

APPROFONDIMENTO Lezione 10

Mara Bruzzi

APPROFONDIMENTO 1: Dipendenza da T di τ_m

In generale τ_m dipende dall'energia del portatore e dalla temperatura:

$$\tau_m = \tau_0 \left(\frac{\varepsilon}{K_B T} \right)^r$$

Con r esponente che varia da $-1/2$ (scattering da vibrazioni reticolari acustiche) a $+3/2$ (scattering da impurezze ionizzate). Facendo la media di τ_m sulla distribuzione di velocità dei portatori per un semiconduttore non degenere (quindi utilizzando la statistica di Maxwell Boltzmann) si ottiene la seguente espressione per $\langle \tau_m \rangle$:

$$\langle \tau_m \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau_m \left(\frac{\varepsilon}{K_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon}{K_B T}} d\left(\frac{\varepsilon}{K_B T} \right) \rightarrow \langle \tau_m \rangle = \tau_0 \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(r + \frac{3}{2} \right)!$$

Con τ_0 fattore di proporzionalità in generale dipendente da T. Dato che $\langle \tau_m \rangle$ è contenuto nella mobilità può però essere utile esprimere direttamente la dipendenza da T di μ :

$$\mu_{n,p} = \frac{e \langle \tau_m \rangle_{n,p}}{m_{n,p}^*}$$

Approfondimento 2: Dipendenza della mobilità dei semiconduttori da T, m^*, N

Scattering da impurezze neutre

Prevale a T basse quando si ha congelamento dei portatori nelle impurezze, quindi la maggior parte di esse sono neutre, e il contributo dei fononi è trascurabile. La mobilità risulta indipendente da T , inversamente proporzionale alla concentrazione di impurezze e linearmente dipendente dalla massa efficace m^* .

Scattering da impurezze ionizzate.

Prevale per elevate concentrazioni di impurezze, a medio/alta T quando sono tutte ionizzate. La mobilità risulta dipendente da $T^{3/2}$, inversamente proporzionale alla concentrazione di impurezze ionizzate N_i e proporzionale a $m^{*-1/2}$.

Scattering da vibrazioni reticolari.

A bassa T il modo di vibrazione acustico prevale su quello ottico. In questo caso la mobilità risulta dipendente da $T^{-3/2}$ (acustiche, $T^{-1.67}$ per quelle ottiche). Nel modo acustico è anche proporzionale a $m^{-5/2}$, da cui si ha elevata mobilità per piccola massa efficace. Lo scattering da fononi ottici è importante nei cristalli ionici.

In generale si hanno più fenomeni il cui effetto si combina, si tiene conto di una media sulla

mobilità tipo: $\frac{1}{\mu} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\mu_i}$ che include i vari meccanismi di scattering.

Approfondimento 3: Proprietà ottiche metalli e semiconduttori

Se facciamo incidere su un materiale luce monocromatica in generale parte dell'onda verrà riflessa, parte trasmessa e parte assorbita.

Siano E_i , E_r , E_t rispettivamente campo elettrico per onda incidente, riflessa e trasmessa all'interfaccia.

$$R = \frac{E_{or}}{E_{oi}}$$

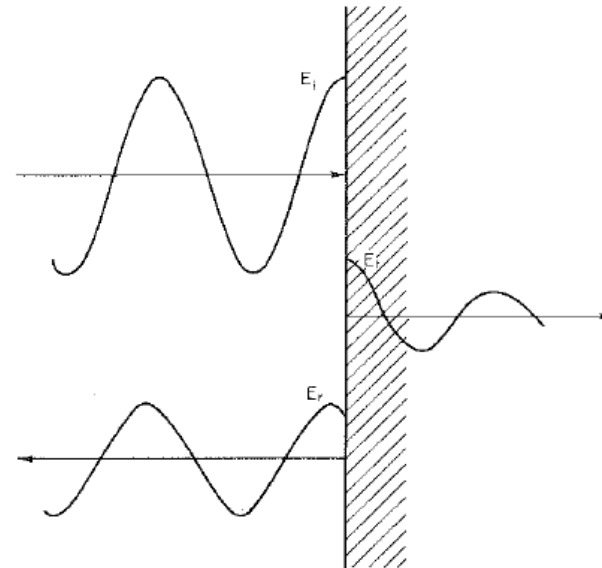
Riflettanza

$$T = \frac{E_{ot}}{E_{oi}}$$

trasmittanza

$$R(\%) + T(\%) + A(\%) = 100\%$$

$A \rightarrow$ attenuazione dovuto ad assorbimento nel mezzo



Interazione della radiazione e.m. con la materia

Considero l'onda e.m. $E = E_0 e^{i(q \cdot r - \omega t)}$

Sostituendo in: $\nabla^2 E = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\delta^2 E}{\delta t^2} + \frac{4\pi \sigma \mu}{c^2} \frac{\delta E}{\delta t}$

σ conduttività ottica (transizioni elettroniche da assorbimento di fotoni)

Otteniamo la relazione: $q^2 = \mu \frac{\omega^2}{c^2} \left(\epsilon + i \frac{4\pi \sigma}{\omega} \right)$

definiamo indice di rifrazione complesso \acute{n} : $q = \acute{n} \frac{\omega}{c} = \frac{\omega}{c} (n + ik)$

con n = indice di rifrazione; k = coefficiente di estinzione:

$$E = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} k \cdot r} e^{i\left(\frac{\omega}{c} n \cdot r - \omega t\right)}$$

$$E = E_0 e^{-\frac{\omega}{c}k \cdot r} e^{i\left(\frac{\omega}{c}n \cdot r - \omega t\right)}$$

Il termine $e^{-\frac{\omega}{c}k \cdot r}$ descrive l'attenuazione dell'ampiezza dell'onda con la distanza percorsa nel mezzo.

Il coefficiente di assorbimento che descrive la diminuzione frazionale di intensità con la distanza è:

$$\alpha = -\frac{1}{d} \frac{dI}{dr}$$

d spessore del film. Poiché l'intensità è proporzionale al quadrato dell'ampiezza dell'onda si ottiene:

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}$$

Il termine $e^{i\left(\frac{\omega}{c}n \cdot r - \omega t\right)}$ descrive l'onda che viaggia nel mezzo con velocità di fase c/n .

Le espressioni: $q^2 = \mu \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \quad q = \frac{\omega}{c} (n + ik)$

Si possono utilizzare per scrivere ε e σ in termini di n e k :

$$\varepsilon = \frac{(n^2 - k^2)}{\mu} \quad \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{2nk}{\mu}$$

Definiamo la funzione dielettrica complessa: $\acute{\varepsilon} = (\varepsilon_1 + i\varepsilon_2) = \frac{\acute{n}^2}{\mu}$

con $\varepsilon_1 = \varepsilon$ definita precedentemente come costante dielettrica relativa del materiale, abbiamo:

$$\varepsilon_1 = \frac{(n^2 - k^2)}{\mu} \quad ; \quad \varepsilon_2 = \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{2nk}{\mu}$$

Per materiali non magnetici n e k possono essere scritti mediante $\varepsilon_1, \varepsilon_2$:

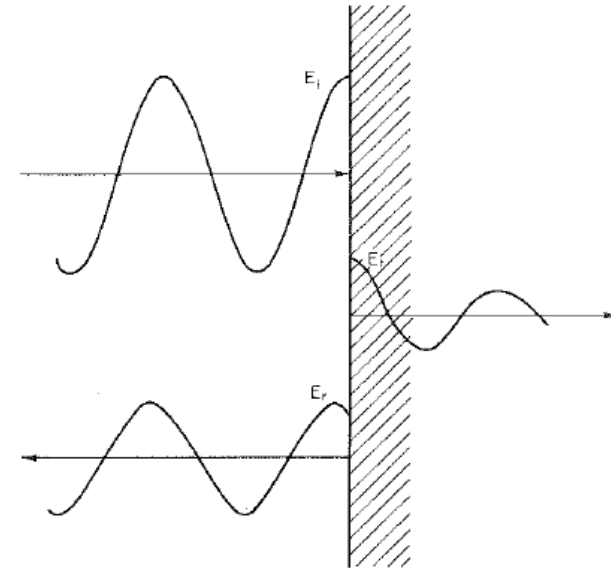
$$n = \frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1} \quad k = \frac{1}{2} \sqrt{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}$$

Riflettanza

La riflettanza per luce incidente a incidenza normale può essere ottenuta utilizzando le condizioni al contorno per E ed H all'interfaccia:

$$\begin{aligned} E_i + E_r &= E_t \\ H_i - H_r &= H_t \end{aligned}$$

con E_i , H_i , E_r , H_r , E_t , H_t , rispettivamente campo elettrico e magnetico per onda incidente, riflessa e trasmessa all'interfaccia e tenendo conto che \underline{H} è perpendicolare ad \underline{E} ed $\underline{E} \times \underline{H}$ è nel verso di propagazione dell'onda.



Utilizzando l'indice di rifrazione complesso \acute{n} :

$$H = \frac{\acute{n}}{\mu} E$$

Otteniamo $E_i + E_r = E_t$ e $E_i - E_r = \acute{n}E_t$

Avendo posto $\mu = 1$. La frazione di onda riflessa è: $r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{1 - \acute{n}}{1 + \acute{n}}$

La riflettanza è definita come : $R = r^* r = \left| \frac{1 - \acute{n}}{1 + \acute{n}} \right|^2 = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 + k^2}$

Modello di Lorentz - isolanti e semiconduttori. L'elettrone legato al nucleo è visto come una piccola massa legata ad una massa molto più grande per mezzo di una molla.

Dipendenza della frequenza di ϵ_1 , ϵ_2 , n , k dall'energia del fotone incidente.

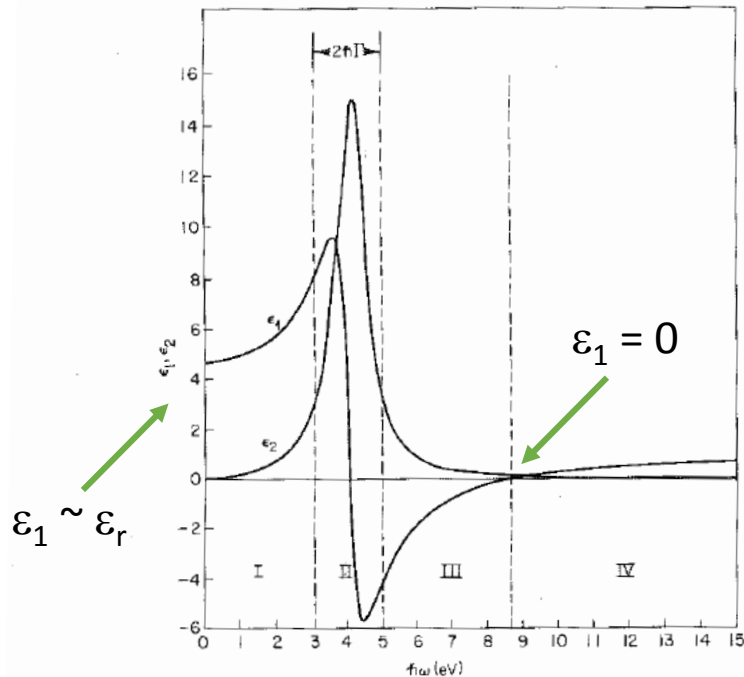


Fig. 3.3 Spectral dependence of ϵ_1 and ϵ_2 . The curves are calculated for the case in which $\hbar\omega_0 = 4 \text{ eV}$, $\hbar\Gamma = 1 \text{ eV}$, and $4\pi N e^2/m = 60$. The onset of region IV is defined by $\epsilon_1 = 0$.

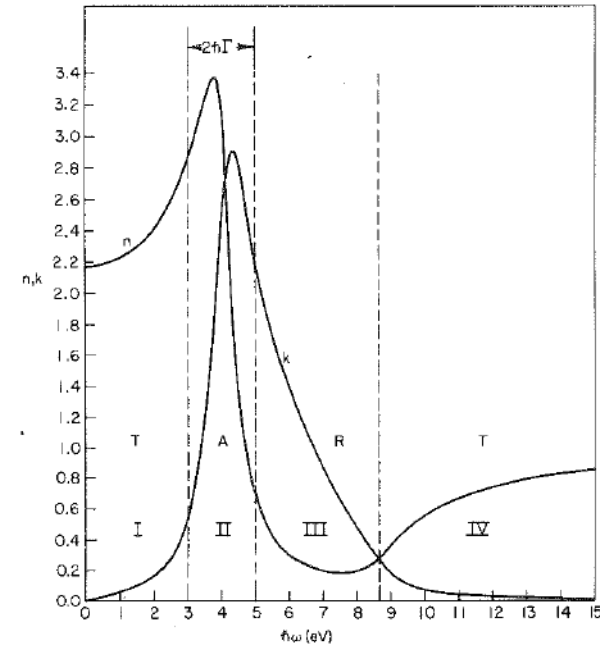


Fig. 3.4 Spectral dependence of n and k . The curves are calculated from the values of ϵ_1 and ϵ_2 given in Fig. 3.3. The regions I, II, III, and IV can be seen to be primarily transmitting (T), absorbing (A), reflecting (R), and transmitting (T), respectively. These results follow from consideration of Eq. (3.24) and the realization that strong absorption takes place only in the neighborhood of a transition frequency.

Riconosciamo varie regioni (I, II, III, IV) dove dominano trasmissione (T), assorbimento (A) riflessione (R).

Dipendenza spettrale della riflettività calcolata dai valori di n e k del grafico mostrato nella slide precedente.

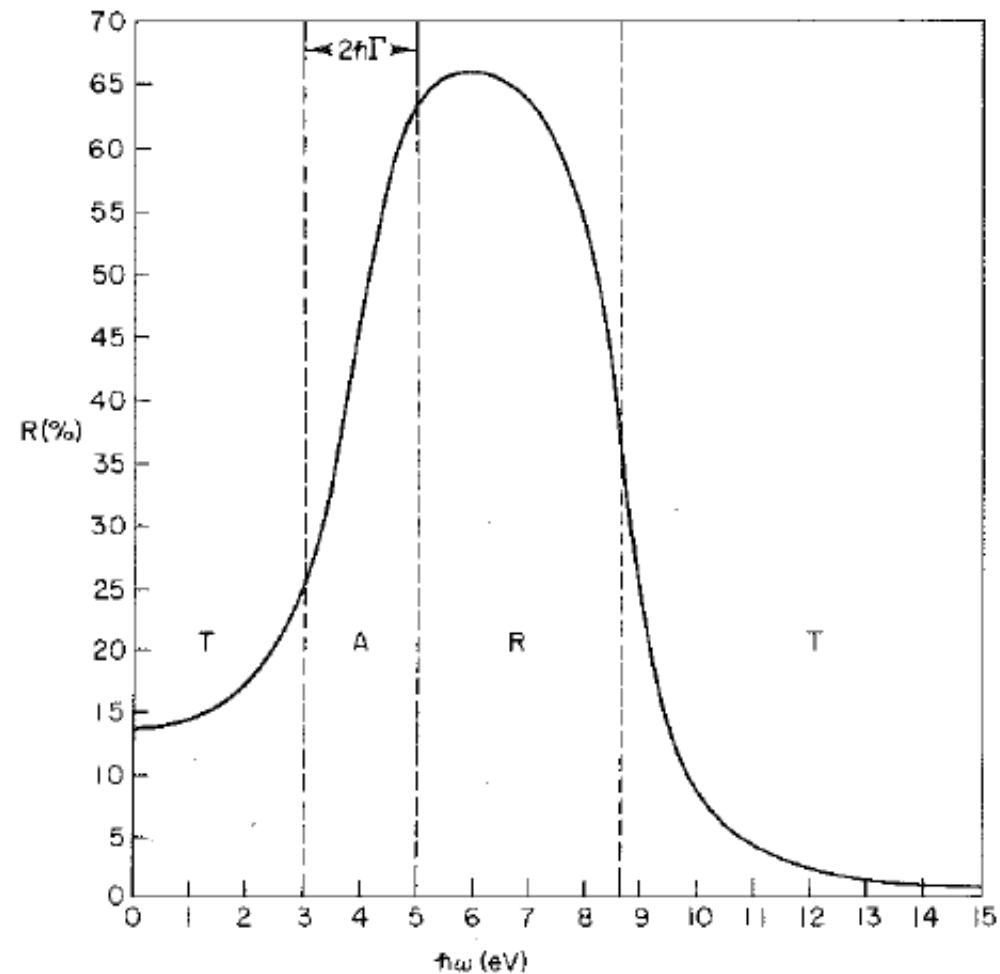


Fig. 3.5 Spectral dependence of reflectivity. The curve is calculated from the n and k values given in Fig. 3.4.

Semiconduttore reale: riflettività e funzioni dielettriche

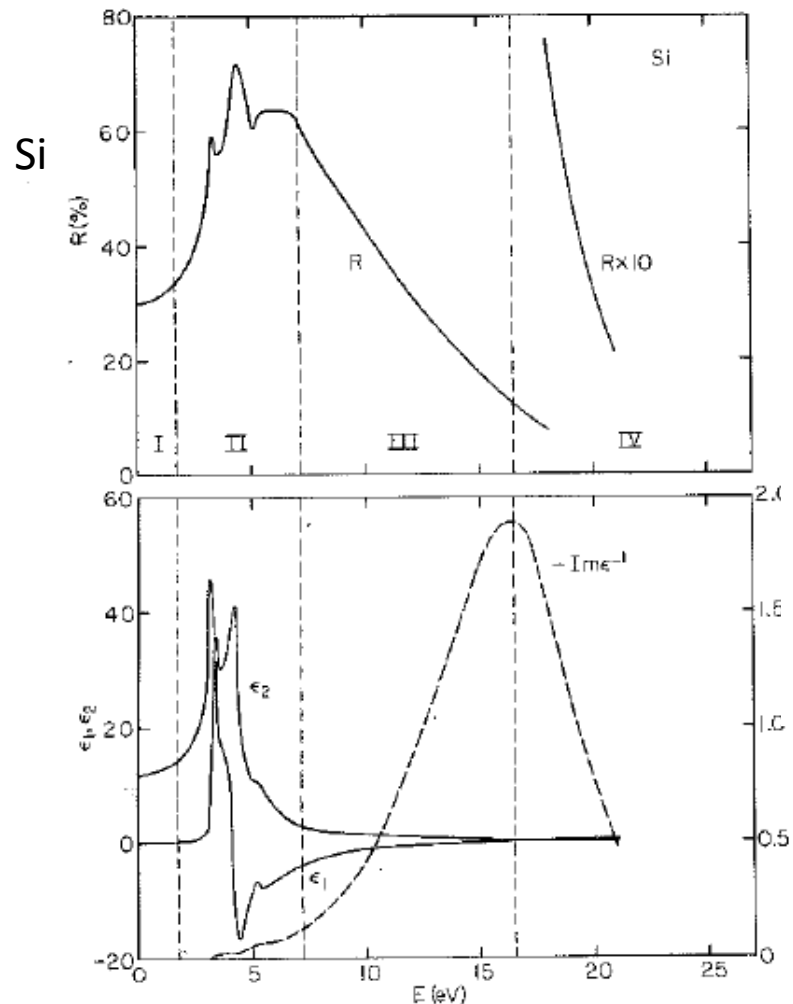


Fig. 3.7 The spectral dependence of the reflectance and dielectric functions of Si. Regions I, II, III, and IV correspond to the regions with the same designation shown in Figs. 3.1, 3.3, and 3.4. [H. R. Philipp and H. Ehrenreich, *Phys. Rev.* **129**, 1550 (1963).]

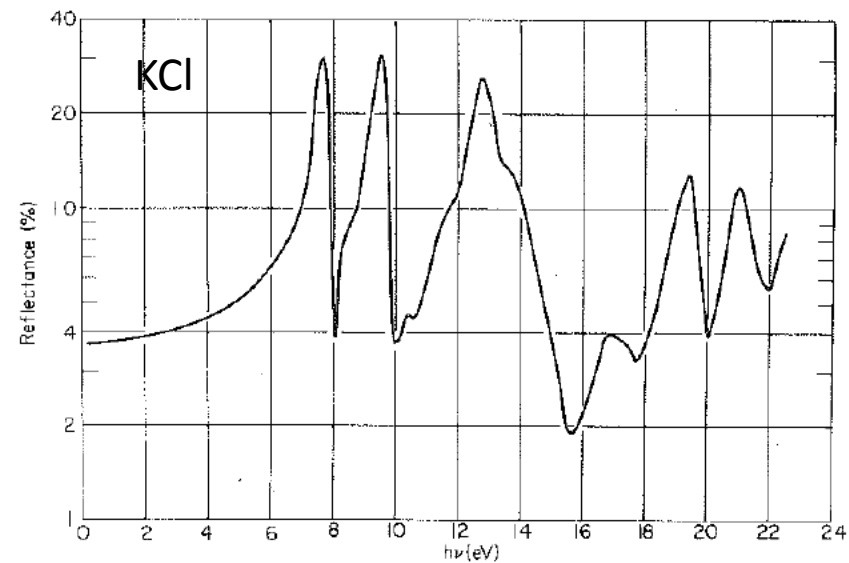


Fig. 3.6 The spectral dependence of the reflectance of KCl. The region of transparency extends to about 7 eV. Above 7 eV, there are a number of sharp peaks related to narrow energy bands and excitons. [From H. R. Philipp and H. Ehrenreich, *Phys. Rev.* **131**, 2016 (1963).]

In Si il gap è nell'infrarosso e la regione di alta riflettività è nel visibile, per questo il materiale ha apparenza metallica. In KCl, La regione di bassa riflettività si estende fino a 7eV, il materiale si presenta quindi trasparente nel visibile.

Coefficiente di assorbimento

Quando la radiazione e.m. passa attraverso il semiconduttore, si ha assorbimento della radiazione. L'intensità della radiazione, diminuisce con la distanza percorsa nel semiconduttore con legge:

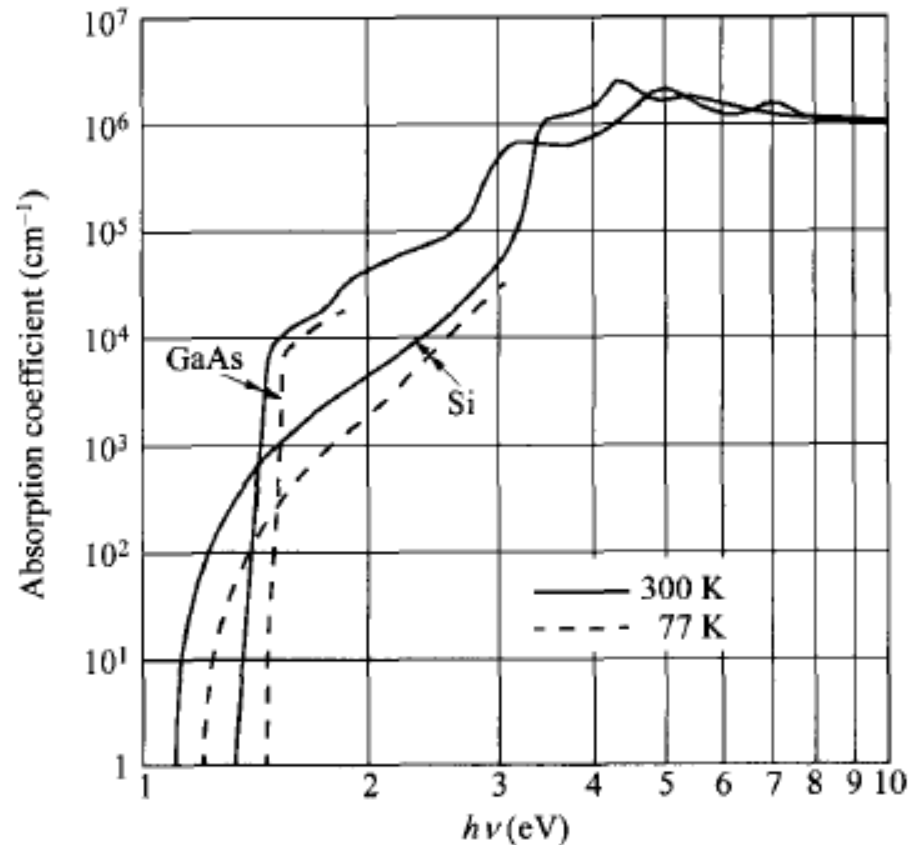
$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x)$$

Risolvendo tenendo conto di R, riflettanza all'interfaccia del semiconduttore a incidenza normale, si ottiene:

$$I(x) = I_0(1 - R)e^{-\alpha x}$$

I_0 intensità all'esterno del semiconduttore.

$\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1} \rightarrow$ il 63% della radiazione è assorbito da $1\mu\text{m}$ di semiconduttore.



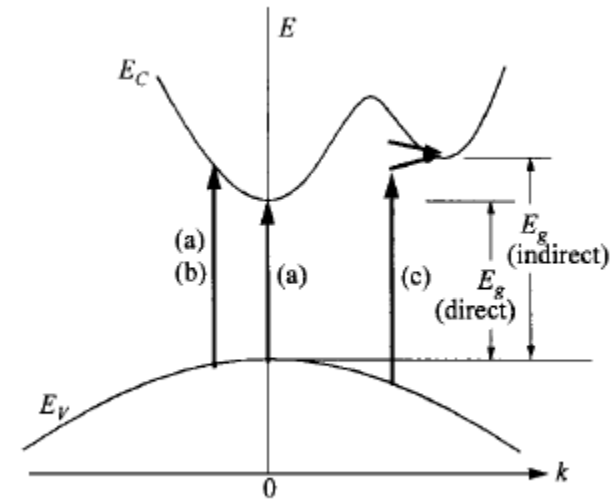
Dall'andamento dell'orlo del coefficiente di assorbimento è possibile valutare il gap del materiale

Vicino all'orlo di assorbimento, il coefficiente di assorbimento può essere espresso come:

$$\alpha \propto (h\nu - E_g)^\gamma \quad (*) \quad \gamma = 1/2 \text{ (transizioni dirette permesse (a,b) in figura).}$$

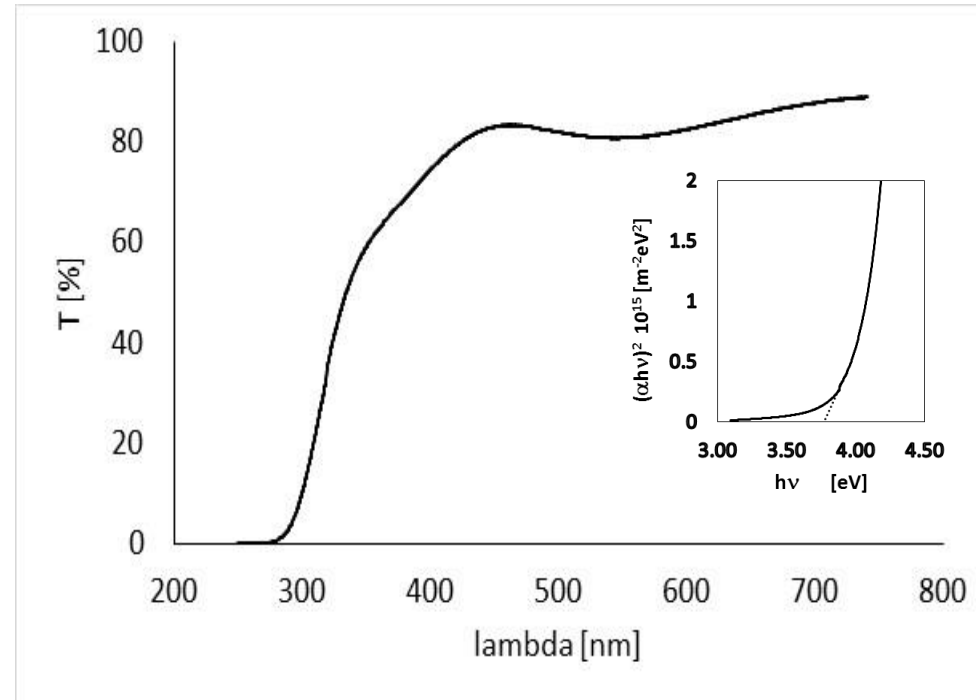
Per le transizioni indirette (c) sono coinvolti fononi (con energia E_p) per la conservazione del momento, sia assorbiti che emessi. Il coefficiente di assorbimento è :

$$\alpha \propto (h\nu - E_g \pm E_p)^\gamma$$



$\gamma = 2$ o 3 (transizioni permesse o proibite)

Esempio: trasmissione ottica da film sottile di In_2O_3 (200nm) e determinazione del valore del bandgap dall'andamento dell'orlo di assorbimento, pari a 3.75eV.



da M. Bruzzi et al., Gas sensing properties of In_2O_3 nano-films obtained by Pulsed Plasma Deposition technique, presentato a nanfim Agosto 2016.

Approfondimento 4. Relazioni di Einstein

$$\underline{J}_p(\underline{r}, t) = pe\mu_p E - eD_p \nabla p(\underline{r}, t)$$

Se il campo elettrostatico è prodotto in condizioni di equilibrio deve valere il bilancio dettagliato, per ogni lacuna che si muove in una determinata direzione per unità di tempo ed area ce ne deve essere un'altra con stessa direzione velocità e verso opposto : $I_p = 0$.

Inoltre valgono le :

$$p = N_v \exp\left(\frac{\varepsilon_V - \varepsilon_F}{KT}\right) \quad ; \quad E = -\nabla V = \frac{\nabla(\varepsilon_V - \varepsilon_F)}{e} \quad .$$

Quindi :

$$0 = pe\mu_p E - \frac{eD_p}{KT} [-\nabla(\varepsilon_V - \varepsilon_F)] N_v e^{\frac{\varepsilon_V - \varepsilon_F}{KT}}$$

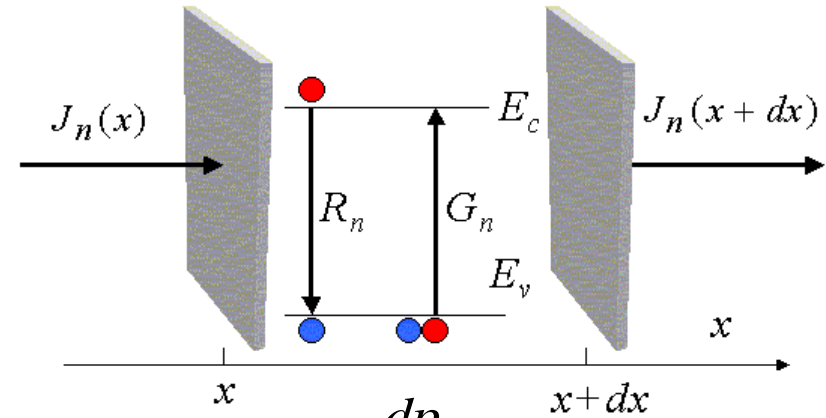
$$0 = pe\mu_p E - p \frac{D_p}{KT} e^2 E = peE \left(\mu_p - \frac{eD_p}{KT} \right) \quad \longrightarrow \quad \mu_p = \frac{eD_p}{KT}$$

Approfondimento 5: Equazione di continuità in presenza di generazione/ricombinazione

La cinetica dei portatori nel tempo e nello spazio viene descritta dall'equazione di continuità, che **deve tenere in considerazione anche dei tassi di generazione e ricombinazione**:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{e} \nabla \cdot \underline{J}_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \underline{J}_p$$



Con: $J_n = ne\mu_n E + \mu_n KT \frac{dn}{dx}$ $J_p = pe\mu_p E - \mu_p KT \frac{dp}{dx}$

Nel caso unidimensionale e di bassa iniezione le equazioni si riscrivono per i portatori minoritari (elettroni in tipo p e lacune in tipo n):

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}$$

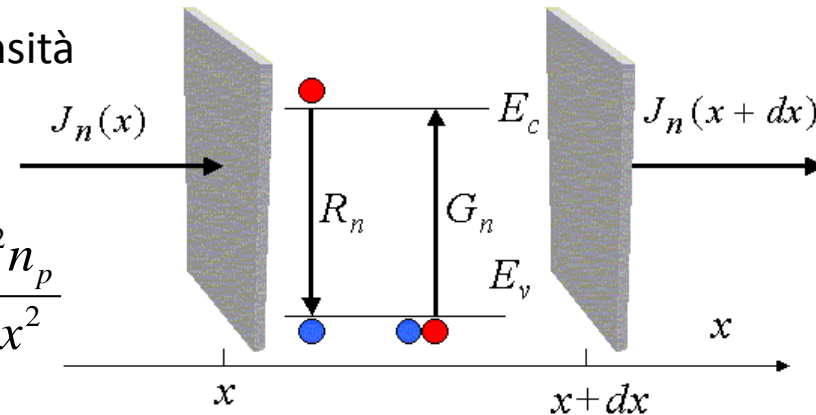
Esempio 1: Sia Δn l'eccesso di portatori iniettati, a bassa iniezione e valgono le:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0; \nabla \cdot E = 0; G = 0.$$

(dopo eccitazione ottica spengo la sorgente, la densità di carica è trascurabile, la generazione termica è trascurabile). L'equazione:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}$$

diviene:
$$\frac{\partial^2 (\Delta n)}{\partial x^2} = \frac{\Delta n}{D_n \tau_n}$$

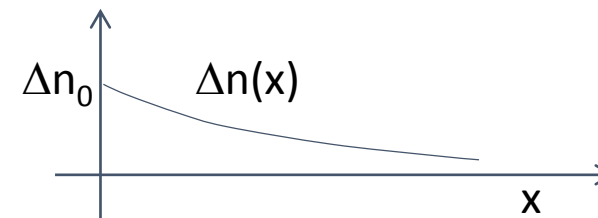


Definisco lunghezza di diffusione per gli elettroni:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

Otteniamo:
$$\Delta n = n(x) - n_0 = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L_n}}$$

Esempio: per $D_n = 25.9 \text{ cm}^2/\text{s}$ e $\tau_n = 100 \mu\text{s}$
 $\rightarrow L_n = 0.5 \text{ mm}$.



Decadimento dei portatori in eccesso con la distanza

Poniamo di iniettare da un lato portatori in eccesso, per esempio illuminando con luce di energia maggiore del gap. Per esempio il coefficiente di assorbimento sia 10^6cm^{-1} così che l'intensità del segnale ottico si riduce di e dopo 10nm. All'interno del semiconduttore quindi $G = 0$. Allo stato stazionario c'è un gradiente di concentrazione vicino alla superficie di iniezione. Per un semiconduttore tipo n abbiamo, senza campo elettrico applicato:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_n \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}$$

con condizioni al contorno $p_n(x=0) =$ costante e dipendente dal livello di iniezione, $p_n(\infty) = 0$. La soluzione è:

$$p_n(x) = p_{n0} + (p_n(0) - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}}$$

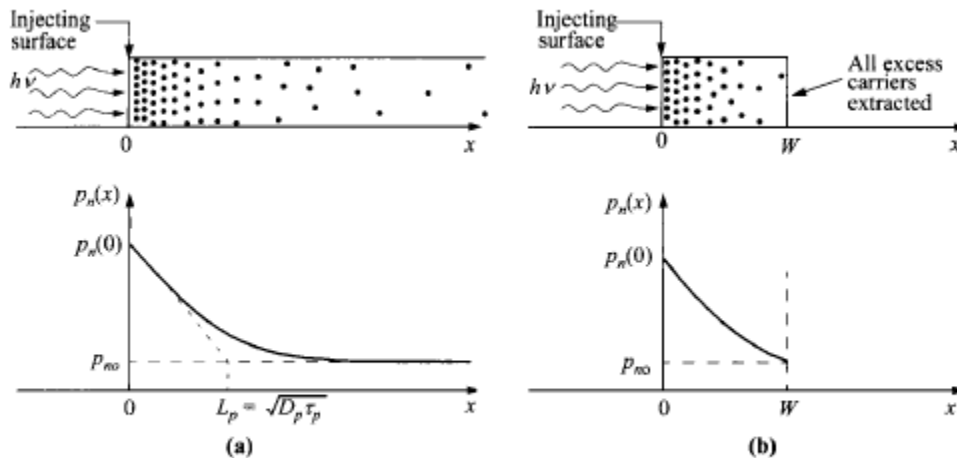


Fig. 39 Steady-state carrier injection from one side. (a) Semiinfinite sample. (b) Sample with length W .

Esempio 2: Decadimento di un eccesso di portatori con il tempo

Semiconduttore tipo n, illuminato con rate uniforme G_p , spessore del campione molto più piccolo di $1/\alpha$. Valgono: $E = 0$, $dE/dx=0$ $dp_n/dx=0$

In condizioni stazionarie $dp_n/dt = 0$ e quindi

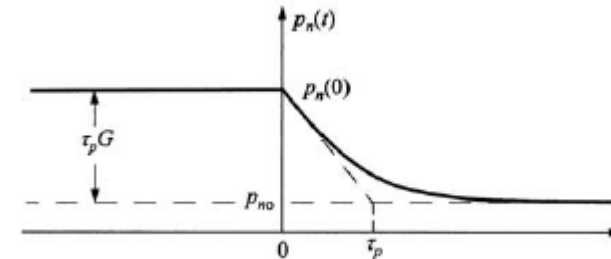
$p_n - p_{n0} = \tau_p G_p = \text{costante}$. Se spegniamo

la sorgente al tempo $t = 0$ abbiamo

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

con condizione

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$



al contorno $p_n(t=0) = p_{n0} + \tau_p G_p$, $p_n(\infty) = p_{n0}$ con soluzione: $p_n(t) = p_{n0} + \tau_p G_p \exp(-t/\tau_p)$

Esempio 3: decadimento dei portatori in eccesso in funzione del tempo e della distanza e in presenza di campo elettrico

Decay of Excess Carriers with Time and Distance. When localized light pulses generate excess carriers in a semiconductor (Fig. 40a), the transport equation after the pulse without bias is given by Eq. 158b by setting $G_p = \mathcal{E} = \partial\mathcal{E}/\partial x = 0$:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (167)$$

The solution is given by

$$p_n(x, t) = \frac{N'}{\sqrt{4\pi D_p t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_p t} - \frac{t}{\tau_p}\right) + p_{no} \quad (168)$$

where N' is the number of electrons or holes generated initially per unit area. Figure 40b shows this solution as the carriers diffuse away from the point of injection, and they also recombine (area under curve is decreased).

If an electric field is applied along the sample, the solution is in the same form but with x replaced by $(x - \mu_p \mathcal{E} t)$ (Fig. 40c); thus the whole *package* of excess carrier moves toward the negative end of the sample with a drift velocity $\mu_p \mathcal{E}$. At the same time, the carriers diffuse outward and recombine as in the field-free case.

The example above is similar to the celebrated Haynes-Shockley experiment for the measurement of carrier drift mobility in semiconductors.⁸⁵ With known sample length, applied field, and the time delay between the applied signals (bias on and light off) and the detected signal at the sample end (both displayed on the oscilloscope), the drift mobility $\mu = x/\mathcal{E}t$ can be calculated.

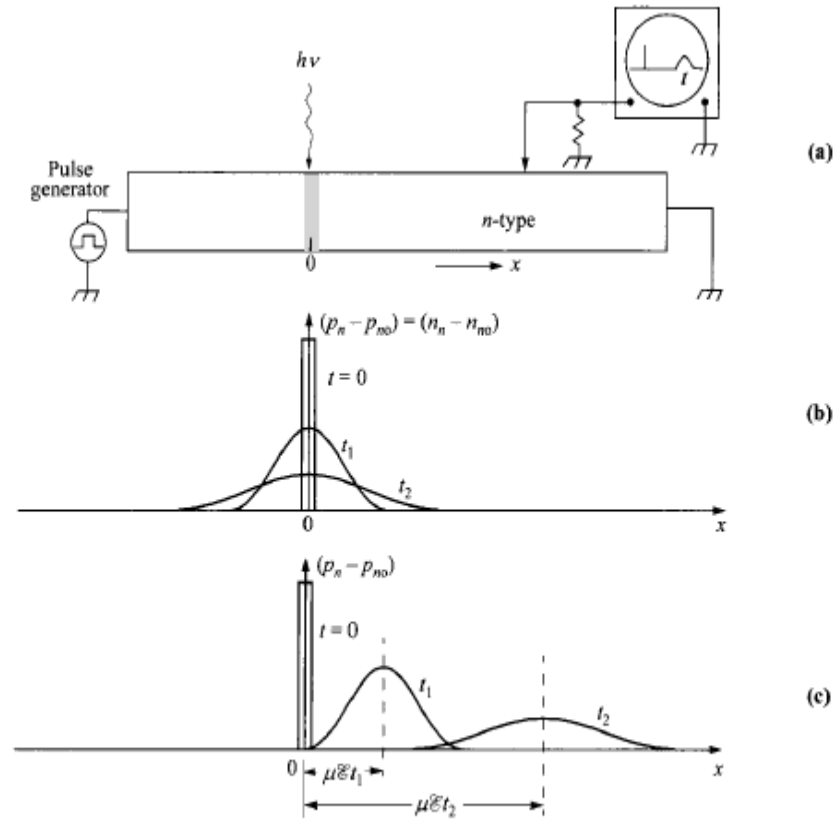


Fig. 40 Transient and steady-state carrier diffusion after a localized light pulse. (a) Experimental setup. (b) Without applied field. (c) With applied field.

Esempio 4: Caratteristica I-V giunzione pn o Equazione di Shockley

Utilizzo dell'equazione di continuità per il calcolo della corrente in giunzione pn.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \underline{J}_n$$

Considerando che **idealmente, G, tasso di generazione, è nullo (dispositivo al buio)** in condizioni di **non equilibrio stazionario** e in caso monodimensionale:

$$-U + \mu_n E \frac{dn_n}{dx} + \mu_n n_n \frac{dE}{dx} + D_n \frac{d^2 n_n}{dx^2} = 0$$

Analogamente per i portatori minoritari : $-U - \mu_p E \frac{dp_n}{dx} - \mu_p p_n \frac{dE}{dx} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} = 0$

Abbiamo usato: $U_n = U_p = U$ rate di ricombinazione netto, dato che per la neutralità della carica: $n_n - n_{n0} \sim p_n - p_{n0}$ (bassa iniezione). Moltiplicando l'equazione per gli elettroni per $\mu_p p_n$ e quella per le lacune per $\mu_n n_n$ si ottiene:

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau} - \frac{n_n - p_n}{\frac{n_n}{\mu_p} + \frac{p_n}{\mu_n}} E \frac{dp_n}{dx} + D \frac{d^2 p_n}{dx^2} = 0$$

con:

$$D = \frac{n_n + p_n}{\frac{n_n}{D_p} + \frac{p_n}{D_n}} = \text{Coefficiente di diffusione ambipolare}$$

$$\tau = \frac{p_n - p_{n0}}{U} = \frac{n_n - n_{n0}}{U} = \text{vita media ambipolare}$$

Nell'assunzione di bassa iniezione: $p_n \ll n_n \sim n_{n0}$ l'equazione si riduce a:

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p E \frac{dp_n}{dx} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} = 0 \quad \text{con} \quad \tau_p = \frac{p_n - p_{n0}}{U}$$

Nella regione neutra, dove $E = 0$, l'equazione diviene:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0$$

con condizioni al contorno: $p_n(\infty) = p_{n0}$ e $p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV_a}{K_B T}\right)$

Risoluzione dell'equazione:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0$$

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0 \rightarrow \frac{d^2 (p_n - p_{n0})}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0$$

Definisco: $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ = lunghezza di diffusione dei minoritari (lacune)

Eq. caratteristica: $z^2 - a = 0$ soluzioni: $z_{1,2} = \pm \sqrt{a} = \pm \frac{1}{\sqrt{D_p \tau_p}} = \pm \frac{1}{L_p}$ da cui :

Soluzione generale: $p_n(x) - p_{n0} = c_1 e^{x/L_p} + c_2 e^{-x/L_p}$

Applico le condizioni al contorno: $p_n(\infty) = p_{n0} \rightarrow p_n(\infty) - p_{n0} = 0 \rightarrow c_1 = 0$ perchè l'esponenziale e^{x/L_p} diverge.

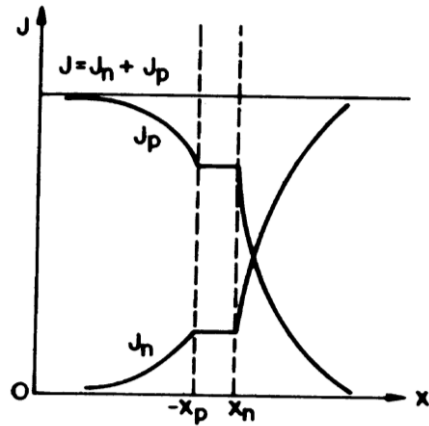
$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{qV/KT} \rightarrow p_n(x_n) - p_{n0} = c_2 e^{-x_n/L_p} \rightarrow c_2 = (p_n(x_n) - p_{n0}) e^{x_n/L_p}$$

$$\rightarrow p_n(x) - p_{n0} = (p_n(x_n) - p_{n0}) e^{x_n/L_p} e^{-x/L_p} = p_{n0} (e^{qV/KT} - 1) e^{(x_n - x)/L_p}$$

$$\rightarrow p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} (e^{qV/KT} - 1) e^{-(x - x_n)/L_p}$$

Equazione di Shockley

La corrente totale è data dalla somma: $J = J_n + J_p$



Densità di corrente nel punto $x = x_n$:

$$J_p = -qD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x_n} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV_a}{K_B T}\right) - 1 \right]$$

Similmente nel lato p in $x = -x_p$:

$$J_n = qD_n \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x_p} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{qV_a}{K_B T}\right) - 1 \right]$$



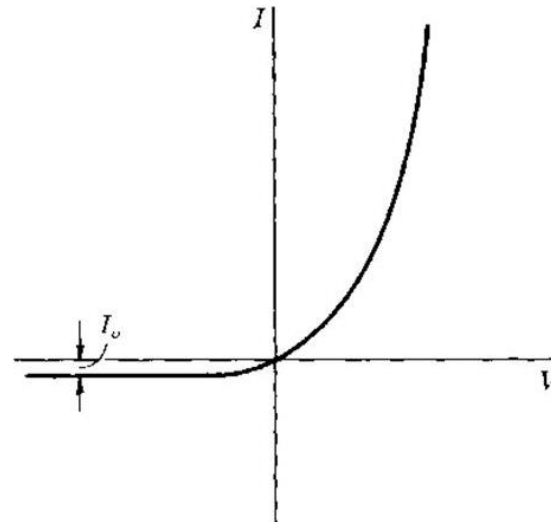
$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV_a}{K_B T}\right) - 1 \right]$$

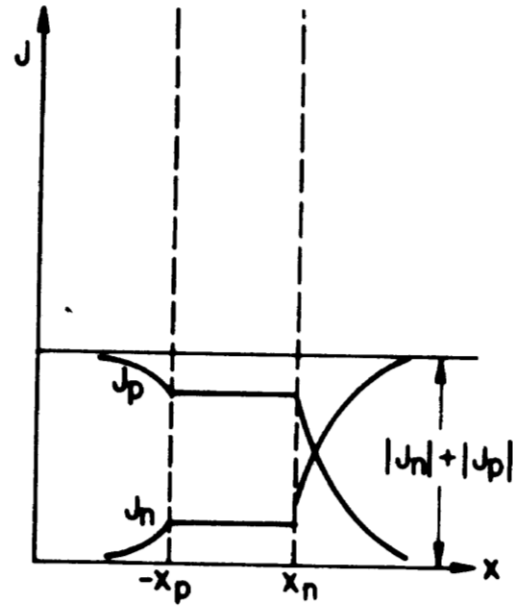
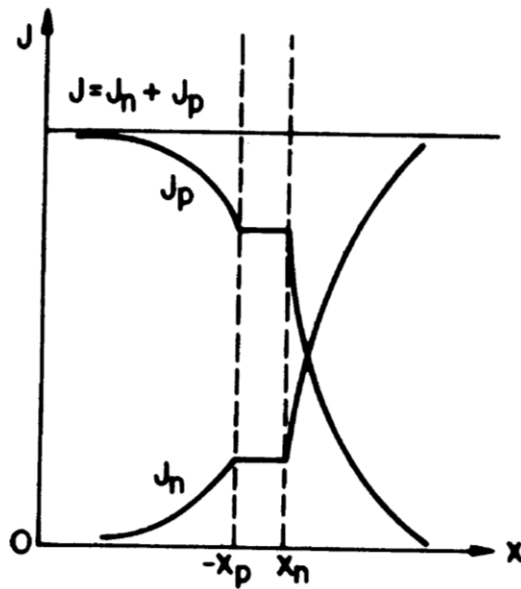
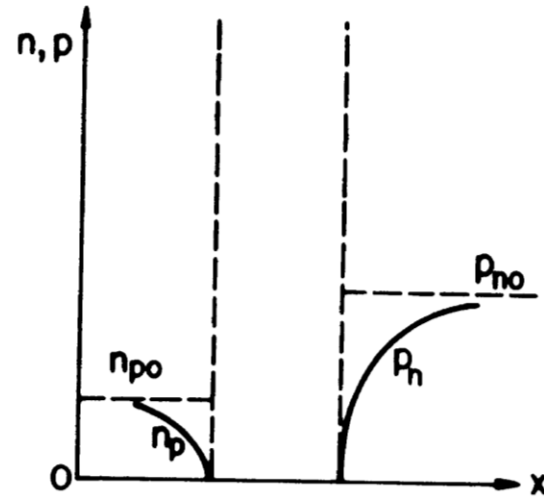
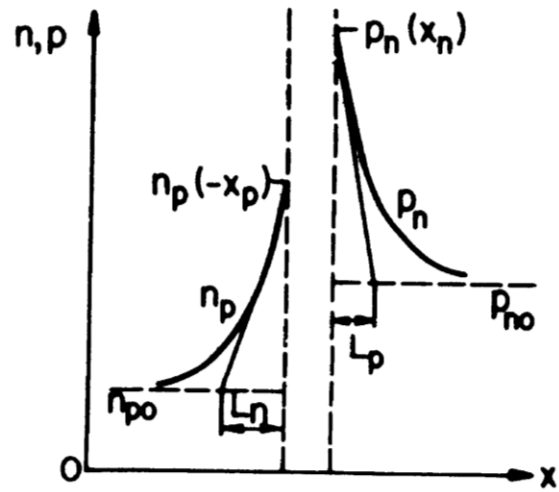
con:

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}$$

o anche :

$$J_s = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A}$$





(a)

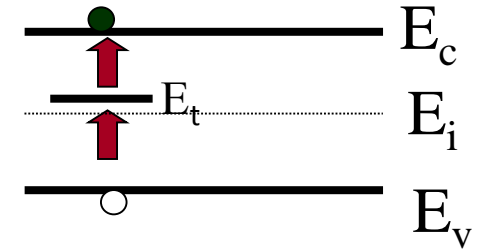
(b)

Distribuzione dei portatori minoritari e delle densità di corrente J_n , J_p per tensione applicata ai capi della giunzione pn (a) diretta (b) inversa

Caso non ideale: tasso di generazione non nullo dovuto a difetti

Nella regione svuotata di una giunzione pn si verifica:

$pn \ll n_i^2$, $p, n \ll n_i$. In presenza di livelli difetto vicino a metà gap $E_t = \varepsilon_i$ si ha generazione netta di coppie elettrone lacuna con processo assistito dai difetti con livello energetico vicino a metà gap. Nel modello SRH il tasso di generazione è dato da:



$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i) + \sigma_p (p + n_i)} \approx -\frac{n_i}{\tau_g}$$

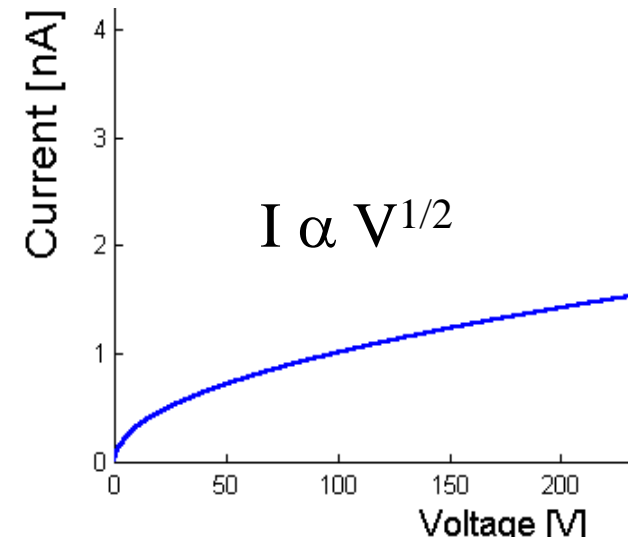
Densità di corrente data dalla generazione

$$J_{gen} = \int_0^W q|U|dx = q|U|W = q \frac{n_i}{\tau_g} W$$

W = spessore della regione svuotata.

Poiché:
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_B} (V_{bi} + |V_a|)}$$

la corrente inversa risulta:
$$J_R \propto \sqrt{(V_{bi} + |V_a|)}$$



Andamento sperimentale della caratteristica I-V di una giunzione pn di silicio

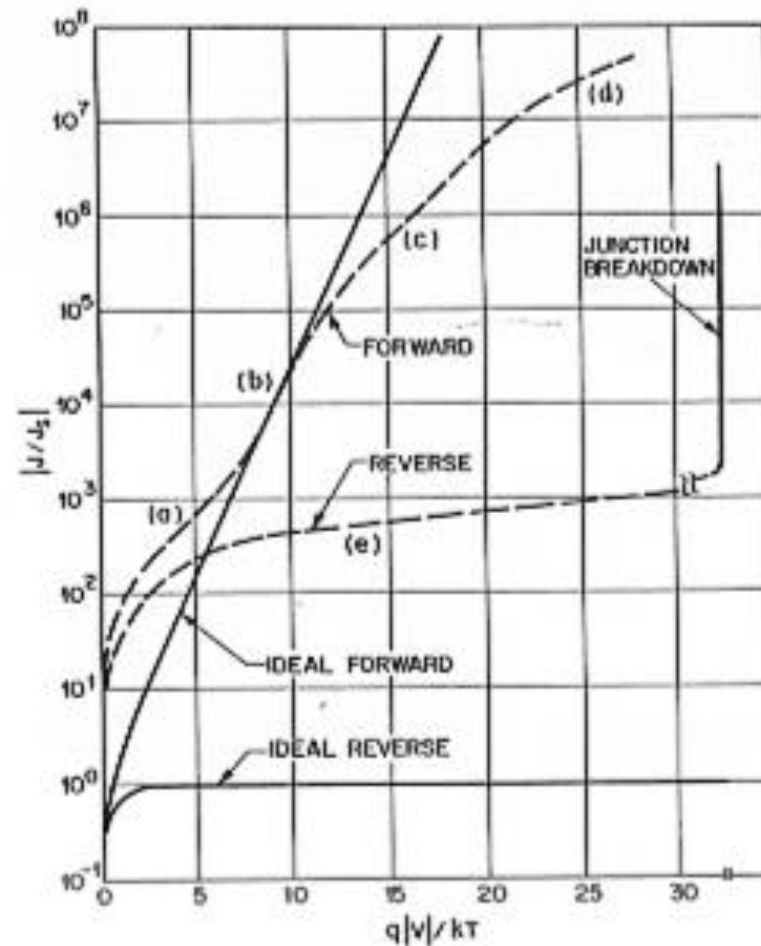


Fig. 21 Current-voltage characteristics of a practical Si diode. (a) Generation-recombination current region. (b) Diffusion current region. (c) High-injection region. (d) Series resistance effect. (e) Reverse leakage current due to generation-recombination and surface effects. (After Moll, Ref. 3.)