

# Capitolo 7

## Diodi a microonde

### 7.1 Introduzione

Questo capitolo è dedicato allo studio dei diodi che si utilizzano nei sistemi a microonde. Inizialmente sono discusse le caratteristiche elettriche dei semiconduttori sia intrinseci che drogati. Di seguito è descritto il funzionamento del diodo convenzionale a giunzione p/n, del diodo varactor e del diodo PIN. Il capitolo prosegue con lo studio del diodo Schottky a giunzione metallo/semiconduttore e del diodo ad eterogiunzione. Gli ultimi due paragrafi sono dedicati alla descrizione di due tra i più importanti dispositivi a resistenza negativa che si utilizzano alle frequenze delle microonde e cioè il diodo IMPATT ed il diodo Gunn.

### 7.2 Semiconduttori

Tutti i dispositivi a stato solido che verranno descritti nei successivi paragrafi sono realizzati accrescendo su di un substrato planare due o più semiconduttori diversamente drogati. L'interfaccia tra due semiconduttori drogati prende il nome di "giunzione".

Prima di procedere allo studio dettagliato delle giunzioni è utile richiamare la classificazione dei materiali che viene fatta in base al gap di energia ( $E_G$ ) che intercorre tra l'estremo inferiore della banda di conduzione e quello superiore della banda di valenza. Un materiale si dice isolante se  $E_G$  è maggiore di 5 eV. Nei metalli  $E_G$  è uguale a zero mentre nei semiconduttori  $E_G$  è compreso tra 0.2 e 5 eV. In Tab. 7.1 sono riportati i valori di  $E_G$  per alcuni dei più importanti materiali semiconduttori.

Tab. 7.1

semiconduttore	$E_G$ (eV) (300 K)
Ge	0.66
Si	1.12
GaAs	1.43
$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$	1.65

Per un generico materiale, alla temperatura di 0 K, tutti i legami tra gli atomi sono stabili e quindi tutti i livelli della banda di valenza sono occupati e tutti quelli della banda di conduzione sono vuoti.

Al crescere della temperatura alcuni legami covalenti si rompono e i corrispondenti elettroni passano nella banda di conduzione generando delle lacune nella banda di valenza.

La probabilità che un livello ad energia E sia occupato da un elettrone è data dalla funzione di distribuzione di Fermi:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (7.1)$$

dove  $E_F$  (eV) rappresenta il livello di Fermi,  $k$  (eV/°K) è la costante di Boltzmann e  $T$  (K) è la temperatura assoluta.

In pratica il livello di Fermi rappresenta il livello energetico con una probabilità di essere occupato pari al 50%.

### 7.2.a Semiconduttori intrinseci

In Fig. 7.1 è riportato l'andamento della funzione di Fermi sovrapposta al diagramma a bande di un semiconduttore intrinseco. Nella figura  $E_C$  rappresenta il livello energetico più basso della banda di conduzione ed  $E_V$  il livello più alto della banda di valenza ( $E_C - E_V = E_G$ ).

La densità degli elettroni ( $n$ ), cioè il numero di elettroni per metro cubo in banda di conduzione e delle lacune in banda di valenza ( $p$ ) è data da:

$$n = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT} \quad (7.2)$$

$$p = N_V e^{-(E_F - E_V)/kT} \quad (7.3)$$

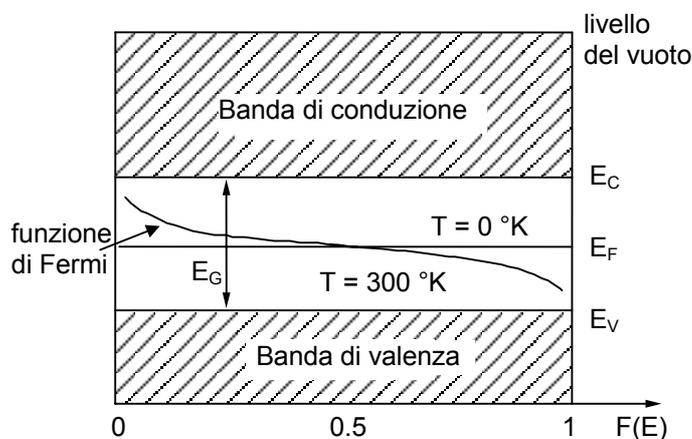


Fig. 7.1

dove  $N_C$  e  $N_V$  sono delle costanti e valgono rispettivamente:

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (7.4)$$

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_l kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

con  $m_e$  ed  $m_l$  masse efficaci dell'elettrone e della lacuna ed  $h$  costante di Planck (Joule-sec).

In un semiconduttore intrinseco la rottura di ogni legame covalente genera un elettrone ed una lacuna per cui le concentrazioni degli elettroni e delle lacune coincidono:

$$n_i = p_i \quad (7.5)$$

Combinando le (7.2), (7.3) e (7.5) si ottiene:

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_C}{N_V} \approx \frac{E_C + E_V}{2} \quad (7.6)$$

dove nell'ultimo passaggio si è supposto che le masse efficaci degli elettroni e delle lacune siano le stesse. Dalla (7.6) si evince che il livello di Fermi in un semiconduttore intrinseco si trova al centro della banda proibita.

Combinando le (7.2) e (7.3) si ha anche:

$$n_i p_i = N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}} = n_i^2 \quad (7.7)$$

La relazione trovata, detta legge di azione di massa, mostra che il prodotto  $np$  dipende solo dal particolare materiale e dalla temperatura.

### 7.2.b Semiconduttori drogati

Le caratteristiche di un materiale semiconduttore possono essere fortemente alterate dall'introduzione nella sua struttura reticolare di atomi eterogenei (droganti). Tipici droganti pentavalenti sono il fosforo e l'arsenico, mentre tra quelli trivalenti rientrano il boro e l'indio.

Quando si inseriscono in un semiconduttore delle impurità pentavalenti (donatori o di tipo n) queste formano dei legami covalenti con quattro dei loro elettroni di valenza, mentre il quinto rimane debolmente legato all'atomo donatore. Con riferimento ai diagrammi a bande, la presenza di impurità donatori crea dei nuovi livelli energetici ( $E_D$ ) al di sotto della banda di conduzione e ad una distanza da questa di pochi meV. Allo zero assoluto tutti i livelli della banda di valenza ed i livelli creati dagli atomi donatori sono occupati dagli elettroni. A temperatura ambiente quasi tutti gli atomi donatori sono

ionizzati ed il loro elettrone a più alta energia è passato nella banda di conduzione. Questo fenomeno determina anche una riduzione della generazione termica di coppie lacuna-elettrone nel materiale drogato, in quanto gli elettroni in banda di valenza trovano i livelli più bassi della banda di conduzione occupati e quindi, per poter passare in quest'ultima, devono superare dei salti energetici maggiori.

Poiché il livello di Fermi indica il livello che ha una probabilità del 50% di essere occupato, in questa situazione esso si troverà vicino alla banda di conduzione (Fig. 7.2).

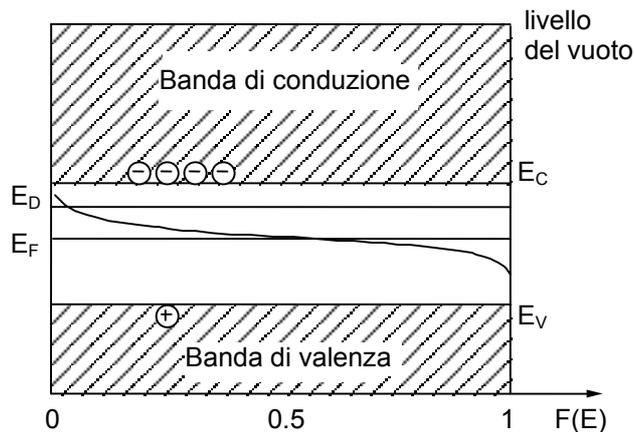


Fig. 7.2

Per semiconduttori di tipo n con  $E_G$  maggiori di 1 eV e a temperatura intorno a quella ambiente, la concentrazione degli elettroni in banda di conduzione è praticamente uguale alla concentrazione degli atomi donatori inseriti nel cristallo ( $N_D$ ):

$$n_n = N_D \quad (7.8)$$

Dovendo poi essere, per la legge dell'azione di massa (7.7):

$$n_n p_n = n_i^2 \quad (7.9)$$

si ha:

$$p_n = n_i^2 / N_D \quad (7.10)$$

Dalle (7.2) e (7.8) si ricava:

$$N_D = N_C e^{-(E_C - E_F) / kT} \quad (7.11)$$

da cui segue:

$$E_F = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (7.12)$$

Quindi il livello di Fermi, rispetto al caso intrinseco, si sposta verso la banda di conduzione.

Se il materiale è drogato con impurità accettori (o di tipo p) queste formano legami covalenti con i loro tre atomi di valenza per cui uno degli atomi del semiconduttore, adiacente all'atomo accettore, avrà un legame non saturato. Con riferimento ai diagrammi a bande la presenza di impurità accettori crea dei nuovi livelli energetici pochi meV al di sopra della banda di valenza. Allo zero assoluto questi nuovi livelli sono vuoti ma al crescere della temperatura essi vengono riempiti generando delle lacune in banda di valenza. In questo caso il livello di Fermi si trova vicino alla banda di valenza (Fig. 7.3).

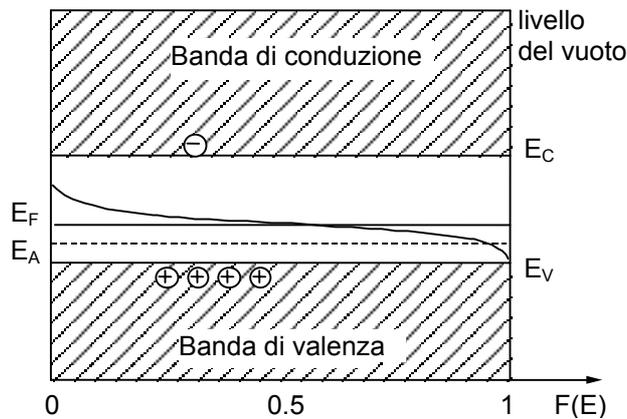


Fig. 7.3

La concentrazione delle lacune in banda di valenza è pari alla concentrazione degli atomi accettori:

$$p_p = N_A \quad (7.13)$$

e quella degli elettroni è data da:

$$n_p = n_i^2 / N_A \quad (7.14)$$

dalle (7.3) e (7.13) segue:

$$N_A = N_V e^{-(E_F - E_V) / kT} \quad (7.15)$$

e quindi:

$$E_F = E_V + kT \ln \frac{N_V}{N_A} \quad (7.16)$$

Quindi, rispetto al caso intrinseco, il livello di Fermi si sposta verso la banda di valenza.

### 7.3 Diodo a giunzione p/n

Un diodo a giunzione p/n viene realizzato accrescendo un semiconduttore drogato p su uno drogato n.

In questa situazione nell'intorno della giunzione si crea un gradiente nella concentrazione di lacune e di elettroni che dà luogo a diffusione di lacune dal lato p verso il lato n e di elettroni nel verso opposto. Nel semiconduttore n rimangono quindi degli atomi donatori non neutralizzati (ioni positivi), in p rimangono degli atomi accettori non neutralizzati (ioni negativi). Questo doppio strato di cariche dà luogo ad un campo elettrico che induce, a sua volta, una corrente di conduzione opposta a quella di diffusione. La condizione di equilibrio si raggiunge quando la corrente di diffusione delle lacune (elettroni) è uguale ed opposta alla corrente di conduzione delle lacune (elettroni).

In Fig. 7.4.a è mostrato l'andamento della concentrazione delle impurità ( $N_D - N_A$ ) e della densità di carica legata ( $\rho$ ) per una giunzione a gradino. La regione di larghezza  $w = x_n + x_p$ , dove sono presenti solo gli atomi ionizzati, è detta regione di svuotamento e al suo interno non vi sono portatori liberi.

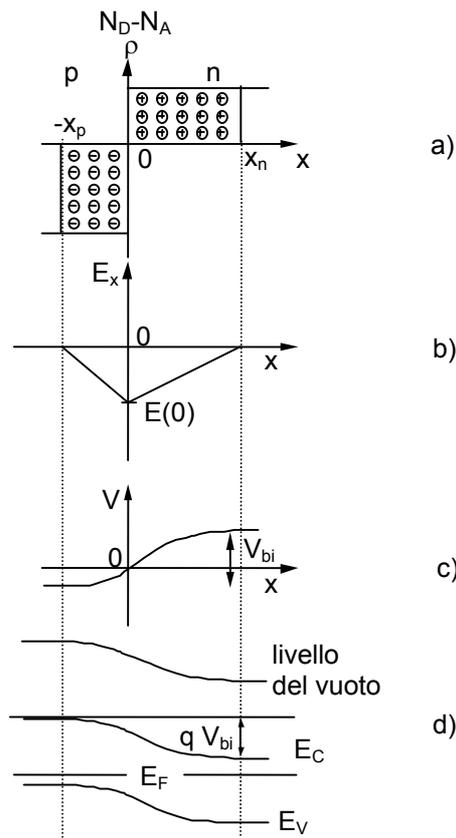


Fig. 7.4

In Fig. 7.4.b è riportato l'andamento del campo elettrico ottenibile tramite l'equazione:

$$E_x(x) = \int \frac{\rho(x)}{\varepsilon} dx + \text{cost} \quad (7.17)$$

dove  $\varepsilon$  è la permittività del materiale. In Fig. 7.4.c è riportato l'andamento del potenziale:

$$V(x) = -\int E_x(x) dx + \text{cost} \quad (7.18)$$

Il diagramma a bande per la giunzione p/n si presenta come in Fig. 7.4.d. All'equilibrio il livello di Fermi è costante in tutto il semiconduttore, e quindi, allo stesso livello energetico nei due materiali corrisponde la stessa probabilità di occupazione. Gli andamenti dei livelli  $E_C$  ed  $E_V$  del diagramma a bande sono ottenibili a partire dai livelli dei semiconduttori isolati osservando che, alla formazione della giunzione, si conserva la distanza tra questi livelli ed il livello del vuoto. Questo livello è definito come l'energia necessaria per portare un elettrone fuori dal semiconduttore ed è ottenibile ribaltando rispetto all'asse delle  $x$  l'andamento del potenziale (Fig. 7.4.c).

Per valutare la larghezza della zona di svuotamento si può utilizzare l'equazione di Poisson in una dimensione:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon} [p(x) - n(x) + N_D(x) - N_A(x)] \quad (7.19)$$

con  $q$  carica dell'elettrone. Nella regione di carica spaziale a sinistra della giunzione si ha:  $p(x) = n(x) = N_D(x) = 0$ , supponendo  $N_A(x)$  costante e ponendo  $V(0)=0$  si ottiene:

$$V(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon} [(x + x_p)^2 - x_p^2] \quad (7.20)$$

Questa espressione per  $x = -x_p$  diventa:

$$V(-x_p) = -\frac{qN_A}{2\varepsilon} x_p^2 \quad (7.21)$$

Analogamente nella regione di carica spaziale a destra della giunzione si avrà:

$$V(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon} [(x - x_n)^2 - x_n^2] \quad (7.22)$$

Per  $x = x_n$  si ottiene:

$$V(x_n) = \frac{qN_D}{2\varepsilon} x_n^2 \quad (7.23)$$

La barriera di potenziale (built-in-potential) è quindi:

$$V_{bi} = V(x_n) - V(-x_p) = \frac{q}{2\varepsilon} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad (7.24)$$

Dovendo poi essere continuo il campo elettrico all'interfaccia si ha:

$$E_x(0) = -\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{qN_D x_n}{\varepsilon} = -\frac{qN_A x_p}{\varepsilon} \quad (7.25)$$

Combinando la (7.24) con la (7.25) si ottiene:

$$x_n = \left[ \frac{2\varepsilon V_{bi} N_A}{qN_D} \left( \frac{1}{N_A + N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (7.26)$$

e dualmente:

$$x_p = \left[ \frac{2\varepsilon V_{bi} N_D}{qN_A} \left( \frac{1}{N_A + N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (7.27)$$

e quindi:

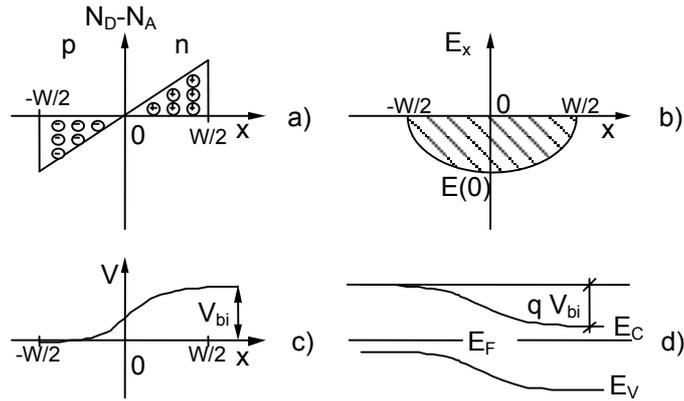
$$w = x_p + x_n = \left[ \frac{2\varepsilon V_{bi}}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (7.28)$$

Le equazioni (7.26) e (7.27) indicano che la regione di svuotamento penetra maggiormente nelle regioni meno drogate mentre la (7.28) correla la larghezza della regione di svuotamento alle concentrazioni  $N_A$  e  $N_D$  e al potenziale della giunzione.

La (7.28) vale per una giunzione a gradino bilaterale. Per giunzioni a gradino unilaterale con  $N_A \gg N_D$ , la (7.28) diventa:

$$w = \left[ \frac{2\varepsilon V_{bi}}{qN_D} \right]^{1/2} \quad (7.29)$$

Gli andamenti visti finora fanno riferimento a una giunzione a gradino; un altro tipo di giunzione è quella a profilo lineare, per la quale sono riportati in Fig. 7.5 gli andamenti analoghi a quelli di Fig. 7.4. Si noti che in questo caso, diversamente da quanto fatto per la giunzione a gradino, si è posto  $V(-w/2) = 0$ .



$$N_D(x) = ax$$

$$\rho(x) = qax$$

$$E_x(x) = \frac{qa}{2\epsilon} \left[ x^2 - \left( \frac{w}{2} \right)^2 \right]$$

$$V(x) = \frac{qa}{2\epsilon} \left[ -\frac{x^3}{3} + \left( \frac{w}{2} \right)^2 x + \frac{w^3}{12} \right]$$

$$V_{bi} = \frac{qaw^3}{12\epsilon}$$

$$w = \left[ \frac{12\epsilon V_{bi}}{qa} \right]^{1/3}$$

Fig. 7.5

Se si applica ai capi della giunzione p/n una tensione, questa modifica l'andamento delle bande di energia (Fig. 7.6). In figura l'andamento dei livelli di valenza e di conduzione nella regione di svuotamento è stato per semplicità linearizzato. Se si applica una polarizzazione diretta di valore  $V$  (positivo sul lato p e negativo sul lato n), si ha una riduzione della barriera di potenziale ( $V_{bi} - V$ ) ed un salto nel livello di Fermi pari a  $qV$  (Fig. 7.6.a). Livelli con la stessa energia nei due semiconduttori hanno ora una probabilità diversa di essere occupati, ed in particolare questa probabilità è maggiore per le lacune nel lato p e gli elettroni nel lato n; quindi si determina un flusso di elettroni dal lato n verso quello p e di lacune nel verso opposto.

Se invece si applica ai capi della giunzione una polarizzazione inversa (positivo sul lato n e negativo sul lato p), si ha un aumento della barriera di potenziale ( $V_{bi} + |V|$ ) ed un salto nel livello di Fermi pari ancora a  $qV$ , ma opposto al precedente (Fig. 7.6.b). Anche in questo caso gli stessi livelli energetici avranno una probabilità diversa di essere occupati, ma questa volta hanno una probabilità maggiore gli elettroni nel lato p e le lacune nel lato n. Si determina quindi un flusso di elettroni dal lato p verso quello n e di lacune nel verso opposto. Questo flusso tuttavia è molto debole in quanto i portatori in gioco hanno una bassa concentrazione.

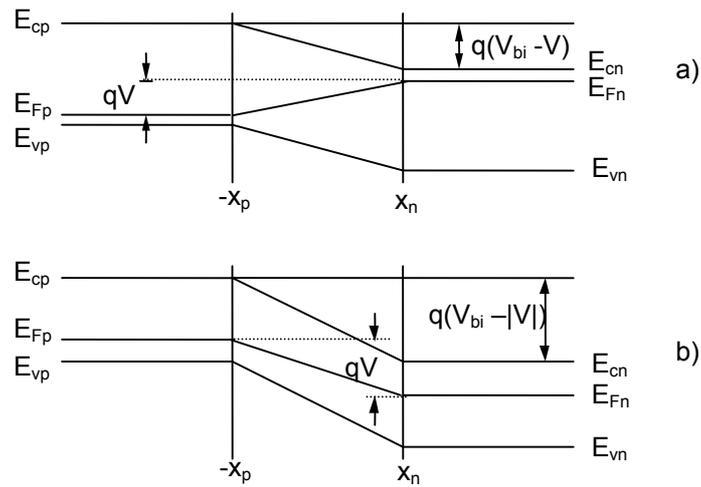


Fig. 7.6

### 7.3.a Equazione del diodo

L'equazione di continuità (conservazione della carica) si scrive, con riferimento alla concentrazione degli elettroni nel lato p ( $n_p$ ), come:

$$\frac{d^2(n_p - n_{p0})}{dx^2} = \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} \quad (7.30)$$

dove  $n_{p0}$  è la concentrazione degli elettroni all'equilibrio nel lato p,  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  è la lunghezza di diffusione degli elettroni nel materiale p, mentre  $D_n$  e  $\tau_n$  sono la costante di diffusione ed il tempo di vita medio degli elettroni nel lato p.

La densità di corrente che attraversa la giunzione è data dalla somma di due contributi, quello di trascinalamento e quello di diffusione:

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (7.31)$$

dove  $\mu_n$  rappresenta la mobilità degli elettroni  $\left(\mu_n = \frac{q}{kT} D_n\right)$ .

Con semplici passaggi dalla (7.31) si ottiene la legge della giunzione:

$$n_p(-x_p) = n_{p0} e^{qV/kT} \quad (7.32)$$

Risolvendo la (7.30) con la condizione al contorno (7.32) si ottiene:

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} (e^{qV/kT} - 1) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (7.33)$$

e, analogamente, per le lacune nel lato n si ha:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p} \quad (7.34)$$

Al di fuori della regione di svuotamento il campo elettrico è nullo ed è presente una corrente di diffusione dovuta alla ricombinazione dei portatori minoritari per cui risulta:

$$J_n = qD_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_{x=x_p} = \frac{qn_{p0}D_n}{L_n} (e^{qV/kT} - 1) \quad (7.35)$$

$$J_p = -qD_p \left( \frac{dp_n}{dx} \right)_{x=x_n} = \frac{qp_{n0}D_p}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \quad (7.36)$$

La corrente totale sarà quindi:

$$I = A(J_n + J_p) = A \left( \frac{qn_{p0}D_n}{L_n} + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p} \right) (e^{qV/kT} - 1) = I_s (e^{qV/kT} - 1) \quad (7.37)$$

Rispetto a questa trattazione ideale, nella realtà intervengono molti fattori di deviazione tra cui la generazione e ricombinazione dei portatori nella regione di svuotamento. Per tener conto di questo e di altri effetti l'equazione del diodo è generalmente scritta come:

$$I = I_s (e^{qV/nkT} - 1) \quad (7.38)$$

con  $n$  compreso tra 1 e 2.

In Fig. 7.7 è riportata la caratteristica I-V per un diodo p/n realizzato in silicio.

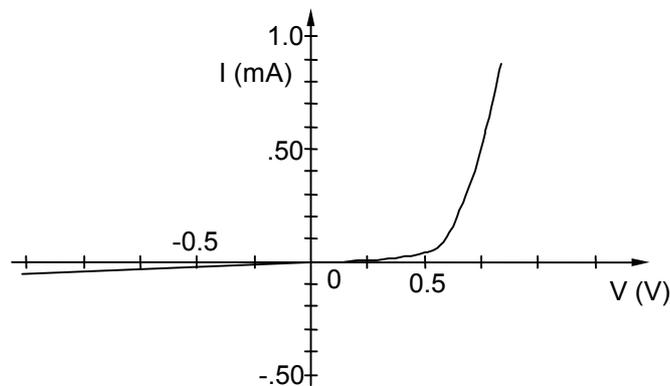


Fig. 7.7

### 7.3.b Capacità di svuotamento

La capacità di svuotamento o di transizione è associata al doppio strato di cariche che si crea quando si forma una giunzione. Poiché la larghezza dello strato, e quindi la sua capacità, varia con la tensione, si definisce una capacità differenziale come:

$$C_J(V) = \frac{dQ}{dV} \quad (7.39)$$

Generalizzando la trattazione fatta per la giunzione a gradino e per la giunzione a profilo lineare si considera una generica distribuzione di donatori del tipo:

$$N_D(x) = ax^b \quad (7.40)$$

Nell'ipotesi di giunzione simmetrica si può studiare solo mezza giunzione. Procedendo come in precedenza (v. Eq. 7.28) si trova che la larghezza della regione di svuotamento vale:

$$w = \left[ \frac{\varepsilon(b+2)2^{(b+1)}(V_{bi} - V)}{qa} \right]^{1/(b+2)} \quad (7.41)$$

Nella (7.41) è stata anche inserita la dipendenza di  $w$  dalla tensione di polarizzazione  $V$  (in inversa  $V$  è negativa).

La capacità di transizione risulta quindi legata alla tensione applicata alla giunzione dalla relazione:

$$C_J(V) = \frac{\varepsilon}{w} A = A \left( \frac{qa\varepsilon^{b+1}}{(b+2)2^{(b+1)}} \right)^{1/(b+2)} (V_{bi} - V)^{-1/(b+2)} \quad (7.42)$$

Questa espressione viene comunemente scritta come:

$$C_J(V) = \frac{C_0}{\left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right)^\gamma} = C_J(V_B) \left[ \frac{V_{bi} - V_B}{V_{bi} - V} \right]^\gamma \quad (7.43)$$

dove  $\gamma = 1/(b+2)$ ,  $C_0$  è la capacità in assenza di polarizzazione ( $V=0$ ), e  $C_J(V_B)$  è la capacità in corrispondenza della tensione di breakdown ( $V_B$ ).

Per una giunzione a gradino  $b=0$  e  $\gamma=1/2$ ; per una giunzione a profilo lineare  $b=1$  e  $\gamma=1/3$ , mentre per una giunzione iperbrusca  $b<0$  e  $\gamma>1/2$ . La capacità di transizione varia sia con  $\gamma$  che con la tensione, valori tipici sono compresi tra 1 e 20 pF.

### 7.3.c Capacità di diffusione

La capacità di diffusione è legata alla variazione dei portatori minoritari iniettati ed immagazzinati in prossimità della giunzione fuori della regione di transizione.

Applicando una polarizzazione diretta al diodo si ha un flusso di lacune dal lato p verso quello n e di elettroni da n a p. La distribuzione spaziale di questi portatori si presenta come in Fig. 7.8, in cui la carica iniettata è proporzionale all'area ombreggiata.

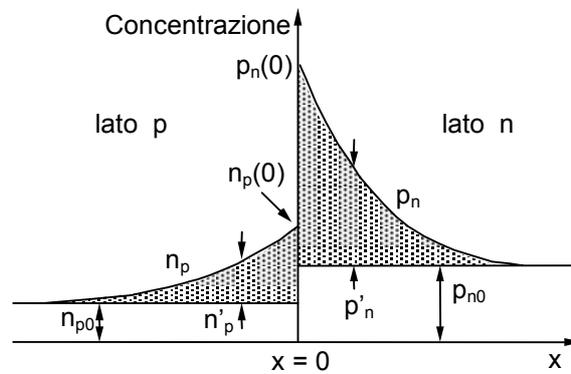


Fig. 7.8

In Fig. 7.8 si è supposto per semplicità che il lato p sia maggiormente drogato rispetto al lato n ed inoltre si è omessa la regione di transizione. Posto:  $p'_n(x) = p_n(x) - p_{n0}$  si avrà:

$$Q = \int_0^{\infty} Aq p'_n(x) dx = \int_0^{\infty} Aq p'_n(0) e^{-(x/L_p)} dx \quad (7.44)$$

e quindi:

$$Q = Aq L_p p'_n(0) = Aq L_p p_{n0} (e^{qV/kT} - 1) \quad (7.45)$$

Inoltre si ha (Eq. 7.36):

$$I_p(0) = AJ_p(0) = \frac{AqD_p p_{n0}(e^{qV/kT} - 1)}{L_p} \quad (7.46)$$

Combinando le (7.45) e (7.46) si ha:

$$I = I_p = Q/\tau_p \quad (7.47)$$

con  $\tau_p = L_p^2/D_p = \tau$  tempo di vita medio delle lacune nel lato n.  
Quindi la capacità di diffusione è esprimibile come:

$$C_D = \frac{dQ}{dV} = \tau \frac{dI}{dV} = q\tau \frac{I_S}{nkT} e^{qV/nkT} \quad (7.48)$$

Questa capacità varia con la tensione ai capi del diodo, valori tipici sono compresi tra 20 pF e 20  $\mu$ F. In polarizzazione inversa l'iniezione di portatori è fortemente ridotta e di conseguenza si riduce anche la capacità di diffusione.

In conclusione si può dire che la capacità di diffusione è prevalente in polarizzazione diretta mentre in polarizzazione inversa prevale quella di transizione. Gli andamenti di queste due capacità in funzione della tensione di polarizzazione e per una tipica giunzione p/n sono riportati in Fig. 7.9.

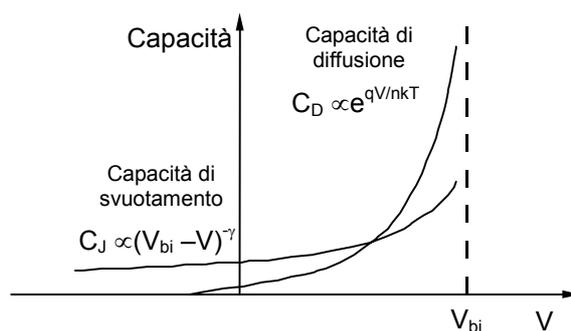


Fig. 7.9

## 7.4 Diodo varactor

Come visto in precedenza (par. 7.3.b) la capacità di transizione di un diodo varia non linearmente con la tensione di polarizzazione inversa applicata ai suoi capi. Quando è utilizzato come capacità non lineare il diodo prende il nome di varactor. Nella tecnica delle microonde il varactor è impiegato per la generazione delle armoniche di un segnale a microonde (moltiplicatore di frequenza) o come elemento di sintonia in circuiti attivi e passivi (risonatori accordabili).

In Fig. 7.10 è mostrata una sezione, non in scala, di un varactor contenuto all'interno di un involucro metallico (package). Nella figura, in particolare, sono evidenziati gli elementi parassiti associati al package. Questi sono la capacità tra piano di massa e contatto superiore ( $C_F$  - fringing capacitance), l'induttanza del conduttore che collega la metallizzazione al circuito esterno ( $L_S$ ) e la capacità rispetto al piano di massa del connettore metallico ( $C_C$ ).

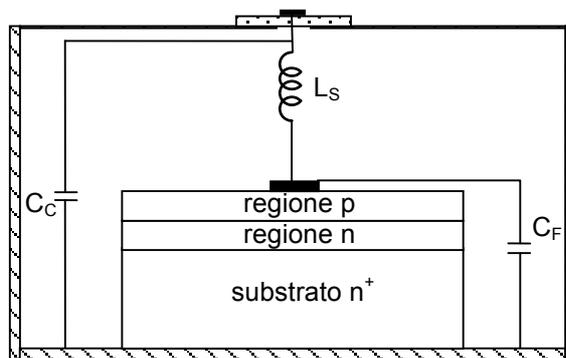


Fig. 7.10

### 7.4.a Circuito equivalente

In Fig. 7.11 è riportato il circuito equivalente del diodo in polarizzazione inversa comprendente la capacità di svuotamento della giunzione, funzione non lineare della tensione di polarizzazione ( $C_J$ ), la resistenza non lineare della giunzione, funzione della tensione di polarizzazione ( $R_J$ ), la resistenza del corpo del semiconduttore e dei contatti metallici anch'essa funzione della tensione di polarizzazione ( $R_S$ ).

In figura, oltre agli elementi che schematizzano il comportamento della zona attiva del diodo, sono anche riportati i vari elementi induttivi e capacitivi che schematizzano gli effetti parassiti.

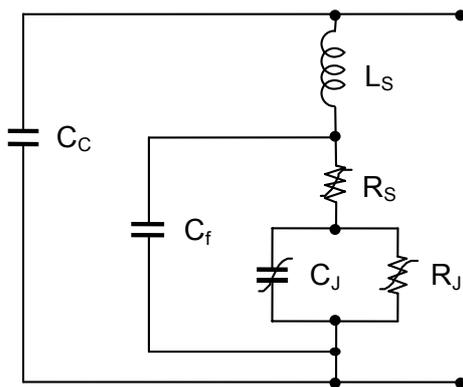


Fig. 7.11

Questi ultimi hanno valori variabili a seconda del package. Le capacità  $C_c$  e  $C_f$  possono variare tra 0.01 e 1 pF,  $L_S$  tra 0.2 e 1 nH,  $R_S$  vale circa 1  $\Omega$ . Per lo studio del circuito di Fig. 7.11 si può trascurare l'effetto degli elementi parassiti che possono essere eventualmente considerati come facenti parte del circuito esterno al varactor. Inoltre, in polarizzazione inversa, la resistenza  $R_J$  ( $>10 \text{ M}\Omega$ ) può essere trascurata nel parallelo con  $C_J$  ( $\approx 5 \text{ pF}$ ). Ad esempio, con  $f = 10 \text{ GHz}$  e  $C_J = 5 \text{ pF}$  si ha  $X_J \approx 3 \Omega$  sicuramente prevalente nel parallelo con la resistenza  $R_J = 10 \text{ M}\Omega$  (normalmente in bassa frequenza avviene il contrario). In conclusione, ci si può ricondurre ad un circuito equivalente formato da una capacità non lineare ( $C_J$ ) con in serie la resistenza  $R_S$ .

In Fig. 7.12 sono riportati gli andamenti della capacità della giunzione e della resistenza serie in funzione della tensione di polarizzazione.

Si noti come in Fig. 7.12 l'andamento della capacità della giunzione è simile a quello riportato in Fig. 7.9 per  $C_J$ . Le caratteristiche si interrompono alla tensione  $V = -70 \text{ V}$  oltre la quale interviene il breakdown della giunzione.

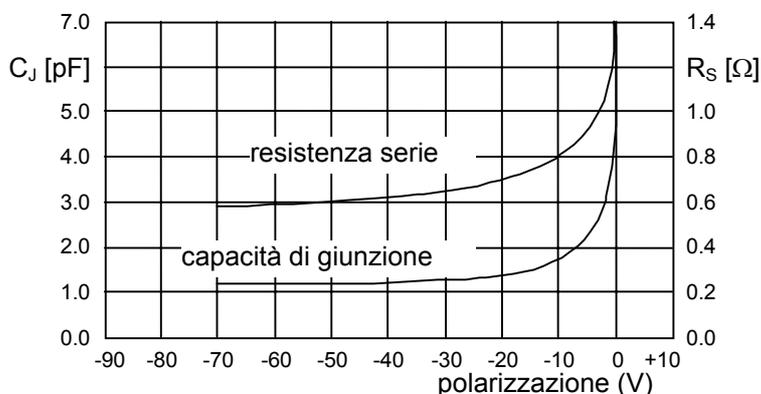


Fig. 7.12

L'elastanza differenziale, definita come il rapporto tra la variazione di tensione e la variazione di carica immagazzinata ( $S_J(V) = dV/dQ$ ), si esprime per una giunzione p/n polarizzata inversamente, ed utilizzando la relazione (7.43), come:

$$\frac{S_J(V)}{S_{JMAX}} = \left( \frac{V_{bi} - V}{V_{bi} - V_B} \right)^\gamma \quad V < V_{bi} \quad (7.49)$$

$$S_J(V) = 0 \quad V \geq V_{bi}$$

dove:

- $V_{bi}$  = potenziale di giunzione (tipicamente  $0.2 \div 0.7$  mV)
- $V_B$  = tensione di breakdown (tipicamente  $-40 \div -100$  V)
- $\gamma$  = coefficiente dipendente dalla realizzazione tecnologica della giunzione:
  - $\gamma = 1/2$  per giunzioni a gradino
  - $\gamma = 1/3$  per giunzioni a profilo lineare
  - $\gamma > 1/2$  per diodi a recupero veloce (step recovery)
- $S_{JMAX} = S(V_B) =$  valore dell'elastanza per  $V = V_B$ .

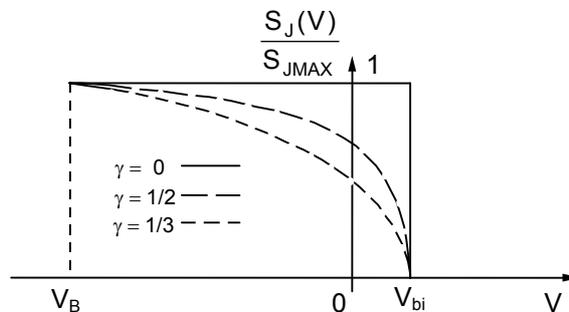


Fig. 7.13

In Fig. 7.13 è riportato l'andamento dell'elastanza, normalizzata rispetto al suo valore massimo, in funzione della tensione per i tre diversi valori di  $\gamma$  citati. Si noti che l'elastanza è massima al breakdown e nulla per  $V \geq V_{bi}$ , e ha un andamento decrescente con la tensione a cui corrisponde un andamento crescente della capacità di giunzione. Si noti però che per  $V > V_{bi}$  l'espressione (7.49) dà per la capacità un valore infinito. Questo risultato è dovuto al fatto che la legge (7.49) è corretta solo in polarizzazione inversa, e l'estrapolazione al caso di polarizzazione diretta porta a risultati errati.

Per giunzioni brusche ( $\gamma = 1/2$ ), l'elastanza differenziale è legata alla radice della tensione per valori di  $V$  che vanno da  $V = V_{bi}$  ( $S_J=0$ ) fino a  $V = V_B$  ( $S_J=S_{JMAX}$ ).

Per giunzioni a profilo lineare ( $\gamma = 1/3$ ) il legame è del terzo ordine con gli stessi estremi.

Si può definire un fattore di qualità per la capacità della giunzione dato da:

$$Q = \frac{1}{\omega C_J R_S} = \frac{1}{2\pi f C_J R_S} = \frac{f_c}{f} \quad (7.50)$$

dove  $f_c$  è detta frequenza di taglio del varactor. Poiché  $C_J$  varia con la tensione, il fattore di qualità è anche definito come:

$$Q = \frac{S_{JMAX} - S_{JMIN}}{2\pi f R_S}$$

Un altro utile parametro per valutare la bontà di un varactor è la sensibilità, definita come:

$$s = \frac{\frac{dC_J}{C_J}}{\frac{dV}{V}} = -\gamma \frac{V}{V_{bi} - V} \quad (7.51)$$

Se  $|V| \gg V_{bi}$  si ha  $s \approx \gamma$  (è massima per le giunzioni iperbrusche).

In alcune applicazioni (v. par. 8.3) è utile valutare il legame diretto che esiste tra tensione e carica. Integrando l'Eq. 7.49 si ha:

$$\int \frac{dV}{(V_{bi} - V)^\gamma} = \frac{S_{JMAX}}{(V_{bi} - V_B)^\gamma} \int dQ \quad (7.52)$$

da cui si ottiene:

$$-\frac{(V_{bi} - V)^{-\gamma+1}}{-\gamma + 1} = \frac{S_{JMAX}}{(V_{bi} - V_B)^\gamma} Q + \text{cost} \quad (7.53)$$

Si vuole ora sostituire, nell'equazione (7.53), alle incognite  $S_{JMAX}$  e  $\text{cost}$  due nuove incognite  $Q_{bi}$  e  $Q_B$ . La prima è definita come:  $Q_{bi} = Q(V=V_{bi})$  (piccola carica negativa immagazzinata alla giunzione quando  $V=V_{bi}$ ) e la seconda

come:  $Q_B = Q(V=V_B)$  (carica negativa immagazzinata alla giunzione quando  $V = V_B$ ). Sostituendo queste due definizioni nella (7.53), si ottiene:

$$\left( \frac{V_{bi} - V}{V_{bi} - V_B} \right)^{1-\gamma} = \frac{Q_{bi} - Q}{Q_{bi} - Q_B} \quad (7.54)$$

In Fig. 7.14 è riportata questa relazione nel caso quadratico ( $\gamma = 1/2$ ).

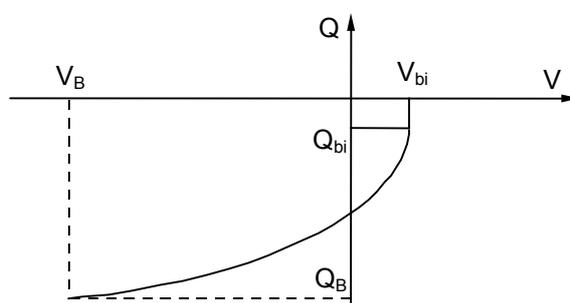
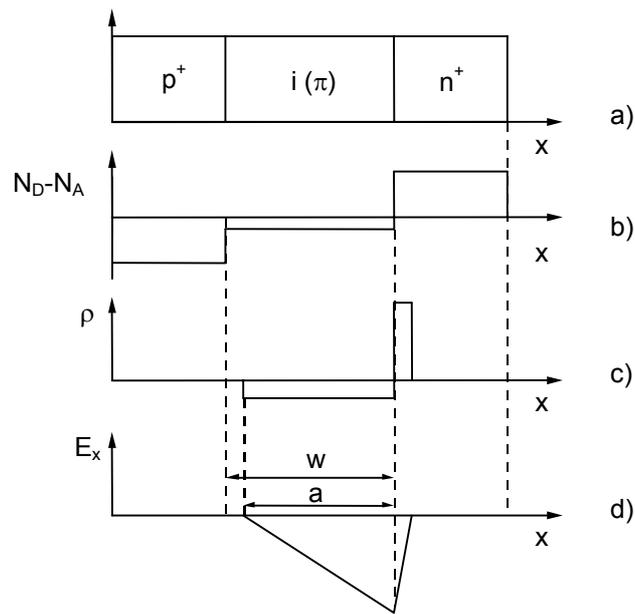


Fig. 7.14

## 7.5 Diodo PIN

Il diodo PIN è un dispositivo la cui resistenza, presentata alle microonde, è funzione della corrente di polarizzazione applicata. Nella tecnica delle microonde il PIN si utilizza per realizzare degli attenuatori variabili o degli interruttori entrambi controllabili elettronicamente.

Una rappresentazione schematica della struttura del diodo PIN è mostrata in Fig. 7.15: due zone fortemente drogate p ed n sono separate da uno strato approssimativamente intrinseco di spessore variabile tra 10 e 100  $\mu\text{m}$ . Tale strato è in realtà debolmente p ( $\pi$ ) (Fig. 7.15.a) oppure debolmente n ( $\nu$ ). In Fig. 7.15 sono anche evidenziati i drogaggi (b), le distribuzioni della densità di carica (c) e di campo elettrico (d) per la struttura in esame. Dato il profilo di drogaggio riportato in Fig. 7.15.b, lacune ed elettroni diffondono per effetto del gradiente di concentrazione creando due regioni di carica spaziale all'interfaccia tra le regioni  $\pi$  ed  $n^+$  (zona di svuotamento). Nella Fig. 7.5.d si evidenzia in particolare il fatto che lo strato intermedio  $\pi$  non è totalmente svuotato ( $a < w$ ).

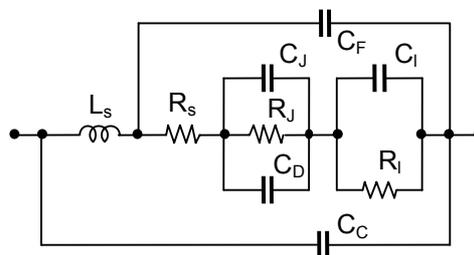


**Fig. 7.15**

### 7.5.a Circuito equivalente

Nelle realizzazioni pratiche il diodo PIN viene inserito in un involucro simile a quello del varactor (Fig. 7.10). Date le ridotte dimensioni del diodo, per esso si può definire un circuito equivalente a costanti concentrate anche alle frequenze delle microonde.

Questo circuito è riportato in Fig. 7.16 e comprende gli elementi parassiti del package in cui è racchiuso il diodo e la serie di due celle che schematizzano il funzionamento del diodo vero e proprio.



**Fig. 7.16**

I simboli di figura indicano:

- $L_S$  = induttanza dovuta ai fili di connessione,
- $C_C$  = capacità tra il substrato di semiconduttore e l'involucro,
- $C_F$  = capacità tra il substrato ed i connettori,
- $R_S$  = resistenza associata ai contatti metallici disposti alle estremità della zona p e della zona n e alla resistenza di volume offerta al segnale dalla zona n e dalla zona p che hanno una resistività finita,
- $C_D$  = capacità di diffusione,
- $C_J$  = capacità della regione di svuotamento,
- $R_J$  = resistenza della regione di svuotamento,
- $C_I$  = capacità dello strato intrinseco non svuotato,
- $R_I$  = resistenza dello strato intrinseco non svuotato.

Valori tipici di questi parametri sono riportati in Tab. 7.2.

I parametri parassiti hanno evidentemente un valore che è indipendente dalla polarizzazione. Si noti tuttavia che un'induttanza di 0.3 nH, a frequenze dell'ordine del GHz, corrisponde a impedenze dell'ordine dell'ohm.

Tab. 7.2

elemento circuitale	polarizzazione		
	0V	50 V inversa	25 mA diretta
$C_J$	0.8 pF	0.02-0.2 pF	> 10 pF
$C_D$	trascurabile	trascurabile	> 3 pF
$C_I$	0.25 pF	$\infty$	> 0.25 pF
$C_F$	0.02 pF	0.02 pF	0.02 pF
$C_C$	0.3 pF	0.3 pF	0.3 pF
$L_S$	0.3 nH	0.3 nH	0.3 nH
$R_S$	0.3 $\Omega$	0.3 $\Omega$	0.3 $\Omega$
$R_J$	> $10^9 \Omega$	> $10^9 \Omega$	< 0.1 $\Omega$
$R_I$	2500 $\Omega$	0.0 $\Omega$	2 $\Omega$

Quando è assente la polarizzazione, lo strato intrinseco non svuotato ha una resistenza alta ( $R_I = 2.5 \text{ k}\Omega$ ). Polarizzando in inversa il diodo lo spessore dello strato intrinseco non svuotato tende a zero e quindi la capacità tende all'infinito e la resistenza tende a zero, per cui il gruppo  $R_I C_I$  diventa un cortocircuito. Infine, in polarizzazione diretta, l'iniezione dei portatori all'interno dello strato intrinseco riduce la resistenza al valore di circa 2  $\Omega$ .

#### 7.5.b Calcolo dell'impedenza del diodo

Si vuole ora analizzare il circuito equivalente del diodo in *assenza di polarizzazione o per piccole polarizzazioni inverse*. In questo studio si trascura la capacità di diffusione  $C_D$  e gli elementi parassiti  $C_C$ ,  $C_F$  ed  $L_S$  che si

considerano inglobati nella rete esterna al diodo. Essendo inoltre, alle frequenze di interesse, la resistenza della giunzione ( $R_J$ ) molto maggiore della reattanza dovuta alla capacità della giunzione ( $C_J$ ), il circuito equivalente diventa quello riportato in Fig. 7.17.

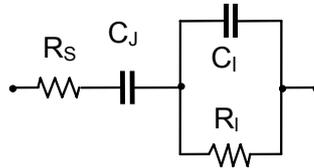


Fig. 7.17

Allo strato di svuotamento è associata la capacità  $C_J$  data da:  $C_J = \epsilon_s A/a$  con  $A$  sezione del diodo e  $a$  spessore dello strato svuotato (Fig. 7.15). Nella zona intrinseca rimane uno spessore  $w-a$  non svuotato a cui sono associate una capacità ed una resistenza date da:  $C_1 = \epsilon_s A/(w-a)$  e  $R_1 = (w-a)/\sigma A$ . L'impedenza totale è quindi data da:

$$Z = \frac{1}{j\omega C_J} + \frac{1}{\frac{1}{R_1} + j\omega C_1} + R_s = \frac{a}{j\omega \epsilon_s A} + \frac{1}{\frac{\sigma A}{w-a} + j \frac{\omega \epsilon_s A}{w-a}} + R_s \quad (7.55)$$

Separando in parte reale e parte immaginaria ( $Z=R+jX$ ) si ha:

$$R = \frac{w-a}{\sigma A \left[ 1 + \left( \frac{\omega \epsilon_s}{\sigma} \right)^2 \right]} + R_s \quad X = \frac{-\omega \epsilon_s}{\sigma^2 A \left[ 1 + \left( \frac{\omega \epsilon_s}{\sigma} \right)^2 \right]} \left( w + \frac{\sigma^2 a}{\omega^2 \epsilon_s^2} \right) \quad (7.56)$$

Nelle applicazioni ad alta frequenza e per i comuni valori di resistività dello strato intrinseco si ha:  $\omega \epsilon_s \gg \sigma$ . Si definisce una frequenza di transizione in inversa ( $f_{ti}$ ) del diodo come quella per cui  $2\pi f_{ti} \epsilon_s = \sigma$ , e quindi si ha:  $f_{ti} = \sigma/2\pi \epsilon_s$  (ad esempio con:  $\sigma = 0.15$  S/m e  $\epsilon_s = 11.8 \epsilon_0$  si ha:  $f_{ti} = 0.2$  GHz).

Per frequenze superiori a quella di transizione la (7.56) diventa:

$$R \cong \frac{\sigma(w-a)}{\omega^2 \epsilon_s^2 A} + R_s \quad X = -\frac{1}{\omega C} \cong \frac{-w}{\omega \epsilon_s A} \quad (7.57)$$

Come si vede dalla (7.57), la reattanza  $X$  è legata alla capacità dell'intero strato intrinseco e quindi è indipendente dalla polarizzazione, viceversa  $R$  vi dipende in quanto funzione di 'a'. Si noti che nel diodo PIN la reattanza  $X$  assume valori elevati in quanto  $w$  è grande (è circa pari a tutto lo strato intrinseco).

In *polarizzazione inversa spinta* si ha  $a=w$  e quindi  $R = R_s \approx 0.3 \Omega$ . Per frequenze superiori a quella di transizione il circuito equivalente del PIN è quello mostrato in Fig. 7.18.

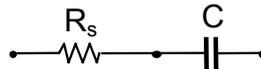


Fig. 7.18

Se si considera ad esempio la frequenza di 1 GHz con  $C = C_J = 0.2 \text{ pF}$  si ha  $X \approx 800 \Omega$ . Questa impedenza è maggiore dell'impedenza delle comuni linee di trasmissione ( $50 \Omega$ ) per cui in queste condizioni il PIN si comporta come un circuito aperto. Al crescere della frequenza, a parità di capacità, la reattanza si riduce e quindi, per operare ad elevate frequenze, si realizzano PIN con  $C_J < 0.02 \text{ pF}$ .

In *polarizzazione diretta* si hanno elevati valori di  $C_J$  in quanto si riduce la larghezza della regione di svuotamento ( $C_J > 10 \text{ pF}$ ), contemporaneamente però non cresce la capacità di diffusione che è legata alla variazione dei portatori minoritari (trascurabili in questa struttura). In ogni caso, la somma di  $C_J$  e  $C_D$  dà luogo ad una capacità elevata che cortocircuita la giunzione per cui in pratica il circuito equivalente è quello mostrato in Fig. 7.19.

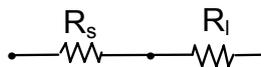


Fig. 7.19

Per valutare  $R_i$  si osservi che in polarizzazione diretta l'iniezione di elettroni e di lacune nella zona intrinseca dà luogo ad un decadimento esponenziale della densità dei portatori in questa regione. Se lo spessore dello strato intrinseco è sufficientemente piccolo rispetto alla lunghezza di diffusione dei portatori ( $w \ll L_n, w \ll L_p$ ) si può assumere un andamento della concentrazione dei portatori costante nella zona intrinseca. Questa situazione è mostrata in Fig. 7.20 nell'ipotesi di uguale drogaggio delle due regioni p ed n ( $p_i = n_i = \text{cost}$ ).

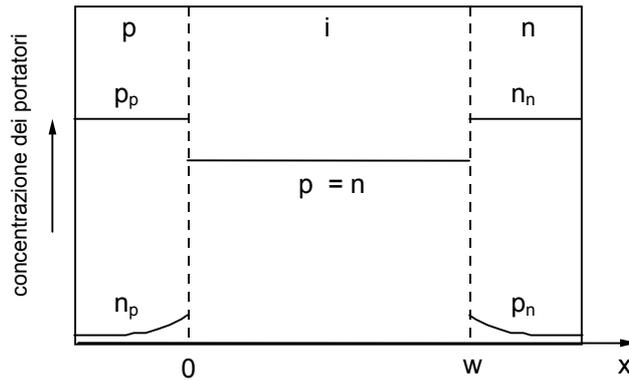


Fig. 7.20

In queste condizioni la corrente che scorre nel diodo è essenzialmente quella che corrisponde alla ricombinazione di lacune e di elettroni nello strato intrinseco.

Con riferimento alle lacune che vengono iniettate dal lato p e si ricombinano nella zona intrinseca avremo una corrente data da (Eq. 7.47):

$$I_p = \frac{Q_p}{\tau_p} = \frac{eA \int_0^w p(x) dx}{\tau_p} \cong \frac{ep_i w A}{\tau_p} \quad (7.58)$$

dove  $\tau_p$  è il tempo di vita medio delle lacune nella zona intrinseca.

Questa corrente, nell'ipotesi che gli elettroni abbiano la stessa concentrazione delle lacune ( $n_i = p_i$ ) e lo stesso tempo di vita medio ( $\tau_n = \tau_p = \tau$ ) è uguale a quella che è dovuta agli elettroni che fluiscono dal lato n. Di conseguenza, la corrente totale sarà  $I = I_p + I_n = 2I_n$ .

Per effetto dell'iniezione dei portatori nello strato intrinseco, la conducibilità di questo strato diventa:

$$\sigma = n_i e \mu_n + p_i e \mu_p = 2en_i \underline{\mu} \quad (7.59)$$

dove:

$$\underline{\mu} = (\mu_n + \mu_p) / 2 \quad (7.60)$$

La resistenza del diodo, che è essenzialmente quella dello strato intrinseco, è data da:

$$R_l = \frac{w}{A\sigma} = \frac{w}{2eAn_i \underline{\mu}} = \frac{w^2}{\tau \underline{\mu}} \frac{1}{I} \quad (7.61)$$

In conclusione,  $R_l$  è inversamente proporzionale alla corrente che attraversa il diodo (Fig. 7.21).

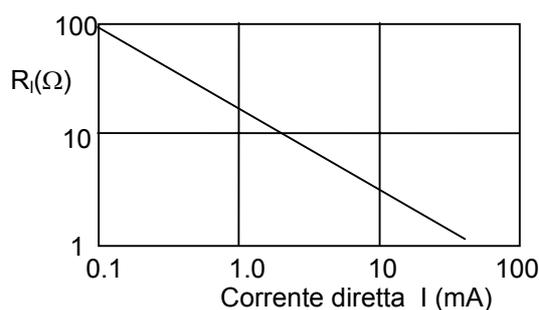


Fig. 7.21

Questo risultato dice in pratica che, applicando al diodo un segnale sinusoidale a bassa frequenza tale che il suo periodo  $T$  sia maggiore del tempo di vita medio  $\tau$  dei portatori, si modula la resistenza del diodo al variare dell'ampiezza del segnale.

Viceversa, se al segnale di polarizzazione si sovrappone un segnale a microonde con periodo  $T$  minore di  $\tau$ , questo non agisce sullo strato intrinseco a causa della breve distanza percorsa dalle cariche mobili sotto la sua azione e quindi il segnale a microonde vedrà la resistenza imposta dal segnale di polarizzazione a bassa frequenza.

Anche in polarizzazione diretta quindi si può definire una frequenza di transizione (frequenza di transizione in diretta) data da  $f_{td} = 1/2\pi\tau$ . Potendo  $\tau$  variare tra nanosecondi e microsecondi si ha  $f_{td} \cong 10^6 \div 10^9$  Hz.

Con valori tipici per i parametri che intervengono nella (7.61) si ottiene  $R_i \cong 50$  mV, per cui applicando ai capi del diodo una corrente di 10 mA si ha  $R_i \cong 5$  Ω mentre con  $I = 0.1$  mA si ha  $R_i \cong 500$  Ω (con  $I = 25$  mA si ha  $R_i \cong 2$  Ω come in Tab. 7.2).

## 7.6 Diodo Schottky

Il diodo Schottky è un dispositivo che presenta una dipendenza non lineare della sua resistenza con la tensione di polarizzazione diretta. In particolare lo Schottky è utilizzato a microonde come resistenza non lineare per la realizzazione di rivelatori quadratici e mixer.

La giunzione Schottky o giunzione metallo/semiconduttore si ottiene accrescendo in maniera controllata un metallo sopra un semiconduttore drogato. I diagrammi a bande per un metallo ed un semiconduttore drogato n, considerati isolati, sono riportati in Fig. 7.22.

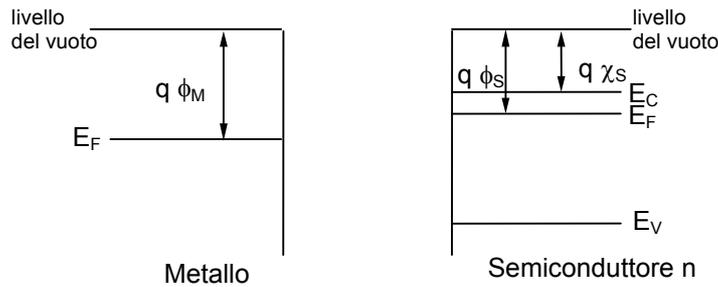


Fig. 7.22

Allo zero assoluto il metallo ha tutti i livelli energetici occupati fino al livello di Fermi. Si definisce funzione di lavoro ( $q\phi_M$ ) l'energia minima richiesta per portare un elettrone dal livello di Fermi al livello del vuoto (fuori dal metallo). Un'analogia funzione di lavoro può essere definita per il semiconduttore ( $q\phi_S$ ).

Se risulta (come in figura):  $\phi_M > \phi_S$ , alla formazione della giunzione si ha un flusso di elettroni dal semiconduttore verso il metallo (Fig. 7.23.a) e, di conseguenza, si generano ioni positivi nel semiconduttore ed uno strato di cariche negative nel metallo. Lo strato di carica nel metallo ( $\rho$ ) è molto sottile data l'alta densità di livelli energetici disponibili. Si noti che, anche se non risulta evidente dalla figura, i due rettangoli devono avere la stessa area.

In Fig. 7.23 sono riportati, insieme alla densità di carica nei due materiali, gli andamenti del campo elettrico (b), del potenziale (c) e una rappresentazione della distorsione delle bande di energia in corrispondenza della giunzione (d).

L'andamento di Fig. 7.23.d può essere compreso ricordando che alla creazione della giunzione, il livello di Fermi diventa costante in tutta la struttura e, inoltre, si conserva la distanza tra il livello di vuoto e gli spigoli di banda. Come si vede ai capi della giunzione si crea una barriera elettrostatica ( $qV_{bi}$ ) che impedisce l'ulteriore movimento degli elettroni dal semiconduttore verso il metallo mentre la barriera che gli elettroni nel metallo devono superare per passare nel semiconduttore è:  $q\phi_B = q(\phi_M - \chi_S)$ .

Quella descritta è una struttura ideale: diversi fattori intervengono a modificare questa situazione. Tra questi va ricordata la presenza degli "stati di superficie", che sono livelli energetici che si creano per effetto dell'interruzione della periodicità reticolare del semiconduttore al contatto con il metallo. Per effetto di questi stati di superficie, si creano dei livelli energetici all'interno della banda proibita, livelli che sono normalmente occupati fino a quello di Fermi. La presenza di questi nuovi livelli determina una riduzione della concentrazione degli elettroni nella banda di conduzione ed un aumento della concentrazione delle lacune in banda di valenza, e quindi determina un diverso incurvamento nelle bande.

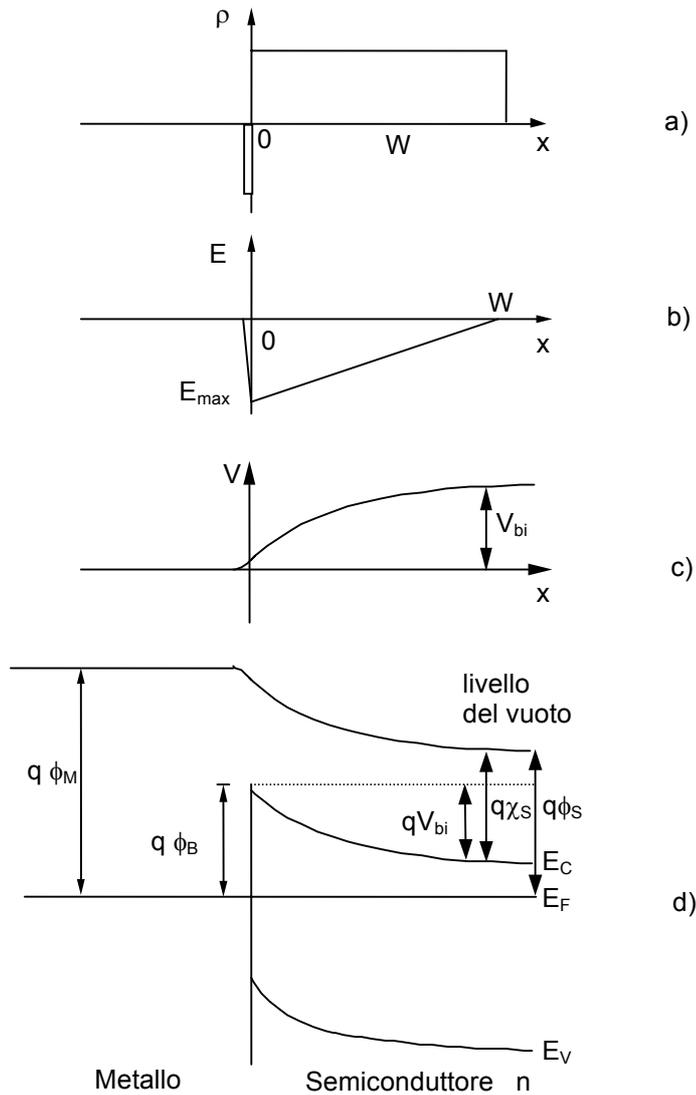


Fig. 7.23

Si vuole ora studiare cosa succede se si applica alla giunzione una polarizzazione positiva o negativa. Per effetto della polarizzazione il diagramma a bande si modifica come mostrato in Fig. 7.24. Mentre la barriera che vedono gli elettroni nel semiconduttore varia con la tensione applicata, dalla parte del metallo la barriera non cambia. Inoltre la barriera che vedono le lacune è molto più alta di quella che vedono gli elettroni.

La corrente che attraversa la giunzione è trasportata solo da elettroni e segue un'equazione simile alla (7.38), cioè:

$$I = I_s (e^{qV/nkT} - 1) \quad (7.62)$$

dove  $n$  varia tra 1.02 e 1.2 ed  $I_s$  è la corrente di saturazione inversa ottenibile sulla base della teoria di emissione termoionica-diffusione. L'equazione (7.62) è simile a quella per una giunzione p/n (Eq. 7.38) con però una diversa espressione per la corrente di saturazione inversa.

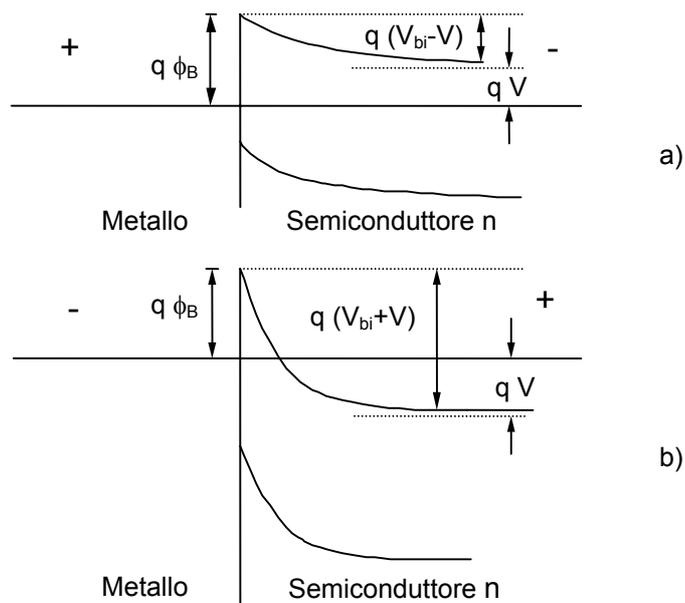


Fig. 7.24

La caratteristica tensione-corrente per un diodo Schottky è riportata in Fig. 7.25. Come si vede si ha una corrente di saturazione più alta rispetto a quella dei diodi a giunzione p/n e quindi si possono realizzare dei diodi con tensione di soglia nulla o in ogni caso con piccoli valori di soglia.

Poiché nei diodi Schottky la conduzione è dovuta solo ai portatori di maggioranza non vi è immagazzinamento di portatori di minoranza in corrispondenza della giunzione e quindi la capacità di diffusione è notevolmente ridotta. Valori tipici di  $C_D$  per questi dispositivi sono compresi tra 0.1 e 0.3 pF.

Con riferimento alla capacità di transizione il comportamento del diodo Schottky è simile a quello di una giunzione unilaterale.

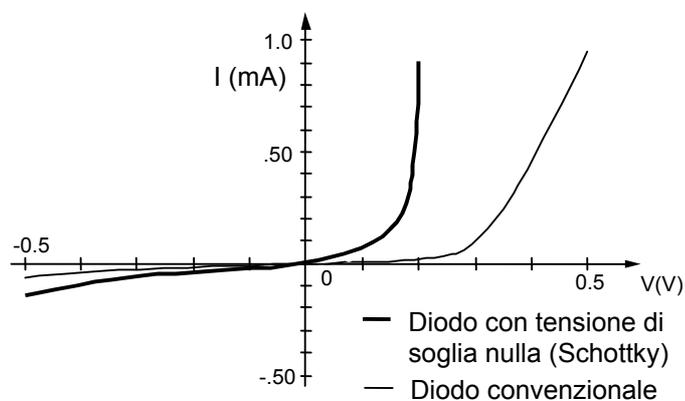


Fig. 7.25

### 7.6.a Circuito equivalente

Nei sistemi a microonde il diodo Schottky è utilizzato per la sua caratteristica quadratica in polarizzazione diretta. In questa condizione il circuito equivalente del diodo è quello mostrato in Fig. 7.26.

Accanto agli elementi parassiti, simili a quelli del varactor (par 7.4.a) e del PIN (par. 7.5.a) sono riportate la resistenza della giunzione ( $R_J$ ) che, al variare della polarizzazione, assume valori compresi tra 10 e 1000  $\Omega$  e la capacità di diffusione che, in polarizzazione diretta, risulta prevalente rispetto a quella di transizione.

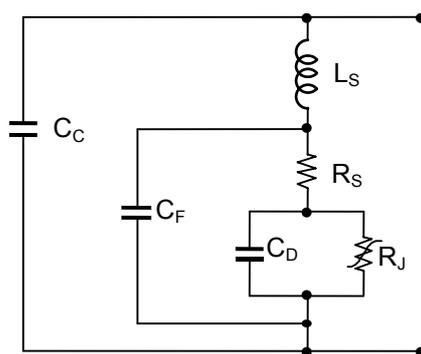


Fig. 7.26

### 7.7 Diodo ad eterogiunzione

L'accrescimento secondo una determinata orientazione di un materiale cristallino sulla superficie di un altro cristallo, possibile solo se le due strutture cristalline hanno passo reticolare non troppo diverso, viene comunemente chiamato epitassia. Se i materiali sono i medesimi il processo è detto omoepitassia e si genera una struttura detta omogiunzione; se sono diversi il processo è chiamato eteroepitassia e la struttura è detta eterogiunzione.

I semiconduttori comunemente utilizzati per realizzare le eterogiunzioni sono  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (tipicamente  $x=0.25$ ) e  $\text{GaAs}$ . La caratteristica principale di questi due semiconduttori è la diversa banda proibita che è maggiore nell' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  rispetto al  $\text{GaAs}$ . Se si considerano i due materiali separati e si droga l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  con degli atomi donatori, le strutture a bande si presentano come in Fig. 7.27. Quando si realizza l'eterogiunzione (essendo  $\Phi_2 > \Phi_1$ ) si determina un flusso netto di elettroni dall' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $n^+$  verso il  $\text{GaAs}$  intrinseco.

Lo studio qualitativo dell'eterogiunzione può essere condotto procedendo in maniera analoga a quanto fatto per la giunzione p/n (Fig. 7.4) o la giunzione metallo/semiconduttore (Fig. 7.23). Ricordando che si devono conservare le distanze tra il livello di vuoto e gli spigoli delle bande, si ottengono gli andamenti del livello di vuoto e delle bande di energia mostrati in Fig. 7.28.

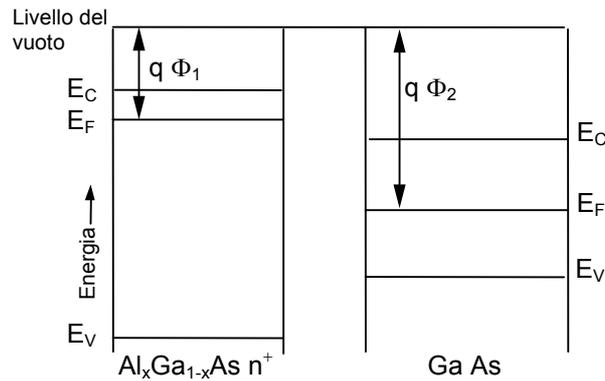


Fig. 7.27

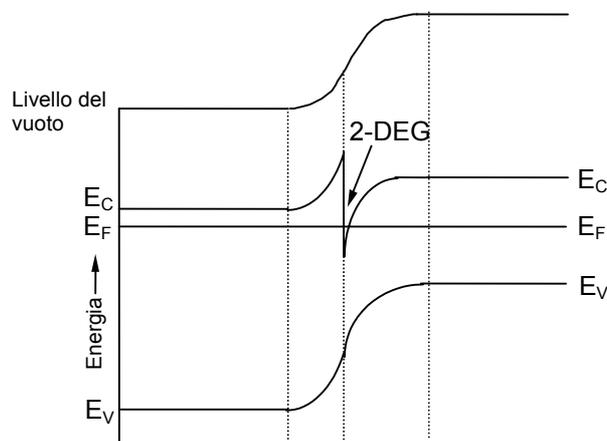


Fig. 7.28

Come si vede in figura, all'atto della formazione della giunzione, nella banda di conduzione si crea una stretta buca di potenziale dove i livelli energetici permessi sono quantizzati. In questa buca gli elettroni formano una sorta di gas bidimensionale (Two Dimension Electron Gas, 2-DEG).

La mobilità degli elettroni nel gas è notevolmente superiore rispetto a quella degli elettroni in un semiconduttore drogato. L'aumento della mobilità è causato dall'assenza, in corrispondenza della buca, degli ioni donatori ionizzati e quindi dall'assenza delle collisioni con questi ioni.

In sintesi il vantaggio di questa struttura sta nel mantenere separati gli elettroni di conduzione dagli atomi donatori. Questo vantaggio si perde al crescere della temperatura, quando prevale l'interazione tra gli elettroni e i fononi (quanti di energia vibrazionale degli atomi del reticolo).

Nella struttura vista la barriera per le lacune è molto maggiore di quella per gli elettroni e quindi la corrente è quasi interamente dovuta agli elettroni.

## 7.8 Diodo IMPATT

La possibilità di generare potenza a microonde a partire da una giunzione p/n polarizzata inversamente fu individuata nel 1958 da W.T. Read (\*). Egli realizzò una struttura che, sfruttando il breakdown a valanga e l'effetto del tempo di transito degli elettroni in una opportuna regione detta di trascinamento (drift), presentava una resistenza di ingresso negativa. L'acronimo IMPATT deriva appunto dal nome dei meccanismi fisici coinvolti: IMPact Avalanche and Transit Time. La resistenza negativa, ottenuta polarizzando opportunamente il dispositivo, può essere utilizzata per sostenere le oscillazioni in un circuito risonante, oppure per produrre amplificazione.

### 7.8.a Analisi del dispositivo

I diodi IMPATT sono comunemente realizzati a partire da una giunzione p/n o da una giunzione metallo/semiconduttore. La Fig. 7.29 mostra la caratteristica corrente-tensione di una giunzione p/n. Ad una determinata tensione ( $-V_B$ ) si determina il breakdown in conseguenza della moltiplicazione a valanga di elettroni e lacune che, accelerati nella regione di svuotamento, guadagnano energia cinetica sufficiente a ionizzare ulteriori atomi per impatto. Il processo è a valanga e la corrente cresce rapidamente con la tensione.

In Fig. 7.30.a è riportata la sezione di un diodo IMPATT (dispositivo  $n^+/p/i(\pi)/p^+$ ). All'interno del dispositivo si evidenzia una regione intrinseca (o debolmente drogata p) che costituisce la regione di trascinamento. Nella Fig. 7.30 è anche riportato l'andamento, all'interno del dispositivo, della concentrazione delle impurità (b), della densità di carica (c) e del campo elettrico (d) nell'ipotesi di giunzioni a gradino. Dalla Fig. 7.30.d si nota che il massimo del campo elettrico si ha in corrispondenza della giunzione  $n^+/p$ .

Per comprendere il funzionamento del diodo IMPATT è utile ricordare che quando una carica si muove in presenza di un campo elettrico che tende ad accelerarla, il campo compie un lavoro sulla carica cedendole energia. Viceversa quando una carica si muove in presenza di un campo elettrico che tende a frenarla, la carica fornisce energia al campo. Nel diodo IMPATT si cerca di ottenere una situazione in cui un campo in continua accelera le cariche in una direzione e un campo in alternata le accelera in quella opposta. In tal modo energia è ceduta dal campo in continua mentre è assorbita da quello in alternata.

Si supponga quindi di polarizzare il diodo inversamente con una tensione negativa  $-V_0$  non sufficiente a raggiungere il valore critico richiesto per il breakdown a valanga ( $|V_0| < |V_B|$ ).

---

(\*) W.T. Read: Bell system Tech Jnl, vol. 37, 401, 1958.

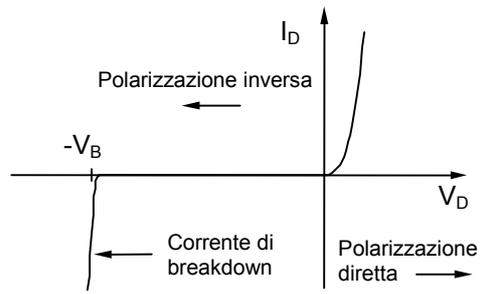


Fig. 7.29

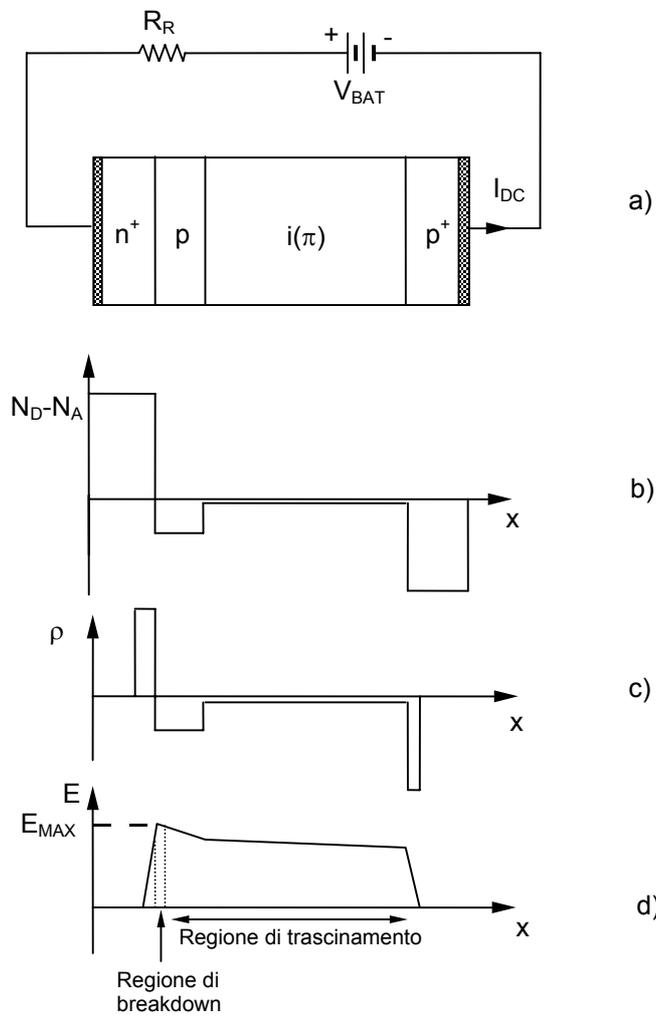


Fig. 7.30

In queste condizioni non scorre corrente (eccetto una trascurabile corrente inversa di saturazione) e l'andamento del campo elettrico in continua è quello riportato in Fig. 7.31.a. Rispetto alla situazione mostrata in Fig. 7.30.d (assenza di polarizzazione) la presenza della polarizzazione inversa determina un innalzamento del campo. Infatti, essendo il campo confinato tra due regioni molto drogate, la presenza della tensione determina un piccolo allargamento della regione di svuotamento ma un forte aumento del campo al suo interno.

Impulsi dovuti al rumore sono sempre presenti in un circuito, per cui se si connette al diodo un circuito risonante LC si possono innescare delle piccole oscillazioni ai suoi capi. Si vuole vedere se queste oscillazioni assorbono energia dal campo in continua o se si smorzano nel tempo.

Se si sovrappone alla polarizzazione una tensione alternata di pulsazione  $\omega$  si ha:  $-V_{ac} = V_0 + V_1 \sin(\omega t)$ . All'istante iniziale la tensione ( $-V_{ac}$ ) è uguale a  $V_0$  ed il campo elettrico massimo vale  $E_{MAX} + E_0$ ; dopo un quarto di ciclo  $-V_{ac}$  assume il suo valore massimo ( $V_0 + V_1$ ). Il campo elettrico viene così incrementato della quantità  $E_1$  (Fig. 7.31.b). In questa situazione i campi ac e dc hanno versi uguali, quindi le cariche (lacune) sono accelerate sia dal campo ac che da quello dc, e quindi sottraggono energia al campo in alternata. Dopo un altro quarto di ciclo  $-V_{ac}$  è nuovamente uguale a  $V_0$  e la Fig. 7.31.a rappresenta nuovamente il campo totale all'interno della struttura. Dopo un ulteriore quarto di ciclo ( $\omega t = 3\pi/2$ ),  $-V_{ac}$  assume il suo valore minimo ( $V_0 - V_1$ ), ed il campo elettrico si può rappresentare come in Fig. 7.31.c. Si nota che in questa situazione il campo ac è opposto a quello dc, per cui le cariche che attraversano la regione di drift cedono energia al campo in alternata. Dopo l'ultimo quarto di ciclo  $V_{ac}$  è nuovamente uguale a  $V_0$ .

Nella situazione descritta (prebreakdown) l'energia acquistata dal campo è esattamente uguale a quella ceduta, quindi non si ha amplificazione.

Si supponga ora di applicare al diodo una tensione in continua esattamente uguale al valore critico  $V_B$  per la moltiplicazione a valanga. Inoltre sommiamo a  $V_B$  una tensione sinusoidale, per cui si ha:  $-V_{ac} = V_B + V_1 \sin \omega t$ .

Per le proprietà del breakdown a valanga, quando il campo elettrico supera il campo critico di breakdown, la densità di carica generata cresce nel tempo. Questa crescita è governata da un'equazione del tipo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} \cong G_n = \alpha_n v_n n \quad (7.63)$$

dove  $G_n$  è la velocità di generazione degli elettroni,  $v_n$  è la velocità degli elettroni,  $\alpha_n$  è la velocità di ionizzazione degli elettroni data da:

$$\alpha_n = \alpha_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^k \quad (7.64)$$

con  $\alpha_0$  ed  $E_0$  costanti e  $k$  compreso tra 3 e 9.

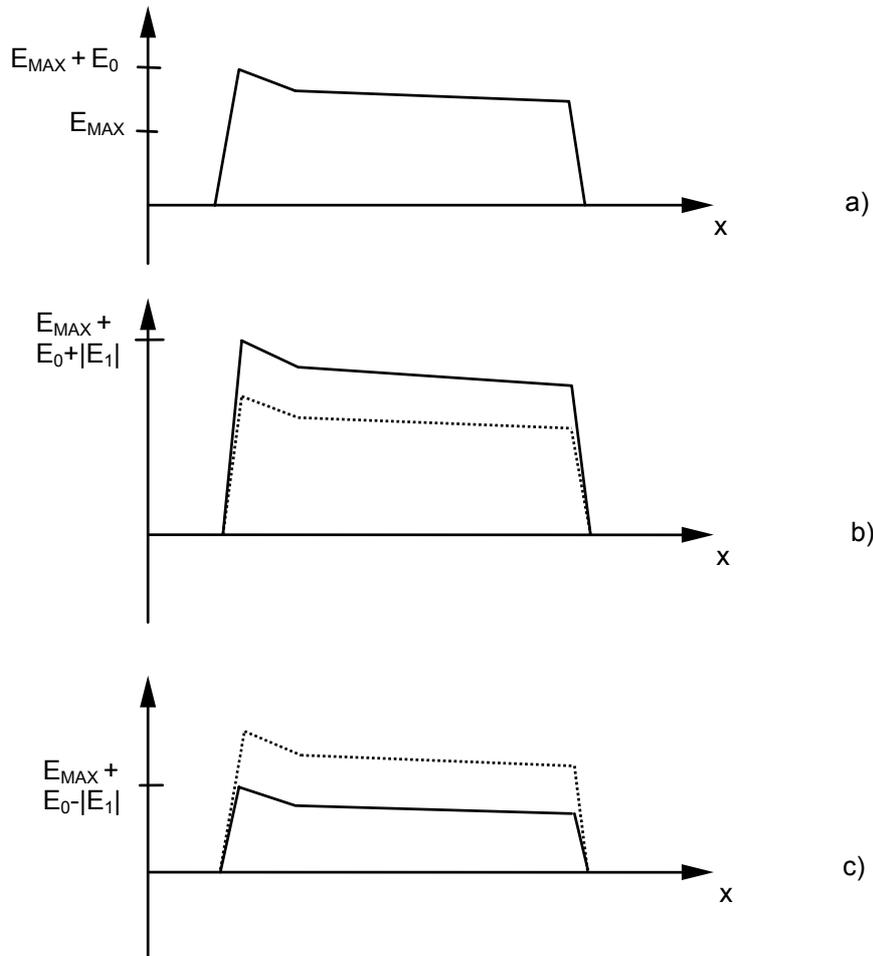


Fig. 7.31

Risolvendo L'Eq. (7.63) si trova che la crescita della densità di carica generata segue un andamento del tipo:

$$n(t) = Ae^{\alpha_n v_n t} \quad (7.65)$$

Per campi inferiori a quello critico, la carica decade tendendo al suo valore statico. Il decadimento è governato da un'equazione del tipo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -U_n = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} \quad (7.66)$$

All'istante  $t=0$  le cariche presenti nella regione di svuotamento (dovute alla corrente inversa di saturazione) iniziano a moltiplicarsi e crescono esponenzialmente.

Appena generate, le cariche vengono spinte dal campo elettrico sia verso destra che verso sinistra, dipendendo il verso dal loro segno: in una struttura  $p^+/n/i/n^+$  gli elettroni entrano nella regione di drift, mentre in una  $n^+/p/i/p^+$  entrano le lacune. Quando è trascorso un quarto di ciclo, la distribuzione della

densità di carica (d.d.c.) diviene quella di Fig. 7.32.a. Si vede che la densità di carica nella regione di valanga è aumentata, e che un numero sempre maggiore di cariche è stato spinto nella regione di drift. Tali cariche si muovono assorbendo energia dal campo in alternata. In realtà il fenomeno indesiderato è attenuato dallo scarso numero delle cariche stesse: infatti, sebbene tale numero cresca esponenzialmente nel tempo, la concentrazione iniziale è comunque molto piccola. Per tutto il primo mezzo ciclo la corrente nella regione di valanga aumenta, e la situazione alla fine si presenta come in Fig. 7.32.b. A questo punto il campo in alternata si inverte rispetto a quello in continua e si interrompe la crescita esponenziale, in quanto il campo elettrico nella regione di valanga diventa minore del valore critico.

In questa fase la carica generata si muove lungo la regione di drift per effetto del campo in continua e cede energia al campo in alternata diretto nel verso opposto. Concluso il terzo quarto di ciclo, quando il campo in alternata raggiunge il suo picco, la densità di carica è quella di Fig. 7.32.c.

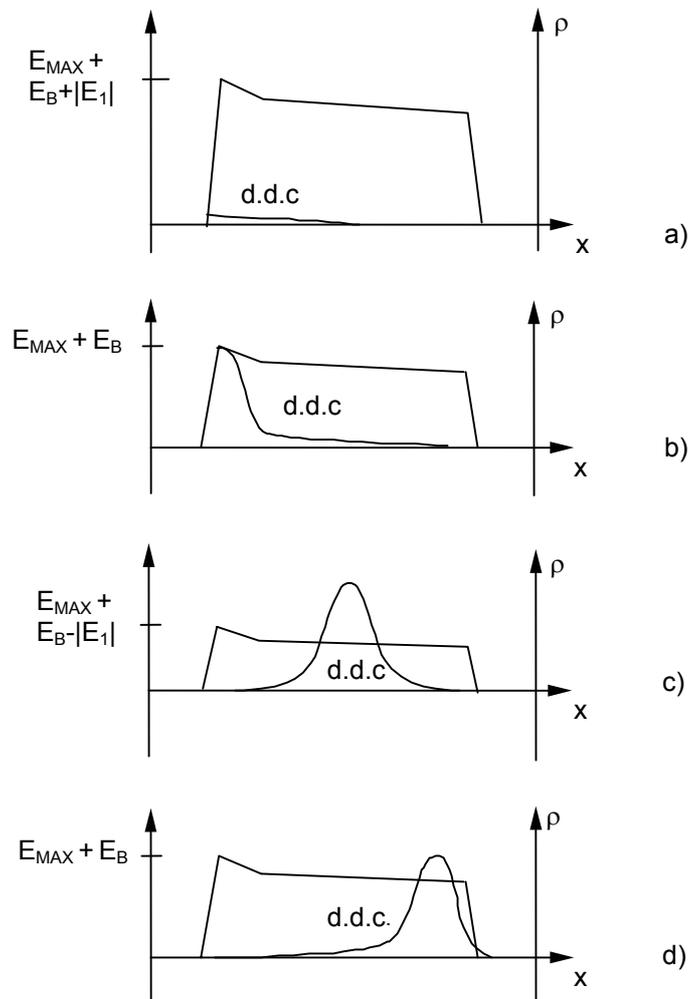


Fig. 7.32

Infine, quando il ciclo è completo, la carica viene assorbita dal catodo prima che il campo in alternata si inverta (Fig. 7.32.d).

Come emerge da questa analisi, la regione di drift deve avere una lunghezza tale che il tempo di transito delle cariche attraverso di essa coincida circa con mezzo periodo delle oscillazioni. In questo modo si ha un trasferimento netto di energia dal campo dc a quello ac, che così viene amplificato. Il dispositivo si comporta dunque in modo attivo e presenta una resistenza negativa.

Per chiarire quest'ultima affermazione si può osservare che per un campo elettrico che oscilla periodicamente nel tempo intorno ad un valore di polarizzazione, la generazione di cariche segue quasi istantaneamente il cambiamento del campo (Eq. 7.64). Tuttavia, la densità di carica non segue all'unisono questo cambiamento, perché il suo valore dipende dal numero di cariche già presenti (Eq. 7.65). Anche dopo che il campo ha superato il suo valore massimo, la densità di carica continua a crescere.

La massima densità di carica iniettata si raggiunge approssimativamente quando il campo ha concluso il primo mezzo periodo ( $\omega t = \pi$ ). Quindi la densità di carica iniettata segue la tensione in alternata con un ritardo di circa  $90^\circ$  (ritardo dell'effetto valanga). La situazione descritta è illustrata nella Fig. 7.33 (corrente "iniettata").

Le cariche iniettate entrano nella regione di drift, dove si muovono alla velocità di saturazione; la corrente esterna indotta ha l'andamento mostrato nella Fig. 7.33.

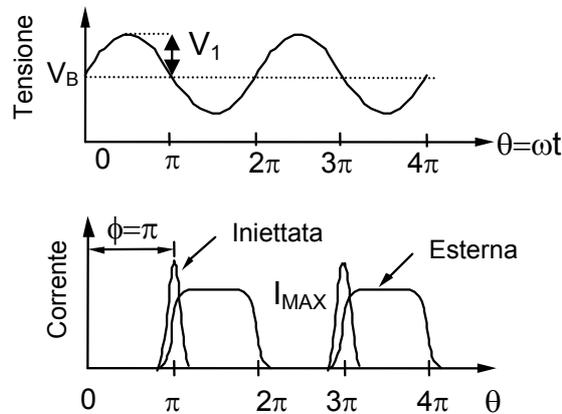


Fig. 7.33

Confrontando la tensione in alternata e la corrente esterna, si vede chiaramente che il diodo presenta una resistenza negativa ai suoi capi (tensione e corrente sono in opposizione di fase).

Se indichiamo con  $I_{MAX}$  il valore massimo della corrente esterna, l'onda quadra di Fig. 7.33 si può sviluppare secondo Fourier ottenendo:

$$i(t) = \frac{I_{MAX}}{2} + \frac{2I_{MAX}}{\pi} \text{sen}\omega t + \dots \quad (7.67)$$

Quindi la potenza media a RF che si ottiene è:

$$P_{RF} = \frac{1}{2} \frac{2I_{MAX}}{\pi} V_1 \quad (7.68)$$

Mentre la potenza in continua sarà:

$$P_{DC} = \frac{I_{MAX}}{2} V_B \quad (7.69)$$

L'efficienza della trasformazione di potenza da continua ad alternata è data da:

$$\eta = \frac{P_{RF}}{P_{DC}} = \frac{2I_{MAX} V_1}{\pi I_{MAX} V_B} = \frac{2V_1}{\pi V_B} \quad (7.70)$$

Poiché l'ampiezza della componente alternata della tensione può essere al massimo pari a  $V_B$ , il valore limite dell'efficienza è:

$$\eta \approx \frac{2}{\pi} \approx 64\% \quad (7.71)$$

I valori ottenuti nella pratica sono inferiori al 30%, che è comunque un valore molto elevato rispetto a quelli ottenibili con altri dispositivi a semiconduttore.

Per la realizzazione del diodo è importante calcolare la lunghezza della zona di drift. Analisi dettagliate hanno mostrato che il tempo di transito ottimale è pari a  $0.37 T$  (e non  $0.5 T$ ), dove  $T$  è il periodo del segnale a microonde. Poiché il campo di polarizzazione inversa è sempre tale da far coincidere la velocità di drift dei portatori con il proprio massimo, che nel silicio è circa  $10^7$  cm/s, si ha:

$$\tau = 0.37T = \frac{d}{v_s} \cong d \cdot 10^{-7} \quad (7.72)$$

dove  $d$  è la lunghezza della regione di drift espressa in cm. Dalla (7.72) segue:

$$d = 0.37T \cdot 10^7 \text{ [cm]} \quad (7.73)$$

In pratica, per una frequenza  $f=10$  GHz,  $d$  risulta pari a  $3.7 \mu\text{m}$ , valore questo che è compatibile con la tecnologia dei componenti a stato solido. Si noti che quella calcolata è la frequenza centrale di funzionamento, tuttavia il comportamento a resistenza negativa si mantiene su una piccola banda intorno alla frequenza di progetto.

### 7.8.b Circuito equivalente

In Fig. 7.34 è riportato il circuito equivalente del diodo IMPATT:

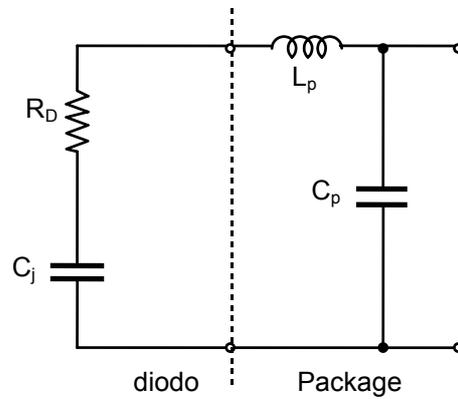


Fig. 7.34

$R_D$  è la resistenza negativa del diodo (comprendente la resistenza serie parassita dei contatti e della regione di diodo non svuotata);  $C_J$  è la capacità di giunzione calcolata alla tensione di breakdown;  $L_p$  e  $C_p$  sono elementi reattivi dovuti al contenitore che racchiude il diodo.

La Fig. 7.35 mostra l'andamento della resistenza negativa in funzione della corrente di picco a RF ( $I_1 = 2I_{MAX}/\pi$ ), per diversi valori della corrente in continua (coincidente con la corrente di polarizzazione in assenza del segnale a RF). Si nota che a parità di  $I_0$ , aumentando  $I_1$ , il valore della resistenza diminuisce.

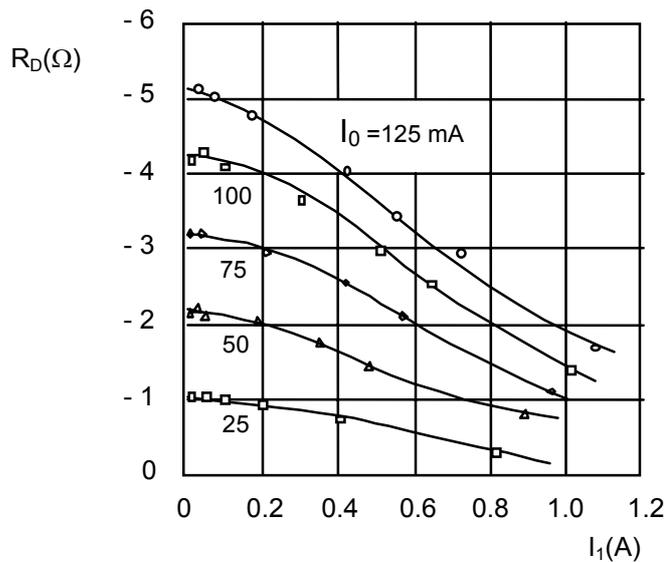


Fig. 7.35

## 7.9 Diodo Gunn

Il diodo Gunn prende il nome dal suo ideatore J.B. Gunn (\*) che osservò l'instaurarsi di oscillazioni permanenti ai capi di un campione di GaAs drogato, quando ad esso era applicato un campo elettrico statico di parecchie migliaia di V/cm. Il Diodo Gunn trova applicazione come oscillatore locale nei ricevitori fino a 100 GHz e come sorgente impulsata.

### 7.9.a Analisi del dispositivo

I diodi Gunn sono realizzati su arseniuro di gallio: per questo semiconduttore il diagramma a bande si presenta come in Fig. 7.36.

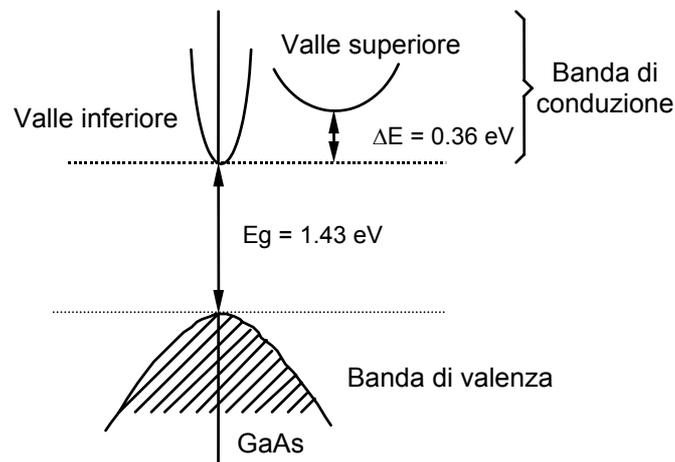


Fig. 7.36

In particolare, dalla figura si nota la presenza, nella banda di conduzione, di due minimi separati da un salto energetico di 0.36 eV.

In assenza di polarizzazione, quasi tutti gli elettroni si trovano nella valle inferiore. Se si applica al campione un debole campo elettrico statico ( $E = E_A$ ) si perturba poco questa situazione. Al crescere del campo applicato ( $E > E_A$ ), una parte degli elettroni acquista energia sufficiente per passare nella valle superiore a più bassa mobilità. Infine, per valori di  $E$  superiori ad un livello  $E_B$ , quasi tutti gli elettroni finiscono nella valle superiore.

(\*) J.B. Gunn: Solid State Commun., vol. 1, 88, 1963.

Indicando con  $n_1$  e  $n_2$  rispettivamente le concentrazioni dei portatori nella valle inferiore e superiore e con  $n$  la concentrazione totale, si avrà:

$n_1 \approx n$ e $n_2 \approx 0$	per	$0 < E < E_A$
$n_1 + n_2 = n$	per	$E_A < E < E_B$
$n_1 \approx 0$ e $n_2 \approx n$	per	$E > E_B$

La densità di corrente indotta nel semiconduttore dal campo elettrico applicato è data da:

$$J = nqv(E) = nq\mu E \quad (7.74)$$

Nel primo caso ( $E < E_A$ ) si ha:

$$J = J_1 = n_1 q \mu_1 E \quad (7.75)$$

Nel terzo caso ( $E > E_B$ ) si ha:

$$J = J_2 = n_2 q \mu_2 E \quad (7.76)$$

Essendo  $n_2 \mu_2 E_B < n_1 \mu_1 E_A$  si ottiene l'andamento della densità di corrente in funzione del campo riportato in Fig. 7.37. Il tratto a pendenza negativa che collega le due regioni lineari ( $E_T < E < E_V$ ) è responsabile delle oscillazioni del Gunn.

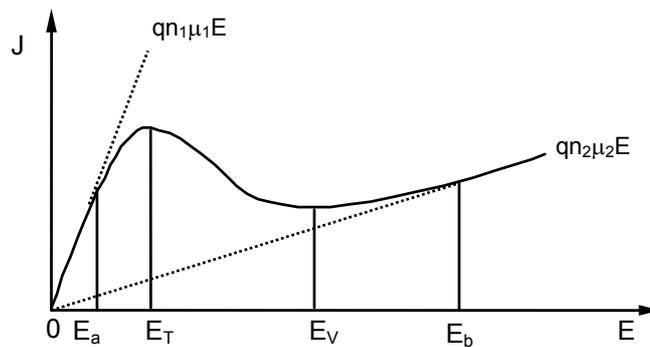


Fig. 7.37

Per comprendere meglio quest'ultima affermazione è bene analizzare qualitativamente cosa succede, in un semiconduttore polarizzato nella zona a pendenza negativa, in presenza di piccole perturbazioni.

Indicando con  $n_0$  la densità degli elettroni all'equilibrio, una fluttuazione di questa densità in corrispondenza della generica ascissa  $x$  darà luogo alla formazione di un doppio strato di carica (dominio) (Fig. 7.38.a e b).

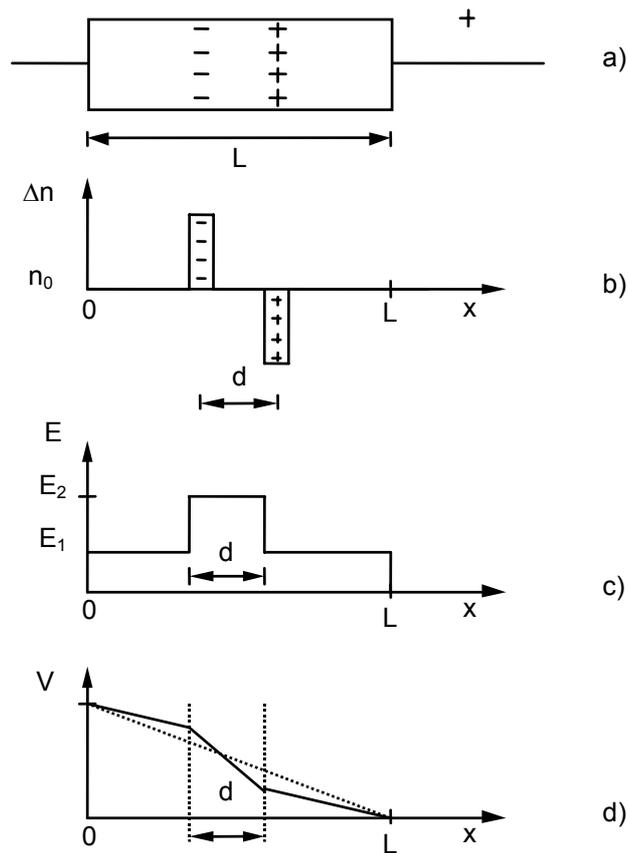


Fig. 7.38

In questa situazione il campo elettrico ha l'andamento di Fig. 7.38.c. Il campo esterno al dominio ( $E_1$ ) è inferiore rispetto a quello al suo interno ( $E_2$ ). Come mostrato in Fig. 7.37, un campo elettrico  $E_1$  nella regione a pendenza negativa dà luogo ad una densità di corrente maggiore rispetto ad un campo più intenso ( $E_2$ ). Poiché alla densità di corrente corrisponde un flusso di cariche, si ha che le cariche che arrivano sul doppio strato sono in numero maggiore rispetto a quelle che viaggiano al suo interno.

Conseguentemente si ha un aumento della carica del doppio strato al crescere del tempo e quindi un aumento del campo elettrico al suo interno ed una riduzione all'esterno (si noti che la tensione, che è l'integrale del campo elettrico, deve rimanere costante). Il processo si arresta quando i campi  $E_1$  ed  $E_2$  arrivano nella zona a pendenza positiva. Il dispositivo tende a raggiungere la condizione di equilibrio allorché le due densità di corrente  $J_1$  e  $J_2$  sono uguali.

Il dominio di campo tende a spostarsi, sotto l'azione del campo elettrico statico, dal catodo verso l'anodo. Quando il dominio viene assorbito dall'anodo, poiché l'integrale del campo elettrico deve rimanere costante, il campo elettrico all'esterno  $E_1$  ritorna a crescere, e ritorna nella zona a resistenza negativa. A questo punto si ha la formazione di un nuovo dominio che riprende a viaggiare verso l'anodo, e il processo descritto si ripete nel tempo dando luogo ad oscillazioni all'interno del campione.

Si noti che queste considerazioni sono valide per ogni dispositivo con caratteristiche di resistenza negativa di volume (non associate a variazioni nei profili di drogaggio, ma intrinseche al materiale).

Affinché i domini che si creano nel dispositivo possano arrivare all'anodo è necessario che il meccanismo di amplificazione descritto sia in grado di compensare il decadimento dielettrico. Infatti, se all'interno del semiconduttore vi è un accumulo di densità di carica  $\rho$ , questo tende a crescere nel tempo secondo la legge  $\rho = \rho_0 e^{t/\tau}$  dove  $\tau = \epsilon/\sigma$  è detto tempo di rilassamento dielettrico.

Poiché il meccanismo di amplificazione è proporzionale alla lunghezza del campione, e quindi anche al tempo che la carica impiega per attraversare tutto il campione ( $t = L/v$ ), dovrà essere  $t > \tau$  e quindi  $L/v > \epsilon/\sigma$ . Poiché  $\sigma = n_0 q \mu$ , si ha  $n_0 L > \epsilon v / q \mu$ .

Nel GaAs  $\epsilon v / q \mu = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  e quindi deve essere:

$$n_0 L > 10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad (7.77)$$

In queste condizioni il Gunn si comporta come un oscillatore e la frequenza delle oscillazioni è data da:

$$f = v_{\text{dom}} / L^* \quad (7.78)$$

dove  $v_{\text{dom}}$  (cm/s) è la velocità del dominio che è uguale alla velocità di trascinamento degli elettroni fuori dal dominio e  $L^*$  (cm) è la distanza effettiva percorsa dal dominio dall'istante in cui si forma fino a quello in cui avviene la formazione di un nuovo dominio.

Poiché  $v_{\text{dom}} \approx 10^7 \text{ cm/s}$ , si ha:

$$f = 10^7 / L \text{ (Hz)} \quad (7.79)$$

Si osservi infine che, il diodo Gunn è normalmente inserito in un circuito risonante posto in parallelo al diodo stesso (Fig. 7.39).

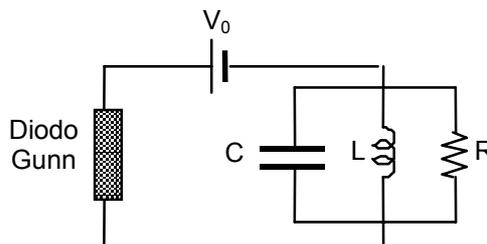
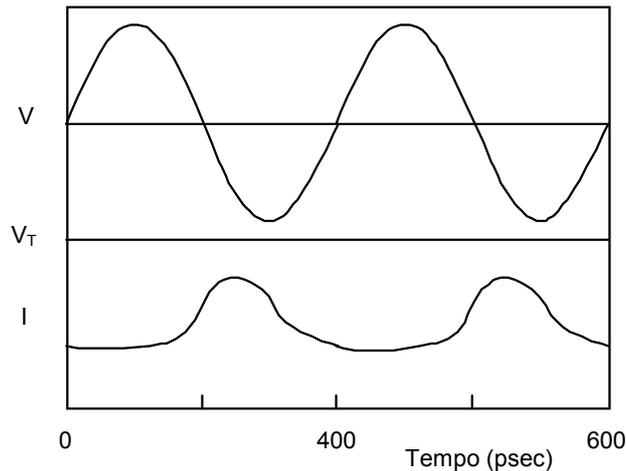


Fig. 7.39

In questa situazione la polarizzazione del diodo non è costante, ma varia sinusoidalmente alla frequenza del circuito risonante. Se la frequenza di risonanza è tale che  $fL = 10^7 \text{ cm/s}$ , cioè come quella del Gunn isolato (modo a tempo di transito), la relazione tra la tensione ai capi del diodo e la corrente che lo attraversa si presenta come in Fig. 7.40.



**Fig. 7.40**

All'istante iniziale ( $t=0$ ) si forma al catodo il dominio, che viaggia attraverso il campione ed esce all'anodo in corrispondenza del massimo della corrente. Se il prodotto  $n_0L$  è molto alto ( $>10^{13}$ ) i domini si stringono e la forma d'onda della corrente in uscita diventa più stretta, viceversa se si riduce il prodotto  $n_0L$  ( $<2 \times 10^{12}$ ) i domini si allargano e la forma d'onda della corrente si avvicina maggiormente ad una sinusoide. Anche in questa situazione ottimale tuttavia l'efficienza di conversione DC-RF è bassa ed inferiore al 10%.

Se la frequenza del circuito oscillante in cui è inserito il diodo è tale che  $fL > 2 \times 10^7$ , la tensione ai capi del diodo diventa inferiore al valore di soglia  $V_T$ . In questo modo il dominio che si forma al catodo viene spento dall'azione della tensione oscillante prima di arrivare all'anodo (dominio spento) e quindi si ha la formazione di più domini contemporaneamente (domini multipli). In questa situazione l'efficienza prevedibile teoricamente è inferiore al 13%.

Infine nel caso in cui il circuito esterno ha una frequenza di oscillazione tale che  $fL < 0.5 \times 10^7$ , il dominio che si forma al catodo arriva all'anodo dove viene riassorbito, ma subito dopo la tensione scende al di sotto del valore di soglia per cui il dominio successivo non si forma subito. Se la formazione di domini viene impedita per un tempo circa uguale al tempo di transito del dominio, la forma d'onda della corrente sarà all'incirca un'onda quadra. In questa situazione si raggiunge un'efficienza teorica del 27%.

Esiste infine un altro modo di funzionamento che è il modo LSA (Limited Space Accumulation). Il modo LSA si ha in quei casi in cui il drogaggio del semiconduttore è estremamente uniforme, per cui non si ha la formazione dei domini ed inoltre si lavora a frequenze molto elevate per cui il periodo del segnale è molto più breve dei tempi di formazione dei domini, che quindi vengono spenti prima di arrivare all'anodo. In questa situazione il campo elettrico è proporzionale alla tensione applicata e la corrente a sua volta è proporzionale alla velocità di trascinarsi corrispondente a tale campo. La caratteristica corrente-tensione del diodo, quindi, ha la stessa forma della caratteristica velocità-campo (Fig. 7.37)

In questa situazione il dispositivo oscilla alla frequenza del circuito esterno. In pratica la differenza tra il modo di dominio spento ed il modo LSA sta solo nelle dimensioni dei domini che in quest'ultimo caso sono più stretti.