

Capitolo II

I DIFETTI NEI SOLIDI CRISTALLINI

Generalmente i solidi reali sono caratterizzati dalla presenza di imperfezioni intese come discontinuità strutturali e regioni localizzate di disordine. I cristalli reali non sono mai perfetti, essi possiedono sempre una certa densità di difetti e imperfezioni che hanno influenza sulle proprietà fisiche, chimiche e meccaniche del metallo. I difetti permettono di spiegare tutta una serie di proprietà fisiche osservabili nei metalli quali deformazione e diffusione che non sarebbero spiegabili per i cristalli perfetti. La presenza dei difetti gioca un ruolo fondamentale in tutta una serie di applicazioni tecnologiche quali trattamenti termici, precipitazione, diffusione ecc.

Un solido cristallino perfetto, caratterizzato da un'unica struttura cristallina, in condizioni di equilibrio termico con l'ambiente che lo circonda, manifesta un carattere elastico se viene sollecitato da tensioni minori rispetto ai valori critici che potrebbero destabilizzare la struttura cristallina. Applicando una tensione costante, la risposta elastica risulta uniforme sui vari livelli atomici. Al contrario una risposta anelastica, o più propriamente plastica, è localmente eterogenea e richiede la presenza di difetti cristallini per potersi sviluppare. La tipologia e l'intensità della risposta plastica dipende da ciò che prende il nome di "difetto di stato". Per questo motivo nel descrivere le tipologie dei principali difetti cristallini riscontrabili si procederà ad una descrizione gerarchica da un punto di vista dimensionale descrivendo difetti puntuali, di linea e infine di piano e soffermandoci sulle caratteristiche peculiari di ognuno di essi. Le dislocazioni sono considerate le principali responsabili delle deformazioni plastiche. Attraverso l'introduzione di alcune proprietà lineari tipiche delle dislocazioni, sarà pertanto possibile focalizzare l'analisi sul loro comportamento e sulle loro interazioni come entità separate senza collegarle necessariamente alle proprietà e alle risposte dei cristalli che le contengono, pertanto la plasticità di un cristallo sarà descritta attraverso la "meccanica delle dislocazioni".

E' da tener ben presente, comunque, che non sempre la presenza dei difetti influisce negativamente sulle proprietà globali di metalli e leghe. Si tratta di difetti, presenti nelle regioni cristalline, che interessano generalmente uno o minime quantità di atomi. Effettivamente i difetti puntuali aumentano l'energia interna del sistema con una conseguente diminuzione dell'energia libera, incrementando l'entropia dello stesso. In realtà, relativamente ad ogni temperatura, esiste un valore limite (valore di equilibrio), oltre il quale l'introduzione di difetti non causa una diminuzione dell'energia libera.

I difetti vengono normalmente classificati in:

- difetti di punto (vacanze, atomi interstiziali, atomi sostituzionali)
- difetti di linea (dislocazioni)
- difetti di superficie (bordi di grano, geminati)

I difetti cristallini sono irregolarità nel reticolo in una o più dimensioni.

Si hanno difetti di punto quando l'ordine di impacchettamento degli atomi in strutture geometriche ideali è variato puntualmente. Si hanno difetti di linea quando l'ordine di impacchettamento degli atomi in strutture geometriche ideali è variato lungo una linea continua che coinvolge più atomi.

Lacune ottaedriche e tetraedriche

Spazi interstiziali: sono spazi vuoti che si vanno a formare tra gli atomi del reticolo cristallino.

Gli spazi interstiziali possono essere di due diversi tipi:

- tetraedrici
- ottaedrici

Nei metalli le lacune possono servire alla locazione di atomi di piccolo diametro (soluzioni solide interstiziali) o per permettere l'arrangiamento reciproco tra atomi di grandezze diverse (leghe sostituzionali).

I tetraedrici sono vuoti formati dall'addensamento di tre sfere su uno stesso piano ed una quarta poggiata sulle precedenti. Si forma un tetraedro con un vuoto al centro in grado di ospitare un atomo di piccolo diametro. I reticoli cfc hanno per esempio lacune tetraedriche

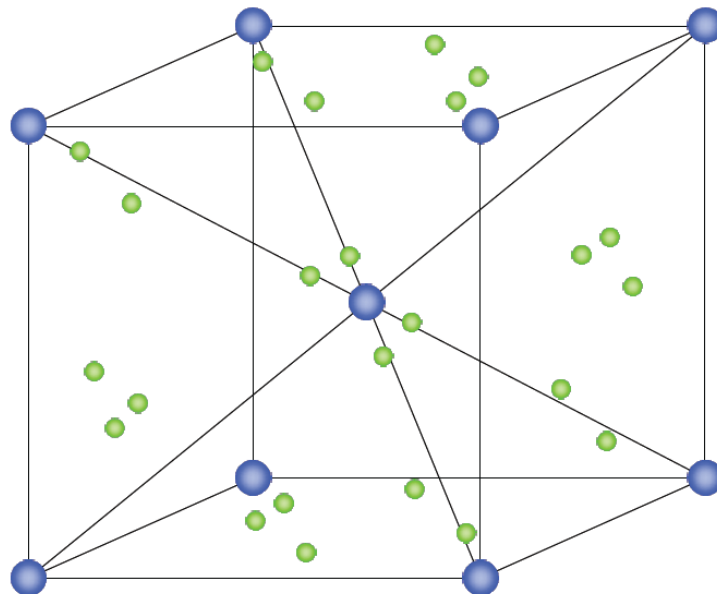
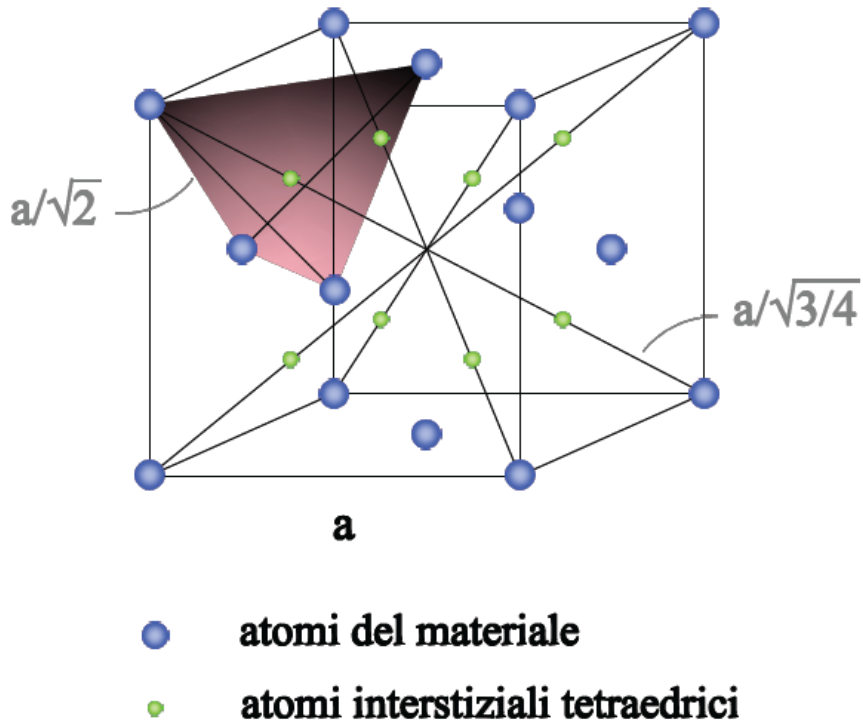
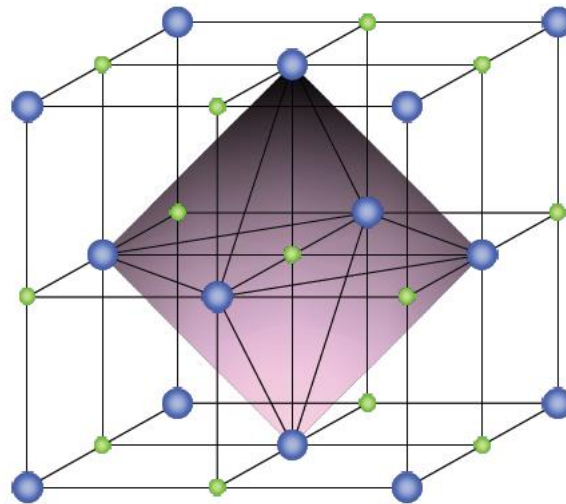


Figura 2.1: siti reticolari tetraedrici.

I siti ccc hanno 4 siti tetraedrici per ognuna delle 6 facce.

Siti ottaedrici: si ottengono sovrapponendo due terne triangolari di sfere sfalsate tra loro di 60° . Si forma una lacuna a forma di ottaedro con dimensioni maggiori di quella tetraedrica. Sistemi a massimo impilaggio (cfc, ec): attorno ad ogni atomo ci sono tre lacune tetraedriche, ciascuna alternata ad una ottaedrica.



- **atomi del materiale**
- **atomi interstiziali ottaedrici**

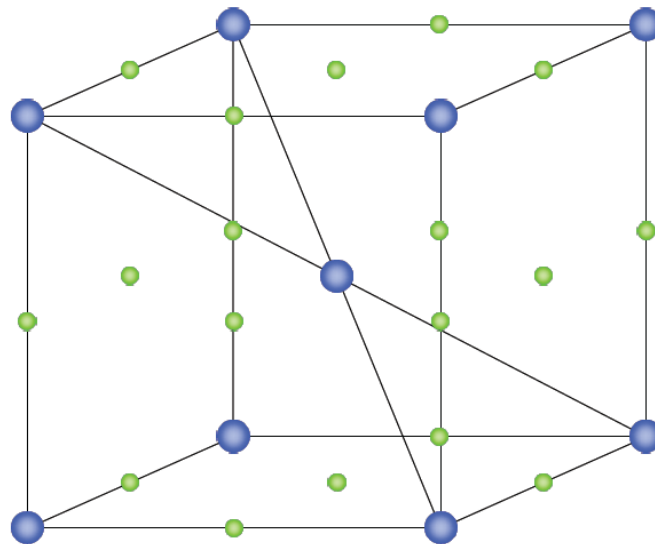


Figura 2.2: siti reticolari ottaedrici.

Difetti di punto

Le vacanze: Il difetto più semplice è la vacanza, cioè la mancanza di un atomo da un sito reticolare. Questi difetti si formano già in fase di solidificazione, ma sono anche il risultato delle vibrazioni atomiche, per cui aumentano di numero al crescere della temperatura.

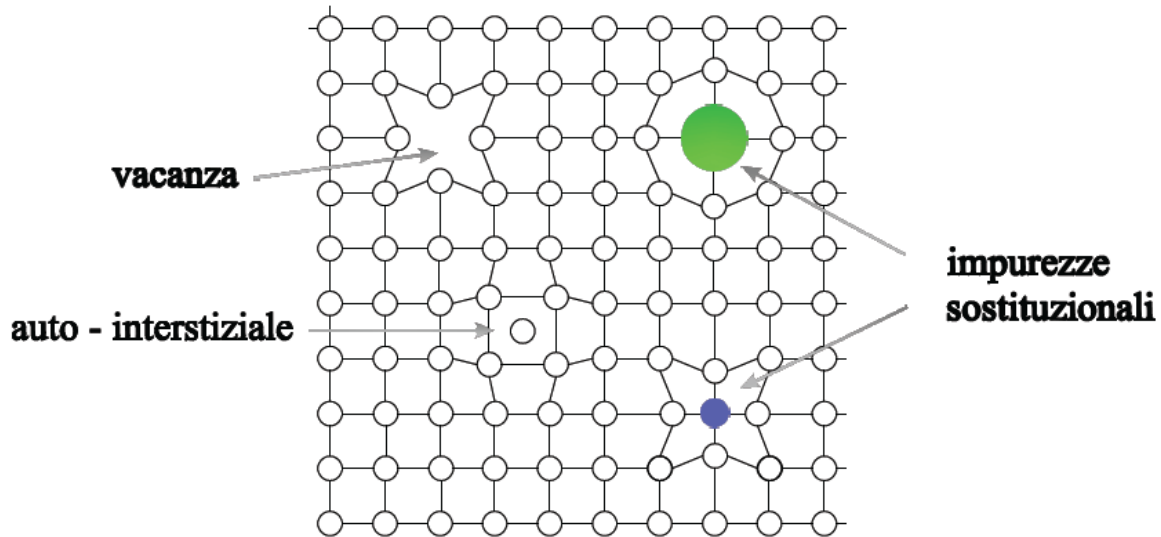


Figura 2.3: rappresentazione bidimensionali dei difetti di punto in un reticolo reale.

Il numero di vacanze in equilibrio (N_v), per un data quantità di materiale, aumenta esponenzialmente al crescere della temperatura in base alla relazione:

$$N_v = N \exp\left(-\frac{Q_v}{kT}\right) \quad (2.1)$$

In cui N è il numero di siti atomici totali, T è la temperatura assoluta, k è la costante di Boltzmann; Q_v è l'energia di attivazione (sostanzialmente l'energia vibrazionale richiesta per formare una vacanza). Per molti metalli, a temperature prossime a quella di fusione, si ha che c'è una vacanza per circa 10.000 atomi. Si noti che è possibile dimostrare che anche a temperatura ambiente la configurazione di minore energia del cristallo non è quella con tutti i siti reticolari occupati, ma quella che prevede una seppur minima frazione di vacanze. L'importanza di questo tipo di difetti è notevole, specialmente per quanto attiene alla deformazione ad elevata temperatura, resa possibile proprio dalla diffusione delle vacanze all'interno del reticolo.

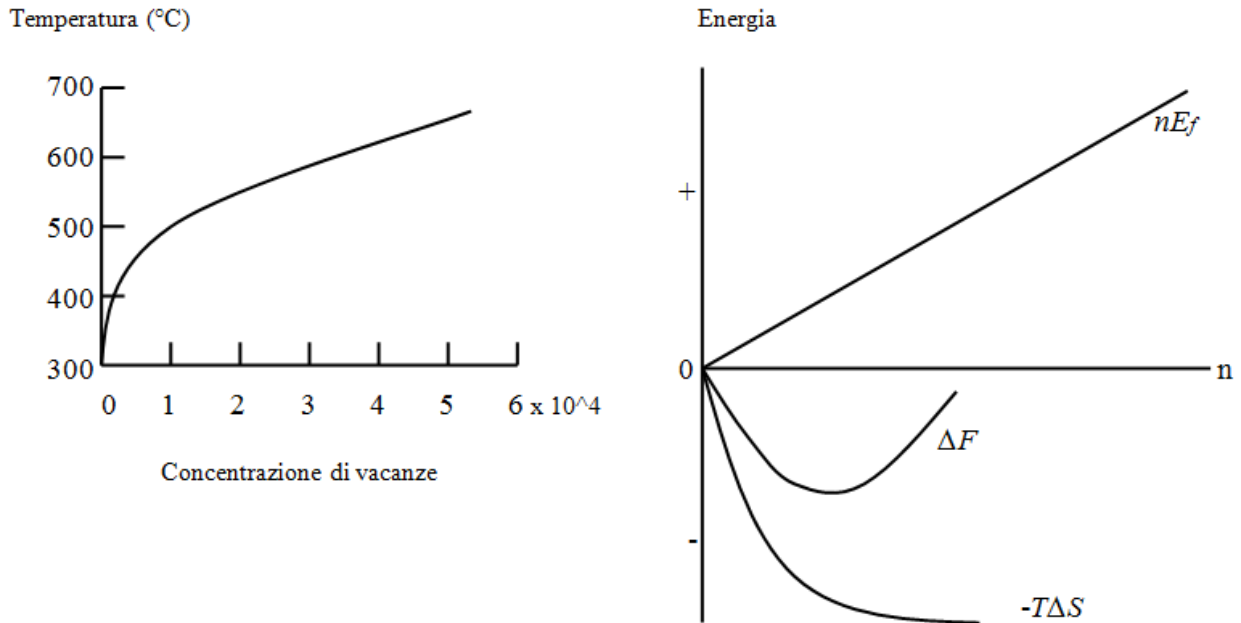


Figura 2.4: variazione della densità di difetti con la temperatura e l'energia.

Nella realtà i cristalli non sono mai perfetti e contengono vari tipi di imperfezioni e di difetti che influenzano alcune delle loro proprietà fisiche e meccaniche, che a loro volta influenzano alcune importanti proprietà tecnologiche dei materiali come la deformabilità a freddo delle leghe, la conduttività elettronica dei semiconduttori, la velocità di diffusione degli atomi nelle leghe e la corrosione dei metalli. Le vacanze possono essere prodotte durante la solidificazione come risultato di disturbi locali durante la crescita dei cristalli, oppure possono essere create da riarrangiamenti atomici in un cristallo già formato a seguito della mobilità atomica. Le vacanze aggiuntive nei metalli possono essere introdotte da deformazioni plastiche, raffreddamento rapido da temperature più alte a temperature più basse per intrappolare le vacanze, e dal bombardamento con particelle neutroniche. Le vacanze non di equilibrio hanno tendenza a formare addensamenti di vacanze, formati dall'unione di due o tre vacanze. Esse possono muoversi scambiando posizione con atomi loro vicini; questo processo è di notevole importanza nella diffusione di atomi nello stato solido, in particolare ad elevate temperature quando la mobilità atomica è maggiore.

Tutti i solidi manifestano una tendenza termodinamica ad acquisire difetti, perché questi introducono elementi di disordine in una struttura altrimenti perfetta e, quindi, ne aumentano l'entropia. L'energia libera di Gibbs, $G = H - TS$, di un solido che contiene difetti riceve contributi dall'entalpia e dall'entropia del campione. Poiché l'entropia è una misura del disordine del sistema, e qualunque solido in cui alcuni degli atomi non occupano i loro siti reticolari possiede entropia superiore a quella di un cristallo perfetto, ne viene che la presenza dei difetti contribuisce con un termine negativo all'energia libera di Gibbs. La formazione dei difetti è in generale un processo endotermico (nel qual caso H risulta più elevata in presenza dei difetti), ma poiché $T > 0$, l'energia libera di Gibbs avrà un minimo a concentrazione dei difetti non-nulla e la loro formazione sarà spontanea. Per di più, al crescere della temperatura, il minimo di G si sposta verso concentrazioni superiori di difetti (Figura 2.6).

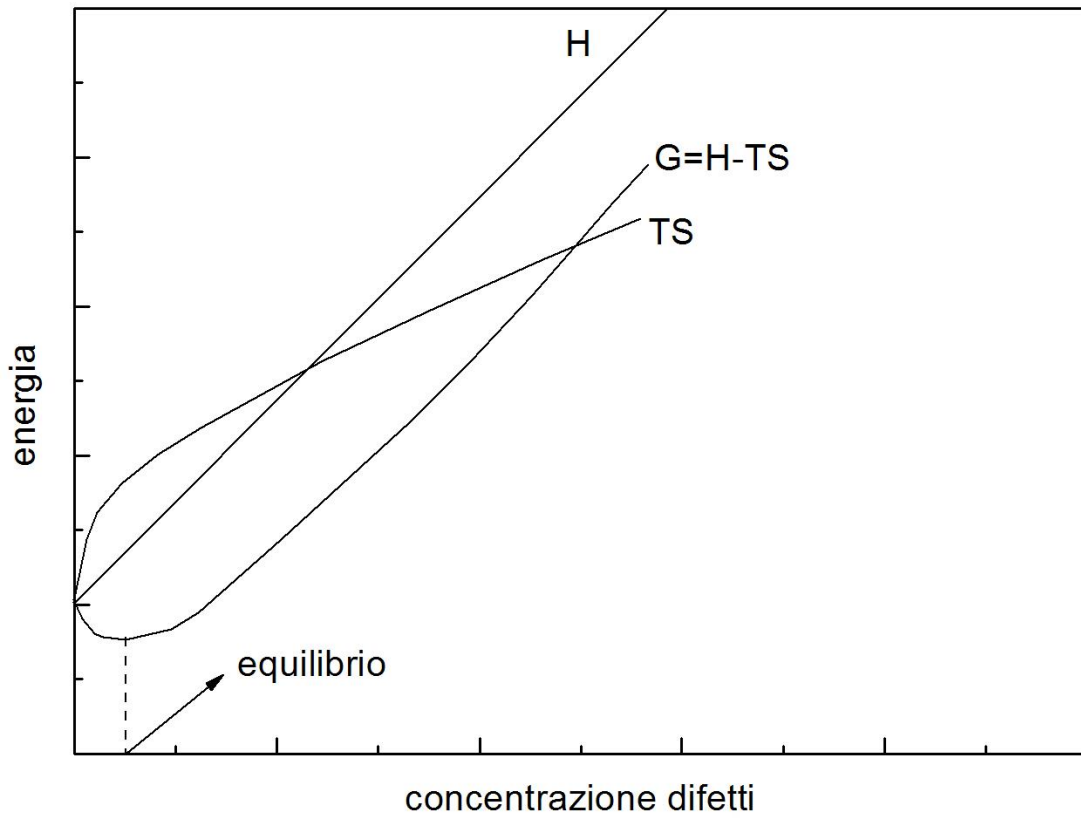


Figura 2.5: concentrazione dei difetti in funzione dell'energia libera di Gibbs.

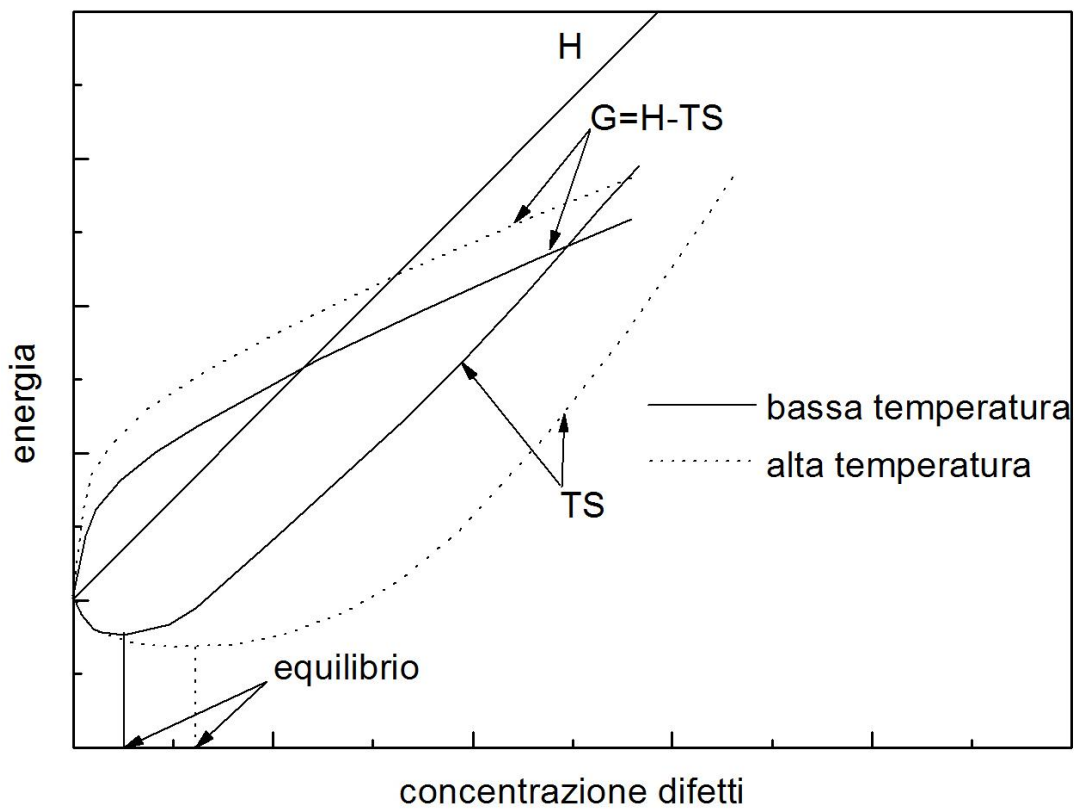


Figura 2.6: concentrazione dei difetti a diversi valori di temperatura.

Il notevole aumento di entropia ΔS associato alla creazione di difetti si può ben comprendere: per un singolo difetto esiste un gran numero di posizioni che esso può occupare. Se il cristallo contiene 1 mole di cationi vi sono $\approx 10^{23}$ possibili posizioni per la vacanza. L'entropia guadagnata è detta *entropia configurazionale* ed è data dalla formula di Boltzmann:

$$S = k \ln W \quad (2.2)$$

dove la probabilità W è proporzionale a 10^{23} . Altre, minori, variazioni di entropia sono pure presenti, a causa della perturbazione che si verifica sull'intorno cristallino del difetto. Tale variazione entropica è più che sufficiente a compensare l'aumento di entalpia, e l'energia libera diminuisce.

Se, d'altro canto, consideriamo l'altra situazione estrema, in cui siano vacanti, diciamo, il 10% dei siti cationici, la variazione di entropia nell'introdurre ancora altri difetti risulta piccola perchè il cristallo è già molto disordinato in termini di siti cationici occupati e vacanti. L'energia richiesta per creare altri difetti può risultare maggiore di ogni successivo guadagno entropico e quindi una tale alta concentrazione difettiva non risulterebbe stabile. La grande maggioranza dei materiali reali si trova in una situazione intermedia tra questi due estremi. Esiste quindi una situazione di minimo dell'energia libera, che rappresenta la concentrazione di difetti in condizioni di equilibrio termodinamico. Benchè questa sia una spiegazione molto semplificata, essa chiarisce perchè i cristalli sono imperfetti. Per un dato cristallo si possono costruire curve come quelle delle Figure precedenti per ogni possibile tipo di difetto. La differenza principale tra esse consiste nella posizione del minimo dell'energia libera. Il difetto che predomina è quello che ha maggiore facilità a formarsi, cioè quello col minore ΔH e per il quale il minimo di energia libera comporta la massima concentrazione di difetti.

Qualche volta un atomo in un cristallo può occupare una posizione interstiziale tra atomi che lo circondano nelle normali posizioni atomiche, questo tipo di difetto di punto viene detto *autointerstiziale*.

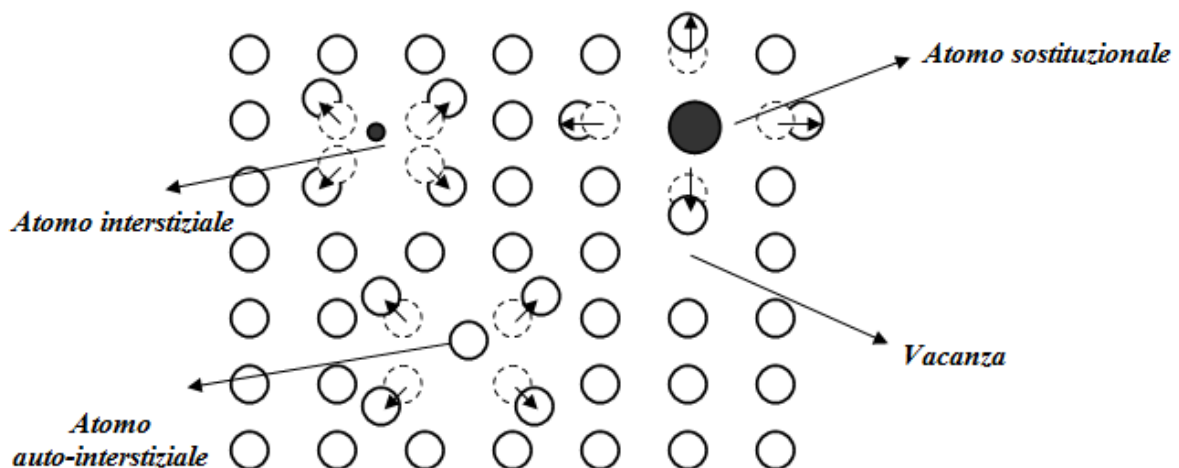


Figura 2.7: effetto della presenza dei difetti di punto.

Nei materiali la posizione degli atomi è differente; effettivamente essi possono occupare:

- Posizioni nodali \rightarrow atomi sostituzionali
- Posizioni interstiziali \rightarrow atomi interstazionali / interstiziali

In entrambe le condizioni, le dimensioni di atomi “estranei” influiscono notevolmente sulla possibilità di formazione di tali soluzioni solide (sostituzionali e interstiziali)

Soluzioni solide interstiziali: La probabile formazione di strutture solide interstiziali è in relazione alla presenza di strutture cristalline “aperte” e atomi di soluto di dimensioni minima; in generale:

$$\frac{\varphi(\text{soluto})}{\varphi(\text{solvente})} < 0.59 \quad (2.3)$$

Codeste strutture solide sono costituite da atomi di:

- C; N; B (garantiscono effetti benefici negli acciai)
- H₂; O₂ (procurano effetti dannosi agli acciai)

Gli atomi interstiziali, a causa delle loro dimensioni ridotte, diffondono più velocemente influenzando le caratteristiche del materiale.

Soluzioni solide sostituzionali: La solubilità è regolata dalle leggi di Hume-Rothery, le cui condizioni sintetizzate:

- Differenza fra i raggi atomici < 15%
- Stessa struttura cristallina
- Stessa valenza
- Elettronegatività analoga

Difatti sistemi aventi buona solubilità sono: *Si-Ge; Au-Ni; Cu-Ni; Al₂O₃-Cr₂O₃; NaCl-KCl; MgO-FeO.*

Ad ogni modo, se almeno una legge di Hume-Rothery non è soddisfatta, è possibile solo una parziale solubilità (es. solo il 2% di Si si discioglie in Al).

Sebbene il trasporto di materia attraverso cristalli non sia univocamente determinato, essendoci altri meccanismi di trasporto oltre a quello di vacanze, quest’ ultimo rappresenta la migliore opzione: difatti, al contrario di altri difetti, le vacanze sono presenti all’equilibrio in tutti i cristalli.

Nei solidi il prodotto PV varia esiguamente, tanto che entalpia ed energia interna essenzialmente coincidono.

L’ entropia di una “miscela” di posizioni reticolari e vacanze si può calcolare nel seguente modo:

$$S_v = K \ln \left(\frac{N_t}{N_v \bullet N_o} \right) \quad (2.4)$$

ma $N_o = N_t - N_v$

ove

N_t = numero di posizioni totali

N_r = numero di posizioni vacanti

N_o = numero di posizioni occupate

sostituendo:

$$S_v = k [N_t \ln N_t - (N_t - N_v) \ln (N_t - N_v) - N_v \ln N_v] \quad (2.5)$$

Ora G_v (energia libera)

$$\text{Quindi } G_v = N_v E_v - TS_v \quad (2.6)$$

$$\text{e all'equilibrio } \frac{\partial A_v}{\partial N_v} = 0$$

quindi:

$$\frac{N_v}{N_t - N_o} = \exp\left(-\frac{E_v}{RT}\right) \approx \frac{N_v}{N_t} \quad (2.7)$$

(Esempio : se $E_v = 60000 \text{ J/mol}$ a $1000\text{K} \rightarrow 1$ posizione su 10^5 sarà vacante)

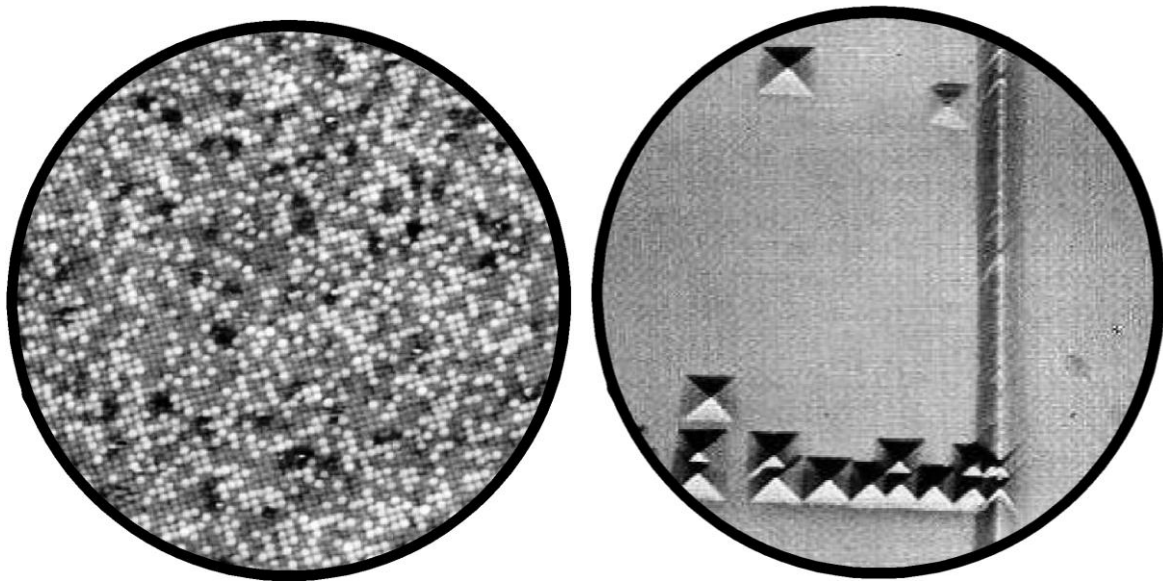


Figura 2.8: micrografie elettroniche di difetti reticolari.

Deformazione elastica e deformazione plastica

L'elasticità dei materiali metallici deriva dalle forze di legame, originate da forze di attrazione che spingono gl'atomi ad impacchettarsi e bilanciate da forze di repulsione su corto raggio. Tali forze raggiungono un punto di equilibrio per una ben determinata distanza interatomica funzione del tipo di metallo.

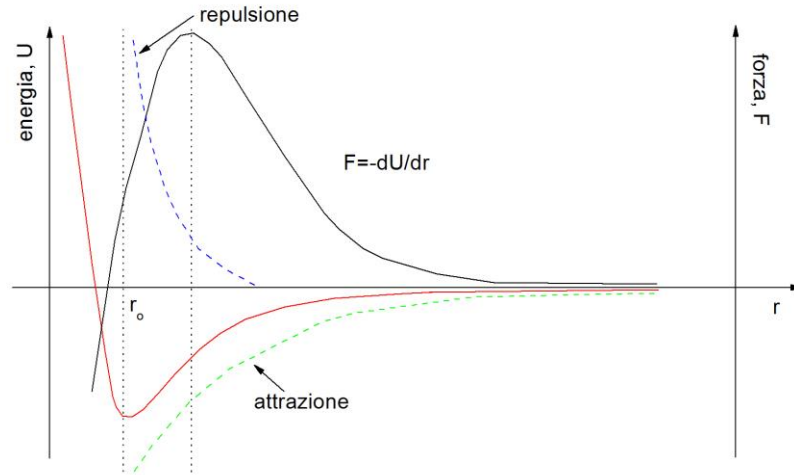


Figura 2.9: distanza interatomica di equilibrio tra le forze di attrazione e quelle di repulsione.

Supponiamo di disporre d'una provetta di ferro purissimo, costituita da un unico cristallo, e di sottoporla, in una normale prova di trazione, ad una forza applicata alle due estremità. Essa si allunga proporzionalmente alla forza applicata. Se la forza non supera un valore critico, la barretta ritornerà esattamente alla geometria iniziale al cessare della sollecitazione (si definisce sollecitazione il rapporto tra la forza applicata e la superficie sulla quale essa agisce). In questo caso la forza di trazione allontana gli atomi nel reticolo cristallino, spostandoli dalla posizione d'equilibrio, alla quale essi tendono al cessare della sollecitazione. Il cristallo si comporta elasticamente (figura 2.10).

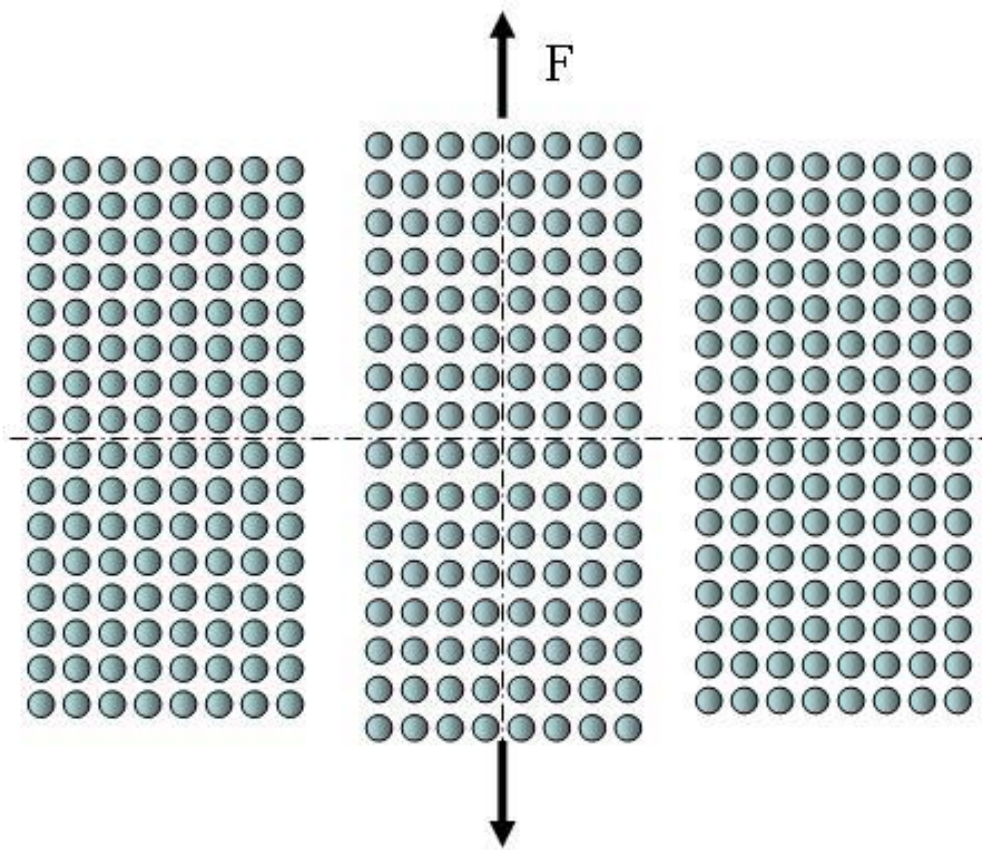


Figura 2.10: rappresentazione schematica del comportamento elastico dei cristalli metallici.

Tutti i metalli si comportano elasticamente entro certi limiti di sollecitazione applicata. Essi sono tanto meno elastici (o più rigidi) quanto meno si allungano a parità di dimensioni della provetta e della sollecitazione applicata. Tale caratteristica è misurata dal modulo elastico, che rappresenta la pendenza della retta nel grafico sforzo-deformazione, ottenibile dalle normali prove di trazione. Il modulo elastico è una caratteristica costante di ogni metallo, funzione della sola temperatura, perché dipende soltanto dall'energia del reticolo cristallino, che sappiamo non variare significativamente anche quando il reticolo subisce trasformazioni allotropiche.

Se si calcola la forza necessaria per allontanare gli atomi nel cristallo ccc del ferro, cioè si calcola la sommatoria delle energie di ogni singolo legame, divise per lo spostamento degli atomi, e si paragona a quella misurata sperimentalmente su provette monocristallo di ferro purissimo, si trova un perfetto accordo.

Il valore della sollecitazione massima entro cui il comportamento dei cristalli è elastico, si definisce limite elastico, che varia secondo lo stato metallurgico del solido cristallino (ricotto, normalizzato o temprato).

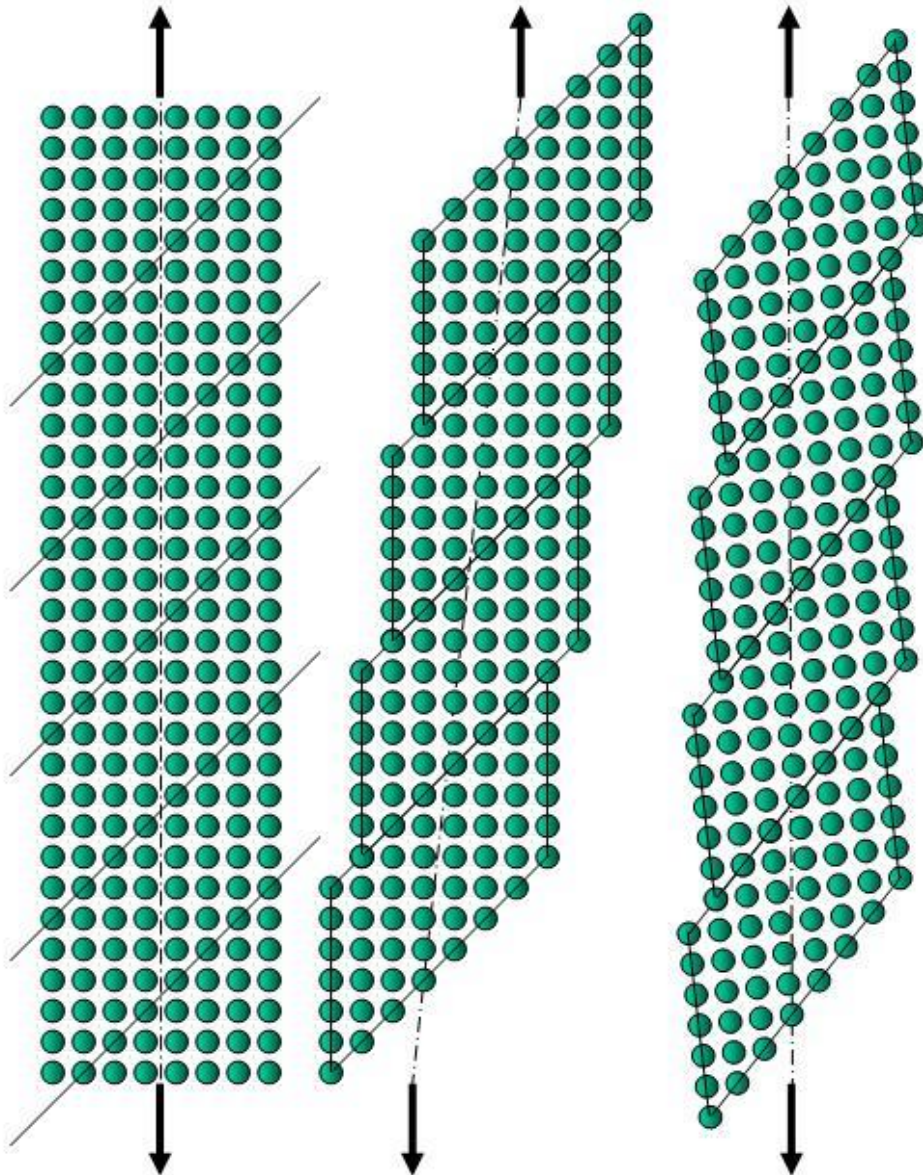


Figura 2.11: la deformazione plastica di un monocrystallo è accompagnata da scorrimenti secondo piani preferenziali e cambiamenti d'orientazione del reticolo cristallino.

Se si sollecita un cristallo metallico oltre il limite elastico, esso si deforma in modo permanente (deformazione plastica), allungandosi molto più di quanto non indichi il calcolo teorico. Il meccanismo della deformazione plastica è diverso da quello della deformazione elastica. Infatti, avviene per slittamento di blocchi di atomi lungo i piani più rigidi del cristallo, ovvero quelli con maggior densità atomica (figura 2.12), mentre il meccanismo della deformazione elastica avviene per allontanamento degli atomi dalla loro posizione nodale.

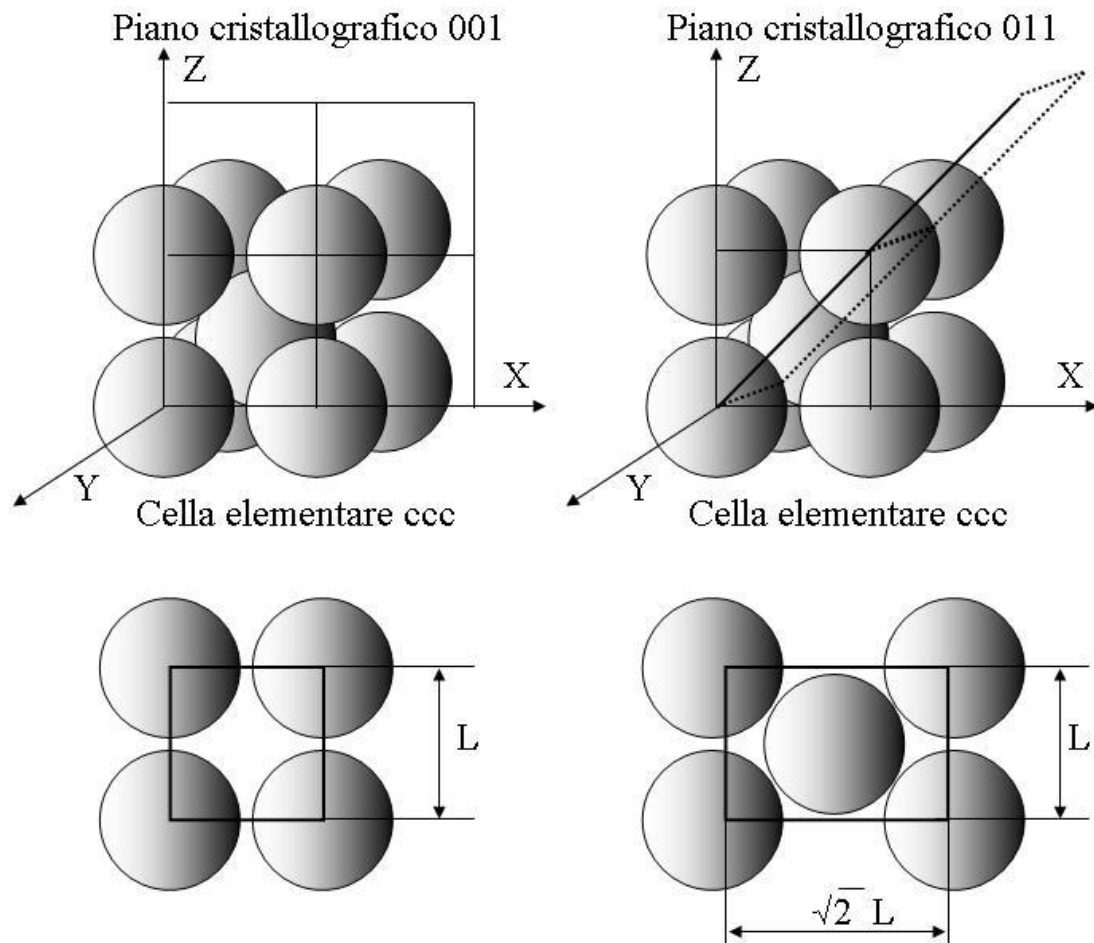


Figura 2.12: proiezioni dei piani cristallografici 001 e 011 del reticolo ccc, utili per il calcolo della densità atomica.

Le forze di legame tra gl'atomi agiscono lungo i segmenti di collegamento tra un atomo e un altro, essendo diverse le distanze tali forze variano al variare della direzione cristallografica. Nel reticolo cristallino ccc i piani con maggior densità atomica sono quelli ortogonali alle facce del cubo e paralleli alla diagonale di ogni faccia (piani cristallografici 110, 101 e 011), e sono i più rigidi perché contengono un maggior numero di legami.

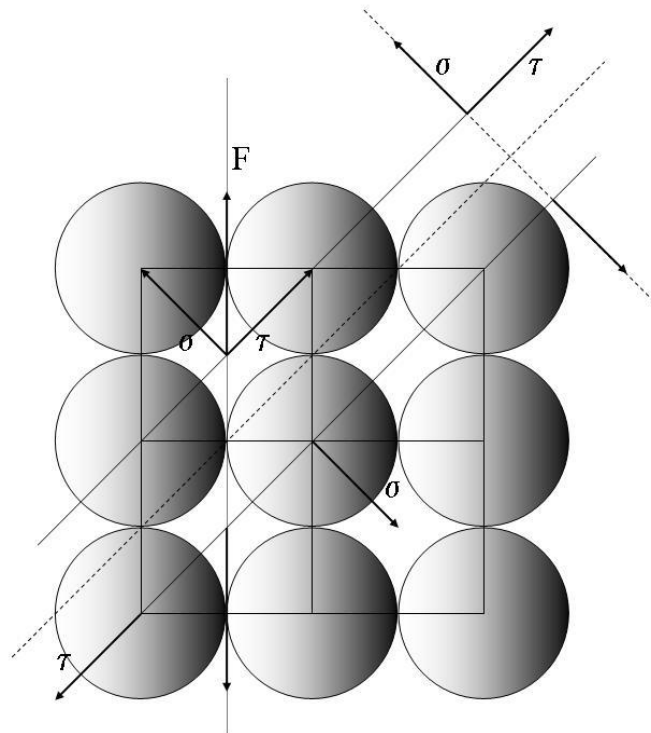


Figura 2.13: componenti di trazione (sigma) e taglio (tau) della forza (F), che genera la deformazione plastica permanente del cristallo, quando l'intensità sollecita il metallo oltre il suo limite elastico.

Lo slittamento dei blocchi di atomi, che genera la deformazione plastica, disassa la forza di trazione F e crea un momento, che fa ruotare il cristallo. Ciò lo rende più resistente ad un'ulteriore deformazione. La forza F di trazione del cristallo rappresentata in figura 2.13, può esser scomposta nelle due componenti σ , che tende ad allontanare i piani a 45° rispetto alle facce del cubo (componente di trazione), e τ , che tende a farli slittare (componente di taglio). La deformazione plastica avviene quando gli atomi, sotto l'azione della componente τ si allontanano quanto basta per superare le linee tratteggiate e non essere più incastrati gli uni negli altri. Ciò è possibile solo quando τ raggiunge un valore di soglia, che dipende dall'intensità della forza madre F. Prima che il valore di soglia sia raggiunto, la deformazione del cristallo sarà solo elastica. La deformazione plastica genera una rotazione α che fa diminuire la componente σ e predispone il cristallo a reggere una forza di trazione F maggiore prima di cedere ad un ulteriore slittamento.

Resistenza teorica dei cristalli

Se si considera un cristallo rettangolare sottoposto ad uno sforzo di taglio τ , e si suppone che la parte posta al di sopra del piano di scorrimento si sposta in blocco (riguardando contemporaneamente tutti i legami) rispetto alla parte inferiore.

Se x è lo spostamento corrispondente a τ , si può tracciare schematicamente la variazione di τ in funzione di x e scrivere quindi, per piccoli spostamenti:

$$\tau = \tau_c \sin \frac{2\pi x}{a} \cong \tau_c \frac{2\pi x}{a} \quad (2.8)$$

Ammettendo che la relazione di Hook è applicabile, si può scrivere:

$$\tau = G \frac{x}{a} \quad (2.9)$$

Dove G è il modulo di taglio

Combinando le due equazioni, si ottiene:

$$G \frac{x}{a} = \tau_c \frac{2\pi x}{a}$$

quindi:

$$\tau_c = \frac{G}{2\pi} \approx \frac{G}{6} \quad (2.10)$$

I valori sperimentali misurati sono dell'ordine di 10^{-4} - 10^{-5} G per i monocristalli usuali. Quindi lo schema adottato per descrivere il passaggio dallo stato iniziale a quello finale non corrisponde alla realtà.

Questa discordanza ha portato Taylor ad introdurre il concetto di *dislocazione*.

Ricalcolando le forze necessarie per fare avvenire lo slittamento di un pacchetto di atomi nel cristallo perfetto, si trovano valori teorici di circa 100÷1000 volte superiori a quelli sperimentali. Dunque i cristalli perfetti non sono un modello fisico che possa spiegare con sufficiente approssimazione le proprietà meccaniche dei metalli. Vedremo come questi fenomeni trovino corretta spiegazione solo ipotizzando all'interno dei cristalli metallici la presenza di difetti lineari, detti dislocazioni.

Difetti di linea

Per spiegare l'incongruenza tra i risultati teorici e sperimentali nella deformazione plastica dei cristalli, si è ipotizzata l'esistenza di alcuni difetti, che definirono dislocazioni, cioè la mancanza d'un certo numero di atomi in posizioni adiacenti nel reticolo cristallino.

Le dislocazioni assumono forme e definizioni diverse, secondo la loro disposizione geometrica.

In questo modo si può descrivere la deformazione plastica di un materiale non come uno scorrimento contemporaneo di grandi quantità di atomi perché il processo richiederebbe troppa energia, ma come un processo a più bassa energia che implica lo scorrimento di un piccolo numero di atomi per volta. La deformazione determina la rottura di un limitato numero di legami atomici e la loro susseguente riformazione in una posizione diversa, e necessita quindi di uno sforzo assai minore.

Lo scorrimento cioè ha inizio in una regione localizzata nel reticolo cristallino e poi gradualmente prosegue nel resto del piano di scorrimento. In generale perciò il piano di scorrimento può suddividersi in due regioni, una delle quali solamente ha subito lo scorrimento. Fra la regione che ha subito lo scorrimento e quella che non l'ha subito, le strutture reticolari sono "dislocate" e di conseguenza il limite sul piano di scorrimento fra queste zone è detto linea di dislocazione.

Una dislocazione è perciò la linea che, nel piano di scorrimento, divide la regione del cristallo che ha subito uno scorrimento plastico da quella che non l'ha subito.

E' molto importate osservare che una dislocazione è caratterizzata dalla intensità e dalla direzione del movimento di scorrimento associata con essa. Questa intensità e questa direzione (e anche il verso) sono rappresentati da un vettore \mathbf{b} , *vettore di Burgers*, che è il medesimo lungo tutta la lunghezza di una data linea di dislocazione.

Esistono le:

- Dislocazione a spigolo
- Dislocazione a vite
- Dislocazioni miste

I difetti di linea: le dislocazioni

La dislocazione è un difetto di tipo lineare, intorno al quale gli atomi sono disallineati rispetto alla posizione teorica; il tipo più semplice (la dislocazione a spigolo, o anche di taglio puro) è riportato nella Figura 2.14.

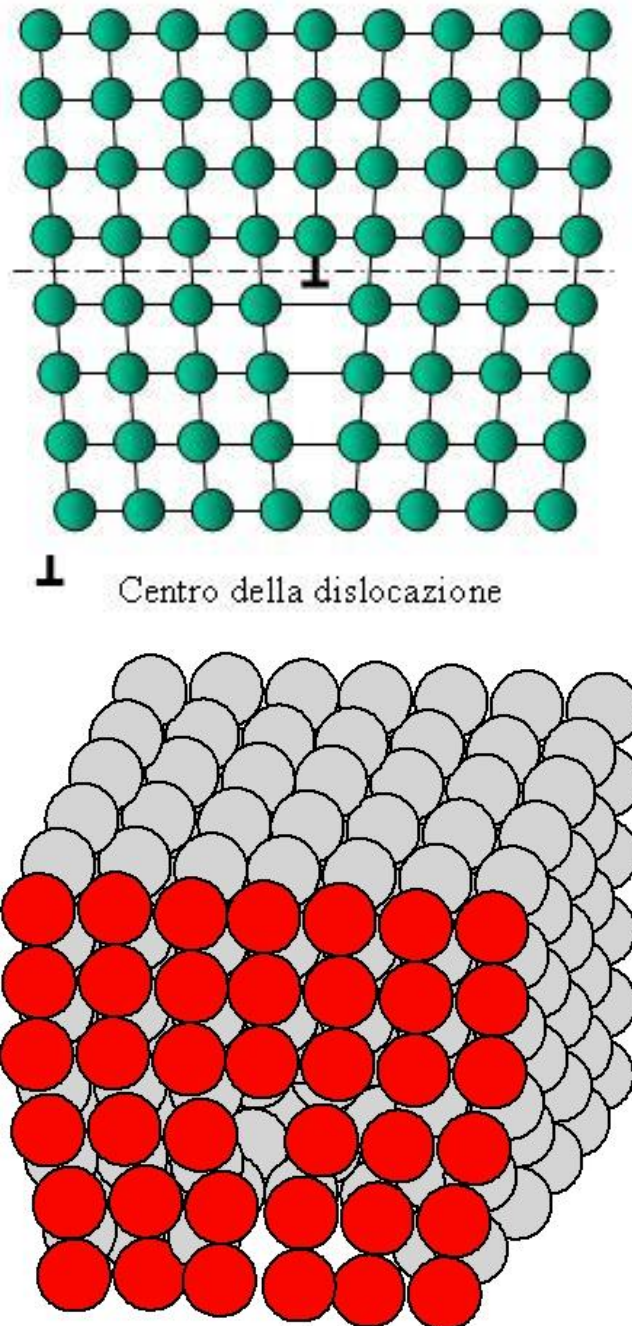


Figura 2.14: descrizione schematica di una dislocazione a spigolo.

Si supponga di inserire in un reticolo, altrimenti perfetto, un semi-piano di atomi in più. L'estremità del semi-piano definisce una linea che non è altro che un difetto, intorno al quale gli atomi sono spostati rispetto alla loro posizione ideale. In questo caso la linea della dislocazione è una linea normale al piano del foglio. E' bene notare che la deformazione del reticolo, dovuta alla presenza della dislocazione, diminuisce man mano che ci si allontana dalla linea della dislocazione. La dislocazione a spigolo viene normalmente rappresentata con il simbolo \perp ; la dislocazione che si genera inserendo un semipiano complementare rispetto a quello di Figura 2.13, viene descritta dal simbolo \top . Una semplice dislocazione di questo tipo è costituita da un *semipiano addizionale* di atomi, cioè un piano di atomi che non si estende sull'intero cristallo. I piani di atomi nella struttura sono mostrati in proiezione come delle linee. Queste linee sono parallele salvo che nella regione in cui termina il semipiano aggiuntivo. Il centro della regione distorta è una linea che attraversa il cristallo, perpendicolarmente al foglio, in corrispondenza della fine del semipiano. Questa è la *linea* della dislocazione. Al di fuori di questa regione distorta il cristallo è essenzialmente normale. La parte superiore deve essere un poco più grande per accomodare il semipiano addizionale.

Energia potenziale in un reticolo cristallino

In una dislocazione a spigolo i filari adiacenti alla dislocazione sono deformati per un certo numero di piani atomici, fin dove gli atomi ritornano alla corretta distanza reticolare in cui l'energia dell'atomo è minima. Al centro della dislocazione esiste una buca d'energia potenziale, non occupata da alcun atomo. In tale situazione gli atomi nei pressi della dislocazione, per compiere uno slittamento d'un passo reticolare devono superare un gradino d'energia (energia d'attivazione) molto più basso di quello degli atomi lontani dalla dislocazione o nel cristallo perfetto (figura 2.15).

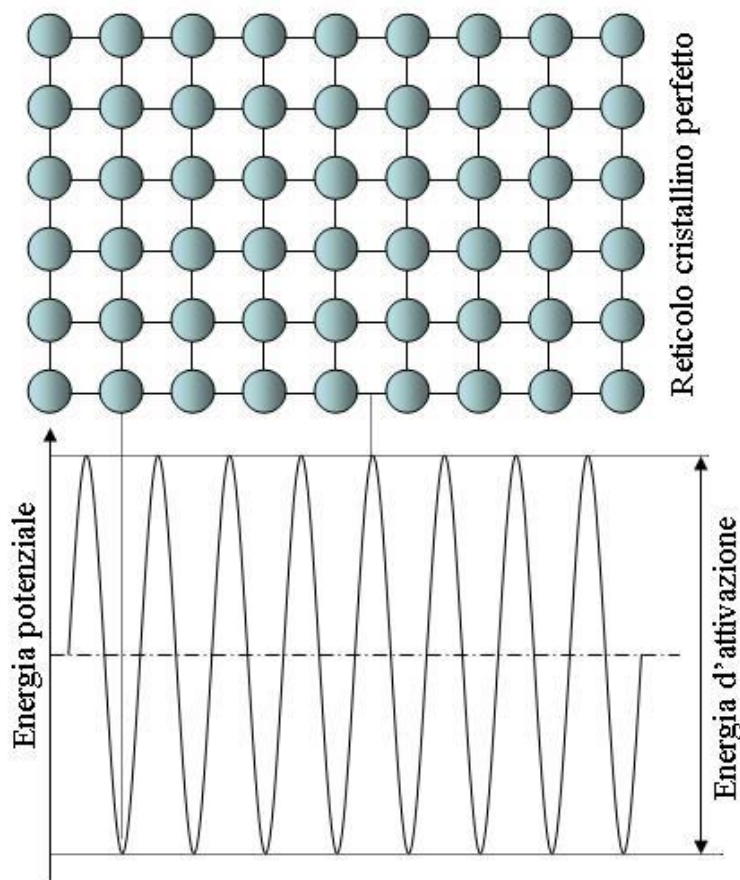


Figura 2.15: distribuzione dell'energia potenziale in un reticolo cristallino perfetto.

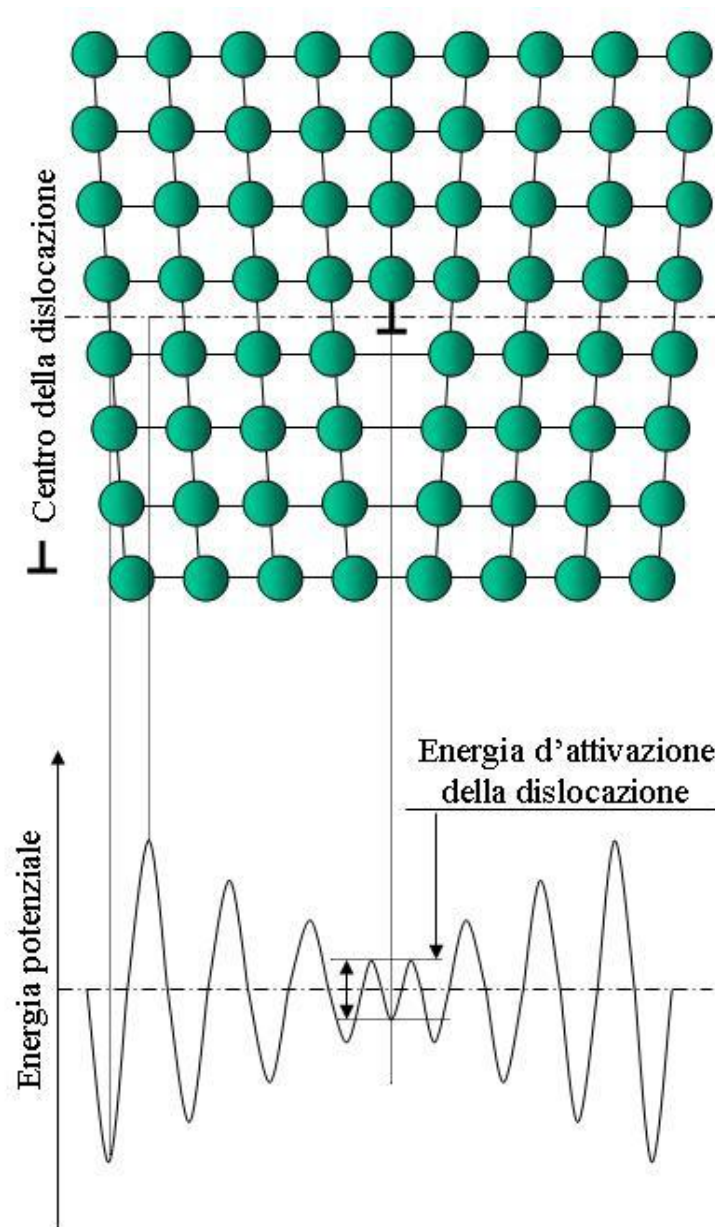
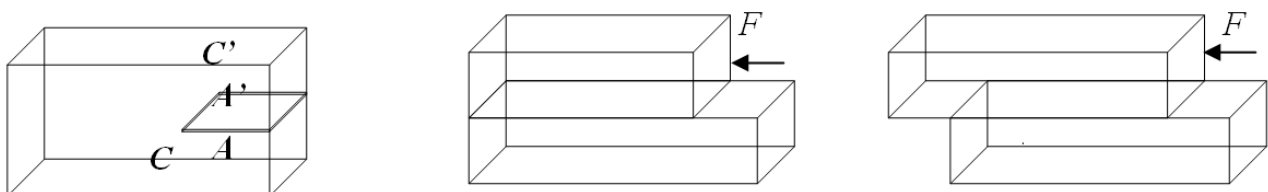
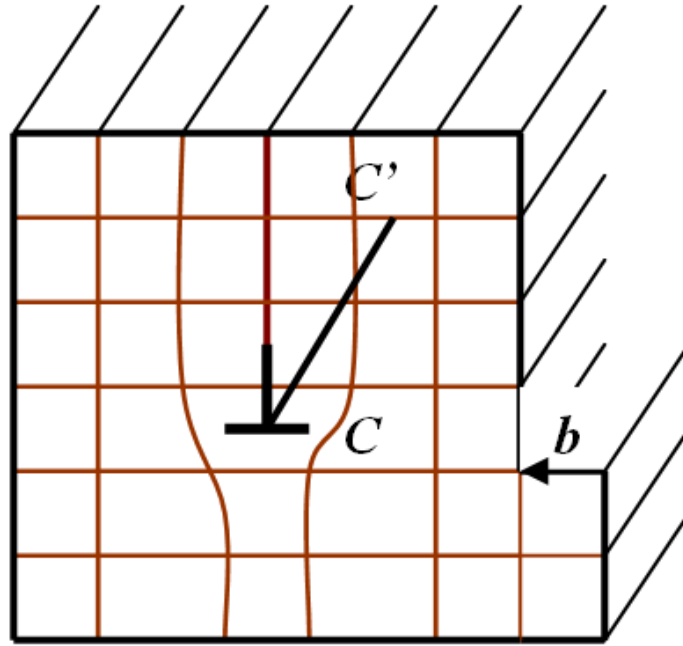


Figura 2.16: distribuzione dell'energia potenziale in un reticolo cristallino contenente una dislocazione a spigolo.

Il piano si muove per step discreti ma determina un effetto macroscopico di deformazione permanente (plastica).





Nel piano di scorrimento
 \perp *Linea di dislocazione*
 $|b| = \text{distanza interatomica}$

Figura 2.17: effetto sullo scorrimento della presenza di una dislocazione a spigolo.

Si supponga di considerare un blocco elastico; lo si tagli secondo un piano fino ad una linea CC' . Questo taglio separa il blocco in due parti A e A'. Applicando su A' una forza F, perpendicolare a CC' , si ottiene formazione di uno scalino e conseguentemente la deformazione di A'.

Procedendo con l'applicare la forza F parallelamente a CC' , la deformazione si propaga fino a che la parte A' non esce dal blocco.

Lo scorrimento di A' rispetto ad A è effettuato mediante spostamento di una linea CC' che separa la parte che ha già subito scorrimento da quella che non lo ha ancora subito.

In tal modo, considerando un reticolo cristallino, si constata che l'azione della forza F forma un gradino che inserisce un semi-piano formante uno spigolo (ove CC' rappresenta la base di questo semi-piano).

Inoltre la larghezza dello scalino è pari al vettore di Burgers.

Le dislocazioni vengono comunemente trattate utilizzando il vettore di Burgers, \mathbf{b} . Questo vettore si identifica seguendo la seguente procedura (figura 2.18):

Traccia un circuito antiorario in un cristallo perfetto e in uno contenente una dislocazione a spigolo. Nel caso del cristallo perfetto, il punto iniziale coincide con quello finale, mentre nell'altro caso ciò non si verifica. Il vettore \mathbf{b} che unisce il punto iniziale con quello finale viene chiamato vettore di Burgers della dislocazione. Secondo questa definizione in una dislocazione a spigolo la dislocazione è perpendicolare al suo vettore di Burgers e si muove, nel suo piano di scorrimento, nella direzione del vettore di Burgers. La lunghezza del vettore di Burgers è di solito uguale alla distanza fra due piani paralleli del reticolo (distanza unitaria). Il suo modulo può assumere solo valori discreti determinati dalla struttura cristallina. Esistono anche dislocazioni con \mathbf{b} maggiore della distanza unitaria, ma sono instabili e tendono a decomporsi in due o più dislocazioni unitarie.

- si definisce una direzione positiva lungo la linea della dislocazione (entrante o uscente, nel caso della dislocazione di taglio, per esempio; la scelta è arbitraria);
- si costruisce un piano perpendicolare alla linea della dislocazione;
- si traccia un percorso intorno alla dislocazione, muovendosi di n posizioni in ciascuna delle 4 direzioni; guardando verso il senso positivo della linea si deve percorrere un percorso di senso orario;
- il vettore necessario a chiudere il percorso è il vettore di Burgers.

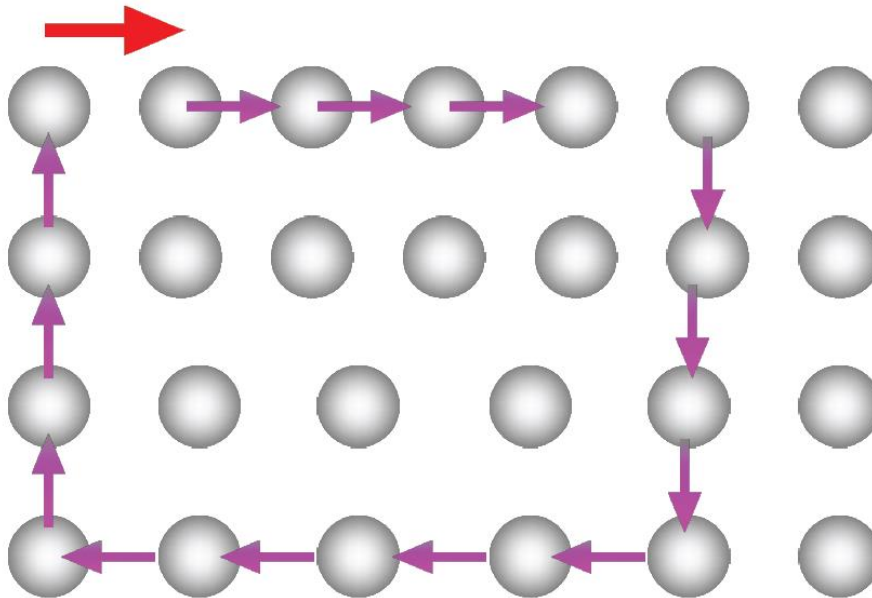


Figura 2.18: esempio di calcolo del vettore di Burgers per una dislocazione a spigolo; il verso positivo è quello entrante.

Questo vettore è particolarmente utile a definire il moto di una dislocazione; se la dislocazione si muove nella stessa direzione del vettore, si ha lo scorrimento (glide); si tratta del tipico movimento delle dislocazioni a spigolo. Queste, infatti, si muovono sul piano definito dalla linea di dislocazione e dal vettore di Burgers (piano di scorrimento). Se la dislocazione si muove in direzione perpendicolare al vettore di Burgers si ha il salto (climb). Si vedrà nel seguito che il climb è uno dei tipici meccanismi che consentono la deformazione ad alta temperatura. Si è già accennato che le dislocazioni possono muoversi; in effetti il movimento delle dislocazioni è il meccanismo alla base della facilità con cui i materiali metallici si deformano; per il momento interessa osservare come, per fare in modo che la dislocazione si muova di una quantità pari al vettore di Burgers, in realtà gli spostamenti necessari ai singoli atomi siano molto inferiori.

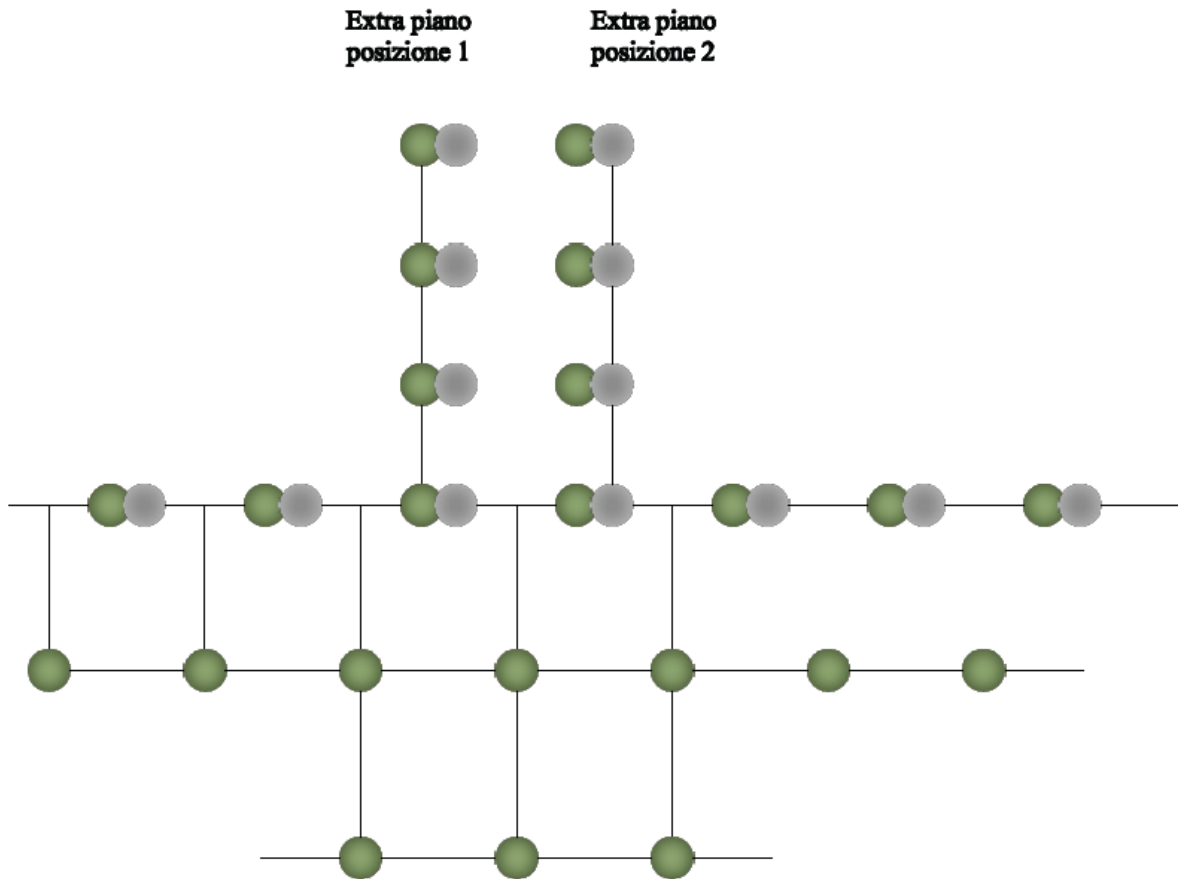


Figura 2.19: schematizzazione dello spostamento di una dislocazione a spigolo. Si nota che lo spostamento della dislocazione corrisponde a minime variazioni della posizione di singoli atomi.

Un secondo tipo di dislocazione è rappresentato in figura 2.20; si può pensare che tale difetto sia generato applicando una tensione di taglio in modo da far scorrere una parte (non tutto) il reticolo, causando la distorsione riportata in figura 2.20.

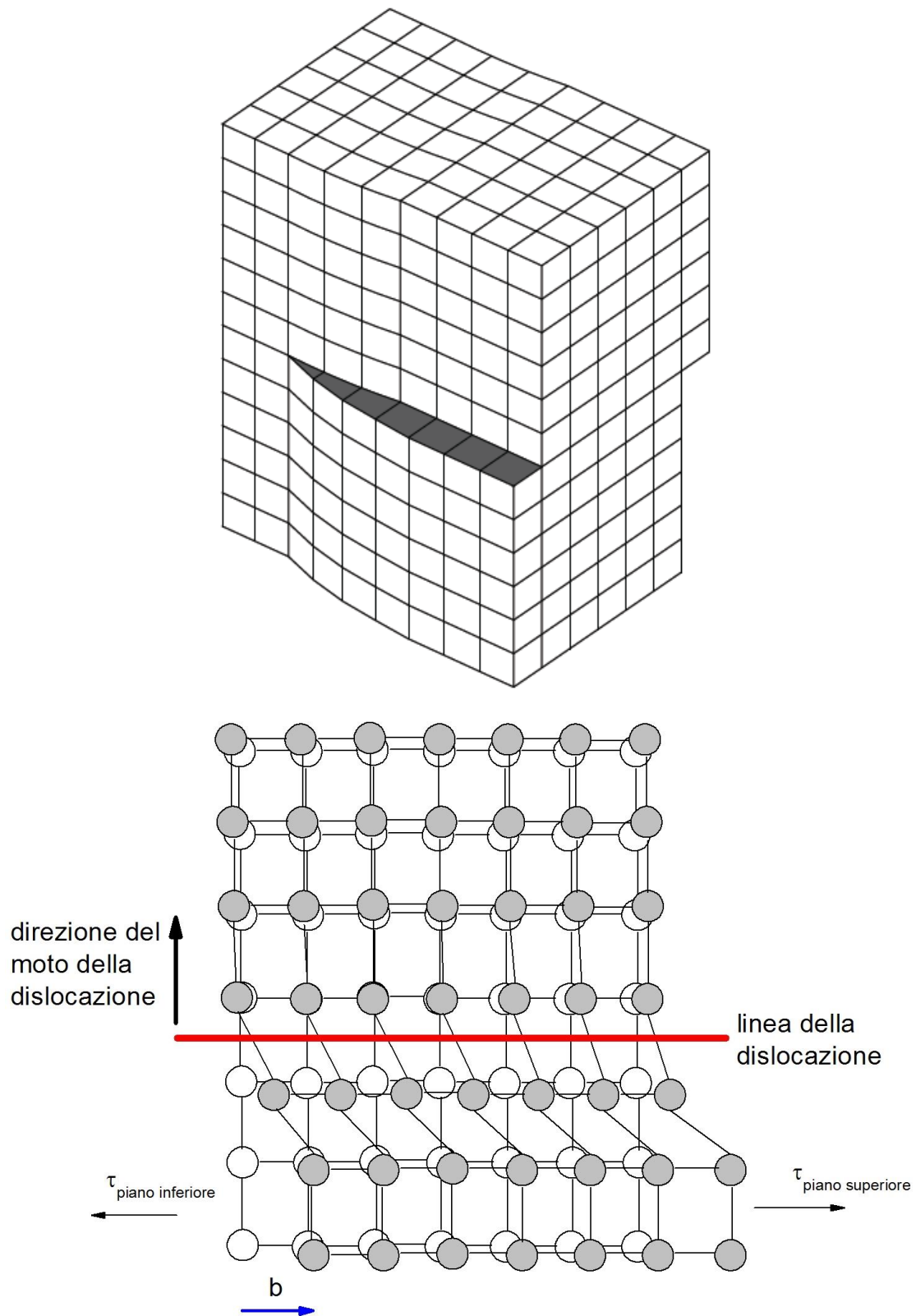


Figura 2.20: schematizzazione di dislocazione a vite; la freccia rappresenta il vettore di Burgers

In particolare la parte in alto è spostata, rispetto a quella in basso, di una quantità pari ad una distanza atomica. Ciò genera una distorsione del reticolo localizzata intorno ad una linea AB, che viene definita dislocazione a vite. Tale nome deriva dal percorso elicoidale descritto intorno alla

dislocazione dagli atomi dei piani adiacenti. Per descrivere questa dislocazione si usa spesso il simbolo .

La dislocazione a vite, rappresentata in figura 2.21, è associata ad una distorsione reticolare. In (Figura 2.21a), la linea SS' rappresenta la linea della dislocazione. Davanti a questa linea il cristallo ha cominciato a scorrere, mentre dietro la linea il movimento non è ancora iniziato.

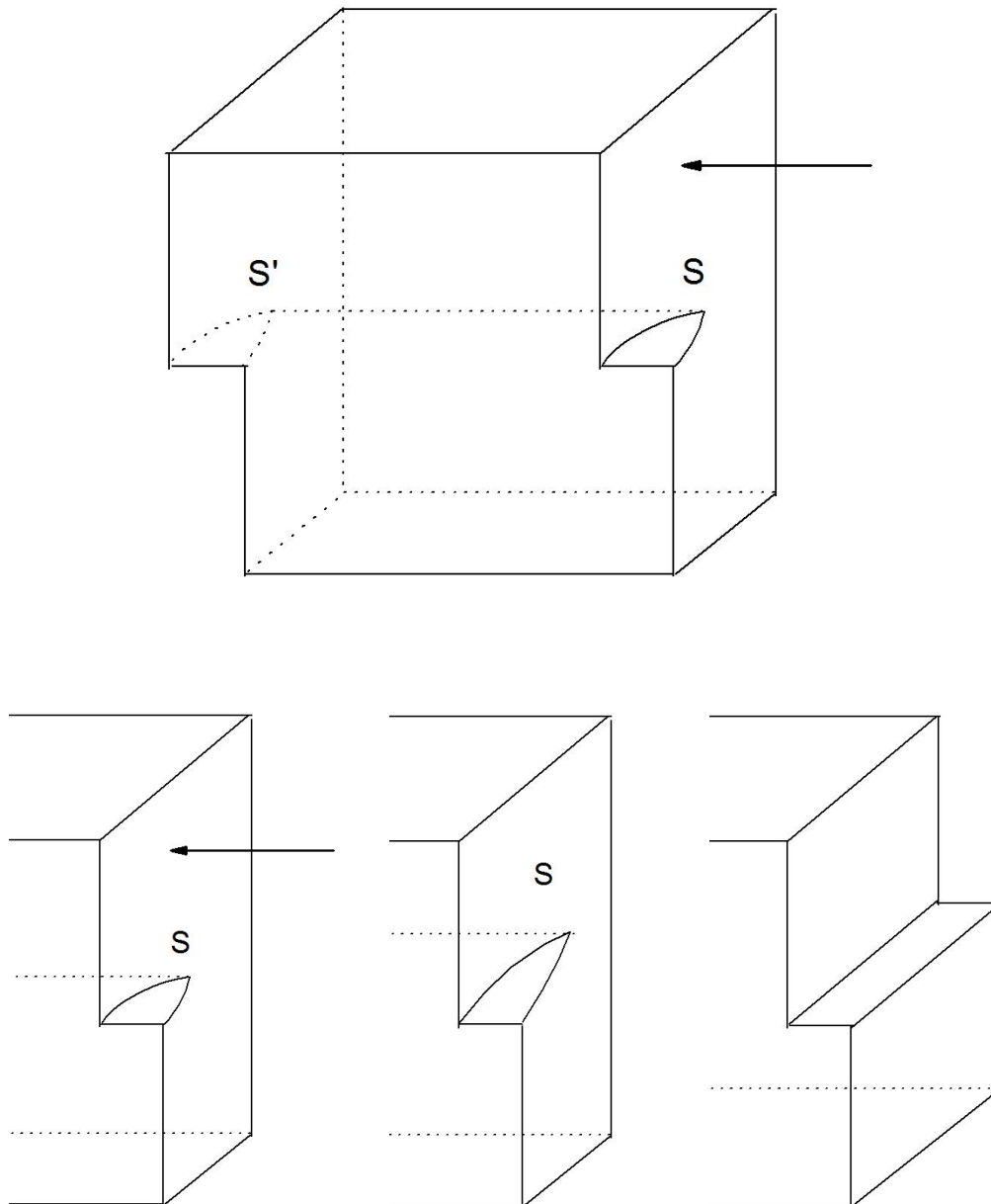


Figura 2.21: effetto sullo scorrimento della presenza di una dislocazione a vite.

L'effetto dell'applicazione di uno sforzo continuo indicato dalle frecce è tale che il gradino di slittamento si estende gradualmente sull'intera faccia laterale del cristallo man mano che la linea SS' si muove verso la faccia posteriore.

La dislocazione a vite è stata ottenuta operando un taglio nel cristallo e facendo successivamente scorrere le due superfici di taglio. Si vede che lo scorrimento avviene in senso parallelo alla linea di dislocazione.

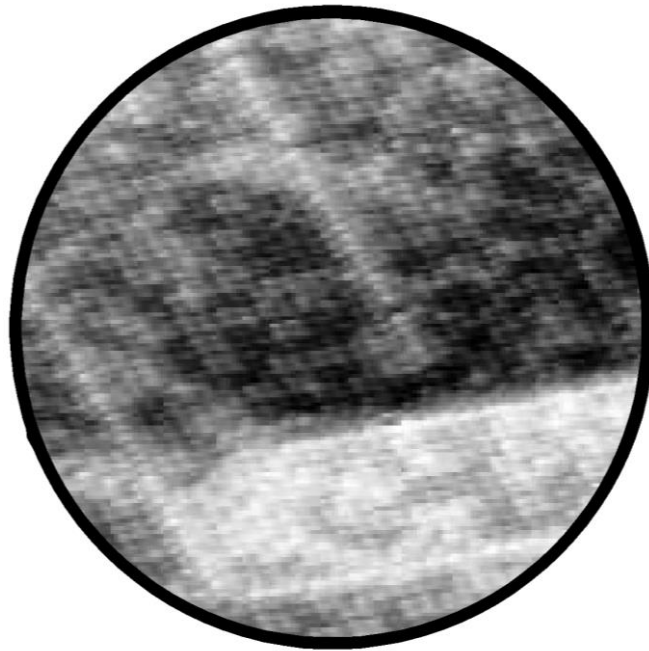


Figura 2.22: disallineamento tra piani cristallografici dovuta al movimento delle dislocazioni.

Il vettore di Burgers di una dislocazione a vite è *parallelo* alla linea di dislocazione. Nel circuito di un cristallo con una dislocazione a vite il punto di partenza non coincide con quello di arrivo. Il vettore b che unisce i due punti si chiama vettore di Burgers della dislocazione. A differenza di quanto avviene per le dislocazioni a spigolo, una dislocazione a vite è parallela al suo vettore di Burgers e si muove, nel suo piano di scorrimento, in una direzione perpendicolare al vettore di Burgers. In ogni caso un piano di scorrimento è quello che contiene sia la dislocazione che il suo vettore di Burgers.

Le dislocazioni nei cristalli reali hanno frequentemente un carattere misto, ovvero sono parzialmente a spigolo e parzialmente a vite (figura 2.24); esse inoltre devono terminare sulla superficie del cristallo, su un'altra dislocazione oppure formare anelli chiusi. Una dislocazione crea nel suo intorno un campo di sforzi; per esempio in una dislocazione a spigolo gli atomi del reticolo in vicinanza della dislocazione e posti sopra il piano di scorrimento sono compressi, mentre quelli sotto il piano di scorrimento sono tesi. Una dislocazione a vite genera invece nel suo intorno uno stato di torsione. In generale una dislocazione distorce fortemente il reticolo cristallino in vicinanza della linea della dislocazione stessa, mentre le regioni più lontane del cristallo rimangono inalterate.

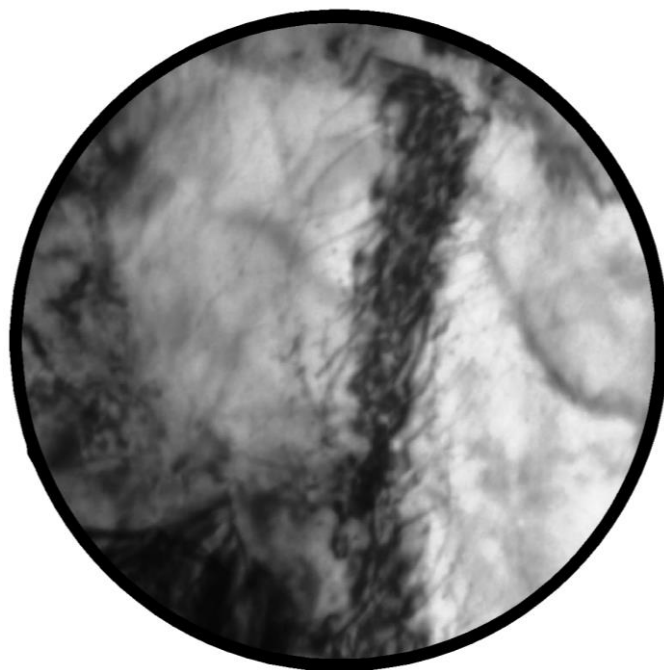


Figura 2.23: micrografia elettronica della presenza di dislocazioni in un cristallo metallico.

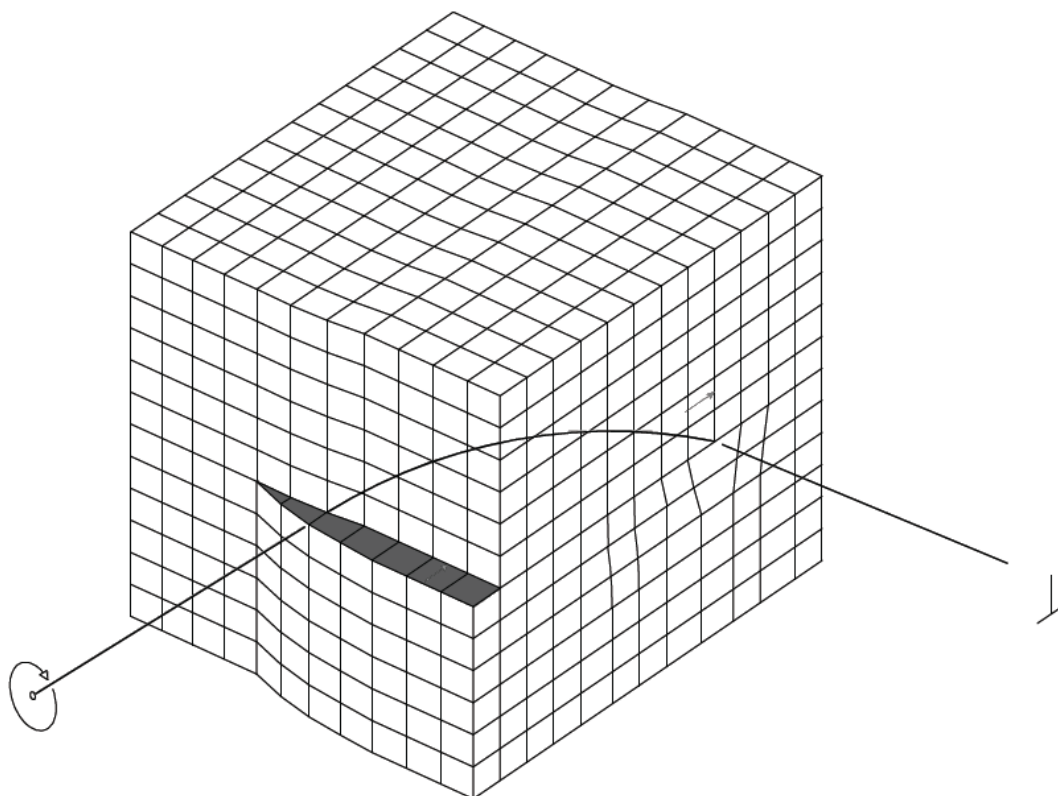
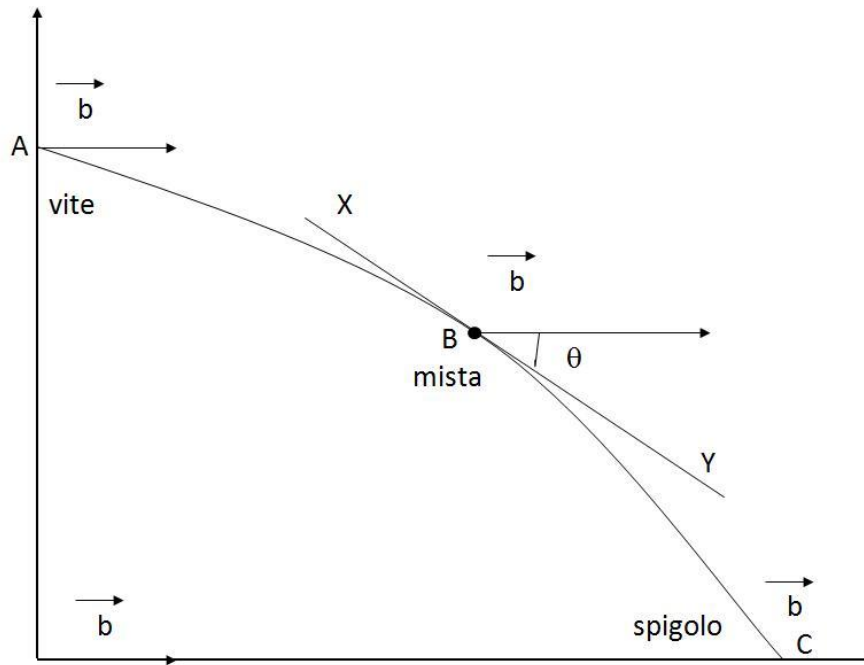


Figura 2.24: schematizzazione di una dislocazione mista; si noti che i cerchi rappresentano gli atomi sul piano di scorrimento, e i puntini quelli sul piano inferiore.

Nel caso generale, la linea di dislocazione è una curva qualunque piana. In ogni punto si può definire sulla tangente alla linea un vettore unitario, scomponendo il vettore di burgers in una componente a spigolo ed in una componente a vite.



$A \vec{b} //$ *linea di dislocazione* \rightarrow *dislocazione a vite*

$C \vec{b} \perp$ *linea di dislocazione* \rightarrow *dislocazione*

$B \vec{b}$ \angle *angolo θ con la tangente XY alla dislocazione*

$$\vec{b}_{\text{mista}} = \vec{b}_1_{\text{a spigolo}} + \vec{b}_2_{\text{a vite}}$$

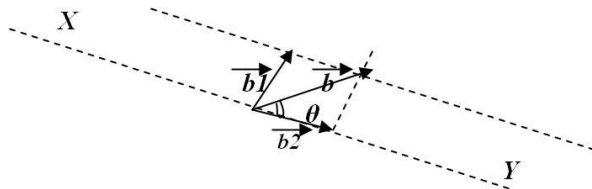


Figura 2.25: variazione del vettore di Burger nel caso di una dislocazione mista.

Dunque, si proceda con il tracciare la tangente a tale curva e si consideri il vettore di Burgers: esso si può scomporre in una componente (a spigolo) tangenziale (vettore b_2), ed una (a vite) normale (vettore b_1).

Un altro fattore da considerare è che molto spesso le dislocazioni reali contengono brevi tratti, lunghi a volte pochi spazi atomici, caratterizzati da brusche variazioni della direzione della linea della dislocazione.

La presenza di questi “gradini” in molti casi influenza in maniera determinante, limitandola, la mobilità della dislocazione.

Una linea di dislocazione non può terminare all’interno di un cristallo, ma solo su superfici interne come i bordi di grano, o sulla superficie libera del cristallo; ne consegue che le dislocazioni hanno forma di circuiti chiusi.

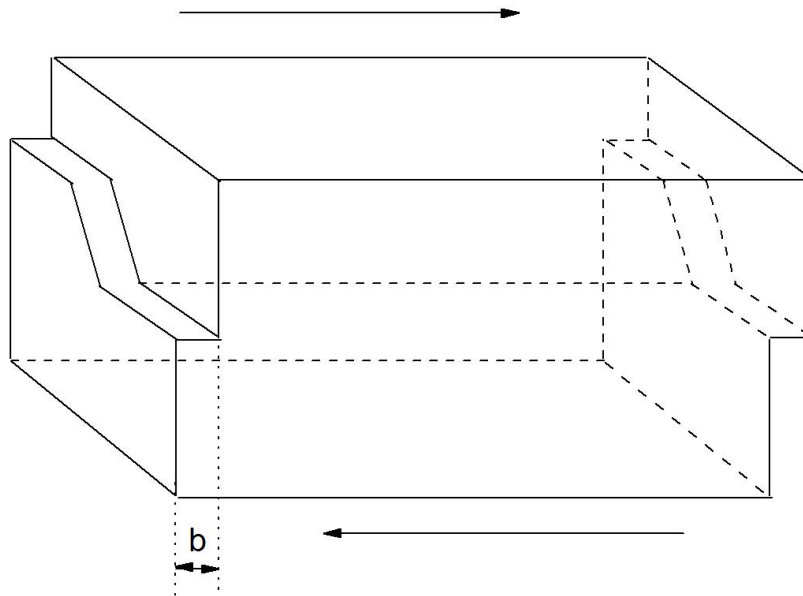


Figura 2.26: gradini dovuti alla presenza di dislocazioni in un cristallo.

È bene precisare che il vettore di Burgers rappresenta sia la grandezza che la direzione dello scorrimento prodotto dalla dislocazione. Mentre nel caso delle dislocazioni a spigolo il piano di scorrimento viene univocamente determinato dalla linea della dislocazione e dal vettore di Burgers, nel caso delle dislocazioni a vite ciò non succede, in quanto essi sono paralleli. Da ciò deriva che le dislocazioni a vite sono più mobili di quelle a spigolo; se infatti una dislocazione a spigolo si deve muovere da un piano di scorrimento ad uno adiacente e parallelo, debbono avvenire movimenti di tipo diffusionale (sulla cui natura si ritornerà nel seguito); si definisce questo tipo di movimento non-conservativo. Un altro fattore da considerare è che molto spesso le dislocazioni reali contengono brevi tratti, lunghi a volte pochi spazi atomici, caratterizzati da brusche variazioni della direzione della linea della dislocazione. La presenza di questi “gradini” in molti casi influenza in maniera determinante, limitandola, la mobilità della dislocazione. Una linea di dislocazione non può terminare all’interno di un cristallo, ma solo su superfici interne come i bordi di grano, o sulla superficie libera del cristallo; ne consegue che le dislocazioni hanno forma di circuiti chiusi (Figura 2.27). La dislocazione in Figura 2.27 ne è un classico esempio; la dislocazione, come la maggior parte dei casi reali, ha le caratteristiche di una dislocazione mista, tranne in due punti in cui il vettore di Burgers è perpendicolare alla linea della dislocazione. Se uno sforzo di taglio viene applicata dall’esterno, accade che la dislocazione si espande, fino ad arrivare sulla superficie esterna, dove forma un gradino.

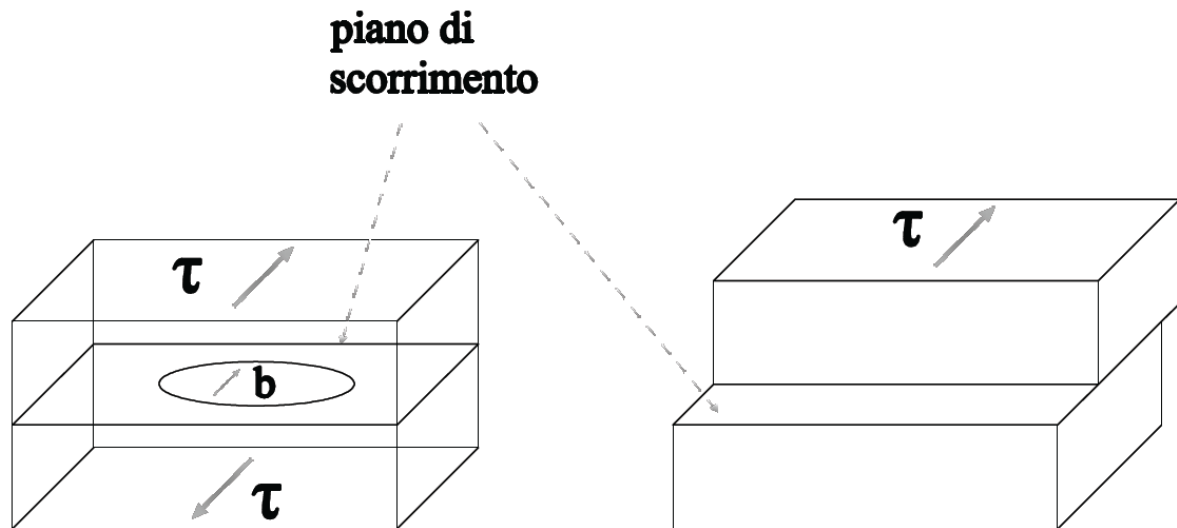


Figura 2.27: a) dislocazione circolare presente in un cristallo, sottoposto ad tensione di taglio; la dislocazione si espande, fino ad arrivare sulla superficie libera; in b) si ha il gradino prodotto dal movimento della dislocazione che si “scarica” sulla superficie libera.

Le dislocazioni presenti in un metallo o in una lega allo stato ricotto sono in quantità troppo limitata per giustificare l'entità delle deformazioni sperimentalmente rilevabili sollecitando meccanicamente il materiale (ad esempio in una prova di trazione); si deve pertanto supporre che le dislocazioni possano essere generate all'interno del materiale quando esso sia soggetto ad una sollecitazione.

Un meccanismo molto interessante è quello che permette alle dislocazioni, nel corso della deformazione, di moltiplicarsi. Come si è visto negli schemi che illustrano i vari tipi di dislocazione, gli atomi attorno ad esse sono spostati rispetto alla loro posizione di equilibrio; è facile quindi pensare ad un immagazzinamento di energia potenziale elastica considerata come energia di formazione delle dislocazione. La presenza di energia di formazione equivale all'esistenza di una tensione di linea lungo la dislocazione e può essere immaginata come una forza che tende a renderla rettilinea. Ora, su un segmento di dislocazione, bloccato agli estremi sotto l'azione di una sollecitazione esterna, nascono degli sforzi agenti in direzione normale alla dislocazione stessa, per cui la posizione di equilibrio sarà un arco di cerchio. Se però la sollecitazione raggiunge il valore critico, la dislocazione diviene semicircolare. La figura 2.28 illustra uno dei possibili meccanismi; la dislocazione ABCD presenta un andamento spezzato, per la presenza di quei gradini a cui si è precedentemente accennato. Si è anche fatto cenno al fatto che gradini come questi possono severamente limitare il movimento della dislocazione, tanto che in certi casi possono essere addirittura immobili (sessili). Se i due segmenti AB e CD, per le caratteristiche della dislocazione (carattere e orientamento relativo fra linea della dislocazione e vettore di Burgers), non possono muoversi nella direzione indicata dal vettore di Burgers, essi finiscono per l'esercitare il ruolo di ancore per il segmento BC; quest'ultimo, sotto l'effetto della forza applicata, si espande (passaggi 1-2-3-4); ad un certo punto i punti I e VI si toccano; questi due segmenti di dislocazione hanno verso opposto (il verso originario della dislocazione è indicato dalla freccia), ma hanno lo stesso vettore di Burgers (esso rimane lo stesso per tutto il circuito, essendo esso una sola dislocazione).

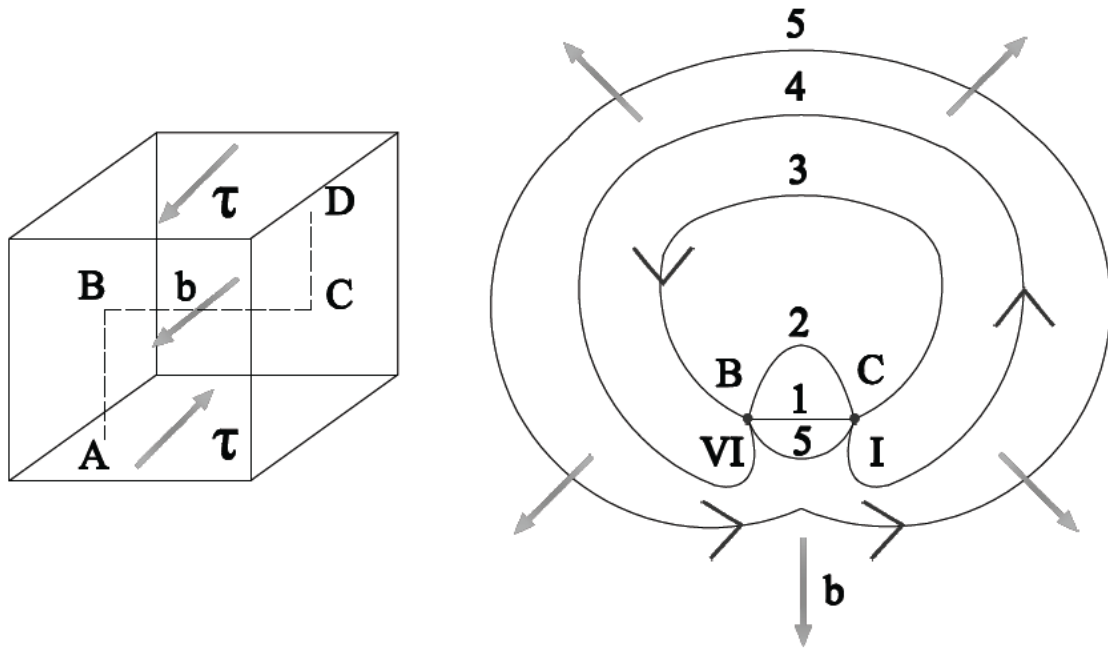


Figura 2.28: Generazione di dislocazioni secondo il modello di Frank-Read; i segmenti AB e CD sono sessili; le frecce a 90° rispetto alla linea di dislocazione in (b) rappresentano direzione del movimento della dislocazione.

La situazione può essere così riassunta:

- i. il vettore di Burgers, lungo tutta la linea è lo stesso;
- ii. la tensione di taglio tende ad ampliare il circuito della dislocazione;
- iii. i punti I e VI, avendo la linea della dislocazione direzioni opposte in quei punti, si muovono l'uno contro l'altro; essi corrispondono a segmenti di dislocazione con segno opposto, che quando si incontrano si annullano;
- iv. il processo di cui il punto iii fa sì che la dislocazione originaria si suddivide in una dislocazione circolare che si espande ulteriormente, ed in un segmento BC, pronto per ricominciare il processo.

In questo modo si ha una vera sorgente di dislocazioni (generatore di Frank-Read), che produce dislocazioni tutte uguali. E' questo il processo alla base della moltiplicazione delle dislocazioni dovuto all'incrudimento.

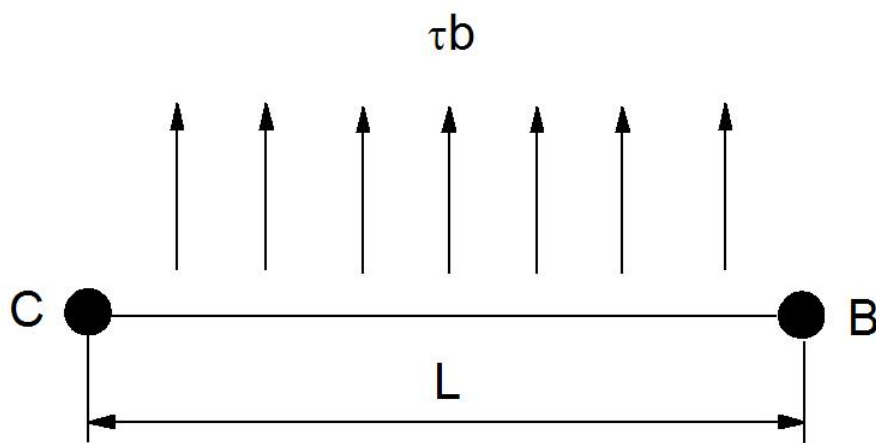


Figura 2.29: presenza di una dislocazione soggetta a una sollecitazione.

Il segmento si incurva perché bloccato tra i punti B e C con un raggio di curvatura R tale che:

$$\tau = \frac{Gb}{R} \quad (2.11)$$

L'incurvamento continua fino a raggiungere un valore critico per cui il segmento inizia a girare intorno a se stesso, questo avviene quando:

$$\tau = \frac{Gb}{L} \quad (2.12)$$

non esiste più una posizione stabile di equilibrio e la dislocazione si espande secondo la sequenza illustrata in figura 2.28. Alla fine i lembi esterni vengono in contatto, la dislocazione originaria si divide così in due parti: la prima dà luogo ad un anello che si espande; la seconda, insorta per sovrapposizione di dislocazioni di segno contrario, tende a ripristinare la dislocazione rettilinea iniziale che sarà in grado di ripetere il processo infinite volte.

Movimenti delle dislocazioni

I cristalli si deformano plasticamente in conseguenza del movimento delle dislocazioni. Una dislocazione si muove sotto l'azione di un carico di taglio, sul piano di scorrimento, dove quest'ultimo è definito dalla linea di dislocazione e dalla direzione del vettore di Burgers. In altre parole affinché si abbia deformazione plastica occorre che il carico applicato contenga una componente di taglio di valore superiore a un certo valore critico. Il carico critico di taglio è dunque la forza che deve essere applicata perché le dislocazioni possano muoversi provocando una deformazione permanente.

Se non c'è nessun movimento da parte delle dislocazioni la deformazione plastica non avviene. Il moto delle dislocazioni produce la rottura sequenziale dei legami atomici.

Le deformazioni plastiche consistono in:

- Scorrimenti (slip)
- Geminazioni (twin).

Gli scorrimenti a loro volta si dividono in:

- Climb
- Glide

-Climb o movimento non conservativo. Questo processo avviene con trasporto di massa per cui è necessaria l'attivazione termica. La dislocazione si muove fuori dalla superficie di scorrimento normale al vettore di Burgers.

-Glide o movimento conservativo. In questo caso le dislocazioni si possono muovere facilmente nel loro piano di scorrimento che non richiede diffusione, ma solo un piccolo aggiustamento degli atomi nell'intorno delle posizioni loro reticolari. La dislocazione si muove sulla superficie che contiene sia la linea di dislocazione sia il vettore di Burgers;

Climb

Si è visto in precedenza che le dislocazioni possono muoversi in piani di scorrimento non curvi provocando spostamenti relativi di piani di piani adiacenti oppure possono accumularsi da un lato provocando la curvatura dei piani di scorrimento. Si è anche visto che una dislocazione a spigolo può soltanto scorrere nel suo piano di scorrimento definito dalla dislocazione e dal vettore di Burgers a essa perpendicolare. In certi una dislocazione a spigolo di una componente complessa,

può muoversi in una direzione normale al piano di scorrimento; questo movimento viene chiamato climb (arrampicamento).

Esso può essere positivo e corrisponde allora alla scomparsa di uno o più filari di atomi dalla estremità inferiore del piano extra. Perché ciò sia possibile è necessaria una interazione con le vacanze presenti in prossimità del piano extra e gli ultimi filari di questo stesso piano. Il climb negativo corrisponde all'aggiunta di uno o più filari all'estremità del piano extra e si realizza attraverso un processo di formazione di vacanze in prossimità del piano extra.

Il climb positivo comporta rimozione di materia dall'interno del cristallo e ne provoca quindi la contrazione in una direzione parallela al piano di scorrimento e sarà perciò favorito da un carico di compressione perpendicolare al piano extra. Inversamente uno sforzo a trazione applicato perpendicolarmente al piano extra favorisce il climb negativo. Mentre lo scorrimento è una conseguenza di una sollecitazione di taglio il climb consegue a un carico normale (a compressione o a trazione). Il processo di climb richiede il movimento di vacanze e questo è favorito dalle alte temperature: esso sarà quindi particolarmente in quei fenomeni, come la ricristallizzazione o lo scorrimento viscoso, che avvengono a temperature relativamente alte.

Il processo di climb avviene in tappe successive in ogni punto nello stesso istante. Ne risulta che una dislocazione può suddividersi in piani paralleli vicini (figura 2.30) formando dei piccoli gradini detti in inglese "jog". Il climb procede per nucleazione e movimento di tali gradini. I "jog" sono gradini su una dislocazione che si muove da un piano atomico ad un altro.

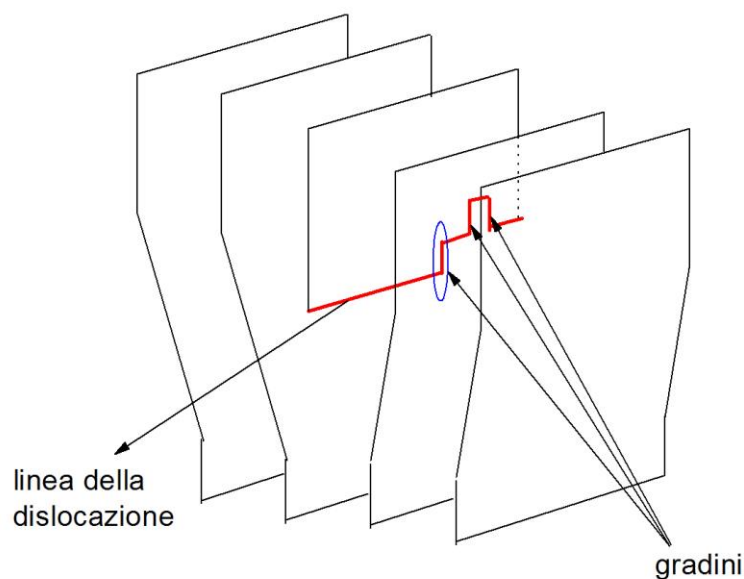


Figura 2.30: formazione di un jog.

Chiamiamo Kinks invece i gradini di dislocazione che si muovono sullo stesso piano di scorrimento.

Vediamo la differenza tra Kinks e Jogs per una dislocazione a vite e a spigolo:

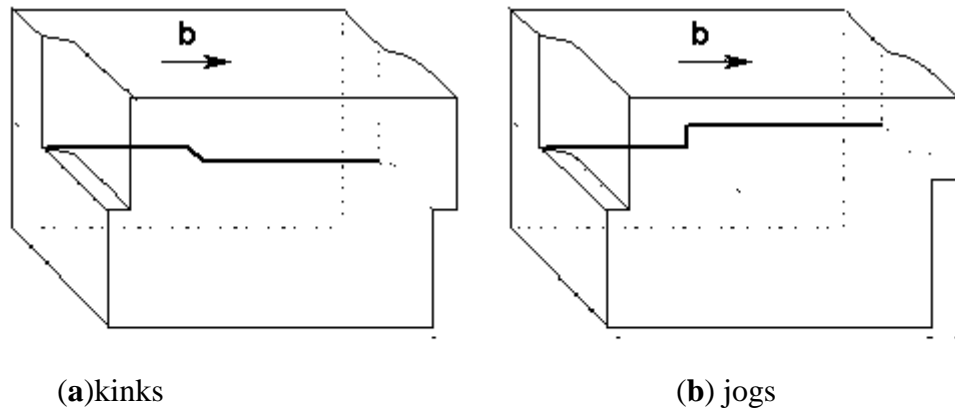


Figura 2.31: dislocazione a vite.

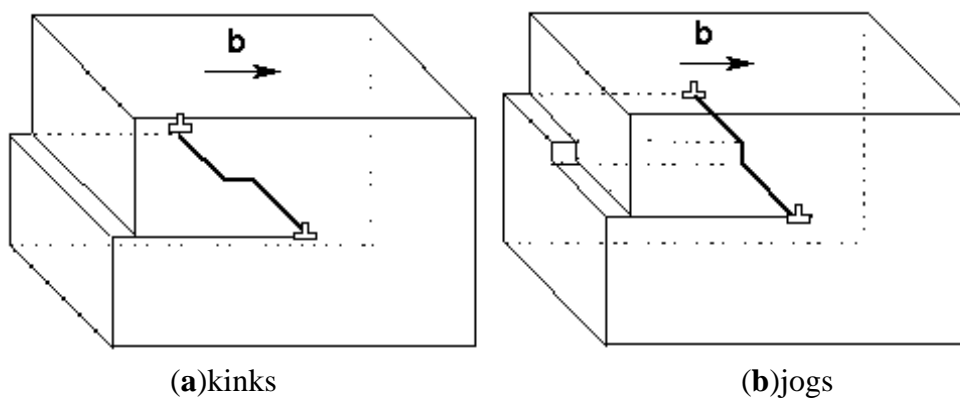


Figura 2.32: dislocazione a spigolo.

Entrambi sono piccoli segmenti di una dislocazione che hanno lo stesso vettore di burger della linea di giacitura. I kink che hanno lo stesso piano di scorrimento della linea della dislocazione non impediscono il glide. Il movimento di un jog in una dislocazione a spigolo reca con se la formazione di un ingente numero di vacanze, fondamentali come vedremo nei meccanismi di deformazione ad elevate temperature.

Glide

Il Glide di molte dislocazioni dà come risultato lo scorrimento che è la più comune manifestazione della deformazione plastica e può essere interpretata come lo scorrimento e lo spostamento di un piano di atomi su di un altro.

Tra i piani di scorrimento rimane una parte di cristallo indeformata.

A basse temperature quando la diffusione è difficile per i difetti puntiformi il movimento delle dislocazioni è conservativo (glide);

a più alte temperature si avrà invece il processo di tipo non conservativo (climb), che permette ad una dislocazione a spigolo di muoversi fuori dal piano mediante interazioni con i difetti puntiformi.

Energia di una dislocazione

Nel campo del comportamento elastico si chiama modulo elastico o modulo di Young, E , il σ e la deformazione ε prodotta; è cioè $E = \sigma / \varepsilon$. Si chiama invece modulo di taglio, G , il rapporto fra il carico di taglio o lo sforzo di taglio τ e la deformazione γ prodotta; cioè $G = \tau / \gamma$.

La presenza della dislocazione crea una distorsione nel reticolo, tale distorsione fa aumentare l'energia libera del reticolo cristallino; le interazioni tra i campi tensionali nell'intorno delle dislocazioni determina la resistenza effettiva dei reticoli cristallini. In presenza di dislocazioni il reticolo non si trova più nel suo stato energetico più basso e quindi vi è una componente di energia dovuta alla deformazione che va aggiunta all'energia teorica del cristallo.

Ora, l'energia interna di un corpo aumenta all'aumentare della deformazione, per un elemento di volume dV :

$$dE_{elastica} = \frac{1}{2} dV \sum_{i=x,y,z} \sum_{j=x,y,z} \sigma_{ij} \varepsilon_{i,j} \quad (2.13)$$

Nel centro della dislocazione le deformazioni sono troppo ingenti perché valga una trattazione elastica, ad una distanza r_0 dal centro che di solito è nell'ordine del vettore di Burger si può iniziare a considerare una relazione lineare tra deformazione e campo tensionale. Calcolando tutte le componenti tensionali e deformative per le dislocazioni a spigolo e per quelle a vite si può calcolare l'energia di deformazione.

Per la dislocazione a spigolo:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \sigma_{yy} = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \\ \sigma_{zz} &= \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = \frac{G\nu b y}{\pi(1-\nu)} - \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)(x^2 + y^2)}, \sigma_{xy} = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{yz} = 0 \\ \varepsilon_{xx} &= \frac{by}{2\pi} \frac{Gy^2 + (2\lambda + 3G)x^2}{(\lambda + 2G)(x^2 + y^2)^2}, \varepsilon_{yy} = -\frac{by}{2\pi} \frac{(2\lambda + 3G)x^2 - Gy^2}{(\lambda + 2G)(x^2 + y^2)^2}, \\ \varepsilon_{xy} &= -\frac{b}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 + y^2)}{(\lambda + 2G)(x^2 + y^2)^2}, \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0 \end{aligned}$$

mentre per la dislocazione a vite:

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} &= \frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{(x^2 + y^2)}, \sigma_{yz} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{(x^2 + y^2)}, \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xy} = 0 \\ \varepsilon_{xz} &= \frac{b}{2\pi} \frac{y}{(x^2 + y^2)}, \varepsilon_{yz} = -\frac{b}{2\pi} \frac{x}{(x^2 + y^2)}, \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{xy} = 0 \end{aligned}$$

sostituendo tali espressioni nella (3.13), si ottengono i valori dell'energia elastica dovuta alla presenza della dislocazione:

$$E_{elastica} (spigolo) = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \int_{r_0}^R \frac{dx}{x} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)$$

$$E_{elastica} (vite) = \frac{Gb^2}{4\pi} \int_{r_0}^R \frac{dx}{x} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)$$

$$E_{elastica} (mista) = \left[\frac{Gb^2 \sin^2 \theta}{4\pi(1-\nu)} + \frac{Gb^2 \cos^2 \theta}{4\pi} \right] \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)$$

L'energia di una dislocazione a spigolo è intermedia rispetto a quella a vite e a quella mista, naturalmente il contributo energetico totale dovuto alla presenza della dislocazione ha anche un termine relativo alla zona centrale per valori di r_0 minori di b , calcoli fatti per una dislocazione a spigolo nel ferro puro danno come risultato la variazione di energia per unità di lunghezza rispetto ad R quelli relativi al grafico riportato in figura 2.33.

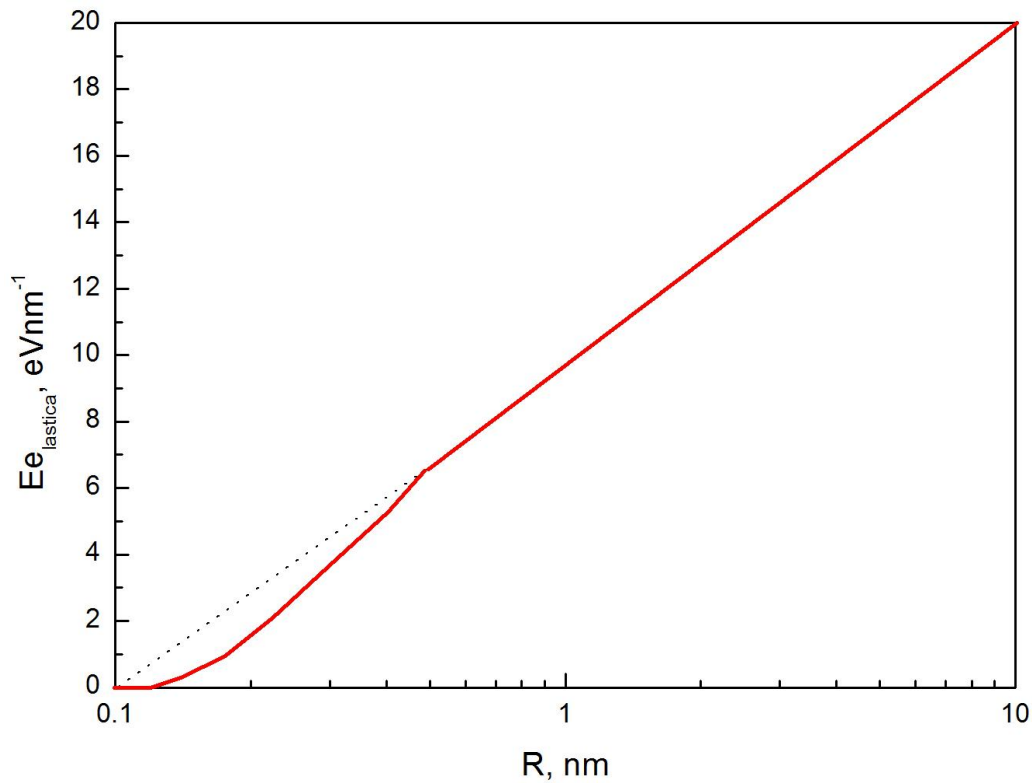


Figura 2.33: variazione dell'energia elastica rispetto alla distanza dal centro della dislocazione per una dislocazione a spigolo presente nel reticolo del ferro puro.

Per creare in un cristallo una dislocazione è necessario compiere un lavoro che viene accumulato nel cristallo sotto forma di energia potenziale. Nel caso di una dislocazione a vite questa energia vale:

$$E_v = Gb^2l \quad (2.14)$$

dove G è il modulo di taglio, b è il vettore di Burgers e l la lunghezza della dislocazione. Nel caso, invece, di una dislocazione a spigolo si ha:

$$E_s = \frac{Gb^2l}{1-\nu} \cong 1.5Gb^2l \quad (2.15)$$

dove ν è il rapporto tra le deformazioni nella direzione trasversale e quella nella direzione longitudinale; questo rapporto si chiama rapporto di Poisson e , per i materiali metallici, ha un valore di $1/3 = 0,33$.

Dalle due precedenti relazioni si può ricavare che in ogni caso l'energia di una dislocazione è proporzionale alla sua lunghezza e al modulo di taglio. L'energia per unità di lunghezza di una dislocazione è inoltre proporzionale a b^2 . Da quest'ultima constatazione si può dedurre che tendono a formarsi dislocazioni con vettore di Burgers quanto più piccole possibile e che quando una dislocazione ha vettore di Burgers di modulo superiore a una distanza interatomica tende a dissociarsi in più dislocazioni, ciascuna con vettore di Burgers unitario. Infatti l'energia totale relativa a due dislocazioni unitarie distinte è proporzionale a $b^2 + b^2 = 2b^2$, mentre per una dislocazione con vettore di Burgers $2b$ è proporzionale a $(2b)^2 = 4b^2$.

Dal confronto fra le due relazioni si vede anche che l'energia di una dislocazione a spigolo è di circa il 50% maggiore di quella di una dislocazione a vite, a parità di lunghezza e di valore del vettore di Burgers.

Nel caso di una dislocazione mista l'energia può essere calcolata sommando le energie delle componenti a spigolo e a vite.

Ora le dislocazioni si muovono per gradini, un segmento della dislocazione supera la barriera energetica di Peierles-Nabarro per primo come mostrato in figura 2.34.

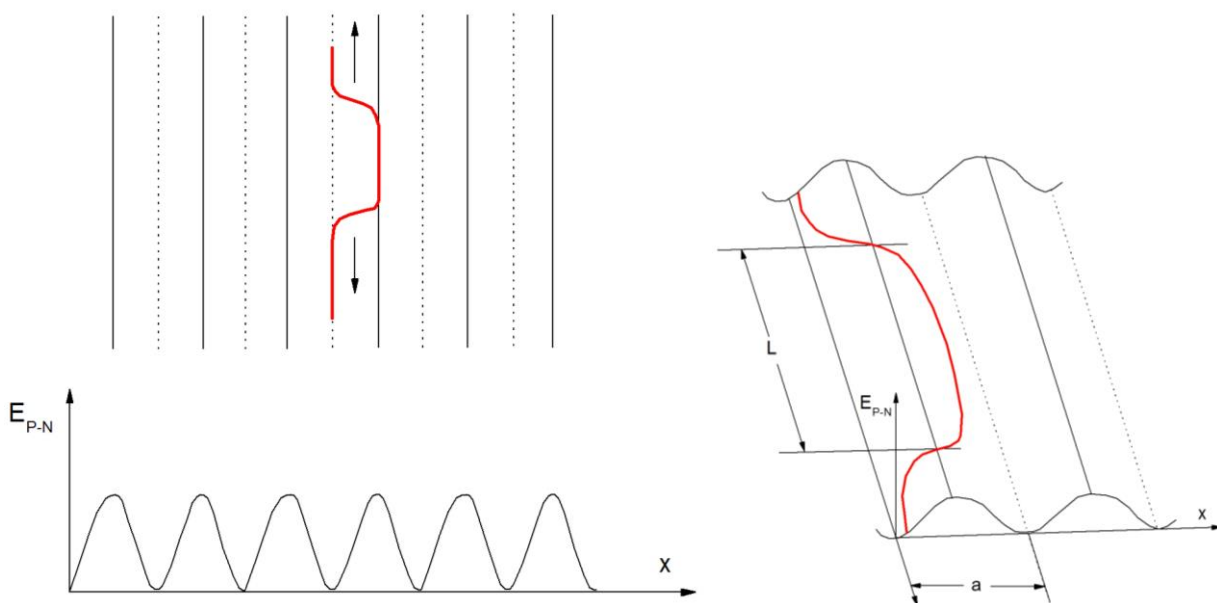


Figura 2.34: superamento della barriera energetica da parte di un segmento di dislocazione.

In definitiva, il segmento che riesce a superare la barriera energetica forma un kink. L'entità di tale barriera fa cambiare la forma del gradino e quindi la mobilità della dislocazione. Qualora si formi il kink, questo cresce lateralmente in direzione opposta permettendo a tutta la linea della dislocazione di superare la barriera (figura 2.35).

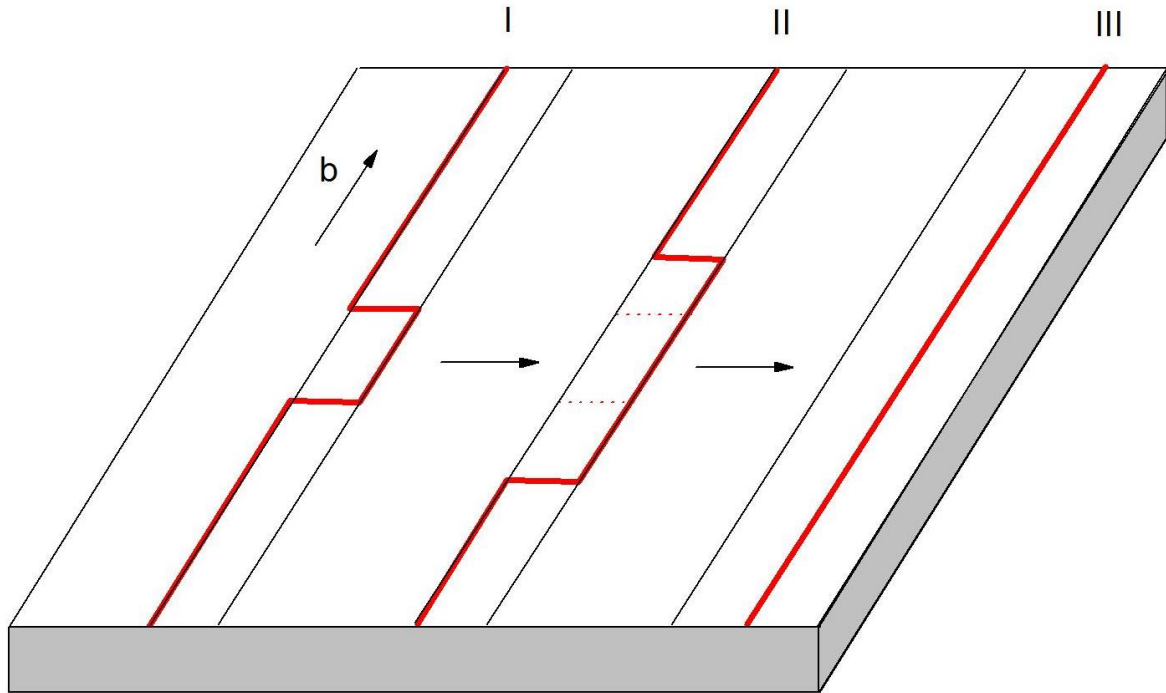


Figura 2.35: crescita di un kink e superamento della barriera da parte della dislocazione.

Scorrimenti

Prendiamo come riferimento la figura 2.36:

Calcoliamo la resistenza che il reticolo oppone al moto della dislocazione:

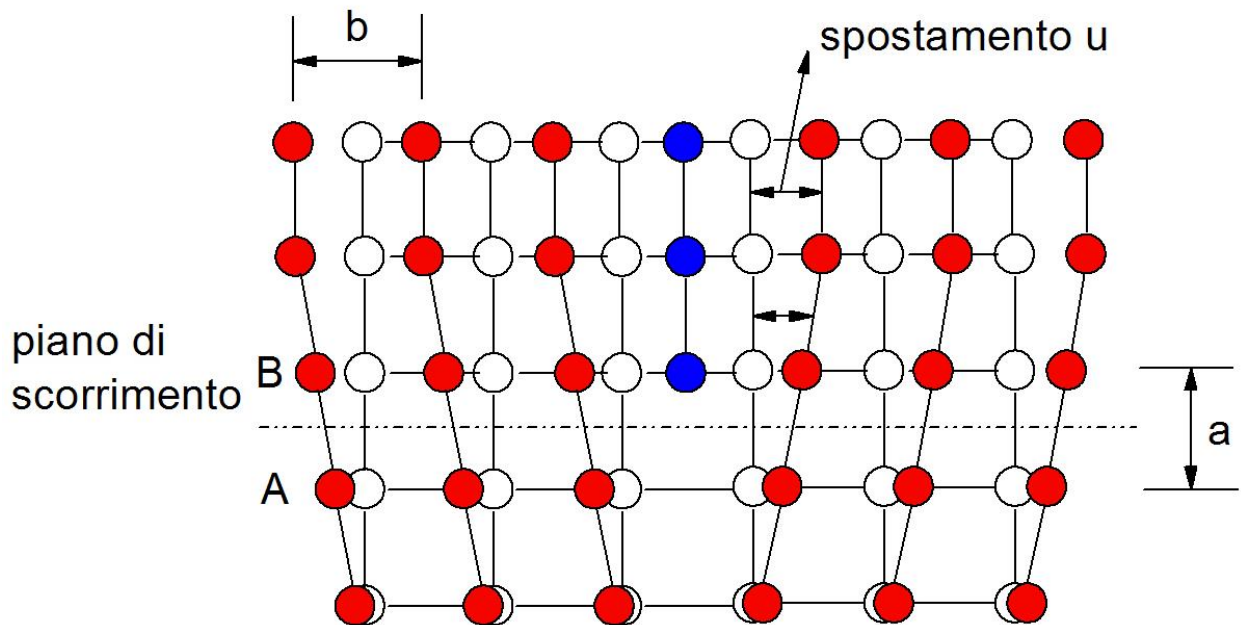


Figura 2.36: spostamento degli atomi dovuto allo scorrimento.

In presenza della dislocazione gli atomi sono spostati dalla loro posizione di equilibrio di una distanza u . Lo spostamento perpendicolarmente al piano di scorrimento è:

$$\Delta u = u_B - u_A$$

Questo genera una sollecitazione tangenziale che si può schematizzare come:

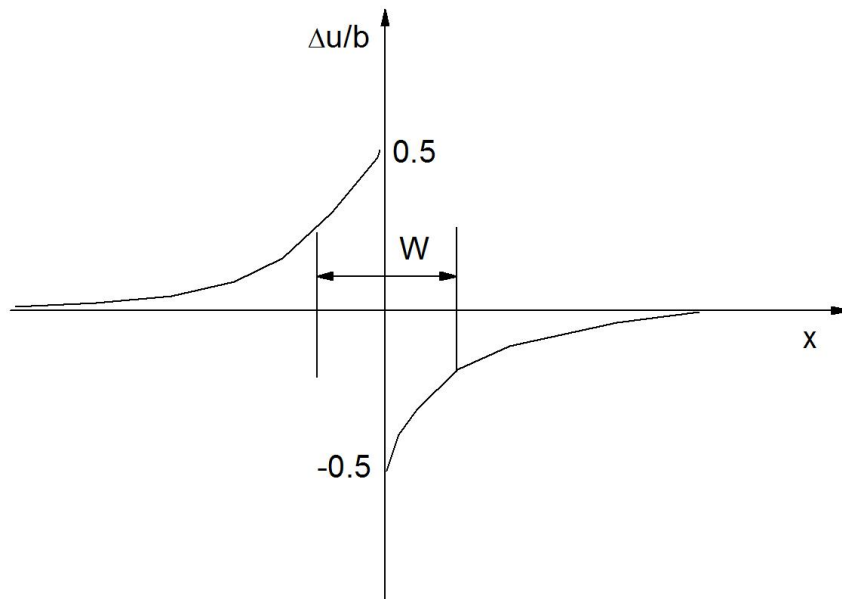


Figura 2.37: variazione di W con la distanza dal centro della dislocazione.

La larghezza W è definita come la distanza oltre la quale la grandezza di $\Delta u > 1/2$ del suo massimo valore ($-b/4 < \Delta u < b/4$).

L'energia della dislocazione per unità di lunghezza in funzione della posizione della dislocazione è:

$$E = \frac{Gb^2}{\pi(1-\nu)} \exp\left(\frac{-2\pi W}{b}\right) \quad (2.16)$$

Per cui si può ricavare la tensione tangenziale necessaria a muovere la dislocazione:

$$\tau = \frac{2\pi}{b^2} E = \frac{2G}{(1-\nu)} \exp\left(\frac{-2\pi W}{b}\right) \approx \frac{2G}{(1-\nu)} \exp\left(\frac{-2\pi a}{(1-\nu)b}\right) \quad (2.17)$$

Tale tensione è detta di Peierls-Nabarro. Per B fissato, la tensione aumenta all'aumentare del parametro a , all'aumentare del vettore di burger b vi è un aumento di τ . Per a fissato τ aumenta all'aumentare di b , all'aumentare di a vi è una diminuzione di τ . Lo scorrimento dei piani reticolari a causa del moto delle dislocazioni è favorito nelle direzioni in cui b è più basso ed a è più alto, in tali condizioni infatti τ raggiunge i livelli più bassi.

Per calcolare la deformazione indotta dobbiamo considerare lo scorrimento dei piani reticolari:

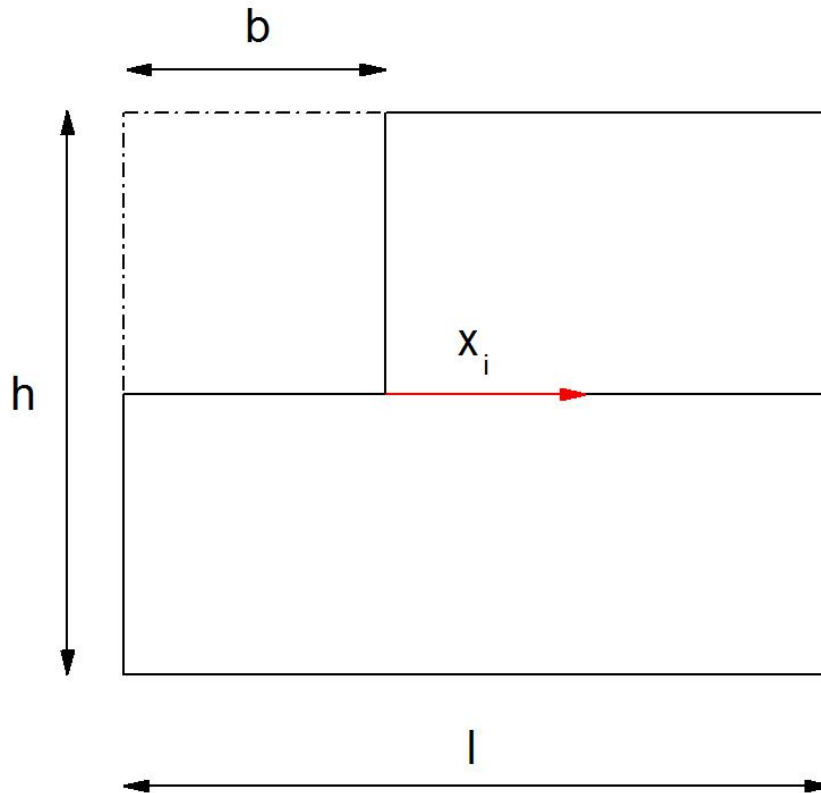


Figura 2.38: spostamento di due piani reticolari contigui.

$$\gamma = \frac{N\bar{x} b}{l h} \quad (2.18)$$

Dove N è il numero delle dislocazioni in movimento

Valutando la velocità di deformazione, consideriamo che durante la deformazione plastica la densità di dislocazioni aumenta durante la deformazione:

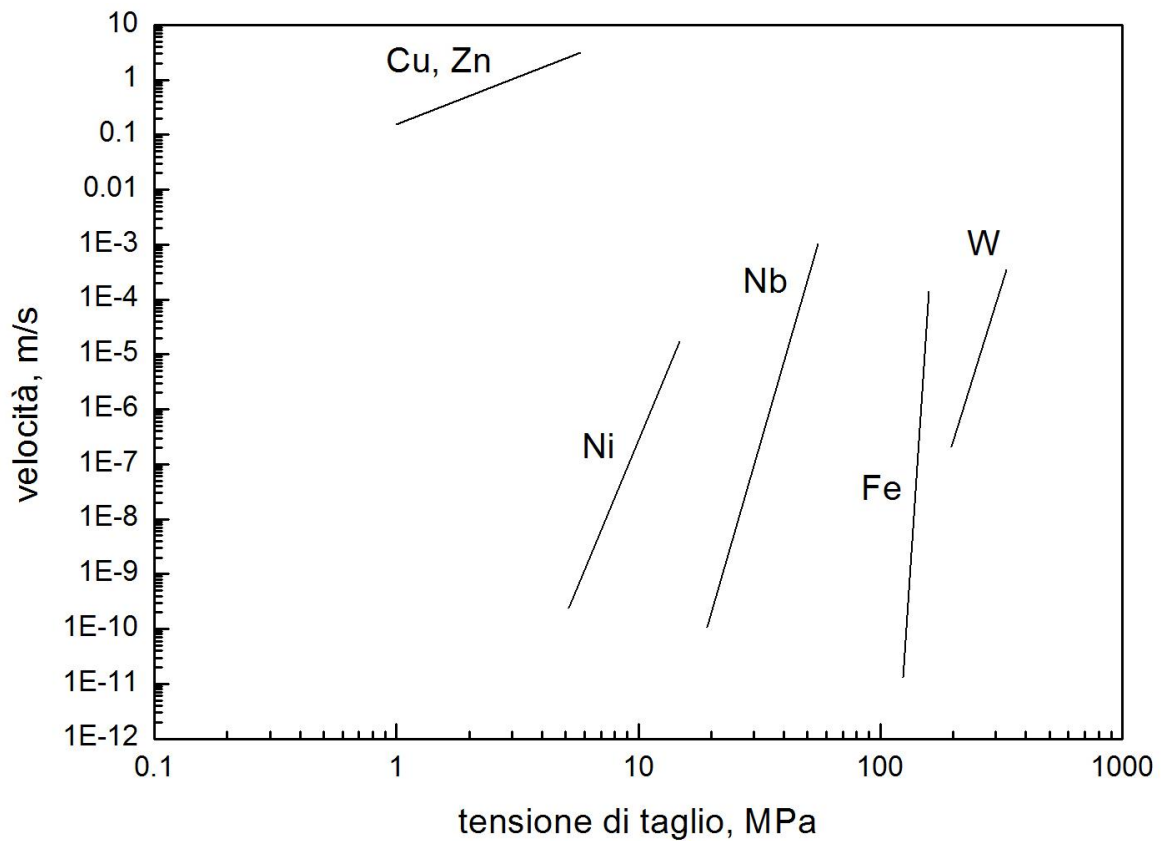
$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \rho b \frac{dx}{dt} + x b \frac{d\rho}{dt} \cong \rho b v \quad (2.19)$$

Il secondo termine della (2.19) è molto più piccolo del primo. Dove v è la velocità delle dislocazioni che può essere scritta come:

$$v = A \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^m \quad (2.20)$$

Dove τ è la tensione di taglio applicata, e τ_0 la tensione di taglio per una velocità di 1m/s, e m è compreso tra 2 e 30 per i cristalli ccc mentre tra 100-300 per i cristalli cfc. La velocità dipende dalla tensione applicata, dai difetti reticolari presenti, dalla temperatura e dal tipo di dislocazioni.

Nel grafico seguente sono mostrati alcuni esempi di velocità delle dislocazioni in funzione della tensione applicata per diversi materiali alla temperatura di 20 °C.



La presenza di jog e kink influenza il moto delle dislocazioni e la loro intersezione, il jog non influenza il glide delle dislocazioni a spigolo, impediscono invece il moto delle dislocazioni a vite avendo un carattere a spigolo ristretto al piano di giacitura (figura 2.39).

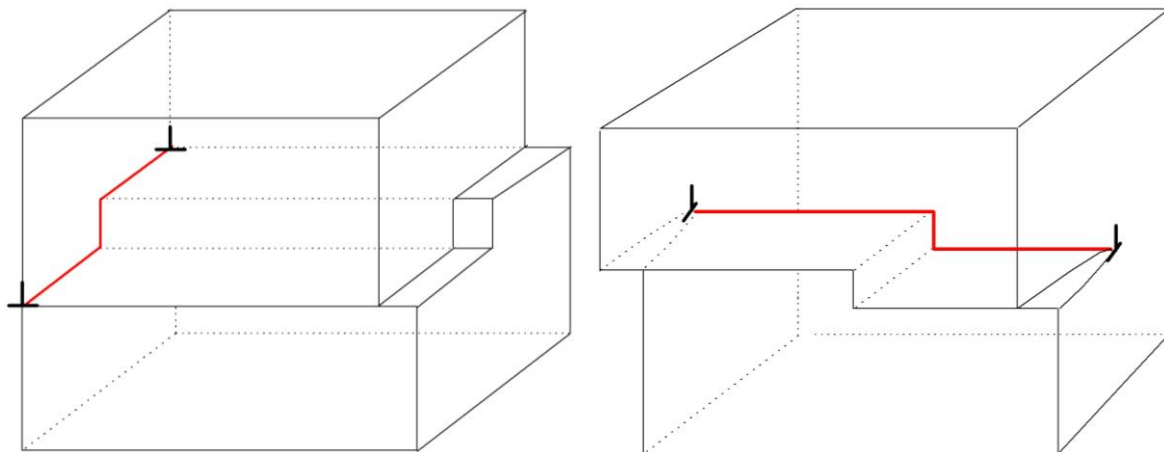


Figura 2.39: jog nelle dislocazioni a spigolo e nelle dislocazioni a vite.

Effetto delle dislocazione sullo sforzo critico di taglio

Nel calcolare lo sforzo critico di taglio si è supposto che la deformazione di un cristallo fosse dovuta allo scorrimento contemporaneo di tutto un piano di atomi rispetto ad un altro adiacente. Ciò implica l'ipotesi che in un certo istante tutti gli atomi di un piano vibrino in fase tra loro e ha come conseguenza l'ottenimento di un valore estremamente alto di sforzo critico. Se invece supponiamo

la presenza di dislocazioni, possiamo comprendere come la deformazione avvenga per scorrimento della dislocazione entro il cristallo. La deformazione determina la rottura di un limitato numero di legami atomici e la loro susseguente riformazione in posizione diversa; necessita quindi uno sforzo critico assai minore.

Per visualizzare cosa succede nel caso di formazione di una dislocazione parziale si supponga che la struttura possa essere assimilata a due piani di sfere (per esempio palline da ping pong incollate) sovrapposti l'uno sull'altro. Una dislocazione, con vettore di Burgers $a/2 [\bar{2}10]$, comporta uno spostamento degli atomi da A a B (figura 2.40); ora si osserva abbastanza facilmente che le sfere, sfruttando le "valli" fra gli atomi sottostanti, si spostano più facilmente da A a B e da B a C che non direttamente da A a C.

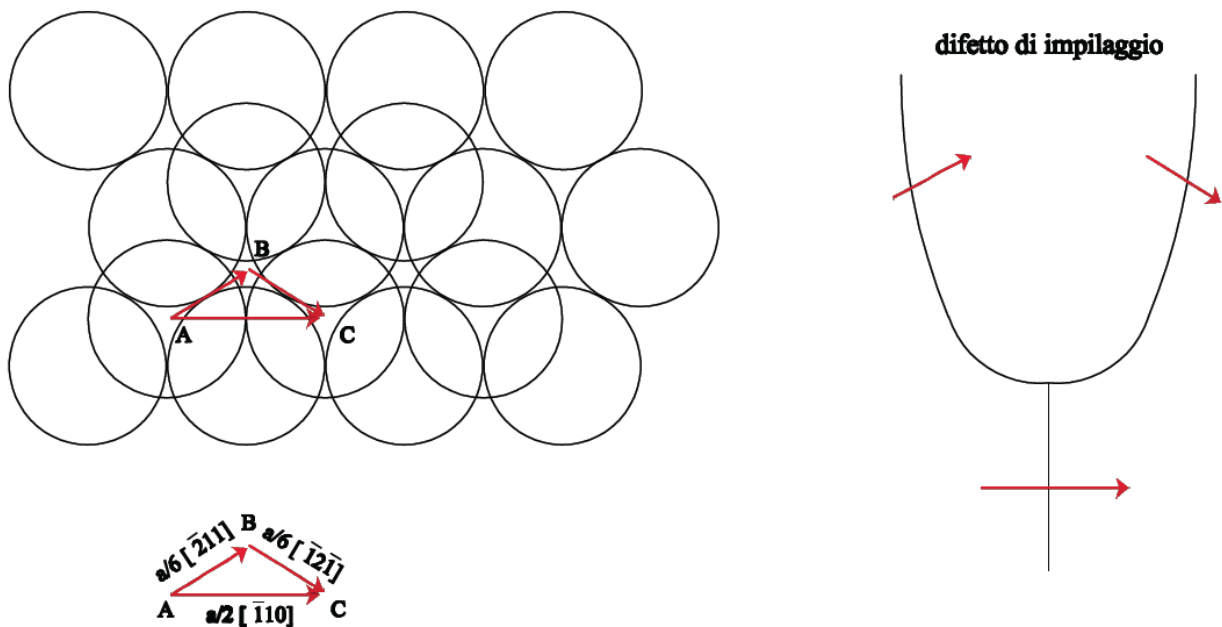


Figura 2.40: schema che illustra la dissociazione di una dislocazione in due dislocazioni parziali, i cui vettori di Burgers, sommati, danno il vettore della dislocazione originaria (a); in (b) viene schematizzata la formazione della zona interessata dal difetto di impilaggio, che separa le due dislocazioni parziali.

Questo spostamento corrisponde ad una dissociazione della dislocazione originaria in due dislocazioni parziali, i cui vettori di Burgers, sommati, danno il vettore di Burgers della dislocazione originaria. Nell'esempio in questione, la dislocazione $b_1 = a/2 [\bar{2}10]$ si dissocia nelle dislocazioni parziali $b_2 = a/6 [\bar{2}11]$ e $b_3 = a/6 [\bar{1}2\bar{1}]$ che si trovano ad una distanza d . Le due dislocazioni parziali, inoltre, tendono, a causa della deformazione imposta al reticolo dalla loro presenza, a respingersi; nel tratto di reticolo che le separa si verifica un difetto di impilaggio (figura 2.41).

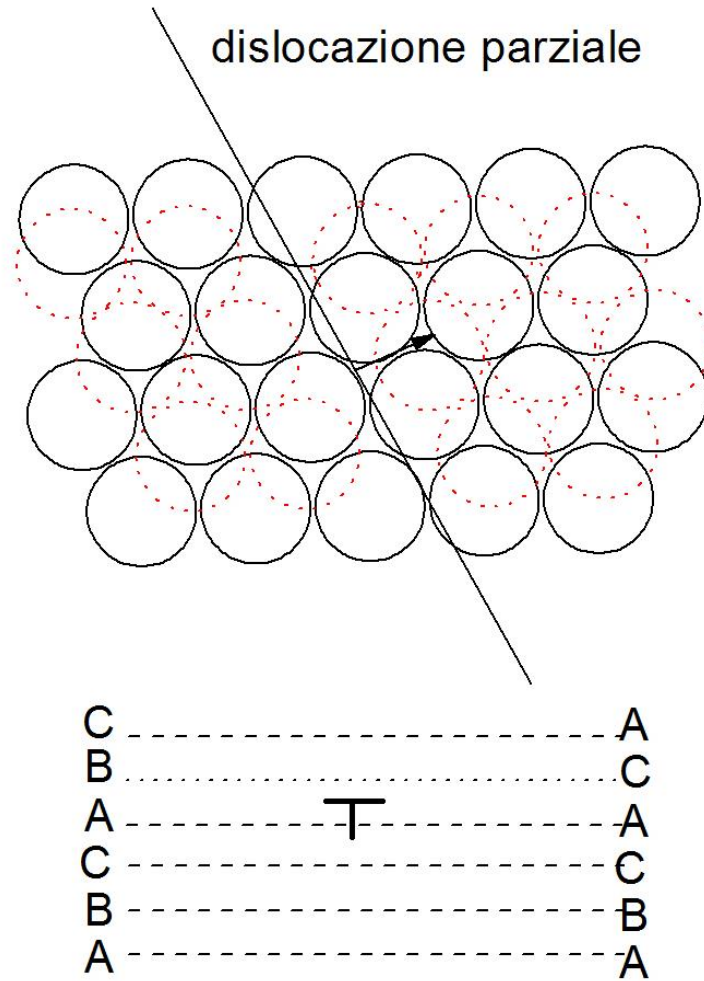


Figura 2.41: spostamento di atomi corrispondente alla dislocazione parziale di. Il piano a tratteggio grossolano corrisponde a quello con gli atomi tratteggiati. Si nota che a destra gli atomi vanno ad occupare la posizione prevista per il piano C, anziché quella tipica del piano B.

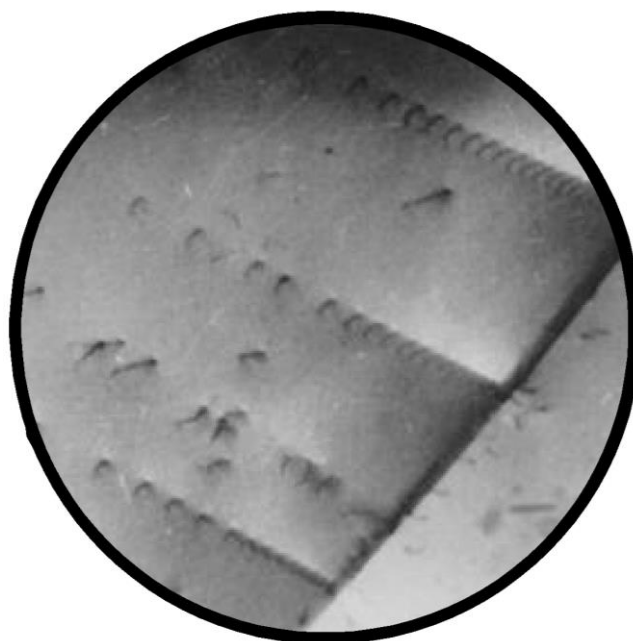
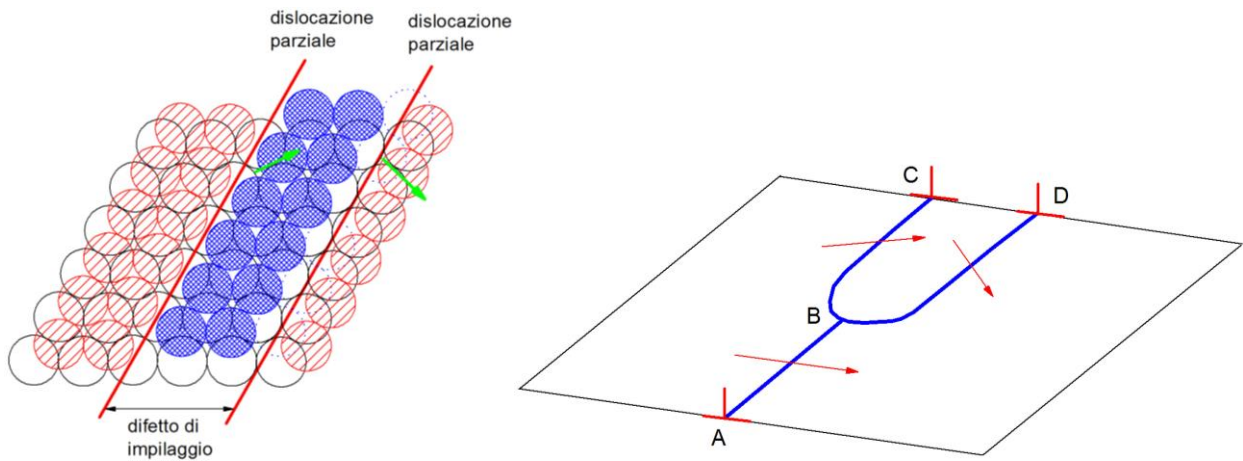
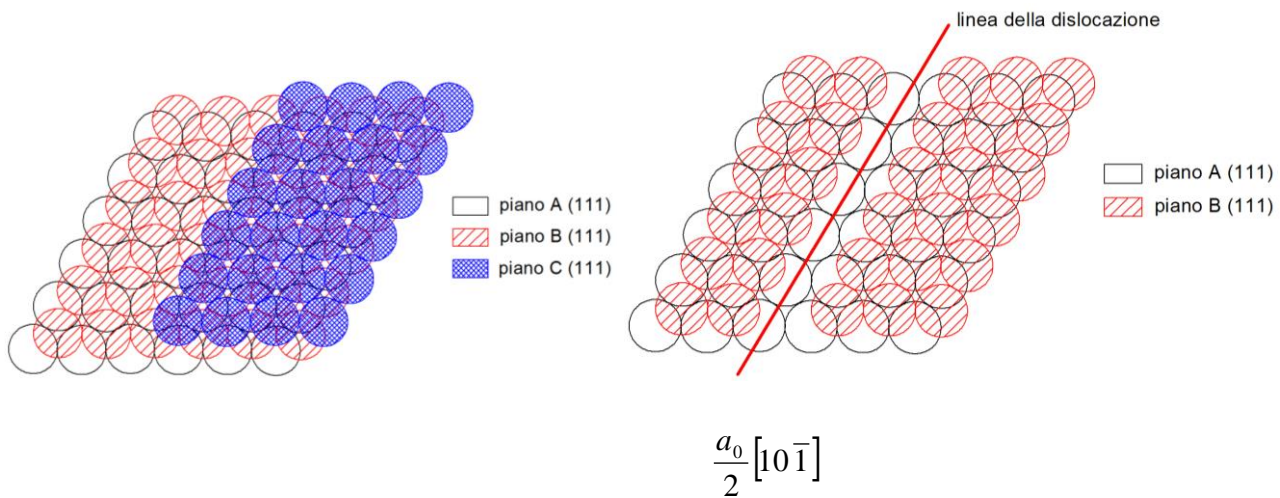


Figura 2.42: micrografia elettronica relativa all'impilaggio di dislocazioni.

Vediamo come si sviluppa tale difetto (figura 2.43):



$$\frac{a_0}{2} [10\bar{1}] \rightarrow \frac{a_0}{6} [2\bar{1}\bar{1}] + \frac{a_0}{6} [11\bar{2}]$$

Figura 2.43: meccanismo di formazione di un difetto di impilaggio.

AB rappresenta la dislocazione iniziale, BC e BD sono le dislocazioni parziali, la regione BCD è il difetto d'impilaggio corrispondente a uno scorrimento parziale dei piani rispetto a ABC e ABD. La dislocazione AB + i tratti parziali BC e BD è detta dislocazione estesa, le dislocazioni specifiche definiscono uno specifico piano di scorrimento con la caratteristica che possono muoversi per scorrimento incrociato solo quando le dislocazioni parziali si ricombinano. Tale movimento necessita di un certo quantitativo di energia. Il meccanismo di ricombinazione è mostrato in figura 2.44.

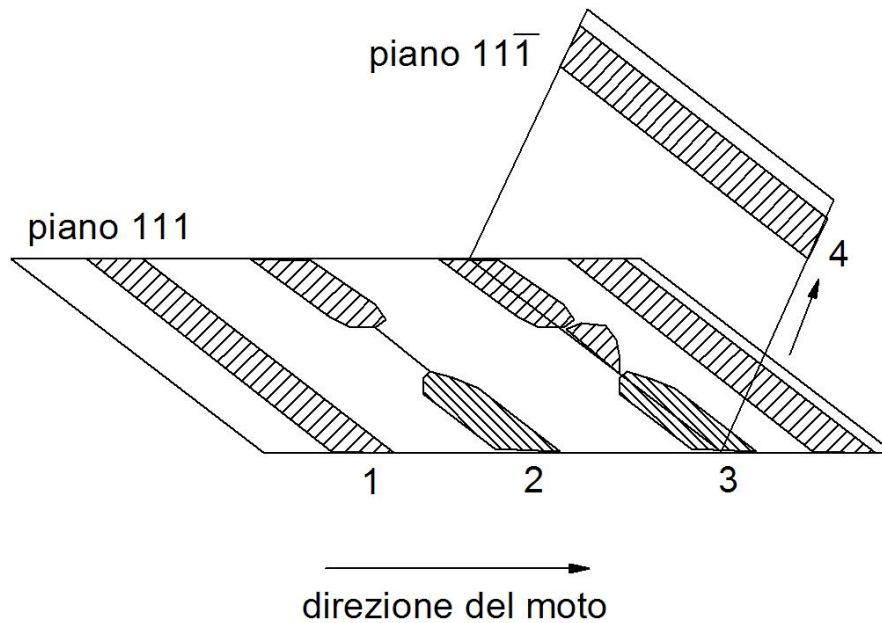


Figura 2.44: ricombinazione di una dislocazione estesa, 1) dislocazione estesa, 2) formazione di un segmento di costrizione, 3) scorrimento incrociato su un piano differente, 4) ricombinazione.

La ricombinazione è tanto più difficoltosa quanto maggiore è la larghezza del difetto d'impilaggio. L'energia del difetto di impilaggio è data da:

$$ESF = \frac{Gb_2b_3}{2\pi d} \quad (2.21)$$

Ora gli acciai inossidabili hanno una bassa energia del difetto d'impilaggio ($<10 \text{ mJ/m}^2$), il rame media (90) mentre l'alluminio molto alta (250). Tanto minore è l'energia del difetto d'impilaggio tanto più difficile risulta la ricombinazione delle dislocazioni estese e quindi il fenomeno dello scorrimento incrociato. Materiali con alta energia del difetto d'impilaggio incrudiscono, quindi, più velocemente.

Se nell'esempio considerato, cioè nei cristalli cfc, l'impilaggio dei piani ad elevato fattore di impacchettamento è del tipo ABCABCABC, nella parte di cristallo che separa le due dislocazioni parziali la sequenza diventa ABCBCABC (si forma cioè uno strato con impilaggio tipico della struttura ec). Il difetto di impilaggio, naturalmente, è associato, come tutti i difetti di questo tipo, ad un aumento dell'energia immagazzinata dal cristallo (mentre la tendenza naturale sarebbe quella di minimizzare l'energia). Ne deriva che se le dislocazioni parziali si separano di molto, il difetto di impilaggio interessa porzioni del cristallo abbastanza ampie, e quindi comporta un notevole aumento di energia. Sostanzialmente, quindi, la separazione fra le dislocazioni parziali è data da un bilancio fra la loro tendenza naturale a respingersi, e l'incremento dell'energia del difetto di impilaggio che ne deriva. In metalli caratterizzati da elevati valori del difetto di impilaggio, le dislocazioni parziali sono di solito abbastanza vicine; viceversa, in metalli con bassa energia del difetto di impilaggio, le dislocazioni parziali possono essere abbastanza distanti.

La precedente discussione ha riflessi estremamente importanti sulla risposta del metallo alla deformazione; si è visto, infatti, che prima o poi il metallo tende ad incrudire, per il reciproco effetto di ostacolo causato dall'interazione di dislocazioni agenti su piani di scorrimento diversi. Se la dislocazione è a vite, una variazione del piano di scorrimento (cioè lo scorrimento incrociato) potrebbe consentire alla dislocazione di liberarsi da queste barriere al proprio movimento; ora, però, avviene che se la dislocazione è estesa (cioè dissociata in due dislocazioni parziali) il suo movimento è ristretto al piano di scorrimento originario (le due dislocazioni parziali, cioè, non possono muoversi per scorrimento incrociato). Lo scorrimento incrociato potrebbe avvenire soltanto

se, sotto l'azione di una sollecitazione esterna sufficientemente alta, le dislocazioni parziali si riassociassero a formare la dislocazione originaria. Questo meccanismo è tanto più difficile quanto le due dislocazioni parziali sono lontane (cioè nei metalli a bassa energia del difetto di impilaggio). Se ne deduce che i materiali a bassa energia del difetto di impilaggio tendono ad incrudire maggiormente, perché uno dei meccanismi che ritarda l'incrudimento (lo scorrimento incrociato) avviene solo per tensioni di scorrimento molto elevate.

Ruolo delle dislocazioni nella deformazione plastica e interazione fra dislocazioni: E' bene riassumere, a questo punto, alcune delle osservazioni fin qui fatte:

- i cristalli reali contengono sempre una quantità piuttosto rilevante di dislocazioni;
- le dislocazioni si possono spostare, su piani di scorrimento ben definiti;
- lo scorrimento della dislocazione di una quantità pari al vettore di Burgers comporta spostamenti di singoli atomi che sono solo una frazione dello stesso vettore di Burgers; inoltre, solo pochi atomi sono coinvolti dallo spostamento della dislocazione;
- il movimento della dislocazione termina sulla superficie libera, generando un gradino che è equivalente a quello che si otterrebbe spostando tutti gli atomi al di sopra del piano di scorrimento rispetto a quelli al di sotto; nel caso della dislocazione, come visto, per ogni spostamento della dislocazione pari a \mathbf{b} , solo pochi atomi si sono spostati rispetto alla loro posizione iniziale, e di piccole distanze; nel secondo caso tutti gli atomi al di sopra del piano di scorrimento hanno subito uno spostamento pari ad una distanza interatomica; ne deriva che la forza necessaria a formare due gradini equivalenti è molto minore nel caso che sia una dislocazione a scorrere, rispetto al caso teorico in cui si muovono tutti gli atomi.

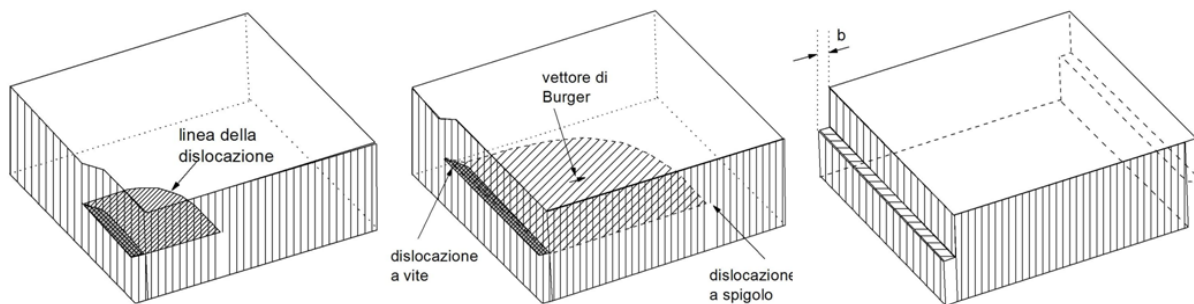


Figura 2.45: deformazione macroscopica prodotta da una dislocazione a spigolo (a) e da una dislocazione a vite (b).

Si è quindi identificato il motivo per cui nei cristalli reali la deformazione plastica è possibile applicando tensioni di taglio che sono una frazione minima rispetto a quelle teoriche necessarie a deformare un cristallo perfetto esente da dislocazioni. La deformazione è relativamente facile, nei metalli, proprio perché i cristalli contengono una elevata densità di dislocazioni. Queste dislocazioni possono moltiplicarsi, ma possono anche interagire fra di loro.

Forze agenti sulle dislocazioni

Sotto l'azione di una forza la dislocazione si incurva, si oppone a tale forza tentando di accorciarsi riducendo l'energia di deformazione accumulata. Allo stesso modo di una tensione superficiale mostrano una tensione lineare dipendente dalla energia di deformazione per unità di lunghezza (figura 2.46).

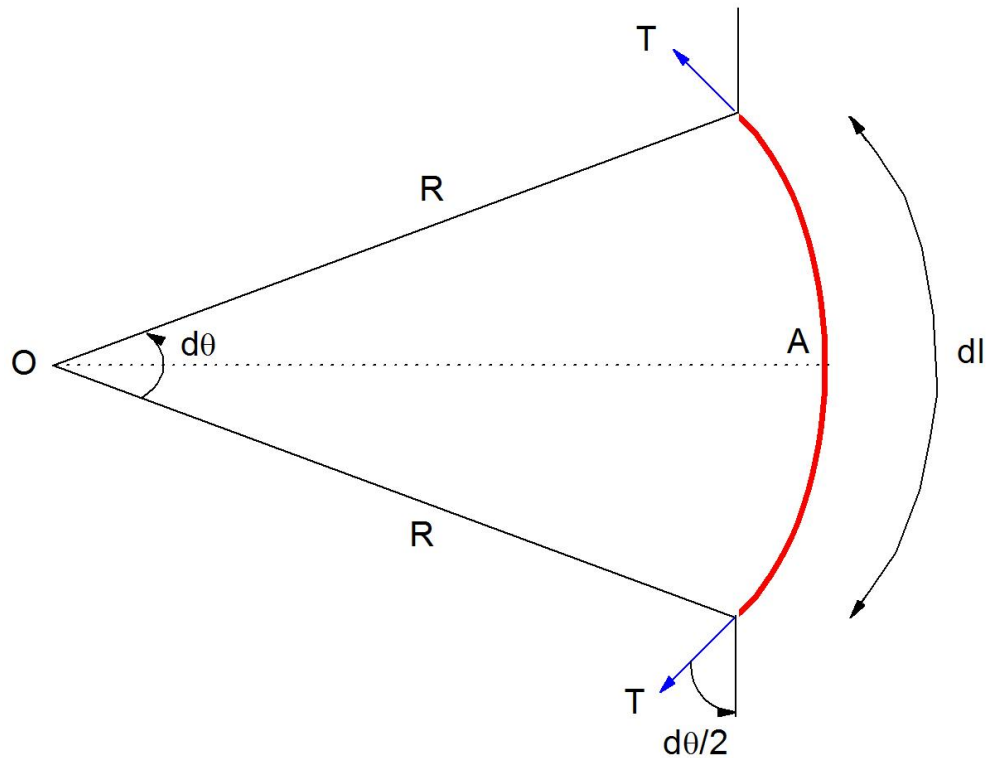


Figura 2.46: dislocazione incurvata da una forza esterna.

La tensione di linea è data da:

$$T = \alpha G b^2 \quad (2.22)$$

una tensione di taglio sarà necessaria per mantenere costante il raggio di curvatura R . la forza esterna è $(\tau_0 b) dl$, mentre la forza lungo OA che si oppone alla tensione esterna è data da:

$$2T \sin \frac{d\theta}{2} \cong T d\theta \quad (\text{per piccoli angoli}) \quad (2.23)$$

la dislocazione sarà in equilibrio nella posizione incurvata se le due forze si eguagliano:

$$T d\theta = (\tau_0 b) dl$$

Quindi:

$$\tau_0 = \frac{\alpha G b}{R} \quad (2.24)$$

La (2.24) assume che tutti i tipi di dislocazione abbiano la stessa energia per unità di lunghezza e che la dislocazione incurvata sia un arco di circonferenza, tali approssimazioni sono valide per rapporto di Poisson nullo. In generale la linea della dislocazione mostra una torsione che la porta a ruotare verso orientazioni a vite dove l'energia per unità di lunghezza è ridotta. La dipendenza della tensione lungo la linea della dislocazione e l'energia di deformazione elastica è data da:

$$T = E_{elastica}(\theta) + \frac{d^2 E_{elastica}(\theta)}{d\theta^2} \quad (2.25)$$

Tale espressione mostra l'effetto sul tipo di movimentazione delle dislocazioni nel cristallo e l'interazione tra dislocazioni che si incontrano lungo il percorso di deformazione.

Il caso più semplice da analizzare è quello in cui si incontrano due dislocazioni a spigolo del tutto equivalenti (cioè dello stesso segno; il segno di una dislocazione dipende dalla direzione e dal verso del vettore di Burgers; dislocazioni con vettore di Burgers opposto hanno segni opposti). La Figura 2.47 illustra nuovamente una dislocazione a spigolo; si osserva facilmente come, al di sopra del piano di scorrimento, gli atomi siano compressi, mentre al di sotto siano più lontani che non rispetto al caso di un cristallo ideale (si ha cioè una deformazione con carattere di trazione, mentre sopra al piano di scorrimento la deformazione del reticolo ha carattere compressivo).

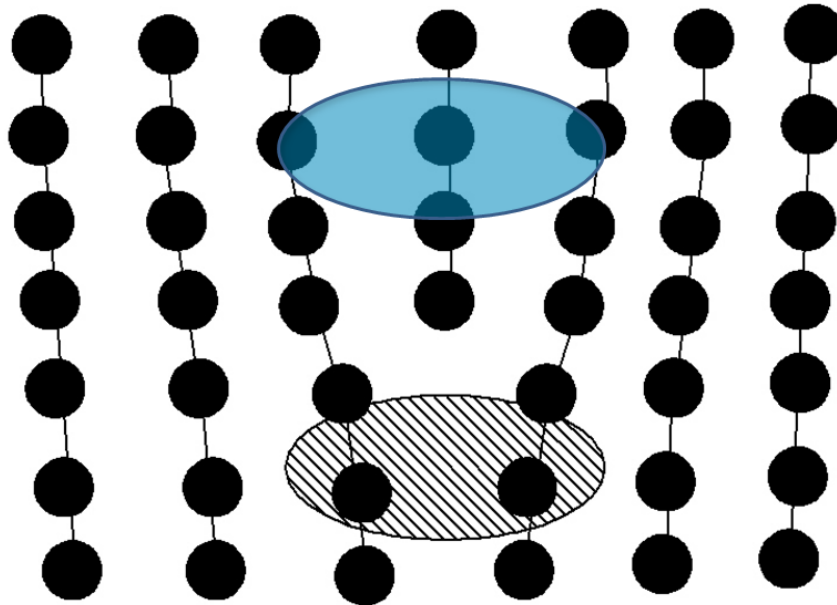


Figura 2.47: stato tensionale prodotto dalla deformazione del reticolo intorno ad una dislocazione a spigolo; in grigio chiaro si ha uno stato compressivo, in grigio scuro una stato di trazione

I campi di deformazione del reticolo che circondano ciascuna dislocazione interagiscono fra di loro; in particolare, se due dislocazioni identiche (figura 2.48) si incontrano, gli stati tensionali dello stesso segno tendono a respingersi, per cui le dislocazioni tendono ad allontanarsi (o comunque non possono avvicinarsi più di tanto, e sono praticamente bloccate). Viceversa se due dislocazioni di segno opposto si incontrano, gli stati tensionali opposti fanno sì che esse si attraggano.

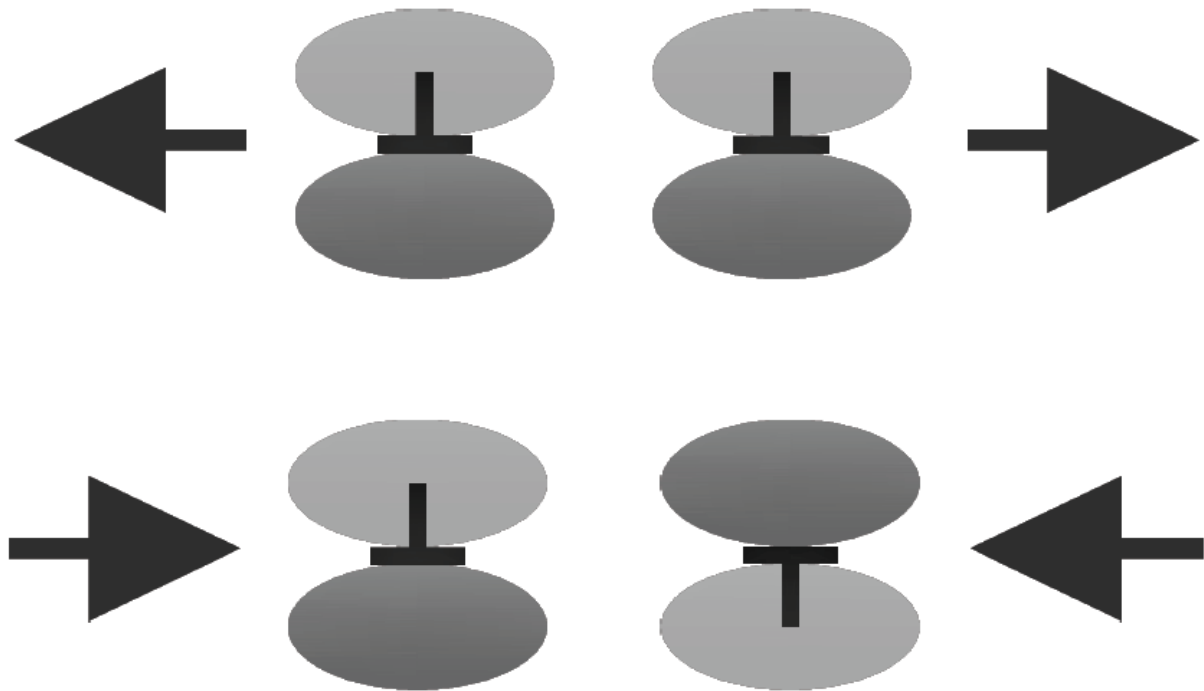


Figura 2.48: Interazione fra dislocazioni dello stesso segno e di verso opposto.

La combinazione di due dislocazioni di segno opposto (nel caso di dislocazioni a spigolo generate inserendo rispettivamente un semipiano extra al di sopra ed al di sotto del piano di scorrimento) riproduce il cristallo ideale (le due dislocazioni si annullano, Figura 2.48). Se due dislocazioni di segno opposto scorrono su due piani paralleli distanti di poche distanze interatomiche si attraggono e annichiscono lasciando una vacanza. Questi meccanismi, come si vedrà, sono della massima importanza; nel caso dell'interazione e del bloccaggio reciproco di dislocazioni con lo stesso segno si ha il fenomeno che, combinato con la moltiplicazione delle dislocazioni, genera l'incrudimento. Nel caso dell'annullamento delle dislocazioni di segno opposto si ha il fenomeno che, reso possibile dalla temperatura elevata, è alla base dei trattamenti di distensione.



Figura 2.49: Schema dell'annullamento di due dislocazioni a spigolo di segno opposto

Le forze risultanti sono funzione dell'energia elastica di deformazione, che nel caso di due dislocazioni dello stesso segno diviene:

$$E_{elastica} = \alpha Gb^2 + \alpha Gb^2 = 2\alpha Gb^2$$

Mentre nel caso di dislocazioni di segno opposto:

$$E_{elastica} = \alpha Gb^2 - \alpha Gb^2 = 0$$

Per dislocazioni che si muovono su piani ad una certa distanza il calcolo diviene più complesso, la prima approssimazione che si fa è di considerare una situazione in cui una dislocazione è presente in un cristallo e un'altra viene introdotta calcolando il lavoro necessario a fare tale operazione (figura 2.50).

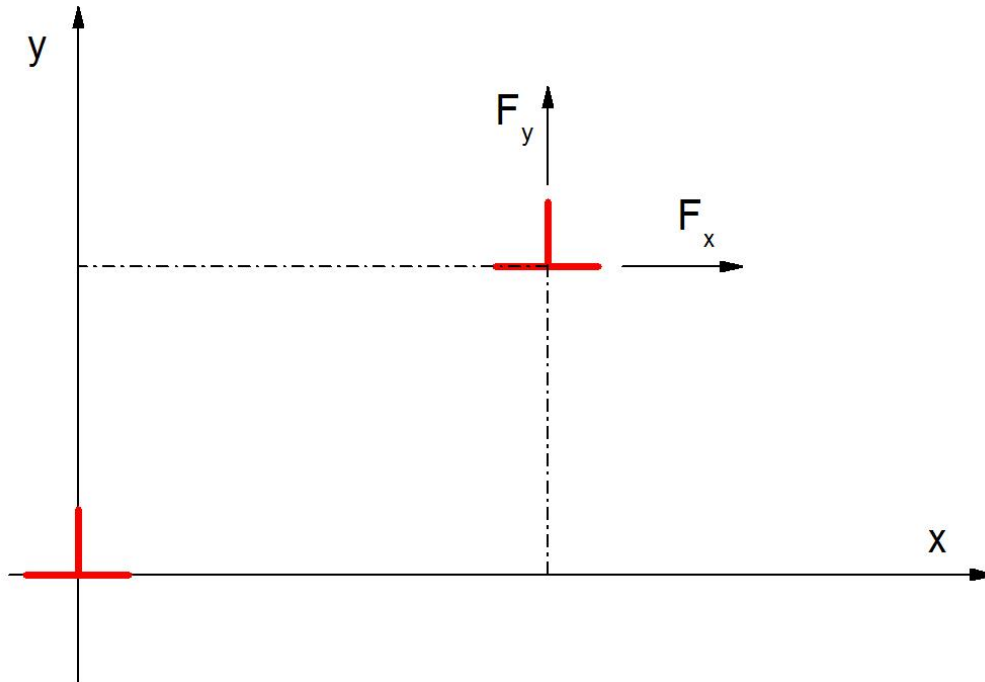


Figura 2.50: schema per il calcolo dell'interazione tra due dislocazioni.

Le due componenti agenti sulla seconda dislocazione introdotta nel reticolo in cui è presente la prima sono date da:

$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \tag{2.26}$$

$$F_y = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

La F_x è responsabile dello scorrimento, la F_y è responsabile del salto.
Esempi di interazione tra dislocazione non parallele

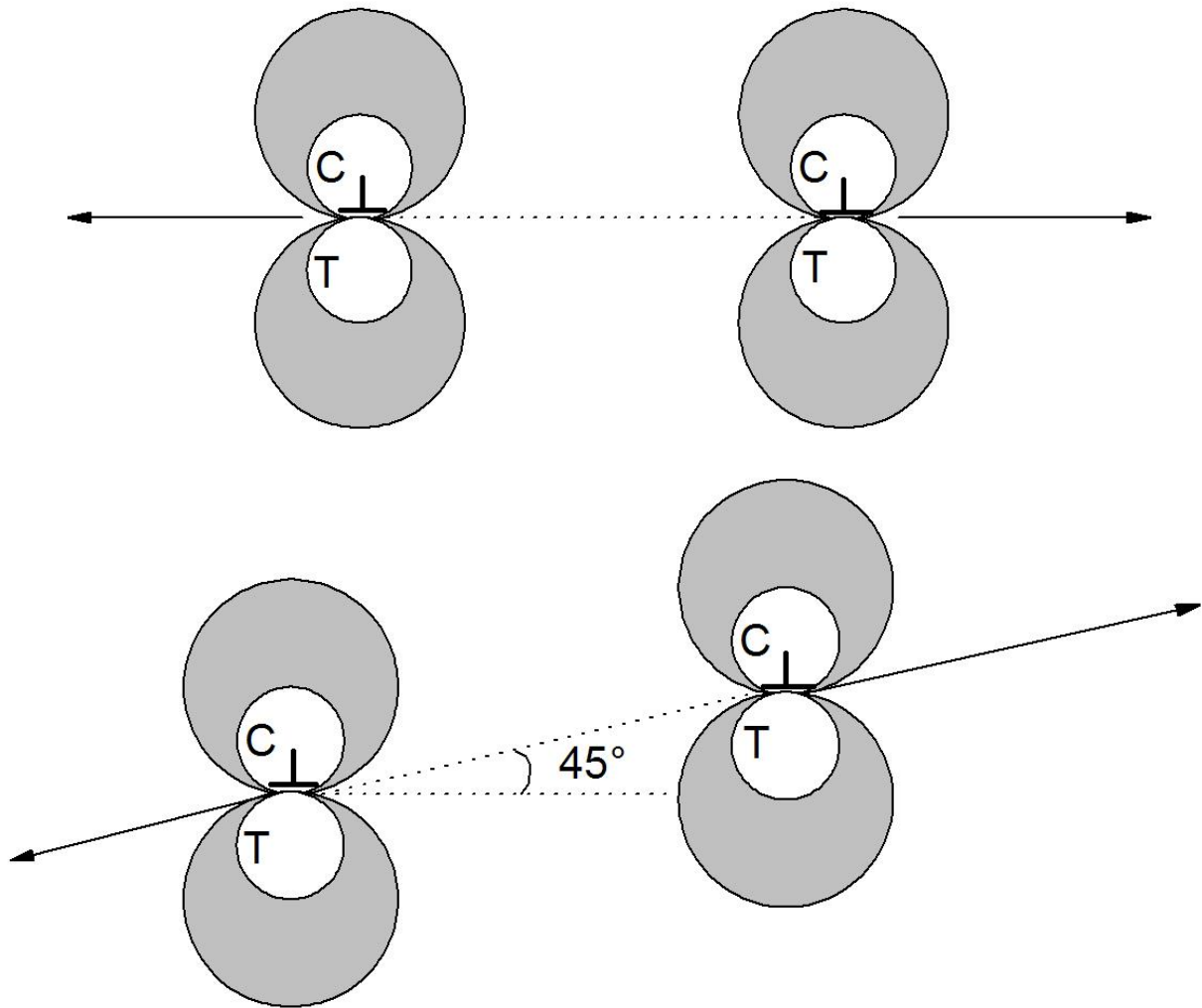


Figura 2.51: dislocazioni concordi in segno sullo stesso piano o su piani poco diversi con angolo tra direzione di scorrimento e normale che la interseca $<$ di 45° si respingono.

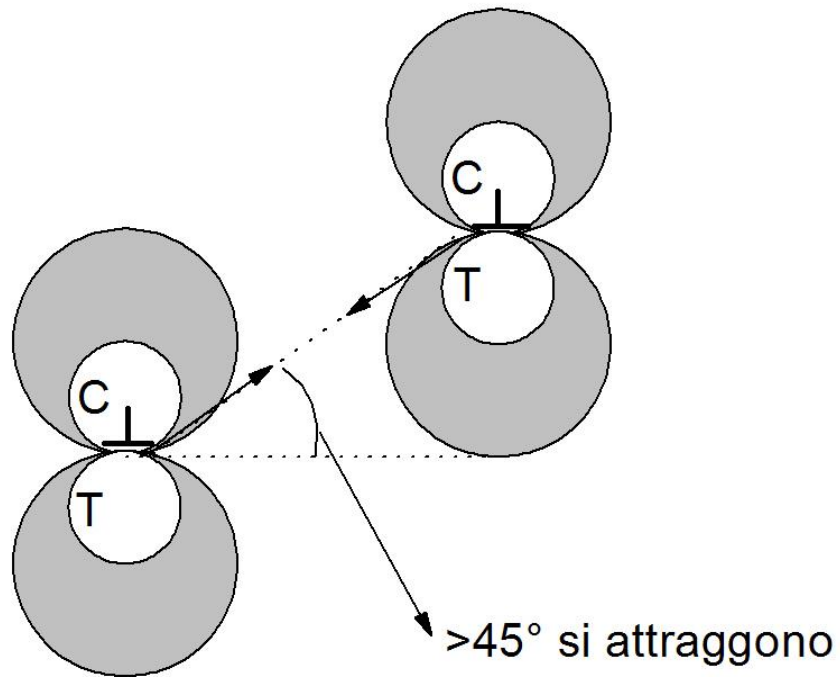


Figura 2.52: dislocazioni concordi di segno su piani molto diversi tra loro (angolo $> 45^\circ$) si attraggono.

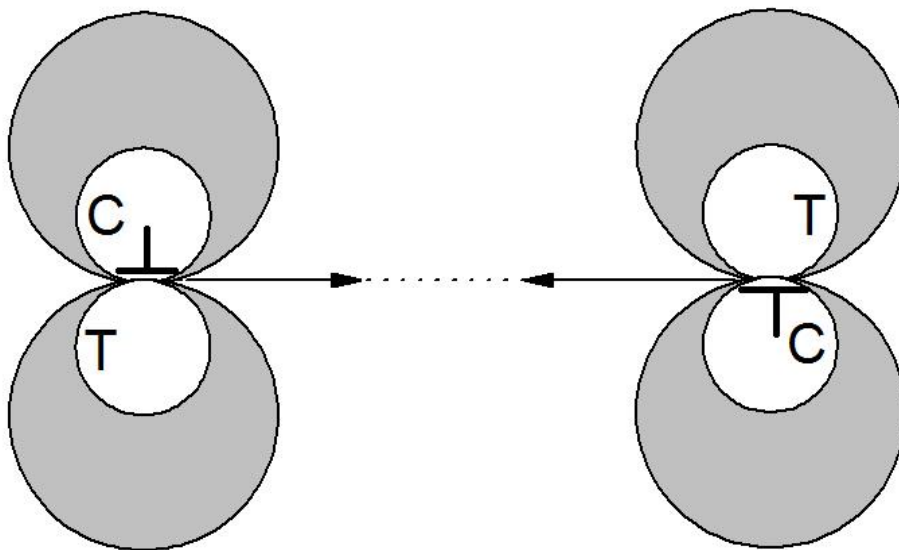


Figura 2.53: dislocazioni discordi in segno sullo stesso piano si attraggono ripristinando il reticolo perfetto

Per il caso delle dislocazioni a vite esse giacciono su piani incurvati di un angolo θ (figura 2.54),

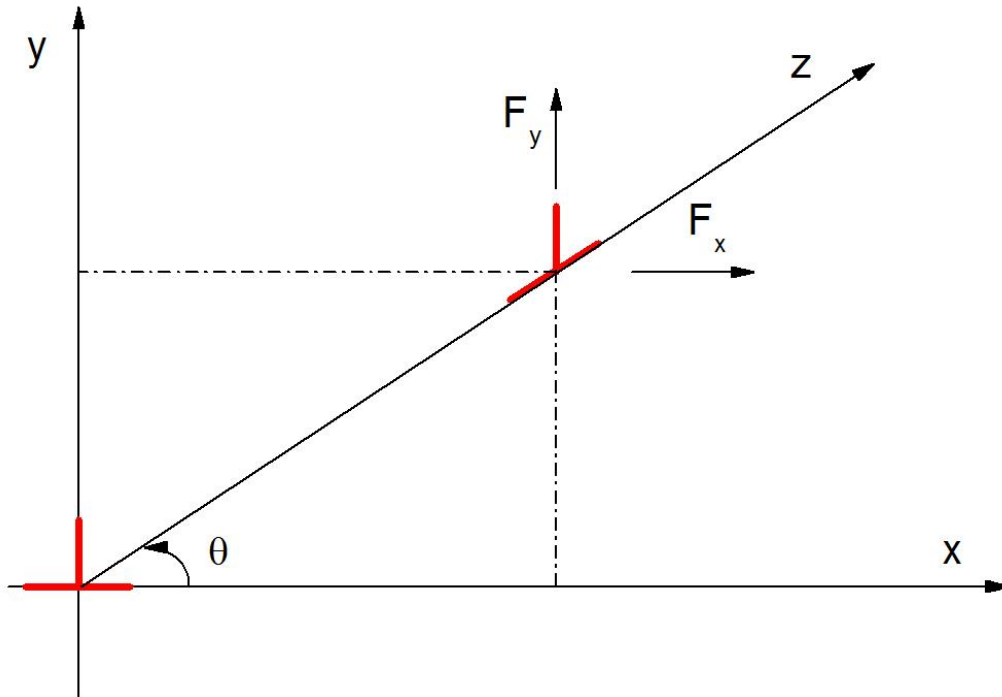


Figura 2.54: interazione tra due dislocazioni a vite.

in tal caso la componente relativa allo scorrimento sarà:

$$F_x = \sigma_{yz} b = \frac{Gb^2}{2\pi r} \cos \theta = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{x}{(x^2 + y^2)} \quad (2.27)$$

Ultimo fattore di grande importanza per ciò che riguarda la movimentazione delle dislocazioni è il caso in cui queste si muovano verso una superficie libera. Le superfici libere non oppongono alcuna resistenza agli spostamenti reticolari causati da una dislocazione che si avvicina, come conseguenza l'energia di deformazione diminuisce man mano che la dislocazione si approssima alla superficie, questo attrae la dislocazione verso la superficie libera. La situazione si può risolvere analiticamente immaginando che la dislocazione si rifletta sulla superficie libera come in uno specchio (figura 2.53), calcolando la forza per $x=l$ e $y=0$ risulta nel caso delle dislocazioni a spigolo:

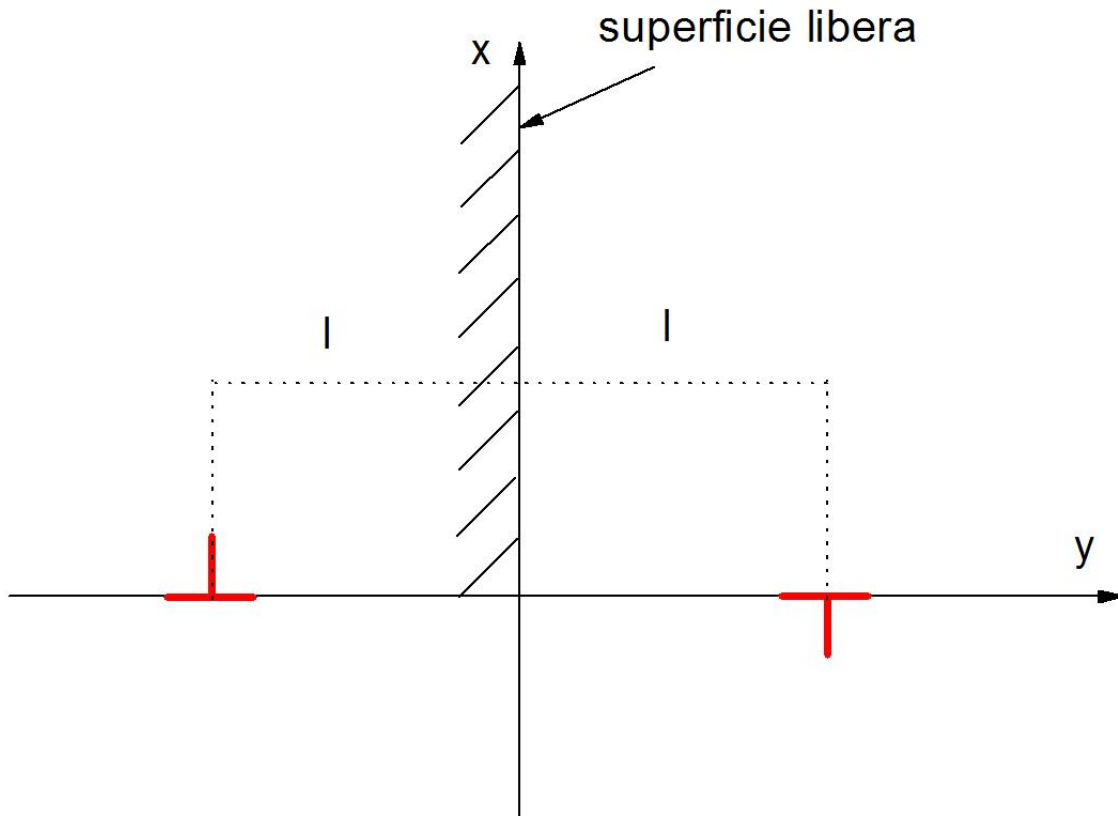


Figura 2.55: dislocazione approssimante una superficie libera.

$$\sigma_{xy} = \tau_{xy} = \frac{Gb(x-l)[(x-l)^2 - y^2]}{2\pi(1-\nu)[(x-l)^2 + y^2]^2} - \frac{Gb(x+l)[(x+l)^2 + y^2]}{2\pi(1-\nu)[(x+l)^2 + y^2]^2} - \frac{Gbl[(x-l)(x+l)^3 - 6x(x+l)y^2 + y^4]}{2\pi(1-\nu)[(x+l)^2 + y^2]^3}$$

$$F_x = \tau_{yx}b = -\frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)l}$$

mentre per la dislocazione a vite:

$$\sigma_{zx} = \tau_{zx} = -\frac{Gby}{2\pi[(x-l)^2 + y^2]} + \frac{Gby}{2\pi[(x+l)^2 + y^2]}$$

e

$$\sigma_{zy} = \tau_{zy} = \frac{Gb(x-l)y}{2\pi[(x-l)^2 + y^2]} - \frac{Gby}{2\pi[(x+l)^2 + y^2]}$$

$$F_x = \tau_{zx}b = -\frac{Gb^2}{4\pi l}$$

A questo punto è anche possibile dare una interpretazione delle curve deformazione-carico che si ottengono sottoponendo un materiale monocristallino ad una prova di trazione; a seconda di come il reticolo è orientato rispetto all'asse della sollecitazione applicata, si possono avere le curve riportate in Figura 2.56.

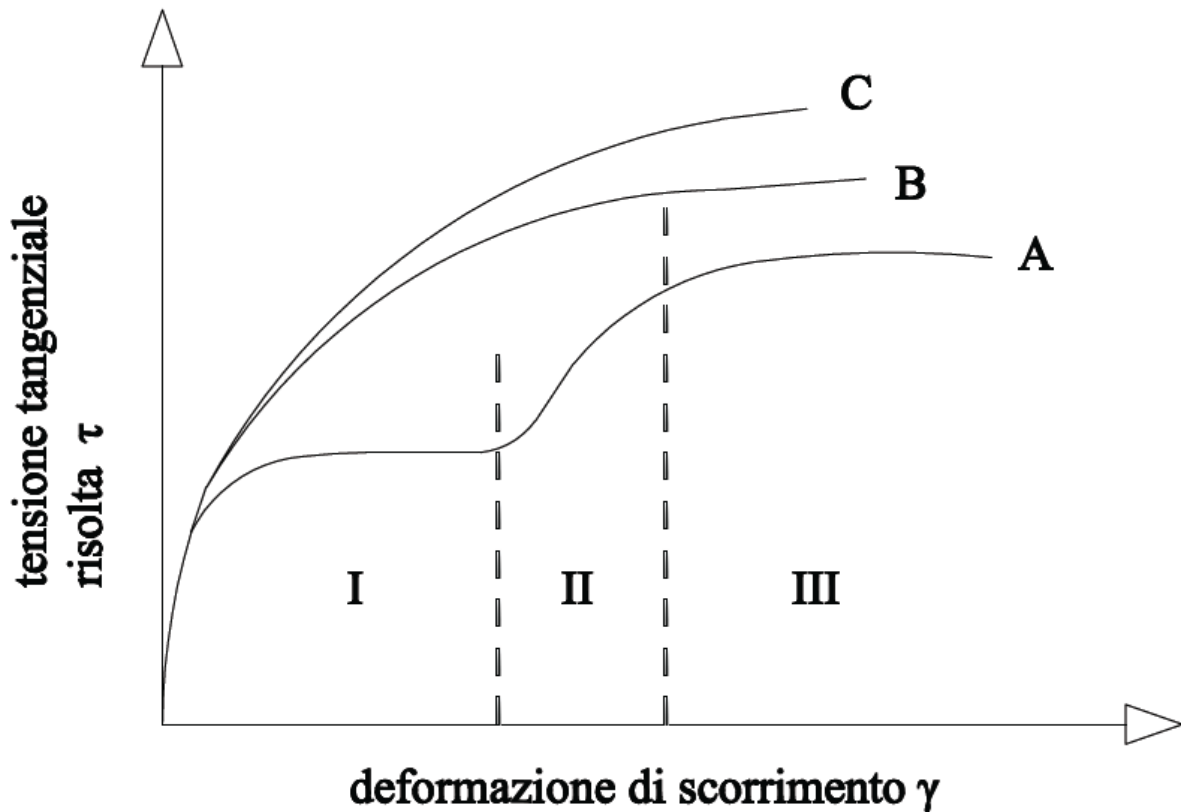


Figura 2.56: curve tensione tangenziale risultata-deformazione di scorrimento per monocristalli con diverse orientazioni rispetto all'asse del carico.

Alla base delle differenze fra le tre curve c'è la diversa orientazione dei sistemi di scorrimento; nel campione la cui curva di scorrimento è la C, infatti, l'orientazione del monocristallo è tale che molti sistemi di scorrimento (ben 8) sono orientati nel modo più favorevole (cioè disposti a 45° rispetto all'asse della sollecitazione). La curva B viene ottenuta quando si hanno soltanto 4 sistemi di scorrimento favorevolmente orientati, mentre la curva A corrisponde ad un solo sistema di scorrimento favorevolmente orientato. Nel caso della curva A il materiale si deforma molto, prima che si abbia una densità di dislocazioni sufficientemente elevata da causare l'incrudimento. Nei casi B e C, invece, molti piani di scorrimento sono attivi contemporaneamente; ciò significa che le dislocazioni appartenenti ai diversi piani finiscono per interagire fra di loro, interferendo e bloccandosi a vicenda. Ne deriva che, almeno nei monocristalli orientati, lo scorrimento è più difficile se sono attivi molti sistemi. Peraltro, nei sistemi cc con pochissimi sistemi di scorrimento, è molto difficile che i sistemi disponibili siano ben orientati, e questo è il fattore che limita la formabilità di questi materiali.

La curva A può essere suddivisa in tre fasi diverse:

Stadio I: man mano la tensione di taglio aumenta, fino a raggiungere il valore critico in grado di far muovere le dislocazioni presenti sul piano di scorrimento favorevolmente orientato; le dislocazioni, tramite i sistemi di moltiplicazione come quello di Frank-Read, si moltiplicano, aumentando la deformazione complessiva (il loro aumento non è però sufficiente ad incrudire il materiale);

Stadio II: come si è visto, se il campione ha le estremità bloccate, lo scorrimento sui piani cristallografici è accompagnato da una rotazione degli stessi; la rotazione, a sua volta, fa sì che sistemi prima orientati in maniera poco favorevole vengano man mano a possedere l'orientazione necessaria a far avvenire lo scorrimento. Ciò vuol dire che i sistemi di scorrimento attivi aumentano di numero, e le dislocazioni appartenenti a diversi sistemi cominciano ad interagire fra di loro,

causando un progressivo incrudimento. L'interazione fra le dislocazioni ne produce l'immobilizzazione, almeno fintantoché la tensione applicata non supera un certo limite.

Stadio III: la tensione applicata è tanto alta che le dislocazioni si sbloccano, grazie all'attivazione di nuovi meccanismi. Uno di tali meccanismi è lo scorrimento deviato (uno scorrimento della dislocazione su un piano di scorrimento diverso da quello iniziale; un tale meccanismo è relativamente facile per le dislocazioni a vite, che, come visto in precedenza, possono passare da un piano di scorrimento all'altro, purché entrambi appartengano allo stesso fascio, con asse sulla linea di dislocazione). Grazie alla ripresa del movimento, sia pure limitato, delle dislocazioni, la velocità di incrudimento diminuisce progressivamente.

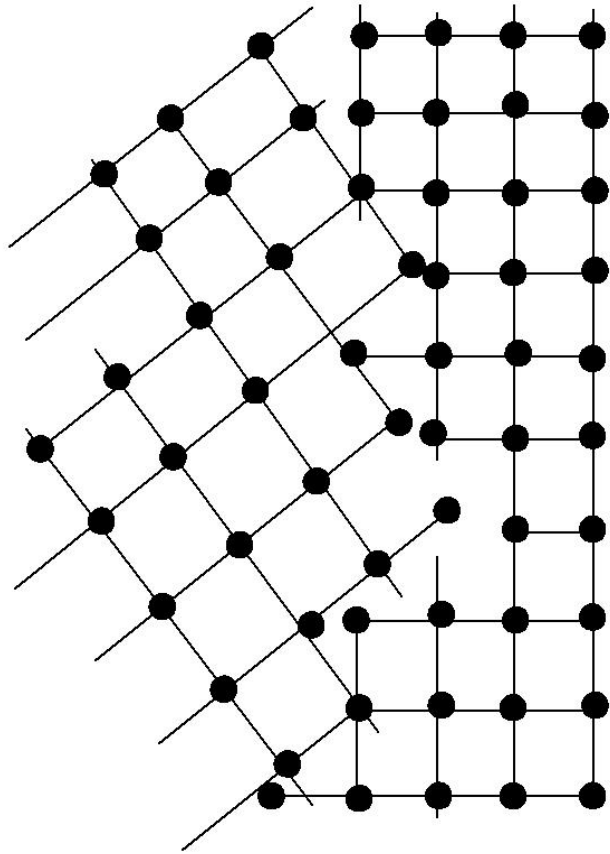
Notevoli effetti sulle tre fasi possono avere la temperatura e l'energia del difetto d'impilaggio, la prima fa diminuire l'estensione delle fasi I e II man mano che aumenta, questo perché nella fase I si attiva lo scorrimento secondario e nella fase II lo scorrimento incrociato diviene via via più attivo. Inoltre all'aumentare della temperatura diminuisce il valore di σ a parità di deformazione. Al diminuire invece della energia del difetto d'impilaggio diminuisce la suscettibilità allo scorrimento incrociato, questo fa aumentare il livello tensionale necessario per passare dalla fase II alla fase III.



Figura 2.57: ancoraggio di dislocazioni.

I difetti di superficie: bordi di grano, geminati e difetti di impilaggio

Bordi di grano: Si intende come bordo di grano, in base a quanto si è visto, quella regione che divide due diversi grani (porzioni di cristallo, contenenti tutti i relativi difetti, come vacanze, atomi in soluzione e dislocazioni, con diversa orientazione reciproca. E fisicamente l'interfaccia di separazione tra due cristalli aventi la stessa composizione ma diversa orientazione cristallografica. Per il fatto stesso di essere una zona di transizione fra reticoli di diversa orientazione, la cui larghezza è in genere di parecchie unità atomiche, il bordo di grano non ha una struttura completamente ordinata. La distanza interatomica, in questa zona, è statisticamente superiore a quella del resto del cristallo.



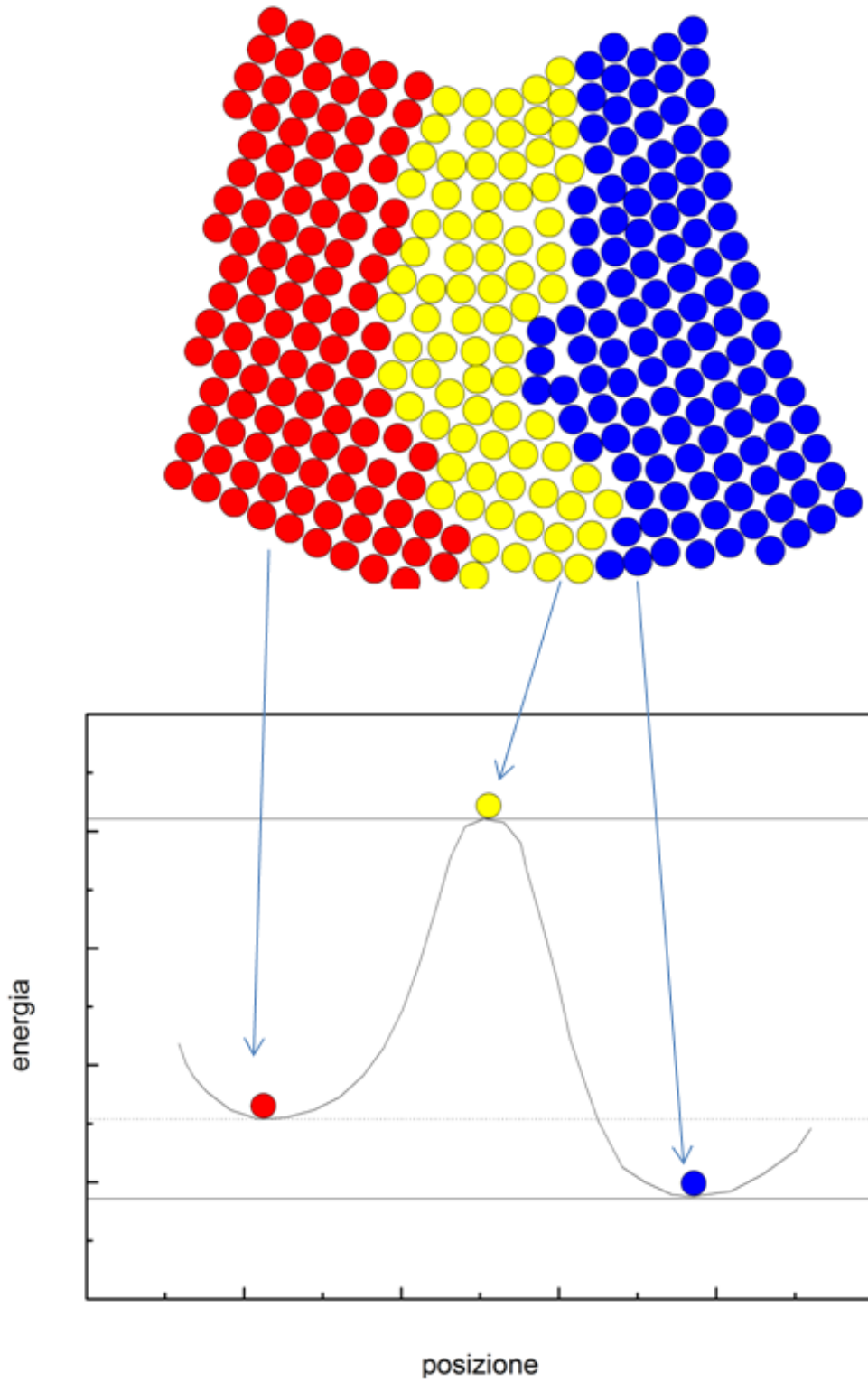


Figura 2.58. schematizzazioni del bordo di grano.

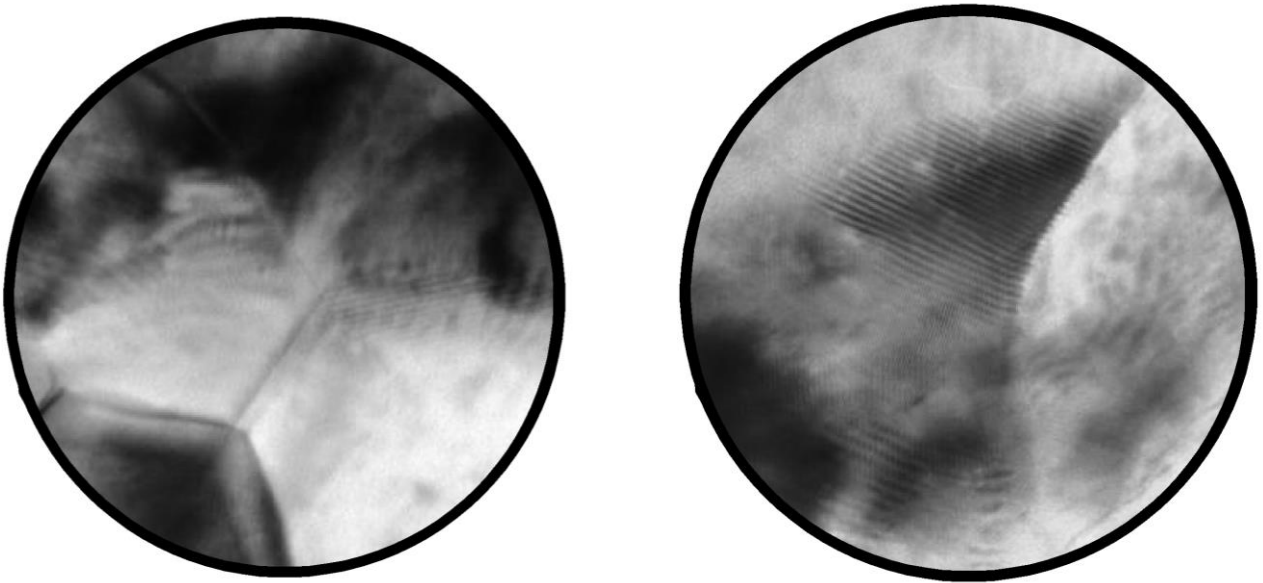


Figura 2.59: bordi di grano con disposizione degl'atomi.

A seconda del grado di disorientazione fra un cristallo e quello vicino, si può parlare di:

-confini a basso angolo; possono essere schematizzati come un allineamento di dislocazioni a spigolo dello stesso segno. Confini a basso angolo delimitano i sottograni, unità, il cui interno è relativamente libero da dislocazioni, che si formano all'interno di grani deformati ad elevata temperatura. Si tratta di uno dei meccanismi tipici del ripristino, cioè della riduzione della densità di dislocazioni, che, ad alta temperatura, si riarrangiano a formare strutture a più bassa energia quali sono i confini di sottograno. Si dimostra che tale configurazione è la più stabile per le dislocazioni a spigolo che risultano fisicamente ancorate una all'altra. A temperatura ambiente, la mobilità delle dislocazioni è molto più ridotta, e quindi le dislocazioni non riescono a formare sottograni, ma al massimo formano delle celle (porzioni di cristallo suddivise da pareti, anch'esse formate da grovigli di dislocazioni, meno organizzate rispetto ai confini di sottograno).

-confini ad alto angolo; sono i confini di grano veri e propri; sostanzialmente la disorientazione fra i cristalli adiacenti aumenta man mano che altre dislocazioni si vengono ad aggiungere al confine. Il confine di grano rappresenta in generale una zona più reattiva rispetto al resto del cristallo; inoltre, atomi di impurezze tendono a segregare sul confine di grano. Nello stesso modo il bordo di grano è sede preferenziale per la formazione di nuove fasi (precipitazione).

Dopo lucidatura ed attacco chimico della superficie di un materiale policristallino è possibile verificare la diversa orientazione, dei cristalli di grani adiacenti, che determina la formazione di una zona di transizione in cui gli atomi possiedono un'energia maggiore (subiscono infatti l'attacco chimico più velocemente delle altre zone) e una sistemazione meno compatta.

I bordi di grano, in quanto zone a maggior contenuto di energia libera, sono chimicamente più reattive dei grani stessi; i grani tendono ad accrescersi ad elevate temperature riducendo in tal modo l'energia totale interfacciale essendo quest'ultima inferiore in materiali a grana cristallina più grossa. Atomi di impurezze sono preferenzialmente segregati lungo i bordi e processi diffusivi avvengono più velocemente lungo i bordi di grano. Inoltre, ad essi compete un ruolo importante nelle deformazioni plastiche, poiché possono determinare la formazione di dislocazioni e ostacolarne il moto. I difetti superficiali influenzano quindi notevolmente le proprietà dei materiali.

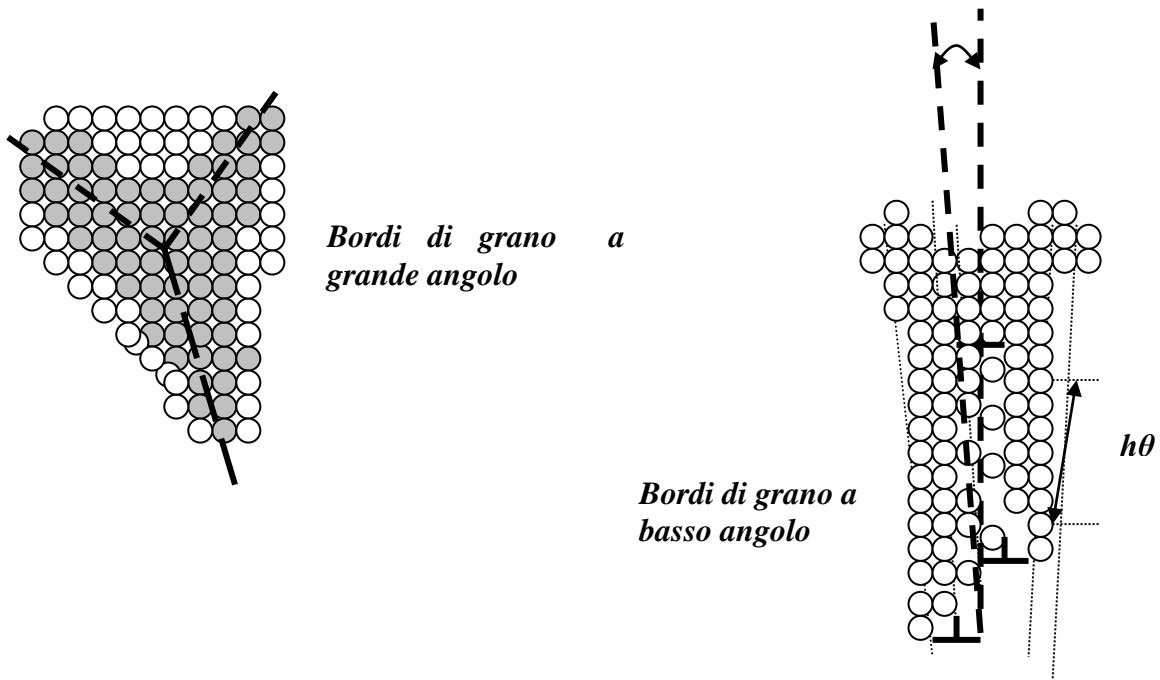


Figura 2.60: bordi di grano ad alto e basso angolo.

I geminati (twins): Si tratta di un caso speciale di confini di grano, rispetto al quale esiste una simmetria speculare fra le porzioni di reticolo (figura 2.61). La regione fra una coppia di confini di questo tipo si definisce twin (geminato). Come si vedrà la formazione del geminato è dovuta ad uno scorrimento di atomi rispetto alla loro posizione di equilibrio; tale spostamento può avvenire sia durante la deformazione plastica che durante il trattamento termico di determinati materiali (annealing twins). Mentre i geminati da trattamento termico sono tipici dei cristalli cfc, i geminati da deformazione si trovano soprattutto nei cristalli ccc e ec.

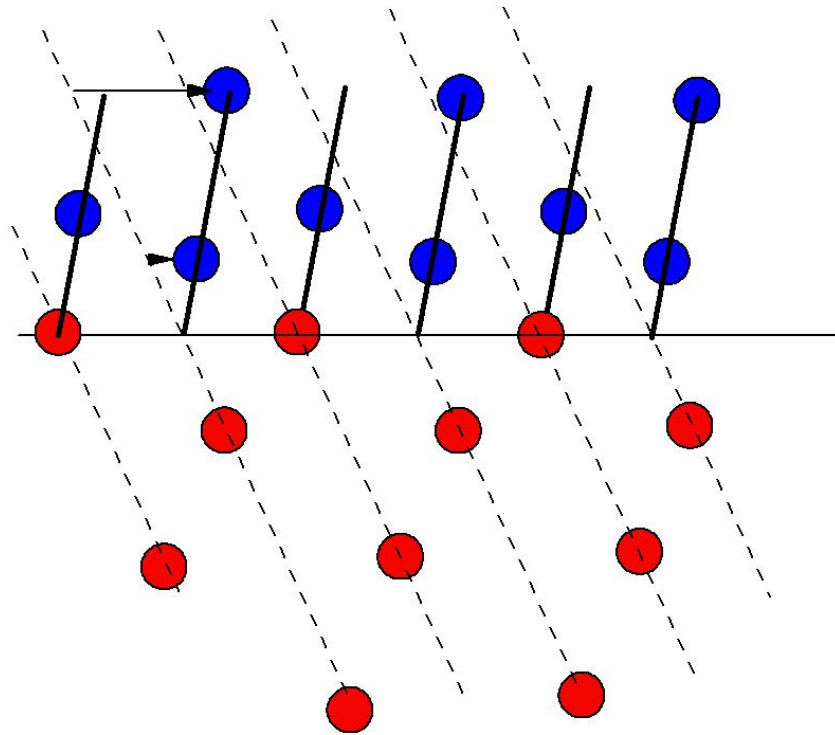


Figura 2.61: Formazione di un confine di geminato per scorrimento degli atomi pieni, rispetto alla loro posizione di equilibrio (indicata dalla crocetta).

Si formano geminati quando la struttura ABCABCABC...
 passa alla struttura simmetrica CBACBACBA...
 seguendo la sequenza ABCABCABCBACBACBA....:

Il cristallo è diviso in due parti che hanno in comune un piano compatto che è un piano di simmetria e che viene chiamato piano di geminazione. E' in qualche misura un meccanismo di deformazione plastica nel senso che una parte del reticolo è deformato in modo da formare un'immagine speculare della parte contigua non deformata. La geminazione, come lo scorrimento, avviene lungo una direzione di geminazione; nello scorrimento gli atomi subiscono tutti lo stesso spostamento; nella geminazione si spostano in una misura che dipende dalla loro distanza dal piano di geminazione. Inoltre lo scorrimento lascia una serie di gradini (linee di scorrimento) mentre la geminazione lascia regioni deformate.

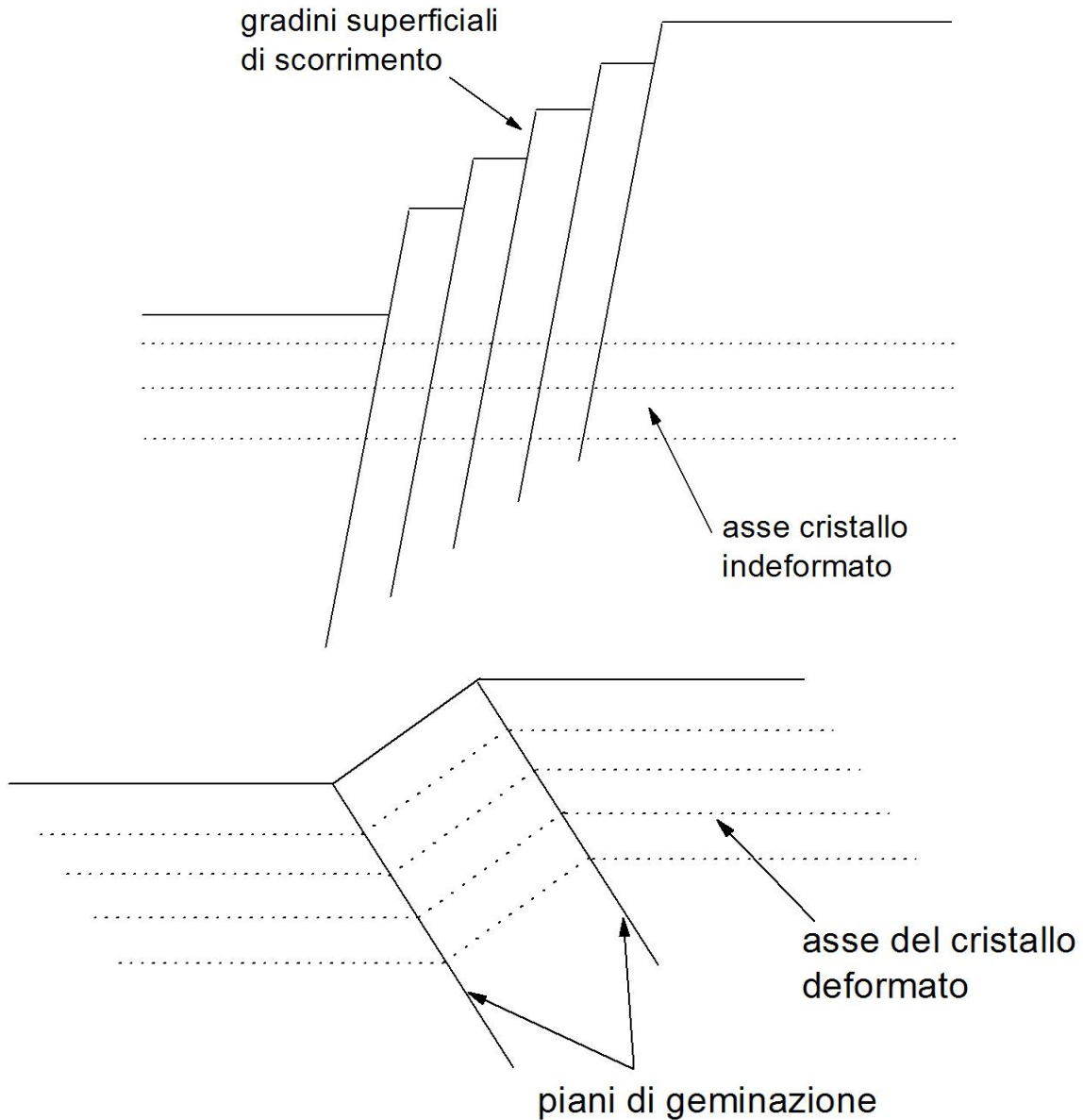


Figura 2.62: differenza nello scorrimento rispetto alla geminazione.

La geminazione coinvolge solo una piccola frazione del volume totale e quindi la quantità di deformazione totale è piccola. Inoltre le variazioni dell'orientamento del reticolo provocate dalla geminazione possono attivare ulteriori sistemi di scorrimento con un orientamento favorevole rispetto alle sollecitazioni di taglio e consentire così un ulteriore scorrimento.

In generale quindi, un errore in una sequenza cubica compatta porta ad un'inversione della sequenza di crescita; se non interviene una immediata "correzione" è possibile che crescano due individui perfettamente ordinati, ma senza relazione di periodicità tra essi.

Essi avranno una superficie di contatto in comune (detta piano di geminazione)

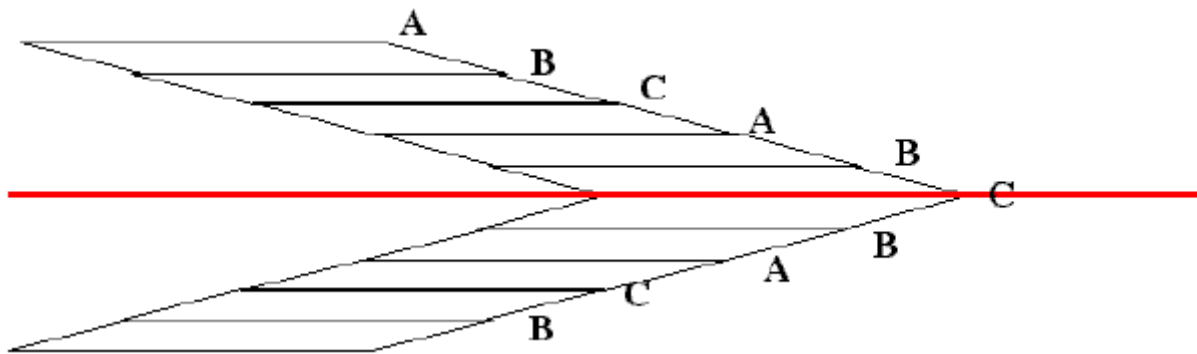


Figura 2.63: piano di geminazione.

Appare chiaro che gli impaccamenti esagonali compatti non possono avere geminazioni, poiché la sequenza AB(C) viene già invertita ad ogni strato.

La geminazione è definita da un piano di geminazione, una direzione di geminazione ed un tasso di geminazione. Come nel caso dello scorrimento, esistono dei sistemi di geminazione in funzione della struttura cristallografica.

Come nel caso dello scorrimento, si definisce una sollecitazione critica τ_c di geminazione. Questa sollecitazione varia egualmente con la struttura cristallografica e la temperatura:

- Nel caso di sistema ccc, la geminazione è il modo principale di deformazione a bassa temperatura.
- Nel caso di sistema cfc, τ_c di geminazione resta sempre superiore al τ_c di scorrimento e la geminazione per deformazione plastica non è osservata.
- Nel caso di sistema ec, il tasso di geminazione è molto debole: la geminazione è il modo principale di deformazione per i metalli

esagonali. Dal punto di vista della microscopia ottica, la geminazione si differenzia dallo scorrimento perché può essere osservato dopo pulitura ed attacco (la parte geminata ha una orientazione differente della parte non geminata).

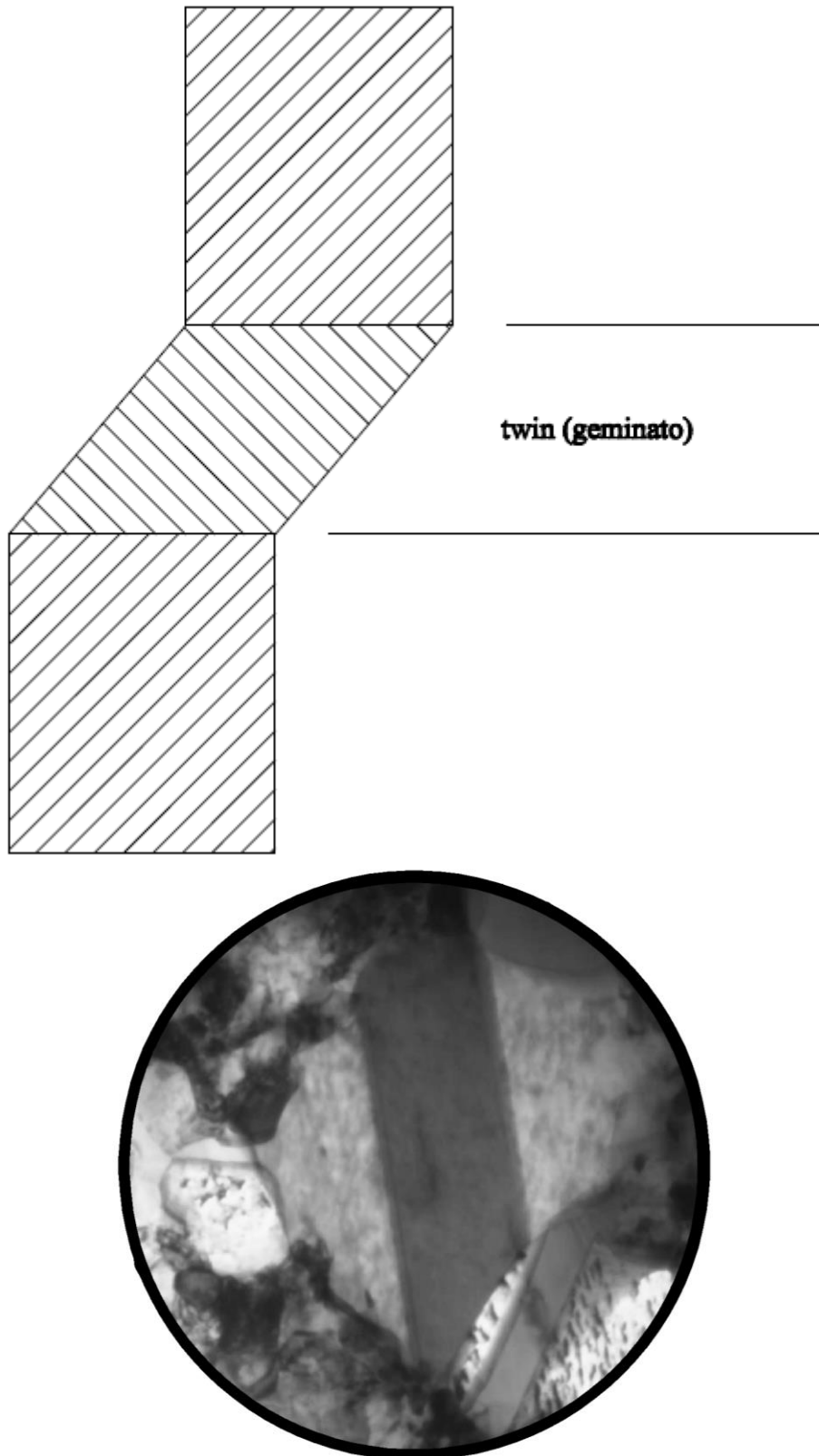


Figura 2.64: schematizzazione e micrografia elettronica di un geminato.

Difetti di impilaggio: Sono stati già trattati, quando sono state introdotte quelle alterazioni della sequenza di piani di massimo impacchettamento e che sono definite difetti di impilaggio.

Consideriamo un monocristallo sottoposto ad una trazione uniassiale.

È difficile determinare in modo diretto il carico di taglio sottoponendo i provini a sollecitazioni esclusivamente di taglio a causa delle difficoltà sperimentali. È poi ovviamente necessario derivare un'equazione che metta in relazione il carico applicato a trazione con il carico critico di taglio nel piano di scorrimento e direzione di scorrimento.

La combinazione di piano e direzione di scorrimento costituiscono il sistema di scorrimento. Nella figura 2.65 abbiamo un cristallo cilindrico di sezione S_0 , sottoposto a trazione, a un carico F , nel quale il piano inclinato tratteggiato corrisponde a un piano di scorrimento del cristallo. L'angolo λ è posto tra la perpendicolare al piano di scorrimento del cristallo e l'asse a trazione; l'angolo χ è situato tra la direzione di scorrimento e l'asse a trazione.

L'area del piano di scorrimento è data da:

$$A = \frac{S_0}{\cos \lambda} \quad (2.28)$$

il taglio secondo una direzione di scorrimento su un piano di scorrimento è tale che:

$$\tau = \frac{F \cos \chi}{S_0 \cos \lambda} = \sigma \cos \phi \cos \lambda \quad (2.29)$$

Il sistema di scorrimento si attiverà nel caso che:

$$\tau = \sigma \cos \phi \cos \lambda = \tau_c \quad (2.30)$$

Tale tensione è detta tensione di taglio risolta ed è quella necessaria a far scorrere i piani cristallini nel monocristallo.

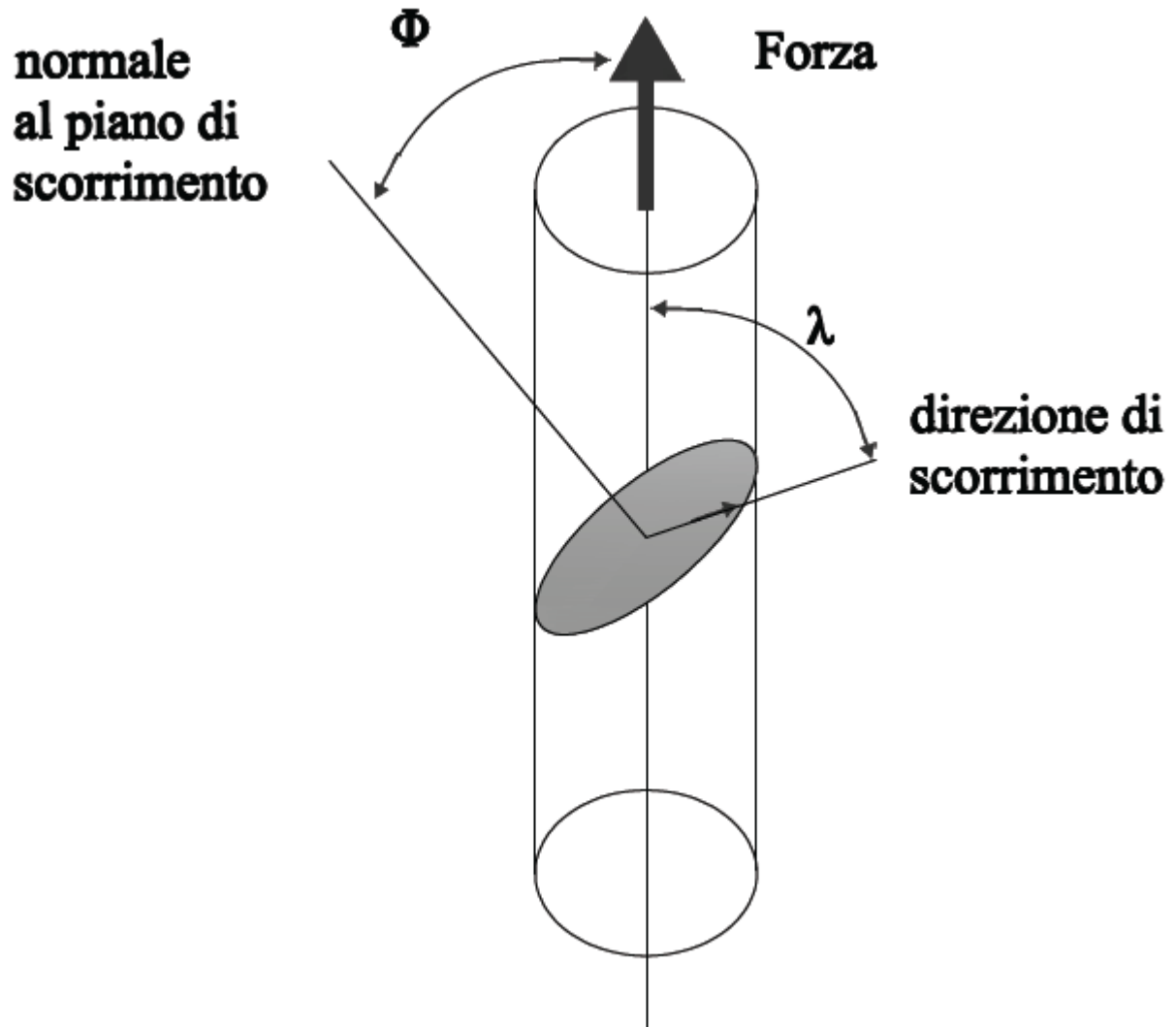


Figura 2.65: scorrimento in un monocristallo.

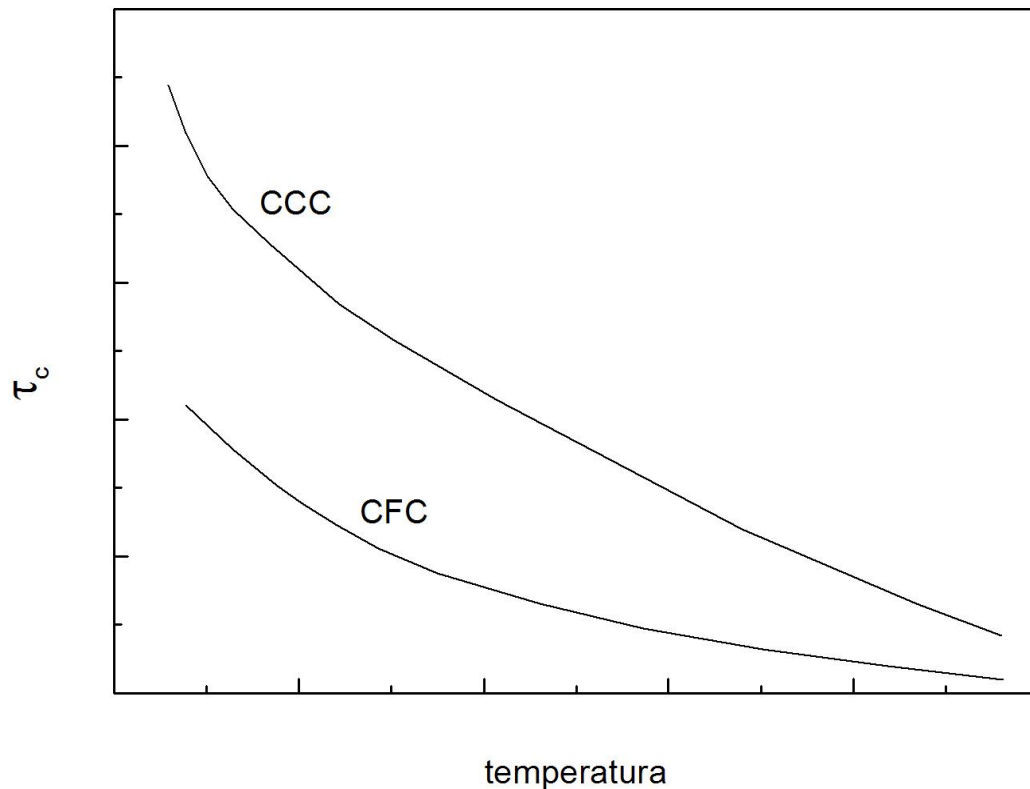


Figura 2.66: differenza di tensione di scorrimento nei diversi reticoli cubici.

Nel caso generale, il sistema di scorrimento attivato sarà quello per il quale il taglio applicato è superiore al carico critico di taglio τ_c . Esso dipende dalla struttura cristallografica e dalla temperatura, oltre che dalla purezza. Più un metallo è puro, più τ_c è piccolo e più il limite elastico è debole.

Supponiamo che alle estremità di un cristallo vengano applicate forze uguali e parallele di grandezza M tali da superare il limite di snervamento.

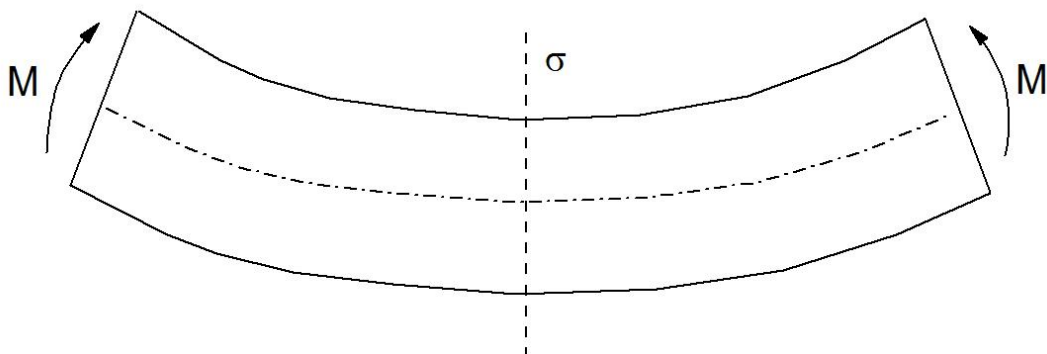


Figura 2.67: deformazione plastica in una barra.

Nella figura 2.68 è riprodotto lo stesso cristallo dove le linee mn e op rappresentano due piani di scorrimento perpendicolari al foglio.

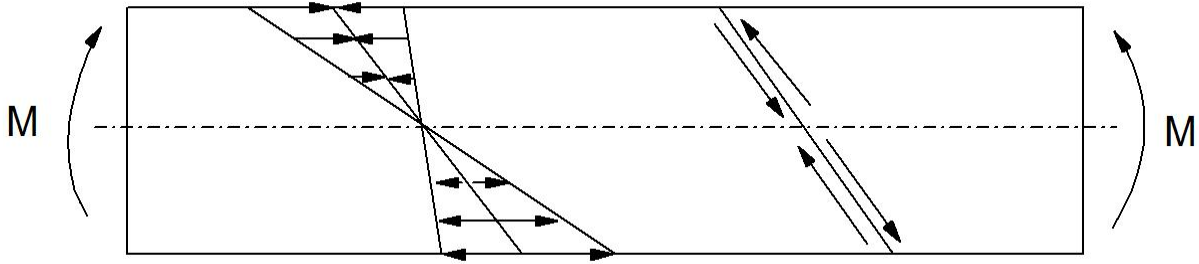


Figura 2.68: piani di scorrimento nella barra deformata.

Associati alla linea mn sono riprodotti gli stessi carichi di prima mentre lungo la linea op è indicata la componente di carico di taglio (parallela al piano di scorrimento). Si vede che il senso del carico cambia di segno nell'attraversare l'asse neutro e che il carico è massimo alle estremità del piano e nullo all'asse neutro.

La presenza di questi carichi di taglio favorisce lo scorrimento delle dislocazioni e la loro moltiplicazione secondo il meccanismo di Frank e Reed che vedremo in seguito.

Anche le componenti a vite levogire e destrogire si muovono verso la superficie del cristallo che si trova al di sopra e al di sotto del piano della figura 2.69.

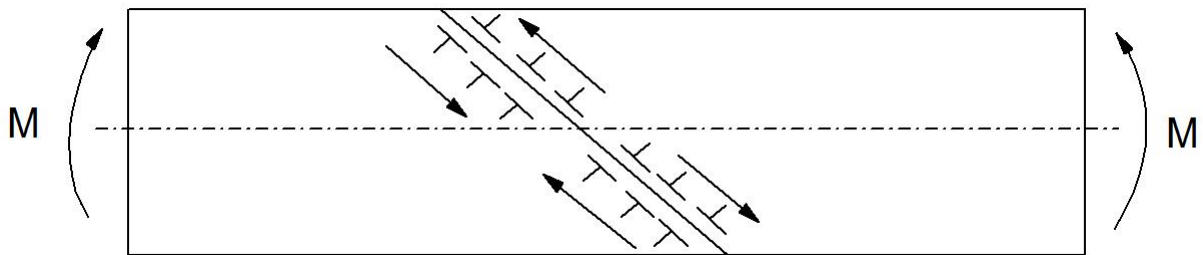


Figura 2.69: impilamento delle dislocazioni lungo i piani di scorrimento.

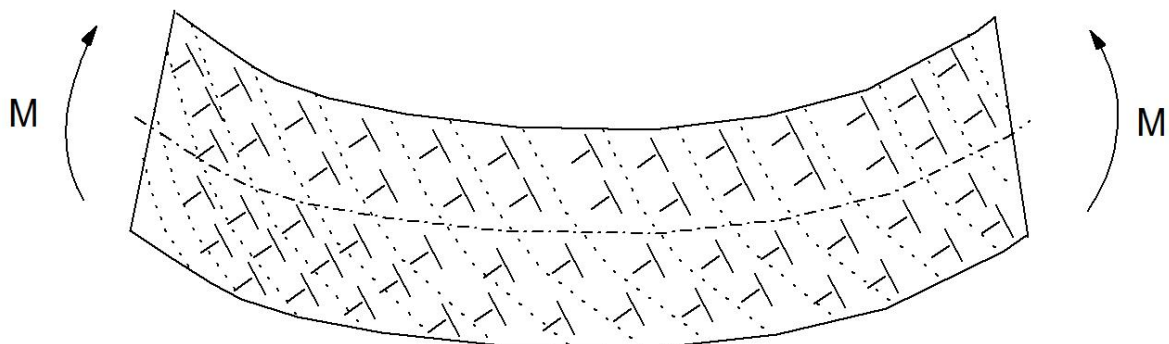


Figura 2.70: Orientazione delle dislocazioni a maggiore deformazione

Sia le componenti a spigolo positivo sia a vite levogire e destrogire giungono alla superficie e abbandonano il cristallo, mentre quelle a spigolo negativo rimangono nel cristallo muovendosi

verso l'asse neutro; esse saranno in numero tanto maggiore e tanto più vicine all'asse neutro quanto più il cristallo sarà piegato.

Nel caso di un monocristallo, oppure di un grano, la deformazione plastica per scorrimento produce sulla superficie del metallo degli scalini visibili al microscopio ottico, sotto forma di linee parallele. Se diversi sistemi di scorrimento si attivano, appariranno diverse famiglie di linee parallele. Nel caso di un policristallo, ogni grano avente una orientazione cristallina differente avrà un comportamento differente per la stessa sollecitazione macroscopica. Per conservare la coesione fra i grani, si può mostrare che è necessario che esistano cinque sistemi di scorrimento indipendenti. La maggior parte dei metalli possiede questi cinque sistemi con l'eccezione del sistema esagonale: per tale ragione i sistemi esagonali hanno una duttilità molto bassa.

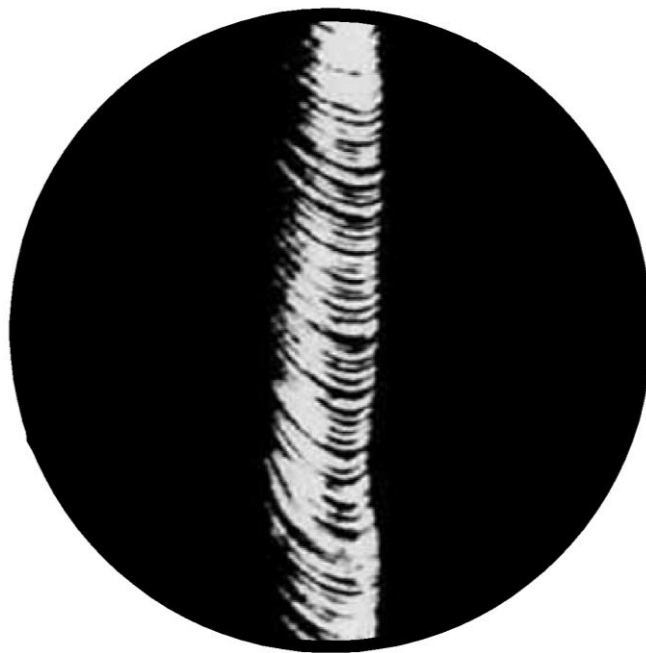


Figura 2.71: scorrimento in un singolo cristallo di zinco

Piani direzioni e sistemi di scorrimento

Un *sistema di scorrimento* è definito dalla combinazione fra un piano di scorrimento e una delle sue direzioni compatte. Un metallo darà origine a tanti sistemi di scorrimento equivalenti di un dato tipo quante sono le possibili combinazioni fra piani compatti e loro direzioni compatte. In questo caso, sotto un determinato carico, lo scorrimento inizierà in quel sistema nel quale viene superata la tensione critica di taglio. Ove non vi fossero differenziazioni fra i diversi sistemi di scorrimento avverrà contemporaneamente in tutti i sistemi di scorrimento ugualmente sollecitati.

Sistemi di scorrimento nei reticoli cubici a facce centrate

Nel reticolo cfc vi sono quattro tipi di piani compatti, chiamati piani ottaedrici, con indici (111) (1 $\bar{1}$ 1) (11 $\bar{1}$) e (1 $\bar{1}$ $\bar{1}$), ciascuno dei quali contiene tre direzioni compatte $\langle 110 \rangle$ (figura 2.72) il che comporta l'esistenza di $3 \cdot 4 = 12$ sistemi di scorrimento equivalenti.

Tale elevato numero di sistemi di scorrimento unito alla loro omogenea distribuzione spaziale rende praticamente impossibile la deformazione di un cristallo cfc senza che si abbia almeno un piano

{111} in posizione favorevole allo scorrimento. I cristalli cfc deformati plasticamente generalmente scrono su diversi piani ottaedrici che si intersecano; questa intersezione fa sì che per provocare un'ulteriore deformazione si deve fare aumentare rapidamente il carico applicato. Il materiale si rafforza cioè per incrudimento. In alcuni casi, e precisamente quando un piano di scorrimento è sollecitato in modo nettamente più energico rispetto agli altri piani equivalenti, lo scorrimento avviene, almeno inizialmente, solo in questo piano.

Il tratto iniziale a bassa pendenza è chiamato tratto a *facile slittamento* e indica che il rafforzamento per incrudimento è minimo quando lo scorrimento avviene in un unico piano cristallografico. Quando l'allungamento ha raggiunto valori dell'ordine del 4 - 5 % inizia lo scorrimento multiplo in piani di scorrimento equivalenti che si intersecano con conseguente rapido aumento del rafforzamento dovuto all'aumento della densità delle dislocazioni. Il tratto finale della curva ha nuovamente una pendenza meno pronunciata cui corrisponde una velocità di incremento della densità di dislocazioni all'aumentare dell'allungamento più piccola rispetto a quanto osservato in precedenza.

I metalli puri cfc hanno bassi carichi critici di taglio in grado di promuovere scorrimento nei piani ottaedrici. Il che significa che la loro deformazione plastica inizia per carichi modesti.

Metallo (cfc)	Carico critico (MPa)
Cu	0.65
Ag	0.38
Au	0.93
Al	1.04

Sistemi di scorrimento nelle strutture esagonali

I piani di base (001) delle strutture esagonali hanno lo stesso arrangiamento atomico dei piani ottaedrici del reticolo cfc; le direzioni compatte di scorrimento sono del tipo $\langle 110 \rangle$. Lo scorrimento dovrebbe dunque avvenire con le stesse modalità viste in precedenza per i cristalli cfc, ma ciò si verifica in realtà soltanto in alcuni di essi, come Mg, Zn e Cd, per i quali la deformazione plastica per scorrimento nel piano di base inizia per carichi dello stesso ordine di grandezza di quello riscontrato nelle strutture cfc.

Metallo (ec)	Carico critico (MPa)
Mg	0.70
Zn	0.18
Cd	0.57

In altri metalli esagonali, come Ti e Be, si è osservato che il carico critico di taglio nel piano di base è molto più alto (Ti = 110 MPa e Be = 40MPa) e, nel caso del Ti, si è anche rilevato che il carico relativo alla deformazione per scorrimento nei piani laterali è di soli 50 MPa e che quindi si tratta dei piani preferenziali di scorrimento. Anche per lo Zr sembra che il piano preferenziale di scorrimento sia lo stesso, anche se il carico critico è più basso: 6,4MPa. Queste diversità fra metalli ecc sembrano legate al valore del rapporto fra le costanti reticolari c e a che rappresentano rispettivamente la distanza fra i due piani di base e la distanza fra gli atomi nel piano di base. Se gli atomi fossero esattamente sferici e a contatto il rapporto c/a varrebbe 1,663.

Metallo	c/a
Cd	1.886
Zr	1.590
Zn	1.856
Ti	1.588
Mg	1.624
Be	1.586

Esaminando i dati della tabella si vede che il solo Mg si avvicina al valore teorico, mentre Cd e Zn presentano una maggiore separazione fra i piani di base e in modo opposto si comportano Zr, Ti e Be. Si riscontra cioè che i metalli ecc che hanno le più piccole distanze fra i piani di base sono quelli che hanno per il piano di base i più alti carichi critici di taglio. Nel caso di monocristalli di Zn, Cd e Mg, opportunamente orientati rispetto all'asse di carico, si possono sviluppare per scorrimento basale allungamenti dell'ordine del 400 - 500 % in quanto in questo caso all'aumentare dell'allungamento non corrisponde un rafforzamento per incrudimento. Ciò si verifica in quanto, essendovi un solo piano compatto di scorrimento, non vi può essere intersezione fra i diversi piani di scorrimento che scorrono simultaneamente. Questa grandissima plasticità dei monocristalli non la si ritrova quando si tratti di materiali policristallini che presentano una deformazione plastica molto più complessa in quanto ciascun cristallo deformandosi deve anche adeguarsi alle variazioni di forma dei cristalli che lo circondano.

Sistemi di scorrimento in strutture cubiche a corpo centrato

In questi cristalli manca un piano realmente compatto; quello più compatto è il piano (110) mentre sono compatte le direzioni $\langle 111 \rangle$. Nella figura 2.72 è schematizzato il piano (110) e indicate le direzioni compatte $[111]$ e $[1\bar{1}1]$. La mancanza di un vero piano compatto provoca un elevato valore del carico critico di taglio: nel Fe, a temperatura ambiente, è di circa 28MPa. Il piano di scorrimento non è in genere ben definito per cui le linee di scorrimento risultano ondulate e irregolari rendendo così difficile la loro identificazione. Sembra che possa funzionare come piano di scorrimento ogni piano contiene una direzione compatta $\langle 111 \rangle$.

<i>Struttura cristallina</i>	<i>Piano di scorrimento</i>	<i>Direzione di scorrimento</i>	<i>Numero di sistemi di scorrimento</i>	<i>Geometria della cella</i>
<i>ccc</i>	$\{110\}$	$\langle 111 \rangle$	$6 \cdot 2 = 12$	
<i>cfc</i>	$\{111\}$	$\langle 110 \rangle$	$4 \cdot 3 = 12$	
<i>ec</i>	$\{0001\}$	$\langle 1120 \rangle$	$1 \cdot 3 = 3$	

Figura 2.72: sistemi di scorrimento.

Dislocazioni e bordi di grano

Un campione policristallino accuratamente levigato si presenta perfettamente uniforme all'esame microscopico. Se viene invece esaminato nelle stesse condizioni dopo un opportuno attacco chimico mostrerà di essere costituito da tanti piccoli cristalli, mediamente di grandezza dell'ordine di qualche centesimo di millimetro. Ciascun cristallo è separato dai suoi vicini da linee scure: i bordi di grano. In conseguenza dell'attacco chimico essi sembrano più spessi di quanto in realtà non siano e ciò si verifica in quanto il reattivo di attacco corrode più rapidamente quelle zone che hanno più elevato contenuto energetico conseguente a un assetto atomico meno regolare. Si può almeno in alcuni casi, verificare che i bordi di grano sono formati da un insieme di dislocazioni. Questa spiegazione è particolarmente valida per i bordi di grano a piccolo angolo, cioè per quei bordi che separano due cristalli ruotati l'uno rispetto all'altro di un piccolo angolo; nel caso invece di bordi a grandi angoli la disposizione delle dislocazioni è molto più complessa e di più difficile rappresentazione in quanto le dislocazioni devono avvicinarsi molto perdendo così la loro identità. In questi casi è forse più semplice supporre che esista fra le due zone centrali perfette dei due grani

una zona di transizione nella quale la disposizione degli atomi è relativamente ordinata con una variazione continua di orientazione.

Un altro aspetto delle interazioni tra dislocazioni e bordo di grano concerne il meccanismo di rafforzamento per affinamento del grano. I bordi di grano costituiscono in molti casi l'unico ostacolo al moto delle dislocazioni all'inizio della deformazione plastica.

Se l'obiettivo è quello di disporre di un materiale molto resistente è opportuno che il diametro medio dei grani, d , sia il più piccolo possibile.

Dislocazioni e poligonizzazione

La poligonizzazione è un fenomeno che si verifica durante la ricottura di addolcimento di taluni materiali, un processo, che segue una deformazione a freddo. Nella lavorazione a freddo una parte dell'energia consumata rimane accumulata nel metallo come energia associata alla comparsa di dislocazioni create dalla deformazione. Un materiale fortemente lavorato a freddo ha una densità di dislocazioni dell'ordine 10^{12} cm di linee dislocazione per cm^3 , mentre lo stesso materiale completamente ricotto ne ha circa $10^6 - 10^8$. Quando un materiale lavorato a freddo ritorna al suo stato originale cede l'energia accumulata: è quanto succede durante la ricottura. Si tratta di un fenomeno complesso che comprende gli stadi di recovery, di ricristallizzazione e di crescita dei grani. Durante la fase di recovery viene ceduta una parte non rilevante dell'energia accumulata e si osserva un ripristino delle proprietà fisiche e meccaniche del materiale che erano state fortemente influenzate dalla lavorazione a freddo. Ciò avviene senza che si verifichino sostanziali mutamenti nella microstruttura. Il recovery è, a sua volta, un processo che coinvolge diversi meccanismi. Si può ritenere che in alcuni casi esso comporti l'annullamento di dislocazioni mediante l'incontro di segmenti di dislocazioni di segno opposto (a spigolo positivo e negativo oppure a vite levogira e destrógira) e sarebbe il meccanismo interessato nei cristalli che hanno subito scorrimento.

Nel caso invece di cristalli curvati plasticamente si verifica il processo di poligonizzazione. Con l'aiuto dell'analisi mediante raggi X si è potuto provare che i cristalli curvati si frazionano, durante la poligonizzazione, in un certo numero di cristalli non deformati. Un cristallo deformato plasticamente con un eccesso di dislocazioni a spigolo positive lungo i piani di scorrimento è rappresentato schematicamente nella figura 2.73. Le zone immediatamente al di sopra e al di sotto dei piani di scorrimento sono rispettivamente zone ad alta energia di deformazione per le tensioni a compressione e a trazione che vi agiscono.

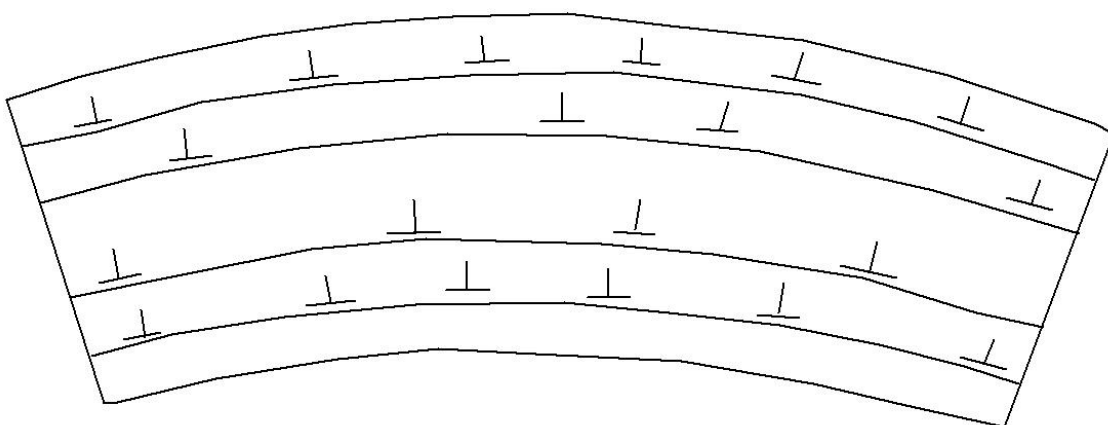


Figura 2.73: generica disposizione delle dislocazioni durante la deformazione.

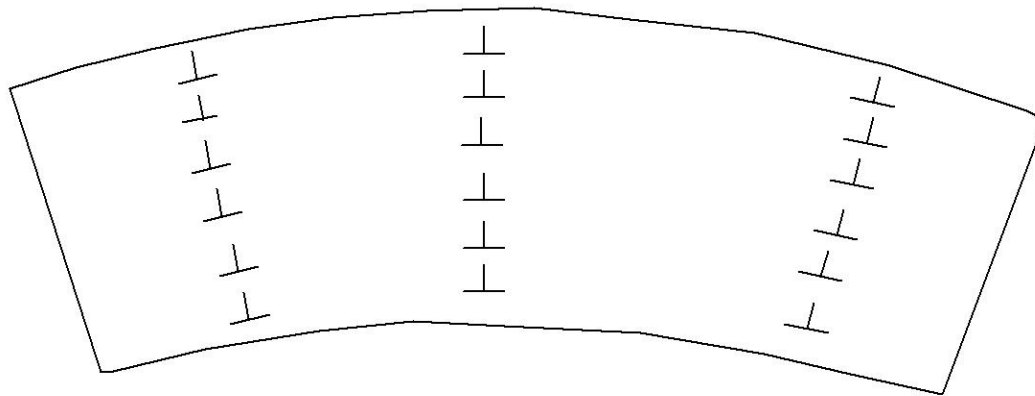


Figura 2.74: disposizione delle dislocazioni durante la poligonizzazione.

Durante la poligonizzazione le stesse dislocazioni si dispongono perpendicolarmente ai piani di scorrimento (figura 2.74) realizzando in questo modo un parziale annullamento dei campi di tensione a compressione e a trazione, in quanto il campo di tensione a trazione sottostante a un piano di scorrimento è parzialmente sovrapposto al campo di tensione a compressione della dislocazione sottostante. Una distribuzione di dislocazioni di questo tipo suddivide di fatto il cristallo di partenza in un certo numero di cristalli più piccoli divisi tra di loro da bordi di grano a piccolo angolo. Questi cristalli più piccoli vengono chiamati subgrani e i bordi a basso angolo che li separano vengono chiamati subbordi.

Affinché avvenga la poligonizzazione occorre che le dislocazioni possano muoversi per scorrimento lungo il loro piano di scorrimento e in una direzione perpendicolare al piano di scorrimento (climb). Esse sono spinte a muoversi dall'energia accumulata durante la deformazione a freddo ovvero dalla forza prodotta dal campo di tensioni dovuto alle dislocazioni che va dunque consumandosi durante la poligonizzazione. Poiché lo spostamento di dislocazioni normalmente al loro piano di scorrimento dipende dal movimento di vacanze e quest'ultimo è favorito da un aumento di temperatura si ha che anche la velocità di poligonizzazione aumenta con la temperatura. Un aumento di temperatura facilita anche il movimento di scorrimento delle dislocazioni come può essere valutato dalla diminuzione del carico critico di taglio all'aumentare della temperatura.

A proposito dei fenomeni di recovery si può ricordare che il movimento di dislocazioni generate da deformazioni plastiche può iniziare durante la stessa deformazione. Il processo si chiama allora recovery dinamico e provoca una certa tendenza da parte delle dislocazioni ad assumere una distribuzione cellulare anche a basse temperature. A temperature elevate gli effetti del recovery dinamico diventano più marcati in quanto in queste condizioni aumenta la mobilità delle dislocazioni: la struttura cellulare a subgrani si forma per deformazioni plastiche anche modeste. I suoi grani hanno, rispetto ai materiali poligonizzati, dimensioni più grandi mentre i subbordi diventano più sottili e più netti. Il recovery dinamico è un fattore importante nella deformazione dei metalli mediante lavorazioni a caldo. Tale importanza è legata al fatto che il passaggio delle dislocazioni dai loro piani di scorrimento ai subbordi abbassa l'energia media di deformazione dovuta alle dislocazioni rendendo più difficile la nucleazione di nuove dislocazioni che sono necessarie per l'ulteriore deformazione del materiale. Il recovery dinamico agisce così nel senso di abbassare il grado di incrudimento provocato dalla lavorazione.

Dislocazioni e atomi estranei

Interazioni fra atomi esterni sostituzionali e dislocazioni a spigolo. Si è già visto che attorno a una dislocazione a spigolo, per esempio positivo, il reticolo si trova sollecitato a compressione al di sopra del piano di scorrimento e a trazione al di sotto di esso. D'altro canto la presenza di atomi di

soluto, di dimensioni diverse da quelle del solvente, provoca una deformazione del reticolo cristallino nel senso che un atomo di soluto più grande provoca un allargamento del reticolo circostante, mentre uno più piccolo lo fa contrarre. Se sono contemporaneamente presenti dislocazioni e atomi estranei sostituzionali questa deformazione sarà mitigata, nel caso che l'atomo del solvente sia più grande di quello del soluto, quando l'atomo di soluto sostituisce un atomo di solvente che si trova al di sopra del piano di scorrimento dove il cristallo è sollecitato a compressione.

Inversamente, se l'atomo di soluto è più grande di quello del solvente, la deformazione sarà ridotta quando l'atomo di soluto sostituisce un atomo di solvente che si trova al di sotto del piano di scorrimento cioè nella regione sottoposta a trazione. Il campo di tensioni che esiste attorno a una dislocazione a spigolo guida pertanto la collocazione degli atomi estranei sostituzionali in funzione della dimensione relativa degli atomi del solvente e di quelli del soluto.

La velocità con cui gli atomi di soluto migrano verso le dislocazioni è controllata dalla velocità con cui possono diffondere attraverso il reticolo cristallino che, a sua volta è funzione della temperatura. La concentrazione di atomi di soluto attorno alle dislocazioni sarà dunque favorita da temperature relativamente elevate. Nel caso che fra gli atomi di soluto vi sia una forte attrazione reciproca vi potrà essere, in prossimità delle dislocazioni la precipitazione di una seconda fase cristallina. In caso contrario attorno alle dislocazioni rimarrà un eccesso di atomi che è costituito come atmosfera di Cottrell. La consistenza di un'atmosfera di Cottrell è, a sua volta, funzione della temperatura nel senso che temperature molto elevate tendono a incrementare l'entropia del cristallo abbassando la concentrazione del soluto attorno alle dislocazioni a un punto tale che non esistono più attorno a queste ultime atmosfere di atomi di soluto.

Interazioni fra atomi di soluto interstiziali e dislocazioni a spigolo

L'introduzione di un atomo di soluto in una posizione interstiziale provoca l'espansione del reticolo del solvente. Se sono presenti dislocazioni a spigolo, ad es. positivo, l'atomo interstiziale andrà a collocarsi al di sotto del piano di scorrimento ivi attratto dalla tensione a trazione esistente. In questo modo risulta ridotta la deformazione provocata dall'intrusione con conseguente diminuzione dell'energia di deformazione a essa associata. Attorno a una dislocazione a spigolo si forma una atmosfera di atomi di soluto interstiziale al di sotto dello spigolo. Quando una dislocazione si muove tende a trascinare con sé la propria atmosfera in conseguenza della non trascurabile interazione fra gli atomi di soluto dell'atmosfera e la dislocazione. Il movimento delle dislocazioni è reso così più difficile, ciò che si traduce in un rafforzamento del materiale. Questo rafforzamento aumenta con la concentrazione dell'elemento disciolto e raggiunge il suo massimo alla saturazione. Un esempio caratteristico è dato dalle soluzioni solide di Mg in Al ed è mostrato in figura 2.75.

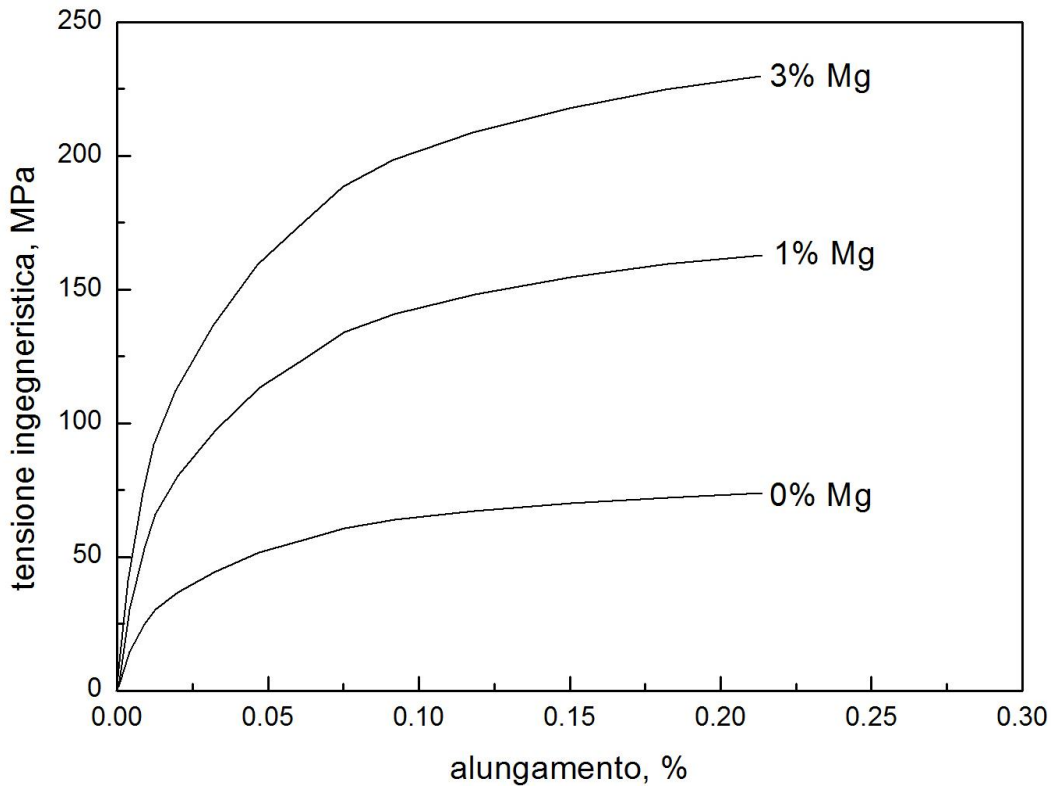


Figura 2.75: aumento di resistenza dovuta alla presenza di atomi estranei.

Si vede che nelle leghe la resistenza alla deformazione plastica aumenta all'aumentare dei tenori di Mg. Valutando inoltre l'influenza di differenti soluti sciolti in ugual percentuale atomica nello stesso solvente si è visto che la resistenza alla deformazione plastica aumenta all'aumentare del diametro atomico del soluto.

Un analogo ostacolo al movimento delle dislocazioni si verifica nel caso in cui l'attrazione fra gli atomi del soluto nell'atmosfera di Cottrell sia tale da generare una seconda fase. Le particelle di questa fase sono ostacolo al movimento delle dislocazioni nel solvente. Un possibile meccanismo di movimento di dislocazioni attraverso particelle di precipitato è stato proposto da Orowan ed è mostrato in figura 2.76. In questo caso la dislocazione si piega curvandosi fortemente attorno alla particella di precipitato e poi si ricompone al di là della particella per continuare il suo cammino dopo aver lasciato attorno ad essa una curva di dislocazione successiva. Anche in questo caso la difficoltà di movimento significa rafforzamento del materiale. Esso dipende più che dalla massa totale della seconda fase del numero di particelle in cui è suddivisa

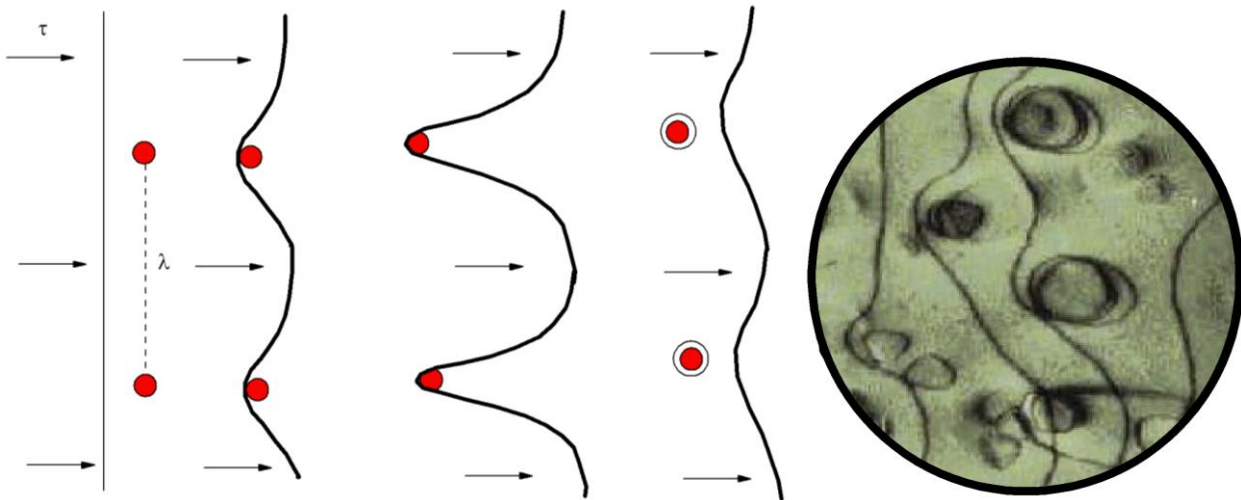


Figura 2.76: interazione tra una dislocazione lineare e particelle di precipitato.

Dislocazioni e snervamento

Molti metalli e leghe, come ad esempio gli acciai a basso tenore di carbonio, presentano nelle curve carichi-allungamenti, un tratto singolare al termine dello stadio di deformazione elastica. L'andamento di una curva di questo tipo è mostrato nella figura 2.77. Dal suo esame si può rilevare come, al crescere della deformazione, dapprima il carico cresce con continuità, poi decresca bruscamente, poi fluttua attorno a un valore costante e infine cresce nuovamente.

Si individuano sulla figura il limite di snervamento superiore, quello inferiore e l'allungamento che si ha per quest'ultimo carico definito come allungamento da snervamento.

Durante la sollecitazione l'insorgere dello snervamento non coinvolge tutto il provino, ma compare in certe zone dette bande di deformazione o bande di Lüders la cui formazione ha inizio nelle zone più sollecitate dei provini (ad es. i raccordi di provini piatti per prove di trazione) allorché si raggiunge il limite di snervamento superiore.

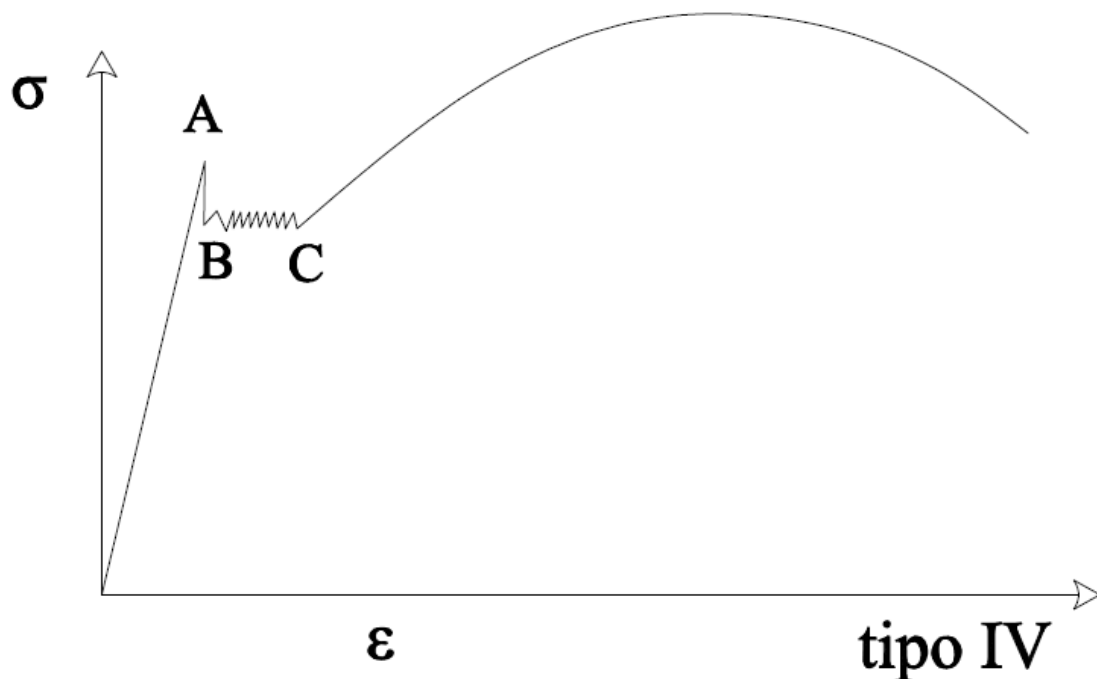


Figura 2.77: curva di trazione di un acciaio con scorrimenti dovuti alla presenza di atomi in soluzione.

Subito dopo la formazione delle bande iniziali, il carico scende al valore dello snervamento inferiore. I bordi mobili delle bande si propagano poi lungo il provino provocando l'allungamento da snervamento; il limite inferiore di snervamento può essere inteso come il carico necessario alla propagazione delle bande di Lüders. Durante l'allungamento da snervamento l'andamento della curva carichi-allungamenti è irregolare per la presenza di numerose oscillazioni ciascuna delle quali corrisponde alla formazione di una nuova banda di Lüders. Quando l'intero provino risulta coperto da bande di Lüders termina l'allungamento da snervamento e la curva riprende a salire. Sperimentalmente si è anche osservato che lo snervamento può essere legato alla presenza di impurezze formate da atomi interstiziali o sostituzionali. Così la rimozione totale di C e N da un acciaio fa sparire il fenomeno dello snervamento e la curva carichi-allungamenti assume l'aspetto della figura 2.78.

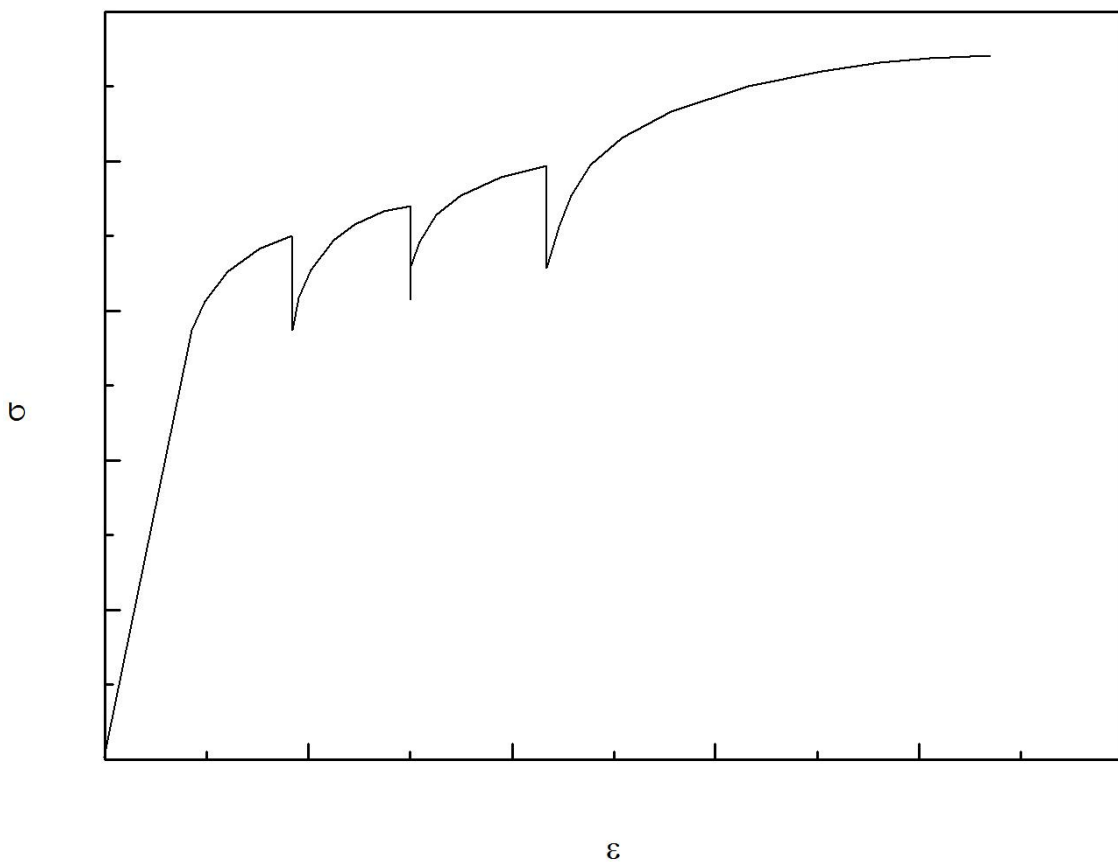


Figura 2.78: oscillazioni durante lo snervamento di un acciaio con atomi in soluzione solida.

Cottrell ha suggerito che il fenomeno dello snervamento che compare in certi metalli sia legato all'interazione fra atomi di soluto e dislocazioni. Si è già osservato che attorno alle dislocazioni si formano facilmente atmosfere di atomi di soluto e che queste esercitano, un effetto frenante sul movimento delle dislocazioni. Per far muovere una dislocazione occorre, oltre al carico richiesto per il suo spostamento, un carico addizionale per liberare la dislocazione dalla sua atmosfera. Il carico complessivo corrisponde al limite superiore di snervamento mentre il limite inferiore di snervamento rappresenta il carico necessario a far muovere le dislocazioni che sono state liberate dalle loro atmosfere.