

〈論 文〉

미끄럼현상을 갖는 입자충전 플라스틱재료의 압출공정 수치해석

김시조* · 권태현**

(1994년 4월 13일 접수)

Numerical Analysis of Extrusion Processes of Particle Filled Plastic Materials Subject to Slip at the Wall

S.J. Kim and T.H. Kwon

Key Words : Extrusion Process(압출공정), Particle Filled Plastic Materials(입자충전 플라스틱재료), Slip Phenomena(미끄럼현상), Finite Element Analysis(유한요소해석), Finite Difference Analysis(유한차분해석)

Abstract

Many particle filled materials like Powder/Binder mixtures for powder injection moldings, have complicated rheological behaviors such as an yield stress and slip phenomena. In the present study, numerical simulation programs via a finite element method and a finite difference method were developed for the quasi-three-dimensional flows and the two-dimensional flow models, respectively, with the slip phenomena taken into account in terms of a slip velocity. In order to qualitatively understand the slip effects, typical numerical results such as vector plots, pressure contours in the cross-channel plane, and isovelocity contours for the down-channel direction were discussed with respect to various slip coefficients. Slip velocities along the boundary surfaces were also investigated to find the effects of the slip coefficient and processing conditions on the overall flow behavior. Based on extensive numerical calculations varying the slip coefficients, pressure gradient, aspect ratio, and power law index, the screw characteristics of the extrusion process were studied in particular with comparisons between the slip model and non-slip model.

기 호 설 명

D : 베럴 내경
 D_{ij} : 변형률텐서 : $D_{ij}=1/2(v_{i,j}+v_{j,i})$
 H : 스크류 채널의 높이 : 기준길이
 N : 스크류 회전속도
 n : 파워지수 (power-law index)
 \bar{n} : 경계면에 수직인 단위벡터
 p : 압력

\bar{p} : 기준압력
 Q : 절대좌표계 (x, y) 와 국소좌표계 (t, n) 사이의 좌표변환 행렬
 Q_{2D} : 2차원에서의 총 유량
 Q_{3D} : 준-3차원에서의 총 유량
 q_{2D} : 2차원에서의 무차원화된 총 유량
 q_{3D} : 준-3차원에서의 무차원화된 총 유량
 s : 스크류 밀면 모서리에서 경계면을 따라가면서 반시계방향으로 잡은 Arclength
 \hat{s} : 미끄럼속도 방향의 단위벡터

*정회원, 포항공과대학교 대학원 기계공학과

**정회원, 포항공과대학교 기계공학과

- V_b : 베럴속도
 V_{bx} : 베럴의 x -방향 속도
 V_{bz} : 베럴의 z -방향 속도 : 기준속도
 V_{bt}, V_{bn} : 각각 베럴의 t, n 방향의 속도성분
 V_s : 미끄럼속도
 W : 스크류채널의 폭
 u, v, w : 각각 x, y, z 방향의 속도성분
 u_t, u_n, u_z : 각각 t, n, z 방향의 속도성분
 x, y, z : 절대좌표계
 t, n, z : 국소좌표계
 \hat{i} : 채널의 x - y 단면에서 경계면에 접하는 단위벡터
 \hat{z} : 채널(z -방향) 방향의 단위 벡터

그리스문자

- α : 미끄럼계수
 β : Penalty상수
 ϵ : 식(14)에서 정의된 미끄럼 관련 계수

$$\left(\frac{|\vec{V}_b - \vec{u}|^{1/m-1}}{\alpha^{1/m}} \right)$$

 $\dot{\gamma}$: 일반화된 전단율
 $\dot{\gamma}_0$: 기준 전단율
 θ : 헬릭스각도 (helix angle)
 μ : 점도
 μ_0 : 기준점도
 $\bar{\mu}$: 평균점도

상첨자

- * : 무차원

1. 서 론

압출공정은 플라스틱재료, 의약품재료, 식료품재료 등을 위시하여 최근에는 고분자 복합재료, 철 및 세라믹재료와 바인더와 분말혼합체 등과 같이 다양한 재료의 가공 및 성형공정으로서 점점 더 많이 사용되고 있다. 이러한 압출공정의 생산성을 높이기 위해서는 압출공정의 적절한 모델링을 바탕으로 한 수치해석법을 이용하여 공정의 이해를 높여서 실험적인 시행착오를 최대한 줄여야 한다.

특히 분말혼합체 재료와 같은 여러 종류의 입자 충전 플라스틱재료의 압출가공공정의 수치해석법 개발을 위해서 우선, 입자충전 플라스틱재료의 유변학적 거동특성을 이해하여야 한다. 이런 재료들

의 유변학적 거동특성중 대표적인 현상으로 항복응력과 미끄럼현상을 들 수 있다. 항복응력이 존재하는 분말혼합체의 경우는, 이를 위해 새로 고안된 점성 모델링으로서 점성계수 식은 기존의 플라스틱 재료에 대한 점성계수 식에 항복 응력이 고려된 항이 필요하다.^(1,2) 또한, 입자충전 혼합물이 임계치에 가까운 재료의 유변학적 거동은 일반 열가소성수지와는 다르게 미끄럼현상을 보이는데, 이에 대해서는 이제까지 많은 연구가 있었으나^(3~7) 고충전 현탁액 (highly filled suspension)에 대한 미끄럼현상에 관한 연구는 아직 미비하다. 따라서 입자충전 플라스틱재료의 유변학적 거동 모델링은 실험을 통하여 확립하고 이를 바탕으로 유한요소해석법을 개발하여야 한다.⁽⁸⁾

이와 같은 배경을 바탕으로 현재 첨단 가공법으로 각광을 받고 있는 입자충전 플라스틱재료, 예를 들면 금속 및 세라믹재료 등과 같은 분말혼합체 제조 및 성형가공을 위하여, 압출공정에서 발생하는 유변학적, 물리적 현상을 고려한 수치해석 프로그램을 개발할 필요가 있다. 따라서 이러한 개발을 통하여 압출공정에서 매우 중요한 스크류특성 (screw characteristics),^(9,10) 체류시간분포 (residence time distribution)⁽¹¹⁾ 및 변형특성 (deformation characteristics)^(12~15) 등에 관하여 이해를 높이고 압출공정의 기본적인 설계자료를 구축할 수 있게 된다.

따라서, 본 연구에서는 미끄럼현상의 모델링을 도입하여 압출공정에서 일어날 수 있는 미끄럼현상을 고려한 수치해석 프로그램을 준-3차원 유동에서는 유한요소법 (finite element method)으로 2차원 유동에서는 유한차분법 (finite difference method)으로 개발하였고, 개발된 프로그램을 이용하여 중요한 무차원 수들을 도입하고 이로부터 속도분포, 압력분포, 벽면에서의 미끄럼속도 등을 수치적으로 계산하여 미끄럼효과를 알아보았다. 또한 2차원 유동 해석과 준-3차원 유동 해석결과를 서로 비교하면서 미끄럼현상이 스크류설계에 중요한 스크류특성에 미치는 영향을 분석하였다.

2. 본 론

2.1 준-3차원 유한요소법 개발

벽면에서 경계조건이 비-미끄럼 (non-slip) 모델인 경우, 압출기의 단면모양과 좌표계 그리고 경계조건을 Fig. 1에 간략하게 나타내었다. 스크류채널

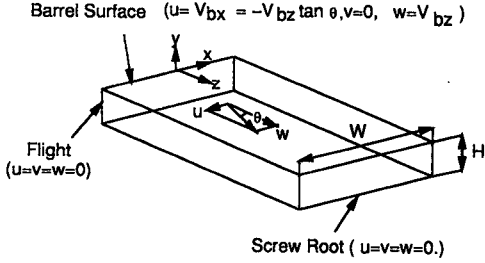


Fig. 1 Coordinate system and boundary conditions with a no-slip model for quasi-3-dimensional flow model

의 유동방향(즉, Fig. 1에 표시된 z방향)을 따라 속도분포의 변화가 별로 없다. 따라서 z-방향의 속도구배는 다른 방향들, 즉 x-방향과 y-방향에 대한 속도구배보다 훨씬 적다고 가정하면, 일반화된 뉴턴유체(generalized newtonian fluids)의 정상상태, 크리핑 유동(creeping flow)에 대한 연속방정식, 운동방정식은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \quad (4)$$

점성모델로서 파워모델을 사용하면 μ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\mu = \mu_0 \left[\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right]^{n-1} \quad (5)$$

여기서, $\dot{\gamma}$ 은 일반화된 전단율(generalized shear rate)로서 다음과 같이 정의된다.⁽¹⁹⁾

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2D_{ij}D_{ij}}$$

유동해석 모델에서 도입된 가정을 이용하면 유체의 거동은 운동방정식 및 연속방정식을 통하여 볼 때 유동로에 수직된 단면상의 유동(cross channel flow)은 점성계수 관계에서 전단율을 결정하는 요소들 중에 나타나는 w 성분을 알고 있는 경우에 순수한 2차원 유동의 지배방정식과 같음을 알 수 있다. 한편 유동로 방향의 유동(down channel flow)의 지배방정식은 u, v 성분을 알고 있을때 z 축 방향으로 유동의 변화가 거의 없으므로 이 방향의 압력 구배가 일정하다고 할 수 있으므로 푸아송

식(poisson equation)이 됨을 알 수 있다. 따라서 이런 비선형 지배방정식들을 유동로에 수직한 단면상의 유동과 유동로 방향의 유동으로 분리하여 반복계산(iteration) 함으로써 해석할 수 있다.⁽¹⁶⁻¹⁸⁾

유동로에 수직 단면상의 유동의 경우 가상일의 원리를 이용하여 해석하였는데, 유체가 비압축성이라는 제한조건을 범함수에 도입하기 위하여 라그랑지변수 λ 를 도입하여 아래와 같은 확장된 범함수를 이용하여 해석한다.

$$\delta J^* = \int_V \tau_{ij} \delta D_{ij} dV - \int_{S_1} t_i \delta v_i dS - \int_V \rho b_i \delta v_i dV - \int_V \delta \lambda D_{ij} dV - \int_V \lambda \delta D_{ij} dV = 0 \quad (6)$$

여기서, 라그랑지변수 λ 는 압력 p 와 동일한 물리적 의미를 가지고 있음을 보일수 있으며 따라서 λ 를 p 로 대치하면 위의 식은 다음과 같이 된다.

$$\delta J^* = \int_V \tau_{ij} \delta D_{ij} dV - \int_{S_1} t_i \delta v_i dS - \int_V \rho b_i \delta v_i dV - \int_V \delta p D_{ij} dV - \int_V p \delta D_{ij} dV = 0 \quad (7)$$

여기서 우변의 두번째 항은 표면응력(traction) 경계조건이 주어지는 경우의 가상일에 해당되는 양이다.

입자충전 플라스틱재료의 경우, 일반 열가소성수지와는 다르게 미끄럼현상을 보이므로 표면응력(traction) 경계조건에 대해서는 미끄럼현상이 고려되어야 한다.⁽²⁰⁾ 미끄럼현상을 적용하기 위하여 본 유한요소해석에서는 미끄럼속도를 도입하고자 한다. 미끄럼속도는 벽면에서의 전단응력과 항복응력 그리고 압력(P), 온도(T), 벽면에서의 거칠기 등의 함수로 일반적으로 표현할 수 있다. 이러한 관계식은 유변학적 특성실험으로부터 얻는 것이 일반적이다. 본 연구에서는 우선 미끄럼속도가 전단응력의 함수로서 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다고 가정하였다.^(4,6)

$$V_s = a(\tau)^m \quad (8)$$

여기서, m, a 는 각각 실험에 의하여 결정되는 파워지수와 비례상수를 나타낸다. 그러나 미끄럼현상이 고려된 식(8)은 혼합 경계조건 형태를 지니고 있으므로 우변의 두번째 항을 수정할 필요가 있게 된다. 따라서 우선 경계면에서의 좌표계를 미끄럼이 일어나는 방향(\bar{s})과 경계면의 수직방향(\bar{n})으로 분리시켜 생각하면 미끄럼현상이 고려된 경계조

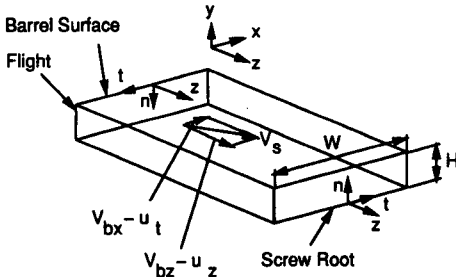


Fig. 2 Coordinate system and boundary conditions with slip model for quasi-three-dimensional flow model

건은 비-미끄럼 경계조건인 Fig. 1과 달리 Fig. 2에 보인 것처럼 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$(\vec{V}_b - \vec{u}) = V_s \vec{s} \tag{9}$$

$$(\vec{V}_b - \vec{u}) \cdot \vec{n} = 0 \tag{10}$$

한편 미끄럼현상에 의하여 전단력 벡터는 미끄럼 방향과 일치한다. 그러므로 경계면에서의 좌표계를 (x, y, z) 대신 (t, n, z) 로 좌표변환을 하면 표면 응력 벡터의 (t, n, z) 방향의 분력은 각각 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$t_t = \frac{|\vec{V}_b - \vec{u}|^{1/m} (\vec{V}_b - \vec{u}) \cdot \vec{t}}{\alpha^{1/m} |\vec{V}_b - \vec{u}|} = \epsilon (V_{bt} - u_t) \tag{11}$$

$$t_z = \frac{|\vec{V}_b - \vec{u}|^{1/m} (\vec{V}_b - \vec{u}) \cdot \vec{z}}{\alpha^{1/m} |\vec{V}_b - \vec{u}|} = \epsilon (V_{bz} - u_z) \tag{12}$$

$$t_n = \frac{(\vec{V}_b - \vec{u}) \cdot \vec{n}}{\beta} = \frac{1}{\beta} (V_{bn} - u_n) \tag{13}$$

여기서, ϵ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\epsilon = \frac{|\vec{V}_b - \vec{u}|^{(1/m)-1}}{\alpha^{1/m}} \tag{14}$$

식(13)에서 β 는 벌칙상수이며 β 가 영으로 가까이가면 n 방향의 경계조건식 (10)이 만족하게 된다.

따라서 식(6)의 우변의 두번째 항인 표면응력 경계조건은 유동로에 수직한 단면상의 유동 방향인 (t, n) 좌표계로 분리하면,

$$\int_{S_1} t_i \delta v_i dS = \int_{S_1} t_t \delta u_t dS + \int_{S_1} t_n \delta u_n dS \tag{15}$$

그러므로 윗식에 식(11), (13)를 대입하고, 속도와 압력에 대해 형상함수를 사용하여 식(7)을 정리하면 유동로에 수직한 단면에 대한 행렬식을 얻을

수 있다. 우선, 요소형태는 속도에 대하여는 2차 6절점 삼각형 요소를 사용하고 압력에 대해선 한차수 낮은 선형 3절점 삼각형 요소를 사용하여 수치해석의 수렴성을 보장하도록 한다. 따라서 형상함수를 이용하여 속도와 압력을 나타내면 다음과 같다.

$$\vec{V} = N_i \vec{V}_i, \quad i=1,2,\dots,6 \tag{16}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial x_j} = \frac{\partial N_i}{\partial x_j} \vec{V}_i, \quad j=1,2 \tag{17}$$

$$p = N_{pk} p_k, \quad k=1,2,3 \tag{18}$$

여기서, N_i 과 N_{pk} 는 각각 속도와 압력의 형상함수이다.

한편, 경계조건을 나타내는 식(15)를 요소행렬식에 도입하기 위하여는 일반적으로 절점이 경계면에 존재할때는 그점에서의 국소좌표계, 즉, (t, n) 좌표계에서 정의된 절점값으로 행렬식을 다시 구성하는 것이 매우 편리하다. 따라서 식(16)에서 임의의 i 절점에서 절대좌표계인 (x, y) 좌표계와 국소좌표계인 (t, n) 좌표계 사이의 관계식은 좌표변환 행렬 Q 로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{V}_i = Q \cdot \vec{V}_i \tag{19}$$

여기서, $-$ 표시의 상첨자는 국소좌표계를 의미한다. 따라서 행렬 Q 는, 만약 i 절점에서 절대좌표계와 국소좌표계가 동일할때는 단위행렬, 다를 때는 방향여현으로 이루어진 행렬로 구성되어지며 전체적으로 12×12 행렬을 만들 수 있다.

그러므로 식(11), (13), (15)~(19)를 식(7)에 대입하여 임의의 요소에 대하여 행렬식을 만들면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} [Q]^T [K] [Q] + [K_s] & [Q]^T [G]^T \\ [G] [Q] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \vec{u} \\ \vec{v} \\ -p \end{Bmatrix}^e = \begin{Bmatrix} [Q]^T \{F\} + \{F_s\} \\ \{0\} \end{Bmatrix}^e \tag{20}$$

여기서, 하첨자는 s 는 미끄럼이 고려되어져서 추가된 항이며 상첨자 e 는 요소를 의미한다.

최종적으로 각 요소에서 $[K]^e$, $[G]^e$ 와 $\{F\}^e$ 는 다음과 같이 정리될 수 있다. ^(16~18)

$$[K]^e = \int_{V_e} [N]^T [\mu] [N] dV \tag{21}$$

$$[G]^e = \int_{V_e} [N_p]^T \{h\} [N] dV, \quad D_{ii} = \{h\}^T [D] \tag{22}$$

$$\{F\}^e = \int_{V_e} [N]^T \bar{b} dV \quad (23)$$

또한 미끄러움이 고려되어져서 추가된 항은 식(15)으로부터 아래와 같은 방법으로 구할 수 있다. 즉, 경계면에서 2차 3절점 형상함수 $L_i, i=1,2,3$ 을 사용하여 행렬식을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} [K]_t & [0] \\ [0] & [K]_n \end{bmatrix}^e \begin{Bmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \end{Bmatrix}^e = \begin{Bmatrix} \{F\}_t \\ \{F\}_n \end{Bmatrix}^e \quad (24)$$

여기서,

$$[K]_t^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T (\epsilon) [L] dS \quad (25)$$

$$[K]_n^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T \left(\frac{1}{\beta} \right) [L] dS \quad (26)$$

$$\{F\}_t^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T \epsilon V_{bz} dS \quad (27)$$

$$\{F\}_n^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T \left(\frac{1}{\beta} \right) V_{bn} dS \quad (28)$$

따라서 식(25)~식(28)에 있는 각각의 값들을 식(20)에 대입하여 조합하면 미끄러움이 고려된 $[K_s]^e$ 와 $\{F_s\}^e$ 가 얻어진다. 즉,

$$[K_s]^e = \begin{bmatrix} [K]_t & [0] \\ [0] & [K]_n \end{bmatrix}^e, \quad \{F_s\}^e = \begin{Bmatrix} \{F\}_t \\ \{F\}_n \end{Bmatrix}^e$$

이렇게 얻어진 각각의 요소에서의 행렬식을 해서 전 영역에서 조합하면,

$$\begin{bmatrix} [K] + [K_s] & [G]^T \\ [G] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \\ -\{b\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{F\} + \{F_s\} \\ \{0\} \end{Bmatrix} \quad (29)$$

따라서 위의 식을 풀면 유동로에 수직인 단면상의 유동에서의 속도와 압력을 얻을 수 있다.

유동로 방향의 유동은 가중잔류항법을 이용한다. 이때 유한요소해석을 위한 식은 다음과 같다.

$$\int_V t_z N_i dS - \int_V \left[\mu \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial N_i}{\partial x} + \mu \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial N_i}{\partial y} \right] dV - \int_V \frac{\partial p}{\partial z} N_i dV = 0 \quad (30)$$

위 식에서 왼쪽 첫번째 항도 유동로에 수직인 단면상의 유동에서 수행한 방법처럼 식(12)를 대입하고 유한요소화를 수행하면 유동로 방향에 유동에 대한 행렬이 다음과 같이 표현된다.

$$[H + H_s]^e \{u\}^e = \{f + f_s\}^e \quad (31)$$

여기서, 각 요소에서 $[H]^e$ 와 $\{f\}^e$ 는 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$[H]^e = \int_{V_e} [N]^T \mu [N] dV \quad (32)$$

$$\{f\}^e = \int_{V_e} [N]^T \frac{\partial p}{\partial z} dV \quad (33)$$

마찬가지로 하첨자 s 는 미끄러움이 고려되어져서 추가된 항이며 각각 다음과 같이 된다.

$$[H_s]^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T \epsilon [L] dS \quad (34)$$

$$\{f_s\}^e = \int_{S_1 \cap \partial V_e} [L]^T \epsilon V_{bz} dS \quad (35)$$

한편, ϵ 와 μ 는 식(5)와 식(11~13)에서 알수 있듯이 각각 속도와 전단율의 함수이므로 유한요소해석을 해나가는데 있어 반복법이 필요하게 되어 본 연구에서는 뉴턴-랩슨방법(Newton-Raphson method)을 도입하였으며 계산하는데 필요한 기억장소를 줄이기 위하여 프란틀 웨이브(frontal wave)기법을 이용하였다.⁽¹⁷⁾

2.2 2차원 유한차분법 개발

2차원 유동 모델에 대하여 미끄러움이 고려되었을 때의 좌표계 및 경계조건을 Fig. 3에 나타내었다. 즉, 만약 단면 중형비가 매우 커지면 Fig. 3에 나타난 바와 같이 스크류채널의 속도분류층 v 는 무시할 수 있으며 u 와 w 는 단지 y 만의 함수로 가정할 수 있으며 이때, 정상상태의 크리핑유동에 대한 운동방정식은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \quad (36)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (37)$$

또한 질량보존으로부터 x -방향과 z -방향에 대하

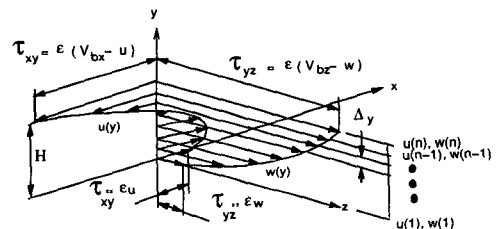


Fig. 3 Coordinate system and boundary conditions with slip model for two-dimensional flow model

여 다음과 같은 조건을 만족하여야 한다.

$$\int_0^H u dy = 0, \int_0^H w dy = Q_{2D}/W \quad (38)$$

경계조건은 식(8), (11), (12)를 고려하면 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\tau_{xy} = \epsilon u, \tau_{yz} = \epsilon w \quad \text{at } y=0 \quad (39)$$

$$\tau_{xy} = \epsilon(V_{bx} - u), \tau_{yz} = \epsilon(V_{bz} - w) \quad \text{at } y=H \quad (40)$$

Fig. 3에 나타낸 것처럼 식(36)와 식(37)를 유한 차분화 하면,

$$\begin{aligned} u(j-1) \left[\mu(j) - \Delta\mu(j) \frac{\Delta y}{2} \right] + u(j) [-2\mu(j)] \\ + u(j+1) \left[\mu(j) + \Delta\mu(j) \frac{\Delta y}{2} \right] = \frac{\partial p}{\partial x} (\Delta y)^2 \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} w(j-1) \left[\mu(j) - \Delta\mu(j) \frac{\Delta y}{2} \right] + w(j) [-2\mu(j)] \\ + u(j+1) \left[\mu(j) + \Delta\mu(j) \frac{\Delta y}{2} \right] = \frac{\partial p}{\partial z} (\Delta y)^2 \end{aligned} \quad (42)$$

식(39)와 (40)에 대한 경계조건을 2차원 유동 모델에 적용하여, 미끄럼현상이 고려되었을 때의 경계조건 식을 Fig. 3에 나타내었는데 이들을 유한 차분화하면 다음과 같이 된다.

$$u(1) \left[-1 - \frac{\epsilon(1)}{\mu(1)} \Delta y \right] + u(2) [1] = 0 \quad (43)$$

$$w(1) \left[-1 - \frac{\epsilon(1)}{\mu(1)} \Delta y \right] + w(2) [1] = 0 \quad (44)$$

$$\begin{aligned} u(n) \left[1 + \frac{\epsilon(n)}{\mu(n)} \Delta y \right] + u(n-1) [-1] \\ = \frac{\epsilon(n)}{\mu(n)} \Delta y V_{bx} \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} w(n) \left[1 + \frac{\epsilon(n)}{\mu(n)} \Delta y \right] + w(n-1) [-1] \\ = \frac{\epsilon(n)}{\mu(n)} \Delta y V_{bz} \end{aligned} \quad (46)$$

한편 $\epsilon(j)$ 와 $\mu(j)$ 는 식(5)와 식(11~13)에서 알 수 있듯이 각각 속도와 전단율의 함수이므로 반복 계산이 필요하다. 따라서 차분화된 지배방정식과 경계조건으로부터 행렬식을 만들면 강성행렬은 삼중 대각행렬(tridiagonal matrix)이 되므로 토마스 알고리즘(thomas algorithm)을 사용하면 쉽게 u 와 w 를 구할 수 있는데, 이들은 x -방향과 z -방향에 대한 유량조건 식(38)를 만족하도록 뉴턴-랩슨

방법으로 수렴할 때까지 반복 계산을 하여야 한다.

3. 수치해석 결과

미끄럼현상이 일어나지 않는 대부분의 열가소성 수지에 대한 압출공정에서 일어나는 유동현상은 지금까지 많은 연구가 이루어졌는데 최근 스크류특성에 관한 연구결과를 무차원화 해석을 통하여 발표한 적이 있다.^(9,10) 위와 같은 무차원화 해석은 유동특성에 미치는 영향을 체계적으로 연구하고 그 결과를 압출기해석과 실제에 이용하는데 매우 중요하며 미끄럼을 고려할 경우에도 같은 방법으로 적용할 수 있다. 즉, 기하학적 인자, 물성적 인자, 공정변수적 인자를 특성길이를 H 로 특성시간을 V_{bz}/H 로 하여 다음과 같은 무차원변수를 도입하였다.^(9,10)

$$x^* = x/H, y^* = y/H, z^* = z/H \quad (47)$$

$$u^* = u/V_{bz}, v^* = v/V_{bz}, w^* = V_{bz} \quad (48)$$

$$\dot{\gamma}^* = \frac{\dot{\gamma}}{V_{bz}/H}, \bar{\mu} = \mu_0 \left[\frac{V_{bz}/H}{\dot{\gamma}_0} \right]^{n-1} \quad (49)$$

$$p^* = \frac{p}{\bar{p}}, \bar{p} = \bar{\mu} \frac{V_{bz}}{H}, V_{bz} = \pi DN \frac{\cos \theta}{60} \quad (50)$$

z -방향의 무차원화된 압력구배는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial p^*}{\partial z^*} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\dot{\gamma}^{n-1}}{\mu_0} \frac{H^{n+1}}{V_{bz}^n} \quad (51)$$

또한, 입자충전 플라스틱재료의 비-미끄럼 경계조건에 관계된 식(8)를 무차원화하면 α 와 α^* 와의 관계식은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\alpha^* = \alpha \frac{\left| \mu_0 \left(\frac{V_{bz}}{H} \right)^n \right|_m}{V_{bz}} \quad (52)$$

유동특성을 규명하기 위하여 또 다른 중요한 인자로서 무차원화된 유량변화율을 2차원과 준-3차원 유동장에 각각 다음과 같이 표현하면,^(9,10)

$$q_{2D} = \int_0^1 w^* dy^* \quad (53)$$

$$q_{3D} = \int_{-\frac{W}{2H}}^{\frac{W}{2H}} \int_0^1 w^* dy^* dx^* \quad (54)$$

실제 유량을 각각 무차원수 q_{2D} 와 q_{3D} 와의 관계로 표시하면 다음과 같이 된다.

$$Q_{2D} = q_{2D} V_{bz} H W \quad (55)$$

$$Q_{3D} = q_{3D} V_{hz} H^2 \quad (56)$$

대표적인 수치해석의 결과를 논의하기 위하여 $m = -1$, $\theta = 10^\circ$ 로 선택하였고, 미끄럼계수(α^*), 단면 종횡비(W/H), 파워지수(n), 압력구배($\frac{\partial p^*}{\partial z^*}$) 등의 중요한 무차원 수의 변화에 대하여 모든 수치해석 결과를 설명하고자 한다.

Fig. 4에는 준 3차원 유동해석을 위하여 사용된 유한요소 격자를 여러 단면 종횡비에 대하여 나타낸 것이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 경계조건이 불연속인 점, 즉 윗면 양쪽 모서리에서 격자간격을 매우 조밀하게 구성하였다. 이는 전 영역에서의 해를 좋게 하기 위하여 고려되어야 할 중요한 사항이다. 또한 단면 종횡비 변화에 대하여 격자의 재구성을 쉽게 하기 위하여 $W/H=1$ 을 기준격자로 하고 이보다 큰 단면종횡비에 대하여는 양쪽 모서리에서 격자간격을 그대로 유지하면서 중앙부분에 원하는 단면종횡비가 되도록 임의의 격자를 삽입하는 방법을 선택하였다. 한편 2차원 유동해석을 위하여 사용된 유한차분격자는 Fig. 3에서 n 값을 201 즉, y 방향으로 동간격으로 200등분하여 수치해석하였는데 보통 50등분 이상이면 충분함을 알 수 있었다.

미끄럼계수에 따른 준 3차원 유동해석 결과를 정상적으로 알아보기 위하여 Figs. 5~7에 각각 단면 방향(x^*-y^* 단면)의 속도분포, 압력분포, 그리고

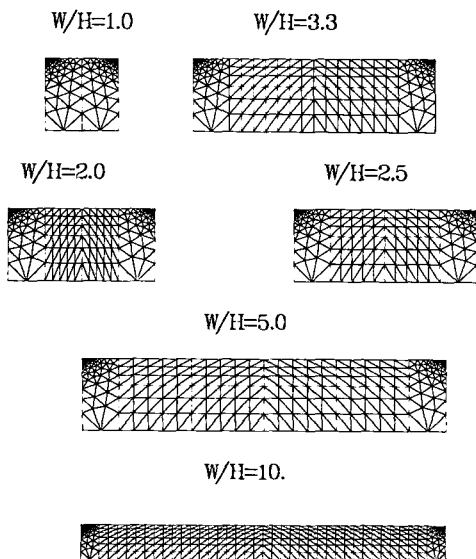


Fig. 4 Finite element meshes for $W/H=1.0, 2.0, 3.3, 5.0$ and 10

채널방향(z^*)의 속도분포를 $n=0.4$, $\frac{\partial p^*}{\partial z^*}=0.516$, $W/H=2.5$ 에 대하여 그 결과를 나타내었다. 단면 방향(x^*-y^* 단면)의 속도분포를 나타낸 Fig. 5의 (a), (b), (c)로부터 미끄럼계수가 0.0, 0.4, 0.8로 증가함에 따라서 순환하는 속도는 미끄럼계수가 증가함에 따라서 전 영역에서 점점 감소 또는 증가함을 알 수 있는데 이것은 대표적인 미끄럼현상으로 볼 수 있다. 순환속도의 최대치는 베럴면에 해당하는 윗면에서 일어나는 비-미끄럼인 $\alpha^*=0$ 인 경우 이 면에서 $u^* = -\tan\theta = -0.176$, $v^* = 0.0$ 이다. 따라서 비-미끄럼인 경우 최대 순환속도가 0.176에서 $\alpha^*=0.4$, $\alpha^*=0.8$ 에서 각각 0.0666, 0.0297로 감소한다. 이러한 순환속도 감소효과가 윗면 양쪽 모서리에서 불연속인 경계조건을 점점 완화시키는데 기여함을 이 그림들로부터 쉽게 알 수 있다. 이러한 결과는 단면방향의 압력분포를 나타낸 Fig. 6 (a), (b), (c)로부터 α^* 가 증가함에 따라 베럴면에 해당하는 윗면 양쪽 모서리에서의 최대 압력값이 급격하게 감소하는 현상과 잘 일치한다. 전체적인 압력 분포 형태는 미끄럼계수 증가에 따라서 별 변화

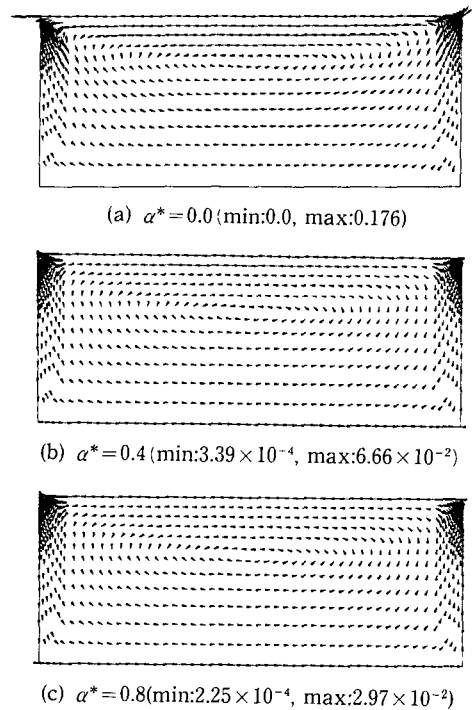
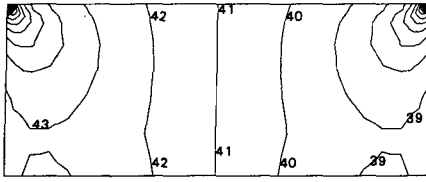
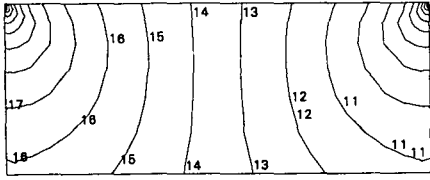


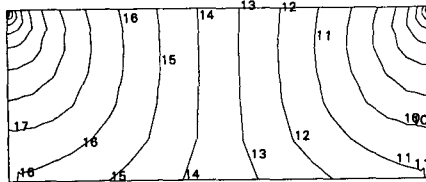
Fig. 5 Velocity vector plots in the cross-channel plane for $n=0.4, \theta=10^\circ, W/H=2.5, \frac{\partial p^*}{\partial z^*}=0.516$



(a) $\alpha^* = 0.0$ (min:-15, max:15, increment:0.0375)

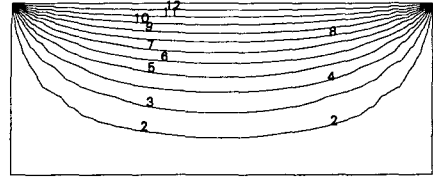


(b) $\alpha^* = 0.4$ (min:-1.322, max:1.329, increment:0.106)

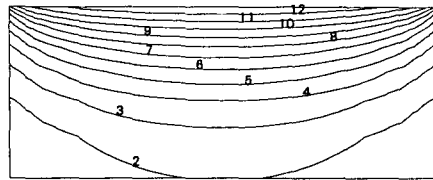


(c) $\alpha^* = 0.8$ (min:-0.744, max:0.749, increment:0.0597)

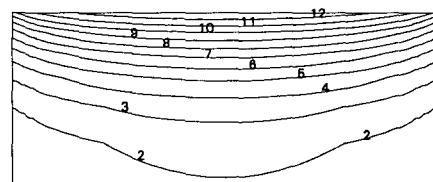
Fig. 6 Pressure contours in the cross-channel plane for $n=0.4$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, $\partial p^*/\partial a^*=0.516$



(a) $\alpha^* = 0.0$ (min:0, max:1, increment:0.0833)



(b) $\alpha^* = 0.4$ (min:0.08, max:0.59, increment:0.043)



(c) $\alpha^* = 0.8$ (min:0.11, max:0.36, increment:0.020)

Fig. 7 Isovelocity contours of velocity component w^* for $n=0.4$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, $\partial p^*/\partial z^*=0.516$

가 없으나 x^*-y^* 면에서의 압력구배치는 현저한 차이를 보여주고 있다. 한편, 채널방향(z^*)의 속도분포를 나타낸 Fig. 7(a), (b), (c)에서도 단면방향의 유동현상과 동일한 결과를 나타내었다. 즉, $\alpha^*=0$ 인 경우 베럴면에 해당하는 윗면에서의 속도는 $w^*=1$ 에서 $\alpha^*=0.4$, $\alpha^*=0.8$ 에서 각각 0.591, 0.355로 감소한다. 그러나 밑면에서는 w^* 가 0.0, 0.008, 0.111로 그값이 증가한다. 이러한 현상은 벽면에서의 전단응력의 크기와 방향에 의해 좌우됨을 의미하나 전체적으로는 전단면에서 w^* 의 값의 차이가 적어지는 방향으로 변화함을 알 수 있다. 이상과 같은 속도분포와 압력분포의 결과를 통하여 미끄럼계수가 증가함에 따라 x^*-y^* 면에서의 순환속도는 감소하고 채널방향(z^*)의 속도분포의 차이가 적어지는 방향으로 변화하여 마치 벌크유동(bulk flow) 형태로 접근하려고 하는 경향이 있음을 알 수 있다.

미끄럼계수에 따른 준-3차원 유동해석 결과를 정량적으로 알아보기 위하여 경계면을 따라가면서 계산한 미끄럼속도의 변화량을 Figs. 8~11에 나타내

었다. 여기서 경계면을 따라가면서 잡은 좌표계 s 는 밑면 좌측 모서리에서 출발하여 경계면을 따라 반시계방향으로 잡은 좌표계이다. Fig. 8와 Fig. 9는 W/H 가 2.5일때 각각 뉴턴유체와 비-뉴턴유체($n=0.4$)에 대하여 \hat{f} 방향으로 일어나는 미끄럼속도 즉, $(V_{bt}-u_t)$ 를 나타낸다. 뉴턴유체의 경우는 단면유동과 채널유동은 서로 독립적임을 식(2)~(4)로부터 쉽게 알 수 있다. 따라서 Fig. 8는 압력구배와 관계없이 주어진 미끄럼계수 $\alpha^*=0.4$, $\alpha^*=0.8$ 에 대하여 유일하게 결정되는 곡선들이다. 이와는 달리 비-뉴턴유체의 경우는 압력구배에 대하여 미끄럼속도가 달라짐을 Fig. 9로부터 알 수 있다. 뉴턴유체, 비-뉴턴유체 모두 스크류면보다 베럴면에서 상대적으로 미끄럼속도가 큼을 알 수 있다. 또한 베럴면의 양쪽 모서리에서 미끄럼속도가 가장 크게 일어나며 스크류면의 양쪽 모서리에서 미끄럼속도는 거의 영에 가까운 값을 가지기 때문이다. 비-뉴턴유체의 경우 압력구배의 변화보다 미끄럼계수의 변화에 의하여 미끄럼속도 변화에 더 큰 영향을 미치고 있음을 알 수 있는데 특이할만한

사항은 미끄럼계수의 증가함에 따라 미끄럼속도는 베럴면에서는 증가하는 반면에, 스크류면에서는 감소하고 있다. 스크류면에서의 이러한 이상현상은 단면유동에서 질량보존을 만족하도록 유체의 유동이 일어남을 고려하여 볼 때 미끄럼속도는 미끄럼계수의 증가함에 따라 미끄럼속도는 증가하다가 다시 감소하는 경향을 가지고 있음을 예측할 수 있으며 본 계산결과는 감소하는 영역에 해당하는 미끄럼계수 값들이다. 같은 미끄럼계수의 경우에는 순 압력구배에서 역압력구배로 변할 때 베럴면에서는 미끄럼속도가 감소하여 스크류면에서는 상대적으로

적은 양이지만 역시 감소한다. 아아크 s 를 따라가면서 채널방향(즉, z 방향)으로 일어나는 미끄럼속도, 즉, $(V_{bz} - u_z)$ 의 변화를 Fig. 10과 Fig. 11에 나타내었다. 이 그림들을 살펴보면, 스크류면과 베럴면에서 일어나는 미끄럼속도의 값이 상대적으로 비슷하여 이런 현상이 앞에서 설명한 단면유동에서 일어나는 미끄럼현상과 가장 큰 차이점이라 할 수 있다. 또한 미끄럼계수의 영향 못지 않게 압력구배의 영향도 단면유동에 비하여 상대적으로 크게 나타나고 있다. 미끄럼계수가 증가함에 따라서 스크류면, 베럴면 모두에서 미끄럼속도는 증가함을 알

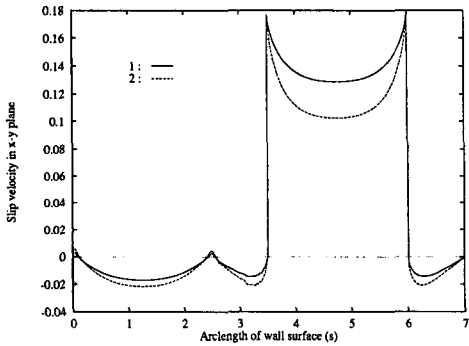


Fig. 8 Slip velocities in the cross-channel plane for Newtonian fluids; $n=1.0$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, curve 1 for $\alpha^*=0.8$, curve 2 for $\alpha^*=0.4$, s coordinate is defined along the boundary surface with a starting point at the leftmost corner of lower surface

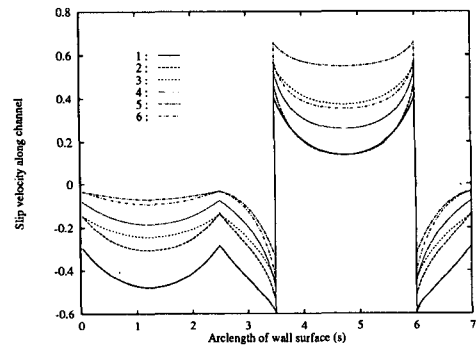


Fig. 10 Slip velocities along the down-channel direction for Newtonian fluids; $n=1.0$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, curve 1 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.8$, curve 2 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.4$, curve 3 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.8$, curve 4 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.4$, curve 5 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.8$, curve 6 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.4$,

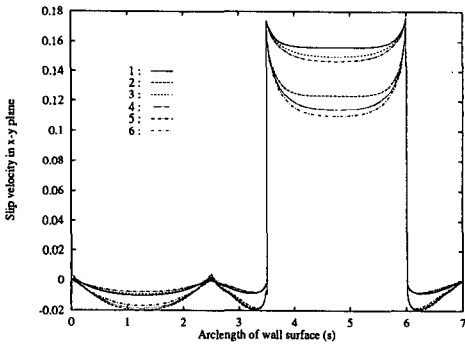


Fig. 9 Slip velocities in the cross-channel plane for non-Newtonian fluids; $n=0.4$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, curve 1 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.8$, curve 2 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.4$, curve 3 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.8$, curve 4 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.4$, curve 5 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.8$, curve 6 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.4$,

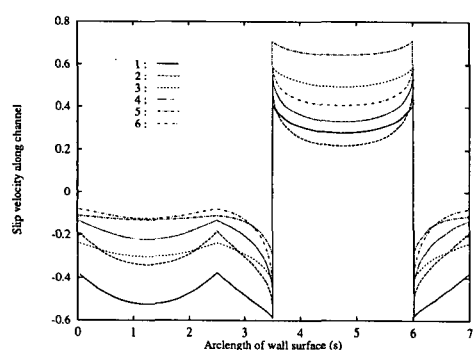


Fig. 11 Slip velocities along the down-channel direction for non-Newtonian fluids; $n=0.4$, $\theta=10^\circ$, $W/H=2.5$, curve 1 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.8$, curve 2 for $\partial p^*/\partial z^*=-0.688$, $\alpha^*=0.4$, curve 3 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.8$, curve 4 for $\partial p^*/\partial z^*=0$, $\alpha^*=0.4$, curve 5 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.8$, curve 6 for $\partial p^*/\partial z^*=0.516$, $\alpha^*=0.4$,

수 있는데 이러한 현상은 단면유동의 경우와 다른 현상으로 채널유동에서는 질량보존을 만족할 필요가 없기 때문이다. 미끄럼계수가 같은 경우 순압력 구배에서 역압력구배로 변화함에 따라 미끄럼속도는 베럴면에서는 증가하고, 스크류면에서는 감소하는 경향을 보이는데 이러한 현상도 물리적으로 쉽게 이해될 수 있는 결과라 할 수 있다.

다음은 스크류특성에 관하여 수치해석 결과를 설명하고자 한다. 우선 2차원 유한차분법으로 해석된 결과를 살펴보자. 2차원 유동에서의 스크류특성은 Fig. 12와 Fig. 13에 나타내었는데, 이 결과는 각각 뉴턴유체와 비-뉴턴유체($n=0.4$)의 경우로서 또한 α^* 를 0.0-1.0사이로 변화시켰을 때, 유량과 압력 구배와의 관계를 표시한다. 여기서, $\alpha^*=0$ 는 비-미끄럼 경우를 의미한다. 이 그림들로부터 알 수 있듯이 모든 기하학적 조건과 작업조건이 일정한 경우, 역압력 구배 영역에서는, 미끄럼계수가 증가하면 유량은 역압력 구배의 영향으로 유량이 감소하여 순 압력 구배 영역에서는, 미끄럼계수가 증가하면 유량은 순 압력구배의 영향으로 유량이 증가함을 알 수 있다. 또한 특이한 현상으로는, 순드래그 유동(pure drag flow)의 경우 (즉 $\frac{\partial z^*}{\partial p^*}=0$ 의 경우)에는, 미끄럼계수에 의한 이상적인 유량증가나 감소가 일어나지 않고 q_{2D} 가 일정한 값, 0.5로 유지된다.

Fig. 14와 Fig. 15은 각각 뉴턴유체와 비-뉴턴유체($n=0.4$)에 대하여 단면 중형비의 영향을 알아본 것이다. 여기서, Fig. 14와 Fig. 15에 나타낸 $\frac{\partial p^*}{\partial z^*}$ 의 값은 주어진 α^* 에 대해서, Fig. 12와 Fig. 13에서 알 수 있듯이 일정한 q_{2D} 가 되도록 선택된 값이다. 즉, q_{2D} 가 0.9, 0.2에 해당하는 $\frac{\partial p^*}{\partial z^*}$ 의 값을 Fig. 12와 Fig. 13로부터 결정하고 이값을 일정하게 유지한 상태에서 H/W 의 영향을 준-3차원 유한요소해석에 의해 고찰한 결과를 Fig. 14와 Fig. 15에 나타낸 것이다. 여기서 $\frac{Q_{3D}}{W/H}$ 량은 무차원수 $\frac{Q_{3D}}{V_{bz}HW}$ 와 동일한 값을 주목하자. 따라서 만약 W/H 가 무한대로 갈때 Q_{3D} 가 Q_{2D} 에 수렴한다면 $\frac{Q_{3D}}{W/H}$ 량 역시, 식(55)로부터 알 수 있듯이, q_{2D} 에 수렴함을 알 수 있다. 그런데 이들 Fig. 14와 Fig. 15로부터 $\frac{Q_{3D}}{W/H}$ 값들은 W/H 가 무한대로 갈수록 2차원 유동 해석결과에 수렴함을 알 수 있다. 즉, 단면 중형비가 무한대로 접근하면 준-3차원 유량은 2차원 유량 q_{2D} 0.9, 0.2에 가까이 감을 쉽게 알 수 있다. 이러한 결과는 또한 본 연구에서 개발된

수치해석 프로그램의 정확성을 검증하는 하나의 예가 될 수있다. 유한차분해석 프로그램의 수치해석 결과 또한 준-3차원 유량은 단면 중형비 변화에 따라 선형적으로 변화함을 알 수 있는데 이는 미끄럼

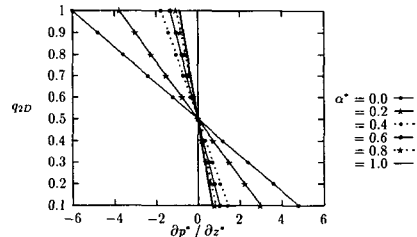


Fig. 12 Flow rate as a function of $\partial p^*/\partial z^*$ for various α^* in case of 2-D Newtonian fluids

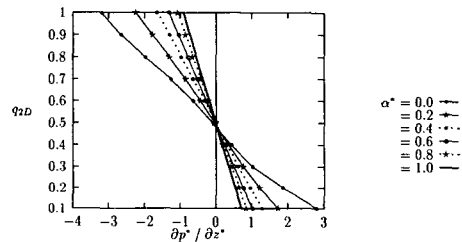


Fig. 13 Flow rate as a function of $\partial p^*/\partial z^*$ for various α^* in case of 2-D non-Newtonian fluids: $n=0.4$

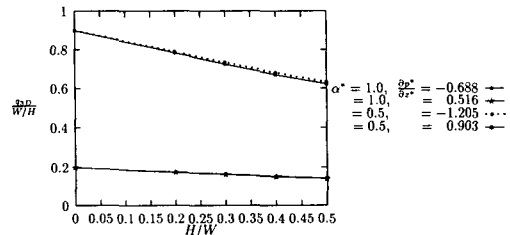


Fig. 14 flow rate as a function of (H/W) for 3-D Newtonian fluids

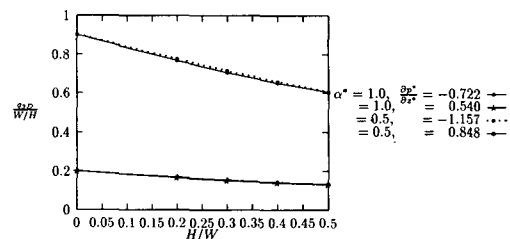


Fig. 15 Flow rate as a function of (H/W) for 3-D non-Newtonian fluids: $n=0.4$

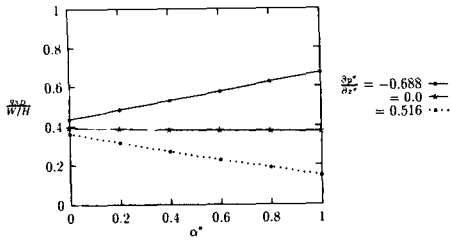


Fig. 16 Flow rate as a function of α^* for 3-D Newtonian fluids: $W/H = 2.5$

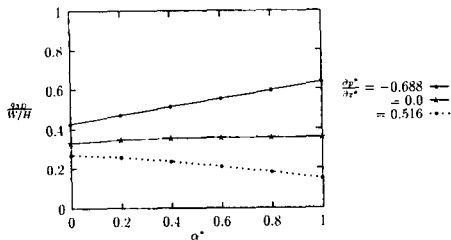


Fig. 17 Flow rate as a function of α^* for 3-D non-Newtonian fluids: $n = 0.4$, $W/H = 2.5$

이 존재하는 입자충전 플라스틱 재료에 대해서도 전체 형상계수를 도입할 수 있음을 보여주는 것이다. (이와 관련한 자세한 내용은 최근 연구결과^(9,10)를 참조) 한편, 다른 미끄럼계수와 압력구배의 조합이라 하더라도 $\frac{q_{2D}}{W/H}$ 의 변화는 W/H 의 변화에 따라 q_{2D} 가 일정한 경우 뉴턴유체와 비-뉴턴유체 모두 매우 유사한 형태를 보여주고 있다.

Fig. 16과 Fig. 17에서는 $W/H = 2.5$ 일때, α^* 의 변화에 따른 유량변화를 나타낸 것이다. 이 그림들로부터 알 수 있듯이 뉴턴유체와 비-뉴턴유체 ($n = 0.4$) 각각의 경우 모두 유량증가와 감소의 경향을 유사하며 특이할 만한 결과는 압출기에서는 이상적인 유량증가나 감소가 압력 구배에 매우 밀접하다는 것을 잘 나타내고 있다는 것이다. 즉, 순압력 구배의 경우는 이상적인 유량증가 효과를, 역압력 구배의 경우는 이상적인 유량감소 효과를 일으킴을 쉽게 알 수 있는데 이는 미끄럼효과의 물리적 현상과 일치하는 것이다. 한편, 상술한 미끄럼효과는 미끄럼계수가 커짐에 따라 증가한다.

4. 결 론

본 연구에서는 입자충전 플라스틱재료의 압출 공정에서 일어날 수 있는 미끄럼현상을 고려한 수치

해석 프로그램을 준-3차원 유동에서는 유한요소법 (finite element method)으로 2차원 유동에서는 유한차분법 (finite difference method)으로 개발하였다. 우선, 수치해석 프로그램의 검증과 미끄럼현상을 이해하기 위하여 미끄럼계수 (α^*), 단면 중횡비 (W/H), 파워지수 (n), 압력구배 ($\frac{\partial p^*}{\partial z^*}$) 등과 같은 중요한 무차원수들을 도입하여 해석하였다. 미끄럼 효과를 알아보기 위하여, 단면방향의 속도분포와 압력분포 그리고 채널방향의 속도분포를 통하여 수치해석 결과를 정성적으로 분석하고 정량적으로는 경계면에서의 미끄럼속도의 정도를 분석하였다. 또한 스크류설계에 중요한 스크류특성에 대하여 중요한 무차원 수에 대하여 체계적으로 해석하였다. 미끄럼계수의 증가는 단면유동에서는 순환속도를 현저하게 감소시킴을 알 수 있었고, 채널유동에서는 w^* 가 전 단면에서 일정한 값으로 접근하려는 경향을 나타내었다. 이러한 현상을 물리적으로 설명하면 미끄럼계수의 증가로 인하여 유동형태는 점점 벌크유동 (bulk flow) 형태로 접근하려는 경향을 의미한다. 경계면을 따라가면서 계산한 미끄럼속도의 분포로부터 채널방향으로 일어나는 미끄럼정도와 $x-y$ 단면방향으로 일어나는 미끄럼정도의 경향은 서로 현격한 차이를 보임을 확인하였다. 스크류특성에 관한 수치결과로부터 뉴턴유체와 비-뉴턴유체 ($n = 0.4$) 각각의 경우 모두 여러 무차원수의 영향 중 미끄럼계수의 변화가 유량에 가장 큰 영향을 미치고 있음을 확인하였으며, 유량증가와 감소의 경향과같은 특기할 만한 결과로서, 압출기에서는 이상적인 유량증가나 감소가 압력 구배에 매우 밀접하다는 것을 알았다. 즉, 순압력 구배의 경우는 이상적인 유량증가 효과를, 역압력 구배의 경우는 이상적인 유량감소 효과를 일으킴을 확인하였는데 이는 미끄럼효과의 물리적 현상과 일치하는 것이다. 이와같은 해석을 바탕으로 미끄럼현상을 보이고 있는 입자충전 플라스틱 재료의 압출공정을 더욱 이해하기 위해 체류시간 분포 및 변형특성 등에 관해서는 현재 연구가 진행중이며 추후의 논문에서 발표할 예정이다. 이러한 수치해석적 이해의 증진은 압출공정 설계의 과학화에 도움이 될 것이다.

후 기

본 연구는 한국과학재단과 산업과학기술연구소의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Kwon, T. H., Kim, C.S., Kim, S. J., Shin, D. M., Yoon, T. S. and Ahn, S. H., 1992, "Rheological Characterization of Powder/Binder Mixtures for Powder Injection Molding," *Proc. In. Conf. on Transport Phenomena in Processing*, Hawaii, U.S.A., pp. 1159~1169.
- (2) 신동명, 윤택식, 김시조, 권태현, 안상호, 1991, "분말 사출성형을 위한 분말혼합체의 특성 연구," 대한기계학회, 춘계학술대회 논문집, pp. 265~268.
- (3) Cohen, Y. and Metzner, A. B., 1985, "Apparent Slip Flow of Polymer Solutions," *J. of Rheol.*, 29(1), pp. 67~102.
- (4) Jiang, T. Q., Young, A. C. and Metzner, A.B., 1986, "The Rheological Characterization of HPG Gels: Measurement of Slip Velocities in Capillary Tubes," *Rheol. Acta*, 25, pp. 397~404.
- (5) Mooney, M., 1931, "Explicit Formulas for Slip and Fluidity," *J. of Rheol.*, 2(2) pp. 210~222.
- (6) Yilmazer, U. and Kalyon, D. M., 1989, "Slip Effects in Capillary and Parallel Disk Torsional Flows of Highly Filled Suspensions," *J. of Rheol.*, 33(8), pp. 1197~1212.
- (7) Hatzkiriakos, S. G. and Dealy, J. M., 1991, "Wall Slip of Molten High Density Polyethylene I: Sliding Plate Rheometer Study," *J. of Rheol.*, 35(4), pp. 497~523.
- (8) 김시조, 권태현, 1994, "입자충전 플라스틱재료의 압출공정 수치해석법 개발," 대한기계학회 춘계학술대회 논문집, 1권, pp. 446~450.
- (9) 김시조, 권태현, 1994, "압출공정 스크류특성 결정을 위한 전체 형상계수" 대한기계학회논문집, 제 18권, 제 10호, pp. 2533~2542.
- (10) 김시조, 권태현, 1993, "압출공정 스크류특성 결정을 위한 전체 형상계수" 대한기계학회 춘계학술대회 논문집, 1권, pp. 689~693.
- (11) Joo, J. W. and Kwon, T. H., 1993, "Analysis of Residence Time Distribution in the Extrusion Process Including the Effect of 3-D Circulatory Flow," *Polymer Eng. & Sci.*, 33, pp. 959~970.
- (12) Kwon, T. H., Joo, J. W. and Kim, S. J., 1994, "Kinematics and Deformation Characteristics as a Mixing Measure in the Screw Extrusion Process," *Polymer Eng. & Sci.*, 34, pp. 174~189.
- (13) Kim, S. J. and Kwon, T. H., 1994, "Deformation Measure in Three-Dimensional Duct Flows," *Korean J. of Rheol.*, pp. 60~65.
- (14) 김시조, 권태현, 1993, "Theoretical Analysis of Deformation Measures in the Screw Extrusion Process," 한국유변학회 논문초록집, pp. 22~25.
- (15) 김시조, 권태현, "The Effects of 2-Dimensional Circulatory Flow on the Residence Time Distribution and the Deformation Characteristics in the Screw Extrusion Process," 한국유변학회 논문초록집, pp. 40~43.
- (16) Sastrohartono, T. and Kwon, T. H., 1990, "Finite Element Analysis of Mixing Phenomena in Tangential Twin-Screw Extruders for non-Newtonian Fluids," *Int. J. Numerical Method in Eng.*, Vol. 30, pp. 1369~1383.
- (17) Kwon, T. H., Jaluria, Y., Karwe, M. V. and Sastrohartono, T., 1991, "Numerical Simulation of the Transport Process in a Twin-Screw Polymer Extruder," (Ed. A. I. Isayev), Hanser Publ., Chapter 4, pp. 77~115.
- (18) Sastrohatono, T., Esseghir, M., Kwon, T.H. and Sernas, V., 1990, "Numerical and Experimental Studies of the Flow in the Nip Region of a Partically Intermeshing Co-Rotating Twin-Screw Extruder," *Polymer Eng. & Sci.*, Vol. 30, pp. 1382~1398.
- (19) R.B., Bird, R.C., Armstrong and O., Hassager, 1987, *Dynamics of Polymeric Liquids, Fluids Mechanics*, Willey-Interscience, New York, Vol. 1.
- (20) 권태현, 김시조, 안석영, 1994, "분말혼합체 제조를 위한 유한요소해석 및 실험적 연구," 한국과학재단 결과보고서, KOSEF 921-0900-024-2.