

高分子溶液のスクイズ流れに関する研究*

(伝達荷重に対する溶液の物性の影響)

鳴海敬倫*¹, 長谷川富市*¹, 山根隆一郎*²

Study on the Squeezing Flow of Polymer Solutions (Effects of the Fluid Properties on Transmitting Forces)

Takatsune NARUMI, Tomiichi HASEGAWA and Ryuichiro YAMANE

Effects of the stress overshoot on the transmitting force generated in some cases of squeezing flows are analytically investigated using a constitutive equation. A nondimensional factor (O_s) that corresponds to the magnitude of the stress overshoot, and an apparent relaxation time (λ_o) are defined by extending the definition in the simple shear flow. The magnitude and the peak time of overshoot in the force induced in normal or reverse squeezing flow are respectively correlated with the O_s and λ_o . In the case of successive squeezing flows consisting of normal squeezing in the first half and reverse squeezing in the second half and vice versa, the force generated in the second squeezing is only dependent on the normalized time t/λ_o . When the two surfaces are subjected to sinusoidal oscillations in the region of high Deborah number, the amplitude of the force and phase lag become large with an increase in O_s , and separating forces time-averaged during the sinusoidal oscillation decrease with an increase in O_s , especially in the extreme case, the two surfaces being forced to approach with sinusoidal oscillation.

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

1. 結 言

著者らは既報⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾において各種のスクイズ流れを取り上げ、高分子溶液の粘弾性的性質が伝達荷重に及ぼす影響を実験的ならびに理論的に調べた。これら既報では高分子溶液として数種類の濃度の Separan 水溶液を用いたが、得られた結果を実際の潤滑や工業上の流れへ応用するためには既報で扱った溶液と異なった物性を持つ流体についても検討する必要がある。しかし、それぞれの高分子溶液についてすべて実験を行うことは容易ではない。一方、既報ではストレスオーバーシュートを示す構成方程式による解析も行っている。この解析結果は実験結果との定量的な一致は完全ではないものの、正、逆、往復スクイズ流れおよび正弦波振動によるスクイズ流れといった多くのケースで伝達荷重の様子を定性的によく表した。

このような今までの研究成果をふまえ、本研究では高分子溶液の物性が変化した場合に各種スクイズ流れの伝達荷重がいかなる影響を受けるかを、既報で有

効性が確認された構成方程式を用いた解析により明らかにする。

2. 構成方程式と計算の概要

2.1 モデル定数と流体の物性 既報⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾で用いた構成方程式を以下に示す。

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

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、 II_e は変形速度テンソルの第 2 不変量である。この式に含まれるモデル定数の a_n , λ_n は弾性に関する係数とそれに対応する緩和スペクトル、 c , α は非定常応答に関連する定数である。まず、これらが変化した場合のせん断流中での流動特性への影響を示す。式(1)から例えば円管内定常流における壁面せん断応力 τ_w および粘性係数 η を求めると

$$\tau_w = \sum \frac{a_n}{\left(\frac{1}{\lambda_n} + c \left|\frac{\dot{\gamma}_w}{2}\right|^{\alpha/2}\right)} \dot{\gamma}_w \quad \dots(2)$$

$$\eta = \sum a_n \lambda_{n,eff}^2 \quad \dots(3)$$

となる。ここで $\lambda_{n,eff}$ は既報⁽⁵⁾と同様に次式で定めた見掛けの緩和スペクトルである。

* 平成 4 年 8 月 28 日 流体工学部門講演会において講演、原稿受付 平成 4 年 4 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 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

表 1 Separan 1000 ppm 水溶液のモデル定数

	n	1	2	3	4	5	c (s^{a-1})	α
S	a_n (Pa/s)	1.88×10^2	1.84×10	1.04	0.794×10^{-1}	0.449×10^{-2}	0.472	0.629
	λ_n (s)	2×10^{-2}	2×10^{-1}	2	2×10	2×10^2		

表 2 モデル定数 (A~D)

	$a_n/a_n[S]$	$\lambda_n/\lambda_n[S]$	$c/c[S]$	α
A1~A4	1/4, 1/2, 2, 4	1	1	0.629
B1~B3	1	1/4, 1/2, 2	1	0.629
C1~C4	1	1	1/4, 1/2, 2, 4	0.629
D1~D4	1	1	1	0.3, 0.5, 0.7, 0.9

$$\frac{1}{\lambda_{n,eff}} = \frac{1}{\lambda_n} + \frac{c \int_{t'}^t |II_e|^{a/2} dt''}{t-t'}$$

$$= \frac{1}{\lambda_n} + c \left| \frac{\dot{\gamma}_w}{2} \right|^\alpha \dots (4)$$

$\dot{\gamma}_w$ は壁面せん断速度を表す。同様に第 1 法線応力差 N_1 およびその係数 Ψ_1 は

$$N_1 = \sum \frac{2a_n}{\left(\frac{1}{\lambda_n} + c \left| \frac{\dot{\gamma}_w}{2} \right|^\alpha\right)^3} \dot{\gamma}_w^2 \dots (5)$$

$$\Psi_1 = 2 \sum a_n \lambda_{n,eff}^3 \dots (6)$$

となる。また、既報⁽⁵⁾と同様に見掛けの緩和時間を

$$\lambda_0 = \frac{\Psi_1}{2\eta} = \frac{\sum a_n \lambda_{n,eff}^3}{\sum a_n \lambda_{n,eff}^2} \dots (7)$$

と定める。つぎに単純せん断流のスタートアップ流れではせん断応力 τ が

$$\tau = \dot{\gamma} \sum \left\{ a_n \exp\left(-\frac{t}{\lambda_{n,eff}}\right) \times [(\lambda_n - \lambda_{n,eff})t - \lambda_{n,eff}^2] + a_n \lambda_{n,eff}^2 \right\} \dots (8)$$

となり、流動開始からストレスオーバーシュートのピークまでの時間 t_{ps} は式(8)の極値を調べることから

$$t_{ps} = \frac{1}{c} \left| \frac{\dot{\gamma}}{2} \right|^{-\alpha} \dots (9)$$

となる。式(8)で $t=t_{ps}$ とするとストレスオーバーシュートのピーク値 τ_{ps} が求められ、また $t \rightarrow \infty$ とすれば定常値 τ_∞ が得られる。

最初に、 $a_n, \lambda_n, c, \alpha$ を個々に変化させたときの流動特性を示す。表 1 に既報⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾で計算に用いた Separan 1000 ppm に対するモデル定数を示す。モデル定数を決定する方法としては第 1 法線応力差のデータを用いる方法など数とおり考えられるが、これは単純せん断流のスタートアップの実験で得られる $t_{ps}, \tau_\infty, t_{ps}$ の実測値と式(8), (9)から定めたものである⁽²⁾。以後、記号 S を用いてこの組合せを表す。表 2 に示すように $a_n, \lambda_n, c, \alpha$ を S に対して 1/4 から 4 倍の範囲で変化させた組合せを考え、A1 から D4 とする。

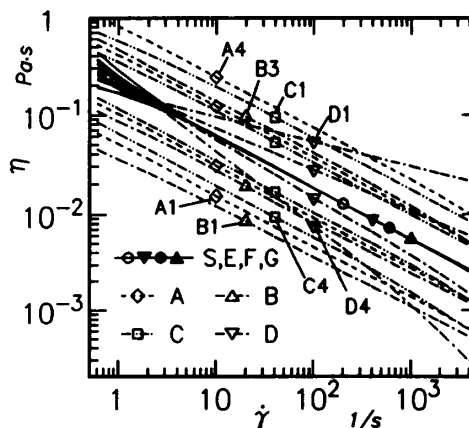


図 1 モデル定数による粘性係数の変化

なお、 a_n, λ_n は $n=1 \sim 5$ に対応する各 5 個の値によって与えられているが、ここではこれらの値は相対的に変化しないものとする。また、表 2 中の [S] の付いた記号は S の値を表す。

図 1 にせん断速度に対する粘性係数の変化を表す。図 1 からどの場合も粘性係数はせん断速度のべき乗で近似され、特に D の結果から α はべき指数に直接関係することがわかる。以後のスクイーズ流れで生じる伝達荷重についてはべき乗則流体から計算される荷重 [粘性値という、既報⁽¹⁾の式(1)など] で無次元化する。よって図 1 に示されるように η が直線で表されればその傾きなどの違いは無次元伝達荷重に影響を与えない。ただし、図 1 では明確でないが η の変化は厳密には直線ではなく数%程度のうねりがある。この η をべき乗則 (直線) で近似するときの誤差はスクイーズ流れの伝達荷重の無次元化に影響する。3 章以降の図でデータにわずかなばらつきが見られるのはこの誤差のためである。図 2 はモデル定数による見掛けの緩和時間 λ_0 と単純せん断流スタートアップ時のストレスオーバーシュート量 (τ_{ps}/τ_∞ ; 以後略してオーバーシュート量と呼ぶ) の変化を表している。C と D では見掛けの緩和時間がある程度変化するが、A~D どの場合もオ

表 3 モデル定数 (E~G, M)

	a_n (Pa/s) [n = 1 ~ 5]					x^\dagger	c ($s^{\alpha-1}$)	α
	1	2	3	4	5			
E1	1.95×10^2	4.56×10	2.21	1.99×10^{-1}	3.84×10^{-3}	1	0.472	0.629
E2	1.56×10^2	1.04×10	6.76×10^{-1}	3.95×10^{-2}	7.06×10^{-3}	3		
E3	1.27×10^2	7.00	5.11×10^{-1}	1.66×10^{-2}	1.07×10^{-2}	4		
E4	1.04×10^2	5.18	4.14×10^{-1}	1.08×10^{-3}	1.45×10^{-2}	5		
F1	2.95×10	1.80	1.16×10^{-1}	8.08×10^{-3}	6.05×10^{-4}	5	0.118	0.629
F2	6.85×10	6.31	3.66×10^{-1}	2.69×10^{-2}	1.81×10^{-3}	3	0.236	
F3	4.91×10^2	2.87×10	1.95	1.36×10^{-1}	5.67×10^{-3}	2	0.944	
F4	9.90×10^2	4.68×10	3.82	1.77×10^{-1}	9.63×10^{-3}	2	1.89	
G1	1.82×10	9.74×10^{-1}	7.33×10^{-2}	1.90×10^{-3}	1.50×10^{-3}	8	0.118	0.629
G2	4.12×10	2.53	1.76×10^{-1}	5.80×10^{-3}	3.71×10^{-3}	6	0.236	
G3	5.08×10^2	2.80×10	2.04	6.63×10^{-2}	4.28×10^{-2}	2	0.944	
G4	2.48×10^3	1.50×10^2	1.05×10	3.48×10^{-1}	2.21×10^{-2}	0.8	1.89	
M1 [†]	2.35×10^3	2.29×10^2	1.30×10	9.93×10^{-1}	5.62×10^{-2}	0.08	0	—
M2	6.01×10^3	5.87×10^2	3.33×10	2.54	1.44×10^{-1}	0.05		
M3	2.40×10^4	2.35×10^3	1.33×10^2	1.02×10	5.75×10^{-1}	0.025		
M4	1.50×10^5	1.47×10^4	8.31×10^2	6.35×10	3.60	0.01		
M5	6.01×10^5	5.87×10^4	3.33×10^3	2.54×10^2	1.44×10	0.005		

[†] λ_n (s) = $x \times (10^{-2}, 10^{-1}, 1, 10, 10^2)$, [‡] M1 ~ M5; $\eta = 43.3$ (mPa·s)

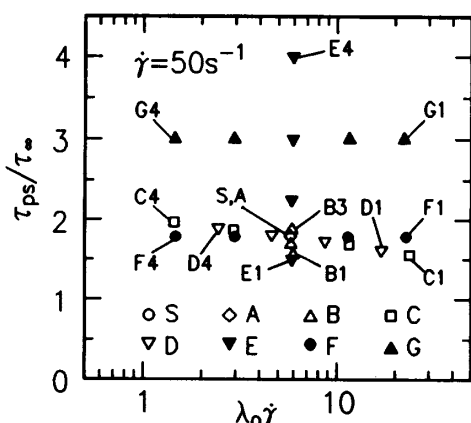


図 2 単純せん断流スタートアップ時における見掛けの緩和時間とストレスオーバーシュート量

オーバーシュート量はあまり変化していない。すなわち、 c , α の変化は流体の持つ緩和時間に直接影響し、 a_n , λ_n も図 1 の粘性係数やここには示していないが第 1 法線応力係数の大小に影響する。しかし、図 2 から個々のモデル定数を単独に変化させてもオーバーシュート量への影響は少ないことがわかる。既報⁽¹⁾⁽²⁾ で示したようにスクイズ流れで生じる伝達荷重の変化にはストレスオーバーシュートの影響が大きかった。この点から A~D はスクイズ流れの荷重変化を調べるには不相当と考えられる。

そこで S をもとにオーバーシュート量または緩和時間いずれか一方を変化させ、そのときの a_n , λ_n などの組合せ E~G を表 3 のように定めた。図 1 に示されるように η についてはこれらの場合 S とほぼ一致する。また図 2 からわかるように E は λ_0 を一定にしてオーバーシュート量を変化させたものであり、F と G は

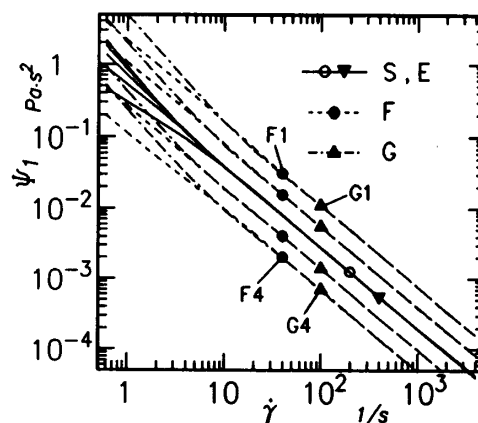


図 3 モデル定数による第 1 法線応力係数の変化 (E~G)

オーバーシュート量を一定として緩和時間を変化させた場合である。図 3 に E~G に対して求めた第 1 法線応力係数の変化を示す。これからわかるように E の法線応力係数 ψ_1 は S のそれと一致するが、F と G では S の場合と異なっている。ところで、スクイズ流れで生じる伝達荷重の変化は法線応力効果で説明できないことが従来の研究⁽⁶⁾⁽⁷⁾ で示されている。また、伝達荷重に対して法線応力効果の影響が少ないことを示した論文⁽⁸⁾ や法線応力効果を省略した解析結果が実験結果とよく一致することを示した報告例⁽⁹⁾ もある。この点から考えればスクイズ流れの解析では、図 3 に示したような法線応力差の違いの影響は少なく注意を払う必要はないと考えられる。また一方で、Separan 1000 ppm の S (これは単純せん断流スタートアップ時のストレスオーバーシュートのデータより決められている) を用い、構成方程式 (1) により算出した法線応力差は、同溶液の法線応力差の実測値より 10 倍以上

大きくなることが示された⁽⁴⁾。すなわち式(1)は一つの現象に合うようにモデル定数を定めたとき、他の現象を正確に表さない場合がある。換言すれば、ストレスオーバーシュートのデータを基準にしたとき式(1)は法線応力差を過大に見積もることになる。このため既報⁽⁴⁾で示したようにスクイズ流れの伝達荷重を法線応力効果を見捨てて計算した場合と考慮した場合に若干違いが現れる。しかし、法線応力効果を考慮しない場合のほうが実験結果に近い傾向を示しており、構成方程式(1)による解析では法線応力の項を事前に省略して計算することにより実際のスクイズ流れで生じる現象に近い予測が得られると考えられる。そこで本報では既報と同様に法線応力効果を除いて計算を行う。

以下E~Gを用い、オーバーシュート量と緩和時間を変化させたとき、スクイズ流れの伝達荷重がどのような影響を受けるかを示す。また、この方程式のモデル定数の特別な組合せとして表3に示すMについても併せて計算した。Mの組合せのように $c=0$ とすると、本構成方程式(1)はストレスオーバーシュートを示さない一般化対流 Maxwell モデルとなる。

2.2 計算の概要 図4(a)に本研究で対象とした2面の概略を示す。曲率半径が2.00 mの球面が平面に対し垂直に運動する場合を考える。ここでは3~5章の計算で共通となる点を概略示す。法線応力効果を省略するとスクイズ流れで生じる伝達荷重 F は

$$F = -2\pi \int_0^a \frac{r^2}{h} [\tau_{rz}]_w dr \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。なお、添字 w は壁面における値を示す。また、半径 r での応力と速度場は図4(b)に示される同じすきま h の平行平板間の同じ半径 r 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。このような条件のもとにまず式(1)に含まれる $C^{-1\psi}$ と II_e を各ケースで導き、式(1)からせん断応力を求め、式(10)に代入し数値積分して伝達荷重を算出した。3~5章における個々の計

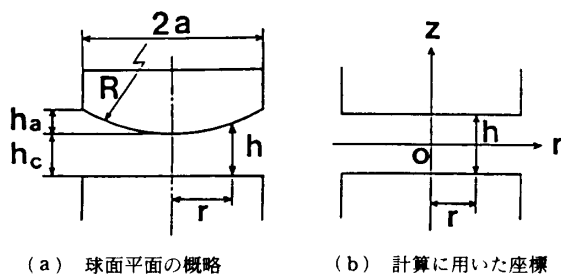


図 4

算の詳細は既報⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾を参照されたい。なお、2面のすきまや運動速度などは既報の実験条件に近い値とした。

3. 正および逆スクイズ流れ

本章では図4(a)で平面から中心のすきまで h_{co} (添字 o は運動開始時を表す) 離れて静止している球面が時刻 $t=0$ から一定速度 V で接近 ($V>0$) または離反 ($V<0$) する際に生じる正または逆スクイズ流れについて示す。既報⁽²⁾では実験と対応させるため、運動開始時の速度変化を考慮したが、ここでは $t=0$ から速度 V で運動を開始するとした。

さて、結果を示す前にE~Gでは流体の物性の変化を一つのモデル定数で代表できないため、緩和時間やストレスオーバーシュート量を表す別のパラメータを定める必要がある。そこでまず、流れを代表する位置として運動開始時にすきま h が面平均値 $h_{mo} (= h_{co} + h_a/2)$ となる半径 $r = a_m (= a/\sqrt{2})$ を選ぶ。そして、その位置で決まる II_e を用いて $\lambda_{n,eff}$ を式(4)と同様に

$$\frac{1}{\lambda_{n,eff}} = \frac{1}{\lambda_n} + c \left\{ \frac{(2n+1)}{2n} \frac{a_m |V|}{h_{mo}^2} \right\}^a \quad \dots\dots\dots (11)$$

とする。この $\lambda_{n,eff}$ を式(7)に代入して得られる λ_o をスクイズ流れにおける見掛けの緩和時間とする。なお、 n はべき乗則粘性におけるべき指数である。

つぎにストレスオーバーシュートの大小を表す量を定める。E1~E4の組合せはオーバーシュート量を変化させたものであるが、これらは図1の η および図3の Ψ に差を生じないため λ_o も等しくなる。よって、 λ_o をもとに定められるワイゼンベルグ数やデボラ数ではオーバーシュート量の変化を説明できない。そこで単純せん断流スタートアップ時における応力変化[式(8)]をもとにスクイズ流れにも適応可能な以下の量 O_s を導く。式(8)において右辺大括弧内の第2項が応力の定常値に対応し、第1項が定常値からの逸脱量に対応する。さらにストレスオーバーシュートがピーク値を示す $t = t_{ps}$ を代入すると $(\lambda_n - \lambda_{n,eff})t_{ps} = \lambda_n \lambda_{n,eff}$ となる。ここで、第1項の \exp は応力の時間変化に関与し逸脱量の大きさはかぎ括弧内の量に依存すると考えられる。そこで \exp を除いて第1項と第2項の比を取り、さらに物質定数の変化には関連しない定数項を省略して以下の無次元数を定める。

$$O_s = \frac{\sum a_n \lambda_n \lambda_{n,eff}}{\sum a_n \lambda_{n,eff}^2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

一方、視点を変えれば式(8)の $(\lambda_n - \lambda_{n,eff})t$ 以外の項は緩和スペクトルが $\lambda_{n,eff}$ である一般化対流 Max-

well モデルの結果に等しい。よって O_s は Maxwell モデルの応力変化を基準にしたストレスオーバーシュート量の大小を表すパラメータとみなすこともできる。なお、スクイーズ流れにおいては式(11)の $\lambda_{n,eff}$ を式(12)に代入した値を O_s とする。

図5にSとその緩和時間を変化させたFに対する正スクイーズ流れの伝達荷重の変化の一例を示す。縦軸は式(10)から求めた荷重を粘性値 [既報⁽¹⁾] の式(1)] で割った無次元荷重、横軸は時間である。なお、

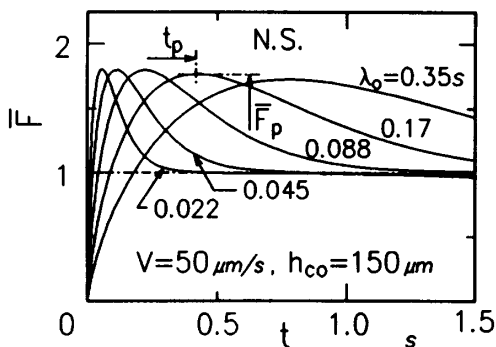


図5 正スクイーズ流れの伝達荷重の変化 (F, S; $\lambda_0=0.088$ s)

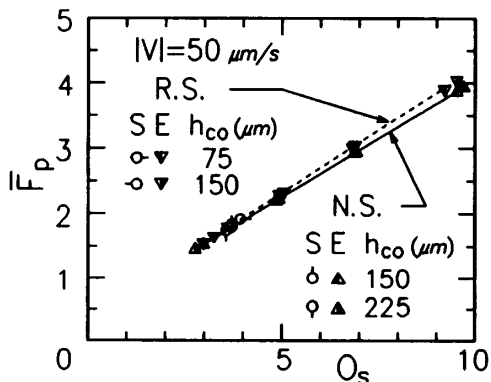


図6 伝達荷重のオーバーシュートのピーク値 (E, S)

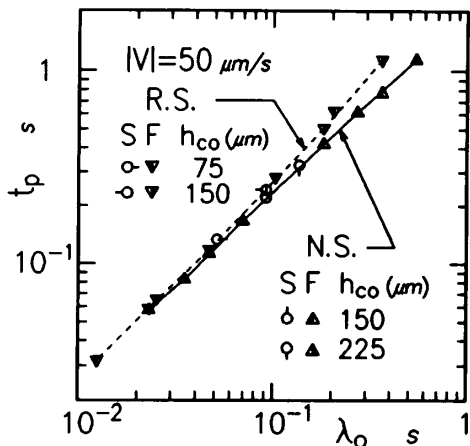


図7 伝達荷重のオーバーシュートまでの時間 (F, S)

図5で $\lambda_0=0.088$ s が S の計算結果である。図5中に示したように伝達荷重のオーバーシュートのピーク値を \bar{F}_p 、ピークまでの時間を t_p と定め、これらの量と先に定めた O_s 、 λ_0 との相関を調べる。図6にSとオーバーシュート量を変化させたEについて \bar{F}_p を O_s で整理した結果を示す。正スクイーズ流れ (N.S.) と逆スクイーズ流れ (R.S.) に対しておのおの \bar{F}_p は O_s とよく対応しているが、 O_s の増加とともに N.S. と R.S. との間に差が現れている。つぎに図7にFとSについて t_p を λ_0 により表した結果を示す。この場合も t_p は λ_0 でよく整理されているが、 λ_0 の大きいところでは N.S. と R.S. の違いが現れている。N.S. ではすきまが時間に対し減少し流れが加速されるのに対し、R.S. では逆にすきまが拡大し減速流となる。このような流動状態の違いすなわち流体要素の受ける変形履歴の違いが図6, 7の N.S. と R.S. の違いとして現れたと考えられる。なお、ここには示さないが図6, 7と運動条件が違う場合の結果も図6, 7に示した線に一致した。このように N.S. か R.S. かを指定すれば代表位置で定めた O_s および λ_0 を用いることにより積分量である伝達荷重のオーバーシュート現象が整理されることがわかる。

4. 往復スクイーズ流れ

つぎに一定速度で接近(または離反)の後、同じ速度で離反(接近)する往復スクイーズ流れの荷重変化を3章と同様のパラメータにより検討する。図8にEとSの各場合について接近 ($V>0$) 後離反 ($V<0$) するV形スクイーズ流れで生じる無次元伝達荷重を計算した結果を示す。図8中の h_{ct} は運動反転位置である。図8から前半のスクイーズ運動時にはオーバーシュート量による差が明らかに現れているが、 $\bar{F}=1$ から反転した後の荷重変化にはまったく違いが現れないのがわ

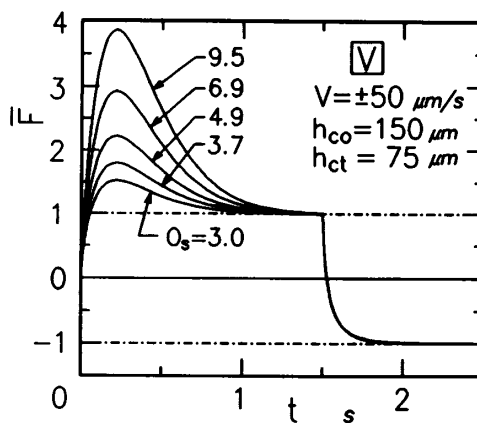


図8 V形スクイーズ流れの伝達荷重の変化 (E, S)

かる。これは構成方程式(1)が減衰関数(2番めの \exp の項)に $|II_e|$ を含み、同じ速度で反転したときにはこの項が見掛け上連続的に変化し、前半のスクイーズ運動開始時のような不連続性を表さないためである。この点は $|II_e|$ を似た形で含む積分形の Carreau モデル⁽¹⁰⁾ や Meister モデル⁽¹¹⁾ を用いても同様の結果が導かれると考えられる。図9に緩和時間を変化させた例として F, S および G, E3 について運動反転位置を等しくし ($h_{ct}=75 \mu\text{m}$), 反転時にほぼ $\bar{F}=1$ になるような運動開始位置を個々に与え計算した結果を示す。横軸は運動反転時を零とした時刻 t を λ_0 で無次元化した値である。なお、前半の運動では λ_0 を運動開始時の条件で定め、後半の運動では反転時の条件で λ_0 を定めた。図9には両方の λ_0 を示してある。図9の \bar{F} のピーク値 \bar{F}_p がほぼ3の結果が G と E3 であり、それより低いもの ($\bar{F}_p=1.5\sim 1.8$) が F と S である。図9から $\bar{F}=1$ になってから反転する場合の反転後の荷重変化はオーバーシュート量や緩和時間によらず t/λ_0 で整理されることがわかる。なお、反転後の荷重変化にわず

かにずれが生じているのは反転時に完全に $\bar{F}=1$ になっていないデータがあるためである。図10は F と S についてオーバーシュートの途中(ピーク前)で運動を反転させた V 形スクイーズ運動の結果を同様に示した例である。なお、この場合の運動反転時の条件による O_s はどれも約 3.9 とほぼ一定である。反転後の荷重変化はほぼ一致しており、したがって後半の運動時にオーバーシュートが生じる場合も O_s が等しければ伝達荷重の変化は t/λ_0 で表すことができるのがわかる。ただし、 λ_0 を運動反転時の状態で定めているので、緩和時間が長く面の移動量大きい状況(図10の矢印)では時間の経過とともに流れの履歴の影響による差が現れてきている。

これまでではストレスオーバーシュートが生じる場合の伝達荷重の変化を検討してきたが、つぎにせん断流スタートアップ時にストレスオーバーシュートを示さない M の一般化対流 Maxwell モデルを用いた計算結果を示す。図11は V 形スクイーズ流れ、図12は V 形と逆の動きをする Δ 形スクイーズ流れに関する計算結果である。図11の前半に見られる正スクイーズ流れの伝

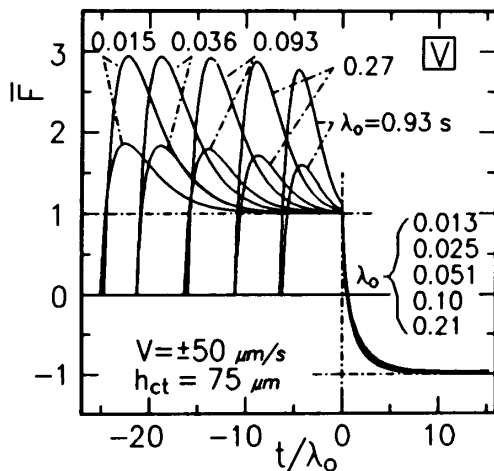


図9 V形スクイーズ流れの伝達荷重の変化 (F, S, G, E3)

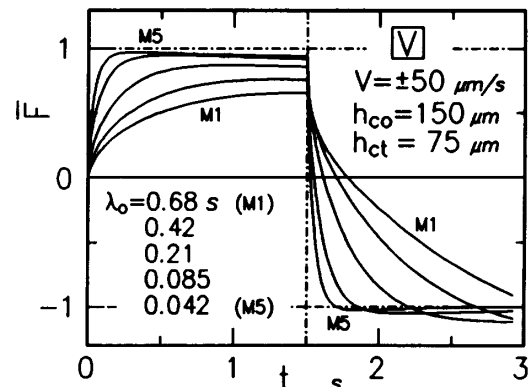


図11 一般化対流 Maxwell モデルによる V 形スクイーズ流れの伝達荷重の変化 (M)

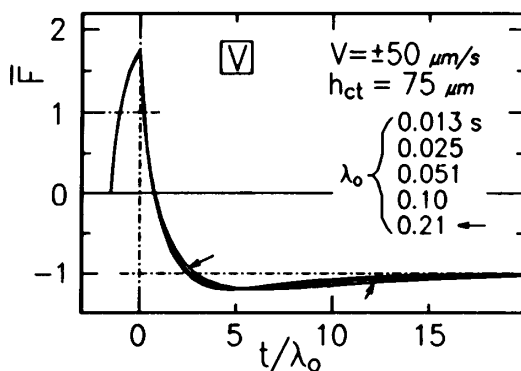


図10 オーバシュートの途中で運動を反転させた場合の伝達荷重の変化 $O_s \approx 3.9$ (F, S)

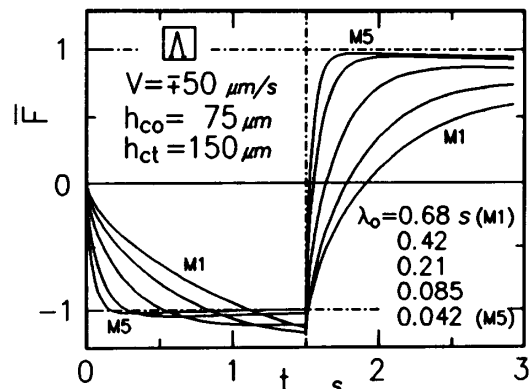


図12 一般化対流 Maxwell モデルによる Δ 形スクイーズ流れの伝達荷重の変化 (M)

遠荷重変化では \bar{F} は時間が経過しても準定常値すなわち $\bar{F}=1$ に到達しないのがわかる。一方、図 12 の前半の逆スクイーズ流れでは反対に \bar{F} は -1 を超えた値で一定となっている。また、運動が反転した後に生じる正または逆スクイーズ流れでも上記と同じ傾向を示している。なお、ここに示した以上に時間が経過しても結果は同様である。すなわち、この一般化対流 Maxwell モデルではせん断速度が一定の単純せん断流において応力は時間がたてば定常値 (=粘性値) になるが、スクイーズ流れのような流れが加速または減速する場合には粘性値より小さい値または大きい値で一定となる。この正スクイーズ流れに関する計算結果は Maxwell 形のモデルに対する Tanner ら⁽¹²⁾⁽¹³⁾ の報告と定性的に一致している。また、Phan-Thien ら⁽¹⁴⁾ のストレスオーバーシュートが生じない流体を用いた正スクイーズ流れの実験結果もこの計算結果と定性的に一致している。

5. 正弦波振動により生じるスクイーズ流れ

最後に図 4 で球面が平面に対し中心すきま h_{co} で上下に振幅 a_h 、周波数 f の正弦波振動をするときの伝達荷重を求めた。式(1)から得られる伝達荷重の変動波形は同じ粘性を持つ純粘性流体から得られる波形に比べ荷重の振幅は減少し、位相も遅れる結果になる⁽⁵⁾。ここでは伝達荷重の振幅、位相遅れおよび一周期の荷重変動から計算される散逸エネルギー、力積について整理した結果を示す。まず、図 13 に式(1)から計算される伝達荷重の振幅 F_a を粘性値 [既報⁽⁵⁾の式(4)]の振幅 F_{va} で割った無次元振幅を示す。なお、構成方程式(1)から計算される伝達荷重の振動は正の荷重が示す波形と負の波形が対称でないため、 F_a や以下に示す位相遅れ ϕ_i は平均値で定めた⁽⁵⁾。図 13 の横軸は以下のように定義したデボラ数である。

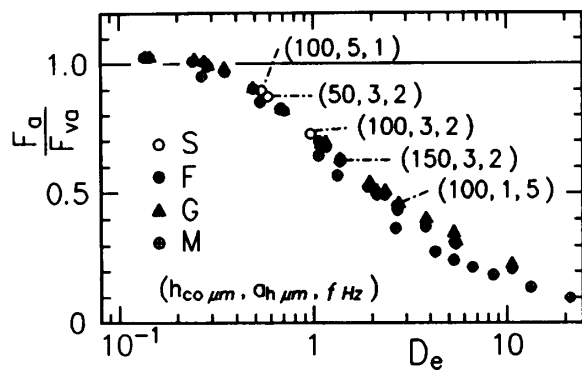


図 13 伝達荷重の振幅 (S, F: $O_s=3.7\sim 4.0$, G: $O_s=6.8\sim 6.9$, M: $O_s=1$)

$De = \lambda_o \omega$ (13)
このときの見掛けの緩和時間 λ_o は式(7)の $\lambda_{n,eff}$ を

$$\frac{1}{\lambda_{n,eff}} = \frac{1}{\lambda_n} + c \left(\frac{\Gamma_{om} \omega \epsilon_m}{2} \right)^\alpha \dots\dots\dots (14)$$

として計算される値である⁽⁵⁾。ここで

$$\omega = 2\pi f, \Gamma_{om} = \frac{(2n+1)}{n} \frac{a_m}{h_{mo}}, \epsilon_m = \frac{a_h}{h_{mo}}$$

である。図 13 は S と F, G, M の結果を示しており、S の記号から引き出した括弧は面の振動条件を表している。F と G はおのおのオーバーシュート量を一定として緩和時間を変化させた組合せであるが、F と G では G のほうがオーバーシュート量すなわち O_s が大きい。図 13 の表題にある O_s は式(14)の $\lambda_{n,eff}$ により式(12)から得られる値である。図 13 の De 数の小さい範囲では F と G に差は見られないが、 De 数の増加とともに G の振幅がやや大きくなる。また、M のデータはオーバーシュートを示す F や G より小さい。この 3 種類のデータから De 数の大きい領域で F_a/F_{va} は O_s の増加とともに若干ではあるが大きくなる (すなわち、 $F_a/F_{va}=1$ の粘性値からの減少量は少なくなる) ことがわかる。図 14 は位相の遅れ ϕ_i を同じく De 数に対して表

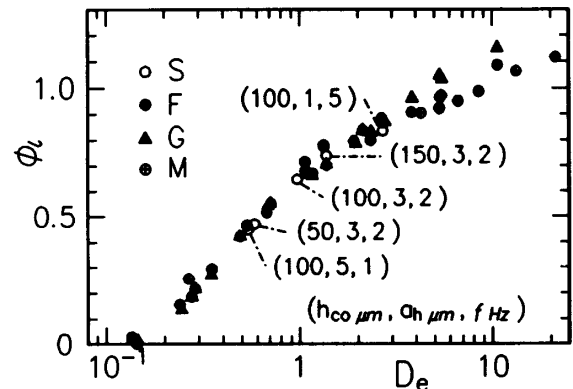


図 14 伝達荷重の位相の遅れ (S, F: $O_s=3.7\sim 4.0$, G: $O_s=6.8\sim 6.9$, M: $O_s=1$)

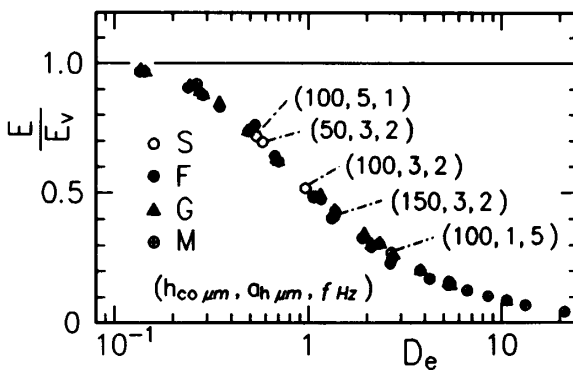


図 15 一周期あたりの散逸エネルギー (S, F: $O_s=3.7\sim 4.0$, G: $O_s=6.8\sim 6.9$, M: $O_s=1$)

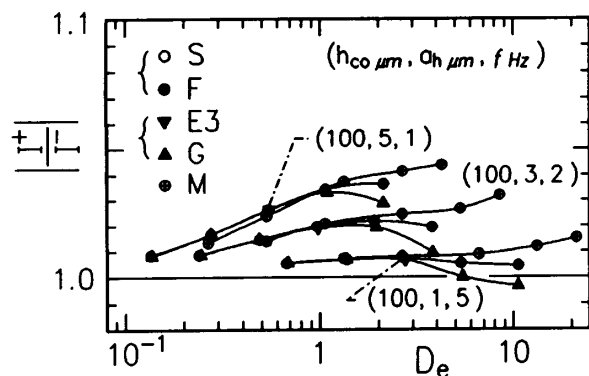


図 16 正と負の力積の比 (S, F: $O_s=3.7\sim 4.0$, G: $O_s=6.8\sim 6.9$, M: $O_s=1$)

した結果である。やはり De 数の増加とともに O_s の違いによる ϕ_i の差が現れ始め、オーバーシュート量が大きいほど位相の遅れも大きくなっている。

つぎに既報⁽⁵⁾では一周期の振動で流体中に散逸されるエネルギー E を次式のように定義した。

$$E = \oint \mathbf{F} \cdot \mathbf{h} dt \quad (15)$$

ここで $\mathbf{F} \cdot \mathbf{h}$ はベクトル量で表した荷重と速度の内積を表す。物性値を変えた場合の E を粘性値 E_v で無次元化した結果を図 15 に示す。図 15 では図 13, 14 に見られたような F, G, M の間の違いはほとんど見られない。すなわち、散逸エネルギーにはオーバーシュート量の影響が現れてこないことになる。これはつぎのように説明される。 E は既報⁽⁵⁾の図 8 に示した球面の変位対荷重のグラフの閉曲線内の面積に相当する。 O_s が増加した場合、 F_a も ϕ_i も増加するので円形に似た形を持つ閉曲線が長軸方向に伸ばされ、短軸方向にはつぶされることになる。そのため閉曲線内の面積すなわち E の変化は少なく、図 15 のような結果になったと考えられる。

さて、先にも述べたが粘弾性モデルから計算される伝達荷重の振動は正と負で対称でない。そのため一周期の間で以下に示す正の荷重を時間積分した力積 I^+ と負の荷重による力積 I^- も等しくない。

$$I^+ = \int_{(F>0)} F dt, I^- = \int_{(F<0)} F dt \quad (16)$$

既報⁽⁵⁾では $|I^+|/|I^-|$ が 1 を超え、その増加量はすきまの無次元振幅 $\varepsilon_m = a_h/h_{m0}$ の増加とともに数%になることを示した。すなわち、一周期全体では正の力積のほうが大きくなり、2面を引き離す力が生じる結果となった。ここではオーバーシュート量と緩和時間の影響を見るため $|I^+|/|I^-|$ を De 数について整理した。図 16 にその一例を示す。図 16 中の実線は F と S, G と E 3,

M をそれぞれまとめて結んだ O_s がほぼ一定の線である。図 16 から無次元振幅 ε_m (図 16 の場合は a_h の大小に対応する) が大きいほうが $|I^+|/|I^-|$ が大きくなる傾向が見られる。また、オーバーシュートが生じる F や G では $|I^+|/|I^-|$ が De 数に対し増加傾向から減少傾向に移行するピークのある変化を示し、オーバーシュート量の大きい G では $|I^+|/|I^-|$ が 1 を下回るケースも現れている。このことは De 数が大きく(流体の物性で言えば緩和時間が長く)、オーバーシュート量も大きい場合には 2面を引き離す効果が減り、場合によっては面を接近させる効果が生じることを示している。

6. 結 言

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を用い、流体の物性(特にストレスオーバーシュート量と緩和時間)の変化が各種のスクイズ流れにおける伝達荷重に及ぼす影響を解析的に検討し、以下の点を明らかにした。

(1) 正および逆スクイズ流れにおいて生じる伝達荷重のオーバーシュート量ならびにそのピークまでの時間は、単純せん断流のスタートアップに伴うストレスオーバーシュートを参考に定義した無次元量 O_s と見掛けの緩和時間 λ_0 により整理される。

(2) 往復スクイズ流れでは、

(i) 前半の伝達荷重のオーバーシュート終了後に同速度で運動を反転した場合、反転後の無次元伝達荷重の変化はオーバーシュート量に影響されず見掛けの緩和時間で無次元化した時間 (t/λ_0) で一義的に決まる。

(ii) 前半の運動で生じるオーバーシュートのピーク前で運動を反転した場合、無次元伝達荷重の変化はオーバーシュート量が同じであれば同じく t/λ_0 で定まる。

(3) 面の正弦波振動により生じるスクイズ流れでは、

(i) デボラ数が大きい場合、オーバーシュート量が大きいほど伝達荷重の振幅の粘性値からの減少量は少なくなり位相の遅れは大きくなる。しかし、一周期で散逸されるエネルギーにはオーバーシュート量の影響は少ない。

(ii) 荷重の振動の非対称性、すなわち一周期の間の正と負の力積の違いから生じる 2面を引き離す効果はオーバーシュート量が大きくかつデボラ数が大きくなると減少し、条件によっては逆に 2面を接近させる効果が生じる。

文 献

- (1) 鳴海・関野・長谷川, 機論, 56-529, B (1990), 2551.

- (2) 鳴海・関野・長谷川, 機論, 57-535, B (1991), 958.
- (3) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-546, B (1992), 441.
- (4) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-546, B (1992), 449.
- (5) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-548, B (1992), 1063.
- (6) 例えば, Brindley, G., Davies, J. M. and Walters, K., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1 (1976), 19.
- (7) 例えば, Tanner, R. I., *Engineering Rheology*, (1985), 259, Oxford University Press.
- (8) Williams, G. and Tanner, R. I., *Trans. ASME J. Lubr. Technol.*, 92 (1970), 216.
- (9) Shirodkar, P. and Middleman, S., *J. Rheol.*, 26 (1982), 1.
- (10) Carreau, P. J., *Trans. Soc. Rheol.*, 16 (1972), 99.
- (11) Meister, B. J., *Trans. Soc. Rheol.*, 15 (1971), 63.
- (12) Tanner, R. I., *A. S. L. E. Trans.*, 8 (1965), 179.
- (13) Phan-Thien, N. and Tanner, R. I., *J. Fluid Mech.*, 129 (1983), 265.
- (14) Phan-Thien, N., Dudek, J., Boger, D. V. and Tirtaatmadja, V., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 18 (1985), 227.
-