FISICA/ MENTE

UN POSSIBILE APPROCCIO ALLA TEORIA DELL'ELETTRONE LIBERO ED ALLA TEORIA DELLE BANDE DI ENERGIA

Roberto Renzetti

PREREQUISITI

Prerequisiti semplici alla trattazione che segue sono:

a) il modello atomico di Bohr

b) il principio di Pauli

e) l'energia potenziale di due cariche puntiformi

d) la legge di Gauss

e) l'oscillatore armonico

f) la temperatura assoluta.

IL CAMPO DI ENERGIA POTENZIALE IN UN METALLO

Un modello semplificato per la struttura cristallina di un metallo vede un reticolo tridimensionale di atomi disposti ai vertici di figure solide regolari.

Volendo considerare l'energia potenziale in un punto all'interno del metallo occorre tener conto che essa è la risultante di tutte le energie potenziali che sono prodotte in quel punto dagli ioni che occupano i vertici del reticolo.

L'atomo che occupa un vertice del reticolo ha poi, esso stesso, una struttura che, in prima approssimazione, può essere pensata costituita da un nucleo di carica positiva Z·e circondato da Z

elettroni (in orbite che approssimativamente si svolgono lungo una sfera).

Se prendiamo in considerazione un elettrone sull'ultimo livello energetico atomico (un elettrone di valenza) di uno di questi atomi del reticolo è facile capire cosa accade. Questo elettrone avrà carica q_1 = - e; vedrà quindi la parte rimanente del « suo » atomo come uno ione di carica q_2 = + e.

Facciamo ora l'ipotesi di scegliere l'infinito come riferimento V = 0 di potenziale e ricordiamo che, per un atomo isolato, l'espressione che ci fornisce il potenziale V in un punto a distanza r dal nucleo è:

$$V = q_1 / r$$

dove q_1 è la carica totale racchiusa in una sfera di raggio r.

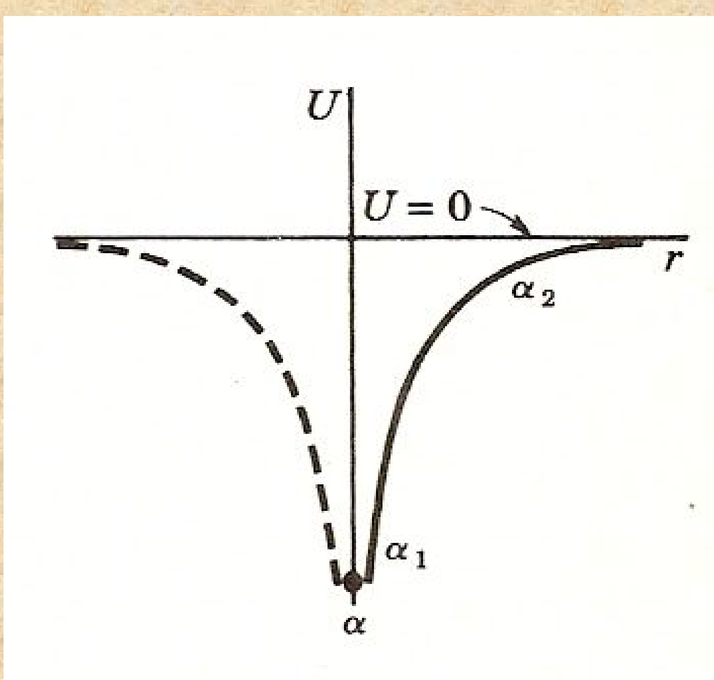
E' allora evidente che l'energia potenziale U è data da:

$$U = q_2 \cdot V.$$

Poiché nel nostro caso la carica totale fornita dallo ione è q_1 = + e, si trova subito che il valore per l'energia potenziale di un elettrone nel campo dello ione è:

$$U = q_2 V \quad => \quad U=q_2(q_1/r) \quad => \quad U = - e^2/r$$

Rappresentando graficamente questa espressione (si tratta evidentemente di una iperbole equilatera riferita ai propri assi: $U \cdot r = - e^2$) si trova (figura 1):



E' bene, a questo punto, ricordare che r è una distanza radiale dallo ione (in figura indicato con α) e quindi deve essere considerata in tutto lo spazio circostante lo ione. Scelta quindi una direzione arbitraria a partire dallo ione, la curva $\alpha_1\alpha_2$ di figura rappresenta la funzione U = U (r) a destra dello ione mentre la curva tratteggiata rappresenta U (r) a sinistra dello stesso ione.

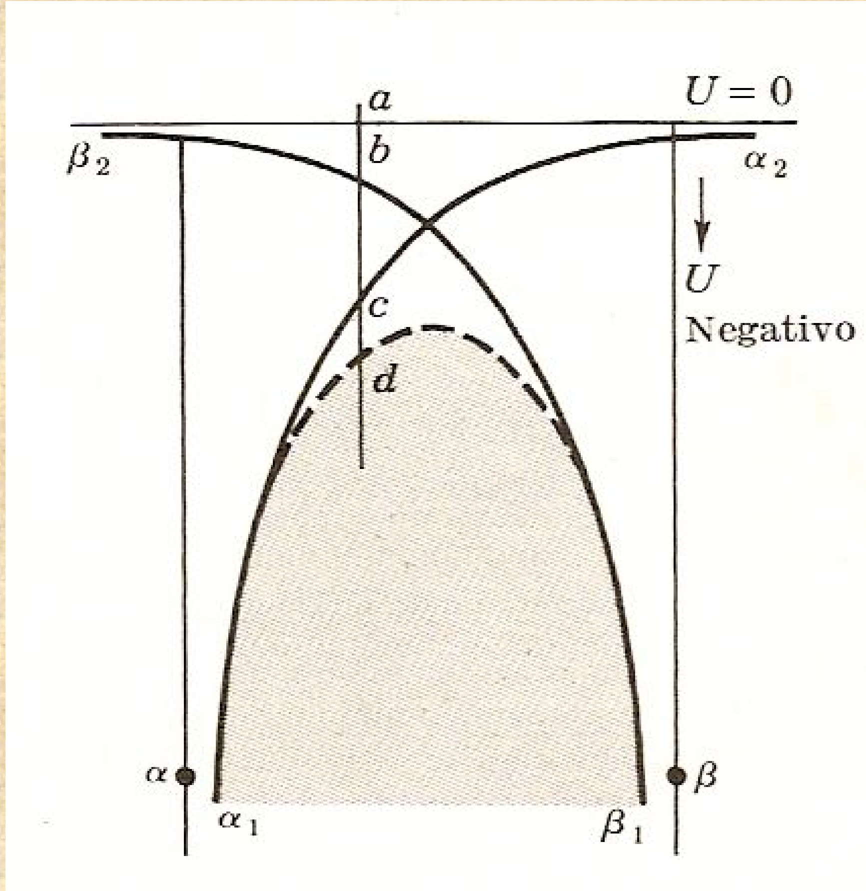
Il metodo induttivo ci permette facilmente di arrivare alla situazione del cristallo da cui eravamo partiti.

Consideriamo allora due ioni (α e β) adiacenti e trascuriamo tutti gli altri. Nella figura 2 si vede come vanno le cose, tenuto conto che:

$\alpha_1\alpha_2$ **rappresenta la funzione U (r) per lo ione** α **;**

$\beta_1\beta_2$ **» » » » » »** β **;**

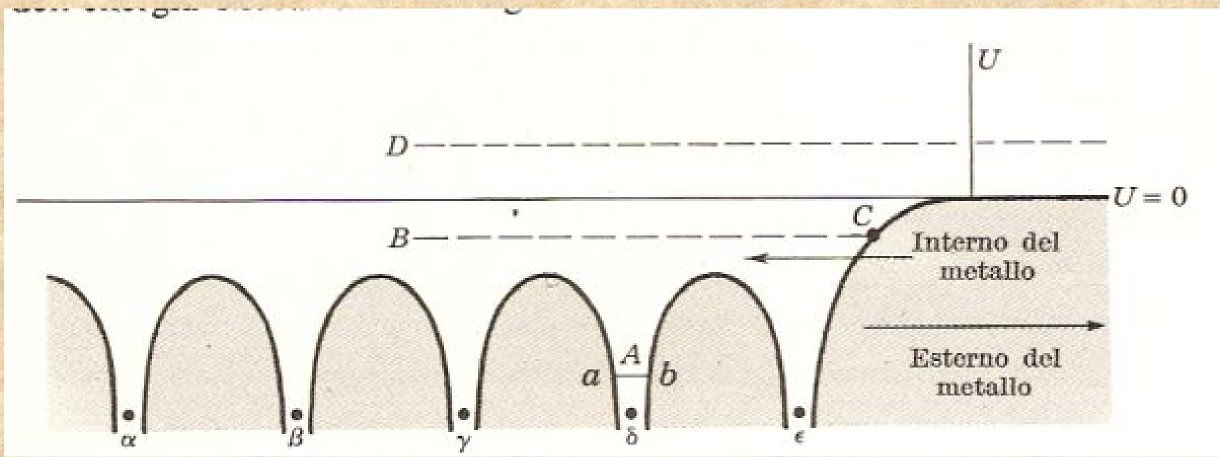
$\alpha_1 d\beta_1$**rappresenta la funzione U (r) risultante dall'interazione (somma) dei due ioni (si osservi infatti che: ab + ac = ad).**



Una importante caratteristica della curva $\alpha_1 d\beta_1$ **risultante è il suo essere praticamente coincidente con le curve** $\alpha_1\alpha_2$ **ed** $\beta_1\beta_2$ **nelle vicinanze degli ioni e più schiacciata delle altre due nella zona tra essi compresa.**

Consideriamo ora una intera fila di ioni (α, β, γ, δ, ...) all'interno del reticolo metallico e cerchiamo di trovarci l'andamento dell'energia potenziale da ione a ione fino ad arrivare alla superficie del metallo.

Il procedimento, analogo a quanto visto per due ioni adiacenti (si tiene conto solo della piccola influenza che sulle curve risultanti danno ioni vicini), fornisce la curva di figura 3.



Quello che si nota subito è che all'interno del metallo c'è una ampia regione che è ,con buona approssimazione, equipotenziale a campo medio nullo (basta osservare che, a parte la rapida variazione di U nelle immediate vicinanze degli ioni, dove tende a - oo, le curve risultanti sono molto schiacciate nelle zone tra ione e ione, fatto questo che sta appunto ad indicare la lenta variazione di U (r) in queste zone).

Soffermiamoci ancora sulla figura 3; si vede che lo ione δ è l'ultimo sulla destra della fila di ioni presa in considerazione. Il che, è ovvio, vuol dire che alla sua destra non vi sono più ioni. Ebbene questo ultimo ione non può essere considerato esso stesso la « superficie » del metallo; alla sua destra c'è infatti una piccola zona a cui compete un certo valore di energia potenziale di cui bisogna tener conto. Questa piccola zona alla destra di δ sposta la «superficie» del metallo di poco ed in un modo non perfettamente definito. Dalla figura si vede che la curva che ci dà U alla destra di δ è molto più « alta » di tutte le altre. Se si tiene conto dell'ovvia osservazione che interno del metallo è circa a sinistra di δ ed esterno del metallo è circa a destra di δ, la maggiore « altezza » della U (r) alla destra di δ implica che nel passaggio dall'interno all'esterno del metallo (e viceversa) c'è una barriera di energia potenziale.

ELETTRONI LIBERI ED ELETTRONI LEGATI

Rimane da vedere cosa fanno gli elettroni in questo campo di energia potenziale. Sempre riferendoci alla figura 3, consideriamo un elettrone a cui compete una energia corrispondente al livello A di figura. Esso sarà uno degli elettroni dei livelli energetici più interni dell'atomo e perciò risulterà fortemente attratto dal nucleo (elettrone legato), avendo a disposizione solo il piccolo tratto ab per i suoi movimenti. Questo elettrone infatti "colliderà" alternativamente nei punti a e b delle barriere di energia potenziale non avendo possibilità di liberarsi e di entrare in qualunque processo di conduzione quando si applichi un campo elettrico esterno.

Gli elettroni liberi sono invece quelli a cui compete, ad esempio, un'energia corrispondente al livello B di figura 3.

Questo elettrone non possiederà solo energia potenziale ma sarà dotato anche di energia cinetica; esso si muoverà liberamente all'interno del metallo risentendo solo della piccola azione che gli altri elettroni liberi hanno su di lui. Quando questo elettrone raggiunge la superficie del metallo colliderà con la barriera di energia potenziale nel punto C e, rimbalzando, tornerà verso l'interno del metallo.

Un elettrone « più libero » ancora è quello a cui compete, ad esempio, un'energia corrispondente al livello D di figura 3. Questo elettrone ha complessivamente un'energia superiore a quella della barriera; esso è pertanto in grado di lasciare, in qualsiasi momento, il metallo (ad esempio: per effetto termoionico).

MODELLO SEMPLIFICATO DELL'ENERGIA POTENZIALE ALL'INTERNO DI UN METALLO (IL MODELLO DELL'ELETTRONE LIBERO)

Consideriamo ancora la figura 3 ed in essa la zona di energia in cui gli elettroni sono liberi. Questa zona può essere schematizzata come in figura 4 e quindi come in figura 5.

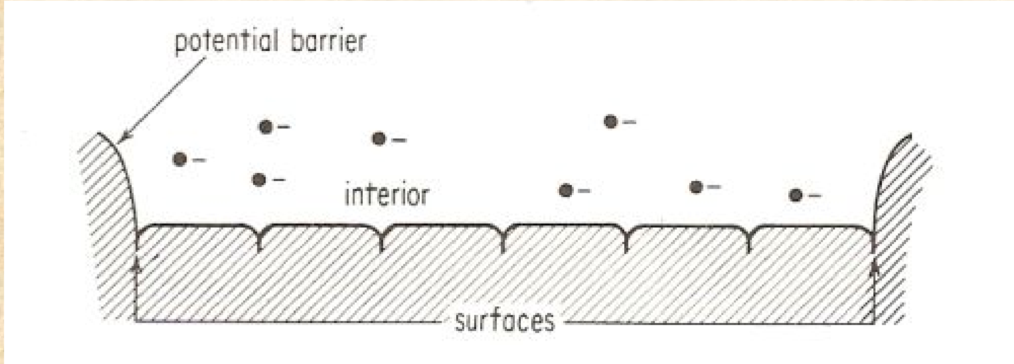


Figura 4. Disegno schematico degli elettroni liberi in una buca di potenziale dentro il metallo (Da Larkin Kerwin).

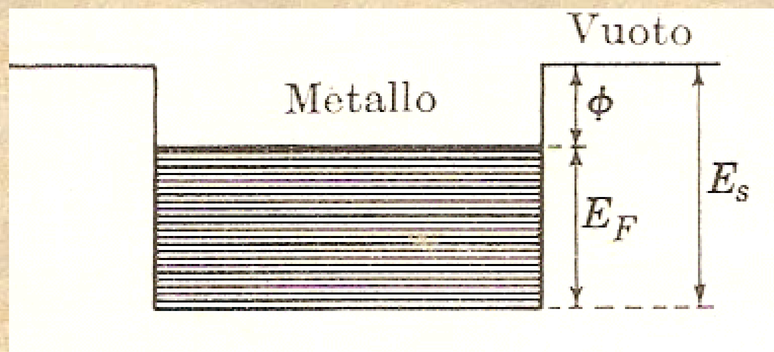


Figura 5. Altro modo di presentare la figura precedente (Da Dekker). La schematizzazione che abbiamo fatto corrisponde ad aver ammesso che il campo agente su di un elettrone, all'interno del metallo, sia effettivamente uguale a zero, e non solo in media. Ci interesseremo quindi degli elettroni liberi (quelli responsabili dei fenomeni di conduzione) che si trovano, in base alla nostra ipotesi, in una regione equipotenziale (non soggetti ad alcuna forza) dove si comportano allo stesso modo di un gas perfetto; nel far questo si trascurano completamente gli elettroni legati. Questo punto di vista è, come si può riconoscere, in accordo con l'elettrostatica classica anche perché non tiene conto della struttura atomica.

La schematizzazione che abbiamo fatto corrisponde ad aver ammesso che il campo agente su di un elettrone, all'interno del metallo, sia effettivamente uguale a zero, e non solo in media. Ci interesseremo quindi degli elettroni liberi (quelli responsabili dei fenomeni di conduzione) che si trovano, in base alla nostra ipotesi, in una regione equipotenziale (non soggetti ad alcuna forza) dove si comportano allo stesso modo di un gas perfetto; nel far questo trascureremo completamente gli elettroni legati. Questo punto di vista è, come si può riconoscere, in accordo con l'elettrostatica classica anche perché non tiene conto della struttura atomica.

Poiché è un fatto sperimentale che a temperatura ambiente non si osserva emissione di elettroni da un metallo, viene spontaneo ammettere che, a temperature di questo ordine (~300° K), un elettrone in riposo all'interno del metallo si trovi ad una energia potenziale minore di quella che competerebbe ad un elettrone in riposo al di fuori del metallo. Questo fatto significa che tutti gli elettroni debbono trovarsi, a temperature ordinarie, al disotto del « livello di vuoto » (energia di un elettrone in riposo al di fuori del metallo) di figura 5, dentro la buca di energia potenziale di

profondità E_S. Ad una temperatura T = 0°K tutti i livelli energetici fino ad E_F sono pieni (rispettando però il principio di Pauli), tutti quelli più che si trovano più su sono vuoti. Alla quantità:

$$\Phi = E_S - E_F$$

si dà il nome di potenziale di estrazione di un elettrone da un metallo (o *funzione lavoro*).

INSUFFICIENZA DEL MODELLO

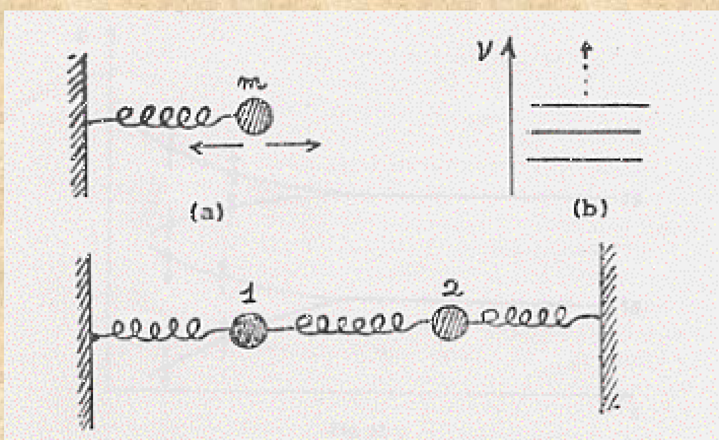
Il modello dell'elettrone libero mentre spiega bene la conducibilità elettrica e termica dei metalli, non spiega degli altri fenomeni, tra cui la differenza tra conduttori ed isolanti (perché alcune sostanze hanno degli elettroni liberi ed altre no?) e come mai la forte corrente che può condurre un metallo diminuisce al crescere della temperatura mentre la debole corrente condotta da un isolante aumenta con la temperatura.

LA TEORIA DELLE BANDE NEI SOLIDI

I fenomeni a cui abbiamo accennato alla fine del precedente paragrafo trovano una brillante spiegazione con l'introduzione della teoria delle bande (di energia).

Per spiegare, almeno qualitativamente, il contenuto della teoria, occorre rifarsi per un momento ad un fenomeno ben noto in fisica: la corda vibrante. Una corda elastica lunga L, unidimensionale e continua, fissata con un estremo ad una parete e tenuta in mano all'altra estremità, potrà vibrare solo a quelle frequenze che soddisfano la seguente condizione: la lunghezza d'onda λ deve essere un sottomultiplo intero del doppio della lunghezza L della corda ($2L = n\lambda$, con $n \geq 1$ ed intero). Le frequenze possibili sono quindi discrete (ricordiamo che ν è proporzionale ad $1/\lambda$), ad ogni valore intero di n appartiene una frequenza.

La stessa cosa si verifica per un oscillatore del tipo riportato in figura 6 (a) (massa m collegata ad una molla che è fissata ad una parete); si hanno cioè frequenze discrete del tipo riportato in figura 6 (b).



Figg. 6 e 7

Se ora accoppiamo (accoppiamento debole) due oscillatori con frequenze uguali come in figura 7, si può dimostrare che se le frequenze possibili per i due oscillatori disaccoppiati (figura 6 (a)) sono quelle riportate in figura 8 (a) e (b), le fre quenze possibili per i due oscillatori accoppiati (fig. 7) sono date dalla figura 8 (c). [Per tutti i conti relativi a questa parte vedi: Carlo e Silvia Bernardini,

Fisica degli atomi e dei nuclei, Zanichelli, 1965]. Quello che succede è che ogni frequenza degli oscillatori isolati si scinde in due frequenze distinte.

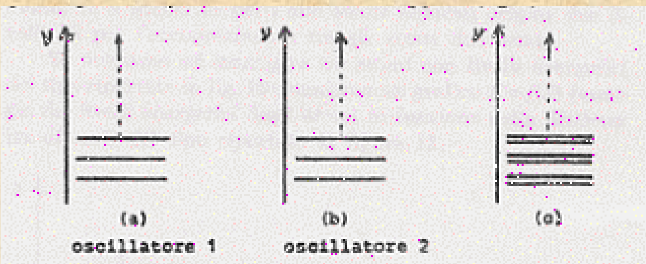


Fig. 8

Se abbiamo tre oscillatori disaccoppiati che oscillano con frequenze uguali e li accoppiamo otteniamo che ogni singola frequenza di oscillazione dell'oscillatore isolato si scinde in tre diverse frequenze (fig. 9).

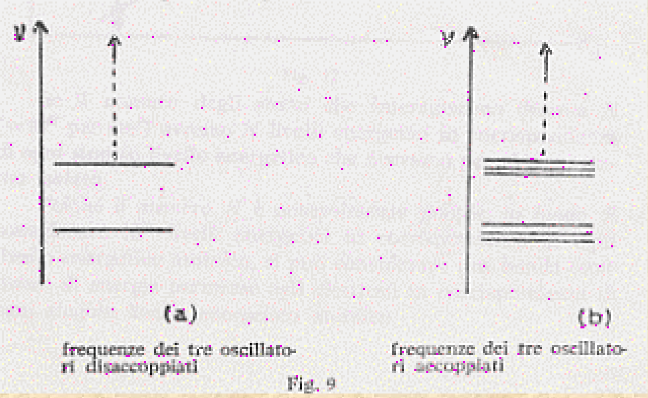


Fig. 9

Ritornando nel campo atomico ed osservando che l'atomo è un oscillatore, l'estensione è immediata.

Consideriamo due atomi identici a grande distanza l'uno dall'altro. Supponiamo, per fissare le idee, che questi due atomi abbiano i loro elettroni disposti sugli orbitali S. I livelli energetici elettronici per questi atomi saranno come quelli riportati in fig. 10.

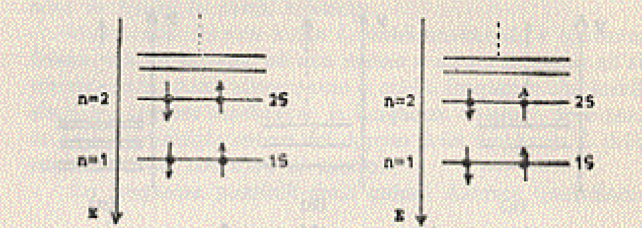


Fig. 10

Ora avviciniamoli. Essi quanto più saranno vicini tanto più interagiranno. In definitiva non si dovranno più considerare i due atomi (oscillatori) separati ma accoppiati. Quello che accade è analogo a quanto abbiamo visto nel caso degli oscillatori ed è riportato in figura 11 in cui è disegnata l'energia E dei successivi livelli energetici in funzione della distanza d tra i due atomi.

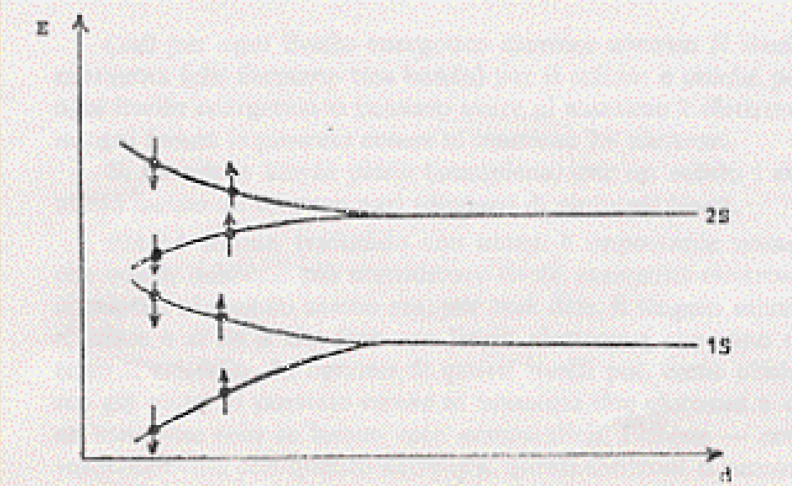


Fig. 11

.

Quando i due atomi sono a grande distanza vi è un livello energetico 1S singolo e comune (degenere) per i due atomi. Quando i due atomi interagiscono il livello 1S, comune ai due atomi, origina due livelli 1S per l'accoppiamento tra i due atomi, ed il livello 2S per i due atomi separati origina due livelli 2S per l'accoppiamento tra gli stessi due atomi.

Se portiamo ad interagire tre atomi con livelli energetici del tipo riportato in fig. 10 otteniamo un grafico E = f(d) [energia dei livelli energetici degli atomi in funzione della distanza tra di essi] del tipo riportato in figura 12.

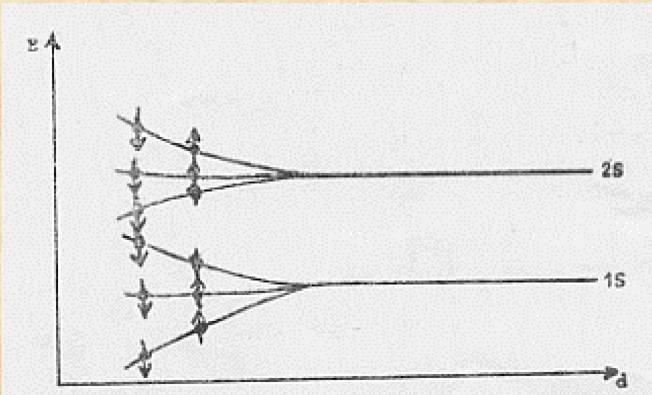


Fig. 12

Se il numero degli atomi che interagiscono diventa N (circa 10^{23} per cm^3) avremo N livelli energetici in corrispondenza di ogni singolo livello energetico che avevamo per ciascun atomo isolato. Poiché il numero N è enorme, in luogo di considerare 10^{23} livelli energetici in corrispondenza di ogni livello energetico atomico, si può considerare una banda (continua) di energie permesse agli elettroni in corrispondenza di ogni singolo livello energetico atomico

Quindi se dobbiamo considerare l'interazione di N atomi per cm^3 (e questo è il caso di un solido) il grafico E=f(d), che otteniamo, è del tipo riportato in figura 13.

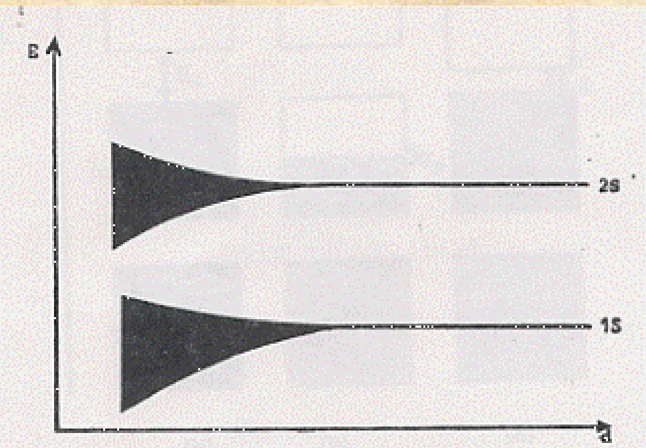


Fig. 13

Così per ogni livello energetico atomico avremo N livelli energetici (che formano una banda) per il solido; e poiché per ogni livello energetico si possono avere al massimo 2 elettroni, in ogni banda vi possono essere al massimo 2N elettroni. Si ha allora banda piena (semipiena) per un solido i cui atomi hanno un numero pari (dispari) di elettroni liberi.

Poiché stiamo trattando con atomi è importante notare che non si debbono più considerare livelli energetici elettronici relativi al singolo atomo ma, per così dire, il singolo atomo sparisce e si ha a che fare con livelli elettronici che sono di tutto il cristallo. In ognuno di questi livelli poi, come abbiamo già visto, vi possono essere al massimo due elettroni e ve ne sono due solo se hanno spin antiparalleli. Ebbene, conseguentemente con quanto detto ora, questi elettroni si muoveranno con traiettorie quantizzate attraverso l'intero cristallo.

E' proprio dal riempimento delle bande, costituite dai livelli elettronici del cristallo, che è possibile trovare una distinzione tra conduttori ed isolanti.

Prima di far questo, però, forniamo un modo più semplice per rappresentare le bande. Allo scopo serviamoci della figura 14.

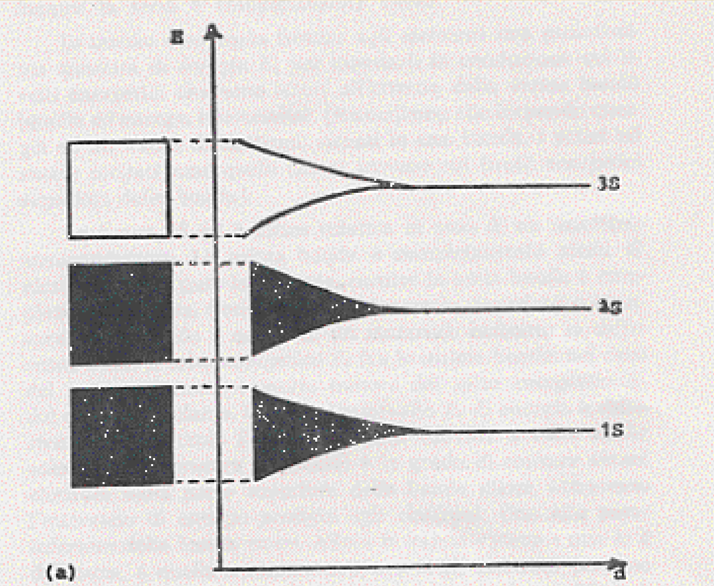


Fig. 14

Nella figura 14 (a) sono schematizzate le bande energetiche che si formano all'interno di un solido: la banda ad energia più bassa è completamente piena di elettroni, quella intermedia altrettanto, mentre l'ultima è completamente vuota.

I casi che si possono presentare in termini di riempimento di bande e distanza tra queste ultime

sono riportati in fig.15:

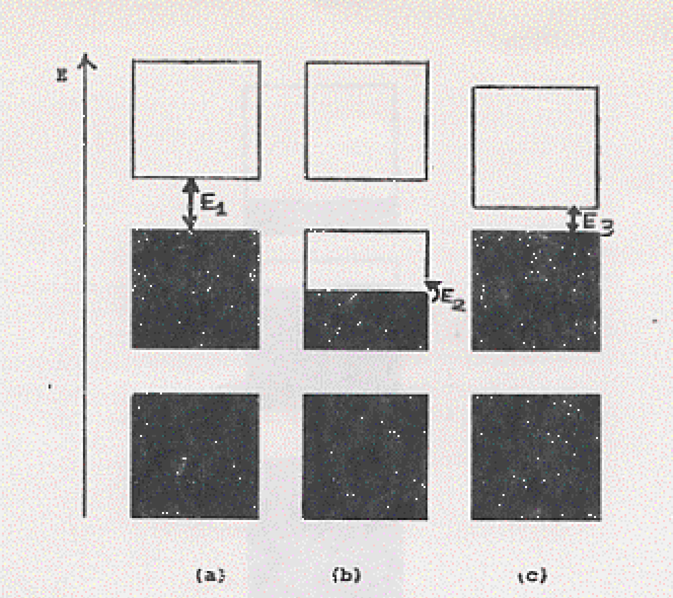


Fig. 15

La figura 15 (a) è relativa al caso di un materiale isolante. Le prime due bande sono completamente piene di elettroni, mentre l'ultima banda è completamente vuota. Nelle bande completamente piene gli elettroni non hanno possibilità di contribuire alla conduzione, a causa del principio di Pauli. Infatti l'acquisto di energia da parte di un elettrone implica un suo salto ad un livello energetico a cui compete una energia superiore, ma, essendo tutti i livelli occupati da due elettroni con spin antiparalleli, non c'è possibilità, all'interno della banda, che un elettrone acquisti energia, poiché non ha livello energetico dove sistemarsi. D'altra parte i primi livelli non occupati da elettroni (quelli attraverso i quali gli elettroni stessi potrebbero condurre) si trovano sulla terza banda, quella completamente vuota, ma il salto energetico E_1 tra la banda piena e quella vuota è tanto grande che la forza elettrica, comunemente impiegata, non è in grado, da sola, di fornire energia sufficiente ad un elettrone, che si trova nella banda piena, per questo salto.

La figura 15 (b) è relativa al caso di un materiale conduttore. La prima banda (quella ad energia più bassa) è completamente piena di elettroni, la seconda è piena per metà , mentre la terza è completamente vuota. In questo caso basta fornire agli elettroni una piccolissima quantità di energia E_2 per mandarli in conduzione sui livelli energetici che sono liberi all'interno della stessa banda (quella ad energia intermedia). [Ricordiamo che fornendo energia ad un « set » di elettroni, situati in una banda, i primi ad essere eccitati sono quelli che si trovano sui livelli energetici superiori della banda].

La figura 15(c) è infine relativa al caso di un materiale semiconduttore. La prima banda è completamente piena di elettroni, come pure la seconda, mentre la terza banda è completamente vuota. Come si può osservare la situazione è strutturalmente simile a quella di un materiale isolante; la differenza è che il salto energetico E_3 fra le ultime bande, nel caso del semiconduttore, è molto minore del salto energetico E_1 del caso dell'isolante. Quando l'intervallo E_3 di energia è sufficientemente piccolo l'energia termica (dovuta a volte anche alla sola temperatura ambiente) è in grado di eccitare alcuni elettroni della parte superiore della banda piena, attraverso l'intervallo di energie proibite agli elettroni, fino alla parte inferiore della banda vuota. Allora la banda « piena » non lo è del tutto, e quella «vuota» neppure, e gli elettroni possono condurre in entrambe le bande (vedi figura 16). Poiché, pero, vi sono relativamente pochi elettroni liberi di

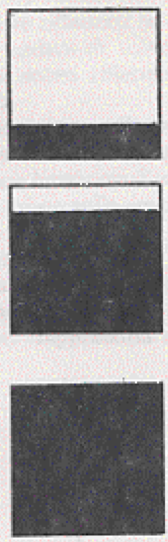


Fig. 16

farlo, i materiali che presentano queste proprietà (silicio, germanio,...), non conducono una corrente paragonabile a quella dei metalli e si meritano il nome di semiconduttori.

SPIEGAZIONE CON LA TEORIA DELLE BANDE DI ALCUNI FENOMENI CHE NON TROVANO SPIEGAZIONE CON LA TEORIA DELL'ELETTRONE LIBERO

Abbiamo già visto qual è la differenza tra materiali conduttori e materiali isolanti; abbiamo così spiegato un primo fenomeno che la teoria dell'elettrone libero non spiegava.

Cerchiamo ora, con la teoria delle bande, di rispondere a quell'altro problema che era rimasto insoluto: perché la forte corrente che può condurre un metallo diminuisce al crescere della temperatura, mentre la debole corrente condotta da un isolante aumenta con la temperatura?

Per rispondere a questa domanda occorre risalire alla natura ondulatoria degli elettroni.

Consideriamo quindi un gas di elettroni all'interno di una scatola in cui una dimensione prevalga nettamente sulle altre due (come riportato in figura 17).

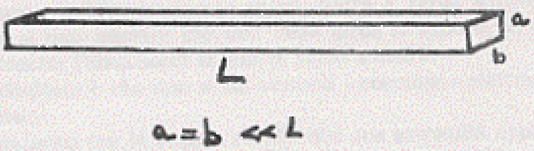


Fig. 17

Questa situazione rappresenta in prima approssimazione gli elettroni liberi all'interno di un metallo.

Ad ogni elettrone è associata un'onda che ha la caratteristica di darci la probabilità, ad ogni istante, di trovare l'elettrone in un certo punto dello spazio (l'altezza dell'onda in un punto misura la probabilità che l'elettrone si trovi in quel punto).

Affinché un'onda possa esistere lungo il « segmento » L occorre che essa valga zero alle due estremità di L (vedi figura 18).

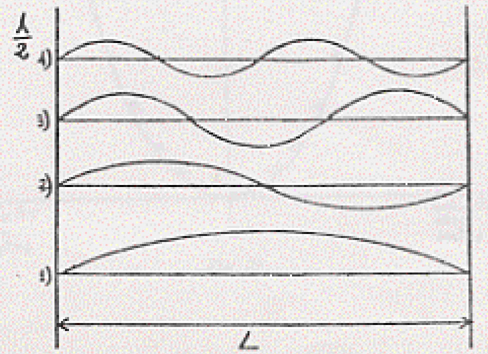


Fig. 18

Questo fatto è direttamente legato al moto di un elettrone lungo la direzione L all'interno della scatola. Se l'elettrone è un'onda (e se c'è l'onda c'è l'elettrone), esso urtando ad una estremità della scatola deve riflettersi su se stesso (ricostruendo la stessa onda) per andare di nuovo ad urtare all'altra estremità che lo farà di nuovo riflettere su se stesso (ricostruendo la stessa onda).

In definitiva la condizione per l'esistenza di un'onda (un elettrone) all'interno di una scatola è che lungo L possa starci un numero esatto di mezze lunghezze d'onda o, che è lo stesso, $2L=n\lambda$ (si ricordi quanto visto sulla condizione di esistenza di un'onda su una corda).

All'interno della scatola gli elettroni si muoveranno o verso destra o verso sinistra ed il grafico che ci fornisce le energie degli elettroni in funzione delle velocità è dato dalla figura 19 (si ricordi che $E = l/2.\ mv^2$ rappresenta una parabola nel piano E, v).

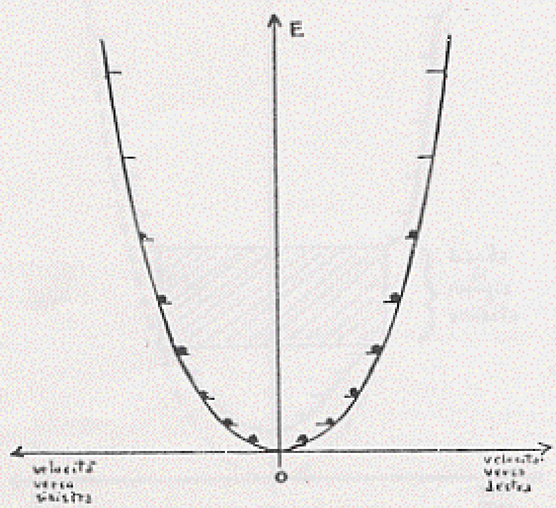


Fig. 19

Le lunghezze delle onde permesse (vedi fig. 18) determineranno le velocità permesse che risulteranno equidistanziate sull'asse delle ascisse di figura 19 (si ricordi che v è proporzionale a λ). Sull'asse delle ordinate vi sarà invece l'energia che è permessa ai singoli elettroni che nel caso in esame (gas di elettroni in assenza di nuclei atomici) sarà tutta cinetica.

Nella scatola gli elettroni (in assenza di forze esterne) si muoveranno indifferentemente verso destra e verso sinistra cosicché si può pensare che una metà circa si muove verso destra mentre l'altra metà si muove verso sinistra. Il risultato è che non si ha nessuna « corrente » elettrica risultante.

Prendiamo ora la scatola ed alle due sue estremità applichiamole una forza elettrica in modo che questa provochi uno spostamento degli elettroni da sinistra verso destra (in realtà ci sarà una componente di velocità che si sottrarrà agli elettroni che si muovono verso sinistra ed una componente di velocità che si sommerà agli elettroni che si muovono verso destra). Il risultato può essere schematizzato come in figura 20.

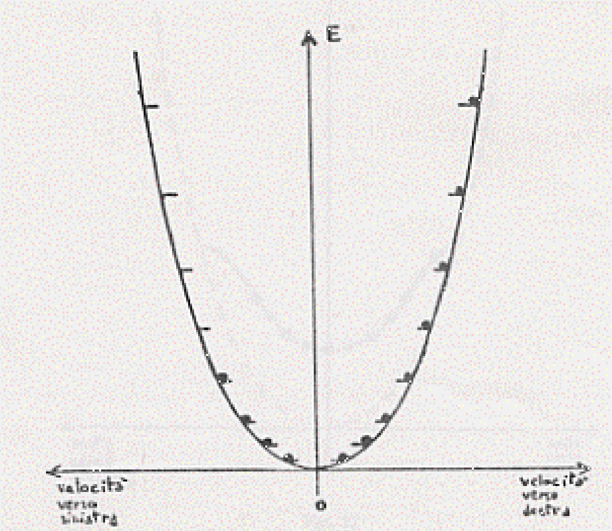


Fig. 20

Completiamo ora il modello inserendo nella scatola a distanze regolari i nuclei atomici (ricordando che la dimensione L è molto maggiore delle altre due si dovrà considerare una sola fila equidistanziata di nuclei).

Con i nuclei aggiunti al gas di elettroni la scatola ci rappresenta in prima approssimazione la situazione di un metallo e in accordo con quanto visto nel paragrafo precedente bisognerà tener conto dell'esistenza di bande di energia permesse e proibite.

La figura 21 ci rappresenta la nuova situazione.

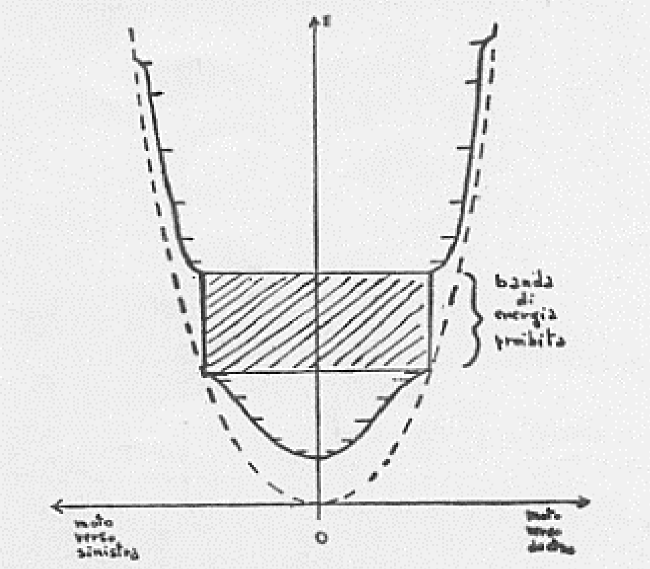


Fig. 21

Ora, evidentemente, non è più possibile pensare che indefinitamente gli elettroni « passino » da sinistra a destra come avveniva nel caso illustrato in figura 20 (gas di elettroni senza nuclei). Poiché ad ogni passaggio da sinistra a destra corrisponde un acquisto di energia (al passaggio ad un livello energetico più elevato) è chiaro che, data la struttura a bande, questo processo debba ad un certo punto interrompersi (quando gli elettroni sono arrivati ad occupare il livello energetico più elevato che compete ad una banda di energia permessa).

E quando un elettrone raggiunge il livello energetico più elevato di una banda sarà riflesso all'indietro andando ad occupare livelli lasciati vuoti alla sinistra (vedi figure 22 e 23).

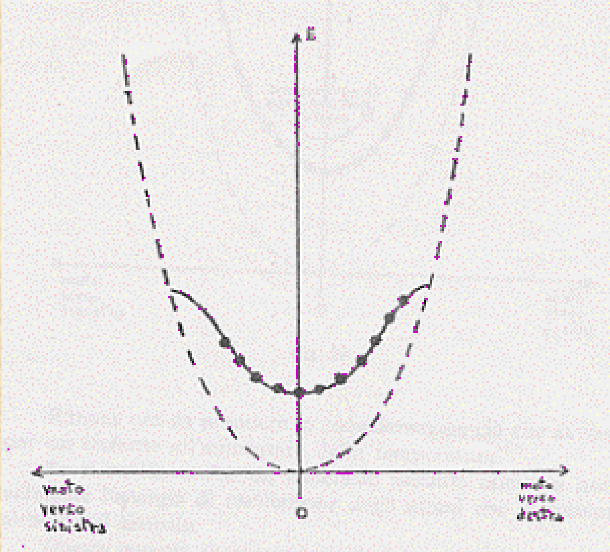


Fig. 22

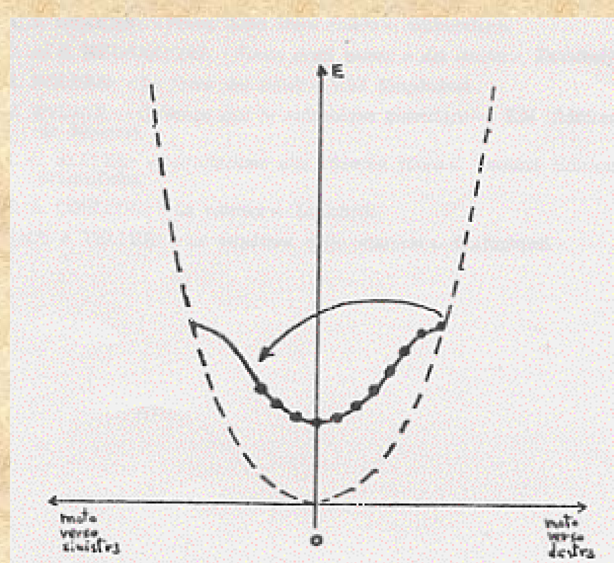


Fig. 23

A questo punto si può introdurre l'effetto originato dalla temperatura.

La temperatura fa aumentare il moto di vibrazione degli atomi originando quindi una più marcata variazione delle distanze interatomiche del reticolo cristallino (la situazione atomica appare agli elettroni più disordinata). Questo fatto origina la riflessione di elettroni che hanno anche lunghezza d'onda diverse da quelle del limite della banda ed in definitiva si avranno riflessioni di elettroni anche molto prima che essi vadano a trovarsi al limite della banda.

La nuova situazione è illustrata in figura 24.

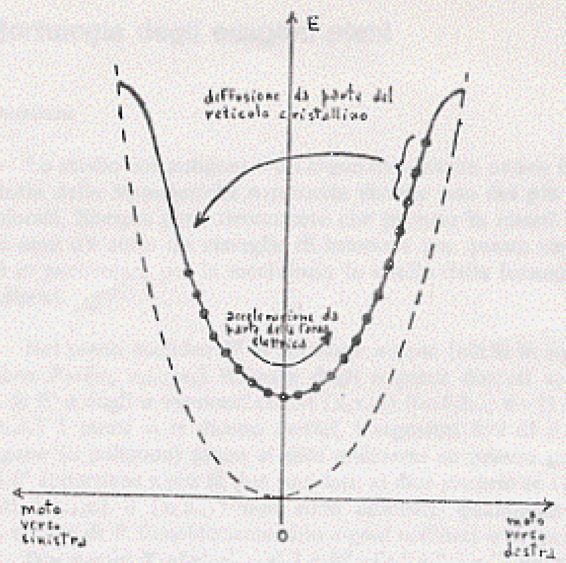


Fig. 24

Quando gli elettroni sono diffusi a sinistra trovano stati ad energia più bassa avendo ceduto sotto forma di calore la differenza di energia agli atomi che li hanno diffusi. Più sale la temperatura e più il disordine atomico aumenta e più onde elettroniche (anche di diverse lunghezze d'onda) saranno riflesse dagli atomi del reticolo.

E' allora evidente che nel caso di un conduttore, all'aumentare della temperatura debba aumentare la resistenza elettrica.

Rimane ora da prendere in considerazione ciò che avviene per un isolante all'aumentare della temperatura.

Se si scalda molto un materiale isolante aumenta notevolmente l'energia di oscillazione degli atomi che si trovano ai nodi del reticolo. Questa energia si trasmette agli elettroni i quali non potendo « muoversi » all'interno della banda in cui si trovano cercano altri stati in cui sistemarsi. Gli impulsi che gli elettroni ricevono dagli atomi del reticolo sono sufficienti a permettere che una parte di essi possa saltare nella banda vuota dove può cominciare ad entrare in conduzione.

BIBLIOGRAFIA

MILLMAN-HALKIAS: « Electronic Devices and Circuits ». Me Graw Hill, 1967.

A. J. DEKKER: «Fisica dello stato solido». Ambrosiana., 1965.

C. e S. BERNARDINI: «Fisica degli atomi e dei nuclei». Zanichelli, 1965.

A. HOLDEN: «La fisica dei solidi». EST Mondadori., 1967.

V. RYDNIK: «Qu'est-ce que la mécanique quantique? ». EM (Éditions de Moscov), 1969.

J. C SLATER: « Introduzione alla chimica fisica ». Sansoni Edizioni Scientifiche., 1949.

C. A. COULSON: «La valenza». Zanichelli, 1968.

RICE e TELLER: «La struttura della materia». Boringhieri, 1963.

Torna alla pagina principale