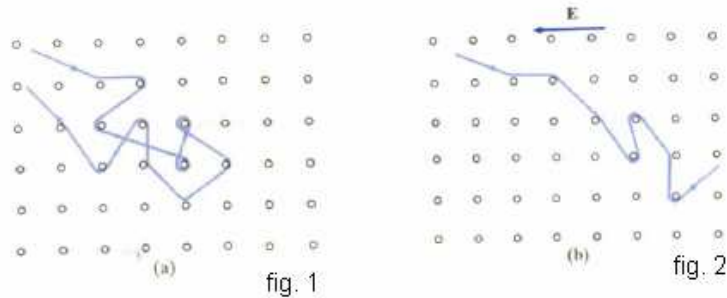


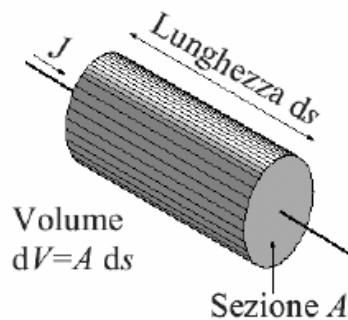
6 Trasporto di carica in un mezzo solido

In un solido, gli elettroni di valenza, che sono liberi di muoversi (fig. 1) vengono accelerati in una direzione se il solido è immerso in un campo elettrico E diretto come in fig.2. nel loro cammino gli elettroni collidono ripetutamente con gli atomi del solido arrestando completamente la propria corsa, ma vengono subito riaccelerati dal campo elettrico. Ogni collisione trasferisce tutta l'energia cinetica dell'elettrone in movimento, all'atomo, che essendo di dimensioni notevolmente maggiori non subisce spostamenti.



6.1 Densità di corrente J

Definiamo densità di corrente J la quantità di carica spostata, nell'unità di tempo, attraverso una sezione di conduttore di area unitaria. Esempio, dato il conduttore in fig 3:



Calcoliamo innanzitutto la velocità media di spostamento dei portatori di carica (e^-): ogni portatore è sottoposto ad una forza:

$$\vec{F} = m_e \cdot a = -e \cdot \vec{E}$$

Da cui:

$$a = \frac{-e \cdot \vec{E}}{m_e}$$

Ricavo ora la velocità media di spostamento dei portatori:

$$\vec{v} = a \cdot t = \frac{-e \cdot \vec{E}}{m_e} \cdot t$$

Ora, la densità di corrente J è così definita:

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} = \frac{1}{A} \cdot \frac{dq}{dt}$$

Mentre la corrente I è così definita:

$$\vec{I} = \frac{dq}{dt} = -e \cdot n \cdot A \cdot \vec{v}$$

In cui n è il numero di portatori per unità di volume.

Quindi J può essere riscritta:

$$\vec{J} = \frac{1}{A} \cdot \frac{dq}{dt} = -e \cdot n \cdot \vec{v}$$

E sostituendo l'espressione della velocità media trovata prima:

$$\vec{J} = \frac{n \cdot e^2 \cdot \vec{E} \cdot t}{m_e}$$

La quantità σ è detta conducibilità elettrica, si misura in Siemens/m e dipende dai parametri fisici dei portatori di carica secondo la relazione:

$$\sigma = \frac{n \cdot e^2 \cdot t}{m_e}$$

In cui t è il tempo medio che intercorre tra due collisioni consecutive.

La velocità media descritta prima è anche definibile come segue:

$$\vec{v} = -\mu \cdot \vec{E}$$

In cui μ è la mobilità ed è un parametro fisico caratteristico dei portatori di carica, misurato in m^2/s e così definito:

$$\mu = \frac{e \cdot t}{m_e}$$

Si può anche scrivere la conducibilità in funzione della mobilità:

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu$$

6.2 Resistenza e resistività

La resistenza è un parametro fisico di un conduttore che ha una dimensione ben definita, mentre la resistività è una proprietà del materiale di cui è costituito il conduttore. I due valori sono legati dalla relazione:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A} \quad (\text{in ohm})$$

In cui l è la lunghezza e A è la superficie di base del conduttore che ipotizziamo di forma cilindrica. Supponiamo che il conduttore abbia lunghezza e superficie unitarie, otteniamo l'uguaglianza:

$$R = \rho$$

Quindi possiamo definire la resistività come la resistenza di un conduttore di lunghezza unitaria e sezione unitaria.

6.3 Cause della resistività

L'elettrone, lungo il cammino attraverso il reticolo del materiale, incontra tra tipi di ostacoli:

- Fononi: vibrazioni degli atomi del materiale, dovute alla (inevitabile) temperatura diversa dallo zero assoluto.
- Atomi di impurità
- Imperfezioni del reticolo

Ad ognuno di questi ostacoli è dovuta una parte della resistività totale del materiale. Chiamiamo ρ la resistività totale, allora, secondo la regola di Matthiessen, questa è la somma di due contributi: ρ_T e ρ_R (T sta per Termica, mentre R sta per Residua). A sua volta la resistività residua è scomponibile in un contributo ρ_{imp} dato dalle impurità, e un contributo ρ_{dif} dato dai difetti del reticolo cristallino:

$$\rho = \rho_T + \rho_R = \rho_T + (\rho_{imp} + \rho_{dif})$$

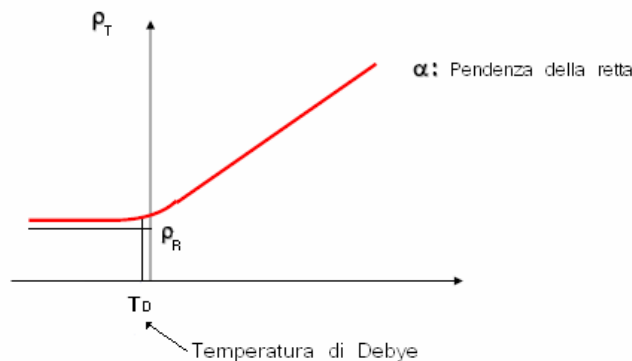
La componente ρ_T è dominante con l'aumento della temperatura, mentre ρ_R a 0 Kelvin.

6.3.1 Resistività Termica

La resistività termica ρ_T (o fononica, ρ_{ph}), dipende, ovviamente, dalla temperatura, espressa in gradi Kelvin, secondo la seguente relazione:

$$\rho_T(T) = \rho(T_0) \cdot [1 + \alpha \cdot (T - T_0)]$$

in cui α è un coefficiente. Andamento grafico di $\rho_T(T)$:

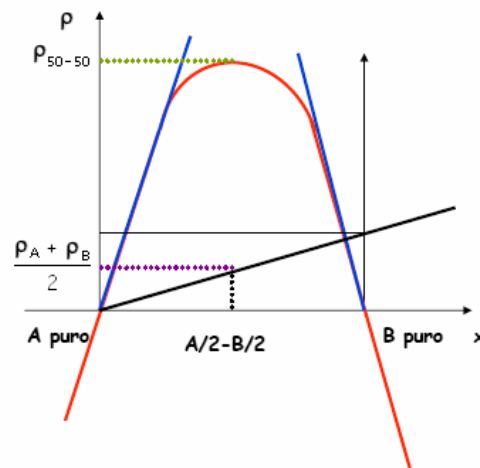


6.3.2 Resistività Residua

La resistività residua, dipende dalle impurezze residue e dalle imperfezioni reticolari, e segue la legge di Nordheim. (ad es. in una lega metallica A-B)

$$\rho_R = A \cdot x \cdot (1-x)$$

in cui la variabile indipendente x rappresenta la concentrazione di un metallo, rispetto all'altro. Di seguito è riportato un grafico che mostra la variazione di resistività residua, in una lega metallica A-B. L'andamento è di tipo parabolico, e la legge di Nordheim è valida soltanto nei punti in cui la parabola può essere approssimata ad un andamento rettilineo (rette blu).

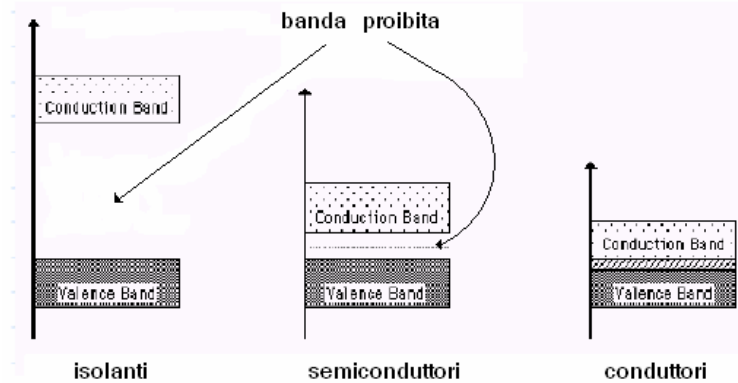


Dal grafico si nota, inoltre che la resistività residua non è additiva, infatti vale la disuguaglianza:

$$\rho_{50-50} \neq \frac{\rho_A + \rho_B}{2}$$

6.4 Teoria delle bande energetiche

La teoria delle bande energetiche spiega come si possano classificare i materiali in base alle loro caratteristiche elettriche. La conduttività di un elemento è data dalla disponibilità dello stesso a cedere più o meno facilmente, elettroni, che sotto l'azione di un campo elettrico, andranno a formare il flusso di corrente. Gli elettroni che vengono ceduti sono quelli che risiedono nell'orbitale più esterno dell'atomo dell'elemento. Tali elettroni, allo stato naturale, hanno una propria energia che li mantiene fissi nell'orbitale e gli impedisce di staccarsi dall'atomo (si dice che si trovano nella banda di valenza); aumentando, l'energia arriverà ad un livello tale da "staccare" l'elettrone dal suo orbitale. (a questi livelli di energia, si dice che gli elettroni si trovano nella banda di conduzione). La differenza principale che distingue i materiali isolanti, dai semiconduttori, e dai conduttori, è proprio il limite di separazione tra banda di valenza e banda di conduzione. Negli isolanti, la banda di valenza è separata da quella di conduzione, da un intervallo (banda proibita), molto ampio, che richiede un notevole contributo di energia affinché l'elettrone passi dall'una all'altra. Nei semiconduttori, questo intervallo è più ridotto. Nei conduttori, invece, banda di valenza e banda di conduzione si sovrappongono, cosicché un elettrone non ha bisogno di alcun contributo di energia per staccarsi e diventare elettrone di conduzione. L'energia di cui si è parlato finora, è data principalmente dalla temperatura.



6.4.1 Livello di Fermi

Il livello di Fermi è il termine utilizzato per indicare il più alto livello di energia a cui si può trovare un elettrone alla temperatura di 0 Kelvin (quindi in assenza di energia termica).

6.5 Tipologie di semiconduttori

6.5.1 Semiconduttori intrinseci

Un semiconduttore intrinseco è un semiconduttore sufficientemente puro per cui le impurità non influiscono apprezzabilmente il suo comportamento elettrico. In questo caso, tutti i portatori di carica sono dovuti all'eccitazione termica degli elettroni, che dalla banda di valenza (piena) passano alla banda di conduzione, (vuota). In questo modo in un semiconduttore intrinseco c'è lo stesso numero di elettroni e lacune.

6.5.2 Semiconduttori estrinseci

Un semiconduttore estrinseco è un elemento il cui reticolo cristallino contiene delle impurità. Tali impurità sono date da atomi di una diversa sostanza, deliberatamente iniettati allo scopo di variare la conducibilità del semiconduttore. Dato che la corrente elettrica è formata da portatori negativi (elettroni) e positivi (lacune), è possibile aumentare la concentrazione di uno dei due tipi di portatori, iniettando sostanze opportune: ad esempio fosforo per aumentare i portatori negativi e alluminio per aumentare i portatori positivi.

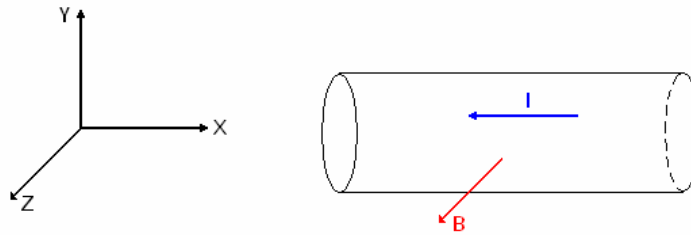
Un semiconduttore estrinseco (drogato) ha una conducibilità maggiore di uno intrinseco, di parecchi ordini di grandezza.

6.6 Effetto Hall

L'effetto Hall è un fenomeno fisico legato al passaggio di corrente in un conduttore, immerso in un campo magnetico diretto ortogonalmente alla direzione della corrente.

Questo effetto venne usato per determinare il segno dei portatori di carica in una corrente. Ora noi sappiamo che i portatori sono negativi (elettroni), ma, fingendo di non saperlo, ipotizziamo che siano negativi e seguiamo con l'esperimento che portò a questa scoperta:

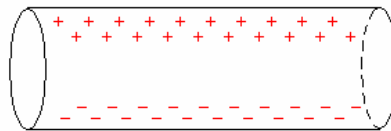
In un conduttore, come quello in figura, transita una corrente diretta nel verso negativo dell'asse X. Un campo magnetico esterno è diretto nel verso positivo dell'asse z:



Per la legge di Lorenz, ogni portatore di carica, all'interno del conduttore risente di una forza data da:

$$F_B = Q_e \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (-\hat{a}_y)$$

In cui v è la velocità dei portatori di carica. Eseguendo i calcoli e sostituendo a Q_e un valore negativo (vedi ipotesi) la forza dovrebbe essere diretta nel verso negativo dell'asse Y , e tale forza dovrebbe dar luogo ad uno spostamento di cariche (quelle in movimento) con conseguente accumulo delle stesse sulla parte inferiore del conduttore. (ciò infatti si verifica, e la configurazione di cariche è rappresentata nella figura seguente):



Lo spostamento di cariche, però dovrebbe indurre un campo elettrico diretto dalla zona con eccesso di carica positiva, a quella con eccesso di carica negativa. Anche questo secondo effetto si verifica, e con strumenti esterni, è possibile misurare il campo elettrico e affermare che ha proprio la direzione ipotizzata. Dai dati sperimentali, quindi, è possibile affermare che l'ipotesi è corretta, ovvero, le cariche che si muovono sono negative, e sono quindi gli elettroni.

Continuando ad erogare corrente sul conduttore, una seconda forza, dovuta al campo elettrico, si opporrà alla forza di Lorenz:

$$F_E = Q_e \cdot \vec{E} \quad (\hat{a}_y)$$

Anche questa seconda forza agirà sulle cariche all'interno del conduttore spostandole in direzione opposta a quanto aveva fatto la forza di Lorenz. Si arriverà dunque, dopo un periodo finito di tempo, ad una situazione di equilibrio tra le due forze, e le cariche libere saranno uniformemente distribuite all'interno del conduttore. Eguagliando le espressioni delle due forze, ricaviamo la condizione di equilibrio:

$$Q_e \cdot \vec{E} = Q_e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

Sostituendo:

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} = n \cdot Q_e \cdot \vec{v}$$

Ricaviamo:

$$\vec{E} = \frac{1}{n \cdot Q_e} \cdot (\vec{J} \times \vec{B}) = R_H \cdot (\vec{J} \times \vec{B})$$

In cui R_H è detta costante di Hall.

6.7 Effetto Seebeck

L'effetto Seebeck è un fenomeno fisico che si osserva su un conduttore in cui due zone dello stesso sono poste a diversa temperatura. Se questa condizione si verifica, all'interno del conduttore si osserva un flusso di energia che si sposta dalla zona calda a quella fredda, perciò i portatori maggioritari di carica si addenseranno sull'estremità più fredda dando origine ad una differenza di potenziale tra le due zone.