

신장 유동장에서의 거동에 의한 점탄성 유체의 양분

이태근* · 김병민 · 이상헌 · 현재천

고려대학교 화학공학과, *유공 고분자연구소
(1993년 1월 25일 접수)

Dichotomy of Viscoelastic Fluids by Their Behavior in An Extensional Flow

Tae Keun Lee*, Byung Min Kim, Sang Heon Lee and Jae Chun Hyun

Department of Chemical Engineering, Korea University, Seoul 136-701, Korea

*Polymer Research Center, Yukong Co., Ltd., Incheon 402-020, Korea

(Received January 25, 1993)

요 약

신장유동의 예로 등은 방사공정을, 구성방정식의 예로 변형률속도에 따라 변하는 풀림시간을 가지는 White-Metzner 모델을 사용해서 점탄성유체의 거동에 관한 해석적 연구를 수행했다. 그 결과 풀림시간의 변형률속도에 대한 의존도에 따라 점탄성유체를 두가지로 구분할 수 있음을 알 수 있었다. 다시 말해서 풀림시간이 변형률속도에 대해서 작은 의존도를 가지는 그룹 I의 유체의 경우는, 변형률속도가 커짐에 따라 신장점도가 증가하며 Weissenberg수(무차원 풀림시간)가 커짐에 따라 방사사선의 속도가 증가한다. 반면에 풀림시간이 변형률속도에 대해서 큰 의존도를 가지는 그룹 II의 유체의 경우는 변형률 속도가 커짐에 따라 신장점도가 감소하며 Weissenberg수가 커짐에 따라 방사사선의 속도가 감소한다. 이렇게 대조적인 점탄성유체에 관한 결과는 유사한 거동을 보인 다른 연구자들의 결과와 잘 부합한다. 또한 Weissenberg수가 다른 경우의 신장점도 곡선들을 무차원 변형률속도를 Weissenberg수에 비례하게 Shift시키면 Master Curve를 얻을 수 있었다.

Abstract—Employing melt spinning as an extensional flow and the White-Metzner model with a strain rate-dependent relaxation time as a constitutive equation, we have conducted an analytical study on the flow behavior of viscoelastic fluids. The results show that the viscoelastic fluids can be dichotomized by the strain rate dependence of their relaxation times. Namely, the group 1 fluids whose relaxation times have smaller strain rate dependence exhibit strain thickening extensional viscosity and the spinline velocity profiles increased by an increasing Weissenberg number (dimensionless relaxation time), whereas the group II fluids whose relaxation times have larger strain rate dependence exhibit strain thinning extensional viscosity and the spinline velocity profiles decreased by an increasing Weissenberg number. This contrasting picture of the viscoelastic fluids parallels with other researchers' similar experimental findings. It was also found that a master curve was obtained for the extensional viscosity curves having different Weissenberg numbers by shifting them in proportion to the values of their Weissenberg numbers.

Keywords: Dichotomy, Extensional Viscosity, Isothermal Melt Spinning, Master Curves, Recoverable Strain, Relaxation Time, Strain Rate Dependency, Viscoelastic Fluids, Weissenberg Number, White-Metzner Model.

1. 서 론

점탄성유체가 물질에 따라서 연신유동에서 두가지 다른 거동을 보인다는 사실은 그동안 많은 연구자들에 의해서 실험적 결과가 보고돼 왔다. Bagley와 Birks[1]는 Capillary로 들어가는 Converging Flow (Contraction Flow, Entrance Flow 또는 Entry Flow라고도 불림)에서 저밀도 폴리에틸렌(LDPE)은 Vortices를 발생시키지만 고밀도 폴리에틸렌(HDPE)은 Vortices없이 그냥 흘러 들어간다는 사실을 발견했다. Ballenger와 White[2]는 같은 실험을 LDPE와 폴리스타이렌(PS)과 폴리프로필렌(PP)에 대해서 했고, LDPE와 PS는 Vortices를 발생시키고 PP는 발생시키지 않음을 알아냈달. Chen 등[3]은 HDPE와 LDPE를 가지고 방사공정 실험과 Sample에 추를 달아 낙하시키는 실험을 행한 결과 이 경우에도 두 물질이 아주 다른 거동을 보인다는 것을 발견했다. 즉 방사공정에서 HDPE는 LDPE에 비해서 Die Swell은 더 크고 같은 연신속도(Drawdown rate)로 연신할 때 필요로 하는 응력은 더 작으며, 방사공정을 시작하기가 어렵다는 것을 알아냈다. 또한 추를 이용한 실험에서 HDPE는 연신과정에서 Necking이 생기다가 끊어지는 것에 반해서, LDPE는 끊어질 때까지 일양하게 연신된다는 것도 알아냈다.

Ide와 White[4]는 신장유동 장치를 이용해서 위의 HDPE와 LDPE에 추가해서 PS, PP 및 폴리메틸메타크릴레일(PMMA)의 신장거동의 실험을 했다. 그 결과 HDPE와 PP와 PMMA는 Necking이 생기는 Ductile Failure Mode를 보이고, LDPE와 PS는 Necking이 생기지 않고 일양하게 신장되다가 끊어지는 Cohesive Failure Mode를 보였다. 이 결과를 Ide와 White[5]는 풀림시간(Relaxation time)이 변형률속도(Strain Rate)에 따라 변하는 구성방정식 모델을 가지고 안정성 연구(Stability Analysis)를 행해서 설명했다. Kanai와 White[6]는 HDPE와 LDPE 및 LLDPE(선형저밀도 폴리에틸렌)의 신장점도를 비교한 결과, HDPE의 경우는 변형률속도가 증가함에 따라 신장점도가 줄고(Extension Thinning), LDPE의 경우는 늘고(Extension Thickening), LLDPE의 경우는 그 중간임을 발견했고 이를 이용해서 이축

신장 공정(Biaxial Extensional Process)인 Tubular Film Blowing에서의 위 세가지 고분자 물질의 거동을 설명했다.

이후 Minoshima와 White[7,8]는 이 세 고분자 외에 좀더 많은 Samples를 가지고 일축 신장(Uniaxial Extension), 압출 및 Tubular Film Blowing 공정에서의 거동을 종합하고, Ide와 White[5]가 사용한 구성방정식을 써서 유변학적 안정성을 고찰했다. 한편 White 등[9], Luo와 Mitsoulis[10]는 Converging Flow에서 LDPE(또는 PS)는 Vortices를 발생시키고 HDPE(또는 PP)는 그렇지 않은 이유가 신장점도가 LDPE의 경우 Extension Thickening하기 때문이라고 설명했다. Binding[11]은 이와 같은 Extension Thickening한 신장점도가 Vortices 발생을 통해서 Stress Relieving Mechanism 노릇을 한다고 설명했다.

위에서 설명한대로 점탄성유체는 신장유동에서 물질에 따라서 대조적인 거동을 한다. 이에 대한 완전한 설명은 아직 돼있지 않은 상태로서 이론과 실험을 통해서 그 연구가 계속 진행되고 있다. 또한 이러한 내용이 많은 고분자 공정(Polymer Processing)의 설계, 운전 및 최적화에 필수인 정보기 때문에 그 중요성이 더욱 강조된다. 본 연구에서는 대표적인 신장유동인 방사공정에 점탄성유체를 사용했을 때의 거동을 신장점도와 방사사선의 속도 등을 중심으로 고찰하기로 한다.

2. 지배방정식

등은 방사공정의 지배방정식을 아래와 같은 가정들을 사용해서 수립한다(Hyun과 Ballman[12], Lewis와 Petrie[13]). 첫째, 방사사선(Spinning thread-line)에 작용하는 모든 이차적인 힘(관성력, 중력, 표면장력, 공기마찰력)을 무시하고, 유변학적인 힘만 고려한다(이 가정은 방사속도가 크지 않고, 방사거리가 길지 않은 경우엔 잘 맞는다). 둘째, 방사사선의 단면적 방향으로는 유체의 속도분포가 일양하고, 따라서 본 System은 방사거리 방향만 고려하는 일차원 모델(One-dimensional Model)이다. 셋째, 거리방향 좌표의 원점은 Extrudate Swell이 생기는 점으로 한다(이 가정은 결국 Spinneret 이전의 유

체의 유동과 이에 수반하는 Extrudate Swell을 본 모델에서는 포함하지 않음을 의미한다.)

위와 같은 가정들을 사용한 등온 방사공정의 지배방정식들은 다음과 같다.

연속식 :

$$\left[\frac{\partial A}{\partial t} \right]_x + \left[\frac{\partial (AV)}{\partial x} \right]_t = 0 \quad (1)$$

운동식 :

$$\left[\frac{\partial (A\sigma)}{\partial x} \right]_t = 0 \quad (2)$$

구성방정식 :

$$\sigma + \lambda \left[\left[\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right]_x + V \left[\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right]_t - 2\sigma \left[\frac{\partial V}{\partial x} \right]_t \right] = 2G\lambda \left[\frac{\partial V}{\partial x} \right]_t \quad (3)$$

풀림시간(Ide and White[5]) :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 + a\sqrt{3}\lambda_0\dot{\epsilon}} \quad (4)$$

위에서

A = 방사사선(유체)의 단면적

V = 방사사선(유체)의 속도

σ = 방사선(유체)의 거리 방향의 응력

x = 방사거리 방향의 좌표

t = 시간

λ = 유체의 풀림시간

λ₀ = 변형이 없을 때의 유체의 풀림시간

G = 유체의 Modulus

ε̇ = (∂v/∂x)_t = 방사사선(유체)의 변형률속도(속도 기울기)

a = 유체의 풀림시간의 변형률속도에 대한 의존도를 나타내는 상수

위 지배방정식들을 다음과 같은 경계조건과 같이 풀어서 해를 구하게 되고, 이 해로부터 방사사선의 거동을 고찰할 수 있다.

$$\text{경계조건 1 : } x=0 \text{에서 } V=V_0, A=A_0 \quad (5)$$

(즉 Spinneret에서는 방사되는 유체의 속도와 단면적이 항상 일정하다.)

$$\text{경계조건 2 : } x=L \text{에서 } V=V_L=rV_0 \quad (6)$$

(즉 Take-up에서는 유체의 속도가 항상 일정하다.)

여기서 r = Draw-down ratio = V_L/V₀이고 하첨자 0와 L은 Spinneret과 Take-up에서의 조건을 각각 나타낸다.

본 연구에서는 정상상태(Steady-State)에서의 방사사선의 거동을 구하게 되므로, 식 (1)과 (3)의 시간 항들을 영(零)으로 놓고 풀게 된다. 이 경우, 유체의 Throughput과 유체의 Force가 공히 거리에 대해서 상수가 된다.

$$AV = Q = \text{Constant} \quad (7)$$

$$A\sigma = F = \text{Constant} \quad (8)$$

여기서 Q = Throughput = 유체의 Volume flow rate, F = 방사사선의 힘(Tension)이다. 식 (7)과 (8)로부터 구한 σ = F/A = (F/Q)V와 식 (4)를 식 (3)에 대입해서 정리하면 다음 식을 얻는다.

$$V + (dV/dx)[a\sqrt{3}\lambda_0 V - \lambda_0 V - 2G\lambda_0(Q/F)] = 0 \quad (9)$$

혹은

$$\frac{dV}{dx} = \frac{V}{\lambda_0[K + V(1 - a\sqrt{3})]} \quad (10)$$

여기서

$$K = 2GQ/F = a \text{ reciprocal tension force} \quad (11)$$

아래에 설명하는 바와 같이 식 (10)으로부터 유체의 속도를 구하고, 다시 이 속도로부터 유체의 단면적, 응력, 신장점도 등을 구해서 유체의 거동을 고찰할 수 있다.

식 (10)을 Spinneret(x=0, V=V₀)에서 방사거리 x 위치(V=V)까지 적분하면,

$$x = \lambda_0 K \ln(V/V_0) + \lambda_0(1 - a\sqrt{3})(V - V_0) \quad (12)$$

가 얻어지는데 여기서 K는 Take-up에서의 경계조건 (식 (6))을 이용해서 아래와 같이 구한다.

$$\begin{aligned} K &= \frac{L - \lambda_0(1 - a\sqrt{3})V_0(r - 1)}{\lambda_0 \ln r} \\ &= \frac{V_0[1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r - 1)]}{\tilde{\lambda}_0 \ln r} \end{aligned} \quad (13)$$

또한 $\tilde{\lambda}_0 = \lambda_0 V_0 / L = \text{Dimensionless Relaxation Time}$
 (무차원 풀림시간)
 = Weissenberg수 (14)

$L = \text{Spinneret에서 Take-up까지의 방사 길이}$

결국 식 (13)을 식 (12)에 넣으면 우리가 원하는 유체의 속도를 방사거리 좌표인 x 의 음함수(陰函數)로 얻게 된다. 방사거리 좌표 x 를 L 로 나누어서 무차원 거리 $\xi = x/L$ 로 표시하면 식 (15)가 얻어진다.

$$\frac{x}{L} = \xi = \frac{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)}{\ln r} \ln \xi + \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(\xi - 1) \quad (15)$$

여기서 $\xi = V/V_0 = \text{Dimensionless Velocity}$ (무차원 속도)

따라서 식 (15)는 경계조건인 r (drawdown ratio)과 운전조건(V_0 과 L)이 정해질 때, 주어진 유체(물질상수 a 값과 λ_0 값이 주어진 유체)의 방사속도(ξ)를 방사거리(ξ)의 음함수로 계산해준다(이때 Weissenberg수인 $\tilde{\lambda}_0$ 는 이 속도 Profiles의 Parameter가 된다).

Fig. 1은 이렇게 얻어진 방사사선의 속도의 한 예다. 이 유체($a=0.4$)의 경우 Weissenberg수가 커

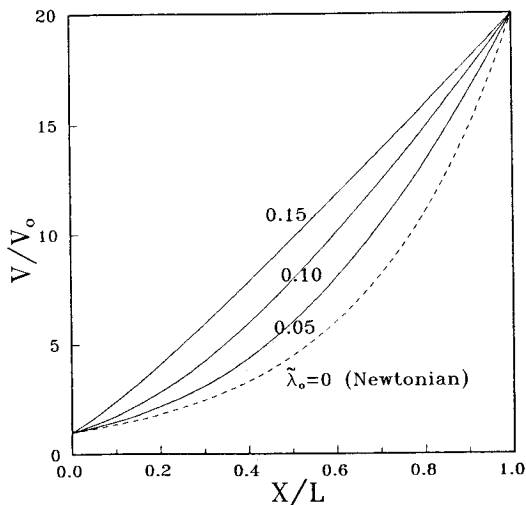


Fig. 1. Dimensionless threadline velocity of the fluids having $a=0.4$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless spinning distance.

질수록 방사사선의 속도도 커지는 것을 알 수 있다. Newtonian 유체는 물론 이 Weissenberg수가 영(零)이 되는 경우다.

다음 방사사선의 응력은 다음과 같이 구한다. 식 (7), (8), (11)로부터

$$\sigma = F/A = (F/Q)V = (2G/K)V$$

가 얻어지고, 다시 여기에 식 (13)을 대입하면 응력의 식을 얻는다.

$$\sigma = \frac{2G\tilde{\lambda}_0 \ln r}{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)} \xi \quad (16)$$

식 (15)에 의해서 얻은 방사거리의 함수인 방사사선의 속도 ξ 와 식 (16)을 이용하면 방사사선의 응력인 σ 를 방사거리의 함수로 얻게 된다.

방사사선의 신장점도(Extensional Viscosity)는 응력을 변형률속도로 나눈 것이다. 이 변형률속도는 방사사선의 속도의 x 에 대한 기울기이므로 식 (10)에 식 (13)을 대입해서 다음과 같이 구한다.

$$\dot{\epsilon} = \frac{dV}{dx} = \frac{V}{\lambda_0 \left[\frac{V_0 [1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)]}{\tilde{\lambda}_0 \ln r} + V(1 - a\sqrt{3}) \right]} \quad (17)$$

다시 이 식을 무차원 변형률속도의 식으로 바꾸면 아래와 같이 된다.

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\dot{\epsilon}L}{V_0} = \frac{\xi}{\frac{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)}{\ln r} + \tilde{\lambda}_0 \xi(1 - a\sqrt{3})} \quad (18)$$

다음, 식 (16)으로부터 무차원 응력이 얻어진다.

$$\dot{\sigma} = \frac{\sigma}{2G} = \frac{\tilde{\lambda}_0 \xi \ln r}{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)} \quad (19)$$

이제 식 (18)과 (19)로부터 무차원 신장점도를 구한다.

$$\tilde{\eta}_E = \frac{\dot{\sigma}}{\tilde{\epsilon}} = \frac{\tilde{\lambda}_0 \xi \ln r}{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)}$$

$$\left[\frac{1 - \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3})(r-1)}{\xi \ln r} + \tilde{\lambda}_0(1 - a\sqrt{3}) \right] \quad (20)$$

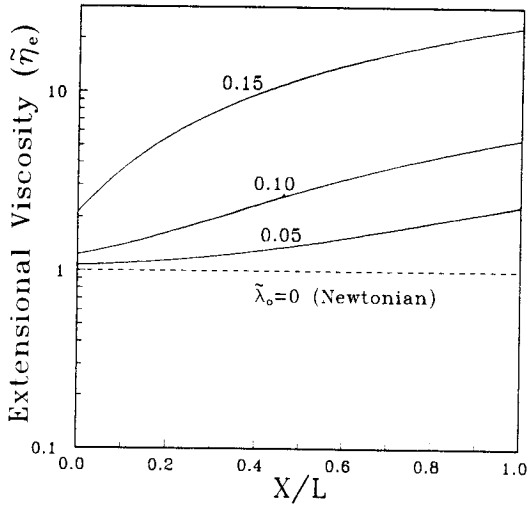


Fig. 2. Dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=0.4$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless spinning distance.

Fig. 2는 무차원 신장점도를 식 (20)에 의해 계산된 것으로 Fig. 1과 같은 경우들이다. 또한 신장점도의 변형률속도에 대한 관계를 알아보기 위해 Fig. 3은 이 신장점도를 변형률속도에 대해서 그린 것이다. 이상과 같은 공정의 해와 그림들을 가지고 등은 방사공정의 결과를 검토하기로 한다.

3. 결과와 고찰

3.1. a값이 작은 유체의 경우

Fig. 1~3은 $a=0.4$ 인 이 점탄성유체를 연신율 (Drawdown Ratio)을 20으로 하고 등은 방사했을 때의 결과로써 이들의 특징은 다음과 같다.

- (1) 방사사선의 속도, 신장점도 모두 방사거리 좌표가 커질수록(Take-up에 가까워질수록) 증가한다.
- (2) 속도, 신장점도 모두 Weissenberg수가 커질수록 전체 Profiles가 위쪽으로 올라간다(커진다). 따라서 Weissenberg수가 영(Zero)인 Newtonian 유체의 경우가 최저치를 나타낸다.
- (3) 신장점도는 Newtonian 유체의 경우 항상 일정한데 반해, a 가 0.4인 이 Maxwell 유체는 신장점도가 신장 변형률속도(Extension Strain Rate)에 따라 증가하는, 소위 Extension Thickening한 신장

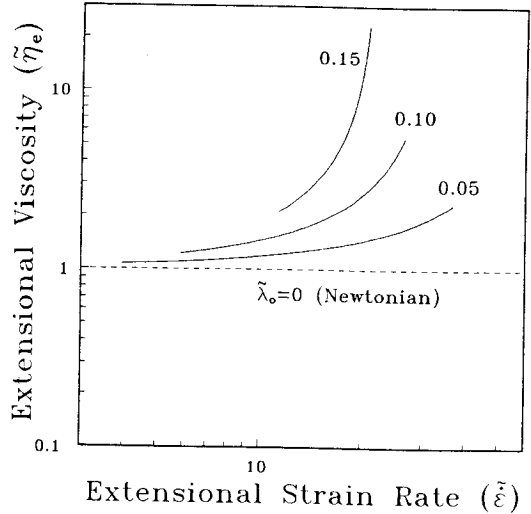


Fig. 3. Dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=0.4$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless strain rate.

점도를 나타내고 있다. 또한 Weissenberg수가 증가하면 이 신장점도의 크기도 전체적으로 증가한다.

(4) Fig. 3에 나타나 있듯이, 방사거리 전체에 걸친 변형률속도의 범위는 Weissenberg수에 따라 다르다. 즉 Weissenberg수가 증가할수록 Spinneret에서 시작하는 변형률속도의 값은 커지고, Take-up에서 끝나는 변형률속도의 값은 작아져서 전 방사구간에서의 변형률속도의 범위(즉 곡선의 길이)가 짧아지는 것을 알 수 있다.

위의 결과들은 물론 물질의 풀림시간의 방사공정의 변형률속도에 대한 의존도를 나타내는 계수인 a 의 값이 0.4인 경우다. 뒤에 나오듯이 이 a 값이 커지면 유체의 거동이 크게 다르게 변한다.

Fig. 3의 변형률속도에 대한 신장점도의 각 곡선을 x -축을 따라서 적당히 Shift시키면 하나의 곡선, 즉 Master Curve를 얻을 수 있다. Fig. 4는 이렇게 해서 얻은 결과를 보여준다. 이것은 하나의 Dynamic Similarity로서, a 값이 같은 경우에, 유체의 방사공정에서의 거동이 운전조건이나 물질이 다르더라도 신장유동장에서 같음을 의미한다. 즉 $a=0.4$ 인 유체를 등은방사할 때 Weissenberg수가 다른 각각의 경우를 변형률속도를 Shift함으로써 하나의 신장점도 곡선으로 만들 수 있다. Fig. 4가 보이듯이 이때 이

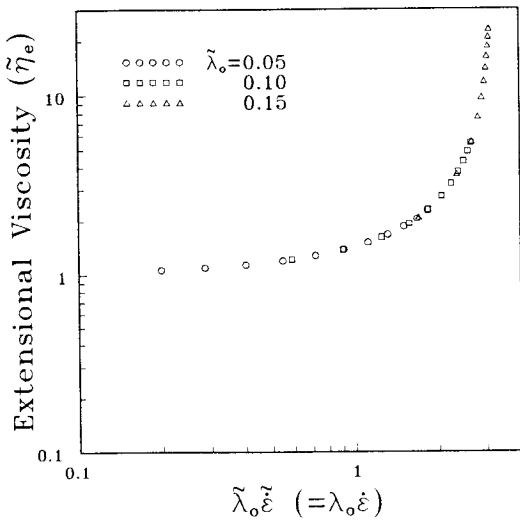


Fig. 4. Master curve of the dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=0.4$ with different Weissenberg numbers plotted against Weissenberg number times dimensionless strain rate.

Shift의 크기는 바로 Weissenberg수에 비례하게 되는 바, 신장점도를(Weissenberg Number)×(Dimensionless Strain Rate) $=\tilde{\lambda}_0 \tilde{\epsilon}$ 에 대해서 그리면, 모든 경우에 다 같은 Master Curve를 얻게 된다. 여기서 $\lambda_0 \dot{\epsilon}$ 는 Maxwell 유체에서 Recoverable Strain이 되고 신장유동에서 물질이 경험한 변형률 중 회복(Recover)할 수 있는 변형률, 즉 탄성 변형률을 나타낸다. 따라서 이 Master Curve는 신장점도가 방사공정에서 Weissenberg수에 관계없이 탄성 신장 변형률의 함수임을 의미한다.

한가지 Weissenberg수에 대해서 설명할 것은 식 (14)에서 정의된대로 이 Weissenberg수를 변화시키는데는 물질(풀림시간: λ_0)을 바꾸거나, 혹은 운전 조건(V_0 이나 L)을 바꾸는 두가지 방법이 있다. 즉 위 그림들에서 나온 Weissenberg수가 다른 각각의 곡선들은 같은 운전조건 아래서 다른 유체를 가지고 방사실험을 한 경우도 되고, 혹은 같은 유체를 운전조건을 달리해서 방사실험을 한 경우도 된다. 따라서 Master Curve를 가능케 한 Dynamic Similarity도 두가지 경우 다 같이 가능한 것이다.

결국 위 그림들에설 알 수 있듯이, a 값이 작은 경우인 0.4를 가지는 유체의 방사공정에서의 거동은

Extension Thickening한 신장점도와 Weissenberg 수가 커질수록 방사사선의 속도 Profiles가 커지는 것으로 요약될 수 있다.

3.2. a 값이 큰 유체의 경우

이제 a 값이 상대적으로 큰 경우에 대해서 고찰해 보자. 예를들어 $a=1.0$ 인 유체를 등은 방사했을 때의 방사사선의 거동을 Fig.5와 6이 보여주고 있다. 즉 식 (15), (20)에 의해서 계산된 방사사선의 속도, 신장점도를 각각 나타내고 있는데, a 값이 0.4인 경우와 비교할 때, 몇가지 점에서 현저히 차이를 알 수 있다. 첫째, a 값이 0.4인 경우와는 반대로 Weissenberg수가 커질수록 속도가 작아진다(즉 곡선들이 밑으로 Shift한다.). 둘째, a 값이 0.4인 경우와는 반대로 방사거리 좌표가 커질수록 신장점도의 값이 작아진다. 셋째, Weissenberg수가 어느 정도 값 이상으로 증가하면 방사사선의 속도가 Take-up에서 불연속적인 Jump를 보인다(즉 방사사선의 속도가 Take-up에서 두개의 값을 보인다).

a 값이 큰 경우가 작은 경우에 비해서 이렇게 현저히 다른 거동을 보이는 것은 물론 식 (4)에 의해서 정의되는 물질의 풀림시간이 변형률속도에 대해서 다른 의존도를 가지는 것에 연유한 것으로, 그 차이를 유발하는 a 의 기준값은 식 (10), (15), (19), (20) 등에서 쉽게 알 수 있다. 이 식들에 공통으로 존재하는 $(1-a\sqrt{3})$ 인자가 바로 이것을 결정하는 조건이 되는 것이다. 즉 이 값이 영(Zero)보다 크냐 작으냐, 다시 말해서 a 의 값이 $1/\sqrt{3}=0.58$ 보다 크냐, 작으냐에 따라 각 곡선의 형태가 달라지게 된다. 따라서 위에서 계산한 a 가 0.4와 1.0인 경우는 이 기준값보다 작고 큰 경우를 각각 나타내고 있다.

Ide와 White[4], Minoshima와 White[7]는 서론에서 설명한대로 많은 고분자 Melts의 a 값을 실험적으로 구했고, 그 결과 고분자들의 거동이 이 값에 따라서 대조적으로 나타나는 것을 발견했다. 우리가 여기서 얻은 방사공정에서의 대조적인 결과도 이들의 것과 잘 부합하는 것을 알 수 있다. 앞으로 a 값이 작은 경우를 Group I 유체, 그리고 큰 경우를 Group II 유체로 명명하기로 한다. 따라서 a 값이 0.4인 경우인 Fig.1~4는 Group I 유체의 등온방사공정을 나타내고, a 값이 1.0인 경우인 Fig.5~8은 Group II

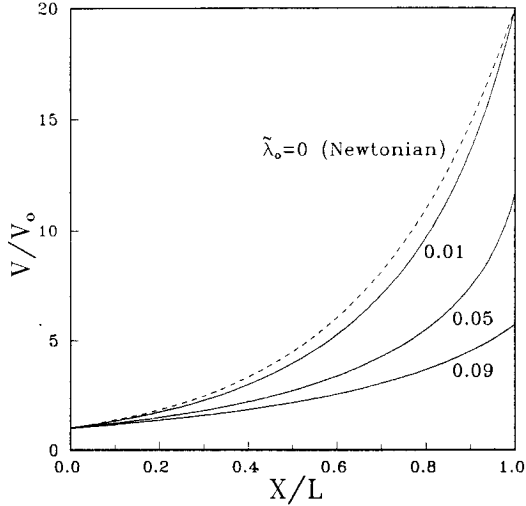


Fig. 5. Dimensionless threadline velocity of the fluids having $a=1.0$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless spinning distance.

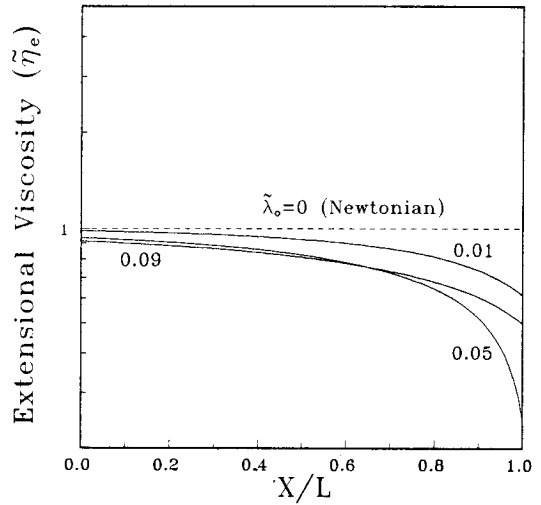


Fig. 6. Dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=1.0$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless spinning distance

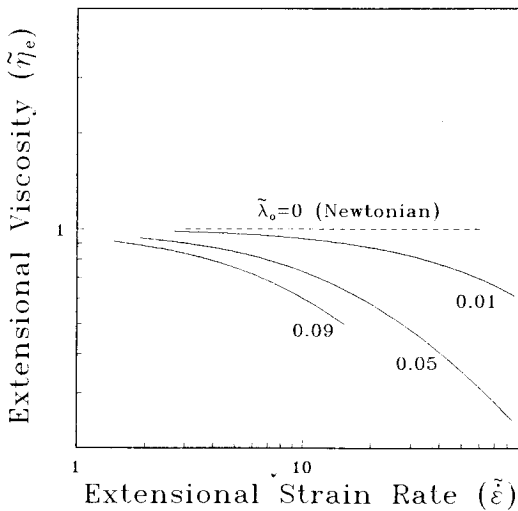


Fig. 7. Dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=1.0$ with different Weissenberg numbers plotted against dimensionless strain rate.

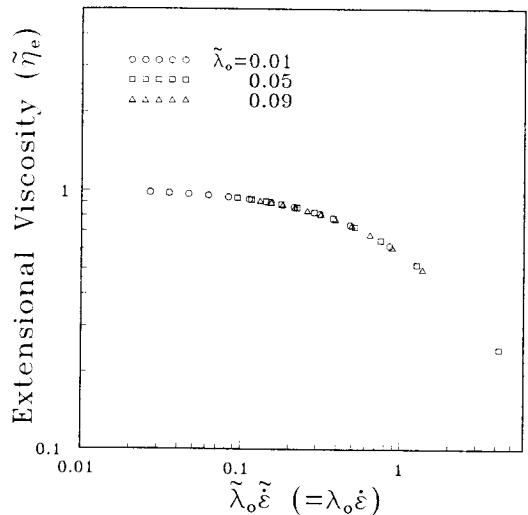


Fig. 8. Master curve of the dimensionless extensional viscosity of the fluids having $a=1.0$ with different Weissenberg numbers plotted against Weissenberg number times dimensionless strain rate.

유체의 등온방사공정을 나타낸다.

Group II 유체인 a 값이 1.0인 경우의 신장점도를 앞의 경우와 마찬가지로 변형률속도에 대해서 그리면 Fig. 7을 얻는다. 여기서 우리는 Fig. 3과는 반대로

신장점도가 변형률속도에 따라 감소하는, 다시 말해서 Extension Thinning한 신장점도를 알 수 있다. 또한 Fig. 8은 Fig. 7의 Weissenberg수가 다른 곡선들을 Fig. 4의 경우와 같이 무차원 변형률속도에

Weissenberg수를 곱해서 얻는 새로운 x-축 좌표를 써서(다시 말해서 곡선들을 Shift시켜서) Master Curve를 얻을 수 있음을 보여준다. 여기서도 새로운 x-좌표는 탄성 신장 변형률이 된다.

결국 Group II 유체의 방사공정에서의 거동은 Group I 유체와는 반대로 Extension Thinning한 신장점도와 Weissenberg수가 커지면 속도 Profiles가 밑으로 내려간다(작아진다)는 것으로 요약될 수 있다.

한가지 끝으로 중요한 것은 이 Group II 유체의 경우 방사사선의 속도가 Take-up에서 불연속적인 Jump를 가진다는 것이다. 이것은 일종의 Necking 현상으로 White 연구진이 실험적으로 Group II 유체들이 일반적으로 신장유동에서 Necking Mode를 나타낸다고 발견한 것과 그대로 부합하는 결과다. 방사사선이 Take-up에서 Necking을 보일지 또는 방사사선 중간 지점에서 Necking을 보일지는 Spine Stress가 어느 지점에서 물질의 Necking을 결정하는 Yield Stress를 능가하느냐에 달린 문제로 실제 공정실험을 통해서 밝혀질 성질의 것이다(Ziabicki[14]). 다만 우리가 여기서 White-Metzner 모델을 사용해서 신장유동인 방사공정을 모사한 결과 실제 상황과 정성적으로 같은 경향을 이론적으로 예측할 수 있다는 것을 알아낸데에 의미가 있다. 또한 실험적으로 HDPE같은 Group II 유체는 방사실험을 시작하는 과정에서 잘 늘어나지 않고 자주 끊어진다는 사실([3])이 이 Necking 현상과 정성적으로 같은 Mechanism이라고 생각된다.

4. 결 론

등은 방사공정이라는 신장유동장에서의 White-Metzner 모델 유체의 거동을 고찰한 결과, 물질의 풀림시간의 신장 변형률속도에 대한 의존도가 크나 작으나에 따라서 방사사선의 속도 Profiles와 신장 점도가 서로 반대가 되는 대조적인 것을 발견했다. 이것은 다른 연구자들이 실험적에 의해 보고한 점탄성유체의 신장유동장에서의 여러가지 대조적인 거동과 잘 부합하는 것으로 결국 점탄성유체를 Group I과 Group II로 구분하는데 중요한 이론적 근거를 제시해준다. 물론 여기서 발견한 내용을 좀더

정확한 구성방정식을 가지고 확인하고, 실험적으로 실증하는 것이 필요하다. 그러나 본 연구에서의 초점이 정성적인 고찰인 점에 비추어 볼 때 이러한 발견들이 고분자 Melts를 포함한 일반적인 점탄성 유체의 신장유동장에서 거동의 이해에 큰 도움이 되리라고 믿는다. 끝으로 한가지 특기할 점은 Weissenberg수가 다른 방사의 경우 얻어지는 각각의 신장점도의 곡선들을 Weissenberg수와 무차원 변형률속도를 곱한 값에 대해서 그리면 하나의 공통된 Master Curve를 얻을 수 있다는 것이다. 즉 방사 공정에서의 신장점도는 Weissenberg수에 관계없이 물질의 탄성 변형률의 함수가 된다.

감 사

본 연구는 92년도 교육부 신소재 분야 연구지원과 (주)럭키의 지원에 의해 이루어진 것으로 이 지면을 통해서 심심한 감사의 말씀을 드립니다.

기 호

- A : 방사사선(유체)의 단면적
- a : 유체의 풀림시간의 변형률 속도에 대한 의존도를 나타내는 상수
- F : 방사사선의 힘(Tension)
- G : 유체의 Modulus
- K : 2G Q/F
- L : Spinneret에서 Take-up까지의 방사거리
- Q : 유체의 Volume Flow Rate
- r : Drawdown Ratio
- t : 시간
- V : 방사사선의 속도
- x : 방사거리의 좌표
- $\dot{\epsilon}$: 방사사선의 변형률속도(속도기울기)
- $\tilde{\epsilon}$: 방사사선의 무차원 변형률속도
- λ : 유체의 풀림시간(Relaxation Time)
- λ_0 : 변형이 없을 때의 유체의 풀림시간
- $\tilde{\lambda}_0$: 유체의 무차원 풀림시간=Weissenberg수= $\lambda_0 V_0/L$
- ζ : 무차원 방사거리= x/L
- $\tilde{\eta}_E$: 무차원 신장점도= $\tilde{\sigma}/\dot{\epsilon}$

- ξ : 무차원 방사속도 = V/V_0
 σ : 방사사선의 응력
 $\bar{\sigma}$: 방사사선의 무차원 응력 = $\sigma/2G$

하첨자

- o : Spinneret에서의 변수값
 L : Take-up에서의 변수값

참고문헌

- E.B. Bagley and A.M. Birks, *J. Appl. Phys.*, **31**, 556 (1960).
- T.F. Ballenger and J.L. White, *J. Appl. Polym. Sci.*, **15**, 1949 (1971).
- I.-J. Chen, G.E. Hagler, L.E. Abbott, D.C. Bouge and J.L. White, *Trans. Soc. Rheol.*, **16**, 473 (1972).
- Y. Ide and J.L. White, *J. Appl. Polym. Sci.*, **22**, 1061 (1978).
- Y. Ide and J.L. White, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **2**, 281 (1977).
- T. Kanai and J.L. White, *Polym. Eng. Sci.*, **24**, 1185 (1984).
- W. Minoshima and J.L. White, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **19**, 251 (1986).
- W. Minoshima and J.L. White, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **19**, 275 (1986).
- S.A. White, A.D. Gotsis and D.G. Baird, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **24**, 121 (1987).
- X.-L. Luo and Mitsoulis, *J. Rheol.*, **34**, 309 (1990).
- D.M. Binding, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **27**, 173 (1988).
- J.C. Hyun and R.L. Ballman, *J. Rheol.*, **23**, 349 (1978).
- J. Newis and C.J.S. Petrie, "Encyclopedia of Fluid Mechanics", Vol. 6, ed. by N.P. Cheremisinoff, Gulf Publishing Co., 1987.
- A. Ziabicki, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **30**, 141 (1988).