

# Equazione del diodo ideale

$$J = \left( \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} + \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \right) \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (167)$$

$$J = J_s \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (168)$$

$$I_0 = J_s A = qA \left[ \frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]$$

$$I_0 = qA \left[ \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right] = qA n_i^2 \left[ \frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right]$$

# Equazione del diodo ideale

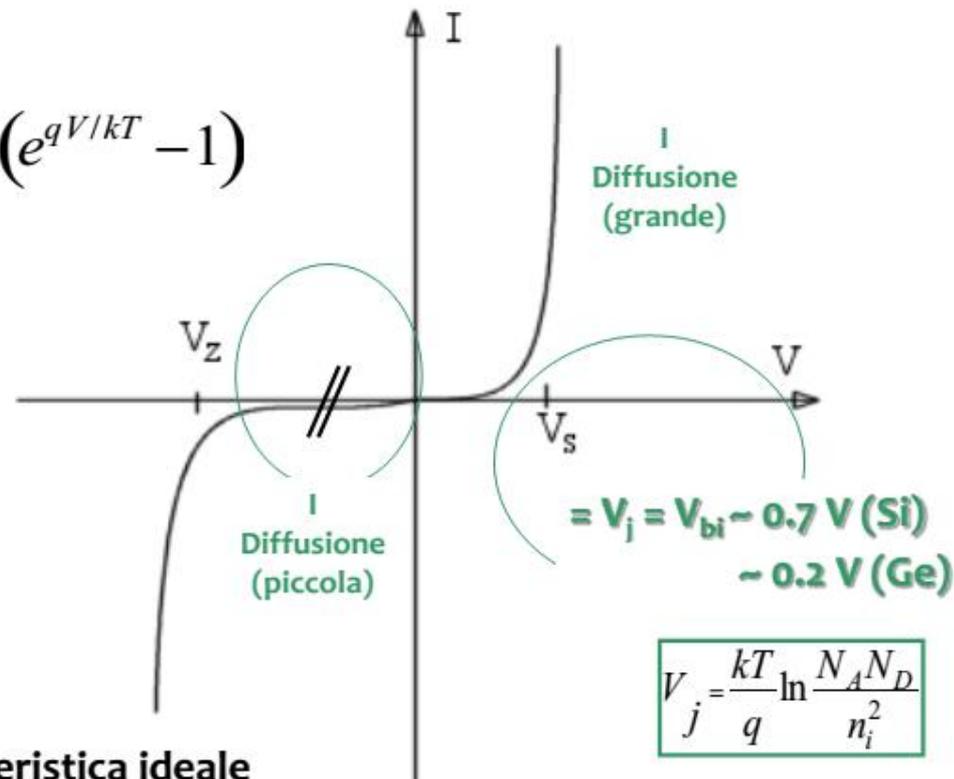
tensione diretta

$$I \cong I_0 e^{\frac{qV_A}{kT}}$$

tensione inversa

$$I \cong -I_0$$

$$I \approx I_s (e^{qV/kT} - 1)$$



Caratteristica ideale

# Equazione del diodo ideale

Il Diodo a Base Lunga:

$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p}$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n}$$

$$\left. \begin{array}{l} |W_1 - x_n| \gg L_p \\ |W_2 - x_p| \gg L_n \end{array} \right\} \Rightarrow \coth(x) = 1$$

$$J_{tot} = J_p + J_n = qn_i^2 \left( \frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

# Equazione del diodo ideale

Il Diodo a Base Corta:

$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p}$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n}$$

$$\left. \begin{array}{l} |W_1 - x_n| \ll L_p \\ |W_2 - x_p| \ll L_n \end{array} \right\} \Rightarrow \coth(x) \cong \frac{1}{x}$$

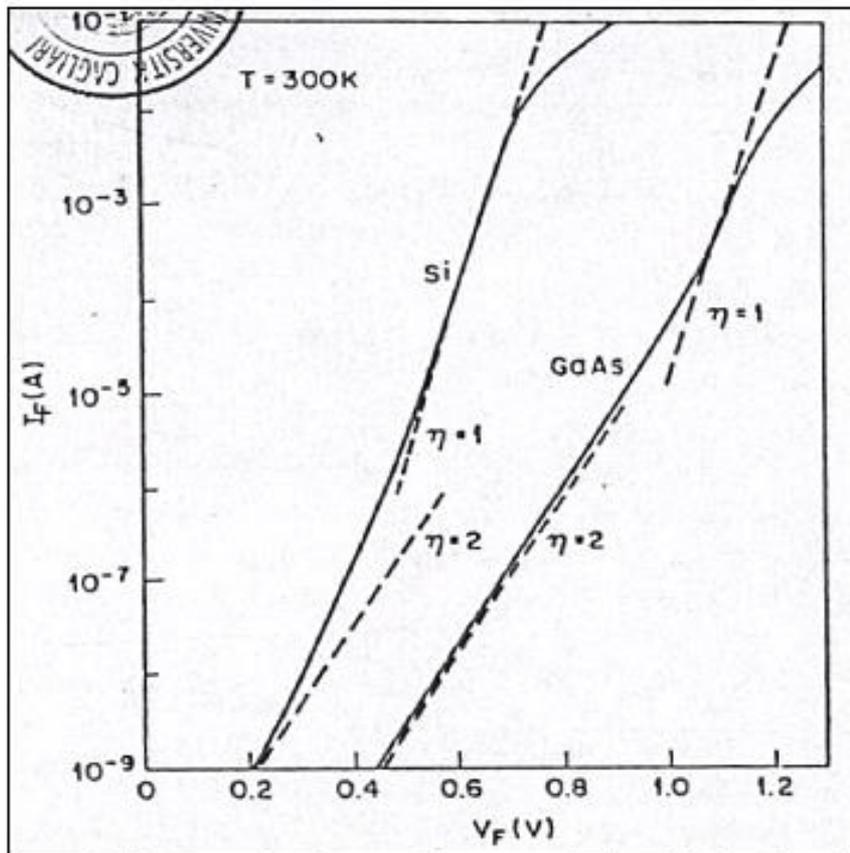
$$J_{tot} = qn_i^2 \left( \frac{D_p}{N_D |W_1 - x_n|} + \frac{D_n}{N_A |W_2 - x_p|} \right) \left( e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (174)$$

# **Il diodo reale**

# Equazione del diodo reale

Prenderemo ora in considerazione dei fenomeni che fino ad ora abbiamo volutamente trascurato.

Nella caratteristica I-V dei diodi reali, ci sono diverse variazioni rispetto alla curva ideale ricavata in precedenza.

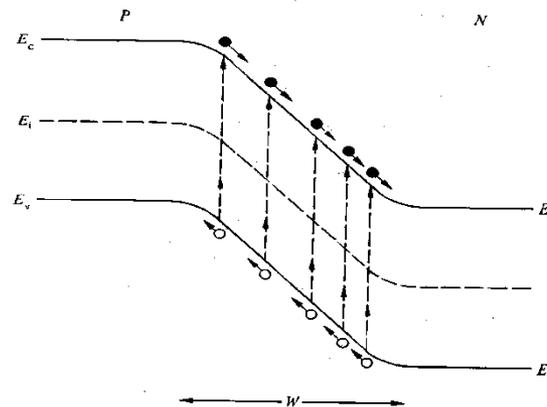
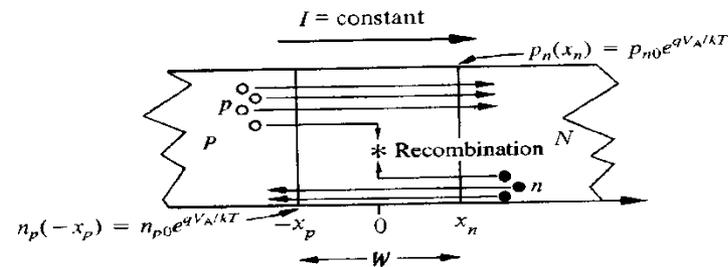


$$J = J_{S1} \left( e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right)$$

# Equazione del diodo reale

Tali variazioni sono attribuibili a diversi effetti:

- generazione e ricombinazione di coppie e/h nella zona di svuotamento
- caduta di tensione associata alle zone neutre
- alto livello di iniezione



# Equazione del diodo reale

Presenza di **fenomeni di generazione e ricombinazione**

Per basse correnti è **possibile trascurarli** nei diodi al **Germanio**

Mentre **sono predominanti nei diodi al Silicio e all'Arseniuro di Gallio**

- Coinvolgono in particolare la regione di svuotamento, generando delle correnti
- Nelle regioni di bulk ogni disequilibrio viene compensato

# Effetti di generazione e ricombinazione

In qualunque semiconduttore, **ogni volta che si perturba l'equilibrio** in un qualche modo, **c'è la tendenza a riportare il sistema all'equilibrio**. In particolare, se c'è un **eccesso di portatori**, il fenomeno della **ricombinazione** fa sì che le concentrazioni ritornino al loro valore di equilibrio ( $pn = n_i^2$ ).

All'equilibrio l'eventuale generazione termica di portatori deve essere controbilanciata dalla ricombinazione e deve essere verificata la legge di azione di massa.

Chiamati  $G_{th}$  e  $R_{th}$  i tassi di generazione e ricombinazione termica

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = G_{th} - R_{th} = 0 \Rightarrow G_{th} = R_{th}$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

In un semiconduttore fuori equilibrio, per esempio un semiconduttore soggetto ad un **processo di illuminazione**, oltre la tasso di generazione termica vi sarà anche un tasso di **generazione dovuta alla luce**

$$G_{tot} = G_{th} + G_l$$

Anche in questo caso **a regime la concentrazione** dei portatori dovrà essere **costante**. Il sistema tenderà a riportarsi alle condizioni di equilibrio

**Il tasso di ricombinazione aumenta** per controbilanciare la generazione aggiuntiva

$$R_{tot} = R_{th} + U \quad U \text{ tasso netto di ricombinazione}$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

In generale si ha

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{tot} - R_{tot} = G_{th} + G_l - R_{th} - U$$

$$\frac{dp_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_l - U = 0 \Rightarrow G_l = U$$

A regime, il tasso di generazione è uguale a quello di ricombinazione.

La ricombinazione può avvenire in due modalità:

- **diretta** “salto” di un elettrone della banda di conduzione nella banda di valenza
- **indiretta**, mediata da livelli energetici interni al gap proibito.

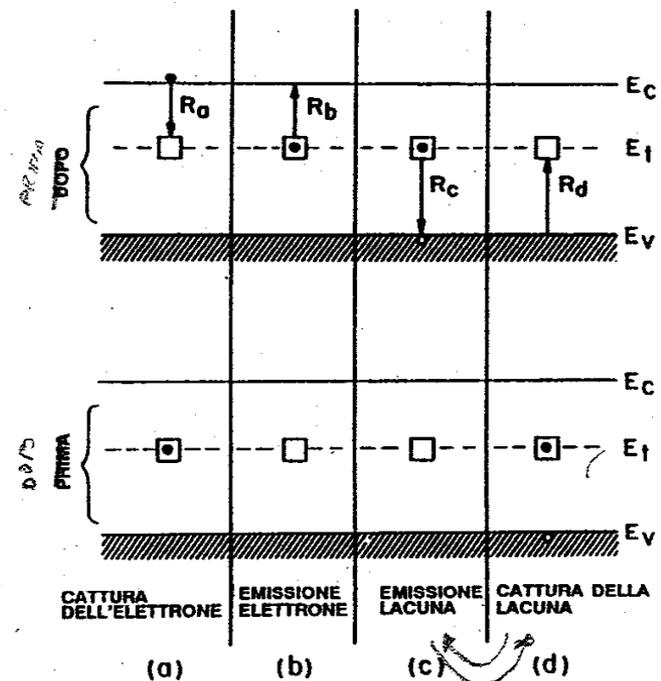
# Effetti di generazione e ricombinazione

Questi livelli possono essere dovuti a diversi fenomeni, ad esempio ad impurità e/o difetti cristallografici, non necessariamente vicine ad una delle due bande (conduzione o valenza).

La presenza di stati intergap riduce notevolmente il tempo di vita medio dei portatori

Queste impurità sono dette

## CENTRI DI RICOMBINAZIONE



# Effetti di generazione e ricombinazione

All'equilibrio, la ricombinazione è ugualmente presente ma è del tutto casuale, così come anche esiste la possibilità inversa, ovvero che un elettrone salti dalla banda di valenza a quella di conduzione a causa di una fluttuazione casuale della sua energia.

I due eventi sono equiprobabili, e perciò, nel caso di ricombinazione diretta:

$$G = R = \beta n_0 p_0$$

Fuori equilibrio, il tasso di ricombinazione è proporzionale al prodotto delle concentrazioni di elettroni e lacune:

$$R_{tot} = \beta p n$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

Consideriamo, ad esempio, di **illuminare un semiconduttore di tipo n** con una luce di energia tale da generare coppie di elettroni e lacune, allora:

$$n_n = n_{n0} + \Delta n_n$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n$$

$$R_{tot} = \beta(n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n)$$

Ricordiamo che

$$U = R_{tot} - R_{th}$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

Da cui, sostituendo le espressioni trovate prima:

$$\begin{aligned}U &= \beta(n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\&= \beta(n_{n0} p_{n0} + n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\&= \beta(n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) = \beta(n_{n0} + p_{n0} + \Delta p_n) \Delta p_n = \\&\approx \beta n_{n0} \Delta p_n = \frac{\Delta p_n}{(1/\beta n_{n0})} = \frac{\Delta p_n}{\tau_p}\end{aligned}$$

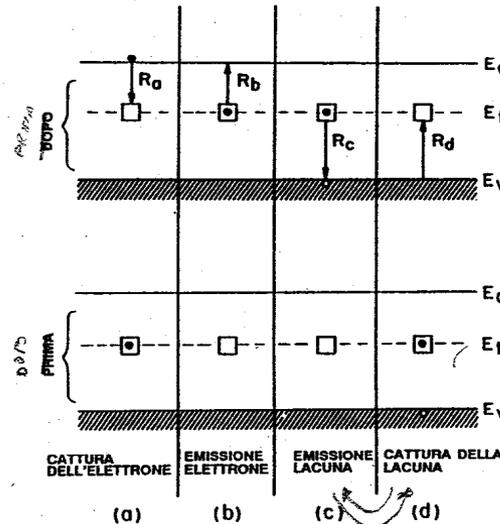
Con  $\tau_p$  pari al tempo di ricombinazione (tempo di vita)

# Effetti di generazione e ricombinazione

## Ricombinazione indiretta:

In ogni semiconduttore, durante il processo di fabbricazione difetti cristallografici e impurità → creano stati energetici dentro il band gap

È una ricombinazione assistita da livelli energetici intra gap (detti centri di ricombinazione) che aiutano il passaggio di portatori da una banda all'altra.



# Effetti di generazione e ricombinazione

**Ra: cattura di un elettrone della banda di conduzione da parte dello stato localizzato.**

È proporzionale alla concentrazione di elettroni  $n$ , e alla concentrazione di stati vuoti  $N_T[1-F(E_T)]$  e alla probabilità che il centro catturi un elettrone  $\sigma_n v_{th}$

$$R_a = \sigma_n v_{th} n N_t (1 - F)$$

**Rb: emissione termica di elettroni dal centro in banda di conduzione**

È proporzionale alla concentrazione dei centri occupati  $N_T[F(E_T)]$  e alla probabilità di emissione termica dell'elettrone  $e_n$

$$R_b = e_n N_t F$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

**Rc: cattura di una lacuna della banda di valenza da parte dello stato localizzato.**

È proporzionale alla concentrazione di lacune  $p$ , e alla concentrazione di stati occupati da elettroni  $N_T F(E_T)$  e alla probabilità che il centro catturi un elettrone  $\sigma_p v_{th}$

$$R_c = \sigma_p v_{th} p N_t F$$

**Rd: emissione termica di lacune dal centro in banda di valenza**

È proporzionale alla concentrazione dei centri liberi  $N_T [1 - F(E_T)]$  e alla probabilità di emissione termica della lacuna dal centro  $e_p$

$$R_d = e_p N_t [1 - F]$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

In presenza di un processo di generazione, ad esempio se illuminiamo un campione di semiconduttore n con una luce in grado di generare coppie elettrone/ lacuna si avrà:

$$\frac{dn_n}{dt} = G_L - (R_a - R_b)$$

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - (R_c - R_d)$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

A regime, entrambi i primi membri vanno a 0, e quindi:

$$0 = G_L - (R_a - R_b)$$

$$0 = G_L - (R_c - R_d)$$

$$G_L = R_a - R_b = R_c - R_d$$

All'equilibrio si avrebbe:  $G_L = 0$    $R_a = R_b$   
 $R_c = R_d$

Sostituendo i valori delle varie velocità di ricombinazione (con anche le costanti di proporzionalità il cui valore non è qui dettagliato) si ottiene:



# Effetti di generazione e ricombinazione

Fuori equilibrio e in condizioni stazionarie

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_L = R_a - R_b = R_c - R_d = U$$

$$U = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_p (p_n + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}}) + \sigma_n (n_n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \quad (175)$$

**In inversa:**  $p_n \ll n_i$  (176)

$$U = - \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t n_i}{\sigma_p e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} + \sigma_n e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}}$$

**Questa è una ricombinazione negativa, e cioè una generazione**

# Effetti di generazione e ricombinazione

$$\sigma_n = \sigma_p = \sigma_0$$

$$G = -U = \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} = \frac{n_i}{\tau_g}$$

**In diretta:**

$$U = \frac{\sigma_0 v_{th} N_t n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{n_n + p_n + 2n_i \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}$$

# Le correnti nel diodo reale

# Effetti di generazione e ricombinazione

Assumiamo che la concentrazione di centri di G/R ( $N_t$ ) e la tipologia di trappole sia identica nelle due regioni svuotate

**In inversa** si ottiene un corrente di generazione pari a:

$$J_{gen} = \int_{-x_p}^{x_n} qGdx = qGW = q \frac{Wn_i}{\tau_g}$$

Questo contributo **si somma alla corrente inversa dovuta al drift dei minoritari** e ha lo stesso verso, per cui la corrente complessiva è data da:

$$J_{tot} = -J_S - J_{gen}$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

Si ottiene un corrente

$$J_R = -q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} - q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} - q \frac{W n_i}{\tau_g} \quad (177)$$

# Effetti di generazione e ricombinazione

## In diretta

La concentrazione di portatori è maggiore rispetto all'equilibrio

Il fenomeno predominante è la ricombinazione:

$$p_n = p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (178)$$

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n n_n = n_{n0} p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$U = \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{p_n + n_n + 2n_i \cosh[(E_i - E_F)]}$$

# Equazione del diodo reale

Si può dimostrare che:

$$U \cong \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2}$$

$$\tau_r = 1 / v_{th} \sigma_0 N_t$$

$$U = \frac{n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2\tau_r} \quad (179)$$

Da cui:

$$J_{rec} = \int_{-x_p}^{x_n} qU dx \cong \frac{qWn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (180)$$

# Equazione del diodo reale

$$J_{dir,Tot} = qn_i^2 \left[ \frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_D} \right] e^{\frac{qV}{kT}} + q \frac{Wn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (181)$$

È importante osservare come:

- se la ricombinazione è trascurabile prevale il primo esponenziale
- se è dominante prevale il secondo
- se due contributi sono confrontabili, si avrebbe una situazione intermedia.

Più in generale, considerando  $\eta$  come fattore di idealità

$$J_F \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}}$$

$$J = J_{S1} (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

$\eta = 1$  diffusione  
 $\eta = 2$  ricombinazione

(182)

# Equazione del diodo reale: inversa

In inversa, la corrente di saturazione è data dalla somma dei due contributi:

$$I = -(I_S + I_{gen})$$

$I_S$  è indipendente da  $V$  mentre  $I_{gen}$  dipende dalla  $V$  attraverso  $W$ .

**Nella caratteristica I-V si osserverà la mancanza di un effetto di saturazione inversa!!**

Altra osservazione:

$$I_S = qAn_i^2 \left( \frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right)$$

$$I_{gen} = qAn_i \frac{W}{\tau_g}$$

# Equazione del diodo reale: inversa

La dipendenza dalla temperatura di queste due quantità risiede principalmente in  $n_i$

- a temperatura alte tenderà a prevalere  $I_S$ ,
- T basse prevarrà  $I_{gen}$  (a seconda del materiale!!!)

$$E_{gGe} = 0.67$$

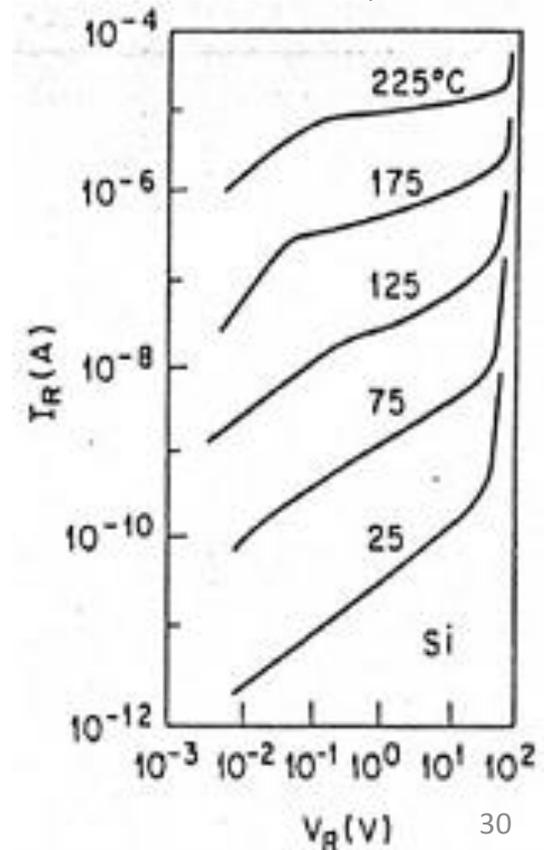
$$E_{gSi} = 1.12 \quad \text{a } T=300K$$

$$E_{gGaAs} = 1.43$$

$$E_{gGe} = 0.744 \quad \text{a } T=0 K$$

$$E_{gSi} = 1.17$$

$$E_{gGaAs} = 1.53$$



# Equazione del diodo reale: diretta

**In polarizzazione diretta:**

$$I = I_S e^{\frac{qV_A}{kT}} + I_{rec} e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

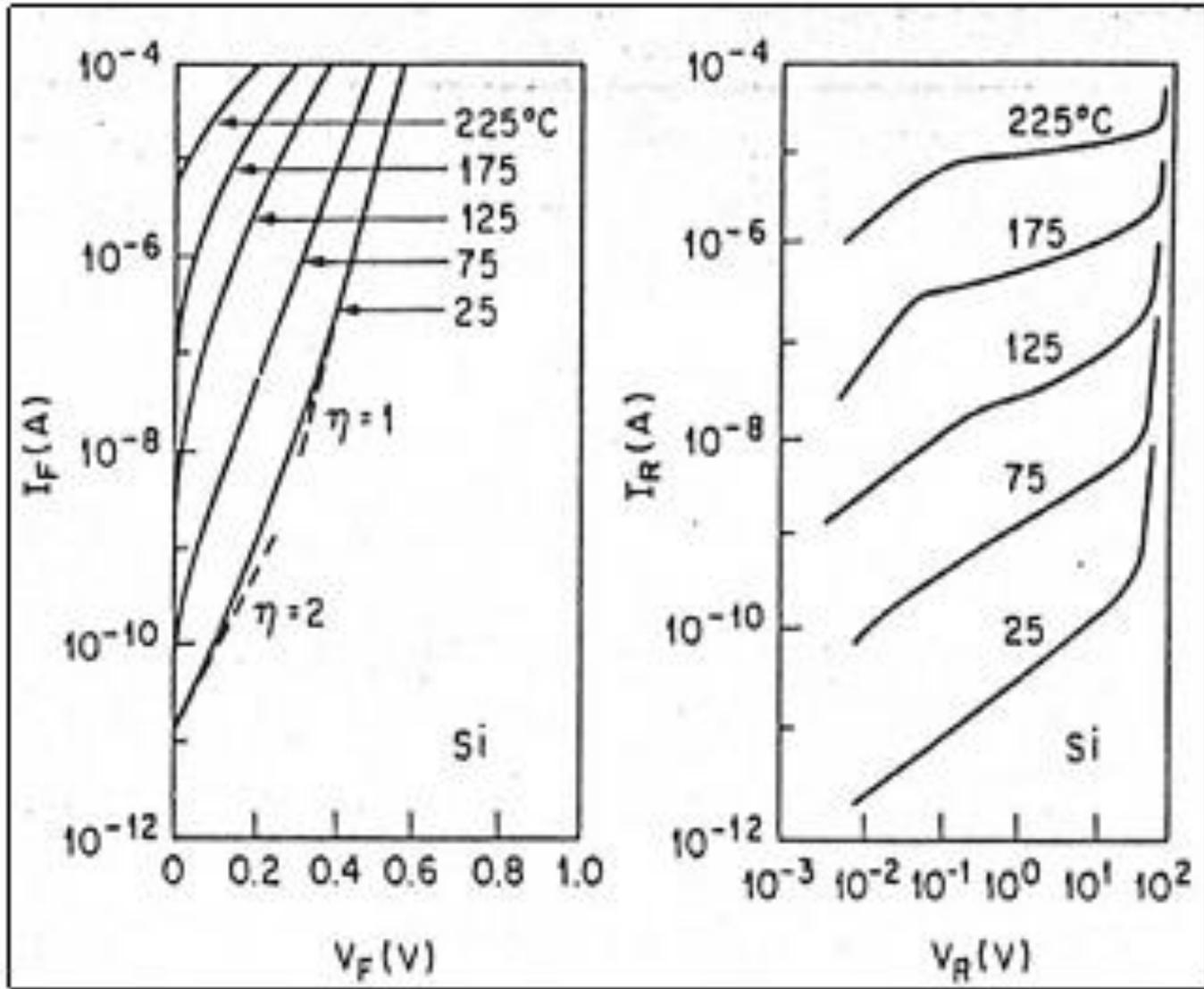
Per i diodi in Ge,  $I_{rec}$  a temperatura ambiente è piccolo rispetto ad  $I_S$ .

Per i diodi in Si e GaAs invece, a temperatura ambiente,  $I_{rec}$  prevale rispetto ad  $I_S$ , ma essendo:

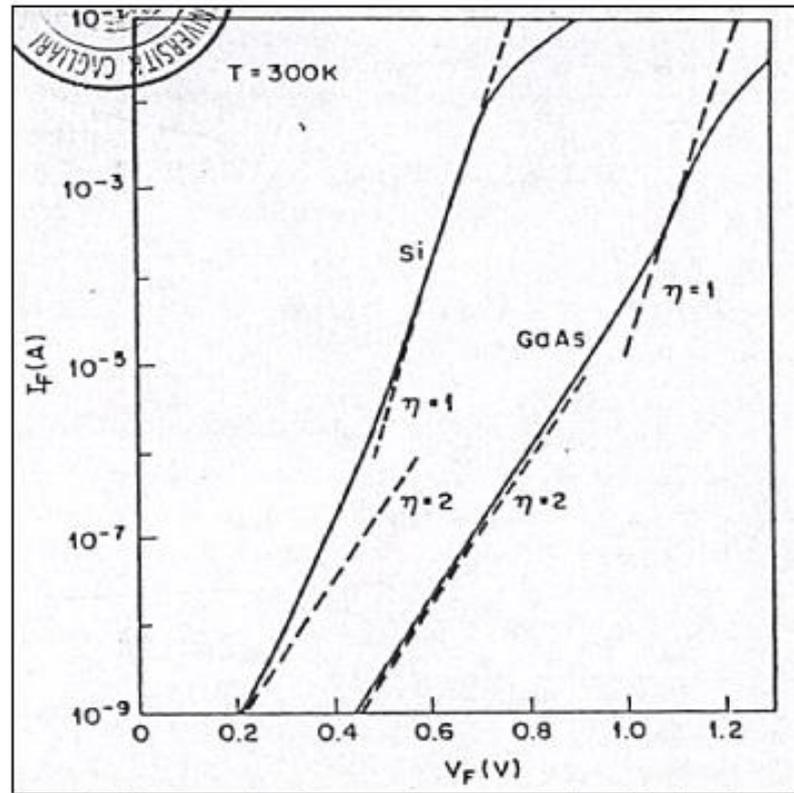
$$I_{rec} \propto e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

per alti valori di  $V_A$  la componente di diffusione torna a prevalere

# Equazione del diodo reale



# Equazione del diodo reale



Bassi livelli di corrente  $\rightarrow \eta = 2$ , (*ricombinazione*)

Oltre questi livelli  $\rightarrow \eta = 1$ , (*diffusione*)

Ancora più in alto  $\rightarrow \eta$  *Sale di nuovo*

**Perché?**

# Equazione del diodo reale: Effetti Resistenza

1) Effetto della resistività nelle regioni neutre

$$I \cong I_s e^{\frac{q(V-IR)}{kT}}$$

$$R_s = \rho_s \frac{L}{A}$$

$$\rho_n = \frac{1}{qn\mu_n}$$

$$\rho_p = \frac{1}{qp\mu_p}$$

La corrente diminuisce di un fattore pari a:

$$I_s e^{(IR/kT)}$$

Più cresce I maggiore è tale contributo!!

In sostanza, la caratteristica I-V avrà una pendenza meno marcata  $\rightarrow \eta$  aumenta

**Cosa è L?**

# Equazione del diodo reale: inversa

## 2) A correnti ancora più elevate (alto livello di iniezione)

Sappiamo che in condizioni di equilibrio termodinamico vale la legge di azione di massa

$$p_{n0}n_{n0} = n_i^2$$

Semiconduttori di tipo n (analogo per un semiconduttore di tipo p)

Quando alla giunzione applichiamo una tensione  $V$  ( $V > 0$ ), la concentrazione dei portatori aumenta rispetto al valore che essa assume all'equilibrio termodinamico.

# Equazione del diodo reale: inversa

L'incremento di questi portatori si può esprimere come:

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n = p_{n0} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$\begin{cases} n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } n \\ n_p p_p = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } p \end{cases}$$

**Quando si raggiunge la condizione di alta iniezione?**

# Equazione del diodo reale: inversa

Quando la **concentrazione** dei portatori **minoritari** iniettati attraverso la giunzione diventa **confrontabile con la concentrazione dei portatori maggioritari** presenti in quello stesso lato della giunzione ( $p_n \approx n_n$ ).

A questo punto le approssimazioni fatte per la determinazione della corrente non sono più valide.

$$p_n \cong n_n$$

$$n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$p_n^2 \cong n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$p_n \cong n_i \cdot e^{\frac{qV}{2kT}}$$

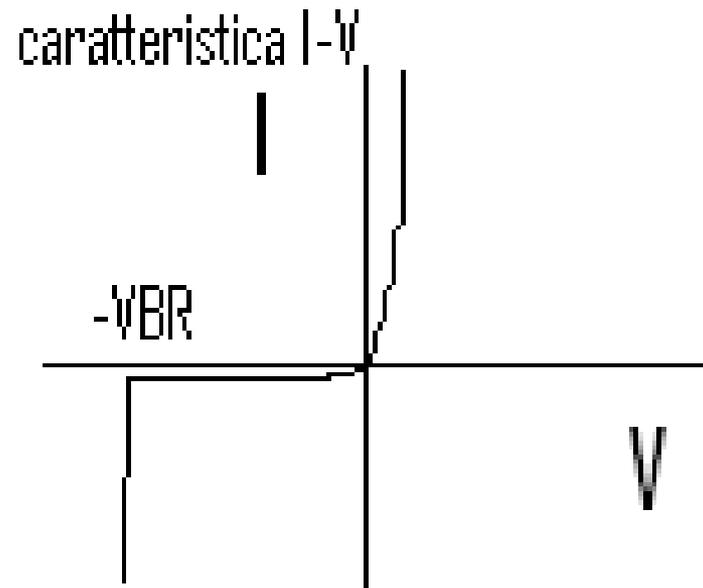


$$I_D \approx e^{\frac{qV}{2kT}}$$

# Fenomeni di rottura della giunzione

# Fenomeno di breakdown

Un'altra fondamentale differenza tra l'andamento della caratteristica corrente – tensione del diodo ideale e quella del diodo reale è costituita dall'esistenza in quest'ultima di un valore di tensione inversa dopo il quale il diodo permette il passaggio di una corrente di saturazione inversa teoricamente infinita: **la tensione di breakdown ( $V_{br}$ )**



# Fenomeno di breakdown

Si definisce **BREAKDOWN** o rottura, il fenomeno per cui **in inversa**, quando si raggiunge un certo valore di tensione, detto per l'appunto Tensione di Breakdown (e indicato con il simbolo VBR), **la corrente aumenta in modo brusco** raggiungendo valori molto alti (compatibilmente con gli eventuali limiti in corrente dovuti al resto del circuito), **mantenendo la tensione ad un valore pressoché costante.**

Nonostante il nome, il fenomeno di **Breakdown è reversibile e non distruttivo** ed è di natura puramente elettrica.

Ciò ovviamente non significa che non possa mai avvenire la **rottura fisica di una giunzione.**

# Fenomeno di breakdown

Soprattutto per materiali con piccolo  $E_g$  (es: Ge) la corrente può essere ampia e dar luogo ad un **notevole riscaldamento del materiale** che a sua volta fa aumentare  $I_r$  fino ad arrivare ad uno stato di totale instabilità termica e al conseguente **danneggiamento del materiale** costituente la giunzione.

Ci sono fondamentalmente due fenomeni possibili di breakdown elettrico reversibile:

- **EFFETTO TUNNEL (anche detto meccanismo di Zener)**
- **BREAKDOWN A VALANGA**

Sono due fenomeni completamente diversi e indipendenti. La prevalenza dell'uno sull'altro dipende dalle caratteristiche della giunzione, in particolare dal drogaggio.

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

La fenomenologia del breakdown è identica per entrambi i meccanismi

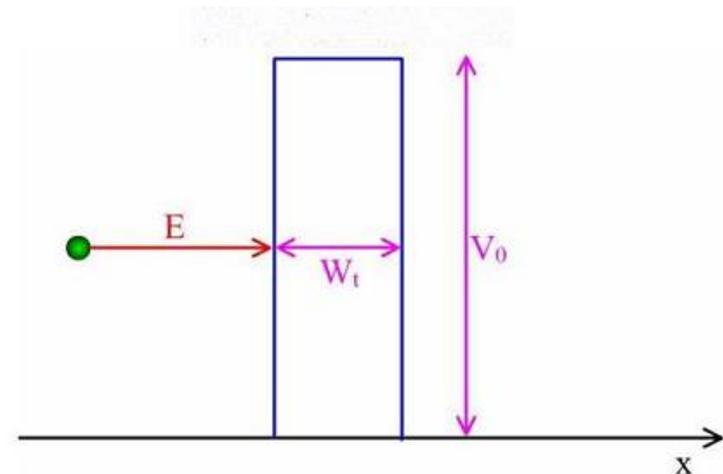
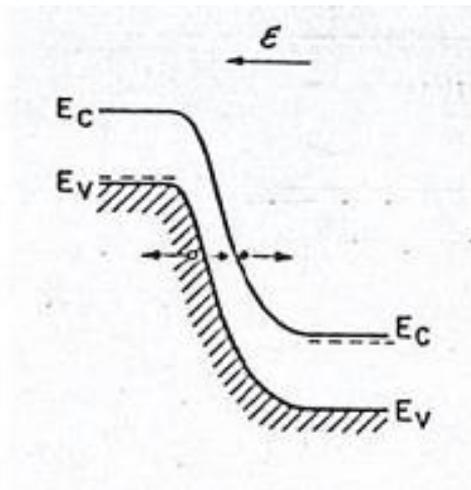
- È possibile distinguerli in base all'**andamento** della tensione di breakdown **in funzione della temperatura**
- **L'innalzamento** della corrente in corrispondenza della  $V_{\text{breakdown}}$  è generalmente **più brusco nel caso della moltiplicazione a valanga.**

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Segno di riconoscimento nel silicio:  $V_{BR} \leq 4-5 \text{ V}$ .

**È originato dalla polarizzazione inversa di una giunzione con  $W$  molto piccolo (alti campi)  $\rightarrow$  alti drogaggi ( $>5 \times 10^{17}$ ).**

L'effetto tunnel si ottiene quando viene applicata una **forte tensione inversa** alla giunzione, tale che la struttura a bande risulti talmente distorta che, **in n,  $E_c$  abbia un valore energetico minore di  $E_v$  in p.**



# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

In questo modo **gli elettroni presenti sulla sommità della banda di valenza possono trasferirsi senza difficoltà alla banda di conduzione**

Si determina dunque un flusso di corrente proporzionale alla probabilità di occupazione dei livelli energetici in banda di valenza e alla presenza di livelli disponibili in banda di conduzione.

Corrente proporzionale a  $n(E)_{\text{lato p}} \cdot [1-n(E)]_{\text{lato n}}$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{in b.v.}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{in b.c.}}$

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

**Aumentando di poco  $V_R$ , aumenta di molto  $I_R$**

Esiste una probabilità finita (diversa da zero) che un elettrone superi un barriera di potenziale  $V_0$  pur avendo un'energia  $E < V_0$ .

L'applicazione delle leggi della meccanica quantistica mostra che la probabilità di questo fenomeno è **significativa solo quando lo spessore  $Wt$  della barriera è piccolo rispetto alla lunghezza d'onda dell'elettrone incidente.**

A temperatura ambiente  $\lambda_{e^-} \cong 10^{-4}$  cm

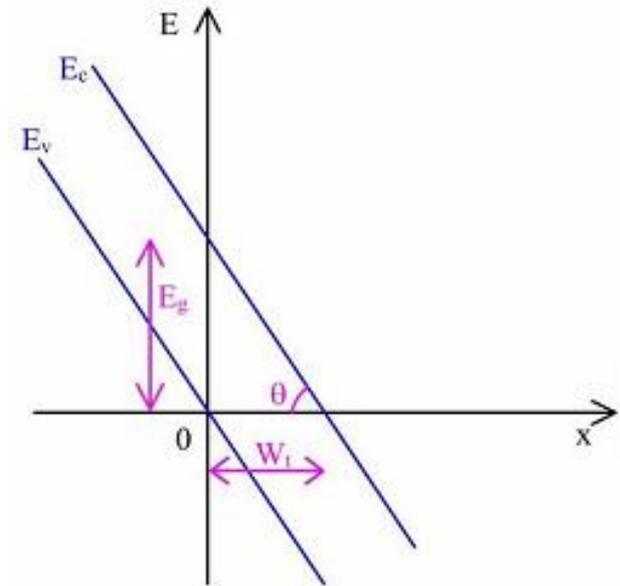
il che implica:  $Wt < 10^{-4}$  cm

**Drogaggi elevati!**

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Nel caso del diodo è quindi necessario che la regione di svuotamento sia più piccola della lunghezza d'onda associata all'elettrone

La pendenza delle bande è dovuta al campo elettrico applicato ed è pari a  $qE$



La pendenza delle bande ( $= \text{tg } \theta$ ) è pari a:  $qE = E_g / W_t$

$$E \approx 10^6 \text{ V/cm}$$

$$E_g = 1,12 \text{ eV in Si}$$

$$W_t \approx 10^{-6} \text{ cm}$$

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

Occorrerebbe risolvere l'equazione di Schroedinger associata.

Risolvendola si ottiene:

$$I_t = \alpha \frac{EV}{\sqrt{E_g}} \exp\left(-\alpha_1 \frac{E_g^{3/2}}{E}\right)$$

dove E e V sono il campo entro la giunzione e il potenziale ai suoi capi,  $E_g$  è l' energy gap e

$$\alpha = \frac{\sqrt{2m^*}}{4\pi^2 \hbar^2} q^3$$

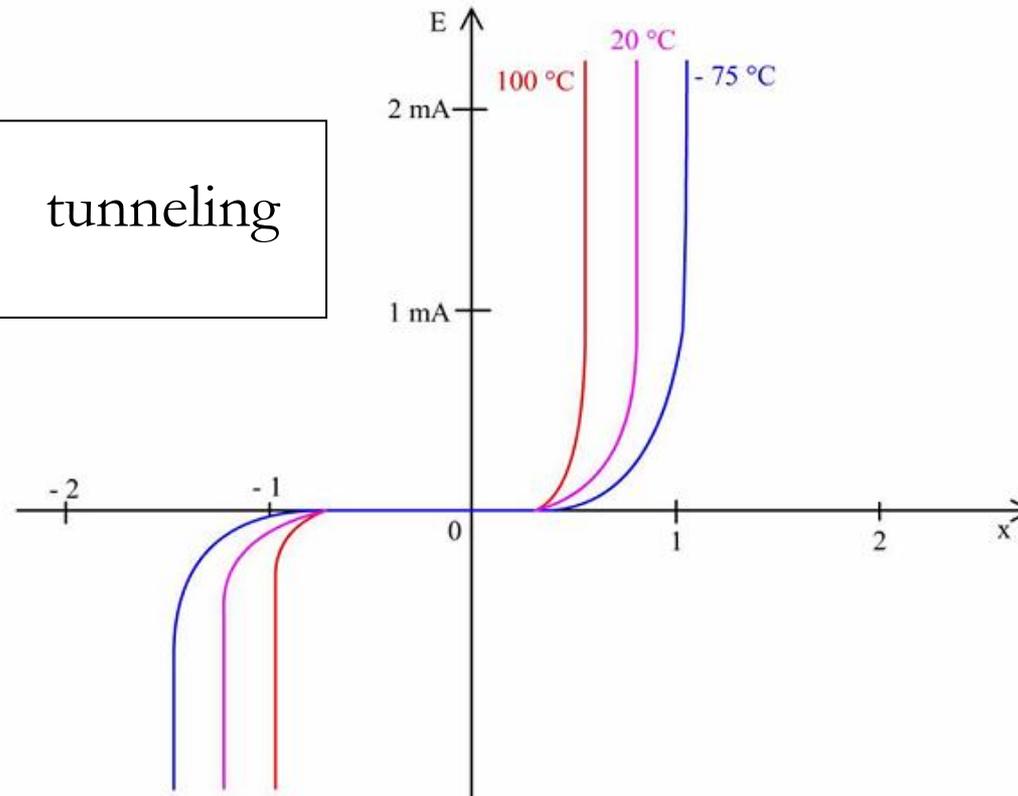
$$\alpha_1 = \frac{4\sqrt{2m^*}}{3q\hbar}$$

# Fenomeno di breakdown: Effetto Tunnel

La corrente  $I_t$  aumenta con la temperatura  
(diminuisce  $E_g$ )

→  $V_{br}$  diminuisce con  $T$

$$\frac{\partial V_{BR}}{\partial T} < 0 \quad \text{tunneling}$$



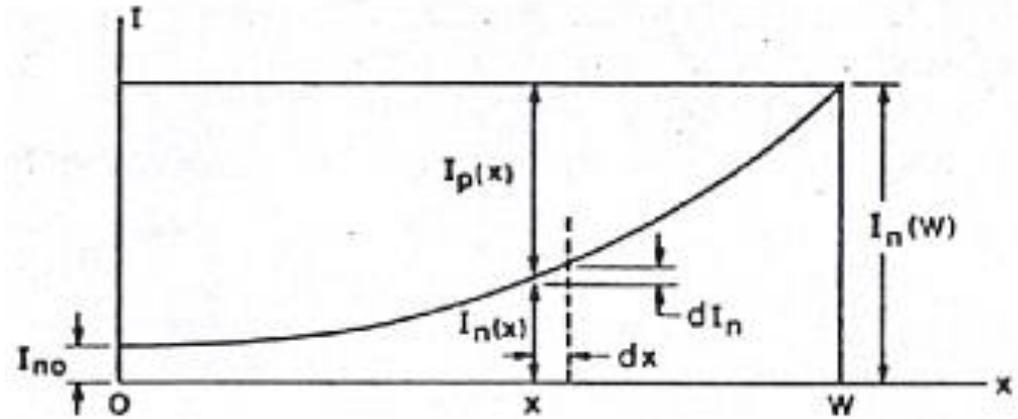
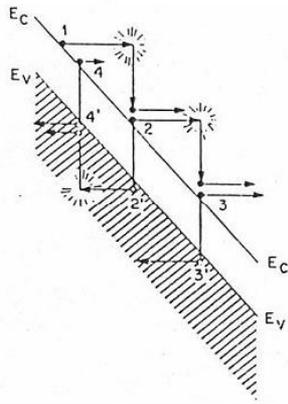
# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Si basa sulla **ionizzazione per urto** ed ha luogo quando l'effetto tunnel non è dominante → giunzioni non strette → drogaggi non elevatissimi ( $\leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  in Si).

L'innesco è dato dai **portatori generati termicamente entro la regione di svuotamento** e in presenza di un **campo tanto forte da causare ionizzazione da impatto** al termine di ogni cammino libero.

L'effetto valanga fa sì che **un portatore generato all'inizio della regione svuotata** (si noti che per elettroni e lacune l'inizio è ai capi opposti) termini il suo viaggio alla fine di questa dopo aver **generato a sua volta un numero elevato di coppie**

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga



Se il singolo portatore è un **elettrone**, l'inizio del suo moto dà una corrente  $I_{n0}$ , che, al termine della **regione svuotata**, si trova moltiplicata:

$$I_n(W) = M_n I_{n0}$$

(dove  $M_n$  rappresenta il fattore di moltiplicazione)

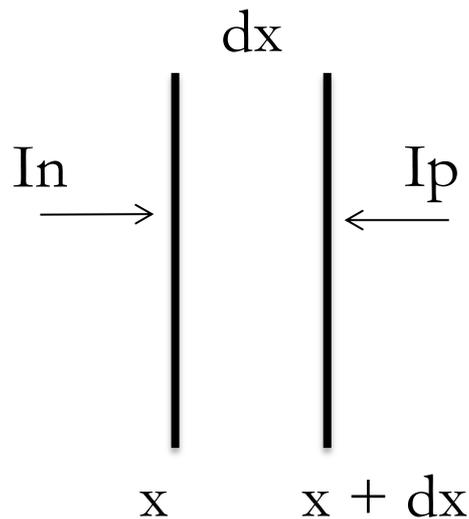
**Inoltre, si è creata una corrente di lacune.**

A sua volta, correnti analoghe vengono generate da una lacuna “nata” in  $x = W$  (giunzione p+n).

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Per la moltiplicazione si crea una corrente di lacune che aumenta tra  $x = W$  e  $x = 0$ , tale per cui la corrente totale, a regime, risulti costante

Se consideriamo l'elemento infinitesimo  $dx$ , possiamo scrivere l'equazione di  $I_n$  in funzione della posizione



# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

$$I_n(x+dx) - I_n(x) = I_n(x)\alpha_n dx + I_p(x+dx)\alpha_p dx$$

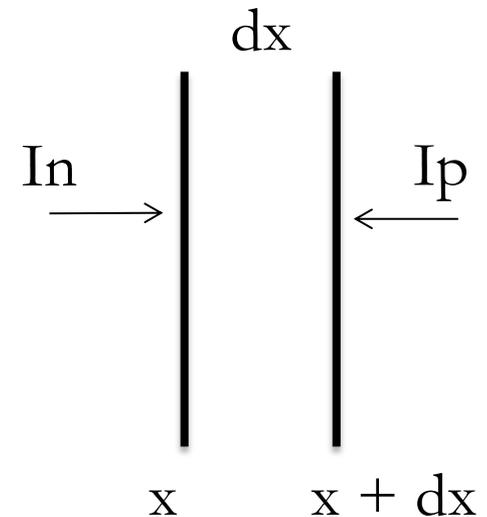
la corrente di elettroni che attraversa la sezione infinitesima è pari alla somma della corrente di elettroni e di lacune presenti sui due lati

$$-I_p(x) = -I_p(x+dx)\alpha_p dx$$

dove  $\alpha_n$  e  $\alpha_p$  sono le velocità di ionizzazione, funzioni di E.

Se dividiamo per dx e considerando che  $I_p(x) = I - I_n(x)$

$$\frac{dI_n}{dx} + I_n(x)(\alpha_p - \alpha_n) = I\alpha_p$$



# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Assumiamo che  $\alpha_n = \alpha_p = \alpha \rightarrow dI_n/dx = \alpha_p I$

$$\frac{I_n(W) - I_n(0)}{I} = \int_0^W \alpha \, dx$$

Poiché  $I_n(W) = I$

E poiché, per definizione,  $I_n(0) = I_n(W) / M_n$

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha \, dx$$

Condizione di breakdown :  $M_n \rightarrow \infty$ , ossia

$$\int_0^W \alpha \, dx = 1$$

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

$$\int_0^W \alpha dx = 1$$

Come detto prima **il coefficiente di ionizzazione  $\alpha$  dipende dal campo elettrico.**

La **relazione** che lo lega al campo è complicata, ma **nota.**

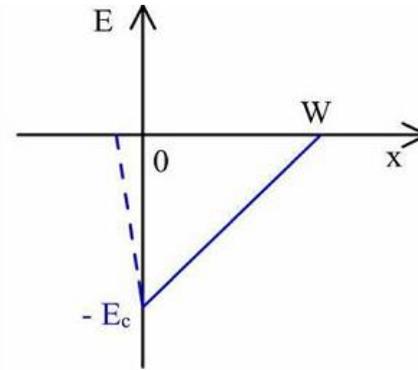
Ne segue che diviene **possibile ricavare** dalla condizione di breakdown **il valore del campo critico** che si instaura in presenza di moltiplicazione a valanga

Inoltre  $\rightarrow \rightarrow \rightarrow$

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Dal campo si arriva, per integrazione, al potenziale:

$$V_{BR} = -\int_0^W E dx$$



V è l'area del triangolo.  
 $E_c$  è determinato dal fatto che conosco  $\alpha$

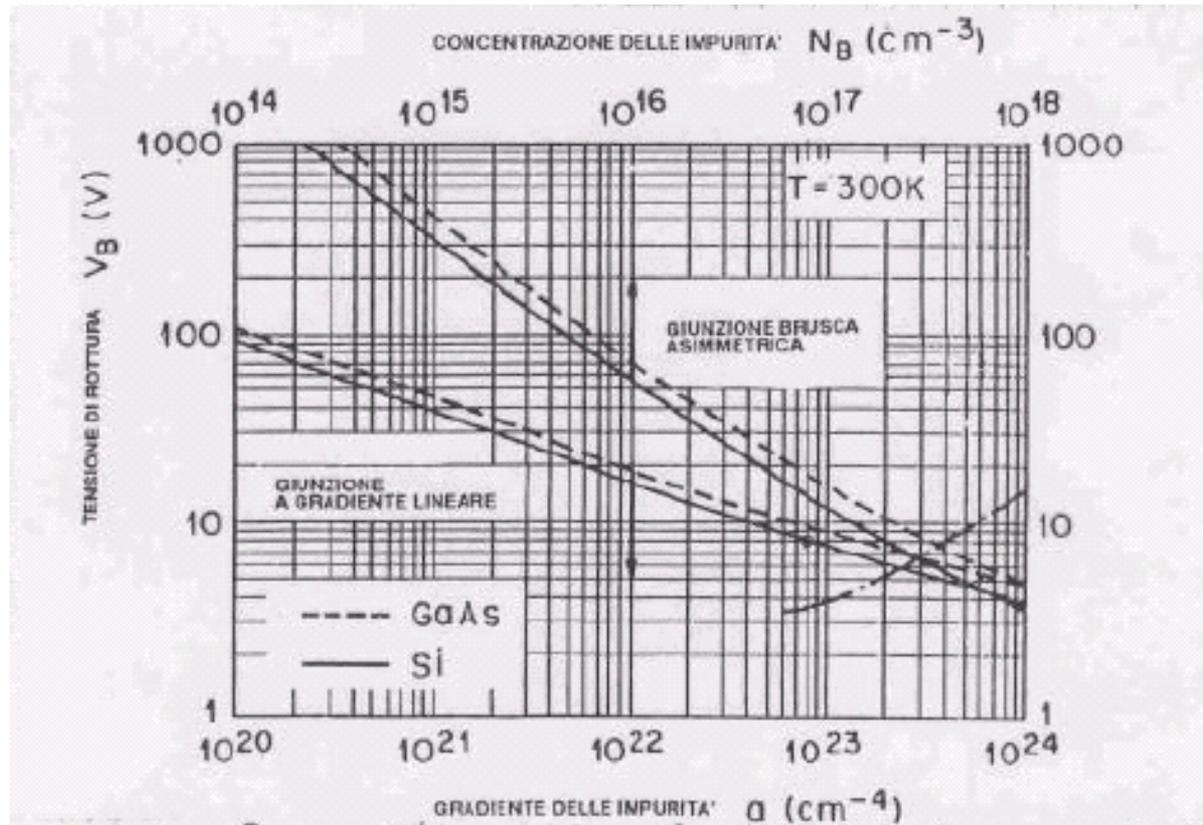
$$V_{BR} = \frac{E_c W}{2} = \frac{\epsilon_s E_c^2}{2q} \frac{1}{N_D}$$

Nel caso di una giunzione brusca asimmetrica.

Mentre, per una giunzione a gradiente lineare

$$V_{BR} = \frac{2\epsilon_c W}{3} = \frac{4E_c^{3/2}}{3} \left( \frac{2\epsilon_s}{q} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{a}}$$

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga



GaAs ha una  $V_{BR}$  maggiore del silicio (maggiore  $E_g$ )

## Breakdown: Moltiplicazione a valanga

All'aumentare della temperatura, la probabilità di urto con il reticolo aumenta, dunque diminuisce il tempo libero medio tra un urto e l'altro.

Pertanto **il campo elettrico** che accelera i portatori (conferendo loro l'energia necessaria per creare un fenomeno di moltiplicazione durante l'urto) **agisce per un tempo inferiore.**

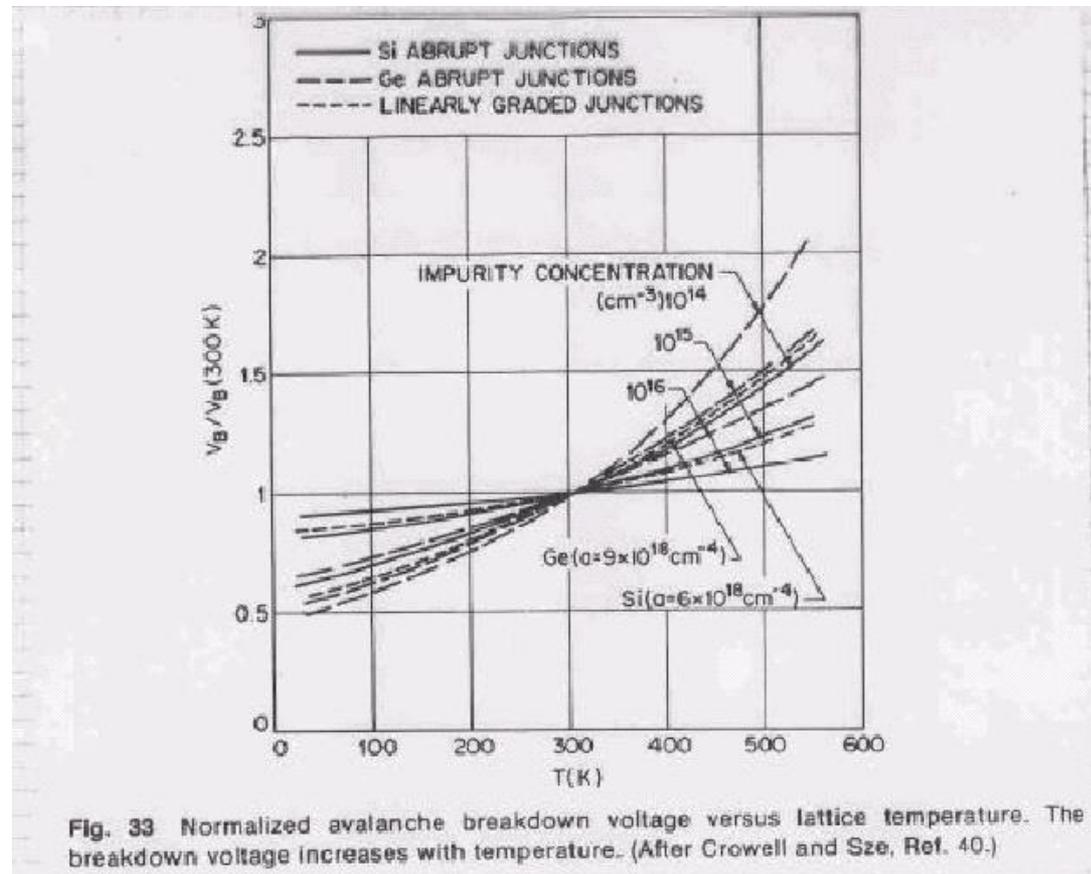
Perciò per produrre un'energia sufficiente a generare la valanga, occorre che il campo elettrico accelerante sia più elevato.

Dunque:

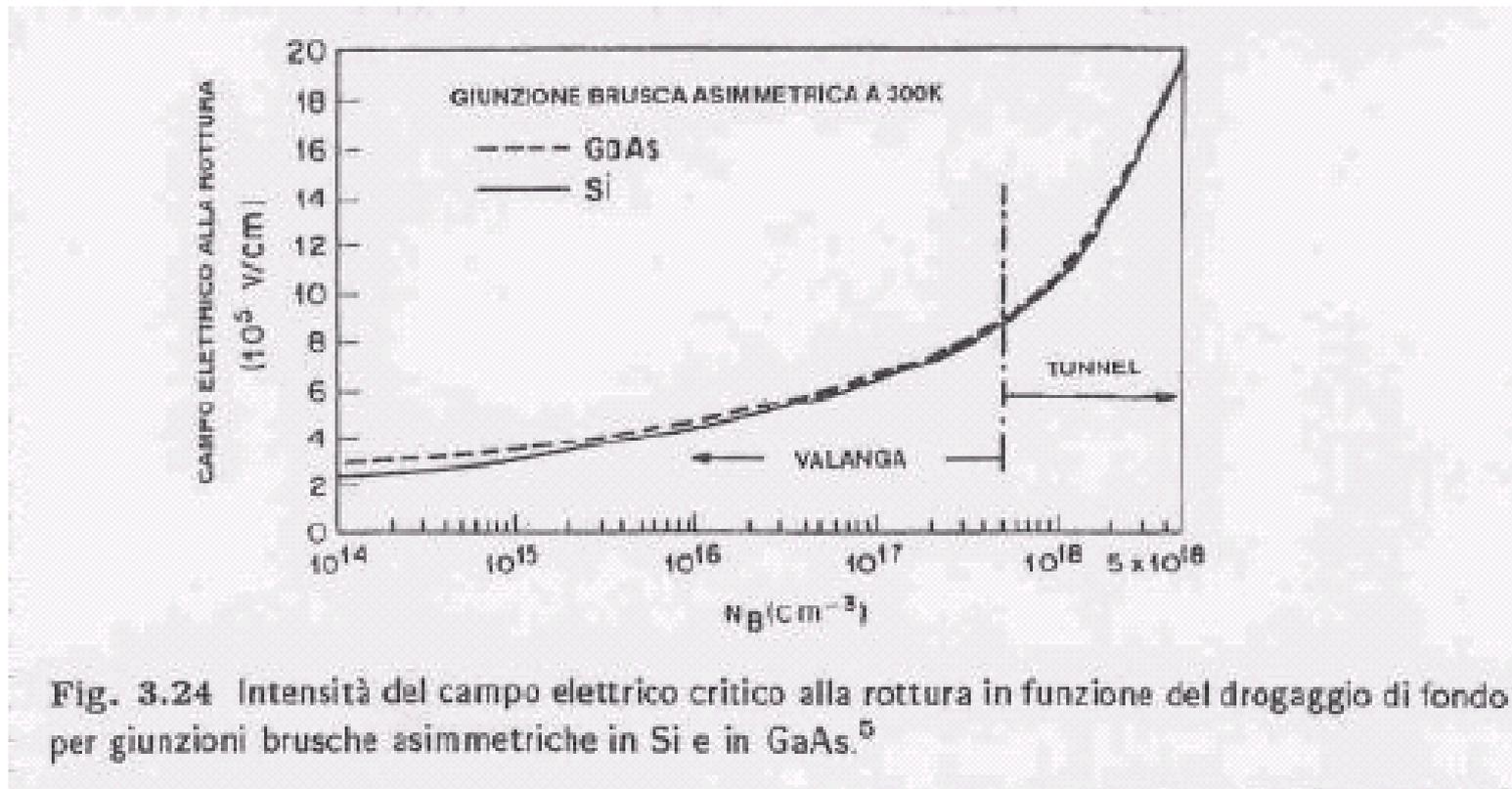
$$\frac{\partial V_{BR}}{\partial T} > 0$$

# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

Andamento con la temperatura



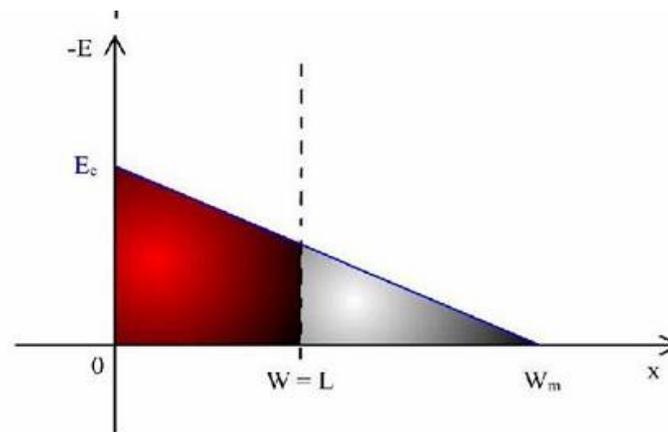
# Breakdown: Moltiplicazione a valanga



# Punch through

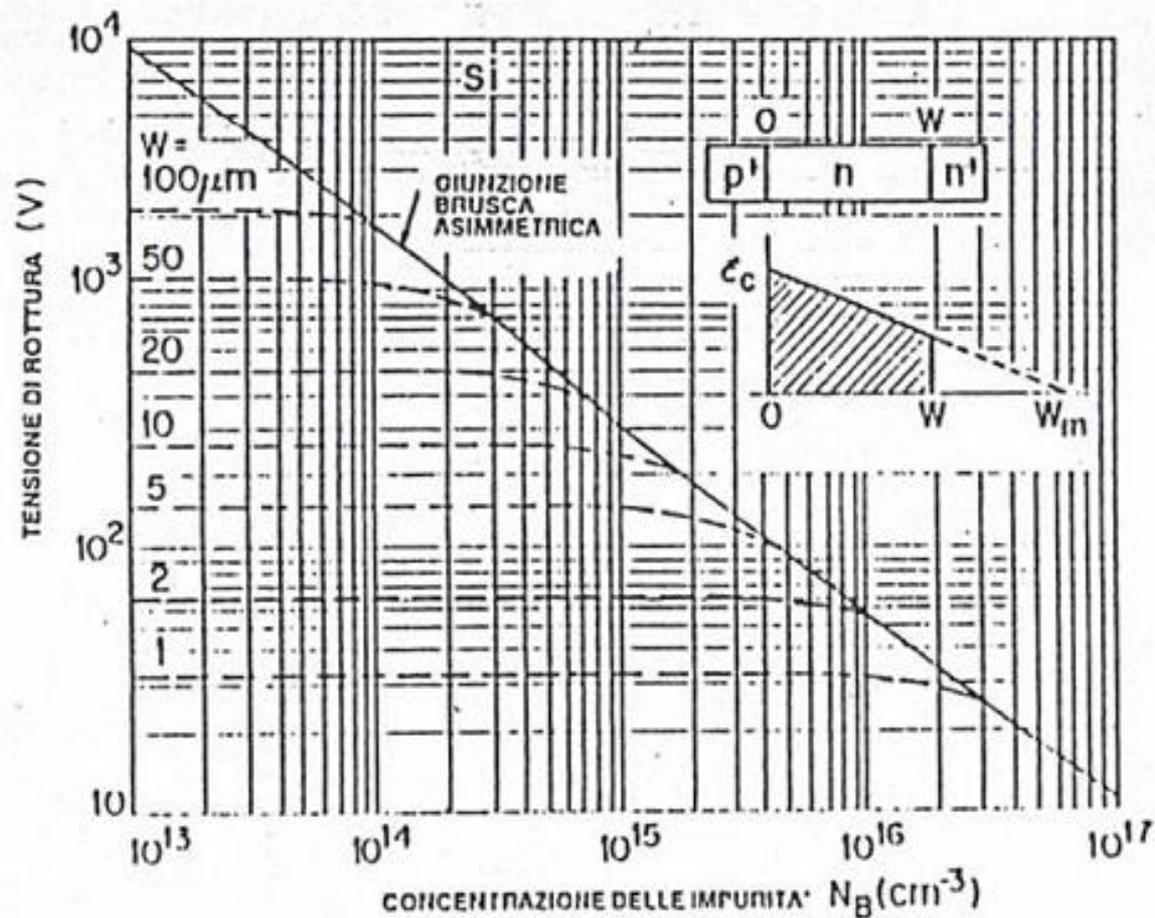
Le considerazioni precedenti sono verificate se lo strato di semiconduttore è abbastanza spesso da contenere, alla rottura, l'intera larghezza  $W_m$  dello strato di svuotamento presente in polarizzazione inversa;

Poiché tale spessore **aumenta con la tensione inversa applicata ed è inversamente proporzionale al drogaggio  $N_D$** , può capitare che la regione di svuotamento raggiunga **l'intero spessore  $L$**  del dispositivo **prima** che venga raggiunto il **valore critico di campo**



# Breakdown: Moltiplicazione a valanga

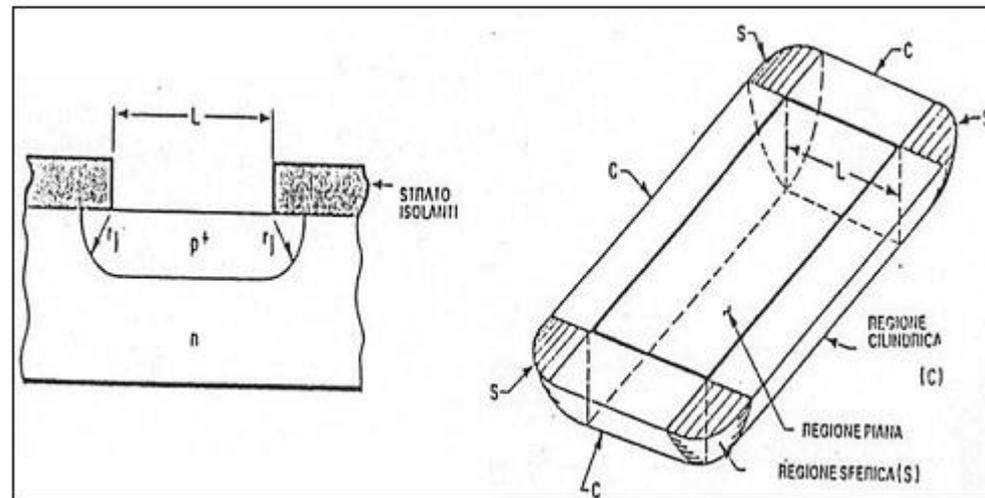
Tale condizione è nota come **perforazione del diodo (punch through)**, e nel grafico qui sotto sono riportati i valori di tensione che la generano per strutture del tipo  $p^+-n-n^+$



# Effetti di curvatura

Un'ultima importante considerazione sulla tensione di rottura si ha considerando gli effetti di curvatura:

una giunzione viene creata ricoprendo di ossido l'interfaccia di un cristallo drogato  $n$  e aprendo in tale ossido una finestra in cui iniettare le impurità droganti  $p$ ; tali impurità diffondono verso il basso ma anche lateralmente, tale che risulti impossibile ottenere un'inserzione perfettamente retta.



# Effetti di curvatura

L'inserzione può essere dunque descritta come un parallelepipedo centrale, con **bordi cilindrici** e con **angoli di giunzione di forma presumibilmente sferica**:

sono questi due elementi, in cui i campi elettrici sono più elevati, a contribuire alla rottura per valanga;

**al diminuire del raggio delle regioni sferiche** (ovvero all'approssimarsi dell'inserzione al parallelepipedo centrale) **tale tensione di rottura diminuisce bruscamente**, in particolare per le regioni sferiche stesse a bassi valori di impurità.

