

# Quesiti di dispositivi elettronici e tecnologie elettroniche

*a cura di*  
*Paolo Zandano, Michele Goano, Giovanni Ghione*



*Dipartimento di Elettronica*  
*Politecnico di Torino, Novembre 1999*



**QUESITI DI DISPOSITIVI ELETTRONICI  
E TECNOLOGIE ELETTRONICHE**

A cura di  
Paolo Zandano, Michele Goano, Giovanni Ghione

Dipartimento di Elettronica  
Politecnico di Torino  
Novembre 1999

Edizione digitale a cura di **OTTO** srl, Torino

## INDICE

1. Richiami di elettromagnetismo e meccanica quantistica .....	1
2. Fisica dei semiconduttori .....	9
3. Tecnologia del semiconduttore cristallino .....	28
4. Diodo a giunzione pn .....	32
5. Giunzione metallo-semiconduttore .....	42
6. Transistori a effetto di campo (JFET) .....	48
7. Tecnologia dei componenti concentrati .....	52
8. Tecnologia dei circuiti integrati .....	63
9. Transistori bipolari .....	72
10. Transistori MOSFET .....	81

## PRESENTAZIONE

Questa raccolta di quesiti a risposta multipla e di domande aperte nasce dalla esperienza didattica del corso di Dispositivi Elettronici della II Facoltà di Ingegneria del Politecnico di Torino, con sede in Vercelli. I quesiti fanno normalmente parte dell'accertamento di fine corso o intermedio in forma simile o uguale a quella qui presentata. Lo scopo principale di questa raccolta, che si basa su materiale originalmente sviluppato dal docente del corso ma poi riorganizzato dall'ing. Michele Goano, che ne ha curato le esercitazioni negli ultimi anni, e rivisto e coordinato da Paolo Zandano nel 1999, è quello di familiarizzare gli studenti con gli argomenti di Dispositivi Elettronici e Tecnologie Elettroniche, spesso non facili, e di consentire loro una meditazione critica su quanto appreso nelle lezioni e nelle esercitazioni.

Torino, Novembre 1999  
Giovanni Ghione

## 1. RICHIAMI DI ELETTROMAGNETISMO E MECCANICA QUANTISTICA

1. In una dimensione spaziale, una carica netta costante e positiva porta a bande di energia:
- a. Orizzontali
  - b. Con curvatura verso l'alto
  - c. Con curvatura verso il basso

**Soluzione: b.**

Dall'equazione di Poisson scritta in regione monodimensionale

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

si vede come il rapporto  $\rho/\epsilon$  corrisponda alla curvatura dell'energia potenziale. Quindi, essendo la carica netta positiva e costante, la curvatura sarà positiva, ossia rivolta verso l'alto.

2. All'esterno di una regione monodimensionale complessivamente neutra, il campo elettrico:
- a. È costante
  - b. Decresce rapidamente
  - c. È identicamente nullo

**Soluzione: c.**

La densità di carica corrispondente alla descrizione del problema è:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho(x) = \begin{cases} f(x) & 0 \leq x \leq d \\ 0 & \text{altrove} \end{cases} \\ \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x') dx' = \int_0^d f(x') dx' = 0. \end{array} \right.$$

Integrando l'equazione di Poisson il campo  $\mathcal{E}(x)$  è esprimibile come:

$$\mathcal{E}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\rho(x')}{\epsilon} dx'.$$

Imponendo come condizione al contorno che il campo sia nullo per  $x < 0$ ,<sup>1</sup> il campo risulta essere non nullo solo all'interno della regione di carica spaziale:

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} \int_0^x \frac{\rho(x')}{\epsilon} dx' & 0 \leq x \leq d \\ 0 & \text{altrove.} \end{cases}$$

3. All'esterno di una regione tridimensionale complessivamente neutra, il campo elettrico:
- È costante
  - Decresce rapidamente
  - È identicamente nullo

Soluzione: b.

La densità di carica corrispondente alla descrizione del problema è:

$$\begin{cases} \rho(\underline{r}) = \begin{cases} f(\underline{r}) & \text{se } \underline{r} \in \mathcal{D} \\ 0 & \text{altrove} \end{cases} \\ \iiint_{\mathcal{R}^3} \rho(\underline{r}') d\underline{r}' = \iiint_{\mathcal{D}} f(\underline{r}') d\underline{r}' = 0. \end{cases}$$

Il campo totale generato da questa distribuzione è:

$$\mathcal{E}(\underline{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{\rho(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|^2} d\underline{r}'.$$

<sup>1</sup> In caso contrario avremmo un potenziale infinito per  $x \rightarrow -\infty$ .

In condizioni di campo distante, ossia per  $r \gg r'$ , sviluppando in serie di potenze si ha:

$$|\underline{r} - \underline{r}'|^2 \approx r^2 \left( 1 - \frac{2\underline{r} \cdot \underline{r}'}{r^2} \right)$$

$$\frac{1}{|\underline{r} - \underline{r}'|^2} \approx \frac{1}{r^2} + \frac{2\underline{r} \cdot \underline{r}'}{r^4} + \dots$$

quindi il campo risulta:

$$\mathcal{E}(\underline{r}) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon r^2} \iiint_{\mathcal{D}} f(\underline{r}') d\underline{r}' + \frac{1}{4\pi\epsilon r^3} \iiint_{\mathcal{D}} f(\underline{r}') \underline{r}' d\underline{r}' + \dots$$

$$\mathcal{E}(\underline{r}) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon r^3} \iiint_{\mathcal{D}} f(\underline{r}') \underline{r}' d\underline{r}' + \dots$$

da cui risulta che il campo decresce per lo meno come  $1/r^3$  o più rapidamente, qualora siano nulli anche i momenti di dipolo, quadripolo...

Si noti come per avere un campo completamente nullo la zona di carica spaziale debba essere completamente priva di cariche.

4. Illustrare il significato fisico della funzione d'onda di una particella, e illustrare il principio di indeterminazione posizione-quantità di moto per particelle a energia definita.

Soluzione:

Il moto di una particella quantistica è descrivibile attraverso una funzione d'onda la cui frequenza  $f$  e la cui costante di propagazione  $\underline{k}$  sono associate rispettivamente all'energia  $E$  ed alla quantità di moto  $\underline{p}$  attraverso le relazioni di Einstein:

$$E = hf$$

$$\underline{p} = \hbar \underline{k}$$

dove  $\hbar \approx 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  è la costante di Planck razionalizzata.

La funzione d'onda  $\Psi(\underline{r}, t)$  è soluzione dell'equazione tempo-variante di Schrödinger:

$$j\hbar \frac{\partial \Psi(\underline{r}, t)}{\partial t} = \left( \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - U \right) \Psi(\underline{r}, t),$$

dove  $m$  è la massa della particella e  $U$  è l'energia potenziale a cui è sottoposta.

Il quadrato del modulo della funzione d'onda è proporzionale alla probabilità di trovare la particella in un particolare stato. Ad esempio la probabilità  $P(\underline{r}, t)d\underline{r} dt$  che la particella si trovi in un intorno  $d\underline{r}$  dell'istante  $t$  e in un intorno  $d\underline{r}$  del punto  $\underline{r}$  è infatti data da:

$$P(\underline{r}, t)d\underline{r}dt = |\Psi(\underline{r}, t)|^2 d\underline{r} dt.$$

Definite con  $\Delta \underline{x}, \Delta \underline{p}$  l'indeterminazione di posizione spaziale e quantità di moto, e con  $\Delta E$  e  $\Delta t$  l'indeterminazione dell'energia e della localizzazione temporale, il principio di indeterminazione di Heisenberg afferma che:

$$\begin{aligned} \Delta \underline{p} \cdot \Delta \underline{x} &\geq \hbar/2 \\ \Delta E \cdot \Delta t &\geq \hbar/2. \end{aligned}$$

Nel caso di particelle a energia definita  $\Delta E = 0$ , il che equivale a dire che la particella è completamente delocalizzata nel tempo ( $\Delta t = \infty$ ): la probabilità è quindi costante nel tempo, cioè:

$$\frac{\partial |\Psi(\underline{r}, t)|^2}{\partial t} = 0.$$

5. Una particella quantistica a energia costante è:
- Completamente localizzata nello spazio
  - Completamente delocalizzata nel tempo
  - Completamente delocalizzata nel tempo e nello spazio

Soluzione: b.  
Cfr. quiz precedente.

6. Una particella quantistica di velocità  $v = 1.0 \times 10^6$  cm/s ha una indeterminazione di velocità del 10%. Valutare l'indeterminazione di posizione sapendo che la massa è  $1.0 \times 10^{-30}$  Kg.

Soluzione:  
Definendo  $\hat{v} = v \cdot \hat{x}$  e ricordando che, per una particella libera,  $p_x = mv_x$ , la relazione

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$$

diventa:

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{2m\Delta v} = \frac{52.728 \cdot 10^{-6}}{\Delta v} = 52.728 \text{ nm.}$$

7. Per una particella quantistica, uno stato stazionario è uno stato in cui:

- a. La particella ha una funzione d'onda costante nel tempo
- b. La particella ha una probabilità costante nel tempo
- c. La particella ha una probabilità periodica nel tempo

Soluzione: b.

Uno stato è detto stazionario se il potenziale  $U$  non dipende dal tempo. In tal caso si possono cercare soluzioni fattorizzate per la funzione d'onda:

$$\begin{cases} j\hbar \frac{\partial \Psi(\underline{r}, t)}{\partial t} = \left( \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - U \right) \Psi(\underline{r}, t) \\ \Psi(\underline{r}, t) = \psi(\underline{r})\varphi(t). \end{cases}$$

Sostituendo e dividendo per  $\Psi(\underline{r}, t)$  si ottiene:

$$j\hbar \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \frac{1}{\varphi(t)} = \left[ \left( \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - U \right) \psi(\underline{r}) \right] \frac{1}{\psi(\underline{r})}.$$

Poiché le parti sinistra e destra dell'equazione dipendono da variabili tra loro indipendenti, ogni termine può essere posto uguale ad una costante ( $-E$ ). Indicata con  $E$  l'energia totale della particella, si ottiene la seguente coppia di equazioni:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} &= j \frac{E}{\hbar} \varphi(t) \\ \left[ \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 (E - U(\underline{r})) \right] \psi(\underline{r}) &= 0. \end{aligned}$$

Poiché integrando la prima equazione si ha:

$$\varphi(t) = A \exp\left(j \frac{Et}{\hbar}\right) \quad \text{con } A \text{ costante arbitraria,}$$

la probabilità  $|\Psi(x, t)|^2 = |A|^2 |\psi(x)|^2$  non dipende dal tempo.  
 Quindi la risposta a. è errata poiché la funzione d'onda è periodica nel tempo, mentre la c. lo è perché si è mostrato che la probabilità è costante nel tempo.

8. Una particella quantistica che incide su di una barriera di potenziale di spessore infinito:
- Viene completamente riflessa se la sua energia è inferiore all'energia della barriera
  - Viene comunque in parte trasmessa
  - Ha probabilità nulla di esistere all'interno della barriera

Soluzione: a.

È possibile studiare due casi separati a seconda che l'energia totale della particella sia maggiore o minore dell'ampiezza della barriera di potenziale. Usando la conservazione del flusso di particelle, si giunge ad avere una trasmissività<sup>2</sup> pari a:

$$T = \begin{cases} \left[ \frac{U^2 \sinh^2 \alpha d}{4E(U-E)} \right]^{-1} & E < U \\ \left[ \frac{U^2 \sinh^2 \alpha d}{4E(E-U)} \right]^{-1} & E > U \end{cases} \quad \text{con } \alpha = \sqrt{\frac{2m(U-E)}{\hbar^2}}.$$

– Caso  $E > U$ :

Svolgendo i conti e tenendo presente che la barriera di potenziale è un gradino infinito:

$$\frac{\psi^-}{\psi^+} = \frac{\sqrt{E} - \sqrt{E-U}}{\sqrt{E} + \sqrt{E-U}} \quad \text{coefficiente di riflessione}$$

$$\frac{A}{\psi^+} = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{E} + \sqrt{E-U}} \quad \text{coefficiente di trasmissione,}$$

il che implica che la particella non è mai totalmente trasmessa come avverrebbe nel caso classico, ma viene sempre in parte riflessa.

<sup>2</sup> Probabilità di trasmissione.

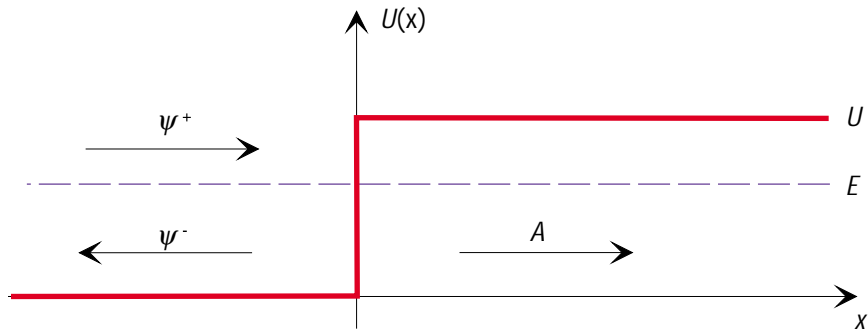


Fig. 1.1 – Gradino di energia potenziale.

– Caso  $E < U$

Valutando la trasmissività si ottiene:

$$T = \lim_{d \rightarrow \infty} \left[ \frac{U^2 \sinh^2 \alpha d}{4E(U - E)} \right]^{-1} = 0,$$

il che equivale a dire che la particella incidente è completamente riflessa; in altri termini, al di là della barriera si ha un'onda evanescente ad attenuazione esponenziale a cui non è associato alcun flusso di potenza.

Fatte queste considerazioni risulta ovvio come l'unica risposta corretta possa essere la a.

9. Un elettrone soggetto a una forza costante in un potenziale periodico:
- Si muove di moto uniforme in presenza di un campo elettrico costante
  - Si muove con moto accelerato uniforme
  - Non può muoversi, perché vincolato agli atomi

Soluzione: b.

In un potenziale periodico, quale quello delle strutture cristalline dei semiconduttori, le particelle di interesse sono quasi libere ( $E \approx U$ ): hanno cioè la possibilità di muoversi per effetto tunnel da una buca di potenziale all'altra.

Globalmente il loro comportamento è simile a quello delle particelle libere, ma hanno una differente relazione tra energia e quantità di moto. Peraltro questa relazione di dispersione può essere approssimata in un opportuno intorno di  $E_0$  e

di  $\underline{p}_0$  in forma quadratica:

$$E(\underline{p}) - E_0 \approx \frac{1}{2m^*} |\underline{p} - \underline{p}_0|^2$$

dove il parametro  $m^*$  è detto massa efficace della particella. Quindi è possibile utilizzare un parametro globale, quale la massa efficace, per tenere in conto l'effetto del potenziale e in seguito considerare il moto della particella come se fosse libera ed avente come massa inerziale la massa efficace.

Quindi è possibile scrivere l'equazione di Newton:

$$a_i = \sum_{j=1}^3 \left( \frac{1}{m^*} \right)_{ij} F_j \quad \text{con} \quad \left( \frac{1}{m^*} \right)_{ij} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j}.$$

In un reticolo cristallino ideale, in cui non siano presenti effetti dissipativi, la componente  $F_j$  della forza è pari a  $q\mathcal{E}_j$ , perciò il moto è uniformemente accelerato<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> Almeno finché si rimane nel campo di energia in cui la massa efficace è costante.

## 2. FISICA DEI SEMICONDUTTORI

1. Spiegare per quale motivo gli elettroni in un semiconduttore non si muovono di moto accelerato uniforme, ma di moto uniforme, in presenza di un campo elettrico applicato costante. Che legame c'è fra la velocità media degli elettroni e la loro massa efficace?

Soluzione:

Contrariamente al caso del quiz precedente, il reticolo non è più considerabile come ideale, pertanto vanno tenuti in considerazione effetti dissipativi quali urti elastici con impurità neutre o ionizzate e urti anelastici con vibrazioni reticolari:

$$\frac{d\underline{p}_n}{dt} = \left. \frac{d\underline{p}_n}{dt} \right|_{\text{campo}} + \left. \frac{d\underline{p}_n}{dt} \right|_{\text{coll}}$$
$$\left. \frac{d\underline{p}_n}{dt} \right|_{\text{campo}} = -q\underline{\mathcal{E}}.$$

Per variazioni non grandi della quantità di moto media, e quindi in presenza di campi elettrici sufficientemente bassi:

$$\left. \frac{d\underline{p}_n}{dt} \right|_{\text{coll}} = f(\underline{p}_n) \approx \left. \frac{df(\underline{p}_n)}{d\underline{p}_n} \right|_{\underline{p}_n=0} \underline{p}_n = -\frac{\underline{p}_n}{\tau_{pn}}$$

dove si definisce  $\tau_{pn}$  come tempo di rilassamento della quantità di moto degli elettroni. In condizioni stazionarie del tempo le derivate temporali si annullano, pertanto l'equazione

$$\frac{d\underline{p}_n}{dt} = -q\underline{\mathcal{E}} - \frac{\underline{p}_n}{\tau_{pn}}$$

diviene:

$$\underline{p}_n = -q\tau_{pn}\underline{\mathcal{E}}.$$

Introducendo la velocità media e la massa efficace si ottiene infine la relazione:

$$\underline{v}_n = -\frac{q\tau_{pn}}{m_n^*} \mathcal{E}.$$

Nel caso generale, in cui non ci si limita a piccoli campi elettrici applicati, si può dimostrare che, per semiconduttori non composti, vale la relazione:

$$v_n = \frac{\mu_{n0} \mathcal{E}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{n0} \mathcal{E}}{v_{n,sat}}\right)^{\beta_n}\right]^{1/\beta_n}} \quad \text{con } \mu_{n0} = -\frac{q\tau_{pn}}{m_n^*},$$

dove  $\beta_n$  è da ricavarsi sulla base di dati sperimentali a seconda del semiconduttore<sup>1</sup>.

2. In semiconduttori non degeneri, la relazione di Einstein fra mobilità e diffusività:
- Vale rigorosamente per qualsiasi valore di campo elettrico
  - Vale solamente in condizioni di basso campo elettrico
  - Vale solamente per semiconduttori drogati

**Soluzione: b.**

Rigorosamente, la relazione di Einstein si ricava sostituendo nell'equazione di continuità della carica la statistica di Boltzmann in condizioni di equilibrio termodinamico. Nel caso unidimensionale, l'espressione dell'equazione di continuità per gli elettroni diviene:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + U_n = 0 \longrightarrow \frac{dJ_x}{dx} = 0; \longrightarrow \frac{d}{dx} \left( q\mu_0 n \frac{d\Phi(x)}{dx} + D_n \frac{dn}{dx} \right) = 0,$$

essendo  $\partial q/\partial t$  e  $U_n$ , espressione del tasso netto di ricombinazione, entrambi nulli; tuttavia, tenendo presente la statistica di equilibrio termodinamico:

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{\Phi(x) - \Phi_F}{V_T}\right)$$

<sup>1</sup> Per il silicio  $\beta_n \approx 1 \div 2$ .

e sostituendo, si ottiene che

$$n_i \exp\left(\frac{\Phi(x) - \Phi_F}{V_T}\right) \frac{d\Phi(x)}{dx} \left(\mu_{n0} - \frac{D_n}{V_T}\right) = 0 \quad \forall x \in \mathcal{R}$$

e quindi:

$$D_n = V_T \mu_{n0}.$$

Giacché i risultati sono stati ottenuti in condizioni di equilibrio termodinamico, è legittimo considerare la relazione di Einstein valida, anche se in modo approssimato, anche per valori bassi di campo applicato<sup>2</sup>.

Fuori equilibrio termodinamico, nel caso di semiconduttori non degeneri<sup>3</sup>, valgono le relazioni di Einstein generalizzate, in cui si tiene conto che diffusività e mobilità dipendono dal campo applicato:

$$D_n(\mathcal{E}) = V_{T_n} \mu_{n0}(\mathcal{E}),$$

dove  $V_{T_n} = k_B T_n / q$ ,  $T_n > T_0$  temperatura degli elettroni. Pertanto ad alto campo elettrico la relazione di Einstein cessa di valere e la risposta a. è errata. c. non è esatta in quanto nei passaggi effettuati non si è fatta alcuna supposizione sul drogaggio dei semiconduttori al di fuori dell'ipotesi di non-degenerazione. In particolare, la relazione di Einstein vale anche per semiconduttori intrinseci.

3. In un semiconduttore, la concentrazione intrinseca vale  $n_i = 1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Sapendo che il drogaggio vale  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  e che la densità efficace degli stati nella banda di conduzione è un decimo del drogaggio, quale delle seguenti affermazioni è corretta:

- La concentrazione di elettroni vale  $n = N_D$  e la concentrazione di lacune vale  $p = n_i^2 / N_D$
- La concentrazione di elettroni vale  $n = N_D^+$  e la concentrazione di lacune vale  $p = n_i^2 / N_D^+$
- La concentrazione di elettroni vale  $n = N_D^+$  e la concentrazione di lacune circa  $p = n_i^2 / N_D^+$ , tuttavia bisogna verificare, per le lacune, che valga la legge di azione di massa (ossia che il semiconduttore sia non degenero)

<sup>2</sup> In pratica vale finché si può approssimare la mobilità degli elettroni con la mobilità di basso campo  $\mu_{n0}$ .

<sup>3</sup> Per i quali invece non vale la statistica di Boltzmann, bensì quella di Fermi-Dirac.

Soluzione: c.

La risposta a. non è valida perché, se lo fosse, il livello di Fermi entrerebbe nella banda di conduzione (il drogaggio è infatti maggiore della densità efficace degli stati) e di conseguenza sarebbe superiore al livello del drogaggio, posto comunque nella banda proibita. Questo equivale a dire che il drogante non è completamente ionizzato. Per quanto riguarda la concentrazione degli elettroni sia la b. che la c. sono corretti, per le lacune la c. è maggiormente accurata perché tiene conto anche della possibilità che, nonostante tutto, il semiconduttore sia leggermente degenere; in questo caso non vale esattamente la legge di azione di massa.

4. In un semiconduttore le mobilità di elettroni e lacune sono:
- Sempre uguali
  - Diverse perché le masse efficaci sono diverse
  - Diverse perché elettroni e lacune hanno diversa massa efficace e interagiscono in modo diverso con impurità e vibrazioni reticolari

Soluzione: c.

Le espressioni della mobilità di basso campo per elettroni e lacune sono:

$$\mu_{n0} = \frac{q\tau_{pn}}{m_n^*}$$

$$\mu_{h0} = \frac{q\tau_{ph}}{m_h^*}$$

dove i  $\tau_p$  sono i rispettivi tempi di rilassamento della quantità di moto, dipendenti dai meccanismi microscopici di interazione con il reticolo non ideale del semiconduttore. Poiché in generale sia le masse efficaci sia i  $\tau_p$  sono differenti, la risposta c. è l'unica corretta.

5. In un semiconduttore non degenere la mobilità di basso campo delle lacune vale  $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . La diffusività delle lacune è:
- $2.6 \text{ cm}^2/\text{s}$  alla temperatura di 400 K
  - $2.6 \text{ cm}^2/\text{s}$  a temperatura ambiente
  - $26 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$  a temperatura ambiente

Soluzione: b.

Usando la relazione di Einstein a  $T = 300 \text{ K}$  si ottiene:

$$D_h = V_T \mu_{h0} = 26 \text{ mV} \cdot 100 \text{ cm}^2/\text{Vs} = 2.6 \text{ cm}^2/\text{s}.$$

6. La velocità media massima che gli elettroni e le lacune possono raggiungere in presenza di un forte campo elettrico è:
- Pari comunque al prodotto mobilità per campo elettrico
  - Dell'ordine di  $1 \times 10^7$  cm/s
  - Fortemente dipendente dal drogaggio

Soluzione: b.

Poiché per campi superiori a qualche kV/cm il meccanismo di emissione di fononi ottici trasferisce al reticolo tutto l'esubero di energia fornito dal campo ai portatori, la velocità di questi per campi elevati tende ad una costante finita detta velocità di saturazione:

$$v_{sat} = \lim_{\mathcal{E} \rightarrow \infty} v(\mathcal{E}).$$

Quindi quando elettroni e lacune assumono un'energia media sufficientemente elevata, il fenomeno di generazione di fononi ottici riduce il tempo di rilassamento della quantità di moto in modo proporzionale all'energia; ciò comporta che il decrescere della mobilità bilancia esattamente il crescere del campo elettrico. Sperimentalmente si può osservare come tale costante sia dell'ordine di  $1 \times 10^7$  cm/s per tutti i semiconduttori e per entrambi i portatori di carica.

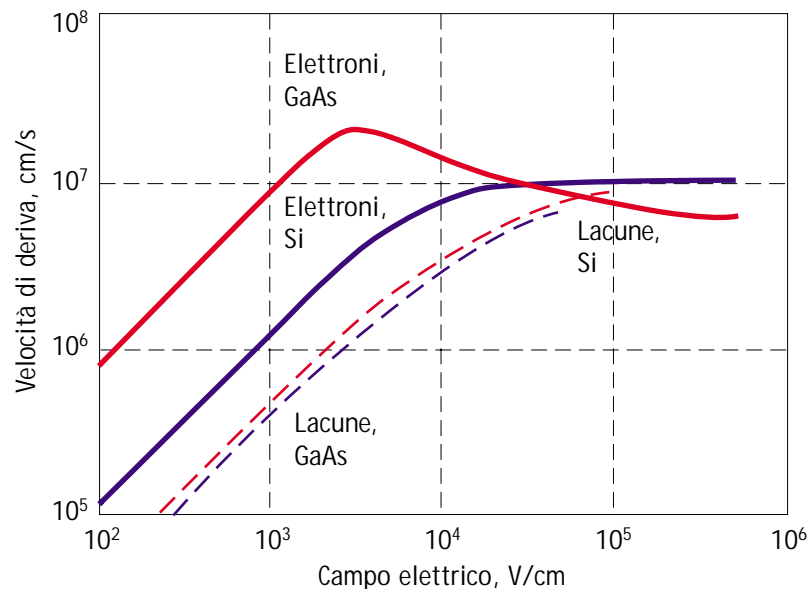


Fig. 2.1 – Andamento della velocità di deriva di elettroni e lacune in funzione del campo elettrico.

La risposta a. è errata, poiché per alto campo non si può approssimare la mobilità con  $\mu_0$ , espressione valida solo per basso campo.

Infine si può mostrare che la velocità di saturazione dipende al massimo in modo molto debole dal drogaggio (mentre la mobilità di basso campo scende in modo significativo all'aumentare del drogaggio).

7. In presenza di una campo elettrico applicato ad un campione di semiconduttore:
- Se fluisce corrente, la temperatura di elettroni e lacune è superiore alla temperatura del reticolo cristallino
  - L'energia media di elettroni e lacune è comunque superiore all'energia media del reticolo cristallino
  - L'energia media dei portatori è sempre molto minore di 40 meV a temperatura ambiente

Soluzione: a.

In presenza di polarizzazione esterna agente su un semiconduttore in cui scorre una corrente di conduzione  $J_{n,t}$ , la potenza ceduta al gas di elettroni (e quindi indirettamente al reticolo) corrisponde alla potenza dissipata per effetto Joule. Pertanto:

$$\frac{d\bar{E}_n}{dt} = -\frac{\bar{E}_n - \bar{E}_0}{\tau_{En}} + \frac{\mathcal{E} \cdot J_{n,t}}{n}.$$

Cessato il transitorio, in regime stazionario  $d/dt = 0$ , quindi:

$$\begin{cases} \bar{E}_n = \bar{E}_0 + \tau_{En} \frac{\mathcal{E} \cdot J_{n,t}}{n} \\ E = (3/2)k_B T \\ T_n = T_0 + \frac{2}{3} \frac{\tau_{En}}{k_B} \frac{\mathcal{E} \cdot J_{n,t}}{n}. \end{cases}$$

Da queste relazioni si può notare come energia media e temperatura efficace non siano limitate superiormente, (la risposta c. è pertanto errata) e come l'incremento richieda non solo un campo esterno, ma anche una corrente di trascinamento nel semiconduttore. Pertanto se un campo elettrico non provoca passaggio di corrente non produce riscaldamento dei portatori; la risposta b. non è corretta.

8. In un semiconduttore sottoposto a saturazione di velocità:
- L'energia media degli elettroni è molto maggiore che in equilibrio termodinamico
  - L'energia media degli elettroni è circa pari a 40 meV a temperatura ambiente
  - L'energia media degli elettroni è sempre uguale all'energia di equilibrio termodinamico

Soluzione: a.

In un semiconduttore sottoposto a saturazione di velocità l'energia media dei portatori di carica è funzione lineare del modulo del campo applicato:

$$\begin{cases} \bar{E}_n = \bar{E}_0 + \tau_{En} \frac{\mathcal{E} \cdot J_{n,t}}{n} \\ J_{n,t} = qn v_{n,sat} \hat{\mathcal{E}} \quad \text{per } \mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{th} \end{cases}$$

$$\bar{E}_n = \bar{E}_0 + \tau_{En} v_{n,sat} \mathcal{E} \quad \text{per } \mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{th}$$

quindi il valore dell'energia è molto più grande di quello in equilibrio termodinamico in assenza di polarizzazione applicata. b. è errata poiché l'energia media dei portatori, contrariamente alla velocità di trascinamento non tende ad un valore costante, e per di più praticamente uguale al valore di equilibrio termodinamico (pari a 39 meV a 300 K).

9. In caso di disequilibrio fra elettroni, lacune e reticolo cristallino causato dall'applicazione di un campo elettrico:
- Le concentrazioni di elettroni e lacune non soddisfano mai la legge di azione di massa
  - La velocità media degli elettroni e delle lacune non è nulla
  - L'energia media di elettroni e lacune è inferiore alla energia media del reticolo

Soluzione: b.

La risposta c. è errata: in caso di disequilibrio l'energia media dei portatori è maggiore o al più uguale a quella del reticolo, poiché aumentano sia la componente cinetica sia quella termica della velocità di elettroni e lacune.

Fuori equilibrio termodinamico, la legge di azione di massa assume una forma più generale:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fh}}{k_B T}\right)$$

essendo  $E_{Fn}$  e  $E_{Fh}$  i quasi-livelli di Fermi di elettroni e lacune. Tuttavia esistono casi, come quello del resistore a semiconduttore<sup>4</sup>, in cui i quasi-livelli di Fermi coincidono e di conseguenza  $np = n_i^2$ ; ciò falsifica l'asserzione a.

Per dimostrare b., basta ricordare che in caso di disequilibrio i quasi-livelli di Fermi, eventualmente coincidenti, non possono essere costanti. La componente cinetica della velocità dei portatori, nel modello deriva-diffusione, assume la seguente espressione:

$$\begin{aligned} \underline{v}_n &= -\mu_{n0} \nabla E_{Fn} / q \\ \underline{v}_h &= \mu_{h0} \nabla E_{Fh} / q. \end{aligned}$$

Pertanto un campo elettrico la cui applicazione provoca una condizione di disequilibrio produce anche nei portatori una velocità media diversa da 0.

10. In un semiconduttore il quasi-livello di Fermi degli elettroni è superiore al quasi-livello di Fermi delle lacune. Questo significa che:
- C'è passaggio di corrente
  - Il prodotto  $np$  è superiore a  $n_i^2$
  - Esiste una situazione di disequilibrio elettroni-reticolo

Soluzione: b.

Come visto nel quiz precedente, il disequilibrio elettroni reticolo, e quindi il passaggio di corrente, è legato al gradiente dei quasi-livelli di Fermi, non alla loro posizione relativa<sup>5</sup>. Conseguentemente a. e c. sono da scartarsi. Applicando la legge di azione di massa generalizzata, si vede subito che si ha iniezione di portatori in eccesso:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fh}}{k_B T}\right) > n_i^2.$$

11. In un semiconduttore la mobilità degli elettroni dovuta all'effetto delle interazioni con i fononi è  $\mu_1$ , quella dovuta all'effetto delle interazioni con le impurità ionizzate è  $\mu_2$ . La mobilità totale è:
- Minore del minimo fra  $\mu_1$  e  $\mu_2$
  - Maggiore del massimo fra  $\mu_1$  e  $\mu_2$
  - Compresa fra  $\mu_1$  e  $\mu_2$ .

<sup>4</sup> Zona neutrale con drogaggio uniforme attraversata da una corrente di conduzione.

<sup>5</sup> Che invece causa squilibrio tra il gas di elettroni e quello di lacune.

Soluzione: a.

In presenza di più fenomeni di urto non interagenti, ognuno dei quali preso singolarmente porterebbe ad una mobilità  $\mu_i$ , la mobilità totale vale:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad \mu \leq \min(\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n).$$

Tale relazione, detta regola di Mathiessen, si ricava a partire dalla sovrapposizione degli effetti applicata ai vari meccanismi di urto, ad ognuno dei quali corrisponde un ben preciso tempo di rilassamento della quantità di moto:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= - \sum_i \frac{p}{\tau_{pi}} \\ \left\{ \begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= - \frac{p}{\tau_p} \\ \frac{1}{\tau_p} &= \sum_i \frac{1}{\tau_{pi}}. \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

12. Un semiconduttore è drogato con due impurità profonde (centri di ricombinazione) che porterebbero, prese singolarmente, ad una vita media dei portatori minoritari di 1 ms e 1 ns rispettivamente. La vita media risultante dalle due impurità (supposte non interagenti) è:

- a. Circa 1 ms
- b. Circa 1 ns
- c. Esattamente 1 ms + 1 ns

Soluzione: b.

Applicando la regola di Mathiessen si vede subito come prevalga il tempo di rilassamento inferiore:

$$\frac{1}{\tau_p} = \sum_i \frac{1}{\tau_{pi}} \approx 1 \text{ ns.}$$

13. Definire in breve i processi di RG diretti/indiretti, radiativi/termici/Auger.

Soluzione:

I processi di RG diretti sono transizioni banda-banda di elettroni. Nella generazione l'elettrone passa dalla banda di valenza alla banda di conduzione, nella ricombinazione dalla banda di conduzione alla banda di valenza. Alla transizione dell'elettrone è legata la transizione della lacuna. Tuttavia la transizione richiede uno scambio di energia e quantità di moto. Nei processi radiativi o ottici l'energia e la quantità di moto (quest'ultima trascurabile) sono messe in gioco da un fotone emesso (R) o assorbito (G). Nei processi termici l'energia e la quantità di moto sono fornite da vibrazioni reticolari (fononi), che trasportano il calore nel materiale. Infine, nei processi Auger energia e quantità di moto sono messe in gioco da altri elettroni e lacune. I processi Auger sono poco significativi quando la concentrazione di elettroni e lacune è bassa.

14. Illustrare la variazione della concentrazione di elettroni e lacune in un semiconduttore drogato in funzione della temperatura.

Soluzione:

Le relazioni esatte per valutare le concentrazioni di elettroni e lacune sono:

$$n = \frac{1}{2} \left[ N_D^+ - N_A^- + \sqrt{(N_A^- - N_D^+)^2 + 4n_i^2} \right]$$

$$p = \frac{1}{2} \left[ N_A^- - N_D^+ + \sqrt{(N_A^- - N_D^+)^2 + 4n_i^2} \right]$$

dove  $N_A^- - N_D^+$  e  $N_D^+ - N_A^-$  sono la concentrazione efficace di accettori e donatori.

A temperature prossime allo zero assoluto, l'energia media del reticolo non è sufficiente a garantire la ionizzazione delle impurità: ci si trova in una regione di non-conduzione detta zona di congelamento, sebbene venga mantenuto il carattere del semiconduttore, con relativa posizione del livello di Fermi. Al crescere della temperatura, con l'aumentare dell'energia termica, la percentuale di ionizzazione delle impurità cresce rapidamente; in questo campo di temperature si può approssimare la concentrazione dei portatori di maggioranza con quella delle impurità ionizzate.

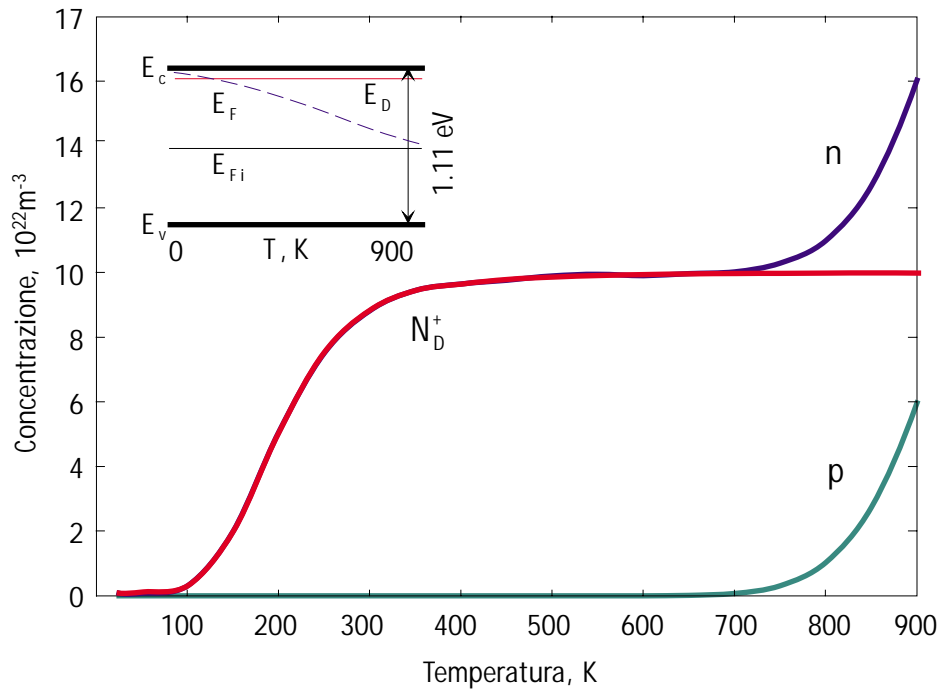


Fig. 2.2 – Andamento della concentrazione di donatori ionizzati, elettroni e lacune in funzione della temperatura.

Per quanto riguarda il comportamento in temperatura della concentrazione intrinseca, è valida la seguente relazione:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right)$$

che mostra come tale concentrazione aumenti esponenzialmente con la temperatura, fenomeno ancor più accentuato dal diminuire del valore di  $E_g$ , ampiezza della banda proibita. Inoltre le densità efficaci degli stati nelle bande di conduzione e valenza crescono anch'esse debolmente con la temperatura:

$$N_c = 2 \frac{(2\pi m_n^* k_B T)^{3/2}}{h^3}$$

$$N_v = 2 \frac{(2\pi m_h^* k_B T)^{3/2}}{h^3}.$$

Pertanto, per valori considerevoli della temperatura, la concentrazione di portatori è dominata dalla crescita di  $n_i$ .

15. L'ampiezza della banda proibita nei semiconduttori composti GaAs e InP vale rispettivamente 1.42 eV e 1.35 eV. Alla temperatura  $T = 0$  K, la concentrazione intrinseca:
- È maggiore nell'arseniuro di gallio
  - È uguale nei due materiali
  - È maggiore nel fosfuro di indio

Soluzione: b.

In zona di congelamento la concentrazione intrinseca è nulla per ogni tipo di semiconduttore, infatti si ha:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right)$$

$$\lim_{T \rightarrow 0^+} n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-\infty) = 0.$$

16. L'ampiezza della banda proibita nei semiconduttori composti InP e HgCdTe vale rispettivamente 1.42 eV e 0.25 eV. La concentrazione intrinseca:
- È sempre minore nel materiale a gap maggiore (InP), se i due materiali sono alla stessa temperatura
  - È sempre minore nel materiale a gap maggiore (InP), indipendentemente dalla temperatura
  - È sempre maggiore nel materiale a gap maggiore (InP), se i due materiali sono alla stessa temperatura

Soluzione: a.

Si ha infatti:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right)$$

per cui a parità di  $T$  ha una concentrazione intrinseca minore il materiale a gap maggiore. Variando la temperatura di quanto basta da un materiale all'altro è però possibile invertire la tendenza, e pertanto b. è errata. c. è invece evidentemente errata.

17. L'ampiezza della banda proibita nei semiconduttori composti GaAs e InP vale rispettivamente 1.42 eV e 1.35 eV. Alla temperatura  $T = 300$  K, la concentrazione intrinseca:
- È maggiore nell'arseniuro di gallio
  - È uguale nei due materiali
  - È maggiore nel fosforo di indio

Soluzione: c.

Poiché le densità efficaci degli stati a parità di temperatura non variano eccessivamente da un semiconduttore all'altro,

$$\frac{n_i(\text{InP})}{n_i(\text{GaAs})} \simeq \exp\left(-\frac{E_g(\text{InP}) - E_g(\text{GaAs})}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{0.07 \text{ eV}}{k_B 300 \text{ K}}\right) > 1$$

quindi  $n_i(\text{InP}) > n_i(\text{GaAs})$ .

18. In un semiconduttore in equilibrio termodinamico:
- Vale sempre la legge di azione di massa
  - La legge di azione di massa vale, a rigore, se il livello di Fermi è interno alla banda proibita (caso non degenere)
  - La legge di azione di massa vale solo in un semiconduttore intrinseco

Soluzione: b.

La legge di azione di massa,  $np = n_i^2$ , vale solamente quando si può approssimare la distribuzione di Fermi-Dirac con quella di Boltzmann. È possibile effettuare questa semplificazione solamente quando il livello di Fermi giace all'interno del gap tra la banda di valenza e quella di conduzione. Per questi semiconduttori, detti non degeneri, si ha:

$$\begin{cases} n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \mathcal{F}_{1/2}\left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right) \approx N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right) \\ p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_v \mathcal{F}_{1/2}\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \approx N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \end{cases}$$

$$np = N_c N_v \exp\left(\frac{E_v - E_c}{k_B T}\right) = n_i^2, \text{ ricordando che } E_v - E_c = -E_g.$$

19. Un metallo differisce da un semiconduttore drogato perché:
- La conducibilità elettrica del metallo è sempre maggiore
  - La conducibilità elettrica del metallo cresce con la temperatura, mentre quella del semiconduttore drogato decresce con la temperatura
  - La concentrazione di elettroni è molto maggiore nel metallo rispetto al semiconduttore drogato

Soluzione: c.

In virtù delle caratteristiche chimiche proprie del legame metallico, la quantità di elettroni di conduzione in un metallo è circa pari a quella degli atomi costituenti il reticolo, cosa impensabile per un semiconduttore per quanto drogato.

L'asserzione b. è esattamente il contrario di quanto succede in realtà: al crescere della temperatura, il libero cammino medio decresce, in quanto aumenta la probabilità di urti con fononi o impurità ionizzate<sup>6</sup>. Quindi nei metalli la conducibilità diminuisce progressivamente man mano che la temperatura aumenta. Nei semiconduttori, questo fenomeno è invece reso trascurabile dall'aumento della concentrazione intrinseca di portatori, che crescendo esponenzialmente diminuisce la resistenza del materiale al crescere della temperatura.

Ad alte temperature è anche possibile che la conducibilità di un semiconduttore sia persino maggiore di quella di un metallo.

20. In equilibrio termodinamico le correnti di elettroni e lacune:
- Si compensano esattamente
  - Sono nulle ciascuna per suo conto
  - Seguono la relazione di Einstein

Soluzione: b.

La relazione di Einstein riguarda il legame tra mobilità e diffusività: la risposta c. è dunque errata.

L'equazione di continuità della carica, in condizioni di equilibrio termodinamico si semplifica nel seguente modo:

$$\frac{dq}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + U_n = 0 \quad \rightarrow \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = 0.$$

In una dimensione spaziale l'equazione ammette come soluzione  $\vec{J}_n = \text{cost.}$ ; poiché agli estremi del semiconduttore, gli scambi di energia, quantità di moto, particelle con l'esterno non devono sussistere, l'unica soluzione accettabile è  $\vec{J}_n = 0$ . Stesso ragionamento vale per la  $\vec{J}_h$ , pertanto le due correnti sono nulle ognuna per conto proprio.

<sup>6</sup> Queste ultime solo per semiconduttori drogati.

21. In presenza di un campo elettrico costante applicato a un semiconduttore:
- Elettroni e lacune danno correnti di direzione uguale a quella del campo elettrico e verso opposto
  - Elettroni e lacune danno correnti di direzione uguale a quella del campo elettrico e verso coincidente
  - Elettroni e lacune danno correnti uguali

Soluzione: b.

Le correnti di trascinamento sono date dalle relazioni:

$$\underline{J}_{n,t} = (-qn)\underline{v}_n$$

$$\underline{J}_{h,t} = qp\underline{v}_h$$

Le velocità in funzione del campo applicato sono date da:

$$\underline{v}_n = -\mu_n \underline{\mathcal{E}}$$

$$\underline{v}_h = \mu_h \underline{\mathcal{E}}$$

di conseguenza l'espressione finale delle correnti è:

$$\underline{J}_{n,t} = qn\mu_n \underline{\mathcal{E}}$$

$$\underline{J}_{h,t} = qp\mu_p \underline{\mathcal{E}}$$

da cui si vede come le correnti siano concordi in direzione e verso, ma in generale non uguali. Pertanto c. è errato.

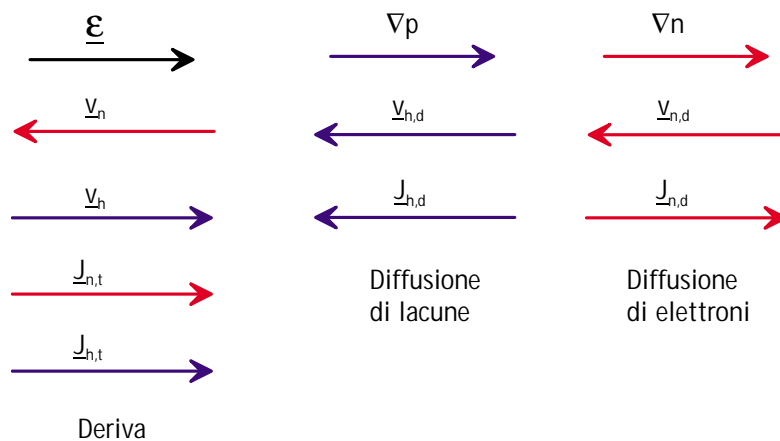


Fig. 2.3 – Relazioni di verso tra campo elettrico, gradienti di portatori e correnti di trascinamento e diffusione.

22. In un processo di ricombinazione indiretto termico l'effetto di livelli intermedi:
- È maggiormente efficace se i centri stanno a metà della banda proibita
  - È indipendente dalla posizione dei livelli intermedi
  - È significativo solo in un semiconduttore a gap indiretto

Soluzione: a.

Il processo di ricombinazione assistita da trappole prevede, ad esempio, cattura di un elettrone dalla banda di conduzione ed emissione di un elettrone nella banda di valenza<sup>7</sup>. La probabilità di una transizione banda-trappola dipende dal gap tra i due livelli energetici, cioè dalla loro distanza. Affinché ci sia effettivamente ricombinazione, le due transizioni devono avvenire congiuntamente; se  $p$  è la probabilità di cattura di un elettrone dalla banda di conduzione,  $1-p$  è la probabilità complementare (emissione elettrone nella banda di valenza), la probabilità congiunta dei due eventi è:

$$P = p(1 - p) \quad p \in [0, 1].$$

Il valore  $p = 1/2$  è il massimante di questa probabilità, e corrisponde a posizionare le trappole circa a metà della banda proibita.

Si noti che in questa trattazione si sono effettuati calcoli sulla probabilità di una singola ricombinazione, perciò non si sono considerati parametri di rilevanza statistica, quali concentrazione dei portatori minoritari e densità dei livelli intermedi presenti. La risposta c. non è pertinente perché la ricombinazione attraverso livelli intermedi può avvenire indifferentemente in un semiconduttore a gap indiretto o diretto, anche se nel gap diretto il meccanismo prevalente è di solito il meccanismo radiativo.

23. Illustrare cosa si intende per semiconduttore a gap diretto o indiretto.

Soluzione:

In un semiconduttore a gap diretto (es. GaAs), il minimo principale delle bande di conduzione e valenza è posizionato in corrispondenza dello stesso valore  $p_0$  della quantità di moto. Quindi, per effettuare una transizione banda-banda, sono richiesti solamente meccanismi di scambio energetico tra le particelle, ad esempio l'interazione con fotoni.

<sup>7</sup> Oppure, per dirla diversamente, cattura di una lacuna dalla banda di valenza ed emissione della stessa nella banda di conduzione.

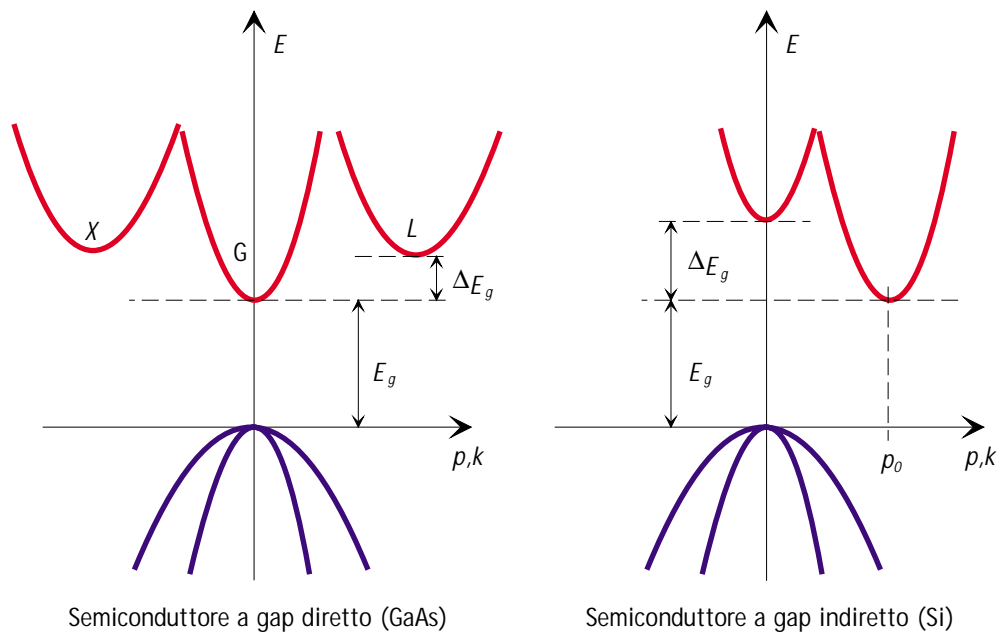


Fig. 2.4 – Relazione di dispersione di semiconduttore a gap diretto e indiretto.

Nei semiconduttori a gap indiretto, tra cui il Si, la relazione di dispersione presenta un minimo della banda di valenza traslato di una quantità  $p_0$ , detta quantità di moto del reticolo cristallino, rispetto al minimo della banda di conduzione. In questo caso, il processo di promozione di un portatore di carica, non necessita solo di energia ma anche di uno scambio di quantità di moto attraverso urti con vibrazioni reticolari dette fononi.

24. In un semiconduttore a gap diretto:

- Le transizioni fra la banda di valenza e la banda di conduzione richiedono solo un salto di energia pari a  $E_g$
- Le transizioni richiedono anche una variazione significativa di quantità di moto
- Le transizioni richiedono l'intervento di uno o più fononi

Soluzione: a.

Cfr. quiz precedente.

25. I processi di generazione-ricombinazione attraverso trappole:
- Possono esistere solo nei semiconduttori a gap diretto
  - Possono esistere in tutti i semiconduttori
  - Possono esistere solo nei semiconduttori a gap indiretto

Soluzione: b.

Il meccanismo di GR indiretta di maggiore importanza è di tipo termico (GR Shockley-Read-Hall): pertanto, coinvolgendo fononi, è possibile sia per semiconduttori a gap diretto sia indiretto.

26. In un semiconduttore a gap diretto, in equilibrio termodinamico, isolato rispetto all'ambiente:
- Non vengono generati fotoni
  - Vengono generati in media tanti fotoni quanti sono i fotoni assorbiti
  - Non vengono assorbiti fotoni

Soluzione: b.

La condizione di equilibrio termodinamico riguarda grandezze macroscopiche e non microscopiche. Per quanto riguarda il bilancio energetico, asserisce che il valor medio dell'energia scambiata con l'esterno deve essere nullo. A livello microscopico ciò si traduce nel fatto che ogni fotoemissione deve essere bilanciata dall'assorbimento di un fotone di pari frequenza.

27. In un semiconduttore a gap diretto:
- È facile l'assorbimento di radiazioni elettromagnetiche di frequenza tale che  $hf < E_g$
  - È possibile l'assorbimento di radiazioni di frequenza  $hf = E_g$ , difficile l'assorbimento di radiazioni di frequenza superiore
  - L'assorbimento di radiazioni di frequenza  $hf > E_g$  produce generazione di coppie elettrone-lacuna di energia maggiore della media, e quindi un riscaldamento del reticolo

Soluzione: c.

Possono venire assorbite solamente radiazioni con frequenza  $f \geq E_g/h$ , con probabilità di assorbimento non molto dipendente dalla frequenza; si può in realtà dimostrare che l'assorbimento cresce come  $\sqrt{(E - E_G)}$  per fotoni di energia maggiore di  $E_G$ . Per frequenze superiori alla frequenza critica  $f_c = E_g/h$ , l'esubero di energia aumenta la componente termica della velocità delle particelle generate, e quindi contribuisce ad un riscaldamento del reticolo. In altri termini le coppie prodotte hanno

energia maggiore di quella media, e pertanto perdono in tempi brevi (il tempo di rilassamento dell'energia) tale energia riscaldando in tal modo il reticolo.

28. Una concentrazione in eccesso di portatori minoritari tende ad estinguersi con:
- La lunghezza di diffusione nello spazio, la vita media nel tempo
  - La lunghezza di Debye nello spazio, la vita media nel tempo
  - La lunghezza di Debye nello spazio, il tempo di rilassamento dielettrico nel tempo

Soluzione: a.

La lunghezza di Debye e il tempo di rilassamento dielettrico sono le costanti di decadimento, rispettivamente su scala spaziale e temporale, con cui perturbazioni locali o temporali della neutralità associate ad eccesso o difetto di portatori maggioritari tendono a smorzarsi in assenza di un agente esterno atto a mantenerle. Le leggi di decadimento, per un semiconduttore  $n$ , sono:

$$\begin{aligned} \hat{n}(x) &= \hat{n}(0) \exp(-x/L_D) & L_D &= \sqrt{\frac{\epsilon k_B T_0}{q^2 N_D}} \\ \hat{n}(t) &= \hat{n}(0) \exp(-t/\tau_D) & \tau_D &= \frac{\epsilon}{q N_D \mu_{n0}} \end{aligned}$$

Invece, concentrazioni in eccesso o difetto di portatori minoritari tendono a decadere con la lunghezza di diffusione nello spazio e con il tempo di vita media nel tempo secondo le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} n'(x) &= n'(0) \exp(-x/L_n) \\ n'(t) &= n'(0) \exp(-t/\tau_n) & L_n &= \sqrt{D_n \tau_n} \end{aligned}$$

dove  $W$  è la lunghezza del semiconduttore e  $\tau_n$  è il tempo di vita media.

29. Una concentrazione in eccesso di portatori maggioritari tende ad estinguersi con:
- La lunghezza di diffusione nello spazio, la vita media nel tempo
  - La lunghezza di Debye nello spazio, la vita media nel tempo
  - La lunghezza di Debye nello spazio, il tempo di rilassamento dielettrico nel tempo

Soluzione: c.

Cfr. quiz precedente.

### 3. TECNOLOGIA DEL SEMICONDUOTTORE CRISTALLINO

1. Nei processi epitassiali:
  - a. Viene generato uno strato monocristallino su un substrato amorfo
  - b. Viene generato uno strato monocristallino su un substrato monocristallino
  - c. Viene generato un monocristallo di semiconduttore

Soluzione: b.

Per definizione, la crescita epitassiale prevede l'accrescimento di strati monocristallini molto sottili su substrato monocristallino. Non è possibile utilizzare un substrato amorfo poiché la mancanza di un edificio cristallino nega al semiconduttore deposto la possibilità di disporsi in modo regolare. La risposta c. è impropria, in quanto le tecniche di crescita diretta del monocristallo non sono epitassiali<sup>1</sup>.

2. Descrivere in modo sintetico i processi di crescita epitassiale LPE e MBE.

Soluzione:

Nell'epitassia LPE (Liquid Phase Epitaxy) lo strato epitassiale è cresciuto per precipitazione da composti in soluzione liquida. Per temperature sufficientemente elevate, la soluzione è insatura; diminuendo la temperatura<sup>2</sup> diviene sovrasatura e avviene il processo di deposizione.

L'epitassia MBE (Molecular Beam Epitaxy) prevede invece l'uso di speciali forni a efflusso, che contengono gli elementi da deporre sul substrato. Grazie al riscaldamento, tali materiali evaporano in un fascio molecolare fino a raggiungere la superficie di deposizione.

<sup>1</sup> I più diffusi metodi di crescita del monocristallo a partire dall'EGS policristallino sono il processo Czochralski e la tecnica Bridgman.

<sup>2</sup> Senza eccedere, in modo da non correre il rischio che la crescita cessi di essere monocristallina.

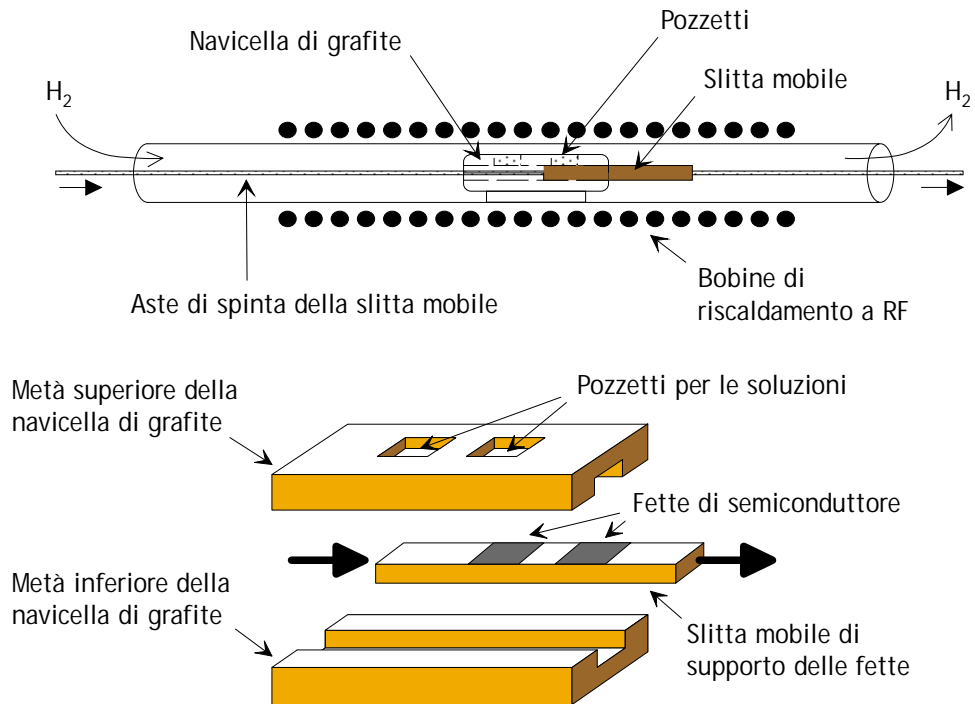


Fig. 3.1 – Apparato per l'epitassia da fase liquida.

3. Descrivere in modo sintetico il processo a zona fusa mobile e spiegare perché è più conveniente del processo Czochralski per la purificazione del monocristallo.

**Soluzione:**

Il processo a zona fusa mobile non richiede l'uso di un crogiolo; pertanto permette di ottenere un monocristallo assai più puro, e quindi caratterizzato da una minore conducibilità<sup>3</sup>.

Il processo prevede che una barra di semiconduttore policristallino sia posta in atmosfera inerte all'interno di un tubo di quarzo; a contatto con l'estremità inferiore della barra è posto un seme monocristallino. Una zona di pochi centimetri viene fatta fondere per mezzo di un campo a radiofrequenza e quindi spostata dal seme

<sup>3</sup> La conducibilità è proporzionale alla densità di impurezze droganti.

fino all'altra estremità della barra, in modo che si possa ovunque propagare l'ordinamento dell'edificio monocristallino.

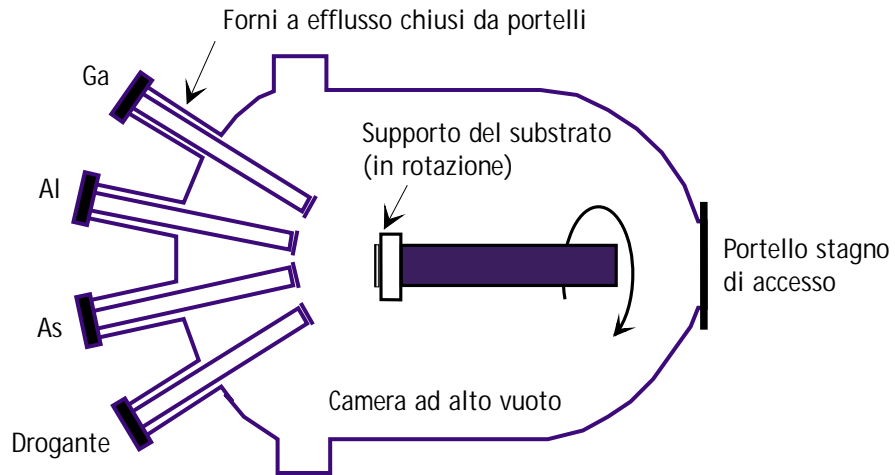


Fig. 3.2 – Apparato per l'epitassia da fasci molecolari.

Per quanto riguarda la purificazione di monocristalli, questa tecnica si dimostra superiore poiché le impurezze hanno solubilità maggiore nella zona fusa piuttosto che in quella solida. Quindi gran parte delle impurezze possono venire segregate, spostando opportunamente la zona fusa, all'estremità del cristallo e quindi rimosse meccanicamente. Il processo di purificazione può essere reiterato più volte al fine di diminuire a piacere il tasso di impurezze.

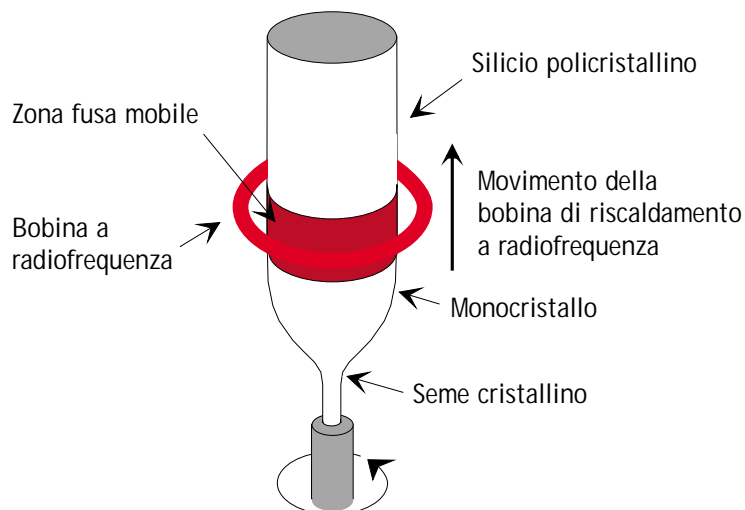


Fig. 3.3 – Processo a zona fusa mobile.

4. Il processo a zona fusa mobile serve prevalentemente:
- Per la purificazione del semiconduttore monocristallino
  - Per la purificazione del semiconduttore policristallino
  - Per la crescita di semiconduttore monocristallino

Soluzione: a.

Cfr. quiz precedente.

L'uso di gran lunga più frequente è quello di purificare il monocristallo ottenuto per altra via (ad esempio attraverso la tecnica Bridgman).

5. Attraverso le tecniche di crescita epitassiale da fasci molecolari:
- È possibile crescere in modo controllato strati di poco inferiori al micron
  - È possibile crescere in modo controllato strati di qualche millimetro
  - Si possono crescere in modo controllato strati praticamente monoatomici

Soluzione: c.

Le tecniche di epitassia a fasci molecolari consentono una precisione estrema nella crescita; viceversa la risposta a. è circa appropriata alla epitassia da fase liquida. Non è invece conveniente crescere con epitassia strati di parecchi millimetri.

6. Il silicio di grado elettronico (EGS):
- Contiene circa lo 1% di impurezze
  - Contiene una impurezza ogni circa  $10^{12} - 10^{15}$  atomi
  - Contiene una concentrazione di impurezze inferiore a 1 impurezza al  $\text{cm}^{-3}$

Soluzione: b.

La risposta a. si può riferire al silicio di grado metallurgico (MGS), mentre la risposta c. suggerisce un livello di impurezze totalmente non realistico.

#### 4. DIODO A GIUNZIONE $pn$

1. In un diodo  $pn$  la corrente di RG è importante:
  - a. In polarizzazione diretta
  - b. In polarizzazione inversa
  - c. In polarizzazione inversa e debole polarizzazione diretta

Soluzione: c.

La corrente totale di un diodo  $pn$  è data dalla formula:

$$I = I_{GR0} \left[ \exp \left( \frac{V}{2V_T} \right) - 1 \right] + I_0 \left[ \exp \left( \frac{V}{V_T} \right) - 1 \right]$$

dove  $I_{GR0}$  è la corrente di saturazione inversa dovuta alla generazione-ricombinazione, e  $I_0$  è la corrente inversa di Shockley. Si noti come i due contributi abbiano diverso comportamento in funzione della tensione applicata, a causa del differente fattore di idealità. In quasi tutti i semiconduttori  $I_0 \ll I_{GR0}$ . Tenendo conto, ad esempio, di valori di  $I_{GR0}$  e  $I_0$  pari rispettivamente a 1 nA e a 1 pA, e assumendo  $V_T = 0.6$  V si ha la caratteristica mostrata in Fig. 4.1, da cui si vede come la componente di RG prevalga per polarizzazioni negative e piccole tensioni positive, mentre la corrente di diffusione divenga il contributo principale a partire da poco prima della tensione di soglia in avanti.

Questa analisi, tuttavia, non è valida per una ristretta classe di semiconduttori quali il germanio, in cui a causa della forte concentrazione intrinseca il termine di GR è sempre trascurabile anche in polarizzazione inversa. Questo perché, supponendo di analizzare una giunzione simmetrica con drogaggio  $N$  e con uguali parametri per elettroni e lacune, vale la relazione:

$$\frac{I_{GR0}}{I_0} = \frac{(x_n + x_p)N}{4Ln_i},$$

e nel germanio il rapporto  $N/n_i$  non è grande abbastanza da compensare il termine<sup>1</sup>  $(x_n + x_p)/L$ , quindi  $I_0 \ll I_{GR0}$ .

<sup>1</sup> Dove  $x_n + x_p$  è l'ampiezza della regione di carica spaziale e  $L$  è la lunghezza di diffusione.

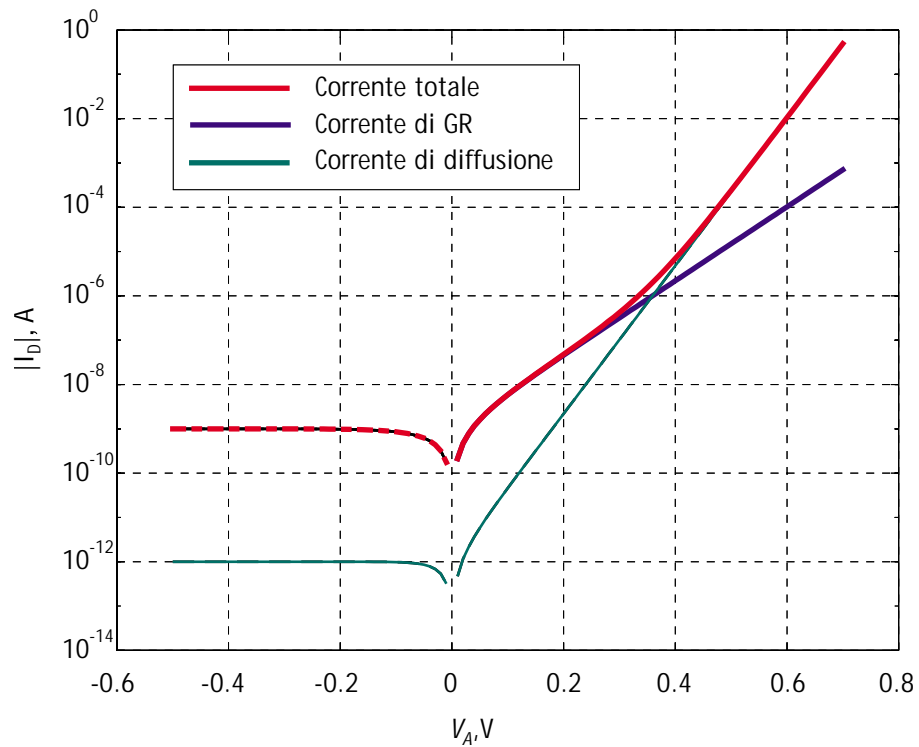


Fig. 4.1 – Caratteristica tensione–corrente in un diodo reale in polarizzazione diretta.

2. In un diodo *pn* la corrente di diffusione è importante:
- In polarizzazione diretta
  - In polarizzazione inversa
  - In polarizzazione inversa e debole polarizzazione diretta

Soluzione: a.  
Cfr. quiz precedente.

3. A parità di altre condizioni, un diodo *pn* corto ha una corrente:
- Maggiore di un diodo lungo
  - Minore di un diodo lungo
  - Uguale a un diodo lungo

Soluzione: a.

Ricordando l'espressione della corrente totale di un diodo  $pn$

$$I = I_{GR0} \left[ \exp \left( \frac{V}{2V_T} \right) - 1 \right] + I_0 \left[ \exp \left( \frac{V}{V_T} \right) - 1 \right],$$

solo la corrente  $I_0$  dipende dalle dimensioni fisiche del diodo. Infatti, sapendo che  $\tau^{SRH}$  è il tempo di vita media dei portatori in presenza di GR Shockley-Read-Hall, la corrente inversa di saturazione GR

$$I_{GR0} \approx \frac{qA(x_n + x_p)n_i}{\tau_h^{SRH} + \tau_n^{SRH}}$$

è invariante rispetto a questo parametro.

La corrente di saturazione inversa  $I_0$ , nel caso di massima generalità, è data da:

$$I_0 = qAn_i^2 \left( \frac{D_n}{N_A L_{np} \tanh \left( \frac{W_p - x_p}{L_{np}} \right)} + \frac{D_h}{N_D L_{hn} \tanh \left( \frac{W_p - x_p}{L_{np}} \right)} \right)$$

dove  $L_{np}$  e  $L_{hn}$  sono le lunghezze di diffusione degli elettroni nel lato  $p$  e delle lacune nel lato  $n$ ,  $W_p$  e  $W_n$  le lunghezze del lato  $p$  ed  $n$  rispettivamente, e  $x_p$  e  $x_n$  l'estensione nei due lati della regione di carica spaziale.

Nel caso di diodi lunghi ( $L_x \ll W_x$ ) o corti<sup>2</sup> ( $L_x \gg W_x$ ), sviluppando con Taylor la tangente iperbolica, si ha:

$$I_0 = \begin{cases} qAn_i^2 \left( \frac{D_n}{N_A L_{np}} + \frac{D_h}{N_D L_{hn}} \right) & \text{diodo lungo,} \\ qAn_i^2 \left( \frac{D_n}{N_A W_p} + \frac{D_h}{N_D W_n} \right) & \text{diodo corto.} \end{cases}$$

Quindi, a parità di condizioni, il rapporto tra la corrente di un diodo lungo e quella di uno corto vale:

$$\frac{I_{0lungo}}{I_{0corto}} = \frac{\frac{D_n}{N_A L_{np}} + \frac{D_h}{N_D L_{hn}}}{\frac{D_n}{N_A W_p} + \frac{D_h}{N_D W_n}} \ll 1.$$

<sup>2</sup> Deve anche valere l'ipotesi  $W_i - x_i \approx W_i$ .

4. In un diodo  $pn$  corto, a parità di drogaggio ecc.:
- La corrente è minore che in un diodo lungo
  - La corrente è maggiore che in un diodo lungo
  - La corrente non dipende dalla lunghezza del diodo

Soluzione: b.  
Cfr. quiz precedente.

5. In un diodo  $p^+n$  lungo la corrente:
- È circa uguale alla corrente di diffusione delle lacune iniettate nella zona  $n$ , valutata all'estremità della regione di carica spaziale
  - È prevalentemente una corrente di diffusione di elettroni iniettati nella regione  $p$
  - È una corrente di diffusione di lacune in tutta la regione  $n$

Soluzione: a.

La teoria di Shockley del diodo a giunzione prevede che la corrente totale si valuti sommando le correnti di diffusione dei portatori minoritari iniettati nei due lati della giunzione ai limiti della regione di carica spaziale. In formule:

$$I = I_{n,d}(-x_p) + I_{h,d}(x_n) = qAn_i^2 \left( \frac{D_n}{N_A L_{np}} + \frac{D_h}{N_D L_{hn}} \right).$$

Essendo la giunzione  $p^+n$ ,  $N_A \gg N_D$ , quindi:

$$I \approx qAn_i^2 \frac{D_h}{N_D L_{hn}}$$

il che vuol dire che l'unico contributo di corrente significativo è dovuto alla diffusione di lacune iniettate nella zona  $n$  valutata in  $x_n$ .

6. La corrente di un diodo  $pn$ , al crescere della temperatura ambiente:
- Diminuisce perché diminuisce la mobilità di elettroni e lacune
  - Aumenta per l'aumento della concentrazione intrinseca
  - Resta costante

Soluzione: b.

All'aumentare della temperatura, divenendo più probabili i meccanismi di perdita di quantità di moto ed energia dovuti a interazioni con il reticolo, la mobilità dei por-

tatori di carica decresce debolmente:

$$\mu(T) = \mu_0(300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{\gamma_n} \quad \gamma_n \approx 1.$$

Tuttavia la concentrazione intrinseca cresce esponenzialmente con la temperatura:

$$n_i^2 = 4 \left( \frac{2\pi m_0 k}{h^2} \right)^3 \left( \frac{m_n^* m_p^*}{m_0^2} \right)^{3/2} T^3 \exp \left( -\frac{E_g}{\eta k T} \right)$$

e la corrente è proporzionale proprio a questo fattore.

Calcolando la sensibilità relativa della corrente di saturazione rispetto alla temperatura, si trova:

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI_0}{dT} \Big|_{T=300 \text{ K}} \approx \frac{3}{2T} + \frac{E_g}{2kT^2} \Big|_{T=300 \text{ K}} \approx 7.7\% \text{ K}^{-1}$$

il che vuol dire che la  $I_0$  raddoppia ogni circa 10 gradi. Inoltre, al crescere di  $T$  si ha un abbassamento della tensione di soglia:

$$V = \eta V_T \ln \left( \frac{I + I_0}{I_0} \right)$$

$$\frac{dV}{dT} = \frac{V}{T} - \eta V_T \left( 1 - e^{-\frac{V}{\eta V_T}} \frac{1}{I_0} \frac{dI_0}{dT} \right) \approx -2.2 \text{ mV/C.}$$

L'andamento globale della corrente è pertanto rapidamente crescente con la temperatura:

$$I = I_0 e^{V_A/V_T} \propto \exp \left( \frac{V_A}{V_T} + \frac{E_g}{qV_T} \right).$$

7. In una giunzione  $pn$  in polarizzazione inversa:

- a. L'andamento della capacità di giunzione in funzione della polarizzazione dipende dal profilo di drogaggio
- b. L'andamento della capacità di giunzione in funzione della polarizzazione non dipende dal profilo di drogaggio
- c. La capacità di giunzione è definita solo se la giunzione è brusca e simmetrica

Soluzione: a.

In generale si definisce capacità di giunzione la seguente quantità:

$$C_j \triangleq \left| \frac{dQ_j}{dV_A} \right|$$

dove la carica di giunzione  $Q_j$  è data da:

$$Q_j = \iiint_D \rho(V_A, x', y', z') dx' dy' dz'$$

che per dispositivi unidimensionali si riduce all'integrale della densità di carica all'interno della regione di carica spaziale.

Poiché la densità  $\rho$  dipende dal profilo di drogaggio, la capacità di giunzione non può essere indipendente da questo.

8. In una giunzione  $pn$  in polarizzazione inversa  $V_A < 0$ :

- a. La capacità di giunzione aumenta con l'aumentare di  $|V_A|$
- b. La capacità di giunzione diminuisce con l'aumentare di  $|V_A|$
- c. La capacità di giunzione non dipende quasi da  $|V_A|$

Soluzione: b.

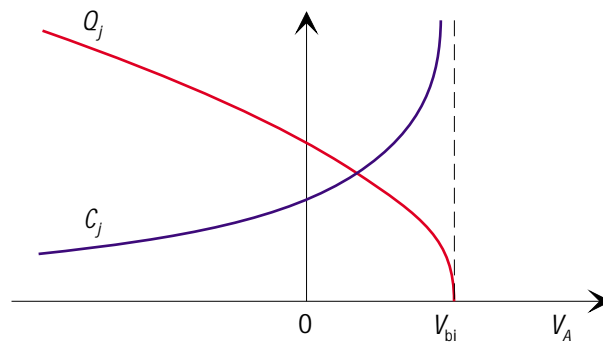


Fig. 4.2 – Carica e capacità relative a una giunzione brusca.

Per una giunzione  $pn$  a profilo di drogaggio brusco valgono le seguenti relazioni:

$$Q_j = A \sqrt{2q\epsilon(V_{bi} - V_A)N_{eq}}$$

$$C_j = A \sqrt{\frac{q\epsilon N_{eq}}{2(V_{bi} - V_A)}}$$

con  $N_{eq} = N_A^{-1} + N_D^{-1}$ .

È evidente che per polarizzazioni inverse, aumentando la dimensione della regione di carica spaziale, la capacità differenziale di giunzione decresce.

9. Un diodo  $pn$  corto ha una capacità di diffusione:

- a. Maggiore di un diodo  $pn$  lungo con le stesse caratteristiche di drogaggio
- b. Minore di un diodo  $pn$  lungo con le stesse caratteristiche di drogaggio
- c. Uguale a un diodo  $pn$  lungo con le stesse caratteristiche di drogaggio

Soluzione: b.

La capacità di diffusione è data dalla presenza di portatori minoritari in eccesso iniettati in polarizzazione diretta e di portatori minoritari in difetto in polarizzazione inversa. L'accumulo di cariche in condizioni stazionarie può calcolarsi in modo diretto nel lato  $n$  e nel lato  $p$ :

$$Q'_n = qA \int_{x_n}^{\infty} p'(x) dx \quad Q'_p = qA \int_{-\infty}^{-x_p} n'(x) dx.$$

Per diodi lunghi, valgono le seguenti approssimazioni:

$$\begin{aligned} Q'_n &\approx qA \int_{x_n}^{\infty} p'(x_n) \exp[-(x - x_n)/L_{hn}] dx = qAp'(x_n)L_{hn} \\ Q'_p &\approx qA \int_{-\infty}^{-x_p} n'(-x_p) \exp[(x + x_n)/L_{np}] dx = -qAn'(-x_p)L_{np} \\ C_D &= \left| \frac{d}{dV_A} [Q'_n (e^{V_A/V_T} - 1)] \right| + \left| \frac{d}{dV_A} [Q'_p (e^{V_A/V_T} - 1)] \right| = \\ &= \frac{qAn_i^2}{V_T} \left( \frac{L_{hn}}{N_D} + \frac{L_{np}}{N_A} \right) e^{V_A/V_T}. \end{aligned}$$

Invece, per diodi corti, valgono le relazioni:

$$\begin{aligned} Q'_n &\approx qA \int_{x_n}^{W_n} p'(x_n) \frac{W_n - x}{W_n - x_n} dx = qAp' \frac{W_n - x_n}{2} \\ Q'_p &\approx qA \int_{-W_p}^{-x_p} n'(-x_p) \frac{W_p + x}{W_p - x_p} dx = -qAn'(-x_p) \frac{W_p - x_p}{2} \\ C_D &= \left| \frac{d}{dV_A} [Q'_n (e^{V_A/V_T} - 1)] \right| + \left| \frac{d}{dV_A} [Q'_p (e^{V_A/V_T} - 1)] \right| = \\ &= \frac{qAn_i^2}{2V_T} \left( \frac{W_n}{N_D} + \frac{W_p}{N_A} \right) e^{V_A/V_T}. \end{aligned}$$

In condizioni di pari drogaggio, la capacità di diffusione di un diodo lungo, essendo proporzionale alle lunghezze di diffusione, è molto maggiore della capacità relativa ad un diodo corto, proporzionale alla lunghezza dei lati  $L_i \gg W_i$ .

10. La capacità di diffusione di un diodo pn è:
- Importante in polarizzazione diretta
  - Importante in polarizzazione inversa
  - Sempre molto maggiore della capacità di giunzione

Soluzione: a.

Come visto nel quiz precedente, la capacità di diffusione dipende esponenzialmente dalla tensione applicata a prescindere dalla lunghezza dei lati:

$$C_D \propto e^{V_A/V_T}.$$

Dopo questa considerazione è evidente che per polarizzazioni esterne negative la capacità diviene trascurabile.

La risposta c. è errata, poiché in polarizzazione inversa la capacità di diffusione decresce più rapidamente della capacità di giunzione che è  $\propto (1/\sqrt{V_{bi} - V_A})$ .

11. In polarizzazione diretta:
- La capacità di giunzione di un diodo è molto minore della capacità di diffusione
  - La capacità di diffusione è trascurabile
  - La costante di tempo del dispositivo è molto maggiore che in polarizzazione inversa

Soluzione: a.

Poiché in polarizzazione diretta la capacità di diffusione cresce esponenzialmente in funzione della tensione applicata, mentre la capacità di giunzione cresce in modo iperbolico, quest'ultima è trascurabile rispetto alla prima;

$$C_j = A \sqrt{\frac{q\epsilon N_{eq}}{2(V_{bi} - V_A)}}$$

$$C_D = \frac{qAn_i^2}{V_T} \left( \frac{L_{hn}}{N_D} + \frac{L_{np}}{N_A} \right) e^{V_A/V_T} \quad (\text{diodo lungo})$$

$$C_D \gg C_j \quad \text{per } V_A > V_T.$$

La costante di tempo in polarizzazione diretta non è (necessariamente) molto maggiore di quella in polarizzazione inversa perché vale  $\tau = C_D / G_D = \tau_n$  oppure  $\tau = \tau_b$  in un diodo asimmetrico.

12. Nella risposta transitoria ON-OFF di un diodo *pn* la velocità di risposta globale è dominata da:
- Tempo di vita medio dei portatori minoritari
  - Costante di tempo *RC* legata alla capacità di giunzione e alla resistenza differenziale del diodo
  - Costante di tempo *RC* legata alla capacità parassita del diodo e alla resistenza dei collegamenti metallici

Soluzione: a.

Secondo il modello a controllo di carica, l'andamento della carica in eccesso per un diodo vale:

$$q'(t) = \tau \left[ -I_R + (I_F + I_R) e^{-t/\tau} \right]$$

dove  $\tau$  è il tempo di vita medio relativo ai portatori minoritari, e le altre grandezze sono indicate in figura (figura 4.3).

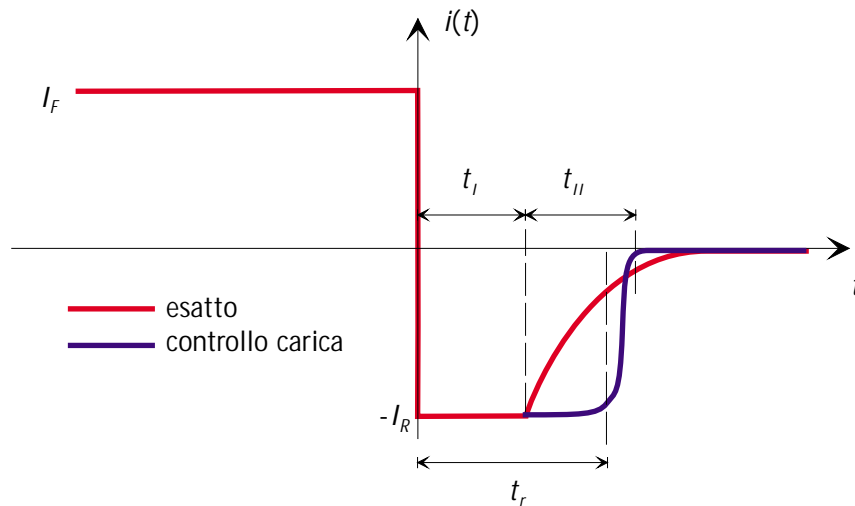


Fig. 4.3 – Andamento della corrente di un diodo reale in commutazione inversa.

La costante di tempo della risposta b. vale in polarizzazione inversa: nel nostro caso  $\tau = C_D R_D$ .

13. La commutazione di un diodo  $pn$  da polarizzazione diretta a inversa avviene:
- In modo praticamente istantaneo
  - Con un ritardo che dipende dalla vita media dei portatori minoritari
  - Con un ritardo che dipende dalla condizione di polarizzazione del diodo e dalla vita media dei portatori minoritari

Soluzione: c.

L'espressione corretta, secondo il modello a controllo di carica, per il ritardo complessivo di commutazione è:

$$t_r \approx \tau \log \left( 1 + \frac{I_F}{I_R} \right)$$

da cui segue la correttezza di c.

14. Una giunzione  $pn$  fra semiconduttori non degeneri ha una tensione di built-in:
- Sempre minore di  $E_g/q$
  - Sempre maggiore di  $E_g/q$
  - Circa uguale a  $E_g/q$

Soluzione: a.

Infatti nel caso di materiali molto drogati ma non degeneri i livelli di Fermi sono posizionati al limite della banda di conduzione ( $n$ ) o di valenza ( $p$ ), portando ad una tensione di built-in pari a  $E_g$  al massimo. La risposta c. si applica a una giunzione fra un materiale molto drogato e un materiale intrinseco.

15. Illustrare il motivo per cui la tensione di built-in di una giunzione non può essere sfruttata come forza elettromotrice.

Soluzione:

A questo scopo sarebbe necessario collegare la giunzione ad un circuito esterno. Dato che in equilibrio termodinamico lo scambio energetico fra le diverse parti del sistema è nullo, la tensione di built-in della giunzione è esattamente compensata da altre tensioni di built-in (ad esempio fra il semiconduttore e il metallo). Pertanto la tensione di built-in non è esternamente osservabile come forza elettromotrice.

## 5. GIUNZIONE METALLO-SEMICONDUCTORE

1. Tracciare il diagramma a bande di equilibrio termodinamico di una giunzione metallo-semiconduttore  $n$  raddrizzante.

Soluzione:

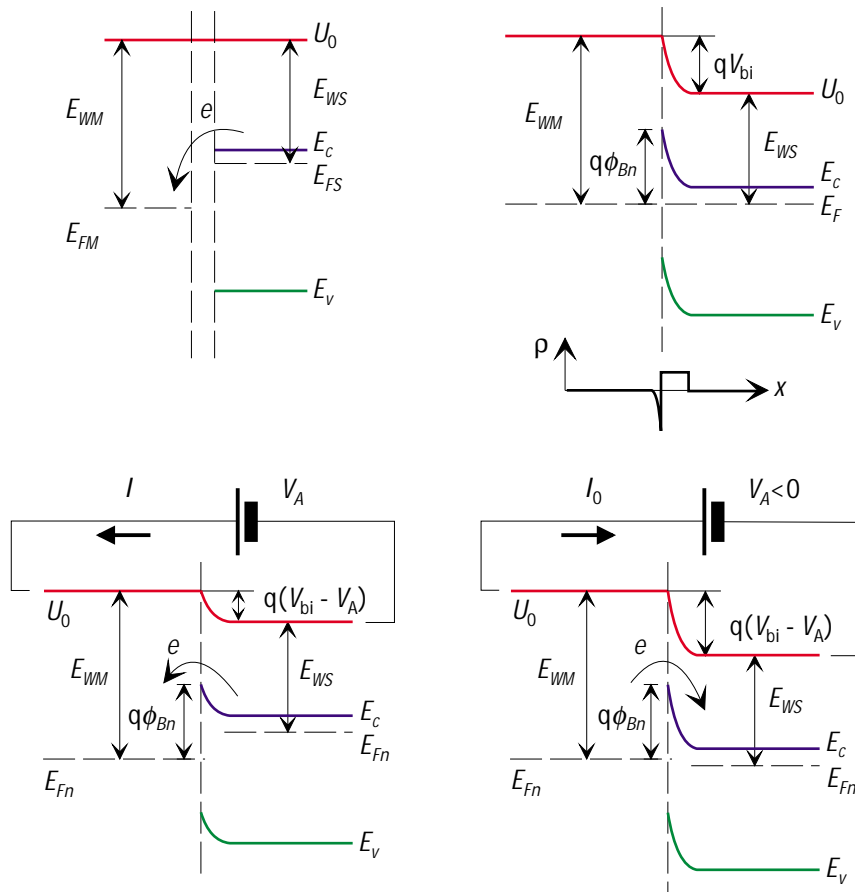


Fig. 5.1 – Giunzione metallo-semiconduttore raddrizzante di tipo  $n$ .

2. In una giunzione metallo–semiconduttore  $n$  raddrizzante:
- La barriera di potenziale vista dagli elettroni del metallo è indipendente dalla polarizzazione
  - La barriera di potenziale vista dagli elettroni del metallo dipende dalla polarizzazione
  - Non c'è nessuna barriera per gli elettroni del metallo

Soluzione: a.

La barriera di energia potenziale dalla parte del conduttore è pari alla differenza del lavoro di estrazione del metallo e dell'affinità elettronica  $\chi$  del semiconduttore moltiplicata per la carica elementare:  $q\phi_B = E_{WM} - q\chi$ . In virtù di questa definizione, cosa che si può confermare analizzando i grafici riportati nel quiz precedente,  $\phi_B$  non dipende dalla polarizzazione applicata, in quanto  $E_W$  e  $\chi$  dipendono solo dai materiali usati e non dal potenziale a cui è sottoposta la giunzione.

3. Una giunzione metallo–semiconduttore ha il lavoro di estrazione del metallo superiore al lavoro di estrazione del semiconduttore di tipo  $n$ . In questo caso:
- La giunzione è raddrizzante
  - La giunzione è ohmica
  - La giunzione è comunque ohmica per effetto tunnel

Soluzione: a.

La teoria di Schottky della giunzione MS prevede che in caso di semiconduttore  $n$ , se  $E_{WM} > E_{WS}$ , la giunzione sia raddrizzante.

Infatti, se all'equilibrio termodinamico la corrente di diffusione di elettroni dal semiconduttore al metallo è bilanciata da una corrente opposta di origine termoionica, polarizzando direttamente, e quindi abbassando la tensione di built-in  $V_{bi}$ , si ha conduzione di elettroni in direzione del metallo. In polarizzazione inversa, aumentando la barriera di potenziale dalla parte del semiconduttore, gli elettroni della corrente di diffusione vengono respinti verso il semiconduttore. Il flusso di corrente termoionica, che segue la legge

$$I_0 \approx A^*T^2 \exp(-q\phi_B/k_B T)$$

dove  $A^*$  è la costante di Richardson modificata,  $\phi_B$  è la barriera di potenziale vista dal metallo, causa una debole corrente di saturazione inversa dal conduttore al semiconduttore. Quindi in questo caso la giunzione MS si comporta come un raddrizzatore di corrente.

4. Una giunzione metallo-semiconduttore ha il lavoro di estrazione del metallo superiore al lavoro di estrazione del semiconduttore di tipo  $p$ . In questo caso:
- La giunzione è raddrizzante
  - La giunzione è ohmica
  - La giunzione è comunque ohmica per effetto tunnel

Soluzione: b.

Per la teoria di Schottky, avendo un semiconduttore  $p$  con  $E_{WM} > E_{WS}$ , la giunzione è ohmica.

Come si può vedere dai diagrammi a bande sottostanti, in polarizzazione diretta si ha flusso di lacune dal metallo al semiconduttore e di elettroni dal semiconduttore al metallo, ed in polarizzazione inversa c'è comunque una corrente di lacune dal semiconduttore al metallo.

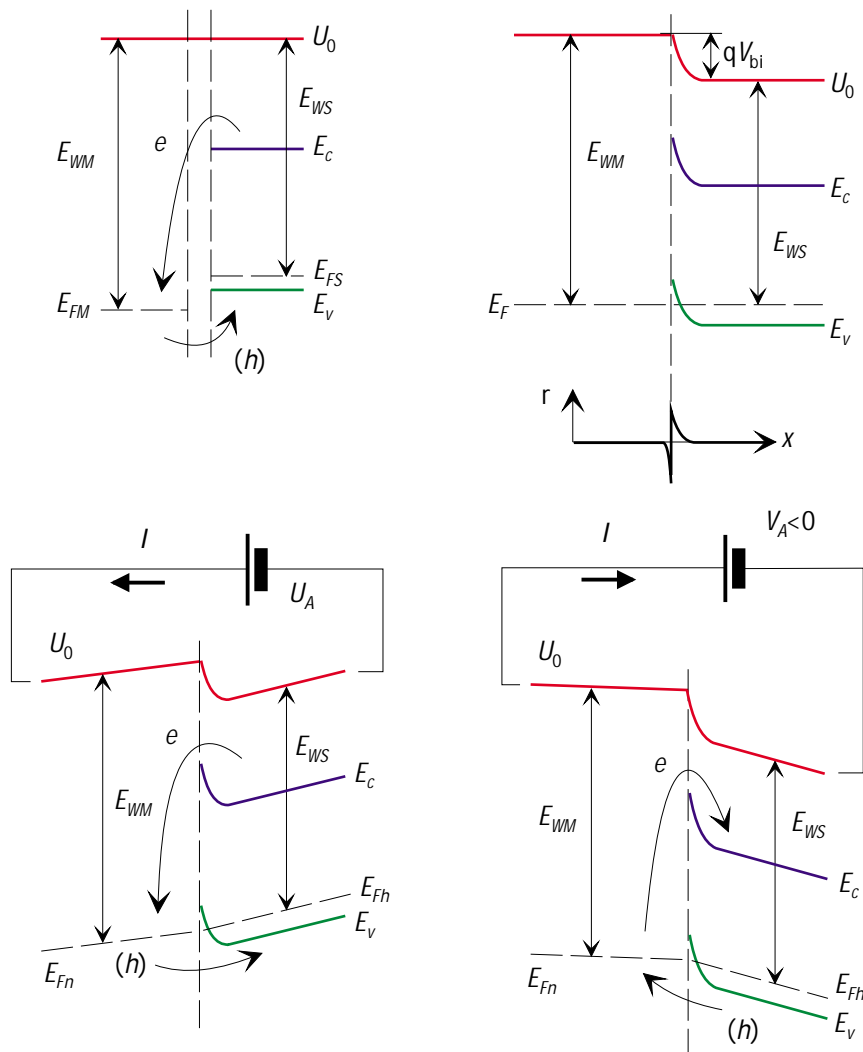


Fig. 5.2 – Giunzione metallo-semiconduttore ohmica di tipo  $p$ .

5. Una giunzione metallo–semiconduttore ha il lavoro di estrazione del metallo superiore al lavoro di estrazione del semiconduttore di tipo  $n^+$ . In questo caso:
- La giunzione è raddrizzante
  - La giunzione è ohmica
  - La giunzione è comunque ohmica per effetto tunnel

Soluzione: c.

L'ampiezza della regione di carica spaziale nel semiconduttore  $n^+$  dipende dal drogaggio nel seguente modo:

$$d = x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_{bi} - V_A)}{qN_D}} \propto \frac{1}{\sqrt{N_D}}.$$

La probabilità di tunnelling unidimensionale WKB e la rispettiva corrente crescono esponenzialmente con il restringersi della regione di carica spaziale:

$$T = \exp\left(-\frac{\pi d}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m_e^* E_g}}{q\mathcal{E}\hbar}\right)$$

$$J_x^t = \frac{2q}{m_e^* h^3} \iiint T' p'_x dp'_x dp'_y dp'_z,$$

quindi all'aumentare del drogaggio, qualsiasi giunzione MS diviene ohmica per effetto tunnel.

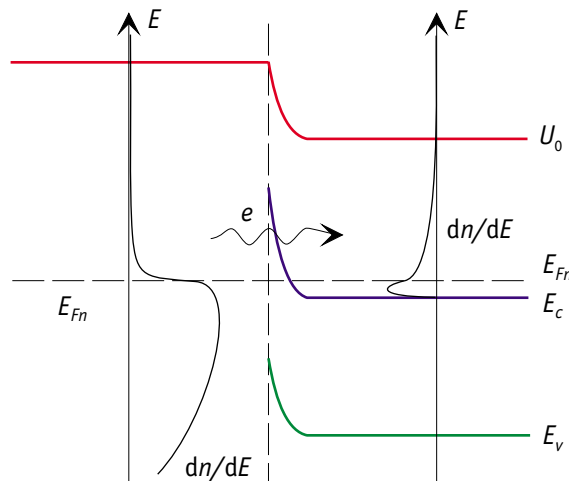


Fig. 5.3 – Contatto ohmico attraverso tunneling metallo–semiconduttore  $n^+$ .

6. Disegnare il diagramma a bande di una giunzione metallo–semiconduttore intrinseco con  $E_{WM} > E_{WS}$ , e discuterne il comportamento elettrico.

Soluzione:

In polarizzazione inversa è ohmica per le lacune e raddrizzante per gli elettroni.  
 In polarizzazione diretta è ohmica per gli elettroni e raddrizzante per le lacune.  
 Complessivamente la giunzione è non rettificante, sebbene non presenti una conducibilità particolarmente elevata.

7. Una giunzione metallo–semiconduttore in cui il semiconduttore è fortemente drogato:

- È ohmica per effetto tunnel
- Può essere ohmica o raddrizzante a seconda che il semiconduttore sia  $p$  o  $n$
- Ha proprietà che dipendono dalle funzioni lavoro di metallo e semiconduttore

Soluzione: a.

Cfr. quiz precedente.

8. Un diodo Schottky ha fattore di idealità:

- Prossimo a 1
- Prossimo a 2
- Variabile in funzione della polarizzazione

Soluzione: a.

La corrente totale di un diodo Schottky è data dalla seguente espressione:

$$I = I_0 \left( e^{V_A/V_T} - 1 \right) \quad I_0 \approx A^* T^2 \exp(-q\phi_b/k_B T),$$

da cui si vede piuttosto chiaramente che il fattore di idealità  $\eta$  è pari a 1.

9. La corrente di saturazione inversa di una giunzione MS raddrizzante:

- È indipendente dal drogaggio del semiconduttore
- Diminuisce in valore assoluto all'aumentare del drogaggio del semiconduttore
- Aumenta in valore assoluto all'aumentare del drogaggio del semiconduttore per effetto tunnel

Soluzione: c.

Come si è visto in precedenza, la corrente di saturazione di un diodo a giunzione metallo-semiconduttore cresce per effetto tunnel in modo esponenziale con l'aumentare del drogaggio del semiconduttore.

10. Una giunzione metallo-semiconduttore raddrizzante è in grado di commutare dallo stato di conduzione allo stato di interdizione:
- a. Più rapidamente di una giunzione  $pn$  perché non vi è accumulo di portatori minoritari
  - b. All'incirca come una giunzione  $pn$ , perché questo tipo di commutazione è influenzato dalla capacità di giunzione, che è simile per giunzioni Schottky e  $pn$
  - c. Molto più lentamente di una giunzione  $pn$ , a causa della maggiore costante di tempo  $RC$

Soluzione: a.

Essendo in un diodo MS trascurabile la corrente dovuta ai portatori minoritari, durante la commutazione si risparmia il tempo, necessario invece in un diodo  $pn$ , richiesto per smaltire l'accumulo di portatori minoritari in eccesso. Quindi il fattore limitante non è la vita media dei portatori di carica, bensì la costante di tempo associata alla capacità parassita di giunzione. A causa di questa loro peculiarità, e del fatto che la tensione di soglia  $V_T$  è minore di quella di un diodo a giunzione  $pn$ , spesso i diodi Schottky vengono inseriti in parallelo ad una giunzione  $pn$ <sup>1</sup> in modo da effettuare il clamping, cioè di evitare che questa accumuli una forte quantità di portatori minoritari.

<sup>1</sup> Come quella base-emettitore dei transistori bipolari.

## 6. TRANSISTORI A EFFETTO DI CAMPO (JFET)

1. Il modello quadratico della transcaratteristica di saturazione di un JFET:
- Vale solo se il drogaggio del canale è costante
  - Vale solo se il canale ha un profilo di drogaggio gaussiano
  - Vale approssimativamente per profili di drogaggio di tutti i tipi

Soluzione: c.

Il modello quadratico si basa sulla linearizzazione della carica di canale, ossia ipotizza che la carica mobile di canale abbia dipendenza lineare dalla tensione applicata al gate. Quindi, a prescindere dal profilo di drogaggio, si può pensare al modello quadratico come l'espansione di Taylor al primo ordine del controllo di carica, nell'intorno della tensione di soglia:

$$|Q_{ch}| = qN_{ch} \approx \begin{cases} C_{ch} [V_{GS} - \phi_{ch} - V_T] & V_{GS} - \phi_{ch} - V_T \geq 0 \\ 0 & V_{GS} - \phi_{ch} - V_T < 0 \end{cases}$$

$$I_D \approx \frac{W\mu_{n0}}{L} \int_0^{V_{DS}} C_{ch} [V_{GS} - \phi_{ch} - V_T] d\phi_{ch} =$$

$$= \frac{W\mu_{n0}C_{ch}}{L} \left[ (V_{GS} - V_T)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad V_{DS} < V_{DSS}$$

$$I_{Ds} = \frac{W\mu_{n0}C_{ch}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda V_{DS}) \quad V_{DS} > V_{DSS}.$$

2. Un JFET a canale  $n$  ha una tensione di soglia di  $-1$  V e una  $I_{Ds}$  (in saturazione) di 100 mA per  $V_{GS} = 0$  V. Si supponga di approssimare la transcaratteristica  $I_{Ds}(V_{GS})$  con un modello quadratico. Quanto vale la transconduttanza  $g_m$  per  $V_{GS} = 0$ ?

Soluzione:

$$I_{Ds} = \frac{W\mu_{n0}C_{ch}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2$$

$$g_m(0) = \left. \frac{dI_{Ds}}{dV_{GS}} \right|_{V_{GS}=0} = \frac{2I_{DSS}}{V_T} \left( 1 - \frac{V_{GS}}{V_T} \right) \Big|_{V_{GS}=0} =$$

$$= 2 \frac{100 \text{ mA}}{26 \text{ mV}} = 7.692 \text{ S.}$$

3. In un transistore a effetto di campo JFET a gate cortissimo, la saturazione di corrente:
- Avviene tipicamente per effetto dello strozzamento di canale
  - Avviene per effetto della saturazione di velocità
  - Non avviene a tensioni di drain inferiori alla tensione di breakdown

Soluzione: b.

La saturazione per strozzamento prevede carica mobile di canale nulla alla fine del canale. La continuità della densità di corrente  $\underline{J}$  imporrebbe, in condizioni ohmiche, campo elettrico di canale infinito. Sperimentalmente si ricava che per campi superiori ai  $10^3 \text{ V/cm}$  la mobilità cessa di essere costante e decresce in modo proporzionale alla radice quadrata del campo, di modo che la densità di corrente tende a saturare; oltre a  $10^4 \text{ V/cm}$  la velocità di deriva degli elettroni diviene costante e la legge di Ohm non è più valida.

Poiché la differenza di potenziale  $V_{DS}$  cade prevalentemente ai capi del canale, più questo è corto più il campo  $\mathcal{E}$  è mediamente elevato e la mobilità degradata per effetto della saturazione di velocità:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \mu_0 \mathcal{E} / v_{sat}}.$$

4. In un FET su silicio con lunghezza di gate di  $0.1 \mu\text{m}$  la saturazione della corrente di drain per valori della tensione  $V_{DS}$  superiori alla tensione di ginocchio avviene:
- Per strozzamento del canale
  - Per saturazione di velocità
  - Non avviene perché il gate è troppo corto

Soluzione: b.

Affinché valga l'ipotesi di canale lungo, il gate deve avere una lunghezza maggiore di  $1 \mu\text{m}$ . Nel caso considerato si ha un dispositivo a canale corto, pertanto la saturazione di corrente avviene per saturazione di velocità.

5. In un dispositivo JFET:

- a. La saturazione della corrente per effetto della saturazione di velocità porta ad una corrente inferiore a quella prevista dalla saturazione per strozzamento
- b. La corrente nella regione di saturazione è indipendente dal meccanismo di strozzamento
- c. La saturazione non avviene mai per saturazione di velocità, ma sempre per strozzamento

Soluzione: a.

La corrente di saturazione in presenza di saturazione graduale della velocità è data dalla seguente relazione:

$$I_{Ds} = \frac{1}{1 + \frac{V_{DSS}}{L\mathcal{E}_{th}}} \frac{W\mu_{n0}C_{ch}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda V_{DS}) =$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{V_{DSS}}{L\mathcal{E}_{th}}} I_{Ds}|_{\mu=\mu_0}$$

da cui si vede che è ridotta del fattore  $(1 + V_{DSS}/L\mathcal{E}_{th})^{-1}$  rispetto alla corrente di saturazione per strozzamento a mobilità costante.

6. Due transistori a effetto di campo JFET sono complementari, ossia hanno canali di polarità opposta realizzati con materiali aventi lo stesso drogaggio. Le loro correnti di saturazione:

- a. Sono uguali per definizione
- b. Stanno nel rapporto delle mobilità di elettroni e lacune nel materiale
- c. A seconda del meccanismo di saturazione, possono stare in un rapporto compreso fra il rapporto delle mobilità di elettroni e lacune e il rapporto delle rispettive velocità di saturazione

Soluzione: c.

Trascurando per comodità il fattore di modulazione del canale  $\lambda$ , la corrente  $I_{Ds}$ , in funzione dei diversi meccanismi di saturazione, è:

$$I_{Ds} = \begin{cases} \frac{W\mu_0C_{ch}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2 & \text{strozzamento di canale,} \\ \frac{1}{1 + \frac{V_{DSS}}{L\mathcal{E}_{th}}} \frac{W\mu_0C_{ch}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2 & \text{saturazione di velocità} \end{cases}$$

con  $\mathcal{E}_{th}\mu_0 \approx v_{sat}$ .

Passiamo ora a valutare il rapporto tra le correnti di saturazione relative a elettroni e lacune:

– Saturazione per strozzamento del canale:

$$\frac{I_{Dsn}}{I_{Dsh}} = \frac{\mu_{n0}}{\mu_{h0}}.$$

– Saturazione per riduzione di mobilità:

$$\frac{I_{Dsn}}{I_{Dsh}} = \frac{\mu_{n0}}{\mu_{h0}} \frac{\frac{1}{1 + \frac{V_{DSS}}{L\mathcal{E}_{thp}}}}{\frac{1}{1 + \frac{V_{DSS}}{L\mathcal{E}_{thn}}}} = \frac{v_{n,sat}}{v_{p,sat}} \frac{V_{DSS} + L\mathcal{E}_{thp}}{V_{DSS} + L\mathcal{E}_{thn}} \approx \frac{v_{n,sat}}{v_{p,sat}}.$$

La risposta corretta è dunque c.

7. In un transistoro a effetto di campo JFET la frequenza di taglio  $f_T$  è:

- a.  $f_T = g_m / 2\pi C_{GS}$
- b. È la frequenza alla quale il guadagno di tensione in circuito aperto è unitario
- c. È la frequenza oltre la quale il transistoro è un componente passivo

Soluzione: a.

Si definisce frequenza di taglio la frequenza alla quale il modulo dell'amplificazione di corrente da corto circuito è unitario. Essendo il guadagno pari a:

$$A_I(f) = -\frac{g_m}{2j\pi f C_{GS}}, \quad |A_I(f)| = \frac{g_m}{2\pi f C_{GS}}$$

allora si ha:

$$|A_I(f_T)| = 1 \longrightarrow f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{GS}}.$$

## 7. TECNOLOGIA DEI COMPONENTI CONCENTRATI

1. Disegnare in modo qualitativo l'andamento della permittività dielettrica di un dielettrico reale in funzione della frequenza (parte reale e immaginaria).

**Soluzione:**

Indicando con  $\tau_k$  e con  $\omega_k$  rispettivamente la costante di tempo e la pulsazione di risonanza propri del fenomeno risonante  $k$  ( $i$  = ionico,  $a$  = atomico,  $e$  = elettronico), l'andamento in frequenza di  $\epsilon$  è descritto dalla seguente legge:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_{i0}}{1 + j\omega\tau_i} + \epsilon_{a0} \frac{s_a s_a^*}{(s_a - j\omega)(s_a^* - j\omega)} + \epsilon_{e0} \frac{s_e s_e^*}{(s_e - j\omega)(s_e^* - j\omega)}$$
$$s_k = \frac{1}{\tau_k} + j\omega_k$$

dove  $\epsilon_0$  è la risposta del vuoto, e  $\epsilon_{k0}$  sono i contributi a frequenza nulla dei fenomeni risonanti.

Un grafico qualitativo è riportato nella figura 7.1.

2. Un materiale dielettrico presenta, in funzione della frequenza, una permittività dielettrica:
  - a. Complessivamente decrescente, a intervalli, dalla continua alle frequenze ottiche
  - b. Sempre crescente dalla continua alle frequenze ottiche
  - c. Costante su tutto il campo di frequenza considerato

**Soluzione:** a.

Cfr. quiz precedente.

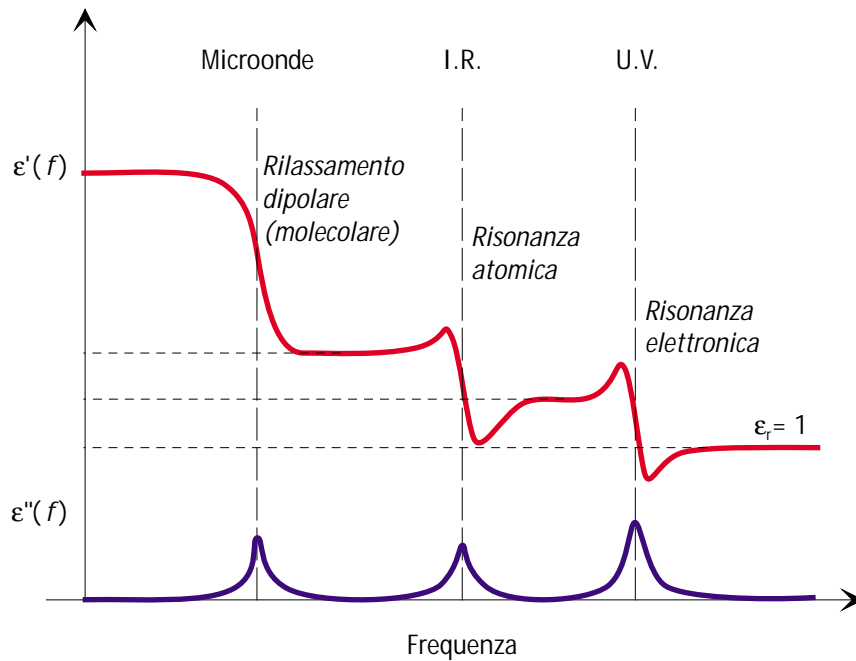


Fig. 7.1 – Comportamento in funzione della frequenza della permittività in parte reale in parte immaginaria.

3. Un materiale dielettrico presenta, a frequenze superiori all'ultravioletto:
- Permittività dielettrica relativa unitaria
  - Permittività dielettrica elevata, a causa delle perdite
  - Permittività dielettrica relativa uguale a quella in continua

Soluzione: a.

Per  $\omega > \omega_e$ , il che vuol dire per frequenze oltre il campo dell'ultravioletto, rimane solo la risposta nel vuoto, il che implica una permittività relativa unitaria:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_{i0}}{1 + j\omega\tau_i} + \epsilon_{a0} \frac{s_a s_a^*}{(s_a - j\omega)(s_a^* - j\omega)} + \epsilon_{e0} \frac{s_e s_e^*}{(s_e - j\omega)(s_e^* - j\omega)}$$

$$\epsilon(\omega > \omega_e) \approx \epsilon_0 \quad \rightarrow \quad \epsilon_r = 1.$$

Si noti che in continua il valore di  $\epsilon$  è:

$$\epsilon(0) = \epsilon_0 + \epsilon_{i0} + \epsilon_{a0} + \epsilon_{e0} > \epsilon_0.$$

4. In un materiale dielettrico, la tangente dell'angolo di perdita:
- È uguale all'inverso del fattore di merito di un condensatore realizzato con lo stesso dielettrico
  - È uguale al fattore di merito di un condensatore realizzato con lo stesso dielettrico
  - È indipendente dal fattore di merito di un condensatore realizzato con lo stesso dielettrico

Soluzione: a.

In un dielettrico, si definisce l'angolo di perdita come rapporto tra la parte immaginaria e reale della permittività dielettrica:

$$\tan \delta = \frac{\Im \{\epsilon(\omega)\}}{\Re \{\epsilon(\omega)\}} = \epsilon''/\epsilon'.$$

Per un condensatore, il fattore di merito si ottiene dividendo la parte immaginaria dell'ammettenza per la sua parte reale:

$$Y_C = j\omega C \left(1 - j\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right) = j\omega C + \omega C \tan \delta$$

$$Q_C = \frac{\Im \{Y_C\}}{\Re \{Y_C\}} = \frac{1}{\tan \delta}$$

quindi il fattore di merito è pari all'inverso della tangente dell'angolo di perdita del dielettrico tra le armature.

5. I condensatori elettrolitici:
- Hanno bassa capacità, bassi parametri parassiti
  - Hanno alta capacità, alti parametri parassiti
  - Hanno alta capacità e vita media lunga

Soluzione: b.

I condensatori elettrolitici sono progettati per avere una elevata capacità: le armature sono costituite da un foglio di alluminio e da uno di carta imbevuta con una soluzione elettrolitica. Attraverso una iniziale polarizzazione diretta, un sottilissimo strato di dielettrico<sup>1</sup> viene depositato sulla lamina metallica. Tuttavia l'evaporazione dell'elettrolita e la cospicua conduttanza parassita rendono il fattore di merito piuttosto basso.

<sup>1</sup> La capacità è inversamente proporzionale allo spessore del dielettrico.

6. I condensatori elettrolitici:
- Hanno alta capacità, basso  $Q$
  - Hanno bassa capacità, alto  $Q$
  - Hanno alta capacità, alto  $Q$

Soluzione: a.  
Cfr. quiz precedente.

7. Per realizzare un risonatore con alto fattore di merito è meglio utilizzare:
- Un condensatore elettrolitico
  - Un condensatore a mica
  - Un condensatore di capacità elevata perché  $Q_C = \omega C/G$

Soluzione: b.  
Il condensatore a mica ha un fattore di merito molto elevato. Non ci si lasci ingannare dalla risposta c. esaminando la formula:

$$Q_C = \frac{\omega C}{G}.$$

Infatti la conduttanza parassita è proporzionale alla capacità del condensatore di modo che il fattore di merito dipende solo dalle caratteristiche dei materiali impiegati:

$$Q_C = \frac{1}{\tan \delta(\omega)}.$$

8. I resistori a filo metallico:
- Sono adatti a realizzare resistori di valore elevato
  - Hanno una bassa induttanza parassita
  - Sono utilizzati per resistori di alta precisione

Soluzione: c.  
I resistori a filo, a causa della bassa resistività dei metalli, presentano resistenza piuttosto limitata<sup>2</sup>. Per ridurre l'ingombro dovuto alla lunghezza del filo, esso viene solitamente arrotolato attorno ad un nucleo dielettrico con basso angolo di perdita. Tale struttura solenoidale presenta una induttanza parassita piuttosto grande con una conseguente limitazione del campo utile di frequenza.

<sup>2</sup> Per ottenere una resistenza elevata il costo di ingombro (lunghezza) diviene insostenibile, senza citare la difficoltà di ridurre oltremisura la sezione del filo conduttore.

Data la grande precisione con cui si può intervenire sulla geometria del filo, nella fattispecie sulla lunghezza, è possibile calibrare con cura il valore del resistore attraverso la legge di Ohm:  $R = \rho l/S$ .

9. In un induttore reale, il fattore di merito:
- Decresce in frequenza per tutti i meccanismi considerati
  - Decresce in frequenza per tutti i meccanismi considerati, tranne le perdite sui conduttori
  - Cresce tipicamente in funzione della frequenza perché  $Q_L = \omega L/R_S$  e  $R_S$  è circa costante

Soluzione: b.

L'inverso del fattore di merito ha il seguente comportamento in frequenza:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{R_s}{\omega L} = \frac{R_{oDC} \left(1 + \sqrt{\omega/\omega_0}\right)}{\omega L} + k_{cp}\omega + k_{is} + k_d\omega^2 + \frac{\mu''(\omega)}{\mu'(\omega)},$$

dove ogni addendo corrisponde ad un meccanismo differente. In ordine, sono state considerate:

- perdite ohmiche degli avvolgimenti, in regione di effetto pelle
- perdite per correnti parassite indotte nel nucleo ed in eventuali involucri
- perdite di isteresi
- perdite dielettriche
- perdite dovute alla risonanza ferrimagnetica.

È evidente che nessun meccanismo considerato, con l'eccezione delle perdite ohmiche, comporta una crescita in frequenza del fattore di qualità.

10. Fra i componenti reattivi:
- Il condensatore è il più ideale
  - L'induttore è il più ideale
  - Condensatore e induttore hanno fattori di merito paragonabili

Soluzione: a.

Come si è visto poco prima, l'induttore ha molti più meccanismi atti a compromettere il fattore di merito.

11. Illustrare le caratteristiche dei materiali magnetici duri e teneri.

Soluzione:

L'origine della distinzione dei materiali magnetici in duri e teneri è dovuta essenzialmente alla diversa ampiezza del ciclo di isteresi magnetica, proporzionale alle perdite.

Si definiscono duri quei materiali connotati da un'isteresi larga, associata a grandi perdite; sono poco adatti a realizzare induttori, ma la loro prerogativa di difficile smagnetizzazione li rende idonei all'impiego come magneti permanenti, ad esempio per realizzare memorie magnetiche.

I materiali teneri, tra cui ferro e permalloy, sono caratterizzati da un ciclo di isteresi particolarmente stretto, al limite approssimabile con una curva biettiva; inoltre la curva di normale magnetizzazione, costituita dai vertici dei cicli di isteresi al variare del campo applicato, è interpretabile come la funzione  $B(H)$ .

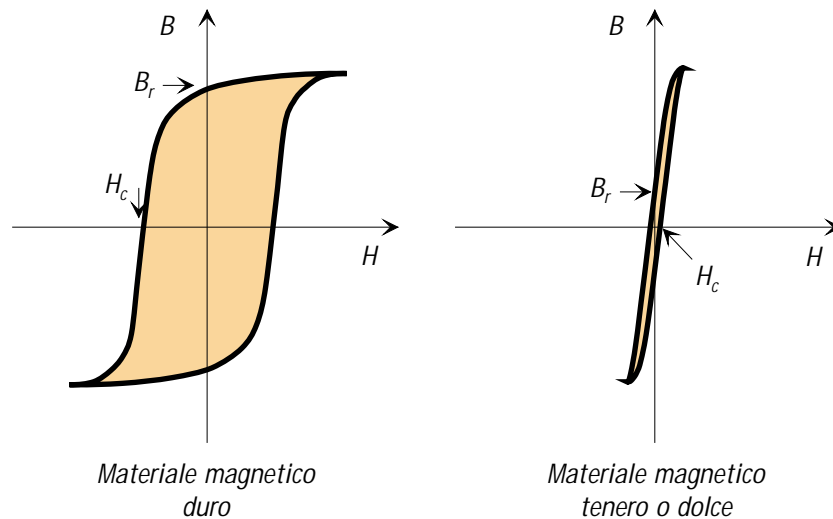


Fig. 7.2 – Ciclo di isteresi di materiale magnetico duro e tenero.

12. Spiegare a che cosa serve un traferro in un induttore a nucleo magnetico.

Soluzione:

L'induttanza associata ad un induttore su nucleo ferromagnetico tenero è:

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}} \quad \text{con} \quad \mathcal{R} = \frac{l_f}{\mu S},$$

dove  $N$  è il numero di avvolgimenti,  $\mathcal{R}$  la riluttanza dell'induttore,  $l_f$  e  $S$  sono rispettivamente la lunghezza e la sezione del nucleo magnetico.

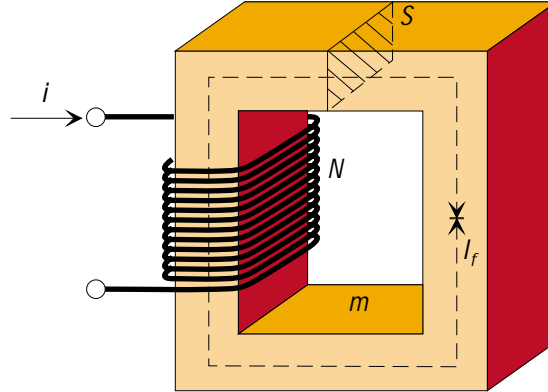


Fig. 7.3 – Induttore su nucleo magnetico.

Poiché in un materiale ferromagnetico  $\mu = \mu(H)$ , di conseguenza l'induttanza ha una caratteristica non lineare  $L = L(H)$ . Introducendo un piccolo traferro di lunghezza  $l_t$  la riluttanza globale diviene:

$$\mathcal{R} = \frac{l_f}{\mu_r(H)\mu_0 S} + \frac{l_t}{\mu_0 S};$$

essendo  $\mu_r(H) \gg 1$ ,  $\mu_r(H)l_t \gg l_f$  e quindi:

$$\mathcal{R} \approx \frac{l_t}{\mu_0 S}.$$

L'induttanza globale assume la seguente espressione:

$$L \simeq N^2 \frac{\mu_0 S}{l_t}$$

che è indipendente dal campo  $H$ ; oltre alla linearizzazione dell'induttore, il traferro ne rende il valore facilmente regolabile mediante aggiustamento dello spessore del traferro.

13. In un induttore su nucleo di ferrite, l'induttanza:
- Dipende dal quadrato del numero di spire
  - Dipende dal quadrato del numero di spire, ed è inversamente proporzionale alla riluttanza del nucleo
  - Dipende solo dal tipo di nucleo, ma non dal numero di spire

Soluzione: b.

L'espressione dell'induttanza è:

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}} \quad \text{con} \quad \mathcal{R} = \frac{l_f}{\mu_r(H)\mu_0 S}.$$

14. Gli induttori con nucleo in aria:
- Si usano a frequenze oltre i 500 MHz
  - Si usano a bassa frequenza
  - Sono praticamente privi di perdite.

Soluzione: a.

A bassa frequenza questi nuclei sono sconvenienti a causa del loro basso valore di permeanza, essenzialmente dovuto alla permittività magnetica relativa unitaria.

La risposta c. è errata perché in ogni caso presentano perdite crescenti con la frequenza, sebbene siano assai ridotte se confrontate con quelle dei nuclei ferromagnetici e ferrimagnetici, praticamente inutilizzabili oltre il mezzo GHz, specie per via della risonanza ferrimagnetica.

## 8. TECNOLOGIA DEI CIRCUITI INTEGRATI

1. Il fotoresist può servire:
  - a. Come maschera per la diffusione
  - b. Come maschera per l'ossidazione
  - c. Come maschera per l'attacco chimico

Soluzione: c.

È possibile utilizzare il fotoresist solamente come maschera per l'attacco chimico, dato che non resiste alla temperatura di processo tipica della diffusione e della ossidazione.

2. Le maschere fotolitografiche sono realizzate:
  - a. Con materie plastiche
  - b. Con vetro o quarzo
  - c. Con strati di metallo perforato

Soluzione: b.

Una maschera fotolitografica UV è costituita da una lastra rigida di vetro o quarzo, al fine di impedire distorsioni. La tecnica EBL non richiede uso di maschere, mentre la litografia a raggi X prevede l'uso di una lastra di quarzo su cui è depositato un sottile strato di oro.

3. Il resist positivo:
  - a. Fornisce un'immagine in positivo dell'immagine della maschera
  - b. Fornisce un'immagine in negativo dell'immagine della maschera
  - c. Può essere utilizzato come maschera per l'ossidazione

Soluzione: a.

Il fotoresist positivo prima dell'esposizione non è attaccato dalla soluzione di sviluppo; nelle aree esposte si depolimerizza e diviene solubile. L'immagine viene quindi riprodotta in positivo.

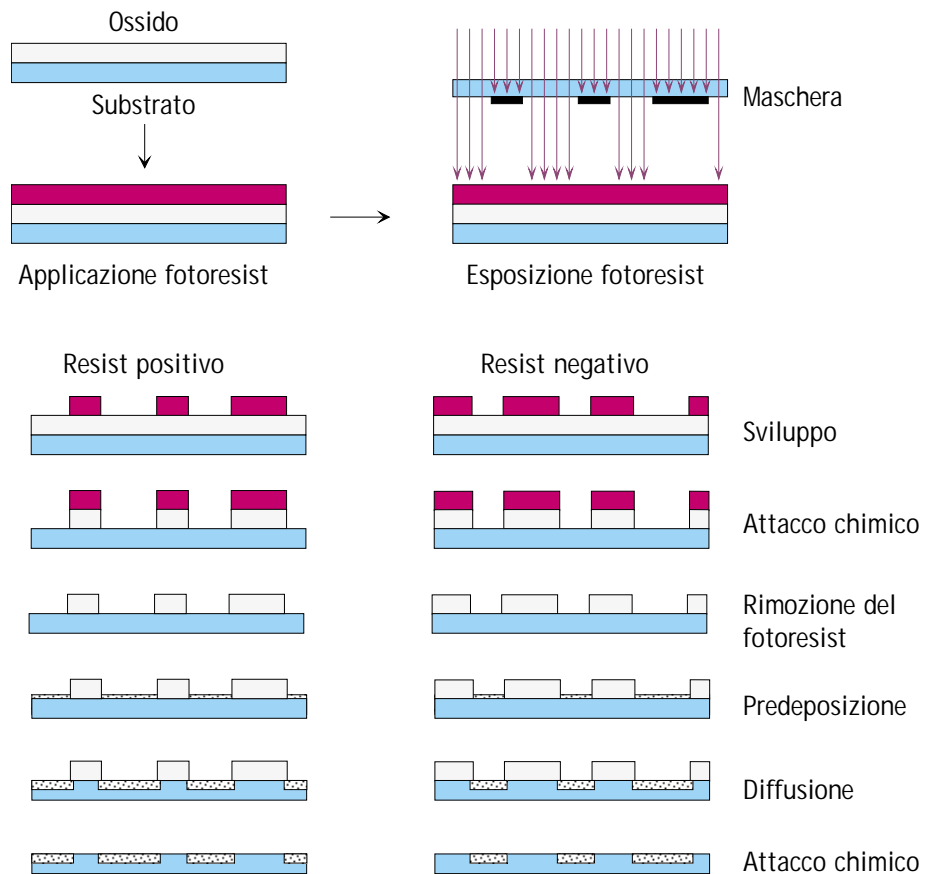


Fig. 8.1 – Litografia con resist positivo e negativo: esempio di diffusione selettiva di drogante.

4. La tecnica di centrifugazione si usa per deporre:
  - a. Il fotoresist
  - b. L'ossido
  - c. Strati metallici

Soluzione: a.

Il processo di spin-on richiede che una piccola quantità di fotoresist allo stato liquido sia posizionata al centro della superficie da ricoprire; per effetto della forza

centrifuga e della tensione superficiale si forma una maschera uniforme di spessore inversamente proporzionale alla velocità di rotazione.

L'ossido per lo più è depositato attraverso CVD, mentre gli strati metallici per evaporazione, sputtering o CVD.

5. Spiegare cosa si intende per camera pulita di classe  $N$ .

**Soluzione:**

Si definisce camera pulita di classe  $N$  una camera che contenga in media non più di  $N$  particelle per piede cubico<sup>1</sup> di diametro maggiore o uguale a  $0.5 \mu\text{m}$ .

6. Il processo fotolitografico per prossimità:

- a. Ha risoluzione migliore del processo per contatto
- b. Ha risoluzione peggiore del processo per contatto
- c. Ha la stessa risoluzione del processo per contatto

**Soluzione: b.**

Nella litografia per contatto il limite di risoluzione è definito come minimum linewidth ( $\sim \mu\text{m}$ ): dipende linearmente dalla frequenza a causa della diffrazione.

Nella stampa per prossimità si ha un ulteriore fattore di demerito sulla risoluzione, a causa delle maggiori difficoltà di allineamento, pari a  $\sqrt{g\lambda}$ , dove  $g$  è la distanza tra maschera e substrato.

7. Ordinare, in ordine di risoluzione ottenibile, (a) la litografia ottica UV, (b) la litografia a fasci di elettroni, (c) la litografia a raggi X.

**Soluzione:**

La litografia ottica consente risoluzione pari a circa  $0.3 \mu\text{m}$ , ad esempio con sorgenti illuminanti di KrF o ArF.

Per la tecnica EBL (Electron Beam Litography), che non richiede maschere, la risoluzione massima è di  $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ; l'agente limitante in questo caso è lo scattering degli elettroni incidenti sul fotoresist.

La litografia a raggi X, sebbene usi una sorgente con  $\lambda \sim 1 \text{ nm}$ , facendo uso della tecnica di stampa per contatto<sup>2</sup> ha risoluzione anch'essa di  $\sim 0.1 \mu\text{m}$ .

<sup>1</sup> cioè  $\sim 35 N$  particelle per  $\text{m}^3$ .

<sup>2</sup> A queste lunghezze d'onda non è possibile far utilizzo di lenti.

8. La litografia ottica:

- a. Fa uso di luce ultravioletta per aumentare il potere risolutivo
- b. Fa uso di raggi X perché di minore lunghezza d'onda della luce visibile
- c. Fa uso di luce visibile perché radiazioni a frequenza più elevata non possono essere deflesse e focalizzate da sistemi di lenti

Soluzione: a.

Sebbene sia vero che i raggi X consentono una migliore risoluzione, la risposta b. è errata poiché essi non appartengono al campo delle frequenze ottiche. Inoltre non possono essere deflessi da lenti.

Le radiazioni UV hanno ancora una frequenza sufficientemente bassa da rendere la focalizzazione agevole, quindi, avendo minore lunghezza d'onda, sono da preferirsi alla luce visibile ai fini della risoluzione.

9. La fotolitografia a fasci di elettroni:

- a. Consente di sottoporre a processo più fette di semiconduttore contemporaneamente
- b. Possiede una risoluzione più elevata della fotolitografia ottica
- c. Fa uso di maschere fotolitografiche speciali, realizzate con vetro metallizzato

Soluzione: b.

L'EBL non fa uso di maschere e non permette di allineare più fette di semiconduttore su cui processare contemporaneamente. In compenso consente di raggiungere una risoluzione di  $0.1 \mu\text{m}$  contro gli  $0.3 \mu\text{m}$  della litografia UV.

10. La litografia a fasci di elettroni:

- a. Consente una risoluzione maggiore della litografia ottica
- b. Consente una risoluzione simile alla litografia ottica, ma è meno costosa
- c. Non è più utilizzata, perché la litografia a raggi X permette una risoluzione maggiore

Soluzione: a.

Cfr. quiz precedente.

11. I circuiti ibridi a film spesso:

- a. Sono realizzati mediante film metallici
- b. Sono realizzati mediante tecniche serigrafiche e paste conduttive
- c. Sono un tipo particolare di circuiti integrati monolitici

Soluzione: b.

Gli strati conduttivi vengono realizzati con vernici contenenti polveri conduttive disperse, in concentrazione proporzionale alla conducibilità desiderata. Il processo di deposizione, detto serigrafico, prevede il trasferimento dell'immagine in positivo attraverso una rete di fili metallici ed un fissaggio sul dielettrico mediante cottura.

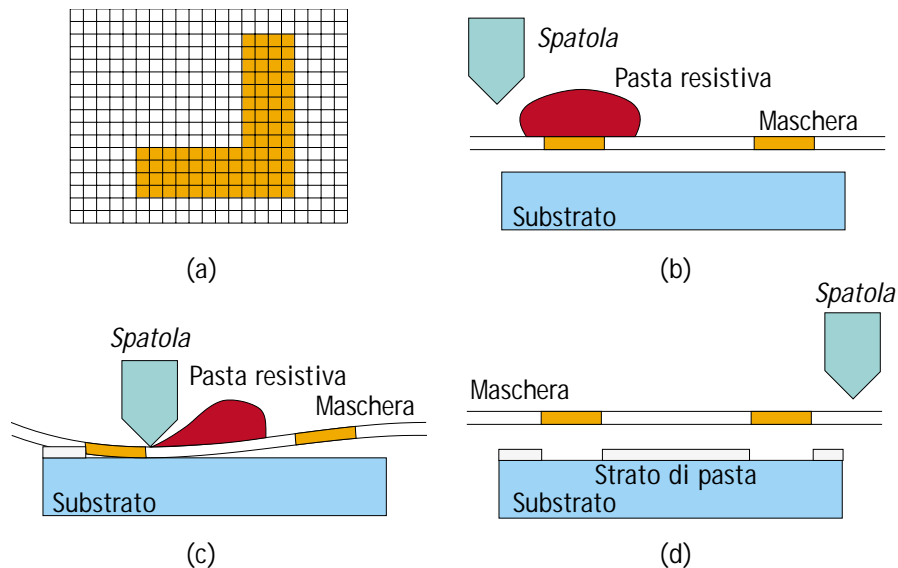


Fig. 8.2 – Processi di stampa serigrafica per circuiti a film spesso.

- 12 I circuiti ibridi a film spesso:
- Sono realizzati mediante un processo serigrafico
  - Sono realizzati mediante sputtering o evaporazione
  - Vengono utilizzati solo a frequenze molto elevate

Soluzione: a.

Cfr. quiz precedente.

Oltre un certo range di frequenze è preferibile utilizzare circuiti a film sottile.

13. Nei circuiti a film spesso:
- È possibile integrare resistori e condensatori
  - I collegamenti sono realizzati con piste metalliche rese spesse per accrescimento galvanico
  - È possibile realizzare induttori in aria con elevato fattore di merito

Soluzione: a.

La risposta b. si riferisce ad una tecnica in uso per la fabbricazione di circuiti a film sottile.

La c. è errata poiché gli induttori non possono venire integrati in alcun modo.

14. Spiegare che cosa è una connessione flip-chip.

Soluzione: b.

È una tecnica di connessione diretta del circuito integrato su ibrido in modo che la matrice di piazzole esterne sia direttamente accessibile.

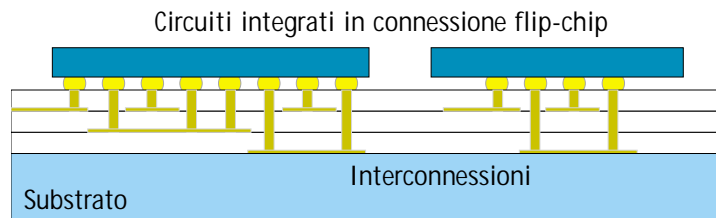
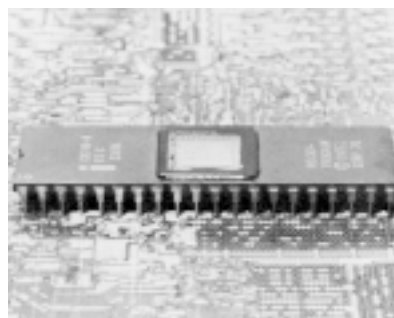


Fig. 8.3 – Schema di circuito integrato con connessione flip-chip.

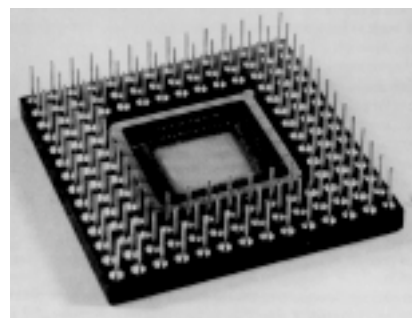
15. Spiegare la differenza fra un package pin-array e dual-in-line.

Soluzione:

Il package dual-in-line prevede che i terminali siano disposti in due linee lungo due dei lati perimetrali del package stesso.



Package Dual-In-Line



Package Pin Array

Fig. 8.4 – Package dual-in-line e pin-array.

Nel package pin-array invece i pin sono disposti a matrice in tutta la superficie inferiore del package.

16. Il package pin-array

- a. Consente un minor numero di connessioni a parità di dimensione del package rispetto al dual-in-line
- b. Consente un maggior numero di connessioni a parità di dimensione del package rispetto al dual-in-line
- c. È equivalente al package dual-in-line

Soluzione: b.

A parità di superficie, il package pin-array consente un numero ben maggiore di connessioni, in quanto utilizza quasi tutta l'area disponibile invece di limitarsi al perimetro esterno.

17. La velocità di crescita di uno strato di ossido nello stadio iniziale:

- a. È dominata dalla velocità di reazione chimica
- b. È dominata dalla diffusione del reagente nello strato di ossido già formato
- c. È indipendente dalla temperatura di ossidazione

Soluzione: a.

In generale, lo spessore dell'ossido  $t_{ox}$  cresce in funzione del tempo secondo la legge:

$$t_{ox} = \frac{A}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{t + t_0}{A^2/4B}} - 1 \right)$$

dove  $t_0$  è funzione dello spessore iniziale dell'ossido,  $B$  è il coefficiente di crescita parabolico, e il rapporto  $B/A$  è il coefficiente di crescita lineare.

$B/A$  dipende dalla velocità di reazione dell'ossidazione all'interfaccia ossido semiconduttore e dall'orientamento del cristallo.  $B$  invece è isotropo, e dipende dal coefficiente di diffusione dello strato di ossido già cresciuto.

Per tempi brevi e per piccoli spessori iniziali è possibile scrivere la legge approssimata:

$$t_{ox} \approx \frac{B}{A}(t + t_0)$$

che dimostra la validità della risposta a.

c. è errata poiché sia la velocità di reazione sia la diffusione dei reagenti nell'ossido sono funzioni crescenti con la temperatura.

18. Un processo di ossidazione in atmosfera di vapore acqueo, a parità di temperatura:
- È più rapido di un processo in atmosfera di ossigeno e fornisce un ossido di qualità superiore
  - È più rapido di un processo in atmosfera di ossigeno ma fornisce un ossido di qualità inferiore
  - È più lento di un processo in atmosfera di ossigeno

Soluzione: b.

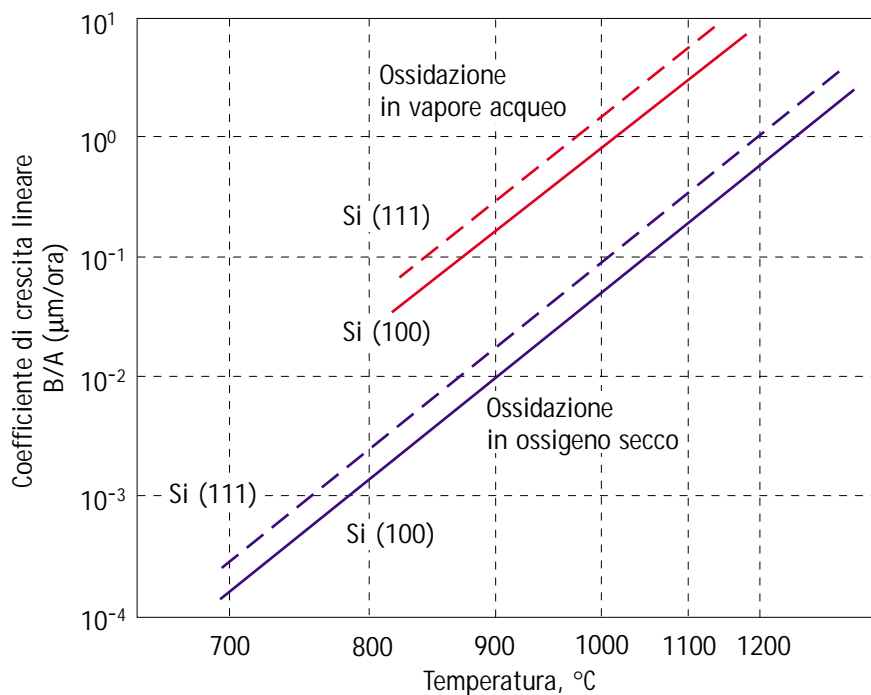


Fig. 8.5 – Coefficiente di crescita lineare per il silicio in funzione della temperatura.

Analizzando l'andamento di  $B$  e  $A$  nei grafici in figura 22 e in figura 23, si possono ricavare le relazioni:

$$\begin{aligned}
 B_{secco} &\approx 10^{-2} \times B_{umido} \\
 A_{secco} &\approx 10^{-1} \times A_{umido} \\
 B/A_{secco} &\approx 10^{-1} \times B/A_{umido}.
 \end{aligned}$$

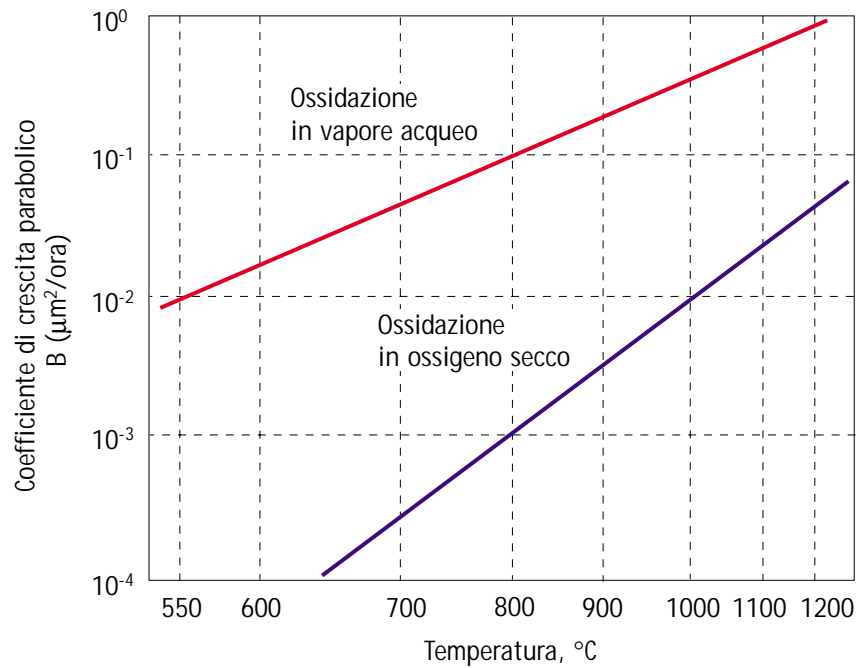


Fig. 8.6 – Coefficiente di crescita parabolico per il silicio in funzione della temperatura.

Tenendo a mente che rispettivamente per piccoli tempi e spessori e per grandi spessori valgono le seguenti funzioni di  $t_{ox}$ :

$$t_{ox} \approx \frac{B}{A}(t + t_0) \quad \text{piccoli spessori}$$

$$t_{ox} \approx \sqrt{B(t + t_0)} \quad \text{grandi spessori}$$

si ricava che l'ossidazione umida è circa dieci volte più veloce di quella effettuata in  $O_2$  secco. Tuttavia la qualità ottenuta è inferiore a quella ottenibile senza vapore acqueo.

19. L'effetto di uno strato di nitruro di silicio in un processo di ossidazione è:
- Rallentare l'ossidazione dello strato su cui è depositato
  - Accelerare l'ossidazione dello strato su cui è depositato
  - Migliorare le caratteristiche meccaniche dello strato di ossido sottostante

Soluzione: a.

Il nitruro di silicio è caratterizzato da una bassa velocità di ossidazione, ed è utilizzato per rallentare l'ossidazione dello strato su cui è deposto<sup>3</sup> ed eventualmente come maschera per l'ossidazione selettiva.

20. Per diffusione intrinseca e estrinseca si intendono processi:

- a. Che avvengono quando la concentrazione di drogante è maggiore o minore della concentrazione intrinseca alla temperatura ambiente
- b. Che comportano una diffusività costante o dipendente dalla concentrazione
- c. Che fanno uso di diffusione attraverso vacanze o interstiziali, rispettivamente

Soluzione: b.

Si parla di diffusione intrinseca quando, con l'ipotesi di avere concentrazioni di drogante inferiori alla concentrazione intrinseca alla temperatura di diffusione, si presuppone che il coefficiente di diffusione sia costante. In caso contrario si ha diffusione estrinseca, cioè velocità di diffusione proporzionale alla concentrazione del drogante.

21. Un processo di diffusione di drogante prevede svariati meccanismi microscopici:

- a. La diffusione attraverso vacanze e interstiziali
- b. La diffusione intrinseca e estrinseca
- c. La diffusione di specie droganti elettricamente cariche o neutre

Soluzione: a.

Si parla di diffusione attraverso vacanze quando gli atomi esterni penetrano nel reticolo sostituendo atomi non presenti. La diffusione interstiziale prevede invece che l'atomo drogante penetri tra gli atomi costituenti il reticolo ospite.

22. I processi di drogaggio attraverso diffusione:

- a. Consentono una risoluzione maggiore dei processi di impiantazione
- b. Si svolgono a temperatura maggiore dei processi di impiantazione
- c. Consentono profili di drogaggio in cui il massimo non si trova alla superficie

Soluzione: b.

La risposta c. è errata: solo l'impiantazione ionica consente profili di drogaggio i cui massimi si trovano all'interno del semiconduttore.

<sup>3</sup> Spesso è deposto sotto forma di nitruro di plasma  $\text{SiN}_y\text{H}_x$ .

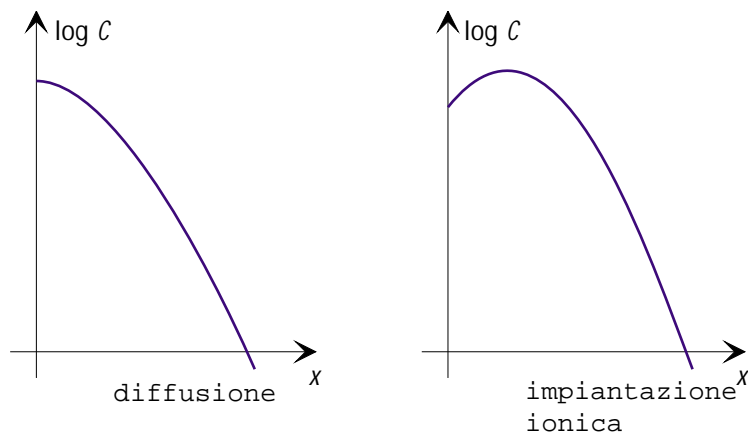


Fig. 8.7 – Confronto tra i profili di drogaggio.

Quanto alle temperature a cui avvengono i processi, quella di impiantazione ionica è di gran lunga inferiore, anche considerando la fase di annealing<sup>4</sup>.

23. Nel processo di impiantazione ionica, ioni pesanti e leggeri si comportano in modo diverso per quanto riguarda la profondità media perché:

- Per gli ioni pesanti prevale l'arresto nucleare, per quelli leggeri l'arresto elettronico, meno intenso, per cui gli ioni leggeri hanno una profondità media maggiore
- Gli ioni pesanti hanno energia cinetica minore, per cui si arrestano prima
- Gli ioni leggeri interagiscono con il reticolo cristallino, mentre gli ioni pesanti passano indisturbati e hanno maggiore profondità media.

Soluzione: a.

L'espressione del potere di arresto in funzione del meccanismo nucleare ed elettronico alle basse energie è:

$$\frac{dE}{dx} = S_n(E) + S_e(E) \propto mE + \sqrt{E}$$

da cui si vede che, a parità di energia, per gli ioni pesanti il contributo maggiore è quello dovuto all'arresto nucleare (dipendente dalla massa  $m$ ), mentre per gli ioni leggeri prevale l'arresto elettronico.

<sup>4</sup> Nel Si si parla di un max di 800° C contro gli 800÷1200° C caratteristici della diffusione.

Alle alte energie vale una formula differente, ma da cui si traggono le stesse conseguenze:

$$\frac{dE}{dx} = S_n(E) + S_e(E) \propto \frac{m}{E} + \sqrt{E}.$$

24. La resistenza di strato di una pista metallica:

- a. È la resistenza di una pista di pianta quadrata, e dipende dallo spessore della pista e dalla conducibilità del metallo
- b. Non dipende dallo spessore della pista
- c. È la resistenza di una pista di spessore unitario e area unitaria

Soluzione: a.

La resistenza di una pista metallica di spessore  $t$ , conducibilità  $\gamma$ , larghezza  $W$  e lunghezza  $L$  vale:

$$R = \frac{L}{\gamma W t}.$$

Poiché lo spessore  $t$  è determinato dal processo tecnologico e  $\gamma$  è intrinseco al materiale, si scompone la resistenza in una parte fissa ed in una alterabile dal progettista:

$$R = R_s \cdot \frac{L}{W} \quad \text{con} \quad R_s = \frac{1}{\gamma t}$$

dove  $R_s$  viene indicata resistenza di strato, e corrisponde alla resistenza di una pista avente  $L = W$  (pista quadrata).

25. Nei processi di metallizzazione si ha buona copertura di gradino quando:

- a. La copertura del processo è il più possibile conforme
- b. La copertura del processo è poco conforme
- c. Il processo avviene a temperatura superiore alla temperatura di fusione del metallo

Soluzione: a.

Una copertura poco conforme, causa discontinuità o assottigliamenti della pista in grado di compromettere seriamente le prestazioni del dispositivo.

Per quanto riguarda la risposta c., si noti che a tale temperatura la metallizzazione da uniformare fonde e scivola via.

## 9. TRANSISTORI BIPOLARI

1. In un transistor bipolare a eterostruttura:
  - a. L'efficienza di emettitore è quasi unitaria indipendentemente dal drogaggio della base e dell'emettitore
  - b. Il collettore può essere drogato più della base
  - c. Si elimina l'effetto Early

Soluzione: a.

Nei transistori bipolari ad eterostruttura (HBJT) l'utilizzo di una eterogiunzione base-emettitore formata ad esempio da GaAs (base) e AlGaAs (emettitore), essendo l'energy-gap dell'emettitore grande rispetto a quello della base, permette un  $\gamma$  quasi unitario indipendentemente dal drogaggio di base ed emettitore, giacché il flusso indesiderato di lacune retrodiffuse  $B \rightarrow E$  è deflesso dalla barriera di potenziale  $\Delta E_w$ , pari alla differenza fra i livelli di valenza (BJT *nnp*) o di conduzione (BJT *pnp*) nei due materiali.

b. è errata poiché il collettore deve comunque rimanere meno drogato della base poiché, in caso contrario, il dispositivo risulterebbe maggiormente predisposto a breakdown per perforazione diretta.

Quanto a c. l'effetto Early continua a permanere poiché per alte tensioni di polarizzazione inversa ( $V_{BC}$ ) la lunghezza effettiva della base  $W'_B$  si riduce comunque.

2. In un transistor bipolare il guadagno di corrente vale  $\beta = 100$ . Supponendo che l'efficienza di emettitore sia unitaria e che il tempo di vita media dei portatori minoritari in base sia  $\tau_0 = 0.1$  ms, il tempo di transito in base è:
  - a.  $1 \mu s$
  - b. 10 ms
  - c. 0.1 ms

Soluzione: a.

$$\beta = \left| \frac{I_C}{I_B} \right| \approx \frac{\tau_0}{\tau_t} \quad (\text{con } \gamma \simeq 1, I_{B0} = 0) \implies \tau_t = \frac{\tau_0}{\beta} = \frac{0.1}{100} \text{ ms} = 1 \mu\text{s}.$$

3. In un transistor bipolare il guadagno di corrente è  $\beta = 50$ . Supponendo che l'efficienza di emettitore sia unitaria e che il tempo di vita media dei portatori minoritari in base sia  $\tau_0 = 0.5 \text{ ms}$ , il tempo di transito in base è:

- $10 \mu\text{s}$
- $25 \text{ ms}$
- $0.5 \text{ ms}$

Soluzione: a.

$$\beta = \left| \frac{I_C}{I_B} \right| \approx \frac{\tau_0}{\tau_t} \quad (\text{con } \gamma \simeq 1, I_{B0} = 0) \implies \tau_t = \frac{\tau_0}{\beta} = \frac{0.5}{50} \text{ ms} = 10 \mu\text{s}.$$

4. In un transistor bipolare in zona attiva diretta la tensione base-emettitore è:

- Circa  $0.6\text{--}0.7 \text{ V}$
- Di poco maggiore di  $0 \text{ V}$  (circa  $26 \text{ mV}$ )
- Minore della tensione di soglia della giunzione

Soluzione: a.

La tensione base-emettitore deve essere polarizzata direttamente: ciò corrisponde ad un valore di  $V_{BE} \sim 0.6 \text{ V}$ .

$26 \text{ mV}$  o un'altro valore sotto soglia non sono sufficienti a portare la giunzione B-E in conduzione.

5. In un transistor bipolare reale, il guadagno di corrente  $\beta$ :

- Scende per alte correnti a causa dell'effetto Kirk e a basse correnti per effetti di generazione-ricombinazione
- Scende per basse correnti a causa dell'effetto Kirk e ad alte correnti per effetti di generazione-ricombinazione
- Non dipende dalla corrente in modo apprezzabile

Soluzione: a.

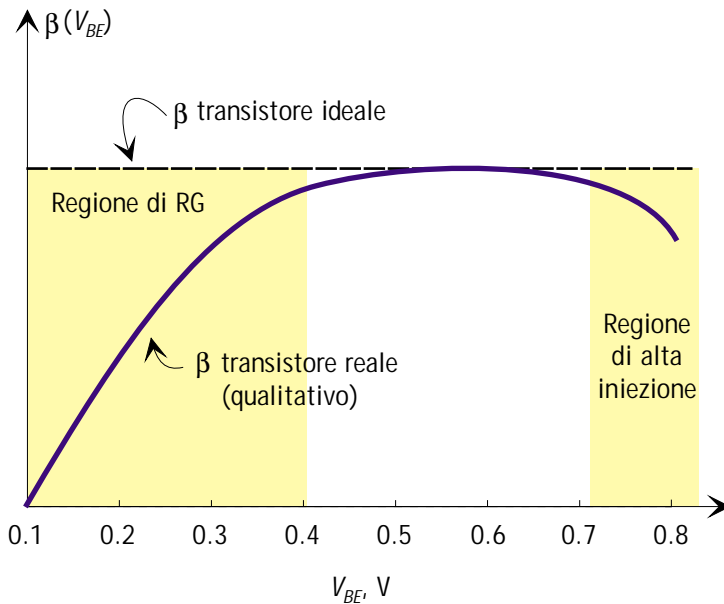


Fig. 9.1 – Andamento di  $\beta$  in funzione di  $V_{BE}$  nel caso reale e ideale.

A causa del diverso fattore di idealità, per polarizzazioni elevate la componente R-G ( $\eta \approx 2$ ) predominante per bassa iniezione, diviene trascurabile. In tale regione il decremento di  $\beta$  è essenzialmente dovuto al fatto che i portatori minoritari in eccesso iniettati ai due lati della giunzione non sono più trascurabili rispetto ai portatori maggioritari. Per alta corrente di collettore si ha una forte iniezione di  $e^-$  dall'emettitore alla base (nel caso di transistori *npn*), fenomeno che comporta un richiamo di lacune in eccesso e un conseguente aumento del drogaggio equivalente della base, necessario per mantenere la neutralità della stessa. Ciò determina un restringimento della regione di carica spaziale base-collettore; inoltre nella giunzione nel lato del collettore il flusso di  $e^-$  scherma parzialmente i donatori ionizzati con conseguente diminuzione del drogaggio equivalente del collettore. La base si sposta verso il collettore, e quest'ultimo verso il subcollettore (se presente) e verso il contatto ohmico. L'allargamento della base quasi neutra, detto base pushout, determina un aumento del tempo di transito  $\tau_t$  e quindi una attenuazione del guadagno  $\beta$  (effetto Kirk).

6. Un transistor bipolare *npn* è polarizzato con  $V_E = 0$  V,  $V_B = 0.7$  V,  $V_C = 0.1$  V.  
Il transistor:
- È in zona attiva diretta
  - È in zona attiva inversa
  - È in saturazione

Soluzione: c.

$$\begin{aligned} V_{BE} = 0.7 \text{ V} &\longrightarrow \text{giunzione B-E polarizzata direttamente} \\ \underbrace{V_{BC} = 0.6 \text{ V}} &\longrightarrow \text{giunzione B-C polarizzata direttamente} \end{aligned}$$

Il transistoro si comporta come un interruttore chiuso, ed è pertanto in zona di saturazione.

7. In un transistoro bipolare:

- a. L'effetto Early è causato dalla variazione dello spessore della base in funzione della tensione base-collettore
- b. L'effetto Early ha luogo quando la base è più drogata dell'emettitore
- c. L'effetto Early ha luogo in condizioni di alta iniezione

Soluzione: a.

L'effetto Early tiene conto dell'aumento del guadagno in zona attiva diretta dovuto al restringimento dello spessore efficace della base  $W_B'$  in funzione della tensione  $V_{BC}$  ( $W_B' \approx (W_B - \xi V_{BC})$ ) e  $|V_{BC}| \uparrow$  implica  $W_B' \downarrow$ ).

La corrente di emettitore aumenta, poiché la componente legata all'iniezione di portatori minoritari in base è inversamente proporzionale a  $W_B'$  per  $W_B'$ . Allo stesso tempo la corrente di base diminuisce, poiché diminuendo lo spessore efficace della base decresce la ricombinazione dei portatori iniettati dall'emettitore con portatori maggioritari della base: quindi, in altri termini, diminuisce il tempo di transito  $\tau_t$  e aumenta  $\beta$ . In formule, considerando l'amplificazione di corrente ad emettitore comune nel caso in cui sia dominata dal fattore di trasporto (efficienza di emettitore quasi unitaria) si ha:

$$\beta \simeq \frac{2L_{nB}^2}{(W_B')^2} = \frac{2L_{nB}^2}{(W_B - \xi(V_{BC}))^2}$$

La risposta b. è inesatta poiché:

- la giunzione B-E, essendo polarizzata direttamente ha ruolo trascurabile nella riduzione della lunghezza di base
- normalmente per massimizzare  $\gamma$  (efficienza di emettitore) il drogaggio della base è alcuni ordini di grandezza inferiore a quello di emettitore, ed in ogni caso l'effetto Early è comunque presente

Quanto all'ultima risposta proposta, si inferisce dalla trattazione precedente quanto sia limitativa, in quanto l'effetto Early si presenta non solamente in condizioni di alta iniezione.

8. Un transistoro bipolare è polarizzato ad una corrente di collettore di 10 mA e presenta una capacità di ingresso (base emettitore) di 0.1  $\mu\text{F}$ . Calcolare la transconduttanza e la frequenza di taglio.

Soluzione:

$$g_m = \frac{I_C}{V_T} = \frac{10 \text{ mA}}{26 \text{ mV}} \approx 384 \text{ mS}$$

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C} \Big|_{C_{B'C}=0} = \frac{384 \text{ mS}}{2\pi \cdot 0.1 \mu\text{F}} \approx 611.15 \text{ KHz.}$$

9. Un transistoro bipolare è polarizzato ad una corrente di collettore di 100 mA e presenta una capacità di ingresso (base emettitore) di 1  $\mu\text{F}$ . Calcolare la transconduttanza e la frequenza di taglio.

Soluzione:

$$g_m = \frac{I_C}{V_T} = \frac{100 \text{ mA}}{26 \text{ mV}} \approx 3.84 \text{ S}$$

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C} \Big|_{C_{B'C}=0} = \frac{3.84 \text{ S}}{2\pi \cdot 1 \mu\text{F}} \approx 611.15 \text{ KHz.}$$

10. Un transistoro bipolare presenta un guadagno di corrente di corto circuito pari a 10 alla frequenza di 100 MHz. Sapendo che  $f_\beta \ll 100 \text{ MHz}$ , trovare la frequenza di taglio.

Soluzione:

$$\begin{cases} f_T = \beta(0) \cdot f_\beta \\ \beta(0) = \beta(\omega) \left(1 + j \frac{f}{f_\beta}\right) \end{cases} \quad f_T \beta(\omega) (f_\beta + jf) \Big|_{f=100 \text{ MHz}} =$$

$$= \beta \left( \frac{100 \text{ MHz}}{2\pi} \right) \cdot (f_\beta + j100 \text{ MHz}) \approx 10 \cdot 100 \text{ MHz} = 1 \text{ GHz.}$$

11. Un transistoro ha parametri del modello di Ebers-Moll pilotato in tensione  $a_{11} = -7$  pA,  $a_{22} = -9.96$  pA,  $a_{12} = a_{21} = 6.97$  pA. Quanto vale il guadagno di corrente a emettitore comune in zona attiva diretta?

Soluzione:

Modello di Ebers-Moll<sup>1</sup>:

$$\begin{cases} I_E = a_{11} \cdot \left[ \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] + a_{12} \cdot \left[ \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] \\ I_C = a_{21} \cdot \left[ \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] + a_{22} \cdot \left[ \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] \end{cases}$$

In zona attiva diretta, tenendo conto che  $\exp(V_{BC}/V_T) \sim 0$  e definendo  $y = \exp(V_{BE}/V_T)$  le equazioni divengono:

$$\begin{cases} I_E = a_{11} \cdot [y - 1] - a_{12} \\ I_C = a_{21} \cdot [y - 1] - a_{22} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} I_B = -(I_C + I_E) = \\ - \{ (a_{11} + a_{21}) \cdot y - a_{11} - a_{22} - 2a_{12} \} \end{cases}$$

$$\beta \triangleq \frac{I_C}{I_B} = - \frac{a_{21} \cdot y - a_{21} - a_{22}}{\{ (a_{11} + a_{21}) \cdot y - a_{11} - a_{22} - 2a_{12} \}} \cong \cong 232.33 \text{ con } V_{BE} \sim 0.6 \text{ V.}$$

Dato l'elevato valore di  $y$  è possibile condurre il calcolo in modo approssimato, in tal caso:

$$\beta \approx \frac{-a_{21}}{a_{11} + a_{21}} = 232.33.$$

Allo stesso risultato è possibile arrivare attraverso il modello circuitale ad iniezione del BJT in zona attiva diretta:

$$\begin{cases} a_{11} = -I_{E0} \\ a_{21} = \alpha_F \cdot I_{E0} \end{cases} \implies \alpha_F = -\frac{a_{21}}{a_{11}} \text{ e quindi } \beta \triangleq \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} \cong 232.33.$$

<sup>1</sup> Si ricordi che in ogni transistoro BJT reale  $a_{12} = a_{21}$  per la reciprocità all'equilibrio termodinamico.

12. Nella commutazione di un transistor bipolare dalla saturazione all'interdizione, la carica di sovrasaturazione:
- Rallenta la commutazione
  - Non entra in gioco
  - Rende la commutazione più rapida se fra il collettore e la base viene posta una giunzione Schottky

Soluzione: a.

Il transitorio ON-OFF in un transistor bipolare avviene attraverso diverse fasi:

- Svuotamento dalla carica di sovrasaturazione ed ingresso in zona attiva diretta: in assenza di corrente di base (o sua notevole riduzione), tale carica si esaurisce esponenzialmente con una costante di tempo dell'ordine di  $\tau_0$  (tempo di vita media portatori in base) secondo la legge:

$$Q_{BBS}(t) = Q_{BBS}(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right).$$

- Esauritasi nel tempo  $t_{ss}$  la  $Q_{BBS}$ , la soluzione dell'equazione a controllo di carica  $I_B = \frac{Q_B}{\tau_0} + \frac{dQ_B}{dt}$  è

$$Q_B(t) = \left\{ \tau_0 I_B \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t - t_{ss}}{\tau_0}\right) \right] + Q_{BS}(t_{ss}) \cdot \exp\left(-\frac{t - t_{ss}}{\tau_0}\right) \right\} u(t - t_{ss})$$

da cui si vede chiaramente che in assenza di corrente di base l'interdizione è raggiunta per  $t \rightarrow \infty$ , mentre se si asporta la carica in eccesso attraverso una  $I_B < 0$  piuttosto che lasciarla esaurire per effetto della ricombinazione, l'interdizione è raggiunta in un tempo finito pari a  $t_s$ .

Da quest'analisi è evidente come la carica di sovrasaturazione causi un decremento nella velocità di commutazione nel transitorio ON-OFF.

Quanto alla risposta c., un diodo Schottky connesso tra base e collettore velocizza la commutazione poiché, avendo una tensione di soglia inferiore a quella della giunzione  $pn$ , inibisce del tutto l'accumulo della carica di sovrasaturazione (clamping della giunzione  $pn$ ) ma non perché sfrutti questa carica in altro modo come la risposta sembra suggerire.

13. Illustrare i vantaggi dell'isolamento a ossido rispetto all'isolamento a giunzione in un transistor bipolare integrato.

Soluzione:

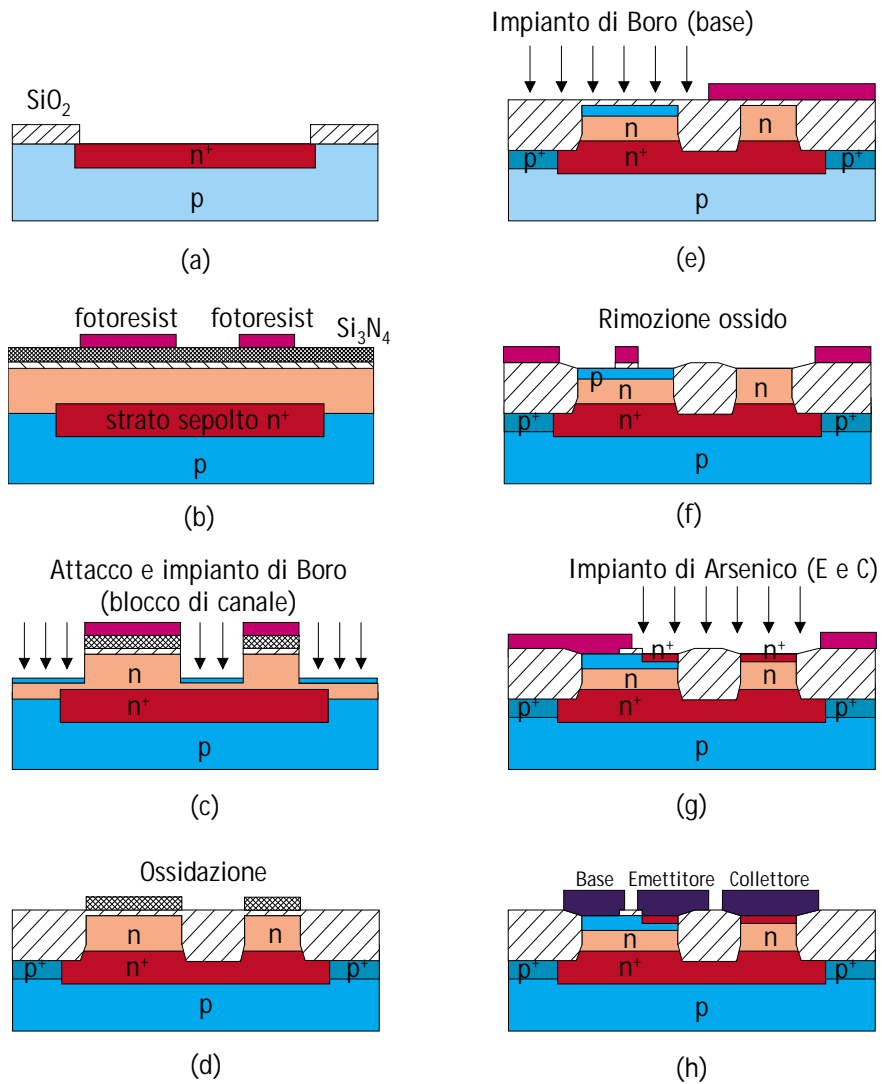


Fig. 9.2 – Sequenza di fabbricazione di un transistor  $pnp$  integrato.

L'isolamento a trincea d'ossido permette una miniaturizzazione molto maggiore rispetto a dispositivi analoghi isolati mediante l'utilizzo di giunzioni  $pn$  polarizzate inversamente. Nel primo caso è possibile realizzare transistor con area nell'ordine dei  $100 \mu\text{m}^2$ , contro i  $3000 \mu\text{m}^2$  caratteristici della tecnologia di isolamento a giunzione.

14. Illustrare la funzione del drogaggio di *chanstop* in un transistor bipolare isolato ad ossido.

Soluzione:

Il drogaggio di *chanstop* introduce una ulteriore giunzione *pn* di isolamento in modo da sopprimere il MOSFET parassita indotto dalla tecnologia dell'isolamento ad ossido.

## 10. TRANSISTORI MOSFET

1. Spiegare la funzione dell'ossido di campo in un dispositivo MOS e giustificare il motivo per cui, a parità di tensione applicata, un canale conduttivo si forma sotto l'ossido di gate di un dispositivo MOS, ma non sotto l'ossido di campo.

Soluzione:

L'ossido di campo costituisce una valida alternativa all'utilizzo delle giunzioni  $pn$  inverse per ottenere l'isolamento tra dispositivi vicini. Tale ossido non deve necessariamente essere realizzato per via termica, bensì può essere ottenuto tramite CVD. La relazione che determina la carica dello strato di inversione in funzione delle caratteristiche dell'ossido in un MOS è:

$$Q_n = -C_{ox} (V_G - V'_{T0}) u(V_G - V'_{T0})$$
$$\text{con } C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}, \quad V'_{T0} = 2\phi_p + \frac{\sqrt{2q\epsilon N_A}}{C_{ox}} (2\phi_p)^{\frac{1}{2}}, \quad \phi_p = V_T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right).$$

Essendo l'ossido di campo molto più spesso dell'ossido di gate<sup>1</sup> la sua capacità sarà molto minore, con un conseguente innalzamento della tensione di innesco del canale conduttivo; inoltre anche se  $|V_G|$  fosse sufficientemente grande da causare induzione di cariche sotto l'ossido di campo, la quantità di portatori, se confrontata con quella nella zona sottostante l'ossido di gate, risulterebbe comunque ridotta di un fattore pari a  $t_{ox}$ .

2. Illustrare la funzione di uno strato di nitruro di silicio nel processo di ossidazione del silicio.

Soluzione:

Il nitruro di silicio ( $\text{Si}_3\text{H}_4$ ) viene principalmente usato come maschera selettiva per l'ossidazione: infatti riduce notevolmente la velocità di tale processo impedendo, o comunque rallentando fortemente l'ossidazione del silicio sottostante.

<sup>1</sup>  $t_{oxcampo} \gg t_{oxgate}$

Nella tecnologia MOS viene utilizzato per crescere strati di ossido di silicio particolarmente sottili (ossido di gate).

3. L'ossido di gate viene realizzato:
  - a. Solo con ossidazione a secco in ambiente di ossigeno, di solito attraverso uno strato di nitrato di silicio
  - b. Con tecniche di deposizione chimica, perché si richiede un ossido di spessore relativamente elevato
  - c. Prevalentemente per ossidazione attraverso il gate di polisilicio, in modo da ottenere un processo autocentrante

Soluzione: a.

L'ossido di gate deve essere molto sottile e di estrema qualità: l'unica tecnologia in grado di soddisfare entrambi i requisiti è un'ossidazione termica (elevata qualità) mediante maschera di  $\text{Si}_3\text{H}_4$  (cfr. quiz precedente). Quanto alla risposta c., il processo tecnologico che avviene attraverso il gate di polisilicio è non l'ossidazione bensì l'impiantazione ionica atta a definire i contatti  $n^+$  di source e drain.

4. Le strutture MOS LDD (Lightly Doped Drain) servono:
  - a. A ridurre l'effetto di accorciamento del canale provocato dalle regioni di svuotamento associate alle regioni  $n^+$  di drain e source e ad abbassare il campo elettrico massimo alla giunzione canale-drain, migliorando l'affidabilità del dispositivo
  - b. A stabilizzare la tensione di soglia del dispositivo
  - c. A impedire la saturazione di velocità nel canale

Soluzione: a.

La realizzazione di una zona poco drogata, cioè  $n^-$ , in corrispondenza dell'estremità del drain non è in grado di alterare la tensione di soglia del dispositivo o prevenire il fenomeno della saturazione di velocità dei portatori maggioritari. Tra i miglioramenti apportati al dispositivo grazie alla riduzione dell'accorciamento del canale:

- prevenzione della perforazione diretta dovuta al contatto diretto tra le regioni di svuotamento di drain e source
- diminuzione della corrente sotto soglia dovuta all'iniezione di portatori tra source e drain
- riduzione del leakage di gate dovuto al passaggio di portatori attraverso l'ossido di gate (effetto tunnel Fowler-Nordheim)

Inoltre, grazie alla riduzione del campo massimo alla giunzione canale-drain si riduce la probabilità di breakdown e di generazione di cariche parassite nello strato di ossido.

5. Descrivere in modo sintetico i passi di un processo MOS autocentrante e confrontarli con un corrispondente processo non autocentrante. È possibile realizzare processi autocentranti con un gate di alluminio?

Soluzione:

Nei processi tecnologici Self-Aligning MOS (SAMOS) è il gate stesso a servire da maschera per l'impiantazione  $n^+$  che definisce il canale attraverso il posizionamento dei contatti ohmici di drain e source. Quindi, rispetto al processo standard, è possibile ottenere una risoluzione maggiore in quanto non è influenzato dalle tolleranze dovute all'allineamento di più layer successivi di maschera. Nel processo SAMOS tuttavia sono utilizzabili come gate solamente materiali in grado di resistere alle temperature a cui avviene l'impiantazione ionica e soprattutto la fase di annealing ( $600 \div 1000^\circ \text{C}$ ); pertanto non è possibile realizzare processi autocentranti con gate in alluminio.

6. Attualmente, i processi tecnologici consentono di realizzare dispositivi con lunghezza di gate minima:
- Dell'ordine di  $10 \mu\text{m}$
  - Dell'ordine di  $1 \mu\text{m}$
  - Dell'ordine di  $0.1 \mu\text{m}$

Soluzione: c.

Attraverso processi Self-AligningMOS si possono raggiungere lunghezze di gate submicrometriche.

7. Illustrare il motivo per cui il controllo del segno della tensione di soglia è più facile in un sistema MOS su substrato  $n$  (rispetto ad un substrato  $p$ ).

Soluzione:

substrato $n$	substrato $p$
$V_{T0} = -2\phi_n - \frac{\sqrt{2q\epsilon N_D}}{C_{ox}} (2\phi_n)^{\frac{1}{2}} + V_{fb}$	$V_{T0} = 2\phi_p + \frac{\sqrt{2q\epsilon N_A}}{C_{ox}} (2\phi_p)^{\frac{1}{2}} + V_{fb}$
$\phi_n = V_T \ln \left( \frac{N_D}{n_i} \right)$	$\phi_p = V_T \ln \left( \frac{N_A}{n_i} \right)$

Tenendo conto che  $V_{fb} < 0$  per ogni tipo di substrato<sup>2</sup>, è evidente come nel caso del  $p$ -MOS i contributi della tensione di soglia ideale  $V_{T0}'$  e della tensione di flat-band siano concordi e generino una tensione di soglia sempre negativa. Per gli  $n$ -MOS

<sup>2</sup> Per semplicità è stato trascurato l'effetto di substrato, ponendo  $\gamma_B=0$ .

invece, essendo  $V_{T0}' > 0$  la risultante tensione di soglia ha segno non conoscibile a priori, ma varia a seconda dei casi.

8. Nei dispositivi MOS più recenti la tensione di soglia viene controllata:
- Drogando lo strato di ossido di gate
  - Impiantando dosi controllate di drogante sotto il gate
  - Collegando il substrato ad un generatore di tensione ausiliario

Soluzione: b.

Drogare lo strato di ossido non ha nessuna influenza sulla soglia del transistor. Quanto al controllo della tensione di substrato  $V_B$  il metodo, comunque possibile, è ormai divenuto obsoleto poiché richiede una polarizzazione indipendente del substrato, cosa che non si rivela troppo conveniente. I metodi più usati oggi per influenzare la soglia sono:

- il controllo dello spessore dell'ossido
- l'impiantazione di drogante nella zona sottostante il gate

Per un  $n$ -MOS la tensione di soglia complessiva<sup>3</sup>, senza trascurare il body-factor è:

$$V_T = V_{T0} + \gamma_B \left[ (2\phi_p - V_B)^{\frac{1}{2}} - (2\phi_p)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$\text{con } \gamma_B = \frac{\sqrt{2q\epsilon N_A}}{C_{ox}}.$$

Impiantando un sottile strato di donatori o accettori sotto l'ossido di gate si ha una traslazione della tensione di banda piatta che diviene:

$$V_{fb}' = V_{fb} + \frac{qN_{dA}}{C_{ox}} - \frac{qN_{dD}}{C_{ox}};$$

conseguentemente la  $V_T$  viene incrementata (o diminuita) del termine

$$\Delta V_T = \frac{qN_{dA}}{C_{ox}} - \frac{qN_{dD}}{C_{ox}}.$$

<sup>3</sup> Non si confonda  $V_T$  tensione di soglia reale di un dispositivo con  $V_T = \frac{k_b T}{q}$ , equivalente in tensione della temperatura.

9. Il controllo della tensione di soglia in un MOS oggi si realizza:
- Mediante controllo della tensione di substrato
  - Mediante impiantazione di donatori o accettori nel canale
  - È un problema superato per il progresso della tecnologia

**Soluzione: b.**

**Cfr. quiz precedente.**

10. In un dispositivo MOS il controllo della tensione di soglia viene oggi condotto:
- Modificando la concentrazione delle cariche all'interno dello strato di ossido di gate
  - Impiantando dosi controllate di drogante sotto il gate
  - Polarizzando opportunamente il substrato

**Soluzione: b.**

**Cfr. quiz precedente.**

11. In un MOS a canale  $p$  la tensione di soglia è pari a 3 V.
- Il dispositivo è normalmente on
  - Il dispositivo è normalmente off
  - Non si può dire, sulla base dell'informazione data

**Soluzione: a.**

**Per un  $p$ -MOS la tensione di soglia senza interventi esterni è:**

$$V_{T0} = -2\phi_n - \frac{\sqrt{2q\epsilon N_D}}{C_{ox}} (2\phi_n)^{\frac{1}{2}} + V_{fb} < 0.$$

**Quindi il valore di 3 V denota un'impiantazione ionica atta a preformare il canale conduttivo.**

12. Il modello quadratico della caratteristica di un MOSFET:
- Vale solo se l'effetto di substrato è notevole
  - Vale, in modo approssimato, per dispositivi qualsiasi (con e senza effetto di substrato)
  - Vale solo se il substrato è collegato al source.

Soluzione: b.

L'espressione esatta della corrente di un  $n$ -MOS (fino alla saturazione) è:

$$I_D = \frac{W\mu_{n0}C_{ox}}{L} \left[ (V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right] - \gamma_B \frac{W\mu_{n0}C_{ox}}{L} \cdot \left\{ \frac{2}{3} \left[ (2\phi_p - V_{BS} + V_{DS})^{\frac{3}{2}} - (2\phi_p - V_{BS})^{\frac{3}{2}} \right] - (2\phi_p - V_{BS})^{\frac{1}{2}} V_{DS} \right\}.$$

Assumere valido il modello quadratico significa trascurare il termine di substrato:

$$\gamma_B \frac{W\mu_{n0}C_{ox}}{L} \left\{ \frac{2}{3} \left[ (2\phi_p - V_{BS} + V_{DS})^{\frac{3}{2}} - (2\phi_p - V_{BS})^{\frac{3}{2}} \right] + (2\phi_p - V_{BS})^{\frac{1}{2}} V_{DS} \right\}.$$

Qualora  $V_{BS} = 0$  il termine comunque non si annulla, semmai invece che essere collegato al source dovrebbe essere lasciato flottare in modo da avere una  $V_{BS} = 2\phi_p$  in ogni punto del canale, condizione peraltro di difficile realizzazione per via della metallizzazione.

In generale la caratteristica parabolica è comunque un'approssimazione accettabile anche in presenza dell'effetto di substrato<sup>4</sup>. Per completezza, l'espressione del modello quadratico in saturazione è quanto segue:

$$I_D|_{V_{DS}=V_{GS}-V_T} = \frac{W\mu_{n0}C_{ox}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2.$$

13. La transcaratteristica di un MOS è descritta da una parabola:

- a. Quando il substrato è polarizzato opportunamente
- b. Quando il dispositivo è a canale corto
- c. Quando l'effetto di substrato è trascurabile

Soluzione: c.

Cfr. quiz precedente.

In presenza di dispositivi a canale corto il fenomeno della saturazione di velocità rende necessario modificare l'espressione della mobilità nel seguente modo:

$$\mu = \mu_0 \frac{1}{1 + \frac{\mu_0}{v_{n, sat}} \mathcal{E}} \quad \text{con} \quad \mathcal{E} = \frac{V_{DS}}{L}$$

<sup>4</sup> Purché  $\gamma_B$  non sia troppo elevato e non si abbia a che fare con dispositivi a gate submicrometrico.

essendo  $L$  la lunghezza del canale.

Sostituendo direttamente nella transcaratteristica del transistor, trascurando l'effetto di substrato si ha:

$$I_D = \mu_0 C_{ox} \frac{W}{L} \frac{1}{1 + \frac{\mu_0 V_{DS}}{v_{n,sat} L}} \left[ (V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right];$$

imponendo la condizione  $V_{DSS} = V_{GS} - V_T$  (transistor in saturazione) ed eseguendo il limite per  $L \rightarrow 0$  (canale cortissimo) si trova una transcaratteristica lineare, piuttosto che quadratica come nei MOSFET a canale lungo:

$$\lim_{L \rightarrow 0} I_D(V_{DSS}) = \frac{C_{ox} W v_{n,sat}}{2} (V_{GS} - V_T)$$

Si noti come la corrente, essendo indipendente dalla mobilità dei portatori, sia uguale per  $n$ -MOS e  $p$ -MOS, in quanto la velocità di saturazione è la stessa per entrambi i tipi di canale conduttivo.

14. In un MOS a canale  $n$ , la corrente di drain:

- a. Aumenta se la tensione gate-source aumenta
- b. Diminuisce se la tensione gate-source aumenta
- c. Aumenta o diminuisce a seconda che il dispositivo sia normalmente on o normalmente off

Soluzione: a.

Dalla seguente coppia di equazioni si vede chiaramente la correttezza della prima proposizione:

$$\begin{cases} I_D = \frac{W \mu_{n0} C_{ox}}{L} \left[ (V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right] & V_{DS} < V_{DSS} \\ I_D = \frac{W \mu_{n0} C_{ox}}{2L} (V_{GS} - V_T)^2 & V_{DS} \geq V_{DSS} \end{cases}$$

15. Le caratteristiche di un singolo dispositivo integrato MOS:

- a. Possono essere variate dal progettista cambiando il rapporto geometrico  $W/L$
- b. Possono essere variate dal progettista cambiando lo spessore dell'ossido
- c. Possono essere variate dal progettista cambiando la tensione di soglia mediante impiantazione ionica

Soluzione: a.

Tutte e tre le modifiche proposte sono lecite, tuttavia solo la variazione dell'aspect-ratio è possibile sul singolo transistor integrato, giacché parametri quali lo spessore dell'ossido di gate o la concentrazione di drogante impiantato sono tipici del processo che riguarda tutti gli elementi di un circuito integrato monolitico (anche a causa dei costi, che vengono recuperati con la produzione su larga scala).

16. I circuiti logici CMOS:

- a. Dissipano meno potenza in commutazione di un circuito logico NMOS, ma più potenza in condizioni statiche
- b. Dissipano potenza nulla in condizioni statiche
- c. Hanno una tecnologia più semplice dei circuiti NMOS

Soluzione: b.

Un inverter CMOS non dissipa affatto potenza in condizioni statiche, né in condizioni di 1 logico né di 0 logico, poiché in ogni caso uno dei due transistori che costituisce la porta logica si trova in interdizione. La tecnologia NMOS invece consuma potenza in uno dei due stati logici poiché l'unico transistoro costituente la porta logica si trova in regione di saturazione durante uno stato logico.

17. In una porta logica CMOS:

- a. La potenza viene dissipata solo in condizioni statiche
- b. La potenza viene dissipata solo durante la commutazione
- c. Non si dissipa potenza apprezzabile

Soluzione: b.

Il consumo di potenza durante la commutazione è essenzialmente dovuto ai processi di carica/scarica delle piccole capacità parassite dei transistori MOSFET  $C \approx 10^{-15}$  F. L'espressione analitica della potenza dissipata è:  $P = f \cdot C \cdot V_{AL}^2$  dove  $V_{AL}$  è la tensione di alimentazione della porta logica (di solito 5 V). La porta si comporta quindi come un resistore di resistenza dinamica pari a  $f \cdot C$ .

18. Disegnare schematicamente la sezione di un dispositivo VMOS di potenza e motivare la sua struttura dal punto di vista del funzionamento (necessità di avere una bassa tensione di drain nello stato ON).

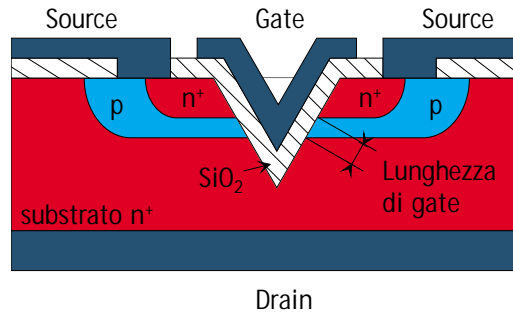


Fig. 10.1 – MOSFET di potenza: VMOS.

Il gate è ricavato metallizzando uno scavo a forma di V realizzato mediante attacco chimico anisotropo. Avendo lunghezza di gate molto bassa grazie alla tecnologia verticale si ha bassa resistenza di canale, qualità necessaria per minimizzare la dissipazione statica di potenza nello stato ON (alta  $I_D$ , bassa  $V_{DS}$ ).

19. In un MOS esagonale di potenza:

- Il dispositivo è realizzato con tecnologia verticale per ridurre la resistenza di canale e aumentare la corrente
- Il dispositivo presenta una elevata resistenza di canale per basse tensioni di uscita
- Il percorso della corrente è in prevalenza parallelo alla superficie del dispositivo

Soluzione: a.

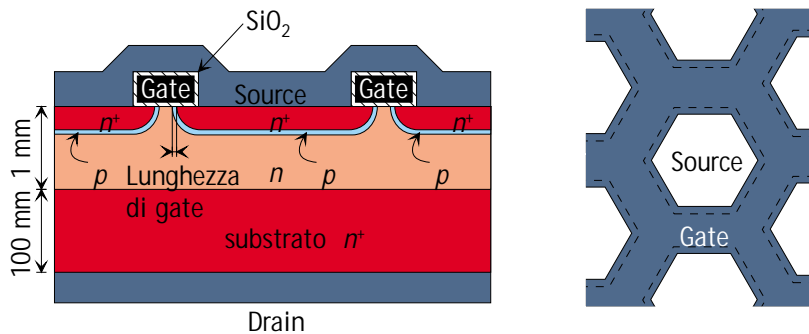


Fig. 10.2 – MOSFET di potenza: HEXMOS.

La risoluzione verticale permette lunghezze di canale anche inferiori al micron; essendo la resistenza di gate proporzionale alla lunghezza del canale l'HEXMOS presenta bassa  $R_G$ , e quindi può sostenere un'elevata corrente di drain senza un dispendio eccessivo di potenza.

**BIBLIOGRAFIA**

1. Giovanni Ghione, *Dispositivi per la Microelettronica*, Milano, McGraw-Hill, 1998.
2. G. Masera, C. Naldi, G. Piccinini, *Introduzione all'analisi dei dispositivi a semiconduttore: esempi di applicazione della teoria con 350 esercizi*, Milano, Hoepli, 1995.
3. S. M. Sze, *Modern semiconductor device physics*, New York, Wiley, 1991.