UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI TORINO

Laboratorio di Elettronica

Marco Aglietta – Ernesto Migliore

aglietta@to.infn.it migliore@to.infn.it

CFU 6 - A.A. 2021/212

Corso di laurea in Fisica

Isolanti, Semiconduttori e Metalli

Quando gli atomi di un sistema si possono considerare isolati (gas), le loro configurazioni elettroniche non subiscono alterazioni. In questa situazione atomi con configurazioni elettroniche simili hanno proprieta' chimiche simili. Ad esempio He, Ne, Ar, Kr, Xe sono tutti gas inerti e tutti presentano strati o perlomeno sottostrati completamente occupati .

Gli elementi semiconduttori Silicio e Germanio sono elementi del IV gruppo caratterizzati dal fatto di avere 2 soli elettroni nell'orbita piu' esterna p (invece di 6).

I A	II A	III B	IV B	V B	VI B	VII B	VIII B			I B	II B	III A	IV A	V A	VI A	VII A	VIII A
1 1.008 **H** idrogeno																	2 He
3 Li	4 Be											5 10.81 **B** boro	6 12.011 **C** carbonio	7 14.006 **N** azoto	8 15.999 **O** ossigeno	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 26.98 **Al** alluminio	14 28.09 **Si** silicio	15 30.97 **P** fosforo	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 63.55 **Cu** rame	30 Zn	31 69.72 **Ga** gallio	32 72.59 **Ge** germanio	33 74.92 **As** arsenico	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 114.82 **In** indio	50 [illegible] **Sn** stagno	51 121.75 **Sb** antimonio	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57-71 (1)	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 196.97 **Au** oro	80 Hg	81 Tl	82 207.2 **Pb** piombo	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89-103 (2)	104 Rf	105 Ha	106	107	108	109	110								

(1)	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
(2)	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

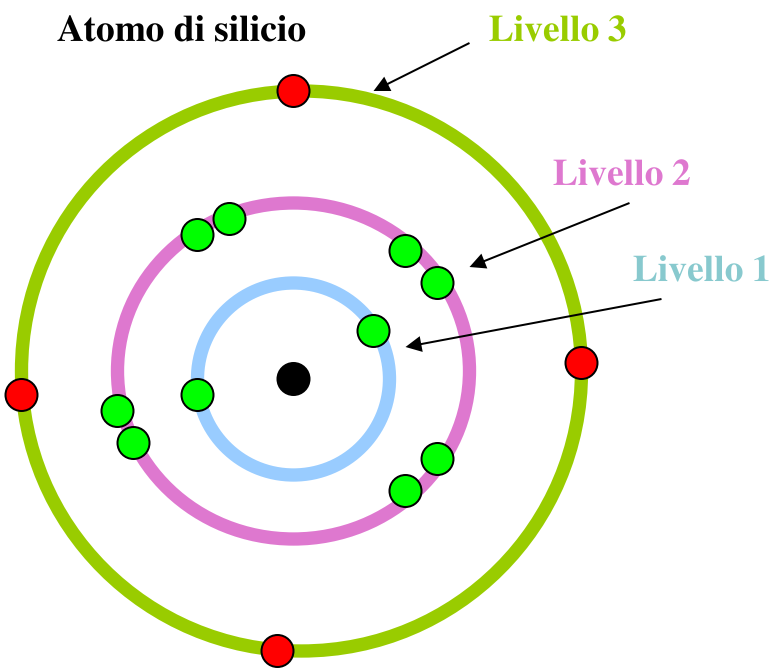
Pero' il Carbone nella forma cristallina del diamante e' un **Isolante** (mentre in quella della grafite e' un semiconduttore), Silicio e Germanio sono **Semiconduttori**, lo Stagno e' un **Metallo.** Vediamo di definire meglio da dove provengono queste differenze.

Modello a shell

El	Z	Configurazione Elettronica Elementi IV gruppo
C	6	$1s^2$ $2s^2$ $2p^2$
Si	14	$1s^2$ $2s^2$ $2p^6$ $3s^2$ $3p^2$
Ge	32	$1s^2$ $2s^2$ $2p^6$ $3s^2$ $3p^6$ $3d^{10}$ $4s^2$ $4p^2$
Sn	50	$1s^2$ $2s^2$ $2p^6$ $3s^2$ $3p^6$ $3d^{10}$ $4s^2$ $4p^6$ $4d^{10}$ $5s^2$ $5p^2$

Si e Ge hanno 2 soli elettroni nell'orbita piu' esterna p (completa ne contiene 6)

Atomo di silicio



n	l	m_l	m_s
1	0 (1s)	0	± 1/2
2	0 (2s)	0	
	1 (2p)	-1	
		0	
		1	
3	0 (3s)	0	
	1 (3p)	-1	
		0	
		1	
	2 (3d)	-2	
		-1	
		0	
		1	
		2	

n = numero quantico principale

l =momento angolare ($0 < l < n-1$)

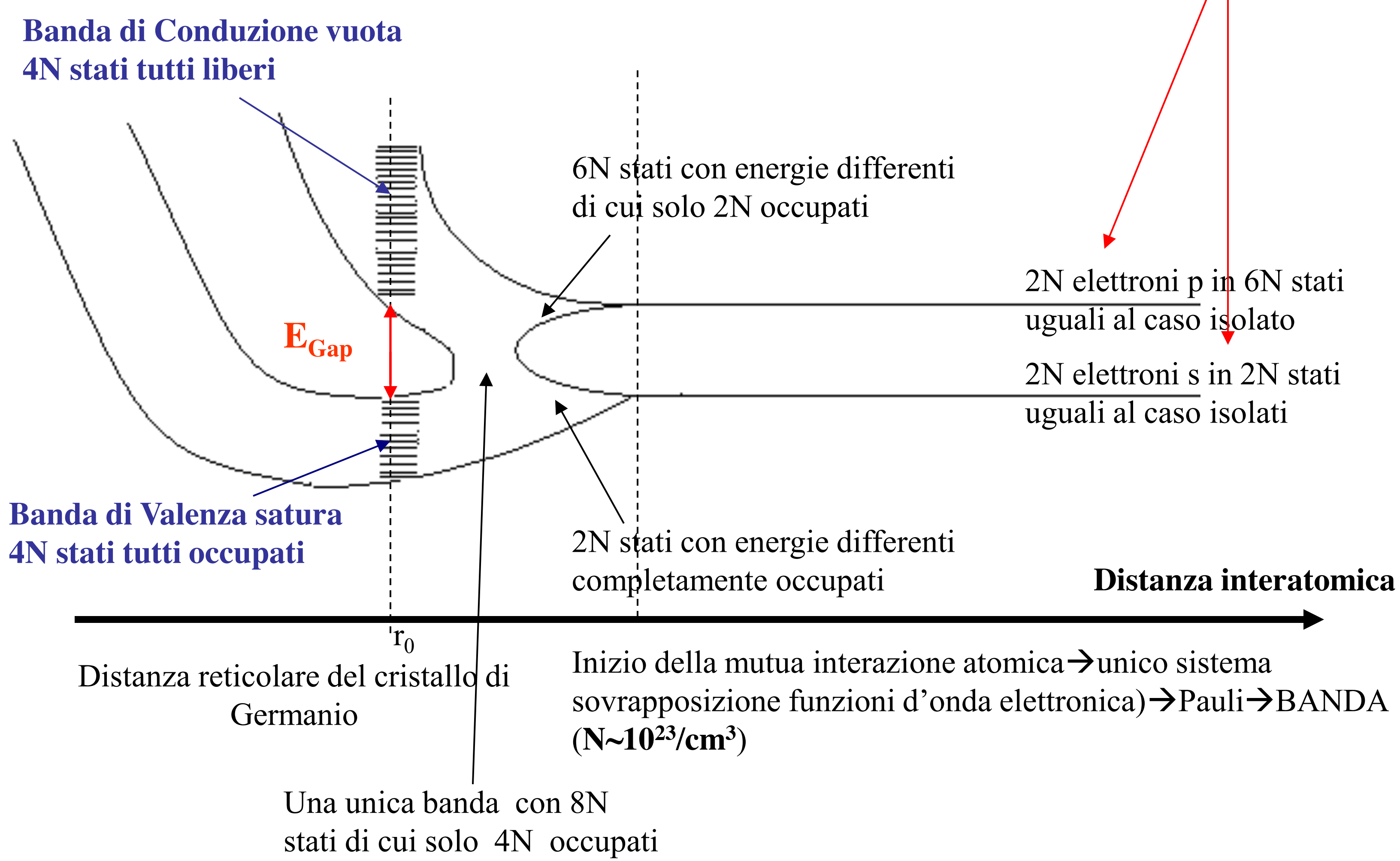
m_l = proiezione del momento angolare ($-l < m_l < l$)

m_s = spin

Quando moltissimi atomi si uniscono a formare un cristallo, come nella maggior parte dei metalli e dei semiconduttori, gli elettroni piu' esterni di ciascuno di essi risentono della influenza di tutti gli altri, ed i loro livelli di energia cambiano notevolmente. Una diversa funzione d'onda descrive gli elettroni entro il cristallo.

Come esempio consideriamo un sistema di **N atomi** di un elemento del IV gruppo.

Ge 32 $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^2\ 4p^2$

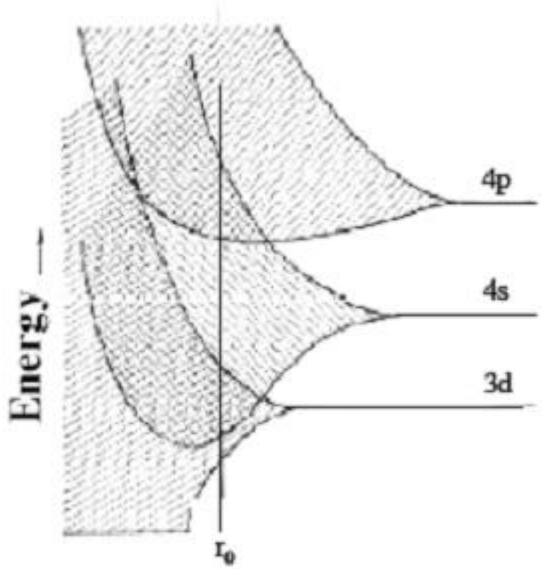


Metallo

Semiconduttore

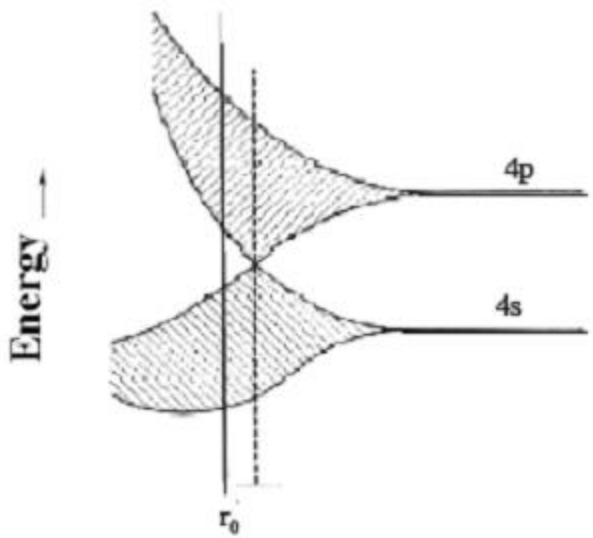
^{29}Cu $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^1$

^{32}Ge $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^2\ 4p^2$



^{29}Cu

La banda 4s e' solo parzialmente occupata l'overlap con la banda 4p estende la banda permessa in cui gia cade E_F



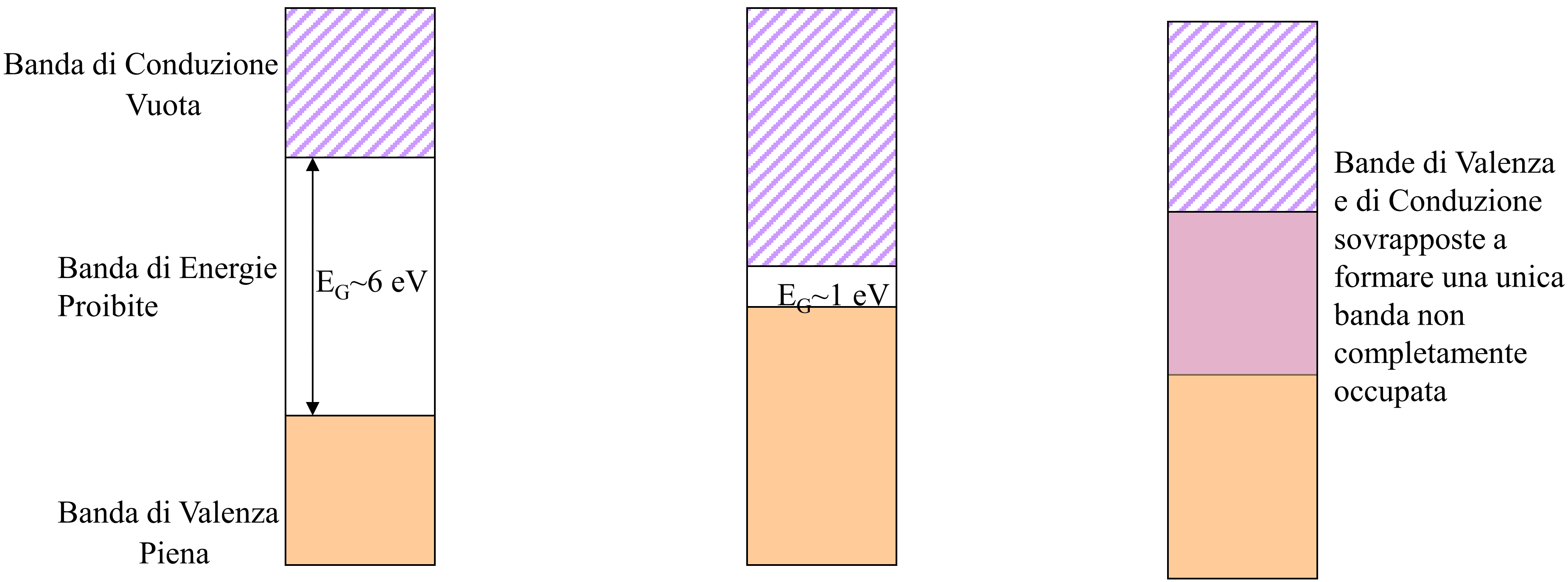
^{32}Ge

Isolanti, Semiconduttori e Metalli

Un materiale scarsamente conduttore dell'elettricita' viene detto Isolante, un eccellente conduttore e' un Metallo, una sostanza con valori di conduttivita' intermedia un Semiconduttore

Queste tre categorie differiscono nella struttura delle bande di energia

ISOLANTI $6 < E_{Gap} < 10$ eV | **SEMICONDUTTORI $E_{Gap} \sim 1$ eV** | **METALLI $E_{Gap} = 0$ eV**



Diamante $E_G \sim 6$eV

Ge (300°K) → $E_G \sim 0.67$ eV

Si (300°K) → $E_G \sim 1.14$ eV

Stagno

Alla temperatura T, la probabilita' di avere uno stato di energia E occupato da un elettrone dipende dalla funzione di probabilita' di Fermi –Dirac:

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

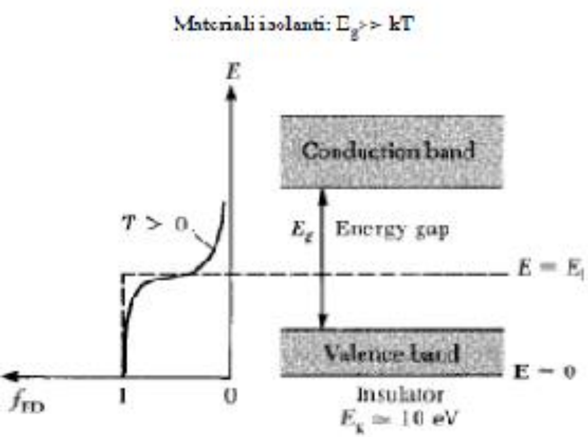
k= costante di Boltzmann k=8,61673324(78) · 10^{-5} eV K^{-1}

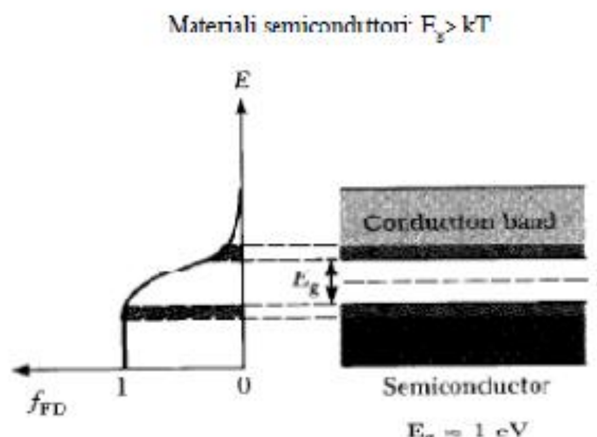
T= temperatura assoluta in Kelvin

E_F = livello di Fermi → $f(E_F)$ =1/2 indipendentemente da T

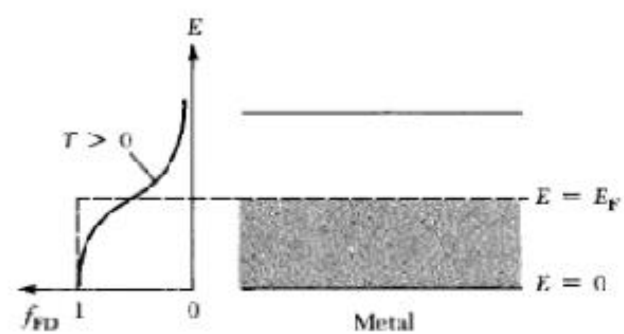
La differenza tra isolanti semiconduttori e metalli dipende dalla larghezza della banda proibita, dalla posizione del livello di Fermi allo zero assoluto e dalla probabilita' di avere livelli occupati in banda di conduzione a temperatura ambiente (kT ~0.03eV)

Isolanti	Semiconduttori	Metalli
E_F (T=0) e' nella banda proibita	E_F (T=0) e' al centro della banda proibita	E_F (T=0) e' nella banda di conduzione
f (E > E_C, T = 300K) = 0	f (E > E_C, T = 300K) ≠ 0	





E_F e' al centro della banda proibita. Indica che esiste la stessa probabilita' di avere un elettrone libero oppure una lacuna (n = p)

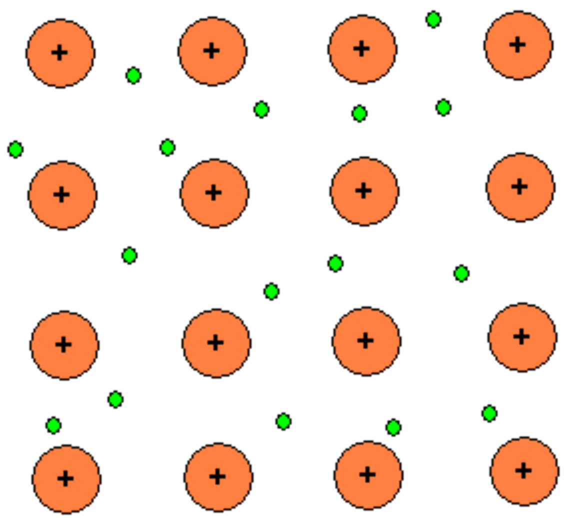


In un metallo gli elettroni piu' esterni (1, 2 o 3 a seconda del tipo di metallo) sono continuamente in movimento e la loro direzione muta ad ogni collisione con gli ioni. → corrente media nulla.
Sotto l'influsso di un campo elettrico **E**, al moto disordinato, si sovrappone una **velocita' media di deriva** proporzionale al campo. I valori tipici della velocita' di deriva sono molto piccoli : $10^{-5} - 10^{-4}$ m/s

$$\mathbf{v_d} = \mu \mathbf{E}$$

Mobilita' dell'elettrone

$v_d = a\tau$ (τ = tempo medio tra 2 urti, $a = qE/m$)



Se A e' la sezione del conduttore metallico ed n la concentrazione di elettroni liberi $[l^{-3}]$ allora la densita' di corrente elettrica $J = I/A$ e' data da:

$$\mathbf{J} = nq_e\mathbf{v_d} \quad [q\ t^{-1}\ l^{-2}] \rightarrow \text{ampere/m}^2$$

$$\mathbf{J} = nq_e\mathbf{v_d} = nq_e\mu\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E}$$

dove

$$\boxed{\sigma = nq_e\mu}$$

e' la conduttivita' del metallo (Ohm metro) $^{-1}$

La conduttivita' e' proporzionale alla concentrazione n di elettroni liberi

Metallo → $n \sim 10^{23}$ elettroni per cm^3

Isolante → $n \sim 10$ elettroni per cm^3

$v_d = a\tau$

$\tau = \lambda / v_T$ (v_T = velocita media di agitazione termica , distr. Boltzmann)
$v_T = \sqrt{(2E_T/m)} = \sqrt{(3kT/m)} \sim 10^5$ m/s a 300K

Al crescere della temperatura la conduttivita' dei metalli diminuisce:
v_T cresce → τ diminuisce → v_d diminuisce → μ diminuisce

Elettroni e lacune in un semiconduttore intrinseco

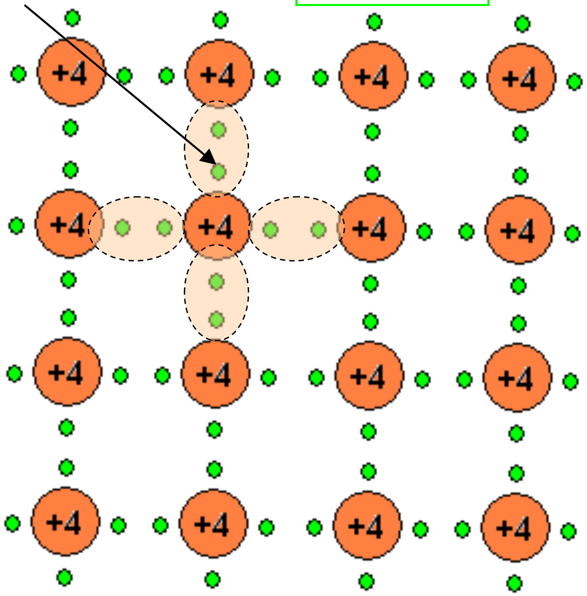
^{14}Si $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ \underline{3s^2\ 3p^2}$

^{32}Ge $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ \underline{4s^2\ 4p^2}$

4 elettroni di valenza

Legame covalente

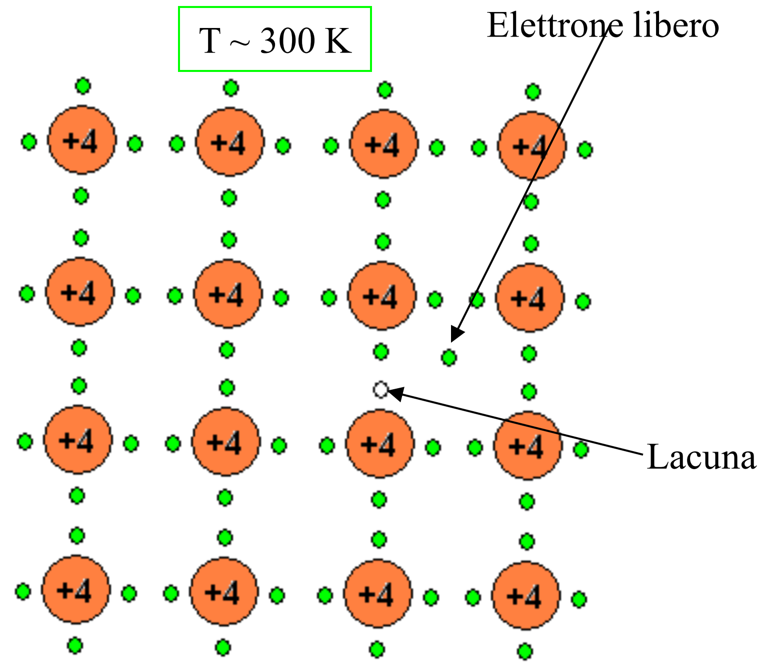
T ~ 0 K



Temperature molto basse ~ struttura ideale

i semiconduttori si comportano come isolanti

T ~ 300 K



A temperature piu'alte l'energia termica e' sufficiente a rompere qualche legame covalente . In un semiconduttore puro la concentrazione di cariche libere (**$n = p = n_i$**) varia con la temperatura secondo la:

$$\boxed{n_i^2 \propto T^3 \exp(-E_G/kT)}$$

Al crescere della temperatura la conduttivita' dei semiconduttori aumenta

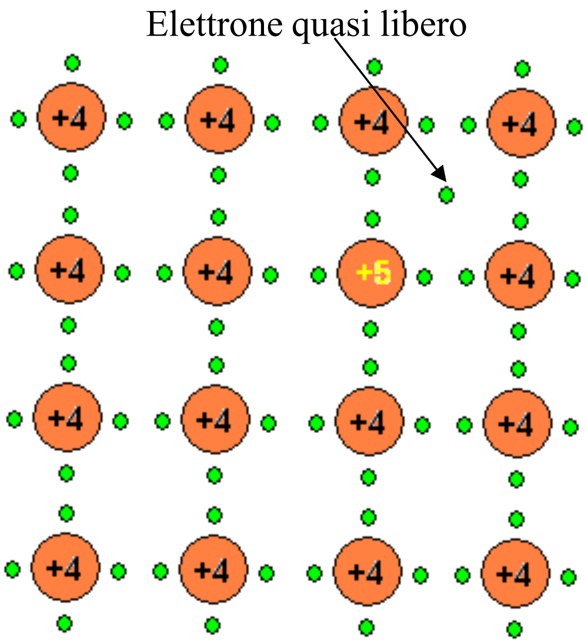
a temperatura ambiente kT(300K) ~ 0.026 eV k in [eV K^{-1}]

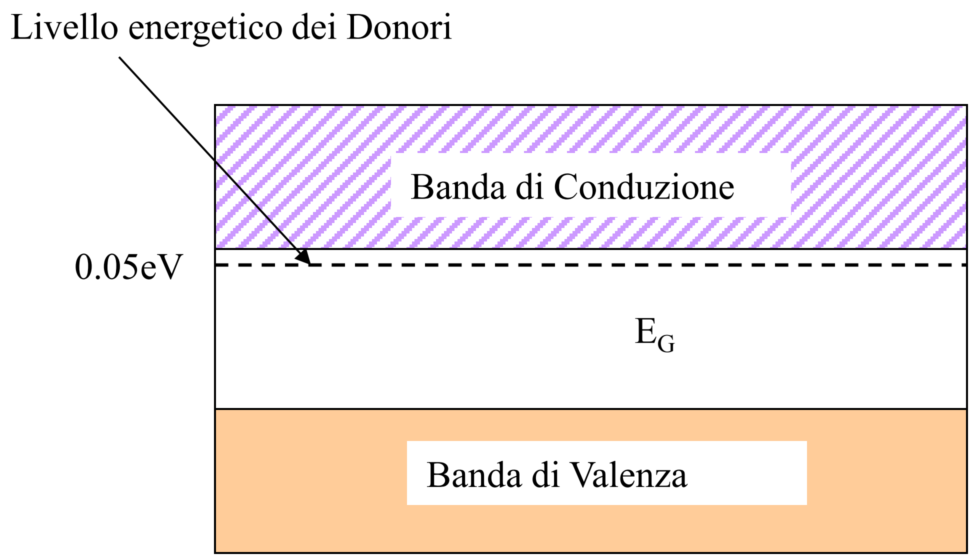
n_i (Si) ~ 10^{10} cariche libere per cm^3 (E_G= 1.14 V)
n_i (Ge) ~ 10^{13} cariche libere per cm^3 (E_G= 0.67 V)

Semiconduttori Drogati

(N_D, $N_A \sim$ 1 parte su 10^8 ~ $5\mathrm{x}10^{14}$)

Impurita' di tipo 'n' ' Donore'





Se si 'droga' il s.c. intrinseco con piccole percentuali di **atomi pentavalenti** uno dei 5 elettroni esterni dell'impurita' risulta quasi libero (0.01eV per Ge e 0.05 eV per Si)

Impurita' di tipo 'n' o ' Donore'

Antimonio, Fosforo, Arsenico (V Gruppo)

Gli atomi di impurita' sono distanti tra loro.(Non interagiscono) → introducono dei livelli energetici discreti e non delle bande.

A temperatura ambiente i quinti elettroni sono nella banda di conduzione.

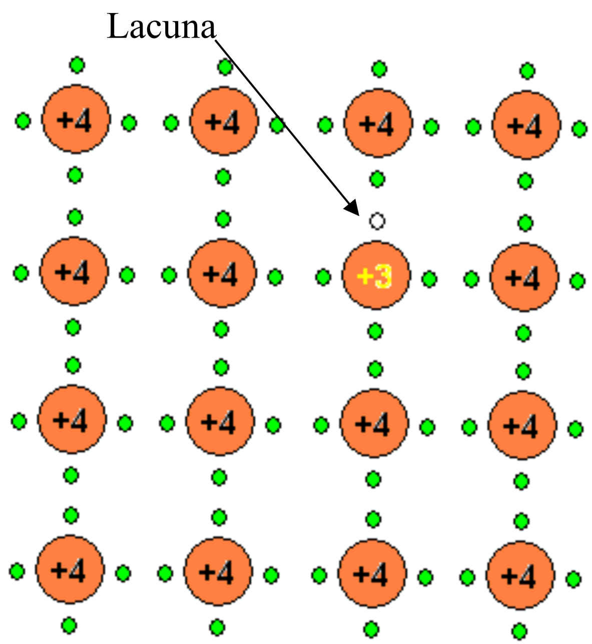
$$\mathbf{n \sim N_D >> n_i}$$

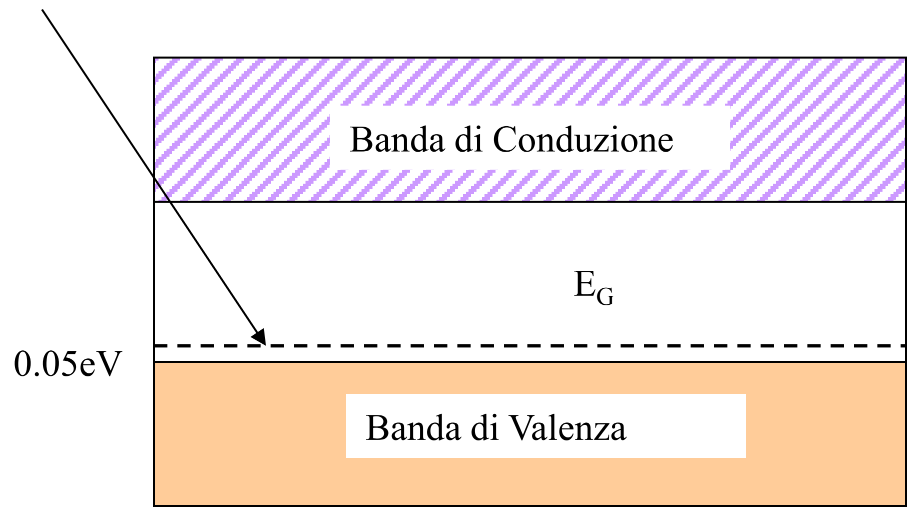
diminuisce allo stesso tempo la concentrazione di lacune libere (> probabilita' di ricombinazione). Vale infatti la legge dell' **azione di massa:** ***"In condizioni di equilibrio termico il prodotto delle concentrazioni di lacune ed elettroni liberi e'costante indipendentemente dalla quantita' di dopante introdotto"***

$$\mathbf{np=n_i^2 \rightarrow \boxed{p = n_i^2/N_D}}$$

Semiconduttori Drogati

Impurita' di tipo 'p' 'Accettore'





Se si 'droga' il s.c. intrinseco con piccole percentuali di **atomi trivalenti** solo 3 dei legami covalenti possono esere saturati.→ disponibilita' di 'portatori positivi'
(0.01eV per Ge e 0.05 eV per Si)

Impurita' di tipo 'p' o ' Accettore'

Boro, Gallio, Indio (III Gruppo)

Gli atomi di impurita' sono distanti tra loro. Introducono dei livelli energetici discreti e non delle bande.

A temperatura ambiente gli elettroni di Valenza riempiono le lacune degli accettori. La conduzione e' data dal moto delle lacune nella banda di Valenza

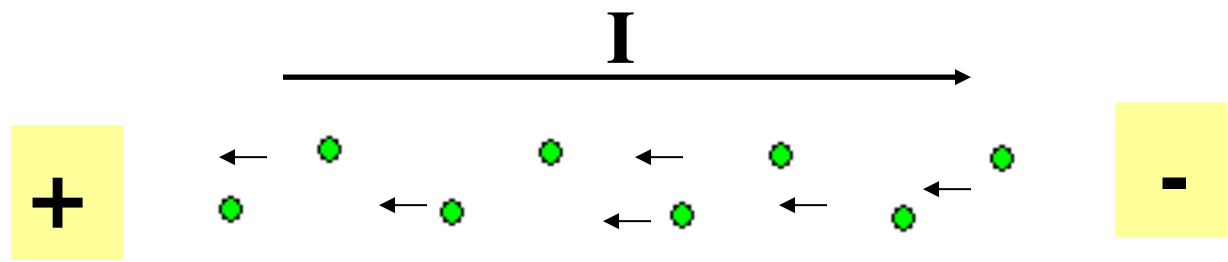
$$\mathbf{p \sim N_A}$$

diminuisce allo stesso tempo la concentrazione di elettroni liberi (> probabilita' di ricombinazione). Vale sempre la legge dell' **azione di massa**

$$\mathbf{np = n_i^2 \rightarrow \boxed{n = n_i^2/N_A}}$$

Corrente di drift $\Longleftrightarrow$ campo elettrico

Abbiamo visto come in un metallo la conduzione sia data dai soli elettroni.



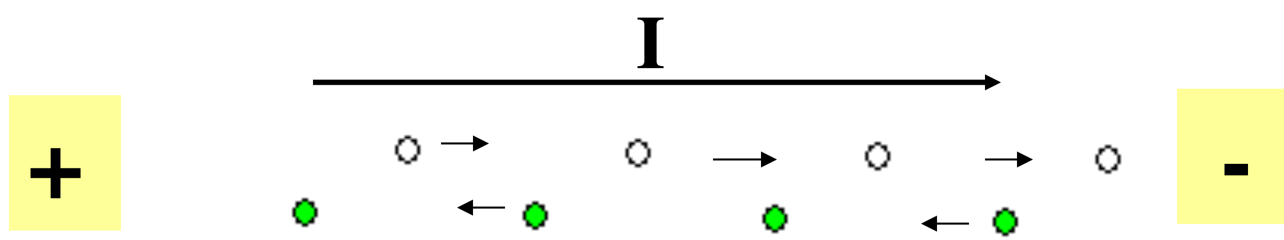
$$v_{drift} = \mu E$$

Mobilita'

$$\boxed{\mathbf{J} = nq_e\mathbf{v} = nq_e\mu\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E}}$$

Conduttivita'

In un semiconduttore la conduzione e' data sia dagli elettroni che dalle lacune



$$\boxed{\mathbf{J}_{Drift} = (n\mu_n + p\mu_p)q\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E}}$$

Corrente di Drift (di deriva)

I valori di mobilita' dipendono **dalla temperatura (T^{-m}) e dal tipo di semiconduttore.** La mobilita' degli elettroni e' superiore a quelle delle lacune

$m = 2{,}5(2{,}7)$ elettroni (lacune)

a 300 K: Si → μ_p= 500, μ_n= 1300 [cm^2/V s]

a 300 K: Ge → μ_p= 1800, μ_n= 3800 [cm^2/V s]

Conduttivita' di metalli, semiconduttori intrinseci/drogati, isolanti. T=300K

Isolante → n ~ 10 elettroni liberi /cm³ →

$\sigma = nq\mu_n = 10 \times 1.6\ 10^{-19} \times 1.3\ 10^{3} \sim 2\ 10^{-15}\ [\Omega cm]^{-1} \rightarrow \rho = 1/\sigma = 5\ 10^{14}\ [\Omega\ cm]$ Polistirolo

Conduttivita' Resistivita'

Metallo → n ~ 10^{23} elettroni liberi /cm³ →

$\sigma = nq\mu_n = 10^{23} \times 1.6\ 10^{-19} \times 1.3\ 10^{3} \sim 2\ 10^{7}\ [\Omega cm]^{-1} \rightarrow \rho = 1/\sigma = 5\ 10^{-8}\ [\Omega\ cm]$ Tungsteno

Semiconduttore intrinseco (Silicio) →

$$\boxed{n_i^2 \propto T^3 \exp(-E_{G0}/kT)}$$

$n_i(Si) \sim 1.5\ 10^{10}$ cariche libere /cm³

→ $\sigma = 2n_iq(\mu_n + \mu_p) = 3\ 10^{10} \times 1.6\ 10^{-19} \times (1.3\ 10^{3} + 5.0\ 10^{2}) \sim 8.6\ 10^{-6}\ [\Omega\ cm]^{-1} \rightarrow \rho = 1/\sigma = 1.2\ 10^{5}\ [\Omega\ cm]$

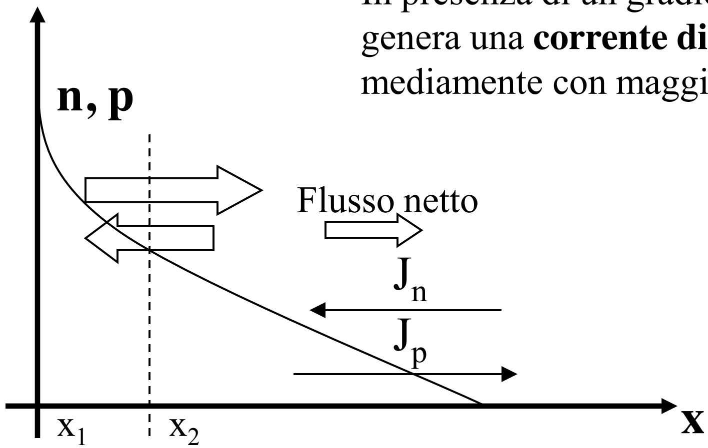
Con il drogaggio la conduttivita' a temperatura ambiente e' aumentata di oltre 4 ordini di grandezza

Semiconduttore drogato (Silicio) → $n \sim N_D$ oppure $p \sim N_A$ ~ 1 ogni 10^8 atomi

(Si) ~ 5 10^{22} atomi/cm³ → ~ 5 10^{14} cariche libere (n) /cm³ (>> n_i 1.5 10^{10})

→ $\sigma = nq(\mu_n) = 5\ 10^{14} \times 1.6\ 10^{-19} \times (1.3\ 10^{3}) \sim 1.0\ 10^{-1}\ [\Omega cm]^{-1} \rightarrow \rho = 1/\sigma = 10\ [\Omega\ cm]$

Corrente di diffusione



In presenza di un gradiente di concentrazione (di lacune o di elettroni indifferentemente) si genera una **corrente di diffusione** dovuto al flusso di cariche che si muoveranno mediamente con maggiore probabilita' verso la regione con densita' inferiore

Il flusso segue il gradiente negativo

Per le lacune positive il verso della corrente sara' concorde al flusso.

Per gli elettroni negativi sara' discorde

La corrente di diffusione si scrivera' pertanto :

$$\mathbf{J_p = -\,qD_p \frac{dp}{dx}}$$ per le lacune

$$\mathbf{J_n = qD_n \frac{dn}{dx}}$$ per gli elettroni

D e' la costante di diffusione

Se ora si applica una differenza di potenziale, alla corrente di diffusione si sommera' una componente di deriva. La corrente totale sara' allora data da :

$$\mathbf{J_p = p\mu_p qE - qD_p \frac{dp}{dx}}$$

Nel caso di un gradiente di concentrazione di lacune.

$$\mathbf{J_n = n\mu_n qE + qD_n \frac{dn}{dx}}$$

Nel caso di un gradiente di concentrazione di elettroni.

Sia la diffusione che la mobilita' sono fenomeni di natura statistica (ad esempio dipendono entrambi dal moto di agitazione termica). I parametri D e μ non sono indipendenti, per ciascun elemento vale la relazione di Einstein:

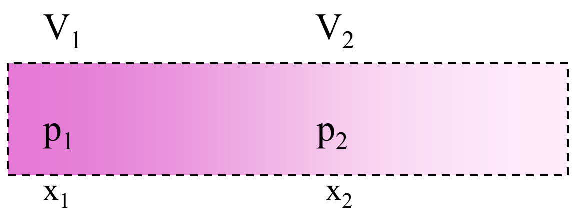
$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = V_T \qquad \text{dove } V_T = \frac{kT}{q}$$

a temperatura ambiente (K~300K) si ha :

$V_T \sim 0.026V$

$\mu/D \sim 38.6$

Consideriamo una barretta di semiconduttore dove la concentrazione di lacune sia una funzione di x. Non essendo la concentraizone costante ci aspettiamo una corrente di diffusione. In condizioni stazionarie, a circuito aperto, la corrente totale che circola dovra' pero' risultare nulla. La presenza del gradiente di concentrazione ha come conseguenza la creazione di un campo elettrico *E* che genera una corrente di deriva uguale e opposta a quella di diffusione. Questo campo elettrico (originato dalle cariche rimaste scoperte a causa della diffusione) crea a sua volta una differenza di potenziale tra i punti x_1 e x_2 ($E = -\,dV/dx$).



$p_1 > p_2$

Gli elettroni lasciati 'scoperti' in x_1 dalla diffusione delle lacune fanno si che il potenziale in quella regione sia piu' basso di quello in x_2 ($V_1 < V_2$)

Noto il gradiente di lacune e imponendo che non circoli corrente ($\mathbf{I_{diffusione} = I_{deriva}}$) possiamo trovare il valore della differenza di potenziale che si genera:

$$\mathbf{J_p = p\mu_p qE - qD_p \frac{dp}{dx} = 0 \;\rightarrow\; p\mu_p qE = qD_p \frac{dp}{dx} \;\rightarrow\; -\,p\mu_p \frac{dV}{dx} = D_p \frac{dp}{dx}}$$

Da cui si ottiene: $$\mathbf{\frac{D_p}{\mu_p}\frac{dp}{dx} = -p\frac{dV}{dx}}$$

Abbiamo gia' visto che tra il coefficiente di diffusione e la mobilita' sussiste la 'Relazione di Einstein'

$$\mathbf{\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} = V_T}$$

Possiamo allora concludere: $$\mathbf{V_T\frac{dp}{dx} = -p\frac{dV}{dx} \;\rightarrow\; dV = -V_T\frac{dp}{p}}$$

Abbiamo trovato la relazione $\mathbf{dV = -V_T \frac{dp}{p}}$

Integrando tra i punti x_1 e x_2 abbiamo la differenza di potenziale che ci interessa:

$$\boxed{\mathbf{V_2 - V_1 = V_{21} = V_T \ ln\ (p_1/p_2)}}$$

La differenza di potenziale tra due punti di una barretta di semiconduttore non uniformemente drogato dipende solo dai valori della concentrazione in quei punti.

$$\boxed{\mathbf{p_1 = p_2 \ exp(V_{21}/V_T)}}$$

Equazione di Boltzmann

Essendo in condizioni di circuito aperto anche la corrente dovuta agli elettroni J_n dovra' essere nulla.
Procedendo allo stesso modo si ottiene una relazione analoga :

$$\boxed{\mathbf{V_2 - V_1 = V_{21} = -V_T \ ln\ (n_1/n_2)}}$$

La differenza di potenziale tra due punti di una barretta di semiconduttore non uniformemente drogato dipende solo dai valori della concentrazione in quei punti.

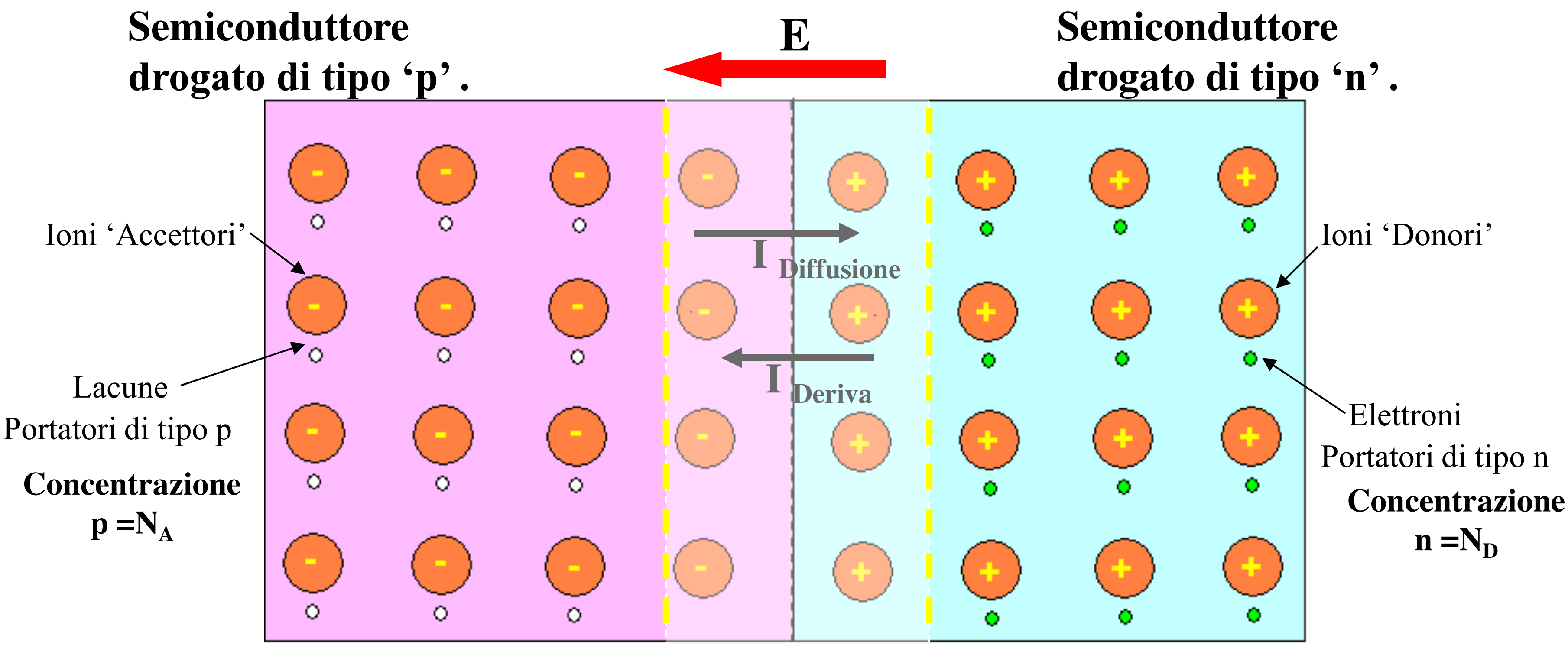
$$\boxed{\mathbf{n_1 = n_2 \ exp(-V_{21}/V_T)}}$$

Moltiplicando tra loro le relazioni trovate otteniamo

$$\boxed{\mathbf{n_1 p_1 = n_2 p_2}}$$

Questa relazione ci dice che il valore del prodotto delle concentrazioni di lacune ed elettroni e' una costante indipendentemente dalla quantita' di dopante lungo la barretta. Per un semiconduttore intrinseco dove si ha $n=p=n_i$ questa relazione riconduce alla Legge della azione di massa gia' introdotta.

Giunzione p-n



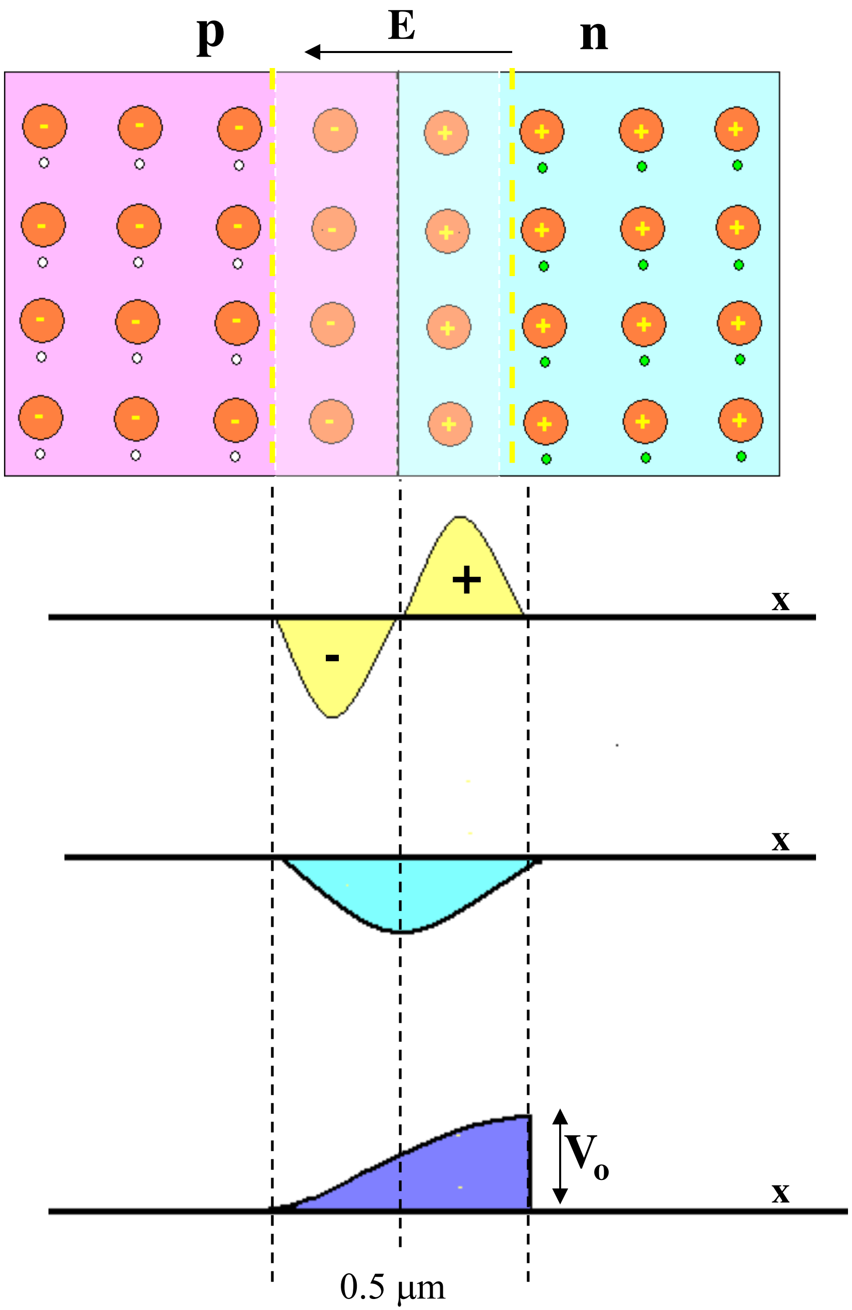
- Sulla giunzione si ha un gradiente della densita’ di carica → Diffusione di cariche attravero la giuzione (elettroni verso sinistra, e lacune verso destra)

- In prossimita’ della giunzione avviene una ricombinazione con i portatori del lato opposto. Si genera una regione priva di portatori di carica (**Regione di Svuotamento di larghezza ~ 0.5µm**) che produce un campo elettrico E.

- Si raggiunge rapidamente una condizione di equilibrio in cui la correne di diffusione e’ bilanciata dalla corrente di deriva associata al campo elettrico E

$$\boxed{I_{Diffusione} = I_{Deriva}}$$

Giunzione p-n



Sulla giunzione si affacciano densita' di cariche di segno opposto. Si crea un campo elettrico (e quindi una differenza di potenziale). L'equilibrio è raggiunto quando il campo è sufficientemente intenso da opporsi ad un ulteriore processo di diffusione.

Il **Potenziale di Contatto Vo (decimi di Volt)** e' alla base delle proprita' rettificatrici della giunzione

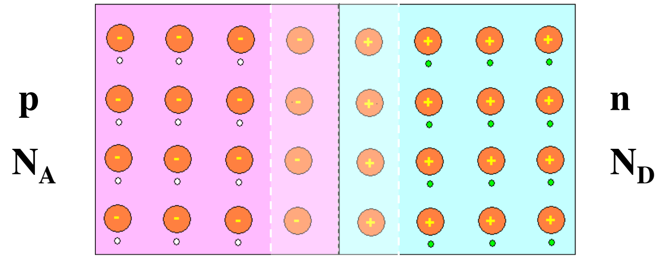
Andamento della Densita' di carica spaziale ρ

Intensita' del campo elettrico $$E = \int \frac{\rho}{\varepsilon}\, dx$$

Andamento del potenziale elettrostatico

$$V = - \int E\, dx$$

Giunzione p-n



Indichiamo con $\mathbf{p_{p0}}$ la concentrazione iniziale (prima della diffusione) delle lacune sul lato sinistro (p) della giunzione e con $\mathbf{p_{n0}}$ l'analoga concentrazione di lacune sul lato destro. Possiamo scrivere:

$$\mathbf{p_{p0}} = \mathbf{N_A}, \qquad \mathbf{p_{n0}} = \mathbf{n_i^2/N_D}$$

Per quanto visto in precedenza, questo gradiente di concentrazione genera una differenza di potenziale che si scrive come:

$$\boxed{\mathbf{V_0 = V_T \ln(p_{p0}/p_{n0}) = V_T \ln (N_A N_D/n_i^2)}}$$

Equazione di Boltzmann

La barriera di potenziale che si genera impedisce una ulteriore diffusione di portatori maggioritari.

In realta' esiste una piccola percentuale di portatori con energia E sufficiente a superare la barriera V_0.
Alla temperatura T la distribuzione di energia di questi portatori e' descritta (classicamente) dalla funzione di Boltzmann

$$f(> E) = Ce^{-E/kT} \text{ - - > } Ce^{-qVo/kT}$$

I portatori maggioritari che riescono a superare la barriera danno origine ad una piccola corrente dal lato p a quello n detta corrente diretta ($\mathbf{I_f}$)

Esiste pero' anche una componente inversa della corrente, dovuta a quei portatori minoritari (elettroni nel lato p, lacune in quello n) che, essendo stati generati termicamente, diffondono verso la barriera dove vengono accelerati dal campo elettrico ('scendono la barriera') . Questa corrente ($\mathbf{I_r}$) ha verso opposto alla precedente e **non dipende dall'altezza della barriera di potenziale**. All'equilibrio sara' ovviamente

$$\boxed{\mathbf{I_r = I_f} \quad \text{con} \quad I_f = I_r = Ce^{-qV_0/kT} = I_0}$$

Giunzione p-n polarizzata

Se ora la barriera viene fatta crescere al valore **V' = V_0 +V** (**polarizzazione inversa**) $\mathbf{I_f}$ diminuisce mentre $\mathbf{I_r}$ resta costante → **esistera' una piccola corrente inversa netta**.

Al contrario se polarizziamo la giunzione direttamente la barriera diminuisce al valore **V' = V_0-V** e la corrente di maggioritari $\mathbf{I_f}$ aumenta mentre $\mathbf{I_r}$ resta costante.

Il valore della corrente che circola in una giunzione polarizzata direttamente si ottiene scrivendo:

$$\boxed{I = I_f - I_r = Ce^{-q(V_0 - V)/kT} - Ce^{-qV_0/kT} = Ce^{-qV_0/kT}(e^{qV/kT} - 1) = I_0(e^{qV/kT} - 1) = I_0(e^{V/V_T} - 1)}$$

$$\frac{\mathbf{kT}}{\mathbf{q}} = \mathbf{V_T}$$

Se V e' positivo e molto piu grande di V_T allora l'equazione della giunzione diventa :

$$I = I_0 e^{V/V_T}$$

e la corrente puo' arrivare a valori elevati

Se viceversa V e' negativo ed in modulo piu grande di V_T allora l'equazione si riduce a

$$I = -I_0$$ **Corrente di Saturazione Inversa**

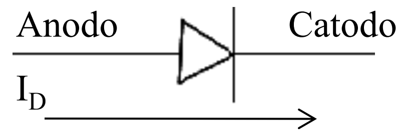
una corrente molto piccola (μA)

Caratteristica Tensione –Corrente nei diodi

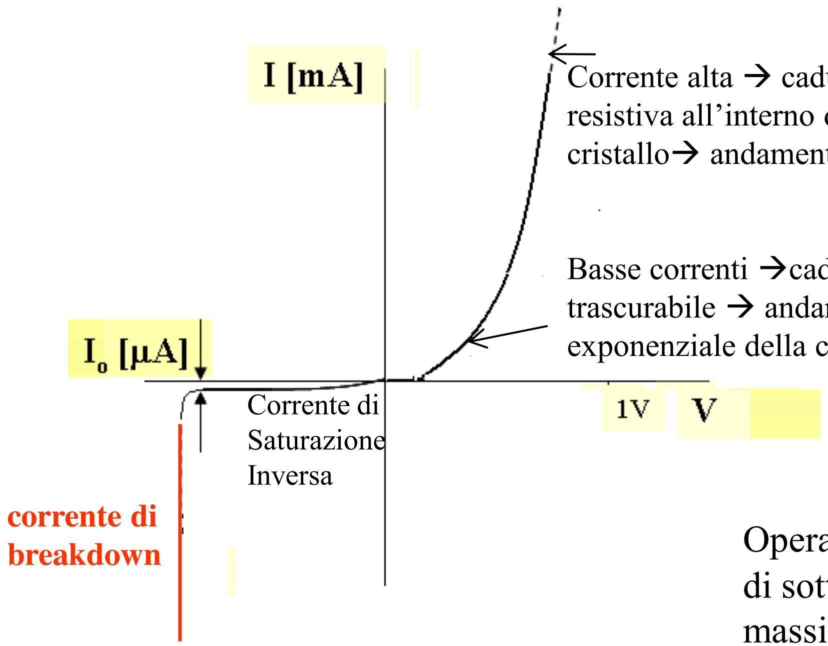
$$I_D = I_0\left(e^{V/\eta V_T} - 1\right)$$

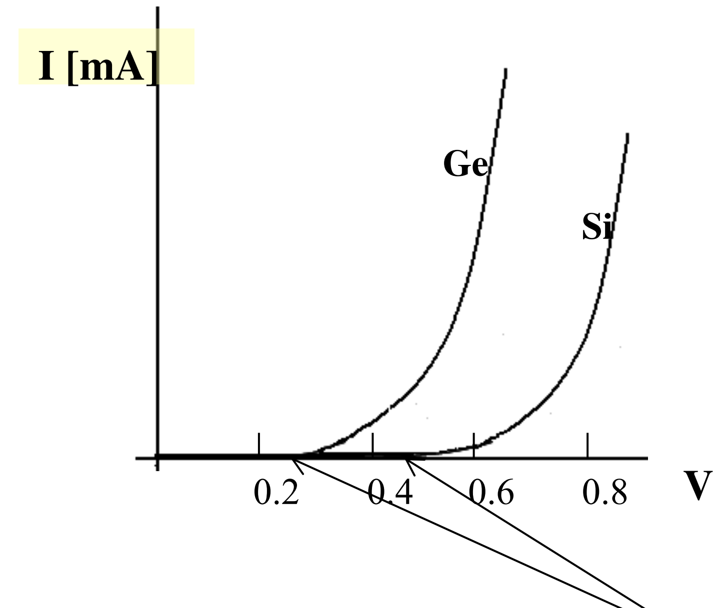
Ge → η =1

Si → η=2



V_T = kT/q Equivalente in tensione della temperatura.





Operativamente si definisce una **TENSIONE DI SOGLIA** (V_γ) al di sotto della quale la corrente e' molto piccola (<~1% del valore massimo consentito)

Diodi al Silicio ed al Germanio hanno tensioni di soglia differenti :

$V_\gamma \sim$ 0.2V per diodi al Germanio, 0.6V per diodi al Silicio

I_0 (Ge) ~ μA $E_G \sim 0.7$eV $n_i \sim 10^{13}$ cm^{-3}

I_0 (Si) ~ nA $E_G \sim 1.1$eV $n_i \sim 10^{10}$ cm^{-3}

$$\mathbf{V_0 = V_T \ln (N_A N_D/n_i^2)}$$

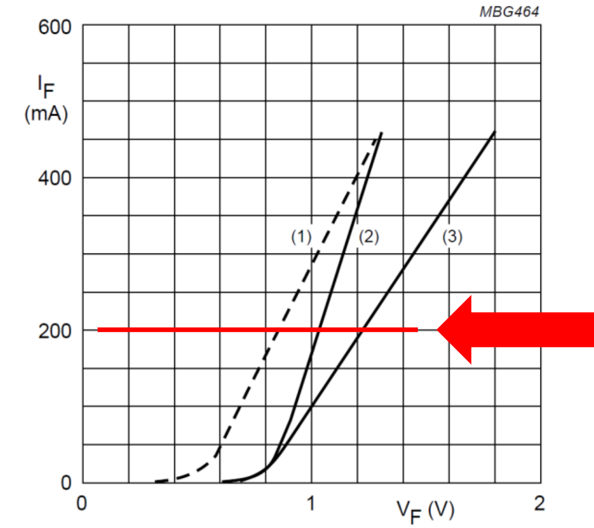
Le proprieta' rettificatrici di un diodo vengono caratterizzate dal costruttore fornendo il valore di tensione diretta $\mathbf{V_F}$ necessario per ottenere un valore di corrente $\mathbf{I_F}$ ed anche il valore di corrente inversa $\mathbf{I_R}$ per un data tensione inversa $\mathbf{V_R}$.

1N4148

ELECTRICAL CHARACTERISTICS

T_j = 25 °C unless otherwise specified.

SYMBOL	PARAMETER	CONDITIONS	MIN.	MAX.	UNIT
V_F	forward voltage	see Fig.3			
	1N4148	I_F = 10 mA	–	1	V
	1N4448	I_F = 5 mA	0.62	0.72	V
		I_F = 100 mA	–	1	V
I_R	reverse current	V_R = 20 V; see Fig.5		25	nA
		V_R = 20 V; T_j = 150 °C; see Fig.5	–	50	μA
I_R	reverse current; 1N4448	V_R = 20 V; T_j = 100 °C; see Fig.5	–	3	μA
C_d	diode capacitance	f = 1 MHz; V_R = 0 V; see Fig.6	–	4	pF
t_{rr}	reverse recovery time	when switched from I_F = 10 mA to I_R = 60 mA; R_L = 100 Ω; measured at I_R = 1 mA; see Fig.7	–	4	ns
V_{fr}	forward recovery voltage	when switched from I_F = 50 mA; t_r = 20 ns; see Fig.8	–	2.5	V



(1) T_j = 175 °C; typical values.
(2) T_j = 25 °C; typical values.
(3) T_j = 25 °C; maximum values.

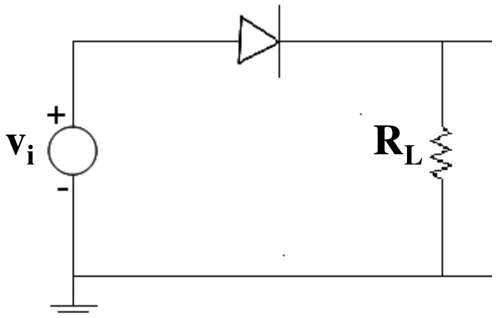
Fig.3 Forward current as a function of forward voltage.

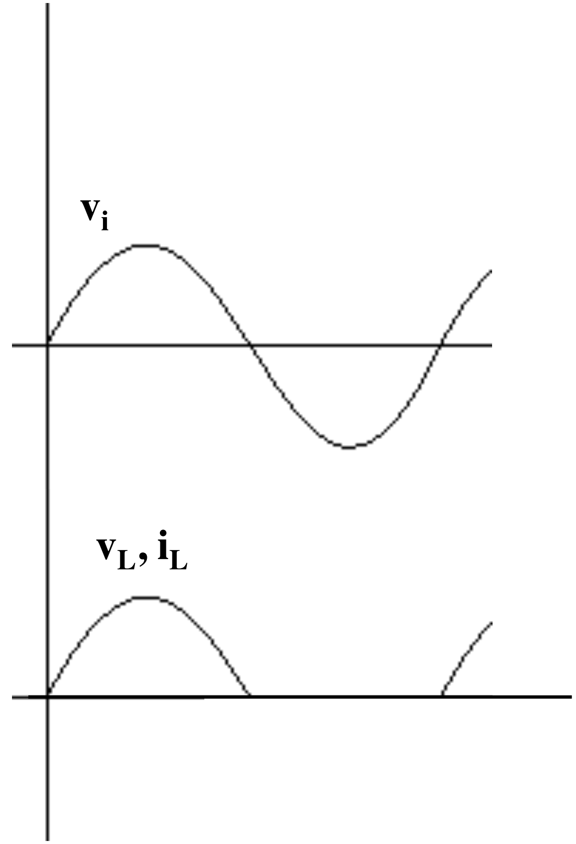
LIMITING VALUES

In accordance with the Absolute Maximum Rating System (IEC 60134).

SYMBOL	PARAMETER	CONDITIONS	MIN.	MAX.	UNIT
V_{RRM}	repetitive peak reverse voltage		–	100	V
V_R	continuous reverse voltage		–	100	V
I_F	continuous forward current	see Fig.2; note 1	–	200	mA
I_{FRM}	repetitive peak forward current		–	450	mA
I_{FSM}	non-repetitive peak forward current	square wave; T_j = 25 °C prior to surge; see Fig.4			
		t = 1 μs	–	4	A
		t = 1 ms	–	1	A
		t = 1 s	–	0.5	A
P_{tot}	total power dissipation	T_{amb} = 25 °C; note 1	–	500	mW
T_{stg}	storage temperature		–65	+200	°C
T_j	junction temperature		–	200	°C

Circuiti Raddrizzatori





$v_i = V \sin\omega t$

Se trascuriamo la tensione di soglia $\mathbf{V_\gamma}$ del diodo, (solitamente piccola rispetto a v_i) abbiamo

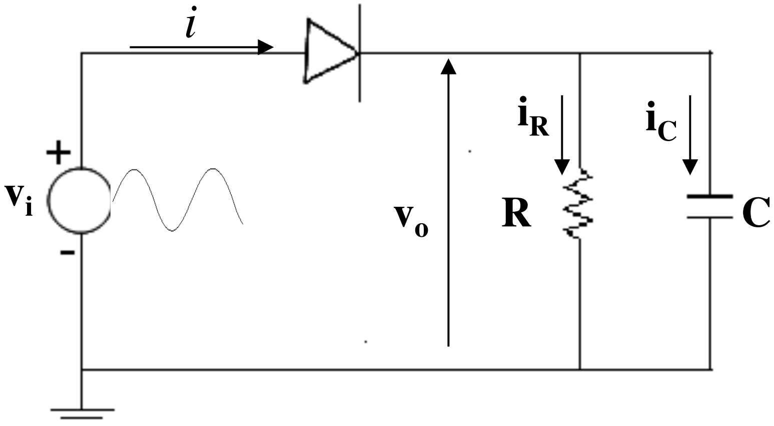
$i = I \sin\omega t$ per $0 < \omega < \pi$ con $I = V/R_L$

$i = 0$ per $\pi < \omega < 2\pi$

Abbiamo convertito una forma di ingresso sinusoidale (a valor medio nullo) in una forma d'onda unidirezionale a valor medio diverso da zero.

$$<i> = 1/2\pi \int_0^{2\pi} i d\alpha = 1/2\pi \int_0^{\pi} I\sin\alpha d\alpha = I/2\pi \left.(-\cos\alpha)\right|_0^{\pi} = I/\pi$$

Circuito raddrizzatore con filtro capacitivo.



Consideriamo in ingresso una tensione sinusoidale

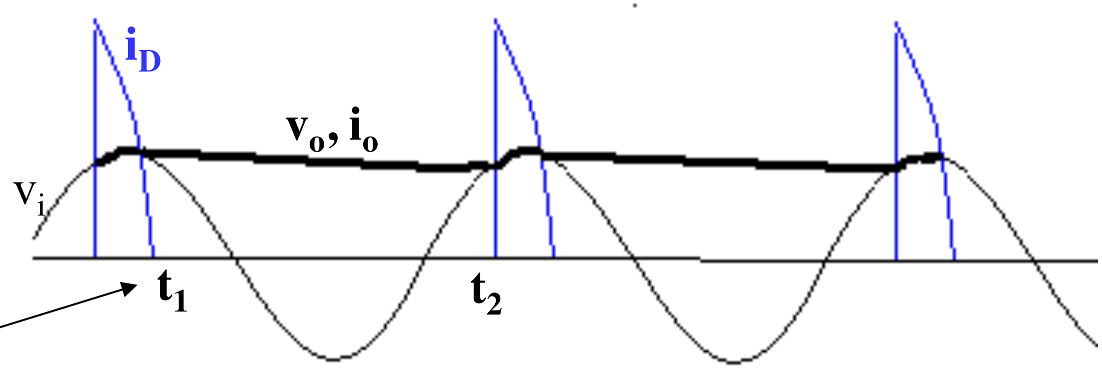
$$v_i = V\sin\omega t$$

Quando il diodo conduce, trascurando V_γ , abbiamo che

$$v_o = v_i \,.$$

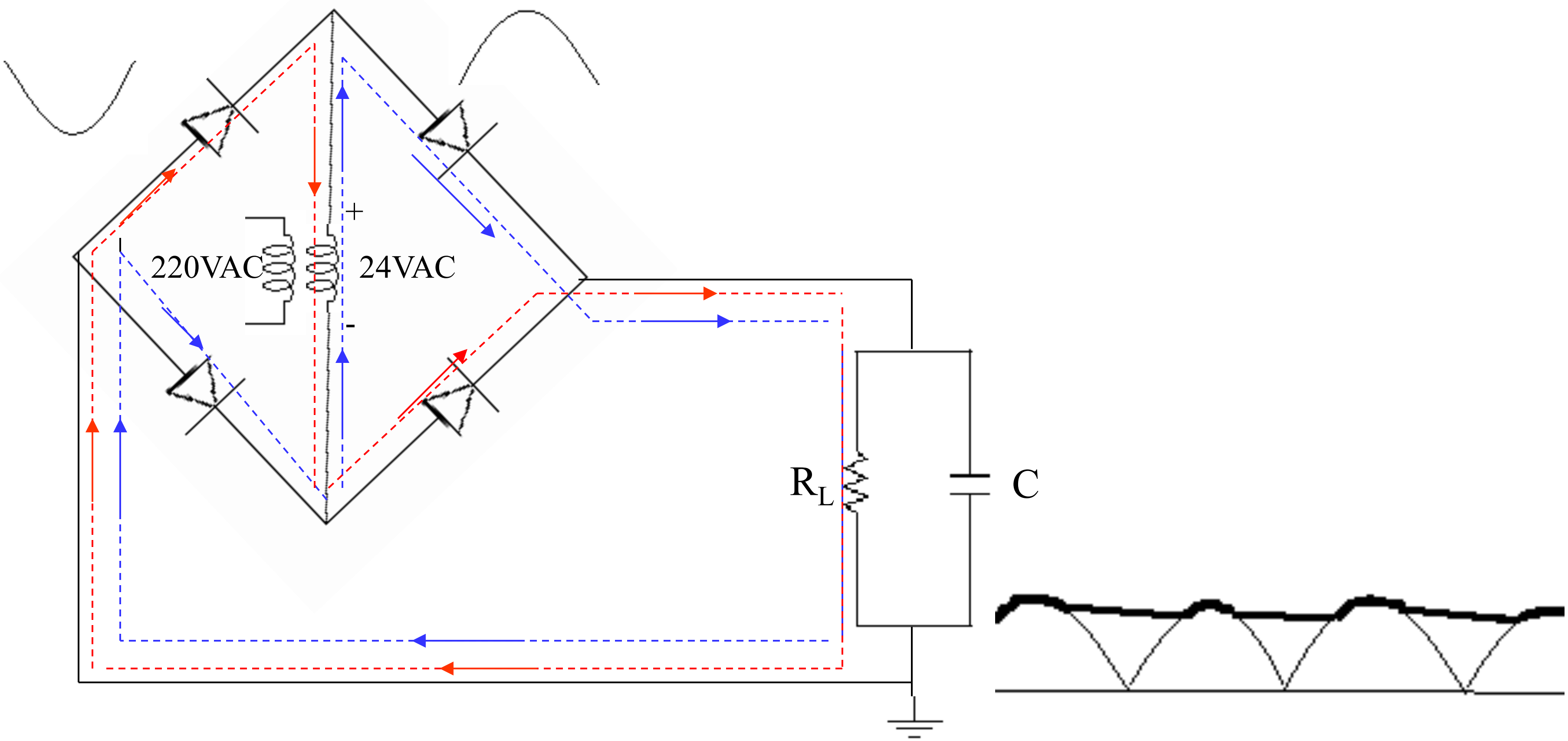
ed il condensatore si carichera' fino al valore di picco **V**.
Quando $\mathbf{v_i}$ ricomincera' a scendere il diodo sara' polarizzato inversamente e su R avremo la corrente di scarica del condensatore.

Si dice **istante di soglia t_2** il momento in cui il diodo inizia a condurre, mentre con **istante di taglio t_1** indichiamo il momento in cui il diodo entra in interdizione.



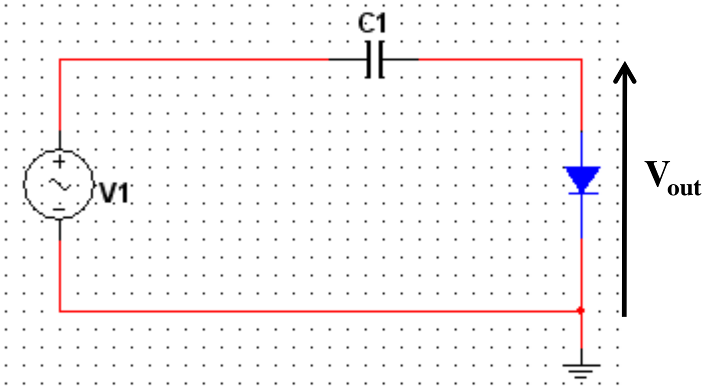
Al tempo $\mathbf{t_1}$ (istante di taglio) il diodo non conduce piu' $(\mathbf{v_i < v_o}) \rightarrow \mathbf{i_D}$ si annulla . Nel carico comincia a fluire la corrente di scarica del condensatore (exp). La tensione ai capi del condensatore, v_o, diminuisce. Ad un certo istante $\mathbf{t_2}$ (istante di soglia) $\mathbf{v_o = v_c}$ scende al di sotto di $\mathbf{v_i}$ ed il diodo riprende a condurre.
Il tempo di scarica $(t_2 - t_1)$ potra' al massimo essere uguale al periodo **T** della sinusoide. Se si scelgono i valori di R e C in modo che sia soddisfatta la condizione $\boldsymbol{\tau \gg T}$ ($\mathbf{T/RC \ll 1}$) si avra' una tensione in uscita ben raddrizzata.

Raddrizzatore a ponte con filtro capacitivo

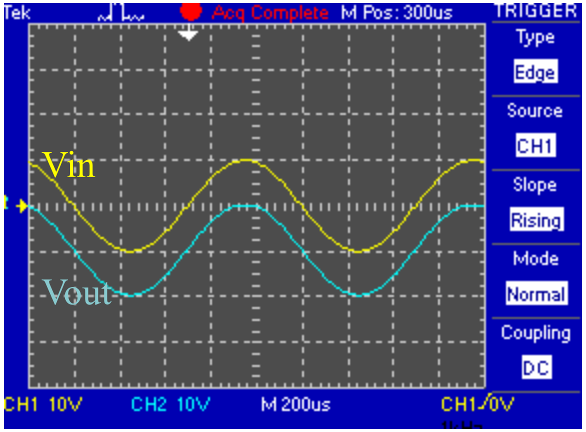


Vediamo questo semplice circuito

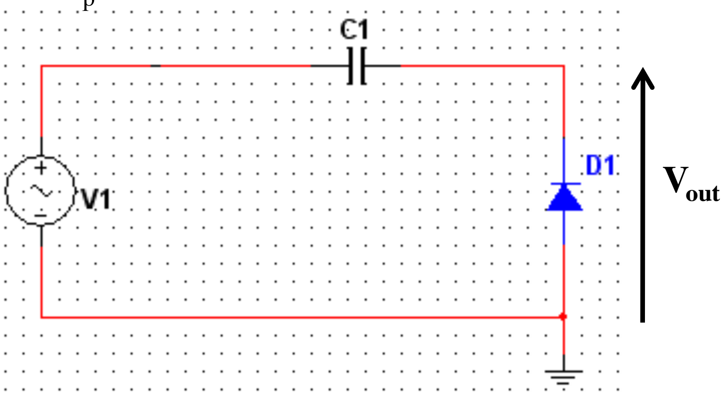
Il diodo conduce durante la prima semionda positiva ed il condensatore si carica fino al valore di picco positivo V_p. Nella semionda successiva il condensatore non si puo' scaricare.
Da qui in poi in uscita avremo $V_{out} = V_{in} - V_p$ → oscilla tra 0 e $-2V_p$



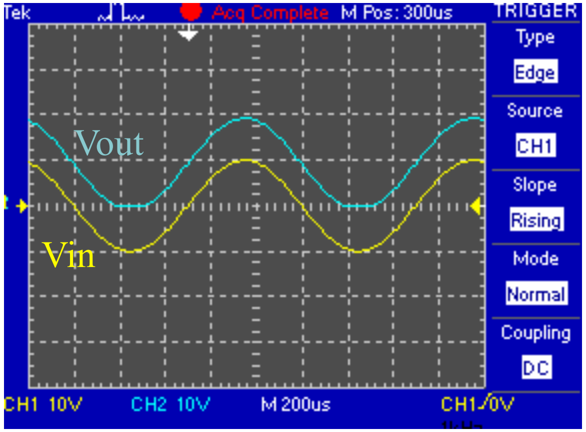
$V_{out} = V_{in} - V_p$



Il diodo conduce solo durante la semionda negativa. Il condensatore si carica fino al valore di picco negativo - V_p. Poi in uscita $V_{out} = V_{in} + V_p$ oscilla tra 0 e $+2V_p$



$V_{out} = V_{in} + V_p$



Questo schema e' alla base dei circuiti **moltiplicatori di tensione**.

Moltiplicatore di tensione Cockroft - Walton