Study of the flow of non-Newtonian fluids in the inside of slot die

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2021-06-28 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24517/00062717

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



Journal of the Society of Rheology, Japan Vol.30, No.3, 133 ～ 139 (2002)
(Nihon Reoroji Gakkaishi)
©2002 The Society of Rheology, Japan

Article

Study of the Flow of Non-Newtonian Fluids in the Inside of Slot Die

Takeaki TSUDA[*1], Tomiichi HASEGAWA[*2], and Takatsune NARUMI[*2]

[*1] *Graduate School of Science and Technology, Niigata University*
[*2] *Faculty of Engineering, Niigata University*
2-8050 Ikarashi, Niigata 950-2181, Japan

One-dimensional flow model for non-Newtonian fluids in the inside of a slot die is presented. The viscosity of non-Newtonian liquids is given by the Ellis model. The conservation equations of mass and momentum in the slot die are treated one-dimensionally by assuming an appropriate mean flow over the cross section of the flow. The flow field in the slot is assumed to be fully developed. The equations of flows for the cavity and the slot are derived separately and then coupled. We use a finite difference method to solve these governing equations. It is concluded that a flow model using the Ellis model for liquid viscosity is useful to predict the distribution of flow rate from the die.
Key Words: Non-Newtonian fluid / Numerical analysis / Finite difference method / Pipe flow

非ニュートン流体の押出し金型内の流れに関する研究

津田　武明[*1]，長谷川　富市[*2]，鳴海　敬倫[*2]

（原稿受理：2001年9月25日）

1. 緒　　論

押出しコーティングは，様々なコーティング方法の中で，精密な塗膜の形成が可能な手法であるため，年々要求精度が厳しくなる電子・光学部材の製造手段の一つとして，多く使用される傾向に有る．押出しコーティングの塗布精度の決定要因としては，1) 金型加工精度，2) 塗布ビード形成状態，3) 金型内部流動状態があるが，3)については塗液のレオロジー特性に強く影響されるため，使用する塗液毎に金型内部の流動状態を最適化する必要がある．[1)2)]

この様な金型内部流動状態を評価する手法として，一般に可視化実験ならびに，FEMによる3次元数値解析が使用されてきた．[3)4)]しかしながら，これらの手法は内部流動の渦・滞留等の詳細な現象解析には力を発揮するが，一方で試作・数値解析等の試行錯誤に多大な時間を要すために，流量分配が良好つまり，吐出流量偏差の少ない最適な内部形状を短時間で見出すことは困難であった．

従来，この種の流路は，管路網の研究分野における連続分配管に属し，前記流量偏差は，佐野によって等量分配問題にて扱われている．[5)] この分野における非ニュートン性を有する流体については，Weinsteinらによって，解析モデルに関する検討が主に行われているものの，解析・実験結果等を含めた十分な検討はなされていなかった．[6)]

筆者らはこの様な問題点の改善のために，非ニュートン流体，特にべき乗則流体の系において，スロットより吐出する流量の幅方向分配量が，精度良く解析可能な1次元流れモデルを提案すると共に，効率的に数値解析を行う手法を提示した．また，本手法による解析結果と実験値の比較を行い，数値解析による流量分配予測は実用上有効であることを確認した．[7)]

しかしながら，高分子・顔料分散系塗液の殆どは，流動曲線全域をべき乗則で良好に近似できない．例えば低せん断速度における，ニュートン粘性領域の特性を持つ溶液種類も多いため，現実には，前記手法にて流量分配予測を精度良く行うことができる塗液の種類には限りがある．[8)]

そこで，本報においては高分子塗液の低せん断速度領域を含め全域の表現が可能なモデルで，代表的なEllisモデルを使用した1次元流れ解析モデルを提示すると共に，その数値計算の手法つまり，分配室断面の流速分布が奥行き方向で変化する，Ellisモデル特有の系における，数値解析の手法も提示する．また，最後にべき乗則で計算した結果と比較し，レオロジモデルの選定により生じる吐出量偏差の差を考察する．

2. 主 な 記 号

A：分配室断面積
L：スリット長さ
n：Ellis流体の指数
p：圧力
R：分配室断面半径
Q：分配室任意断面流量
q：スリット内単位幅流量
S：分配室断面濡縁長さ$=2\pi R$

*1　新潟大学大学院自然科学研究科　〒950-0861 新潟市五十嵐2の町8050
*2　新潟大学工学部機械システム工学科　〒950-0861 新潟市五十嵐2の町8050

t：スリット間隙
u, v, w：x, y, z方向の流速成分
u_m：分配室平均流速
W：分配室奥行き長さ
α_1, α_2：積分方程式修正係数
β：運動量修正係数
$\dot{\gamma}$：せん断速度
μ：粘性係数
μ_0：Ellis流体のゼロせん断粘度
ρ：塗液密度
τ_{ij}：せん断応力（ijは座標の方向を示す）
τ_{nx}：法線せん断応力
τ_w：管壁せん断応力
τ_{12}：Ellis流体の定数

3.　1 次元流れモデル・解析

3.1　押出し金型内流れのモデル

Fig.1に押出し金型のモデルを示す．本研究に使用する押出し金型のモデルは，分配室内へ直接流入するものであり，分配室の断面は円形で，その面積は一定もしくは，連続的に滑らかに変化するものである．分配室へ流入した液は幅方向に均一に設けられているスリットより全量吐出される．各部寸法のスケール比は概ね，

$$W : L : R : t = 1 : 0.05 : 0.01 : 0.0005$$

程度で使用されるケースが多く，一般には液の流動特性により，各パラメータを調整する．

3.2　分配室内流れの 1 次元化

非圧縮性流体における，x方向の流れの定常運動方程式ならびに，連続式を以下に示す．なお，体積力は無視できるものと仮定する．[7]

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)+\frac{dp}{dx}=\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{2}$$

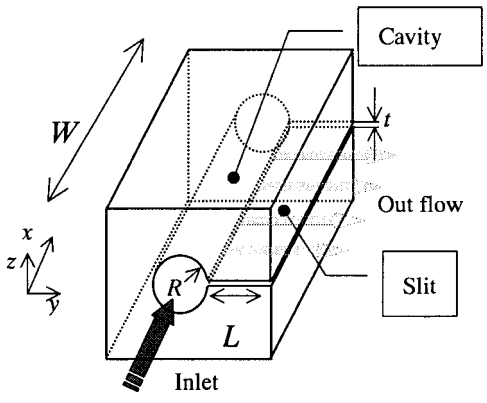


Fig.1　Geometry of single cavity die.

(2)式を(1)式と組み合せれば，以下の様に整理される．

$$\rho\left(\frac{\partial u^2}{\partial x}+\frac{\partial uv}{\partial y}+\frac{\partial uw}{\partial z}\right)+\frac{dp}{dx}=\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \tag{3}$$

次に分配室x方向の流れの1次元化のために，任意断面（y–z）における運動の平均化を行う．つまり，式(3)の両辺をx軸に垂直な面Aにより面積分を行う．各対流項，圧力項，粘性項を以下の式(4)～(17)に示す．

$$\int\rho\left(\frac{\partial u^2}{\partial x}+\frac{\partial uv}{\partial y}+\frac{\partial uw}{\partial z}\right)dA=\int\rho\frac{\partial u^2}{\partial x}dA+\int\rho\left(\frac{\partial uv}{\partial y}+\frac{\partial uw}{\partial z}\right)dA \tag{4}$$

ここで，分配室内のx方向の流れに関し，スリットへ流出する流れの影響を無視し，また，全壁面での流速を0と仮定すれば，式(4)右辺第2項はガウスの発散定理を適用して，0と近似できる．[7] また，式(4)右辺第1項は，

$$\frac{d}{dx}\int_A\rho u^2dA=\frac{d}{dx}\left(\rho\ \beta A{u_m}^2\right) \tag{5}$$

$$=\frac{d}{dx}\left(\rho\ \beta\frac{Q^2}{A}\right) \tag{6}$$

と整理できる．ここで，運動量修正係数βは，ニュートン流体ならびに，べき乗流体の場合は流速によらず一定値となるが，Ellisモデルの場合，流速により管内速度分布が変化するため，xの関数となる．同様に圧力項，粘性項は次の様に変形できる．

$$\int\frac{dp}{dx}dA=A\frac{dp}{dx} \tag{7}$$

$$\int\left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}\right)dA=\int\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}dA+\int\left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}\right)dA \tag{8}$$

式(8)右辺第2項に式(4)右辺第2項の式変形の際使用した仮定を使用すれば，ガウスの発散定理を用い，次式へ変形できる．

$$-\oint\tau_{nx}ds=-\tau_w\cdot S \tag{9}$$

また，右辺第1項は次の様に変形できる．

$$\int\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}dA=\int\frac{\partial}{\partial x}\left(2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)dA \tag{10}$$

ここで，式(10)右辺の積分式内の粘度μは，任意の断面において一様と仮定し，平均粘度μ_mを定義する．この平均粘度は，式(11)のτへ，τ_w／2を代入したものである．この時分配室内部流れは，任意の断面において定常層流流れに近似可能と仮定する．

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \left(\tau / \tau_{12} \right)^{n-1}} \quad \text{(Ellisモデルの粘度)} \tag{11}$$

次に，前式にて使用した壁面せん断応力を定義する．最初にせん断応力とせん断速度の関係を以下のように定義する．なお，分配室内部の流れを円管流れと仮定しているため，平均粘度，管内流速算出においてのみ，円筒座標を使用することとする．

$$g(\tau) = -\frac{du}{dr} \tag{12}$$

管内の流れは任意の断面において，定常流で近似可能としているため，Cauchyの運動方程式を用いれば，断面における壁面せん断力と流量の関係は，次式の様に定義される．

$$Q = \frac{\pi R^3}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} g(\tau) \tau^2 d\tau \tag{13}$$

上記の壁面せん断応力τ_wの非線型方程式を解けば，値が定義されることになる．また，同様に管内流速は次式で定義される．

$$u = \frac{R}{\tau_w} \int_{\tau}^{\tau_w} g(\tau) d\tau \tag{14}$$

同様に，積分方程式の簡易化のために修正係数α_1，α_2を次に定義する．ここで，修正係数は，xの関数となる．

$$\alpha_1 = \int \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dA \,/\, \mu_m \int \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dA \tag{15}$$

$$\alpha_2 = \int \frac{\partial \mu}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} dA \,/\, \frac{\partial \mu_m}{\partial x} \int \frac{\partial u}{\partial x} dA \tag{16}$$

式(10)へ平均粘度μ_m，ならびに式(15)，(16)を代入し，整理すれば，次の様になる．

$$\int \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dA = 2\mu_m \alpha_1 \frac{d^2 Q}{dx^2} + 2\alpha_2 \frac{d\mu_m}{dx} \frac{dQ}{dx} \tag{17}$$

以上の結果より，式(4)は次式の様に1次元化される．

$$\frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) + A \frac{dp}{dx} = 2\mu_m \alpha_1 \frac{d^2 Q}{dx^2} + 2\alpha_2 \frac{d\mu_m}{dx} \frac{dQ}{dx} - \tau_w \cdot S \tag{18}$$

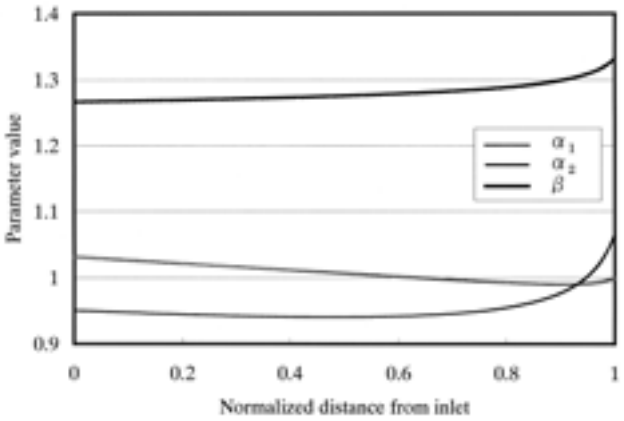


Fig.2　Parameter α_1, α_2, β.

ここで，4.1節にて使用する標準条件のもとに計算したα_1，α_2，βの計算値を参考としてFig.2へ示す．この図から分かるように，これらの変数は幅方向に徐々に変化し，分配室奥でやや大きく変化する．しかし，その変化量は小さいため，場合によっては一定値として扱っても良いと思われる．

3.3　スリット流れの１次元化

非圧縮性流体における，y方向の流れの定常2次元運動方程式ならびに，連続式を以下に示す．なお，体積力は無視できるものとする．

$$\frac{dp}{dy} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \tag{19}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{20}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \tag{21}$$

以上の系は平行平板間流れであり，Ellis流体がスリットより吐出される流量qは，運動方程式を解き次式の様に簡略化される．

$$q(x) = \left(\frac{t^3 p(x)}{12\mu_0 L} \right) \left\{ 1 + \frac{3}{(n+2)} \left(\frac{tp(x)}{2L\tau_{12}} \right)^{n-1} \right\} \tag{22}$$

3.4　解析・離散化

Fig.3に，前報[7]と同様の離散モデルを示す．図の様に1次元運動方程式の差分格子には，分配室はスタガード格子，スリット部は1次元平行平板流れを示す格子を用いた．また，分割間隔は等間隔で，分割数hは1000の条件にて計算した．Ellis流体の内部流れにおける速度分布形状は流量により変化するため，各分配室断面毎の流速分布を計算し，その結果を用いて各種係数を算出した．

なお，空間の離散化は，前進差分を用いた．計算のアルゴリズムは以下の様である．

(step1)

平均吐出量q_m (= $Q(0)$／W)を流量qとして(22)式へ代入し，非線型方程式を解くことで，分配室入口における仮の圧力p_1を算出する．

(step2)

(13)式の非線型方程式を解くことで，壁面せん断力を算出し，(14)，(15)，(16)式を用いα_1，α_2，βを算出する．

(step3)

(18)式を差分化した式を用い，分配室内の圧力変化を計算し，p_2を計算する．

(step4)

(22)式にて吐出流量を計算する．

以上の操作を各断面毎に繰り返し行い，分配室端部まで計算が終了した時，流入量$Q(0)$と，Σq_hの物質収支を計算し，この無次元値が，最終的に10^{-5}に収束するまで，繰り返しq_1を変化させることで解とした．収束演算にはニュートン法を使用した．この様にy，z方向の運動に関しても1次元化し，安定な計算アルゴリズムをとることで，非ニュートン性が強い流体においても，スムーズに計算が収束した．なお，計算時間は断面計算を必要とする分，前報[7]のべき乗則流体解析に比べ5～10倍の時間を要した．

4. 解析結果および考察

4.1 Ellis 流体における吐出パターンの変化

解析に使用した金型の寸法は，標準条件として，$W = 0.36$m，$L = 0.02$m，$t = 0.0005$m，$R_0 = 0.00375$mである．また，液物性に関しては，$\rho = 1000$kg/m^3，$\mu_0 = 0.1$Pa•s，$\tau_{12} = 2.5$Pa，n = 2.0，$Q(0)$=20cc/sを標準条件とした．

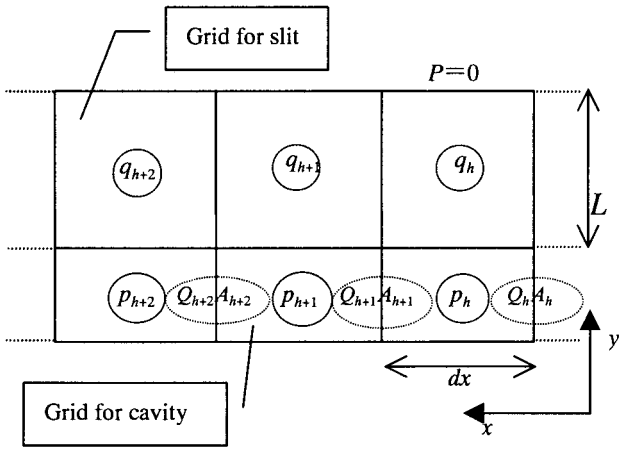


Fig.3　Grid for slit and cavity.

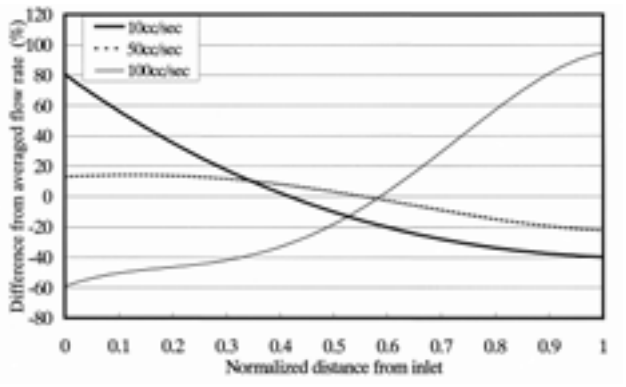


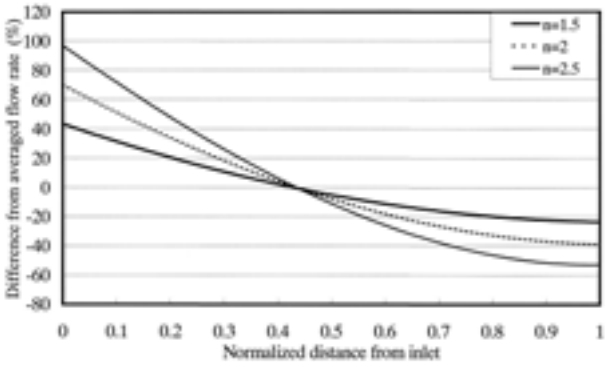
Fig.4　Distribution of flow rate (Effect of flow rate).

Fig.4に流入量を変化させた時にみられる，スリットより吐出する流量の幅方向の変化を示す．ここで，縦軸は幅方向における吐出量の値を平均値にて除することで無次元化し吐出量偏差として示したものであり，横軸は，最大幅を1としたx方向の無次元位置である．

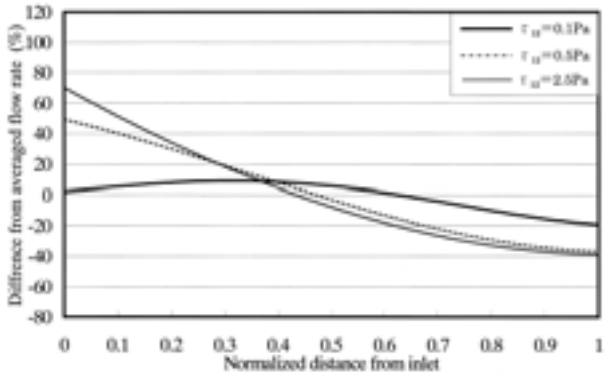
Fig.4より，低流量の場合は，スリットからの吐出量は分配室の入口付近が多かったのに対して，流入量の増加につれて，逆に分配室奥の吐出量が増加している傾向に変化している．これは，流入量の増加により，分配室内部圧力変化において粘性圧力降下が支配的な状態から，流量増加による粘度低下・動圧増加によりRe数が大きい，つまり慣性力が支配的な状態に変化したためと考えられる．また，吐出量50cc/secの偏差は少ないけれども，これは分配室内部流動における粘性圧力降下と慣性力が釣り合ったためと考えられる．

Fig.5(a)(b)にEllis流体のパラメータnとτ_{12}を変えた際の吐出分布偏差を示す．この図に示された吐出分布偏差の変化は，基本的に，流体の粘度変化により説明できるものと思われるので，各パラメータ変化に伴う粘度曲線をFig.6(a)(b)に示し，両者を対応させつつ考察する．また，Fig.7に標準条件（Fig.5(a)の$n = 2.0$の場合）における，スリット，分配室内部の平均流速より算出した幅方向のせん断速度分布を示し考察の補助とする．

Fig.5(a)より，nが増大する，つまり非ニュートン粘性が強くなると，吐出分布偏差が増大することが分かる．すなわち，nの増大と共に吐出量は，分配室の前半領域（横軸に示す入口からの無次元距離約0.43以下）で増大し，分配室の後半領



(a) Effect of n

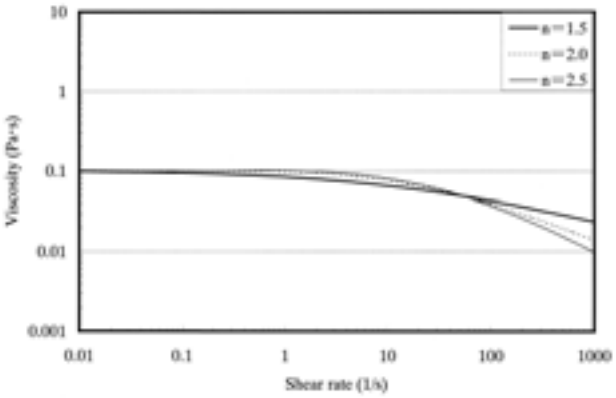


(b) Effect of τ_{12}

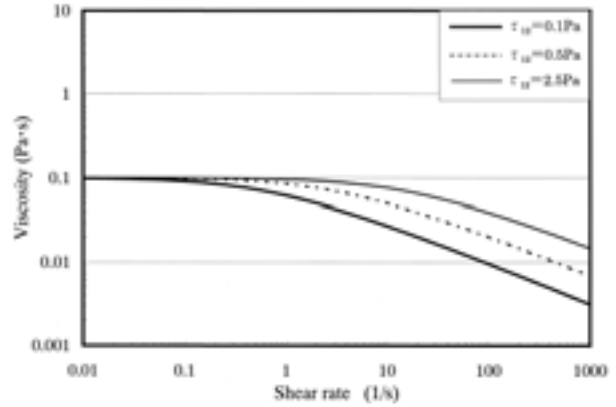
Fig.5 Distribution of flow rate ($Q(0) = 20$cc/s).

域（横軸0.43以上）で減少する．この結果を分配室とスリットに分けて考察する．

まず，分配室においては，Fig.7から分かるように，入口からの無次元距離0.43においてせん断速度が約50(1/sec)となっていて，これより入口に近い前半領域ではせん断速度が大きく，これより奥に近い後半領域ではせん断速度が小さくなっている．一方，Fig.6(a)の粘度曲線によれば，nの増大に伴い，粘度は約50(1/sec)を境として低せん断速度側で大きく，高せん断側で小さくなっている．このように，Fig.6(a)とFig.7を対応させると，nの増大と共に，分配室前半領域で粘度が減少



(a) Effect of n ($\tau_{12} = 2.5$Pa)



(b) Effect of $\tau_{12}(n = 2.0)$

Fig.6 Flow curve.

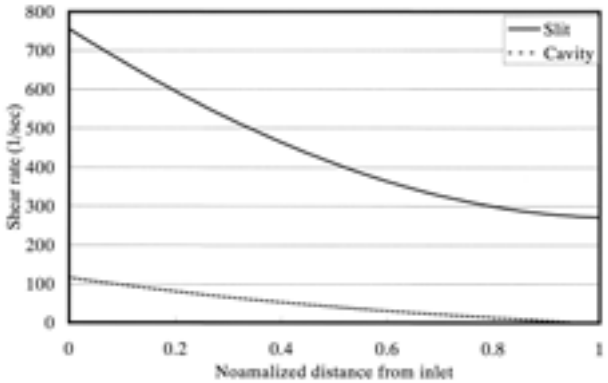


Fig.7 Shear rate at standard conditions.

し，後半領域で粘度が増加することがわかる．この結果，分配室内の圧力は，nの増大と共に相対的に前半領域で高く後半領域で低くなり，吐出分布偏差を増大させる原因となる．

次に，スリットについては，Fig.7から分かるように，入口からの距離に係らず全体に高せん断速度（200(1/sec)以上）となっている．Fig.6(a)より，このせん断速度における粘度曲線をみると，粘度の減少率はnが大きい方が大きくなっている．したがって，入口に近いスリットと奥に近いスリットの粘度に関する差はnの大きい方が大きくなる．つまり，nが大きい方が入口近くのスリットにおける粘度が相対的に低くなり吐出量偏差が増大する原因となる．このように，分配室とスリットのいずれにおいてもnの大きい値が吐出量偏差の増大に結び付いている．

Fig.5(b)にτ_{12}を変えた場合の吐出分布偏差を示す．この図から分かるように，τ_{12}を減少させると吐出分布偏差は小さくなる．Fig.6(b)はτ_{12}を変えた場合の粘度曲線を表す．この図から分かるようにτ_{12}が小さい程，粘度はせん断速度の全領域で小さくなる．従って，τ_{12}が小さいと分配室内で相対的に慣性力が大きくなることが予想され，Fig.4と同様に吐出分布偏差が小さくなるものと思われる．また，Fig.6(b)に示すグラフで横軸200(1/sec)以上の高せん断速度範囲では，粘度の減少率はτ_{12}の値にほとんど関係なく一定値である．このため，吐出分布偏差に対するスリット部のτ_{12}の変化による影響はほとんどないと考えられる．以上の分配室とスリットにおける考察からτ_{12}の減少は吐出分布偏差の減少をもたらすものと解釈できる．

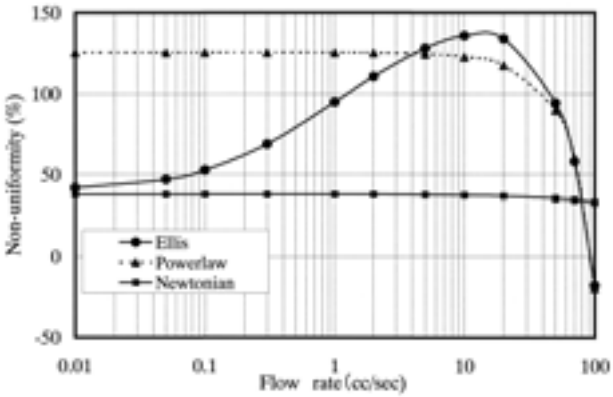


Fig.8 Widthwise non-uniformity.

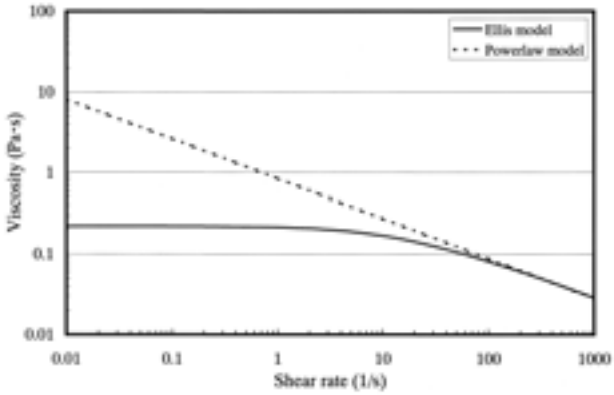


Fig.9　Flow curve.

また，Fig.6(a)より，物性値nの変化による粘度変化量は比較的少ないにも関わらず，Fig.5(a)の様に比較的大きな吐出分配率の変動を生じていることが分かる．この結果より塗液を管理する場合，一定せん断速度下における粘度管理も重要であるが，流動曲線における非ニュートン領域の勾配の変化に注意することも，常時安定した吐出特性を得るのに重要と考えられる．

4.2　レオロジモデルの選定による吐出量偏差の差

高分子分散系の流動特性を良好に近似可能なEllisモデルと，簡便なモデルで汎用的に使用されるべき乗則モデルのそれぞれに塗液をモデリングし，本報ならびに前報において解析した結果を比較することで，レオロジモデルの選定の差による吐出量偏差計算値の差を確認する．

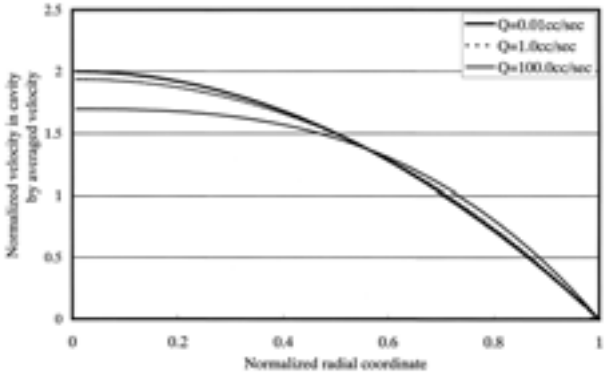


Fig.10　Axial velocity profiles (Ellis model).

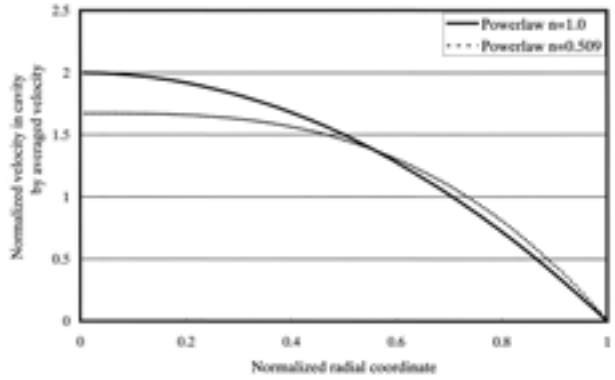


Fig.11　Axial velocity profiles (Powerlaw model).

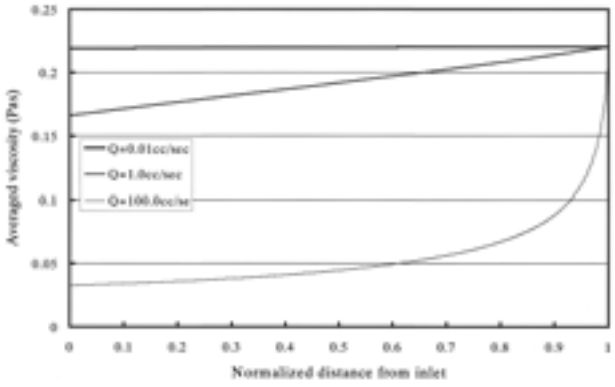


Fig.12　Averaged viscosity profiles (Ellis model).

解析に使用した金型寸法は，前記4.1と同様である．また塗工液物性は，0.5%水酸化エチルセルロース水溶液のデータを使用した．[9] 同液をべき乗（$\mu = k\dot{\gamma}^{c-1}$）ならびに，Ellisモデルにカーブフィットした値は，$k = 0.84\text{Pa•s}^n$，$c = 0.509$，$\mu_0 = 0.22\text{Pa•s}$，$\tau_{12} = 4.93\text{Pa}$，$n = 2.073$である．[9]

Fig.8に流入量$Q(0)$を0.01～100cc/secまで変化させた場合の，吐出量偏差計算値を各モデル毎に示す．同様に参考のため，ニュートン流体（粘度＝0.22Pa•s）の計算結果も示す．なお，吐出量偏差値は吐出流量値の（最大値−最小値）／平均値×100%で表した．なお，縦軸偏差の符号は吐出量が分配室入口付近にて極大になるものを正とし，分配室奥にて極大値をとるものを負とした．

Fig.8より，低流量において，べき乗則・Ellisの両レオロジモデル間の値において，最大2.5倍の差が生じると共に，Ellisモデルの値は，ニュートン流体の値に漸近する傾向にあることが分かる．また，高流量領域になると，漸近的に両モデルの値が一致する傾向にあることが分かる．

以上の様に，押出し金型の設計において，高分子分散系の様な塗液の流動特性をモデリングする場合，前節で述べた様にべき乗則流体に比べ計算時間は増大するけれども，的確な吐出分布の算定という観点から，Ellisモデルの使用が好ましいと考えられる．

4.3　吐出量偏差の差発生に関する考察

本節にてレオロジモデルの選定の違いによって，吐出量偏差の差が発生する現象について，前節の条件を用い，その原因を考察する．

Fig.9へ前節べき乗則モデルとEllisモデルの流動曲線を示す．この図より，両モデルは，約100/sec以上のせん断速度において，一致する傾向にあることが分かる．また，低せん断速度においては，一桁以上の粘度の差が生じていることが分かる．

次に，Fig.10へCavity部の中央（x＝0.18m）における，Cavity断面におけるEllisモデルの塗液の流速分布を示す．ここで示す条件は，Fig.8における$Q(0) = 0.01,1.0,100.0\text{cc/sec}$と同条件である．流速は平均速度で無次元化した値である．また，同様に，Fig.11へべき乗則モデルの$n = 1.0$，0.509における流速分布を示す．なお，べき乗則モデルの流速分布プロファイルは，

流量に依存せず同様のため，Fig.10と直接比較可能である．

Fig.10より，流速の増加に伴いCavity内部の断面方向における，流速分布は，x方向に徐々に変化していることが分かる．また，低流量，ここでは$Q(0) = 0.01$cc/secの場合，Fig.11の$n = 1$の条件と比較しても分かる様に，流速分布はニュートン流体の放物形状を示していることが分かる．つまり，断面内ほぼ全ての領域が，Fig.9に示されるEllisモデルのゼロせん断粘度領域に位置していることが分かる．

また，Fig10より，流量を増加させると，速度分布の形状は徐々に歪み，高流量（$Q(0) = 100.0$cc/sec）において，Fig.11との比較により，べき乗則モデルのカーブフィット値である，$n = 0.509$と似た形状になることが分かる．

Fig.12に，Ellisモデルにて計算したCavity内部の流れ方向の平均粘度μ_mの分布を示す．この図より分かるように，μ_mが示す特性は，断面方向における流動形態の傾向（Fig.10）と同様であり，低流量の場合は，Cavity全域にわたってニュートン流動の形態を示していることが分かる．一方，高流量については，Cavityの広範囲にわたり，非ニュートン流動の状態にあることを示していることが分かる．よって，断面で生じている流動状態の傾向はx方向においても，ほぼ同様であることが分かる．

以上の結果より，今回使用した2種のレオロジモデルの吐出量偏差について，低流量における計算値の相違ならびに，高流量における値の一致という現象は，Cavity内部における流動状態の変化により生じていると考えられる．

5. 結　　論

本報では，押出し金型内における塗液の流動について，特にEllisモデルの系において，スリットより吐出する流量分配を簡便に解析することが可能な1次元モデルを用いて，効率的に数値解析を行う手法を提示した．また，各レオロジパラメータの変化による分配特性を解析すると共に，べき乗モデルとの計算結果の比較を行い，Ellisモデルの有用性を確認し，次の結論を得た．

(1) 押出し金型内流動をEllisモデルを用いた1次元モデルを用いて定式化し，分配室・スリット部のそれぞれの流動方程式を連成して簡便に計算することが可能である．

(2) Ellisモデルの各パラメータを変更し，スリットからの吐出量偏差を計算した結果，係数nの値の変動は流動曲線への影響が少なくとも，吐出量偏差の変化には大きく影響する傾向にある．

(3) べき乗則モデルを用いた計算結果と比較した結果，低流量領域において大きく差が生じてことが分かった．また，その原因について，Cavity内部流動状態をもとに考察を行った．

(4) 以上の結果より，押出し金型の設計において，高分子分散系を対象とした場合，Ellisモデルの使用が好ましいことが分かった．

参考文献

1) 気賀沢忠宏，能條和彦，“コーティングのすべて”，(1999)，157-166，加工技術研究会．
2) 飯田陽弘，“コーティング技術”，(1999)，37-44，技術情報協会．
3) Lee KY, Wen SH, Liu TJ, *Polym Eng Sci*, **30**, 1220 (1990).
4) Wang Y, *Polym Eng Sci*, **31**, 204 (1991).
5) 佐藤雄二，日本機械学会論文集，**25**, 927 (1959).
6) Weinstein SJ, Ruschak KJ, *AIChE J.*, **42**, 2401 (1996).
7) 津田武明，長谷川富市，鳴海敬倫，日本機械学会論文集B編，**67**, 2174 (2001).
8) 日本機械学会編，“技術資料 管路・ダクトの流体抵抗”，(1979)，日本機械学会 .
9) Turian, RM, Ph. D. Thesis, Univ. of Wisconsin (1964), 142-164.