

관 내 과도 난류유동에 대한 대형와 모사

정 서 윤[†] · 정 용 만^{*}

(2008년 7월 17일 접수, 2008년 8월 10일 수정, 2008년 8월 13일 심사완료)

Large-eddy Simulation of Transient Turbulent Flow in a Pipe

Seo Yoon Jung and Yongmann M. Chung

Key Words : Transient Pipe Flow (과도 관 유동), Large-eddy Simulation (대형와 모사), Time Delay Effect (시간 지연 효과)

Abstract

Time delay effects on near-wall turbulent structures are investigated by performing a large-eddy simulation of a transient turbulent flow in a pipe. To elucidate the time delay effects on the near-wall turbulence, we selected the dimensionless acceleration parameter which was used in the previous study. Various turbulent statistics revealed the distinctive features of the delay. It was shown that the dynamic Smagorinsky model is valid to capture the alterations of the turbulence physics well. A dimensionless time for the responses of the flow quantities was introduced to give the detailed information on the delay of the near-wall turbulence. The conditionally-averaged flow fields associated with Reynolds shear stress producing events show that sweep and ejections are closely related to the delays of the turbulence production and the turbulence propagation toward the pipe center. The present study suggested that the enhanced anisotropy of the turbulence in the initial and transient stages would be a challenging problem to standard turbulence models.

1. 서 론

관 내 과도 난류유동은 압력 구배나 유량의 시간적 변화로 인해 생겨나는 비정상(unsteady) 유동으로서 인체 내부의 동맥, 엔진 내부의 흡입구, 열교환기, 밸브 등과 같은 공학적 문제들에서 볼 수 있으며, 의료, 자동차, 항공, 기타 기계 설비 분야에서 큰 관심을 가지고 있는 중요한 문제다. 70 년대부터 최근까지 많은 실험적, 수치적 연구가 행해져 왔으나 관 내 과도 유동의 중요한 특징이라

할 수 있는 난류 통계량의 시간 지연 메커니즘에 대한 명확한 이해가 아직 충분하지 못한 실정이다. 또한 공학적으로 많이 응용되고 있는 대표적 난류 모델들은 아직까지 관 내 과도 유동을 제대로 예측하지 못하고 있다. 따라서 관 내 과도 유동 예측에 실제로 적용될 수 있는 난류 모델 개발이 절실한 상황이다.

관 내 과도 난류 유동은 주기적인 맥동 유동(periodic pulsating flow)과 비주기적인 과도 유동(non-periodic transient flow)로 분류된다. Mizushima 등⁽¹⁾, Ramaprian and Tu,⁽²⁾ Shemer 등,⁽³⁾ Tardu 등⁽⁴⁾은 주기적 맥동 유동에 대한 실험을 통해 맥동 주파수와 평균 유량이 평균 유동과 난류에 큰 영향을 끼치고 맥동의 크기 영향은 중요하지 않다는 것을 발견하였다. Scotti and Piomelli⁽⁵⁾는 과도 유동에서의 대형와 모사(LES)의 유용성을 확인하고, 기본적인

[†] 책임저자, 회원, Dept of Civil Engineering Univ of Minnesota, USA
E-mail : syjung77@gmail.com

TEL : +1-612-624-5685 FAX : +1-612-624-4398

^{*} School of Engineering, University of Warwick, U.K.

난류 구조를 살펴보기 위해 채널 내의 주기적 맥동 유동에 대한 직접수치모사(DNS)와 대형와 모사(LES)를 수행했다. 이들은 광범위한 주파수 영역에 대한 수치모사에서 기존의 실험결과들과 잘 맞는 결과를 보였고, 비정상(unsteady) 압력구배로 인한 벽면 근처의 난류 섭동의 변화가 벽에서 떨어진 일정한 위치까지만 전파됨을 발견하였다. 이후, 이들은 주기적 맥동 유동에 대한 여러 난류 모델의 유용성을 시험하고, 이 중 $k-\varepsilon-v^2$ 모델이 가장 좋은 성능을 보인다는 것을 밝혔다.⁽⁶⁾

비주기적인 과도 유동은 주기적인 맥동 유동에 비해 상대적으로 적은 관심을 받았다. Kataoka 등⁽⁷⁾은 관 내부에서 유량이 갑자기 변화할 때 전기 화학적인 방법을 이용하여 유동의 변화를 측정하였다. 이들은 유동의 레이놀즈 수가 증가할수록 층류에서 난류로 천이되는 시간이 짧아짐을 발견했다. Maruyama 등⁽⁸⁾은 정상상태에서 유량이 갑자기 증가할 때 생기는 관 내 과도 유동에 대한 연구에서 난류가 평균 유동에 비해 비정상 상태에 늦게 반응하는 난류의 시간 지연 효과를 관찰하였고, 벽면 근처보다 관 중심부에서 시간 지연 현상이 두드러짐을 발견하였다. He and Jackson⁽⁹⁾은 갑작스런 유동의 가속과 감속이 존재할 때 과도 유동의 시간적인 변화를 LDV(Laser Doppler Velocimetry) 실험을 통해 살펴보았다. 이들은 관 내 과도 유동에서 난류 생성, 난류에너지 재분배, 반경방향으로의 난류 전파에 대해 각각 시간 지연 효과가 나타난다고 보고했다. Greenblatt and Moss⁽¹⁰⁾는 Maruyama 등⁽⁸⁾과 He and Jackson⁽⁹⁾의 실험에서의 유량 증가율과 초기 레이놀즈 수가 너무 낮고, 반경방향으로의 측정점 개수가 작다고 지적했다. Greenblatt and Moss⁽¹⁰⁾은 기존의 연구보다 큰 유량 증가율과 초기 레이놀즈 수를 사용하여 실험을 수행했고, 과도 유동의 영역을 정상(steady) 상태, 초기(intial) 상태, 최종(final) 상태, 이완(relaxation) 상태의 총 4 가지 영역으로 구분했다. 이들은 기존의 연구에서는 살펴볼 수 없었던 최종 상태에서의 wake 의 재구성을 발견하였다. Chung⁽¹¹⁾은 갑작스런 압력구배의 감소가 채널 내 난류 유동에 미치는 영향을 DNS 를 통해 관찰하였다. Chung⁽¹¹⁾은 과도 유동의 영역을 두 개로 분리하였고 초기 상태에서의 난류 유동은 비등방성을 띠며, 후기 상태에서 유동의 이완이 천천히 진행되는 것은 난류에너지 재분배와 관련이 있음을 규명하였다.

본 연구에서 다루고자 하는 비주기적인 관 내 과도 난류유동에 대한 선행 연구들에서, 시간 지

연 효과에 대한 메커니즘은 앙상블 평균된(ensemble averaged) 난류 통계량들만을 통해 제시되고 있다. 벽 근처에는 난류 유동의 에너지를 생성하고 벽면 마찰 저항과 밀접한 관련이 있는 난류 와 구조가 존재한다. 따라서 관 내 과도 유동에서의 난류 와 구조의 변화를 자세히 관찰하고, 평균 유동과 난류 와 구조의 상호 작용을 파악하는 것이 난류 통계량의 시간 지연 메커니즘을 밝히는 데 매우 중요하다. 그럼에도 불구하고 이러한 구조적인 측면의 접근 방식을 통한 연구는 아직 시도된 적이 없다.

본 연구에서는 관 내 비주기적인 과도 유동에 대한 대형와 모사를 통해 갑작스러운 유량 증가의 영향을 난류 유동 구조의 관점에서 조사하였다. 이를 위해 기존 실험 결과⁽⁹⁾에서 사용된 유량 증가율을 적용하였고, 그에 따른 난류 통계량의 변화를 기존 실험 결과와 비교하였다. 나아가, 조건부 평균 유동장을 이용하여 난류 통계량의 시간 지연 메커니즘을 난류 구조 관점에서 규명하고자 했다.

2. 수치적 방법

본 연구에서 사용된 무차원화된 3 차원 비압축성 Navier-Stokes 방정식과 연속 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f \delta_{i1}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

여기서, u_i 와 p 는 각각 속도와 압력을 나타내고, f 는 비정상 유동에서 부여되는 평균 압력 구배의 변화량을 나타낸다. 또 아격자 응력(subgrid-scale stress) τ_{ij} 는 $\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ 로 나타내어진다. 모든 변수들은 관의 반경(R)과 초기 레이놀즈 수에서의 층류 최대 속도(V_{c0})로 무차원되었다. 수치해석상으로 발생하는 관 중심에서의 특이성(singularity)을 처리하기 위해 Verzicco and Orlandi⁽¹²⁾의 방법을 도입하였다. 식 (1)에서 $f = 0$ 은 정상 상태(steady state)를 나타내고, 과도 유동에서는 f 가 0 이 아닌 값을 가지게 된다. 본 연구에서는

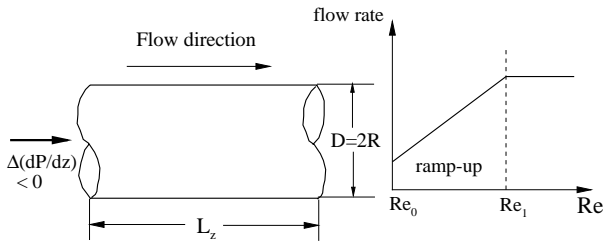


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain

He and Jackson⁽⁹⁾의 실험 결과와의 비교를 위해 초기 레이놀즈 수 $Re_0 = 7000$ 인 완전 발달된 관내 유동에서 계산을 시작하였고, 계산 내내 일정한 f 값을 유지하여 최종 레이놀즈 수 $Re_1 = 45200$ 가 되도록 하였다.

Fig. 1 은 계산 계략도를 나타낸 것이다. 유량은 선형적으로 증가하며, 무차원화된 가속 파라미터 $\gamma = D/u_{\tau 0}(1/V_{m0} \cdot dV_{m0}/dt)$ 는 6.1 이다. 여기서 V_{m0} 와 $u_{\tau 0}$ 는 각각 초기 레이놀즈 수에서의 체적 속도와 마찰 속도를 나타내고, 가속 파라미터와 초기 레이놀즈 수에 근거한 평균 압력 구배 변화량은 $f = 0.0503$ 이 된다. 무차원화된 계산 시간 간격과 총 계산 시간은 각각 $0.001R/V_{c0}$ 와 $54.5R/V_{c0}$ 이다. 총 8 개의 서로 독립적인 순간 유동장을 이용해서 앙상블 평균된 난류 통계량을 얻었다. 축방향의 계산 영역 길이는 $L_z = 8R$ 이고, 경계조건으로 축방향과 원주방향으로 주기적인 경계조건이 사용되었다. 축방향으로의 계산 영역 길이는 속도섭동에 대한 자기상관계수(Auto-correlation coefficient) 조사를 통해 결정하였는데, 계산 영역 끝에서 자기상관계수 값이 완전 0 으로 떨어지지 않아 계산 영역 크기가 다소 작다고 볼 수 있다. 그러나 본 연구에서의 난류 통계량 변화를 나타내기에는 충분하다고 사료된다. 관 벽면에서는 점착 조건(no-slip)이 사용되었고, 압력에 대해서는 Neumann 조건이 사용되었다. 주기적인 방향으로서는 균일 격자를, 반경방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용한 불균일격자를 사용하였다. 사용된 격자수는 반경방향, 원주방향, 축방향으로 각각 $257 \times 257 \times 129$ 이며, 격자 정밀도는 초기 레이놀즈 수 $Re_0 = 7000$ 과 최종 레이놀즈 수 $Re_1 = 45200$ 를 기준으로 각각 $\Delta z^+ = 14.38$ 와 74.38 , $\Delta r_{min}^+ = 0.02$ 와 0.10 , $\Delta r_{max}^+ = 2.90$ 와 14.90 ,

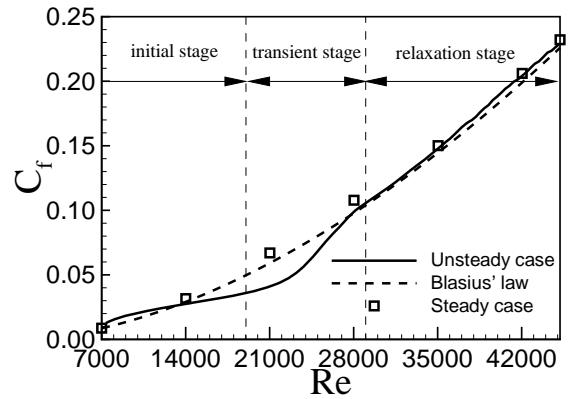


Fig. 2 Distribution of skin friction coefficient

$R\Delta\theta^+ = 5.65$ 와 29.20 , and $r_{max}\Delta\theta^+ = 0.07$ 와 0.37 이 된다.

수치방법으로는 Kim 등⁽¹³⁾에 의해 제시된 부분 단계법(fractional step method)를 사용하였다. 지배방정식의 모든 항은 시간과 공간에 대해 각각 2 차의 Crank-Nicolson 방법과 중심차분법을 이용하여, 완전 내재적 방법으로 차분하였다. 이를 통해 얻어진 행렬식은 계수행렬의 근사적인 분해(LU decomposition)를 통해서 속도와 압력을 분리하였고, 대류항의 내재적 처리로 인해 결합된 속도 성분들 또한 근사적인 분해를 통해 각각 분리하였다. LES 모델로는 동적 아격자(dynamic subgrid-scale) 모델이 사용되었다.^(14,15) 격자 필터(grid filter) 간격은 격자 크기와 같게 정해졌으며, 시험 필터(test filter)의 간격은 격자 필터의 두 배로서 상자 필터(box filter)를 사용하였다. 수치해석의 안정성 확보를 위해 전체 점성이 음수가 되지 않도록 모델 상수를 결정하였다.

3. 수치 결과

3.1 평균 유동장과 난류 통계량

Fig. 2 는 벽면 마찰 계수 $C_f = \tau_z / (0.5\rho V_{m0}^2)$ 를 나타낸 것으로 세 단계의 발달 과정을 보여주고 있다. 비정상 유동에서의 마찰 계수를 특정 레이놀즈 수에서의 정상 유동의 마찰 계수와 Blasius' law $C_f = 0.079 Re^{-0.25}$ ⁽¹⁶⁾와 비교하였다. 첫 단계($7000 < Re < 19000$)는 초기 영역(initial stage)으로서 평균 유동은 급격히 변화하나 난류 섭동 변화는 평균 유동의 변화를 제대로 따라가지 못하는 시기이다. 이 상태에서는 표면 마찰이 서서히 증가하게 된다. 두 번째 단계 ($19000 < Re < 29000$)는 과도 영역

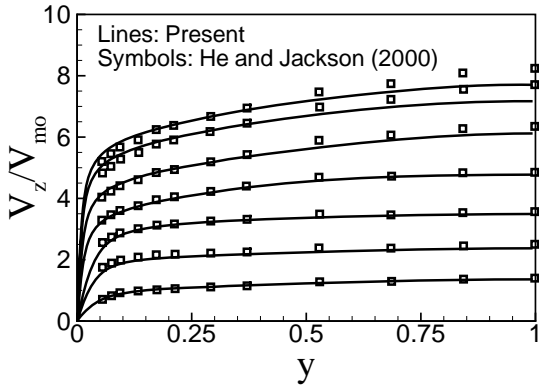


Fig. 3 Distributions of local mean velocities

(transient stage)으로 벽면 근처에서 난류 생성과 에너지 재분배가 활발히 이루어지면서 표면 마찰이 급격히 커지게 된다. 비정상 유동이 이완 영역(relaxation stage)에 이르면, 벽면에서 생성된 급격한 난류 섭동 변화가 관 중심으로 전파되고 벽면 근처 난류는 정상상태에 가까워지면서 표면 마찰이 선형적으로 증가하게 된다.

Fig. 3은 주유동 방향 평균 속도의 변화를 나타낸 것으로, 레이놀즈 수 7000, 14000, 21000, 28000, 35000, 42000, 45200에서 실험 결과⁽⁹⁾와 비교하였다. 높은 레이놀즈 수에서의 관 중심($y=1.0$)을 제외하고는 본 연구 결과가 실험 결과와 대체로 일치함을 볼 수 있다. 관 중심에서 높은 레이놀즈 수 영역($Re > 42000$)에 대해 실험 결과와 잘 일치하지 않는 이유는 관 중심에서의 특이성으로 인해 수치적으로 관 중심의 속도를 정하기 어렵고, 실험에서 정확한 위치 측정(불확실성이 약 10%⁽⁹⁾)이 이루어지지 않았기 때문이라 사료된다.

Fig. 4는 벽면 근처에서 속도 섭동의 시간적 변화를 나타낸 것이다. 속도 섭동량의 정성적인 변화는 실험결과⁽⁹⁾와 잘 일치함을 볼 수 있다. 주목할 점은 속도 섭동에 시간 지연 효과가 나타난다는 것이다. Fig. 4(a)의 주유동방향 속도 섭동 분포에서 $7000 < Re < 10000$ 영역에서는 속도 섭동 변화가 작으나, 과도 영역에 가까워지면서 증가폭이 커지고 $25000 < Re < 29000$ 영역에서는 어느 정도 일정한 값을 가지는 것을 볼 수 있다. 이 현상은 벽면 근처에서 난류 생성이 급격히 증가하는 것과 밀접한 관련이 있다. 그리고 벽면에서 멀어지면, 시간 지연이 더 커지는 것도 주목할 만 하다.

반경 방향(Fig. 4(b))과 원주 방향(Fig. 4(c))의 속도 섭동에서도 유사한 시간 지연 효과가 발견된다. 축방향 속도 섭동 분포와 다른 점은 시간 지연이

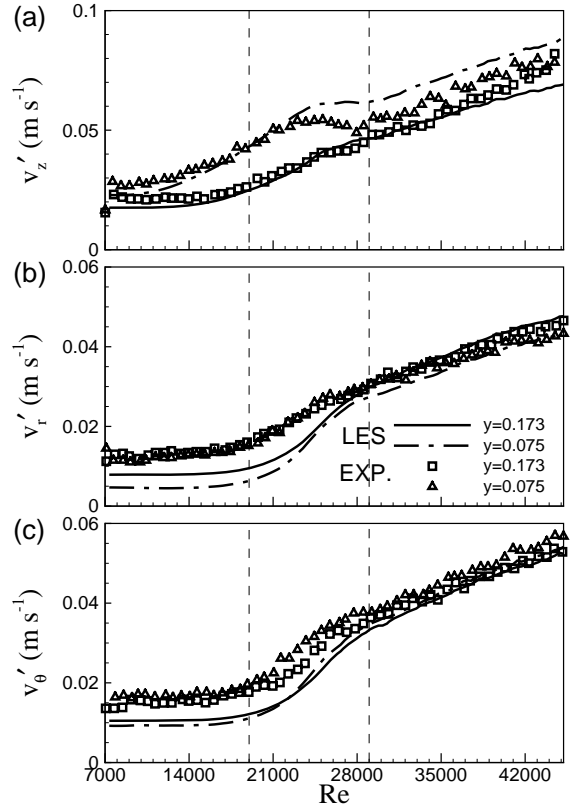


Fig. 4 Distributions of r.m.s. fluctuations

좀 더 길어진 것인데, 이는 반경 방향과 원주 방향의 속도 섭동의 경우 난류 에너지 생성(turbulence production)으로 직접 에너지를 공급받지 않고, 압력-변형(pressure-strain) 작용으로 에너지 재분배(energy redistribution)를 통해 에너지를 공급받기 때문이다.

3.2 시간 지연 메커니즘

속도 섭동에 대한 시간 지연 효과를 명확히 나타내기 위해 속도 섭동의 상대적 변화율을 Fig. 5에 나타내었다. 속도 섭동의 상대적 변화율 ϕ 은 아래와 같이 표현된다.

$$\phi' = \frac{\phi_{t+\Delta t} - \phi_t}{\phi_t} \quad (3)$$

여기서 Δt 는 $0.5R/V_{c0}$ 로 맞추어졌다. Fig. 5에서 $y > 0.2$ 인 $7000 < Re < 14000$ 영역에서 속도 섭동이 거의 변하지 않는 것을 볼 수 있다. 이는 속도 섭동을 국부적인 체적 속도(local bulk velocity)로 무차원할 경우, 그 값이 감소한다는 것을 의미하는 것으로 기존의 연구에서 지적된 바 있다.⁽⁹⁾

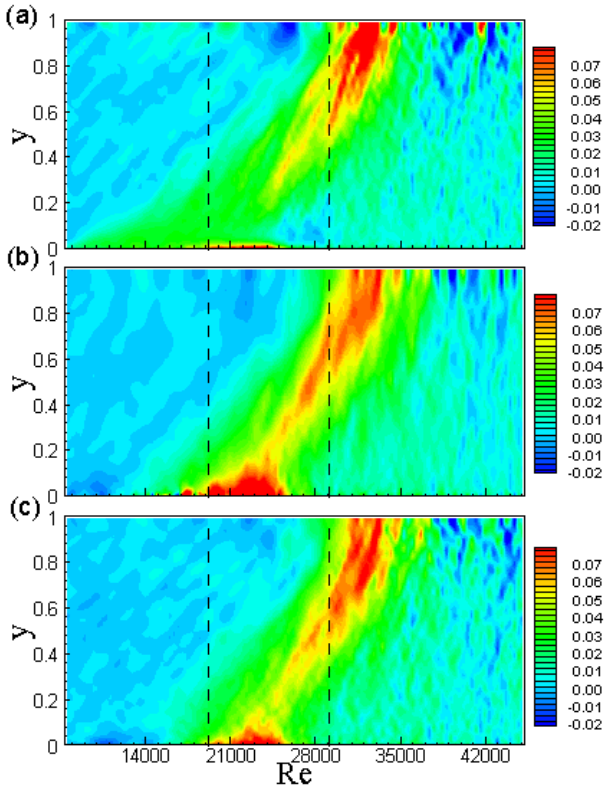


Fig. 5 Relative rate of changes of r.m.s. velocity fluctuations: (a) $v_z'_{rms}$, (b) $v_r'_{rms}$, (c) $v_\theta'_{rms}$

$y < 0.2$ 인 영역에서는 주유동방향 속도 섭동은 초기 영역에서 증가하고 나머지 속도 성분들은 감소하는 것을 볼 수 있다. 이것은 Fig. 4 에서의 난류 통계량 분포에서 나타난 것으로 초기 영역에서 난류 비등방성이 증가함을 의미한다. 난류 비등방성의 증가는 기존의 난류 모델로는 감지할 수 없는 현상이다. 그리고, $y < 0.05$ 인 $20000 < Re < 25000$ 영역에서 모든 속도 섭동이 급격히 증가함을 볼 수 있다. 이것은 이 영역에서 난류 생성과 에너지 재분배가 활발히 나타남을 반영하는 것이다. 또한 Fig. 5 에서 주목할 점은 과도 상태에서 벽면에서부터 관 중심으로 난류가 전파되는 것이 뚜렷이 보인다는 것이다.

관 내 과도 유동의 시간 지연에 대한 정량적인 분석을 위해 무차원화된 시간 파라미터 t^* 를 도입하였다. Fig. 6 에서 시간 파라미터 t^* 는 어떤 물리량이 초기값보다 80% 이상 커질 때까지의 시간을 나타낸 것으로 물리량이 벽면에서 관 중심으로 전파되는 시간을 나타낸다. 80%의 기준은 Fig. 6 에서 나타난 것처럼 과도 영역에서의 난류 전파를 잘 나타내는 값으로 선정했다. Fig. 6 에서 평균 속도는 속도 섭동에 비해 훨씬 빨리 압력 구배 변화에 적응함을 볼 수 있다. 그리고 반경방향으로 그 적

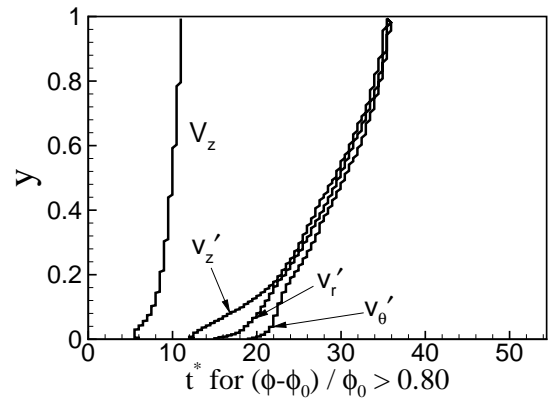


Fig. 6 Dimensionless time for which $(\phi - \phi_0)/\phi_0 > 0.80$, as a function of the distance from the wall

응 정도가 거의 비슷함도 알 수 있다. 이것은 평균 속도가 압력 구배에 대해 슬러그(slug)처럼 반응한다는 것을 의미한다. 평균 속도와는 다르게 속도 섭동의 변화는 완만하다. 속도 섭동의 반응은 벽면에서 ($y > 0.1$) 관 중심으로 $V_p \approx 0.1V_{m0}$ 의 속도로 전파됨을 알 수 있다. 그리고 이 전파 속도는 각각의 속도 섭동 성분에 따라 거의 차이가 없다. $y < 0.1$ 인 영역에서, 주유동방향 속도 섭동이 먼저 반응하고 뒤따라 다른 성분들이 반응하는 것이 뚜렷이 나타난다. 이것은 난류 생성과 압력 변형에 따른 에너지 재분배의 시간 지연을 보여주는 것이다. 난류 에너지는 평균 유동에 의해 유지되고 큰 스케일에서 작은 스케일로 전파된다. 주유동방향 속도 섭동은 평균 전단력과 레이놀즈 응력을 통해 평균 유동에서 직접 에너지를 공급받고, 나머지 속도 섭동 성분들은 에너지 재분배를 통해 주유동방향 속도 성분으로부터 에너지를 공급받는다. 따라서 과도 영역에서 난류 섭동이 성분에 따라 다르게 반응하는 것이다.

3.3 조건부 평균된 유동장 해석

레이놀즈 응력에 대한 상한 분석(quadrant analysis)은 난류 생성과 소멸에 대한 자세한 정보를 제공해 준다.^(17,18) 레이놀즈 전단 응력에 대한 상한 분석에서는 축방향 속도 섭동(v_z')과 반경 방향 속도 섭동(v_r')의 부호에 따라 유동을 4 가지(Q1, Q2, Q3, Q4)로 분류한다. 이 중 Q2 이벤트(ejection)는 $v_z' < 0, v_r' < 0$ 로 낮은 속도의 유체가 벽면에서 멀어지는 것을 나타내고, Q4 이벤트(sweep)는 $v_z' > 0, v_r' > 0$ 로 빠른 속도의 유체가 벽면으로 향하는 것을 나타낸다. 위 두 이벤트들은 난류 생성을 양

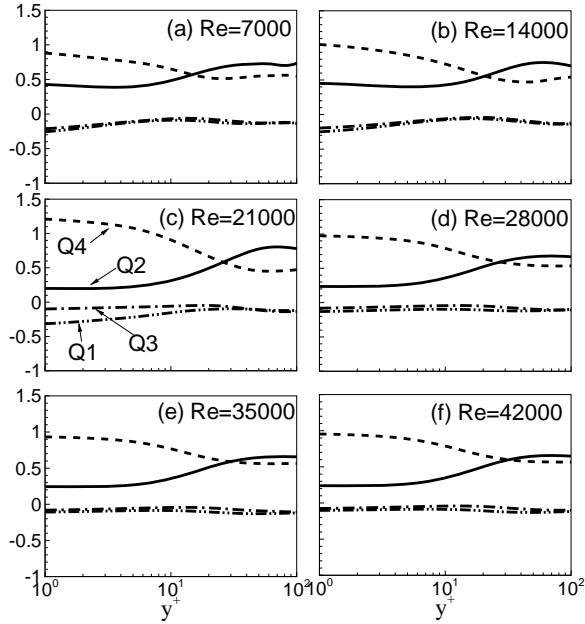


Fig.7 Quadrant analysis for Reynolds shear stress

의 값으로 만드는데 기여하기 때문에 난류 구조 해석에 있어 중요한 요소로 여겨지고 있다. Fig. 7 은 각 레이놀즈 수에서의 레이놀즈 전단 응력에 대한 상한 분석 결과를 나타낸 것이다. 그림에서 가로축은 각 레이놀즈 수의 벽단위(wall units)로 무차원화된 벽면으로부터의 거리를 나타내고, 세로축은 특정 위치에서의 앙상블 평균된 레이놀즈 전단 응력으로 무차원화된 상한 이벤트들을 나타내고 있다. 따라서, 특정 위치에서 상한 이벤트들을 다 더하면, 앙상블 평균된 레이놀즈 전단 응력을 얻게 된다. 정상 상태인 $Re=7000$ 에서 Q2 이벤트와 Q4 이벤트의 크기가 비슷해지는 지점이 $y^+ \approx 13$ 으로 기존의 채널 유동의 결과와 유사함을 볼 수 있다.⁽¹⁹⁾ Q2 이벤트와 Q4 이벤트가 교차되는 지점은 레이놀즈 수가 커질수록 점점 벽면에서 멀어져서 형성됨을 볼 수 있다. 주목할 점은 과도 영역에 해당하는 $Re=21000$ 의 벽면 근처 ($y^+ < 20$)에서 Q4 이벤트의 비중이 Q2 이벤트에 비해 상대적으로 증가한 것이다. 레이놀즈 수가 더 커져서 이완 영역이 되면 Q4 이벤트의 크기는 $Re=21000$ 일 때에 비해 상대적으로 감소하지만 Q2 이벤트보다는 여전히 큰 비중을 차지하고 있다. 과도 영역에서 Q4 이벤트의 증가는 Fig. 5 의 속도 섭동의 상대적 변화율에서 살펴본 것처럼 벽면 근처의 난류 생성이 급격히 증가했기 때문이다. 이 현상은 $y < 0.04$ 에서 나타나는 것으로 He

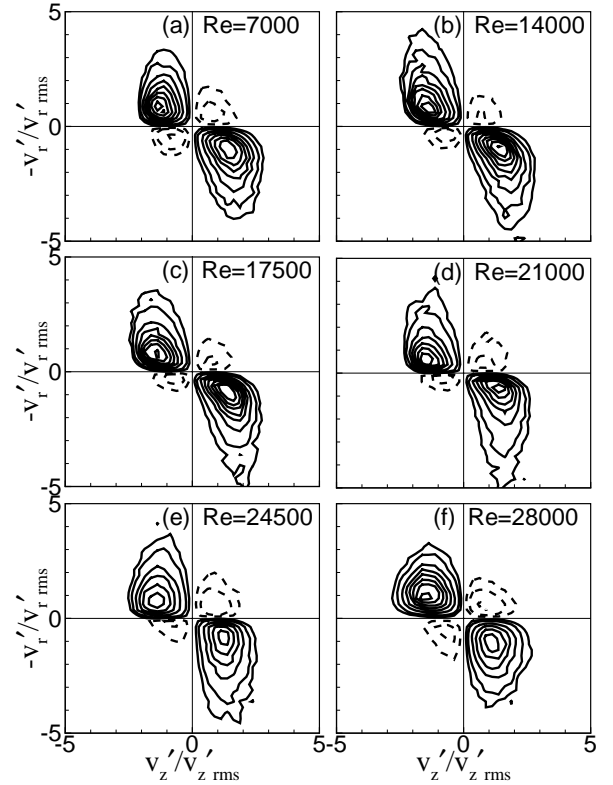


Fig. 8 Joint weighted probability density functions of velocity fluctuations at $y=0.04$ in the initial and transient stages

and Jackson⁽⁹⁾의 실험에서는 벽면에 가장 가까운 측정점이 $y = 0.055$ 이므로, 이런 현상을 발견하기 어렵다고 사료된다. Q2 이벤트와 Q4 이벤트가 속도 섭동 변화에 미치는 영향을 자세히 살펴보기 위해 주유동 방향과 반경 방향 속도 섭동에 대한 확률 밀도 함수(probability density function)를 조사하였다. 확률 밀도 함수에 가중치로서 레이놀즈 전단 응력을 곱한 확률 밀도 함수는 아래와 같이 정의된다.

$$\iint v_r' v_z' f(v_r', v_z') dv_r' dv_z' = \overline{v_r' v_z'} \quad (4)$$

식 (4)에서 우변의 레이놀즈 전단 응력에 가장 크게 기여하는 이벤트는 좌변의 적분인자를 가장 크게 만드는 것으로, 확률 밀도 함수 contour 의 최대값에 해당하는 한 쌍의 속도 섭동 (v_r', v_z')이 된다.

Fig. 8 과 9 는 서로 다른 두 y 위치에서의 확률 밀도 함수 분포를 보여주고 있다. 두 y 위치는 난류 생성과 관 중심에서의 난류 전파가 잘 나타나

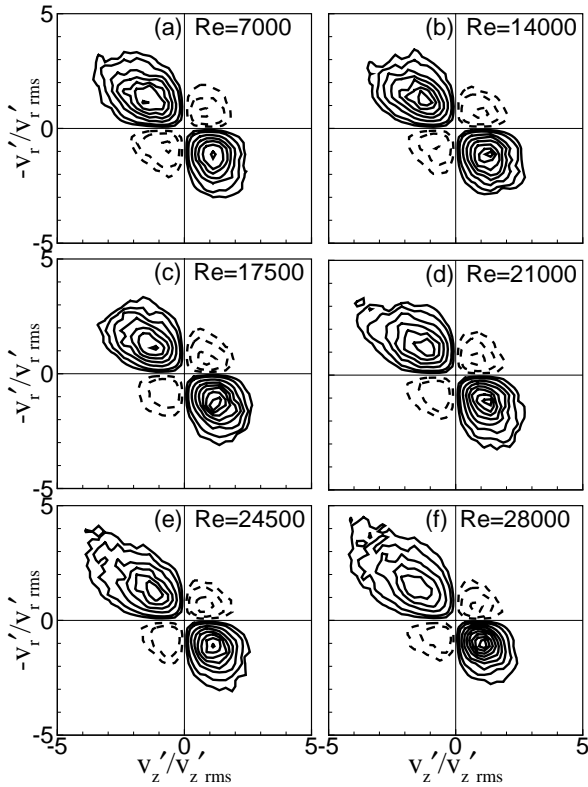


Fig. 9 Joint weighted probability density functions of velocity fluctuations at $y=0.5$ in the initial and transient stages

는 지점으로 선정했다. Fig. 8 에서 비정상 유동이 과도 영역에 이르러서($17500 < Re < 24500$) 강한 Q4 이벤트(제 4 사분면)가 발생함을 알 수 있다. 이 강한 Q4 이벤트는 주로 강한 반경 방향 속도 섭동으로 생겨나는 것을 볼 수 있는데, 이는 레이놀즈 수가 증가할수록 난류 생성 지점이 벽면 근처로 접근함을 의미한다. Fig. 7 의 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석에서도 나타난 것처럼, 과도 영역에서 난류 생성이 본격적으로 커지게 되는 것은 주로 Q4 이벤트에 의한 것임을 알 수 있다. 관 중심부에 해당하는 $y = 0.5$ 에서는 (Fig. 9) Q2 이벤트(제 2 사분면)의 영향이 두드러진다. 과도 영역에 해당하는 $Re=24500$ 과 28000 에서 강한 Q2 이벤트가 발생함을 볼 수 있다. 이는 Fig. 5 의 속도 섭동의 상대적 변화율 분포에서 나타난 것처럼, 벽면에서 관 중심으로의 난류 전파와 밀접한 관련이 있다.

3.4 순간 유동장 해석

본 절에서는 난류 생성과 관 중심으로의 난류 전파가 와 구조에 미치는 영향을 살펴보기 위해

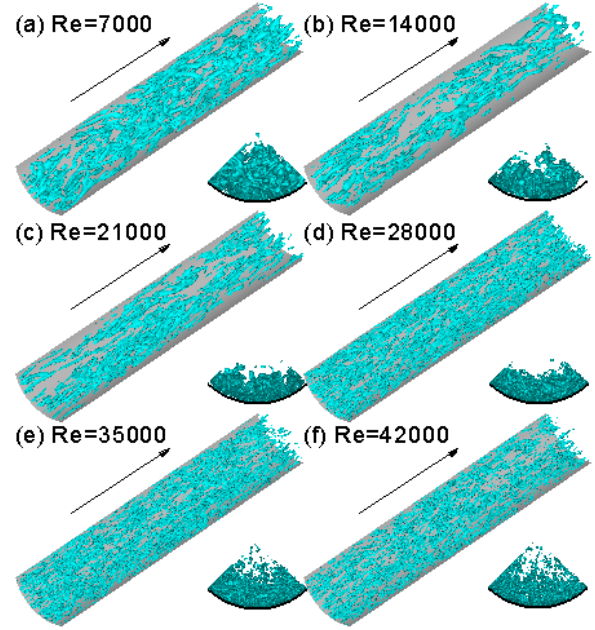


Fig. 10 Instantaneous vortical structures

λ_2 -criterion⁽²⁰⁾을 이용해서 와 구조를 가시화하였다. Fig. 10 은 각각의 레이놀즈 수에 따른 와 구조의 변화를 보여주고 있다. 정상 상태($Re=7000$)에서는 와 구조가 관 전체에 고르게 분포되어 있다가, 유동이 가속되면서 초기 영역($Re=14000$)에서 유동구조가 많이 사라짐을 볼 수 있다. 이는 가속으로 인해 평균 유동 속도는 선형적으로 증가하지만, 난류 섭동은 평균 유동에 비해 발달이 미미하기 때문에 생겨난 현상이다. 과도 영역에 이르러($Re=21000$) 벽면 근처에서 작은 스케일의 새로운 와 구조가 국부적으로 생겨나고, 이완 영역($Re > 28000$)에서부터는 와 구조가 관 중심으로 전파됨을 볼 수 있다. 와 구조의 시간적 변화를 통해서도 앞서 살펴보았던 난류 생성과 관 중심으로의 난류 전파를 확인할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 갑작스러운 유량 증가가 난류 구조에 미치는 영향을 살펴보기 위해 관 내 과도 유동에 대한 대형화 모사를 수행하였다. 이를 위해 기존 실험 결과에서 사용된 유량 증가율을 적용하여 평균 유동과 난류 통계량의 변화를 실험 결과와 비교하였다. 마찰 속도 분포 조사를 통해 과도 유동의 세가지 영역(초기 영역, 과도 영역, 이완 영역)으로 분류했고, 기존 연구에서 밝혔던 난류 생성, 에너지 재분배, 관 중심으로의 난류 전파의

시간 지연 효과를 재확인하였다. 시간에 따른 속도 섭동의 상대적 변화율을 조사하여 초기 영역과 과도 영역에서 난류 비등방성이 증가함을 발견했다. 레이놀즈 전단 응력에 대한 조건부 평균 기법을 도입하여, 과도 영역에서의 난류 생성의 시간 지연 효과는 벽면 근처의 Q4 이벤트와 밀접한 관련이 있고, 이완 영역에서의 난류 전파는 Q2 이벤트와 관련이 있음을 규명하였다.

후 기

이 논문은 2006 년 정부(교육인적자원부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행되었으며 (KRF-2006-214-D00018), 또한 University of Warwick 의 Centre for Scientific Computing 으로부터 계산자원을 지원받았습니다. 이에 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Mizushima, T., Maruyama, T. and Shiozaki, Y., 1973, "Pulsating Turbulent Flow in a Tube," *J. Chem. Engng. Japan*, Vol. 6, pp. 487~494.
- (2) Ramaprian, B.R. and Tu, S.W., 1983, "Fully Developed Periodic Turbulent Pipe Flow-Part 2. The Detailed Structure of the Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 137, pp. 59~81.
- (3) Shemer, L., Wygnanski, I. and Kit, E., 1985, "Pulsating Flow in a Tube," *J. Fluid Mech.*, Vol. 153, pp. 313~337.
- (4) Tardu, S.F., Binder, G. and Blackwelder, R.F., 1994, "Turbulent Channel Flow with Large Amplitude," *J. Fluid Mech.*, Vol. 269, pp. 109~151.
- (5) Scotti, A. and Piomelli, U., 2001, "Numerical Simulation of Pulsating Turbulent Channel Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 13, pp. 1367~1384.
- (6) Scotti, A. and Piomelli, U., 2002, "Turbulence Models in Pulsating Flows," *AIAA J.*, Vol. 40, pp. 537~544.
- (7) Kataoka, K., Kawabata, T. and Miki, K., 1975, "The Start-up Response of Pipe Flow to a Step Change in Flow rate," *J. Chem. Engng. Japan*, Vol. 8, pp. 266~271.
- (8) Maruyama, T., Kuribayashi, T. and Mizushima, T., 1976, "The Structure of Turbulence in Pulsating Pipe Flows," *J. Chem. Engng. Japan*, Vol. 9, pp. 431~439.
- (9) He, S. and Jackson, J.D., 2000, "A Study of Turbulence under Conditions of Transient Flow in a Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol. 408, pp. 1~38.
- (10) Greenblatt, D. and Moss, E.A., 2004, "Rapid Temporal Acceleration of a Turbulent Pipe Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 514, pp. 65~75.
- (11) Chung, Y.M., 2005, "Unsteady Turbulent Flow with Sudden Pressure Gradient Changes," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 47, pp. 925~930.
- (12) Verzicco, R. and Orlandi, P., 1996, "A Finite-difference Scheme for Three-dimensional Incompressible Flows in Cylindrical Coordinates," *J. Comput. Phys.*, Vol. 123, pp. 402~414.
- (13) Kim, K., Baek, S.-J. and Sung, H.J., 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 38, pp. 125~138.
- (14) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., 1991, "A Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model," *Phys. Fluids*, pp. 1760~1765.
- (15) Lilly, D.K., 1992, "A proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method," *Phys. Fluids*, pp. 633~635.
- (16) Patel, V.C. and Head, M.R., 1969, "Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 38, pp. 181~201.
- (17) Willmarth, W.W. and Lu, S.S., 1972, "Structure of the Reynolds stress near the wall," *J. Fluid Mech.*, Vol. 55, pp. 65~92.
- (18) key, R.S., Wallace, J.M. and Eckelmann, H., 1974, "Some properties of truncated turbulence signals in bounded shear flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, pp. 209~224.
- (19) 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.
- (20) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the identification of a vortex," *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp. 69~94.