

非ニュートン流体の押出し金型内流れの一次元・二次元混合モデル*

衣川 洋史^{*1}, 津田 武明^{*2}, 中野 公一^{*3}, 京藤 敏達^{*4}

A Hybrid 1D/2D Flow Model of Non-Newtonian Fluids in Single Cavity Die

Hiroshi KINUGAWA^{*1}, Takeaki TSUDA, Koichi NAKANO and Harumichi KYOTO

^{*1} Graduate School of Systems and Information Engineering, University of Tsukuba
Tennoudai 1-1-1, Tsukuba, Ibaraki, 305-8573, Japan

The Hybrid 1D/2D flow model for non-Newtonian fluids in a single cavity die with a slit is presented. The equations of mass and momentum in a cavity are treated one-dimensionally by assuming an appropriate mean flow over the cross section of the flow. The governing equations inside the slot are treated two-dimensionally by the lubrication theory and assuming an appropriate mean flow. The equations of flow for the cavity and the slot are derived and then coupled. We use a finite element method to solve these governing equations. It is concluded that slot's geometry, fluid properties and machining accuracy affect the uniformity of the flow from the slot.

Key Words : Non-Newtonian Fluid, Power Law Fluid, Numerical Analysis, Finite Element Method, Viscous Flow

1. 緒 言

フィルム, ガラス等の基材上への精密塗布工程において, 液膜形成のために押出し金型 (Coating Die) が近年用いられている⁽¹⁾. 一般に塗布用の押出し金型内部は, 液を幅方向に分配する分配室 (Cavity) と, 液膜を形成するスリット (Slit) 部が接合された形状より構成されている⁽²⁾. 金型内部分配室において, 塗布液の流動特性の変化で生じる複雑な圧力損失によって, スリット幅方向の塗布液流出量に差 (吐出偏差) が生じ, 液膜品質に影響を与えることがある⁽²⁾. このことから, 金型内部の流動を適切に解析し, その状態を正確に把握した上で, 内部形状を最適に設計することは, 製品品質・歩留まりを向上させる上で非常に重要である.

これまで, 押出し金型内部の流動解析は, FEM 等による三次元流動解析が主に行われてきた⁽³⁾. しかしながら, この様な手法では, 計算メモリーを多大に消費するため, 短期間に計算結果を出力することは困難であった. この問題を受け, 分配室およびスリット内の流れを一次元方程式に簡略化し, 計算する手法が開発されてきた⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾. しかしながら, これらの手法は, スリット内の流れを一次元流動と仮定し, スリット上の幅方向の圧力差により生じる, 二次元流動の影響を考慮することが出来ないため, スリット内部流の影響を考慮した, 吐出偏差の最小化条件を見出すことが困難であった. 又, これまで, 塗布生産現場で問題⁽²⁾となっている, 異物混入によるスリット隙間変化を考慮した計算モデルの提示並びに, 混入異物の吐出偏差への影響等の考察は十分行われていない.

本研究では, 運動量積分を用いて, 塗布液がべき乗則非ニュートン流体の場合の, 分配室内では一次元流れモデル, スリット内では二次元流れモデルの式導出を行った. 又, これを用いて, 金型内部流動・スリット吐出量の解析を行ない, 前記課題を数値的に検討した.

* 原稿受付 2011 年 4 月 5 日

^{*1} 学生員, 筑波大学大学院システム情報工学研究科 (〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1)

^{*2} 正員, 大日本印刷 (株) 技術開発センター 生産総合研究所 精密塗工技術開発部
(〒300-2646 茨城県つくば市緑ヶ原 1-1-3)

^{*3} 大日本印刷 (株) 技術開発センター 生産総合研究所 精密塗工技術開発部
(〒300-2646 茨城県つくば市緑ヶ原 1-1-3)

^{*4} 正員, 筑波大学大学院システム情報工学研究科 (〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1)
E-mail: s0920960@u.tsukuba.ac.jp



2. 主な記号

- A : 分配室断面積
 e, f : 要素番号
 h : スリット間隙
 i, j : 接点番号
 l : スリット出口から詰まり位置までの距離
 L : スリット長さ
 n : べき乗則指数
 \mathbf{n} : 分配室とスリットの接続面に対する法線ベクトル
 N_{Re} : 慣性力と粘性力を特徴付ける無次元数
 p : 圧力
 \mathbf{q} : スリット内単位幅流量ベクトル
 q_x, q_y : x, y 方向のスリット内単位幅流量
 q_{in}, q_{out} : 吐出量値の勾配が急変した箇所の q_y 値
 Q : 分配室任意断面流量
 R : 分配室断面半径
 Re : レイノルズ数 $= \rho [Q(0)/h/W]^{2-n} h^n \mu_0$
 S : 分配室円周長さ $= 2\pi R$
 u, v : x, y 方向の流速成分
 u_m : 分配室内の x 方向の平均流速
 W : 分配室奥行き長さ
 β : 運動量補正係数
 μ : 粘性係数 $= \mu_0 |\partial v / \partial z|^{n-1}$
 μ_0 : べき乗則定数
 μ_m : 平均粘性係数
 ρ : 塗液密度
 σ : 吐出流量偏差(Non-uniformity)
 τ_w : 分配室壁面における剪断応力
 ϕ, φ, ψ : 補関関数

3. 流体モデル・解析

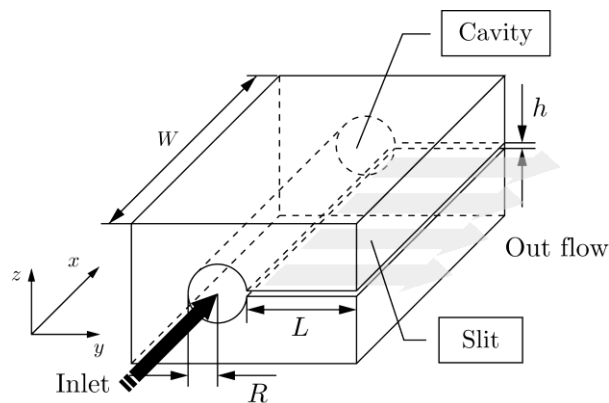


Fig. 1 Geometry of single cavity die

3・1 分配室内流れの一次元方程式

図1に押し出し金型の流路モデルを示す。本研究に使用した金型モデルは、分配室に直接注入する物で、分配室の断面形状は円形で一様とする。一般に分配室内の形状は、分散物の沈降防止の為に $R \ll W$ の条件の下設計されており、伸張応力はせん断応力に比べて十分小さいとの仮定が可能で、 x 方向の非圧縮流体の保存形運動方程式は次式で近似することが出来る⁽⁶⁾。

$$\rho \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right) = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (1)$$

分配室内の x 方向流れの一次元化のために、任意断面における運動量方程式の平均化を行う。つまり、 x 軸に垂直な面 A により面積分を行う。本モデルにおいて分配室外部へ運動、エネルギーの流出が無いと仮定すれば、対流項、粘性項の y, z 方向の微分項の面積分は、ガウスの発散定理により分配室周囲の線積分に変換される。ここで、管壁における流速は零であるため、対流項の線積分は零となり、粘性項の成分は壁面せん断応力 τ_w の項に変換される⁽⁶⁾。

$$\frac{d}{dx} \int \rho u^2 dA + A \frac{dp}{dx} = -\tau_w S \quad (2)$$

又、分配室内流れが円管層流流れで近似可能と仮定すれば、式(2)左辺第一項は次の様に変換される。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int \rho u^2 dA &= \frac{d}{dx} (\rho \beta A u_m^2) \\ &= \frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

又、式(2)右辺も同様に円管層流流れの仮定により、次式に変形される。

$$-\tau_w S = -2\pi R \mu_0 \left[\frac{Q}{RA} \left(\frac{3n+1}{n} \right) \right]^n \quad (4)$$

以上の式をまとめれば、分配室内の流れの一次元方程式

$$\frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) + A \frac{dp}{dx} = -2\pi R \mu_0 \left[\frac{Q}{RA} \left(\frac{3n+1}{n} \right) \right]^n \quad (5)$$

を得る。ここで、 β は運動量補正係数であり、以下の様な値である。

$$\beta = \left(\frac{3n+1}{n+1} \right)^2 \left(1 - \frac{4n}{1+3n} + \frac{n}{1+2n} \right) \quad (6)$$

3・2 スリット流れの二次元化

精密プロセスにおけるスリット間流れの問題は、一般にレイノルズ数が十分小さい系を取り扱い、Hele-Shaw 流れで近似して解析されている⁽²⁾⁽⁷⁾。塗布流れは品質確保の為に層流が前提⁽²⁾であることから、本研究については前報⁽²⁾に加え新たに Coating die 特有の奥行き方向 x の両壁面の境界層を考慮した Hele-Shaw 流れの非ニュートンモデルを検討した。下記にこの前提による支配方程式と連続の式を示す。尚、 z 軸方向の圧力勾配は Hele-Shaw 近似に従い、十分小さいと仮定した。

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

スリット内の x, y 方向流れの一次元化のために, Hele-Shaw 近似による任意断面における運動の平均化を行う。つまり, 式(7),(8)の両辺をスリット間隙方向 z 軸について積分を行う。

$$\int_0^h \frac{\partial p}{\partial x} dz = \int_0^h \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] dz \quad (10)$$

$$\int_0^h \frac{\partial p}{\partial y} dz = \int_0^h \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] dz \quad (11)$$

本研究モデルの Hele-Shaw 流れについては, y 方向の流速 v が支配的であるため, この方向のせん断速度により近似した粘性係数を下記に示す。

$$\mu = \mu_0 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|^{n-1} \quad (12)$$

又, 同様に連続式に関しても, z 軸方向の積分により平均化を行い二次元化する。

$$\int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz = 0 \quad (13)$$

式(10), (11)に下記のライプニッツ則(14)を適用し, 境界条件を与えると共に, スリット内の x, y 方向の流速変化は緩やかなため粘度変化は微小と仮定すれば, 式(15), (16)を得る。

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_{a(y)}^{b(y)} f dx = \int_{a(y)}^{b(y)} \frac{\partial f}{\partial y} dx + f(b) \frac{\partial b}{\partial y} - f(a) \frac{\partial a}{\partial y} \quad (14)$$

$$\int_0^h \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) dz \cong \mu_m \frac{\partial^2 q_x}{\partial y^2} \quad (15)$$

$$\int_0^h \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) dz \cong \mu_m \frac{\partial^2 q_y}{\partial x^2} \quad (16)$$

上式中の平均粘性係数 μ_m は, 粘性係数をスリット間隙方向に積分し

$$\mu_m = \mu_0 \frac{2}{h} \int_{h/2}^h \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|^{n-1} dz \quad (17)$$

で定義されている。ここで, 式(12), (17)の粘性係数については, $z=h/2$ にて無限大となるが, 式(7), (8)のように運動方程式を計算する際に, 応力値 ($\tau = \mu (\partial v / \partial z)$) を, $z=h/2$ でゼロとすることにより問題を回避している。

次に, 式(10), (11)の右辺の残りの項に潤滑理論⁹⁾を適用し展開すれば, 下記の様な関係式を得る。

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz &= \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=h} - \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} \\ &= -\frac{4q_x}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) dz &= \mu \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=h} - \mu \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=0} \\ &= -\frac{4q_y}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \end{aligned} \quad (19)$$

又, 積分した連続式(13)は, ライプニッツ則(14)を同様に使用すれば, 下記の様に二次元化される。

$$\int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_0^h v dz - u \frac{\partial h}{\partial x} \Big|_0^h - v \frac{\partial h}{\partial y} \Big|_0^h \tag{20}$$

$$= \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y}$$

以上の結果をまとめれば、下記の関係式を得る。

$$h \frac{\partial p}{\partial x} = \mu_m \frac{\partial^2 q_x}{\partial y^2} - \frac{4q_x}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \tag{21}$$

$$h \frac{\partial p}{\partial y} = \mu_m \frac{\partial^2 q_y}{\partial x^2} - \frac{4q_y}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \tag{22}$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \tag{23}$$

式(12), (17)に潤滑理論⁽⁸⁾を適用すれば、下記のように各粘性係数は単純化される。

$$\mu_m = \mu_0 \left[\frac{2q_y}{h^2} \left(\frac{1+2n}{1+n} \right) \right]^{n-1} \tag{24}$$

$$\mu = \mu_0 \left[\frac{2q_y}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \right]^{n-1} \tag{25}$$

3・3 数値解析手法

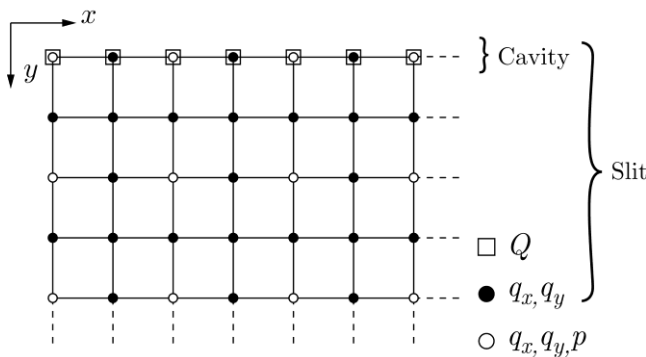


Fig. 2 Grid for cavity and slit

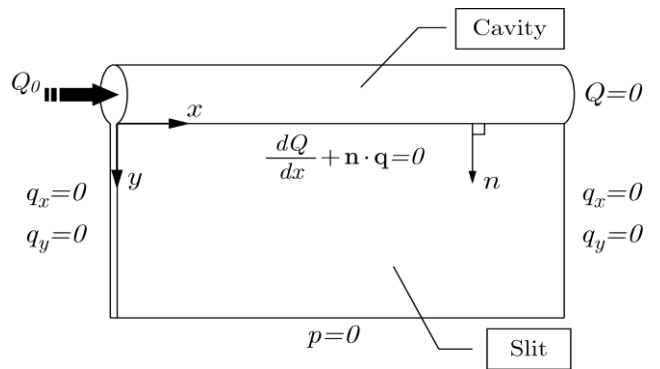


Fig. 3 Boundary conditions

3・3・1 Galerkin 有限要素法による離散化

本研究で使用した分配室、スリット部の支配式(5),(21),(22),(23)に Galerkin 有限要素法を適用し、得た残差 R_1, R_2, R_3, R_4 を下記に示す。

$$R_1 = \int \phi_i^f \left[\frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) + A \frac{dp}{dx} \right] dx^f - \int \phi_i^f \left\{ -2\pi R \mu_0 \left[\frac{Q}{RA} \left(\frac{3n+1}{n} \right) \right]^n \right\} dx^f \tag{26}$$

$$R_2 = \int \phi_i^e \left(h \frac{\partial p}{\partial x} \right) dS^e - \int \phi_i^e \left[\mu_m \frac{\partial^2 q_x}{\partial y^2} - \frac{4q_x}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \right] dS^e \tag{27}$$

$$R_3 = \int \phi_i^e \left(h \frac{\partial p}{\partial y} \right) dS^e - \int \phi_i^e \left[\mu_m \frac{\partial^2 q_y}{\partial x^2} - \frac{4q_y}{h^2} \left(\frac{1+2n}{n} \right) \mu \right] dS^e \tag{28}$$

$$R_4 = \int \psi_j^e \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) dS^e \quad (29)$$

ここで、 f, e はそれぞれ分配室、スリット部の要素番号を示し、 i, j はそれぞれ接点番号を示す。又、 ϕ は分配室部の変数 Q に適用する Lagrange 2 次補間関数であり、 ϕ はスリット部の流量 q_x, q_y に適用する Lagrange 双 2 次補間関数で、 ψ はスリット部の圧力 p に適用する Lagrange 双 1 次補間関数である⁽¹⁰⁾。この様に、残差の算出に関しては、element by element 法を使用した。この 4 種類の残差を連立して計算することで、一次元・二次元要素を混合したモデルを構築した。図 2 に今回計算に使用した変数配置を示す。

3・3・2 境界条件及び計算条件

境界条件を図 3 に示す。x 方向のスリット始端並びに分配室の終端の壁面は流量ゼロと仮定した。又、スリット出口は圧力ゼロとした。また、分配室部とスリット部の流量の結合条件として次式を用いる。

$$\frac{dQ}{dx} + n \cdot q = 0 \quad (30)$$

計算格子の分割数は、x 方向に 30 分割、y 方向に 40 分割の不等分割メッシュを使用した。又、解の収束については、ニュートンラプソン法を用い、全ての残差の L_2 ノルムが 1×10^{-10} 未満になった時収束とした。又、非ニュートン性強い液物性条件の場合、非線形性が強く収束解を得ることが困難なため、0 次オーダの Continuation Method⁽¹¹⁾ を使用し、Solution path を解析し安定した収束解を得た。

3・3・3 実験値との比較

これらの計算の妥当性を確認する為に、津田ら⁽⁶⁾が行った実験結果との比較を行った。実験条件、計算結果と実験値の比較をそれぞれ表 1、図 4 に示す。尚、ここで、吐出偏差は各位置の吐出量を平均吐出量で割ることで無次元化した数値を百分率で表したものである。図 4 より、実験条件 1, 2 共に実験値と計算値は概ね一致している事から、本モデルはべき乗則流動モデルに従う塗布液に対して、実用上十分な精度で吐出偏差が予測可能と考えられる。また、前報は x 方向の格子分割数 1000 の予測値であったが、本報については、高精度な Hybrid 有限要素法を使用することで、x 方向の格子分割数 40 にて前報同等の精度で実験値を予測可能であった。

Table 1 Experimental conditions

Parameter	Condition 1	Condition 2
ρ	2300 kg/m ³	780 kg/m ³
μ_0	130 Pa·s ⁿ	2.3 mPa·s ⁿ
n	0.5	0.99
R_e	8.4×10^{-5}	52.3
W	0.47 m	0.36 m
L	0.035 m	0.02 m
h	0.0005 m	0.0004 m
R	0.0116 m	0.00525 m

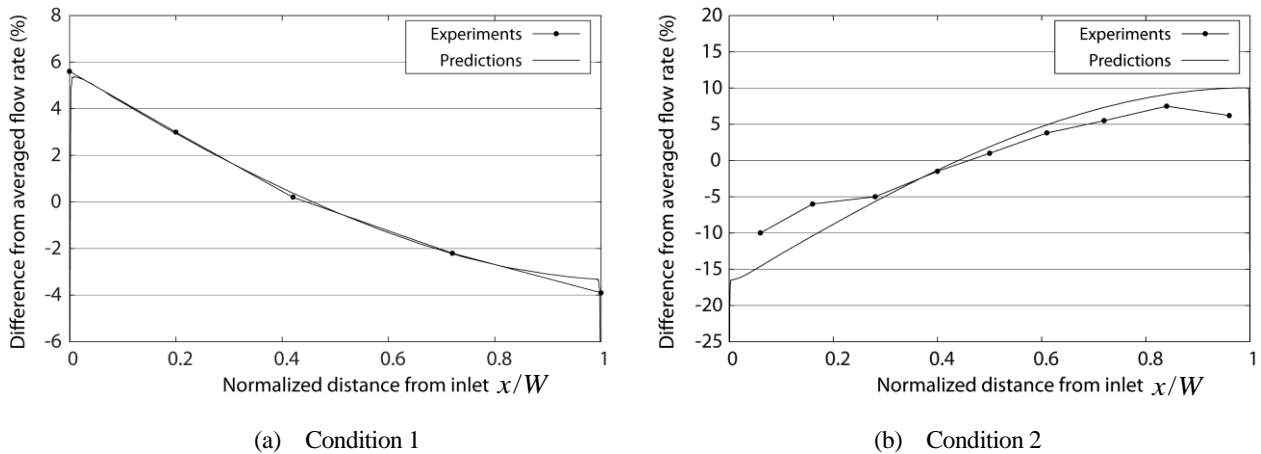


Fig. 4 Estimated and experimental results

4. 内部流動特性

4・1 各設計パラメータ変化に対する吐出量偏差量の感度

押し出し金型を設計する際には、金型配置・強度等の寸法上の制約を考慮して外形・内径を設計する。一方、押し出し金型に求められる最重要課題は、吐出偏差量を要求仕様以内に収める事であるが、前述の制約により困難を極めるケースがある。そこで、本研究で提案したモデルを用い、各設計パラメータが内部流動に及ぼす影響を明かにし、金型寸法設計に役立つ知見を提示する。

表2に今回の解析に使用した代表パラメータを示す。各パラメータの標準条件(表2太文字)の元、単一のパラメータを変化させ吐出偏差量に対する感度解析を行った結果を図6に示す。吐出流量偏差(Non-uniformity) σ は、吐出流量が全体でどれほど偏っているか表す指標であり、次式

$$\sigma = (q_{in} - q_{out}) / \text{平均値} \times 100(\%) \tag{31}$$

Table 2 Computational conditions

Parameter	
ρ	1000 kg/m ³
μ_0	0.1 Pa·s ⁿ
n	0.5,0.75,1.0,1.25
R_e	0.1, 0.5 ,1.0,5.0,10.0,50.0,100.0
W	0.1, 0.2 ,0.3,0.4 m
L	0.02, 0.04 ,0.06,0.08 m
h	0.5, 1.0 ,1.5,2.0 mm
R	5.0, 10.0 ,15.0,20.0 mm

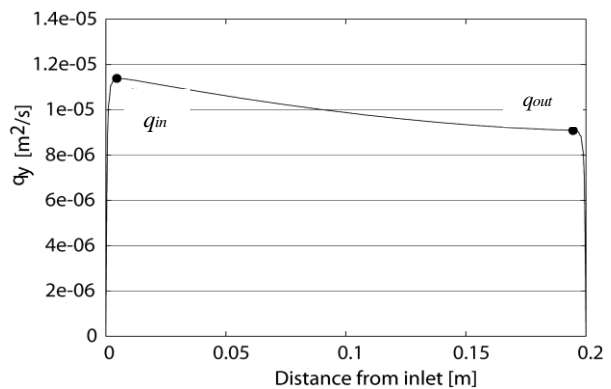


Fig. 5 Location of q_{in} and q_{out}

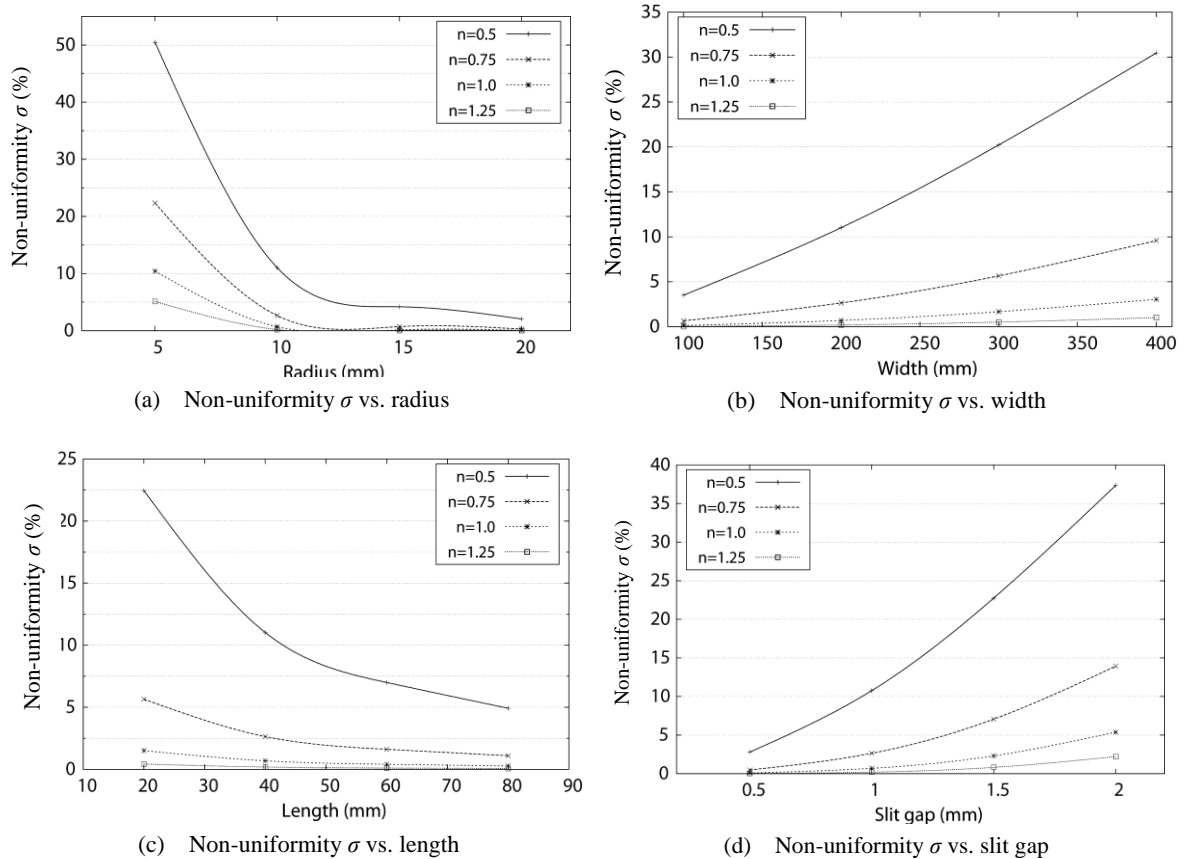


Fig. 6 Widthwise non-uniformity

で定義したものである。ただし、 q_{in} , q_{out} は図5のように、吐出量値の勾配が急変した箇所の q_y 値を用いた。ここで、壁境界付近の境界層の領域は一般に実製品では不要な部位であるため、対象外とすることとした。

寸法制約の犠牲となる変数の中で、図6(a)より分配室半径 R の変化が最も吐出偏差量への感度が大きい事が分かる。設計制約上生じた、この変化に対する対応としては、次に感度が高い図6(d)に示すスリット間隙の狭幅化が有効であると考えられるが、狭幅化はスリット面の加工精度の影響を顕在化させるために、十分な注意が必要である。設計上高さ方向に寸法の余裕がある場合は、図6(c)に示す様に十分なスリット長さ L を確保することで、これらの影響を打ち消すことが出来ると考えられる。又、図6(b)に示す様に、製品仕様の変更による広幅化についても、塗膜精度を劣化させる為、十分な注意が必要であることが分かる。以上の様に、設計上の制約により、設計パラメータの制約を受けた場合、その他設計パラメータの変更の組合せにより十分対応が可能であることが分かった。

4・2 無次元数 N_{Re} による評価

これまで、数々の押し出し金型の研究⁽³⁾⁻⁽⁷⁾が進められてきているが、慣性力、粘性、非ニュートン性の影響が吐出偏差を生じさせると、各論文も結論付けているが、統一的な指標を使用して押し出し金型内の流動を評価して来なかった。そこで、これらの影響全てを加味した指標として、以下に定義される無次元数 N_{Re} を導入した。

$$N_{Re} = \frac{\left| \int dp_{in} \right|}{\left| \int dp_v \right|} = \frac{\left| \int_0^w \frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) dx \right|}{\left| \int_0^w 2\pi R \mu_0 \left[\frac{Q}{RA} \left(\frac{3n+1}{n} \right) \right]^n dx \right|} \quad (32)$$

ここで、 N_{Re} は、分配室内部の送水管路系に見られる様な⁽¹⁾、慣性力による圧力上昇(dp_{in})および非ニュートン性を考慮した粘性力による圧力損失(dp_v)の比を表し、本質的に分配室内で慣性と粘性のどちらが支配的であるか

を判断する指標となる。 Re のみを変化させ、それ以外のパラメータは表2の標準条件を用いた解析結果を図7に示す。解析結果は吐出偏差量および N_{Re} でプロットしている。図7から $N_{Re}=1$ で、 n の値に関わらず吐出偏差値がほぼゼロとなることがわかる。これは、式(5)を x について0から w まで積分した関係式と N_{Re} の定義から $N_{Re}=1$ のときは $p|_{x=0}=p|_{x=w}$ となり、式(22)から $q_y|_{x=0}=q_y|_{x=w}$ となるためである。このことから、分配室内の慣性力による圧力変動と粘性による圧力損失が釣り合うように Re を設定することで吐出偏差を改善することができると思われる。又、この指標を導入すれば、最も高精度な塗布が出来るプロセス条件を容易に導くことが可能となり、設計期間短縮に有効である。

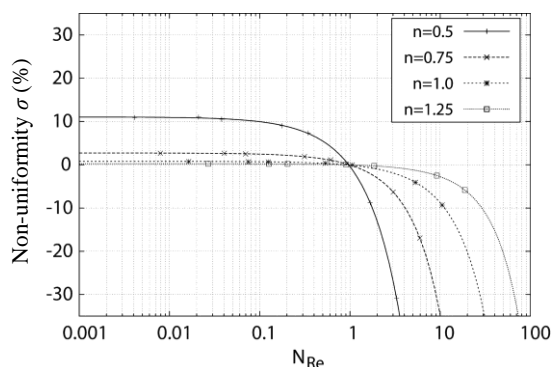


Fig. 7 Non-dimensional number characteristic

5. スリット内部詰まり

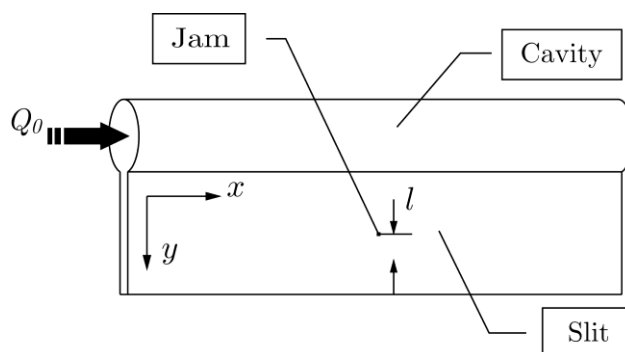


Fig. 8 Location of jam in slit

一般に塗布液は、樹脂、溶剤、顔料、他添加剤の構成で製造されている。これらの材料は一般に分散工程を経て、均一に混合されているが、送液供給装置から受けるせん断応力により、極微量の顔料凝集体、ゲル化樹脂がシール部等で生成され、分散工程を通過する塗布液に異物として混入する。この様な場合、この押し出し金型のスリット内部に、これら物体の付着・堆積が生じることがある。

このスリット内部の詰まりは、吐出量に大きな偏りを引き起こし、この吐出量の不均衡が塗布液膜生成に重大な欠陥を生じさせるため、詰まりの状態と吐出偏差量の関係を調べ、詰まりの位置を予測可能とすることは、確実な詰まり除去を可能とし、正常な塗布工程へ速やかに復旧させ、非常に有益である。この様な詰まりの問題を解析するために、図8に示すスリット幅 W に対しての中心、スリット出口から l の位置に $1.0 \times 1.0 \times 1.0 \text{mm}$ の立方体である障害物がスリット間隙を塞いでいるモデルを作成し、 Re, n の変化に伴う、吐出偏差量への影響を解析した。計算条件を表3に示す。計算の結果 Re の値による、吐出偏差の目立った差は確認できなかった。そのため、代表として $Re = 1.0 \times 10^{-3}$ における吐出偏差をまとめた結果を図9に示す。 n の値が大きいく、すなわち、ダイラタント性が強まると詰まりによる影響が出にくいことが確認できる。又、詰まり位置が吐出側へシフト、特に詰まり位 l がスリット長 L の半分以下で、吐出量への影響が大きくなる傾向がある事が分かった。これらの結果

から、実際の塗布工程において、詰まりによる吐出偏差の影響の度合いを調べることにより、品質上問題となる膜厚低下量(数%)においては、詰まり位置を本解析により予測することが可能であることがわかる。

Table 3 Computational conditions

Parameter	
ρ	1000 kg/m ³
μ_0	0.1 Pa·s ⁿ
n	0.5, 0.75, 1.0, 1.25
R_e	0.001, 0.005, 0.01, 0.05
W	0.2 m
L	0.04 m
h	1.0 mm
R	10.0 mm

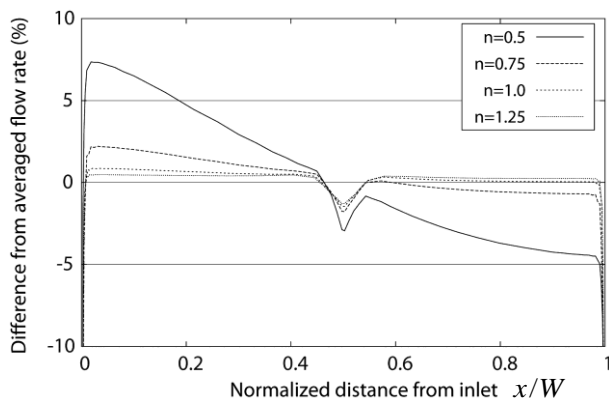
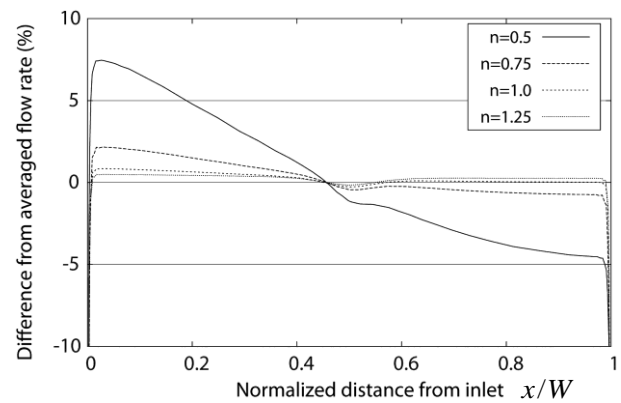
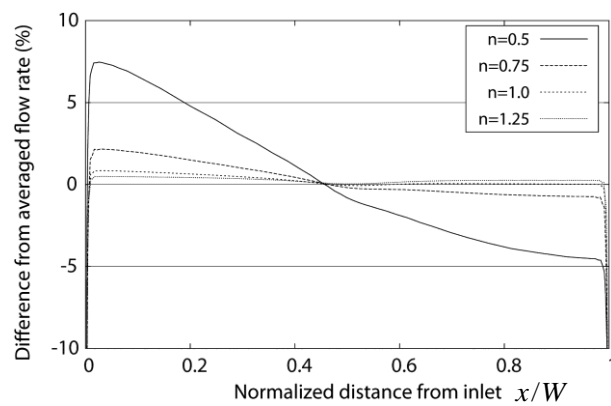
(a) Flow distribution ($\ell = 0.01\text{m}$)(b) Flow distribution ($\ell = 0.02\text{m}$)(c) Flow distribution ($\ell = 0.03\text{m}$)

Fig. 9 Flow distribution characteristic

6. 結 論

本研究では、分配室とスリットからなる押し出し金型の内部流動について、非ニュートン流体、特にべき乗則流体の簡易支配方程式を提案した。本手法を用い、種々の条件を解析した結果、以下の結論を得た。

- (1) 支配方程式を有限要素法による一次元・二次元混合モデル用い解析し、この手法の有効性を実験値との比較により確認した。
- (2) 押し出し金型の設計上の制約により、設計パラメータの制限を受けた場合も、他の設計パラメータの変更の組合せにより、十分な吐出偏差量を得ることが可能である。
- (3) 押し出し金型内部の慣性力の積分値と粘性力の積分値の比 N_{Re} を活用する事により、高精度塗布のプロセス条件を容易に予測することが可能であり、金型設計期間の短縮に有効である。
- (4) 実際の塗布工程において、詰まりによる吐出偏差の影響の度合いを調べることににより、詰まり位置を本解析により予測可能であることが分かった。

文 献

- (1) Schweizer, P.M. and Kistler, "S.F., *Liquid Film Coating*", (1997), CHAPMAN & HALL
- (2) 津田武明, "コーティングと数値解析(其の 4) 流体力学の応用知識(1)", コンバーテック, Vol.38, No.3(2010), pp.28-33.
- (3) Wen SH, Liu TJ, Tsou JD. 1994. "Three dimensional finite element analysis of polymeric fluid flow in an extrusion die. Part 1: Entrance effect", *Polymer Engineering & Science*, Vol.34, No.10 (1994), pp.827-834.
- (4) W. K. Leonard, "Inertia and Gravitation Effects in Extrusion Dies for Non-Newtonian Fluids", *Polymer Engineering and Science*, Vol. 25, No. 9(1985), pp.570-576.
- (5) S. J. Weinstein and K. J. Ruschak, "One-Dimensional Equations Governing Single-Cavity Die Design", *AIChE Journal*, September, Vol. 42, No. 9(1996), pp.2401-2414.
- (6) 津田武明, 長谷川富市, 鳴海敬倫, "非ニュートン流体の押し出し金型内の流れに関する研究 (第1報, べき乗則流体の解析)", *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 67, No. 661 (2001), pp. 24-29.
- (7) Kondic L., Palfy-Muhoray P. and Shelley M. J., "Models of non-Newtonian Hele-Shaw flow", *Physical Review Series E*, Vol 54, No.5(1996), pp.4536-4539.
- (8) Tsuda T., Hasegawa T. and Narumi T., "Study of the Flow of Non-Newtonian Fluids in the Inside of Slot Die", *Nihon Reoroji Gakkaishi*, Vol.30, No.3 (2002), pp.133-139.
- (9) Ronald L. Panton, "Incompressible Flow Third Edition", June 2005, p.613-616, John Wiley and Sons, INC.
- (10) P. M. Gresho and R. L. Sani, "Incompressible Flow and The Finite Element Method", Vol.2, June 2000, p.554, John Wiley and Sons, INC.
- (11) E. L. Allgower and K. Georg, "Numerical path following in Handbook of Numerical Analysis", Vol. 5, (1997), P. G. Ciarlet and J. L. Lions, eds., North-Holland, Amsterdam