

CAPITOLO 5

FISICA DEI SEMICONDUTTORI

Per comprendere appieno il funzionamento dei circuiti elettronici – integrati o non – è necessario conoscere la fisica che governa il funzionamento dei singoli dispositivi elettronici.

Sino all'avvento del transistor (1948) i dispositivi elettronici erano basati sull'interazione di campi elettrici piuttosto elevati con elettroni, all'interno di un'ampolla di vetro dove era stato praticato il vuoto (valvole). Tutti i dispositivi attuali sono invece interamente realizzati *a stato solido*: gli elettroni che prima viaggiavano nel vuoto all'interno degli illustri dispositivi antenati, sono qui sostituiti da cariche elettriche negative e positive che si spostano dentro un materiale solido. Com'è noto, per la quasi totalità dei casi, tale materiale è costituito dal *silicio*, materiale abbondante in natura ed economico da produrre. Le sue proprietà (e dei semiconduttori in generale) lo rendono particolarmente versatile per la realizzazione di dispositivi nei quali è possibile controllare e regolare la corrente, se inseriti in un circuito. Il silicio, tuttavia, è un materiale le cui proprietà si trovano a metà strada tra quelle di un conduttore e quelle di un isolante. In modo quasi blasfemo per le orecchie di un fisico, potremmo dire che il silicio si comporta come un metallo che conduce male! Ovviamente tale spiegazione è alquanto riduttiva: i semiconduttori obbediscono a leggi fisiche che non sono quelle dei metalli, né quelle dei dielettrici. Esiste una particolare teoria fisica che spiega le proprietà elettriche dei semiconduttori che si è sviluppata, alimentata anche dal successo commerciale dei dispositivi elettronici in silicio.

In questo capitolo, esamineremo per sommi capi i principi basilari di questa teoria, che regolano il funzionamento dei dispositivi elettronici attuali. Le origini di tale teoria partono da molto lontano, e dall'infinitamente piccolo... cioè dal concetto di atomo.

5.1 L'atomo isolato: livelli di energia

L'idea di atomo è vecchia quasi quanto il pensiero filosofico! Basti pensare all'atomo di Democrito: un'intuizione semplice e geniale allo stesso tempo, antica ma straordinariamente moderna. Tuttavia dell'atomo di Democrito oggi non resta che il nome... L'atomo – secondo le attuali teorie – ha ben poco in comune con ciò che aveva immaginato il noto filosofo.

Il primo a fornire un modello dell'atomo più simile a quello oggi correntemente adoperato nella fisica moderna fu *Niels Bohr*. Egli rappresentò l'atomo come un nucleo attorniato da elettroni, i quali ruotano secondo delle orbite circolari aventi raggi ben precisi. Il nucleo ha una carica positiva che attira gli elettroni, che hanno invece una carica negativa. Senza la forza centrifuga dovuta al loro movimento, gli elettroni cadrebbero sul nucleo. In altre parole, l'elettrone ruota su un'orbita stabile ad una velocità tale da equilibrare l'attrazione nucleare. L'atomo, pertanto, almeno dal punto di vista dell'elettrone, è qualcosa d'intrinsecamente "vuoto", dato che i raggi delle varie orbite possono essere parecchio diversi l'uno dall'altro. In Fig. 5.1a, è schematizzato un atomo con tre elettroni. Questi possono circolare sulla prima, sulla seconda, o sulla terza orbita. In nessun caso possono occupare orbite intermedie (se l'atomo è isolato).

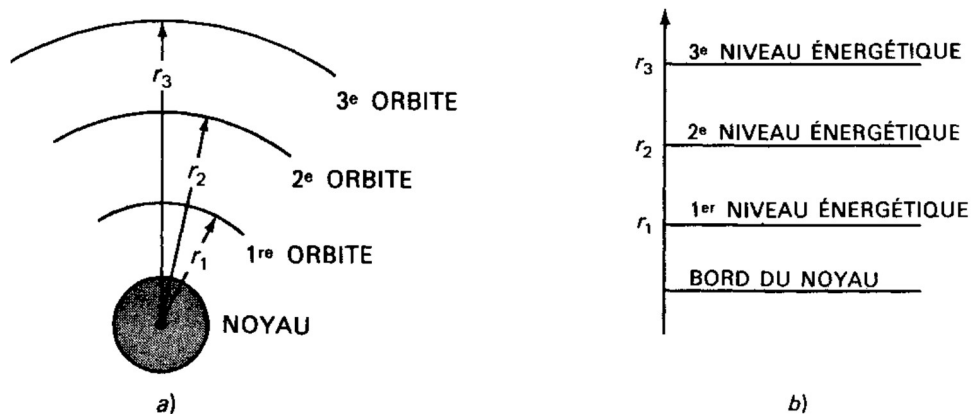


Fig. 5.1 – a) Schema di un atomo secondo Bohr. b) Livelli energetici

Un altro concetto introdotto da Bohr è che l'elettrone possa irradiare o assorbire energia, soltanto nella transizione da un'orbita a un'altra. Tornando alla Fig. 5.1a, in base a quanto detto, bisogna fornire una certa energia per far passare un elettrone da un'orbita inferiore ad una superiore, ossia bisogna effettuare un certo lavoro per superare l'attrazione del nucleo. Di conseguenza, più l'orbita di un elettrone è grande, tanto più la sua energia totale (somma dell'energia cinetica più quella potenziale) rispetto a quella del nucleo è grande.

Per semplificare, pertanto, si possono tracciare delle rette orizzontali come in Fig. 5.1b in luogo di orbite curve. La prima orbita rappresenta il primo livello energetico, la seconda orbita il secondo livello energetico e così via. Tanto più il livello energetico è elevato, quanto più l'orbita dell'elettrone risulta grande. Invece di parlare di raggio orbitale, si può dunque parlare di *livello energetico* di un elettrone dell'atomo.

Normalmente l'elettrone tende ad occupare lo stato energetico a valore di energia più basso, anche chiamato *stato fondamentale*; nel caso dell'atomo di idrogeno ciò corrisponde ad un'energia

dell'elettrone pari a $E_1 = -13,58$ eV ed un raggio dell'orbita $r_1 = 0,529$ Å. Allorché si fornisce all'elettrone energia dall'esterno, questo va ad occupare stati energetici a valori di energia più alti e con orbite di raggio crescente, diventando così sempre meno legato al proprio nucleo. Viene definito *potenziale di ionizzazione* l'energia che è necessario impartire all'elettrone affinché esso si stacchi dal proprio nucleo. Dato che sono fisicamente più interessanti le differenze di energia tra i vari livelli energetici occupabili dagli elettroni, normalmente si pone eguale a zero l'energia del livello più basso e cioè quello dello stato fondamentale.

L'energia di un elettrone può aumentare se viene fornita energia dall'esterno: quest'ultima può essere ceduta sotto forma di calore, o di luce, o per collisioni con altre particelle. In ogni caso, l'elettrone passa ad un livello energetico superiore (ossia si sposta su un'orbita più grande). Si dice allora che l'atomo è *eccitato*. Tale stato non dura per molto tempo, in quanto l'elettrone eccitato ritorna rapidamente allo stato iniziale. Passando ad un livello energetico inferiore, l'elettrone restituisce l'energia acquisita precedentemente (anche in questo caso, sotto forma di calore, o di luce, o di urti con altri atomi contigui).

5.2 L'atomo in un cristallo: bande di energia

Un atomo di silicio isolato possiede quattro elettroni sulla sua orbita di valenza, cioè sulla sua orbita più esterna. Per essere chimicamente stabile, dovrebbe averne otto: pertanto esso si combina con altri atomi dello stesso tipo in modo da riempire completamente tale orbita con otto elettroni. Se tali atomi si combinano per formare un solido, disponendosi in modo ordinato come in Fig. 5.2, tale struttura prende il nome di *cristallo*. In un cristallo perfetto si ha la ripetizione spaziale della stessa cella elementare. Le forze che mantengono gli atomi legati sono dette "legami covalenti".

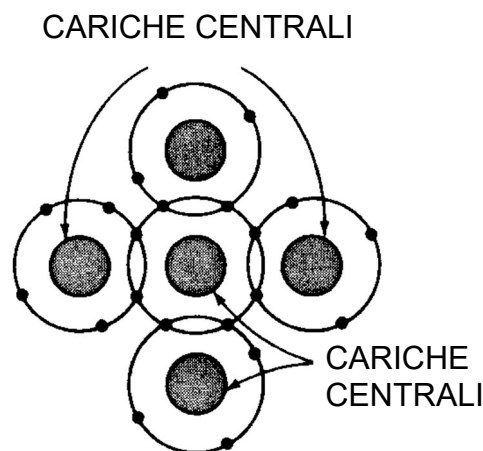


Fig. 5.2 – Legami covalenti in un cristallo di silicio

In pratica, l'atomo di silicio si dispone tra altri quattro atomi di silicio come in figura (formando il *reticolo cristallino*) ed ogni atomo condivide con gli atomi contigui un elettrone. In questo modo ogni atomo “capta” altri quattro elettroni e pertanto riempie completamente l'orbita di valenza con otto elettroni. Si noti che, poiché i nuclei degli atomi adiacenti hanno una carica positiva, questi attirano gli elettroni condivisi instaurando così delle forze di legame uguali ed opposte. Queste costituiscono proprio i legami covalenti prima citati.

Da quanto detto deriva, pertanto, che l'atomo non deve essere pensato come un'entità statica, ma come qualcosa che interagisce con il mondo che lo circonda. L'interazione crea nuove forze mutue che alterano parecchio il quadro descritto nel caso di atomo isolato, in particolare, per quanto concerne i livelli energetici. Un risultato fondamentale della meccanica quantistica afferma che quando si costituisce un sistema formato da due atomi identici (ad esempio una molecola biatomica), per ogni livello energetico dell'atomo isolato si vengono a creare due livelli del sistema complessivo, le cui energie sono prossime a quelle del livello dell'atomo isolato; la separazione fra le energie dei due livelli cresce con il diminuire della distanza fra i due atomi. Una situazione analoga si ha avvicinando un circuito risonante LC ad un altro circuito identico: quando essi non interagiscono, ossia sono posti ad una distanza infinita l'uno dall'altro, possiedono la stessa frequenza di risonanza f_0 ; se si avvicinano nasce un coefficiente di mutua induttanza e il sistema complessivo possiede due frequenze di risonanza f_1 e f_2 , una un po' più bassa e l'altra un po' più alta di f_0 .

È facile a questo punto intuire cosa succede in un sistema a più atomi, quale un cristallo di silicio perfettamente regolare e privo d'impurità: gli elettroni che ruotano nelle prime orbite hanno dei livelli energetici tutti differenti – anche se di poco – l'uno dall'altro. Essi sono talmente numerosi da formare non più dei livelli, bensì una banda di energia. Allo stesso modo, tutti gli elettroni della seconda orbita formano una seconda banda di energia, e così via. In un semiconduttore tali bande sono separate tra loro e nella regione di separazione non può trovarsi alcun elettrone (se non per passare da una banda all'altra).

Ovviamente tutte le bande relative ad orbite interne sono “piene”, ossia sono tutte occupate da elettroni. La banda più esterna, detta di valenza, nel caso del silicio risulta anch'essa tutta occupata, dato che l'orbita di valenza di ogni atomo ha otto elettroni.

La banda di valenza non è l'ultima banda energetica, bensì l'ultima ad essere occupata da elettroni. In realtà, ad energie ancora maggiori si ha un'altra banda, normalmente vuota, detta banda di conduzione: in essa gli elettroni sono liberi di muoversi (se sottoposti a un campo elettrico). Essa è separata dalla banda di valenza da un intervallo energetico che prende il nome di banda interdotta, o semplicemente gap di energia. La situazione per un cristallo di silicio è quella riportata in Fig. 5.3.

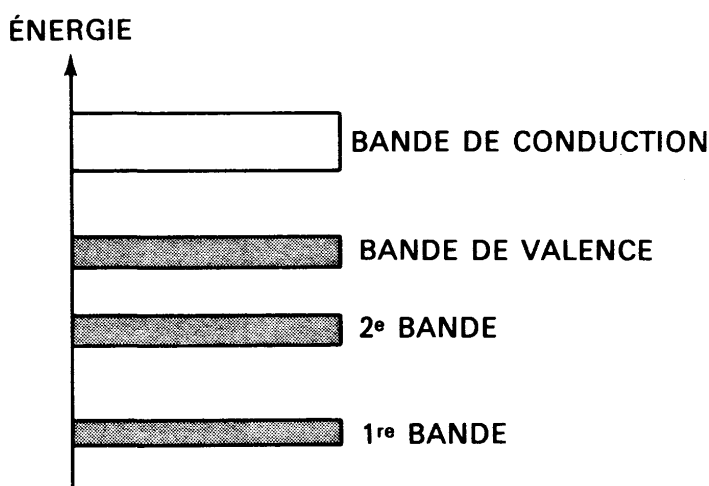


Fig. 5.3 – Bande di energia di un cristallo di silicio

In seguito ci occuperemo soltanto di rappresentare soltanto la banda di valenza e quella di conduzione poiché solo esse sono particolarmente importanti per descrivere il comportamento dei semiconduttori. In particolare, dalla banda interdetta dipendono molte delle proprietà elettriche di un materiale, come vedremo tra poco.

In base alle loro caratteristiche elettriche, i materiali solidi sono in genere classificati in tre gruppi: conduttori, isolanti e semiconduttori. Il loro comportamento dipende dalla distribuzione delle bande sopraccitate, com'è evidente dalla Fig. 5.4.

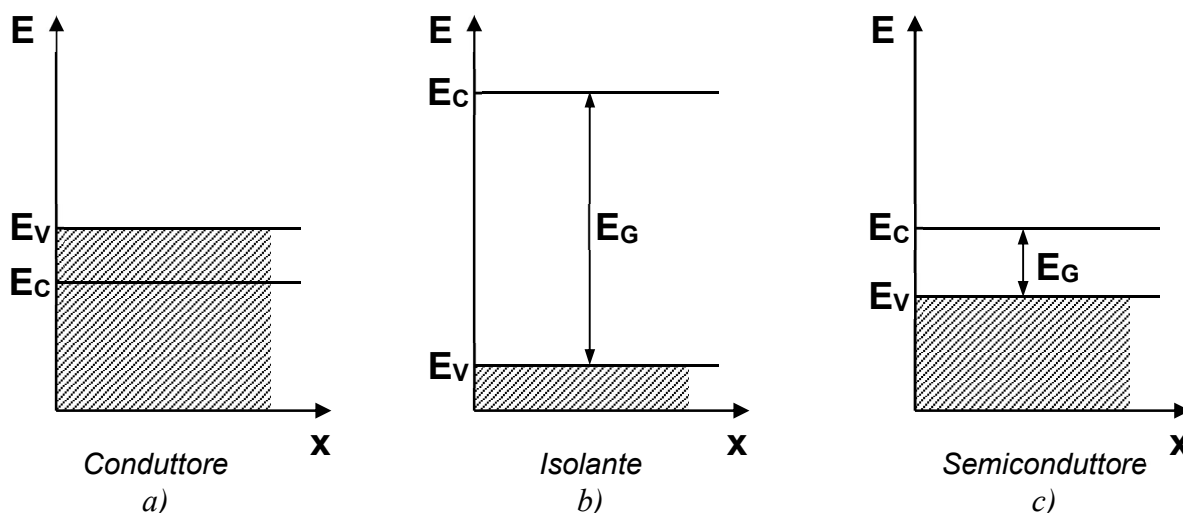


Fig. 5.4 – Distribuzione delle bande di valenza (di cui E_v è l'estremo superiore) e di conduzione (di cui E_c è l'estremo inferiore) in un a) conduttore, b) isolante, c) semiconduttore

Nei conduttori, la banda di valenza e quella di conduzione sono sovrapposte: gli elettroni di valenza hanno pertanto la possibilità di occupare un gran numero di stati liberi della banda di conduzione e quindi in tali materiali il fenomeno della conduzione non solo è possibile, ma richiede dall'esterno una quantità minima di energia, ossia è sufficiente l'azione di un debole campo elettrico per ottenere un moto di elettroni orientato secondo la direzione del campo.

Molto differente è la situazione degli isolanti: in questo caso, gli elettroni di valenza, fortemente legati al loro nucleo, riempiono totalmente la banda di valenza e non possono occupare, a causa del valore notevole della banda interdotta, gli stati liberi della banda di conduzione, tranne che non venga loro impartita dall'esterno un'energia molto elevata (ad esempio, nel caso della rottura degli isolanti). In condizioni normali, quindi, nei materiali isolanti il processo di conduzione è impossibile.

Il caso intermedio è rappresentato dai materiali semiconduttori, in cui i valori della banda interdotta E_G , pari ad $E_C - E_V$, è dell'ordine dell'elettron-volt (si ricordi che $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19}$ Joule è l'energia che un elettrone acquista attraversando una zona con una differenza di potenziale accelerante di 1 Volt). Gli elementi semiconduttori sono in genere appartenenti al IV gruppo del sistema periodico ed i legami covalenti fra atomi vicini sono modestamente forti; anche composti III-V hanno comportamento simile, come il GaAs (arseniuro di gallio), il InP (fosfuro di indio), o il GaN (nitruro di gallio).

5.3 Semiconduttori intrinseci

Alla temperatura dello zero assoluto, l'agitazione termica degli elettroni è nulla, pertanto gli elettroni non possono muoversi all'interno del cristallo. Supponiamo invece che un cristallo semiconduttore si trovi ad una temperatura maggiore dello zero assoluto: l'agitazione termica degli atomi può allora produrre la rottura di qualche legame; ciò corrisponde, dal punto di vista energetico, alla cessione di una quantità di energia, pari o maggiore della banda interdotta E_G , a qualche elettrone che si trovi nella banda di valenza che, così, "salta" nella banda di conduzione. A tale fenomeno è essenzialmente legato il processo di conduzione nei materiali semiconduttori; in essi quindi la conducibilità viene fortemente influenzata dalla temperatura e, in generale, dall'assorbimento di energia di qualsiasi tipo dall'esterno.

Per calcolare quanti elettroni *liberi* (cioè disponibili per la conduzione) vi siano in un semiconduttore, bisogna vedere se la temperatura alla quale il cristallo si trova è tale da permettere ad un elettrone che si trovi nella banda di valenza il "salto" del gap di energia. Tale problema è ovviamente di natura statistica, in quanto all'equilibrio vi saranno continue rotture e ricostituzioni di legami covalenti, dunque si tratta di trovare dei valori medi. Questi possono essere ricavati invocando la cosiddetta "*funzione di Fermi*", che dà la probabilità che un livello avente energia E sia occupato

da un elettrone alla temperatura T . In Fig. 5.5 è riportato l'andamento della funzione di Fermi per valori differenti della temperatura; essendo una funzione di probabilità, essa varia tra 0 e 1. Sono inoltre riportati i valori di E_C e E_V e del livello di Fermi E_F , definito come quel livello di energia che ha il 50% di probabilità di essere occupato da un elettrone. Si osserva immediatamente che all'aumentare della temperatura la probabilità di trovare un elettrone nella banda di valenza diminuisce, mentre aumenta la probabilità di trovarne nella banda di conduzione. Allo zero assoluto, invece, tutta la banda di valenza è piena ($F(E_V) = 1$), mentre quella di conduzione è vuota ($F(E_C) = 0$). Tra E_V ed E_C la probabilità di trovare un elettrone è non nulla, ma in tale intervallo non esistono stati energetici "permessi" dato che esso coincide con la banda interdetta.

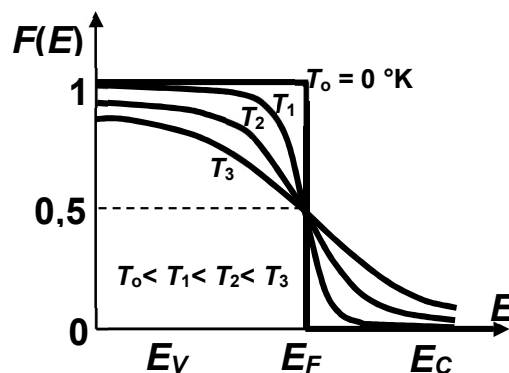


Fig. 5.5 – Funzione di Fermi

La conduzione della corrente elettrica nei semiconduttori non è dovuta solamente agli elettroni presenti nella banda di conduzione. Ognuno di essi, infatti, ha lasciato libero un "posto" (un livello energetico) nella banda di valenza, che in tal modo non risulta più completamente occupata. È possibile quindi per gli elettroni dei livelli inferiori della banda di valenza, occupare questi stati resi liberi, acquistando l'energia necessaria (infinitesima) sotto l'azione del campo elettrico applicato. Questa conduzione, dovuta al moto degli elettroni (cariche negative) nella banda di valenza, può considerarsi dovuta al moto dei "posti liberi", assimilati a cariche positive mobili. Il concetto di *lacuna* mobile così introdotto, dotata di una carica $+e$ e massa dell'ordine di quella dell'elettrone, è utilissimo e universalmente adottato. Per chiarire il concetto, ci si riferisca alla Fig. 5.6 e si consideri l'elettrone "1" che prende il posto della lacuna alla sua sinistra all'istante t_1 . Questo lascia allora un posto vuoto – ossia crea un'altra lacuna – che viene occupata dall'elettrone "2" all'istante t_2 . Stessa cosa avviene per gli elettroni "3", "4", "5", nei successivi istanti di tempo. Alla fine si ha avuto un moto di elettroni nella direzione indicata dalle frecce, ma la situazione è perfettamente analoga a quella di una carica $+e$ in direzione opposta a quella dello spostamento di elettroni. Il concetto può

essere chiarito ulteriormente pensando al moto di una bolla di aria entro un liquido: quando la bolla sale verso la superficie, è in realtà il liquido che scende attorno ad essa.

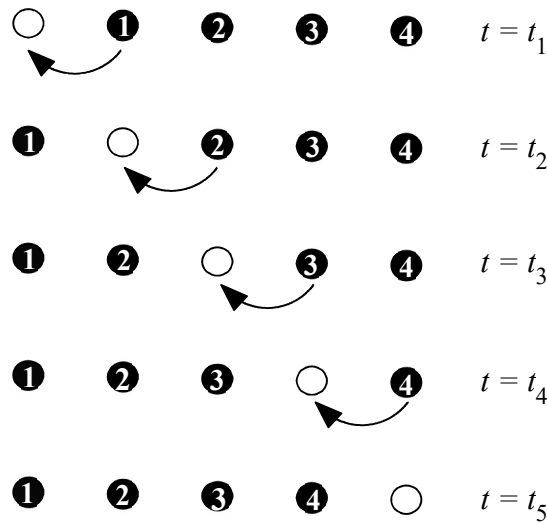


Fig. 5.6 – Moto di una lacuna

Nel caso finora considerato di un cristallo semiconduttore perfettamente puro ed omogeneo, privo cioè di elementi estranei (detto d’ora in poi *semiconduttore intrinseco*), il numero delle cariche "n" (elettroni) è sempre eguale al numero delle cariche "p" (lacune), dato che per ogni elettrone che si rende libero nella banda di conduzione per effetto della temperatura, si sarà creata una lacuna in banda di valenza, cioè queste cariche vengono create a coppie. Indicando con n_i la concentrazione di cariche libere in un semiconduttore intrinseco, potremo scrivere:

$$n_i = n = p . \tag{5.1}$$

La concentrazione di cariche libere (elettroni e lacune) per cm^3 all’interno di un semiconduttore si calcola utilizzando la funzione di Fermi. Poiché tale funzione dà la probabilità di occupazione ad una certa energia E , basta moltiplicarla per la densità di livelli energetici “permessi” per cm^3 esistenti nell’intorno di quella energia, per ottenere la concentrazione di elettroni presenti nell’intorno dell’energia E . Si deve infatti considerare che quando si parla di “banda di energia”, si intende un elevato numero di livelli energetici molto vicini l’uno all’altro (cfr. par. 5.2). Dunque per ogni valore di energia si può sempre valutare in un suo intorno, una determinata densità di livelli energetici per cm^3 . Tutte le energie all’interno della banda interdotta hanno una densità di livelli energetici “permessi” per cm^3 pari ovviamente a zero: questo spiega perché matematicamente la concentrazione di cariche libere all’interno della banda proibita è zero, sebbene la funzione di Fermi alle energie relative sia diversa da zero. In Fig. 5.7 è illustrato graficamente il procedimento di calcolo delle

cariche libere, considerando che $n = N(E)F(E)$ (e $p = N(E)[1 - F(E)]$), dove n e p sono le concentrazioni per cm^3 rispettivamente di elettroni liberi e di lacune, $N(E)$ è la densità degli stati e $F(E)$ la funzione di Fermi.

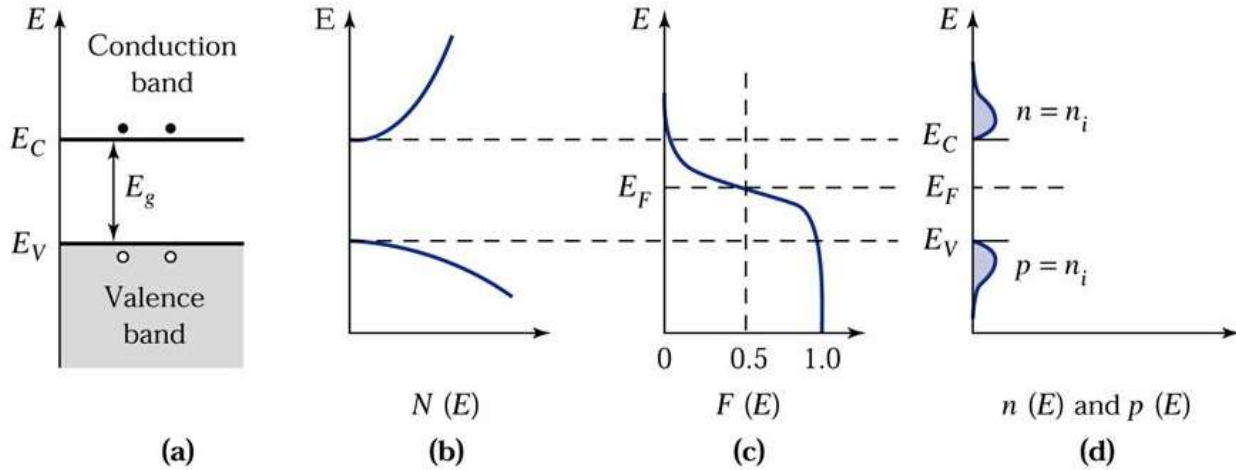


Fig. 5.7 – a) Diagramma a bande, b) densità degli stati, c) funzione di Fermi, d) concentrazione di cariche per un semiconduttore intrinseco

Da un punto di vista analitico, invece, si può calcolare per un semiconduttore intrinseco:

$$n = N_C e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}} \quad p = N_V e^{-\frac{(E_F - E_V)}{kT}} \quad (5.2)$$

dove N_C e N_V sono le densità dei livelli energetici (per cm^3) rispettivamente nell'intorno di E_C ed E_V . Poiché N_C e N_V sono dello stesso ordine di grandezza è facile intuire dalle (5.2) che E_F si trova a metà della banda interdotta. È infine il caso di sottolineare la dipendenza di n e p dalla temperatura, data dal termine esponenziale e dai termini N_C e N_V che variano con $T^{3/2}$ (variazione comunque più lenta rispetto a quella esponenziale).

5.4 Semiconduttori drogati

In un semiconduttore intrinseco, a causa della loro scarsa densità, gli elettroni liberi e le lacune non riescono a produrre una corrente sufficientemente elevata per le normali applicazioni elettroniche. Un metodo molto efficace per aumentare la concentrazione di cariche mobili in un semiconduttore consiste nell'introduzione di alcune particolari impurità all'interno del reticolo cristallino del materiale. Tale procedimento prende il nome di *drogaggio* e il semiconduttore si dice *drogato*.

Prendiamo il caso di un cristallo di silicio puro all'interno del quale vengano inseriti sostituzionalmente alcuni atomi del V gruppo (pentavalenti), ad esempio il fosforo come in

Fig. 5.8a. Quattro elettroni dell'atomo di fosforo saranno condivisi con gli atomi di silicio contigui e formeranno con essi altrettanti legami covalenti. Il quinto elettrone non potrà fare parte dell'orbita di valenza in quanto quest'ultima risulterà già piena. Non potendo instaurare alcun legame covalente con gli atomi vicini, esso risulterà molto meno legato all'atomo di fosforo. In pratica, sarà sufficiente un'energia di appena 0,05 eV per "liberare" tale elettrone e renderlo disponibile per la conduzione, ossia per portarlo nella banda di conduzione (mentre per portare un elettrone dell'atomo di silicio dalla banda di valenza a quella di conduzione è necessaria un'energia ben maggiore, pari a quella della gap, cioè 1,1 eV). In questo caso, gli elettroni prendono il nome di cariche maggioritarie e vengono indicati con n_n , mentre le lacune vengono chiamate cariche minoritarie e indicate con p_n . Ovviamente risulterà che:

$$n_n > p_n . \tag{5.3}$$

Attenzione! Tale conclusione non deve indurre in errore. Il fatto di avere un numero maggiore di elettroni liberi rispetto al numero di lacune, non significa che il semiconduttore non sia più elettricamente neutro. Infatti, ogni elettrone in più fornito dagli atomi di fosforo, non appena passa nella banda di conduzione, lascia l'atomo di fosforo di provenienza ionizzato (cioè privato del quinto elettrone). La carica di tale ione – che prende il nome di carica fissa – è ovviamente positiva, in modo da bilanciare la carica mobile negativa passata nella banda di conduzione. Si noti che, a temperatura ambiente, l'energia di 0,05 eV, necessaria per ionizzare l'atomo di fosforo e portare l'elettrone nella banda di conduzione, è normalmente fornita dall'agitazione termica stessa. Ciò significa che a temperatura ambiente praticamente tutti gli atomi droganti sono ionizzati. Un semiconduttore drogato con impurità di tal tipo (atomi *donatori*), avente un eccesso di portatori mobili negativi, prende il nome di *semiconduttore di tipo "n"*.

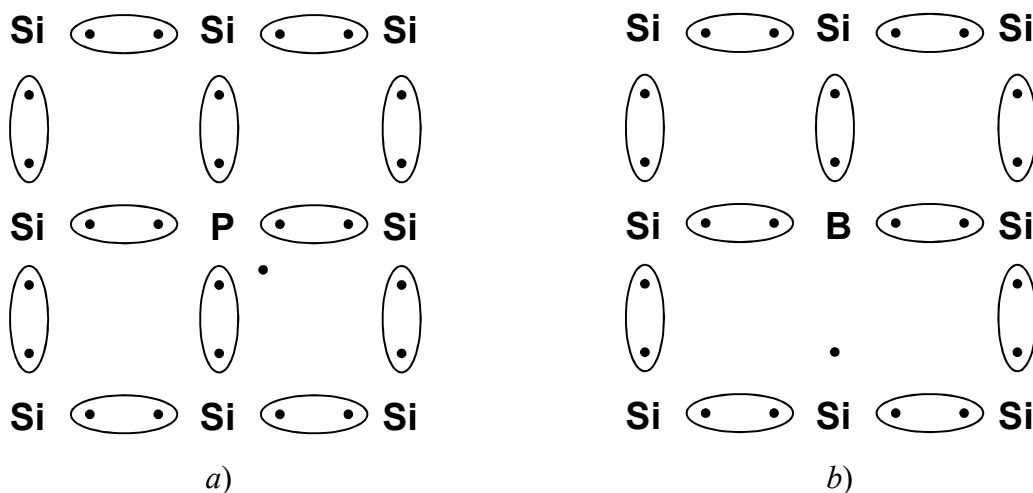


Fig. 5.8 – Cristallo di silicio drogato con: a) fosforo (tipo n), b) boro (tipo p)

Consideriamo adesso il caso di un semiconduttore drogato con impurità appartenenti al III gruppo (trivalenti), ad esempio il boro come in Fig. 5.8b. Ogni atomo di boro è attorniato da quattro atomi di silicio e poiché il boro ha tre elettroni di valenza, allora la sua orbita di valenza contiene soltanto sette elettroni. Pertanto, ogni atomo di boro, all'interno del reticolo cristallino del silicio, si comporta come una lacuna. In altri termini, con una spesa totale di energia molto bassa, ancora dell'ordine di 0,05 eV, è possibile strappare un elettrone da uno dei legami silicio-silicio e utilizzarlo per completare il legame mancante dell'atomo di boro, ricostituendo così attorno ad esso la simmetria del reticolo. Adesso l'atomo di boro (ionizzato) è una *carica fissa negativa* e la mancanza di un elettrone venutasi a creare nel reticolo del silicio genera una lacuna mobile, disponibile per il processo di conduzione. Un semiconduttore ricco di impurità di questo tipo (atomi *accettori*) mostra a temperatura ambiente, un eccesso di portatori (mobili) positivi e si chiama *semiconduttore di tipo "p"*. Analogamente a quanto visto sopra, i portatori maggiormente presenti, in questo caso lacune, vengono chiamati portatori maggioritari e la loro concentrazione viene indicata con p_p , mentre gli elettroni vengono chiamati portatori minoritari e la loro concentrazione viene indicata con n_p . Risulta ovviamente:

$$p_p > n_p \quad (5.4)$$

I livelli di energia relativi ad atomi donatori, per quanto detto prima, si trovano poco al di sotto della banda di conduzione, cioè 0,05 eV al di sotto di E_C . Quelli relativi ad atomi accettori si trovano invece poco al di sopra della banda di valenza, cioè 0,05 eV al di sopra di E_V . I "livelli donatori", indicati con E_D , e i "livelli accettori", indicati con E_A , sono rappresentati in Fig. 5.9. A temperatura ambiente, essendo tutti gli atomi droganti ionizzati, i livelli E_D risulterà vuoto (gli elettroni passeranno nella banda di conduzione), mentre E_A occupato (da elettroni provenienti dalla banda di valenza).

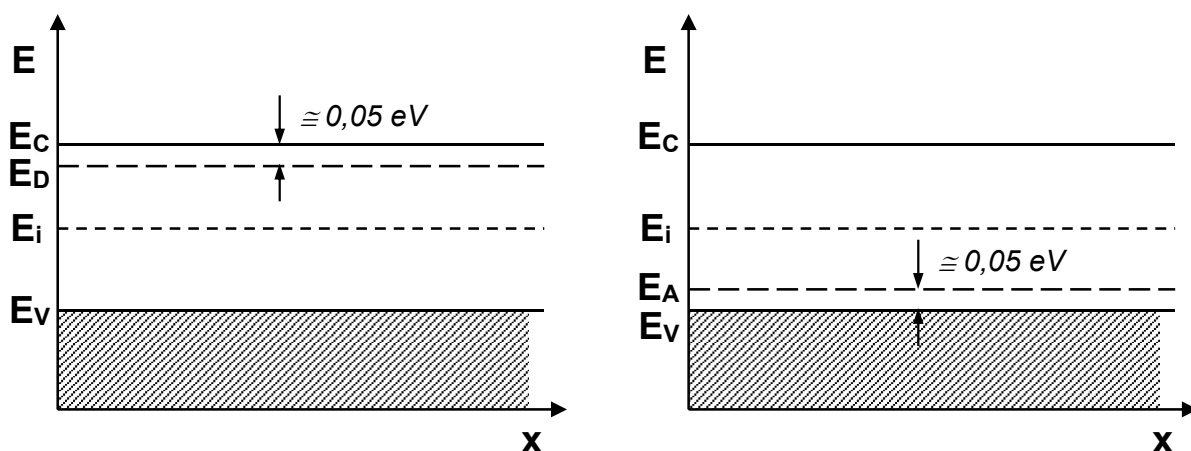


Fig. 5.9 – a) livello donatore in un semiconduttore di tipo n
 b) livello accettore in un semiconduttore di tipo p

Le formule (5.1) viste per semiconduttori intrinseci continuano a valere per quelli drogati. Tuttavia, poiché adesso $n \neq p$, è immediato verificare dalle stesse formule che E_F non è più situato alla mezzeria della gap $E_C - E_V$. In particolare, per semiconduttori di tipo n , dovendo essere $n > p$, dalle formule si ricava che $(E_C - E_F) < (E_F - E_V)$, pertanto il livello E_F si avvicina alla banda di conduzione all'aumentare del drogaggio n . Allo stesso modo si ricava che E_F si avvicina a E_V all'aumentare del drogaggio p .

Da un punto di vista grafico, come riportato in Fig. 5.10, considerando la funzione di Fermi e la densità degli stati, è immediato rendersi conto che se E_F trasla verso la banda di conduzione (drogaggio n) il prodotto $n = N(E)F(E)$ è maggiore di $p = N(E)[1 - F(E)]$. Al contrario, ovviamente, quando E_F trasla verso la banda di valenza (drogaggio p).

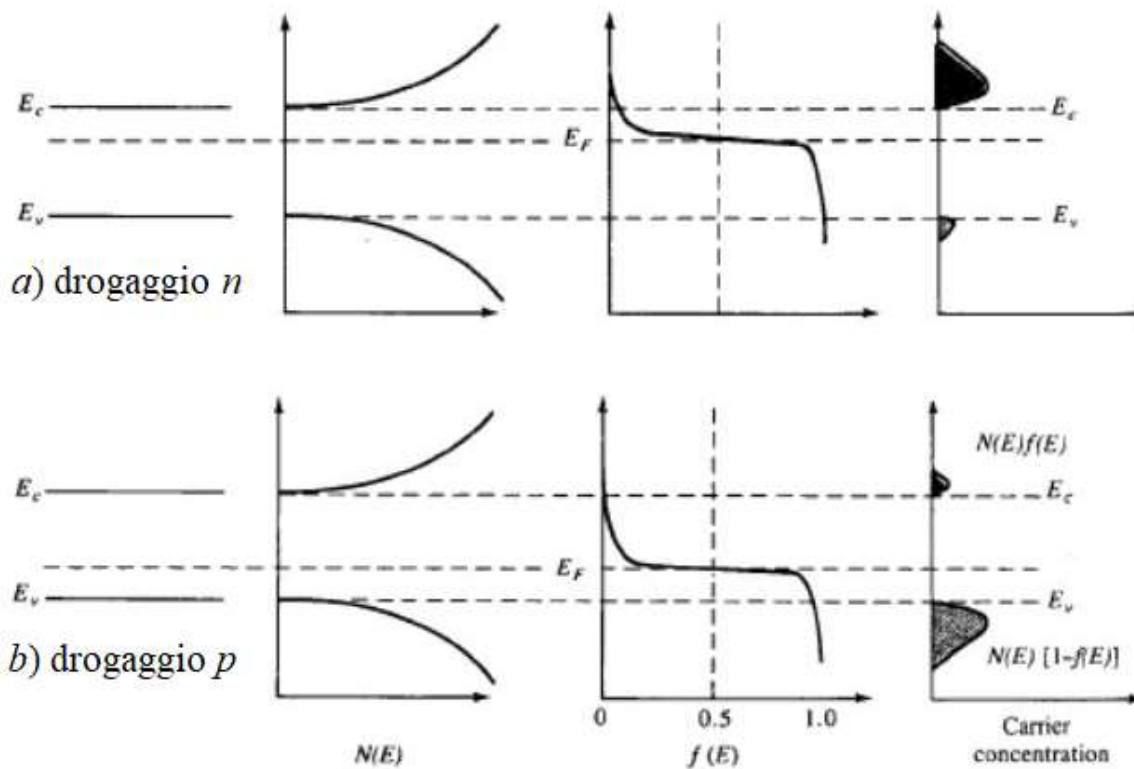


Fig. 5.10 – Diagramma a bande, densità degli stati, funzione di Fermi e concentrazione di cariche per un semiconduttore drogato
a) di tipo n , b) di tipo p

Per concludere, è interessante osservare cosa avviene all'aumentare della temperatura se il semiconduttore risulta drogato. È opportuno dapprima “quantificare” le quantità incontrate sinora. La concentrazione di cariche intrinseche n_i , cioè quelle che si hanno per agitazione termica nel semiconduttore intrinseco, nel silicio a temperatura ambiente è pari a $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (in un metallo

conduttore $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). La concentrazione tipica di atomi droganti in un semiconduttore drogato è invece dell'ordine di $10^{14} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$: ciò significa che in un semiconduttore drogato la concentrazione di cariche maggioritarie è uguale praticamente alla concentrazione di atomi droganti, mentre risulta completamente trascurabile il contributo dato dall'agitazione termica. Dunque con il drogaggio si può “modulare” la conducibilità di un semiconduttore: si può cioè imporre che la concentrazione di cariche libere sia quella imposta esternamente con il drogaggio e non quella “intrinseca” dovuta all'agitazione termica che – come visto prima – produce sempre un certo numero di cariche libere. È lecito tuttavia chiedersi per quale campo di temperature è possibile trascurare il contributo dovuto all'agitazione termica rispetto a quello dovuto al drogaggio. La Fig. 5.11 illustra l'andamento in funzione della temperatura del numero di elettroni mobili per cm^3 in un campione di silicio drogato con $1,2 \cdot 10^{16}$ atomi donatori per cm^3 .

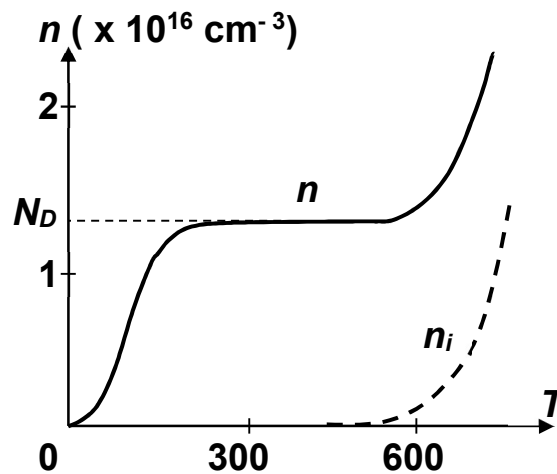


Fig. 5.11 – *Andamento della concentrazione di elettroni in un semiconduttore di tipo n al variare della temperatura*

In un vasto campo di temperatura la concentrazione n_n è costante ed è pari a N_D . A temperature molto basse la percentuale di atomi donatori ionizzati diminuisce (perché l'agitazione termica diventa insufficiente a superare il salto energetico pari a $E_C - E_D$), riducendo il valore di n_n ; a temperature elevate n_i (funzione rapidamente crescente di T) diventa dello stesso ordine o maggiore di N_D e il semiconduttore tende a ridiventare intrinseco.

5.5 Conduzione nei semiconduttori

Il processo di conduzione è analogo a quello che avviene nei normali semiconduttori: una differenza di potenziale applicata ai capi di una barretta produce un movimento di cariche libere

(elettroni e lacune) nella direzione del campo elettrico applicato. In realtà le cariche subiscono continuamente collisioni con gli ioni e gli atomi del reticolo, ma in media si ha un netto spostamento di esse lungo la direzione del campo. Si parla allora di *cammino libero medio*, come il valor medio dei percorsi compiuti dalle cariche tra due collisioni successive. Sperimentalmente si è verificato che per campi elettrici non eccessivamente elevati (< 2 kV/cm per il silicio) la velocità media v delle cariche è direttamente proporzionale al campo applicato E . Il rapporto tra la velocità v e il campo E prende il nome di mobilità μ [$\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$], cioè:

$$\mu = v/E. \quad (5.5)$$

Tale parametro tiene conto della “difficoltà” incontrata dalle cariche a scorrere liberamente all’interno del semiconduttore, a causa degli urti subiti con gli ioni e gli atomi del reticolo. Si può intuitivamente prevedere che la conduzione all’interno del semiconduttore dipenderà dalla mobilità di elettroni e lacune, oltre che dalla loro concentrazione. Si ricava, infatti che la densità di corrente [A/cm^2] di elettroni è data da:

$$J_n = qn\mu_n E, \quad (5.6)$$

mentre quella di lacune è:

$$J_p = q\pi\mu_p E. \quad (5.7)$$

La corrente totale è ovviamente data dalla somma di entrambi i contributi. Essa prende il nome di *corrente di “drift”*, o di *scorrimento*.

Nei semiconduttori, oltre a questo tipo di corrente, esiste un secondo tipo di meccanismo atto a dare origine una corrente di diversa natura. Tale meccanismo si innesca qualora in un semiconduttore vi siano due zone aventi diversa concentrazione di cariche libere. In questo caso si ha un flusso di elettroni e lacune libere che diffondono da una regione ad alta concentrazione ad una a bassa concentrazione. Per tale motivo, la corrente dovuta a tale processo prende il nome di *corrente di diffusione*. È evidente che tale moto di diffusione tende a ristabilire l’equilibrio (spaziale) di concentrazione. Si noti infine che tale tipo di corrente può aversi soltanto nei semiconduttori, grazie al fatto che è possibile drogare selettivamente e localmente il materiale. Il suo studio è molto importante perché tale processo gioca un ruolo fondamentale nel funzionamento dei dispositivi a semiconduttore. Intuitivamente è prevedibile che la corrente di diffusione risulti proporzionale al gradiente di concentrazione. Pertanto, supponendo che in una barretta di semiconduttore di tipo n si abbia un gradiente di concentrazione di elettroni decrescente lungo una data direzione x , la densità di corrente di elettroni si può esprimere nel modo seguente:

$$J_n = qD_n dn/dx, \quad (5.8)$$

dove D_n è una costante di proporzionalità [cm^2/s] che prende il nome di *diffusività*, o *costante di diffusione*. Analogamente per le lacune si ha:

$$J_p = qD_p dp/dx . \tag{5.9}$$

5.6 Giunzioni p-n

Una *giunzione p-n* si ottiene quando in corrispondenza di una sezione di semiconduttore si ha un brusco passaggio da drogaggio di tipo p a drogaggio di tipo n . Per semplicità, si può pensare a due barrette di semiconduttore, una di tipo p , l'altra di tipo n , portate a contatto (anche se in realtà una giunzione $p-n$ è ottenuta partendo da un'unica barretta che viene drogata di tipo p da un lato, di tipo n dall'altro). Le giunzioni $p-n$ stanno alla base di tutta l'elettronica moderna, dato che il principio di funzionamento della maggioranza dei dispositivi a semiconduttore si basa proprio su tale struttura.

In una giunzione $p-n$ che per ora supponiamo non polarizzata (cioè ai suoi capi non è applicata alcuna differenza di potenziale), a causa della loro mutua repulsione gli elettroni liberi dal lato n diffondono verso la zona p dato che in tale zona vi è una drastica diminuzione di concentrazione di elettroni. In pratica, gli elettroni che attraversano la giunzione ed entrano nella zona p seguono le leggi prima enunciate della *diffusione*. La stessa cosa ovviamente avviene per le lacune provenienti dalla zona p , che diffondono nella zona n . L'elettrone libero che penetra nella regione p diviene un portatore minoritario. A causa del gran numero di lacune che si trovano attorno, il tempo di vita di tale portatore minoritario è breve: poco dopo il suo ingresso nella regione p , esso viene catturato da una lacuna. La lacuna così scompare e l'atomo associato diviene carico negativamente, diventa cioè uno *ione negativo*. Ovviamente lo stesso ragionamento si può fare per le lacune provenienti dalla zona p che diffondono nella zona n : esse vengono "riempite" dagli elettroni associati agli atomi droganti, che restano così carichi positivamente, ossia formano degli *ioni positivi*. La Fig. 5.12 illustra lo stato delle cariche in corrispondenza di una giunzione prima e dopo la diffusione.

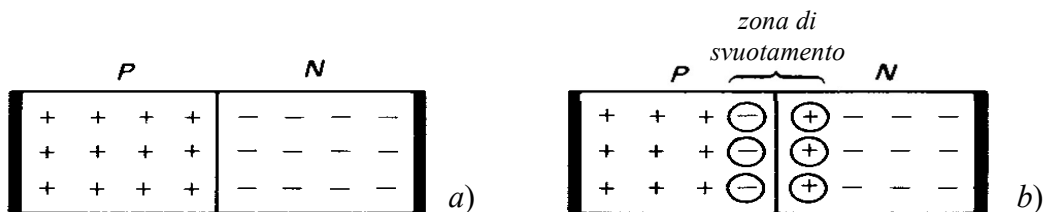


Fig. 5.12 – Giunzione p-n: a) prima della diffusione; b) dopo la diffusione

I segni “+” e “-” cerchiati rappresentano ioni, non cerchiati rappresentano cariche mobili. In corrispondenza della giunzione si forma allora una regione di ioni positivi (lato n) e negativi (lato p),

priva di cariche mobili (dato che gli ioni sono bloccati dai legami covalenti all'interno del reticolo cristallino). Tale regione prende il nome di *zona di svuotamento*. In essa è ovviamente presente una carica spaziale non nulla data dagli ioni fissi.

È lecito a tal punto chiedersi sino a quando persiste la diffusione di cariche attraverso la giunzione. Man mano che le cariche diffondono, la zona di svuotamento diventa sempre più ampia ed un campo elettrico dovuto agli ioni si crea proprio in tale zona. Tale campo (diretto dalla zona n a quella p) si oppone alla diffusione delle cariche libere, sino a quando esso costituisce una vera e propria *barriera di potenziale* che impedisce agli elettroni e lacune di attraversare ulteriormente la giunzione. In altri termini, un elettrone proveniente dalla zona n che cerca di entrare nella zona p incontra un “muro” di ioni negativi che lo spinge nuovamente nella zona n . A 25°C la barriera di potenziale è circa uguale a 0,6 V per diodi al silicio.

È interessante osservare cosa succede alle bande di energia delle due zone p ed n quando esse formano una giunzione. Si può dimostrare che il livello di Fermi deve essere sempre orizzontale attraverso tutta la giunzione. A causa di ciò è evidente che le bande di conduzione e di valenza devono incurvarsi nel modo indicato in Fig. 5.13a (si noti altresì che, lontane dalla giunzione, le due zone p ed n hanno una struttura a bande esattamente identica a quella di due normali semiconduttori p ed n , non risentendo dell'influenza della zona di svuotamento).

Il “salto” dalla zona p alla zona n delle bande di conduzione e di valenza è uguale, a meno di un fattore q , proprio alla barriera di potenziale Φ . Esso può essere intuitivamente pensato come un “muro” che impedisce agli elettroni liberi che si trovano nella zona n di passare nella zona p . Tale “muro” può essere abbassato fornendo un campo dall'esterno che si opponga al campo elettrico dovuto agli ioni fissi. Ciò viene effettuato applicando una differenza di potenziale ai capi della giunzione, in modo che il potenziale maggiore si trovi a contatto con la zona p e il potenziale minore con la zona n . Si dice in tal caso che la giunzione è *polarizzata direttamente* e la situazione per le bande di energia è quella riportata in Fig. 5.13b. Come si osserva, la barriera di potenziale si è abbassata di una quantità pari a $\Phi - V$, essendo V la tensione applicata. Gli elettroni adesso possono facilmente passare dalla zona n alla zona p con poca spesa di energia. Si noti, inoltre, che il livello di Fermi E_F non è più costante attraverso la giunzione, a causa del campo esterno applicato.

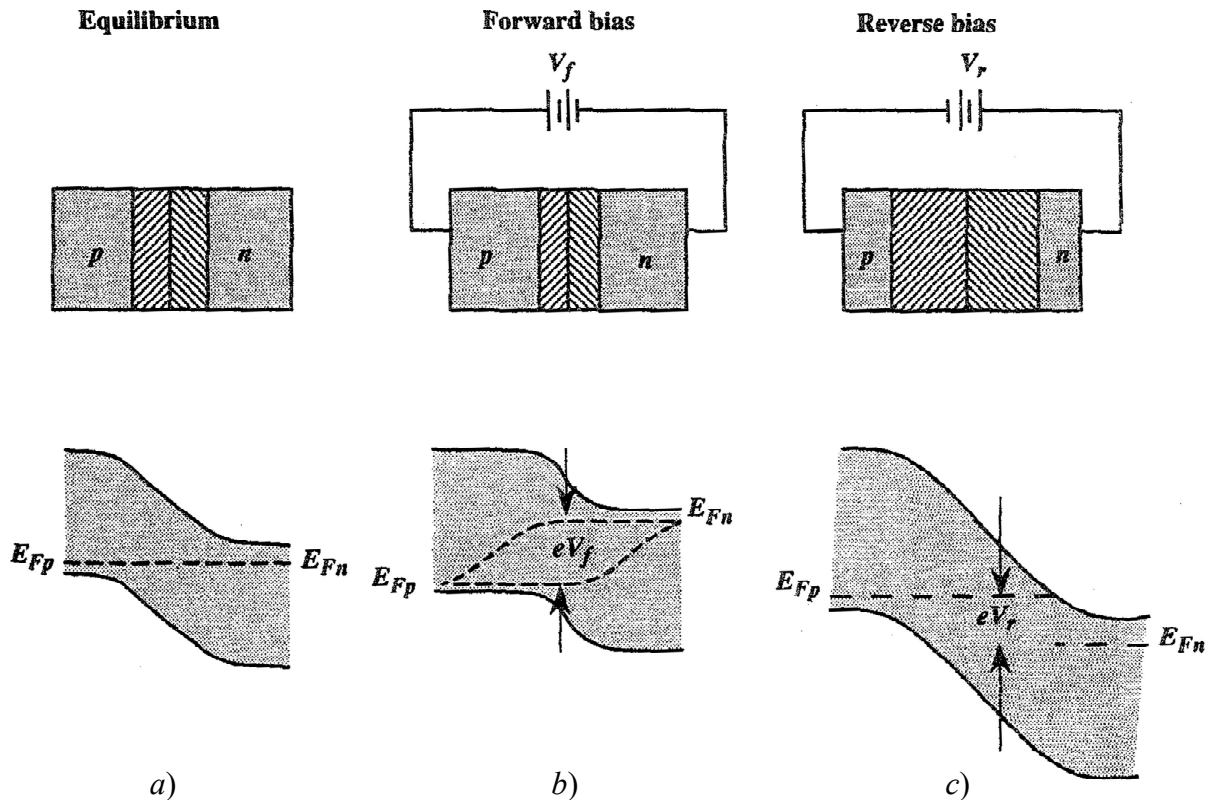


Fig. 5.13 – Bande di energia in una giunzione p-n a) all'equilibrio; b) polarizzata direttamente; c) polarizzata inversamente

Riferendoci alla Fig. 5.14, ripercorriamo adesso la “storia” di un elettrone che parte dal polo negativo di una batteria che polarizza direttamente una giunzione p-n:

1. L'elettrone lascia il polo negativo della batteria e penetra nel cristallo dall'estremità della regione n;
2. Attraversa la regione n come elettrone libero (cioè nella banda di conduzione);
3. Vicino la giunzione esso si può ricombinare e diventare un elettrone di valenza (cadere, cioè, nella banda di valenza) (cammino B); oppure può attraversare la giunzione ed entrare nella zona p rimanendo nella banda di conduzione;
4. Se si trova già nella banda di valenza, esso attraversa la zona p come elettrone di valenza; altrimenti se ha attraversato la giunzione rimanendo nella banda di conduzione, non appena penetra nella zona p viene subito catturato da una lacuna (cammino A) e continua il suo viaggio verso l'estremità sinistra del cristallo come elettrone di valenza;
5. L'elettrone lascia il cristallo e si dirige verso il polo positivo della batteria; qualunque sia la regione di ricombinazione il risultato è lo stesso: un flusso continuo di elettroni attraversa la giunzione.

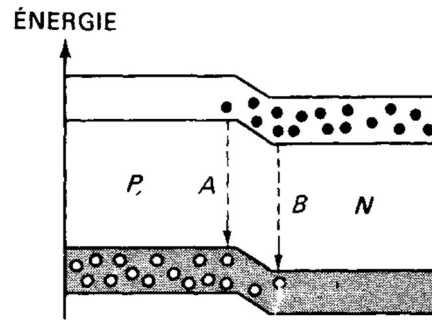


Fig. 5.14 – Ricombinazione in una giunzione polarizzata direttamente

La zona di svuotamento di una giunzione polarizzata direttamente si restringe rispetto al caso di equilibrio, ossia di assenza di polarizzazione, poiché le cariche maggioritarie da ambo i lati vengono spinte verso la giunzione tendendo così a neutralizzare gli ioni. È logico supporre che la larghezza della zona di svuotamento dipenda da quanto la tensione diretta ha abbassato la barriera di potenziale (ossia da $\Phi - V$), oltre che dall'entità dei drogaggi. Si può dimostrare, infatti, che la *larghezza* W della *zona di svuotamento* è data dall'espressione seguente:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (\Phi - V)} \quad (5.10)$$

dove N_A è la concentrazione di atomi accettori [cm^{-3}], N_D è la concentrazione di atomi donatori [cm^{-3}], ε_s è la permeabilità dielettrica del silicio (10^{-12} F/cm). Nel caso di giunzione all'equilibrio basta porre $V = 0$ nell'espressione precedente (ed evidentemente si ottiene una larghezza W maggiore).

Se la giunzione viene *polarizzata inversamente*, ossia con la zona *p* connessa con il potenziale più basso di una sorgente di tensione V e la zona *n* con il potenziale più alto, il campo impresso da tale polarizzazione allontana gli elettroni liberi dalla regione *n* della giunzione verso il polo positivo della sorgente di tensione. Allo stesso modo allontana le lacune dalla zona *p* della giunzione verso il polo negativo della sorgente. In pratica, al campo elettrico dovuto agli ioni fissi all'equilibrio si somma un ulteriore campo elettrico che ionizza un maggior numero di atomi nella zona della giunzione e allarga ulteriormente la zona di svuotamento, che vale adesso:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (\Phi + V)} \quad (5.11)$$

Tutte le cariche mobili che si trovano in tale zona vengono immediatamente spazzate via dal campo elettrico. Dal punto di vista delle bande di energia, il salto di potenziale tra la zona *p* e la zona *n* aumenta rispetto al valore di equilibrio; esso vale $\Phi + V$, essendo V la tensione applicata (in modulo). In teoria tale salto costituisce un "muro" invalicabile per le cariche libere ed è dunque prevedibile che

in polarizzazione inversa alcuna corrente scorra all'interno della giunzione. In realtà, nella zona p sono anche presenti elettroni liberi e nella zona n delle lacune mobili: esse sono le cariche minoritarie del semiconduttore che sono generate termicamente (cfr. par. 5.3). Ricordiamo, infatti, che l'energia termica crea continuamente un numero limitato di elettroni e di lacune dai due lati della giunzione. In quanto cariche minoritarie, esse vengono accelerate dal campo elettrico dovuto alla polarizzazione inversa. Esse sono, dunque, responsabili della piccola corrente inversa – che prende il nome di *corrente di saturazione* - che si ha in una giunzione così polarizzata. È evidente che tale corrente dipende dalla concentrazione intrinseca n_i , e dunque anche dalla temperatura. Si dimostra che la corrente di saturazione è proporzionale al quadrato di n_i ed è normalmente dell'ordine delle decine di nA a temperatura ambiente (e approssimativamente raddoppia ad ogni aumento di 10°C). Oltre alla corrente di saturazione, spesso si considera anche una *corrente di perdita superficiale*, normalmente molto piccola, dovuta alle impurità superficiali che creano dei percorsi ohmici per la corrente. In genere, per *corrente inversa* di una giunzione $p-n$ si intende la somma di entrambe le correnti.

Se si aumenta considerevolmente la tensione inversa (> 50 V), sino ad un certo valore detto *tensione di rottura*, la giunzione diviene bruscamente conduttrice. Da dove provengono improvvisamente i portatori? Come sappiamo, la polarizzazione inversa spinge i portatori liberi dalla giunzione verso le estremità del cristallo semiconduttore. Più la polarizzazione inversa è grande, tanto più essi si spostano rapidamente (o, in altre parole, la loro energia aumenta). Se consideriamo un elettrone che viaggia verso l'estremità del semiconduttore, ad un certo punto esso entrerà in collisione con un elettrone di valenza. Se l'elettrone libero ha sufficiente energia, esso scalzerà l'elettrone di valenza dal suo posto rendendolo disponibile anch'esso per la conduzione. Adesso, pertanto, si avranno due elettroni liberi, i quali, accelerati dalla tensione inversa, scalzeranno altri due elettroni di valenza e così via sino a creare un *effetto valanga*. In tale zona, pertanto la giunzione diviene fortemente conduttrice e può essere distrutta a causa di una dissipazione eccessiva di potenza.

