

압출체의 팽창기구

서 용 석 · 김 광 웅

서 론

압출체의 팽창(Extrudate Swell)은 액상의 유체가 관, 구멍 또는 압출구에서 나올 때 직경이나 두께가 증가하는 현상을 의미한다. 고분자 용융체 또는 용액의 경우 압출체의 두께나 직경이 출구의 두께나 직경에 비해 몇 배로 증가되는 현상을 보인다. 이 현상이 Fig. 1에 도시되어 있다. 이는 최종 제품의 크기 및 두께가 팽창 정도에 따라서 매우

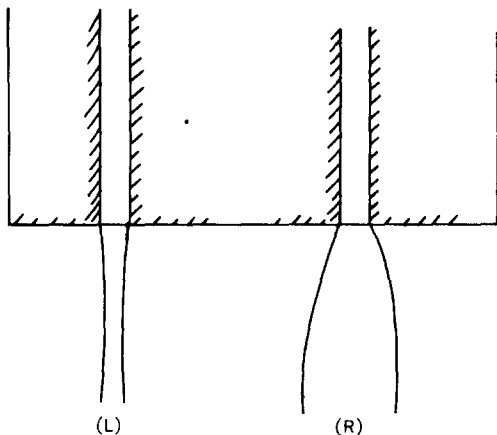


Fig. 1. Behavior of fluids issuing from orifices, (left) A stream of Newtonian fluid shows no diameter increase upon emergence from the capillary tube. (right) A stream of non-Newtonian fluid shows a diameter increase emergence from the capillary tube.

달라질 수 있음을 뜻한다. 이와 같은 압출체 팽창 현상은 유체의 최종 크기에 영향을 미치므로 고분자 용융액 같은 점탄성 물질의 압출시 중요한 요소가 된다. 압출체의 팽창 현상은 점탄성 유체 뿐만 아니라 낮은 레이놀즈 넘버의 뉴턴성 액체에서도 나타난다.

고분자 가공시 최종 제품의 정확한 규격 예측을 위해서는 압출체의 팽창을 고려하여야 한다. 이러한 압출체의 팽창 현상에 대하여 이론적으로 그리고 실험적으로도 많은 연구가 있었다.¹ 과거에는 압출체의 팽창 현상에 대한 연구는 주로 실험적인 면에 의존하였으나, 근자에 와서 새로운 기기의 개발과 아울러 더 크고 빠른 슈퍼 컴퓨터의 등장으로 실험적인 면에서 뿐만 아니라 이론적인 연구도 많이 진행되었다. 아직 이론적인 연구가 물질의 비선형성을 완전히 극복한 것은 아니나, 최근의 비뉴턴성 유체의 수치 역학 부분의 발전은 많은 관심을 불러 일으키고 있다. 수치 해석적인 연구는 그 목적이 단순히 수치를 얻기 위해서라기 보다는 어떤 사실을 밝히는데 있으며 이런 연구는 다방면에서 활발히 추진되고 있다. 이는 매우 중요한 일이며 수치 해석상의 결과는 고분자 가공 공정시 여러 조건으로 인하여 실제로 실험을 할 수 없는 경우 그에 대한 유추를 할 수 있는 실마리를 제공할 수 있다는 점에서 중요한 의미를 가진다. 본 총설에서

Extrudate Swell Mechanism

한국과학기술연구원 고분자공정연구실 (Yong Sok Seo and Kwang Ung Kim Polymer Processing Laboratory, Korea Institute of Science and Technology, P. O. Box 131, Cheongryang, Seoul 130 - 650, Korea)

는 압출체의 팽창 기구와 최근의 연구 동향에 대하여 간략하게 살펴보기로 한다.

압출체의 팽창기구

팽창에 기여하는 요소들은 많은데 이들을 무리별로 나누어 보면

- 1) 유체의 속도 재분배에 의한 비교적 작은 규모의 뉴턴성 팽창
- 2) 탄성 회복에 의한 팽창
- 3) 열에 의한 비탄성 팽창등으로 구분할 수 있다.

이들중 탄성 회복에 의한 팽창이 재론할 필요없이 가장 중요한 요소이다.

이 3가지의 팽창 기구들에 대해서 자세히 살펴보기로 한다.

뉴턴성 (점성) 팽창 기구

등은 뉴턴성 유체들은 (여기서 뉴턴성 유체라는 것은 일정한 뉴턴성 점도를 가진 유체를 말한다) 레이놀즈 넘버가 작을 때 (creeping flow regime) 원형 압출체는 13% 정도의 팽창을 보이고 관형 압출체는 19~20% 정도의 팽창을 보이는 것으로 알려져 있다.¹ 이런 팽창 정도는 레이놀즈 넘버가 큰 경우는 전혀 다르게 되는데, 레이놀즈 넘버가 크면 (원형 압출체의 경우 16이상) 압출체는 팽창되기보다는 수축된다. 이는 유체 역학적인 측면에서 볼 때 유체장의 식 (운동량식)은 그 특성이 타원형에서 포물선형으로 바뀐다. 즉 대류 효과가 유체장을 지배함으로써 출구에서의 속도 재분배에 의한 교란은 별로 영향이 없게 된다. 이 경우에는 유체의 역학을 자유 표면에서 성장하는 경계층에 대한 역학으로 다룸으로써 유체의 형태 모사 결과가 실험 결과와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.² 그러나 대부분의 고분자 용융체나 용액들은 높은 점성을 가지며 유속은 특수한 경우를 제외하고는 (예: 고속 방사 공정) 그리 높지 않다. 따라서 압출체의 팽창에 맞는 유사식은 높은 레이놀즈 넘버의 경우가 아니라 그 반대인 스토크스류 (Stokes flow)의 경우가 합당하며 이 경우 관성 효과는 무시된다.

이것은 유체의 지배식이 포물선형이라기 보다는 스토크스식에 의한 타원형으로 바뀔을 뜻한다.

레이놀즈 넘버가 높은 뉴턴성 유체의 경우 원형 압출체는 13~14% 정도의 두께 감소를 보인다. 스토크스 유체의 경우, 팽창은 유속의 재분배에 기인하며 이는 유체의 이동 방향에 수직인 응력을 발생한다. 원형 압출체의 경우, 유체는 Fig.2에 도시한 바와 같이 그 형상이 바뀌게 된다.³ 유관의 중심에서 출발한 유체의 경우 처음에는 정사각형 형태를 지니나, 출구를 지나면서는 그 속도가 감소하게 되며 그 형태는 압축에 의하여 짧은 면이 유동 방향과 평행한 직사각형으로 바뀌게 된다. 이는 외부의 힘이 적용되지 않을 때, 출구면에 붙은 유체의 경우 속도가 영에서 (벽면에서의 미끄럼이 없다고 가정) 어떤 속도를 가지기 위해서는 유동 방향으로 인장력이 작용하게 되며 이 힘에 대응하는 압력이 (외부에서 작용하는 힘이 없기 때문) 중심부에 작용하기 때문이다. 중심부에 작용하는 압력은 옆의 유체를 밀게 되며 이에 따라서 수직 방향의 응력이 발생하게 된다. 중심부와 벽면의 중간 부분에서 출발한 유체는 처음에는 가속되다가 후에는 감속되어 유체

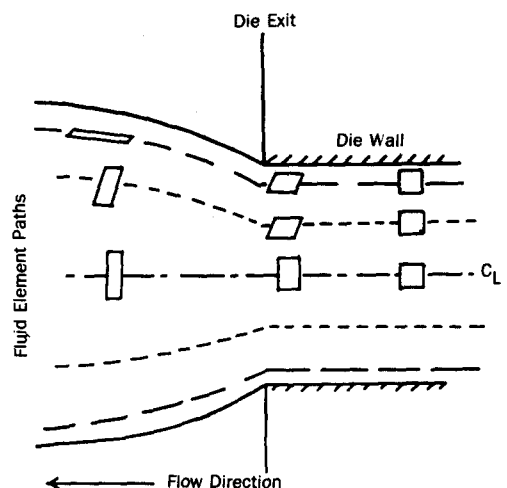


Fig. 2. Fluid element shape changes after extruded from the capillary die (Seo and Wissler³)

의 평균 속도를 가지게 되며 이 경우에는 중심부로 부터의 전단 응력에 의한 변형이 일어나서 외부로 밀려나며 평행사변형의 형태로 된다. 따라서 그 최종 형태는 짧은 변이 유체의 흐름과 평행한 평행 사변형이 된다. 출구벽 가까이에서 출발한 유체는 전단 및 인장응력에 의하여 긴면이 유속 방향과 평행한 평행사변형이 된다. 따라서 레이놀즈 넘버가 작은 경우는 이러한 속도 재분배에 의한 힘의 균형이 이루어지면서 중심부의 압축에 의한 수직 응력의 발생으로 팽창이 일어나게 된다. 원형 압출체의 팽창을 레이놀즈 넘버의 함수로 도시한 것이 Fig. 3이다.¹

고분자 가공 측면에서 볼 때 실제 공정에서의 레이놀즈 넘버는 아주 작다. 따라서 고분자 용융체나 용액이 뉴턴성 유체의 영역내에서 있을 때에는 그 크기가 작으나 팽창이 일어나는 것을 기대할 수 있다. 뉴턴성 유체의 경우에는 이외에도 중력, 표면 장력, 그리고 압출 형틀의 형상 등 여러 요소가 압출체의 팽창에 영향을 미치게 된다. 일반적으로 표면장력의 효과는 비록 표면 장력이 원형 압출체의 경우 유체를 중심부쪽으로 잡아당겨 영향을 미치기는 하지만 고분자의 경우에는 무시할 만한 크기이다. 환형 압출체의 경우에는 표면 장력이 환형 압출체의 두께를 증가시킨다.⁴ 중력은 관성의 경우와 비슷하게 작용하며 이는 일반적으로 압출체

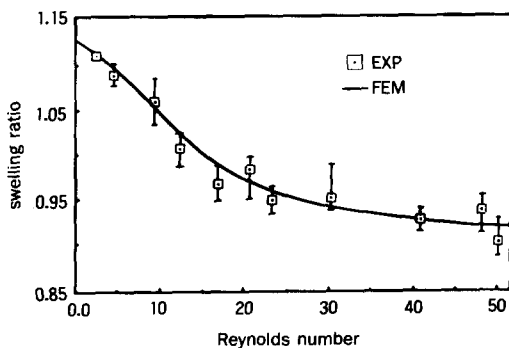


Fig. 3. Extrudate swell ratio as a function of Reynolds number Re for axisymmetric flow ($\sigma / v \eta_0 = 0.3$, where σ is surface tension, v is average velocity, η_0 is the fluid viscosity, Tanner¹).

의 팽창을 감소시킨다. 중력의 효과는 상방 필름 블로잉 공정이나 블로우 몰딩에서 중요하다. 압출 형틀의 형상에 의한 영향은 아주 복잡하다. Crochet와 Keunings⁵는 여러 길이의 수렴형과 발산형 압출 형틀에서의 압출체의 팽창 및 저장조의 짧은 압출구에서 나오는 압출체의 팽창등에 대하여 연구한 바 있다. Seo와 Wissler³는 최근에 여러 형태의 환형 압출 형틀에서 나오는 환형 압출체의 경우에 대하여 조사하였다. 이들의 보고에 의하면 압출체의 최종 치수는 압출 형틀 내에서의 그 이전의 내력에 영향을 받는다. 이는 압출체의 팽창이 단순한 전단 작용에 의해서 뿐만 아니라 압출구의 간격을 좁힘으로써 발생하는 연신 작용의 영향도 받기 때문이다. 압출 형틀의 형상은 점탄성 유체의 경우에는 더욱 중요하며 이는 뒤에 다시 언급된다. 이들 효과 외에도 압출 형틀의 벽면에서 미끄러짐 현상도 그 요소가 된다. Silliman과 Scriven⁶에 의하면 출구 부근에서 유체의 미끄러짐을 고려한 경우, 뉴턴성 관형 압출체의 팽창은 줄어들게 된다. Fig. 2를 보면, 벽면에서 유체의 미끄러짐은 압출 후, 압출체의 자유 표면에서의 가속을 낮추며 이는 상대적으로 중심부에서의 감속을 낮추게 된다. 바꾸어 말하면 벽면에서의 미끄러짐은 벽면 근처에서의 전단 응력을 낮추고 동시에 중심부에서의 압축을 줄임으로써 미끄러짐이 없는 경우보다 팽창이 줄게 된다. 비탄성 비뉴턴 유체의 경우에는, 뉴턴 유체도 비탄성 비뉴턴 유체의 특수한 경우이므로, 그 팽창 기구가 팽창 정도를 제외하고는 대체로 뉴턴 유체의 경우와 비슷하다. 지수 법칙 유체에서 압출체의 팽창은 원형 압출체의 경우, 관성과 표면 장력을 무시할 때 오직 지수 법칙 지수의 함수로 나타난다. 팽창은 지수 법칙 지수에 따라 증가하며, 전단 응력 증가 유체의 경우 우리가 앞서 살펴본 기구에 의하면 뉴턴성 유체보다 상대적으로 큰 팽창을 얻을 수 있다. (Fig. 4) 그러나 이 경우에도 팽창 정도가 고분자 유체의 경우에 비길 만큼 크지는 않다. 실제로 대부분의 고분자 용융체는 전단 응력 감소 유체이며 이들은 뉴턴성 유체의

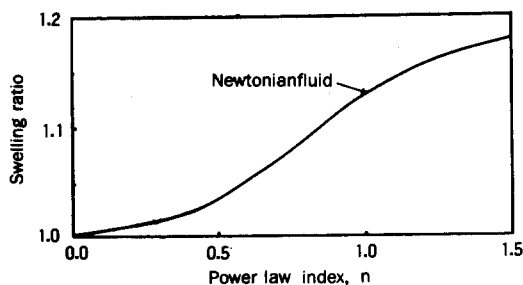


Fig. 4. Extrudate swell as a function of power-law index, n , for zero inertia and surface tension. Axis-symmetric flow (Tanner¹).

경우보다 작은 팽창을 보이므로 그리 관심을 끌 정도가 못된다. 특히 환형 압출체의 경우, 유체의 전단 응력 감소성이 매우 높을 때에는, 본 저자의 계산 결과에 따르면, 압출체는 팽창하기 보다는 감소되는 결과를 보였다.⁷ 이 결과는 유한 요소법을 이용하여 얻어진 것으로 아직 실험적인 자료는 보고된 바 없다.

이들 여러 요소들은 각각 경우에 따라서 압출체의 팽창에 기여하는 바가 있으나, 뉴턴성 유체의 팽창은 고분자 유체의 큰 팽창 정도를 설명하기에는 충분치 못하다.

탄성 회복에 의한 팽창

거론할 필요없이 유체의 탄성은 고분자 유체의 팽창을 일어나게 하는 주 원인이다.⁸ 이것은 유체가 다이(die) 내로 들어와서 다이를 통한 후 다이에서 나올 때 그 이전에 저장된 변형을 탄성에 의하여 다시 복구함으로써 일어나는 일련의 유체 변형 현상이다. 유체의 요소는 다이 내에서 나온 후 다시 수축됨과 동시에 팽창된다. Fig. 5가 이 현상을 도시하고 있다. 따라서 짧은 다이의 경우, 유체의 다이 내 체류 시간이 유체의 기억 시간보다 짧으며 이 경우 유체는 그 이전에 저장조 내에서의 형상을 기억하게 됨으로써 더 팽창하게 된다. 충분히 긴 다이의 경우 유체의 기억은 점차 잊어지며 일정한 근사치의 팽창에 이르게 된다.^{9,10} 그러나 이 유체의 기억은 완전히 망각되지 않으며 거의 모든 고분자 유체가 응력 이완에 의한 지연된 팽창 현상을 나타

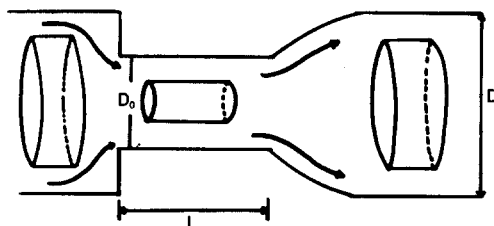


Fig. 5. Schematic representation of the sequence of deformations of material element as it enters, travels through, and emerges from a die.

낸다. Joseph¹¹ 등의 관찰에 의하면 압출율이 높은 경우 유체가 다이 출구에서 팽창되는 현상이 억제되며 이 경우에 지연된 유체 팽창이 일어나게 된다. 지연 팽창은 하나의 임계 현상이다. 지연시에는 어떤 임계 압출 속도가 존재한다. 압출 속도가 이 임계치 보다 큰 경우에는 지연이 일어나며, 유체의 팽창이 일어나기 전에 일정한 휴식이 있게 된다. 고분자 용융체의 압출 팽창에 대해서는 많은 시험 결과가 있었지만 압출 팽창의 해석적인 분석은 그 현상의 복잡성으로 인하여 그리 많지는 않다. 반면에 근자에 들어서 대형 슈퍼 컴퓨터의 등장으로 수치 해석적인 연구가 많이 진행되고 있다. 해석적인 분석 중 가장 관심을 끌고 많이 이용되어 온 이론은 Tanner의 탄성 회복 이론이다.¹² Lodge⁸의 고무 탄성 개념에 근거를 두고(이 이론은 다이 벽이 갑자기 제거된다고 가정하고 있다) Tanner는 다음과 같은 간단한 회복 가능 변화의 식을 제시하였다.

(1) 이 식은 원형 압출체의 경우이고

$$x = 0.13 + (1 + \frac{1}{2} (\frac{N_{1w}}{2\tau_w})^2)^{\frac{1}{6}} \quad (1)$$

(2) 이 식은 평면 압출체의 경우이다.

$$x = 0.19 (1 + \frac{1}{3} (\frac{N_{1w}}{2\tau_w})^2)^{\frac{1}{4}} \quad (2)$$

여기서 x 는 팽창율을 나타내며, N_{1w} 는 벽면에서의 제1법선 응력차, τ_w 는 벽면에서의 전단 응력을 나타낸다.

팽창율의 실험들은 대부분은 압출체가 다이에서 나오는 것을 촬영하여 측정한다. 이 방법은 고분자 용액의 경우에는 적용할 수 있으나 고분자 용융체의 경우에는 긴 이완 시간(relaxation time) 때문에 예상치 않은 오차를 유발할 수 있다. 고분자 용융체의 경우에는 비활성 가스나 액체 내에서 등온 하에 압출하는 것을 반복 실험하는 것이 필요하다. 동결된 압출체를 열처리를 하거나 또는 그대로 정확하게 팽창율을 측정할 수 있다. 고분자 용융체의 경우 또 다른 인자는 분자량 분포가 압출체의 팽창에 영향을 준다는 점이다. 일반적으로 분자량 분포가 넓을수록 팽창은 커지게 된다. LDPE의 경우 팽창율은 고분자 사슬에 긴 측쇄가 있을수록 커지게 된다. 충전제를 가하면 일반적으로 팽창율은 줄어들게 된다. 대부분의 실험들은 원형 압출체에 대하여 행하여 졌다. 판형 압출체와 환형 압출체의 팽창에 대해서는 최근에 들어서 여러 보고가 있었다.^{9,13,14} 이들 여러 다른 형태의 압출체 팽창 측정은 탄성 불안정성이 개시되기 이전이라도 압출시 및 그후의 변형으로 인하여 여러 어려움을 겪어왔다. 긴 원형 다이와 오리피스 다이($L/D=0$)에서 나오는 압출체의 팽창이 Fig. 6 및 Fig. 7에 도시되어 있다. 일반적으로 Tanner의 이론은 원형 다이에서 압출체의 팽창을 데보라 넘버가 클때 과소평가하고 있다. 여기서 데보라 넘버는 $\lambda\dot{\gamma}$ 로 정의되며, λ 는 이완시간이며 $\dot{\gamma}$ 는 특성 변형율이다. 길이가 0인 다이의 경우 Huang 과 White¹⁵는 Tanner의 비제약 회복 개념(unconstrained recovery concept)

을 적용하여 다음과 같은 식을 유도하였다.

$$X = \left[\frac{1 + \frac{\lambda\dot{\gamma}}{2}}{1 - \lambda\dot{\gamma}} \right]^{1/6} \quad (3)$$

그러나 이식에 의한 예측은 Fig. 7에 도시된 바와 같이 실험치로부터 매우 벗어나게 된다.¹⁰ Tanner¹²의 탄성 변형 회복 이론에서 그는 구성식(constitutive equation)으로 제2차 유체 모델을 사용하였으며 제2법선응력차 상수에 의한 효과가 제1법선응력차 상수에 의한 효과에 비해서 무시할만 하다는 가정하에 식(1)과 (2)가 유도되었다. 이 가정의 타당성은 최근 저자에 의해서 검토된 바 있다.⁴

Tanner의 저장 탄성력의 순간 회복 개념에 의거하여, Pearson 과 Trottnow¹⁶는 원형, 판형 그리고 환형체의 팽창에 대한 해석적인 표현을 구하였다. 그들의 결과에 의하면 원형 압출체의 팽창의 경우, 팽창율은 데보라 넘버의 $1/2$ 승 지수에 비례하는데 이것은 데보라 넘버가 클 경우 Tanner의 결과와 비슷하게 된다. 이들의 표현식은 비록 데보라 넘버가 큰 경우에도 팽창율을 표현하고 있으나, 그들의 운동학적 가정(kinematic assumption)은 매우 비사실적이다. 현재로서는 압출체의 팽창에 대한 모든 모델들은 그들 나름대로의 불충분한 면을 지니고 있다. Tanner의 이론은 순간 냉동계(sudden frozen system)와 연속 유체(continuous flow)의 차이를 구분하지 않고 있으며 Pearson 과 Trottnow의 모델은 다이 출구 부분에서 유체의 움직임에 대한 표현이 매우 인위적이다.

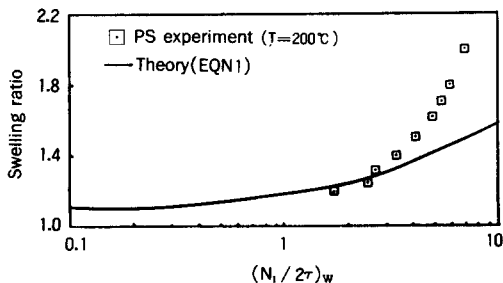


Fig. 6. Extrudate swell from a long die (Vlachopoulos¹⁰).

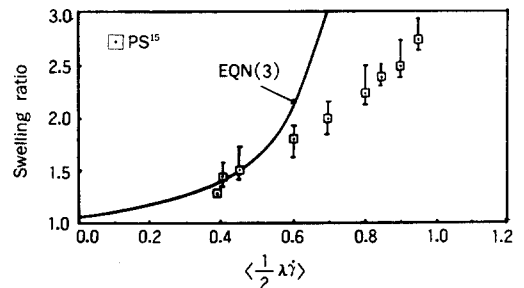


Fig. 7. Extrudate swell for an orifice die ($L/D=0$) (Vlachopoulos¹⁰)

일반적으로 물질들의 비선형 특성들은 비이성적 이거나 비사실적 유사 가정 없이는 현재로서는 합당한 해석적인 해를 제공하지 않고 있다. 따라서 이 복잡한 현상을 보다 더 실제적으로 규명하기 위하여 수치 해석학적인 분석이 현재로서는 가장 유용한 방법으로 이용되고 있다. 70년대의 중반부터 수치 해석에 의한 방법이 압출체 팽창의 연구에 실제적인 수단으로 응용되기 시작하였으며, 특히 슈퍼 컴퓨터의 개발은 이 분야의 연구를 급속히 발전시켰다. 수치 해석 방법으로는 유한 차분법과 유한 요소법이 응용되었으나 최근에 이르러서는 복잡한 기하학적 형태의 문제들을 해석하는데 편리한 유한 요소법이 더욱 많이 사용되고 있다. 이에 대해서는 아주 좋은 요약집들이 있다(Crochet¹⁷ 등 과 Oden and Carey¹⁸). 수치 해석에 있어서 탄성의 수준은 다음과 같은 세 비차원 그룹 중의 하나로 표시된다. a) 전술된 바와 같이 데보라 넘버로 표시하는데 이는 물질의 특성 이완 시간과 특성 변형율의 곱이다. b) 와이젠버그 넘버로 이는 $We = \lambda V / H$ 로 표시하며 λ 는 특성시간, V 는 특성 속도, H 는 특성 길이를 표시한다. C) 회복 가능 전단 응력비로써 $S_R = (N_1 / 2\tau)w$ 로 표시되며, N_1 는 일차 법선 응력차이고 τ 는 전단 응력이며 w 는 벽면에서의 값을 표시한다. 이 정의들은 Astarita와 Marucci¹⁹에 의해서 설명된 바와 같이 서로 상용한다. 수치 해석적인 분석법은 소위 “높은 와이젠버그 넘버 문제(high Wessenberg number problem)”를 극복하는데 많은 어려움을 겪고 있다. 이는 대부분의 점탄성 유체에서 일어나며 이것은 유체의 탄성이 어느값 이상될 때 이의 비선형성 때문에 발생하는 수치 해석의 불안정한 상태를 뜻한다. 이를 극복하기 위하여 많은 수치 해석 방법들이 고안되었다.^{17, 20} 비뉴턴성 유체의 응력장(stress field)을 고려하기 위하여 크게 두가지 방법이 추구되어 왔다. 첫번째 방법은 혼합 방법으로써 이는 비뉴턴성 응력장을 속도 및 압력과 같은 독립 변수로 다루는 방법이며 두번째 방법으로는 비뉴턴성 응력장을 유사 체력(pseudo-

bodyforce)으로 다루어서 운동량식 및 연속식(momentum and continuity equation)의 새로운 반복모사(new iteration)에 적용하는 것이다. 두번째 방법에서는 보존식들(운동량과 물질연속)과 구성식이 서로 독립적으로 다루어지고 있다. 그러나 이러한 집중적인 연구노력에도 불구하고 이 문제는 아직 풀리지 않고 있다. 근자에 들어서 높은 와이젠버그 넘버의 한계치를 벗어 났다는 보고들이 있으나,^{21, 22} 이는 아직 물질 구성식에서 오는 비선형성을 극복하기 위하여 인위적(또는 물질 구성식의 기본 요건에 위배되는)인 가정을 완전히 배제하지 못하고 있다. 이것은 수치 해석상의 불안정이 수치해석방법 자체에서 오는 문제라기 보다는 물질구성식에 기인하기 때문이다. 따라서 이 사실은 수치 해석방법이 더욱 다양화되기 위해서는 새로운 알고리즘 외에 더 안정된 물질 구성식이 필요함을 의미한다. 아직 높은 와이젠버그 그 넘버 문제는 완전히 해결되지 않았지만 이 방면에 대한 연구는 단순히 유변학적 문제들을 풀기 위해서 뿐만 아니라 컴퓨터 응용디자인(CAD)을 더 다양화 시키기 위해서도 필요하다고 본다. 실험적인 결과로부터 와이젠버그 넘버가 1보다 클때에 압출체의 팽창이 급격히 늘어나는데서 유체의 탄성이 팽창의 주원인이라는 것은 쉽게 감지할 수 있다. 최근의 보고에 의하면²⁷ 이완시간의 스펙트럼(relaxation time spectrum)을 이용하여 분자 구성식(molecular constitutive equation)을 사용한 결과(Bird-Curtiss equation) 높은 와이젠 버그 넘버의 불안정성을 극복 할 수 있다고 하며 이는 컴퓨터를 이용한 수치해석자들에게 새로운 길을 제시하고 있다. 이는 한편으로는 물질의 비선형성을 한항에 적용하기 보다는 분산시켜서(spectrum) 적용함으로써 비선형성에서 오는 불안정성을 분산시켜 제거한다는 것으로 이해되며 앞으로 비뉴턴성 유체의 수치 해석학적인 분야에 새로운 방향전환의 기점이 될 것으로 보인다.

열에 의한 비탄성 팽창 효과

온도장(temperature field)의 변화는 물질의 여러 성질들, 예로서 밀도, 열전도도, 이완 시간 그리고 점도등에 영향을 미치게 된다. 고분자 용액이나 용융체의 경우 점도는 온도의 영향에 민감하다. 따라서 온도장의 변화가 압출체의 팽창에도 영향을 미치리라는 것을 예측할 수 있다. 열 효과에 의한 비탄성 유체의 팽창은 수치 해석적 실험에서 발견되었다.²³ 이것은 점도 열 손실에 의한 열 발생이, 흐르는 고분자 용융체의 경우 심하기 때문에 많은 고분자 가공 공정에서 특히 중요한 문제이다. 이는 유체의 점도를 급격히 감소시키며 이때 유체의 흐름은 등온 유체의 흐름 형태와는 다르게 된다. Phouc 과 Tanner²³의 계산 결과에 따르면, 뉴턴성 유체의 경우 온도에 의존하는 점도를 점성 열 방출(Viscous heat dissipation)과 함께 도입할 경우 비교적 큰 정도의 팽창이 일어날 수 있다. 이 효과는 비차원 그룹인 $\beta = b(T_0 - T_\infty)$ 를 사용하여 표현할 수 있다. 여기서 b 는 점도의 온도 종속 계수($\eta = \eta_0 \exp(-b(T - T_0))$), η_0 = 뉴턴성 점도, T = 유체온도, T_0 = 참고 온도)이며, T_∞ 는 주변 매체의 온도이다. Phuoc 과 Tanner²³는 이 그룹을 Brinkman 넘버와 곱하여 Nahme-Griffith 넘버, Na , 를 제안하였다. 그들의 결과에 따르면, 팽창은 β 값이 증가함에 따라 증가하였다. 점성 열 방출은 유체를 뜨겁게 하며, 따라서 유체는 더 높은 흐름성을 지니게 되고, 압출체는 더욱 팽창하게 된다. 수치모사 결과에⁴ 의하면 점성 열 방출은 초기에 β 값이 낮을수록 커지며, 이에 따라 다이 벽 부근에서의 유체 방향의 속도 성분은 더 커지게 되고, 결과로써 중심부에서의 압축이 상대적으로 작아지게 되어 팽창이 덜 일어난다. 점성 열 방출이 함유되지 않을 때에는 압출체의 팽창 거동은 β 의 변화에 따라서 달라진다.²⁴ 이 경우에는 β 값의 증가에 따라 점도는 감소하며 유체는 점차 점성이 감소하고 다이 출구에서의 반경 방향으로의 응력이 감소하게 되어 팽창도 감소하게 된다. 비등온 유체의 경우에는 유체의 외부와의 열전달과 관련한 다른 요소들이

있다. 이는 두 무차원 변수인 피클릿 넘버, Pe 와 비웃 넘버, Bi 또는 냉각체를 보는 관점에 따라 누셀 넘버, Nu 로 표시 할 수 있다. 원형 및 판형 압출의 경우 이들 무차원 변수에 따른 압출체의 팽창을 변화는 Ben Sabar 와 Caswell²⁴에 의하여 논의 되었으며 환형 압출체의 경우 저자에 의하여 자세히 조사된 바 있다.⁴ Nu 이나 Bi 의 영향은 유체의 급격한 냉각이 다이 출구의 비상점(Singular point)에서의 압력 구배를 증가시키며 따라서 압출체의 두께 증가를 야기한다. Pe 가 높은 유체의 경우에는, 온도 변화가 유체 영역의 하부로 옮겨가게 되며, 전반적으로 Pe 가 큰 유체일수록 흐름성을 더 가지게 되고 따라서 더 팽창하게 된다.

일반적으로 비등온 유체의 팽창은 압출체의 팽창 실험을 고안하는데 있어서 열전달 효과를 고려하는데 주의를 기울여야 함을 암시한다.

결 론

간단히 살펴보았듯이 압출체의 팽창은 매우 복잡한 현상으로서 해석적으로든 수치해석적으로든 간단한 가정 없이는 그 거동을 예측하기가 어렵다. 그러나 이는 유변학을 연구하는 사람들에게는 매우 흥미있는 현상이다. 그리고 여기서 우리는 고분자의 분자량 분포와 가지의 영향에 대하여 고려하지 않았으나, Graessley²⁵ 등과 Vlachopoulos²⁶의 실험 결과는 이들이 압출체의 팽창에 대하여 영향을 미치고 있음을 뚜렷이 보여준다. 이것은 이 단순한 듯이 보이는 현상을 좀더 본질적으로 연구하려면 아직도 먼 길을 가야지만 최근의 계산 역학(Computational mechanics) 부문의 발전은 물질의 구성식에서 오는 비선형의 장벽을 넘는데 새로운 가능성을 제시하고 있다.²⁷ 압출체의 팽창에 관한 이러한 여러 문제들을 풀기 위하여 유변학 연구자들의 많은 노력이 요구된다.

참 고 문 헌

1. R. I. Tanner, Chapter 3 in "Computational Analysis of Polymer Processing", J. R. A. Pearson (ed) Applied Science, London, 1983.
2. S. Richardson, *Rheologica Acta*, **9**, 193 (1970).
3. Y. Seo and E. H. Wissler, *J. Applied Polym. Sci.*, **37**, 1159 (1989).
4. Y. Seo Ph. D. Dissertation, University of Texas, Austin, 1987.
5. M. J. Crochet and R. Keunings, *Proc. 2nd World Congress on Chem. Eng.*, **6**, 285 (1981).
6. J. J. Silliman and L. E. Scriven, *J. Comp. Phys.*, **34**, 287 (1980).
7. Y. Seo, *J. Applied Polymer Sci.*, in press.
8. A. S. Lodge, "Elastic Liquids", Academic Press N. Y., 1964.
9. C. D. Han, "Rheology in Polymer Processing", Academic Press, New York, 1976.
10. J. Vlachopoulos, *Proc. 2nd World Congress on Chem. Eng.*, **6**, 270 (1981).
11. D. D. Joseph, J. E. Matta, and K. Chen, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **24**, 31 (1987).
12. R. I. Tanner, *J. Polym. Sci.*, part-A **28**, 2067 (1970).
13. N. Orbey and J. M. Dealy, *Polym. Eng. Sci.*, **24**, 511 (1984).
14. A. Garcia and J. M. Dealy, *Polym. Eng. Sci.*, **22**, 158 (1982).
15. D. C. Huang and J. L. White, *Polym. Eng. Sci.*, **20**, 182 (1980).
16. J. R. A. Pearson and R. Trottnow, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **4**, 195 (1978).
17. M. J. Crochet, A. R. Davies, and K. Walters, "Numerical Simulation of Non-Newtonian Flow", Elsevier, Amsterdam, 1984.
18. T. J. Oden and G. F. Carey, "Finite Elements", Vol. 6, Fluid Mech. Prentics Hall, N. Y., 1985.
19. G. Astarita and G. Marucci, "Principles of Non-Newtonian Fluid Mechanics", McGraw Hill, U. K., 1974.
20. X. L. Luo and R. I. Tanner, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **21**, 179 (1986).
21. X. L. Luo and R. I. Tanner, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **31**, 143 (1989).
22. J. M. Marchal and M. J. Crochet, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **26**, 77 (1987).
23. H. B. Phuoc and R. I. Tanner, *J. Fluid Mech.*, **89**, 253 (1980).
24. E. Ben-Sabar and B. J. Caswell, *J. Rheology*, **25**, 537 (1981).
25. W. W. Graessley, S. D. Glasscock, and R. L. Crawley, *Trans. Soc. Rheology*, **14**, 519 (1970).
26. J. Vlachopoulos, M. Horie, and S. Lidorikis, *Trans. Soc. Rheology*, **16**, 669 (1972).
27. R. D. Wesson, T. C. Papanastasiou, and J. O. Wilkes, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **32**, 157 (1989).