

## 전위생성에 대한 이론으로서의 응력파 개념에 대한 제안 및 적용 연구

서정현\*

(2001년 2월 9일 접수)

### Proposal of the Stress Wave Concept and Its Applied Study as a Theory for the Dislocation Formation

J. H. Suh

#### Abstract

The concept of stress wave was introduced through the quantized kinetic energy change which is related to the potential energy change of atom, molecular bond energy. Differentiated molecular bond energy  $\varphi(u_i)$  by the 1st order displacement  $u$  becomes force  $F(F = d\varphi(u_i)/du)$ , if reversely stated, causing physically atomic displacement  $u_i$ . Such physical phenomena lead stress(force/area of applied force) can be expressed by wave equation of linearly quantized physical property. Through the stress wave concept, formation of dislocation, which could not explained easily from a theory of continuum mechanics, can be explained. Moreover, this linearly quantized stress wave equation with a stress concept for grains in a crystalline solid was applied to three typical metallic microstructures and a simple shape. The result appears to be a product from well treated equations of a quantized stress wave. From this result, it can be expected to answer the reason why the defect free and very fine diameters of long crystalline shapes exhibit ideal tensile strength of materials.

**Key Words** : Quantized Linear Stress Wave, Continuum Mechanics, Dislocation Formation,  
Displacement of Unit Grain

#### 1. 서론

연속체역학(continuum mechanics)에서 등응력( $\sigma_m$ )과 등변형( $\epsilon_m$ )과의 관계는 체적계수  $k = \sigma_m/3\epsilon_m[(1/3)\sigma_{kk}/$

$\epsilon_{kk}]$ 로 구성되는데 등응력(hydrostatic stress)성분  $\sigma_{kk}$ 는  $\sigma_{kk} = (E/1-2\nu)\epsilon_{kk} = 3k\epsilon_{kk} = 3(\sigma_m/3\epsilon_m)\epsilon_{kk} = (\sigma_m/\epsilon_m)3\epsilon_m = 3\sigma_m$ 가 된다. 여기서 램상수  $\lambda$ 를 적용하면  $\lambda = [\nu E/(1+\nu)(1-2\nu)]$ 로서, 등응력  $\sigma_{ii} = \lambda(3\epsilon_m)$ 으로

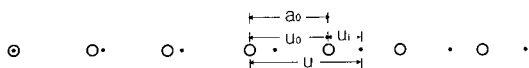
\* 경희대학교 기계공학과

$\sigma_{ii} = [\nu E / (1 + \nu)(1 - 2\nu)] \epsilon_{kk} = [\nu / (1 + \nu)] (E / (1 - 2\nu)) \epsilon_{kk} = [\nu / (1 + \nu)] 3k \epsilon_{kk}$ 이다. 그리고 포아송비  $\nu = 0.5$ 일 때,  $\sigma_{ii} = (1/3) 3k \epsilon_{kk} = k \epsilon_{kk} = (\sigma_m / 3 \epsilon_m) 3 \epsilon_m = \sigma_m$ 으로 즉  $\sigma_{ii} = \sigma_m$ 이 유도된다. 그러나 여기서 체적이 일정한 균일 변형인 소성변형이 상온에서 일어나  $\nu = 0.5$ 일 때  $1 - 2\nu = 0$ 이되  $\lambda = \infty$ 가 되므로 램상수  $\lambda$ 는 포아송비  $\nu < 0.5$ 인 탄성변형 내에서만 적용이 가능한 물리상수로 파악돼 있다. 상온의 탄성변형시 대부분의 금속<sup>(1)</sup>에서는  $\nu$ 가 0.33 정도로 그리고 등방성의 탄성체에서  $\nu$ 는 0.25로 나타난다. 이에 따라 램상수로 나타내지는 등응력  $\sigma_{ii}$  역시 각 방향별 변형과 상관없이 소성변형과 무관<sup>(2)</sup>한 것으로 알려져 있다. 이와 함께 continuum의 체적에서 힘은 벡터성분으로 동적으로 간주된다. 따라서 이 힘이 가해진 물체의 작용면에 균일하게 퍼져 생긴 응력 역시 점의 집합으로 힘과 동일한 방향으로 움직이려는 이들의 직선변위와 함께 힘의 균형을 이룬 정적인 점들에서의 방향성 텐서 성분으로 보면서 이상적인 평형상태에서의 해석을 유도하고 있다. 이에 따라 소성변형은 등응력  $[\sigma_m ; 2D$  응력 경우  $\sigma_x$  또는  $\sigma_y$ 로  $(\sigma_x + \sigma_y)/2$ ]의 크기에 관계없이 편차응력  $[\sigma_{ij} ; 2D$  응력 경우  $\tau_{xy}$ 로  $(\sigma_x - \sigma_y)/2$ ]만에 의한 전단변형과 이 전단변형의 크기 또한 슬립면의 수와 이 슬립면을 따라 이동하는 응점<sup>(3,4)</sup>이하에서 생성<sup>(5,6,7)</sup>된 전위가 아닌 증식<sup>(8,9,10)</sup>된 전위의 수에 주로 의존하는 변형으로 간주하게 되었다.

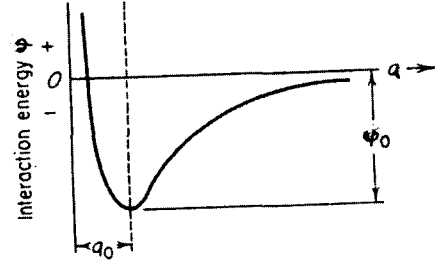
하나 실상 응력은 물체 내에서 균일하게 퍼지기 전까지 비평형 상태에서 동적의 파형 운동을 계속한다. 더욱이 동적 운동을 하는 응력(F/A)에 의한 변형시 전자운동 영역의 변화인 원자들간 변위( $u_i$ )를 발생시키므로 이로 인한 원자의 위치에너지 변화에 대한 방정식  $\varphi(u)$ 와의 관련 식은 힘

$$F = d\varphi(u)/du \quad (1)$$

로 쓸 수 있다. 적용된 결정 내의 원자스케일의 변위와 이에 따른 위치에너지의 변화에 대한 도식적인 그림이 아래 Fig. 1(a), (b)에 각각 나타나 있다.



(a) atomic scale displacement



(b) potential energy change

Fig. 1 atomic scale displacement and corresponding potential energy change<sup>(7)</sup>

그리고 일축 방향 x의 경우 위치에너지 변화에 따른 전자운동 영역의 변화를 나타내는 식은

$$\varphi(u) = \varphi(x) = a \cos(2\pi x/u) + b \sin(2\pi x/u) \quad (2)$$

으로 나타낼 수 있다. 그리고 윗 식 (1)로부터

$$dF_x/dx = d^2\varphi/dx^2 = -(2\pi/u)^2 \varphi(x) \quad (3)$$

로 그리고 양변을 적분할 경우

$$\int dF_x = -\int (2\pi/u)^2 \varphi(x) dx = F_x = -(2\pi/u)^2 \int \varphi(x) dx \quad (4)$$

로 유도된다. 결과적으로 응력

$$\sigma_x = F_x/A = -(4\pi^2/u^2 A) \int \varphi(x) dx \quad (5)$$

이므로 식 (2)를 대입하면

$$\sigma_x = -(4\pi^2/u^2 A) \{u/2\pi [a \sin(2\pi x/u) - b \cos(2\pi x/u)]\} = (2\pi/uA) [b \cos(2\pi x/u) - a \sin(2\pi x/u)] \quad (6)$$

로 나타내 응력 역시 파동방정식으로써 표현되는 선형응력파라는 해석이 가능해진다.

## 2. 양자화된 선형응력파 및 해석

더나가 양자화된 선형응력파로의 해석과 관련하여 유도식의 경계조건으로 길이 L인 시편에서 선형응력파의 변화를 야기시키는 하중이 가해지는 양 끝단에서 그리고 양 끝단 사이에서의 응력파가 나타날 가능성을 각각 0과

1로 잡을 수 있다. 이에 대해 Fig. 2에서는 적층결정의 배열이 힘을 받아 일으키는 격자간의 변위  $u$ 에 따라 생기는 파동함수인 선형응력파의 한 예를 도식적으로 보여 주고 있다. 즉  $\varphi(0) = 0$ ,  $\varphi(L) = 0$  그리고  $\int_0^L \varphi(x)^2 dx = 1$ 의 경계조건으로부터 식 (2)는  $a$ 가 0가 됨으로써

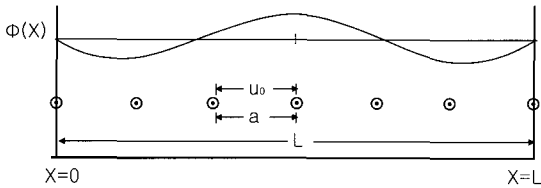


Fig. 2 quantized linear stress wave

$$\varphi(x) = (2/L)^{1/2} \sin(2\pi x/u) = (2/L)^{1/2} \sin(n\pi x/L) \quad (7)$$

로의 유도가 가능하다. 여기서  $u = 2L/n$ 이다. 따라서 양자화된 일축방향의 선형응력파는 식 (5)에 식 (7)을 대입시  $\sigma_x = F_x/A = -(4\pi^2/u^2A) \int \varphi(x) dx$ 에서  $\int \varphi(x) dx = -(L/n\pi) (2/L)^{1/2} \cos(n\pi x/L)$ 이므로 따라서

$$\begin{aligned} \sigma_x &= (4\pi^2/u^2A)(L/n\pi)(2/L)^{1/2} \cos(n\pi x/L) \\ &= (4\pi L/nu^2A)(2/L)^{1/2} \cos(n\pi x/L) \\ &= (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \cos(n\pi x/L) \end{aligned} \quad (8)$$

이 된다. 마찬가지로

$$\sigma_y = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \cos(n\pi y/L) \quad (9)$$

이고

$$\sigma_z = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \cos(n\pi z/L) \quad (10)$$

이 된다. 그리고 작용 응력방향에 대한 변화각  $\theta$ 에 따른 양자화된  $x$  방향 선형응력파  $\sigma_x$ 의 변화된 전위 생성과 관련된 선형응력파값  $\sigma'_x$ 는 평면응력(plane stress)의 경우

$$\begin{aligned} \sigma'_x &= [(\sigma_x + \sigma_y)/2] + [(\sigma_x - \sigma_y)/2] \cos 2\theta \\ &\quad + \tau_{xy} \sin 2\theta \end{aligned} \quad (11)$$

이므로 식 (8)과 (9)를 대입하면

$$\begin{aligned} \sigma'_x &= (2\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \{ [\cos(n\pi x/L)] + [\cos(n\pi y/L)] \} \\ &\quad + (2\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \{ [\cos(n\pi x/L)] - [\cos(n\pi y/L)] \} \cos 2\theta \\ &= (2\sqrt{2})(\pi\sqrt{L}/nu^2A) \{ [\cos(n\pi x/L)] + [\cos(n\pi y/L)] \\ &\quad + [\cos(n\pi x/L) - \cos(n\pi y/L)] \cos 2\theta \} \end{aligned} \quad (12)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서  $\tau_{xy} \sin 2\theta$ 는 전위생성이 아닌 전위증식 또는 축소와 관련된 정현파로 판단된다. 따라서 전위생성과 관련된 여현파와 전위이동 또는 전위에 가해지는 선장력에 영향을 끼치는 전단응력과 관련된 정현파는 서로 직교하는 파로 보여진다. 아래 Fig. 3에서 보여주는 평형상태의 힘  $F$ 에 대한 변화각  $\theta$ 에 따른 한 여현 응력파,  $(F/A) \cos \theta$ 는  $\sigma_z$ 이고 정현응력파,  $(F/A) \sin \theta$ 는  $\sigma_y$ ,  $\sigma_x$ 가 된다. 즉

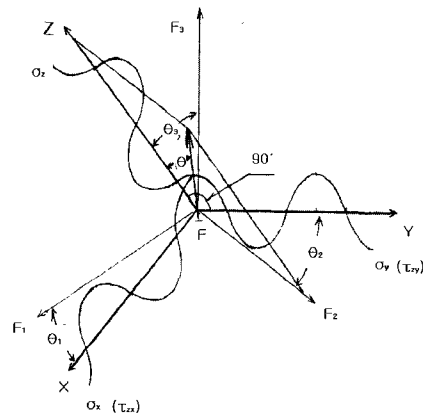
$$\begin{aligned} F &= F \cos \theta + (F \sin \theta) = F_3 \cos \theta_3 + (F_2 \cos \theta_2 + \\ &\quad F_2 \sin \theta_2) = F_3 \cos \theta_3 + (F_2 \cos \theta_2 + F_1 \cos \theta_1) \end{aligned} \quad (13)$$

이므로

$$F/A = \sigma_z + \sigma_y + \sigma_x \quad (14)$$

이다.

선형응력파의 해석을 통해 나타난 결과로서 전위 생성과 관련된 응력의 크기가 여현파형을 그리며 주어진 하중과 소재에 의해 생긴 변위의 면적( $u^2$ )과 응력작용 면적( $A$ )에 반비례한다. 그리고 방향축을 따른 거리( $x$ )가 변하면서 이상적인 경우 주기적인 신장과 압축 상태에서 응력의 크기가 증가와 감소를 반복하며 응력작용 거리



here,  $F_3 \cos \theta_3 = \sigma_z$ ,  $F_2 \cos \theta_2 = \sigma_y$ ,  $F_1 \cos \theta_1 = \sigma_x$

Fig. 3 resolved cosine and sine stress wave with angular change  $\theta$  of force  $F$

L의 루트값( $\sqrt{L}$ )에 비례해 변하는 것으로 보여진다. 이에 따라 단위 변위의 크기 u 내에서의 변형도 파형을 그리며 변형의 증감을 나타냄에 따라 결정구조를 가진 소재에서는 주기적으로 격자회전<sup>(11)</sup>이 즉 단위변위의 크기 u에 따라 u 내에서의 응력과 변형이 최대에서부터 최저로 되는 거리의 반복이 발생하는 것으로 예측된다. 이러한 격자의 회전에 따라서 최대 변형위치에서 전위가 발생하며 전위응력장의 크기와 전위의 길이는 파장( $\lambda$ )인 변위크기 u와 진폭( $A_m$ )인  $(4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2}A)$ 에 의해 결정되는 것으로 고찰된다. Fig. 4에서 보여지는 전위를 통해 응력파의 파장  $\lambda$ 와 진폭  $A_m$ 에 대해 보여주고 있다.

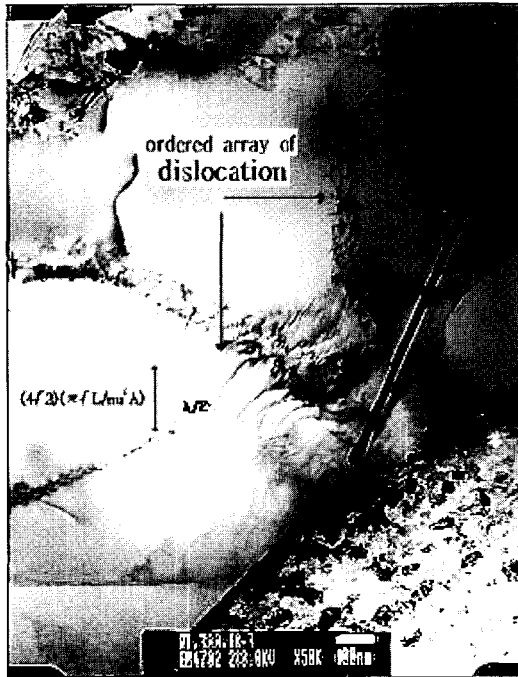


Fig. 4 dislocation and stress wave

### 3. 응력파의 적용 사례

#### 3.1 조직구조 및 형상의 영향

응력파의 적용과 관련된 분야로는 연속체역학을 통해 해석하기가 쉽지 않은 재료의 조직구조의 영향 파악에서부터 기존의 연속체역학에서의 응력과 변형과 관련된 탄소성 이론에 대한 보완 해석을 들 수 있다. 그 중 재료

조직구조의 강도에 대한 영향 파악과 관련해서는 본 논문에서 추구하는 이론적인 접근보다는 다양한 금속재료, 복합재료 그리고 분말재료의 조직 등에 대하여 실험을 통한 접근이 주류를 이루고 있다. 이 중 섬유복합재료에서 강화섬유에 의한 강화 방법의 이론적 근거인 단일 축 섬유강화이론(the theory of uniaxial fiber reinforcement)을 통해 나타난 섬유의 형상<sup>(12)</sup>에 대한 실험적 결과 역시 본 논문의 이론적 결과와 유사한 양상을 보여주고 있다. 이와 함께 기공을 포함한 분말재료<sup>(13)</sup>의 기공율에 따른 강도 변화에 대한 실험결과도 형상효과를 고려할 때 이론식의 결과와 유사한 경향을 보여주고 있다. 이와 함께 금속재료에서의 이론적인 접근방법으로는 슬립현상과 관련해 인장시 대칭의 이중슬립을 일으키는 연성의 단결정에서의 불균일 변형에 대한 geometrical softening<sup>(14)</sup> 효과의 이론적인 model 제시와 단결정 및 다결정에서의 미시적 소성변형의 거동<sup>(15)</sup>에 대한 해석이 제시됐다. 여기서는 타재료의 조직과 형상에서도 동일하게 적용이 가능한 응력파식을 금속재료의 다양한 조직과 형상을 단순화한 단결정의 등축결정립 구조를 가진 직선형상 시편의 비가공경화성 금속소재에 적용했다. 이러한 가공경화 효과를 제외한 결과 3가지의 기본적인 결정조직과 소재의 형상이 나머지 응력인 응력변화  $\sigma^x$ 에 따라 소재의 강도에 미치는 영향을 파악할 수 있었다.

#### 3.2 다결정에서 단위 결정립별 변위에 대한 응력 개념

등축결정립 구조를 가지고 있는 비경화성 다결정의 금속소재에 하중이 적용될 때 응력의 크기는 변화해 항복강도(전단 또는 인장항복강도)에 상응하는 응력에 도달하면서 이 응력장의 크기는 응력장 내의 최대응력이 전위의 생성(전위의 생성과 증식으로 인한 전위밀도의 증가가 시작됨)과 함께 소멸되면서 감소되는 반면 응력장의 수(n)인 응력파의 수는 증가되는 것으로 추론<sup>(16)</sup>된다. 아래의 Fig. 5에서 이에 대해 도시하고 있다. 여기서 보여지는 작용 응력인  $\sigma_z$ ,  $\sigma_y(\tau_{zy})$ ,  $\sigma_x(\tau_{zx})$ 는 앞에서 설명한 Fig. 3의 분해선형응력파로 식 (13)과 (14)로 표현된다. 하중이 지속적으로 증가하면서 이러한 현상이 반복적으로 발생하며 소재 내에서는 증가된 전위밀도로 인한 응력파장의 감소와 함께 전위 유동성의 증가로 인한 국부적인 변형으로 균열에 이은 파단이 발생하게 되는 것으로 판단된다. 전위생성에 대한 장벽이 없는 이상적인 등축결정립에 대해 응력과 식을 적용할 경우 하중이 지속되면서 소재내의 응력장 크기( $\lambda^3/2^{3X}$ )는 감소되고 반면 응력장의 수( $n \times 2^X$ )는 증가되어 변화되는 응력은

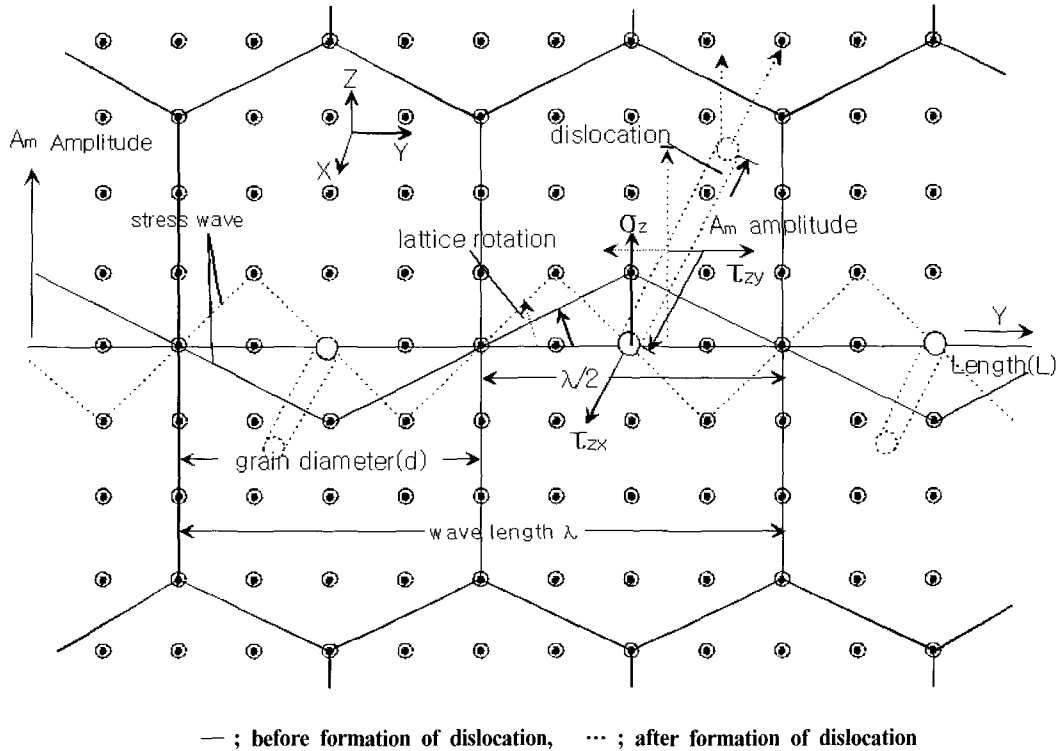


Fig. 5 schematic drawings for the change of stress field wave with a formation of dislocation in a metallic equiaxed grains when  $X = 1$  and  $u = 2d$

$$\sigma^X = (\lambda^3/2^{3X}) \times n \times 2^X = (\lambda^3 \times n) / 2^{2X} \quad (15)$$

로 나타낼 수 있다. 이에 따라 나머지 응력이 거의 소진돼 전위밀도의 증가로 인한 나머지 응력의 감소보다는 전위 유동성이 급격히 증가되는 소재의 최대인장강도( $\sigma_{uts}$ )에서의 응력인 총응력은 소재의 항복강도( $\sigma_{ys}$ )에서의 응력과 그리고 나머지 응력의 합으로 나타낼 수 있다. 이를 식으로 표현하면 총응력은 하중이 적용되지 않은 상태에서 소재가 가지고 있는 인장강도(실제로 인장강도의 파악은 적용된 하중에 의해 소재 내에 형성돼 있던 응력파가 소진돼 사라진 상태)에 상당하는 응력으로 응력파의 변화식인 식 (15)에서 하중이 적용되지 않은 상태인  $X=0$ 일 때의 값인

$$\sigma^0 = \lambda^3 \times n = \sigma_{uts} \quad (16)$$

로 나타낼 수 있다.

### 3.3 금속의 조직구조 및 형상에 따른 응력 해석

그리고 항복하중에서의 응력은 총응력에서 전위가 증가되기 시작하는 항복응력을 넘어선 상태인 즉 응력장내의 최대응력이 소멸된  $X=1$ 일 때의 응력변화값인 나머지 응력  $\sigma^X$ 를 뺀

$$\sigma_{ys} = \sigma_{uts} - \sigma^X \quad (17)$$

이다. 여기서 항복하중에서의 응력산출을 응력파가 형성되는 양상이 달라지는 즉 전위생성의 용이성이 다른 결정조직의 형태별로 구분해 그리고 항복하중에서 개개의 결정립별로 격자회전에 의한 전위밀도의 증가가 나타나는 단계 즉 변위의 크기  $u/2$ 가 결정립 직경  $d$ 가 되는 단계에서 식을 수립한다면 변형경화 효과가 제외된 세 가지의 결정조직으로 구분이 가능하다. 세 가지 대표적인 결정조직들과 이들이 포함된 시편의 형상인 단면 A와 길이 L에 대해 아래 Fig. 6에서 보여주고 있다. 우선 결

정입계의 조직이 없고 면결함으로 구성된 결정입계를 가진 단일 결정립 조직만을 가진 Fig. 6(a) 경우 식 (17)로부터

$$\begin{aligned} \sigma_{ys}^I &= \sigma_{uts} - \sigma_{II}^X = \lambda^3 \times n - (\lambda^3 \times n) / 2^{2X} \\ &= (\lambda^3 \times n)(1 - 1/2^{2X}) \end{aligned} \quad (18)$$

로 나타낼 수 있다. 두 번째로 Fig. 6(b)의 강성의 결정입계 또는 강성의 결정립을 포함한 2상조직으로 역시

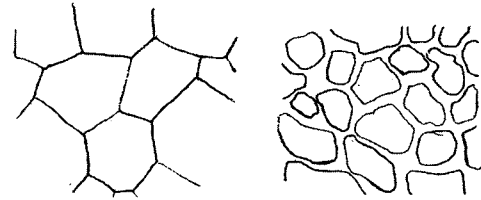
$$\begin{aligned} \sigma_{ys}^{II} &= \sigma_{uts} - \sigma_{II}^X = \lambda^3 \times n - \lambda^3 \times n [(1 + 2^X) / 2^{3X}] \\ &= \lambda^3 \times n [1 - (1 + 2^X) / 2^{3X}] \end{aligned} \quad (19)$$

의 식으로 항복하중에서의 응력산출이 가능하다. 세 번째로 Fig. 6(c)의 연성이긴하나 기저 결정립보다 더 높은 탄성계수를 가진 결정입계 또는 결정립을 포함한 혼합조직 경우로 역시

$$\begin{aligned} \sigma_{ys}^{III} &= \sigma_{uts} - \sigma_{III}^X = \lambda^3 \times n - \lambda^3 \times n [(2^{X-n} + 2^X) / 2^{3X}] \\ &= \lambda^3 \times n [1 - (2^{X-n} + 2^X) / 2^{3X}] \end{aligned} \quad (20)$$

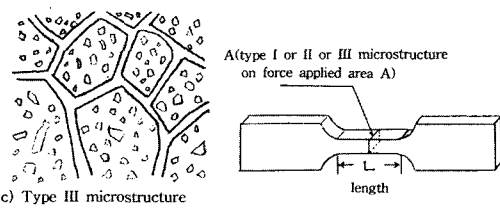
의 식으로 응력산출이 가능하다. 여기서  $X=1/x$ 로 하중이 작용하는 곳마다 응력장의 파장과 수가 동시성을 가지고 감소 증가하며 반복되는 함수이다.  $x$ 는 축방향을 따른 거리변화이다. 그리고  $n$ 은 윗식의 지수함수에서는 기저 조직보다 더 높은 탄성계수를 가진 조직에서 전위가 생성되기 전 이며 기저조직에서 전위생성에 따라 반복된 횟수이고  $u = u_0 + u_k$ 로서  $u_0$ 는 변형초기의 길이(초기변위)이다.

따라서 위의 항복하중에서의 응력산출식 (18), (19), (20)을 통해 결정조직 별로 파악된 소재의 항복하중( $X=1$ 일 때)과 인장하중의 비는 첫 번째 경우 항복하중은 인장하중의 3/4이고 두 번째 경우 항복하중은 인장하중의 5/8이고 세 번째 경우 항복하중은 인장하중의 1/2이 되는 것으로 분석됐다. 따라서 항복하중이 동일하다면 인장하중의 비율은 첫 번째조직형태의 경우  $\sigma_{uts} = 1.33 \sigma_{ys}$ , 두 번째 경우  $\sigma_{uts} = 1.6 \sigma_{ys}$ , 세 번째 경우  $\sigma_{uts} = 2.0 \sigma_{ys}$ 으로 가면서 증가하게 된다. 이와 반대되는 개념으로 위의 3가지 유형의 대표적인 결정조직이 적용된 하중의 증가에 따라 전위의 형성으로 인한 소성변형을 야기치 않고 대신 균열이 발생하는 완전탄성체 또는 강성체일 경우 식 (15)로부터 그리고 위에서 파악된 조직형태별 인장하중과 항복하중의 비의 값을 통해 균열과 동시에 파단이 발생하는 동일한 최대인장응력값에서의  $X$



(a) Type I microstructure

(b) Type II microstructure



(c) Type III microstructure

Fig. 6 three typical metallic microstructures in a simple shape specimen

값은 첫 번째 조직형태의 경우  $X=0.2075$ , 두 번째 경우  $X=0.339$  세 번째 경우  $X=0.5$ 로 각각  $\sigma_{II}^X = 0.75 \sigma_{uts}$ ,  $\sigma_{II}^X = 0.62 \sigma_{uts}$ ,  $\sigma_{III}^X = 0.5 \sigma_{uts}$ 의 감소 순으로 최대인장값을 나타내는 것으로 예측된다. 이러한 탄소성 소재별, 조직형태별 강도비에 대한 응력-변형 곡선이 Fig. 7(a)와 (b)에 나타나 있다.

이와 함께 선형응력파의 식 (8)과 위에서 구한 결정조직별 항복하중에서의 응력산출식을 연관해 분석한 결과는 다음과 같다. 그런데 결정조직별 항복하중에서의 응력산출식에서 항복 초기의 응력파장은 등축결정립 크기  $d \times 2 = u = \lambda$ 로서 등축의 결정립으로부터 응력파의 진폭도 이 응력파장의 크기와 같아진다고 판단할 수 있다. 즉 식 (8),  $\sigma_x = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2A}) \cos(2\pi x/u)$ 에서  $(4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2A}) = \lambda$ 가 된다. 따라서 이 식  $(4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2A}) = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/n\lambda^2A}) = \lambda$ 로부터

$$\sigma_{uts} = n \lambda^3 = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/A}) \quad (21)$$

가 구해진다. 이에 따라 유사한 결과를 나타내는 이들 관계식 (8)과 (21)로부터 결정립 크기,  $u/2$ 와 관련된  $u^2$ 이 작을수록 그리고 응력작용면의 크기  $A$ 와 이 작용면에 있는 결정립의 수인 응력장의 수  $n$ 이 작을수록 그리고 길이  $\sqrt{L}$ 이 커질수록 응력이 커지며 이와 함께 강도도 증가하는 것으로 예측된다.

그리고 시편형상과 관련된 변수 중 길이  $L$ 보다 단면적  $A$ 의 영향이 더 큰 것으로 나타났다. 더욱이 시편형상의 효과와 관련 이론적으로 변위크기  $u$ 가  $u = d + d_0$ 로 소재구성의 최소 단위인 원자크기  $d_0$ 까지 작아지면서 응력  $\sigma_x$ 의 크기가 크게 증가되는 것을 식 (8)로부터 예측할 수 있다.

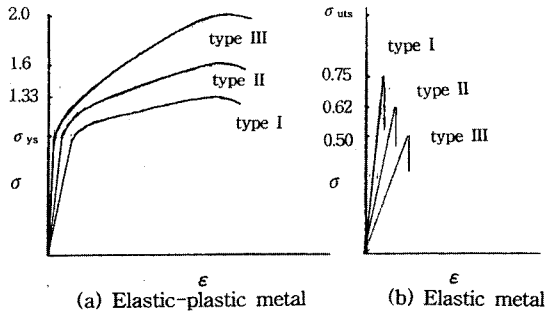


Fig. 7 simplified stress-strain curves for three typical microstructures

#### 4. 결론

(1) 응력에 대한 해석을 연속체역학적인 해석에 양자역학적인 해석을 추가 보완함으로써 기존의 연속체역학적인 해석만으로 접근하기가 어려운 현상인 전위생성 및 소재의 강도에 대한 시편과 조직 형상의 영향 등에 대한 보다 명확하고 실질적인 해석이 가능했다.

(2) 양자화된 일축 방향의 선형응력파는  $\sigma_x = (4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2A}) \cos(2\pi x/u)$ 로 표현 가능하다

(3) 양자역학적인 해석에 따른 전위 주위의 응력장 크기와 전위의 길이는 각각 응력파의 파장( $\lambda$ )인 변위  $u$ 와 진폭( $A_m$ )인  $(4\sqrt{2})(\pi\sqrt{L/nu^2A})$ 에 의해 결정되는 것으로 고찰된다.

(4) 소재의 항복하중에서의 응력산출을 응력파가 형성되는 양상이 달라지는 결정조직의 형태별로 구분해 탄소성 소재별로 그리고 항복하중에서 개개의 결정립별로 격자회전에 의한 전위밀도의 증가가 나타나는 단계인 즉 변위의 크기  $u/2$ 가 결정립 직경  $d$ 가 되는 단계에서 선형응력파 개념을 적용한 결과 결정조직 형태별 그리고 소재별 및 시편 형상에 따른 응력파 강도의 변화에 대한 예측이 가능했다.

#### 참고문헌

(1) W. Koster and H. Franz, 1961, Metall. Rev., Vol. 6, pp. 1~55.  
 (2) G. E. Dieter, 1976, Mechanical Metallurgy : Hydrostatic and Deviator Components of Stress, McGraw-Hill, pp. 47.  
 (3) W. A. Tiller, 1958, "Production of Dislocations During Growth from the Melt," Journal of Applied Physics, Vol. 29, No 4, pp. 611~618  
 (4) C. Elbaum, 1960, "Dislocations in Metal Crystals

Grown from the Melt," Journal of Applied Physics, Vol. 31, No. 8, pp. 1413~1415  
 (5) J. J. Gilman and W. G. Johnston, 1957, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, John Wiley and Sons  
 (6) J. J. Gilman and D. W. Stauff, 1958, "Nucleation of Dislocations Accompanying Electric Breakdown in LiF Crystals," Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 2, pp. 120~127  
 (7) G. E. Dieter, 1976, Mechanical Metallurgy : Theoretical Cohesive Strength of Metals, McGraw-Hill, pp. 249~251.  
 (8) F. C. Frank and W. T. Read, 1950, Phys. Rev., Vol.79, pp. 722~723.  
 (9) W. G. Johnston and J. J. Gilman, 1960, "Dislocation Multiplication in Lithium Fluoride Crystals," Journal of Applied Physics, Vol. 31, No. 4, pp. 632~642  
 (10) J. T. Fourie and H. G. F. Wilsdorf, 1960, "Production of Dislocation Loops by a Combined Climb and Glide Mechanism," Journal of Applied Physics, Vol. 31, No. 12, pp. 2219~2223  
 (11) 서정현, 1999, "Thin Steel Sheet Roll Forming and Load Analysis," Trans. of Mat'l Processing, Vol., 8, No. 6, pp. 554~562.  
 (12) 장동훈, 차동득, 임수근, 1997, "Interface and Mechanical Properties of Ti-Ni Wire reinforced Aluminium Matrix Composites," J. of the Koreans Inst. of Met. & Mater., Vol. 35, No. 6, pp. 760~766.  
 (13) 장영석, 서민홍, 김형섭, 2000, "A Phase Mixture Model on the Elasticity of Nanocrystalline Materials with Pores," J. of the Koreans Inst. of Met. & Mater., Vol. 38, No. 5, pp. 620~623.  
 (14) R. J. Asaro, 1979, "Geometrical Effects in the Inhomogeneous Deformation of Ductile Single Crystals," Acta Metallurgica., Vol. 27, pp.445~453.  
 (15) 김영석, 김정석, 권오준, 1997, "Analysis of Microscopic Plastic Behaviors of Metals Considering Slip Deformation of Crystals," J. of the Koreans Inst. of Met. & Mater., Vol. 35, No. 6, pp. 649~656.  
 (16) 서정현, 1988, "A Study for the Characteristics of Fe-Mn-Al Steel," Ph.D Dissertation, Clarkson University