

2面の正弦波振動による高分子溶液のスクイズ流れ*

鳴海敬倫^{*1}, 八木敏之^{*2}
長谷川富市^{*1}, 山根隆一郎^{*3}Squeeze Film Flow under the Action of Sinusoidal Oscillations
of Polymer SolutionsTakatsune NARUMI, Toshiyuki YAGI,
Tomiichi HASEGAWA and Ryuichiro YAMANE

Squeeze film flow between a flat plate and a spherical surface subjected to sinusoidal oscillations is investigated. Transmitting force generated in the squeeze films is measured and calculated with a constitutive equation yielding the stress overshoot and the following results have been obtained: The force measured for Separan solutions oscillates with smaller amplitude than for purely viscous liquids and shows a phase lag in comparison of the force of the viscous liquids. Numerical calculation using the constitutive equation gives quantitative or qualitative agreement with the experimental data for the phase lag or for the amplitude, respectively. The energy dissipated in the Separan solutions in one cycle is less than that evaluated for the purely viscous liquids. An apparent Deborah number respectively correlates to each of the decrease in amplitude, the phase lag and the dissipation of energy taken for various experimental conditions. In the analytical results, an impulse evaluated by integrating the force in one cycle gives a positive value and this means that two surfaces are forced to separate by sinusoidal oscillations.

Key Words: Viscoelastic Fluid, Non-Newtonian Fluid, Unsteady Flow, Polymer Solution, Squeezing Flow, Stress Overshoot, Deborah Number

1. 緒 言

粘弾性流体は種々の流動場で純粘性流体にはみられない特異な挙動を示すことが知られている。2面の接近または離反運動により生じるスクイズ流れでも流体膜中に発生する荷重が同じ粘度の純粘性流体に比べ粘弾性流体で大きくなることが報告されている⁽¹⁾⁽²⁾。ところで、潤滑におけるスクイズフィルムでは一方の流動ばかりでなく複雑な流れが生じるが、その場合の粘弾性特性の影響を調べた例は非常に少ない。著者らはその一例として既報⁽³⁾⁽⁴⁾で接近・離反または離反・接近を1回行う往復スクイズ流れにおける粘弾性特性の効果を検討し、伝達荷重のオーバシュートが相殺される現象などを示した。一方、工業上の潤滑では2面の振動により生じる周期的なスクイズ流れも問題となる。このような周期的に振動するスクイズ流れにおける粘弾性特性の影響を検討した例も少なく、林ら⁽⁵⁾による非線形4要素モデルによる解析結果

と実験結果の報告がある程度である。それによれば粘弾性特性は流体中に発生する圧力の振幅を小さくし、位相を遅らせることが示されている。しかし、実験結果の詳細な検討はなされておらず、また、後の彼らによる正スクイズ流れに同じ流体を用いた研究⁽⁶⁾ではニュートン流体の場合より粘弾性流体のほうが2面の接近速度が早くなる結果が示されている。すなわち、ここで使われた流体は上述の荷重保持力の向上効果のある粘弾性流体とは異なる可能性がある。これと同じ傾向を示す流体はTickyら⁽⁷⁾の実験結果にも一部みられるが、粘弾性流体に対して多く報告されているのは逆の傾向を示す場合である⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

本研究では静止状態からのスクイズ流れで伝達荷重のオーバシュートを示す⁽¹⁰⁾ Separan水溶液に対して、球面平面間の正弦波振動をするスクイズ流れで生じる伝達荷重を実験的、解析的に取扱う。なお、振動するスクイズ流れで運動が早い場合は慣性項の影響によりニュートン流体でも圧力の変動に位相のずれが生じることが知られている⁽¹¹⁾。ここでは溶液の有する弾性の影響を明らかにするために慣性項が無視できる範囲で実験および解析を行った。

* 平成3年10月17日 第69期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成3年8月30日。

^{*1} 正員、新潟大学工学部(☎950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

^{*2} 准員、積水化学工業(株)(☎349-01 蓮田市黒浜3535)。

^{*3} 正員、東京工業大学工学部(☎152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

2. 実験装置および使用流体

実験装置は著者らがこれまでの実験に使用したものと同じであるので、その詳細は既報⁽¹⁰⁾を参照されたい。ここでは装置の概略と実験方法について述べる。実験には直径40 mmの光学ガラス平板と同じ直径で曲率半径2.00 mの凸レンズを用い、まず、図1(a)のように両者を溶液中で中心すきま(h_{co} :添字oは運動開始時の値を示す)が所定の値になるように調節し静止させる。その後、圧電アクチュエータを利用した駆動系により振幅 a_h 、周波数 f で凸レンズを平面に対し垂直に振動させる。そのときにガラス平板に伝わる荷重の時間変化を平板の下に設置したロードセルにより、また、2面の中心すきまを変位計により測定する。ここで、 $h_{co}=60\sim 140\ \mu\text{m}$ 、 $a_h=0.4\sim 10\ \mu\text{m}$ 、 $f=0.2\sim 6.5\ \text{Hz}$ である。ただし、この範囲内でも高周波数でかつ大振幅の場合には装置の安定性の限界から良好な結果が得られないため、 a_h と f の積にして $a_h \times f \leq 10\ \mu\text{m/s}$ の範囲で実験を行った。また、運動開始後充分な時間(約6 s以上)が経過した後の定常振動状態の伝達荷重と中心すきまを測定した。

実験に用いた溶液はニュートン流体であるグリセリン60%水溶液と粘弾性特性を持つpolyacrylamide系高分子Separan AP 30の500 ppm, 1000 ppm水溶液である。なお、これらの溶液の粘性に関する物性値は既報⁽¹⁰⁾に示されている。

3. 解析

既報⁽¹²⁾で用いた粘弾性流体と構成方程式は静止状態からの定速スクイズ流れで伝達荷重のオーバシュートを表すことが可能であった。また、このモデルはV形スクイズおよびA形スクイズ流れでみられた伝達荷重のオーバシュートの相殺効果なども定性的に表すことができた⁽⁴⁾。そこで、本報では同じ方程式を用い正弦波振動をするスクイズ流れを解析し、実験値との比較を行う。その構成方程式を以下に示す。

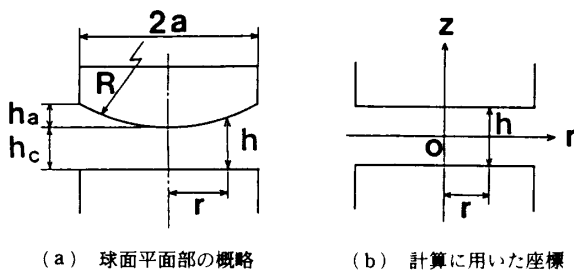


図1 2面の概要

$$\tau^{ij} = \int_{-\infty}^t \sum_n a_n \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda_n}\right) \times \exp\left(-c \int_{t'}^t |\Pi_e(t'')|^{a/2} dt''\right) C^{-1ij} dt' \quad \dots (1)$$

ここで τ^{ij} は偏差応力テンソル、 C^{-1ij} はFingerの変形テンソル、 Π_e は変形速度テンソルの第2不変量、 λ_n は緩和時間、 a_n はそれに対応する係数、 c 、 a は定数である。また、既報⁽⁴⁾と同様にスクイズ膜中に生じる伝達荷重 F にはせん断応力の寄与が支配的であると考えられるので、

$$F = 2\pi \int_0^a \frac{r^2}{h} [\tau_{zr}]_w dr \quad \dots (2)$$

となるなお、添字 w は壁面における値を示す。また、任意の半径 r での応力と速度場は図1(b)に示される平行平板の同じ半径での値で近似できるとする。さらに壁面近傍の流速の r 方向成分はべき乗則流体の速度場に等しく、 z 方向成分は壁面の運動速度に等しいと仮定する。

つぎに半径 r におけるすきま h の時間変化を図2に示す。この図2は $t < 0$ で静止していた面が $t = 0$ から h_0 を中心に振幅 a_h 、周波数 f の正弦波振動を開始する状態を表している。図2のように時間軸を①と②の区間に分けて考え、 $t \geq 0$ (②の区間)の伝達荷重を計算する。まず、時刻 t'' (ただし、 $t' \leq t'' \leq t$)におけるすきま h'' と速度 \dot{h}'' は

$$t'' < 0 \quad \text{で} \quad h'' = h_0, \quad \dot{h}'' = 0,$$

$$0 \leq t'' \leq t \quad \text{で} \quad h'' = h_0 + a_h \sin \omega t'', \quad \dot{h}'' = a_h \omega \cos \omega t''$$

となる。ここで、 $\omega = 2\pi f$ である。これらを用いて式(1)に含まれる変形速度テンソルの第2不変量とFingerの変形テンソルを算出し、さらに壁面せん断応力を求めるとつぎのようになる。

$$[\tau_{zr}]_w = G(t) \exp\left[-C_\omega \int_0^t \frac{\epsilon^a |\cos \phi''|^a}{(1 + \epsilon \sin \phi'')^{2a}} d\phi''\right]$$

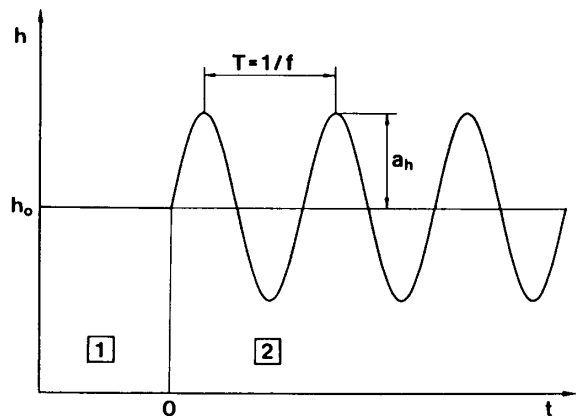


図2 すきまの時間変化

$$\begin{aligned} & \times \Gamma_0 \left(1 - \frac{1}{1 + \varepsilon \sin \phi} \right) + \sum_n \int_0^{\phi} \frac{a_n}{\omega} \exp \left(-\frac{t-t'}{\lambda_n} \right) \\ & \times \exp \left[-C_\omega \int_{\phi'}^{\phi} \frac{\varepsilon^a |\cos \phi''|^a}{(1 + \varepsilon \sin \phi'')^{2a}} d\phi'' \right] \\ & \times \Gamma_0 \left(\frac{1}{1 + \varepsilon \sin \phi'} - \frac{1}{1 + \varepsilon \sin \phi} \right) d\phi' \dots \dots (3) \end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned} G(t) &= \sum_n a_n \lambda_n \exp \left(-\frac{t}{\lambda_n} \right), \quad \Gamma_0 = \frac{2n+1}{n} \frac{r}{h_0}, \quad \varepsilon = \frac{a_n}{h_0} \\ C_\omega &= c\omega^{a-1} \left(\frac{\Gamma_0}{2} \right)^a, \quad \phi = \omega t, \quad \phi' = \omega t', \quad \phi'' = \omega t'' \end{aligned}$$

である。また、 n は粘性にべき乗則を仮定したときのべき指数である。式(3)を式(2)に代入し数値積分することにより伝達荷重が求められるが、このようにして算出される荷重は時刻 $t=0$ から運動を開始した場合の値であり、実験値との比較のためには定常振動中の荷重を求める必要がある。そこで、 $t=1$ sから伝達荷重を算出し始め、荷重の振幅の前周期との差が0.1%以内になった時点を選定して定常振動とした。なお、構成方程式に含まれる緩和時間などのモデル定数に関しては既報⁽¹²⁾で定めた値を用いた。

4. 結 果

図3にグリセリン60%の水溶液で得られた実験結果の一例を示す。横軸は時間を表し、伝達荷重が定常振動となったのち適当な周期の始まりを $t=0$ として示した。図3の下部は変位計により測定された2面間の中心すきまの変化を示し、図3の上部は伝達荷重 F の変化を示している。伝達荷重の図で白抜きの小円は測定値を表し、実線は以下の式(4)で定義した粘性(べき乗則粘性)のみにより見積もられる伝達荷重である(以後これを粘性値と呼ぶ。図3中ではPower lawと記してある)。

$$F = 2m\pi \left(\frac{2n+1}{n} \right)^n \dot{h} |\dot{h}|^{n-1} \int_0^a r^{n+2} \left(\frac{1}{h} \right)^{2n-1} dr \dots \dots (4)$$

なお、式中の m は擬塑性粘度である。各時刻における球面の速度 \dot{h} は図3の下部の h_c のデータから算出した。伝達荷重の粘性値の曲線が一部乱れているのは変位計の分解能の影響により速度の見積りに誤差が生じたためである。グリセリン水溶液の実験結果では伝達荷重の実験値と粘性値がよく一致していることがわかる。ここでは省略したが、条件を変えた場合も実験値と粘性値がよく一致した。

つぎに Separan 1000 ppm 水溶液の実験結果と計算結果を図4(a)~(c)に示す。図4の横軸は位相 $\phi (= \omega t)$ を表し、伝達荷重が定常振動となったのち適

当な周期の始まりを $\phi=0$ と定め、2周期分、すなわち $\phi=0 \sim 4\pi$ の結果を示してある。図4の下部は測定された中心すきまの変化を表している。図4の中部は伝達荷重の実験結果、図4の上部はそれに対応する計算結果をおのおの粘性値との比較として示している。実験結果は白抜きの小円で、式(3)による計算結果は黒塗りの小円で表されており、伝達荷重の粘性値はどちらも実線で示されている。なお、実験結果の粘性値は図4下部の h_c のデータ(以下に示す理由により正確な正弦波ではない)から算出した値であるが、計算結果における粘性値と伝達荷重は図4中に記した振幅などから決まる正弦波振動に対して求めた結果である。図4(a)は周波数が $f=0.20$ Hzの結果であり、運動方向が逆転した直後に実験値が粘性値を絶対値でいうと若干ではあるが下回っているのがわかる。計算値はその傾向を非常によく表している。なお、実験結果における伝達荷重の測定値と粘性値の波形が計算結果に比較して若干ひずんでいるのは実験で用いた圧電アクチュエータの制御の限界からすきまの変化が正確な正弦波にならないためである。図4(b)の結果では運動反転直後の伝達荷重の実験値と粘性値の差が大きくなり、それ以外の場所でも伝達荷重の変化が遅れて両者に差が生じ始めている。その変化は粘性値に対する

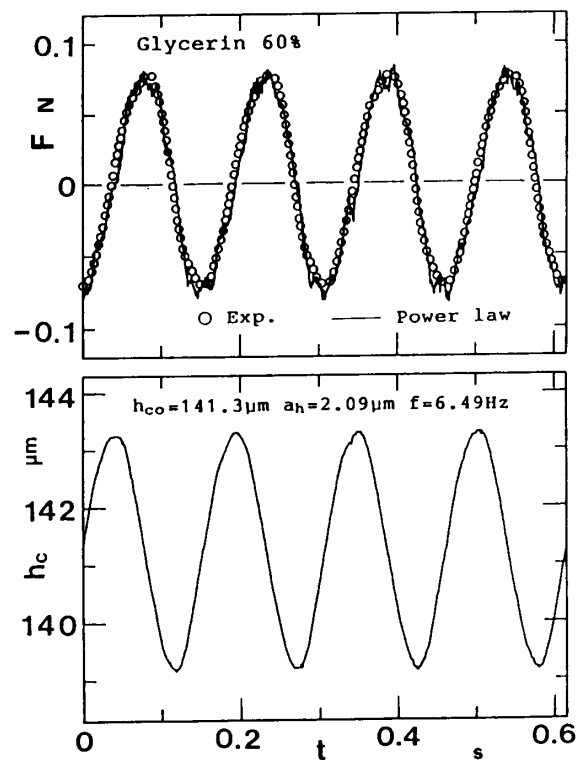


図3 球面の変位と伝達荷重の変化
(グリセリン60%水溶液)

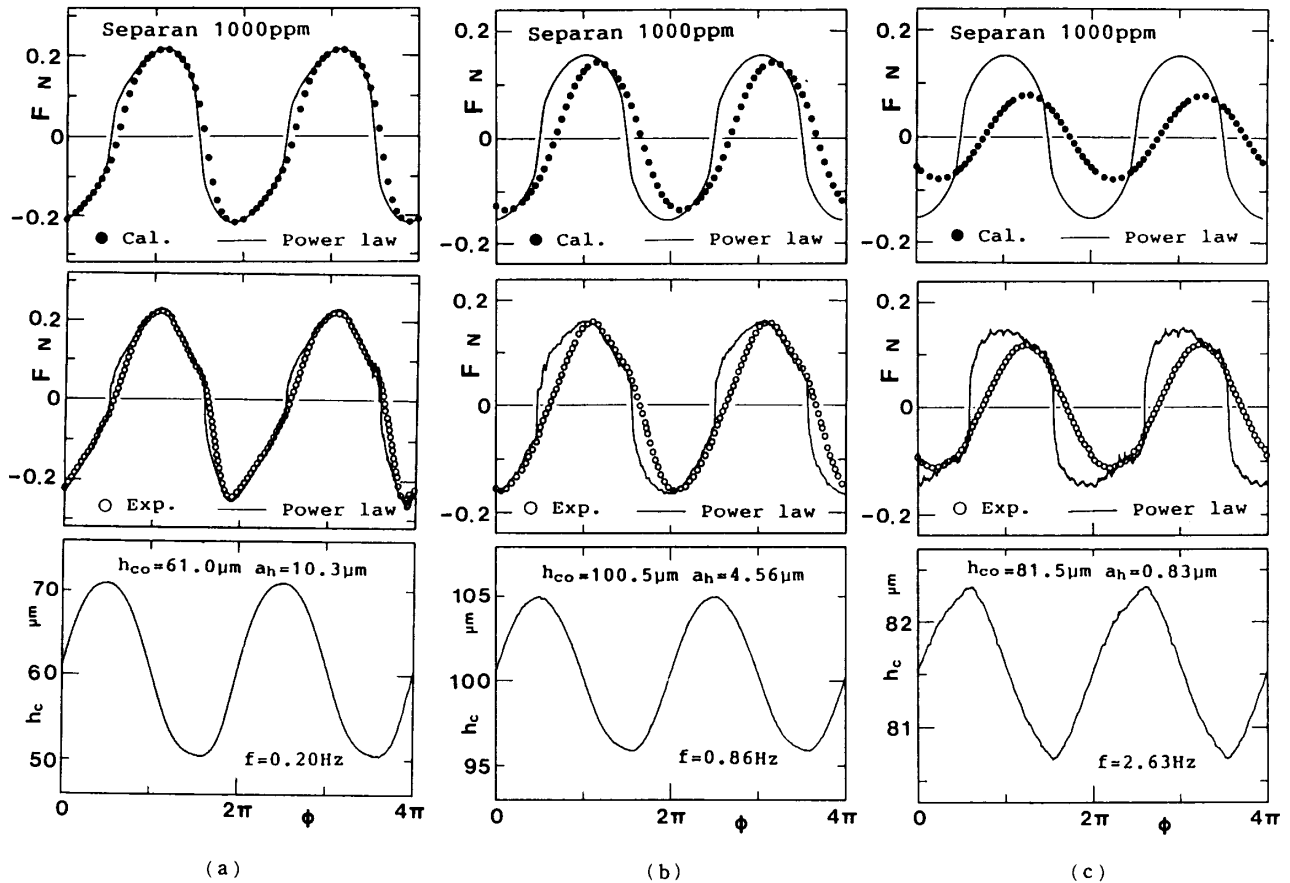


図4 球面の変位と伝達荷重の変化(Separan 1000 ppm 水溶液)

実験値の位相のずれとして表れている。図4(c)ではその傾向が顕著になり、さらに伝達荷重の振幅も小さくなる。図4(b), (c)どちらの場合も計算結果はその傾向をよく表しているが、荷重の振幅の減少量を実験値に比べ過大に評価する結果となっている。

ところで既報⁽³⁾⁽⁴⁾では粘弾性流体のV, Δ形スクイズ流れにおける伝達荷重の変化を分子の配向状態から考察した。そして、運動反転時に伝達荷重がオーバーシュートを起こすか否かは、運動反転時以前の流れの関連で高分子が配向しているか否かに大きく関係することを述べた。本論文の図4でみられるような運動反転後の荷重増加が粘弾性流体では粘性値に比較して抑えられる現象も分子の配向や弾性的要素(ばね)に強く関係すると考えられる。今後は分子論をふまえた解析が必要になるものと思われる。

5. 考察

5・1 デボラ数の定義 本章ではこの現象の定量的な把握を試みる。まず、Separan水溶液について得られた伝達荷重の変化の概略を図5に示す。実線で示した伝達荷重の粘性値の振幅を F_{va} とし、小円で示した測定値または計算値では荷重変化が正と負で対称で

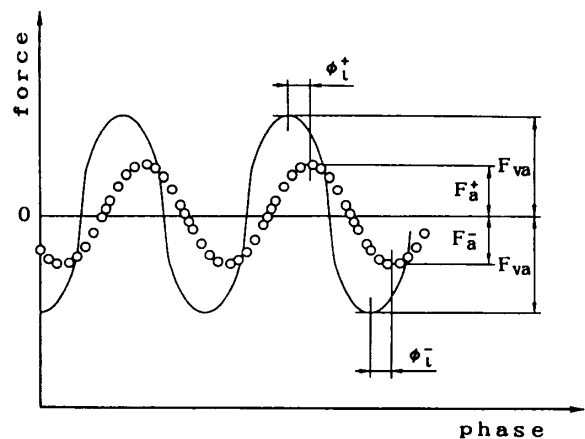


図5 伝達荷重の振幅と位相の遅れ

ないためその振動を F_a^+ , F_a^- とする。また、実験値の粘性値に対する位相の遅れを ϕ_i^+ , ϕ_i^- とし、以下に示す荷重の振幅、位相の遅れの平均値を定める。

$$F_a = (F_a^+ + |F_a^-|)/2, \quad \phi_i = (\phi_i^+ + \phi_i^-)/2$$

なお、 F_{va} はすきまの変化が正確な正弦波である場合には正負でその値は等しくなるが、実験ではこの条件が成り立たない場合がある。そこで測定値の F_{va} に関しても同様な平均を定めた。この節では伝達荷重の無

次元幅 F_a/F_{va} と位相の遅れ ϕ_l を整理するための無次元数としてデボラ数を定める。

まず、伝達荷重 F が応力の面積分で定められることから、流れを代表する位置としてすきま h がその面平均値 h_m になる位置を選び、その場所の半径を a_m とする。さらに代表時刻として $t=2n_p\pi/\omega$ (n_p は整数) を選び、その瞬間の h_m を h_{mo} (これは運動開始時の面平均すきまに等しい) とすると、それらは

$$h_{mo} = \left(h_{co} + \frac{h_a}{2} \right), \quad a_m = \frac{a}{\sqrt{2}} \dots\dots\dots (5)$$

となる。また、代表位置でのすきまの無次元化振幅を

$$\epsilon_m = a_h/h_{mo} \dots\dots\dots (6)$$

とする。つぎに構成方程式(1)において

$$\frac{1}{\lambda_{n,eff}} = \frac{1}{\lambda_n} + \frac{c \int_{t'}^t |\Pi_e|^{a/2} dt''}{t-t'}, \quad \eta_n = a_n \lambda_{n,eff}^2 \dots\dots\dots (7)$$

とおくと、式(1)は見掛け上 $\lambda_{n,eff}$ と η_n からなる一般化対流マクスウェルモデルとして表される。そこで緩和時間の代表値 λ_0 を定常せん断流において見積もられる第1法線応力係数と粘性係数の比としてつぎのように定める。

$$\lambda_0 = \frac{\sum a_n \lambda_{n,eff}^3}{\sum a_n \lambda_{n,eff}^2} \dots\dots\dots (8)$$

さらに、式(7)で定義した $\lambda_{n,eff}$ は時間に関する積分を含むので、時刻 t における値として $t' \rightarrow t$ の極限をとり代表位置、代表時刻を代入すると

$$\lambda_{n,eff} = \frac{\lambda_n}{1 + c(\Gamma_{om}/2)^a \omega^a \epsilon_m^a \lambda_n} \dots\dots\dots (9)$$

となる。ここで、 Γ_{om} は代表位置で定義した Γ_0 である。式(9)を式(8)に代入することにより λ_0 が定まるが、この λ_0 は ω などに依存するためいわゆる見掛けの緩和時間となる。この λ_0 からデボラ数 De として

$$De \equiv \lambda_0 \omega \dots\dots\dots (10)$$

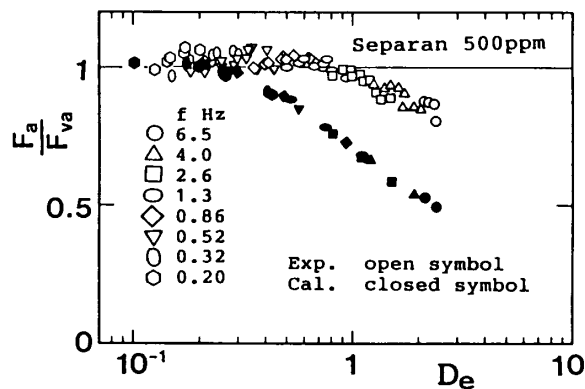
を定義する。

5・2 伝達荷重の無次元化振幅と位相の遅れ 5・1

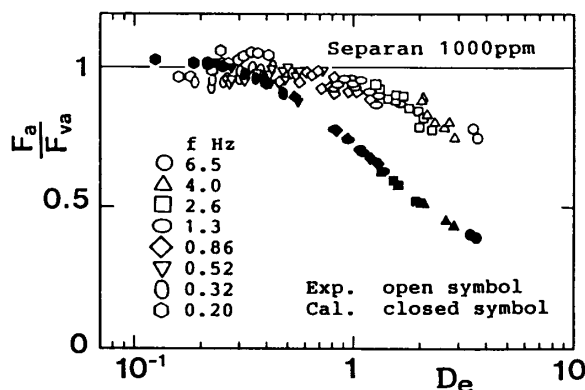
節で定めた数に対して伝達荷重の無次元化振幅 F_a/F_{va} を表した結果を図6に示す。図6(a)がSeparan 500 ppm, 図6(b)が1 000 ppm 水溶液の結果であり、 $F_a/F_{va}=1$ が粘性のみによる荷重振幅に相当する。実験結果を白抜き記号、計算結果を黒塗りの記号で示した。本研究の範囲内では実験値、計算値ともに De でよく整理されており、濃度による違いも少ない。この結果から、もとの方程式と途中の式(1)~(3)が複雑であるにもかかわらず計算結果は De という一つの無次元数でまとめられ、また伝達荷重の振幅の実験結果も De で整理されることがわかる。また、

計算値は実験値と同じ傾向を示すが、伝達荷重の減少量を過大に表す結果となっている。これは、少なくともここで用いたモデル定数の組合せでは本構成方程式の弾性の効果を過大に評価するためと考えられる⁽¹²⁾。ところで、 De 数の小さい場合に計算結果でも F_a/F_{va} がわずかに1を超えるデータがある。これは周期が長い場合に反転前の履歴は反転後の短いストロークの間に消え、その後加速運動から減速運動へ移行する際に伝達荷重のわずかなオーバシュートが現れるためと考えられる。

つぎに、伝達荷重の位相の遅れを検討する。 ϕ_l を縦軸にとり、 De を横軸にとった結果を図7(a), (b)に示す。図7より位相の遅れもデボラ数でほぼ整理されており、500 ppm と1 000 ppmの結果もおおむね同じであることがわかる。また、この場合の計算値は実験値とほぼ一致している。同じモデルによる静止状態からのスクイズ流れにおける計算でもオーバシュートのピークに達するまでの時間は計算値と実験値でほぼ一致しており⁽¹²⁾、このモデルは荷重変化の時間的なファクタに関しては良好な予測を与えることがわかる。



(a) Separan 500 ppm 水溶液



(b) Separan 1 000 ppm 水溶液

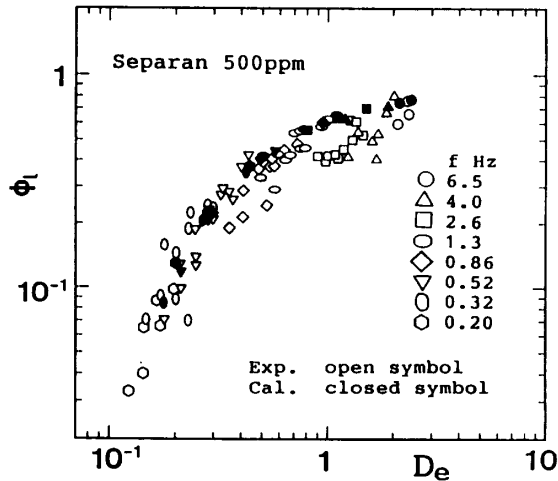
図6 伝達荷重の無次元化振幅

5.3 1周期当たりの散逸エネルギー 5.2節で検討した二つの量はいずれも粘弾性流体と純粘性流体との違いを表すが、図4(a)のような結果では運動反転直後に両者に一部違いがあるにもかかわらず $F_a/F_{va} \approx 1$, $\phi_i \approx 0$ となり、図6, 7では純粘性流体との差がほとんど現れない。そこで粘弾性流体の結果と純粘性流体の結果との違いを明確に表すためにつぎの量を考える。まず、図4(b)の1周期分のデータを、横軸に球面の変位 h_c 、縦軸に荷重 F をとって図8に示す。図8の下部に実験結果、上部にはモデルの計算結果を示す。実験値は白抜きの小円、計算値は黒塗りの小円、粘性値は実線で表されている。また、矢印は運動の進行方向を示す。図8から球面の運動方向が反転した直後に荷重の増加が抑えられているのがより明確にわかる。ここで図8の荷重曲線を次のように一周期積分した値 E を定める。

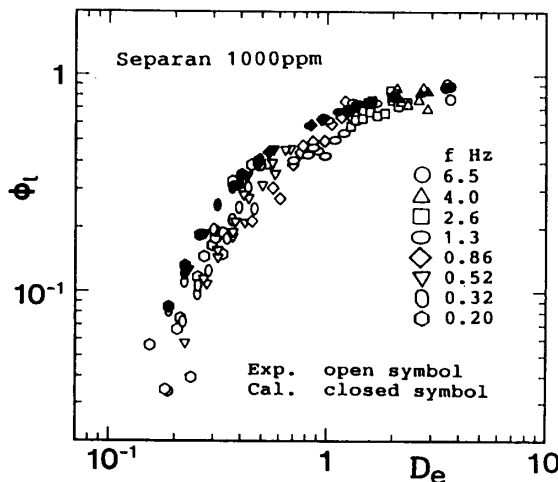
$$E = \oint \mathbf{F} \cdot \mathbf{h} dt \dots \dots \dots (11)$$

なお、 \mathbf{F} , \mathbf{h} はベクトルで表した伝達荷重と球面の速度であり、 \cdot は内積を表す。この値は図8のデータまたは実線で囲まれた範囲内の面積に相当し、1周期当たりに球面が流体になす仕事、逆に言えば球面を1周期振動させるのに必要なエネルギーに等しい。本実験のように流体が他に仕事しない場合はこのエネルギーはすべて流体中に散逸することになる。そこで以後この値を散逸エネルギーと呼ぶ。実験値または計算値で算出される1周期当たりの散逸エネルギーを E 、粘性値による散逸エネルギーを E_v とし、 E/E_v を De に対して表してみた。その結果を図9(a), (b)に示す。5.2節の荷重の振幅と同様に右下がりの曲線としてよく整理されており、伝達荷重の変化における粘弾性流体の純粘性流体との違いは散逸エネルギーの減少として表れることがわかる。黒塗りの記号で示した計算値は散逸エネルギーの減少量を過大に表しているが定性的には実験結果と同じ傾向を表している。

5.4 1周期当たりの力積 先の図5の説明で述べたように粘弾性流体では荷重の振幅が正負で対称ではない。この主たる原因は F_a^+ と F_a^- の生じるときすきまの違いにあると考えられる。すなわち、荷重振



(a) Separan 500 ppm 水溶液



(b) Separan 1000 ppm 水溶液

図7 伝達荷重の位相の遅れ

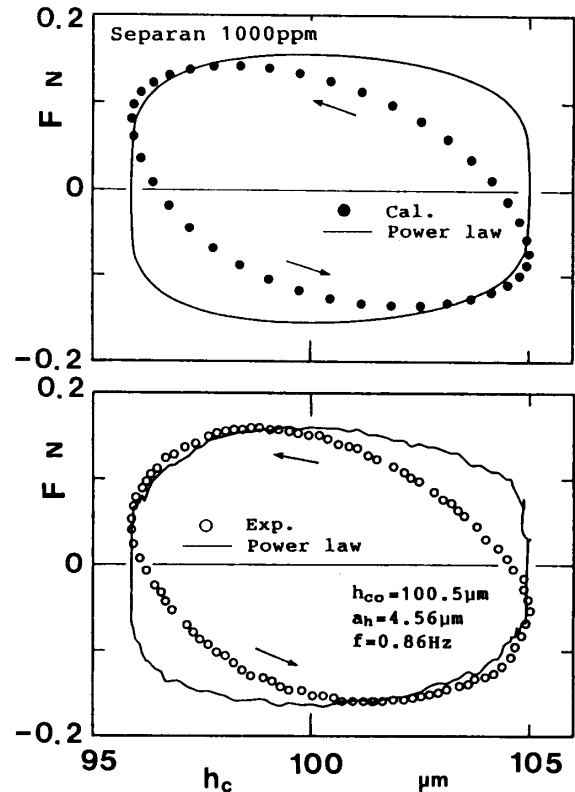


図8 球面の変位に対する伝達荷重の変化 (Separan 1000 ppm 水溶液)

動の位相がずれるため、 F_a^+ が生じる際の中心すきまは h_{co} より狭くなるのに対し、 F_a^- が生じる際のすきまは広がる。式(2)、(3)の伝達荷重の式には(表面に表れていないが) h が三乗の項として含まれており、この h の違いにより正と負の荷重の振幅の大きさに違いが生じたと考えられる。ここではこの荷重変化の非対称性の影響について検討する。まず、図10の伝達荷重の時間変化に示すように、荷重が正の値をとる時間を t^+ 、負の値をとる時間を t^- とする。そして、図10中に示すように各範囲での荷重 F の時間積分を I^+ 、 I^- と定めると、 I^+ と I^- は1周期当たりの正の力積および負の力積となる。正の力積 I^+ は面を離反させる方向に、負の力積 I^- は面を接近させる方向に働くことになる。この I^+ と I^- の大きさを比較するために、 $\epsilon_m (= a_h/h_{mo})$ を横軸にとり $|I^+/I^-|$ を表した結果を図11に示す。図11(a)が Separan 500 ppm、図11(b)が Separan 1000 ppm の結果である。図11の $|I^+/I^-| = 1$ が純粘性流体の場合に相当する。実験結果では球面の振動が正確な正弦波でなく厳密な検討が困難であったため、ここでは計算結果だけを示してある。図11より数%とわずかではあるが $|I^+/I^-| > 1$ と正の力積が

負の力積を上回っていることがわかる。すなわち粘弾性流体を振動するスクイズ流れに用いた場合、運動全体を平均すると2面を離反させる作用が生じることになる。また、 $|I^+/I^-|$ は $\epsilon_m (= a_h/h_{mo})$ の増加とともに増加している。これは平均すきま h_{mo} が一定で振幅 a_h が増加した場合には正の力積が増し面をより引き離す働きを示している。

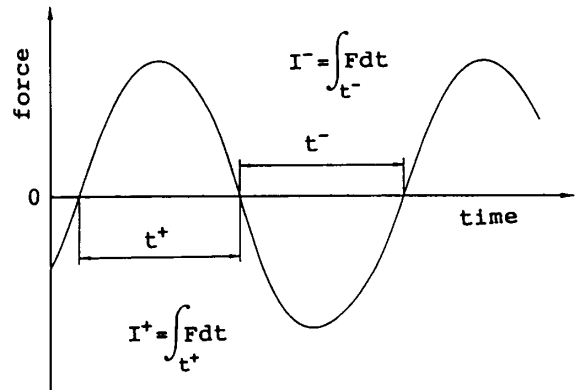
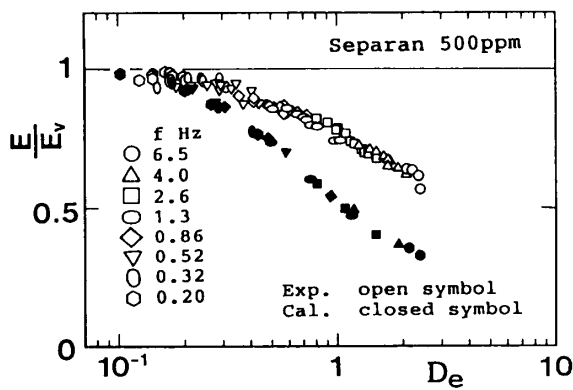
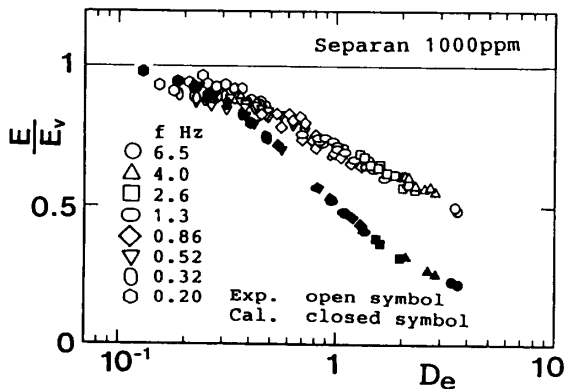


図10 正と負の力積の定義

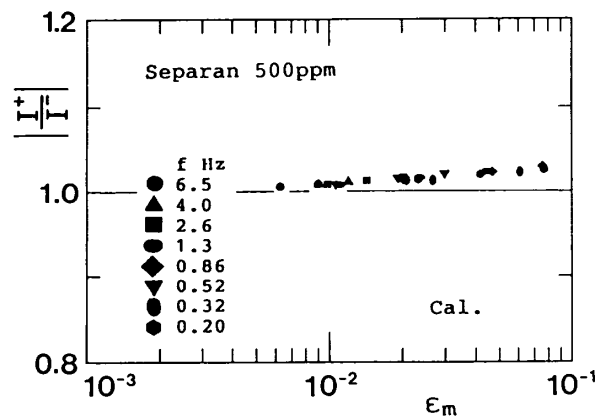


(a) Separan 500 ppm 水溶液

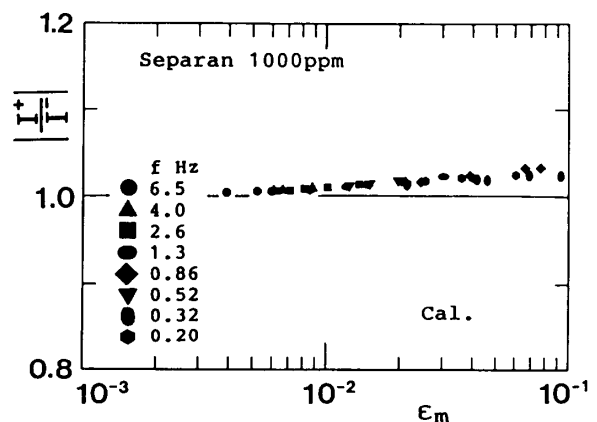


(b) Separan 1000 ppm 水溶液

図9 1周期当たりの散逸エネルギー



(a) Separan 500 ppm 水溶液



(b) Separan 1000 ppm 水溶液

図11 正と負の力積の比

6. 結 論

正弦波振動するスクイズ流れの場に高分子溶液を用いた場合に生じる伝達荷重の変化を実験的、解析的に検討した。その結果つぎの点が明らかになった。

(1) Separan 水溶液では粘性のみにより見積もられる伝達荷重の変化と比較して荷重の振幅が減少し、位相も遅れる。

(2) ストレスオーバーシュートを表すことのできる構成方程式による解析結果は伝達荷重の振幅の減少を定性的に表し、伝達荷重の位相の遅れを定量的に表すことができる。

(3) 伝達荷重の無次元化振幅、位相の遅れ量は見掛けの緩和時間により定義されるデボラ数により関係づけられる。

(4) Separan 水溶液では、1周期当たりの運動で流体中に散逸されるエネルギーは純粘性流体の場合に比較し少なく、この値も同じデボラ数により整理される。

(5) 計算結果における荷重振動の1周期における正負の力積の見積もりによれば、面を離反させるように働く正の力積が面を接近させるように働く負の力積より大きくなる。

文 献

- (1) 例えば, Leider, P. J., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 13-4(1974), 342.
- (2) 例えば, Grimm, R. J., *AIChE J.*, 24-3(1978), 427.
- (3) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-546, B(1992), 441.
- (5) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-546, B(1992), 449.
- (5) 林・富岡・和田, 機論, 52-478, C(1986), 1841.
- (6) 林・富岡・和田, 機論, 53-492, C(1987), 1815.
- (7) Tichy, J. A. and Winer, W. O., *Trans. ASME, J. Lubr. Technol.*, 100(1978), 56.
- (8) 例えば, Brindley, G., Davies, J. M. and Walters, K., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1(1976), 19.
- (9) 例えば, Shirodkar, P. and Middleman, S., *J. Rheol.*, 26(1982), 1.
- (10) 鳴海・関野・長谷川, 機論, 56-529, B(1990), 2551.
- (11) 春山・風巻・森・吉沢, 機論, 52-476, C(1986), 1435.
- (12) 鳴海・関野・長谷川, 機論, 57-535, B(1991), 958.