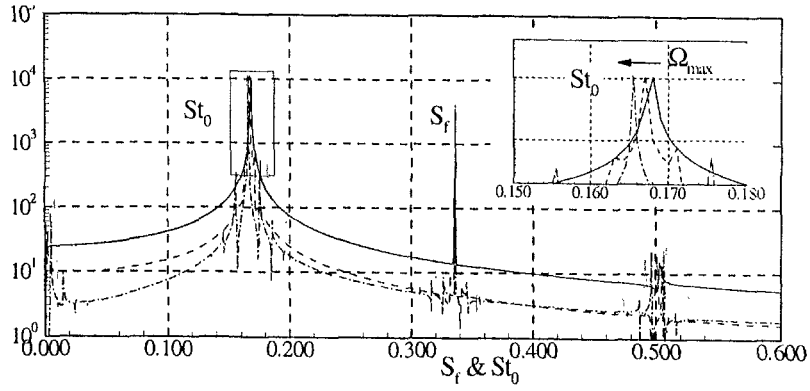


Fig. 1.2.9 2차 고조파 가진에 대한 power spectra

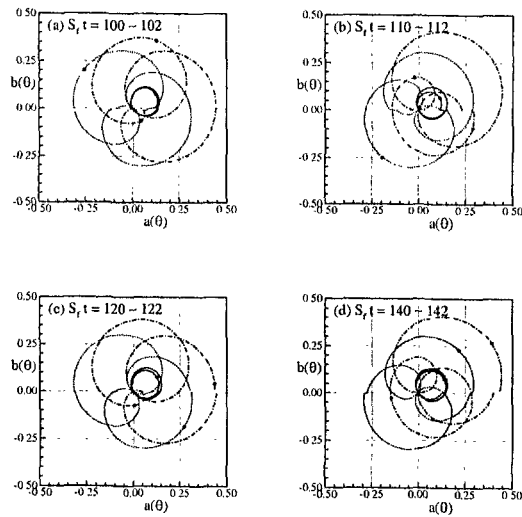


Fig. 1.2.10 2차 고조파 가진에서 주파수 성분의 위상도
($S_f = 0.336$ and $\Omega_{max} = 0.40$)

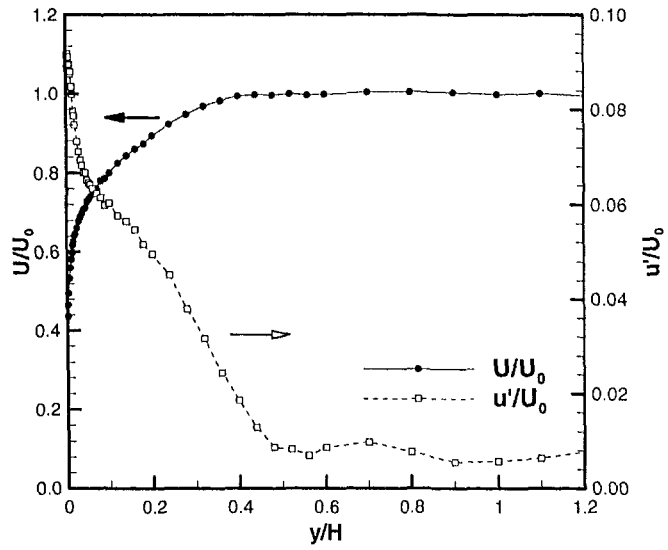


Fig. 1.3.1 입구 경계층

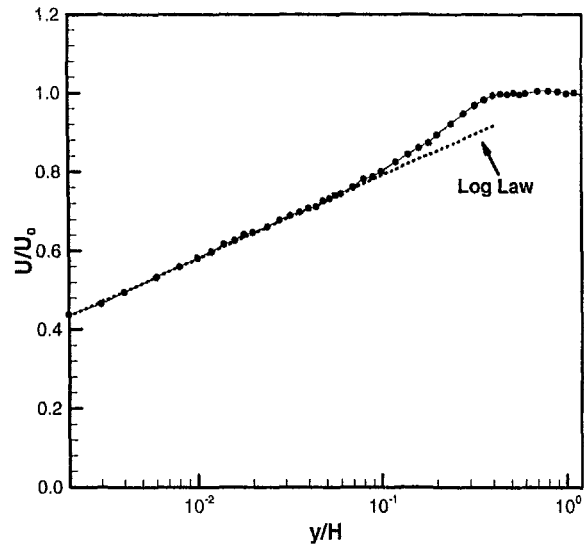


Fig. 1.3.2 입구 경계층의 평균 유속

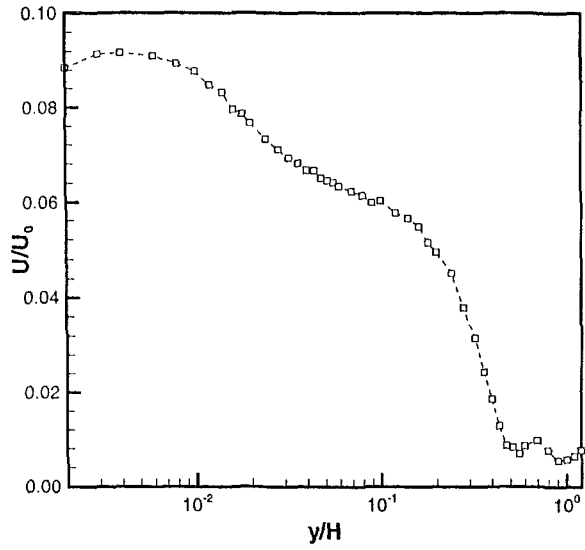


Fig. 1.3.3 입구 경계층의 난류 강도

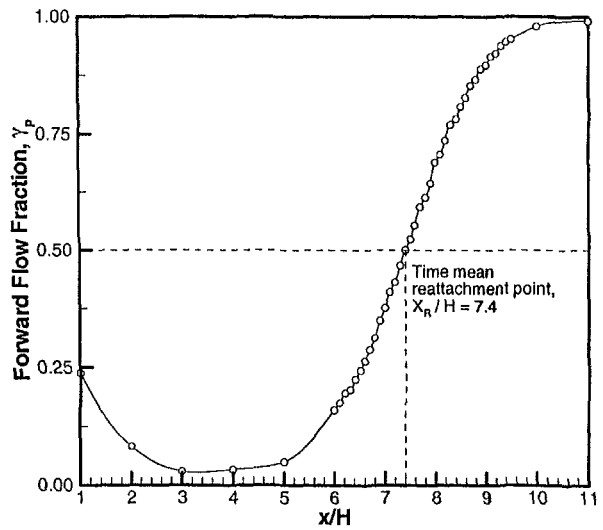


Fig. 1.3.4 정방향 흐름 분율

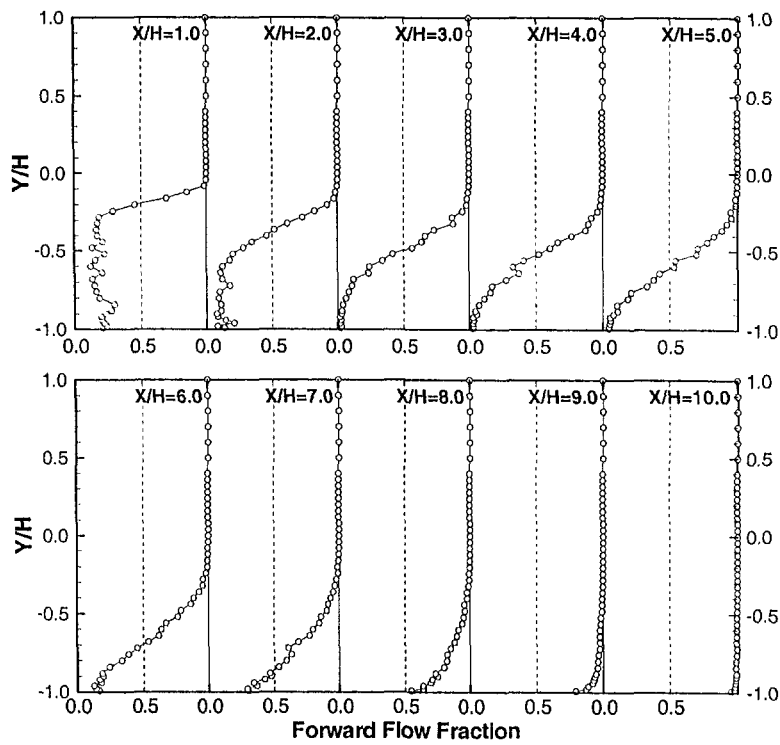


Fig. 1.3.5 정방향 흐름 분율 분포

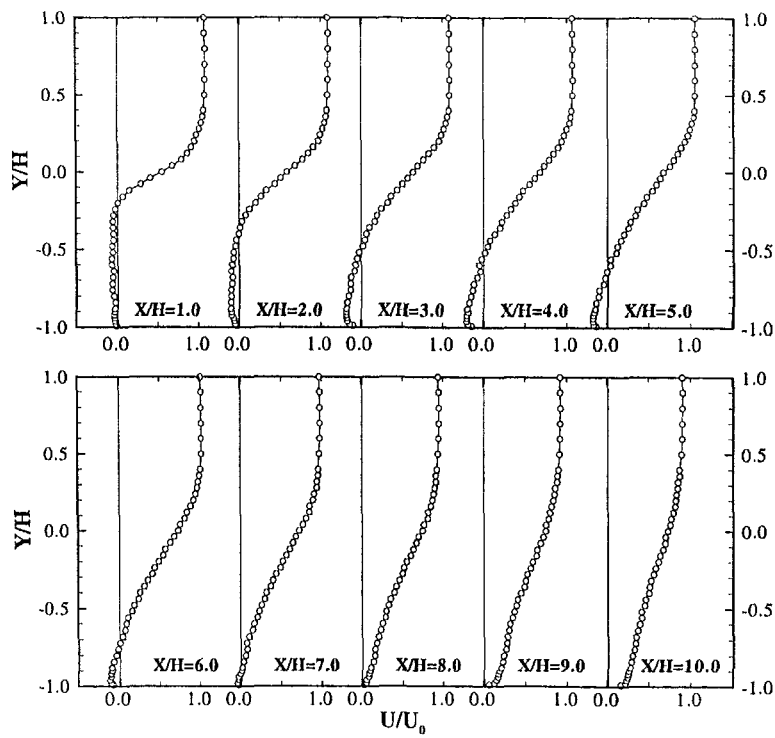


Fig. 1.3.6 흐름방향 평균유속

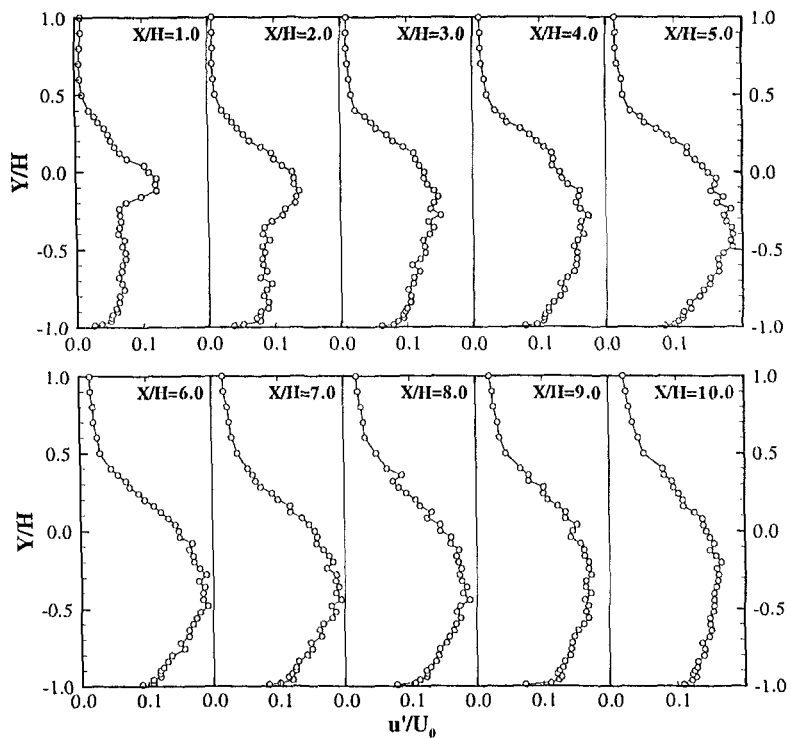


Fig. 1.37 흐름방향 난류강도

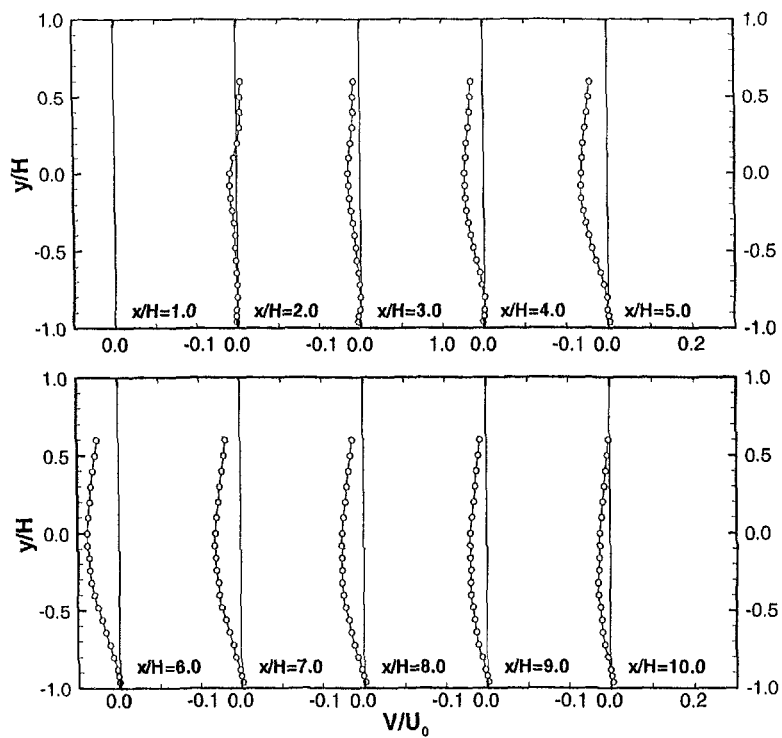


Fig. 1.38 수직방향 평균유속

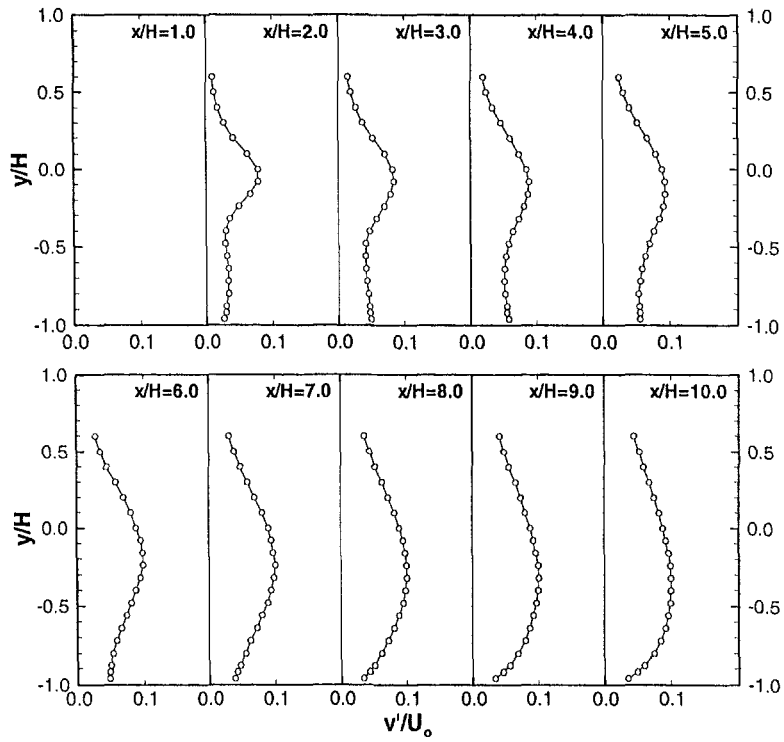


Fig.1.3.9 수직방향 난류강도

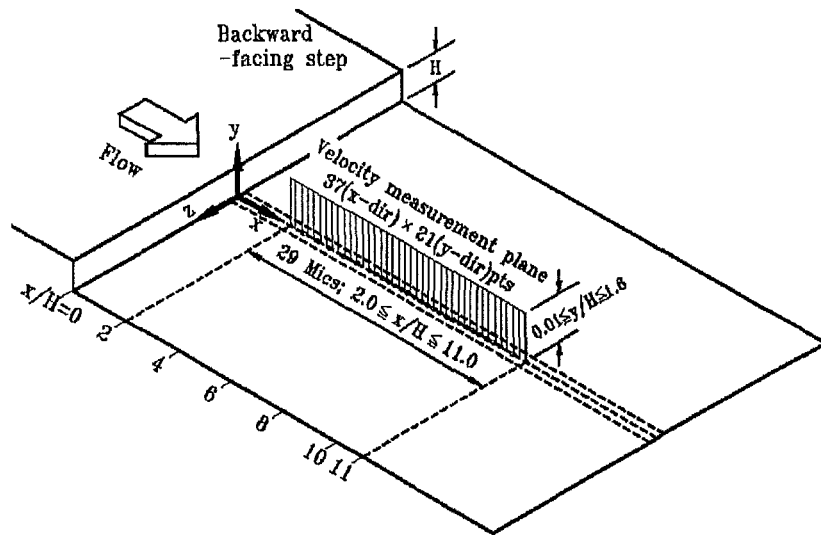


Fig. 1.3.10 후향계단 유동의 압력-속도 동시측정

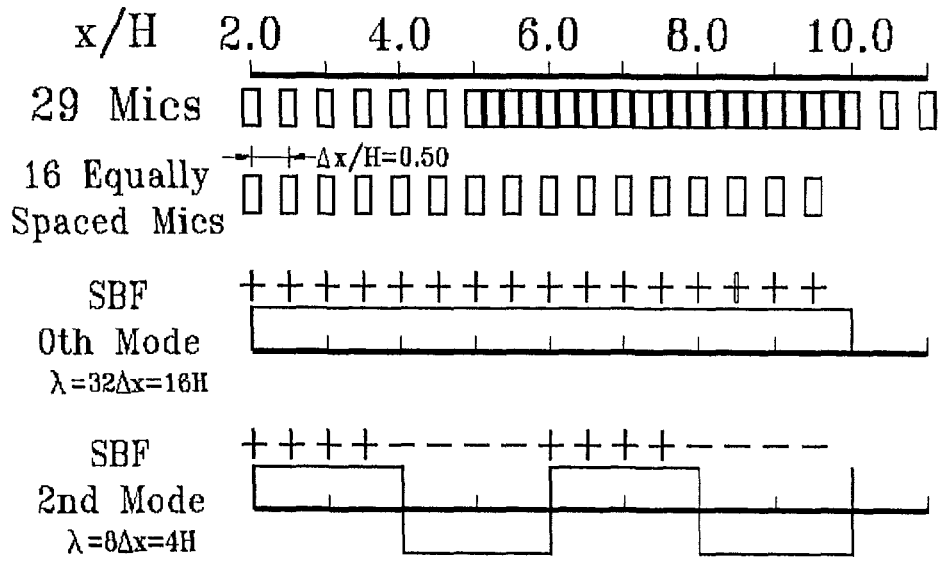


Fig. 1.3.11 공간 필터링 기법

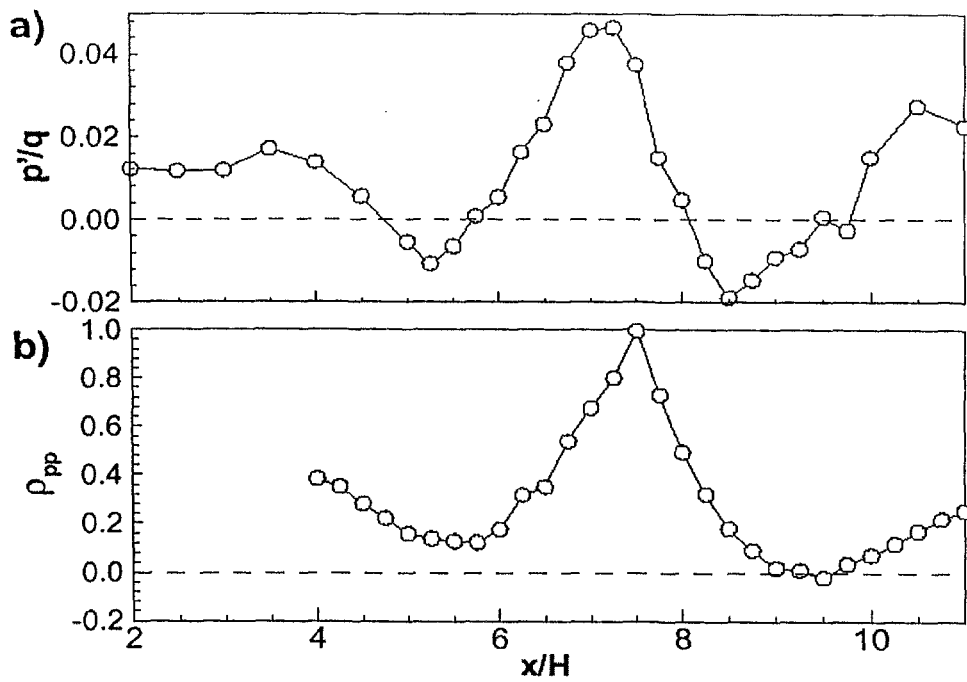


Fig. 1.3.12 조건부 평균된 p'/q 와 ρ_{pp}

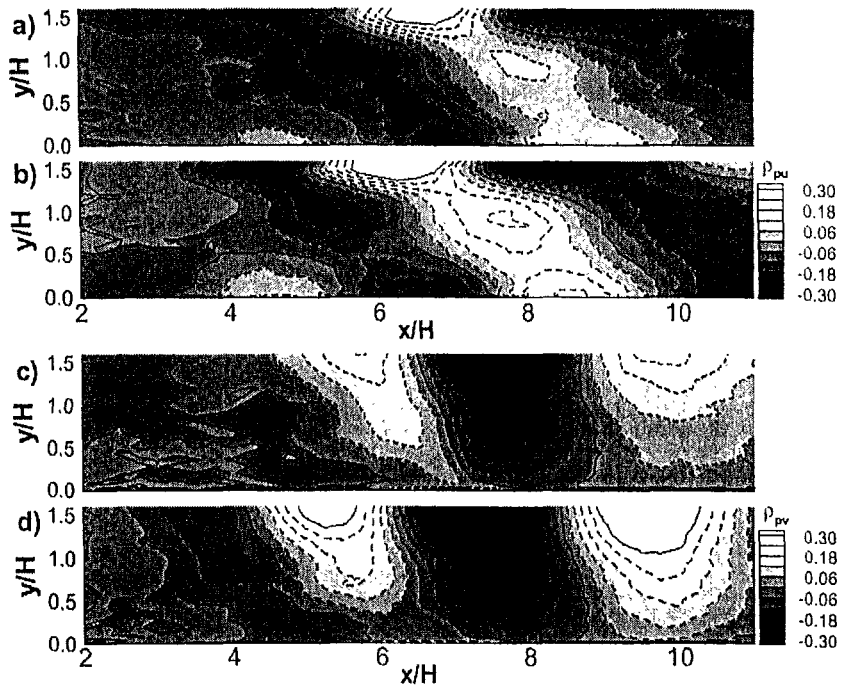


Fig. 1.3.13 압력-속도 상관계수

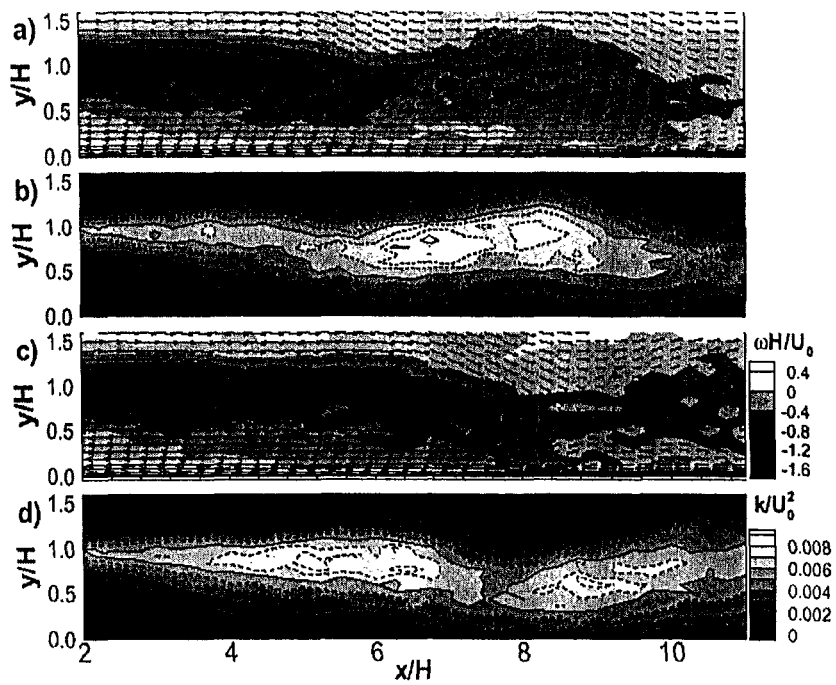


Fig. 1.3.14 조건부 평균한 유동장

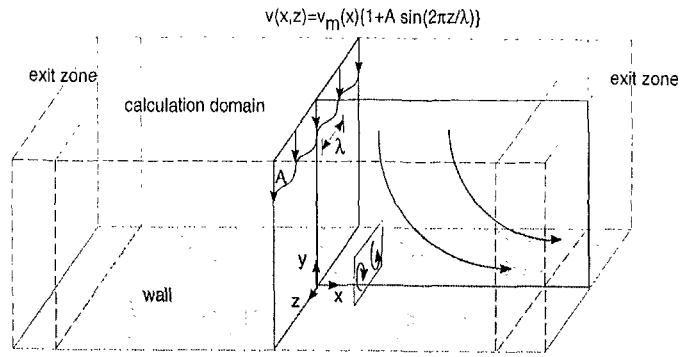


Fig. 1.4.1 수치계산영역 개략도.

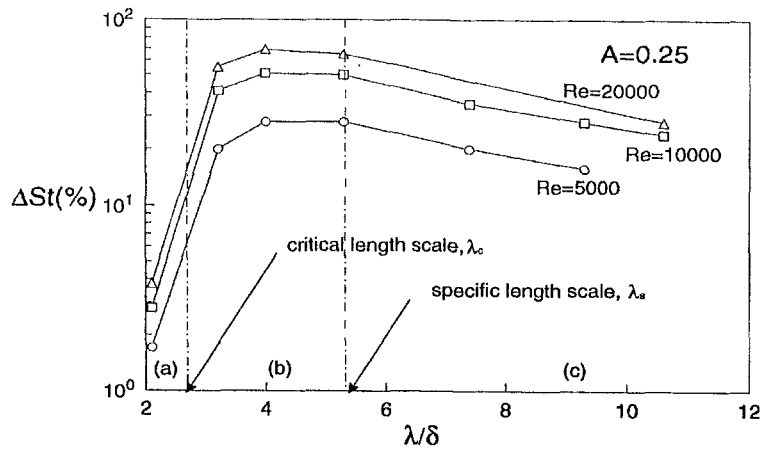


Fig. 1.4.2 $\overline{\Delta St}$ 의 λ/δ 에 대한 변화

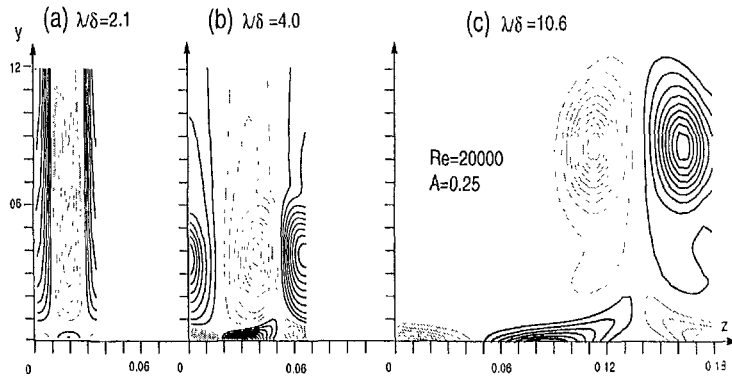


Fig. 1.4.3 3영역에서의 ω_x 변화.

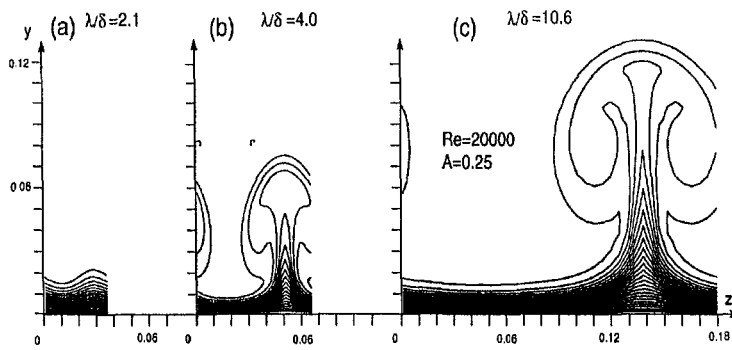


Fig. 1.4.4 3영역에서의 온도장 변화.

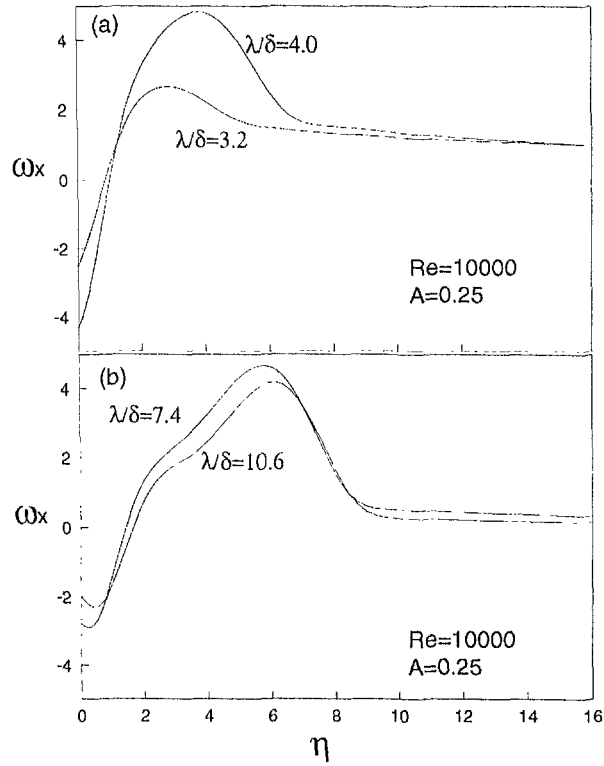


Fig. 1.4.5 "attached amplifying" 영역(a)과 "detached amplifying" 영역(b)에서의 ω_x 의 η 에 대한 변화.

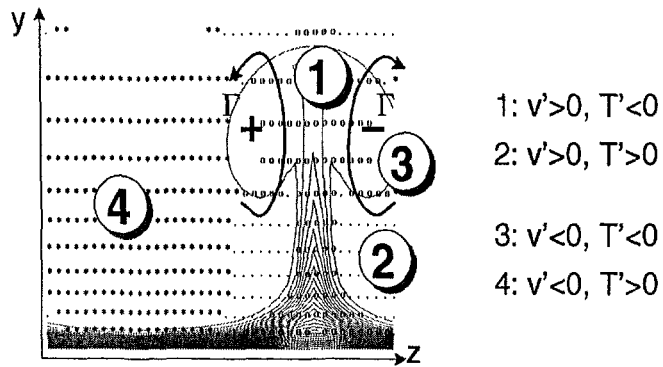


Fig. 1.4.6 유동장과 온도장의 4가지 영역.

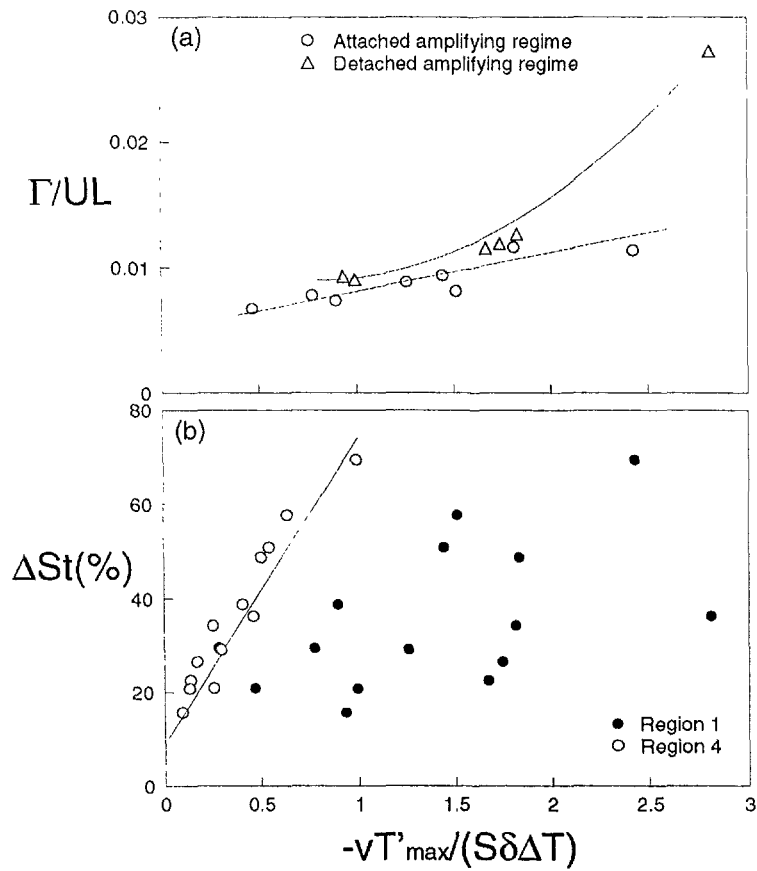


Fig. 1.4.7 (a) circulation Γ 와 $-v'T_{\max}/S\delta\Delta T$ 의 영역1에서의 관계. (b) ΔSt 와 $-v'T_{\max}/S\delta\Delta T$ 의 영역1과 영역4에서의 관계.

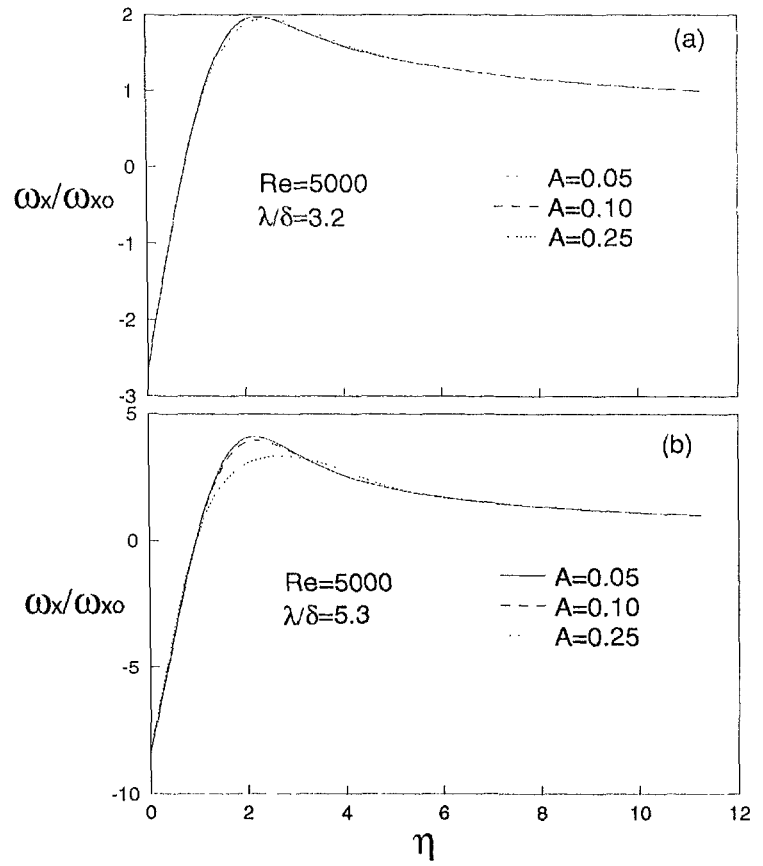


Fig. 1.4.8 2가지 길이척도에 대한 입구유동강도 A 의 주방향속도 ω_x 에 대한 영향.

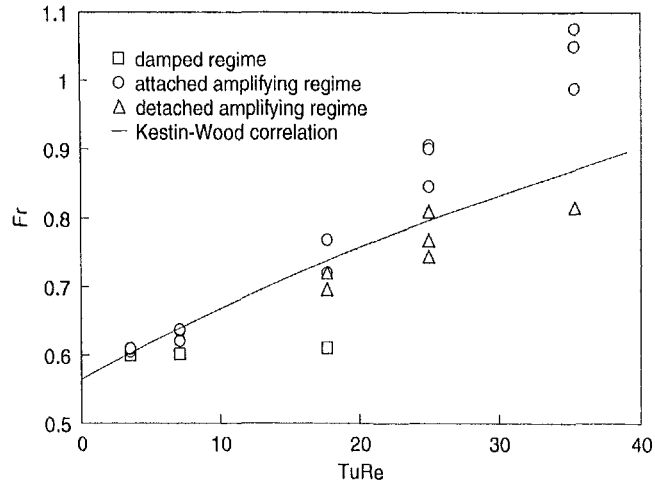


Fig. 1.4.9 본 연구 결과의 Kestin과 Wood의 상관함수에 대한 적용 결과. 가로축은 $Tu\sqrt{Re}$ 를 의미.

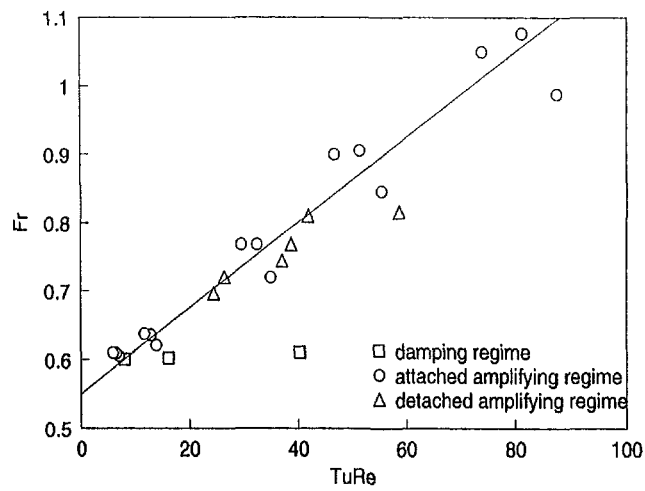


Fig. 1.4.10 입구유동 길이척도를 고려한 상관함수의 본 연구 결과에 대한 적용. 가로축은

$$A\sqrt{Re}(\lambda/L)^{-\frac{1}{3}} \text{를 의미함.}$$

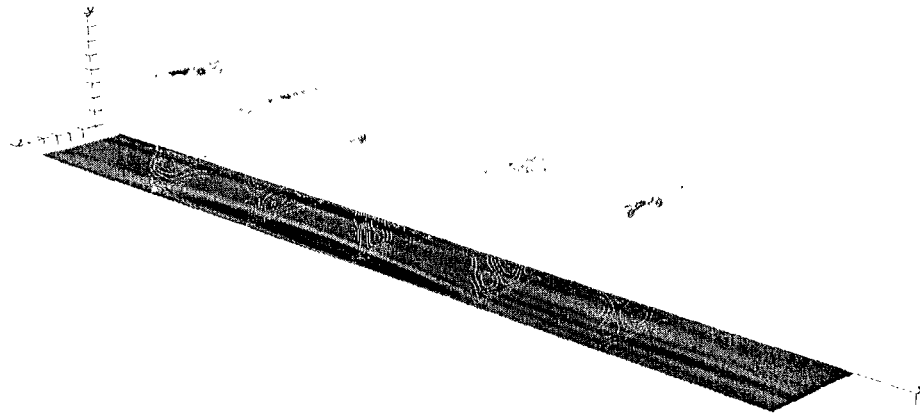


Fig. 1.4.11 $y-z$ 평면의 ω_x 와 벽면 열전달 (DNS 결과).



Fig. 1.4.12 method 2에 의한 입구 난류.

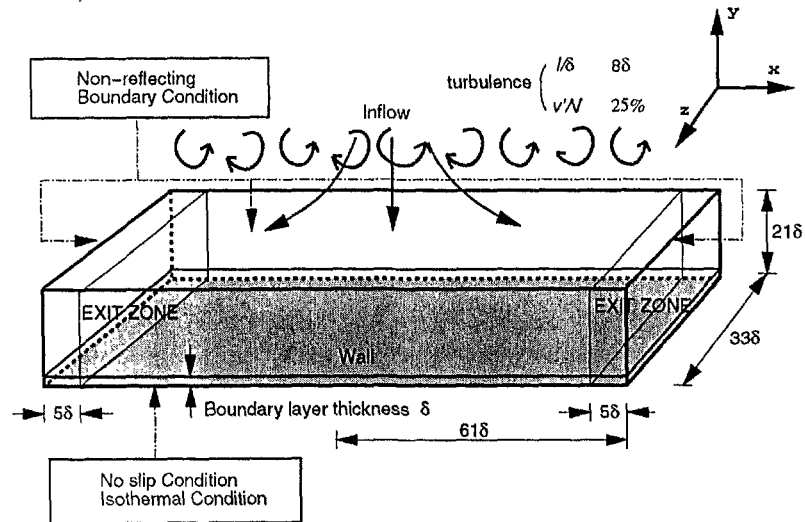


Fig. 1.4.13 직접수치모사 계산영역.

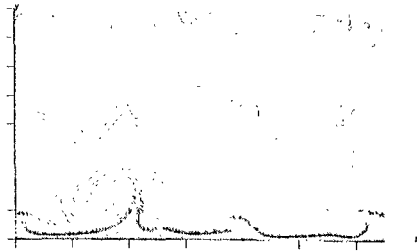


Fig. 1.4.14 ω_x 의
 $y-z$ 평면에서의 contours.
 (DNS 결과).

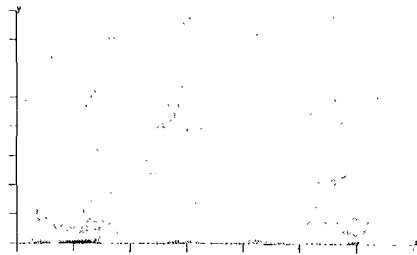


Fig. 1.4.15 온도장의
 $y-z$ 평면에서의 contours.
 (DNS 결과).

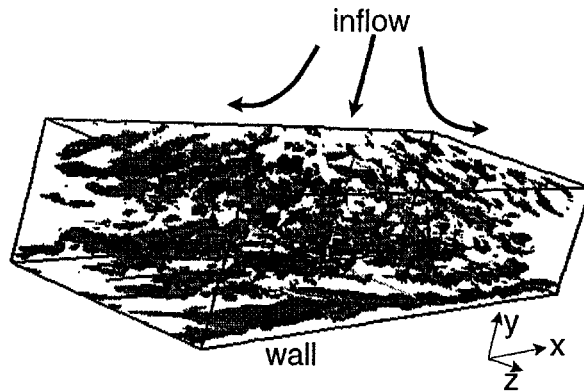


Fig. 1.4.16 ω_x 의 surface contours (DNS
 결과).

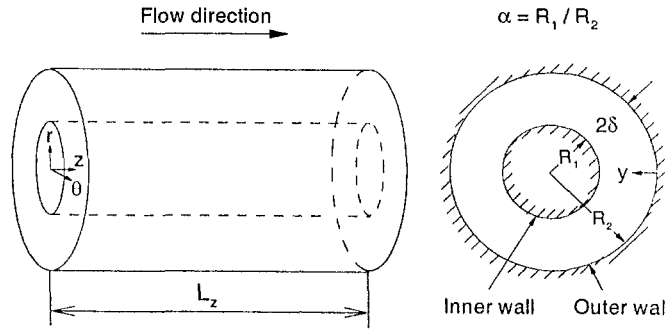


Fig. 1.5.1 계산 영역 개략도.

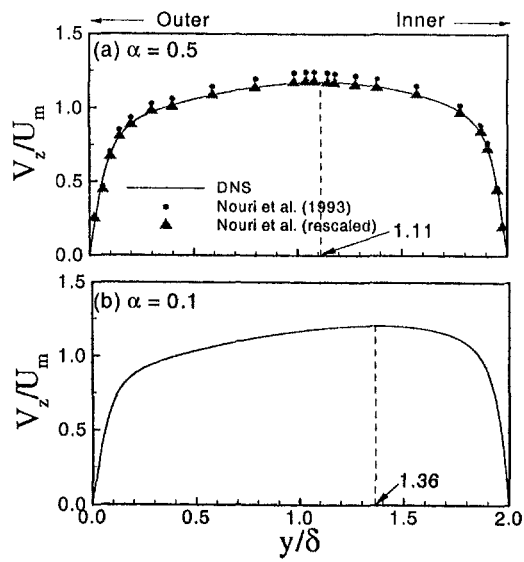


Fig. 1.5.2 평균 속도 분포.

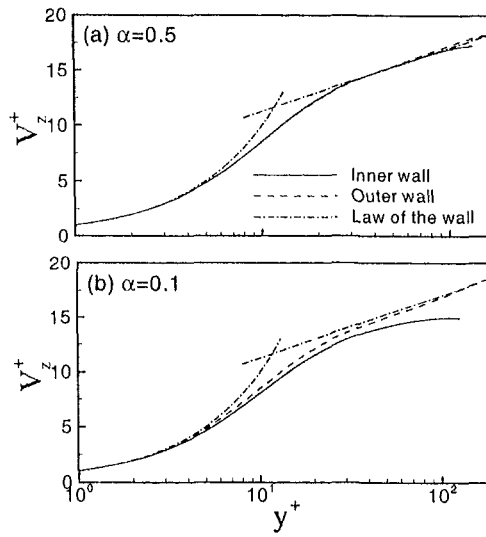


Fig. 1.5.3 마찰 속도 (Friction velocity)로 무차원화된 평균 속도 분포.

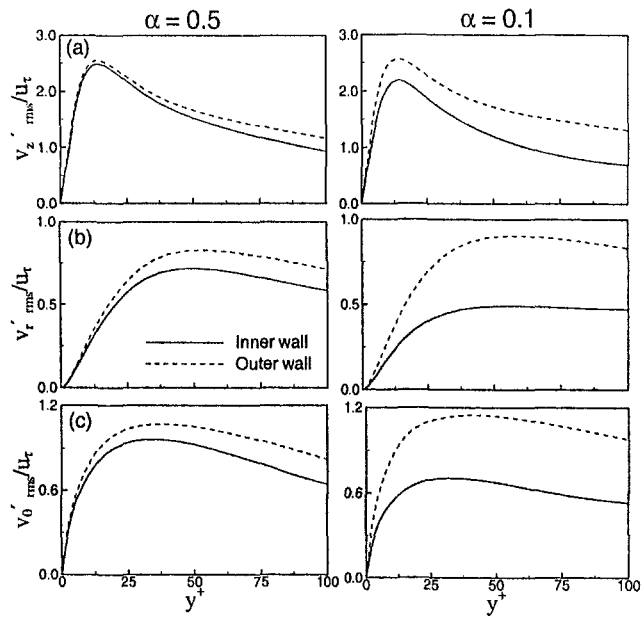


Fig. 1.5.4 속도 섭동량 rms 분포.

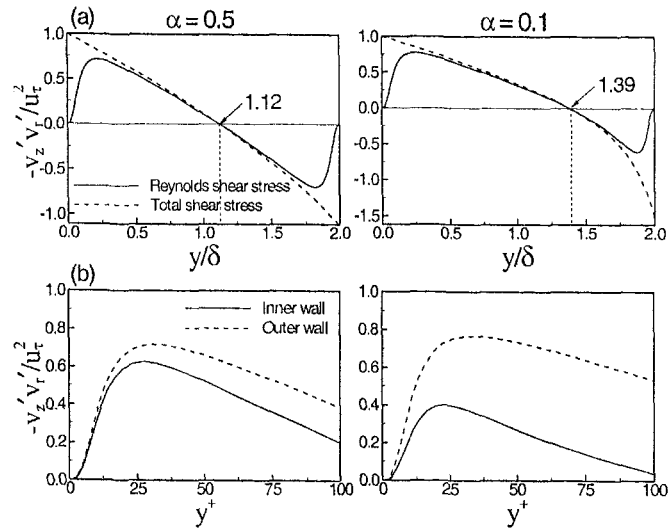


Fig. 1.5.5 레이놀즈 응력과 전체 전단 응력 분포

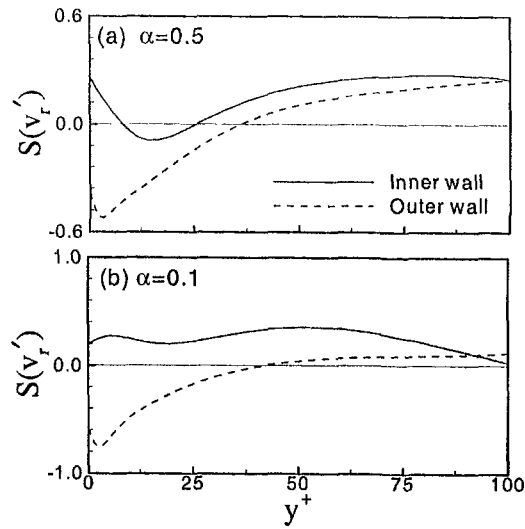


Fig. 1.5.6 속도 섭동량의 비대칭도 (Skewness) 분포.

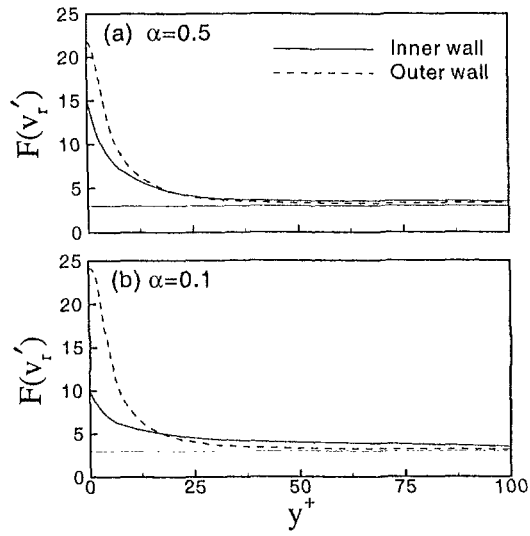


Fig. 1.5.7 속도 섭동량의 편평도 (Flatness) 분포.

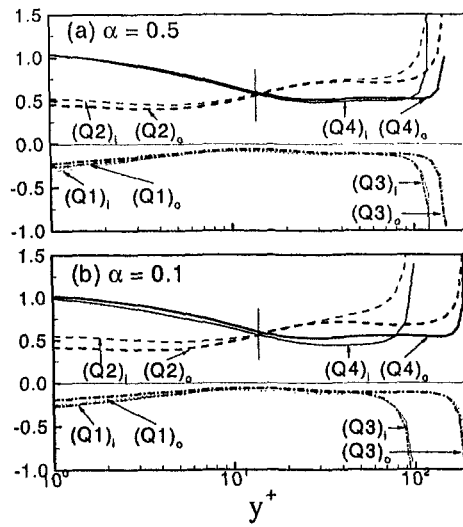


Fig. 1.5.8 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석 (Quadrant analysis).

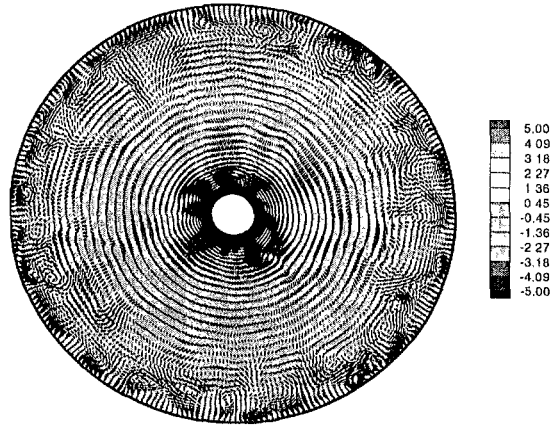


Fig. 1.5.9 순간적인 레이놀즈
응력과 속도 벡터의 분포.

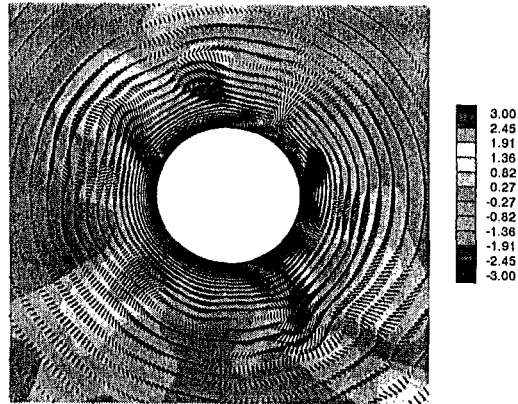


Fig. 1.5.10 순간적인 레이놀즈
응력과 속도 벡터의 분포 (안쪽 벽면
부분 확대).

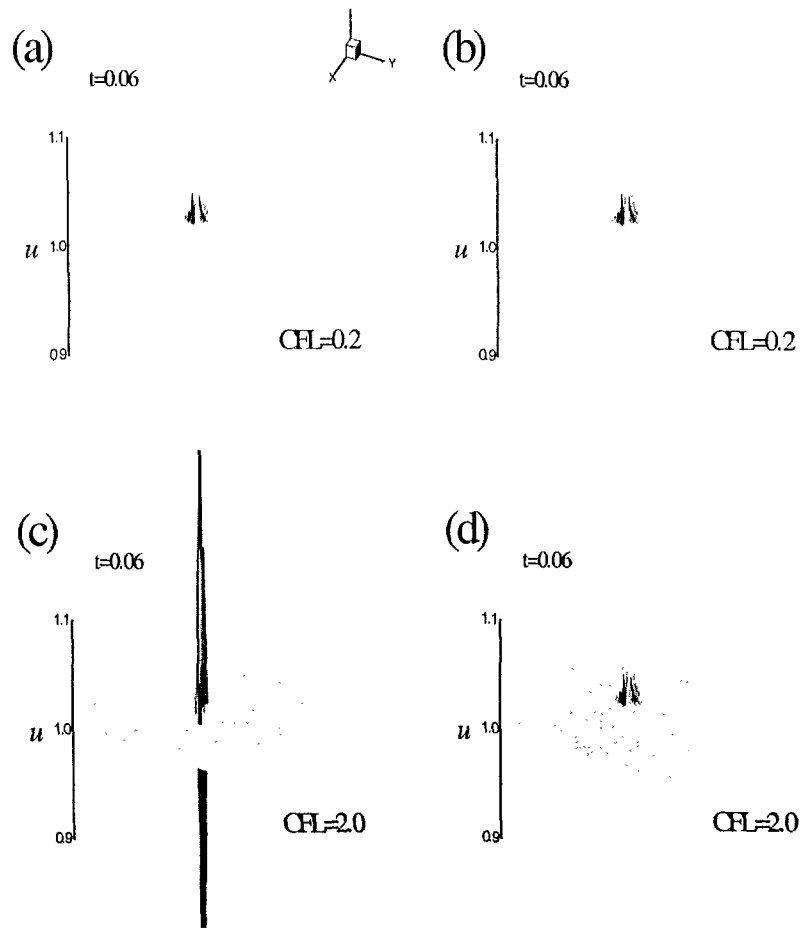


Fig. 2.1.1 초기 작은 교란의 효과, 2차 Adams-Bashforth method : (a) and (c), 본 수치 방법 : (b) and (d).

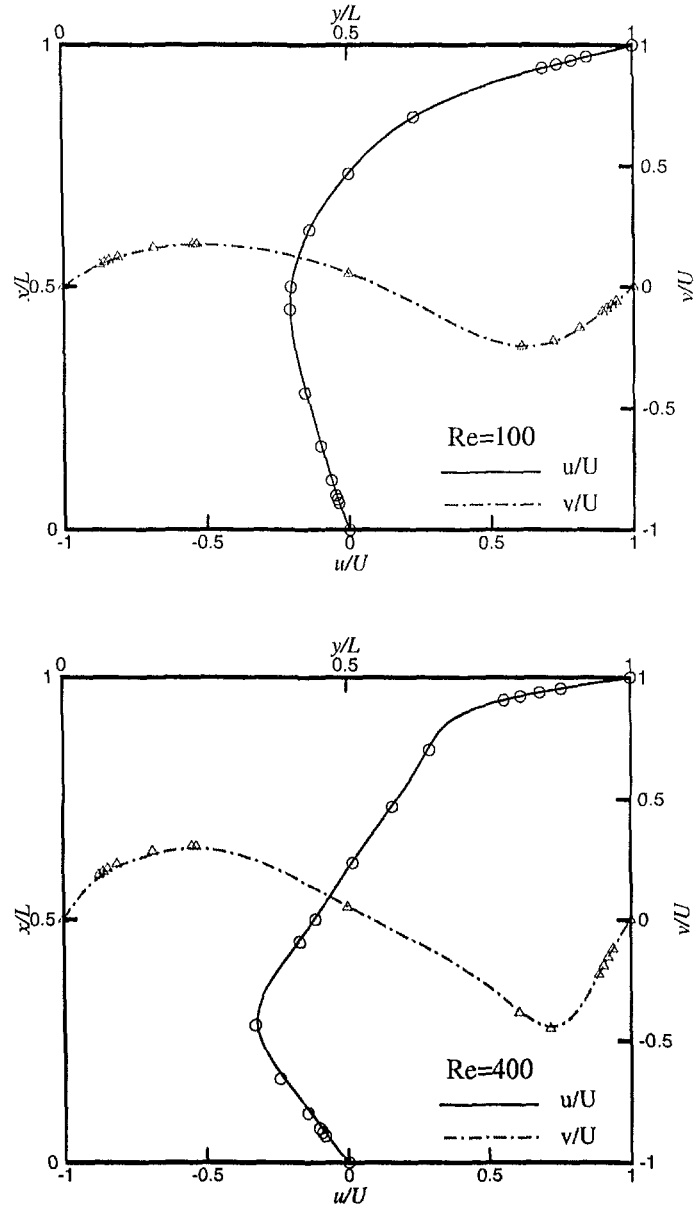


Fig. 2.1.2 정상상태에 도달한 경우 중심선에서의 속도 분포 ($Re=100$, $Re=400$)

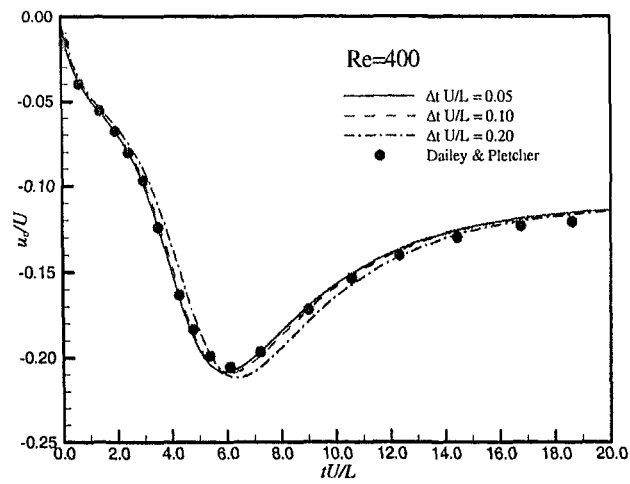
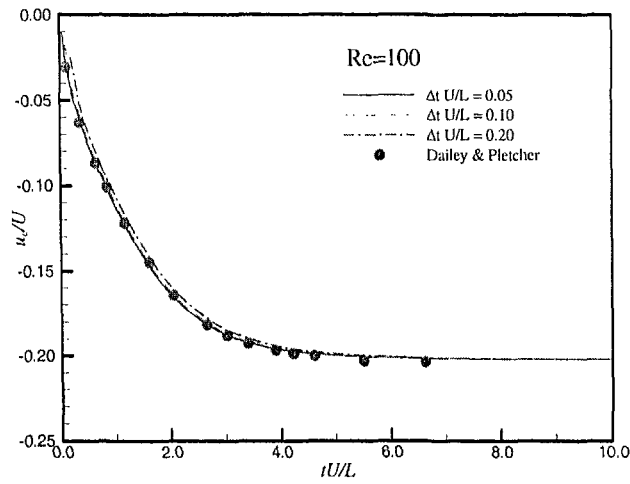


Fig. 2.1.3 계산시간간격에 따른 중심에서의 u 속도의 시간에 따른 변화

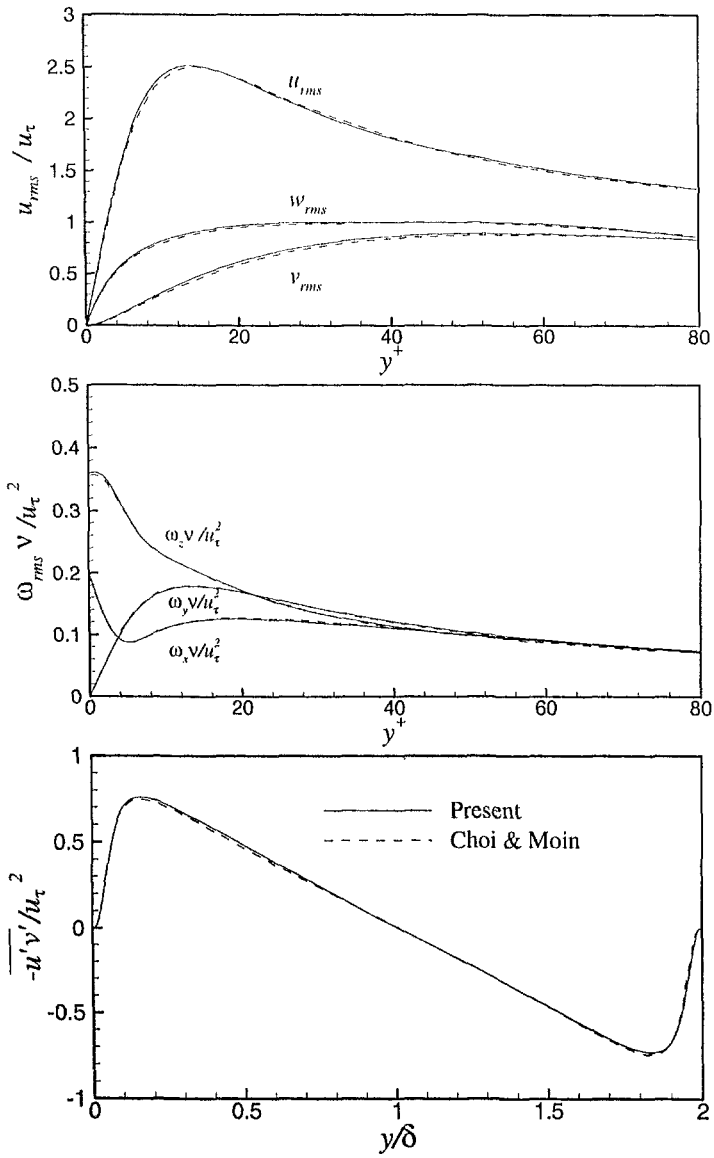


Fig. 2.1.4 본 수치방법으로 얻어진 난류 통계량과 기존 문헌의 계산결과와의 비교

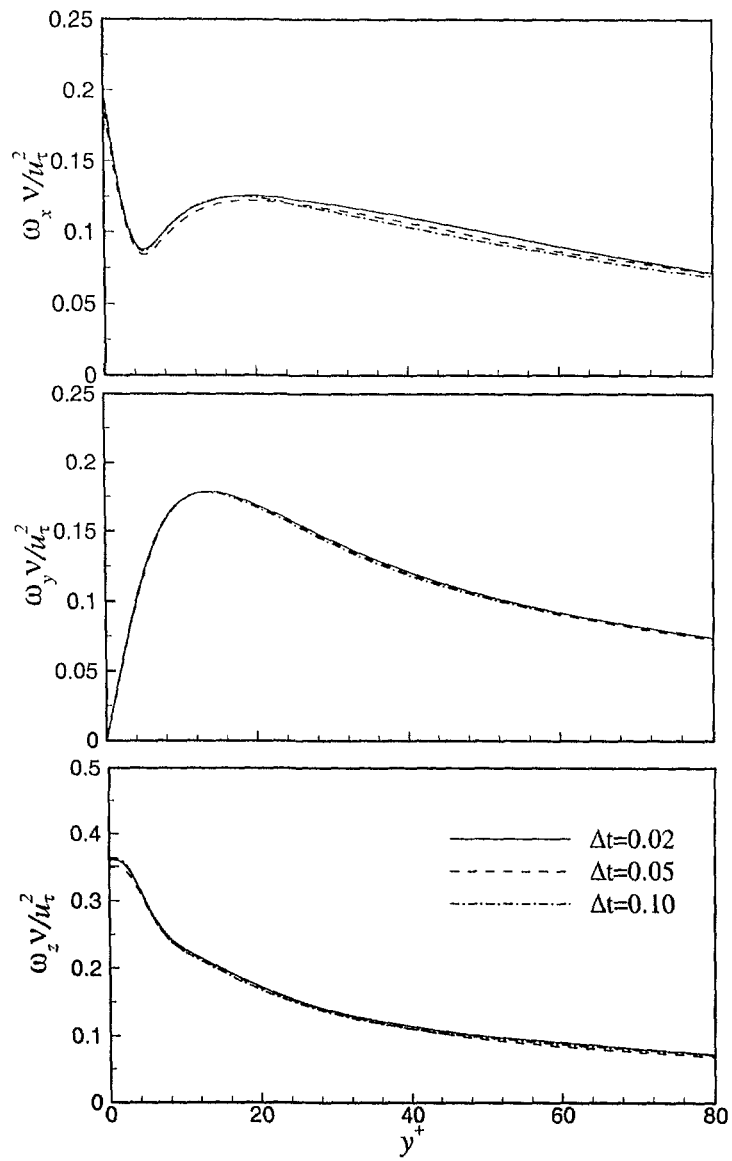


Fig. 2.1.5 와도섭동량의 근제곱평균에 대한 계산시간 간격의 영향

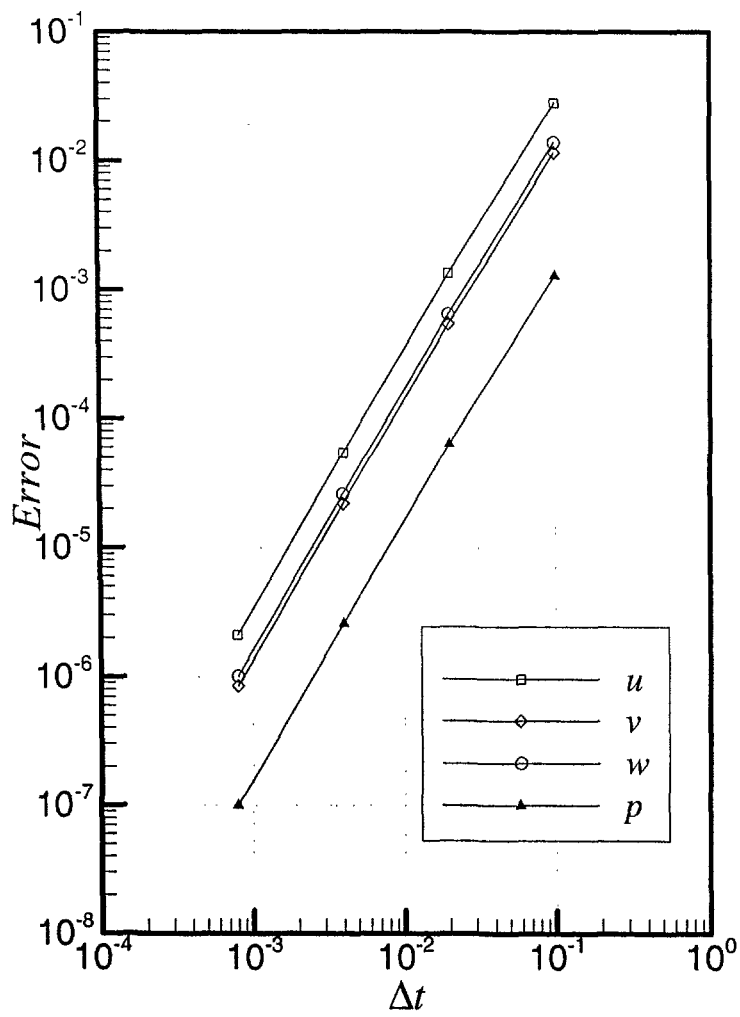


Fig. 2.1.6 계산시간간격에 따른 속도성분과 압력의 오차의 거동

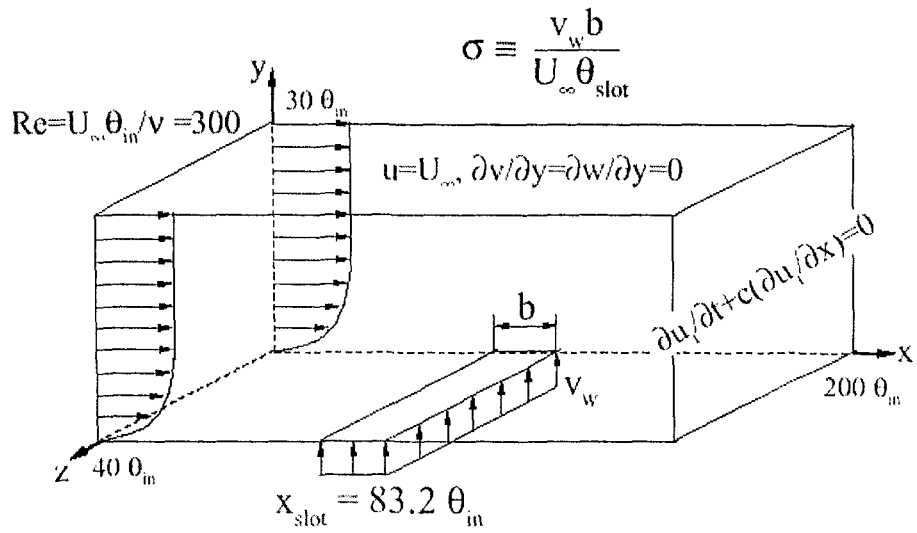


Fig. 2.1.7 계산 영역의 개략도와 경계조건

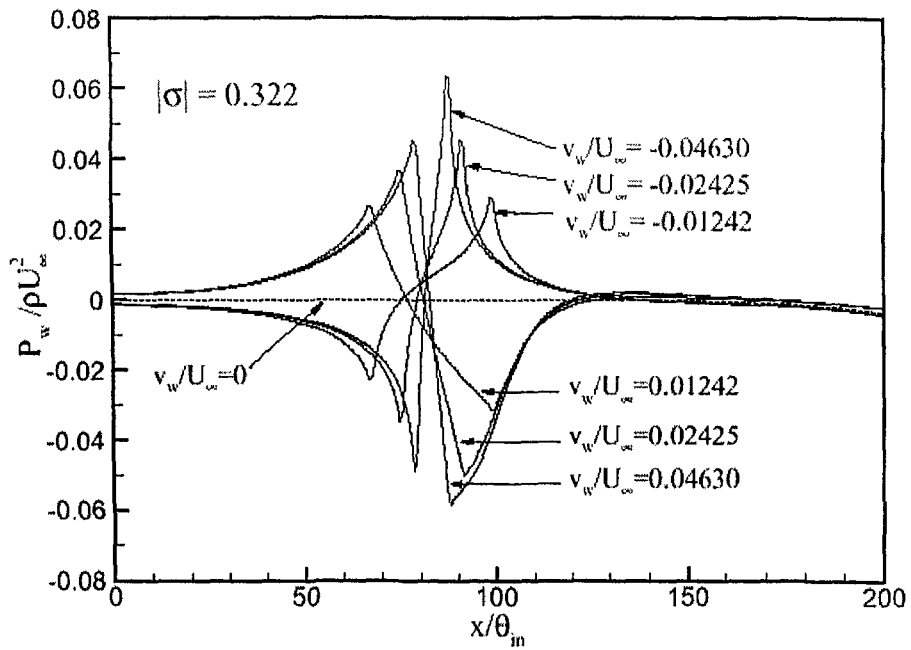


Fig. 2.1.8 흡입/분사의 영향으로 인한 벽면 평균 압력 값의 변화

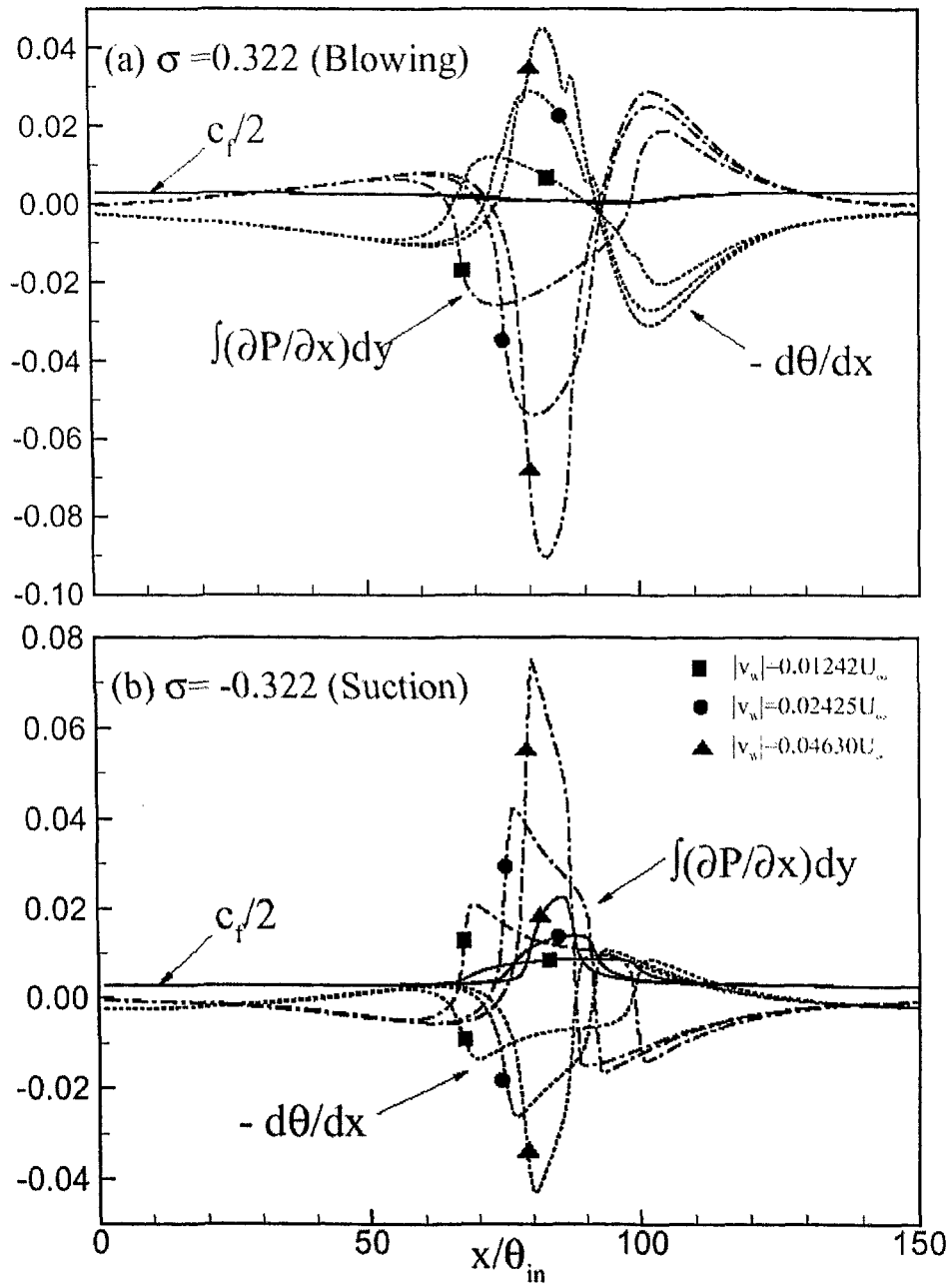


Fig. 2.1.9 흡입/분사가 가해진 경우 적분된 운동량방정식의 각 항의 변화

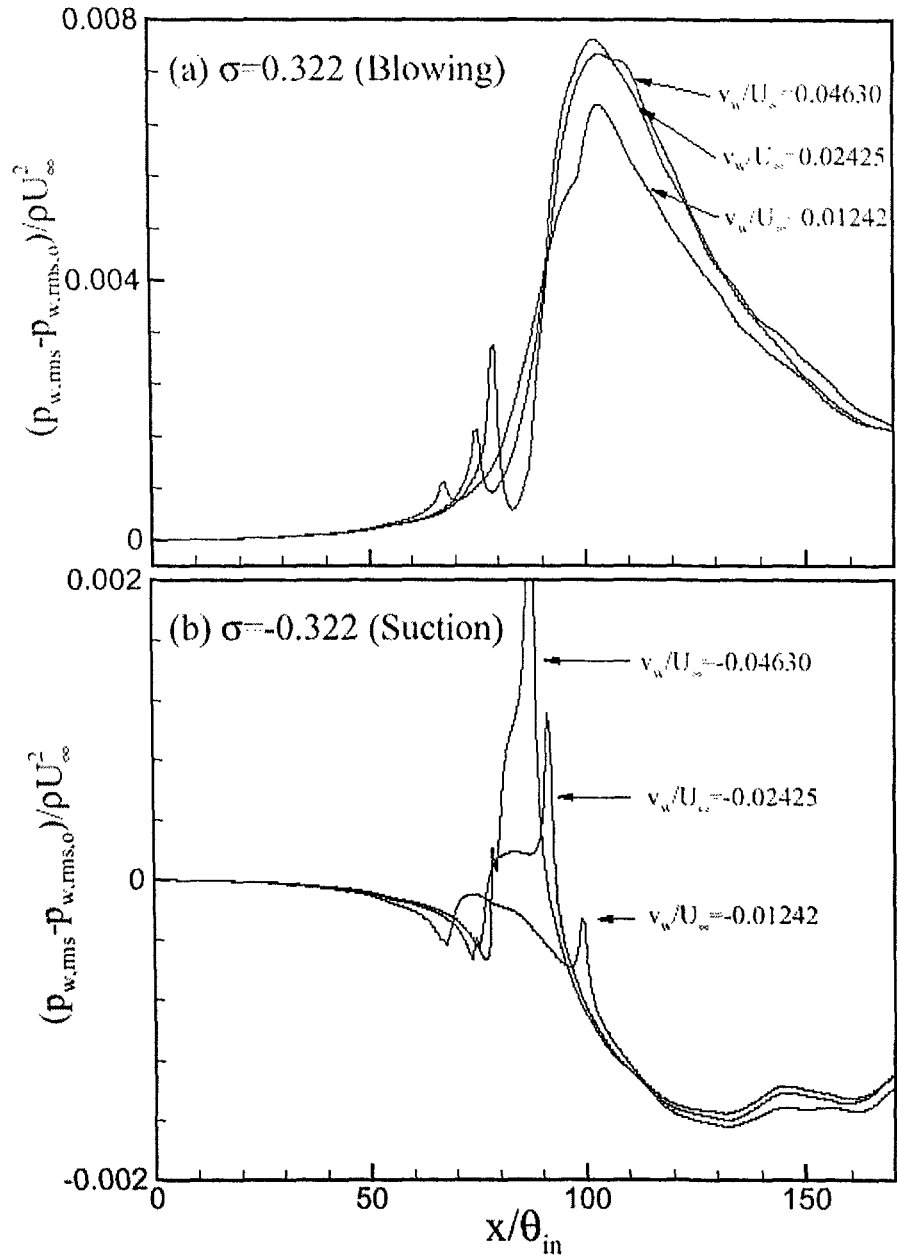


Fig. 2.1.10 흡입과 분사가 가해질 경우 벽면압력장의 근제곱평균 분포

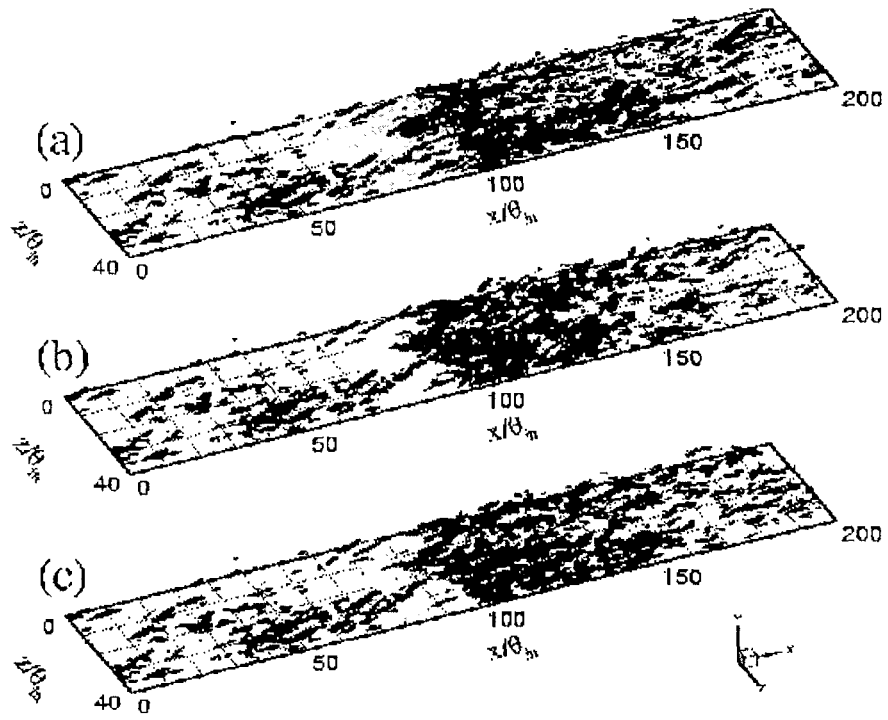


Fig. 2.1.11 지속적인 국소 분사가 가해진 경우의 주방향 와도의 등표면

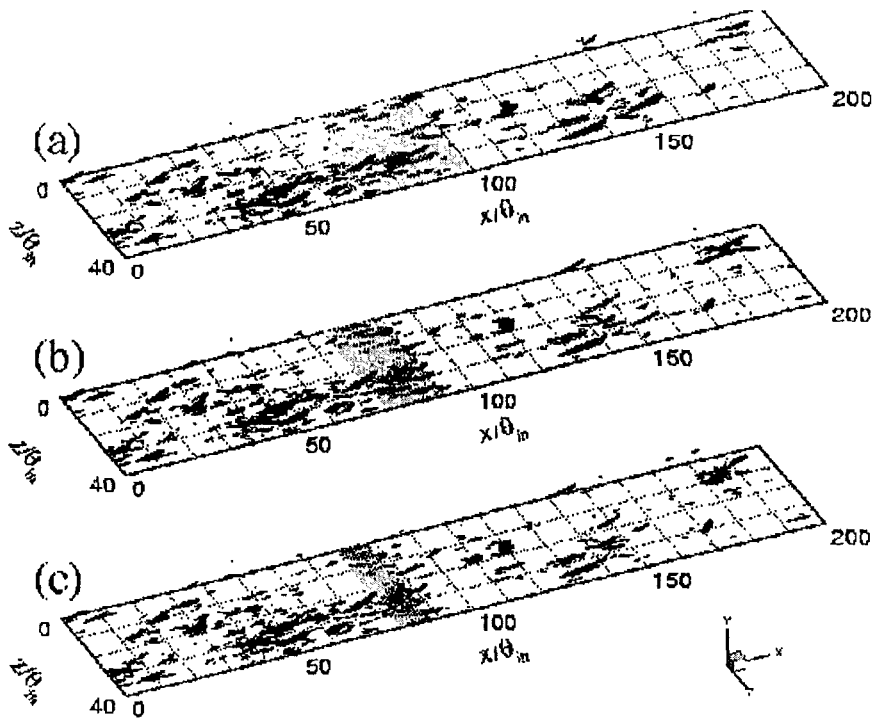


Fig. 2.1.12 지속적인 국소 흡입이 가해진 경우의 주방향 와도의 등표면

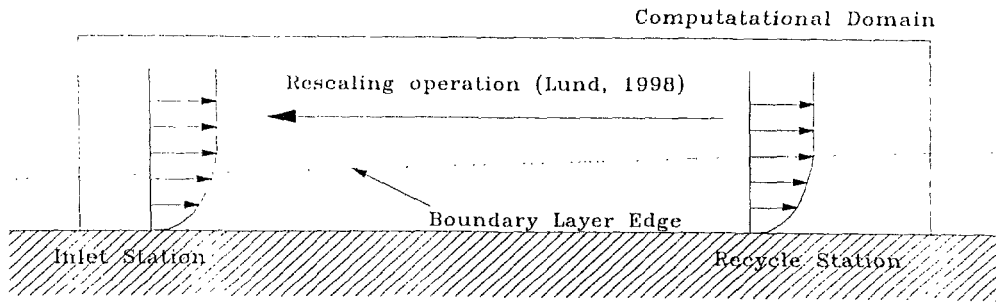


Fig. 2.2.1 입구 경계조건 생성 개략도

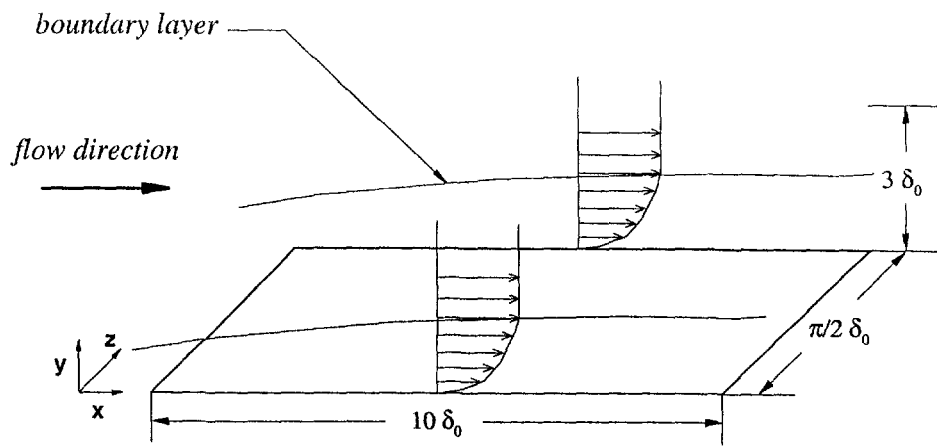


Fig. 2.2.2 입구 경계조건 생성 개략도

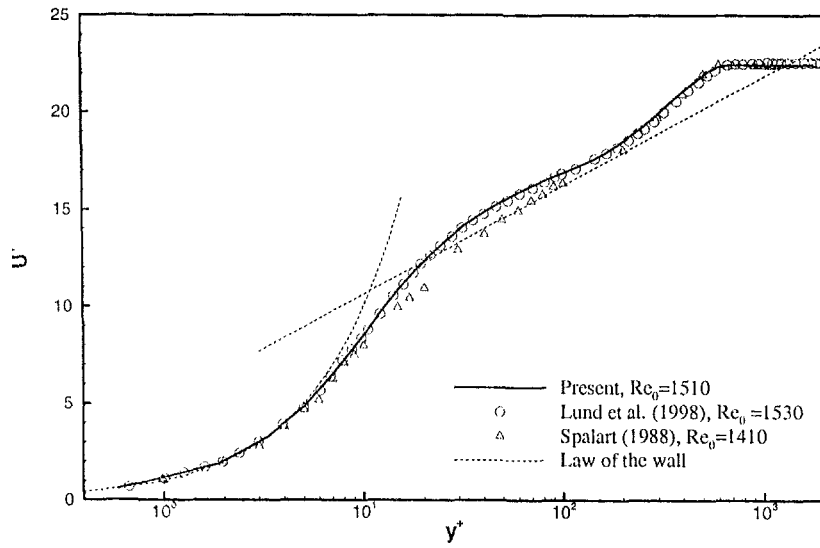


Fig. 2.2.3 평균유선방향 속도분포

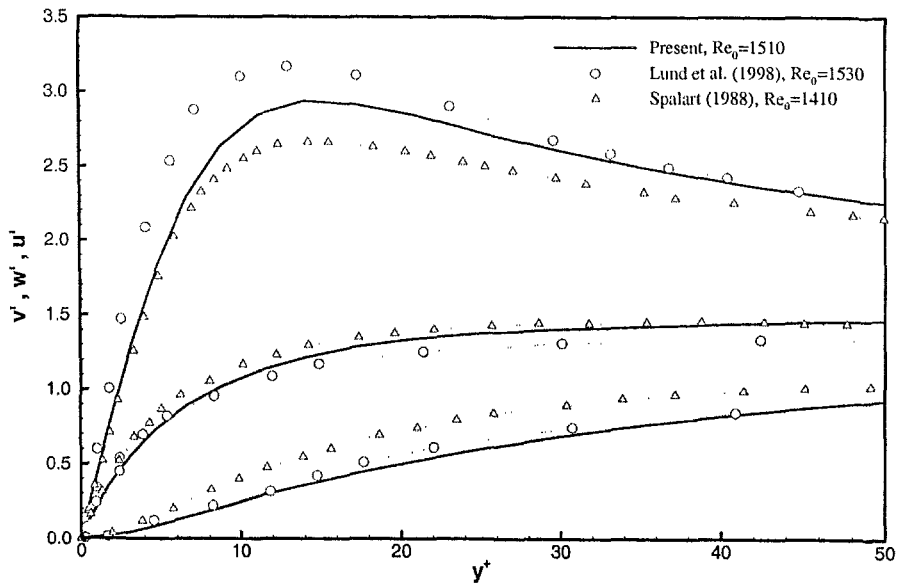


Fig. 2.2.4 난류 강도

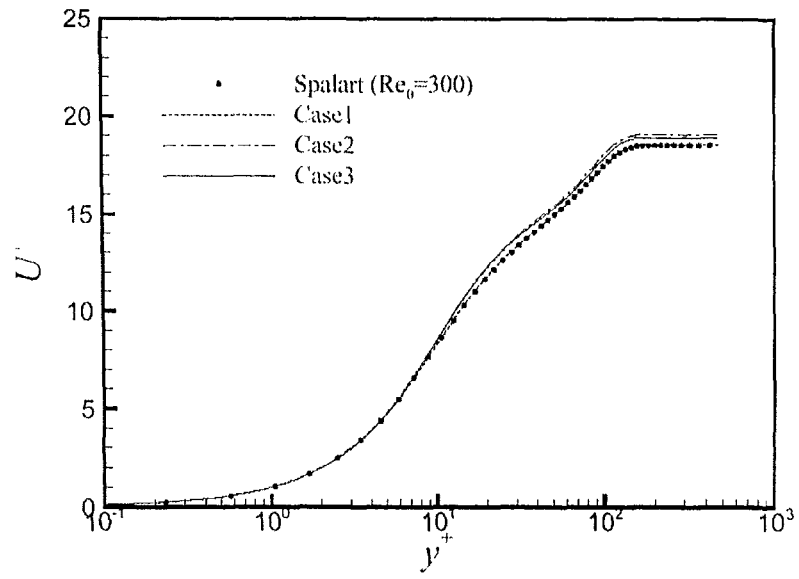


Fig. 2.2.5 평균유선방향 속도분포

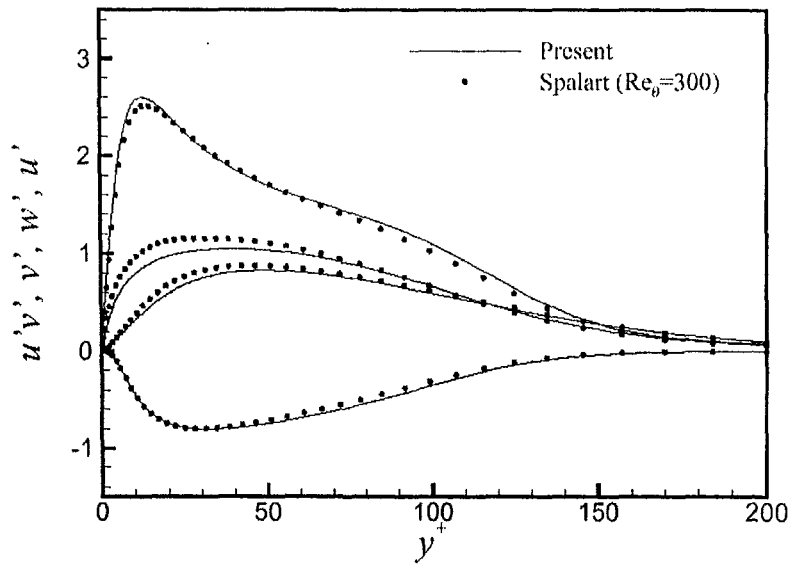


Fig. 2.2.6 난류 강도

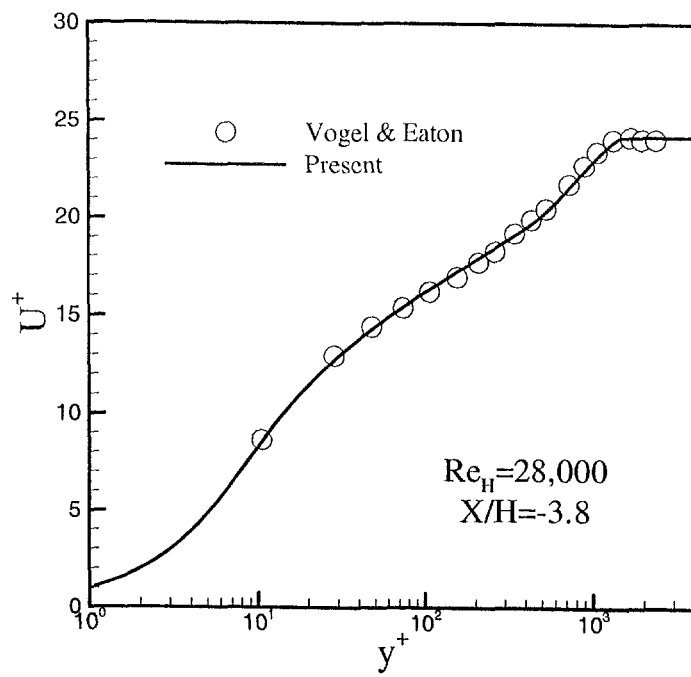


Fig. 2.2.7 후향계단 유동에서의 입구 유동

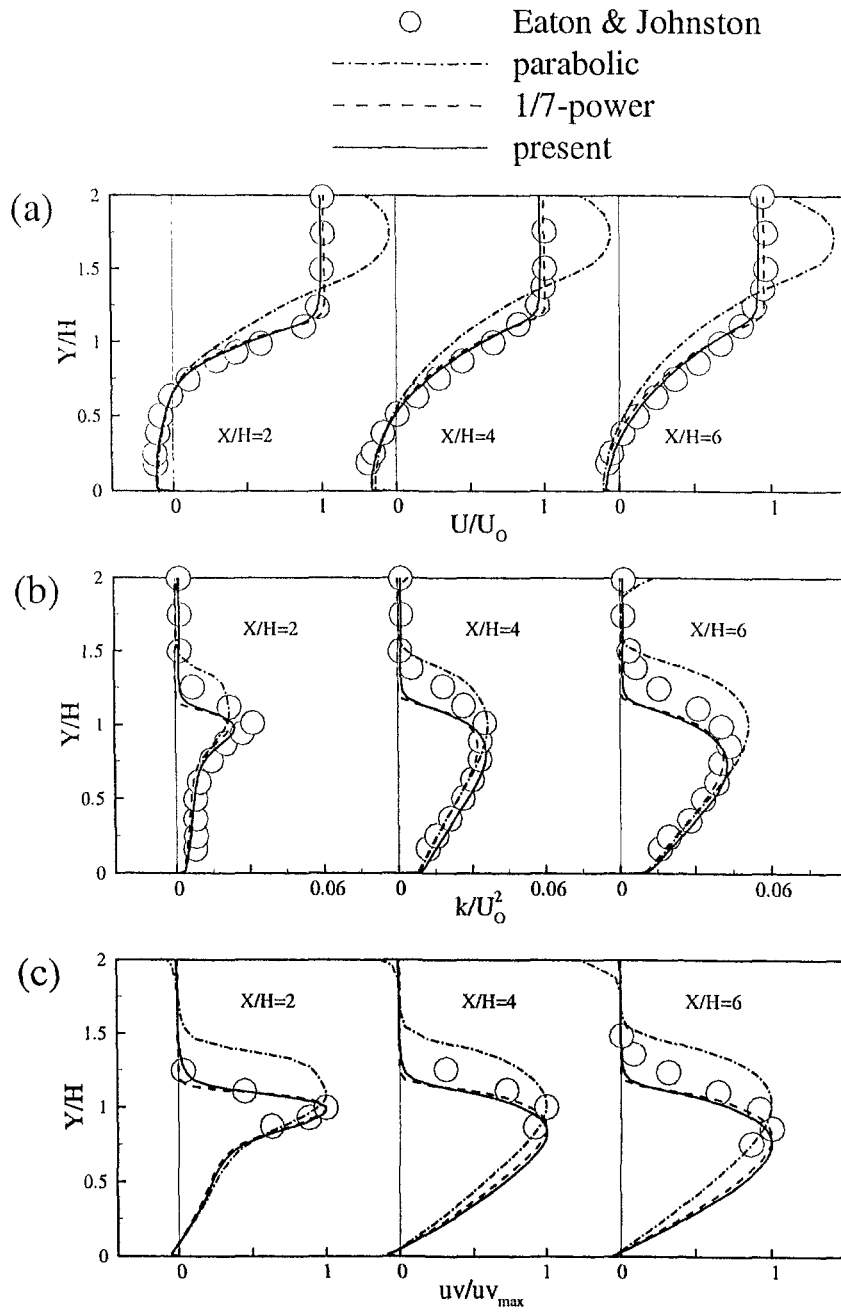


Fig. 2.2.8 실험결과와의 비교: (a) 평균속도분포; (b) 난류 운동에너지; (c) 레이놀즈 응력.

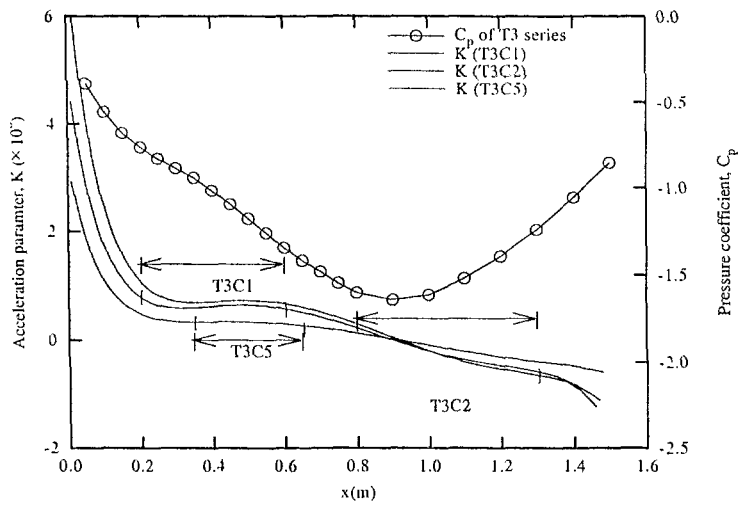


Fig. 2.3.1 압력 계수와 순압력 계수 분포 곡선

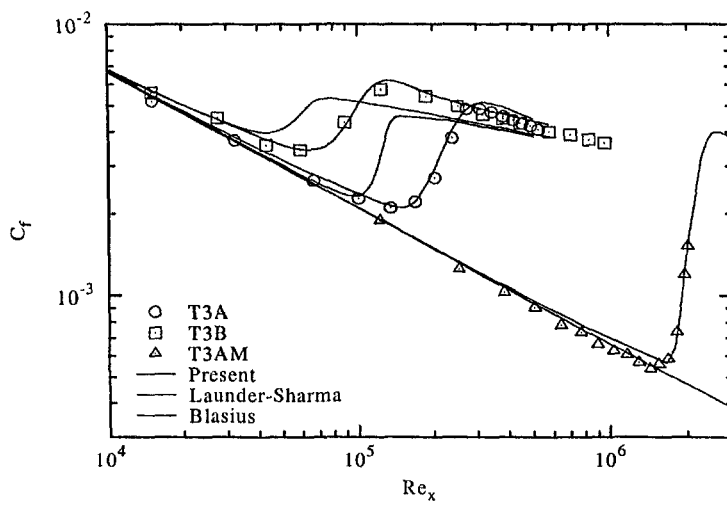


Fig. 2.3.2 압력구배가 없을때의 표면마찰계수 분포

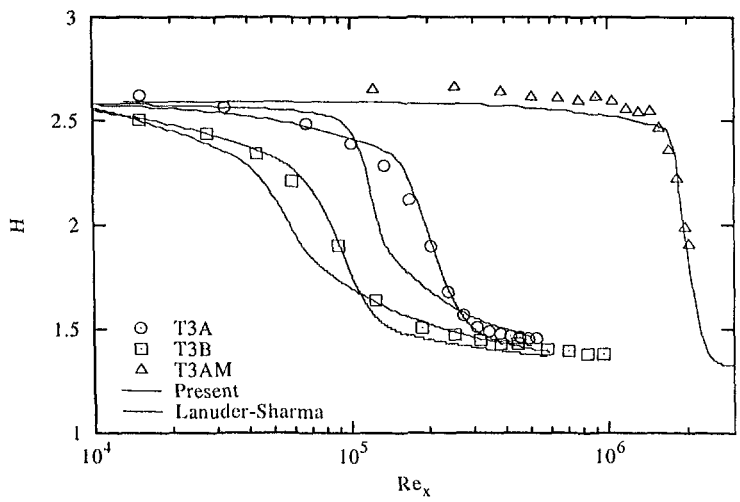
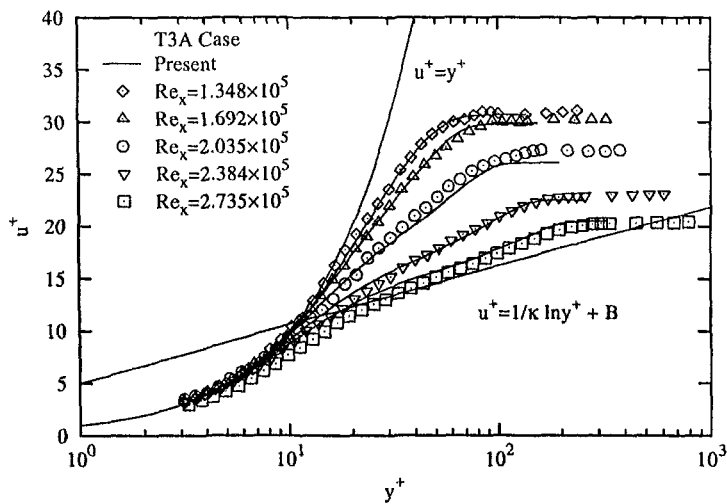
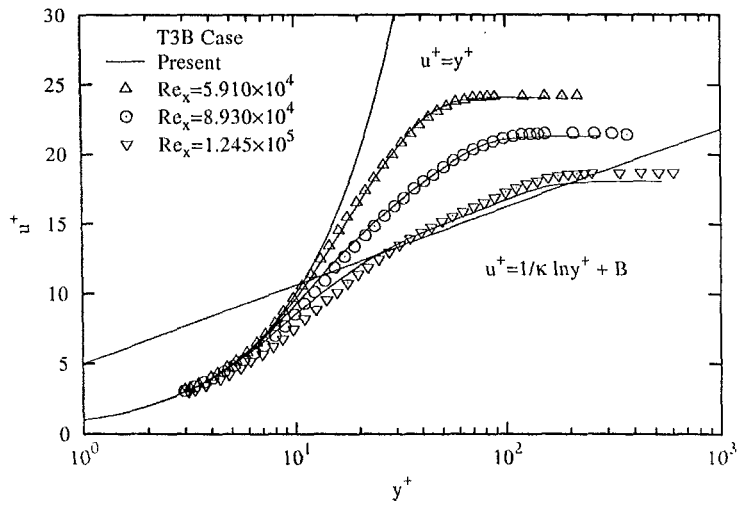


Fig. 2.3.3 압력구배가 없을때의 형상계수 분포

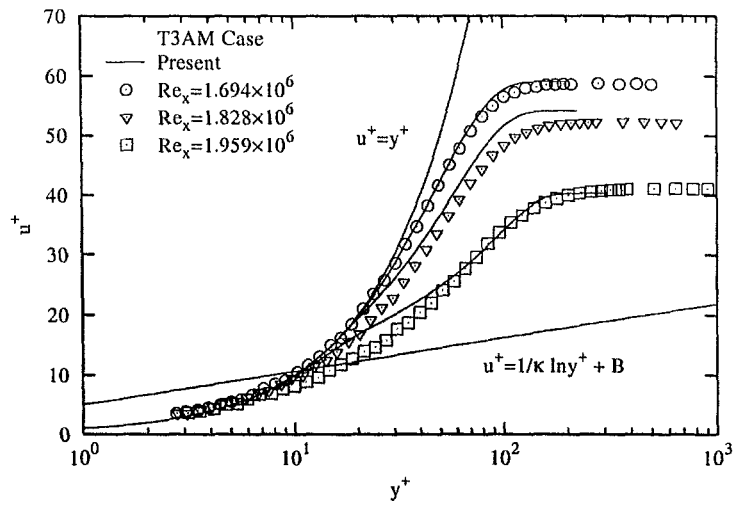


(a) T3A Case

Fig. 2.3.4 압력구배가 없을 때 천이영역에서 평균 속도장 분포



(b) T3B Case



(c) T3AM Case

(continued)

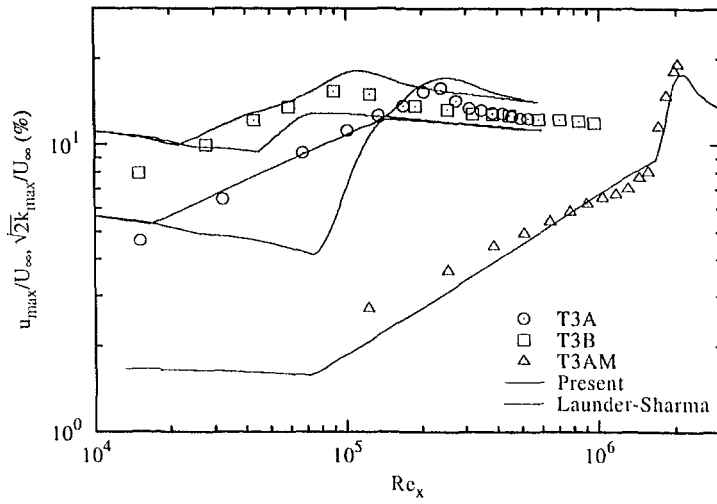
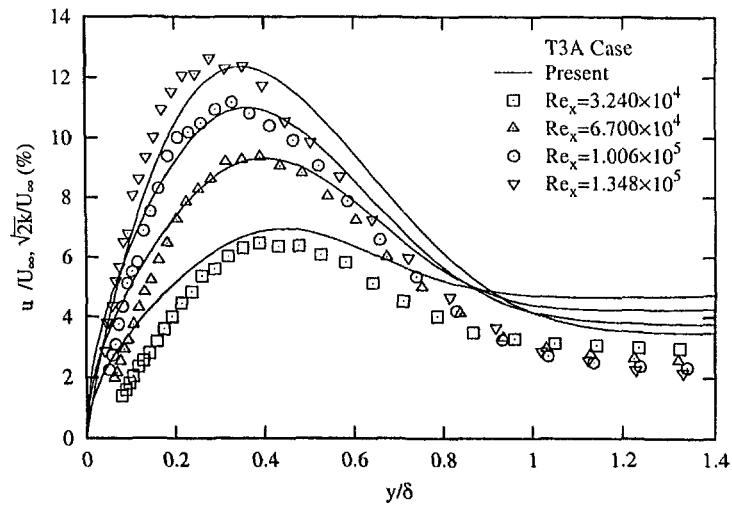
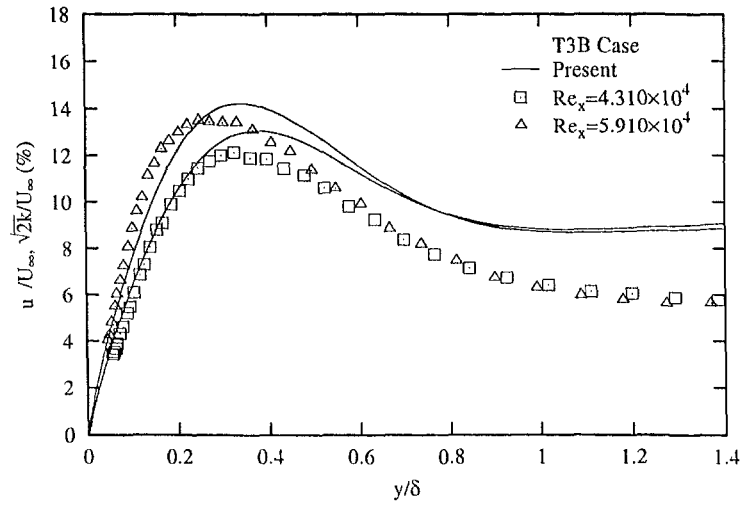


Fig. 2.3.5 유동방향 속도 섭동량의 최대값의 성장 곡선; 계산값($\sqrt{2k}/U_{\infty}$), 실험값(u'/U_{∞})

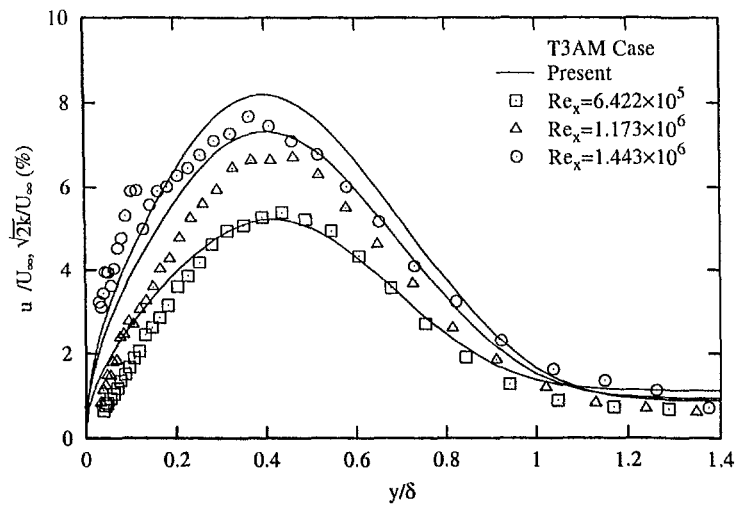


(a) T3A Case

Fig. 2.3.6 천이이전영역에서의 유동방향 속도 섭동량의 분포; 계산값($\sqrt{2k}/U_{\infty}$), 실험값(u'/U_{∞})



(b) T3B Case



(c) T3AM Case

(continued)

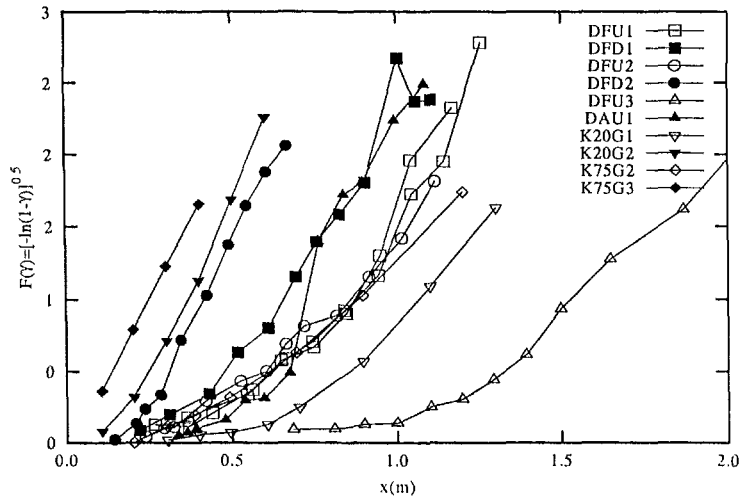


Fig. 2.3.7 다양한 유동장에서의 간헐도 분포

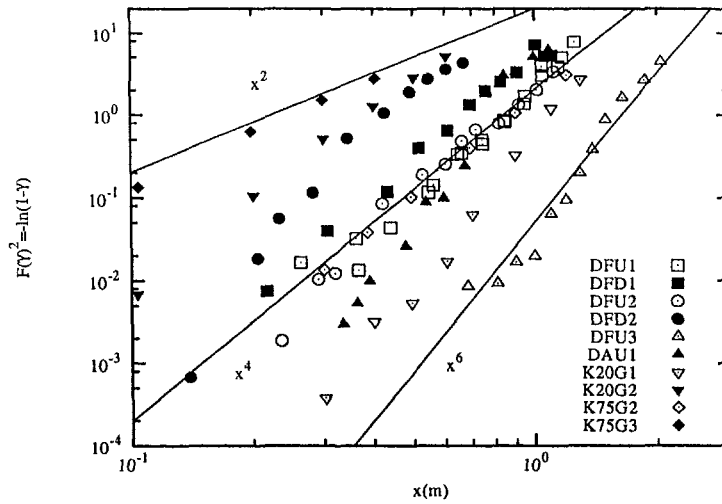


Fig. 2.3.8 천이영역에서의 간헐도 분포의 거동

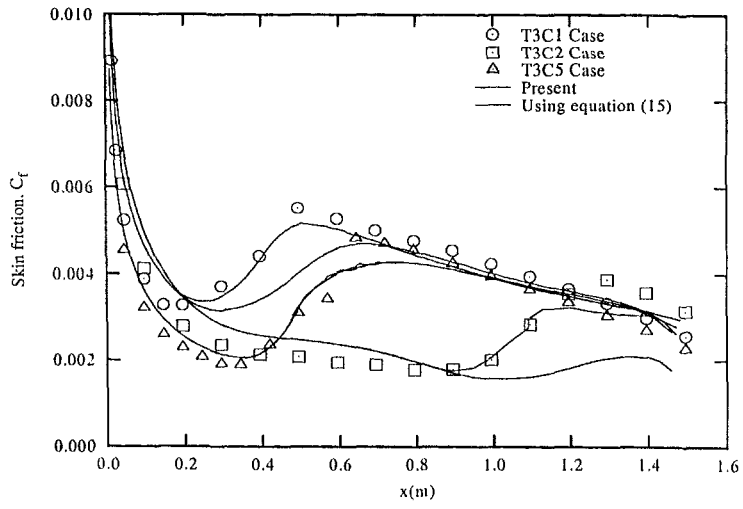


Fig. 2.3.9 압력구배가 변할 때 표면마찰계수 분포

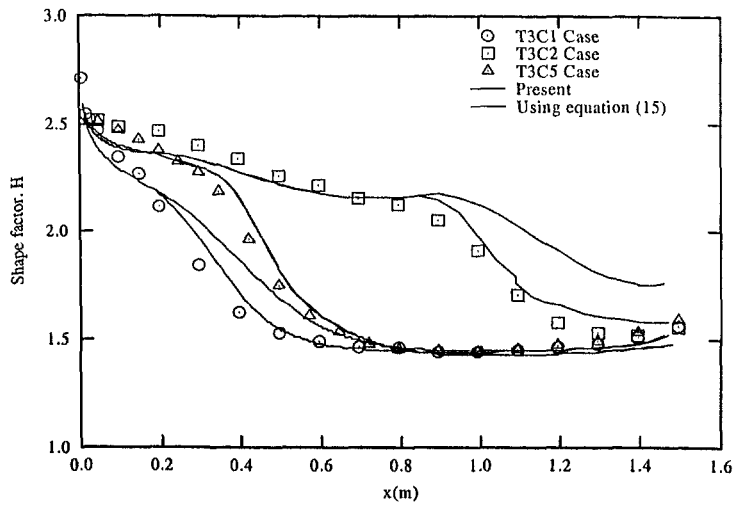
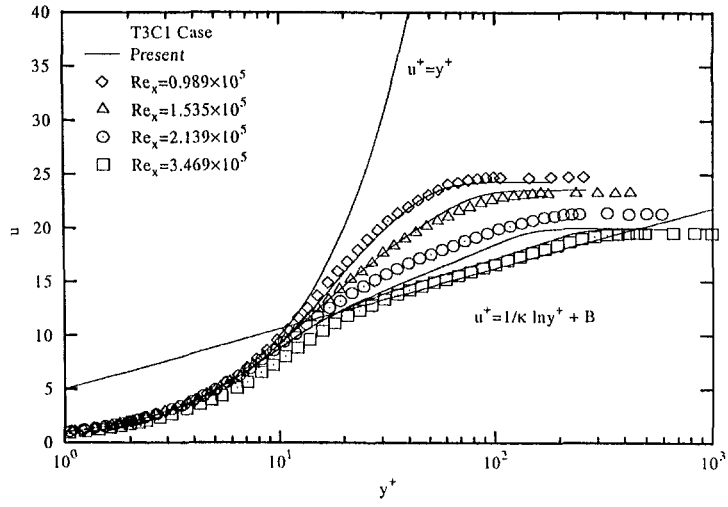
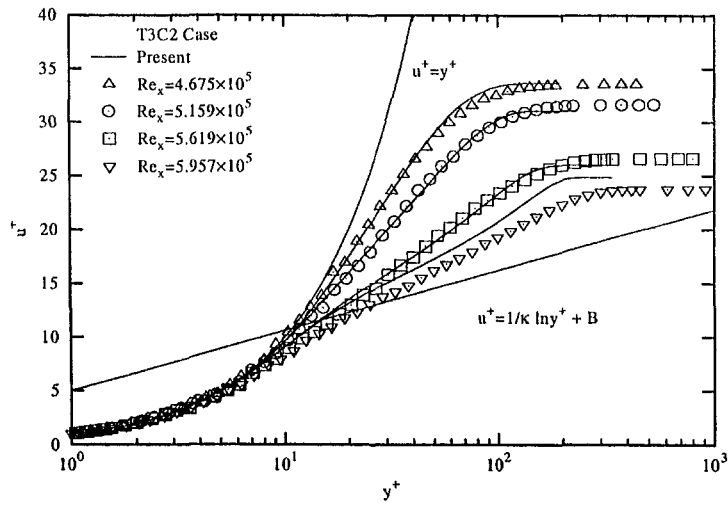


Fig. 2.3.10 압력구배가 변할 때 형상계수 분포

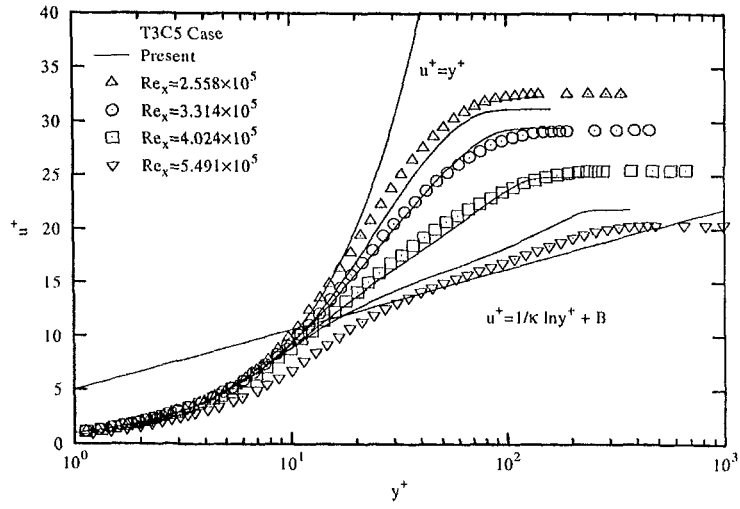


(a) T3C1 Case



(b) T3C2

Fig. 2.3.11 압력구배가 변할 때 천이영역에서의 평균 속도장 분포



(c) T3C5 Case

(continued)

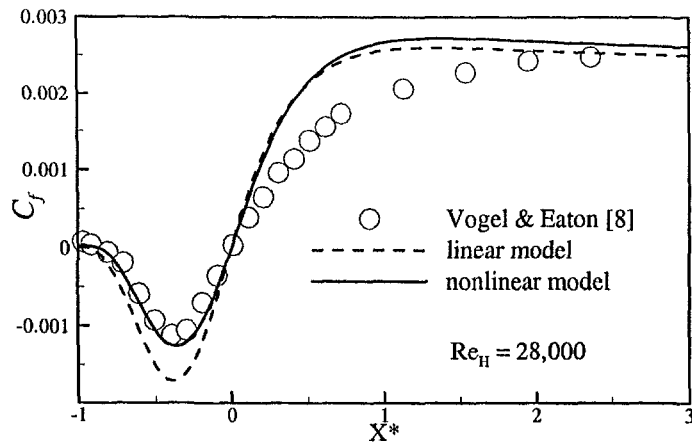


Fig. 2.4.1 모델을 통해 예측된 C_f 와 실험치와의 비교

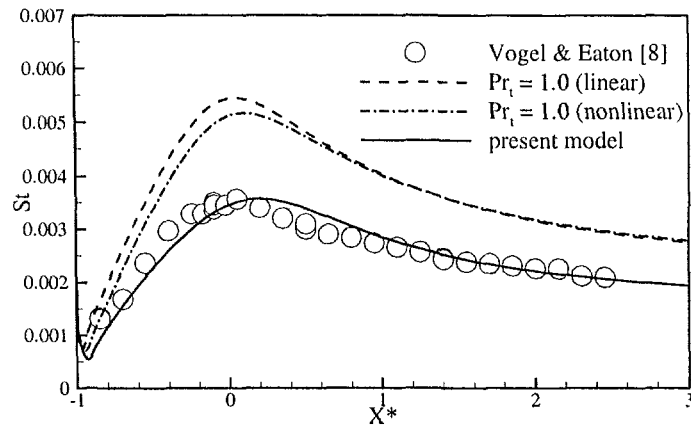


Fig. 2.4.2 모델을 통해 예측된 St 와 실험치와의 비교

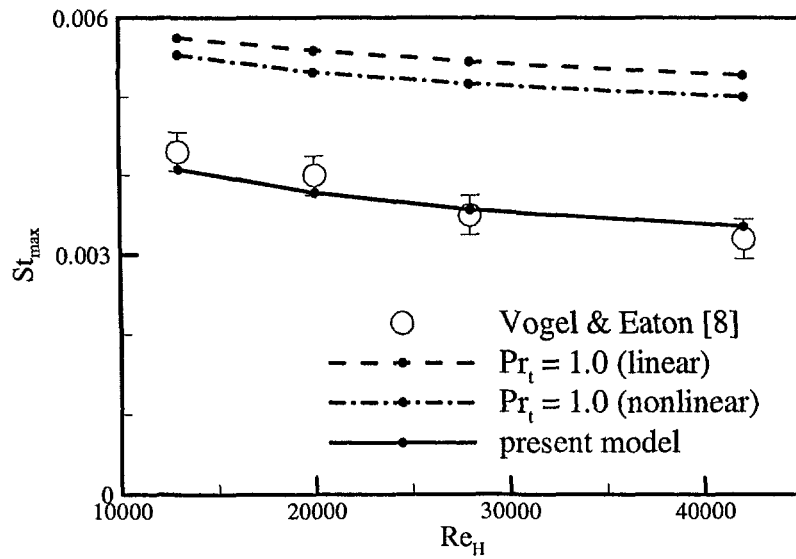


Fig. 2.4.3 모델을 통해 예측된 St_{max} 와 실험치와의 비교

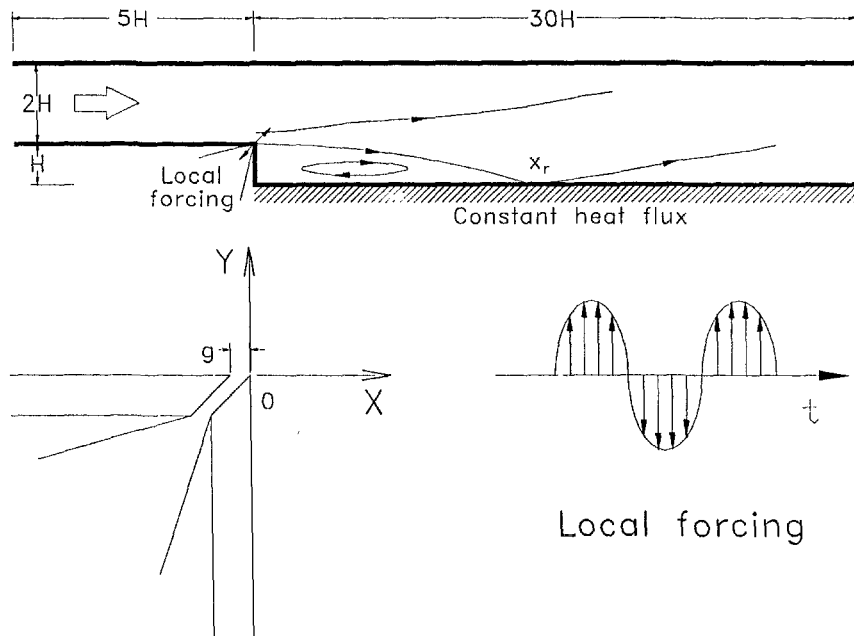


Fig. 2.4.4 계산영역의 개략도와 좌표계의 정의

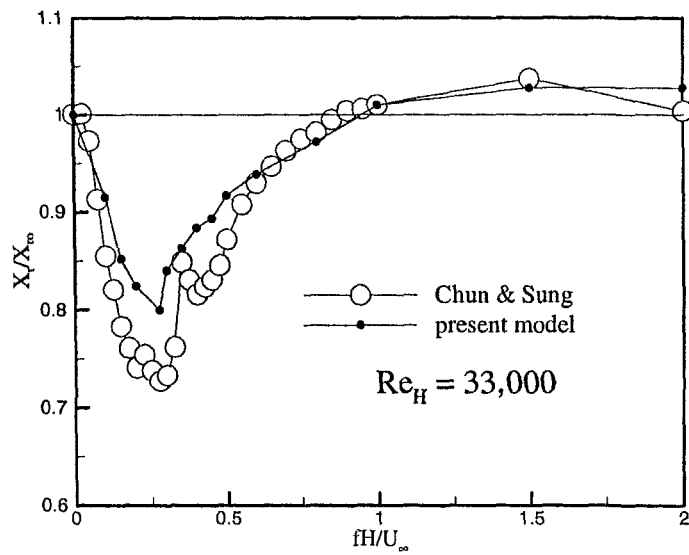


Fig. 2.4.5 무차원화된 재부착 길이 (X_r/X_{r0}) 와 가진 주파수 (fH/U_∞)의 관계 ($Re_H=33,000$)

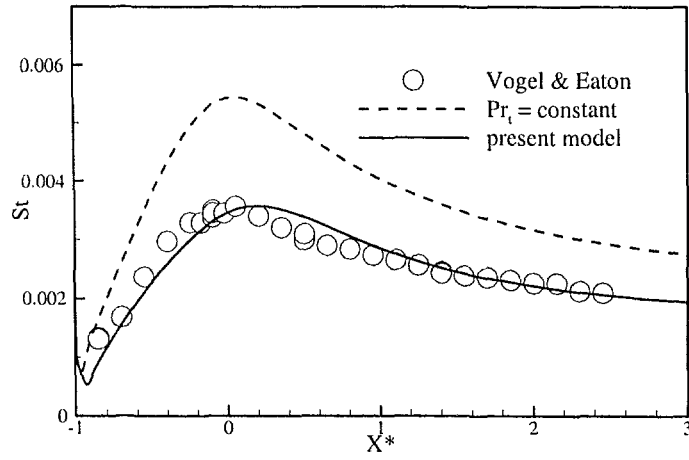


Fig. 2.4.6 실험치와의 St 값의 비교를 통한 모델의 검증

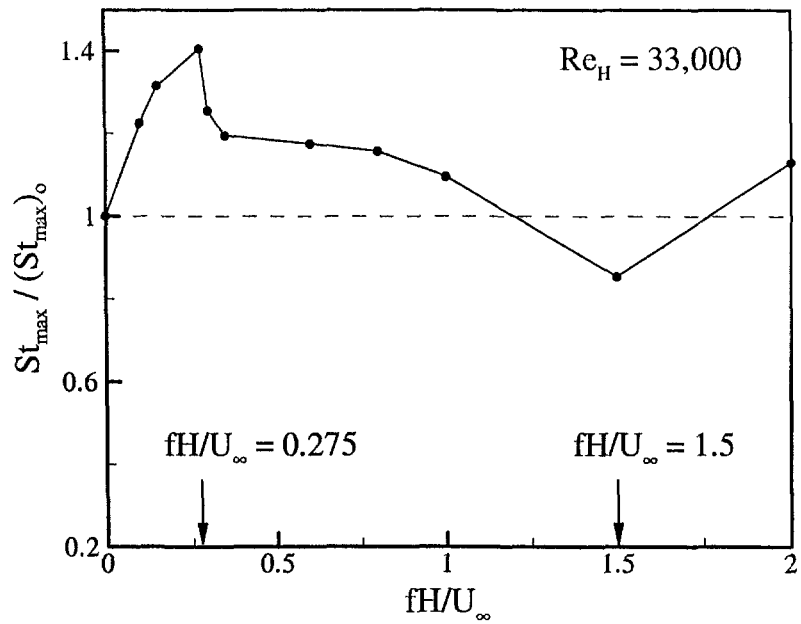


Fig. 2.4.7 St_{max} 와 가진주파수(fH/U_∞)의 관계 ($Re_H=33,000$)

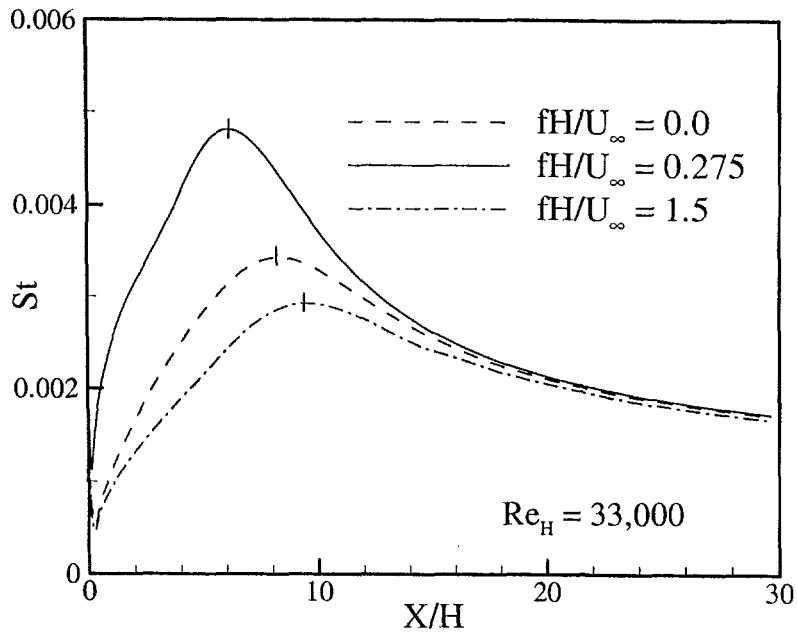


Fig. 2.4.8 가진 주파수에 따른 Stanton 수의 분포 ($Re_H=33,000$)

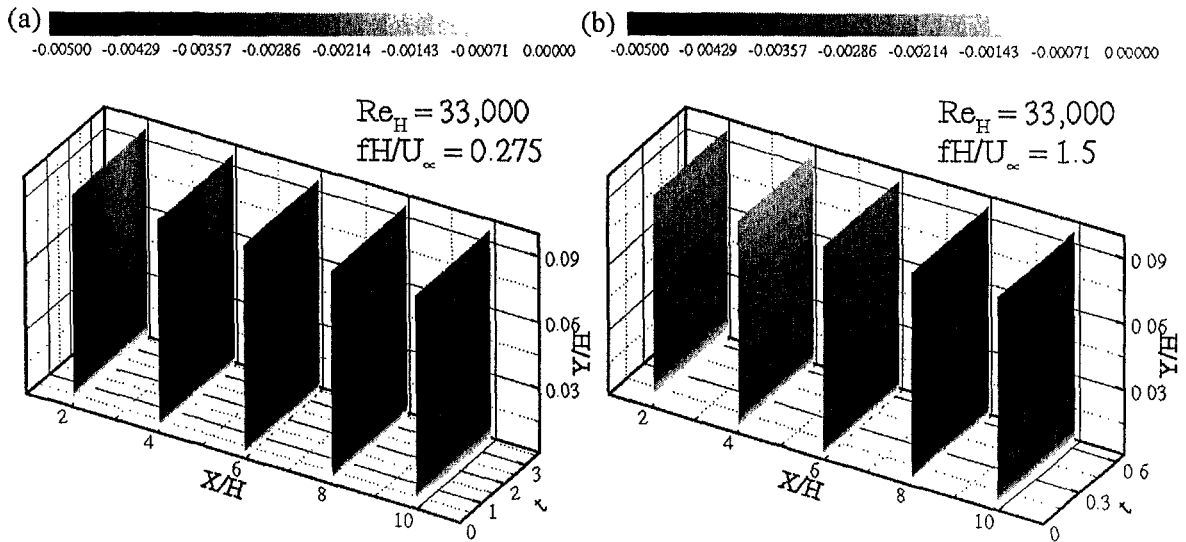


Fig. 2.4.9 $-\bar{v}$ 분포의 시간에 따른 변화 (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

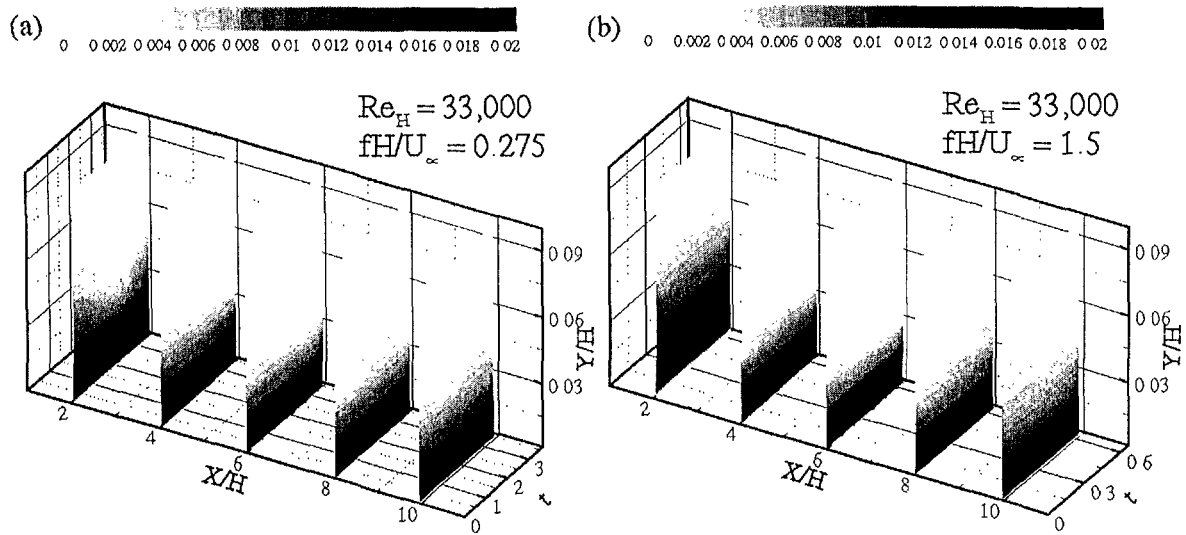


Fig. 2.4.10 P_θ 분포의 시간에 따른 변화 (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

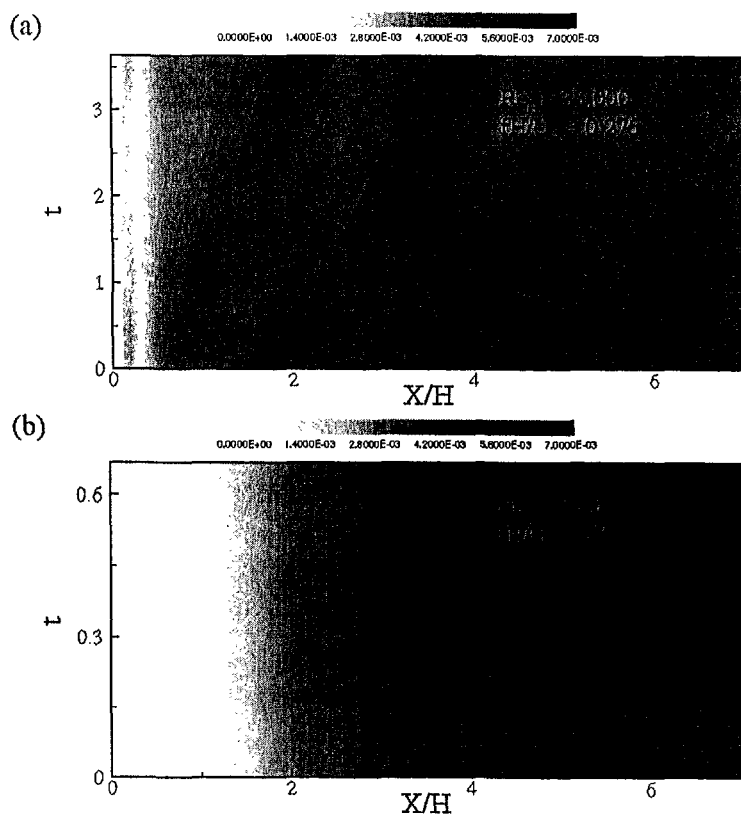


Fig. 2.4.11 난류 열유속($-\overline{v_i}$)의 시간에 따른 분포 (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

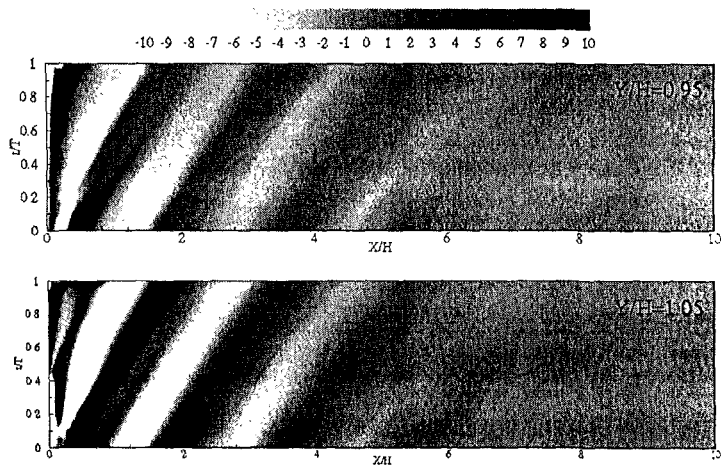


Fig. 2.4.12 $-\bar{v}$ 의 주기적인 성분의 시간에 따른 분포 ($Y/H=0.95$ and $Y/H=1.05$, $jH/U_\infty=0.275$)

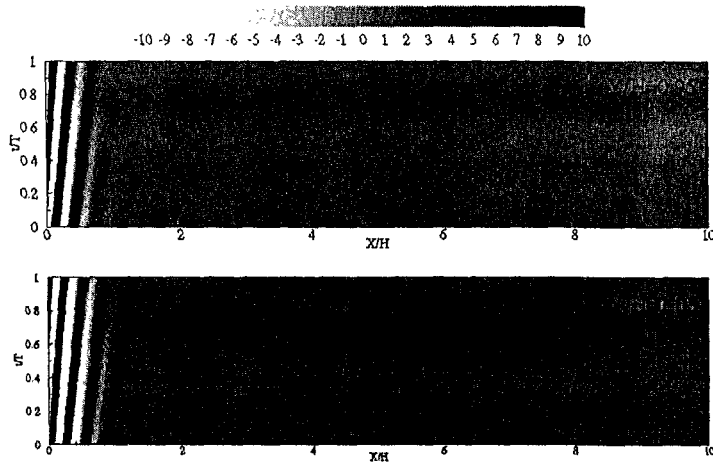


Fig. 2.4.13 $-\bar{v}$ 의 주기적인 성분의 시간에 따른 분포 ($Y/H=0.95$ and $Y/H=1.05$, $jH/U_\infty=1.5$)

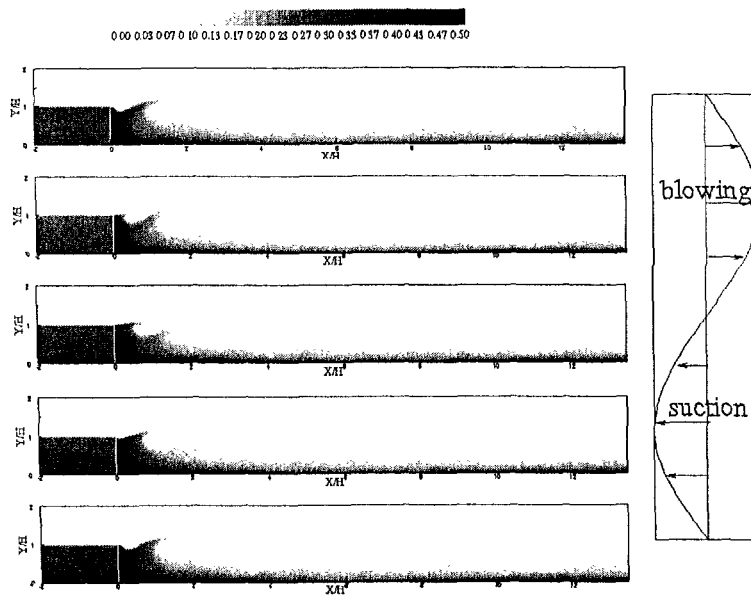


Fig. 2.4.14 위상 평균된 온도장 ($JH/U_\infty=0.275$)

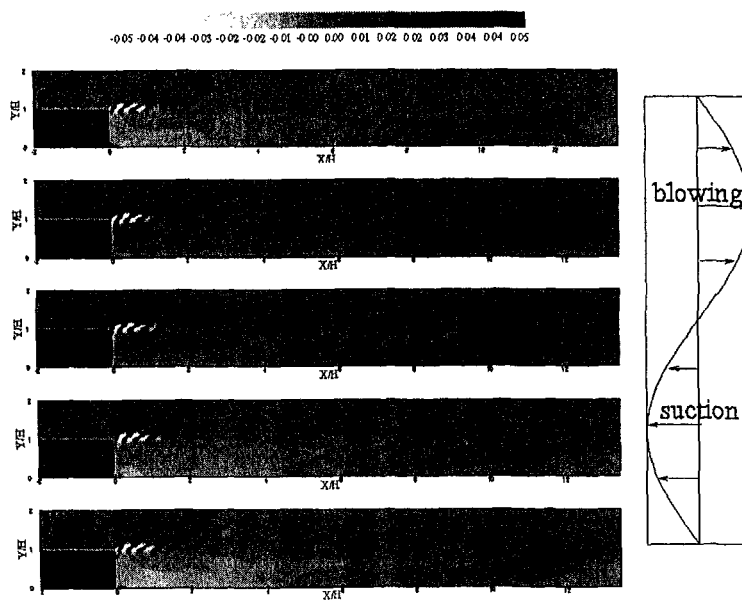


Fig. 2.4.15 위상 평균된 온도장 ($JH/U_\infty=1.5$)

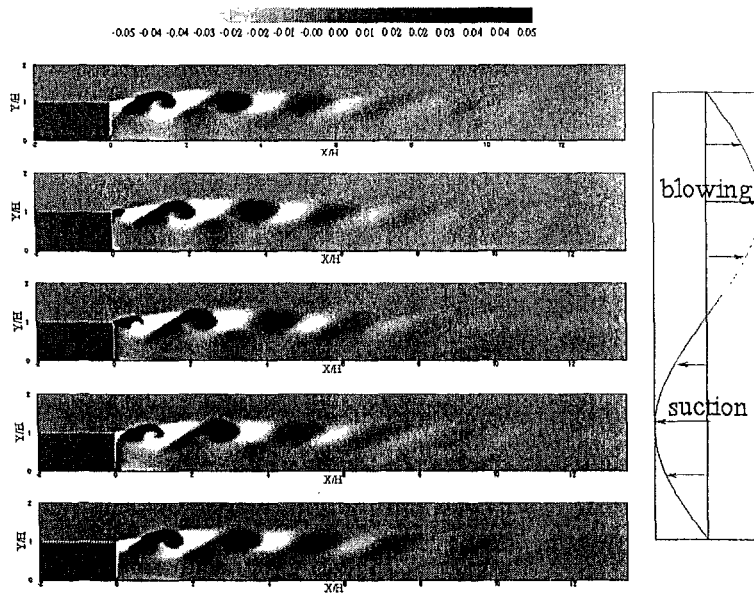


Fig. 2.4.16 온도장의 주기적 성분의 변화 ($JH/U_\infty=0.275$)

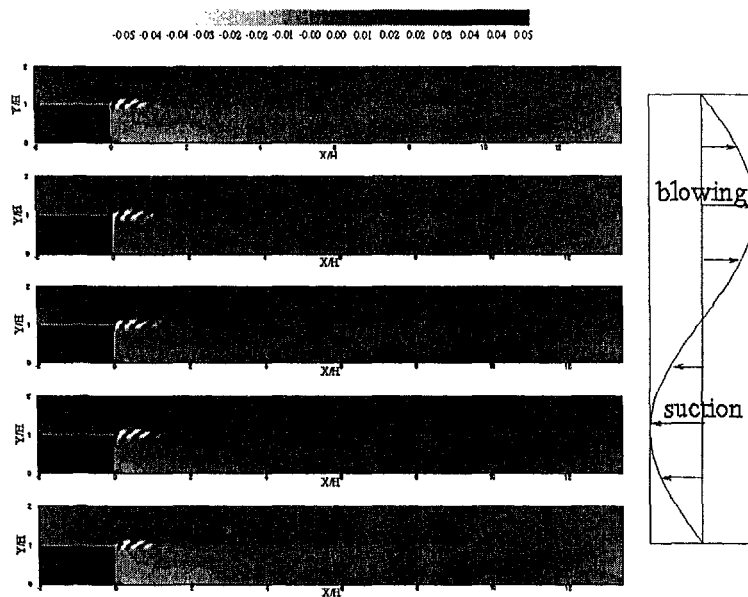


Fig. 2.4.17 온도장의 주기적 성분의 변화 ($JH/U_\infty=1.5$)

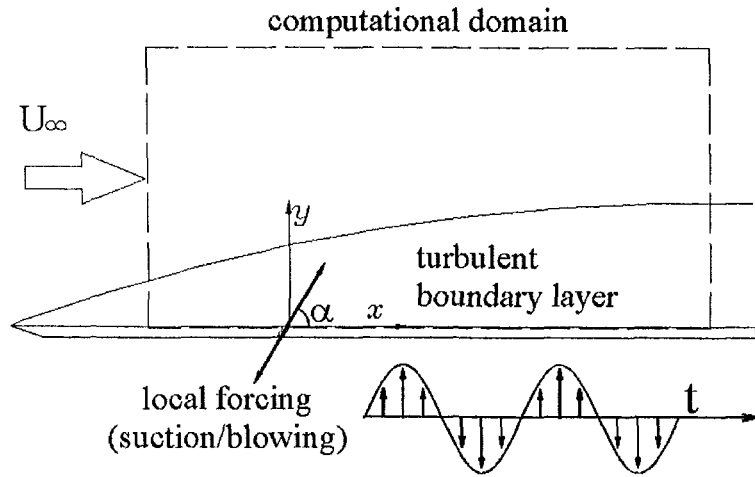


Fig. 2.4.18 계산영역의 개략도와 좌표계의 정의

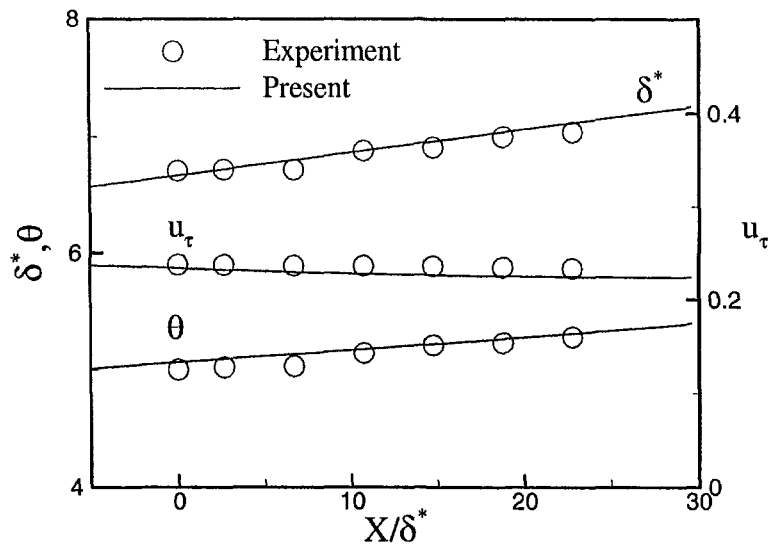


Fig. 2.4.19 가진이 없는 경우 계산결과의 유동인자와 실험치와의 비교

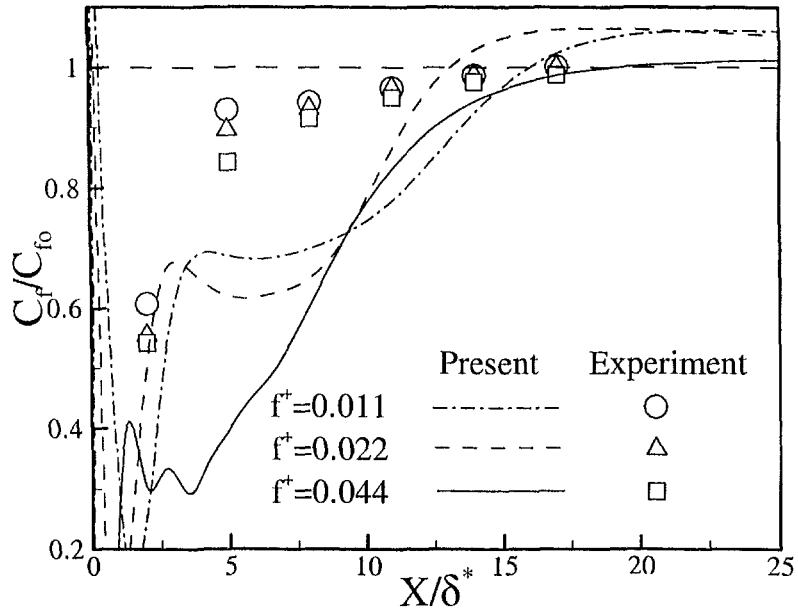


Fig. 2.4.20 가진 주파수에 따른 표면마찰계수의 분포 ($f^+ = 0.011$, $f^+ = 0.022$ and $f^+ = 0.044$)

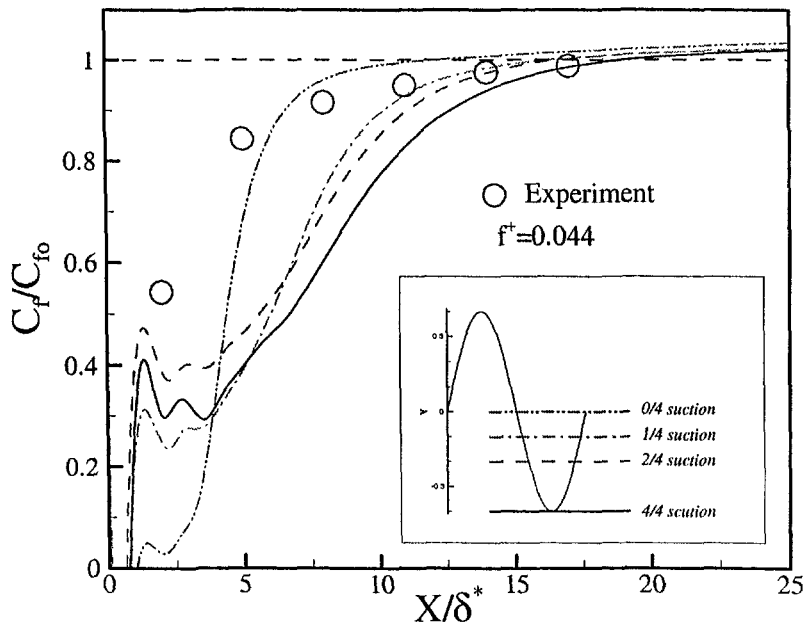


Fig. 2.4.21 흡입 조건에 따른 표면마찰계수의 분포 ($f^+ = 0.044$)

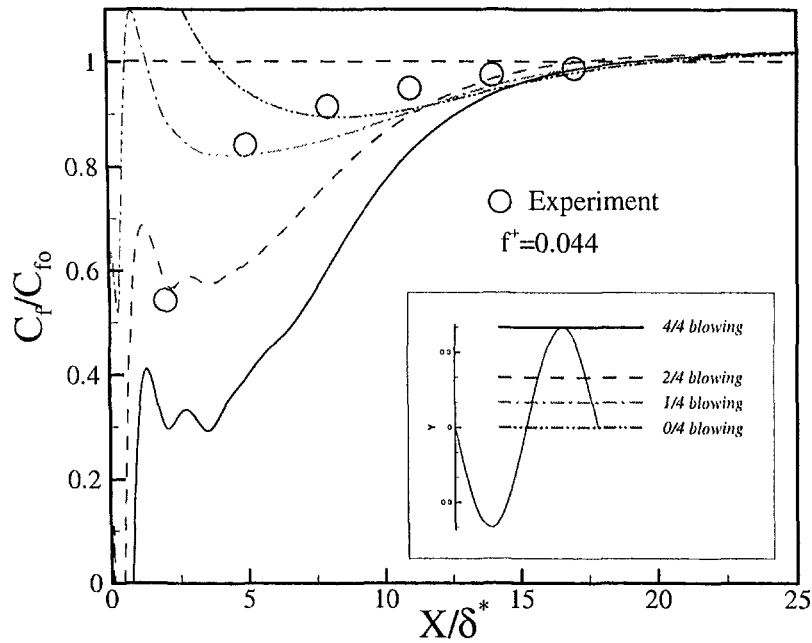


Fig. 2.4.22 분사 조건에 따른 표면마찰계수의 분포 ($f^+ = 0.044$)

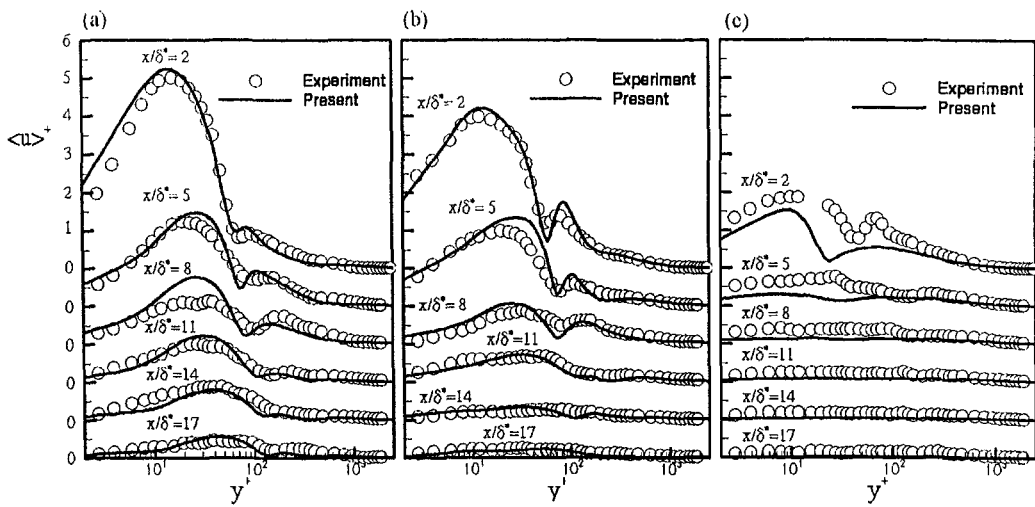


Fig. 2.4.23 주 방향 속도의 주기적인 성분의 분포 (a) $f^+ = 0.011$, (b) $f^+ = 0.022$, (c) $f^+ = 0.044$

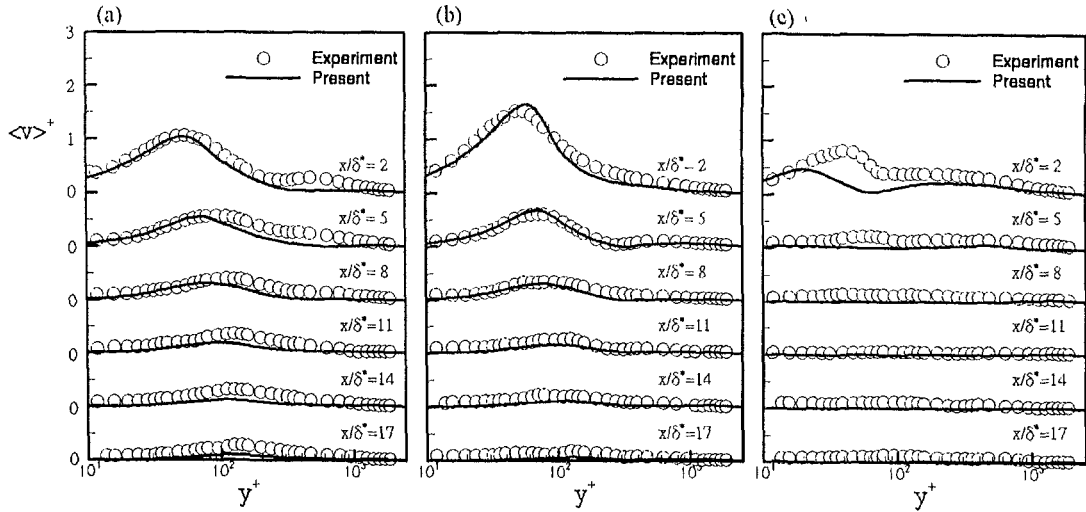


Fig. 2.4.24 벽면에 수직인 속도의 주기적인 성분의 분포 (a) $f^+ = 0.011$, (b) $f^+ = 0.022$, (c) $f^+ = 0.044$

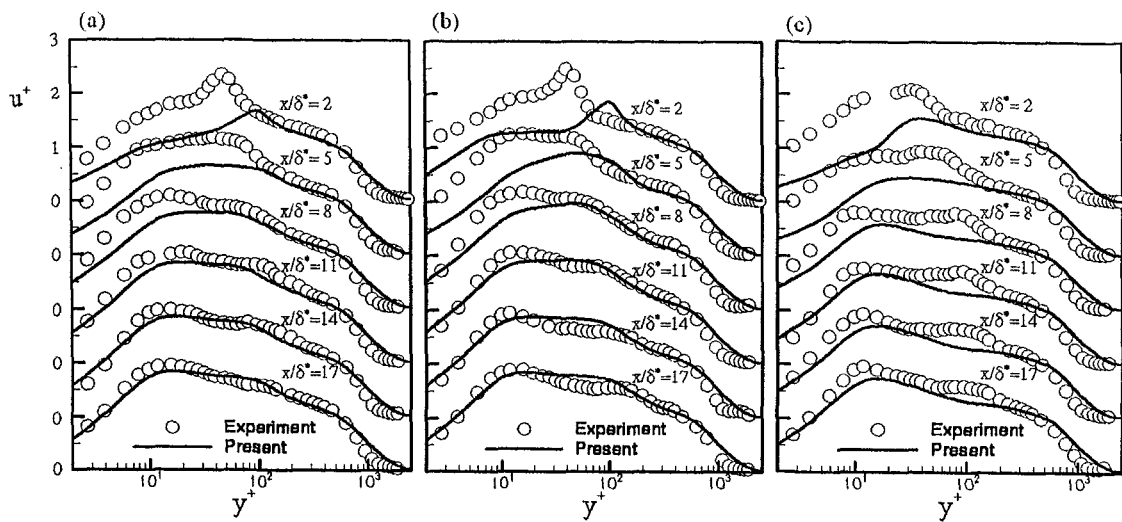


Fig. 2.4.25 주방향 난류섭동량의 분포 (a) $f^+ = 0.011$, (b) $f^+ = 0.022$, (c) $f^+ = 0.044$

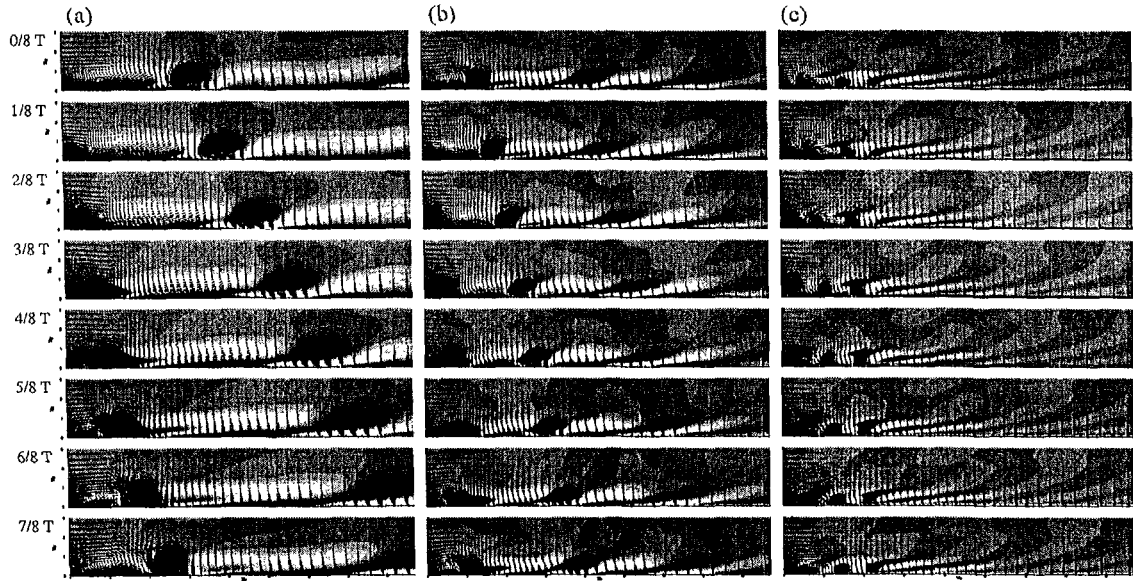


Fig. 2.4.26 와도의 주기적인 성분과 속도벡터의 시간에 따른 변화 (a) $f^+=0.011$, (b) $f^+=0.022$, (c) $f^+=0.044$

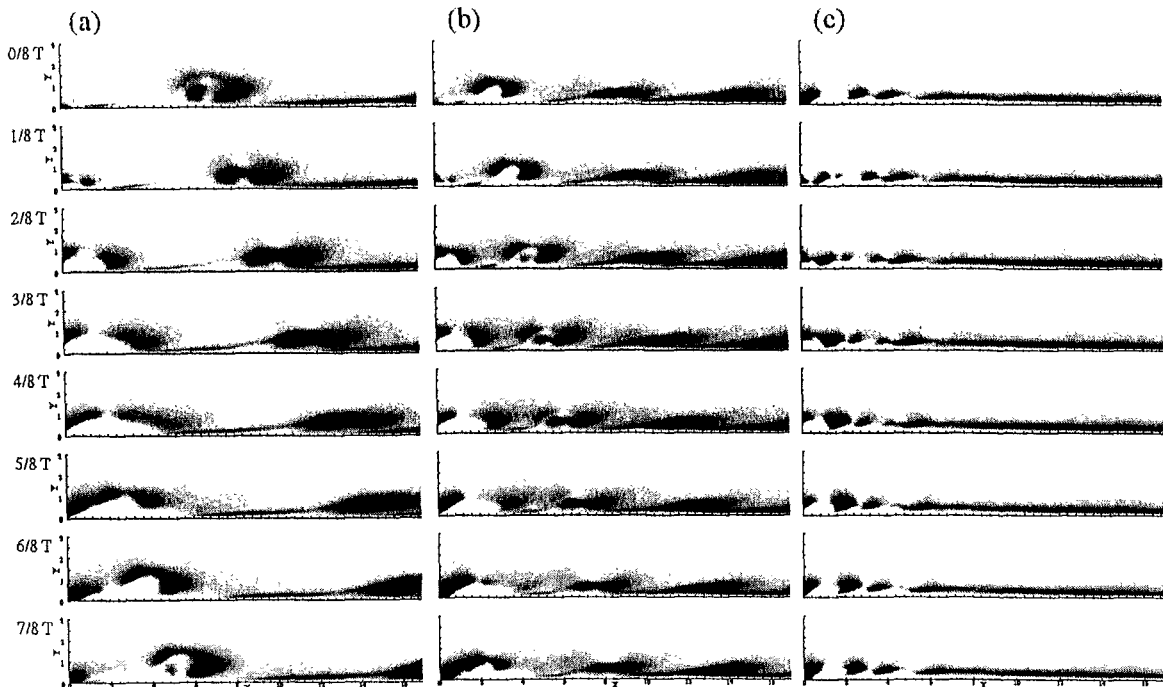


Fig. 2.4.4.27 P_k 의 시간에 따른 분포 (a) $f^+=0.011$, (b) $f^+=0.022$, (c) $f^+=0.044$

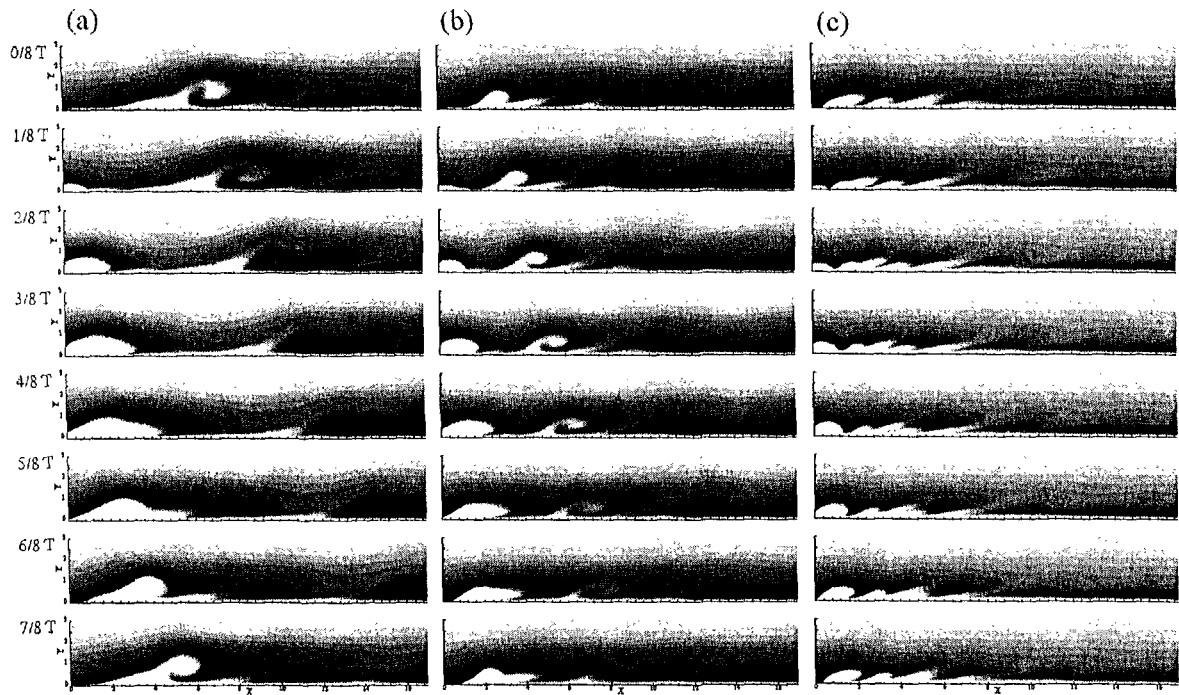


Fig. 2.4.28 난류에너지(k)의 시간에 따른 분포 (a) $f^+ = 0.011$, (b) $f^+ = 0.022$, (c) $f^+ = 0.044$

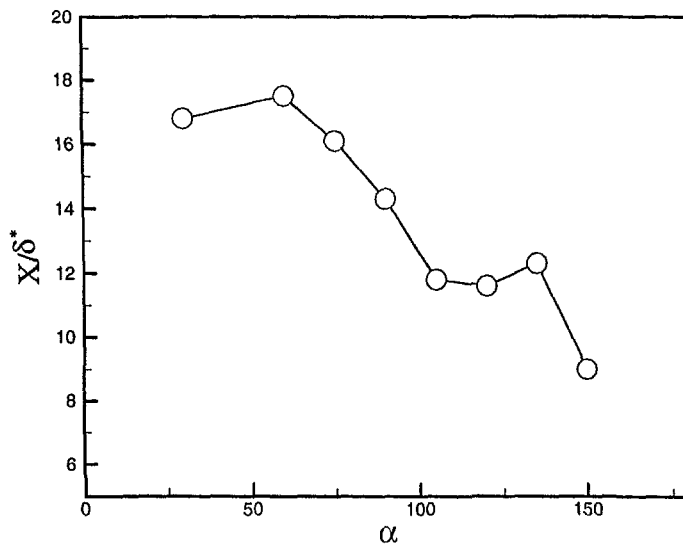


Fig. 2.4.29 분사각도에 따른 벽면마찰계수의 비(C_f/C_{f_s})가 95%로 회복되는 거리

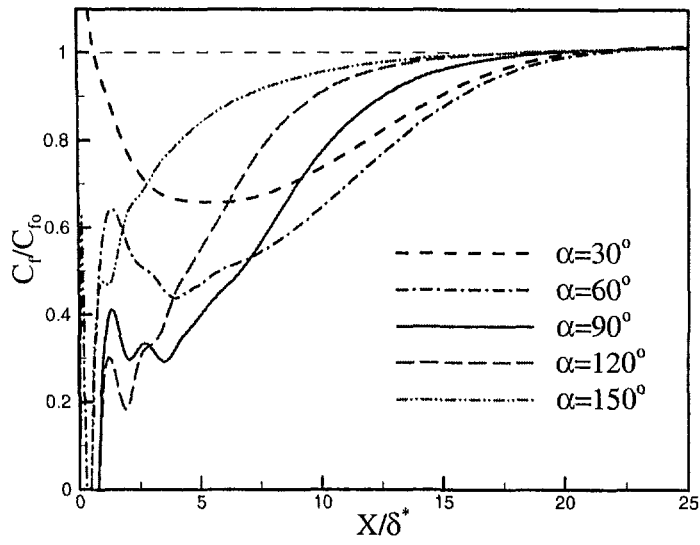


Fig. 2.4.30 분사 각도에 따른 벽면마찰계수의 분포

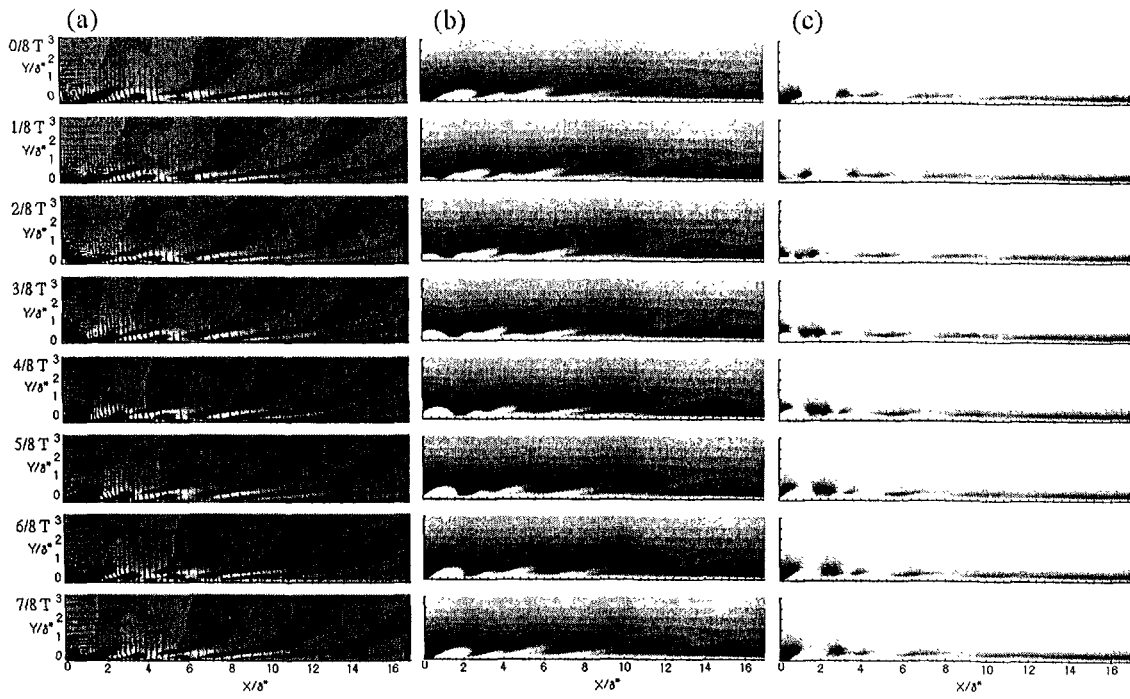


Fig. 2.4.31 $f^+ = 0.044$ and $\alpha = 60^\circ$ 일 경우 물리량의 시간에 따른 분포 (a) vorticity, (b) k , (c) P_k

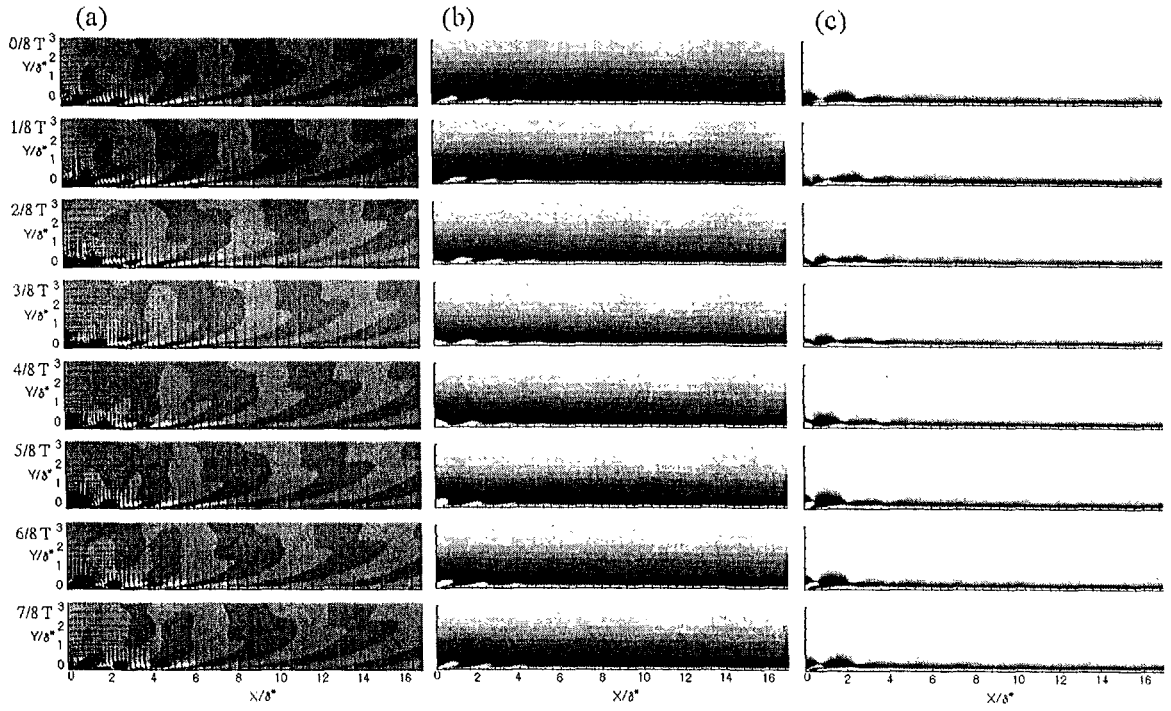


Fig. 2.4.32 $f^+ = 0.044$ and $\alpha = 150^\circ$ 일 경우 물리량의 시간에 따른 분포 (a) vorticity, (b) k , (c) P_k

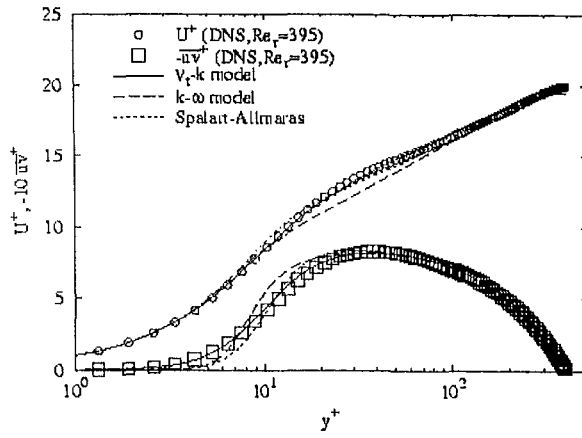


Fig. 2.5.1 난류 채널에서의 평균속도 분포와 레이놀즈 응력

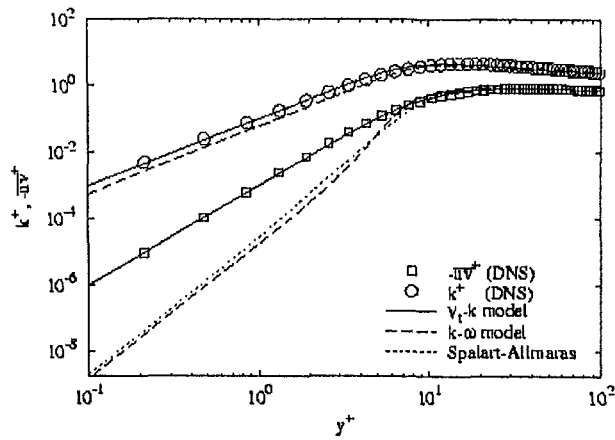


Fig. 2.5.2 난류 채널유동에서의 k^+ 와 $-\overline{uv}^+$ 분포

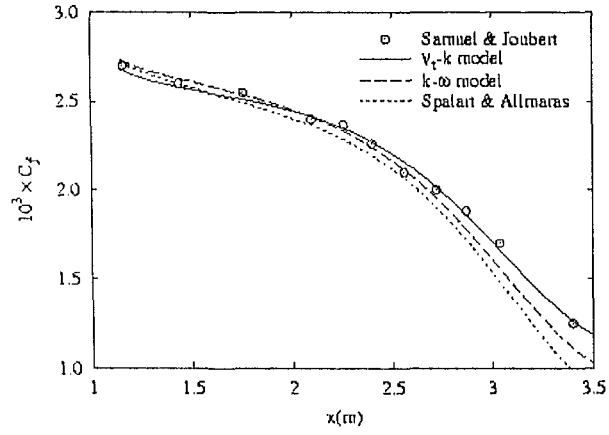


Fig. 2.5.3 Samuel & Joubert (1974) 유동의 마찰계수

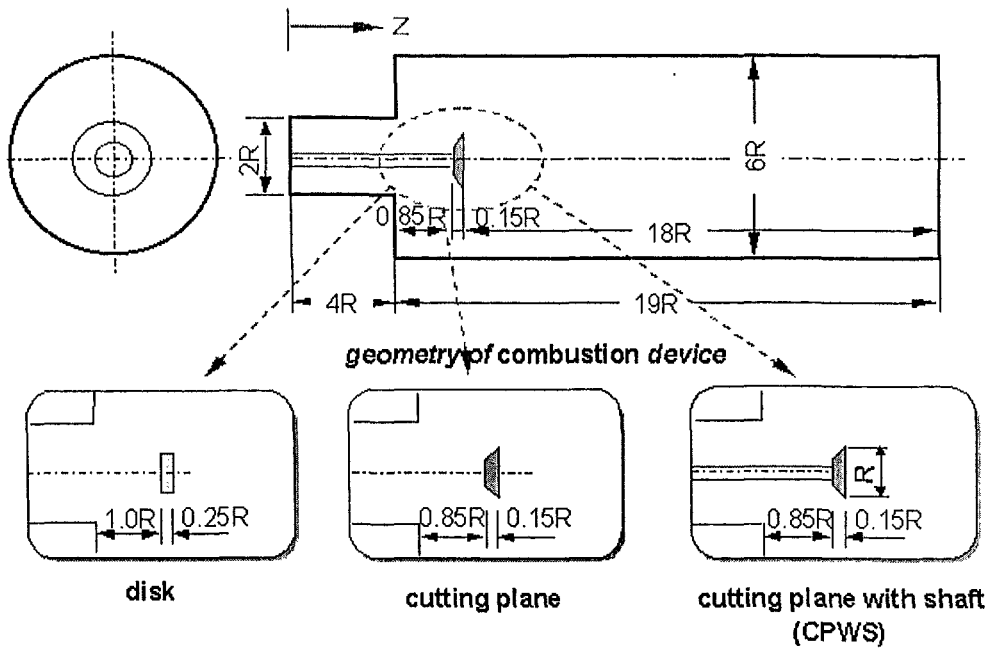


Fig. 2.6.1 계산 영역의 개략도

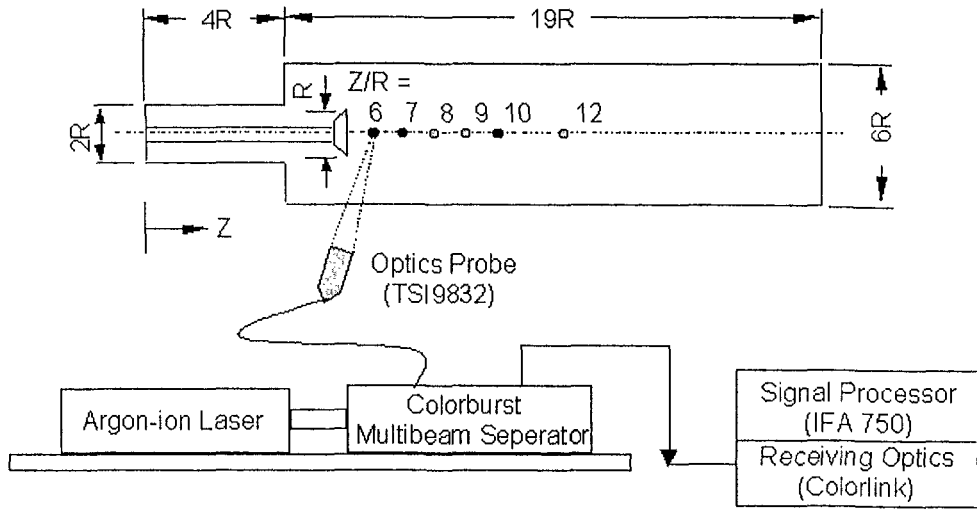


Fig. 2.6.2 LDV 측정 장치의 개략도

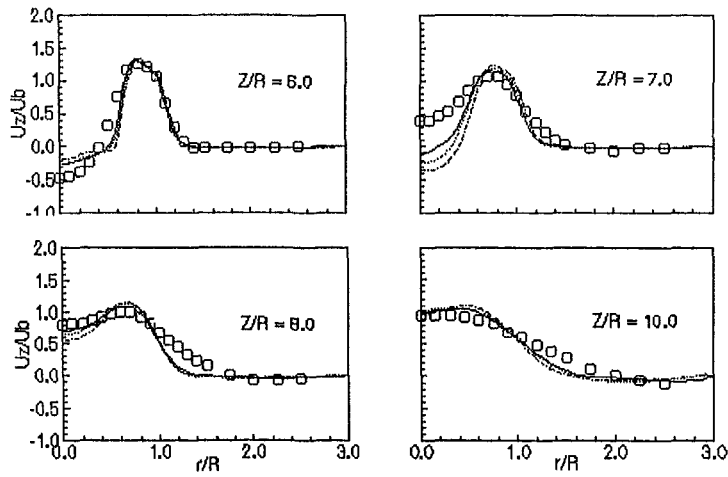


Fig. 2.6.3 후면에서 평균 축방향 속도 분포

○: experiment; —: $C_s=0.1$;
 - - - : $C_s=0.12$; ····: LDSM

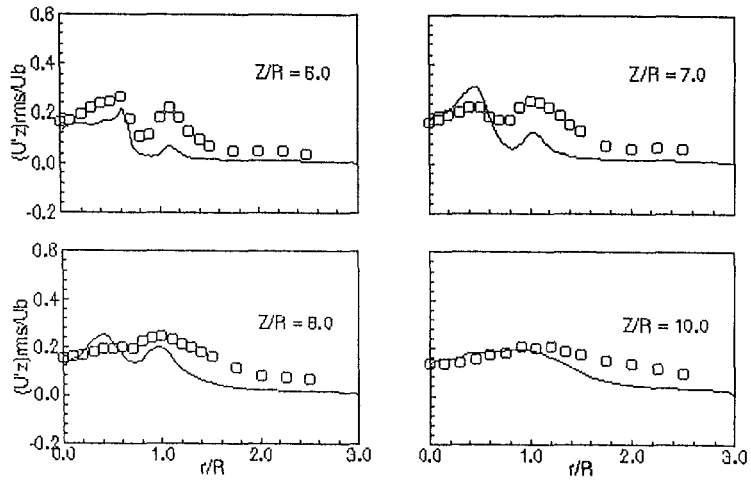


Fig. 2.6.4 $C_s=0.1$ 일 때 축 방향 난류 강도분포
 ○: experiment; —: CPWS

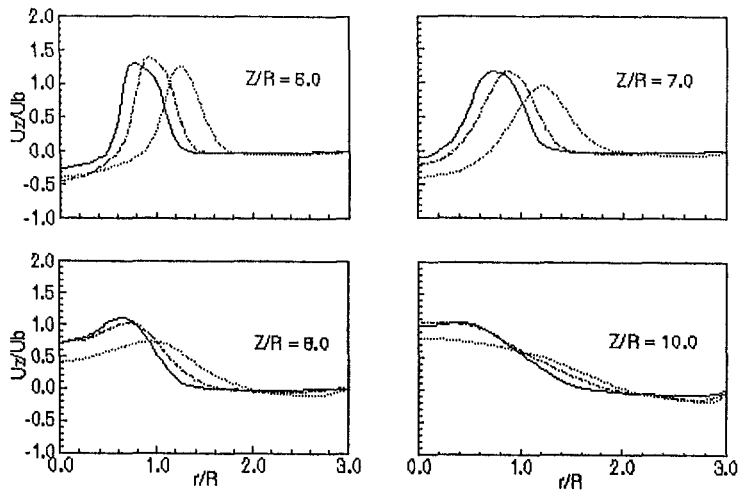


Fig. 2.6.5 보임기 형상 변화에 따른 축방향 평균 속도 분포
 ·····: disk; - - - -: cutting plane; —: CPWS

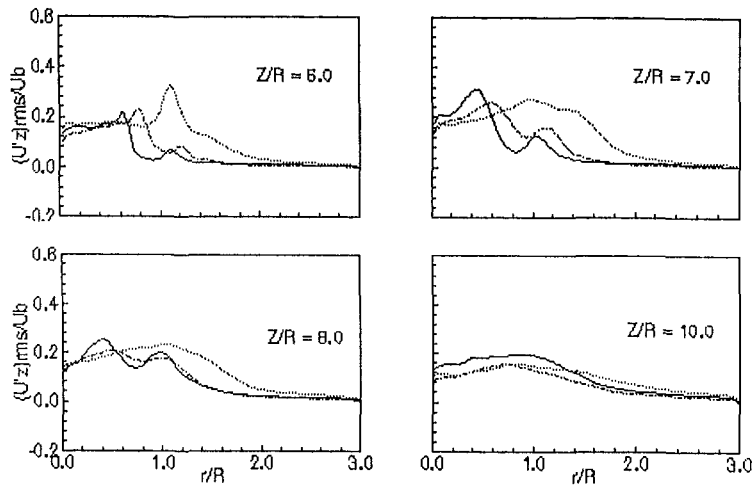


Fig. 2.6.6 보임기 형상 변화에 따른 축방향 난류 강도 분포

.....: disk; -----: cutting plane; —: CPWS

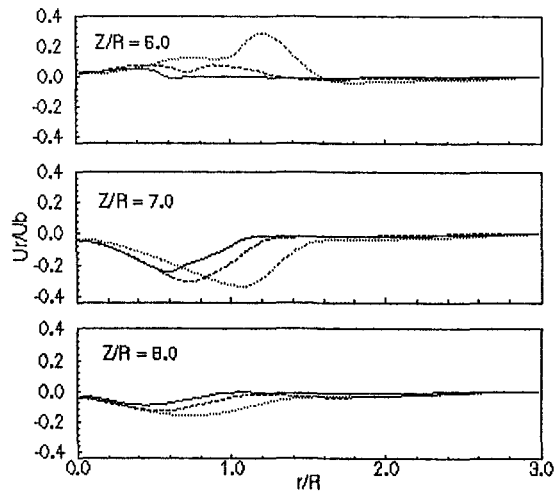


Fig. 2.6.7 반경 방향의 평균 속도 분포

.....: disk; -----: cutting plane;
—: CPWS

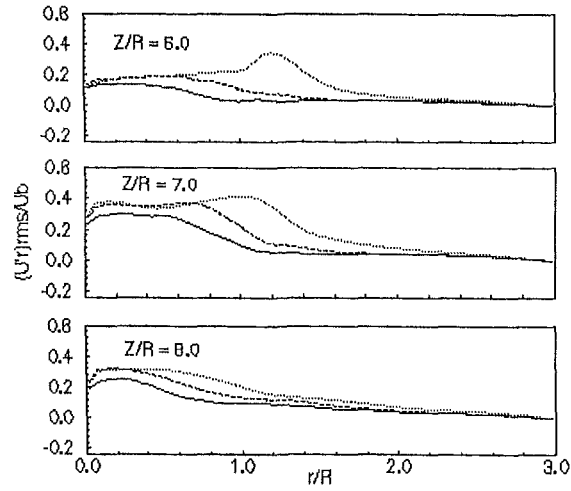


Fig. 2.6.8 반경 방향의 난류 강도 분포
: disk; -----: cutting plane;
 _____: CPWS

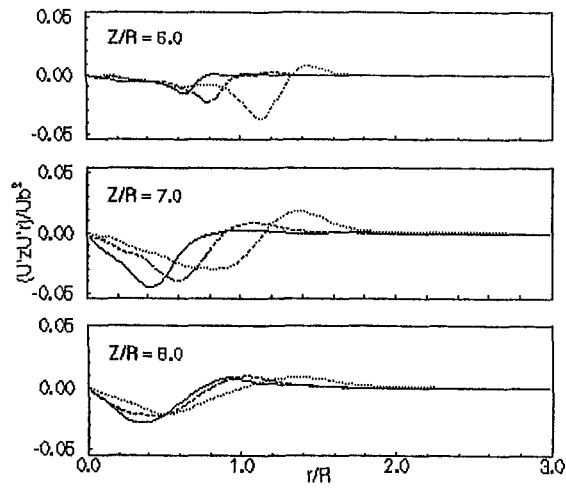


Fig. 2.6.9 반경 방향의 전단 응력 분포
: disk; -----: cutting plane;
 _____: CPWS

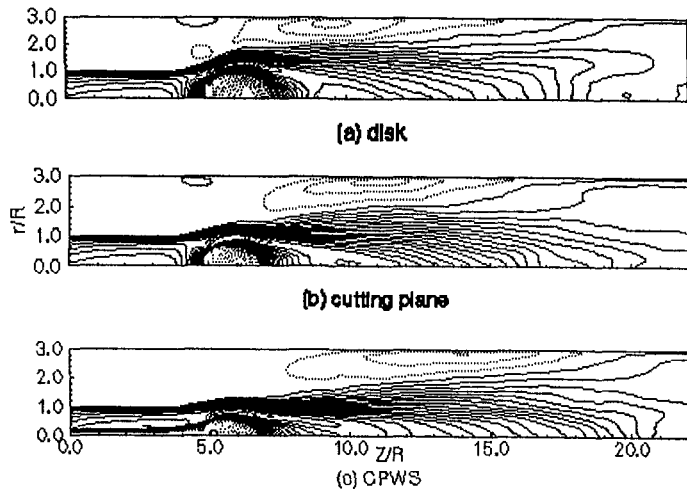


Fig. 2.6.10 보임기 형상 변화에 따른 축방향 평균 속도의 등가선 분포 ($-0.52 \leq \text{등가선} \leq 1.35$)

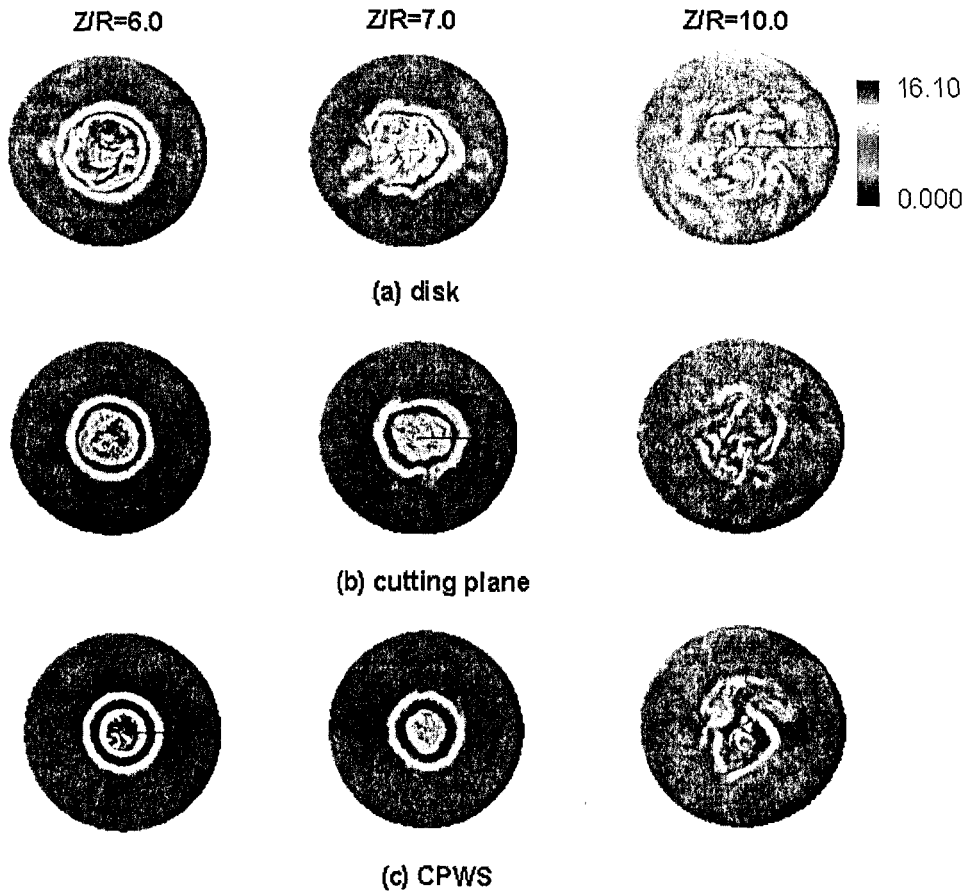


Fig. 2.6.11 보임기 형상 변화에 따른 순간 보텍스 구조 분포

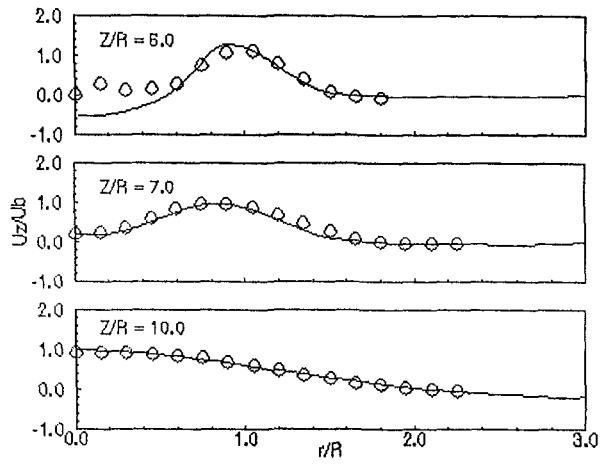


Fig. 2.6.12 축방향의 평균 속도 분포
($Re=50000$).

○: experiment; —: prediction

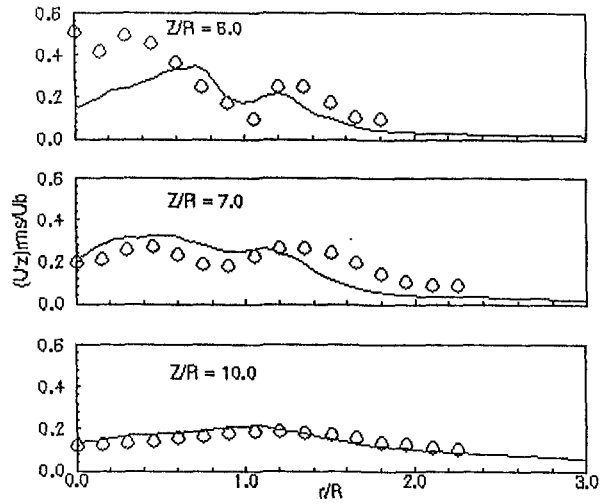


Fig. 2.6.13 축방향의 난류 강도 분포
($Re=50000$)

○: experiment; —: prediction

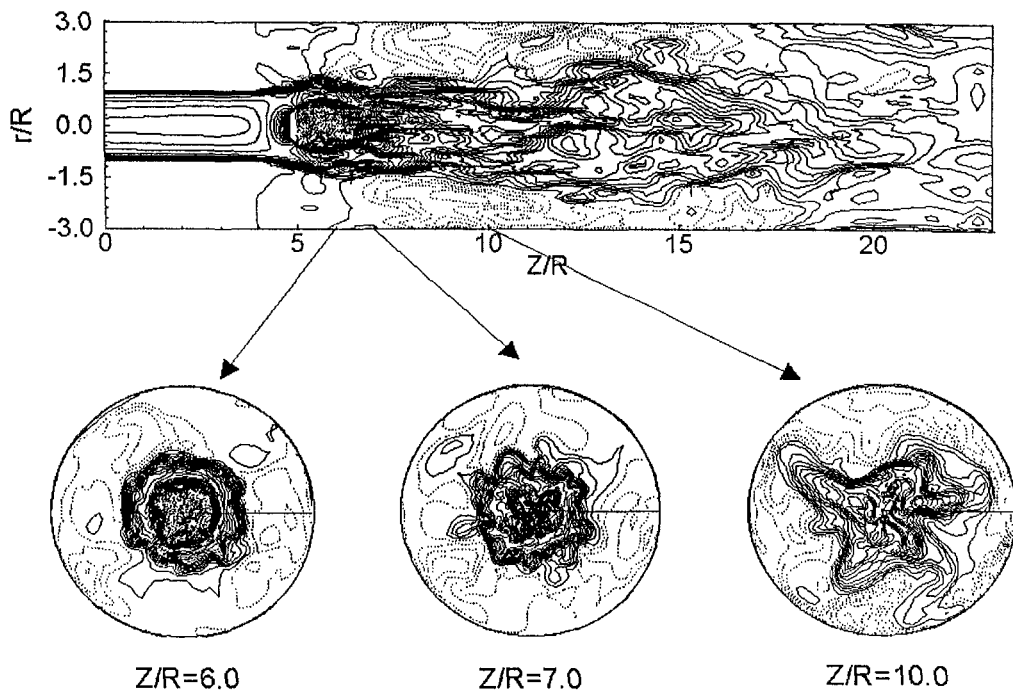


Fig. 2.6.14 축방향 순간 속도의 등가선 분포 ($Re=50000$)

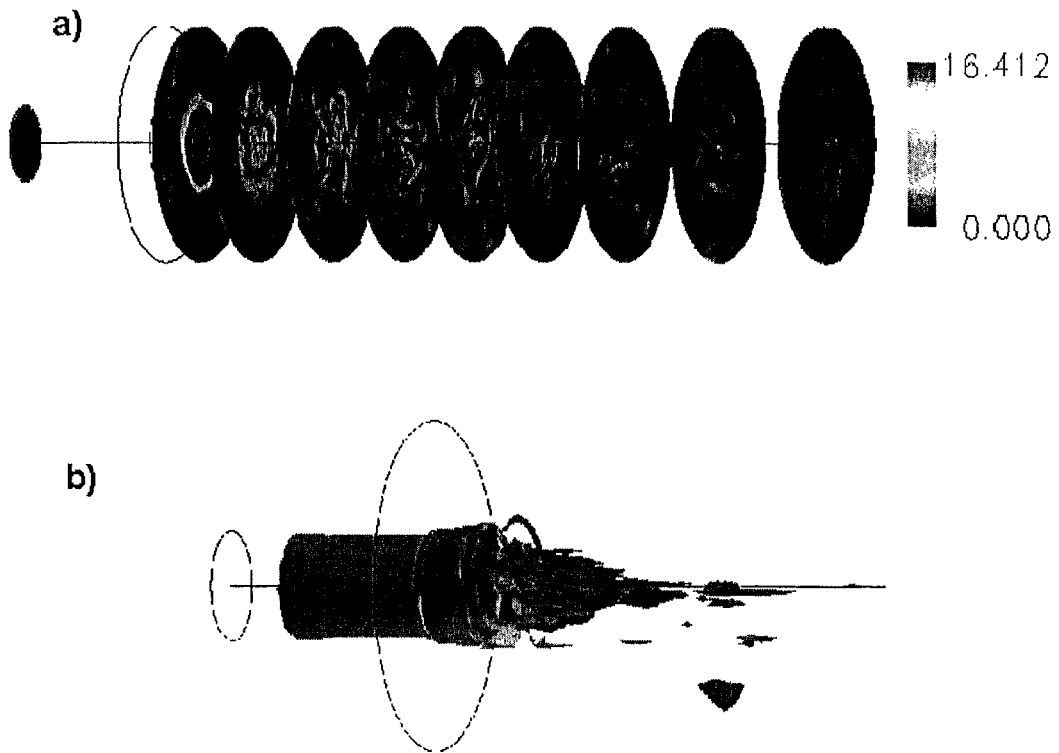


Fig. 2.6.15 보텍스의 순간 구조 분포 (a) 등가선 분포, (b) 등가면 분포

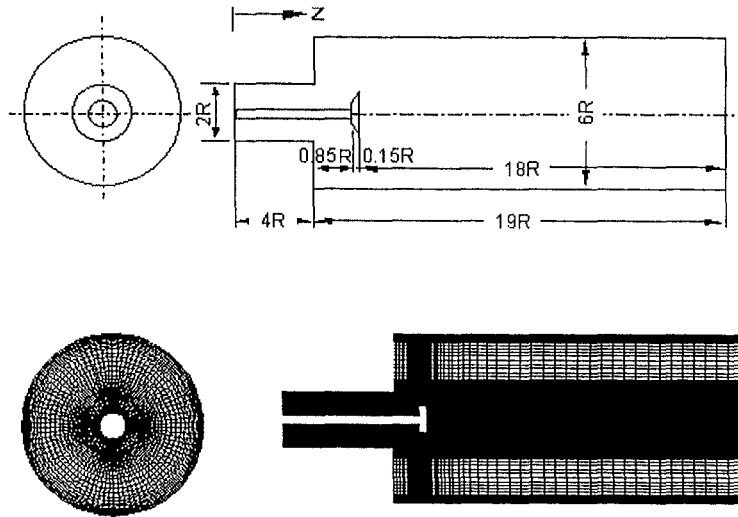


Fig. 2.6.16 계산 영역의 개략도

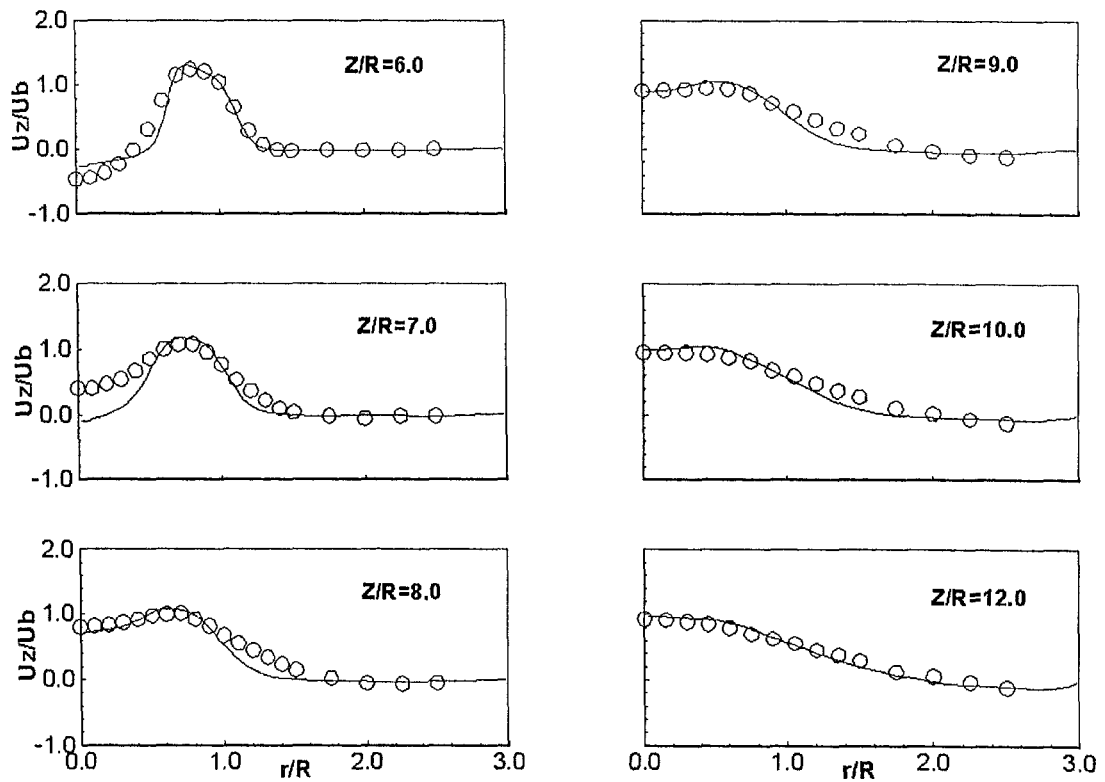


Fig. 2.6.17 후면에서 평균 축방향 속도 분포

○: experiment; —: prediction

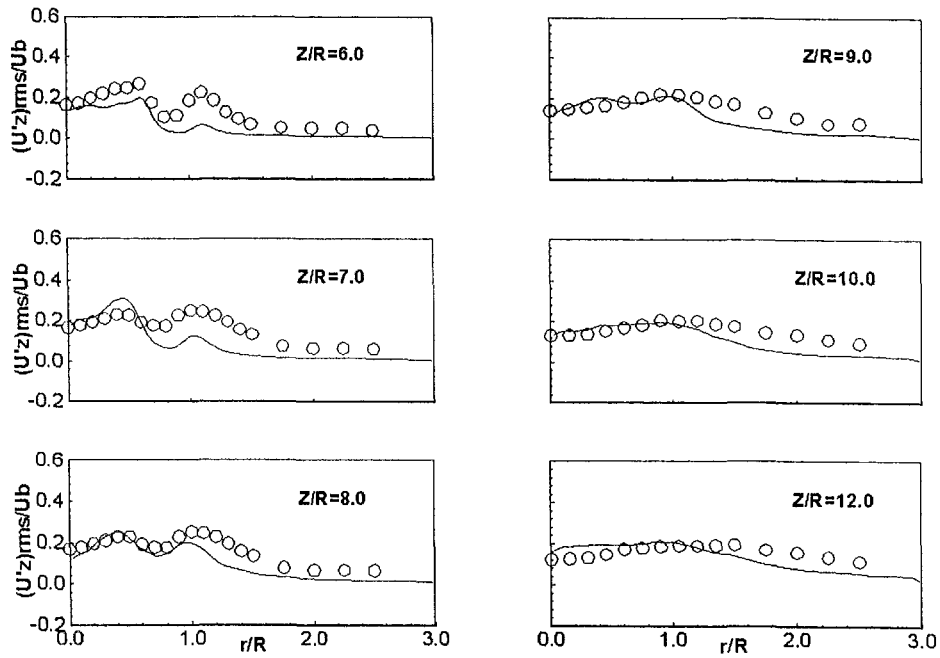


Fig. 2.6.18 후면에서 축방향 난류 강도 분포

○: experiment; —: prediction

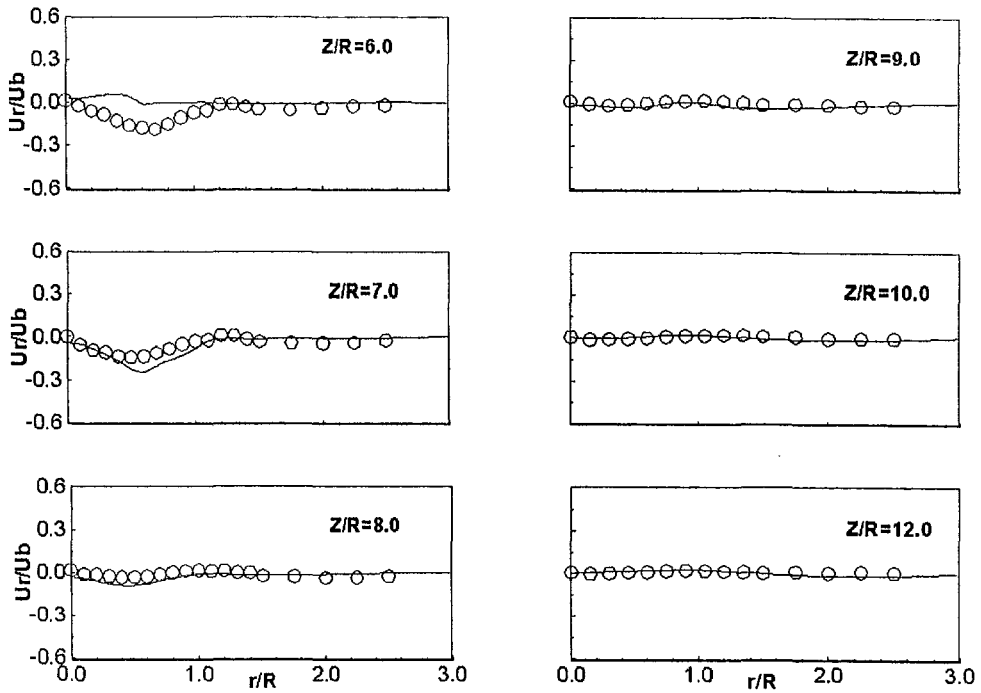


Fig. 2.6.19 반경 방향의 평균 속도 분포

○: experiment; —: prediction

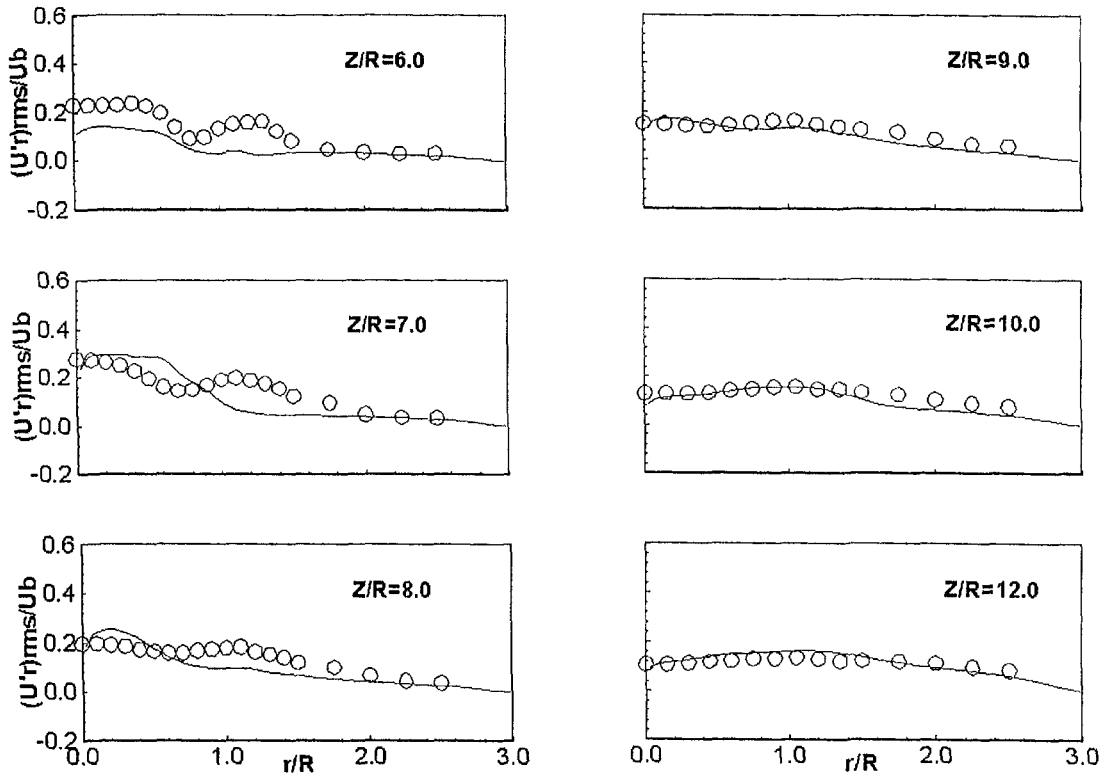


Fig. 2.6.20 반경 방향의 난류 강도 분포

○: experiment; —: prediction

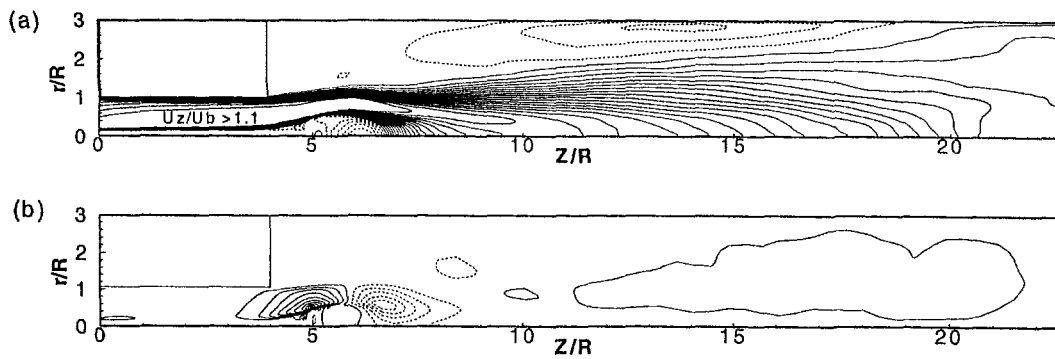


Fig. 2.6.21 평균 속도의 등가선 분포.

(a) 축방향 평균 속도 분포, (b) 반경 방향 평균 속도 분포

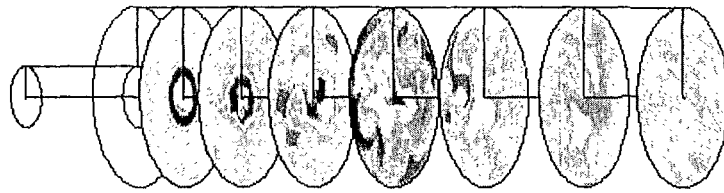
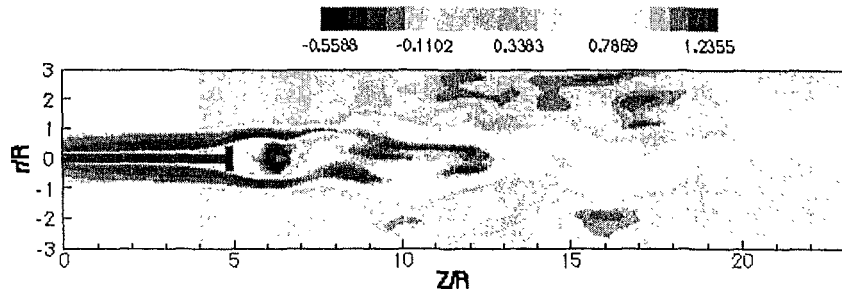


Fig. 2.6.22 축방향 순간 속도 분포

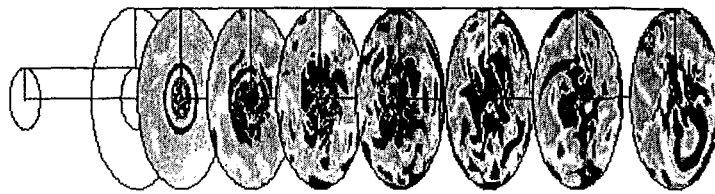
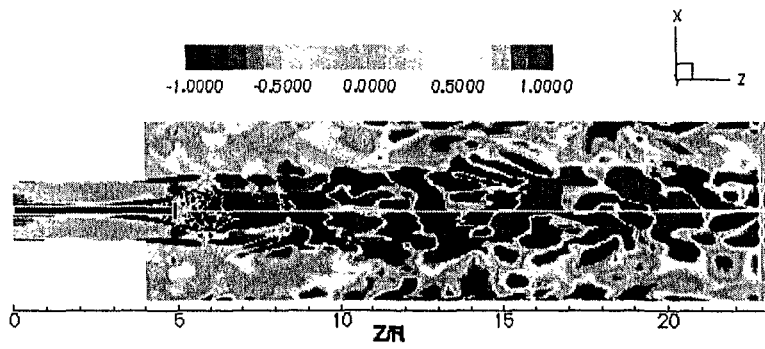


Fig. 2.6.23 원주 방향 보텍스 강도 분포

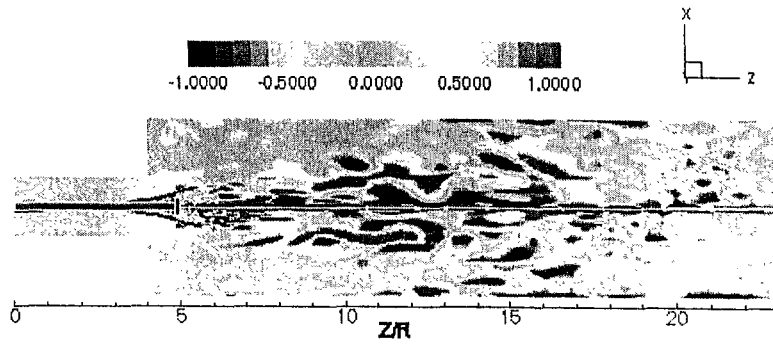


Fig. 2.6.24 축방향 보텍스 강도 분포

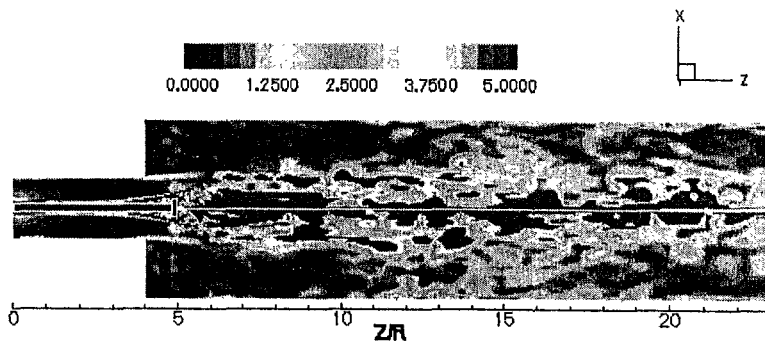


Fig. 2.6.25 보텍스 강도 분포

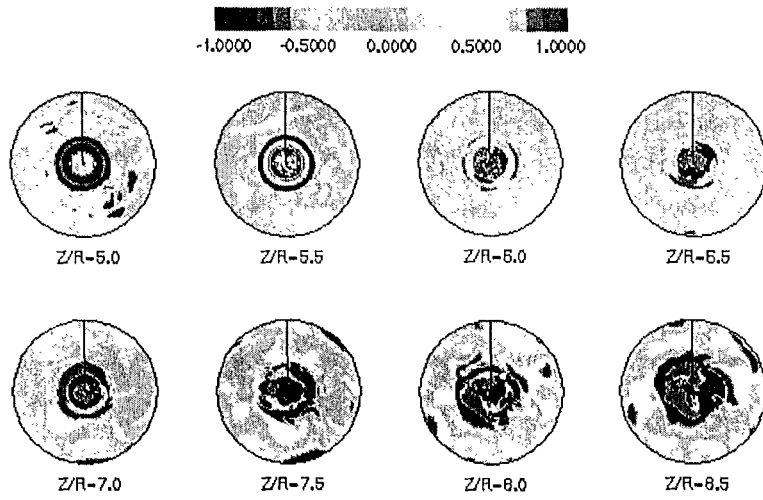


Fig. 2.6.26 원주방향의 와도 분포

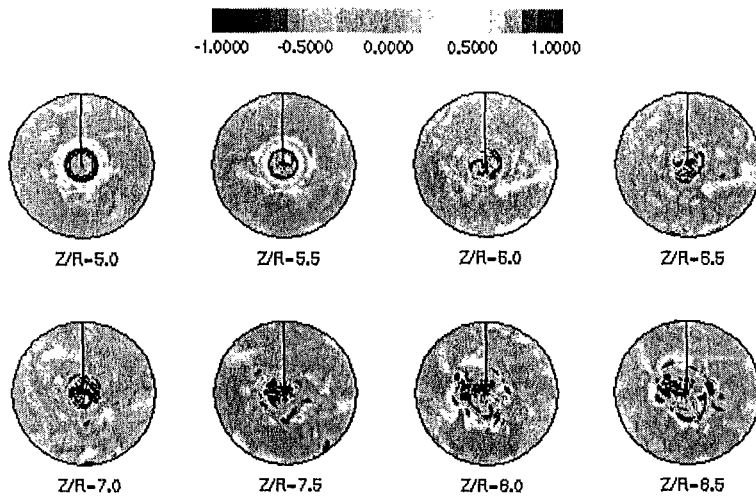


Fig. 2.6.27 흐름방향의 와도 분포

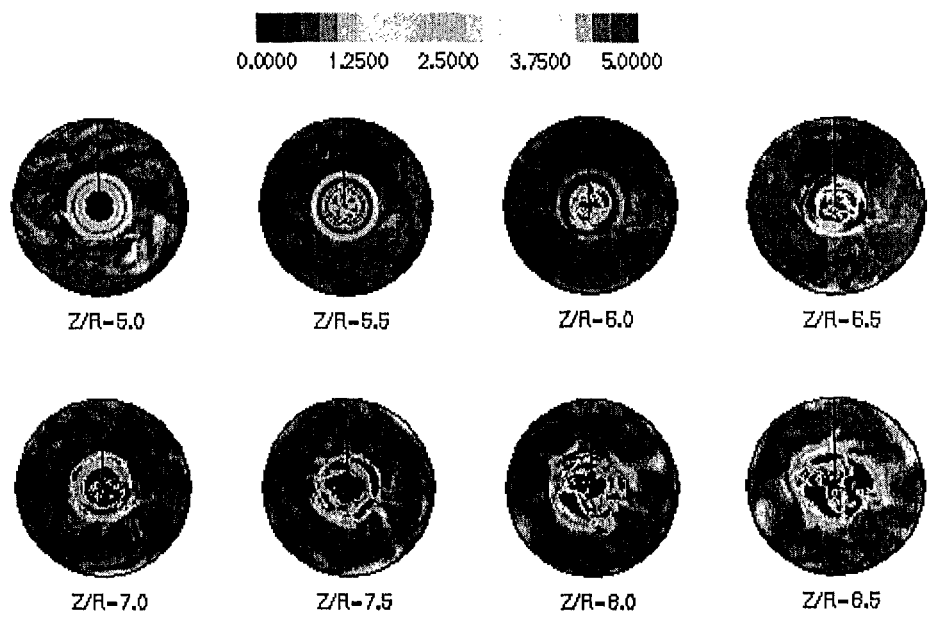
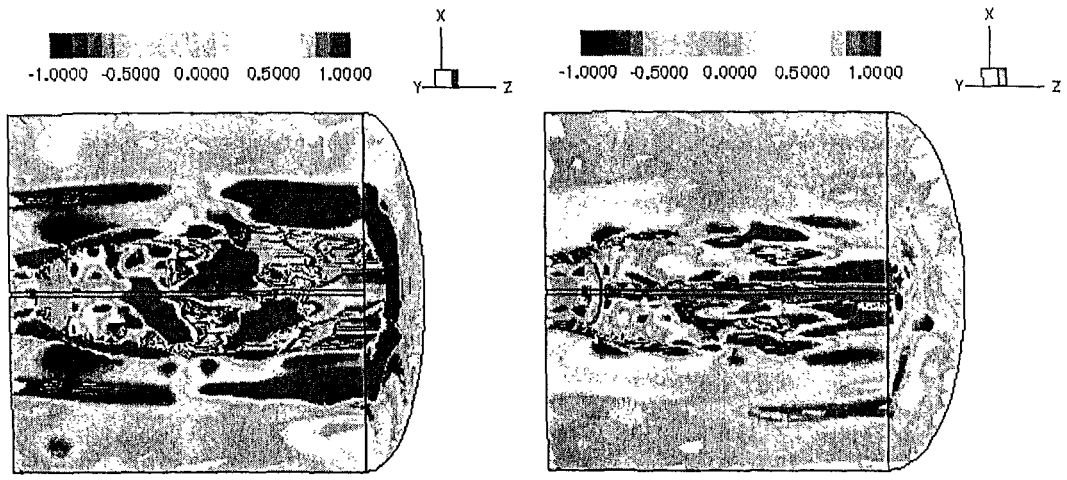
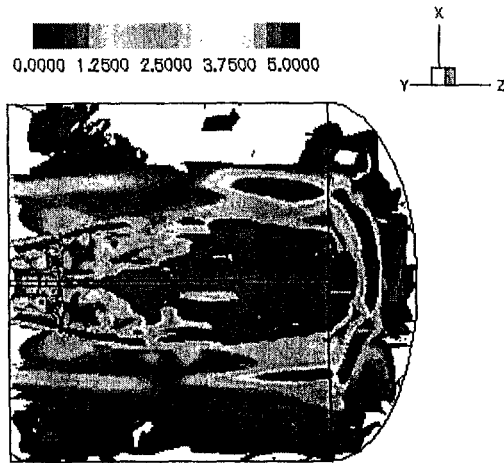


Fig. 2.6.28 보텍스 강도 분포



(a)

(b)



(c)

Fig. 2.6.29 보염기 주위 와도의
등가선 분포

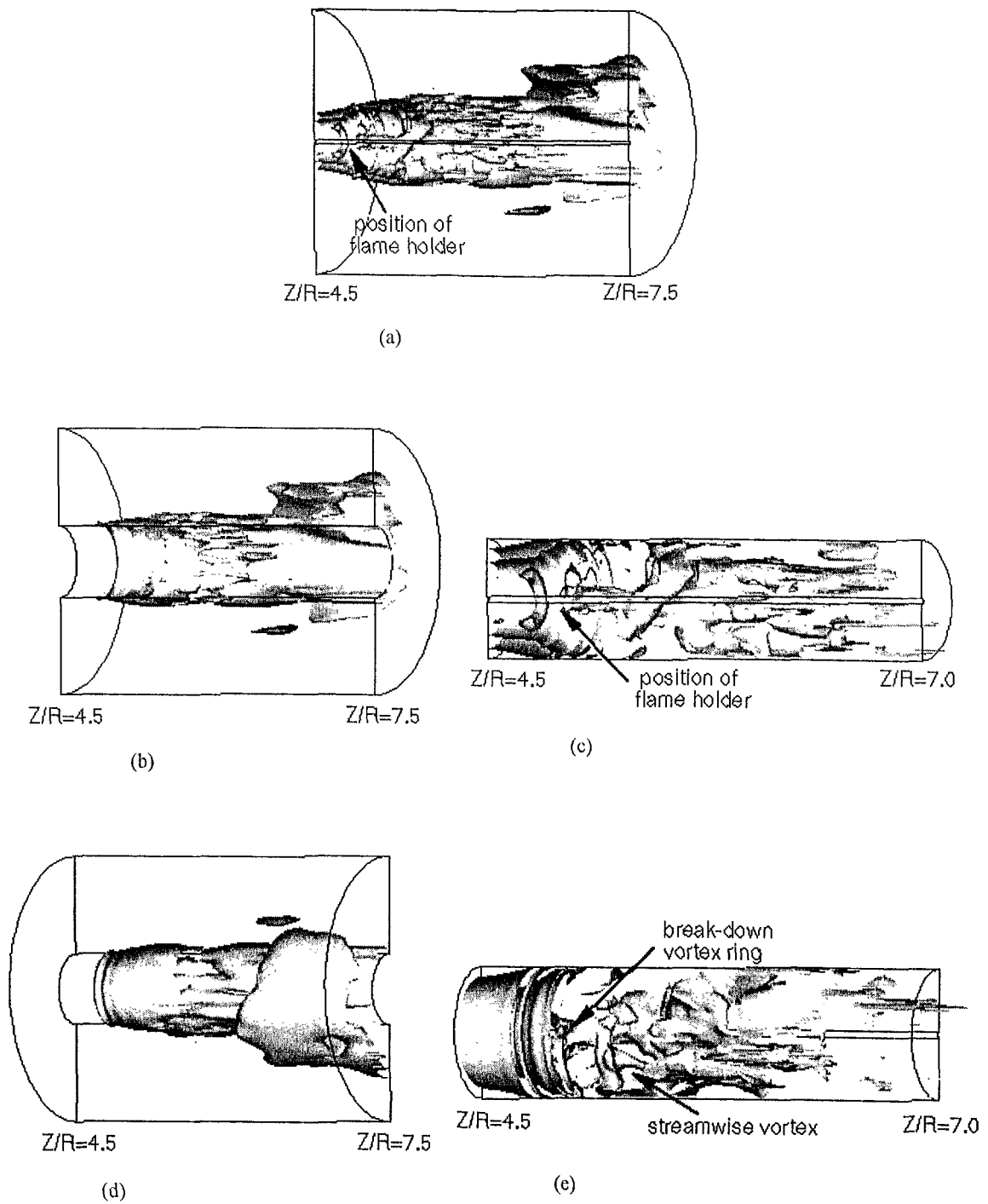


Fig. 2.6.30 보염구 주변 보텍스 구조의 등가면 분포 (a) 흐름방향 단면, (b) 안쪽에서 본 내부 영역, (c) 안쪽에서 본 외부 영역, (d) 바깥쪽에서 본 내부 영역, (e) 바깥쪽에서 본 외부 영역

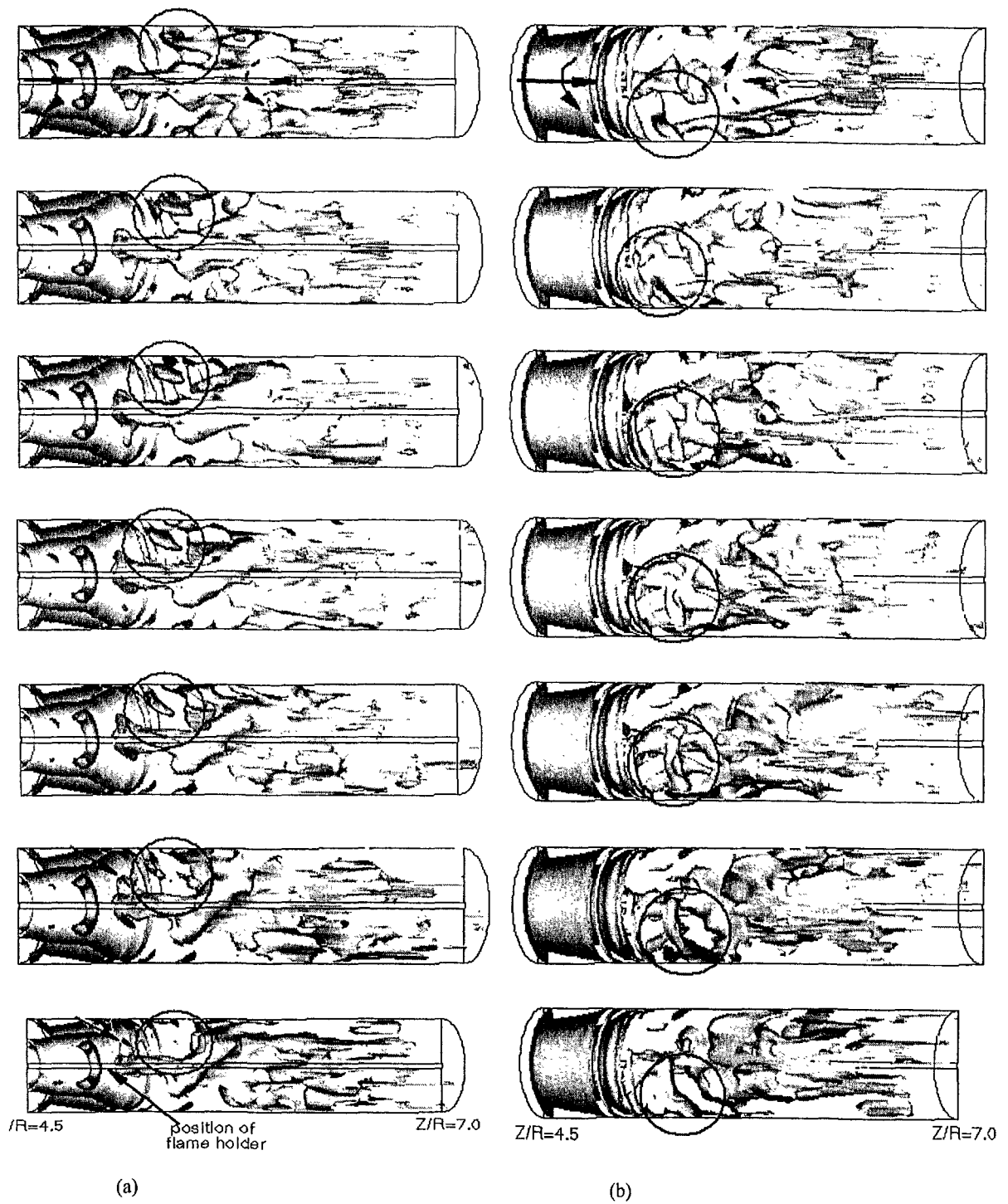


Fig. 2.6.31 보텍스 강도의 등가면 연속 분포 (a) 안쪽에서 본 형상, (b) 바깥쪽에서 본 형상

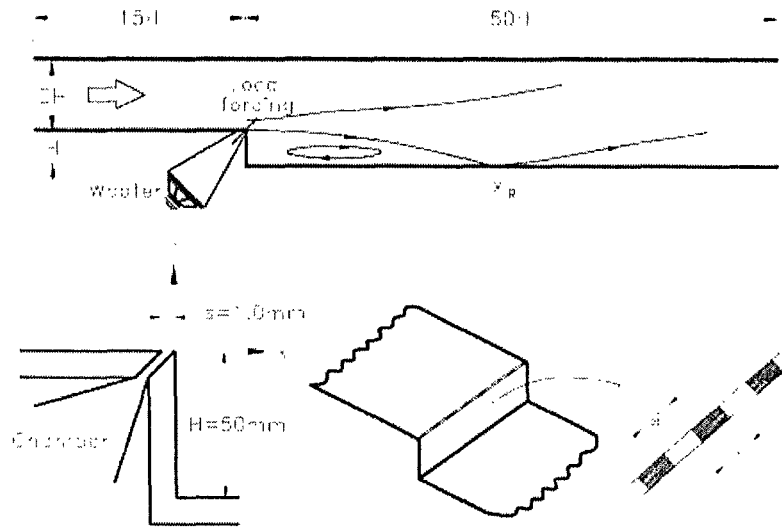


Fig. 3.1.1 풍동 시험부와 좌표정의 및 국소가진 장치

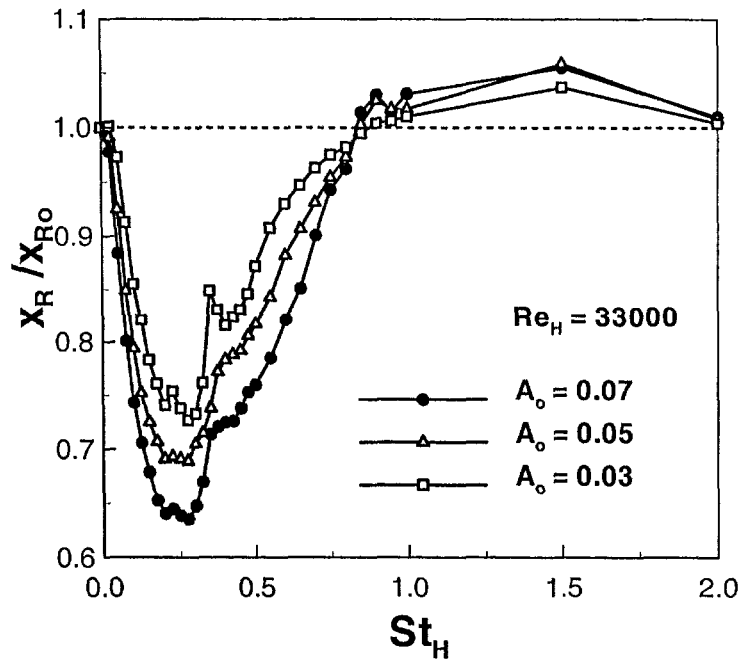


Fig. 3.1.2 $Re_H=33000$ 에서 St_H 변화에 대한 무차원 재부착길이 X_R/X_{R0}

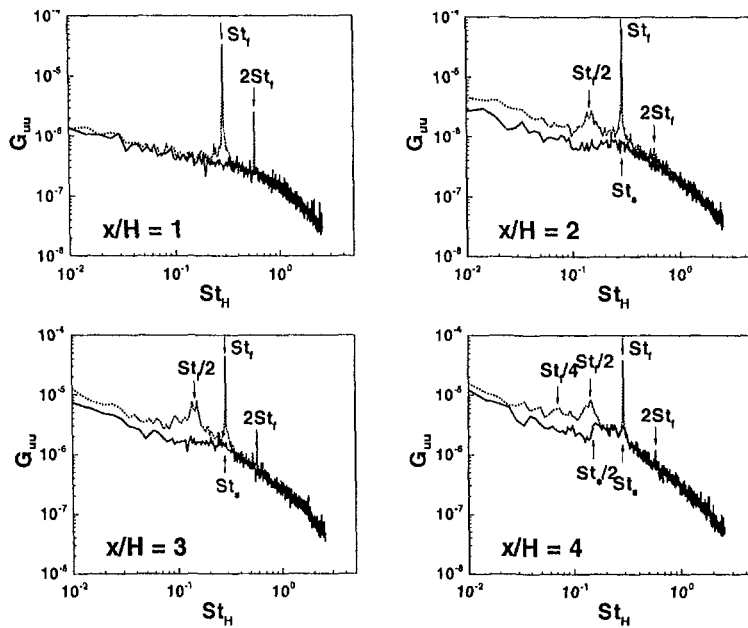


Fig. 3.1.3 (a) $Re_H=33000$ 에서 흐름방향에 대한 속도 스펙트럼 ($x/H=1\sim4$)

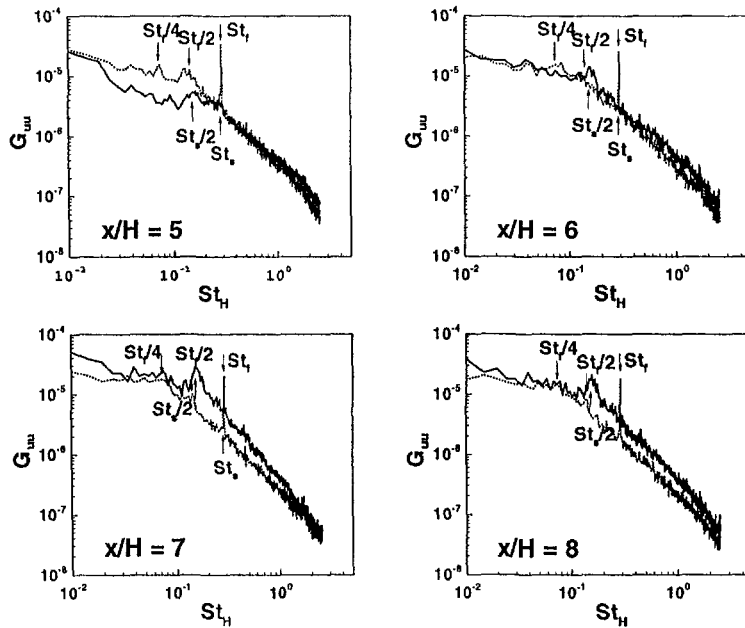


Fig. 3.1.3 (b) $Re_H=33000$ 에서 흐름방향에 대한 속도 스펙트럼 ($x/H=5\sim8$)

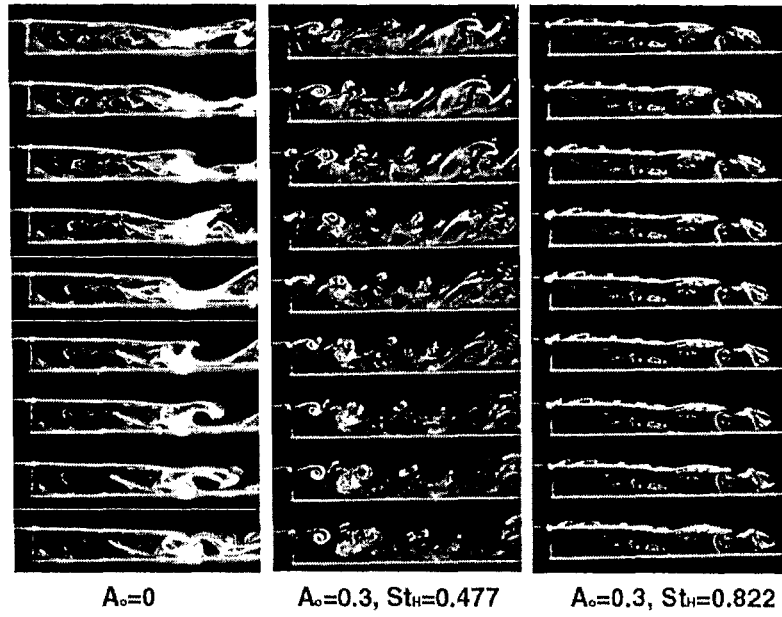


Fig. 3.1.4 $Re_H=1200$ 일 때 대형 와 구조의 가시화결과

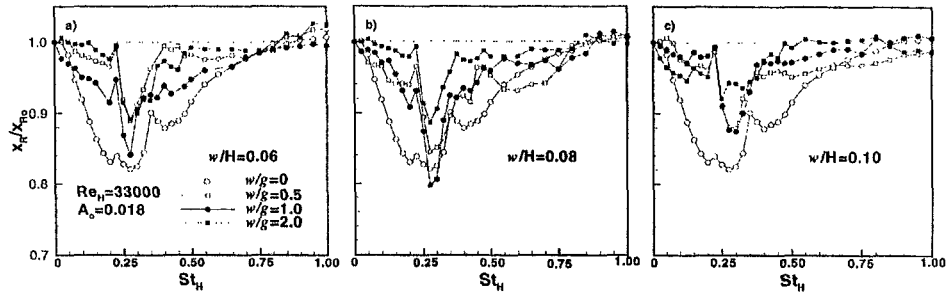


Fig. 3.1.5 무차원 주파수에 대한 재부착길이

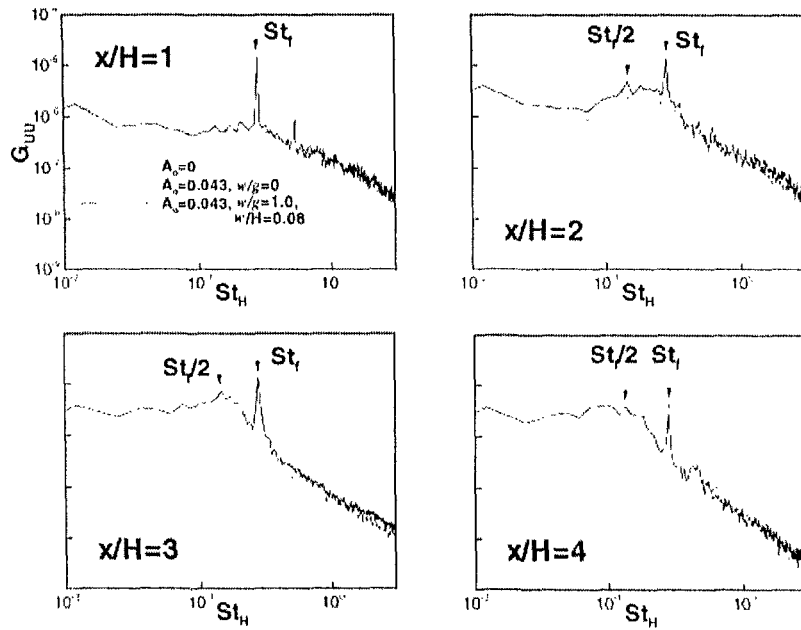


Fig. 3.1.6 횡방향 국소가진에 의한 속도 스펙트럼

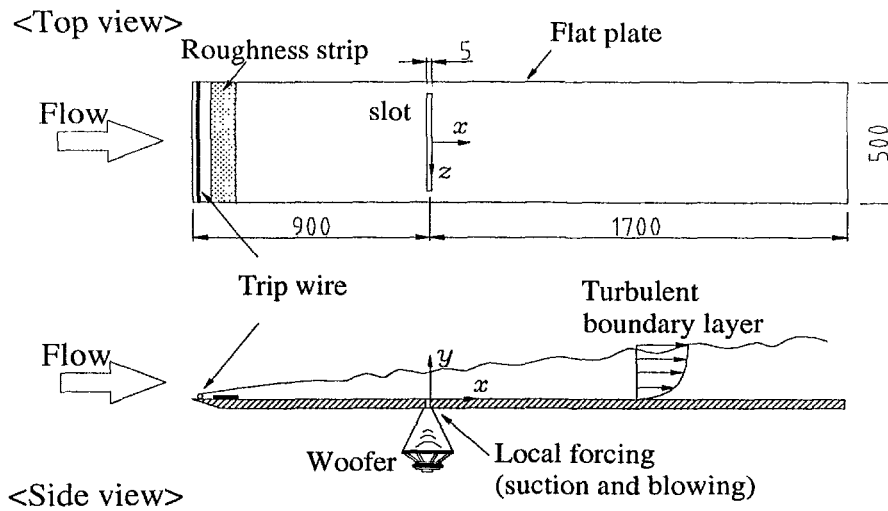


Fig. 3.2.1 시험부 및 국소교란 장치

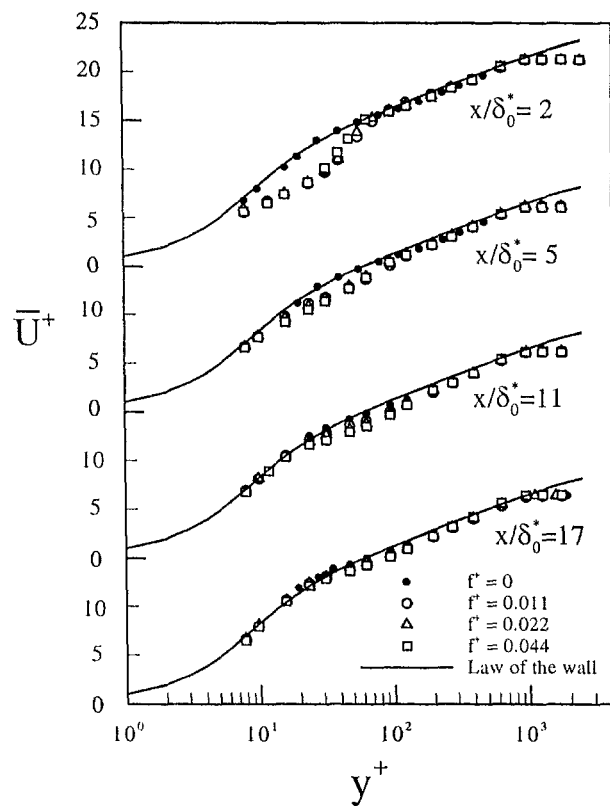


Fig.3.2.2 평균 속도 분포 (Mean velocity profiles)

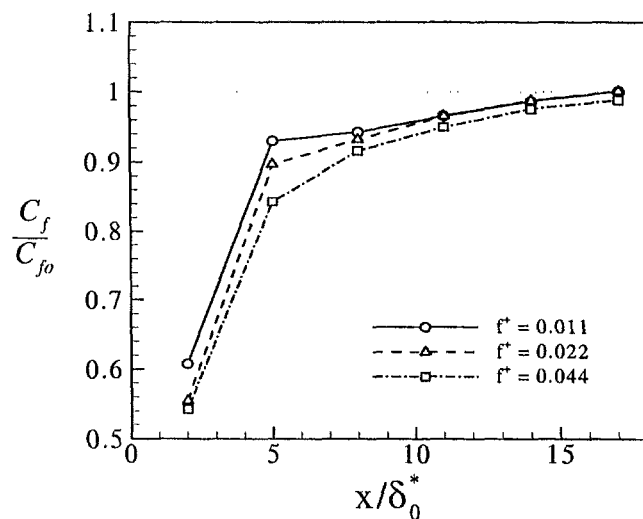


Fig.3.2.3 벽면 마찰 계수 분포

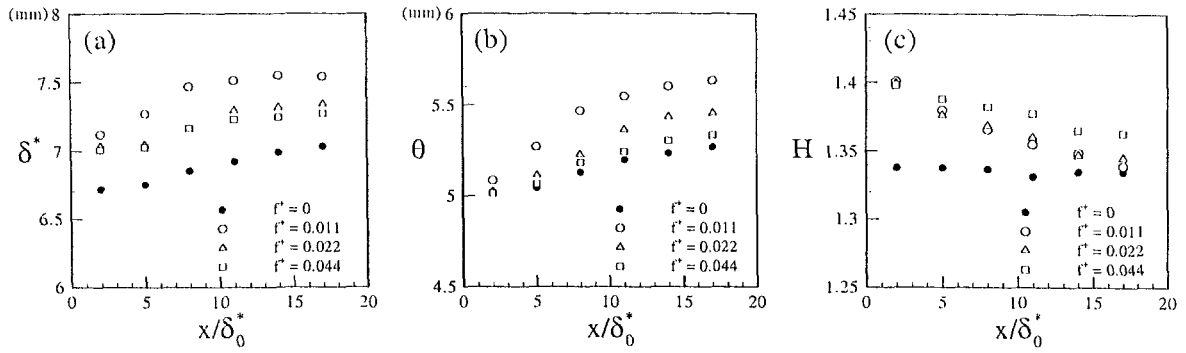


Fig.3.2.4 경계층 인자의 분포

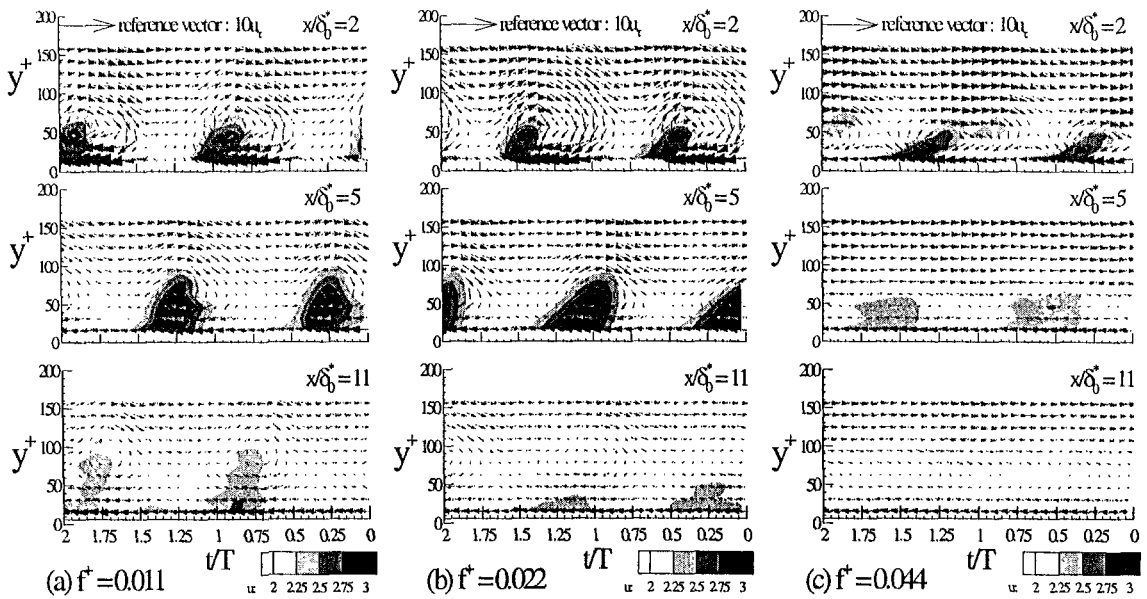


Fig.3.2.5 위상 평균 벡터장 $\langle U \rangle$, $\langle V \rangle$ u'_{rms} 의 contour

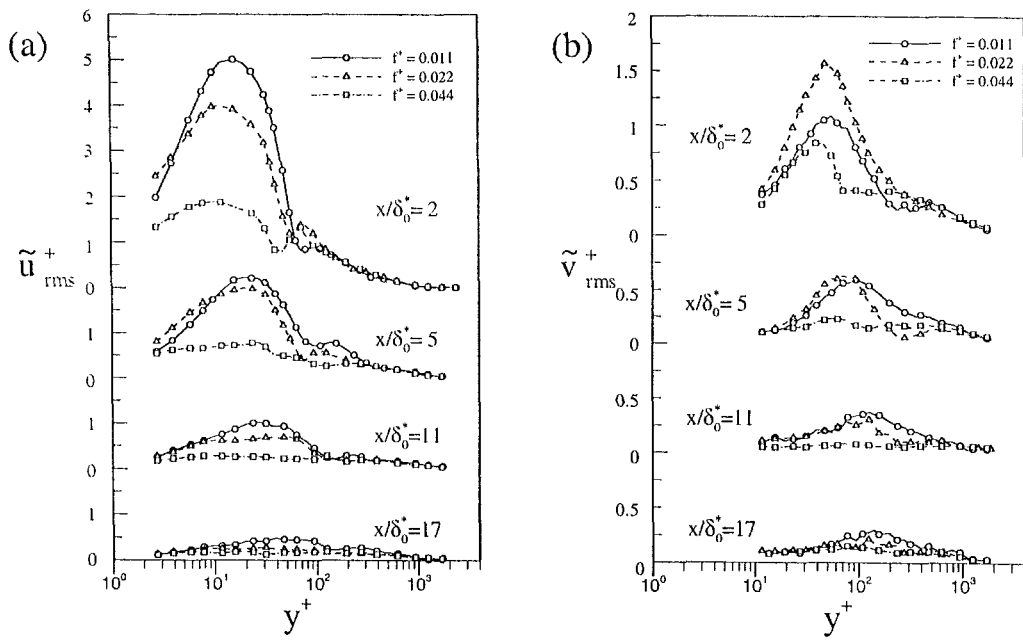


Fig.3.2.6 주기적 속도 성분의 근재벽 평균 분포

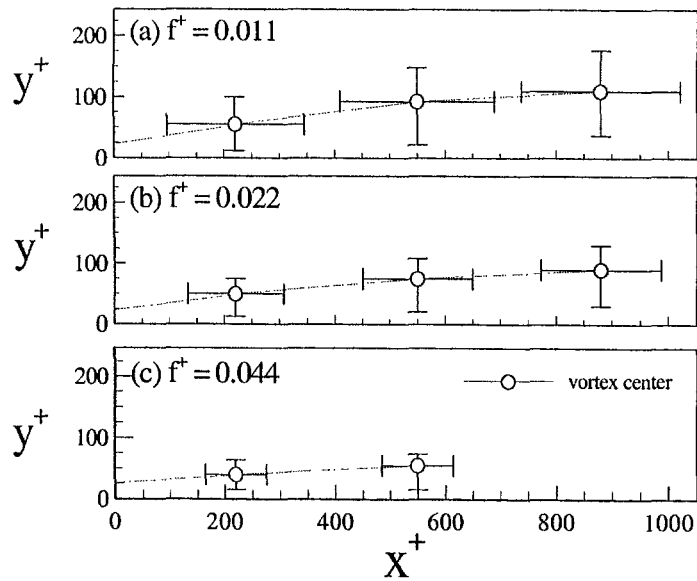


Fig.3.2.7 횡방향 와류 구조의 크기 및 중심의 위치

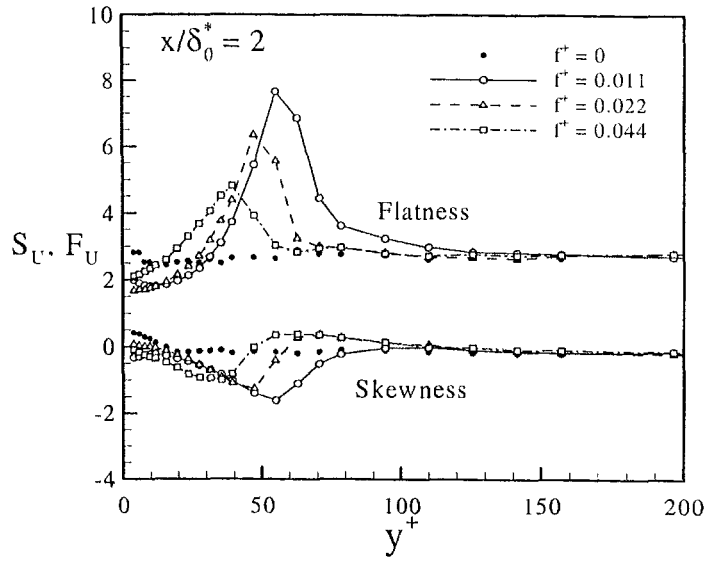


Fig.3.2.8 Skewness와 Flatness의 분포

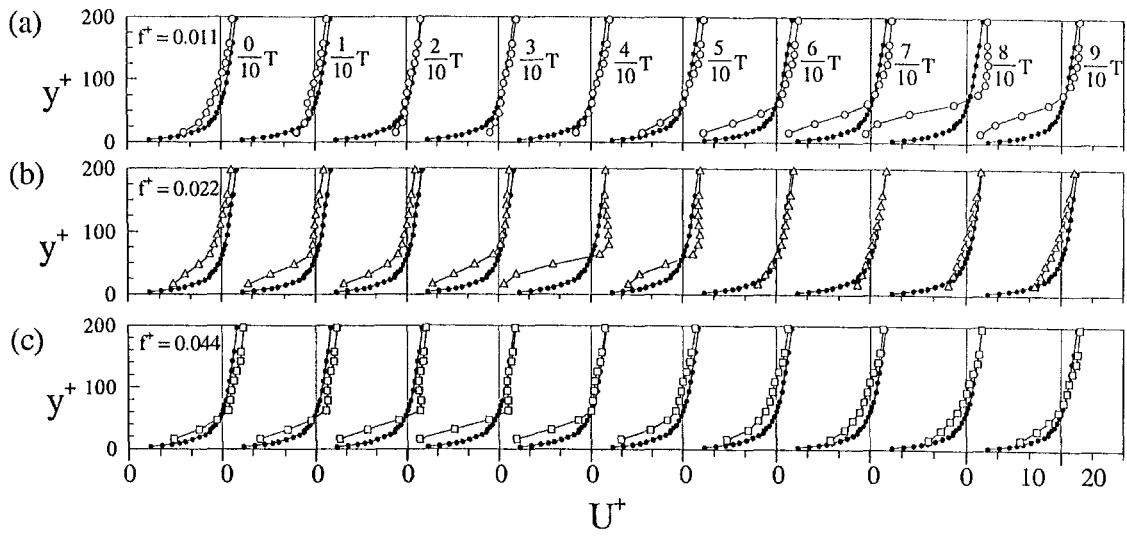


Fig.3.2.9 시간에 따른 U 속도 분포의 변화 ($x/\delta_0^* = 2$)

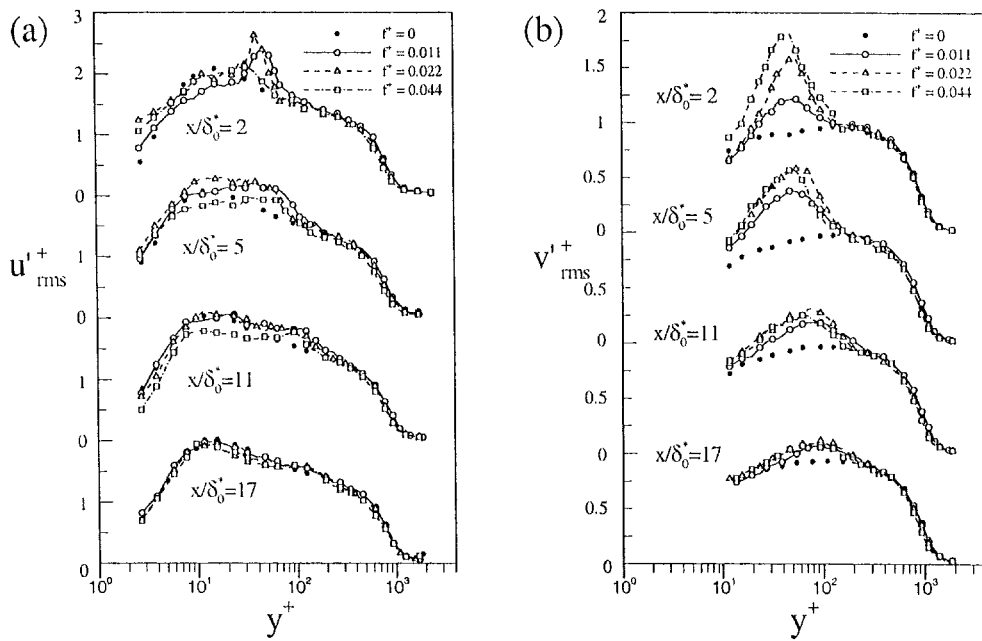


Fig.3.2.10 난류 요동 성분 u'_{rms} , v'_{rms} 의 분포

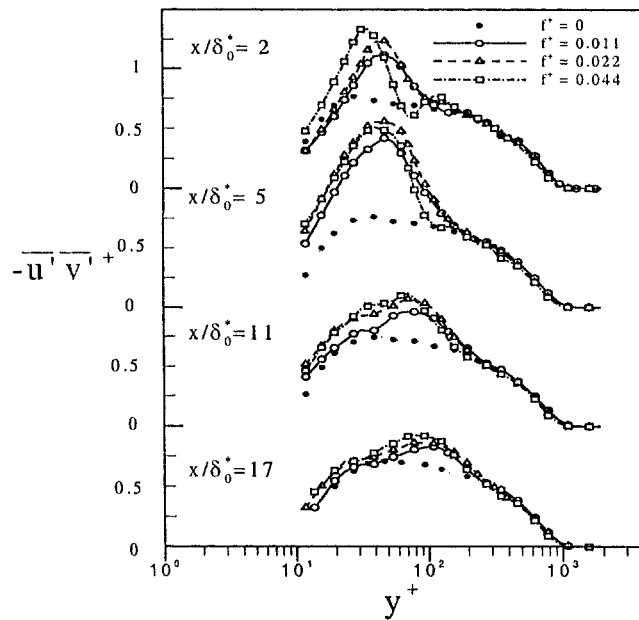


Fig.3.2.11 레이놀즈 전단응력의 분포

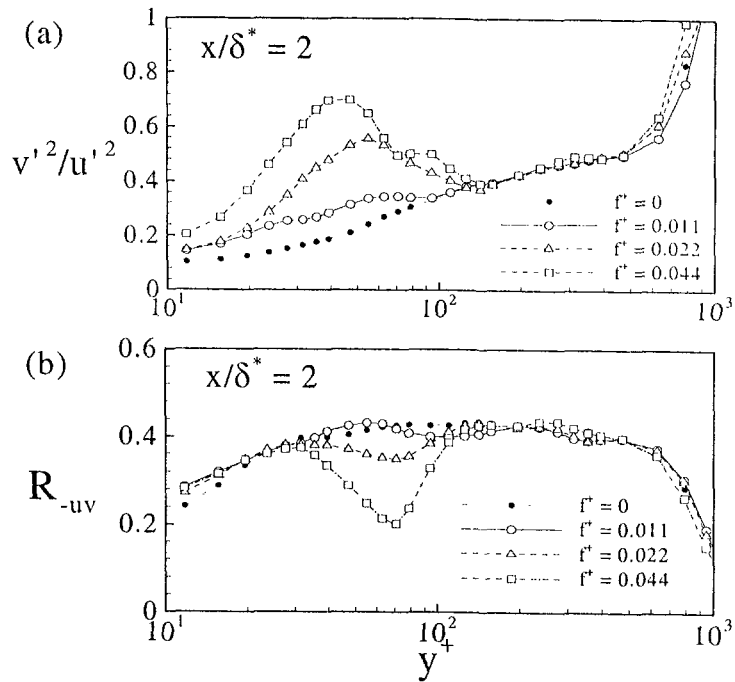


Fig.3.2.12 Stress ratio와 Correlation coefficient

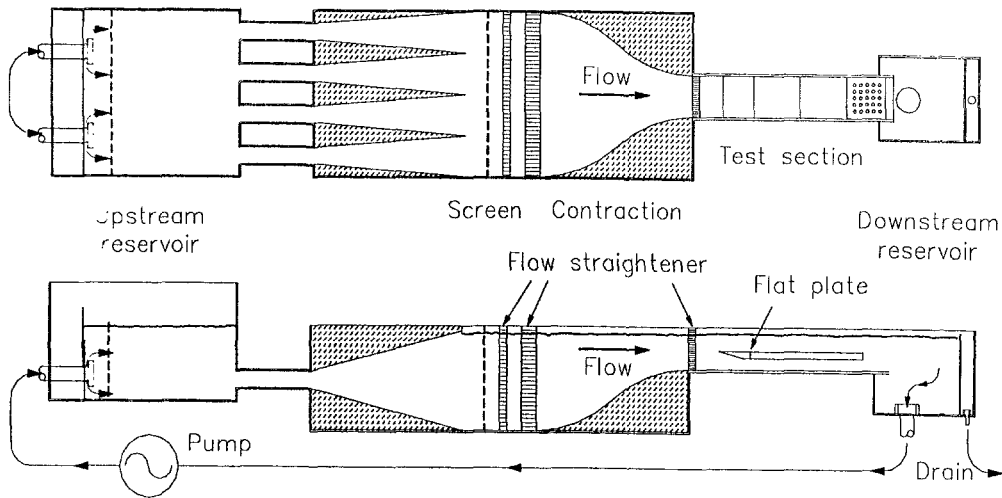


Fig. 3.2.13 수동의 계략도

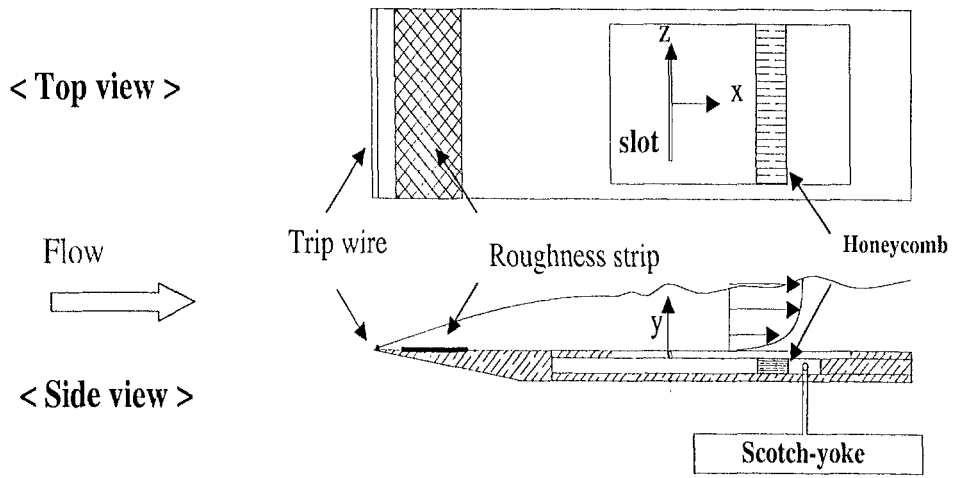


Fig. 3.2.14 시험부

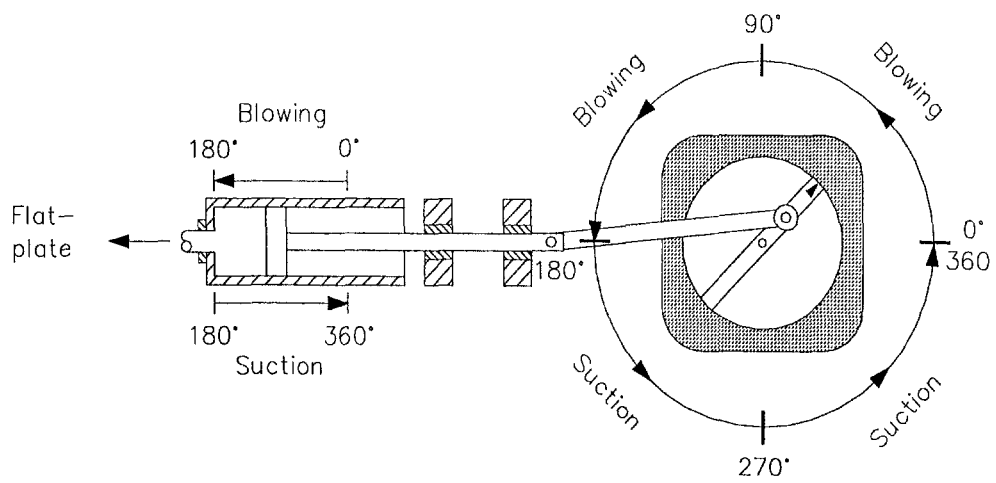


Fig. 3.2.15 Scotch-yoke system

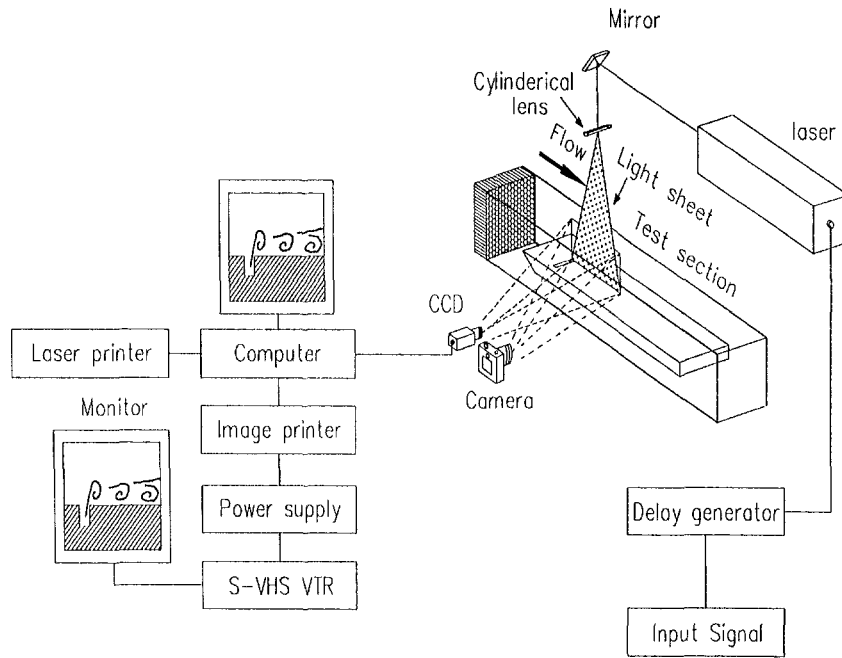


Fig. 3.2.16 유동가시화와 PIV 실험장비의 구성

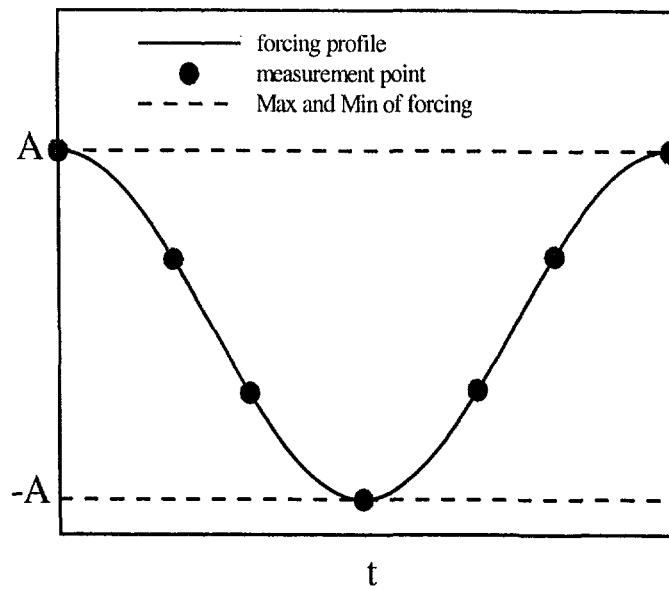


Fig. 3.2.17 위상 평균속도 측정위치

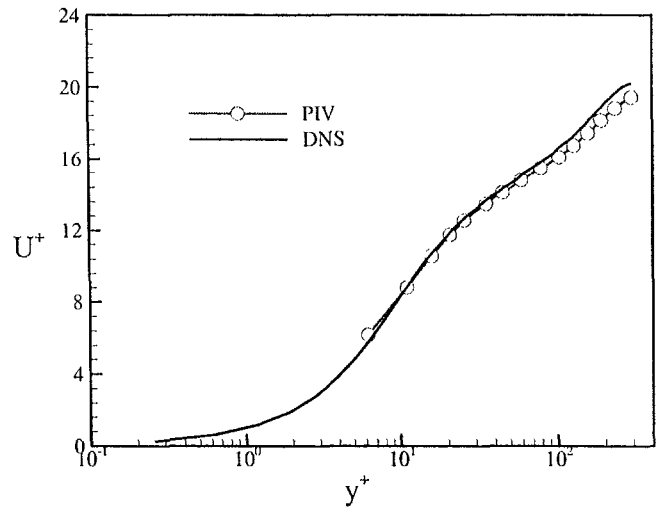


Fig. 3.2.18 PIV로 측정된 평균속도

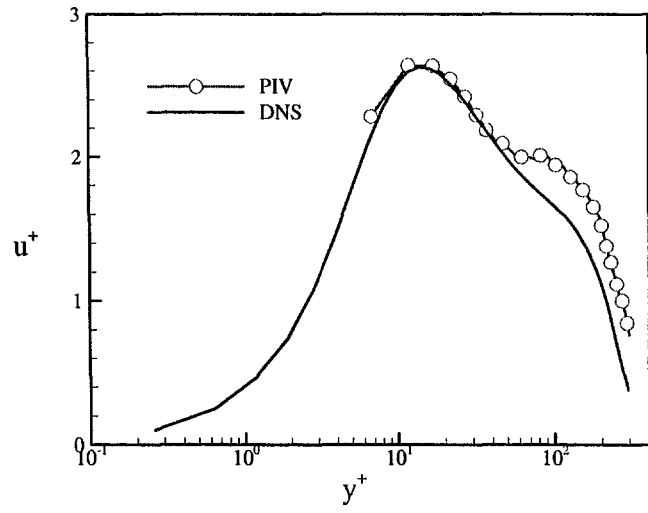


Fig. 3.2.19 PIV로 측정된 u'

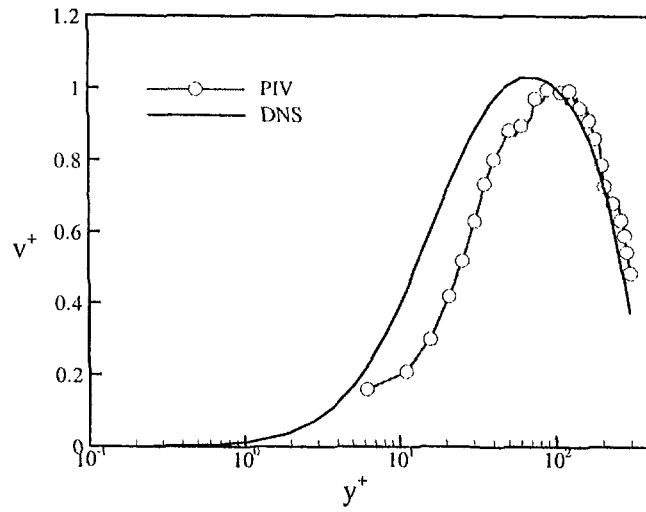


Fig. 3.2.20 PIV로 측정된 v'

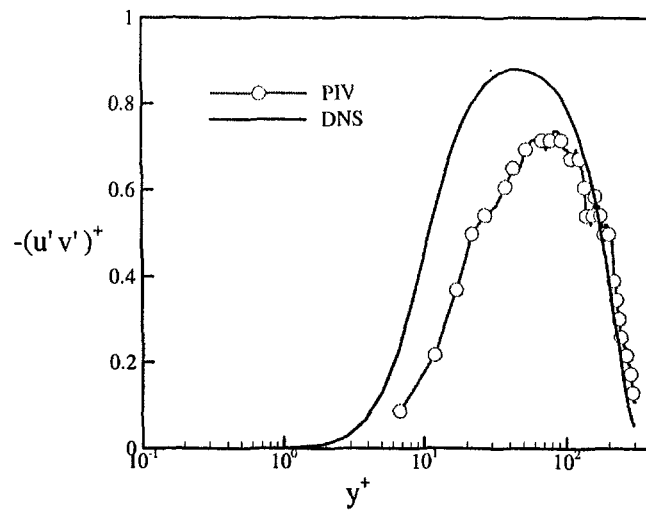


Fig. 3.2.21 PIV로 측정된 $-(u'v')$

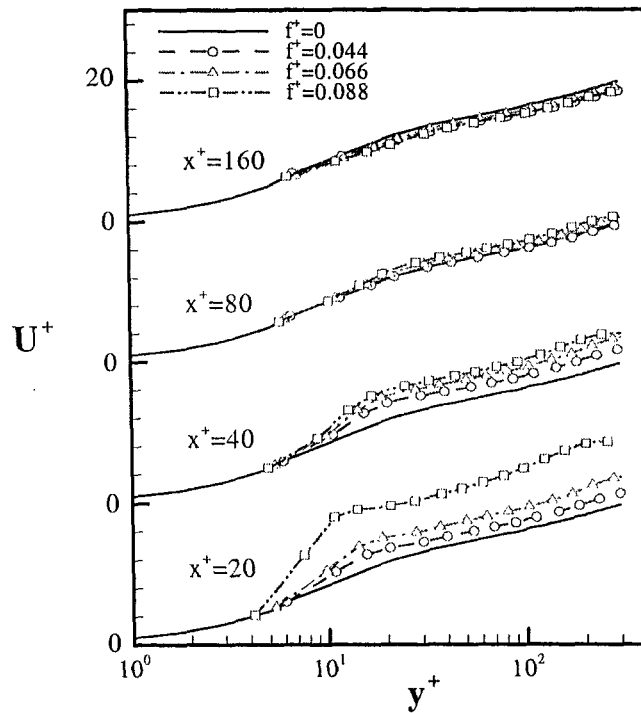


Fig. 3.2.22 가진 주파수에 따른 평균속도의 변화

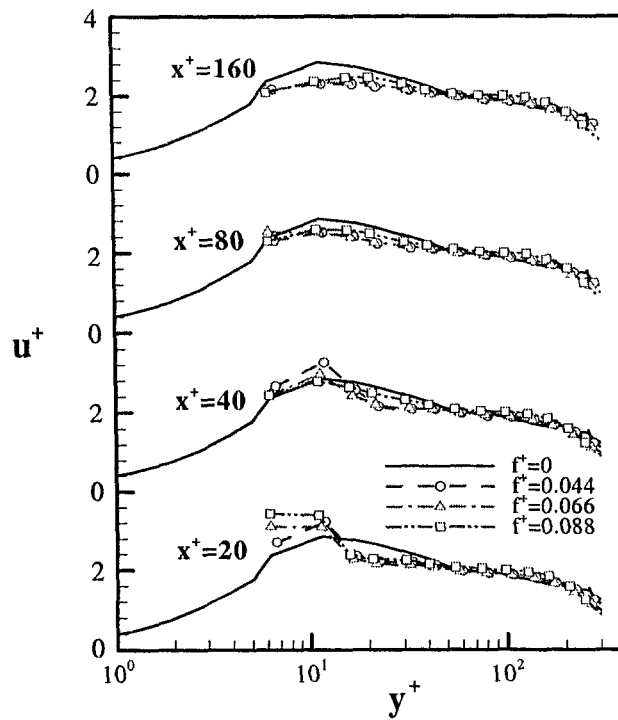


Fig. 3.2.23 가진 주파수에 따른 u' 의 변화

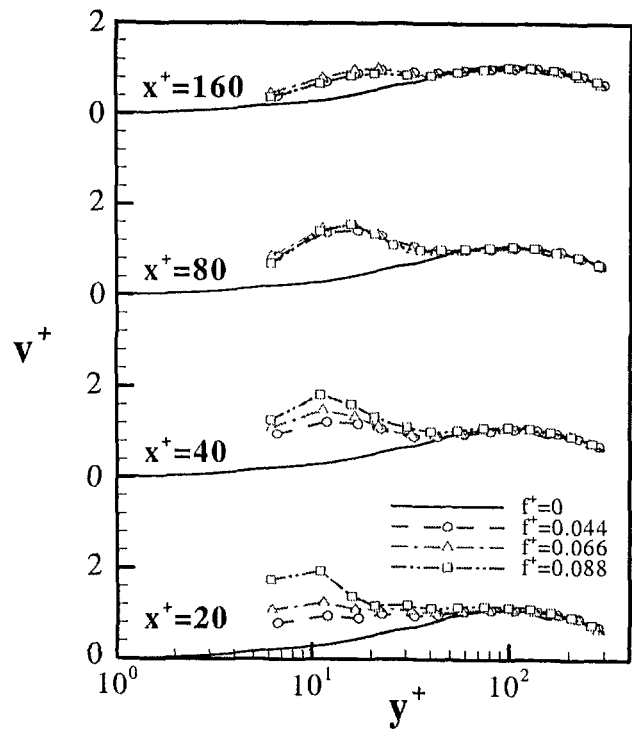


Fig. 3.2.24 가진 주파수에 따른 v' 의 변화

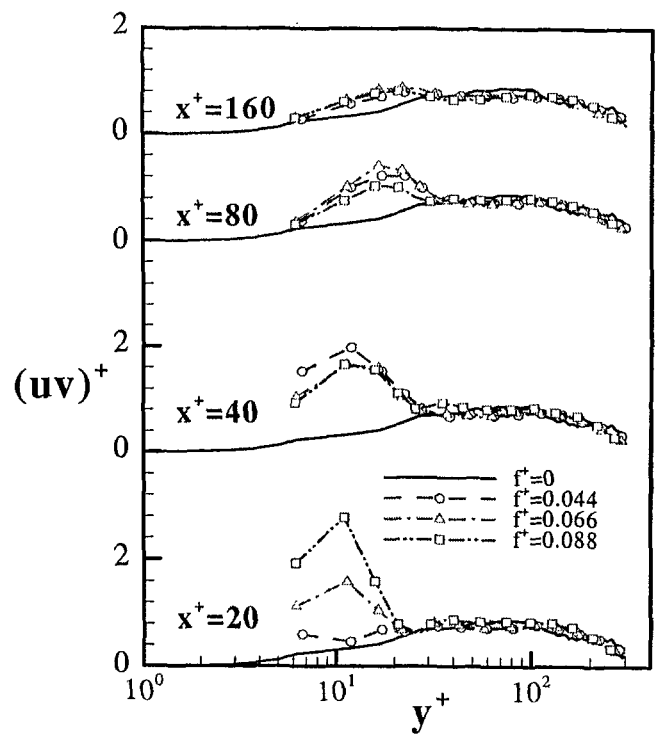


Fig. 3.2.25 가진 주파수에 따른 $-(u'v')$ 의 변화

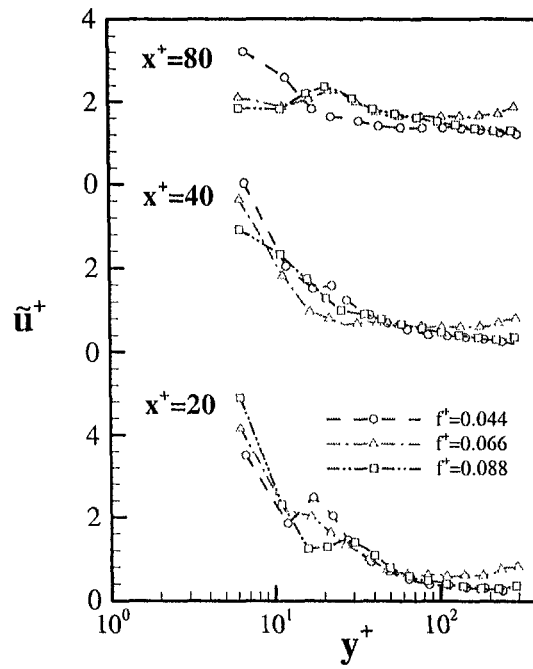


Fig. 3.2.26 가진 주파수에 따른 \tilde{u}^+ 의 변화

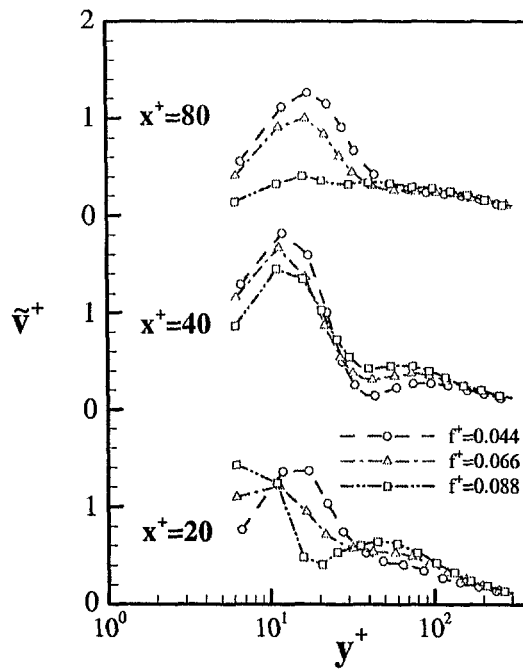


Fig. 3.2.27 가진 주파수에 따른 \tilde{v}^+ 의 변화

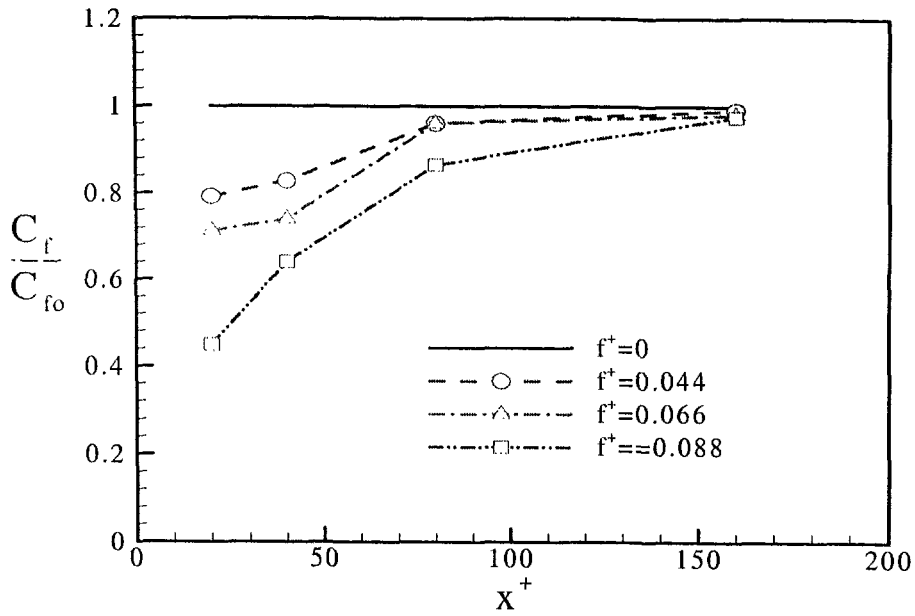


Fig. 3.2.28 가진 주파수에 따른 벽면마찰계수의 변화

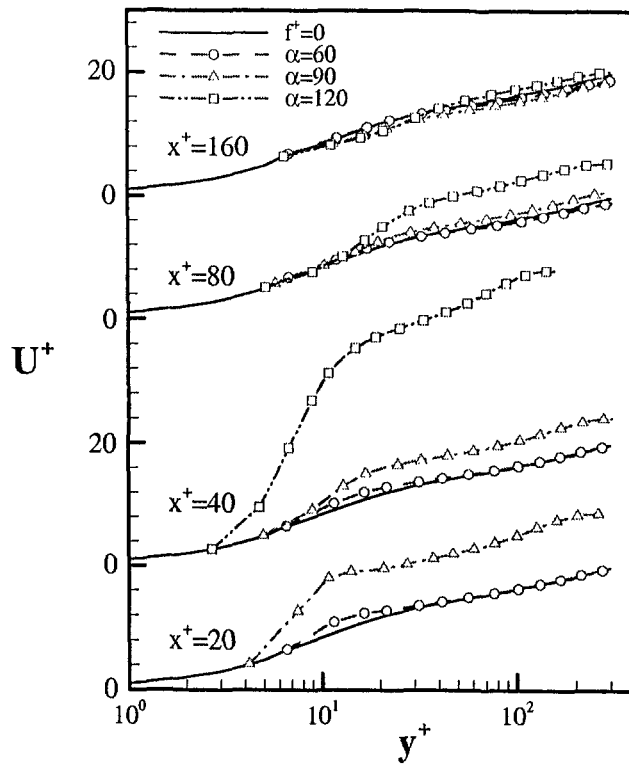


Fig. 3.2.29 분사각도에 따른 평균속도의 변화

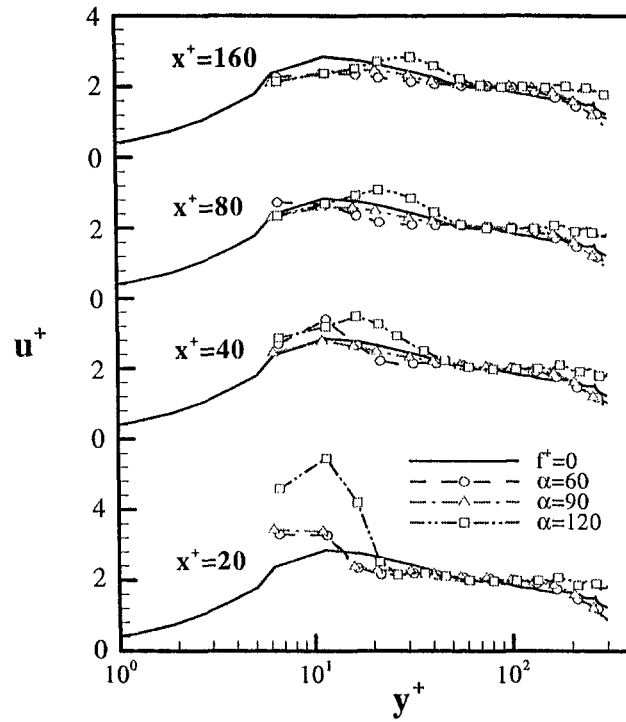


Fig. 3.2.30 분사각도에 따른 u' 의 변화

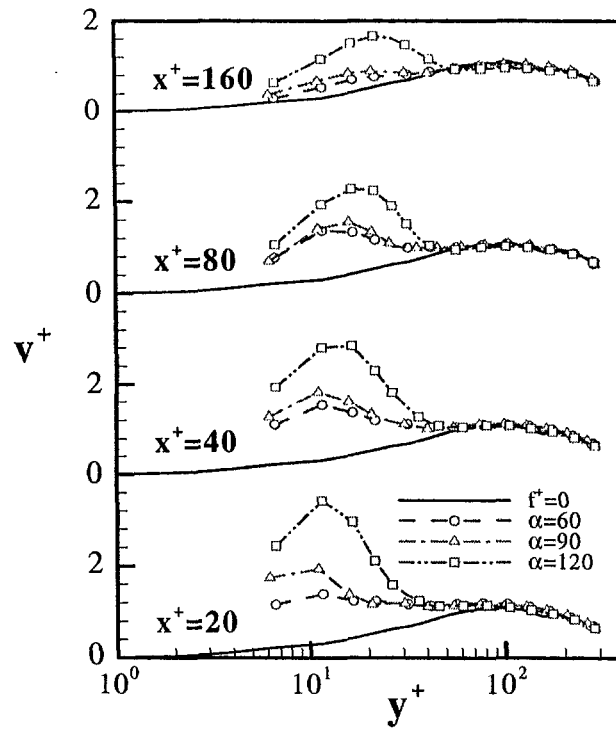


Fig. 3.2.31 분사각도에 따른 v' 의 변화

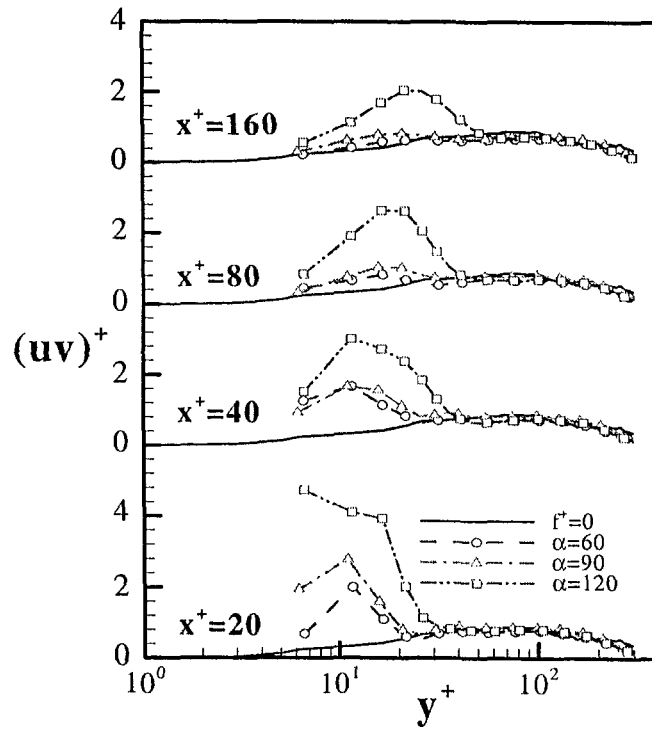


Fig. 3.2.32 분사각도에 따른 $-(u'v')$ 의 변화

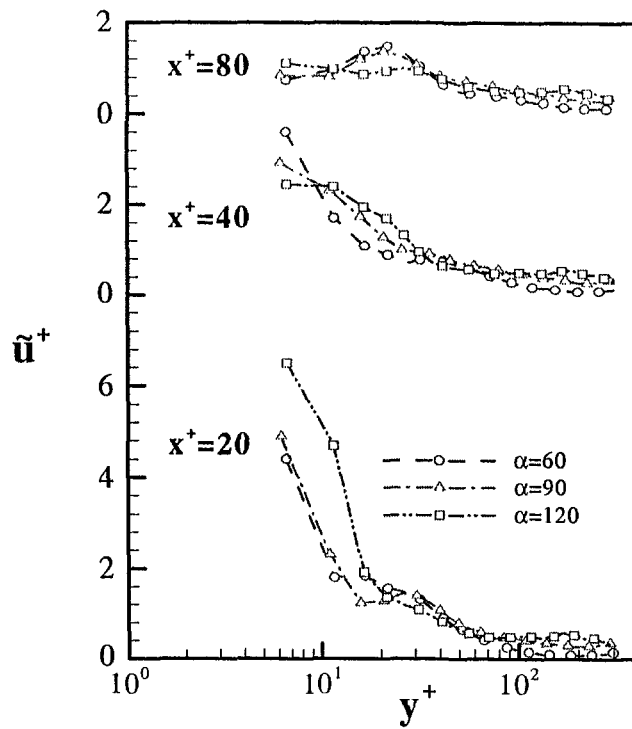


Fig. 3.2.33 분사각도에 따른 \bar{u} 의 변화

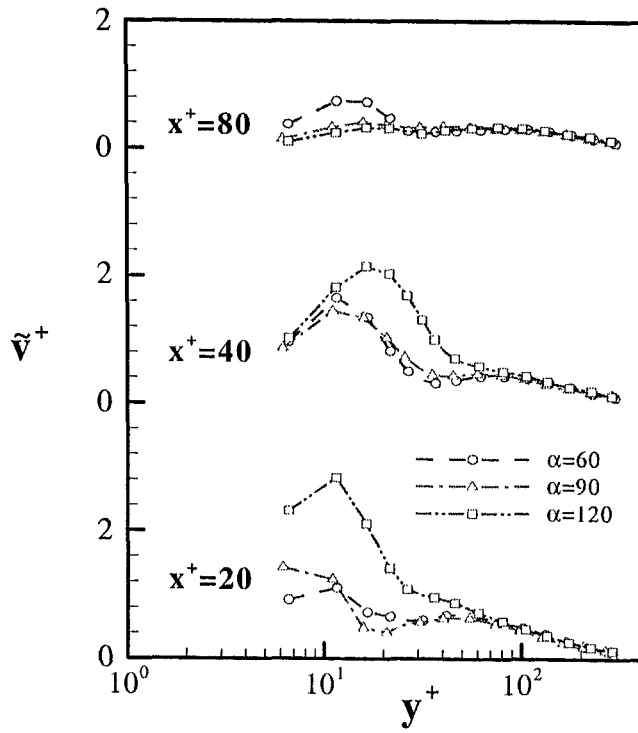


Fig. 3.2.34 분사각도에 따른 \tilde{v} 의 변화

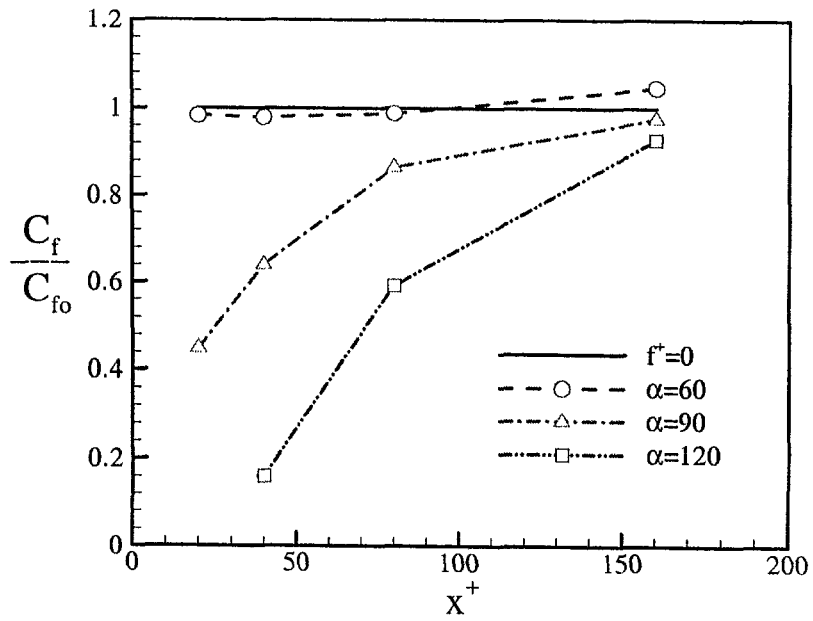


Fig. 3.2.35 분사각도에 따른 벽면마찰계수의 변화

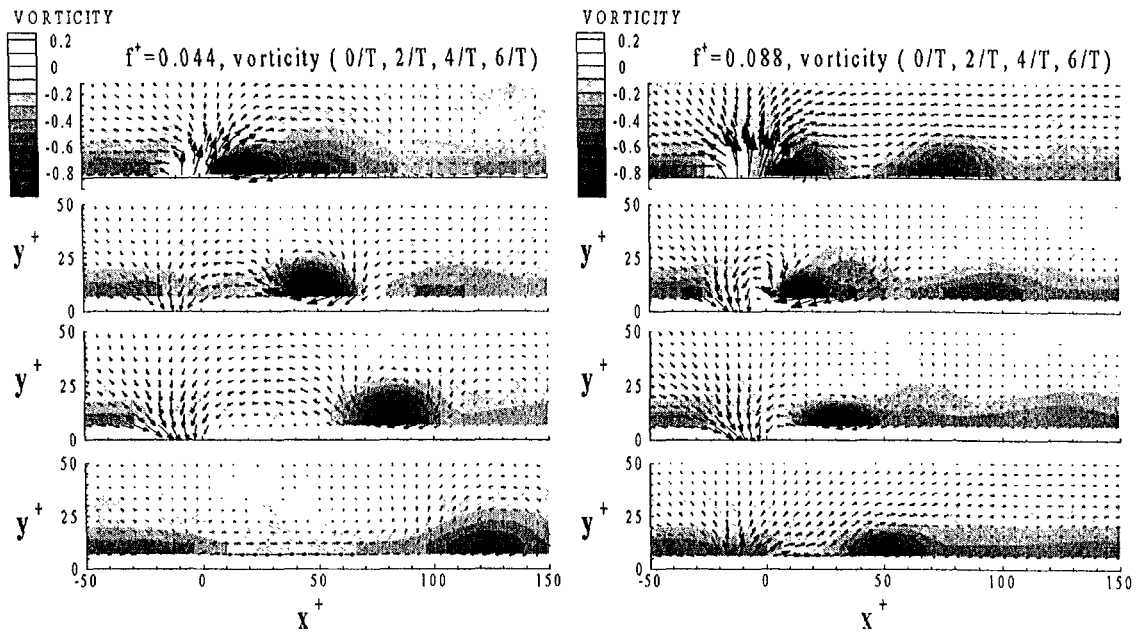


Fig. 3.2.36 가진 주파수에 따른 횡방향 와도(vorticity)의 등강도선

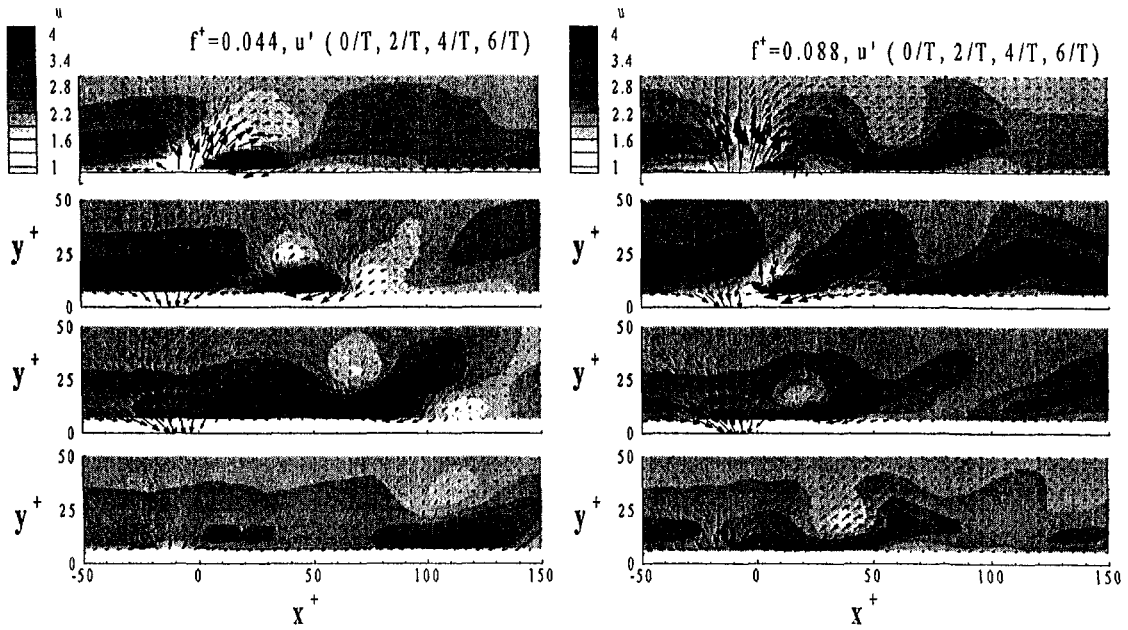


Fig. 3.2.37 가진 주파수에 따른 u' 의 등강도선

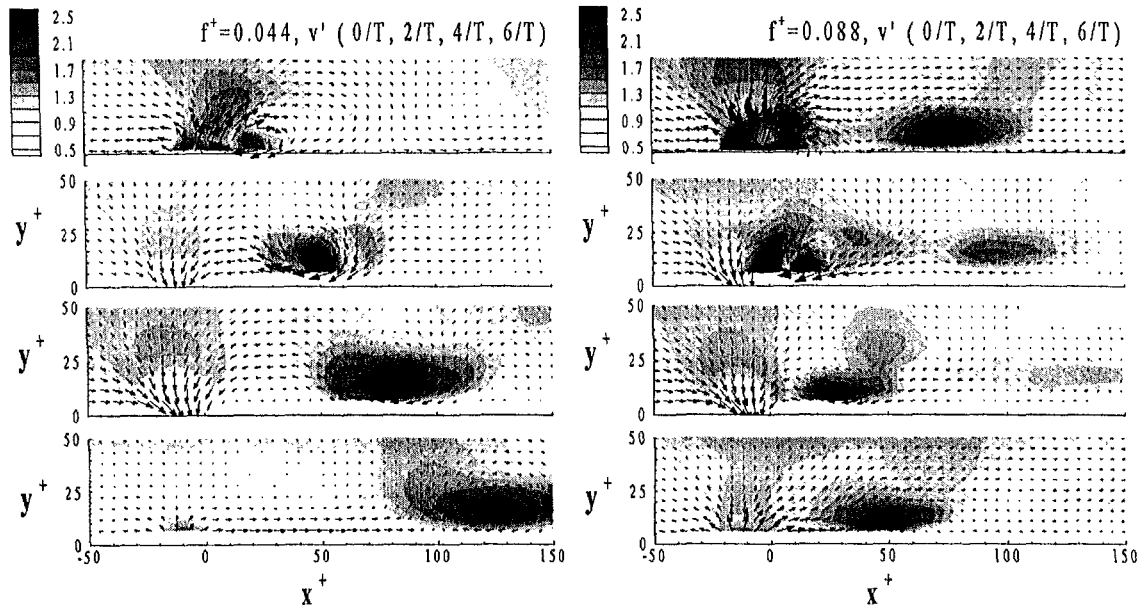


Fig. 3.2.38 가진 주파수에 따른 v' 의 등강도선

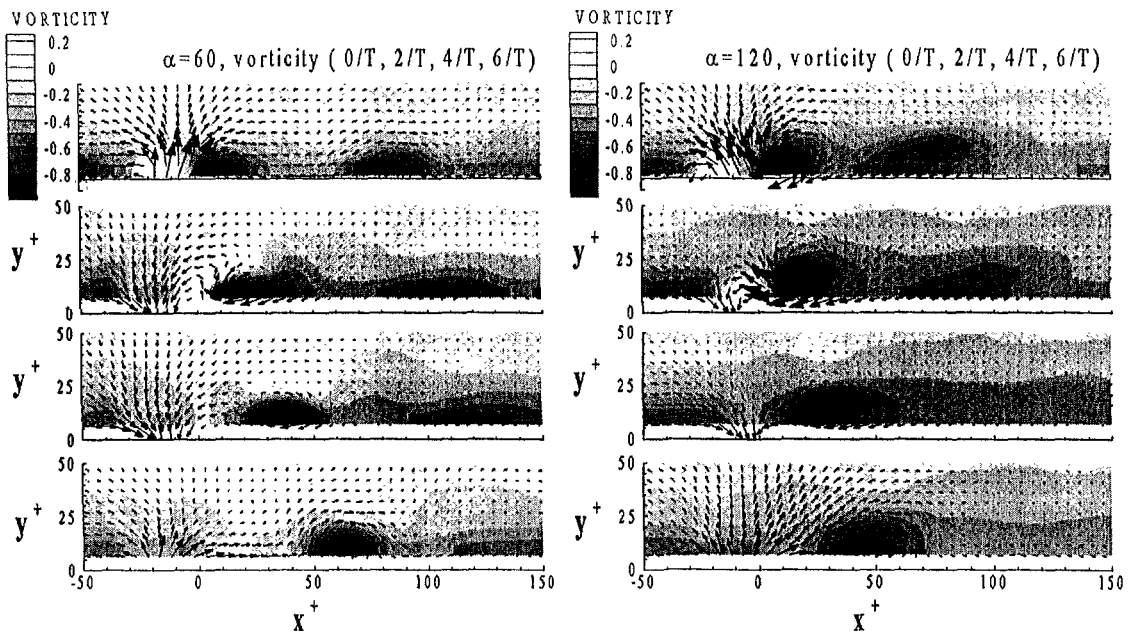


Fig. 3.2.39 분사각도에 따른 횡방향 와도(vorticity)의 등강도선

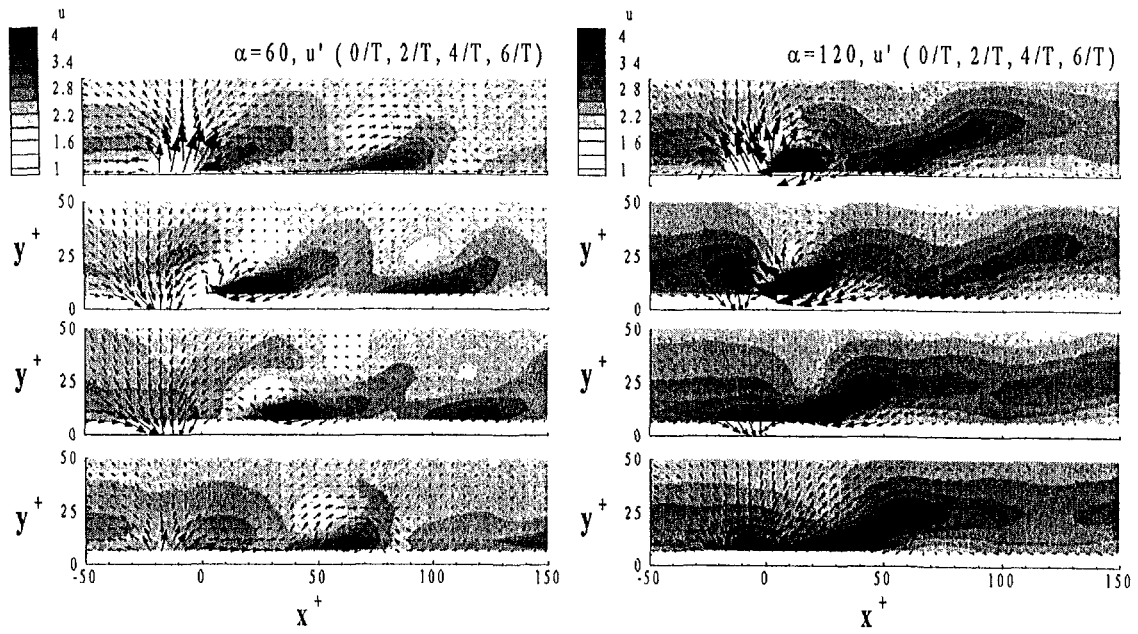


Fig. 3.2.40 분사각도에 따른 u' 의 등강도선

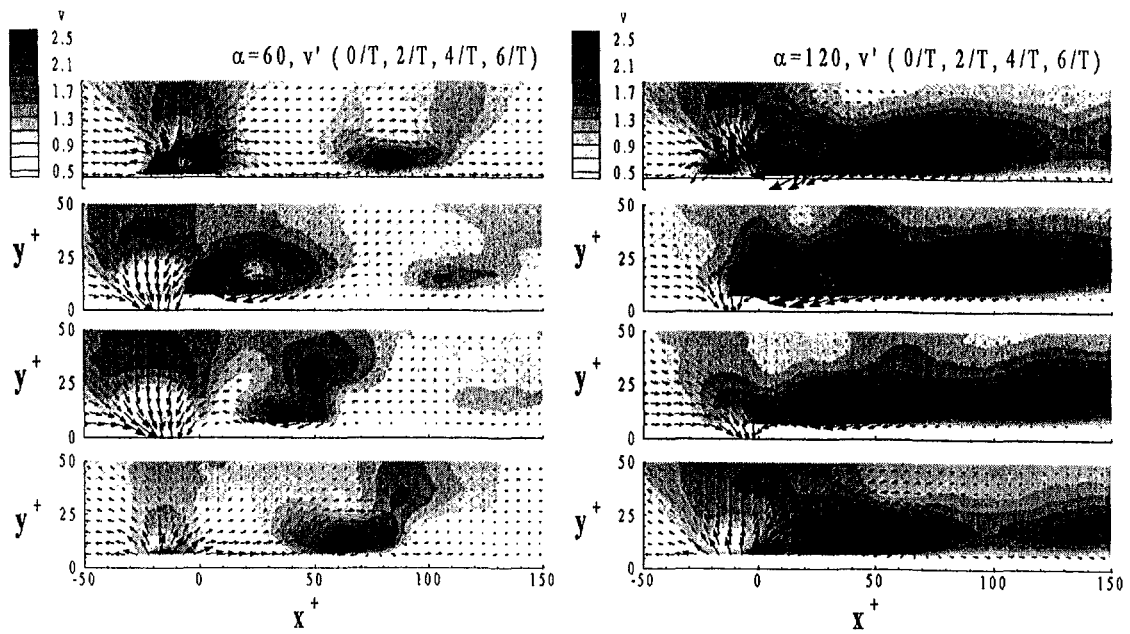


Fig. 3.2.41 분사각도에 따른 v' 의 등강도선

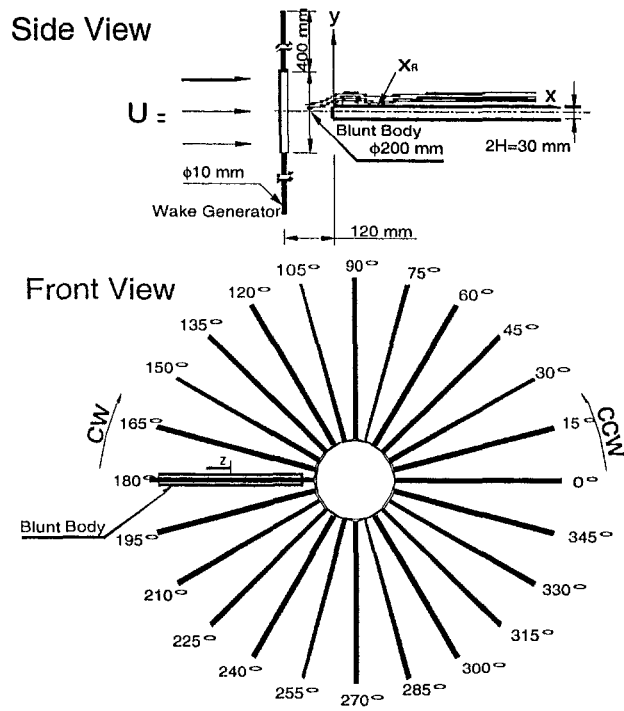


Fig. 3.3.1 비정상 후류 실험장치

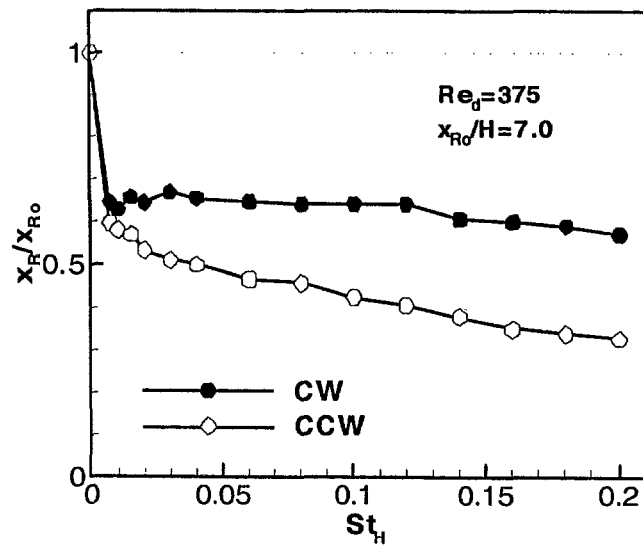


Fig. 3.3.2 스트로할 수에 따른 재부착길이의 변화

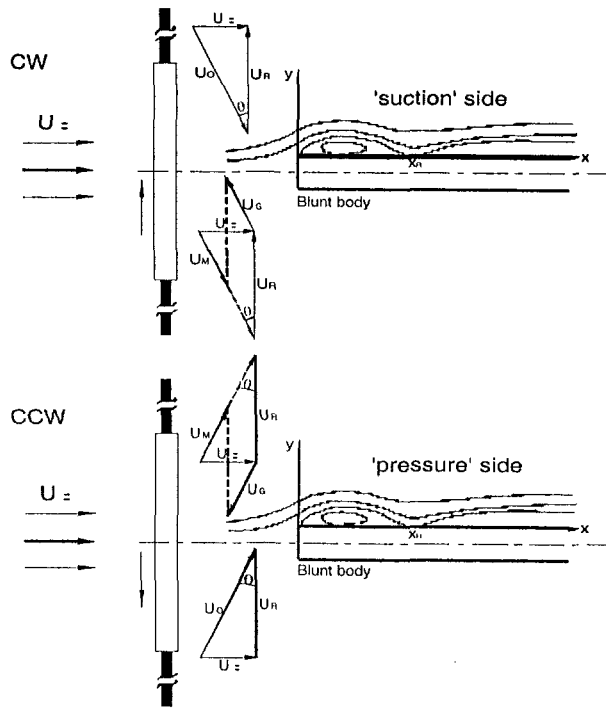


Fig. 3.3.3 비정상 후류에 의한 속도 삼각형

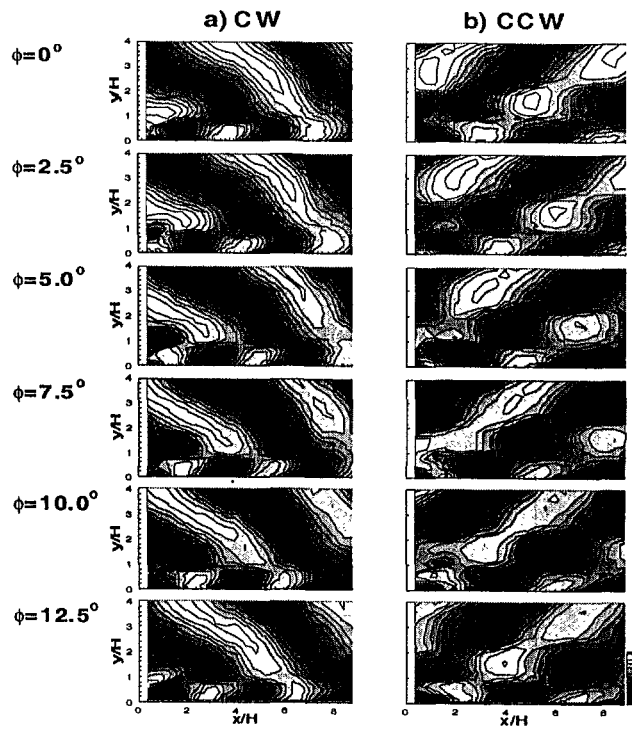


Fig. 3.3.4 $Re_d=375$ 와 $St_H=0.20$ 에서 위상평균 유속의 상관계수

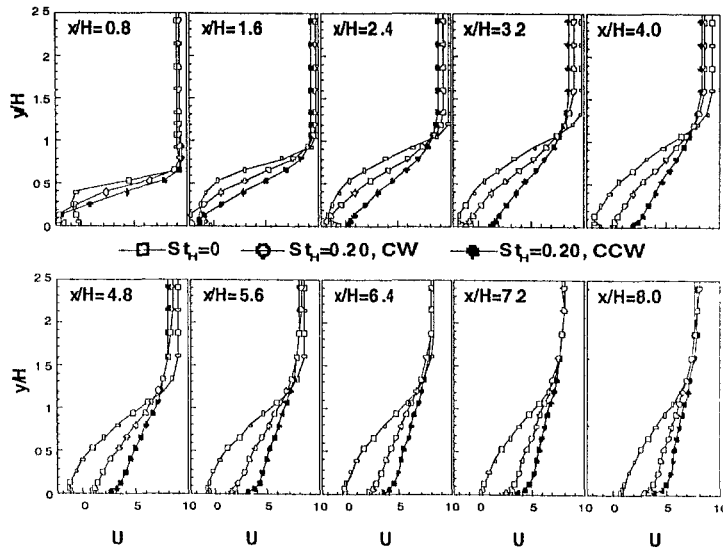


Fig. 3.3.5 $Re_d=375$ 에서 시간평균 유속분포

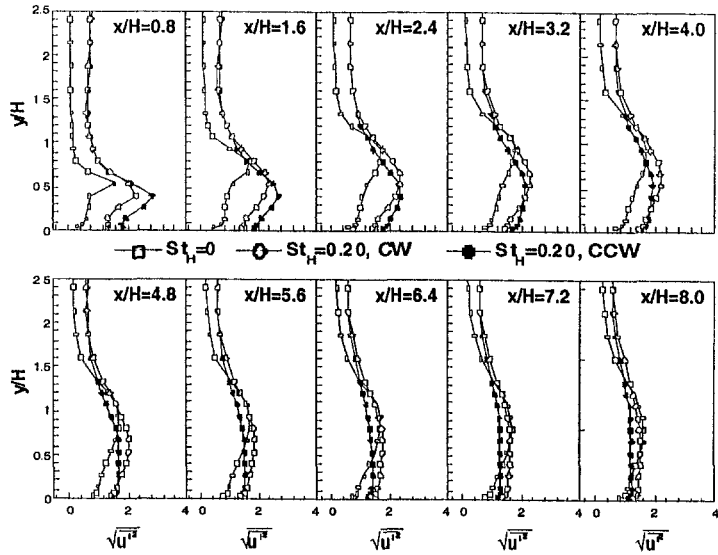


Fig. 3.3.6 $Re_d=375$ 에서 시간평균 변동유속분포

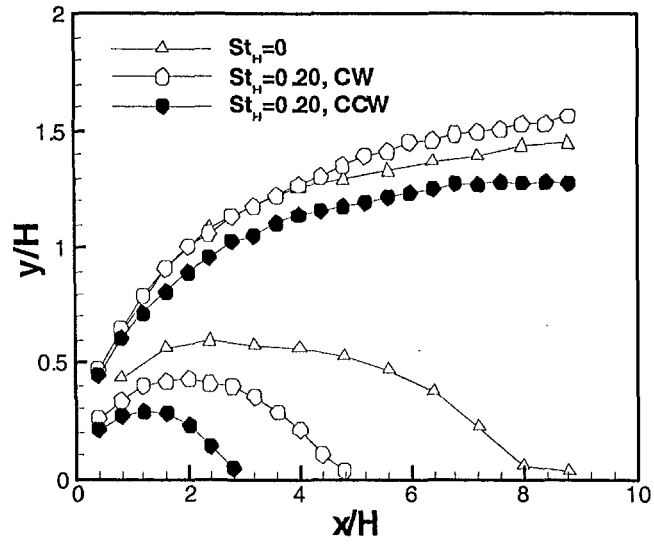


Fig. 3.3.7. 국소최대유속의 10%와 90% 지점

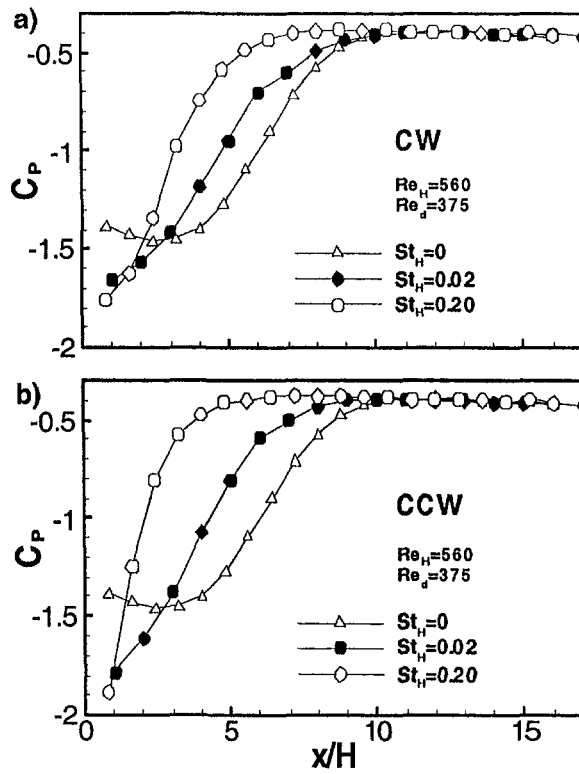


Fig. 3.3.8 $Re_d=375$ 에서 벽면압력계수 분포

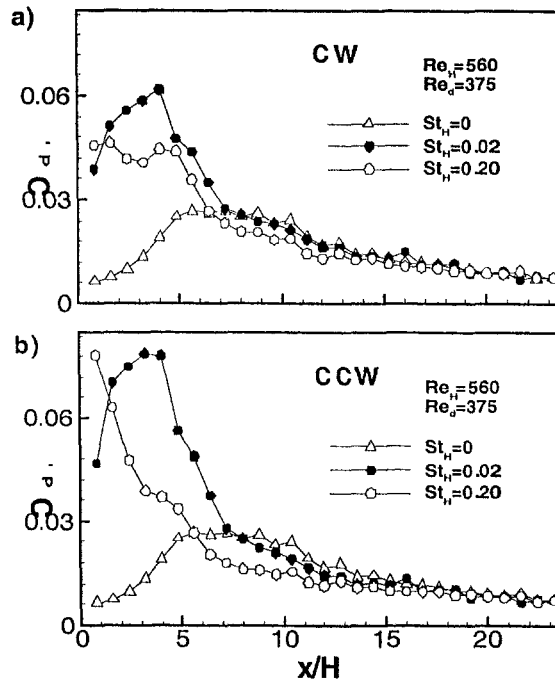


Fig. 3.3.9. $Re_d=375$ 에서 벽면변동압력계수 분포

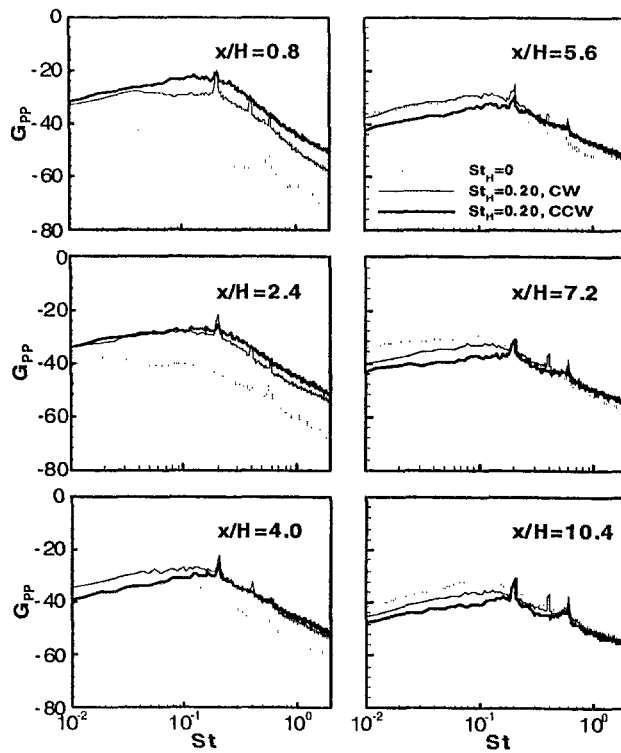


Fig. 3.3.10 $Re_d=375$ 에서 압력 스펙트럼

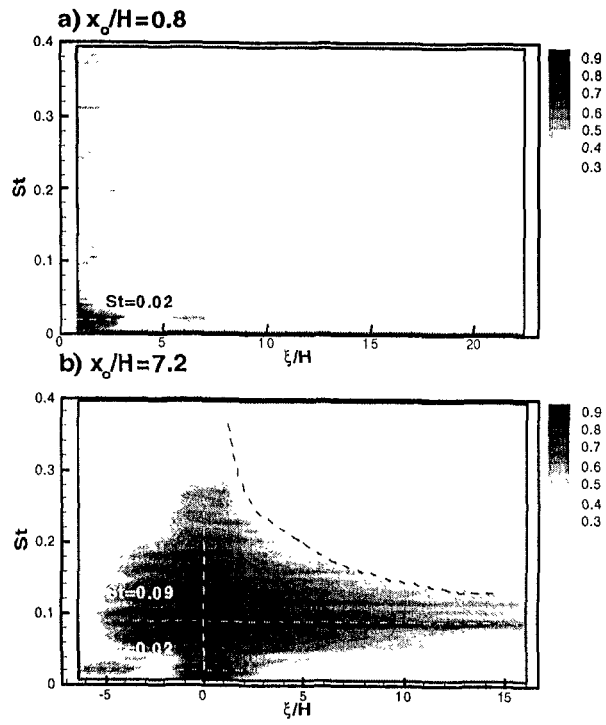


Fig. 3.3.11 응집도 ($St=0$)

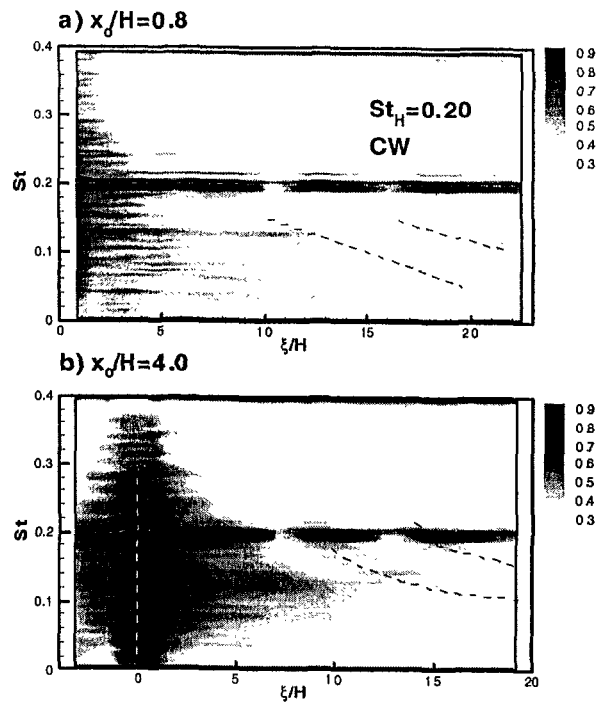


Fig. 3.3.12 응집도 ($St_H=0.20, CW$)

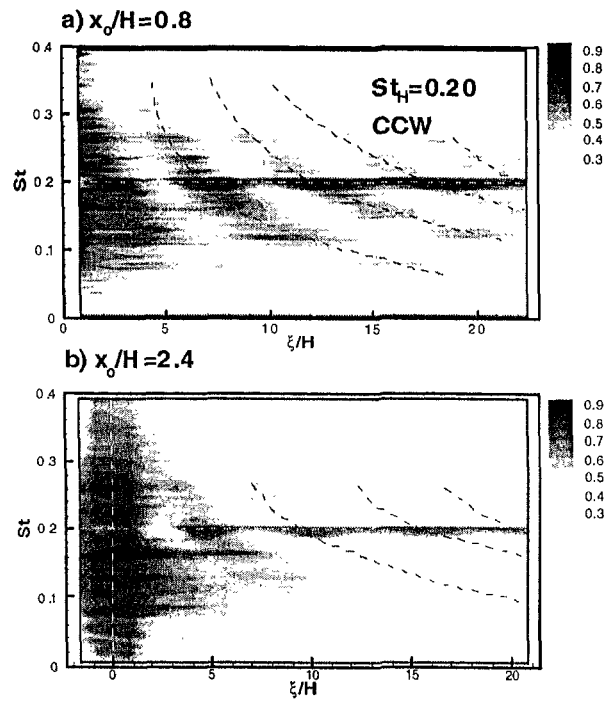


Fig. 3.3.13 응집도 ($St_H=0.20$, CCW)

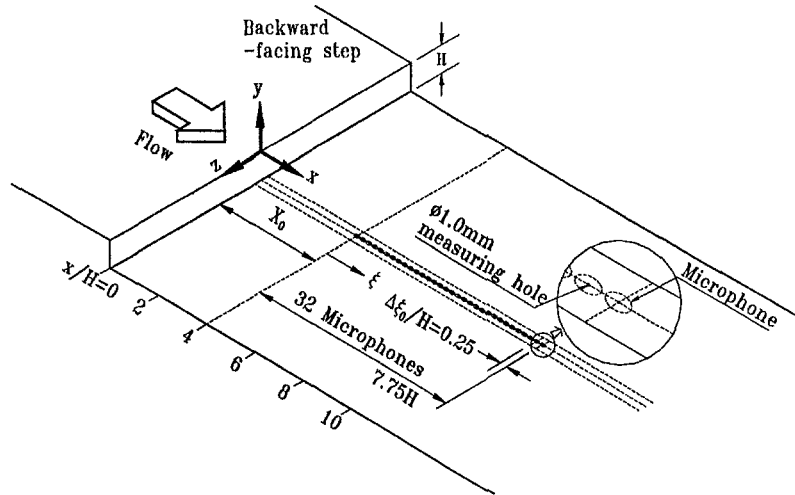


Fig. 4.1.1 시험부에 설치된 마이크로폰 배열 센서

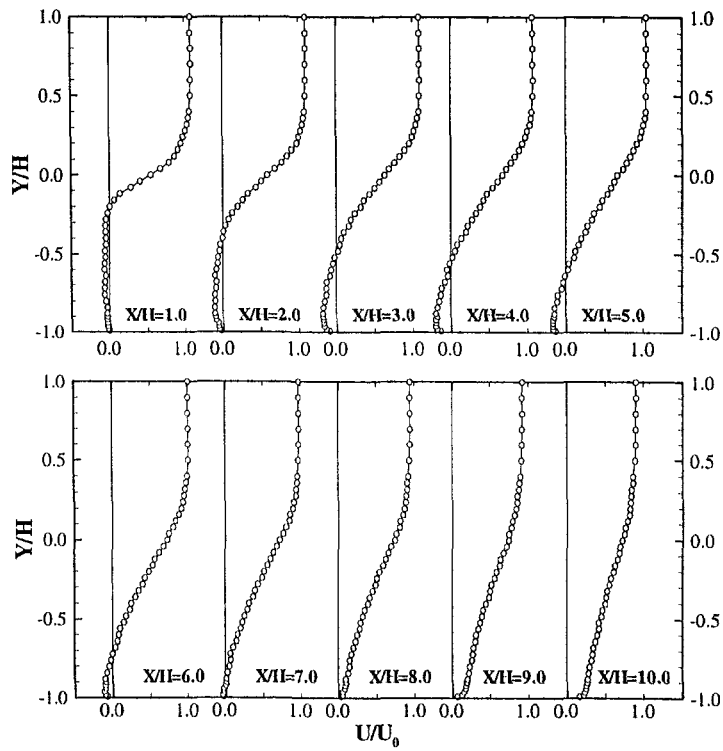


Fig. 4.1.2 난류 박리유동의 평균 유동장

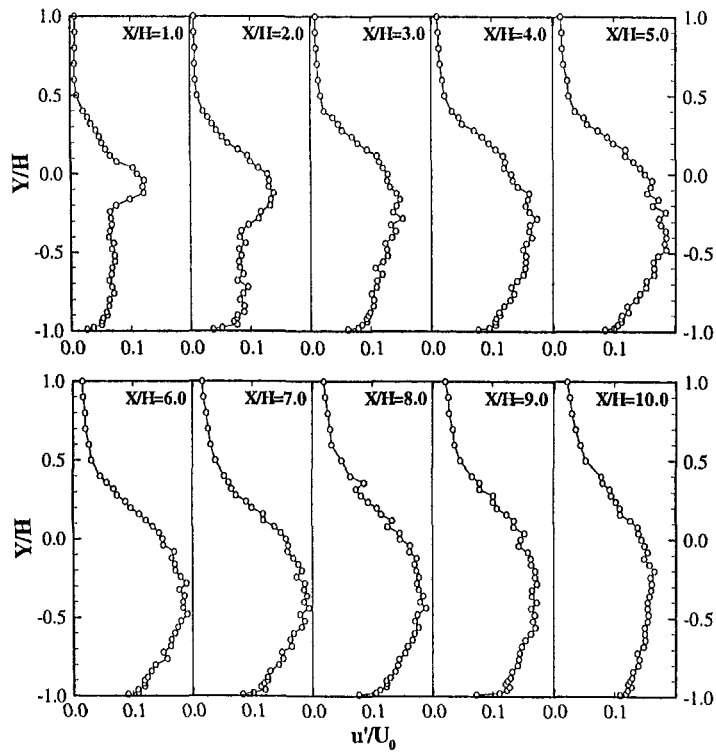


Fig. 4.1.3 난류 박리 유동의 난류 강도장

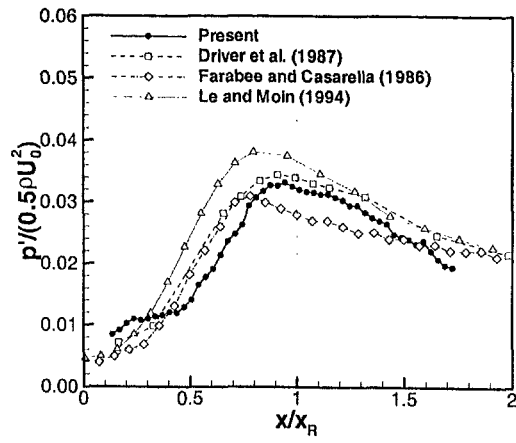


Fig. 4.1.4 근제곱평균의 흐름방향 분포

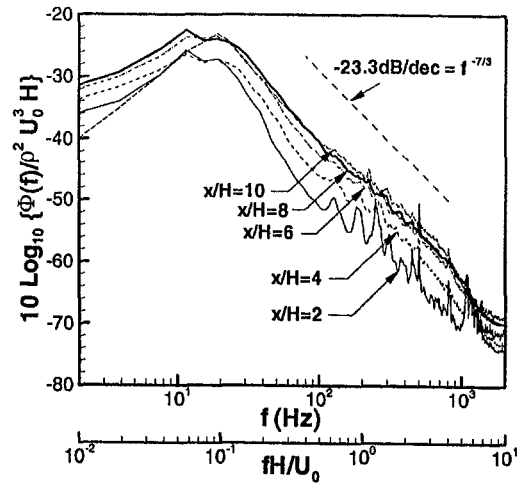


Fig. 4.1.5 여러 흐름방향 위치에서 측정된 압력 스펙트럼

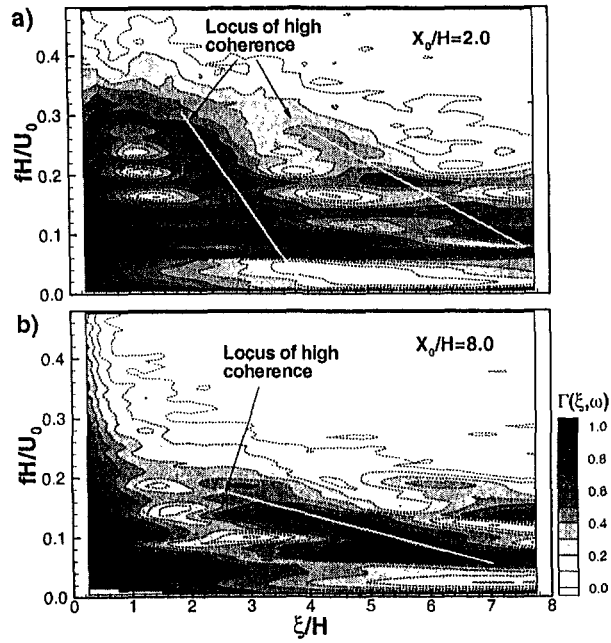


Fig. 4.1.6 응집도(coherence)

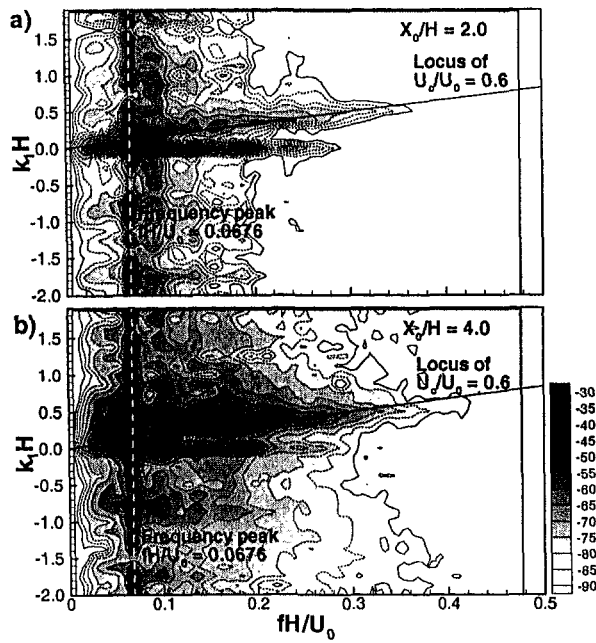


Fig. 4.1.7 $X_0/H=2.0, 4.0$ 에서 측정된 파수 스펙트럼(wavenumber spectrum)

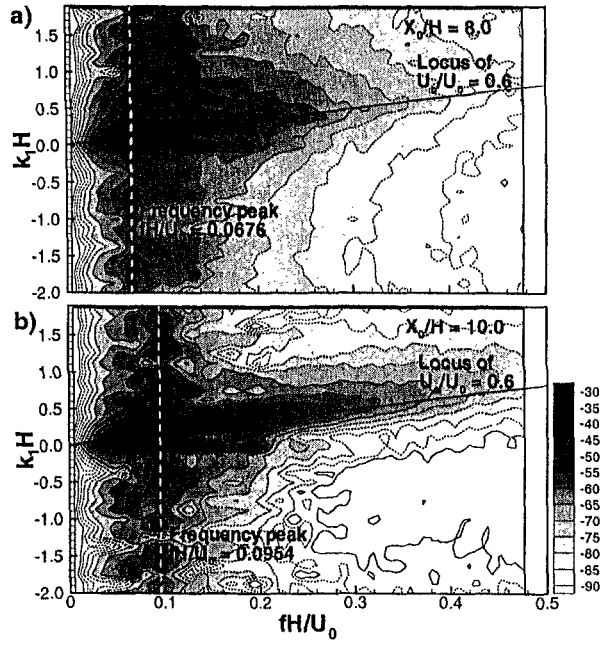


Fig. 4.1.8 $X_0/H=8.0, 10.0$ 에서 측정된 파수 스펙트럼(wavenumber spectrum)

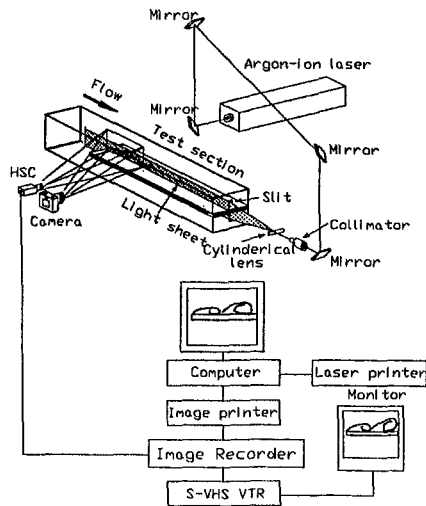


Fig. 4.2.1 유동 가시화 실험 장치

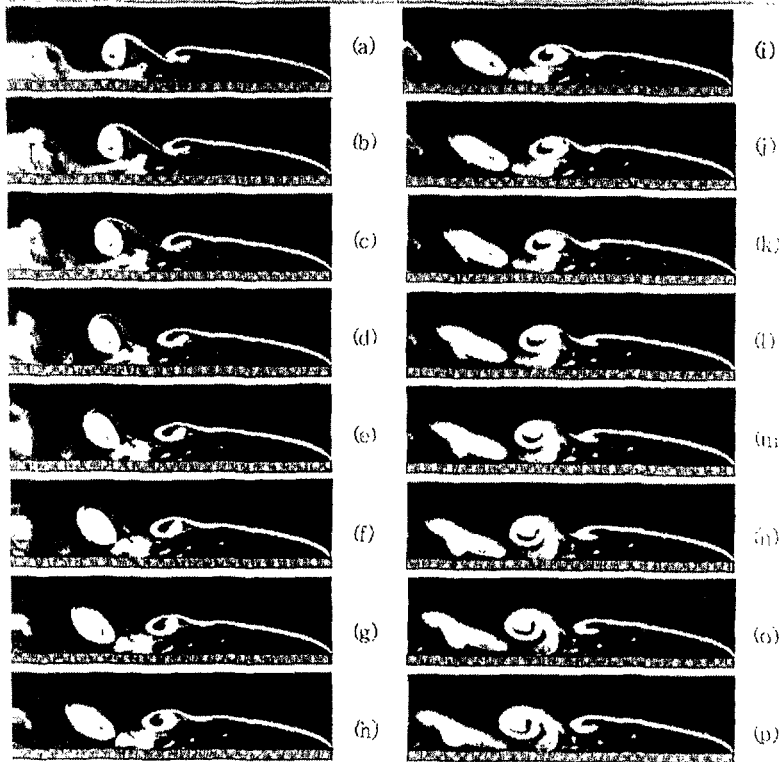


Fig. 4.2.2 가진을 가하지 않은 경우의 유동장

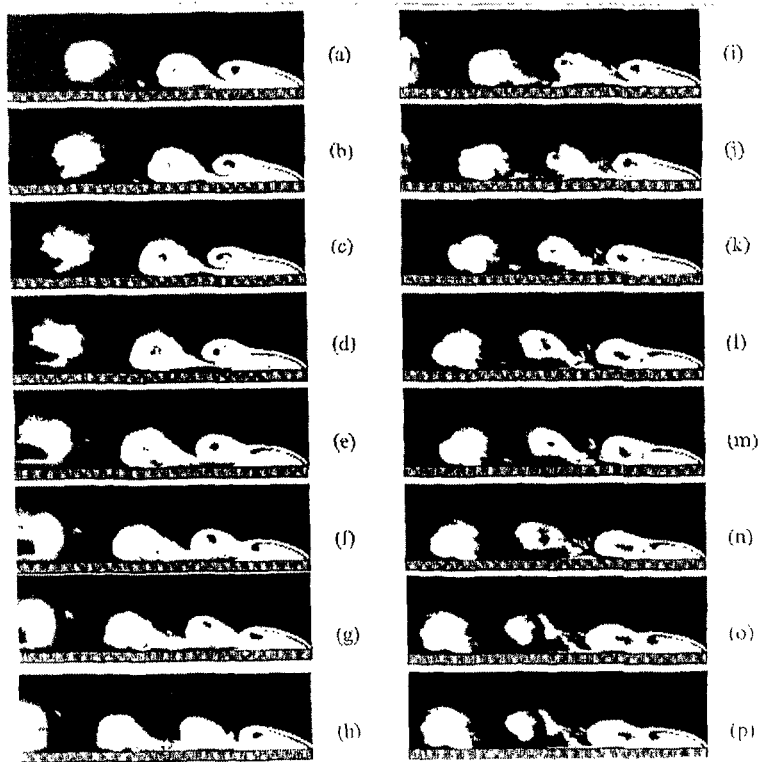


Fig. 4.2.3 가진 유동장 ($St_p = 0.131$)

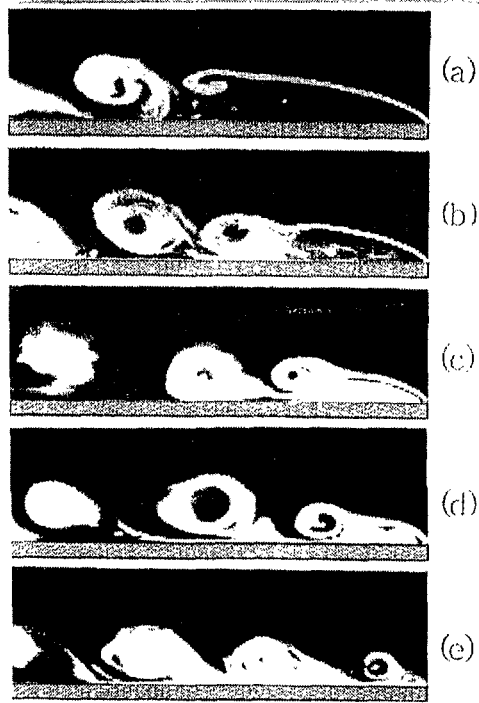


Fig. 4.2.4 가진 크기에 의한 유동 구조의 변화 ($St_p = 0.131$)

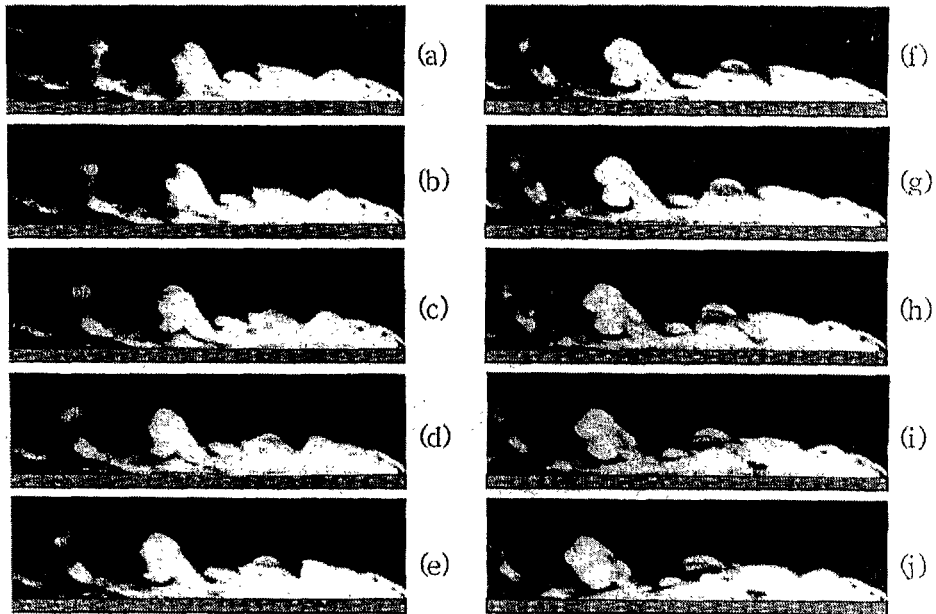


Fig. 4.2.5 가진 유동장 ($A_0 = 0.02, St_p = 0.49$)

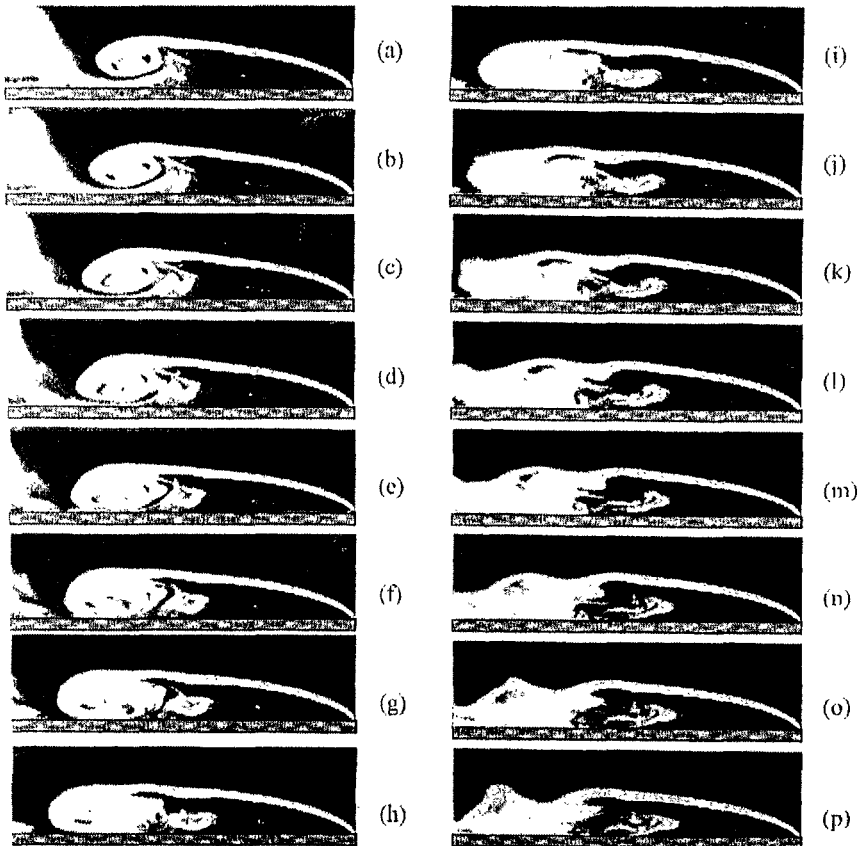


Fig. 4.2.6 가진 유동장 ($A_o = 0.02$, $St_p = 0.966$)

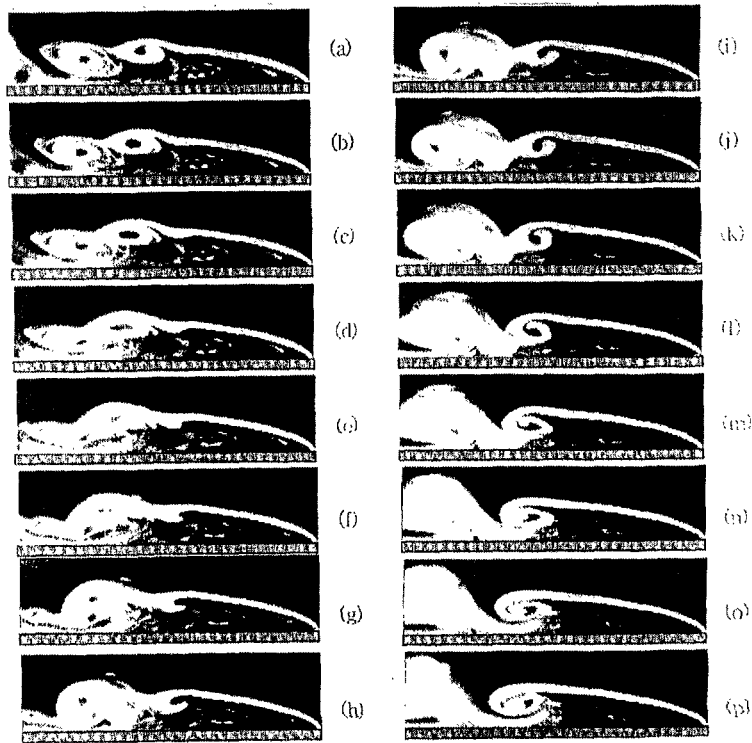


Fig. 4.2.7 와병합 과정 ($A_0 = 0.02$, $St_p = 0.966$)

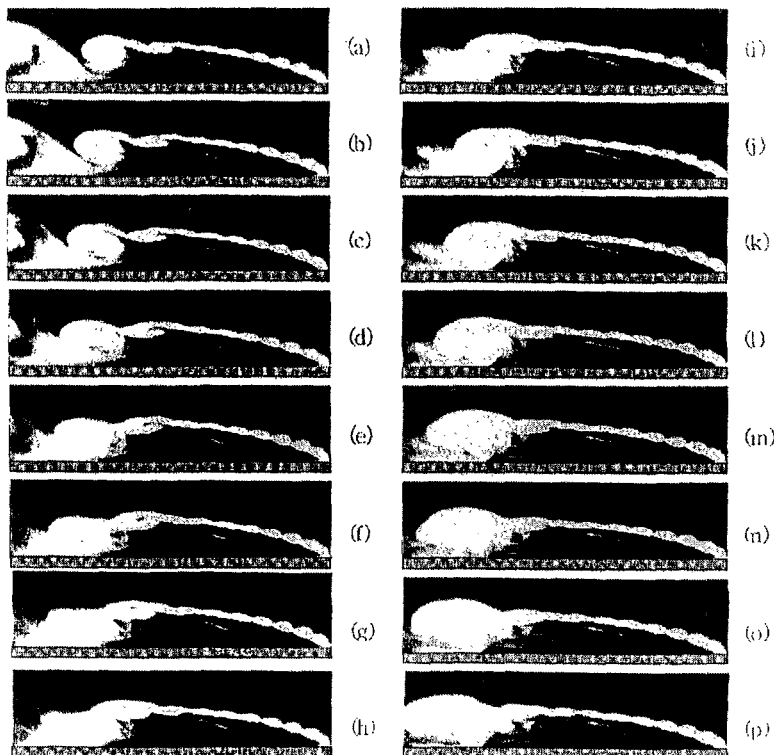


Fig. 4.2.8 대형와들의 연결 ($St_p = 0.524$)

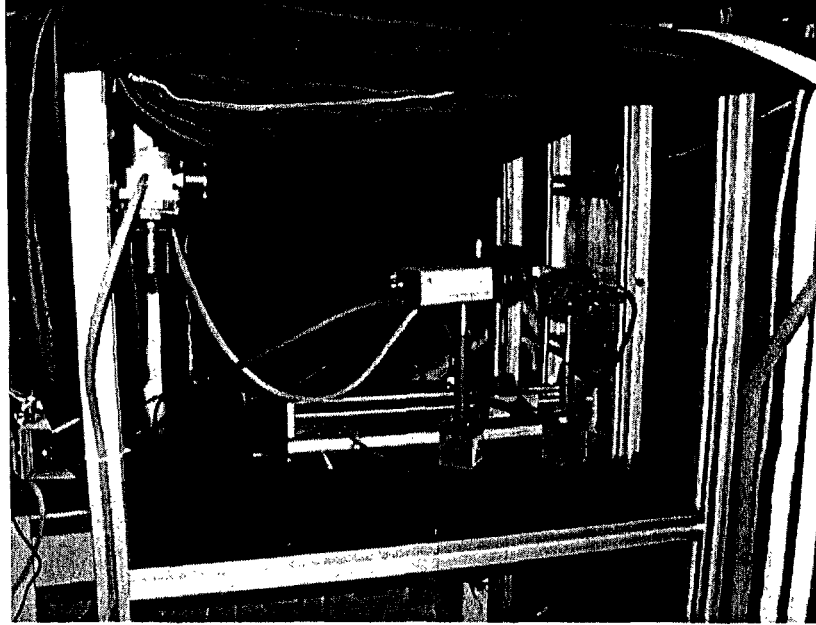


Fig. 4.3.1 설치된 실험 장비

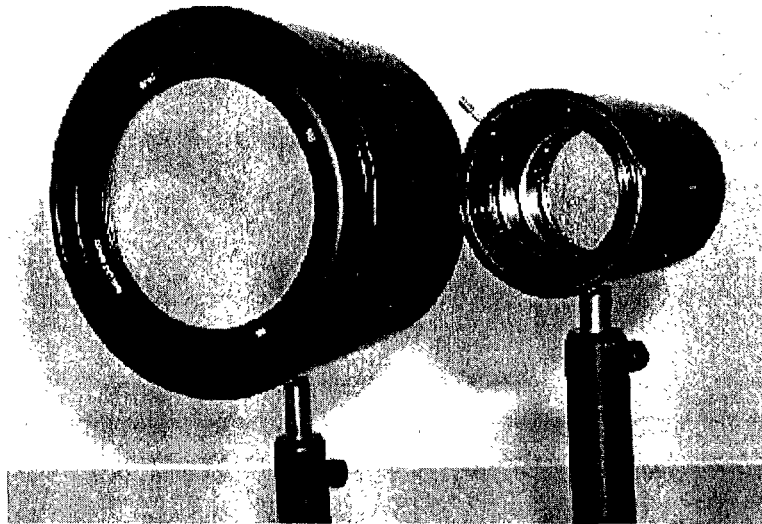


Fig. 4.3.2 ISSI사의 LED 램프(2in)

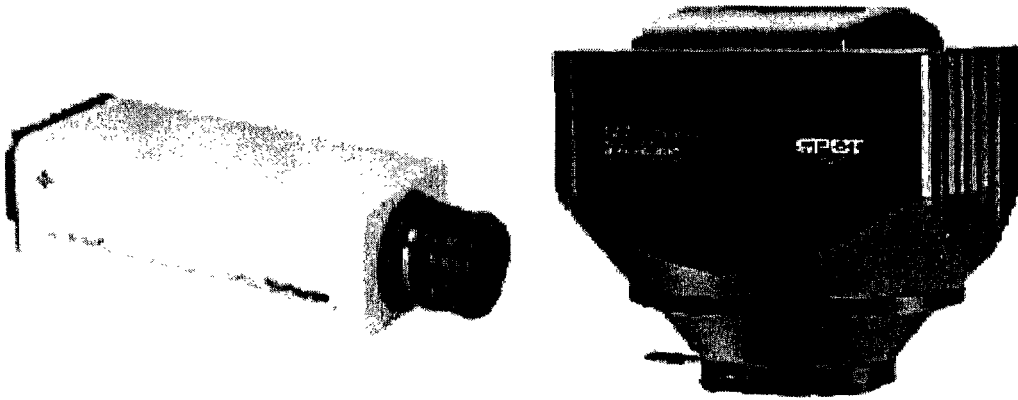


Fig. 4.3.3 MEGAPLUS ES 1.0(KODAK)카메라(좌)와
SPOT RT COLOR(DIAGNOSTIC)카메라(우)

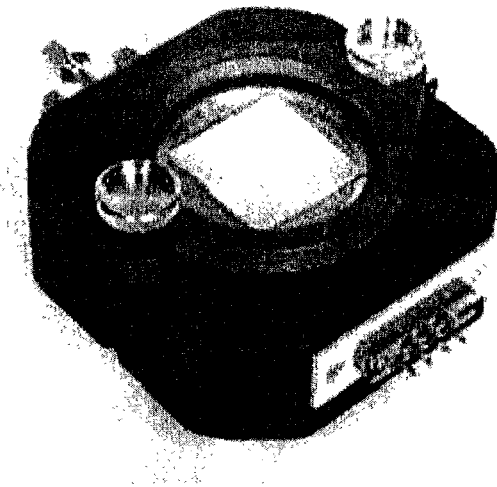


Fig. 4.3.4 *A priori* 검정용 챔버

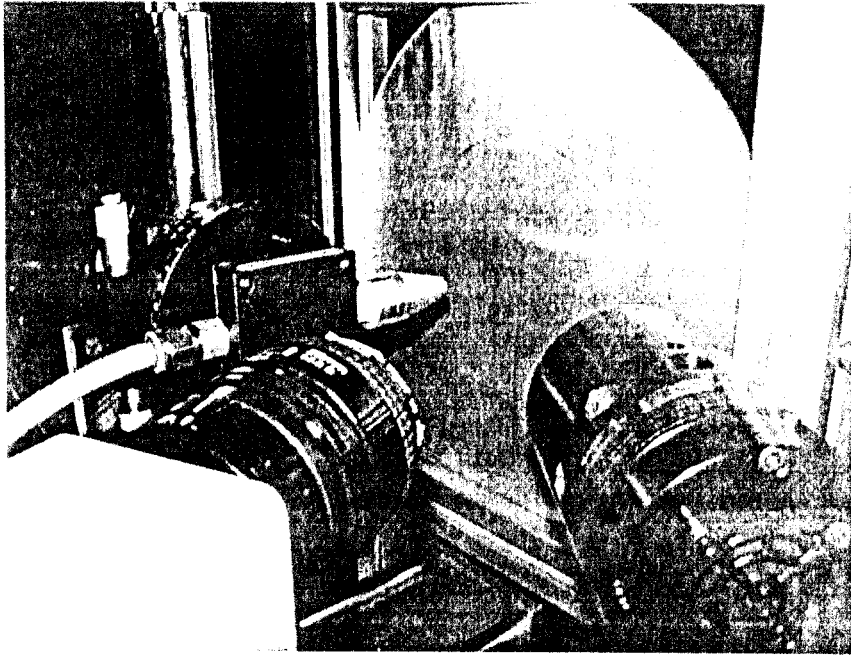


Fig. 4.3.5 충돌 제트 모습

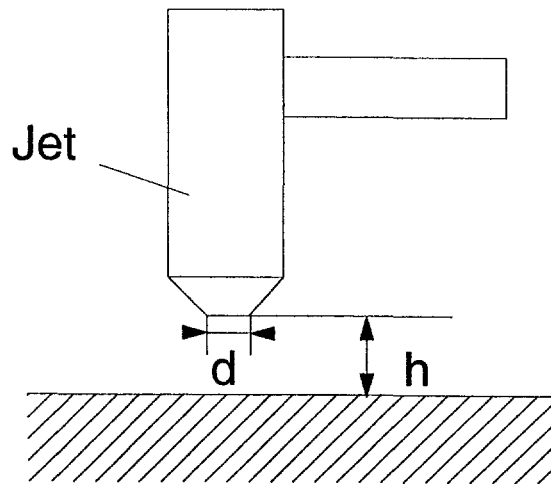


Fig. 4.3.6 충돌 제트의 노즐형상
 $d=4, 6(\text{mm}), h/d=1.5, 3.0, 6.0$

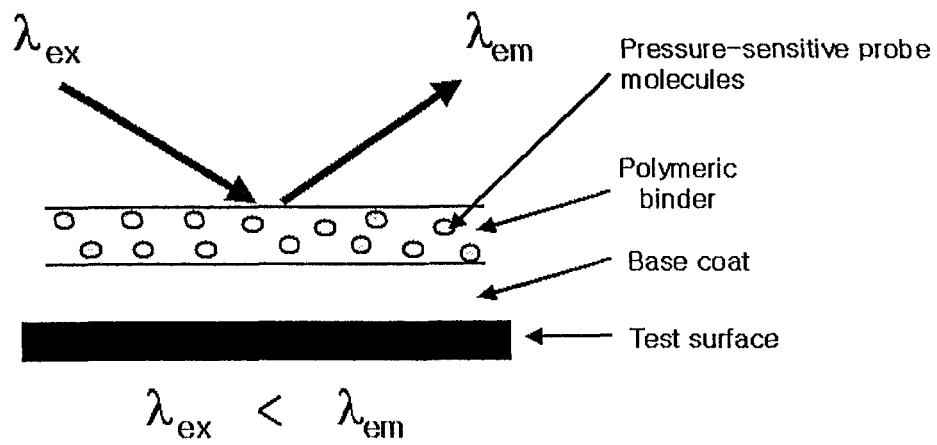


Fig. 4.3.7 PSP의 구성

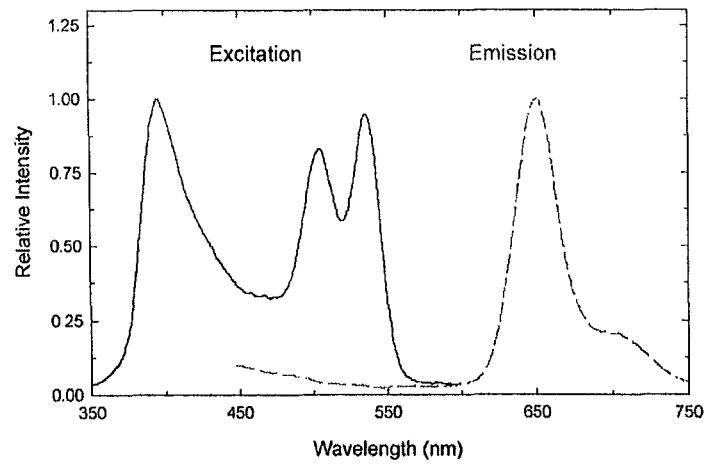


Fig. 4.3.8 Pt(TfPP)의 특성 Spectrum (ISSI)

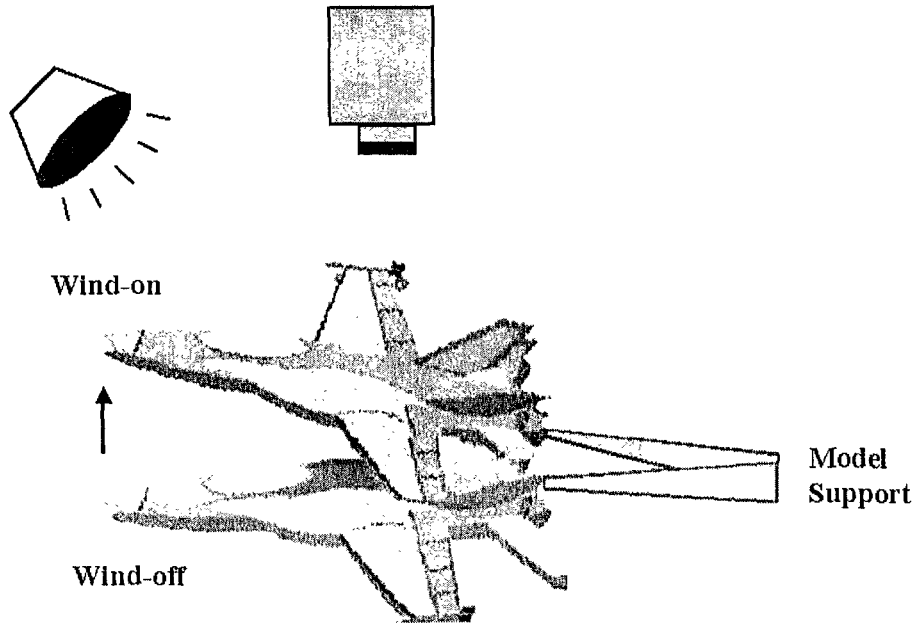


Fig. 4.3.9 모델의 운동과 변위의 예

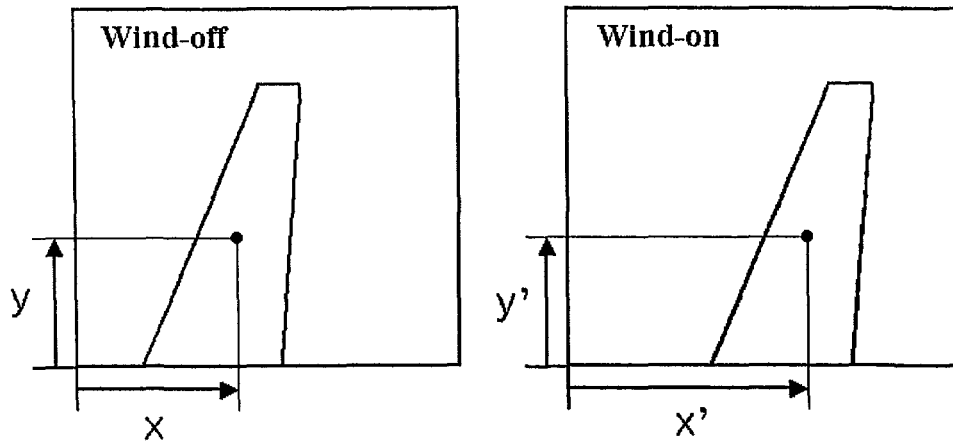


Fig. 4.3.10 같은 지점에서 모델의 운동과 변위 (바람이 있을 때와 없을 때)

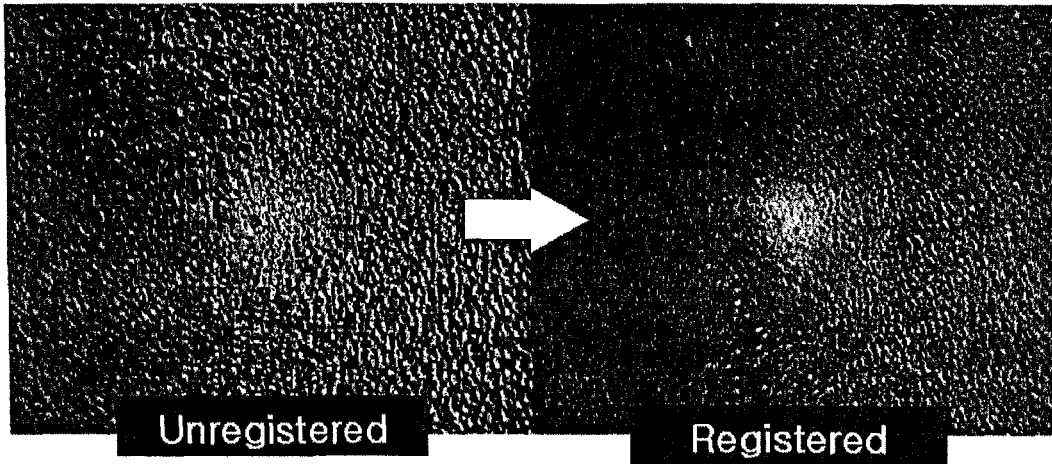


Fig. 4.3.11 이미지 등록을 하기 전후의 압력장

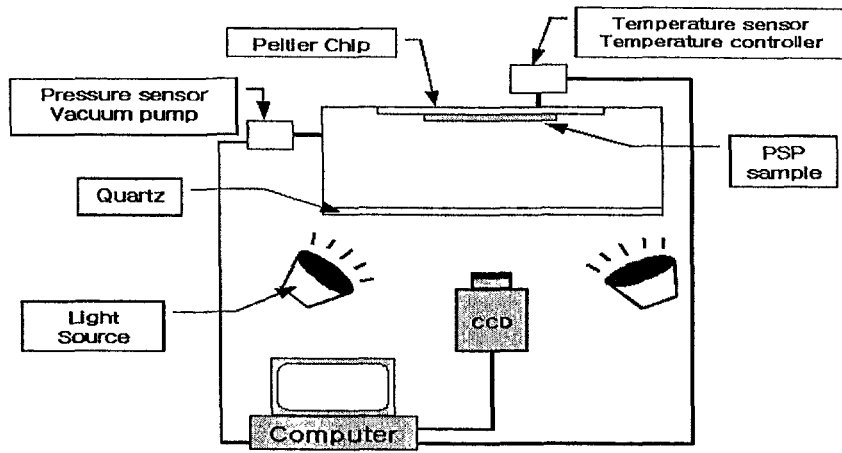


Fig. 4.3.12 A priori 검정 방법

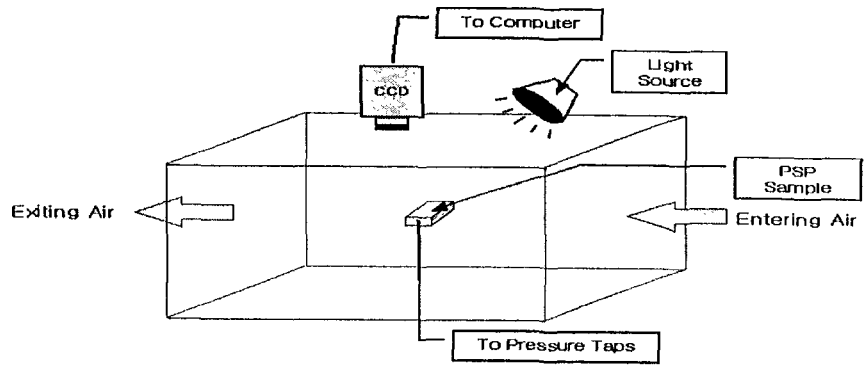


Fig. 4.3.13 *In situ* 검정 방법

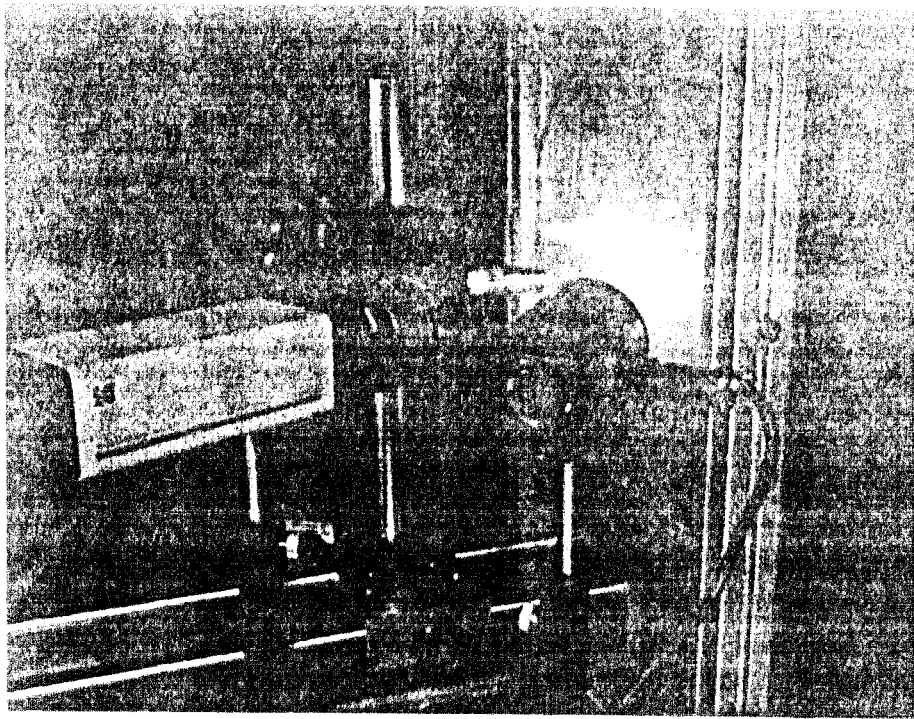


Fig. 4.3.14 충돌 제트 실험 사진

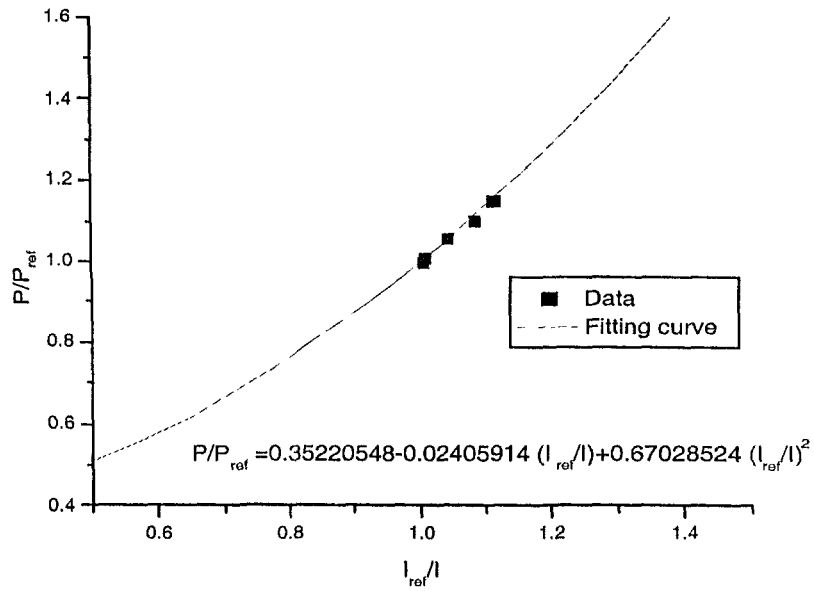


Fig. 4.3.15 *In situ* 검정 곡선

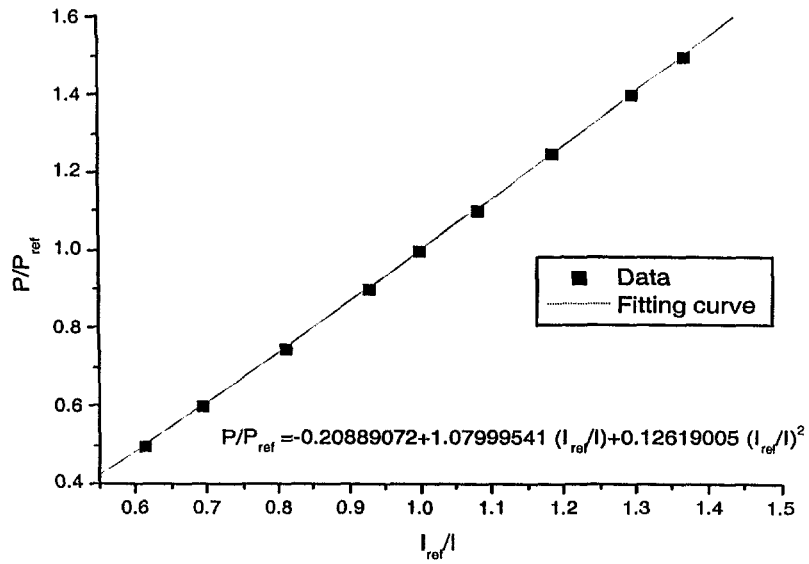


Fig. 4.3.16 *A priori* 검정 곡선

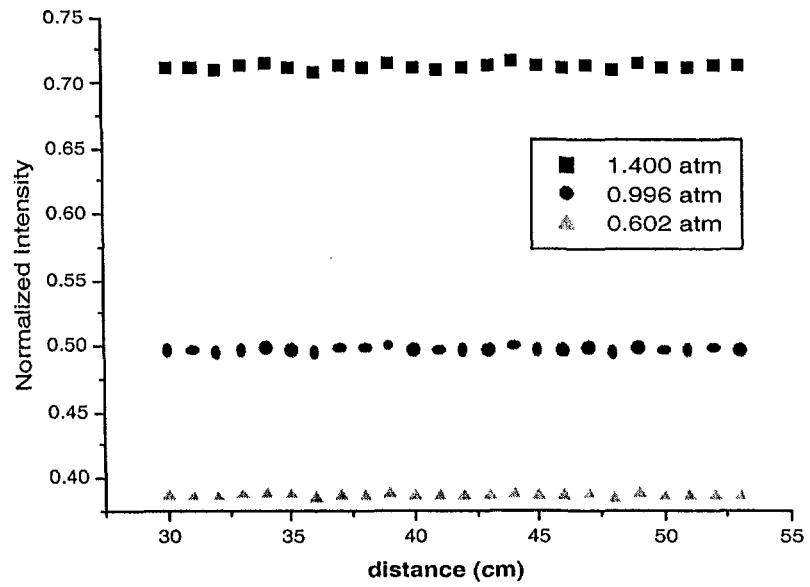


Fig. 4.3.17 빛의 세기와 거리와의 관계

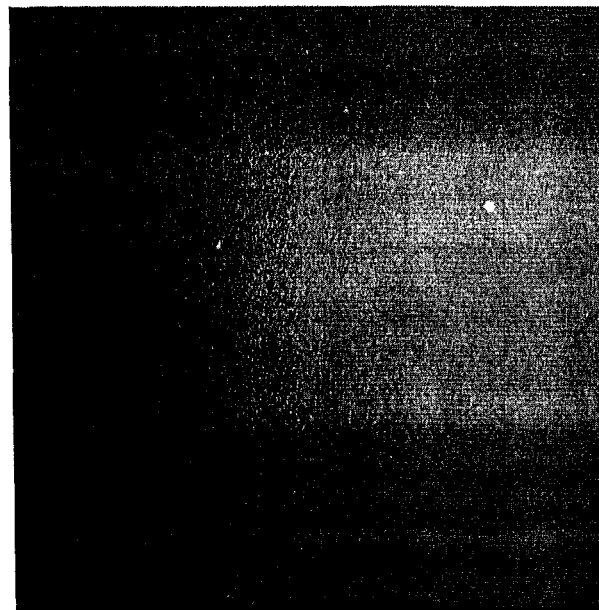


Fig. 4.3.18 (a) Wind-off
 (Without base-coating)
 ($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

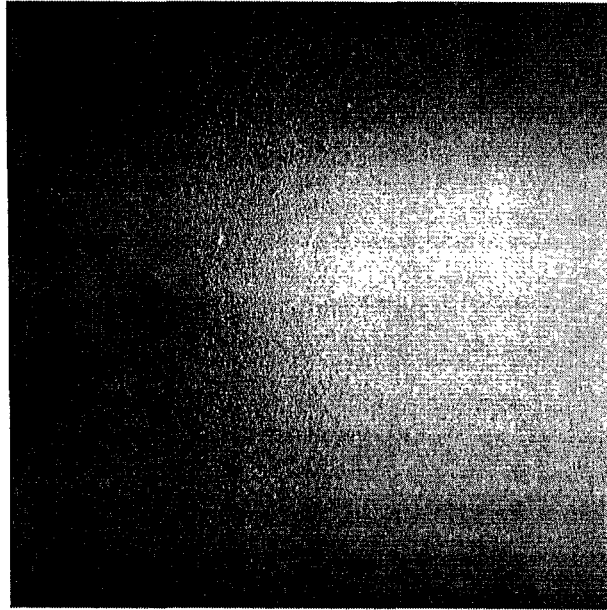


Fig. 4.3.19 (b) Wind-on
(Without base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

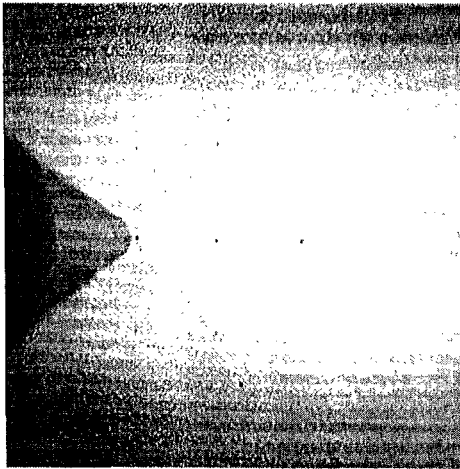


Fig. 4.3.20 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

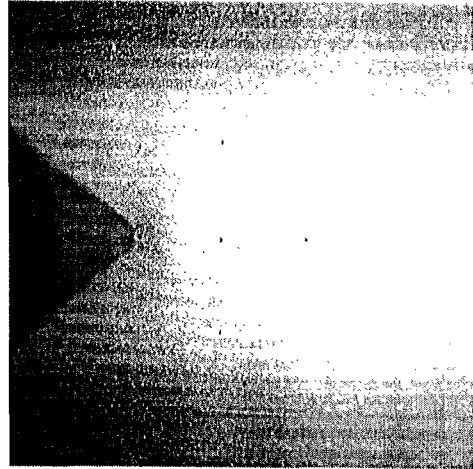


Fig. 4.3.21 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

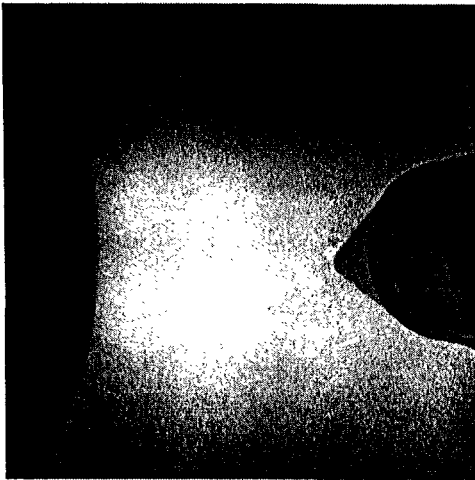


Fig. 4.3.22 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 12bit)

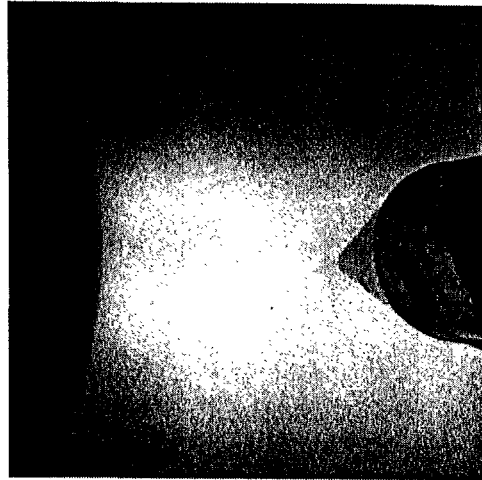


Fig. 4.3.23 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=1.5$, 12bit)

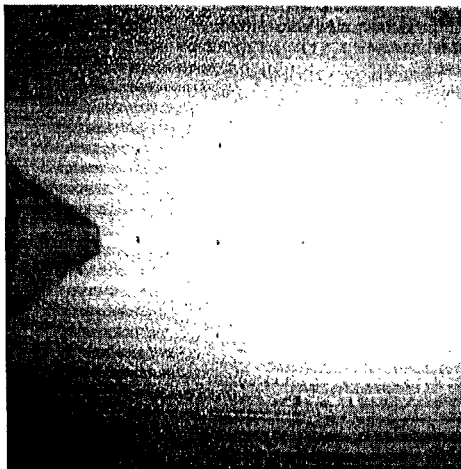


Fig. 4.3.24 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=3.0$, 8bit)

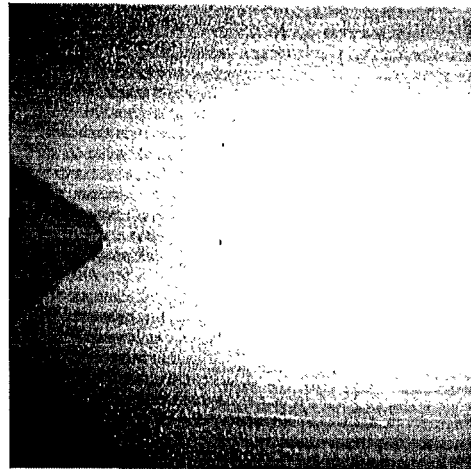


Fig. 4.3.25 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=3.0$, 8bit)

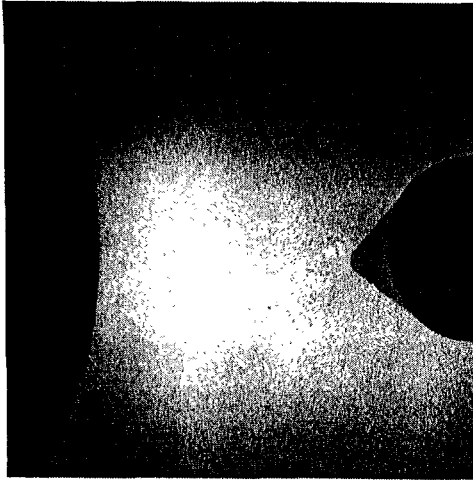


Fig. 4.3.26 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=3.0$, 12bit)

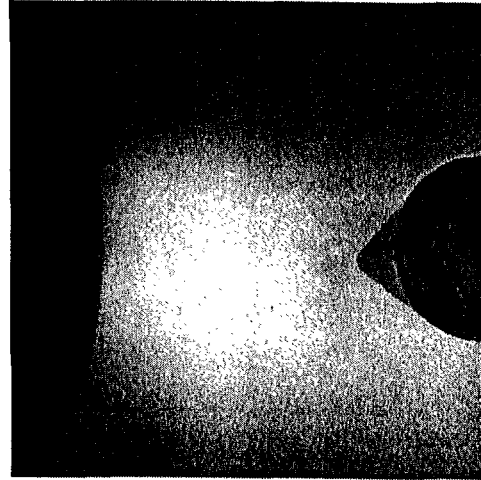


Fig. 4.3.27 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=3.0$, 12bit)

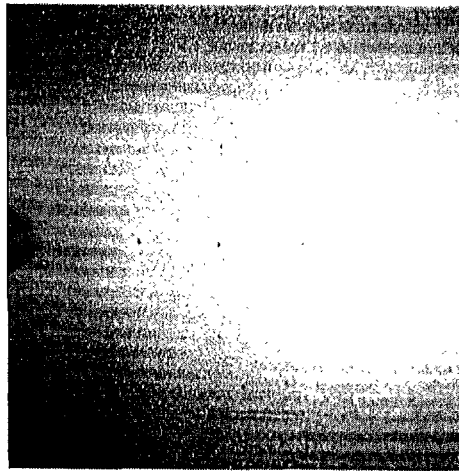


Fig. 4.3.28 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=6.0$, 8bit)

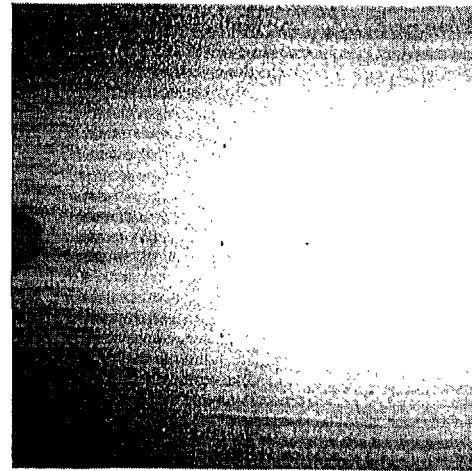


Fig. 4.3.29 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=6.0$, 8bit)

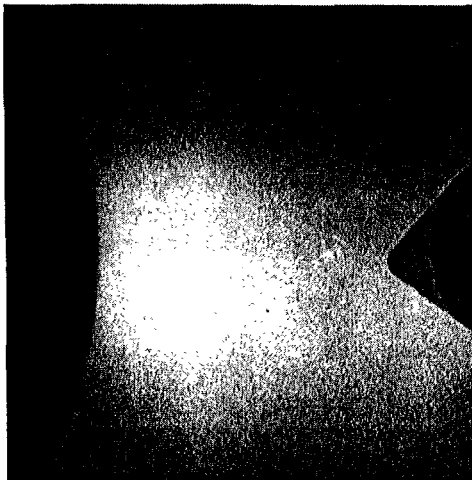


Fig. 4.3.30 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=6.0$, 12bit)

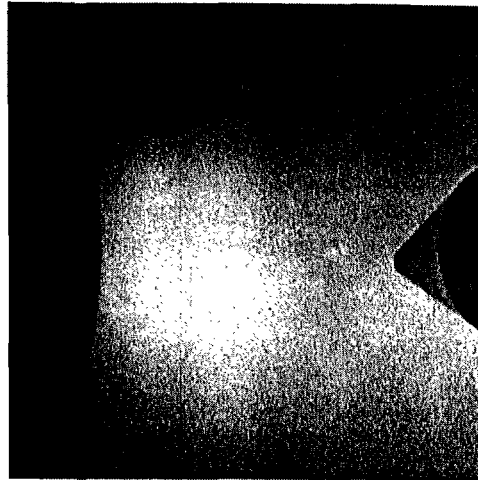


Fig. 4.3.31 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=4\text{mm}$, $h/d=6.0$, 12bit)

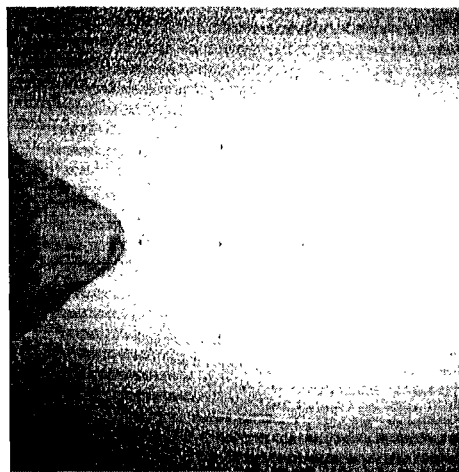


Fig. 4.3.32 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

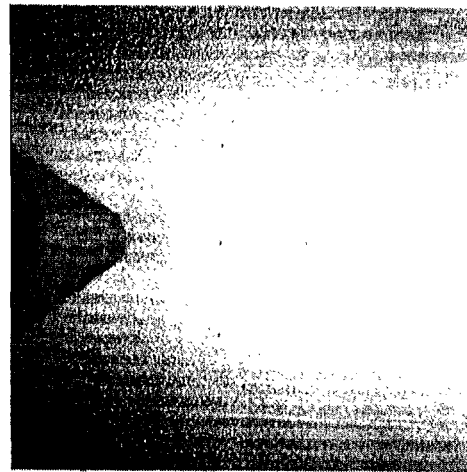


Fig. 4.3.33 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=1.5$, 8bit)

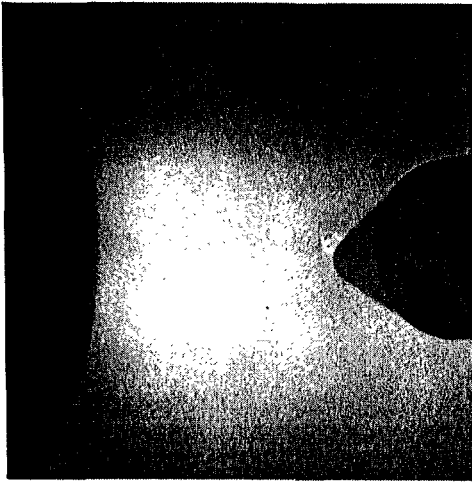


Fig. 4.3.34 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=1.5$, 12bit)

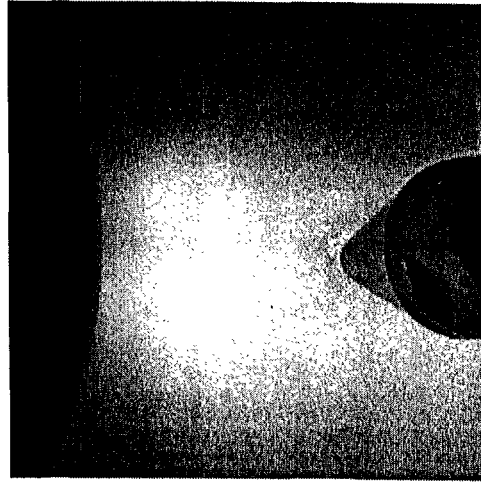


Fig. 4.3.35 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=1.5$, 12bit)

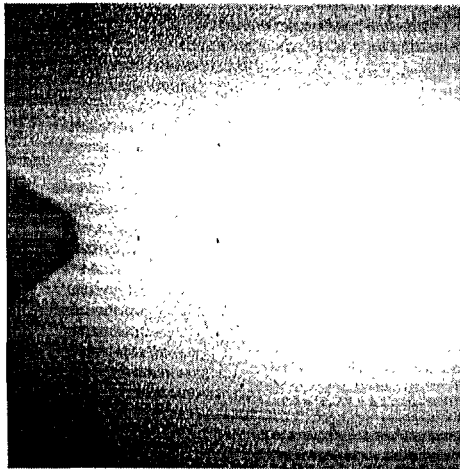


Fig. 4.3.36 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=3.0$, 8bit)

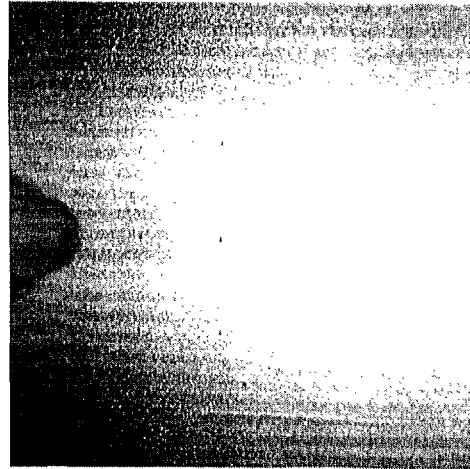


Fig. 4.3.37 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=3.0$, 8bit)

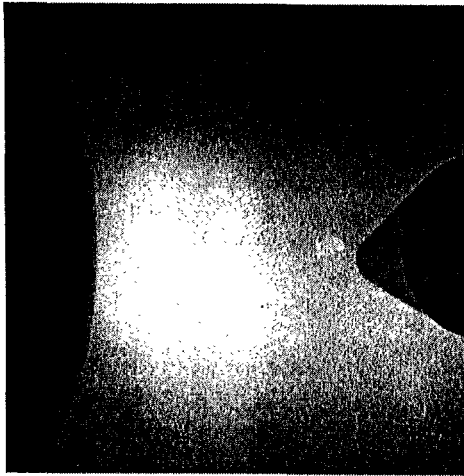


Fig. 4.3.38 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=3.0$, 12bit)

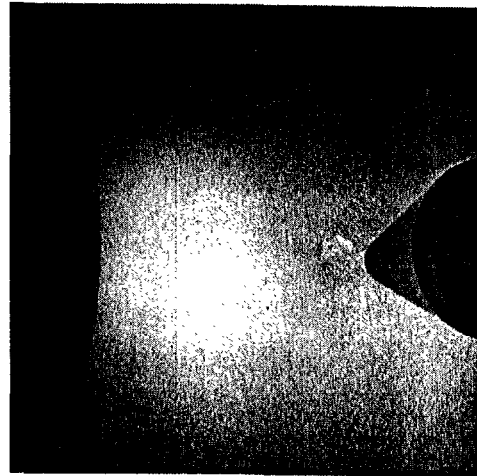


Fig. 4.3.39 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=3.0$, 12bit)

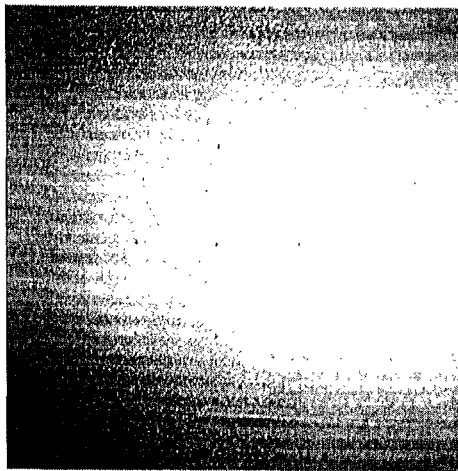


Fig. 4.3.40 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=6.0$, 8bit)

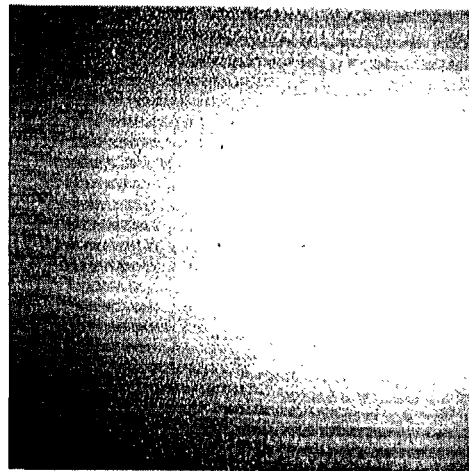


Fig. 4.3.41 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=6.0$, 8bit)

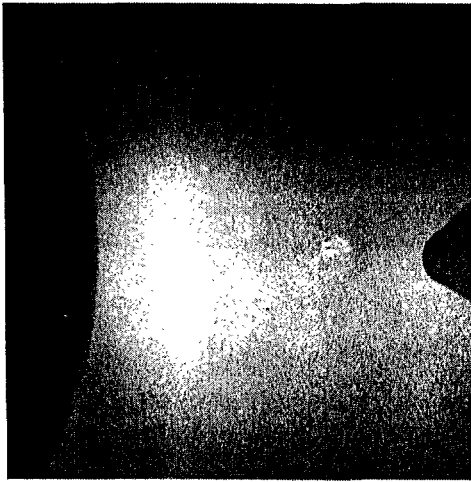


Fig. 4.3.42 (a) Wind-off
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=6.0$, 12bit)

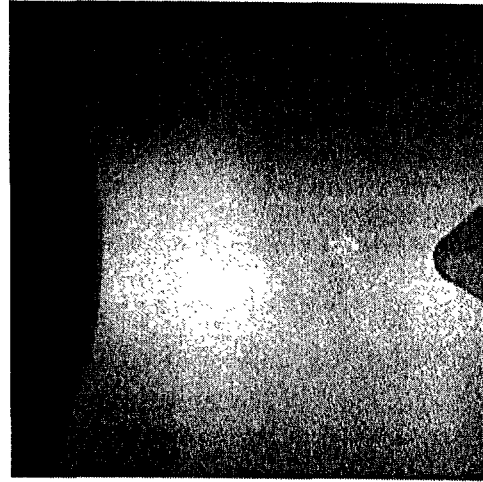


Fig. 4.3.43 (b) Wind-on
(With base-coating)
($d=6\text{mm}$, $h/d=6.0$, 12bit)

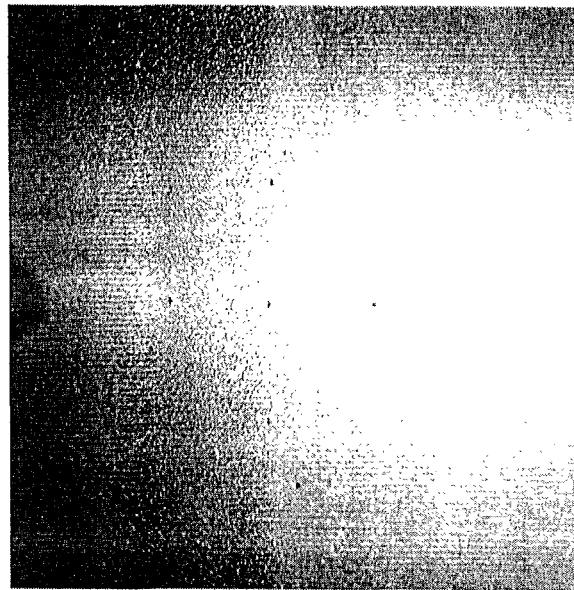


Fig. 4.3.44 Wind-off 이미지

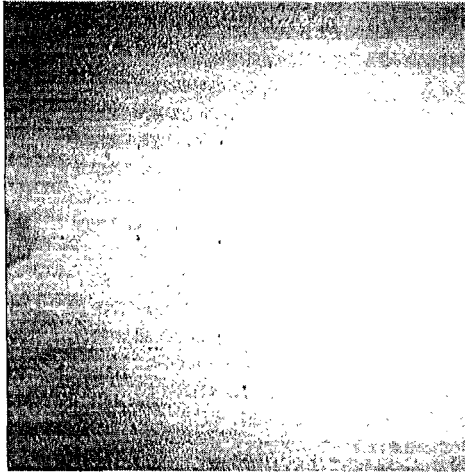


Fig. 4.3.45 이미지 등록전의
Wind-on 이미지

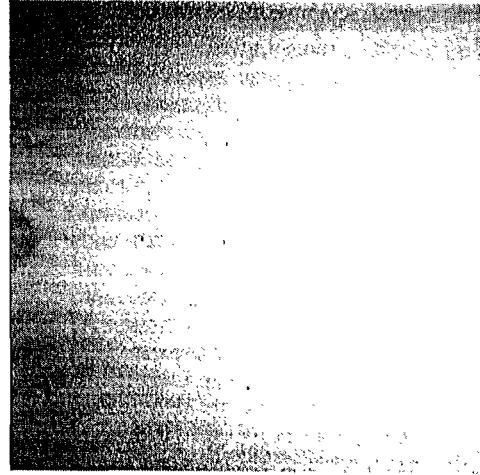


Fig. 4.3.46 이미지 등록후의
Wind-on 이미지

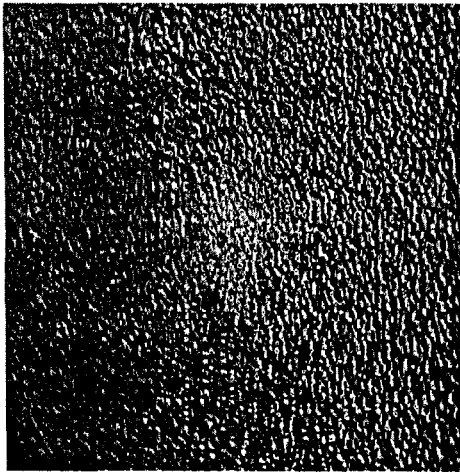


Fig. 4.3.47 이미지 등록을
하지 않은 경우의 압력장

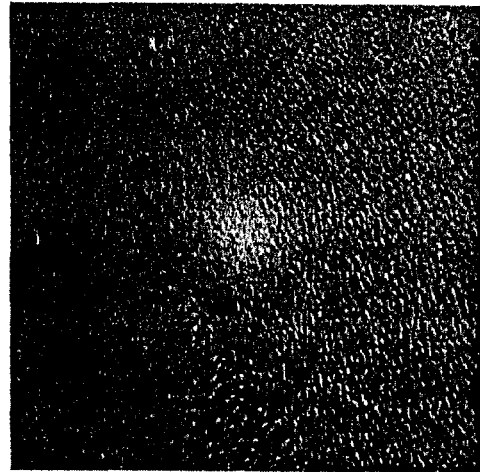


Fig. 4.3.48 이미지 등록을
한 경우의 압력장

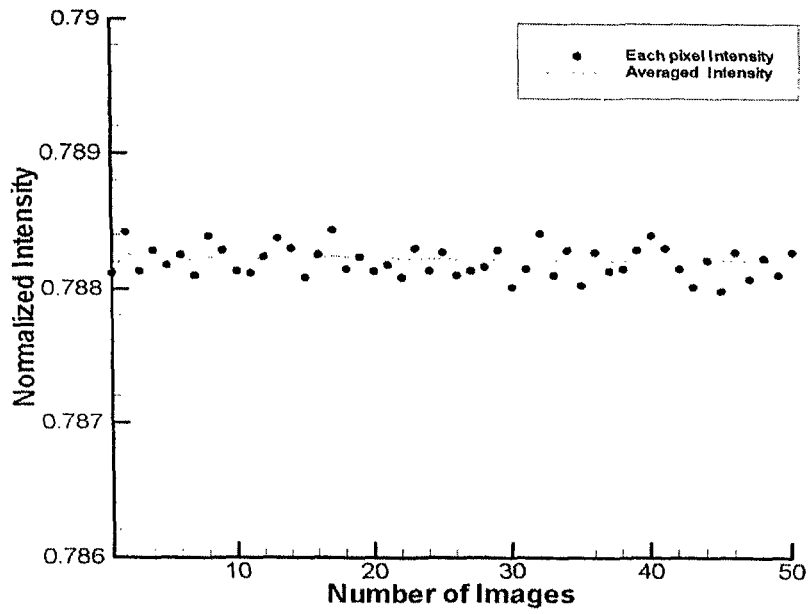


Fig. 4.3.49 한 픽셀에서의 밝기와 이미지를 평균한 개수와의 관계

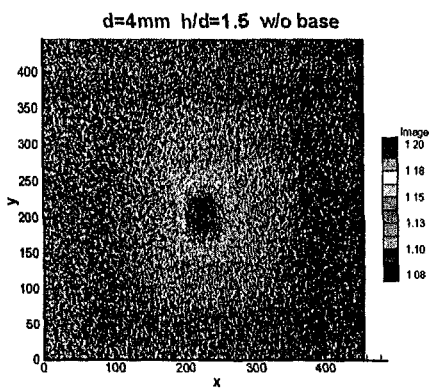


Fig. 4.3.50 (a)
 압전류노이즈 제거전, 이미지 평균전
 (Without base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

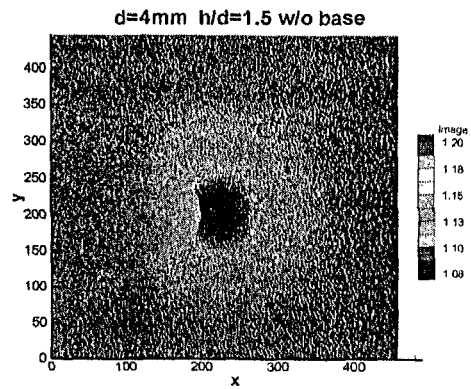


Fig. 4.3.51 (b)
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (Without base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

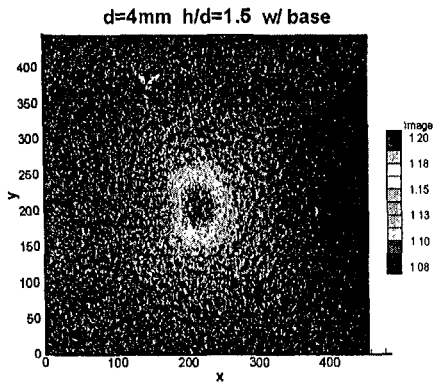


Fig. 4.3.52 (a)
 압전류노이즈 제거전, 이미지 평균전
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

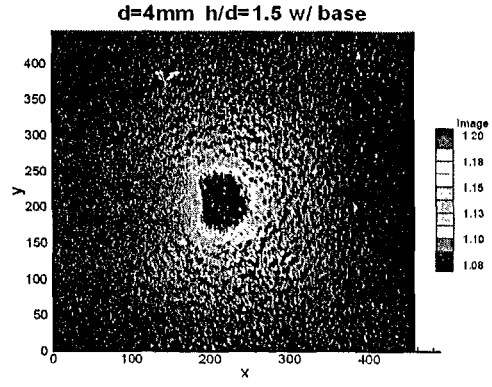


Fig. 4.3.53 (b)
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

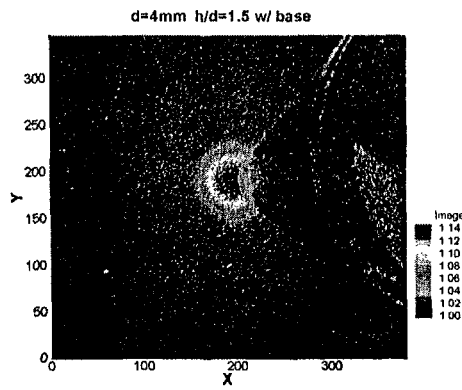


Fig. 4.3.54
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 12bit)

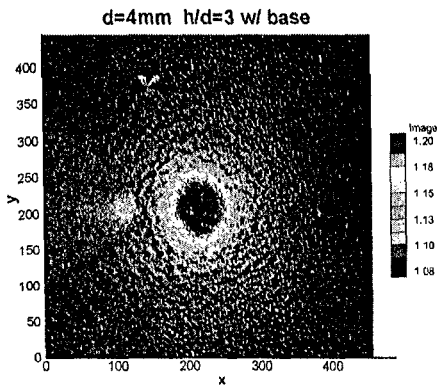


Fig. 4.3.55
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=3.0, 8bit)

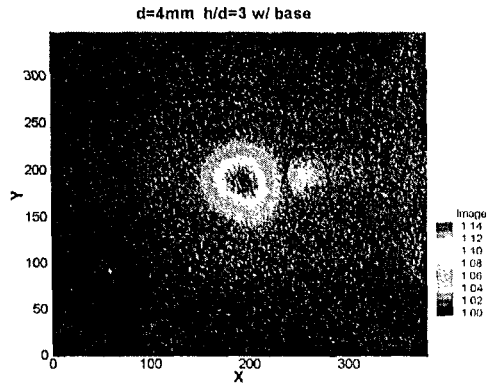


Fig. 4.3.56
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=3.0, 12bit)

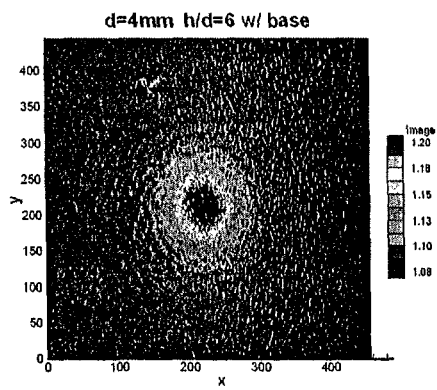


Fig. 4.3.57
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=6.0, 8bit)

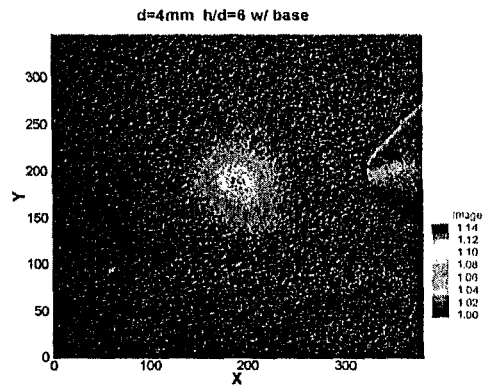


Fig. 4.3.58
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=6.0, 12bit)

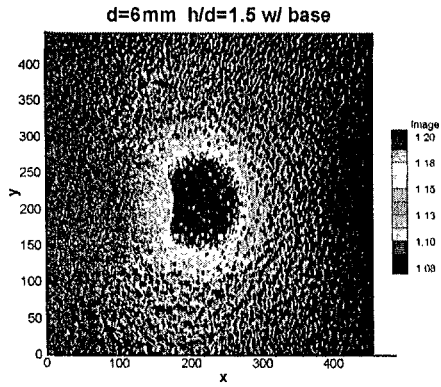


Fig. 4.3.59
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=1.5, 8bit)

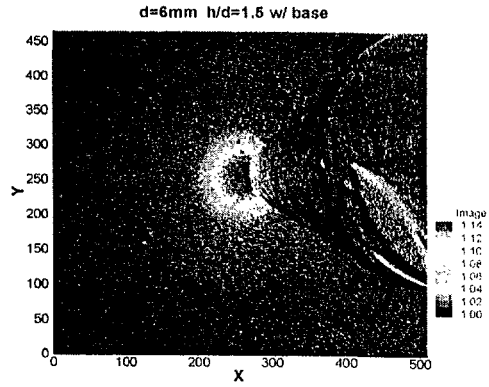


Fig. 4.3.60
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=1.5, 12bit)

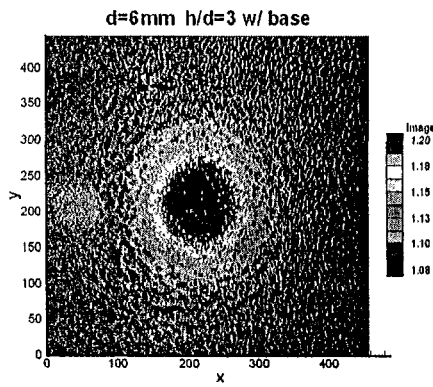


Fig. 4.3.61
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=3.0, 8bit)

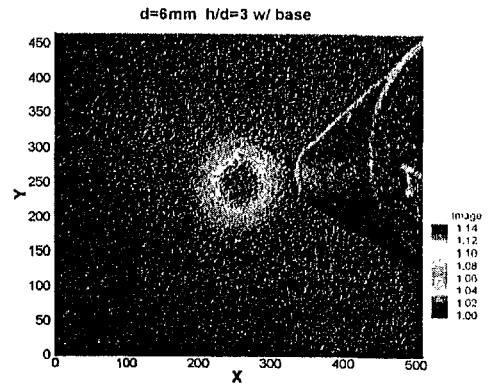


Fig. 4.3.62
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=3.0, 12bit)

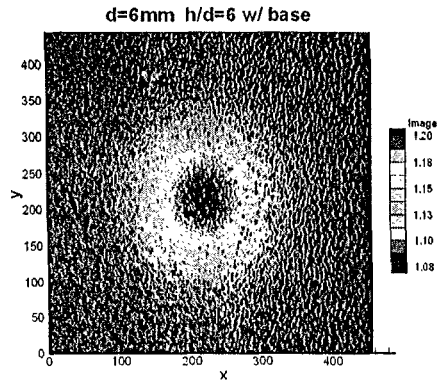


Fig. 4.3.63
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=6.0, 8bit)

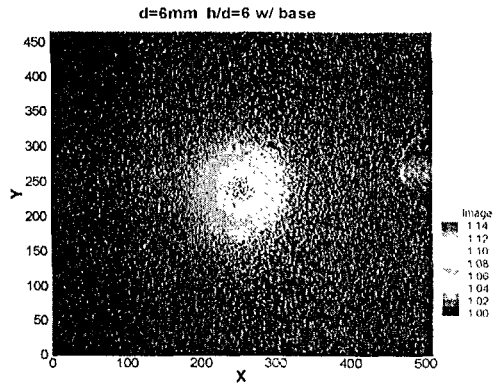


Fig. 4.3.64
 압전류노이즈 제거후, 이미지 평균후
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=6.0, 12bit)

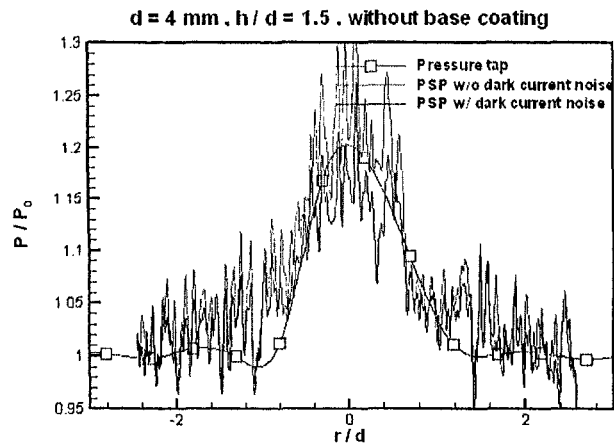


Fig. 4.3.65 압력탭 결과와의 비교
 (Without base-coating)
 (d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

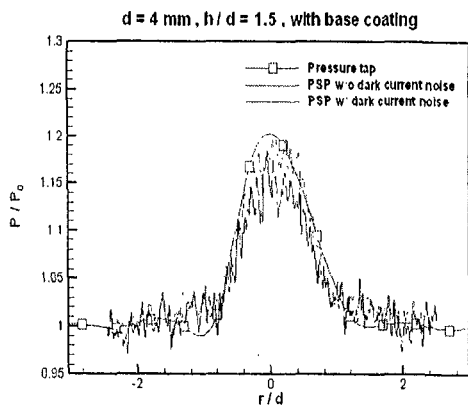


Fig. 4.3.66 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=4mm, h/d=1.5, 8bit)

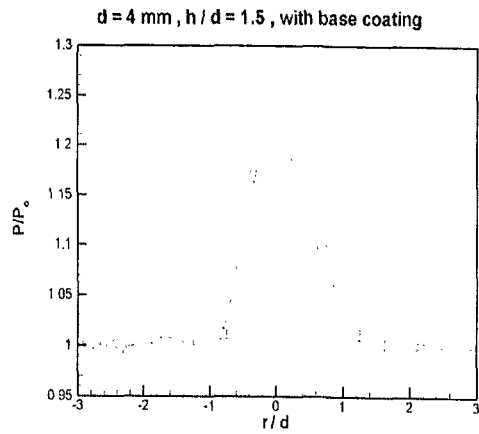


Fig. 4.3.67 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=4mm, h/d=1.5, 12bit)

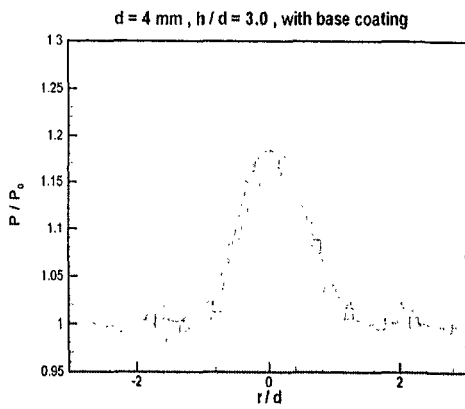


Fig. 4.3.68 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=4mm, h/d=3.0, 8bit)

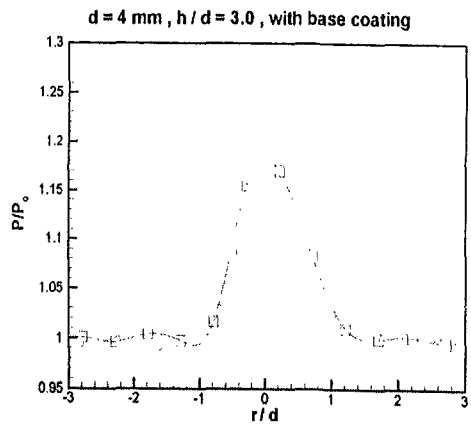


Fig. 4.3.69 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=4mm, h/d=3.0, 12bit)

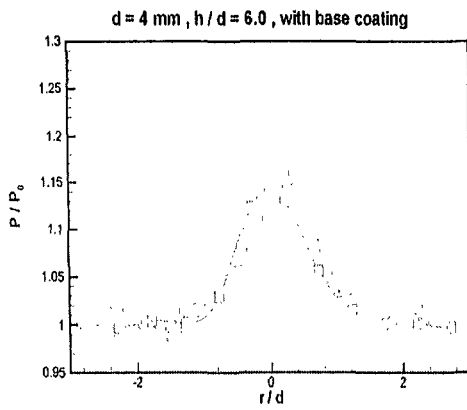


Fig. 4.3.70 압력탭 결과와의 비교
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=6.0, 8bit)

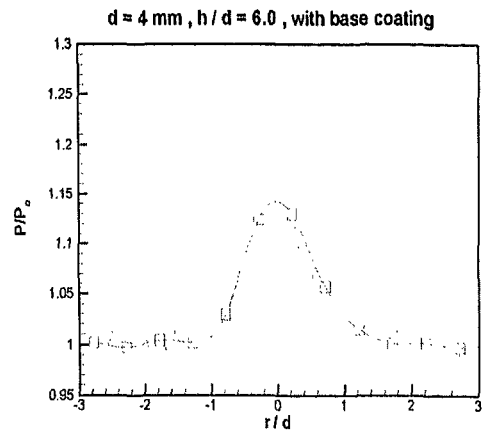


Fig. 4.3.71 압력탭 결과와의 비교
 (With base-coating)
 (d=4mm, h/d=6.0, 12bit)

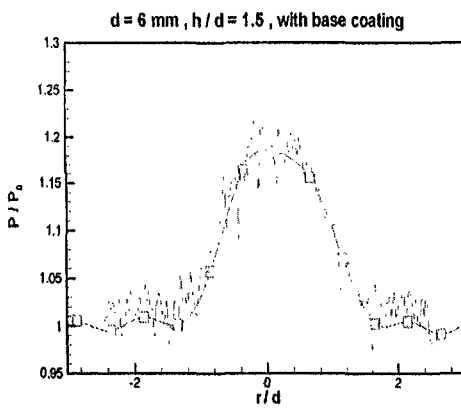


Fig. 4.3.72 압력탭 결과와의 비교
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=1.5, 8bit)

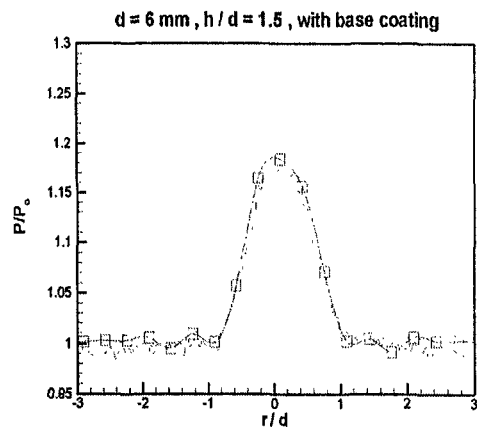


Fig. 4.3.73 압력탭 결과와의 비교
 (With base-coating)
 (d=6mm, h/d=1.5, 12bit)

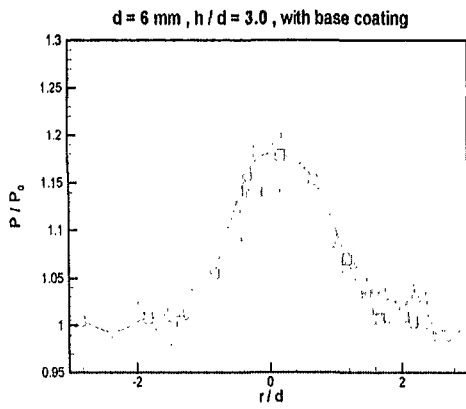


Fig. 4.3.74 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=6mm, h/d=3.0, 8bit)

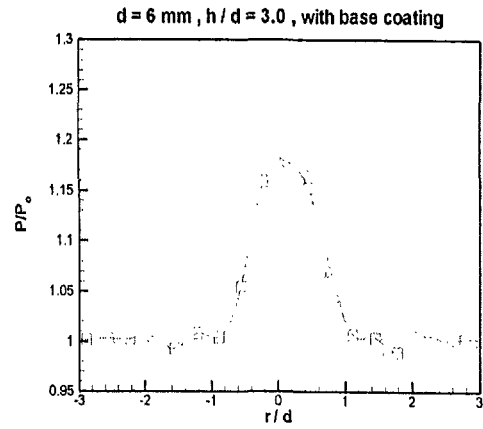


Fig. 4.3.75 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=6mm, h/d=3.0, 12bit)

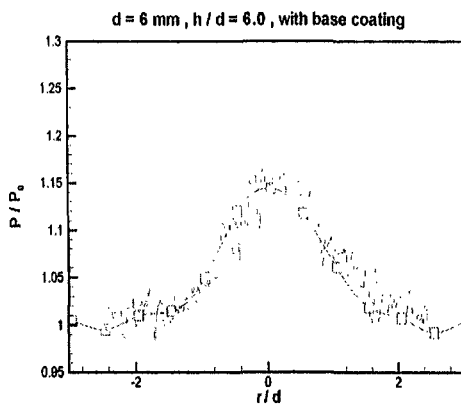


Fig. 4.3.76 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=6mm, h/d=6.0, 8bit)

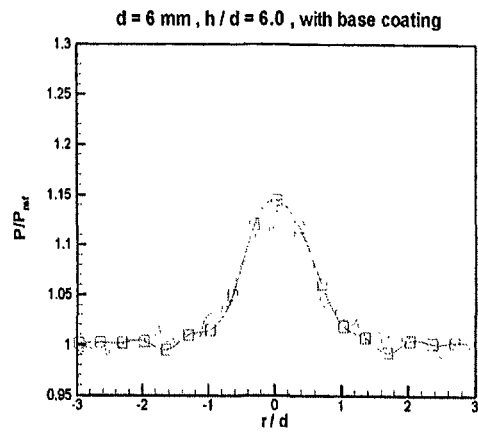


Fig. 4.3.77 압력탭 결과와의 비교
(With base-coating)
(d=6mm, h/d=6.0, 12bit)

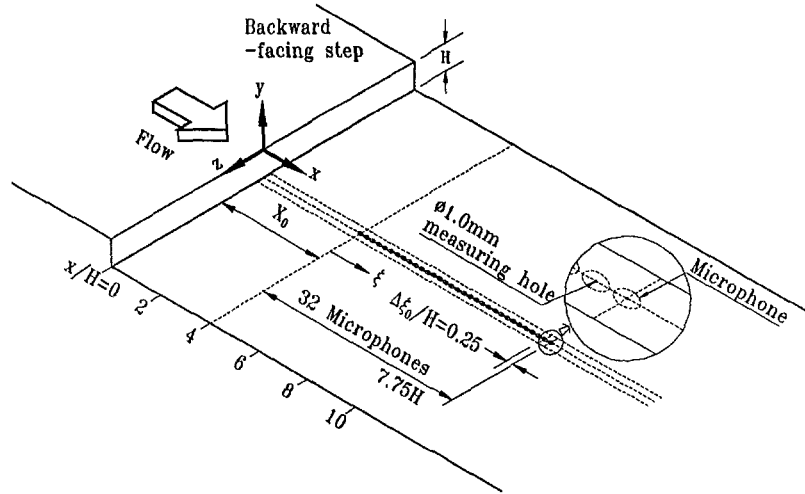


Fig. 4.4.1 시험부에 설치된 마이크로폰 배열 센서

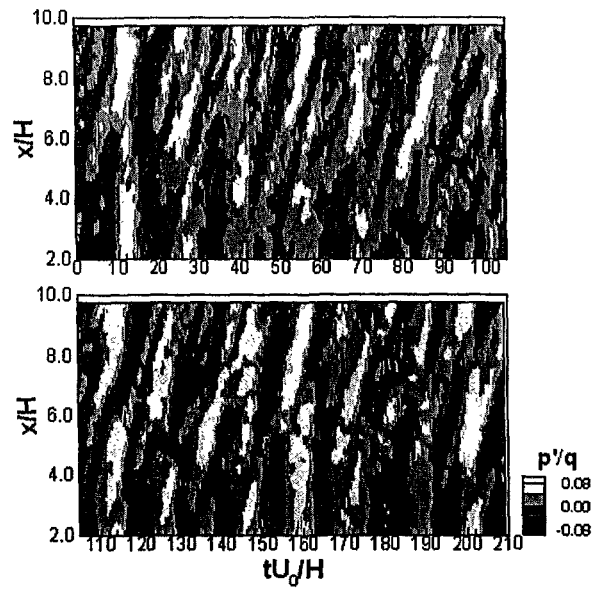


Fig. 4.4.2 '배열 A'에서 측정된 벽면 압력장

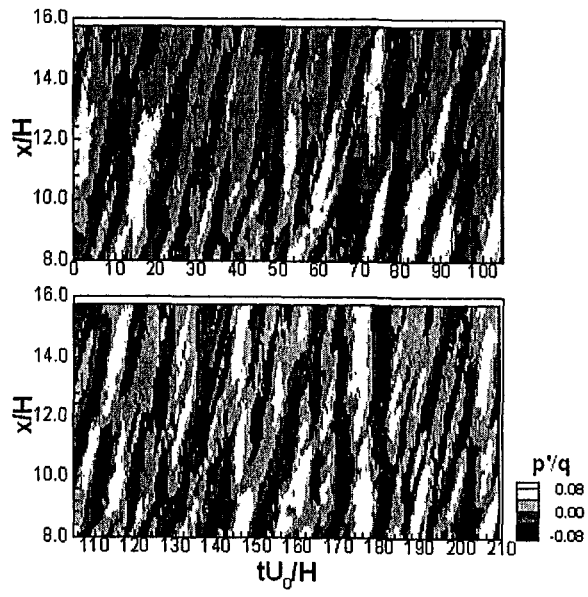


Fig. 4.4.3 '배열 B'에서 측정된 벽면 압력장

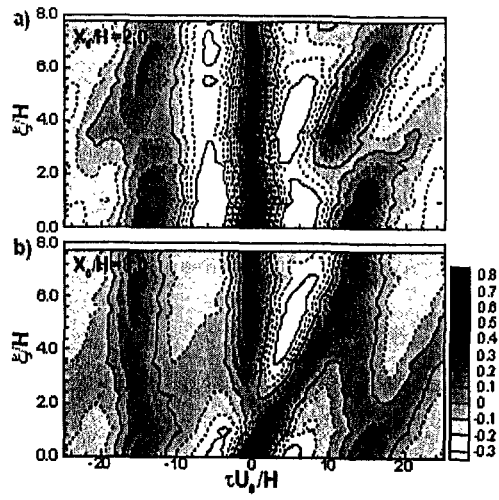


Fig. 4.4.4 벽면 압력장의 교차 상관계수

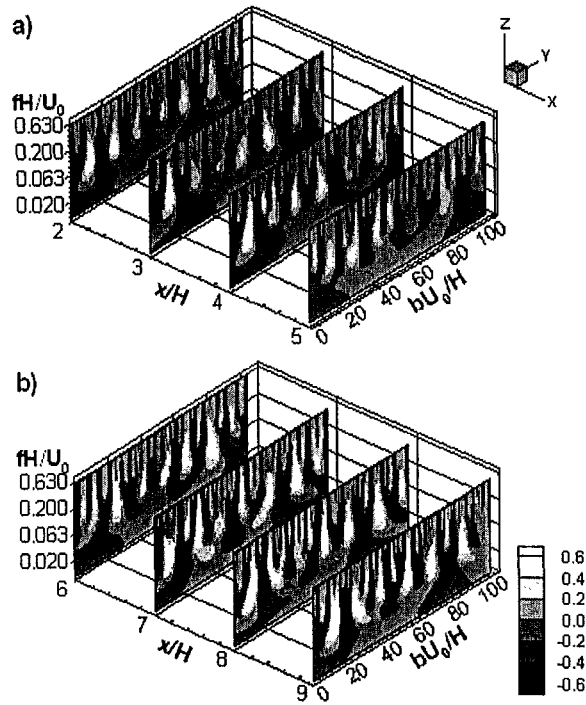


Fig. 4.4.5 '배열 A'의 웨이브리트 변환

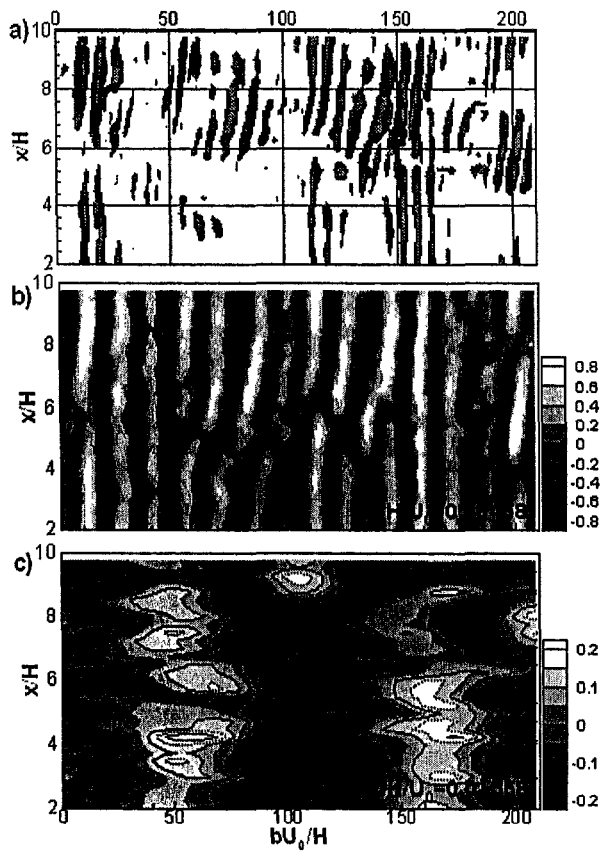


Fig. 4.4.6 특정 주파수에서 웨이브리트 변환

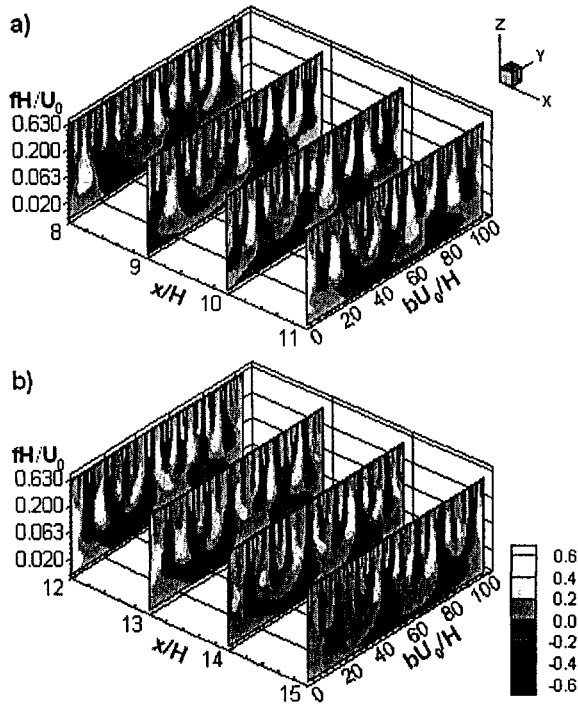


Fig. 4.4.7 '배열 B'에서 웨이브리트 변환

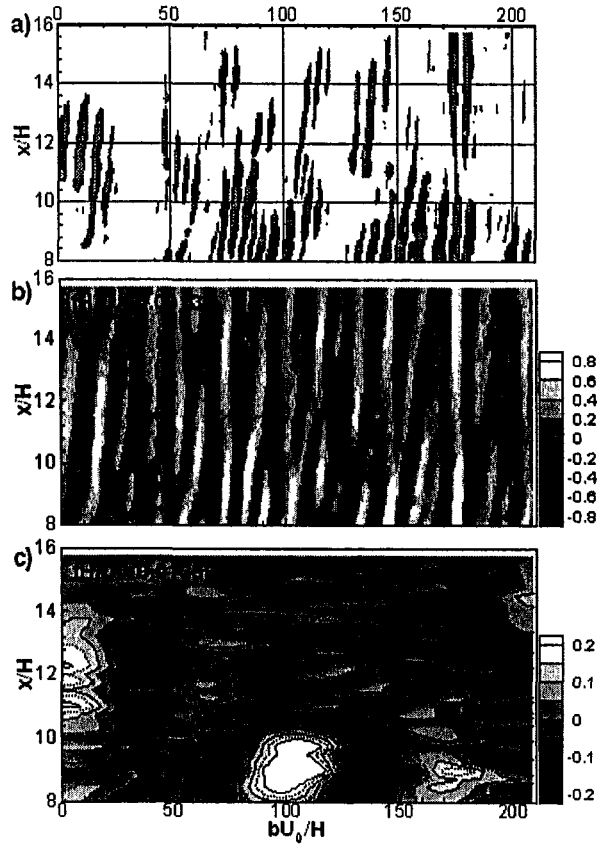


Fig. 4.4.8 특정 주파수에서 웨이브리트 변환

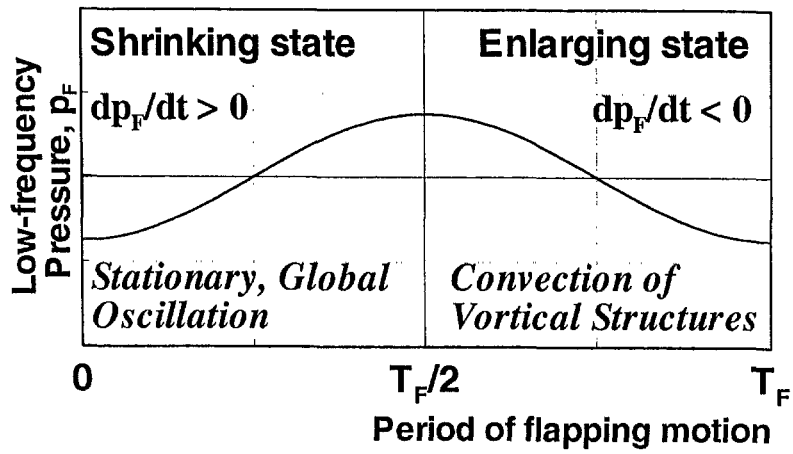


Fig. 4.4.9 벽면 압력장의 플랩핑 성분, p_F

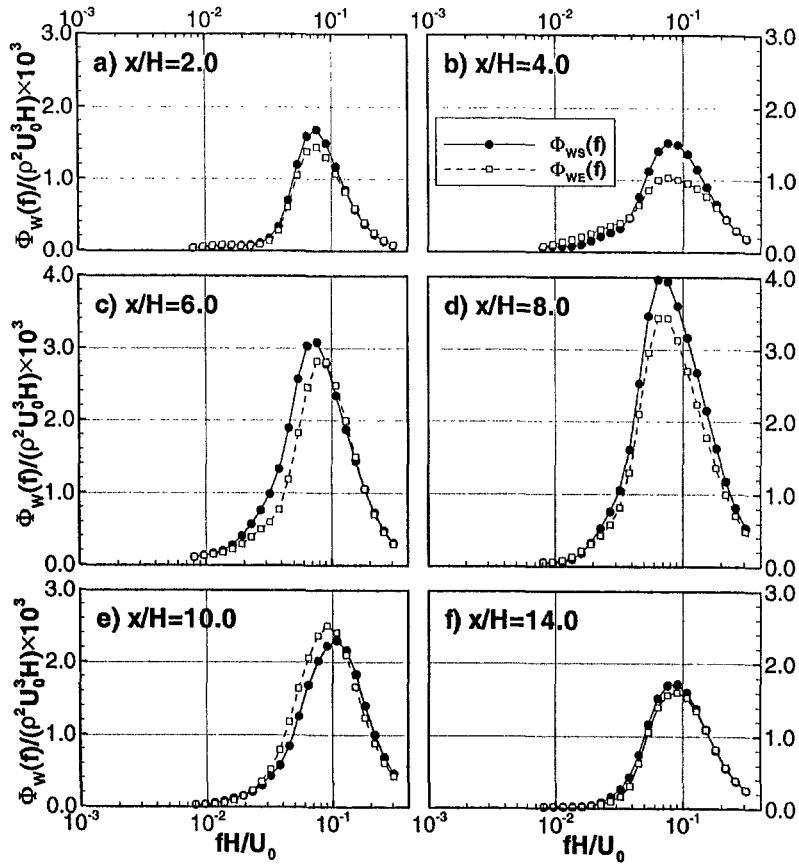


Fig. 4.4.10 웨이브리트 변환에 의한 파워 스펙트럼

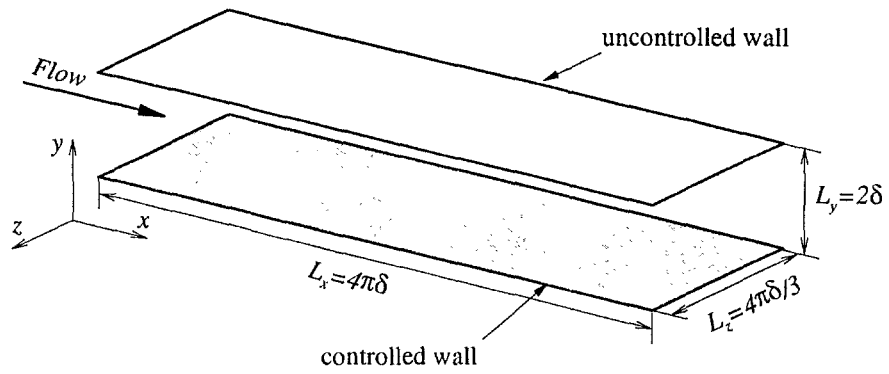


Fig. 5.1.1 계산영역의 모형도

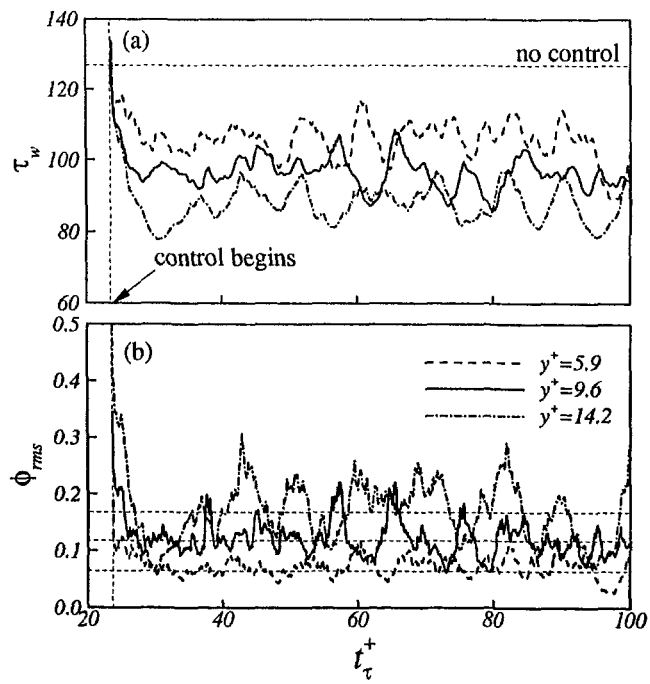


Fig. 5.1.2 능동상쇄에 의한 평균전단응력 시간이력과
가진크기

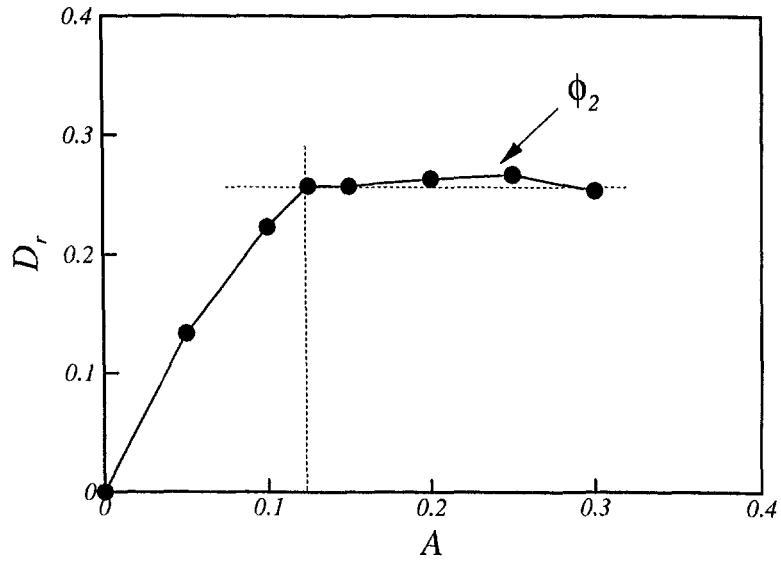


Fig. 5.1.3 흡입/분사에 대한 가진크기에 따른 항력감소율

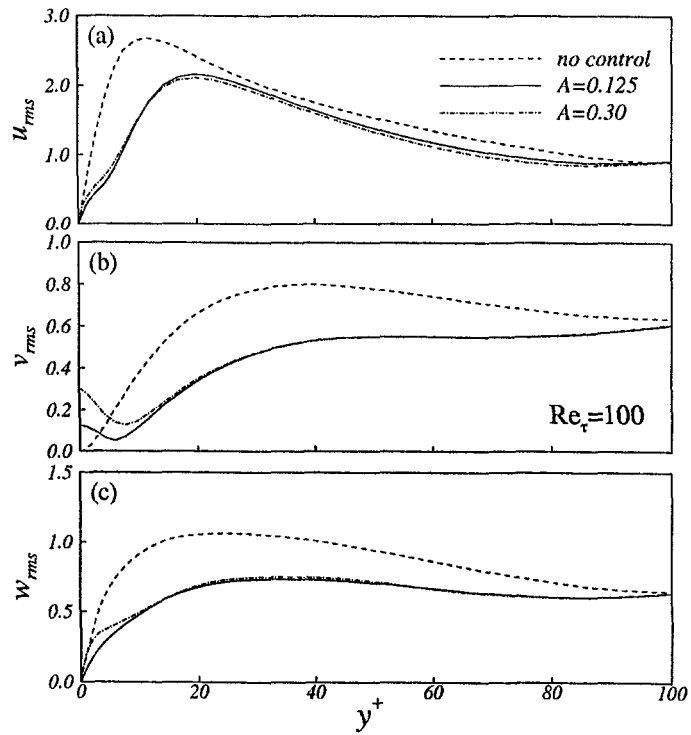


Fig. 5.1.4 제어에 따른 난류강도

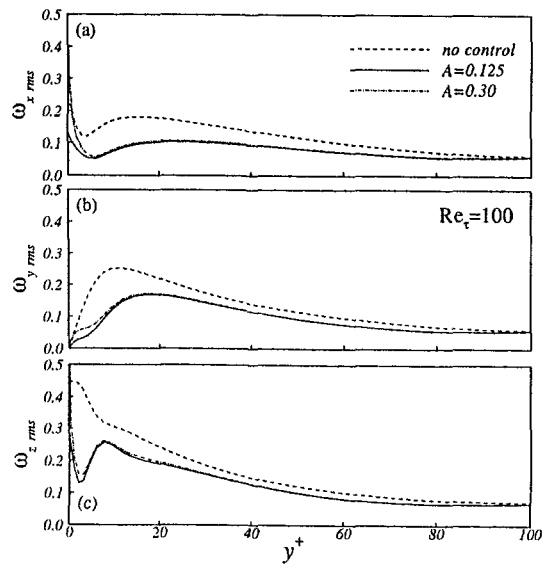


Fig. 5.1.5 제어에 따른 와도분포

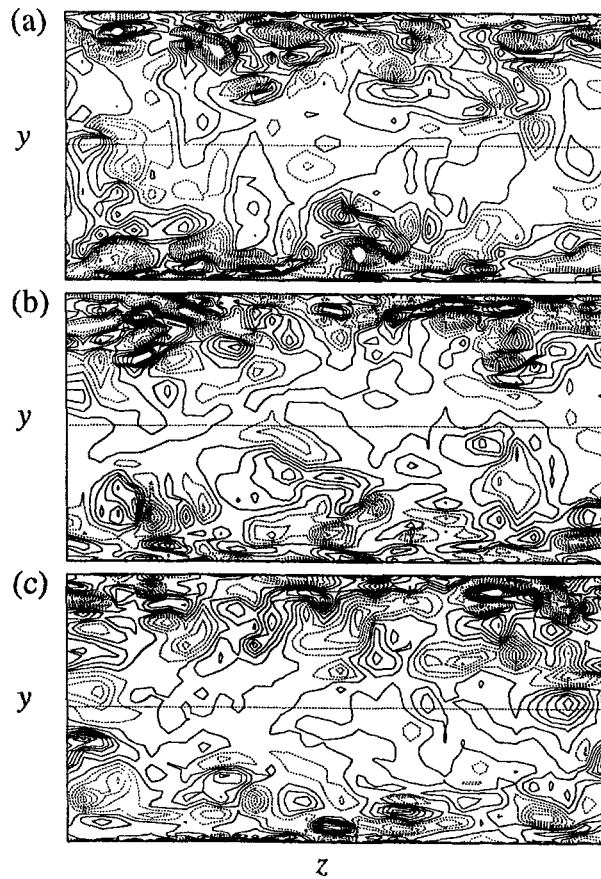


Fig. 5.1.6 제어에 따른 순간 주유동방향 와도
등고선도

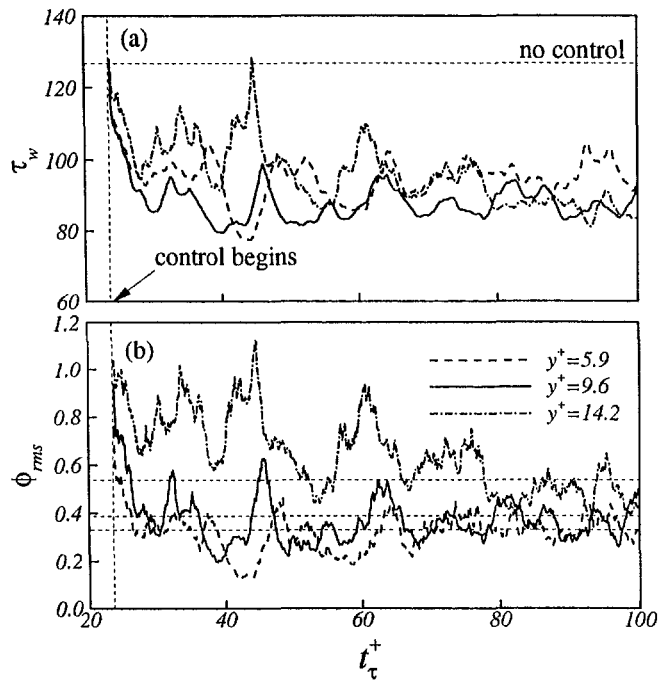


Fig. 5.1.7 능동상쇄에 의한 평균전단응력 시간이력과 가진크기

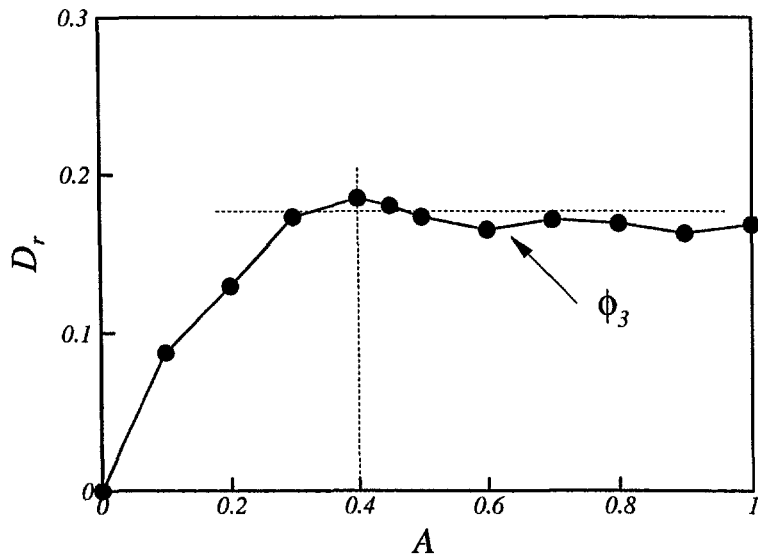


Fig. 5.1.8 횡방향 미끄러짐에 따른 가진크기에 대한 항력감소율

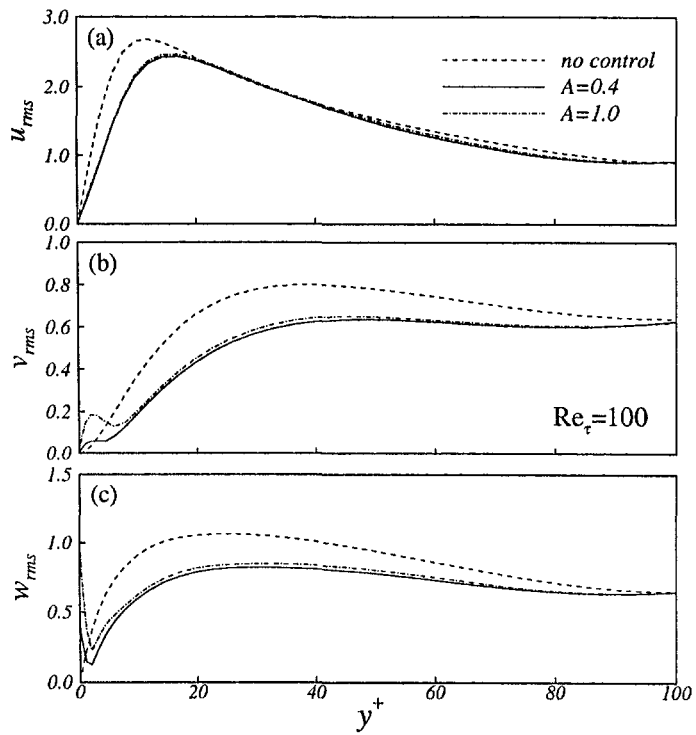


Fig. 5.1.9 제어에 따른 난류강도

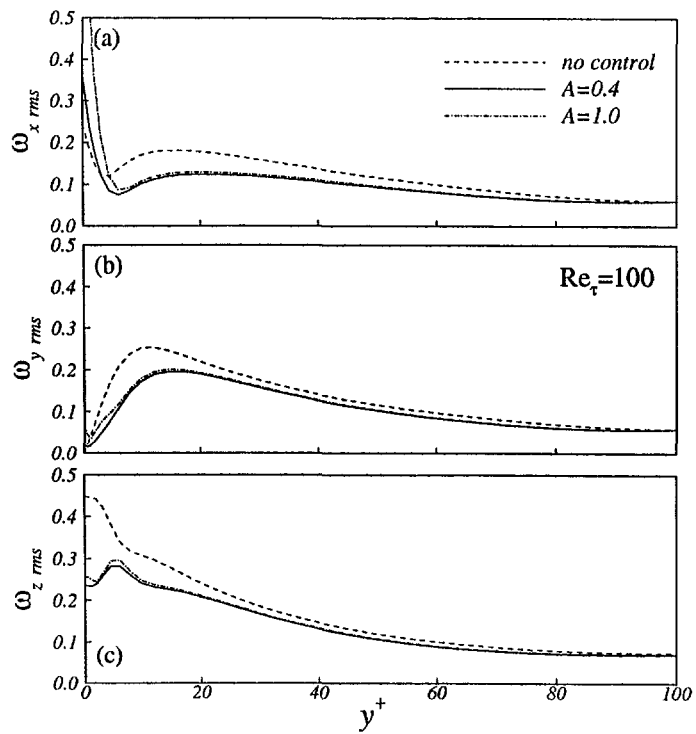


Fig. 5.1.10 제어에 따른 와도강도

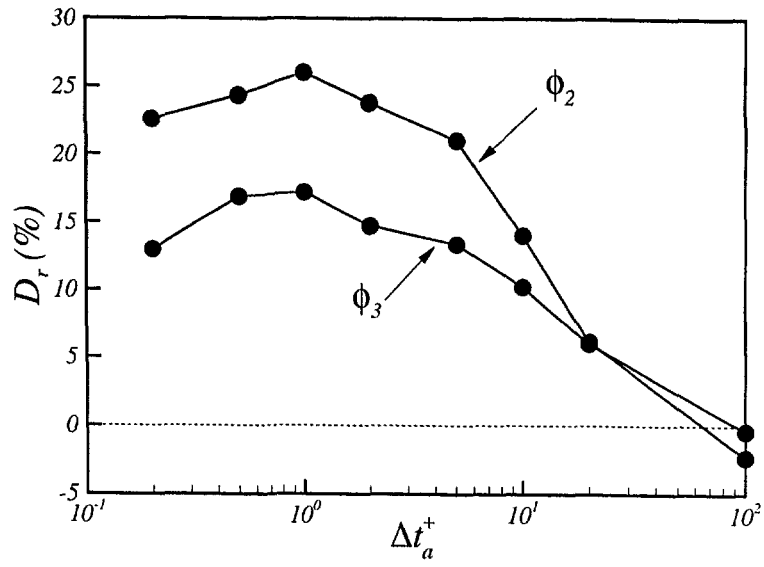


Fig. 5.1.11 시간척도에 대한 항력감소율

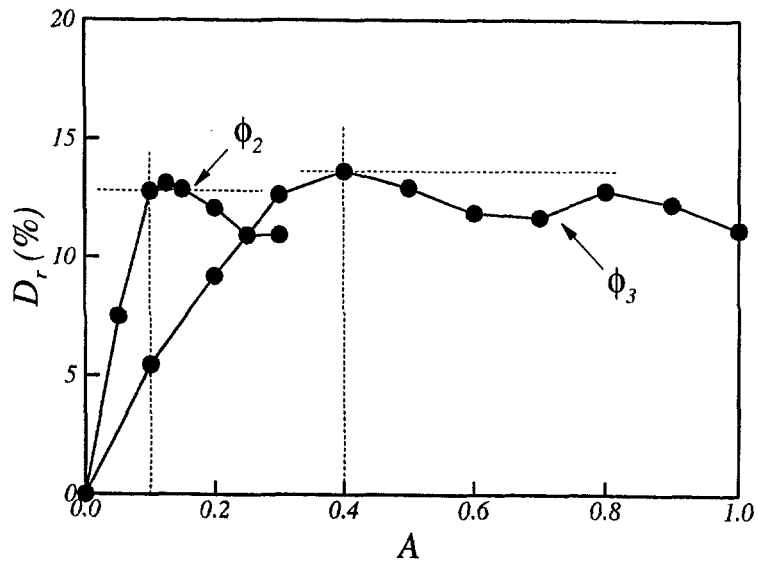


Fig. 5.1.12 압력구배 감지에 따른 가진크기에 대한 항력감소율

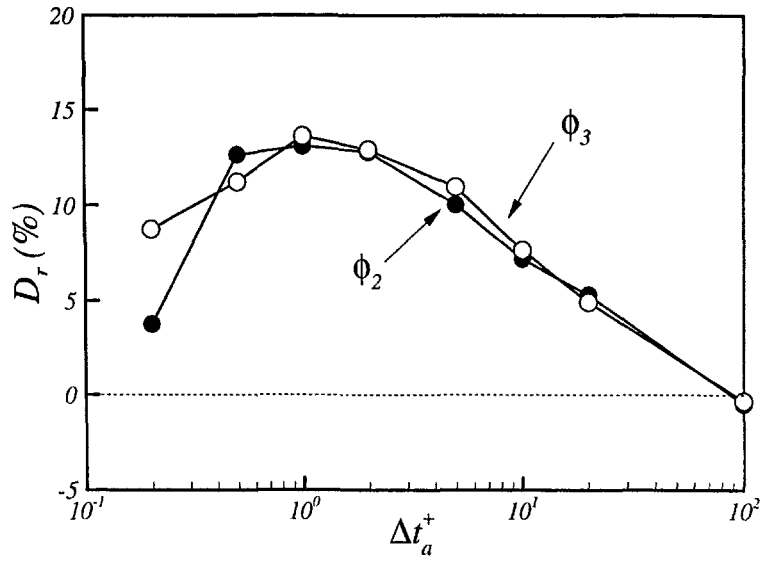


Fig. 5.1.13 압력구배에 따른 시간척도에 대한 항력감소율

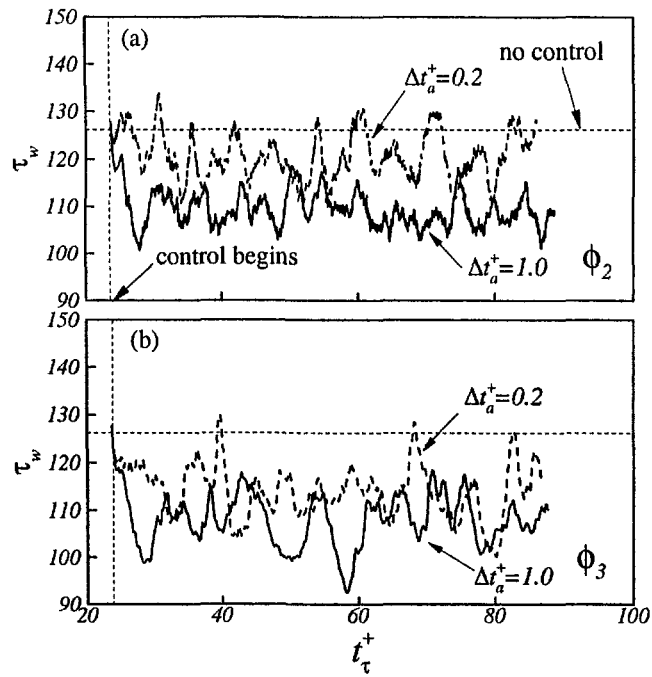


Fig. 5.1.14 압력구배 감지에 대한 전단응력의 시간 이력 곡선

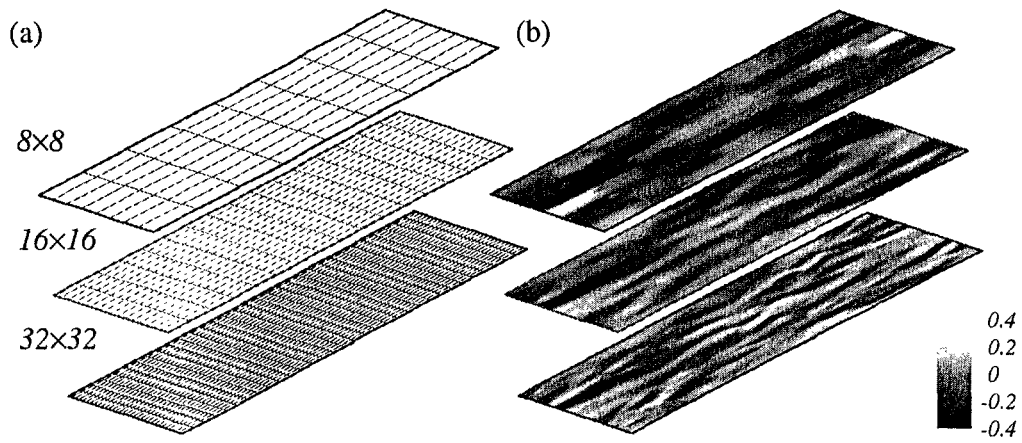


Fig. 5.1.15 제어소자의 크기에 따른 영향 (a) 감지자/가진자 열의 모형도 (b) 순간 가진장

	first step	overall computation
iterative method	18538 sec (100%)	20155 sec (100%)
present method	3593 sec (19.4 %)	5205 sec (25.8%)

Table 2.1.1 계산 시간의 비교 (Compaq 사의 DS10 기종)

$ v_w/U_\infty $	slot width	b/θ_{in}
0.01242	$67.2\theta_{in} \sim 99.2\theta_{in}$	32.0
0.02425	$75.0\theta_{in} \sim 91.4\theta_{in}$	16.4
0.04630	$78.9\theta_{in} \sim 87.5\theta_{in}$	8.6

Table 2.1.2 국소 흡입/분사의 조건

	Case	Driver and Seegmiller	Vogel and Eaton	Eaton and Johnston
Conditions	Re_H	38,000	28,000	38,000
	ER	1.125	1.25	1.667
	Experiment	6.21 ± 0.2	6.65 ± 0.3	7.95 ± 0.3
Reattachment Length	Parabolic	10.56	9.83	9.47
	1/7th law	6.85	7.41	8.24
	Present	6.21	6.59	7.92

Table 2.2.1 실험결과와 재부착 길이 비교

x/δ_0^*	$\delta^*(\text{mm})$	$\theta(\text{mm})$	H	$u_\tau(\text{m/s})$	Re_θ
0	6.71	5.00	1.34	0.2375	1655
2	6.72	5.02	1.34	0.2373	1660
5	6.72	5.03	1.34	0.2365	1665
8	6.88	5.14	1.34	0.2363	1700
11	6.91	5.21	1.33	0.2359	1725
14	7.00	5.23	1.34	0.2348	1730
17	7.04	5.28	1.33	0.2336	1750

Table 3.2.1 경계층 인자(Boundary layer parameters)

x/δ_0^+	f^+	y_c^+	d_x^+	d_y^+	$Vol^+ = \pi d_x^+ d_y^+$	U_c^+	t_{ω_i}/T
2	0.011	55	248	88	68,600	13.3	0.20
	0.022	50	174	63	34,440	12.9	0.29
	0.044	40	111	50	17,440	11.9	0.40

Table 3.2.2 와류 구조 관련 물리량

	$\delta^*(\text{mm})$	$\theta(\text{mm})$	H	$u_\tau(\text{m/s})$	$C_f/2$
Present	7.63	5.21	1.46	0.00692	0.00263
Park & Sung	7.23	5.23	1.38	0.2368	0.00224

Table 3.2.3 경계층 인자(boundary layer parameters)

카메라 종류	노즐 지름	h/d	RMS	12bit가 8bit에 비해 감소한 오차(%)
8 bit	4 mm	1.5	0.01896371	52.4
12 bit	4 mm	1.5	0.00903534	
8 bit	4 mm	3.0	0.01416593	43.4
12 bit	4 mm	3.0	0.00801382	
8 bit	4 mm	6.0	0.01819883	47.2
12 bit	4 mm	6.0	0.00960771	
8 bit	6 mm	1.5	0.03784904	74.6
12 bit	6 mm	1.5	0.00962661	
8 bit	6 mm	3.0	0.04044840	70.7
12 bit	6 mm	3.0	0.01186471	
8 bit	6 mm	6.0	0.03101935	66.3
12 bit	6 mm	6.0	0.01045786	
오차의 평균(%)				59.1

Table 4.3.1 압력탭과 실험 결과의 RMS값 비교

size	$\partial w / \partial y _w$		$\partial p / \partial z _w$	
	ϕ_2	ϕ_3	ϕ_2	ϕ_3
32×32	26%	18%	14%	14%
16×16	15%	17%	14%	10%
8×8	-8%	6%	3%	-1%

Table 5.1.1 크기에 대한 항력감소율

제 4 장 연구개발목표 달성도 및 대외기여도

1. 연구목표 및 평가착안점에 따른 달성도

번호	세부연구개발목표 (연구계획서상에 기술된 연구목표)	달성 내용	달성도 (%)
1999-1	난류 경계층 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_\theta = 1500$ 영역 유동장 database 구축	· LES를 이용하여 속도장과 압력장 수치 모사 · 난류의 정확한 통계량 및 공간 발달 특성 재현 및 database 구축	100%
1999-2	원봉 후류 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_D = 100$ 영역 database 구축	· 실험적 결과와 일치하는 유동장 database 및 유동 구조 획득 · 주기적 가짐에 따른 원봉 후류 구조 변화를 해석하여 준주기성 발견	100%
1999-3	후향계단 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_H = 33,000$ 영역 속도장 database 구축	· 열전 측정용 통한 박리 유동의 database 구축 · 난류 모델을 이용한 수치해석 결과와 비교하기 위한 reference database 구축	100%
1999-4	정체점에서의 유동 구조 해석 : $Re = 10000$ 영역 유동장 database 구축	· 압축성 유동장과 온도장의 수치 모사를 위한 DNS 3차원 병렬 코드 개발 · 조직적 입구 유동 교란에 따른 유동장 변화 관찰	100%
1999-5	고정밀 유동 수치 방법에 대한 고찰 - 고정밀 유동 수치 방법의 개발 : 전체 CPU Time 60% 감소	· Navier-Stokes 방정식의 수치 모사에서 각 속도성분과 압력의 완전 분리하여 내재적으로 처리 · 고정밀 유동 수치 계산 방법 개발 : 전체 계산 시간 60% 단축	100%
1999-6	LES에서의 입구 경계 조건의 평가/적용 : $Re_\theta = 1400$ 경계층 영역의 난류 경계입구 조건 구축	· 정확한 난류 통계량 획득을 위한 입구 경계 조건 적용 · 벽면 난류 구조의 재현 · 경계 조건 database 구축	100%
1999-7	RANS에서의 입구 경계 조건의 평가/적용 : $Re_H = 38,000$ 후향계단 영역의 난류 경계입구 조건 구축	· RANS 해석을 위한 평균 유동장, 압력 구배, 난류 에너지, 소산율 등의 입구 경계 조건 부여 방법 개발 · 실험 결과와의 일치 확인	100%
1999-8	천이경계층 유동에 대한 난류모형의 평가/개발 : pre-transition region영역의 난류모형의 평가 및 개발	· 난류 모형을 이용한 천이 이전 영역 유동장의 실험적 특성 재현 · 난류 모형을 이용한 천이 경계층 유동장의 실험적 특성 재현 · 압력구배가 없는 천이 경계층 유동장의 실험적 특성 표현과 수치적 예측	100%
1999-9	박리/재부착 유동에 대한 난류모형의 평가/개발 : $Re_H = 40000$ 까지의 재순환영역 계산을 위한 $k-\varepsilon-f_\mu$ 모델 향상	· 난류 박리/재부착 유동을 위한 비선형 난류 모형의 개발 · 복잡한 유동에서 정확한 온도장 해석을 위한 대수적 열전달 모형의 개발	100%
1999-10	복잡 난류 유동장에 대한 LES 수치 모델링 - LES 계산 : $Re = 5000$ 의 연소기내 난류 유동장의 LES 수치 계산	· 수치 모사를 통한 복잡한 형상을 갖는 연소기내 난류 유동장 LES 계산 · 3차원 비정상 유동 구조에 대한 해석 및 보염기형 상변화에 따른 검토 · LES 수치해석 수법의 난류모델 평가 및 고레이놀즈수 영향 평가	100%

번호	세부연구개발목표 (연구계획서상에 기술된 연구목표)	달성내용	달성도 (%)
1999-11	국소음향 가진에 의한 후향계단 유동에서의 제어 실험 : $Re_H=1200$ 에서 x_R 의 30%감소	· Hot-wire에 측정에 의한 후향계단 박리 유동의 database 구축 · 가진에 의한 재부착 길이 감소 등의 유동 제어 효과 발견 및 유동 구조 변화 해석	100%
1999-12	국소음향 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어 실험 : 풍동 실험, $Re_\theta=1655$ 에서 C_f 의 40% 감소	· 국소음향 가진에 의한 표면 마찰력 감소 효과 발견 · 주기적 가진에 따른 경계층 유동 구조 변화 해석	100%
1999-13	박리 유동 구조 해석 (Hot-wire/PVDF/Microphone 센서열에 의한 유동 및 압력측정) : $Re_H=33,000$ 에서 wave spectrum 적용	· Microphone 센서열을 이용한 박리 유동장 내부 벽면 압력장 측정 및 wave spectrum 계산 · 벽면 압력 변동량과의 상관성을 이용한 박리 유동 구조 해석	100%
1999-14	유동 가시화할 통한 유동구조 해석 기술 (smoke-wire) : 박리전단층 $Re=560$ 의 와병합 가시화	· Smoke-wire 기법을 사용한 유동가시화 · 가시화를 이용한 가진에 의한 유동 구조 변화 해석	100%
1999-15	선형/비선형 유동제어 기법 선정 : 난류채널 $Re_\tau=100$ 에서 25%의 항력감소	· 선형/비선형 유동제어를 통한 제어 가능성 여부 조사 · 난류 채널 유동에서의 제어 적용	100%
2000-1	경계층 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_\theta=1500$ 영역의 spectrum database 구축	· 난류 경계층 내의 벽압력 섭동량과 난류 응집 구조와의 상관함수 조사 · 실험 결과와의 비교를 통한 물리적 타당성 획득 · 높은 벽압력을 유발시키는 경계층내 와구조 파악	100%
2000-2	원봉후류 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_D=100$ 영역의 가진 유동장의 database 구축	· $Re_D=100$ 영역의 이차원 주기적 자연 와홀림 영역의 database 구축 · 고조파(superharmonic) 가진에 의한 유동장의 구조 변화 해석 · 고조파(superharmonic) 가진에 대한 유동장의 lock-on과 준주기성의 발견 및 해석	100%
2000-3	후향계단 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re_H=33000$ 영역의 난류량 database 구축	· 난류 모형 수치해석을 위한 database 구축 : 평균 유속, 난류 강도, 재부착 길이 등을 측정 · Spatial Box Filtering(SBF) 방법에 의한 유동장 재구성	100%
2000-4	정체점 유동에서의 유동 구조 해석 : $Re=10000$ 영역의 난류량 database 구축	· 자유흐름난류가 있는 경우 정체점 주변의 유동과 열전달 예측 · 주방향 와도, 열전달, 벽면 저항 계수, 난류 에너지 통계량, 난류 열유속 통계량 등을 관찰 · 과도 열전달 증가 원인 규명	100%
2000-5	환형관 내 유동장 해석 및 곡률효과 조사 : $Re_D=8900$ 영역의 난류량 database 구축	· 원심 환형관 해석을 위한 코드 개발 · 실험적 측정에 의한 난류 통계량과 일치되는 결과 획득 · 환형관 내의 벽면 근처의 난류 구조에 대한 곡률 효과 파악	100%
2000-6	고정밀 유동해석 수치방법의 적용 - 지속적인 국소 흡입/분사가 난류 경계층에 미치는 영향 : 전체 CPU time 60% 감소	· 개발된 수치방법을 난류 경계층 유동에의 적용 · 국소 흡입/분사 속도에 따른 난류 경계층 유동의 구조 변화 해석	100%

번호	세부연구개발목표 (연구계획서상에 기술된 연구목표)	달성내용	달성도 (%)
2000-7	천이 경계층 유동장 대한 난류모형의 평가/ 개발 : 압력 구배의 천이 경계층의 확장 적용	<ul style="list-style-type: none"> · 압력 구배가 있는 평판에서의 천이이전과 천이 유동장의 특성 확인 · 전년도에서 제안된 난류 모형을 압력구배가 있는 평판의 천이 경계층 유동장에서도 만족할수 있도록 수정 보완 · 압력구배가 있는 천이 경계층의 유동장의 실험적 특성 표현과 수치적 예측 	100%
2000-8	난류 유동 해석을 위한 와점성 난류 모형의 개발 : ν_t-k 모형 개발	<ul style="list-style-type: none"> · 와점성과 난류 운동에너지의 전달방정식으로 이루어진 와점성 모형 개발 · 난류 모형을 이용한 채널, 평판 경계층, 역압력 경계층 유동장에서의 실험적 특성 제한 	100%
2000-9	국소교란에 의한 난류 박리/재부착 유동의 제어 : 가진 최적 주파수의 획득	<ul style="list-style-type: none"> · 비정상 난류 모형 해석 프로그램의 개발 · 국소교란에 의한 후향계단, 난류 경계층 유동 구조 해석 	100%
2000-10	복잡 난류 유동장에 대한 LES 수치 모델링 - 유동 구조 조사 : 난류 연소장 계산 가능화	<ul style="list-style-type: none"> · 유동장 정보를 이용한 유동 가시화 및 난류 연소장 해석 · 난류 혼합 과정의 비정상 거동에 관한 조사 	100%
2000-11	국소 가진에 의한 경계층 유동에서의 제어 실험 : 수동 실험, 표면마찰 감소 효과를 위한 최적의 가진 조건 획득	<ul style="list-style-type: none"> · 국소 가진을 통하여 난류 경계층의 표면 마찰력 감소 · 전년도에서 수행한 풍동실험을 수동에서 재현 · 가진 조건에 따른 유동구조 변화 해석 · 각기 다른 매체와 레이놀즈수에서 국소가진에 의한 표면마찰 감소 효과 확인 · 슬릿의 형상을 변경하여 효율적인 슬릿 형상을 고안 	100%
2000-12	주기적인 후류가진에 의한 둔각물체 주위 유동의 제어실험 : 재부착 길이 최소화의 최적 주파수 획득	<ul style="list-style-type: none"> · 둔각물체 주위 박리 유동장에서 주기적 후류 가진에 의한 유동 제어 효과 관찰 · 주기적 후류 가진을 둔각물체에서 발생하는 박리 유동장에 가하였을 때 얻어지는 제어 효과를 재부착 길이 등의 측정에 의하여 검증 · 최적 제어 조건 획득 · 후향계단 유동에서의 국소음향가진, 평판(flat plate) 주위 유동에서의 주기적 가진 실험과의 연관성 여부 조사 	100%
2000-13	유동 가시화를 통한 압력장 해석 (PSP) : 기본 유동장의 초기 적용 및 know-how 획득	<ul style="list-style-type: none"> · PSP (Pressure Sensitive Paint)을 이용한 유동장의 압력장 정보 획득 · PSP에 필요한 실험장비를 구축하여 impinging jet에 적용, 정확한 압력분포를 획득하기 위한 자체적인 know-how를 개발 	95%
2000-14	벽압력 섭동 스펙트럼 해석 및 원거리 소음 추정 : 후향 계단 주위 박리 유동장의 적용 및 유동 구조 해석	<ul style="list-style-type: none"> · 후향계단 주위 난류 박리 유동장의 wavelet 이론의 적용 및 유동구조 관련 해석 · 후향계단 주위 난류 박리 유동장 내부 벽면 압력변동량을 측정하여 wavelet 이론을 적용 · 압력변동량으로부터 유동구조를 예측하기 위한 wavelet 이론 기법을 개발 	100%
2000-15	비선형 모델방정식/난류 채널에서의 선형/비선형 유동 제어기법 개발 : 최적 조건의 센서/가진자 선택으로 효율성 증대	<ul style="list-style-type: none"> · 난류 채널유동에서의 준최적 제어기법의 평가 · 센서/가진자의 형태 및 크기에 따른 제어 효율성 확인 및 최적 조건 발견 	100%

2. 연구의 대외 기여도

본 연구를 통한 연구결과를 다수의 국내외 학술 논문 및 학술대회에 발표하여 관련 분야의 연구에 참고자료가 되게 하였다. 또한 이에 대해 국외 학술지 및 학술대회의 목록만을 기술하면 다음과 같다.

가. 국외학술지

I. Lee and H.J. Sung, "Development of an Array of Pressure Sensors with PVDF Film," *Experiments in Fluids*, Vol.26, pp.27-35, 1999.

S. Chun, I. Lee and H.J. Sung, "Effect of Spanwise-Varying Local Forcing on Turbulent Separated Flow over a Backward-Facing Step," *Experiments in Fluids*, Vol.26, No.5, pp.437-440, 1999.

S. Bae, S.K. Lele and H.J. Sung, "Influence of Inflow Disturbances on Stagnation-Region Heat Transfer," *Journal of Heat Transfer*, ASME, Vol.122, No.2, pp.258-265, 2000.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "A Nonlinear Low- Reynolds-Number Heat Transfer Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.43, No. 8, pp.1439-1448, 2000.

J.Y. Park and M.K. Chung, "An Analytical Model of Velocity-Derivative Skewness of Rotating Homogeneous Turbulence," *Fluid Dynamics Research*, Vol.26, pp. 281-288, 2000

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Numerical Prediction of Locally-Forced Turbulent Separated and Reattaching Flow," *Fluid Dynamics Research*, Vol.26, pp.421-436, 2000.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Generation of Inflow Conditions in a Reynolds Averaged Navier-Stokes Closure," *AIAA Journal*, Vol.38, No.3, pp.545-547, 2000.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Enhancement of Heat Transfer in Turbulent Separated and Reattaching Flow by Local Forcing," *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol.37, No.7, pp.733-753, 2000.

S.-J. Baek and H.J. Sung, "Quasi-Periodicity in the Wake of a Rotationally Oscillating Cylinder," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 408, pp.275-300, 2000.

K.S. Hwang, H.J. Sung and J.M. Hyun, "Visualizations of Large-Scale Vortices in Flow about a Blunt-Faced Flat Plate," *Experiments in Fluids*, Vol.29, pp.198-201, 2000.

K.S. Hwang, H.J. Sung and J.M. Hyun, "An Experimental Study of Large-Scale Vortices over a Blunt-Faced Flat Plate in Pulsating Flow," *Experiments in Fluids*, Vol.30, pp.202-213, 2001.

I. Lee and H.J. Sung, "Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in Separated Flows over a Backward-Facing Step Part I: Time-Mean and Cross-Spectral Analyses," *Experiments in Fluids*, Vol.30, pp.262-272, 2001.

I. Lee and H.J. Sung, "Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in Separated Flows over a Backward-Facing Step Part II: Unsteady Wavelet Analysis," *Experiments in Fluids*, Vol.30, pp.273-282, 2001.

S. Bae and H.J. Sung, "Breakdown of the Reynolds Analogy in a Stagnation Region under Inflow Disturbances," *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Vol.14, pp.377-398, 2001.

T.S. Park and H.J. Sung, "Development of a Near-Wall Turbulence Model and Application to Jet Impingement Heat Transfer," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.22, No.1, pp.10-18, 2001.

S.G. Bae, M.K. Chung and H.J. Lim, " $\kappa - \varepsilon$ Model for Prediction of Transitional Boundary Layer Flows, Part 1 : Zero-Pressure-Gradient Cases," *AIAA Journal*, Vol.39, No.9, 2001.

S.-J. Baek, S.B. Lee and H.J. Sung, "Response of a Circular Cylinder Wake to Superharmonic Excitation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.442, pp.67-88, 2001.

Y.M. Chung and H.J. Sung, "Initial Relaxation of Spatially-Evolving Turbulent Channel Flow Subjected to Sudden Wall Blowing and Suction," *AIAA Journal*, Vol.39, No.11, 2001.

S.H. Park, I. Lee and H.J. Sung, "Effect of Local Forcing on a Turbulent Boundary Layer," *Experiments in Fluids*, Vol.31, pp.384-393, 2001.

K. Kim, S.-J. Baek and H.J. Sung, "An Implicit Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, Vol.38, Issue.2, pp.125-138, 2002.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Numerical Prediction of Locally-Forced Turbulent Boundary Layer," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, , Vol 22, No. 6, pp 624-632, 2001.

S.H. Kim and M.K. Chung, "A New ν_t-k model for Calculation of Wall-Bound Turbulent Flows," *AIAA Journal*, in press, 2002.

S. Chun and H.J. Sung, "Influence of Unsteady Wake on a Turbulent Separation Bubble," *Experiments in Fluids*, in press, 2002.

S.Y. Chung, G.H. Rhee and H.J. Sung, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow. Part 1: Flow Field," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, in press, 2002.

J. Kim, J.-I. Choi and H.J. Sung, "Relationship between Wall Pressure Fluctuations and Streamwise Vortices in a Turbulent Boundary Layer," *Physics of Fluids*, in press, 2002.

Y.M. Chung and H.J. Sung, "Modulation of Near-Wall Turbulence Structure with Wall Blowing and Suction," *AIAA Journal*, revised, 2002.

J.-I. Choi and H.J. Sung, "Assessment of Suboptimal Control for Drag Reduction in Turbulent Channel Flow," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, revised, 2002.

I. Lee and H.J. Sung, "Multiple-Arrayed Pressure Measurement toward the Investigation of the Unsteady Flow Structure of a Reattaching Shear Layer over a Backward-Facing Step", *Journal of Fluid Mechanics*, revised, 2002.

J.-I. Choi, C.-X. Xu and H.J. Sung, "Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillations in Wall-Bounded Turbulent Flows, *AIAA Journal*, in press, 2002.

S.C. Ko and H.J. Sung, "Large Eddy Simulation of Turbulent Flow inside a Sudden Expansion Cylindrical Chamber," *Journal of Turbulence*, in press, 2002.

K. Kim, H.J. Sung and M.K. Chung, "Assessment of Local Blowing and Suction in a Turbulent Boundary Layer," *AIAA Journal*, in press, 2002.

나. 국외 학술대회

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Numerical Prediction of Locally-Forced Turbulent Separated and Reattaching Flow," 8th Asian Congress of Fluid Mechanics (8ACFM), pp.83-86, December 6-10, 1999, Shenzhen, China (invited).

H.J. Sung, "Control of Turbulent Separated and Reattaching Flows by Local Forcing," 2nd International Japan-Korea Symposium on Advanced Engineering and Science, November 30-December 1, 2000, Yokohama, Japan (invited).

H.J. Sung, "Relationship Between Wall Pressure Fluctuations and Streamwise Vortices in a Turbulent Boundary Layer," SMART-2001, May 7, 2001, Sapporo, Japan (invited).

T.S. Park and H.J. Sung, "Development of a Near-Wall Turbulence Model and Application to Jet Impingement Heat Transfer," 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference, pp.2485-2490, October 1-6, 2000, Kobe, Japan.

I. Lee and H.J. Sung, "Wavelet Analysis of Intermittent Behavior of Pressure Fluctuations in Separated and Reattaching Flows," 8th European Turbulence Conference, pp.908, June 27-30, 2000, Barcelona, Spain.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "An Algebraic Heat Transfer Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows," 3rd International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, pp.365-371, April 2-6, 2000, Nagoya, Japan.

S. Bae, S.K. Lele and H.J. Sung, "Influence of Inflow Disturbances on Stagnation-Region Heat Transfer," 3rd International Symposium on Turbulence, Heat

and Mass Transfer, pp.217-224, April 2-6, 2000, Nagoya, Japan.

J.I. Choi and H.J. Sung, "A Weakly Nonlinear Formulation of the Suboptimal Control for Drag Reduction," *Advances in Turbulent Research-2000 (TRA)*, pp.237-243, March 24, 2000, Seoul, Korea.

I. Lee and H.J. Sung, "Dynamics of Separated Flows Based on the Wavelet Analysis of Wall Pressure Fluctuations," *Advances in Turbulent Research-2000 (TRA)*, pp.1-16, March 24, 2000, Seoul, Korea.

J.-I. Choi, C.-X. Xu and H.J. Sung, "Turbulent Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillation," 14th Australasian Fluid Mechanics Conference, December 9-14, 2001, Adelaide, Australia.

K. Kim and H.J. Sung, "Assessment of Local Blowing and Suction in a Turbulent Boundary Layer," 14th Australasian Fluid Mechanics Conference, December 9-14, 2001, Adelaide, Australia.

Y.S. Park, S.H. Park and H.J. Sung, "Influence of Periodic Suction/Blowing on a Turbulent Boundary Layer," 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, September 17-19, 2001, Gottingen, Germany.

S.Y. Chung, G.H. Rhee and H.J. Sung, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow," 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 27-29, 2001, Stockholm, Sweden.

J. Kim, J.-I. Choi and H.J. Sung, "Relationship between Wall Pressure Fluctuations and Streamwise Vorticity in a Turbulent Boundary Layer," 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 27-29, 2001, Stockholm, Sweden.

J.-I. Choi and H.J. Sung, "Parametric Study on Suboptimal Control for Drag Reduction in Turbulent Channel Flow," 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 27-29, 2001, Stockholm, Sweden.

I. Lee and H.J. Sung, "Multipoint Measurement of Wall Pressure Fluctuations in a Separated and Reattaching Flow over a Backward-Facing Step," 2nd International

Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 27-29, 2001, Stockholm, Sweden.

Y.M. Chung and H.J. Sung, "Modulation of Near-Wall Anisotropy with Uniform Wall Blowing and Suction," 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, June 27-29, 2001, Stockholm, Sweden.

Y.S. Park, S.H. Park and H.J. Sung, "Influence of Periodic Suction/Blowing on a Turbulent Boundary Layer," 6th Asian Symposium on Visualization, May 27-31, 2001, Pusan, Korea.

S.G. Baek, M.K. Chung and H.J. Lim, "Development of $\kappa - \varepsilon$ Model for Transitional Boundary Layer with High Freestream Turbulence Intensity," Advances in Turbulent Research-2001 (TRA), May 25, 2001, Seoul, Korea.

S.J. Chun and H.J. Sung, "Influence of Unsteady Wake on a Turbulent Separation Bubble", Advances in Turbulent Research-2001 (TRA), pp.1-18, May 25, 2001, Seoul, Korea.

C.-X. Xu, J.-I. Choi and H.J. Sung, "Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillations in Wall Bounded Turbulent Flows," Advances in Turbulent Research-2001 (TRA), pp.51-67, May 25, 2001, Seoul, Korea.

G.H. Rhee and H.J. Sung, "Enhancement of Heat Transfer in Turbulent Separated and Reattaching Flow by Local Forcing," Turbulent Heat Transfer III, March 18-22, 2001, Anchorage, Alaska, U.S.A.

T. S. Park, H.J. Sung and K. Suzuki, "Development of a Nonlinear Near-Wall Turbulence Model for Turbulent Flow and Heat Transfer," Turbulent Heat Transfer III, March 18-22, 2001, Anchorage, Alaska, U.S.A.

제 5 장 연구개발결과의 활용계획

1. 연구개발결과의 타 연구에서의 응용, 기업화 추진 방안

본 연구의 주요내용은 열·유체 관련 시스템의 효율성 향상에 관련된 기반 기술이며, 운송체의 항력저감, 소음저감, 연소효율 증대 등과 같은 차세대 고효율 시스템 개발에 대한 기본 기술인 난류유동/유동소음 제어 기술의 개발을 목적으로 하여, 정밀 유동/압력 측정기술 및 가시화 기법을 토대로 한 실험적 접근과 고정밀 수치기법을 통한 해석적 접근 방법을 이용하여 조직적인 난류 유동구조를 분석하고, 난류유동의 혼돈성과 비선형성에 적합한 유동제어이론을 도입 및 개발하는 것이다.

본 연구에서 수행한 “기하학적 형상/유동조건에 따른 실험 및 해석을 통한 database 구축”의 결과는 유동 구조 해석을 위한 database를 제공할 뿐만 아니라 유동 제어 방법을 고안하기 위한 기초 자료로 활용될 것이다. 유동제어 대상에 대한 보다 자세한 관찰과 이해 증진을 위해 수행한 “난류유동 해석 기법 고찰 및 개발”의 결과로 개발된 계산 시간을 단축시키는 효율적인 수치방법은 상용 수치 계산 프로그램 개발에 활용될 수 있으며, 입구경계조건의 평가 및 개발로 습득한 입구 유동의 database는 향후 유동제어의 수치해석에 꼭 필요한 기본 연구 결과이므로 이에 활발히 활용될 것이다.

“유동제어의 실험적 적용”의 결과로서 후향계단 유동과 난류 경계층 유동에 대해 국소 가진을 통한 제어를 시도하고 그 구조를 파악하였다. 후향계단 유동이나 난류 경계층 유동은 비교적 간단한 형상을 가진 유동이지만, 일반적으로 고속 주행 중인 운송체에서 일어나는 경계층의 유동 또는 박리 및 전단층의 재부착 현상 등의 특성을 잘 반영하고 있다는 점을 고려한다면, 본 연구의 결과는 국소 가진을 이용한 난류 유동 제어 방법의 실용화에 이용되어 운송체의 항력 감소를 위한 표면 국소가진 기술에 적용될 것으로 사료된다.

“정밀 유동/압력 측정 기술 및 유동가시화 기법 확보”의 결과로서 습득한 PIV, 마이크로 폰, PVDF, PSP를 이용한 측정 기술 및 노하우는 난류 박리 유동 구조 해석 연구 기법 개발에 활용될 것이며, 관련 측정 기술의 산업체 기술 지도 및 이전으로 활용될 수 있다.

“선형/비선형 유동 제어기법의 평가 및 개발”의 연구 결과는 유동제어를 위해 필요로 하는 최적의 조건과 그에 따르는 메커니즘을 제시하였으므로, 새로운 유동 제어기 구성 자료의 제공으로 활용될 것이며, 실험적인 유동제어 기구의 개발에도 활용될 것이다.

본 연구의 결과 중, 운송체의 항력 감소를 위한 제어 기술인 선박의 항력 감소를 위한 난류 경계층의 제어 기술은 삼성중공업(주)에 이전중이며, 미소유량 조절기 개발 기술은 메인텍(주)에 이전하여 상용화 단계에 있는 실정이다. 또한, 정밀 유동/압력 측정 기술인 콘덴서 마이크로폰 제작기술은 소리텔(주)에 PVDF, PSP등을 이용한 압력 측정 기술은 LG전자(주), 현대자동차(주)에 이전하여, 산업체 기술 지도 및 이전으로 활용되고 있다.

2. 추가연구의 필요성

본 연구과제에서 연구개발 1단계의 성공적인 연구결과를 바탕으로 2단계의 연구범위를 국내외적 연구동향을 고려하여 확대시키고, 다각적인 유동제어기술의 적용이 진행될 것이다. 그러므로 본 연구의 2단계 연구개발은 필수적이며, 지속적인 연구를 통해 선구적인 연구결과가 도출될 것이다.

1단계에 이은 2단계 연구의 필요의 이유로서 우선 유동제어 대상의 다양화를 들 수 있다. 1단계 연구에서는 운송체의 “항력저감”에 초점을 맞춘 연구를 수행하였다. 1단계에서의 성공적인 연구수행 결과와 노하우를 바탕으로 하여 여러 산업적 문제에 산재해 있는 유체공학의 문제들 가운데 유동 제어가 적용되어 그 효과를 기대할 수 있는 분야로의 확대, 적용이 필요하다. 따라서 열유동관련 시스템의 “열전달 증진” 및 “혼합증대”, 저소음설계기술을 위한 “유동유기소음원해석 및 제어”, 미소유동 시스템에서의 “미소유량 조절”로 확대하여 2단계 연구에서 수행할 필요가 있다.

또한, 유동제어대상의 시스템 즉, 유동구조의 구조를 보다 자세히 파악하기 위해 필수적인 유동측정/해석 기술의 고정밀화 및 응용 범위 확대를 할 필요가 있다. 본 연구의 1단계에서는 PIV기술을 이용한 유동가시화 기술의 “2차원” 유동가시화 기법을 개발, 적용하였고, 이에 더하여 2단계 연구에서 “3차원” 유동가시화기술로 발전시킬 필요가 있다. 그리고, Micro PIV 기술의 개발 및 적용을 시도하여 BT 관련 생체내 유동측정 기술 확보하고자 한다. 1단계 연구에서는 PSP기술을 이용한 압력측정기술의 적용범위가 “초음속”영역에 국한되어있었으나, 2단계 연구에서 “아음속”영역으로의 확대하여 자동차관련 산업의 응용성을 확보하고자 한다.

유동/소음 해석과 유동/소음제어기술의 응용의 관점에서 볼 때, 연구 1단계에서는 난류 유동의 유동유기 소음과 밀접한 관련이 있는 벽압력장의 특성 조사 연구를 통해 유동제어에 대한 가능성 및 측정/해석 방법론을 정립하였으며, PVDF, Microphone 센서들을 활용한 벽압력 측정기법 개발을 통해 유동/압력 동시측정 기술을 활용한 유동/소음 해석이 이루어 졌다. 이를 바탕으로 연구 2단계에서는 비접촉식 벽압력 측정 기술을 활용하여 유동구조 및 유동유기소음원 해석하고, 유동제어 기술의 구체화 및 다양성 추구하고자 한다.

제 6 장 참고문헌

Abu-Ghannam, B. J. and Shaw, R., 1980, "Natural Transition of Boundary Layers-The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History," J. Mechanical Engineering Science, Vol. 22, No. 5, pp. 213~228.

Addison, P.S., 1999, "Wavelet Analysis of the Breakdown of a Pulsed Vortex Flow," Proc. Inst. Mech. Eng. Part. C, Vol. 213, pp. 217~229.

Akselvoll, K. and Moin, P., 1993, "Large Eddy Simulation of a Backward Facing Step Flow, in Eng. Turb. Modelling and Exp. 2," edited by Rodi, W. and Martelli, F., pp. 303-313.

Akselvoll, K. and Moin, P., 1996, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets," J. Fluid Mech., Vol. 315, pp. 387-411.

Amano, K., Inage, S., Yamakata, M. and Taniguchi, M., 1993, "Numerical Simulation of Turbulent Pre-mixed Flame Around a Bluff Body Using the $k-\epsilon$ and Flamelet Models," 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan.

Ames F. E., 1994, Experimental Study of Vane Heat Transfer and Aerodynamics at Elevated Levels of Turbulence, NASA contractor report, No. 4633.

Ames, F. E. and Moffat, R. J., 1990, Heat Transfer with High Intensity, Large Scale Turbulence: The Flat Plate Turbulent Boundary Layer and the Cylindrical Stagnation Point, Report No. HMT-43, Thermosciences Division of Mechanical Engineering, Stanford University.

Antonia, R. A., Zhu, Y., and Sokolov, M., 1995, "Effect of concentrated wall suction on a turbulent boundary layer," Physics of Fluids, Vol. 7, No. 10, pp. 2465-2474.

Antonopoulos-Domis, M., 1981, "Large-Eddy Simulation of a Passive Scalar in Isotropic Turbulence," J. Fluid Mech., Vol. 104, pp. 55-79.

Azouz, I. and Shirazi, S. A., 1998, Evaluation of Several Turbulence Models for Turbulent Flow in Concentric and Eccentric Annuli, J. Energy Resources

Technology-ASME, Vol. 120, pp. 268-275.

B. G. McLachlan, J. H. Bell., 1995, "Pressure-Sensitive Paint in Aerodynamic Testing", *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10, 470~485.

Baek, S. G., Chung, M. K., and Lim, H. J., 2001, " $k-\varepsilon$ Model for Predicting Transitional Boundary-Layer Flows Under Zero-Pressure Gradient," *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 9, pp. 1699~1706.

Baek, S.-J. & Sung, H. J., 1998, "Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 869-876.

Baldwin, B. S. and Barth, T. J., 1990, "A One-Equation Turbulence Transport Model for High Reynolds Number Wall-Bounded Flows," NASA TM-102847.

Baldwin, B. S. and Lomax, H., 1978, "Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows," *AIAA Paper 78-257*.

Beam, R. M. and Warming, R. .F., 1978, "An implicit factored scheme for the compressible Navier-Stokes equations," *AIAA J.* Vol. 16, pp. 393-402.

Bell, J. H. , McLachlan, B. G., 1996, "Image registration for pressure-sensitive paint applications", *Experiments in Fluids*, 22, pp 78-86.

Bell, J., Collea, P. and Glaz, H., 1989, "A Second-Order Projection Method for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 85, pp. 257-283.

Bell, J.H. and Mehta, R., 1993, "Effects of Imposed Spanwise Perturbations on Plane Mixing-Layer Structure," *J. Fluid Mech.*, Vol. 257, pp. 33-63.

Bewley, T. R., 1999, "New frontiers for control in fluid mechanics: a Renaissance approach," *ASME FEDSM99-6926*.

Bhattacharjee, S., Sheelke, B. and Troutt, T.R., 1986, "Modifications of Vortex Interactions in a Reattaching Separated Flow," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 623~629.

Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E. 1976, "On the wall structure of the turbulent

boundary layer." Journal of Fluid Mechanics Vol. 76, pp.89-112.

Blair, M. F., 1992, "Boundary-Layer Transition in Accelerating Flows with Intense Freestream Turbulence; Part 2-The Zone of Intermittent Turbulence," ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 114, pp. 322~332.

Blake, W. K., 1986, Mechanics of flow-induced sound and vibration, Academic Press, INC.

Bradshaw, P., Rerriss, D. H., and Atwell, N. P., 1967, "Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 28, pp. 593-616.

Brederode, V. and Bradshaw, P., 1978, "Influence of the side walls on the turbulent center-plane boundary layer in a square duct," J. Fluids Eng., Vol. 100, pp. 91-96.

Briggs, D. A., Ferziger, J. H., Koseff, J.R., and Monismith, S.G., 1996, "Entrainment in a shear-free turbulent mixing layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 310, pp. 215-241.

Brighton, J. A. and Jones, J. B., 1964, Fully Developed Turbulent Flow in Annuli, J. Basic Engng., Vol. 86, pp. 835-844.

Brooke, J. W. and Hanratty, T. J., 1993, Origin of Turbulence-producing Eddies in a Channel Flow, Phys. Fluids, Vol. 5, pp. 1011-1022.

Bukov, A. P., Orlov, A. A., Mosharove, V. E., Radchenko, et al., 1992, "Application of Luminescence Quenching for Pressure Field Measurements on the Model Surface in a Wind Tunnel", Proc. Wind Tunnels and Wind Tunnel Test Techniques Conf., Royal Aeronautical Society, London, U.K., pp.8.1-8.11, september.

Cazalbou, J. B., Spalart, P. R., and Bradshaw, P., 1994, "On the behavior of two-equation models at the edge of a turbulence region," Physics of Fluids, Vol. 6, No. 5, pp. 1797-1804.

Cebeci, T. and Smith, A. M. O., 1974, Analysis of Turbulent Boundary Layers, Academic press, New York, pp. 234~239.

Chang, P. A., Piomelli, U., and Blake, W. K., 1999, "Relationship between Wall Pressure and Velocity Field Sources," *Phys. Fluids*, Vol. 11, pp. 3434.

Cherry, N.J., Hillier, R. and Latour, M.E.M.P., 1984, "Unsteady Measurements in a Separated and Reattaching Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 144, pp. 13-46.

Cho, J. R. and Chung, M. K, 1992, "A Proposal of $k-\varepsilon-\gamma$ Equation Turbulence Model," *J. of Fluids Mechanics*, Vol. 237, pp. 301~322.

Choi K-S., X. Yang, B. R. Clayton, E. J. Glover, M. Atlar, B. N. Semenov and V. M. Kulik, 1997, "Turbulent drag reduction using compliant surfaces." *Proc. R. Soc. Lond. A*, pp.2229-2240.

Choi, H. and Moin, P., 1994, "Effects of the Computational Time Step on Numerical Solutions of Turbulent Flow," *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 1-4.

Choi, H., Moin, P. & Kim, J., 1992, "Turbulent drag reduction : studies of feedback control and flow over riblets," Rep. TF-55. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA

Choi, H., Moin, P. and Kim J. 1994, "Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows." *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 262, pp.75-110.

Choi, H., Moin, P., and Kim, J., 1993, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over Riblets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 255, pp. 503-539.

Choi, H., Park, J., and Hahn, 1997, "Effects of blowing/suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow," *Proceedings of 11th symposium on turbulent shear flows*, Vol. 1, P1-37-P1-42.

Choi, H., Teman, R., Moin, P. and Kim, J., 1993, "Feedback control for unsteady flow and its application to the stochastic Burgers equation," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 253, pp.509-543.

Chorin, A. J., 1968, "Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations," *Math. Comput.*, Vol. 22, pp. 745-762.

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.

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.

Chun, S.J. 1998, "Influence of spanwise local forcing on turbulent separated flow over a backward-facing step." M.S. thesis, KAIST

Chung, Y.M., Sung, H.J. and Boiko, A.V. 1997, "Spatial simulation of the instability of channel flow with local suction/blowing." *Physics of Fluids* Vol. 9, pp.3258-3266.

Ciliberto, S. & Gollub, J. P., 1984, "Pattern Competition Leads to Chaos," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 52, pp. 922-925.

Colonus, T., Lele, S. K. and Moin, P., 1993, Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound Generation, *AIAA J.*, Vol. 31, pp. 1574-1582.

Dai, Y., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., 1994, "Large Eddy Simulation of Plane Turbulent Jet Using a New Outlet Velocity Boundary Condition," *JSME int. Journal B*, Vol. 37 No. 2, pp. 242-253.

Dailey, L. D., and Pletcher, R. H., 1996, "Evaluation of multigrid acceleration for preconditioned time-accurate Navier-Stokes algorithms," *Comput. & Fluids*. Vol. 25, No. 8, pp. 791-811.

Deardorff, J. W., 1970, "A Numerical Study of Three Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 453-480.

Demirdzic, I., Gosman, A. D., Issa, R. I. and Peric, M., 1987, "A Calculation Procedure for Turbulent Flow in Complex Geometries," *Computers and Fluids* 15, pp. 251-273.

Devenport, W.J. and Sutton, E.P., 1991, "Near-wall Behavior of Separated and Reattaching Flows," *AIAA J.*, Vol. 29, pp. 25~31.

Dey, J. and Narashima, R., 1990, "Integral Method for the Calculation of Incompressible Two-Dimensional Transitional Boundary Layers," *J. Aircraft*, Vol. 27, No. 10, pp. 859~865.

Driver, D. M. and Seegmiller, H. L., 1985, "Features of a Reattaching Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow," *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 2, pp. 163-171.

Dukowicz, J. and Dvinsky, A., 1992, "Approximate Factorization as a High Order Splitting for the Implicit Incompressible Flow Equations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 102, pp. 336-347.

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.

Durbin, P. A., Mansour, N. N., and Yang, Z., 1994, "Eddy viscosity transport model for turbulent flow," *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 2, pp. 1007-1015.

Eaton, J. K. and Johnston, J. P., 1980, "Turbulent Flow Reattachment: An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-Facing Step," Thermoscience Div., Rept. MD-39, Stanford Univ., Stanford, CA.

Eaton, J.K. and Johnston, J.P., 1981, "A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment," *AIAA J.*, Vol. 19, pp. 1093~1100.

Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F. T. M., 1994, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow : A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol. 268, pp. 175-209.

El-Refae, M. M., 1995, "Vortex lock-on for a rotationally oscillating circular cylinder - a BEM numerical study," *Eng. Anal. Bound. Elem.*, Vol. 15, pp. 235-247.

Endo, T., Kasagi, N. and Suzuki, Y., 1999, "Feedback control of wall turbulence with wall deformation," 1st Turbulent Shear Flow Phenomena, USA.

Escudier, M. P., Gouldson, I. W. and Jones, D. M., 1995, Flow of Shear-thinning Fluids in a Concentric Annulus, *Exp. in Fluids*, Vol. 18, pp. 225-238.

Farabee, T.M. and Casarella, M.J., 1991, "Spectral Features of Wall Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, A3, pp. 2410~2420.

Farge, M., 1992, "Wavelet Transforms and Their Application to Turbulence," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 395~437.

Fey, U., Konig, M., & Eckelmann, H., 1998, "A new Strouhal-Reynolds-number relationship for the circular cylinder in the range $47 < Re < 2 \times 10^5$," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 1547-1549.

Filler, J. R. , Marston, P. L. & Mih, W. C., 1991, "Response of the shear layers separating from a circular cylinder to small-amplitude rotational oscillations," *J. Fluid Mech.* Vol. 231, pp. 481-499.

Funazaki, K., 1996, "Unsteady Boundary Layers on a Flat Plate Disturbed by Periodic Wakes: Part I Measurement of Wake-Affected Heat Transfer and Wake-Induced Transition Model," *J. Turbomachinery*, Vol. 118, pp. 327~336.

Funazaki, K., 1996, "Unsteady Boundary Layers on a Flat Plate Disturbed by Periodic Wakes: Part II Measurements of Unsteady Boundary Layers and Discussion," *J. Turbomachinery*, Vol. 118, pp. 337~346.

Gallery, J., Gouterman, M., Callis, J., Khalil, G., McLachlan, B. G., et al., 1994, "Aerodynamic Temperature Measurements by Luminescence Imaging," *Rev. Sci. Instrum.*, 65(3), 712-720.

Gatski, G. B. and Speziale, C. G., 1993, "On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows," *J. Fluid Mech.* Vol. 254, pp. 59-78.

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," *Physics of Fluids*, Vol. A3, 1991, pp. 1760-1765.

Ghia, U., Ghia, K.N., and Shin, C.T., 1982, "High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method," *J. Comput. Phys.* Vol.48, pp. 387-411.

Gibson, M. M. and Launder, B. E., 1978, "Ground effects on pressure fluctuations in the atmosphere boundary layer," J. Fluid Mech. Vol. 227, pp. 245-272.

Giles, M., 1988, Non-reflecting Boundary Conditions for the Euler Equations, CFDL-TR-88-1.

Gostelow, J. P., Blunden, A. R., and Walker, G. J., 1994, "Effects of Free-Stream Turbulence and Adverse Pressure Gradients on Boundary Layer Transition," ASME J. of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 302-404.

Griffin, O. M. & Hall, M. S., 1991, "Review-vortex Shedding lock-on and flow control in bluff body Wakes," Trans. ASME I: J. Fluids Engng, 113 (1991), pp. 526-537.

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.

Hahn, S. and Choi, H., 1997, "Unsteady Simulation of Jets in a Cross Flow," J. Comput. Phys., Vol. 134, pp. 342-356.

Hammond, E.P., Bewley, T.R. and Moin, P., 1998, "Observed Mechanism for Turbulence Attenuation and Enhancement in Opposition-Controlled Wall-Bounded Flows", Phys. Fluids, Vol. 10, pp.2421-2423.

Han, J.C., Zhang, L. and Ou, S., 1993, "Influence of Unsteady Wake on Heat Transfer Coefficient from a Gas Turbine Blade, J. Heat Transfer," Vol. 115, pp. 904-911.

Hancock, P. E. and Bradshaw, P., 1983, The Effects of Free Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layers, J. of Fluid Engng., Vol. 105, pp. 284-289.

Hirt, C. W. and Cook, J. L., 1972, "Calculating Three-Dimensional Flows Around Structures and Over Rough Terrain," J. Computational Physics, Vol. 10, pp. 324-340.

Ho, C. M. and Tai, Y. C., 1994, "MEMS - science and technology," Proc. ASME Application of Microfabrication to Fluid Mechanics, AMSE, FED-197, pp.39-49.

Hwang, K.S., Sung, H.J. and Hyun, J.M., 2001, "An Experimental Study of Large-Scale Vortices over a Blunt-Faced Flat Plate in Pulsating Flow," *Exp. Fluids*, Vol. 30, pp. 202~213.

Inage, S. and Kobayashi, N., 1997, "A Numerical Simulation of Turbulent Premixed Flame Stabilized by a Pilot Flame and Bluff Body," *Trans. JSME B63* (in Japanese), pp. 3758-3763.

Jimnez, J. and Moin, P., 1991, "The Minimal Flow Unit in Near-Wall Turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol. 225, pp.213-240.

Johansson, A. V., Her, J. Y., and Haritonidis, J. H., 1987, "On the Generation of High -Amplitude Wall Pressure Peaks in Turbulent Boundary Layers and Spots," *J. Fluid Mech*, Vol. 175, pp. 119.

Johnson, B. V. and Bennet, J. C., 1984, "Statistical Characteristics of Velocity, Concentration, Mass Transport, and Momentum Transport for Coaxial Jet Mixing in a Confined Duct," *J. of Gas Turbines and Power*, Vol. 106, pp. 121-127.

Jones, W. P. and Launder, B. E., 1972, "The Prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301-314.

Jonsson, V. K. and Sparrow, E. M., 1966, Experiments on Turbulent-flow Phenomena in Eccentric Annular Ducts, *J. Fluid Mech.*, Vol. 25, pp. 65-86.

Joshi, S. S., Speyer, J. L. and Kim, J., 1997, "A system control theory approach to the feedback stabilization of infinitesimal and finite-amplitude disturbance in a plane Poiseuille flow," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 332. pp.157-186.

Jung, W.J., Mangiavacchi, N. and Akhavan, R. 1992, "Suppression of turbulence inwall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations." *Physics of Fluids* Vol. 4, pp.1605-1689.

K. Kim, S. -J. Baek and H. J. Sung, 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth.*

Fluids, Vol. 38, pp. 125-138.

Karniadakis, G. E. & Triantafyllou, G. S., 1989, "Frequency selection and asymptotic states in laminar wakes," *J. Fluid Mech.* Vol. 199, pp. 441-469.

Kavandi, J., Calis, J., 1990, Gouterman, M., Khalil, G., Wright, D., et al., "Luminescent Barometry in Wind Tunnels", *Rev. Sci. Instrum.*, 61(5), 3340-3347.

Kestin, J. and Wood, R. T., 1970, The Influence of Turbulence on Mass Transfer from Cylinders, *J. of Heat Transfer*, Vol. 92, pp. 321-327.

Kestin, J., 1966, The Effect of Free-stream Turbulence on Heat Transfer Rates, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 3, pp. 1-32.

Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 59, pp. 308-323.

Kim, J. and Spalart, 1987, "Scaling of the Bursting Frequency in Turbulent Boundary Layers at Low Reynolds Numbers", *Phys. Fluids*, Vol.30, pp.3326-3328.

Kim, J., 1989, "On the Structure of Pressure Fluctuations in Simulated Turbulent Channel Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 205, pp.421-451.

Kim, J., Moin, P. and Moser, R., 1987, Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 133-166.

Kiya, M. and Sasaki, K., 1983, "Structure of a Turbulent Separation Bubble," *J. Fluid Mech.*, Vol. 137, pp. 83~113.

Kiya, M. and Sasaki, K., 1985, "Structure of Large-Scale Vortices and Unsteady

Kiya, M., Shimizu, M. and Mochizuki, O., 1997, "Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble," *J. Fluid Mechanics*, vol. 342, pp. 119-139.

Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O. and Ido, Y., 1993, "The Forced Turbulent Separation Bubble," 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, August 16-18, Kyoto, Japan.

Kline, S. J., Cantwell, B. J., and Lilley, G. N., 1981, 1980-1981 AFOSR-HTTM-Stanford conference on complex turbulent flows : comparison of computation and experiment, Stanford Univ., Stanford, CA.

Knudsen, J. G. and Katz, D. L., 1950, Velocity Profiles in Annuli, Proceedings of Midwestern Conference on Fluid Mechanics.

Kobayashi, T. et. al., 1999, "Modeling for Flow Simulation of Combustion Chambers," Rep. No. 8H-170-1, NEDO (in Japanese), Japan.

Koga, D.J., 1983, "Control of separated flowfields using forced unsteadiness," PH.D theses, Illinois Institute of Technology

Krogstad, P. A. and Kourakine, A., 2000, "Some effects of localized injection on the turbulence structure in a boundary layer," Physics of Fluids, Vol. 12, No. 11, pp. 2990-2999.

Krogstad, P.-A. and Kourakine, A. 1999, "The response of a turbulent boundary layer to injection through a porous strip." 1st Symposium on the Turbulence and Shear Flow Phenomena, Santa Barbara, pp.399-404.

Launder, B. E. and Shama, B. I., 1974, "Application of The Energy-Dissipation Model of Turbulence to The Calculation of Flow Near A Spinning Disc," Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131~138.

Le, H. and Moin, P., 1991, An Improvement of Fractional Step Methods for the Incompressible Navier-Stokes Equations," J. Comput. Phys., Vol. 92, pp. 369-379.

Lee, C., Kim, J. and Choi, H., 1998, "Suboptimal Control of Turbulent Channel Flow for Drag Reduction", J. Fluid Mech., Vol. 358, pp.245-258.

Lee, C., Kim, J., Babcock, D. and Goodman, R., 1997, "Application of neural networks to turbulence control for drag reduction," Physics of Fluids, Vol.9, No.6, pp.1740-1747.

Lee, I. and Sung, H.J., 1999, "Development of an Array of Pressure Sensors with

PVDF Film", *Exp. Fluids*, Vol. 26, pp.27-35.

Lee, I. and Sung, H.J., 2001, "Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in Separated Flows over a Backward-Facing Step Part I: Time-Mean and Cross-Spectral Analyses," *Exp. Fluids*, Vol. 30, pp. 262~272.

Lee, I. and Sung, H.J., 2001, "Characteristics of Wall Pressure Fluctuations in Separated Flows over a Backward-Facing Step Part II: Unsteady Wavelet Analysis," *Exp. Fluids*, Vol. 30, pp. 273~282.

Lee, M. J., Kim, J. and Moin, P., 1990, "Structure of Turbulence at High Shear Rate," *J. Fluid Mech.*, Vol. 216, pp. 561~583.

Lele, S. K., 1992, Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution, *J. of Comput. Physics*, Vol. 103, pp. 16-42.

Leonard, B. P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng.*, Vol. 19, pp. 59-98.

Liepmann, D. and Gharib, M., 1992, "The Role of Streamwise Vorticity in the Near-Field Entrainment of Round Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 643-668.

Ligrani P.M. and Schwartz G.E. 1990, "Control of embedded longitudinal vortices using a wall jet." *International Journal Heat and Fluid Flow* vol. 11, No. 4., December, PP.274-283.

Lilly, D. K., 1992, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method," *Phys. Fluids*, Vol. 4(3), pp. 633-635.

Liu, X. and Rodi, W., 1992, "Measurements of Unsteady Flow and Heat Transfer in a Linear Turbine Cascade," *ASME paper No. 92-GT-323*.

Liu, X. and Rodi, W., 1994, "Surface Pressure and Heat Transfer Measurements in a Turbine Cascade with Unsteady Oncoming Wakes, *Experiments in Fluids*," Vol. 17, pp. 171~178.

Lund, T. S., Wu. X., and Squires, K. D., 1998, "Generation of turbulent inflow data

for spatially-developing boundary layer simulation," *Journal of Computational Physics*, Vol. 140, pp. 233-258.

Mabey, D.G., 1972, "Analysis and Correlation of Data on Pressure Fluctuations in Separated Flow," *J. Aircraft*, Vol. 9, pp. 642~645.

Mansour, N. N., Ferziger, J. and Reynolds, W. C., 1978, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Mixing Layer," Rep. No. TF-11, Stanford University.

Marshall, J.S. and Krishnamoorthy, S., 1997, "On the Instantaneous Cutting of a Columnar Vortex with Non-Zero Axial Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 351, pp. 41~74.

Martin Gouterman, 1997, "Oxygen Quenching of Luminescence of Pressure Sensitive Paint for Wind Tunnel Research, *Journal of Chemical Education* , Vol.74 ,No.6, June.

Mayle, R. E. and Schulz A., 1997, "The Path to Predicting Bypass Transition," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 405~411.

Mayle, R. E., 1991, "The Role of Laminar- Turbulent Transition in Gas Turbine Engines," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 113, pp. 509~537.

McLachlan, B. G., Kavandi. J. L., Callis, J. B., Gouterman, M., Green, D., et al., 1993, "Surface Pressure Field Mapping Using Luminescent Coatings", *Exp. Fluids*, 14(1/2),33-41.

Meneveau, C., Lund, T. S. and Cabot, W., 1994, "A Lagrangian Dynamic Subgrid-Scale Model for Turbulence," *Proceedings of the Summer Program (Center for Turbulence Research)*, pp. 1-29.

Menter, F.R., 1997, "Eddy viscosity transport equation and their relation to the $k-\epsilon$ model," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 119, pp. 876-884.

Miau, J.J. and Chen, M.H. 1991, "Flow structures behind a vertically oscillating fence immersed in a flat-plate turbulent boundary layer." *Experiments in Fluids* Vol. 11, pp.118-124.

Miau, J.J., Chen, M.H. and Chou, J.H. 1991, "Frequency effect of an oscillating plate

immersed in a turbulent boundary layer." AIAA Journal Vol. 29, No. 7, pp.1068-1074.

Michiyoshi, I. and Nakajima, T., 1968, Fully Developed Turbulent Flow in a Concentric Annulus, J. Nuclear Science Technology, Vol. 5, pp. 354-359.

Minniti III, R.J. and Mueller, T.J., 1998, "Experimental Investigation of Unsteady Aerodynamics and Aeroacoustics of a Thin Airfoil," AIAA J., Vol. 36, pp. 1149~1156.

Morkovin, M. W., 1983, "Instability, Transition to Turbulence and Receptivity," AGARD-AG-236.

Morris, M. J., Donovan, J. F., Kegelman, J. T., Schwab, S. D., Levy R. L., et al., 1993, "Aerodynamic Applications of Pressure-Sensitive Paint", AIAA J., 31(2), 419-425.

Nagano, Y. and Tagawa, M., 1990, "An improved $k-\epsilon$ model for boundary layer flows," Journal of Fluid Engineering, Vol. 112, pp. 33-39.

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), March 12-14, Boulder, Colorado.

Narashima, R. and Dey, J., 1985, "Transitional Spot Formation Rate in Two-Dimensional Boundary Layers," Proc. of the Third Symposium on Numerical and Physical Aspect of Aerodynamic Flows, ed. Cebeci, T., Springer-Verlag, New York, pp. 57~74.

Narashima, R., 1985, "Subtransition in The Transition Zone," IUTAM Symposium, Novosibirsk, USSR, p. 141.

Narashima, R., Devasia, K. J., Gururani, G., and Badri Narayanan, M. A., 1984, "Transitional Intermittency in Boundary Layers Subjected to Pressure Gradient," Experiments in Fluids, Vol. 2, pp. 171~176.

Nayfeh, A. H. & Mook, D. T., 1979, Nonlinear oscillations, John Wiley & Sons Inc.

Neves, J. C., Moin, P. and Moser, R. D., 1994, Effects of Convex Transverse Curvature on Wall-bounded Turbulence. Part 1. The Velocity and Vorticity, J. Fluid

Mech., Vol. 272, pp. 349-381.

Nitche, W., Thünker, R. and Haberland, C. 1983, "A computational Preston tube method. 4th Symp." on the Turbulent Shear Flows, pp.261-276.

Nouri, J. M., Umur, H. and Whitelaw, J. H., 1993, Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in Concentric and Eccentric Annuli, J. Fluid Mech., Vol. 253, pp. 617-641.

Ogata, H., Shizawa, T. and Honami, S., 1994, "Study on Dump Diffuser Combustor," Trans. JSME, Vol. B60 (in Japanese), pp. 4039-4044.

Orlandi, P. 1997, "Drag reduction in turbulent MHD pipe flow." 11th Symp. on the Turbulent Shear Flows

Park, J. and Choi, H., 1999, "Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow," Physics of Fluids, Vol. 11, No. 10, pp. 3095-3105.

Park, S.H. 1999, "Effect of local forcing on a turbulent boundary layer." M.S. thesis, KAIST

Park, S.H., Lee, I. and Sung, H.J., 2000, "Effect of Local Forcing from a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer," Exp. Fluids, submitted.

Park, T. S. and Sung, H. J., 1997, "A New Low-Reynolds-Number Model for Predictions Involving Multiple Surfaces," Fluid Dynamics Research, Vol. 20, No. 1., pp. 97-113.

Parker, C. A., 1968, "Photoluminescence of Solutions", Elsevier, Amsterdam.

Perot, J., 1993, "An Analysis of Fractional Step Method," J. Comput. Phys., Vol. 108, pp. 51-58.

Peterson, J. F. and Fitzgerald R. V., "New Technique of Surface Visualization based on Oxygen quenching of Fluorescence", Rev. Sci. Instrum, 51(5)

Piomelli, U., 1993, "High Reynolds Number Calculations Using the Dynamic Subgrid-Scale Stress Model," *Physics of Fluids*, Vol. A5, pp. 1484-1490.

Poggie, J. and Smits, A.J., 1997, "Wavelet Analysis of Wall-pressure Fluctuations in a Supersonic Blunt-fin Flow, *AIAA J.*, Vol. 35, pp. 1597~1603.

Priddy, W.J. and Bayley, F.J., 1988, "Turbulence Measurements in Turbine Blade Passages and Implications for Heat Transfer," *J. Turbomachinery*, Vol. 110, pp. 73~79.

Quarmby, A., 1967, An Experimental Study of Turbulent Flow through Concentric Annuli, *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 9, pp. 205-221.

Rathnamsingham, R. and Breuer, K. S., 1997, "Coupled fluid-structural characteristics of actuators for flow control," *AIAA Journal*, Vol.35, pp.832.

Rehme, K., 1974, Turbulent Flow in Smooth Concentric Annuli with Small Radius Ratios, *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, pp. 263-287.

Reshotko, E. and Beckwith I., E., 1958, Compressible Laminar Boundary Layer over a Yawed Infinite Cylinder with Heat Transfer and Arbitrary Prandtl Number, NACA Report No. 1379.

Reynolds, W.C. and Hussain, A.K.M.F. 1972, "The mechanism of the organized wave in turbulent shear flow." Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 54, pp.263-288.

Rhee, G. H. and Sung, H. J. 1996, "A nonlinear low-Reynolds-number k-e model for turbulent separated and reattaching flows. Part II: thermal field computations," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 3465-3474.

Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "A Nonlinear Low-Reynolds-Number Heat Transfer Model for Turbulent Separated and Reattaching Flow," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, No. 8, pp. 1439~1448.

Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "Generation of Inflow Conditions in a Reynolds Averaged Navier-Stokes Closure," *AIAA J.*, Vol. 38, No. 3, pp. 545~547.

Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "Numerical Prediction of Locally-forced Turbulent Separated and Reattaching Flow," Fluid Dynamics Research, Vol. 26, Issue 6, pp. 421~436.

Richard D Keane and Ronald J Adrian, 1990, "Optimization of particle image velocimeters. Part I. Double pulsed systems." Meas. Sci. Technol. 1 pp. 1202-1215.

Richard D Keane and Ronald J Adrian, 1991, "Optimization of particle image velocimeters." Part II. Multiple pulsed systems. Meas. Sci. Technol. 2, pp.963-974.

Richard D Keane and Ronald J Adrian, 1992, "Theory of cross-correlation analysis of PIV images." Applied Scientific Research Vol. 49, pp.191-215.

Robinson, S. K., 1991, "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer," Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 23, pp. 601.

Robinson, S.K., 1991, "Kinematics of Turbulent Boundary Layer Structure", Ph.D dissertation, Stanford University, Stanford, CA.

Rodi, W. and Scheuerer, G., 1985, "Calculation of Heat Transfer to Convection-Cooled Gas Turbine Blades," Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 107, pp. 620-627.

Rogers, M.M. and Moser, R.D., 1993, "The Three-Dimensional Evolution of a Plane Mixing Layer: the Kelvin-Helmholtz Rollup," J. Fluid Mech., Vol. 243, pp. 183-226.

Rogers, M.M., Mansour, N.N. and Reynolds, W.C., 1989, "An Algebraic Model for the Turbulent Flux of a Passive Scalar," J. Fluid Mech., Vol. 203, p. 77~101.

Rollce-Royce, 1993, transmittal by J. Coupland of data from Rollce-Royce Applied Science Laboratory.

Ronald J. Adrian, 1991, "Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics." Annual Review Fluid Mechanics vol 23. pp.261-304.

Rosenfeld, M., 1996, "Uncoupled Temporally Second-order Accurate Implicit Solver of Incompressible Navier-Stokes Equations," AIAA J., Vol. 34, No. 9, pp. 1829-1834.

Sadeh, W. Z., Suter, S. P. and Maeder, P. F., 1970, An Investigation of Vorticity Amplification in Stagnation Flow, ZAMP, Vol. 21, pp. 717-741.

Samuel, A. E. and Joubert, P. N., 1974, "A boundary layer developing in an increasingly adverse pressure gradient," Journal of Fluid mechanics, Vol. 66, pp. 481-505.

Sano, M. and Hirayama, N., 1985, "Turbulent boundary layers with injection and suction through a slit. First report : Mean and turbulence characteristics," Bull. J. Soc. Mech. Eng., Vol. 28, No. 239, pp. 807-814.

Saric, W. S., 1994, Gortler Vortices, Annual Review on Fluid Mechanics, Vol. 26, pp. 379-409.

Satake, S. and Kawamura, H., 1993, Large Eddy Simulation of Turbulent Flow in Concentric Annuli with a Thin Inner Rod, Proc. 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, August 16-18, Kyoto, Japan.

Sato, A., Shizawa, T. and Honami, S., 1991, "Study on the Flow Behavior in a Dump Diffuser," Trans. JSME, Vol. B57 (in Japanese), pp. 4029-4035.

Savill, A. M., 1995a, "A Summary Report on the COST ERCOFTAC Transition SIG Project Evaluating Turbulence Models for Predicting Transition," ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24, pp. 57-61.

Savill, A. M., 1995b, "The SLY RST Intermittency Model for Predicting Transition," ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24, pp. 37-41.

Schlichting, H. 1979, "Boundary-layer theory," 7th Ed., McGraw-Hill

Shin, D. and Choi, H., 1999, Direct Numerical Simulation of Axial Turbulent Boundary Layer, Proc. of the KSME 1999 Spring Annual Meeting, pp. 50-55.

Sieger, K., Schiele, R., Kaufmann, F., Wittig, S., and Rodi, W., 1995, "A Two-Layer Turbulence Model for the Calculation of Transitional Boundary Layers," ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24, pp. 21-25.

Sigurdson, L. W., 1995, "The Structure and Control of a Turbulent Reattaching Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 298, pp. 139~165.

Smagorinsky, J., 1963, "General Calculation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment," *Monthly Weather Review*, Vol. 91, pp. 99-164.

Solomon, W. J., Walker, G. J., and Gostelow, J. P., 1996, "Transition Length Prediction for Flows with Rapidly Changing Pressure Gradients," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 118, pp. 744~751.

Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., 1994, "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *La Recherche Aerospatiale*, No. 1, pp. 5-21.

Spalart, P. R., 1988, "Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 61-98.

Speziale, C. G., 1998, "A consistency condition for non-linear algebraic Reynolds shear stress models in turbulence," *Int. J. Non-linear Mechanics*, Vol. 33, pp. 579-584.

Speziale, C. J., Abid, R. and Anderson, E. C., 1992, Critical Evaluation of Two-equation Models for Near-wall Turbulence, *AIAA J.*, Vol. 30, 324-331.

Stansby, P. K., 1976, "The locking-on of vortex shedding due to the cross-stream vibration of circular cylinders in uniform and shear flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 74, pp. 641-665.

Steelant, J. and Dick, E., 1996, "Modeling of Bypass Transition with Conditioned Navier-Stokes Equations Coupled to an Intermittency Transport Equation," *Int. J. for Numerical Method in Fluids*, Vol. 23, pp. 193~220.

Strogatz, S. H. 1994, *Nonlinear dynamics and chaos*. Addison-Wesley.

Sutera, S. P., 1965, Vorticity Amplification in Stagnation-point Flow and its Effect on Heat Transfer, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 21, pp. 513-534.

Sutera, S. P., Maeder P. F. and Kestin, J., 1963, On the Sensitivity of Heat Transfer in the Stagnation-point Boundary Layer to Free-stream Vorticity, *J. of Fluid*

Mech., Vol. 16, pp. 497-520.

Tardu, S. 1998, "Near wall turbulence control by local time periodical blowing." *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 16, pp.41-53.

Tardu, S. 1999, "Localized unsteady blowing and near wall turbulence control." 1st Symposium on the Turbulence and Shear Flow Phenomena, Santa Barbara, pp.399-404.

Temam, R., 1979, *Navier-Stokes Equations : Theory and Numerical Analysis*, North-Holland, New York.

Thomas, A. S. W. and Bull, M. K., 1983, "On the Role of Wall Pressure Fluctuations in Deterministic Motions in the Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 128, pp. 283.

Tokumaru, P. T. & Dimodakis, P. E., 1991, "Rotary oscillation control of a cylinder wake," *J. Fluid Mech.* Vol. 224, pp. 77-90.

Uibel, R. H., Khalil, G., Gouterman, M., Gallery, J., and Callis, J. B., 1993, "Video Luminescent Barometry : The Induction Period", AIAA Paper No. 93-0179, AIAA 31st Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January.

Van Driest, E. R., 1956, "On Turbulent Flow Near a Wall," *J. of the Aeronautical Sciences*, Vol. 23, pp. 1007-1011.

Van Fossen, G. J. and Simoneau, R. J., 1987, A Study of the Relationship between Free-stream Turbulence and Stagnation Region Heat Transfer, *J. of Heat transfer*, Vol. 109, pp. 10-24.

Van Fossen, G. J., Simoneau, R. J. and Ching, C. Y., 1995, Influence of Turbulence Parameters, Reynolds Number and Body Shape on Stagnation Region Heat Transfer, *J. of Heat transfer*, Vol. 117, pp. 597-603.

Van Kan, J., 1986, A Second-Order Accurate Pressure Correction Scheme for Viscous Incompressible Flow," *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, Vol. 7, p. 870-891.

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.

Vogel, J. C. and Eaton, J. K., 1985, "Combined Heat Transfer and Fluid Dynamics Measurements Downstream of a Backward-Facing Step," Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 107, No. 4, pp. 922-929.

Voke, P. R. and Yang, Z., 1995, "Numerical Study of Bypass Transition," Phys. Fluids, Vol. 7, No. 9, pp. 2256~2264.

Volino, R. J. and Simon, T. W., 1994, "An Application of Octant Analysis to Turbulent and Transitional Flow Data," ASME J. of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 752~758.

Wang, T. and Zhou, D., 1996, "Spectral Analysis of Boundary Layer Transition in A Heated on Flat Plate," Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 17, pp. 12~21.

Westin, K. J. A. and Henkes, R. A. W. M., 1997, "Application of Turbulence Models to Bypass Transition," ASME J. Fluids Engng., Vol. 119, pp. 859~866.

White, F. M., 1974, Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill, New York.

Wilcox, D. C., 1988, "Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models," AIAA Journal, Vol. 26 No. 11, pp. 1299-1310.

Wilcox, D. C., 1998, Turbulence modeling for CFD, DCW Industries, Inc., La Canada, CA, 2nd ed.

Williamson, C. H. K., 1989, "Oblique and parrallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers," J. Fluid Mech. Vol. 206, pp. 579-627.

Williamson, C. H. K., 1996, "Vortex dynamics in the cylinder wake," Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 28, pp. 477-539.

Wim Ruyten , Charles J. Fisher, 2001, "Effects of Reflected Light in Luminescent Paint Measurements", AIAA, Vol.39, No.8, August.

Woodmansee, M.A., Dutton, J.C., 1998, "Treating temperature-sensitivity effects of pressure-sensitive paint measurements, Experiments in Fluids, 24, pp. 163-174.

Xu, C., Zhang, Z., denToonder, J. M. J. and Nieuwstadt, F. T. M., 1996, Origin of High Kurtosis Levels in the Viscous Sublayer. Direct Numerical Simulation and Experiment, Phys. Fluids, Vol. 8, pp. 1938-1944.

Yang, Z. and Shih, T. H., 1993, "New Time Scale Based $k-\epsilon$ Model for Near-Wall Turbulence," AIAA Journal, Vol. 31, No. 7, pp. 1191~1198.

Yeh, F. C., Hippensteele, S. A., Van Fossen, G. J., Poinsette, P. E. and Ameri, A., 1993, High Reynolds Number and Turbulence Effects on Aerodynamics and Heat Transfer in a Turbine Cascade, AIAA paper, No. 93-2252.

You, J., Choi, H. and You, J. Y., 1999, "Modified fractional step method of keeping a constant mass flow rate in channel and pipe flows," KSME Int. J., Vol. 14, No. 5, pp. 547-552.

Young, T. W., Warren, E. S., Harris, J. E., and Hassan, H. A., 1993, "New Approach for The Calculation of Transition Flows," AIAA Journal, Vol. 31, pp. 629~636.

리광훈, 성형진, 2000, "난류박리 및 재부착 유동에 대한 저레이놀즈수 비선형 열전달 모형의 개발," 대한기계학회논문집 B권, 제24권, 제2호, pp. 316~323.

백성구, 임효재, 정명균, 2000, "압력구배가 없는 평판 천이 경계층 유동을 예측하기 위한 $k-\epsilon$ 모형의 개발," 대한기계학회논문집 B권, Vol. 25, No. 3, pp. 305~314.

이인원, 성형진, 2000, "후향계단 주위의 난류 박리재부착유동에서의 벽압력변동의 통계적특징," 대한기계학회논문집 B권, 제24권, 제2호, pp. 280~287.