

# Cours de déformation

## MSE-310

### IV. Dislocations

Roland Logé

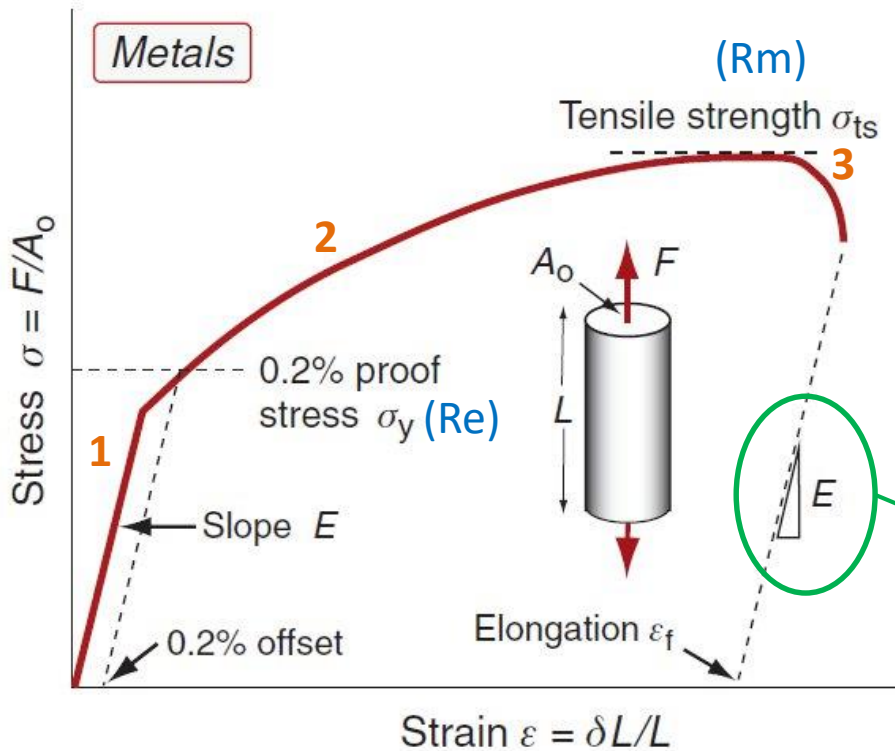
Laboratoire de Métallurgie Thermomécanique (LMTM)

The logo of EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) is displayed in a bold, red, sans-serif font. The letters are stylized, with the 'E' and 'F' having a distinctive blocky appearance.

# Plan

1. Le glissement des dislocations dans un monocristal
2. Description et propriétés des dislocations
3. Dislocations partielles et énergie de défaut d'empilement
4. Ecoulement

# Introduction (rappel) : essai de traction

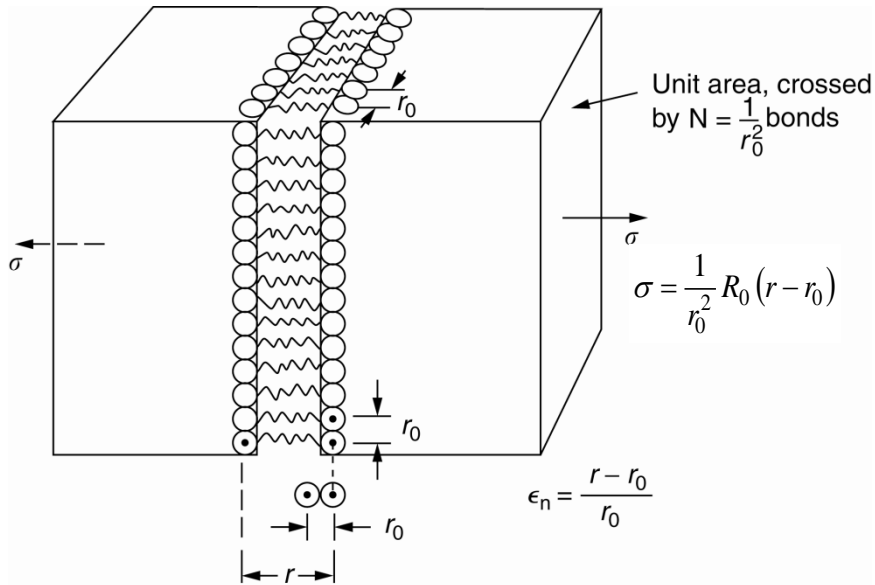


**Phase 1**: déformation élastique réversible (comportement linéaire)  
**Phase 2**: déformation plastique irréversible, homogène jusqu'à  
**Phase 3**: localisation de la déformation plastique = striction, puis rupture de l'éprouvette

Décharge de pente  $E$

[Engineering Materials 1, Ashby & Jones]

# Module de Young (rappel)



$$\sigma = N R_0 (r - r_0) \quad N = \text{nombre de liaisons par m}^2 = \frac{1}{r_0^2}$$

→  $\sigma = \frac{R_0}{r_0} \epsilon_n$

Module de Young :

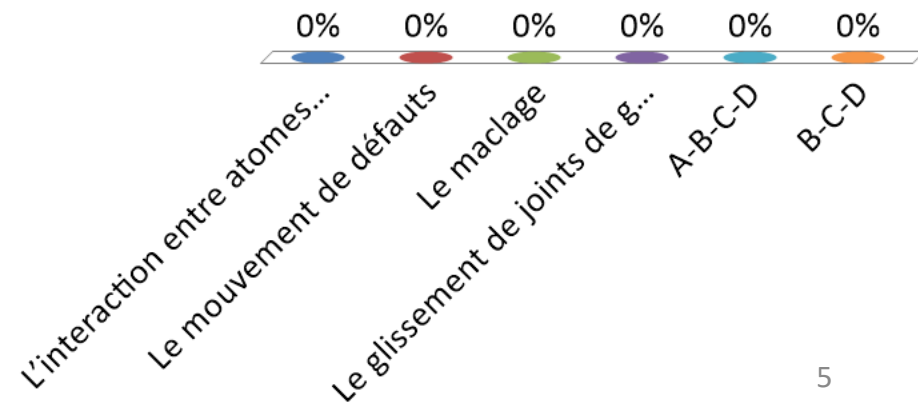
$$E = \frac{R_0}{r_0} = \frac{1}{r_0} \left( \frac{d^2 U}{dr^2} \right)_{r=r_0}$$

[Engineering Materials 1, Ashby & Jones]

Type de liaison	$R_0$ (N/m)	$E$ (GPa) = $R_0/r_0$
Covalente (ex. C-C)	50 à 180	200 à 1000
Métallique (ex. Cu-Cu)	15 à 75	60 à 300
Ionique (ex. Na-Cl)	8 à 24	32 à 96
Hydrogène (ex. H <sub>2</sub> O-H <sub>2</sub> O)	2 à 3	8 à 12
Van der Waals (ex. polymères)	0.5 à 1	2 à 4

# Qu'est-ce qui caractérise la déformation irréversible de matériaux cristallins ?

- A. L'interaction entre atomes voisins
- B. Le mouvement de défauts
- C. Le maclage
- D. Le glissement de joints de grain
- E. A-B-C-D
- F. B-C-D

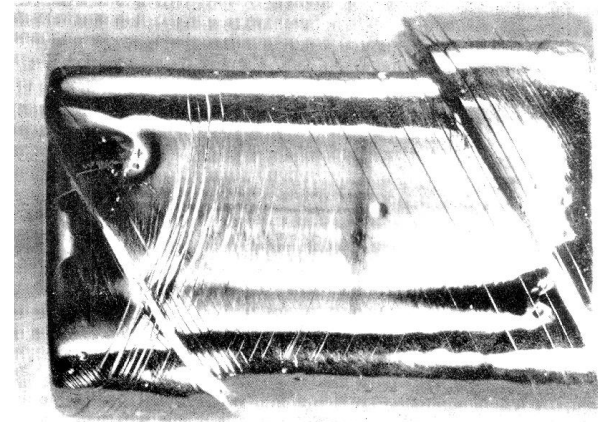


# 1. Le glissement des dislocations dans un monocristal

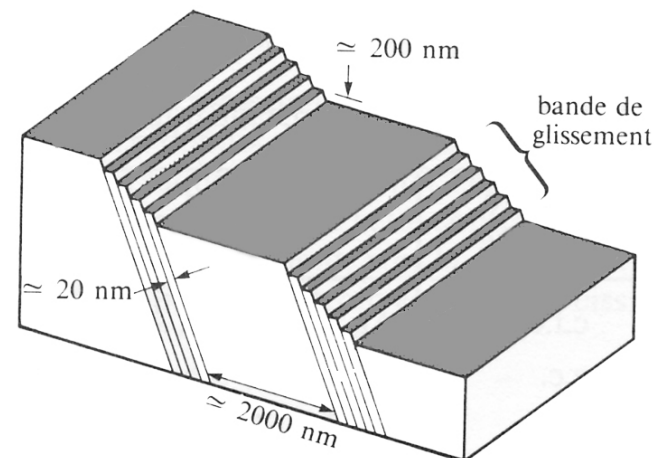
Déplacement **irréversibles** de certaines parties du cristal les unes par rapport aux autres (sous forme de « marches »), dans un monocristal déformé plastiquement.

A la surface du cristal, cette déformation se manifeste par des **lignes de glissement** concentrées dans des bandes de glissement.

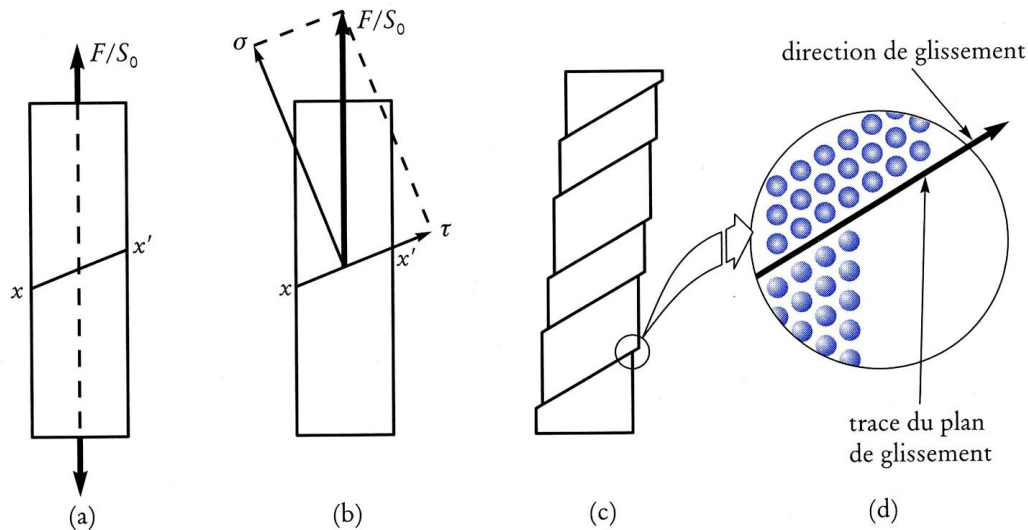
Ces observations montrent que la **déformation plastique** se produit par **cisaillement** localisé le long de plans et directions bien spécifiques: en général les **plans et directions** les plus **denses** du cristal.



Monocristal de Niobium



# Limite d'élasticité d'un monocristal

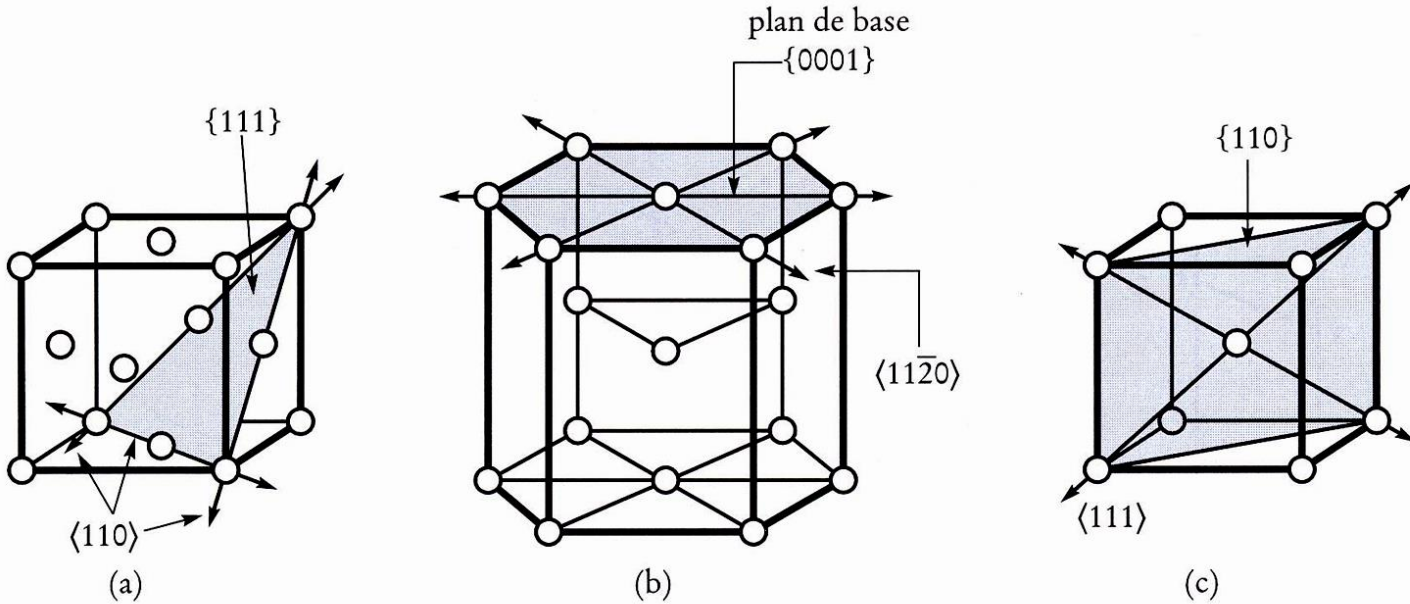


[Des Matériaux, Bailon & Dorlot]

Structure cristalline	Plan de glissement	Direction de glissement	Exemples
CFC	{111}	$\langle 110 \rangle$	Al, Fe $\gamma$ , Cu, Ni, Au, Ag
CC	{110}, {112}, {123}	$\langle 111 \rangle$	Fe $\alpha$ , Ta, Nb, Mo, W
HC	{0001}, {10-10}	$\langle 11-20 \rangle$	Mg, Ti, Zr, Zn, Be

**Systeme de glissement = plan + direction (denses)**

# Plans de glissement et directions de glissement les plus courants



cubique faces  
centrées (CFC)

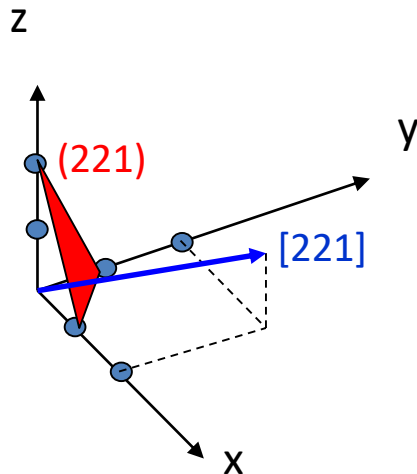
hexagonal  
compact (HC)

cubique centré  
(CC)

## Rappel : plans et directions cristallographiques

Direction	$\vec{r} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$	notation [u v w]
Série de plans parallèles :	$h\frac{x}{a} + k\frac{y}{b} + l\frac{z}{c} = 1$	(h k l) indices de Miller

Note : si la symétrie cristalline n'est pas cubique, [hkl] n'est pas nécessairement perpendiculaire aux plans (hkl).

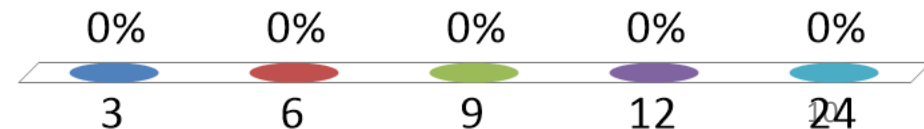


### Méthode :

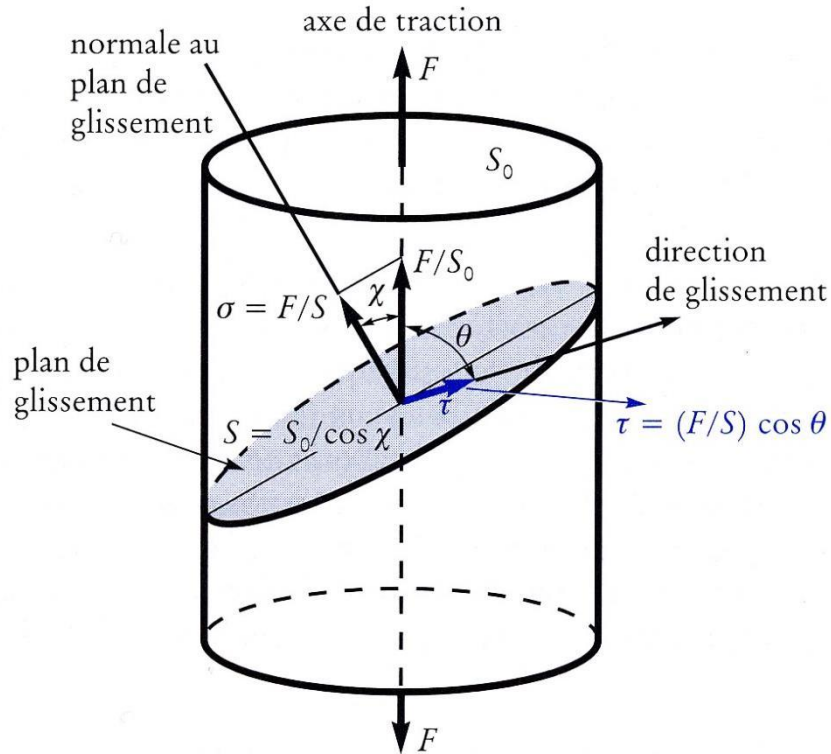
- Somme vectorielle pour [221]
  - Plan (221) intersecte :
    - axe x à  $x/a = 1/h = 1/2$
    - axe y à  $y/b = 1/k = 1/2$
    - axe z à  $z/c = 1/l = 1$
- Un plan parallèle intersecte les 3 axes à  $x=1, y=1, z=2$ .

Combien de systèmes de glissement distincts existe-t-il pour une dislocation dans un métal CFC ?

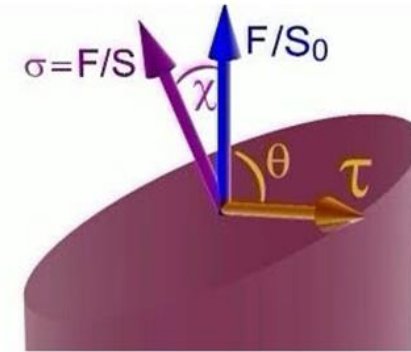
- A. 3
- B. 6
- C. 9
- D. 12
- E. 24



# Cission critique



[Des Matériaux, Bailon & Dorlot]



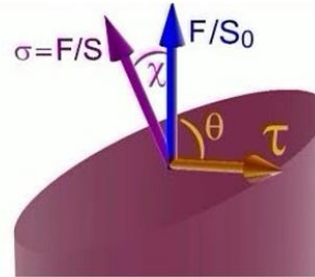
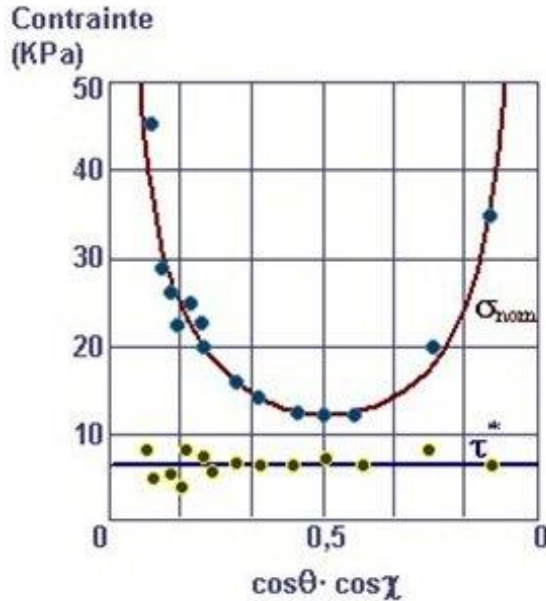
Contrainte de cisaillement sur le plan et dans la direction de glissement (= cission résolue) :

$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos \theta \cos \chi$$

facteur de Schmid

# Cission critique

Limite élastique nominale  $\sigma_{nom} = \frac{F}{S_0}$



Orientations des mailles unitaires des grains d'un polycristal



La valeur critique de  $\sigma_{nom}$  dépend de l'orientation du cristal par rapport à l'axe de traction. Cependant la valeur critique de la cission résolue est constante :

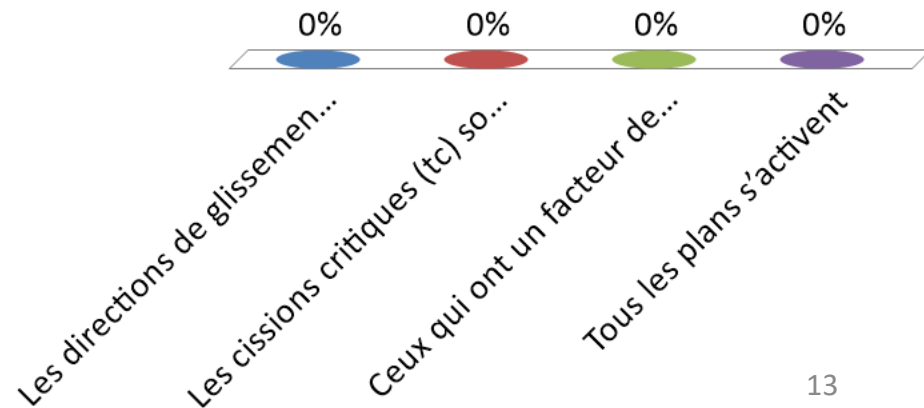
$$\tau = \sigma_{nom} \cos \theta \cos \chi = \tau_c$$

Cission critique

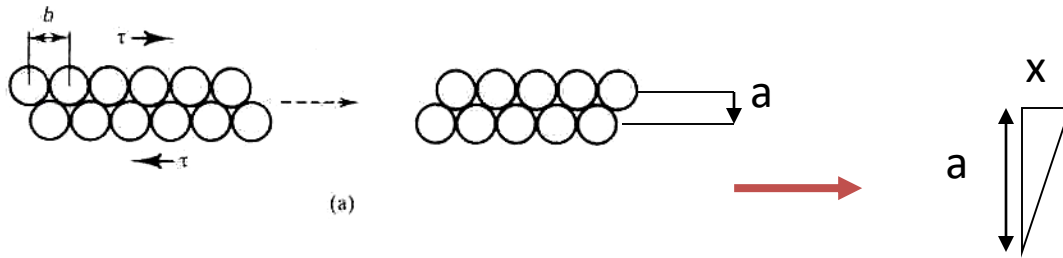
La plasticité dans un monocristal est induite dès que la contrainte de cisaillement opérant sur un ou plusieurs systèmes de glissement atteint une valeur critique (cission critique).

# S'il existe plusieurs plans de glissement cristallographiquement différents :

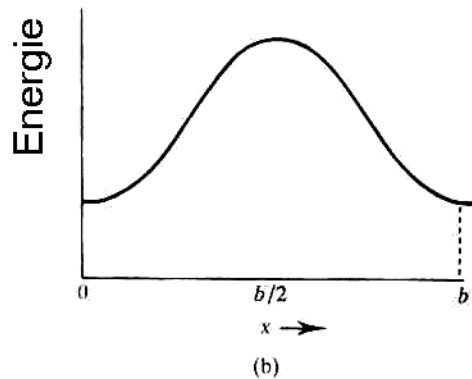
- A. Les directions de glissement (**b**) sont les mêmes
- B. Les cissions critiques ( $\tau_c$ ) sont les mêmes
- C. Ceux qui ont un facteur de Schmid élevé et  $\tau_c$  faible s'activent d'abord
- D. Tous les plans s'activent



# Calcul théorique de la limite d'élasticité dans un cristal parfait



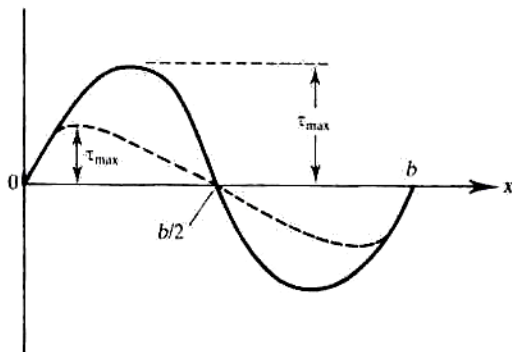
Petits déplacements :  $\gamma = \frac{x}{a}$   
 et  $\tau = G\gamma$



$$G = \left. \frac{d\tau}{d\gamma} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\tau}{dx} \right|_{x=0} * \left[ \left. \frac{d\gamma}{dx} \right|_{x=0} \right]^{-1} = \frac{2\pi}{b} \tau_{\max} * a$$

→  $\tau_{\max} = \frac{G b}{2\pi a} \sim \frac{G}{30} \gg \tau_{\text{exp}} !$  (2 à 3 ordres de grandeur)

contrainte de cisaillement  $\tau$

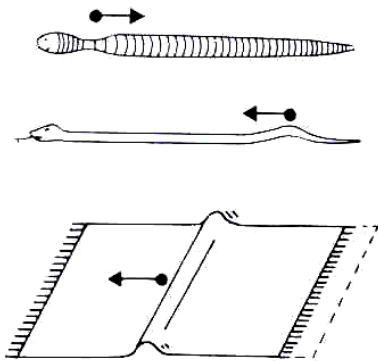


$$\tau = \tau_{\max} \sin\left[\frac{2\pi x}{b}\right] \rightarrow \left. \frac{d\tau}{dx} \right|_{x=0} = \frac{2\pi}{b} \tau_{\max}$$

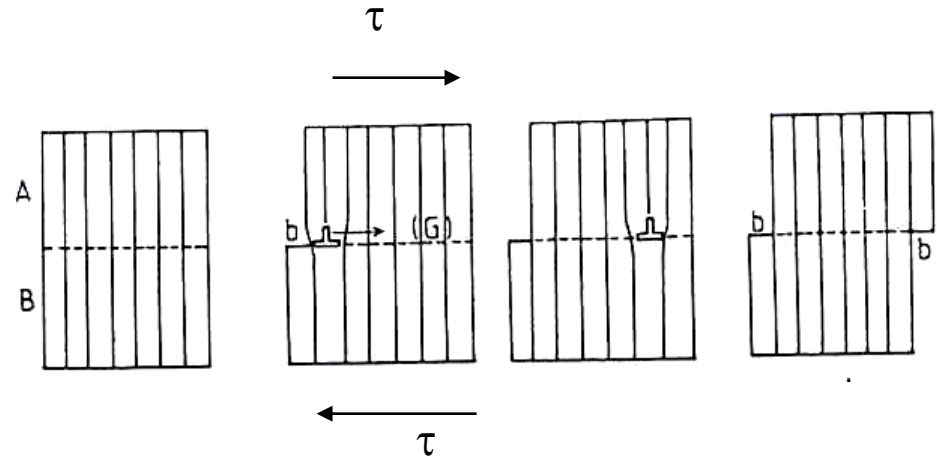
# Explication de cette différence : propagation des dislocations

Le mécanisme de déformation plastique n'est pas un glissement « plan sur plan », mais bien une **propagation de défaut linéaire**.

Principe :



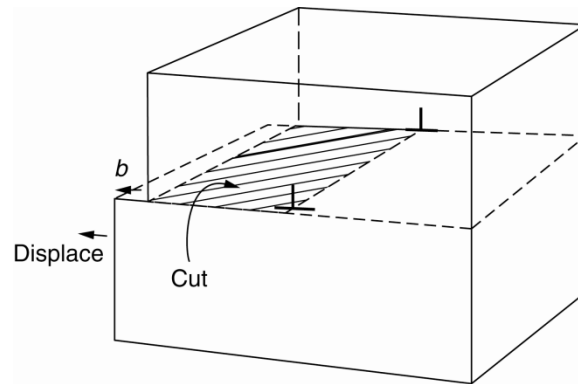
Analogie du  
tapis / ver / serpent



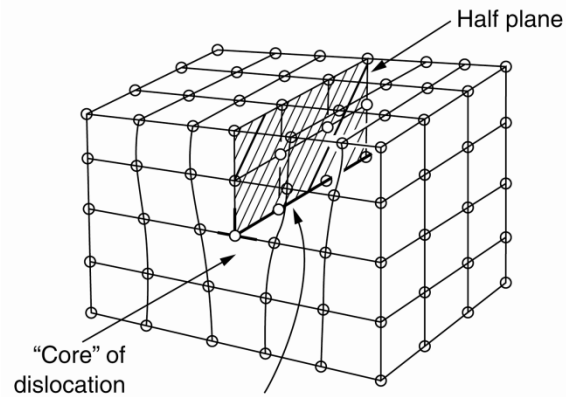
Mouvement d'une dislocation  
coin sous l'action de  $\tau$

# La dislocation - définition

**Ligne de défaut cristallin** séparant 2 régions du cristal, l'une ayant glissé vis-à-vis de l'autre suivant un vecteur appelé vecteur de **Burgers  $b$** .



(a)



(b)

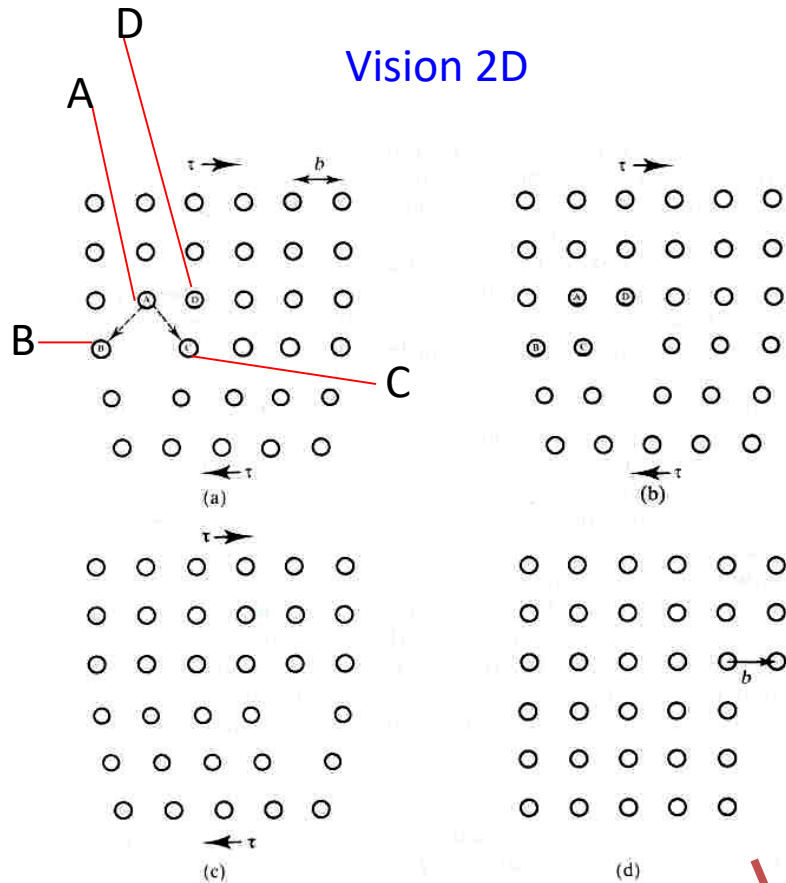
Cas de la **dislocation coin**  
(edge dislocation)

An edge dislocation, (a) viewed from a continuum standpoint (ignoring the atoms) and (b) showing the positions of the atoms near the dislocation. Only the atom centers are shown.

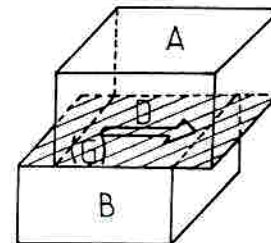
[Engineering  
Materials 1,  
Ashby & Jones]

## 2. Description et propriétés des dislocations

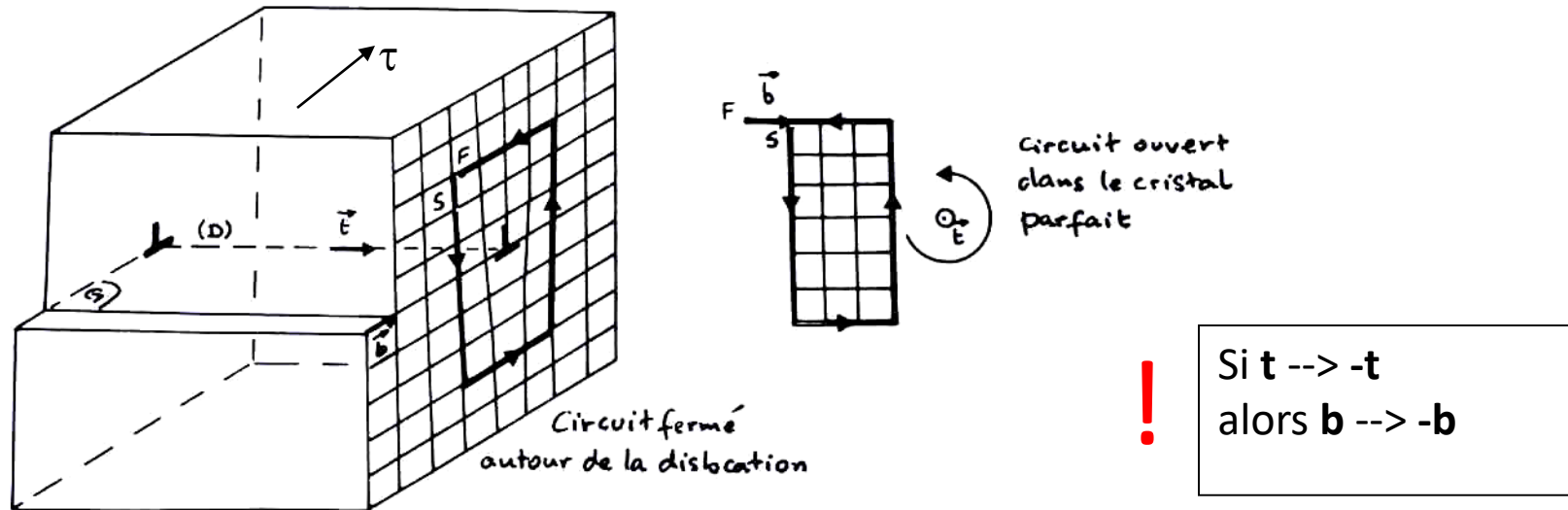
### Analyse du mouvement de proche en proche



- a) la contrainte  $\tau$  déplace l'atome A qui devient plus proche de C que de B
- b) en conséquence la ligne de dislocation se déplace au niveau de D
- c) le processus se répète et la ligne de dislocation se déplace vers la droite jusqu'à ce que :
- d) la dislocation « sort » du cristal , réalisant un déplacement  $b$  de la partie supérieure du cristal par rapport à la partie inférieure.



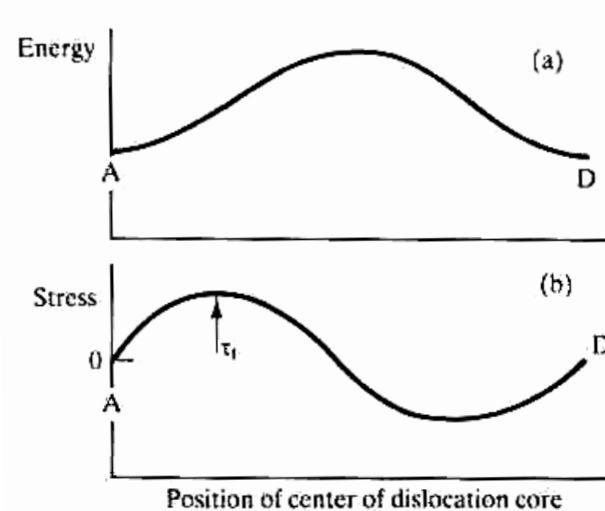
# Aspects géométriques et topologiques d'une dislocation coin



- $G =$  plan de glissement,
  - { formé par la ligne de dislocation (D), d'orientation  $t$
  - { et par la direction de glissement  $b$  (= vecteur de Burgers)
- Le vecteur  $b$  est // à la direction de cisaillement : il caractérise le cisaillement produit par la dislocation traversant le cristal
- La norme de  $b$  est définie par le circuit de Burgers (ici : convention Finish-Start-Right Hand = FSRH). Principe : circuit fermé S-->F autour de  $t$ , orientation RH. Défaut de fermeture par rapport au cristal parfait :  $b = FS$

# Retour à la limite d'élasticité

La limite d'élasticité est la contrainte nécessaire pour déplacer les dislocations.  
Autrement dit, la **déformation plastique = le mouvement des dislocations**



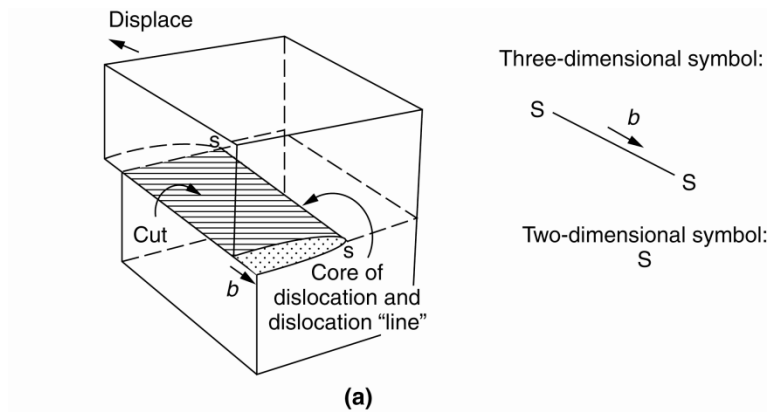
Lors du mouvement incrémental d'une dislocation, l'énergie du cristal passe par un maximum. En approximant la courbe par une sinusoïde :

$$\tau_f = G \exp\left[-\frac{2\pi w}{b}\right] \quad \text{Force de « friction »}$$

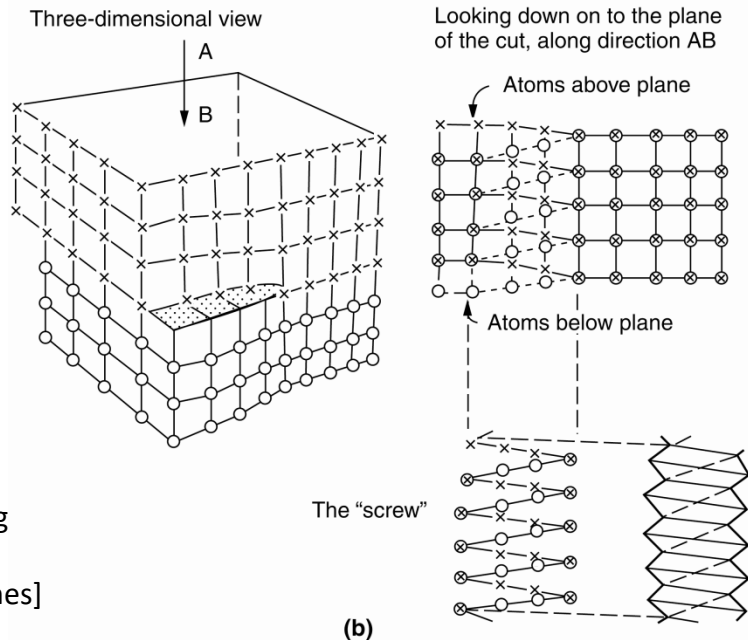
$w$  = « largeur » de la dislocation  $\sim$  distance sur laquelle la position des atomes est perturbée

- si  $w$  augmente,  $\tau_f$  diminue (déplacements atomiques relatifs diminuent)
- $w$  diminue si  $T$  diminue, mais la dépendance est +/- forte suivant le type de matériau
- $b$  doit être minimal si l'on veut minimiser  $\tau_f$  (direction dense)

# Autre type de dislocation : la **dislocation vis** (screw dislocation)

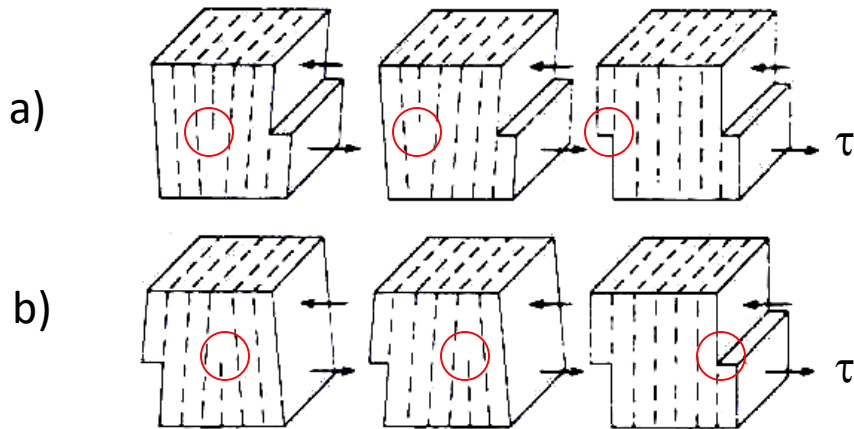


A **screw dislocation**, (a) viewed from a continuum standpoint and (b) showing the atom positions.



L'appellation « vis » vient de l'**arrangement des atomes** autour de la ligne de dislocation, qui ressemble à une **hélice**.

# Mouvement des dislocations

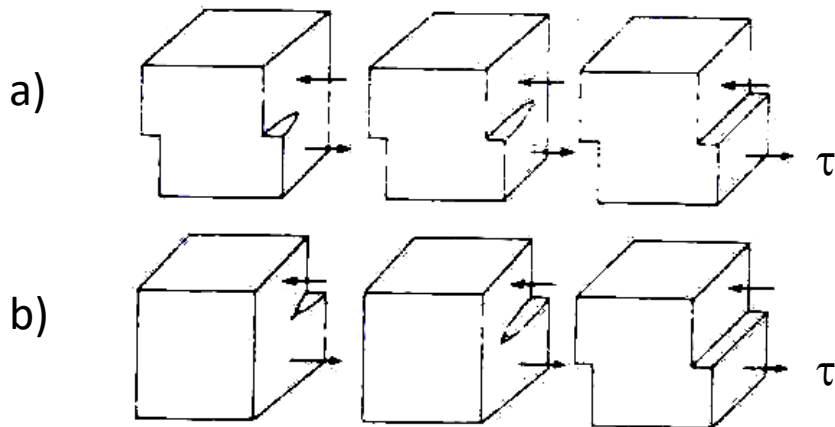


Cisaillement par propagation d'une **dislocation coin** :

- a) de droite à gauche
- b) de gauche à droite

Rôle du signe + ou - de la dislocation, c-à-d de l'orientation du vecteur **b**, sur la direction de propagation

cisaillement : mouvement de norme **b**, // au vecteur **b**, et sens dicté par le signe de  $\tau$

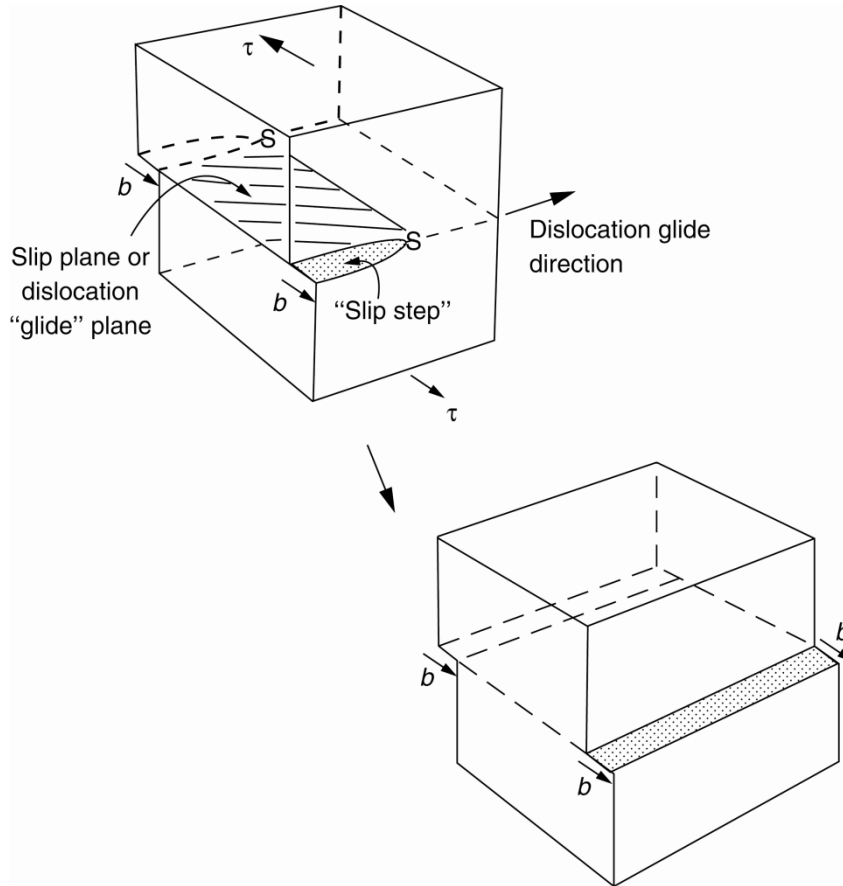


Cisaillement identique par propagation d'une **dislocation vis** :

- a) de l'avant vers l'arrière
- b) de l'arrière vers l'avant

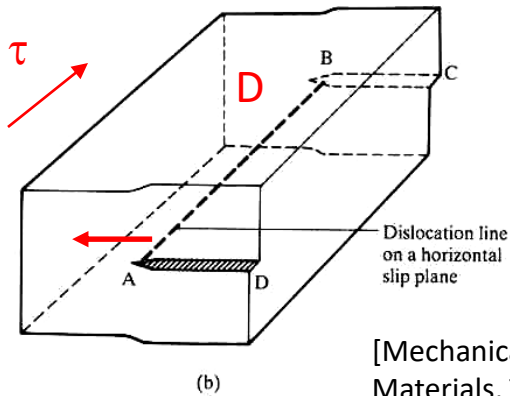
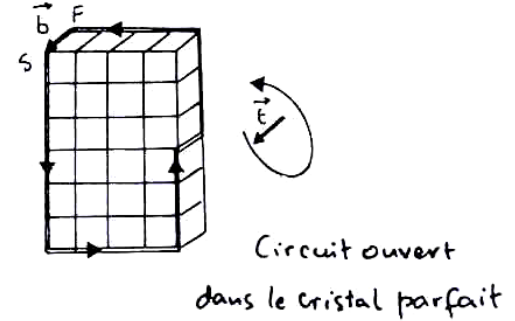
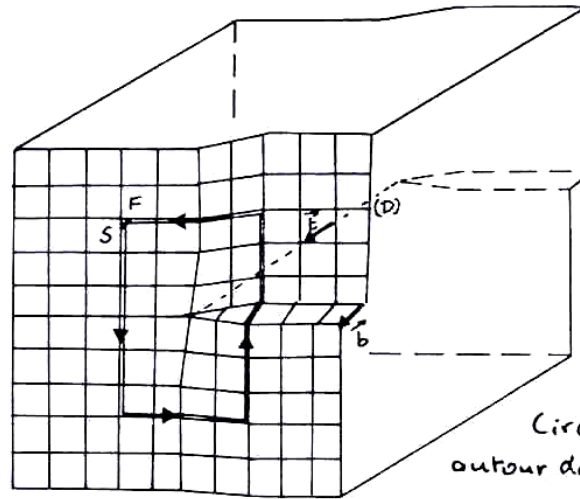
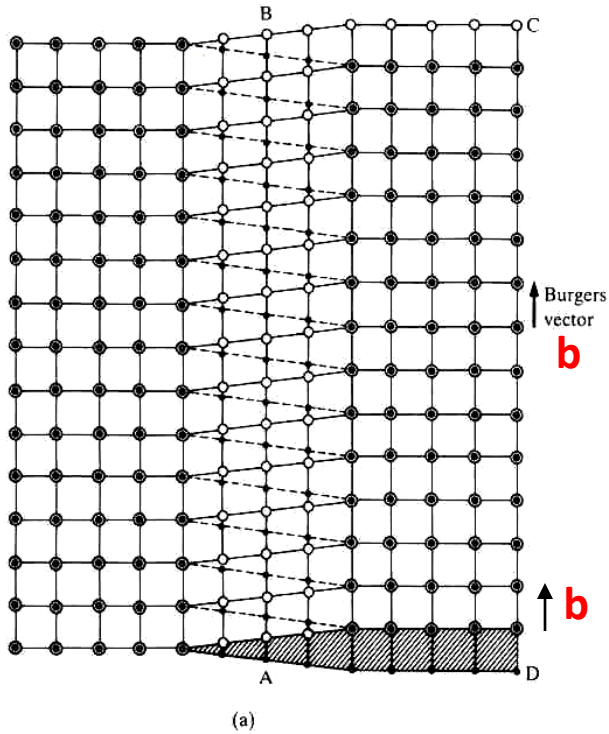
Au bout du compte, quelle que soit la direction de propagation (signe de **b**), ou le type de dislocation, la déformation de cisaillement induite est la même

# La dislocation vis



Ici encore le **vecteur de Burgers** donne la **direction du cisaillement** induit dans le cristal par la propagation de la dislocation

# La dislocation vis

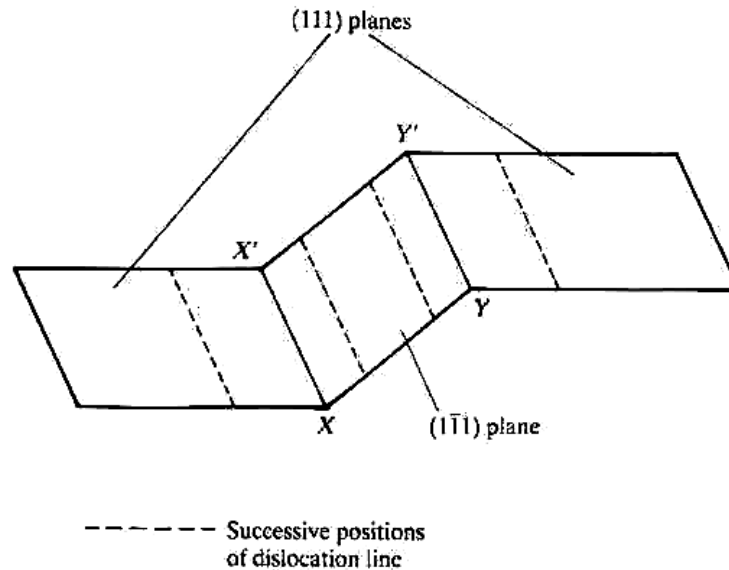


[Mechanical Behavior of  
Materials, T.H. Courtney]

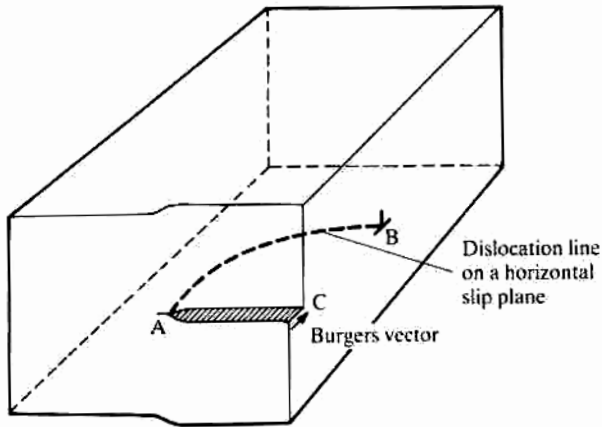
- **b** est // à **t** (et non plus  $\perp$ )
- la direction de propagation de la ligne de dislocation (D) reste  $\perp$  D, mais cette fois  $\perp$   $\tau$  (et non plus //).

# Glissement dévié de la dislocation vis

- Comme  $\mathbf{b} // \mathbf{t}$  (ou D), ces 2 vecteurs ne définissent plus un plan de glissement G unique. G est imposé par les conditions de contrainte appliquée.
- En présence d'un obstacle au mouvement d'une dislocation, la dislocation vis peut changer temporairement de plan de glissement (les contraintes locales ont changé), et ainsi contourner l'obstacle.
- Lorsque l'obstacle est dépassé, la dislocation peut reprendre sa course sur un plan // au plan initial : c'est le glissement dévié.

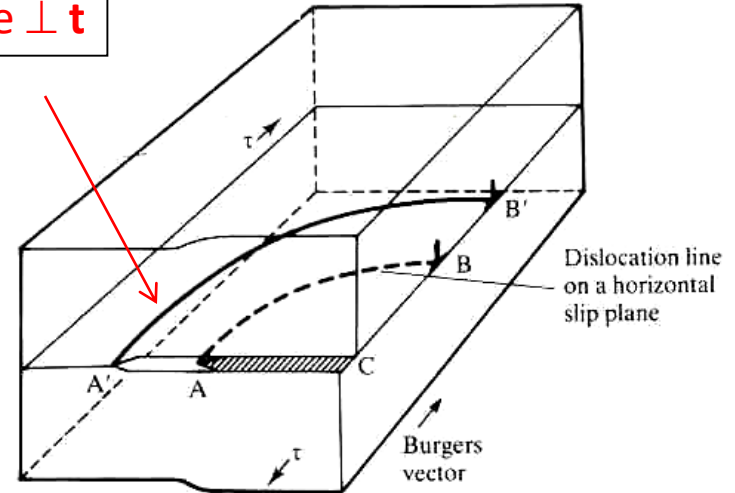


# Cas général de la dislocation mixte

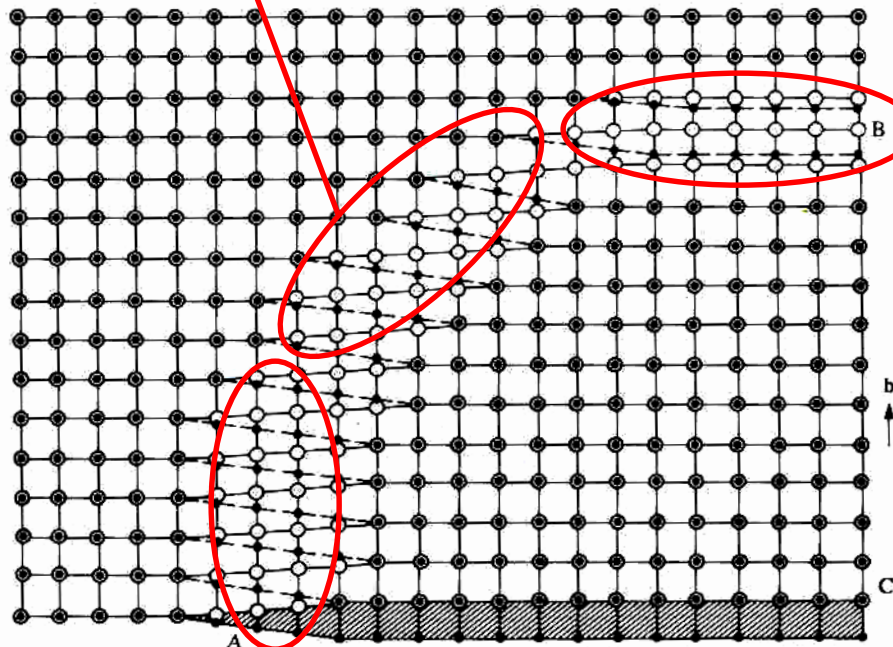


(a)

**t variable,  
se déplace  $\perp$  t**

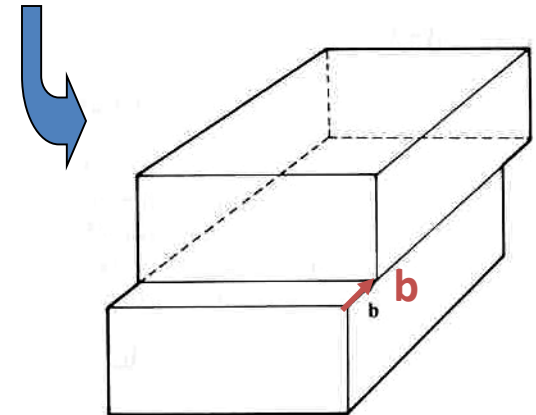


partie mixte



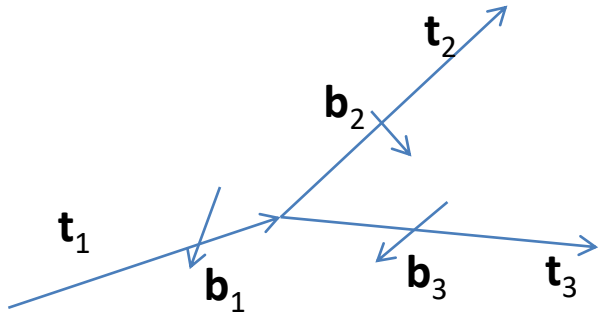
(b)

partie vis

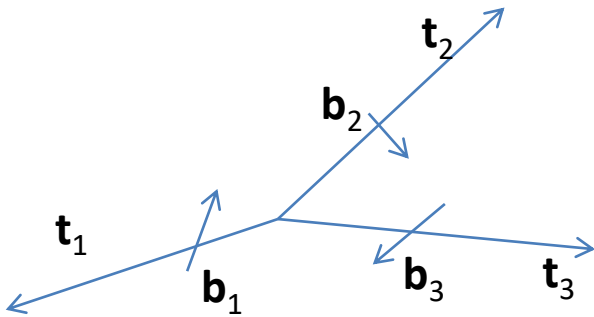


[Mechanical Behavior of Materials, T.H. Courtney]

# Conservation du vecteur de Burgers



$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 \quad (\text{ex: dissociation d'une dislocation})$$



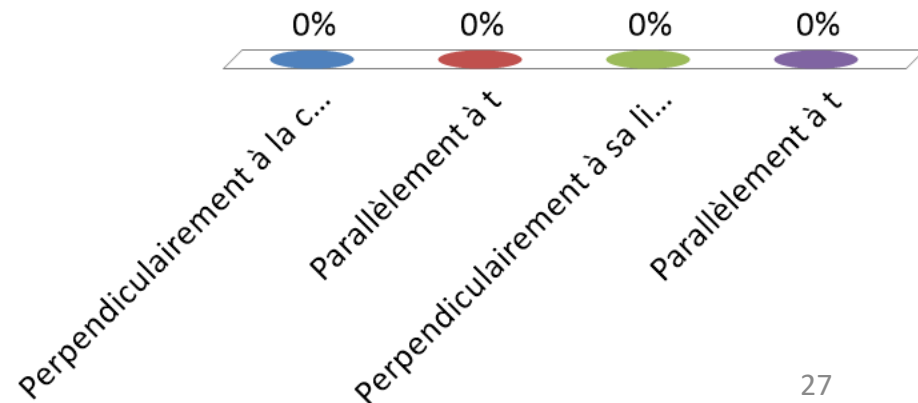
$$\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 = \mathbf{0}$$

$$\boxed{\sum_i \mathbf{b}_i = 0}$$

Si tous les vecteurs de Burgers sont sortants (ou entrants) depuis (vers) un point

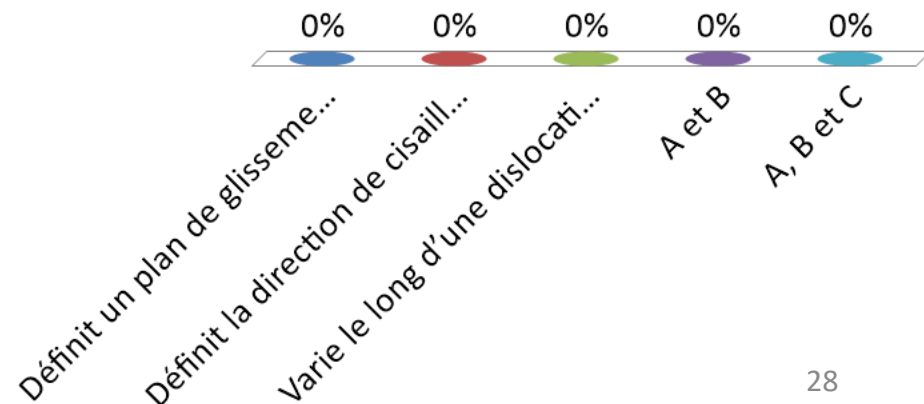
# Une dislocation se propage :

- A. Perpendiculairement à la contrainte de cisaillement  $\tau$
- B. Parallèlement à  $\tau$
- C. Perpendiculairement à sa ligne de dislocation  $\mathbf{t}$
- D. Parallèlement à  $\mathbf{t}$



# Le vecteur de Burgers $\mathbf{b}$ :

- A. Définit un plan de glissement avec  $\mathbf{t}$
- B. Définit la direction de cisaillement du cristal
- C. Varie le long d'une dislocation mixte
- D. A et B
- E. A, B et C



## Récapitulatif

Dislocation	coin	vis	mixte
	$\mathbf{b} \perp \mathbf{t}$	$\mathbf{b} // \mathbf{t}$	intermédiaire
	$\mathbf{v} \perp \mathbf{t}$	$\mathbf{v} \perp \mathbf{t}$	$\mathbf{v} \perp \mathbf{t}$
	$\mathbf{v} // \mathbf{b}$	$\mathbf{v} \perp \mathbf{b}$	intermédiaire

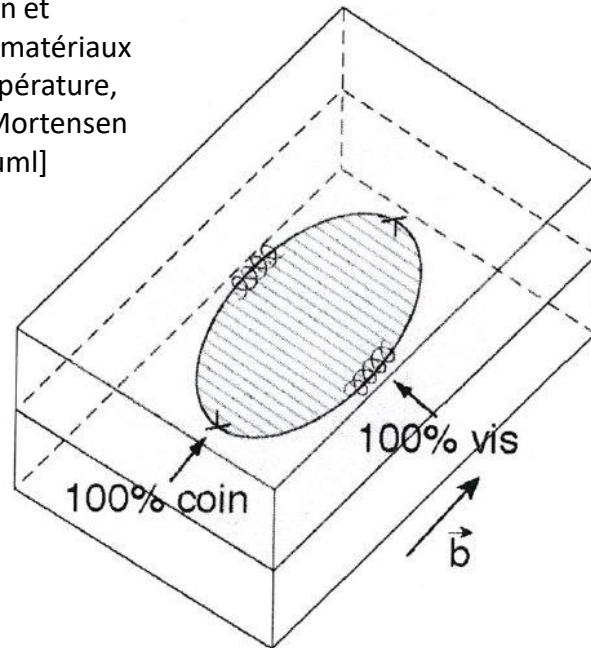
(où  $\mathbf{v}$  est la direction de propagation de la ligne de dislocation D, d'orientation  $\mathbf{t}$ )

Une **dislocation** est une **ligne de défaut cristallin** séparant deux régions d'un cristal, qui ont glissé l'une par rapport à l'autre. Le **vecteur** décrivant ce **glissement** est le vecteur de **Burgers  $\mathbf{b}$** , qui est constant le long de la dislocation.

Cette définition implique qu'une dislocation ne se termine pas en plein cristal. Elle peut par contre se combiner avec d'autres dislocations, ou intersecter une surface ou un interface. Elle apparaît aussi sous forme de boucle (fermée sur elle-même).

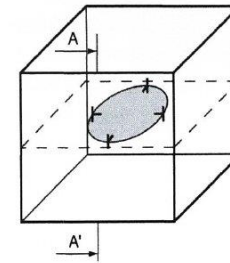
# Boucles de dislocation

[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]

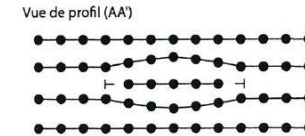


Une boucle d'Orowan.

Change de caractère de manière continue (coin, mixte, vis).  
S'agrandit par glissement.



Boucle prismatique



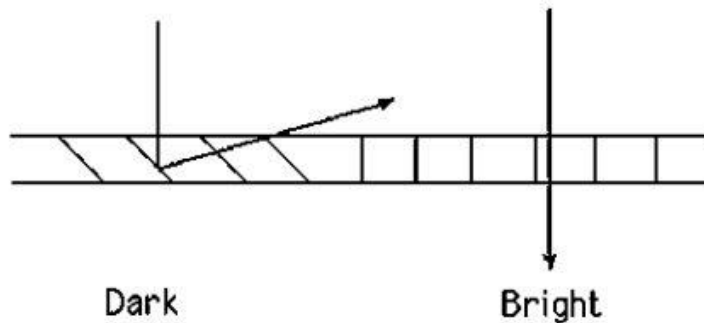
Boucle de dislocation prismatique formée d'atomes interstitiels : de caractère coin partout, cette boucle correspond à un disque d'atomes supplémentaires au sein du cristal.

Cas particulier, la boucle est perpendiculaire à **b** partout (donc coin partout)

# Observation des dislocations

## Principes :

- Comme les joints de grain, les dislocations sont des défauts qui favorisent l'activité chimique, et peuvent donc être révélées par une **attaque chimique**, à condition qu'elles ne soient pas trop nombreuses.
- La **technique principale** passe cependant par l'utilisation d'un microscope électronique en transmission (Transmission Electron Microscope, **TEM**). On utilise le fait que les plans cristallins sont légèrement désorientés autour d'une dislocation, ce qui **modifie** localement les **conditions de diffraction** des électrons (loi de Bragg). Le contraste résultant est une ligne sombre sur fond clair, ou une ligne claire sur fond noir.



Images en champ sombre (**Dark Field, DF**) et en champ clair (**Bright Field, BF**), en microscopie électronique en transmission (TEM)

La résolution d'un TEM moderne est meilleure que la distance inter-atomique  
→ diffraction des électrons altérée par les dislocations

# Observation des dislocations

## Rappel

Image TEM (champ clair)

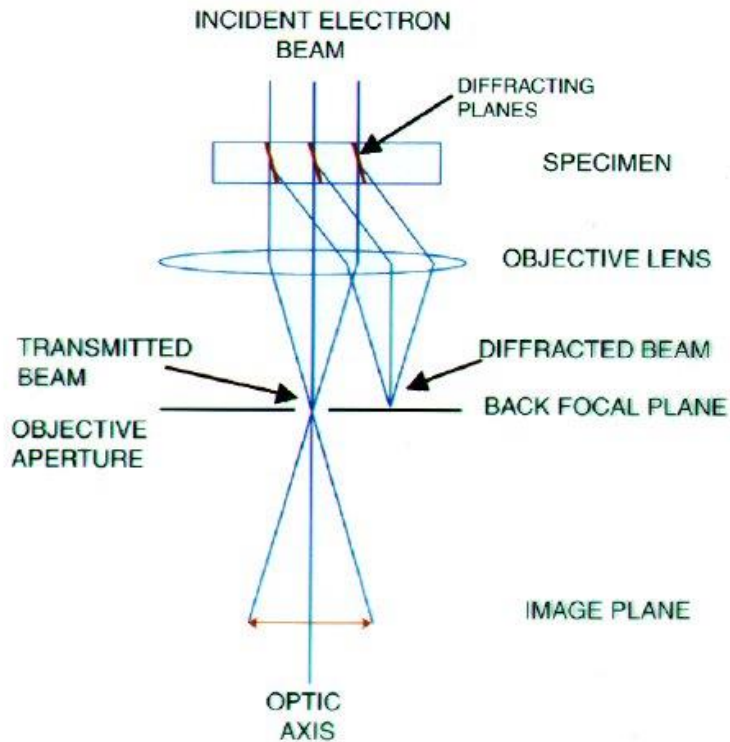
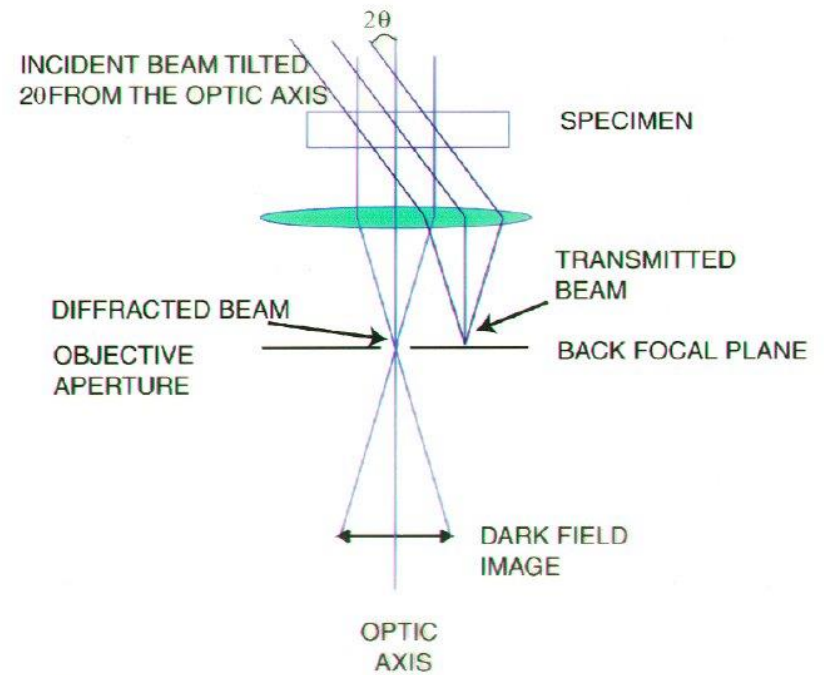
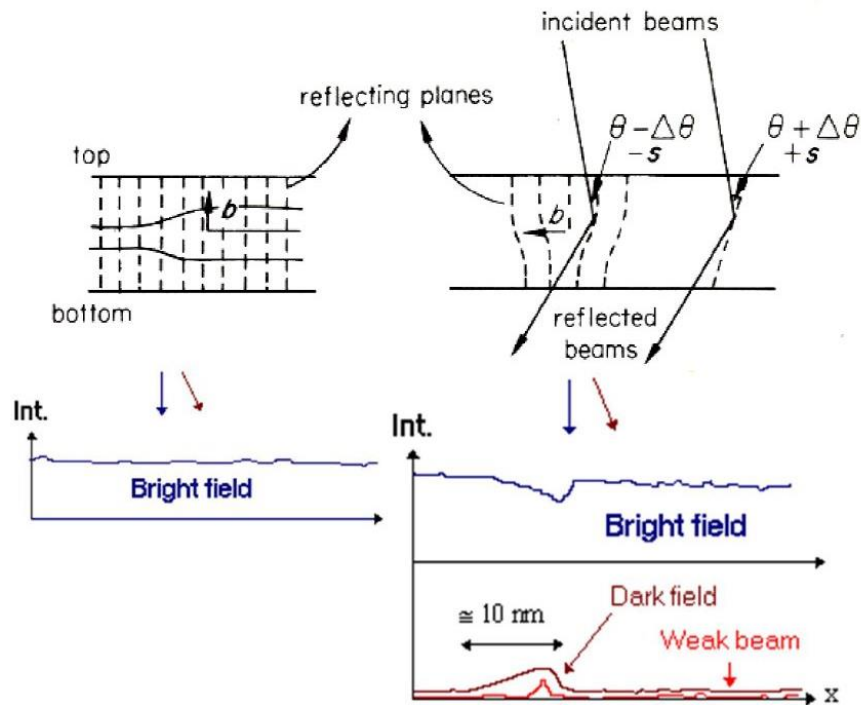


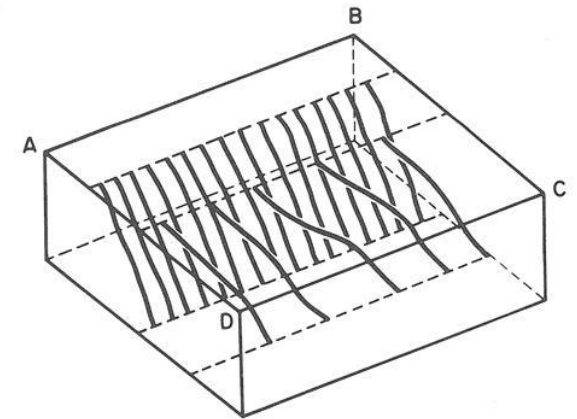
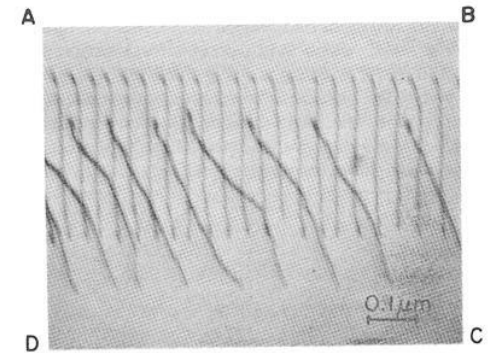
Image TEM (champ sombre)



# Observation des dislocations

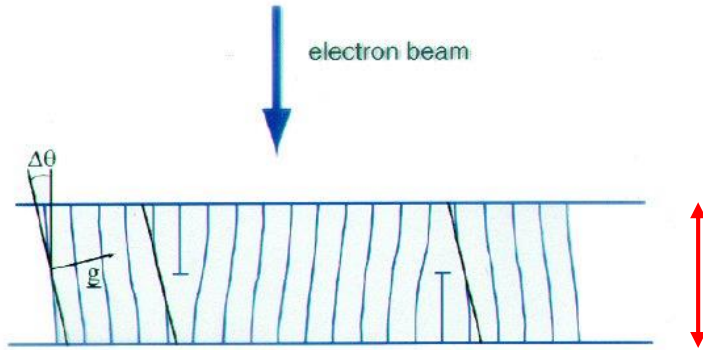


- Cartes de distribution d'intensités des faisceaux T/D
- L'efficacité de diffraction varie de point en point
- Les plans atomiques près du coeur de la dislocation sont déformés, avec donc un changement des conditions de diffraction dans cette zone.
- Généralement résolution des images DF > BF



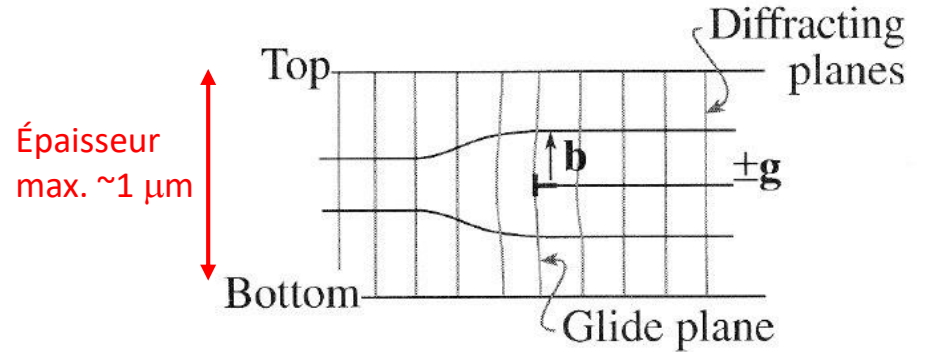
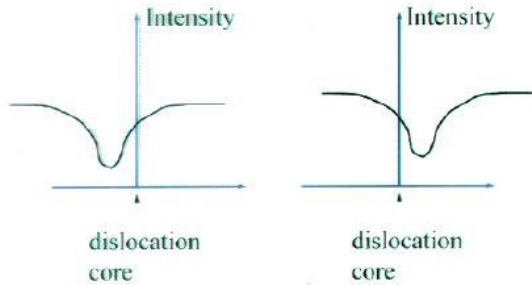
- Film mince, images BF montrant deux lignes parallèles de dislocations coin.
- Epaisseur de film  $\approx 200 \text{ nm}$ .
- Ci-dessus image projetée des lignes de dislocation

# Observation des dislocations



Condition d'extinction du contraste :

$$\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$$



→ Méthode de détermination de **b**

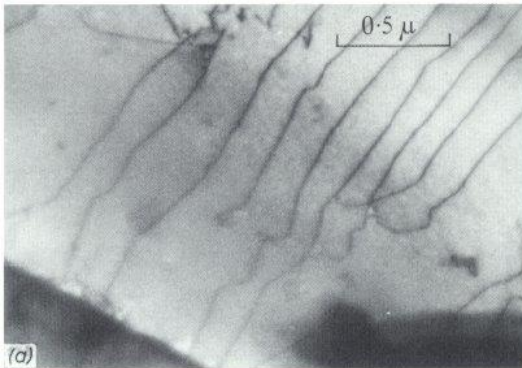
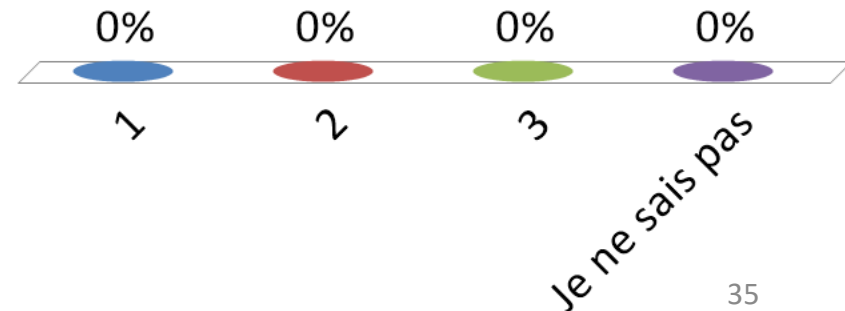


Image BF

$\mathbf{g}$  = vecteur de diffraction (normal au plan diffractant)

Combien de conditions d'extinction doit-on obtenir pour identifier le vecteur de Burgers d'une dislocation :

- A. 1
- B. 2
- C. 3
- D. Je ne sais pas



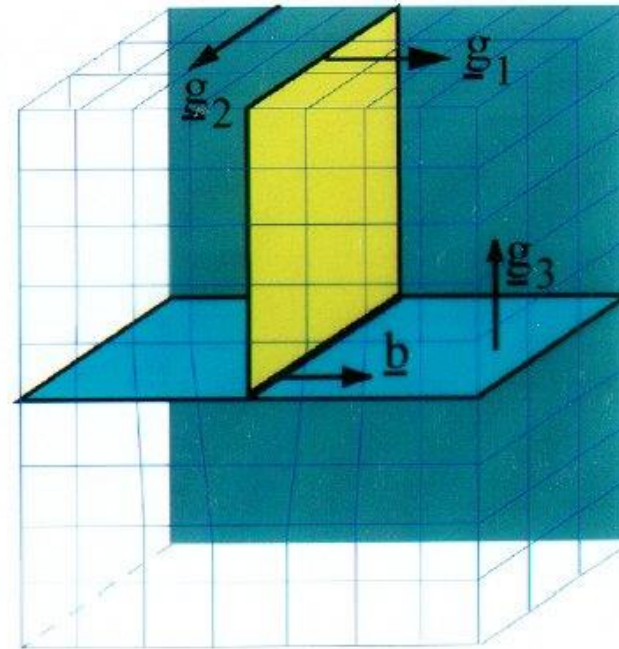
# Determining the burgers vector – the $\underline{g} \bullet \underline{b}$ rule

## Demonstration of the $\underline{g} \bullet \underline{b}$ rule

- Only the planes belonging to  $\underline{g}_1$  are affected by the presence of the dislocation.

Applying  $\underline{g} \bullet \underline{b}$  gives

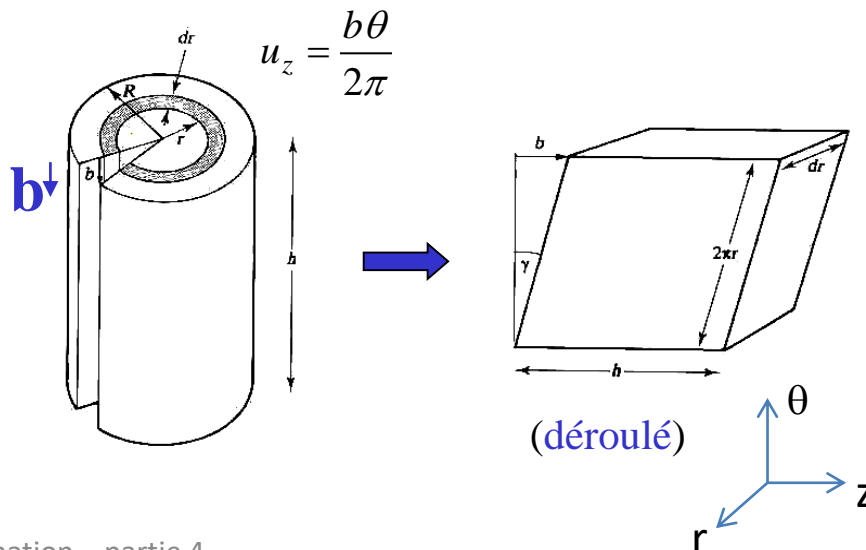
- $\underline{g}_1 \bullet \underline{b} \neq 0$
  - $\underline{g}_2 \bullet \underline{b} = 0$
  - $\underline{g}_3 \bullet \underline{b} = 0$
- $\therefore \underline{g}_2 \otimes \underline{g}_3 = \underline{b}$



# Champ de contraintes des dislocations

- La distorsion des positions atomiques au voisinage d'une dislocation donne lieu à un **champ de contraintes internes**.
- Pour décrire ce champ de contraintes, on peut utiliser **l'élasticité linéaire**, pour autant que les déformations soient faibles. Ceci n'est pas vérifié pour le « cœur » de la dislocation (dislocation core), c-a-d la zone proche de la ligne de dislocation ( $r < r_c$ ), où les déplacements des atomes sont importants. On suppose donc ici  $r > r_c$ .
- Une simplification supplémentaire consiste à considérer **l'élasticité isotrope**. En principe, comme vu au chapitre précédent, l'élasticité dans un cristal est anisotrope, cependant la prise en compte de l'anisotropie complique fortement l'analyse, sans apporter de nouveauté fondamentale.

## Dislocation vis



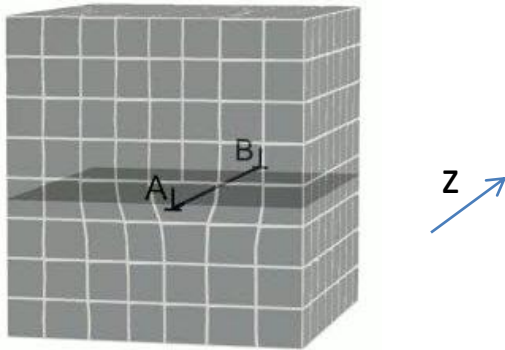
## Cisaillement pur

$$\gamma = \frac{b}{2\pi r} ; \quad \tau = \frac{Gb}{2\pi r} \quad (\text{plan } \theta\text{-}z)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{\theta z} = \varepsilon_{z\theta} = \frac{\gamma}{2} = \frac{b}{4\pi r} \\ \sigma_{\theta z} = \sigma_{z\theta} = 2G\varepsilon_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi r} \end{array} \right.$$

# Champ de contraintes des dislocations

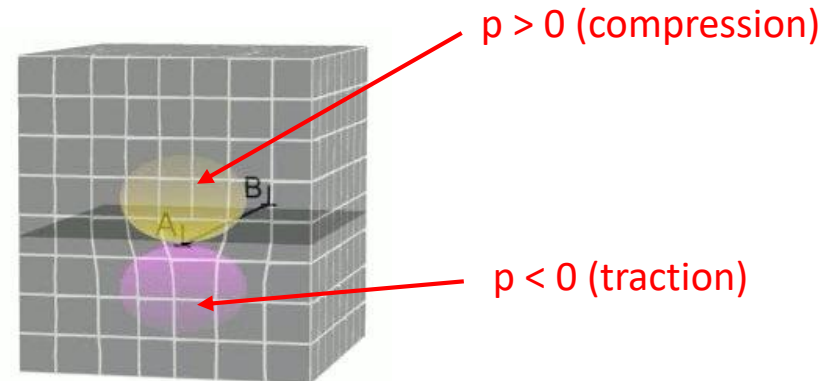
**Dislocation coin** - déformation plane (déplacement suivant  $z = 0$ )



pression hydrostatique

$$p = \frac{Gb}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\sin(\theta)}{r}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = -\frac{Gb \sin(\theta)}{2\pi(1-\nu)r} \\ \sigma_{r\theta} = \frac{Gb \cos(\theta)}{2\pi(1-\nu)r} \\ \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}) \end{array} \right.$$

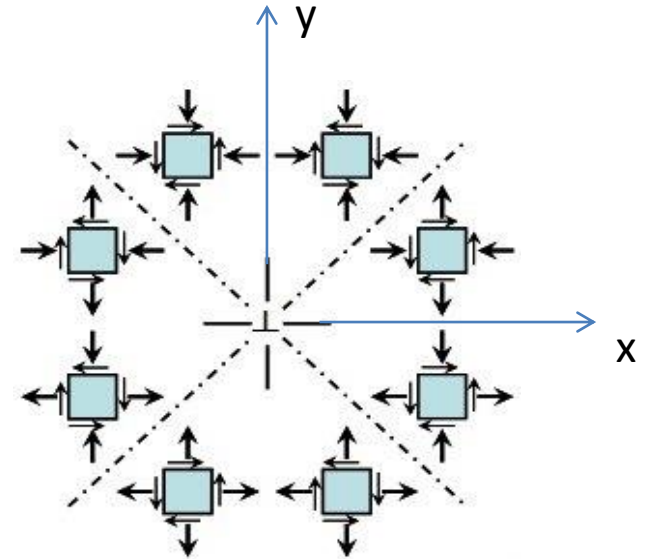
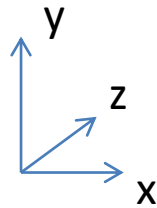
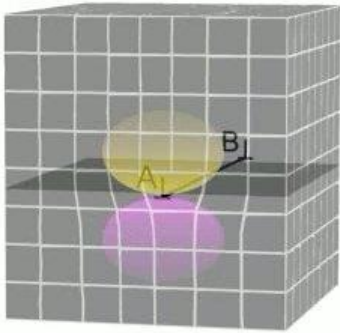


REM : pour les dislocations vis et coin, le champ de contrainte varie comme  $1/r$

→ Décroissance « lente », **contraintes à « longue distance »**, prise en compte du champ induit par un grand nombre de dislocations compliquée...

# Champ de contraintes des dislocations

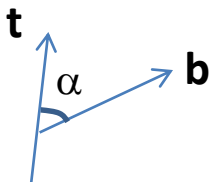
**Dislocation coin** - déformation plane (déplacement suivant  $z = 0$ )



$$\begin{cases} u_x = \frac{b}{2\pi} \left[ \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{xy}{x^2+y^2} \right] \\ u_y = \frac{b}{8\pi(1-\nu)} \left[ (1-2\nu)\ln(x^2+y^2) + \frac{x^2-y^2}{x^2+y^2} \right] \end{cases}$$

$y > 0$  : compression + cisaillement  
 $y < 0$  : traction + cisaillement

**Dislocation mixte**

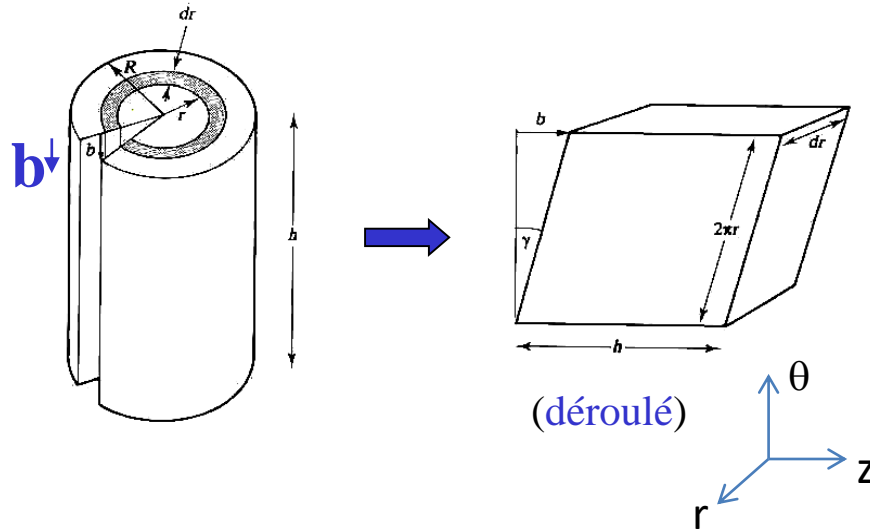


composante vis :  $\mathbf{b}_v = \mathbf{b} \cos(\alpha)$   
 composante coin :  $\mathbf{b}_c = \mathbf{b} \sin(\alpha)$  }

Champ élastique =  
 superposition des deux

# Energie (élastique) des dislocations

## Dislocation vis



$$\left. \begin{aligned} dU &= (2\pi r dr) \int \tau d\gamma \\ \int \tau d\gamma &= \int G\gamma d\gamma = \frac{G\gamma^2}{2} \\ \gamma &= \frac{b}{2\pi r} \end{aligned} \right\}$$

$$dU = (2\pi r dr) \frac{Gb^2}{8\pi^2 r^2}$$

$$U = \int_{r_c}^R \frac{Gb^2}{4\pi} \frac{dr}{r} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln\left(\frac{R}{r_c}\right)$$

distance « effective »

Énergie par unité de longueur

( $r < r_c$  : petite fraction de U ;  $r_c \sim 2b$ )

# Energie (élastique) des dislocations

## Dislocation coin

On montre que 
$$U_{coin} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{R}{r_c}\right) = \frac{1}{1-\nu} U_{vis}$$

Généralement,  $\nu$  proche de 1/3, d'où 
$$U_{coin} \approx \frac{3}{2} U_{vis}$$

## Dislocation mixte

Comme les composantes de contraintes d'une dislocation vis sont nulles pour la dislocation coin (et vice-versa), on peut **additionner les composantes** d'énergie des deux composantes vis et coin de la dislocation mixte.

$$U_{mixte} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ \sin^2(\alpha) + (1-\nu)\cos^2(\alpha) \right] \ln\left(\frac{R}{r_c}\right) = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ 1 - \nu \cos^2(\alpha) \right] \ln\left(\frac{R}{r_c}\right)$$

# Energie des dislocations : valeur quantitative

## Notion de distance effective

Suivant les calculs précédents, l'énergie d'une dislocation tend vers l'infini si l'on intègre pour des distances suffisamment grandes ( $R \rightarrow \infty$ ). Cependant :

- Les cristaux ont des **dimensions finies**
- La superposition des champs de contrainte des nombreuses dislocations présentes dans un cristal donne une **résultante qui tend à s'annuler** lorsque l'on s'écarte d'une certaine distance d'une dislocation donnée, car celles-ci sont généralement en moyenne de signes opposés (c-a-d vecteurs de Burgers opposés). Il est donc approprié de considérer  $R = \frac{1}{2} * \text{distance moyenne entre dislocations}$  :

$$R \approx \frac{1}{2} \rho^{-1/2} \quad \rho = \text{densité de dislocations (m/m}^3\text{)}$$

- On voit donc que le calcul d'énergie va dépendre de  $\rho$ , mais si  $R$  est suffisamment grand devant  $r_c$ , on trouve généralement :

$$U \approx \alpha G b^2$$

$\alpha \sim 0.2 \dots 1$ , souvent pris à 0.5.

Rem : des calculs atomistiques montrent que la composante cœur ( $r < r_c$ ) est de l'ordre de  $0.1 * G b^2$

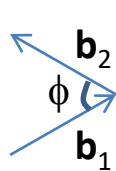
# Energie des dislocations : conséquences

- Les dislocations qui vont effectivement se former et se propager dans un cristal sont celles d'**énergie minimale**, c-a-d de vecteur de Burgers le plus court possible. Le vecteur **b** correspond donc généralement aux **directions les plus denses** d'un cristal. Pour une symétrie CFC par exemple, ce sera  $\langle 110 \rangle$ , c-a-d les diagonales des faces de la maille cubique représentative.
- Deux dislocations vont chercher à se combiner si :

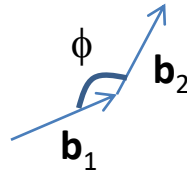
$$(\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2)^2 < \mathbf{b}_1^2 + \mathbf{b}_2^2$$

Loi de Frank

(ignore la dépendance au caractère vis – coin)



oui



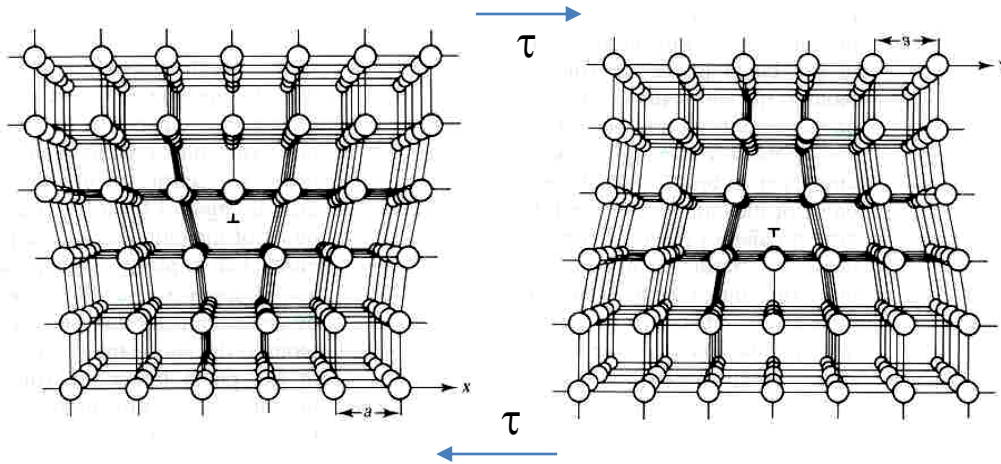
non

combinaison si  $\phi < \pi/2$

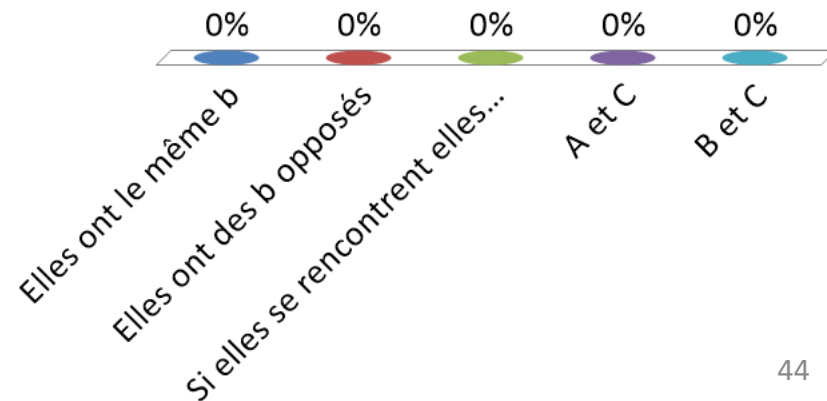
- Inversement, une dislocation de vecteur de Burgers  $\mathbf{b} = \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$  peut **se décomposer** en ces deux dislocations **si** :

$$\mathbf{b}^2 > \mathbf{b}_1^2 + \mathbf{b}_2^2$$

# Que peut-on dire de ces deux dislocations ?

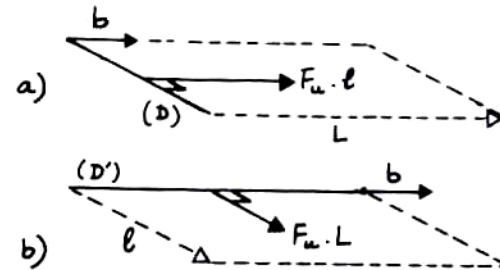
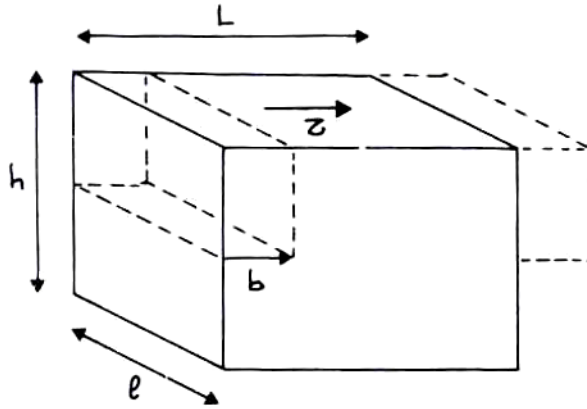


- A. Elles ont le même **b**
- B. Elles ont des **b** opposés
- C. Si elles se rencontrent elles s'annihilent
- D. A et C
- E. B et C



# Force exercée par un champ de contrainte sur une dislocation

1<sup>er</sup> exemple : contrainte de cisaillement  $\tau$  dans le plan de glissement d'une dislocation et suivant  $\mathbf{b}$



Travail des forces extérieures :

$$W_e = (\tau L l) b$$

Travail « interne » sur dislocation :

$$\left. \begin{array}{l} \text{a) coin : } W_i = (F_u l) L \\ \text{b) vis : } W_i = (F_u L) l \end{array} \right\} \text{Idem}$$

$$W_e = W_i$$



$$F_u = \tau b$$

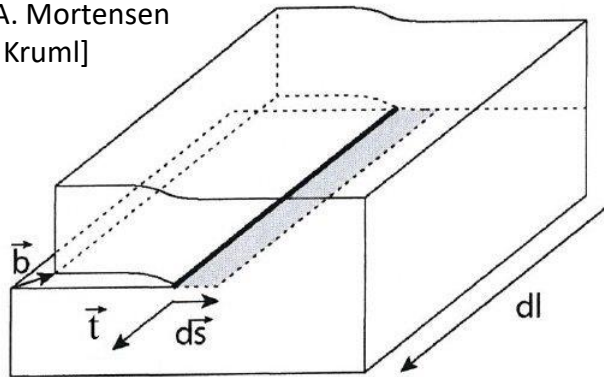
Force de Peach & Koehler

Force virtuelle linéique (par unité de longueur)  
agissant sur la dislocation

# Force exercée par un champ de contrainte sur une dislocation

Généralisation: champ de contrainte  $\sigma$  quelconque, dislocation de caractère quelconque (mixte)

[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]



Mouvement d'une portion rectiligne de dislocation mixte dans son plan de glissement

- Dislocation bouge d'une distance  $ds$  et balaye une surface de normale :

$$d\mathbf{A} = d\mathbf{l} \times d\mathbf{s}$$

- Cisaillement de la matière sur cette surface =  $\mathbf{b}$
- Contraintes locales de tenseur  $\sigma$ , d'où force exercée sur cette surface :

$$d\mathbf{f} = \sigma d\mathbf{A}$$

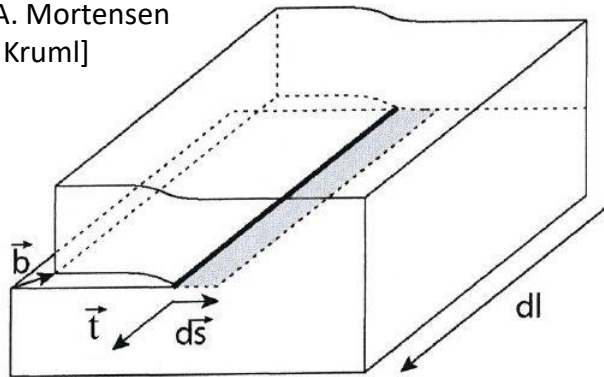
- Travail de la force  $d\mathbf{f}$  lors du mouvement  $d\mathbf{s}$  :

$$\begin{aligned} dW &= d\mathbf{f} \cdot \mathbf{b} = (\sigma \cdot d\mathbf{A}) \cdot \mathbf{b} \\ &= dF_u \cdot ds \end{aligned}$$

# Force exercée par un champ de contrainte sur une dislocation

Généralisation: champ de contrainte  $\sigma$  quelconque, dislocation de caractère quelconque (mixte)

[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]



Mouvement d'une portion rectiligne de dislocation mixte dans son plan de glissement

- On développe :

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\sigma} \cdot d\mathbf{A}) \cdot \mathbf{b} &= \mathbf{b} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot d\mathbf{A}) = (\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \cdot (d\mathbf{l} \times d\mathbf{s}) \\ &= (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \cdot (d\mathbf{l} \times d\mathbf{s}) \\ &= [(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \times d\mathbf{l}] \cdot d\mathbf{s} \\ &= d\mathbf{F}_u \cdot d\mathbf{s} \end{aligned}$$

- D'où

$$d\mathbf{F}_u = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \times d\mathbf{l}$$

- Et après intégration sur une longueur unité :

$$\mathbf{F}_u = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \times \mathbf{t}$$

Force de Peach & Koehler

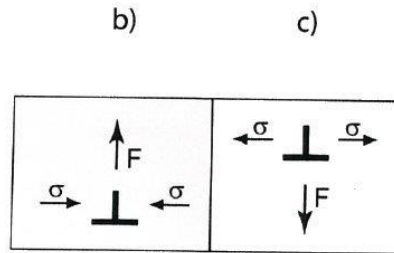
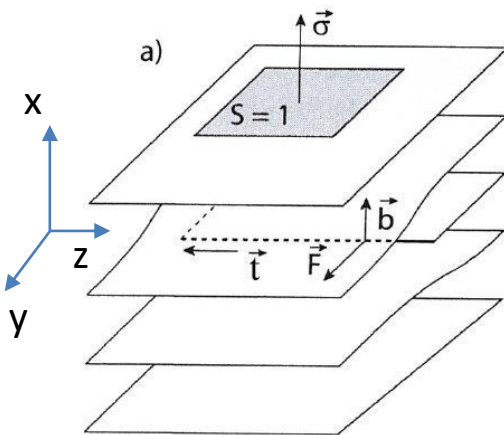
- $\mathbf{F}_u$  toujours **perpendiculaire** à  $\mathbf{t}$
- $\mathbf{F}_u$  pas forcément dans le plan de glissement de la dislocation

# Force exercée par un champ de contrainte sur une dislocation

$$\mathbf{F}_u = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \times \mathbf{t}$$

Force de Peach & Koehler

Cas particulier 1 : contrainte traction/compression  $\sigma$  parallèle à  $\mathbf{b}$  et normale à  $\mathbf{t}$  → **montée de dislocation**



Mouvements de montée nécessitant la diffusion d'atomes (non conservatifs)

$$\begin{pmatrix} \pm \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm \sigma b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Exemple de la dislocation coin (schéma (a)) :

- $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$  est parallèle à  $\mathbf{b}$ , et  $\mathbf{F}_u$  est **normal au plan de glissement**
- L'orientation de  $\mathbf{F}_u$  dépend des signes de  $\mathbf{b}$  et de  $\sigma$  :
  - en **compression**,  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$  est orienté opposé à  $\mathbf{x}$  si  $\mathbf{t}$  rentre dans la feuille (schéma (b)), donc  $\mathbf{F}_u$  monte (raccourcit le demi plan supplémentaire, opposé à  $\mathbf{y}$ )
  - en **traction**,  $\mathbf{F}_u$  descend (sens  $\mathbf{y}$ ), et allonge le demi-plan supplémentaire (schéma (c)).

[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]



# Force exercée par un champ de contrainte sur une dislocation

$$\mathbf{F}_u = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) \times \mathbf{t}$$

Force de Peach & Koehler

Cas général :  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$  = force exercée par le champ de contraintes  $\boldsymbol{\sigma}$  sur un élément de surface de normale et d'aire  $\mathbf{b}$ . Cette force peut être décomposée en :

- Une composante parallèle à  $\mathbf{b}$
- Une composante dans le plan normal à  $\mathbf{b}$

Dans les deux cas, la composante parallèle à  $\mathbf{t}$  n'exerce aucune force sur la dislocation. Reste pour chacun la **composante normale à  $\mathbf{t}$** .



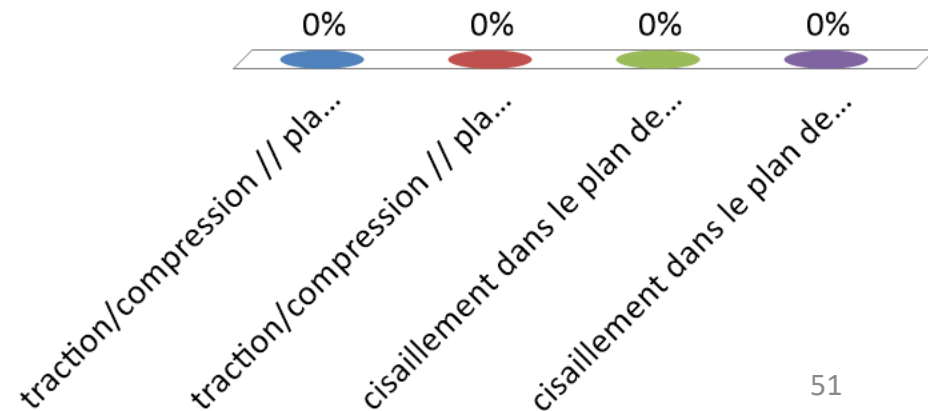
- $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$  parallèle à  $\mathbf{b}$  et normal à  $\mathbf{t}$  : **montée de dislocation** (cas particulier 1)
- $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}$  normal au plan  $(\mathbf{t}, \mathbf{b})$  : **glissement de dislocation** (cas particulier 2)



Tout champ de contrainte  $\boldsymbol{\sigma}$  peut être réduit en une **combinaison de ces deux cas**

Si on se trouve à basse  $T$ , quelle est la seule composante du champ de contrainte qui peut faire bouger une dislocation ?

- A. traction/compression // plan glissement ( $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{b}$ )
- B. traction/compression // plan de glissement ( $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{b}$ ) et //  $\mathbf{b}$
- C. cisaillement dans le plan de glissement ( $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{b}$ )
- D. cisaillement dans le plan de glissement et //  $\mathbf{b}$



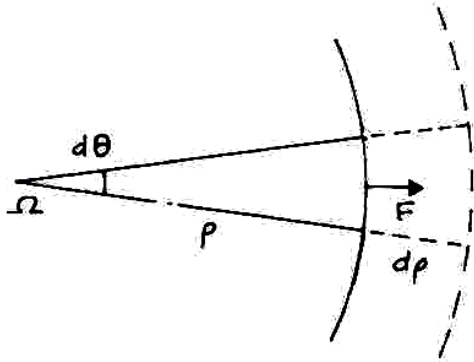
# Mouvement des dislocations

- A **basse T**, le mouvement des dislocations a lieu uniquement par **glissement**, car la diffusion des atomes (nécessaire pour la montée) n'est pas suffisamment active
- **Loi de comportement** typique ( $V_g$  = vitesse de glissement, en  $m/s$ ) :

$$V_g = k\tau^n \quad n = 1..50$$

$n$  est un indicateur de viscosité. Limite supérieure de  $V_g$  = vitesse du son (onde élastique)

- Le mouvement est **très rapide dès que  $\tau > \tau_c$** , valeur critique correspondant à la limite élastique du matériau ( $\tau_c$  = « cission critique »)
- Le mouvement peut être empêché par des **obstacles**. Courbure d'une dislocation :



- F appliquée :  $F_u \rho d\theta = \tau b \rho d\theta$
- Travail appliqué :  $dW_e = F d\rho = \tau b \rho d\theta d\rho$
- $W_i$  accroissement d'énergie élastique :  
 $U(\rho+d\rho) d\theta - U \rho d\theta = U d\rho d\theta$

$$W_e = W_i \quad \rightarrow \quad \tau = \frac{U}{\rho b} \sim \frac{Gb^2}{2\rho b} = \frac{Gb}{2\rho} \quad (\text{attention, } U \text{ dépend du caractère vis ou coin})$$

# Mouvement des dislocations

- En l'absence d'obstacles,  $\tau_c$  est faible, de valeur  $\tau_f$ . C'est la contrainte nécessaire pour vaincre le potentiel énergétique périodique que ressent la dislocation lors de son mouvement, et lié à la présence des atomes voisins. On l'appelle **contrainte de frottement** (friction stress).

→ dislocation « rectiligne »

- Si **présence d'obstacles**, en moyenne séparés d'une distance  $d$  :

- La dislocation se courbe,

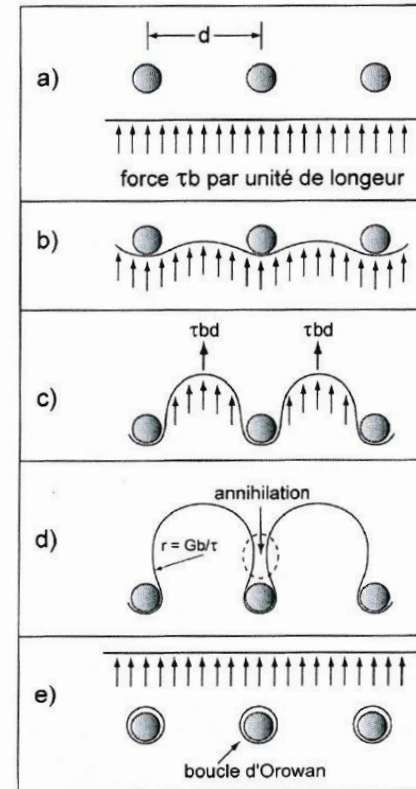
$$\tau = \frac{Gb}{2\rho}$$

- Le rayon de courbure  $\rho$  prend sa valeur minimale à  $d/2$  :

$$\tau = \tau_c = \frac{Gb}{d}$$

**Contrainte d'Orowan**

- Au-delà le rayon de courbure augmente, et les segments de dislocation voisins s'annihilent (même  $\mathbf{b}$ , et  $\mathbf{t}$  opposé), libérant la dislocation et laissant des **boucles d'Orowan** autour de chaque obstacle. C'est le **mécanisme d'Orowan**.

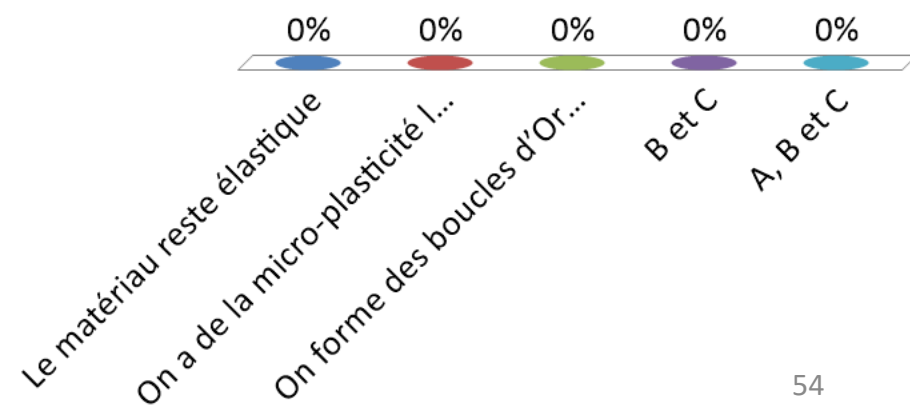


**Mécanisme d'Orowan**

[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]

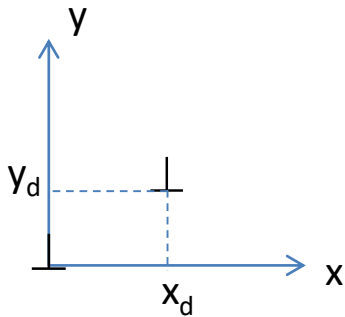
En présence d'obstacles séparés en moyenne d'une distance  $d$ ,  
que se passe-t-il si  $\tau$  légèrement  $< Gb/d$  ?

- A. Le matériau reste élastique
- B. On a de la micro-plasticité locale
- C. On forme des boucles d'Orowan à certains endroits
- D. B et C
- E. A, B et C



# Interaction entre dislocations

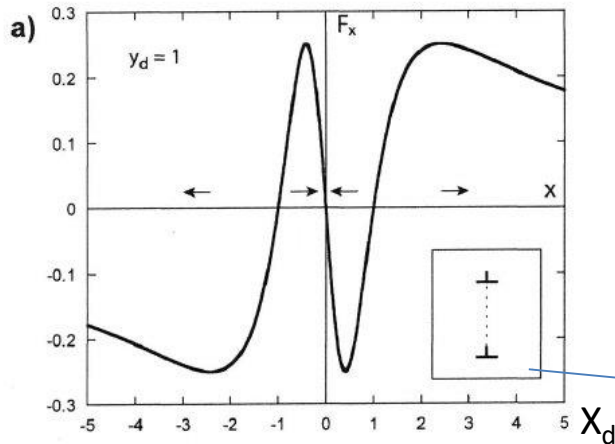
- Les contraintes induites par une dislocation varient comme l'inverse de leur distance. On peut calculer la force exercée par l'une sur l'autre à partir de la formule de **Peach & Koehler**.
- Exemple de **deux dislocations coin droites et parallèles**, de vecteur de Burgers parallèles ( $\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 = b \cdot \mathbf{x}$ ) ou antiparallèles ( $\mathbf{b}_1 = b \cdot \mathbf{x} = -\mathbf{b}_2$ ) :



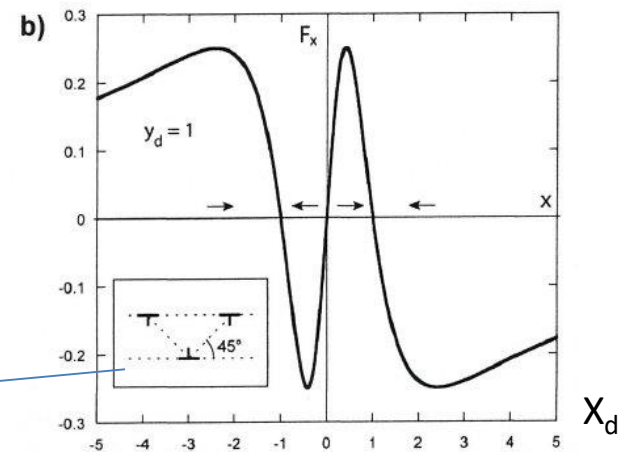
$$\mathbf{F}_u = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b\sigma_{xy} \\ -b\sigma_{xx} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ 0 \end{pmatrix} \begin{array}{l} \rightarrow \text{glissement} \\ \rightarrow \text{montée} \end{array}$$

Avec 
$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} x_d \frac{x_d^2 - y_d^2}{(x_d^2 + y_d^2)^2}$$
 (cas où  $\mathbf{b}$  parallèles)

**b identiques**



**b opposés**

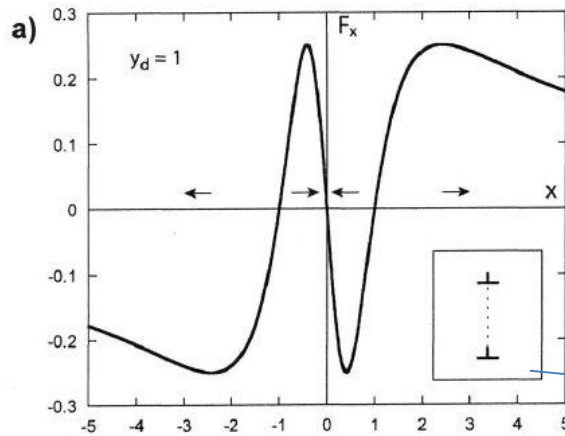


Positions d'équilibre

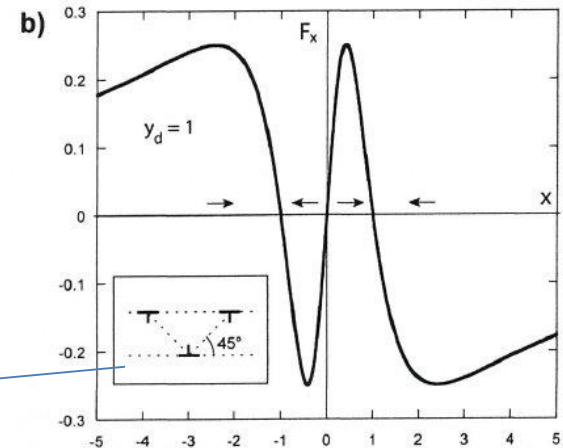
# Interaction entre dislocations

- Positions de **stabilité**, et de force de **répulsion** maximale. Explique l'interaction entre dislocations, et le fait qu'une **contrainte extérieure** doit excéder une **valeur seuil** pour obliger les dislocations à se croiser.

**b** identiques,  
dislocations  
coin



**b** opposés,  
dislocations  
coin



Positions  
d'équilibre

- Lorsque l'on déforme le métal, les dislocations représentent donc des obstacles les unes pour les autres. S'il y a écrouissage, c-a-d augmentation de la densité de dislocations, la **distance moyenne** entre dislocations **diminue**, donc ces forces d'**interactions augmentent**, et la contrainte d'écoulement plastique augmente (**écrouissage de Taylor**).
- Un calcul similaire peut être mené pour des **dislocations vis**, avec une force résultante radiale. Il y a cette fois **attraction** pour des vecteurs de Burgers **antiparallèles**, et **répulsion** pour des vecteurs **parallèles** (pour toutes positions).

# Interaction dislocation – surface libre/rigide

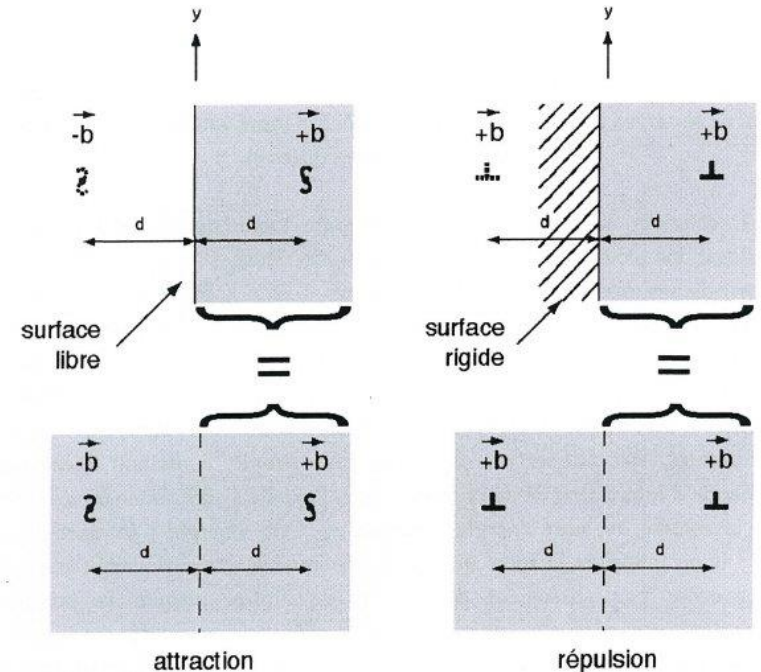
- Si le champ élastique de la dislocation atteint une zone de plus faible (voire zéro) module, son énergie diminue. Inversement son énergie augmente si le matériau avoisinant est plus rigide. Dans le 1<sup>er</sup> cas il y a **attraction** de la dislocation **par le milieu voisin**, dans l'autre il y a **répulsion**.
- Notion de **force image** :

- Une dislocation vis parallèle à une surface libre, à une distance  $d$ , voit son champ de contrainte modifié car la **contrainte normale et de cisaillement à la surface** doit être **nulle**. Cela revient à avoir une 2<sup>e</sup> dislocation vis à distance  $2d$ , mais de vecteur  $\mathbf{b}$  opposé. La **force image** (d'**attraction** de la dislocation vers la surface libre) est ainsi donnée par :

$$F_u = \sigma_{\theta z} b = \frac{Gb^2}{4\pi d}$$

- Soit une dislocation coin parallèle à une surface rigide, à distance  $d$ . Son vecteur  $\mathbf{b}$  est perpendiculaire à cette surface: le **déplacement normal à la surface** doit être **nul**, ce que l'on peut obtenir avec une dislocation image à distance  $2d$ , de même  $\mathbf{b}$ . La **force image** est **répulsive** (dans le plan de glissement) :

$$F_u = \sigma_{xy} b = \frac{Gb^2}{4\pi d(1-\nu)}$$



[Déformation et rupture des matériaux à basse température, tome 1, A. Mortensen & Tomas Kruml]

**Conséquence** : la valeur de densité de dislocations est généralement **modifiée** près des interfaces, par rapport à la valeur volumique.

# Interaction dislocation – surface libre

## Conditions limites de surface libre pour une dislocation vis

Il n'y a aucune force appliquée sur la surface (du côté du « vide ») qui puisse compenser (principe action/réaction) des contraintes internes au matériau, normales ou de cisaillement. Donc sur la surface libre,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yx} = \sigma_{zx} = 0$$

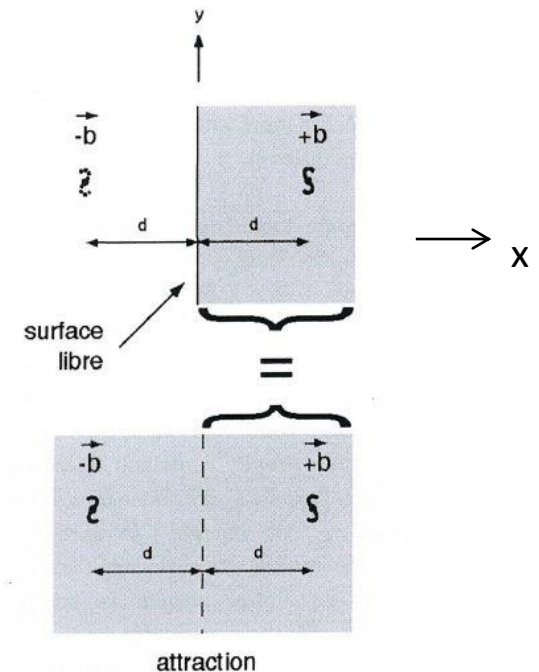
Pour une dislocation vis:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx} = 0 \\ \sigma_{yx} = 0 \\ \sigma_{zx} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} \end{array} \right.$$

Pour deux dislocation vis antiparallèles, à distance égale  $d$  de la surface libre :

$$\sigma_{zx} = -\frac{Gb}{2\pi} \left[ \frac{y}{(x-d)^2 + y^2} - \frac{y}{(x+d)^2 + y^2} \right]$$

= 0 sur la surface libre (en  $x = 0$ )



# Interaction dislocation – surface rigide

## Conditions limites de surface rigide pour une dislocation coin

On suppose une surface rigide qui empêche tout déplacement suivant x. Donc sur la surface,  $u_x = 0$ .

Pour **une dislocation coin**:

$$\begin{cases} u_x = \frac{b}{2\pi} \left[ \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{xy}{x^2+y^2} \right] \\ u_y = \frac{b}{8\pi(1-\nu)} \left[ (1-2\nu)\ln(x^2+y^2) + \frac{x^2-y^2}{x^2+y^2} \right] \end{cases}$$

Pour **deux dislocations coins parallèles**, à distance égale  $d$  de la surface rigide :

$$u_x = \frac{b}{2\pi} \left[ \tan^{-1}\left(\frac{y}{x-d}\right) + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{(x-d)y}{(x-d)^2+y^2} + \tan^{-1}\left(\frac{y}{x+d}\right) + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{(x+d)y}{(x+d)^2+y^2} \right]$$

= 0 sur la surface rigide (en  $x = 0$ )

