

고분자의 Coextrusion에서 유동에 대한 비등온 효과

유봉렬 · 정인재*

전남대학교 공과대학 고분자공학과

*한국과학기술원 화학공학과

(1994년 10월 11일 접수)

Non-isothermal Effect on the Flow Behavior of Polymer Melts in a Coextrusion Die

Bong-Ryeul Ryu and In-Jae Chung*

Department of Polymer Engineering, Chonnam National University, Kwangju 500-757, Korea

*Department of Chemical Engineering, KAIST, Taejon 305-701, Korea

(Received October 11, 1994)

요 약

공압출되는 sheet die에서 고분자 물질의 비등온 유동을 수치 모사하였다. 유연학적 식으로 power-law model을 사용하였고, 격자생성법을 이용한 유한차분법을 사용하였다. 수치계산을 통해 수축채널에서의 온도 분포를 구해 보고, 점도가 채널에서의 압력강하 및 신장속도에 미치는 영향을 알아 보았다. 압력강하는 외부 유체의 점도 및 heat dissipation의 영향을 크게 받았다. 신장속도는 외부 유체의 점도가 증가함에 따라 커진 반면, 내부 유체의 점도증가에 따라 감소하였고, heat dissipation에 의해 증가하였다.

Abstract—The non-isothermal flow of polymeric fluids in a coextrusion sheet die was studied through numerical simulation. Power-law model was adopted as a rheological equation, and finite difference methods employing numerical grid generation was used. Through numerical calculation, the temperature distributions in a converging channel were obtained and the effects of viscosity on the pressure drop or the elongation rate were analyzed. The pressure drop is strongly affected by heat dissipation and the viscosity of outer fluid. The elongation rate is increased as the viscosity of outer fluid increases, but is decreased as the viscosity of inner fluid increases. The elongation rate is increased by heat dissipation.

Keywords: Coextrusion, non-isothermal, converging channel, power-law model, elongation rate, numerical simulation

1. 서 론

고분자의 공압출(coextrusion)에서 성형 제품의 품질은 계면의 변형, 불규칙성, 표면 및 내부의 균열 등 여러가지 유동과 관련된 문제의 영향을 받는다. 이러한 변수들은 공압출되는 고분자의 물성(점도,

밀도, 열전도도 등)차와 직접적인 상관관계를 가지고 있다. 그 중, 점도가 가장 큰 영향을 미치며, 지금까지 이와 관련된 많은 연구들이 있어 왔다[1-5]. 점도는 온도에 적지 않은 영향을 받으며, 상당수의 고분자 물질은 Arrhenius식으로 온도의 영향을 표시할 수 있다. 압출 다이에서의 유동은 대부분 비등온 흐름

이며, 이는 외부가열에 의한 열전달과 viscous dissipation에 의한 열의 발생이 주원인이다. 지금까지 heat dissipation을 고려한 고분자 유동에 대한 여러 연구가 있었으나, 대부분 단일유체의 흐름에 관한 것이었고, 비등은 공압출문제를 다룬 연구는 그리 많지 않다[6-9]. 또한, 공압출에서의 유동은 수축흐름을 포함하고 있다. 단일 유체의 비등은 수축흐름에 대해서는 최근에 Feigl에 의해 연구결과가 발표된 바 있다[10]. 채널내의 유체의 유동에서 열전달문제와 관련하여 유선 방향으로는 대류가, 유선을 가로지르는 방향으로는 열전도가 주된 역할을 한다. 에너지식에서 대류의 상대적인 크기는 Peclect수 (Pe), heat dissipation의 크기는 Brinkman수(Br)로 표시되어지며, 고분자 melt flow는 대략 $10^3 \sim 10^5$ 의 Pe값을 갖는다[11]. 따라서, 대부분의 비등은 고분자 유동에서 대류항을 무시할 수 없다. 또한, 점도가 큰 고분자 유동의 경우 Br값이 크기 때문에, 전단속도가 작은 흐름에서도 적지 않은 열이 발생한다. 대류항 및 heat dissipation항이 포함된 에너지 보존식은 운동량 보존식과 강한 결합을 이루게 된다. 열 발생에 의한 die에서의 온도상승은 압출에서의 중요 공정변수인 압력강하에 영향을 미치며, 유속, 응력분포, 전단속도 및 신장속도에 변화를 가져다 준다. 특히, 신장속도는 다이에서의 melt fracture 현상과 관계되는 변수로[12, 13], 압출 제품의 품질에 직접적인 영향을 미친다. 본 연구에서는 고분자를 공압출할 때, 수축 다이에서의 유동 문제를 비등은 조건하에서 수치 모사하였으며, 공정상의 중요한 변수인 압력강하와 신장속도를 구해보고 이를 분석·검토해 보았다.

2. 이론 전개

2.1. 지배방정식

정상상태에서 비압축성 유체의 운동량 보존식과 연속 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\rho \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

$$\rho C_p \mathbf{V} \cdot \nabla T = k \nabla^2 T + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{V} \quad (3)$$

power-law모델의 경우 응력은 다음식으로 표시된다.

유변학, 제 6 권 제 2 호, 1994

$$\tau = m |\dot{\gamma}|^{n-1} \dot{\gamma} \quad |\dot{\gamma}| > \dot{\gamma}_0 \quad (4)$$

$\dot{\gamma}_0$ 는 power-model이 적용되는 최소 전단속도이고, 이 값 이하에서는 일정값의 점도를 갖는다. 윗 식에서 consistency(m)는 일반적으로 온도의 함수이며, 많은 경우 다음과 같은 Arrhenius식으로 표시할 수 있다.

$$m = m_0 \exp\{-\alpha(T - T_0)\} \quad (5)$$

편의상, 다음의 무차원변수를 정의한다.

$$x^* = \frac{x}{H}, \quad y^* = \frac{y}{H}, \quad \mathbf{V}^* = \frac{\mathbf{V}}{U_0}, \quad P^* = \frac{H}{m_0 U_0} P, \\ \tau^* = \frac{H}{m_0 U_0} \tau, \quad T^* = \frac{T}{T_0} \quad (6)$$

여기서 H 및 U_0 는 계의 특성길이 및 속도를 나타내며, T_0 는 기준 온도이다. 위의 변환을 이용하면 지배방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다(상첨자 *는 생략).

$$\text{Re}(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (8)$$

$$\text{Pe} \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T + \text{Br} \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{V} \quad (9)$$

위에서 무차원수인 Reynolds수(Re), Peclect수(Pe) 및 Brinkman수(Br)는 다음과 같이 정의된다.

$$\text{Re} = \frac{\rho H U_0}{m_0}, \quad \text{Pe} = \frac{\rho C_p U_0 H}{k}, \quad \text{Br} = \frac{m_0 U_0^2}{k T_0} \quad (10)$$

고분자의 압출 유동에서 Re값이 작으므로 (7)식의 좌변은 무시할 수 있고, 이때 2차원 흐름에 대한 지배방정식은 다음과 같이 표시된다.

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (11)$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

$$\text{Pe} \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$$+ Br \left\{ \tau_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} + \tau_{xy} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} \quad (14)$$

윗 식에서, U는 x-방향의 속도, V는 y-방향의 속도를 나타낸다. (11), (12)식에서 압력항을 제거하고, (4) 식을 대입하여 정리하면 다음식을 얻는다.

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial \omega}{\partial y^2} = \frac{1}{\eta(\dot{\gamma}, T)} F(U, V, T) \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\omega \quad (16)$$

$$Pe \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + Br \cdot \eta(\dot{\gamma}, T) \dot{\gamma}^2 \quad (17)$$

여기서,

$$F(U, V, T) = 2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \left(\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \right) - 2 \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial y} - 2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \quad (18)$$

$$\eta(\dot{\gamma}, T) = |\dot{\gamma}|^{n-1} \exp\{-A(T-1)\} \quad (A = \alpha T_0) \quad (19)$$

$$|\dot{\gamma}| = \sqrt{2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2} \quad (20)$$

윗 식의 전개에서 사용된 stream function(ϕ)과 vorticity(ω)는 다음과 같이 정의된다.

$$U = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad V = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad \omega = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (21)$$

2.2. 경계조건

컴퓨터 모사에 사용된 채널은 Fig. 1과 같은 수축부를 갖고 있는 sheet die이다. 이 그림에서 F-E-D-C는 채널벽면, A-B는 채널의 중심선이고, G-G'는 유체 I과 유체 II의 계면을 나타낸다. 각 경계면에 적용된 경계조건은 다음과 같다.

(1) 채널입구(A-F) :
fully developed flow, $T = \text{상수(등온)}$ (22)

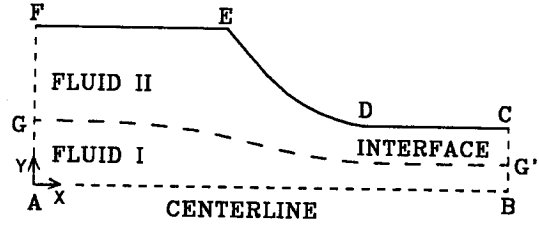


Fig. 1. Channel boundary (upper half plane).

(2) 채널출구(B-C) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (23)$$

(3) 중심선(A-B) :

$$\phi = 0, \quad \omega = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (24)$$

(4) 채널벽면(F-E-D-C) :

$$\phi = \text{상수}, \quad \omega = -\frac{2(\phi_{w-1} - \phi_w)}{(\Delta n)^2}, \quad T = \text{상수(등온)} \quad (25)$$

위에서, ϕ_w, ϕ_{w-1} 은 채널벽의 절점(node) 및 이에 수직으로 이웃한 내부절점의 ϕ 값이며, Δn 은 두 절점간의 거리이다.

2.3. 계면조건

계면에서의 ϕ 값은 일정하게 유지되며, ω 는 다음 조건을 이용하여 구할 수 있다.

$$U^I = U^{II}, \quad V^I = V^{II}, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}^I = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}^{II} \quad (26)$$

계면에서의 온도 조건은 다음식을 사용할 수 있다.

$$k^I \frac{\partial T^I}{\partial n} = k^{II} \frac{\partial T^{II}}{\partial n} \quad (27)$$

윗 식에서, \mathbf{n} 은 계면에서의 법선 벡터를 나타내며, n 에 대한 미분은 법선 방향의 미분을 의미한다.

3. 컴퓨터 모사

3.1. Die dimension 및 격자계

수치 해석은 격자생성법을 이용한 유한차분법을 사용하였으며, 모델링에 사용된 격자계는 Fig. 2와 같다. 그림에서 수축비($\beta = \text{채널출구의 높이/입구의 높이}$)는 0.4이며, 수축부의 벽면(Fig. 2의 F-E)은 exp

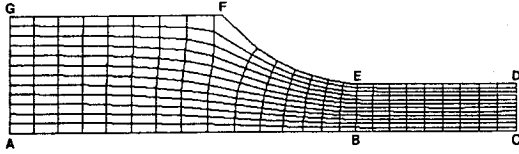


Fig. 2. Grid system used in numerical calculation.

(-2x)의 곡선을 사용하였다. 채널입구의 H(A-G의 길이)가 1.0일 때, F, E, D점의 x값은 각각 1.675, 2.714, 4.0(또는 3.5)이었다. Fig. 2에서 중심선(그림의 하단)으로부터 6번째의 격자선이 계면이다.

3.2. 모델링에 사용한 물질

본 모델링에서 LDPE, HDPE를 시험 물질로 사용하였으며, 물성값은 Table 1과 같다[7, 14]. 표에서 η_0 는 zero shear-rate viscosity이며, $\dot{\gamma}_0$ 는 power-law모델이 적용되는 최소 전단속도이다. 이밖에 LDPE, HDPE의 C_p 값은 각각 3670, 3500 J/kg°C, ρ 는 0.8772, 0.8732 g/cm³이다[7].

3.3. 계면의 vorticity값 계산 및 계면 위치 결정

한 점에서 두개의 ϕ_{xx} , ϕ_{yy} , ϕ_{xy} 및 ω 값을 갖는 이중절점(double node)을 계면에 적용하고, 계면에서의 절점을 중심으로 이웃한 네개의 절점방향으로 ϕ 를 Taylor급수 전개하면 총 6개의 expansion식을 얻을 수 있다. 이 식들과 (26)의 계면조건을 사용하면, 계면의 절점에서 유체 I쪽의 ϕ'_{xx} , ϕ'_{yy} 와 유체 II쪽의 ϕ''_{xx} , ϕ''_{yy} 를 구할 수 있고, 계면의 ω 는 다음식으로 구해진다.

$$\omega^I = -\phi'_{xx} - \phi'_{yy}, \quad \omega^{II} = -\phi''_{xx} - \phi''_{yy} \quad (27)$$

계산과정에서는 계면의 위치를 모르므로, 그 위치를 가정한 다음, 지배방정식을 풀어 ω , ϕ 및 T를 계산해야 한다. 이때, 가정한 계면의 위치가 맞다면, 계면에서 접선 방향의 압력 변화는 양쪽 유체

에서 같아야 된다.

$$\frac{\partial P^I}{\partial s} = \frac{\partial P^{II}}{\partial s} \quad (28)$$

여기서, s에 대한 미분은 계면에서 접선 방향으로의 미분을 의미한다. 또한, 운동량 보존식으로부터 계면에서 다음 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial P^I}{\partial s} = -\eta^I \frac{\partial \omega^I}{\partial n} - 2 \frac{\partial \eta^I}{\partial s} \frac{\partial U^{Int}}{\partial s} + \frac{\partial \eta^I}{\partial n} \left(\frac{\partial U^I}{\partial n} + \frac{\partial V^{Int}}{\partial s} \right) \quad (29)$$

$$\frac{\partial P^{II}}{\partial s} = -\eta^{II} \frac{\partial \omega^{II}}{\partial n} - 2 \frac{\partial \eta^{II}}{\partial s} \frac{\partial U^{Int}}{\partial s} + \frac{\partial \eta^{II}}{\partial n} \left(\frac{\partial U^{II}}{\partial n} + \frac{\partial V^{Int}}{\partial s} \right) \quad (30)$$

위에서, U^{Int} , V^{Int} 는 계면의 속도 성분이다. 가정한 계면에서 (28)식이 성립하는지를 확인한 후, 그렇지 않을 경우 계면 위치를 보정한다. 계면의 위치가 수정되면 다시 지배방정식을 풀며, 이를 (28)식이 만족될 때까지 계속한다.

4. 계산결과 및 고찰

4.1. 온도 분포

수축채널에서의 온도 분포를 계산할 때, 채널내부의 유체(유체 I)와 외곽의 유체(유체 II)의 유량비는 3 : 2로 주었고, 채널벽 및 입구의 온도는 T=1.0의 등온을 가정하였다. Fig. 3(a)는 내부의 LDPE와 외부의 HDPE가 수축비가 0.4인 채널(H=1 cm)에서, $U_0=10$ cm/s일 때(Case 1)의 온도 분포도이다. 이 경우, $Br^I=0.280$, $Br^{II}=0.2$ 이고, $Pe^I=9.86 \times 10^3$, $Pe^{II}=6.10 \times 10^3$ 이었다. 그림에서 보듯이 채널출구의 중심에서 온도가 최대가 되며, 그 값(T_{max})은 1.08

Table 1. LDPE 및 HDPE의 물성

	T_0 K	m_0 Ns ⁿ /m ²	n	η_0 Ns ⁿ /m ²	$\dot{\gamma}_0$ 1/s	k J/m·s·K	α 1/K
LDPE	473	43,100	0.47	17,000	5.785	0.326	0.00928
HDPE	473	46,800	0.59	15,200	3.079	0.5	0.01266

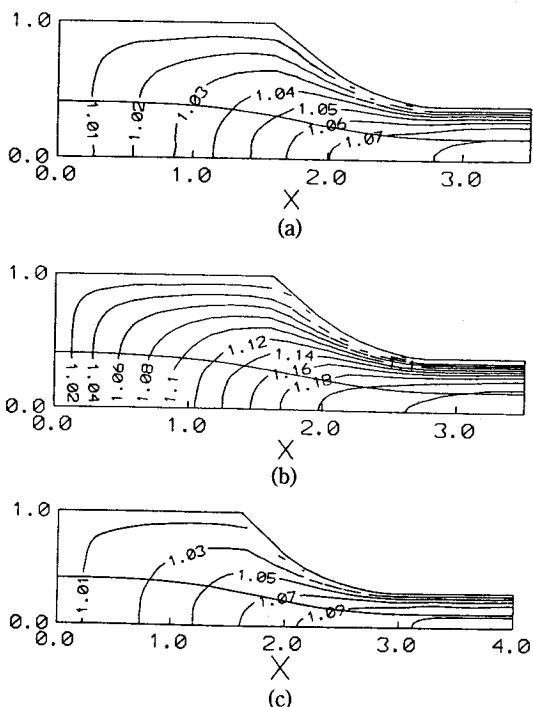


Fig. 3. Temperature distributions in the channel (Fluid I: LDPE, Fluid II: HDPE): (a) $\beta=0.4$, $U_0=10$ cm/s (b) $\beta=0.4$, $U_0=20$ cm/s (c) $\beta=0.3$, $U_0=10$ cm/s.

이었다. 기준 온도가 473 K이므로 이는 38°C의 온도상승을 의미한다. Fig. 3(b)는 같은 계에서 속도가 20 cm/s일 때(Case 2)의 온도 분포이며($Br^I=1.12$, $Br^{II}=0.8$, $Pe^I=1.97 \times 10^4$, $Pe^{II}=1.22 \times 10^4$), $T_{max}=1.23$ 이었다. Fig. 3(c)는 수축비가 0.3, U_0 가 10 cm/s일 때의 결과를 나타낸다. 평균 유속의 변화는 온도의 변화를 가져오게 되고, 온도의 변화는 속도 분포 및 계면 위치에 영향을 미치게 된다. Fig. 4(a)는 채널의 수축이 끝나는 지점(Fig. 2에서 B-E)에서 Y-방향의 온도 변화를 보여주며, Fig. 4(b)는 속도 변화를 보여준다. 온도가 상승하면서 중심부의 속도가 빨라지고 있으며, 온도 곡선의 모양도 많이 변화됨을 알 수 있다. 이러한 변화는 vorticity의 변화에서 더욱 분명하게 나타나며(Fig. 4(c)), 유속의 증가에 따라 계면(그림에서, ω 값이 점프하는 지점)도 내부로 이동되고 있다.

이러한 온도 분포는 유속 뿐만 아니라 유체의 점도와도 밀접한 관계가 있다. 점도와 관련이 있는

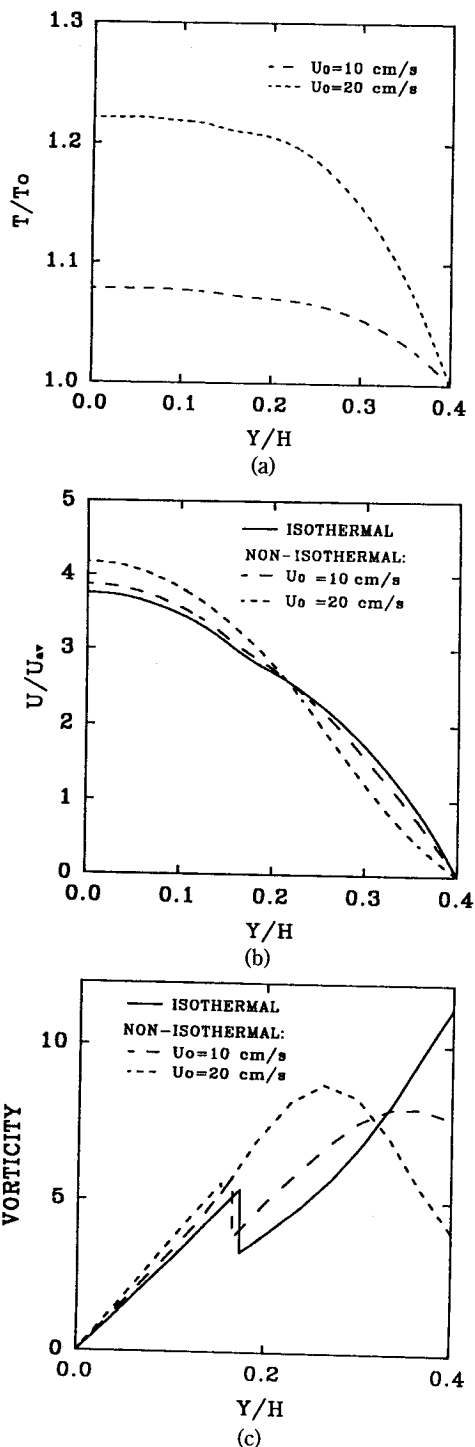


Fig. 4. y-directional profiles of T, U and ω (Fluid I: LDPE, Fluid II: HDPE, $U_0=10, 20$ cm/s): (a) temperature (b) velocity, U_{av} : average inlet velocity (c) vorticity.

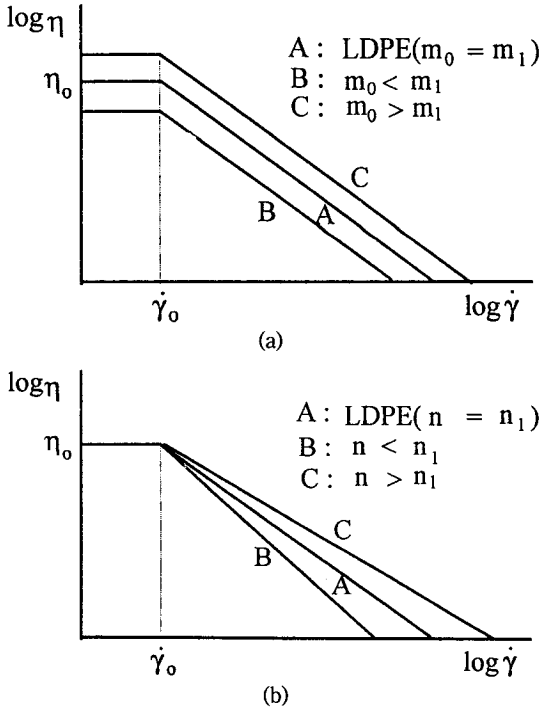


Fig. 5. Viscosity graphs used in simulation: (a) variations of m_0 (b) variations of n .

상수로 m_0 , n 및 α 가 있으며, 이 중에서 유변학적인 중요성이 큰 m_0 , n 의 영향을 알아보았다. 먼저 m_0 의 영향을 알아보기 위해 다음의 두 가지 경우를 가정하였다.

가) 유체 I이 LDPE이고, 유체 II의 m_0 가 변하는 경우(Case 3)

나) 유체 II가 LDPE이고, 유체 I의 m_0 가 변하는 경우(Case 4)

계산에서, LDPE와 공압출되는 유체의 물성은 m_0 이외에는 LDPE와 모두 같다고 가정하였고(Fig. 5(a)), 수축비는 0.4로 주었다. Fig. 6(a)는 가)의 조건에서 m_1 (유체 I의 m_0 값)과 m_2 (유체 II의 m_0 값)의 비가 1.5일 때의 온도 분포이며, Fig. 6(b)는 m_2/m_1 이 0.5일 때의 분포도이다. m_2/m_1 이 클수록 유체 II의 영향으로 전반적인 온도가 상승한다. 특히, m_2/m_1 가 0.5일 때, 채널에서의 최대 온도가 수축 부위에서 나타났다($T_{max}=1.03$). Fig. 6(c)는 나)의 경우에서 m_2/m_1 이 0.5일 때의 온도 분포로 Fig. 6(b)와 양상이 유사하며, 전반적인 온도는 상승된다($T_{max}=1.06$).

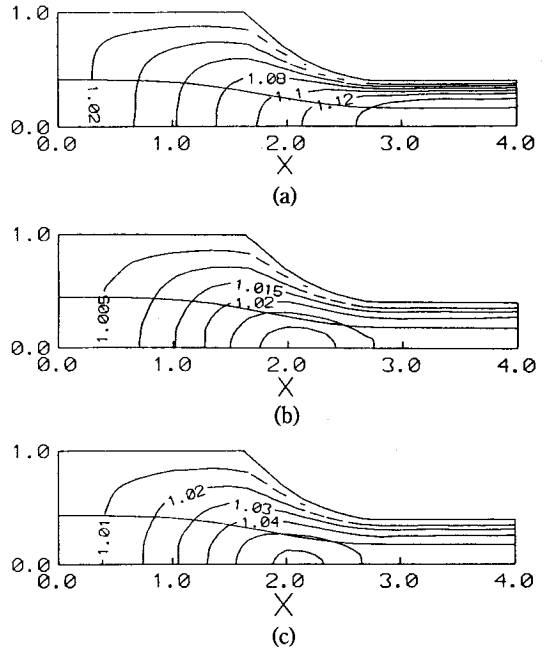


Fig. 6. Temperature distributions in the channel ($\beta = 0.4$, $U_0 = 10$ cm/s): (a) fluid I: LDPE, $m_2/m_1 = 1.5$ (b) fluid I: LDPE, $m_2/m_1 = 0.5$ (c) fluid II: LDPE, $m_2/m_1 = 0.5$.

가)의 경우에서 m_2 값이 온도 변화에 미치는 영향은 채널의 중심선을 따라 온도 변화를 그린 Fig. 7(a)에 보다 잘 나타나 있다. 그림에서 보듯이, m_2 가 커짐에 따라 온도가 비교적 큰 폭으로 상승한다. 나)의 경우, 유체 I의 m_1 이 커짐에 따라 온도가 오히려 감소하였으며, Fig. 7(b)는 그 결과를 보여준다. 이는 유체 I의 점도가 커지면서 Br값이 커지지만, 채널중심의 전단속도($\dot{\gamma}$)가 작아지게 되고, 이에 따라 중심부의 열 발생량이 감소됨을 의미한다.

n 값의 변화도 m_0 와 마찬가지로 온도분포에 영향을 미친다. 유체 I의 n 값(n_1)을 고정시키고 유체 II의 n 값(n_2)을 변화시키는 경우(Case 5)의 온도변화곡선을 Fig. 7(c)에 표시했다. 이때, 유체 I은 LDPE이고, 유체 II의 물성은 n 이외의 모든 물성이 유체 I과 같다고 가정하였다. m_0 가 $\dot{\gamma}$ 가 $1.0 (< \dot{\gamma}_0)$ 일 때의 점도이므로 n 값의 증가는 전반적인 점도의 상승을 의미한다(Fig. 5(b)). 따라서, n 값이 온도 분포에 미치는 영향은 m_0 와 유사하였다.

앞의 결과들은 점도비가 증가할 때, 채널내의 온

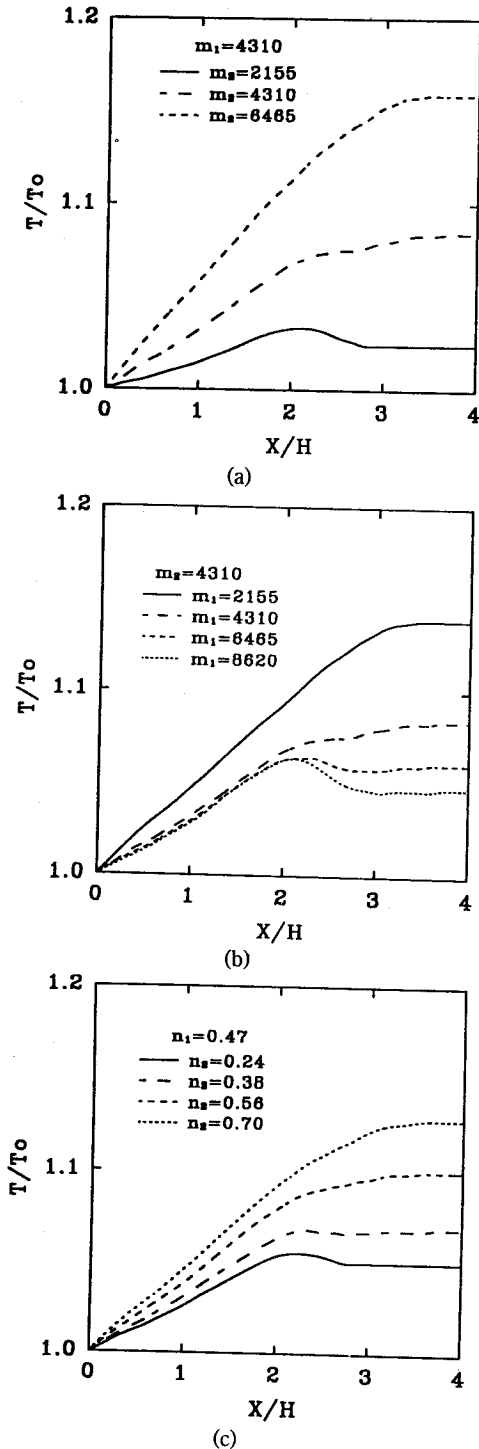


Fig. 7. Temperature profiles along the centerline ($\beta=0.4$, $U_0=10$ cm/s): (a) effects of m_2 (Case 3) (b) effects of m_1 (Case 4) (c) effects of n_2 (Case 5).

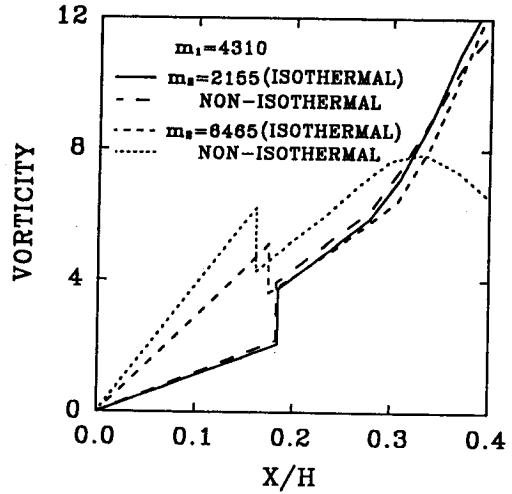


Fig. 8. y-directional vorticity profile (along B-E in Fig. 2): $\beta=0.4$, $U_0=10$ cm/s.

도가 상승한다는 것을 보여준다. 이러한 온도 변화에 의해 유체의 계면이 이동된다. Fig. 8에 점도비에 따른 온도 변화를 그렸다. 점도비가 클수록 계면이 내부로 이동하며, 이러한 이동거리는 열 발생에 의해 더욱 커지고 있다. 그림에서, 점도비가 클 때, 열 발생에 의한 계면이동 거리도 커짐을 알 수 있다.

4.2. 압력강하 및 신장속도

수축채널의 흐름에서 열 발생에 다른 유체 온도의 상승은 채널에서의 압력강하 및 신장속도($\dot{\epsilon}$)에도 영향을 미치게 된다. Fig. 9(a)는 유속변화에 따른 압력강하곡선이다. 여기서, 압력강하는 등온인 경우와의 비교를 쉽게 하기 위해 무차원값으로 표시했다. 이 그림은 열 발생을 고려할 때, 압력강하가 등온인 경우 보다 작아지게 되며, 그 하락 폭도 속도가 커질수록 상승함을 보여준다. Fig. 9(b)는 채널에서의 압력강하와 점도 변화와의 관계를 보여준다. 유체 II의 점도가 커질수록 압력강하가 크게 증가하고 있다. 이때, 압력강하는 열 발생에 의해 작아지게 되며, 그 감소율은 m_2 가 커질수록 상승한다. 반면에, m_1 값이 증가함에 따라, 압력강하는 소폭 증가에 그친다(Fig. 9(c)). n 값의 변화에 따른 압력강하의 변화도 m_0 이 경우와 유사하였다(Fig. 9(d)).

평균 유속이 증가함에 따라 온도의 상승으로 인해 채널 중심의 $\dot{\epsilon}$ 도 증가한다(Fig. 10(a)). 또한, $\dot{\epsilon}$ 는 m_2 가 커짐에 따라 증가하며, 열 발생에 의한 증가율도

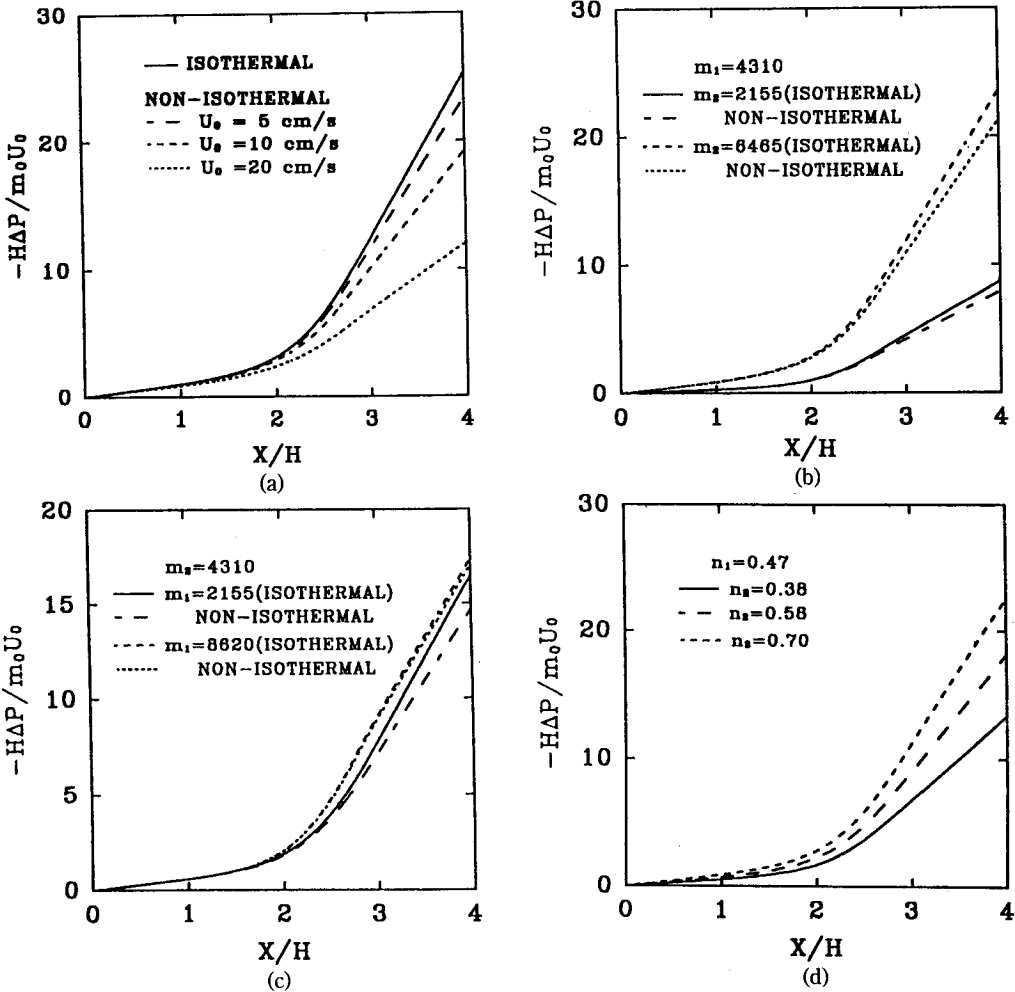


Fig. 9. Pressure drop along the centerline ($\beta=0.4$, $m_0=4310 \text{ N s}^2/\text{m}^2$): (a) effects of U_0 (b) effects of m_2 (Case 3, $U_0=5 \text{ cm/s}$) (c) effects of m_1 (Case 4, $U_0=5 \text{ cm/s}$) (d) effects of n_2 (Case 5, $U_0=5 \text{ cm/s}$).

상승한다(Fig. 10(b)). $\dot{\epsilon}$ 의 증가는 점도비의 증가에 의한 내부쪽에서의 계면이동과 관계된다. 반면에, $\dot{\epsilon}$ 는 m_1 이 커짐에 따라 감소하며(Fig. 10(c)), 열 발생에 의한 $\dot{\epsilon}$ 의 증가 폭도 m_1 이 증가함에 따라 감소한다. 이러한 열발생에 의한 증가폭이 감소는 m_1 의 증가에 따라 온도 상승율의 감소와 관련된 결과로 볼 수 있다. n_2 값의 변화에 따른 $\dot{\epsilon}$ 의 변화 곡선(Fig. 10(d))도 m_0 의 경우와 유사하며, n_2 가 증가함에 따라 $\dot{\epsilon}$ 가 증가하고 있다.

5. 결 론

고분자를 공압출시킬 때의 유동 현상을 알아보기 위하여, 두개의 서로 다른 고분자가 수축채널을 판상으로 흐르는 sheet die의 흐름을 수치 모사하였다. 유동에 의한 heat dissipation이 있는 비등온 흐름을 모사하였으며, 온도에 대한 점도 변화가 Arrhenius식을 따르는 powr-law모형을 사용하였다. 유체 I이 채널의 중심부를, 유체 II가 채널 외곽을 흐르는 수축 흐름의 수치 해석 결과 다음 결론을 얻었다.

1. 유체 II의 점도가 커질수록 채널내의 온도가 상승되며, 유체 I의 점도증가는 온도 하락을 가져온다. 유체 I과 유체 II의 점도비가 큰 경우에 채널

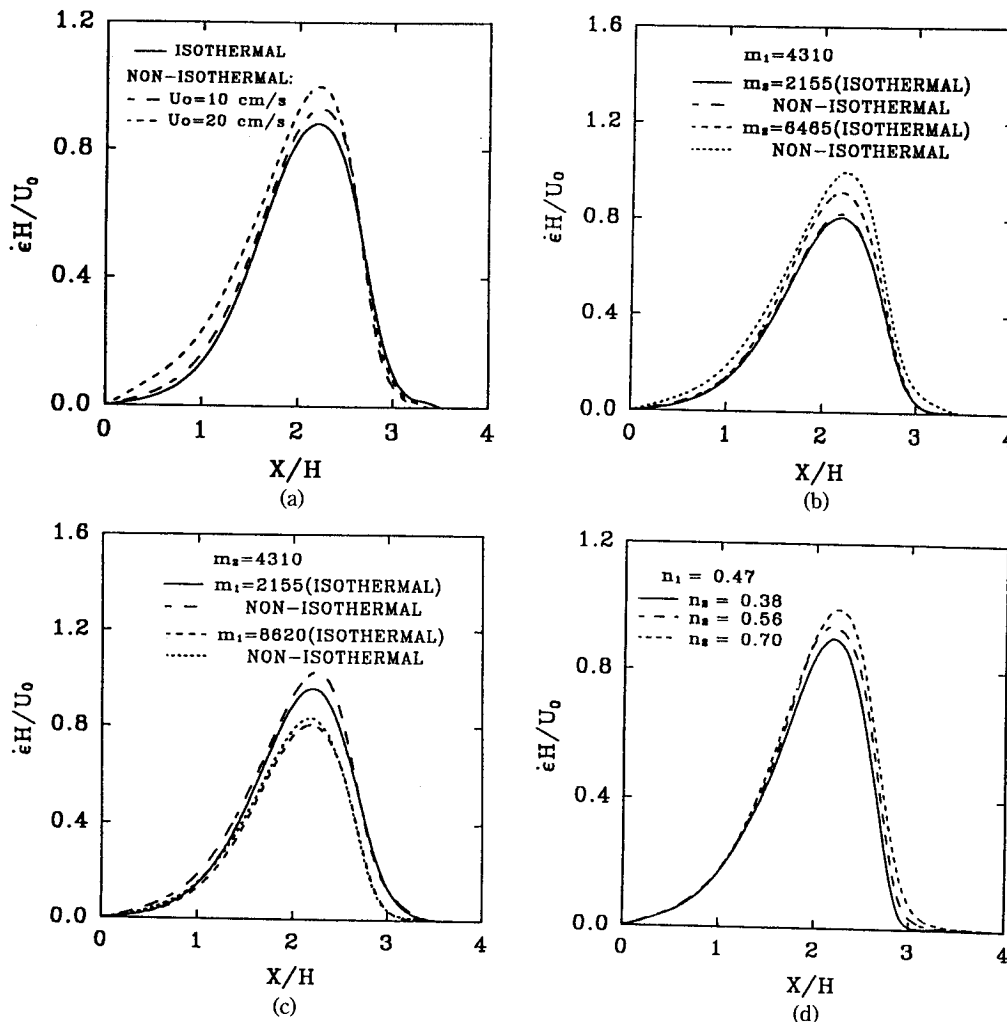


Fig. 10. Variations of elongation rate along the centerline ($\beta=0.4$, $m_0=4310 \text{ N s}^n/\text{m}^2$): (a) effects of U_0 (Case 1, 2) (b) effects of m_2 (Case 3, $U_0=10 \text{ cm/s}$) (c) effects of m_1 (Case 4, $U_0=10 \text{ cm/s}$) (d) effects of n_2 (Case 5, $U_0=10 \text{ cm/s}$).

출구에서 최대 온도가 되며, 점도비가 작은 경우는 수축부위에서 최대 온도가 나타난다.

2. 채널에서의 압력강하는 유체 II 점도가 커짐에 따라 크게 증가하며, 유체 I의 점도가 커지면 소폭으로 압력강하가 증가한다. Heat dissipation은 압력강하를 감소시키며, 그 감소율은 유체 II의 점도가 클수록 증대된다.

3. 신장속도($\dot{\epsilon}$)는 유체 II의 점도가 증가함에 따라 커지며, 유체 I의 점도가 증가하면 감소한다. Heat dissipation은 $\dot{\epsilon}$ 을 증가시키며, 그 증가율은 유체 II의 점도가 증가할수록 커지고 유체 I의 점도 증가에

따라 감소한다.

기 호

- A : constant in Arrhenius equation
- C_p : heat capacity
- H : half of inlet channel height
- k : thermal conductivity
- m : consistency
- m_0 : consistency at T_0
- n : power-law index or normal direction
- Δn : normal distance

\mathbf{n} : normal vector
 P : isotropic pressure
 s : tangential direction
 U : x-directional velocity
 U_{av} : average velocity
 U_0 : characteristic velocity
 V : y-directional velocity
 \mathbf{V} : velocity vector
 x, y : rectangular Cartesian coordinates

Greek letters

α : constant in Arrhenius equation
 β : contraction ratio
 $\dot{\gamma}$: shear rate
 $\dot{\gamma}_0$: minimum shear rate in power-law model
 $\dot{\gamma}$: rate of strain tensor
 η : viscosity
 η_0 : zero shear-rate viscosity
 $\dot{\epsilon}$: elongation rate
 ϕ : stream function
 ρ : density
 τ : stress tensor
 $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}$: stress components
 ω : vorticity

상첨자

$*$: non-dimensionalized quantity
 I, II : fluid phase
 Int : interface

하첨자

B : solid boundary

참고문헌

1. A.E. Everage, *Trans. Soc. Rheol.*, **19**, 509 (1975).
2. N.D. Waters, *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **12**, 85 (1983).
3. E. Mitsoulis, *J. Rheol.*, **30**, S23 (1986).
4. B. Khomami, *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, **36**, 289 (1990).
5. Y.Y. Su and B. Khomami, *J. Rheol.*, **36**, 357 (1992).
6. E. Uhland, *Polym. Eng. Sci.*, **17**, 671 (1977).
7. S. Basu, *Polym. Eng. Sci.*, **21**, 1128 (1981).
8. G. Sornberger, B. Vergnes and J.F. Agassant, *Polym. Eng. Sci.*, **26**, 682 (1986).
9. M.E. Nordberg III and H.H. Winter, *Polym. Eng. Sci.*, **30**, 408 (1990).
10. K. Feigl and H.C. Öttinger, *J. Rheol.*, **38**, 847 (1994).
11. R.T. Fenner, "Principles of Polymer Processing", Chemical Publishing, New York, 1979.
12. J.P. Tordella, *Trans. Soc. Rheol.*, **1**, 203 (1957).
13. F.N. Cogswell, "Polymer Melt Rheology", John Wiley and Sons, Inc., New York, 1981.
14. Z. Tadmor and C.G. Gogos, "Principles of Polymer Processing", John Wiley and Sons, Inc., New York, 1979.