傾斜円柱回りの高分子溶液の流れの数値解析

(第2報) 円柱に働く流体力

大阪大学工学部	千	葉	訓	司 (会員)
大阪大学工学部	菅		公	一 郎
大阪大学工学部	宋		起	元 ()
大阪大学工学部	堀	川		明 ()

Numerical Solution for the Flow of Polymer Solutions

Around an Inclined Circular Cylinder.

Part 2 : The Hydrodynamic Force on a Circular Cylinder

Kunji Chiba, Koichiro Kan, Ki-Won Song and Akira Horikawa

Department of Mechanical Engineering, Osaka University, Suita, Osaka

Abstract

Hydrodynamic force on an inclined circular cylinder of finite length in a uniform flow has been numerically calculated from the results of the flow field obtained in the previous paper. The influence of shear thinning viscosity on the hydrodynamic force has been investigated. The results obtained here are as follows :

- (1) For both Newtonian and non-Newtonian fluids, the moment which acts on the cylinder to rotate the cylinder perpendicular to the incoming flow increases as the Reynolds number becomes larger.
- (2) The shear thinning viscosity makes the fluid viscosity adjacent to the cylinder decrease largely, so the drag force becomes smaller. In addition, the increase of the fluid viscosity compensates the decrease of the velocity gradient on the cylinder surface to some extent. Therefore, the difference of the drag force along the cylinder's axis becomes smaller. And the moment to rotate the cylinder perpendicular to the incoming flow decreases with increase in the degree of shear thinning property.

(Received August 8, 1984)

摘 要

前報で得られた定常な流れ場を用いて, Shear thinning viscosity が, 一様流れ中に傾けておかれた有限長円柱に働く流体力に与える影響を明らかにした. 得られた結果はつぎのとおりである.

- (1) ニュートン流体, 非ニュートン流体の場合ともに, レイノルズ数 R_e が大きいほど円柱を近寄り流れに直角に向ける向きに働くモーメントが大きくなる.
- (2) Shear thinning viscosity により, 円柱近傍で粘度が急激に低下するため, 抗力の値は小さくなり, さらに, 円筒面上での流速勾配の減少が粘度の増大によってある程度補われるため, 円柱軸方向の各位置における抗力の差は減少する. 従って, Shear thinning 性の度合いが強くなるにつれて, 円柱を近寄り流れに直角に向ける向きに働くモーメントは小さくなる.

(昭和59年8月8日受理)

1. まえがき

前報¹⁾では、一様流れ中に傾けておかれた有限長円柱周辺の流れを、Cross モデルを用いて数値解析により求め、非ニュートン粘性 (Shear thinning viscosity) が流れに及ぼす影響を明らかにした。さらに、流れの可視化実験から得られた結果と数値解析結果を比較し、前報で用いた方法は、傾斜円柱周辺の流れを表わすのに有効であることを示した。

本報では、前報で求めた定常な流れ場を用いて、円柱面上での応力分布を計算する。そして、円柱軸方向の抗力、軸に直角な方向の抗力およびモーメントなどの流体力を求め、流体の持つ Shear thinning viscosity が流体力に与える影響を明らかにする。

また、水中および高分子溶液中における線状体の落下実験から得られた運動特性をもとにして、流体力の数値解析結果を評価する。

なお、本報で用いる記号は、前報¹⁾で用いたものと同じである。

2. 応力場と流体力の解析

偏差応力成分は、前報¹⁾の(15)式で示したように、

$$\left. \begin{aligned} T_{rr}^* &= 2(\Theta^*/E) \partial v_r^*/\partial \xi, \\ T_{\theta\theta}^* &= 2(\Theta^*/E) (\partial v_\theta^*/\partial \eta + \pi v_r^*), \\ T_{zz}^* &= 2\Theta^* \partial v_z^*/\partial \zeta, \\ T_{r\theta}^* &= (\Theta^*/E) (\partial v_\theta^*/\partial \xi - \pi v_r^* + \partial v_r^*/\partial \eta), \\ T_{\theta z}^* &= (\Theta^*/E) (E \partial v_\theta^*/\partial \zeta + \partial v_z^*/\partial \eta), \\ T_{zr}^* &= (\Theta^*/E) (\partial v_z^*/\partial \xi + E \partial v_r^*/\partial \zeta) \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

である。

従って、円柱面上では次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \text{(i) 円筒面上; } \xi=0, 0 < \zeta < l^* \\ T_{rr}^* &= (2/\pi) \Theta^* \partial v_r^*/\partial \xi, \quad T_{r\theta}^* = (1/\pi) \Theta^* \partial v_\theta^*/\partial \xi, \\ T_{zr}^* &= (1/\pi) \Theta^* \partial v_z^*/\partial \xi, \quad T_{\theta\theta}^* = T_{zz}^* = T_{\theta z}^* = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{(ii) 円柱端面上; } \xi < 0, \zeta=0, l^* \\ T_{zz}^* &= 2\Theta^* \partial v_z^*/\partial \zeta, \quad T_{\theta z}^* = \Theta^* \partial v_\theta^*/\partial \zeta, \\ T_{zr}^* &= \Theta^* \partial v_r^*/\partial \zeta, \quad T_{rr}^* = T_{\theta\theta}^* = T_{r\theta}^* = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots(3)$$

応力の偏差成分 T_{rr} および等方成分 $-p$ は、それぞれ $T_{rr}^* = T_{rr}/(\eta_0 U_\infty/a)$, $p^* = p/(\rho U_\infty^2/2)$ で無次元化しているので、応力 σ_{rr} を $\sigma_{rr}^* = \sigma_{rr}/(\rho U_\infty^2/2)$ で無次元化すると、

$$\sigma_{rr}^* = -p^* + (4/R_e) T_{rr}^* \dots\dots\dots(4)$$

となる。

ここで、 η 方向の運動方程式

$$\begin{aligned} v_r^* \partial v_\theta^*/\partial \xi + v_\theta^* \partial v_r^*/\partial \eta + E v_z^* \partial v_\theta^*/\partial \zeta + \pi v_r^* v_\theta^* \\ = -(1/2) \partial p^*/\partial \eta + (2/R_e) (\partial T_{r\theta}^*/\partial \xi + \partial T_{\theta\theta}^*/\partial \eta \\ + E \partial T_{\theta z}^*/\partial \zeta + 2\pi T_{r\theta}^*) \end{aligned} \dots\dots\dots(5)$$

と(2)式を考慮すると、円筒面上では

$$[\partial p^*/\partial \eta]_{\xi=0} = (4/R_e) [\partial T_{r\theta}^*/\partial \xi + 2\pi T_{r\theta}^*]_{\xi=0} \dots\dots\dots(6)$$

となり、(4)式へ代入して、

$$[\partial \sigma_{rr}^*/\partial \eta]_{\xi=0} = - (4/R_e) [\partial T_{r\theta}^*/\partial \xi + 2\pi T_{r\theta}^* - \partial T_{rr}^*/\partial \eta]_{\xi=0} \dots\dots\dots(7)$$

となる。従って、円筒面上での法線応力は、

$$[\sigma_{rr}^*]_{\xi=0} = - (4/R_e) \int_0^\eta [\partial T_{r\theta}^*/\partial \xi + 2\pi T_{r\theta}^* - \partial T_{rr}^*/\partial \eta]_{\xi=0} d\eta \dots\dots\dots(8)$$

で求められる。

このようにして得られた円柱面上での応力分布を用いて円柱に働く流体力を計算する。

(1) 軸に直角な方向の抗力

ζ = 一定の位置に働く単位長さ当りの抗力のうち、 σ_{rr}^* および $T_{r\theta}^*$ に基づく抗力をそれぞれ ΔD_{rr} , $\Delta D_{r\theta}$ とすると、

$$\left. \begin{aligned} \Delta D_{rr}^* &= \Delta D_{rr}/(\pi a \rho U_\infty^2/2) \\ &= -2 \int_0^1 [\sigma_{rr}^*]_{\xi=0} \cos \pi \eta d\eta \\ \Delta D_{r\theta}^* &= \Delta D_{r\theta}/(\pi a \rho U_\infty^2/2) \\ &= (8/R_e) \int_0^1 [T_{r\theta}^*]_{\xi=0} \sin \pi \eta d\eta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

である。

ここで、円柱端面に作用する剪断応力 $T_{\theta z}^*$, T_{zr}^* が全抗力に与える寄与は小さいので、これを無視すると、全抗力 D_θ は

$$\begin{aligned} D_\theta^* &= D_\theta/(\pi a^2 \rho U_\infty^2/2) = (D_{rr} + D_{r\theta})/(\pi a^2 \rho U_\infty^2/2) \\ &= \int_0^{l^*} (\Delta D_{rr}^* + \Delta D_{r\theta}^*) d\zeta \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

となる。

(2) 軸方向の抗力

ζ = 一定の位置に働く単位長さ当りの抗力を ΔD_{zr} とすると、

$$\begin{aligned} \Delta D_{zr}^* &= \Delta D_{zr}/(\pi a \rho U_\infty^2/2) \\ &= (8/R_e) \int_0^1 [T_{zr}^*]_{\xi=0} d\eta \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

である。

ここで、円柱端面に作用する法線応力 σ_{zz}^* が全抗力に与える寄与は小さいので、これを無視すると、全抗力 D_a は

$$D_a^* = D_a/(\pi a^2 \rho U_\infty^2/2) = \int_0^{l^*} \Delta D_{zr}^* d\zeta \dots\dots\dots(12)$$

となる。

(3) 円柱重心回りのモーメント

重心回りのモーメント N は、軸に直角な方向の抗力 ΔD_{rr} , $\Delta D_{r\theta}$ と円柱端面に働く摩擦抗力によって生じ、反時計回り、すなわち、円柱を近寄り流れに直角な方向に回転させる向きに働く場合を正とする、

$$N^* = N / (\pi a^3 \rho U_\infty^2 / 2)$$

$$\begin{aligned} &= \int_0^{l^*} (\Delta D_{rr}^* + \Delta D_{\theta\theta}^*) (l^*/2 - \zeta) d\zeta + \\ &\quad (4l^*/R_e) \int_0^1 \int_0^1 \{ (T_{\theta z}^*)_{\zeta=0} - (T_{\theta z}^*)_{\zeta=l^*} \} \sin \pi \eta \\ &\quad - \{ (T_{zr}^*)_{\zeta=0} - (T_{zr}^*)_{\zeta=l^*} \} \cos \pi \eta \} r^* d\eta dr^* \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。

3. 円筒面上の応力分布

図 1(a) 法線応力分布 ($l^*=40$, ニュートン流体)

図 1(b) 剪断応力分布 ($l^*=40$, ニュートン流体)

図 2 法線応力分布 ($l^*=40$, ニュートン流体)

図 3 法線応力分布 ($l^*=40$, ニュートン流体)

図 1～5 に、ニュートン流体と非ニュートン流体 1 の場合の、無次元法線応力 σ_{zz}^* と無次元剪断応力 $T_{\theta\theta}^*$ の分布を示す。図中には、 $l^*=40$ の円柱の軸方向の位置による応力分布の差を明らかにするため、円柱の先端から 5 ($\zeta=5$), 中央部 ($\zeta=20$) および後端から 5 ($\zeta=35$) の各位置における σ_{zz}^* と $T_{\theta\theta}^*$ の分布が示してある。なお、図 4 には、参考のため無限長円柱を流れに直角においた場合 ($\alpha=90^\circ$) の結果が併記してある。

図 4 (a) 法線応力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体 1)

図 4 (b) 剪断応力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体 1)

図 5 (a) 法線応力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体 1)

図 5 (b) 剪断応力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体 1)

ニュートン流体, 非ニュートン流体にかかわらず, σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ は円柱中央部で最小で, 先端部付近で最も大きくなっている. また, R_e が小さいほど, $\zeta=35$ での分布状態が $\zeta=5$ における状態に近づく傾向が見られる. これは, R_e が小さいほど, 先端付近と後端付近の流れ状態に差が生じにくくなるためである. さらに, 図 5 から, 非ニュートン流体の場合, $\zeta=5$ と $\zeta=35$ の位置における応力の差は, 円柱の傾斜角度 α が大きいほど小さくなることがわかる. ところが, 図 1 において, ニュートン流体の場合この応力の差は, $\alpha=45^\circ$ で最も大きくなる.

ここで, ニュートン流体の場合と非ニュートン流体の場合を比較する. ニュートン流体は剪断速度に関係なく粘度が一定であるのに対し, Shear thinning viscosity を有する非ニュートン流体の場合, 剪断速度の最も大きい円柱表面で粘度が急激に低下するため, σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ ともにニュートン流体の場合より小さくなる. また, 傾斜円柱の場合, 軸方向の流れが存在するため, 円柱近傍の剪断速度は軸方向に沿っても変化し, 先端部付近より後端部付近の方が小さくなる. 非ニュートン流体の場合, この剪断速度の減少が, 粘度の増大によってある程度補われるため, $\zeta=5$ と $\zeta=35$ の位置における応力の差は, ニュートン流体の場合より小さくなる. さらに, ニュートン流体の場合, 応力分布状態は円柱直径 d に関係なく, R_e のみで決まるが, 非ニュートン流体の場合には d の影響も受ける. すなわち, 図 4 ($d=5$ mm の場合) と図 5 ($d=2$ mm の場合) にお

いて, $R_e=1$, $\alpha=45^\circ$ の結果を比較すると, $d=2$ mm の場合の方が応力は小さく, また, $\zeta=5$ と $\zeta=35$ の位置での応力の差は小さくなる傾向が見られる. これは前報¹⁾の(11)式から同一流体で R_e が同じ場合, d が小さい方が剪断速度 $(4|\Pi_e|)^{1/2}$ の値が大きくなり, 従って, 円柱近傍で粘度の低下が大になるためであると考えられる.

つぎに, 非ニュートン流体 1 に比べて, ゼロ剪断粘度, Shear thinning 性の度合いがともに大きい (高分子溶液の場合, 濃度を大きくすることに対応する) 非ニュートン流体 2 の場合の結果を図 6 に示す. 図中には, $d=2$ mm, $l^*=40$ と $d=1$ mm, $l^*=80$ の結果が示してある.

図 5 に示した非ニュートン流体 1 の $\alpha=75^\circ$ に対する結果と比較して, 非ニュートン流体 2 の場合の方が, σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ の値は小さく, また, 円柱軸方向の位置による応力の差も小さいことがわかる. 図 7 (a), (b) にそれぞれ非ニュートン流体 1 と非ニュートン流体 2 に対する円筒面上の粘度分布および円周方向流速の半径方向勾配 $\partial v_\theta / \partial \xi$ の分布を示す. 円柱近傍では非ニュートン流体 2 の場合の方が流れやすいため $\partial v_\theta / \partial \xi$ の値は大きく, さらに, ζ による $\partial v_\theta / \partial \xi$ の差も大きい傾向にある. しかし, 非ニュートン流体 2 の粘度は, 非ニュートン流体 1 の粘度の約 1/3 になっている. すなわち, 粘度の低下が原因となって非ニュートン流体 2 の場合の方が応力の値および ζ による応力の差が小さくなる.

なお, 図 6 で $d=1$ mm, $l^*=80$ の場合, $d=2$ mm,

図 6(a) 法線応力分布 (非ニュートン流体 2)

図 6(b) 剪断応力分布 (非ニュートン流体 2)

図 7(a) 粘度分布 (\$l^*=40\$, 非ニュートン流体)

$l^*=40$ の場合に比べ σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ の値は d が小さいため小さくなっているが, ζ による応力の差は大きくなっている, これはつぎの原因によると考えられる. 非ニュートン流体の場合, Re が同一であっても d が双子渦の発生に影響を及ぼし, 双子渦は $d=2$ mm の場合発生しないが, $d=1$ mm の場合には生ずる. また, l^* が大きいほど, 円柱先端部付近の双子渦の大きさと後端部付近の双子渦の大きさとの差は大きくなる. このため, 応力が円柱軸方向に沿ってより大きく変化する.

以上のことから, Shear thinning viscosity が円筒面上の応力 σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ に及ぼす影響はつぎの2つである.

- ①円柱近傍で粘度が急激に低下するため, σ_{rz}^* , $T_{\theta\theta}^*$ の値が小さくなる.
- ②円筒面上での流速勾配の減少が, 粘度の増大によってある程度補われるため, 先端部付近の応力と後端部付近の応力との差は小さくなる.

4. 円柱軸方向に沿う抗力分布

図 8～12に, 軸に直角に働く無次元抗力 ΔD_{rz}^* , $\Delta D_{\theta\theta}^*$ および軸方向の無次元抗力 ΔD_{zz}^* の ζ 方向分布を示す.

円柱が有限長であるため, いずれの場合にも流れ状態の変化が大きい円柱両端部付近で ΔD_{rz}^* , $\Delta D_{\theta\theta}^*$ および ΔD_{zz}^* の値はともに大きく, しかも大きく変化している. そして, $0 < \zeta < 10$ および $30 < \zeta < 40$ ($70 < \zeta < 80$) 程度の領域を除き, ΔD_{rz}^* と $\Delta D_{\theta\theta}^*$ は ζ 方

図 7(b) 流速勾配 $\partial v_\theta^* / \partial \xi$ の分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体)

向に沿ってほとんど変化しない. また, α が増加するにつれて軸に直角に働く抗力が増大し, 軸方向抗力は減少する. さらに, ニュートン流体の場合も, 非ニュートン流体の場合にも, ここで示した計算条件の範囲内では, 剪断応力に基づく抗力 ΔD_{rz}^* の方が法線応力に基づく抗力 $\Delta D_{\theta\theta}^*$ より大きい.

図 8 抗力分布 ($l^*=40$, ニュートン流体)

図9 抗力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体1) 図10 抗力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体1) 図11 抗力分布 ($l^*=40$, 非ニュートン流体1)

ここで、ニュートン流体の場合と非ニュートン流体の場合を比較する。前節で述べたように、非ニュートン流体の場合、円筒面上での流速勾配の減少が、粘度の増大によりある程度補われるため、図8に示すニュートン流体の $\alpha=45^\circ$ に対する結果と図9の非ニュートン流体1の結果を比較すればわかるように、非ニュートン流体の場合の方が先端部付近の抗力(ΔD_{rr}^* , $\Delta D_{\theta\theta}^*$)と後端部付近の抗力との差は小さくなる。また、これらの差は、図11から非ニュートン流体の場合、 α が大きいくほど小さくなるのに対し、ニュートン流体の場合、図8において $\alpha=45^\circ$ のとき最も大きく非ニュートン流体の場合と異なる

図12 抗力分布 (非ニュートン流体2)

傾向を示す。さらに、非ニュートン流体の場合には、 d も抗力分布に影響を与え、図10と図11の $\alpha=45^\circ$ の結果を比べればわかるように、 d が小さい方が両端部付近での抗力の差は小さくなる傾向にある。

つぎに、 $d=2$ mm, $l^*=40$, $\alpha=75^\circ$ に対する非ニュートン流体1の結果(図11)と非ニュートン流体2の結果(図12)において、非ニュートン流体1の場合に比べ、非ニュートン流体2の場合、円柱軸方向に沿う抗力の変化はきわめて小さい。さらに、図11, 12からはわかりにくいですが、円柱の重心($\zeta=20$)に対して対称な位置(例えば、 $\zeta=10$ と $\zeta=30$)における ΔD_{rr}^* を比較すると、非ニュートン流体1の場合、 $0 < \zeta < 20$ の領域の方が ΔD_{rr}^* の値は大きいですが、Shear thinning性の度合いの強い非ニュートン流体2の場合には円柱中央部の領域($10 < \zeta < 30$ 程度)で $20 < \zeta < 30$ の領域の方がわずかに大になる。この傾向は、図12に示すように $d=1$ mm, $l^*=80$ の場合顕著になる。この場合、 $10 < \zeta < 70$ 程度の領

域において ΔD_{rr}^* のみならず, ΔD_{rs}^* も $40 < \zeta < 70$ の領域の方が大きくなり, しかも, この中央部の領域で ΔD_{rr}^* , ΔD_{rs}^* は上に凸の曲線になる.

なお, 図 8 ~ 12 において, ΔD_{rr}^* , ΔD_{rs}^* および ΔD_{ss}^* は $\zeta = 0$, l^* の近くで極値を持つことがわかるが, 格子間隔が $\Delta \zeta = 2.5$ であるため, ΔD_{rr}^* , ΔD_{rs}^* , ΔD_{ss}^* の極値とそのときの ζ の値が求まらない. そこで, これらの図においては曲線は $2.5 \leq \zeta \leq l^* - 2.5$ の範囲で描き, $\zeta = 0$, l^* では値をプロットした.

表 1 ~ 4 に, 円柱に直角に働く抗力 D_r^* , 軸方向抗力 D_s^* , 円柱重心回りのモーメント N^* および平均全抗力係数 $\bar{C}_n$, $\bar{C}_d$ のうち法線応力に基づく寄与 $\bar{C}_n$, せん断応力に基づく寄与 $\bar{C}_s$ を示す. ただし, 抗力係数の定義は次式である.

$$\left. \begin{aligned} D_{rr} &= (1/2) \rho \bar{C}_n \cdot d \cdot l (U_\infty \sin \alpha)^2 \\ D_{rs} &= (1/2) \rho \bar{C}_s \cdot d \cdot l (U_\infty \sin \alpha)^2 \\ D_p &= (1/2) \rho \bar{C}_d \cdot d \cdot l (U_\infty \sin \alpha)^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

表 2, 4 からニュートン流体, 非ニュートン流体の場合ともに, 円柱に直角に働く抗力のうち法線応力の寄与は, R_e が大きいほど大きくなることわかる. さらに, ニュートン流体の場合, 法線応力の寄与は α が大きいほど大きくなる. これは, 無限長円柱を流れに直角においた場合, R_e が増加するにつれて法線応力に基づく抗力が支配的になることに対応している. また, 非ニュートン流体の方が法線応力の寄与率が高い.

円柱両端面上の剪断応力 T_{rs}^* , T_{sr}^* が無次元モーメント N^* に及ぼす寄与率は高々 2 % 程度であるので, 抗力分布を表わす図 8 ~ 12 から, N^* は円柱両端部付近の抗力分布の差に基づいていることがわか

表 1 円柱に作用する抗力およびモーメント (ニュートン流体)

$\alpha (^{\circ})$	R_e	l^*	D_p^*	D_s^*	N^*
45	0.1	40	3157	1850	296.6
	1		320.6	187.0	103.5
	10		50.43	27.08	64.32
15	10		12.09	28.56	41.75
75	10		86.38	11.85	28.69

表 2 平均抗力係数 (ニュートン流体)

$\alpha (^{\circ})$	R_e	l^*	$\bar{C}_n$	$\bar{C}_s$	$\bar{C}_d$	$\bar{C}_n/\bar{C}_d$
45	0.1	40	71.78	174.9	246.7	0.291
	1		7.372	17.68	25.05	0.294
	10		1.526	2.422	3.948	0.386
15	10		2.066	4.992	7.058	0.293
75	10		1.551	2.075	3.626	0.428

表 3 円柱に作用する抗力およびモーメント (非ニュートン流体)

流体の種類	$\alpha (^{\circ})$	R_e	d (mm)	l^*	D_p^*	D_s^*	N^*
非ニュートン流体 1	45	1	5	40	238.6	140.9	79.19
		10	5		20.45	16.13	30.48
		1	2		162.7	95.73	63.04
		10	2		17.21	12.47	47.91
	15	1	2	40	65.33	140.2	103.3
	75	1	2	40	252.2	42.44	49.81
非ニュートン流体 2	75	1	2	40	75.70	12.99	16.02
	75	1	1	80	92.53	14.58	24.64

表 4 平均抗力係数 (非ニュートン流体)

流体の種類	$\alpha (^{\circ})$	R_e	d (mm)	l^*	$\bar{C}_n$	$\bar{C}_s$	$\bar{C}_d$	$\bar{C}_n/\bar{C}_d$
非ニュートン流体 1	45	1	5	40	5.601	13.03	18.63	0.301
		10	5		0.7168	0.8828	1.600	0.448
		1	2		4.131	8.567	12.70	0.325
		10	2		0.7825	0.5659	1.348	0.580
	15	1	2	40	13.25	24.88	38.12	0.347
	75	1	2	40	3.679	6.875	10.55	0.349
非ニュートン流体 2	75	1	2	40	1.072	2.091	3.163	0.339
	75	1	1	80	0.7507	1.191	1.941	0.387
非ニュートン流体 1	90	10	10	∞	0.9603	0.8917	1.852	0.519
	90	10	5		0.6656	0.6475	1.313	0.507

る。表1, 3において, モーメント N は $N^* = N/(\pi a^3 \rho U_\infty^2/2)$ で無次元化してあることから, U_∞ が大きいほど N の値は大きくなる。従って, 同一形状の円柱を重心で回転自在に支えた場合, 流速が大きいほど円柱は短時間で流れに直角な姿勢に達する。また, ニュートン流体の場合, $\alpha = 45^\circ$ で N は最大になるのに対し, 非ニュートン流体の場合には α が増大するにつれて N は減少する。

表3より Shear thinning viscosity だけを考慮した場合には, N が負(円柱が流れに平行な姿勢をとる向きに回転する)になるという結果は得られなかった。しかし, 近寄り速度 U_∞ が同一の場合, 非ニュートン流体の場合の方が N の値は小さくなること, および Shear thinning 性の度合いが強くなると N が小さくなることわかった。さらに, 非ニュートン流体の場合, d が小さいほど N の値が小さくなる。

5. 線状体の落下特性による数値解析結果の評価

図13に, 水中で鉛筆の芯(No.1 試料)とピアノ線(No.2 試料)を初期回転角 $\beta_0 = 1^\circ$ で落下させたとき得られた線状体の姿勢の変化を示す(線状体の落下実験装置, 方法および計算方法については既報²⁾を参照のこと)。

図13 水中における線状体の姿勢の変化

線状体密度 ρ_b が大きい方が線状体の慣性モーメントが大きいのにもかかわらず角速度が大になっている。また, ρ_b が大きい方が線状体の並進速度が大きい³⁾。これは, 並進速度が大きいほど線状体により大きなモーメントが働くことを意味している。従って, 前節の U_∞ が大きいほど円柱を流れに直角に向けようとするモーメントが大きくなるという数値解析結果と一致する。

つぎに, 高分子溶液中での線状体の落下特性をここで得られた数値解析結果と比較しながら考えてみる。

図14 PAA 水溶液中における線状体の姿勢の変化

図14に, ポリアクリルアミド(PAA: Separan AP-30, Dow Chemical 社製造)の0.02, 0.05, 0.1 wt%水溶液中でピアノ線を落下させたとき得られた線状体の姿勢の変化を示す。溶液の濃度が小さい(Shear thinning 性の度合いが小さい)場合には, 水平に近い姿勢($\beta \approx 90^\circ$)から落下させると線状体は鉛直な姿勢をとる向きに回転し, 逆に, 鉛直に近い姿勢($\beta \approx 0^\circ$)から落下させた場合には水平な姿勢をとる向きに回転する。そして, 初期回転角に関係なく線状体はある回転角に近づき, その姿勢を保ったまま並進運動する。なお, このときの姿勢は, 溶液濃度が小さいほど水平な姿勢に近い。

高分子溶液の粘度は水に比べてきわめて高く, 従って線状体の並進速度は水中の場合より小さくなる。よって, 数値解析結果からわかるように線状体に水平姿勢をとらせる向きに働くモーメントは減少する。さらに, Shear thinning 性の度合いが強くなるにつれて, 線状体軸方向に沿う抗力分布に差が生じにくくなり, 特に線状体の先端部付近の抗力と後端部付近の抗力との差が減少し, 線状体は水平姿勢をとる向きに回転しにくくなる。

これらのことが線状体の落下特性に及ぼす高分子溶液の粘度の影響として数値解析から得られた結果である。しかし, 溶液の粘性的性質だけでは線状体が鉛直な姿勢をとる向きに回転することを説明することができない。従って, 高分子溶液の有する弾性的性質をも考慮する必要がある。弾性的性質は, 剪断応力にはさほど寄与しないが, 法線応力を増大させる。

6. 結 言

本報では, 前報¹⁾で Cross モデルを用いて数値解析により得られた定常な流れ場をもとにして, 流体の持つ Shear thinning viscosity が, 一様流れ中に傾けておかれた有限長円柱に働く流体力に与える影

響を明らかにした。

その結果、ニュートン流体、非ニュートン流体の場合ともに、流体が同一であれば R_z が大きいほど円柱の流れに直角に向けようとするモーメントが大きくなることがわかった。これは、ニュートン流体中での線状体の落下特性と一致する。

Shear thinning viscosity の影響は、円柱近傍で粘度が急激に低下するため、抗力の値が小さくなり、さらに、円筒面上での流速勾配の減少が粘度の増大

によってある程度補われるため、軸方向に沿う抗力分布に差が生じにくくなることである。従って、円柱の流れに直角に向ける向きに働くモーメントは、Shear thinning 性の度合いが強くなるにつれて減少する。

参考文献

- 1) 千葉, 菅, 宋, 堀川; 繊維論文集,
- 2) 堀川, 千葉ほか; 繊維論文集, **33**, T118 (1980)
- 3) 堀川, 千葉ほか; 繊維論文集, **34**, T109 (1981)