

# 構造材料의 破壞 및 機能과 設計

高麗大學校 機械工學科 宋 森 弘

## 目 次

1. 序言
2. 탄성적인 성질에 대하여
  2. 1 탄성변형
  2. 2. 탄성변형의 원자론적인 해석과 스프링모델로 치환
  2. 3. 열효과에 대하여
3. 소성변형
  3. 1. 슬립변형에 대한 모형적인 표시
  3. 2. 결정구조
  3. 3. 슬립계 및 임계전단응력
  3. 4. 완전결정의 슬립변형
  3. 5. 전위의 이동과 슬립변형
  3. 6. 전위 이동의 용이성
  3. 7. 전위의 종류
  3. 8. 전위의 증식

### 1. 序言

本講座에서는 設計를 하는 데 특히 考慮해야 할 部分의 하나인 材料의 선택과 관련시켜 固体材料의 機械적인 舉動을 理解하기 위한 基礎적인 概念을 紹介하고 物건의 破壞機能과 設計 등의 關係를 構造材料의 觀點에서 기술하여 보고자 한다. 앞으로 本講座에 기술되는 內容은, 금번 가능하면 쉽게 학회지 內容을 紹介하고 널리 보급하자는 새로운 편집방법에 따라 다소나마 讀者 여러분께 참고가 될까하여 이미 發刊되어 있는 책자 등에서 간쥬려 보았다. 앞으로 여러차례 에 걸쳐 記述하여 보고자 한다.

### 2. 彈性的인 性質에 대하여

#### 2. 1 彈性變形

일반적으로 外力이 작용하면 物체는 變形한다. 그러나 작용하는 外力(荷重이라고도 한다.)이 작용 때에는 외력을 제거함으로써 物체는 거의 완전히 처음의 상태로 되돌아 간다. 이와같은 성질을 탄성이라고 한다. 그

림 2-1은 단면이 일정한 2, 3개의 재료로 구성된 棒을 탄성범위내에 인장한 경우, 인장력  $P$ 와 신연량  $\lambda$ 와의 關係를 표시한다. 금속과 같은 結晶性物質은  $P$ 와  $\lambda$ 는 비례한다. 또 플라스틱과 같은 非結晶性物質일지라도 상온에서는 비례성을 나타내고, 거시적으로는 금속과 유사한 탄성적 성질을 가진다.

이와같은 탄성을 線形彈性이라고 한다. 반면, 고무같은 것은 상온에서 탄성적인 성질을 가지고 있지만,  $P$ 와  $\lambda$ 와의 사이에는 比例적인 關係가 없고, 탄성영역에서 변형량도 前者에 비해서 매우 크다. (荷彈性). 이와같은 物질을 非結晶性物質이라 하고, 이러한 材料의 탄성적 거동은 非線形彈性이다.

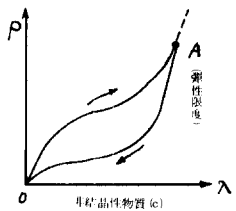
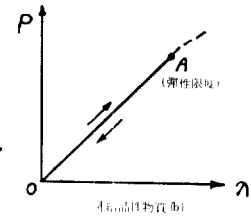
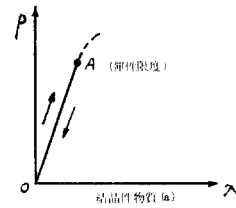


그림 2-1 線形彈性과 非線形彈性

## 2. 2 彈性變形的 原子論的인 解析과 스프링모델 로의 置換

먼저 그림 2-2 (a)에 표시한 것과 같은 일정한 단면을 가진 棒의 양단을 P 인 외력으로 인장시킨 상태에서, 인장축에 수직인 가상단면 B-B를 생각하고, B-B 단면이 어떠한 상태로 되어 있는가를 조사해 보자.

B-B로 구분된 ①의 부분에는 외력 P가 작용하고 있고, ①은 정지상태이기때문에, 힘의 평형에서 B-B 단면에는 왼쪽 끝에 작용하는 P와 크기가 같고 방향이 반대인 수력 P'가 작용하고 있어야 한다. 마찬가지로 ②에 대해서도 B-B 단면에는 오른쪽 끝에 P와 크기가 같고 방향이 반대인 P''가 작용하게 된다. (그림 2-2 (b), (c)).

따라서 외력 P에 의하여 B-B 단면에는 그림 2-2 (d)와 같이 크기가 P와 같은 힘, 즉 응력이 생기게 된다. B-B이외의 단면을 생각하더라도 모두 같은 모양이다. 또한, B-B 단면에 생긴 응력의 분포를 생각해 보면, 단면이 일정하면 응력은 단면 전체에 일정하게 분포되어 있다는 것을 알 수 있다.

그런데, 結晶性物質은 그림 2-2 (e)에 그 모양을 표시한 것처럼, 규칙이 바른 원자의 배열로 구성되어 있다고 보아도 좋다. 그러면 위에서 기술한 응력은 B-B 단면의 양쪽에 있는 원자 사이에 작용하는 結合力과 평형한 힘이라고 생각할 수 있고, 따라서 그림 2-2 (f)와 같이 2개의 원자사이의 結合力과 원자사이의 거리를 알 수 있으면 應力과 變形量, 즉, 신연량과의 관계를 유도할 수 있게 된다.

物質이 原子로써 이루어져 있다고 하면, 이 물

질은 固体인 이상, 원자와 원자를 결합하는 힘이 당연히 존재하고, 이것을 소위 結合力이라 한다. 이렇게 생각하면 結合力은 일종의 서로 당기는 힘과 같은 것이라고 예상할 수 있다. 그러나 당기는 힘만이 존재한다면, 원자와 원자는 붙어버리게 되지만, 실제로 X線 등으로 조사한 결과에 의하면, 원자는 일정한 간격을 가지고 結晶을 구성하고 있는 것이라고 판명되었다. 따라서 結合力은 원자간 거리 r의 함수라고 볼 수 있는 2개의 힘, 즉, 당기는 힘(引力)과 미는 힘(斥力)의 合成이고 이 두개의 힘이 평형인 위치가 平衡原子間隔  $r_0$ 라고 할 수 있다. 여기에 포텐셜의 개념을 도입해 보자. 物理學的인 관점에서 생각하면 保存力  $F(r)$ 은 포텐셜, 즉 위치에너지를 함수  $U(r)$ 에서 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$F(r) = -du(r)/dr \dots \dots \dots (2.1)$$

이 식은 힘이 포텐셜이 높은 쪽에서 낮은 쪽으로 작용하고, 그 크기는 포텐셜의 경사의 대소로 결정되는 것을 나타내고 있다. 이것은 미끄럼틀의 중간 정도에 있는 물체에 대하여 높은 쪽에서 낮은 쪽으로 힘이 작용하는 것을 생각하면 쉽게 이해될 것이다. 원자사이의 結合力도 위에서 기술한 힘과 같이 취급할 수 있기 때문에, 포텐셜로 설명할 수 있다. 그림 2-3은 1개의 원자를 고정하고, 여기서 측정한 다른 원자의 위치를 r이라고 했을 때의 포텐셜을 나타낸 것이고,  $U_1(r)$ 와  $U_2(r)$ 는 각각 당기는 힘과 미는 힘의 포텐셜을,  $U(r) = U_1(r) + U_2(r)$ 은 합성포텐셜, 즉 2원자의 結합에

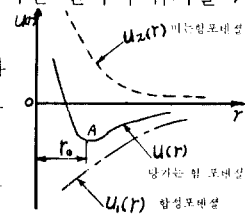
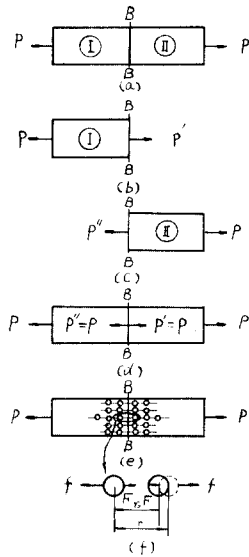


그림 2-3 포텐셜

너지(위치에너지)를 나타낸다. 식(2.1)이나 또는 上述한 바와 같이  $U(r)$ 인 최저원자간격  $r_0$ 에서는  $F(r_0) = 0$ , 즉 당기는 힘과 미는 힘이 평형이고 따라서 평형상태에 있다.  $r > r_0$ 인 위치의 結合力은 당기는 힘이고  $r < r_0$ 에서는 미는힘이다. 그림 2-4는 그림 2-3에서 얻어진 結合力  $F(r)$ 과 원자간 거리 r과의 관계를 표시한 그림이다.

그런데, 외력에 의하여 생긴 응력은 그림 2-

그림 2-2 外力과 應力



2 (f)에 표시한 것과 같은 한쌍의 힘  $f$ 가 되어 원자에 작용하고 결합력  $F$ 와 평행한 위치  $r$ 까지 인장신연된다. 일반적으로 평행위치인  $r_0$ 부근에서는 포텐셜이 주어지는 곡선은  $r$ 에 관한 2차곡선과 근사하게 되기 때문에  $F$ 와  $r$ 의 관계는負(-)의 구배를 가지는 직선으로 나타낼 수 있다 (그림 2-4). 따라서  $F$ 와  $r-r_0$  즉 상대변위와의 관계는 같은 범위에서 그림 2-5와 같이 비례한다.

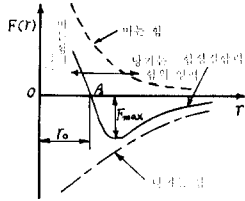


그림 2-4 原子間結合力

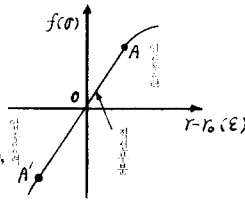


그림 2-5 應力과 原子間距離의 關係

그러나  $r-r_0$ 가 어느정도 이상의 크기로 되면 직선에서 벗어나서  $f$ 와  $r-r_0$ 의 비례성은 성립되지 않는다. 또 그림 2-4의  $F_{max}$ 보다 큰  $f$ 가 작용하게 되면, 원자사이의 결합력이 깨어져서 分離破壞의 발단의 기점이 된다. 2원자사이의 결합력  $F$  또는 응력  $f$ 와 상대변위  $r-r_0$ 의 관계는 그림 2-2 (e)의 경우에도 그대로 확장된다. 먼저, 응력에 대해서 말하면 봉의 단면이 일정하기 때문에, B-B 단면 사이에 두고 마주 보고 있는 2원자에 작용하는 응력은 통계적으로 같은 크기  $f$ 라고 생각하여도 좋다. 이 수를  $n$ 이라고 하면  $p = nf$ 이다. 따라서 B-B 단면의 단위면적마다의 응력을  $a$ 라고 하고 봉의 橫斷面積을  $A_0$ 라고 하면 다음과 같은 관계식이 성립된다.

$$\sigma = p/A_0 = nf/A_0 \dots \dots \dots (2.2)$$

식 (2-2)로서 정의되는  $\sigma$ 를 應力の強度 혹은 應力이라고 한다. 따라서 인장을 받는 단면이 일정한 봉의 응력은  $p$ 를  $A_0$ 로써 나눈 거시적인 양이고, 단위는  $N/mm^2$ ,  $kgf/mm^2$  등이다. 변형상태에 대해서는 보통 변형되는 거시적인 양이 사용된다. 그 정의는

$$\epsilon = \frac{\text{變形量}}{\text{變形量에 대한 基準量}} (\text{無次元量}) \dots \dots \dots (2.3)$$

이다. 다만 단면이 일정한 봉의 인장에 대해서는 봉의 변형전 및 변형후의 길이를 각각  $l_0$ ,  $l$ 이

라고 하면, 변형량은 신연  $\lambda = l - l_0$ , 기준량은  $l_0$ 이기 때문에 變形  $\epsilon$ 은

$$\epsilon = \lambda/l_0 = (l - l_0)/l_0 \dots \dots \dots (2.4)$$

이다. 그런데, 그림 2-2 (e), (f)에서,  $l_0 = mr_0$ ,  $l = mr$  ( $m$ 은 인장방향에서 측정한 원자간격의 수)이기 때문에

$$\epsilon = m(r - r_0)/mr_0 = (r - r_0)/r_0 \dots \dots \dots (2.5)$$

이 된다. 식 (2.2)와 식 (2.5)의 관계를 사용하면 그림 2-5의  $f(\sigma)$ 와  $r-r_0$ 와의 관계는 그대로 단위를 바꾸어서  $\sigma \sim \epsilon$ 의 관계, 즉 應力-變形線圖로 나타낼 수 있다.

그림 2-5의 직선부분에서 수직응력  $\sigma$ 와 수직변형  $\epsilon$ 과의 사이에는

$$E = \sigma/\epsilon, \text{ 혹은 } \sigma = E\epsilon \dots \dots \dots (2.6)$$

인 비례관계가 성립한다. 비례상수인  $E$ 는 영계수 혹은 종탄성계수라고 하는 재료상수이며, 후에 기술하는 탄성상수 중에서 가장 중요한 것이다. 잘 알려져 있듯이 그림 2-6에 표시한 것과 같은 스프링에 외력  $P$ 가 작용하면 신연  $\lambda$ 가 생기고, 스프링상수를  $k$ 라 하면  $P = k\lambda$ 의 관계가 성립한다. 이것은 탄성영역내의 2개의 원자사이의  $f$ 와  $r-r_0$ 와의 관계와 같고,  $\sigma$ 와  $\epsilon$ 과의 관계에도 적용할 수 있다. 따라서 물체의 탄성적 거동은 자주 스프링 모델로 치환하여 설명한다.

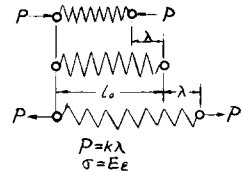


그림 2-6 彈性舉動의 스프링要素로의 置換

### 2.3 熱效果에 대하여

물체에 外力이 작용하지 않으면 原子는 그 평형위치, 즉 포텐셜이 낮은 위치에서 정지하고 있다는 것은 앞에서 기술하였다. 그러나 온도를 높여가면 원자는 열에너지를 얻어서 평형위치의 주위에서 열진동을 일으키게 된다. 이 진동수는  $0^\circ C$ 에서 매초 약  $10^{12}$ 회 정도이고 온도가 높게 될수록 크게 된다. 에너지는 진폭의 2승에 비례하고, 열에너지는 절대온도  $T$ 에 비례하

기 때문에 진폭은  $\sqrt{T}$ 에 비례하게 된다. 따라서 원자는 온도가 높게 되면 그림 2-7과 같이 보다 높은 포텐셜 곡선의 모양을 하게 된다. 그 결과 만일 포텐셜 곡선의 모양이 평형위치  $r_0$ 에 대해서 비대칭형이면, 원자간 거리는 열진동의 중앙위치인  $r_0$ 에서 벗어나게 될 것이고, 또 그 변이량은 온도상승과 함께 증가할 것이기 때문에 열팽창이 일어난다고 생각된다. 실제로는 개개의 원자의 열에너지는 시시각각으로 변화하고 있지만, 현실의 열팽창변형  $\epsilon + h$ 는 모든 원자의 열진동 거동의 평균으로 평가하더라도 충분하다. 그림 2-7을 참조해서 선팽脹係數  $\alpha$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

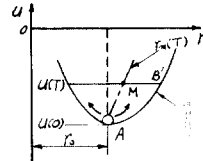


그림 2-7 熱振動과 膨脹

$$c = d\epsilon/dT = (1/rm) \cdot (dr_m/dT) \dots \dots (2.7)$$

물론 포텐셜곡선이 대칭모양이면 선팽脹은 생기지 않고, 포텐셜의 계곡부분이 깊게 되면  $\alpha$ 의 값은 작다.

### 3. 塑性變形

#### 3.1 슬립변형에 대한 모형적인 표시방법

결정의 표면은 외력을 가하면서 금속현미경으로 관찰해 보면, 처음에는 아무런 변화도 알 수 없다. 그러나 외력이 어떤 크기를 넘으면, 각 개소에 평행한 직선 또는 波狀인 곡선이 나타나기 시작한다. 전자 현미경을 사용해서 더욱더 자세히 관찰해 보면, 그림 3-1과 같이 임의의結晶面을 따라서 서로 마주 보는 원자집단이 슬립(slip)되어 생긴段인것을 알 수 있다. 이들段은 외력을 제거하더라도 없어지는 것은 아니다. 結晶性物質의 塑性變形은 대부분이 이와같은 슬립변형에 의하여 일어난다. 이상에서 결정성 물질

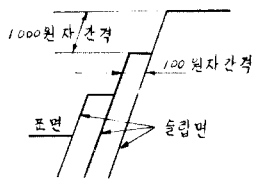


그림 3-1 슬립에 의하여 생기는 表面의 段

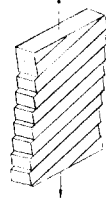


그림 3-2 슬립변형의 모형적 표시(單結晶)

이 인장되어 소성변형을 일으키는 모양은 그림 3-2와 같이 모형적으로 나타낼 수 있다.

### 3.2 結晶構造

結晶性 材料, 특히 일반적으로 많이 사용되는 대표적인 금속은 대부분이 아래에 서술하는 面心立方格子(F. C. C), 稠密六方格子(H. C. P), 体心立方格子(B. C. C)중의 어떤 結晶構造로서 형성되어 있다. 結晶構造를 생각하기 위해서는 원자를 같은 크기의 硬한 球로써 표시하고, 그들을 공간에 규칙 바르게 쌓아올린 모델로 생각하면 쉽게 알 수 있다. 먼저 공간을 球로써 가장 조밀하게 채워 넣은 것을 생각한다. 이렇게 하기 위해서는 먼저 책상위에 球를 조밀하게 모우고, 이것을 제 1층으로 하여 그 위에 같은모양의층을 규칙적으로 쌓아올라가면 좋다. 이때 규칙적인 겹침 방법에는 그림 3-3에서 (i) A B C A B C  $\dots$ , (ii) A B A B  $\dots$ , 라고 하는 2개의 방법이 있다. (i)의 방법으로 생긴 결정구조의 내부에서, 그림 3-3에서 번호를 붙인 인접하는 14개의 球에 대하여 그 입체모형을 그리면 그림 3-4와 같이 된다. 즉 (i)의 방법에 의한 결정구조는 이와같은 立方格子가 3차원적으로 수많이 쌓아올려진 것임을 알 수 있다. 이것을 面心立方格子라 한다. 한편 (ii)의 방법에 의한 것은 그림 3-5에 표시한 最小단위의 六方格子로 되어 있다. 이것을 稠密六方格子라 한다. 끝으로 体心六方

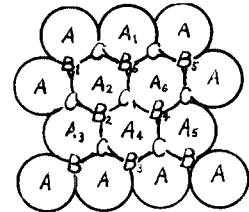


그림 3-3 稠密充填의 方法

A, B, C는 各 稠密充填層에서의 個個의 原子의 中心位置

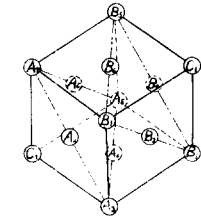


그림 3-4 面心立方格子

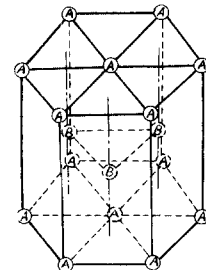


그림 3-5 稠密六方格子 이것을 稠密六方格子라 한다. 끝으로 体心六方

構造라고 하는 것은 그 최소단위로서 六方格子가 그림 3-6에 표시한 것처럼 体心の 위치에 1개의 원자를 가진 것을 말한다.

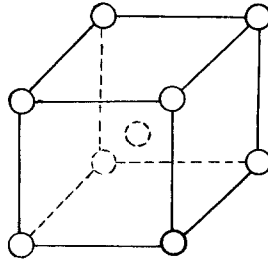


그림 3-6 体心六方格子

### 3.3 슬립系 및 臨界 剪斷應力

結晶의 슬립은 특정한 結晶面에서 특정한 結晶方向으로 일어난다. 슬립이 일어나는 面을 슬립면, 이것이 일어나는 방향을 슬립방향이라 한다.

그림 3-7에 표시한 단순한 2次元結晶을 생각해 보자. 일반적으로 結晶面, 結晶方向에는 여러 종류의 것이 생각되고 그들중에는 원자가 가장 밀접하게 이어진 특정한 面 및 方向이 존재하고 있다는 것을 알 수 있다.

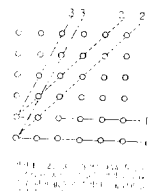


그림 3-7 2次元結晶

結晶의 슬립은 보통 이와같은 稠密原子面에서 일어난다, 또 슬립방향은 항상 稠密原子方向과 일치한다. 슬립면, 슬립방향의 조합을 슬립系라고 한다. F.C.C에서는 그림 3.4에서 알 수 있듯이 독립된 슬립면(稠密原子面)은 4枚이고, 그 각각에 대해서 3개의 슬립방향(稠密原子方向)이 존재하기 때문에 합계  $4 \times 3 = 12$ 의 슬립系가 있다. 어느 슬립系가 실제로 작용하는가 하는 것은 각 슬립系에 대해서 다음 식으로 정의되는 剪斷應力(그림 3-8 참조)이 어떤 일정한 값  $\tau_{cr}$ 에 달하느냐, 그렇지 않느냐에 따라서 결정된다.



그림 3-8 剪斷應力을 구하는 방법

$$\tau_{cr} = (P/A) \cos\theta \cdot \cos\lambda \dots\dots\dots (3.1)$$

여기서  $\cos\theta \cdot \cos\lambda$ 를 슈미트 계수라고 한다. 또  $\tau_{cr}$ 을 臨界剪斷應力이라고 하며, 예를 들면 銅, 金 등의 單結晶에서는 각각  $\tau_{cr} = 0.10 \text{ kgf/mm}^2$ ,  $0.92 \text{ kgf/mm}^2$ 로 實測되고 있다.

### 3.4 完全結晶의 슬립變形

完全結晶이란 結晶을 구성하는 모든 원자가 정상적인 위치의 格子點에 정상적으로 배열되어 있는 것을 말한다. 그림 3-9와 같이 完全結晶에 剪斷應力  $\tau$ 를 작용시켜서 A-A를 슬립면으로 슬립변형시킨 경우를 생각한다.  $\tau = 0$ 인 상태에서는 결정내의 개개의 원자는 그림 3.10과 같이 포텐셜에너지 곡선  $U(x)$ 가 極小에 대응하는 위치에 정지하고 있다.  $\tau$ 가 처음 작용할 때에는 P열의 원자는 동시에 변위를 일으켜서 P, E (potential energy)보다 높은 상태로 옮겨 간다. 슬립변형은 P열의 원자가 일시에 P, E 곡선의 산마루를 넘음으로써 일어난다.  $\tau$ 는 단위 체적당의 원자쌍의 총수  $n$ 의 사이에 작용하는 원자사이의 총합과 같다. 따라서 이 과정을 靜의

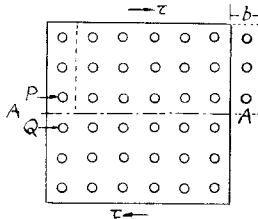


그림 3-9 完全結晶의 슬립

으로 행하여지는 것에 준한다고 하면  $\tau$ 는  $U(x)$  곡선 구배의  $n$ 배와 같은 크기를 가지고 변화한다. 이때의  $\tau$ 의 최대치  $\tau_{max}$ 가 이 슬립과정을 완료시키는 데에 요하는 剪斷應力, 즉 結晶의 理論剪斷強度  $\tau_{th}$ 이다.

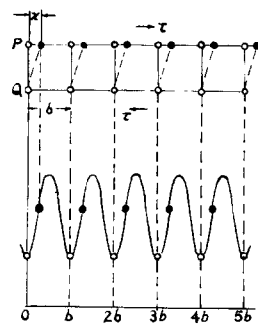


그림 3-10 슬립에 의한 포텐셜에너지의變化

### 3.5 轉位の 移動과 슬립變形

$\tau_{cr}$ 의 實測値는, 대부분의 結晶性 재료에서는  $\tau_{th}$ 의 수백분의 1에서 수만분의 1에 지나지 않는다. 이것은 결정 중에 존재하는 轉位라는 線모양의 格子欠陥이 실제 결정의 塑性變形機構를 지배하기 때문이다. 轉位를 설명하기 위해서, 슬립면은 전체가 동시에 미끄러지는 것이 아니고 처음에는 그 일부분만이 슬립되고, 그 슬립된 부분이 점차 확대됨으로써 슬립면 전체가 슬립된다

고 생각해 보자. 그림 3-11은 完全結晶에서 슬립면 ABPQ의 일부 ABEF가 벡터  $b$ 로 표시되는 슬립을 일으키고 있는 상태를 模型的으로 표시한 것이다. 슬립방향으로 향하는 크기가 1 원자간격의 벡터를 Bergers Vector ( $b$ )라 하며 부분적으로 슬립이 일어난 결정내의 원자배열은 결정의 周期性을 고려 함으로써 그림 3-12와 같이 그림 3.11의 슬립영역의 경계선 EF의 주변을 제외하고는 완전히 원래의 상태와 같이 회복되어 있는 것을 알 수 있다. 즉 이 경우, 원자배열의 移動은 경계선 EF를 따라서 집중적으로 존재하게 된다. 이와같이 線모양의 원자배열의 移動을 轉位라 하고, 이 경우 이것을 기호로  $\tau$  표시 한다. 따라서 부분적인 슬립이 확대됨에 따라 슬립면 전체가 슬립된다고 하는 것은 轉位가 끝에서 끝까지 슬립면상을 이동함으로써 일어나는 것이라고 할 수 있다.

### 3.6 轉位 移動의 容易性

지금 이상적인 상태로서 완전결정 중에 존재하는 단 1 개의 轉位를 생각하자. 그림 3.13 (a)는 전위를 포함한 슬립의 上下의 P, Q 원자열이 1 원자거리의 이동에 따라서 변위하는 모양을 모형적으로 나타내고 있고, 각 원자의 移動량은 매우 작은 것을 알 수 있다. 이것에서도 轉位の 移動이 매우 용이한 것을 예상할 수 있지만, 다시 轉位の 이동에 따르는 P, E

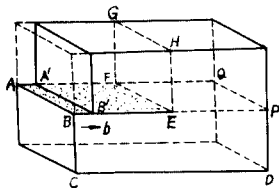


그림 3-11 슬립면상에서 부분적으로 생긴 슬립

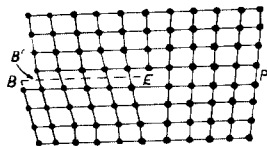


그림 3-12 그림 3-11의 結晶의 正面 原子配列

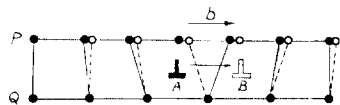


그림 3-13 (a) 轉位の 1原子거리의 移動에 의한 原子의 움직임

의 변화를 조사해 보면, 이것은 더욱 분명하게 된다. 그림 3-13 (b)는 1 원자거리의 轉位の 移動에 따르는 P, E의 변화가 매우 작은 경우의 설명이고, 이것보다 轉位를 크게 변화시키기 위해서는 약간의 剪斷應力을 加하면 잘 알 수 있다. 그렇지만 실제의 결정 중에는 轉位の 移動을 억제하는 여러가지 인자가 존재하고 있고, 이것이 結晶의 強度를 지배한다.

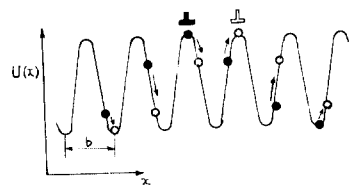


그림 3-13 (b) 포텐셜場에서의 原子의 움직임 轉位가 A→B로 移動하는 동안에, 轉位の 左側의 原子는 P, E가 낮은 상태로 移動하는 것에 대해서 右側의 原子는 그것보다 높은 상태로 移動한다. 이 동안의 意味 P, E의 變化는 거의 0가 된다.

### 3.7 轉位の 種類

그림 3-11에서 Bergers 벡터  $b$ 는 轉位線 EF와 직각이었다. 이와같은 轉位를 칼날 轉位라 한다. 한편 그림 3-14에 표시한 轉位 EF에서는  $b$ 는 EF와 平行하고, 이 轉位주위를 1회 1개의 원자면에 오도록 階段모양의 구조로 되어 있다. 이것을 나선轉位라 한다. 그림 3-11, 그림 3-14에서 슬립면 上下의 상대적 슬립을 逆轉한 경우에 생긴 轉位를 각각 앞에서 기술한 轉位에 대하여 다른 부호의 전위라 하고, 칼날전위에 대해서는  $\tau$  (+),  $\tau$  (-)로 표기하고, 나선전위에 대해서는 오른쪽 감기, 왼쪽 감기라 부르고, 이들을 구별한다 (기호로 +, -인 칼날전위를  $\tau$ ,  $\tau$ 로 표기한다)

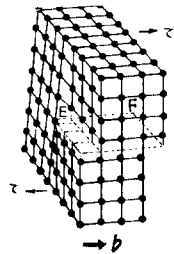


그림 3-14 나선轉位 오른쪽 감기: 轉位線FE 주위에서 오른쪽으로 1회전 1개의 아래 原子面으로 移動한다.

### 3.8 轉位の 增殖

슬립面 위를 1개의 轉位가 지나가면  $b$ 만의

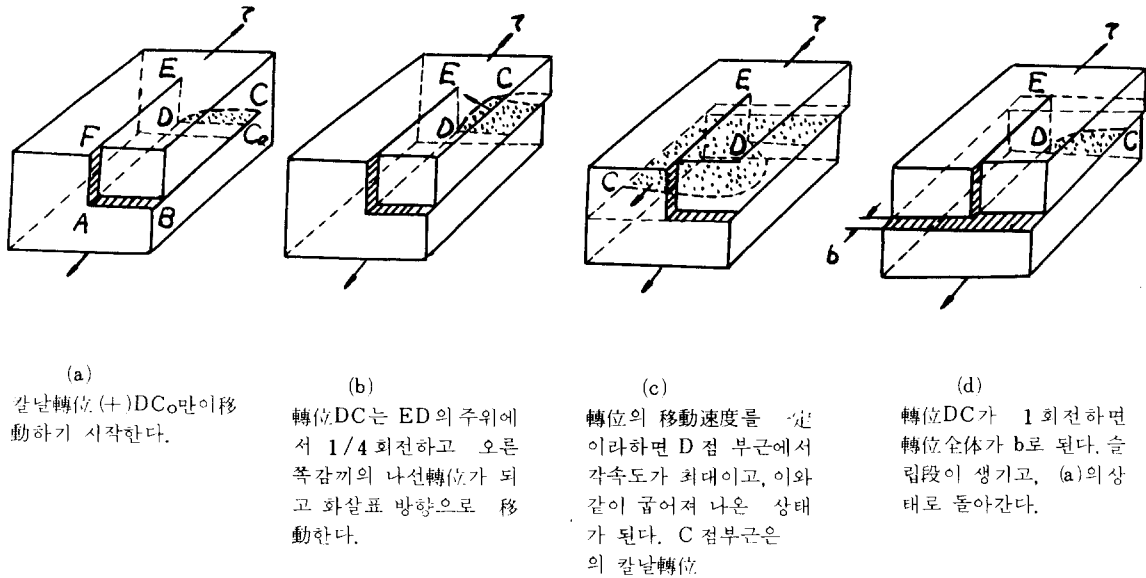


그림 3 - 15 Flank Lead機構의 說明圖 (Lead에 따름)

슬립이 생기고 표면에는 1 원자 거리의 段이 형성된다. 그렇지만 그림 3 - 1 과 같이 실제로 표면에 생긴 슬립의 段은 약 1,000원자간 거리의 정도 것이고, 이 경우 약 1,000개의 전위가 같은 슬립면이나 또는 매우 인접된 몇개의 슬립면 상을 통과해야 한다. 동일한 부호의 轉位가 그들 슬립面 상에 미리 여러개 존재하고 있다고 생각하는 것은 무리이고, 실제로는 몇개의 기구가 작용해서 塑性變形과 함께 轉位の 수가 현저하게 증가할 것이다. 이것을 轉位の 增殖이라고 하고, 그 機構로서 최초로 제안된 것이 Flank-Lead機構이다. 그림 3 - 15는 가장 단순한 경우이고 結晶内에는 미리 L字모양의 轉位 EDC<sub>0</sub>가 존재하고 그중 DC<sub>0</sub> 부분만이 슬립面上에 존재하고 있다. 그림에 표시한  $\tau$ 의 初期에는 轉位線 ED는不動이기 때문에 (a), (b), (c)에 표시한 것과같이 DC<sub>0</sub>부분만이 ED의 주위에서 回轉하고 슬립面을 흡수함으로써 슬립領域이 확대된다. 1회轉하여 끝나면 結晶은 b와 같은 段이 생기고 한편 轉位 EDC는 (a)의 상태로 돌아간다. 이

과정은 몇회나 반복되기 때문에 소수의 轉位로 충분한 量의 슬립變形이 일어난다. 이 機構에 의하여 轉位가 增加되어 가는 모양을 표시한 것이 그림 3 - 16이다.

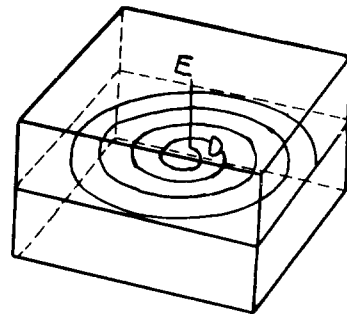


그림 3 - 16 FlankLead 機構에 의한 轉位の 增殖

■ 다음 호에 계속 ■