

## Programa de Bases Físicas da Electrónica 1991/92

Introdução

Forças de Interação

Estrutura Atómica

O Modelo de Rutherford

O Modelo de Bohr

Justificação dos Postulados de Bohr: Teoria Quântica de Planck

O Átomo de Hidrogénio

O electrão-Volt (eV)

Átomos com mais do que um electrão: Numeros Quânticos

Electrões em Cristais

Ligação Metálica

Ligação Covalente

Níveis de Energia em Cristais: Bandas de Energia, Energia de Gap ( $E_g$ )

Condução em Sólidos: Condutores, Isoladores e Semicondutores

Gás de Electrões

Factor de Boltzmann

Estatística Fermi-Dirac

Velocidade de Arrastamento

Mobilidade e a Lei de Ohm

Semicondutores Intrínsecos

Electrões e Lacunas em Semicondutores

Pares Electrão-Lacuna

Recombinação e Tempo de Vida

Semicondutores Extrínsecos

Variação da Resistividade com a Temperatura

Junção p-n

Distribuição de Carga numa Junção p-n

Característica Tensão - Corrente num Junção p-n

Contactos Ohmicos e Barreiras Schottky

Díodo como Rectificador

Efeitos Zener e Avalanche: Díodo Zener

Efeito Túnel: Díodo Túnel

Díodo Schottky

Díodo como Elemento de um Circuito

Aplicações: Rectificação, Circuitos Limitadores

Esquema Equivalente de um Díodo

## **Programa de Bases Físicas da Electrónica 1991/92**

### **O Transistor**

**Estrutura Física e Modos de Operação**

**Características Tensão - Corrente**

**Operação do Transistor npn em Modo Activo**

**Análise DC de Circuitos com Transistores**

**O Transistor como Amplificador**

### **O JFET**

**Estrutura Física e Operação**

**Características Tensão - Corrente**

**Circuitos com JFETs em DC**

**O JFET como Amplificador**

### **O MOSFET**

**Estrutura Física e Operação**

**Características Tensão - Corrente**

**Circuitos com MOSFETs em DC**

**O MOSFET como Amplificador**

### **O Fotodíodo**

**Fototransistor**

**O Díodo Emissor de Luz**

**Acopladores Ópticos Isoladores**

**A Célula Fotovoltaica**

**"LED Displays"**

**o Díodo Laser**

**"Liquid Crystal Displays"**

**Fabricação de Circuitos Integrados**

Onde se lê	Deve ler-se
atomica	atômica
basicos	básicos
matéria	matéria
partícula	partícula
electronica/o	elétrica/o
caracteristica	característica
atomo	átomo
esferica	esférica
experiencia	experiência
catodicos	catódicos
catodo	cátodo
anodo	ânodo
electromagnetica/o	eletromagnética/o
termionica	termiônica
fotoelectrico	fotoelétrico
desprezavel	desprezável
influencia	influência
multiplas	múltiplas
contem	contém
nucleo	núcleo
centrifuga	centrífuga
diametro	diâmetro
estavel	estável
pratica	prática
quantica	quântica
orbita	órbita
frequencia	frequência
macroscopica/o	microscópica/o
variavel	variável
comparavel	comparável
hidrogenio	hidrogênio
aceitavel	aceitável
distancia	distância
nivel/niveis	nível/níveis
termicos	térmicos
corpuculo	corpúsculo
fenomenos	fenômenos
electronica	eletrônica
principio	princípio
logica	lógica
numero	número
equilibrio	equilíbrio
metalica/o	metálica/o
valencia	valência
periodica/o	periódica/o
molécula	molécula
díodo	díodo
transistor	transistor
...	...

## ESTRUTURA ATOMICA

## TIPOS DE INTERACÇÃO NA NATUREZA:

- GRAVITACIONAL (MASSA)
- FRACA (PROCESSOS ENTRE PARTÍCULAS FUNDAMENTAIS)
- ELECTROMAGNÉTICA (CARÇA)
- FORTE (NUCLEOS)

\*  
 $10^{-38}$   
 $10^{-5}$   
 $10^{-2}$   
 1

\* INTENSIDADE RELATIVA (FONTE = 1)

## CONSTITUINTES BÁSICOS DA MATÉRIA:

ATOMOS | ELECTRÃO (E)  
 PROTÃO (P)  
 NEUTRÃO (N)

PARTÍCULA	MASSA	CARÇA TOTAL
ELECTRÃO	$m_e \approx 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$-1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
PROTÃO	$m_p \approx 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$+1.602 \times 10^{-19} \text{ C} \equiv e$
NEUTRÃO	$m_n \approx 1.675 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$0 \text{ C} *$

\* EMBORA O NEUTRÃO (N) APRESENTE CARÇA ELECTRÓNICA NULA, APRESENTA ALGUMAS PROPRIEDADES COMUNS ÀS PARTÍCULAS COM CARÇA ELECTRÓNICA NÃO NULA.

## CARACTERÍSTICAS DO ATOMO

- NEUTROS (CARÇA TOTAL NULA)  $\Rightarrow q_- = q_+, q_- = -Ze$   
 $q_- \equiv$  CARÇA NEGATIVA       $Z \equiv$  NÚMERO ATÓMICO

- ESTRUTURA ESFÉRICA C/ RAIO  $10^{-10}$  metros

- O HIDROGÉNIO É O MAIS SIMPLES:  $Z = 1$

- Quando  $Z > 1$ , EM GERAL A MASSA DO ATOMO (M) É:

$$p \times m_p + n \times m_n + \bar{e} \times m_e = M \neq p \times m_p + \bar{e} \times m_e$$

ONDE  $p, n, \bar{e}$  É O NÚMERO DE PROTÕES, NEUTRÕES, ELECTRÕES  
 COM  $n + p = A$        $A \equiv$  NÚMERO DE MASSA

- PROPRIEDADES ELECTRÓNICAS DETERMINADAS PELO  $Z$ .

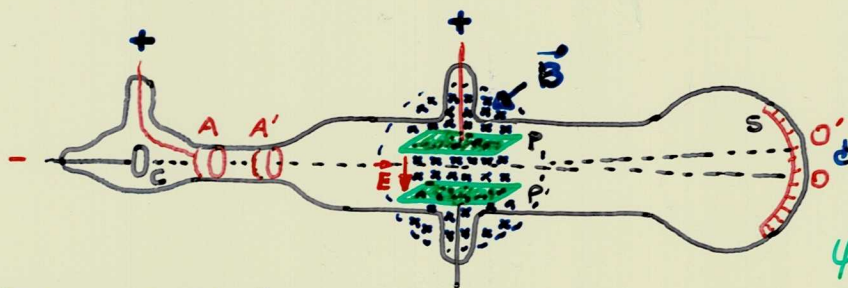
## O ELECTRÃO

SÃO OS ELECTRÕES QUE "DETERMINAM" AS PROPRIEDADES ELECTRICAS DA MATÉRIA.

### - EXPERIÊNCIA DE THOMSON

PRODUÇÃO DE DESCARGAS ELECTRICAS ATRAVÉS DE UM GÁS A BAIXA PRESSÃO, APLICANDO UMA DIFERENÇA DE POTENCIAL ENTRE DOIS ELECTRODOS CENTRO DE UM TUBO CONTENDO O GÁS

THOMSON PRODUZIU <sup>RAIOS</sup> VARIOS CATÓDICOS (SÃO EMITIDOS PELO CATODO) E MOSTROU QUE ESTES PODIAM SER DEFLECTIDOS SOB A ACÇÃO DE UM CAMPO ELECTROMAGNETICO.



$$\vec{F}_e = q\vec{E}$$

$$\vec{F}_b = q\vec{v} \times \vec{B}$$

$$\text{po } q < 0 \Rightarrow \underline{\underline{\vec{F} = -|q|\vec{E}}}$$

C - CATODO A, A' - ANODOS

S - ANTEPARO

RAIOS CATÓDICOS: CORRENTE DE PARTICULAS CARREGADAS NEGATIVAS.

DETERMINOU A RAZÃO DA CARGA/MASSA DAS PARTICULAS:  $\frac{q}{m} = 1.7 \times 10^{11} \text{ C/kg}$   
VALOR QUE NÃO DEPENDE DO GÁS.

$$\frac{q}{m} = 1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$$

- QUANDO UM FILAMENTO METÁLICO É AQUECIDO, EMITE PARTICULAS CARREGADAS NEGATIVAMENTE - EMISSÃO TERMOLIÔNICA
- ILUMINANDO COM LUZ ULTRA VIOLETA (U.V.) CERTOS METAIS (Zn, K, Na) OBSERVA-SE EMISSÃO DE PARTICULAS CARREGADAS NEGATIVAMENTE - EFEITO FOTOELECTRICO.

TODAS ESTAS PARTICULAS APRESENTAM AS MESMAS CARACTERÍSTICAS ( $\frac{q}{m}$ ,  $q < 0$ ). CHAMA-SE A ESTAS PARTICULAS: **ELECTRÕES**.

CONCLUSÃO: O  $e$  ESTÁ PRESENTE EM TODA A MATÉRIA.

COMO  $\frac{q}{m} \approx 10^{11} \text{ C/kg}$ , O EFEITO GRAVITACIONAL SOBRE O  $e$  É DESPREZÁVEL PDE COMPARADO COM A INFLUÊNCIA DO CPO ELECTROMAGNETICO.

MILLIKAN (1909) DETERMINOU A CARGA DO  $e$  ( $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ). CONCLUIU QUE AS CARGAS OBSERVADAS SÃO IGUAIS OU SÃO MÚLTIPLAS DA CARGA ELEMENTAR.

→ QUANTIZAÇÃO DA CARGA ELECTRICA.

## MODELOS ATÓMICOS

SABEMOS QUE O ÁTOMO

- RAIO:  $10^{-8}$  cm
- MASSA:  $10^{-24}, 10^{-23}$  g  $M \approx A \cdot M_H$
- ELECTRICAMENTE NEUTRO ( $q_- = q_+$ )
- CONTÉM ELECTRÕES |  $q = -e$  ( $< 0$ )  
MASSA:  $m_e \ll M_H$
- CONTÉM CARGAS  
POSITIVAS |  $q > 0$  :  $q = Ze$   
MASSA  $\approx M$

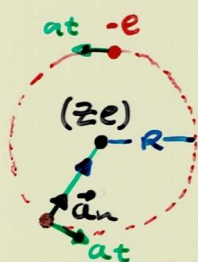
A CARGA POSITIVA ESTÁ ASSOCIADA À MASSA DO ÁTOMO.

### MODELO DE RUTHERFORD (1911)

- CARGA POSITIVA É QUASE TODA A MASSA CONCENTRADA NO NÚCLEO. AS CARGAS NEGATIVAS ( $e^-$ ) RODAM EM TORNO DESTE.
- ATRAÇÃO ELECTROSTÁTICA DO NÚCLEO BALANÇADA PELA FORÇA CENTRÍFUGA DO MOVIMENTO DOS ELECTRÕES.
- DIÂMETRO DO NÚCLEO:  $10^{-14}$  m

O ÁTOMO É EM BOA PARTE ESPAÇO VAZIO:  $D_A \approx 10.000 D_N$

ISTO É: CARGA POSITIVA "PONTUAL" ( $Ze$ ) - ÓRBITA CIRCULAR



$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze \cdot e}{R^2} = \frac{m_e \cdot v^2}{R}$$

$$m_{\text{NÚCLEO}} = \infty$$

$$(m_{\text{NÚCLEO}} \gg m_e)$$

$$E_T = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R} + \frac{1}{2} m_e v^2$$

$$a_n = \frac{v^2}{R} \neq 0$$

$$a_t = \frac{d|\vec{v}|}{dt} = 0$$

A TEORIA ELECTROMAGNÉTICA MOSTRA QUE UMA CARGA EM MOVIMENTO ACELERADO **IRRADIA** ENERGIA ELECTROMAGNÉTICA, ex:

ANTENA DE TRANSMISSÃO RÁDIO ( $\vec{e} \rightleftharpoons$ )

$\Rightarrow$  QUE O  $e^-$  NO SEU MOVIMENTO EM TORNO DO NÚCLEO EMITE ENERGIA CONTINUAMENTE, RESULTANDO NUMA CONTÍNUA PERDA DE ENERGIA, O QUE PERMITE QUE A ATRAÇÃO ELECTROSTÁTICA DO NÚCLEO PREVALEÇA SOBRE A FORÇA CENTRÍFUGA DO SEU MOVIMENTO.  $\Rightarrow$  COLISÃO C/ O NÚCLEO

SE O  $e^-$  NO SEU MOVIMENTO PERDE ENERGIA, EVENTUALMENTE IRÁ COLIDIR C/ O NÚCLEO  $\rightarrow$  TAL ÁTOMO NÃO SERIA ESTÁVEL!  
 NA PRÁTICA, CONTUDO, MUITOS DOS ÁTOMOS CONHECIDOS SÃO ESTÁVEIS, NÃO ESTANDO,  $\therefore$ , ESTE MODELO COMPLETO.

### MODELO DE BOHR (1913)

- RETINA A INCONSISTÊNCIA, ASSUMINDO QUE A TEORIA QUÂNTICA DE PLANCK P/ A RADIAÇÃO PODIA SER APLICADA À ESTRUTURA ATÔMICA.

- POSTULOU QUE:

- AS ÓRBITAS SÃO CIRCULARES EM TORNO DO NÚCLEO

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R^2} = \frac{m v^2}{R} \quad (\text{MASSA DO NÚCLEO } \infty)$$

- O ÁTOMO SÓ É ESTÁVEL QDO R TOMA VALORES TAIS QUE:

$$L = m \cdot v \cdot R = n \hbar \quad L \equiv \text{qtidade de movimento angular}$$

$\hbar$   $\equiv$  CONSTANTE DE PLANCK REDUZIDA;  $n$   $\equiv$  NÚMERO INTEIRO

$$\Rightarrow R_n = \left( \frac{4\pi\epsilon_0 \cdot \hbar^2}{Z e^2 m} \right) n^2 \quad \text{ORBITAIS ESTACIONÁRIAS}$$

- A EMISSÃO (OU ABSORÇÃO) DE RADIAÇÃO SÓ É POSSÍVEL QDO O  $e^-$  TRANSITA DE UMA PARA OUTRA ÓRBITA ESTACIONÁRIA

$$E_n = - \frac{1}{2} \frac{m Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

ASSIM QDO O  $e^-$  PASSA DE  $R_m$  PARA  $R_n$  EMITE OU ABSORVE ENERGIA ELECTROMAGNÉTICA C/ A FREQUÊNCIA  $\nu$

$$\nu = \frac{|E_n - E_m|}{h} \quad \begin{array}{l} m > n - \text{EMISSÃO} \\ m < n - \text{ABSORÇÃO} \end{array}$$

NOTA: TEORIA QUÂNTICA DE PLANCK

QDO PLANCK (1901) MOSTROU QUE UMA FONTE EMITE RADIAÇÃO ELECTROMAGNÉTICA A SUA ENERGIA ERA QUANTIFICADA. ISTO SIGNIFICA Q A SUA QUANTIDADE ERA SEMPRE UM MÚLTIPLO DE UMA UNIDADE CONHECIDA COMO QUANTUM E, PORTANTO, NÃO PODIA VARIAR CONTINUAMENTE. PARA A ENERGIA EM O QUANTUM É CHAMADO FOTÃO.

O FOTÃO pode ser visto como uma partícula representante da interação da radiação e a matéria (apresenta TB propriedades ondulatórias)

Se a frequência da radiação é  $f$  (ou  $\nu$ ), cada fóton tem a energia de  $(hf)$  joules, onde  $h$  é a constante de Planck, cuja valor é  $6.625 \times 10^{-34}$  J.s.

Radiação EM: 30 kHz —  $3 \times 10^2$  Hz

O comprimento de onda ( $\lambda$ ) é obtido da relação  $\lambda = \frac{c}{f}$

$\lambda = c/f$ ,  $c$  é a velocidade de propagação da radiação

Uma fonte macroscópica radia muitos joules por segundo não é de surpreender que a energia pareça ser contínua/variável à escala macroscópica.

$$\nu = 6 \times 10^{14} \text{ Hz} \rightarrow E = h\nu \approx 4 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ J (energia em } c/\lambda = 5 \times 10^{-7} \text{ m)} \approx 2.5 \times 10^{18} \text{ fótons } (\nu = 6 \times 10^{14} \text{ Hz})$$

Contudo à escala atômica as energias em causa são comparáveis à energia do fóton. Por ex: um  $e^-$  movendo-se através de uma região onde existe uma diferença de potencial de 1 Volt adquire uma energia de  $1.602 \times 10^{-19}$  J, que é conhecida como 1 eV (1 electron volt). Energia comparável à energia de um fóton ( $10^{-19}$  J)

Em geral a energia em sistemas microscópicos é expressa em electrões volt.

Modelo de Bohr para o átomo de hidrogénio

O átomo de hidrogénio (átomo mais simples) possui somente um próton no núcleo e um electrão. ( $Z=1$ )

$m_p \approx 1836 m_e$  é aceitável a aproximação que considera o próton <sup>(repouso)</sup> fixo e não sendo afetado pela <sup>movimento</sup> radiação do electrão em torno dele:

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

$e^-$  órbita circular e velocidade de  $R$ :  $F_{cf} = \frac{m_e v^2}{R}$

$$\text{No equilíbrio: } \frac{m_e v^2}{R} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (\vec{F}_e + \vec{F}_{cf} = 0)$$



A ENERGIA ASSOCIADA AO ÁTOMO SERÁ:  $E_p$  DAS DUAS CARGAS SEPARADAS MAIS A  $E_c$  DO  $e^-$  MOVENDO-SE.

ASSUMINDO  $\bar{p}$  A  $E_p$  É ZERO  $\varphi$  DO  $e^-$  ESTÁ A UMA INFINITA DISTÂNCIA DO NÚCLEO, TEMOS:

$$\int_{\infty}^R F \cdot dr = \int_{\infty}^R \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = E_p$$

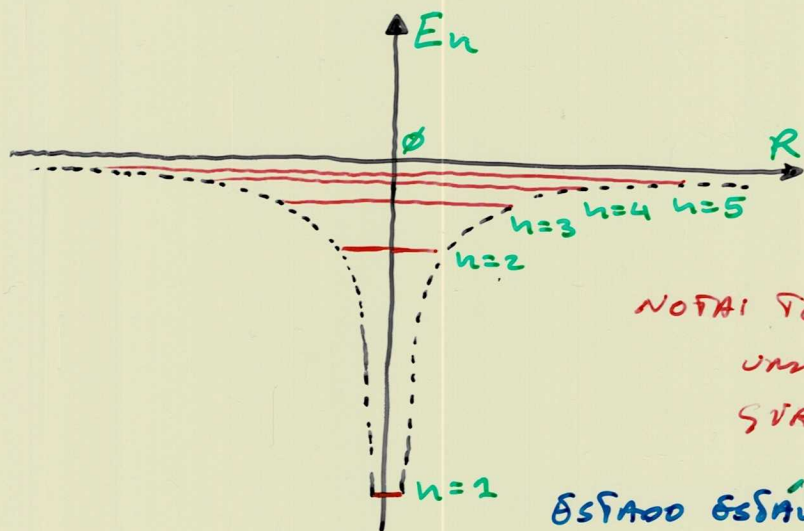
$$E_c = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} \rightarrow E_{TOTAL} = E_c + E_p = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} = E$$

$E_{TOTAL} < 0$ , PORQUE ENERGIA ZERO É CONSIDERADO SER NO INFINITO.

APLICANDO OS POSTULADOS DE BOHR TEMOS:

$$E_n = -\frac{13.58}{n^2} \text{ (eV)} \quad \text{e} \quad R_n = 0.053 \times n^2 \text{ (nm)}$$

$R_1 = 0.053 \text{ nm} - \text{RAIO DE BOHR.}$



ENERGIA MÍNIMA 2 - 13.58 eV

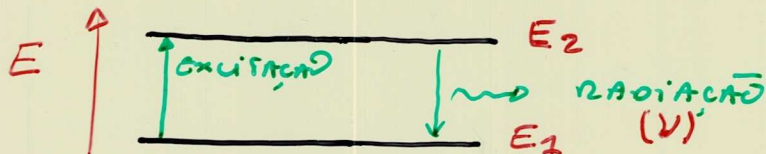
NÍVEIS DE ENERGIA SUPERIORES SÃO INSTÁVEIS OU ESTADOS EXCITADOS.

NOTA! TODO O SISTEMA TEMOS PARA UMA CONFIGURAÇÃO DE ENERGIA MÍNIMA!

ESTADO ESTÁVEL, ESTADO C/  $E = -13.58 \text{ eV}$ .

O  $e^-$  SÓ PODE TRANSITAR DO ESTADO FUNDAMENTAL PARA UM ESTADO EXCITADO  $\varphi$  RECEBE A ENERGIA CORRESPONDENTE A DIFERENÇA DE ENERGIAS ENTRE OS DOIS NÍVEIS (OU ESTADOS).

BOHR AFIRMA  $\bar{p}$ ,  $\varphi$  DO  $e^-$  TROCA DE NÍVEL DIMINUINDO A ENERGIA DO ÁTOMO, UM QUANTUM DE RADIAÇÃO É EMITIDO.



A frequência da radiação é dada por  $h\nu = |E_2 - E_1|$

HA' VÁRIOS PROCESSOS DE EXCITAR UM ÁTOMO: ÓPTICAS, TÉRMICOS, ...

Quando o átomo recebe uma energia  $\geq 13.58 \text{ eV}$ , o  $e^-$  pode desligar-se do núcleo. Este processo é conhecido como **IONIZAÇÃO**, e  $13.58 \text{ eV}$  é a energia de ionização ( $E_i$ ) para o Hidrogénio. Esta energia diminui c/ o afastamento do núcleo ( $1/r^2$ ).

**JUSTIFICAÇÃO DOS POSTULADOS: DUALIDADE ONDA-CORPÚSCULO**  
 OS FENOMENOS ONDULATÓRIOS (EX: RADIAÇÃO EM) PODEM T.B. APRESENTAR EM PROPRIEDADES CORPUSCULARES. MECÂNICA QUÂNTICA

DE BROGLIE (1924) PROPÕE  $\bar{\psi}$  PARTÍCULAS EM MOVIMENTO TÃO COMO UM  $e^-$ , E TODA A MATÉRIA EM MOVIMENTO, APRESENTA PROPRIEDADES ONDULATÓRIAS E  $\bar{\psi}$  O  $(\lambda)$  ASSOCIADO c/ O MOVIMENTO DA PARTÍCULA É DADO POR

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad p = m \cdot v$$

É FÁCIL MOSTRAR  $\bar{\psi}$  AS AFIRMAÇÕES DE BOHR SURTEM NATURAL/ DO CONCEITO DE ONDAS DE MATÉRIA. ESTAS ONDAS TÊM UMA AMPLITUDE RELACIONADA c/ A PROBABILIDADE DE LOCALIZAÇÃO DO  $e^-$  NUM DADO PONTO.

SCHRÖDINGER (1926) PROPÕE UMA EQUACÃO DIFERENCIAL P/ DESCRVER O "COMPORTAMENTO" ONDULATÓRIO DO  $e^-$  NO ÁTOMO DE HIDROGÉNIO:

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0$$

AS SOLUÇÕES DE  $\psi$  NÃO TÊM  $\nabla$  RELAÇÃO c/ AS INTERAÇÕES ELETRÓNICAS

$|\psi|^2 d\tau \equiv$  probabilidade do  $e^-$  se encontrar num volume elementar  $d\tau$  c/ volta do ponto  $(x, y, z)$

OS RESULTADOS RELATIVOS A DISTRIBUIÇÃO ELETRÓNICA SÃO, ASSIM, APRESENTADOS EM TERMOS DE  $\bar{\psi}$  E NÃO EM TERMOS DE CERTeza.

**PRINCÍPIO DE INCERTEZA (HEISENBERG, 1926):** NÃO É POSSÍVEL CONHECER SIMULTANEAMENTE c/ EXACTIDÃO A POSIÇÃO E A VELOCIDADE DE UMA PARTÍCULA.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{2}$$

$\Delta x$  ERRO NA DETERMINAÇÃO DA POSIÇÃO.

O FACTO DE  $\psi$  TER  $\bar{\psi}$  OBEDEÇA A CERTAS CONDIÇÕES LÓGICAS  $\Rightarrow$  OS VALORES NÃO SEJAM QUATROVER  $\Rightarrow$  QUANTIZAÇÃO DA ENERGIA DE  $\psi$

## ÁTOMOS COM MAIS DO QUE UM ELECTRÃO

EMBORA POSSA PARECER  $\bar{\psi}$  TODOS OS ELECTRÕES DEVEM OCUPAR A ÓRBITA DE MENOR ENERGIA, O N.º DE  $\bar{e}$ s NUMA DADA ÓRBITAL É LIMITADO. - PRINCÍPIO DE EXCLUSÃO DE PAULI: NUM DADO ÁTOMO DOIS  $\bar{e}$ s NÃO PODEM APRESENTAR AS MESMAS CARACTERÍSTICAS (ESTAR NO  $\bar{n}$  ESTADO).

ÓRBITA NÃO PODE SER ASSIM ENDEVINDIDA COMO ALGO BEM DEFINIDO ESPACIAL/.

QUANDO O LIMITE ANTERIOR É ATINGIDO, UMA NOVA ÓRBITAL DE MAIOR RAIO (> ENERGIA) COMEÇA A SER PREENCHIDA.

SEGUNDO A M. QUÂNTICA, CADA ESTADO DO  $\bar{e}$  NUMA DADA ÓRBITA É DESCRITO POR 4 NÚMEROS (DÍGITOS QUÂNTICOS) CADA QUAL RELACIONADO COM UMA PROPRIEDADE DO  $\bar{e}$ :

$n$  - nº quântico principal  
 É TOTAL DO ÁTOMO  $(n = 1, 2, 3, \dots)$  ORBITAL "n"  $E_T \propto -\frac{1}{n^2}$

$l$  - nº quântico de momento angular orbital  
 ESPECÍFICA O  $\bar{e}$  EM UNIDADES DE  $h/2\pi$   $(l = 0, 1, 2, \dots, (n-1))$

$m$  - nº quântico magnético  $(m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(l-1), +l)$

$s$  - nº quântico de spin  
 $\vec{S}$   $(s = \pm \frac{1}{2})$

ASSIM CADA ELECTRÃO É ESPECIFICADO POR 4 DÍGITOS QUÂNTICOS E O N.º DE  $\bar{e}$  NUMA DADA ÓRBITAL É GOVERNADO PELO PRINCÍPIO DE PAULI (1925): NUM DADO ÁTOMO DOIS ELECTRÕES NÃO PODEM APRESENTAR O MESMO GRUPO DE DÍGITOS QUÂNTICOS ( $n, l, m, s$ ).

OS  $\bar{e}$  DA ÓRBITA MAIS EXTERIOR SÃO CONHECIDOS COMO ELECTRÕES DE VALÊNCIA E SÃO ELÉS  $\bar{\psi}$  DETERMINAM AS PROPRIEDADES ELÉCTRICAS DOS ELEMENTOS.

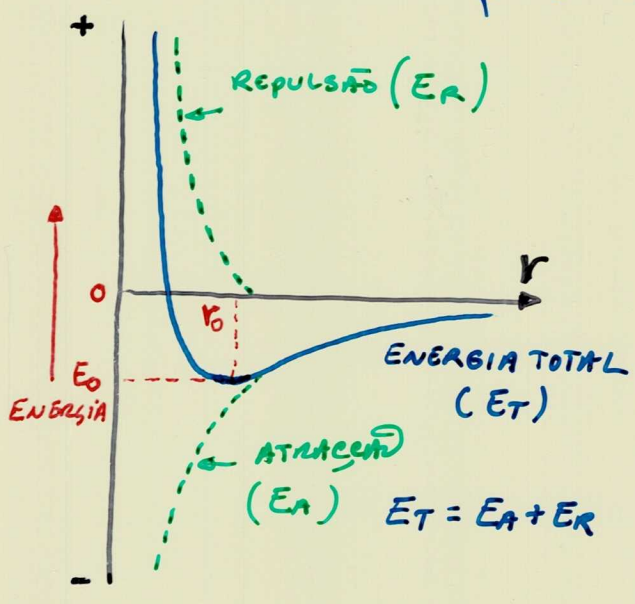
O N.º DE  $\bar{e}$ s DE VALÊNCIA DETERMINA O GRUPO A  $\bar{\psi}$  O ELEMENTO PERTENCE NA TABELA PERIÓDICA.

AS ÓRBITAS NUM ÁTOMO ISOLADO PODEM SER DESCRITAS TB PELA ENERGIA DO  $\bar{e}$  NESTA ÓRBITA, SENDO TB CHAMADA A ÓRBITA NÍVEL DE ENERGIA. COMO OS ELECTRÕES SÓ PODEM APRESENTAR CERTOS VALORES DE ENERGIA, TODOS OS OUTROS VALORES DE ENERGIA (NÍVEIS DE ENERGIA) SÃO PROIBIDOS. O INTERVALO ENTRE DOIS NÍVEIS DE ENERGIA É CONHECIDO COMO NÍVEL DE ENERGIA NÃO PERMITIDO.

# ELECTRÕES EM CRISTAIS

Quando um nº elevado de átomos se combina, como num cristal, eles são mantidos nas suas posições relativas pelo balanço entre os vários tipos de forças interatómicas.

Em geral as forças atrativas são mais importantes para largas distâncias entre os átomos, e as forças repulsivas entre núcleos predominam quando esta é pequena.



Há uma distância entre núcleos para a qual há um equilíbrio entre estes dois tipos de forças

- DISTÂNCIA DE EQUILÍBRIO:  $r_0$

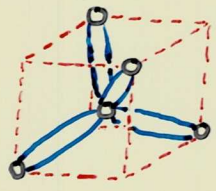
$E_0$  é a energia de ligação (energia do cristal quando as forças se equilibram).

Dizer que várias forças se equilibram ou anulam é o mesmo que dizer que a resultante das forças (soma de todas as forças) é igual a zero.

## TIPOS DE LIGAÇÃO

- LIGAÇÃO COVALENTE: Ex:  $H_2$ , silício, germânio, carbono
- LIGAÇÃO METÁLICA: prata, cobre

Nos cristais de carbono, silício e germânio, o átomo de cada elemento apresenta 4 e de valência; a estrutura do cristal é tetraédrica.



ESTRUTURA CRISTALINA TETRAÉDRICA

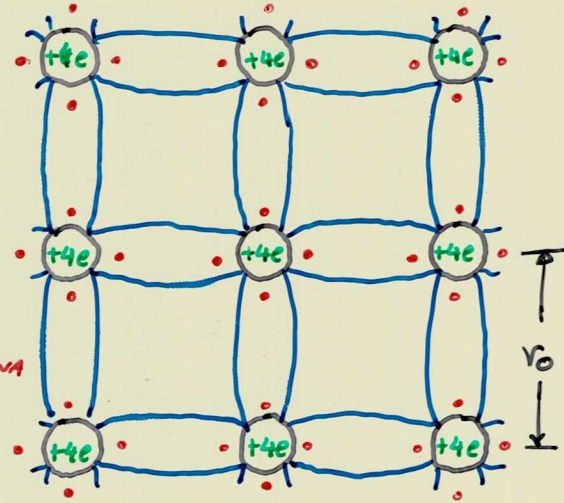


ILUSTRAÇÃO A 2D.

No cristal há um outro átomo em cada vértice do tetraédoro, assim cada átomo compartilha 8 e, tendo assim a estrutura de gás inerte, a maior parte do tempo.

Na ilustração a 2D (2 dimensões), para o germânio e silício, os núcleos mais os e de valência podem ser vistos como núcleos atômicos / carga +4e, equilibrada pelos e de valência.

NOS CRISTAIS METÁLICOS (ELEMENTOS DO 1º GRUPO DA TABELA PERIÓDICA, TAL COMO O COBRE), OS ÁTOMOS TÊM UM  $\bar{e}$  DE VALÊNCIA. PODÍAMOS PENSAR TB NUMA LIGAÇÃO COVALENTE, CONTUDO NÃO É POSSÍVEL PARA CADA ÁTOMO TER 7 VIZINHOS PRÓXIMOS, I.E., UMA ESTRUTURA DE GÁS INERTE NÃO É CONSEGUIDA.

O COMPARTILHAMENTO DÁ-SE NESTE CASO, ENTRE TODOS OS ÁTOMOS DO CRISTAL E NÃO SO ENTRE OS VIZINHOS: TODOS OS  $\bar{e}$ s DE VALÊNCIA ATRAVÉS DO CRISTAL SÃO COMPARTILHADOS.

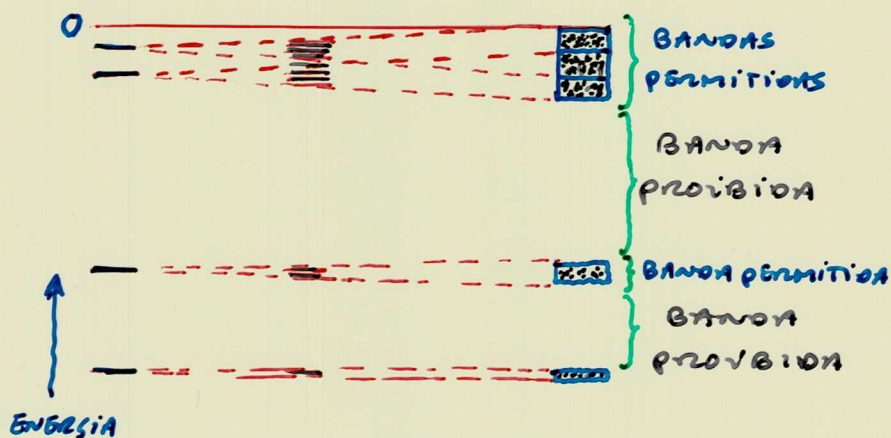
APROXIMADA/ CADA ÁTOMO CONTRIBUI C/ 1  $\bar{e}$  DE VALÊNCIA PARA A "NUVEM" DE CARGA  $\bar{\psi}$  FORMA AS LIGAÇÕES ENTRE OS ÁTOMOS POR "ABRISO" DOS NÚCLEOS UNS DOS OUTROS.

ESTA LIGAÇÃO É MAIS FLEXÍVEL DO Q A LIGAÇÃO COVALENTE, E A PRESENÇA DA NUVEM ELETRÔNICA ASSEGURA UMA BOA CONDUCTIVIDADE ELÉTRICA E TÉRMICA.

OS  $\bar{e}$ s QUE COMPÕE A NUVEM ELETRÔNICA COMPORTAM-SE COMO ELÉTRONS LIVRES MOVÉIS.

## NÍVEIS DE ENERGIA EM CRISTAIS

EM ÁTOMOS ISOLADOS (SÁS A BAIXA PRESSÃO) OS NÍVEIS DE ENERGIA SÃO DISCRETOS COMO SE MOSTRA NA FIGURA P/ UM ÁTOMO ISOLADO.



ÁTOMO 2 4 N  
ISOLADO

NÚMERO DE ÁTOMOS ASSUMIDOS

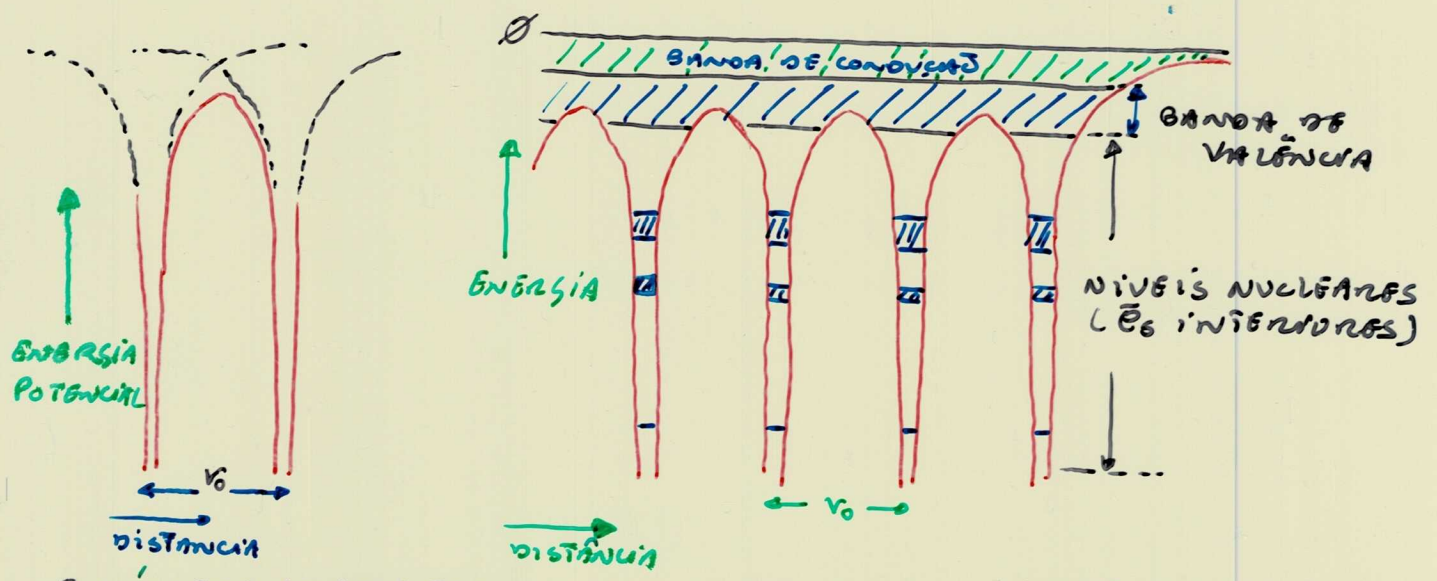
SE DOIS ÁTOMOS SE APROXIMAREM MUITA/ P/ FORMAR UMA MOLÉCULA OS  $\bar{e}$ s NOS VÁRIOS NÍVEIS NÃO PODEM TER A M ENERGIAS. PARA NÃO VIOLAREM O PRINCÍPIO DE PAULI, CADA NÍVEL DE ENERGIA DIVIDE-SE EM DOIS, E PARA 4 ÁTOMOS CADA NÍVEL DIVIDE-SE EM 4 E POR AI ADIANTE.

O Nº DE NÍVEIS DE ENER-

SIA DISPONÍVEIS É IGUAL AO Nº DE ÁTOMO ENVOLVIDOS. CADA NÍVEL CONTÉM O M Nº DE  $\bar{e}$ s QUE TERIA NUM ÁTOMO ISOLADO.

NUM CRISTAL, ONDE  $N = 10^{29}$  ÁTOMOS/ $m^3$ , A DIFERENÇA ENTRE CADA NÍVEL E O MAIS PRÓXIMO É MUITO PEQUENA ( $\approx 10^{-8}$  eV), O QUE PERMITE QUE AS BANDAS DE ENERGIA POSSAM SER CONSIDERADAS DISTRIBUIÇÕES CONTÍNUAS DE ENERGIA.

# ENERGIA NUM CRISTAL



2 NÚCLEOS ADJACENTES

POTENCIAL PERIÓDICO A 1D.

CHAMA-SE **BANDA DE VALENÇA** À PARTE PREENCHIDA DA BANDA SUPERIOR QUE AINDA CONTEM ELÉTRONS. EXTENDE-SE ACIMA DO POTENCIAL PERIÓDICO ATÉ MESMO DE TODO O CRISTAL. OS  $e^-$  NESTA BANDA SÃO PARTILHADOS POR TODOS OS ÁTOMOS E FORMAM A LISTAÇÃO METÁLICA

OS NÍVEIS VAZIOS ACIMA DA BANDA DE VALENÇA (B.V.) SÃO CONHECIDOS COMO BANDA DE CONDUÇÃO (B.C.).

SE UM  $E$  É APLICADO ATÉ MESMO DO CRISTAL OS  $e^-$  DOS NÍVEIS SUPERIORES DA B.V. PODEM FACILMENTE GANHAR ENERGIA SUFICIENTE PARA SE MOVEM PARA OS NÍVEIS DESOcupADOS Logo ACIMA. AQUI ELES PODEM MOVER-SE SOB A INFLUÊNCIA DO  $E$  E DAR ORIGEM A ELEVADA CONDUZIVIDADE ELÉCTRICA DOS METAIS.

NO COBRE, VIRTUALMENTE, TODOS OS ELÉTRONS DE VALENÇA TOMAM PARTE NA CONDUÇÃO E COMO CADA ÁTOMO TEM UM  $e^-$  DE VALENÇA, O N.º OU CONCENTRAÇÃO DE ELÉTRONS LIVRES É DA ORDEM  $8 \times 10^{28} / m^3$ .

## CONDUÇÃO ELÉCTRICA EM SÓLIDOS

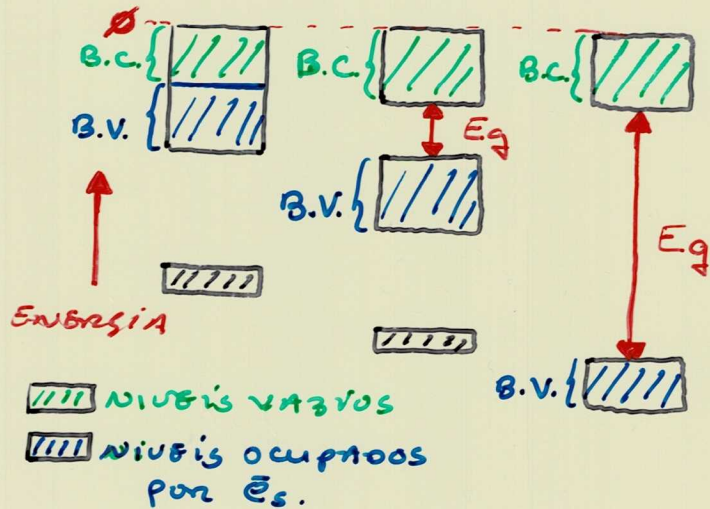
OS SÓLIDOS PODEM SER CLASSIFICADOS DE ACORDO COM A SUA RESISTIVIDADE ELÉCTRICA, QUE É ELEVADA NOS ISOLADORES E MUITO BAIXA PARA OS BONS CONDUCTORES, COMO NOS METAIS.

UM SEMICONDUCTOR (S.C.) É UMA SUBSTÂNCIA QUE APRESENTA UMA RESISTIVIDADE ENTRE ESTES DOIS EXTREMOS.

MATERIAL	RESISTIVIDADE
METAIS	$10^{-8} \Omega \cdot m$
SEMICONDUCTORES	$10^{-4} - 10^7 \Omega \cdot m$
ISOLADORES	$10^{12} - 10^{20} \Omega \cdot m$

O INTERVALO DE VARIAÇÃO DE RESISTIVIDADE PODE SER EXPLICADO EM TERMOS DE ESTRUTURA DAS BANDAS DE ENERGIA DOS MATERIAIS.

AS BANDAS SUPERIORES PERMITIDAS DE UM METAL, UM SEMI-CONDUCTOR E UM ISOLADOR SÃO COMPARADAS NO DIAGRAMA DA FIG. SEGUINTE:



A FIG. MOSTRA QUE QUER NOS S.C. QUER NOS ISOLADORES, A B.C. E A B.V. ESTÃO SEPARADAS POR UMA BANDA PROIBIDA, OU LACUNA DE ENERGIA,  $E_g$ .

OS VALORES TÍPICOS DE  $E_g$  PARA UM ISOLADOR (DIAMANTE) É DA ORDEM DE 5.2 eV.

ENQUANTO QUE PARA SEMI-CONDUCTORES É DA ORDEM DE 1 eV, (0.72 eV P/O GERMÂNIO E 1.09 eV P/O SILÍCIO).

EM NOS S.C. A ENERGIA NECESSÁRIA P/ MOVER UM  $\bar{e}$  DO TOPO DA B.V. É ELEVADA PARA SER FUNSIONADA POR UM  $\bar{E}$  "NORMAL": DE FACTO, OS  $\bar{e}$ s SÃO MOVIDOS P/ A B.C. POR EXCITAÇÃO DE ORIGEM TÉRMICA OU POR ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO.

COMO VEREMOS MAIS TARDE, A TEMPERATURA AMBIENTE É P/O CASO DO GERMÂNIO, SOMENTE 1 EM CADA  $10^9 \bar{e}$ s DE VALÊNCIA SE TORNA LIVRE, SENDO A SUA DENSIDADE DA ORDEM DE  $5 \times 10^{19}/m^3$ . DENSIDADE ESTA MUITO INFERIOR À DO COBRE; CONTRIBUINDO PARA A BAIXA CONDUCTIVIDADE DOS S.Cs.

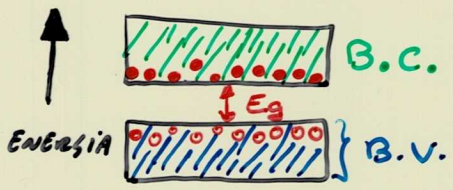
A CONDUCTIVIDADE É PROPORCIONAL AO Nº DE PORTADORES DE CARGA QUE CONSTITUEM A CORRENTE (i.e., QUE SE DESLOCAM).

PARA OS ISOLADORES, A DENSIDADE DE PORTADORES DE CARGA É INFERIOR À DOS S.Cs., APRESENTANDO GLES UMA "LARGA" ENERGIA DE BANDA PROIBIDA. POR CONSEQUÊNCIA A CONDUCTIVIDADE DOS ISOLADORES É PRATICAMENTE NULA.

PORTE DA ENERGIA DOS ÁTOMOS NUM SÓLIDO TEM ORIGEM TÉRMICA i.e., É DEVIDA À TEMPERATURA DO SÓLIDO. ESSA ENERGIA PROVOCA QUE CADA ÁTOMO VIBRE EM TORNO DA SUA POSIÇÃO DE EQUILÍBRIO NO CRISTAL. A TEMPERATURAS PROXIMAS OU SUPERIORES À TEMPERATURA AMBIENTE ESSA ENERGIA TÉRMICA É PROPORCIONAL ( $\propto$ ) À TEMPERATURA ( $E_{TÉRMICA} \propto T$ ).

ALGUMA DESTA ENERGIA É REPARTIDA C/ OS  $\bar{e}$ s DE VALÊNCIA, E NOS S.C. POUCOS SÃO OS  $\bar{e}$  "ABANDONAM" AS LIGAÇÕES COVALENTEs TORNAVANDO-SE LIVRES.

Os  $\bar{e}$ s de condução ( $\bar{e}$ s livres q tomam parte na condução) correspondem a  $\bar{e}$ s que adquiriram uma energia  $E_g$  e que transitou p/a B.C., e o no de  $\bar{e}$ s que se tornam livres aumenta rapida/ com a T.



Quando um  $\bar{e}$  se torna livre, a carga  $+4e$  de cada núcleo atômico é so/ compensada por 3  $\bar{e}$ s, origina-se então uma <sup>"falha"</sup> lacuna na ligação com uma carga efectiva  $+e$ . A ausência de  $\bar{e}$  na B.V. comporta-se como uma partícula portadora de uma carga positiva, com massa igual à do  $\bar{e}$ , chamada **LACUNA (L)**

Se o  $\bar{e}$  se move para longe da lacuna, a carga positiva da lacuna na ligação pode atrair um  $\bar{e}$  de valência vizinho, o q faz q/ que parece q a lacuna se tenha movido:



ESTE PROCESSO PODE CONTINUAR ATRAVÉS DO CRISTAL. O MOVIMENTO DOS  $\bar{e}$ s DE VALÊNCIA NUMA DADA DIRECÇÃO SOB INFLUÊNCIA DE UM CAMPO  $\vec{E}$  PODE SER CONSIDERADO COMO O MOVIMENTO DAS LACUNAS NA DIRECÇÃO OPOSTA (FÍS).

Os  $\bar{e}$ s livres TB SE MOVEM ATRAVÉS DO CRISTAL SOB A INFLUÊNCIA DO  $\vec{E}$ , TOMANDO A CONDUÇÃO LUGAR SIMULTANEA/ EM AMBAS AS BANDAS: B.C. e B.V., fenomeno peculiar aos S.Cs.

A LACUNA PODE SER CONVENIENTE/ CONSIDERADA UM PORTADOR DE CARGA QUE TOMA PARTE, T.B., NO PROCESSO DE CONDUÇÃO. A CONDUÇÃO DEVIDA ÀS LACUNAS DIZ-SE QUE OCORRE ATRAVÉS DA PARTICIPAÇÃO DE **PARES ELECTRÃO-LACUNA**.

Dois  $\bar{e}$ s fluem no circuito externo por cada par e-L; o processo devindo do S.C. é conhecido como **CONDUÇÃO INTRINSECA**, pois é uma característica do cristal puro.

A CONDUCTIVIDADE NUM S.C. PURO É MUITO BAIXA À T AMBIENTE PARA TER INTERESSE EM POSSÍVEIS APLICAÇÕES. CONTUDO PODE SER AUMENTADA PELA ADICÃO DE OUTROS ÁTOMOS (DITOS **IMPUREZAS**) À ESTRUTURA CRISTALINA, PELA SUBSTITUIÇÃO DE ÁTOMOS DO ELEMENTO S.C.

USAM-SE COMO **IMPUREZAS** ELEMENTOS QUE FORMAM CRISTALIS C/ AS MESMAS CARACTERÍSTICAS CRISTALINAS: MESMO TAMANHO E QUE TENHAM OU MAIS/OU MENOS UM  $\bar{e}$  DE VALÊNCIA q o elemento S.C.



A TEMPERATURA AMBIENTE ( $273K + 20^{\circ}C$ ) A CONDUTIVIDADE DE UM S.C. PURO É MUITO BAIXA PARA TER INTERESSE TECNOLÓGICO.

A CONDUTIVIDADE PODE SER AUMENTADO POR ADIÇÃO DE CERTOS ELEMENTOS AO S.C. PURO, ADIÇÃO ESTA CONHECIDA POR DOPAGEM.

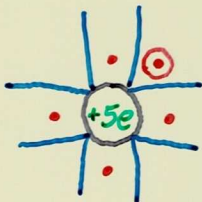
A DOPAGEM DE UM S.C. EFECTUA-SE JUNTANDO A ESTE (POR VAPOORIZAÇÃO E DIFUSÃO SELECTIVA NUM FORNO APROPRIADO), EM PEQUENAS PORÇÕES ATOMOS POSSEUINDO NA SUA PERIFERIA UM  $\bar{e}$  A MENOS (OU A MAIS) QUE O Nº DE  $\bar{e}$ s DO MATERIAL BASE (S.C.) E COM AS MESMAS CARACTERÍSTICAS CRISTALINAS. A ESTES ATOMOS CHAMAM-SE IMPUREZAS.

OS ELEMENTOS USADOS SÃO DO III E V GRUPO DA TABELA PERIÓDICA (III: INÍDIO, GALÍO E O BORO; V: ARSENÍO, ANTIMÓNIO E O FÓSFORO; ELEMENTOS SEMICONDUTORES MAIS USADOS: SILÍCIO E GERMANÍO, ELEMENTOS DO IV GRUPO).

O QUE ACONTECE, É QUE NO PROCESSO DE OBTENÇÃO DO ELEMENTO S.C., ALGUNS DOS SEUS ATOMOS SÃO SUBSTITUÍDOS POR ATOMOS DE UMA IMPUREZA. TÍPICAMENTE 1 EM CADA  $10^8$  ATOMOS DO S.C. É SUBSTITUÍDO POR UM ATOMO DE IMPUREZA. AO MATERIAL ASSIM OBTIDO CHAMA-SE S.C. EXTRÍNSECO.

### SEMICONDUTORES Tipo-n

OS ELEMENTOS DO V GRUPO APRESENTAM 5  $\bar{e}$ s DE VALENÇA, SÓ 4 SÃO NECESSÁRIOS PARA A LIGAÇÃO, O  $\bar{e}$  RESTANTE É FÁCIL RETIRADO DA B.V. E TORNA-SE UM  $\bar{e}$  LIVRE, MESMO A BAIXA TEMPERATURA.



CADA IMPUREZA CONTRIBUI COM UM  $\bar{e}$  DE CONDUÇÃO PARA O CRISTAL, POR ISSO AS IMPUREZAS DO V GRUPO SÃO CONHECIDAS COMO DOADORAS E O MATERIAL DOPADO COM ELAS COMO S.C. TIPO-n

SEMELHANÇA COM O ÁTOMO DE HIDROGÊNIO: ELÉTRÃO LIVRE

PARA O ÁTOMO DE HIDROGÊNIO:  $E_n = -\frac{13.58}{n^2}$  eV (ENERGIA DE LIGAÇÃO DO ELÉTRÃO)

AO CONTINÚO DO  $\bar{e}$  NO ÁTOMO DE HIDROGÊNIO, QUE ESTÁ NO ESPAÇO VAZIO ( $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ,  $\epsilon_r = 1$  PRO VAZIO), ESTE  $\bar{e}$  LIVRE ESTÁ NO INTERIOR DO MATERIAL. O QUE IMPLICA ALGUMAS ALTERAÇÕES:

### EFEITO DO MEIO MATERIAL



$$F_e = \frac{q_n \cdot q_e}{4\pi\epsilon R^2} \quad \text{onde } \epsilon = \epsilon_r \epsilon_0. \quad \text{PARA O GERMANIUM: } \epsilon_r = 16$$

$$\text{PARA O SILICIO: } \epsilon_r = 12$$

A FORÇA DIMINUI 16 OU 12 VEZES CONFORME O CASO.

### CAMPO ELÉTRICO NO MATERIAL PERIÓDICO

SE O  $\vec{E}$  A  $\vec{Q}$  ESTÁ SUFICIENTE  $\vec{E}$  É PERIÓDICO, O NÚCLEO NÃO IMPEDIRIA O MOVIMENTO DOS  $\vec{E}$ s, POSSUINDO UMA ENERGIA CORRESPONDENTE À ENERGIA CARACTERÍSTICA DA B.C., PERMITINDO OS  $\vec{E}$ s MOVER-SE ATRAVÉS DO CRISTAL COMO O FARIAM NO ESPAÇO LIVRE.

ESTE CAMPO  $\vec{E}$  INTERNO TEM COMO EFEITO, T.B., A ALTERAÇÃO DA FORÇA EXPERIMENTADA POR UM  $\vec{E}$  DEVIDO AO CPO  $\vec{E}$  EXTERNO APLICADO.

ESTE EFEITO É SEMELHANTE AO QUE ACONTECEMIA SE O ELÉTRÃO POSSUÍSSE UMA MASSA, **MASSA EFETIVA ( $m^*$ )**, QUE É DIFERENTE DA SUA MASSA FORA DO MATERIAL.

$$m_e \equiv \text{massa do } \vec{E} \text{ NO ESPAÇO LIVRE: } \begin{cases} m^* = 0,25 m_e \text{ (GERMANIUM)} \\ m^* = 0,8 m_e \text{ (SILICIO)} \end{cases}$$

$$E_n = - \frac{e^4 m^*}{8\epsilon_0^2 \epsilon_r^2 h^2} \frac{1}{n^2} = - \frac{13,58 \times \frac{m^*}{m}}{\epsilon_r^2 n^2}$$

$$n=1: E_1(\text{GER}) = -0,013 \text{ eV (práticos: } 0,01 \text{ eV)}$$

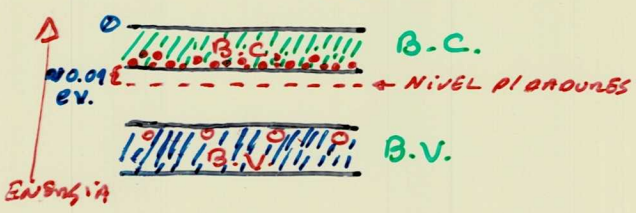
$$E_1(\text{SIL}) = -0,076 \text{ eV (práticos: } 0,05 \text{ eV)}$$

ESTES BAIXOS VALORES PARA A ENERGIA DE LIGAÇÃO PERMITEM QUE O  $\vec{E}$  "EXTRA" SEJA "DEFINIDO" PARA A BANDA DE CONDUÇÃO.

COM A IMPUREZA INTRODUZ UM NÍVEL DE ENERGIA PERMITIDO NA BANDA DE ENERGIAS PROIBIDAS, E EXATIA/ABAIXO DA B.C. (NÍVEL OMPRIDO)

A LARGURA EFETIVA DA BANDA DE ENERGIA PROIBIDA ("GAP" DE ENERGIA) PARA UM DADOR É MUITO PEQUENA: 0,01 eV (GER) E 0,05 eV (SIL), O QUE SIGNIFICA q PRÁTICA/ TODOS OS ÁTOMOS DADORES PERDEM OS SEUS  $\vec{E}$ s À TEMPERATURA AMBIENTE (290 K). ELÉTRONS, FOSFOS, QUE SE MOVEM LIVREMENTE NA B.C.

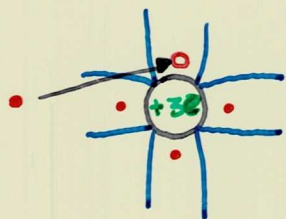
COMO CADA ÁTOMO DADOR CEDA UM  $\vec{E}$ , A CONDUZIVIDADE PODE SER AUMENTADA EM QUANTIDADES CONSIDERÁVEIS PELA CONCENTRAÇÃO DOS DADORES.



OS ÁTOMOS DADORES IONIZADOS PERMANECEM COMO CARGAS POSITIVAS FIXAS NA MALHA CRISTALINA.

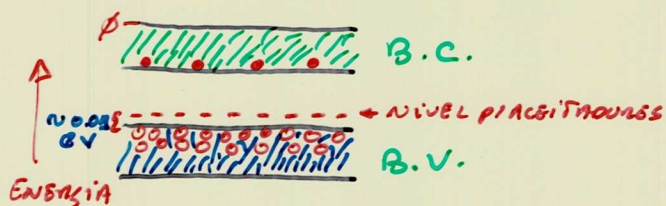
## SEMICONDUCTOR DE TIPO - P

OS ELEMENTOS DO GRUPO III APRESENTAM CADA UM 3 E DE VALENCIA. O QUE PROVOCA UMA DEFICIENCIA DE 1 E POR CADA IMPUREZA ORIGINANDO UMA LACUNA NA LIGACAO.



ESTA IMPUREZA PODE ACBITAR UM E DA B.V., SAO CHAMADAS POR ISSO ACEITADORAS, E O MATERIAL E BLAS DOPADO SC. TIPO - P

CADA IMPUREZA INTRODUZ UM NIVEL DE ENERGIA VAZIO NA BANDA PROIBIDA, M EMO ACIMA DA B.V.



SEGUNDO A T. AMBIENTE PRACTICA/ TODOS OS NIVEIS DOS ACBITADORES PRESENTIOS E ELECTIVOS. O P PROVOCA A EXISTENCIA DE UM NO DE LACUNAS NA B.V. ISMIL AO NO DE ACBITADORES E A MOVICAO OCORRE POR VIA DO MOVIMENTO EFECTIVOS DOS BURACOS, SENDO

QUALUN DA CONDUCTIVIDADE CONTROLADO PELA CONCENTRACAO DOS ACBITADORES.

O ATOMO IONIZADO DO ACBITADOR PERMANECE FIXO NA REDE CRISTALINA. A IONIZACAO E DEVIDA A CARGA -e DO ELECTRON TERMICA/ EXCITADO DE UMA LIGACAO COVALENTE VIZINHA, QUE SEJA CAPTURADA POR UM ATOMO ACBITADOR MESMO A BAIXAS TEMPERATURAS.

## GAIS DE ELECTROES

COMO OS ELECTROES DE CONDUCCAO (NUVEM DE ELECTROES) NUM METAL OU SEMICONDUCTOR SE PODEM MOVER ATRAVES DA MALHA CRISTALINA TAO FACIL/ COMO NO ESPACO LIVRE, PODEM SER TRATADOS DE MANEIRA ANALOGA AS MOLECULAS DE UM GAS CONTIDO NUM RECEPTENTE. CHAMA-SE, ASSIM, A NUVEM DE ES UM GAS DE ELECTROES.

DA TEORIA CINETICA SABEMOS QUE NAS CONDICAOES P.T.N. UMA MOLE DE UM GAS OCUPA  $22.4 \text{ dm}^3$ . 1 MOLE DE PARTICULAS SAO  $N_A = 6.023 \times 10^{23}$  PARTICULAS

CONDICAOES P.T.N.:  $P = 101.3 \text{ kN/m}^2$ ,  $T = 0^\circ\text{C} (273 \text{ K})$

PARA UM GAS VERIFICA-SE:  $PV/T = \text{const.} (PV = N k_B T)$   
 $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$  (CONST BOLTZMANN)

PODE-SE MOSTRAR QUE A PRESSAO DE UM GAS E DEVIDA A TRANSFERENCIA DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO ENTRE AS MOLECULAS E AS PAREDES DO CONTENTOR, E QUE E DADA POR:  $P = \frac{1}{3} N m \bar{v}^2$

$$\Rightarrow \frac{1}{3} N m \bar{v}^2 = N k_B T \Leftrightarrow \bar{E}_c = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} k_B T \rightarrow T = 293 \text{ K} \rightarrow \bar{E}_c = 0.0386 \text{ eV.}$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{3 k_B T/m} = 10^5 \text{ m/s}$$

## FACTOR DE BOLTZMANN

DE ACORDO COM A ESTATÍSTICA DE MAXWELL-BOLTZMANN, O NÚMERO DE PARTÍCULAS (CONSTITUINTES DE UM GÁS) CORRESPONDENTES A ENERGIA  $E_i$  NA DISTRIBUIÇÃO MAIS PROVÁVEL (OU DISTRIBUIÇÃO DE EQUILÍBRIO ESTADÍSTICO) À TEMPERATURA  $T$  É DADO POR

$$n_i = A e^{-(E_i/k_B T)} \quad (\text{LEI DE DISTRIBUIÇÃO DE MAXWELL-BOLTZMANN})$$

$$A = \text{const} = f(T, N_t, \dots)$$

$$N_t = \sum_{i=1}^{N_t} n_i \Rightarrow \text{DETERMINAR } A.$$

$$p(E_i) = e^{-(E_i/k_B T)}$$

: probabilidade de a partícula ter energia  $E_i$  (FACTOR DE BOLTZMANN).

## ESTADÍSTICA DE FERMI-DIRAC

A ESTATÍSTICA CLÁSSICA USADA PARA DESCRVER UM GÁS, NÃO PODE SER APLICADA DIRETAMENTE AOS ELÉTRONS DE CONDUÇÃO NUM METAL OU SC. Isto porq̃ a energia dos moléculas num gás não está quantizada.

A ENERGIA DOS  $e^-$  DE CONDUÇÃO NUM SÓLIDO ESTÁ DISTRIBUÍDA POR NÍVEIS, q̃ só podem ser preenchidos de acordo com o princípio de Pauli.

A ESTATÍSTICA QUE GOVERNA O COMPORTAMENTO DOS ELÉTRONS NUM SÓLIDO É A ESTATÍSTICA DE FERMI-DIRAC. A probabilidade de um nível de energia  $E$  ser ocupado por um  $e^-$  é:

$$P(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/k_B T}}$$

FUNÇÃO DE FERMI

ONDE  $E_F$  A ENERGIA DE FERMI (PARÂMETRO  $\bar{\mu}$  DEPENDE DO MATERIAL). NÃO CORRESPONDE A UM NÍVEL DE ENERGIA PERMITIDO APENAS SERVE COMO REFERÊNCIA PARA AS OUTRAS ENÉRGIAS (COMPAREÇÃO).

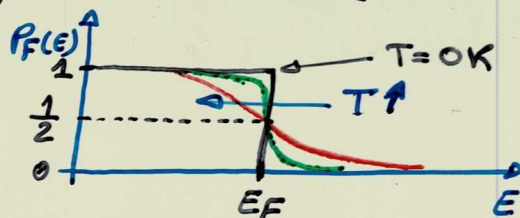
$$\text{FAZENDO } E = E_F \Rightarrow P(E) = \frac{1}{2}$$

EFEITO DA  $T$  NA FUNÇÃO DE FERMI:

$T = 0 \text{ K}$  (ZERO ABSOLUTO), PARA TODAS AS ENÉRGIAS MEIORES q̃  $E_F$  A probabilidade é  $1$ , o  $\bar{\mu}$  pode dizer q̃ níveis q̃  $E > E_F$  estão vazios.

$T \uparrow$ : A probabilidade de um nível q̃  $E > E_F$  ser ocupado AUMENTA COM A  $T$ , E AO MESMO TEMPO A PROB. DE UM NÍVEL q̃  $E < E_F$  ESTAR ocupado DIMINUI.

PARA ENÉRGIAS IGUAIS A  $E_F$  A probabilidade é  $\frac{1}{2}$



## MOBILIDADE

A MOBILIDADE DOS PORTADORES DE CARGA É UM IMPORANTE PARÂMETRO NUM SC., E PODE SER DEFINIDA COMO O **GRAU DE FACILIDADE** COM QUE OS PORTADORES SE PODEM MOVER DENINO DO MATERIAL SOB A INFLUÊNCIA DE UM CAMPO  $\vec{E}$ . ( $\vec{E} = E \vec{w}$ )

A MOBILIDADE DOS PORTADORES DE CARGA,  $\mu$ , É DADO POR

$$\mu = \frac{\text{VELOCIDADE MÉDIA DE ARRASTAMENTO (m/s)}}{\text{INTENSIDADE DO } \vec{E} \text{ (V/m)}} = \frac{v_d}{E} \frac{\text{m/s}}{\text{V/m}}$$

NOS SCs., UM BOM VALOR DE  $\mu$  É REQUERIDO.

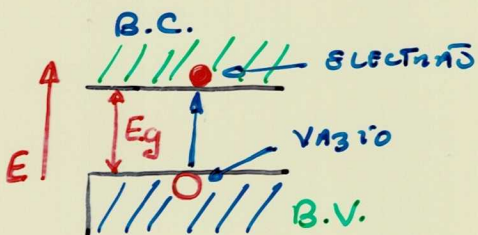
### FACTORES QUE AFECTAM A MOBILIDADE

- DEFEITOS NA ESTRUTURA CRISTALINA

- VARIACÃO DE TEMPERATURA

1. AUMENTA A SEPARACÃO DE PARES ELECTRÃO-VAZIO

2. VIBRAÇÃO DOS NÚCLEOS, À ALTAS TEMPERATURAS IMPÕE O FLUXO DE PORTADORES.



DA FIGURA, VÊMOS QUE OS  $e_s$  ESTÃO EM NÍVEIS DE E SUPERIORES AOS DOS VAZIOS O QUE SIGNIFICA QUE OS  $e_s$  APRESENTAM MOBILIDADE SUPERIOR AOS VAZIOS.

EM SENTIDO ÀS ELEVADAS MOBILIDADES ESTA ASSOCIADA BAIXA ENERGIA DE "GAP"  $E_g$ , E VICE-VERSA. CONTUDO MATERIAIS C/  $E_g$  BAIXO NÃO TÊM MUITO INTERESSE NA TECNOLOGIA DOS SCs.

### RECOMBINAÇÃO E TEMPO DE VIDA

UM  $e$  NA BANDA DE CONDUÇÃO MOVE-SE DE UMA FORMA ALEATORIA ATRAVÉS DO CRISTAL, E EM V ALGURA PODE ENCONTRAR UM VAZIO, I.E., VOLTAR À B.V. DE UM DADO ÁTOMO. QUANDO ISTO OCORRE, TANTO O  $e$  COMO O VAZIO DEIXAM DE SER LIVRES. ESTE PROCESSO É CONHECIDO COMO **RECOMBINAÇÃO**. TANTO O PROCESSO DE SEPARACÃO COMO O PROCESSO DE RECOMBINAÇÃO ACONTECEM CONSTANTEMENTE, DEVIDO À AGITACÃO TÉRMICA.

O TEMPO MÉDIO DE EXISTÊNCIA DE UM VAZIO OU  $e$  ENTRE A SEPARACÃO E A RECOMBINAÇÃO É CONHECIDO COMO **TEMPO DE VIDA MÉDIO** OU **TEMPO DE VIDA**. ESTE VALOR É IMPORANTE EM MUITOS COMPONENTES SCs: 1ns - 100ms.

## CORRENTE DE ARRASTAMENTO E CORRENTE DE DIFUSÃO

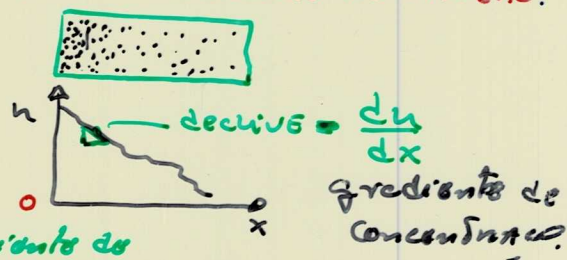
HÁ DOIS MECANISMOS PRINCIPAIS QUE ORIGINAM O MOVIMENTO DAS PARTÍCULAS NUM SC., CONHECIDOS COMO CORRENTE DE ARRASTAMENTO E CORRENTE DE DIFUSÃO.

NA AUSÊNCIA DE UMA TENSÃO APLICADA, A DENSIDADE DAS PARTÍCULAS DE CARGA GERAOS TÉRMICA, NUM DADO PONTO NO CRISTAL DIFERE DE PONTO PARA PONTO. OS PARTÍCULOS DE CARGA ASSIM GERAOS TENDEM A MOVER-SE OU DIFUNDIR-SE DE UMA REGIÃO DE ELEVADA CONCENTRAÇÃO DE CARGAS MOVIS PARA REGIÕES DE BAIXA CONCENTRAÇÃO. OS PARTÍCULOS DE CARGA CONSEQUENTE, PARECEM MOVER-SE DE UMA FORMA ALEATÓRIA SEMPRE QUE A DENSIDADE DE CARGAS VARIA. TAL MOVIMENTO DE CARGAS É CONHECIDO COMO DIFUSÃO OU CORRENTE DE DIFUSÃO.

A LEI DA DIFUSÃO É DADA POR:

$$\frac{dn}{dt} = -D \frac{dn}{dx}$$

$D$  = coeficiente de Difusão.



QUANDO UMA TENSÃO É APLICADA AO SC., OS PARTÍCULOS DE CARGA MOVIS TENDEM A SER ARRASTADOS NA DIREÇÃO DO  $\vec{E}$  - É NA DIREÇÃO DO PÓLO POSITIVO E NAZIO NA DIREÇÃO DO PÓLO NEGATIVO. ESTE MOVIMENTO DE CARGAS É CONHECIDO COMO CORRENTE DE ARRASTAMENTO.

## VELOCIDADES DE ARRASTAMENTO:

ACELERAÇÃO SOFRIDA PELO ELÉTRON DEVIDO A  $\vec{E}$ :  $-eE/m = \text{constante}$ .

SEJA  $t_c$  O TEMPO DE RELAXAÇÃO DO  $\vec{E}$ ; A VELOCIDADE MÁXIMA É:  $eEt_c/m$

A VELOCIDADE MÉDIA DE ARRASTAMENTO,  $u_d$ , É:

$$u_d = \frac{eEt_c}{2m} = \mu E \quad \text{ONDE } \mu = \frac{et_c}{2m} \text{ (Mobilidade)}$$

PARA VALORES PEQ. DE  $\vec{E}$ ,  $\mu \neq f(E)$

$t_c$  É O TEMPO DE RELAXAÇÃO: TEMPO MÉDIO ENTRE COLISÕES,  $\bar{v}$  PARA SC É DA ORDEM DE  $10^{-12}$  S, PARA OS METALIS É DA ORDEM DE  $10^{-14}$  S (> d. de  $\vec{E}$ )

$$\Rightarrow \mu_{sc} \approx 0.9 \times 10^{-1} \text{ m}^2/\text{Vs} \quad , \quad \mu_{met} \approx 0.9 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$$

PARA VALORES DE  $\vec{E}$  SUPERIORES A  $10^5$  V/m, O MOVIMENTO DOS  $\vec{E}$  É MENOS ALEATÓRIO E MAIS NA DIREÇÃO DO CAMPO  $\vec{E}$

$u_d$  É DADO POR:

$$u_d = \left( \frac{e\bar{l}}{2m} \right)^{1/2} E^{1/2}$$

$\bar{l}$  = ESPAÇO MÉDIO PERCORRIDO ENTRE COLISÕES.

$$\Rightarrow \mu = \left( \frac{e\bar{l}}{2m} \right)^{1/2} \cdot \text{O VALOR TÍPICO PARA } \vec{E} \text{ EM SC. É } 1000 \text{ V/m}$$

$\bar{l} = (\pi d^2 n)^{-1} \approx 10^7 \text{ m}$ ;  $d$  = diâmetro da partícula;  $n$  = concentração de partículas.

## MOBILIDADE E A TEMPERATURA

- PARA CAMPOS ELECTRICOS DA ORDEM DOS 1000 V/m

$$\mu = \frac{e t_c}{2m} = \frac{e \bar{\ell}}{2m \bar{u}} \quad t_c = \bar{\ell} / \bar{u} \quad \bar{u} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$$

Como  $\bar{\ell}$  (CAMINHO MÉDIO PERCORRIDO)  $\propto$  inversi com o aumento da T, EM PRIMEIRA APROXIMAÇÃO

$$\bar{\ell} = \frac{const}{T}, \text{ donde: } \mu = const \times T^{-3/2} \quad \text{VARIAÇÃO CONFIRMA-}$$

DA EXPERIMENTAL/ PARA OS ELECTROES NO GERMANIO. MAS EXPERIMENTAL MENTE PARA OS VAZIOS NO GERMANIO E ELECTROES E VAZIOS NO SILICIO, VERIFICA-SE QUE:

$$\mu = const \times T^{-5/2} \quad \text{À TEMPERATURA AMBIENTE.}$$

PARA OS METAIS:  $\mu = \frac{const}{T}$

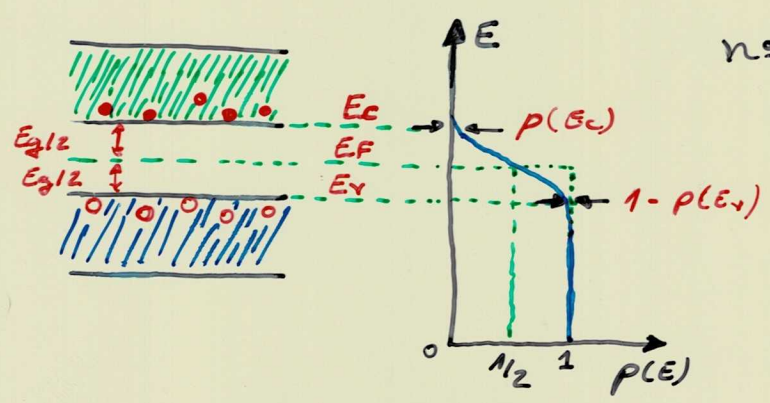
## SEMICONDUTORES INTRINSECOS

VIMOS QUE PARA OS  $\bar{e}$ s A ESTATISTICA A APLICAR E'A DE FERMI-DIRAC.

$$P(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}$$

PARA APLICAR ESTA FUNÇÃO A UM SC. INTRINSECO, TEMOS PRIMEIRO QUE DIZER QUAL A LOCALIZAÇÃO DO NIVEL ASSOCIADO À  $E_F$  NO DIAGRAMA DA ENERGIA.

A  $T=0K$ , A BV ESTÁ CHEIA E A B.C. VAZIA. É DE ESPERAR QUE  $E_F$  ESTEJA ASSOCIADO A UM NIVEL QUE CAI NA BANDA PROIBIDA. p'do  $T \uparrow$ :



Nº  $\bar{e}$ s na B.C. = nº Lacunas na B.V.

$\Rightarrow$  A prob. de 1 nivel ser ocupado na B.C. e' a prob. de um nivel ficar VAZIO NA B.V.

AD A dizer q' a função de Fermi muda simetrica/ entorno de  $E_F$ .

$$\rightarrow E_F = E_g/2 \quad (\text{A MEIO DA BANDA PROIBIDA.})$$

$E_F$  E' ASSIM UM NIVEL DE REFERENCIA.

SEJA  $E_g = 0.72 eV$  p'lo GERMANIO. QUAL A probabilidade de 1  $\bar{e}$  ser excitado PARA A BASS DA B.C. A TEMPERATURA AMBIENTE, 293K?

$$E_C - E_F = \frac{1}{2} E_g \text{ e } k_B T = 0.025 eV \rightarrow P(E_C) = \left(1 + e^{14.4}\right)^{-1} \approx 5.62 \times 10^{-7}$$

$P(E_c, 293K) = 5.62 \times 10^{-7}$ , valor muito pequeno mas que aumenta rapidamente com a T. Para  $T=393K$   $P(E_c, 393K) = 2 \times 10^{-5}$

Para o silício ( $E_g = 1.02 eV$ )  $P(E_c, 293K) = 3.4 \times 10^{-10}$

Prob. de termos um  $\bar{e}$  na B.C. é igual à prob. de termos um Vazio ( $\bar{L}$ ) na B.V.

$P(E_c) = 1 - P(E_v)$

$1 - P(E_v) =$  prob. de um nível estar vazio.

Nos casos apresentados  $\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \gg 1 \Rightarrow P(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right)$

Isto é válido qdo  $E - E_F > 3k_B T$

O que ocorre na maior parte dos sc. intrínsecos ou pouco dopados.

Em geral a estatística de Boltzmann - Maxwell é aplicável aos s.c. (poucos são os  $\bar{e}$ s c/ possibilidades de preencher um grande número de estados vazios, o que faz com que o princípio de exclusão de Pauli seja de pouca importância.)

Mas quando, qdo T é elevada ou o sc. está forte/dopado.

Seja  $N_c$  a densidade dos níveis de energia na B.C., como cada nível só pode ter 1  $\bar{e}$ , a densidade de elétrons é:

$n = N_c P(E_c) \rightarrow n = N_c \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$

de forma similar a densidade de vazios,  $p$ , é função da densidade dos níveis de energia na B.V.,  $N_v$ . (Assim como os elétrons, os vazios só podem ocupar um nível).

A prob. de ocorrer um vazio é:

$1 - P(E) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \approx \exp\left(-\frac{E_F - E}{k_B T}\right)$

Assim:  $p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right)$  PARA UM SC. INTRÍNSECO:

$p = N_v \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$

PARA UM SC. INTRÍNSECO:  $n = p = n_i$ , a densidade de pares  $\bar{e} - L$  (lacuna)

$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \rightarrow n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$

Mostra-se que:  $(N_c \cdot N_v)^{1/2} = G T^{3/2}$   $G \approx$  depende do tipo de sc. (2022)

$n_i = G T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$  pares elétron-vazio/ $m^3$

PARA  $T=293K$   $n_i(Ge) = 5 \times 10^{12}/m^3$ ,  $n_i(Si) = 6.5 \times 10^{16}/m^3$   
(NOTA:  $E_g(Ge) = E_g(Si)$ , contudo  $n_i(Ge) \gg n_i(Si)$  !)



$\phi_{to}$  - maior  $E_g$ , - maior  $n_i$ ; p/um isolador  $n_i \rightarrow 0$

### SEMICONDUCTORES Tipo n e Tipo p.

A posição do nível de Fermi para um SC. EXTRINSECO DEVE DEPENDER DA DENSIDADE DE IMPUREZAS.  $\phi_{to}$  - maior e' a densidade de impurezas, - maior e' a prob. de os  $\bar{e}$ s aparecerem na B.C., para um material tipo-n.

Para um SC. extrinseco  $\phi_{to}$  - densidade de impurezas da ordem de  $10^{23}/m^3$  ( $1-10^6$ ), há poucos portadores de carga aos  $\phi_{to}$ s. A estatística de MAX.-BOLTZ. pode ser aplicada. Seja  $n_n$  a densidade de  $\bar{e}$ s na B.C.

$$n_n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{k_B T}\right) \rightarrow E_c - E_f = k_B T \log_e \frac{N_c}{n_n}$$

$\Rightarrow E_f$  e' fixado relativa/ a base da B.C.. E como a energia de ligação do electrão "dador" e' muito baixa, em  $T_{amb}$ , pratica/ todos os átomos estão ionizados  $\Rightarrow n_n \approx N_d$  onde  $N_d$  e' a densidade de átomos dadores.

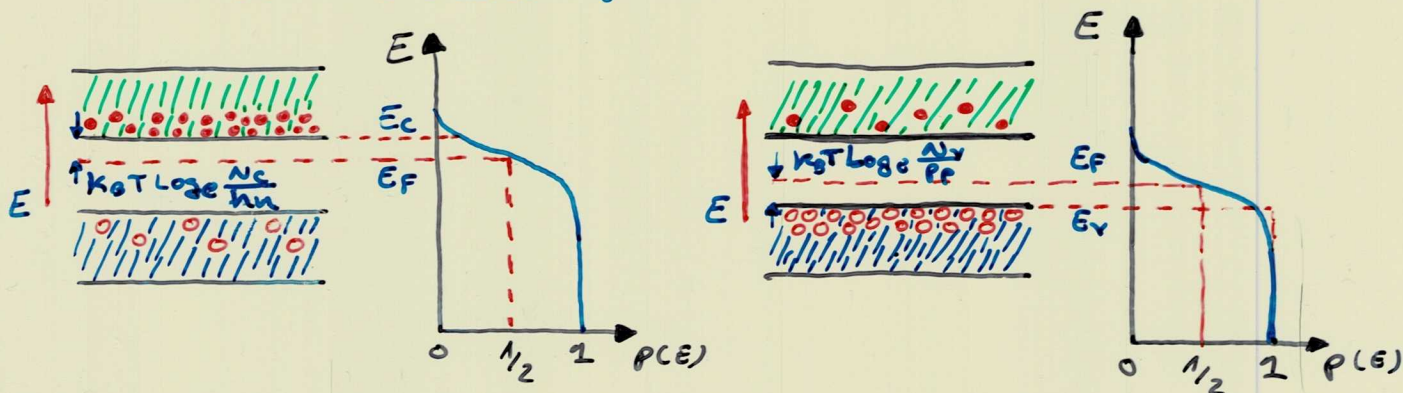
Sempre que  $N_d$  e' aumentado,  $E_c - E_f$  e' reduzido e o nível de Fermi desloca-se para  $\phi_{to}$  da extremidade inferior da B.C.

Para um SC. tipo p, a densidade de vazios,  $p_p$ , e' dada por

$$p_p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{k_B T}\right) \rightarrow E_f - E_v = k_B T \log_e \frac{N_v}{p_p}$$

$\Rightarrow p_p \approx N_a$  (densidade dos átomos aceitadores)

Aumentando  $N_a \Rightarrow E_f - E_v \rightarrow 0 \Rightarrow$  o nível de Fermi aproxima-se da extremidade superior da B.V.



Durante o processo de fabrico de um elemento SC., o material tipo-n pode ter  $\bar{p}$  ser mudado para tipo-p por adição de aceitadores, e o contrário tb. pode ser requerido. Isto e', -bos, dador e aceitador, pode estar presentes ao mesmo tempo.

MATERIAL e' tipo-n se  $N_d > N_a$  e tipo p, se  $N_a > N_d$ ; mas:  $n_n = n_i + N_d - N_a$

EM ORDEM A PRESERVAR A NEUTRALIDADE ELECTRICA, DEVEMOS TER A MESMA DENSIDADE DE CARGAS NEGATIVAS E POSITIVAS NO MATERIAL:

$$p + n_d = n + n_a$$

Como  $n_i$  é independente da densidade de impurezas, temos:

$$n_{op} = n_i^2 \quad p = ? \quad e \quad n = ?$$

TEMOS DUAS INCOGNITAS,  $p$  e  $n$ , e duas equações:  $p, n$  Determinadas

$$\text{Seja } n - p = n_d - n_a = 2q$$

$$n - \frac{n_i^2}{n} = 2q \rightarrow n^2 - 2nq - n_i^2 = 0 \rightarrow n = q + \sqrt{q^2 + n_i^2}$$

$$e \quad p = -q + \sqrt{q^2 + n_i^2} \quad , \quad \text{onde } q > 0 \text{ para material tipo-n} \\ e \quad q < 0 \text{ para material tipo-p}$$

EM SENTIDO  $\phi$  do se dopa um SC. intrínseco, tem-se  $n_a, n_d \gg n_i$  em  $T$  ambiente.

$$n = q + \sqrt{q^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{n_i}{q} \right)^2} \quad e \quad p = -q + \sqrt{q^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{n_i}{q} \right)^2}$$

Como  $(n_i/q)^2 \ll 1$ , e para MATERIAL tipo-n:  $n_d \gg n_a$

$$e \quad q = n_d/2, \text{ vem}$$

$$n_n = n_d + \frac{n_i^2}{n_d} \approx n_d \quad e \quad p = \frac{n_i^2}{n_d}$$

DE FORMA SIMILAR, p/ MATERIAL TIPO-P:  $n_a \gg n_d$  e  $q = -\frac{n_a}{2}$

$$\rightarrow n_p = \frac{n_i^2}{n_a} \quad e \quad p_p = n_a + \frac{n_i^2}{n_a} \approx n_a, \text{ tendo sempre } \sqrt{q^2} > 0$$

### PORTADORES MINORITÁRIOS E MAIORITÁRIOS

NO SEMICONDUTOR TIPO-N  $C/N_d = 10^{22}/m^3$  e a densidade de pares  $\bar{e}-L$  de  $\approx 10^{19}/m^3$ , à temperatura ambiente, a densidade de  $\bar{e}$  será  $\approx 10^{22}/m^3$  e dos vazios ( $L$ )  $\approx 10^{16}/m^3$ . HA' ASSIM  $10^6$  electrões p/cada

vazio. Os  $\bar{e}_s$  NUM SC. TIPO-N SãO CHAMADOS PORTADORES MAIORITÁRIOS E OS VAZIOS, PORTADORES MINORITÁRIOS. SIMILAR/ NUM SC. TIPO-P

C/ COMPARAÇÃO DENSIDADE DE IMPUREZAS, OS VAZIOS SãO OS PORTADORES MAIORITÁRIOS E OS ELECTRÕES PORTADORES MINORITÁRIOS.

### SEMICONDUTORES DEGENERADOS E METAIS

- SC. TIPO-N:  $N_d \uparrow \Rightarrow E_F \rightarrow E_c$ ;  $N_d = 5 \times 10^{23}/m^3 \Rightarrow \frac{N_c}{n_n} \approx 20 \rightarrow \log_e \frac{N_c}{n_n} \approx 3$

$\Rightarrow E_c - E_F = 3k_B T_A \Rightarrow$  TEMOS  $\bar{\phi}$  APLICAR A ESTATÍSTICA DE FERMI.

DIZ-SE QUE O SC É DEGENERADO, enquanto um SC. C/ um nível de dopa-

ção inferior a  $5 \times 10^{23}$  obedece a ESTATÍSTICA CLASSICA (MAX-BOLTE).

E É DITO NÃO DEGENERADO. O MESMO SE APLICA A SCs. TIPO-P, TENDO AGORA  $(E_F - E_v) \rightarrow 0$

EFEITO DA TEMPERATURA NOS SEMI-CONDUCTORES TIPO-N E P

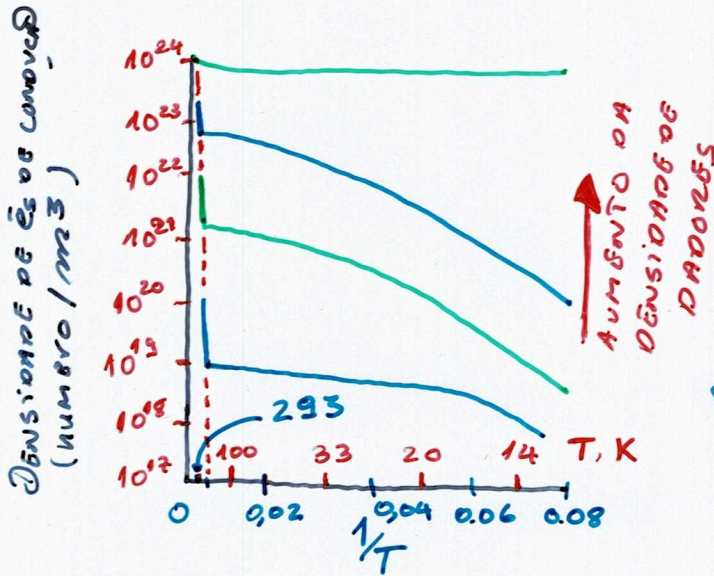
NUM SC. TIPO-N A  $T_A$  (T. AMBIENTE)  $n_i \ll N_d$ , MAS  $n_i$  AUMENTA RAPIDAMENTE COM A T,  $n_i = G T^{3/2} \exp(-E_g/2k_B T)$  PORÉM  $\bar{e} \sim 1/m^3$ ,  
 QUANDO  $n_i = N_d$  (PARA UMA TEMPERATURA  $T_t$ , DITA DE TRANSIÇÃO)  
 $n_n = 2N_d$  E  $p_n = N_d$ . SIMILARMENTE PARA UM SC. TIPO-P,  
 PARA  $T = T_t$ ,  $p_p = 2N_a$  E  $n_p = N_a$ .

$n_n(p_n) \equiv$  DENSIDADE DE ELÉTRONS DE CONDUÇÃO (DENSIDADE DE VAZIOS)  
 NUM MATERIAL TIPO-N.

PARA VALORES DE  $T > T_t$  O SC. REGOMA AS CARACTERÍSTICAS DE UM SC. INTRÍNSECO:

$$\log_e n_i = (\log_e G + 3/2 \log_e T) - \frac{E_g}{2k_B} \cdot \frac{1}{T}$$

i.e.:  $\log_e n$  ou  $\log_e p$  é proporcional a  $\frac{1}{T}$



$T_t \uparrow$  QUANDO  $N_d, N_a \uparrow$   
 EM GERAL  $T_t > 400K$

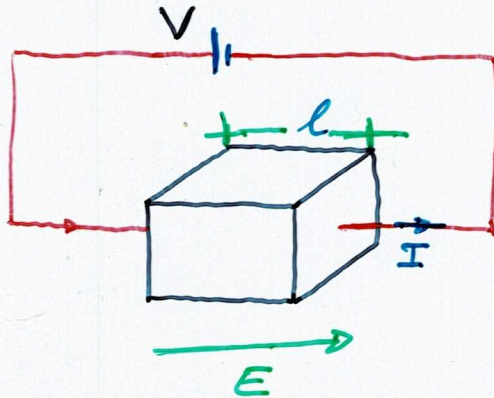
FIG: CONCENTRAÇÃO DE  $\bar{e}_s$  LIVRES É AT PARA O SEMI-CONDUCTOR TIPO-N

PARA TEMPERATURAS INFERIORES A  $T_t$  A DENSIDADE DE PORTADORES É PRÁTICAMENTE CONSTANTE, POIS ESTA SÓ DEPENDE DA DENSIDADE DE IMPUREZAS.

RESUMA: DURANTE A OPERAÇÃO, A TEMPERATURA INTERNA DEVE MANTER-SE BEM ABAIXO DA TEMPERATURA DE TRANSIÇÃO, POIS O RÁPIDO AUMENTO DO N.º DE PORTADORES DE CORRENTE PODE LEVAR A UM RÁPIDO AQUECIMENTO DO ELEMENTO, O QUE PODE LEVAR A SUA DESTRUIÇÃO.

## MOBILIDADE E A LEI DE OHM.

CONSIDERE UM BLOCO DE METAL, COM COMPRIMENTO  $l$  E SEÇÃO TRANSVERSAL  $S$ , QUE CONTÉM  $n$  ELECTRÕES LIVRES POR  $m^3$ .



SE APLICARMOS UM TENSÃO  $V$  AS SUAS EXTREMIDADES, O CAMPO ELÉCTRICO SERÁ

$$E = \frac{V}{l}$$

ESTE CAMPO  $E$  TEM COMO CONSEQUÊNCIA O ARRASTAMENTO DOS ELECTRÕES COM UMA VELOCIDADE ( $u_d$ ) METROS-POR-SEGUNDO, E NUM SEGUNDO ELAS VÃO PERCORRER O VOLUME ( $u_d S$ )  $m^3$ . ASSIM A CARGA TOTAL QUE PASSA ATRAVÉS DE UM DADO PLANO POR SEGUNDO SERÁ  $n e u_d S$  COULOMBS, O QUE CORRESPONDE À CORRENTE QUE O ATRAVESSA, I.E.,

$$I = n e u_d S$$

A DENSIDADE DE CORRENTE,  $J = I/S$  AMPÈRES POR  $m^2$  É DADA POR:

$$J = n e u_d = n e \mu E \quad \mu_d = \mu E$$

PODEMOS ESCREVER  $I$  COMO:

$$I = \frac{V}{R} \quad (\text{LEI DE OHM}) \quad ; \quad R = \text{RESISTÊNCIA DO BLOCO EM } \Omega$$

ONDE  $R$  É DADO POR:  $R = \rho \frac{l}{S}$  ONDE  $\rho$  É A RESISTIVIDADE DO MATERIAL EM  $\Omega \cdot m$  (OU A RESISTÊNCIA DE 1m DE CUBO)

ONDE  $R$  É DADO POR:  $R = \rho \frac{l}{S}$  ONDE  $\rho$  É A RESISTIVIDADE DO MATERIAL EM  $\Omega \cdot m$  (OU A RESISTÊNCIA DE 1m DE CUBO)

$$\text{DONDE: } I = \frac{V}{R S} = \frac{V}{\rho l} = \frac{E}{\rho} \rightarrow J = \sigma E \quad \text{COM } \sigma = \frac{1}{\rho} = n e \mu$$

$\sigma$  É A CONDUTIVIDADE DO MATERIAL EM  $S/m$  ( $S = \text{SIEMENS}$ ).

## VARIACÃO DA RESISTIVIDADE COM A TEMPERATURA

### - METAIS

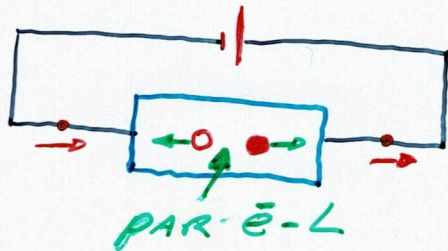
PARA O COBRE:  $n = 8.5 \times 10^{28} / \text{m}^3$  e  $\mu = 3.2 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{Vs}$   
 à TA, TEM  $\rho = 2.3 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$

COMO SUBSTITUÍMOS NUM METAL,  $\mu = \frac{\text{const}}{T}$

$$\Rightarrow \rho = \text{const} \times T$$

### - SC. INTRINSÉCO

NESTE CASO, CONTRIBUÍM PARA A CONDUÇÃO ELÉCTRICAS E VAZIOS:



CORRENTE DEVIDA AOS  
ELÉCTRICOS:

$$J_n = n_i e \mu_n E$$

CORRENTE DEVIDA AOS  
VAZIOS:

$$J_p = n_i e \mu_p E$$

A DENSIDADE TOTAL DE CORRENTE  
SERÁ:

$$I = J_n + J_p = n_i e E (\mu_n + \mu_p)$$

A CONDUTIVIDADE INTRÍNSECA:  $\sigma_i = \frac{I}{E} = n_i e (\mu_n + \mu_p)$

PARA O GERMÂNIO À TA, USANDO  $n_i = 5 \times 10^{19} / \text{m}^3$  E OS  
VALORES APROPRIADOS PARA  $\mu$ , TEMOS:

$$\sigma_i = 5 \times 10^{19} \times 1.6 \times 10^{-19} (0.39 + 0.19) = 4.64 \text{ S/m}$$

$$\rho_i = 1/\sigma_i = 0.22 \Omega \cdot \text{m}$$

$$\mu = f(T), \quad n_i = f^*(T) \Rightarrow \sigma_i = g(T)$$

$$\sigma_i = \text{const} \times \exp(-E_g/2k_B T) \quad (\mu \propto T^{-3/2})$$

OU

$$\sigma_i = \text{const} \times T^{-1} \times \exp(-E_g/2k_B T) \quad (\mu \propto T^{-5/2})$$

COMO O TERMO EXPONENCIAL VARIA MAIS RAPIDAMENTE  
QUE O TERMO  $T^{-1}$ , TEM

$$\rho_i = \text{const} \times \exp(E_g/2k_B T)$$

$\rho_i = \text{const} \times \exp(E_g / 2k_B T)$ , i.e., a A RESISTIVIDADE  
diminui rapidamente com o aumento da temperatura.

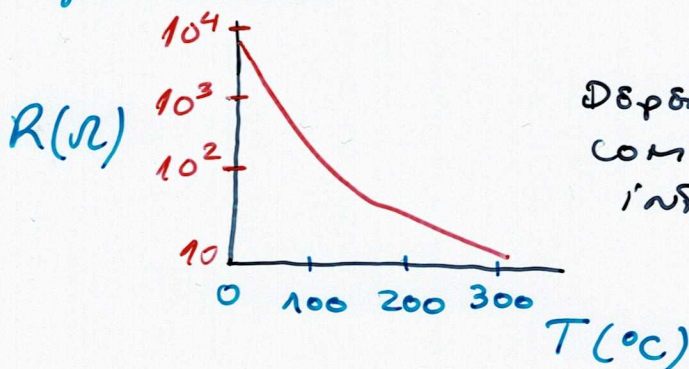
$$\log_e \rho_i = \log_e \text{const} + \left( \frac{E_g}{2k_B} \cdot \frac{1}{T} \right)$$

PARA  $T > 200K$ ,  $\log_e \rho_i$  varia quase linearmente com  $1/T$ .  
O declive é  $\propto E_g$ ; medindo a resistência em função da temperatura podemos determinar  $E_g$  de um SC. intrínseco.

$$\rho_i = \text{const} \times \exp\left(\frac{E_g}{2k_B} \cdot \frac{1}{T}\right) \rightarrow R = R_0 \exp\left(\frac{b}{T}\right)$$

$R_0$  e  $b$  constantes. Isto é a característica de um elemento chamado **termistor**, elemento com coeficiente de temperatura negativo; formado de material possuindo as propriedades de um SC. intrínseco.

O termistor é largamente usado como um elemento sensível à temperatura, em medições e controlo de temperatura.



## SEMI-CONDUCTORES EXTRÍNSECOS

NUM SC. EXTRÍNSECO, TB., PARA A CORRENTE CONTÍNUA OS ELECTRÕES E OS VAZIOS:

$$J = n e \mu_n E + p e \mu_p E$$

$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$  AGORA  $n$  e  $p$  SÃO ISOTÓPICOS.

COMO VIMOS ANTERIORMENTE, PARA UM S.C. Tipo-n

$$n_n = N_d \quad e \quad p_n = \frac{n_i^2}{N_d}$$

Donde  $\sigma_n = e(N_d \mu_n + \frac{n_i^2}{N_d} \mu_p) \approx e N_d \mu_n \quad \text{A } T_A.$

PARA UM S.C. Tipo-p

$$\sigma_p = e\left(\frac{n_i^2}{N_a} \mu_n + N_a \mu_p\right) \approx e N_a \mu_p \quad \text{A } T_A.$$

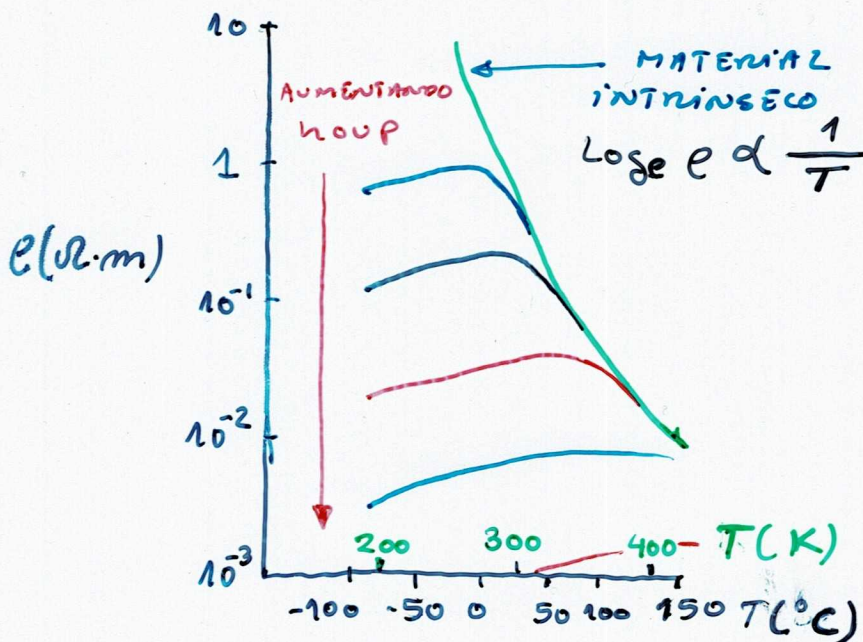
As correspondentes expressões para a resistividade são:

$$\rho_n = \frac{1}{e N_d \mu_n} \quad (\text{S.C. Tipo-n})$$

$$\rho_p = \frac{1}{e N_a \mu_p} \quad (\text{S.C. Tipo-p})$$

Como  $\mu = \text{const} \times T^{-3/2}$  ou  $\mu = \text{const} \times T^{-5/2} \quad (T = T_A)$

A RESISTIVIDADE AUMENTA C/ A T até esta atingir a  $T_t$ . Para  $T > T_t$  o S.C. adquire as propriedades de S.C. intrínseco e a RESISTIVIDADE DIMINUI DE NOVO C/ A T. podemos relacionar a  $T_t$  com o valor máximo DA RESISTIVIDADE.



DEPENDÊNCIA DA RESISTIVIDADE C/ A T DE UM S.C. EXTRÍNSECO

DA FIGURA VEMOS QUE A  $T_t$  AUMENTA C/ A DENSIDADE DE IMPUREZAS E  $\therefore$  C/ OS PORTADORES DE CARGA.

# Função p-n

- Distribuição de cargas numa função p-n



inicial/ p e n estão neutras

- movimento das cargas por difusão, com criação de campo eléctrico.

- Difusão de electrões do lado n para o lado p

→ p fica com carga negativa (+  $\bar{e}_s$ )

n fica com carga positiva (-  $\bar{e}_s$ )

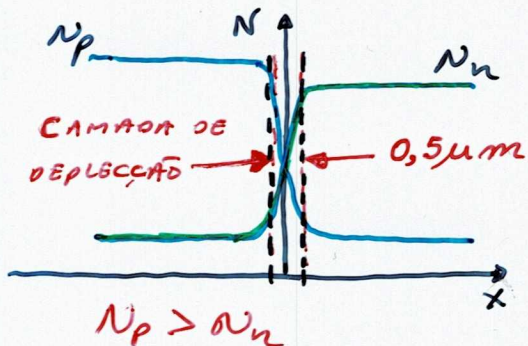
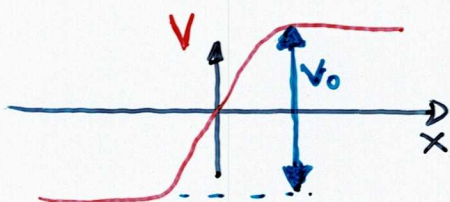
→ cria-se um potencial que se vai opor à difusão de novos electrões de n para p, até que a vai anular:

$$\Rightarrow n \cdot \bar{e}_s \text{ de } n \rightarrow p = n_0 \cdot \bar{e}_s \text{ de } p \rightarrow n$$

- Difusão de vazios do lado p para o lado n

→ diminui o potencial em p

→ aumento do potencial em n.



E os portadores minoritários?  
( $e_s$  na zona p e vazios na zona n)

O sentido do seu movimento devido à acção do campo eléctrico dá-se em sentido contrário aos portadores majoritários.

Quando a soma destas duas componentes se anula, a função atinge o estado de equilíbrio.

$$I(\text{port. maior.}) = I(\text{port. minor.})$$

$$(I_{\bar{e}_n} + I_{\text{vaz.}}) \quad (I_{\bar{e}_m} + I_{\text{vaz. m}})$$

## Portadores positivos:

Lado p:  $\phi$  os vazios passam p/n, tem que vencer uma barreira de potencial:

Mec. Est.  $\rightarrow$  prob =  $e^{-\frac{qV_0}{kT}}$   $\rightarrow$  valor da corrente:

$$N_p(\text{em p}) \cdot e^{-\frac{qV_0}{kT}}$$

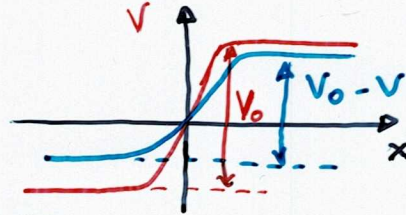
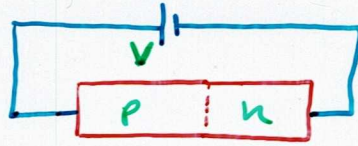


LADO n: portadores positivos ( $\ll N_p$ ), "ESCORREGEM" PELA BARRERA BAIXO, o que todos conseguem, seja  $I_s$  A SUA CORRENTE:

$I_s \propto N_p(\text{em } n)$

$I_s = f(T)$

No Equilíbrio:  $I_s = N_p(\text{em } p) e^{-qV_0/kT}$



$I_s = \text{const}$  (nada muda p/ os vazios em n)

Do lado p para o lado n:  $N_p(\text{em } p) e^{-\frac{(V_0-V)q}{kT}}$

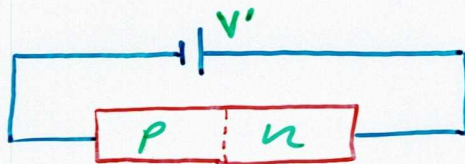
O equilíbrio rompe-se:

$I = N_p(\text{em } p) e^{-q\frac{V_0-V}{kT}}$

$I = I_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$

-  $I_s$

E SE:

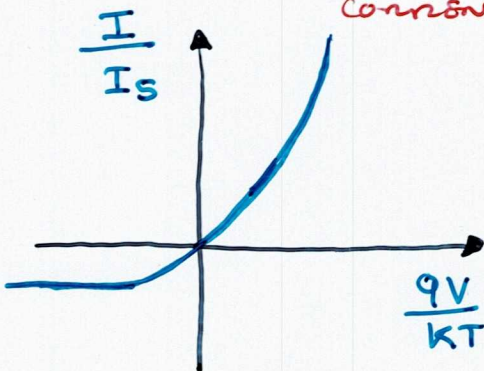


$\frac{kT}{q} = 26 \text{ mV } (T=300K)$   
 qdo  $V \gg 26 \text{ mV}$   
 $\Rightarrow I \approx I_s e^{\frac{qV}{kT}}$

$\Rightarrow V_0 \rightarrow V_0 + V$

- o no de portadores q passa do lado p para o lado n e' menor
- os portadores minoritarios, q passam do lado n para p mantem-se.

$\Rightarrow$  rompe-se o equilibrio: passa a haver uma corrente de n para p.



So' consideramos os portadores positivos a inclusao de portadores negativos nao provoca alteracoes qualitativas, ha' no entanto uma alteracao quantitativa, qdo aplicamos a tensao: ha' um corrente devida aos port. minoritarios (vazio (lado n);  $\bar{e}_s$  (lado p):  $I_s$

RESUMO: O comportamento de uma juncao p-n e' representado por

$I = I_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$

- qdo V aplicada e' nula  $I = 0$
  - qdo  $V > 0$  (tensao directa), passa I no sentido da V aplicada
  - qdo  $V < 0$  (tensao inversa), I tem sentido contrario:  $I \approx -1 \mu A \approx -I_s$
- $I_s \approx$  corrente de saturacao inversa.  $T = 300K$

Seja  $I = I_s (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$ . À T AMBIENTE,  $T \approx 300K$

$\frac{kT}{q} = 26mV$ . PARA VALORES DA TENSÃO APLICADA MUITO SUPERIORES A 26mV, a exponencial é muito maior do que a unidade e podemos usar a expressão aproximada:

$$I \approx I_s e^{\frac{qV}{kT}} \quad \text{OU SEJA } I \gg I_s$$

I AUMENTA DEZ VEZES DE CADA VEZ QUE V AUMENTA 60mV

$$I = I_s e^{\frac{qV}{kT}} \rightarrow \frac{I}{I_s} = e^{\frac{q}{kT} V} \rightarrow \ln\left(\frac{I}{I_s}\right) = \frac{q}{kT} V$$

$$V = 26mV \ln \frac{I}{I_s} \rightarrow V = (26mV) \cdot 2.30 \log \frac{I}{I_s}$$

$$V \approx 60mV \log \frac{I}{I_s}$$

DETERMINAR V conhecidos I e um par de valores  $I_2, V_1$

$$V_1 = (60mV) \log \frac{I}{I_s}$$

$$V_2 = (60mV) \log \frac{I_2}{I_s} \quad \therefore$$

$$V_2 - V_1 = 60mV \left[ \log \frac{I_2}{I_s} - \log \frac{I_1}{I_s} \right] = 60mV \log \frac{I_2}{I_1}$$

$$\text{OU } V_2 = V_1 + 60mV \log \frac{I_2}{I_1}$$

Quando aplicamos uma tensão inversa, I inverte o seu sentido (o - reluz no caso anterior; continua portador e o sentido da tensão aplicada. A exponencial torna-se cada vez menor, podendo portanto desprezar-se em relação a 1.

I tende rapidamente para  $I_s$ . É COSTUME CHAMAR-SE A  $I_s$  CORRENTE DE SATURAÇÃO INVERSA.

$I_s$  depende do nº de portadores minoritários existentes que por sua vez depende, entre outras coisas, da T.

$I_s$  depende fortemente da TEMPERATURA.

PARA DIODOS DE SILÍCIO em TEMPERATURA DE 25°C  $I_S \approx 1 \mu A$

$I_S(Si; T=25^\circ C) \approx 1 \mu A$  ;  $I_S(Si; T=31^\circ C) \approx 2 \mu A$

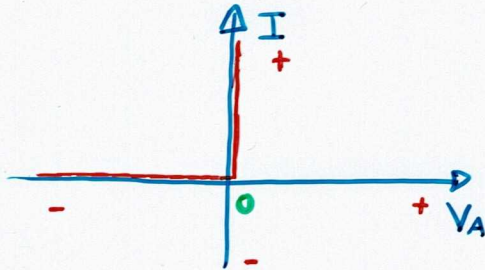
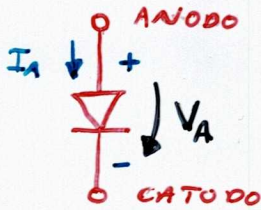
$1 \mu A = 10^{-6} A$

$I_S(GER; T=25^\circ C) \approx 1 \mu A$  ;  $I_S(GER; T=31^\circ C) \approx 2 \mu A$

CARACTERÍSTICAS DE UM DIODO:



(FÍSICA)



DIODO IDEAL

$V_A < 0 \Rightarrow I_A = 0$



A ALTURA DA BARRIEIRA DE POTENCIAL  $V_0$  (pag. 29) e'

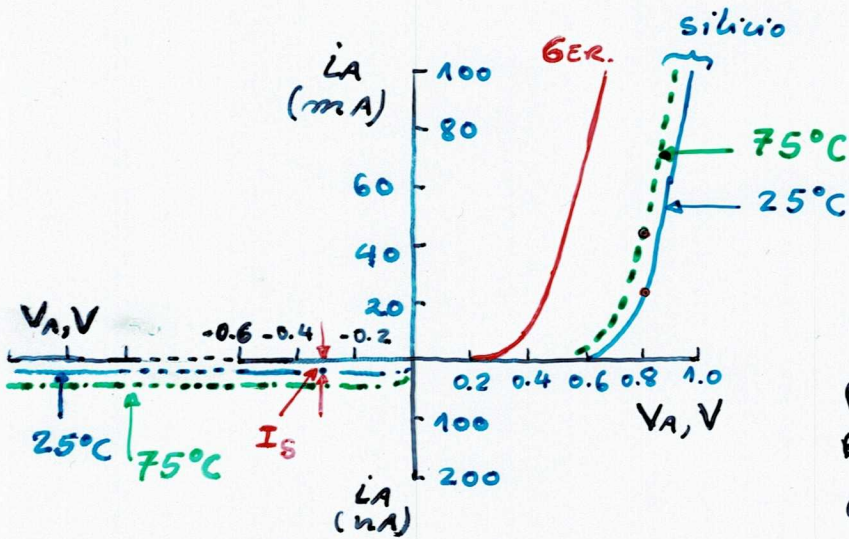
- para o silício  $\approx 0.7 V$

- para o GERMÂNIO  $\approx 0.3 V$

$I_A > 0 \Rightarrow V_A = 0$



$1 \mu A = 10^{-6} A$

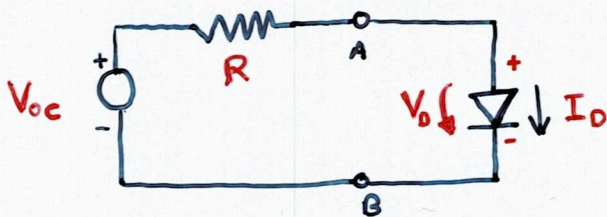


Silício:  $I_S \in [2, 20] \mu A$ .

GERM.:  $I_S \in [2, 20] \mu A$ .

O AUMENTO DE TEMPERATURA PROVOCA O AUMENTO DA PROBABILIDADE DE CRIAÇÃO PARES ELECTRÃO-LACUNA.  $\Rightarrow I_S \uparrow$

DIODO COMO ELEMENTO DE UM CIRCUITO



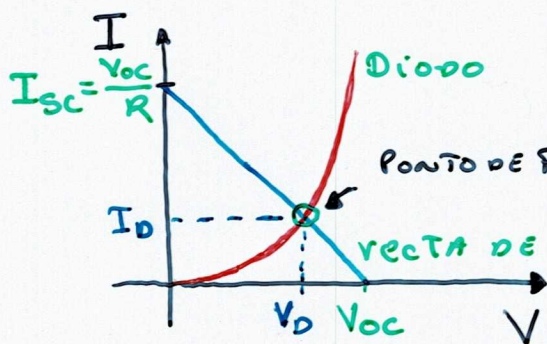
$I = ?$  Se o diodo fosse IDEAL:

$I = \frac{V_{OC}}{R}$ , i.e.:  $V_D = 0$

DIODO REAL  $\Rightarrow$  (LEI DAS MALHAS NÃO DÁ O VALOR DE  $I$ , O DIODO NÃO É UM ELEMENTO LINEAR) A EXISTÊNCIA DE 2 LEIS: ESQUERDA DE AB UMA LEI (FONTE LINEAR)

DIREITA DE AB OUTRA (ELEMENTO NÃO LINEAR)

O PONTO DE FUNCIONAMENTO DO CIRCUITO É A INTERSECÇÃO DAS DUAS.



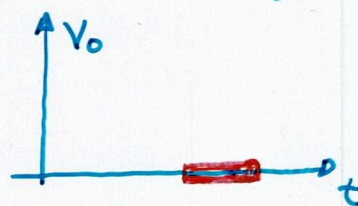
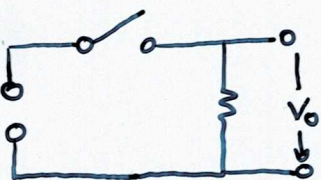
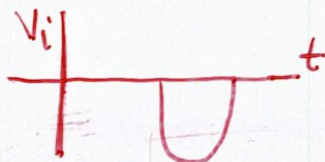
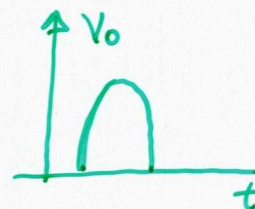
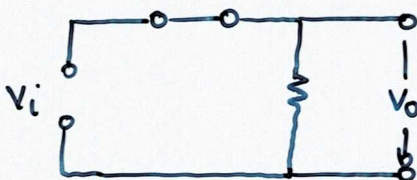
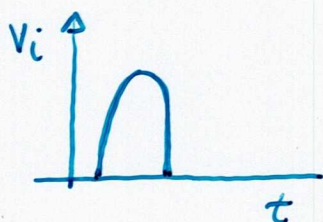
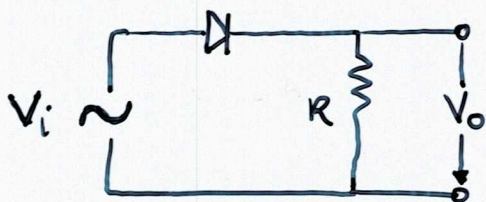
A LGT  $V(I)$  PARA O DIODO É EXPONENCIAL

$$I_D = \frac{V_{oc} - V_D}{R}$$

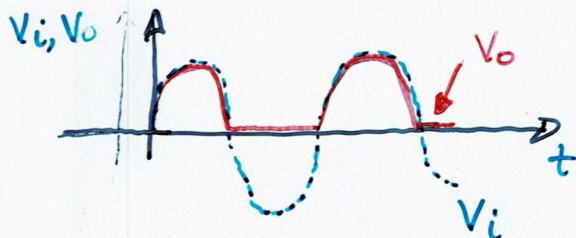
SEJA  $V_{oc} = 5V$  E  $R = 1k\Omega$ ; ASSUMA QUE  $\varphi_{do} V_D = 0.7V$ ,  $I_D = 1mA$ . DETERMINE  $V_D$  E  $I_D$ , SABENDO Q  $\Delta V_D \approx 10 \Delta I_D$

EXEMPLOS DE APLICAÇÃO:

- DIODO COMO RECTIFICADOR: (P/SIMPLIFICAR, CONSIDERAMOS O DIODO IDEAL)

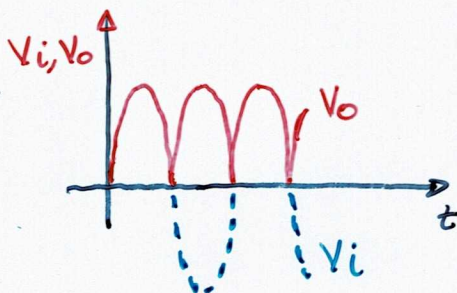
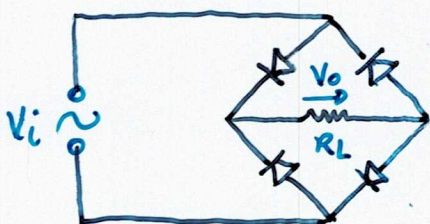


Somando obtemos:

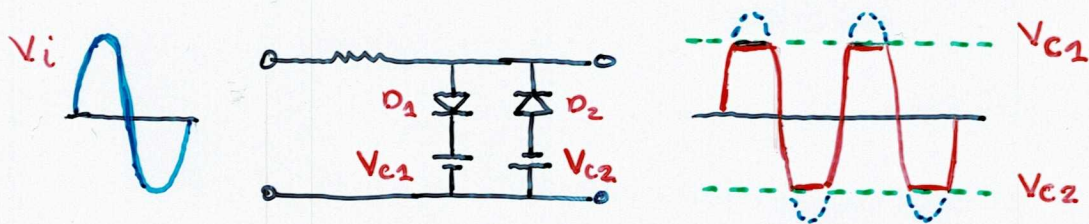


RECTIFICACÃO DE MEIA ONDA

RECTIFICACÃO DE ONDA COMPLETA:



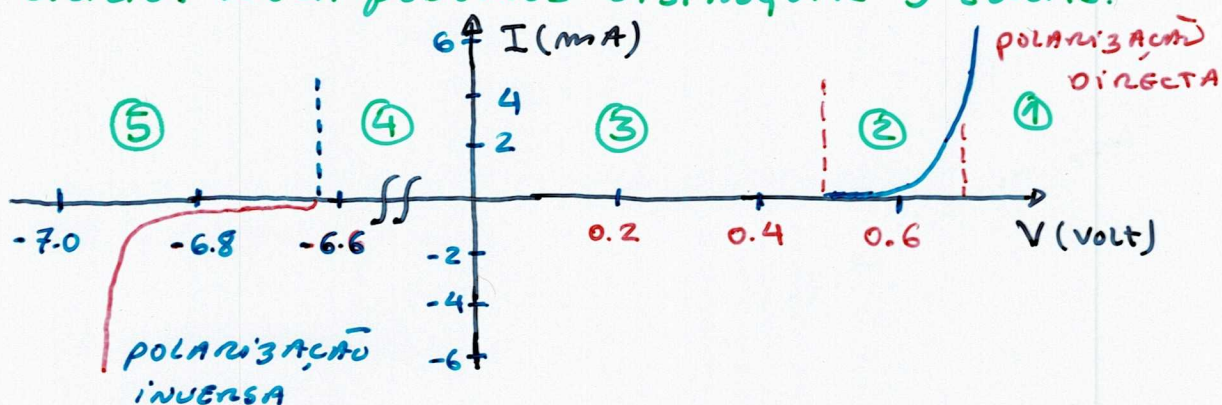
## - CIRCUITOS LIMITADORES



$D_1$  ENTRA EM CONDUÇÃO qdo  $V_i > V_{c1} \Rightarrow V_o \leq V_{c1}$

$D_2$  ENTRA EM CONDUÇÃO qdo  $V_i < V_{c2} \Rightarrow V_o \geq V_{c2}$

ANÁLISE DETALHADA DA CARACTERÍSTICA DE UM DIODO (REAL) DE SILÍCIO. NELA PODEMOS DISTINGUIR 5 ZONAS.



REGIÃO 1: O DIODO CONDUZ "BEM" E A  $I$  QUE O ATRAVESSA É ELEVADA, LIMITADA APENAS PELAS RESISTÊNCIAS DO CIRCUITO EXTERIOR ( $I(V)$  É EXPONENCIAL)

REGIÃO 2: REGIÃO DE TRANSIÇÃO ENTRE A REGIÃO DE ALTA CONDUÇÃO (1) E A REGIÃO DE BAIXA CONDUÇÃO (3)

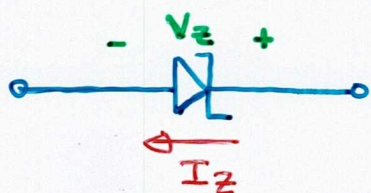
REGIÃO 3: REGIÃO DE BAIXA CONDUÇÃO, I.E., A  $I$  NESTA ZONA É DESPREZÁVEL qdo COMPARADA C/ A  $I$  NA REGIÃO 1. (PARA O SILÍCIO,  $I$  NESTA ZONA É DA ORDEM 10 $\mu$ A).

É HABITUAL CONSIDERAR UMA TENSÃO DE PATAMAR ABAIXO DA QUAL NÃO HÁ CONDUÇÃO. PARA O SILÍCIO  $\approx 0,7$  V.

REGIÃO 4: A APLICAÇÃO DE UMA TENSÃO INVERSA, AO CONTRÁRIO DO QUE ACONTECE NUM DIODO IDEAL, PRODUZ UMA  $I$  INVERSA QUE É MUITO PEQUENA (CHAMA-SE CORRENTE DE FUÇA INVERSA).

REGIÃO 5: SE AUMENTARMOS A TENSÃO INVERSA (ATENÇÃO À TRANS-  
LAÇÃO DO GRÁFICO), A PARTIR DE UM CERTO VALOR,  
TENSÃO DE ZENER, COMEÇA A HAVER CONDUÇÃO APRE-  
CIÁVEL NO SENTIDO INVERSO. É A REGIÃO ZENER OU  
DE AVALANCHE.\*

NESTA REGIÃO UM DIODO TEM A PROPRIEDADE DE A QUEDA DE TENSÃO  
ENTRE OS SEUS TERMINAIS SER PRÁTICA/INDEPENDENTE DA  $I$ .  
PODE POR ESSE MOTIVO SER USADO COMO TENSÃO DE REFERÊN-  
CIA. HÁ DIODOS ESPECIFICAMENTE PREPARADOS PARA ESSE FIM,  
OS CHAMADOS **DIÓDOS DE ZENER**, CUJO SÍMBOLO É:



DIODO DE ZENER.  
(ZENER)

$V_Z$  = TENSÃO DE ZENER OU TENSÃO DE RUPTURA

SUPONHAMOS UMA JUNÇÃO P-N POLARIZADA INVERSAMENTE:  
 $I \approx I_S = 1 \text{ nA}$

SE AUMENTARMOS A POLARIZAÇÃO INVERSA,  $I$  MANTÉM-SE  
( $I$  É DEVIDA AOS PORTADORES MINORITÁRIOS, DE  $n$ : constante)  
O  $n$  DE PORTADORES MINORITÁRIOS MANTÉM-SE, CONTUDO  
A SUA VELOCIDADE PODE VARIAR.

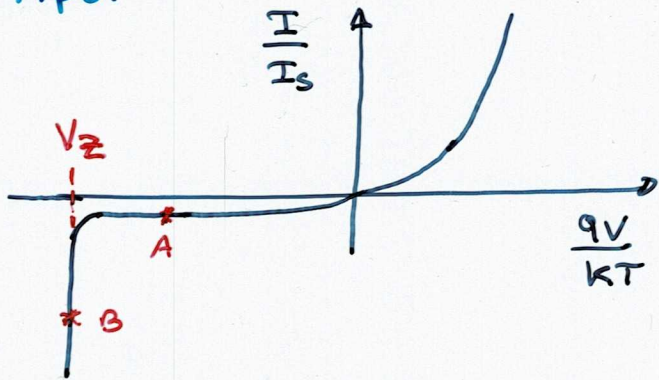
SOB A ACÇÃO DE UMA TENSÃO INVERSA CRESCENTE, A SUA ENERGIA  
AUMENTA E PODE TORNAR-SE SUFICIENTE PARA PRODUZIR NA ZONA  
DE DEPLEÇÃO NOVOS PARES ELECTRÃO-VAZIO, OS QUAIS VÃO A O  
VALOR DA CORRENTE. E ASSIM SUCESSIVA/. É O CHAMADO EFEI-  
TO DE AVALANCHE. A PARTIR DE UM CERTO VALOR DE TENSÃO  
A CORRENTE AUMENTA, MANTENDO-SE O VALOR DA TENSÃO CONSTANTE.

QUO O CAMPO ELECTRICO NUMA JUNÇÃO POLARIZADA É, SÓ POR SI,  
SUFICIENTE PARA ARRANCAR ELECTRÕES DAS LIGAÇÕES COVALENTES, CRIAN-  
DO ASSIM PARES ELECTRÃO-VAZIO, A JUNÇÃO APRESENTA AS MES-  
MAS CARACTERÍSTICAS QUE P/O EFEITO AVALANCHE, É O EFEITO  
ZENER.

QUO  $V_Z < 6 \text{ V}$ , O EFEITO DOMINANTE É O EFEITO ZENER.

QUO  $V_Z > 6 \text{ V}$ , O EFEITO DOMINANTE É O EFEITO AVALANCHE.

QUALQUER QUE SEJA O EFEITO UTILIZADO, ZENER OU AVALANCHE, É COSTUME CHAMAR DIODOS ZENER AOS DIODOS C/ UMA CARACTERÍSTICA DO TIPO:



$\varphi$  do  $I = I_A \Rightarrow V < V_z$   
 NÃO ESTÁ NO REGIME DE RUPTURA.  
 $\varphi$  do  $I \gg I_B \rightarrow V_z$  constante

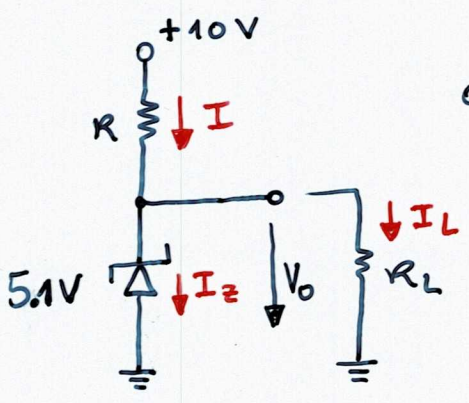
NO EFEITO DE AVALANCHE A TRANSIÇÃO DA ZONA HORIZONTAL P/A ZONA VERTICAL DA CARACTERÍSTICA É MAIS GRADUAL DO QUE NO EFEITO ZENER.

CONTROLANDO RIGOROSA/ OS NÍVEIS DE DOPAGEM UTILIZADOS PODEMOS OBTEN VALORES PARA A TENSÃO DE RUPTURA DESSES CERCA DE 2V ATÉ A CENTENA DE VOLTS.

- APLICAÇÕES DO DIODO ZENER:

PODEMOS REGULAR A TENSÃO DE SAÍDA DE UMA FONTE DE TENSÃO COLOCANDO ENTRE OS SEUS TERMINAIS, UM DIODO ZENER, DE TENSÃO CONVENIENTE, POLARIZADO INVERSAMENTE. A TENSÃO DE RUPTURA TEM QUE SER IGUAL A TENSÃO DE SAÍDA QUE PRETENDEMOS, EA TENSÃO NÃO REGULADA DEVE SER SUPERIOR

EX:



$C/R = 0.5K\Omega$  E  $R_L = 1K\Omega$

$\varphi$  do  $R_L$  (CARGA) ESTÁ DESLIGADA FLUI NO ZENER UMA I

$I = \frac{10V - 5.1V}{0.5K\Omega} = 9.8mA$

$I_z: V_z = 5.1V$        $I_z \gg I_{z\text{MINIMO}} \rightarrow I_L \leq I - I_{z\text{MINIMO}}$

$\varphi$  DO LIGAMOS  $R_L$ , PARTE DA CORRENTE VAI FIXAR DE PASSAR NO ZENER. PARA QUE ESTE CONTINUE A DESEMPENHAR A SUA FUNÇÃO É ESSENCIAL QUE A CORRENTE QUE LA' PASSA SEJA SUFICIENTE PARA MANTER O DIODO NO REGIME DE RUPTURA (OU AVALANCHE). É TAMBÉM NECESSÁRIO SABER QUAL A POTÊNCIA QUE ELE É CAPAZ DE DISSIPAR.  $P_d = V \cdot I_z$  ;  $P_d < P_{d\text{MAXIMO}}$

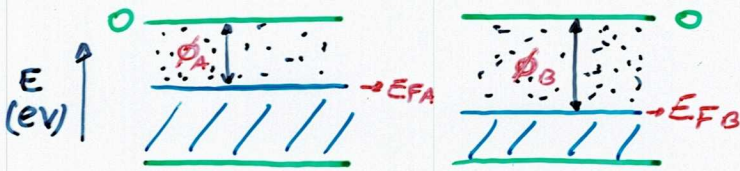
# CONTACTOS OHMICOS E BARREIRAS SCHOTTKY

PARA UM DIODO SER UTIL, NA PRÁTICA, TEMOS QUE LIGÁ-LO A UM CIRCUITO EXTERIOR, I.E., TEMOS QUE LIGAR UM METAL A UM SC.

- O CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR NÃO IRA ALTERAR, OU MASCARAR, O COMPORTAMENTO DO DISPOSITIVO SC. EM CAUSA?

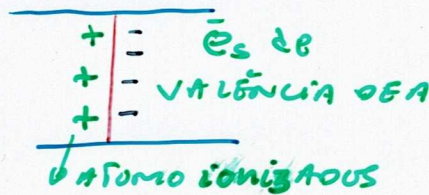
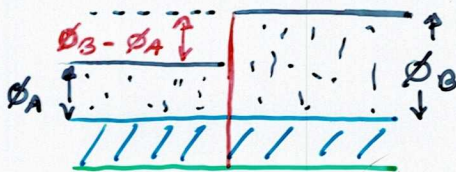
CASOS HÁ, EM QUE ESSA ALTERAÇÃO SE DA, I.E., A LIGAÇÃO METAL SEMICONDUCTOR ALTERA A CARACTERÍSTICA TENSÃO-CORRENTE DO DISPOSITIVO. O CONTACTO NÃO TEM UMA CARACTERÍSTICA TENSÃO CORRENTE LINEAR

CONSIDEREMOS DOIS MATERIAIS A, B COM NÍVEIS DE FERMI,  $E_{FA}$  E  $E_{FB}$ . CONSIDEREMOS QUE A ENERGIA MÁXIMA DA BC. É ZERO (ENERGIA ASSOCIADA À SUPERFÍCIE DO MATERIAL). DEFINE-SE A FUNÇÃO TRABALHO ( $\phi$ ), COMO A DIFERENÇA DE ENERGIAS ENTRE O NÍVEL DE FERMI, E A DO NÍVEL ASSOCIADO À SUPERFÍCIE (NOS METAIS CORRESPONDE À PROFUNDIDADE DA BANDA DE CONDUÇÃO).



SE  $\phi_A < \phi_B$ : ESTADOS OCUPADOS DA B.V. DE A TÊM A MESMA ENERGIA DE ESTADOS VAZIOS DA B.C. DE B.

QUANDO SE PÕE EM CONTACTO, OS  $E_F$  DA B.V. DE A FLUÍRAM PARA B.C. DE B. A FICA CARREGADA NEGATIVAMENTE ENQUANTO QUE B SE TORNA NEGATIVAMENTE CARREGADO. O FLUXO CONTINUA ATÉ OS DOIS NÍVEIS DE FERMI SEREM IGUAIS.



PELO FACTO DE HAVER UMA DIFERENÇA DE ENERGIAS ENTRE AS DUAS SUPERFÍCIES ( $\phi_B - \phi_A$ ) HÁ UMA D.D.P.  $V_{AB}$  DEVIDO ÀS CARGAS NAS SUPERFÍCIES.



$V_{AB}$  - POTENCIAL DE CONTACTO.

QUANDO  $(\phi_B - \phi_A)$  É PEQUENO, OS  $\bar{e}$ s PODEM MOVER-SE FACILMENTE ENTRE AS DUAS BANDAS DE CONDUÇÃO. SE  $(\phi_B - \phi_A)$  PEQUENO, DIZ-SE QUE O CONTACTO É OHMICO.

O POTENCIAL DE CONTACTO  $\phi_B - \phi_A$  NÃO É AFECTADO PELA TENSÃO APLICADA.



A LIGAÇÃO ENTRE UM METAL E UM SC. DEVE SER UMA LIGAÇÃO OHMICA. O METAL A ESCOLHER DEPENDE DO SC. UTILIZADO. ( $\phi_{METAL} - \phi_{SC}$ ) DEVE SER PEQUENA.  $\phi_M$  E  $\phi_{SC}$  SÃO CARACTERISTICAS DO METAL E DO SC.

Quando o CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR EXIBE UM COMPORTAMENTO SEMELHANTE AO DE UMA JUNÇÃO P-N, DIZ-SE QUE ESTE CONTACTO É DE BARRIEIRA SCHOTTKY.

### DIODO TÚNEL

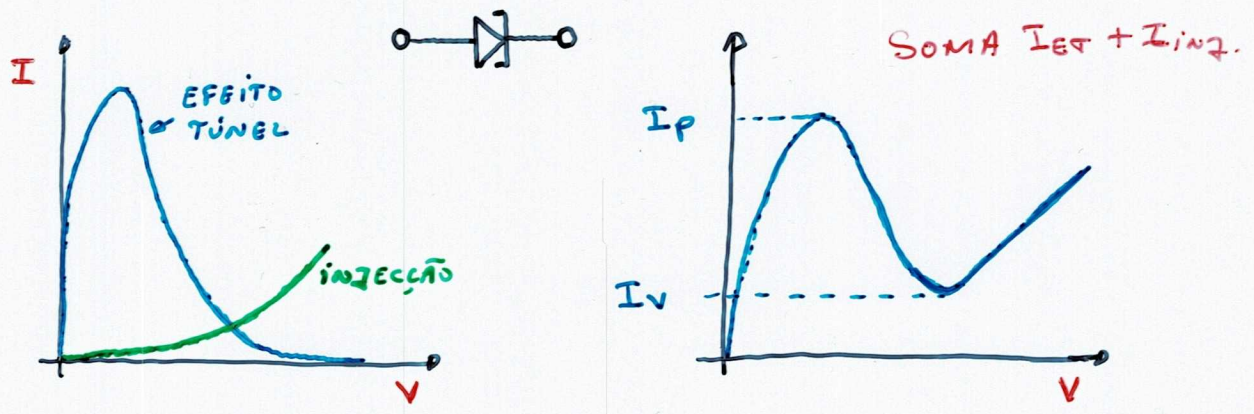
Quando TEMOS UM DIODO EM  $\bar{\phi}$  A CONCENTRAÇÃO DE DOPANTES É MUITO ELEVAADA A ESPESURA DA ZONA DE DEPLEÇÃO É BASTANTE ESTREITA. PODEMOS ATINGIR ESPESURAS, DA ORDEM DOS 10nm

Quando AS ESPESURAS SÃO DESSA ORDEM DE GRANDEZA OUTRO MECANISMO DE CONDUÇÃO ENTRA EM ALCANCE, O EFEITO TÚNEL (MECÂNICA QUÂNTICA).

Um  $e^-$  TEM PROBABILIDADE NÃO NULA DE ATRAVESSAR UMA BARRIEIRA DE POTENCIAL DE VALOR MAIS ELEVAADO DO QUE A SUA ENERGIA. ESTE FENOMENO É UM FENOMENO CARACTERISTICA) QUÂNTICO. A MECÂNICA CLASSICA AFIRMA QUE EM CASO ALGUM ELE PODE ATRAVESSAR A BARRIEIRA.

LEO ESAKI (1959) APROVEITOU ESTE EFEITO PARA IMPLEMENTAR DISPOSITIVOS FUNCIONANDO SEGUINDO ESTE PRINCÍPIO: DIODOS ESAKI OU DIODOS TÚNEL

### CARACTERÍSTICA TENSÃO CORRENTE DE UM DIODO TÚNEL



NOTA: Quando INVERTERMOS A TENSÃO APLICADA A CORRENTE POR EFEITO TÚNEL INVERTE TB. O SENTIDO.

$I_p \equiv I$  DE PICO ;  $I_v \equiv I$  DE VALE. ;  $I_p$  E  $I_v$  PONTOS ESTÁVEIS DE FUNCIONAMENTO.

$$R = \frac{V}{I} \rightarrow r = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad r = \text{RESISTÊNCIA INCREMENTAL.}$$

Do primeiro ponto para o segundo existe uma resistência incremental negativa ( $r = \frac{\Delta V}{\Delta I} < 0$ ). Este diodo pode por isso ser usado em variações em osciladores, compensando as perdas dos outros elementos.

Neste tipo de fenómeno a transição é extremamente rápida, motivo pelo qual estes diodos são usados a frequências muito elevadas, e.g. microondas, e em computadores.

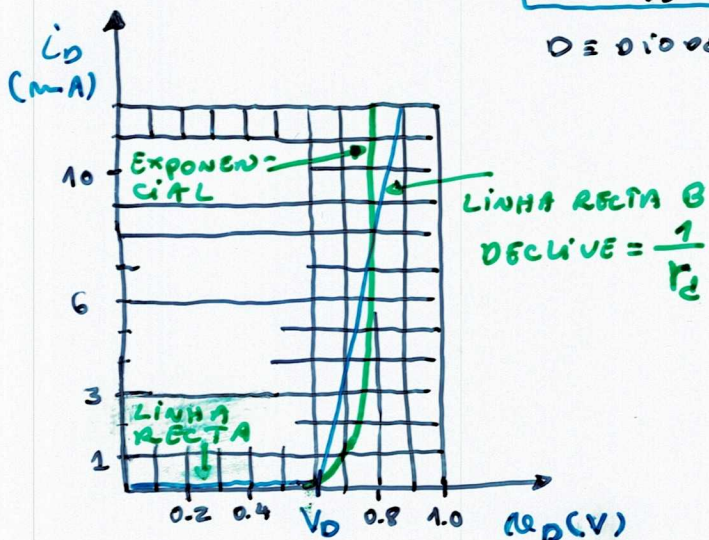
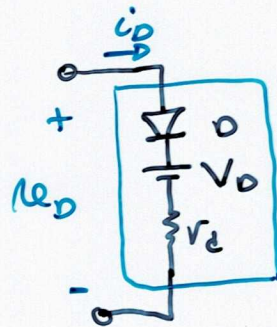
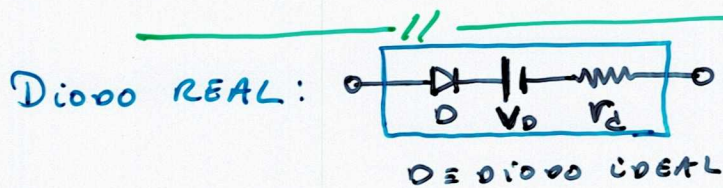
### DIODO SCHOTTKY

Quando o contacto entre um metal e um SC. é tipo barreira de Schottky (efeito Schottky) podemos implementar o chamado diodo Schottky ou diodo metal-semiconductor.

Numa junção metal-semiconductor a queda de tensão em condução é metade da queda de uma junção p-n. Por outro lado, como só há portadores majoritários, são dispositivos muito mais rápidos. Não necessitam de "esperar" pela recombinação dos portadores minoritários.

Chama-se diodo semiconductor, a uma junção p-n que tem ligado a cada uma das suas "metades", e com contactos ôhmicos, um fio metálico.

A característica de um diodo ( $I(V)$ ) não é reversível.



$$I_D = 0, R_D \leq V_D$$

$$I_D = \frac{R_D - V_D}{r_D}, R_D \geq V_D$$

$$r_D = \frac{V_T}{I_D}$$

$$V_T = \frac{kT}{q} \approx 26 \text{ mV} \quad (T=300\text{K})$$

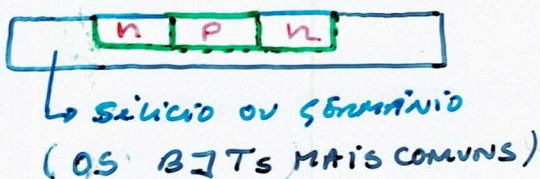
# O TRANSISTOR (TRANSFER RESISTOR)

## TRANSISTOR DE FUNÇÃO BIPOLAR (BJT)

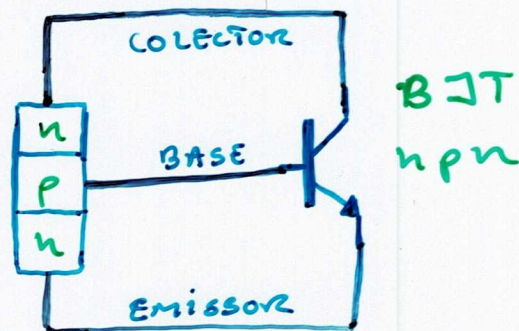
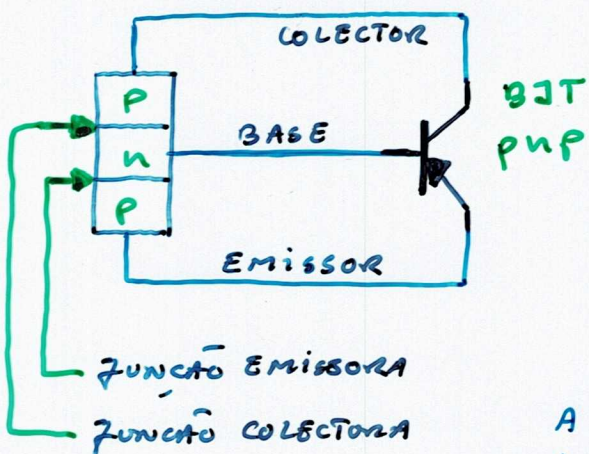
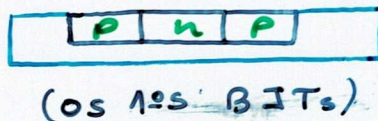
O transistor de função bipolar foi o primeiro elemento amplificador de semicondutor. O termo bipolar é usado para lembrar que tanto as cargas negativas como as cargas positivas entram na operação do transistor.

O BJT é feito num material SC, possuindo 3 regiões conhecidas como emissor, base e colector. O tamanho físico de um transistor moderno de baixa potência é muito pequeno. Um tamanho típico é  $6 \times 30 \mu m$ . A espessura da região base é  $\leq 0.5 \mu m$  ( $\lambda$  da luz verde)  $\approx 0.5 \mu m$

### BJT npn

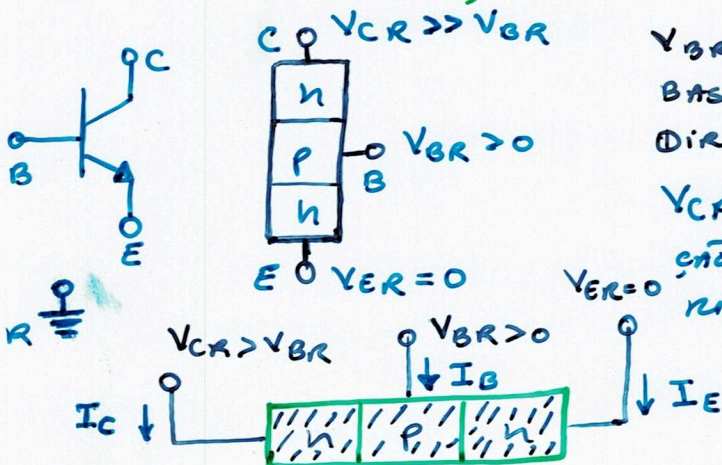


### BJT p-n-p



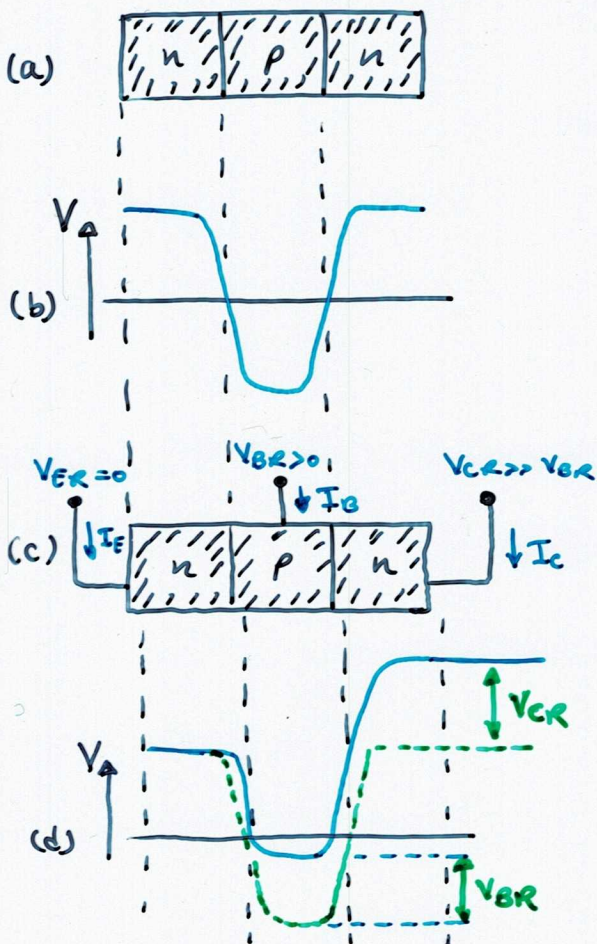
A seta indica a direcção convencional do fluxo da corrente (fluxo das cargas positivas - vazios) - sentidos convencionais.

## O TRANSISTOR DE FUNÇÃO BIPOLAR npn:



$V_{BR} > 0$ , significa q a função base-emissor está polarizada directamente.

$V_{CR} > V_{BR}$ , significa q a função base-colector está polarizada inversamente.



## a) FUNÇÕES

b) DISTRIBUIÇÃO DE POTENCIAL AO LONGO DA ESTRUTURA  $\phi$  DO NPN NA TENSÕES EXTERIORES APLICADAS, NO EQUILÍBRIO.

c) TENSÕES EXTERIORES APLICADAS E RESPECTIVAS CORRENTES.

d) DISTRIBUIÇÃO DE POTENCIAL  $\phi$  DO APPLICAMOS TENSÕES EXTERIORES.

( EMISSOR MAIS FORTI/DOPADO DO Q  
A BASE: RAZÃO =  $D_{EB} >> 1$  )

O COMPORTAMENTO DOS ELECTRÕES CONTROLA O FUNCIONAMENTO DE UM TRANSISTOR n-p-n (O COMPORTAMENTO DOS VAZIOS CONTROLA O FUNCIONAMENTO DE UM TRANSISTOR p-n-p).

## ELECTRÕES:

- FUNÇÃO B-E POLARIZADA DIRECTA / ( $V_{BE} > 0$ )  $\Rightarrow \exists I$  NA BASE PLO EMISSOR: OS  $\bar{e}$ s DO EMISSOR  $\bar{q}$  SÃO MAIORITÁRIOS SÃO INJECTADOS NA BASE. NA BASE ESTES ELECTRÕES SÃO PORTADORES MINORITÁRIOS.

$\phi$  DO EMISSOR SEIÁ MAIS FORTI/DOPADO QUE A BASE, A % DE ELECTRÕES ANIQUILADOS SERÁ PEQUENA. TEREMOS ASSIM NA VIZINHANÇA DA FUNÇÃO E DO LADO DA BASE, UM AUMENTO DA CONCENTRAÇÃO DE  $\bar{e}$ s. COMO A BASE É UMA ZONA MUITO ESTREITA ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ), NA GRANDE POSSIBILIDADE DE OS  $\bar{e}$ s SE DIFUNDIREM ALÉM DA CAPA DE CARGA NA OUTRA FUNÇÃO.

JUNTO À FUNÇÃO B-C OS  $\bar{e}$ s ENCONTRAM UMA ALTA BARRERA DE POTENCIAL,  $\bar{q}$  SOBEM ALFACAMENTE (O  $\bar{e}$ s TEM CARGA  $< 0$ )

$\Rightarrow I_C$  CORRENTE INVERSA AINDA É DUMA FUNÇÃO Pn;   
  $I_E$  TEM SENTIDO CONTRÁRIO AO INDICADO NA FIGURA (C)

RESUMO: MEDIANTE POLARIZAÇÃO CONVENIENTE DA JUNÇÃO B-E ESTABELECEMOS UMA CORRENTE DIRETA ATRAVÉS DA JUNÇÃO I-E. ESTA CORRENTE TRANSFORMA-SE EM I INVERSA ATRAVÉS DA JUNÇÃO B-C (Ic). Como a % de recombinação na zona da base é muito pequena,  $I_c \approx I_e$  ( $I_c \ll I_s$ )

MAS QUEM ESTÁ DE "FORA", O QUE É?

É UMA CORRENTE MUITO PEQUENA ENTRANDO PELA BASE (I<sub>B</sub>) E UMA CORRENTE MUITO MAIS ELEVADA (≈ 100 vezes maior) ENTRANDO PELO COLLECTOR E SAINDO PELO EMISSOR.

AMENOS DE UMA PEQUENA I de BASE,  $I_c = I_e$  (ERRO DA ORDEM DE 1%)

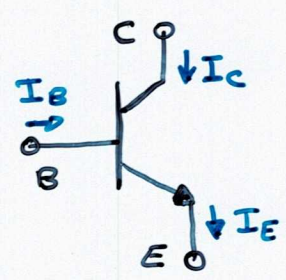
UMA VARIACÃO (Δ) de TENSÃO DE BASE produzirá uma pequena Δ de I<sub>B</sub> e uma grande Δ de corrente I<sub>c</sub>

$$\left( I_c \propto e^{\frac{V_{BE}}{kT}} ; I_B \propto I_c, \text{ como } V_{BE} \ll V_{CB} \right)$$

ISTO É, PARA O OBSERVADOR EXTERIOR, QUE APENAS PODE OBSERVAR OS VALORES DAS TENSÕES ENTRE REGIÕES E A I ATRAVÉS DOS FIOS DE LIGAÇÃO, O TRANSISTOR DE JUNÇÃO APARECE COMO UM AMPLIFICADOR DE CORRENTE:

I<sub>B</sub> PEQUENA dá origem a I<sub>c</sub>:  $I_c \gg I_B$ , proveniente, claro, da FONTE DE ALIMENTAÇÃO V<sub>CC</sub>.

NOTA: TUDO ISTO É VALIDO SE OS PARÂMETROS MINORITÁRIOS, NÃO ALTERAREM MUITO ESSES RESULTADOS.



$$I_c = I_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}$$

$$V_T = 26 \text{ mV} \quad (T = 300 \text{ K})$$

$$I_B = \frac{I_c}{\beta}$$

$$I_E = I_c + I_B = (\beta + 1) I_B$$

$$I_s \propto \left( \frac{1}{W}, A(\uparrow B E) \right)$$

$I_s \in [10^{-12}, 10^{-15}] \text{ A}$ , dependendo do tamanho do TBJ

$A(\uparrow B A) \equiv$  ÁREA DA JUNÇÃO BASE-EMISSOR

$W \equiv$  LARGURA DA BASE (ESPESURA)

$\beta \in [50, 300]$  MAS na'  $\beta = 1000$

$$I_E = \frac{\beta + 1}{\beta} I_s e^{V_{BE}/V_T} \rightarrow I_c = \alpha I_E$$

$$I_c = \alpha I_E$$

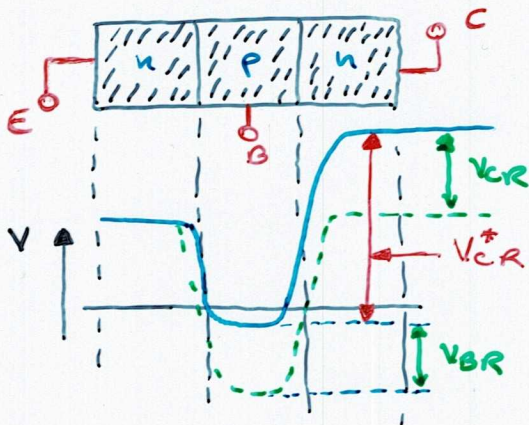
$$\alpha \equiv \frac{\beta}{\beta + 1}$$

$\beta = f(W, D_B)$

$\beta \equiv$  GANHO EM CORRENTE EMISSOR COMUM;  $\alpha \equiv$  GANHO I BASE COMUM.

Quanto aos vazios, temos:

- Estes só estão presentes na base do transistor (npn), podendo deslocarem-se para o collector e/ou emissor.

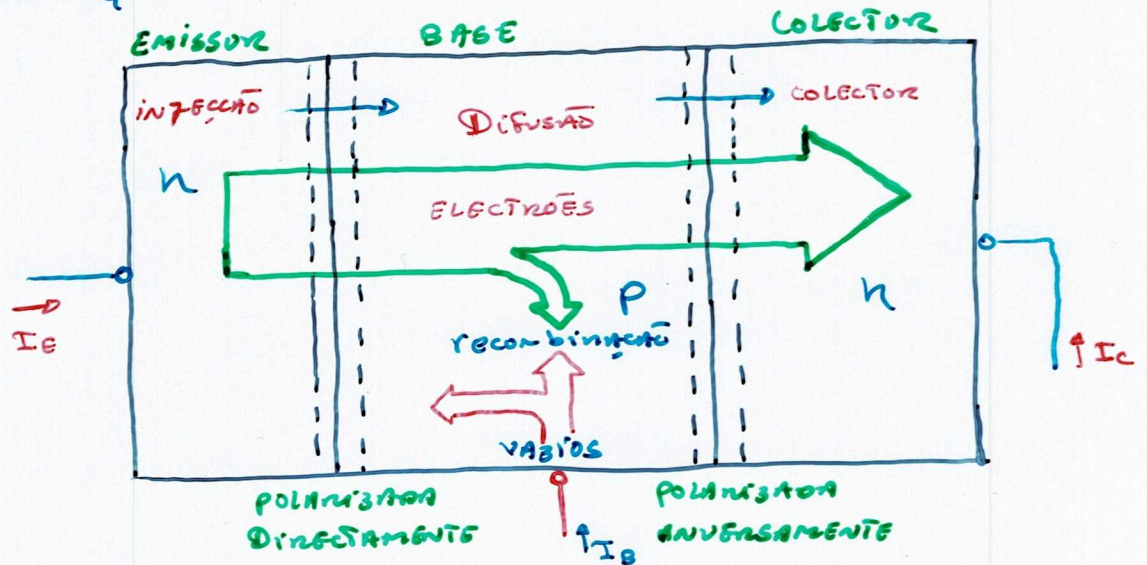


O deslocamento dos vazios p/ o collector é muito difícil devido à elevada barreira de potencial  $\bar{\phi}$  tem de vencer.

A prob. dos vazios ultrapassarem a barreira é muito pequena ( $p(E=qV_{cr})$  é muito pequena)  $\Rightarrow$  A I devida aos vazios, da base p/ o collector é tb. muito pequena.

Da base para o emissor, a barreira é menor; assim  $\bar{\phi}$  que todos os  $\bar{e}$ s livres do emissor vão para o collector. Uma pequena corrente de base é necessária para compensar a fraca corrente de  $\bar{e}$ s que se recombinam com os vazios da base (é por isso que a dopagem da base deve ser muito inferior para  $\uparrow$  do emissor). A I devida aos vazios da base p/ o emissor, embora reforce a I devida aos  $\bar{e}$ s (do E  $\rightarrow$  B), tem como consequência indesejável a necessidade de aumentar a I fornecida do exterior à base. Contudo a diferença de níveis de dopagem da base e do emissor é tb. apr. um factor positivo. Dado que o grau de dopagem da base é muito inferior ao do do emissor a I devida aos vazios será desprezável.

Podemos, portanto, considerar o funcionamento do transistor npn devido unicamente ao desempenho dos  $\bar{e}$ s nas suas diferentes regiões.



O Diodo é um componente com dois terminais. O Transistor é um elemento c/ 3 terminais. Componentes c/ 3 terminais são mais úteis do que os de dois terminais. Os de 3 terminais, podem ser usados nessas aplicações de amplificação de sinal, lógica digital e circuitos c/ memória.

O princípio básico envolvido é o uso de uma tensão entre dois terminais p/ controle da corrente através do 3º terminal. Para um caso específico, o sinal de controle pode ser usado para causar uma variação de corrente no 3º terminal de zero para um valor elevado, permitindo ao elemento funcionar como um **interruptor**. O interruptor é o elemento básico dos circuitos digitais.

Como vimos o transistor consiste em 2 funções pn, a função emissor-base e a função base-emissor. Dependendo da polarização (directa ou inversa) de cada uma das funções, diferentes modos de operação do TJB são obtidos:

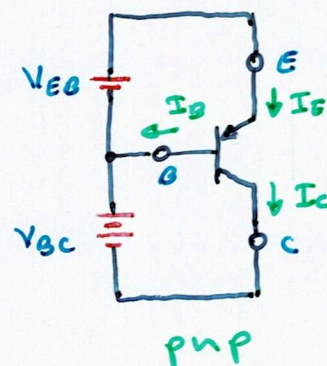
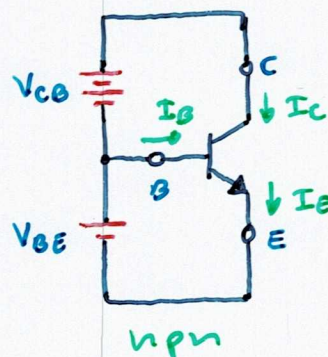
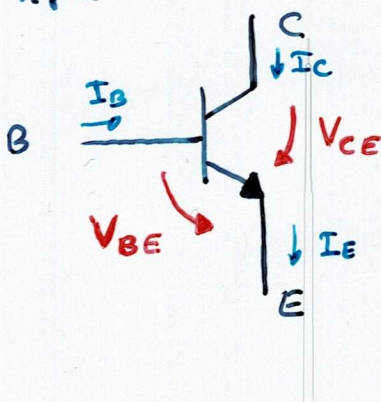
modo	JEB	JCB
CORTE	INVERSA	INVERSA
SATURACÃO	DIRECTA	DIRECTA
ACTIVO	DIRECTA	INVERSA

ERRADO!

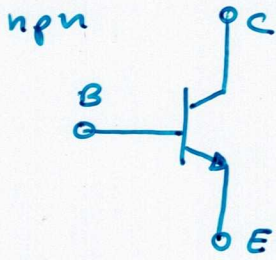
po em corte e em saturação o TJB pode funcionar como um interruptor (modo de funcionamento não linear).

em modo activo pode ser usado como um amplificador.

npn



## O TRANSISTOR COMO INTERRUPTOR



COMO VIMOS O COLECTOR DEVE ESTAR MAIS POSITIVO  $\bar{\varphi}$  O EMISOR.

UMA PEQUENA  $I$  DA BASE PARA O EMISOR ( $I_B$ ), PRODUZ UMA  $I$  MUITO SUPERIOR DO COLECTOR PARA O EMISOR ( $I_C$ )

OS TERMINAIS BASE E EMISOR COMPORTAM-SE COMO SE CONSTITUISSEM UM DIODO. PARA HAVER  $I_B$ , ESTA (BASE) TEM,  $\therefore$ ,  $\bar{\varphi}$  ESTAR MAIS POSITIVA  $\bar{\varphi}$  O EMISOR. VAMOS SUPOR  $\bar{\varphi}$  EM CONDUÇÃO  $V_{BE} \approx 0.7V$ .

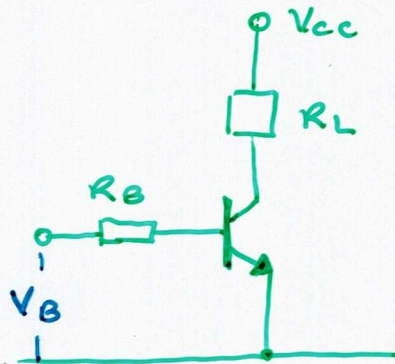
SE NÃO HOUVER  $I$  DE BASE, A  $I_C$  É 'ÉS. NULA

$I_C \approx \beta I_B$   $\beta \equiv$  "GAIN" DO TRANSISTOR (Ganho em  $I$  do transistor).

$\beta$  VARIA DE TRANSISTOR PARA TRANSISTOR. EMBORA, POR EXO O SEU VALOR NOMINAL SER  $\beta = 200$ , PODE IR DE 100 A 300  $\Rightarrow \beta$  NÃO É UM BOM PARAMETRO PARA CARACTERIZAR UM TRANSISTOR.

$$I_E = I_B + I_C \quad I_B \ll I_C \rightarrow I_E \approx I_C$$

CONSIDEREMOS O CIRCUITO:



APLICANDO UMA TENSÃO À BASE  $\rightarrow I_B$

$R_B$  LIMITA  $I_B$

$I_B < I_{B\text{MAX}}$  (INDICADO PELO FABRICANTE)

$$\rightarrow I_B \Rightarrow I_C = \beta I_B$$

$$I_C = \beta I_B \text{ (NEM SEMPRE É VÁLIDA)}$$

SE AUMENTARMOS  $I_B \Rightarrow I_C \uparrow \Rightarrow V_L = R_L I_C$

$I_C$  SÓ AUMENTA ENQUANTO  $\left\{ R_L I_C \leq V_{CC} \right\}$ ;  $\varphi$  DO  $I_C$  É TAL  $\bar{\varphi}$ :

$R_L I_C = V_{CC}$ ; AUMENTAR  $I_B$  NÃO PRODUZ  $\varphi$  EFEITO EM  $I_C$

$$I_C = \beta I_B \text{ SÓ É VÁLIDA PARA } I_C \leq \frac{V_{CC}}{R_L}$$

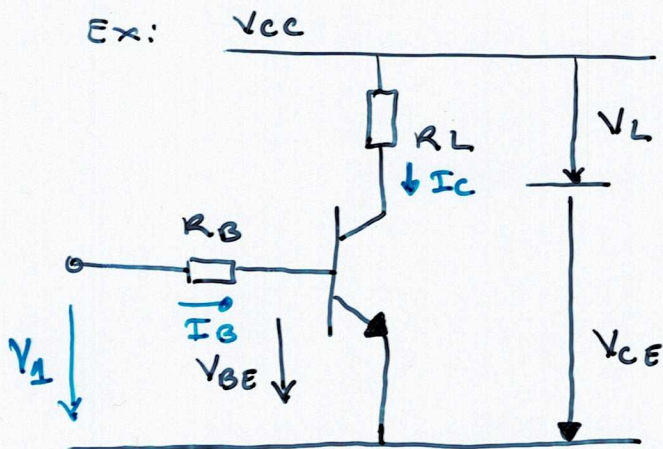


## RESUMINDO:

i) ou não há  $I_B \Rightarrow I_C = 0$  - Diz-se, o transistor está **CORTADO**

ii) ou, no outro extremo,  $V_{BE}$  é TAL PVE O VALOR DE  $I_C$  É FIXADO POR  $V_{CC}$  E  $R_L$  - Diz-se, o transistor está **SATURADO**.

TEMOS AQUI UM INTERRUPTOR.



i) SE O TRANSISTOR ESTÁ **CORTADO**,

$$I_B = 0 \rightarrow I_C = 0$$

$$V_L (= R_L I_C) = 0$$

$$V_{CE} = V_{CC}$$

ii) SE ESTÁ **SATURADO**,  $I_C$  É FIXADO APENAS POR  $V_{CC}$  E  $R_L$  INDEPENDENTE,  $\therefore$ , DAS CARACTERÍSTICAS DO TRANSISTOR:

$$I_C = \frac{V_{CC}}{R_L}$$

NA NOSSA ANÁLISE VAMOS SUPOR Q O TRANSISTOR É IDEAL E PVE PORTANTO  $V_{CE(SAT)} = 0$  ( $\Rightarrow I_C = \frac{V_{CC}}{R_L}$ )

NA PRÁTICA  $V_{CE(SAT)} \neq 0$  (DECIMO DE VOLT)

COMO, NA PRÁTICA,  $V_{CE(SAT)} \neq 0$ ,  $I_C \neq 0$ , NO TRANSISTOR ESTÁ A SER DESCRIÇÃO UMA POTÊNCIA:

$$P = V_{CE(SAT)} \times I_C$$

P NÃO DEVE EXCEDER OS VALORES MÁXIMOS PERMITIDOS.

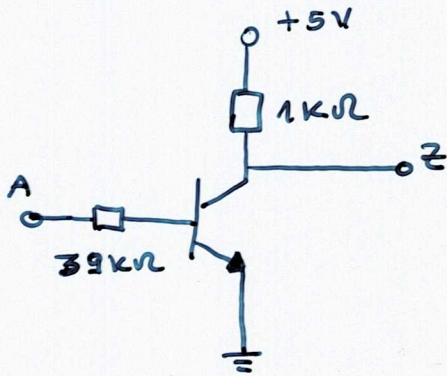
O  $I_B$  MÍNIMO PARA PRODUZIR SATURAÇÃO É DADO POR:

$$I_{Bmin} = \frac{V_{CC}}{\beta R_L} \Rightarrow I_B > \frac{V_{CC}}{\beta R_L}$$

E  $R_B$ ? CONHECIDO  $V_A \rightarrow I_B = \frac{V_A - V_{BE}}{R_B}$

PARA TRANSISTOR DE SILÍCIO, VAMOS TOMAR  $V_{BE} = 0,7V$

- O CIRCUITO NÃO



Seja  $\beta = 50$

Se  $V_A = 0 \Rightarrow I_C = 0 \Rightarrow V_Z = 5V$

Se  $V_A = 5V (V_{BE} = 0,7V) \Rightarrow I_B = 0,115mA$

Se fosse possível  $I_C = \beta I_B = 5,77mA$

Mas  $I_{Cmax} = \frac{5V}{1k\Omega} = 5mA$  (pois  $V_{CEsat} = 0$ )

$\Rightarrow$  Transistor saturado  $\Rightarrow$  Saída nula.

A	Z
0	5
5	0

$\rightarrow$  Ponda não.



$I_C \neq f(V_{CE}) ; I_C \propto I_B (I_C = \beta I_B)$

$I_C = f(V_{BE}) ; I_C = I_S \left[ e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right]$

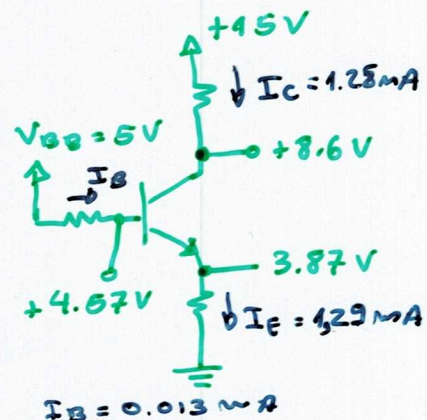
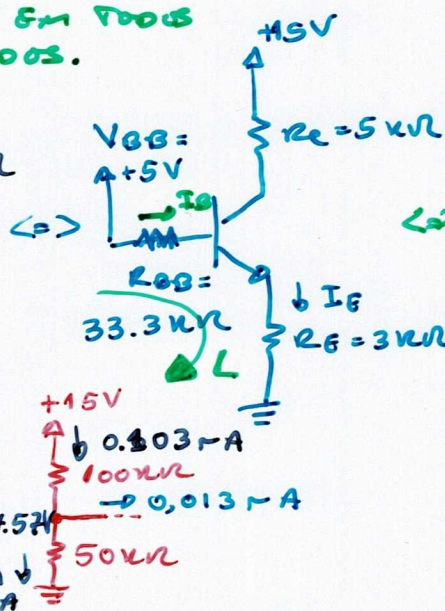
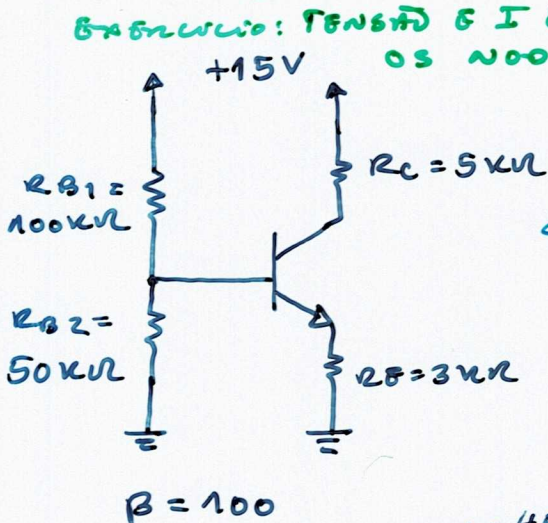
$q =$  carga do  $e (1,6 \times 10^{-19} C)$   $k = 1,38 \times 10^{-23} J/K$ ,  $T = T_{absoluta}$

$I_S$ ,  $n = a$  constante ( $I_S =$  constante de saturação inversa).

$V_T =$  tensão térmica ( $V_T = \frac{kT}{q} \approx 26mV$ )  $T = 293K$

Em sinal  $e^{\frac{V}{V_T}} \gg 1 \rightarrow I_C = I_S e^{\frac{V}{V_T}}$

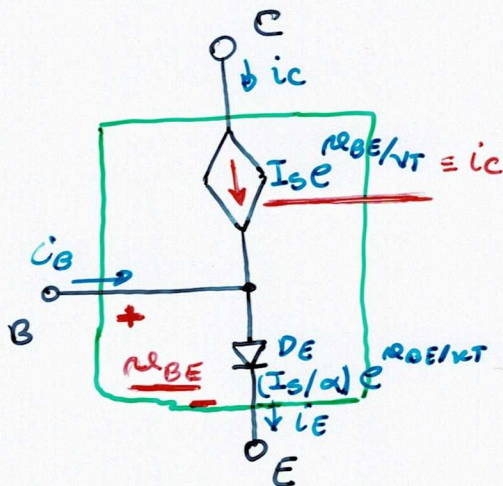
Exercício: Tensão e I em todos os pontos.



RECAPITULAÇÃO: TRANSISTOR EM MODO ACTIVO

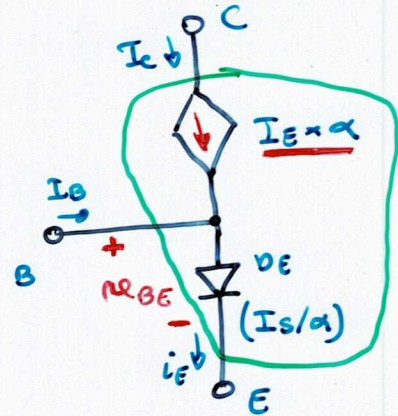
- BASICAMENTE, UMA POLARIZAÇÃO DIRECTA  $V_{BE} (>0)$  ORIGINA UMA CORRENTE  $I_C$  QUE FLUI NO TERMINAL COLECTOR (A CARACTERÍSTICA  $I_C(V_{BE})$  É EXPONENCIAL).
- A CORRENTE DO COLECTOR  $I_C$  É INDEPENDENTE DO VALOR DA TENSÃO NO COLECTOR, DESDE QUE A FUNÇÃO COLECTOR-BASE PERMANEÇA INVERSAMENTE POLARIZADA I.E.:  $V_{CB} \geq 0$ . ASSIM EM MODO ACTIVO, O COLECTOR COMPORTA-SE COMO UMA FONTE IDEAL DE CORRENTE CONSTANTE, CUJO VALOR É DETERMINADO POR  $V_{BE}$ .
- A CORRENTE DE BASE  $I_B$ , DIFERE DA CORRENTE  $I_C$ , POR UM FACTOR  $1/\beta$  ( $I_B = I_C/\beta$ ). A CORRENTE NO EMISOR É A SOMA DA CORRENTE NO COLECTOR COM A CORRENTE DE BASE. COMO  $\beta \gg 1$   $I_E \approx I_C$ .

MODELOS EQUIVALENTES:



FONTE DE CORRENTE CONTROLADA POR UMA TENSÃO (NÃO LINEAR)

$$I_E = (I_S/\alpha) e^{V_{BE}/V_T}$$

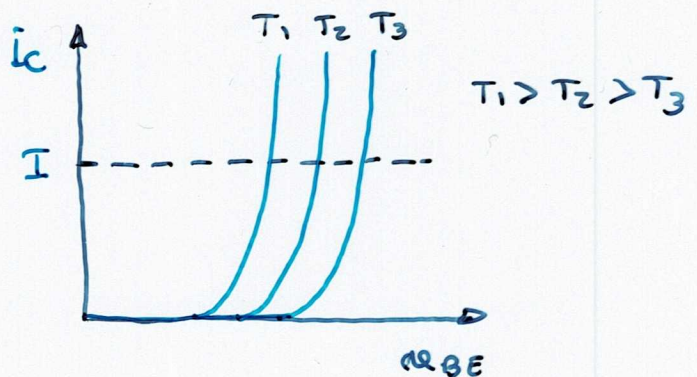
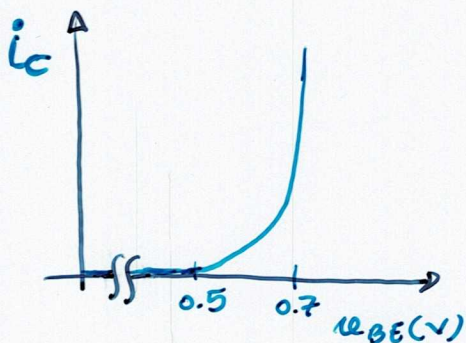


FONTE DE CORRENTE CONTROLADA POR UMA FONTE DE CORRENTE.

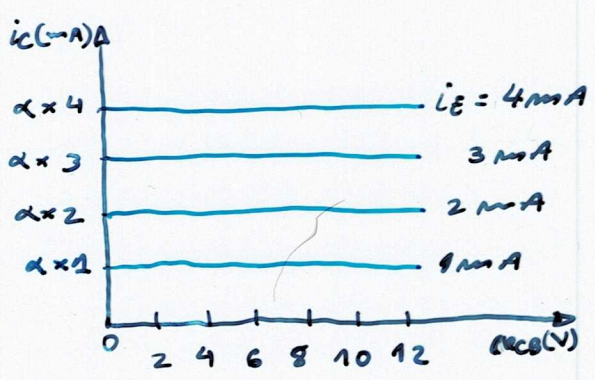
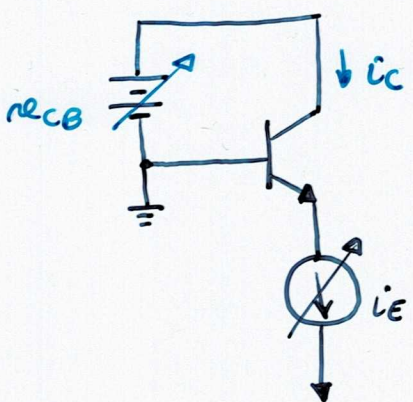
148

REPRESENTAÇÃO GRÁFICA DAS CARACTERÍSTICAS DO TRANSISTOR.

$I_C - V_{BE}$  (npn)

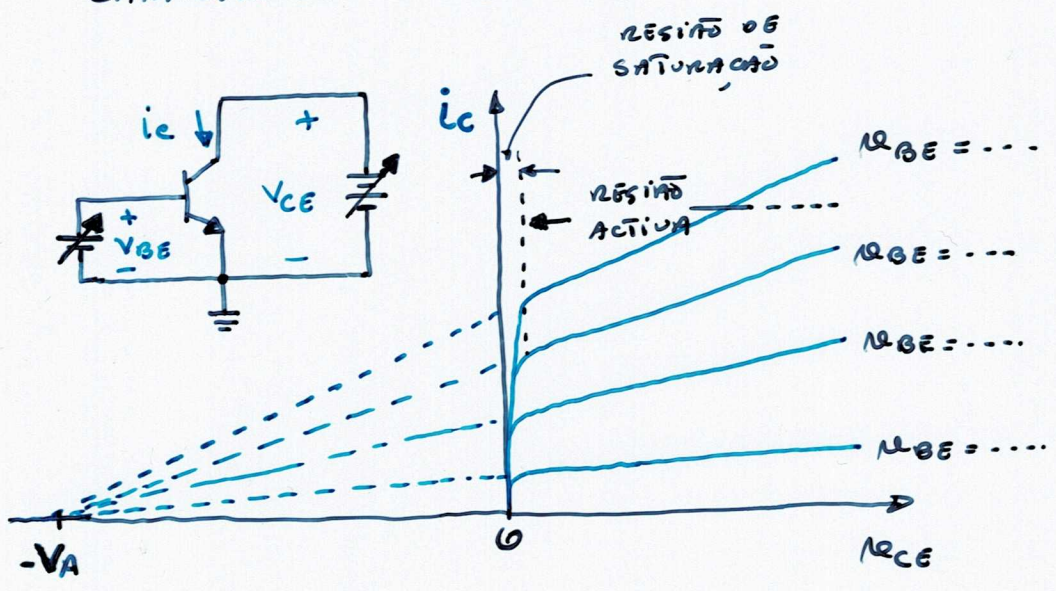


CARACTERÍSTICA  $i_C - R_{CE}$



COLLECTOR: FONTE DE CORRENTE CONSTANTE CONTROLADA POR  $i_E$ .

CARACTERÍSTICA  $i_C - R_{CE}$



$V_A > 0$  ;  $V_A$  É UM PARÂMETRO DO TRANSISTOR, VARIANDO ENTRE 50 a 100V ;  $V_A$  É A CHAMADA TENSÃO DE EARLY.

$$i_C = I_S e^{V_{BE}/V_T} \left( 1 + \frac{R_{CE}}{V_A} \right)$$

DESSA EQUAÇÃO VEMOS QUE A RESISTÊNCIA DE SAÍDA VISTA DO EMISSOR NÃO É INFINITA. É FINITA E É DEFINIDA POR:

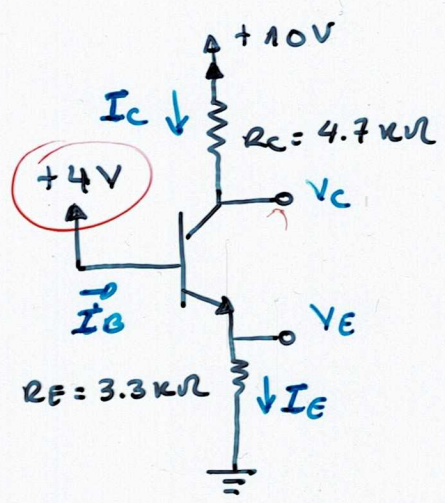
$$r_o = \left[ \frac{\partial i_C}{\partial R_{CE}} \Big|_{V_{BE} = \text{constante}} \right]^{-1} \approx \frac{V_A}{I_C}$$

49

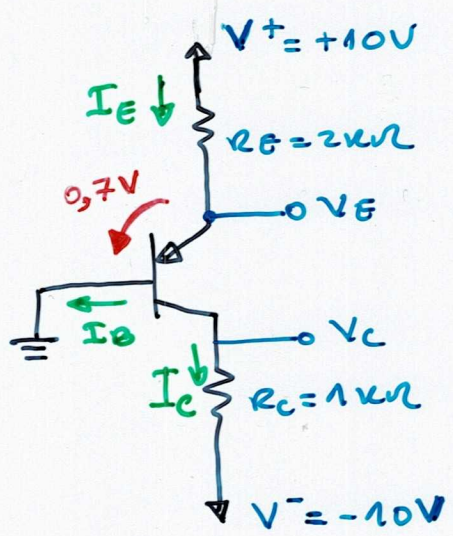
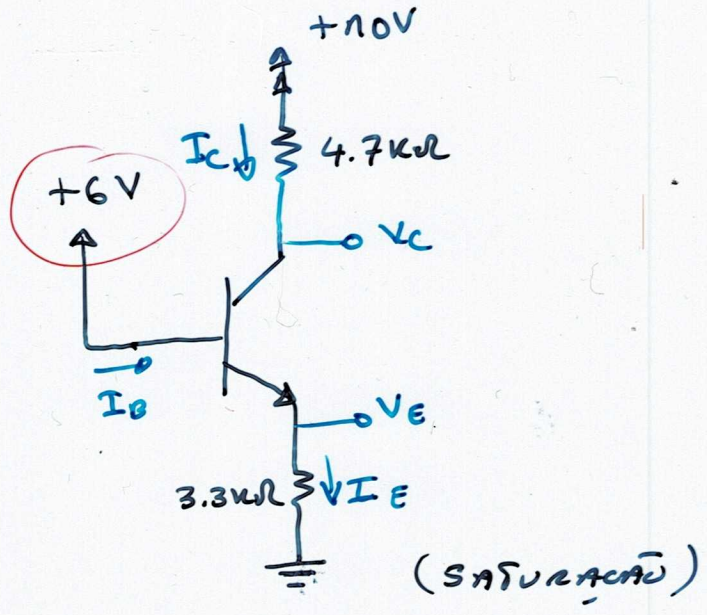
$$r_o \approx \frac{V_A}{I_C}$$

ANÁLISE EM DC DE CIRCUITOS COM TRANSISTORES.

PARA FAZER ESTA ANÁLISE SÓ AS FONTES DE INTERESAM. EM SINAL ASSUME-SE QUE  $V_{BE} = 0.7V$  QUALQUER QUE SEJA  $I_E$ . EM PRIMEIRA APROXIMAÇÃO ASSUME-SE Q O TRANSISTOR ESTÁ NO MODO ACTIVO, CONFIRMANDO DEPOIS.



$\beta = 100$   
 $\alpha = \frac{\beta}{\beta + 1} \approx 0.99$



$\Delta\alpha = \frac{\Delta\beta}{(\bar{\beta} + 1)^2}$

NOTA: DEVEMOS SEMPRE DESENHAR UM CIRCUITO DE FORMA A QUE ELE SEJA INSENSIVEL AO VALOR DE  $\beta$ , TANTO QTO POSSIVEL!

**TRANSISTOR COMO AMPLIFICADOR**

VAMOS PROCURAR UM MODO DE FUNCIONAMENTO DO TRANSISTOR QUE SEJA LINEAR, O MAIS POSSIVEL.

- OBJECTIVO: i) DADO UM CIRCUITO PERCEBER O SEU FUNCIONAMENTO, e  
 ii) PROJECTAR UM CIRCUITO PARA ATINGIR UMA DADA FINALIDADE.

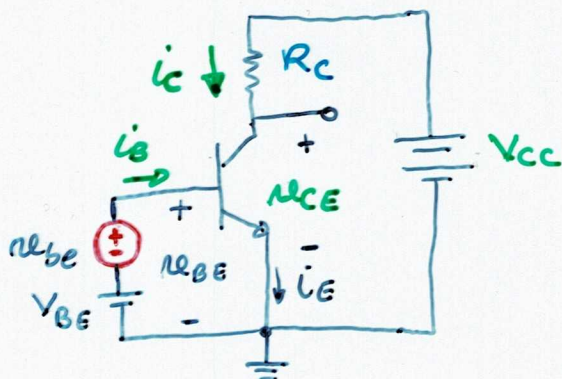
VAMO-NOS PREOCUPAR COM SINAIS ANALOGICOS, i.e., SINAIS QUE VARIAM DE UM MODO CONTINUO ENTRE UM VALOR MINIMO E UM VALOR MAXIMO.

EM SINAL VAMOS TER SINAIS DE ENTRADA MUITO PEQUENOS E VARIANDO DE UM MODO CONTINUO, E SINAIS DE SAIDA MUITO MAIORES, VARIANDO TAMBEM DE UM MODO CONTINUO.

## TRANSISTOR COMO AMPLIFICADOR.

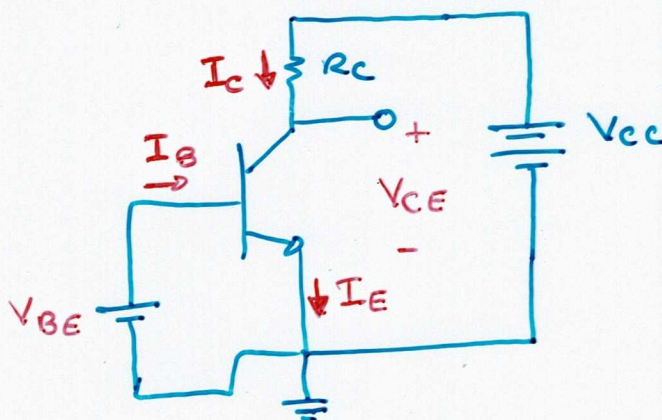
PARA FUNCIONAR COMO UM AMPLIFICADOR UM TRANSISTOR DEVE ESTAR EM MODO DE FUNCIONAMENTO ACTIVO. A CORRENTE NO EMISSOR (OU DO COLECTOR) DEVE SER INDEPENDENTE, O MAIS POSSIVEL DA TEMPERATURA, DO VALOR DE  $\beta$ , etc.... AS CARACTERISTICAS DESTES AMPLIFICADORES SÃO DETERMINADAS PELAS VALORES DAS CORRENTE E TENSÕES NOS SEUS RAMOS.

SEJA O CIRCUITO:



DETERMINAÇÃO DO PONTO DE FUNCIONAMENTO.

ANÁLISE DC. DO CIRCUITO:  
(ELIMINAMOS AS FUNÇÕES VARIÁVEIS)



CONDIÇÕES DC ( $R_{BE} = 0$ ):

$$I_C = I_S e^{V_{BE}/V_T}$$

$$I_E = I_C / \alpha$$

$$I_B = I_C / \beta$$

$$V_C = V_{CE} = V_{CC} - I_C R_C$$

51

CLARO QUE EM MODO ACTIVO,  $V_C$  DEVE SER MAIOR Q  $V_B$  EM UM QUANTIDADE QUE PERMITA A VARIACÃO DO SINAL NO COLECTOR, MANTENDO-SE AINDA O TRANSISTOR EM OPERACÃO MODO ACTIVO.

qdo  $R_{BE} \neq 0$ :

$$V_{BE} = V_{BE} + V_{be}$$

$$\text{TOTAL} = \text{PONTO DE FUNCIONAMENTO} + \text{SINAL}$$

SABEMOS QUE  $I_C = I_S \left[ e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right]$ , DONDE CONCLUIMOS QUE O TRANSISTOR É UM DISPOSITIVO NÃO-LINEAR.  $\Rightarrow$  O ESTUDO DOS TRANSISTORES NÃO É SIMPLES DO PONTO DE VISTA ANALÍTICO, RECORRE-SE POR ISSO MUITAS VEZES A MÉTODOS GRÁFICOS. CONTUDO SE NOS RESTRINGIRMOS A PEQUENAS VARIACÕES EM TORNO DE UM PONTO, QUALQUER CURVA PODE SER APROXIMADA, NA VIZINHANÇA DESSE PONTO A UM SEGMENTO DE RECTA.

QUALQUER CURVA PODE SER APROXIMADA, NA VIZINHANÇA DE SEU PONTO, POR UM SEGMENTO DE RETA.

ISTO É PROPOSTO DESenvOLVER EM SÉRIE UMA FUNÇÃO E OBSERVAR QUANTIDADES DE SEUNOA ORDEM E SUPERIORES.

Seja  $I_c = I_s e^{\frac{u_{be}}{V_T}}$

$$I_c = I_s e^{\frac{V_{BE} + u_{be}}{V_T}}$$

$$I_c = I_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} \cdot e^{\frac{u_{be}}{V_T}} \text{ ou } I_c = I_C e^{\frac{u_{be}}{V_T}}$$

Se  $u_{be} \ll V_T \rightarrow I_c \approx I_C \left( 1 + \frac{u_{be}}{V_T} \right)$

ou  $I_c = I_C + \frac{I_C}{V_T} \cdot u_{be}$   $V_T (293K) \approx 25mV$

MAS QUAL O VALOR MÁXIMO DE  $u_{be}$  PARA CUIVOTA SER VÁLIDA A APROXIMAÇÃO  $u_{be} \ll V_T$ ?

NOTA:  $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots$

O ERRO COMETIDO NA APROXIMAÇÃO É  $\approx$  IGUAL A  $\frac{x^2}{2!}$

NO NOSSO CASO:  $\frac{(\frac{u_{be}}{V_T})^2}{2!}$  ; SUPONDO  $\bar{\varphi}$  ACBITAMOS UM ERRO DE 10% , TEMOS:

52

$$\frac{(\frac{u_{be}}{V_T})^2}{2!} = 0.1 \left( 1 + \frac{u_{be}}{V_T} \right) \rightarrow \frac{u_{be}}{V_T} = 0.56$$

$\rightarrow u_{be} \approx 14mV$  ; pdo  $u_{be} = 10mV$ , O ERRO É  $\approx 6\%$

$$I_c = I_C + \frac{I_C}{V_T} \cdot u_{be} = I_C + I_C$$

$I_C = \frac{I_C \cdot u_{be}}{V_T}$

CONFIRMA-SE QUE O TRANSISTOR NÃO TEM UM FUNCIONAMENTO LINEAR. UM SINAL

$u_{be}$  PROVOCA UMA VARIAÇÃO DE CORRENTE DE COLECTOR QUE DEPENDE DO VALOR DC DESSA MESMA CORRENTE; DITO DE OUTRO MODO, DEPENDE DO PONTO DE FUNCIONAMENTO!

Como acabamos de ver as relações entre sinais vão depender do ponto de funcionamento. Como em tudo, é necessário saber a "tabuada" antes de se poder fazer "cálculos complicados".

É fundamental uma correcta determinação do ponto de funcionamento (ou escolha deste).

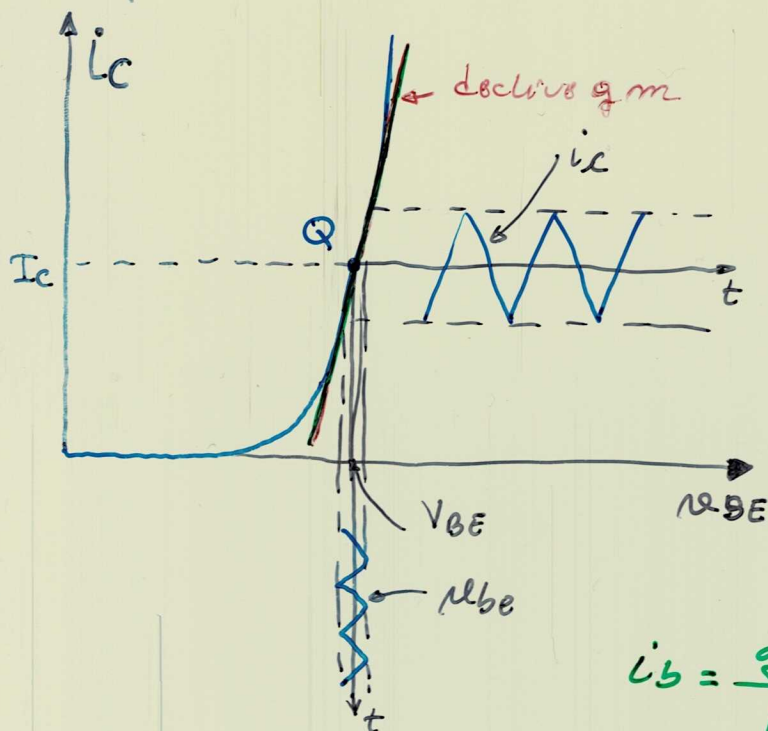
Dentro da aproximação de pequenos sinais ( $v_{be} \leq 10\text{mV}$ ) temos:

$$i_c = I_c + \frac{I_c}{V_T} v_{be} = I_c + i_c \quad \text{c/} \quad i_c = \frac{I_c}{V_T} v_{be}$$

$i_c$  = componente de sinal

$$i_c = g_m v_{be} \quad g_m \equiv \text{transcondutância: } g_m = \frac{I_c}{V_T} \quad (v \rightarrow I)$$

$$g_m = \text{const.} \Rightarrow I_c = \text{const.}; \text{ p/ } I_c = 1\text{mA} \rightarrow g_m \approx 40\text{mA/V}$$



$$g_m = \left. \frac{\partial i_c}{\partial v_{BE}} \right|_{i_c = I_c}$$

$$i_b = \frac{i_c}{\beta} = \frac{I_c}{\beta} + \frac{1}{\beta} \frac{I_c}{V_T} v_{be} = I_B + i_b$$

$$\text{c/ } i_b = \frac{1}{\beta} \frac{I_c}{V_T} v_{be}$$

$$i_b = \frac{g_m}{\beta} v_{be} \rightarrow r_{\pi} = \frac{v_{be}}{i_b}$$

$r_{\pi}$  = resistência entre a base e o emissor, vista da base.

$$r_{\pi} = \frac{V_T}{I_B} \quad ; \quad i_E = \frac{i_c}{\alpha} = \frac{I_c}{\alpha} + \frac{i_c}{\alpha} = I_E + i_e$$

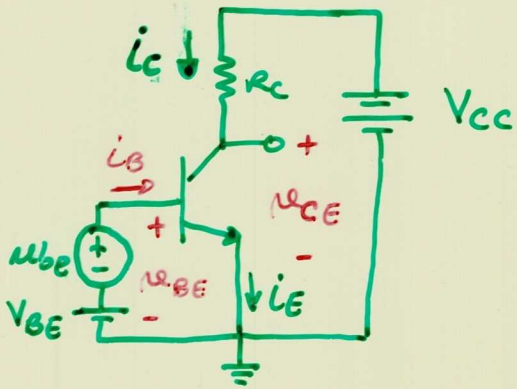
$$i_e = \frac{i_c}{\alpha} = \frac{I_E}{V_T} v_{be} \rightarrow r_e = \frac{v_{be}}{i_e} = \frac{V_T}{I_E} \approx \frac{\alpha}{g_m} \approx \frac{1}{g_m}$$

$r_e$  = resist entre a base e o emissor vista do emissor.

$$v_{be} = i_b r_{\pi} = i_e r_e \rightarrow r_{\pi} = (i_e / i_b) r_e = (\beta + 1) r_e$$



GANHO EM TENSÃO



$$\begin{aligned} v_{CE} &= v_C = V_{CC} - i_C R_C \\ &= V_{CC} - (I_C + i_c) R_C \\ &= (V_{CC} - I_C R_C) - i_c R_C \\ &= V_C - i_c R_C \end{aligned}$$

$V_C \equiv$  Tensão DC no colector

$i_c R_C \equiv$  SINAL no colector  $\rightarrow v_{ce} = -i_c R_C = -g_m v_{be} R_C$   
 $= (-g_m R_C) v_{be}$

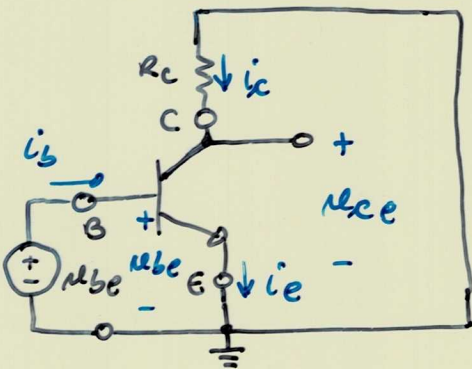
GANHO EM TENSÃO  $= \frac{v_{ce}}{v_{be}} = -g_m R_C$

O ganho é proporcional a  $I_C$ . O ganho será tanto menor quanto mais estiver for  $I_C$ .

CIRCUITOS EQUIVALENTES PARA PEQUENOS SINAIS:

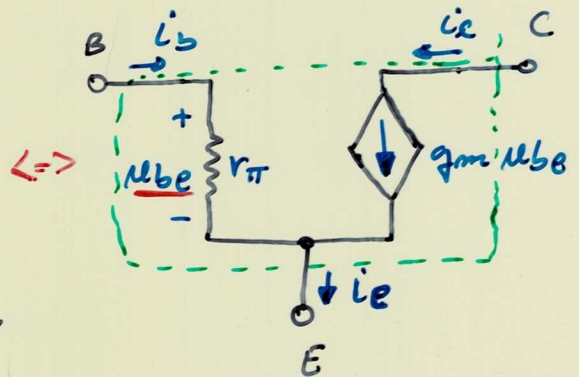
A representação da operação para sinais pequenos de um transistor pode ser feita, eliminando as fontes DC.

54

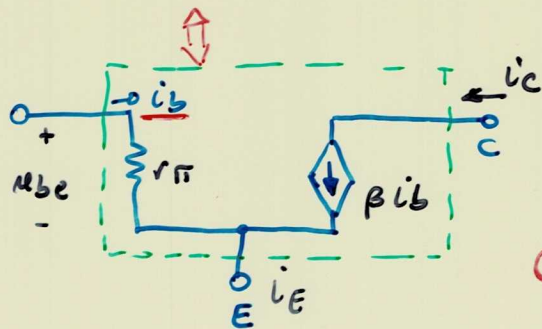


$$\begin{aligned} i_b &= v_{be} / r_{\pi} \\ i_c &= g_m v_{be} \\ i_e &= \frac{v_{be}}{r_e} \end{aligned}$$

se  $v_{be} \leq 10mV$

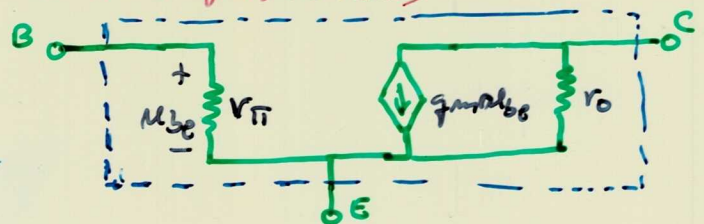


$g_m = I_C / V_T$ ;  $r_{\pi} = \beta / g_m$



$$\begin{aligned} g_m v_{be} &= g_m (i_b r_{\pi}) \\ &= (g_m r_{\pi}) i_b = \beta i_b \end{aligned}$$

(Modelos  $\pi$  simplificados)



TENDO EM CONTA O EFEITO EARLY:

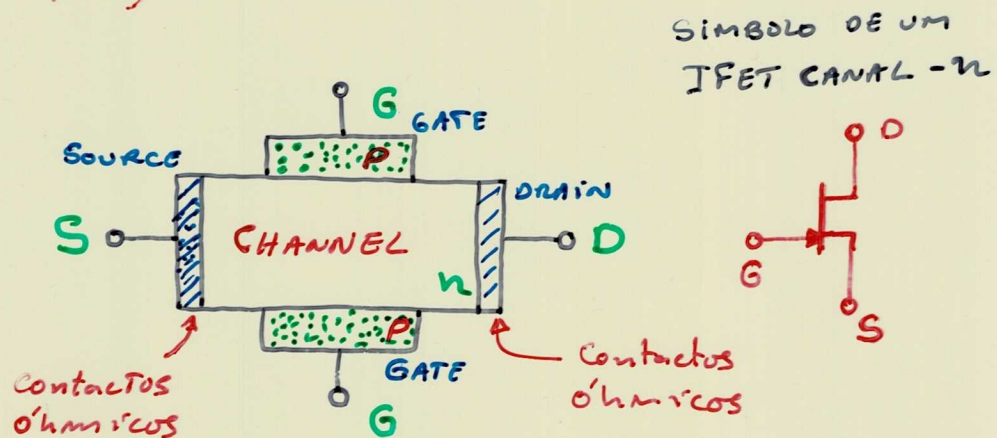
$$\begin{aligned} i_c &= I_S e^{v_{BE}/V_T} \left( 1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right) \Rightarrow v_{ce} \\ v_{ce} &= -g_m v_{be} (r_o || R_C) \end{aligned}$$

## O TRANSISTOR DE EFEITO DE CAMPO (FET)

AO TRANSISTOR DE FUNÇÃO JA' ESTUDADO, TÁ SE CHAMA BIPOLAR POIS NO SEU FUNCIONAMENTO INTERVEM TRANSPORTADORES MAIORITÁRIOS E MINORITÁRIOS.

O TRANSISTOR QUE AGORA VAMOS ESTUDAR, JFET, TEM UM COMPORTAMENTO QUE É DETERMINADO UNICAMENTE PELOS PORTADORES MAIORITÁRIOS, TÁ SE CHAMA POR ISSO UNIPOLAR

## O FET DE FUNÇÃO (JFET)

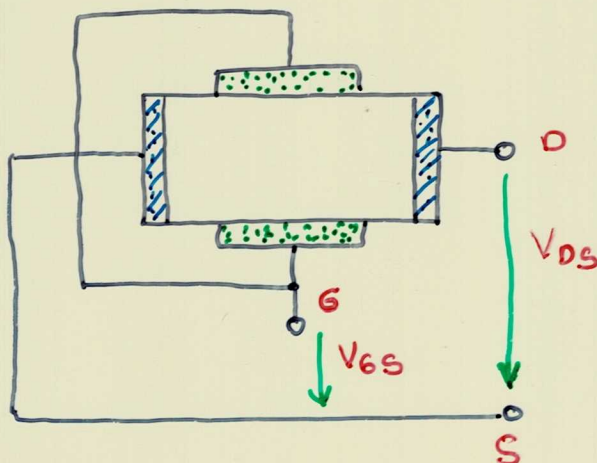


IGNORANDO A GATE, APLICAMOS UMA TENSÃO ENTRE D E S  $V_{DS} > 0$ , O CHANNEL COMPORTA-SE COMO UMA RESISTÊNCIA ELÉTRICA. SEDE  $I_{DS} \propto V_{DS}$

CONSIDEREMOS AGORA A GATE:

$$V_{DS} > 0$$

$$V_{GS} \leq 0$$



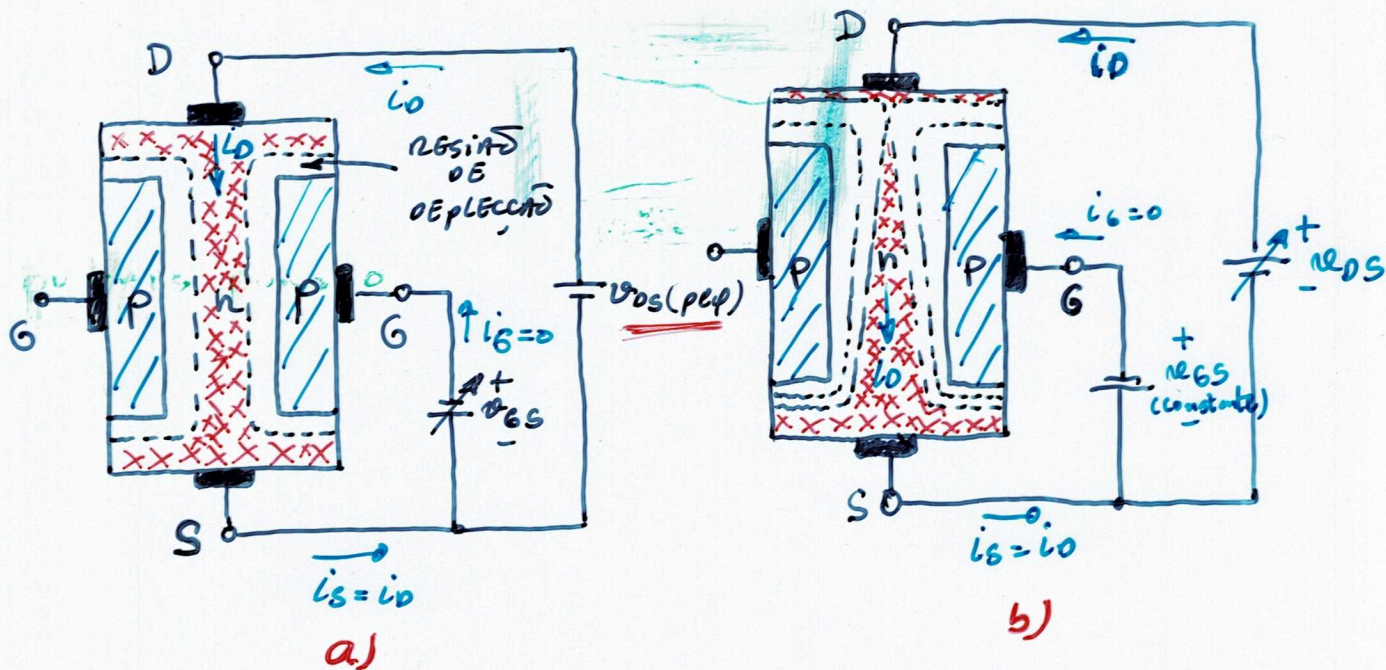
SEJA  $V_{GS} = 0$  e  $V_{DS} > 0$

$I$  ATRAVÉS DO CANAL DO FET, DE  $0$  P/  $S$ , PROVOCA AO LONGO DESTA UMA VARIAÇÃO GRAUVAL DO POTENCIAL: DE ZERO EM  $S$ , ATÉ  $V_{DS}$  EM  $D$ .

MAS  $V_{GS} = 0 \rightarrow V_G = V_S$ , logo o potencial da GATE É MENOR QUE O DAS REGIÕES ADJACENTES DO CANAL, QUE COMO VIMOS SÃO POSITIVAS. TEMOS PORTANTO DUAS FUNÇÕES P-N POLARIZADAS INVERSAMENTE.

TEREMOS, ASSIM, NA SUA VIZINHANÇA UMA REGIÃO A QUE ATÍAS CHAMAMOS ZONA DE DEPLEÇÃO) cuja espessura depende da TENSÃO APLICADA E DAS CONCENTRAÇÕES RELATIVAS DAS DOPAGENS.

DAO  $\phi$  O POTENCIAL AO LONGO DO CANAL NÃO É CONSTANTE, A ESPESURA DA ZONA DE DEPLEÇÃO NÃO É UNIFORME. É MAIS ESPESSA PARA O LADO DO DRAIN DO  $\phi$  PARA O LADO DA SOURCE.



56

$V_{GS} = 0, V_{DS} = 0 \rightarrow I_D (0 \rightarrow S)$

qdo  $V_{GS} < 0 \Rightarrow$  A REGIÃO DE DEPLEÇÃO FICA MAIS LARGA FICANDO O CANAL MAIS ESTREITO,  $\Rightarrow$  A RESISTÊNCIA DO CANAL AUMENTA  $\rightarrow I_D \downarrow$  (p/ um dado  $V_{DS}$ ).

Como  $\mu_{GS}$  é positivo, a largura do canal é quase uniforme. O JFET atua como uma resistência cujo valor é controlado por  $\mu_{GS}$ .

Se continuarmos a aumentar  $\mu_{GS}$  em sentido negativo o canal fica cada vez mais estreito até que acaba por "desaparecer". O valor de  $\mu_{GS}$  para o qual o canal deixa de existir chama-se tensão de pinch-off:  $V_p$  que é negativa  $\phi$  do canal é  $\mu$ .

Seja agora  $\mu_{GS} > V_p$ , e aumentemos  $\mu_{DS}$ : a função gate-channel verificar mais inversa/polarização, a camada de depleção vai aumentando, e portanto o canal (útil) vai ficar mais apertado (Fig 5).

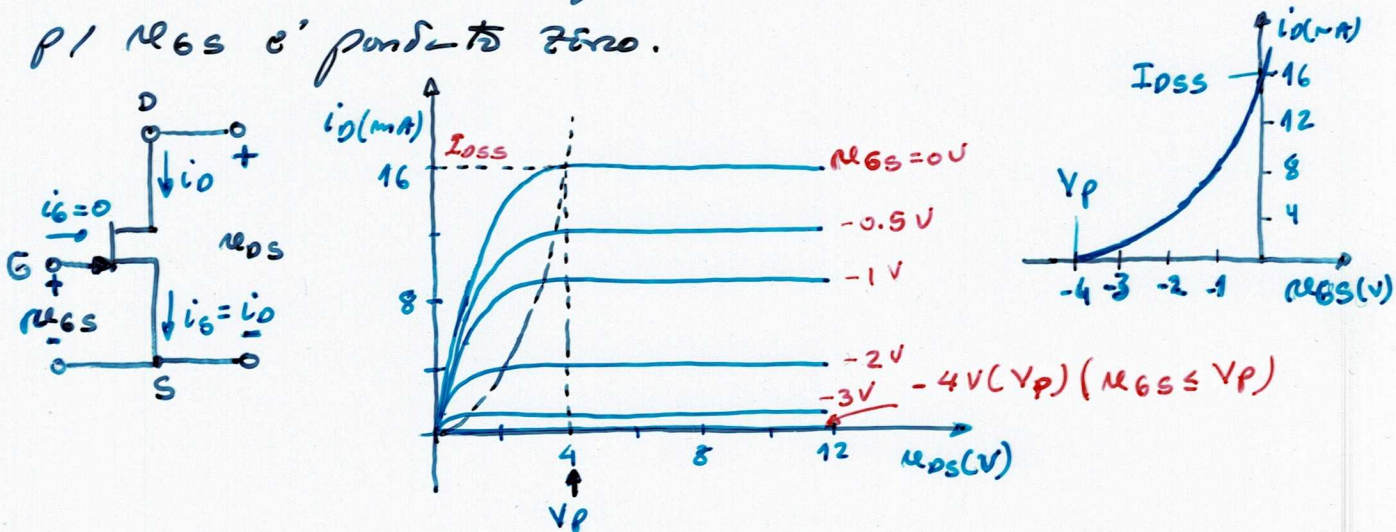
Como a tensão entre o gate e o channel varia de ponto a ponto sendo máxima junto ao drain, a forma do canal vai ser como consequência a não linearidade da característica

$i_D - \mu_{DS}$

$\phi$  do  $\mu_{GS} < V_p$ , o canal fica em "pinch-off" junto ao drain, saturando  $i_D$ .

NOTA: SE TENTARMOS APLICAR UMA TENSÃO  $\mu_{GS} > 0$ , A FUNÇÃO GATE-CHANNEL PR FICA POLARIZADA DIRETAMENTE E A SAÍDA OBIXA DE CONTROLAR A ESPESURA DO CANAL. O MÁXIMO P/  $\mu_{GS}$  É PONTO ZERO.

57



O NOME TRANSISTOR DE EFEITO DE CAMPO SURTIU DO FACTO DA CORRENTE QUE FLUI ENTRE DOIS DOS TERMINAIS SER CONTROLADA PELO CPO ELECTRICO, QUE POR SEU TURNADO E' ESTABELECIDO PELA TENSÃO APLICADA AO 3º TERMINAL.

E' UNIPOLAR, PORQUE A CORRENTE E' DEVIDA AOS PORTADORES DE CARGA (E ou VAZIOS) FLUINDO ATRAVÉS DE UM UNICO TIPO DE SEMICONDUCTOR (TIPO n - JFET CANAL n e TIPO p - JFET CANAL p).

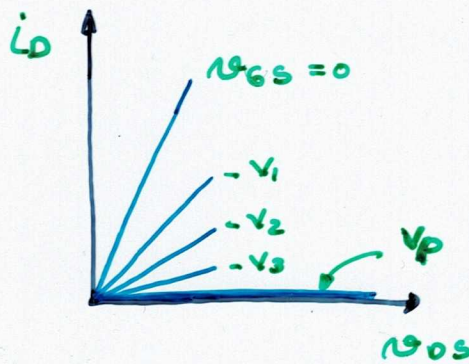
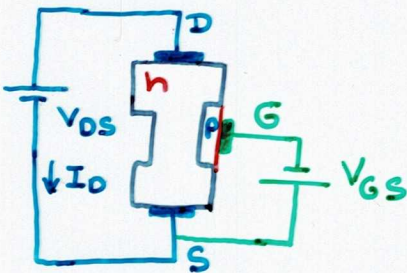
OS JFET SÃO TRANSISTORES MUITO ÚTEIS NO DESIGNO DE CIRCUITOS AMPLIFICADORES ESPECIAIS, ESPECIAL/ AQUELES COM IMPEDÂNCIAS DE SAÍDA MUITO ELEVADAS.

SEJA  $V_{DS} < 1V$  E  $V_{GS} = 0$ : HAVERÁ UMA ESTREITA ZONA DE DEPLEÇÃO E UMA CORRENTE FLUIRÁ NO CANAL:  $I_D = \frac{I_{D0}}{V_{DS}}$

SEJA AGORA  $V_{GS} < 0V$ , A RESIST. DE DEPLEÇÃO VAI ALARGAR-SE E O CANAL ESTREITAR.

SENDO  $V_{DS}$  PEQUENA, A TENSÃO INVERSA ( $V_{GS}$  E  $V_{DS}$ ) SERÁ APROXIMADAMENTE A MESMA EM TODOS OS PONTOS DO CANAL, E PORTANTO ESTE SERÁ UNIFORME.

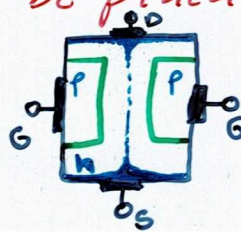
DIMINUIR A ESPESURA DO CANAL SIGNIFICA AUMENTAR A SUA RESISTÊNCIA, CONTUDO A CARACTERÍSTICA TENSÃO-CORRENTE ( $I_D - V_{DS}$ ) CONTINUA A SER UMA RECTA, MAS COM MENOR DECLIVE.



PO  $V_{GS} = V_P$ , A RESIST. DE DEPLEÇÃO OCUPA TODA A ZONA DO CANAL, I.E., O CANAL FICARÁ COMPLETA/ DESPROVIDO DE CARGA (E ou p) E PORTANTO NÃO FLUIRÁ CORRENTE.

PO ISTO ACONTECE DIZ-SE QUE O JFET ESTÁ EM PINCH-OFF. AO VALOR DE  $V_P$  CHAMA-SE TENSÃO DE PINCH-OFF.

$V_P = V_{GS} |_{I_D=0, V_{DS}=pequena}$



PO  $V_{DS}$  E' PEQU. O JFET ACTUA COMO UMA RESISTÊNCIA LINEAR QUE E' CONTROLADA POR  $V_{GS}$

58

AUMENTEMOS AGORA  $u_{DS}$  (COM  $u_{GS}$  CONSTANTE, SEJA  $0V$ )

$u_{DS} = u_{DG}$ , como a largura da zona de depleção depende da tensão entre a gate e o canal e esta aumenta da source para o drain, a forma da zona de depleção irá deformar-se, sendo o canal mais estreito agora junto ao drain.

AUMENTANDO  $u_{DS}$ , A RESISTÊNCIA DO CANAL IRÁ SE AUMENTAR PROVOCANDO QUE A CARACTERÍSTICA  $i_D - u_{DS}$  SE "CURVE" E PORTANTO SE TORNE NÃO LINEAR.

CONTINUANDO A AUMENTAR  $u_{DS}$ , HAVERÁ UM VALOR PARA O QUAL O CANAL FICARÁ PINCH-OFF JUNTO AO DRAIN. O QUE ACONTECE QUANDO

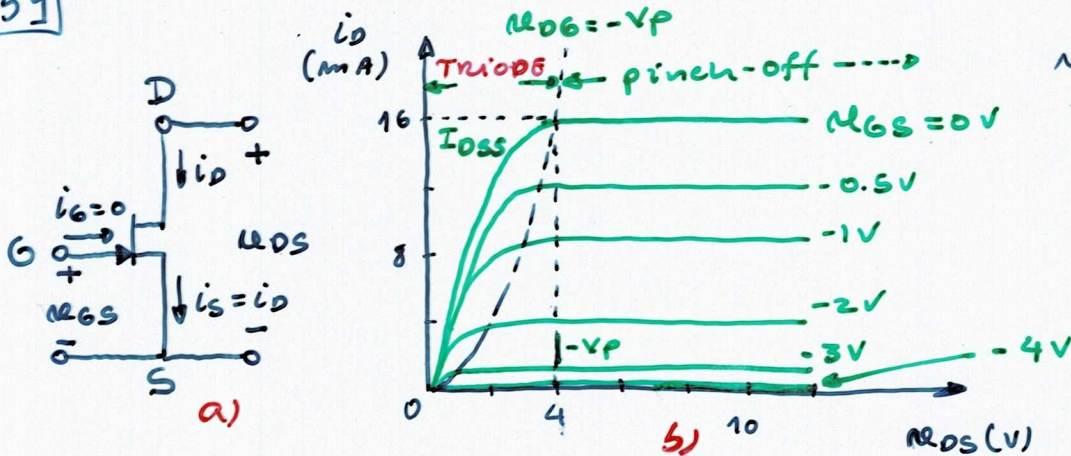
$u_{DS} = -V_p$  ( $V_p$  É NEGATIVA), MAS COMO  $u_{GS} = 0$ , TEMOS

$u_{DS} = -V_p$ . QUALQUER AUMENTO POSTERIOR DE  $u_{DS}$  NÃO MUDA A FORMA DO CANAL, PERMANECENDO PENDENTE A CORRENTE  $i_D$  CONSTANTE.\*

QUANDO  $u_{DS} = -V_p$ ,  $i_D = I_{DSS}$  (CORRENTE DE SATURAÇÃO DRAIN SOURCE) QUE É ESPECIFICADA NO DATA SHEET DO JFET.

$I_{DSS} = i_D |_{u_{GS}=0, u_{DS}=-V_p}$

59



NESTE CASO:  
JFET C/ CANAL N  
 $V_p = -4V$  e  $I_{DSS} = 16mA$

Fig PAS 59

NOTAR QUE NESTA SITUAÇÃO, SÓ UMA PEQUENA REGIÃO JUNTO AO DRAIN É QUE É BASTANTE ESTREITA (VER FIG 5 PAS 56)

SEJA  $u_{DS} = -V_p$ , A DIFERENÇA ENTRE  $u_{DS}$  E O VALOR  $-V_p$  APARECE AO LONGO DA ZONA DE DEPLEÇÃO JUNTO AO DRAIN.

\* A TENSÃO AO LONGO DO CANAL E A CORRENTE ATRAVÉS DELE PERMANECEM CONSTANTES.

Seja agora  $v_{GS} = -V$ , onde  $V > 0$  e  $V < |V_p|$

Para MOS p-n-p, o canal apresenta uma espessura uniforme, pois  $V_D = V_S$  ou ( $V_{GD} = V_{GS}$ ), contudo neste caso a espessura irá ser menor que para  $v_{GS} = 0$ .

Aumentando agora MOS a tensão entre MOS permanecerá constante, aumentando a tensão ao longo do canal na direção do drain, sendo máxima junto a este. Assim o canal continuará a ter a forma da Fig 56 (pág 56), e a sua resistência aumenta qdo aumentamos MOS. Eventual/ o canal ficará em pinch-off junto ao drain. Isto acontece qdo  $v_{DG} = -V_p$ , que se pode escrever como  $v_{DS} - v_{GS} = -V_p$ . Neste caso  $v_{GS} = -V$  donde  $v_{DS} = -V_p - V$  que é menor do que para  $v_{GS} = 0$ .

Como o canal neste caso é mais estreito do que para  $v_{GS} = 0$  a corrente de saturação do drain será ainda menor que  $I_{DSS}$ .

Continuando a diminuir  $v_{GS}$  até  $V_p$ , obtemos a família completa de características  $i_D - v_{DS}$ , mostradas na pag. 59.

**60** CARACTERÍSTICAS ESTÁTICAS O JFET CANAL n (ESTÁTICAS porque são medidas e-DC ou a baixa frequência, i.e., os efeitos das capacidades internas não são observados.)

Como se pode ver na Fig. 5 (pág 59) o JFET apresenta duas áreas completamente distintas em termos de operação: A região triodo (também conhecida como resistência controlada por tensão) e a região pinch-off. As duas regiões são separadas por uma fronteira parabólica, representada pela linha a tracejado.

**REGIÃO TRIODO:** O JFET actua como uma resistência ( $r_{DS}$ ) que é controlada pela tensão entre a gate e a source ( $v_{GS}$ )

A resistência é linear para pequenos valores de  $v_{DS}$ .

A relação  $i_D - v_{DS}$  na região triodo é parabólica e é descrita por:

$$i_D = I_{DSS} \left[ 2 \left( 1 - \frac{v_{GS}}{V_p} \right) \frac{v_{DS}}{-V_p} - \left( \frac{v_{DS}}{V_p} \right)^2 \right]$$

$V_p$  e  $I_{DSS}$  são parâmetros do JFET.  
PARA JFET-CANAL n:  $V_p < 0$

Como  $\mu_{GS}$  é sempre positiva, a função GATE-CHANNEL permanece todo o tempo inversa/polarizada, o  $\bar{\phi}$  implica que a corrente de GATE seja prática ZERO, (função pn inversa/polarizada:  $I = 10^{-9} A$ , para o silício, mas aumenta c/ a temperatura.

qdo  $\mu_{DS}$  é pequeno:

$$I_D \approx \frac{2 I_{DSS}}{-V_P} \left( 1 - \frac{\mu_{GS}}{V_P} \right) \mu_{DS} \quad (\text{relação linear entre } I_D \text{ e } \mu_{DS})$$

$$r_{DS} = \frac{\mu_{DS}}{I_D} \Big|_{\mu_{DS} \text{ pequena}} \rightarrow r_{DS} = \left[ \frac{2 I_{DSS}}{-V_P} \left( 1 - \frac{\mu_{GS}}{V_P} \right) \right]^{-1}$$

FRONTEIRA ENTRE AS REGIÕES TRIODE e pinch-off  
O pinch-off é atingido qdo a tensão inversa junto ao drain é igual a tensão de pinch-off;  $i_D$  é:

$$\mu_{DG} = -V_P \text{ ou } \mu_{DS} = \mu_{GS} - V_P$$

donde resulta:  $I_D = I_{DSS} \left( \frac{\mu_{DS}}{V_P} \right)^2$  que é a equação da curva parabólica a truncada.

Assim para operar na região triode, a tensão drain-GATE deve ser menor que  $-V_P$ ,

$$\mu_{DG} < -V_P \quad (\text{REGIÃO TRIODE})$$

61

$$\text{ou } \mu_{DS} < \mu_{GS} - V_P.$$

Por outro lado a operação na região pinch-off é obtida qdo

$\mu_{DG} \geq -V_P$  (pinch-off) o  $\bar{\phi}$  implica que o drain esteja a uma tensão menor que a GATE pelo menos em  $|V_P|$

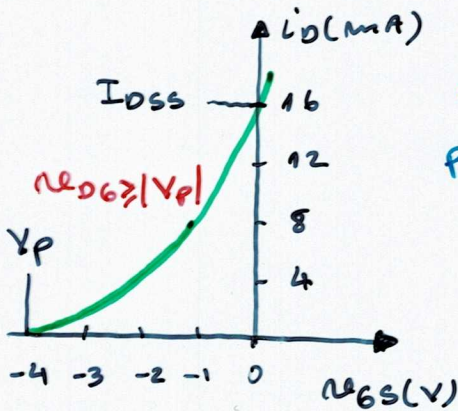
i.e.  $\mu_{DS} \geq \mu_{GS} - V_P$  (pinch-off)



### A RESISTÂNCIA pinch-off

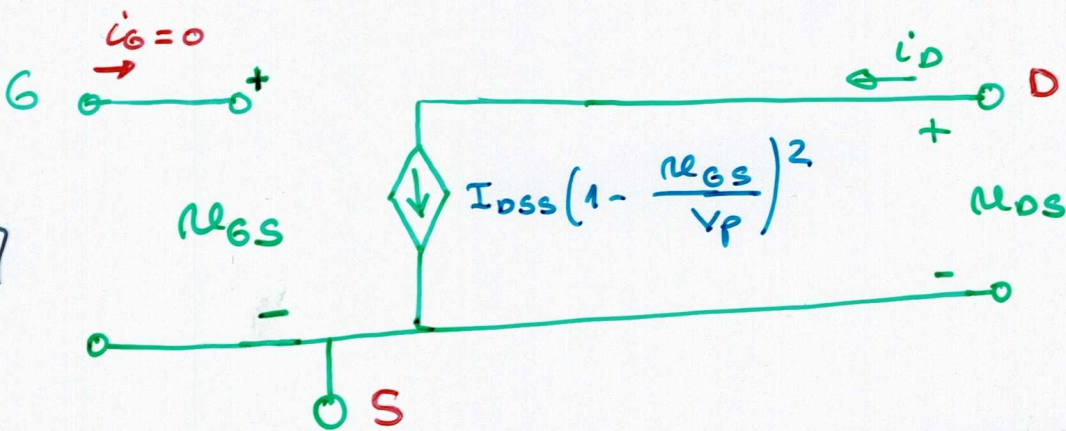
Na região pinch-off a característica  $i_D - v_{DS}$  é (ideal//) horizontal. Os diferentes valores da corrente são determinados pelo valor de  $v_{GS}$ . Conclui-se, portanto que o pinch-off o JFET opera como uma fonte de corrente constante, cujo valor da corrente é controlado por  $v_{GS}$ . Mais ainda, esta fonte de corrente constante tem (ideal//) uma resistência infinita (ie. OLHANDO NA DIREÇÃO DO DRAIN VEMOS uma resistência infinita. Também a resistência de entrada desta fonte (OLHANDO EM OS TERMINAIS G e S) é infinita. A relação entre  $i_D$  e  $v_{GS}$  (relação de controle) é:

$$i_D = I_{DSS} \left( 1 - \frac{v_{GS}}{V_P} \right)^2$$



Característica  $i_D - v_{DS}$  o pinch-off para o JFET C/  $V_P = -4V$  e  $I_{DSS} = 16mA$ .

Circuito equivalente (modelo) para sinais alternados de um JFET canal-n e operação pinch-off. O modelo só se aplica se:  $v_{GS} \geq -V_P$  ou  $v_{DS} \geq v_{GS} - V_P$

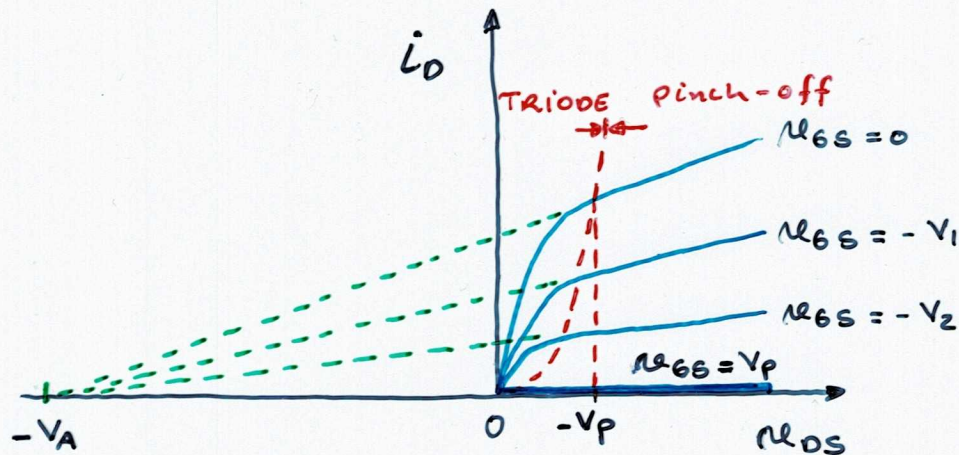


62

Como, em pinch-off o JFET opera como uma fonte de corrente controlada por uma tensão, a região pinch-off é útil para aplicações que envolvam amplificadores de sinais ic, o JFET pode ser usado como um amplificador. Por esta razão, e de acordo com a terminologia adotada para os BJT's, a região pinch-off tb. se chama **REGIÃO ATIVA**.

## RESISTENCIA DE SAIDA EM PINCH-OFF

A característica  $i_D$ - $v_{DS}$  de um JFET REAL apresenta, um declive diferente de zero  $v_{DS}$  em pinch-off.



De facto a curva característica em pinch-off são linhas rectas que  $v_{DS}$  extrapoladas, interceptam o eixo  $v_{DS}$  num unico ponto, que indicamos como sendo  $-V_A$ , onde  $V_A$  é uma tensão positiva, cujo valor para os JFET fabricados segundo os processos standard de C.I. (Circuitos integrados) é tipica, da ordem de 100V.

A característica e- pinch-off  $i_D$ - $v_{DS}$  é dada por:

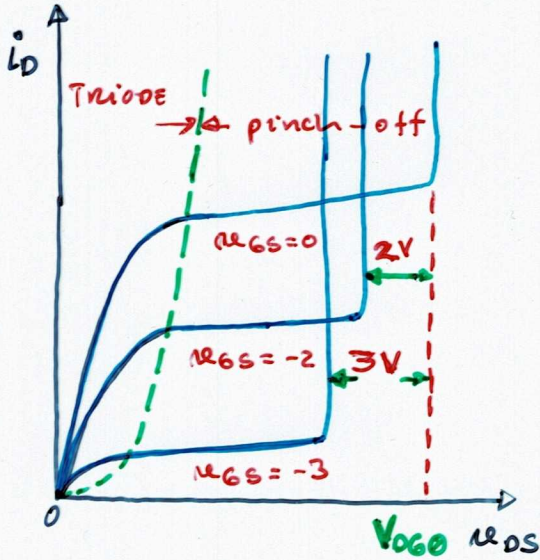
$$i_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{v_{GS}}{V_p}\right)^2 \left(1 + \frac{v_{DS}}{V_A}\right) = I_D + I_D \frac{v_{DS}}{V_A}$$

Para um dado valor de  $v_{GS}$ , a dependência linear de  $i_D(v_{DS})$  em pinch-off pode ser representada por inclusão de uma resistência  $r_o$  em paralelo e a fonte de corrente no modelo da pagina 62.

Quando  $V_A \gg |V_p|$  temos:  $r_o \approx \frac{V_A}{I_D}$   $\left( r_o = \frac{\partial v_{DS}}{\partial i_D} \Big|_{v_{GS} = \text{constante}} \right)$

Quando continuarmos a aumentar a tensão no drain, atinge-se uma situação em que começa a ter importância o efeito avalanche na junção pn polarizada inversamente. O valor da tensão para o qual o efeito avalanche se dá diminui com o aumento de  $|v_{GS}|$ . Como no diodo a corrente  $i_D$  nesta situação aumenta rapidamente e é limitada por o circuito exterior.

### EFEITO DA TEMPERATURA



Quando implementarmos um dado circuito devemos ter sempre o intervalo de temperaturas para o qual ele é especificado.

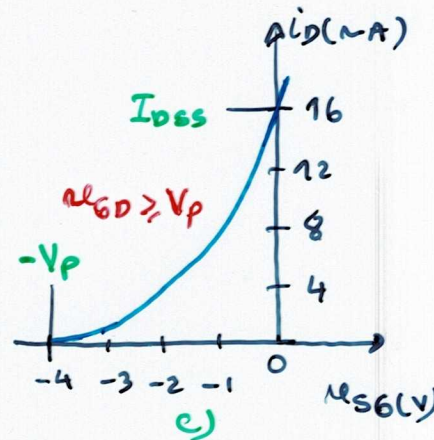
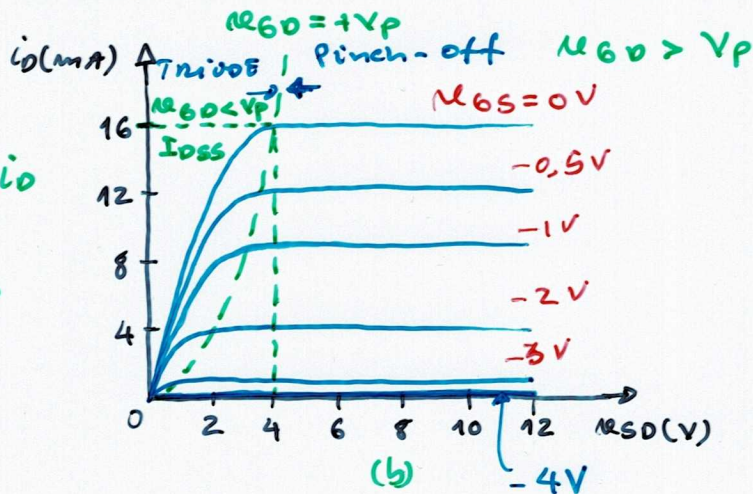
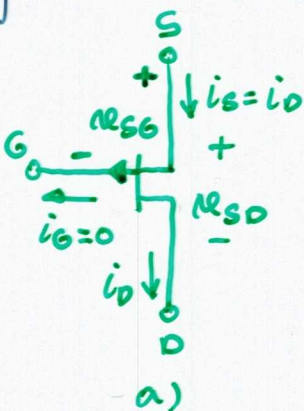
No caso do JFET devemos ter em consideração que a corrente  $I_D$  aumenta com a temperatura, duplicando para cada aumento de  $10^\circ\text{C}$  da temperatura, aproximadamente.

Temos ainda, que tanto a condutividade do canal e a barreira de tensão  $V_0$  da junção GATE-CHANNEL são funções da temperatura. Como consequência temos uma variação da tensão  $V_{GS}$ , qdo a temperatura varia, mantendo-se  $I_D$  constante.

### JFET CANAL-P

Simbolo e características estáticas do JFET-CANAL P

64



$V_p = +4\text{V}$  e  $I_{DSS} = 16\text{mA}$

$V_{DS}$  = significa tensão entre S e D, neste caso  $V_{DS}$  será positivo, significando que S está em um potencial superior a D.  $V_{GS}$  será sempre negativa, porque a junção GATE-CHANNEL deve estar inversamente polarizada.  $I_D$  é de S para D.

Como no caso do JFET canal-n, a  $i_G$  é muito pequena, ideal/zero; sendo  $i_D = i_S$

Para a operação em pinch-off (região ativa), o drain deve estar a um potencial inferior ao da GATE e pelo menos  $V_p$  Volts. No caso para o JFET canal-p,  $V_p$  é positivo (por convenção).

Assim, o JFET estará em pinch-off  $\varphi$  do as seguintes condições são satisfeitas:

$$V_{GS} \geq V_p \text{ (pinch-off)}$$

ou estará na região triodo  $\varphi$  do temos:

$$V_{GS} < V_p \text{ (Triodo)}$$

A fronteira entre as duas regiões é caracterizada por

$$V_{GS} = V_p$$

As relações entre  $i_D$ ,  $V_{GS}$ , e  $V_{DS}$  são as mesmas que as do JFET canal-n, tendo em conta que  $V_p$  agora é positivo,  $V_{GS}$  é, normalmente, positivo (porque  $V_{GS}$  é negativo),  $V_{DS}$  é normalmente negativo, e  $V_A$  é negativo.

**Exercício:** Considere um JFET canal-p com  $V_p = +5V$  e  $I_{DSS} = 10mA$ . Se  $V_{GS} = -5V$ , determine  $i_D$  para  $V_{DS} = 1V$  e para  $V_{DS} = 2V$

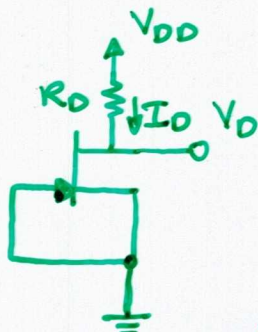
65

Considere um JFET canal-n com  $V_p = -4V$  e  $I_{DSS} = 10mA$ . Assuma  $r_o$  a resistência de saída é infinita. Para  $V_{GS} = -2V$ , encontre o mínimo de  $V_{DS}$  para o qual o elemento ainda opera em pinch-off. Calcular ainda  $i_D$  para  $V_{GS} = -2V$  e  $V_{DS} = 3V$ .

# Circuitos com JFETs em DC

Consideremos alguns circuitos simples c/ JFET alimentados com fontes contínuas. Para simplificar, vamos desprezar o efeito de  $V_{GS}$  na corrente  $I_D$  qdo em pinch-off.

1.



$V_{DD} = +20V, R_D = 1k\Omega$

Para este FET:  $V_p = -4V$  e  $I_{DSS} = 10mA$

Calcular o valor de  $I_D$  e  $V_D$ .

$R: V_{GS} = 0$  (porquê?)

O JFET está em pinch-off ou na região triode?

Para sabermos, vamos assumir que está em pinch-off, fazemos a análise e então verificamos se a nossa suposição original é correcta ou não.

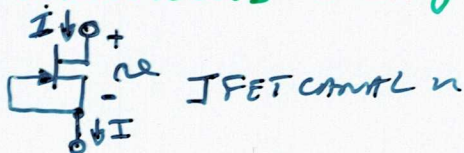
Se está em pinch-off então  $I_D = I_{DSS}$ , donde concluímos que  $I_D = 10mA$

$\rightarrow V_D = V_{DD} - R_D I_D = 20 - 1 \times 10 \rightarrow V_D = +10V$

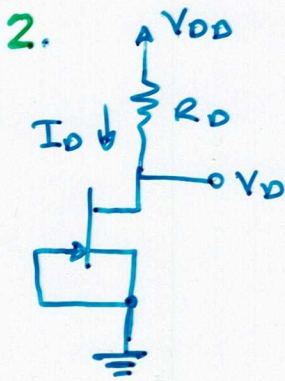
Como a gate está a zero volts, o Drain é superior (o potencial) ao potencial da gate em 10V; valor que é superior a  $|V_p|$ , e portanto o JFET está em pinch-off, como originalmente tínhamos assumido.

O circuito acima actua como uma "fonte" de corrente constante c/ dois terminais

Especificamente, um JFET cuja gate é conectada à source conduz uma corrente constante  $I_D = I_{DSS}$ , desde que o circuito externo assegure que a tensão entre os dois terminais é sempre mantida superior a  $|V_p|$ .



66



$$V_{DD} = +20V, \quad R_D = 1.8k\Omega$$

$$V_p = -4V \text{ e } I_{DSS} = 10mA$$

Qual o valor de  $I_D$  e  $V_D$ ?

R: Assumindo operação em pinch-off, obtemos:

$$I_D = I_{DSS} = 10mA$$

$$\rightarrow V_D = 20 - 1.8 \times 10 = 2V$$

Concluimos que o potencial no dreno só é superior ao potencial da fonte em 2V. Como sabemos em pinch-off deve ser superior e pelo menos 4V, concluímos assim que o JFET está a operar na região TRIODE e a nossa suposição inicial está incorreta.

REPETINDO AGORA A ANÁLISE ASSUMINDO QUE ESTÁ EM TRIODE, VEM:

A relação entre  $I_D - V_{DS}$  é dada por

$$I_D = I_{DSS} \left[ 2 \left( 1 - \frac{V_{GS}}{V_p} \right) \frac{V_{DS}}{-V_p} - \left( \frac{V_{DS}}{V_p} \right)^2 \right]$$

Substituindo  $V_{GS} = 0$ ,  $I_{DSS} = 10mA$  e  $V_p = -4V$  temos

$$I_D = 5 V_{DS} \left( 1 - \frac{1}{8} V_{DS} \right) \quad (1)$$

[67]

A outra equação que governa o circuito em operação é:

$$V_{DS} = V_{DD} - R_D I_D \quad (2)$$

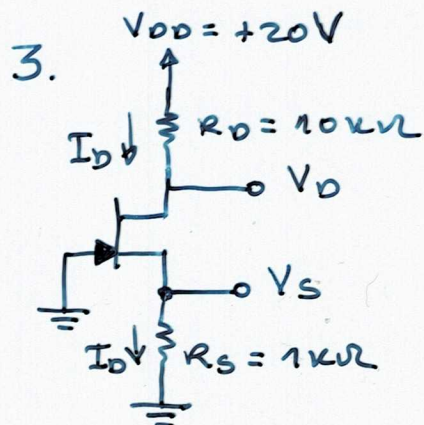
Substituindo  $V_{DD} = 20V$  e  $R_D = 1.8k\Omega \rightarrow I_D = \frac{20}{1.8} - \frac{V_{DS}}{1.8}$

RESOLVENDO (1) e (2) obtemos  $V_{DS}$  e  $I_D$ .

$$V_{DS} = 3V \text{ ou } 5.8V$$

A SEGUNDA é obviamente inapropriada (porque?)

$$\text{Como } V_{DS} = 3V \rightarrow I_D = 9.4mA$$



$$- I_D = ?$$

$$V_D = ?$$

$$V_S = ?$$

$$V_p = -2V \text{ e } I_{DSS} = 4mA$$

Assumindo que o JFET está em condução, a  $I_D$  cria uma queda de tensão  $I_D R_S$  através da resistência da source  $R_S$ . Como a gate está à massa (tensão igual a zero) temos que

$$\textcircled{1} \quad \underline{V_{GS} = -I_D R_S} \quad \text{que é negativa.}$$

É possível que o JFET esteja a operar em pinch-off ou em triodo. Em qual delas não sabemos. A resistência irá depender da tensão no drain, que não é conhecida.

Vamos assumir que está em pinch-off:

Em pinch-off a relação entre  $I_D - V_{GS}$  é dada

por

$$I_D = I_{DSS} \left( 1 - \frac{V_{GS}}{V_p} \right)^2 \quad \textcircled{2}$$

[68]

De  $\textcircled{1}$  e  $\textcircled{2}$  concluímos que:  $I_D^2 - 5I_D + 4 = 0$

cujas raízes são  $I_D = 4mA$  e  $I_D = 1mA$

A primeira solução é obviamente inapropriada, pois é igual a  $I_{DSS}$ , o que implica que  $V_{GS} = 0$ , mas sendo  $I_D \neq 0 \Rightarrow V_{GS} \neq 0$ .

Concluímos portanto que  $I_D = 1mA \rightarrow V_{GS} = -1V$

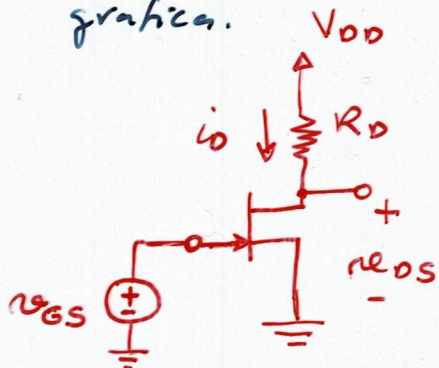
Donde  $V_S = +1V \rightarrow V_D = 20 - 1 \times 10 = +10V$

Como o drain é superior à gate em um valor maior que  $|V_p|$ , o JFET está em pinch-off, como inicialmente assumimos.

## ANÁLISE GRÁFICA

EMBORA O JFET SEJA BEM CARACTERIZADO POR EQUAÇÕES, É MUITO INSTANTIVO FAZER A ANÁLISE GRÁFICA DE UM CIRCUITO.

DADO O CIRCUITO DA FIGURA, VAMOS FAZER A SUA ANÁLISE GRÁFICA.



ASSUMIREMOS AQUI QUE A TENSÃO  $V_{GS}$  SÓ PODE TOMAR VALORES NEGATIVOS, C/ MÁXIMO ZERO.

ASSEGUREMOS, ASSIM, QUE A FUNÇÃO SÁTE-CANAL ESTARÁ SEMPRE INVERSA/POLARIZADA ASSURANDO-DO DESTA MODO A OPERAÇÃO DO JFET.

O PONTO DE OPERAÇÃO DESTA JFET ESTARÁ LOCALIZADO NA CURVA  $I_D - V_{DS}$  CORRESPONDENTE A UM VALOR ESPECÍFICO DA TENSÃO  $V_{GS}$  APLICADA. ONDE ELE ESTARÁ NA CURVA, SERÁ DETERMINADO POR  $V_{DD}$  E  $R_D$ :

$$V_{DS} = V_{DD} - R_D I_D \quad \text{OU} \quad I_D = \frac{V_{DD}}{R_D} - \frac{1}{R_D} V_{DS} \quad \otimes$$

$I_D = \frac{V_{DD}}{R_D} - \frac{1}{R_D} V_{DS}$  É UMA EQUAÇÃO LINEAR NAS VARIÁVEIS

$I_D$  E  $V_{DS}$  QUE PODE SER REPRESENTADA POR UMA RECTA NO PLANO  $I_D - V_{DS}$ . ESTA RECTA INTERCEPTA O EIXO  $V_{DS}$  EM  $V_{DD}$  E TEM UM DECLIVE IGUAL A  $-1/R_D$ . QUANDO ESTE CIRCUITO É USADO COMO UM AMPLIFICADOR,  $R_D$  REPRESENTA A RESISTÊNCIA DE CARGA, E A LINHA RECTA QUE REPRESENTA A EQUAÇÃO  $\otimes$  É CHAMADA LINHA DE CARGA.

O PONTO DE OPERAÇÃO DO JFET IRA FICAR NA INTERSECÇÃO DA LINHA DE CARGA C/ A CURVA  $I_D - V_{DS}$  CORRESPONDENTE AO VALOR APLICADO DE  $V_{GS}$ .

### OPERAÇÃO COMO AMPLIFICADOR

DADO QUE O JFET É POR NATUREZA UM DISPOSITIVO NÃO LINEAR, PARA OBTERMOS O FUNCIONAMENTO DE FORMA A TERMOS UMA AMPLIFICAÇÃO LINEAR É NECESSÁRIO POLARIZÁ-LO CORRECTAMENTE.

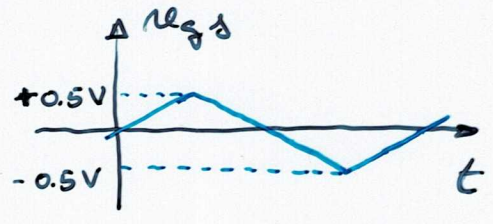
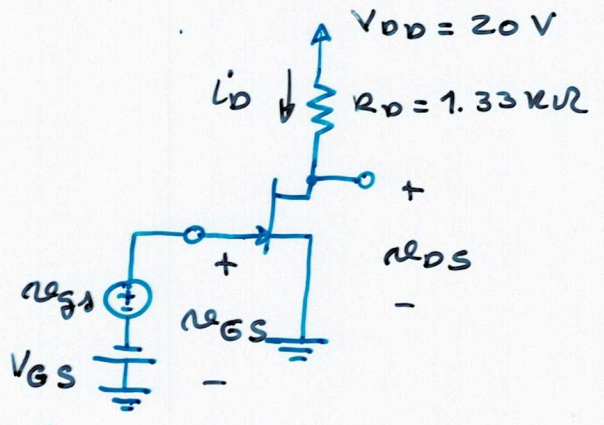


Polariza-lo correctamente e obter operacao na zona activa. O problema consiste em estabelecer uma corrente de dreno  $I_D$  DC constante. Esta corrente deve ser conhecida e independente da temperatura, etc.

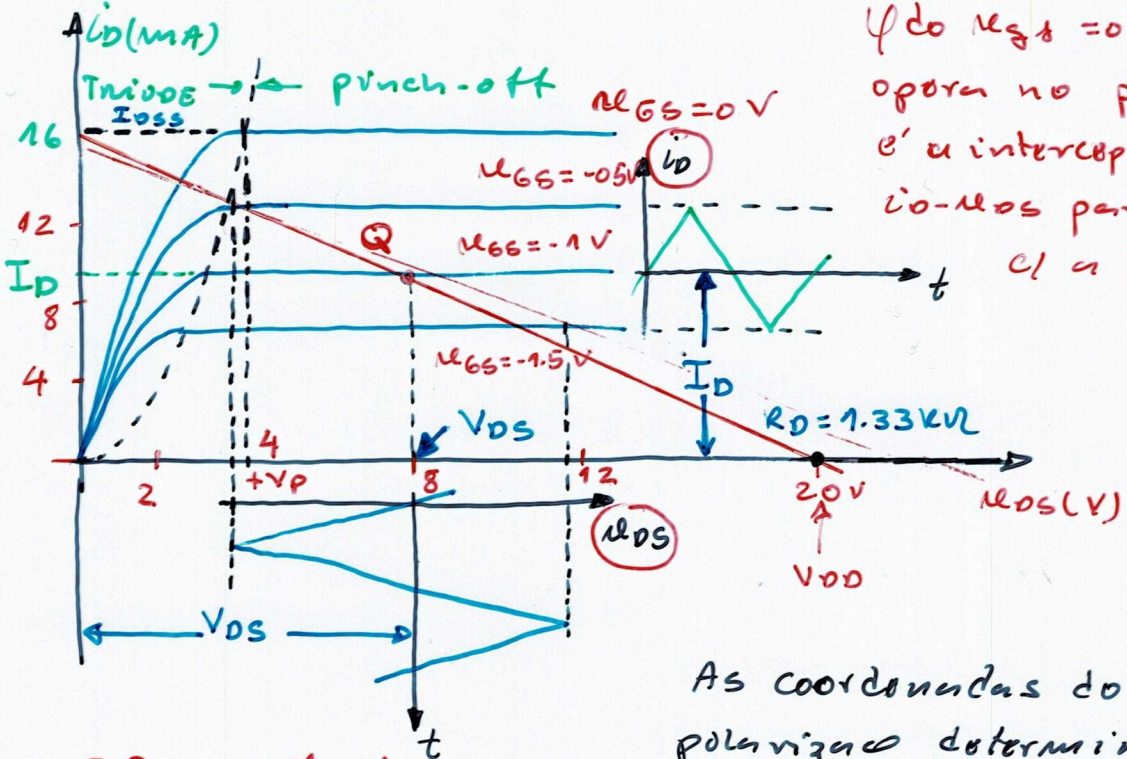
O nosso sinal  $v_{gs}$  ira' consistir uma tensao de polarizacao DC,  $V_{GS}$ , a qual esta' sobreposta um sinal variavel no tempo  $v_{gs}$ , que desejamos amplificar.

$$v_{GS} = V_{GS} + v_{gs}$$

70



$$V_{GS} = -1V$$



Quando  $v_{gs} = 0V$ , o JFET opera no ponto Q, que e' a intersecao das curvas  $I_D$ - $v_{DS}$  para  $v_{GS} = -1V$  e a linha de carga.

ESSE amplificador e' inversor.

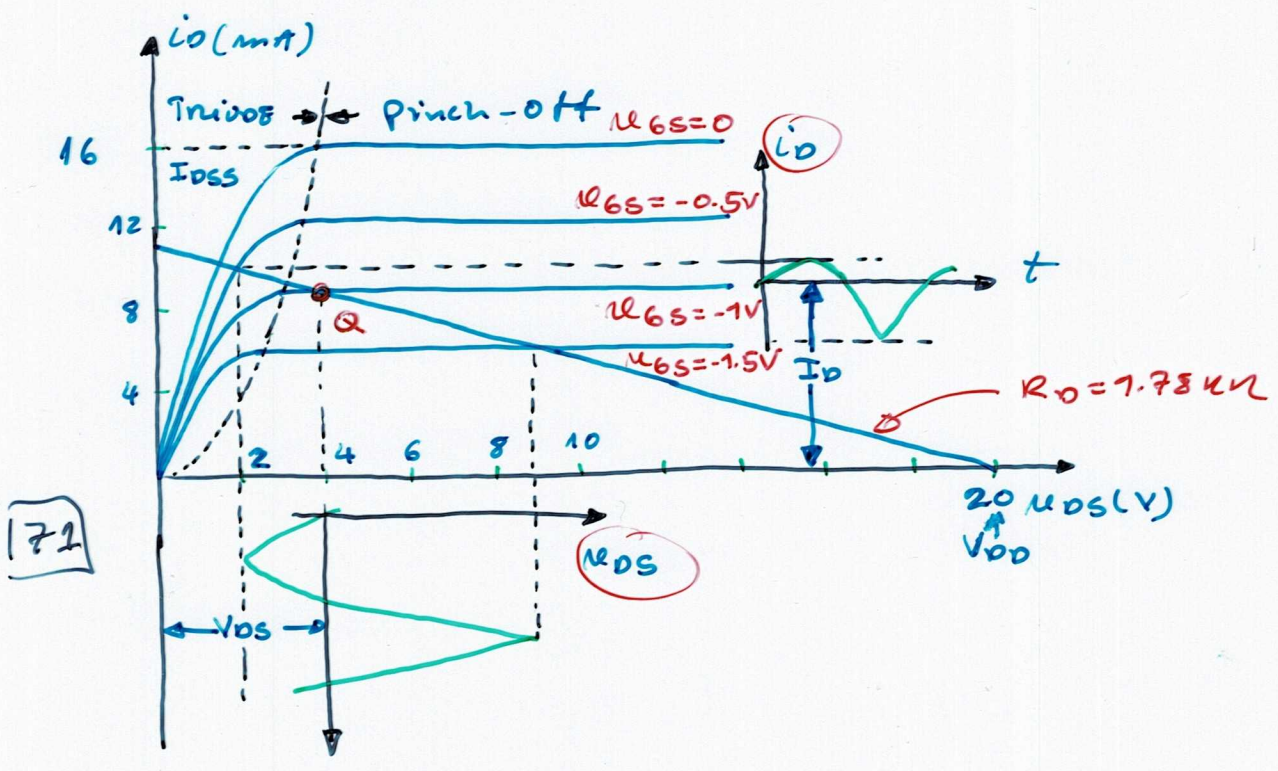
As coordenadas do ponto Q de polarizacao determinam a corrente DC de dreno,  $I_D = 2mA$ , e a tensao DC no dreno,  $V_{DS} = 8V$

Variando  $v_{gs}$ , varia  $I_D$ . Quando  $v_{gs} = 0.5V$ ,  $v_{GS} = 0.5 + (-1)V \rightarrow v_{GS} = -0.5V \rightarrow I_D = 12.25mA \rightarrow V_{DS} = 3.7V$   
 O ganho em tensao deste amplificador e'  $-8V/V$ .

É possível portanto obter amplificação linear, a partir de um JFET que não é linear, escolhendo própria o ponto de operação em DC.

Convém notar que o ponto de operação se encontra sempre na região pinch-off. Isto é feito para que o JFET opere como uma fonte de corrente cuja magnitude é controlada por  $u_{GS}$ .

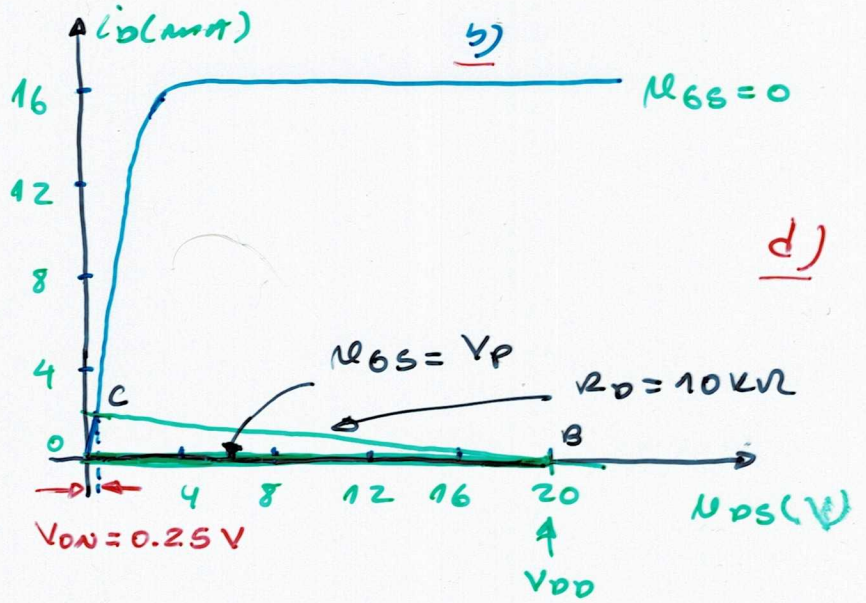
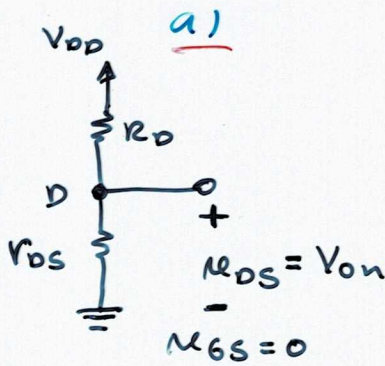
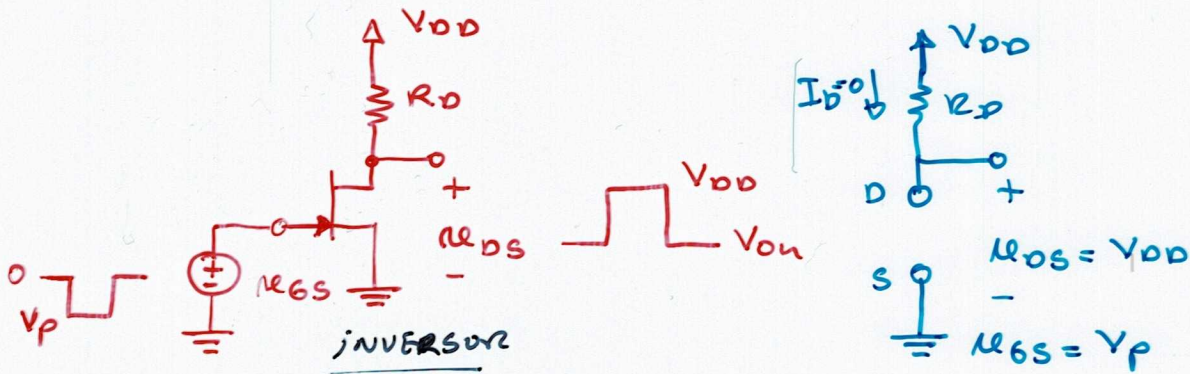
Se permitirmos ao ponto de funcionamento do JFET deixar a região pinch-off, o JFET acaba de facto por operar como uma fonte de corrente, resultando fortes distorções no sinal de saída, que é por exemplo o caso do circuito anterior com  $R_D = 1.75 k\Omega$ .



Resumindo: Para o JFET operar como um amplificador linear, deve estar polarizado de tal forma que o seu ponto de operação instantâneo, permaneça sempre na região pinch-off, i.e., no meio da região activa; e que o sinal de entrada se mantenha suficientemente pequeno.

OPERANDO Como interruptor.

AGORA o MOS é o sinal de controle e o drain é a soure como terminais de um interruptor.



Quando  $V_{GS} = V_p \rightarrow$  operação no ponto B  $\rightarrow$  JFET: CORDE (b)

Quando  $V_{GS} = 0 \rightarrow$  operação no ponto C  $\rightarrow$  JFET NA REGIÃO TRIODE (c)

Aqui  $V_{DS}$  é pequena (no exemplo 0.25V) e

$r_{DS}$  tb é pequena (1.27Ω). Neste estado o JFET

interruptor está fechado (c)



O primeiro passo no design de um amplificador JFET é estabelecer um ponto de funcionamento estável e produtivo. Como já vimos, este ponto deve estar na região pinch-off e deve permitir variações suficiente razoáveis de sinal sa- sair da região pinch-off, i.e., se- p-ve o dispositivo passa para a região triode

### TECNICAS PARA O ESTABELECIMENTO de um ponto de operacao ESTAVEL, EM DC.

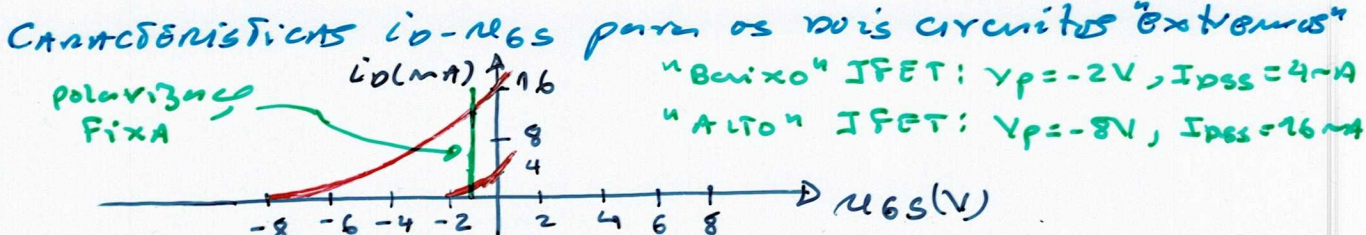
Um ponto de operacao ESTAVEL e' um ponto de operacao que e' independente das variacoes dos parametros do componente, neste caso  $V_p$  e  $I_{DSS}$ . ESTES PARAMETROS VARIAM C/ A TEMPERATURA; mais importante ainda, variam consideravel/ de componente para componente PI mesmo tipo de componentes (EM 5682 NOS DATA SHEETS VEM:  $-8V < V_p < -2V$  e  $4mA < I_{DSS} < 16mA$  por exemplo)

Um bom ponto de polarizacao e' aquele que assegura que  $I_D$  e  $V_{DS}$  se encontram sempre dentro de um intervalo c/ "pouca" LANGUA CONDIÇÃO NO VALOR ÓPTIMO: i.e.,  $I_D$  e  $V_{DS}$  variam em torno deste ponto no máximo  $\pm 20\%$  independentemente do valor de  $I_{DSS}$  e  $V_p$ .

Queremos portanto ter um sistema de polarizacao para o qual o valor de  $I_D$  (e portanto  $V_{DS}$ ) não vá variar substancial/ se substituirmos um dado FET por outro do mesmo tipo.

NO CASO anterior/ apresentado:  $-8V < V_p < -2V$  e  $4mA < I_{DSS} < 16mA$ . Podemos considerar, na resolução do problema da polarizacao do transistor que temos a final dois JFET: 1) um c/  $V_p = -2V$  e  $I_{DSS} = 4mA$  2) e outro  $V_p = -8V$  e  $I_{DSS} = 16mA$ .

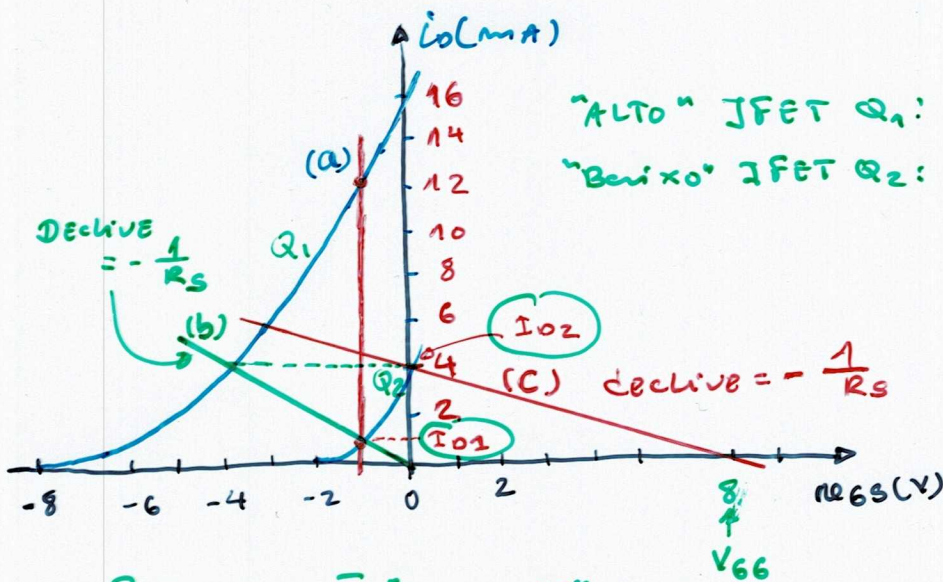
NOTA: JFETS c/ grande  $|V_p|$  tendem a ter altos valores de  $I_{DSS}$ , ao contrarios do JFETS c/ baixo  $|V_p|$  tendem a ter tb. baixas  $I_{DSS}$ .



### Polarização Fixa:

A forma mais simples de polarizar um JFET é aplicar uma tensão constante DC entre a GATE e a SOURCE.

Este tipo de polarização é muito pouco satisfatório. Por exemplo: de acordo com as características acima mostradas obtemos para um dado valor fixo da tensão  $V_{GS}$ , digamos  $-3V$ , iremos ter o "ALTO" JFET a conduzir uma  $I_D = 6.25 mA$  enquanto que o "Baixo" JFET estará em corte. Ou quando  $V_{GS} = -1V$ , temos  $I_{D1} = 12.25 mA$  e  $I_{D2} = 1 mA$ , que são valores muito diferentes.



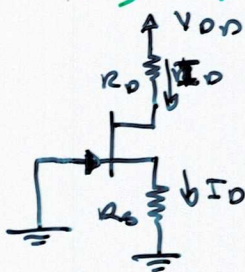
"ALTO" JFET  $Q_1$ :  $V_p = -8V$ ,  $I_{DSS} = 16mA$

"Baixo" JFET  $Q_2$ :  $V_p = -2V$ ,  $I_{DSS} = 4mA$

$I_{D2} = 4mA$

$I_{D2} = 1mA$

### Polarização "própria"



Colocando uma resistência no terminal source, a tensão "desenvolvida" através da resistência  $R_S$  irá constituir a polarização inversa  $V_{GS}$ ,  $V_{GS} = -I_D R_S \rightarrow$  (b)

O termo polarização "própria" é dado porque nenhuma fonte DC externa é usada entre a GATE e a SOURCE.

NOTA: Este tipo de polarização não é possível nos transistores bipolares.

Continuando a nossa análise: tendo em conta  $V_{GS} = -I_D R_S$  e a equação quadrática  $I_D - V_{GS}$ , temos

$$I_D = I_{DSS} \left( 1 + \frac{I_D R_S}{V_p} \right)^2$$

qdo menor  $R_s$  menor  $\Delta I_D$  (variação de  $I_D$ ), contudo uma grande  $R_s$  implica em corrente  $I_D$  baixa no JFET "baixo"

Mostra-se que o ganho é  $\propto \sqrt{I_D}$ , portanto convém ter o menor possíveis de  $I_D$ .

VALORES

Por exemplo, seja  $R_s = 1k\Omega$ :

Pl o "Baixo" JFET temos,  $I_D = 4(1 - \frac{I_D}{2})^2 \rightarrow$

$I_D = 1mA$  e  $V_{GS} = -1V$

Pl o "Alto" JFET temos,  $I_D = 16(1 - \frac{I_D}{8})^2 \rightarrow$

$I_D = 4mA$  e  $V_{GS} = -4V$

Embora a Diferença entre os  $I_D$  seja - eis pequena qdo comparada a a polarização fixa, continua a ser inaceitável / grande.

Combinação dos dois métodos anteriores.

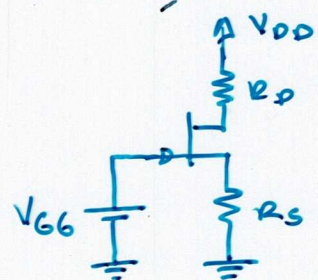
Da análise das características  $i_D - v_{GS}$ , concluiu-se que a diferença entre os  $I_D$  para o "Baixo" e pl o "Alto" JFET é tanto menor qto menor for o declive da recta que interceta as duas curvas  $i_D - v_{GS}$ .

Seja por exemplo a recta (c) (pag - tonar)

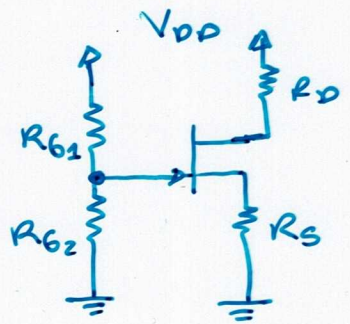
Essa recta interceta o eixo  $v_{GS}$  para um tensão positiva, seja  $V_{GS}$  e possui a equação:

$\oplus v_{GS} = V_{GS} - I_D R_s$

A equação  $\oplus$  susbstitui o circuito



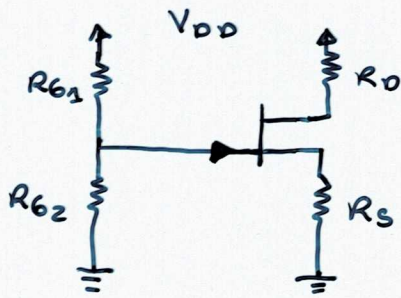
, na pratica



pinch-off ou modo activo.

NOTA: O VALOR DE  $R_D$  DEVE SER TAL, QUE  $V_{DG}$  seja sempre  $> |V_{p}|$  condicão para operacão emp. af

## Exercício:



$$-8V < V_p < -2V$$

$$4\mu A < I_{DSS} < 16\mu A$$

$$V_{DD} = +20V$$

R: Para obter pequenas variações em  $I_D$  e ter  $I_D$  relativa/ alto, devemos ter  $V_{GG}$  e  $R_S$  o menores possíveis. Contudo, qto mais elevado for  $V_{GG}$ , menor será a queda de tensão possível em  $R_D$  ( $V_{GG} > |V_p|$ )

Para um dado  $I_D$ , um baixo valor da queda de tensão em  $R_D$ , temos que ter um baixo valor de  $R_D$ , e como se pode mostrar um ganho pequeno.

Seja, por exo,  $V_{GG} = 8V$ , para  $(I_{DSS}, V_p) = (4\mu A, -2V)$  implica que  $V_D \geq 10V$ , deixando 10V para a queda de tensão através de  $R_D$ .

Para  $(I_{DSS}, V_p) = (16\mu A, -8V) \rightarrow V_D \geq 16V$ , deixando um máximo de 4V para a queda de tensão através de  $R_D$ .

E o valor de  $R_S$ ? P/ maximizar o valor de  $I_D$ , temos que escolher um valor de  $R_S$  que resulte no máximo valor possível de  $I_D$  para o "Baixo" JFET. Para evitar a polarização directa da junção gate-channel, usamos

$I_D = I_{DSS} = 4\mu A$ , o que corresponde a  $V_{GS} = 0$  para o "Baixo" JFET. É importante notar que o sinal a capturar aplicado irá causar que a tensão  $V_{GS}$  seja positiva, o que é permitido desde que o valor positivo máximo seja inferior a aproximada/ 0.5V (0.7V)

$$\text{Para } V_{GS} = 0 \text{ e } I_D = 4\mu A \Rightarrow R_S = \frac{V_{GG}}{4\mu A} = \frac{8}{4} = 2k\Omega$$

→ A  $I_D$  para o "ALTO" JFET é:  $I_D = 16 \left(1 - \frac{8 - 2I_D}{-8}\right)^2 \rightarrow$   
 $\rightarrow I_D = 5.63\mu A \quad V_{GS} = -326V$   
 $\rightarrow 4\mu A < I_D < 5.63\mu A$

## ○ MOSFET

NUM FET O CONTROLE DA CORRENTE É OBTIDO A PARTIR DO CONTROLE DA RESISTÊNCIA EFECTIVA DO CANAL, ATRAVÉS DE UM CAMPO ELECTRICO.

COMO A TENSÃO DO SINAL É APLICADA A UMA JUNÇÃO P-N INVERSA/POLARIZADA, A RESISTÊNCIA DE ENTRADA DE UM JFET É MUITO ELEVADA, MAS SÓ QUANDO A FUNÇÃO SATE-CHANNEL ESTÁ POLARIZADA INVERSAMENTE.

É POSSÍVEL AUMENTAR A RESISTÊNCIA DE ENTRADA DE UM FET SE SUBSTITUIRMOS A JUNÇÃO INVERSA/POLARIZADA POR UMA FINÍSSIMA CAMADA ( $\approx 0.1 \mu\text{m}$  DE ESPESURA) DE MATERIAL ISOLANTE. A GATE FICA ASSIM ISOLADA DO RESTO DA ESTRUTURA. DAI A DESIGNAÇÃO DE IG FET (INSULATED GATE FIELD EFFECT TRANSISTOR).

EM GERAL A CAMADA ISOLANTE É OBTIDA ATRAVÉS DE ÓXIDACÃO ( $\text{SiO}_2$ ), ORIGINANDO UMA ESTRUTURA METAL ÓXIDO SEMICONDUCTOR, A QUE É COSTUME CHAMAR-SE MOSFET.

A RESISTÊNCIA DE ENTRADA EM TRANSISTOR DESTES TIPO PODEM Atingir VALORES DA ORDEM DE  $10^{14}$  A  $10^{15} \Omega$ , QUALQUER QUE SEJA A TENSÃO APLICADA.

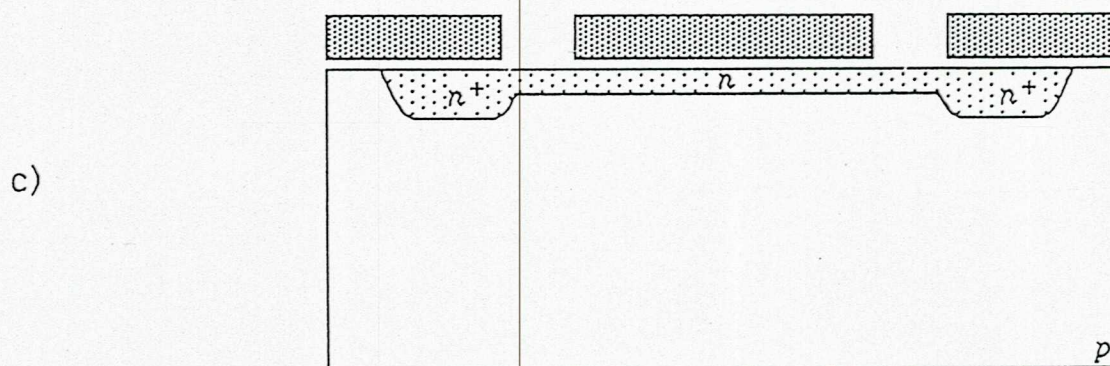
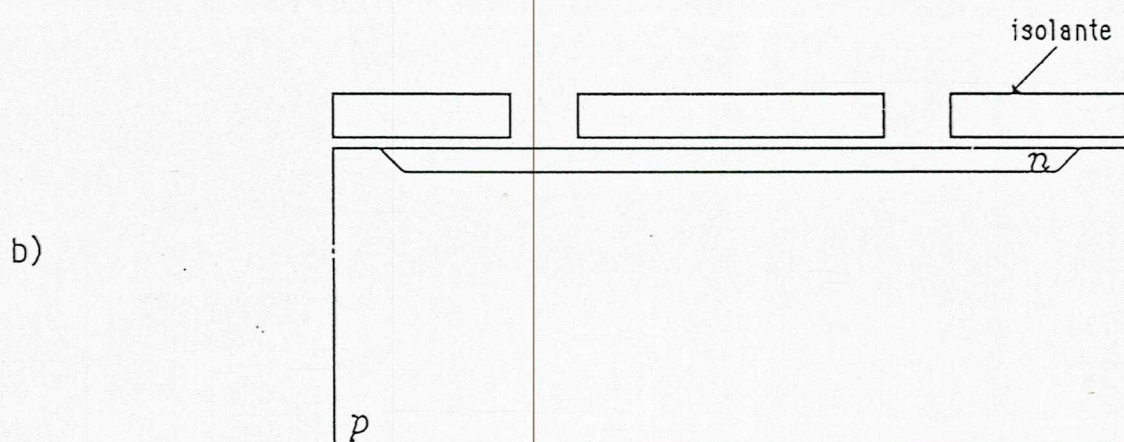
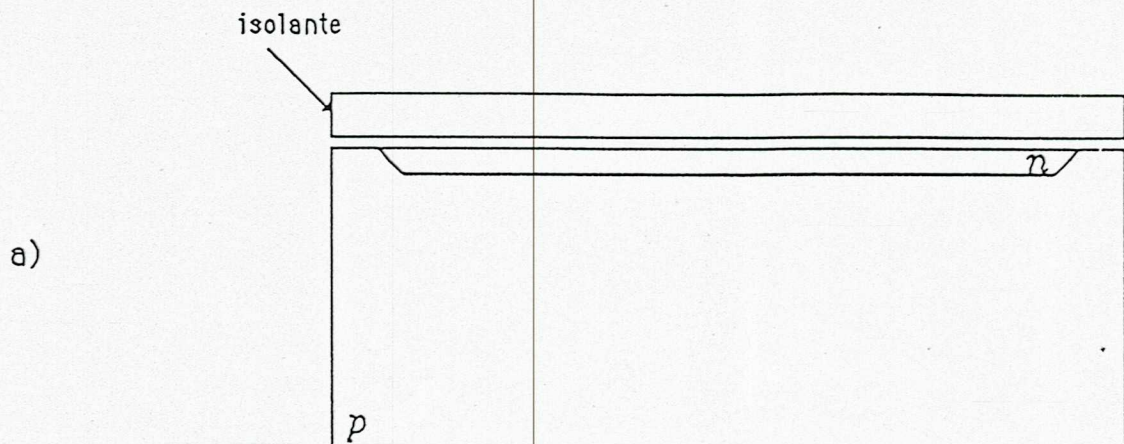
AS CAPACIDADES INERENTES A ESTRUTURAS DESTES TIPO, NO CASO DOS MOSFETS SÃO MUITO INFERIORES ÀS DOS JFET.

77

EM CIRCUITOS INTEGRADOS AS DIMENSÕES DE UM MOSFET, REPRESENTAM CERCA DE 20% A 30% DAS DIMENSÕES DE UM BIT. PODEM SER TAMBÉM UTILIZADOS, PARA ECONOMIZAR ESPAÇO, COMO RESISTÊNCIAS NOS CIRCUITOS INTEGRADOS.

PODEMOS IMPLEMENTAR EM CIRCUITOS QUE EXCLUSIVAMENTE USAM MOSFETS FUNÇÕES DE MEMÓRIA, FUNÇÕES LÓGICAS DIGITAIS, ETC. I.E., NÃO SÃO NECESSÁRIOS NEM DIÓDOS NEM RESISTÊNCIAS





78

O BLOCO  $p$  NÃO INTERVEM NO FUNCIONAMENTO DO MOSFET.  
 SERVE PARA DAR RESISTÊNCIA MECÂNICA AO COMPONENTE  
 E AUMENTAR AS SUAS DIMENSÕES.

d)

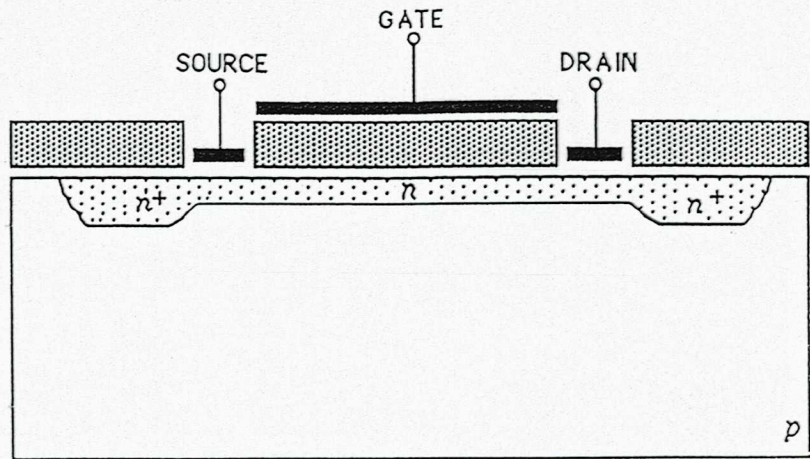
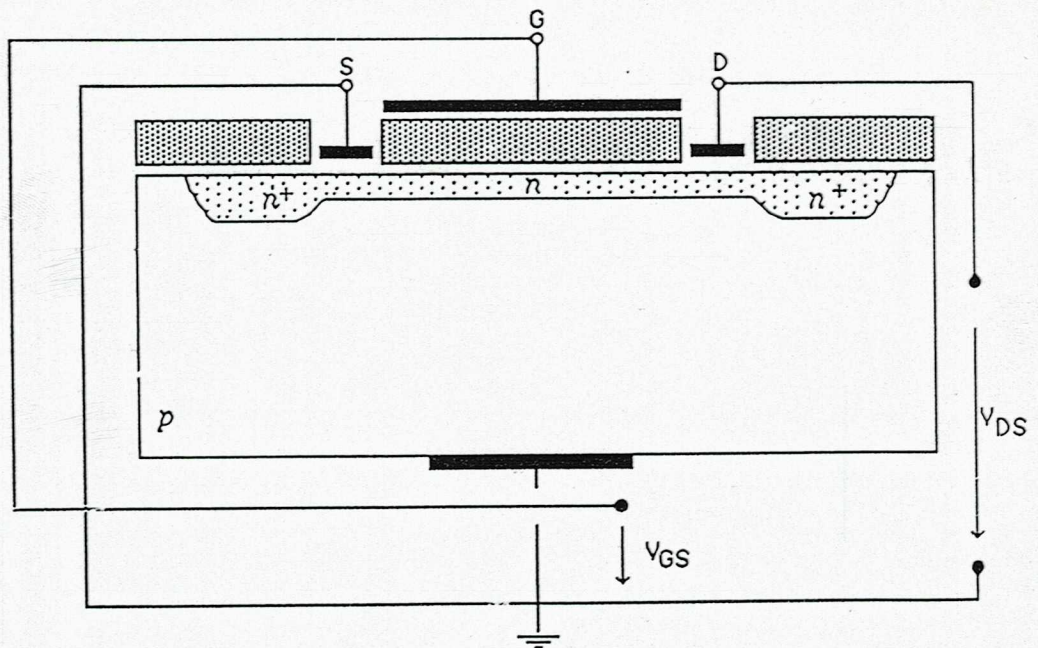


FIG. A2-34

Imaginemos que ligávamos o transistor do modo indicado na figura A2-35a. A tensão  $V_{DS}$  será positiva, ou nula e  $V_{GS}$ , devido à existência da camada isolante, pode ser positiva ou negativa (ou nula evidentemente).

a)



79

A distância entre as zonas  $n^+$ , a fonte eo dreno, é da ordem de 10 a 20  $\mu m$ .

b)

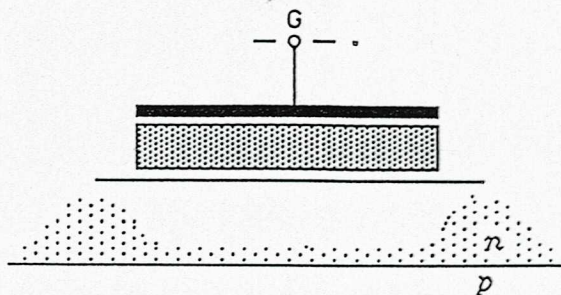


FIG. A2-35

A figura A2-35b representa em pormenor a zona do canal.

Quando  $V_{GS}=0$  o canal constitui um percurso condutor entre fonte e dreno (como aliás acontece no JFET). Quando a tensão  $V_{GS}$  começa a ser negativa os electrões livres do canal são "empurrados" para longe da superfície de separação isolante-canal. Forma-se assim uma zona de deplecção na parte "superior" do canal (fig. A2-35b) e portanto a sua secção útil diminui. Se a tensão de gate fôr suficientemente negativa atinge-se a situação de pinch-off e a corrente anula-se.

Até aqui o funcionamento é semelhante ao de um JFET.

A grande diferença, como já dissemos, está em que  $V_{GS}$  se pode tornar positiva. E que acontece nesse caso?

Com a inversão da tensão  $V_{GS}$  os electrões deixam de ser repelidos do canal para passarem a serem atraídos para o canal. E de onde provêm eles? Para poderem fornecer esses electrões extra é que as zonas debaixo fonte e do dreno são muito fortemente dopadas. O aumento de  $V_{GS}$  provoca assim um aumento da corrente da fonte para o dreno.

A um MOSFET construído deste modo é, em geral, dado o nome de MOSFET de tipo de deplecção. A razão do nome tornar-se-á óbvia quando considerarmos o outro tipo de MOSFET, o de "enhancement".

Imaginemos uma estrutura semelhante à da figura A2-34d mas em que o canal  $n$  entre as duas zonas  $n^+$  foi abolido, ou melhor, não foi criado. (fig. A2-36). Se a tensão  $V_{GS}$  for nula, qualquer que seja o sentido da tensão  $V_{DS}$ , não há corrente uma vez que uma das junções  $p-n$  do percurso está inversamente polarizada.

Se porém a tensão  $V_{GS}$  for positiva algo de interessante se passa.

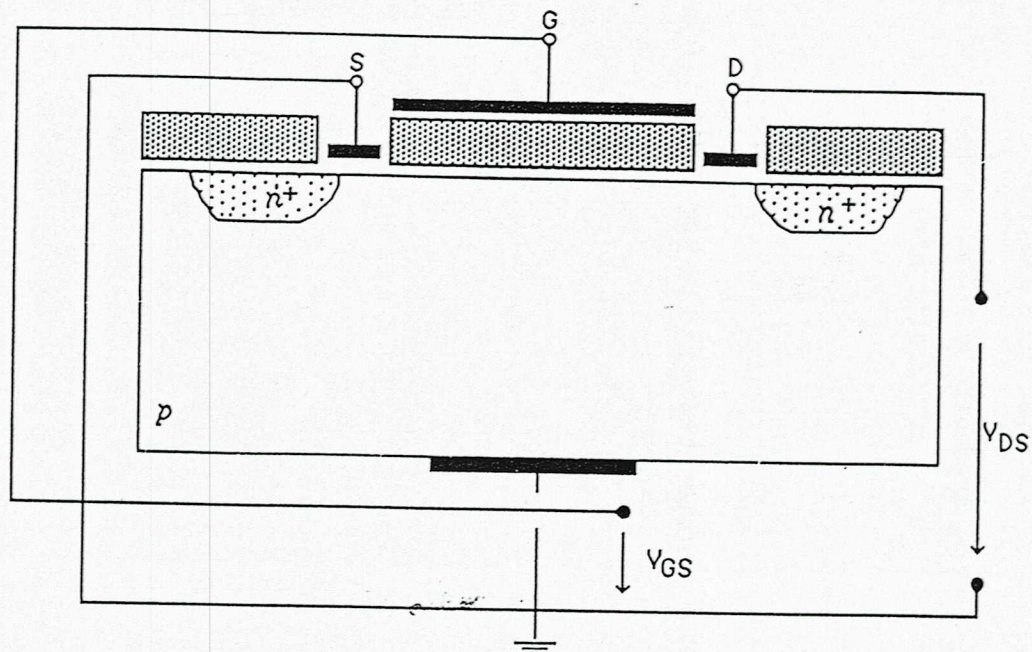


FIG. A2-36

Uma tensão positiva na gate começará por repelir os vazios da região do substrato próximo da superfície de separação isolante-substrato. Por outro lado irá atraindo elétrons dos "reservatórios" pelas zona  $n^+$  da fonte e do dreno.

A partir de certa altura, cria-se imediatamente por baixo da superfície do isolante, um canal  $n$  - é costume dar-lhe o nome de camada de inversão- através do qual pode circular uma corrente da fonte para o dreno. À tensão de gate necessária para formar esse canal é costume dar o nome de tensão limiar.

A um MOSFET trabalhando deste modo é costume dar o nome de MOSFET do tipo "enhancement".

Temos assim três tipos de funcionamento dos transistores de efeito de campo. Conforme o tipo de FET utilizado, podemos ter à entrada sinais sempre positivos, sempre negativos, ou, negativos e positivos.

A figura A2-37 representa os três tipos de característica de transferência.

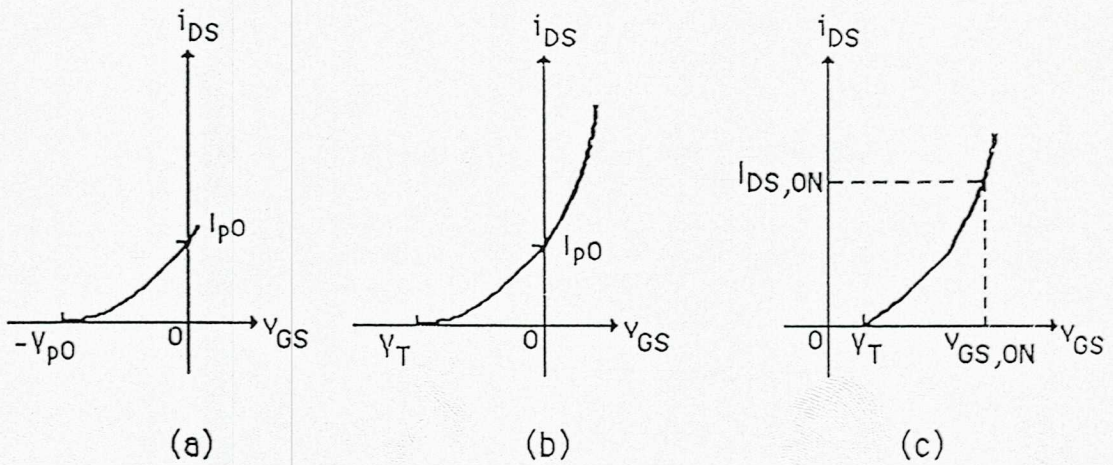


FIG. A2-37

Os MOSFET que acabamos de ver são de canal  $n$ . Poderíamos ter considerado o caso de o canal ser do tipo  $p$ ; com as adaptações necessárias o comportamento é inteiramente análogo.

A figura A2-38 [Horowitz and Hill - The Art of Electronics, Cambridge University, Press, 1980 (1985)] representa as polaridades de entrada e saída dos diferentes transistores, de junção e de efeito de campo.

182

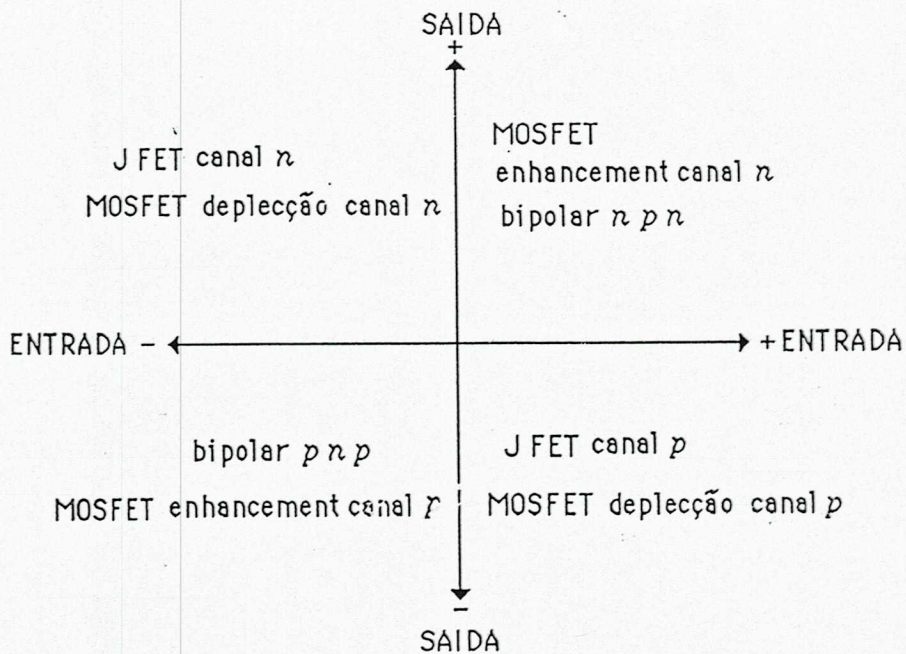
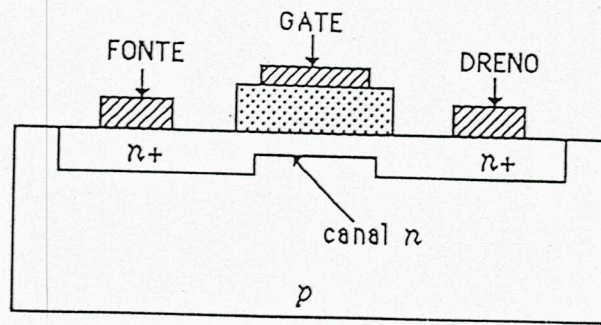
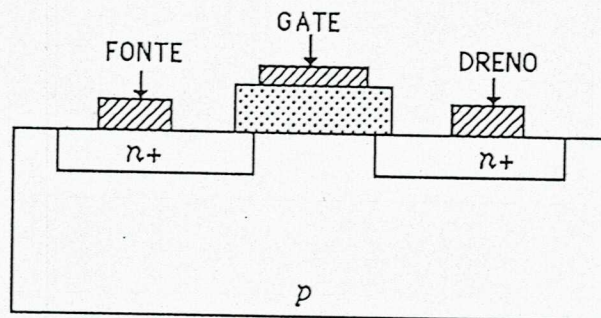


FIG. A2-38

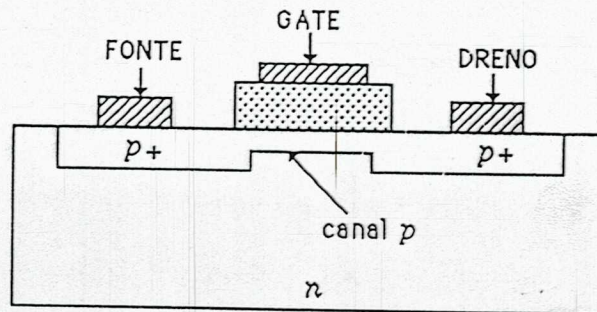
A figura A2-39 representa esquematicamente os diferentes tipos de MOSFET.



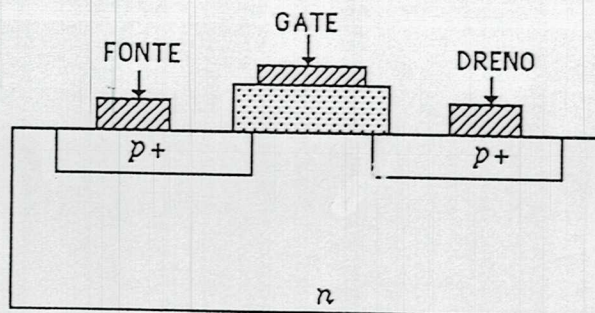
(a) depleção canal  $n$



(b) enhancement canal  $n$



(c) depleção canal  $p$



(d) enhancement canal  $p$

FIG. A2-39

83

A finalizar, a figura A2-40 representa os símbolos utilizados para representar os MOSFET.

# BASES FÍSICAS DA ELECTRÓNICA

(2º ano, 1º semestre)

## Programa

Introdução  
Processos de condução  
Condutores, isoladores e semicondutores  
Semicondutores intrínsecos e extrínsecos  
Junção *p-n*  
Característica tensão-corrente de uma junção *p-n*  
Contactos óhmicos e barreiras Schottky  
O díodo como rectificador  
Efeitos Zener e avalanche  
Díodo Schottky  
O transistor  
O transistor de efeito de campo (FET)  
O FET de junção  
O Mosfet  
O díodo emissor de luz (LED)  
O fotodíodo e o díodo de avalanche  
Circuitos integrados, o amplificador operacional  
Fabrico de circuitos integrados

## Bibliografia

- R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", vol. 1.3. III, Addison Wesley Publishing Company, Reading, MA, 1965.
- S.M. Sze; "Physics of Semiconductor Devices", 2nd edition, Wiley Interscience, New York 1.4, 1981.
- J.C. Millman and C.C. Halkias, "Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and 1.5 Systems", McGraw Hill Inc, New York, 1972.

2 + 1

ELECTRÓNICA I  
(2º Ano, 2º Semestre)

Programa

Introdução.

**Amplificadores Operacionais**

Características ideais  
Modelo de um amplificador operacional ideal  
Funcionamento de um amplificador operacional ideal em malha aberta  
Desvios das características ideais num amplificador real

**Realimentação**

Realimentação negativa  
Sua influência no ganho, na resistência de entrada e na de saída

**Amplificadores Operacionais com Realimentação**

Amplificador inversor  
Amplificador não inversor  
Circuitos não lineares  
Comparador  
Trigger de Schmitt  
Geradores de formas de onda  
Multivibrador estável  
Multivibrador monoestável

**Díodos. Circuitos de Aplicação**

O díodo como elemento de um circuito  
O díodo como retificador  
Rectificação  
Filtragem  
Regulação  
Aplicações de sinal  
Rectificação de precisão  
Detector de pico  
Desmodulador  
Circuitos limitadores (Clipping)  
Circuitos fixadores (Clamping)  
Obtenção de impulsos a partir de uma onda quadrada  
Alongador de impulsos  
Amplificador logarítmico  
Multiplicador de tensão

freq

1

2 - 2 (10)

3 - 4 (13) ✓

4 - 5 (3) ✓

5 - 5 (9) ✓



## Introdução à Electrónica Digital

Funções lógicas E e OU

Sua implementação

Valores das tensões correspondentes aos estados UM e ZERO

Função NÃO ou inversora

Sua implementação

O transistor como interruptor

Funções NÃO-E e NÃO-OU

Função OU-EXCLUSIVO

Portas universais NÃO-E e NÃO-OU

Circuitos combinacionais e sequenciais

O flip-flop

## Bibliografia

A.S. Sedra and K.C. Smith, "Microelectronic Circuits", Holt, Rinehart and Winston, New York, 1987.

J.C. Millman and C.C. Halkias, "Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and 1.5. Systems", McGraw Hill Inc, New York, 1972.

J.C. Millman and A. Grabel, "Microelectronics", 2nd edition, McGraw Hill Inc, New York, 1988.

M.A.R.P. de Barros, "Electrónica", Texto de aulas professadas na FCUP, Porto, 1988.

# ELECTRÓNICA II

(3º Ano, 1º Semestre)

## Programa

Introdução.

Transistores de Efeito de Campo de Junção (JFETs)

Funcionamento do JFET

Características estáticas

○ JFET de canal  $p$

Circuitos com JFET em DC

Análise gráfica

Polarização

○ JFET como amplificador

○ amplificador de fonte comum

○ seguidor de fonte (source follower)

Amplificadores multiandar

○ JFET como interruptor

Transistores de Efeito de Campo

Metal-óxido-semicondutor (MOSFET)

○ MOSFET do tipo de depleção

○ MOSFET do tipo "enhancement"

A polarização do MOSFET "enhancement" em circuitos discretos

○ funcionamento com pequenos sinais

Configurações básicas de amplificadores de um andar com MOSFETs interruptores analógicos com MOS

Transistores Bipolares de Junção

Estrutura física e modos de funcionamento

○ funcionamento do transistor  $npn$  no modo activo

Representação gráfica das características

Análise DC de circuitos

○ transistor como amplificador

Polarização em circuitos discretos

Amplificadores de um andar

○ seguidor do emissor

○ transistor como interruptor: saturação e corte

Análise gráfica

### Amplificadores Multiandar e par Diferencial

- O par diferencial com transistores bipolares
- Funcionamento com pequenos sinais do amplificador diferencial
- Polarização em circuitos integrados
- O par diferencial com JFETs
- Amplificadores multiandar

### Andares de Saída e Amplificadores de Potência

- Classificação dos andares de saída
- Amplificador de classe A
- Amplificador de classe B
- Amplificador de classe AB
- Polarização do amplificador de classe AB
- Transistores bipolares de potência

### Resposta em Frequência

- Análise no plano s
- A função de transferência de um amplificador

### Bibliografia

R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", vol. III, Addison Wesley Publishing Company, Reading, MA, 1965.

S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 2nd edition, Wiley Interscience, New York, 1981

S.D. Senturia and B.D. Wedlock, "Electronic Circuits and Applications", John Wiley & Sons, Inc, New York, 1975.

R.J. Smith, "Electronics: Circuits and Devices", John Wiley & Sons, New York, 1980.

W. Gosling, W.G. Townsend, J. Watson, "Field Effect Electronics", Butterworths, London, 1971.

J.C. Millman and C.C. Halkias, "Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems", Mc Graw Hill Inc, New York, 1972.

A.S. Sedra and K.C. Smith, "Microelectronic Circuits", Holt, Reinhart and Winston, New York, 1987.

P. Horowitz and W. Hill, "The Art of Electronics", 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1989.