

사출성형 고분자물질의 공동충전현상에 관한 유변학적 해석

이기준 · 정광식 · 서문호*

서울대학교 공과대학 화학공학과

*아주대학교 공과대학 화학공학과

(1989년 4월 25일 접수, 1989년 5월 22일 채택)

Rheological Analysis of an Injection Mold Filling Process of a Viscoelastic Fluid

Ki-Jun Lee, Kwang Sik Jung, and Moon Ho Suh*

Department of Chemical Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

*Department of Chemical Engineering, Ajou University, Suwon 440-749, Korea

(Received 25 April 1989; accepted 22 May 1989)

요 약

고분자물질 용융체가 4각 공동에 하단 입구로부터 진입하는 충전단계에서 자유표면이 전진 이동하는 현상이 수치모사의 기법으로 해석되었다. 수치해석을 위하여 전진이동표면을 다루는 MAC 법과 운동방정식을 유한차분화하는 DuFort-Frankel 법이 사용되었고, 유체의 점탄성 거동을 조사하기 위하여 Leonov 모델을 도입하였으며 Carreau의 점성유체모델의 결과와 비교하였다. 연구의 대상 시료는 저밀도 폴리에틸렌을 선정하여 시간변화에 따른 충전현상을 모사하였다. 고분자물질이 진입하는 과정에서 Gv 수와 Ws 수가 작은 경우에 jet 흐름 현상이 관찰되는 바 이는 점성력보다는 중력의 역할이 크게 작용하여 전체적인 유동형태가 Fr 수보다는 Gv 수의 함수임을 보여준다. 또한 전진표면의 거동과 속도에 대한 수치모사의 결과가 실험치와 잘 일치됨을 보여준다.

Abstract—Numerical simulation of free surface flow phenomena is presented for the system where a polymeric melt flows into a vertical rectangular cavity which has an inlet gate. The numerical technique combines a modified version of marker and cell method with DuFort-Frankel finite difference approximation to the equations of motion. The Leonov model is introduced for the viscoelastic fluid and compared with the Carreau model analysis for inelastic fluid. The low density polyethylene is used as sample material and the free surface profiles of the flow are simulated with time. The jet-like behavior in the flow front of the polymeric melt appears when both the Gravity number and the Weissenberg number are small. The ratio of gravitational to viscous force plays prevailing role than the elastic force itself. Thus the overall flow pattern is mainly a function of the Gravity number than the Froude number as speculated. The numerical predictions of surface profiles and the velocities of the advancing front are in good agreement with the experimental data.

1. 서 론

사출성형공정은 고체상태의 열가소성 수지를 액체상태로 녹인 다음 공동내부로 주입하여 냉각시킨 후 원하는 모양의 제품을 만들어 내는 공정이다. 사출공정 중에서 충전단계는 고분자 용융체가 비어있는 공동에 채워지는 과정으로서 최종제품의 성질과 품질에 가장 중요한 역할을 하는 바, 자유표면이 전진 이동하는 비정상상태의 공동충전과정을 수치모사의 기법으로 해석하는 것이 본 연구의 과제이다.

전진이동하는 표면에 대한 수치연구 방법은 크게 두 가지로 분류된다. 하나는 Marker-and-Cell(MAC) 방법에 기초를 두는 유한차분법이고 다른 하나는 유한요소법이다. MAC 방법은 1970년 Smith[1]에 의해서 뉴턴성 유체를 대상으로하여 공동충전과정에 도입된 이래, 1978년 Huang[2]과 서[3] 등에 의해서 비뉴턴성 power-law 유체의 공동충전현상에 대한 연구가 이루어졌다. 또한 점탄성 유체에 대한 연구는 1986년 Kamal 등[4]에 의하여 White-Metzner 모델을 사용하여 시도된 바 있다.

본 연구에서는 저밀도 폴리에틸렌(LDPE)을 대상으로 질로 선정하고 이 점탄성 유체가 공동의 밑바닥 입구로부터 주입되는 충전현상과 시간에 따른 속도, 압력 및 응력장의 변화를 2차원 직사각형 공동을 대상으로하여 수치모사하였다. 전진하는 자유표면의 진행과정은 MAC 방법을 이용하여 추적하고, 운동방정식은 DuFort-Frankel 유한차분법을 사용하며 유체의 점탄성 거동을 잘 나타내는 Leonov 모델을 도입하여 정량적인 해석을 시도하였다. 한편 비탄성 Carreau 모델을 도입함으로써 이를 점탄성 Leonov 모델의 결과와 비교하였다. 아울러 entrance gate를 가진 공동에서 일어날 수 있는 jet 혹은 non-jet 흐름에 대한 임계조건과 관련하여 무차원수를 제시하고 충전과정을 제어하는 변수들을 규명코자 하였다.

2. 수학적 모델과 지배방정식

아래쪽의 작은 입구를 통하여 Fig.1에서 보는 바와 같이 비어있는 직사각형 공동에 비압축성 점탄성유체가 U 라는 평균속도로 주입되는 경우 시간에 따른 유체의 유동현상이 본 연구의 대상이다. 이러한 비정상상태 creeping flow의 지배방정식으로서 연속방정식과 운동방정식은 각기 다음과 같다.

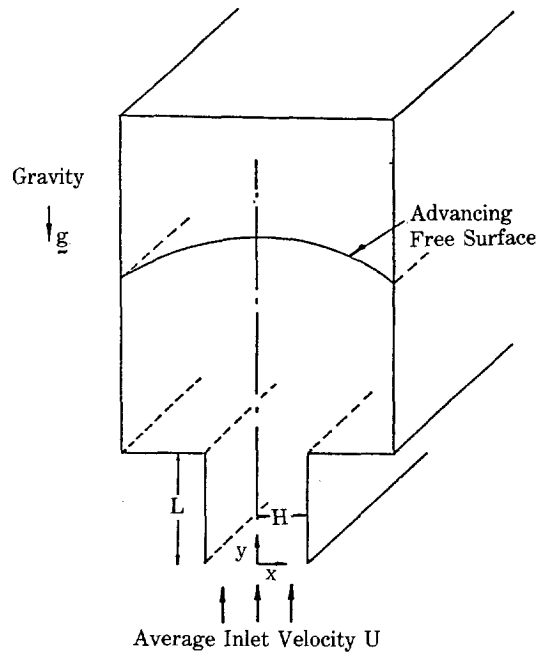


Fig. 1. Schematic diagram of the liquid injection into an empty cavity.

$$\text{continuity equation : } \nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (1)$$

$$\text{momentum equation : } \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = -\nabla p + \nabla \cdot \underline{\underline{\tau}} + \rho \underline{g} \quad (2)$$

한편 stress tensor와 rate of strain tensor의 관계를 나타내는 유변상태방정식으로는 비탄성 shear-thinning 현상을 조사하기 위하여 Carreau 모델[5]을 도입하며, 탄성현상을 조사하기 위해서는 Leonov 모델[6]을 도입한다.

$$\text{Carreau model : } \underline{\underline{\tau}} = \eta_0 \dot{\underline{\underline{\gamma}}} / \{1 + (\lambda \sqrt{I_2}/2)^2\}^{1-n/2} \quad (3)$$

$$\text{Leonov model : } \underline{\underline{\tau}} = \eta_0 s \dot{\underline{\underline{\gamma}}} + \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k}{\theta_k} \underline{\underline{\tau}}_k + \underline{\underline{C}}^* \quad (4)$$

여기서 η_0 는 zero-shear rate viscosity 이고 I_2 는 rate-of-strain tensor의 'second invariant'이며, λ 는 시간상수, n 은 power-law index이다. s 는 0과 1 사이의 값을 갖는 rheological parameter이다. 한편 η_k , θ_k 는 각각 k th mode shear viscosity 및 relaxation time이다. 그리고 Leonov 모델의 경우 k th mode 탄성변형도는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \underline{\underline{C}}^*}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla \underline{\underline{C}}^* - \nabla \underline{v}^T \cdot \underline{\underline{C}}^* - \underline{\underline{C}}^* \cdot \nabla \underline{v} + \frac{1}{2\theta_k} (\underline{\underline{C}}^* \cdot \underline{\underline{C}}^* - U) \\ = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

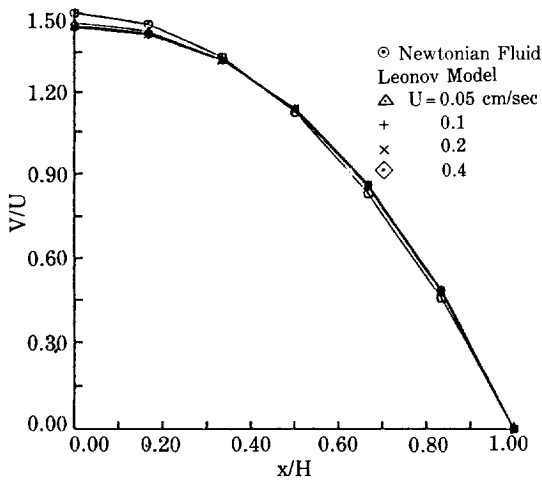


Fig. 2. Fully developed velocity profiles for different average velocity U in a straight channel.

Leonov 모델의 모든 변수들 (η_k , θ_k , s)은 실험에 의해 쉽게 결정될 수 있으며, 다른 유변상태식들에 비해서 비선형 유동을 잘 설명할 수 있다는 장점이 있다.

식 (1)-(5)를 적당한 경계조건과 함께 연립으로 풀어서 해를 구하고자 하는 바, 본 수치실험에서 사용한 유체는 고점도 물질이므로 표면장력의 영향은 고려하지 않았다. 공동의 아래쪽에 연결된 입구에서는 완전히 발달된 유동이라고 전제하여 수평방향의 속도성분은 없고, Leonov 모델의 경우 수직방향의 속도성분은 Fig. 2에서 보는 바와 같다. 또한 이 경우에 first normal stress difference와 전단응력은 Fig. 3과 같다. 여기서 특이한 것은 순수 점성유체에서는 전혀 나타나지 않는 first normal stress difference가 Leonov 모델에서는 상당히 크게 나타난다는 것이다. 한편 고체벽면에서는 no-slip 조건을, 전진하는 유체의 표면에서는 전단응력이 무시되는 자유경계면 조건을 적용하였으며, 수치모사의 편의상 빈공간에서의 압력은 계측기압력 영으로 두었다.

3. 수치모사

컴퓨터기법으로 편미분방정식의 수치해를 구하는 경우 연속방정식을 만족시키는 stream function과 vorticity를 이용하면 매우 효과적이다. 그러나 본 연구에서는 자유표면의 위치를 시간에 따라 계속 추적하면서 자유경계면 조건을 적용시켜야 하는 어려움으로 인하여 속도성분과 압력 등의 자연변수들을 사용하는 것이 옴

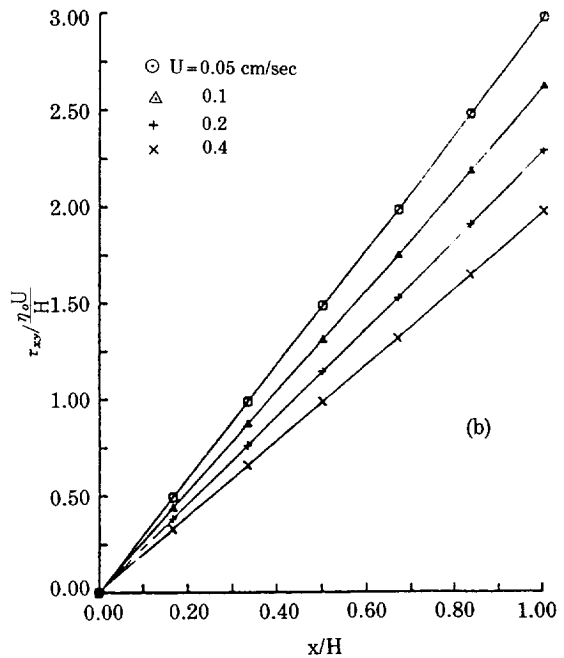
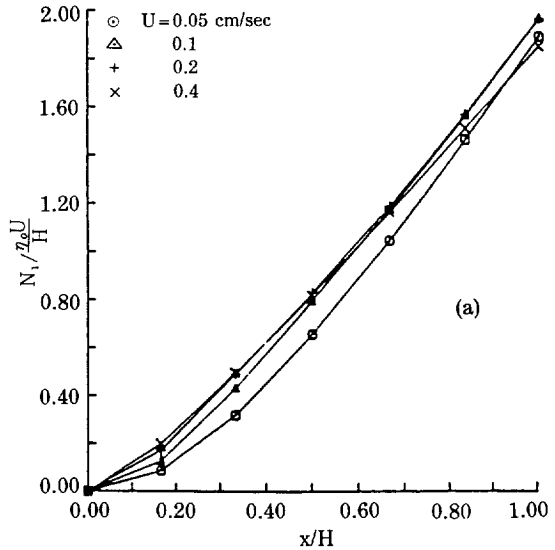


Fig. 3. Normalized normal stress difference (a) and shear stress profiles (b) for different flow rates in a channel.

히려 바람직하다.

수평 및 수직방향의 속도성분들을 u , v 로 두면 지배방정식 (1)과 (2)를 2차원 직교좌표계로 표시할 수 있으며, 이들 식을 미분하여 정리하면 압력장을 계산할 수 있는 식이 유도된다. 따라서 결과적으로 유도되는 연속방정식, 운동방정식 및 압력방정식은 다음과 같다.

$$D \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \rho g_x \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \rho g_y \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = -\rho \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial^2 \tau_{xx}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \tau_{yy}}{\partial y^2} \quad (9)$$

이상에서 유도된 편미방정식들을 풀기 위하여 유한개의 세포들로 구성되는 격자시스템을 설정하는 데, 이는 표시입자들을 도입하여 전진하는 유체 표면의 시간에 따른 위치를 추적하는 데 편리한 MAC 법[7]을 적용하기 위함이다.

일반적으로 미분방정식의 유한차분화에는 implicit 법이 경제적이나 자유표면의 경계조건 적용에 따르는 어려움을 감안하고, 안정성을 향상시킨 multi-time level의 explicit 법인 DuFort-Frankel[8]의 중심 차분법을 이용하여 유한 차분화하였다.

식 (7)과 (8)을 DuFort-Frankel 법으로 차분화시키면 수평 및 수직방향의 속도성분들은 각각

$$u_{i+0.5,j}^{n+1} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} u_{i+0.5,j}^{n-1} + \frac{2\Delta t}{\alpha_1} \left\{ -\frac{1}{\Delta x} (\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}) + \beta_{i+0.5,j} + g_x \right\} \quad (10)$$

$$v_{i,j+0.5}^{n+1} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} v_{i,j+0.5}^{n-1} + \frac{2\Delta t}{\alpha_1} \left\{ -\frac{1}{\Delta y} (\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}) + \beta_{i,j+0.5} + g_y \right\} \quad (11)$$

여기서

$$\psi = \frac{p}{\rho}$$

$$\alpha_1 = 1 + \frac{2\Delta t \eta_0 S}{\rho} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)$$

$$\alpha_2 = 1 - \frac{2\Delta t \eta_0 S}{\rho} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)$$

$$\begin{aligned} \beta_{i,j+0.5} = & \frac{1}{\rho} \left\{ \eta_0 S \left(\frac{v_{i+1,j+0.5} + v_{i-1,j+0.5}}{\Delta x^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{v_{i,j+1.5} + v_{i,j-0.5}}{\Delta y^2} \right) \right. \\ & \left. + \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k}{\theta_k} \left(\frac{C_{xy i+0.5,j+0.5}^k - C_{i-0.5,j+0.5}^k}{\Delta x} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{C_{yy i,j+1}^k - C_{yy i,j}^k}{\Delta y} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\beta_{i+0.5,j} = \frac{1}{\rho} \left\{ \eta_0 S \left(\frac{u_{i+1.5,j} + u_{i-0.5,j}}{\Delta x^2} \right. \right.$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{u_{i+0.5,j+1} + u_{i+0.5,j-1}}{\Delta y^2} \right) \\ & \left. + \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k}{\theta_k} \left(\frac{C_{xx i+1,j}^k - C_{xx i,j}^k}{\Delta x} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{C_{xy i+0.5,j+0.5}^k - C_{xy i+0.5,j-0.5}^k}{\Delta y} \right) \right\} \end{aligned}$$

이 되는 데 여기서 상첨자는 시간단계를 표시하며, 상첨자가 없는 것은 시간 단계 n 즉 $t=n\Delta t$ 에서의 값을 의미한다. 시간단계 $n-1$ 과 n 에서의 변수값들을 알면 식 (10)과 (11)을 이용하여 시간단계 $n+1$ 에서의 속도장을 구할 수 있으므로 시간 경과에 따른 유동장의 변화를 단계적으로 계산해 나갈 수 있다.

위에서 전개된 운동방정식의 유한 차분식들은 Leonov 모델에 기초를 둔 것이다. 비탄성 Carreau 모델을 적용할 때는 이 식들이 더욱 간단한 형태로 나타나므로 여기서는 언급하지 않겠다. 단지 Carreau 모델을 사용하는 경우, 점도는 shear rate의 함수이므로 다음 식과 같이 유한 차분화하여 운동방정식에 적용해야 한다.

$$\eta_{i,j} = \eta_0 / \{1 + (\lambda \dot{\gamma}_{i,j})^2\}^{\frac{1-n}{2}} \quad (12)$$

여기서

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_{i,j} = & \left\{ 2 \left(\frac{u_{i+0.5,j} - u_{i-0.5,j}}{\Delta x} \right)^2 + 2 \left(\frac{v_{i,j+0.5} - v_{i,j-0.5}}{\Delta y} \right)^2 \right. \\ & \left. + \{0.25 \left(\frac{v_{i+1,j+0.5} + v_{i+1,j-0.5} - v_{i-1,j+0.5} - v_{i-1,j-0.5}}{\Delta x} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{u_{i+0.5,j+1} + u_{i-0.5,j+1} - u_{i+0.5,j-1} - u_{i-0.5,j-1}}{\Delta y} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

압력장을 구하기 위하여 식 (9)에 SOR 법[9]을 적용하면

$$\begin{aligned} \psi_{i,j}^{r+1} = & \psi_{i,j}^r + \frac{F}{2(1+B^2)} [\psi_{i+1,j}^r + \psi_{i-1,j}^{r+1} + B^2 \psi_{i,j+1}^r \\ & + B^2 \psi_{i,j-1}^{r+1} + \Delta x^2 R_{i,j} - 2(1+B^2) \psi_{i,j}^r] \end{aligned} \quad (13)$$

여기서

$$B = \Delta x / \Delta y$$

$$\begin{aligned} R_{i,j} = & -\frac{\alpha_2}{2\Delta t} D_{i,j}^{n-1} - \left\{ \frac{1}{\Delta x} (\beta_{i+0.5,j} - \beta_{i-0.5,j}) \right. \\ & \left. + \frac{1}{\Delta y} (\beta_{i,j+0.5} - \beta_{i,j-0.5}) \right\} \end{aligned}$$

이 되며, 여기서 F 는 relaxation parameter로서 1과 2 사이의 값이다. 본 연구에서는 $F=1.6$ 에서 최적이었다. 식 (13)을 이용하여 반복법으로 $\psi_{i,j}$ 을 계산하면서

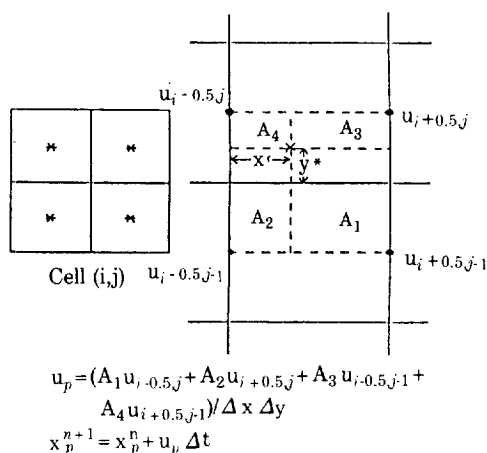


Fig. 4. Locations of marker particles within a cell and computation of particle velocity.

$$\left| \frac{\phi_{i,j}^{r+1} - \phi_{i,j}^r}{\phi_{i,j}^{r+1}} \right| \leq \varepsilon \quad (14)$$

의 조건을 ε 의 값을 10^{-4} 로 하며 만족시키도록 하였다.

유체가 완전히 채워져 있는 세포 full cell의 경우 변수들은 이상에서와 같이 계산되나, 표면 세포에서는 자유경계면조건을 만족시켜야 하므로 우선 이 표면 세포들의 위치를 알아야 하는 바 질량이 없는 소위 표시입자들을 도입하고, 이 표시입자들이 진행하는 궤적으로부터 표면세포의 위치를 결정한다. 처음에 입구에 주입된 표시입자들이 시간단계 n 에서 자리하고 있는 위치를 알고 있으면 Fig. 4와 같이 주위의 속도성분들을 평균하여 입자의 속도성분을 계산할 수 있고, 시간단계 $n+1$ 에서 표시입자들의 위치도 구해진다. Fig. 4는 세포의 하반부에 입자가 존재하는 경우 x 방향의 속도 및 위치 계산법을 예시한 것이다. 이와 같이 표시입자의 위치가 결정되면 표면 세포의 위치도 결정되는 데, 표면 세포에서의 속도장 계산법은 주위에 존재하는 세포의 종류에 따라 다시 구분된다. 이들의 계산은 자유경계면조건과 연속식 및 운동식의 차분식들을 이용하는 데 구체적인 계산법은 Table 1에 제시된 바와 같다. 경계조건들을 MAC법 혹은 modified MAC법[10]에 의하여 계산하면 일정시간 간격마다 유체의 이동에 대한 결과가 구해진다.

4. 결과 및 검토

수치모사 실험에 필요한 유변계수들은 한양화학 제품

Table 1. Computation of velocity field in surface cells

Case Cell	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
$i, j+i$	-	-	-	+	-	+	+	+
$i+1, j$	-	-	+	-	+	-	+	+
$i, j-1$	-	+	-	-	+	+	-	+
$i-1, j$	+	+	+	+	+	+	+	+

+: Full or Surface cell

-: Empty cell

Case I, III: $v_{i,j+0.5}^{n+1} = v_{i-1,j+0.5}^{n+1}$, $v_{i,j-0.5}^{n+1} = v_{i-1,j-0.5}^{n+1}$
 $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case II : $v_{i,j+0.5}^{n+1} = v_{i,j-0.5}^{n+1}$
 $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case IV : $v_{i,j-0.5}^{n+1} = v_{i,j+0.5}^{n+1}$
 $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case V : $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from F.D.E.
 $v_{i,j+0.5}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case VI : $v_{i,j+0.5}^{n+1}$ is computed from F.D.E.
 $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case VII : $v_{i,j+0.5}^{n+1}$ is computed from F.D.E.
 $v_{i,j-0.5}^{n+1} = v_{i,j+0.5}^{n+1}$
 $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ is computed from continuity equation

Case VIII : $u_{i+0.5,j}^{n+1}$ and $v_{i,j+0.5}^{n+1}$ are computed from F.D.E.

인 LDPE-724와 722를 시료로 선택하여 조사되었다. 시료의 점도 및 1차 수직 응력차이를 측정할 때 작은 shear rate 영역에서는 RMS(Rheometrics Mechanical Spectrometer)를 사용하고, 큰 shear rate 영역에서는 ICR(Instron Capillary Rheometer)를 이용하였다. Fig. 5는 이 중에서 LDPE-724의 물성치를 측정된 결과이다. 여기서 원형 혹은 삼각형의 점들은 실험측정값들이고, 실선은 2-mode Leonov 모델로 내삽한 결과이다. Leonov 모델이 폭넓은 범위에서 실험치를 잘 묘사하고 있음을 보여준다. 실제 실험에 사용한 실험온도는 200℃의 경우였으나, 이 그림에서는 비교를 위해 온도가 220℃인 경우에 대해서도 나타내었다. 두 시료의 Leonov 모델 및 Carreau 모델에 대한 모델 변수들이 Table 2에 정리되어 있다.

본 연구에서 수행한 수치모사경우의 조건들이 Table 3에 주어졌다. 주입되는 유체의 평균속도는 0.05에서

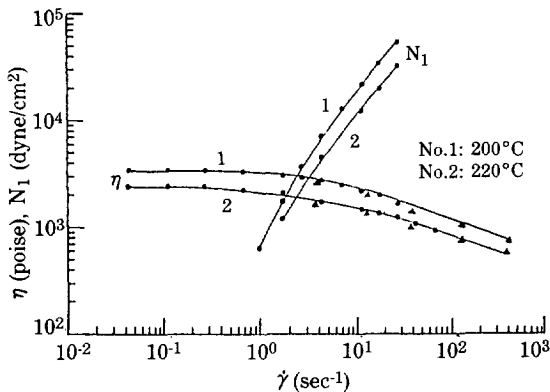


Fig. 5. Steady-state shear viscosity and first normal stress difference versus shear rate of Leonov model and experiment for LDPE-724.

0.4 cm/sec 범위로 조정하였다. Table 3에서 λ_N 은 안정도 한계변수를 나타내는 데, 일반적인 two-time level explicit 방법에서는 0.25 이하가 되어야만 하는 것에 비하여 볼 때 본 연구의 경우에는 상당히 큰 값에서도 안정된 해를 구할 수 있었다. Reynolds와 Froude 수가 제시되어 있으며 중력과 점성력의 관계를 나타내는 Gravity 수, Gv [11]가 표기되어 있다. 또한

탄성력의 크기를 나타내는 Weissenberg 수는 입구 벽에서의 값을 나타낸 것이다.

수치모사의 결과가 Fig. 6에 실험결과와 함께 제시되었다. 여기서 작은 점들은 수치모사에서의 표시입자들의 분포이고 큰 원형 부호들은 실험된 전진 표현을 나타낸다.

LDPE-722는 LDPE-724에 비해 약 2배 정도 점성이 높은 물질이다. 점성의 영향을 조사하기 위하여 $U=0.05$ cm/sec인 경우 두 물질의 충전현상을 비교한 그림이 Fig. 7이다. 그림에서 보는 바와 같이 점성이 큰 LDPE-722는 724보다 옆으로 퍼지는 성질이 작은 것을 알 수 있다. 이는 LDPE-722 용융체에 대한 실험에 의해서도 관찰된 현상이다[12]. 점도가 낮은 LDPE-724는 x 방향으로 퍼지려는 경향이 고점도인 LDPE-722에 비해 빠른 것을 알 수 있다. 고점도 용액은 저점도 용액에 비해 좀 더 높은 곳까지 중력의 영향을 이겨내고 있음을 알 수 있다.

유속의 변화에 따른 공동충전현상의 비교 그림이 Fig. 8이다. 그림에서 보는 바와 같이 유속이 작은 경우는 용융체가 쉽게 x 방향으로 퍼지려는 경향을 보이거나 유속이 커질수록 이 경향이 작아짐을 알 수 있다. 일반적으로 jet와 non-jet 흐름을 구분짓는 명확한 정

Table 2. Rheological properties of the two different fluid models used in the calculation

No.	Material	ρ (g/cm ³)	η_o (poise)	Leonov model				Carreau model	
				N	S	η_k (poise)	θ_k (sec)	λ (sec)	n
1	LDPE-724 at 200°C	0.761	3.30×10^3	2	0.2	1.68×10^3 9.81×10^2	1.90×10^{-1} 1.84×10^{-2}	0.455	0.716
2	LDPE-724 at 220°C	0.744	2.40×10^3	2	0.21	9.76×10^2 8.92×10^2	5.70×10^{-1} 2.28×10^{-2}	0.816	0.764
3	LDPE-722 at 200°C	0.754	6.90×10^3	2	0.16	2.49×10^3 2.80×10^3	6.60×10^{-1} 3.32×10^{-2}	0.90	0.699
4	LDPE-722 at 220°C	0.736	4.40×10^3	2	0.19	1.37×10^3 2.13×10^3	1.52×10^0 4.90×10^{-2}	0.74	0.715

Table 3. Cases of numerical simulation

Condition	Material	LDPE-724				LDPE-722			
Average inlet velocity, U (cm/s)		0.05	0.1	0.2	0.4	0.05	0.1	0.2	0.4
Stability criterion parameter, λ_N		7.868	7.868	7.868	7.868	11.917	11.917	11.917	11.917
Re		2×10^{-5}	5×10^{-5}	9×10^{-5}	2×10^{-4}	2×10^{-5}	3×10^{-5}	6×10^{-5}	1×10^{-4}
Fr		6×10^{-6}	3×10^{-5}	1×10^{-4}	4×10^{-4}	6×10^{-6}	3×10^{-5}	1×10^{-4}	4×10^{-4}
Re/Fr = Gv		3.591	1.776	0.898	0.449	2.371	1.185	0.593	0.296
Ws		0.129	0.245	0.422	0.6	0.298	0.433	0.525	0.603

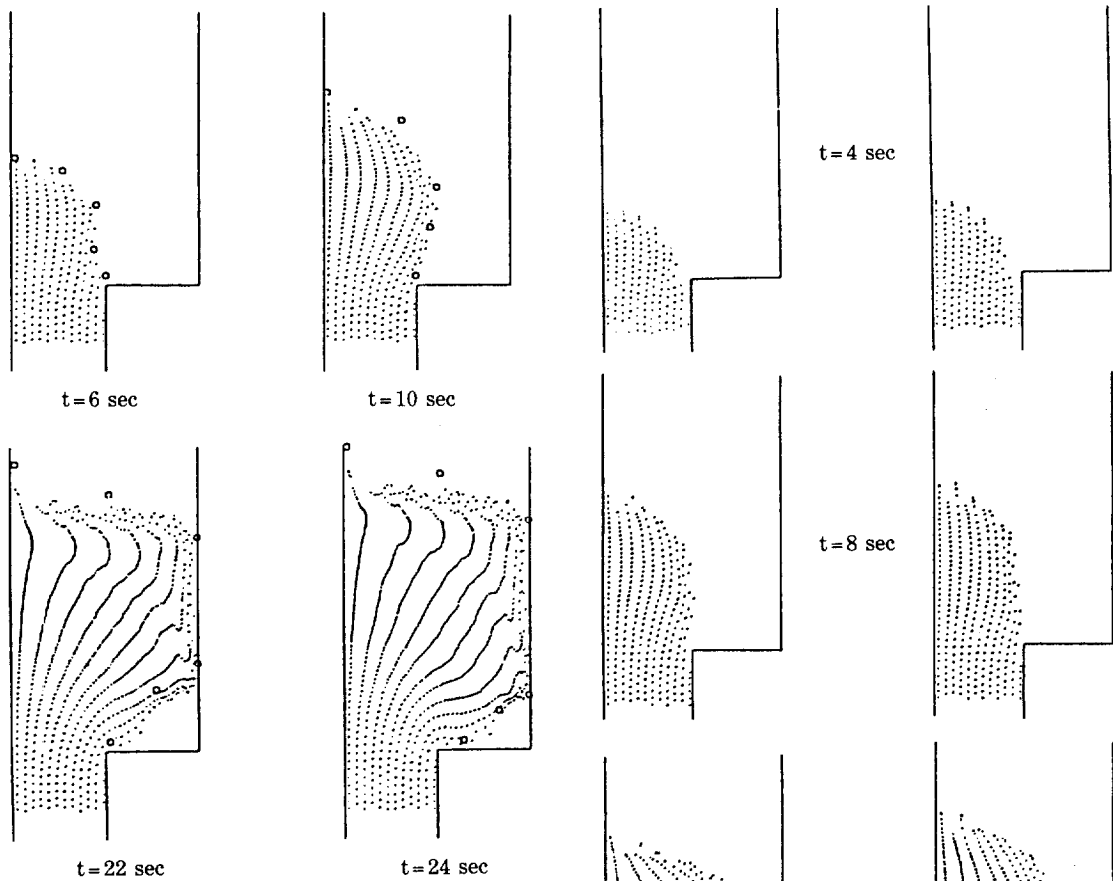


Fig. 6. Surface profiles for LDPE-724, $U=0.05$ cm/sec. Here ○ denotes experimental data [12].

의는 내려져 있지 않으나, 공동내부로 들어온 용융체가 입구 폭만큼 지나도 퍼지려고 하는 성질이 보이지 않으면 jet-type 흐름으로 정의하고 있다.

본 연구는 기존의 연구와는 달리 긴 목부분을 포함하는 입구로부터 공동까지의 충전을 다루었다. 이와 같이 입구부분까지 공간적인 대상시스템을 늘려 잡아야 하는 이유는 확장이 시작되는 공동입구를 입구조건으로 할 경우는 완전히 발달된 속도분포를 유지한다고 믿기 어렵기 때문이다. 이곳에서 기하학적으로 시스템의 구조가 급격히 바뀔 뿐만 아니라 충전 중에도 이 부분의 속도는 계속 바뀌기 때문이다. 본 연구에서는 완전히 발달된 속도분포를 유지하는 부분까지 입구를 늘려잡아서 계로 사용하였는 바 L/H 가 0.5이면 유속의 변화가 거의 없고 충전모습도 별로 차이가 없었다. 이로 미루어 입구는 $0.5H$ 이상 늘려 잡아야 충전현상을 적절하게 해석할 수 있겠다.

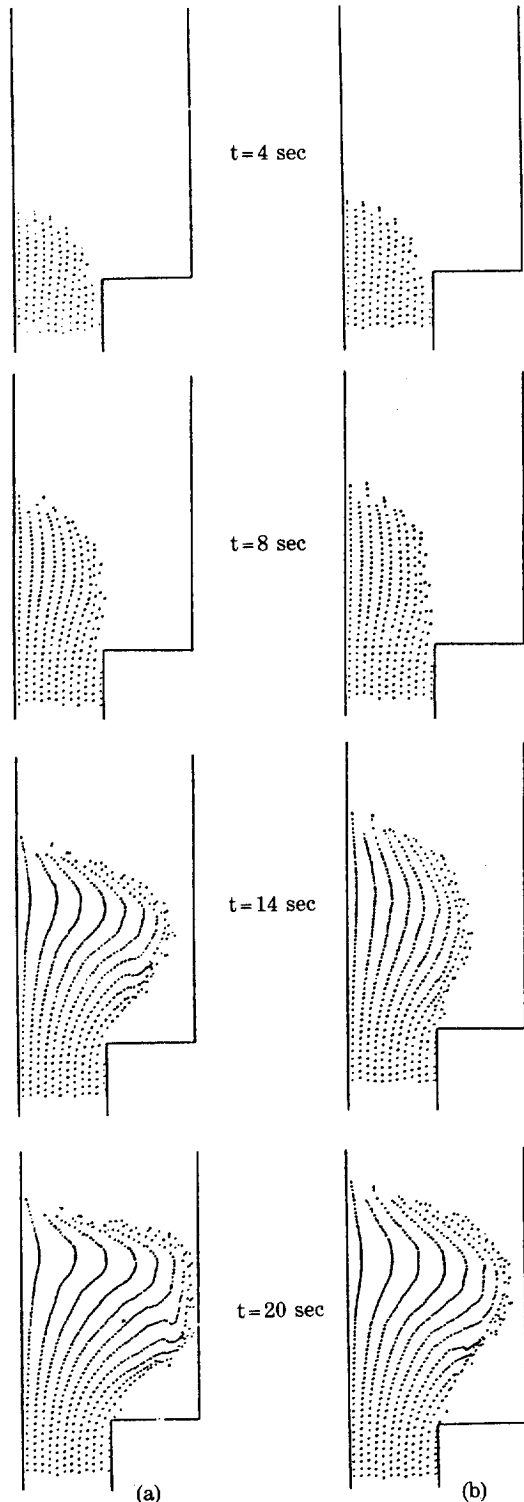


Fig. 7. Particle layout of LDPE-724 (a) and LDPE-722 (b), when $U=0.05$ cm/sec.

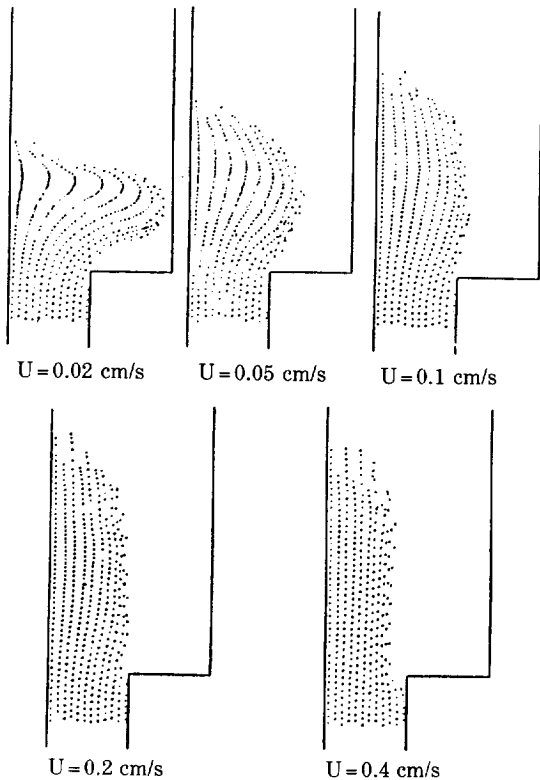


Fig. 8. Particle layout for different flow rates at the same volume of LDPE-724 melt filled.

충전현상의 일반적인 양상을 알기 위하여 충전에 영향을 미치는 무차원 그룹을 조사하였다. Smith[4]는 관성력과 중력의 관계인 Froude(Fr)수의 값이 같으면 충전현상이 비슷하다고 하였다. 그러나 본 연구에서와 같이 점도가 아주 크고, creeping flow인 경우는 점성력이 관성력보다 훨씬 크기 때문에 Fr수만이 최우한다고 볼 수 없다. Fig. 9는 점성력과 중력의 관계인 Gravity(Gv)수가 일정한 경우 탄성을 나타내는 Weissenberg(Ws)수의 변화에 따른 충전현상을 나타낸 그림이다.

Ws수가 커짐에 따라 옆으로 더 퍼짐을 잘 알 수 있다. 탄성이 전혀 없는 경우는 Carreau 모델로 계산한 결과인데 die swell 현상이 거의 나타나지 않는 것을 보인다. 따라서 고분자 용융체의 충전현상을 다루기 위해서는 반드시 점탄성 유체모델을 사용해야 함을 보여주는 결과이다. Leonov 모델을 사용한 경우는 Gv수가 일정하면 탄성의 변화에 따라 충전현상이 큰 차이가 없는 데, 이는 Gv수가 충전을 제어하는 가장 큰 변수임을 보여주는 것이다.

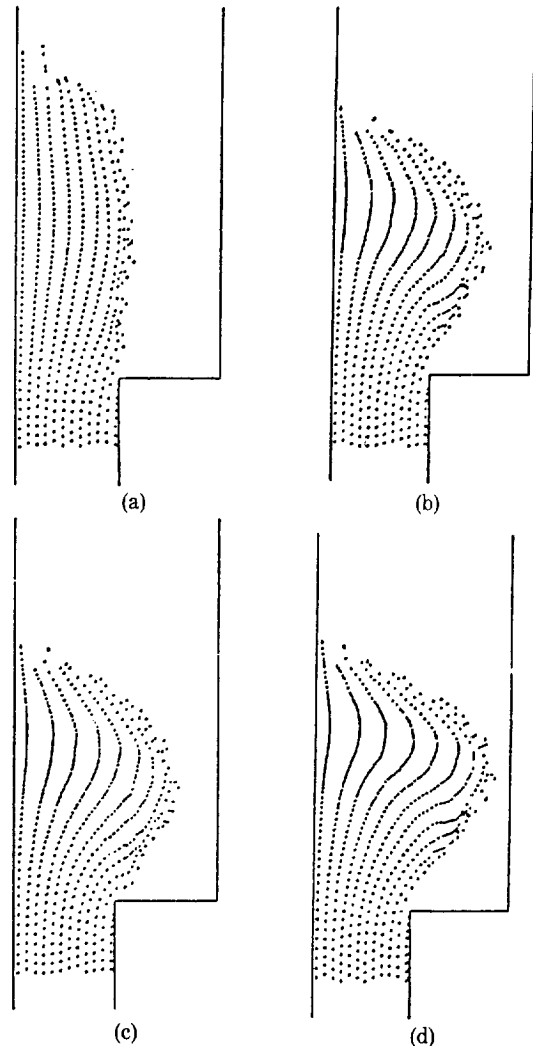


Fig. 9. Particle layout at the same volume of LDPE-724 melt filled ($G_v = 3.6$).

- (a) $Ws = 0$. (Carreau model, $U = 0.05$ cm/sec)
- (b) $Ws = 0.129$ (Leonov model, $U = 0.05$ cm/sec)
- (c) $Ws = 0.245$ (Leonov model, $U = 0.1$ cm/sec)
- (d) $Ws = 0.422$ (Leonov model, $U = 0.2$ cm/sec)

5. 결 론

MAC 방법과 DuFort-Frankel의 유한차분법을 이용하여 직사각형 공동에 충전되는 점탄성유체의 비정상 상태 자유경계면 이동문제에 관한 수치모사 결과와 실험측치와의 비교로부터 몇 가지 결론을 얻을 수 있다.

1. 본 연구에서 도입한 수치모사 방법으로 2차원 등은 충전과정을 해석한 결과 전진표면의 형태와 중심선

에서의 전진유체의 유동속도 등 수치모사의 결과는 실험측정치와 정량적으로 잘 일치함을 보여주었다.

2. 확장되는 입구를 가진 공동에서 나타나는 die swell 등의 영향이 점탄성 Leonov 모델을 적용한 수치모사의 경우는 실험결과와 잘 일치함을 보여주는 반면, 비탄성 Carreau 모델을 사용한 결과는 그러하지 못하였다. 이는 점탄성을 잘 나타내는 유체모델의 사용을 요구하는 결과이다.

3. 수치모사의 영역으로 공동 자체 뿐만 아니라 입구도 계산영역으로 포함하여야 한다. 입구에서 충분히 발달된 유동조건을 적용하기 위해서는 적어도 확장 입구 폭의 1/4 길이 이상되도록 입구의 영역을 늘려 잡아야 할 필요가 있다.

4. 고분자 용융체는 낮은 점성유체에 비하여 심한 jet-like 흐름을 보이는 데, Gravity 수가 1 이하이고 Weissenberg 수가 0.4이내에서는 고분자 유체는 jet-like 유동현상을 보여준다. 이는 설계자료로 중요하게 활용될 수 있는 결과이다.

감 사

이 논문은 한국학술진흥재단의 연구비 지원에 의하여 연구되었으므로 이에 감사하는 바이다.

또한 한 평생을 대학과 학문을 위하여 외길 인생을 가뉘오다가 정년을 맞으신 이재성 교수의 뜻을 기리는

논문으로 제출할 수 있음을 영광스럽게 생각하는 바이다.

REFERENCES

1. Smith, T.G.: Ph.D. Dissertation, Univ. of Michigan, Ann Arbor, 1970.
2. Huang, C.F.: Ph.D. Dissertation, Stevens Inst. Tech., Hoboken, N.J., 1978.
3. Suh, M.H.: Ph.D. Dissertation, Seoul National Univ., Seoul, Korea, 1978.
4. Kamal, M.R., Chu, E., and Lafleur, P.G.: *Polym. Eng. Sci.*, **26**, 190 (1986).
5. Carreau, P.J.: Ph.D. Thesis, Univ. of Wisconsin, Madison, 1968.
6. Leonov, A.I.: *Rheol. Acta*, **15**, 85 (1976).
7. Welch, J.E., Harlow, F.H., Shannon, J.P., and Daly, B.J.: Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-3425 (1965).
8. DuFort, E.E. and Frankel, S.P.: *Math. Tables and Other Aids to Computations*, **7**, 135 (1953).
9. Roache, R.J.: "Computational Fluid Dynamics", Hermosa, Albuquerque, 1976.
10. Browne, L.W.B.: "Numerical Simulation of Fluid Motion", North-Holland Publishing Company, 1978.
11. Coyle, D.J., Macosko, C.W., and Scriven, L.E.: *Comp. Applic. Appl. Polym. Sci.*, **197**, 251 (1982).
12. Jung, K.S.: Ph.D. Thesis, Seoul National Univ., Seoul, Korea, 1987.