DISPOSITIVI ELETTRONICI

→ Modello di Drude → descrive il movimento dei portatori di carica nei solidi, soprattutto nei metalli

$$\frac{1}{2} m_0 \langle v \rangle^2 = \frac{3}{2} KT \Rightarrow \begin{cases} \langle v \rangle = \sqrt{\frac{3KT}{m_0}} \\ \langle \vec{v} \rangle = 0 \end{cases}$$

in assenza di forze o campi elettrici

→ Urti termicamente avvenuti (T e $\langle v \rangle$ costanti)

→ Applicando $\vec{\mathcal{E}}$:

$$\vec{v}_i = \vec{v}_{i0} - q\frac{\vec{\mathcal{E}}}{m} t_i \Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \vec{v}_{i0} - \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} q\frac{\vec{\mathcal{E}}}{m} t_i$$

$$\langle \vec{v} \rangle = -q\frac{\vec{\mathcal{E}}}{m} \cdot \underbrace{\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} t_i\right)}_{\sim 10^{-14}\,s \leftarrow \tau \text{ (tempo di rilassamento)}} \Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = -\mu_m \vec{\mathcal{E}}$$

$$\mu_m = q\frac{\tau}{m} \quad [m^2/Vs]$$ Mobilità

$$J = -q\Phi \rightarrow \Phi = \frac{\#\text{elettroni}}{m^2 \cdot s} = \frac{\#\text{elettroni}}{\text{volume}} \cdot \langle \vec{v} \rangle \cdot s \cdot \frac{1}{s} = n\langle \vec{v} \rangle$$

$$J = q\mu_m n \mathcal{E}$$ Legge di Ohm microscopica

$$\sigma = q\mu_m n$$ Conducibilità $[1/\Omega m]$

→ $\frac{J \cdot A}{V \cdot L} = \frac{I}{\mathcal{E}} \Rightarrow \frac{I}{A} = q\mu_m n \frac{V}{L} \Rightarrow \frac{V}{I} = R = \frac{L}{A} \cdot \frac{1}{q\mu_m n}$

→ Equazione di Schroedinger

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\cdot\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

Stato = valore di ψ accettabile per la soluzione dell'equazione

$$p(-\infty \le x \le +\infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1$$

↳ densità di probabilità

→ Per l'elettrone libero ($U = 0$)

$$\psi(x) = Ae^{\alpha_1 x} + Be^{\alpha_2 x} \rightarrow \alpha_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad [m^{-1}]$$

K (vettore d'onda)

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow p = \hbar \cdot K$$ (connessione con meccanica classica)

MASTER COPY
Tel. 050 8312126
Cell. 388 9837745

→ Buca di potenziale a pareti infinite → consiste nell'elettrone è confinato in un intervallo $(0, a)$

$x \notin (0,a) \quad \psi = 0 \quad (U \to +\infty)$

$x \in (0,a) \quad E\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} \quad (U = 0)$

Condizioni al contorno: $\begin{cases}\psi(0) = 0 \\ \psi(a) = 0\end{cases}$ $\psi(x) = C\sin(Kx)$

$K = \frac{\pi}{a}n \to E = \frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2ma^2}$

(Livelli di energia discretizzati per $a \approx \lambda$ → meccanica quantistica)

→ $a = L_x \gg \lambda$

Condizioni al contorno periodiche: $\begin{cases}\psi(0) = \psi(L_x) \\ \text{(anello di lunghezza)}\end{cases}$

$e^{iK0} = e^{iKL_x} \to K_x = n\frac{2\pi}{L_x}$

$\begin{vmatrix}K_x \\ K_y \\ K_z\end{vmatrix} = \begin{vmatrix}n\,2\pi/L_x \\ n\,2\pi/L_y \\ n\,2\pi/L_z\end{vmatrix} \to E = \frac{\hbar^2}{2m}\left(K_x^2 + K_y^2 + K_z^2\right)$

È possibile passare dallo spazio di p a quello di K con un fattore $\hbar$

$D(E) = \#\text{stati}/(\text{Volume}\cdot dE)$ → in ogni stato di sono 2 elettroni

$D(E)dE = \frac{\text{Volume corona}}{\text{Volume stato}} \cdot \frac{2}{\text{Volume fisico}} = \frac{4\pi K^2 dK}{\frac{2\pi}{L_x}\cdot\frac{2\pi}{L_y}\cdot\frac{2\pi}{L_z}} \cdot \frac{2}{L_x L_y L_z}$

$E = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \to K = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \quad dK = \frac{m}{\hbar^2 K}dE$

$D(E) = 4\pi\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{E} \to 3d$ $\quad 2d \to$ costante con E ; $1d \to \propto 1/\sqrt{E}$

$[J^{-1}m^{-3}]$ Densità degli stati

$n(E) = Ae^{-E/KT}$

↳ densità di elettroni con energia E

(K = costante di Boltzmann)
Redistribuzione energia negli elettroni
(valle se l'energia non è quantizzata)

$n = \int_0^\infty n(E)\, dE$ → E = 0 non è contemplato
$D(E=0) = 0$ ⇒ non ci sono stati possibili
→ gli elettroni non possono avere energia pari a ∅

E_F = energia di Fermi (energia minima per disporre tutti gli n elettroni nel solido)

$q\Phi_M = E_{\text{livello del vuoto}} - E_F$ → minima energia necessaria per strappare via un elettrone al solido

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

(funzione di distribuzione di Fermi-Dirac) → probabilità di trovare un elettrone in uno stato con energia E

↳ simmetrica intorno a E_F → $f(E_F) = 1/2$

→ La variazione di f(E) aumenta con T (effetto termo-ionico)

$$n = \int_0^\infty D(E) f(E)\, dE$$

Semiconduttori → gli orbitali degeneri creano bande di stati permessi alternati a gap (stati non permessi)

↳ LCAO → permette di trovare l'energia degli elettroni in presenza di un potenziale periodico

↳ Proprietà di conduzione → elettroni di valenza distanza tra bande (gap)

E_V = max energia banda di valenza
E_C = min energia banda di conduzione

$n = \frac{\#\ \text{elettroni in BC}}{m^3}$ $\quad p\ (\text{lacune}) = \frac{\#\ \text{lacune in BV}}{m^3}$

MASTER COPY
Tel. 050 8312126
Cell. 388 9837745

$E_G = E_C - E_V$ Energia di Gap

→ Relazione di dispersione → lega E a K

Transizione interbanda → a gap diretto (GaAs) → radiativa
a gap indiretto (Si) (stesso K)

In banda di conduzione:

$$E(K) - E_C = \frac{d^2E}{2dK^2}\bigg|_{K=K_0} (K-K_0)^2$$ → Sviluppo di Taylor al 2° ordine

$E_C = E(K_0)$

$$m^*_{eBC} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dK^2}\big|_{K=K_0}}$$ Massa efficace in banda di conduzione ($m^*_{eBC} = 0{,}26\, m_0$ → Si)

$$E(K) - E_c = \frac{\hbar^2}{2m^*_{eBC}} (K - K_0)^2$$

(curvatura in banda di conduzione)

$$E(K) - E_v = \frac{\hbar^2}{2m^*_{eBV}} (K)^2 \longrightarrow m^*_{eBV} = \frac{\hbar^2}{\left.\frac{d^2E}{dK^2}\right|_{K=0}} \longrightarrow m^*_{eBV} = 0{,}37\, m_0$$

L'effetto di ogni buca può essere schematizzato con una particella di carica $+q$ e massa m^*_{eBV}

$$\vec{J} = q\left(\vec{v}_d + \frac{q}{m^*_{eBV}} \vec{\mathcal{E}} t_c\right)$$

$$D(E)_{BC} = 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \qquad m^*_{eDS} = 1{,}08\, m_0$$

$$m^*_{pDS} = 0{,}57\, m_0$$

$$D(E)_{BV} = 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

$\longrightarrow$ Concentrazione di elettroni in BC

$$n = \int_{E_c}^{\infty} D(E) f(E)\, dE = \int_{E_c}^{\infty} 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \cdot \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/KT}}\, dE$$

$E - E_F > E_c - E_F \longrightarrow$ Se $E_c - E_F \gg KT$ (cioè E_F è lontano da E_c) si trascura l'unità al denominatore

$$n = \int_{E_c}^{\infty} 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{E - E_c}}{e^{(E - E_F)/KT}}\, dE$$

$$= 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{E - E_c}\, e^{\frac{-(E - E_F + E_c - E_c)}{KT}}\, dE \longrightarrow E_F \text{ è uscito}$$

$$= 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-(E_c - E_F)/KT} \sqrt{KT} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{\frac{E - E_c}{KT}}\, e^{-(E - E_c)/KT}\, dE$$

$$= 4\pi \left(\frac{2m^*_{eDS}}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{KT}\, e^{-(E_c - E_F)/KT} \int_0^{\infty} \sqrt{x}\, e^{-x} KT\, dx \qquad x = \frac{E - E_c}{KT}$$

$$KT\, dx = dE$$

$$\int_0^\infty \sqrt{x}\, e^{-x}\, dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Rightarrow m = 2\left(\frac{2\pi m^*_{eDS} KT\pi}{h^2}\right)^{3/2} e^{-(E_C - E_F)/KT}$$

densità equivalente di stati in BC (N_C) → tiene conto di tutti gli stati in BC permessi dai vari tratti dell'energia E_C

$$m = N_C e^{-(E_C - E_F)/KT}$$

→ per Si puro: $N_C = 2.8 \cdot 10^{19}\ cm^{-3}$ (a 300 K)

→ Regola pratica:

$$N_C = N_C(300)\frac{T^{3/2}}{300^{3/2}}$$

→ Concentrazione di lacune in BV

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D(E)(1 - f(E))\, dE = \int_{-\infty}^{E_V} 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E_V - E}\left(1 - \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/KT}}\right) dE$$

$$p = 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{h^2}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{E_V - E}\left(\frac{e^{(E - E_F)/KT}}{1 + e^{(E - E_F)/KT}}\right) dE$$

MASTER COPY
Tel. 050 8312126
Cell. 388 9837745

Per $E - E_F < 0$, $E_F - E > E_V - E$, $1 \gg e^{-(E_F - E)/KT}$

$$p = 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{h^2}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{E_V - E}\, e^{(E - E_F)/KT}\, dE$$

$$= 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{KT}\, e^{-(E_F - E_V)/KT} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{\frac{E_V - E}{KT}}\, e^{-(E_V - E)/KT}\, dE$$

$$= 4\pi \left(\frac{2m^*_{pDS}}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{KT}\, e^{-(E_F - E_V)/KT}\, KT \int_0^\infty \sqrt{x}\, e^{-x}\, dx =$$

$$= 2\left(\frac{2m^*_{pDS} KT\pi}{h^2}\right)^{3/2} e^{-(E_F - E_V)/KT} \rightarrow p = N_V e^{-(E_F - E_V)/KT}$$

densità equivalente di stati in BV (N_V) → per il Si puro: $N_V = 10^{19}\ cm^{-3}$