渦伸張流れにおける界面活性剤水溶液の渦抑制効果*

水 沼 博^{*1}, 杉 山 恒^{*2}, 熊 谷 武^{*3}Vortex Inhibition Effect of Surfactant Solutions
in a Vortex Stretching FlowHiroshi MIZUNUMA^{*4}, Hisashi SUGIYAMA and Takeshi KUMAGAI^{**} Tokyo Metropolitan University, Dept. of Mechanical Engineering,
1-1 Minamiohsawa, Hachioji-shi, Tokyo, 192-0397 Japan

Vortex stretching flow was investigated using an orifice-type and a rotating-nozzle device. The surfactant solutions showed remarkable vortex inhibition effect. It was indicated that the high resistance of the stretching flow for twisting shear produced the vortex inhibition. In the rotating-nozzle device, a core region of twisting shear appeared along the centerline. The method of viscometry was derived for the twisting shear in the nozzle core. In turbulent flow, the high resistance of the stretching flow for the twisting shear would have influence on energy cascade from large scale to small scale turbulence and have a close relationship to the suppression of transverse turbulence.

Key Words: Turbulent Drag Reduction, Surfactant Solution, Viscoelastic Fluid, Vortex Stretching, Laser Doppler Velocimetry

1. 緒 論

Gordon と Balakrishnan⁽¹⁾ は種々の希薄高分子水溶液の渦伸張流れを調べ、それらが非常に高い渦抑制効果を示し、その効果と乱流におけるトムズ効果との間に相関があることを示した。界面活性剤水溶液も乱流域で抵抗低減効果を示し、機械的に劣化しても回復機能があるため、国内における実用化の面では希薄高分子水溶液に先行してビル空調システムに応用されている⁽²⁾。この界面活性剤水溶液の抵抗低減効果を推定する簡易的手段として、Hellsten ら⁽³⁾ は攪拌棒によって生ずるビーカー内の渦流を利用し、その渦抑制効果から抵抗低減効果を推定している。また、Chiou と Gordon⁽⁴⁾ は渦抑制効果は主としてその流体がニュートン流体よりも高い伸張粘度をもつために生ずると提案している。希薄溶液の伸張粘度を測定することは容易ではないが、渦抑制効果の測定は比較的容易であり、それにより伸張粘度を測定できる可能性も考えられる。このような観点から、本

論文では従来のオリフィス型渦伸張流の装置と共に新たに試作した回転ノズル型渦伸張流の装置を用いて界面活性剤水溶液の渦抑制効果を測定した。その実験結果と渦伸張流の基礎式に対する考察から、渦抑制効果の原因が高い伸張粘度ではなく、伸張流による渦運動の加速がもたらすねじれに対し、高い流動抵抗が生ずることにあることを明らかにした。また、そのねじれに対する流動抵抗の測定法と乱流抵抗の低減効果との関係について考察した。本論文で得られた知見は、抵抗低減効果の簡便な予測や、適切な構成方程式の選択に基づく数値シミュレーションを行う上で有意義と思われる。

記 号

Q: 流量
r, θ , z: 円筒座標
 $Rc := R_0 Q_0 / V_0$
 Re^* : 指数則モデルに基づく一般化レイノルズ数
 R_i : 入口半径
 R_o : 出口半径
v: 速度
 v_0 : $Z=0$ における平均速度
 V_0 : $z=0$ (出口) における平均流速
 $Z := 8R_o - z$

* 原稿受付 2000年10月20日。

^{*1} 正員, 東京都立大学大学院工学研究科(〒192-0397 八王子市南大沢1-1)。^{*2} 東京都立大学大学院。^{*3} 富士通(株)(〒211-8588 川崎市中原区上小田中4-1-1)。

E-mail: mizunuma@comp.metro-u.ac.jp

ツプラー流速計により測定した。測定装置の壁面は内外ともに曲面であるため、そこでのレーザービームの屈折がビーム交差角及び測定位置の決定に誤差をもたらす。これらは屈折の影響を考慮の上決定されたが、屈折による誤差を小さくするためオリフィス型と回転ノズル型の両装置とも液体で満たされた角型容器の中に納められた。液体の屈折率と測定装置の屈折率とは比較的近く、このため壁面におけるレーザービームの屈折の影響は弱められている。

界面活性剤は Arquad S-50 (ライオン(株)) であり、カウンターイオンとして等モル量のサリチル酸ナトリウムが添加された。液温は 20℃とした。この水溶液は直径 6.1mm と 10.0mm の管内乱流に対して図 3 に示すような抵抗低減を示す。本論文では、抵抗低減効果が弱い 33ppm と、明瞭に生ずる 134ppm の濃度に対して実験を行った。

Fig.3 Pipe frictional coefficients for Arquad S-50 solutions.

(a) Orifice-type device. $V_0=7.7\text{m/s}$.

(b) Rotating-nozzle device. $V_0=2.8\text{m/s}$.

Fig.4 Streamwise change of non-dimensionalized downward velocity $-v_z/V_0$.

3. 実験結果

図 4 に中心軸に沿う z 方向の v_z の変化を示す。 z 軸原点は容器出口とした。図 4 (a) のオリフィス型ではオリフィス上流近傍で v_z は $1/z^2$ に比例し、伸張速度は一定とならない。長谷川⁶⁾ らは渦の無い放射状のオリフィス上流の流れを頂角 140° の円錐頂点に向かう様な半径流でモデル化できることを示している。 Q を流量とすると、このモデルによる v_z は $r=0$ の中心軸上で

$$v_z = -Q(1 - \cos 70^\circ) / 2\pi z^2 \quad (1)$$

と表される。式(1)を図 4 (a) に実線で示す。 v_z の測定結果はオリフィス近傍の $z/R_0 < 2$ で式(1)と比較的良好一致する。しかし、 $z/R_0 > 2$ の領域では v_z は旋回成分のない流れに対する式(1)よりも高い。したがって、この z/R_0 の領域では流れの旋回成分が軸中心近傍で v_z を高める結果となっている。図中の伸張速度の値は、例えば $z/R_0 = 2$ で 94 s^{-1} である。

図 4 (b) の回転ノズル型の場合、 $z/R_0 < 8$ の範囲で v_z はほぼ z に比例し、その範囲で伸張速度は 68 s^{-1} で一定である。伸張流に対する渦流れの相対的強さは、ノズル入口の壁面周速とノズル出口平均流速の比 $Rc (= R_0 \Omega_0 / V_0)$ で表す。 $Rc = 0.04$ の場合、 v_z は $Rc = 0$ の渦流れのない場合に比較して $z/R_0 > 20$ のノズル入口側の領域でやや高くなる。ノズル入口側の領域では v_z の値は低いから、 v_z の r 方向の一様性は渦流れにより歪を受けやすい。この歪が図 4 (b) の Rc の値による v_z の変化の原因と思われる。しかし図 4 (b) に示すように、ノズル出口近傍の伸張速度が一定の領域

(a) Orifice-type device. $V_0=7.7\text{m/s}$. (b) Rotating-nozzle device. $R(z)$ is a local nozzle radius. $V_0=2.8\text{m/s}$.Fig.5 Radial change of non-dimensionalized downward velocity $-v_z/V_0$.

では v_z も高く、この渦流れによる v_z の変化は抑制される。したがって、測定領域をそのようなノズル出口近傍に限定すれば、渦流れが v_z に及ぼす影響は近似的に無視できるものと考えられる。

図5に v_z の半径方向変化を示す。図5(a)のオリフィス型では v_z は中心軸近傍を除けばほとんどゼロに近く、中心軸近傍でもその半径方向の分布は一樣でない。図5(b)の回転型ノズル内では、水の場合 $z/R_0=16$ で回転により中心の速度がやや高くなるが、その場合を除けば v_z の半径方向の分布はほぼ一樣であり、壁面上の境界層の厚さはノズル半径に比べ小さい。なお、図5(b)の無次元座標 $r/R(z)$ はその測定 z 位置のノズル内径 $R(z)$ により無次元化されている。

図6に周方向速度 v_θ の半径方向変化を示す。図6(a)のオリフィス型では回転運動は軸中心近傍の領域に限定されている。水の場合、 $z/R_0=2$ のオリフィス近傍では次節の4.1項で述べる理由から伸張流により渦度の増加が生ずる。界面活性剤水溶液33ppmの場合、この渦度の増加は抑制される。134ppmの場合にはその渦抑制効果は更に強く、噴流による渦流の形成そのものが抑制されている。このような顕著な渦抑制効果は、ミセルによる巨視的な構造の形成に起因すると考えられる。回転ノズル型ではハニカムとノズルの回転により各 z 位置でほぼ一定角速度の回転流れが軸中心領域で作られる。この回転流れの渦度はオリフィス型の場合と同様に伸張流によ

り強められる。壁面の周速度は0.1~0.2程度の小さな値になるが、これは無次元化を入口周速でおこなっていることによる。図6(b)の33ppmの場合、伸張流による渦度の増加が水の場合に比べ抑制され、134ppmの場合にはその渦抑制効果は更に強く、伸張流による渦度の増加は非常にわずかである。

4. 考察

前節の実験結果で示したように、回転ノズル型渦伸張流れは渦度を独立に変えられるという点で自由度が高く、また流路をノズル形状とすることによりある z の範囲でほぼ伸張速度 $\partial v_z/\partial z$ が一定で、かつ一定回転角速度の流れが軸中心近傍につくられるという点で解析に適した単純な流れ場であるといえる。以下では、この回転ノズル型渦伸張流れにおける界面活性剤による渦抑制効果について考察し、その特異な力学特性の機構と定義、及びその測定法について検討する。また、その力学的特異性と乱流抵抗の低減効果との関係について考察する。

4.1 渦抑制効果の機構と定義 半径方向にほぼ一定角速度の渦流れが得られる軸中心の領域をコア領域と定義し、この領域を検討の対象とする。コア領域の流れは、LDVにより得られた速度場の特徴から図7のようにモデル化できる。いま、以降の解析を簡単化するため一定伸張速度が始まる $z=8R_0$ を原点とし、 z 軸の負の方向を正の方向とする座標軸を $Z(=8R_0-z)$ と定義する。軸対称流に対する Z 軸方

Fig.6 Radial change of non-dimensionalized circumferential velocity.

向の渦度 ω_z は、運動方程式の rotation から次の式(2)のように表される。

$$\rho\{(\vec{v} \cdot \nabla)\omega_z - (\vec{\omega} \cdot \nabla)v_z\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{z\theta}}{\partial z} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} \right) \quad (2)$$

コアにおいては、 $\tau_{r\theta} \approx 0$ 及び $v_\theta \approx r \Omega$ (Ω は Z の関数)とする。また、 $\tau_{z\theta} = \mu^* \partial v_\theta / \partial z$ とすると、式(2)は以下のようなになる。

$$v_z \frac{d\Omega}{dZ} = \frac{\partial v_z}{\partial z} \Omega + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dZ} \left(\mu^* \frac{d\Omega}{dZ} \right) \quad (3)$$

ここで、 μ^* はねじれ $\partial v_\theta / \partial z (= r d\Omega/dZ)$ に対する粘度を表し、ニュートン流体においては粘度 μ に等しい。界面活性剤水溶液において、コアにおける伸張流れは紐状ミセル構造の Z 方向への配向をもたらす。この配向したミセル構造がねじれによるせん断に対し、束ねられた糸のように強い流動抵抗を示すと考えられる。この配向に伴う粘度 μ^* の増加、すなわち図7に示すようなねじれ $\partial v_\theta / \partial z$ に対する粘度の増加が伸張による渦度の増加を抑制する原因である。このような意味では、渦抑制は伸張粘度の変化に直接対応するものではないが、伸張粘度の増加と伸張方向と交差する方向の粘度の増加との間には密接な関係が存在するものと思われる。

伸張速度がプラスの領域では式(3)の右辺第1項により、渦度が Z 方向に増加する。前節の図6で、水の場合に z 方向に渦度が増すのはこの第1項に起因している。式(3)右辺第2項は粘性項である。いま、伸張速度が一定で、 $\alpha = dv_z/dZ$, $v_z = \alpha(Z+\beta)$ 、また μ^* も一定と仮定する。原点 $Z=0$ において $v_z = v_0$ 、 $\Omega = \Omega_0$ とし、無次元 Z 座標を $\xi \equiv (Z+\beta)\beta = v_z/v_0$ 、無次元渦度を $\omega \equiv \Omega/\Omega_0$ と定義すると、式(3)は

Fig.7 Twisting shear in a stretching core.

$$\varepsilon \frac{d^2 \omega}{d\xi^2} - 2\xi \frac{d\omega}{d\xi} + 2\omega = 0 \quad (4)$$

となる。ここで、 $\xi=1$ ($Z=0$) において $\omega=1$ であり、また $\varepsilon \equiv 2\mu^* \alpha / \rho v_0^2$ は $\mu^* dv_z/dZ$ と伸張方向の運動エネルギー $\rho v_0^2/2$ の比を表す無次元数である。水の場合には μ^* はずり粘度 μ に等しく、図4(b)より $\alpha = 68 \text{ s}^{-1}$ 、 $v_0 = 0.55 \text{ m/s}$ として ε の大きさを見積もると $\varepsilon \sim 5 \times 10^{-4}$ となる。したがって水の場合、この条件では $\varepsilon = 0$ と近似でき、粘性項を無視することができる。

4.2 渦度方程式(4)の解析解 式(4)において $\varepsilon=0$ としたときの非粘性解は、

$$\omega = \xi \quad (5)$$

と得られる。図8に ω と v_z/v_0 の測定結果を ξ の関数として示した。ノズル出口は $\xi=5$ に対応する。伸張速度一定の領域 $1 < \xi < 5$ で水に対する ω の測定点が1点しかなく、式(5)を検証するには到らないが、 $\xi=2.75$ における水の測定点は式(5)にほぼ一致している。

粘性項を含めた解を得るため ξ 座標の代わりに $\eta \equiv \xi/\varepsilon^{1/2}$ を用いると、式(4)は Hermite の微分方程式⁷⁾

$$\frac{d^2 \omega}{d\eta^2} - 2\eta \frac{d\omega}{d\eta} + 2\omega = 0 \quad (6)$$

に帰着する。粘度 μ^* が既知であるなら、式(6)の ω の解は2つの独立な解から以下のように与えられる。

$$\omega = c_1 f(\eta) + c_2 \eta \quad (7)$$

$$\text{ここで、} f(\eta) = 1 - \frac{2}{2!} \eta^2 + \frac{2^2}{4!} (-1) \eta^4 - \dots \\ + (-2)^r \frac{(-1) \dots (3-2r)}{(2r)!} \eta^{2r} + \dots$$

c_1 と c_2 は定数であり、式(5)、(7)より $c_1 f(\eta)$ が粘性解、 $c_2 \eta$ が非粘性解に対応していることがわかる。

4.3 粘性解が有意であるための条件(μ^* の測定限界)

この渦伸張流れは 4.1 項で述べた仮定に基づいてはいるものの、式(7)の解をもつことが導かれたから、これを利用すれば μ^* を測定することが可能であろう。ただし、その測定を行うには式(7)の粘性項 $c_1 f(\eta)$ が有意の大きさをもつことが必要である。すなわち、 μ^* を測定するには① μ^* が十分高い値をもち、粘性項 $c_1 f(\eta)$ が ω の Z 方向変化に有意な影響

を与える(μ^* の下限)、②渦が生じないほどに μ^* が高い値とならない(μ^* の上限)、の条件が必要である。

まず、 μ^* の下限について考える。図9は $f(\eta)$ を図示したものであり、 η が3の近傍で $f(\eta)$ は急激に変化する。 η の上限の境界値 $\eta_l (= \xi_l / \varepsilon^{1/2})$ が $\eta_l > 3$ のときには、 $f(\eta_l)$ に比べ $\eta < \eta_l$ における $f(\eta)$ は無視し得る程に小さくなるという非現実的な結果となる。したがって粘性解が意味をもつ η_l の領域は $\eta_l < 3$ 、あるいは μ^* に対して

$$\mu^* > \frac{\rho v_0^2}{18\alpha} \xi_l^2 \quad (8)$$

Fig.8 Vorticity and axial velocity as a function of ξ .

Fig.9 $f(\eta)$ as a function of η .

の条件と考えられる。式(8)が測定し得る μ^* の下限の条件を与える。いま、図8の測定条件、 $\xi_1 = 2.75$ 、 $\alpha = 68\text{s}^{-1}$ 、 $v_0 = 0.55\text{ m/s}$ から式(8)の μ^* に対する条件を見積もると、 $\mu^* > 1.8\text{ Pa}\cdot\text{s}$ となり、水のずり粘度の1000倍以上の高い値に相当する。 v_0 が比較的高いこの実験条件では μ^* がそのような高い値のときにのみ、 ω の変化に μ^* の影響が表れる。水と異なる渦度変化が測定された界面活性剤水溶液は、このような高い μ^* の値をもつことが推測される。界面活性剤水溶液や高分子溶液は ppm オーダーの濃度でも、ずり粘度の100~1000倍の高い伸張粘度をもつことが知られている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。したがって界面活性剤水溶液の μ^* に対して高い値が予想されることはむしろ妥当といえよう。

次に μ^* の上限について考える。 ω に対する式(6)の解は η の代わりに ξ をもちいて表せば

$$\omega = C_1 f(\xi/\varepsilon^{1/2}) + C_2 \xi \quad (9)$$

となる。ここで、 C_1 と C_2 は定数である。 μ^* が非常に高い値のときには $\varepsilon \gg 1$ となり、 $\eta (= \xi \varepsilon^{1/2}) \rightarrow 0$ となる。 $f(0)=1$ と $f(0.22)=0.95$ より $0 < \eta < 0.22$ の範囲で式(9)右辺の第1項は5%しか変化しないことがわかる。 μ^* が非常に高い値のときには、式(9)右辺第2項の非粘性項より第1項の粘性項が支配的となるから、 $\omega \sim \text{const.}$ 、すなわち回転角速度が Z 方向にほとんど変化しない、あるいは渦が完全に抑制される状態が予想される。この条件では、 μ^* の差異を測定することはできない。したがって、 $\eta > 0.22$ 、あるいは ξ の上限の境界値 ξ_1 に対して、

$$\mu^* < \frac{10\rho v_0^2}{\alpha} \xi_1^2 \quad (10)$$

が測定し得る μ^* の上限の条件である。式(8)、(10)より μ^* の測定限界のめやすが

$$\frac{1}{18} \frac{\rho v_0^2}{\alpha} \xi_1^2 < \mu^* < 10 \frac{\rho v_0^2}{\alpha} \xi_1^2 \quad (11)$$

と与えられる。伸張速度 α はノズルの絞りを強くすることにより大きくできるが、 v_0 とも比例関係にある。したがって、 μ^* の測定範囲の選択は主として $Z=0$ における流速 v_0 の大きさを調節することによって行い、低い μ^* の測定には、流速 v_0 を小さくし、高い μ^* の測定にはその逆の条件が必要である。

4.4 μ^* の測定法 $Z=0$ と Z_1 の間の Ω の変化が流速測定から既知であるとすれば、 μ^* は式(3)を1回積分した次式を用いて求めることができる。

$$\begin{aligned} \mu^* &= \frac{\rho\alpha \left[2 \int_{\beta}^{Z_1+\beta} \Omega dz - \{(Z_1 + \beta)\Omega_1 - \beta\Omega_0\} \right]}{\left(\frac{d\Omega}{dZ} \right)_{Z=0} - \left(\frac{d\Omega}{dZ} \right)_{Z=Z_1}} \\ &= \frac{\rho v_0^2}{\alpha} \frac{2 \int_1^{\xi_1} \omega d\xi - \xi_1 \omega_1 + 1}{\left(\frac{d\omega}{d\xi} \right)_{\xi=1} - \left(\frac{d\omega}{d\xi} \right)_{\xi=\xi_1}} \quad (12) \end{aligned}$$

ただし、式(11)の条件が満たされなければ、式(12)の分母はゼロに近づき、 μ^* に対する有意な結果は得られない。式(12)について考察するため ω の積分を $\omega \cong 1 + (\omega_1 - 1)(\xi - 1)(\xi_1 - 1)$ と近似して計算すると、

$$\mu^* \cong \frac{\rho v_0^2}{\alpha} \frac{\xi_1 - \omega_1}{\left(\frac{d\omega}{d\xi} \right)_{\xi=1} - \left(\frac{d\omega}{d\xi} \right)_{\xi=\xi_1}} \quad (13)$$

となる。右辺の $(\xi_1 - \omega_1)$ は μ^* が式(8)の条件を満たす程度に高い値のときには有意な正の値となり、渦抑制の強さに対応する。 μ^* の測定精度は上式右辺の ω と $d\omega/d\xi$ をどの程度の精度で測定できるかに依存する。 ω の測定に比べ、勾配 $d\omega/d\xi$ の測定は精度を高めるのに困難を伴うことが予想される。したがって、式(12)から μ^* を求めるときには、式(11)の条件と勾配 $d\omega/d\xi$ の正確な測定が必要である。

μ^* の測定に影響を与える因子としては、上述の点以外にも壁面境界層の存在と渦度 Ω の半径方向の一様性があげられる。これらの点についても今後引き続き検討する予定であるが、緒言でも述べたように渦抑制効果は抵抗低減効果を推定する簡易的手段として用いられているにもかかわらず、これまでその結果の解釈に力学的根拠は与えられておらず、測定条件も経験的に決められてきた。渦抑制効果 $(\xi_1 - \omega_1)$ と μ^* の大きさは、式(13)より近似的には比例関係にあると推測される。したがって、ここで述べた μ^* の測定原理は、抵抗低減効果を推定する手段に対してもその測定条件などに対し有意義な指針を与えることができると予想される。

4.5 渦抑制と乱流抵抗低減との関係 直鎖状高分子や界面活性剤水溶液が乱流域で抵抗低減をもたらすときに共通して観察される特徴のひとつとして、これらの添加剤が流れ方向よりもむしろ流れに垂直方向の乱れを強く抑制する⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾、という点が挙げられる。流れに垂直方向の乱れの抑制は図10に示すように、流れ方向に配向した添加剤によって生ずると考えられる。したがってその抑制の強さはここ

で観察された渦伸張流中のねじれに対するずり粘度 μ^* の増加と共通の機構によって生じていると考えられる。

一般に乱流における乱れの低波数成分から高波数成分へのエネルギー伝達は渦伸張によるカスケード過程を経て実現され、ニュートン流体の場合、その過程は非粘性的である。4.1 項で述べたように水に対しては非粘性的な渦伸張が生ずる場合でも、界面活性剤水溶液に対しては高い μ^* の値により渦伸張が抑制される。この結果は、一つの乱流における重要な素過程の変化を抵抗低減流体の μ^* に対する特異な力学特性と結び付けて検討できる可能性を示唆する。なお、図 6 (b) の渦流れの渦度は $z/R_0=4.5$ で水に対し約 200 s^{-1} 、界面活性剤水溶液に対し約 $30 \sim 100 \text{ s}^{-1}$ である。いま、壁近傍乱流の典型的な縦渦の渦度を三宅ら⁽¹⁴⁾のニュートン流体に対するシミュレーションの結果から $\omega^+ \approx 0.2$ とし、この ω^+ に対応する渦度を図 3 の測定範囲に対して計算すると、その値は約 $100 \sim 400 \text{ s}^{-1}$ となり、ほぼ本測定範囲と同程度となる。

5. 結 論

1. 渦伸張流れを生成する装置をオリフィス型と回転ノズル型の 2 機種試作した。オリフィス型はほぼ従来型のもので、新たに試作した回転ノズル型は伸張速度と渦度を独立に変化できる。これら 2 種類の装置に対し、各装置内の流動特性をレーザー流速計により測定した。オリフィス型装置内部では流れは

中心軸近傍に限定され、伸張速度も軸方向に一定とされない。回転ノズル型装置の内部では軸方向に伸張速度がほぼ一定で、半径方向にはほぼ様な角速度のコア領域をある軸方向の範囲にわたって生成できた。

2. 界面活性剤水溶液の渦伸張流れを調べた結果、非常に強い渦抑制効果が測定された。このような顕著な渦抑制効果は、ミセルによる巨視的な構造が伸張方向に配向して並び、これと交差する方向のねじれに対して強い流動抵抗を示すために生ずると推測される。

3. 渦伸張流中のねじれに対する流動抵抗をそのねじれによる速度勾配に比例するものとモデル化し、そのモデル定数 μ^* を回転ノズル型装置のコア領域を利用して測定する方法を導いた。また、その基礎方程式の解析解から、 μ^* が測定できるための条件について考察した。

本論文では上記の結論を得るとともに、 μ^* の高い値が壁乱流の重要な素過程に大きな影響を与えるであろうことを指摘した。この μ^* と抵抗低減との関係及び μ^* の測定方法について検証するためには、今後さらに実験の蓄積が必要であり、また μ^* と伸長粘度との相関についても検討が必要である。

終わりに、実験装置の試作にあたり協力していただいた井上一男氏(イーグル工業(株))と本学工作施設の皆様に謝意を表します。

文献

- 1 R. J. Gordon, and C. Balakrishnan, J. Applied Poly. Sci., Vol.16 (1972), pp.1629-1639.
- 2 薄井、省エネルギー、Vol.51-13(1999)、pp.30-33.
- 3 M. Hellsten et al., ASME FED-Vol.237(1996),pp.37-46.
- 4 C. S. Chiou, and R. J. Gordon, Proc. 7th Int. Cong. Rheology, (1976), pp. 283-285.
- 5 D. F. James, and G. M. Chandler, J. Non-Newtonian Fluid Mech., Vol. 35 (1990), pp. 421-443.
- 6 長谷川、福富、鳴海、機論、53-492(昭 62-8), pp.2295-2302.
- 7 M. Abramowitz and I. Stegun, Handbook of Mathematical Functions (Dover Pub., 1972), p.781.
- 8 B. Lu et al., Rheol. Acta, Vol.37(1998), pp.528-548.
- 9 G. G. Fuller et al., J. Rheology, Vol.31-3 (1987), pp.235-249.
- 10 M. Stelter et al., J. Rheology, Vol.44-3 (2000), pp.595-616.
- 11 W. W. Willmarth, T. Wei, and C. O. Lee, Phys. Fluids, 30-4(1987), pp.933-935.
- 12 伊藤、今尾、徳田、機論、61-590(1995-10), pp.3664-3670.
- 13 Y. Kawaguchi, et al., ASME FED-Vol. 237 (1996), pp.47-52.
- 14 三宅、宇城、森川、機論、61-584 (1995-4), pp.1272-1278.

Fig.10 Mechanism of turbulent drag reduction.