# 平行平板間乱流における流体線の直接数値シミュレーション

塚原 隆裕<sup>1</sup>,岩本 薰<sup>2</sup>,河村 洋<sup>2</sup> <sup>1</sup>東京理科大学大学院 理工学研究科機械工学専攻 <sup>2</sup>東京理科大学 理工学部機械工学科

平行平板間(チャネル) 乱流において受動的に移流される流体線の伸長 について,直接数値シミュレーションを用いて解析を行った. 乱流の強い 混合作用により,流体線は指数関数的に伸長される. 流体線の伸長率は初 期位置(壁面からの高さ)に依存し,  $y^+=15$ の流体線が最も強く伸長され た. レイノルズ数 $Re_=180$  及び 395 とした. Kolmogorovスケールが一定と 見なせるほど狭い領域にある流体線の(Kolmogorov時間 $\tau_\eta$ 当りの)伸長率 は,壁近傍を除き,等方性乱流に近い値が得られた.

1. 緒言

乱流の主な特徴の一つとして,強い混合・拡散作用があげられるが,混合の程度の 定量化として,流体粒子の集合から成る曲線や曲面(流体線及び流体面と呼ぶ[1])の 変形を定量化する方法がある.乱流によって移流される流体線(面)の運動やその統 計は,乱流中での渦管の伸長の問題や,乱流燃焼等における熱・物質の乱流混合の問 題などと深い関連があり,古くから理論的,実験的あるいは数値的な研究が盛んに行 われてきた.

無限小の流体線や流体面(線素や面素)の乱流における変形の研究は,Batchelor[1]の先駆的論文に始まり,線素eは指数関数的に伸ばされることが示された.その時間的な伸長(de/dt)は次式の様に,速度勾配テンソルu<sub>i,j</sub>を用いて,

$$\frac{\mathrm{d}e_i}{\mathrm{d}t} = u_{i,j}e_j \tag{1}$$

と表せる.これより,速度勾配が定常な領域内(単純な一様せん断乱流等)では,線 素がある程度発達すると初期状態によらず伸長率は一定となると述べている.また彼 は、一様かつ定常な乱流中であれば、流体線(面)は統計的に一様な伸長を受け、十 分時間が経ったのちでは流体線(面)は統計的に等価な流体線素(面素)の集合と見 なせるとした.この仮定に基づき、無限小線素の指数関数的な伸長は、直接数値シミ ュレーション(Direct Numerical Simulation, DNS)によって数値的にも確かめられて いる[2][3].一方、近年の大型計算機の発達に伴い、Kidaらのグループ[4][5]は、無限 小線素ではなく有限長さの曲線の追跡を行い、流体線の真の伸長率を求めている.彼 らによれば、流体線に沿った統計を考える際には、その曲線に沿った非一様な伸長の 効果が無視できず、Batchelorの一様伸長の仮定は、実際の乱流中では成立しないと述 べている.したがって、流体線の非一様な伸長を正確に評価するために、有限長さの 曲線の追跡が必要である.ちなみに、一様乱流中における流体線の伸長率は、Batchelor の仮定が成り立つとすると、 $0.13\tau_n^{-1}$ (ここで、 $\tau_n$ はKolmogorov時間)程度[2]と評価され



図1:計算対象(平行平板間乱流)

図2:流体粒子の壁面における境界条件

るが、実際の伸長率は 0.17  $\tau_{\eta}^{-1}$ 程度であると、Kidaら[4][5]は報告している.これら流体線や流体面の乱流混合における数値的な研究の多くは、一様乱流中の追跡であり、 筆者の知る限り壁乱流においての解析例はない.

本研究で対象とする平行平板間(チャネル)乱流のDNSについては,その単純な形状と壁乱流の基礎的特徴を有することから,最初にKimら[6]がRe=180の流れ場の計算を行って以来,様々な計算が行われてきた.最近では,比較的高いレイノルズ数のDNSやスカラー輸送を伴った計算が多く実施され[7][8],流れ場及びスカラー場における実用的で重要な各種統計量,及び乱流構造に関する知見が高まってきている.本研究では,DNSにおけるチャネル乱流中の流体線の変形・伸長を追跡することで,壁乱流における混合作用の定量化を目的としている.

2. 計算手法

## 2.1 流れ場

解析対象となる流れ場は、十分に発達した無限に広い平行平板間乱流である.ここで、流れ(x軸)方向に一様な圧力勾配が付加されることにより流れが駆動されているものとし、ポアズイユ乱流を想定している.計算対象の概略図を図1に示す.水平方向には周期境界条件、壁面においては滑りなし条件を付加している.

支配方程式は、連続の式、及び Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\operatorname{Re}_{\tau}} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{*2}}$$
(3)

ここで、添え字の+は摩擦速度 $u_\tau$ 及び動粘性係数vで、\*はチャネル半幅 $\delta$ で無次元していることを意味する.また、レイノルズ数は $Re_\tau = u_\tau \delta v = 180$ 及び 395 としている.表1に、平均流速 $u_m$ とチャネル幅によるレイノルズ数Re、格子点数 $N_i$ 、格子幅 $\Delta i^+$ 、及び流れ場における統計量の積分時間 $\Delta T^+$ を示す.

計算アルゴリズムは,式(2),(3)のカップリングに Fractional step 法を,空間的離散 化に有限差分法を用いた.時間進行は,壁垂直(y軸)方向の粘性項に対しては,2次精

レイノルズ数 $Re_{\tau}=u_{\tau}\delta/v$	180	395
レイノルズ数 $Re=u_m 2 \delta v$	5700	14100
格子点数 $N_x \times N_y \times N_z$	$256 \times 128 \times 256$	512×192×512
格子幅(等間隔) $\Delta x^+, \Delta z^+$	9.00, 4.50	9.88, 4.94
格子幅(不等間隔) △y <sup>+</sup> min-max	0.200 ~ 5.93	0.148 ~ 6.51
統計時間 $\Delta T u_{t} \delta$	5.00	3.03
時間刻み $\Delta tu_{\tau} \delta$	0.0002	0.0001
流体粒子間距離の閾値 $\Delta_{L}^+$	2.25	2.47
最小Kolmogorovスケール $\eta_{\min}^+$	1.57	1.48
最小Kolmogorov時間 7,,min <sup>+</sup>	2.47	2.19

表1:DNS における各種パラメータ

度 Crank-Nicolson 法を,その他の項は2次精度 Adams-Bashforth 法を用いた.他方, 差分精度としては,流れ方向,スパン(z 軸)方向には4次精度中心差分を用い,壁垂 直方向は不等間隔格子を用いており2次精度で扱った.

#### 2.2 流体線

流体線は、常に同じ流体粒子の集合より構成された仮想の曲線である. すなわち、 流体線上の任意の点 $\mathbf{x}_{\mathbf{p}}(t)$ は、その点における流速 $u(\mathbf{x}_{\mathbf{p}}(t),t)$ によって、

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{x}_{\mathrm{p}}(t)}{\mathrm{d}t} = \mathbf{u}\left(\mathbf{x}_{\mathrm{p}}(t), t\right) \tag{4}$$

と移流される. 粒子の速度ベクトルは,各計算セル内で,一次補間によって求めた. ただし,壁面においては,粒子の仮想半径(≪Δymin)を導入し,境界から半径分の距 離において,完全弾性反射されるものとした(図2). 但し,後に示すようにこの境界 条件にあてはまる流体粒子は殆ど無いことが分かった. 流体粒子間の相互干渉は考慮 せず,また流体中を運動することによって生じる抵抗力も無視するものとし,流体線 は流れ場の時間発展に影響を与えないものとする.

一方,流体線は、十分短い間隔で置かれた点の集合で表現され、隣り合う流体粒子 2 点間の距離がある閾値 $\Delta_L$ を超える度に、2 点間中央に新たな点を追加し、流体線を 十分滑らかに補完していく. 閾値をKolmogorovスケール $\eta$ 程度に設定することで、微 小渦による流体線の変形も十分捉えられるようにした.また、流れ場および流体線の 時間ステップ $\Delta t$ はKolmogorov時間 $\tau_\eta$ に対し十分小さく設定した( $\Delta t \ll \tau_\eta$ ). Kolmogorov スケール $\eta$ 及び時間 $\tau_\eta$ は次式から得られる.

$$\eta = v^{\frac{3}{4}} \varepsilon^{-\frac{1}{4}}, \quad \tau_{\eta} = v^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$$
(5)

ここで、 εはエネルギー散逸率を示す.

$$\varepsilon = v \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \tag{6}$$

表 1 に、本計算のレイノルズ数における最小のKolmogorovスケール $\eta$ 及び時間 $\tau_{\eta}$ ,曲線補完における 2 流体粒子間距離の閾値 $\Delta_L$ と時間ステップ $\Delta t$ を示す.

CPU 時間 (hh:mm:ss)	47:16:42.8
MOPS 値	6044.4
MFLOPS 値	3072.0
MOPS 値(実行時間換算)	70819.5
MFLOPS 値(実行時間換算)	35993.0
平均ベクトル長	255.9
ベクトル演算率	99.4%
メモリサイズ	9984MB
プロセッサ同時実行時間	(16 並列時)
Conc. Time $(\geq 1)$ (sec)	14526.8
Conc. Time $(\geq 2)$ (sec)	12199.9
Conc. Time $(\geq 3)$ (sec)	11718.1
Conc. Time $(\geq 4)$ (sec)	10885.1
Conc. Time $(\geq 8)$ (sec)	10106.5
Conc. Time( $\leq 12$ ) (sec)	10078.5
Conc. Time( $\geq 12$ ) (sec) Conc. Time( $\geq 16$ ) (sec)	10078.5 9852.4

表 2: プログラム性能(計算条件: Re=395, 15,000step, 流体線 4本

2.3 プログラム性能

東北大学情報シナジーセンターのSX-7 にて本計算プログラムを実行し、表2に Proginfの一例を示す.ここで、計算プログラムは表1に示すRe=395の計算条件で、4 本の流体線の追跡を15000step(無次元時間でtu+δ=0~1.5)に亘って解析を行ったも のである.各流体線は初期で 512 個の粒子から成り、最終的には最大で一本当り 2<sup>20</sup>(=1,048576)の粒子数にまで増加する.よって、計算に最低限要するメモリーは、チ ャネル乱流自体の直交座標系における格子点数 50,331,648 と、流体線を構成する流体 粒子 4,194,304 の3 次元(速度、又は座標)データ分だけ必要となる.並列化にはOpenMP を用いている.

表2から、平均ベクトル長、およびベクトル演算率はともに高い値を示しており、 +分にベクトル化されていることが分かる. プログラム作成にはバンクコンフリク トの回避に注意し、CPU 時間に対し占めるバンクコンフリクト時間は 0.9%程度まで 抑えられている. 並列化に際して、負荷バランスが1台に若干偏っているが、これは 流体線の可視化(800step 毎)データを出力していたことに起因する.

3. 結果及び考察

3.1 流れ場における統計量

平均流速分布および次式により定義される乱流エネルギーを図3に示す.

$$k^{+} = \overline{u_{i}^{\prime +} u_{i}^{\prime +}} / 2 \tag{7}$$

スペクトル法によるDNSの値[7]やWei & Willmarth[9]の実験結果と比較しているが,よ く一致している. 乱流エネルギーのピーク位置はレイノルズ数に依らずy<sup>+</sup>=15 付近で あることが分かる. また, チャネル中心に近づくにつれて乱流エネルギーが弱くなり, チャネル中心部で極小値となっている.





図4:流体線の初期状態(t=0).初期の各流体線はz軸に平行.

## **3.2** 流体線の可視化

 $Re_{\tau}$ =180 及び 395 のチャネル乱流中に,図4の様にスパン方向に伸びた流体線を放し,それら流体線の時間発展の様子を図5~7に示す.流体線の初期長さ $L_0$ は,3.2 $\delta$  ( $Re_{\tau}$ =180),1.6 $\delta$  ( $Re_{\tau}$ =395) とした.また,壁面からの距離の依存性を評価するため,初期高さを壁近傍 ( $y_s^+=5$ ),乱流エネルギーのピーク位置 ( $y_s^+=15$ ),mid-height ( $y_s$ =0.5 $\delta$ ),及びチャネル中心 ( $y_s$ =1.0 $\delta$ ) とし,計4本の流体線を同時に移流させた. 壁近傍 ( $y_s^+=5$ )および $y_s^+=15$ からの流体線を図5に,他の高さからの流体線は図6 ( $y_s$ =0.5 $\delta$ ) と図7 ( $y_s$ =1.0 $\delta$ ) に示す.

図5~7において、平均流は左下から右上に向かって流れており、各高さによる平 均流速(図3)の違いにより、チャネル中心部の流体線は壁近傍のものより速く移流 されていることが分かる.一方、図5に示す壁近傍における流体線の移流速度は平均 的に遅いが、相対的に速く移流される部分と遅い部分が交互に現れていることが分か る.結果、流れ方向に一次元的に拡がる波状の流体線に変形している様子が見られる. これは壁乱流でよく知られるストリーク構造に起因しており、その構造のスパン方向 平均間隔(低~低速領域間隔4z<sup>+</sup>≈100)と、変形した流体線に現れる波形の波長は良 く一致している.



下壁面

チャネル中央

上壁面

図 5:初期高さ $y_s^+$ =5 及び 15 からチャネル乱流内に放出された流体線の時間的発達 の様子. 主流方向は左下から右上向き. 流体線の色はその高さを示す:赤,チャネ ル中央;青,壁面近傍.時間進行は両レイノルズ数ともに上段から下段の順: $t^*$ =0.08 →0.16→0.32→0.48→0.64 (最下段).



図 6:初期高さ $y_s=0.5\delta$  (mid-height) からチャネル乱流内に放出された流体線の時間的発達の様子.レイノルズ数は $Re_r=180$  (上)及び 395 (下).主流方向は左→右.流体線の色はその高さを示す (図 5 参照).時間進行は図 5 と同様.

 $y_s^+=15$ から放出された流体線も同様な変形を呈するが、さらに間欠的に壁垂直方向に も伸び上がり、スパン方向にも変形している領域が観察される.これは、間欠的に生 じる吹き上がり(ejection)によって運ばれた流体線が、バースト現象(burst)によっ て複雑に変形・伸長されていると考えられる.また、吹き下がり(sweep)によって 壁近傍に運ばれた領域の流体線は、平均速度勾配によって流れ方向に伸びているが、 変形の程度は小さい.初期段階( $tu_d \delta=0.08$ )のこれら内層における流体線の変形の様 子は、境界層における実験結果とも良く相似している[10].過去の数値的研究から [6][11]、壁面からy<sup>+</sup>≈20付近に半径がd<sup>+</sup>≈15(≈10 $\eta^+$ )程度の縦渦が生じる準秩序構造は知 られているが、この微小要素渦によってy<sub>s</sub><sup>+</sup>=15の流体線が支配的に変形・伸長されて いると考えられる.

一方,壁近傍に運ばれた流体線や先に述べた $y_s^+=5$ から放たれた流体線は,要素渦の影響を殆ど受けない壁のごく近傍にあるため、3次元的な変形は少なく、ただ平均速度勾配によって一次元的に(流れ方向に)伸ばされるのみである.しかし、当然ながら、流体線は次第にチャネル全体に拡がっていくので、 $y_s^+=5$ から移流された流体線も時間が十分経つと、 $y_s^+=15$ のものと同じように3次元的に乱された複雑な曲線になっている.平均流がチャネル内を2回程度流れきるほどの時間( $t^*=1.6$ )が経つと、 $y_s^+=15$ の流体線は初期長さの10<sup>4</sup>倍程度にまで伸び、図8に見るように極めて複雑な形状を示し、チャネル全体に拡がっていく様子が見受けられる.



図7:初期高さ $y_s=0.5\delta$  (mid-height) からチャネル乱流内に放出された流体線の時間的発達の様子.レイノルズ数は $Re_r=180$  (上)及び395 (下).主流方向は左→右.流体線の色はその高さを示す (図5参照).時間進行は図5と同様.

外層から放たれた流体線( $y_s=0.5\delta$ , 1.0 $\delta$ )に見られる変形は、内層の流体線に比べて緩慢であるが、3 次元的に拡がっている(図6、7参照).また、初期の流体線の変形(局所的な変形)は、壁近傍では一次元的、チャネル中央部で3 次元的であることが視覚的に確認できる. Antoniaら[12]の不変量マップから、乱れが壁近傍において一次元的、チャネル中央部では等方性乱流に近くなることが知られている. これより、 $y_s=0.5\delta$ , 1.0 $\delta$ の流体線は、等方性乱流に相似した3 次元的な変形・伸長を呈することが首肯できる.壁近傍での挙動を詳しく比較してみると、 $Re_{\tau}=180$ は $Re_{\tau}=395$ に比べて一次元性が強い.これは、レイノルズ数の高い方が、壁近傍での乱れの再分配がより活発に行われるためである.また、乱れが最も一次元的になる位置は、 $y^{+\approx}8$ 付近[12]であるため、 $y_s^{+}=5$ における流体線は比較的単純(一次元的)な伸長を伴うことが分かる.

### 3.3 流体線における統計量

スパン方向に伸びた初期長さ $L_0$ の流体線を,前節と同様に,各初期高さ ( $y_s^+=5, 15$ ,  $y_s=0.5\delta, 1.0\delta$ ) から移流させ,それら流体線の全長の時間発展を図9に示す.水平方向 に異なる位置から流体線を放ち,各高さで16回の試行 (16本の流体線) についての 統計値である.横軸を時間t,縦軸は初期長さ $L_0$ に対する流体線の全長 $L_t$ の比を対数で 表している.

図9(a)から伸長の傾きが一定,つまり,チャネル乱流中の流体線は指数関数的に伸



図8: チャネル乱流内の発達した流体線(初期高さ $y_s^+=15$ ). レイノルズ数 $Re_{\tau}=180$ . 流体線の色はその高さを示す(図5参照):赤,チャネル中央;青,壁面近傍.流体 線放出から時間 $t^*=1.6$ 後で,初期長さの1万倍程度に伸長されている.

ばされていることが分かる.また,流体線の放出位置が壁から離れるにつれ,流体線の伸長が非常に緩やかになり,チャネル中心で伸長が最も遅いことが分かる.この初期高さに依存する伸長速度の違いは,乱流エネルギー分布(図3)と良く一致している.乱流エネルギーのピーク位置(y<sup>+</sup>=15)で流体線は最も効率的に伸ばされ,乱流エネルギーの低下に伴い流体線の伸長速度も低下している.レイノルズ数依存性に関しては, $Re_{=}180$ に対して $Re_{=}395$ の方が速く伸長されていることが分かる.また, $Re_{=}180$ は時間が十分に経つと( $tu_{t}/\delta$ >1.5),初期高さに依らず伸長速度(傾き)が等しくなってくるが,これは流体線がチャネル全体に拡がってくるためである.

 $Re_{=}395$ では伸長速度が早いにも拘らず、本計算時間( $tu_t/\delta=0\sim0.65$ )では流体線は チャネル全体に十分拡がっていなかった.つまり、より高いレイノルズ数( $Re_{=}395$ ) においては局所的な混合が効果的に行われるが、チャネル全体の混合に要する時間は レイノルズ数にほとんど依存せず、 $tu_t/\delta>1.5$ 程度は必要と考えられる.

図 9 (a,a'), (b,b')は時間tの無次元化に、それぞれ外層パラメータ、Kolmogorov時間  $\tau_\eta$ を用いている. Kolmogorovスケール及びKolmogorov時間 $\tau_\eta$ は壁面近傍で最小値、 つまり最小スケール・時間となり、壁からの距離が増すにつれ、スケール・時間共に ほぼ線形に増加している. このため、壁乱流においては、流体線が高さ方向に発達す



図 9: チャネル乱流における流体線長さ $L(t)/L_0$ の時間発展及び伸長率 $\gamma$  (=d logL(t)/dt,式(9))の統計値.時間tの無次元化には外層パラメータ( $\delta/u_t$ )(a,a'),または各流体線初期高さにおける平均Kolmogorv時間 $\tau_\eta$ (b,b')を用いた.赤線:Kidaら[4]のDNSによる一様等方性乱流における流体線の時間発展および伸長率.

るにつれ,線の伸長に関わるKolmogorovスケールを一意に決めることが難しい. 流体線が指数関数的に伸長していることから,全長*L*(*t*)が時間*t*に対し,

$$L(t) = L_0 \exp[\gamma t]$$
(8)

の関係が成り立つ. ここで, γは指数伸長率で,

$$\gamma = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \log L(t) \tag{9}$$

伸長率 $\gamma$ は、図 9 (a,b)の傾きに相当し、各ケースについて求めると図 9 (a',b')が得られる.ここで、図 9 (b,b')には、Taylor長によるレイノルズ数 $Re_{\lambda}$ =84 における一様等方性乱流中の流体線の解析結果[4][5]を合わせて示す.

各初期高さにおけるKolmogorov時間 $\tau_n(y_s)$ 当たりの伸長及び伸長率を見ると(図9(b,b')),レイノルズ数及び初期高さ $y_s$ に対する依存性が弱くなっていることが分かる. このことから、チャネル乱流中の流体線の変形において、高さによって異なるKolmogorovスケール程度の微細な渦運動が支配的であることが示唆される.また、流体線が放出されて初期の段階 $t/\tau_n$ <5に注目すれば、壁近傍 $(y_s^+=5)$ を除いて、一様等方性乱流と似た伸長を呈することが分かる.っまり、流体線が高さ方向に殆ど拡がって いない間の、Kolmogorovスケールが一定と見なせる十分狭い領域に注目すれば、壁乱流の流体線の変形のメカニズムは、一様等方性乱流と同様なものと考えられる。壁近傍は、前節で述べた様に非等方性が強く、一次元的なせん断(du/dy)が支配的なため、指数関数的な伸長ではなく、むしろ線形的に伸ばされるため、伸長率 $\gamma \tau_{\eta}(y_{s})$ が低くなっている。

乱れが等方的なチャネル中央部では、 $5 < t/\tau_{\eta} < 10$ の範囲で伸長率 $\gamma=0.16-0.18\tau_{\eta}^{-1}$ が得られる.これは、一様等方性乱流における値 $\gamma=0.17\tau_{\eta}^{-1}$ と良く一致している、外層における流体線において、 $t/\tau_{\eta} > 10$ で、Kolmogorov時間当たりの伸長率 $\gamma\tau_{\eta}$ が増加するのは、流体線が高さ方向に広がり、壁近くのより細かいスケールの渦で効果的に変形・伸長されるため、固定値 $\tau_{\eta}$ ( $y_{s}$ )によるスケーリングが困難になるためである。同様のことが内層の( $y_{s}^{+}=5,15$ )の流体線にも当てはまり、徐々にその伸長率は減少し(図 9 (b'))、流体線がチャネル全体に十分発達すると、伸長率は一定値に収束すると考えられる。

#### 4. 結論と今後の課題

*Re* = 180 及び 395 におけるチャネル乱流のDNSを実行し、このチャネル乱流における流体線の変形・伸長を調べ、下記の結論を得た.

微細渦構造が活発で、乱流強度エネルギーの大きいy<sup>+</sup>=15 付近において流体線の伸長が著しい.内層 (y<sup>+</sup>=5,15) から放たれた流体線の伸長率は、レイノルズ数に依存せず、Kolmogorov時間( $\tau_\eta$ )でスケーリングすれば $\gamma$ ≈0.1( $\tau_\eta$ (y<sub>s</sub>))<sup>-1</sup>と評価できる.これは一様等方性乱流における伸長率 0.17 $\tau_\eta^{-1}$ よりも低いが、壁乱流中の流体線の運動においても、Kolmogorovスケール程度の微細渦構造が支配的であることが示唆される.外層の流体線は、緩やかに伸長し、等方的な変形を示す.壁近傍を除き、Kolmogorovスケールが一定と見なせる領域にある流体線の伸長率 $\gamma \tau_\eta$  (<br/>(<5 $\tau_\eta$ )は一様乱流[2-5]と近い結果が得られた.また、流体線はチャネル全体に広がる一方、Kolmogorovスケール・時間は高さ方向に変化するため、発達途中の流体線の伸長率を、初期高さに依らず一意に決めるのは困難である.

本稿は、DNS を用いて流体線の変形・伸長の解析を壁乱流(チャネル乱流)におい て初めて行ったものであり、流体線の時間発展と伸長率に注目してきた.しかし、チ ャネル中央部の流体線(図7)や伸長率の時間変化(図9)を見ても、解析時間が短 く、流体線がチャネル内に十分発達するまでの様子を捉えられていない.これは、流 体線が指数関数的に増加することに伴う CPU 演算時間の増加、及びメモリー増大が 問題となっていたためである.今後、16~32CPUによる大規模な計算資源を最大限に 発揮することにより、より長時間の流体線の追跡を可能にし、乱流における混合作用 の定量化を目指す.また、本稿では省略したが、流体線に見る微小渦や大規模乱流構 造のダイナミクス、流体線の変形と流れ場のトポロジーとの関係など興味は尽きない.

謝辞

本研究の一部は、東北大学情報シナジーセンター大規模科学計算システムを利用し て行われたものである.また、研究にあたり同センターの有益な助言と多大な協力を 頂いた.ここに記して謝意を表したい. 参考文献

- [1] Batchelor, G. K.: The effect of homogeneous turbulence on material lines and surfaces, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **213** (1952) 349-366.
- [2] Girimaji, S. S. and Pope, S. B.: Material-element deformation in isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.* **220** (1990) 427-458.
- [3] Huang, M.-J.: Correlations of vorticity and material line elements with strain decatying turbulence, *Phys. Fluids* **8** (1996) 2203-2214.
- [4] Kida, S. and Goto, S.: Line statistics: Stretching rate of passive lines in turbulence, *Phys. Fluids* **14** (2002) 352-361.
- [5] Goto, S. and Kida, S.: A multiplicative process of material line stretching by turbulence, *J. Turbulence* **3** (2002).
- [6] Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.* 177 (1987) 133-166.
- [7] Iwamoto, K., Suzuki, Y. and Kasagi, N: Reynolds number effect on wall turbulence: toward effective feedback control, *Int. J. Heat and Fluid Flow* **23** (2002) 678-689.
- [8] Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y.: Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to  $Re_{\tau}$  =1020 with *Pr*=0.025 and 0.71, *Int. J. Heat and Fluid Flow* **25** (2004) 404-419.
- [9] Wei, T. and Willmarth, W. W.: Reynolds-number effects on the structure of a turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.* **204** (1989) 57-95.
- [10] Smith, C. R. and Schwartz, S. P.: Observation of streamwise rotation in the near-wall region of a turbulent boudary layer, *Phys. Fluids* **26** (1983) 641-652.
- [11] Robinson, S. K.: Coherent motions in the turbulent boundary layer, Annu. Rev. Fluid Mech. 23 (1991) 601-639.
- [12] Antonia, R.A., Kim, J. and Browne, L. W. B.: Some characteristics of small-scale turbulence in a turbulent duct flow, J. Fluid Mech. 233 (1991) 369-388.