

SEL-EESC-USP

Junções

Estudo de Junções Semicondutoras

P. R. Veronese
2012

SEL 313 – Circuitos Eletrônicos I

1. Junções

Entende-se por junção o contato íntimo entre dois materiais que possuem estruturas energéticas internas diferentes. Podem ser executadas entre dois metais, entre um metal e um semicondutor, entre dois semicondutores ou através do contato íntimo entre dois cristais dopados com impurezas de polaridades opostas, embora pertencentes ao mesmo semicondutor extrínseco. Neste último caso o dispositivo é chamado de junção **pn**, parte básica da eletrônica moderna de estado sólido. Junções **pn** formam um componente eletrônico corriqueiramente chamado de *diodo*, mas podem ser usadas com outros propósitos, tais como: isolações entre vários componentes integrados em um mesmo substrato, capacitores integrados fixos ou variáveis, sensores de temperatura, chaves eletrônicas autocontroladas, etc.. As estruturas energéticas internas dos materiais, a partir da teoria dos *quanta* de energia de Planck, começaram a ser estudadas em profundidade e algumas propriedades energéticas foram definidas para essas estruturas. Uma propriedade energética essencial dos materiais, usada para se determinar o comportamento de uma junção, é a *função trabalho*.

1.1 – Função Trabalho

A função trabalho, com dimensão de energia, foi definida por Einstein e caracteriza o nível energético associado a cada material na natureza. Um elétron situado no vácuo, sem nenhuma influência de forças externas, possui um nível de energia a ele associado, chamado *nível de vácuo* e designado por E_o . Após a hipótese da emissão dos *quanta* de energia por corpos aquecidos ser apresentada por Planck, muitos cientistas, incluindo Einstein, desenvolveram experimentos para comprová-la. Em uma dessas experiências, Einstein estudou a absorção de energia óptica pelos elétrons de um metal e a relação entre a quantidade de energia absorvida e o comprimento de onda da luz incidente. O experimento foi realizado colocando-se barras de metal em um recipiente com alto vácuo e fornecendo-se energia luminosa a elas. Os elétrons do metal absorvem energia da luz e alguns adquirem energia suficiente para serem ejetados da superfície para o vácuo. Esse efeito, chamado *efeito fotoelétrico*, permitiu o levantamento de um gráfico de energia versus frequência da luz, cuja equação resultou:

$$E_m = h\nu - E_1$$

Nessa equação, ν é a frequência da luz, h é a constante de Planck, E_m é a máxima energia cinética adquirida pelo elétron em função da frequência da luz e E_1 é uma constante, com dimensão de energia, característica de cada material. A relação assim obtida permitiu não só comprovar a hipótese de Planck, como também estabelecer que E_1 é a mínima energia necessária para que um elétron escape do material para o vácuo. A essa grandeza deu-se o nome de *função trabalho* ($q\Phi$) e ela representa fisicamente a diferença energética entre o nível de vácuo e o nível de Fermi do material [1]. Pode-se, portanto, escrever que:

$$q\Phi = E_o - E_F \quad (1.1)$$

Escrevendo-se a Equação 1.1 em termos de potencial, tem-se que:

$$\Phi = \frac{E_o}{q} - \frac{E_F}{q}$$

A Equação 1.1 e sua equivalente em termos de potencial são válidas para qualquer material, inclusive para o semiconductor. Nos semicondutores o nível de Fermi é variável em função da dopagem e, portanto, a função trabalho também não é fixa e vale a soma de três parcelas, como mostra a Equação 1.2.

$$q\Phi_s = q\chi + \frac{E_g}{2} + q\phi_F \quad (1.2)$$

Na Equação 1.2, $q\Phi_s$ é a função trabalho, $q\chi$ é a afinidade eletrônica, E_g é o *gap* e ϕ_F é o potencial de Fermi do semiconductor. A afinidade eletrônica é definida como sendo a diferença energética entre o nível de vácuo e o limiar do nível de condução do semiconductor e, portanto, $q\chi = E_o - E_c$. O potencial de Fermi será definido a seguir.

1.2 – Potencial de Fermi

Define-se como potencial de Fermi a diferença, em [V], entre o nível intrínseco e o nível de Fermi do semiconductor.

Em um semiconductor tipo **n** pode-se afirmar que: $n \cong N_d$ e $p \cong (n_i^2 / N_d) \ll N_d$. Como $n \gg p$, os elétrons são portadores *majoritários* e as lacunas são portadores *minoritários*, no semiconductor tipo **n**. Dividindo-se a equação do nível de Fermi do semiconductor **n** pela carga do elétron, tem-se, em termos de potencial:

$$\frac{E_{Fn}}{q} = \frac{E_i}{q} + V_t \times \ln \frac{N_d}{n_i}$$

Como o potencial de Fermi é calculado pela diferença entre o nível intrínseco e o nível de Fermi do material, então se pode escrever que:

$$\phi_{Fn} = \frac{E_i}{q} - \frac{E_{Fn}}{q}$$

Substituindo-se o valor de E_{Fn}/q , dado pela equação acima, conclui-se que o potencial de Fermi do semiconductor tipo **n**, denotado por ϕ_{Fn} , é calculado pela Equação 1.3.

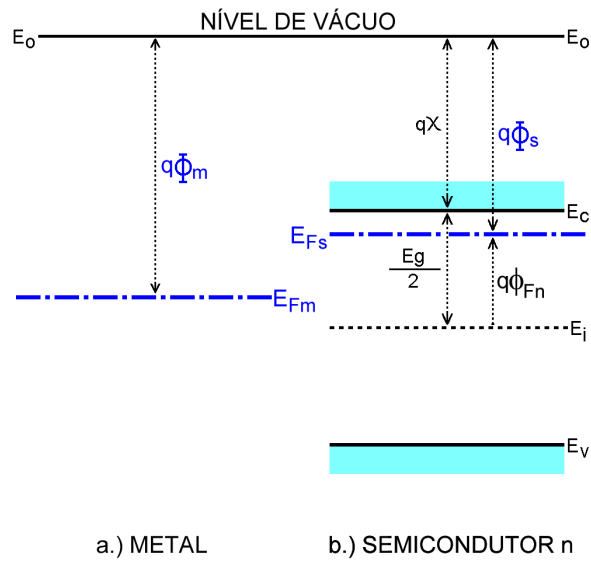


Figura 1.1 - Bandas de Energia e Função Trabalho. a.) Do Metal. b.) Do Semicondutor Tipo n.

$$\phi_{Fn} = -V_t \ln \frac{N_d}{n_i} \quad [V] \tag{1.3}$$

A Figura 1.1 mostra os níveis de Fermi e as funções trabalho de metais e de semicondutores tipo **n**.

Da mesma forma, em um semicondutor tipo **p** pode-se afirmar que: $p \cong N_a$ e $n \cong (n_i^2 / N_a) \ll N_a$. Como $p \gg n$, as lacunas são portadores *majoritários* e os elétrons são portadores *minoritários*, no semicondutor tipo **p**. Dividindo-se a equação do nível de Fermi do semicondutor **p** pela carga do elétron, tem-se, em termos de potencial:

$$\frac{E_{Fp}}{q} = \frac{E_i}{q} - V_t \times \ln \frac{N_a}{n_i}$$

Seguindo-se o mesmo raciocínio desenvolvido para elétrons, conclui-se que o potencial de Fermi do semicondutor tipo **p**, denotado por ϕ_{Fp} , é calculado pela Equação 1.4.

$$\phi_{Fp} = V_t \ln \frac{N_a}{n_i} \quad [V] \tag{1.4}$$

A Figura 1.2 mostra os níveis de Fermi e as funções trabalho de metais e de semicondutores tipo **p**.

1.3 – Nível de Fermi de um Sistema

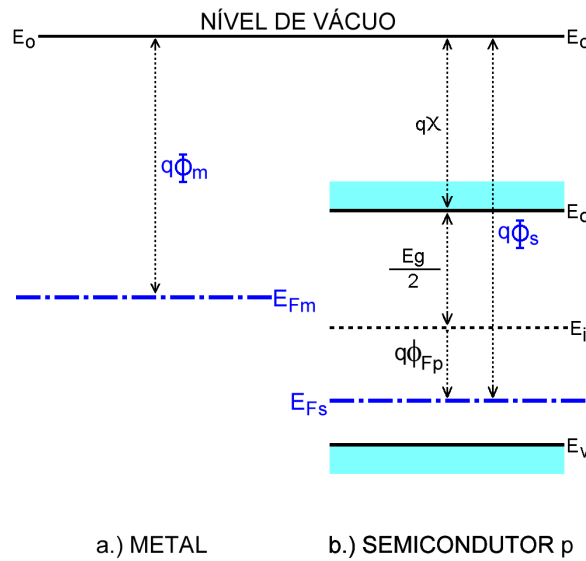


Figura 1.2 - Bandas de Energia e Função Trabalho. a.) Do Metal. b.) Do Semicondutor Tipo p.

Nas Figuras 1.1 e 1.2 estão representadas as bandas de energia de dois sistemas constituídos de dois materiais, metal e semicondutor, isolados, que possuem estados permitidos de energia para elétrons, próprios e individualizados. Enquanto esses materiais estiverem separados e, portanto, não interagindo, os estados de energia e os níveis de Fermi de cada um serão independentes e relacionados apenas ao nível de vácuo. Cada material possui uma densidade de estados permitidos de energia chamados $g_m(E)$ e $g_s(E)$, respectivamente, para o metal e para o semicondutor. Desses $g(E)$ estados permitidos, o metal possuirá $n_m(E)$ estados preenchidos e $v_m(E)$ estados vazios e o semicondutor possuirá $n_s(E)$ estados preenchidos e $v_s(E)$ estados vazios. As funções de distribuição de Fermi-Dirac serão escritas, respectivamente para o metal e para o semicondutor, como apresentam as Equações 1.5a e 1.5b, nas quais E_{Fm} e E_{Fs} são os níveis de Fermi dos respectivos materiais.

$$f_{Dm}(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{Fm}}{kT}}} \tag{1.5a}$$

e

$$f_{Ds}(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{Fs}}{kT}}} \tag{1.5b}$$

Como a densidade de estados preenchidos vale a multiplicação da densidade de estados permitidos pela probabilidade de ocupação, então se estabelecem as relações:

$$n_m = g_m \times f_{Dm} \quad e \quad n_s = g_s \times f_{Ds} \tag{1.6}$$

Consequentemente as densidades de estados vazios valem:

$$v_m = g_m \times (1 - f_{Dm}) \quad e \quad v_s = g_s \times (1 - f_{Ds}) \quad (1.7)$$

Supondo-se que os dois materiais sejam colocados em contato íntimo, eles tornam-se interativos e transferências de elétrons ocorrerão entre eles. O novo sistema alcançará o equilíbrio térmico quando os processos de transferência tornarem-se canceláveis e, portanto, não mais houver uma transferência líquida de elétrons entre quaisquer níveis de energia. Matematicamente o equilíbrio pode ser expresso percebendo-se que a probabilidade de transferência, em uma determinada energia E_x , será proporcional à densidade de população de elétrons livres $[n(E_x)]$ que estarão disponíveis para a transferência e à densidade de estados vazios $[v(E_x)]$, disponíveis para recebê-los. Como as taxas de transferências são iguais nos dois lados do contato, pode-se escrever que:

$$n_m \times v_s = n_s \times v_m \quad (1.8)$$

Juntando-se as Equações 1.6, 1.7 e 1.8, chega-se ao resultado:

$$g_m \times f_{Dm} \times g_s \times (1 - f_{Ds}) = g_s \times f_{Ds} \times g_m \times (1 - f_{Dm})$$

Trabalhando-se algebricamente o resultado acima, conclui-se finalmente que:

$$f_{Dm} = f_{Ds} \quad (1.9)$$

Pelas relações dadas pelas Equações 1.5a e 1.5b, no entanto, percebe-se que a Equação 1.9 só será verdadeira se $E_{Fm} = E_{Fs}$, donde se pode concluir que, em equilíbrio térmico, o *nível de Fermi é constante ao longo de um sistema*. Essa conclusão é válida tanto para sistemas isolados como para sistemas compostos por materiais em contato íntimo, como: metal com metal, semicondutor I com semicondutor I, metal com semicondutor, semicondutor I com semicondutor II, etc.. [2].

1.4 – Junção pn

Entende-se por junção **pn** o contato íntimo entre dois cristais semicondutores dopados com impurezas de polaridades opostas, resultando em um gradiente abrupto de concentração. Se os cristais forem do mesmo material o dispositivo é chamado de homojunção e, se os cristais forem de semicondutores diferentes, o dispositivo é de heterojunção. Sendo do mesmo material, os cristais possuem a mesma afinidade eletrônica e o mesmo *gap*, mas os níveis de Fermi diferem devido à natureza e à intensidade de dopagem em cada um dos lados da junção. A Figura 1.3a mostra as bandas de energia e os níveis de Fermi de dois cristais isolados de um mesmo semicondutor e dopados com N_a lacunas por centímetro cúbico no lado **p** e com N_d elétrons por centímetro cúbico no lado **n**.

Quando os cristais são colocados em contato íntimo, existe uma tendência de recombinação entre as lacunas e os elétrons livres na região da fronteira.

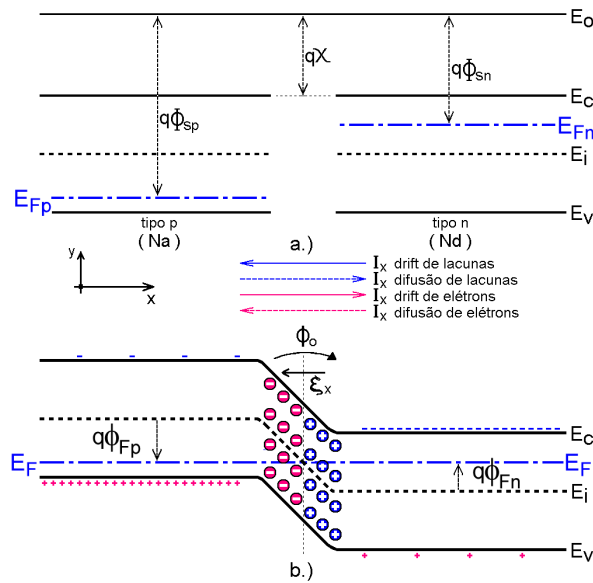


Figura 1.3 - Bandas de Energia nos Semicondutores p e n. a.) Isoladamente. b.) Em Contato Íntimo.

Para que os elétrons livres encontrem as lacunas livres e vice-versa, quando o contato é feito, são iniciadas correntes de difusão de ambos, geradas pelo gradiente de concentração na fronteira. Ao se deslocarem, os elétrons deixam um íon positivo e as lacunas deixam um íon negativo nos locais que originalmente ocupavam. Esses íons, também conhecidos como *cargas espaciais* ou *cargas em depleção*, são fixos na estrutura e, portanto, incapazes de conduzir corrente elétrica. Na Figura 1.3b esses íons estão representados por círculos, com os sinais interiores correspondentes à polaridade de cada um.

Conforme esses íons vão se formando, devido à carga elétrica que eles comportam, um campo elétrico ξ_x vai se estabelecendo na fronteira, gerando, portanto, correntes de deriva (*drift*) de elétrons e de lacunas através da junção. Pelo sentido do campo elétrico formado, as correntes de deriva criadas possuem a mesma direção, mas com sentidos opostos às correntes de difusão correspondentes. Quando os módulos das correntes de difusão e de deriva igualam-se, o sistema atinge o equilíbrio térmico e a corrente total líquida, através da junção, torna-se nula. Nesse ponto os níveis de Fermi de ambos os lados igualam-se e a junção fica sob um potencial aplicado, conhecido como *potencial interno* ou *barreira de potencial*, denotado por ϕ_o . As bandas de energia, devido ao nivelamento do nível de Fermi, são obrigadas a se encurvar como mostra a Figura 1.3b, dando a ideia visual dessa barreira. Na situação apresentada pelas bandas de energia da Figura 1.3b, a energia dos elétrons situados no lado **n** é $q\phi_o$ mais baixa do que a energia dos elétrons situados no lado **p**. Na região central, próxima à fronteira da junção, existem apenas as cargas ionizadas, também conhecidas como cargas espaciais ou em depleção, e, portanto, essa região é chamada de *região de depleção* ou de cargas espaciais. No ponto onde $E_F = E_i$, isto é, onde o nível de Fermi coincide com o intrínseco, pode-se considerar que o semicondutor possui apenas cargas em depleção, não possuindo, conseqüentemente, cargas livres. As correntes de difusão e de deriva, de elétrons e de lacunas, através da junção estão representadas na Figura 1.3b, lembrando-se que, em equilíbrio térmico, a somatória das quatro resulta em zero.

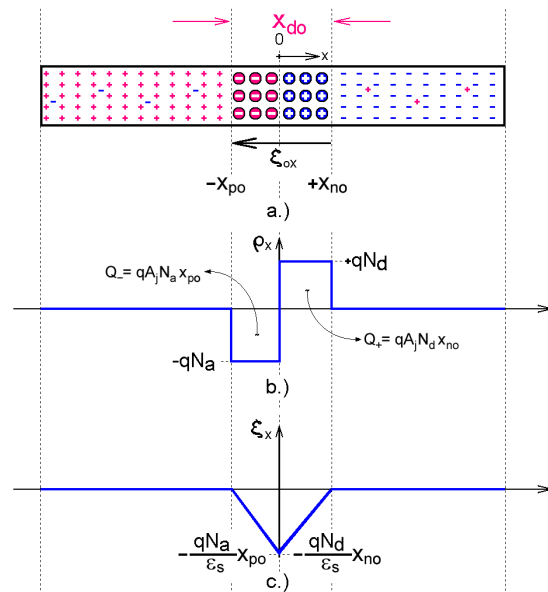


Figura 1.4 – Junção pn Abrupta em Equilíbrio Térmico. a.) Corte Esquematizado. b.) Densidade Volumétrica de Cargas. c.) Campo Elétrico.

O potencial interno ϕ_o de junções, embora real, não pode ser medido por voltímetros externos, pois as pontas de prova desses instrumentos irão obrigatoriamente formar outros potenciais de contato com o semiconductor, cancelando algebricamente o potencial de contato interno.

1.4.1 – Junção Abrupta em Equilíbrio Térmico

Para que as equações diferenciais de Poisson possuam soluções explícitas no equacionamento matemático das junções e para que a estatística de Maxwell-Boltzmann seja perfeitamente válida, há necessidade de certa idealização do sistema físico. Uma junção **pn** idealizada é conhecida como junção abrupta. Entende-se por abrupta uma junção composta pelo contato íntimo entre dois cristais semicondutores dopados, **p** e **n**, possuindo concentrações perfeitamente homogêneas de dopantes, não degenerados e separados, na fronteira, por uma região totalmente em depleção e com dimensão definida e constante, em equilíbrio térmico. Além disso, as concentrações de dopantes, nos lados **p** e **n** saltam abruptamente de N_a para N_d , respectivamente, na fronteira. Na prática, uma junção bem próxima de abrupta pode ser formada através do crescimento epitaxial de uma região dopada, com dopagem constante do tipo **n**, sobre um substrato do tipo **p**. Uma junção não abrupta é chamada de *gradual*, característica típica de junções formadas por processos de difusão. As expressões matemáticas para o cálculo de junções graduais podem ser adaptadas do cálculo de junções abruptas e corrigidas empiricamente.

1.4.1.a – Densidade Volumétrica de Cargas:

Usando-se o modelo esquematizado na Figura 1.4a, devem-se fazer as seguintes suposições:

- O cristal semiconductor situado na região *neutra*, $x \leq -x_{po}$, é do tipo **p**, dopado homogeneamente, com concentração de dopantes igual à N_a [cm^{-3}] e com densidade volumétrica de cargas $\rho_p = 0$.
- O cristal semiconductor situado na região *neutra*, $x \geq +x_{no}$, é do tipo **n**, dopado homogeneamente, com concentração de dopantes igual à N_d [cm^{-3}] e com densidade volumétrica de cargas $\rho_n = 0$.
- A região situada em $-x_{po} \leq x \leq +x_{no}$, chamada de *transição*, de *depleção* ou de *cargas espaciais*, está totalmente em depleção e a densidade volumétrica de cargas vale $\rho_+ = qN_d$ para $0 \leq x \leq +x_{no}$ e $\rho_- = qN_a$ para $-x_{po} \leq x \leq 0$. As cargas totais acumuladas nas respectivas regiões são iguais em módulo e valem $Q_+ = qA_jN_dx_{no}$ e $Q_- = qA_jN_ax_{po}$, medidas em [C] e onde A_j é a área da junção em [cm^2]. O índice o denota equilíbrio térmico.
- A junção deve possuir fronteira bem definida e plana, sem efeitos de ponta.

A equação de Poisson resolve o potencial elétrico em função do campo elétrico e, portanto, da densidade volumétrica de cargas como mostra a Equação 1.10, na direção x .

$$\frac{d^2V_x}{dx^2} = -\frac{d\xi_x}{dx} = -\frac{\rho_x}{\epsilon_s} \quad (1.10)$$

Na Equação 1.10, V_x é o potencial, ξ_x é o campo elétrico, ambos na direção x , ρ_x é a densidade volumétrica de cargas e ϵ_s é a permissividade do meio, que, no caso, é o semiconductor. A Figura 1.4b mostra o gráfico da densidade volumétrica de cargas, em [C/cm^3], em função de x , para junções abruptas.

1.4.1.b – Campo Elétrico:

Aplicando-se a Equação 1.10 para $x \geq 0$, tem-se que:

$$\frac{d^2V_x}{dx^2} = -\frac{d\xi_x}{dx} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \quad (1.11)$$

Integrando-se a Equação 1.11, na região de carga espacial, obtém-se:

$$\frac{dV_x}{dx} = -\xi_x = -\int \frac{qN_d}{\epsilon_s} dx = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} x + c_1$$

onde c_1 é uma constante a ser determinada pelas condições de contorno.

Como, na região neutra, $\xi_x = 0$, tem-se que, para $x = +x_{no}$:

$$0 = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} x_{no} + c_1$$

Conclui-se, portanto, que, para $0 \leq x \leq +x_{no}$, o campo elétrico na junção, na direção x e em equilíbrio térmico, vale:

$$\xi_{ox} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \times (x_{no} - x) \quad (1.12)$$

Aplicando-se a Equação 1.10 para $x \leq 0$, tem-se que:

$$\frac{d^2V_x}{dx^2} = -\frac{d\xi_x}{dx} = -\frac{qN_a}{\epsilon_s} \quad (1.13)$$

Integrando-se a Equação 1.13, na região de carga espacial, obtém-se:

$$\frac{dV_x}{dx} = -\xi_x = \int \frac{qN_a}{\epsilon_s} dx = \frac{qN_a}{\epsilon_s} x + c_2$$

onde c_2 é uma constante a ser determinada pelas condições de contorno.

Como, na região neutra, $\xi_x = 0$, tem-se que, para $x = -x_{po}$:

$$0 = -\frac{qN_a}{\epsilon_s} x_{po} + c_2$$

Conclui-se, portanto, que, para $-x_{po} \leq x \leq 0$, o campo elétrico na junção, na direção x e em equilíbrio térmico, vale:

$$\xi_{ox} = -\frac{qN_a}{\epsilon_s} \times (x + x_{po}) \quad (1.14)$$

Pela análise feita, chega-se à conclusão que o campo elétrico, dentro da região de carga espacial ou de depleção, é negativo, varia linearmente com x e seu módulo atinge o ponto de máximo em $x = 0$, que é a fronteira metalúrgica entre as regiões **p** e **n**. Como o campo é contínuo, tem-se que, para $x = 0$:

$$-\frac{qN_a}{\epsilon_s} \times x_{po} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \times x_{no}$$

e, portanto:

$$\frac{x_{po}}{x_{no}} = \frac{N_d}{N_a} \quad (1.15)$$

A Equação 1.15 é uma relação importante para junções, pois demonstra que as profundidades de depleção em semicondutores são inversamente proporcionais à

concentração de dopantes dos mesmos, sendo mais extensa em semicondutores pouco dopados e desprezível em semicondutores degenerados.

A Figura 1.4c mostra a intensidade do campo elétrico ξ_x , em função de x , para junções abruptas.

1.4.1.c – Potencial:

A diferença de potencial total através da junção, designada por ϕ_o , pode ser estabelecida através do cálculo da diferença energética entre os cristais **p** e **n**, que nada mais é do que a diferença entre as funções trabalho dos mesmos, ou seja:

$$q\Phi_{s(pn)} = q\Phi_{sp} - q\Phi_{sn}$$

e, portanto:

$$q\Phi_{s(pn)} = q\chi + \frac{E_g}{2} + q\phi_{Fp} - q\chi - \frac{E_g}{2} - q\phi_{Fn}$$

resultando:

$$\Phi_{s(pn)} = \phi_o = \phi_{Fp} - \phi_{Fn} \quad (1.16)$$

Na Equação 1.16, ϕ_{Fn} e ϕ_{Fp} são os potenciais de Fermi de cada região, calculados, respectivamente, pelas Equações 1.3 e 1.4. Juntando-se, portanto, as Equações 1.16, 1.3 e 1.4, conclui-se que:

$$\phi_o = V_t \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad [\text{V}] \quad (1.17)$$

A grandeza ϕ_o é chamada de *potencial de difusão*, de *barreira de potencial*, de *potencial de contato* ou de *potencial interno* da junção.

Se a pastilha semicondutora esquematizada na Figura 1.4a estiver com potencial flutuante, isto é, com os dois lados desligados de qualquer referência de potencial, pode-se estabelecer um ponto qualquer x_o , dentro da região de depleção, como referência e, portanto, com potencial nulo. Nesse caso, o potencial da região neutra **p** será $-\phi_{FP}$ e o potencial da região neutra **n** será $|\phi_{Fn}|$. O cálculo do potencial através da junção poderá ser feito, então, pelas integrações das Equações 1.12 e 1.14, para os lados **n** e **p**, respectivamente.

Integrando-se a Equação 1.12, para $0 \leq x \leq +x_{no}$, obtém-se:

$$V_x = \int \frac{qN_d}{\epsilon_s} \times (x_{no} - x) \times dx$$

e, portanto:

$$V_{x_o} = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \times \left(xx_{no} - \frac{x^2}{2} \right) + c_3 \quad (1.18)$$

Onde c_3 é uma constante calculada pelas condições de contorno.

Na região neutra **n**, isto é, para $x = x_{no}$, $V_{xo} = |\phi_{Fn}|$ e, conseqüentemente:

$$|\phi_{Fn}| = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \times \frac{x_{no}^2}{2} + c_3$$

e, portanto:

$$c_3 = |\phi_{Fn}| - \frac{qN_d}{2\epsilon_s} x_{no}^2$$

Substituindo-se esse valor na Equação 1.18, calcula-se:

$$V_{xo} = \frac{qN_d}{2\epsilon_s} \times (-x^2 + 2xx_{no} - x_{no}^2) + |\phi_{Fn}|$$

ou

$$V_{xo} = |\phi_{Fn}| - \frac{qN_d}{2\epsilon_s} \times (x - x_{no})^2 \quad (1.19)$$

Integrando-se a Equação 1.14, para $-x_{po} \leq x \leq 0$, obtém-se:

$$V_x = \int \frac{qN_a}{\epsilon_s} \times (x + x_{po}) \times dx$$

e, portanto:

$$V_{xo} = \frac{qN_a}{\epsilon_s} \times \left(xx_{po} + \frac{x^2}{2} \right) + c_4 \quad (1.20)$$

onde c_4 é uma constante calculada pelas condições de contorno.

Na região neutra **p**, isto é, para $x = -x_{po}$, $V_{xo} = -\phi_{Fp}$ e, conseqüentemente:

$$-\phi_{Fp} = -\frac{qN_a}{\epsilon_s} \times \frac{x_{po}^2}{2} + c_4$$

e, portanto:

$$c_4 = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} x_{po}^2 - \phi_{Fp}$$

Substituindo-se esse valor na Equação 1.20, calcula-se:

$$V_{xo} = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} \times (x^2 + 2xx_{po} + x_{po}^2) - \phi_{Fp}$$

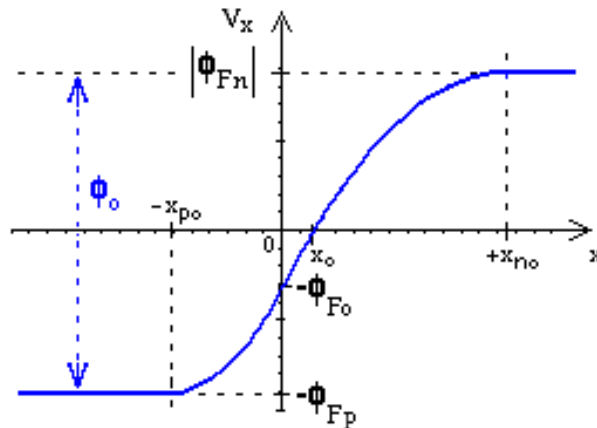


Figura 1.5 – Variação do Potencial em uma Junção pn Abrupta, em Equilíbrio Térmico.

ou

$$V_{x_o} = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} \times (x + x_{po})^2 - \phi_{Fp} \tag{1.21}$$

As Equações 1.19 e 1.21 descrevem a variação do potencial através da junção **pn** abrupta, na direção x e para $-x_{po} \leq x \leq 0$ e $0 \leq x \leq +x_{no}$, respectivamente, em equilíbrio térmico.

A Figura 1.5 mostra graficamente essa variação. Para $x = 0$, isto é, na fronteira metalúrgica da junção, o potencial é contínuo e, portanto, possui o mesmo valor para as Equações 1.19 e 1.21. Chamando-se esse valor de ϕ_{Fo} e igualando-se as equações, tem-se:

$$\phi_{Fo} = |\phi_{Fn}| - \frac{qN_d}{2\epsilon_s} \times x_{no}^2 = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} \times x_{po}^2 - \phi_{Fp} \tag{1.22}$$

O ponto chamado de x_o no gráfico da Figura 1.5 é o ponto onde o potencial anula-se, no interior da região de depleção. Esse ponto pode ser calculado fazendo-se $V_x = 0$ e $x = x_o$ nas Equações 1.19 e 1.21, chegando-se aos seguintes resultados:

- Se $N_a < N_d \rightarrow$

$$x_o = -x_{po} + \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_a} \times \phi_{Fp}} \tag{1.23a}$$

- Se $N_a > N_d \rightarrow$

$$x_o = x_{no} - \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} \times |\phi_{Fn}|} \tag{1.23b}$$

Se $N_a = N_d$ é de se esperar que $x_{po} = x_{no}$, $x_o = 0$ e $\phi_{Fo} = 0$.

1.4.1.d – Profundidade de Depleção:

As regiões em depleção aprofundam-se x_{po} e x_{no} [cm] nas regiões **p** e **n**, respectivamente, e essas profundidades podem ser calculadas usando-se as relações dadas pelas Equações 1.22 e 1.15, em equilíbrio térmico. Pela Equação 1.22 pode-se escrever que:

$$|\phi_{Fn}| + \phi_{Fp} = \frac{q}{2\epsilon_s} \times (N_a x_{po}^2 + N_d x_{no}^2)$$

e, portanto:

$$\phi_o = \frac{q}{2\epsilon_s} \times (N_a x_{po}^2 + N_d x_{no}^2) \quad (1.24)$$

Usando-se o valor de x_{po} , calculado pela Equação 1.15, substituído na Equação 1.24, tem-se que:

$$\phi_o = \frac{qN_d}{2\epsilon_s} \times \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right) \times x_{no}^2$$

e, portanto:

$$x_{no} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_o}{qN_d \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}} \quad [\text{cm}] \quad (1.25)$$

A grandeza x_{no} é a profundidade de depleção na região **n**, em equilíbrio térmico.

Usando-se o valor de x_{no} , calculado pela Equação 1.15, substituído na Equação 1.24, tem-se também que:

$$\phi_o = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} \times \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right) \times x_{po}^2$$

e, portanto:

$$x_{po} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_o}{qN_a \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)}} \quad [\text{cm}] \quad (1.26)$$

A grandeza x_{po} é a profundidade de depleção na região **p**, em equilíbrio térmico.

A largura total de depleção de uma junção abrupta, em equilíbrio térmico, representada por x_{do} na Figura 1.4a e igual à $x_{no} + x_{po}$, vale, consequentemente:

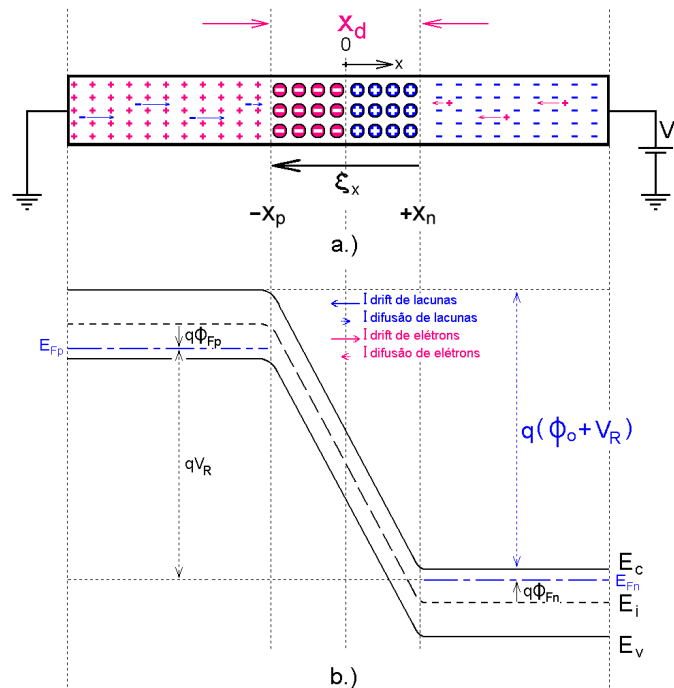


Figura 1.6 – Junção pn Abrupta, Reversamente Polarizada. a.) Corte Esquemático. b.) Diagrama de Bandas de Energia.

$$x_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \times \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \times \phi_o} \quad [\text{cm}] \quad (1.27)$$

1.4.2 – Junção Abrupta com Polarização Reversa

Entende-se por polarização reversa quando se aplica um potencial externo à junção no sentido de se elevar o módulo do campo elétrico originalmente existente sobre ela, em equilíbrio térmico. Isso pode ser conseguido, na prática, colocando-se uma fonte de tensão contínua, com o terminal positivo ligado à região **n** e com o terminal negativo ligado à região **p** da junção, como ilustra a Figura 1.6a. O estudo de junções reversamente polarizadas tornou-se muito importante, não só por causa do comportamento de diodos retificadores, mas também porque, em circuitos integrados de tecnologia convencional, essas junções promovem isolamento entre os componentes eletrônicos e o substrato no qual estão imersos, contribuindo, assim, com capacitâncias parasitas dependentes de tensão. Além disso, regiões em depleção têm grande importância no funcionamento de dispositivos eletrônicos ativos, como o transistor bipolar de junção e o transistor de efeito de campo de junção, e precisam ser bem entendidas na análise desses componentes.

Chamando-se de V_R a tensão externa aplicada na junção reversa, percebe-se pelo esquema da Figura 1.6a, que o potencial sobre a junção fica acrescido e atinge o valor de $\phi_o + V_R$. Pela ação do campo elétrico aumentado, os majoritários são afastados da junção, alargando a região de depleção e o sistema deixa de estar em equilíbrio térmico, isto é, os níveis de Fermi das duas regiões não mais coincidem.

Uma corrente de minoritários será formada através da junção, mas sua densidade será muito baixa porque o número de minoritários é muito diminuto em temperatura ambiente convencional. A corrente de minoritários é uma corrente de deriva saturada, isto é, praticamente independente do potencial aplicado e que pode ser aumentada por incidência de radiação eletromagnética, luminosa ou calorífica sobre o cristal.

As correntes de difusão, nessa situação, são ainda menores do que as de deriva (*drift*), pois são inibidas pelo aumento da barreira de potencial. A Figura 1.6b mostra as direções e sentidos dessas correntes, bem como uma representação esquemática de suas intensidades. As expressões matemáticas para os cálculos de campo, potencial e profundidade de depleção da junção podem ser estabelecidas repetindo-se os cálculos feitos para junções abruptas em equilíbrio térmico, nas quais o potencial interno ϕ_o será substituído pelo potencial total $\phi_o + V_R$, como esquematiza a Figura 1.6b.

1.4.2.a – Profundidade de Depleção:

Substituindo-se simplesmente o valor de $\phi_o + V_R$ no lugar de ϕ_o nas Equações 1.25, 1.26 e 1.27, têm-se, para as profundidades de depleção de uma junção abrupta reversamente polarizada, as Equações 1.28a, 1.28b e 1.29.

$$x_n = \frac{\sqrt{2\epsilon_s(\phi_o + V_R)}}{\sqrt{qN_d\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}} \quad [\text{cm}] \quad (1.28a)$$

$$x_p = \frac{\sqrt{2\epsilon_s(\phi_o + V_R)}}{\sqrt{qN_a\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)}} \quad [\text{cm}] \quad (1.28b)$$

e

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \times \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) \times (\phi_o + V_R)} \quad [\text{cm}] \quad (1.29)$$

A largura total de depleção de uma junção é, portanto, diretamente proporcional à raiz quadrada do potencial reverso aplicado, considerando que, em geral, $V_R \gg \phi_o$.

1.4.2.b – Densidade de Cargas, Campo e Potencial Elétricos:

Em uma junção reversamente polarizada, a densidade volumétrica de cargas espaciais, comparada à da junção em equilíbrio térmico, permanece a mesma, isto é, $\rho = qN_a$ e $\rho_+ = qN_d$. Contudo, a quantidade total de cargas em depleção, que é calculada pela integral de ρ na região de depleção, sendo proporcional a x_d , aumenta. Seus novos valores são: $Q_+ = qA_jN_dx_n$ e $Q_- = qA_jN_ax_p$, sendo A_j , a área seccional da junção. A carga total líquida armazenada na junção vale, portanto: $Q_j = |Q_+| = |Q_-|$.

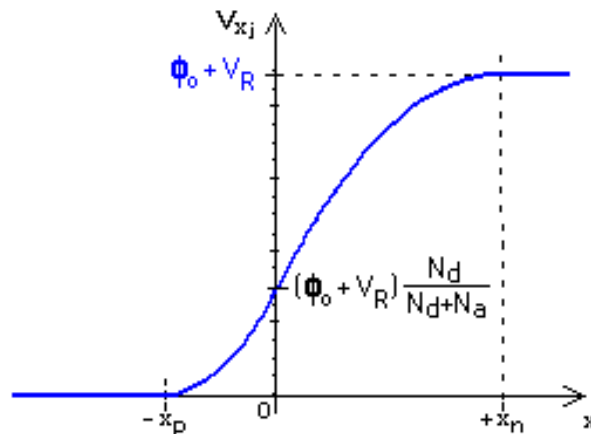


Figura 1.7 – Variação do Potencial Sobre Uma Junção *pn* Abrupta com Polarização Reversa.

O campo elétrico continua possuindo uma variação linear através da junção, como no caso do equilíbrio térmico, e atinge um valor máximo negativo na fronteira metalúrgica, cujo valor é:

$$|\xi_x|_{(\max)} = \frac{qN_a}{\epsilon_s} x_p = \frac{qN_d}{\epsilon_s} x_n$$

Substituindo-se o valor de x_n ou de x_p , dados pelas Equações 1.28a e 1.28b, em uma das relações da equação anterior e usando-se a Equação 1.29, determina-se que o módulo do campo elétrico atinge seu máximo na fronteira metalúrgica da junção abrupta e vale:

$$|\xi_x|_{(\max)} = \frac{2(\phi_o + V_R)}{x_d} \quad [\text{V/cm}] \quad (1.30)$$

A variação de potencial sobre a junção pode ser calculada usando-se as Equações 1.20 e 1.22 adaptadas às novas condições de polarização, isto é, com V_R aplicado à junção pelo lado **n** e com o lado **p** colocado em um potencial de referência nulo (aterrado). Com o aterramento do lado **p**, o potencial desloca-se ϕ_{Fp} em relação ao que mostra a Figura 1.5 e passa a ser representado pelas Equações 1.31a e 1.31b, para $-x_p \leq x \leq 0$ e $0 \leq x \leq +x_n$, respectivamente.

$$V_{xj} = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} \times (x + x_p)^2 \quad [\text{V}] \quad (1.31a)$$

e

$$V_{xj} = \phi_o + V_R + \frac{qN_d}{2\epsilon_s} \times (x - x_n)^2 \quad [\text{V}] \quad (1.31b)$$

A Figura 1.7 representa graficamente a variação desse potencial, mostrando os valores nos pontos de fronteira da região de depleção ($x = -x_p$ e $x = +x_n$) e na fronteira metalúrgica da junção ($x = 0$).

Aparentemente a lei de Kirchoff parece violada na Figura 1.6a, pois a somatória de tensões na malha é diferente de zero. Essa figura, no entanto, é uma abstração da realidade, pois, em um caso prático, as ligações da pastilha semicondutora com o meio exterior sempre criam potenciais de contato que cancelam o potencial ϕ_o , equilibrando a malha [3].

1.4.2.c – Capacitância de Depleção:

A junção **pn** reversamente polarizada pode ser vista como um capacitor físico, pois possui todas as características desse componente. A região em depleção, desprovida de cargas livres, funciona como um dielétrico e as regiões neutras **p** e **n**, com lacunas e com elétrons livres, fazem o papel das placas do capacitor, afastadas entre si por x_d . A corrente reversa de minoritários, desprezível na temperatura ambiente, equivale à corrente de fuga de muitos capacitores reais. A diferença básica da capacitância de depleção está no fato dela ser variável em função da tensão reversa aplicada, graças a sua dependência inversa da largura de depleção x_d . Capacitâncias de junção são danosas para alguns tipos de aplicação, pois deterioram as características da junção em altas frequências e aumentam os tempos de chaveamento das mesmas. Em compensação, a característica de capacitância variável por tensão é bem-vinda em outros tipos de aplicação, como em circuitos sintonizados, osciladores controlados por tensão, etc.. Dispositivos que usam essas características de variação de capacitância são conhecidos, na prática, por *varicaps* e são muito usados em transmissores e receptores de rádio e televisão. O cálculo da capacitância de depleção de junções **pn** abruptas pode ser feito facilmente usando-se as características de modulação de carga armazenada na junção, em função da tensão aplicada, isto é:

$$C_j = \frac{dQ_j}{dV_R}$$

Como a carga líquida total armazenada na junção vale $Q_j = qA_jN_d x_n = qA_jN_a x_p$, pode-se escrever, para a modulação de carga e para a capacitância, respectivamente:

$$dQ_j = qA_jN_d dx_n = qA_jN_a dx_p \quad \text{e} \quad C_j = qA_jN_d \frac{dx_n}{dV_R} = qA_jN_a \frac{dx_p}{dV_R}$$

Derivando-se a Equação 1.28b em relação à V_R , tem-se que:

$$\frac{dx_p}{dV_R} = \sqrt{\frac{\epsilon_s N_d}{2qN_a(N_a + N_d)}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o + V_R}}$$

Aplicando-se esse resultado na equação da capacitância acima, tem-se que:

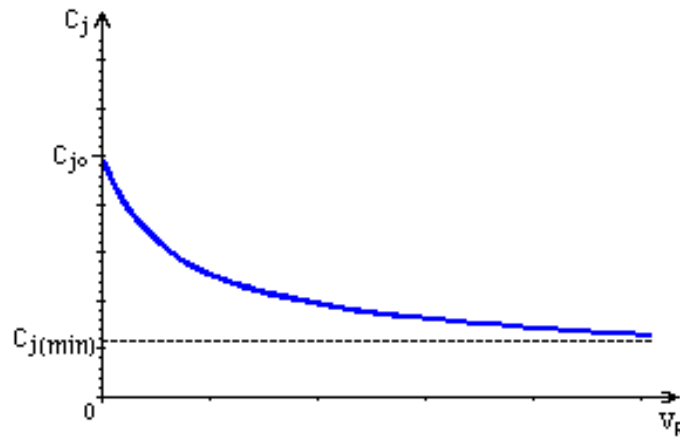


Figura 1.8 – Variação da Capacitância de Depleção de uma Junção *pn* Abrupta em Função da Tensão Reversa aplicada.

$$C_j = A_j \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a N_d}{2(N_a + N_d)}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o + V_R}}$$

ou, ainda:

$$C_j = A_j \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a N_d}{2(N_a + N_d)}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_R}{\phi_o}}}$$

A parcela da equação acima, escrita como Equação 1.32, na qual A_j representa a área seccional da junção, é a capacitância com *polarização zero*, isto é, em equilíbrio térmico.

$$C_{j0} = A_j \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a N_d}{2(N_a + N_d)}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o}} \quad [\text{F}] \quad (1.32)$$

Pode-se escrever, portanto, que a capacitância de depleção de uma junção abrupta, em função da tensão reversa aplicada sobre ela, vale:

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\sqrt{1 + \frac{V_R}{\phi_o}}} \quad [\text{F}] \quad (1.33)$$

A Figura 1.8 mostra uma curva típica da variação de capacitância de depleção da junção **pn** abrupta em função da tensão reversa aplicada sobre ela. A mínima capacitância é alcançada quando a tensão aplicada tende à tensão de ruptura reversa da junção, isto é, $C_j \rightarrow C_{j(\min)}$ quando $V_R \rightarrow B_V$. A ruptura reversa será mais bem explicada na Secção 1.42d.

As capacitâncias de depleção podem, também, ser escritas em função das profundidades de depleção, ou seja:

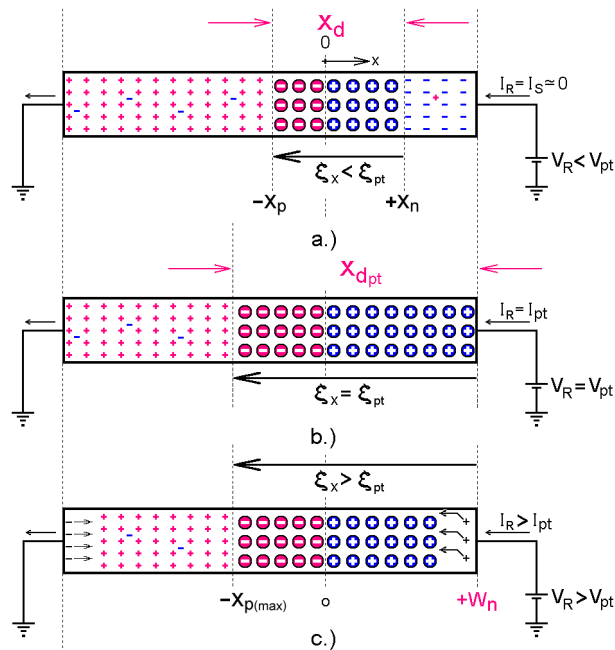


Figura 1.9 – Processo de Ruptura Reversa por Punch-Through. a.) Junção com Polarização Reversa Normal. b.) Depleção Completa da Região n para $V_R = V_{pt}$. c.) Estabelecimento da Corrente de Ruptura para $V_R \geq V_{pt}$.

$$C_{jo} = \frac{\epsilon_s}{x_{do}} \times A_j \quad [\text{F}] \quad (1.34a)$$

e

$$C_j = \frac{\epsilon_s}{x_d} \times A_j \quad [\text{F}] \quad (1.34b)$$

1.4.2.d – Ruptura Reversa:

Como comentadas anteriormente, tensões reversas aplicadas a junções **pn** causam, através da junção, somente correntes de saturação com amplitudes desprezíveis. Essa afirmação é verdadeira enquanto o campo elétrico não atingir um valor crítico que causa a ruptura da junção. Quando o campo elétrico atingir esse valor crítico, ξ_c , determinado por um potencial externo crítico aplicado B_V , a corrente reversa começa a crescer rapidamente, mesmo com variações subsequentes de potencial muito pequenas. A tensão B_V (*breakdown voltage*), na qual esse fenômeno ocorre, é chamada de *tensão de ruptura reversa*. Nesse caso, a junção passa de um estado de isolante muito eficaz para o estado de ótimo condutor. A ruptura reversa, por si, é um fenômeno reversível, isto é, ao sair do estado de ruptura, a junção volta à sua condição normal de funcionamento. Como, no entanto, a corrente reversa cresce abruptamente na ruptura, dispositivos externos limitadores de corrente devem ser usados para evitar que a junção seja destruída por efeito Joule.

Três mecanismos principais podem causar a ruptura reversa de uma junção:

I. Ruptura por *Punch-Through*:

Punch-through é um fenômeno que ocorre em junções que possuem pelo menos um dos dois lados muito pouco dopado e o comprimento W , entre a fronteira metalúrgica e o eletrodo de ligação externa do lado pouco dopado, muito curto. Em cristais pouco dopados a depleção se aprofunda mais, como comprovam as Equações 1.28a e 1.28b, e, se for muito curto, o cristal fica totalmente em depleção quando a tensão reversa atingir certo valor V_{pt} , chamado de tensão de *punch-through*. Se, a partir desse ponto, a tensão reversa continuar a aumentar, isto é, se $V_R > V_{pt}$, a energia do campo não mais poderá ser usada para causar depleção ao cristal e, em consequência disso, ela começará a inverter cargas no contato externo, as quais serão bombeadas através da junção. A corrente externa I_S , desprezível na temperatura ambiente, cresce indiscriminadamente, portanto, para $V_R > V_{pt}$, devendo ser limitada por dispositivos externos.

A Figura 1.9 ilustra o processo e mostra que a junção entra em ruptura por *punch-through* se $x_n \geq W_n$, para $V_R > V_{pt}$. A profundidade de depleção x_n pode ser calculada pela Equação 1.28a e W_n é a largura metalúrgica total da região **n**. Embora possa ser considerado que a tensão de ruptura reversa, nesse caso, seja igual à tensão de *punch-through*, isto é, $B_V = V_{pt}$, esse processo não é usado corriqueiramente, pois não admite um controle preciso sobre o seu comportamento. Quando esse tipo de ruptura ocorre, na prática, é por motivos puramente acidentais e os projetistas de dispositivos eletrônicos evitam que isso aconteça para não degenerar as características da junção ou do dispositivo à qual ela pertence.

II. Ruptura Zener:

Em junções com ambos os lados fortemente dopados, as larguras de depleção x_n e x_p não se aprofundam significativamente mesmo com tensões reversas elevadas, como mostram as Equações 1.28a e 1.28b. Por esse fato, no diagrama de bandas de energia, a banda de condução do lado **n** cruza a fronteira metalúrgica da junção, abaixo do nível de Fermi do lado **p**, ou seja, $E_{cn} \leq E_{Fp}$, mesmo com tensões reversas bem baixas. Como a largura total de depleção x_d é, nesse caso, muito estreita, o campo elétrico cresce de maneira descomunal e a barreira de potencial entre E_{vp} e E_{cn} fica muito pequena. O campo elétrico elevado consegue, conseqüentemente, através da geração de novos pares elétron-lacuna, retirar elétrons da banda de *valência* do lado **p** e colocá-los na banda de *condução* do lado **n**, pelo fato de agregar energia superior à pequena barreira que separa essas duas bandas. Esse efeito é conhecido como *tunelamento* e só acontece em junções com largura de depleção muito estreita e a partir do ponto onde $E_{cn} \leq E_{Fp}$. Após o processo de tunelamento ter sido iniciado, a corrente reversa, de elétrons e de lacunas, cresce indiscriminadamente na junção e deve ser limitada por dispositivos externos. A tensão externa, que, ao ser aplicada sobre a junção, inicia esse processo, é chamada de tensão de ruptura reversa B_V . O processo é reversível, isto é, quando V_R , em módulo, tornar-se novamente menor do que B_V , a junção volta à sua condição normal. A Figura 1.10a mostra as bandas de energia de uma junção com o lado **p** fortemente dopado e com $N_d \ll N_a$, isto é, com o lado **n** fracamente dopado. A Figura 1.10b, por sua vez, mostra as bandas de energia de uma junção com os dois lados fortemente dopados e com $N_d \cong N_a$. Percebe-se claramente, pela Figura 1.10b, que a distância d , que separa a banda de valência do lado **p** da banda de condução do lado **n**, é menor do que a largura de depleção total x_d , a qual, por sua vez, já é muito pequena. Na Figura 1.10a, com o mesmo potencial aplicado, esse fato não acontece.

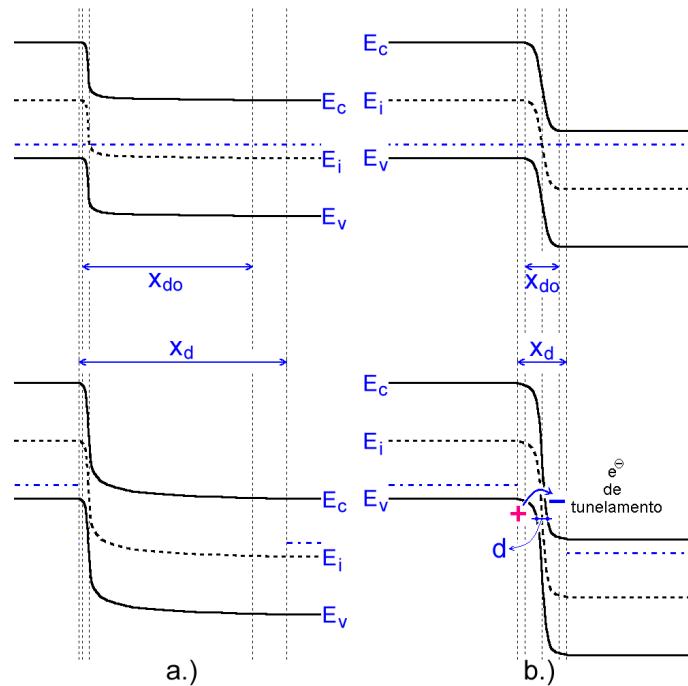


Figura 1.10 – Diagramas de Bandas de Energia de Junções pn. a.) Lado p Fortemente Dopado e $N_d \ll N_a$. b.) Ambos os Lados Fortemente Dopados e Com $N_d \approx N_a$, Apresentando Efeito de Tunelamento.

Nesse processo de ruptura, apenas o efeito de tunelamento ocorre e dispositivos que possuem essa propriedade são conhecidos como dispositivos Zener, em homenagem a esse físico responsável por sua descoberta e seu estudo. Na prática, dispositivos de Si que rompem com tensões reversas de até $\approx 5\text{ V}$ são de ruptura Zener. Os campos elétricos críticos ξ_c , que fazem com que esse processo seja iniciado, alcançam, na prática, valores da ordem de $1,2 \times 10^6\text{ V/cm}$, em junções com concentrações de dopantes iguais ou superiores a 10^{18} cm^{-3} .

III. Ruptura por *Avalanche*:

O processo de ruptura por avalanche difere totalmente da ruptura Zener em sua natureza física. Em junções fracamente dopadas o efeito de tunelamento é desprezível devido à extensa profundidade de depleção na junção, como ilustra a Figura 1.10a. A polarização reversa, contudo, normalmente bombeia minoritários das respectivas regiões p e n, através da junção, formando uma corrente de saturação reversa I_S , com valor desprezível na temperatura ambiente. Aumentando-se a tensão reversa aplicada, o campo elétrico atinge valores suficientemente elevados ($\xi_x \geq \xi_c$) para acelerar os minoritários com altos índices de energia cinética. Elétrons, cruzando a junção com energia cinética adequadamente elevada, chocam-se com a estrutura cristalina da região de depleção e, em consequência, conseguem ionizar alguns átomos da cadeia, liberando novos pares elétron-lacuna. Os novos elétrons e lacunas livres, gerados por esse processo, aumentam a corrente reversa da junção e, por sua vez, podem adquirir energia cinética suficientemente elevada para gerar novos pares através de novos impactos e assim por diante. Esse processo, conhecido como *ionização por impacto*, promove uma multiplicação de cargas livres em avalanche. A corrente reversa, normalmente desprezível, pode, então, atingir valores elevados.

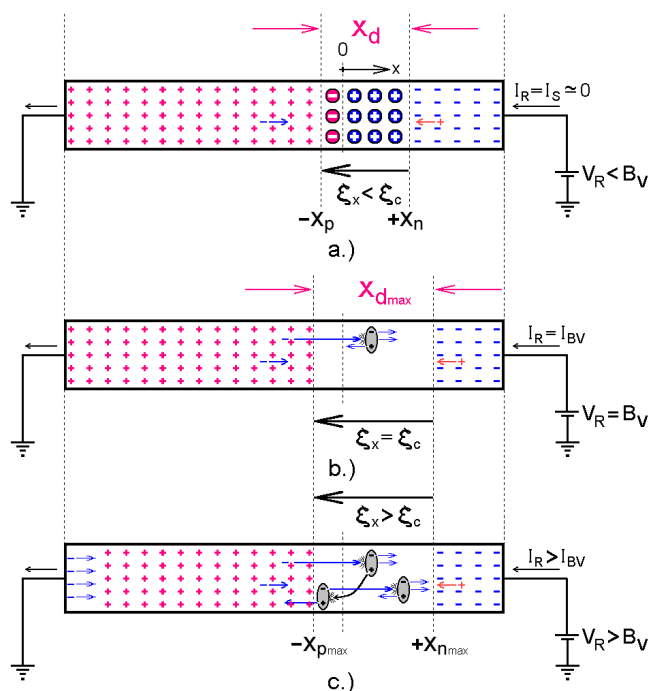


Figura 1.11 – Esquemática do Efeito de Ionização por Impacto e Avalanche em Junções pn. a.) Junção com Polarização Reversa Normal, Antes da Ruptura. b.) Junção no Limiar da Ruptura. c.) Colisões Secundárias Ocasionando Multiplicação de Cargas Livres em Avalanche.

A junção, nesse caso, passa de uma condição de isolante quase perfeito para a de um ótimo condutor. A Figura 1.11 esquematiza o processo. A multiplicação de cargas livres é estudada estatisticamente e definida por um coeficiente M , chamado de coeficiente de multiplicação, que vale a razão entre a quantidade de cargas livres que deixam a junção e a quantidade de cargas livres que nela penetram. O valor de M é dado, na prática, pela Equação 1.35 na qual B_V é a tensão de ruptura reversa, V_R é a tensão reversa aplicada e n é um coeficiente empírico determinado em função do semiconductor usado e das concentrações de dopantes. Valores de n bem aceitos na prática para o Si ficam, normalmente, na faixa: $2 \leq n \leq 6$ [2].

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_R}{B_V}\right)^n} \tag{1.35}$$

A Equação 1.35 tem validade para $0 \leq V_R \leq B_V$, em módulo, e, nessa faixa, estabelece-se que $1 \leq M \leq \infty$, denotando o aumento indiscriminado da corrente reversa quando $V_R \rightarrow B_V$. O fator de multiplicação e, conseqüentemente, a tensão de ruptura reversa, possui forte dependência do campo elétrico aplicado à junção. Chamando-se de *campo elétrico crítico*, ξ_c , o campo que, aplicado à junção, causa sua ruptura reversa e usando-se as Equações 1.29 e 1.30 agrupadas, tem-se que:

Tipo de Ruptura	N [cm^{-3}]	ξ_c [V/cm]
Avalanche	$1,0 \times 10^{14}$	$2,40 \times 10^5$
Avalanche	$1,0 \times 10^{15}$	$3,00 \times 10^5$
Avalanche	$1,0 \times 10^{16}$	$4,00 \times 10^5$
Avalanche	$1,0 \times 10^{17}$	$6,00 \times 10^5$
Avalanche	$1,0 \times 10^{18}$	$1,20 \times 10^6$
↑ Avalanche / Zener ↓	$1,1 \times 10^{18}$	$1,25 \times 10^6$
Zener	$1,0 \times 10^{19}$	$3,00 \times 10^6$

Tabela 1.1 – Valores de Campo Elétrico Crítico em Função da Concentração de Dopantes em Junções pn de Silício.

$$|\xi_c| = \frac{2(\phi_o + B_V)}{\sqrt{\frac{2\varepsilon_s(\phi_o + B_V)}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}}$$

e, portanto:

$$B_V = \frac{\varepsilon_s(N_a + N_d)}{2qN_aN_d} \times \xi_c^2 - \phi_o \quad [\text{V}] \quad (1.36a)$$

ou simplesmente, para $B_V \gg \phi_o$:

$$B_V = \frac{\varepsilon_s(N_a + N_d)}{2qN_aN_d} \times \xi_c^2 \quad [\text{V}] \quad (1.36b)$$

A Equação 1.36b calcula a tensão de ruptura reversa teórica de junções abruptas planas em função das concentrações de dopantes e de um campo elétrico crítico, causador do início do processo. A Equação 1.36a é válida também para a ruptura Zener, pois, embora de naturezas físicas diferentes, esses dois tipos de ruptura são regidos pela mesma função de campo e de concentrações de dopantes. Os valores do campo elétrico crítico ξ_c foram medidos na prática para o silício e estão apresentados na Tabela 1.1 em função de N , que é a menor das concentrações de dopantes de cada lado da junção [2]. Em junções **pn** de silício com concentração de dopantes $N \cong 1,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, como indica a Tabela 1.1, existe uma região de transição na qual os dois processos de ruptura podem estar presentes ao mesmo tempo, isto é, a largura de depleção ainda é suficientemente estreita para permitir tunelamento e a tensão reversa aplicada já é suficientemente alta para permitir ionizações por impacto e, conseqüentemente, avalanche.

Quando a tensão reversa alcança a tensão de ruptura, ou seja, para $V_R \geq B_V$, a largura de depleção da junção **pn** não mais aumenta significativamente atingindo, portanto, o valor de $x_{d(max)}$, que pode ser calculado pela Equação 1.29 com $V_R = B_V$. A partir desse ponto, o aumento do campo elétrico é totalmente transformado em energia cinética de portadores livres e o potencial sobre a junção deixa de crescer significativamente, embora a corrente reversa tenha seu valor consideravelmente aumentado pelo processo de avalanche.

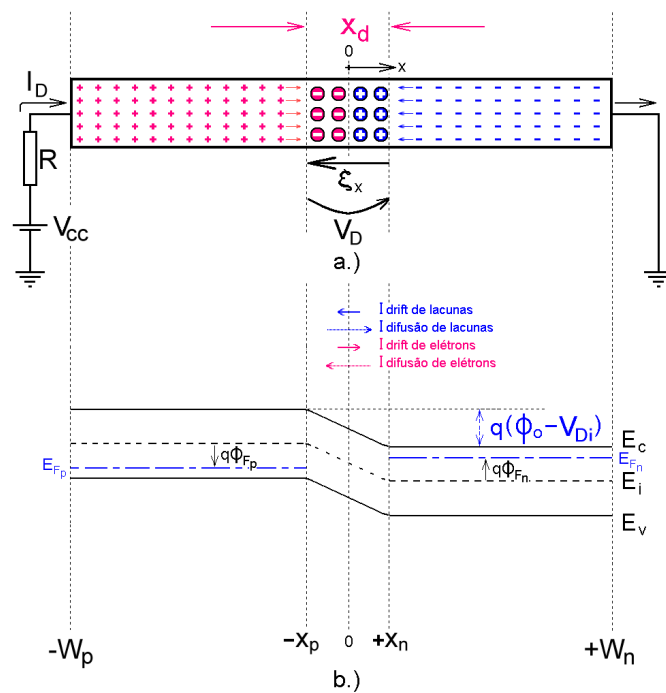


Figura 1.12 – Junção *pn* Abrupta com Polarização Direta. a.) Esquemática Mostrando o Estreitamento da Região de Depleção e o Deslocamento de Cargas Livres. b.) Bandas de Energia Mostrando o Abaixamento da Barreira de Potencial.

Por isso, junções na condição de ruptura reversa podem trabalhar como excelentes referências de tensão, com $V_{ref} \cong B_V$. A ruptura por avalanche, no entanto, tem a desvantagem de ser um processo muito ruidoso, quando comparado com os outros tipos de ruptura ou com a condução de corrente em polarização direta.

Para outros materiais como *Ge*, *GaAs*, *GaP*, etc., os valores de ξ_c em função da concentração de dopantes possuem valores distintos dos apresentados na Tabela 1.1 e devem ser obtidos na literatura especializada [1].

1.4.3 – Junção Abrupta com Polarização Direta

Entende-se por polarização direta quando se aplica um potencial externo à junção no sentido de se abaixar o módulo do campo elétrico originalmente existente sobre ela, em equilíbrio térmico. Isso pode ser conseguido, na prática, colocando-se uma fonte de tensão contínua com o terminal positivo ligado à região **p** e com o terminal negativo ligado à região **n** da junção, como mostra a Figura 1.12a. Com a aplicação do potencial externo, nesse caso, elétrons e lacunas majoritários são expulsos em direção à junção e, graças ao abaixamento da barreira interna, podem cruzá-la e *difundir-se* pelas regiões opostas, nas quais serão minoritários. O abaixamento do campo elétrico e, conseqüentemente, do potencial sobre a junção, faz com que as correntes de deriva (*drift*) sejam diminuídas e as de difusão sejam aumentadas devido ao alto gradiente de concentração entre as fronteiras da região de depleção ($-x_p$ e $+x_n$). O potencial na junção adquire o valor de $V_D = \phi_o - V_{Di} \leq \phi_o$, sendo ϕ_o o potencial interno em equilíbrio térmico. A Figura 1.12b ilustra o processo,

mostrando as bandas de energia, a largura de depleção, os sentidos e amplitudes relativas das correntes e a altura da barreira de potencial da junção.

Para o cálculo da corrente direta I_D na junção, algumas considerações de idealização devem ser feitas, a saber [4]:

- Nas regiões neutras, **p** e **n**, existe uma distribuição homogênea de dopantes, N_a e N_d , respectivamente, e o campo elétrico é nulo, isto é, $\xi_x = 0$. Isso significa que as perdas ôhmicas são desprezíveis nessas regiões e que a tensão aplicada externamente é totalmente suportada pela junção.
- A junção é plana e possui uma área seccional constante igual à A_j .
- Os elétrons e lacunas injetados através da junção são totalmente transferidos para as regiões neutras opostas nas quais se difundem e recombina-se. As recombinações dentro da região de depleção são inexistentes.
- A junção é plana e abrupta, como definida na Secção 1.4.1.
- O regime é de baixa injeção, isto é, a transferência de cargas minoritárias para cada região neutra é desprezível comparada à população de majoritários já existente nelas.
- O equilíbrio entre a população de minoritários e de majoritários através da junção não será significativamente alterado, isto é, a tensão direta aplicada sobre ela será $|V_{Di}| \ll \phi_o$.
- A estatística de Boltzmann é totalmente aplicável, isto é, as Equações 1.36a e 1.36b podem ser utilizadas.
- A junção não será iluminada e, portanto, as densidades de cargas presentes são influenciadas apenas pelas tensões aplicadas e pela temperatura do cristal.

Feitas essas considerações, necessárias para que o sistema seja matematicamente solucionável, pode-se efetuar a chamada análise da junção ideal que permite a dedução da *equação do diodo ideal* ou *Equação de Shockley*, de suma importância para o estudo de dispositivos semicondutores modernos [5]. Os efeitos de segunda ordem, ausentes pelas considerações de idealização feitas, serão posteriormente equacionados empiricamente e adicionados à análise da junção ideal para cada caso real particular.

No equacionamento de I_D , a seguinte nomenclatura foi estabelecida:

p_{po} \equiv concentração de lacunas majoritárias no lado **p**, em equilíbrio térmico.

p_p \equiv concentração de lacunas majoritárias no lado **p**, fora do equilíbrio térmico.

p_{no} \equiv concentração de lacunas minoritárias no lado **n**, em equilíbrio térmico.

p_n \equiv concentração de lacunas minoritárias no lado **n**, fora do equilíbrio térmico.

n_{no} \equiv concentração de elétrons majoritários no lado **n**, em equilíbrio térmico.

n_n \equiv concentração de elétrons majoritários no lado **n**, fora do equilíbrio térmico.

n_{po} \equiv concentração de elétrons minoritários no lado **p**, em equilíbrio térmico.

n_p \equiv concentração de elétrons minoritários no lado **p**, fora do equilíbrio térmico.

Como o lado **p** possui uma concentração de dopantes igual à N_a e o lado **n** possui uma concentração de dopantes igual à N_d , usando-se as Equações 1.28 e 1.29, chega-se às seguintes conclusões:

$$p_{po} \cong N_a; p_{no} \cong \frac{n_i^2}{N_d}; n_{no} \cong N_d \text{ e } n_{po} \cong \frac{n_i^2}{N_a}$$

A Equação 1.17 explicita que:

$$\phi_o = V_t \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

Logo:

$$\phi_o = V_t \ln \frac{N_d}{n_{po}}$$

e, portanto:

$$n_{po} = N_d \times e^{-\frac{\phi_o}{V_t}} \tag{1.37}$$

Também, pela Equação 1.17, pode-se escrever que:

$$\phi_o = V_t \ln \frac{N_a}{p_{no}}$$

e, portanto:

$$p_{no} = N_a \times e^{-\frac{\phi_o}{V_t}} \tag{1.38}$$

Conclui-se, assim, que as concentrações de minoritários injetados nas respectivas regiões neutras são proporcionais às concentrações de majoritários existentes nas regiões de origem e ao exponencial da tensão aplicada sobre a junção, que, em equilíbrio térmico, vale ϕ_o .

Em polarização direta a tensão sobre a junção passa a valer $\phi_o - V_{Di}$, como ilustra a Figura 1.12a. Nesse caso, as concentrações dadas pelas Equações 1.37 e 1.38, usando-se a suposição de baixa injeção, passam a valer, respectivamente:

$$n_p = N_d \times e^{-\frac{\phi_o - V_{Di}}{V_t}} = N_d \times e^{-\frac{\phi_o}{V_t}} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}}$$

e

$$p_n = N_a \times e^{-\frac{\phi_o - V_{Di}}{V_t}} = N_a \times e^{-\frac{\phi_o}{V_t}} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}}$$

Conclui-se, portanto, que:

$$n_p = n_{po} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} \tag{1.39a}$$

e que:

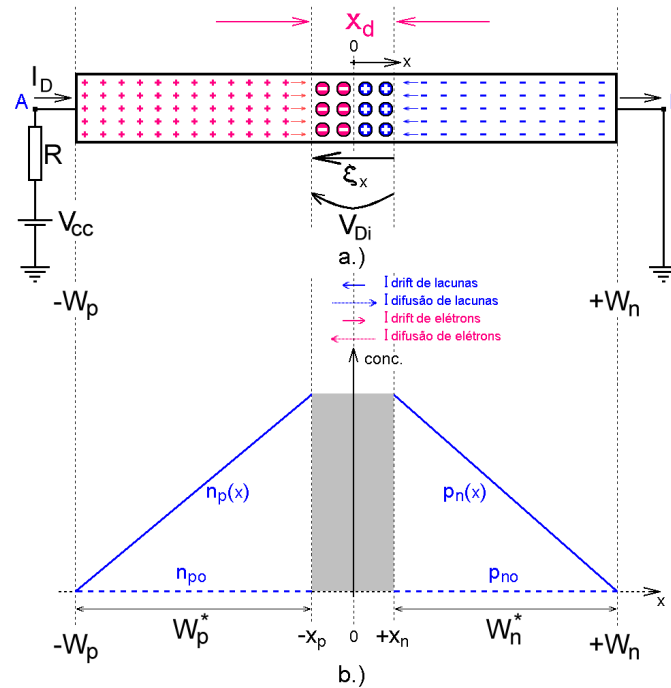


Figura 1.13 – Junção *pn* Abrupta de Base Curta com Polarização Direta e com $N_a \cong N_d$. a.) Esquemática Mostrando o Deslocamento de Cargas Livres. b.) Distribuição da Concentração de Minoritários Injetados nas Regiões Neutras.

$$p_n = p_{no} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} \tag{1.39b}$$

As Equações 1.39a e 1.39b definem as concentrações de minoritários, fora do equilíbrio térmico, nas fronteiras das regiões neutras **p** e **n**, isto é, para $x = -x_p$ e para $x = +x_n$, respectivamente. Essas concentrações representam os elétrons e as lacunas injetados por difusão através da junção e que resultam na corrente I_D . Ao penetrarem nas regiões neutras **p** e **n**, os n_p elétrons e as p_n lacunas por unidade de volume serão minoritários que percorrerão distâncias médias iguais a L_n e L_p nas respectivas regiões, até recombinarem-se totalmente. As distâncias L_n e L_p são conhecidas por *comprimentos de difusão* de elétrons e de lacunas, respectivamente, e valem:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad [\text{cm}] \tag{1.40a}$$

e

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad [\text{cm}] \tag{1.40b}$$

Nas Equações 1.40a e 1.40b, τ_n e τ_p são os tempos de vida médios dos minoritários e D_n e D_p são as constantes de difusão, calculadas por $D_n = \mu_n V_t$ e $D_p = \mu_p V_t$, respectivamente, para elétrons e lacunas. As grandezas μ_n e μ_p são, respectivamente, as mobilidades do elétron e da lacuna no material. Os tempos de vida médios de minoritários, τ_n e τ_p , advêm de complexos cálculos envolvendo Física de Semicondutores e apresentam, para o silício, valores situados entre alguns picossegundos e centenas de nanossegundos, dependendo das concentrações de dopantes [4].

1.4.3.a – Junção de Base Curta:

É conhecida por junção de base curta àquela cujas distâncias $W_n^* = W_n - x_n$ e $W_p^* = W_p - x_p$ são bem menores do que os respectivos comprimentos de difusão L_p e L_n , como indica a Figura 1.13. A concentração de lacunas minoritárias no lado **n**, cujo valor é dado pela Equação 1.39b para $x = +x_n$, irá decair, para $x > +x_n$, devido às recombinações na região **n** e deverá alcançar o valor de p_{no} para $x = +W_n$. Esse fato ocorre porque, no ponto **K** da Figura 1.13a, o cristal semiconductor está ligado a um condutor metálico externo que não permite correntes de lacunas e, portanto, estas deverão estar totalmente recombinadas nesse ponto. Sendo $W_n^* \ll L_p$, pode-se considerar, com um pequeno erro, que a variação da concentração seja linear e, portanto, pode-se escrever, para $x_n \leq x \leq W_n$, que:

$$p_n(x) = \left[\frac{x - x_n}{W_n^*} + \frac{W_n - x}{W_n^*} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} \right] p_{no} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (1.41a)$$

Pela Equação 1.41a tem-se que, para $x = +x_n$, $p_n(x_n) = p_{no} \times \exp(V_{Di}/V_t)$, como mostra a Equação 1.39b, e, para $x = +W_n$, $p_n(W_n) = p_{no}$, indicando que todo o excesso de lacunas minoritárias injetadas já foi recombinado.

Raciocínio análogo pode ser feito para o lado **p**, isto é, para $-W_p \leq x \leq -x_p$ e $W_p^* \ll L_n$, resultando:

$$n_p(x) = \left[-\frac{x + x_p}{W_p^*} + \frac{x + W_p}{W_p^*} \times e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} \right] n_{po} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (1.41b)$$

Pela Equação 1.41b tem-se que, para $x = -x_p$, $n_p(-x_p) = n_{po} \times \exp(V_{Di}/V_t)$, como mostra a Equação 1.39a, e, para $x = -W_p$, $n_p(-W_p) = n_{po}$, indicando que todo o excesso de elétrons minoritários injetados já foi recombinado.

A Figura 1.13b mostra a variação de concentração de minoritários injetados em função de x em junções **pn** abruptas de base curta, em regime de baixa injeção.

A densidade de corrente total na junção pode ser calculada pela soma das densidades de correntes de elétrons e de lacunas estabelecidas no semiconductor e dadas, respectivamente, pelas Equações 1.48a e 1.48b, resultando:

$$J_D(x) = q\mu_n n_p(x) \xi_x + qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} + q\mu_p p_n(x) \xi_x - qD_p \frac{dp_n(x)}{dx}$$

Na equação acima, os termos multiplicados por ξ_x são correntes de deriva e os termos multiplicados por D_n e por D_p são correntes de difusão. Pelas suposições de idealização feitas, $\xi_x = 0$ nas regiões neutras, resultando, para o dispositivo, correntes de deriva desprezíveis e correntes de difusão preponderantes, como determina a Equação 1.42:

$$J_D(x) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} - qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \quad [\text{A/cm}^2] \quad (1.42)$$

Através das Equações 1.41a e 1.41b estabelece-se que:

$$\frac{dp_n(x)}{dx} = -p_{no} \frac{e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1}{W_n^*}$$

e

$$\frac{dn_p(x)}{dx} = n_{po} \frac{e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1}{W_p^*}$$

Substituindo-se essas relações na Equação 1.42, obtém-se:

$$J_D(x) = q \times \left(\frac{D_n n_{po}}{W_p^*} + \frac{D_p p_{no}}{W_n^*} \right) \times \left(e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A/cm}^2]$$

Como n_{po} e p_{no} são concentrações de minoritários em equilíbrio térmico, pode-se escrever, usando-se a suposição de baixa injeção, que $n_{po} \approx n_i^2 / N_a$ e $p_{no} \approx n_i^2 / N_d$. Portanto, conclui-se que:

$$J_D = q n_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a W_p^*} + \frac{D_p}{N_d W_n^*} \right) \times \left(e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1 \right) \quad [\text{A/cm}^2] \quad (1.43)$$

A Equação 1.43 define, portanto, a densidade de corrente em uma junção **pn** abrupta de base curta, em regime de baixa injeção e em função da tensão V_{Di} aplicada externamente. Se $V_{Di} > 0$, a polarização é direta e a corrente cresce exponencialmente com a tensão aplicada, zerando com $V_{Di} = 0$. Se $V_{Di} < 0$, a polarização é reversa e a corrente tende rapidamente a um valor constante, chamado, por isso, de *corrente de saturação reversa*, cuja densidade vale, em módulo:

$$J_S = q n_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a W_p^*} + \frac{D_p}{N_d W_n^*} \right) \quad [\text{A/cm}^2] \quad (1.44)$$

Multiplicando-se essas equações pela área seccional da junção, obtém-se:

$$I_D = I_S \times \left[\exp\left(\frac{V_{Di}}{V_t}\right) - 1 \right] \quad [\text{A}] \quad (1.45)$$

A Equação 1.45 é uma equação genérica usada para o cálculo de correntes em junções **pn** idealizadas e na qual I_S é o módulo da corrente de saturação reversa. Se a junção **pn** for abrupta de base curta, em regime de baixa injeção, a corrente I_S pode ser calculada pela Equação 1.46:

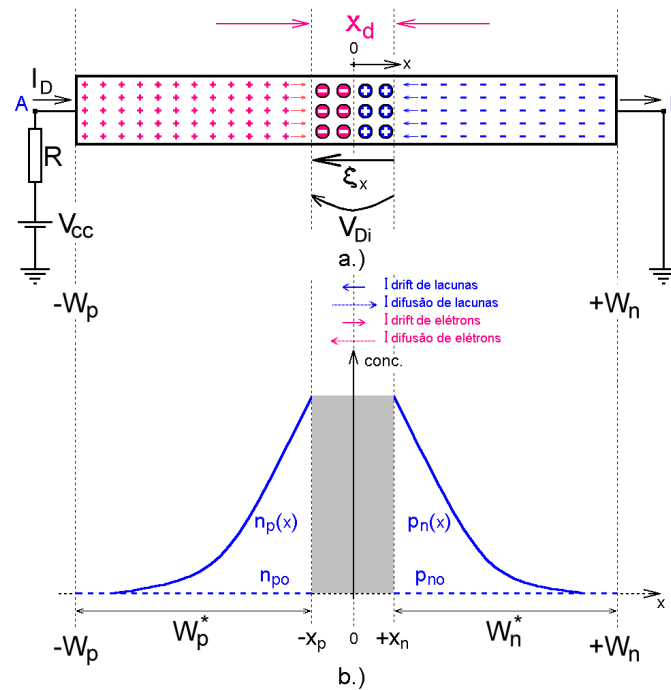


Figura 1.14 - Junção *pn* Abrupta de Base Longa com Polarização Direta e com $N_a \cong N_d$. a.) Esquemática mostrando o deslocamento de cargas livres. b.) Distribuição da concentração de minoritários injetados nas regiões neutras.

$$I_S = qA_j n_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a W_p^*} + \frac{D_p}{N_d W_n^*} \right) \quad [A] \quad (1.46)$$

A Equação 1.45, conhecida como *Equação de Shockley*, é de fundamental importância para o estudo de dispositivos semicondutores bipolares. Pelas características dessa equação percebe-se claramente que a junção permite a passagem da corrente I_D com grande facilidade se $V_{Di} > 0$ e não permite praticamente nenhuma corrente se $V_{Di} \leq 0$. Por isso, as junções que possuem essas características, são chamadas de *junções retificadoras*, pois possibilitam a transformação de correntes alternadas em correntes contínuas.

1.4.3.b – Junção de Base Longa:

É conhecida por junção de base longa àquela cujas distâncias $W_n^* = W_n - x_n$ e $W_p^* = W_p - x_p$ são maiores do que os respectivos comprimentos de difusão L_p e L_n , como indica a Figura 1.14. Nesse caso, os minoritários injetados através da junção, nas respectivas regiões neutras, são totalmente recombinados antes de atravessarem toda a extensão do cristal semiconductor e os decréscimos de concentração não podem ser aproximados por funções lineares, como no caso da base curta. A determinação das funções de variação das concentrações para elétrons e lacunas, nesse tipo de junção, necessita de cálculos relativamente complexos envolvendo equações de continuidade, de taxas de geração e de recombinação e de tempos de vida médios de minoritários. Os resultados que podem ser obtidos na literatura especializada são [2]:

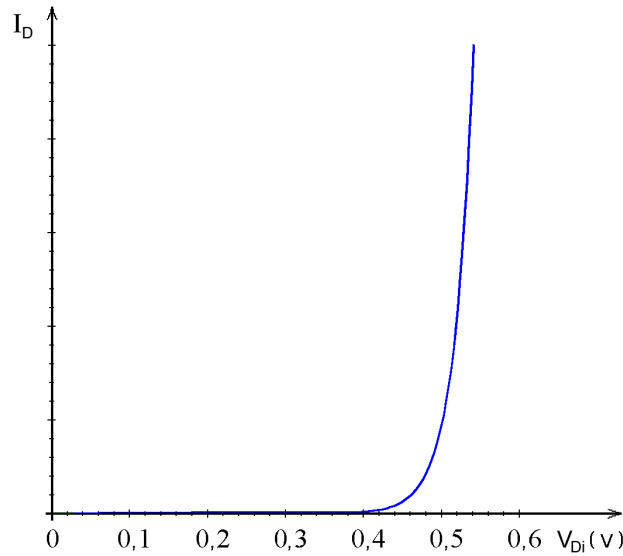


Figura 1.15 – Curva $I_D \times V_{Di}$ da Junção pn Ideal de Silício com Polarização Direta.

$$p_n(x) = \left[\left(e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1 \right) \times e^{-\frac{x-x_n}{L_p}} + 1 \right] \times p_{no} \quad (1.47a)$$

e

$$n_p(x) = \left[\left(e^{\frac{V_{Di}}{V_t}} - 1 \right) \times e^{\frac{x+x_p}{L_n}} + 1 \right] \times n_{po} \quad (1.47b)$$

A Figura 1.14b ilustra essas variações.

O cálculo da densidade de corrente na junção é alcançado efetuando-se as derivadas das Equações 1.47a e 1.47b e aplicando-se os resultados na Equação 1.42, obtendo-se assim:

$$J_D = qn_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p} \right) \times \left[\exp\left(\frac{V_{Di}}{V_t}\right) - 1 \right] \quad [\text{A/cm}^2]$$

Multiplicando-se a equação acima pela área da junção, obtém-se a Equação 1.48 que é a equação genérica para o cálculo da corrente em junções **pn** abruptas idealizadas e de base longa.

$$I_D = qA_j n_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p} \right) \times \left[\exp\left(\frac{V_{Di}}{V_t}\right) - 1 \right] \quad [\text{A}] \quad (1.48)$$

Essa relação possui um formato idêntico ao da Equação 1.45 na qual I_S é a corrente de saturação reversa da junção **pn** idealizada de base longa, calculada pela Equação 1.49:

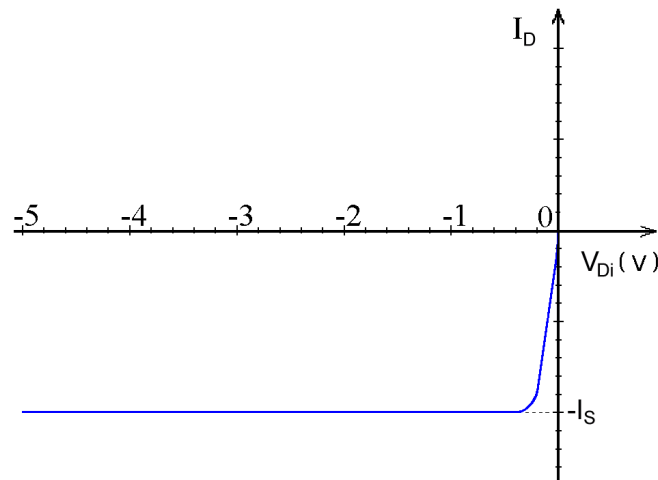


Figura 1.16 - Curva $I_D \times V_{Di}$ da Junção *pn* Ideal de Silício com Polarização Reversa.

$$I_s = qA_j n_i^2 \times \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p} \right) \quad [\text{A}] \quad (1.49)$$

A curva $I_D \times V_{Di}$ para junções **pn** de silício idealizadas, traçada a partir da Equação 1.45, é mostrada na Figura 1.15, para polarização direta e na Figura 1.16, com escala muito ampliada, para polarização reversa. Correntes de saturação reversa possuem, na prática, valores situados entre alguns femtoampères (10^{-15} A) e alguns microampères (10^{-6} A), dependendo da área da junção, das concentrações de dopantes e, principalmente, da temperatura que afeta a grandeza n_i .

1.4.3.c – Correntes na Região de Cargas Espaciais:

Na dedução da Equação 1.45, pelas suposições de idealização feitas, apenas os eventos ocorridos nas regiões neutras foram considerados. A análise das cargas minoritárias injetadas, representadas pelas Equações 1.47a e 1.47b, foi feita considerando a região de cargas espaciais como uma barreira transparente, isto é, sem condição de atuar sobre elas. Sabe-se, porém, que essa região, assim como as regiões neutras, possui centros de geração-recombinação de cargas e, ao contrário das regiões neutras, um íngreme gradiente de impurezas, rapidamente mudando a população de íons, de uma polaridade para outra. É de se esperar, portanto, que as cargas injetadas em um lado da junção tenham seu valor afetado, ou por recombinações ou por gerações em excesso, dentro da região de depleção fora do equilíbrio térmico. Em equilíbrio térmico, as taxas de geração e de recombinação são iguais e, assim, a concentração de cargas livres permanece constante. Fora do equilíbrio térmico, porém, como acontece em junções polarizadas, pode haver gerações ou recombinações em excesso, como descreve a teoria de *Shockley-Read-Hall* [6] [7]. Esses fenômenos físicos determinam, então, discrepâncias entre o valor da corrente I_D calculado pela Equação 1.45 e o seu valor real. Estudos desenvolvidos nesse sentido comprovam que, sob polarização direta, parte das cargas injetadas em um lado da junção é usada apenas para recombinações em excesso dentro da região de depleção.

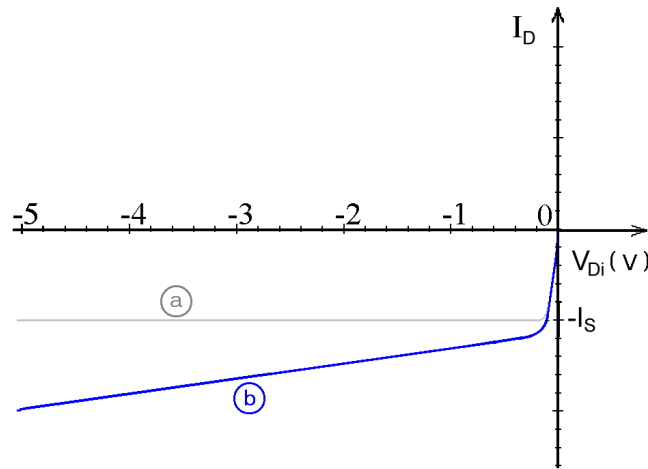


Figura 1.17 - Curva $I_D \times V_{Di}$ da Junção pn de Silício com Polarização Reversa. a.) Junção Ideal. b.) Junção Real Levando-se em Conta a Corrente I_{ger} .

Analogamente, sob polarização reversa, gerações em excesso fazem com que a quantidade de cargas que deixam a junção seja maior do que a esperada, gerando uma corrente reversa superior à calculada pela Equação 1.49 [2]. Esses efeitos de segunda ordem podem ser adicionados ao cálculo de I_D através do estabelecimento de correntes de geração, I_{ger} , ou de recombinação, I_{rec} , para polarização reversa ou direta, respectivamente.

Em polarização reversa, a corrente, afetada por gerações em excesso, é sensivelmente maior do que a calculada pela Equação 1.49. A esse valor deve ser acrescida a quantidade I_{ger} , calculada em [2] e dada pela Equação 1.50:

$$I_{ger} = \frac{x_{di} N_a N_d}{2n_i (L_n N_d + L_p N_a)} \times I_D \cong -qA_j n_i x_{di} \times \frac{N_d L_p D_n + N_a L_n D_p}{2L_n L_p (L_n N_d + L_p N_a)} \quad [A] \quad (1.50)$$

Na Equação 1.50, I_D é a corrente na junção com $V_{Di} < 0$, calculada pela Equação 1.45, e x_{di} é uma fração da profundidade de depleção x_d , definida em torno do ponto onde o nível de Fermi cruza o nível intrínseco e dada pela Equação 1.51:

$$x_{di} = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_s V_t}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \times \left[\sqrt{\frac{\phi_o - V_{Di}}{V_t}} - \sqrt{\frac{\phi_o}{V_t}} \right] \quad [cm] \quad (1.51)$$

Em outras palavras, $x_{di} = x_d - x_{do}$, sendo x_d (ver Figura 1.6) a profundidade de depleção em polarização reversa ($V_{Di} < 0$) e sendo x_{do} (ver Figura 1.4) a profundidade de depleção em equilíbrio térmico ($V_{Di} = 0$). Essas grandezas podem ser calculadas pela Equação 1.29, com $V_R = |V_{Di}|$ no cálculo de x_d , e com $V_R = 0$ no cálculo de x_{do} . Essas equações dão uma indicação de que a corrente reversa em uma junção não é totalmente independente do potencial aplicado, pois, como mostra a Equação 1.51, x_{di} cresce com $|V_{Di}|$, e como mostra a Equação 1.50, I_{ger} também cresce com $|V_{Di}|$ e, portanto, I_D aumenta, em módulo, com altas tensões reversas aplicadas.

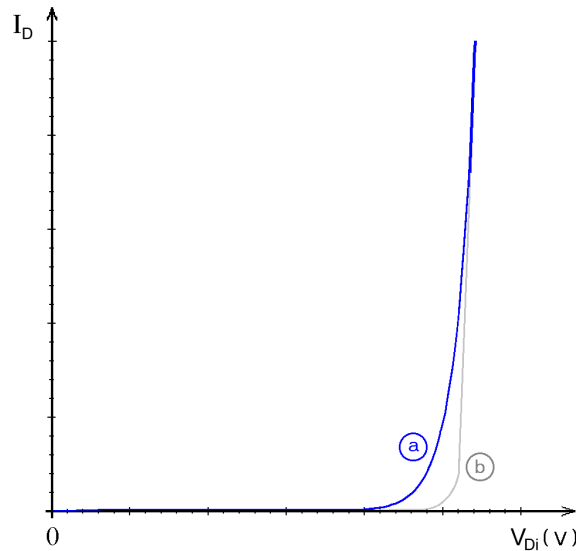


Figura 1.18 - Curva $I_D \times V_{Di}$ da Junção pn de Silício com Polarização Direta. a.) Junção Real Levando-se em Conta a Corrente I_{rec} . b.) Junção Ideal.

Conclui-se, por esse raciocínio, que em junções reais de silício reversamente polarizadas, a corrente reversa é gerada predominantemente na região de depleção através de I_{ger} , como ilustra a Figura 1.17.

De modo análogo, em polarização direta, a corrente, afetada por recombinações em excesso, é sensivelmente maior do que a calculada pela Equação 1.45. O valor correto da corrente direta real em uma junção pode ser calculado adicionando-se ao valor de I_D a corrente de recombinação I_{rec} , dada pela Equação 1.52:

$$I_{rec} = \frac{x_d N_a N_d}{2n_i (L_n N_d + L_p N_a)} \times I_D \times e^{\frac{V_{Di}}{2V_t}} \cong q A_j n_i x_d \times \frac{N_d L_p D_n + N_a L_n D_p}{2L_n L_p (L_n N_d + L_p N_a)} \times e^{\frac{V_{Di}}{2V_t}} \quad [\text{A}] \quad (1.52)$$

Como I_{rec} é diretamente proporcional à profundidade de depleção x_d , a discrepância no valor de I_D só é sensível para junções fracamente polarizadas, isto é, com tensões diretas, para o silício, na faixa: $0 \leq V_{Di} \leq 0,5V$. Para tensões diretas maiores, x_d tende a ficar desprezível e, assim também, I_{rec} . Por isso, a curva $I_D \times V_{Di}$ tende a aproximar-se da ideal para $V_{Di} > 0,5V$. A Figura 1.18 ilustra a discrepância entre a curva $I_D \times V_{Di}$ da junção ideal e da junção real.

Em materiais que possuem *gap* muito pequeno, como o *Ge*, por exemplo, x_d e x_{di} são igualmente muito pequenos em qualquer nível de polarização e esses efeitos de segunda ordem são desprezíveis, pois a densidade dos centros de geração-recombinação cai significativamente. Por conseguinte, para esses tipos de semiconductor, a corrente I_D pode ser calculada, com grande precisão, pela Equação 1.45, em qualquer situação de polarização.

1.4.3.d – Capacitância de Difusão:

Entende-se por capacitância de difusão à capacitância formada pelo armazenamento instantâneo das cargas injetadas na junção pela corrente direta I_D . Sendo uma grandeza equivalente, essa capacitância, ao contrário da de depleção, não é mensurável por instrumentos como capacitímetros ou pontes de medição. Quando a corrente direta I_D está atravessando a junção, os minoritários injetados podem ser calculados nas fronteiras $-x_p$ e $+x_n$ da região de depleção e têm seus valores dados pelas Equações 1.47b e 1.47a, respectivamente. Pode-se, portanto, afirmar que, em qualquer instante de polarização direta, a carga armazenada na junção vale a somatória:

$$Q_j(t) = Q_n(t) + Q_p(t) = I_D(t)\tau_n + I_D(t)\tau_p = (\tau_n + \tau_p) \times I_D(t)$$

onde τ_n e τ_p são os tempos de vida médios dos minoritários, isto é, dos elétrons e das lacunas injetados, antes das respectivas recombinações. Em consequência, genericamente falando, pode-se escrever para a junção abrupta que, em um determinado instante, é válida a relação:

$$Q_j = I_D \times \tau_T$$

na qual I_D é a corrente direta calculada pela Equação 1.45 com $V_{Di} > 0$ e τ_T , conhecido como *tempo de trânsito*, o tempo de vida médio genérico dos minoritários injetados. Por definição, a capacitância de um dispositivo vale:

$$C = \frac{dQ}{dV}$$

Neste caso específico, tem-se, então, que:

$$C_{dif} = \frac{dQ_j}{dV_{Di}} \Rightarrow C_{dif} = \frac{dI_D}{dV_{Di}} \times \tau_T \Rightarrow C_{dif} = \frac{I_S}{V_t} \times \exp\left(\frac{V_{Di}}{V_t}\right) \times \tau_T$$

Como $\exp(V_{Di}/V_t) \gg 1$, pode-se finalmente aproximar o valor da capacitância de difusão para:

$$C_{dif} \cong \frac{I_D}{V_t} \times \tau_T \quad [\text{F}] \quad (1.53)$$

A capacitância de difusão de uma junção **pn**, diretamente proporcional à corrente direta de polarização, pode, portanto, atingir valores bem mais elevados do que a capacitância de depleção, dependendo do tempo de trânsito dos minoritários. Quando a junção é colocada em regime de chaveamento, a capacitância de difusão é a maior responsável pela lentidão e pelos atrasos do processo. Em junções ideais $\tau_T = 0$ e, portanto, a capacitância de difusão também é nula para qualquer corrente direta.

1.4.4 – Junção Abrupta Unilateral

É conhecida por junção abrupta unilateral (*one-sided step junction*) a junção **pn** que possui um dos lados degenerado e o outro fraco ou medianamente dopado, formando estruturas do tipo **p⁺n** ou **pn⁺**. Para cristais degenerados a Equação 1.17, que calcula o potencial interno da junção, não é mais válida totalmente porque sua dedução foi baseada na estatística de Maxwell-Boltzmann. Quando a densidade de dopantes aproxima-se das densidades efetivas de estado, N_c ou N_v , em torno de 10^{18} cm^{-3} para o silício, apenas a estatística de Fermi-Dirac deveria ser usada para a dedução das equações. Para o cálculo de potencial em junções **pn**, contudo, não há necessidade de tanto preciosismo matemático. Pode-se, com boa precisão, considerar que, em cristais fortemente dopados, o nível de Fermi aproxima-se de uma das bordas da banda proibida e, conseqüentemente, os potenciais ϕ_{Fn} ou ϕ_{Fp} aproximam-se de $E_g/2q$, isto é, da metade do *gap* do semiconductor.

Então, para junções abruptas **pn⁺** de silício, pode-se escrever que:

$$\phi_o = 0,55 + V_t \ln \frac{N_a}{n_i} \quad [\text{V}] \quad (1.54a)$$

Para as outras equações referentes a esse tipo de junção pode-se usar o limite $N_d \rightarrow \infty$. Da mesma forma, para junções abruptas **p⁺n** de silício, pode-se escrever que:

$$\phi_o = 0,55 + V_t \ln \frac{N_d}{n_i} \quad [\text{V}] \quad (1.54b)$$

Para as outras equações referentes a esse tipo de junção pode-se usar o limite $N_a \rightarrow \infty$.

1.4.4.a – Resumo das Principais Equações:

Além dos potenciais internos, calculados pelas Equações 1.54a e 1.54b, respectivamente para as junções **pn⁺** ou **p⁺n**, as outras grandezas para esses tipos de junção podem ser calculadas com boa precisão através das equações da junção abrupta **pn** adaptadas para as junções unilaterais. A Tabela 1.2 resume o conjunto das principais equações usadas para junções abruptas unilaterais. Para o cálculo da tensão de ruptura reversa foi acrescentada uma equação empírica mais realística usada nos casos de ruptura por avalanche em junções abruptas unilaterais na temperatura de 27°C [1]. Para junções unilaterais com fronteiras linearmente graduais em termos de concentração, a equação a seguir calcula a tensão de ruptura reversa com mais precisão [1]:

$$B_v = \frac{9,17 \times 10^9}{\sqrt[5]{a^2}} \quad [\text{V}] \quad (1.55)$$

Na equação acima, a , medido em $[\text{cm}^{-4}]$, é o gradiente de impurezas na junção e fica, normalmente, dentro da faixa: $10^{17} \leq a \leq 10^{24}$.

A capacitância de depleção da junção unilateral, em função da tensão reversa aplicada, continua sendo calculada pela Equação 1.33 e a capacitância de difusão, em função da corrente direta aplicada, continua sendo calculada pela Equação 1.53.

Grandeza	Junção pn ⁺	Junção p ⁺ n
Potencial Interno [V]	$\phi_o = 0,55 + V_i \ln \frac{N_a}{n_i}$	$\phi_o = 0,55 + V_i \ln \frac{N_d}{n_i}$
Profundidade de Depleção no lado n [cm]	$x_n \rightarrow 0$	$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o - V_{Di})}{qN_d}}$
Profundidade de Depleção no lado p [cm]	$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o - V_{Di})}{qN_a}}$	$x_p \rightarrow 0$
Profundidade Total de Depleção c/ $V_{Di}=0$ [cm]	$x_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\phi_o}{qN_a}}$	$x_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\phi_o}{qN_d}}$
Profundidade Total de Depleção c/ $V_{Di}=-V_R$ [cm]	$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o + V_R)}{qN_a}}$	$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o + V_R)}{qN_d}}$
Campo Elétrico Máximo (c/ $x=0$ e $V_{Di}=-V_R$) [V/cm]	$ \xi_x _{\max} = \sqrt{\frac{2qN_a(\phi_o + V_R)}{\epsilon_s}}$	$ \xi_x _{\max} = \sqrt{\frac{2qN_d(\phi_o + V_R)}{\epsilon_s}}$
Capacitância de Depleção com polarização zero [F]	$C_{jo} = A_j \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_a}{2}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o}}$	$C_{jo} = A_j \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_d}{2}} \times \frac{1}{\sqrt{\phi_o}}$
Tensão de Ruptura Reversa teórica [V]	$B_V = \frac{\epsilon_s}{2qN_a} \times \xi_c^2$	$B_V = \frac{\epsilon_s}{2qN_d} \times \xi_c^2$
Tensão de Ruptura Reversa por avalanche para junções abruptas @ 27 °C [1] [V]	$B_V = \sqrt{\frac{2,85156 \times 10^{27}}{\sqrt{N_a^3}}}$	$B_V = \sqrt{\frac{2,85156 \times 10^{27}}{\sqrt{N_d^3}}}$
Tensão de Ruptura Reversa por <i>punch-through</i> [V]	$B_V \cong \frac{qN_a W_p^2}{2\epsilon_s}$	$B_V \cong \frac{qN_d W_n^2}{2\epsilon_s}$
Corrente de Saturação Reversa [A]	$I_S = qA_j n_i^2 \frac{D_n}{L_n N_a}$	$I_S = qA_j n_i^2 \frac{D_p}{L_p N_d}$
Corrente de Recombinação na região de depleção [A]	$I_{rec} = \frac{qA_j n_i x_d}{2\tau_T} \times e^{\frac{V_{Di}}{2V_i}}$	$I_{rec} = \frac{qA_j n_i x_d}{2\tau_T} \times e^{\frac{V_{Di}}{2V_i}}$
Corrente de Geração na região de depleção [A]	$I_{ger} = \frac{qA_j n_i x_{di}}{2\tau_T}$	$I_{ger} = \frac{qA_j n_i x_{di}}{2\tau_T}$

Tabela 1.2 – Principais Equações Usadas Para Junções Abruptas Unilaterais.

1.4.4.b – Comprimento de Debye:

A profundidade total de depleção em equilíbrio térmico, designada por x_{do} e calculada por uma equação adaptada de junções abruptas convencionais como a da Tabela 1.2, pode ter sua validade contestada se uma análise mais profunda for feita em relação às concentrações de majoritários no semiconductor, consideradas, por simplicidade, $p_{po} \cong N_a$ e $n_{no} \cong N_d$. Um resultado mais preciso pode ser obtido levando-se em conta o erro decorrente da suposição

de uma distribuição perfeitamente abrupta de cargas ao invés de uma distribuição mais realística na junção [4]. Com isso, as profundidades totais de depleção em equilíbrio térmico, para junções unilaterais reais \mathbf{pn}^+ ou $\mathbf{p}^+\mathbf{n}$, podem ser calculadas com mais precisão, respectivamente pelas equações:

$$x_{do} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(\phi_o - 2V_t)}{qN_a}} \quad \text{ou} \quad x_{do} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(\phi_o - 2V_t)}{qN_d}}$$

As equações acima podem ser reescritas como:

$$x_{do} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s V_t}{qN_a}} \times \sqrt{2\left(\frac{\phi_o}{V_t} - 2\right)} \quad \text{ou} \quad x_{do} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s V_t}{qN_d}} \times \sqrt{2\left(\frac{\phi_o}{V_t} - 2\right)}$$

Os termos:

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s V_t}{qN_a}} \quad [\text{cm}] \quad (1.56a)$$

e

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s V_t}{qN_d}} \quad [\text{cm}] \quad (1.56b)$$

são definidos como *Comprimentos de Debye Extrínsecos* para junções unilaterais reais \mathbf{pn}^+ ou $\mathbf{p}^+\mathbf{n}$, respectivamente.

Física e genericamente falando, o comprimento de Debye representa a largura de uma região de interface entre dois materiais que, devido às imperfeições nas ligações entre os átomos das cadeias cristalinas respectivas, apresenta-se como uma região de cargas espaciais de natureza metalúrgica, independente de potenciais internos ou externos aplicados. Esse fenômeno ocorre em interfaces diversas tais como: metal-semicondutor, óxido-semicondutor, nitreto-semicondutor, semicondutor_(A)-semicondutor_(B) e semi(**p**)-semi(**n**). No caso do semicondutor ou de um dos semicondutores de uma dessas interfaces ser intrínseco, essa grandeza é chamada de *Comprimento de Debye Intrínseco* e vale:

$$L_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s V_t}{qn_i}} \quad [\text{cm}] \quad (1.57)$$

1.5 – Junção Metal-Semicondutor

Entende-se por junção metal-semicondutor o contato íntimo entre um metal adequado e um semicondutor extrínseco **p** ou **n**. Como foi visto na Seção 1.1, os metais possuem uma função trabalho $q\Phi_m$, com dimensão de energia, que é igual à diferença entre o nível de vácuo e o seu nível de Fermi, ou seja, $q\Phi_m = E_o - E_{Fm}$. Essa grandeza é considerada fixa para um determinado metal, se a temperatura permanecer fixa.

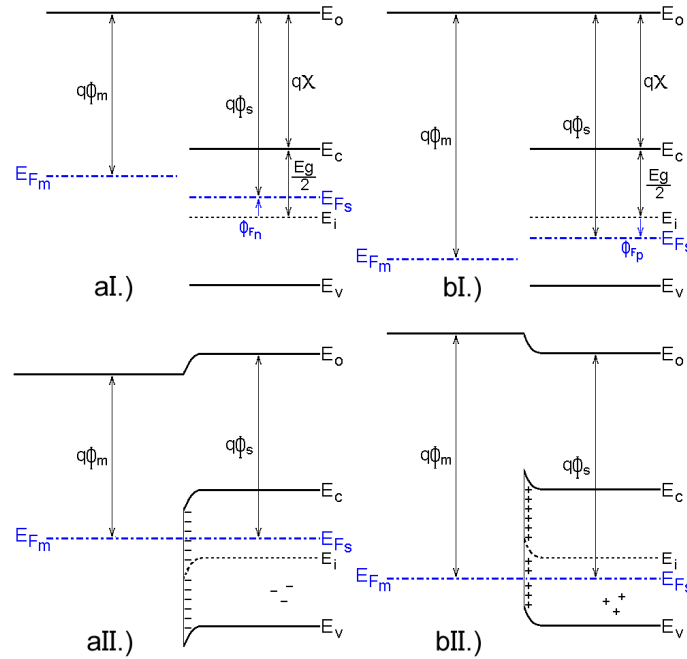


Figura 1.19 - Junções Metal-Semicondutor. a.) Semicondutor Tipo *n* e Metal com $\Phi_m < \Phi_s$, Apresentando Acumulação de Elétrons. b.) Semicondutor Tipo *p* e Metal com $\Phi_m > \Phi_s$, Apresentando Acumulação de Lacunas.

Para os semicondutores, da mesma forma, a função trabalho vale $q\Phi_s = E_o - E_{F_s}$, que não é fixa, pois o nível de Fermi do semicondutor depende da natureza e da concentração de impurezas a ele adicionadas, como indica a Equação 1.2. As Figuras 1.1 e 1.2 mostram graficamente as diferenças entre as funções trabalho de um metal genérico e de um semicondutor tipo **n** e **p**, respectivamente, isolados entre si. Para os materiais não interagindo, pode-se afirmar que:

Se $\Phi_m < \Phi_s$, os elétrons livres do metal possuem uma energia *maior*, em média, do que os elétrons livres do semicondutor. Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons *do metal para o semicondutor*.

Se $\Phi_m > \Phi_s$, os elétrons livres do metal possuem uma energia *menor*, em média, do que os elétrons livres do semicondutor. Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons *do semicondutor para o metal*.

Em função dessas disparidades de energia, quatro combinações distintas de formação de junções metal-semicondutor serão possíveis, na prática:

- Semicondutor **n** e metal com $\Phi_m < \Phi_s \rightarrow$ *acumulação*.
- Semicondutor **p** e metal com $\Phi_m < \Phi_s \rightarrow$ *depleção*.
- Semicondutor **n** e metal com $\Phi_m > \Phi_s \rightarrow$ *depleção*.
- Semicondutor **p** e metal com $\Phi_m > \Phi_s \rightarrow$ *acumulação*.

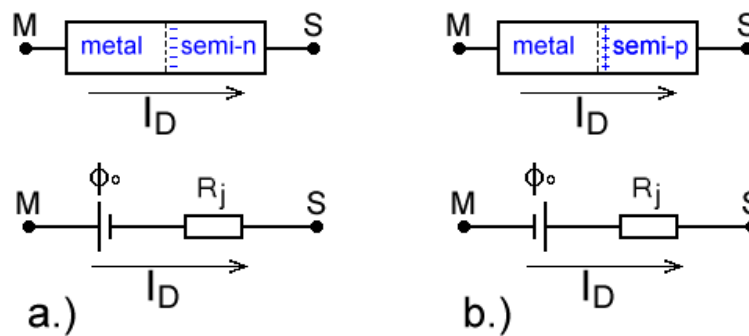


Figura 1.20 – Circuito Elétrico Equivalente a uma Junção Metal-Semicondutor com Acumulação. a.) Semicondutor Tipo *n* e Metal com $\Phi_m < \Phi_s$. b.) Semicondutor Tipo *p* e Metal com $\Phi_m > \Phi_s$.

Em função da transferência de cargas livres entre os dois materiais, dois tipos de junções idealizadas poderão resultar das quatro combinações acima:

Junção em *depleção* → quando majoritários do semicondutor são transferidos para o metal deixando, na interface, uma região de cargas espaciais, tais como em junções **pn**.

Junção em *acumulação* → quando majoritários são transferidos do metal para o semicondutor deixando, na interface, uma região com concentração de cargas livres superior à do cristal original.

Na prática, os dois tipos de junção acima mencionados podem ser construídos, dependendo da aplicação que se deseja dar a eles. Para isso, são usados metais com funções trabalho adequadas e que permitam processos de fabricação baratos e com tecnologia dominada. Os metais possíveis de serem usados nesses casos são: alumínio, platina, prata, ouro, tungstênio, cromo, cobre, índio, molibdênio, níquel, titânio e o próprio silício degenerado, fazendo o papel de metal. Quando se usa o silício como metal, geralmente em microeletrônica, ele aparece na forma policristalina e degenerado, isto é, *poli-Si p⁺* ou *poli-Si n⁺*. A Tabela 1.3 mostra as características de alguns desses materiais. Nessa tabela, $q\Phi_m$ é a função trabalho do material, $q\Phi_B$, conhecida como *Barreira Schottky*, é a diferença entre a função trabalho do material e a afinidade eletrônica do silício e $q\Phi_B'$ é a diferença entre a barreira Schottky e a metade do *gap* do silício, ou seja:

$$q\Phi_B = q\Phi_m - q\chi \quad [\text{eV}] \tag{1.58a}$$

e

$$q\Phi_B' = q\Phi_B - \frac{E_g}{2} \quad [\text{eV}] \tag{1.58b}$$

Deve-se lembrar que, para o silício na temperatura de 27 °C, $q\chi = 4,05 \text{ eV}$ e $E_g = 1,11 \text{ eV}$. Quando o metal e o semicondutor são colocados em contato íntimo, as bandas de energia curvam-se seguindo o mesmo critério usado para junções **pn**. Como foi demonstrado na Seção 1.3, o nível de Fermi deve permanecer constante no sistema, assim como a afinidade eletrônica $q\chi$, do semicondutor.

Material	$q\Phi_m$ [eV]	$q\Phi_B$ [eV]	$q\Phi_B$ [eV]
<i>Al</i>	4,10	-0,50	+0,05
<i>Pt</i>	5,30	+0,70	+1,25
<i>W</i>	4,52	-0,08	+0,47
<i>Au</i>	4,75	+0,15	+0,70
<i>Poli-Si n⁺</i>	4,05	-0,55	0
<i>Poli-Si p⁺</i>	5,15	+0,55	+1,11

Tabela 1.3 – Características dos Principais Materiais Usados em Junções com o Silício.

O nível de vácuo E_o , no entanto, é considerado apenas contínuo. Pode-se, então, usando-se esses critérios, esboçar as curvas de bandas de energia para junções metal-semicondutor dos tipos acumulação e depleção.

1.5.1 – Junção com Acumulação ou Contato Ôhmico

Junções metal-semicondutor que geram acumulação de cargas livres na interface são formadas por uma das seguintes situações:

Semicondutor tipo **n** e metal com $\Phi_m < \Phi_s$.

Semicondutor tipo **p** e metal com $\Phi_m > \Phi_s$.

Os sistemas estão apresentados esquematicamente na Figura 1.19, em equilíbrio térmico.

No caso da Figura 1.19a, o semicondutor é do tipo **n** e $\Phi_m < \Phi_s$. Como a função trabalho do metal é menor do que a do semicondutor, os elétrons livres do metal possuem uma energia maior, em média, do que os elétrons livres do semicondutor. Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons do metal para o semicondutor. Sendo do tipo **n**, com uma concentração de dopantes igual à N_d , ao receber mais elétrons, o semicondutor terá sua concentração aumentada na interface e, portanto, ocorrerá uma acumulação de elétrons. Pelo diagrama de bandas mostrado na Figura 1.19aII, esse efeito pode ser constatado percebendo-se que, na interface, o potencial de Fermi do semicondutor é maior do que no corpo, onde vale ϕ_{Fn} . Isso indica que, na interface, a concentração de cargas livres é maior do que no corpo, isto é, $n_s > n_{no} \cong N_d$.

No caso da Figura 1.19b, o semicondutor é do tipo **p** e $\Phi_m > \Phi_s$. Como a função trabalho do metal é maior do que a do semicondutor, os elétrons livres do metal possuem uma energia menor, em média, do que os elétrons livres do semicondutor. Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons do semicondutor para o metal. Sendo do tipo **p**, com uma concentração de dopantes igual à N_a , ao doar elétrons, o semicondutor terá sua concentração aumentada na interface e, portanto, ocorrerá uma acumulação de lacunas. Pelo diagrama de bandas mostrado na Figura 1.19bII, esse efeito pode ser constatado percebendo-se que, na interface, o potencial de Fermi do semicondutor é maior do que no corpo, onde vale ϕ_{Fp} . Isso indica que, na interface, a concentração de cargas livres é maior do que no corpo, isto é, $p_s > p_{po} \cong N_a$.

Por não apresentarem regiões em depleção, gerando barreiras de potencial, essas junções não são retificadoras.

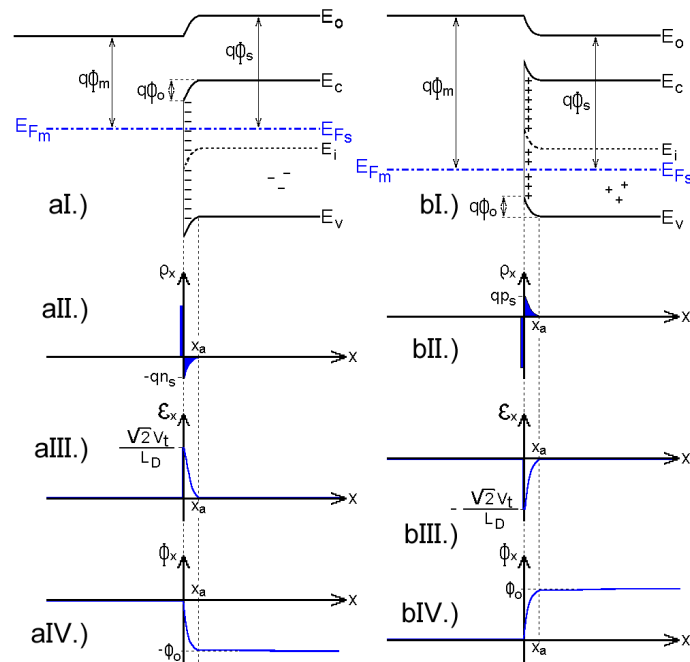


Figura 1.21 – a.) Junção Semicondutor Tipo *n* e Metal com $\Phi_m < \Phi_s$. aI.) Bandas de Energia. aII.) Densidade Volumétrica de Cargas Livres. aIII.) Campo Elétrico. aIV.) Potencial Elétrico. b.) Junção Semicondutor Tipo *p* e Metal com $\Phi_m > \Phi_s$. bI.) Bandas de Energia. bII.) Densidade Volumétrica de Cargas Livres. bIII.) Campo Elétrico. bIV.) Potencial Elétrico.

Fora do equilíbrio térmico, elas apresentam uma diferença de potencial na interface, função da desigualdade entre os níveis de Fermi do metal e do semicondutor e da intensidade da corrente circulante. Essas junções podem, na prática, ser substituídas por um circuito elétrico equivalente, composto de uma bateria ϕ_o em série com um resistor de perdas R_j . Graças a essa equivalência, esses tipos de junção são chamados de *contatos ôhmicos* e são usados para interligar pastilhas semicondutoras com o mundo exterior, em regime de mínimas perdas. A propriedade essencial do contato *ôhmico* é, portanto, a de não apresentar barreiras de potencial ao deslocamento de elétrons ou de lacunas, em qualquer sentido.

As principais equações que regem as junções de acumulação apresentadas nas Figuras 1.19a e 1.19b estão fornecidas na Tabela 1.4, em equilíbrio térmico [2]. As grandezas adicionais que aparecem nas equações são as concentrações de majoritários nas fronteiras designadas por n_s , para elétrons, e por p_s , para lacunas. $V_t = kT/q$ é o potencial térmico.

A Figura 1.20 mostra os circuitos elétricos equivalentes que podem substituir, para análises elétricas, as junções de acumulação dos dois casos da Figura 1.19. Os metais e as concentrações de dopantes são escolhidos, na prática, de modo que $\phi_o \leq 0,1 V$.

A resistência de perdas R_j , embora possa ser calculada em função dos parâmetros internos [4], na prática é avaliada através de medidas efetuadas sobre a junção e normalmente vale $R_j \leq 10 \Omega$, independentemente do sentido da corrente I_D .

A Figura 1.21 mostra os gráficos das grandezas elétricas que envolvem os dois tipos de junção metal-semicondutor com acumulação.

Grandeza	Figura 1.19a	Figura 1.19b
Densidade Volumétrica de Cargas [C/cm ³]	$\rho_x = -\frac{qn_s}{\left(1 + \frac{x}{\sqrt{2}L_D}\right)^2}$	$\rho_x = \frac{qp_s}{\left(1 + \frac{x}{\sqrt{2}L_D}\right)^2}$
Campo Elétrico [V/cm]	$\xi_x = \frac{2V_t}{\sqrt{2}L_D + x}$	$\xi_x = -\frac{2V_t}{\sqrt{2}L_D + x}$
Potencial Interno [V]	$\phi_o = \phi_B + \phi_{Fn}$	$\phi_o = \phi_B - \phi_{Fp}$
Profundidade de Acumulação [cm]	$x_a = \sqrt{2}L_D \times \left(e^{\frac{ \phi_o }{2V_t}} - 1 \right)$	$x_a = \sqrt{2}L_D \times \left(e^{\frac{ \phi_o }{2V_t}} - 1 \right)$
Comprimento de Debye [cm]	$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s V_t}{qn_s}}$	$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s V_t}{qp_s}}$
Diferença de Potencial entre o Metal e o Semicondutor Intrínseco [V]	$\phi_B' = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{2q}$	$\phi_B' = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{2q}$
Potencial de Fermi do Semicondutor [V]	$\phi_{Fn} = V_t \ln \frac{N_d}{n_i}$	$\phi_{Fp} = V_t \ln \frac{N_a}{n_i}$

Tabela 1.4 – Principais Equações para Cálculos de Junções Metal-Semicondutor de Acumulação.

1.5.2 – Junção com Depleção ou Schottky

Junções metal-semicondutor que geram depleção de cargas livres na interface são formadas por uma das seguintes situações:

Semicondutor tipo **p** e metal com $\Phi_m < \Phi_s$.

Semicondutor tipo **n** e metal com $\Phi_m > \Phi_s$.

Os sistemas estão apresentados esquematicamente na Figura 1.22, em equilíbrio térmico. No caso da Figura 1.22a, o semicondutor é do tipo **n** e $\Phi_m > \Phi_s$. Como a função trabalho do metal é maior do que a do semicondutor, os elétrons livres do metal possuem uma energia menor, em média, do que os elétrons livres do semicondutor. Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons do semicondutor para o metal. Sendo do tipo **n**, com uma concentração de dopantes igual à N_d , ao doar elétrons, o semicondutor terá sua concentração diminuída na interface e, portanto, ocorrerá uma depleção de elétrons. Pelo diagrama de bandas mostrado na Figura 1.22aII, esse efeito pode ser constatado percebendo-se que, dentro da região $0 \leq x \leq x_d$, o potencial de Fermi do semicondutor é menor do que no corpo, onde vale ϕ_{Fn} . Isso indica que, nessa região, a concentração de cargas livres é menor do que no corpo, indicando a depleção.

No caso da Figura 1.22b, o semicondutor é do tipo **p** e $\Phi_m < \Phi_s$. Como a função trabalho do metal é menor do que a do semicondutor, os elétrons livres do metal possuem uma energia maior, em média, do que os elétrons livres do semicondutor.

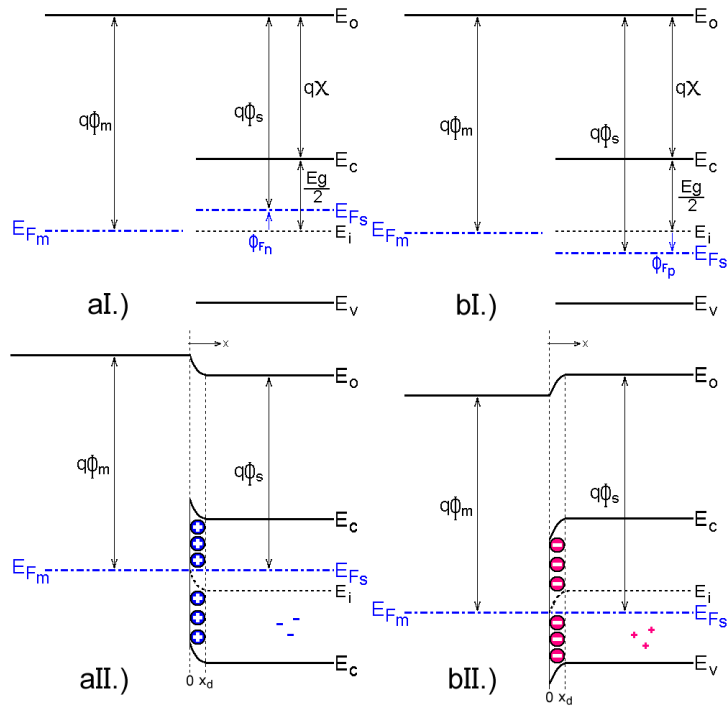


Figura 1.22 - Junções Metal-Semicondutor. a.) Semicondutor Tipo *n* e Metal com $\Phi_m > \Phi_s$, Apresentando Depleção de Elétrons. b.) Semicondutor Tipo *p* e Metal com $\Phi_m < \Phi_s$, Apresentando Depleção de Lacunas.

Se um contato íntimo for feito entre os dois materiais, haverá uma migração de elétrons do metal para o semicondutor. Sendo do tipo **p**, com uma concentração de dopantes igual à N_a , ao receber elétrons, o semicondutor terá sua concentração diminuída na interface e, portanto, ocorrerá uma depleção de lacunas. Pelo diagrama de bandas mostrado na Figura 1.22bII, esse efeito pode ser constatado percebendo-se que, dentro da região $0 \leq x \leq x_d$, o potencial de Fermi do semicondutor é menor do que no corpo, onde vale ϕ_{Fp} . Isso indica que, nessa região, a concentração de cargas livres é menor do que no corpo, indicando a depleção.

Pelo fato de apresentarem regiões em depleção e, conseqüentemente, barreiras de potencial, essas junções são retificadoras com comportamentos muito semelhantes aos apresentados pelas junções **pn** unilaterais, vistas na Secção 1.4.4.

Os potenciais internos em equilíbrio térmico são calculados, respectivamente para os casos da Figura 1.22a e 1.22b, pelas Equações 1.59a e 1.59b, onde ϕ_B é dado pela Equação 1.60.

$$\phi_o = \phi_B' + \phi_{Fn} \quad [\text{V}] \tag{1.59a}$$

e

$$\phi_o = \phi_B' - \phi_{Fp} \quad [\text{V}] \tag{1.59b}$$

$$\phi_B' = \phi_m - \chi - \frac{E_g}{2q} \quad [\text{V}] \tag{1.60}$$

Como não há depleção em metais, as profundidades totais das regiões em depleção são aquelas calculadas apenas para o semicondutor e valem, para os casos das Figuras 1.22a e 1.22b, respectivamente, fora do equilíbrio térmico:

$$x_d = x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o - V_{Di})}{qN_d}} \quad [\text{cm}] \quad (1.61a)$$

e

$$x_d = x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_o - V_{Di})}{qN_a}} \quad [\text{cm}] \quad (1.61b)$$

Em equilíbrio térmico essas grandezas valem $x_{do} = x_{no}$ e $x_{do} = x_{po}$, respectivamente, e podem ser calculadas pelas Equações 1.61a e 1.61b com $V_{Di} = 0$. As outras grandezas inerentes às junções, como $|\xi_x|_{max}$, C_{jo} e B_V , podem ser calculadas usando-se as mesmas equações de junções **pn** abruptas unilaterais, apresentadas na Tabela 1.2.

A corrente de saturação reversa, por outro lado, não pode ser calculada através do mesmo raciocínio usado para junções **pn**, pois a injeção de cargas é de natureza completamente diferente na junção metal-semicondutor. As características $V \times I$ em junções metal-semicondutor em depleção foram estudadas primeiramente por Walter Schottky, através da Teoria da Difusão, e, posteriormente, por H. A. Bethe, através da Teoria da Emissão Termiônica em metais, e estão apresentadas na literatura especializada [4]. Uma síntese das duas teorias citadas propiciou um cálculo mais preciso da corrente reversa nessas junções [8]. A equação genérica de $I_D \times V_{Di}$ usada para a junção metal-semicondutor ideal é a mesma da junção **pn**, ou seja, a Equação 1.45. A corrente de saturação reversa, no entanto, é calculada com mais propriedade pela Equação 1.62.

$$I_s = A_j B T^2 \times \exp\left(-\frac{\phi_B}{V_t}\right) \quad [\text{A}] \quad (1.62)$$

Na Equação 1.62, A_j é a área seccional da junção medida em $[\text{cm}^2]$, T é a temperatura absoluta da junção em $[\text{K}]$, $V_t = kT/q$ é o potencial térmico em $[\text{V}]$, ϕ_B é a barreira Schottky medida em $[\text{V}]$. A Tabela 1.5 lista valores de ϕ_B para alguns metais e semicondutores mais usados na prática [4]. Nessa mesma equação, B é a constante de Richardson, medida em $[\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}]$. Essa constante foi determinada empiricamente, baseada na Teoria da Emissão Termiônica em metais, para várias situações de junções metal-semicondutor [4] e seus valores, para o silício medianamente dopado, quando exposto a um campo elétrico moderado dentro da faixa $1 \times 10^4 \text{ V/cm} \leq \xi_x \leq 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$, são:

$$B = 130 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2} \text{ para elétrons no Si-n com } N_d \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

$$B = 30 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2} \text{ para lacunas no Si-p com } N_a \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Com esses dados pode-se concluir que, em uma junção de *Al* com *Si-n*, dopado com $N_d \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e em $27 \text{ }^\circ\text{C}$, a densidade de corrente de saturação reversa é da ordem de $9,5 \mu\text{A/cm}^2$.

Semicondutor	Tipo	Ag	Al	Au	Cu	Pt	W
Ge	n	0,54	0,48	0,59	0,52	-	0,48
	p	0,50	-	0,30	-	-	-
Si	n	0,78	0,72	0,80	0,58	0,90	0,67
	p	0,54	0,58	0,34	0,46	-	0,45
GaAs	n	0,88	0,80	0,90	0,82	0,84	0,80
	p	0,63	-	0,42	-	-	-

Tabela 1.5 – Barreira Schottky (ϕ_b), Medida em [V], para Alguns Pares Metal-Semicondutor em 27 °C.

A junção metal-semicondutor em depleção ou junção Schottky é, em sua essência, retificadora e, ao contrário da junção **pn** convencional, trabalha apenas com injeção de elétrons. No arranjo da Figura 1.22a, os elétrons são majoritários no semicondutor tipo **n** e, por isso, não existe armazenamento de cargas minoritárias nesse tipo de junção, ou seja, o tempo de trânsito de minoritários é nulo. Como $\tau_r = 0$, pela Equação 1.53, conclui-se que $C_{dif} = 0$, isto é, a única capacitância associada a esse tipo de junção é a de depleção, que normalmente é bem pequena. Esse fato, como será comentado futuramente neste texto, aumenta a velocidade de chaveamento e a capacidade da junção trabalhar em frequências mais elevadas. Outras características importantes da junção Schottky são: menores barreiras de potencial em polarização direta, maiores correntes de fuga reversa e menores tensões de ruptura reversa ($B_V \leq 150$ V), comparadas às junções **pn** análogas.

Se o semicondutor desse tipo de junção for superdopado, segundo a Equação 1.61, a profundidade de depleção x_d será ínfima. Por esse motivo, em polarização reversa, as cargas livres podem romper a barreira por tunelamento fazendo com que a corrente reversa seja da mesma ordem de grandeza da direta. Assim sendo, a junção perde suas características retificadoras e torna-se um *contato ôhmico*. Usando-se um metal com função trabalho adequada e um semicondutor superdopado na fronteira da junção, conseguem-se *contatos ôhmicos* de alta qualidade, como são os casos das junções $Al-Si/n^+$ e $Al-Si/p^+$.

Nos comentários feitos nesta seção, analisando-se apenas os níveis de Fermi e as bandas de energia, as junções foram consideradas ideais significando que o metal e o semicondutor formam fronteiras abruptas, sem interferência metalúrgica. Em alguns casos, porém, efeitos de segunda ordem interferem seriamente no raciocínio feito. Na metalização a quente do silício **p** usando-se o alumínio, por exemplo, este se difunde pelo silício, dopando o semicondutor e criando uma interface não abrupta **p**⁺. A metalização a quente do silício **p** pelo alumínio, que deveria, pela teoria exposta, gerar uma barreira Schottky retificadora, acaba gerando, portanto, um *contato ôhmico* de ótima qualidade, do tipo $Al-Si/p^+$. Nos *contatos ôhmicos* do tipo $Al-Si/n^+$, antes da metalização com alumínio, o silício tem que ser superdopado por difusão, com *As* ou *P*, para ser criada a interface **n**⁺. Esses dois tipos de *contatos ôhmicos* são frequentemente usados em processos de microeletrônica para a interligação de dispositivos eletrônicos de pastilhas semicondutoras, ou entre si ou com o mundo exterior.

Alguns outros efeitos de segunda ordem como, por exemplo, estados permitidos de superfície, oxidações parasitas de fronteira, imperfeições cristalinas de interface, etc., interferem nos processos de fabricação de junções desse tipo e devem ser equacionados empiricamente para dispositivos reais.

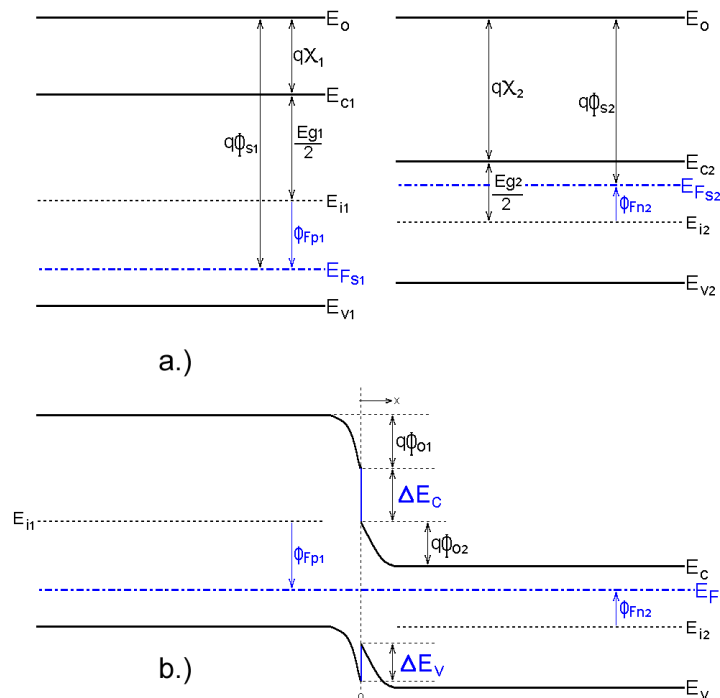


Figura 1.23 – Heterojunção Ideal entre Semicondutor 1 Tipo p e Semicondutor 2 Tipo n, com $E_{g1} > E_{g2}$. a.) Bandas de Energia Isoladamente. b.) Bandas de Energia em Contato Íntimo e em Equilíbrio Térmico.

Na construção de junções retificadoras de silício **n** com barreira Schottky, normalmente são usados os metais *Au* ou *Pt*, com barreiras na faixa $0,80 V \leq \phi_B \leq 0,90 V$, gerando densidades menores de corrente de saturação reversa.

1.6 - Heterojunções

Em secções anteriores foram vistas junções **pn** formadas pelo mesmo semicondutor (homojunções) e junções formadas por metais e semicondutores. Uma terceira classe de junções, conhecidas como *heterojunções*, pode ser construída através do contato íntimo entre dois semicondutores diferentes. Esses tipos de junção só são viáveis se as cadeias cristalinas dos semicondutores possuírem valores próximos de constante *a* e forem casadas, isto é, possuírem o mesmo tipo de distribuição (diamante, *zincblende*, etc.). Algumas junções entre compostos semicondutores, como *GaAs-AlGaAs*, por exemplo, são usadas na prática.

Quando dois semicondutores com afinidades eletrônicas χ e *gaps* E_g diferentes entre si são colocados em contato íntimo, existirão descontinuidades e deslocamentos nas bandas de energia, como ilustra a Figura 1.23 em equilíbrio térmico. Supondo-se uma junção entre um semicondutor 1 do tipo **p** e um semicondutor 2 do tipo **n**. Nesse caso, tem-se que:

$$\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2} = \Delta E_c + \Delta E_v$$

E, para o potencial interno:

$$\phi_o = \phi_{o1} + \phi_{o2}$$

Resolvendo-se as equações de Poisson com a condição de contorno da continuidade do fluxo elétrico na junção, $\epsilon_{s1}\xi_{x1} = \epsilon_{s2}\xi_{x2}$, chega-se à seguinte relação:

$$\frac{\phi_{o1}}{\phi_{o2}} = \frac{\epsilon_{s2}N_{d2}}{\epsilon_{s1}N_{a1}} \quad (1.63)$$

As profundidades de depleção em cada lado da junção podem ser calculadas pelas Equações 1.28a e 1.28b, usando-se as constantes dielétricas ϵ_1 e ϵ_2 corretas para os semicondutores. As demais grandezas elétricas envolvendo a junção são calculadas normalmente seguindo-se a sequência usada para junções **pn** convencionais [1].

Junções do tipo *AlGaAs n⁺* e *GaAs p* costumam gerar altas mobilidades e altas velocidades de deriva para elétrons e propiciam, portanto, a construção de dispositivos com alta velocidade de resposta, que possuem amplo emprego na área de microondas e comunicações ópticas [1].

1.7 - Referências

1. B. G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*, 4th Edition, Prentice Hall, N. Jersey, 1995, Caps. 1, 2, 3 e 5.
2. R. S. Muller, T. I. Kamins, *Device Electronics for Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York, 1986, Caps. 2, 4 e 5.
3. R. T. Howe, C. G. Sodini, *Microelectronics: An Integrated Approach*, Prentice Hall Electronics and VLSI Series, N. Jersey, 1997, Cap3.
4. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, Wiley-Interscience, New York, 1981, Cap. 2 e 5.
5. W. Shockley, "The Theory of *p-n* Junctions in Semiconductors and *p-n* Junction Transistor," *Bell Syst. Tech. J.*, **28**, 435, 1949.
6. W. Shockley, W. T. Read, "Statistics of the Recombination of Holes and Electrons," *Phys. Rev.*, **87**, 835, 1952.
7. R. N. Hall, "Electron-Hole Recombination in Germanium," *Phys. Rev.*, **87**, 387, 1952.
8. C. R. Crowell, S. M. Sze, "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers," *Solid State Electron.*, **9**, 1035, 1966.