

배향된 결정성 고분자의 찢김강도

정 종 구 · 강 창 균*

서 론

두 현상이 동시에 일어나게 된다.

재료의 찢김강도를 이해하기 위하여는 우선 파괴에 대한 정의를 알아야 한다. 파괴란 외력에 의해 결합의 붕괴가 일어나게 되어 재료에 새로운 표면이 형성되는 것을 의미한다. 파괴는 다양한 failure 형태 중의 하나이다. 점동변형이나 소성흐름 등은 결합이 끊어지는 현상이 아니므로 파괴라고는 할 수 없다. 파괴의 이러한 정의는 일견 전혀 다른 현상으로 볼 수 있는 유리 등 취성 고체의 깨어짐과 고분자 필름의 찢어짐이 같은 현상임을 나타낸다.

새로운 표면을 만들기 위하여는 반드시 외부에서 그 재료의 표면에너지 이상의 힘이 가해져야 하며, 이 힘은 단위 면적의 원자나 분자를 그와 접하고 있는 원자나 분자로부터 무한거리로 떼어내는데 소요되는 힘의 절반값에 해당한다.¹ 이 정의는 완전한 결정의 파괴에서는 분명하며, 이 때의 표면에너지는 결정 격자의 방향에 따라 변하게 된다. 무정형 고분자의 경우, 격자의 규칙성이 없기 때문에 새 표면을 생성할 때 분자 사슬들이 빠져나오는 현상도 일어나게 된다. 따라서 그 표면에너지는 온도나 파괴속도 등과 같은 점탄성적 인자의 영향을 받게 된다.² 반결정성 고분자의 경우 위의

취성 고체의 파괴에 대한 Griffith 이론

Flaws as Stress Raisers

완전하게 균일한 재료는 그 재료에 이론적인 강도의 힘이 가해지면 가루로 변하게 될 것이다. 하지만 일반적인 고분자 재료 내부에는 응력 집중자(stress raisers)들이 존재하기 마련이어서, 실제 강도는 이론치의 수백배 이하가 된다. 응력 집중자로부터 일단 크랙이 생성되면, 그 이후의 파괴는 파괴역학으로 설명이 가능하다.

모든 고체는 그 내부에 조성, 구조의 불균일이나 전위 등으로 인한 약한 부분들을 내포하게 된다. 또한 크랙이나 표면 굽힘 등으로 인한 물리적인 불연속 부위나 탄성률의 불연속점 등도 존재하게 된다. 따라서 외부에서 가해진 응력들이 이들 주위에 몰리게 되어, 국부적 응력은 가해진 평균 응력보다 훨씬 큰 값을 나타내게 된다.³

재료의 파괴에너지를 연구하기 위하여, 일단 Fig. 1과 같이 무한히 큰 고체 내에 길이 l , 폭 $2b$ 인 준타원형의 크랙이 하나 존재한다고 가정하자. 외부에서 σ 라는 응력이 이 크랙의 수직 방향으로 가해지면, 크랙 가장자리에 응축되는 응력 σ_t 는 탄성체

Tear Strength of Oriented Crystalline Polymers

동양나이론 (주)중앙연구소(Jongkoo Jeong, Central Research Lab., Tong Yang Nylon Co., Anyang 430-080, Korea)

*고려대학교 재료공학과(Chang Gyun Kang, Dept. Materials Sci., Korea Univ., Seoul 136-701, Korea)

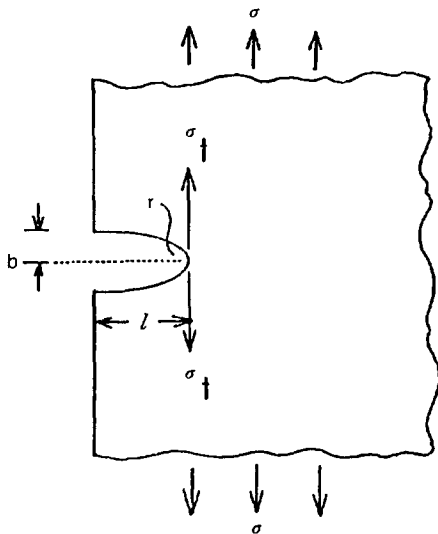


Fig. 1. Stress near and edge crack.

에 대한 Inglis의 식으로 표현된다.⁴

$$\sigma_t / \sigma = 1 + 2l / b \quad (1)$$

외력이 없는 상태에서의 크랙 모서리의 곡률, $r=b/l$ 을 식(1)에 대입하고 또한 $r \ll l$ 인 경우, 이 재료의 파괴응력 σ_b 는 다음식으로 표현된다.

$$\sigma_b = 0.5\sigma_t(r/l)^{0.5} \quad (2)$$

여기서 σ_t 는 재료의 이론적인 파괴응력을 의미한다. 식 (2)에서 σ_t 는 크랙 길이의 근에 역비례함을 알 수 있다.

이 이론은 금속⁵이나 아크릴 수지(PMMA), 폴리스티렌(PS) 등의 유리질 고분자,⁶ 고무⁷등의 파괴에 적용이 가능하다.

Fig. 2는 고무의 파괴응력을 측정한 결과이다.^{7,8} 실험값들이 실선으로 표시된 이론치와 잘 일치함을 알 수 있으며, 크랙의 길이에 따른 파괴응력의 이러한 감소 현상은 다결정성 철의 파괴 실험에서도 관찰되었다.⁹ 철에 대한 실험에서는 탄소강의 파괴응력이 결정의 크기에 따라 어떻게 변하는가

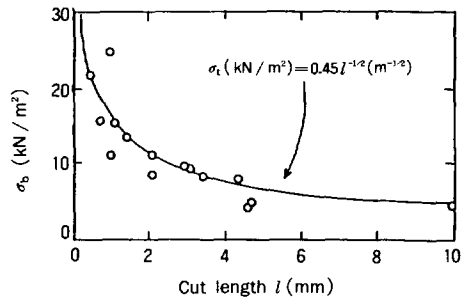


Fig. 2. Fracture stress for rubber.

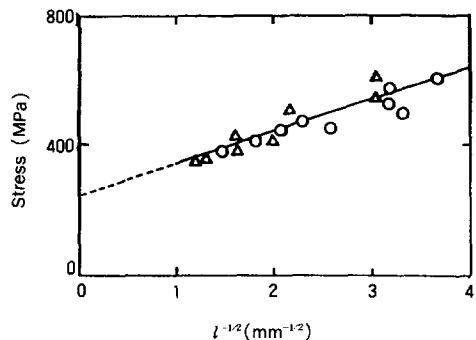


Fig. 3. Failure stress for carbon steel at 77° K : Δ , fracture under tension ; $\circ$, yield under compression.

를 관찰하기 위하여, 인장 및 압축하에서의 파괴응력을 grain size parameter, $l \exp(-0.5)$,에 대하여 구하였다(Fig. 3). 파괴응력은 grain size가 0이 될 때, 즉 하나의 단결정체가 될 때도 예기치 않았던 상당한 파괴응력이 존재하고 있었으며 이는 이 재료가 연성파괴를 일으키기 때문인 것이라고 설명되고 있다.

Griffith의 파괴 이론

유리질 탄성고체의 파괴에 대한 이론적 고찰이 1920년 Griffith에 의해 발표되었다.¹⁰ 그의 이론은, 외력이 작용하는 계내에 존재하는 흠들은 새로운 표면을 생성하는데 소모되는 표면에너지보다 작지 않은 탄성에너지가 그 주위에 몰릴 때 전파(propagation)가 일어나게 된다는 것이며, 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$-(dW/dl) \gg \frac{G_c}{2} \left(\frac{dA}{dl} \right) = G_c \cdot t \quad (3)$$

여기서 dW 는 파괴 경로가 dl 만큼 늘어나는데 소모되는 변형에너지를, dA 는 파괴 표면적을 각각 나타내며, G_c 는 단위 파괴표면을 생성하는데 필요한 에너지를, t 는 시편의 두께를 나타낸다. 또한 파괴가 일어나면 두개의 파괴 표면이 생성되므로 $1/2$ 을 곱해 주어야 한다.

Griffith는 dW 를 표면장력을 극복하는데 소모되는 에너지라고 생각하였으나, Irwin¹¹은 실제로 dW 에는 국부적인 소성변형을 일으키는데 소모되는 에너지도 포함된다고 발표하였다. 일반적으로 표면에너지보다는 이 에너지가 더욱 큰 것으로 알려져 있으나, 파괴로 인한 에너지의 변화가 생성되는 표면적에 비례하는 경우에는 현재까지도 Griffith의 이론이 기본적인 개념을 제공하고 있으며, 유효하게 이용되고 있다.³

Table 1에 몇가지 대표적 재료의 파괴에너지를 나타내었다. Griffith는 원래 파괴에너지가 아니라 표면자유에너지를 고려하였었다. 순수한 표면자유 에너지라고 간주할 수 있는 무기질 유리의 G_c 값은 $1J/m^2$ 이다.¹⁰ PMMA나 PS와 같은 유리질 고분자의 G_c 값은 각각 $0.4kJ/m^2$, $3kJ/m^2$ 이었으며,^{12,13} 이는 유리의 G_c 에 비해 약 1,000배나 큰 값이다. 이를 근거로 Berry^{12,13}는 유리질 고분자 내의 크랙 모서리 부분에서 점동흐름이나 소성변형이 일어난다고 발표하였다.

Rivlin과 Thomas¹⁴는 가황고무의 G_c 값이 $1 \sim 20$

kJ/m^2 까지 변화함을 관찰하였으며, 그들은 이 에너지에는 새로이 생성되는 표면에서 소모되는 비가역적 에너지들이 포함된다고 생각하였다. PE나 PP와 같은 연성고분자의 파괴에너지는 $10 \sim 100kJ/m^2$ 정도이며,¹⁵ 이는 철의 파괴에너지 $50kJ/m^2$ ¹⁶와도 견줄만한 크기이다.

따라서 많은 고분자들은 본질적으로는 매우 강하다는 것을 알 수 있다.

연성 고체의 복잡한 파괴 가동

두꺼운 재료의 파괴

폴리올레핀(polyolefin)이나 폴리아미드(polyamide)와 같은 범용 고분자들은 대부분 연성파괴를 일으키지만, 그 파괴 거동은 단순하지 만은 않다. 예를 들어, 두꺼운 시편의 경우에는 취성파괴가 일어나기도 한다.¹⁷

Yap¹⁸은 고무가 충전된 두꺼운 PS 인장시편의 한면에 노치를 준 상태에서의 파괴 거동을 연구하여 Irwin¹⁹이 제시한 파괴인성, k_{Ic} ,을 계산하였다.

$$k_{Ic} = Y \sigma_b l^{1/2} \quad (4)$$

여기서 σ_b 는 파괴응력, l 는 홈의 크기, Y 는 기하학적 보정계수를 각각 의미한다.²⁰ k_{Ic} 는 G_c 와 직접적인 연관이 있다. Fig. 4는 파괴 질감과 시편의 두께와의 관계를 나타내고 있다. 고무가 충전된 PS

Table 1. Fracture Energy G_c

Materials	$G_c(kJ/m^2)$	Refs
Inorganic Glasses	0.0011	Griffith(1920)
PMMA	0.42	Berry(1961)
PS	3.4	Berry(1961)
Rubbers	1~20	Rivlin & Thomas(1953)
PE	10~100	Anderton & Treloar(1971)
PP	10~100	Sims(1975)
High Strength Steel	50	Young(1981)

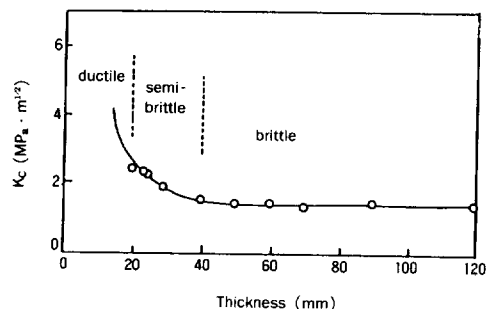


Fig. 4. Fracture toughness for HIPS.

의 k_c 는 두께 10~40mm 이상에서는 완전한 취성 파괴가 일어남을 보이고 있다. 취성 파괴가 일어나는 경우 k_c 는 시편의 두께와는 무관하게 된다. 10mm 이하에서는 시편의 두께가 크랙 주위의 소성 변형 영역보다 작기 때문에 연성 찢김현상이 관찰되며, 이때 k_c 값은 구할 수가 없다. 그 이유는 소성 흐름으로 인한 에너지의 소모가 큰 경우에는 선 탄성 파괴역학의 개념을 적용시킬 수 없기 때문이다.

연성 파괴에 관한 이론에는 에너지분배(energy partition) 개념이 적용되고 있다. Bluhm²¹은 재료의 부분적인 연성 파괴 현상에 대하여 Fig. 5와 같은 모델을 제시하였다.

i) 연성 영역의 가상폭을 t_d 라 할때, 빗금으로 표시된 부분은 연성 영역을 나타내며 $t < t_d$ 일때 연성 영역은 시편의 전 두께를 포함하고 있다. 이밖의 부분에서의 연성영역은 일정하게 된다.

ii) 파괴에너지는 연성 파괴와 취성 파괴의 합으로 나타낸다.

iii) 취성 파괴에 소요되는 에너지는 파괴 폭에 비례하는 반면, 연성 파괴에 소요되는 에너지는 파괴폭의 제곱에 비례한다.

따라서 $t < t_d$ 일때 G_c 는 식 5와 같다.

$$G_c = k_d \cdot t \quad (5)$$

여기서 k_d 는 연성 파괴에 대한 물질상수이다.

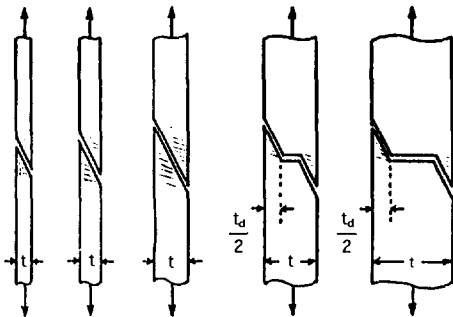


Fig. 5. Energy partition concept.

식 5는 G_c 가 시편의 두께에 정비례함을 나타낸다. $t > t_d$ 인 경우, G_c 는 식 6과 같다.

$$G_c = k_b + \frac{1}{t} (k_d \cdot t_d - k_b) t_d \quad (6)$$

여기서 k_b 는 취성 파괴에 대한 물질상수이다. 실제로 식 6은 두께가 다른 여러 시편들의 G_c 값을 측정함으로써 k_d , k_b , t_d 값을 계산하는데 이용될 수 있다. 티타늄 합금의 파괴에 있어서 연성 파괴 폭은 0.4mm, 연성 파괴의 최대에너지는 59 kJ/m^2 , 취성 파괴의 최대에너지는 10 kJ/m^2 이라고 보고된 바 있다.²¹

얇은 재료의 연성 파괴

고강성, 고인성 등의 특징으로 포장용 필름에는 주로 결정성 고분자들이 사용되고 있으나, 실제로 이들의 분자구조, 결정성, 배향 등이 찢김강도에 어떻게 관계하는가에 대한 연구는 거의 이루어지지 않고 있다.

Isherwood와 Williams²²는 박막 재료의 파괴강도가 시편의 두께가 두꺼워짐에 따라 증가한다는 사실을 발표한 바 있으며, 이는 Bluhm이 연성 영역의 임계 두께보다 얇은 시편의 경우에 대하여 예견한 바와 같다. Fig. 7은 알루미늄포일 등의 재료를 찢는데 소모되는 힘과 시편의 두께와의 관계를 나타내고 있다. 취성 파괴가 일어나는 경우에 찢는 힘 F 는 시편 두께에 비례하나, 이 경우에는 F 가 두께의 제곱에 비례하는 것을 알 수 있다.

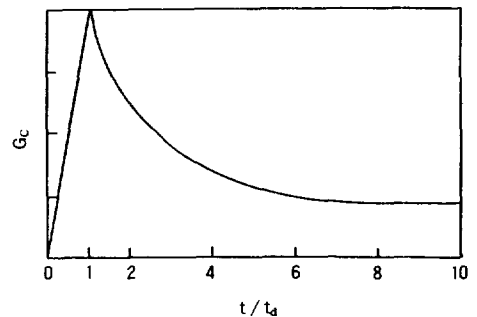


Fig. 6. G_c Prediction by energy-partitioning.

인장 시편을 이용하여 계산된 G_c 값은 실제 실험치에 비해 수백배 낮은 값을 나타내고 있으나, 아직까지도 이들 사이의 정확한 상관관계가 밝혀지지 않고 있다.

반 결정성 고분자의 찢김에너지

배향이 찢김에너지에 미치는 효과

반 결정성 고분자의 경우 변형 상태 하에서 결정화가 진행되는 경향이 있다. 이러한 변형은 금형 내의 흐름에서처럼 우연히 일어나기도 하고, 합성 섬유 제조에서처럼 인위적으로 주어지기도 한다. 찢김이 이 배향과 같은 방향으로 진행되는 경우, 찢김에너지가 극히 낮아진다는 것은 주지의 사실이다. Anderson과 Treloar²³는 HDPE의 파괴에너지가 배향에 따라 80 kJ/m^2 에서 1 kJ/m^2 으로 변한다는 사실을 발표한 바 있으며, Sims²⁴는 PP쉬트에서도 이와 유사한 현상을 발견하였다. 이와 같은 현상은 선형 고분자의 냉연신 시편에서도 관찰되었으나, 그 분자 구조가 분명하지 않고, 시편의 두께를 일정하게 유지하려는 노력이 없었다.

Gent와 Jeong¹⁵은 HDPE, LDPE, TPI를 이용

하여 파괴에너지를 관찰하였다. 위의 세 고분자를 선택한 것은 시험상의 편리함 뿐만 아니라 용융 상태에서 약간의 가교를 주면 탄성체를 만드는 것이 가능하기 때문이다.

그들은 이 세 시편들의 두께가 두꺼워짐에 따라 그 찢김에너지가 선형 비례로 증가하는 것을 발견하였으며, 이는 두께가 두꺼워짐에 따라 시편 내부에서 소성 변형을 일으키는 부피가 증가하기 때문이라고 생각하였다. 따라서 이 세 고분자는 동일한 방법으로 찢을 때 대부분의 에너지가 소성 변형 에너지로 소모된다는 것을 알 수 있다.

Fig. 8과 9는 TPI시편의 파괴에너지, G_c ,를 연신률, λ 에 대하여 측정한 결과이다. Fig. 8은 연신 방향, 즉 배향에 대한 수평 방향으로의 찢김에너지를, Fig. 9는 수직 방향에 대한 찢김에너지를 각각 측정한 결과이다. Fig. 8의 경우 G_c 는 예상한 바와 같이 배향의 정도가 커짐에 따라 감소하였으며, Fig. 9의 경우에는 급격한 증가를 보이고 있다.

이 실험에서는 실제 파괴가 일어난 경로, t 를 시편의 두께로 보았다. 초기 두께 t_0 에 대하여 연신된 상태의 두께는 수평 파괴의 경우 $\lambda^{1/2} \cdot t_0$ 가 되며, 파괴 길이 L_u 는 L/λ 로 변하게 된다. 여기서 L 은 연

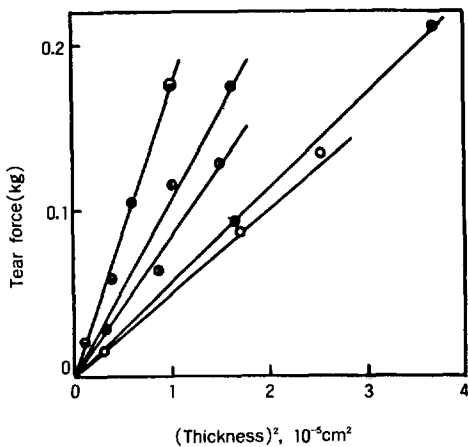


Fig. 7. Fracture strength of thin sheets : ●, soft Al foil : ○, Melinex X direction : ○, Melinex L-direction : ●, brass shim (Force x 0.1) : ○, steel shim (force x 0.1).

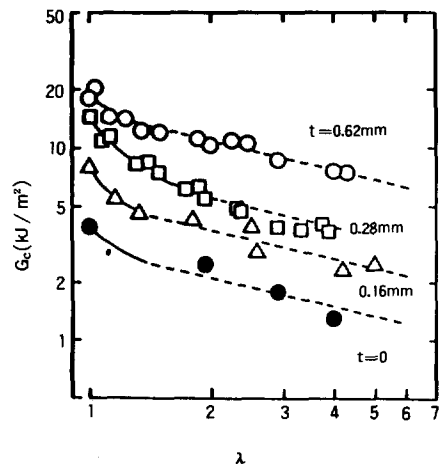


Fig. 8. Fracture energy, G_c , for tearing TPI parallel to the direction of orientation, for various widths, t , of tear path.

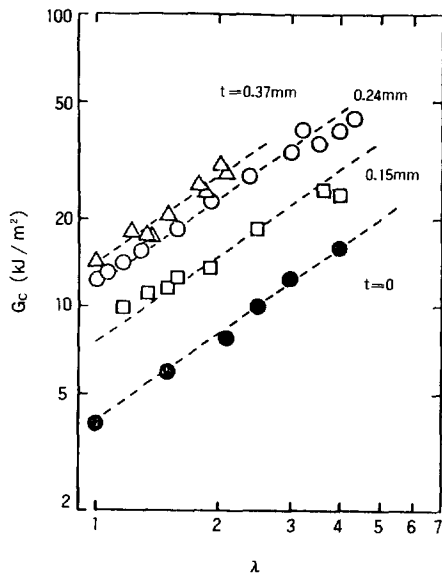


Fig. 9. Fracture energy, G_c , for tearing TPI at right angles to the direction of orientation, for various widths, t , of tear path.

신된 상태에서의 파괴 길이이다. 따라서 파괴된 면적은 무배향 상태에 비해 $\lambda \exp(1/2)$ 배 만큼 줄어들게 된다.²⁵ Fig. 8의 점선들은 기울기 1/2을 나타낸 것이며, 적어도 λ 가 1.5이상인 영역에서는 실험치와 잘 일치하고 있으며, 이는 파괴에너지에 대한 배향의 효과를 설명해 주고 있는 결과이다.

반대로 수직 파괴의 경우 그 파괴면은 무배향 상태의 면에 비해 λ 배 만큼 증가하게 되고, 따라서 단순히 파괴면의 증가로 인한 파괴에너지의 증가만을 고려하면 λ 배 만큼 파괴에너지도 증가할 것이다.²⁵ Fig. 11의 점선들은 기울기 1을 나타내며, 실험 결과와 잘 일치하고 있다. 이는 수직 파괴에서의 에너지 증가는 단순히 파괴면의 증가로 인한 기하학적 효과 때문이라는 사실을 증명하는 것이다. 위의 실험을 통하여 수평·수직 파괴에서의 에너지 변화는 단순히 기하학적인 파괴면의 변화로 인한 것이며 재료의 본질적인 강도는 일정하다는 사실을 이해 할 수 있다.

파괴 경로의 폭 t 의 영향

Fig. 10, 11은 연신된 TPI 시편의 파괴경로의 폭

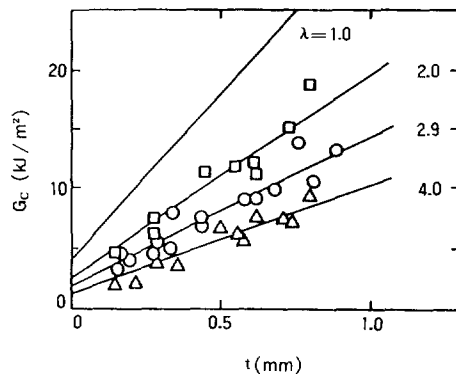


Fig. 10. Fracture energy, G_c , plotted against tear path width, t , for TPI at various levels of orientation (extension ratio λ) parallel to the tear direction.

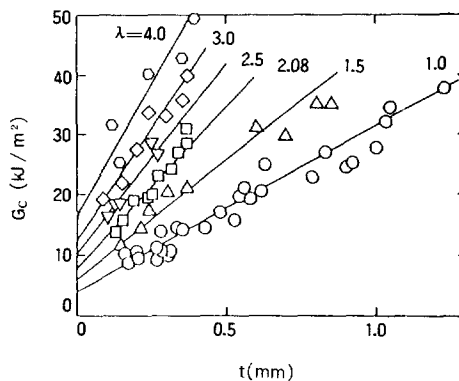


Fig. 11. Fracture energy, G_c , plotted against tear path width, t , for TPI at various levels of orientation (extension ratio λ) across the tear direction.

t 에 대한 파괴에너지의 변화를 관찰한 것이다. 모든 경우에 있어서 G_c 는 t 에 정비례함을 알 수 있다. 또한 두께에 대한 외삽을 통하여 두께 0에서 파괴에너지 $G_{c,0}$ 를 결정할 수 있다.

$G_{c,0}$ 는 소성 변형이나 굽힘등에 의한 에너지 소모가 전혀 없는 상태에서의 재료의 파괴강도를 의미한다.²⁶

TPI의 경우 이값이 $1 \sim 15 \text{ kJ/m}^2$, HDPE의 경우 $2 \sim 60 \text{ kJ/m}^2$ ²⁷ 정도이며, 이에 대한 C-C 결합의 파괴 에너지 $1 \sim 50 \text{ J/m}^2$ 과 비교하면 두께 0인

상태에서도 파괴에너지 이외의 많은 에너지 소모 현상들이 일어나고 있음을 알 수 있다. 따라서 G_c 는 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$G_c = G_{c,o} + (dG_c / dt) \cdot t \quad (7)$$

여기서 $G_{c,o}$ 와 (dG_c / dt) 는 모두 연신률에 따라 변한다. 연성 재료의 파괴에너지를 특징짓는 이 두 성분에 대해서는 더욱 세밀한 연구가 필요하다.

Threshold Tear Energy

Fig. 12는 배향이 수직으로 파괴가 일어날 때, 연신률에 대한 각 시편들의 $G_{c,o}$ 를 구한 것이다. 수평 파괴의 경우 $G_{c,o}$ 는 $\lambda \exp(-0.5)$ 에 대해 구해지며, 그 값들은 모두 λ 가 1보다 작은 영역에서 구해진다.

세가지 시편들의 $G_{c,o}$ 값은 모두 원점에서부터 λ 의 증가에 따라 선형으로 증가함을 알 수 있으며, 이는 앞서 예견한 바와같이 단순히 파괴면의 증가에 따른 기하학적 효과에 기인함을 증명하는 결과이다. 측정된 파괴에너지가 C-C결합의 붕괴에너지보다 몇 배나 크게 나타나는 것은, 1장에서 언급한 바와 같이 파괴면을 형성할 때 빠져나오는 분자 사슬의 수에 기인한다.

TPI, HDPE, LDPE의 파괴에너지 값들이 거의 비슷하다는 것은 흥미로운 사실이다. 인장하에서 단위 부피의 재료를 파괴시키는데 필요한 에너지를 U_b 라 하고, 찢김 모서리에서 변형이 일어나지 않는 유효반경을 d 라 하면 ;

$$G_{c,o} = d \cdot U_b \quad (8)$$

로 표시할 수 있다.²⁸ 식(8)을 이용하여 계산된 값들이 Table 2에 수록되어 있다.

배향이 없는 시편들의 결정 구정 (Spherulite)들의 지름은 TPI의 경우 $15\mu m$, LDPE의 경우에는 확인한 구정은 존재하지 않으나 약 $10 \sim 30\mu m$ 정도, HDPE의 경우에는 $5 \sim 8\mu m$ 정도이다. Table 2에 계산된 d 값들은 대략 이 값에 5배 정도 크게 나타나 있다. 두꺼운 시편의 파괴에 수반되는 여러가지 에너지 소모 현상들이 일어날 수 있는 최소 영역은 구상의 약 1~3배 정도임을 고려해 볼 때, 파괴면

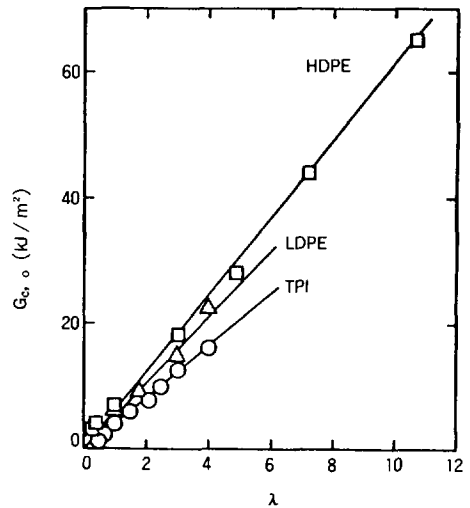


Fig. 12. Threshold fracture energy $G_{c,o}$ plotted against the degree of orientation (extension ratio λ) across the tear direction.

Table 2. Estimated Tear TIP Diameter, d , for Unoriented Sheets

Polymers	$G_{c,o}$ (kJ / m²)	U_b (MJ / m³)	d (Calculated) (μm)	Refs
t-PI*	4.0 ± 1.0	45 ± 6	90 ± 35	Gent & Jeong (1986)
LDPE*	6.0 ± 1.5	65 ± 5	90 ± 35	Gent & Jeong (1986)
HDPE	6.5 ± 2.0	180 ± 20	35 ± 15	Gent & Jeong (1986)
LDPE			300	Anderton & Treloar (1971)
PP			600	Sims (1975)

*Crosslinked with dicumyl peroxide.

양편에서의 변화로 인한 5배 정도의 영역은 필연적으로 포함되게 되며, 따라서 $G_{c,0}$ 는 실제로 최소한의 두께에서의 파괴에너지를 의미한다는 것을 알 수 있다.

소성변형부분의 크기

파괴에너지, G_c ,와 파괴경로의 폭, t , 과의 선형 관계는 찢김 모서리에서의 소성 변형 부분의 유효 크기와 t 와의 직접적인 비례 관계로 해석될 수 있다 :

$$G_c / t = \alpha \cdot U_b \quad (9)$$

여기서 α 는 t 에 대한 소성 영역의 유효 직경의 비를, U_b 는 단위 부피 당 소요되는 에너지를 나타낸다. 즉, U_b 는 재료의 파괴에너지에 해당된다고 할 수 있다.²⁶ G_c / t 값들은 Fig. 10과 11에 도시된 각 선분들의 기울기이다. 이 값들은 연신비에 크게 의존하고 있으며, 배향이 없는 시편에 비해 배향된 시편들이 수직 찢김을 당할 때 그 두께 의존도가 더욱 심각하게 나타나고 있다.

U_b 는 배향이 커짐에 따라 급격히 감소하였으며,

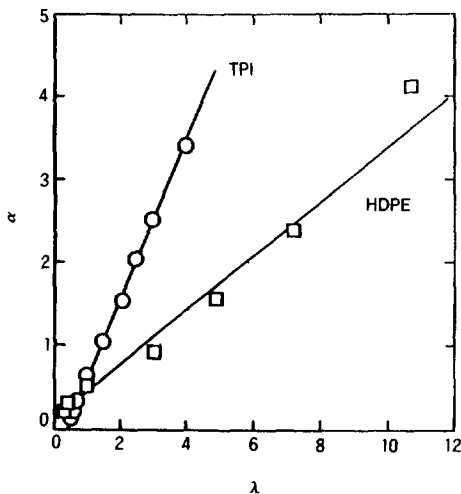


Fig. 13. Values of the ratio, α , of effective diameter of the plastic zone to width, t , of the tear path plotted against the degree of orientation (extension ratio λ) across the tear direction.

이는 배향 정도가 커짐에 따라 연신성이 감소되는 것을 반영하는 결과이다. G_c / t 와 U_b 로 부터 식 (9)을 이용하여 계산된 값은 배향 정도에 따라 급격히 증가하였으며(Fig. 13), 이 결과로부터 배향성이 커질수록 소성 변형 영역이 실제 찢김 경로의 폭, t 보다 3~4배 정도 크게 된다는 것을 알 수 있다. 이는 배향성이 증가할수록, 즉 실 상태에 가까와질수록, 축적된 파괴에너지에 미치는 소성 변형 에너지의 효과가 증가하게 된다는 것을 의미한다. 역으로, 배향에 수평 방향으로 찢을 경우, 소성 영역은 배향성이 증가할수록 t 의 약 10~20% 정도로 줄어들게 된다.

결론

높은 배향도를 가진 반결정성 고분자에 있어서 배향과 직각 방향의 찢김 강도가 특히 강한 이유로서 크게 두가지를 들 수 있다.

찢김이 일어나는 두께가 매우 작을때는, 소성변형이 파괴부위에 국한되고, 따라서 극한 찢김강도의 이론이 적용된다. 이 파라미터는 배향의 정도와 직접적인 비례관계를 보이며, 분자사슬이 끊어지는 에너지의 약 100배에 이른다.

찢김부분의 두께가 클 경우는, 소성변형이 찢김 부위에 넓게 전파되며, 이러한 전파면적은 배향도에 비례한다.

배향이 높은 합성섬유의 강도해석에 있어서 미세구조와 물성의 관계도 위와같이 이론적으로 규명이 가능할 것으로 생각된다.

참고문헌

1. E. H. Andrews, "Fracture in Polymers", American Elsevier, New York, 1968.
2. A. N. Gent, in "Fracture of Elastomers", (H. Liebowitz, ed.), Fracture : An Advanced Treatise, Vol. 7, ch. 6, Academic Press, New York, 1972.

3. A. N. Gent, in "Strength of Elastomers", (F. R. Eirich, ed.), Science and Technology of Rubber, ch. 10, Academic Press, New York, 1978.
4. C. E. Inglis, *Trans. Inst. Nav. Archit. (London)*, **55**, 219(1913).
5. G. R. Irwin, *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, 1958, vol. 6, p. 551.
6. J. P. Berry, in "Fracture of Polymeric Glasses", (H. Liebowitz, ed.), *Fracture : An Advanced Treatise*, vol. 7, ch. 2, Academic Press, New York, 1972.
7. M. Braden and A. N. Gent, *Kautsch Gummi*, **14**, WT 157(1961).
8. M. Braden and A. N. Gent, *J. Appl. Polym. Sci.*, **3**, 100(1960).
9. J. R. Low, Madrid Colloquium on Deformation and Flow of Solid, Springer Verlag, Berlin, 1956, p. 50.
10. A. A. Griffith, *Phil. Trans. (London)*, **A 221**, 163(1920).
11. G. Irwin, in "Fracturing of Metals", Am. Soc. Met., Cleveland 1949, p. 147.
12. J. P. Berry, *J. Polym. Sci.*, **50**, 107(1961).
13. J. P. Berry, *J. Polym. Sci.*, **50**, 313(1961).
14. R. S. Rivlin and A. G. Thomas, *J. Polym. Sci.*, **10**, 291(1953).
15. A. N. Gent and J. Jeong, *J. Mater. Sci.*, **21**, 355(1986).
16. R. J. Young, "Introduction to Polymers", Chapman and Hill, New York, 1981, ch. 5.
17. Y. W. Mai and J. G. Williams, *J. Mater. Sci.*, **12**, 1376(1977).
18. O. F. Yap, Y. W. Mai, and B. Cotterell, *J. Mater. Sci.*, **18**, 657(1983).
19. G. R. Irwin, *J. Appl. Mech.*, **29**, 651(Dec. 1962).
20. W. F. Brown, Jr. and J. E. Srawley, ASTM STP No. 410, 1966.
21. J. I. Bluhm, *Proc. ASTM* **61**, 1324(1961).
22. D. P. Isherwood and J. G. Williams, *Eng. Fract. Mech.*, **10**, 887(1978).
23. G. E. Anderton and L. R. G. Treloar, *J. Mater. Sci.*, **6**, 562(1971).
24. G. L. A. Sims, *J. Mater. Sci.*, **10**, 647(1975).
25. A. N. Gent and H. J. Kim, *Rubber Chem. Technol.*, **51**, 35(1978).
26. D. S. Chiu, A. N. Gent, and J. R. White, *J. Mater. Sci.*, **19**, 2622(1984).
27. A. N. Gent and J. Jeong, *Int. J. Fract.*, **29**, 157(1985).
28. A. G. Thomas, *J. Polym. Sci.*, **18**, 177(1955).