Capitolo 2

Diodi

2.1 Giunzione *P-N*

Una giunzione P-N è formata dal contatto di due regioni con drogaggio diverso, una di tipo P e l'altra di tipo N. Indipendentemente dai procedimenti tecnologici che portano alla realizzazione di una giunzione di questo tipo, quello che è importante è che si realizzi una sottile zona in cui si passa rapidamente dalla regione P drogata con atomi accettori, e quindi ricca di portatori di carica positivi (lacune), alla regione N, drogata con donatori e ricca di portatori di carica negativi (elettroni). Nella giunzione si vengono quindi ad avere fortissimi gradienti di concentrazione (fig. 2.1).

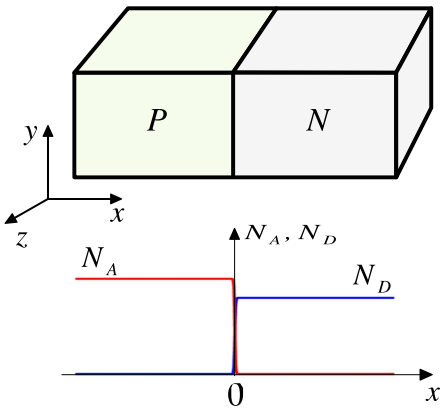

Figura 2.1: Profili di concentrazione del drogaggio in una giunzione P-N.

Per semplicità si considererà solo una giunzione dotata di simmetria piana: le concentrazioni quindi varieranno solo lungo la direzione x, mentre nel piano perpendicolare a questa direzione il sistema sarà omogeneo. Nella pratica, anche quando questa condizione non è rispettata, se la curvatura della giunzione è grande rispetto allo spessore, il sistema può essere considerato con buona approssimazione dotato di simmetria piana. Lo spessore geometrico della giunzione, cioè la zona di disomogeneità chimica tra le due zone omogenee P ed N, è compreso tra una frazione di nm e qualche decina di nm.

2.2 Regione di Transizione

I profili di concentrazione di donatori ed accettori riportati in fig. 2.1 non possono corrispondere, in condizioni di equilibrio, ai profili di concentrazione dei portatori di carica, elettroni e lacune. Immaginiamo idealmente di creare la giunzione portando a contatto le due regioni P ed N, ciascuna con la propria concentrazione di portatori N_A ed N_D, uniforme in tutto il volume. Nella regione di contatto si viene ad avere un gradiente di concentrazione di portatori elevatissimo, che dà immediatamente luogo a correnti di diffusione di lacune dalla regione P alla regione N e di elettroni nella direzione opposta, fino a raggiungere una nuova condizione di equilibrio (fig. 2.2).

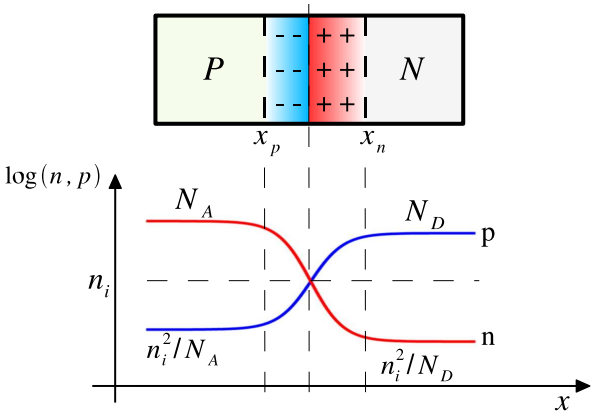

Figura 2.2: Regione di transizione e profili di concentrazione dei portatori di carica in una giunzione P-N. Linea rossa: concentrazione delle lacune; linea blu: concentrazione degli elettroni.

Il movimento di diffusione dei portatori da una regione all'altra crea una zona di carica elettrica in prossimità della giunzione, dovuta alla carica dei nuclei degli atomi del drogaggio immobilizzati nel reticolo cristallino e non più in equilibrio di carica con i propri elettroni. Si ha una carica positiva nella regione di tipo N, dove gli atomi pentavalenti rimangono con una unità di carica elettronica positiva in eccesso, non più neutralizzata dai corrispondenti elettroni di conduzione ed una carica negativa nella regione di tipo P, a causa dell'eccesso di elettroni di legame rispetto alle cariche dei nuclei trivalenti accettori. Si forma quindi una regione di doppio strato di carica, detta regione di *transizione* o di *carica spaziale* o di *svuotamento*, il cui campo elettrico ha direzione tale da opporsi al moto di diffusione dei portatori. Per evidenti ragioni termodinamiche il moto di diffusione non potrà continuare all'infinito. La giunzione troverà la sua condizione di equilibrio quando in ogni punto il movimento di diffusione delle cariche, generato dai gradienti di concentrazione, sarà bilanciato da un movimento opposto, di conduzione, dovuto al campo elettrico.

2.3 Potenziale di giunzione

Senza entrare nei dettagli dei profili di concentrazione dei portatori, illustrati qualitativamente in fig. 2.2, si può osservare che in generale all'equilibrio si dovrà avere

in ogni punto della regione di transizione, in media, un movimento nullo di cariche. In particolare, nella direzione x:

$$J_n = q\ \mu_n\ n\ E_x + q\ D_n\ \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{2.1}$$

$$J_p = q\ \mu_p\ p\ E_x - q\ D_p\ \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{2.2}$$

dove E_x è la componente x del campo elettrico e J_n e J_p sono i contributi dovuti rispettivamente ad elettroni e lacune della componente x del vettore densità di corrente. Le altre componenti sono nulle a causa della simmetria della giunzione ipotizzata al par. 2.1. Dalla equazione 2.1 si ottiene:

$$E_x = -\frac{1}{n} \cdot \frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} \tag{2.3}$$

Il campo elettrico è diverso da zero solo nella regione di transizione e nullo nelle parti omogenee delle due regioni P ed N (cioè per $x < x_p$ e $x > x_n$ in fig. 2.2) in quanto la giunzione nel suo complesso deve essere elettricamente neutra. La differenza di potenziale tra le due regioni è data dall'integrale di E_x dalla zona omogenea P alla zona omogenea N:

$$V_j = V_N - V_P = -\int_{x_p}^{x_n} E_x\ dx = \frac{D_n}{\mu_n} \int_{n_p}^{n_n} \frac{\mathrm{d}n}{n} = V_T \cdot \log\left(\frac{n_n}{n_p}\right) \tag{2.4}$$

avendo utilizzato la relazione di Einstein (eq. 1.10):

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} = V_T \tag{2.5}$$

A temperatura ambiente $T = 300°K$ si ha:

$$V_j \simeq 26\ mV \cdot \log_e\left(\frac{n_n}{n_p}\right) \tag{2.6}$$

oppure

$$V_j \simeq 60\ mV \cdot \log_{10}\left(\frac{n_n}{n_p}\right) \tag{2.7}$$

Il procedimento dalla equazione 2.1 alla 2.4 può essere ripetuto per la corrente J_p, arrivando al risultato:

$$V_j = V_T \cdot \log\left(\frac{p_p}{p_n}\right) \tag{2.8}$$

A causa della legge di azione di massa e ricordando che nelle zone omogenee $n_n \simeq N_D$ e $p_p \simeq N_A$, si ha:

$$\frac{n_n}{n_p} = \frac{N_D}{n_i^2/N_A} = \frac{N_D\ N_A}{n_i^2} = \frac{N_A}{n_i^2/N_D} = \frac{p_p}{p_n} \tag{2.9}$$

e quindi il valore di V_j calcolato con la 2.4 o la 2.8 è lo stesso, come è ovvio che sia. Analogamente è possibile verificare che il valore del campo elettrico che in ogni punto verifica la 2.1 soddisfa anche la 2.2.

La eq. 2.4 o l'equivalente 2.6 è una espressione della *distribuzione di Boltzmann*:

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{qV_j/kT}. \tag{2.10}$$

Nella forma 2.7 è più nota come *legge di Nernst*.

Partendo dalla relazione di Boltzmann 2.10 e ripercorrendo il ragionamento a ritroso si sarebbe arrivati ad ottenere la relazione di Einstein 1.10.

I valori tipici dei drogaggi per il Silicio danno luogo, secondo la eq. 2.7 ad una *barriera di potenziale* o *potenziale di giunzione* V_j (in inglese, *built-in potential*) compreso tra 300 mV e 800 mV.

2.4 Diodo a giunzione

Dotando di un collegamento elettrico la regione P e la regione N di una giunzione P-N si ottiene un dispositivo elettronico a due terminali, detto diodo a giunzione, o diodo semiconduttore, la cui caratteristica principale è di presentare una relazione corrente-tensione fortemente non lineare.

In condizioni di equilibrio termodinamico, cioè con il diodo a temperatura uniforme e non collegato a fonti di energia, i due terminali, supposti dello stesso metallo (ad es. rame), si troveranno allo stesso potenziale elettrico (fig. 2.3). Questo si può

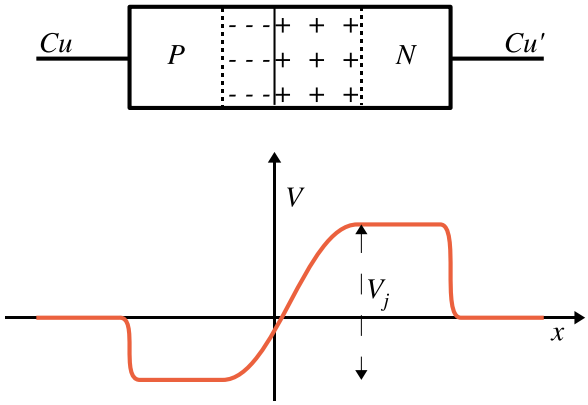

Figura 2.3: Potenziale elettrico attraverso la struttura di un diodo a giunzione.

immediatamente verificare se si pensa che le tre superfici di contatto $Cu||P$, $P||N$ e $N||Cu'$ sono tutte *reversibili*, cioè permeabili rispetto agli elettroni. In condizioni di equilibrio il potenziale elettrochimico degli elettroni dovrà essere lo stesso in tutte e quattro le regioni ed in particolare nei terminali Cu e Cu'. Essendo il metallo, e quindi il potenziale chimico, lo stesso, anche il potenziale elettrico in Cu e Cu' dovrà essere lo stesso.

2.5 Polarizzazione diretta ed inversa

Collegando il diodo a giunzione ad un generatore di d.d.p. V_D, si avranno gli effetti illustrati in fig. 2.4a e 2.4b. In figura 2.4a il generatore forza la barriera di potenziale

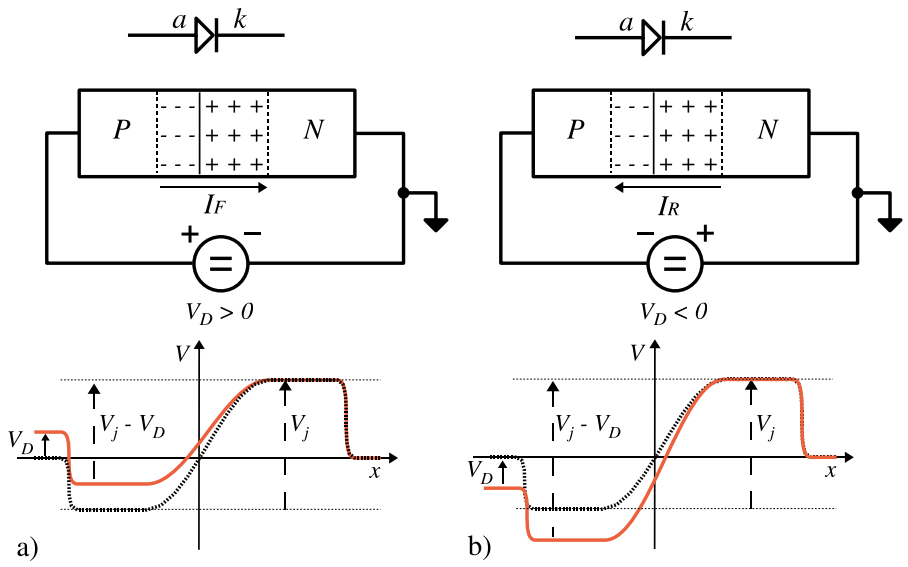

Figura 2.4: Polarizzazione diretta e inversa di una giunzione *P-N*. Il collegamento di massa indica il punto convenzionale rispetto a cui sono misurati i potenziali elettrici.

tra regione P ed N ad avere un valore più basso di quello corrispondente al potenziale V_j con l'effetto di sbilanciare l'equilibrio previsto dalle eq. 2.1 e 2.2 in favore del moto di diffusione delle lacune dalla regione P alla regione N attraverso la regione di transizione e di elettroni nel senso inverso. Entrambi questi flussi corrispondono ad una corrente I_F nella direzione indicata dalla freccia. Come si vedrà nel paragrafo successivo, la corrente I_F cresce in maniera esponenziale al crescere di V_D. In questa condizione il diodo si trova in *polarizzazione diretta*, o *conduzione* ($I_F = I_{Forward} =$ *corrente diretta*).

Nel caso di fig. 2.4*b* la barriera di potenziale viene forzata ad un valore più alto di quello di equilibrio con l'effetto di indurre un ulteriore allontanamento di elettroni e lacune dalla regione di transizione ed un allargamento della medesima. Questa è la condizione di *polarizzazione inversa*, o *contropolarizzazione*, o *interdizione* del diodo. Si ha la circolazione di una debole corrente I_R che è da sei a dieci ordini di grandezza inferiore alla corrente I_F che si ha in condizioni operative normali ($I_R = I_{Reverse} =$ *corrente inversa*).

Nella figura è riportato anche il simbolo con cui il diodo viene rappresentato negli schemi elettrici. Il terminale indicato con a è detto *anodo*; quello con k è detto *catodo*. Si ha conduzione quando l'anodo è positivo rispetto al catodo. La forma del simbolo, che ricorda una freccia, indica la direzione della corrente quando il diodo è in conduzione.

2.6 Correnti in un diodo polarizzato

2.6.1 Polarizzazione diretta

In un diodo in condizioni di polarizzazione diretta le lacune diffondono dalla regione P, dove sono i portatori maggioritari e sono quindi presenti in larghissima quantità, verso la regione N dove sono minoritari e quindi presenti in quantità ridottissima; analogamente accade per gli elettroni, che diffondono nella direzione opposta. Una

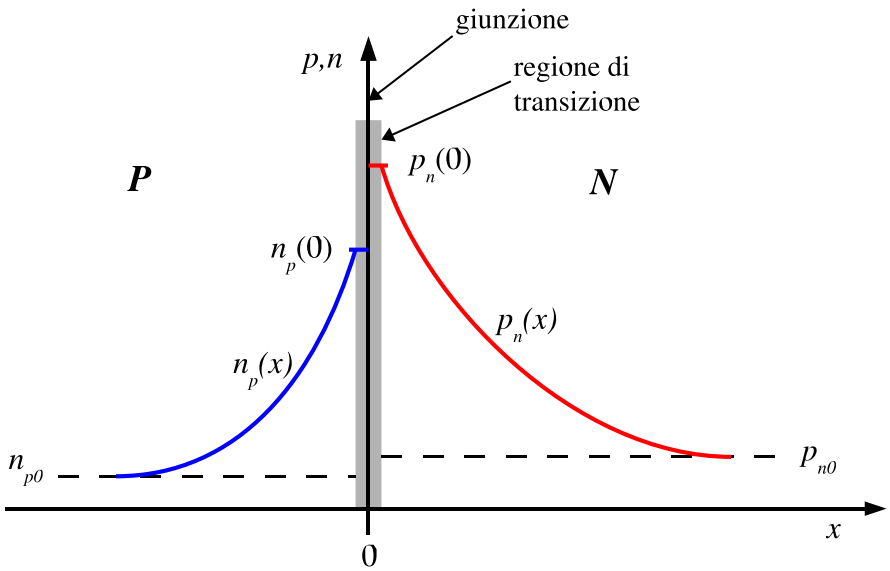

Figura 2.5: Concentrazione dei portatori minoritari in prossimità di una giunzione P-N per un diodo direttamente polarizzato.

volta attraversata la giunzione e diventati quindi minoritari, i portatori continuano nel loro moto di diffusione allontanandosi sempre di più dalla regione di transizione. In prossimità della giunzione il sistema si viene a trovare in condizioni di non equilibrio: a causa della consistente iniezione di portatori minoritari si viene ad avere $p_n \cdot n_n \gg n_i^2$ nella regione N e $n_p \cdot p_p \gg n_i^2$ nella regione P. Ha luogo quindi un processo di ricombinazione tra maggioritari e minoritari fino a raggiungere nuovamente, allontanandosi a sufficienza dalla giunzione, i valori di equilibrio. La sovrapposizione dei due processi di diffusione e ricombinazione dà luogo ad uno stato stazionario con le distribuzioni di portatori raffigurate in fig. 2.5, mantenute dal generatore esterno V_D.

Le due linee tratteggiate orizzontali indicano i valori all'equilibrio delle concentrazioni degli elettroni nella regione P (n_{p0}) e delle lacune nella regione N (p_{n0}). Le due curve $n_p(x)$ e $p_n(x)$ indicano i profili di concentrazione in funzione della distanza dalla regione di transizione.

Le concentrazioni n_n e p_p dei portatori maggioritari, praticamente costanti al di fuori della regione di transizione e pari rispettivamente a N_D ed N_A, non sono indicate nella figura.

Partendo dalla equazione della diffusione (eq. 1.7), si può dimostrare che in

condizioni stazionarie e per regioni P ed N sufficientemente estese le concentrazioni dei portatori minoritari in eccesso decadono esponenzialmente con la distanza dalla giunzione:

$$n_p(x) - n_{p0} = [n_p(0) - n_{p0}]\ e^{+x/L_n} \tag{2.11}$$

$$p_n(x) - p_{n0} = [p_n(0) - p_{n0}]\ e^{-x/L_p} \tag{2.12}$$

dove

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} \qquad L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p} \tag{2.13}$$

sono le *lunghezze di diffusione* e τ_n, τ_p le *vite medie* degli elettroni prima della ricombinazione, rispettivamente nella regione P ed N.

Introducendo alcune ipotesi semplificative è possibile determinare la relazione tra la corrente I_D attraverso il diodo e la tensione di polarizzazione V_D applicata:

- Lo spessore della regione di transizione intorno alla giunzione è trascurabile rispetto alle lunghezze L_p ed L_n: in questo paragrafo, *giunzione* e *regione di transizione* diventano quindi sinonimi.
- Il campo elettrico al di fuori della regione di transizione è trascurabile anche in condizioni di passaggio di corrente; questo vuol dire che il potenziale V_D applicato ai terminali del diodo viene a localizzarsi interamente come variazione del potenziale V_j attraverso la giunzione/regione di transizione.
- L'equazione di Boltzmann, che lega il potenziale di giunzione V_j alle concentrazioni dei portatori ai due lati della regione di transizione e che a rigore sarebbe valida solo in condizioni di equilibrio termodinamico, viene considerata valida con approssimazione sufficiente anche in condizione di stato stazionario vicino all'equilibrio.

La seconda e la terza ipotesi combinate insieme ci permettono di scrivere, in alternativa alla eq. 2.10:

$$\frac{n_n}{n_p(0)} = e^{q(V_j - V_D)/kT} \tag{2.14}$$

Dividendo la 2.10 per la 2.14 e tenendo conto che n_p della eq. 2.10 corrisponde nella figura 2.5 a n_{p0} si ha

$$n_p(0) = n_{p0}\ e^{V_D/V_T} \tag{2.15}$$

Analogamente, per le lacune

$$p_n(0) = p_{n0}\ e^{V_D/V_T} \tag{2.16}$$

Sostituendo le equazioni 2.15 e 2.16 nelle 2.11 e 2.12, derivando rispetto ad x ed utilizzando le 1.7, si ottiene la densità di corrente di diffusione associata con l'eccesso di elettroni e lacune iniettati attraverso la giunzione:

$$J_n\Big|_{x=0} = +q\ D_n\ \frac{\mathrm{d}n_p}{\mathrm{d}x}\Big|_{x=0} = \frac{q\ D_n\ n_{p0}}{L_n}\left[e^{V_D/V_T}-1\right] \tag{2.17}$$

$$J_p\Big|_{x=0} = -q\ D_p\ \frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x}\Big|_{x=0} = \frac{q\ D_p\ p_{n0}}{L_p}\left[e^{V_D/V_T}-1\right] \tag{2.18}$$

La corrente, interamente di diffusione di portatori minoritari a ridosso della giunzione, si trasforma gradualmente per effetto della ricombinazione, allontanandosi, in corrente di deriva di portatori maggioritari (supponendo, però, che questa deriva avvenga sotto l'azione di un campo elettrico trascurabile); il valore totale della corrente attraverso ogni sezione del diodo a diverse distanze dalla giunzione, somma dei contributi di diffusione e deriva, è costante.

La corrente totale I_D che scorre attraverso il diodo è data quindi dalla somma dei due contributi J_n e J_p dei due diversi tipi di portatori di carica:

$$I_D = A\cdot(J_n+J_p) = I_S\left(e^{V_D/\ V_T}-1\right) \tag{2.19}$$

dove A è l'area della giunzione e

$$I_S = qA\left(\frac{p_{n0}}{L_p}D_p+\frac{n_{p0}}{L_n}D_n\right) = qA\ n_i^2\left(\frac{D_p}{N_D\ L_p}+\frac{D_n}{N_A\ L_n}\right) \tag{2.20}$$

2.6.2 Polarizzazione inversa

Tutte le considerazioni ed i passaggi matematici relativi alla condizione di polarizzazione diretta di un diodo possono essere ripetuti nel caso di polarizzazione inversa. In questo caso le distribuzioni dei portatori minoritari saranno quelle raffigurate in

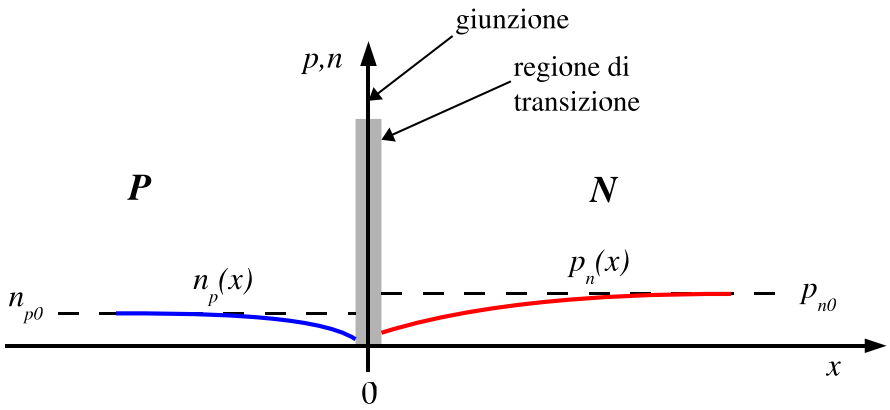

Figura 2.6: Concentrazione dei portatori minoritari per un diodo inversamente polarizzato.

fig. 2.6, con un impoverimento delle concentrazioni in prossimità della giunzione. In fondo comunque si arriva sempre alle equazioni 2.19 e 2.20, che quindi descrivono idealmente, cioè nel campo di validità delle approssimazioni fatte, il comportamento di un diodo a giunzione in ogni condizione di polarizzazione.

2.7 Equazione della giunzione

L'eq. 2.19 descrive in modo abbastanza accurato la relazione $I-V$ di un diodo a giunzione reale a patto di introdurre alcune correzioni per compensare, almeno in parte, le approssimazioni fatte durante la derivazione. La correzione più importante consiste nella introduzione di un fattore η, di valore compreso tra 1 e 2, a denominatore dell'esponente, per cui l'eq. 2.19 diventa:

$$I_D = I_S \left(e^{V_D/\eta V_T} - 1 \right) \tag{2.21}$$

In fig. 2.7 è riportato il grafico della *equazione della giunzione* 2.21 per $I_S = 1\ nA$, $\eta = 1.5$ e $V_T = 26\ mV$. V_D è la tensione di polarizzazione applicata al diodo

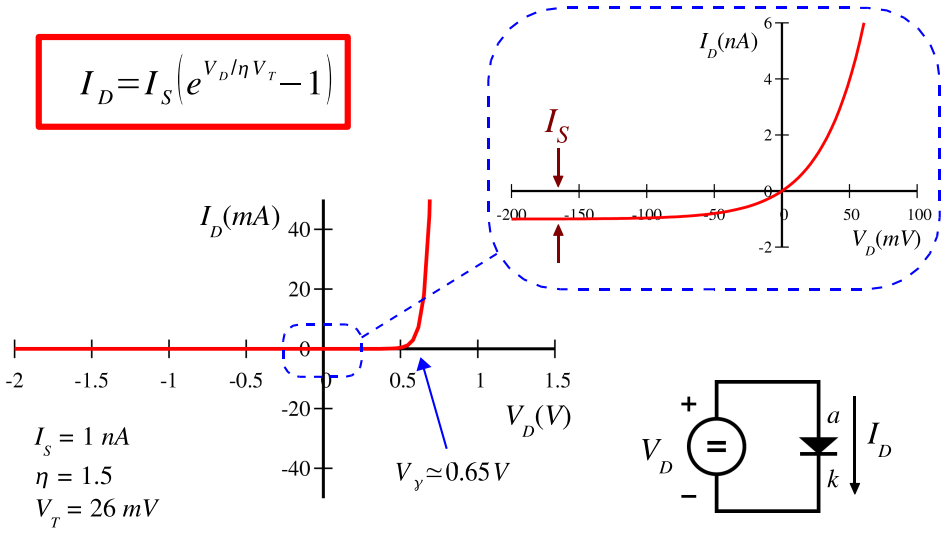

Figura 2.7: Relazione $I - V$ per una giunzione P-N con $I_S = 1\ nA$, $\eta = 1.5$, $V_T = 26\ mV$.

(tensione dell'anodo rispetto al catodo) e I_D è la corrente che scorre nel diodo da anodo a catodo. I_S è la *corrente di saturazione inversa* (eq. 2.20); il nome deriva dal fatto che in condizione di contropolarizzazione la corrente inversa, già con tensioni V_D di poche centinaia di mV, *satura* al valore asintotico I_S, come si può vedere nell'ingrandimento della regione intorno allo zero.

Nel grafico è indicata la tensione $V_\gamma \simeq 0.65V$ in corrispondenza del punto in cui la corrente I_D comincia a crescere in maniera significativa. Se si osservano le curve $I_D(V_D)$ per altre giunzioni P-N, ad esempio per vari diodi al Silicio di modello diverso, ciascuna sulla scala di correnti per cui il diodo è stato realizzato, ci si rende conto che presentano tutte il ginocchio nell'intervallo $0.6 \ldots 0.8\ V$. La ragione di questa uniformità va ricercata nel fatto che il rapporto I_D/I_S tende ad essere costante e tipico del materiale semiconduttore, quando i valori di I_D siano sulla scala dei valori massimi di corrente che la giunzione può sostenere: diodi in grado di sostenere correnti più elevate presentano valori di I_S proporzionalmente più elevati, principalmente perché hanno superfici di giunzione maggiori. Inoltre la dipendenza esponenziale di I_D da V_D dà luogo ad una variazione della tensione di soli 300 mV (con $\eta = 1$)per una

escursione della corrente di cinque ordini di grandezza. Il valore di V_γ per un diodo a giunzione al germanio è di circa 200 mV.

2.7.1 Diodo in conduzione

Nella fig. 2.8 è riportato l'andamento previsto dalla equazione della giunzione 2.21 in condizioni di polarizzazione diretta a confronto con il comportamento di un diodo reale (diodo per piccoli segnali per uso generale tipo $1N4151$). I punti in rosso

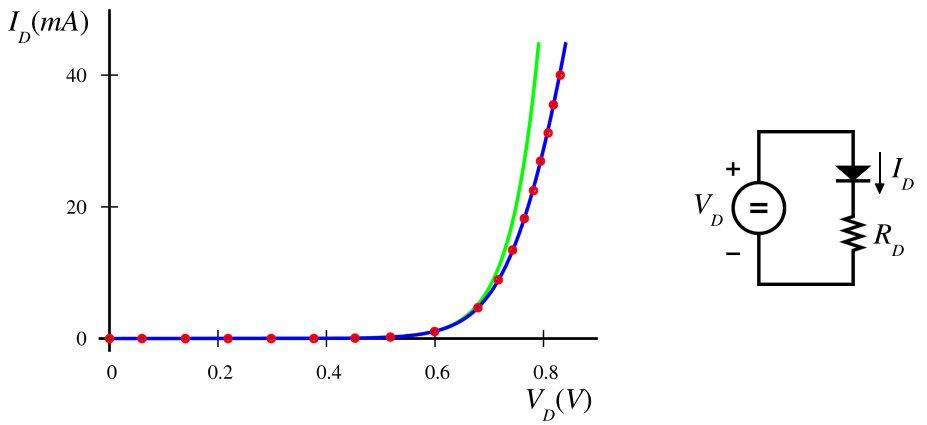

Figura 2.8: Confronto della relazione $I - V$ prevista dalla eq. 2.21 con l'andamento misurato su un diodo reale. Il diodo reale si comporta come un diodo ideale con in serie una piccola resistenza ohmica (circuito a destra). Punti rossi: valori misurati su un diodo 1N4151; curva verde: corrente prevista dalla eq. 2.21 con $I_S = 10.7\ nA$, $\eta = 2.0$; curva blu: stesse condizioni della curva verde, considerando anche la presenza di una resistenza da 1.1 Ω in serie alla giunzione.

rappresentano la relazione $I - V$ misurata; la curva in verde corrisponde alla eq. 2.21 con i parametri $I_S = 10.7\ nA$, $\eta = 2.0$ e $V_T = 26\ mV$; la curva in blu corrisponde alle stesse condizioni, ma tenendo conto di una resistenza ohmica R_D di 1.1 Ω presente in serie alla giunzione ideale, a correzione della seconda delle ipotesi semplificative del par. 2.6.1. In quest'ultimo caso l'accordo è ottimo su tutto l'intervallo di corrente misurato; senza tenere conto della resistenza in serie alla giunzione si ha un accordo soddisfacente solo nel tratto iniziale della curva.

Nella fig. 2.9 il confronto precedente è stato ripetuto per lo stesso diodo, per valori di polarizzazione piccoli, intorno allo zero. L'accordo tra modello e dati sperimentali è ancora molto buono, ma i valori dei parametri sono $I_S = 2.9\ nA$ ed $\eta = 1.95$. Il valore di η è in buon accordo con il valore ottenuto in condizioni di polarizzazione diretta, mentre il valore di I_S risulta, in questa regione, molto più piccolo (le correnti in gioco sono sei ordini di grandezza inferiori a quelle di fig. 2.8).

2.7.2 Diodo in interdizione

Continuando a studiare il comportamento dello stesso diodo per valori di polarizzazione inversa sempre più negativi, compare una nuova discrepanza tra modello e diodo reale (fig. 2.10). Mentre l'eq. 2.21 prevede che la corrente inversa I_R arrivi al

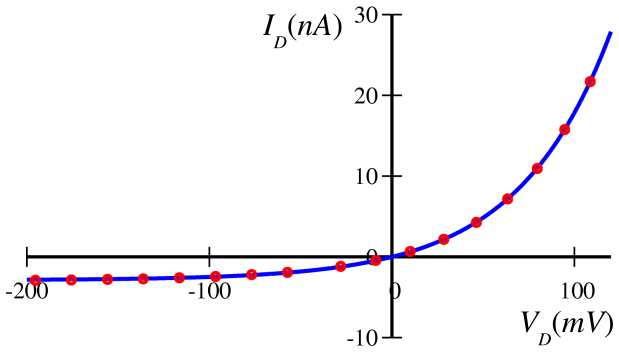

Figura 2.9: Confronto tra eq. 2.21 e diodo reale per valori piccoli di polarizzazione. I punti rossi indicano i valori misurati sullo stesso diodo di fig. 2.8; la curva blu corrisponde ai parametri $I_S = 2.9\ nA$ ed $\eta = 1.95$.

valore asintotico I_S per polarizzazioni di poche centinaia di mV e poi rimanga rigorosamente costante, nel diodo reale si vede una certa dipendenza di I_R dalla tensione di contropolarizzazione.

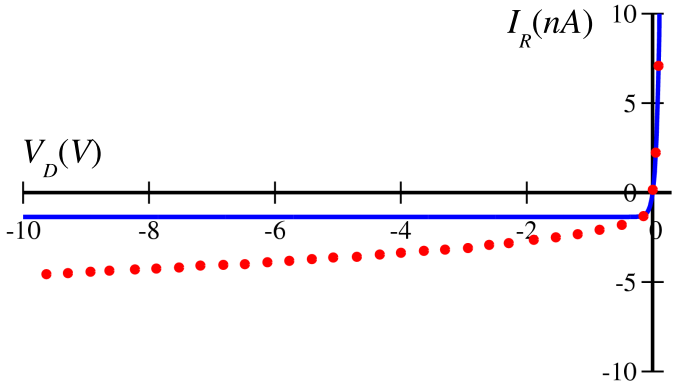

Figura 2.10: Corrente inversa I_R in un diodo reale in condizioni di contropolarizzazione. Mentre l'eq. 2.21 prevede $I_R = I_S$ per valori di polarizzazione $V_D < 200...300\ mV$ (curva blu), il diodo reale mostra una dipendenza dell'ordine di $0.2\ nA/V$ (punti rossi) dalla tensione di contropolarizzazione.

La discrepanza è dovuta al fatto di avere trascurato la variazione dello spessore della regione di transizione al variare della tensione di contropolarizzazione (vedi par. 2.18.1). Aumentando lo spessore e quindi il volume della regione di transizione aumenta il contributo alla corrente inversa I_R dovuto alla generazione di coppie lacuna-elettrone che avviene continuamente a ritmo costante in tutto il semiconduttore per effetto della agitazione termica.

Nelle applicazioni pratiche del diodo, questa discrepanza di solito non è molto importante; nel grafico di fig. 2.8 per valori di V_D inferiori a V_γ la corrente I_D

scende rapidamente a valori talmente piccoli che non è possibile neanche apprezzarla. Rispetto ai mA della polarizzazione diretta non fa differenza qualche nA in più o in meno in contropolarizzazione.

In alcune situazioni, però, la corrente di contropolarizzazione di una giunzione P-N o la sua dipendenza dalla tensione è il parametro più importante, come ad esempio, nel caso della giunzione *gate-source* di un *j-fet* in un amplificatore differenziale (vedi cap. **??**): da questa caratteristica dipende in massima parte il valore dell'impedenza di ingresso dell'amplificatore.

2.8 Contatti ohmici

Nel circuito di fig. 2.4 sono presenti due ulteriori giunzioni, tra i fili metallici e le regioni P ed N del semiconduttore. Queste regioni devono presentare un comportamento il più possibile *ohmico* ed una resistenza di contatto bassa. In realtà anche alla giunzione tra metallo e semiconduttore si forma una regione di svuotamento ed una barriera di potenziale, analogamente a quanto succede con la giunzione P-N. Se però si ha l'accortezza di aumentare opportunamente il livello di drogaggio del semiconduttore in prossimità del metallo si ottengono regioni di svuotamento talmente sottili da risultare in definitiva inefficaci ad impedire il passaggio dei portatori di carica. Una giunzione di questo tipo risulta *non polarizzabile*: solo minime variazioni sono richieste alla altezza della barriera di potenziale per consentire il passaggio di una corrente. Quindi, come indicato in figura 2.4, un potenziale di polarizzazione esterno applicato ad un diodo va a localizzarsi quasi tutto sulla giunzione P-N e solo in misura trascurabile sulle due giunzioni semiconduttore-metallo.

2.9 Coefficiente di temperatura del diodo a giunzione

Invertendo l'equazione 2.21 si ottiene la tensione V_D ai capi del diodo in funzione della corrente I_D che lo percorre. In condizione di polarizzazione diretta:

$$V_D = \eta\ V_T\ \log\left(\frac{I_D}{I_S} + 1\right) \simeq \eta\ V_T\ \log\frac{I_D}{I_S} \tag{2.22}$$

Per un dato valore costante di I_D, V_D dipende dalla temperatura tramite V_T (eq. 1.10) e I_S (eq. 2.20):

$$\left.\frac{\partial V_D}{\partial T}\right|_{I_D} = \frac{\eta\ V_T}{T}\log\frac{I_D}{I_S} - \eta\ V_T\ \frac{1}{I_S}\frac{\mathrm{d}I_S}{\mathrm{d}T} \tag{2.23}$$

Il primo termine a secondo membro è eguale a V_D/T ($\simeq +2.2\ mV/^\circ K$ a temperatura ambiente) ed è positivo. Il secondo termine è più complesso da calcolare perchè I_S dipende dalla temperatura sia tramite n_i^2 (eq. 1.3) sia tramite i coefficienti di diffusione D_n e D_p (il coefficiente di diffusione diminuisce all'aumentare della temperatura). L'effetto prevalente è dato dall'aumento molto veloce di n_i^2 con la temperatura, come previsto nella eq. 1.3, per cui a temperatura ambiente il secondo termine è negativo e di valore circa doppio del primo. In totale, con i dati caratteristici del Silicio, si ha:

$$\left.\frac{\partial V_D}{\partial T}\right|_{I_D} \simeq -2.3\ mV/^\circ K \tag{2.24}$$

Questo risultato vale per tutte le giunzioni P-N al Silicio direttamente polarizzate, compresa la giunzione base-emettitore del transistor bjt, come si vedrà nel cap. 4.

2.10 Una applicazione dei diodi: il raddrizzatore

Dal grafico tensione - corrente in fig. 2.7 si vede che in condizioni di polarizzazione inversa la corrente che scorre nel diodo è praticamente nulla, mentre in condizioni di polarizzazione diretta si ha una caduta di potenziale ai capi del diodo dell'ordine di 0.65 V, quasi indipendente dalla corrente. Si sfrutta questa caratteristica nei circuiti *raddrizzatori*, con lo scopo di convertire la corrente alternata, ad es. quella proveniente dalla rete di distribuzione dell'energia elettrica, in corrente continua, necessaria ad es. per la alimentazione dei circuiti elettronici.

Il principio di funzionamento è illustrato nella fig. 2.11. Nel circuito in fig. 2.11a

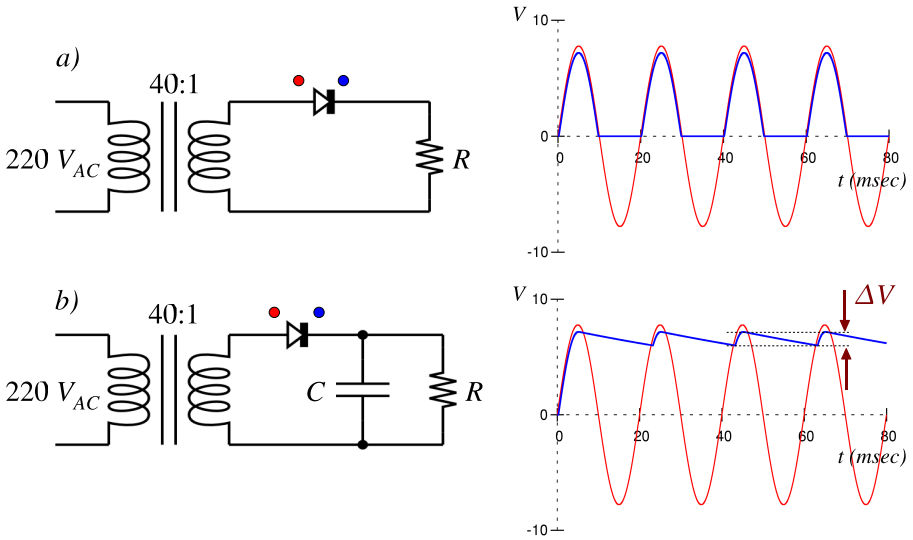

Figura 2.11: Circuito raddrizzatore ad una semionda. Il trasformatore riduce la tensione della rete di distribuzione elettrica (220 V_{RMS}) al valore richiesto, in questo caso 5.5 V. Il diodo consente il passaggio della corrente solo durante la semionda positiva. I grafici riportano la tensione a monte del diodo, sull'anodo, in rosso, e a valle del diodo, sul catodo, in blu. Durante la conduzione le due tensioni differiscono di circa 0.65 V ($R = 100\Omega$, $C = 1000\mu F$; i diodi hanno le stesse caratteristiche di fig. 2.7).

si ha passaggio di corrente nella resistenza R solo durante la semionda positiva: si ottiene una corrente pulsante con valore medio diverso da zero. Nel circuito in fig. 2.11b l'aggiunta del condensatore C in parallelo ad R trasforma la corrente pulsante in una corrente continua cui è sovrapposta una certa ondulazione residua (*ripple*). Nell'ipotesi, abbastanza comune nella pratica, che la costante di tempo RC sia molto maggiore del periodo Δt della tensione alternata e che il tempo di conduzione del diodo sia invece trascurabile rispetto a Δt, il livello di ondulazione residua ΔV può essere stimato calcolando la scarica del condensatore tra un picco ed il successivo:

$$\Delta V \simeq \frac{V}{RC}\,\Delta t \tag{2.25}$$

I grafici in fig. 2.11 riportano in rosso la tensione misurata sull'anodo del diodo ed in blu quella sul catodo. Durante la conduzione le due tensioni differiscono di $V_\gamma \simeq 0.65\ V$.

In figura 2.12 è riportato un circuito che permette di sfruttare tutte e due le semionde della corrente alternata, riducendo a metà il tempo di scarica del condensatore e di conseguenza anche l'ondulazione residua (a parità di R e di C).

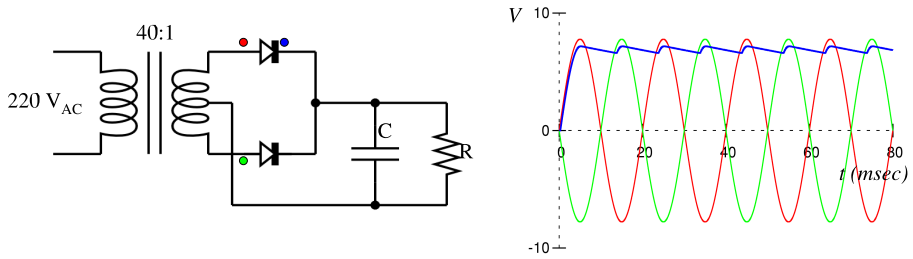

Figura 2.12: Circuito raddrizzatore a due semionde.

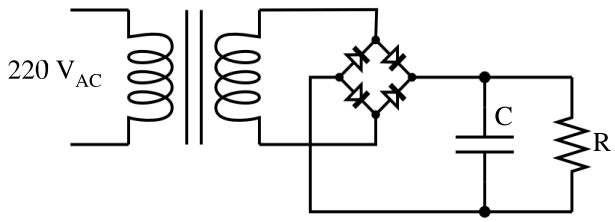

Figura 2.13: Circuito raddrizzatore a ponte.

Il circuito in fig. 2.13, detto *raddrizzatore a ponte*, consente egualmente di sfruttare entrambe le semionde senza dover ricorrere ad un trasformatore con avvolgimento secondario dotato di presa centrale. Si osservi però che in questo caso la caduta di potenziale sui diodi sarà pari a $2V_\gamma$.

2.11 Tensione inversa di rottura (*Reverse Breakdown Voltage*)

Aumentando il valore della tensione di polarizzazione inversa di un diodo, si raggiungerà un punto in cui la corrente inversa I_R comincerà ad aumentare in maniera estremamente rapida (fig. 2.14). Il valore V_{BR} di tensione a cui questo avviene prende il nome di *tensione inversa di rottura* (*reverse breakdown voltage*) e varia da pochi Volt fino a centinaia o migliaia di Volt, a seconda delle caratteristiche del diodo. I meccanismi fisici di questo comportamento sono due:

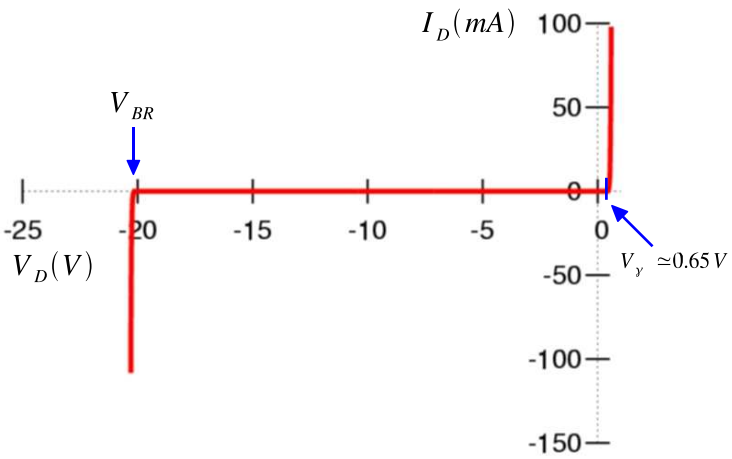

Figura 2.14: *Reverse breakdown* di una giunzione *P-N*.

a) Moltiplicazione a valanga dei portatori: il campo elettrico nella regione di transizione diventa sufficientemente intenso da fornire ai portatori tra un urto ed il successivo abbastanza energia da poter provocare la rottura di un legame covalente; ogni nuovo portatore prodotto in questo modo partecipa a sua volta al meccanismo con la produzione di altri portatori in un processo a valanga.

b) Effetto Zener: il campo elettrico nella regione di transizione diventa sufficientemente intenso da provocare direttamente la rottura di legami covalenti e quindi la generazione di una grande quantità di coppie elettrone - lacuna.

2.12 Effetti termici nel diodo

Contrariamente a quanto può fare pensare il termine "tensione inversa di rottura", l'instaurarsi del regime *a*) oppure *b*) del paragrafo precedente non implica di per sé la distruzione del dispositivo: una volta che la tensione di polarizzazione sia tornata a valori (in modulo) più piccoli della tensione V_{BR} il diodo torna nello stato di interdizione e la corrente torna a valori vicini a I_S. La distruzione è però possibile, anzi in genere abbastanza probabile, specialmente con i diodi raddrizzatori, a causa degli effetti termici. Per il diodo descritto in fig. 2.14, in condizioni di polarizzazione diretta si ha, ad esempio, con una corrente $I_D = 100\ mA$ una produzione di calore $W_F = 0.7\ V \cdot 0.1\ A = 70\ mW$; supponiamo che il dispositivo sia stato dimensionato per riuscire a dissipare questo calore. Se in qualche circostanza la tensione V_D inversa dovesse arrivare a superare, in modulo, il valore V_{BR}, portando la corrente a $-100\ mA$, avremmo una produzione di calore $W_R = 20\ V \cdot 0.1\ A = 2\ W$, quasi 30 volte superiore a W_F. Se questa non è una condizione operativa prevista, difficilmente il dispositivo sarà in grado di dissipare anche questa produzione di calore. Si avrà come conseguenza un surriscaldamento della giunzione ed un degrado delle caratteristiche o la distruzione completa del dispositivo. Le temperature limite di giunzione che non devono essere superate (ma preferibilmente nemmeno raggiunte) sono per il Germanio $\simeq 70 \ldots 90°C$ e per il Silicio $\simeq 180 \ldots 200°C$.

A regime la temperatura T_j della giunzione è, secondo la legge di Fourier per la conduzione del calore,

$$T_j = T_c + P_D \cdot R_\theta. \tag{2.26}$$

dove T_c è la temperatura del contenitore del dispositivo, P_D è la potenza dissipata e R_θ la resistenza termica tra giunzione e contenitore. A sua volta il contenitore dovrà dissipare la stessa potenza P_D verso l'ambiente. La resistenza termica tra contenitore ed ambiente dipende fortemente dalle condizioni ambientali (velocità di circolazione dell'aria, presenza di scambiatori di calore ecc.). Nella tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche termiche di alcuni dei contenitori per diodi e transistor che compaiono nella fig. 1.3.

	$R_{\theta ja}$ $(°C/W)$	$R_{\theta jc}$ $(°C/W)$	P (W)	P_∞ (W)
a) diodo per piccoli segnali	350		0.25	
b) diodo raddrizzatore	175		0.5	
c) transistor di piccola potenza	580	150	0.3	1.2
d) transistor di piccola potenza	220	60	0.8	3
e) transistor di potenza		1.5		115

Tabella 2.1: Caratteristiche termiche dei contenitori di alcuni dei dispositivi di fig. 1.3. Nella prima colonna è riportato il riferimento alla figura; $R_{\theta ja}$ e $R_{\theta jc}$ sono rispettivamente la resistenza termica tra giunzione e ambiente e tra giunzione e contenitore, in $°C/W$. P è la potenza (in Watt) che può essere dissipata dal dispositivo in aria libera e P_∞ con un radiatore di dimensioni infinite, cioè con resistenza termica nulla tra contenitore e ambiente. I dati si riferiscono ad una temperatura ambiente di $25°C$.

2.13 Circuiti non lineari

Un circuito contenente diodi semiconduttori, le cui relazioni tensione-corrente sono fortemente non lineari, sarà descritto da equazioni o sistemi di equazioni non lineari.

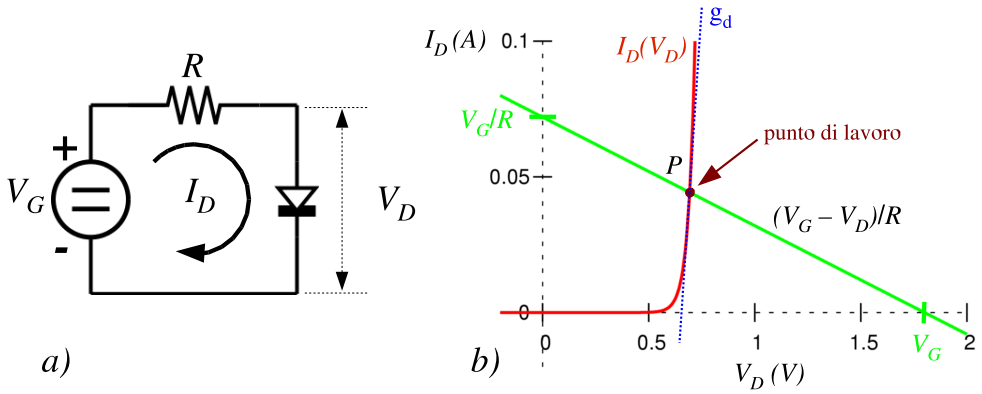

Figura 2.15: Circuito ad una sola maglia contenente un diodo semiconduttore.

Anche per un circuito semplice come quello in fig. 2.15a, l'equazione della maglia

$$I_D \cdot R + V_D(I_D) = V_G \tag{2.27}$$

non ha soluzione analitica (la relazione $V_D(I_D)$ è la 2.22 che si ottiene invertendo l'equazione della giunzione 2.21).

La figura 2.15b riporta l'equazione 2.27 in forma grafica. La curva in rosso rappresenta la relazione tensione-corrente del diodo $I_D(V_D)$, la retta in verde, detta *retta di carico*, corrisponde alla equazione lineare $I_D = (V_G - V_D)/R$. Il punto di intersezione P corrisponde ai valori di I_D e V_D che soddisfano la relazione $I_D = (V_G - V_D)/R = I_D(V_D)$, cioè la 2.27.

In passato il metodo grafico è stato utilizzato ampiamente per trovare le soluzioni statiche dei circuiti non lineari. Ad es., nel caso del raddrizzatore di fig. 2.11a il grafico della tensione ai capi della resistenza R corrisponde alla soluzione della eq. 2.27 per i valori di tensione V_G forniti istante per istante dal trasformatore (considerando il trasformatore come un generatore di tensione ideale e trascurando le capacità del diodo, descritte al par. 2.18). In pratica, traslando nella figura 2.15b la retta di carico parallelamente a se stessa si ottiene rapidamente la posizione del punto P in funzione dei valori di V_G.

Oggi il metodo grafico è stato convenientemente sostituito da programmi di calcolo numerico per computer. Uno di questi (Spice) verrà descritto nel capitolo **??**.

Quando un circuito contiene elementi capacitivi od induttivi il suo funzionamento non può essere descritto solo mediante equazioni algebriche. Ad esempio, il raddrizzatore di fig. 2.11b, contenente il condensatore C, è descritto da un sistema di equazioni differenziali non lineari in cui compare la carica Q del condensatore e la sua derivata Q' rispetto al tempo:

$$Q/C + V_D(I_D) = V_G \tag{2.28}$$

$$Q' + Q/RC = I_D \tag{2.29}$$

Anche questi sistemi di equazioni possono essere risolti mediante integrazione numerica da un programma di calcolo come Spice.

2.14 Circuito *linearizzato*

In moltissimi casi il funzionamento di un circuito contenente elementi non lineari è limitato a *piccoli segnali*, cioè a piccole escursioni delle tensioni e delle correnti intorno a valori costanti di riferimento. Queso *non* è il caso dei circuiti raddrizzatori delle figure 2.11, 2.12 e 2.13. In questo caso i diodi passano continuamente dallo stato di interdizione completa fino alla conduzione piena e viceversa: sono circuiti che devono trattare *grossi segnali*. Il circuito in fig. 2.15 può invece essere considerato un circuito per piccoli segnali nel caso in cui la tensione V_G sia una tensione costante con sovrapposte variazioni nel tempo piccole rispetto a V_G stessa.

Si adotta la seguente convenzione, ampiamente utilizzata in tutta la letteratura:

- Le lettere maiuscole con indice maiuscolo indicano valori costanti: V_G, V_D, I_D sono tensioni e correnti continue.

- Le lettere minuscole con indice minuscolo indicano valori variabili nel tempo: i_d, v_g, v_d. Di solito queste tensioni e correnti sono molto più piccole delle corrispondenti costanti V_G, V_D, I_D.
- Le lettere minuscole con indice maiuscolo indicano la somma di un termine costante ed uno dipendente dal tempo:

  $v_G = V_G + v_g$

  $v_D = V_D + v_d$

  $i_D = I_D + i_d$
- Le lettere maiuscole con indice minuscolo indicano il valore efficace della componente variabile nel tempo:

  V_g è il valore efficace di v_G

  I_d è il valore efficace di i_D, ecc.

Con questa notazione l'eq. 2.27 diventa

$$i_D \cdot R + v_D(i_D) = v_G \tag{2.30}$$

Se si suppone $v_g \ll V_G$ (e di conseguenza $v_d \ll V_D$ e $i_d \ll I_D$), l'eq. 2.30 può essere riscritta sviluppando $v_D(i_D)$ in serie di Taylor ed arrestando lo sviluppo al primo ordine. Si ottiene l'equazione lineare:

$$(I_D + i_d) \cdot R + V_D + r_d \cdot i_d = V_G + v_g \tag{2.31}$$

La quantità $r_d = \mathrm{d}v_D/\mathrm{d}i_D$ ($= v_d/i_d$ secondo la convenzione adottata) prende il nome di resistenza dinamica o resistenza incrementale; la sua inversa $g_d = i_d/v_d$ è la conduttanza dinamica (retta blu tratteggiata in fig. 2.15).

Indicando con I_P e V_P i valori di I_D e V_D corrispondenti al punto P di fig. 2.15 e sottraendo dalla eq. 2.31 la relazione tra i termini costanti data dalla eq. 2.27

$$I_P \cdot R + V_P(I_P) = V_G \tag{2.32}$$

rimane l'equazione

$$i_d \cdot R + i_d \cdot r_d = v_g \tag{2.33}$$

Quindi il circuito di fig. 2.16*a* può essere studiato separando il comportamento in corrente continua al punto $P = (I_P, V_P)$ descritto dall'eq. 2.32 dal comportamento per le variazioni (piccole) di tensioni e correnti intorno al punto P, descritto dall'eq. 2.33 e corrispondente al circuito di fig. 2.16*b*.

Il punto P viene indicato indifferentemente come *punto di lavoro (operating point)* oppure *punto di riposo (quiescent point)*. Questa grossolana ambiguità sindacale deriva dal fatto che il punto P corrisponde ai valori di tensione e di corrente che si hanno quando il circuito è in funzione (cioè non è spento), e quindi è un *punto di lavoro*; d'altra parte se tensione e corrente corrispondono esattamente ai valori del punto P nessun segnale è presente nel circuito oltre le polarizzazioni ($v_g = 0$) e allora il circuito non sta veramente *lavorando* sui segnali, e quindi *punto di riposo*.

L'operazione di linearizzazione di un circuito non è solo una questione di convenienza matematica: in moltissime situazioni si ha interesse ad un comportamento il

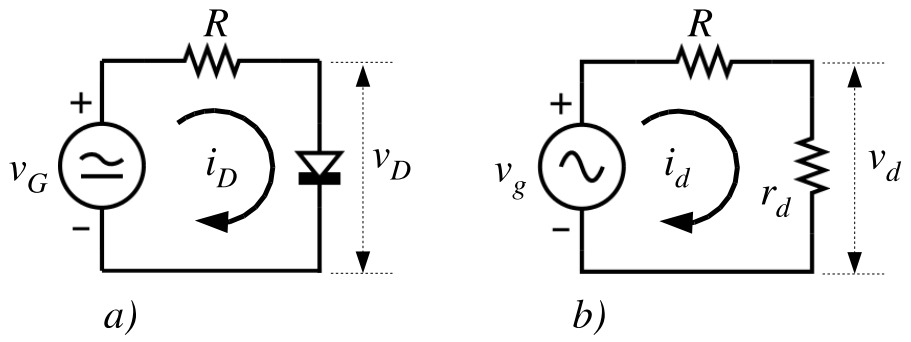

Figura 2.16: Linearizzazione di un circuito: *a*) circuito contenente un elemento non lineare (diodo); *b*) circuito linearizzato, per i soli segnali.

più possibile lineare da parte di un circuito contenente elementi non lineari e molti circuiti di questo tipo hanno effettivamente un comportamento discretamente lineare se si sceglie in maniera opportuna il punto di lavoro e l'ampiezza dei segnali.

2.15 Conduttanza dinamica del diodo

Il valore della conduttanza dinamica del diodo può essere calcolato derivando l'equazione 2.21:

$$g_d = \frac{\mathrm{d}I_D}{\mathrm{d}V_D} = \frac{I_S}{\eta V_T} \cdot e^{V_D/\eta V_T} \tag{2.34}$$

Ricavando l'espressione per $e^{V_D/\eta V_T}$ dalla 2.21 stessa e sostituendola nella 2.34 si ottiene

$$g_d = \frac{I_D + I_S}{\eta V_T} \tag{2.35}$$

I valori di g_d che si ottengono sono profondamente diversi a seconda dello stato di polarizzazione del diodo.

2.15.1 Diodo direttamente polarizzato

$$I_D \gg I_S \qquad\qquad g_d \simeq \frac{I_D}{\eta V_T} \tag{2.36}$$

In questa condizione la corrente I_S è assolutamente trascurabile rispetto a I_D. La conduttanza dinamica g_d risulta proporzionale alla corrente I_D di polarizzazione ed il fattore di proporzionalità è

$$\frac{1}{\eta V_T} \simeq 30\ \frac{mA/V}{mA} \tag{2.37}$$

Le dimensioni della costante sono state indicate come $mA/V \big/ mA$ (ovviamente eguali a V^{-1}) per sottolineare il fatto che g_d ammonta a circa 30 mA/V per ogni mA di corrente I_D. Si noti come il valore 30 della costante prescinda da qualsiasi considerazione sul modello di diodo e dipenda solo dalla temperatura. In altre parole,

la costante è la stessa per ogni diodo. Il fattore η introduce un campo di variazione dell'ordine di 2; d'altra parte il campo di validità della eq. 2.36 copre circa 10 ordini di grandezza di I_D.

2.15.2 Diodo non polarizzato

$$V_D = 0 \qquad I_D = 0 \qquad g_d = \frac{I_S}{\eta V_T} \tag{2.38}$$

La conduttanza g_d dipende dal valore di I_S, ma assume comunque valori molto piccoli, dell'ordine di $10^{-8} \ldots 10^{-12}$ A/V.

2.15.3 Diodo contropolarizzato

Per valori di tensione di contropolarizzazione sufficientemente elevati, I_D tende a $-I_S$; $I_D + I_S$ tende a 0 e quindi anche g_d tende a 0. La resistenza dinamica $r_d = 1/g_d$ tende a infinito. Nella pratica si riscontrano valori molto più bassi di quelli teorici, compresi comunque tra le migliaia ed i milioni di $M\Omega$. Infatti, come visto al par. 2.7.2, la corrente nel diodo contropolarizzato invece di saturare a $-I_S$ mostra una certa dipendenza da V_D. Nell'esempio di fig. 2.10 intorno a $V_D = -5$ V si ha $\mathrm{d}I_D/\mathrm{d}V_D \simeq 0.23$ nA/V e quindi $r_d \simeq 4.3$ $G\Omega$ invece dei 10^{15} teorici $G\Omega$ previsti dalla equazione 2.34.

Quando la tensione di contropolarizzazione raggiunge il valore di *reverse breakdown* V_{BR} la conduttanza dinamica g_d passa rapidamente da valori praticamente nulli a valori molto elevati, come indicato dalla ripidità della curva $I_D(V_D)$ in fig. 2.14. Questa caratteristica è sfruttata nei diodi stabilizzatori di tensione, descritti al paragrafo seguente.

2.16 Diodi stabilizzatori di tensione

Molto spesso nei circuiti elettronici è necessario poter disporre di tensioni di valore noto e stabili nel tempo. Un diodo in condizione di *reverse breakdown* può essere utilizzato come stabilizzatore di tensione. Diodi costruiti per questo scopo sono chiamati genericamente *diodi zener*, anche quando il loro meccanismo di funzionamento non corrisponde strettamente all'effetto Zener.

Nel circuito in fig. 2.17*a* il generatore fornisce una tensione v_G continua, ma soggetta a variazioni nel tempo; le variazioni si suppongono tali che v_G risulti sempre opportunamente maggiore (in modulo) di V_{BR}. Il diodo D_Z (il simbolo, modificato in modo da richiamare una Z, indica che si tratta di un diodo zener) si troverà contropolarizzato ed in condizione di breakdown. Il punto di lavoro (o di riposo) $Q = (V_Z, I_Z)$ del circuito è determinato graficamente in fig. 2.17*b*. Quando la tensione v_G varia, anche la tensione v_Z varia, come indicato dalla retta tratteggiata parallela alla retta di carico. È immediatamente evidente però che le variazioni di v_G avranno poco effetto su v_Z, tanto meno quanto più la curva $I_D(V_D)$ sarà ripida a sinistra di V_{BR}. In fig. 2.18*a* è riportato il circuito linearizzato equivalente a quello di fig. 2.17*a*, ed in figura 2.18*b* il suo equivalente di Thèvenin. La resistenza r_z è la resistenza dinamica del diodo zener al punto di lavoro Q.

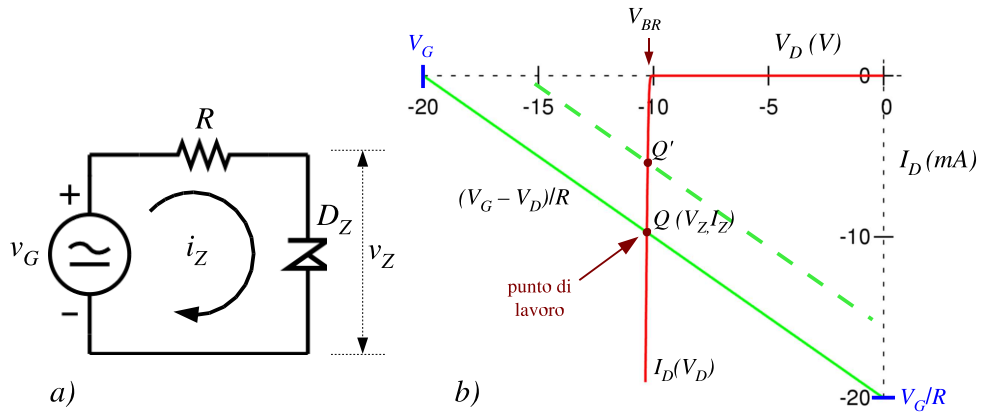

Figura 2.17: Diodo zener utilizzato come stabilizzatore di tensione.

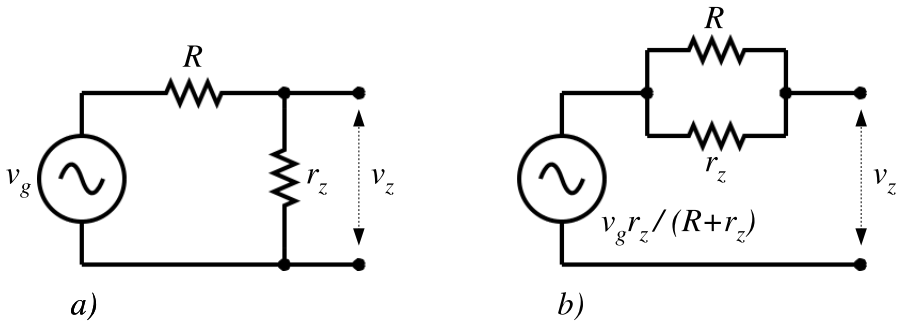

Figura 2.18: Circuito linearizzato dello stabilizzatore di tensione con diodo zener (a) e suo equivalente di Thèvenin (b).

Il grafico di fig. 2.17b corrisponde ai seguenti valori: $V_G = 20V$, $V_{BR} = 10V$, $R = 1000\Omega$, $r_z = 5\Omega$. La tensione che si ottiene all'uscita è circa $-10.6V$, la metà della tensione di ingresso V_G; ma le variazioni v_z sovrapposte a V_Z sono ridotte di un fattore circa 200 rispetto a quelle originarie su V_G.

È superfluo osservare che il modello linearizzato del circuito è valido solo fino a che il punto Q si trova nel tratto ripido a sinistra di V_{BR}. Quando V_G raggiunge V_{BR} il modello non è più valido ed il suo utilizzo porta solo a conclusioni assurde.

2.17 Interruttore a diodi per segnali analogici

La grande differenza di resistenza dinamica di un diodo nei due stati di polarizzazione diretta ed inversa può essere utilizzata per realizzare un interruttore per segnali. Nel circuito in fig. 2.19 il segnale proveniente dal generatore v_g viene trasferito o non trasferito alla resistenza di carico R_L a seconda che i diodi $D_1 \ldots D_4$, controllati dal generatore I_C, si trovino nello stato di bassa o alta resistenza dinamica. Il comportamento è analogo a quello del circuito riportato sulla destra: quando l'interruttore S_1 è chiuso, tra generatore e carico viene inserita una resistenza nominalmente nulla

ed il segnale giunge dal generatore al carico; quando S_1 è aperto, viene inserita una resistenza nominalmente infinita e tra generatore e carico si ha isolamento completo. I quattro diodi svolgono la funzione di interruttore comandato elettricamente dal segnale di controllo I_C. I diodi $D_1 \ldots D_4$ sono direttamente polarizzati quando il

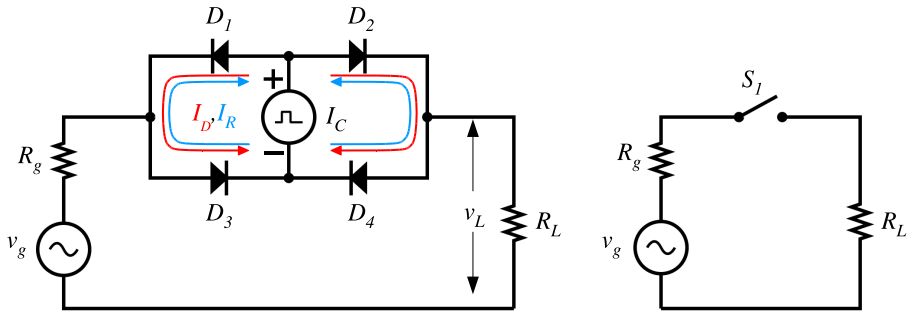

Figura 2.19: Interruttore elettronico per segnali.

generatore I_C fa scorrere una corrente di polarizzazione I_D come indicato dalle frecce rosse nella figura. Anche con correnti di polarizzazione di pochi mA, la resistenza dinamica scende a pochi ohm: con $I_D = 10mA$ si ha $r_d \simeq 3\Omega$ (eq. 2.36).

Con una polarizzazione di polarità opposta invece nei diodi scorre la corrente I_R, corrispondente praticamente alla corrente di saturazione inversa (frecce blu) ed i diodi sono contropolarizzati. La resistenza dinamica in questo caso diventa molto elevata, comunque superiore alle centinaia o migliaia di $M\Omega$ (vedi par. 2.15.3).

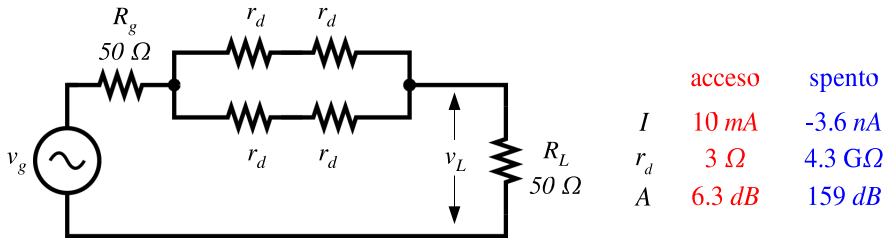

Figura 2.20: Circuito linearizzato equivalente per l'interruttore elettronico a diodi di fig. 2.19.

In fig. 2.20 è riportato il circuito linearizzato equivalente dell'interruttore di fig. 2.19, con un esempio di condizioni operative. Nello stato *acceso* l'attenuazione A è di soli 0.3 dB superiore a quella ideale (6 dB) che si avrebbe con resistenza dinamica nulla per effetto del rapporto di partizione tra resistenza del generatore e resistenza di carico. Nello stato *spento* teoricamente si dovrebbe avere una attenuazione elevatissima ($A =$ 159 dB). Nella pratica difficilmente si arriva a superare i 120 ... 140 dB, a causa di numerosi piccoli effetti parassiti. Di questi, il più importante è la capacità dei diodi, descritta nei paragrafi seguenti, che si viene a trovare in parallelo alla resistenza dinamica e degrada l'attenuazione tanto più quanto più è alta la frequenza del segnale.

Come già visto nei paragrafi precedenti, anche qui la corrente di segnale che scorre attraverso le resistenze r_d dei diodi direttamente polarizzati non è altro che

una (piccola) variazione della corrente di polarizzazione impostata dal generatore I_C. È necessario che la corrente del segnale rimanga piccola rispetto a quella di polarizzazione non solo per evitare di modificare lo stato dei diodi da accesi a spenti, ma anche per mantenere sufficientemente bassa la distorsione dovuta ai termini non lineari ignorati nello sviluppo in serie 2.31.

In linea di principio, a causa della simmetria del circuito, il segnale di controllo del generatore I_C non dovrebbe comparire all'uscita ai capi della resistenza R_L. Questo è tanto più vero quanto più i diodi $D_1 \dots D_4$ hanno caratteristiche identiche. I risultati migliori si ottengono utilizzando diodi *monolitici*, realizzati cioè contemporaneamente su uno stesso substrato di Silicio con lo stesso ciclo di fabbricazione.

2.18 Capacità della giunzione

Tutte le considerazioni svolte fino ad ora hanno riguardato solo il comportamento statico dei diodi. Anche quando si sono considerate tensioni e correnti dipendenti dal tempo, come nel circuito di fig. 2.11*a*, la risposta del diodo è stata considerata comunque istantanea. In realtà si è visto nei paragrafi precedenti che lo stato di polarizzazione determina variazioni nelle distribuzioni di carica in prossimità della giunzione, con trasferimenti che non possono essere istantanei, in quanto richiederebbero correnti di intensità infinita. Poichè la carica accumulata in prossimità della giunzione dipende dal potenziale di polarizzazione, ci dovremo aspettare un comportamento simile a quello di un condensatore.

Anche a questo riguardo, come si è già visto per la conduttanza dinamica, il comportamento del diodo è profondamente diverso a seconda che si trovi in condizione di polarizzazione diretta o inversa.

2.18.1 Diodo contropolarizzato - Capacità di transizione

Nel caso di un diodo contropolarizzato (fig. 2.4*b*) è possibile, con opportune semplificazioni, scrivere una relazione tra la carica presente nella regione di transizione e la differenza di potenziale tra le regioni P ed N. La distribuzione della carica è stata riportata qualitativamente in fig. 2.2. Si tenga presente però che in questo grafico per le concentrazioni è stata utilizzata una scala logaritmica. Se lo stesso grafico viene riportato con una scala lineare le transizioni tra le zone omogenee delle regioni P ed N e la zona di carica spaziale diventano molto più ripide, al punto che si può considerare con buona approssimazione di avere due distribuzioni uniformi con densità $\rho = -qN_A$ e $\rho = +qN_D$ rispettivamente di spessore x_A nella regione P e x_D nella regione N (fig. 2.21). Integrando l'equazione di Poisson unidimensionale

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \tag{2.39}$$

sugli spessori x_A e x_D si ottiene per l'altezza totale della barriera di potenziale:

$$V_j - V_D = \frac{q}{2\epsilon}\left(N_A\, x_A^2 + N_D\, x_D^2\right) \tag{2.40}$$

Poichè la giunzione deve essere nel suo complesso elettricamente neutra, la carica totale Q per unità di superficie contenuta nello spessore x_D deve essere eguale ed

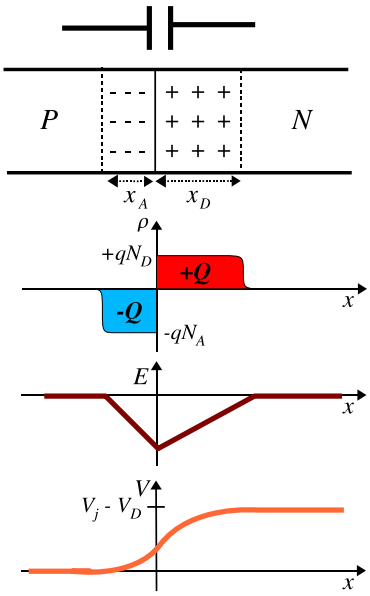

Figura 2.21: Distribuzioni di carica in una giunzione P-N ed andamento del campo elettrico e del potenziale.

opposta a quella contenuta nello spessore x_A:

$$q\ N_D\ x_D = q\ N_A\ x_A = Q \tag{2.41}$$

Ricavando dalla eq. 2.41 $x_A = Q/(N_A \cdot q)$ e $x_D = Q/(N_D \cdot q)$ e sostituendo nella 2.40 si ottiene:

$$V_j - V_D = \frac{Q^2}{2\epsilon q}\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right) \tag{2.42}$$

La relazione 2.42 non è lineare, quindi non è possibile definire una capacità del diodo in base al rapporto Q/V_D nel modo abituale. Come nel caso della resistenza dinamica del diodo, anche in questo caso è possibile, anzi spesso utile, definire dalla 2.42 una *capacità dinamica* o *capacità differenziale* del diodo contropolarizzato, detta *capacità di transizione* C_T:

$$C_T = A\ \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V_D} = \frac{C_0}{\sqrt{1 - V_D/V_j}} \tag{2.43}$$

dove A è la superficie della giunzione e

$$C_0 = A\ \sqrt{\frac{\epsilon q}{2V_j} \Big/ \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)} \tag{2.44}$$

Quindi un diodo contropolarizzato equivale, per piccoli segnali intorno al punto di polarizzazione, al circuito lineare in fig. 2.22.

La capacità C_T per un diodo per piccoli segnali è compresa tra una frazione di pF e qualche pF; per i diodi di potenza si arriva a centinaia o migliaia di pF. In fig. 2.22 è riportata la capacità di transizione di un diodo di piccola potenza: i punti corrispondono ai valori misurati; la linea continua riporta la funzione $C_T =$

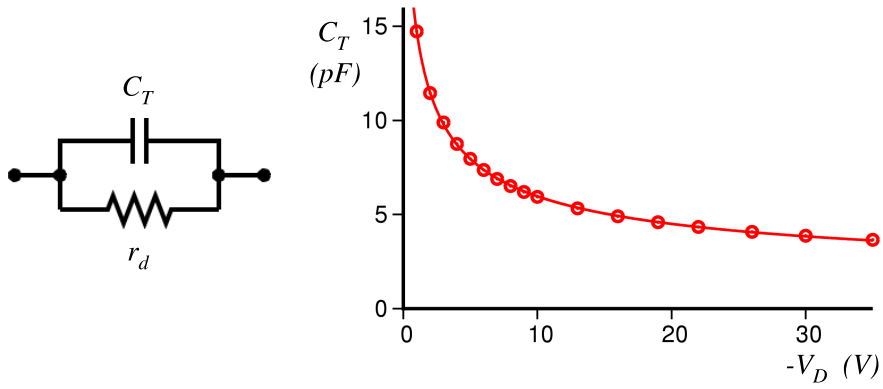

Figura 2.22: A sinistra, circuito lineare equivalente per un diodo contropolarizzato; a destra, capacità di transizione di un diodo di piccola potenza in funzione della tensione di polarizzazione inversa.

$C_0/\sqrt{1-V_D/V_J}+C_c$, con $C_0 = 25.5\ pF$, $V_j = 0.42\ V$ e $C_c = 0.84\ pF$. Il termine C_c, che non compare nella eq. 2.44, è la somma di tutte le capacità parassite (terminali, parti delle regioni P ed N non interessate dalla giunzione ecc.).

2.18.2 Diodo in conduzione - Capacità di diffusione

Come visto al par. 2.6.2, in un diodo in conduzione la corrente I_D è una corrente di diffusione legata ad un eccesso di concentrazione dei portatori minoritari iniettati attraverso la giunzione (fig. 2.5 ed eq. 2.15 . . . 2.20). Ad ogni profilo di concentrazione

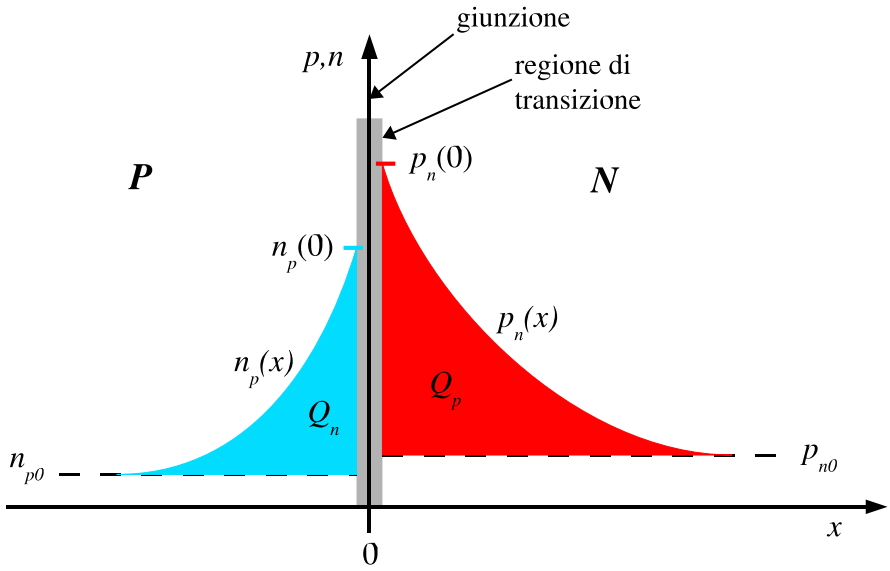

Figura 2.23: Eccesso di portatori minoritari in prossimità di una giunzione *P-N*.

$n_p(x)$ e $p_n(x)$ di fig. 2.5 corrisponde un eccesso di portatori di carica ai due lati della giunzione, positivi e negativi, come raffigurato dalle due aree rosse e blu in fig. 2.23:

$$Q_p = \int_0^{\infty} A\ q\ [p_n(x) - p_{n0}]\,\mathrm{d}x \tag{2.45}$$

$$Q_n = \int_{-\infty}^{0} A\ q\ [n_p(x) - n_{p0}]\,\mathrm{d}x \tag{2.46}$$

La situazione *non* è analoga a quella di un condensatore a facce piane e parallele: la carica associata agli eccessi dei due tipi di portatori da una parte e dall'altra non si bilancia. Anzi, è abbastanza comune in un diodo avere drogaggi delle due regioni P ed N fortemente asimmetrici, per cui il contributo di uno dei due tipi di portatori di carica è prevalente e l'altro trascurabile. Ad esempio, se $N_A \gg N_D$, i portatori maggioritari nella regione P (lacune) avranno una concentrazione molto più alta dei maggioritari nella regione N (elettroni) e contribuiranno in maniera proporzionalmente maggiore alla corrente I_D, secondo le equazioni del par. 2.6.1. Anche gli eccessi di carica Q_p e Q_n associati ai portatori ai due lati della giunzione non saranno eguali, ma piuttosto in proporzione ai singoli contributi alla corrente I_D. Ognuna singolarmente delle due regioni P ed N sarà in prima approssimazione elettricamente neutra. Al par. 2.6.1 abbiamo considerato che i campi elettrici siano trascurabili nelle zone di diffusione; la carica dovuta all'eccesso dei portatori minoritari sarà piuttosto compensata da una piccola ridistribuzione dei maggioritari.

Considerando per semplicità il caso della giunzione asimmetrica in cui il contributo degli elettroni alla corrente I_D è trascurabile, si ha dall'integrale 2.45:

$$Q_p = A\ q\ L_p\ [p_n(0) - p_{n0}] \tag{2.47}$$

Utilizzando la eq. 2.16, la 2.18 e la 2.13:

$$Q_p = A\ q\ L_p\ p_{n0} \left(e^{V_D/qkT} - 1\right) \tag{2.48}$$

$$= A\ J_n\ \frac{L_p^2}{D_p} \tag{2.49}$$

$$= I_D\ \tau_p \tag{2.50}$$

Ogni variazione del potenziale di polarizzazione del diodo comporta una variazione della corrente I_D e della carica Q_p; si ha quindi anche qui un comportamento di tipo capacitivo. Anche in questo caso è utile definire una capacità differenziale, o incrementale, detta *capacità di diffusione*:

$$C_D = \frac{\mathrm{d}Q_p}{\mathrm{d}V_D} = \tau_p \frac{\mathrm{d}I_D}{\mathrm{d}V_D} = \tau_p\ g_d \tag{2.51}$$

dove g_d è la conduttanza dinamica del diodo in conduzione vista al par. 2.15.

2.18.3 Confronto tra capacità di transizione e capacità di diffusione

Come si è visto al paragrafo 2.18.1, la capacità di transizione C_T ha un valore dell'ordine dei pF per diodi di uso generale per segnali; dipende dal potenziale di polarizzazione inverso, arrivando ad un rapporto tra valore massimo e minimo generalmente

tra 2 e 10; si trova in parallelo alla resistenza dinamica del diodo contropolarizzato, che ha valori molto elevati ($10^9 \ldots 10^{12}\ \Omega$) e può generalmente essere ignorata. La capacità C_T si comporta quindi per i piccoli segnali come un vero condensatore, il cui valore dipende dal potenziale di contropolarizzazione del diodo. Tanto è vero che vi sono diodi costruiti appositamente per essere utilizzati come condensatori variabili in circuiti LC risonanti per alta frequenza (*diodi varicap*). La capacità di diffusione C_D ha caratteristiche completamente diverse. Dalla eq. 2.51 si vede che il valore di C_D dipende fortemente dal punto di lavoro. Nel caso di un diodo per segnali con $\tau_p = 1\ nsec$, si ha, per $I_D = 100\ \mu A$, $C_D = 4\ pF$ mentre per $I_D = 100\ mA$ si arriva a $C_D = 4000\ pF$ (τ_p è caratteristico del semiconduttore e sostanzialmente indipendente dal punto di lavoro). Inoltre C_D si trova in parallelo alla resistenza dinamica r_d con cui forma una costante di tempo τ_p, indipendente dalla polarizzazione.

2.19 Spessore della regione di transizione

Utilizzando la condizione di elettroneutralità della giunzione (2.41)

$$N_A \cdot x_A = N_D \cdot x_D$$

l'eq. 2.40 può essere riscritta come

$$(V_j - V_D) \cdot \frac{2\epsilon}{qN_A} = x_A\,(x_A + x_D) \tag{2.52}$$

oppure

$$(V_j - V_D) \cdot \frac{2\epsilon}{qN_D} = x_D\,(x_A + x_D) \tag{2.53}$$

Sommando membro a membro le eq. 2.52 e 2.53 si ottiene

$$(V_j - V_D)\ \frac{2\epsilon}{q}\ \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right) = (x_A + x_D)^2 \tag{2.54}$$

da cui si ricava lo spessore della regione di transizione

$$w_j = x_A + x_D = \sqrt{\frac{2\epsilon\,(V_J - V_D)}{q}\ \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \tag{2.55}$$

Ad un basso livello di drogaggio ($N_A = N_D \simeq 10^{15}\ atomi \cdot cm^{-3}$) si ottiene

$$V_j = 580\ mV$$

$$w_j = 0.36\ \mu m$$

Ad un livello di drogaggio più alto ($N_A = N_D \simeq 10^{18}\ atomi \cdot cm^{-3}$)

$$V_j = 940\ mV$$

$$w_j = 0.014\ \mu m$$

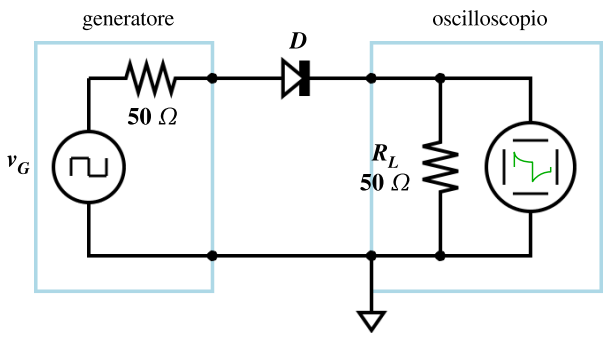

Figura 2.24: Circuito di misura dei tempi di commutazione di un diodo.

2.20 Tempi di commutazione di un diodo

Gli effetti capacitivi in un diodo sono particolarmente importanti durante le *commutazioni*, cioè quando il diodo deve passare rapidamente dallo stato di conduzione a quello di interdizione o viceversa. In fig. 2.24 è riportato come esempio un circuito per misurare il comportamento di un diodo durante una commutazione veloce. Il generatore V_G fornisce un'onda quadra di ampiezza $\pm 5\ V$ (fig. 2.25a). Durante

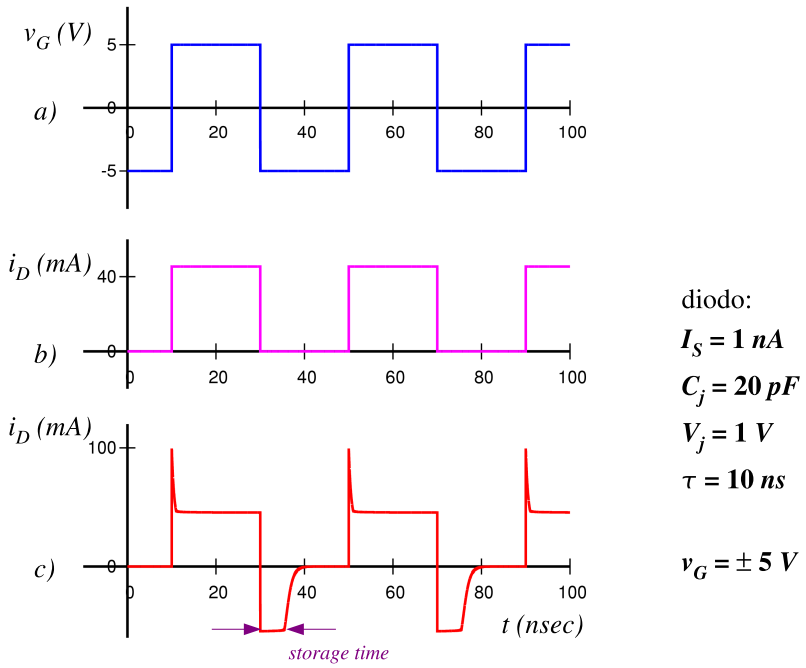

Figura 2.25: Tempi di commutazione di un diodo.

la semionda positiva il diodo si trova in conduzione ed è percorso da una corrente $I_D \simeq (5\ V - V_\gamma)/100\ \Omega \simeq 43\ mA$. Durante la semionda negativa il diodo è in interdizione ed è percorso dalla corrente di saturazione inversa. Collegando un oscilloscopio

in parallelo alla resistenza R_L è possibile misurare la corrente che attraversa il diodo istante per istante.

Nel caso di un diodo ideale senza capacità le commutazioni sarebbero istantanee e la corrente salterebbe di colpo tra i valori $\simeq 0$ e $\simeq 43\ mA$ (fig. 2.25*b*). Nel caso di un diodo reale, caratterizzato dai parametri riportati in fig. 2.25, l'andamento temporale della corrente è quello che si vede in fig. 2.25*c*. Al tempo $t = 0$ il diodo è in interdizione ($v_g = -5\ V$); a $t = 10\ ns$ la tensione v_g passa da -5 a $+5\ V$. La corrente, prima

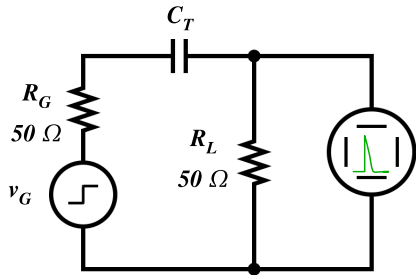

Figura 2.26: Circuito equivalente durante la commutazione del diodo da interdizione a conduzione.

di stabilizzarsi al valore di conduzione I_{on}, presenta un brevissimo picco di ampiezza circa $2 \cdot I_{on}$. Il circuito di fig. 2.26 ne spiega la ragione: il diodo contropolarizzato si comporta come un condensatore carico al potenziale $v_g = -5\ V$. Immediatamente dopo la commutazione, questa tensione si somma a quella del generatore, dando in totale una tensione quasi doppia, chiusa sulla resistenza $R = R_G + R_L$. Quindi la capacità C_T si scarica, con una costante di tempo $R \cdot C_T$, e la corrente si stabilizza al valore di conduzione I_{on}. Poichè la capacità C_T non è costante al variare della tensione di polarizzazione (non siamo nell'approssimazione dei piccoli segnali), il picco di corrente avrà solo approssimativamente la forma di una esponenziale e $R \cdot C_T$ sarà solo una stima del tempo di scarica.

Al tempo $t = 30\ ns$ il generatore compie la transizione inversa, da $+5\ V$ a $-5\ V$; ci si aspetta che il diodo torni in condizioni di contropolarizzazione e quindi la corrente torni praticamente a zero. Invece si osserva dal grafico che la corrente si inverte di segno e continua a circolare per un tempo di circa $8\ ns$. Questo comportamento è dovuto all'accumulo dei portatori minoritari nella zona della giunzione durante la conduzione. Quando il generatore inverte la tensione, l'eccesso di portatori non scompare istantaneamente: deve trascorrere un certo tempo, detto *storage time (tempo di immagazzinamento)*, perché avvenga la ricombinazione o perché, per effetto della corrente inversa, i portatori tornino indietro attraversando nuovamente la giunzione. Fino a che l'eccesso dei portatori non è scomparso il diodo rimane in conduzione e il valore della corrente è determinato praticamente solo dalla resistenza R: $I_R = (-v_g - V_\gamma)/R$.

Lo *storage time* t_s può essere calcolato partendo dalla eq. 2.50. Con il diodo in conduzione con una corrente I_F, si ha una carica in eccesso dei portatori minoritari prevalenti:

$$Q_0 = \tau \cdot I_F$$

Dopo che al tempo t_0 la corrente è passata bruscamente dal valore I_F al valore I_R, la carica in eccesso decade con velocità:

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau} + I_R$$

in cui il termine Q/τ è il contributo della ricombinazione ed il termine I_R è dovuto al riattraversamento della giunzione (I_R è negativa). Integrando l'equazione con la condizione iniziale $Q(t_0) = \tau I_F$ e risolvendo per il tempo $t_0 + t_s$ a cui la carica Q si è ridotta a zero, si ottiene:

$$t_s = \tau \log\left(1 + \left|\frac{I_F}{I_R}\right|\right)$$

Nell'esempio di fig. 2.24-2.25 occorre un tempo di circa 8 ns perchè questo avvenga ed il diodo possa tornare nello stato di interdizione. I grafici di fig. 2.25 sono stati calcolati integrando numericamente le equazioni differenziali non lineari del circuito con il programma Spice.

2.21 Dispositivi Optoelettronici

2.21.1 Fotodiodi

Un fotone che colpisce una giunzione P-N di un diodo può essere assorbito e cedere la sua energia nella creazione di una coppia lacuna-elettrone. Se i due portatori di

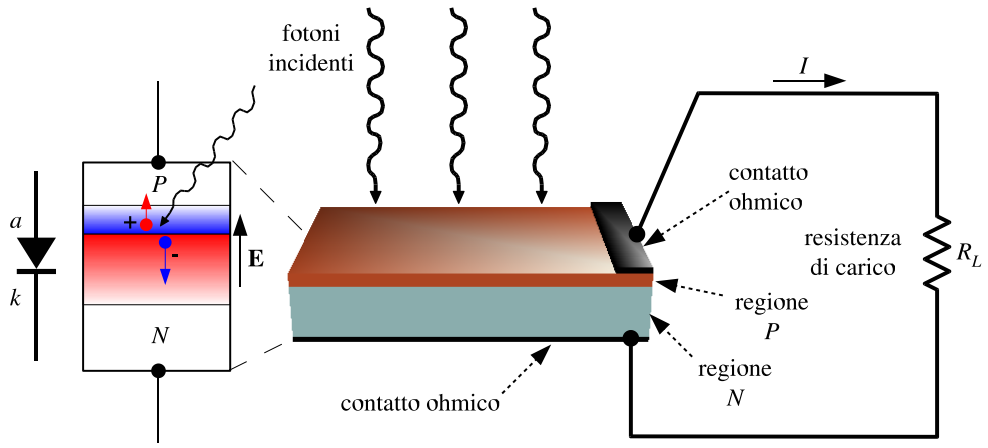

Figura 2.27: Principio di funzionamento del fotodiodo e della cella solare.

carica così prodotti vengono a trovarsi nella regione di svuotamento della giunzione, il campo elettrico presente li separa rapidamente, impedendone la ricombinazione: la lacuna viene spinta verso la regione P, l'elettrone verso la regione N (fig. 2.27).

Questi eventi, ripetuti nel tempo, portano ad un accumulo di carica positiva nella regione P e negativa nella regione N, risultando in definitiva in una polarizzazione diretta della giunzione: si forma una differenza di potenziale tra i due terminali del diodo, in grado di far circolare una corrente in un eventuale circuito resistivo esterno.

Il fotodiodo è quindi un dispositivo in grado di convertire l'energia trasportata da un fascio di luce in energia elettrica.

Fotodiodi costruiti appositamente per convertire impulsi di luce in segnali elettrici, detti anche *fotorivelatori*, sono largamente utilizzati nelle telecomunicazioni e nella strumentazione elettro-ottica. Dispositivi analoghi, ma con giunzioni di superficie molto grande, realizzati con lo scopo di raccogliere la radiazione luminosa solare e convertirla in energia elettrica, sono detti "celle solari" o "celle fotovoltaiche".

2.21.2 Relazione tensione-corrente in un fotodiodo

Se non è presente un circuito di carico esterno che collega anodo e catodo di un fotodiodo, o se il valore della resistenza di carico è troppo elevato, l'accumulo delle cariche finisce con il portare la giunzione in conduzione e scaricare attraverso la giunzione stessa la corrente prodotta. Indicando con I_ϕ la corrente prodotta nella giunzione per effetto dei fotoni ad un dato livello di illuminazione e con V_D la tensione che si viene a stabilire ai capi del fotodiodo, la corrente I_L che circola nella resistenza di carico esterna è data dalla differenza tra I_ϕ e la corrente attraverso la giunzione per effetto della polarizzazione, secondo la eq. 2.21:

$$I_L = I_\phi - I_S \cdot \left(e^{V_D/\eta V_T} - 1\right) \tag{2.56}$$

Un esempio di relazione tensione-corrente per una cella solare è riportata in fig. 2.28. Nel caso che il fotodiodo o la cella solare sia chiuso in cortocircuito si ha:

$$V_D = 0 \qquad\qquad I_L = I_\phi$$

A circuito aperto invece, trascurando il termine -1,

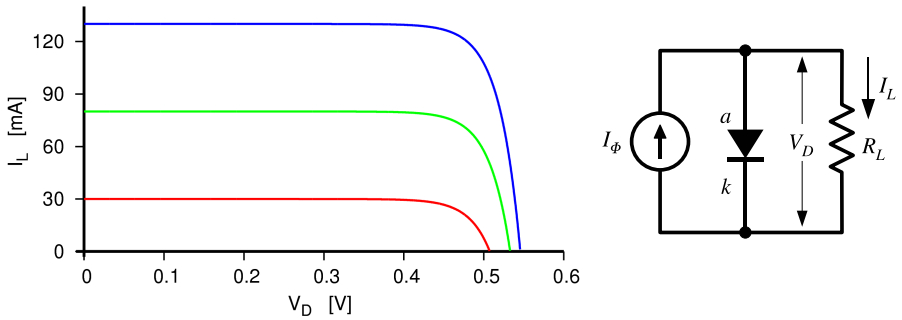

Figura 2.28: Relazione tensione-corrente per una cella solare per tre diversi livelli di illuminazione.

$$I_L = 0 \qquad\qquad V_D = V_T \log \frac{I_\phi}{I_S}$$

Poichè la corrente I_ϕ è proporzionale al flusso luminoso incidente, anche la corrente di cortocircuito è proporzionale al flusso luminoso; la tensione a circuito aperto invece è proporzionale al logaritmo del flusso luminoso.

2.21.3 Rendimento dei generatori fotovoltaici

Nei due casi limite di circuito aperto e corto circuito si ha rispettivamente $R_L = \infty$, $I_L = 0$ e $R_L = 0$, $V_D = 0$. In entrambi i casi il trasferimento di energia tra cella solare e resistenza di carico è nullo. Esiste un valore intermedio di R_L (e quindi di V_D ed I_L) per cui la potenza $P = I_L \cdot V_D$ a cui avviene il trasferimento di energia è massima (fig. 2.29).

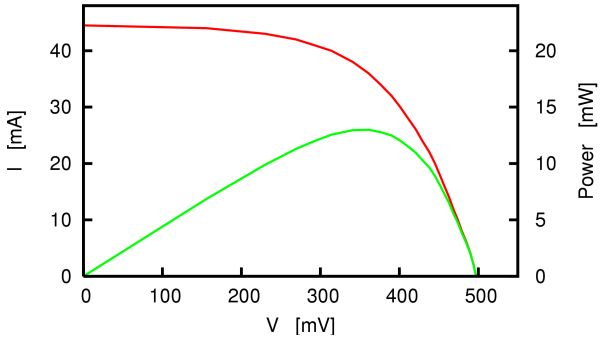

Figura 2.29: Rendimento di una cella solare di 1 cm^2 in condizioni di illuminazione artificiale costante. Linea rossa: relazione tensione-corrente; linea verde: potenza erogata al carico.

La derivata di P rispetto a V_D si annulla per

$$\frac{I_L}{V_D} = -\frac{\mathrm{d}I_L}{\mathrm{d}V_D} \tag{2.57}$$

Dalla eq. 2.56 e dalla 2.34 si ottiene

$$\frac{\mathrm{d}I_L}{\mathrm{d}V_D} = -g_d = -1/r_d \tag{2.58}$$

per cui la condizione di massima potenza di trasferimento è:

$$R_L = r_d \tag{2.59}$$

Questa condizione non è statica: r_d dipende dal punto di lavoro; per avere il massimo rendimento da una cella solare la resistenza di carico deve essere continuamente adattata alle condizioni di illuminazione.

2.21.4 Fotorivelatori

Quando un fotodiodo è utilizzato come rivelatore di segnali, come nelle trasmissioni su fibra ottica o nei lettori di *Compact Disc*, si ha interesse ad ottenere non solo la massima ampiezza di segnale possibile ma anche la massima velocità di risposta.

In fig. 2.30 è riportato il circuito elettrico equivalente allo schema di principio di fig. 2.27. L'impulso di corrente i_Φ prodotto dai fotoni nella giunzione del fotodiodo giunge al carico R_L come un segnale di tensione v_L deformato dalla presenza della capacità della giunzione C_j in parallelo alle resistenze r_d (resistenza dinamica della giunzione) ed R_L, come illustrato dalle forme d'onda nella figura a destra.

Secondo quanto si è visto ai par. 2.18 e 2.19, tenendo il diodo fotorivelatore in condizione di contropolarizzazione si ottengono i seguenti vantaggi:

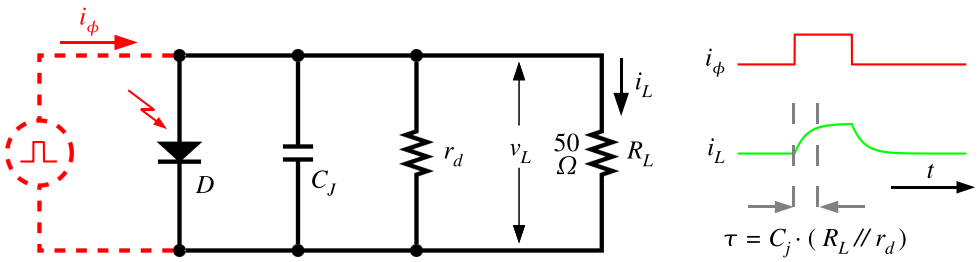

Figura 2.30: Circuito elettrico equivalente di un fotodiodo.

- la capacità C_j è costituita dalla capacità di transizione C_T, tanto più piccola quanto maggiore è la contropolarizzazione;
- lo spessore della regione di transizione in cui i fotoni generano la fotocorrente aumenta con la contropolarizzazione, facendo crescere il segnale prodotto.

Come contropartita, la corrente di polarizzazione inversa attraverso la giunzione può essere causa di un errore rilevante in condizione di segnali molto piccoli.

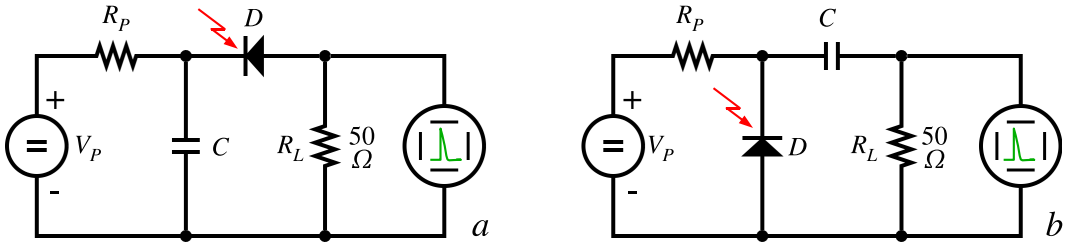

Figura 2.31: Esempi di circuiti di contropolarizzazione di un fotodiodo.

In figura 2.31 sono riportati due esempi di circuiti per la misura della risposta di un fotodiodo contropolarizzato. In entrambi gli esempi il generatore V_P fornisce al fotodiodo D la tensione di contropolarizzazione. In a) la resistenza R_p ha solo funzione di protezione limitando la corrente continua nel circuito (in sua assenza, se il diodo dovesse andare in cortocircuito, la resistenza di terminazione R_L, magari *interna all'oscilloscopio*, brucerebbe); il condensatore C ha funzione di filtro. Questo circuito ha il vantaggio di consentire anche la misura di segnali in corrente continua, ma ha lo svantaggio di non avere alcun terminale del diodo collegato a massa.

Il circuito in b) consente di avere un terminale del diodo collegato a massa, ma richiede un condensatore di isolamento (C) per le componenti in corrente continua. In questo circuito la resistenza R_p ha la funzione di disaccoppiare il diodo dalla resistenza interna nulla del generatore V_P.

2.21.5 Diodi *led* (*light emitting diode* - diodi emettitori di luce)

In condizioni di polarizzazione diretta i portatori di carica iniettati da una regione all'altra attraverso la giunzione si trovano ad essere minoritari in eccesso e quindi

soggetti a ricombinarsi rapidamente con i portatori maggioritari. Nel processo di ricombinazione viene ceduta una certa quantità di energia. Questo può avvenire in maniera "non radiativa", con l'energia ceduta sotto forma di calore al reticolo cristallino, oppure in maniera "radiativa", con l'energia emessa sotto forma di un fotone. Nei diodi al Silicio la ricombinazione è sostanzialmente di tipo non radiativo. In giunzioni realizzate con semiconduttori composti, come il Fosfuro di Gallio (GaP) o l'Arseniuro di Gallio ($GaAs$), è possibile avere una frazione di ricombinazione radiativa sufficiente a realizzare emettitori di luce per uso come indicatori o schermi luminosi e, recentemente, anche per illuminazione.

2.21.6 Diodi *laser*

In un diodo *led* le emissioni dei fotoni per effetto della ricombinazione delle coppie lacuna-elettrone sono eventi di tipo casuale, non correlati tra di loro. La radiazione luminosa che viene generata è di tipo *incoerente* e lo spettro di emissione è piuttosto ampio. È possibile costruire diodi *led* in cui la regione della giunzione è realizzata come una cavità ottica risonante e quindi farli lavorare nelle condizioni necessarie per generare l'effetto *laser*. Le emissioni dei fotoni divengono allora correlate e la radiazione è di tipo *coerente*, cioè monocromatica e spazialmente ben collimata.