

< 논문 >

벽면난류에 대한 미세와 구조와 입자분산

강신정[†] · 타나하시 마모루^{*} · 미야우치 토시오^{*}
(2006년 6월 27일 접수, 2006년 8월 22일 심사완료)

Particle Dispersion and Fine Scale Eddies in Wall Turbulence

Shin-Jeong Kang, Mamoru Tanahashi and Toshio Miyauchi

Key Words : Direct Numerical Simulation (직접수치계산), Wall Turbulence (벽면난류), Fine Scale Eddy (미세와), Particle Dispersion (입자분산), Turbulent Channel Flow (채널난류)

Abstract

To investigate a relation between fine scale eddies and particle dispersion in a near-wall turbulence, direct numerical simulations of turbulent channel flow laden particle are performed for $Re_\tau=180$. The motions of 0.8 million particles are calculated for several particle response times (t_p) which is the particle response time based on Stokes' friction law. The number density of particles has a tendency to increase with approaching the near-wall regions ($y^+ < 20$) except for cases of very small and large particle response times (i.e. $t_p=0.02$ and 15). Near the wall, the behavior and distribution of particles are deeply associated with the fine scale eddies, and are dependent on particle response times and a distance from the wall. The Stokes number that causes preferential distribution in turbulence is changed by a distance from the wall. The influential Stokes number based on the Burgers' vortex model is derived by using the time scale of the fine scale eddies. The influential Stokes number is also dependent on a distance from the wall and shows large value in the buffer layer.

1. 서론

입자수송을 동반한 난류는 산업분야에서 많이 적용되며, 특히 벽면난류 중의 입자확산과 난류구조의 관계를 이해하는 것은 난류제어, 열전달 그리고 난류중의 입자분산 제어 등을 효과적으로 수행을 위하여 중요하다. 최근 난류의 미세와 구조에 관한 연구는 난류 중에는 보편적인 특성을 갖는 미세와 (coherent 미세와)가 존재하는 것을 보고하고 있다.⁽¹⁻⁴⁾ Coherent 미세와는 Kolmogorov 길이 스케일 (η)과 변동 속도의 rms 값 (u_{rms})를 이용하여 스케일링이 가능하고, 미세와의 직경과 최대주방향 속도는 각각 8η 와 $0.5u_{rms}$ 에서 가장 존재확

를 높다.^(1,2) 이와 같은 coherent 미세와는 벽면난류 중에도 존재하며,^(3,4) 난류장의 비등방성, 벽면마찰 저항 및 벽면근방의 열/물질 수송등과 밀접한 관련이 있다. 입자분산의 구조에 대한 이해 및 이들의 효과적인 제어를 위한 선행과제로서 난류 중의 입자분산과 난류를 형성하는 미세와 구조의 관계는 밝혀져야 할 가치가 있다.

과거의 연구⁽⁵⁻⁸⁾는 입자가 순간적인 난류장의 특정한 영역에 집중되는 경향이 있다고 보고 하고 있다. Squires & Eaton⁽⁵⁾는 입자수송을 동반하는 등방성난류의 직접수치계산을 행하여 그 결과로부터 속도 변형 tensor 의 제 2 불변량이 음의 값을 갖는 영역에 의하여 표현되는 낮은 와도, 높은 변형의 영역에 집중하는 것을 나타냈다. Maxey & Wang⁽⁶⁾는 이와 같은 특징적인 분포를 나타내는 경우는 입자의 응답시간이 Kolmogorov 시간(t_k)와 동일한 정도를 갖는 경우라고 하였다. Marchioli & Soldati⁽⁹⁾은 벽면난류중의 입자 분산에 대한 직접수치 계산

[†] 책임저자, 회원, LG 전자 DA 연구소
E-mail : kang@navier.mes.titech.ac.jp
TEL : (02)2676-0941

^{*} Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

을 수행하여 입자분산과 벽면난류의 Reynolds 응력 생성과 밀접한 관계가 있는 ejection event (유동방향 변동속도 $u' < 0$, 벽수직방향 변동속도 $v' > 0$) 및 sweep event ($u' > 0$, $v' < 0$)와의 관계에 대한 연구로부터 입자가 이들의 영역에 집중하여 분포하는 것을 보고 하였다. 하지만, 입자분산과 난류중의 미세구조와의 관계, 특히 강한 평균전단력을 동반하는 벽면근방의 난류 중에 존재하는 미세구조와의 관계는 아직 충분히 밝혀지지 않았다. Tanahashi 등⁽¹⁰⁾은 입자수송을 동반하는 등방성 난류의 직접수치계산 결과로부터 등방성 난류 중의 입자분산과 미세와 구조는 밀접한 관계가 있고, 특정의 Stokes 수를 갖는 입자는 coherent 미세와의 주위를 선회하는 경향이 있다는 것을 밝혔다. 강한 평균 전단이 작용하는 벽면 근방 난류에서는 유동방향으로 길게 뻗은 형태의 미세와가 지배적으로 존재한다. 이는 벽면 근방의 비등방성에 기인하며 저속유체의 가장자리에 위치하는 경향이 있다.^(3,11) 벽면으로부터 멀어지면서 스펠 방향으로 굽은 헤어핀 모양의 미세와는 전단류를 형성한다.^(3,12) 이와 같이 벽면난류에서의 미세와 형상은 다른 난류에 존재하는 미세와 형상과는 차이점을 보이지만 개개의 미세와 구조는 난류장에 관계없이 유사한 특성을 나타낸다.

본 연구에서는 입자수송을 동반하는 채널 난류의 직접수치계산을 행하여 벽면난류의 입자분산과 벽면 근방의 coherent 미세구조와의 관계를 밝히는 것을 목적으로 한다.

2. 직접수치해석

2.1 지배방정식

유동장의 지배 방정식은 비압축성의 Navier-Stokes 방정식과 연속의 방정식이다.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

여기서, p 는 압력, Re 는 채널의 반폭길이(δ)와 채널중심에서의 평균속도(u_c)을 기초로 한 Reynolds 수이다. 입자의 운동방정식과 Stokes 의 마찰에 기초를 둔 입자 응답시간(t_p)는 다음과 같은 식을 이용하였다.

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{1}{t_p} (\mathbf{u}_f[\mathbf{x}_p(t), t] - \mathbf{u}_p(t)) \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4)$$

$$t_p = \frac{\rho_p d_p^2}{\rho_f 18\nu} \quad (5)$$

여기서, \mathbf{u}_p 와 \mathbf{u}_f 는 입자속도와 입자위치 \mathbf{x}_p 에서 정의되는 유체 속도를 나타낸다. ρ_p 와 d_p 는 입자의 밀도와 직경을, ρ_f 는 유체의 밀도를, ν 는 동점성계수를 각각 나타낸다. 입자 응답시간 t_p 는 δ 와 u_c 를 이용하여 무차원화 하였다.

2.2 계산방법 및 계산조건

$Re_\tau = 180$ 에 대한 채널난류의 직접수치계산 결과⁽³⁾를 초기 유동장으로 이용하여 80 만개의 입자수송을 동반하는 채널난류의 직접수치계산(DNS)을 행하였다. 계산영역과 격자점 수는 각각 $4\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$ 와 $192 \times 193 \times 160$ 으로 하였으며, 유동방향(x)과 스펠방향(z)에는 등간격의 격자를, 벽면 수직(y)방향에는 부등간격 격자를 이용하여 벽근방에 격자를 집중 시켰다. 지배방정식 (1)에 대한 공간 이산화는 x -와 z -방향에 Fourier-Spectral 법을, y -방향에 4 차 정도의 중심차분법을 이용하였다. x -와 z -방향에 있어서 비선형 상호작용으로 발생하는 aliasing 오차는 3/2 칩을 이용하여 완전하게 소거되었다. 비정상항에 대한 이산화는 대류항과 점성항에 2 차 정도의 Adams-Bashforth 법을, 압력항에 1 차 정도의 Backward-Euler 법을 이용하여 시간 발전 시켰다. 경계조건으로서, x -와 z -방향에는 주기 경계조건을, y 방향에는 no-slip 조건을 적용하였다.

DNS 로부터 얻어진 순간의 속도 데이터를 이용하여 입자에 관한 해석을 행하였다. 단, 입자는 유체의 운동에 영향을 주지 않는 one-way coupling 으로 가정하였다. 입자 위치에 관한 유체속도는 4 차 정도 Lagrange 보간을 이용하여 구하고, 입자의 운동방정식은 2 차 정도 Adams-Bashforth 법을 이용하여 시간적분을 하였다. 입자운동에 관한 경계조건으로 x -와 z -방향에는 주기 경계조건을, 벽면에는 완전탄성 충돌조건을 적용하였다. 초기 입자는 균일분포로 하고 초기 속도는 입자위치에 관한 유체속도와 동일하게 하였다. 계산은 입자의 응답시간이 0.02, 0.3, 0.9, 9.0 과 15 인 총 5cases 에 대하여 행하여졌다.

3. 벽면근방의 입자분산과 미세와 구조

Fig. 1 은 $Re_\tau = 180$ 에 대한 제 2 불변량(Q)의 등고면을 나타내고 있다. Coherent 미세와⁽¹⁻³⁾는 난류장과 Reynolds 수에 의존하지 않는 보편적인 구

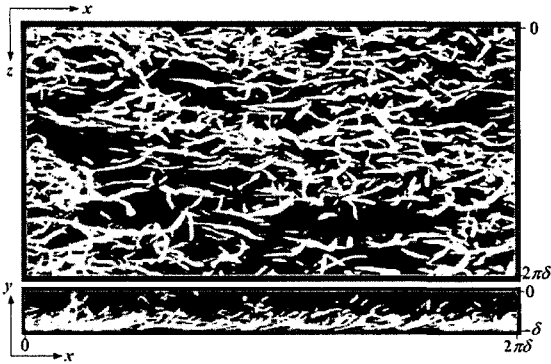


Fig. 1 Iso-surface of second invariant value Q of velocity gradient tensor for $Re_{\tau}=180$. $Q/(u_{mc}/\delta)^2 = 1.0$

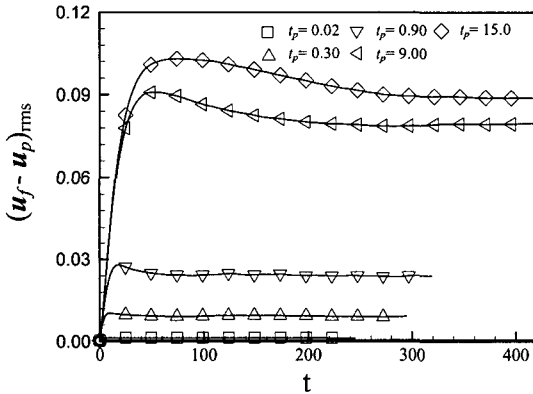


Fig. 2 History of root mean square of velocity difference between particle velocity and fluid velocity

조이고, Fig. 1 에 나타낸 것처럼 평행평판 난류 중에 있어서도 미세와는 존재하고 벽면난류에 있어서 입자분산과 관련이 있는 것으로 생각된다.

Fig. 2 는 입자위치에 대한 시간에 따른 유체속도와 입자속도의 차($\Delta u = u_p - u_f$)의 rms 값 변화를 나타내고 있다. 입자의 초기속도는 입자위치에서의 유체속도와 동일하기 때문에 $t=0$ 에서 $\Delta u=0$ 이다. 시간이 경과함에 따라 유체속도와 차는 증가하고, 완만 한 극대값을 나타낸 후 천천히 감소해가면서 일정한 상태에 도달하게 된다. 극대값에 도달하는 시간과 정상상태에 도달하기 위한 필요한 시간은 응답시간이 작은 입자일수록 짧고 유체운동에 대한 응답성이 높은 것을 알 수 있다. 입자분산의 해석은 입자운동이 초기 조건의 영향을 받지 않는 충분히 발달한 시간의 데이터를 이용하여 행하였다.

본 연구에서는 난류중의 미세와와 입자분산과의 관계를 밝히기 위하여 속도구배 텐서의 제 2 불변량 Q 를 도입하였다. Fig. 3 은 x - z 단면에 관한 제 2 불변량 Q 의 등치면과 그 단면 부근의 미소 두께

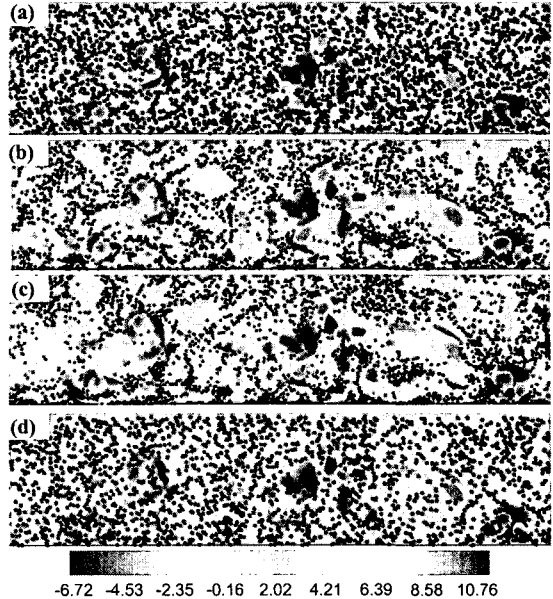


Fig. 3 Contour of second invariant and particle distributions in x - y plane ($0 < x^+ < 23$). The particles in z - y plane with ranges $0 < x^+ < 23$ are plotted and the second invariant on the mid plane is shown by contour distribution. (a) $t_p=0.02$, (b) $t_p=0.3$, (c) $t_p=0.9$, (d) $t_p=15$

($\Delta x^+=23$)에 포함된 입자의 분포를 나타내고 있다. 시간 스케일이 충분히 작은 입자 ($t_p=0.02$)는 유체요소와 동일하게 운동하기 때문에 입자는 공간적으로 거의 고르게 분포하며, 또한 시간 스케일이 충분히 큰 입자($t_p=15$)는 유체운동에 대한 추적성이 낮기 때문에 입자는 공간적으로 거의 균일하게 분포하고 입자분포는 제 2 불변량 간에 명확한 상관관은 관찰 되지 않는다. 이 결과와 달리, $t_p=0.3$ 와 0.9 의 경우, 비교적 큰 양의 값을 갖는 제 2 불변량의 영역(강한 강체 회전운동 영역)에는 입자가 거의 존재하고 있지 않으며 입자의 공간분포는 현저한 비 등방성을 나타내고 있다.

Fig. 4 는 벽면 근방 영역에서의 입자위치에 관한 제 2 불변량의 확률밀도함수를 나타내고 있다. $t_p=9.0$ 과 15 에 있어서 제 2 불변량이 양의 값에 존재하는 입자의 확률이 비교적 높고, 유동장의 제 2 불변량에 비교적 일치하는 경향이 있다. t_p 가 작아지면서 제 2 불변량이 큰 양의 값의 영역(강한 회전 운동 영역)에 대한 입자의 존재확률이 감소하고 $t_p=0.3$ 의 경우에 가장 낮게 나타나고 있다. t_p 값이 아주 작은 0.02 의 경우, 제 2 불변량의 양의 영역에 존재하는 입자의 확률이 증가한다. 제 2 불변량이 양의 영역에 관한 입자의 존재확률은 t_p 만이

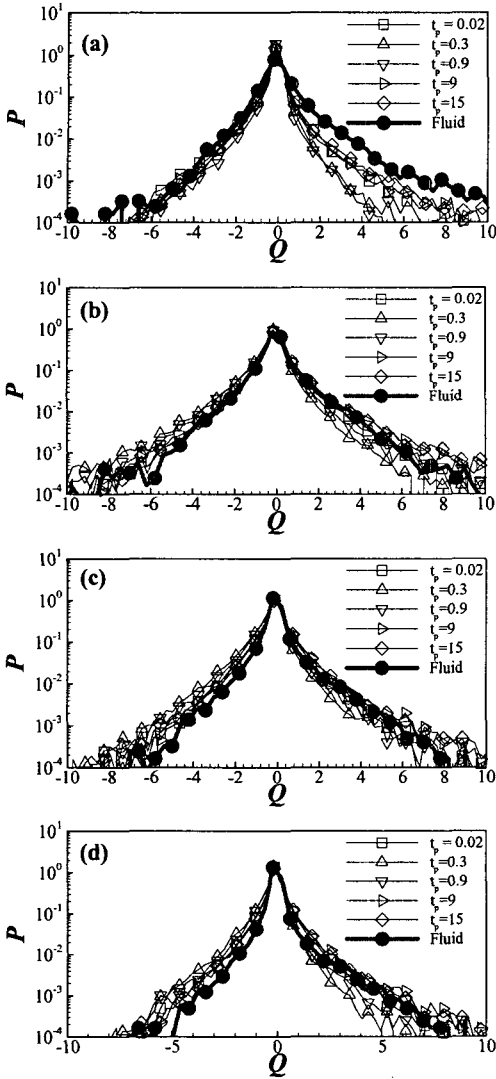


Fig. 4 Probability density functions of second invariant value at particle positions. (a) $0 < y^+ < 20$, (b) $20 < y^+ < 40$, (c) $40 < y^+ < 60$, (d) $60 < y^+ < 80$

아니라 벽면으로부터 거리에도 의존한다. $t_p=0.3$ 과 0.9 에 대한 입자의 제 2 불변량 양의 값을 갖는 영역에 관한 확률밀도의 차는 벽면으로부터 떨어진 영역에서 작게 된다.

Fig. 5 는 제 2 불변량의 등고면과 입자의 속도벡터를 나타낸다. 그림의 시점은 하류위치에 설정한 좌표계 $l_x^+ \times l_y^+ \times l_z^+ = 15 \times 180 \times 600$ 의 영역이 가시화 되어 있고 그림의 하부가 벽면에 상부는 유로 중심에 대응한다. $t_p=0.9$ 의 입자는 미세와의 주위에 존재하고 그 주위를 선회하는 것을 알 수 있다. 시간 응답이 빠른 $t_p=0.02$ 인 경우 유체속도에

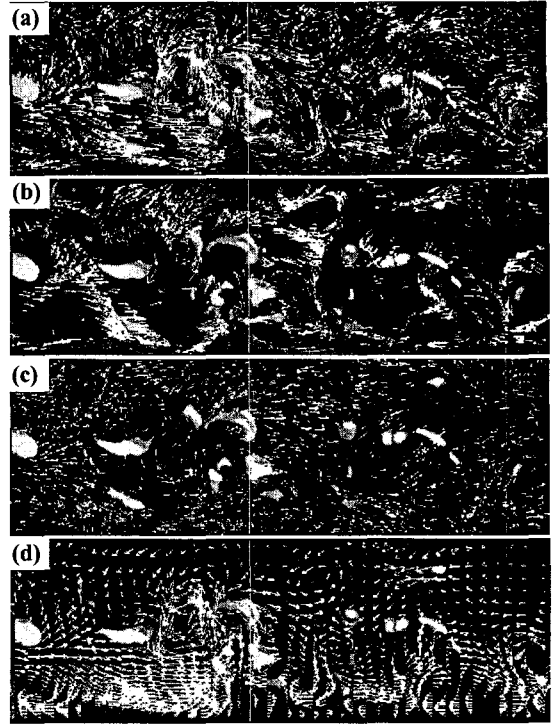


Fig. 5 Particle distribution and velocity vectors with iso-surface of second invariant Q ($Q = 0.3, 0 < x^+ < 15$). (a) $t_p=0.02$, (b) $t_p=0.9$, (c) $t_p=9.0$, (d) Fluid

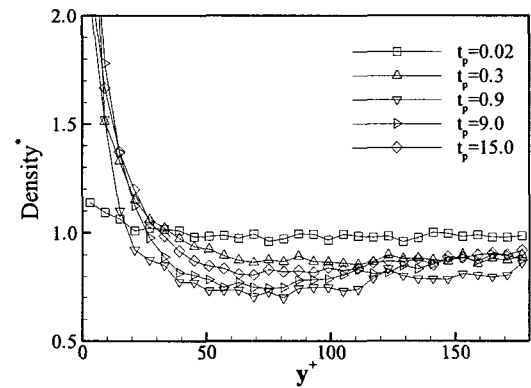


Fig. 6 Distribution of particle number density at y^+ . The density of each t_p is calculated by particle number over average particle number for each y^+

반응성이 높기 때문에 앞서 설명한 바와 같이 동일한 공간분포를 나타내고, 입자는 비교적 작은 스케일의 유체운동에도 즉시 반응하게 된다. 이는 Fig. 5 의 (d)에 나타낸 유체 속도벡터와 거의 동일한 패턴을 나타낸다. 이와는 달리 유체속도에 반응성이 낮은 $t_p=9.0$ 와 15 인 경우에는 유체속도와 입자속도의 관계는 낮고, 미세와 구조와 입자

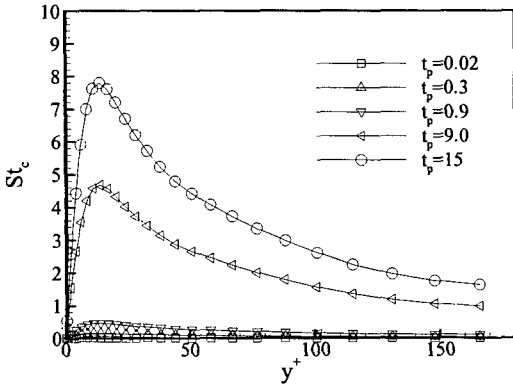


Fig. 7 Stokes number based on the time scale of fine scale eddy

속도의 사이에는 명확한 연관성이 존재하지 않는 것을 알 수 있다.

Fig. 6 은 벽면으로부터의 거리에 따른 입자의 수밀도를 나타낸다. 입자의 수밀도는 전공간의 등간격 평균수밀도를 이용하여 무차원화 하였다. 유체 운동에 응답이 매우 빠른 $t_p=0.02$ 의 경우, 수밀도는 벽면으로부터의 거리에 거의 의존하지 않는다. 그러나, t_p 가 커지면서 입자의 수밀도는 벽면에 매우 가까운 영역에서는 증가하고 벽면으로부터 멀어지면서 감소하다가 유로 중심에 가까워짐에 따라 다소 증가하는 경향이 있다. 이 경향은 $t_p=0.9$ 에서 가장 현저하게 나타난다. 벽면 근방에 있어서, 입자는 응답시간 t_p 와 y^+ 에 의존하는 특제적인 공간 분포를 나타낸다. 등방성난류 중의 입자 분산⁽¹⁰⁾ 은 미세와의 시간스케일 t_c 와 입자의 응답시간 t_p 의 비에서 정의 되는 Stokes 수 St_c 에 의하여 결정된다. t_c 는 벽면 근방에서 존재 확률이 가장 높은 coherent 미세와의 직경 ($D=10\eta$)와 최대주방향속도 ($u_{\theta,max}=0.5u_{rms}$)를 이용하여 $t_c=20\eta/u_{rms}$ 로 표기되고, 채널 난류에서는 벽면으로부터 거리에 의존한다. 벽면근방에 있어서는 미세와의 시간 스케일 t_c 는 미세와의 길이 스케일과 함께 벽면으로부터의 거리에 의존하기 때문에 미세와에 기초를 둔 입자의 stokes 수 $St_c=t_p/t_c$ 는 Fig. 7 에 나타난 것처럼 벽면으로부터의 거리에 따라서 변화하고 $y^+ \approx 12$ 에서 최대로 되고 벽면에서 멀어짐에 따라 감소한다. 이 결과는 유동방향 변동속도의 rms 값의 분포와 유사하다.

등방성난류의 경우와 동일하게 벽면 난류중의 미세와를 Burgers 와로 가정하면,^(10,13) Tanahashi 등⁽¹⁰⁾ 에 의하여 제시한 방법을 이용하여 미세와 주위를 선회하는 입자의 응답 시간을 구할 수 있고, 미세와 주위를 선회하는 입자의 Stokes 수 $St_{c,p}$ 는 식 (6)에 의하여 정의 되어 질 수 있다. 등방성 난류

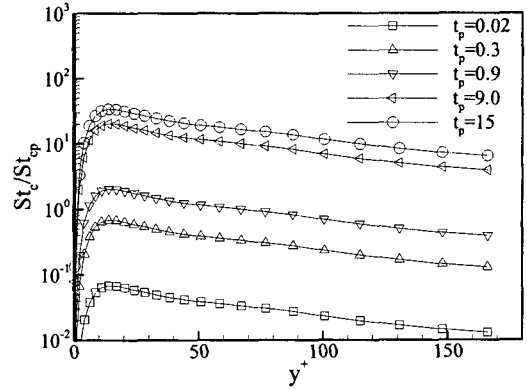


Fig. 8 Ratio of St_c to $St_{c,p}$ which is calculated evaluated by equation (6)

의 경우, $St_{c,p}$ 는 식 (7)과 같이 Re_λ 의 함수로 주어진다. 공학분야에서 관찰되는 범위의 Reynolds 수 $40 < Re_\lambda < 200$ 에 대하여는 0.1 부터 0.2 정도이다.

$$St_{c,p}(y^+) = \frac{vs_m}{2u_{ms}(y^+)\eta(y^+)} \quad (6)$$

$$St_{c,p} = \frac{15^{1/4} S_m}{2Re_\lambda^{1/2}} \quad (7)$$

여기서 S_m 은 $2S_m + 1 = \exp(S_m)$ 을 만족하는 정수이다. 이 stokes 수도 y^+ 의 함수로 주어지며, Fig. 8 은 St_c 와 $St_{c,p}$ 의 비를 나타내고 있다. 벽면에 아주 가까운 영역에서는 St_c 가 상당히 작은 값을 나타내기 때문에 입자는 벽면 근방의 와운동에 따를 수 있다. 그러나 $y^+ \approx 10$ 정도에서 $y^+ \approx 30$ 사이 영역에서 $t_p=0.9$ 의 입자의 St_c 는 $St_{c,p}$ 의 약 2~4 배로 된다. 따라서 입자는 이 부근에서 강한 선회운동을 갖는 미세와의 운동에는 따르지 않는다. 따라서 한번 벽면에 접근한 입자가 유로 중심에 다시 이동하는 것은 곤란하게 된다. 이와 반대로 유로 중심부근에 존재하는 입자는 St_c 가 $St_{c,p}$ 보다 작으므로 미세와 주위에 존재하고 미세와 운동을 따르게 된다. $t_p=0.3$ 의 입자는 $y^+ \approx 10$ 정도에서 $y^+ \approx 30$ 사이 영역에서 St_c 가 $St_{c,p}$ 의 약 0.6 배를 갖기 때문에 미세와의 강한 선회운동에 따르는 것이 가능하고 미세와의 주위에 존재하게 된다. 그 때문에 이 영역에서 수밀도는 크게 감소하지 않는다. 이 결과로부터 $St_{c,p}$ 의 약 1.0 배정도의 St_c 를 갖는 입자이면 벽면근방에 존재할 수 있을 뿐만 아니라 벽면에서의 마찰저항과 밀접하게 관련되는 유동방향 미세와의와 간섭할 수 있을 것으로 생각할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 벽면 난류에 대한 입자분산과 미세와의 관계를 밝히기 위하여 80 만개의 입자를 갖는 채널난류에 대한 직접수치 계산을 수행하였다. 직접수치 수법은 스펙트럴법과 4 차정도 중심차분을 이용하였다. 벽면 난류는 미세와의 의하여 구성되며, 입자 반응 속도에 따른 입자 분산과의 관계로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

입자분산은 난류중의 미세와의 밀접한 관련성이 있으며 입자반응 속도 t_p 와 벽면으로부터의 거리에 의존한다. 벽면근방에 있어서 미세와의 시간스케일은 벽면으로부터의 거리에 의존하기 때문에 미세와의 기초를 둔 입자의 Stokes 수는 벽면으로부터의 거리에 따라서 변화한다. 그 때문에 입자는 Stokes 수에 따라서 등방성난류와 달리 특징적인 공간분포를 나타낸다.

벽면 난류중의 입자분산은 입자의 응답시간과 유동장의 시간 스케일의 비에 의하여 정의되는 Stokes 수에 의해 결정되고 Burgers 와의 가정으로부터 정의되는 Stokes 수를 갖는 입자는 미세와의 주위를 선회하고 그 주위에 국부적으로 존재한다.

참고문헌

- (1) Tanahashi, M., Miyauchi, T. and Ikeda, J., 1999, "Identification of Coherent Fine Scale Structure in Turbulence," Proc. IUTAM Symp., *Fluid Mechanics and Applications*, Vol. 52, Kluwer Academic Publishers, pp. 131~140.
- (2) Tanahashi, M., Iwase, S. and Miyauchi, T., 2001, "Appearance and Alignment with Strain Rate of Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Mixing Layer," *J. of Turbulence*, 2, No.6.
- (3) Tanahashi, M., Ootsu, M., Fukushima, M. and Miyauchi, T., 2002b, "Measurement of Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Mixing Layer by DP IV," *Engineering Turbulence Modeling and Measurements*, Vol. 5, pp. 525~534.
- (4) Kang, S.-J., Tanahashi, M. and Miyauchi, T., 2006, "Elliptic Feature of Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Channel Flows," *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 20, No. 2, pp. 262~270.
- (5) Squires, K.D. and Eaton, J.K., 1990, "Particle Response and Turbulence Modification in Isotropic Turbulence," *Phys. Fluid A*, 2, pp. 1191~1203.
- (6) Squires, K.D. and Eaton, J.K., 1991, "Measurements of Particle Dispersion Obtained from Direct Numerical Simulations of Isotropic Turbulence," *J. Fluid Mech.*, 226, pp. 1~35.
- (7) Squires, K.D. and Eaton, J.K., 1991, "Preferential Concentration of Particles," *Phys. Fluid A*, 3, pp. 1169~1178.
- (8) Wang, L.P. and Maxey, M.R., 1993, "Settling Velocity and Concentration Distribution of Heavy Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence," *J. Fluid Mech.*, 256, pp. 27~68.
- (9) Marchioli, C. and Soldati, A., 2002, "Mechanisms for Particle Transfer and Segregation in Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, 468, pp. 283~315.
- (10) Tanahashi, M., Tanimura, S. and Miyauchi, T., 2000, "Particle Dispersion and Coherent Fine Scale Eddies in Homogeneous Isotropic Turbulence," *Proc. 4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, 2, pp. 443~448.
- (11) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J., 1997, "Coherent Structures Near the Wall in a Turbulent Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 332, pp. 185~214.
- (12) Adrian, R. J., Meinhart, C. D. and Tomkins, C. D., 2000, "Vortex Organization in the Outer Region of the Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 422, pp. 1~54.
- (13) Tanahashi, M., Miyauchi, T. and Ikeda, J., 1999, "Identification of Coherent Fine Scale Structure in Turbulence," Proc. IUTAM Symp., *Fluid Mechanics and Applications*, Vol. 52, Kluwer Academic Publishers, pp. 131~140.