FI-227 Física de Componentes Semicondutores

Tópico 6: Heterojunções

Junções

- Tratemos o problema de termos junções:
- Mesmo semicondutor, dopagem distinta
- Semicondutoress distintos;
- Metal semicondutor
- Estruturas quânticas

Problema geral

- Temos de forma mais geral densidades de portadores *n(**r**,t)* e *p(**r**,t)*, campos aplicados e absorção e emissão de luz;
- Em geral, fora do equilíbrio temos um quasi-nível de Fermi para os elétrons e um para os buracos.
- Para obter n e p, temos que resolver as equações de Maxwell onde n, p e as cargas de impureza entram como fontes e as de continuidade usando a estatísitica de Fermi-Dirac.
  - Deve-se lembrar que as energias dos elétrons e dos buracos são as das bandas subtraídas da energia potencial; Ec,v(**r**)-V(**r**)

Problema Típico Geral

- Em geral: resolvemos de forma auto-consistente as equações de Maxwell e de continuidade para obter E_{FC} , E_{FV} e V(r).
- Mais ainda, consideramos o estado estacionário, na aproximação de massa efetiva, para o caso não degenerado; Lembramos que :

$$n(\vec{r}) = N_C(\vec{r})e^{-(E_c(\vec{r})-eV(\vec{r})-E_{FC})/kT};$$

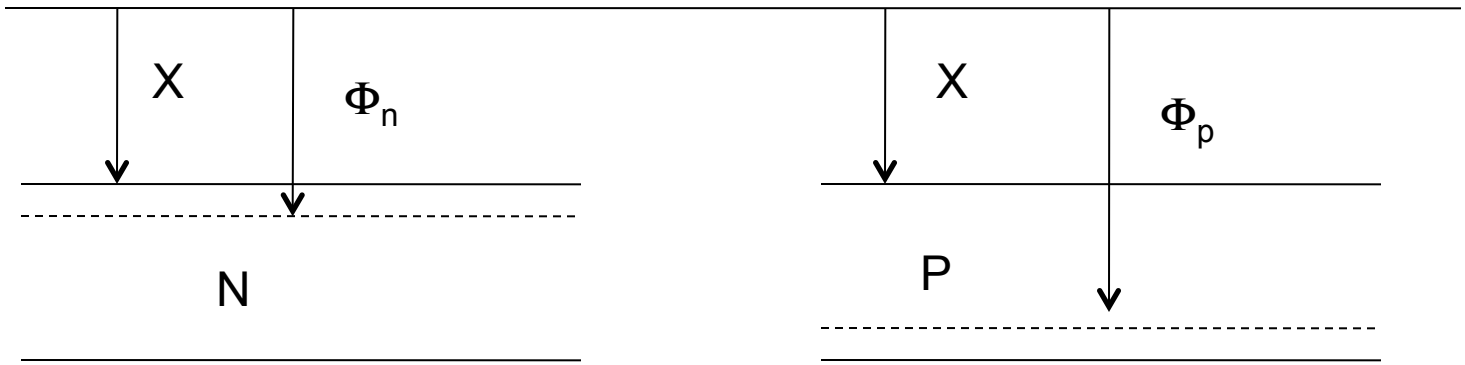
$$p(\vec{r}) = N_V(\vec{r})e^{-(E_{FV}-E_v(\vec{r})+eV(\vec{r}))/kT};$$

$$(1/e)\nabla^2 V(\vec{r}) = -(1/e)\rho(\vec{r}) = n(\vec{r}) + N_A^-(\vec{r}) - p(\vec{r}) - N_D^+(\vec{r})$$

- Com n e p podemos obter as correntes.

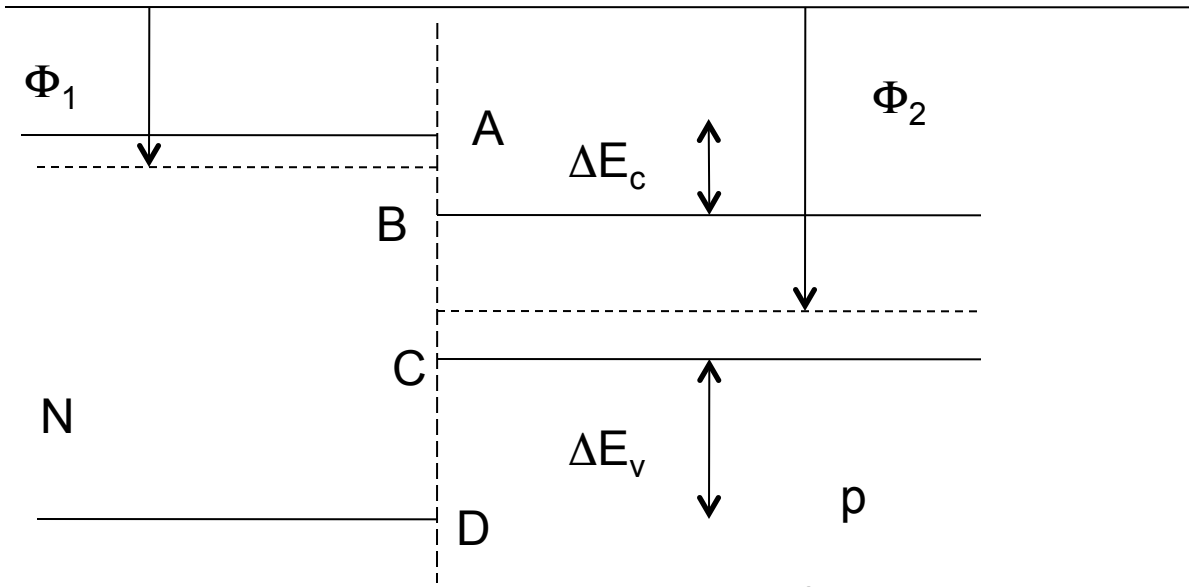
homojunção

- N_C, N_V não dependem da posição;
- A afinidade eletrônica X não depende da posição (nível do vácuo – energia da banda)
- A função trabalho Φ (nível de Fermi ao vácuo depende da posição, inicialmente.



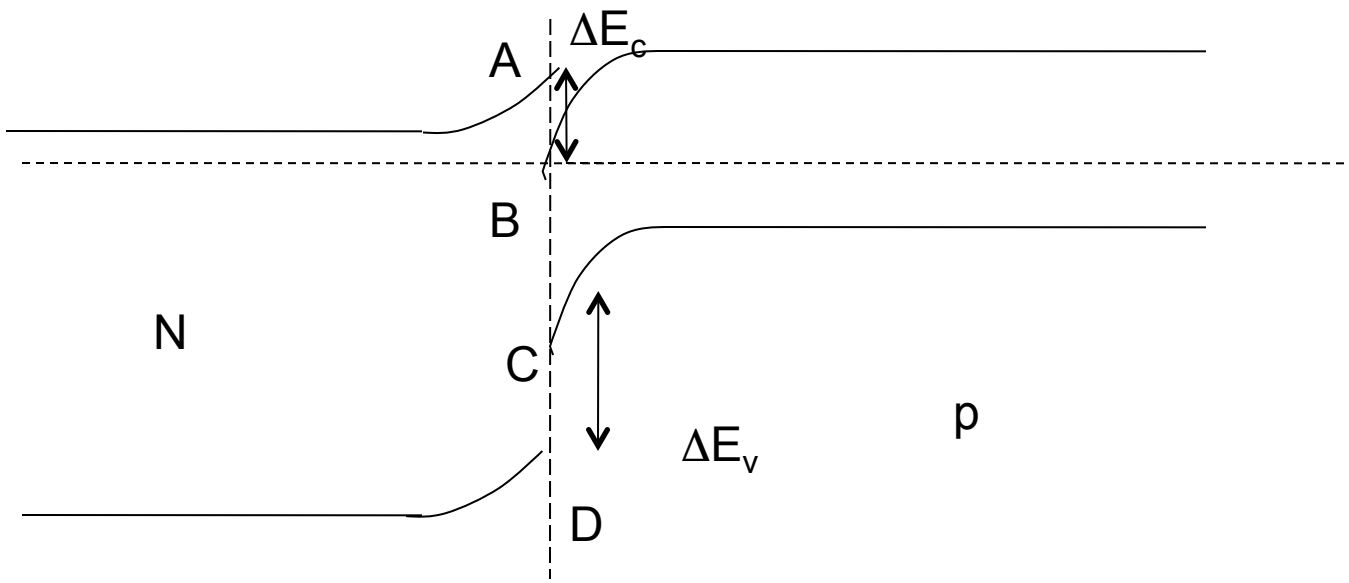
- Em contato, haverá difusão de elétrons do lado n ao p e buracos do lado p ao n;
- As impurezas ionizadas criarão um campo que limta a difusão para obtermos o mesmo nível de Fermi em todo espaço.

Heterojunction



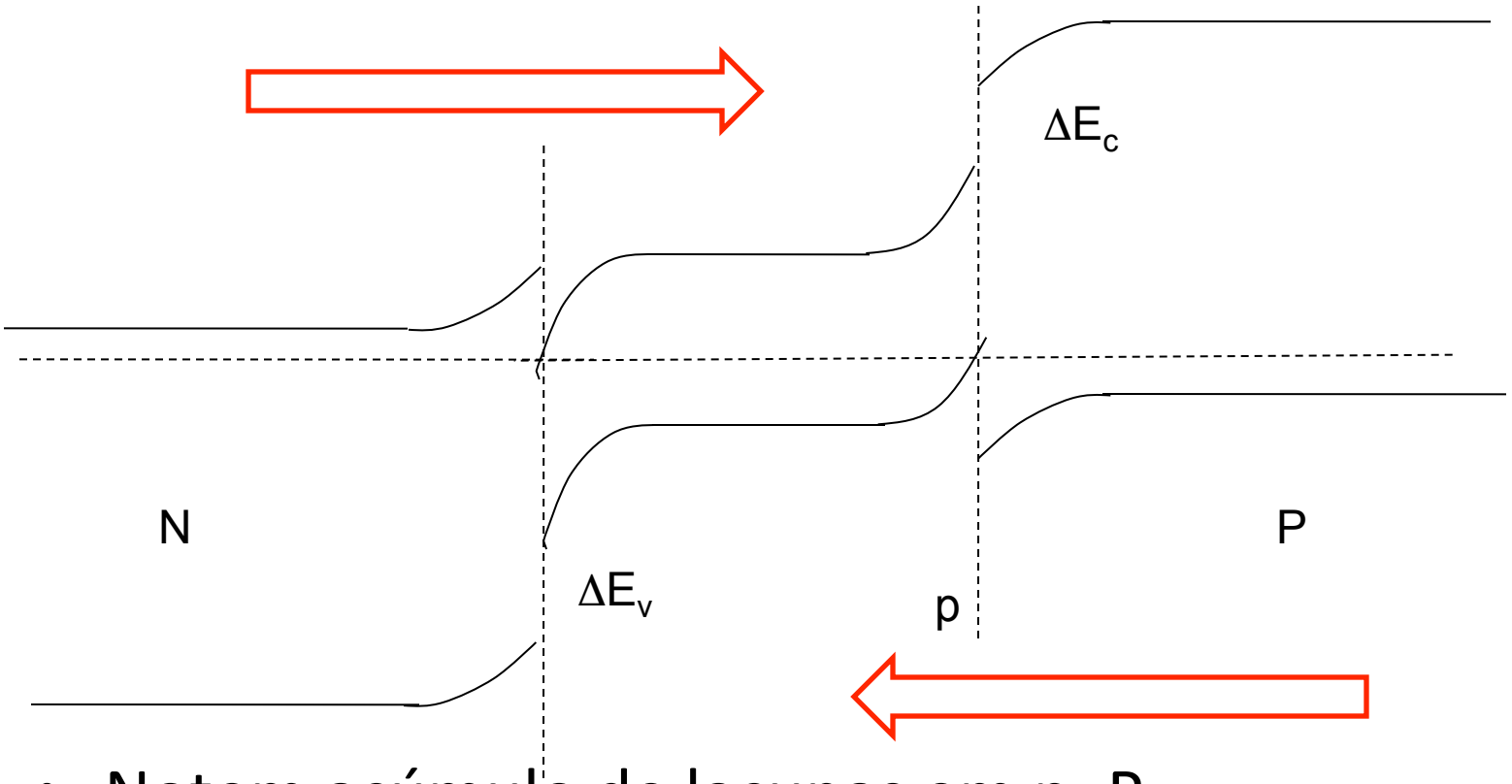
- Φ são as funções trabalho(vácuo ao nível de Fermi)
- Potencial é contínuo;
- $\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$ normal é contínuo;
- Níveis energéticos E-V(x)
- Espaçamento AB, BC, CD fixos;

Heterojunction



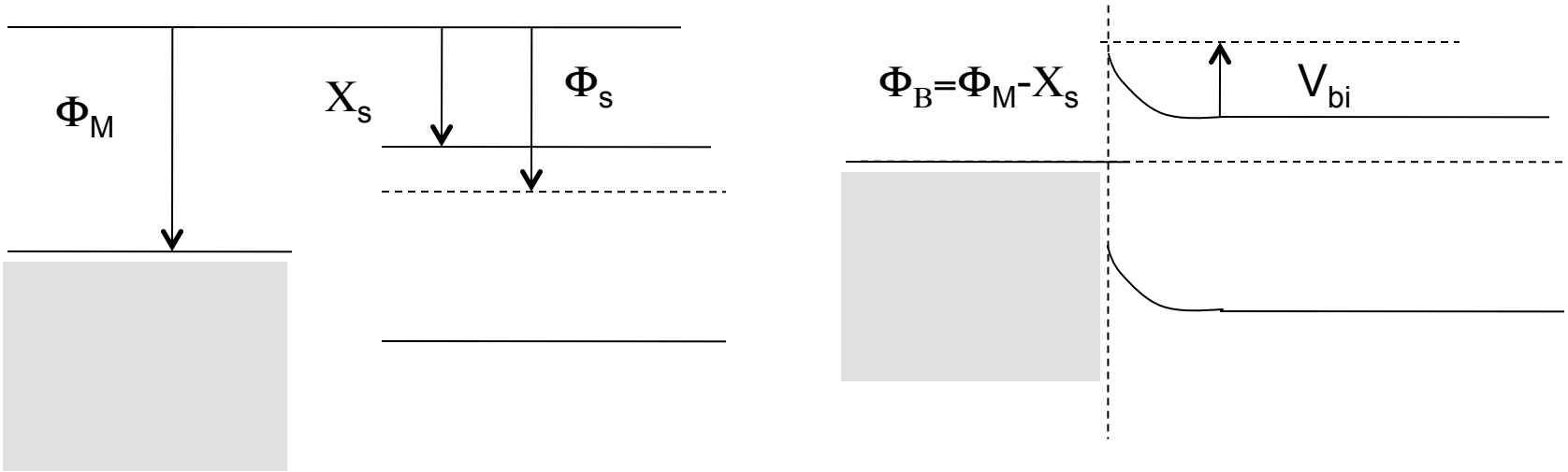
- Notem acúmulo de elétrons na barreira em n;
- E(-dV/dx) não é contínuo;
- Barreira depende da discontinuidade do Egap;
- Notem barreira para injeção de buracos de n-P
- Barreira N-P é somente o V_{bi};
- Em geral a aproximação de junção abrupta não funciona.
- .

Double heterostructure diode.



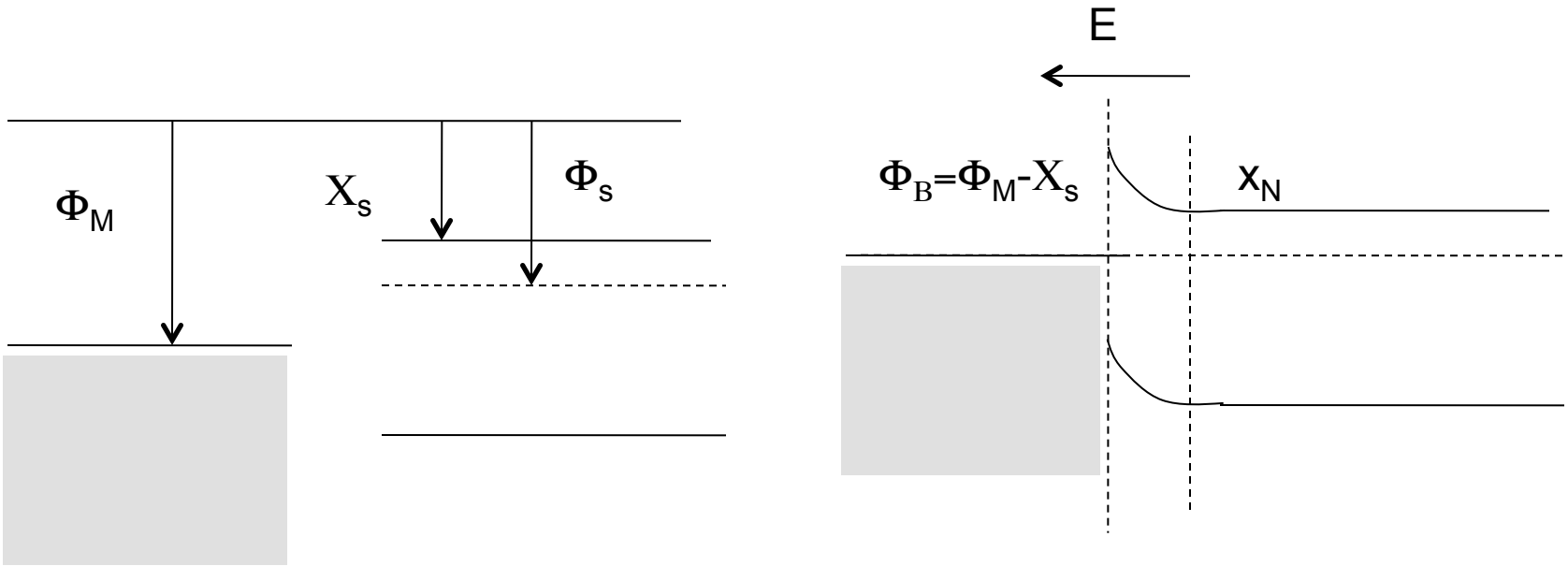
- Notem acúmulo de lacunas em p_P;
- Barreira para lacunas p-P; ΔE_v
- Barreira para eletrons p-N ; Δe_c
- Acúmulo de elétrons e lacunas em p.
- Vamos tratar mais este problema em optoeletrônica

Metal-Semiconductor n ($\Phi_M > \Phi_s$)



- Elétrons migram do semicondutor para o metal até alinhar o potencial químico e termos corrente nula em equilíbrio.
- Barreira fixa Φ_B para injeção de elétrons de M-S;
- Barreira $qV_{bi} = \Phi_B - (E_c - E_F)$, para injeção S-M;

Metal-Semiconductor n ($\Phi_M > \Phi_s$)

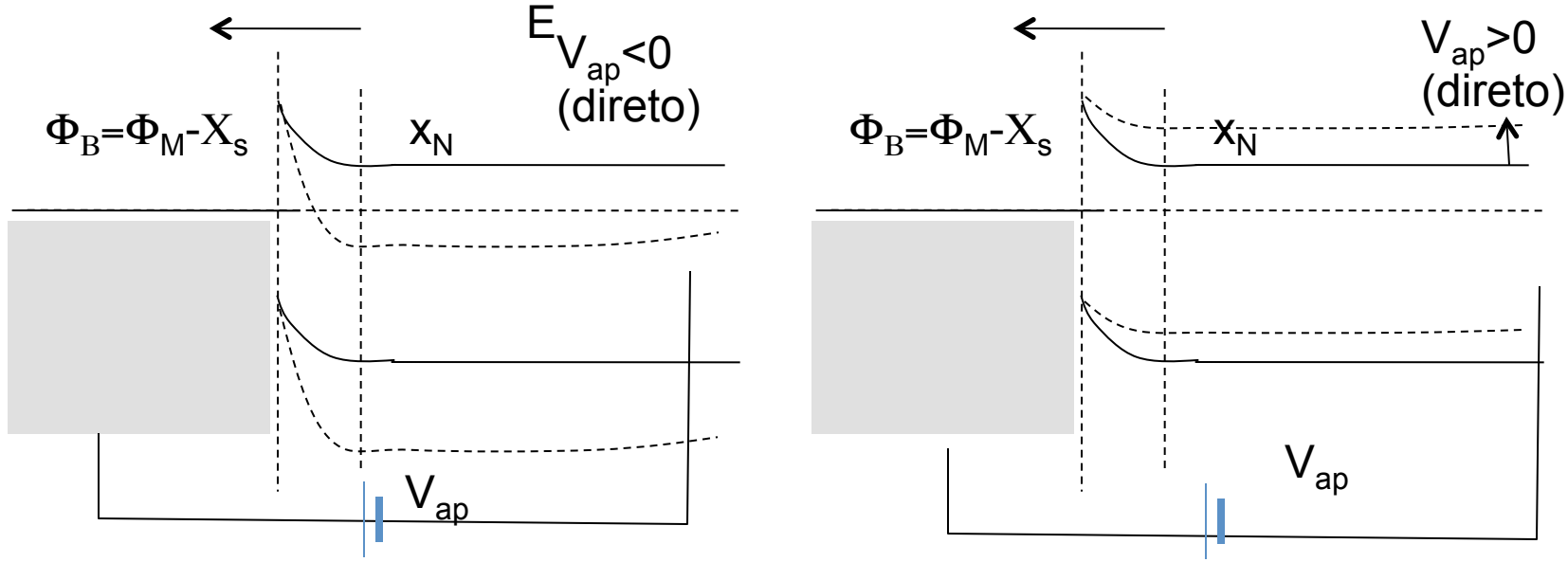


- A região de depleção no metal é ~0; Usando a aproximação abrupta podemos calcular x_N, considerando uma região com cargas N_{D+}: (De fato podemos fazer para caso N+N-)

$$x_N = \sqrt{\frac{V_{Bi} 2\varepsilon}{N_D e}} = \sqrt{\frac{\left[\Phi_M - X_S - (E_C - E_F)\right] 2\varepsilon}{N_D e^2}};$$

$$\vec{E}(0) = -(e/\varepsilon) N_D x_N \hat{x}$$

Metal-Semiconductor n ($\Phi_M > \Phi_s$)



Em equilíbrio, não há corrente. A densidade de portadores no semicondutor é:

$$n(\text{int}) = n(\infty)e^{-\frac{qV_{Bi}}{kT}} = N_C e^{-\frac{(E_C-E_F)}{kT}} e^{-\frac{\left[\Phi_B-(E_C-E_F)\right]}{kT}} = N_C e^{-\frac{\Phi_B}{kT}}$$

- Considerando que existem elétrons com energia acima da barreira que podem (clássica-emissão termiônica-/quântica)mente atravessá-la ou abaixo da barreira tunelar, é de se esperar que a corrente de injeção de elétrons para o metal seja proporcional a n(interface):

$$J_{S-M} = KN_C e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} = -J_{M-S}$$

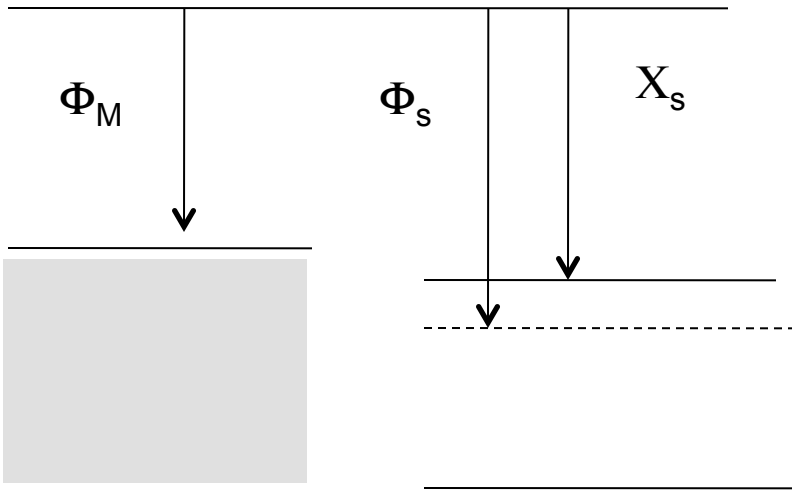
Metal-Semiconductor n ($\Phi_M > \Phi_s$)

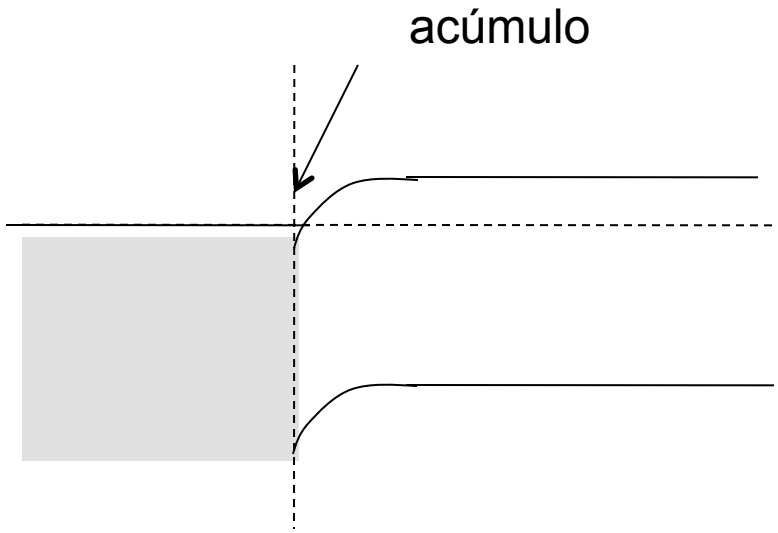
Quando tensão é aplicada, o potencial para injeção não muda. No entanto, esperamos que n(int,V) = n(int,0)$e^{qVap/kT}$. Portanto a corrente fica: é:

$$J_{S-M}(V_{ap}) = KN_C e^{\frac{-(\Phi_B - qVap)}{kT}} - KN_C e^{\frac{-\Phi_B}{kT}} = KN_C e^{\frac{-\Phi_B}{kT}} \left(e^{\frac{qV_{ap}}{kT}} - 1 \right)$$

- Formamos um chamado diodo Schottky. Notem que a corrente é somente de portadores majoritários (elétrons)
- (V definido como positivo no metal)
- Também, notem que por serem majoritários se espera que este diodo seja mais rápido;
- Também, a corrente de saturação pode ser controlada, controlando-se a barreira (escolha do metal);
- É importante lembrar que estados/cargas de superfície podem modificar o alinhamento das bandas e, portanto, modificar o comportamento do diodo;
- Também, o elétron ao chegar próximo ao metal induz variação no metal (carga imagem) reduzindo efetivamente o potencial.

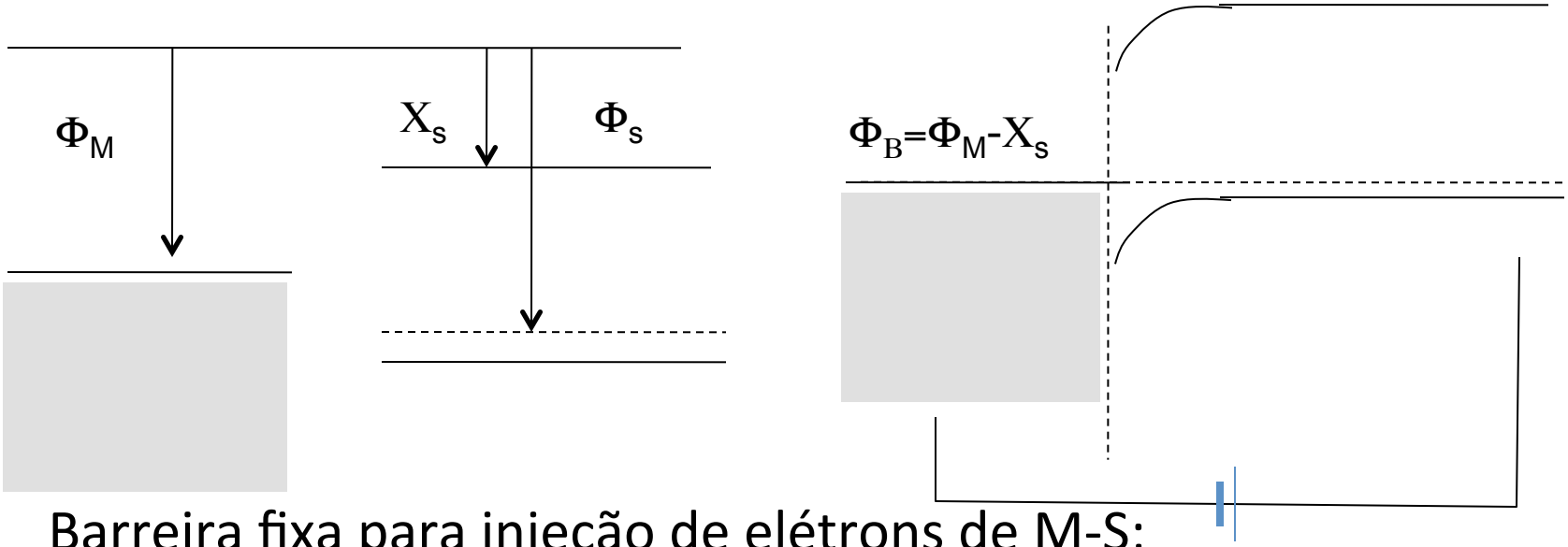
Metal-Semiconductor n ($\Phi_M < \Phi_S$)





- Barreira com acúmulo de electrons no semicondutor;
- Praticamente, nenhuma barreira.
- Contato ôhmico.

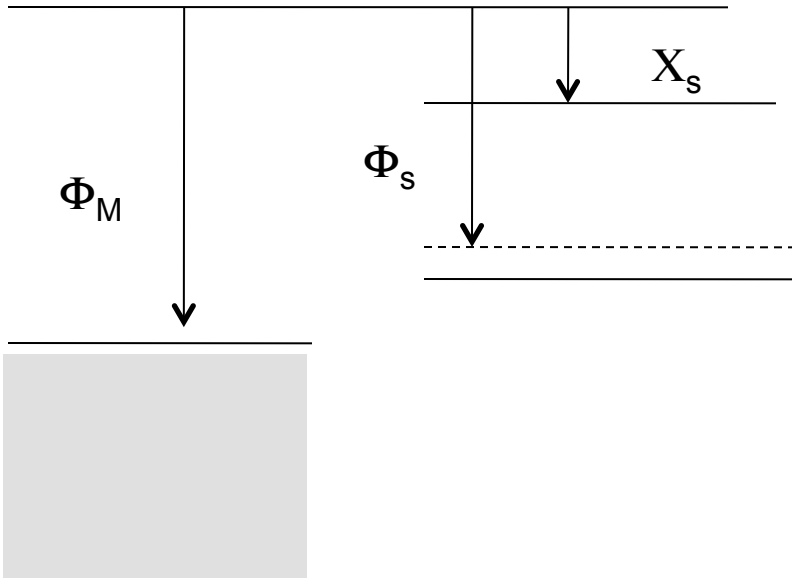
Metal-Semiconductor p ($\Phi_M<\Phi_s$)

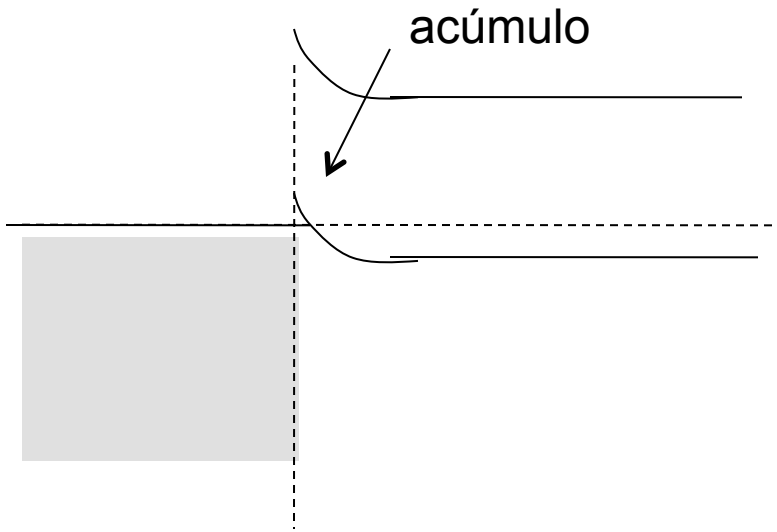


- Barreira fixa para injeção de elétrons de M-S;
- Barreira Φ_B $\Phi_M<\Phi_s$ no S, para injeção de buracos do S-M;
- Diodo de portadores majoritários (buracos) : Schottky (V definido + no semicondutor)

$$J_{S-M}(V_{ap}) = KN_V e^{\frac{-(\Phi_B - Vap)}{kT}} - KN_V e^{\frac{-\Phi_B}{kT}} = KN_V e^{\frac{-\Phi_B}{kT}} \left(e^{\frac{V_{ap}}{kT}} - 1 \right)$$

Metal-Semiconductor ($\Phi_M > \Phi_S$)

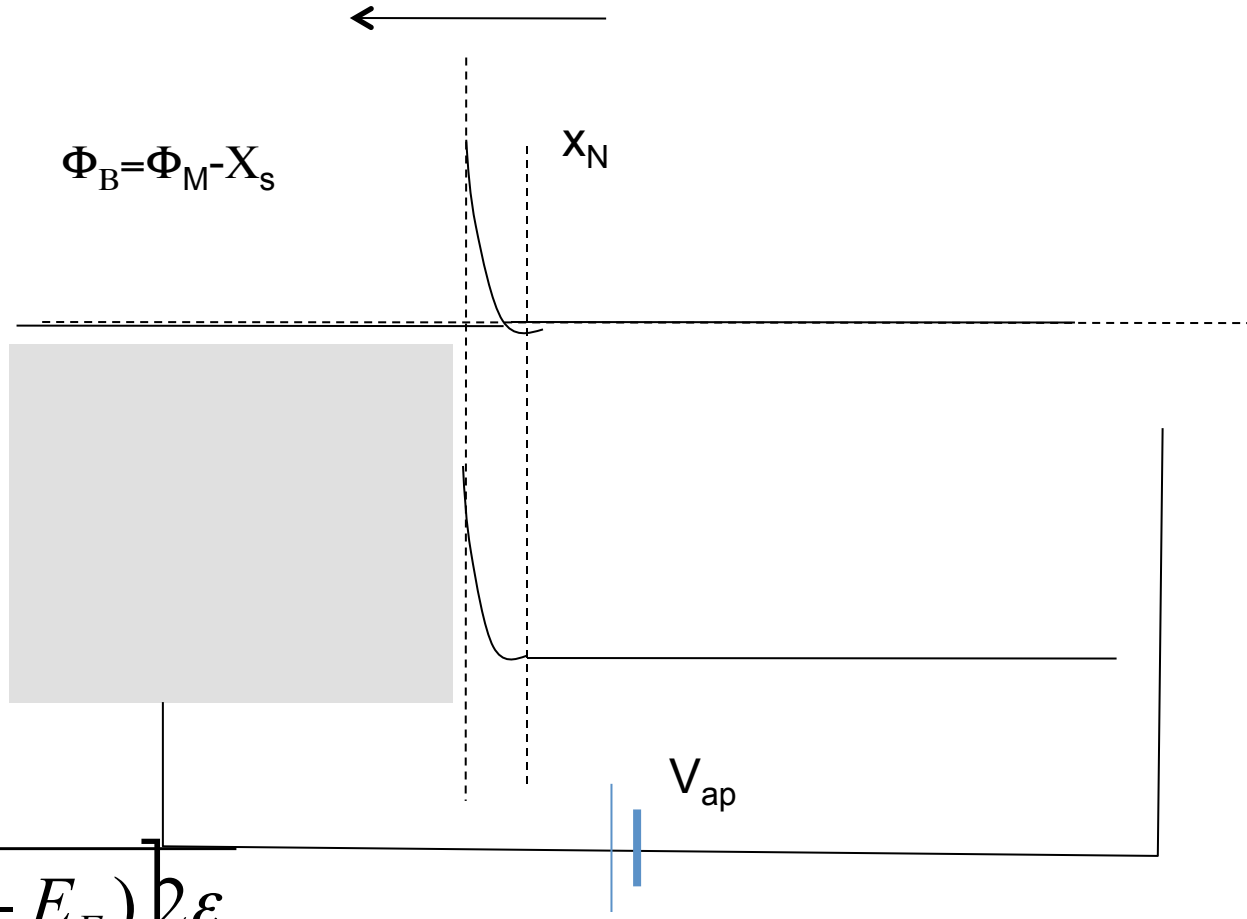




- Barreira acúmulo de buracos no semicondutor;
- Praticamente, nenhuma barreira.
- Contato ohmico.

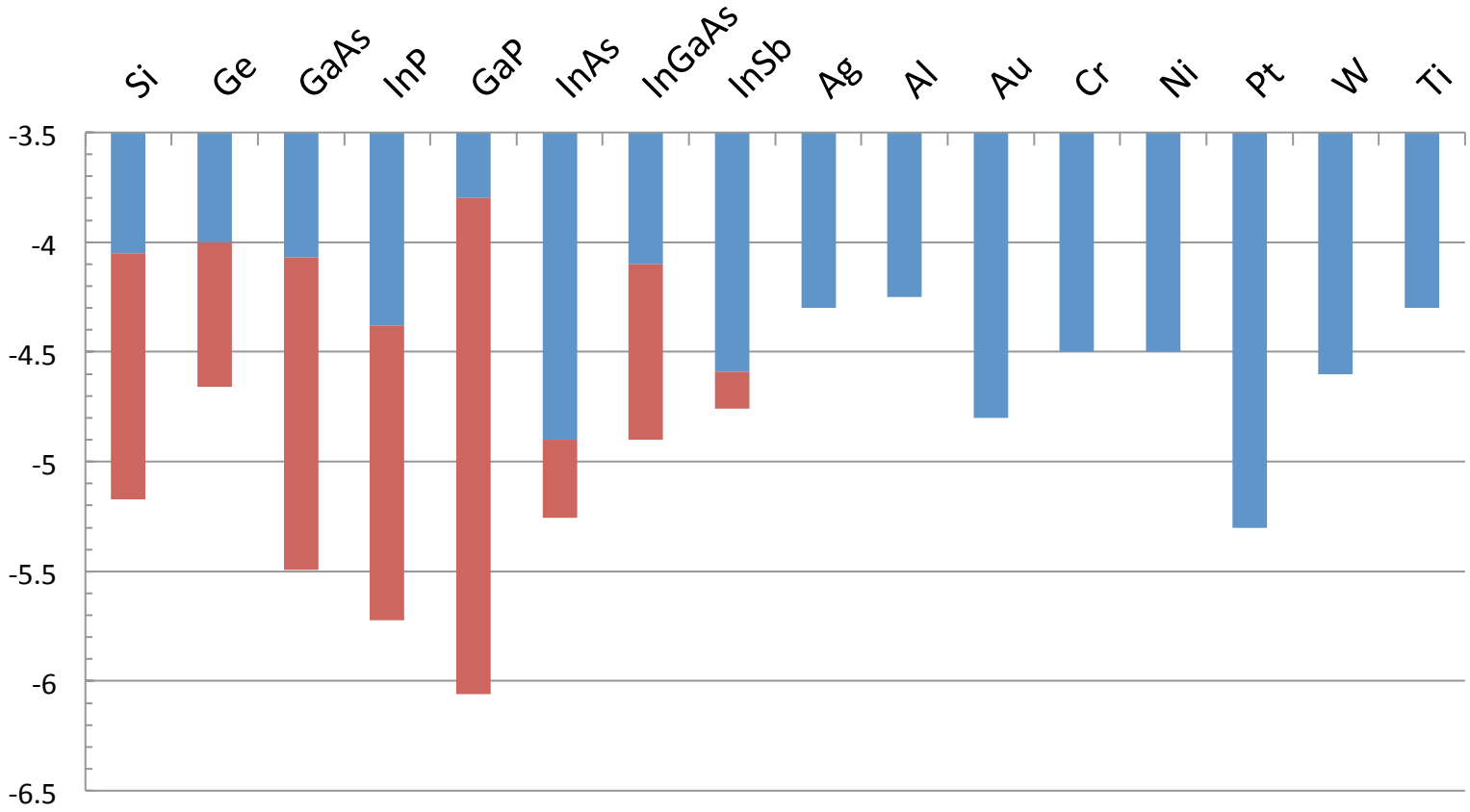
Contato ohmico com Schottky

- Dopagem alta
- Barreira baixa
- Tunelamento
- Ôhmico



$$x_N = \sqrt{\frac{\left[\Phi_M - X_S - (E_C - E_F)\right] 2\varepsilon}{N_D e^2}};$$

- Afinidade eletrônica (azul) mais bandgap (vermelho) para alguns semicondutores;
- Função trabalho (azul) para alguns metais



Φ_B para diversos semicondutores e metais

		Ag	Al	Au	Cr	Ni	Pt	W	Ti
	$\chi_s \backslash \Phi_M$	4.3	4.25	4.8	4.5	4.5	5.3	4.6	4.3
Si	4.05	0.25	0.2	0.75	0.45	0.45	1.25	0.55	0.25
Ge	4	0.3	0.25	0.8	0.5	0.5	1.3	0.6	0.3
GaAs	4.07	0.23	0.18	0.73	0.43	0.43	1.23	0.53	0.23
InP	4.38	-0.08	-0.13	0.42	0.12	0.12	0.92	0.22	-0.08
GaP	3.8	0.5	0.45	1	0.7	0.7	1.5	0.8	0.5
InAs	4.9	-0.6	-0.65	-0.1	-0.4	-0.4	0.4	-0.3	-0.6
InGaAs	4.1	0.2	0.15	0.7	0.4	0.4	1.2	0.5	0.2
InSb	4.59	-0.29	-0.34	0.21	-0.09	-0.09	0.71	0.01	-0.29

Valores negativos não formam barreira Schottky

Medida da barreira

- As barreiras nos slides acima são obtidas teoricamente;
- Experimentalmente, o problema é mais complexo e envolve estados de superfície, reação entre os materiais, efeito carga –imagem, etc.
- Medidas da barreira podem ser realizadas por diversos métodos. Descrevemos abaixo o de capacitância:

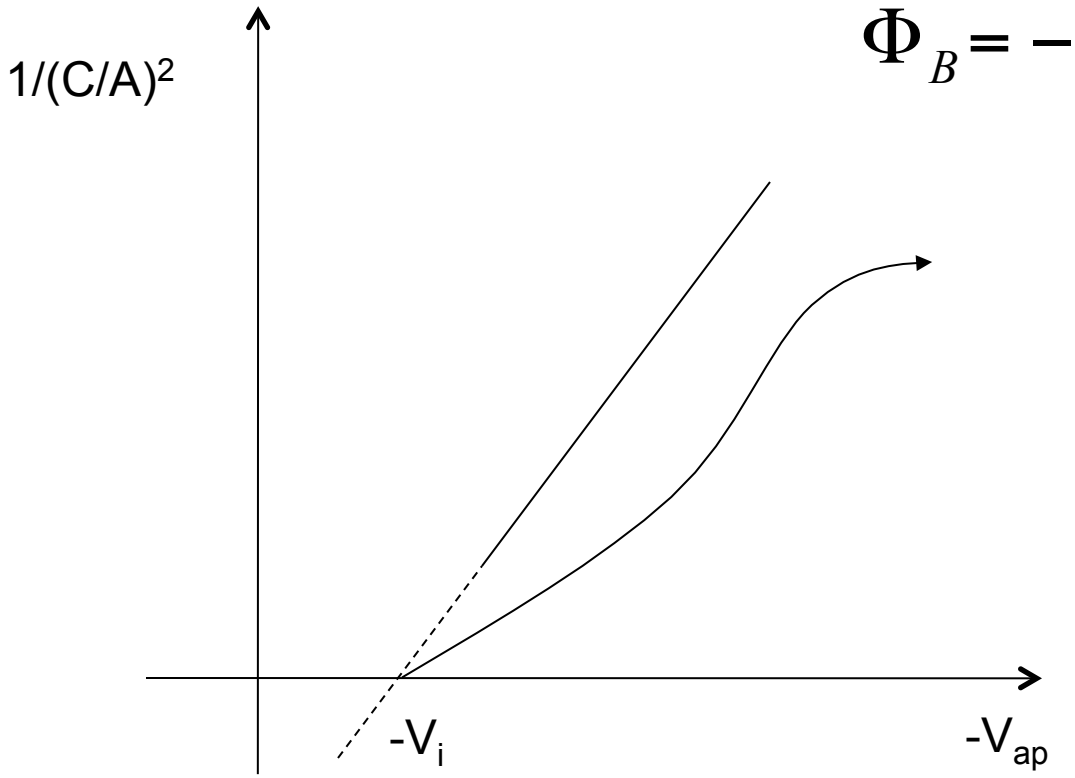
$$x_N = \sqrt{\frac{V_{Bi} 2\varepsilon}{N_D e}} = \sqrt{\frac{\left[\Phi_M - X_S - (E_C - E_F)\right] 2\varepsilon}{N_D e^2}} = \sqrt{\frac{\left[\Phi_B - (E_C - E_F)\right] 2\varepsilon}{N_D e^2}}$$

$$\frac{C(V_{ap})}{A} = \frac{\varepsilon}{x_N} = \left(\sqrt{\frac{\left[\Phi_B - (E_C - E_F) - eV_{ap}\right] 2}{\varepsilon N_D e^2}} \right)^{-1} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{(C/A)^2} = \frac{\left[\Phi_B - (E_C - E_F) - eV_{ap}\right] 2}{\varepsilon N_D e^2}$$

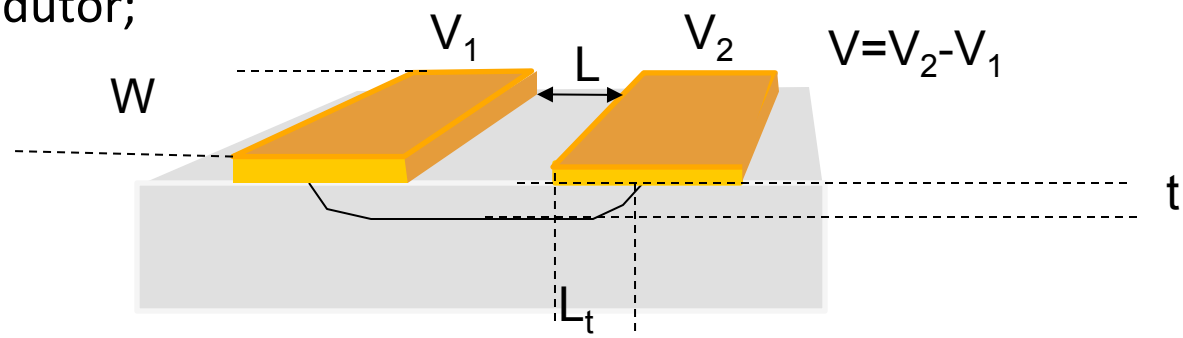
- Portanto, medindo-se C para diversas tensões reversas $-V_{ap}$ nos permite obter Φ_B. Desde que saibamos $E_C - E_F$ a intercessão de $1/C^2$ vs. $-V_{ap}$ nos dá:

$$\Phi_B = -eV_i + (E_C - E_F)$$



Medidas de resistividade de contato

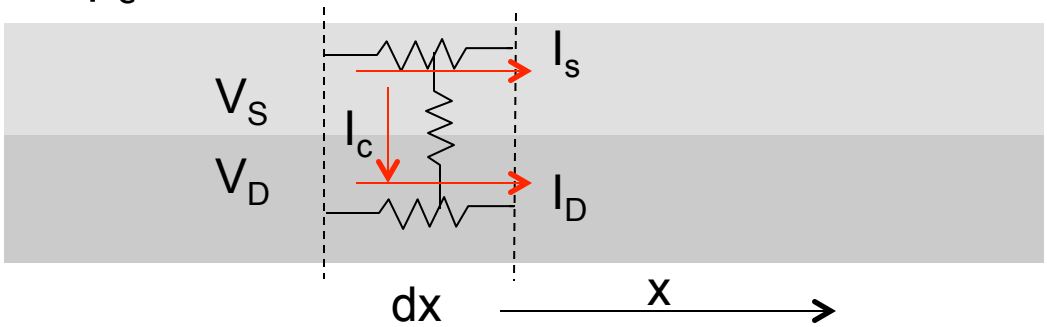
- É importante poder avaliar a resistência de contados obtidos entre metal e semicondutor;



- Definições úteis:
- Resistência de folha: $\rho_s=(\rho/t)$ (resistividade por espessura da folha de condução. (Notem que a unidade é ohms, mas em geral, para diferenciar de resistência, chamamos de ohms/quadrado). A resistência duma folha de W de largura, t de espessura e L de comprimento é $R=\rho_s(L/W)$, ou seja, a resistência de folha vezes o número de quadrados de lado W que cabem em L.
- Resistividade específica de contado: Para a corrente injetada verticalmente pelo contato é definida tal que $R_c = \rho_c /A$, R_c é a resistência do contato para uma área A. Sabendo-se a resistividade específica de contato podemos saber para uma dada área a resistência ôhmica do mesmo.(ρ_c tem unidade de ohms.área)

Modelo de linha de transmissão

- Consideremos duas camadas condutoras, S e D, com resistência de folha dadas por ρ_S e ρ_D, respectivamente. Entre elas temos uma resistividade específica de contato ρ_C. ; D. B. Scott et. Al., IEEE Transaction on Electron Devices Vol. ED 29, 4, 1982.



- Podemos escrever:

$$I_S = -\frac{V_S(x+dx)-V_S(x)}{R_S} = -\frac{dV_S(x)}{\rho_S(dx/W)} = -\frac{W}{\rho_S}\frac{dV_S(x)}{dx};$$

$$I_D = -\frac{V_D(x+dx)-V_D(x)}{R_D} = -\frac{dV_D(x)}{\rho_D(dx/W)} = -\frac{W}{\rho_D}\frac{dV_D(x)}{dx};$$

$$I_S(x+dx)-I_S(x) = -\left[I_D(x+dx)-I_D(x)\right] = I_C(x) = \frac{Wdx[V_D(x)-V_S(x)]}{\rho_C} \Rightarrow$$

$$\frac{dI_S(x)}{dx} = -\frac{dI_D(x)}{dx} = \frac{W[V_D(x)-V_S(x)]}{\rho_C}$$

Modelo de linha de transmissão

- Então:

$$\frac{d^2V_D(x)}{dx^2} - \frac{\rho_D}{\rho_C}[V_D(x) - V_S(x)] = 0;$$

$$\frac{d^2V_S(x)}{dx^2} + \frac{\rho_S}{\rho_C}[V_D(x) - V_S(x)] = 0; \Rightarrow$$

$$\frac{d^2\xi(x)}{dx^2} - \frac{\rho_D + \rho_S}{\rho_C}[\xi(x)] = 0; \xi(x) \equiv V_D(x) - V_S(x) \Rightarrow$$

$$\xi(x) = V_D(x) - V_S(x) = Ae^{\beta x} + Be^{-\beta x}; \beta \equiv \sqrt{\frac{\rho_D + \rho_S}{\rho_C}}$$

- Substituindo nas equações de V_D e V_s e integrando duas vezes:

$$V_D(x) = \frac{\rho_D}{\rho_D + \rho_S}(Ae^{\beta x} + Be^{-\beta x}) + Cx + D;$$

$$V_S(x) = -\frac{\rho_S}{\rho_D + \rho_S}[Ae^{\beta x} + Be^{-\beta x}] + Cx + D;$$

- Com as correntes:

$$I_D(x) = -\frac{W}{\rho_D}\left[\frac{\beta\rho_D}{\rho_D + \rho_S}(Ae^{\beta x} + Be^{-\beta x}) + C\right];$$

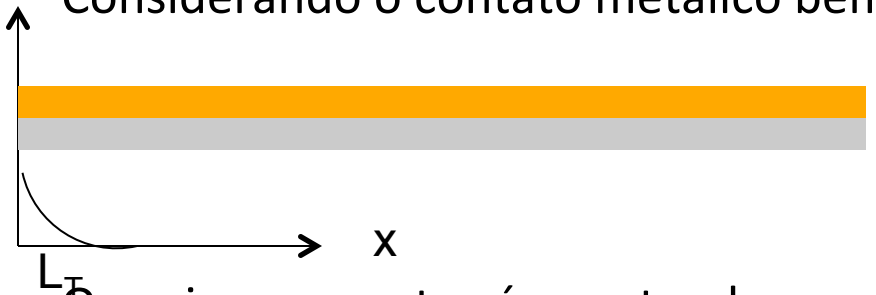
$$I_S(x) = -\frac{W}{\rho_S}\left[\frac{\beta\rho_S}{\rho_D + \rho_S}[Ae^{\beta x} + Be^{-\beta x}] + C\right];$$

Modelo de linha de transmissão

- No caso da camada S ser um condutor perfeito (R_S=0=ρ_S), temos que V_S é uma equipotencial e C é nulo e :

$$V_D(x) = (Ae^{\alpha x} + Be^{-\alpha x}) + V_S;$$
$$V_S(x) = V_S;$$
$$I_D(x) = -\frac{W\alpha}{\rho_D}\left[(Ae^{\alpha x} + Be^{-\alpha x})\right]; \alpha \equiv \sqrt{\frac{\rho_D}{\rho_C}}$$
$$I_S(x) = 0$$

- A constantes A e B são obtidas pelas condições de contorno. Considerando o contato metálico bem grande (comparado com 1/α):



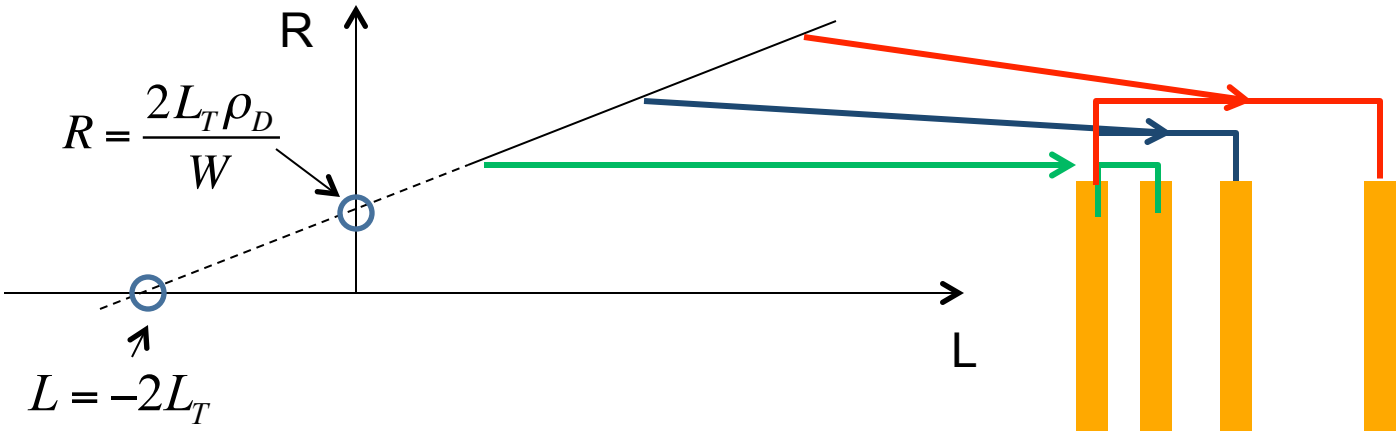
$$V_D(x) - V_S = Be^{-\beta x}; I_D(x) = -\frac{W\alpha Be^{-\alpha x}}{\rho_D}$$

- Ou seja a corrente só se estende por um comprimento L_T=1/α.
- Neste caso, voltando à p.21, a resistência entre os dois contatos deve ser:

$$R(L) = \frac{\rho_D L}{W} + \frac{2\rho_C}{WL_T} = \frac{\rho_D L}{W} + \frac{2L_T\rho_D}{W}$$

Modelo de linha de transmissão

- Fazendo contatos metálicos com diversos L´s podemos obter R(L) experimentalmente.



- Seja a reta interpolada R=aL+b, obtemos:

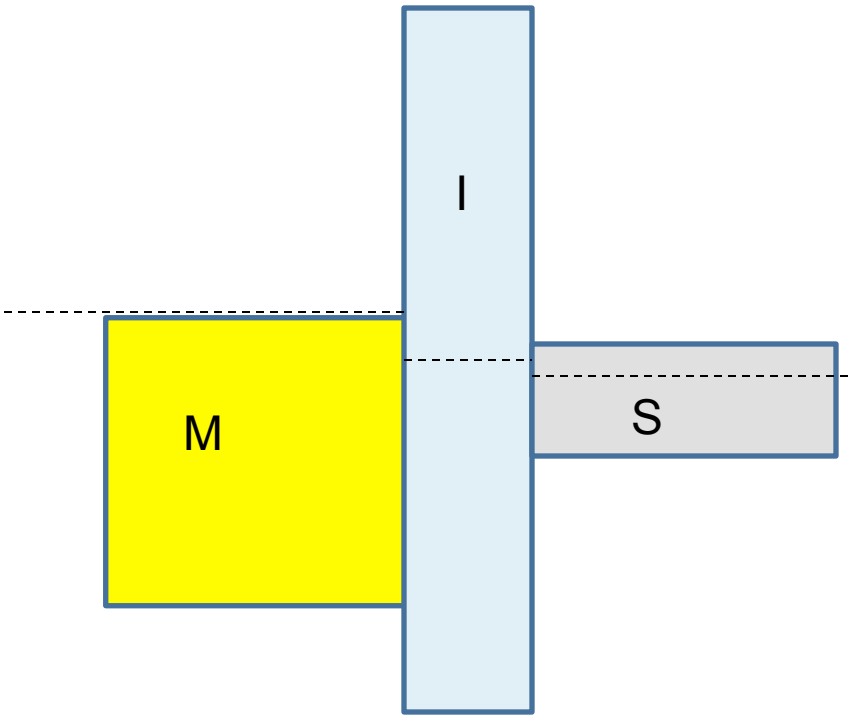
$$b = a2L_T; a = \rho_D / W$$

$$\rho_C = \frac{b^2 W}{4a}; \rho_D = aW;$$

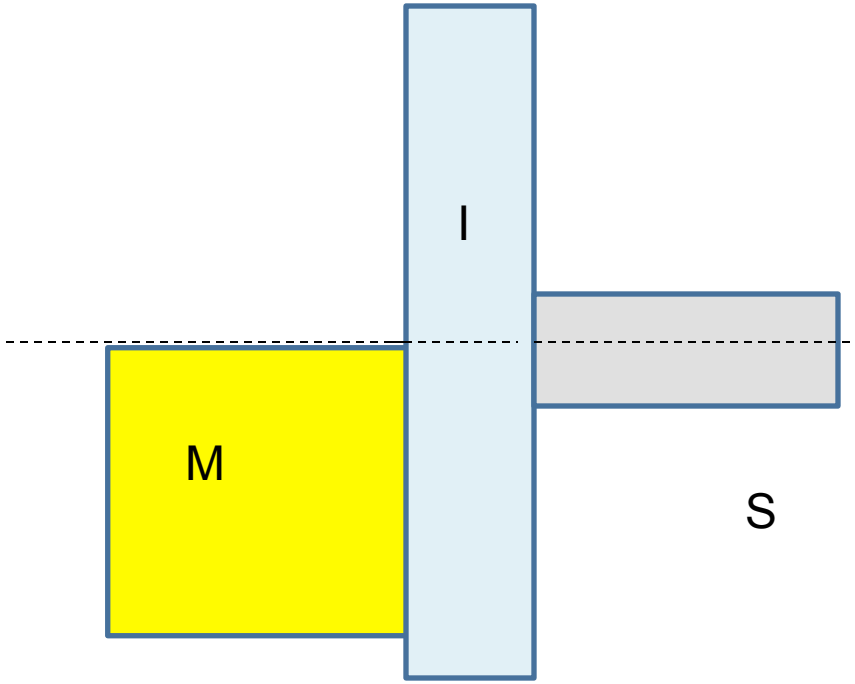
- Obtemos a resistência de folha que caracteriza o transporte no semicondutor e a resistência de contato que caracteriza o contato em si.
- Este é o método (TLM) para medida de resistividade de contatos. É importante lembrar que W>>L para que o modelo unidimensional funcione.

Junção Metal-Isolante-Semicondutor

- Não há fluxo de cargas de um material ao outro;
- Portanto, potencial químico é plano, não necessariamente igual em todos os pontos

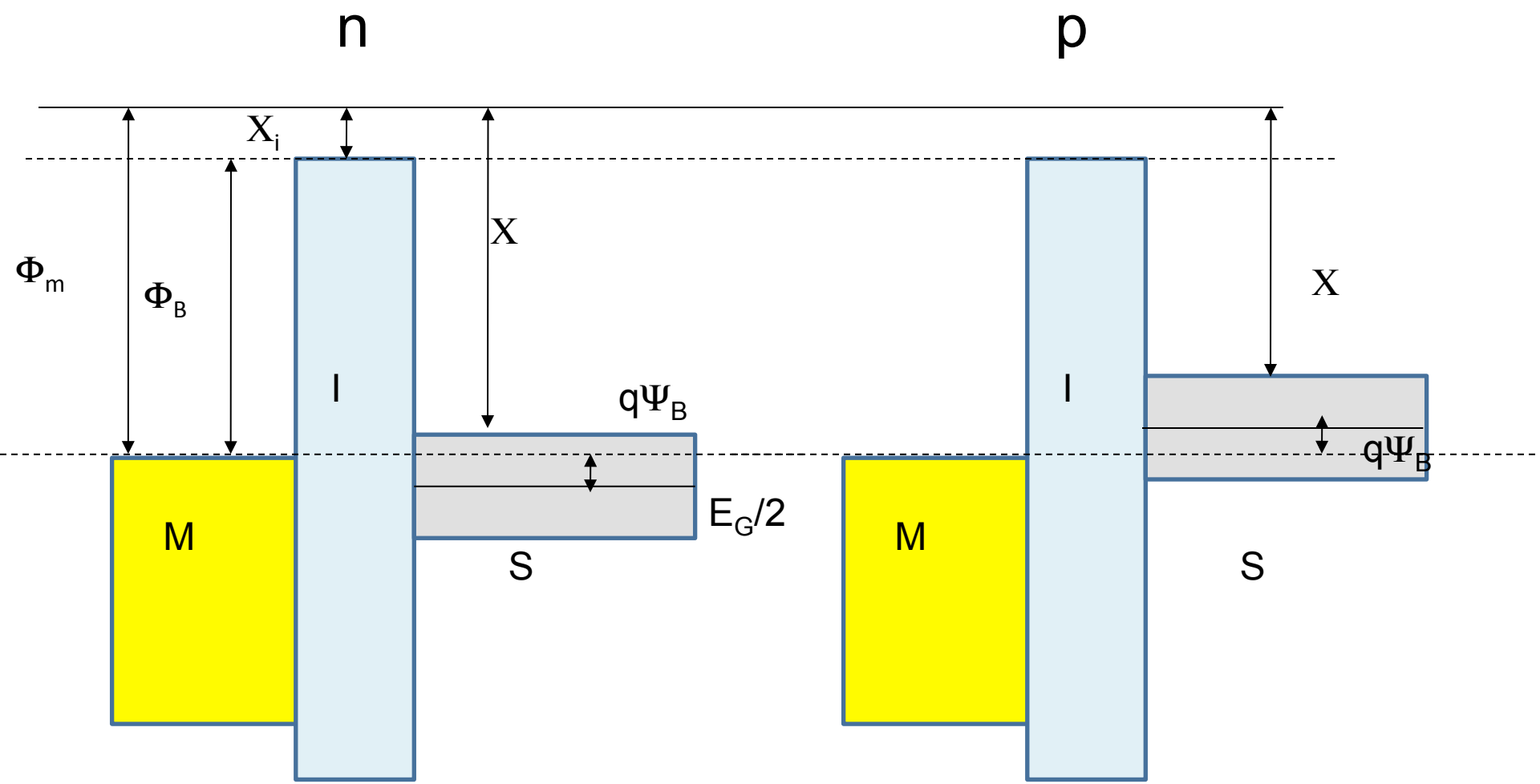


Geral



Ideal

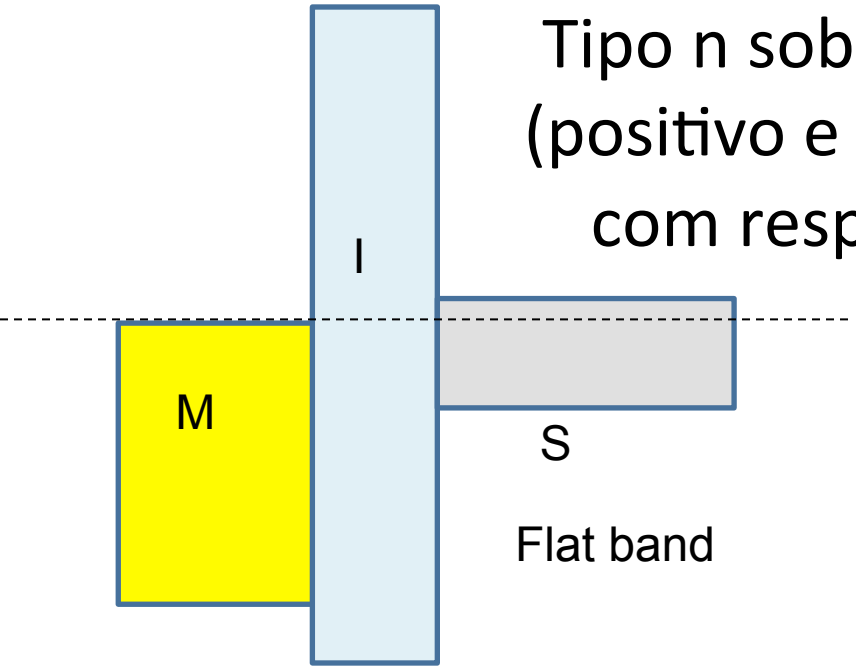
Junções ideais:

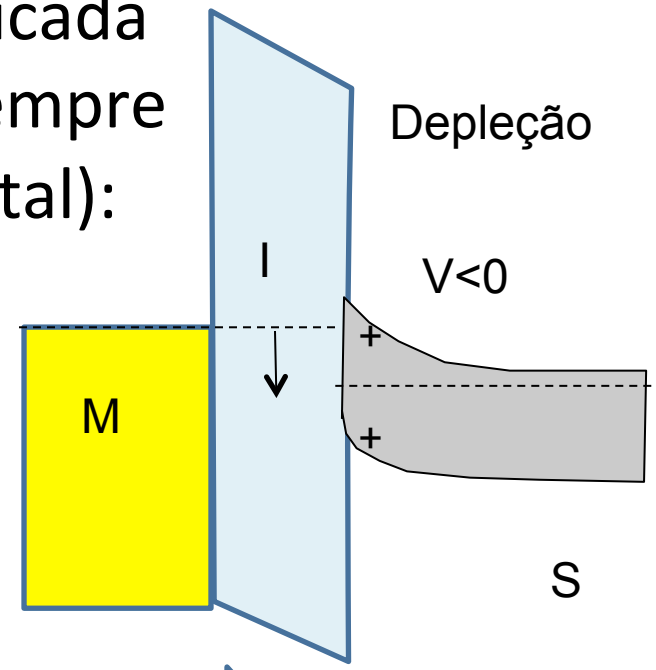


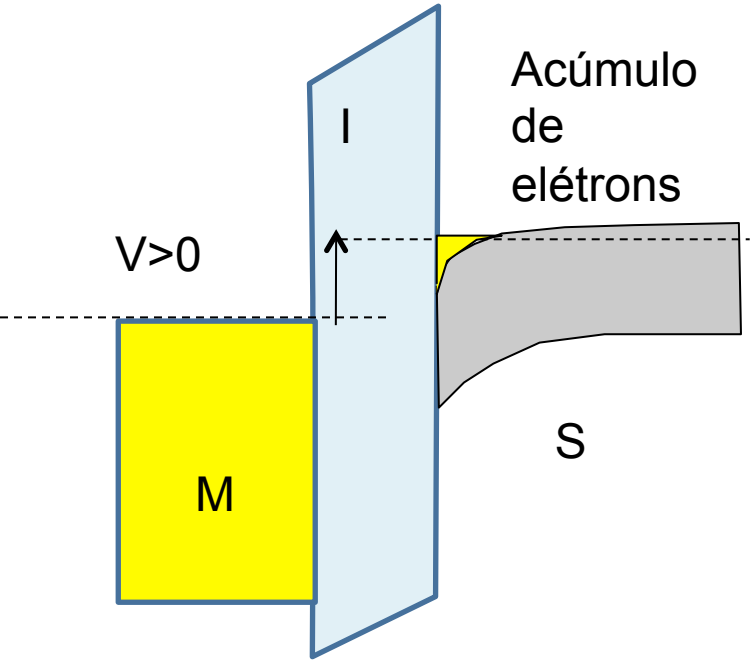
$$\phi_{ms} = \phi_m - (\mathrm{X} + \frac{E_G}{2} - q\psi_B) = 0$$

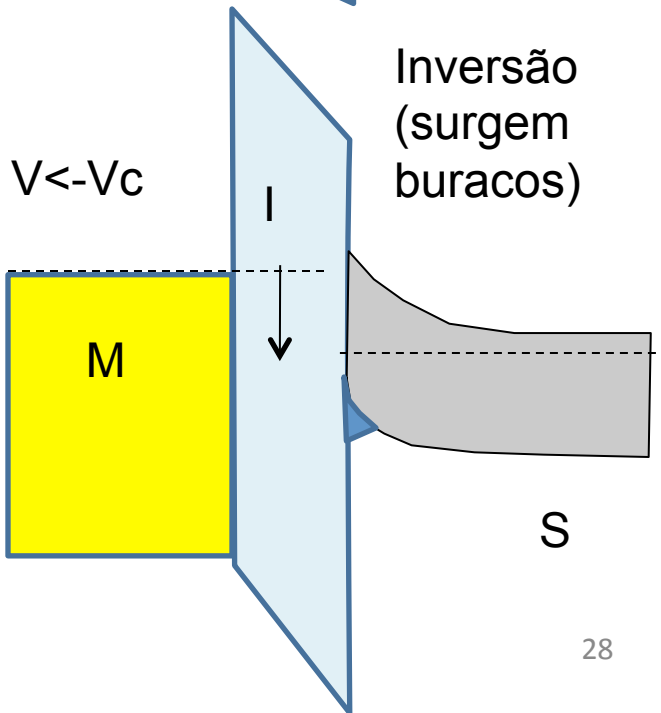
$$\phi_{ms} = \phi_m - (\mathrm{X} + \frac{E_G}{2} + q\psi_B) = 0$$

Tipo n sob tensão aplicada (positivo e negativo sempre com respeito ao metal):

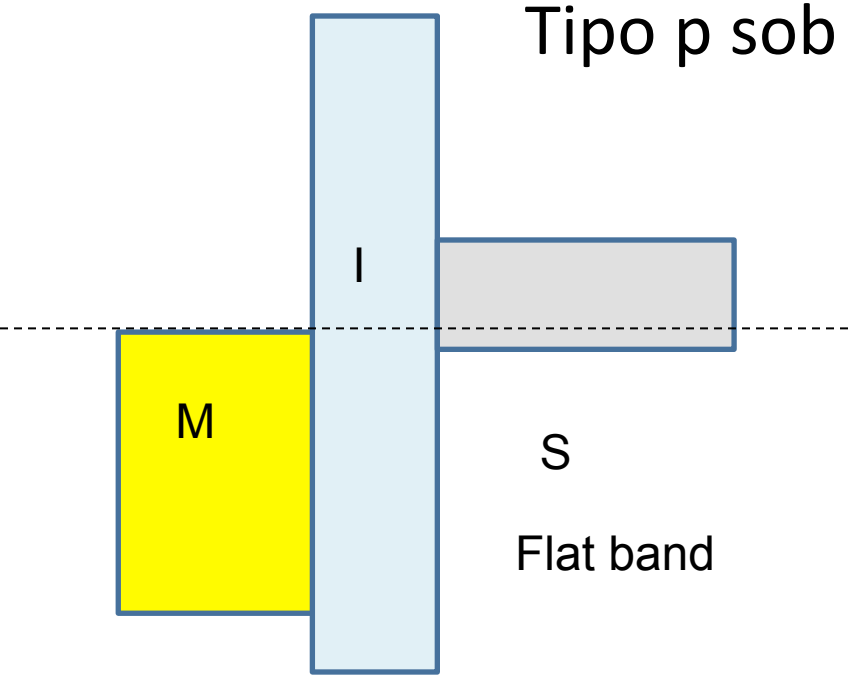


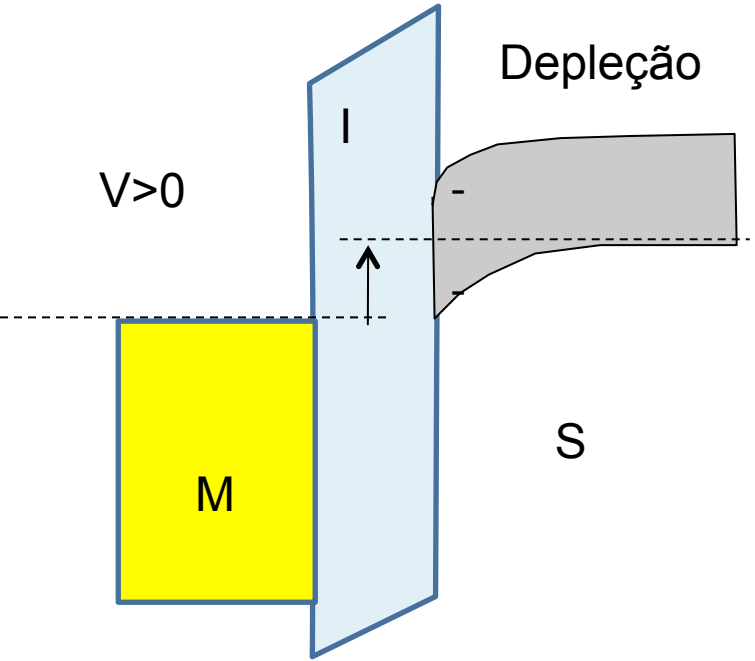


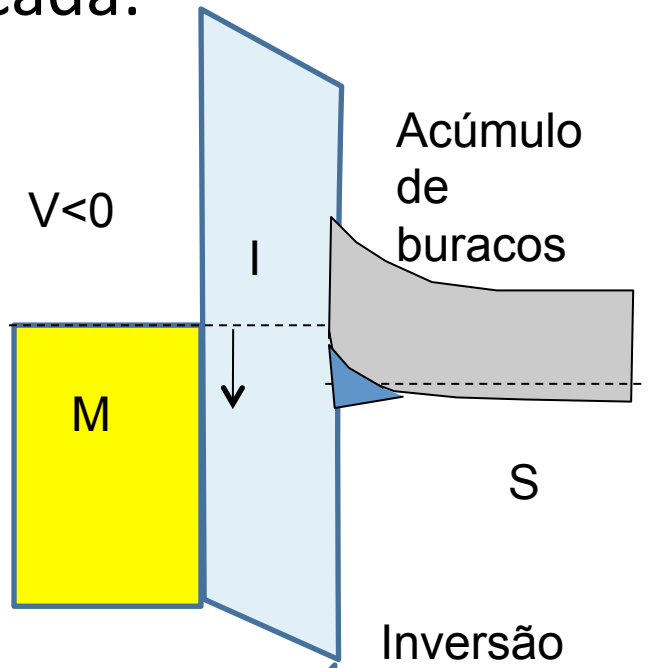


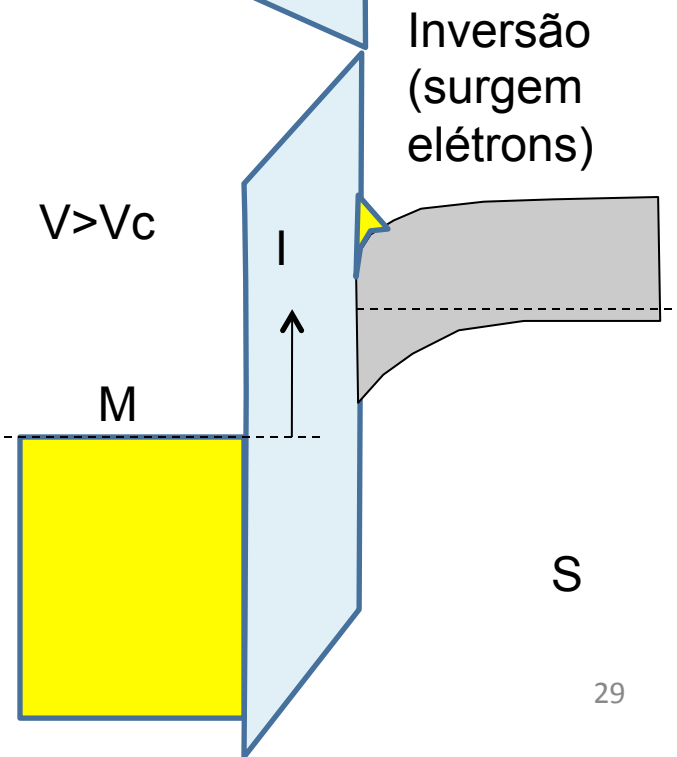


Tipo p sob tensão aplicada:

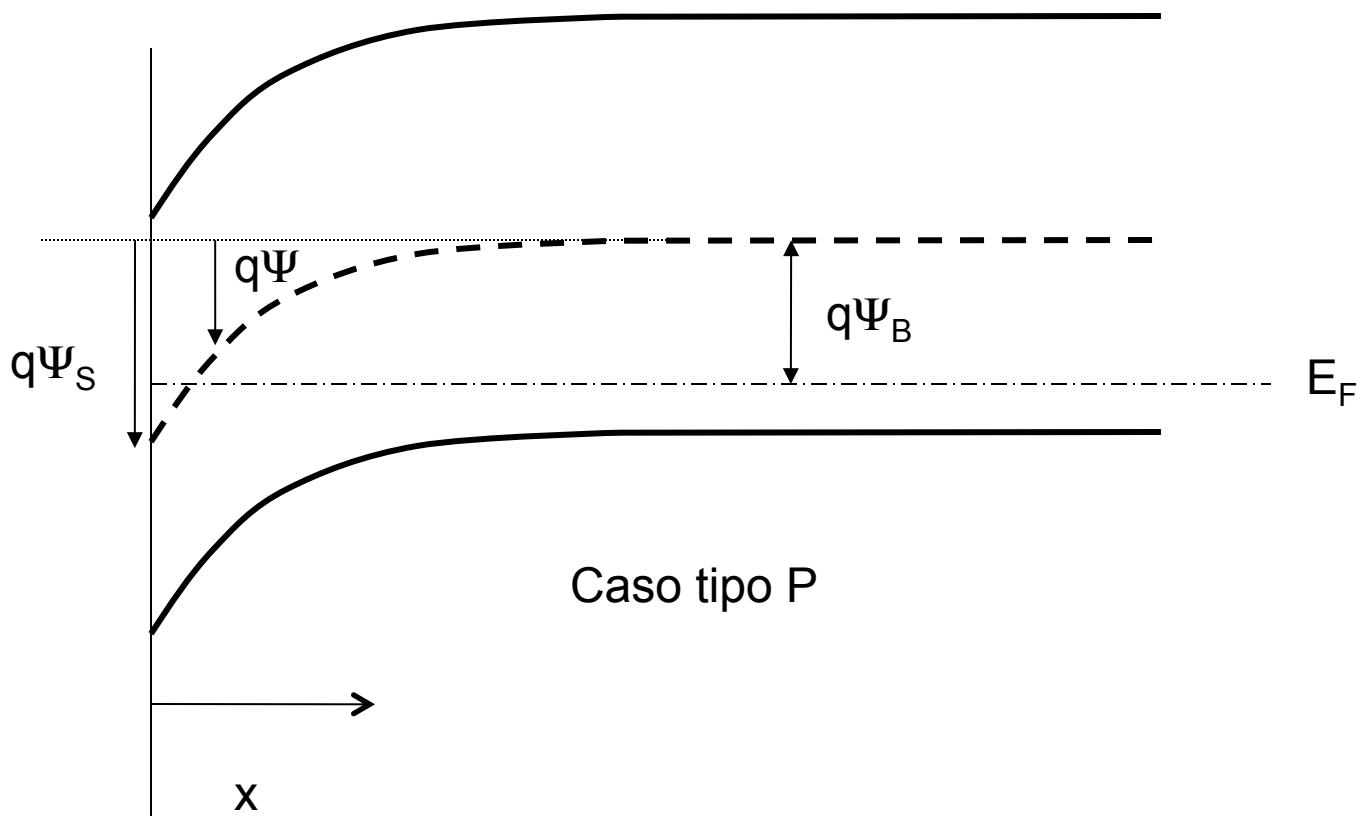








- Queremos relacionar o potencial/campo gerado nas superfície com as cargas na superfície;
- Desta forma, obtemos a relação entre as condições (depleção, acúmulo e inversão) em função da tensão desenvolvida na interface isolante-semicondutor.
- Vejam Sze



- A densidade de portadores em x é dada por:

$$n_p(x) = n_{p_0} e^{q\Psi(x)/kT}; p_p = p_{p_0} e^{-q\Psi(x)/kT}$$

- n_{p0} e p_{p0} são as concentrações longe da interface. Na interface:

$$n_s(x) = n_{p_0} e^{q\Psi s(x)/kT}; p_s = p_{p_0} e^{-q\Psi s(x)/kT}$$

- Ψ_s<0 acúmulo; Ψ_B>Ψ_s>0 depleção; Ψ_s>Ψ_B inversão.
- Agora:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} = -\frac{q}{\varepsilon}[N_D^+ - N_A^- + p_p(x) - n_p(x)]$$

- E longe da interface, na região neutra $N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p_0}$
- Então

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon}[p_{p0}(e^{-q\Psi(x)/kT} - 1) - n_{p0}(e^{q\Psi(x)/kT} - 1)]$$

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \frac{d}{dx}\dot{\Psi}(x) = \frac{d}{d\Psi(x)}\dot{\Psi}(x)\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon}[p_{p0}(e^{-q\Psi(x)/kT} - 1) - n_{p0}(e^{q\Psi(x)/kT} - 1)] \Rightarrow$$

$$\int_0^{\dot{\Psi}} \dot{\Psi}(x) d[\dot{\Psi}(x)] = -\frac{q}{\varepsilon}\int_0^{\Psi}[p_{p0}(e^{-q\Psi(x)/kT} - 1) - n_{p0}(e^{q\Psi(x)/kT} - 1)]d\Psi \Rightarrow$$

$$[\dot{\Psi}(x)]^2 = E(x)^2 = \frac{2kT}{\varepsilon}p_{p0}[(e^{-q\Psi(x)/kT} + q\Psi(x)/kT - 1) - \frac{n_{p0}}{p_{p0}}(e^{q\Psi(x)/kT} - q\Psi(x)/kT - 1)];$$

$$E(x) = \pm\left\{\frac{2kT}{\varepsilon}p_{p0}[(e^{-q\Psi(x)/kT} + q\Psi(x)/kT - 1) - \frac{n_{p0}}{p_{p0}}(e^{q\Psi(x)/kT} - q\Psi(x)/kT - 1)]\right\}^{1/2}$$

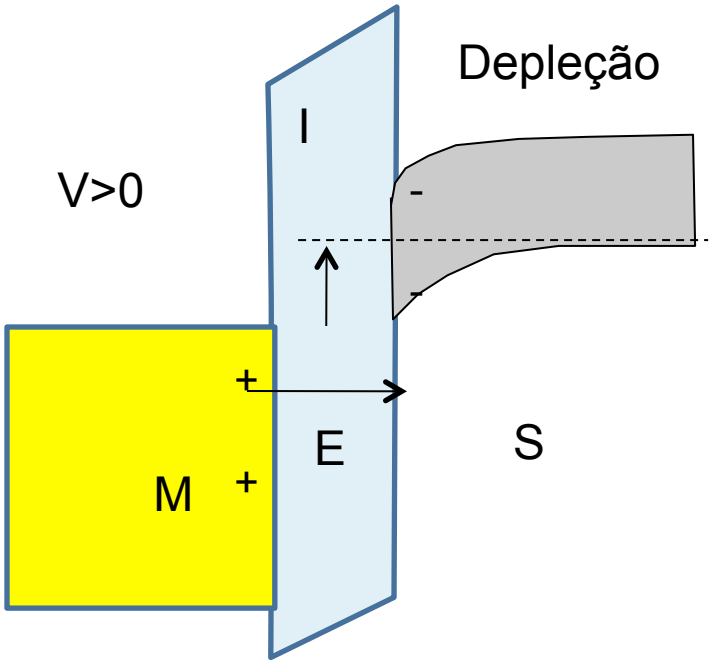
$$E(x) = \pm\frac{\sqrt{2}kT}{qL_D}F(\Psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}); L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\varepsilon}{p_{p0}q^2}}$$

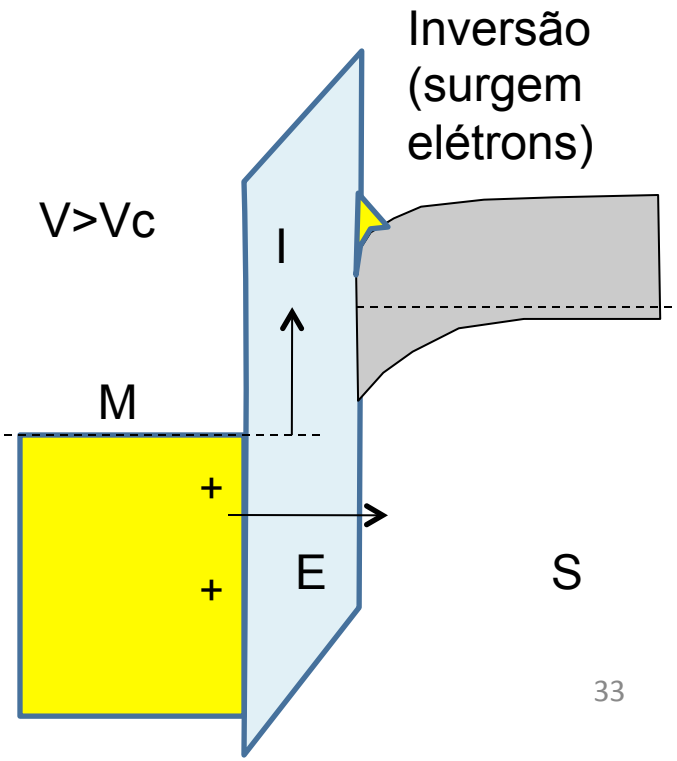
- Na superfície: $\vec{E}_s = -(Q_s/\varepsilon)\hat{x} \Rightarrow$

$$Q_s = \mp\frac{\sqrt{2}kT\varepsilon}{qL_D}F(\Psi_S, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}); L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\varepsilon}{p_{p0}q^2}}$$

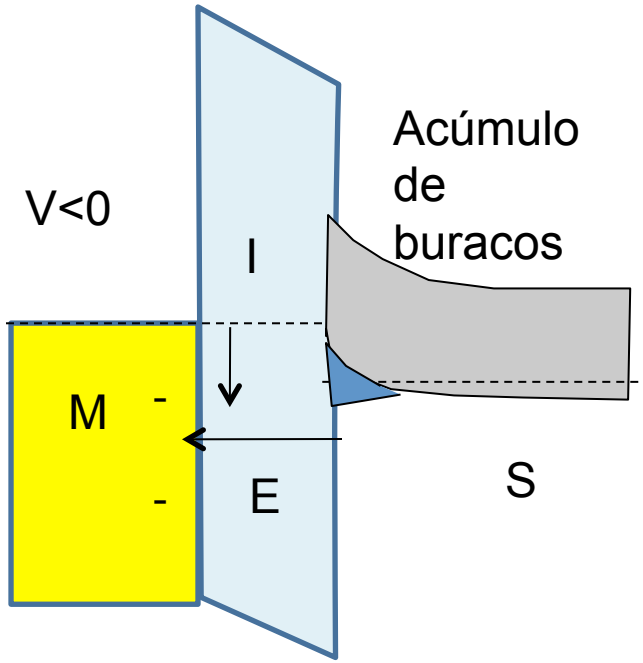
- O sinal - (+) então é para Ψ >0 (<0), Q_s <0 (>)

- O sinal -,Ψ >0 (para baixo), E// x e Q_s <0 , $Q_{metal\text{-}isolante}$ >0



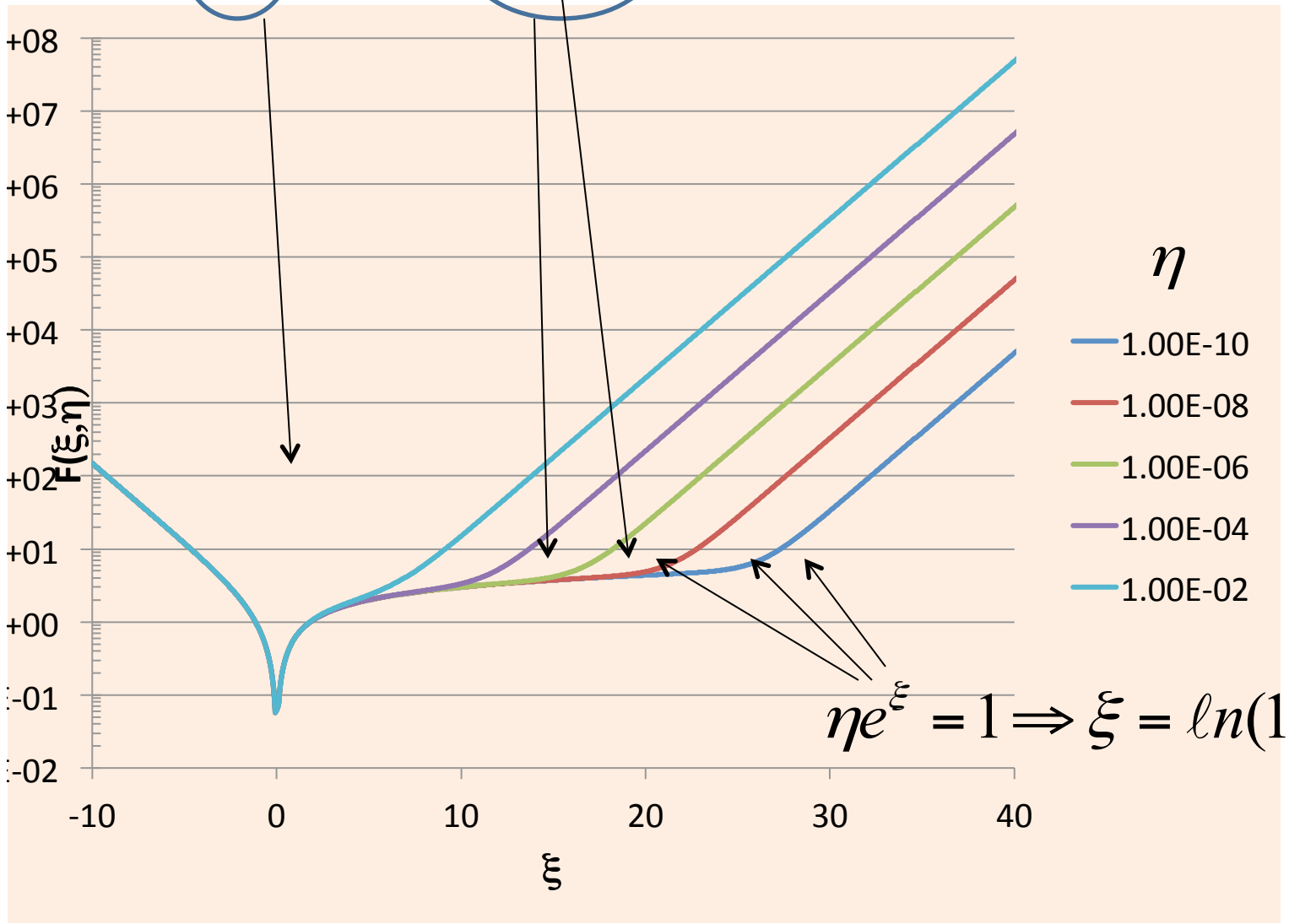


- O sinal +, Ψ <0 (para cima), E// -x e Q_s >0 , $Q_{metal\text{-}isolante}$ <0



$$F(\Psi,\frac{n_{p0}}{p_{p0}})=[(e^{-q\Psi(x)/kT}+q\Psi(x)/kT-1)-\frac{n_{p0}}{p_{p0}}(e^{q\Psi(x)/kT}-q\Psi(x)/kT-1)]^{1/2};$$

$$F(\xi,\eta)=[(e^{-\xi}+\xi-1)-\eta(e^{\xi}-q\xi-1)]^{1/2};$$



$$\eta e^{\xi}=1\Rightarrow\xi=\ell n(1/\eta)$$

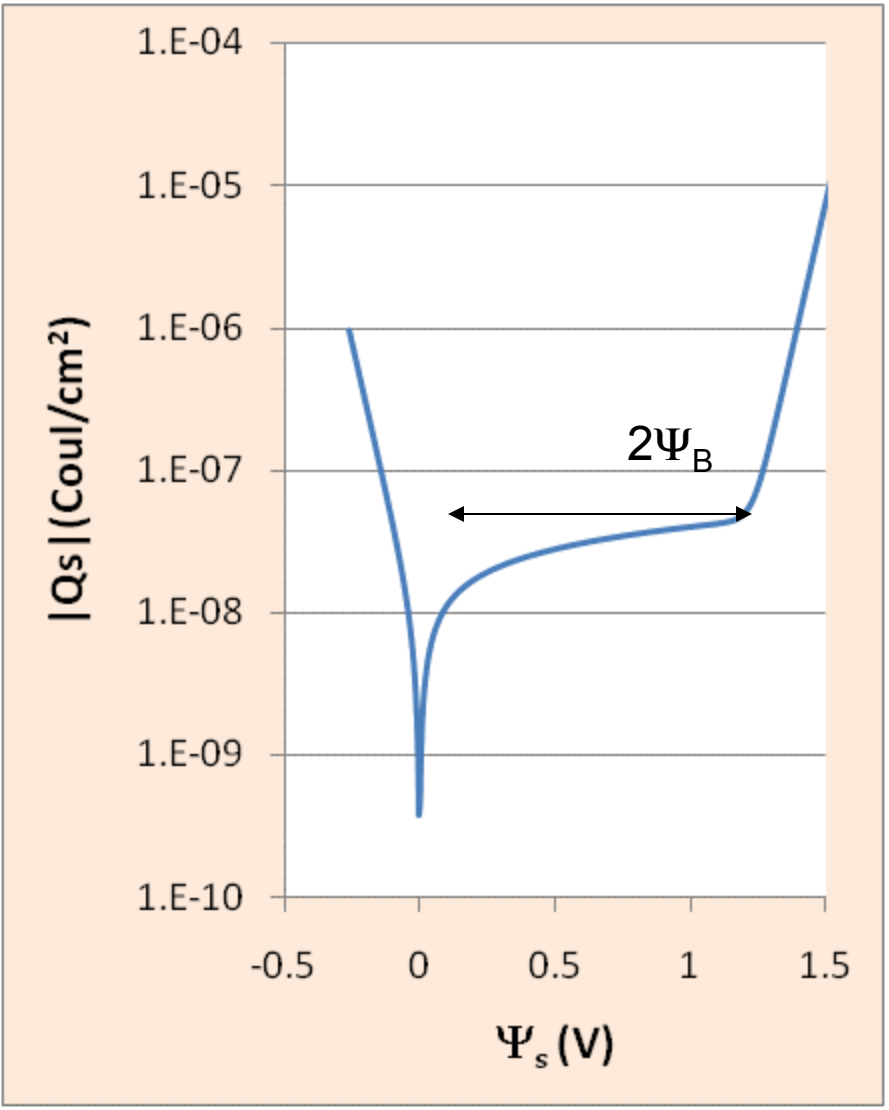
- $\Psi < 0$, há um acúmulo de buracos e Qs >0; o primeiro termo de F domina.
- $\Psi > 0$, inicia a depleção e o quarto e quinto termos de F dominam. A carga é negativa. No entanto, η é pequeno pois é n_{p0}/p_{p0};
- Quando o quarto termo aumenta de tal forma que a carga negativa se equipara ao positivo da dopagem, temos inversão forte:

$$\frac{n_{p0}}{p_{p0}} e^{q\Psi s(inv)/kT} = 1 \Rightarrow e^{q\Psi s(inv)/kT} = \frac{p_{p0}}{n_{p0}} = \frac{N_V e^{-q(E_G/2-\Psi_B)/kT}}{N_C e^{-q(E_G/2+\Psi_B)/kT}} \approx e^{q2\Psi_B/kT}$$

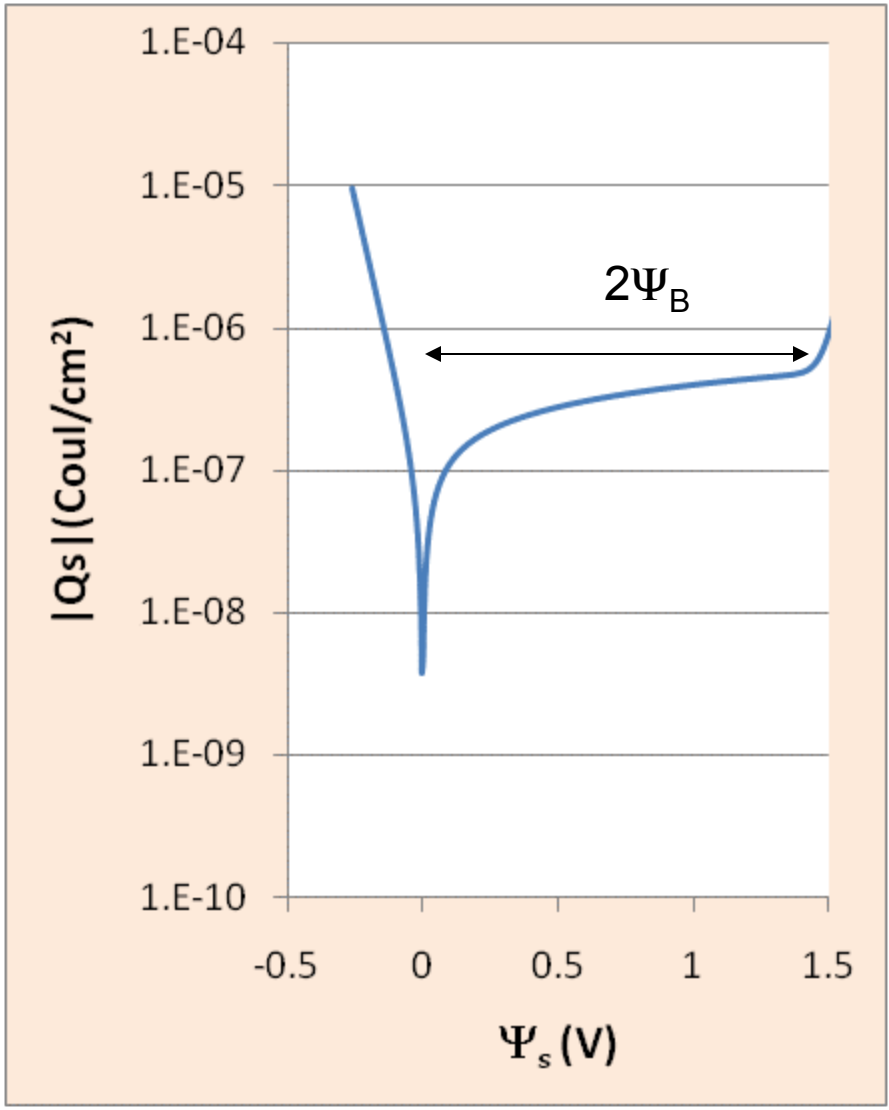
$$\Psi_{s(inv)} = 2\Psi_B;$$

$$e^{q\Psi s(inv)/kT} = \frac{p_{p0}}{n_{p0}} = \frac{N_A}{n_i^2/N_A} = \left(\frac{N_A}{n_i}\right)^2 \Rightarrow \Psi_{s(inv)} = \frac{2kT}{q} \ell n\left(\frac{N_A}{n_i}\right)$$

GaAs: $N_A = 4.5 \times 10^{15}\ cm^{-3}$

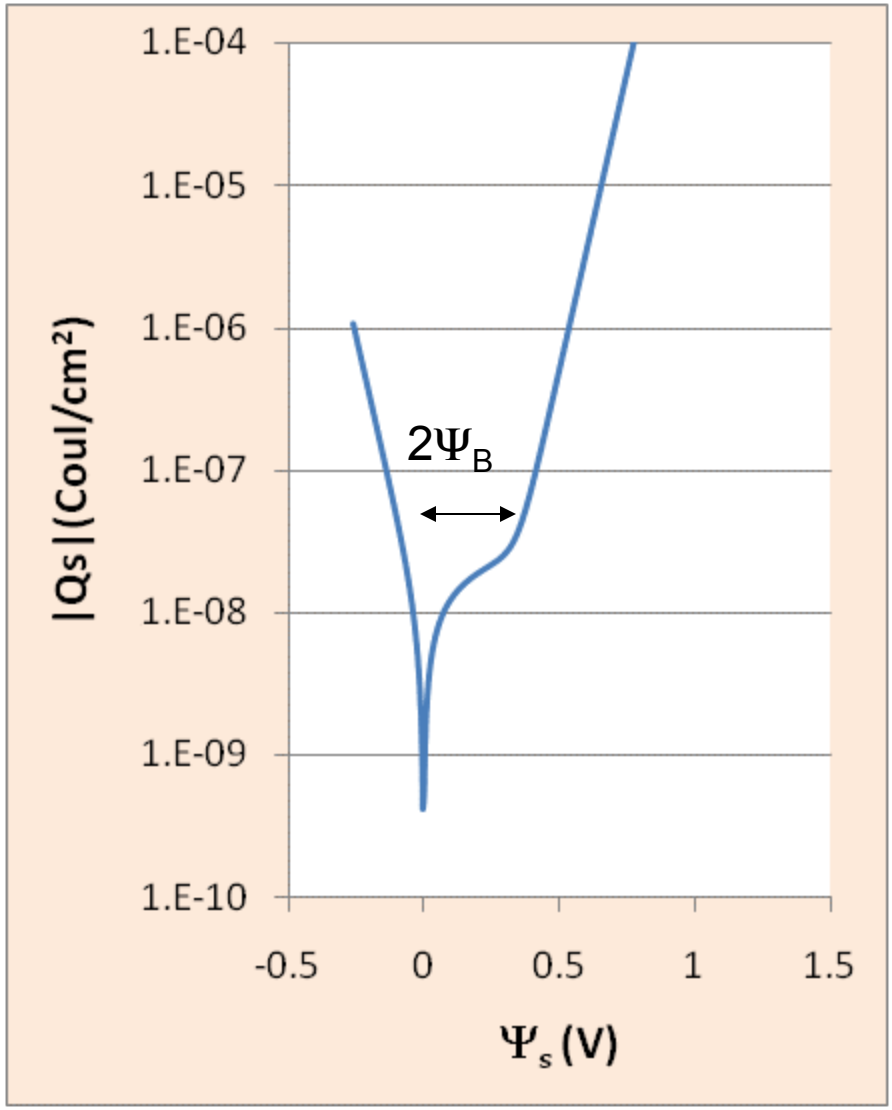


GaAs: $N_A = 4.5 \times 10^{17}$

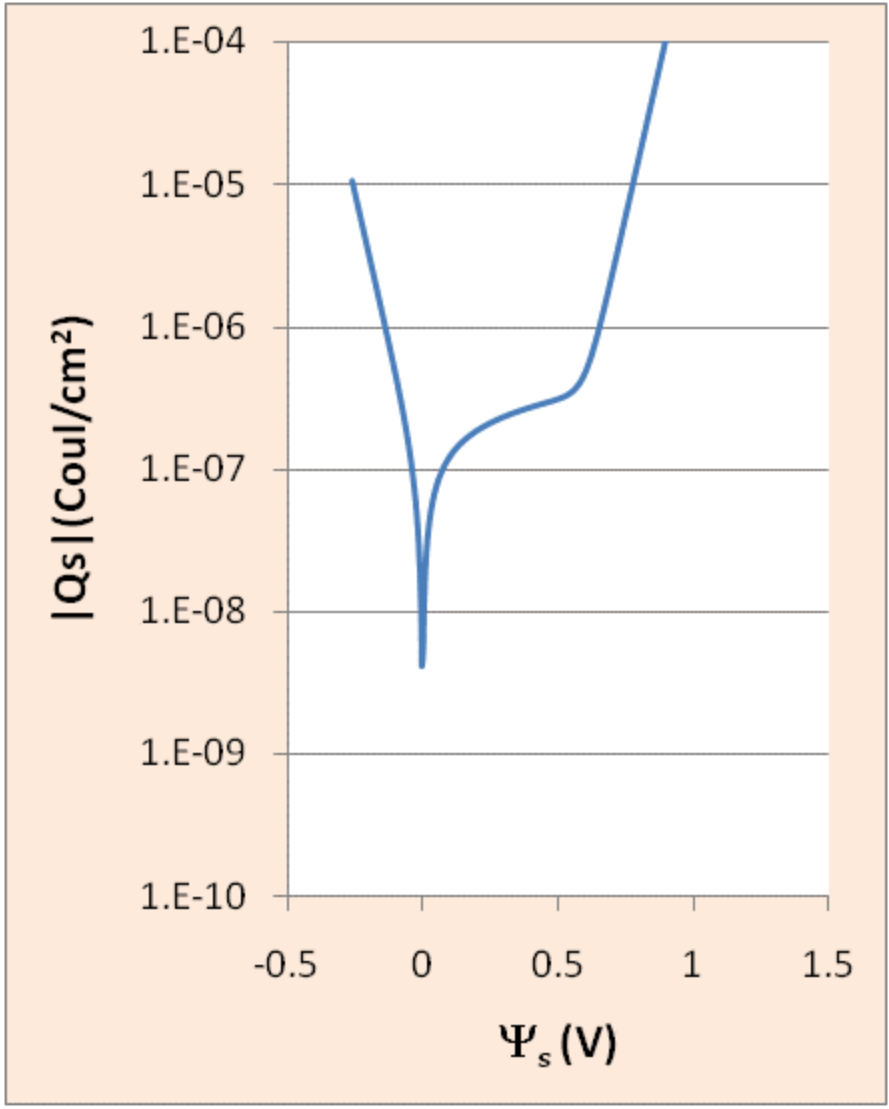


Ψ_B aumenta com N_A (mais difícil de inverter).

Ge: $N_A = 4.5 \times 10^{15}\ cm^{-3}$

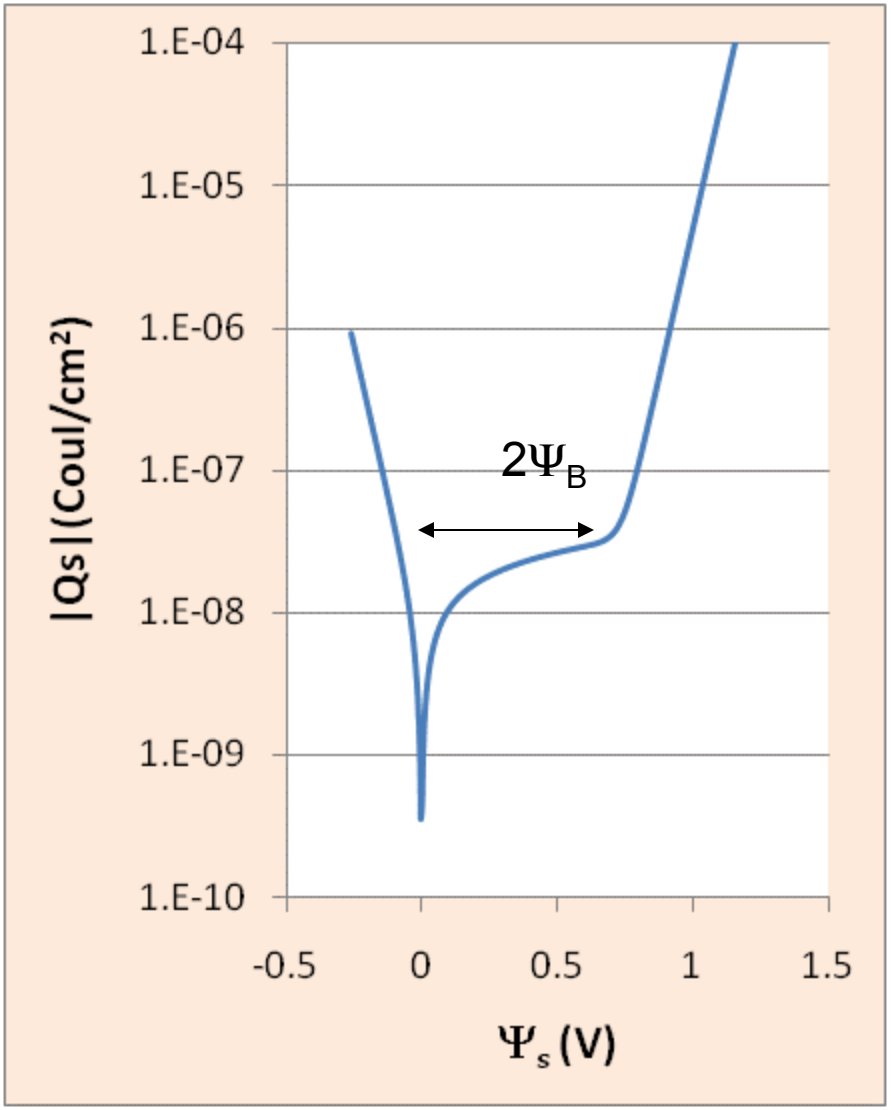


Ge: $N_A = 4.5 \times 10^{17}\ cm^{-}$

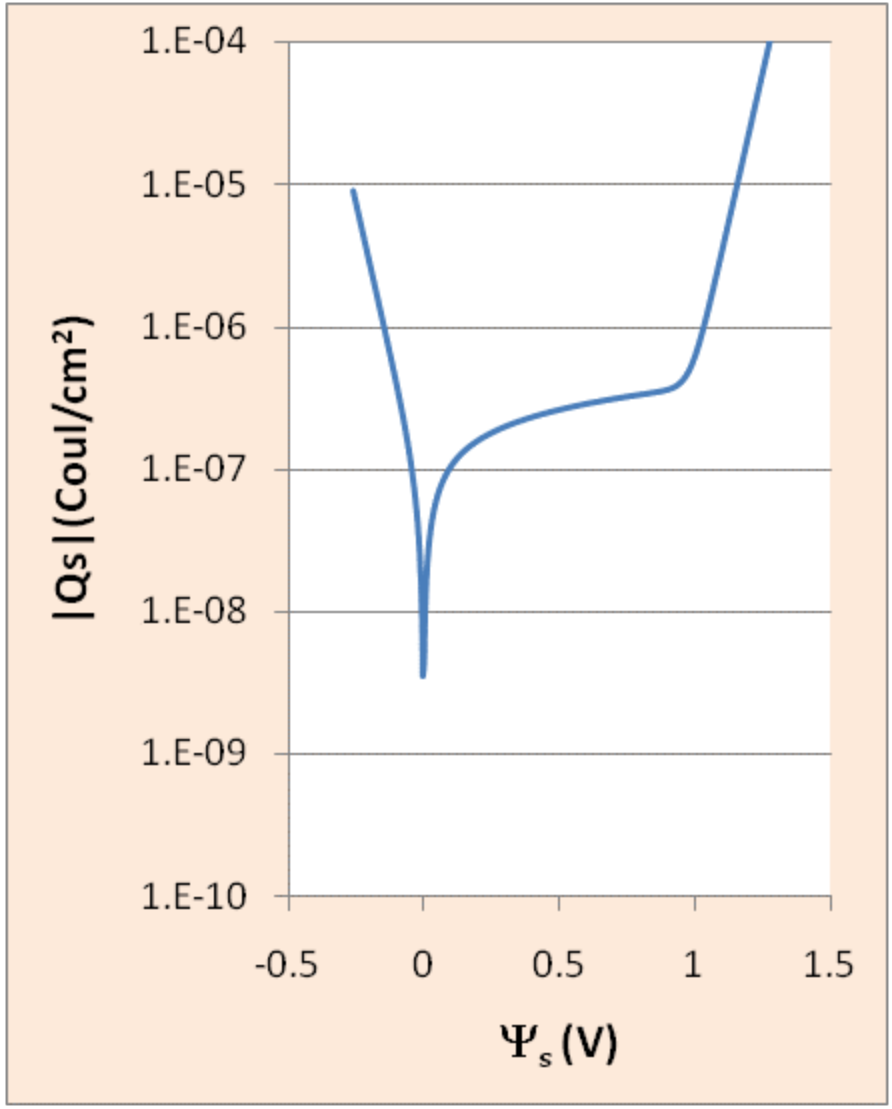


Ψ_B reduz porque n_i é maior

Si: $N_A = 4.5 \times 10^{15}\ cm^{-3}$



Si: $N_A = 4.5 \times 10^{17}\ cm^{-3}$

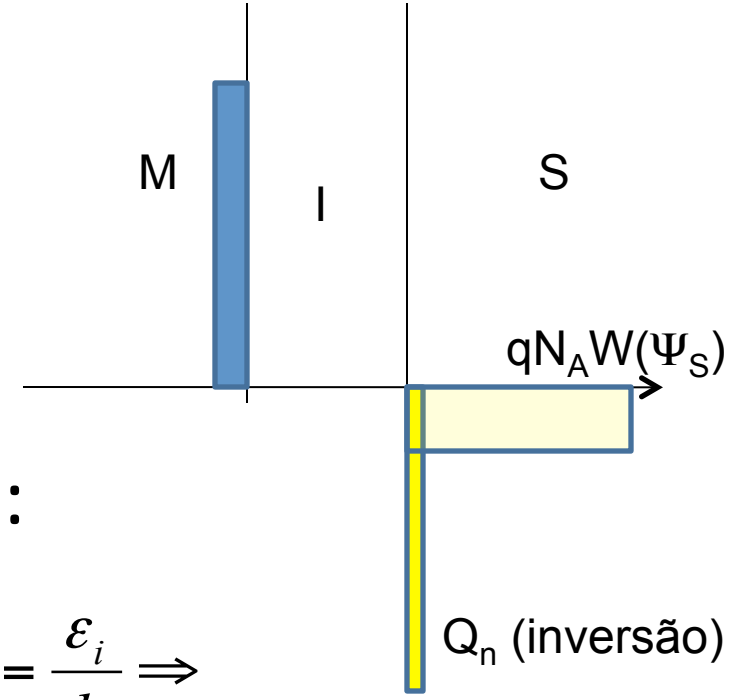


- A capacitância no semicondutor é:

$$C_D = \frac{dQ_s}{d\Psi_S} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}L_D}\frac{[1-e^{-q\Psi_S/KT}+(n_{p0}/p_{p0})(e^{q\Psi_S/KT}-1)]}{F(\Psi_S,\frac{n_{p0}}{p_{p0}})};$$

- As cargas são:

$$Q_M = Q_n + qN_A W(\Psi_S) = Q_S$$



- A tensão aplicada é:

$$V = V_i + \Psi_S = \frac{|Q_S|}{C_i} + \frac{|Q_S|}{C_D}; C_i = \frac{\varepsilon_i}{d_i} \Rightarrow$$

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \Rightarrow V = \frac{|Q_S|}{C}$$

Tensão no isolante

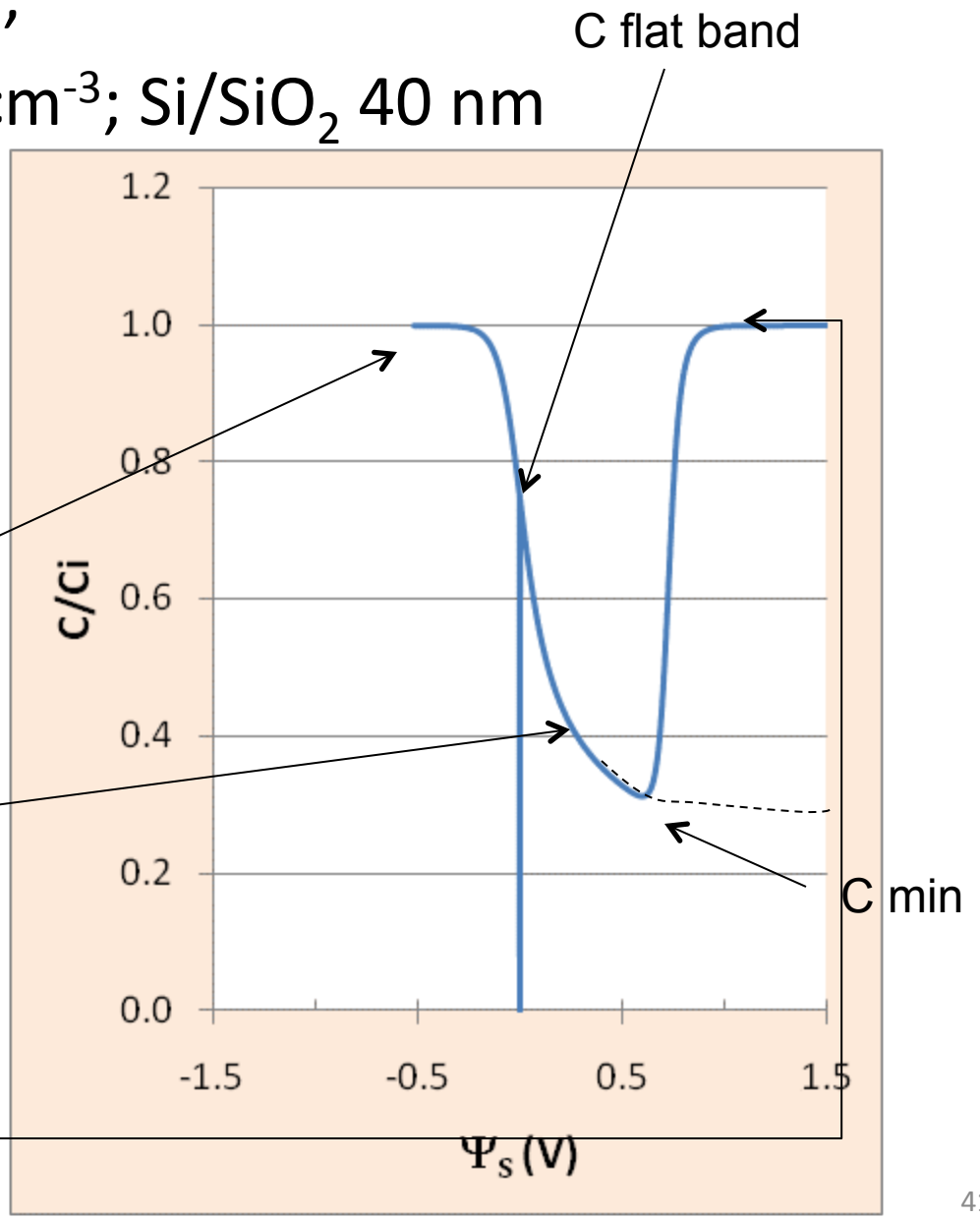
- A capacitância total pode ser graficada em função da tensão na superfície;
  - Para $N_A = 1x10^{16}cm^{-3}$; Si/SiO_2 40 nm

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D}$$

Região de acúmulo: C_D muito grande, domina isolante: duas placas planas de cargas.

Região de depleção: C_D diminui pois x_P aumenta.

Região de inversão: C_D muito grande devido às cargas invertidas próximas ao isolante, domina isolante: duas placas planas de cargas.



- A capacitância de flat band ocorre quando $\Psi_s = 0$;
- Da expressão da página 42: $C_D = \frac{dQ_s}{d\Psi_S} = \frac{\varepsilon}{L_D}$; (veja na página seguinte)
- Então:

$$C = \frac{\varepsilon_i}{(\varepsilon_i / \varepsilon)L_D + d_i}$$

- Já a capacitância mínima ocorre na máxima região de depleção que ocorre para $\Psi_s = 2\,\Psi_B$. Considerando a aproximação de uma junção n^+p, a região de depleção e a capacitância são:

$$W_M = \sqrt{\frac{2\varepsilon\Psi_{s(inv)}}{qN_A}} = \sqrt{\frac{4\varepsilon kT\ell n\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{q^2 N_A}};$$

$$C_D = \frac{\varepsilon}{W_M} \Rightarrow C_{\min} = \frac{\varepsilon_i}{(\varepsilon_i / \varepsilon)W_M + d_i}$$

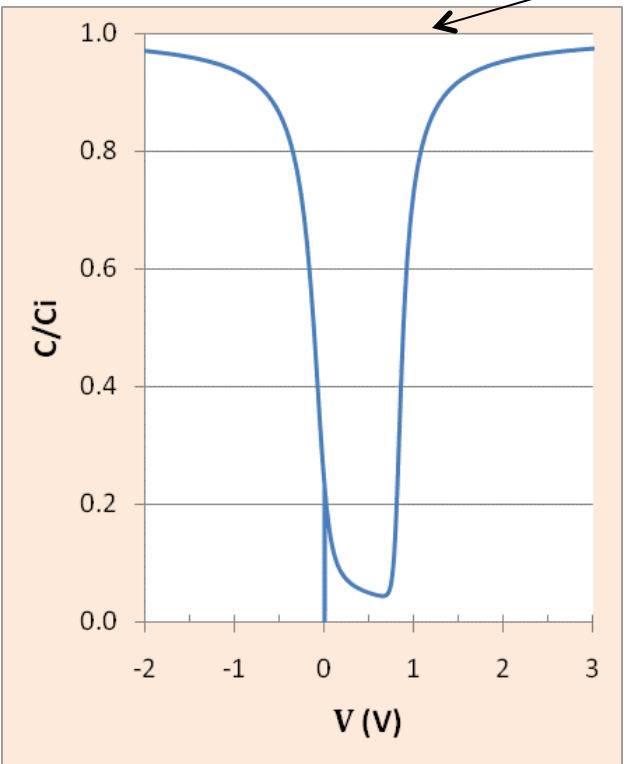
- Observem que a capacitância na região de inversão depende da velocidade de suprimento de portadores minoritários que devem ser criados e aniquilados caso operemos em condição alternada. Para Si, para frequências acima de 100 Hz se mantém no valor mínimo conforme mostra a linha pontilhada na página 36.

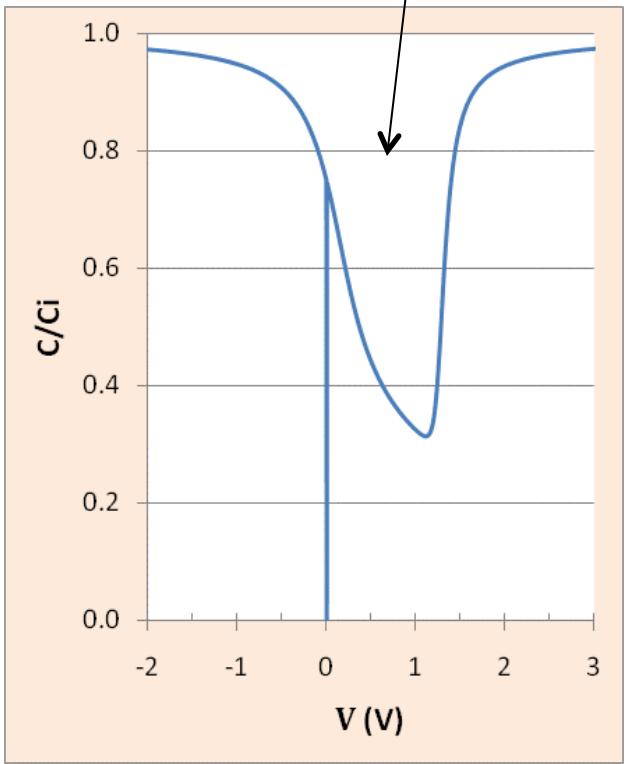
- Para obter a expressão $$C_D = \frac{dQ_s}{d\Psi_S} = \frac{\varepsilon}{L_D};$$
- Basta expandirmos em série de Taylor; o numerador (até primeira ordem) e o denominador (até segunda ordem)

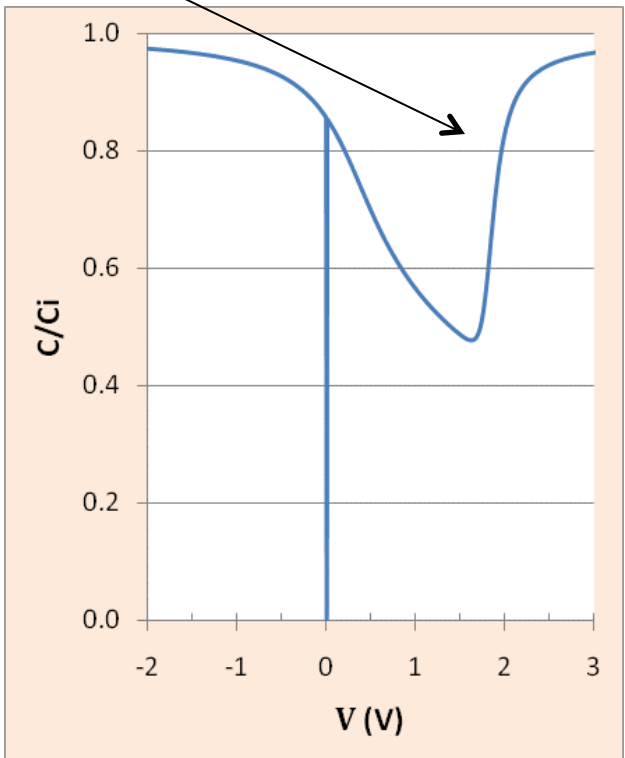
$$C_D = \frac{dQ_s}{d\Psi_S} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}L_D} \frac{[1 - e^{-q\Psi/KT} + (n_{p0}/p_{p0})(e^{q\Psi/KT} - 1)]}{F(\Psi_S, \frac{n_{p0}}{p_{p0}})}$$

$$\approx \frac{\frac{q\Psi}{KT}\left(1 + n_{p0}/p_{p0}\right)}{\left[\frac{1}{2}\left(\frac{q\Psi}{KT}\right)^2 - \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\frac{1}{2}\left(\frac{q\Psi}{KT}\right)^2\right]^{1/2}} = \frac{\left(1 + n_{p0}/p_{p0}\right)\sqrt{2}}{\left[1 - n_{p0}/p_{p0}\right]^{1/2}} \approx \sqrt{2}$$

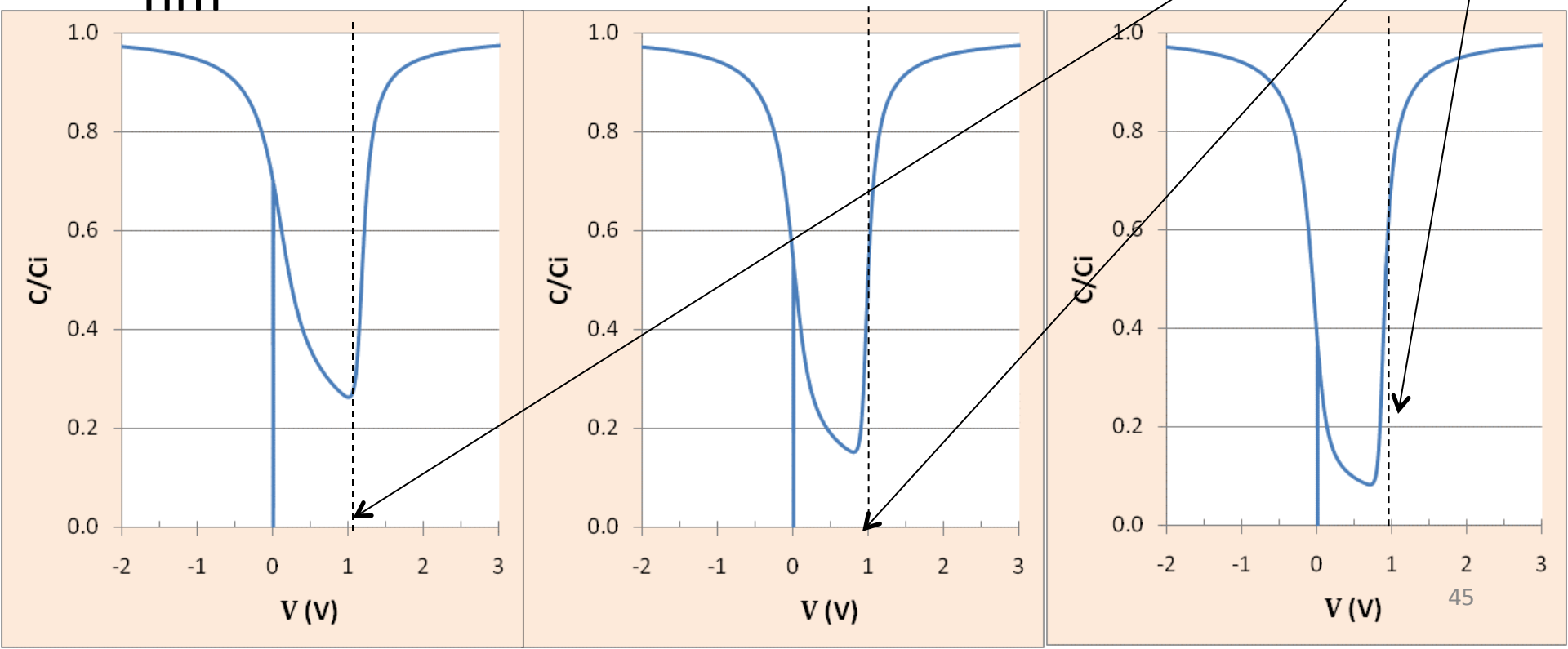
- A capacitância total pode ser graficada em função da tensão aplicada; neste caso temos que considerar a queda de tensão no óxido
- Notem que $V_{crítico}$ para inversão = $V_C=2\Psi_B+Q_s/C_i$ reduz conforme reduzimos a espessura do isolante
  - $N_A = 1x10^{16}cm^{-3}$; Si/SiO_2 4, 40 nm, 80 nm





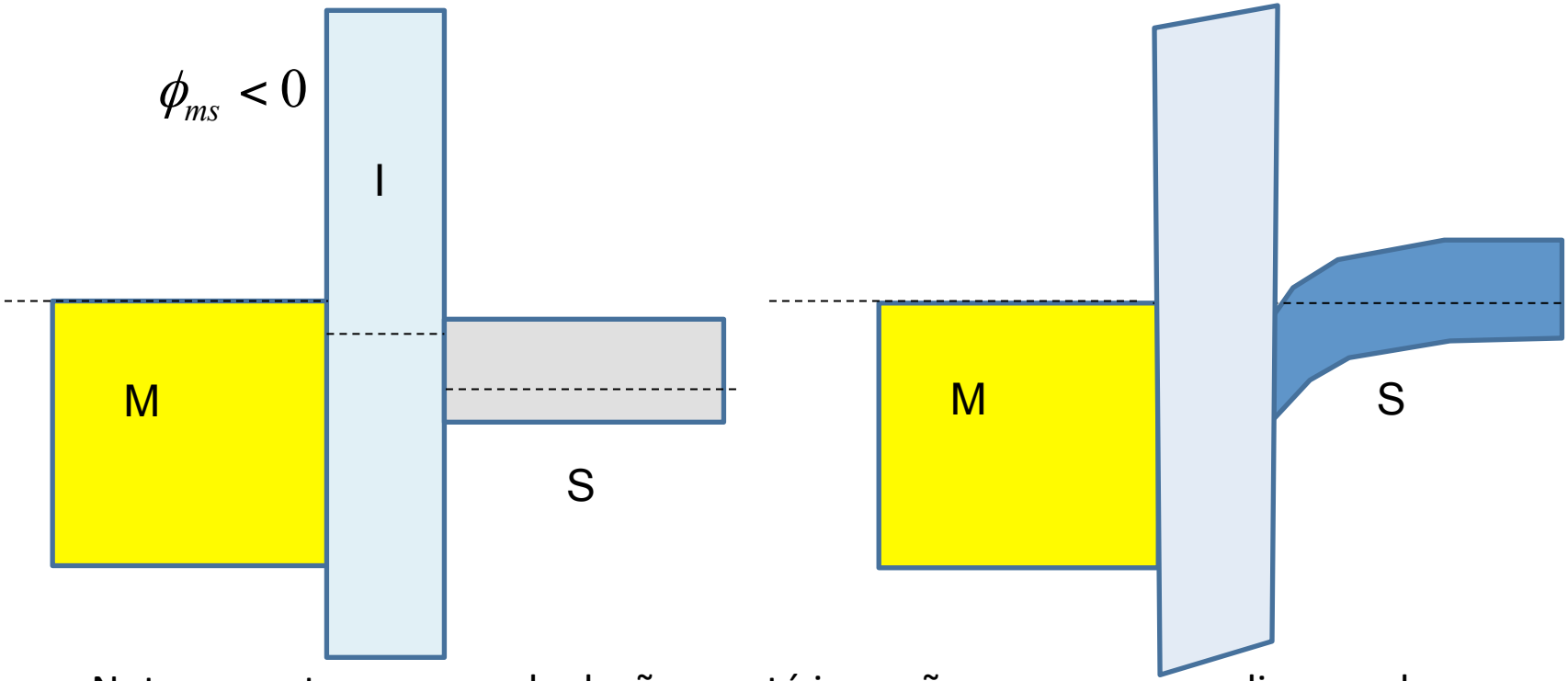


- A capacitância total pode ser graficada em função da tensão aplicada; neste caso temos que considerar a queda de tensão no óxido
- Notem que $V_{crítico}$ para inversão = $V_C=2\Psi_B+Q_s/C_i$ reduz conforme aumentamos o K do isolante
  - $N_A = 1x10^{16}cm^{-3}$; di = 20 nm Si/isolante K_{isol} = 5, 10, 20 nm



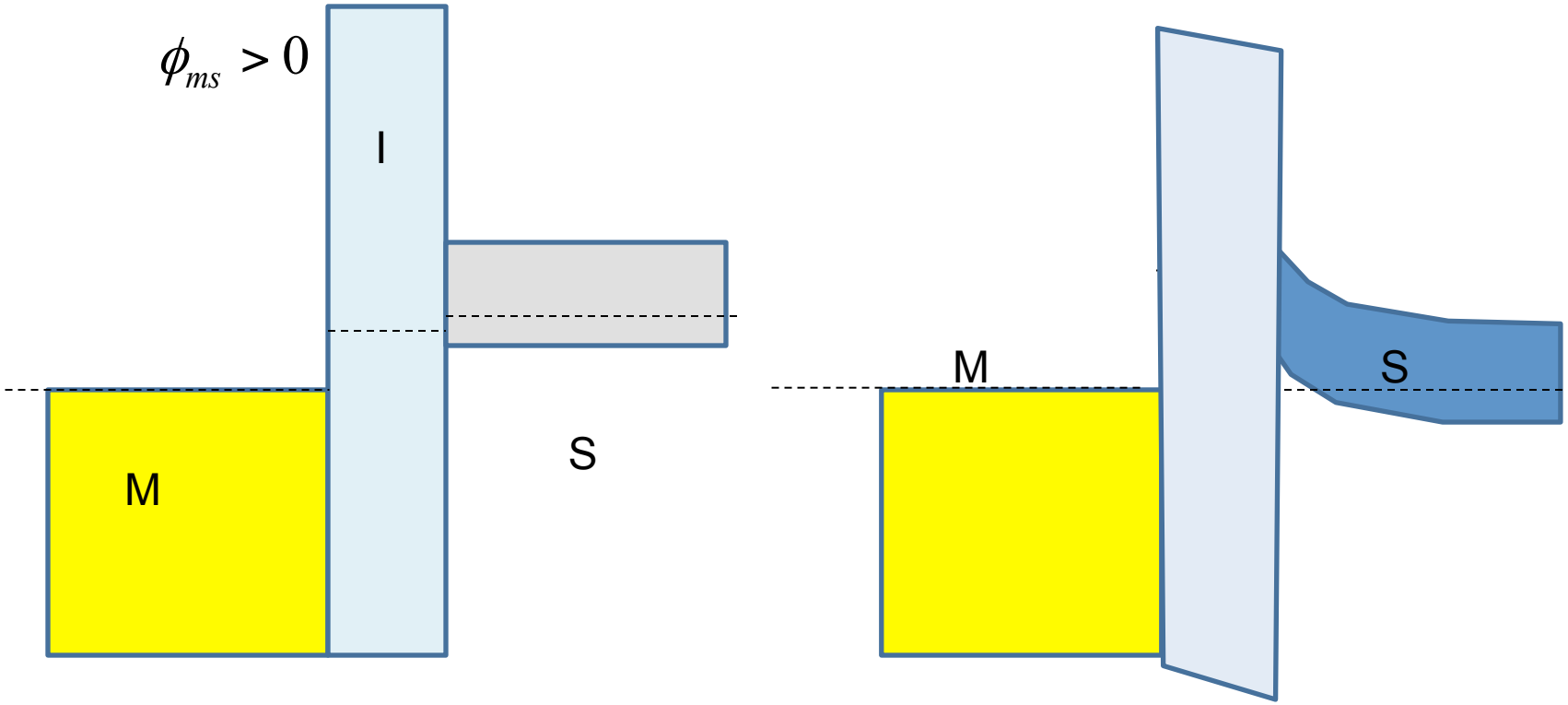
Caso real p, $\phi_{ms}<0$

- Apesar de falarmos que não há alinhamento do potencial químico se não houver troca de cargas, esta hipótese não é realista. Ou seja quando Φms não é nulo haverá uma indução de cargas conforme abaixo:



- Notem que temos uma depleção ou até inversão mesmo sem aplicar qualquer tensão. Nas expressões que desenvolvemos atrás, deveríamos subtrair a tensão ϕ_{ms}/q (sempre com respeito ao metal) para alinhar as bandas e colocar o problema como no caso ideal. Ou seja, devemos trocar V das expressões atrás por $V- \phi_{ms}/q$. Neste caso de ϕ_{ms}/q negativo o desalinhamento aumenta a tensão aplicada na superfície. (É como se aplicássemos uma tensão extra)

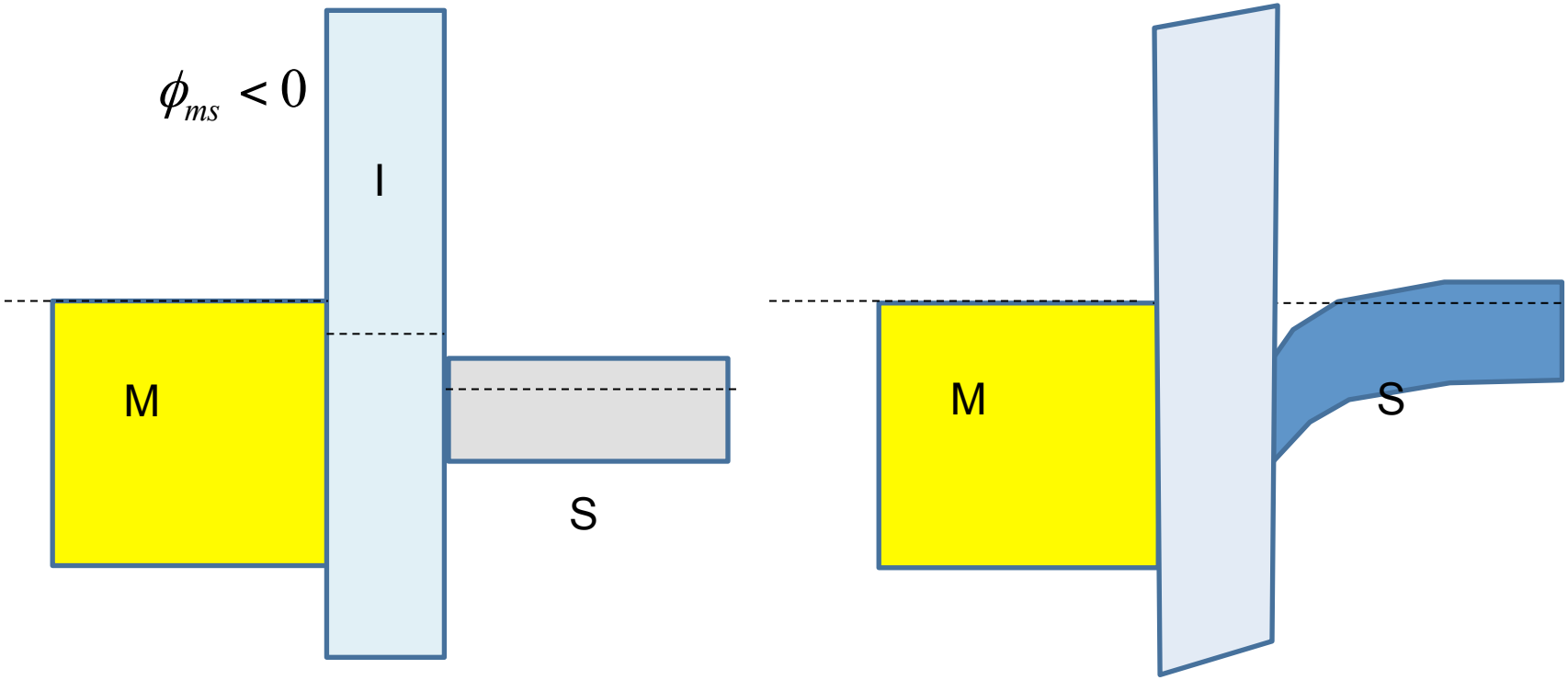
Caso real p, ϕ_{ms}>0



- Notem que temos um acúmulo de buracos mesmo sem aplicar qualquer tensão. Nas expressões que desenvolvemos atrás, deveríamos ssubtrair a tensão ϕ_{ms}/q (sempre com respeito ao metal) para alinhar as bandas e colocar o problema como no caso ideal. Ou seja, como ϕ_{ms} >0, em todas expressões anteriores deveríamos trocar V por V - ϕ_{ms}/q. Neste caso, o V aplicado que resulta na superfície é reduzido pelo desalinhamento.(É como se perdêssemos uma tensão extra)

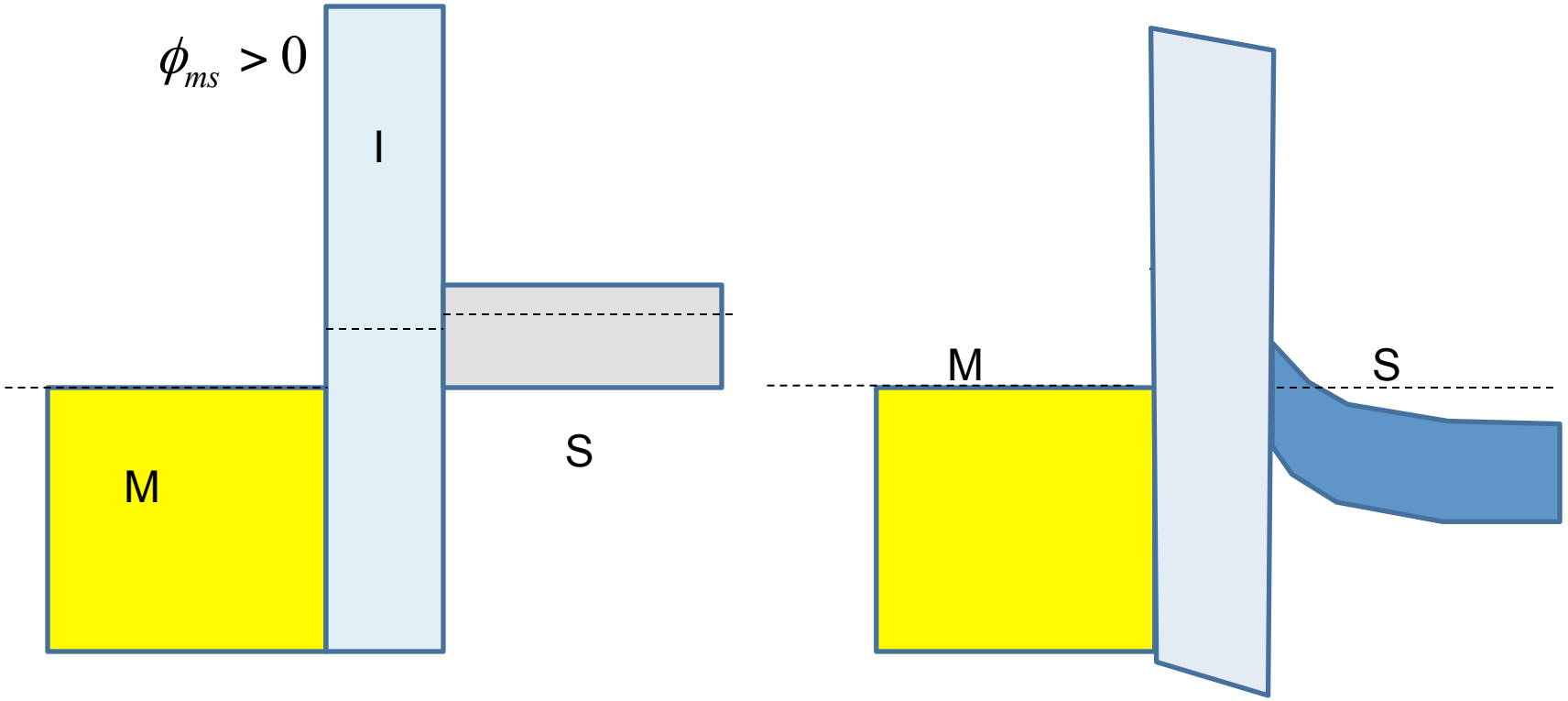
Caso real n, $\phi_{ms}<0$

- Apesar de falarmos que não há alinhamento do potencial químico se não houver troca de cargas, esta hipótese não é realista. Ou seja quando Fms não é nulo haverá uma indução de cargasconforme abaixo:



- Notem que temos um acúmulo de elétrons mesmo sem aplicar qualquer tensão. Nas expressões para o caso n, a tensão aplicada para inversão é negativa. Temos que -V gasta - ϕ_{ms}/q para chegar ao flat band. Então –V+ ϕ_{ms}/q . Ou seja, seja outra vez, V é trocado por V - ϕ_{ms}/q .

Caso real n, $\phi_{ms}>0$



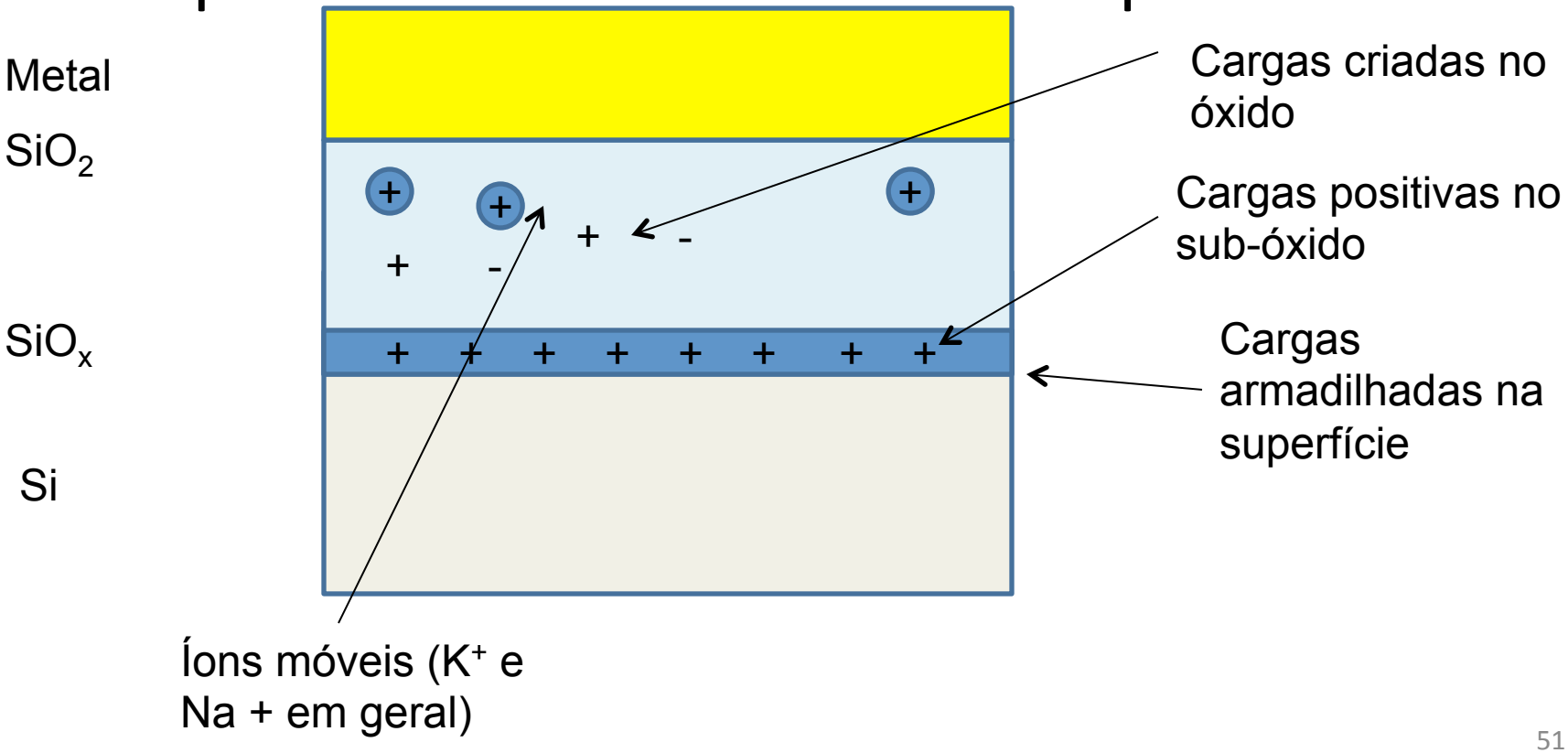
- Notem que temos uma depleção ou até inversão mesmo sem aplicar qualquer tensão. Nas expressões já temos - ϕ_{ms}/q só devido ao desalinhamento. Entào devemos substituir –V por –V+ϕ_{ms}/q . Ou seja, a tensào aplicada na superfície é aumentada pelo desalinhamento. Aqui também V deve ser trocado por V- ϕ_{ms}/q

Cargas no isolante e expressão final

- Se tivermos cargas Q_i no óxido, surge um acrécimo de tensão dado por:
- $\Delta V = Q_i / Ci$;
- Portanto, temos que o V usado nas expressões atrás deve ser substituído por:
- $V \rightarrow V - \phi_{ms} + Q_i / C_i$;
- Quando ϕ_{ms} é negativo há um aumento de V necessário para um certo efeito. Quando a carga é positiva também.
- Vemos que a tensão crítica para inversão é
- $V_C = Q_S/C_i + 2\Psi_B \rightarrow V_C = Q_S/C_i + 2\Psi_B + \phi_{ms} - Q_i / C_i$

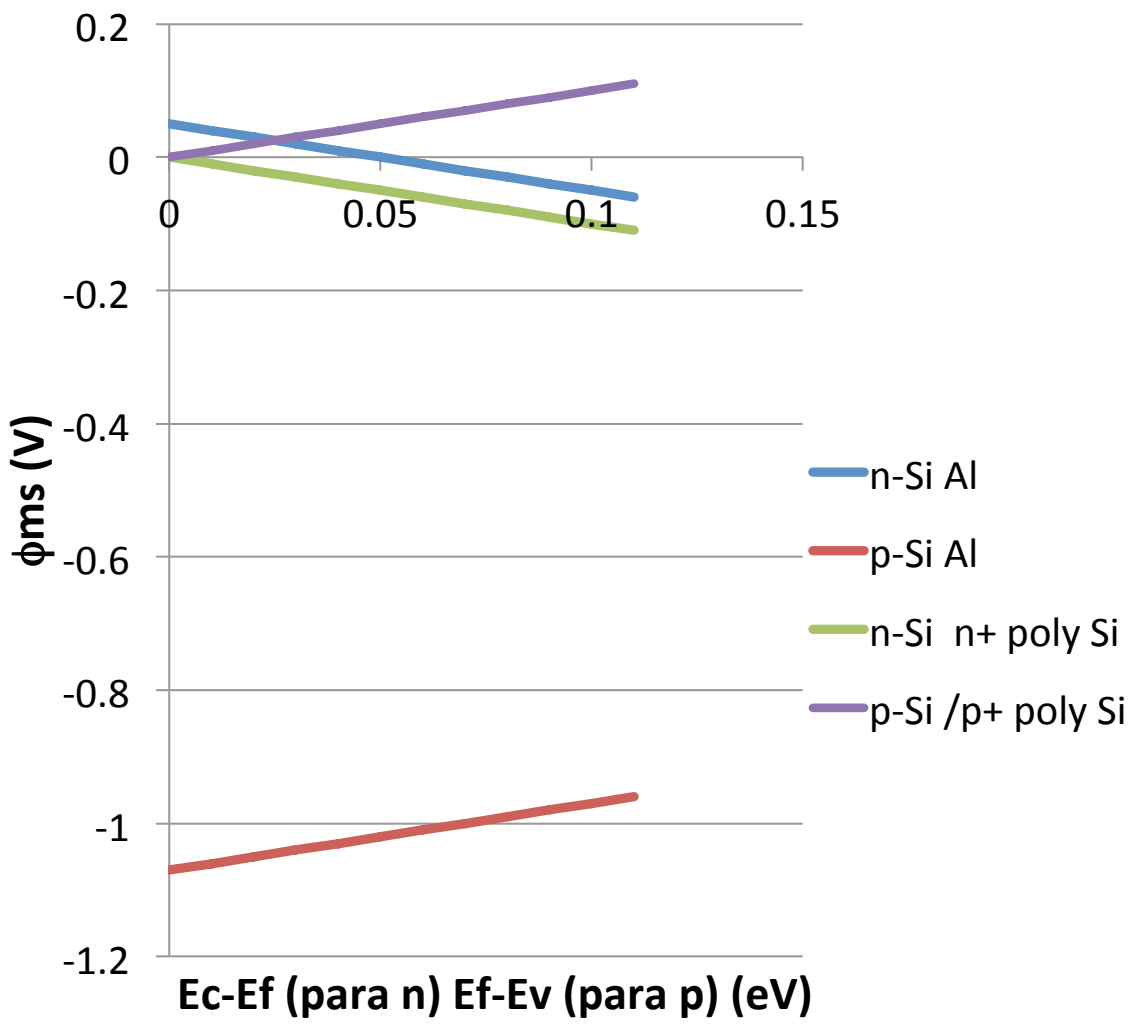
Si/SiO_2 (oxidado)

- As cargas fixas positivas levam aos efeitos que falamos atrás, ou seja, altera V_C.
- As cargas móveis todas, levam à histerese, comportamento distinto com frequência



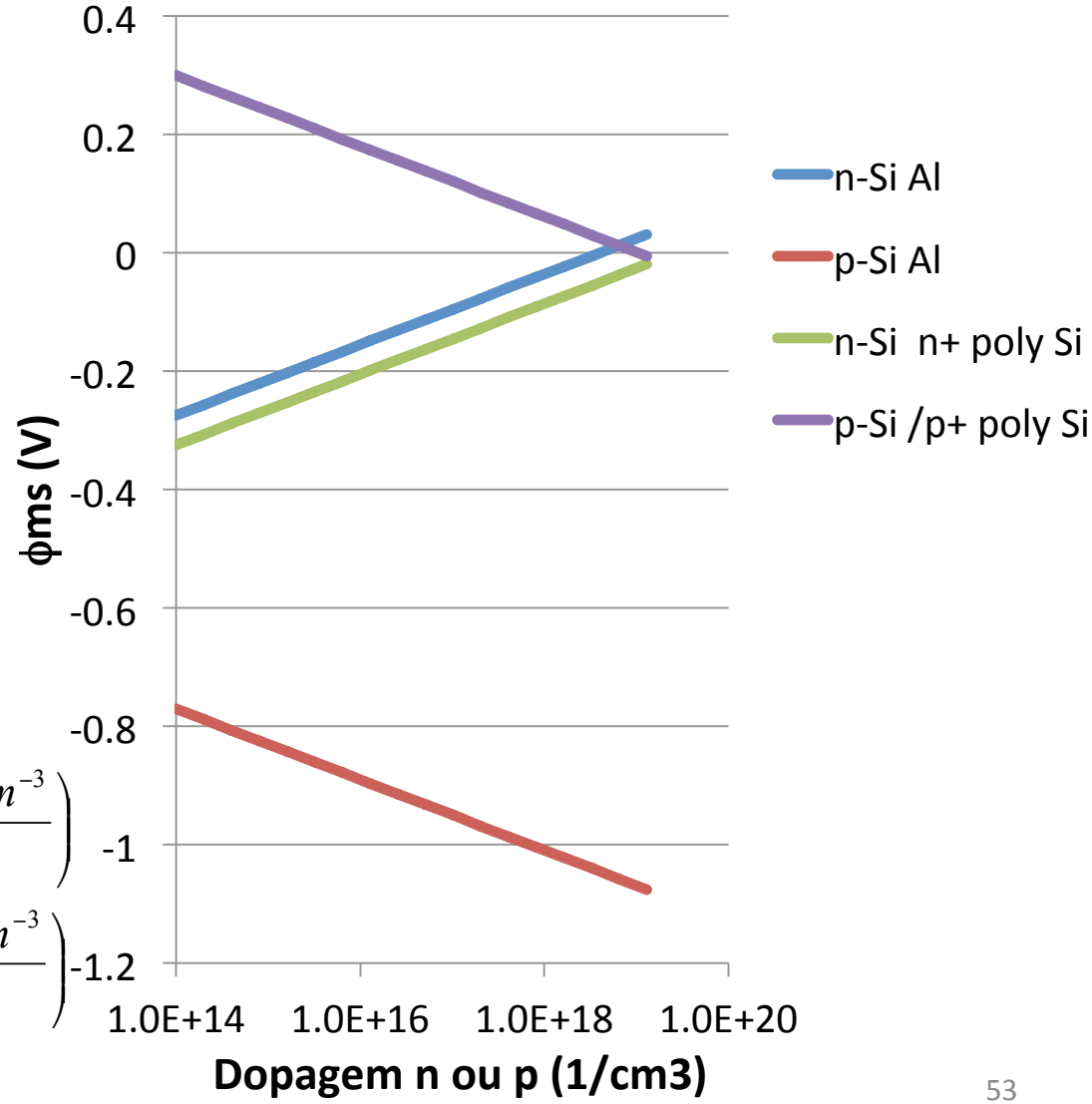
Al/SiO_2/Si e poli-silício

- Φ_m = 4.1 eV;
- X_{si} = 4.05 eV
- EG=1.12



Al/SiO_2/Si e poli-silício/SiO_2/Si

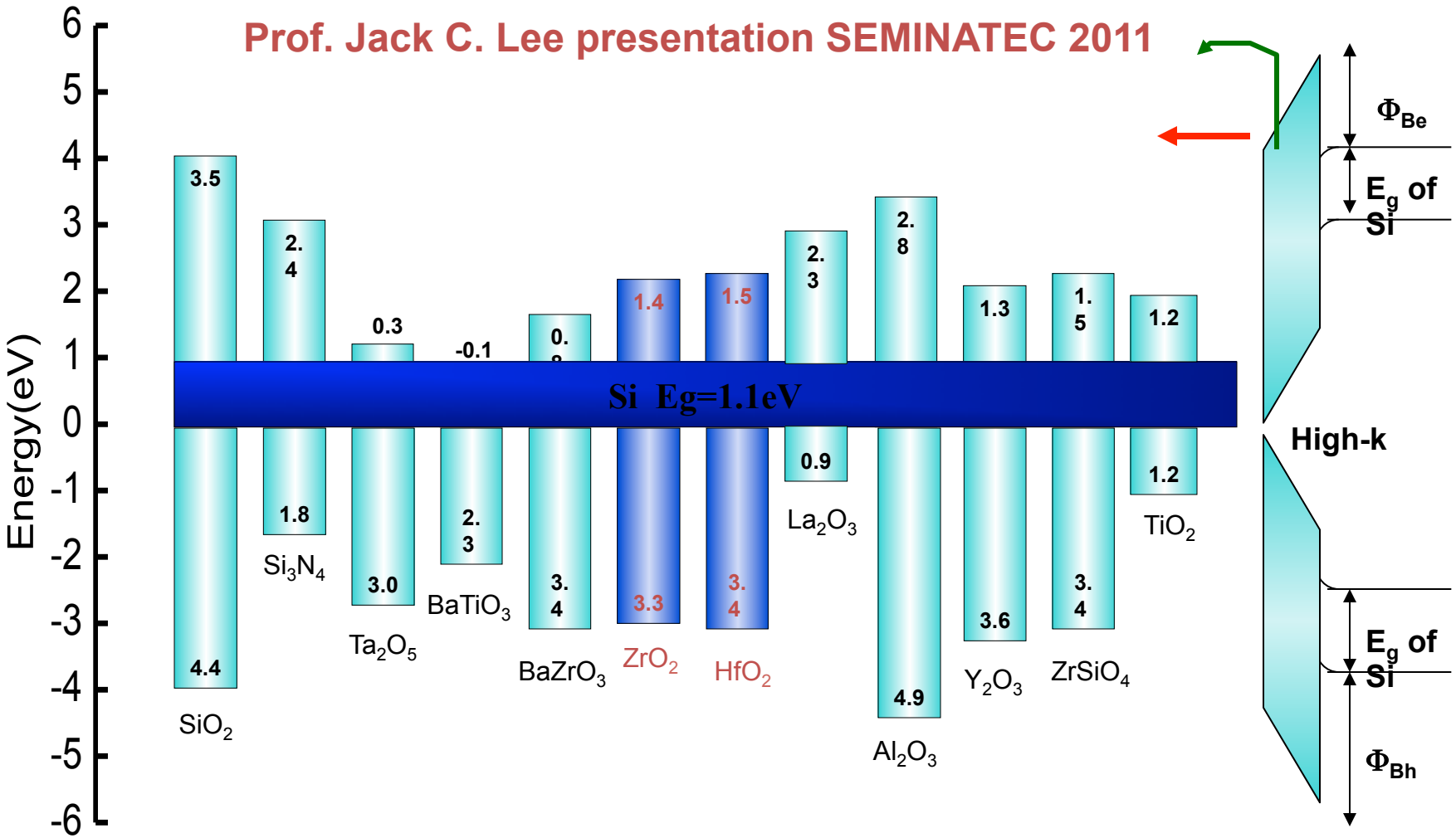
- Φ_m = 4.1 eV;
- X_{si} = 4.05 eV
- E_G=1.12
- Silício poli permite usar o mesmo metal para os casos p e n;



$$(E_C - E_F)/kT = \ell n\left(\frac{N_C}{N_B}\right) = \ell n\left(\frac{2.80\times 010^{19}\,cm^{-3}}{N_B}\right)$$

$$(E_F - E_V)/kT = \ell n\left(\frac{N_V}{N_B}\right) = \ell n\left(\frac{1.04\times 010^{19}\,cm^{-3}}{N_B}\right)$$

Band Offset of High-k Dielectrics



•J. Robertson, Journal of Vacuum Science & Technology B, vol. 18, p. 1785, 2000.
•G.D. Wilk, J. Appl. Phys., Vol., 89, No. 10, 2001, p. 5254