

Junções em Semicondutores

Os dispositivos semicondutores são constituídos por junções de diferentes tipos, como mostrado na Fig. 9.50, no capítulo anterior. Estas junções, também chamadas de blocos construtivos de dispositivos, podem ser dos seguintes tipos: junção pn (tipo homojunção), heterojunção, junção metal-semicondutor e junção MOS (metal-óxido-semicondutor), sendo esta última, na verdade, formada por uma junção metal-óxido e uma junção óxido-semicondutor, como ilustrado na Fig. 9.50.

Na homojunção pn temos uma interface de transição, dentro de um mesmo semicondutor, entre uma região tipo p e outra região tipo n.

Na heterojunção, um material semicondutor é crescido sobre um outro material semicondutor. Como cada material semicondutor tem uma faixa de energia proibida característica, teremos na heterojunção obrigatoriamente descontinuidades nas bandas de valência e/ou de condução (normalmente em ambas).

A junção metal-semicondutor é constituída pelo contato de um metal com a superfície de um semicondutor. Todo dispositivo requer contatos elétricos com seu meio externo.

A junção MOS por sua vez constitui uma junção com duas interfaces, sendo ela a estrutura básica de transistores de efeito de campo tipo MOS ou MOSFET.

Neste capítulo estudaremos a física destas diversas junções, sem no entanto, entrar muito a fundo nos dispositivos que as utilizam.

10.1 A Junção pn

A junção pn é a junção básica dos diodos bem como uma das junções integrantes da grande maioria dos dispositivos semicondutores. A física envolvida no entendimento da junção pn é também fundamental para entender outras junções, bem como, para entender os diferentes dispositivos semicondutores. Daí a importância da ênfase dada ao estudo desta junção. Como mostra a Fig. 10.1, a junção pn é formada por um bloco semicondutor onde temos a junção de uma região p com uma região n.

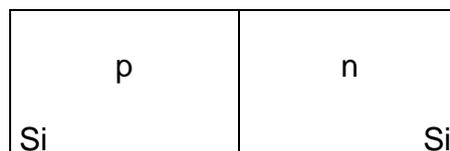


Fig. 10.1 Esquema de uma junção pn em silício.

Como já citamos, na interface da junção pn temos uma transição da dopagem p para uma dopagem n. Esta transição na concentração dos dopantes aceitadores

para doadores pode ser uma transição abrupta ou uma transição (linearmente) gradual, como ilustrado na Fig. 10.2, dependendo da largura da região desta transição. Na prática teremos casos em que a aproximação por uma transição abrupta é adequada, enquanto que em outras uma transição linearmente gradual deve ser considerada, ou mesmo casos em que um outra forma de transição intermediária entre estas funções se aplique.

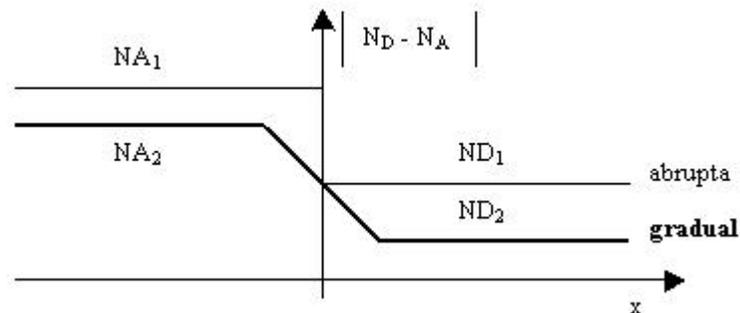


Fig. 10.2 Ilustração de tipos de transição de dopantes numa junção pn, como uma função abrupta e como uma função linearmente gradual.

Neste item estudaremos inicialmente a característica eletrostática da junção, com e sem polarização aplicada à junção. Em seguida apresentaremos a característica da corrente que passa pela junção com a aplicação de tensão. Embora uma junção em dispositivos normalmente apresente uma estrutura física tridimensional, como mostrado na Fig. 10.3a, simplificaremos o estudo, considerando apenas uma fatia central da junção, como mostrado na Fig. 10.3b. Nesta fatia central teremos variação na dopagem em torno da interface, apenas em uma única direção. Isto permite simplificar a análise para um estudo unidimensional. Desde que a área horizontal da junção, como na Fig. 10.3a, seja muito maior que as outras dimensões, esta aproximação é boa, pois os efeitos das bordas deixam de ser significativos. Como vimos no capítulo 8, valendo a análise unidimensional, as equações de estado do semiconductor apresentam-se de forma bem mais simples. Isto simplifica nossa análise da junção.

Além desta simplificação ainda adotaremos as seguintes hipóteses: a) a junção metalúrgica (a interface pn) localiza-se na coordenada $x = 0$; b) a junção é do tipo degrau, com N_A e N_D constantes nas regiões p e n respectivamente e c) temos contatos ôhmicos perfeitos em $x = +\infty$ e $x = -\infty$, onde contato ôhmico ideal significa uma característica I-V simétrica em torno da origem e queda de tensão no contato desprezível com a passagem de corrente.

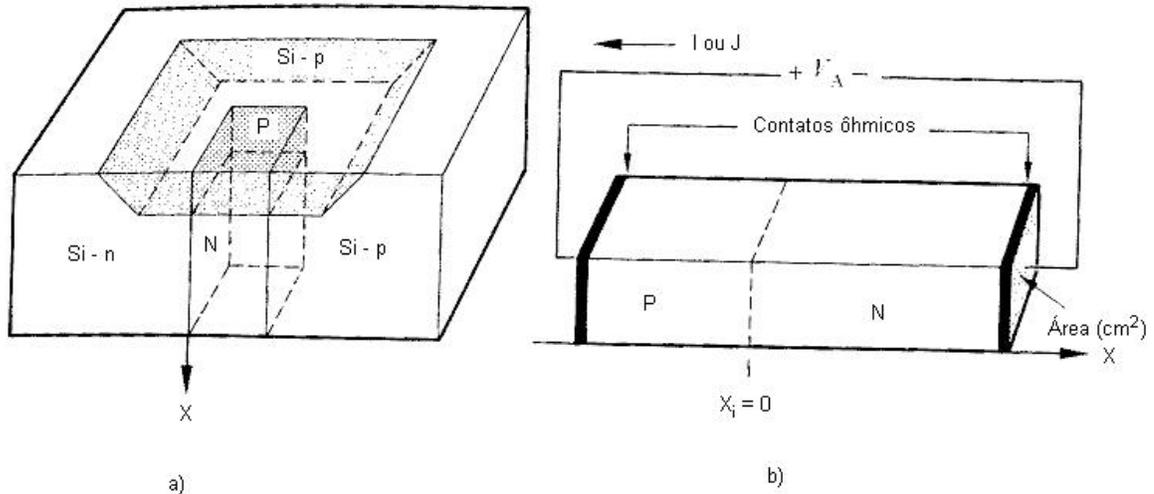


Fig. 10.3 a) Estrutura 3-D de um diodo pn e b) a seção de junção unidimensional.

10.1.1 Eletrostática de Junção pn

Iniciamos com uma análise eletrostática qualitativa com o semiconductor em equilíbrio. Vamos supor hipoteticamente que os blocos semicondutores p e n são colocados em contato num dado instante. Neste dado instante, considerando uma junção abruptas como mostrado na Fig. 10.4a, teremos uma variação abrupta na concentração de portadores na interface da junção, como ilustrada nas Fig. 10.4b e Fig. 10.4c. Esta variação abrupta na concentração de portadores, de muitas ordens de grandeza no caso, dá origem a uma corrente de difusão como já estudamos no item 8.7.2 do capítulo 8. O transporte dos portadores por difusão, faz com que haja uma remoção de lacunas na borda da junção do lado p e uma remoção de elétrons na borda da junção do lado n, como ilustrado nas Fig. 10.4d e Fig. 10.4e. Como foi explicado no capítulo 8, a difusão dos portadores é similar à da fumaça de cigarro, por exemplo. No caso da fumaça de cigarro, após apagar o cigarro, a difusão da fumaça continua até a contaminação uniforme de toda a sala (supondo sem ventilação). E no caso da junção, será que os portadores continuam sua difusão até que desapareça o gradiente das suas concentrações, com uma concentração constante em todo o material? A resposta a esta questão é negativa, devido ao fato que, ao contrário das moléculas de fumaça que são neutras, os portadores apresentam uma carga. O seu deslocamento por difusão faz com que a original neutralidade de cargas em todos os pontos dos blocos semicondutores p e n, seja interrompida. A remoção de lacunas na borda da junção do lado p, faz com que apareça uma densidade de carga de valor negativa (os íons aceitadores negativos deixam de ser neutralizados pelas originais lacunas, que agora se deslocaram para o lado n). Analogamente, a borda da junção do lado n transforma-se numa região de carga positiva, pelo deslocamento dos elétrons para o lado p, deixando assim os íons doadores e positivos não mais neutralizados. Estas duas regiões em torno da interface da junção forma uma região chamada de região de depleção (falta de portadores) ou região de carga espacial. Estas duas regiões de cargas espaciais, negativas e positivas respectivamente, dão origem à

formação de um campo elétrico. Este campo elétrico assim criado, por sua vez, dá origem a uma componente de corrente de deriva (item 8.7.1), contrabalançando a corrente de difusão, fazendo com que igual número de portadores, que continuamente se deslocam por difusão, seja retornado ao seu local de origem pelo mecanismo de deriva. Teremos uma situação de equilíbrio e portanto de condições estacionárias, quando a componente de difusão de lacunas seja igual e de sentido contrário à componente de deriva das lacunas. Analogamente para os elétrons, quando a componente de difusão de elétrons seja igual e de sentido contrário à componente de deriva dos elétrons. Nesta situação de equilíbrio, a formação da região de depleção e a variação das concentrações de portadores é como mostrado na Fig. 10.4f.

Uma análise mais detalhada da junção implica em determinar a distribuição da densidade líquida de cargas, do campo elétrico e do potencial elétrico. Considerando a região de depleção formada na junção e representada na Fig. 10.5a, teremos uma distribuição de densidade de cargas como ilustrada na Fig. 10.5.b. Os limites das regiões de depleção nas regiões p e n são respectivamente $-x_p$ e x_n . Nas regiões distantes da região de depleção, a condição de neutralidade de carga se mantém, ou seja:

$$\rho = q(p - n + N_D - N_A) = 0 \quad (10.1)$$

Dentro da região de depleção do lado p, não muito próximo à sua borda, temos que ambos, p e n, são desprezíveis em relação a N_D (lembre que N_A não existe nesta região, ou caso exista, é desprezível em relação a N_D). Assim, em grande parte desta região, vale:

$$\rho = -q.N_A \quad (10.2)$$

Analogamente, dentro da região de depleção do lado n e não junto à sua borda, teremos p e n desprezíveis em relação a N_A . Assim, em grande parte desta região vale:

$$\rho = qN_D \quad (10.3)$$

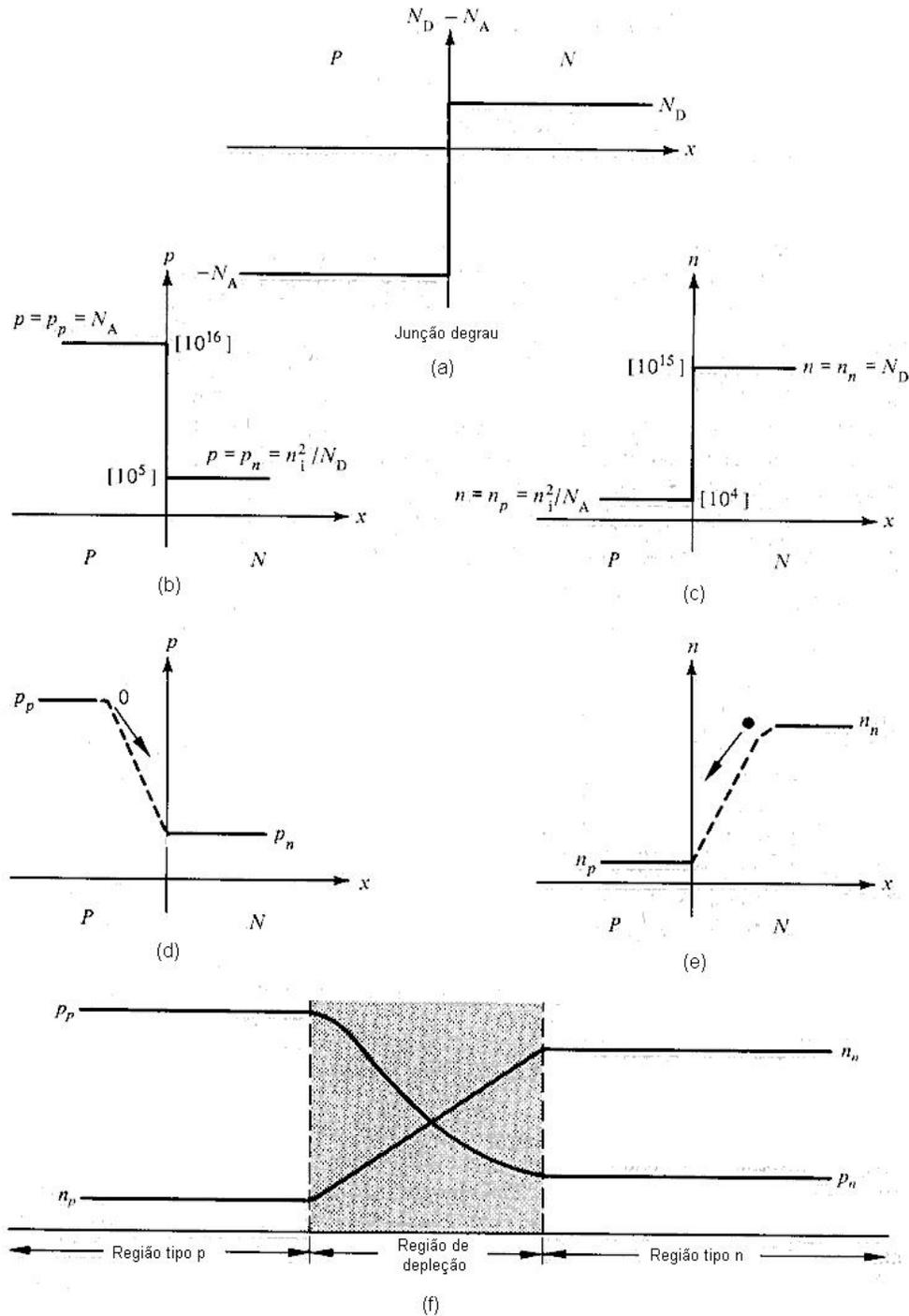


Fig. 10.4 a) Variação da concentração de dopagem numa junção pn abrupta; b) e c) variação hipotética inicial das concentrações de lacunas e elétrons respectivamente; d) e e) variação final de equilíbrio das concentrações de lacunas e elétrons respectivamente; f) combinação das curvas d) e e), com indicação da formação da região de depleção. Os números entre colchetes nas curvas b) e c) representam valores de um exemplo típico, sendo o eixo das ordenadas dada em escala logarítmica.

Dada a distribuição de cargas podemos determinar a variação do campo elétrico, usando a lei de Gauss:

$$\frac{1}{\epsilon} \int_V \rho \cdot dV = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (10.4)$$

Pela lei de Gauss devemos tomar um dado volume e integrar a carga nela contida. Esta integral será igual à integral sobre a superfície fechada do volume adotado, do produto vetorial dos vetores campo elétrico e a normal à superfície. No caso da nossa junção pn, temos um problema unidimensional, sem campo elétrico nas demais direções. Considerando um volume cúbico, com uma face à esquerda da região de depleção e a face oposta dentro da região de depleção, resulta:

$$E(x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\epsilon_s} \rho(x) \cdot dx \quad (10.5)$$

Na equação (10.5), o limite esquerdo da integral pode ser $-\infty$ ou qualquer outro ponto à esquerda da borda da região de depleção, tendo em vista que nesta região tanto a densidade de carga bem como o campo elétrico é zero. Como na interface da junção temos uma inversão do sinal da densidade de carga, haverá uma inflexão na curva do campo elétrico neste ponto, como ilustra a Fig. 10.5c.

Como a equação de Poisson é a equação diferencial correspondente à lei de Gauss, podemos também usá-la para obter o campo elétrico. A equação de Poisson é dada por:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (10.6)$$

ou ainda na forma:

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (10.7)$$

ou seja, o divergente do campo elétrico é proporcional à densidade de carga elétrica. Desta forma, obtém-se o campo elétrico pela integral da densidade de carga, obedecendo-se às condições de contorno do problema.

Dado que o campo elétrico é o gradiente do potencial elétrico, obtém-se o potencial pela integração do campo:

$$E(x) = -\nabla V(x) = -\frac{dV}{dx} \quad (10.8)$$

(no caso do nosso problema unidimensional)

$$V(x) = - \int_{-\infty}^x \epsilon (x') dx' \quad (10.9)$$

(adotando-se $V(-\infty) = 0$ como referência).

Aplicando a operação da equação (10.9) sobre o campo elétrico da Fig. 10.5c, obtém-se a variação do potencial elétrico como mostrado na Fig. 10.5d. Observamos assim a existência de um potencial interno (“built-in potential”, em Inglês), ou também chamado de potencial de barreira. Mesmo sem tensão externa aplicada, ou seja, em equilíbrio, temos uma tensão interna na junção. Esta tensão interna é similar ao que existe no contato entre dois metais, como visto no item 6.3.9 do capítulo 6. Um exercício recomendado ao aluno é tentar medir a tensão interna da junção de um diodo. Efetuando esta medida, o aluno percebe que o voltímetro mede 0V. Como explicar este resultado? Porque não conseguimos medir esta tensão interna com um voltímetro? O fato é o seguinte: para acessar as regiões p e n da junção devemos fazer contatos ôhmicos com estas regiões. Em seguida iremos acessar estes contatos ôhmicos com outros conectores metálicos. Em cada uma destas junções, metal-semicondutor e metal-metal, teremos uma tensão interna. Agora, se curto circuitarmos os terminais do diodo, a somatória de todas as tensões internas na malha fechada terá que ser nula (2ª lei de Kirchhoff). Neste caso, a barreira interna da junção será cancelada pelas tensões internas das duas junções dos contatos metal-semicondutor. Estes contatos serão estudados em detalhe no item 10.3. Ao abrir o circuito para inserir o voltímetro, a compensação das tensões internas continuam valendo e assim não mediremos uma diferença de tensão nos terminais do diodo.

No capítulo 8 aprendemos que os diagramas de bandas de semicondutores constituem uma rica representação para a análise e entendimento dos mesmos. Assim, também necessitamos do diagrama de bandas da junção pn para a sua análise e entendimento. Vejamos como construir o diagrama de banda da junção pn como mostrado na Fig. 10.6. A primeira coisa a desenhar é o nível de Fermi, como um nível constante (apenas no caso de equilíbrio). Porque este nível é constante? Antes do contato das regiões p e n da junção, portanto antes de alcançar o equilíbrio, realmente os níveis de Fermi nas regiões p e n não são iguais. A desigualdade destes níveis faz com que, ao se efetuar o contato, elétrons da região n migram para o lado p e lacunas da região p migram para o lado n. Isto porque os elétrons no lado n tinham inicialmente maior energia no lado n que no lado p e analogamente para as lacunas, estas tinham inicialmente maior energia no lado p que no lado n. Como a natureza procura o equilíbrio com o sistema com a mínima energia, temos este fluxo inicial de portadores, em concordância com a análise e representação apresentada na Fig. 10.4. Em equilíbrio, a probabilidade de ocupação de todos os estados em certo nível de energia, ao longo de todo o material, deve ser a mesma. Caso contrário haverá migração de portadores, até que esta situação seja alcançada. Esta constitui uma lei básica da natureza. Situação análoga é observada ao conectar-se, por meio de um cano, dois tanques

de água, inicialmente com níveis diferentes de água. A situação de equilíbrio é alcançada com os níveis de água nos dois tanques se igualando. Uma vez desenhado o nível de Fermi constante, devemos desenhar o diagrama de bandas da região p e também da região n, longe da junção, obedecendo as relações de Boltzmann (relações (8.22) e (8.23), dado que $n=N_D$ no lado n e $p=N_A$ no lado p), supondo o semiconductor não degenerado. Uma vez desenhado o diagrama nestas duas regiões, completa-se o diagrama com a união gradual das bandas de condução e de valência, na região de transição, que corresponde à região de depleção da junção.

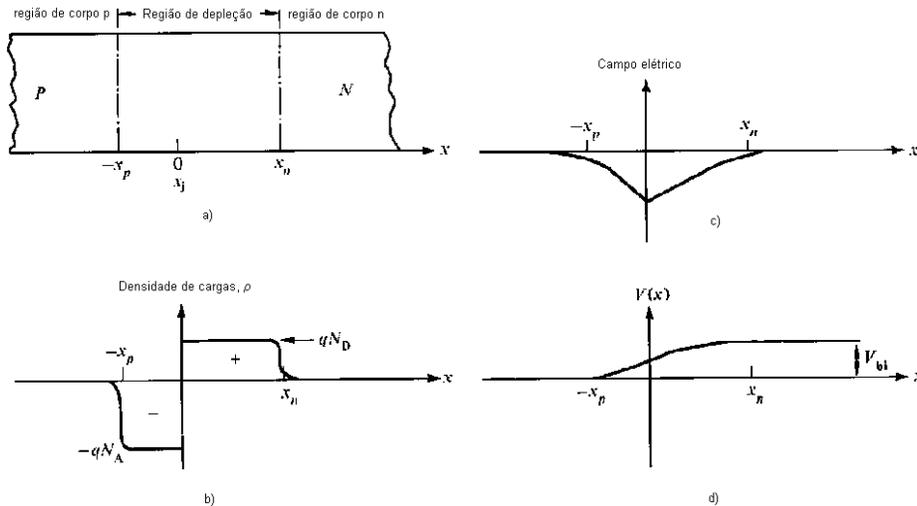


Fig. 10.5 Eletrostática da região de depleção da junção pn.

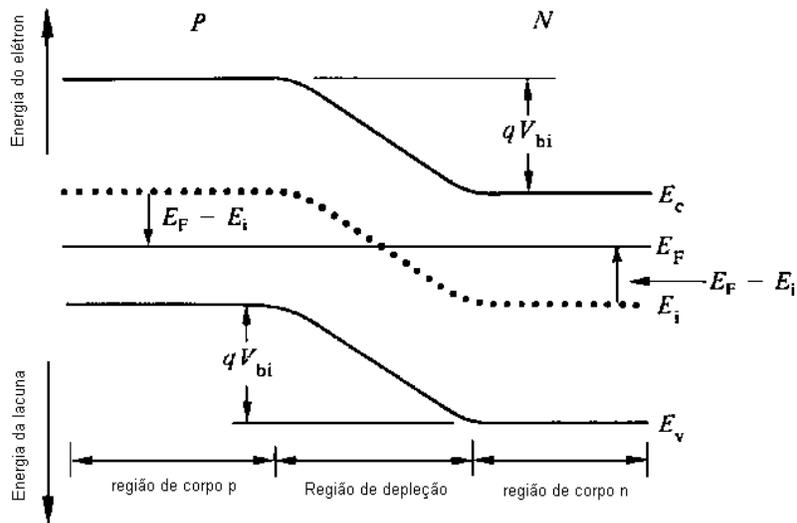


Fig. 10.6 Diagrama de bandas de uma junção pn em equilíbrio.

Vejam agora algumas das utilidades do diagrama de bandas da junção. Como já vimos no capítulo 8 (item 8.7.1), o diagrama contém as informações das distribuições de densidade de cargas, do campo elétrico e do potencial elétrico. O

potencial interno da junção, V_{bi} , pode ser lido diretamente do diagrama, tendo em vista as seguintes relações:

$$\Delta V = -\frac{1}{q} \Delta E_i \quad (10.10)$$

$$V_{bi} = -\frac{1}{q} [E_i(\infty) - E_i(-\infty)] \quad (10.11)$$

O campo elétrico é dado pelo gradiente de uma das faixas de energia (relação 8.64):

$$\epsilon(x) = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx} \quad (10.12)$$

Desta forma, observa-se que o campo elétrico é nulo fora da região de depleção (bandas planas) e existe apenas dentro da região de depleção, sendo neste caso negativo, em concordância com o campo na Fig. 10.5c. Como a derivada das bandas passa por um máximo em $x=0$, o campo elétrico será máximo neste ponto.

Mostramos abaixo que a densidade de cargas é dada pela derivada segunda de uma das bandas do diagrama. Da relação (10.7) com uma dimensão temos:

$$\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (10.13)$$

Substituindo o campo elétrico pela relação (10.12), obtém-se:

$$\rho = \frac{\epsilon_s}{q} \frac{d^2 E_i}{dx^2} \quad (10.14)$$

Como a derivada segunda de E_i é negativa na região de depleção do lado p ($-x_p < x < 0$), a densidade de carga nesta região será negativa. Analogamente a densidade de carga será positiva na região de depleção do lado n ($0 < x < x_n$), dado que a derivada segunda de E_i é positiva nesta região. Este resultado está novamente em concordância com o resultado e análise da Fig. 10.5b.

Cálculo do potencial interno, V_{bi} :

Como descrito acima, podemos calcular a tensão interna da junção diretamente pelas relações de Boltzmann, supondo que o semiconductor não seja degenerado. Nestas condições temos:

$$E_F - E_i|_n = kT \ln \frac{n_n}{n_i} \quad (10.15)$$

$$E_F - E_i|_p = -kT \ln \frac{p_p}{n_i} \quad (10.16)$$

Subtraindo a relação (10.16) da relação (10.15), resulta:

$$(E_F - E_i)|_n - (E_F - E_i)|_p = kT \left[\ln \frac{n_n}{n_i} + \ln \frac{p_p}{n_i} \right] = E_i|_p - E_i|_n = q \cdot V_{bi} \quad (10.17)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n \cdot p_p}{n_i^2} \quad (10.18)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2} \quad (10.19)$$

Como exercício acadêmico iremos deduzir a mesma expressão da tensão interna da junção, a partir da derivação do campo elétrico. O campo elétrico na junção pode ser obtido da expressão da corrente de elétrons ou de lacunas. Considerando a junção em equilíbrio, tanto a corrente total de elétrons, como a corrente total de lacunas, são nulas. A corrente total, por sua vez, também é nula. Igualando por exemplo a corrente total de elétrons a zero, obtemos:

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \epsilon + q \cdot D_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (10.20)$$

Desta igualdade e considerando a relação de Einstein (8.81), obtém-se:

$$\epsilon = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (10.21)$$

Agora, a tensão sobre a junção pode ser obtida pela integração do campo elétrico sobre toda a região (como o campo elétrico é nulo fora da região de depleção, podemos estender a região de integração):

$$V_{bi} = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon \cdot dx = \frac{kT}{q} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx = \frac{kT}{q} \int_{n(-\infty)}^{n(\infty)} \frac{dn}{n} \quad (10.22)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln(n) \Big|_{n(-\infty)}^{n(\infty)} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (10.23)$$

Como $n_n = N_D$ e $n_p = n_i^2/N_A$, resulta:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2} \quad (10.24)$$

Exemplo numérico: a) Considere uma junção pn em Si a 300 K, com $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, calcule a tensão interna. Pela aplicação direta da relação (10.24) temos:

$$V_{bi} = 0.026 \ln \frac{10^{15} \cdot 10^{15}}{10^{20}} = 0.6 \text{ V}$$

b) Se um dos lados da junção tiver sua dopagem aumentada para 10^{17} cm^{-3} , qual seria sua tensão interna? Refazendo a conta, obtém-se $V_{bi} = 0.72 \text{ V}$. De acordo com a fórmula, bem como do diagrama de bandas da Fig. 10.6, quanto maior forem as dopagens, maior será a altura da barreira de potencial.

c) Considere agora, os níveis de dopagem como sendo os do limite de degenerescência do semiconductor e recalcule a altura da barreira de tensão interna. No limite da degenerescência, o nível de Fermi está distante de $3kT$ do topo da banda de valência no lado p e distante $3kT$ do mínimo da banda de condução. O valor da banda proibida do Si a 300K vale aproximadamente 1.12 eV. Isto pode ser convertido para número de kT , resultando $E_G = 43.08kT$. Subtraindo deste valor duas vezes $3kT$, obtém-se:

$$q \cdot V_{bi} = 43.08kT - 6kT = 37kT = 0.964 \text{ eV} : \text{ ou seja, obtém-se } V_{bi} = 0.964 \text{ V.}$$

Exercício:

Considere o diagrama de bandas hipotético da Fig. 10.7a. Desenhe as distribuições de cargas, de campo elétrico e de potencial elétrico. Calcule o valor máximo do campo elétrico e do potencial interno da junção, assumindo $kT/q = 26 \text{ mV}$. Como a densidade de cargas é dada por (10.14), ela pode ser representada por duas funções delta, uma negativa em $-x_p$ e outra positiva em x_n . Fora destes 2 pontos a densidade de carga será nula (Fig. 10.7b). O campo elétrico é obtido por (10.12). Ele será nulo nas regiões de bandas planas e constante na região da junção e dado por (Fig. 10.7c):

$$\epsilon = \frac{1}{q} \left[\frac{-20kT}{10^{-4}} \right] = -5.2 \times 10^3 \text{ V/cm}$$

Já o valor da tensão interna é obtida diretamente do diagrama de bandas, como sendo $20kT/q = 0.52 \text{ V}$ (veja Fig. 10.7d).

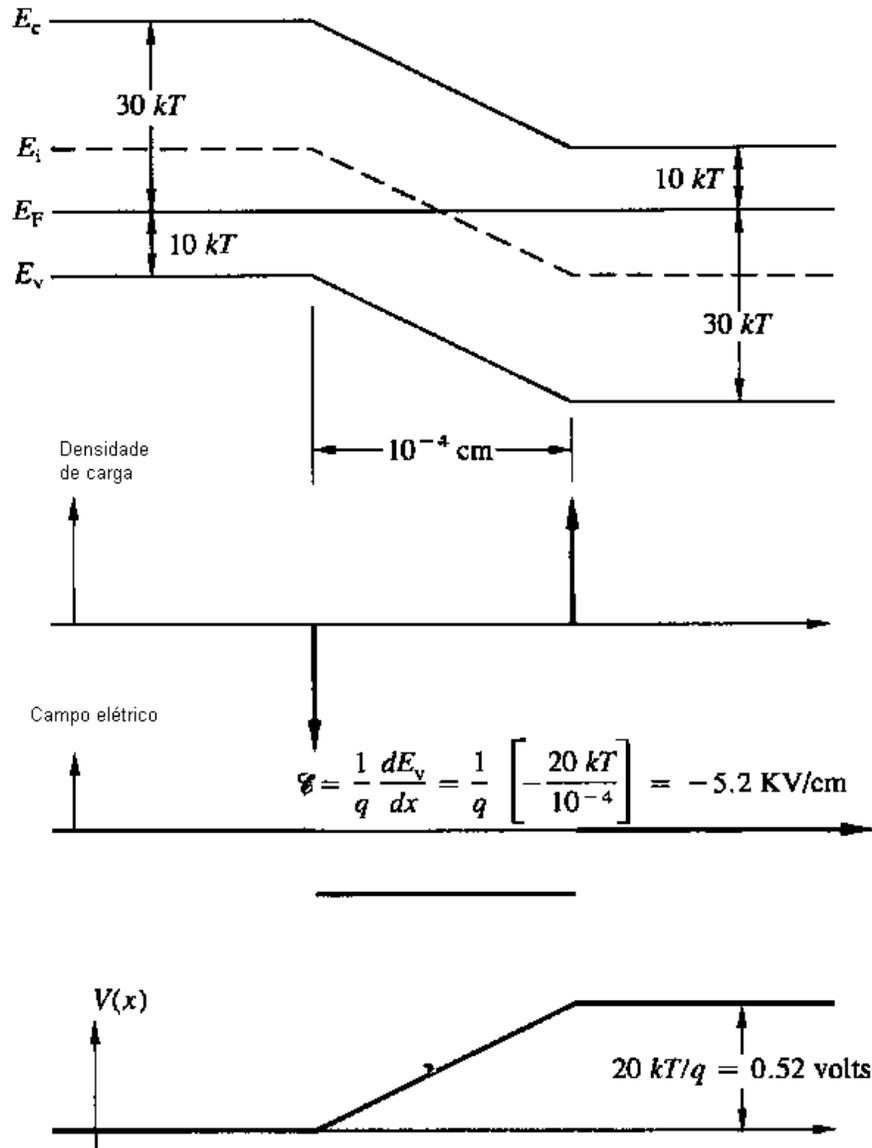


Fig. 10.7 a) Diagrama de bandas de uma junção hipotética e as soluções: b) da distribuição de densidade de cargas, c) de campo elétrico e d) de potencial elétrico.

Aproximação de Depleção:

Até o momento obtivemos uma análise qualitativa geral da eletrostática da junção, porém em termos quantitativos, conseguimos apenas uma solução para a tensão interna da junção. Faltam soluções quantitativas para: as distribuições do potencial elétrico, do campo elétrico, da densidade de cargas e os valores de x_p e x_n , ou seja, as dimensões da região de depleção. A solução deste problema é bastante complexo, tendo em vista que a densidade de lacunas e elétrons varia em x junto com a variação do potencial elétrico (veja relações de Boltzmann). Isto

impede a obtenção da solução analítica da equação de Poisson. A equação de Poisson pode ser resolvida com precisão usando métodos de cálculo numérico ou então, por meio de uma aproximação, obter-se uma solução analítica. Nós seguiremos aqui a segunda via, empregando a aproximação chamada de aproximação de depleção. Os resultados obtidos com esta aproximação conferem muito bem com medidas experimentais em muitos casos práticos, demonstrando assim a validade do uso da aproximação. Esta aproximação assume as seguintes hipóteses:

- A região de depleção tem limites abruptos em $-x_p$ e x_n .
- Em $x < -x_p$ vale $p_p(x) = N_A$ e $\rho(x) = 0$ (região de corpo p)
- Em $-x_p < x < 0$, $N_A \gg p(x)$ e $n(x)$, resultando $\rho(x) = -q \cdot N_A$ (região de depleção lado p)
- Em $0 < x < x_n$, $N_D \gg p(x)$ e $n(x)$, resultando $\rho(x) = q \cdot N_D$ (região de depleção lado n)
- Em $x_n < x$, vale $n_n(x) = N_D$ e $\rho(x) = 0$ (região de corpo n).

A Fig. 10.8b ilustra a aproximação descrita acima, pela linha pontilhada, comparada com a solução exata (linha cheia).

A partir das hipóteses acima podemos escrever a equação de Poisson nas diferentes regiões:

$$\frac{d\epsilon}{dx} = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon_S} \text{ para } -x_p < x < 0 \quad (10.25)$$

$$\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} \text{ para } 0 < x < x_n \quad (10.26)$$

$$\frac{d\epsilon}{dx} = 0 \text{ para } x < -x_p \text{ e } x_n < x \quad (10.27)$$

Sendo a derivada do campo elétrico nula nas regiões de corpo e considerando que não foi aplicada tensão ou campo elétrico externo, resulta o campo elétrico também nulo nestas regiões.

A partir da equação (10.25) podemos determinar o campo elétrico por integração, lembrando que $\epsilon(-x_p) = 0$:

$$\epsilon(x) = \int_0^{\epsilon(x)} d\epsilon = - \int_{-x_p}^x \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_S} dx = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon_S} (x + x_p) \text{ para } -x_p < x < 0 \quad (10.28)$$

Analogamente, pela integração da equação (10.26) e considerando $\epsilon(x_n) = 0$, obtemos:

$$\epsilon(x) = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} (x_n - x) \text{ para } 0 < x < x_n \quad (10.29)$$

Como a junção está dentro do mesmo material semiconductor, o campo elétrico deve ser contínuo em $x=0$, como ilustra a Fig. 10.8c. Igualando as expressões (10.28) e (10.29) neste ponto obtemos:

$$-\frac{q.N_A}{\epsilon_s} \cdot x_p = -\frac{q.N_D}{\epsilon_s} \cdot x_n \quad (10.30)$$

$$N_A \cdot x_p = N_D \cdot x_n \quad (10.31)$$

De acordo com a relação (10.31), o total de cargas negativas no lado p da região de depleção é igual ao total de cargas positivas no lado n da região de depleção. Isto é coerente com o fato de não criarmos cargas e que o dispositivo como um todo mantém-se neutro. Desta forma, a área do retângulo da esquerda do gráfico da Fig. 10.b deve ser igual à área do retângulo do lado direito do mesmo gráfico. Em outras palavras, quanto maior a dopagem de um dos lados da junção, menor será a largura da região de depleção deste mesmo lado.

Uma vez que conhecemos o campo elétrico, podemos determinar o potencial elétrico usando as relações (10.8) e (10.9). Na região de depleção do lado p temos (relação 10.28):

$$\frac{dV}{dx} = \frac{q.N_A}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad \text{para } -x_p < x < 0 \quad (10.32)$$

Integrando a equação (10.32) e considerando a condição de contorno adotada arbitrariamente de $V(-x_p)=0$, obtemos:

$$V(x) = \int_0^{V(x)} dV = \frac{q.N_A}{\epsilon_s} \int_{-x_p}^x (x + x_p) dx = \frac{q.N_A}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad \text{para } -x_p < x < 0 \quad (10.33)$$

Pela relação (10.33), o potencial elétrico na região de depleção do lado p é uma função parabólica com curvatura positiva e centrada em $-x_p$, como ilustra a Fig. 10.8d.

De forma análoga, podemos obter a relação do potencial elétrico na região de depleção do lado n. Neste caso devemos tomar como condição de contorno do potencial, $V(x_n) = V_{bi}$. Desta forma obtemos:

$$V_{bi} - V(x) = \int_{V(x)}^{V_{bi}} dV = \frac{q.N_D}{\epsilon_s} \int_x^{x_n} (x_n - x) dx \quad (10.34)$$

$$V(x) = -\frac{q.N_D}{2\epsilon_s} (x_n - x)^2 + V_{bi} \quad \text{para } 0 < x < x_n \quad (10.35)$$

A relação (10.35) representa uma função parabólica com curvatura negativa e centrada em x_n , como mostra a Fig. 10.8b. A curva também mostra que as parábolas (10.33) e (10.35) devem ser contínuas em $x=0$. Este fato será usado em seguida.

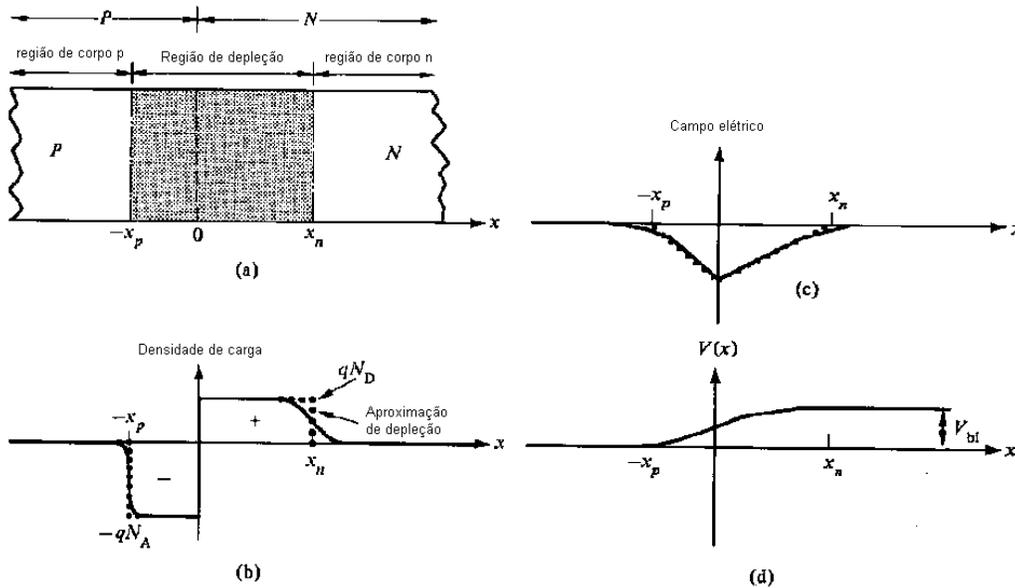


Fig. 10.8 Definição e resultados da aproximação de depleção em junção pn (linhas pontilhadas).

Neste ponto temos as distribuições de densidade de carga, do campo elétrico e do potencial elétrico ao longo da junção pn em equilíbrio. Porém estas distribuições, até o momento, estão descritas em função das grandezas ainda desconhecidas x_p e x_n . Podemos determinar os valores de x_p e x_n , pelas imposições de continuidade do campo e do potencial elétrico em $x=0$. Desta forma teremos:

a) pela relação (10.31):

$$x_p \cdot N_A = x_n \cdot N_D \quad (10.36)$$

b) tomando $V(0^-) = V(0^+)$

$$\frac{q \cdot N_A}{2\epsilon_s} x_p^2 = -\frac{q \cdot N_D}{2\epsilon_s} x_n^2 + V_{bi} \quad (10.37)$$

Resolvendo x_n e x_p a partir do sistema de equações (10.36) e (10.37), obtemos:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}} \quad (10.38)$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}} \quad (10.39)$$

$$W = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{1}{N_D // N_A}} \quad (10.40)$$

Exemplo numérico: Dado uma junção pn abrupta em Si a 300K, com $N_A = 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, sendo dado $kT=26 \text{ meV}$, $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ e $\epsilon_S = 1.045 \text{ pF/cm}$, calcule V_{bi} , x_n , x_p e W . Usando as formulas: (10.24), (10.38), (10.39) e (10.40) obtemos: $V_{bi} = 0.66 \text{V}$, $x_n = 0.8846 \mu\text{m}$, $x_p = 0.0885 \mu\text{m}$ e $W = 0.9739 \mu\text{m}$. Observe-se deste exemplo que, tendo o lado p uma dopagem com uma ordem de grandeza maior que o lado n, a largura de depleção do lado n é uma ordem de grandeza maior que a do lado p e que a largura total da região de depleção é praticamente igual à da região de depleção do lado n, menos dopada.

Exercício:

Desenhe os diagramas de bandas (em unidades de kT), de densidade de cargas, de campo elétrico e de potencial elétrico de uma junção p^+n em equilíbrio, com $N_D = 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ e $N_A = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Considere $kT=26 \text{ meV}$ e $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$. *Nota: o símbolo + como sobrescrito em p^+ apenas significa que o lado p tem dopagem muito maior que o lado n.* Como resposta, a Fig. 10.9, mostra os 4 diagramas solicitados. Como valores numéricos associados temos:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{10^{33}}{10^{20}} = 29.93 \frac{kT}{q} = 0.778 \text{ V}$$

$$E_F - E_i|_n = kT \ln \frac{2 \cdot 10^{17}}{10^{10}} = 16.81 kT$$

$$E_F - E_i|_p = -kT \ln \frac{5 \cdot 10^{15}}{10^{10}} = -13.12 kT$$

$$E_G = 1.12 eV = 43.08 kT$$

$$x_n = 0.0111 \mu\text{m}$$

$$x_p = 0.4453 \mu\text{m}$$

$$\epsilon(0) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} (x_n) = 3.4 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

$$V(0) = -\frac{q \cdot N_D}{2\epsilon_S} x_n^2 = -0.0190 \text{V}$$

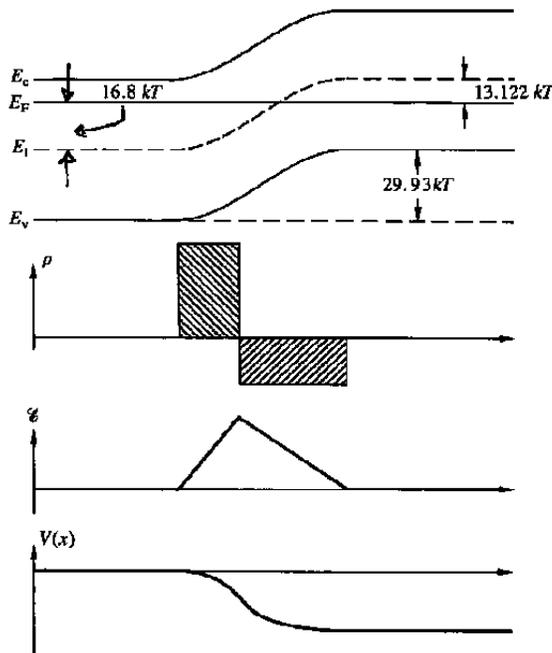


Fig. 10.9 Diagramas de a) bandas de energia, b) densidade de cargas, c) campo elétrico, d) potencial elétrico de uma dada junção n⁺p.

Eletrostática da Junção com Aplicação de Polarização:

O uso de junções em dispositivos semicondutores, faz com que elas normalmente recebam uma polarização do circuito da sua aplicação. Esta polarização pode ser direta (tensão no lado p maior que no lado n) ou reversa (tensão no lado p menor que no lado n). Veremos agora como a polarização da junção altera a eletrostática da junção. Na Fig. 10.10 é mostrada a malha completa de uma junção: a) em equilíbrio (sem polarização) e b) com polarização direta ($V_a > 0$). Consideremos inicialmente o caso sem polarização ou em equilíbrio. Neste caso a corrente elétrica pela malha é nula e conseqüentemente não teremos quedas ôhmicas nas regiões neutras do semiconductor. Nos contatos ôhmicos do metal com o semiconductor p e n temos uma queda de tensão fixa, que depende do metal utilizado (item 10.3), V_P e V_N respectivamente. Em equilíbrio temos ainda que a tensão, V_J , sobre a junção é a própria tensão interna da junção V_{bi} . Pela soma das tensões na malha fechada resulta (tensão aplicada nula ou $V_a = 0$):

$$V_J = V_N - 0 + V_P = V_{bi} \quad (10.41)$$

$$V_{bi} = V_N + V_P \quad (10.42)$$

Com tensão aplicada e desprezando as quedas ôhmicas produzidas pela corrente pelas regiões neutras do semiconductor (válido para baixos níveis de corrente), a análise de malha fechada resulta em:

$$V_J = V_N - V_a + V_p = V_N + V_p - V_a \quad (10.43)$$

Substituindo a relação (10.42) em (10.43), dado que os potenciais internos de contato não são alterados pela passagem ou não de corrente, temos:

$$V_J = V_{bi} - V_a \quad (10.44)$$

A relação (10.44) mostra que a tensão interna da junção é reduzida do seu valor original V_{bi} , pela aplicação de polarização direta, $V_a > 0$. Com a polarização reversa, $V_a < 0$, a tensão interna da junção é aumentada, ou seja, aumenta a altura da barreira de potencial. Para determinarmos a distribuição de densidade de cargas, de campo elétrico, de potencial elétrico e as dimensões da região de depleção, devemos proceder de forma totalmente similar ao realizado no caso da junção em equilíbrio, usando novamente a aproximação de depleção. Uma única diferença em relação ao caso de equilíbrio é encontrada, ou seja, há uma alteração na condição de contorno na tensão interna da junção. Ao invés de usar V_{bi} como condição de contorno para a solução do potencial elétrico, devemos usar $V_J = V_{bi} - V_a$. Realizando estas operações temos os resultados a seguir:

Na região de depleção do lado n, $0 < x < x_n$:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} (V_{bi} - V_a) \frac{N_A}{N_D (N_A + N_D)}} \quad (10.45)$$

$$V(x) = (V_{bi} - V_a) - \frac{q \cdot N_D}{2\epsilon_s} (x_n - x)^2 \quad (10.46)$$

$$\epsilon(x) = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad (10.47)$$

b) Na região de depleção do lado p, $-x_p < x < 0$:

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} (V_{bi} - V_a) \frac{N_D}{N_A (N_A + N_D)}} \quad (10.48)$$

$$V(x) = \frac{q \cdot N_A}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad (10.49)$$

$$\epsilon(x) = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad (10.50)$$

A largura total da região de depleção fica da seguinte forma:

$$W = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} (V_{bi} - V_a) \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{(V_{bi} - V_a)}{N_D // N_A}} \quad (10.51)$$

Destas expressões observa-se que:

- Com aplicação de polarização direta, temos uma redução das dimensões da região de depleção, bem como uma redução do campo elétrico e do potencial elétrico na junção.
- Com aplicação de polarização reversa, temos um aumento das dimensões da região de depleção, bem como um aumento do campo elétrico e do potencial elétrico na junção.

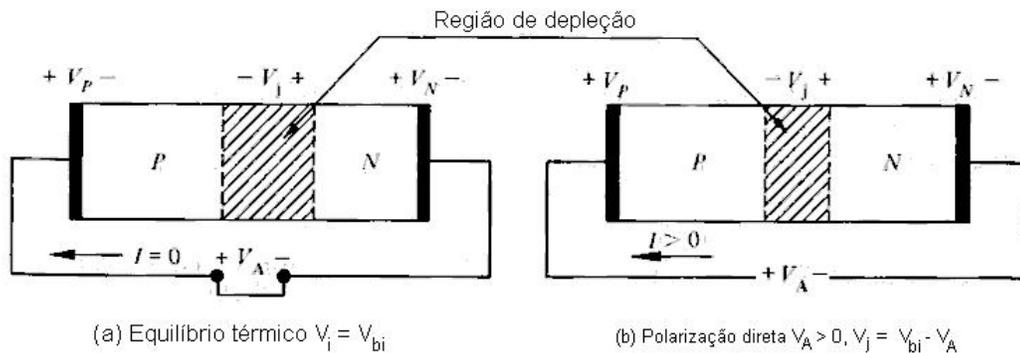


Fig. 10.10 Circuito completo de polarização de um diodo, a) em equilíbrio, $V_a=0$, b) com polarização direta, $V_a>0$]

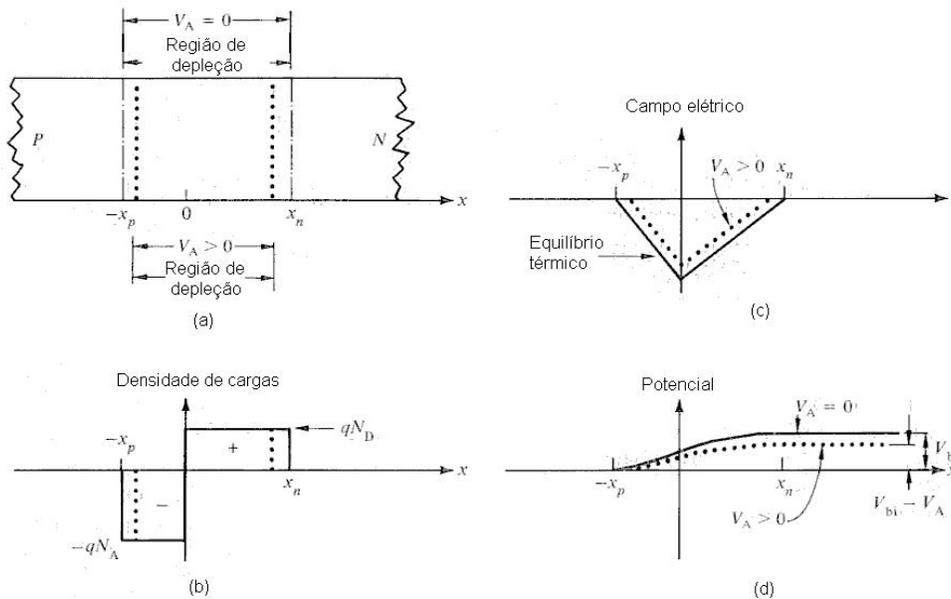


Fig. 10.11 Efeito da polarização sobre a eletrostática da junção pn: a) polarização direta e b) polarização reversa.

Os resultados discutidos acima estão ilustrados esquematicamente nas Fig. 10.11a, com polarização direta, e Fig. 10.11b, com polarização reversa. Nestas figuras, os traços cheios representam as condições de equilíbrio, como referência.

Exemplos Numéricos:

A) Como ilustração quantitativa da variação da largura da região de depleção do lado n de um diodo pn, versus a dopagem N_D nesta região e parametrizado com 3 condições de polarização, veja os resultados da Fig. 10.12. Estes resultados são aplicações diretas da equação (10.45) para uma dopagem constante N_A na região p.

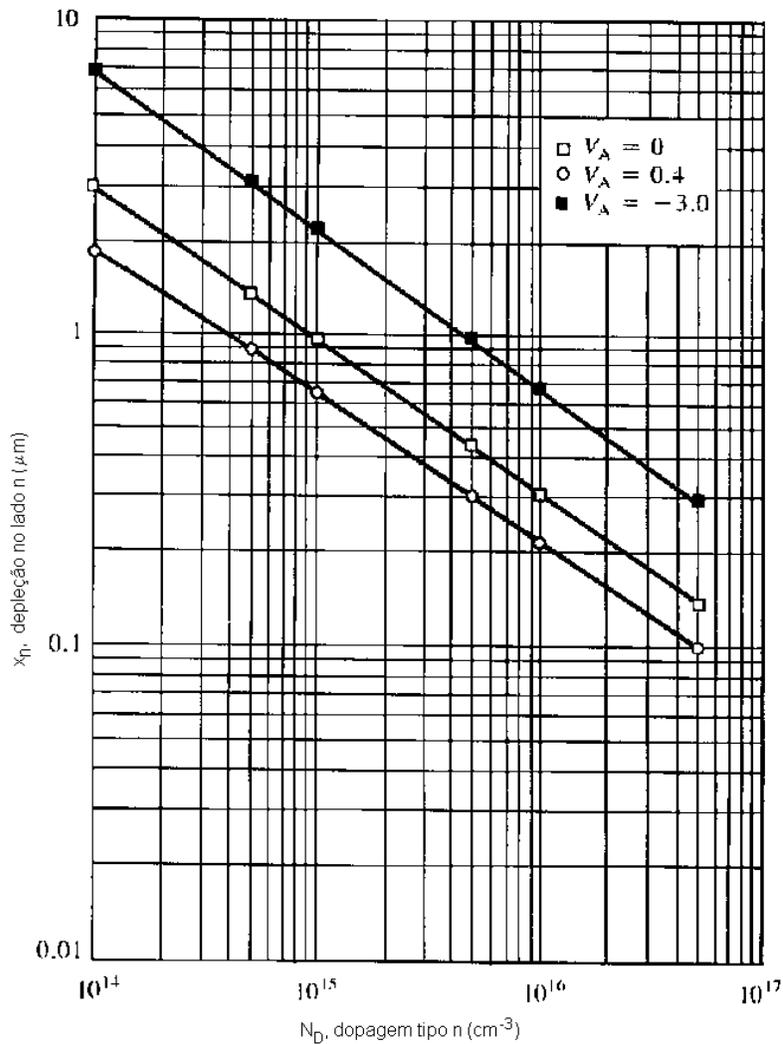


Fig. 10.12 Largura de depleção do lado n da junção, versus nível de dopagem N_D e parametrizado com a tensão de polarização, $V_a = +0.4, 0.0, -3.0$ V.

B) Consideremos uma junção pn com $N_A = 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $kT/q = 26 \text{mV}$, $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$. Nestas condições resulta $V_{bi} = 0.66 \text{V}$ e $W(0\text{V}) = 0.973 \mu\text{m}$. Calcule agora para que valores de tensão aplicada teremos $W = 2.0 \mu\text{m}$ e $W = 0.6 \mu\text{m}$. O cálculo de tensão V_a requer resolver a equação (10.51) para os valores de W desejados. Efetuando estas contas obtém-se $V_a = -2.12 \text{V}$ para $W = 2.0 \mu\text{m}$ e $V_a = +0.41 \text{V}$ para $W = 0.6 \mu\text{m}$.

Exercício:

Dada uma junção p^+n , com $N_A = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, calcule: a) V_{bi} , b) x_n , x_p , W , $\epsilon(x=0)$, $V(x=0)$, e V_J para os seguintes valores de V_a : $+0.4$, 0 , -1 , -2 , -3 e -4V . Faça gráficos de $W \times V_a$ e $W \times (V_{bi} - V_a)^{0.5}$. Adotar $kT=26 \text{meV}$, $\epsilon_S = 1.045 \text{pF/cm}$, $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$.

Solução:

- Usamos a relação (10.24) para o cálculo de V_{bi} , obtendo-se 0.718V .
- Por meio das relações (10.42), (10.48), (10.51), (10.50), (10.49) e (10.44) calculamos respectivamente os valores de x_n , x_p , W , $\epsilon(x=0)$, $V(x=0)$, e V_J para os diversos valores de V_a . Os valores obtidos estão na tabela abaixo:

Tabela 10.1: Valores de x_n , x_p , W , $\epsilon(x=0)$, $V(x=0)$, e V_J calculados para diferentes valores de V_a , para o diodo p^+n dado.

V_a [V]	x_n [μm]	x_p [μm]	W [μm]	$\epsilon(x=0)$ [10^4V/cm]	$V(x=0)$ [V]	V_J [V]
0.4	0.641	0.007	0.648	0.98	0.003	0.318
0	0.964	0.009	0.973	1.48	0.006	0.718
-1	1.491	0.015	1.506	2.28	0.016	1.718
-2	1.875	0.019	1.894	2.87	0.027	2.718
-3	2.193	0.022	2.215	3.36	0.036	3.718
-4	2.470	0.025	2.495	3.78	0.047	4.718

- Os valores de W obtidos foram apresentados nos gráficos da Fig. 10.14, versus V_a e versus $(V_{bi} - V_a)^{0.5}$.

Dos resultados apresentados na tabela 10.1 e nos gráficos da Fig. 10.13, observamos que:

- x_n é muito maior que x_p
- W é aproximadamente igual a x_n .
- Todas as grandezas aumentam consideravelmente, em termos relativos, com a tensão reversa aplicada.
- A maior parte da queda de tensão cai sobre a região de depleção de menor dopagem [$(V_J - V(x=0))$ é muito maior que $V(x=0)$]
- A curva $W \times V_a$ apresenta comportamento de uma curva tipo raiz quadrada, enquanto que a curva $W \times (V_{bi} - V_a)^{0.5}$ apresenta-se na forma de uma reta, como é de se esperar pela relação (10.51).

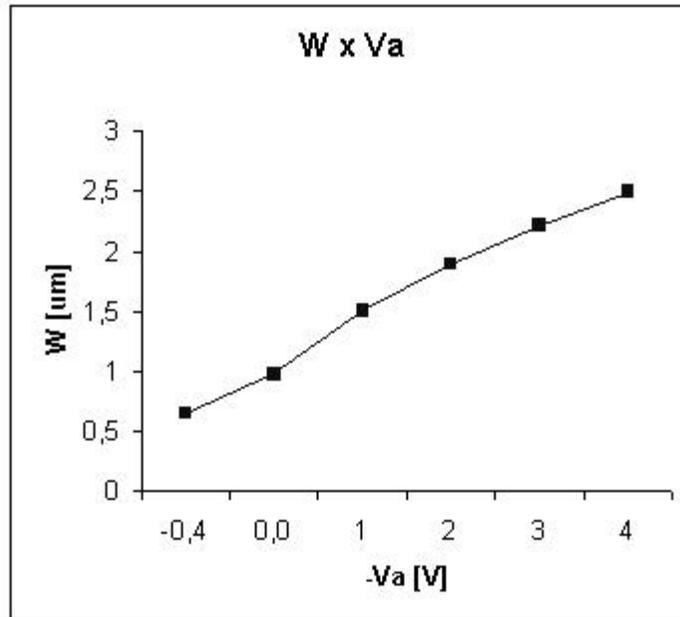


Fig. 10.13 a) Curva $W \times V_a$ e b) curva $W \times (V_{bi} - V_a)^{0.5}$, correspondendo aos dados da tabela 10.1.

Como fica o diagrama de bandas da junção pn com polarização?

Devemos considerar dois aspectos relacionados, antes de responder a esta questão:

- a) a altura de barreira de energia nas bandas de condução e de valência deve ser igual a $-q.V_J$, onde V_J é dado por (10.44). Ou seja, a barreira de energia para os portadores é reduzida com a polarização direta e é aumentada com a polarização reversa.
- b) Com polarização aplicada à junção, o mesmo não mais se encontra em equilíbrio e assim, não mais podemos desenhar o nível de Fermi constante. Mais que isto, vimos no capítulo 8, item 8.9, que fora de equilíbrio o nível de Fermi deixa de existir e que, ao invés, podemos usar os níveis de Quase-Fermi. Com a introdução de uma fonte externa no circuito, temos que os elétrons no terminal positivo da fonte têm energia potencial $q.V_A$ menor que os elétrons no seu terminal negativo. Esta energia é diretamente transferida ao longo dos seus conectores e contatos ôhmicos, propagando-se até a proximidade da junção, onde, como já vimos, desenvolve-se toda a diferença de tensão aplicada.

Baseada nas considerações preliminares acima, podemos desenhar os diagramas de bandas para a junção pn com polarização direta e reversa, como apresentados na Fig. 10.14. Note que os níveis de Quase-Fermi foram considerados constantes e separados por $q.V_a$ dentro das regiões de depleção. Os níveis de Quase-Fermi voltam a se juntar dentro das regiões neutras p e n e longe das bordas das regiões de depleção. Embora não exista uma prova cabal para tal procedimento, existem argumentos convincentes que a justifiquem. Um

destes argumento, é o fato da tensão aplicada cair toda sobre a região de depleção. A reaproximação dos níveis de Quase-Fermi nas regiões neutras e a partir da borda de depleção será justificada no próximo item, 10.1.2.

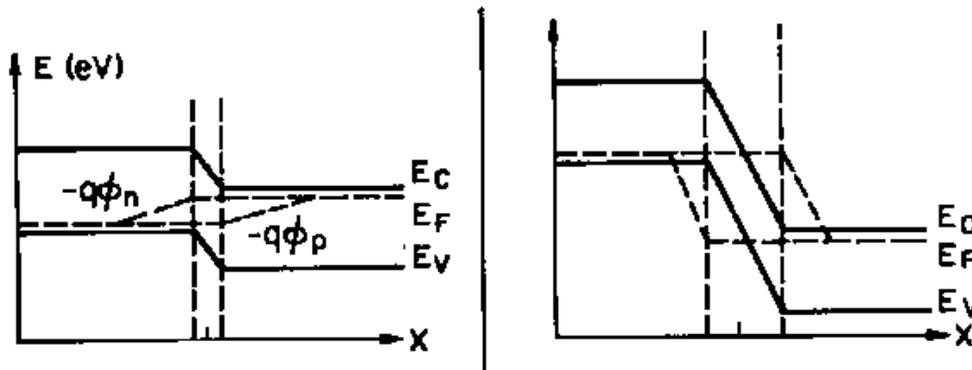


Fig. 10.14 Diagramas de bandas de junção pn com a) polarização direta e b) com polarização reversa.

Considerações Finais:

Adotamos no desenvolvimento acima uma junção ideal, com dopagem do tipo degrau abrupto de p para n. Na prática, este tipo de perfil de dopagem nem sempre ocorre, podendo sim ocorrer uma variação gradual de dopagem. Dependendo do grau de inclinação desta variação da dopagem, a aproximação de perfil tipo degrau, como adotado, pode ser muito boa. Em outros casos no entanto, as equações de distribuição de densidade de cargas, campo elétrico e potencial elétrico, além das larguras das regiões de depleção devem ser revistas. Como exemplo no caso de perfil linearmente gradual, obtém-se relações de larguras de regiões de depleção como função de raiz cúbica de $(V_{bi}-V_a)$ ao invés de raiz quadrada, como obtido acima. Não iremos repetir o procedimento tedioso de desenvolvimento destas equações, tendo em vista que não acrescenta nenhum novo conceito ao que já aprendemos. Além disto, na maioria dos casos de cálculos manuais, adota-se a aproximação de junção abrupta. No caso de perfis genéricos ou quando desejarmos maior precisão, podemos usar programas de computador, que utilizem métodos numéricos, baseados nos mesmos conceitos que aqui apresentamos.

Com base na aproximação de depleção foi possível desenvolver relações analíticas relacionadas à eletrostática de junções pn, determinando a largura das regiões de depleção, a distribuição da densidade de cargas, do campo elétrico e do potencial elétrico. Vimos ainda que a região de depleção se estende predominantemente no lado da junção com menor nível de dopagem e que a mesma aumenta com a aplicação de tensão reversa. Também a intensidade do campo elétrico aumenta com a tensão reversa aplicada, sendo que seu valor máximo sempre se localiza no ponto $x=0$, ou seja, bem na interface de transição da junção. A tensão interna na junção bem como a altura da barreira de energia no diagrama de bandas aumenta linearmente com a tensão reversa aplicada. Com

tensão direta aplicada, todos os efeitos são inversos ao dos descritos para a tensão reversa. Note que o valor da tensão direta nunca deve exceder à da tensão interna da junção, V_{bi} . Quando a tensão aplicada aproximar do valor de V_{bi} , vários efeitos de segunda ordem de diodo começam a aparecer, modificando consideravelmente suas características.

Exercício:

Aplique os conceitos, aprendidos na análise da junção pn, sobre uma junção “isotipo” pp^+ , em equilíbrio e com perfil de dopagem como apresentado na Fig. 10.15a. a) Desenhe o diagrama de bandas correspondente, b) Derive uma expressão para V_{bi} da junção “isotipo”, c) esquematize diagramas aproximados para as distribuições de densidade de cargas, campo elétrico e potencial elétrico; d) explique a origem dos dois tipos de cargas. (Nota: este exercício constitui uma boa oportunidade para verificar se o aluno aprendeu os conceitos apresentados no estudo da junção pn, sendo assim capaz de aplicá-los em situações diferentes.)

Solução:

- No diagrama de bandas de energia basta seguir as expressões de concentração de lacunas de Boltzmann, assumindo $p = N_A$ longe da interface da junção. Veja Fig. 10.15b.
- Com base nas relações de Boltzmann e pela observação do diagrama de banda obtém-se:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{A2}}{n_i} - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{A1}}{n_i} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{A2}}{N_{A1}}$$

Supondo uma razão entre N_{A2} e N_{A1} igual a 100, obtém-se $V_{bi}=0.12V$

- Desenhos esquemáticos das distribuições de densidades de carga, de campo elétrico e de potencial elétrico estão apresentados nas Fig. 10.15 c,d,e.
- Como origem das cargas positivas e negativas temos o seguinte: a existência do gradiente de concentração de lacunas em torno da junção dá origem ao fluxo de lacunas por mecanismo de difusão, removendo lacunas da região mais dopada. Isto por sua vez, aumenta a concentração de lacunas e portanto de cargas positivas na região com menor dopagem. A remoção das lacunas da região mais dopada explica o aparecimento da carga negativa nesta área. Estas cargas, positivas e negativas, por sua vez, dão origem ao campo elétrico na junção, que em equilíbrio, mantém a corrente de deriva das lacunas em oposição ao seu fluxo por difusão.

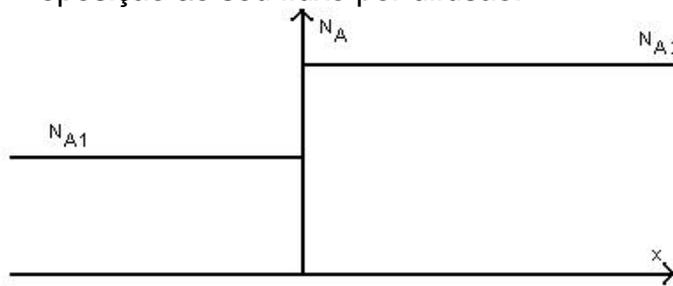


Fig. 10.15 a) Perfil de dopagem de uma junção “isotipo” pp^+ , b) diagrama de bandas, c) distribuição de cargas, d) campo elétrico, e) potencial elétrico correspondentes à junção.

10.1.2 Característica I – V de Junção pn

No estudo do comportamento da junção sob ação de uma fonte de tensão ou de corrente externa, requer-se acrescentar à estrutura do dispositivo os terminais externos e os contatos ôhmicos metal-Si, em cada lado da junção, como ilustra a Fig. 10.16a. O símbolo do diodo formado pela estrutura é apresentado na Fig. 10.16b. Demonstraremos que o comportamento I – V do diodo é dado pela expressão 10.52 e ilustrado graficamente pela curva da Fig. 10.16c. Este comportamento é chamado do tipo retificador, ou seja, o dispositivo conduz corrente se polarizado diretamente (tensão no lado p maior que a tensão no lado n) e não conduz corrente (praticamente) se polarizado de modo inverso ou reverso (tensão no lado p menor que a tensão no lado n).

$$I = I_0 \cdot \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (10.52)$$

onde:

$$I_0 = q \cdot A \cdot n_i^2 \cdot \left[\frac{D_p}{L_p \cdot N_D} + \frac{D_n}{L_n \cdot N_A} \right] \quad (10.53)$$

D_p (D_n) = coeficiente de difusão de lacunas (elétrons).

L_p (L_n) = comprimento de difusão de lacunas (elétrons).

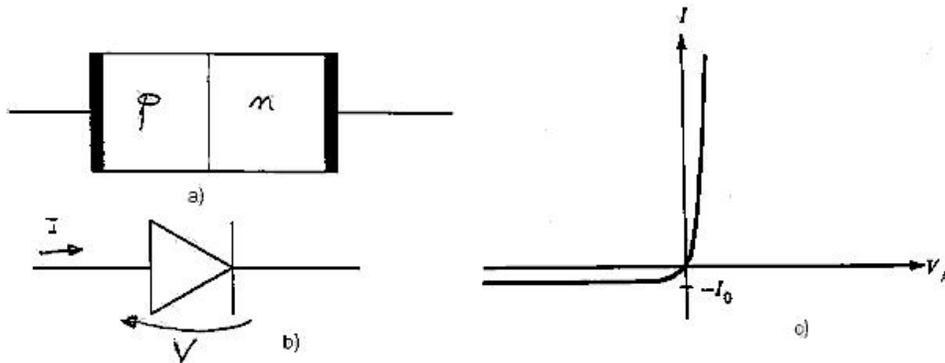


Fig. 10.16 a) Esquemático da estrutura de um diodo de junção pn; b) símbolo de diodo e c) curva característica I – V de diodo tipo retificador.

10.1.2.1 Análise Qualitativa

a) Em equilíbrio, ou seja, sem tensão elétrica aplicada, $V_a = 0$:

A Fig. 10.17 mostra o diagrama de bandas da junção pn em equilíbrio (nível de Fermi constante). Os triângulos de bolinhas representam a concentração de elétrons (bolinhas cheias) e de lacunas (bolinhas vazias) e sua distribuição aproximada em energia. Observa-se a alta concentração de elétrons (majoritários) no lado n e a baixa concentração de elétrons (minoritários) no lado p. Observação

complementar pode ser feita para as lacunas. Como já expomos no item 10.1.1, o gradiente na concentração de elétrons e de lacunas dá origem a suas respectivas correntes de difusão. Por outro lado, dentro da região de depleção da junção temos um campo elétrico indo do lado p (cargas negativas dos íons aceitadores) para o lado n (cargas positivas dos íons doadores). Este campo elétrico dá origem às componentes de corrente de deriva dentro da região de depleção, puxando elétrons do lado p para o lado n (sentido contrário à sua corrente de difusão) e lacunas do lado n para o lado p (também no sentido contrário à sua corrente de difusão).

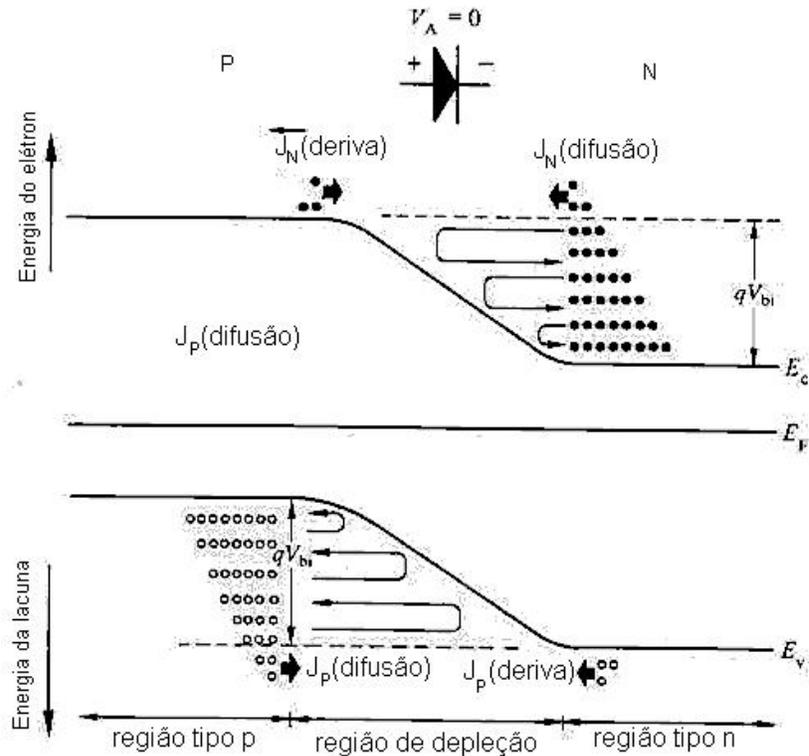


Fig. 10.17 Diagrama de energia de uma junção pn em equilíbrio térmico, com representação esquemática do número e distribuição em energia dos portadores majoritários e minoritários em cada região.

Nesta situação de equilíbrio, a corrente total pela junção deve ser nula. Além disto, as componentes de corrente total de lacunas e de corrente total de elétrons também devem ser nulas (caso contrario teríamos acúmulo de cargas nas extremidades do dispositivo, significando uma situação não estacionária). Assim, deveremos ter em cada ponto x:

$$J_P = J_{P,der} + J_{P,dif} = 0 \quad (10.54)$$

$$J_N = J_{N,der} + J_{N,dif} = 0 \quad (10.55)$$

onde:

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \epsilon - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (10.56)$$

$$J_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \epsilon - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (10.57)$$

Em equilíbrio, elétrons tendem a difundir-se no sentido contrário ao da barreira de energia da junção, enquanto que o campo elétrico repele os mesmos elétrons em sentido contrário, tanto os elétrons que vieram por difusão, bem como os elétrons minoritários presentes na borda da região de depleção no lado p. A componente de deriva dos elétrons minoritários puxados do lado p será compensado pela fração do fluxo de elétrons em sentido contrário por difusão e com energia suficiente para vencer a barreira de potencial, resultando numa corrente total de elétrons nula. Análise similar pode ser feita para as lacunas. Concluimos que em equilíbrio, temos componentes de corrente de difusão e de deriva não nulas, sendo que a soma das duas componentes é nula, em qualquer ponto, tanto para elétrons como para lacunas.

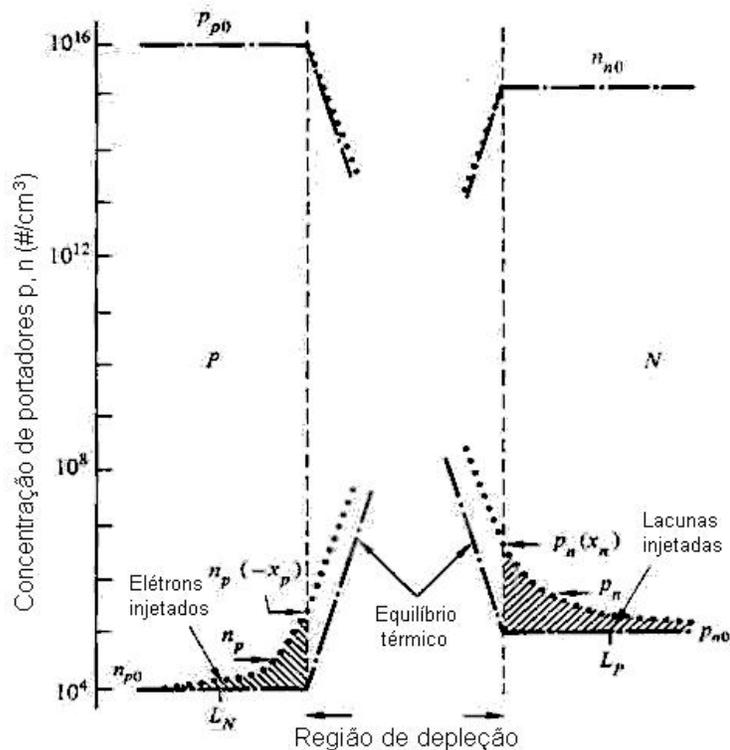


Fig. 10.18 Concentração de portadores ao longo de uma junção pn, em equilíbrio térmico (—) e com polarização direta (.....). A variação da largura de depleção com a polarização não considerada.

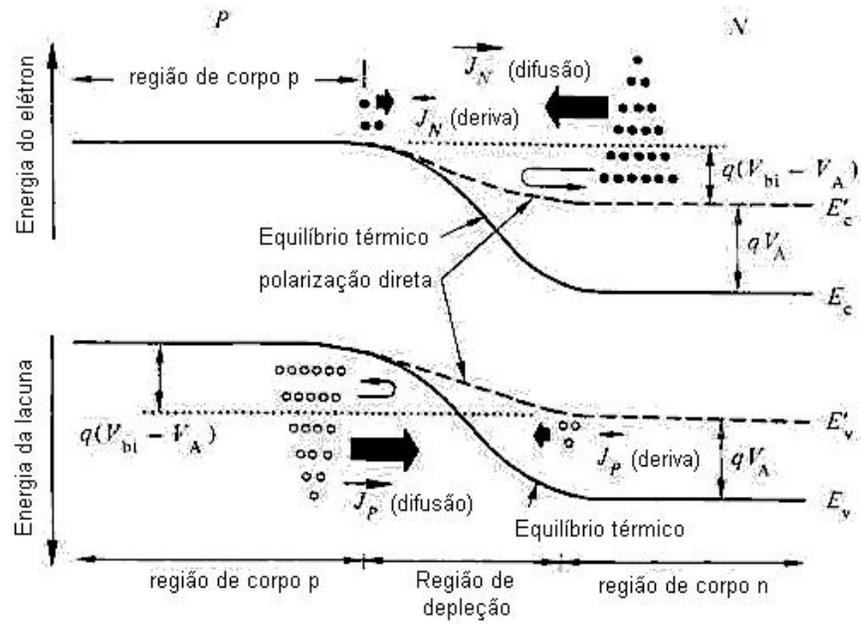
Analisando a estrutura da junção, nota-se que o gradiente de concentração dos portadores é enorme, com variação que pode ser da ordem de uma dezena de ordens de grandezas. Como exemplo, temos as curvas de concentração de portadores ao longo de uma junção com dopagens $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (lado p) e $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (lado n) apresentados na Fig. 10.18. Vimos no item anterior que a largura da região de depleção é da ordem de grandeza de $1 \mu\text{m}$, resultando portanto num gradiente enorme da concentração dos portadores e numa corrente de difusão nada desprezível. Podemos assim afirmar que as componentes de corrente na junção, mesmo em equilíbrio térmico, são consideráveis, enquanto a corrente total de cada tipo de portador é nulo.

b) Com polarização direta, $V_a > 0$:

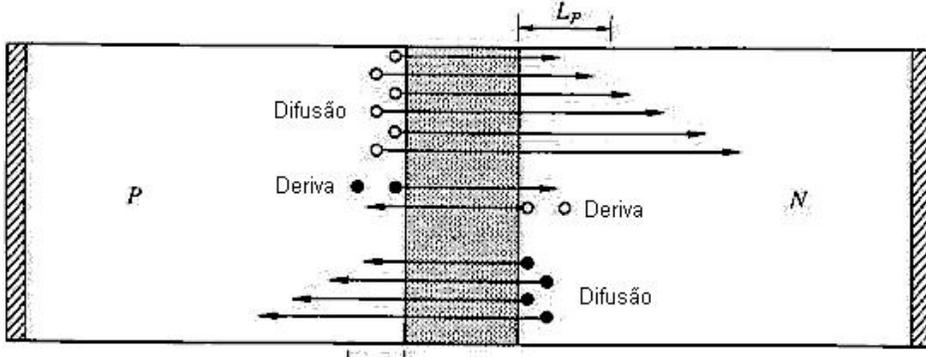
Como visto no item 10.1.1, a altura da barreira de potencial, ou do potencial da junção fica reduzida a $V_j = V_{bi} - V_a$, como ilustrado pelos diagramas de banda da Fig. 10.19a (em equilíbrio e com polarização direta). Adicionalmente temos uma redução da largura de depleção, bem como do campo elétrico. A redução do campo elétrico reduz as componentes de corrente de deriva (de lacunas e de elétrons), enquanto que a redução da altura da barreira permite que mais portadores passem por cima da mesma, tendo como força propulsora o mecanismo de difusão. Como a distribuição de portadores em energia tem uma dependência exponencial com a energia, podemos esperar que o número de portadores que conseguem vencer a barreira deve ter também uma dependência exponencial com a redução da altura da barreira, ou seja com V_a (Fig. 10.19a). Com a polarização direta temos que os componentes de difusão dos portadores superam os componentes de deriva dos mesmos. Esta situação é ilustrada esquematicamente na Fig. 10.19b.

O aumento dos componentes de corrente de difusão dos portadores (lacunas do lado p para o lado n e de elétrons do lado n para o lado p) faz com que haja um aumento na concentração de lacunas (minoritários) na borda da região de depleção no lado n e de elétrons (minoritários) na borda da região de depleção no lado p, como mostrado na Fig. 10.18. Comumente chama-se este processo de injeção de portadores majoritários, que atravessam a barreira de potencial da junção. Nestas regiões, fora da região de depleção, próximo às suas bordas, teremos continuidade de corrente pela combinação dos mecanismos de difusão e de recombinação de portadores (o campo elétrico é assumido nulo fora da região de depleção, portanto a componente de corrente de deriva será nulo).

A função exponencial da distribuição de portadores na sua respectiva banda de energia, explica o aumento exponencial da corrente injetada através da junção, resultando numa relação exponencial da corrente com V_a , dada em (10.52) e ilustrado na curva $I - V$ da Fig. 10.16c, para $V_a > 0$.



(a)



(b)

Fig. 10.19 a) Diagramas de bandas de junção pn em equilíbrio térmica (____) e com polarização direta (- - -), b) ilustração dos componentes de corrente pela junção com polarização direta.

Vimos acima que, com a polarização direta da junção estaremos injetando portadores majoritários sobre a barreira e que aumentarão a concentração dos minoritários nas bordas da região de depleção, como ilustrado na Fig. 10.18. Agora devemos nos perguntar como se dá o fluxo de corrente fora da região de depleção, até fechar o circuito. A Fig. 10.20 ilustra os fluxos envolvidos: dentro da região de depleção predomina o fluxo de difusão; fora e próximo da borda de depleção teremos os mecanismos de recombinação (concentração de minoritários acima do seu valor de equilíbrio, devido ao portadores injetados) e de difusão; devido a esta recombinação de portadores temos consumo dos minoritários, bem como de correspondente número de majoritários da mesma região; estes majoritários consumidos serão automaticamente repostos por um correspondente fluxo dos mesmos, proveniente do contato externo, dando continuidade à corrente

no semiconductor até os contatos externos. Nos contatos externos, no entanto, devemos ter uma conversão de portador majoritário para elétrons no metal. No contato com o semiconductor tipo n isto não será necessário, pois a corrente nesta região já é de elétrons. Portanto apenas no contato metal com o semiconductor tipo p devemos ter esta conversão. Esta conversão se dá pela alta taxa de recombinação de elétrons (vindos do metal) com as lacunas, portadores majoritários do semiconductor, na interface do contato. O contato metal-semiconductor será estudado em detalhe no item 10.3.

c) Com polarização reversa, $V_a < 0$:

Com polarização reversa temos um aumento da altura da barreira de potencial, pela mesma fórmula acima, $V_j = V_{bi} - V_a$, onde agora V_a é negativo, como ilustrado em Fig. 10.21a. Este aumento da altura da barreira tem como consequência: redução (exponencial) do número de portadores, do fluxo de difusão, que conseguem vencer a barreira de potencial, um aumento da largura de depleção e conseqüentemente do campo elétrico na junção. O aumento da altura da barreira e do aumento do campo elétrico fazem com que os fluxos de difusão de portadores sejam praticamente zeradas dentro da região de depleção, antes de alcançarem a sua borda oposta, ou o topo da barreira. Sobram no entanto as componentes de deriva associadas aos portadores minoritários nas bordas da região de depleção no lado p e no lado n. Estes portadores minoritários, em pequena quantidade por definição, são puxados pelo campo elétrico interno da junção para o lado oposto da mesma. Estas componentes de deriva serão no entanto constantes com a variação do valor da tensão reversa, tendo em vista que elas serão limitadas pelo reduzido número de portadores disponíveis na borda da junção. Como analogia pode-se considerar uma cachoeira, onde o fluxo de água será independente da altura da queda de água e sim dependente do suprimento de água no início da queda. Como consequência, com polarização reversa obtém-se uma corrente reversa pequena, dado por componentes de corrente de deriva dos minoritários, e constante com a polarização, como indicado na pela representação esquemática na Fig. 10.21b. Esta discussão explica a curva $I - V$ da Fig. 10.16c na região de polarização reversa, onde a corrente é pequena, negativa e constante.

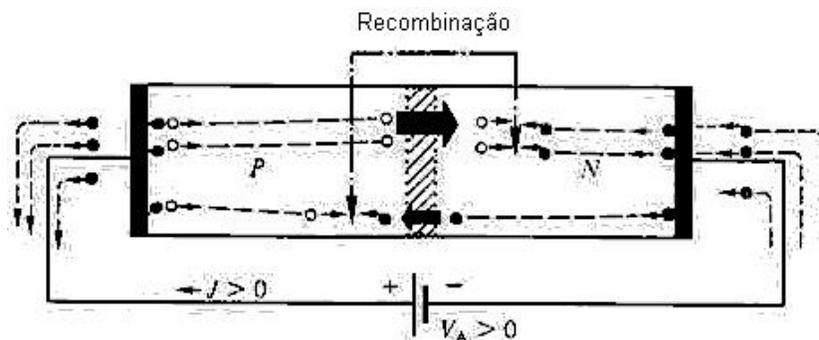


Fig. 10.20 Representação dos diversos fluxos de portadores no circuito completo de um diodo pn, com polarização direta.

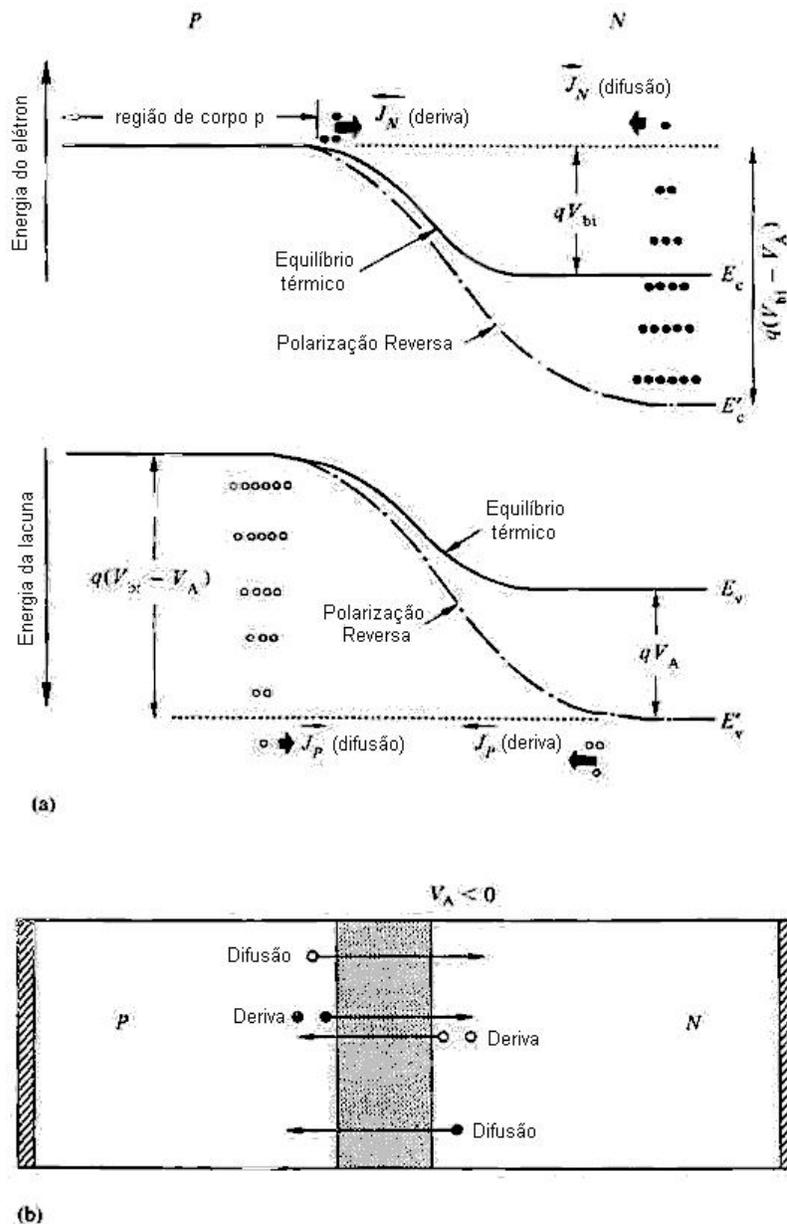


Fig. 10.21 a) Diagramas de bandas de junção pn em equilíbrio térmica (____) e com polarização reversa (- . - . - .), b) ilustração dos componentes de corrente pela junção com polarização reversa.

A deriva dos portadores minoritários, a partir da borda de depleção, pelo campo elétrico alto na região de depleção, faz com que a concentração dos portadores de minoritários nestas bordas seja reduzida a valores abaixo dos seus valores de equilíbrio, como ilustra a Fig. 10.22. Esta redução na concentração dos minoritários dá origem aos processos de geração de portadores e sua difusão dentro da região neutra (fora da região de depleção) em direção à borda de depleção, alimentando assim a continuidade da corrente de deriva dentro da

região de depleção. Os processos de difusão e geração térmica nas regiões próximas às regiões de depleção (dentro da distância de alguns comprimentos de difusão de minoritários), são por sua vez, automaticamente alimentados pelo fluxo de portadores majoritários (em abundância) vindos dos contatos externos, como ilustrado na Fig. 10.23. Novamente, deveremos ter a conversão de lacunas em elétrons no contato metal com o semiconductor tipo p , como já explicado no caso de polarização direta.

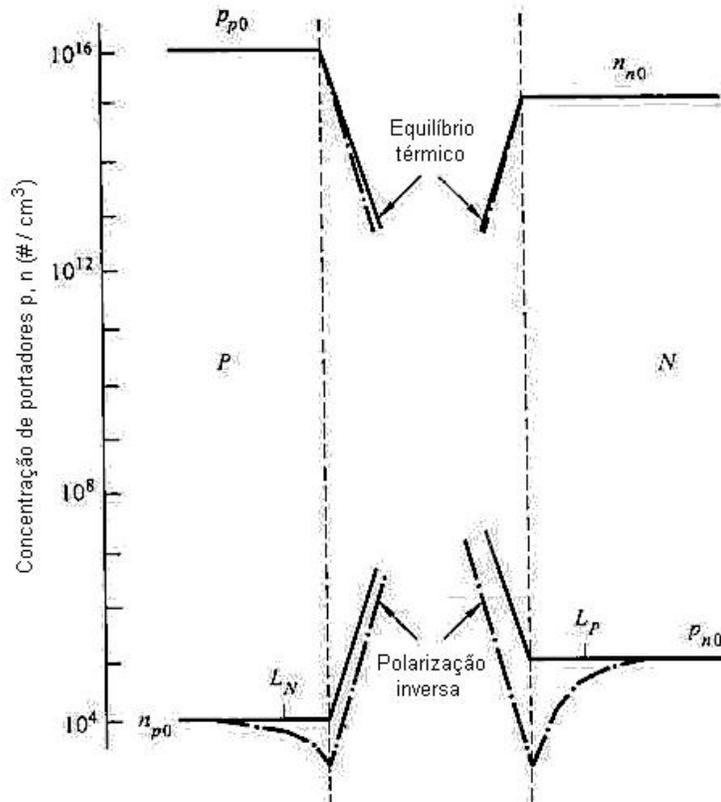


Fig. 10.22 Concentração de portadores ao longo de uma junção pn , em equilíbrio térmico (____) e com polarização reversa (____). A variação da largura de depleção com a polarização não foi considerada.

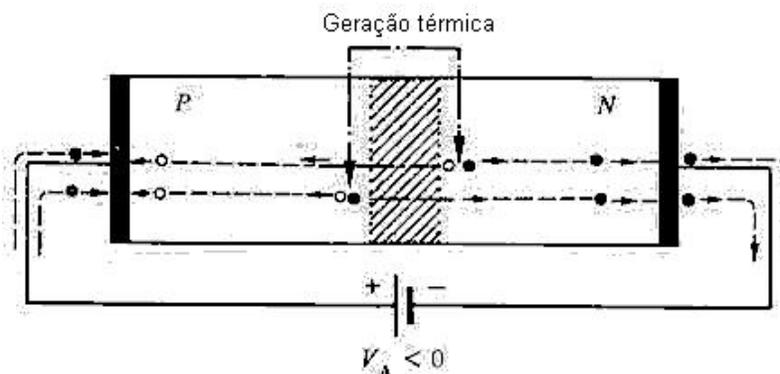


Fig. 10.23 Representação dos diversos fluxos de portadores no circuito completo de um diodo pn , com polarização reversa.

10.1.2.2 Análise Quantitativa: desenvolvimento da relação I – V

Para a derivação da relação I – V (10.52) devemos utilizar os conceitos e mecanismos físicos dos semicondutores desenvolvidos no capítulo 8. Além da estrutura e física da junção vista no presente capítulo, devemos fazer uso e resolver as equações de continuidade, de Poisson e por fim de densidade de corrente, nas 3 regiões do diodo: de corpo p, de depleção e de corpo n.

O desenvolvimento da relação I – V, seguindo o procedimento citado acima não é simples de forma geral, mas pode ser consideravelmente simplificado se adotarmos as seguintes condições e aproximações:

- Não há fontes externas de geração de portadores, tais como luz, etc. Esta condição é válida em muitos casos práticos (diodo encapsulado e sem outras fontes de radiação ou esforços).
- Valem as aproximações de junção abrupta e de depleção. Estas 2 aproximações tem se mostrado bem realistas em muitos casos.
- Procuramos a solução de corrente DC, portanto de estado estacionário.
- Não ocorre geração e recombinação de portadores dentro da região de depleção. Esta aproximação é bem razoável em algumas condições (dependo da qualidade do material e da tensão de polarização). Os casos em que a aproximação deixa de ser boa, obtém-se característica I – V experimental com um certo desvio em relação à expressão matemática 10.52. Um argumento usado para justificar esta aproximação é que a espessura da camada de depleção é muito menor que o comprimento de difusão de minoritários, assim a corrente gerada ou recombinada na região de depleção deverá ser muito menor que a corrente gerada ou recombinada nas regiões neutras e próximas, onde a concentração de portadores está abaixo (polarização reversa) ou acima do valor de equilíbrio (polarização direta).
- É mantida a condição de baixa injeção de portadores nas regiões neutras p e n. Esta condição é válida enquanto a tensão de polarização direta não exceder um valor limite. Portanto a relação 10.52 terá validade até um certo valor de tensão de polarização.
- O campo elétrico é nulo, nas regiões de corpo, para efeitos de portadores minoritários. O campo elétrico nesta região sempre será muito pequeno, mas suficiente para dar continuidade da corrente dos majoritários que fecham a malha do circuito completo. Assim, para todos os efeitos práticos, a corrente de deriva de portadores minoritários nesta região pode ser considerada nula, dado este campo elétrico muito pequeno (caso não fosse assim, a corrente de deriva dos majoritários seria enorme na mesma região, aproximadamente 10 ordens de grandeza superior ao dos minoritários).
- As regiões de corpo têm dopagem uniforme. Esta aproximação é boa e prática enquanto que não houver uma variação grande de dopagem nestas regiões.

Assumindo as aproximações acima, podemos desenvolver o modelo da relação I – V através do seguinte plano de derivação:

- Resolver a equação de difusão de difusão de portadores minoritários na região neutra tipo n próxima à região de depleção, para obter a relação do excesso de lacunas versus distância, $\Delta p_n(x')$, tendo como origem espacial a borda da região de depleção do lado n, como definido na Fig. 10.24 ($x=x_n$ e $x'=0$). Lembramos que para resolver a equação diferencial de difusão de minoritários, necessitamos de duas condições de contorno para $\Delta p_n(x')$.
- A partir da função $\Delta p_n(x')$ podemos agora calcular a função densidade de corrente de lacunas, $J_p(x')$, na região neutra, restrita por hipótese a sua componente de difusão.
- Como a densidade total de corrente deve ser constante ao longo da estrutura (condição de estado estacionário), podemos expressar: $J_n(x') = J - J_p(x')$.
- Analogamente, resolve-se a equação de difusão de difusão de portadores minoritários na região neutra tipo p próxima à região de depleção, para obter a relação do excesso de elétrons versus distância, $\Delta n_p(x'')$, tendo como origem espacial a borda da região de depleção do lado p (Fig. 10.24, $x=-x_p$ e $x''=0$). Lembramos que para resolver a equação diferencial de difusão de minoritários, necessitamos de duas condições de contorno para $\Delta n_p(x'')$.
- Novamente, podemos calcular $J_n(x'')$ pela componente de difusão dos elétrons, calculado a partir de $\Delta n_p(x'')$.
- Obtido $J_n(x'')$ calculamos $J_p(x'')$ a partir de $J - J_n(x'')$.
- Pelo plano, até este ponto, obtivemos $J_p(x')$ e $J_n(x')$ no lado n da junção e $J_p(x'')$ e $J_n(x'')$ no lado p da junção. Mas falta determinar J_p e J_n dentro da região de depleção. Iremos assumir que estas duas componentes não variem ao longo da região de depleção. Isto pode ser feito tendo em vista a nossa hipótese que é desprezível (nula) a geração e recombinação de portadores nesta região, ou seja, o que entra deve sair da região. Nestas condições podemos assumir: $J_p(x'=0) = J_p(x''=0')$ e $J_n(x'=0')=J_n(x=0)$, como indicado na Fig. 10.25.
- Agora a densidade de corrente total, J , pode ser obtida pela soma das componentes de densidades de corrente em qualquer ponto entre $-x_p$ e x_n (pois elas são constantes nesta região). Por conveniência, escolhemos as seguintes duas componentes: $J_n(-x_p)$ e $J_p(x_n)$, tendo em vista que sabemos calcular estas (como explicado acima). Assim obtemos $J = J_n(-x_p) + J_p(x_n)$.

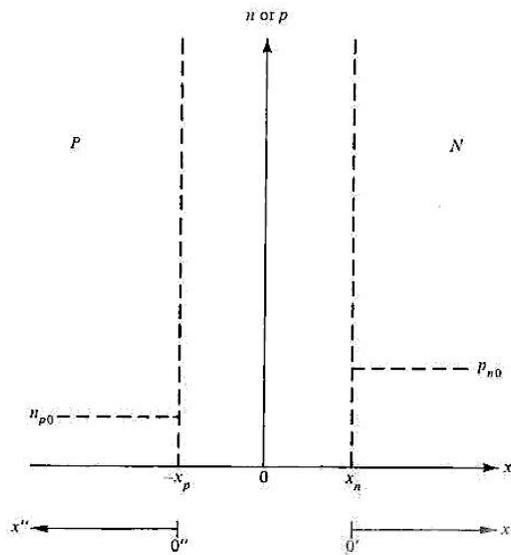


Fig. 10.24 Definições de eixos de absissas e origens para as regiões neutras p e n.

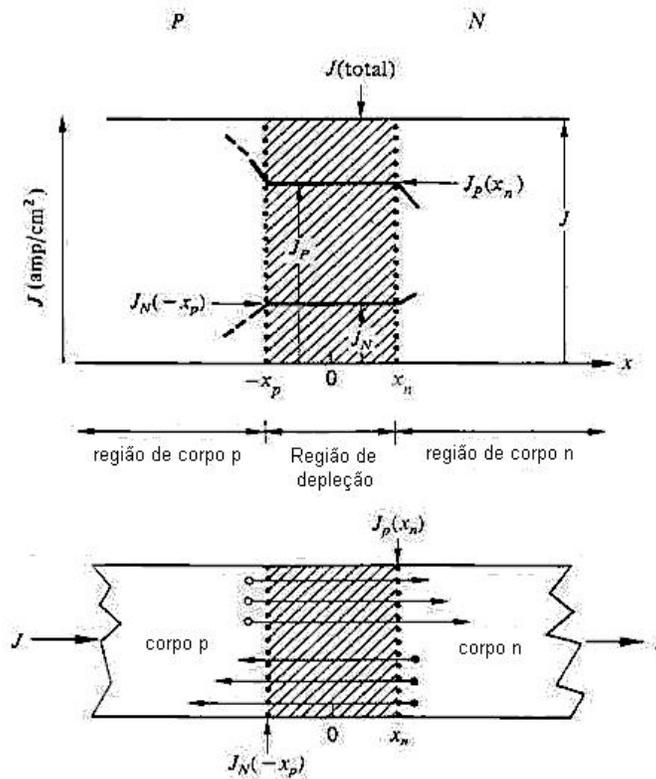


Fig. 10.25 Componentes de corrente nas bordas da região de depleção.

Baseado nas considerações acima, vamos agora efetuar a derivação do modelo:

- i) Determinamos inicialmente as condições de contorno das equações diferenciais de difusão de minoritários nas regiões neutras fora da região de depleção.

Nas bordas da região de depleção, em $-x_p$ e x_n , temos as seguintes condições de contorno:

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \cdot e^{qV_a/kT} \quad (10.58)$$

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot e^{qV_a/kT} \quad (10.59)$$

Esta condição de contorno é proposto na literatura baseado em 3 argumentos distintos:

- Como a lei da junção. Uma lei é uma proposta suportada apenas por corresponder aos resultados ou a observação experimental. Como o modelo desenvolvido baseado nas condições de contorno acima tem boa concordância com a característica experimental da junção, podemos assumí-las como uma lei.
- Assume-se por hipótese a condição de baixa injeção em todo o material e que o campo elétrico dentro da região de depleção com polarização direta não difere muito da condição de equilíbrio, sem polarização. Isto é razoável para polarização direta com valor não muito grande ($V_a < V_{bi}$), como pode ser visto nas fórmulas de eletrostática da junção no item 10.1.1 (veja cálculo de x_n , x_p e campo elétrico). Baseado nestas duas hipóteses pode determinar as condições de contorno das equações 10.58 e 10.59, como apresentamos no apêndice deste capítulo.
- Assume-se a condição de quase-equilíbrio na região de depleção, ou seja, que o produto pn seja constante porém maior que n_i^2 (polarização direta). Desta forma temos níveis de quase-Fermi constantes dentro da região de depleção ($F_N - F_P = q \cdot V_a$). A partir destas considerações iniciais também podemos desenvolver as equações 10.58 e 10.59, como também apresentamos no apêndice no fim do capítulo.

Na verdade, não há muita distinção entre assumir as relações 10.58 e 10.59 como uma lei, ou desenvolve-las a partir da validade de certas hipóteses. Qualquer que seja o caminho preferido pelo leitor, chega-se a um modelo de relação $I - V$ do diodo que coincide com a observação experimental. Assim, podemos tanto aceitar a lei como as hipóteses impostas para deduzir as condições de contorno.

Faltam mais duas condições de contorno que referem-se aos outros 2 pontos extremos das regiões neutras p e n da junção. Como em pontos localizados bem distantes da região de depleção estamos em pontos distantes da fonte de perturbação na concentração dos minoritários (injetados através da junção), o semiconductor já teve condições para voltar ao equilíbrio, pela combinação dos mecanismos de difusão e recombinação do excesso de minoritários. Assim

podemos adotar as seguintes condições de contorno nos pontos infinitamente distantes da borda de depleção:

$$\Delta n_p(x'' = \infty) = 0 \quad (10.60)$$

$$\Delta p_n(x' = \infty) = 0 \quad (10.61)$$

E no caso de não termos um semiconductor infinito (região não suficientemente longo para que o semiconductor volte ao equilíbrio), como ficam estas condições de contorno? Neste caso, depende de temos ou não um contato ôhmico na extremidade do mesmo, que na verdade normalmente temos. Um contato ôhmico tem como característica uma alta velocidade de recombinação de portadores na sua interface, de forma que isto também impõe as mesmas condições de contorno 10.60 e 10.61. No caso de termos uma região neutra curta e sem contato ôhmico, a condição de contorno não poderá ser definida a priori e o problema torna-se mais complexo.

ii) O segundo passo da nossa derivação refere-se à resolução da equação de difusão de minoritários nas duas regiões neutras p e n.

A equação de difusão de minoritários, dado pela relação 8.110 e 8.111, devem ser resolvidas agora com as seguintes simplificações já apresentadas: condição estacionária (corrente DC) e sem outras fontes de geração de portadores, ou seja, $G_L=0$ (dispositivo no escuro). Nestas condições, as equações de difusão de minoritários nas regiões neutras p e n, são respectivamente:

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p(x'')}{dx''^2} - \frac{\Delta n_p(x'')}{\tau_n} = 0 \quad (10.62)$$

$$D_p \frac{d^2 \Delta p_n(x')}{dx'^2} - \frac{\Delta p_n(x')}{\tau_p} = 0 \quad (10.62)$$

Estas equações devem ser resolvidas como apresentado no capítulo 8, baseado nas condições de contorno dadas acima. Como soluções temos respectivamente:

$$n_p(x'') = n_{p0} + n_{p0} \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) e^{-x''/L_p} \quad (10.63)$$

$$p_n(x') = p_{n0} + p_{n0} \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) e^{-x'/L_p} \quad (10.64)$$

A Fig. 10.26 ilustra graficamente as equações 10.63 e 10.64, tanto para a condição de polarização direta como reversa (similar à Fig.10.18). Observa-se que

o excesso de portadores é máximo próximo da borda de depleção e tende a zeros para ponto bem distante da borda, de acordo com nossas condições de contorno.

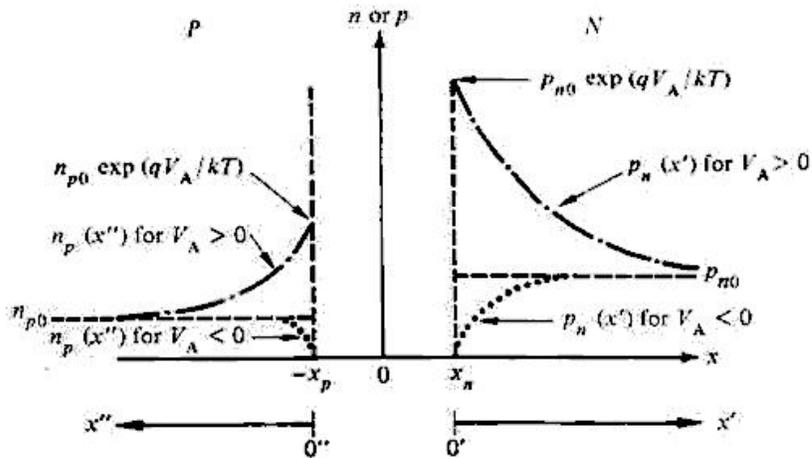


Fig. 10.26 Concentração de portadores minoritários nas regiões neutras da estrutura, para polarização direta (.....) e polarização reversa (.....), direta (no caso $N_A > N_D$).

iii) Tendo as funções das concentrações dos portadores minoritários nas duas regiões neutras, podemos determinar a corrente de difusão destes portadores. Lembramos novamente que a corrente de deriva destes portadores pode ser desprezada, tendo em vista que o campo elétrico nestas regiões é desprezível. Na verdade estamos interessados apenas na corrente de difusão nos pontos $-x_p$ ($x''=0$) e x_n ($x'=0$).

As correntes de difusão de minoritários nas duas regiões neutras, calculadas com uso das relações 10.63 e 10.64, são dadas respectivamente por:

$$J(x'') = qD_n \frac{d(n_p)}{dx''} = -\frac{q \cdot D_n}{L_n} \cdot n_{p0} \left(e^{qV_A/kT} - 1 \right) \cdot e^{-x''/L_n} \quad (10.65)$$

$$J(x') = -qD_p \frac{d(p_n)}{dx'} = \frac{q \cdot D_p}{L_p} \cdot p_{n0} \left(e^{qV_A/kT} - 1 \right) \cdot e^{-x'/L_p} \quad (10.66)$$

Na Fig. 10.27 apresentamos os gráficos das equações 10.65 e 10.66, com conversão para a abscissa comum x (isto implica em inverter o sinal da expressão 10.65). Novamente, as correntes de difusão dos minoritários são máximas próximo às bordas da região de depleção, caindo assintoticamente a 0 com a distância. Esta redução gradual das componentes de corrente de difusão é compensada pelo aumento correspondente da corrente de deriva dos majoritários (mesmo com campo elétrico desprezível para efeito de minoritários, podemos ter uma corrente de deriva para os majoritários, devido à sua alta concentração), resultando assim

em corrente total constante em qualquer ponto x . Observe ainda que as correntes de elétrons e de lacunas mantém-se constante dentro da região de depleção, por hipótese (geração e recombinação de portadores desprezível dentro da região de depleção).

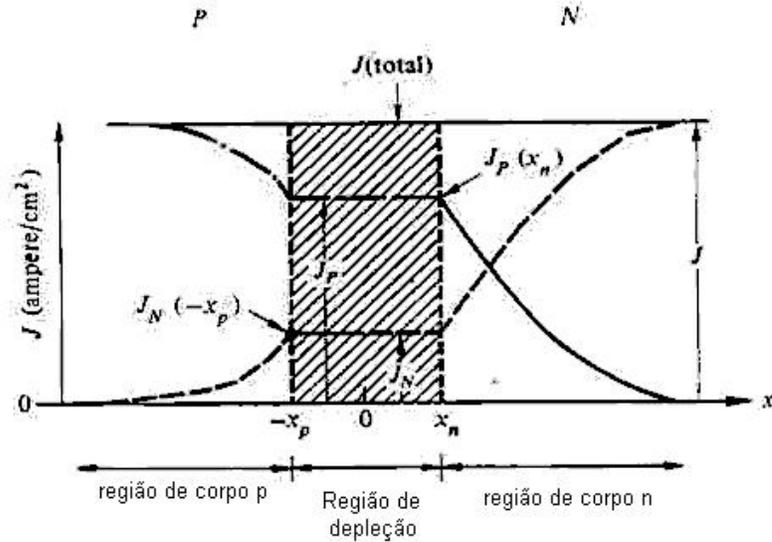


Fig. 10.27 Componentes de corrente de elétrons e de lacunas ao longo da estrutura de junção pn com polarização direta (no caso $N_A > N_D$).

iv) Neste ponto podemos determinar as componentes de densidade de corrente de difusão nos pontos $-x_p$ e x_n . Tendo estas componentes obtemos a densidade de corrente total pela junção, pela simples soma de ambas.

Lembramos que este procedimento só é possível dada a hipótese de densidades de correntes constantes ao longo da região de depleção (suposto desprezível a geração e recombinação de portadores dentro da região de depleção). Somente, baseado nesta condição é que podemos determinar a corrente total pela soma das componentes de corrente em pontos distintos. Determinamos as componentes de corrente de difusão em $-x_p$ e em x_n como segue:

$$J_n(-x_p) = q \cdot D_n \left. \frac{d(n_p)}{dx''} \right|_{x''=0} = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (10.67)$$

$$J_p(x_n) = -q \cdot D_p \left. \frac{d(p_n)}{dx'} \right|_{x'=0} = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (10.68)$$

Pela soma das expressões 10.67 e 10.68, obtemos a densidade de corrente total pela junção:

$$J = q \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (10.69)$$

Multiplicando a densidade de corrente total pela área da junção obtemos a corrente total, equação esta que é o modelo que procuramos desenvolver:

$$I = I_0 \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right) \quad (10.70)$$

onde:

$$I_0 = q \cdot A \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] \quad (10.71)$$

ou ainda, usando as relações 8.27 e 8.28:

$$I_0 = q \cdot A \cdot n_i^2 \left[\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right] \quad (10.72)$$

v) Simplificações e interpretações do modelo:

Pela equação 10.70 do modelo, podemos traçar a curva I – V característica de uma junção, como mostrado na Fig. 10.16c. Esta curva mostra o comportamento retificador, permitindo uma passagem de corrente com a polarização direta, com uma dependência exponencial nesta região. Com a polarização reversa a corrente é praticamente bloqueada, permitindo a passagem de uma corrente reversa muito pequena.

O termo entre parênteses da equação 10.70 pode ser simplificado caso a tensão de polarização for maior que algumas vezes a tensão térmica (kT/q), ou $V_a > 0.1V$. Neste caso o termo -1 pode ser desprezado e a expressão fica:

$$I = I_0 e^{qV_a/kT} \quad (10.73)$$

Aplicando a função logarítmica neperiana à equação acima temos:

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \frac{q}{kT} V_a \quad (10.74)$$

A equação 10.74 é mostrada graficamente, em escala semi-log, na Fig. 10.28, para polarização direta. Observa-se uma curva linear, cuja inclinação é dada por $q/(kT)$ e cuja extrapolação (para $V_a < 0.1V$) intercepta a coordenada em $\ln(I_0)$. A construção de tal gráfico experimental permite determinar o valor de I_0 de diodos fabricados.

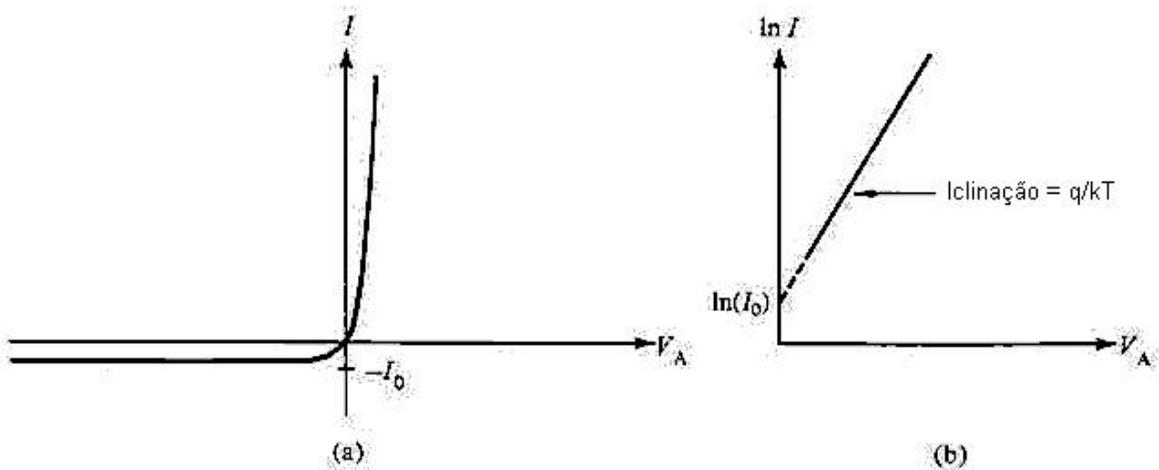


Fig. 10.28 Gráfico da corrente versus tensão direta de uma junção pn, em escala a) linear e b) semilogarítmica.

Uma outra maneira de determinar experimentalmente o valor de I_0 , seria medir a corrente reversa do diodo para $V_a < -0.1V$, quando a corrente reversa torna-se constante, $I = -I_0$ (ver equação 10.70 e Fig. 10.16c). Este procedimento no entanto não é prático, tendo em vista ser difícil medir correntes pequenas com precisão e pelo fato de aparecerem componentes significativas de corrente não previstos no nosso modelo. Estas componentes adicionais de corrente reversa são referentes à corrente de geração de portadores nas regiões de depleção do dispositivo (deixam de ser desprezíveis na polarização reversa, tendo em vista corrente reversa ser pequena e devido ao aumento da largura das regiões de depleção com aumento da polarização reversa).

O termo I_0 da expressão 10.70 varia de diodo para diodo, bem como, com a temperatura, como podemos ver pelas relações 10.71 e 10.72. Primeiramente temos a área da junção que depende da geometria usada na fabricação. Outros fatores que dependem do processo de fabricação são: a) as dopagens N_A e N_D das regiões p e n respectivamente, e b) coeficientes de difusão, D_n e D_p , e tempo de vida de portadores minoritários, τ_n e τ_p . Estes últimos fatores dependem fortemente da qualidade do material, como explicamos no capítulo 8. Pela relação 10.72 observamos uma dependência direta com o quadrado da concentração intrínseca de portadores, n_i^2 . Como conseqüência, I_0 depende do tipo de semiconductor ($Ge > Si > GaAs$), diminuindo com o seu valor de E_G , e aumenta exponencialmente com a temperatura (ver relação 8.25 e Fig. 8.14).

Do modelo da corrente pela junção podemos também observar que pode haver um predomínio de corrente de lacunas ou de elétrons pela junção, dependendo da relação entre as concentrações N_A e N_D (ver Fig. 10.27). Se tivermos $N_A \gg N_D$ (chamada junção p⁺n), teremos $J_p \gg J_n$. No caso de $N_A \ll N_D$ (chamada junção n⁺p), teremos $J_p \ll J_n$. Este resultado tem importância na

análise e modelagem de dispositivos (diodos e transistores bipolares, entre outros).

Antes de completar esta sessão do modelo de corrente de junção pn, vale reforçar o conceito de armazenamento de cargas minoritárias nas regiões neutras e próximas às bordas de depleção da junção (ver Fig. 10.18 e Fig. 10.26). Vimos que com a polarização direta temos a injeção de portadores pela junção, aumentando a concentração de portadores minoritários nos dois lados opostos da junção. Vimos que a quantidade de cargas minoritárias armazenadas determinam o valor da corrente DC pela junção. Adicionalmente, a quantidade de cargas minoritárias irá afetar o comportamento dinâmico da junção. Cada vez que alteramos a polarização da junção necessitamos alterar a quantidade de cargas minoritárias armazenadas em cada lado da junção. Esta remoção ou adição de cargas minoritárias para mudar do estado de polarização leva um certo tempo, afetando assim o tempo de resposta da junção ou diodo. A variação de cargas de minoritárias nas regiões neutras com a variação da tensão de polarização representa uma capacitância, chamada de capacitância de difusão de minoritários da junção.

Exercício: Considere uma junção pn tipo degrau, com $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $D_n = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_p = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$, $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $L_n = 10 \text{ }\mu\text{m}$, $L_p = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$. Calcule: a) $\Delta p_n(x_n)$ e $\Delta n_p(-x_p)$ para $V_a = 0.4$ e 0.6 V ; b) Analise se prevalece condição de baixa injeção nos casos do item a); c) a razão entre a corrente de lacunas e a corrente total através da região de depleção, I_p/I ; d) a razão entre a corrente de elétrons e a corrente total através da região de depleção, I_n/I ; e) Analise como a redução de N_D afetaria as razões I_p/I e I_n/I .

Resolução:

a) Cálculo do excesso de portadores nas bordas da região de depleção: inicialmente calculamos os valores das concentrações de minoritários de equilíbrio e depois o excesso, baseado nas relações 10.58 e 10.59:

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{10^{20}}{10^{17}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{10^{20}}{10^{15}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

$$\Delta n_p(-x_p) = n_{p0} \cdot (e^{qV_a/kT} - 1)$$

$$\Delta p_n(x_n) = p_{n0} \cdot (e^{qV_a/kT} - 1)$$

Efetuada as contas para os 2 valores de V_a obtemos respectivamente:

$$\Delta n_p(-x_p) = 4.58 \times 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ e } 1.05 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\Delta p_n(x_n) = 4.58 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ e } 1.05 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

- b) Comparando os valores acima com os valores das concentrações de equilíbrio, observamos que apenas a concentração das lacunas, minoritários em x_n , é da ordem de grandeza da concentração dos majoritários nesta região, para o caso da polarização com 0.6 V. Portanto nesta condição não vale a condição de baixa injeção, ou seja, para este diodo, com a polarização direta de 0.6 V já estamos em condição de alta injeção, onde o nosso modelo de corrente do diodo apresentado, deixa de ter validade.
- c) Das expressões 10.68 e 10.69 podemos escrever:

$$I_p = q.A.n_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p.N_D} \right] \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right)$$

$$I = q.A.n_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p.N_D} + \frac{D_n}{L_n.N_A} \right] \left(e^{qV_a/kT} - 1 \right)$$

Portanto: $\frac{I_p}{I} = \frac{1}{1 + \frac{D_n.L_p.N_D}{D_p.L_n.N_A}} = 0.96$, ou seja, nesta junção p⁺n, 96% da corrente

pela junção refere-se à injeção de lacunas do lado p para o lado n.

- d) Similarmente, das expressões 10.67 e 10.69 obtemos:

$$\frac{I_n}{I} = \frac{1}{1 + \frac{D_p.L_n.N_A}{D_n.L_p.N_D}} = 0.04$$
, ou seja, apenas 4% da corrente pela junção refere-se à

injeção de elétrons do lado n para o lado p.

- e) Das duas expressões acima de I_p/I e I_n/I observa-se que, se reduzirmos a concentração N_D da região n do diodo, teremos um aumento da fração I_p/I e uma redução da fração I_n/I .

Apêndices

- A) Determinação das relações 10.58 e 10.59 (lei da junção), assumindo baixa injeção e campo elétrico na região de depleção como de equilíbrio:

Neste procedimento assumimos como hipótese que o campo elétrico e a concentração de portadores, com polarização direta e em condição de baixa injeção, não variem muito dentro da região de depleção, em relação ao caso de equilíbrio. Assim, determinamos o campo elétrico dentro da região na condição de equilíbrio, para em seguida usá-lo na condição de polarização direta. Esta hipótese é suportada pelo fato da corrente total de elétrons (ou de lacunas) pela junção, em condição de baixa injeção, dada pela diferença dos fluxos de corrente de difusão e de deriva na região de depleção, ser bem menor que cada uma das duas componentes. Da expressão 8.72 da densidade de corrente de elétrons e igualando-a a zero, obtemos o campo elétrico como segue:

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \epsilon + q \cdot D \cdot \frac{dn}{dx} \cong 0$$

$$\therefore \epsilon = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn/dx}{n} = -\frac{kT}{q} \frac{dn/dx}{n}$$

Como também temos:

$$V_j = -\int_{-x_p}^{x_p} \epsilon \cdot dx \quad \text{e} \quad V_j = V_{bi} - V_a; \quad \text{resulta:}$$

$$V_j = \int_{-x_p}^{x_n} \frac{kT}{q} \frac{dn}{n} = \frac{kT}{q} \ln(n) \Big|_{n(-x_p)}^{n(x_n)}$$

$$\text{Portanto: } V_{bi} - V_a = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n(x_n)}{n_p(-x_p)}, \quad \text{ou:}$$

$$n_p(-x_p) = n_n(x_n) \cdot e^{qV_{bi}/kT} \cdot e^{-qV_a/kT}$$

Na condição de equilíbrio tínhamos a relação (10.24):

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0} \cdot p_{p0}}{n_i^2}$$

Substituindo esta última relação de V_{bi} na expressão de $n_p(-x_p)$ resulta:

$$n_p(-x_p) = n_n(x_n) \cdot \frac{n_i^2}{n_{n0} \cdot p_{p0}} \cdot e^{qV_a/kT}$$

Como em condição de baixa injeção temos que a concentração de majoritários não varia em relação ao seu valor de equilíbrio, podemos cancelar n_{n0} com $n_n(x_n)$ na expressão anterior. Portanto resulta:

$$n_p(-x_p) = \frac{n_i^2}{p_{p0}} e^{qV_a/kT} = n_{p0} e^{qV_a/kT}$$

Ou se desejarmos apenas o excesso de portadores minoritários em $-x_p$:

$$\Delta n(-x_p) = n(-x_p) - n_{p0} = n_{p0} (e^{qV_a/kT} - 1)$$

De forma análoga obtemos:

$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{qV_a/kT}$$

$$\Delta p(x_n) = p(x_n) - p_{n0} = p_{n0} (e^{qV_a/kT} - 1)$$

B) Determinação das relações 10.58 e 10.59 (lei da junção), assumindo condição de quase-equilíbrio na região de depleção:

Condição de quase-equilíbrio dentro da região de depleção significa adotar os níveis de quase-Fermi constantes nesta região e que o produto pn seja constante, embora não necessário que seja igual a n_i^2 . No caso de polarização direta teremos $pn > n_i^2$ e no caso de polarização reversa teremos $pn < n_i^2$.

Vimos no capítulo 8 que podemos escrever a densidade de corrente de portadores como função do gradiente do nível de quase-Fermi (relações 8.137 e 8.138):

$$J_p = \mu_p \cdot p \cdot \nabla F_p$$

Como a concentração p varia muitas ordens de grandeza de um lado da região de depleção ao outro lado, é razoável supor que o gradiente do nível de quase-Fermi de lacunas tenda a zero, para que resulte J_p constante e finito. Portanto, conclui-se que o nível de quase-Fermi de lacunas deve ser aproximadamente constante dentro da região de depleção, como mostra a Fig. 10.B1 (ver também Fig. 10.14). Argumentação similar podemos usar para justificar que devemos ter o nível de quase-Fermi de elétrons também constante dentro da região de depleção. Observe que a distância dos dois níveis de quase-Fermi dentro da região de depleção corresponde à própria energia potencial da fonte de polarização, ou seja, $q \cdot V_a$. Longe das bordas da região de depleção, os níveis de quase-Fermi voltam a coincidir, uma vez que nestas regiões, o semiconductor volta praticamente à condição de equilíbrio térmico.

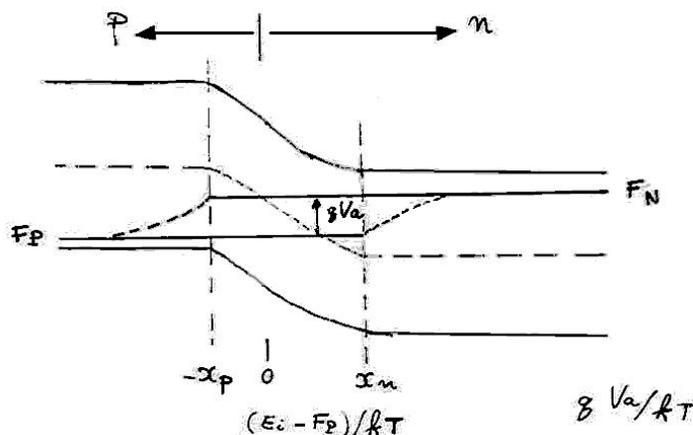


Fig. 10.B1 Diagrama de bandas de uma junção pn diretamente polarizada com a indicação dos níveis de quase-Fermi de elétrons, F_N , e de lacunas, F_P .

Da Fig. 10.B1 e da definição dos níveis de quase-Fermi temos:

$$E_i - F_p = E_i - F_N + q.V_a$$

$$p_{n0} = n_i \cdot e^{(E_i - F_N)/kT}$$

Manipulando as duas relações acima obtemos a própria lei da junção para lacunas (a relação para elétrons é obtida de forma similar):

$$p_n(x_n) = n_i \cdot e^{(E_i - F_p)/kT} = p_{n0} \cdot e^{qV_a/kT}$$

10.2 A Junção Metal-Semicondutor

A junção ou contato metal-semicondutor é de fundamental importância para dispositivos eletrônicos, pois é ela que permite a formação da conexão do dispositivo semicondutor com o mundo vizinho e/ou externo, incluindo a formação das interconexões entre dispositivos dentro do circuito integrado. Além de conexões com e entre dispositivos, a junção metal-semicondutor pode também constituir a parte intrínseca de alguns tipos de dispositivos. As junções metal-semicondutor podem apresentar comportamento de contato ôhmico (relação I-V linear e simétrica em torno de $V=0$ e com baixa resistência elétrica, ou seja, quase uma reta vertical, passando pela origem) ou de contato tipo retificador (conduz corrente para polarização direta e praticamente não conduz corrente para polarização reversa). Veremos neste item que o comportamento ôhmico ou retificador de um contato metal-semicondutor depende do metal e do tipo e nível de dopagem do semicondutor usados.

Desde 1874 é conhecido o efeito retificador do contato de um metal com o material semicondutor de PbS, com a apresentação do diodo de ponta de contato por F. Braun. Este contato forma a estrutura intrínseca de diodo tipo Schottky, bem como da porta de um transistor MESFET (MEtal-Semiconductor Field Effect Transistor).

10.2.1 Diagrama de Bandas da Junção Metal-Semicondutor em Equilíbrio

Inicialmente vamos supor os dois materiais separados e sem interação entre os mesmos. Na Fig. 10.29 apresentamos os diagramas de bandas de um metal (Au por exemplo) e de um semicondutor (Si tipo n por exemplo). Os diagramas são desenhados usando como referência um nível comum que corresponde ao nível do vácuo, ou seja, o nível de energia em que o elétron é considerado fora e livre do material. Como já definido no capítulo 6, a função trabalho, Φ , é a diferença entre o nível de energia do vácuo, E_0 , e do nível de energia de Fermi, E_F , do material. A função trabalho é característica de cada material (metal ou

semicondutor). No caso de semicondutores, a função trabalho, Φ_S , não varia apenas com o material do semicondutor, mas também com o nível da sua dopagem. O que é fixo para cada material semicondutor é a sua afinidade eletrônica, χ , ou seja, a energia necessária para levar um elétron do nível mínimo da banda de condução até o nível de vácuo. No caso do semicondutor Si, este valor é 4.05 eV. Desta forma, a função trabalho do semicondutor depende do tipo e do nível de dopagem e pode ser expressa por:

$$\Phi_S = \chi + (E_C - E_F) = \chi + \left(\frac{E_G}{2} + kT \cdot \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \right), \text{ para material tipo p} \quad (10.75)$$

$$\Phi_S = \chi + (E_C - E_F) = \chi + \left(\frac{E_G}{2} - kT \cdot \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \right), \text{ para material tipo n} \quad (10.76)$$

Na tabela 6.2 apresentamos valores da função trabalho de vários metais, Φ_M . Valores para mais metais são apresentados na tabela 10.2.

Tabela 10.2 Função trabalho, Φ_M , de alguns metais

Metal	Função Trabalho [eV]
Ag	5.1
Al	4.1
Au	5.0
Cu	4.7
Mg	3.4
Ni	5.6
Pd	5.1
Pt	5.7

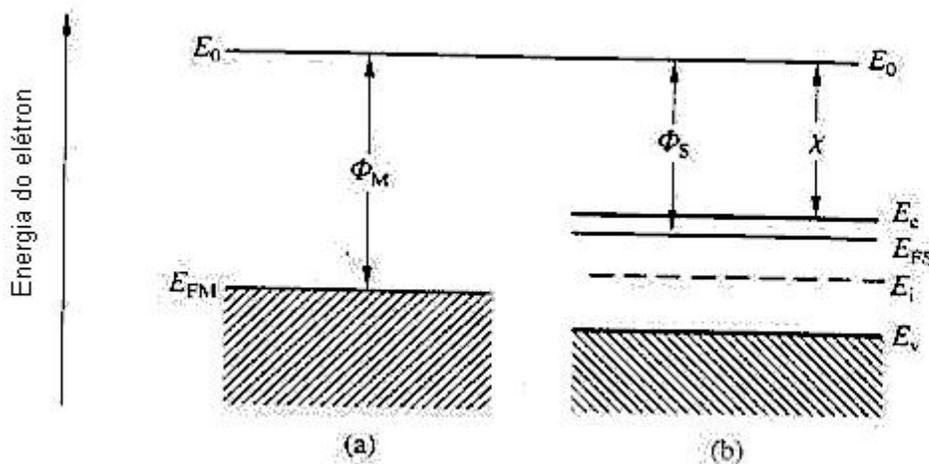


Fig. 10.29 Diagramas de bandas de a) metal e b) semicondutor tipo n, isolados.

Como o nível de Fermi representa a energia média dos elétrons de condução, observa-se no caso da Fig. 10.29, que os elétrons do semiconductor têm energia média maior que os do metal, no entanto, com a mesma probabilidade de ocupação (0.5 em $E = E_F$). Isto faz com que estes elétrons do semiconductor tenham uma preferência para migrarem ao metal se lhes for dada a oportunidade, por meio de contato. Lembramos que a natureza sempre procura a situação de mínima energia. Isto é melhor ilustrado nos diagramas da Fig. 10.30, onde mostramos o diagrama de bandas no instante hipotético do contato, antes da transferência de elétrons (b) e o diagrama de bandas após o estabelecimento do equilíbrio termo-dinâmico entre os dois materiais (c). No estabelecimento do equilíbrio, os elétrons inicialmente mais energéticos do semiconductor irão para o metal, até que a energia média dos elétrons do metal e do semiconductor seja a mesma (mesmo nível de Fermi). Após estabelecimento do equilíbrio observamos que:

- O nível de Fermi é uniforme nos dois materiais
- Há uma redução da concentração de elétrons na superfície do semiconductor, pela sua transferência para o metal (aumentou-se a distância entre E_C e E_F). Esta redução na concentração de elétrons pode ser de tal nível, a constituir a formação de uma região de depleção ($n \ll N_D$)
- O nível de vácuo, E_0 , mantém-se contínuo, porém não uniforme. Isto não deve ser uma preocupação, já que se trata apenas de uma energia de referência, onde o elétron estará livre e fora dos materiais. Este comportamento de E_0 resulta do fato de E_F ser constante, E_0 ser contínuo e χ ser uma constante e independente da posição.
- Os elétrons do metal encontram uma barreira de potencial de altura Φ_B , na interface com o semiconductor. Por análise da Fig. 10.30 b ou c, obtém-se diretamente a relação: $\Phi_B = \Phi_M - \chi$
- Os elétrons no corpo do semiconductor encontram uma barreira de potencial de altura $q \cdot V_{bi}$, para chegarem até a interface metal-semiconductor. Por análise da Fig. 10.30b, obtém-se diretamente a relação: $q \cdot V_{bi} = \Phi_M - \Phi_S(\chi = \infty)$.
- A presença de barreira de potencial, tanto para elétrons irem do metal para o semiconductor, como para os elétrons irem do semiconductor para o metal, corresponde ao diagrama típico de diodo de barreira Schottky ou retificador. Veremos posteriormente que a ausência das barreiras ou apenas uma barreira reduzida, resultará em contato ôhmico.

O modelo do contato metal-semiconductor apresentado é um modelo ideal e simplificado, onde é desprezado o efeito de estados de interface, que pode apresentar um efeito significativo sobre o contato. Como no semiconductor Si, a densidade de estados de superfície é relativamente baixa, o modelo aplica-se razoavelmente bem neste caso. Porém isto não é o caso de semicondutores como o GaAs e outros compostos tipo III-V.

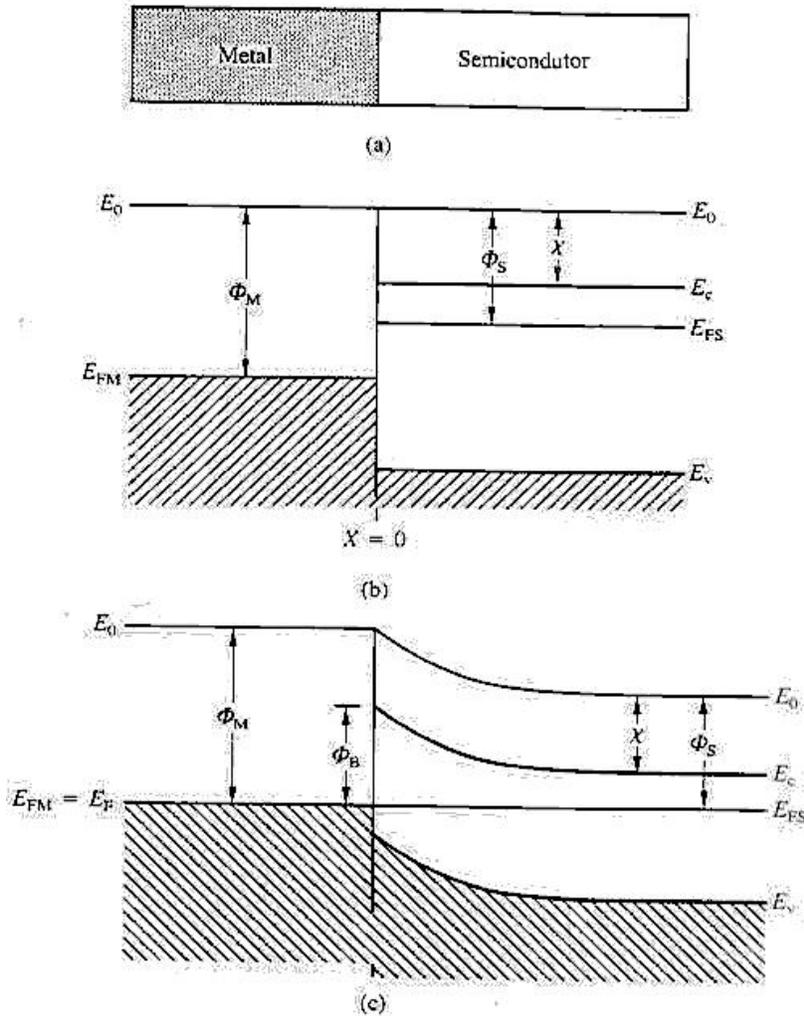


Fig. 10.30 Formação da barreira Schottky metal-semicondutor: a) estrutura física, b) diagrama de bandas no instante hipotético do contato, antes do equilíbrio e c) diagrama de bandas após estabelecimento do equilíbrio térmico.

10.2.2 Eletrostática do Diodo de Barreira Schottky Ideal.

No caso do contato metal-semicondutor, onde a função trabalho do metal for maior que a função trabalho do semicondutor, tem-se um diodo retificador chamado de diodo de barreira Schottky, ou simplesmente diodo Schottky. Este diodo apresenta uma relação $I - V$ não linear, com condução numa das polarizações e não condução na polarização inversa.

Na Fig. 10.31 apresentamos novamente o diagrama de bandas da estrutura, sem incluir a referência do nível de vácuo, juntamente com os correspondentes diagramas de densidade de cargas (região de depleção no semicondutor e uma

função delta de carga no metal junto à interface), de campo elétrico e de potencial elétrico.

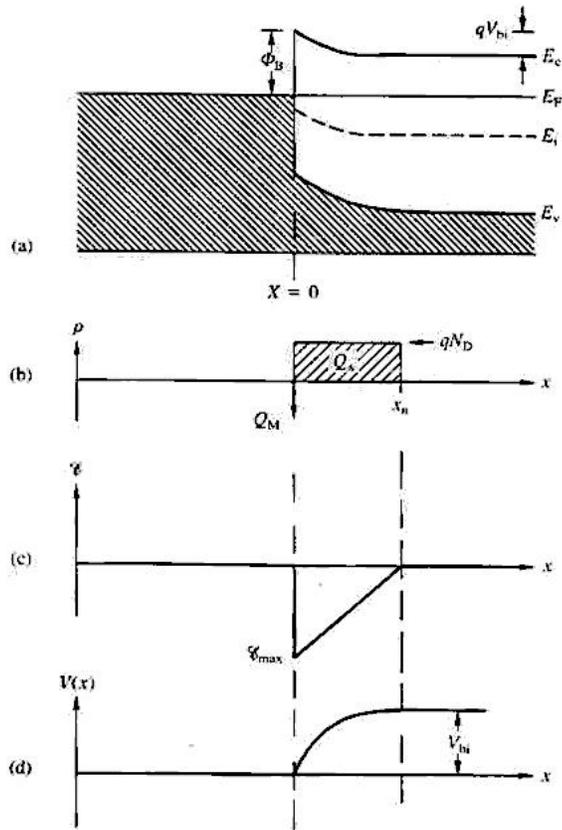


Fig. 10.31 Barreira Schottky em equilíbrio térmico: a) diagrama de bandas, b) densidade de cargas, c) campo elétrico, d) potencial elétrico.

Como não se cria cargas, a estrutura como um todo deve manter neutralidade. Houve apenas transferência de elétrons de um material para outro. Desta consideração podemos escrever:

$$Q_S = q \cdot N_D \cdot x_n = -Q_M \quad (10.77)$$

onde: x_n é largura da região de depleção no semiconductor tipo n, Q_S é a integral da carga no semiconductor e Q_M é a carga total no metal.

Como a densidade de cargas na região de depleção é constante, dado por $q \cdot N_D$, resulta pela lei de Gauss, uma relação linear para o campo elétrico (similar ao caso da junção pn):

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon_S} \int_0^x q \cdot N_D \cdot dx' + A1 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} x + A1 \quad (10.78)$$

Como no infinito, bem como na borda direita da região de depleção, o campo elétrico é nulo, ou seja, $\epsilon(x_n)=0$, obtém-se:

$$A1 = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} x_n \quad (10.79)$$

$$\epsilon(x) = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} (x_n - x) \quad (10.80)$$

Esta relação do campo elétrico (10.80), corresponde ao do gráfico da Fig.10.31c.

Definindo $q \cdot V_{bi}$ como sendo a altura da barreira no semiconductor, correspondendo ao encurvamento total da banda de condução por exemplo, ou do nível de referência de vácuo, E_0 , obtém-se diretamente do diagrama de bandas da Fig.10.30.c:

$$q \cdot V_{bi} = \Phi_M - \Phi_S \quad (10.81)$$

Substituindo Φ_S por suas componentes, obtém-se:

$$q \cdot V_{bi} = \Phi_M - \chi - (E_C - E_F)|_{\infty} \quad (10.82)$$

Adotando como referencial de tensão o ponto da interface, temos $V(x=0) = 0$, e como conseqüência resulta $V(x_n) = V_{bi}$ (potencial sobre o semiconductor). Para determinar a função da variação do potencial sobre o semiconductor devemos integrar a função do campo elétrico na região:

$$V(x) = -\int_0^x \epsilon(x') dx' + A2 = -\int_0^x \left[-\frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} (x_n - x') \right] dx' + A2 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} \left(x_n x - \frac{x^2}{2} \right) + A2$$

Como $V(x_n) = V_{bi}$, resulta:

$$A2 = V_{bi} - \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_S} \frac{x_n^2}{2}$$

Substituindo A2 na expressão de $V(x)$ acima, resulta:

$$V(x) = V_{bi} - \frac{q \cdot N_D}{2\epsilon_S} (x_n - x)^2 \quad (10.83)$$

Nota-se que a função do potencial é novamente uma parábola, como foi o resultado obtido na junção pn. Este resultado vale no entanto apenas para casos

de dopagem constante. Da condição da nossa referência de tensão, $V(x) = 0$, e da expressão (10.83) resultam as seguintes relações entre V_{bi} e x_n :

$$V_{bi} = \frac{q \cdot N_D}{2\epsilon_s} x_n^2 \quad (10.84)$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q \cdot N_D} \cdot V_{bi}} \quad (10.85)$$

onde V_{bi} depende da diferença das funções trabalho do metal e do semiconductor e pode ser obtido de (10.81) ou (10.82).

A análise feita até este ponto foi feita na condição de equilíbrio térmico, ou seja, sem tensão externa aplicada. Vejamos agora o que acontece se aplicarmos uma tensão direta ($V_{metal} > V_{semicond.}$) ou reversa ($V_{metal} < V_{semicond.}$). Com a aplicação da fonte externa aumentamos a energia dos elétrons no terminal ligado à polaridade negativa da fonte, aumentando assim o nível de Fermi do material deste lado. Como toda a tensão aplicada deverá cair sobre a junção (considerando baixa corrente e resistências parasitárias desprezíveis), a separação dos níveis de Fermi do metal e do semiconductor será igual a $q \cdot V_a$, onde V_a é a tensão aplicada. Os diagramas de bandas correspondentes à polarização direta e reversa do diodo estão mostrados na Fig. 10.32. Analisando as alturas das duas barreiras de potencial para os elétrons, obtém-se:

a) A altura da barreira vista pelos elétrons do metal para o semiconductor, não é alterada com a aplicação de tensão, direta ou reversa. A altura desta barreira é fixa e só depende de Φ_M e χ , dada pela relação:

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi \quad (10.86)$$

b) A altura da barreira vista pelos elétrons do corpo do semiconductor para a interface metal-semiconductor é alterada com a tensão aplicada e dada por:

$$qV_J = q(V_{bi} - V_A) \quad (10.87)$$

Pela análise da Fig. 10.32 e da relação (10.87) observa-se que a altura da barreira na banda de condução no semiconductor, como consequência também a largura da região de depleção associada, são reduzidas com a aplicação de polarização direta da junção. O inverso ocorre com a aplicação de polarização reversa.

Ao repetir-se a análise de distribuição de cargas, de campo elétrico e de potencial eletrostático na junção, com a nova condição de contorno para o potencial eletrostático em x_n , dado agora não mais por V_{bi} e sim por $(V_{bi} - V_A)$, resulta a seguinte expressão para a largura da região de depleção:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q \cdot N_D} (V_{bi} - V_A)} \quad (10.88)$$

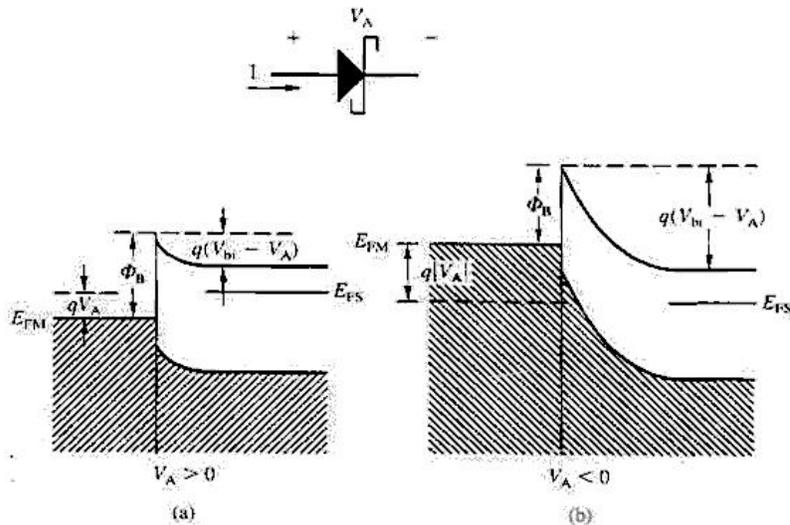


Fig. 10.32 Diagramas de bandas de diodo Schottky com polarização a) direta e b) reversa

Exercício: Analise o contato de Cu com Si tipo n, com $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, à temperatura ambiente. a) Trata-se de um contato tipo Schottky ou tipo ôhmico? b) Calcule Φ_B ; c) Calcule V_{bi} ; d) Calcule x_n para $V_A = 0$ e $V_A = -2 \text{ V}$.

Temos os seguintes dados: $\Phi_M(\text{Cu}) = 4.7 \text{ eV}$ (tabela 10.2), $\chi(\text{Si}) = 4.05 \text{ eV}$, $kT = 0.026 \text{ eV}$, $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

a) Da Fig.10.30 observa-se que a barreira positiva no semiconductor, típica de contato Schottky, é obtida no caso de $\Phi_M > \Phi_S$.

Aplicando a fórmula (10.76), obtém-se: $\Phi_S = 4.05 + 0.56 - 0.36 = 4.25 \text{ eV}$. Desta forma o valor da função trabalho do semiconductor é menor que o valor da função trabalho do metal, o que corresponde a um contato tipo Schottky.

b) De (10.86) obtemos: $\Phi_B = \Phi_M - \chi = 4.7 - 4.05 = 0.65 \text{ eV}$

c) De (10.82) obtemos: $q \cdot V_{bi} = \Phi_M - \chi - (E_C - E_{FS})_{x=\infty} = 4.7 - 4.05 - (0.56 - 0.36) = 0.45 \text{ eV}$.

d) Os valores da largura da região de depleção podem ser obtidos de (10.88).

Obtemos assim os seguintes valores: i) para $V_A = 0$, $x_n = 0.242 \text{ }\mu\text{m}$; ii) para $V_A = -2 \text{ V}$, $x_n = 0.565 \text{ }\mu\text{m}$.

Nota: observa-se que tanto a tensão interna da junção no semiconductor, bem como a largura da região de depleção do diodo Schottky são menores que os valores em diodo pn.

10.2.3 Característica I – V de Diodo Schottky Ideal

Pela estatística de Fermi-Dirac e de Boltzmann, a probabilidade de ocupação dos estados de mais alta energia cai exponencialmente. Assim, a densidade de elétrons nos estados na altura do pico da barreira de energia deve ser baixa, porém não é nula. Teremos assim um fluxo contínuo de elétrons com energia suficiente para passar por cima da barreira do semiconductor para o metal. Porém, estando em equilíbrio, teremos um fluxo igual de elétrons vindo do metal, passando por cima da barreira e alcançando o semiconductor. Desta forma o fluxo líquido de elétrons sobre a barreira será nulo em equilíbrio. Estes fluxos de elétrons são chamados de fluxos de emissão termiônica de elétrons.

Como a altura da barreira vista pelos elétrons do metal para o semiconductor é fixa e independente da polarização, $\Phi_B = \Phi_M - \chi$, o fluxo de elétrons de emissão termiônica do metal para o semiconductor será também fixo com a tensão aplicada. Por outro lado, como a altura da barreira interna no semiconductor é variável com a tensão aplicada, $qV_J = q(V_{bi} - V_A)$, o fluxo de emissão termiônica de elétrons do semiconductor para o metal será grande para polarização direta (crescente com $V_A > 0$) e muito reduzido para a polarização reversa.

Como conseqüência do exposto acima, pode-se demonstrar que a densidade de corrente líquida pela junção Schottky é dada por:

$$J = J_0 e^{qV_A/nkT} (1 - e^{-qV_A/kT}) \quad (10.89)$$

onde: $J_0 = A^* T^2 \cdot e^{-q\Phi_B/kT}$

A^* = constante efetiva de Richardson =

$$A = \frac{4\pi \cdot q \cdot m_e \cdot k^2}{h^3}$$

A^*/A vale 0.66 para Si tipo p e 2.1 para Si tipo n (orientação (100))

n = fator de idealidade

A expressão (10.89) é similar à corrente de um diodo retificador, com curva de corrente versus tensão similar ao do diodo pn. O símbolo do diodo Schottky é como ilustrado na Fig. 10.32.

10.2.4 Contatos Metal-Semiconductor Ôhmicos

Nos itens acima explicamos que a diferença entre um contato Schottky e um contato ôhmico refere-se apenas à relação entre as duas funções trabalho. Se $\Phi_M > \Phi_S$ teremos contato Schottky pois resulta $V_{bi} > 0$, enquanto que se $\Phi_M < \Phi_S$ teremos contato Schottky pois resulta $V_{bi} < 0$ (ausência de barreira para os

elétrons do semiconductor). Isto é correto de forma genérica, porém existe uma exceção importante a esta regra como veremos mais abaixo.

Analisemos primeiramente o caso de $\Phi_M < \Phi_S$. Pelo procedimento exposto no item 10.1, constrói-se o seu diagrama, como ilustrado na Fig.10.33. Observa-se a ausência da barreira de energia para os elétrons da banda de condução no semiconductor. Adicionalmente, a barreira de energia vista pelos elétrons do metal é reduzida. Isto faz com que haja facilidade de fluxo de elétrons nos dois sentidos. Isto é característico de um bom contato ôhmico.

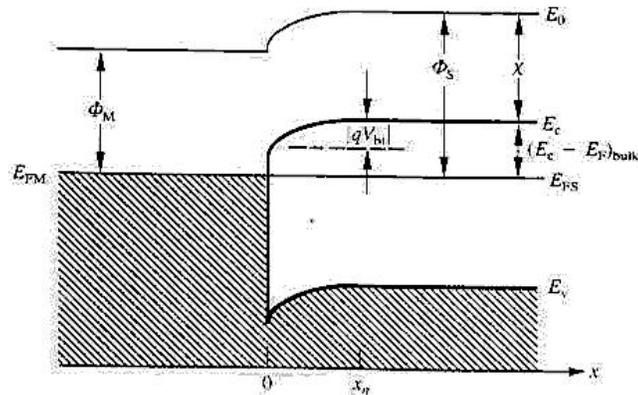


Fig.10.33 Diagrama de bandas de um contato ôhmico com V_{bi} negativo, ou, $\Phi_M < \Phi_S$.

A exceção à regra citada acima refere-se ao caso com $\Phi_M > \Phi_S$ (diagrama de bandas de um contato Schottky) e quando o nível da dopagem do semiconductor for muito elevado. Se a dopagem for muito elevada, a largura da região de depleção formada será muito estreita (ver relação (10.85) ou (10.88)). Sendo a

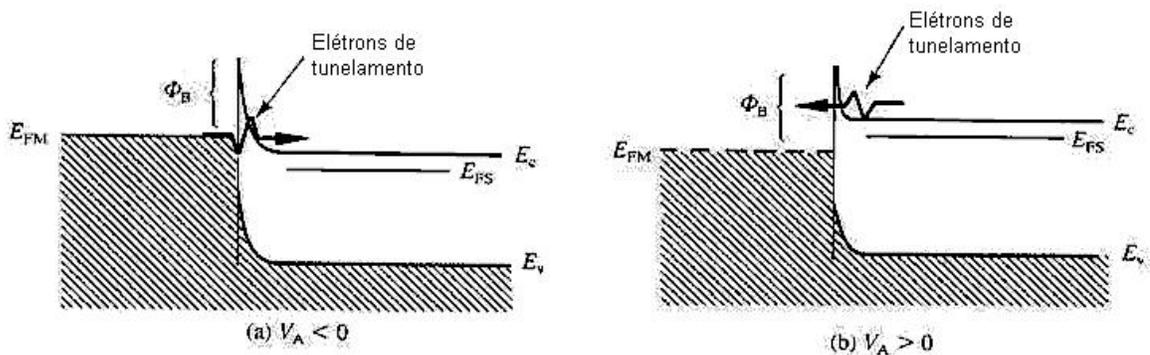


Fig.10.34 Diagramas de bandas de contato metal-semiconductor com $\Phi_M > \Phi_S$ e com alta dopagem tipo n^+ , sendo a) com polarização reversa (tunelamento do metal para o semiconductor) e b) com polarização direta (tunelamento do semiconductor para o metal).

barreira de potencial muito estreita, o fenômeno de tunelamento quântico torna-se apreciável, permitindo o fluxo de elétrons tanto do metal para o semicondutor como o inverso.

Por causa da diferença da concentração de elétrons num mesmo nível de energia, no metal e no semicondutor, em função da polarização da junção, resulta:

- Maior corrente de tunelamento do metal para o semicondutor que no sentido inverso, no caso de polarização reversa.
- Maior corrente de tunelamento do semicondutor para o metal que no sentido inverso, no caso de polarização direta.

Este fenômeno de corrente de tunelamento pelo contato tipo “Schottky”, com o semicondutor altamente dopado, faz com que este seja o procedimento normalmente adotado para se fazer um bom contato ôhmico, mesmo sendo $\Phi_M > \Phi_S$.

Embora a análise apresentada de contatos metal-semicondutor tenha sido feita apenas para o caso de substrato tipo n, uma análise análoga pode ser feita para substrato tipo p, com resultados totalmente similares.

10.3 Heterojunções

Ao crescermos (por processo epitaxial por exemplo) um semicondutor de um dado material sobre um outro material semicondutor, formamos uma heterojunção. Como cada material semicondutor tem uma largura de banda, E_G , bem como uma afinidade eletrônica, χ , característicos, teremos um diagrama com descontinuidades na interface da heterojunção. A Fig.10.35 ilustra os vários tipos de estruturas de bandas de heterojunções, dependendo dos tipos dos materiais e dos tipos de dopagens. Considerando inicialmente os dois semicondutores intrínsecos, classificamos as heterojunções em tipo I a tipo III, de acordo com as formas das descontinuidades nas bandas de condução e de valência, como indicado na Fig.10.35. No caso de dopagens tipo p ou n, os diagramas adaptam-se no sentido de alinhar sempre os níveis de Fermi, quando em equilíbrio.

A forma de obtenção do diagrama de bandas é similar ao do caso do contato metal-semicondutor, a partir dos dados das bandas proibidas e das afinidades eletrônicas dos materiais. Na Fig.10.36 apresentamos o exemplo da heterojunção de AlGaAs tipo n com GaAs tipo p, a) inicialmente com os materiais separados e com suas bandas em relação ao nível comum de vácuo e b) após o contato e em equilíbrio térmico (nível de Fermi constante e nível de vácuo contínuo).

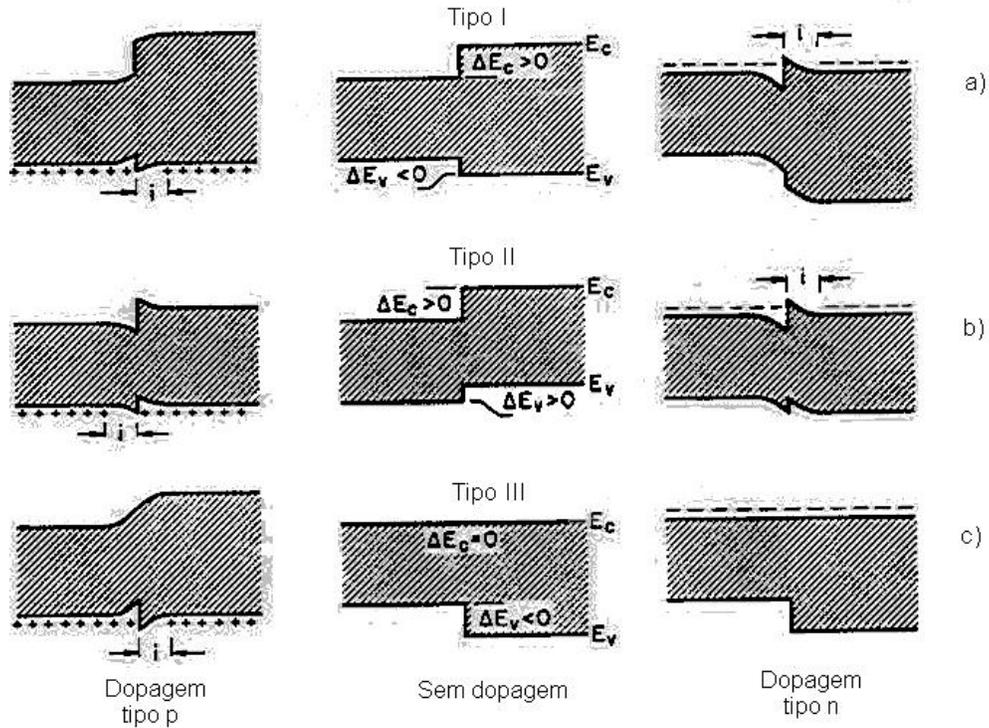


Fig.10.35 Possíveis alinhamentos das bandas de energia em heteroestruturas. Tipo I: a banda proibida menor é encaixada entre os limites da banda proibida maior. Tipo II: alinhamento de bandas em degraus. Tipo III: Banda de condução (ou de valência) contínua, com toda a diferença nas larguras das bandas proibidas aparecendo na outra banda.

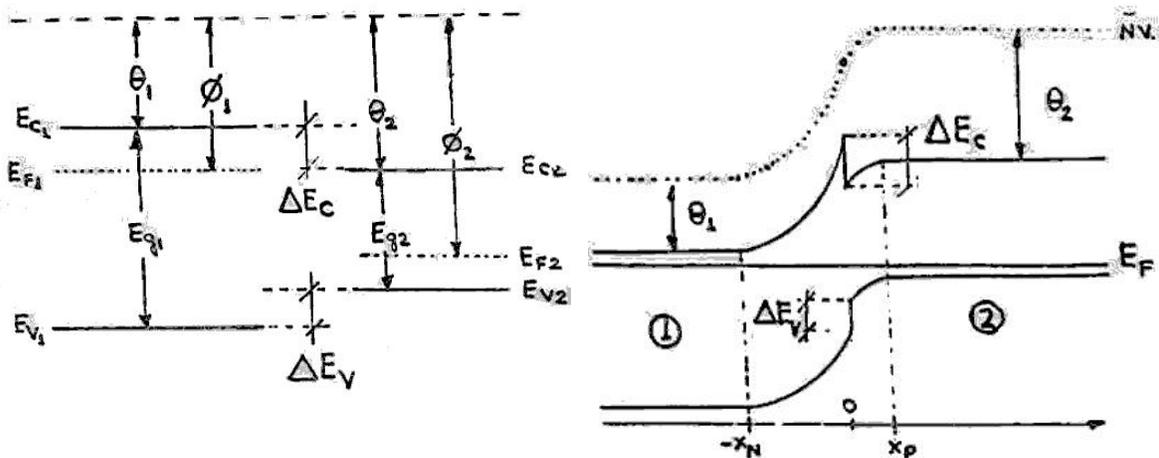


Fig.10.36 Diagramas de bandas de 2 materiais (AlGaAs tipo n e GaAs tipo p), a) separados e b) em contato e em equilíbrio térmico.

A partir desta heterojunção pode-se demonstrar que a relação entre a tensão interna da junção é dada pela relação (10.90), enquanto que a corrente pela heterojunção é dada pela relação (10.91), similar a de uma homojunção.

$$V_{bi} = \frac{q \cdot N_D \cdot x_n^2}{2 \cdot \epsilon_1} + \frac{q \cdot N_A \cdot x_p^2}{2 \cdot \epsilon_2} \quad (10.90)$$

onde: x_n (x_p) é a largura da região de depleção no lado n (lado p); ϵ_1 (ϵ_2) é a constante dielétrica da região n ou 1 (p ou 2).

$$I = I_0 (e^{q \cdot V_A / kT} - 1) \quad (10.91)$$

onde I_0 é uma função da heterojunção.

As heterojunções são utilizadas para a construção de vários dispositivos optoeletrônicos (lasers, fotodiodos, etc) e dispositivos eletrônicos especiais e novos.

10.4 Contato ou Junção MOS

O contato ou junção MOS, que corresponde à estrutura Metal-Óxido-Semicondutor como indicado na Fig. 10.37, constitui a estrutura central ou intrínseca de vários dispositivos semicondutores de efeito de campo, entre os quais os transistores MOSFET (elemento básico de aproximadamente 95% dos modernos circuitos integrados) e dispositivos CCD's (elemento básico das câmeras de vídeo). Além de constituir a estrutura central destes dispositivos, ela também forma o que chamamos de capacitor MOS. Tradicionalmente o óxido usado é o óxido de silício, SiO_2 , porém de forma genérica poderia ser qualquer outro isolante, com a correspondente generalização do nome para MIS, Metal-Isolante-Semicondutor.

Na estrutura MOS ilustrada na Fig. 10.37, o metal sobre o óxido é chamado terminal de porta. Este metal pode ser uma camada ou filme fino de Al, silício policristalino altamente dopado (funcionando como um razoável condutor), um metal refratário, uma liga metal-silício (siliceto), ou ainda uma combinação de multicamadas destas, como por exemplo um siliceto sobre silício policristalino. A espessura deste filme é tipicamente da ordem de 0.5 μm . A espessura do filme isolante pode variar na faixa típica de 2 a 1000 nm. O silício deve ter um contato elétrico em algum ponto, por exemplo nas costas da amostra, como ilustrado. Este contato elétrico é feito por meio do contato ôhmico metal-semicondutor já estudado no item 10.2 acima.

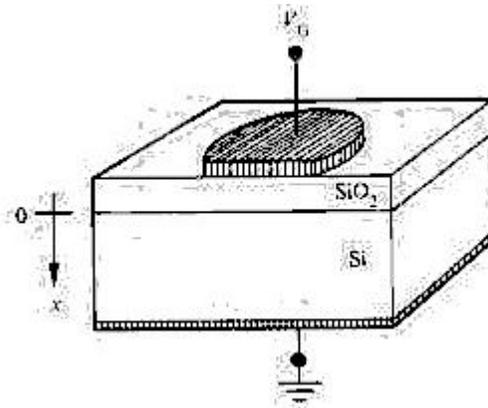


Fig. 10.37 Estrutura de contato ou junção MOS ou ainda de capacitor MOS.

Temos por objetivo neste item estudar a eletrostática do capacitor, bem como a variação da sua capacitância versus polarização do terminal de porta em relação ao substrato. Inicialmente iremos estudar uma estrutura MOS ideal assumindo as seguintes condições:

- A espessura do metal é suficiente para garantir baixa resistência elétrica e um equipotencial ao longo de sua superfície, tanto em termos de potencial DC como AC. Esta condição é satisfeita na maioria dos casos práticos.
- O óxido é um isolante perfeito onde a corrente DC é nula. Esta condição também é normalmente satisfeita, a menos quando a espessura do isolante for muito fina (da ordem de 2 nm ou menos, dando origem a corrente de tunelamento).
- Temos cargas possíveis apenas no metal e no semiconductor, ou seja, não temos cargas dentro do óxido e nem associada à interface SiO_2/Si . Esta condição normalmente não é satisfeita. Após o estudo do caso ideal, apresentaremos como a existência destas cargas altera o resultado do caso ideal, sem estas cargas.
- A dopagem do semiconductor é uniforme. Esta condição pode ser considerada como verdadeira em vários casos práticos, mas nem sempre. Nos limitaremos a estudar o caso de dopagem uniforme.
- O substrato tem espessura muito grande, de forma que podemos adotá-lo como de espessura infinita, com neutralidade de cargas e ausência de campo elétrico na sua parte inferior.
- Há um contato ôhmico perfeito nas costas do substrato, como indicado na Fig. 10.37.
- O eletrodo de porta é de área grande, com dimensões bem maiores que da espessura do óxido (bem como da possível espessura de região de depleção na superfície do semiconductor). Desta forma podemos desprezar os efeitos de bordas e fazer um estudo unidimensional em x (profundidade).
- O metal de porta e o semiconductor apresentam idêntico valor de função trabalho, ou seja a diferença de função trabalho, $\Phi_{\text{MS}} = \Phi_{\text{M}} - \Phi_{\text{S}} = 0$. Na Fig. 10.38 ilustramos os diagramas de bandas com indicação de função trabalho ou afinidade eletrônica, dos três materiais da estrutura MOS, para o caso dos

materiais ainda separados. A condição de $\Phi_{MS} = 0$ também normalmente não é satisfeita. Após o estudo do caso ideal, apresentaremos como a existência de uma diferença nas funções trabalho do metal e do semiconductor altera o resultado do caso ideal.

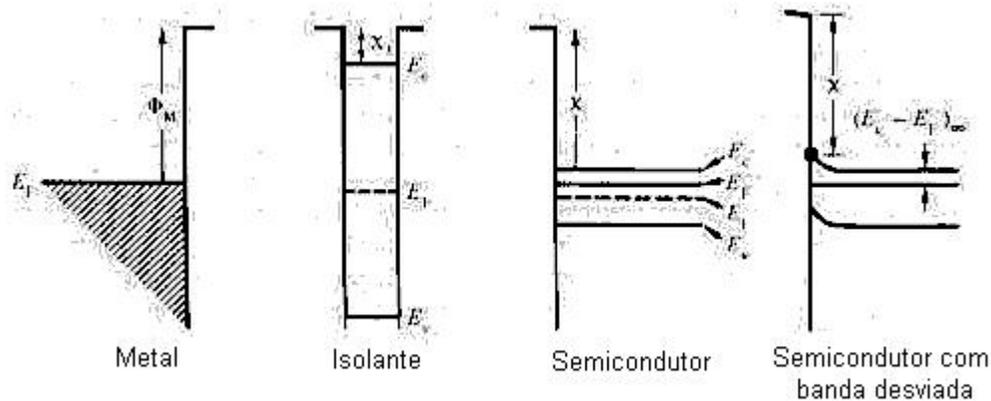


Fig. 10.38 Diagramas de bandas de energia individuais do metal, óxido e semiconductor da estrutura MOS.

Ao juntarmos os três materiais para formar a estrutura MOS, no caso de $\Phi_{MS} = 0$, resulta o diagrama de bandas completo como mostrado na Fig. 10.39. Nota-se que neste caso particular, o diagrama de bandas do semiconductor não é alterado, permanecendo na condição chamada de banda plana. Este caso corresponde ainda à condição com polarização nula entre porta e substrato, ou seja, $V_G = 0$. Esta condição de $V_G = 0$, impõe que as energias médias dos portadores no metal e no semiconductor sejam as mesmas, ou que os níveis de Fermi sejam iguais, justificando assim o diagrama da Fig. 10.39. Vimos no capítulo 10 que no caso de banda plana, ou seja, níveis de energia das bandas de condução e de valência constantes, resulta campo elétrico nulo e densidade de cargas também nula. No nosso caso de capacitor ideal, esta condição de banda plana é obtida para a polarização nula, porém no caso genérico, ela acontece para uma tensão de porta chamada de $V_G = V_{FB}$ (do inglês, Flat Band), que no caso não ideal será diferente de nula, como será mostrado mais abaixo. Apenas no caso de polarização do capacitor MOS ideal iremos ter cargas, tanto no eletrodo de porta como no semiconductor, como ilustrado na Fig. 10.40, para o caso polarização V_G positiva. Logicamente, não se cria cargas ao polarizar um dispositivo, apenas se transfere cargas de um eletrodo a outro. Assim resulta:

$$|Q^+| = |Q^-|$$

ou

$$Q_M = -Q_S$$

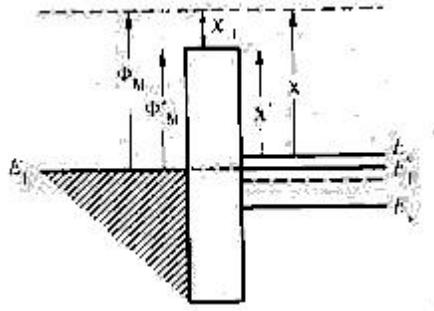


Fig. 10.39 Diagrama de bandas de estrutura MOS ideal, substrato tipo p, em equilíbrio.

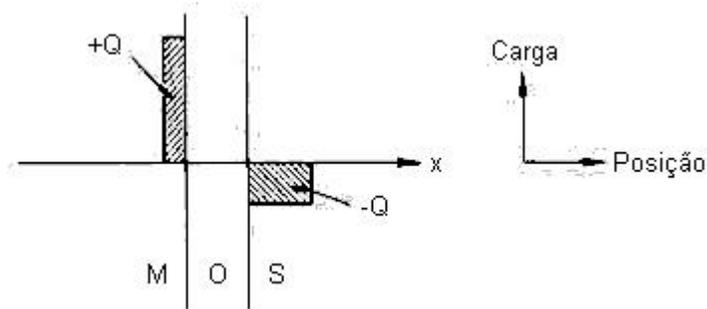


Fig. 10.40 Diagrama de cargas em capacitor MOS com polarização positiva.

10.4.1 Análise Eletrostática da Estrutura MOS com Polarização.

Iniciamos a análise com as seguintes considerações, adotando o substrato como referencial terra e a tensão de porta dada por V_G :

- a) Como a densidade de corrente DC pela estrutura é nula, podemos escrever (do capítulo 8):

$$J_n = \mu_n \cdot n \cdot \nabla F_n = 0 \quad (10.92)$$

$$J_p = \mu_p \cdot p \cdot \nabla F_p = 0 \quad (10.93)$$

Portanto, os gradientes dos níveis de quase-Fermi de elétrons e de lacunas são nulos, ou ainda, os níveis de quase-Fermi dos portadores são constantes. Sendo os 2 níveis de quase-Fermi constantes eles só podem ser iguais entre si e ao próprio nível de Fermi do semiconductor (não há tensão aplicada sobre a parte neutra, região inferior, do semiconductor). Temos do capítulo 8 que o nível de Fermi constante é sinônimo de semiconductor em equilíbrio térmico. Conclui-se portanto que o semiconductor de um capacitor MOS, mesmo polarizado, continua em equilíbrio. Uma interpretação física deste fato é associada ao fato de não estarmos

fornecendo ou dissipando energia ao sistema (o produto $V.I = 0$), ao contrário do que acontece com a polarização de uma junção pn.

- b) Os níveis de Fermi do metal e do semiconductor por outro lado, mesmo sendo constantes, estão separados entre si pelo valor da energia potencial dada pela fonte V_G , ou seja:

$$E_{FM} - E_{FS} = -q.V_G \quad (10.94)$$

Apresentamos na Fig. 10.41 os diagramas de bandas e de cargas de capacitor MOS ideal, substrato tipo p, para algumas condições de polarização: a) $V_G = 0$ (banda plana), b) $V_G < 0$ (acumulação), c) $V_G > 0$ ($= V_{Gi}$, depleção e superfície intrínseca, ou limiar de inversão fraca), d) $V_G > 0$ ($= V_T$, depleção e limiar de inversão forte), e) $V_G > V_T$ (inversão forte)

No caso de aplicarmos tensão V_G negativa, carregamos o capacitor com cargas negativas na porta (junto à interface metal-óxido) e cargas positivas no semiconductor (junto à interface óxido-semiconductor). A carga positiva no semiconductor tipo p só pode ser formada pelo acúmulo de lacunas na superfície. O aumento na concentração de lacunas na superfície vem acompanhada pelo aumento da diferença entre o nível de Fermi intrínseco e do nível de Fermi do material, como pode ser verificado pela relação de Boltzmann (8.23 ou 10.95). Para atender a esta condição é necessário que o nível de Fermi intrínseco se encurve para cima, já que o nível de Fermi do material é constante por estar em equilíbrio. Como consequência do encurvamento do nível de Fermi intrínseco, as bandas de condução e de valência também seguem o mesmo encurvamento, dado que o nível E_i é aproximadamente o nível médio entre E_C e E_V . O potencial no semiconductor é dado pelo inverso do encurvamento total da banda de energia e dividido pela carga eletrônica, q . Desta forma, o potencial de superfície no semiconductor será negativo (encurvamento positivo na banda de condução). A tensão V_G aplicada na porta será dividida pelas quedas de tensão no semiconductor e no isolante. A queda de tensão no isolante produz um campo elétrico no mesmo, constante (ver relação de Poisson, com densidade de cargas nula) e de valor negativo. Isto é coerente com o diagrama da Fig. 10.41b, onde a banda de condução do óxido apresenta gradiente constante e negativo (ver relação 8.64).

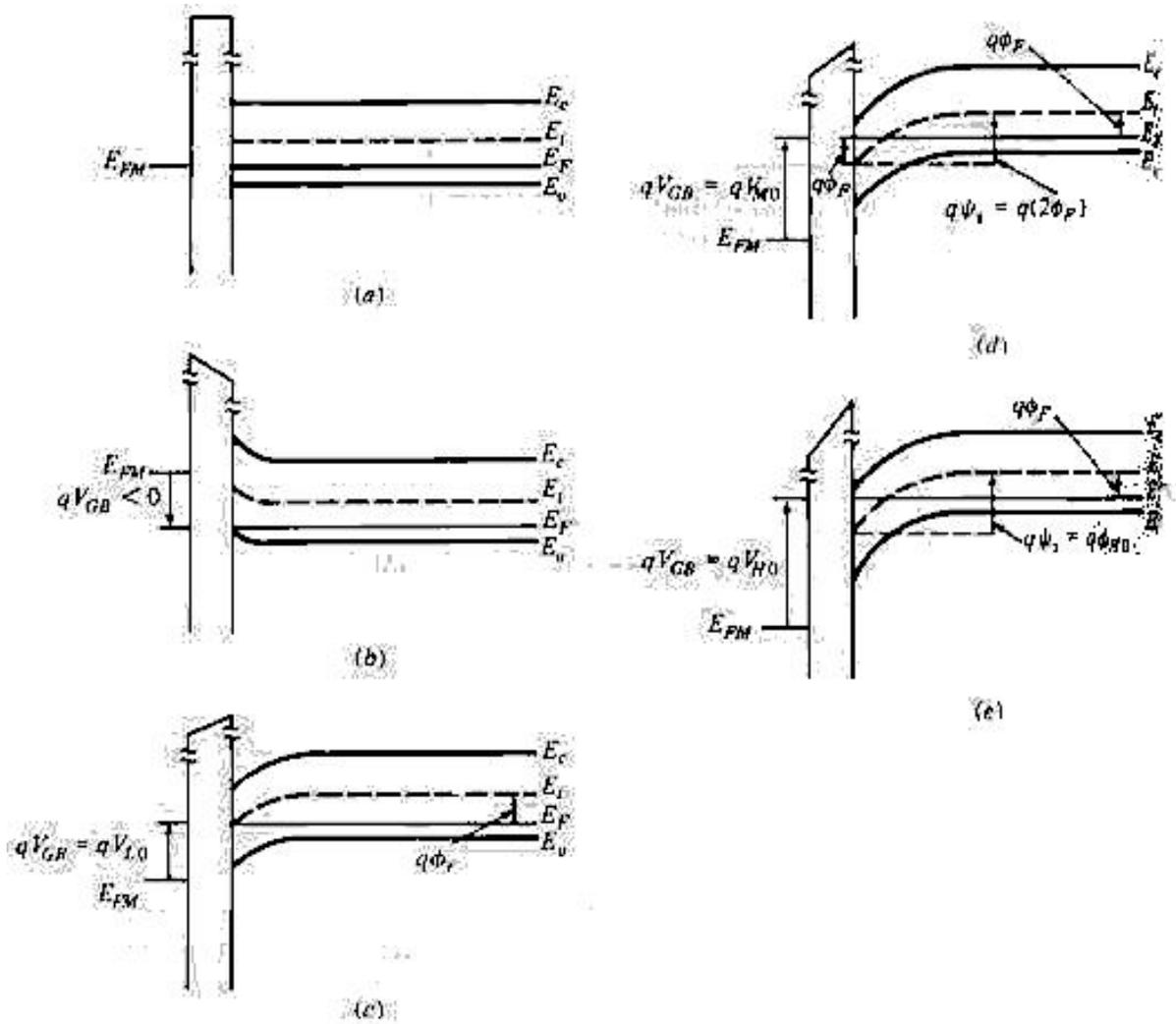


Fig. 10.41 Diagramas de bandas e de cargas de capacitor MOS ideal, substrato tipo p, para as condições de polarização de: a) banda plana, b) acumulação, c) depleção e limiar de inversão fraca, d) limiar de inversão forte, e) inversão forte.

$$p = n_i \cdot e^{(E_i - E_F) / kT} \quad (10.95)$$

Ao aplicarmos uma tensão positiva na porta, carregamos o metal com cargas positivas (extração de elétrons do metal) e o semiconductor com cargas negativas. Estas cargas negativas no semiconductor são inicialmente obtidas pelo efeito de repulsão dos seus portadores positivos, ou seja, das lacunas próximas à superfície. Com a repulsão das lacunas, as cargas negativas dos íons aceitadores no substrato deixam de ser neutralizadas, permanecendo uma carga líquida negativa nesta região, como indicada no Fig. 10.41c, com sua densidade dada por $-q \cdot N_A$. A largura desta região estende-se conforme aumentamos a tensão de porta, até um valor máximo, x_{dMAX} , aumentando assim gradualmente a carga negativa no substrato. A repulsão das lacunas corresponde a uma redução do

fator exponencial, $(E_i - E_F)$ na relação de Boltzmann (10.95), o que novamente corresponde a um encurvamento das bandas de energia de condução e de valência, bem com do nível de Fermi intrínseco, uma vez que o nível de Fermi do semiconductor é constante (equilíbrio térmico). Este encurvamento das bandas de energia é para baixo neste caso, ilustrado na Fig.10.41c, indicando um potencial crescente do corpo do semiconductor ($x = \infty$) para a superfície ($x = 0$). A redução na concentração de lacunas do corpo do semiconductor para a superfície é acompanhado pelo aumento concomitante de elétrons, como observado pela relação de Boltzmann para elétrons (8.22 ou 10.96), ou pela condição de equilíbrio, pela qual temos que $pn = n_i^2$. Assim temos que gradualmente, conforme aumentamos a tensão V_G , aumenta-se a concentração de elétrons próximo da superfície do semiconductor. Enquanto a tensão de porta for baixa ($V_G < V_{Gi}$, limiar de inversão fraca), a concentração de elétrons na superfície mantém-se menor que a concentração intrínseca de portadores. Já para tensão de porta moderada, mas menor que a tensão de limiar de inversão forte, V_T , a concentração de elétrons mantém-se menor que a concentração de dopantes, N_A .

$$n = n_i \cdot e^{(E_F - E_i)/kT} \quad (10.96)$$

Podemos definir o potencial de superfície do semiconductor como o encurvamento total das bandas de energia do corpo até a superfície, dividido pela carga q , ou seja:

$$\psi_s = \frac{1}{q} [E_i(x = \infty) - E_i(x = 0)] \quad (10.97)$$

Define-se o valor V_{Gi} como a tensão de porta quando a concentração de elétrons na superfície for igual a n_i . Esta condição, ilustrada na Fig. 10.41c, acontece quando tivermos $E_i = E_F$, ou ainda quando o potencial de superfície, ψ_s , for igual ao potencial de Fermi, ϕ_F , sendo o potencial de Fermi dado por:

$$\phi_F = \frac{1}{q} (E_i - E_F) \Big|_{x=\infty} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (10.98)$$

Assim, para $V_G = V_{Gi}$, tensão de limiar de inversão fraca, temos:

$$\psi_s = \phi_F \quad (10.99)$$

Definimos o valor V_T como a tensão de limiar de inversão forte, como sendo a tensão V_G onde a concentração de elétrons na superfície for igual ao valor de lacunas no corpo do semiconductor ($x = \infty$), ou seja, $n_s = N_A$. Observando a relação de Boltzmann de concentração de elétrons (10.96) teremos esta condição quando o encurvamento das banda for o dobro ao da condição de limiar de inversão fraca,

como ilustrado na Fig. 10.41d, ou seja, quando o potencial de superfície for o dobro do potencial de Fermi:

$$\psi_s = 2\phi_F \quad (10.100)$$

A condição de limiar de inversão forte dada acima é a condição clássica assumida. Mais recentemente, com a adoção de tensões menores na polarização dos circuitos integrados, um refinamento deste limite fez-se necessário e um novo limite vem sendo adotado, com um valor um pouco superior ao da relação (10.100), da ordem de $6 kT/q$ acima. Neste texto mantemos a definição clássica de $2\phi_F$.

Aumentando a tensão de porta V_G a valores maiores que V_T , aumentamos fortemente a concentração de elétrons na superfície, Fig. 10.41e, sem aumentar significativamente o valor da largura de depleção, ou seja, para $V_G > V_T$, x_d mantém-se aproximadamente constante e igual a x_{cMAX} . Este comportamento é atribuído ao crescimento exponencial da concentração de elétrons na superfície com o potencial de superfície. Nestas condições, todo aumento de tensão de cargas positivas no metal de porta será compensado com o aumento de queda de potencial no óxido e de cargas negativas de elétrons na superfície, sem aumentar a região de depleção, ou seja, sem aumentar as cargas negativas da região de depleção e sem aumentar significativamente o potencial de superfície (um aumento significativo do potencial de superfície resultaria num aumento exponencial ou astronômico na concentração de elétrons na superfície).

A condição de limiar de inversão forte, V_T , é o limite a partir do qual forma-se uma camada de inversão significativa na superfície, ou seja, forma-se ou induziu-se na superfície um canal de elétrons.

Uma análise complementar ao dado acima pode ser feita considerando um substrato de Si tipo n. Resultam potenciais e cargas de sinais opostos, com uma análise totalmente similar. Deixamos esta análise como exercício para o leitor.

Definimos acima a condição de potencial de superfície no semiconductor para os limiares de inversão. Esta informação na verdade não será de grande utilidade por não termos acesso direto a este potencial. Temos acesso sim ao potencial da porta V_G . Portanto fica a questão, para que valor de V_G estamos na condição de limiar da inversão forte, ou seja, qual é o valor de V_T . Este valor é de grande importância para os transistores MOSFET, pois será a tensão de porta a partir da qual começa a haver uma corrente significativa entre os terminais de fonte de dreno do transistor.

Vamos considerar o capacitor polarizado com V_G igual a V_T , tendo conseqüentemente o diagrama de bandas ilustrado na Fig. 10.42a. O diagrama de cargas correspondente é mostrado na Fig. 10.42b, assumindo a mesma aproximação de depleção adotada na teoria da junção pn, ou seja, a depleção termina abruptamente em x_d , que neste caso é, como explicado acima, x_{cMAX} .

Apenas na origem, $x = 0$, temos uma concentração significativa de elétrons, neste caso, dado como sendo igual a N_A . Mas como sua concentração diminui exponencialmente para potenciais menores, em $x > 0$, a integral de elétrons no canal continua desprezível frente à carga de depleção. Assim podemos escrever que a densidade de cargas na região de depleção, $0 < x < x_d$, é dado por:

$$\rho(x) = -q \cdot N_A \quad (10.101)$$

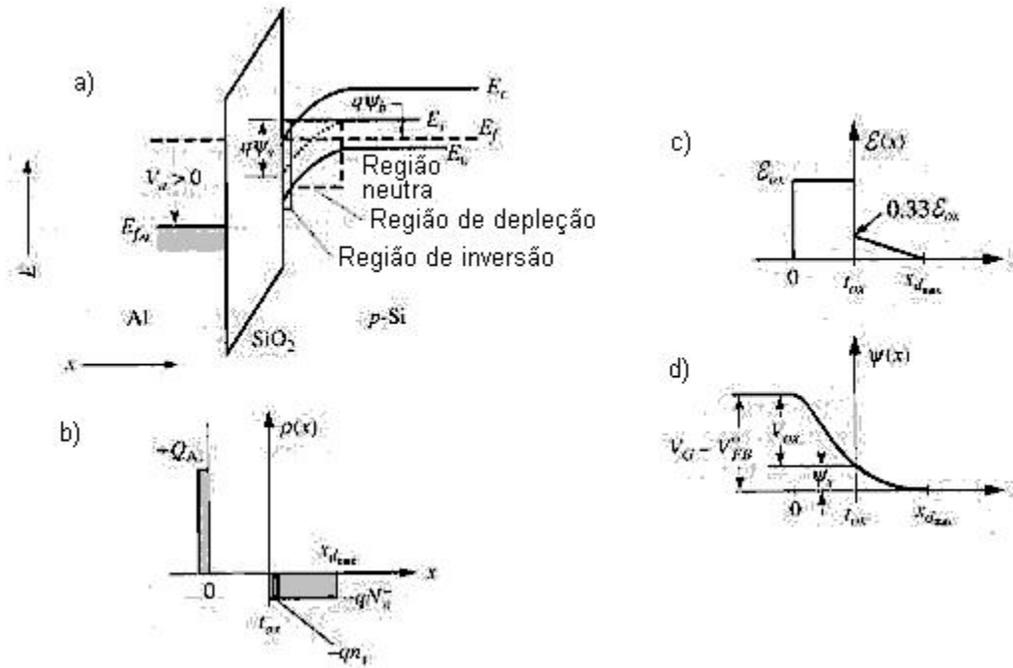


Fig. 10.42 Diagramas de um capacitor MOS ideal, substrato tipo p, polarizado na condição de limiar de inversão forte: a) de bandas, b) de distribuição de cargas, c) de campo elétrico, d) de potencial elétrico.

Similarmente ao procedimento adotado no caso da junção pn, o campo elétrico no semiconductor é obtido pela lei de Gauss, com condição de contorno de campo nulo na região neutra do semiconductor, resultando em:

$$E(x) = \frac{q}{\epsilon_{Si}} \cdot N_A (x_d - x) \quad (10.102)$$

Portanto o campo elétrico é nulo no corpo do semiconductor e varia linearmente deste valor até um valor máximo na sua superfície, como ilustra a Fig. 10.42c. O campo elétrico no dielétrico deve ser constante, uma vez que a densidade de cargas é nula neste material (equação de Poisson). Temos da teoria de eletromagnetismo, que numa interface entre dois materiais dielétricos, com ausência de carga de interface, o vetor densidade de fluxo elétrico, D , é contínuo, resultando na seguinte relação entre os campos elétricos perpendiculares à

interface, que explica a descontinuidade do campo elétrico na interface mostrado na figura:

$$D_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{ox}} = D_S = \frac{\epsilon_S}{\epsilon_S} \quad (10.103)$$

O potencial elétrico pode ser obtido pela integral do campo elétrico, resultando na relação (10.103) e ilustrado na Fig. 10.42d.

$$\psi(x) = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon_S} (x_d - x)^2 \quad (10.104)$$

Podemos também escrever a seguinte relação de potenciais, baseada na segunda lei de Kirchhoff:

$$V_G = V_{ox} + \psi_S \quad (10.105)$$

Mais uma vez usando a lei de Gauss, podemos obter uma relação para a tensão sobre o óxido, V_{ox} :

$$\epsilon_{ox} = \frac{Q_G}{\epsilon_{ox}} = -\frac{Q_S}{\epsilon_{ox}} \quad (10.106)$$

onde Q_G (Q_S) é a integral da carga no metal (semicondutor) por unidade de área.

Como temos também que:

$$\epsilon_{ox} = \frac{V_{ox}}{x_{ox}} \quad (10.107)$$

onde x_{ox} é a espessura do dielétrico (óxido).

Substituindo esta relação, na anterior (10.106), resulta:

$$V_{ox} = \frac{Q_G}{\epsilon_{ox}/x_{ox}} = \frac{Q_G}{C_{ox}} = -\frac{Q_S}{C_{ox}} \quad (10.108)$$

onde C_{ox} é a capacitância do óxido por unidade de área, dado por ϵ_{ox}/x_{ox} .

Como na condição de limiar de forte inversão ainda podemos desprezar a integral dos portadores no canal, a integral de carga no semicondutor, Q_S , pode ser expressa por:

$$Q_S = -q \cdot N_A \cdot x_{dMAX} \quad (10.109)$$

Como para $V_G = V_T$, $\psi_S = 2\phi_F$, podemos determinar x_{dMAX} da relação (10.104):

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_S}{q \cdot N_A} \psi_S} \quad (10.110)$$

$$x_{dMAX} = \sqrt{\frac{2\epsilon_S}{q \cdot N_A} \cdot 2\phi_F} \quad (10.111)$$

Substituindo as relações (10.111), (10.109) e (10.108) em (10.105), obtém-se a relação de V_T :

$$V_T = 2\phi_F + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2 \cdot q \cdot \epsilon_S \cdot N_A \cdot 2 \cdot \phi_F} \quad (10.112)$$

Analisemos agora o caso de diodo não ideal, onde no caso genérico temos cargas distribuídas no sistema SiO_2/Si , associadas a: a) estrutura das ligações químicas da transição entre os dois materiais, resultando numa carga fixa e positiva próxima à interface, b) estados de interface dentro da banda proibida do semiconductor, c) estados dentro da banda proibida do dielétrico, d) cargas de contaminação iônica, tipo Na ou outros metais. A Fig. 10.43 indica a nomenclatura internacional e a localização relativa dos 4 tipos de cargas descritas. Estas cargas podem ser agrupadas como uma carga efetiva localizada na interface SiO_2/Si , como sendo uma função delta, de concentração Q_{ef} , dado em C/cm^2 . A presença de uma carga efetiva na interface SiO_2/Si , faz com que mesmo com $V_G = 0$, teremos carga induzida, tanto no semiconductor como no metal, como indicado na Fig. 10.44a. Como consequência, nesta condição o diagrama de banda não pode corresponder à condição de banda plana como no caso do capacitor ideal. Necessitaremos agora aplicar uma tensão negativa na porta para que a carga neste terminal seja em igual módulo e de sinal oposto ao da carga efetiva de interface, como ilustrado na Fig. 10.44b. Chamamos esta tensão de porta, necessária para obter esta condição de banda plana, de V_{FB} (Flat Band).

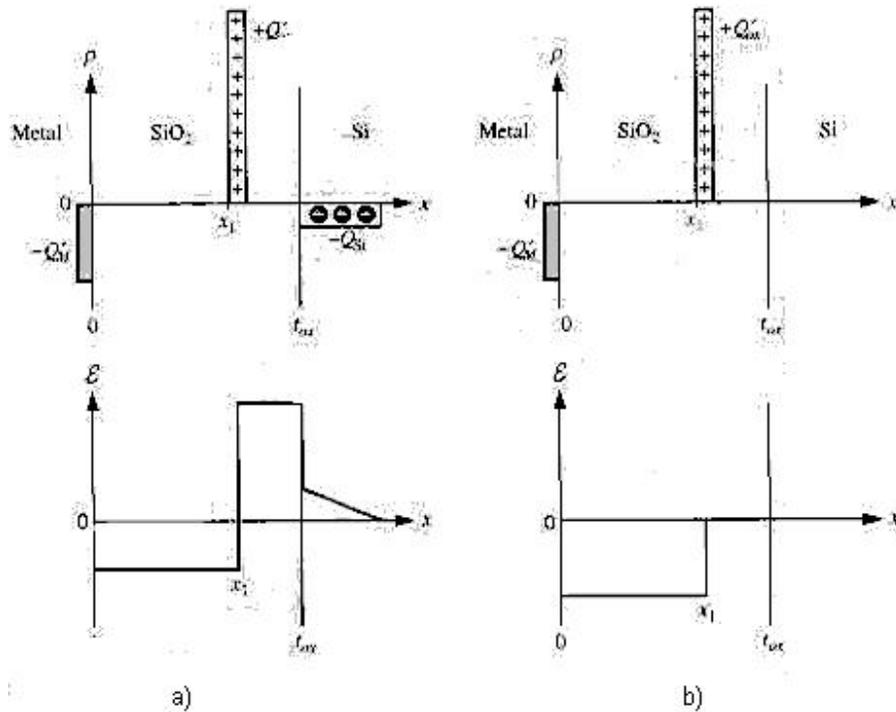


Fig. 10.43 Terminologia para os nomes e localização das cargas no sistema SiO₂/Si, obtido por oxidação térmica.

A presença desta nova carga na interface altera a relação (10.106) para:

$$\epsilon_{ox} = \frac{Q_G}{\epsilon_{ox}} = - \frac{(Q_S + Q_{ef})}{\epsilon_{ox}} \quad (10.113)$$

Esta alteração tem como consequência uma alteração na tensão de limiar, V_T, dada como:

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_F + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2 \cdot q \cdot \epsilon_S \cdot N_A \cdot 2 \cdot \phi_F} \quad (10.114)$$

onde V_{FB} = - Q_{ef}/C_{ox}.

Outra diferença geral em relação ao capacitor ideal refere-se à diferença das funções trabalho do semiconductor e do metal. No caso ideal, ela foi assumida nula, enquanto de forma geral ela é diferente. Assim como no caso do contato metal-semiconductor, visto no item 10.3, a diferença de função trabalho entre metal e semiconductor corresponde a uma tensão interna, que induz cargas nos 2 lados da junção. A Fig. 10.45 mostra o diagrama de bandas e de cargas de capacitor MOS, substrato tipo p e porta de Al, com V_G = 0 (assumindo neste caso novamente ausência de carga efetiva de interface). Nota-se que agora não temos banda plana como no caso ideal, para V_G = 0. Se, ao invés de mantermos V_G = 0,

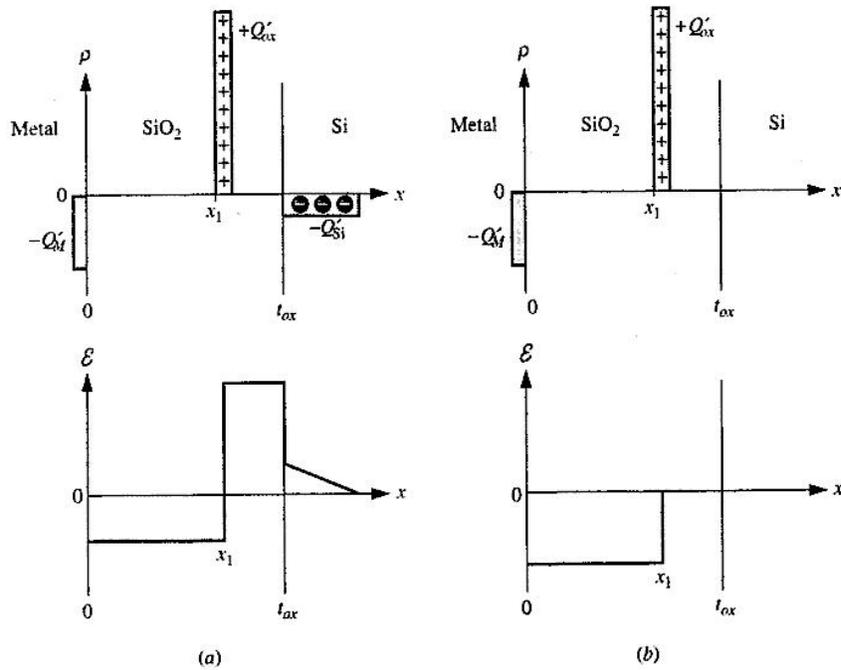


Fig. 10.44 Efeito da carga efetiva, Q_{ef} , na interface SiO_2/Si , para: a) $V_G = 0$, b) $V_G = V_{FB}$.

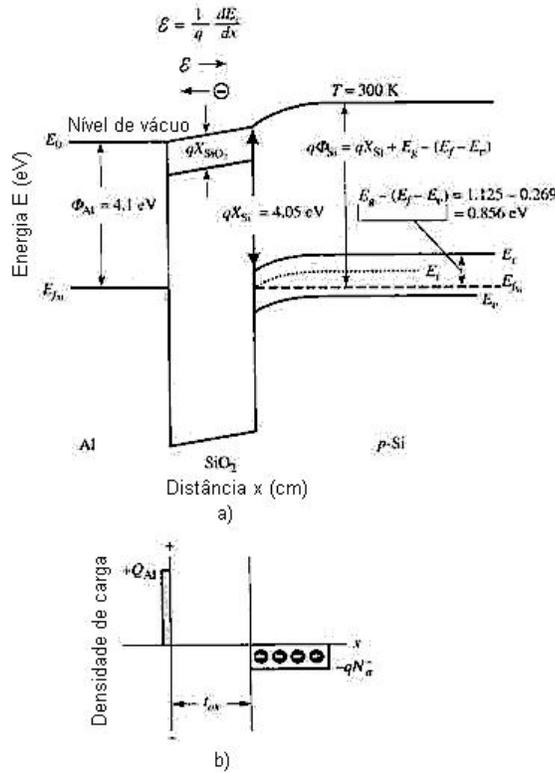


Fig. 10.45 Diagrama de a) bandas de energia e b) de cargas, de um capacitor $\text{Al}/\text{SiO}_2/\text{Si-p}$, com dopagem $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, sem presença de cargas no óxido ($Q_{ef} = 0$).

aplicarmos uma tensão $V_G = \Phi_{MS}/q$, estaremos novamente na condição de banda plana, como demonstrado na Fig. 10.46. Para o caso de substrato tipo p, podemos expressar a diferença de função trabalho como sendo (similar à expressão 10.82):

$$\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_S = \Phi_M - (\chi + E_G/2 + \phi_F) \quad (10.115)$$

A diferença da função trabalho entre metal e semiconductor altera a tensão de banda plana como mostrado acima. Isto traz como consequência mais um deslocamento na tensão de V_T como dado em (10.114). A alteração total na tensão de banda plana, levando em conta a soma dos efeitos da carga efetiva de interface e de diferença de função trabalho, será:

$$V_{FB} = \frac{\Phi_{MS}}{q} - \frac{Q_{ef}}{C_{ox}} \quad (10.116)$$

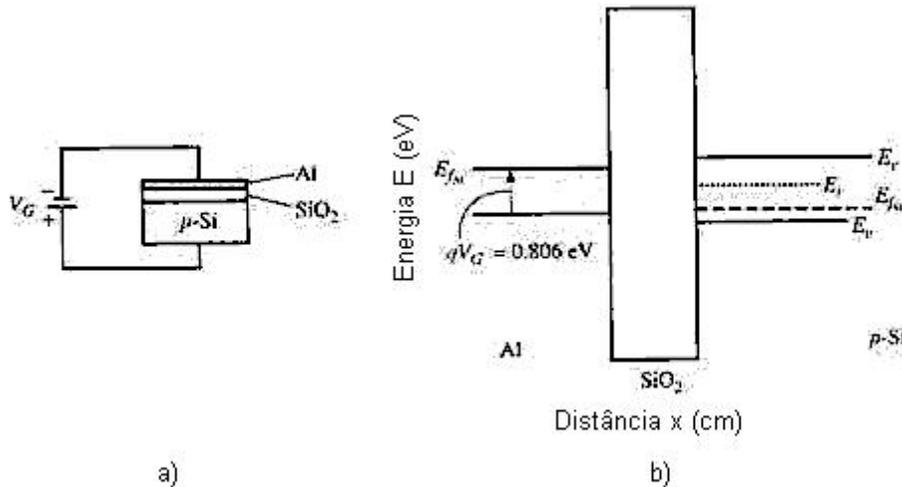


Fig. 10.46 Diagrama de bandas de capacitor MOS Al/SiO₂/Si-p, com dopagem $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, sem presença de cargas no óxido ($Q_{ef} = 0$), com aplicação de tensão $V_G = V_{FB} = \Phi_{MS}/q = -0,806 \text{ V}$.

Tomando a relação (10.114) e o capacitor MOS de porta de Al e substrato de Si, tipo p e tipo n, calculou-se valores de V_T , variando o nível de dopagem e a espessura do óxido, adotando-se ainda $Q_{ef}=0$. Os resultados estão mostrados na Fig. 10.47. Nota-se que, para baixo nível de concentração de dopagem, V_T é sempre negativo, tendo em vista o valor negativo de Φ_{MS} . O valor de V_T aumenta com o aumento da dopagem tipo p e com a espessura do óxido. No caso de substrato tipo n, quanto maior a dopagem ou quanto maior a espessura do óxido, maior o módulo do valor de V_T . Estes resultados mostram que é possível ajustar o valor do V_T desejado, pelo ajuste do nível da dopagem e da espessura do dielétrico, ou ainda pela mudança do material (função trabalho) de porta.

A análise feita até este ponto foi baseada no uso da aproximação de depleção e camada de inversão muito estreita, como uma função delta, chamado de modelo “delta-depleção”. Análises mais exatas podem ser feitas, usando cálculo numérico para resolver a equação de Poisson, junto com as relações de Boltzmann das concentrações de portadores. Resultados de distribuição de cargas e de potencial elétrico no semiconductor tipo p, com $\phi_F = 12kT/q$, $T = 300$ K, para várias condições de polarização, são mostrados na Fig. 10.48. Estes resultados mostram que a análise de aproximação de depleção anterior é bastante razoável, indicando que a carga de acumulação, bem como a de inversão ficam bem junto à superfície do semiconductor e que a largura das regiões de depleção para potencial de superfície de $24kT/q$ (limiar de inversão forte) e $30kT/q$ (acima do limiar de inversão forte) são aproximadamente iguais, enquanto a concentração de elétrons na superfície aumentou de 400 vezes (de N_A para $400N_A$).

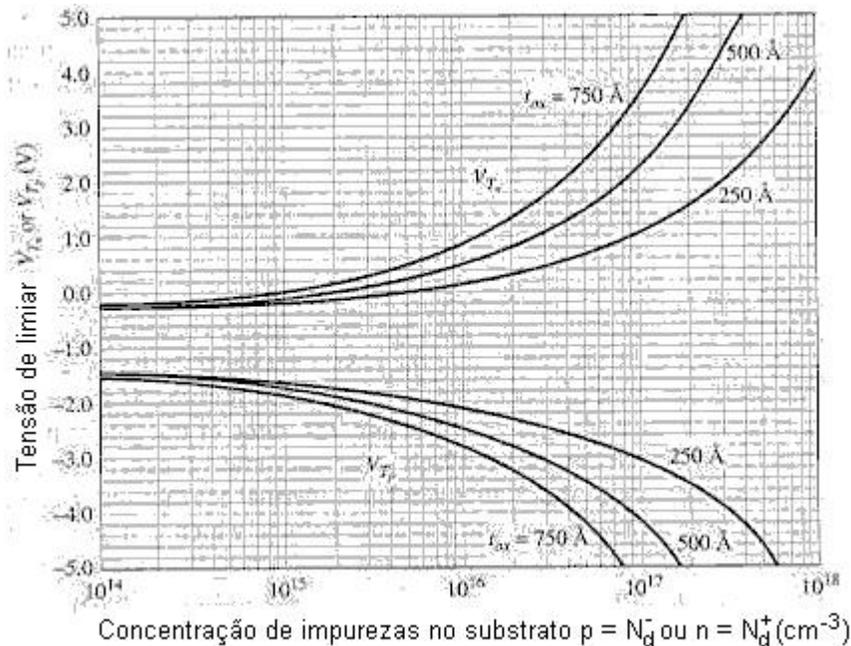


Fig. 4.47 Valores de V_T de capacitores MOS, com porta de Al e substrato tipo p (V_{Tn} , de canal n) e tipo n (V_{Tp} , de canal p), variando a dopagem N_A e N_D respectivamente, para 3 valores diferentes de espessura de óxido de silício ($Q_{ef}=0$).

Por procedimento similar podemos calcular a carga total no semiconductor em função do potencial de superfície. O resultado é mostrado na Fig. 10.49. Observa-se uma boa concordância entre os resultados das relações (10.109) e (10.110) e a curva na região de depleção e de inversão fraca. Ainda, acima do limiar de inversão forte observa-se um crescimento exponencial da carga para uma variação muito pequena no potencial de superfície. Este resultado justifica assumir como constante a carga, ou largura, da região de depleção para polarização acima de V_T .

Por meio das relações (10.105) e (10.108) podemos determinar uma curva relacionando a tensão da porta e a tensão de superfície. A Fig. 10.50 mostra este resultado, usando o modelo “delta-depleção” e o cálculo exato, confirmando a boa aproximação obtida pelo modelo aproximado. Observa-se novamente que após o limiar de inversão forte, realmente o potencial de superfície (como consequência também a largura da região de depleção) mantém-se razoavelmente constante e que a adoção de um valor um pouco maior que o valor de $2\phi_F$ seria um pouco mais exato. A boa concordância do modelo de aproximação de depleção é também demonstrada pelo resultados de curvas de medidas de capacitância versus tensão, que será apresentado no próximo item.

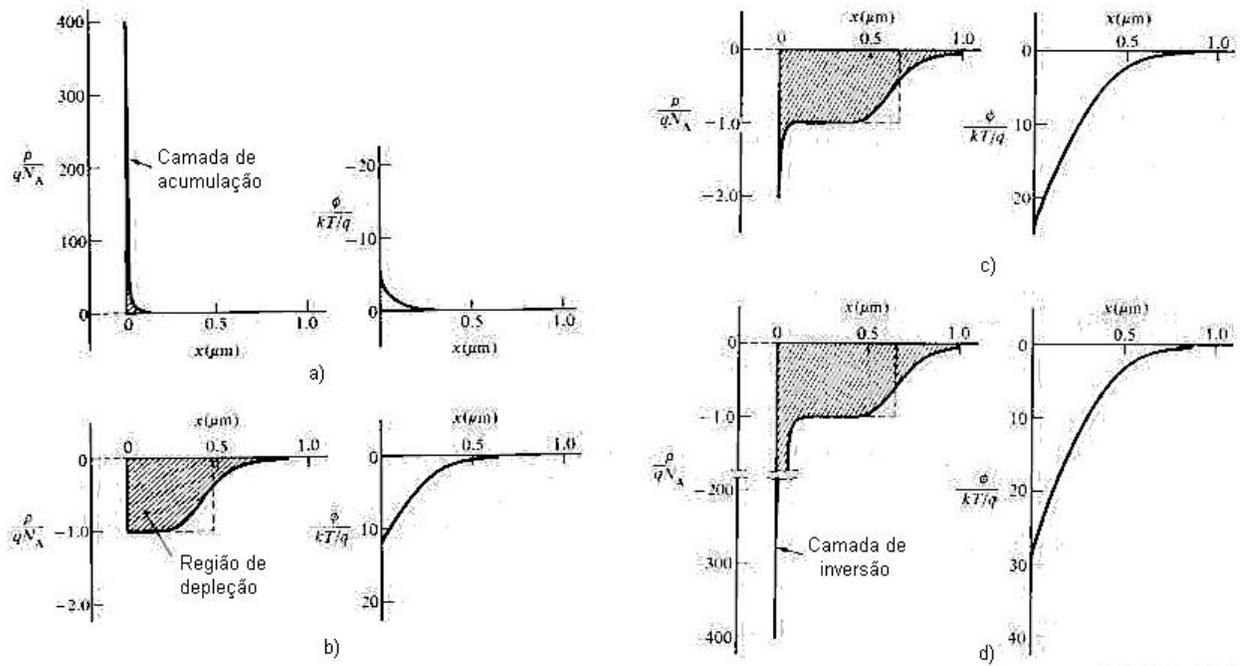


Fig. 10.48 Soluções exatas de distribuição de cargas e de potencial elétrico no semiconductor tipo p de capacitor MOS, para diferentes condições de polarização: a) em acumulação ($\psi_s = -6kT/q$), b) limiar de inversão fraca ($\psi_s = \phi_F = 12kT/q$), c) limiar de inversão forte ($\psi_s = 2\phi_F = 24kT/q$), d) acima do limiar de inversão forte ($\psi_s = 2\phi_F + 6kT/q = 30kT/q$).

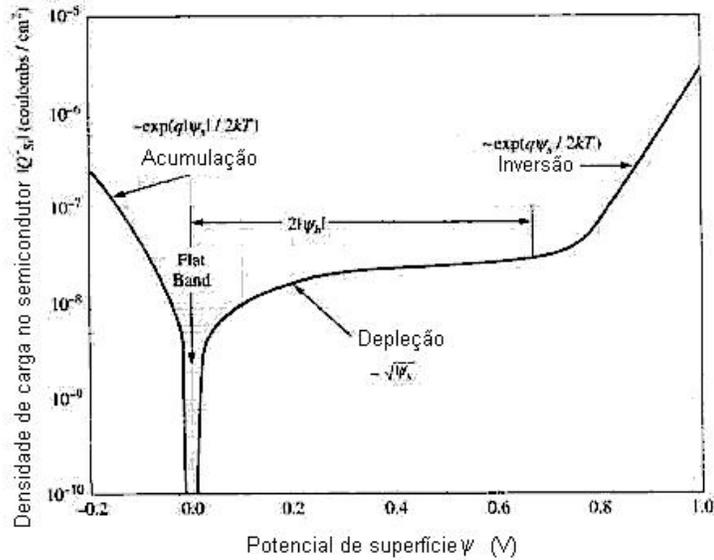


Fig. 10.49 Dados exatos de carga total no semiconductor, calculados em função do potencial de superfície, para um capacitor MOS com substrato de Si tipo p, de 3 Ω .cm, à temperatura ambiente.

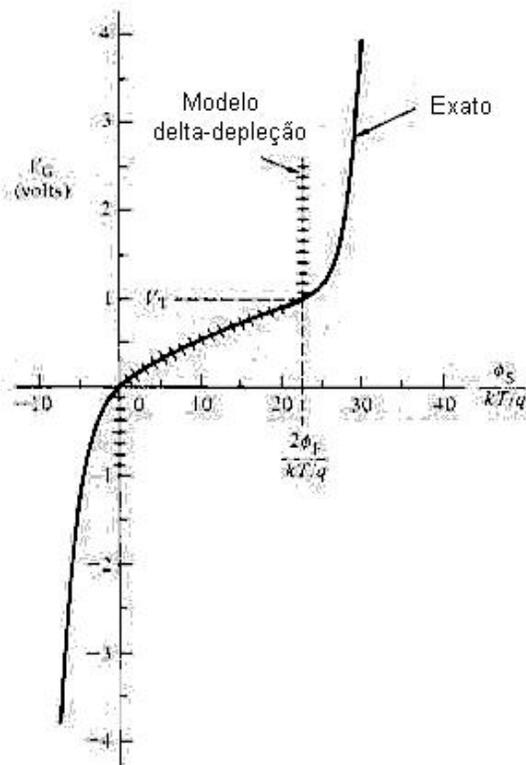


Fig. 10.50 Curva relacionando valores de polarização V_G com valores de potencial de superfície, obtidos por cálculos exatos e por cálculos pelo modelo “delta-depleção”.

10.4.2 Desempenho AC, ou Característica Capacitância-Tensão, de Capacitor MOS.

A motivação do estudo do desempenho AC do capacitor MOS deve-se aos seguintes aspectos:

- a) a capacitância da porta MOS afeta o desempenho AC de transistores MOS.
- b) ela comprova o desenvolvimento teórico da junção MOS apresentada acima.
- c) ela é usada como monitoração da qualidade do sistema SiO₂/Si e dos processos de fabricação durante a fabricação de dispositivos e circuitos integrados.

Normalmente usa-se a capacitância diferencial da porta, definida como:

$$C = \left| \frac{dQ_G}{dV_G} \right| = \left| \frac{dQ_S}{dV_G} \right| \quad (10.117)$$

A Fig. 10.51 mostra curvas de capacitâncias versus tensão V_G de capacitor MOS de substrato tipo p, normalizada em relação a sua capacitância máxima, para três condições de medidas: i) equilíbrio DC (rampa DC muito lenta) e baixa freqüência AC, ii) equilíbrio DC e alta freqüência AC, iii) não equilíbrio DC (rampa DC rápida) e alta freqüência AC. Observa-se que em quaisquer das condições, para V_G negativo, ou seja, em acumulação, todas as medidas dão o mesmo valor de capacitância. A curva também indica o ponto de polarização que corresponde à tensão de banda plana.

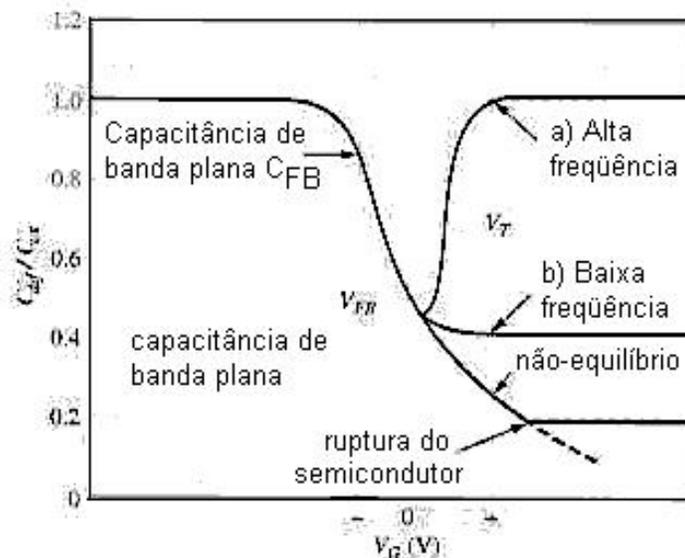


Fig. 10.51 Curvas C-V de capacitor MOS em equilíbrio e não equilíbrio DC e sinal AC de baixa e alta freqüência.

Ilustramos na Fig. 10.52 as cargas DC de equilíbrio armazenadas e a variação das mesmas com o AC do sinal aplicado para a medida da capacitância, em várias condições de polarização DC: acumulação, depleção e inversão.

No caso da polarização na região de acumulação, a estrutura funciona como um capacitor de placas paralelas, tendo o óxido como dielétrico, como mostra a Fig. 10.52a, com capacitância dada por:

$$C_{MAX} = A.C_{ox} = A.\frac{\epsilon_{ox}}{x_{ox}} \quad (10.118)$$

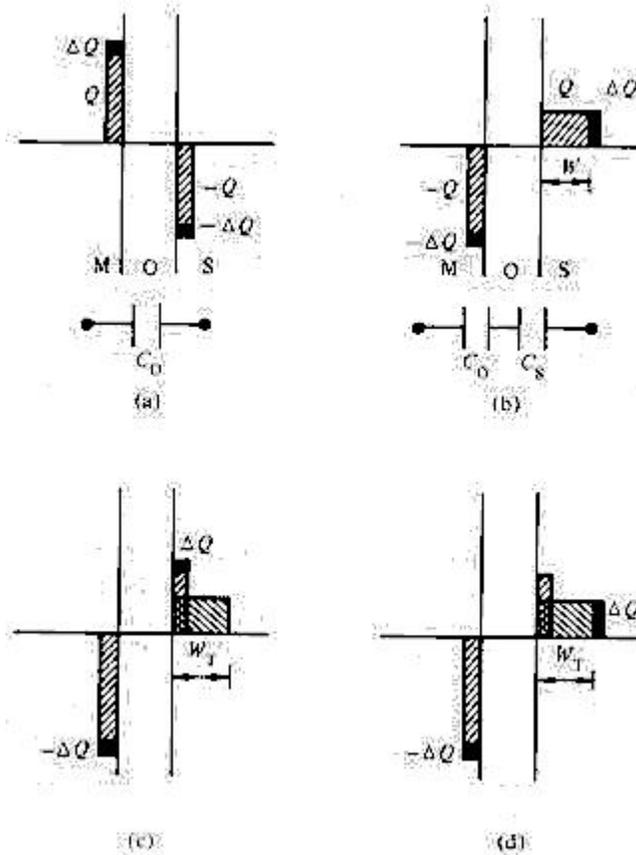


Fig. 10.52 Cargas e variação de cargas na estrutura MOS de substrato tipo p, com aplicação de um sinal AC e com polarização DC nas regiões de: a) acumulação, b) depleção, c) inversão, no caso de sinal AC de baixa frequência, d) inversão, no caso de sinal AC de alta frequência.

Aumentando a tensão de porta para polarização na região de depleção, teremos ausência de portadores livres dentro da região de depleção próxima à superfície do semiconductor. Desta forma, toda variação de tensão terá como resposta uma variação de cargas no final desta região, ou seja, a variação de

cargas no semiconductor se dará pela variação na espessura da região de depleção, pela repulsão ou atração dos portadores majoritários, lacunas no caso (Fig. 10.52b). Esta situação corresponde a um capacitor formado pela composição de duas camadas de dielétricos, uma como sendo o óxido e o segundo sendo a camada do semiconductor sem cargas livres, ou seja, a camada de depleção. Esta capacitância pode ser dada pela associação série de duas capacitâncias:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{A.C_{ox}} + \frac{1}{A.C_S} \quad (10.119)$$

onde:

$$C_S = \frac{\epsilon_s}{x_d} \quad (10.120)$$

Enquanto estivermos com polarização na região de depleção, a largura da região de depleção aumenta com a tensão, reduzindo a capacitância do semiconductor e como consequência a capacitância MOS total, como mostra a Fig. 10.51.

Com a polarização V_G tal que corresponda a um ponto de forte inversão ($V_G > V_T$), podemos ter duas situações distintas, dependendo da frequência do sinal AC. No caso de sinal de baixa frequência, os portadores minoritários da camada de inversão conseguem acompanhar a variação do sinal, pois sua frequência é baixa o suficiente a ponto do sistema manter-se em equilíbrio acompanhando sua variação. Neste caso temos novamente um capacitor de placas paralelas dado pela espessura do dielétrico (Fig. 10.52c). Como consequência a capacitância tende ao mesmo valor de C_{MAX} medido na condição de acumulação (Fig. 10.51). Por outro lado, se a frequência do sinal for alta suficiente a ponto do semiconductor não conseguir manter-se em equilíbrio, não havendo tempo para que sejam gerados ou recombinados portadores solicitados pela variação da tensão, dentro do período de sua variação, a variação das cargas ocorrerá em região onde há portadores que possam responder ao sinal. No caso, serão os portadores majoritários presentes no final da região de depleção, como ilustra a Fig. 10.52d. Neste caso, em termos de variação de cargas, que é o que interessa na medida de capacitância diferencial, estaremos na mesma situação da polarização na região de depleção e a capacitância será dada pela relação (10.119), com a correção do valor de x_d . Como explicamos no item anterior, na inversão forte, a região de depleção mantém-se constante e dada pelo seu valor máximo, x_{dMAX} , relação (10.111). Isto faz com que a capacitância se mantenha também constante num patamar de capacitância mínima. Se no entanto variarmos também a tensão de polarização DC de forma muito rápida, o sistema não mantém equilíbrio nem na largura da região de depleção (não dá tempo para a geração dos portadores minoritários para preencherem o canal na sua concentração de equilíbrio), fazendo com que o sistema entre em regime de depleção profunda, reduzindo gradualmente a capacitância, como também indica a Fig. 10.51.

Estas observações experimentais dão suporte ao modelo “delta-depleção” de cargas no semiconductor, exposto no item anterior. Observa-se ainda que quanto menor a dopagem do semiconductor, mais larga será a camada de depleção e menor a sua capacitância, como confirmam as curvas mostradas na Fig. 10.53. Na verdade, pelas relações dadas acima, podemos determinar o nível da dopagem do substrato pelas medidas das capacitâncias máximas e mínimas da curva C-V de alta frequência e rampa lenta na variação DC de polarização. De posse da dopagem do substrato, podemos calcular a capacitância correspondente ao ponto de polarização de banda plana, demonstrada em livros especializados como dado por:

$$\frac{1}{C_{FB}} = \frac{1}{A} \left[\frac{x_{ox}}{\epsilon_{ox}} + \frac{L_D}{\epsilon_S} \right] \quad (10.121)$$

onde L_D é o comprimento de Debye do material, tipo p neste caso, dado por:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_S \cdot kT}{q^2 \cdot N_A}} \quad (10.122)$$

Com o valor da capacitância de banda plana calculada podemos agora retornar à curva C-V experimental e determinar a que tensão de porta ela corresponde, obtendo-se assim a tensão de banda plana, V_{FB} . Sendo as funções trabalho conhecidas, pode-se agora calcular a carga efetiva de interface, Q_{ef} , pela relação (10.116).

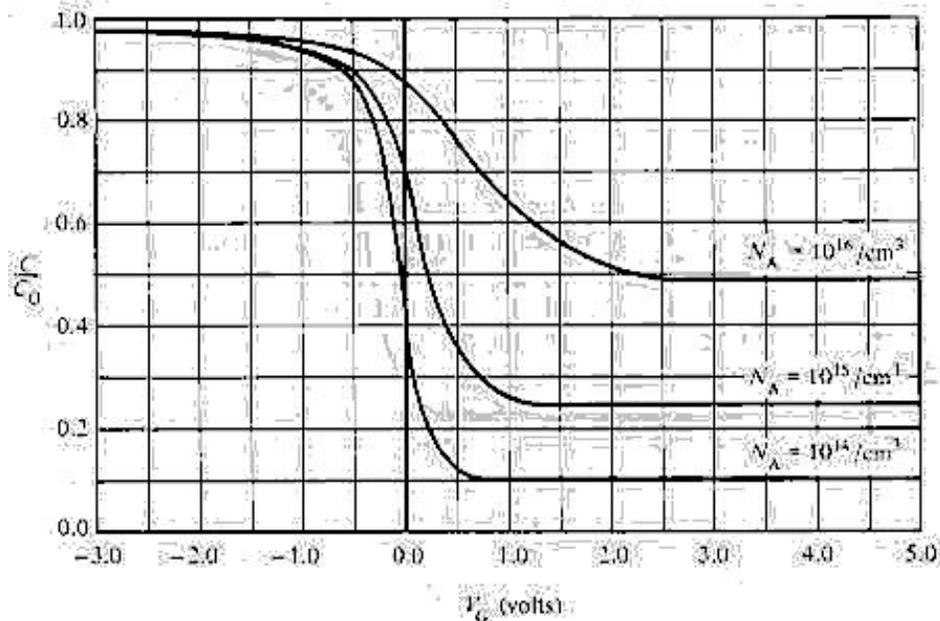


Fig. 10.53 Curvas de capacitância normalizada versus tensão V_G , de capacitores MOS com 3 tipos níveis diferentes de dopagem de substrato tipo p.

Recomendamos como exercício, uma análise da curva C-V de um capacitor MOS com substrato tipo n, apresentado no Fig. 10.54.

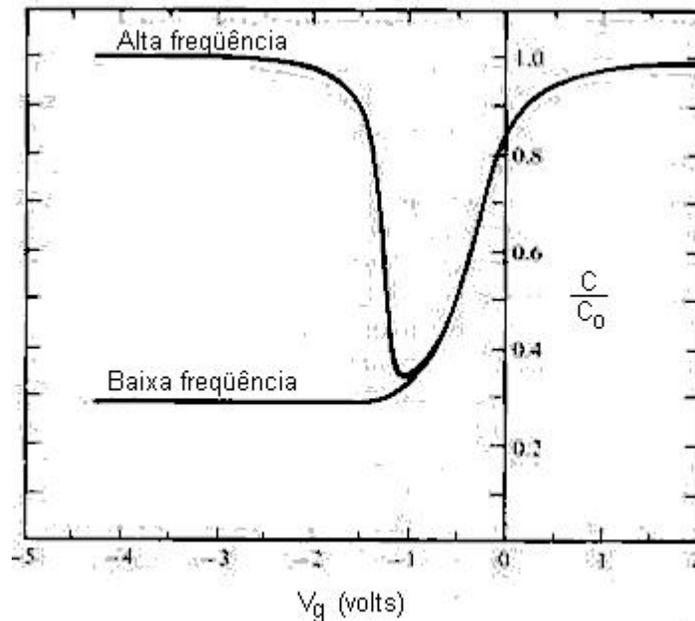


Fig. 10.54 Curvas C-V normalizadas de capacitor MOS de substrato tipo n, medidas em baixa e alta frequências.

Considerações finais:

Uma pesquisa atual, no início do século 21, é a pesquisa por isolantes alternativos com constante dielétrica relativa maior que o do SiO_2 (3.9). O motivo por esta procura deve-se à evolução contínua na redução das dimensões dos dispositivos, entre as quais a espessura do dielétrico. Ao seguir este caminho, chegou-se ao ponto em que a espessura do SiO_2 fica da ordem de 1,5 nm ou menor. Neste momento, a corrente de tunelamento através do mesmo torna-se demasiadamente alta, prejudicando o desempenho dos dispositivos MOS, que em princípio não devem ter corrente DC através deste terminal. A substituição do filme de SiO_2 por outro de constante dielétrica maior permite o uso de filme de espessura maior, apresentando a mesma capacitância por unidade de área, que é o que interessa para manter o mesmo desempenho elétrico do dispositivo. Com filme dielétrico de maior espessura suprime-se a corrente indesejada de tunelamento, além de reduzir a probabilidade de defeitos no filme. Os materiais candidatos sendo pesquisados são Ta_2O_5 , TiO_2 , Al_2O_3 , ZrO_2 , Y_2O_3 e outros.

Com o estudo da junção MOS concluímos a análise de todos os “blocos construtivos” de dispositivos eletrônicos, bem como de optoeletrônicos, como discutido no capítulo 9 e ilustrado na Fig. 9.50. Com base nestes estudos, bem como no conhecimento da física dos semicondutores do capítulo 8, o aluno terá o conhecimento básico para o estudo dos dispositivos em si, que não faz parte do escopo deste livro ou de uma disciplina de materiais.

Exercícios

- 10.1 Descreva as 4 junções estudadas no capítulo.
- 10.2 Descreva uma junção pn abrupta e outra gradual.
- 10.3 Porque os portadores não se redistribuem por difusão até uma distribuição uniforme no semiconductor contendo uma junção pn ?
- 10.4 Porque forma-se uma barreira de potencial numa junção pn ?
- 10.5 Numa junção pn em equilíbrio, qual a relação entre a corrente total, de difusão e de deriva dos portadores?
- 10.6 Desenhe o diagrama de bandas de uma junção pn e estabeleça a relação do potencial interno da junção, indicando o no diagrama.
- 10.7 Indique num diagrama de bandas de uma junção pn, como observamos o potencial interno, a presença de densidade de carga líquida e de campo elétrico.
- 10.8 Qual o valor do potencial interno de uma junção pn com dopagens no limite da degenerescência.
- 10.9 Defina a aproximação de depleção de uma junção.
- 10.10 Qual a motivação de se usar a aproximação de depleção ?
- 10.11 Considere uma junção pn abrupta e desenvolva as relações do campo elétrico versus x.
- 10.12 Considere uma junção n⁺p abrupta com $N_A = 5E15 \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 2E17 \text{ cm}^{-3}$. Desenhe o diagrama de bandas, $\rho(x)$, $\varepsilon(x)$ e $V(x)$. Dado $kT = 26 \text{ meV}$, $n_i = 1E10 \text{ cm}^{-3}$.
- 10.13 Idem à questão anterior porém considerando uma junção n⁺n com $N_{D1} = 5E17 \text{ cm}^{-3}$ e $N_{D2} = 1E15 \text{ cm}^{-3}$.
- 10.14 Porque não detetamos a tensão interna de um diodo quando realizamos medida com um voltímetro ?
- 10.15 Porque a tensão sobre a barreira interna da junção diminui com tensão direta aplicada e aumenta com tensão reversa aplicada ?
- 10.16 Como varia a largura da região de depleção quando aplicamos uma tensão direta ou reversa na junção pn ?
- 10.17 Como varia a largura da região de depleção com os níveis de dopagem ?
- 10.18 Considere uma junção p⁺n com $N_A = 1E17 \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 1E15 \text{ cm}^{-3}$, calcule a) V_{bi} , b) x_n , x_p , W , $\varepsilon(x=0)$, $V(x=0)$ para $V_a = +0.4, 0, -1 \text{ e } -4 \text{ V}$.
- 10.19 Considere um metal e um semiconductor com funções trabalho diferentes. Porque os níveis de Fermi dos dois materiais irão se igualar ao se formar o contato?
Elétrons irão de qual material a qual material?
- 10.20 Qual o significado de ϕ_B e de V_{bi} em junção metal semiconductor ?
- 10.21 Desenhe o diagrama de bandas de uma junção metal semiconductor tipo n e estabeleça as relações de ϕ_B e de V_{bi} .
- 10.22 Como varia a largura da região de depleção do contato metal semiconductor com o nível de dopagem deste ?
- 10.23 Porque conseguimos aumentar a emissão termiônica de elétrons do semiconductor para o metal ao aplicarmos tensão direta no diodo M-S tipo n ? E como varia a emissão termiônica do metal para o semiconductor ?

- 10.24 Desenhe o diagrama de um contato metal semiconductor tipo n sendo que $\Phi_M < \Phi_S$. Este contato corresponde a um contato ôhmico ou retificador ?
- 10.25 Como e porque conseguimos transformar um contato com barreira interna de potencial típica de contato retificador em contato ôhmico ?
- 10.26 Considere uma heterojunção em equilíbrio. Porque forma se uma descontinuidade nas bandas de condução e de valência ?
- 10.27 Desenhe o diagrama de bandas de uma heterojunção Pn (p com E_g maior que do n).
- 10.28 Um capacitor MOS com tensão DC aplicada está em equilíbrio ?
- 10.29 Desenhe diagramas de bandas de estrutura MOS substrato tipo p, nas condições de acumulação, banda plana, superfície intrínseca e de forte inversão. Indique também os diagramas de cargas correspondentes e os valores ou faixas de V_G e potencial de superfície, ϕ_s .