ダンベル状微小要素の混入による乱流摩擦抵抗の低減機構*

黒田明慈^{*1}, 西堂周平^{*2}, 工藤一彦^{*1}Mechanism of Drag Reduction by Addition of Dumbbell-like
Small Elements in Turbulent Channel FlowAkiyoshi KURODA^{*3}, Shuhei SAIDO and Kazuhiko KUDO^{*3} Division of Mechanical Science, Graduate School of Engineering, Hokkaido University,
Kita 13, Nishi 8, Kita ku, Sapporo, Hokkaido, 060-8628 Japan

To investigate the mechanism of drag reduction by addition of small elements in turbulent flows of Newtonian fluid, a direct numerical simulation (DNS) of turbulent channel flow has been carried out. Three types of element model (single sphere, rigid dumbbell (two beads are connected by a rigid rod), viscoelastic dumbbell (two beads are connected by a spring and a dashpot)) are used to know the essential function of the small element to reduce the drag in turbulent channel flow. The DNS results with dumbbell models show the drag reduction, while the drag increases with the single sphere model. The effects of parameters including spring constant, damping coefficient, length of the element on the flow features are investigated. In addition the mechanism of the stress deficit by the elements is discussed. Finally, it is shown the primary mechanism of drag reduction by a dumbbell element is to suppress the vortex stretching in the streamwise direction.

Key Words: Turbulent Flow, Drag Reduction, Discrete-Element Model, Toms Effect, Vortex Stretching, Direct Numerical Simulation

1. 緒言

水に微量の長鎖状高分子あるいは棒状ミセルを形成する界面活性剤を添加すると、乱流域での抵抗が著しく低減することは Toms 効果として知られている。これまで Toms 効果に関する高分子溶液や界面活性剤溶液の実験、またそれを模擬したシミュレーションが数多く行われており、抵抗低減時の流れ場の特徴についてはある程度のコンセンサスが得られている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。これらの知見によると、乱流の流動抵抗低減は、乱れ強さの低減ではなく、乱れの構造の変化によるものであると考えられるが、構造的なメカニズムはまだ十分に解明されているとは言えない。梶島ら⁽⁴⁾は添加高分子の効果を多数の離散要素モデル⁽⁵⁾を混入させることによって近似し、これをニュートン流体に加えた乱流の直接数値シミュレーションを行った。その結果、摩擦低減効果が得られること、また乱流統計量に関して、乱れが非等方化すること、乱流せん断応力が減少すること、壁面近傍にみられるストリークの幅が拡大することなど、Toms 効果を示す流れにおいて実験的に知られている事実を再現できることを報告している。この

ことは、彼らの用いた離散要素が流体にもたらす効果が長鎖状高分子の添加によってもたらされる効果と同一のものであることを示唆している。しかしながら、彼らの用いた離散要素のサイズは、流れの計算格子サイズの制約から実際の高分子と比べて非常に大きく、その点で実際に高分子のもたらす効果を模擬しているかどうかについて疑問の余地がある⁽⁶⁾。彼らが用いた離散要素モデルは溶媒と同じ密度の2つの球をばねと粘性を表すダンパで連結したものである。このモデルが鎖状高分子のモデルとして妥当かどうかは別問題として、このように単純な構造の要素を混入することで乱流の摩擦抵抗が低減することは大変興味深い。

そこで本研究では、離散要素を混入した乱流場のシミュレーションを行い、得られた結果を基に乱流摩擦抵抗低減のメカニズムを明らかにすることを目的とする。なお、本研究で用いたモデルは当初、鎖状高分子を模擬するものとして提案されたが、本研究ではその妥当性は議論しない。すなわち、本研究の対象は厳密には高分子溶液ではなく、モデルで表されるような特性を持つ人工物が混入された流れ場を扱っていることと捉えていただいて構わない。本研究の主眼は、離散要素の混入による摩擦抵抗低減のメカニズムを明らかにすることであり、これが明らかになれば他の方法で乱流を制御する際にもその知見が役立つものと思われる。

* 原稿受付 2003年4月17日。

^{*1} 正員、北海道大学大学院工学研究科(〒060 8628 札幌市北区北13西8)。^{*2} 北海道大学大学院。

E mail : kuroda@eng.hokudai.ac.jp

主な記号

C_f	: 摩擦係数 $= 2 \tau_w / \rho U_m^2$
f_{pi}	: 球 p が流体から受ける i 方向の力
I	: 剛体ダンベルモデルの重心周りの慣性モーメント $= 1/2(ml_0^2)$
k	: ばね定数
l_0	: ダンベルモデルにおける 2 球間基準距離 (ばねの自然長)
l	: 粘弾性ダンベルモデルの 2 球間距離
m	: 質球の質量 $= 4/3(\pi r^3 \rho_b)$
n_{BO}	: 混入する離散要素数
p	: 圧力
r	: 質球の半径
Re_τ	: レイノルズ数 $= \delta u_\tau / \nu$
u_i	: i 方向流速成分
U_m	: バルク流速
u_{pi}	: 質球の中心位置での流体の i 方向流速成分
u_τ	: 壁面摩擦速度
v_{pi}	: 球 p の i 方向速度成分
x_i	: 流れ方向($i=1$), 壁垂直方向($i=2$), スパン方向($i=3$)座標
δ	: チャネル半幅
η	: ダンパ係数
μ	: 粘性係数
ν	: 動粘性係数
ξ	: ばねの伸び $= l - l_0$
ρ_b	: 質球の密度
ρ_f	: 流体の密度
ω_i	: i 方向の流体の渦度
Ω_i	: 剛体ダンベルモデルの重心周りの角速度 (i 方向成分)
$()^*$	: ρ_f , δ および u_τ による無次元化
$()^+$	: ν および u_τ による無次元化

2. 数値計算法

2.1 離散要素モデル

本研究では、ニュートン流体に離散要素を混入させた場合の流れをシミュレーションする。離散要素としては図 1 に示すように、(a)単球モデル、(b)2 球を質量のない剛体棒で結んだモデル(剛体ダンベルモデル)、(c)2 球をばねとダンパで接続したモデル(粘弾性ダンベルモデル)を用いた。

粘弾性ダンベルモデルは梶島ら⁽⁴⁾が用いたモデルと同様のものである。ただし、梶島らがばねの長さ上限をもたせるために非線形ばねを用いているのに対し

て、本研究では線形ばねを用いた。また、ばね定数、ダンパ係数、ばねの自然長をパラメータとして、流れ場に与えるそれらの影響を観察した。梶島ら⁽⁴⁾に準じて離散要素モデルの特性を以下の通りとする。

- (1)球に加わる流体力は並進運動に対するストークス抵抗だけで近似され、回転は考慮されない。また、要素の後流渦は考慮しない。
- (2)要素と流体の密度は等しく、重力の影響はないものとする。
- (3)要素同士は相互作用しない。球と壁は弾性衝突する。
- (4)流体が要素から受ける力は(1)の反力のみである。

単球モデル、剛体ダンベルモデル、粘弾性ダンベルモデルにおける質球の運動方程式はそれぞれ以下の通りとなる。

(単球モデル)

$$m \frac{dv_{pi}}{dt} = f_{pi} \quad \text{.....(1)}$$

f_{pi} は球 p が流体から受ける i 方向の力で、本研究ではこれを次式のようにストークス抵抗だけで近似する。

$$f_{pi} = -6\pi\mu r(v_{pi} - u_{pi}) \quad \text{.....(2)}$$

(剛体ダンベルモデル)

$$m \frac{d(v_{pi} + v_{qi})}{dt} = f_{pi} + f_{qi} \quad \text{.....(3)}$$

$$I \frac{d\Omega_i}{dt} = \frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} l_j (f_{qk} - f_{pk}) \quad \text{.....(4)}$$

式(3)は要素重心の並進運動を、式(4)は重心周りの回転を記述する式である。 l_j は球 p の中心から球 q の中心へ向かう方向ベクトルの j 方向成分、 ε_{ijk} は交替テンソルであり、式(4)の右辺は偶力を表している。

(粘弾性ダンベルモデル)

$$m \frac{dv_{pi}}{dt} = f_{pi} - k \xi \frac{x_{pi} - x_{qi}}{l} - \eta (v_{pi} - v_{qi}) \quad \text{.....(5)}$$

$$m \frac{dv_{qi}}{dt} = f_{qi} - k \xi \frac{x_{qi} - x_{pi}}{l} - \eta (v_{qi} - v_{pi}) \quad \text{.....(6)}$$

単球モデルの運動方程式は、粘弾性ダンベルモデルにおいて $k=\eta=0$ とした場合に相当する。

各式は、流体の密度、チャンネル半幅および壁面摩擦速度を代表値として無次元化して用いる。このとき式(2)は

$$f_{pi} = -C^*(\dot{v}_{pi} - \dot{u}_{pi}) \quad \text{.....(7)}$$

となるが、ここで C^* はストークス抵抗の無次元係数($=6\pi r^*/Re_*$)である。

梶島ら⁽⁴⁾は、 $r^*=0.01$ 、 $k^*=0.2$ 、 $l_0^*=0.12$ 、 $\eta^*=1.8 \times 10^{-3}$ の計算を行っている。本研究ではこれを参考に表1に示すようなパラメータで計算を行った。

上記運動方程式に従う球の運動は梶島ら⁽⁴⁾と同様に

$$v_{pi}^{(n+1)} = v_{pi}^{(n)} + \Delta t (3f_{pi}^{(n)} - f_{pi}^{(n-1)})/2 \quad \text{.....(8)}$$

$$x_{pi}^{(n+1)} = x_{pi}^{(n)} + \Delta t (v_{pi}^{(n+1)} + v_{pi}^{(n)})/2 \quad \text{.....(9)}$$

によって追跡した。ただし、 Δt は時間刻み、 n は時間ステップを表す。

2.2 流れ場の計算

平行平板間乱流(ニュートン流体)に前述の離散要素を混入させ、十分に発達した流れ場を扱う。流れ場の支配方程式は、非圧縮の連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{.....(10)}$$

と運動方程式

$$\rho_f \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \quad \text{.....(11)}$$

である。式(11)の右辺第3項は前節で述べた質球が受けるストークス抵抗の反力であり、

$$F_i = -\frac{1}{V} \sum_{x_p \in \Theta} f_{pi} \quad \text{.....(12)}$$

と表される。 V は球からの反作用を考慮する格子体積である。本計算では流れ方向の圧力勾配を一定とし、チャンネル半幅と摩擦速度で定義されるレイノルズ数 $Re_\tau=150$ とした。式(11)を無次元化すると次のようになる。

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*} u_i^* u_j^* = \delta_{ii}^* - \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*} + F_i^* \quad \text{.....(13)}$$

ここで圧力は平均圧力勾配 δ_{ii}^* とそこからの変動に分離されている。計算領域および格子設定を図2と表2に示す。空間の離散化にはスタガード格子を用い、2次精度中心差分によって離散化した。時間進行にはフラクショナル・ステップ法⁽⁷⁾を用い、対流項および離散要素との相互作用項をアダムス・バッシュフォース法、拡散項をクランク・ニコルソン法で求めた。壁面上では滑りなし条件、および圧力変動分に関してはノイマン条件を、流れ方向とスパン方向には周期境界条件を与えた。また、本計算の離散要素モデルを含まない場合の結果は、同一レイノルズ数で実施されたスペクトル法の結果⁽⁸⁾と比較し、全ての乱流統計量について良好な一致を得たことを確認している。

3. 計算結果

3.1 摩擦係数に対する混入要素の影響

本計算では、離散要素モデルのタイプの違い、また、粘弾性モデルの各パラメータが摩擦係数に及ぼす影響

Table.2 Numerical setups for DNS

Number of grid			Computational domain			Grid resolution		
N_x	N_y	N_z	x^*	y^*	z^*	Δx^*	Δy^*	Δz^*
48	96	48	871.8	300	353.4	18.2	1.0~5.1	7.4

	Number of elements n_{so}	Natural length of spring l_0^*	Radius of sphere r^*	Spring constant k^*	Damping coefficient η^*
Single sphere	400000 (Pcs)	—	0.01	—	—
Rigid dumbbell	200000 (Pair)	0.13	0.01	—	—
Visco-elastic dumbbell (standard)	200000 (Pair)	0.13	0.01	0.1	1.3×10^{-3}
Visco-elastic dumbbell model	200000 (Pair)	0.13	0.01	0.005	1.3×10^{-3}
				0.01	
				0.2	
				0.5	
				1.0	
				2.0	
	200000 (Pair)	0.13	0.01	0.01	0.0
				1.0	
				2.0	
	200000 (Pair)	0.13	0.01	0.1	1.3×10^{-3}
				1.3×10^{-4}	
				1.3×10^{-5}	
				1.9×10^{-3}	
	200000 (Pair)	0.1	0.01	0.1	1.3×10^{-3}
		0.2			
		0.26

Fig.2 Computational domain

について検討した。以下、図中において、粘弾性ダンベルモデル(基準)を V.D. model, 剛体ダンベルモデルを R.D. model, 単球モデルを S.S. model と略記する。

表3, 4, 5, 6, 7に, それぞれ, 混入する離散要素モデルのタイプの違い, ダンパ係数 η^* , ばね定数 k^* , ばねの自然長 l_0^* の各パラメータに対する摩擦係数 C_f の影響を示す。表3より, 離散要素を混入しないニュートン流体と比べて, 単球モデルを混入した場合は C_f が増えているが, 剛体ダンベルモデルの場合には摩擦抵抗が減少していることから, 抵抗低減効果を得るための要素の条件として,

(1) 方向性を有すること

(2) 弾性は必ずしも必要でないこと

が分かる。粘弾性ダンベルモデル(基準)を用いた場合には, 剛体ダンベルモデルを用いた場合よりも大きな抵抗低減効果が得られている。しかし, 表5に見られるように, 粘弾性ダンベルモデルにおいてもダンパの効果が無い場合には, 剛体ダンベルモデルの場合と同程度の抵抗低減効果しか得られていないことから,

(3) 剛体ダンベルモデルよりも粘弾性ダンベルモデルの方が抵抗低減が大きくなる主要因はダンパの効果によるものであり, また, ダンパの効果が大きいと大きな抵抗低減効果が得られる傾向があることが分かる。さらに, 表5, 6に見られるように, ばね定数の変化に対して C_f はほとんど変化しないので,

(4) 要素の弾性は抵抗低減の本質的因子ではないことが予想される。

表7に示すように, 要素長が長くなるほど C_f は小さくなる。これは, 要素長が乱流保有渦のスケールに近づくことによって, 変動する流体運動と離散要素の運動(2球の相対運動)との相互干渉が高まることによるものと考えられる。表5, 6でばね定数が非常に小さい場合($k^* \leq 0.01$)には, C_f は低下する傾向が見られるが, これはばねが伸びて流体運動と干渉しやすい状態にあるためと思われる(図13に示すようにばねは流れの中で平均的に引き伸ばされた状態にある)。

3.2 平均速度分布と速度変動強度分布

表3で示した3つのタイプの離散要素モデルおよびニュートン流体(要素なし)の計算より得られた統計量のグラフを以下に示す。図3は平均速度分布である。要素を混入しない場合に比べて, ダンベルモデルを混入した計算結果はいずれも遷移領域における平均速度勾配が増加した分布となっている。これは遷移領域における流れの特性が変化したことを示している。また, この変化は剛体ダンベルモデルよりも粘弾性ダンベルモデルの方が顕著であることが分かる。流れ方向の圧

Table.3 Effect of discrete element model type

Discrete element model type	Newtonian	S.S. model	R.D. model	V.D. model (standard)
Friction coefficient $C_f (\times 10^{-3})$	8.8	9.3	7.6	6.8

Table.4 Effect of damping coefficient ($k^*=0.1$, $l_0^*=0.13$)

Damping coefficient η^*	1.9×10^{-3}	1.3×10^{-3}	1.3×10^{-4}	1.3×10^{-5}	1.3×10^{-6}	0.0
Friction coefficient $C_f (\times 10^{-3})$	6.6	6.8	7.4	7.8	7.6	7.6

Table.5 Effect of spring constant ($\eta^*=0.0$, $l_0^*=0.13$)

Spring constant k^*	2.0	1.0	0.1	0.01
Friction coefficient $C_f (\times 10^{-3})$	7.6	7.7	7.6	7.2

Table.6 Effect of spring constant ($\eta^*=1.3 \times 10^{-3}$, $l_0^*=0.13$)

Spring constant k^*	2.0	1.0	0.5	0.2	0.1	0.01	0.005
Friction coefficient $C_f (\times 10^{-3})$	6.6	6.6	6.5	6.6	6.8	6.3	6.2

Table.7 Effect of natural length of spring

($\eta^*=1.3 \times 10^{-3}$, $k^*=0.1$)

Natural length of spring l_0^*	0.26 (39.0)	0.2 (30.0)	0.13 (19.5)	0.1 (15.0)
Friction coefficient $C_f (\times 10^{-3})$	4.8	5.3	6.8	7.1

力勾配を一定とした(すなわち壁面せん断応力を一定とした)本計算の場合, ここに見られる流速の増加(流量の増加)が C_f の減少に対応する。図4は速度変動強度分布である。単球モデルを用いた結果とニュートン流体の結果の差が小さいのに対して, 抵抗低減効果の得られたダンベルモデルの場合, 流れ方向の速度変動 u_{rms} は大きくなるが, それに直交する成分 v_{rms} , w_{rms} は減少している。特に粘弾性ダンベルモデルはその効果が著しいことが分かる。

なお, ここに示した平均速度分布や速度変動強度分布の変化は, Toms 効果の現れる流れ場の典型的な特徴と一致する。

3.3 応力欠損の発生機構と摩擦低減効果

図5にレイノルズせん断応力およびレイノルズ応力と粘性応力の和を示す。いずれのモデルを混入させた場合にもニュートン流体の場合と比べてレイノルズ応力は減少している。また, どのモデルの場合においてもレイノルズ応力と粘性応力の和は, 全せん断応力に満たない応力欠損²⁾が見られる。十分発達した流れにおける主流方向のレイノルズ方程式は式(13)より,

Fig.3 Mean velocity

Fig.5 Reynolds stress and stress deficit

Fig.4 Intensity of velocity fluctuation

Fig.6 Force term in eq.(14)

$$0 = 1 + \frac{1}{\text{Re}_\tau} \frac{\partial^2 U^+}{\partial y^{*2}} - \frac{\partial}{\partial y^+} \overline{u^+ v^+} + \overline{F_1^+} \quad \text{.....(14)}$$

となり、これを積分することによって応力のバランス

$$1 - \frac{y^+}{\text{Re}_\tau} = \frac{\partial U^+}{\partial y^+} - \overline{u^+ v^+} + \int_0^{y^+} \overline{F_1^+} dy^+ \quad \text{.....(15)}$$

が得られる。図5に示すレイノルズ応力と粘性応力の和は、式(15)の右辺の第1項と第2項の和であり、離散要素モデルを混入した場合、 $1-y^+/\text{Re}_\tau$ の直線分布から差し引かれた分が式(15)の右辺第3項、すなわち、離散要素によって生じたせん断応力(応力欠損)である。この離散要素によるせん断応力は、モデルの違い、あるいは抵抗低減効果の有無によらず正の値をとっているが、その発生機構は次のように説明できる。図6に式(14)の右辺第4項、すなわち流体が離散要素から受ける力の分布を示す。壁から離れた領域では流体は離散要素から平均的に負の力すなわち流体運動を減速させる力を受ける。一方、壁に近い領域では流体は離散要素から加速される力を受ける。離散要素の側からいうと、壁から離れた領域で離散要素は加速され、壁に近い領域で減速されることになる。離散要素自体は流体から力を受ける以外には自らの運動量を変化させる機構を持たない(ダンパの効果は2球の相対運動を弱

めるだけである)。したがって、壁から離れた領域で加速された離散要素が流速の遅い壁近傍領域へ移動してその場の流体を加速する。逆に壁近傍で減速された離散要素が壁から離れた領域へ移動してその場の流体を減速する、という機構によって図6に示される流体と離散要素との相互作用が説明される。本機構によって離散要素が流体の運動量を輸送する効果が、離散要素の混入によって生ずる応力に相当する。乱流抵抗低減効果を示さない単球モデルの場合にも応力欠損が生じることから、応力欠損自体は抵抗低減にとって本質的ではないと考えられる。例えば単球モデルと剛体ダンベルモデルの結果を比較した場合、応力欠損の量はほとんど同じであるが、レイノルズ応力の低下は剛体ダンベルモデルの方が大きい。この差は粘性応力(平均速度勾配)の差となり、図3における平均速度分布の差(したがって流量の差)となって現れる。これらのことから、抵抗低減のためには応力欠損の効果以上にレイノルズ応力を低下させる機構が必要であることが示唆される。

3.4 離散要素の配置と姿勢

図7に、剛体ダンベルモデルと、ダンパ係数を変えた3種類の粘弾性ダンベルモデル($\eta^*=1.3 \times 10^3$ (基準), $\eta^*=1.3 \times 10^4$, $\eta^*=0.0$)の数密度 n_B/n_{B0} の分布を示す。

要素の位置は 2 球の midpoint とした。要素は球の半径 ($r^*=1.5$) よりも壁には近付けないので、壁のごく近傍では希薄になる。いずれの場合もチャンネル全体にわたってほぼ一様に分布しているが、粘弾性ダンベルモデルのダンパ係数が大きいほど、壁近傍の乱流生成の盛んな領域における密度が高いことが分かる。

ダンベル要素の軸の方向について、図 8 で示したように ϕ と θ を定義する。すなわち、 x - y 平面上における x 軸(主流方向)からの角度を ϕ 、 z 軸(スパン方向)と要素のなす角度を θ とする。剛体ダンベルモデルと、基準の粘弾性ダンベルモデルおよびダンパ係数 $\eta^*=0.0$ とした場合について以下に示す。図 9, 10 に、ある瞬間における $0 < y^* < 30$ の領域の ϕ と θ の発生割合(確率密度)を示す。この領域ではいずれの場合も $\phi=0$ 近傍の割合が高く、 x - y 平面上ではほぼ x 軸に平行で流れ方向に対してやや上向き($\phi > 0$)の状態にある要素が多いことが分かる。 θ の値も $\pi/2$ 近傍で割合が高いことから、おおむね z 軸に垂直に(x - y 平面上に)配向しているのが分かる。すなわち、この領域におけるほとんどの要素は、 x 軸にほぼ平行に配向していると言える。また、ダンパ係数が大きいほどその傾向は顕著である。次に、図 11, 12 に $50 < y^* < 80$ における ϕ と θ の割合を示す。 ϕ 、 θ とともに、 $0 < y^* < 30$ における場合と比べると x 軸に平行な方向への配向性は弱くなっている。これは、壁近傍においては壁垂直方向の平均速度勾配

Fig.7 Number density of discrete-element models

Fig.8 Direction of discrete-element models

Fig.9 Direction (ϕ) of discrete-element models ($0 < y^* < 30$)

Fig.10 Direction (θ) of discrete-element models ($0 < y^* < 30$)

Fig.11 Direction (ϕ) of discrete-element models ($50 < y^* < 80$)

Fig.12 Direction (θ) of discrete-element models ($50 < y^* < 80$)

Fig.13 Mean elongation of discrete-element models

$\partial U / \partial y$ が大きく、また、速度変動の非等方性 (u_{rms} と v_{rms} および w_{rms} との差) が大きいためであると考えられる。ここでも、ダンパ係数が大きいほど x 軸に平行となる指向性が強いことが分かる。

図 13 に粘弾性ダンベルモデルの平均の伸びを示す。流体中の要素は、流体から力を受けて自然長から伸びたり縮んだりして運動しているが、平均としてみれば伸びた状態にあることが分かる。これは前述したように要素が流れ方向に対してやや上向きを向く指向性があるが、この場合下流側の球は上流側の球よりも平均的に速い流速層に存在することになる。そのために要素は引っ張りの力を受けて伸びた状態となる。図 13 に示したいずれの場合も平均速度勾配が強い壁近傍で最も伸びが大きくなっている。壁から離れた領域で伸びが小さくなるのは、要素の指向性が弱まること、平均速度勾配が小さくなること、の効果によると考えられる。ダンパ係数が小さい方が流路中央部での伸びが大きいのは要素の伸張運動に対する抵抗が小さいためと思われる。

3.5 乱流抵抗の低減機構

本節では、これまで示した結果を基にダンベル状の離散要素による乱流抵抗低減機構について考察する。まず、本計算結果の要点を列記する。

- (1) 単球モデルでは抵抗低減は起こらないが、ダンベルモデルでは抵抗が低減する。
 - (2) ダンベルモデルの 2 球を結ぶ軸は主流方向を向く強い指向性がある。
 - (3) 剛体ダンベルモデルでも抵抗低減は起こる。すなわち弾性は抵抗低減のための必要条件ではない。
 - (4) ダンパの効果により抵抗低減率は増加する。
- これらから、ダンベル要素のもつ 2 つの特性を抽出する。

- (A) 単球要素にはない性質で、主流方向に軸が向いた剛体ダンベルが流体に及ぼすことのできる効果は、主流方向に離れた 2 点における流体の速度変動の

Fig.14 Intensity of vortex stretching term
(stretching mode) Fig.15 Intensity of vortex stretching term
(squeezing mode)

相関を高めることである。

- (B) 2 球間のダンパの効果は、2 球の速度差を小さくすることである。

これらをまとめると次のことが言える。

- (C) 主流方向に軸が向いた要素は、この方向に離れた 2 点の流体の相対運動を抑制する。この効果は要素の持つダンパの効果が高いほど大きい。この効果より、次のことが期待できる。
- (D) ダンベル要素は主流方向に軸を持つ渦の伸張運動を抑制する。

流れ方向の渦の伸張運動の指標として渦度方程式

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j s_{ij} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad \dots (16)$$

の流れ方向渦度の伸張効果を表す項 $\omega_j s_{ij}$ に着目して、その強度 $|\omega_j s_{ij}|$ を伸張運動の場合と圧縮運動の場合に分けて図 14, 15 に示す。図 14 は $s_{11}^+ > 0$ の場合で渦の伸張運動に対応し、図 15 は $s_{11}^+ < 0$ の場合で圧縮運動に対応するものである。単球モデルの場合にも若干の伸張運動の抑制はみられるが、ダンベルモデルの場合、特に粘弾性モデルの場合に抑制効果は顕著であり、上記の仮説(D)を裏付けるものと考えられる。この渦の伸張運動の抑制によって図 16 にみられる流れ方向の渦

Fig.16 Intensity of streamwise vorticity fluctuation

度強度の減少が説明できる。

乱流境界層の壁近傍に存在する縦渦構造は、乱れによる運動量輸送(レイノルズ応力)に重要な役割を果たしていることが知られているが、上述の機構によってこの縦渦運動が抑制されることが、乱流摩擦抵抗低減の主要な原因になっていると考えられる。特に、縦渦の中心が数多く存在するとされる $y^+ = 20-70$ の範囲においても $\omega_{x,rms}$ が大きく減少していることは縦渦運動が抑制されていることを示唆している。

ここで考えたダンベル要素が流体に及ぼす効果は、流れ方向の速度差 $|u_1|$ を減らすことであり、すなわち、 $\overline{u_1' u_1'}$ の散逸を抑制する効果を持つことになる。これは、図4に示したようにダンベル要素の混入によって流れ方向速度変動強度 u_{rms} が大きくなる傾向と整合する。また、角運動量保存の観点から、渦の伸張運動に伴って伸張方向に直交する速度変動が増加することが説明できる⁹⁾が、渦の伸張運動が抑制されるとこの直交速度変動の増加も妨げられることになる。今の場合、渦とその伸張方向は主流方向(x 方向)であり、これに直交する速度は v と w である。このことによって図4にみられる v_{rms} と w_{rms} の減少を説明することができる。

また、渦の伸張運動の抑制は乱れエネルギーのカスケードを阻害することになる⁹⁾。このことにより、乱流の積分スケールが大きくなることが予想される。Toms 効果が顕現する流れ場で、エネルギースペクトルが低波数側にシフトしたり、壁面近傍のストリーク構造の間隔が広がる現象が報告されている⁴⁾が、エネルギーカスケードの阻害によって生じる現象とも考えられる。

4. 結 言

単球モデル、剛体ダンベルモデル、粘弾性ダンベルモデルをニュートン流体に混入した平行平板間乱流について DNS を行った。その結果、単球モデルを混入

した場合には摩擦係数が増加したが、剛体ダンベルモデル、粘弾性ダンベルモデルを混入した場合は摩擦抵抗低減効果が得られた。また、粘弾性ダンベルモデルのパラメータを変化させた計算を行い、以下の知見を得た。

- (1) 抵抗低減効果に対する弾性の影響は小さい。
- (2) ダンパ係数が大きいほど大きい抵抗低減が得られる。
- (3) 要素長が長いほど大きい抵抗低減が得られる。得られた計算結果に対して考察を加え、要素混入による応力欠損と乱流摩擦抵抗低減のメカニズムについて以下の考え方を示した。
- (4) 要素を混入することによって付加的に発生する応力は、壁から離れた領域で加速された離散要素が流速の遅い壁近傍領域へ移動してその場の流体を加速し、逆に、壁近傍で減速された離散要素が壁から離れた領域へ移動してその場の流体を減速することによって、離散要素が運動量を輸送する効果によるものであることを示した。
- (5) ダンベル状要素の混入による乱流摩擦抵抗低減の主要な機構は、流れ方向に向いた要素がこの方向の渦の伸張運動を抑制する効果によるものであることを示した。また、この機構によって u_{rms} が増加し、 v_{rms} と w_{rms} が減少することを説明できることを示した。

参考文献

- (1) den Toonder, J.M.J., Hulsen, M.A., Kuiken, G.D.C., and Nieuwstadt, F.T.M., *J. Fluid Mech.*, **337** (1997) 193-231.
- (2) Massah, H., and Hanratty, T.J., *J. Fluid Mech.*, **337** (1997) 67-101.
- (3) Dimitropoulos, C.D., Sureshkumar, R. and Beris, A.N., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **79** (1998) 433-468.
- (4) 梶島岳夫・三宅裕, 機論 **64-627** (1998) 3636-3643.
- (5) Bird, R.B., Curtiss, C.F., Armstrong, R.C. and Hassager, O., *Dynamics of Polymeric Liquids* (2nd ed.), Vol.2 (1987) John Wiley & Sons.
- (6) 梶島岳夫, private communication.
- (7) Kim, J., and Moin, P., *J. Computational Phys.*, **59** (1985) 308-323.
- (8) 黒田明慈・笠木伸英, 科学研究費補助金 総合研究 (A) No.02302043 データベース (1992).
- (9) Tennekes, H. and Lumley, J.L., *A First Course in Turbulence* (1972) The MIT Press.