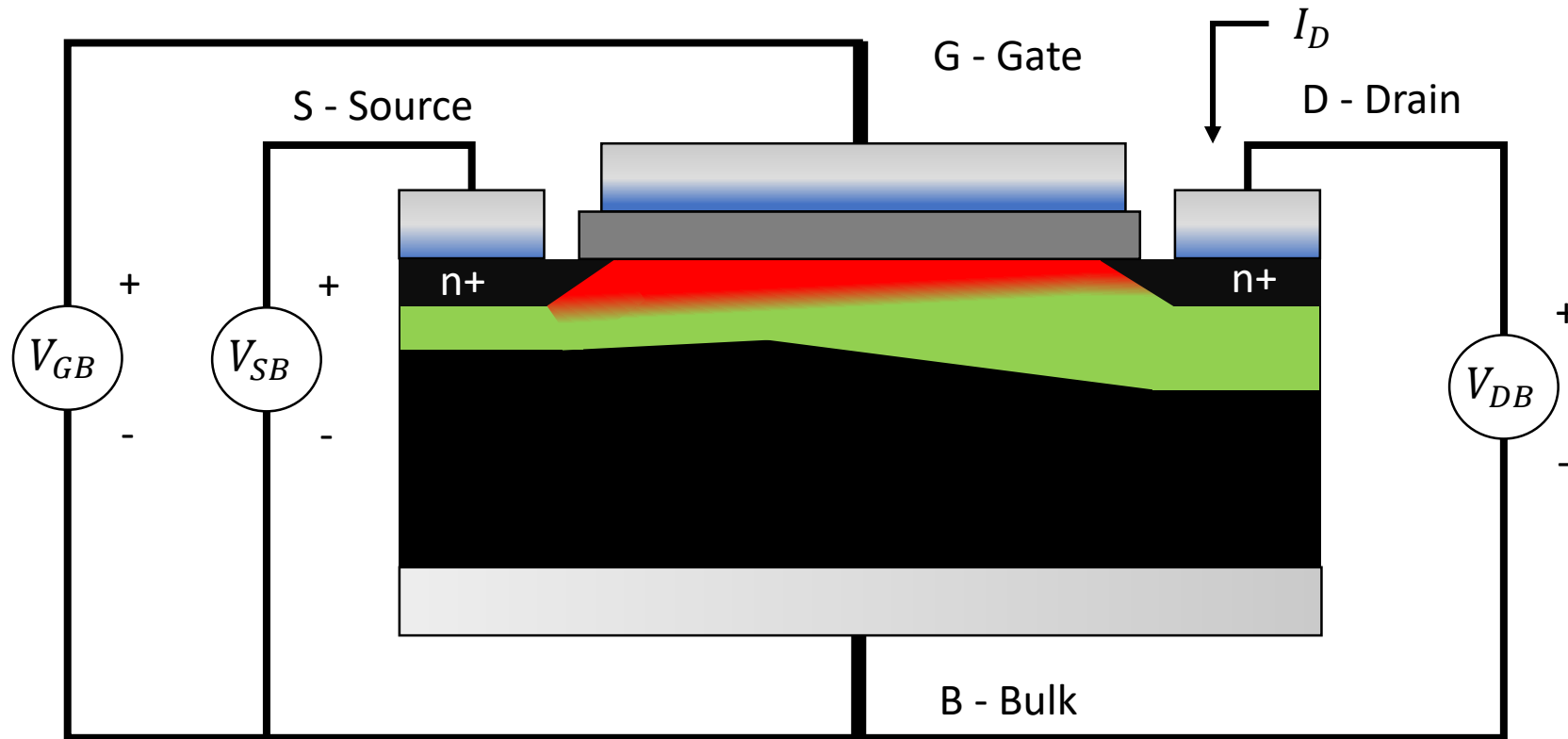


ESTRUTURA MOS DE 4 TERMINAIS

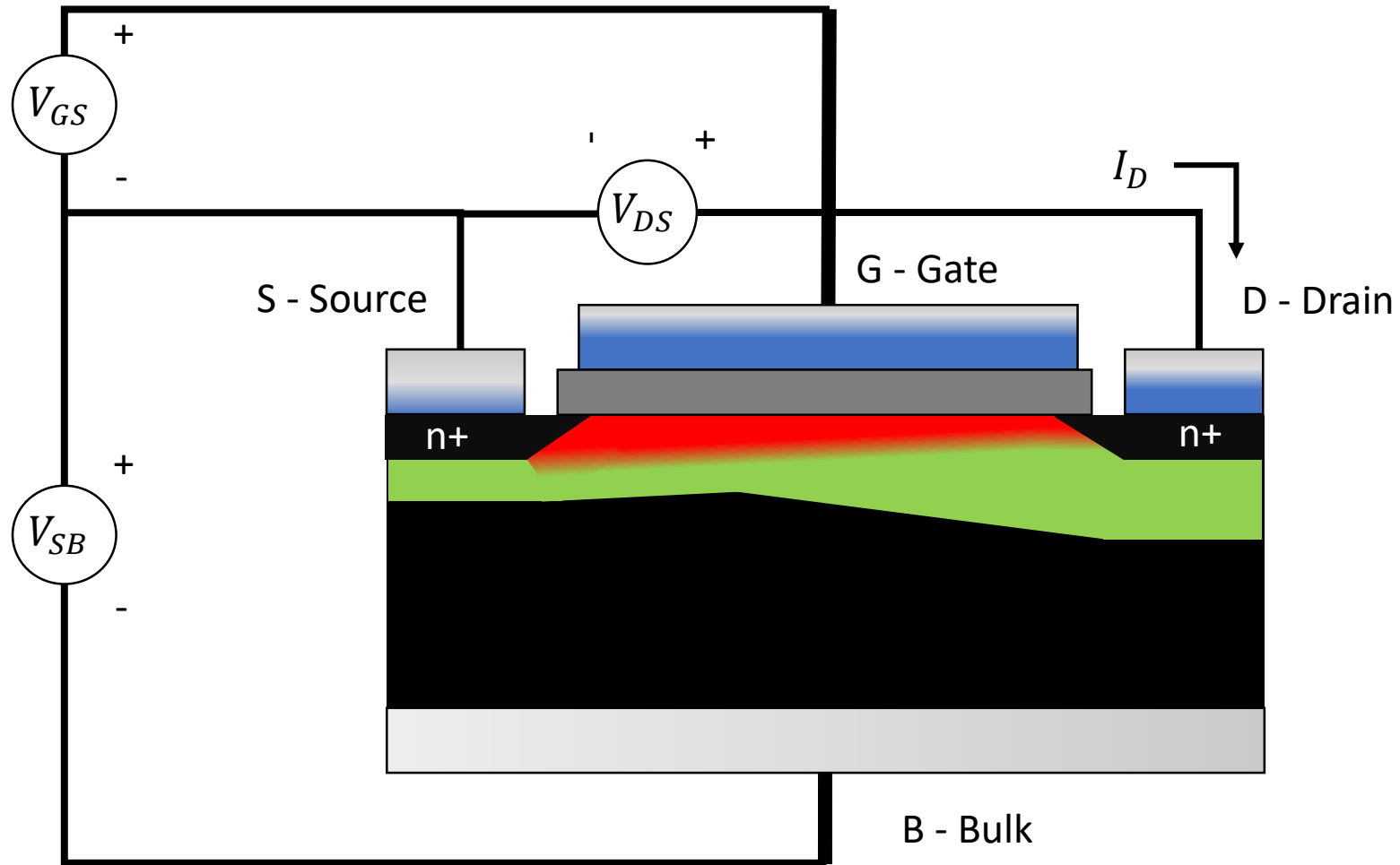
Transistor MOS

Luiz F. P. Oliveira

TENSÃO TERMINAL REFERENCIADA AO SUBSTRATO



TENSÃO TERMINAL REFERENCIADA AO *SOURCE*



Independente do tipo de abordagem, ambas regiões de n+p devem ser polarizadas reversamente

$$V_{SB} \geq 0$$

$$V_{DB} \geq 0$$

Considerações

Enquanto que na estrutura MOS de 3 terminais a variação das cargas era considerada uniformemente distribuída ao longo da direção x, na estrutura MOS de 4 terminais isso não acontecerá, pois os potenciais irão variar ao longo da direção x.

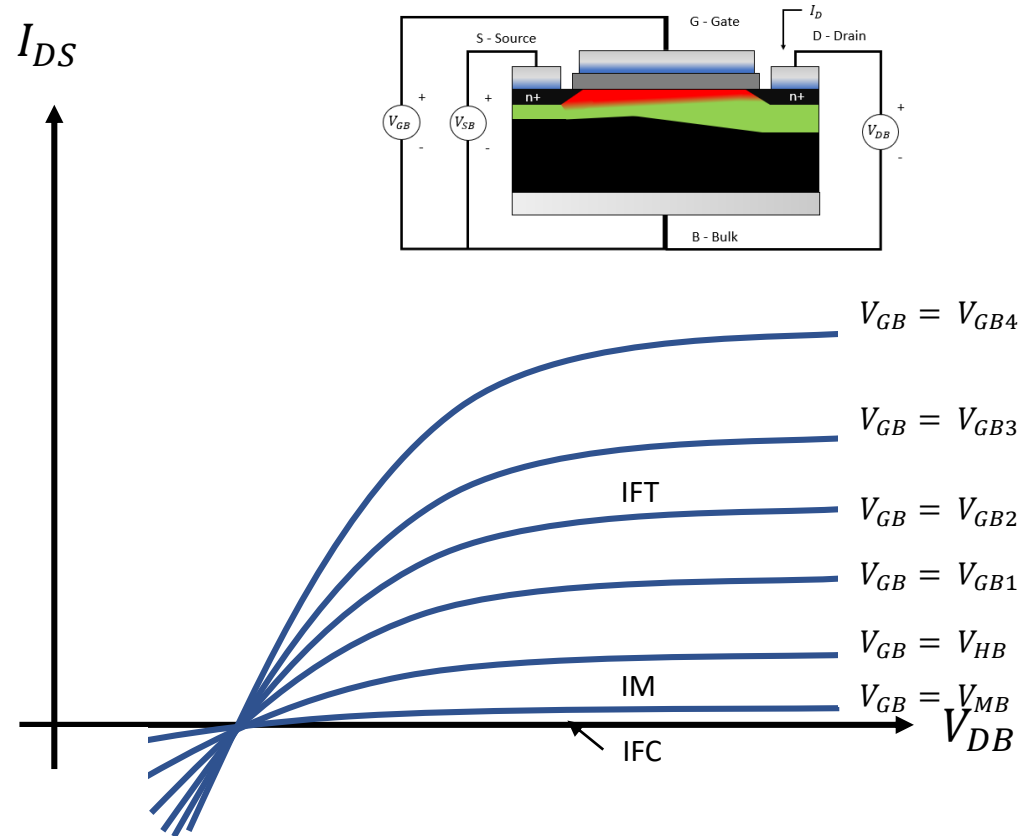
Assim as cargas por unidade de área serão definidas localmente, em outras palavras:

$$Q'_I = \frac{dQ_I}{dA}$$

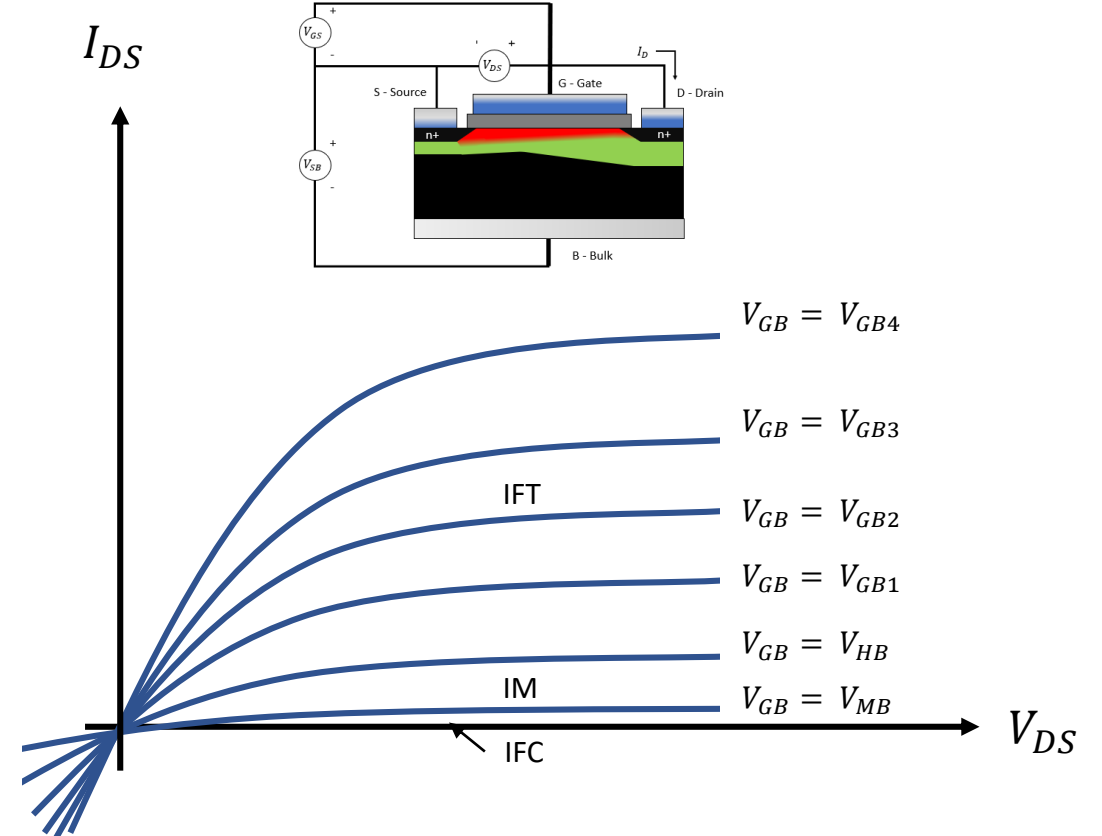
$$Q'_B = \frac{dQ_B}{dA}$$

$$Q'_G = \frac{dQ_G}{dA}$$

REGIÕES DE OPERAÇÃO DO TRANSISTOR



TENSÃO TERMINAL REFERENCIADA AO SUBSTRATO

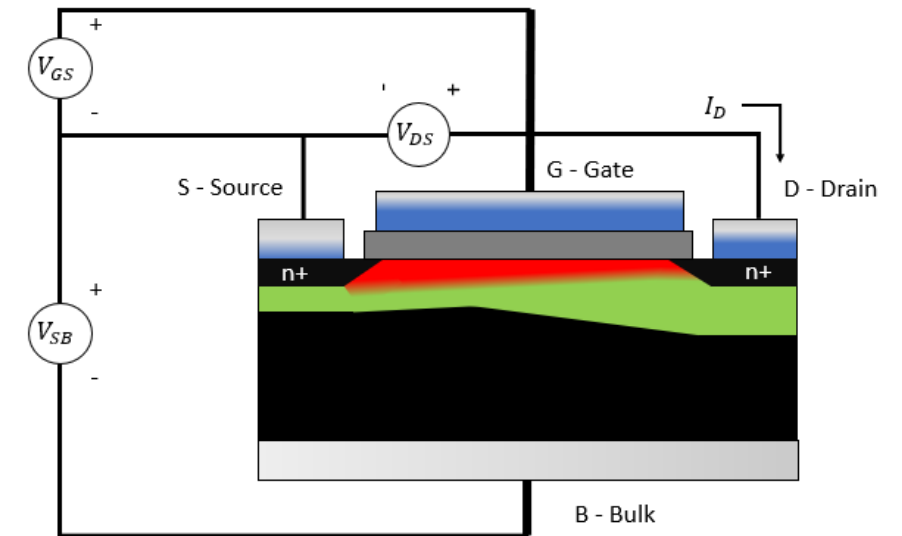
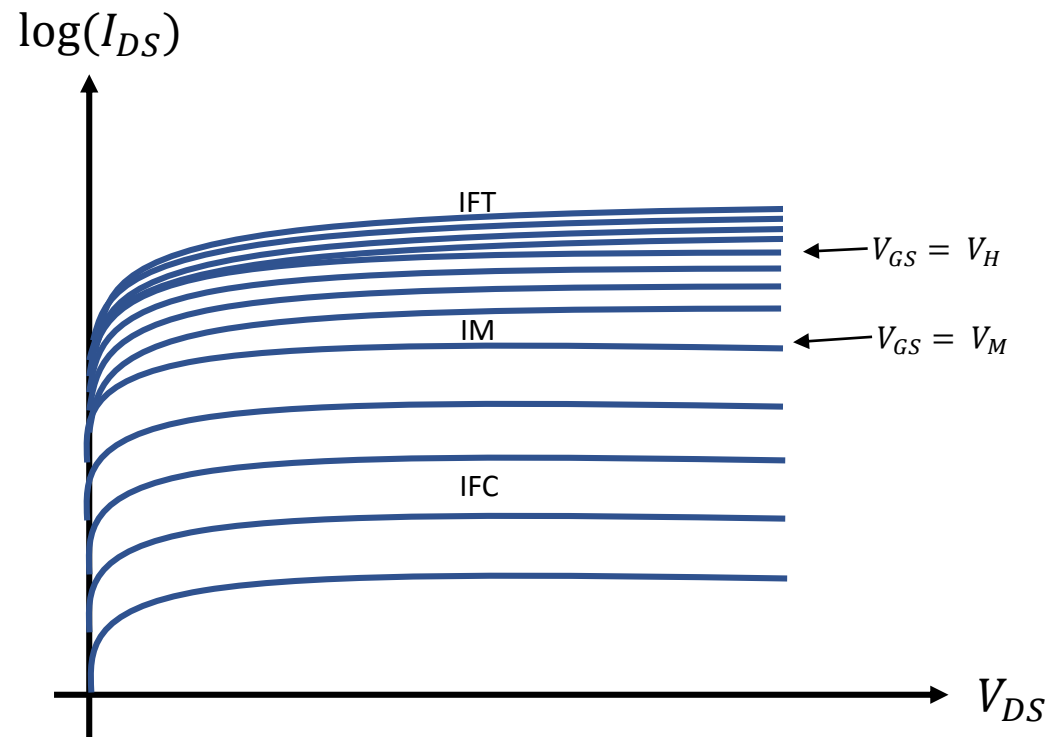


TENSÃO TERMINAL REFERENCIADA AO SOURCE

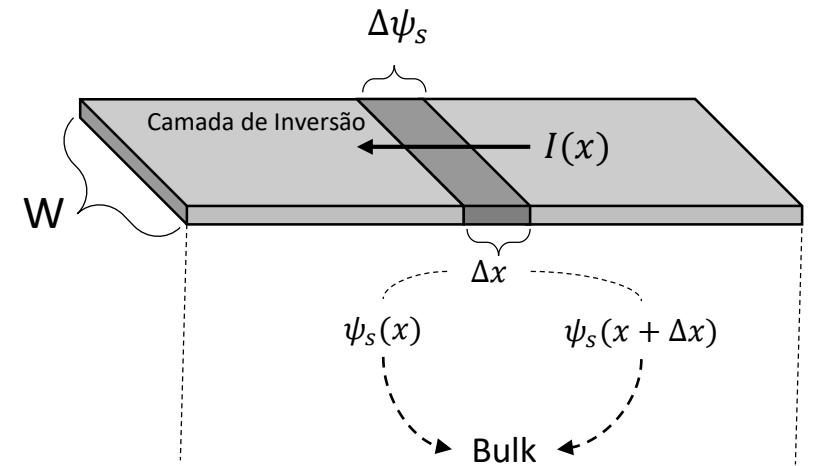
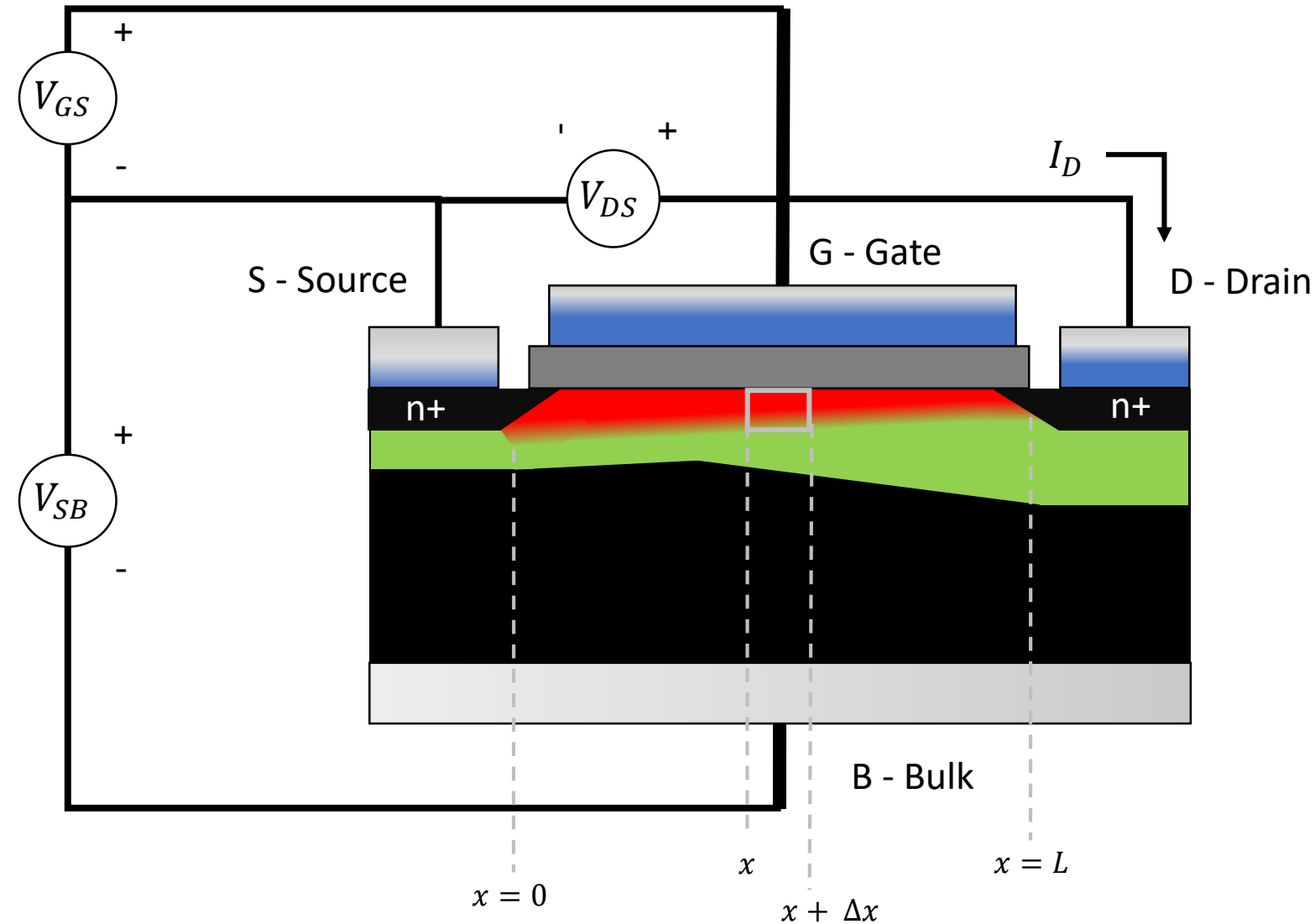
Em ambos V_{SB} é assumido fixo e:

$$V_{GB} = V_{GS} + V_{SB}$$

REGIÕES DE OPERAÇÃO DO TRANSISTOR



MODELO DE FOLHA DE CARGAS GERAL



$$I(x) = I_{Der}(x) + I_{Dif}(x)$$

MODELO DE FOLHA DE CARGAS GERAL

Devido ao pequeno campo elétrico horizontal entre S-D, tem-se:

$$\vec{E} = -\Delta\psi$$

$$\vec{J}_{Der} = q\mu n\vec{E}$$

$$J_{Der} = q\mu nE_x$$

$$\frac{I_{Der}}{A} = q\mu nE_x$$

$$\frac{I_{Der}}{W\Delta y} = -\mu(qn)\frac{d\psi_s}{dx} = -\mu\frac{Q'_I}{\Delta y}\frac{d\psi_s}{dx}$$

$$\boxed{I_{Der} = -\mu Q'_I W \frac{d\psi_s}{dx}}$$

$$\vec{J}_{Dif} = qD_n\nabla n$$

$$J_{Dif} = D_n \frac{d(qn)}{dx}$$

$$\frac{I_{Dif}}{W\Delta y} = D_n \frac{d}{dx} \left(\frac{Q'_I}{\Delta y} \right)$$

$$I_{Dif} = W D_n \frac{dQ'_I}{dx}$$

$$D_n = \mu \frac{kT}{q} = \mu\phi_t$$

$$\boxed{I_{Dif} = W\mu\phi_t \frac{dQ'_I}{dx}}$$

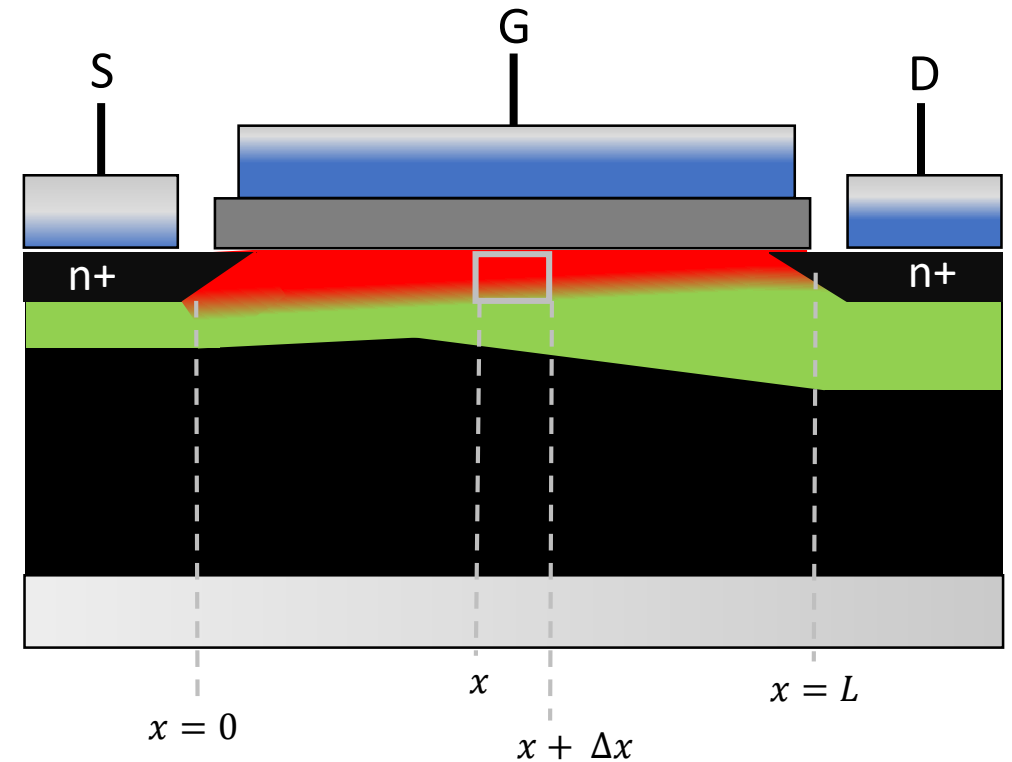
MODELO DE FOLHA DE CARGAS GERAL

$$I_D = I_{DS} = I_{Der} + I_{Dif}$$

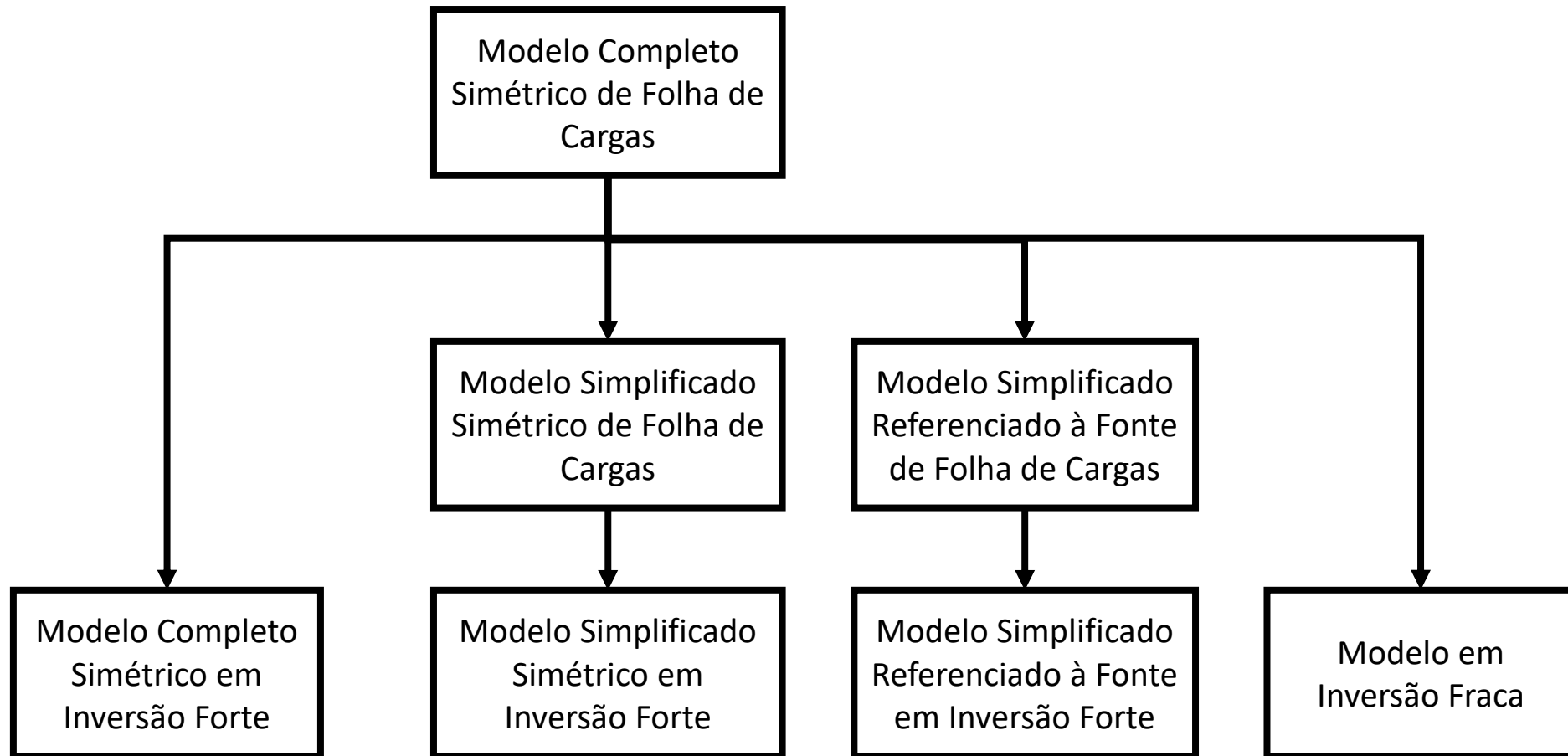
$$I_{DS} = -\mu Q'_I W \frac{d\psi_s}{dx} + W \mu \phi_t \frac{dQ'_I}{dx} = \text{cte}$$

$$\text{Em: } x = 0 \rightarrow \psi_s = \psi_{s0}, Q'_I = Q'_{I0}$$

$$\text{Em: } x = L \rightarrow \psi_s = \psi_{sL}, Q'_I = Q'_{IL}$$



HIERARQUIA DOS MODELOS

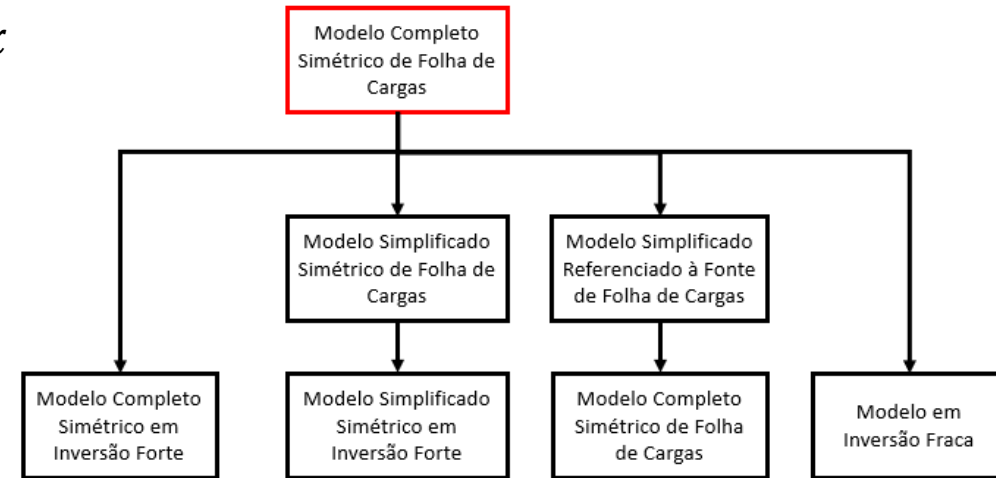


MODELO COMPLETO SIMÉTRICO DE FOLHA DE CARGAS

$$\int_0^L I_{DS} dx = \int_0^L \mu W (-Q'_I) \frac{d\psi_s}{dx} dx + \int_0^L W \mu \phi_t \frac{dQ'_I}{dx} dx$$

$$I_{DS} L = \int_{\psi_{s0}}^{\psi_{sL}} \mu W (-Q'_I) d\psi_s + \int_{Q'_{I0}}^{Q'_{IL}} W \mu \phi_t dQ'_I$$

$$I_{DS} = \mu \frac{W}{L} \int_{\psi_{s0}}^{\psi_{sL}} (-Q'_I) d\psi_s + \mu \frac{W}{L} \phi_t \int_{Q'_{I0}}^{Q'_{IL}} dQ'_I$$



$$I_{DS} = I_{DS1} + I_{DS2}$$

Corrente de Deriva

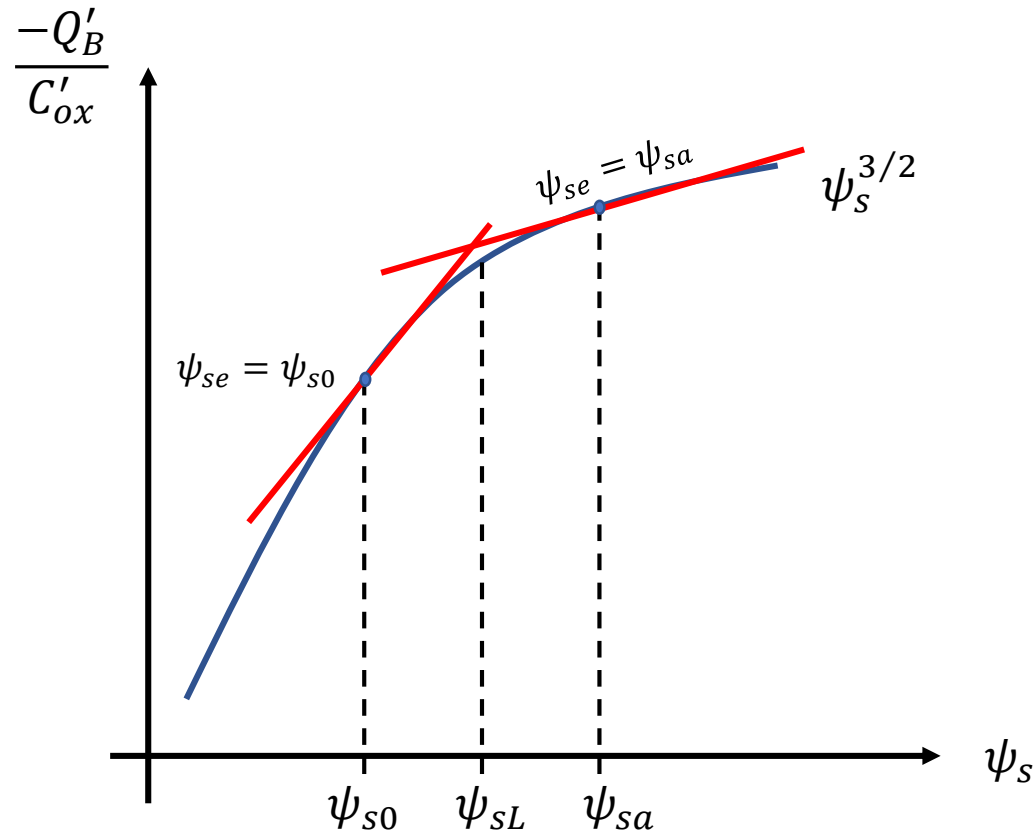
$$I_{DS1} = \mu \frac{W}{L} \int_{\psi_{s0}}^{\psi_{sL}} C'_{ox} (V_{GB} - V_{FB} - \psi_s - \gamma \sqrt{\psi_s}) d\psi_s$$

Corrente de Difusão

$$I_{DS1} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB})(\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{1}{2} (\psi_{sL}^2 - \psi_{s0}^2) - \frac{2}{3} \gamma (\psi_{sL}^{3/2} - \psi_{s0}^{3/2}) \right]$$

$$I_{DS2} = \mu \frac{W}{L} \phi_t (Q'_{IL} - Q'_{I0})$$

MODELO DE FOLHA DE CARGAS GERAL



$$\frac{-Q'_B}{C'_{ox}} = \gamma \sqrt{\psi_s}$$

$$\frac{-Q'_B}{C'_{ox}} \cong \gamma \sqrt{\psi_{se}} + \left. \frac{d}{d\psi_s} \right|_{\psi_{se}} \gamma \sqrt{\psi_s} (\psi_s - \psi_{se})$$

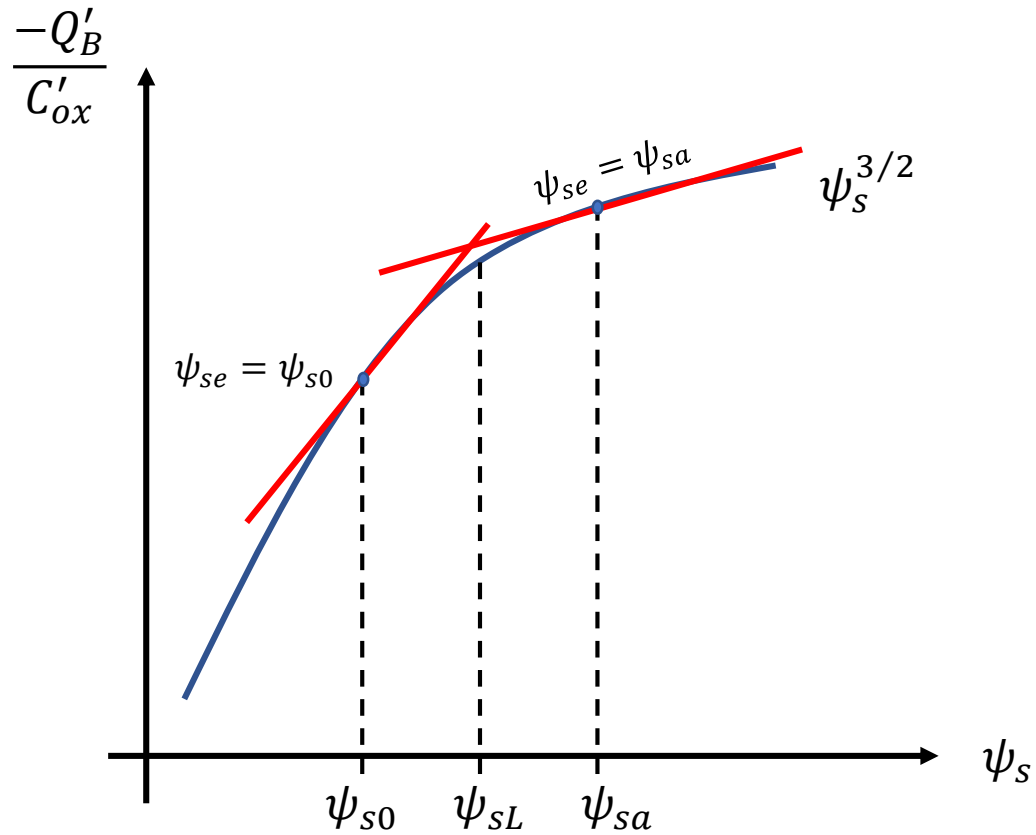
$$\frac{-Q'_B}{C'_{ox}} \cong \gamma \sqrt{\psi_{se}} + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_{se}}} (\psi_s - \psi_{se})$$

$$\alpha = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_{se}}}$$

$$Q'_I = -C'_{ox} [V_{GB} - V_{FB} - \psi_{se} - \gamma \sqrt{\psi_{se}} - \alpha (\psi_s - \psi_{se})]$$

$$\frac{dQ'_I}{d\psi_s} = \alpha C'_{ox}$$

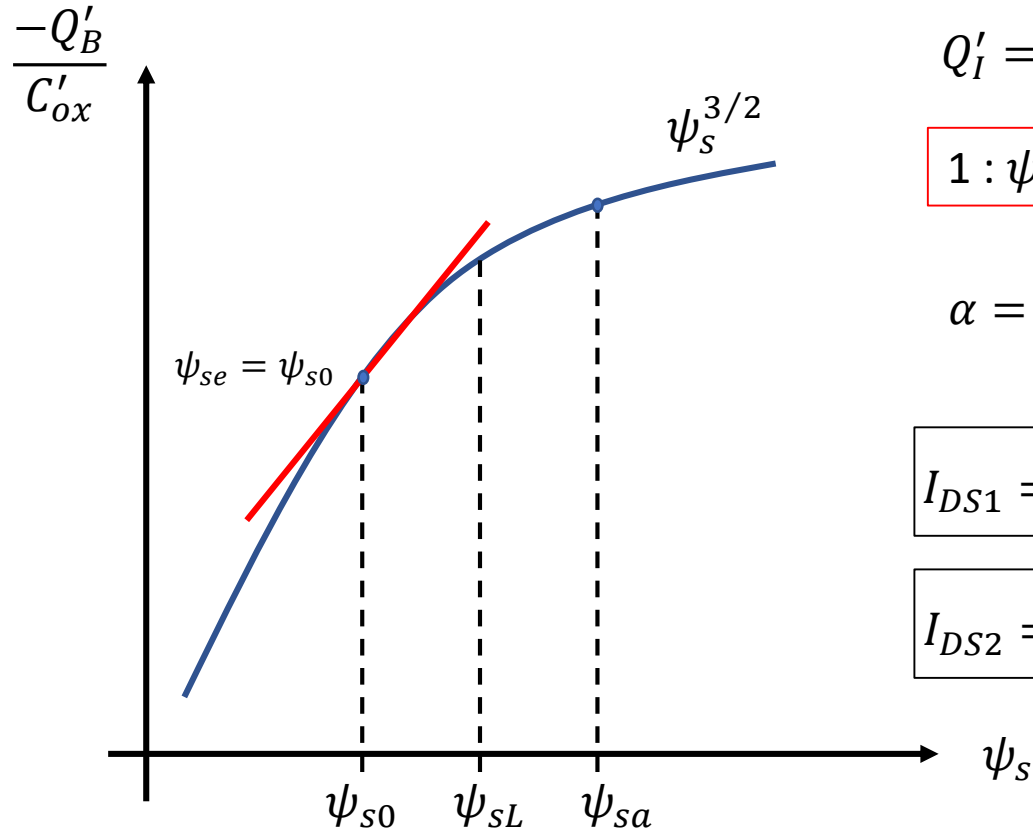
MODELO DE FOLHA DE CARGAS GERAL



$$I_{DS1} = \mu \frac{W}{L} \int_{\psi_{s0}}^{\psi_{sL}} (-Q'_I) d\psi_s = \frac{\mu}{2\alpha C'_{ox}} \frac{W}{L} (Q'_{I0}{}^2 - Q'_{IL}{}^2)$$

$$I_{DS2} = \mu \phi_t \frac{W}{L} (Q'_{IL} - Q'_{I0})$$

MODELO SIMPLIFICADO REFERENCIADO À FONTE DE FOLHA DE CARGAS



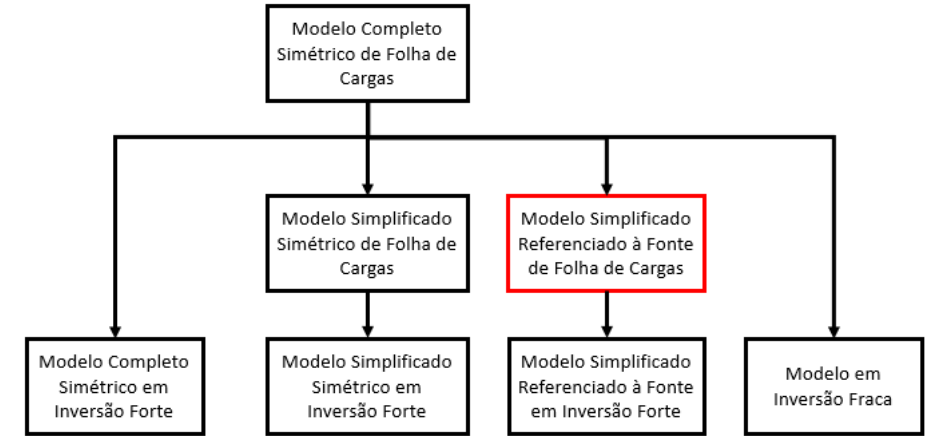
$$Q'_I = f(\psi_{s0}, \psi_{sL}, \psi_{se})$$

$$1 : \psi_{se} = \psi_{s0}$$

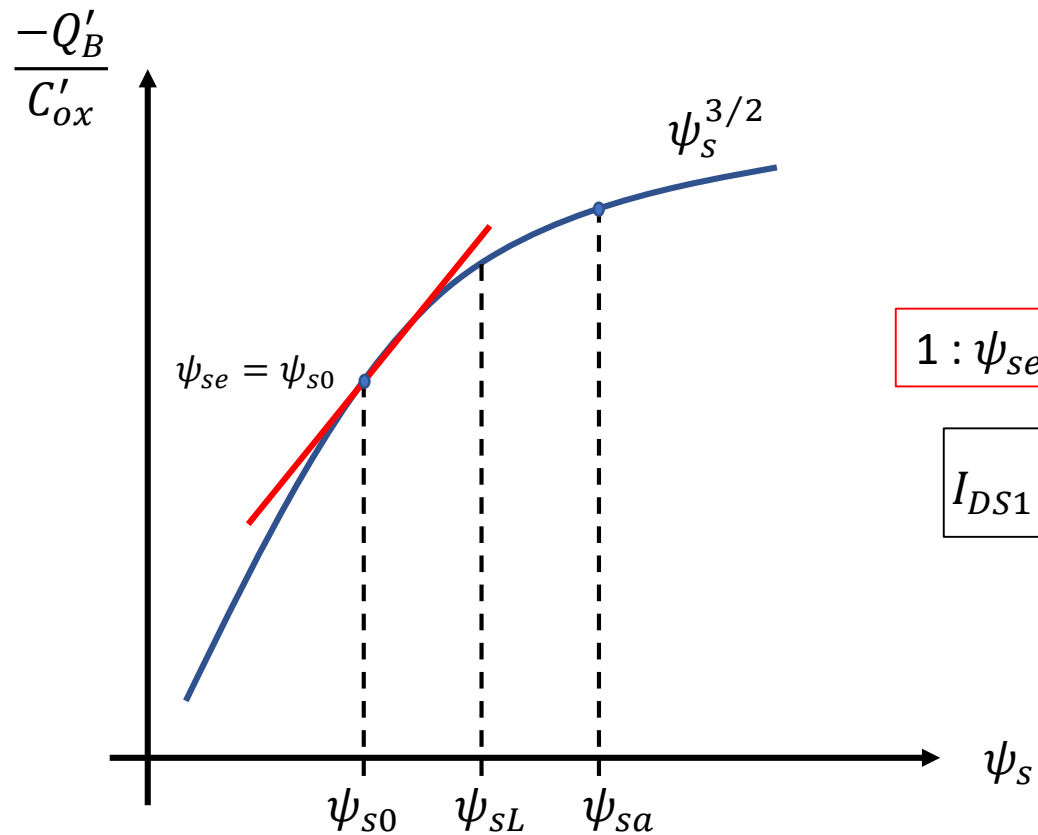
$$\alpha = \alpha_1 = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_{s0}}}$$

$$I_{DS1} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB} - \psi_{s0} - \gamma\sqrt{\psi_{s0}})(\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{\alpha}{2}(\psi_{sL} - \psi_{s0})^2 \right]$$

$$I_{DS2} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \phi_t \alpha (\psi_{sL} - \psi_{s0})$$



MODELO SIMPLIFICADO COM REFERÊNCIA À FONTE EM INVERSÃO FORTE



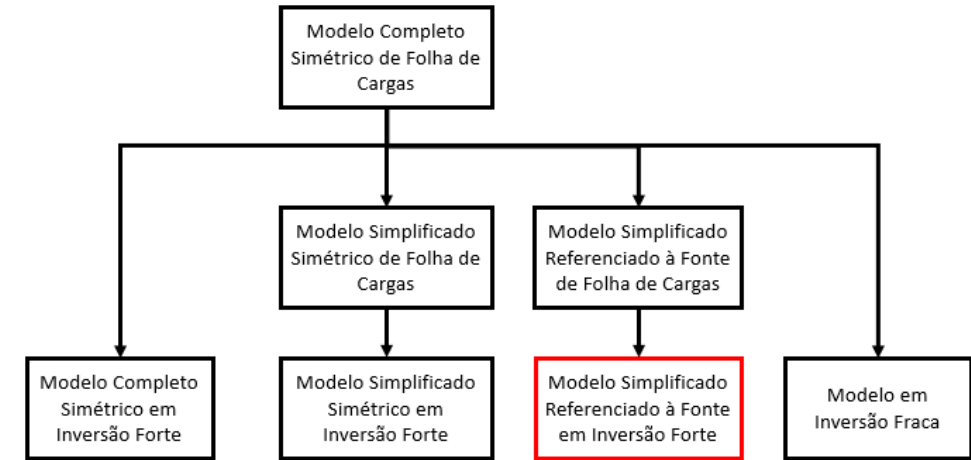
$$1 : \psi_{se} = \psi_{s0}$$

$$I_{DS1} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB} - \psi_{s0} - \gamma \sqrt{\psi_{s0}})(\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{\alpha}{2} (\psi_{sL} - \psi_{s0})^2 \right]$$

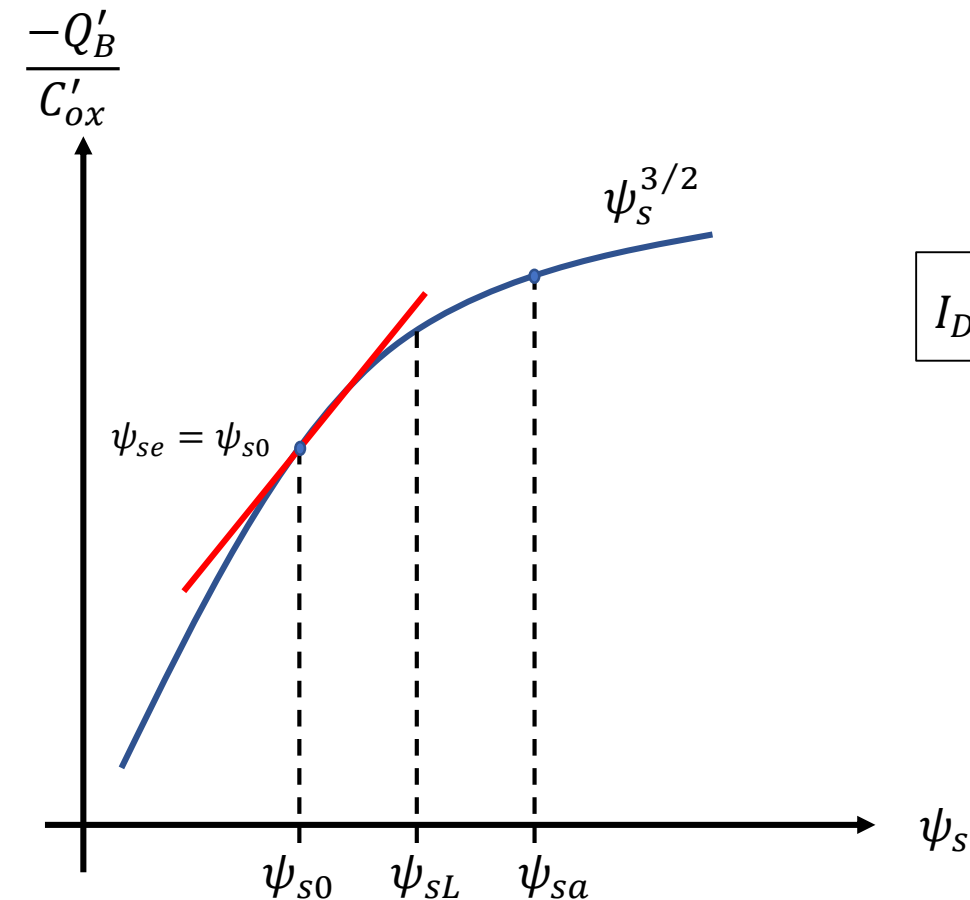
$$\psi_{sL} = \phi_0 + V_{DB}$$

$$\psi_{s0} = \phi_0 + V_{SB}$$

$$I_{DSN} = I_{DS1}$$



MODELO SIMPLIFICADO COM REFERÊNCIA À FONTE EM INVERSÃO FORTE



$$\begin{aligned}
 I_{DSN} &= \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB} - \psi_{s0} - \gamma \sqrt{\psi_{s0}})(\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{\alpha}{2} (\psi_{sL} - \psi_{s0})^2 \right] \\
 &= \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB} - \phi_0 - V_{SB} - \gamma \sqrt{\phi_0 + V_{SB}})(V_{DB} - V_{SB}) - \frac{\alpha}{2} (V_{DB} - V_{SB})^2 \right] \\
 &= \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GB} - V_T - V_{SB})(V_{DB} - V_{SB}) - \frac{\alpha}{2} (V_{DB} - V_{SB})^2 \right]
 \end{aligned}$$

$$I_{DSN} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left[(V_{GS} - V_T)(V_{DS}) - \frac{\alpha}{2} (V_{DS})^2 \right]$$

Região de Triodo

$$\left. \frac{dI_{DSN}}{dV_{DS}} \right|_{V_{DS}} = 0 \quad V_{DS} = \frac{V_{GS} - V_T}{\alpha}$$

$$I'_{DS} = \frac{W}{2\alpha L} \mu C'_{ox} (V_{GS} - V_T)^2$$

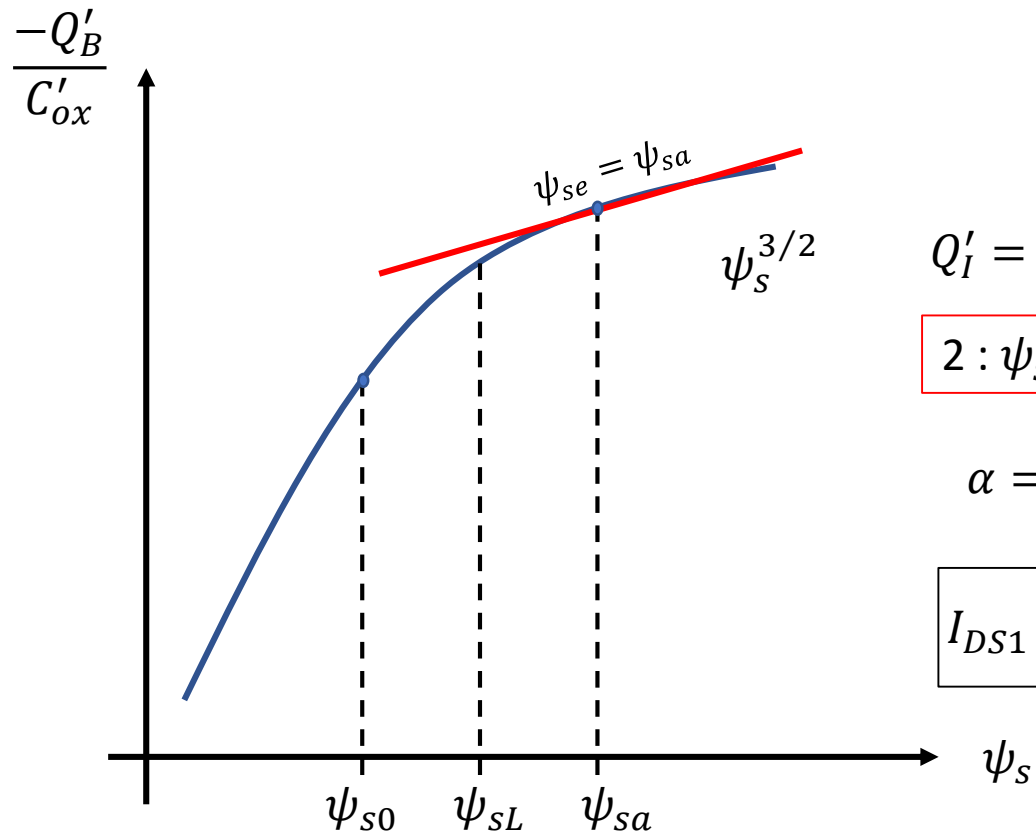
Região de Saturação

Spice Nível 3

$\alpha = 1 \rightarrow$

Spice Nível 1

MODELO SIMPLIFICADO SIMÉTRICO DE FOLHA DE CARGAS

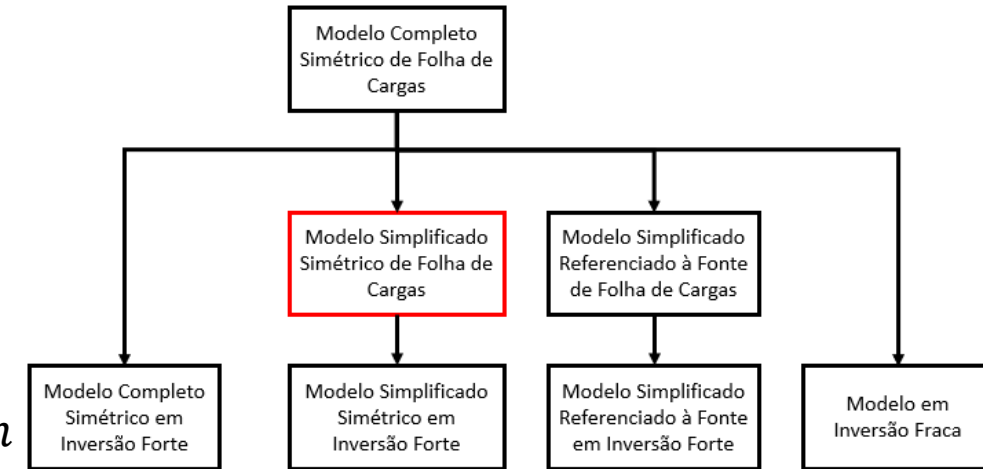


$$Q'_I = f(\psi_{s0}, \psi_{sL}, \psi_{se})$$

$$2 : \psi_{se} = \psi_{sa}$$

$$\alpha = \alpha_1 = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_{sa}}} = n$$

$$I_{DS1} = \frac{\mu}{2nC'_{ox}} \frac{W}{L} (Q'_{I0}{}^2 - Q'_{IL}{}^2)$$



MODELO SIMPLIFICADO SIMÉTRICO EM INVERSÃO FORTE

$$I_{DS} = I_{DS1}$$

$$I_{DSN} = \frac{\mu}{2nC'_{ox}} \frac{W}{L} (Q'_{I0}{}^2 - Q'_{IL}{}^2)$$

$$I_{DSN} = \frac{W\mu C'_{ox} n}{L} \frac{n}{2} [(V_P - V_{SB})^2 - (V_P - V_{DB})^2]$$

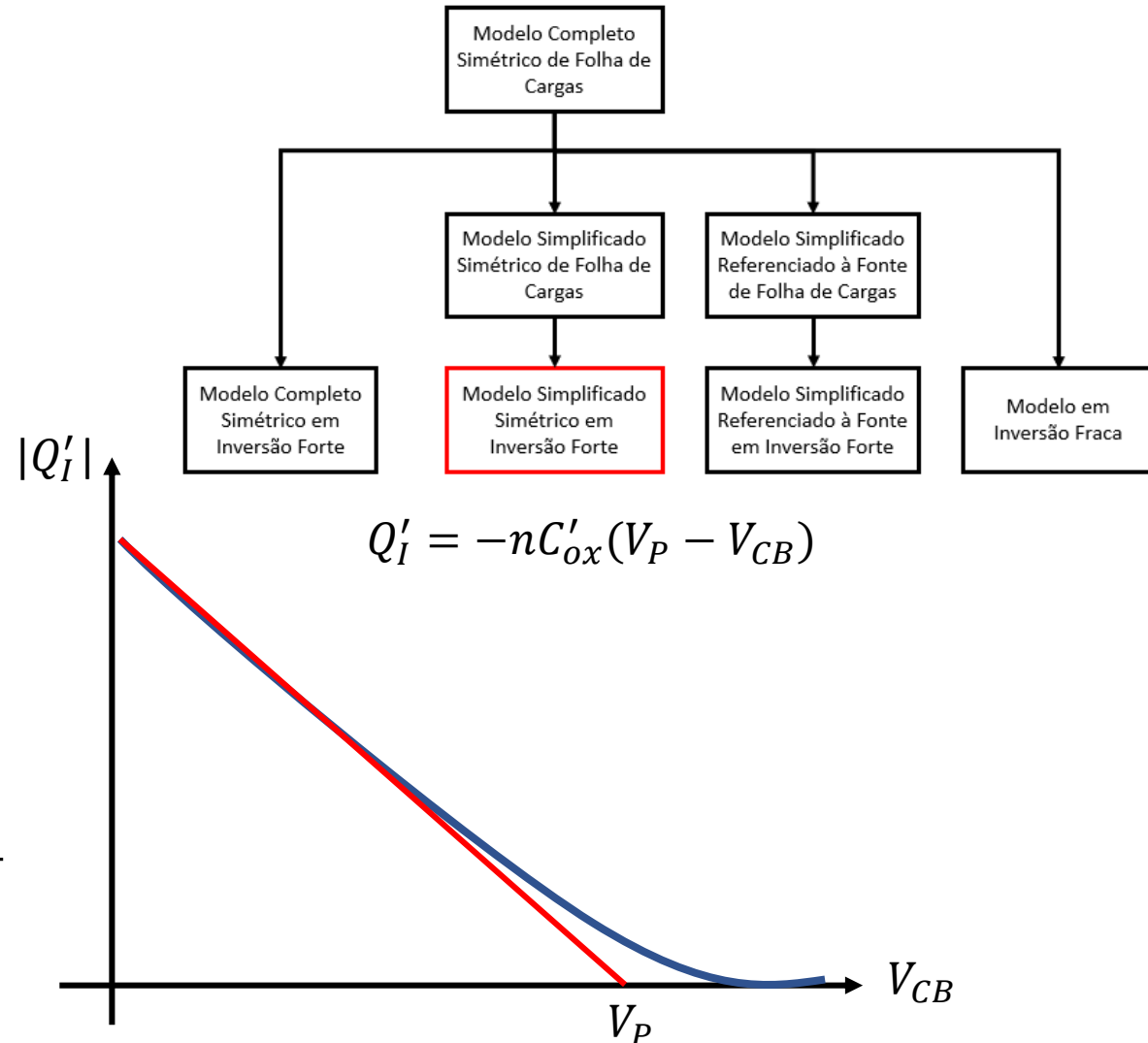
Região de Saturação

$$\left. \frac{dI_{DSN}}{dV_{DB}} \right|_{V_{DB}=V_P} = 0$$

$$I_{DS} = I'_{DS} = I_{DSN}(V_{DB} = V_P)$$

$$I'_{DS} = \frac{W}{L} \mu C'_{ox} \frac{n}{2} (V_P - V_{SB})^2$$

$$n = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\phi_0 + V_P(V_{DB})}}$$



MODELO SIMPLIFICADO SIMÉTRICO DE INVERSÃO FORTE

Sabendo-se que $V_P = \frac{V_{GB} - V_{T0}}{n}$

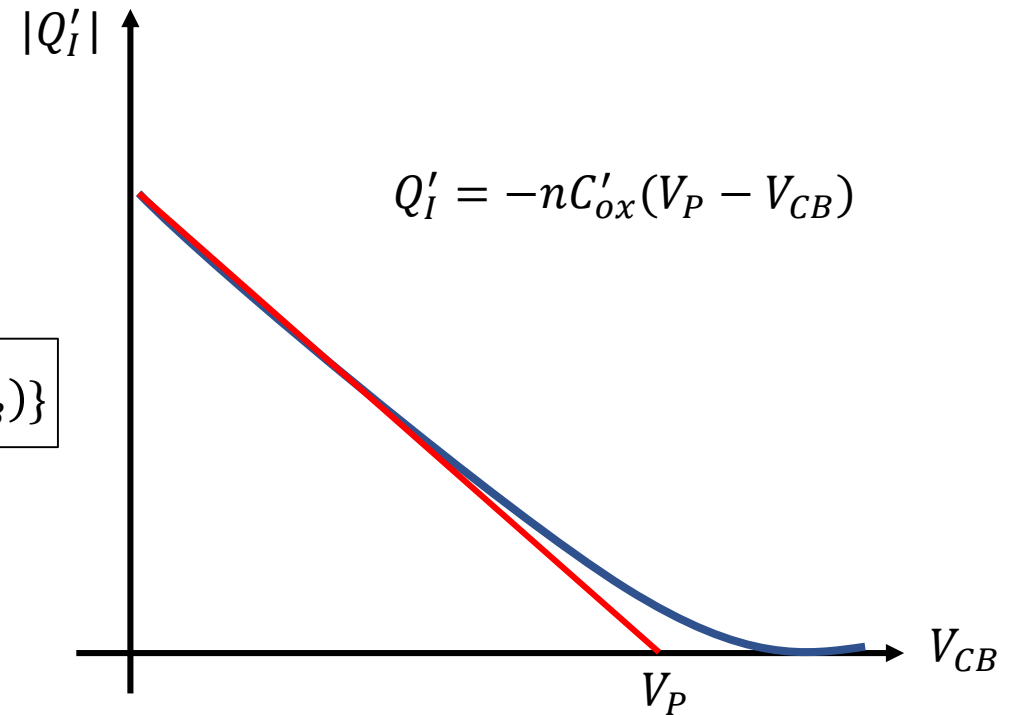
Tem-se:

Região de Triodo

$$I_{DSN} = \frac{W}{L} \mu C'_{ox} \left\{ (V_{GB} - V_{T0})(V_{DB} - V_{SB}) - \frac{n}{2} (V_{DB}^2 - V_{SB}^2) \right\}$$

Região de Saturação

$$I'_{DS} = \frac{W}{L} \mu C'_{ox} (V_{GB} - V_{T0} - nV_{SB})^2$$



MODELO COMPLETO SIMÉTRICO EM INVERSÃO FORTE

$$V_{DB} < V_Q, V_{SB} < V_Q$$

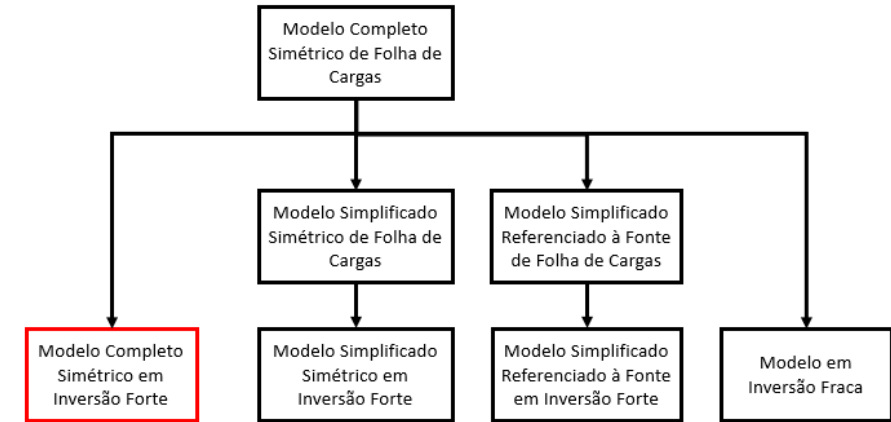
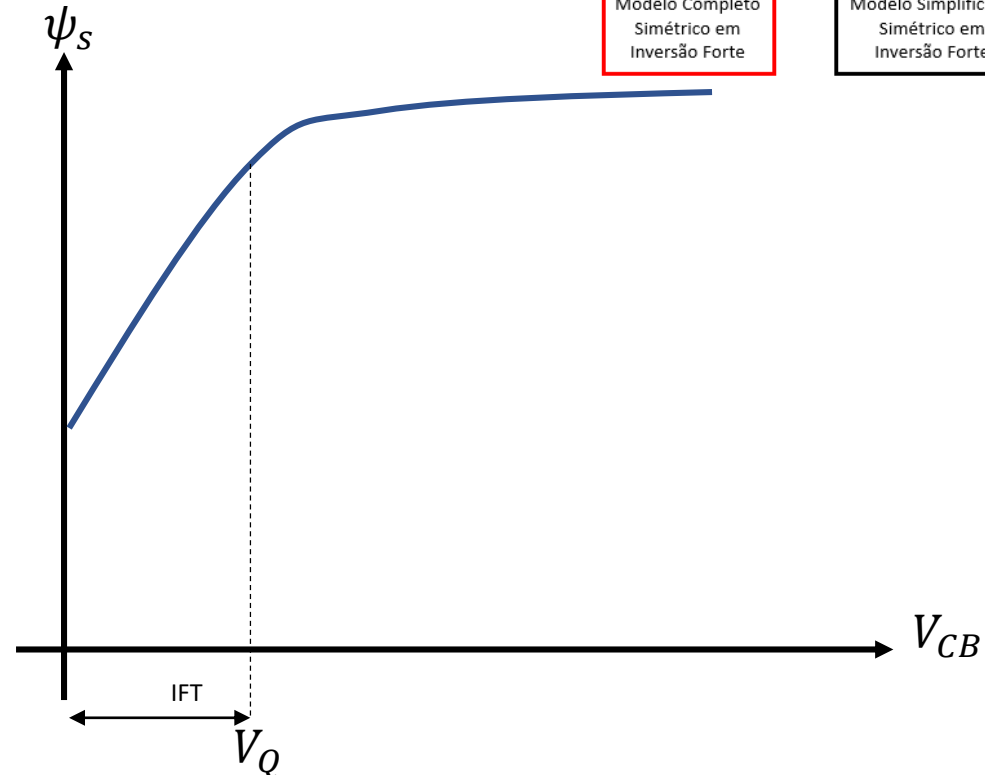
$$I_{DS} = I_{DS1}$$

Ou seja, a corrente que flui pelo canal é a Corrente de Deriva

$$\psi_s = \phi_0 + V_{CB} \text{ (Cap. 3)}$$

$$\psi_{sl} = \phi_0 + V_{DB}$$

$$\psi_{s0} = \phi_0 + V_{SB}$$



MODELO COMPLETO SIMÉTRICO DE INVERSÃO FORTE

$$I_{DSN} = \mu \frac{W}{L} C'_{ox} \left\{ (V_{GB} - V_{FB} - \phi_0)(V_{DB} - V_{SB}) - \frac{1}{2} (V_{DB}^2 - V_{SB}^2) - \frac{2}{3} \gamma [(V_{GB} + \phi_0)^{3/2} - (V_{SB} - \phi_0)^{3/2}] \right\}$$

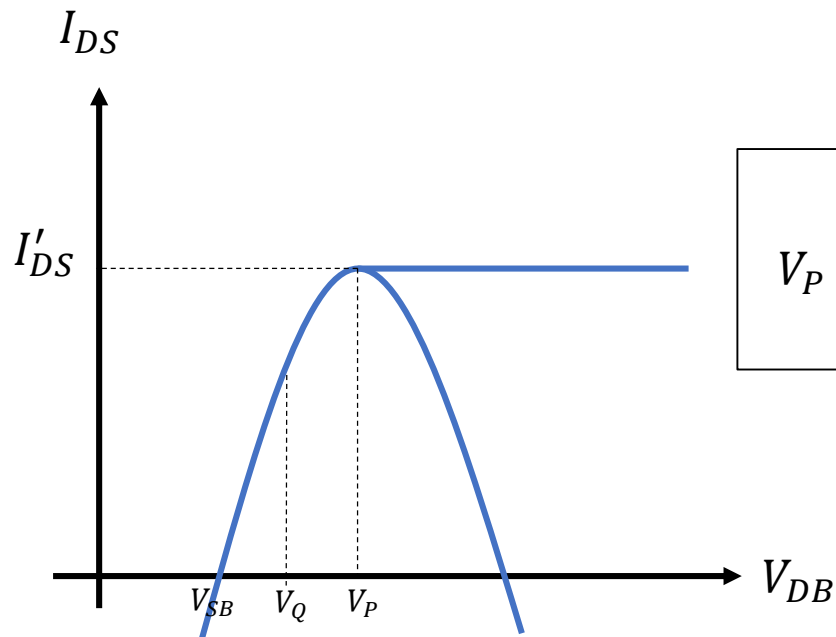
Região de Triodo

Spice Nível 2

Região de Saturação

$$\left. \frac{dI_{DSN}}{dV_{DB}} \right|_{V_{DB}=V_P} = 0$$

$$I_{DS} = I'_{DS} = I_{DSN}(V_{DB} = V_P)$$



$$V_P = \left[\frac{-\gamma}{2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + V_{GB} - V_{FB}} \right]^2 - \phi_0$$

$$I_{DS} = \begin{cases} I_{DSN}, V_{DB} \leq V_P & \text{Região de Triodo} \\ I'_{DS}, V_{DB} > V_P & \text{Região de Saturação} \end{cases}$$

MODELO EM INVERSÃO FRACA

Nada no canal pode estar em inversão forte

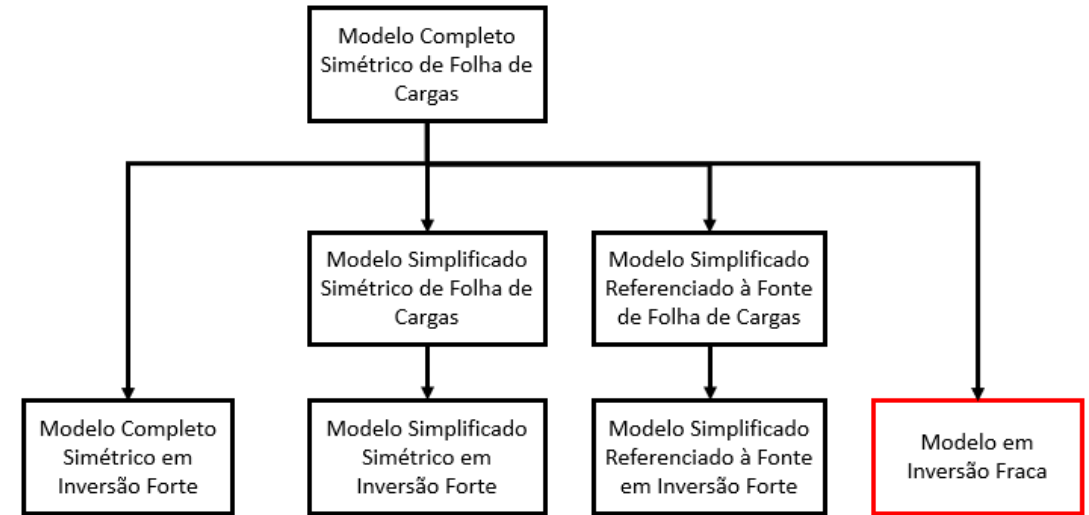
$$\psi_{sa} = \left(\frac{-\gamma}{2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + V_{GB} - V_{FB}} \right)^2$$

$$\psi_s(x) = cte \quad \frac{d\psi_s}{dx} = 0 \rightarrow \vec{E} = 0 \rightarrow I_{Der} = 0$$

$$I_{DS} = I_{DS2} = \mu \phi_t \frac{W}{L} (Q'_{I0} - Q'_{IL})$$

$$I_{DS} = I_{Dif} = cte$$

$$\frac{dQ'_I}{dx} = cte \rightarrow Q'_I \text{ linear com } x$$



MODELO EM INVERSÃO FRACA

Modelo Simétrico

$$Q'_{I0} = \frac{-\sqrt{2q\epsilon_s N_A}}{2\sqrt{\psi_{sa}}} \phi_t e^{(\psi_{sa}-2\phi_F)/\phi_t} e^{-V_{SB}/\phi_t}$$

$$Q'_L = \frac{-\sqrt{2q\epsilon_s N_A}}{2\sqrt{\psi_{sa}}} \phi_t e^{(\psi_{sa}-2\phi_F)/\phi_t} e^{-V_{DB}/\phi_t}$$

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu \phi_t^2 \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A}}{2\sqrt{\psi_{sa}}} e^{(\psi_{sa}-2\phi_F)/\phi_t} (e^{-V_{DB}/\phi_t} - e^{-V_{SB}/\phi_t})$$

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \hat{I}(V_{GB}) (e^{-V_{DB}/\phi_t} - e^{-V_{SB}/\phi_t})$$

MODELO EM INVERSÃO FRACA

Modelo com referência à fonte

$$I_{DS} = -\frac{W}{L} \mu \phi_t Q'_{I0} \left(1 - \frac{Q'_{IL}}{Q'_{I0}}\right)$$

$$\frac{Q'_{IL}}{Q'_{I0}} = \frac{e^{-V_{DB}/\phi_t}}{e^{-V_{SB}/\phi_t}} = e^{-(V_{DB}-V_{SB})/\phi_t} = e^{-V_{DS}/\phi_t}$$

$$I_{DS} = -\frac{W}{L} \mu \phi_t Q'_{I0} (1 - e^{-V_{DS}/\phi_t})$$

$$Q'_{I0} = Q'_M e^{(V_{GS}-V_M)/n\phi_t}$$

$$I_{DS} = \frac{W}{L} I'_M e^{(V_{GS}-V_M)/n\phi_t} (1 - e^{-V_{DS}/\phi_t})$$

Para $V_{DS} \gg \phi_t \rightarrow e^{-V_{DS}/\phi_t} \ll 1$, *Região de Saturação*

$$I_{DS} = \frac{W}{L} I'_M e^{(V_{GS}-V_M)/n\phi_t}$$

$$I'_M = \mu \phi_t^2 \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A}}{2\sqrt{2\phi_F + V_{SB}}}$$

$$V_M = V_F + 2\phi_F + \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}}$$

$$n = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + V_{SB}}}$$

MOBILIDADE EFETIVA

A mobilidade de elétrons no substrato pode ser afetada por vários mecanismos de espalhamento, através dos quais os elétrons trocam momentum e energia cinética com o seu ambiente. Um desses mecanismos é devido à energia das vibrações de rede, que é modelada usando a energia quântica chamada de fônons.

A interação elétron-fônon é referida como espalhamento de fônons. Outro mecanismo está relacionado aos átomos de impurezas eletricamente carregadas, e é chamado de espalhamento de Coulomb. Em um transistor MOS, os elétrons na camada de inversão fluem próximo à interface óxido-semicondutor (à “superfície” do semicondutor). O componente do campo elétrico perpendicular à direção do fluxo de corrente (referido como o componente transversal ou normal) tende a acelerar os elétrons da camada de inversão em direção à superfície e os projeta para um espalhamento adicional. Agora há dispersão de Coulomb, não apenas para átomos de impureza ionizada, mas também devido a cargas presas na interface e cargas presas dentro do óxido.

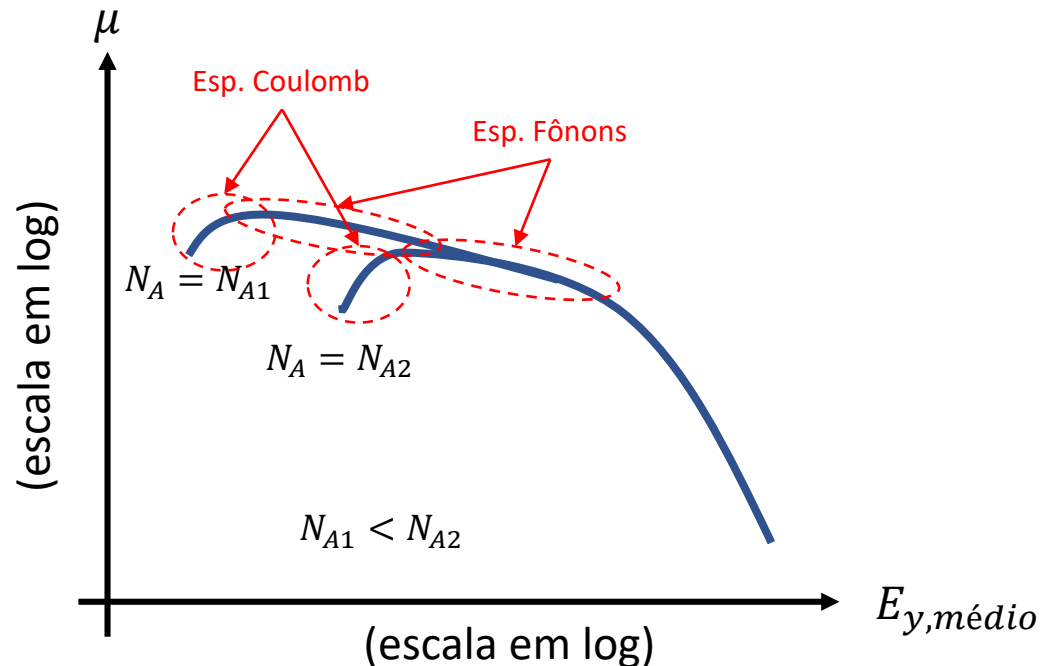
MOBILIDADE EFETIVA

É interessante notar que a própria carga da camada de inversão, se for significativa, tende a se “filtrar” parcialmente dos efeitos do espalhamento de Coulomb. O espalhamento adicional ocorre devido à rugosidade da superfície. Todos estes tendem a diminuir a mobilidade de elétrons na camada de inversão (chamada mobilidade superficial) para valores menores que a mobilidade no Bulk considerada até então.

Em muitos casos, a mobilidade superficial é estudada como uma função do campo vertical médio. Assim é assumido que seu valor será definido entre os valores do campo vertical do topo à base da camada de inversão.

MOBILIDADE EFETIVA

Qualitativamente, esse comportamento pode ser descrito observando o fato de que, enquanto todos os mecanismos descritos anteriormente podem estar presentes simultaneamente, e enquanto cada um tende a limitar a mobilidade superficial, diferentes mecanismos tendem a dominar o comportamento em diferentes *ranges* de valores do campo.

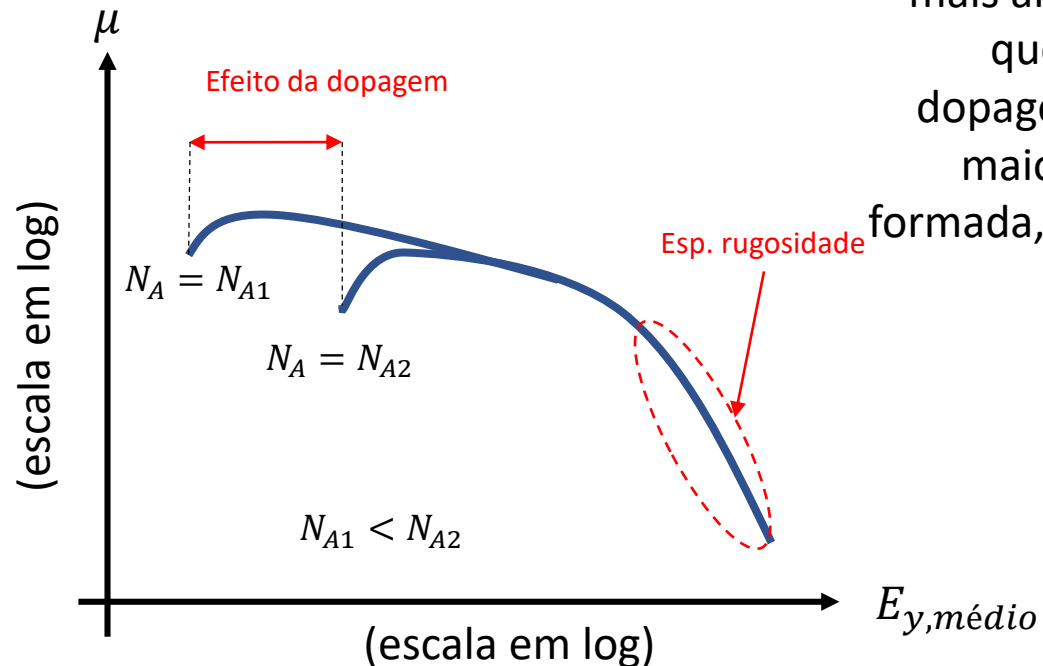


Para campos baixos, o espalhamento de Coulomb devido à átomos de impurezas e cargas no óxido tende a ser dominante na limitação da mobilidade.

À medida que o campo é aumentado, a carga da camada de inversão torna-se significativa e tende a filtrar as cargas de impurezas e óxidos, diminuindo assim seu efeito; É por isso que a mobilidade mostra um aumento inicial na figura. Esta tendência não continua à medida que o campo aumenta ainda mais, uma vez que o espalhamento de fônons torna-se importante e a mobilidade começa a diminuir.

MOBILIDADE EFETIVA

Finalmente, em campos ainda mais altos, a forte “atração” de elétrons em direção à superfície torna a aspereza da superfície o mecanismo dominante de espalhamento, e a mobilidade começa a cair mais rapidamente, como visto à direita no gráfico.

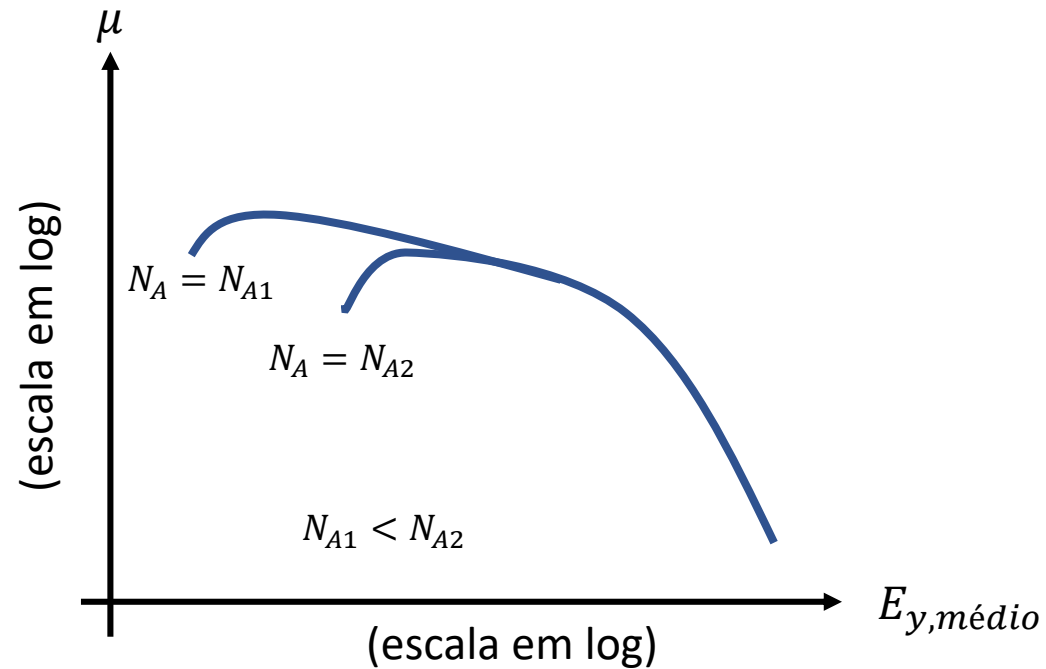


Aumentar a concentração da dopagem tende a mudar o ponto em que o espalhamento de Coulomb se torna não dominante para valores de campo mais altos. Isso é porque agora há mais átomos de impureza ionizados, o que torna o espalhamento de Coulomb mais proeminente; também, dopagens de substrato mais altas significam que uma carga de substrato maior deve ser reduzida antes que uma camada de inversão possa ser formada, o que significa que a carga da camada de inversão não se tornará significativa até valores de campo mais altos.

Assim o pico da curva de mobilidade se desloca para a direita se a concentração de dopantes for aumentada.

MOBILIDADE EFETIVA

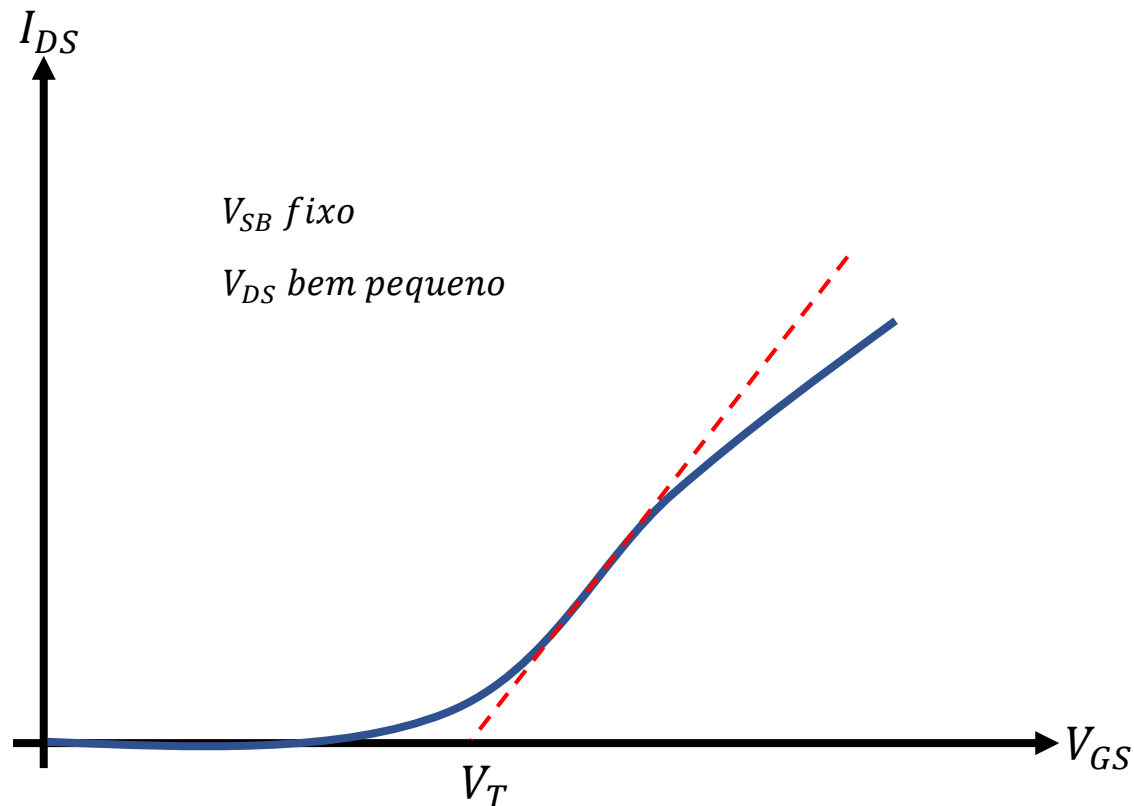
$$I_{DS, \text{incluindo a dependência da mobilidade com campo}} = I_{DS, \text{assumindo a mobilidade constante}} | \mu = \mu_{eff}$$



$$\mu_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{L} \int_0^L \frac{dx}{\mu}}$$

MOBILIDADE EFETIVA

Efeito da dependência de μ com V_{GS}



$$I_{DS} \approx \frac{W}{L} \mu C'_{ox} V_{DS} (V_{GS} - V_T)$$

Se μ for constante, a linha reta é obtida na inversão (linha tracejada)

Se μ for trocado por μ_{eff} , que varia com V_{GS} , a curva tem o comportamento da linha sólida

Em geral se escolhe valores pequenos de V_{DS} porque para tais valores pode-se esperar ver uma parte inicialmente reta na curva. Além disso, é possível extrair um V_T aproximado experimentalmente

EFEITOS DA TEMPERATURA

As características de um Transistor MOS são fortemente dependentes da temperatura. Um dos principais parâmetros responsável por essa dependência é a mobilidade efetiva, que diminui com o aumento da temperatura. Frequentemente usa-se a aproximação:

$$\mu(T) = \mu(T) \left(\frac{T}{T_r} \right)^{-k_3}$$

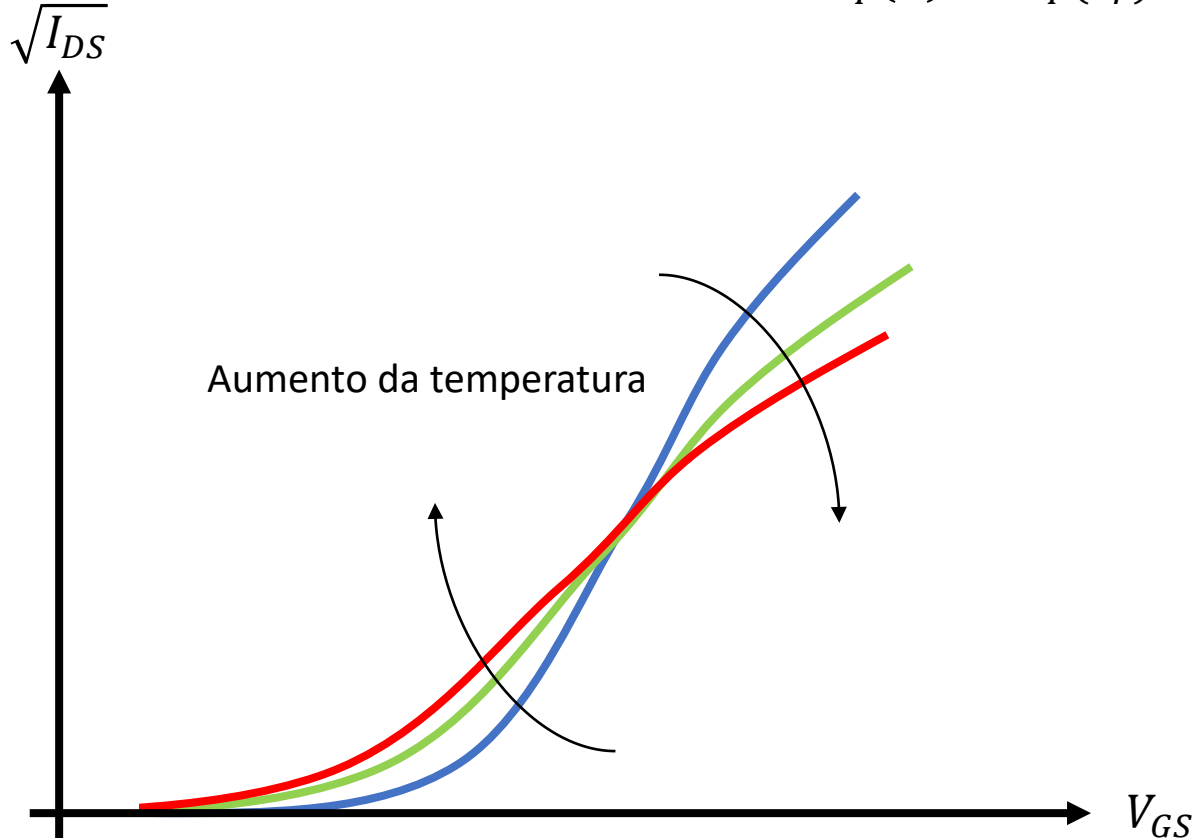
T é a temperatura absoluta;
 T_r é a temperatura ambiente;
 k_3 é uma constante, entre 1,2-2,0.

Outros parâmetros dependentes da temperatura são o ϕ_0 e V_{FB} (que é dependente de ϕ_{MS} , assumindo Q'_0 fixo).

EFEITOS DA TEMPERATURA

Esses efeitos se manifestam no valor de V_T , que é encontrado para exibir uma diminuição quase linear com a temperatura e podem ser aproximados por:

$$V_T(T) = V_T(T_r) - k_4(T - T_r)$$



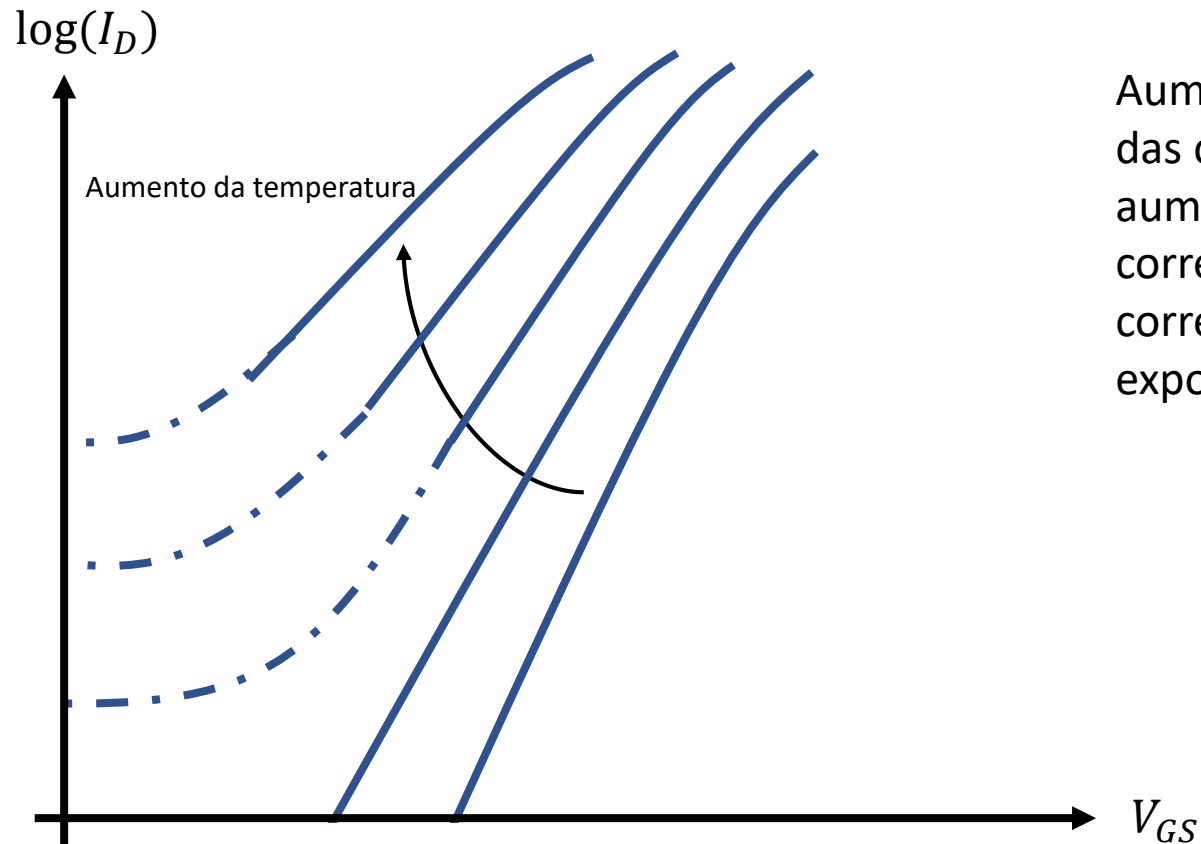
Considere um transistor MOS operando na região de saturação, assim tem-se:

$$\sqrt{I_{DS}} = \sqrt{\mu(T)} \sqrt{\frac{WC'_{ox}}{2\alpha}} [V_{GS} - V_T(T)]$$

Assim, um aumento de temperatura tende a aumentar a corrente de dreno através de $V_{GS} - V_T(T)$, e diminuí-la através de $\mu(T)$.

Para altas correntes, o decréscimo de $\mu(T)$ com a temperatura torna-se predominante, já o oposto é verdadeiro para baixas correntes.

EFEITOS DA TEMPERATURA



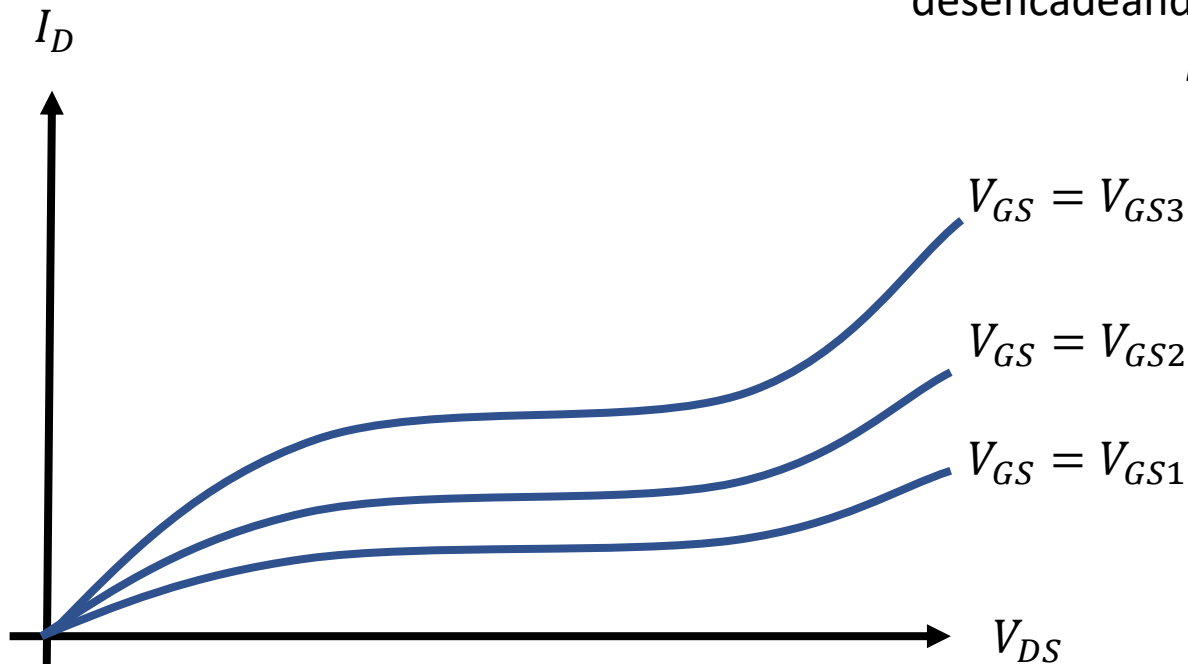
Aumentando-se a temperatura, diminui-se a inclinação das curvas, além disso a fuga da junção (linha tracejada) aumenta drasticamente com a temperatura e mascara a corrente de inversão fraca, diminuindo assim a faixa de correntes sobre as quais o comportamento quase exponencial é observado.

RUPTURA

Ruptura de junção: A junção formada pelo substrato e as regiões de dreno e fonte conduzirão altas corrente caso a tensão reversa aplicada exceda um certo valor (porque o campo nas junções próximo da superfície é influenciado pela presença do Gate, o valor acima depende do potencial do Gate e pode ser diferente do previsto pela teoria da junção pn comum).

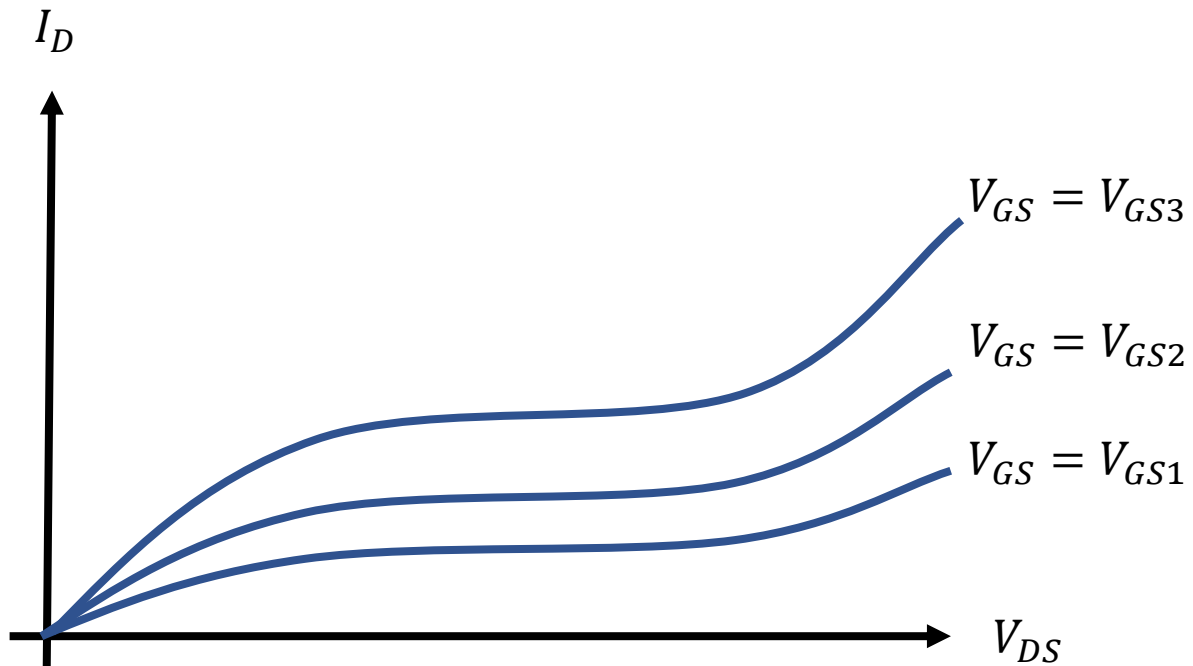
A ruptura da junção ocorrerá até com o dispositivo desligado. Quando o dispositivo é acionado, o rápido movimento de cargas no canal pode colidir com os átomos de silício e ionizá-los, produzindo pares de elétron-lacuna e desencadeando um efeito avalanche, sendo mais pronunciado na região de *pinchoff* próximo ao dreno, onde os campos podem ser altos.

Correntes maiores do que aquelas previstas por modelos de dispositivos comuns fluirão, e esse fenômeno é chamado de **Ruptura de canal**.



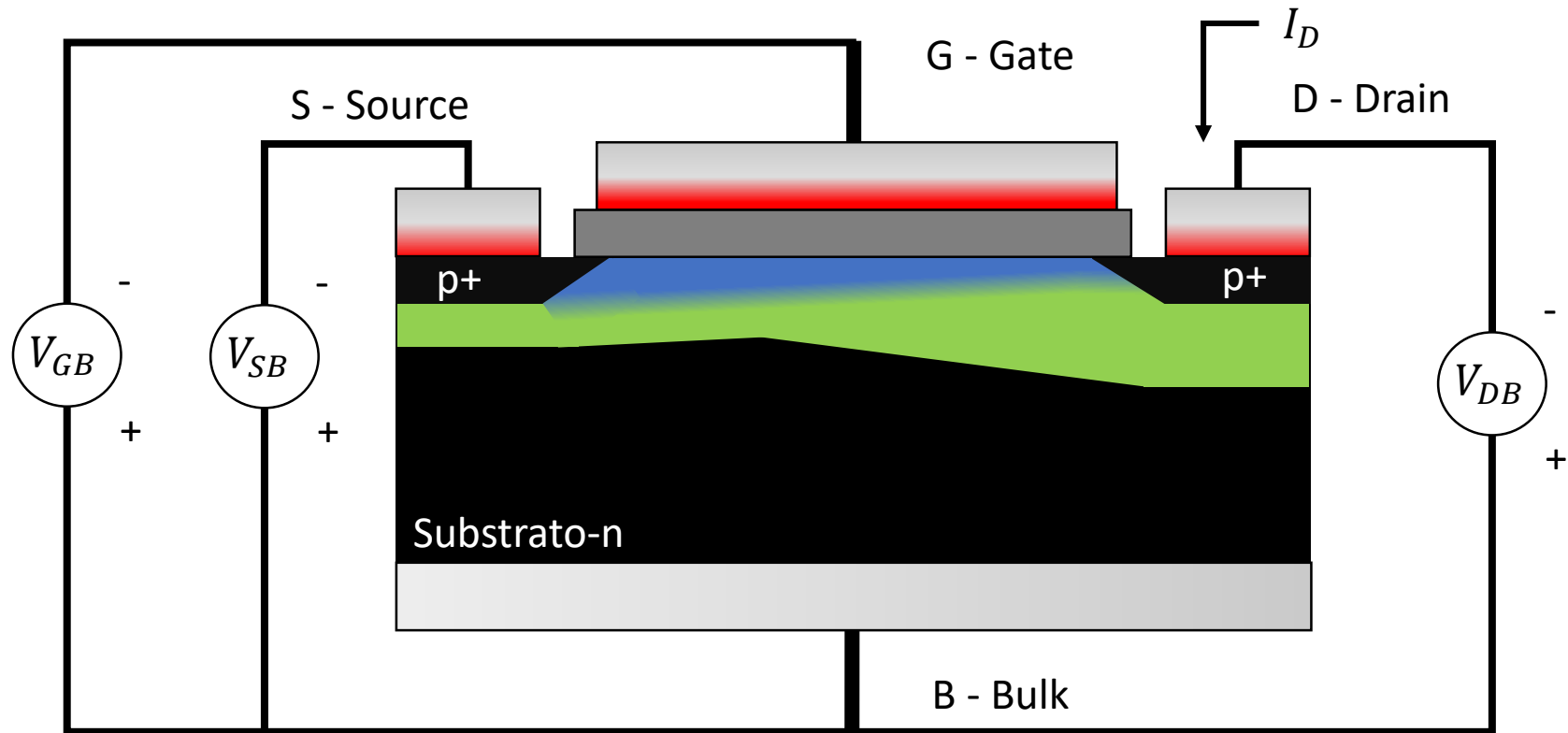
RUPTURA

Esses tipos de ruptura não são destrutivas, uma vez que as altas tensões são removidas, o dispositivo irá funcionar adequadamente, desde que não ocorra nenhum dano permanente causado pelo superaquecimento.

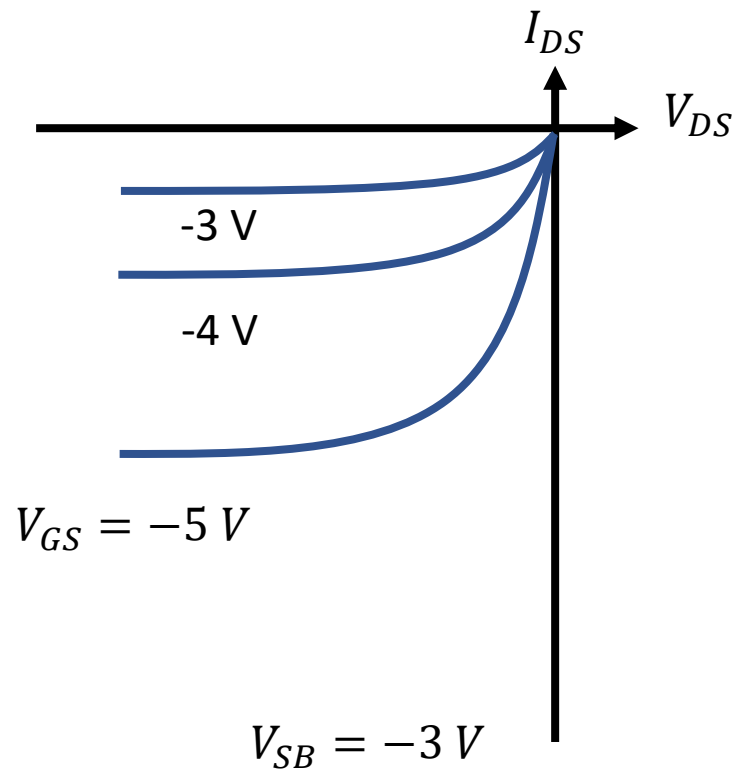
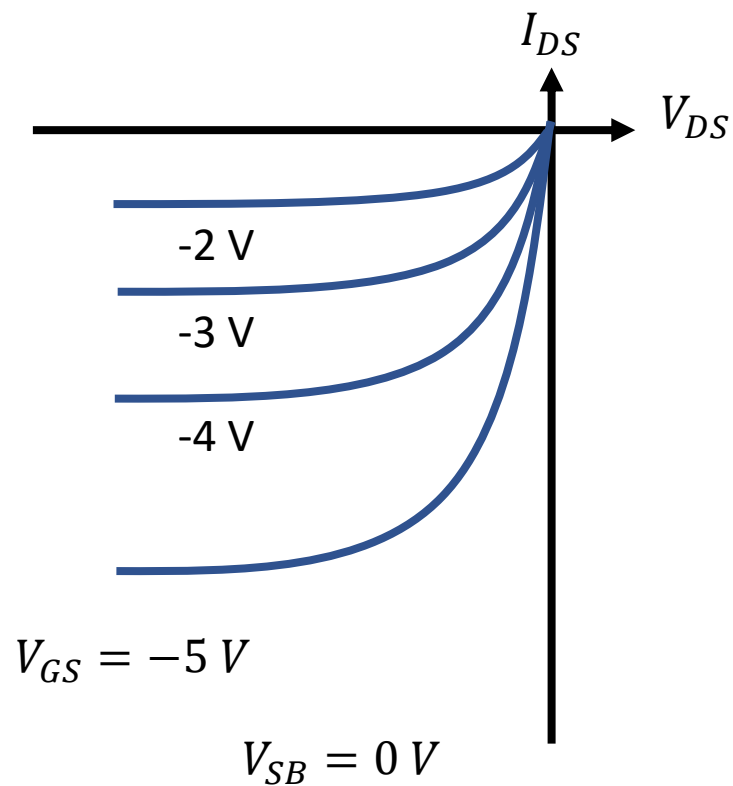


Um mecanismo de ruptura destrutiva é a ruptura do óxido. Isso ocorre quando o campo elétrico do Gate excede um determinado valor. O resultado é um curto-circuito permanente através do isolador.

TRANSISTOR pMOS



TRANSISTOR pMOS



$$\gamma = \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_D}}{C'_{ox}}$$