

동심 환형관 내 난류 열전달의 직접 수치 모사

정서윤*·성형진**

DNS of turbulent heat transfer in a concentric annulus

Seo Yoon Chung* and Hyung Jin Sung**

Key Words : Direct numerical simulation(직접수치모사), Concentric annular pipe(동심 환형관), Turbulent heat transfer(난류 열전달), Transverse curvature(횡방향 곡률)

Abstract

A direct numerical simulation is performed for turbulent heat transfer in a concentric annulus at $Re_{Dh} = 8900$ and $Pr = 0.71$ for two radius ratios ($R_1/R_2 = 0.1$ and 0.5) and $q^* = 1.0$. Main emphasis is placed on the transverse curvature effect on near-wall turbulent thermal structures. Near-wall turbulent structures close to the inner and outer walls are scrutinized by computing the lower-order statistics. The fluctuating temperature variance and turbulent heat flux budgets are illustrated to confirm the results of the lower-order statistics. The present numerical results show that the turbulent structures near the outer wall are more activated than those near the inner wall, which may be attributed to the different vortex regeneration processes between the inner and outer walls.

1. 서론

환형관 내 난류열전달에 대한 연구는 학문적이나 공학적인 응용면에서 아주 중요하다. 환형관은 열교환기, 가스 터빈, 핵 반응기 등에서 직접적으로 응용될 수 있고 반경비에 따른 난류 열적 통계량의 비대칭적인 분포는 환형관의 대표적인 특징으로 이에 대한 연구는 완전 발달된 난류 열전달의 일반적인 특성을 이해하는데 도움이 된다.

문헌조사에 의하면 환형관 내 난류열전달은 주로 실험을 통해 연구가 되어왔다. Heikal 등^[1]은 공기에 대해 평균 온도 벽면 열전달율을 측정했다. Hasan 등^[2]은 안쪽 벽을 가열하고 바깥쪽 벽은 단열을 시킨 조건에서 CTA (Constant Temperature hot-film Anemometry)를 이용하여 유동장과 온도장을 측정하고 중력장에 의한 부력효과 (buoyancy effect)를 조사했다. Velidandla 등^[3]은 LDV (Laser Doppler Velocimetry)와 cold-wire를 이용해서 유동장과 온도장을 측정했고 중력장에 의한 부력 효과가 매우 작은 리차든 수 (Richardson number, $Ri = Gr/Re^3$)에서도 나타난다고 보고했다.

실험적인 연구뿐만 아니라, 수치적인 연구도 병행되어 왔다. Wilson 과 Medwell^[4]은 안쪽 벽을 가열하는 경계 조건에서 벽면 근처에서의 viscous damping을 고려한 van Driest 모델과 일정한 난류 프란틀 수를 이용하여 유동장과 온도장을 계산했다. Malik 과 Pletcher^[5]은 Wilson 과 Medwell^[4]과 같은 경계 조건에 대해 세가지 난류 모델을 평가하고 0.9의 일정한 난류 프란틀 수를 이용했다. Kawamura 등^[6]은 안쪽 벽을 가열하고 바깥쪽 벽은 단열시킨 조건에 대해 LES (Large Eddy Simulation)를 수행했다.

난류에서의 열전달은 삼차원적이면서 시간에 따른 변화가

심해서 이를 제대로 나타낼 수 있는 물리량을 측정하거나 수치적으로 해석하는 것이 어려웠다. 그러나 컴퓨터의 비약적인 발전으로 인해 대용량 계산이 가능해짐에 따라 직접 수치 모사 (Direct Numerical Simulation, DNS)를 통해 난류에서의 열전달 현상에 대한 기본적인 메커니즘을 설명할 수 있게 되었다.

본 연구에서는 Chung 등^[7]의 동심 환형관 내 난류유동에 대한 연구의 연장으로 직접 수치 모사를 통해 동심 환형관 내 난류 열전달에 대한 횡방향 곡률 효과를 살펴보고자 한다. 두 가지 반경비 ($R^* = 0.1$ 과 0.5)가 채택되었고, 유동장에 대한 조건은 Chung 등^[7]과 동일하다. 벽면 경계 조건으로는 이상적인 등열속 조건을 사용하여 평균 온도, 온도 섭동량의 r.m.s. (root-mean-square) 값, 난류 열속과 같은 난류통계량의 거동을 조사하였고, 기존의 난류 열전달에 대한 DNS 연구 결과들과 비교했다. 그리고 난류 열속에 대한 에너지 수지식 (energy budget) 조사를 통해 안쪽 벽과 바깥쪽 벽 근처의 난류 통계량들 간의 차이를 설명했다.

2. 수치 방법

Fig. 1은 계산 개략도와 좌표계를 나타낸 것이다. 두 가지 반경비 ($R^* = 0.1$ 과 0.5)가 채택되었고, 열속비 ($q^* = q_w/q_i$)는 두 가지 경우 모두 1.0이 대해 계산을 수행했다. 사용된 레이놀즈 수와 프란틀 수는 두 가지 반경비 모두 각각 $Re_{Dh} = 8900$, $Pr = 0.71$ 이다. 이 때 레이놀즈 수는 평균 속도 U_m 과 수력 직경 (hydraulic diameter) $D_h (=4\delta)$ 으로 나타낸 값이다. 주유동 방향 계산 영역 길이는 $R^*=0.1$ 인 경우, $L_z=25\delta$ 이고, $R^*=0.5$ 인 경우, $L_z=30\delta$ 이다. 부력 효과는 무시되었고 온도는 passive scalar로 다루어졌다. 경계조건으로는 유동장과 온도장에 대해 모두 축방향과 원주방향으로 주기적인 경계조건이 사용되었다. 환형관 벽면

* 한국과학기술원 기계공학과, dovecsy@kaist.ac.kr

** 한국과학기술원 기계공학과, hjsung@kaist.ac.kr

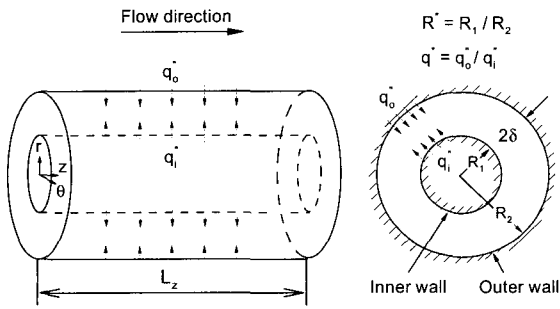


Fig. 1. Schematic diagram

에서는 속도성분에 대해 점착조건 (no-slip condition)이 사용되었고 온도성분에 대해서는 이상적인 등열속조건 (isoflux condition)이 사용되었다. 본 연구에서는 유동장에 대해서는 Chung 등^[7]에서 적용했던 Kim 등^[8]의 수치방법을 사용했고 에너지 방정식은 모든 항을 Crank-Nicolson 방법을 사용하여 완전내재적인 방법으로 시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 행렬식을 구성한 방법을 사용했다.

3. 수치결과

3.1 평균 온도 분포

Fig. 2는 마찰온도 (friction temperature)로 무차원화된 평균 온도 분포를 나타낸 것이다. 로그 영역에서의 벽법칙 (law of the wall) 을 나타내는 식의 기울기와 상수값은 무차원화된 온도 구배를 통해 구했다. 그림에서 등은 경계 조건을 사용한 기존의 채널 DNS 결과 (Kasagi 등^[9])와 비교를 하였다. 본 연구의 바깥쪽 벽 근처의 온도 분포와 거의 비슷한 결과를 보이는데 이것은 기존의 연구에서 밝혀진 것처럼 평균 온도 분포는 온도 경계 조건에 큰 영향을 받지 않는다는 것을 확인할 수 있었다. 그림의 로그 영역에서 안쪽벽면근처의 온도 기울기가 바깥쪽의 것에 비해 작아지는 것을 볼 수 있다. 이것은 Chung 등^[7]에서 지적된 것처럼 안쪽실린더의 반지름의 감소로 인한 곡률의 영향이라 할 수 있다.

3.2 온도 섭동과 난류 열속 분포

Fig. 3은 마찰온도로 무차원화된 r.m.s. (root-mean-square) 분포를 나타낸 것이다. 이 그림에서 나타나는 두드러진 특징은 온도 경계 조건에 따라 벽면 근처의 분포가 많이 다르게 나타난다는 것이다. 등온조건을 사용한 Kasagi 등^[9]의 경우 벽에서 온도 섭동량이 0을 나타내는 반면, 이상적인 등열속조건을 사용한 연구 결과들 (Lu 와 Hetsroni^[10], Kong 등^[11], Tiselj 등^[12])은 0이 아닌 값을 나타내고 있다. 등열속조건을 사용한 경우 벽면에서의 r.m.s. 값은 레이놀즈 수에 관계 없이 어느 정도 일정한 값 ($\approx 2.0-2.2$) 을 나타내는 것을 알 수 있고 벽에서 멀리 떨어진 경우 서로 다른 분포를 가지는 것은 레이놀즈 수 영향이라 볼 수 있다. 안쪽 벽과 바깥쪽 벽을 비교할 때 반경비 $R^*=0.1$ 와 0.5 의 두 경우 모두 그림 전체에서 바깥쪽 벽면의 값이 안쪽 벽면의 값보다 큰 것을 알 수 있다. 이것은 곡률 효과의 영향이라 할 수 있는데 바깥쪽 벽의 절면적이 안쪽벽보다 커서 같은 부피에 대해서 더 많은 난류를 제공하기 때문에 그 영향이 온도장에 미

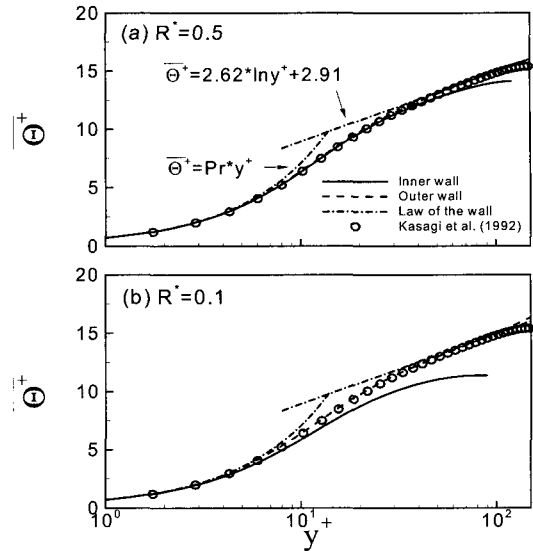


Fig. 2. Mean temperature distributions

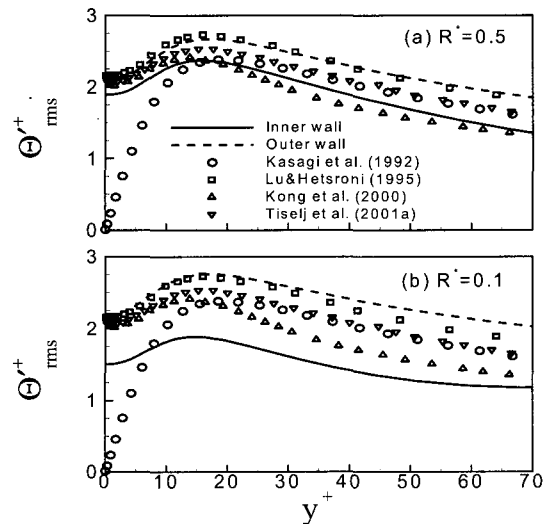


Fig. 3. Root-mean-square temperature fluctuations

친다고 생각할 수 있다.

Fig. 4와 5는 각각 축방향과 벽에 수직한 방향의 난류 열속 (turbulent heat flux) 분포를 나타낸 것이다. Fig. 5에서 v_r 은 각각의 벽에서 멀어지는 경우 양의 값을 가지게 된다. 축방향 난류 열속의 경우 바깥쪽 벽면 근처의 분포가 기존의 채널 결과들 (Kasagi 등^[9], Lu 와 Hetsroni^[10], Tiselj 등^[12])와 비슷하게 나타났고, 안쪽 벽면 근처의 분포가 r.m.s. 분포와 마찬가지로 바깥쪽 벽면 근처보다 작게 나타났다. 벽에서 멀리 떨어진 영역 ($y^+ > 20$)에서는 기존의 DNS 결과와 본 연구의 바깥쪽 근처의 값은 레이놀즈 수에 상관없이 비슷한 값을 나타냈다. 수직 방향의 열속에서는 바깥쪽의 분포가 벽면 근처에서 ($y^+ < 20$) Lu 와 Hetsroni^[10] 결과와 거의 일치하는 것을 볼 수 있고, 축방향 난류 열속과는 달리 벽에서 더 멀리 떨어질 경우 레이놀즈 수가 커질수록 값이 더 커지는 것을 알 수 있다. 마찬가지로 안쪽 벽 근처의 값이 바깥쪽보다 작게 나타났다.

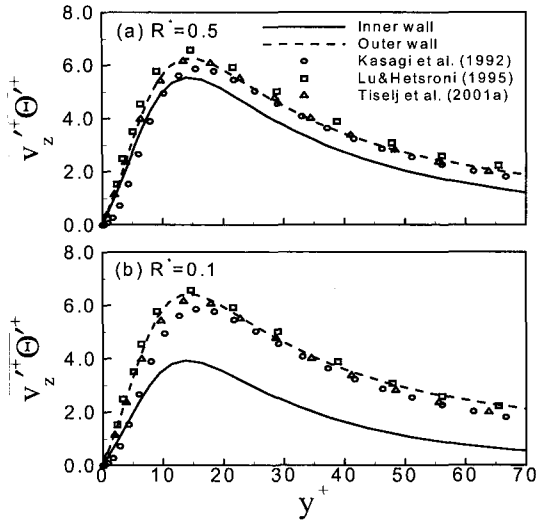


Fig. 4. Turbulent axial heat flux distributions

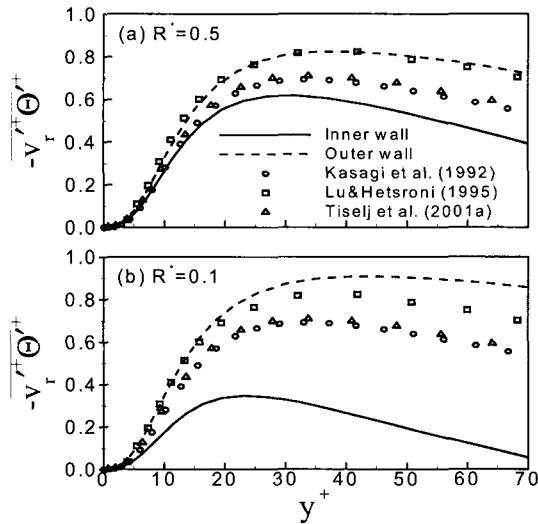


Fig. 5. Turbulent wall-normal heat flux distributions

3.3 온도 섭동과 난류 열속에 대한 수치식

직접수치모사의 장점은 난류 수송 방정식 (turbulent transport equations)의 여러 항들을 직접적으로 구할 수 있다는 것이다. 직접수치모사로 구한 수치식 (budget)의 데이터는 기존의 난류 모델을 평가하거나 새로운 난류 모델을 개발하는데 도움이 된다. 본 연구에서는 Fig. 6과 7에서 나타난 것과 같이 온도 섭동 분산과 난류 열속에 대한 수치식 분포를 조사했다. 그림에서 PR은 생성 (production), HS는 열원 (heat source), TD는 난류 확산 (turbulent diffusion), PS는 압력 변형 (pressure strain), PD는 압력 확산 (pressure diffusion), MD는 분자 확산 (molecular diffusion), DS는 소산 (dissipation)을 나타낸다. 압력 변형항과 압력 확산항을 합쳐서 온도-압력 구배항 (temperature-pressure gradient term, TPG)으로 나타내기도 한다.

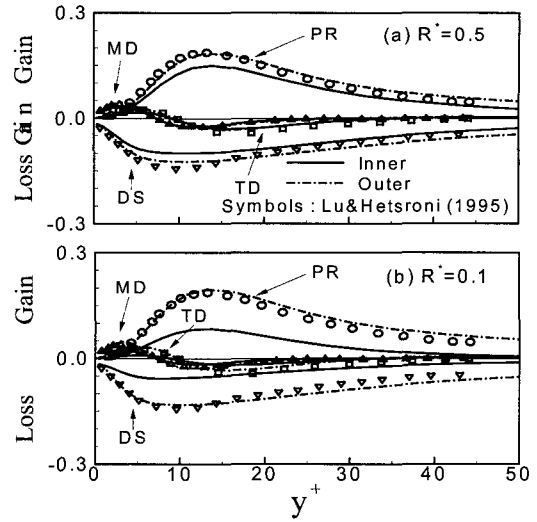


Fig. 6. Budgets of the fluctuating temperature variance

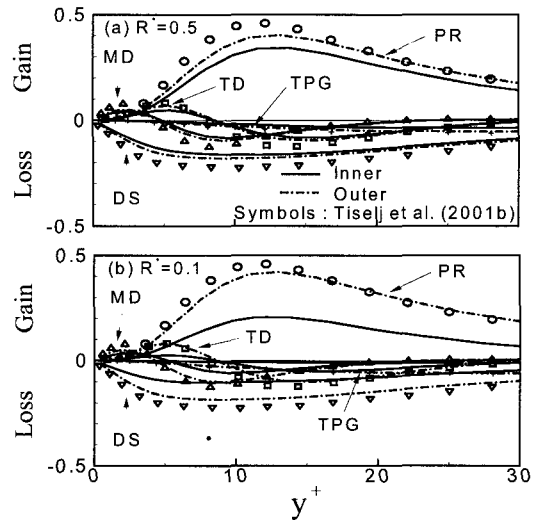


Fig. 7. Budgets of the turbulent axial heat flux

Fig. 6은 온도 섭동 분산의 수치식 각 항들을 나타낸 것으로 Lu 와 hetsroni^[10]의 DNS 결과와 비교하였다. 벽면 근처에서는 MD 항과 DS 항이 크게 나타나고 벽면 경계 조건의 영향으로 등은 조건을 경계 조건으로한 Kasagi 등^[9]의 DNS 결과보다 작게 나타났다. $y^+ < 30$ 에서는 MD 항과 TD 항이 중요한 항으로 나타났다, $y^+ > 30$ 인 영역에서는 PR 항과 DS 항이 밸런스를 이루었다. 온도 섭동 분산의 수치식 분포에서 곡률 효과로 인해 바깥쪽의 값이 안쪽의 값보다 더 크게 나타났고, 특히 PR 항과 DS 항에서 그 차이가 두드러졌다.

Fig. 7은 축방향 난류 열속 수치식의 각 항들을 나타낸 것이다. 그림에서 symbol로 처리된 것은 Tiselj 등^[13]의 개방된 채널의 DNS 결과이다. 본 연구 결과와 Tiselj 등^[13]의 결과와의 차이는 레이놀즈 수의 차이뿐만 아니라 서로 다른 프란틀 수 (각각 $Pr = 0.71$ 과 1.0) 때문에 생겨난 것이라 볼 수 있다. 벽면에서는 MD 항과 DS 항이 중요한 항이고 등은 조건일 때보다 값이 작은 것을 알 수 있다 (Tiselj 등^[13]). 그림 전체에서 PR 항과 DS

항이 중요한 항임을 알 수 있고, 벽에서 멀어질수록 TPG 항이 커지는 것을 볼 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 난류 온도장에 대한 횡방향 곡률 효과를 살펴보기 위해 이상적인 등열속조건을 사용하여 동심 환형관 내 온도장에 대한 직접 수치 모사를 수행했다. 두 가지 반경비 ($R^* = 0.1$ 과 0.5)에 대해 같은 열속비 ($q^* = 1.0$)를 채택했고 레이놀즈 수 $Re_{Dh} = 8900$, 프란틀 수 $Pr = 0.71$ 인 온도장을 계산했다. 평균 온도 분포에서는 경계 조건에 관계 없이 거의 같은 결과를 나타냈다. 또, 안쪽과 바깥쪽을 비교했을 때 로그 영역에서 안쪽 벽면 근처의 온도 기울기가 바깥쪽보다 작은 것을 볼 수 있었다. 전체적인 난류 통계량들의 분포는 Chung 등^[7]의 동심 환형관 유동장에 대한 결과와 비슷하게 바깥쪽 벽 근처에서 안쪽보다 더 큰 값을 가지는 것을 볼 수 있었다. 또, 반경비가 작은 경우 그 차이가 더 심하게 나타났다. 온도 섭동 분산과 난류 열속에 대한 에너지 수지식 (energy budget) 조사를 통해 안쪽 벽과 바깥쪽 벽 근처의 난류 통계량들의 차이를 설명했다. 위의 결과를 종합해 볼 때 바깥쪽 벽면 근처의 난류구조가 안쪽보다 활성화되어 있는 것을 알 수 있다. 이것은 바깥쪽 벽면 근처에서 와류 재생성 (vortex regeneration)이 더 활발하게 이루어질 수 있다는 Chung^[7]의 주장을 뒷받침하는 것이라 볼 수 있다. 바깥쪽 벽 근처의 축방향 와류는 벽면과 상호작용할 수 있는 벽면적이 안쪽보다 넓기 때문에 와류 재생성이 바깥쪽에서 더 잘 일어날 수 있고, 동심 환형관 내 열전달의 경우, 유동장과 유사한 특성을 가진다고 볼 수 있으므로 열전달에서의 난류 통계량들의 차이를 이런 과정으로 설명할 수 있다.

후 기

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

[1] Heikal, M.R.F., Walklate, P.J., Hatton, A.P., The effect of free stream turbulence level on the flow and heat transfer in the entrance region of an annulus, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 20 (1976), pp. 763-771.

[2] Hasan, A., Roy, R.P., Kalra, S.P., Velocity and temperature fields in turbulent liquid flow through a vertical concentric annular channel, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 35 (1992), pp. 1455-1467.

[3] Velidandla, V., Putta, S., Roy, R.P., Turbulent velocity field in isothermal and heated liquid flow through a vertical annular channel, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 39 (1996), pp. 3333-3346.

[4] Wilson, N.W., Medwell, J.O., An analysis of heat transfer for fully developed turbulent flow in concentric annuli, *Trans. ASME: J. Heat Transfer*, 90 (1968), pp. 43-50.

[5] Malik, M.J., Pletcher, R.H., A study of some turbulence models for flow and heat transfer in ducts of annular cross-section, *Trans. ASME: J. Heat Transfer*, 103 (1981), pp. 146-152.

[6] Kawamura, H., Nakamura, S., Satake, S., Kunugi, T., Large eddy simulation of turbulent heat transfer in a concentric annulus, *Thermal Sci. Eng.*, 2 (1994), pp. 16-25.

[7] Chung, S.Y., Rhee, G.H., Sung, H.J., Direct numerical simulation of turbulent concentric annular pipe flow. Part 1: Flow field, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 23 (2002), pp. 426-440.

[8] Kim, K., Baek, S.-J., Sung, H.J., An implicit velocity decoupling procedure for the incompressible Navier-Stokes equations, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 38 (2002), pp. 125-138.

[9] Kasagi, N., Tomita, Y., Kuroda, A., Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow, *Trans. ASME: J. Heat Transfer*, 114 (1992), pp. 598-606.

[10] Lu, D.M., Hetsroni, G., Direct numerical simulation of a turbulent open channel flow with passive heat transfer, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 38 (1995), pp. 3241-3251.

[11] Kong, H., Choi, H., Lee, J.S., Direct numerical simulation of turbulent thermal boundary layers, *Phys. Fluids*, 12 (2000), pp. 2555-2568.

[12] Tiselj, I., Bergant, R., Mavko, B., Basic, I., Hetsroni, G., DNS of turbulent heat transfer in channel flow with heat conduction in the solid wall, *Trans. ASME: J. Heat Transfer*, 123 (2001), pp. 849-857.

[13] Tiselj, I., Pogrebnyak, E., Li, C., Mosyak, A., Hetsroni, G., Effect of wall boundary condition on scalar transfer in a fully developed turbulent flume, *Phys. Fluids*, 13 (2001), pp. 1028-1039.