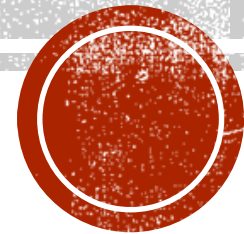


SEMICONDUTORES

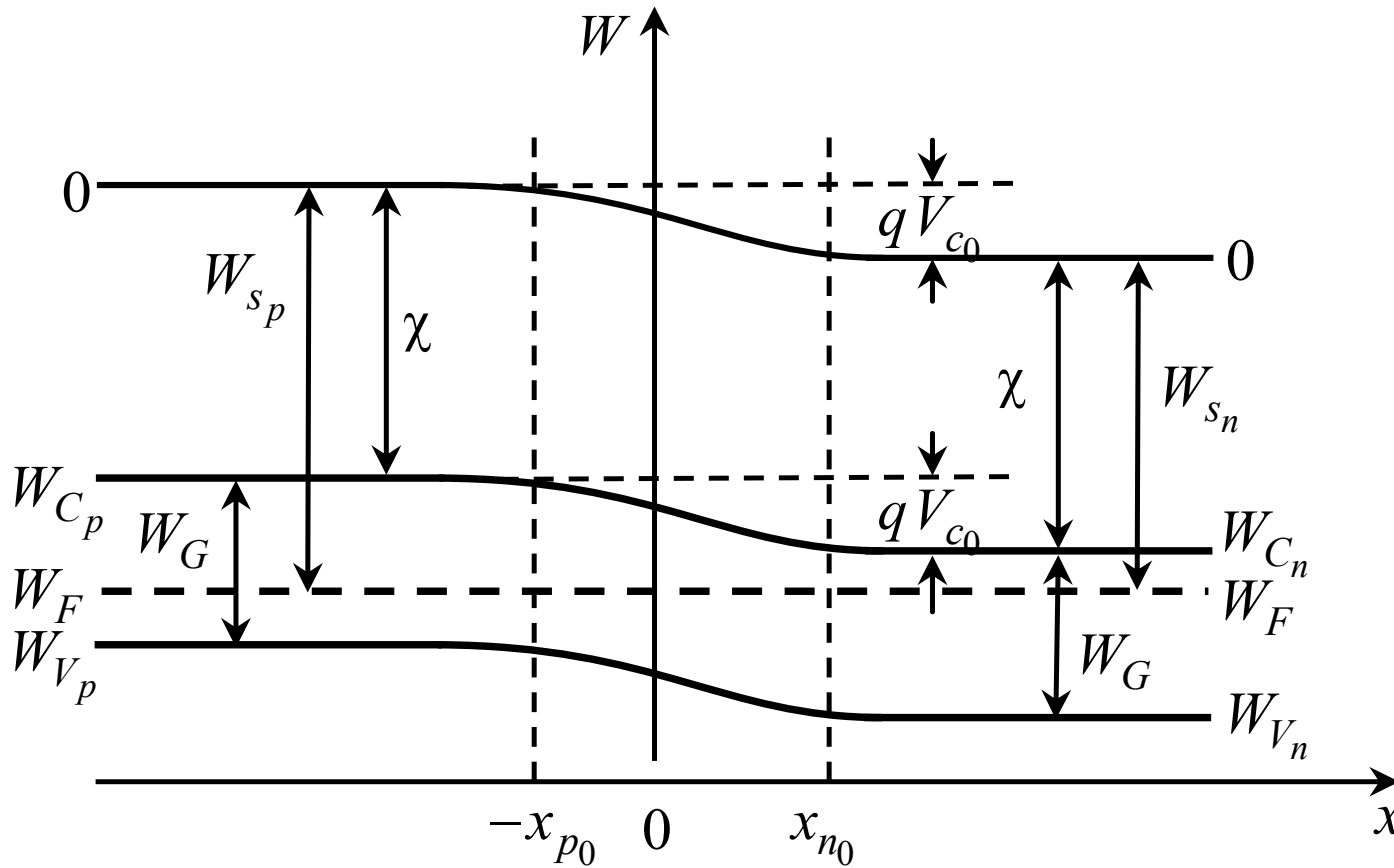
João Paulo Neto Torres



Trabalho de saída e afinidade eletrónica

- **Trabalho de saída de um material (W_s):** energia que separa a energia do nível de Fermi, W_F , da energia zero, que é a energia de um eletrão no exterior do material.
- Ao colocar dois materiais em contacto numa junção, o que tiver menor trabalho de saída liberta eletrões para outro.
- Em equilíbrio termodinâmico, **W_F é constante**. Sendo assim, ao passar de um lado para outro de uma junção por exemplo numa junção $p-n$, as **bandas de energia encurvam** (Fig).
- o encurvamento das bandas está associado à presença de uma barreira de potencial de valor dado por qV_{co} . A tensão V_{co} designa-se por **diferença de potencial de contacto**.





Homojunção p-n

$$qV_{c_0} = W_{s_p} - W_{s_n}$$

Parâmetro característico do material :
afinidade eletrônica ou **electro-afinidade** χ .

$$\chi = W_{s_p} + (W_F - W_{V_p}) - W_G = W_{s_n} - (W_{C_n} - W_F)$$

Na região de transição, a evolução da energia correspondente ao limite inferior da banda de condução, $W_C(x)$, pode ser escrita como:

$$W_C(x) = W_C(x_{n_0}) - qV(x) \quad \left(-x_{p_0} \leq x \leq x_{n_0} \right)$$



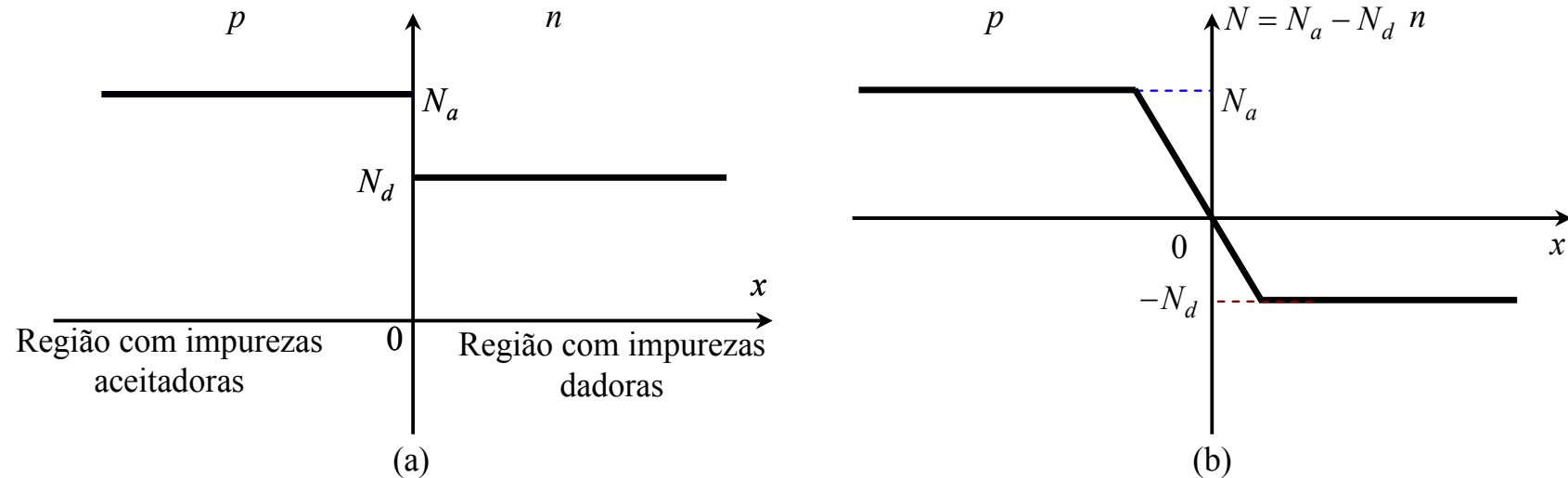
$$p(x_p) = p_{p_0} = p_{n_0} e^{V_{c0}/u_T}$$

$$n(x_p) = n_{p_0} = n_{n_0} e^{-V_{c0}/u_T}$$

$$V_{c0} = u_T \ln \left(\frac{n_{no}}{n_{po}} \right) = u_T \ln \left(\frac{p_{po}}{p_{no}} \right) = u_T \ln \left(\frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \right)$$



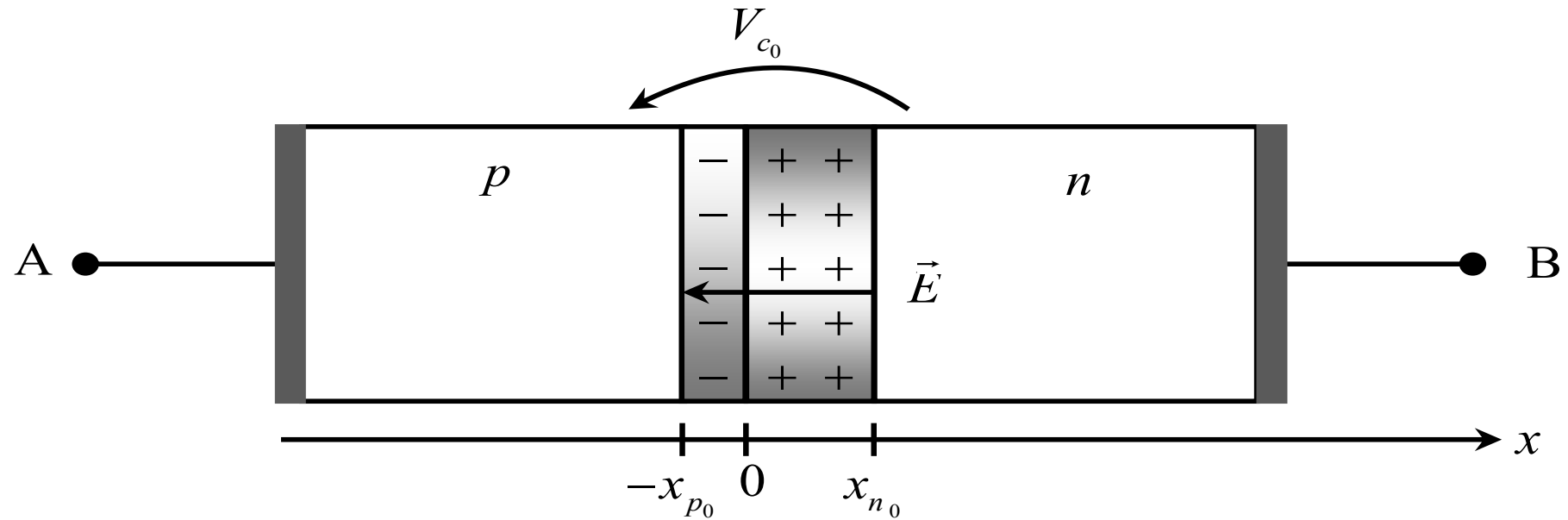
Junção p-n em equilíbrio termodinâmico



- Ao gradiente de concentrações está associada uma corrente de difusão responsável pelo movimento de portadores da zona onde são majorias para a zona onde são minorias. Esta movimentação de carga **destrói a neutralidade elétrica local** e dá **origem a um campo elétrico** responsável por **correntes de condução de elétrons e de buracos com sentidos opostos aos das respectivas correntes de difusão**.



Modelo unidimensional do Diodo



- Andamaneto da densidade de cargas na junção

$$\rho(x) = q \left[p(x) - n(x) + N_d^+(x) - N_a^-(x) \right]$$

- Na junção a densidade de carga não é nula.



- Como o cristal é neutro, a carga negativa associada à zona que vai de $-x_{p0}$ a $x = 0$ é contrabalançada pela carga positiva da zona que vai de 0 a x_{n0} .
- Equações válidas na zona de junção:

$$\text{div } \vec{D} = \rho$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

$$\vec{E} = -\text{grad } V$$

$$\text{lap } V = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$



$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad -x_p \leq x \leq x_{n0}$$

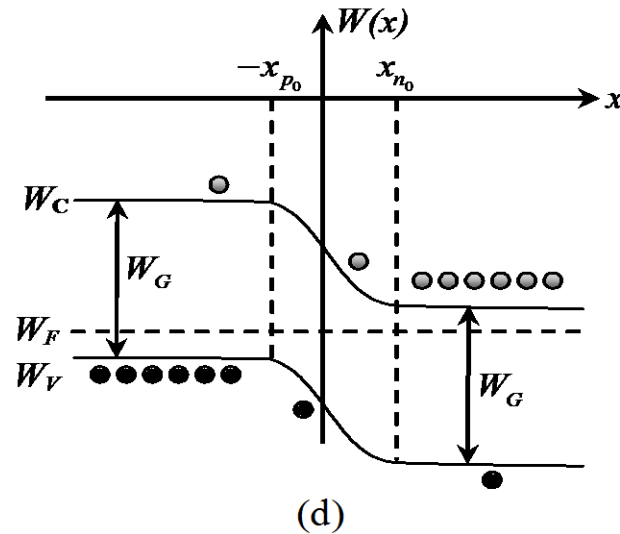
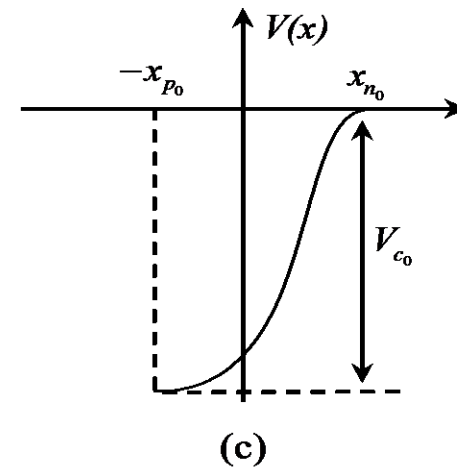
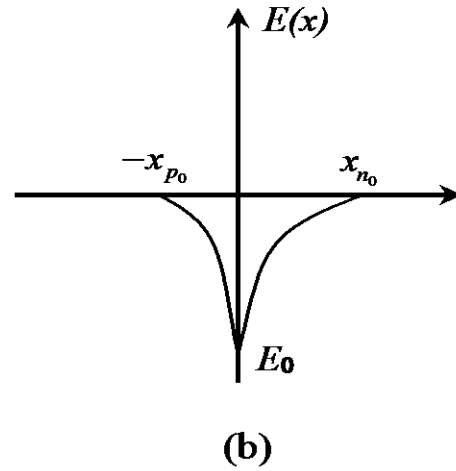
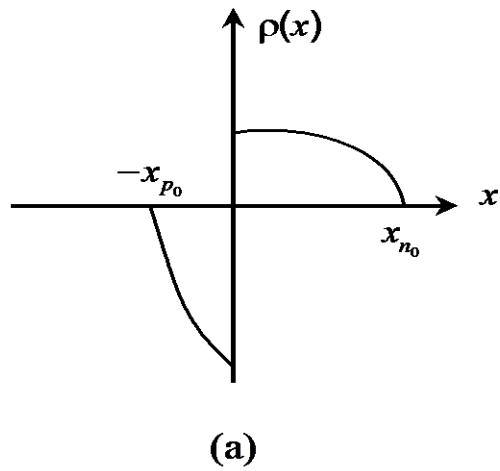
equação diferencial de segunda ordem não linear sem solução analítica



$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\varepsilon} \left[p_{n0} e^{-V(x)/u_T} - n_{n0} e^{V(x)/u_T} + N_d^+ - N_a^- \right]$$



- variações espaciais de carga, do campo elétrico e do potencial em equilíbrio termodinâmico ao longo da junção p - n .



- **hipótese de depleção total:** numa junção abrupta que não **seja fortemente assimétrica**, é possível obter uma **solução analítica aproximada**, ao desprezar-se a contribuição dos elétrons e dos buracos para a densidade de carga na região de transição.

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & x \leq -x_{p0} \\ -qN_a^- & -x_{p0} \leq x \leq 0 \\ qN_d^+ & 0 \leq x \leq x_{n0} \\ 0 & x \geq x_{n0} \end{cases}$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad -x_p \leq x \leq x_{n0}$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \begin{cases} \frac{qN_a^-}{\epsilon} & -x_{p0} \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_d^+}{\epsilon} & 0 \leq x \leq x_{n0} \end{cases}$$

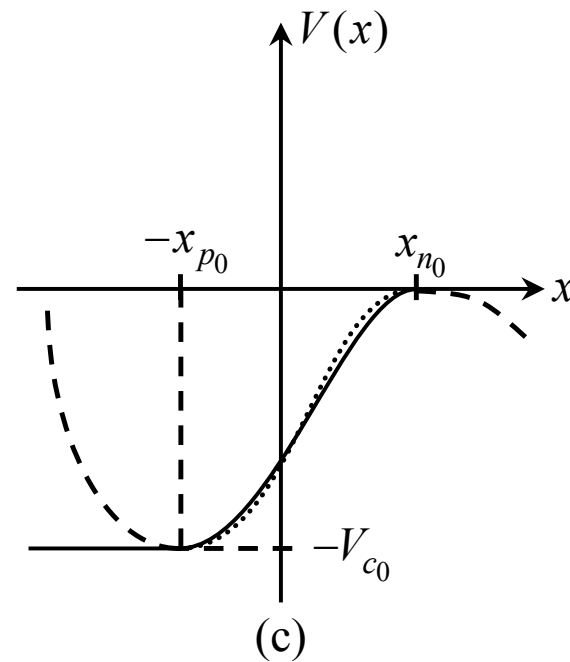
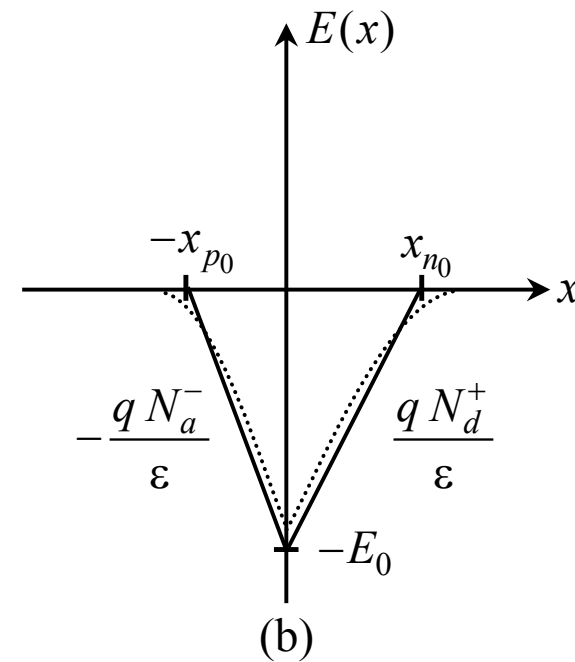
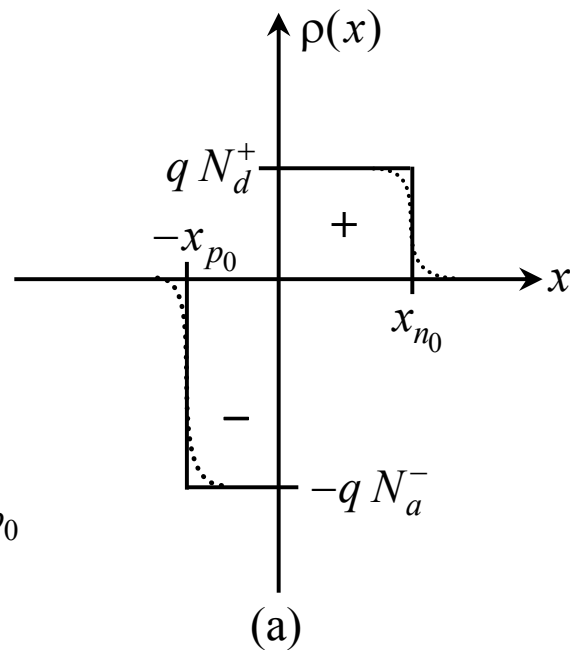
$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} \frac{qN_a^-}{\epsilon} (x_{p0} + x) & -x_{p0} \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_d^+}{\epsilon} (x - x_{n0}) & 0 \leq x \leq x_{n0} \end{cases}$$

$$E(x) = -\frac{dV}{dx} = \begin{cases} -\frac{qN_a^-}{\epsilon} (x_{p0} + x) & -x_{p0} \leq x \leq 0 \\ \frac{qN_d^+}{\epsilon} (x - x_{n0}) & 0 \leq x \leq x_{n0} \end{cases}$$



$$V(x) = \begin{cases} -V_{c_0} & x \leq -x_{p_0} \\ \frac{qN_a^-}{2\varepsilon} (x + x_{p_0})^2 - V_{c_0} & -x_{p_0} \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_d^+}{2\varepsilon} (x - x_{n_0})^2 & 0 \leq x \leq x_{n_0} \\ 0 & x \geq x_{n_0} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} x &\leq -x_{p_0} \\ -x_{p_0} &\leq x \leq 0 \\ 0 &\leq x \leq x_{n_0} \\ x &\geq x_{n_0} \end{aligned}$$



- O valor de $V(x)$ na junção metalúrgica (ponto de inflexão) é dado por:

$$V(0) = \frac{qN_a^-}{2\varepsilon} x_{p0}^2 - V_{c0} = -\frac{qN_d^+}{2\varepsilon} x_{n0}^2$$

- Como na zona de junção se verifica:

$$-qN_a^- x_{p0} + qN_d^+ x_{n0} = 0 \quad \Rightarrow \quad x_{n0} = \frac{N_a^-}{N_d^+} x_{p0}$$

$$x_{p0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_{c0}}{q} \frac{N_d^+}{N_a^- (N_d^+ + N_a^-)}}$$

$$x_{n0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_{c0}}{q} \frac{N_a^-}{N_d^+ (N_a^- + N_d^+)}}$$



- A largura da região de transição em equilíbrio termodinâmico é dada por $\ell = x_{n0} + x_{p0}$, ou seja:

$$\ell = \frac{\sqrt{q \varepsilon V} \frac{N_a^- + N_d^+}{N_a^- N_d^+}}$$

- Como

$$|E(0)| = E_0 = \sqrt{\frac{2qV_{c0}}{\varepsilon} \frac{N_a^- N_d^+}{N_d^+ + N_a^-}}$$

- Um aumento de N_a^- , N_d^+ conduz a um aumento de E_0 e a uma diminuição de ℓ .
- É a ação do campo elétrico sobre os portadores que se deslocam por difusão que permite que o equilíbrio termodinâmico seja atingido.



- A difusão origina um campo elétrico, responsável por correntes de condução de partículas com valores iguais aos da difusão, mas em sentido contrário, de modo que, em equilíbrio termodinâmico, a densidade de corrente se anule.
- **Não basta que a corrente total em equilíbrio termodinâmico seja nula.** Sendo dada pela soma das correntes de elétrons e de buracos, é necessário que cada uma destas se anule também.

$$\vec{J} = \vec{J}_n(x) + \vec{J}_p(x) = \vec{J}_{n_{cond}}(x) + \vec{J}_{n_{dif}}(x) + \vec{J}_{p_{cond}}(x) + \vec{J}_{p_{dif}}(x)$$

- Em equilíbrio termodinâmico, verifica-se a seguinte relação:

$$\vec{J}_{n_{cond}}(x) = -\vec{J}_{n_{dif}}(x)$$

$$\vec{J}_{p_{cond}}(x) = -\vec{J}_{p_{dif}}(x)$$



- Pela equação da continuidade

$$J_p = \mu_p p \frac{dW_F}{dx}$$

$$J_n = \mu_n n \frac{dW_F}{dx}$$

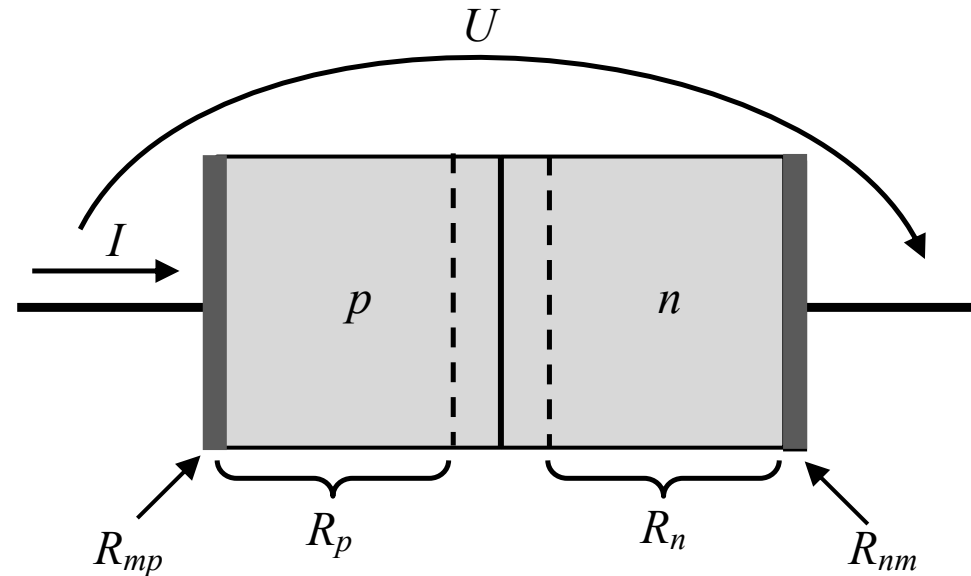
- A anulação das correntes de elétrons e de buracos em equilíbrio termodinâmico obriga, assim, a que:

$$\frac{dW_F}{dx} = 0$$

- **Em equilíbrio termodinâmico, o nível de Fermi é invariante no espaço.**



Junção p - n com polarização constante – característica estacionária $I(U)$



- Em equilíbrio termodinâmico, verifica-se que a soma dos potenciais de contacto na junção metal-semicondutor p , na junção p - n , e na junção semicondutor n -metal é nula, ou seja:

$$V_{mp_0} + V_{pn_0} + V_{nm_0} = 0$$

- Para $I \neq 0$, pode escrever-se:

$$V_{mp} + R_p I + V_{pn} + R_n I + V_{nm} = U$$



- Admitindo que os contactos são do tipo óhmico, isto é, que se comportam como resistências, tem-se:

$$V_{mp} = V_{mp_0} + R_{mp}I$$

$$V_{nm} = V_{nm_0} + R_{nm}I$$

$$U = RI + \Delta V_{pn}(I)$$

- R , a resistência total que está associada aos contactos e às zonas neutras, dada por:

$$R = R_{mp} + R_p + R_n + R_{nm}$$



- Hipóteses simplificativas:
 - **Modelo unidimensional:** As variações dão-se apenas numa direção de espaço físico;
 - **Quasi-equilíbrio de Boltzmann:** Mantêm-se válidas para as concentrações relações formalmente idênticas às do equilíbrio termodinâmico;
 - **Injeção fraca:** A presença da corrente não está associada a alterações apreciáveis nas concentrações das maiorias, que se admitem com os mesmos valores que no equilíbrio termodinâmico, embora possa ter um efeito significativo nas concentrações das minorias. Deste modo, $U = \Delta V_c(I)$ pode ser tomada como uma aproximação razoável.



- Nessas condições, os andamentos espaciais dos portadores de carga serão dados por:

$$n_1(x) = n_{n_1} e^{V_1(x)/u_T}$$

$$p_1(x) = p_{n_1} e^{-V_1(x)/u_T}$$

- como

$$V_1(x) = V_0(x) + \Delta V_c$$

$$n_{p_1} = n_{n_0} e^{V_0(x)/u_T} e^{\Delta V_c/u_T} = n_{p_0} e^{\Delta V_c/u_T}$$

$$p_{n_1} = p_{p_0} e^{V_0(x)/u_T} e^{\Delta V_c/u_T} = p_{n_0} e^{\Delta V_c/u_T}$$

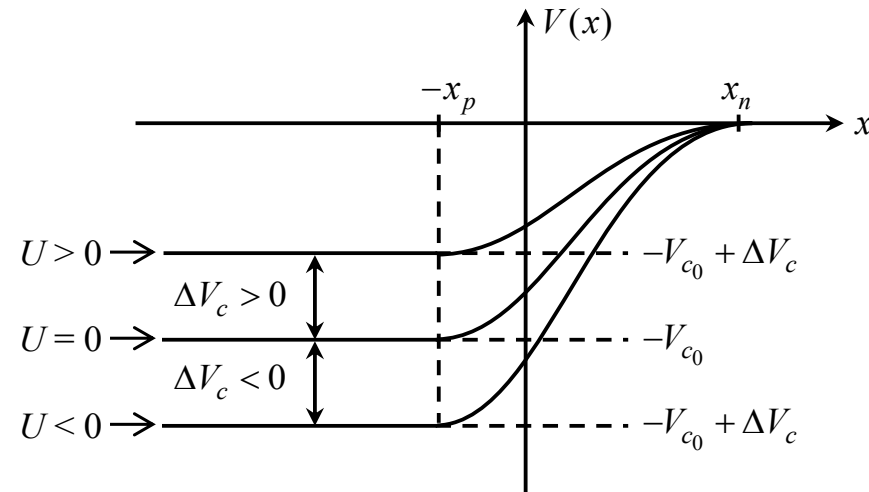


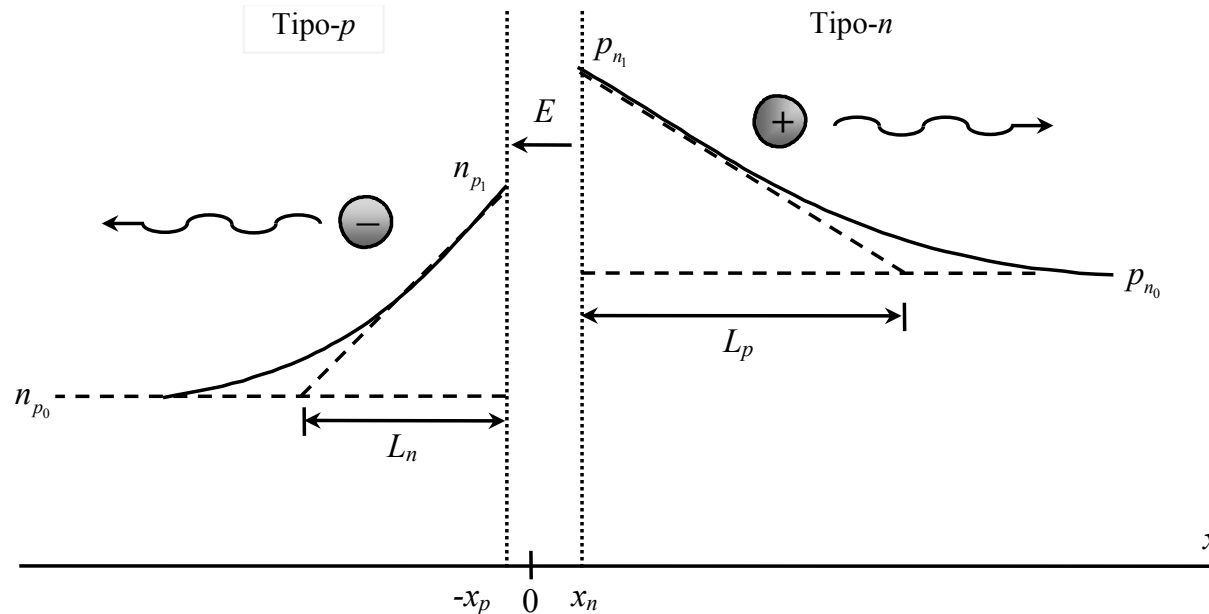
Fig.— Variação espacial do potencial na junção $p-n$ co e sem polarização.



- Junção p - n semelhante ao cristal semi-infinito. Os andamentos da densidade de portadores minoritários variam exponencialmente com a posição, sendo dados por:

$$p_1(x) = p_{n_0} + (p_{n_1} - p_{n_0})e^{-(x-x_n)/L_p}$$

$$n_1(x) = n_{p_0} + (n_{p_1} - n_{p_0})e^{-(x_p-x)/L_n}$$



- As densidades de corrente de difusão são dadas por:

$$J_p(x_n) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left(e^{\Delta V_c / u_T} - 1 \right)$$

$$J_n(x_p) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left(e^{\Delta V_c / u_T} - 1 \right)$$

- Para calcular a J , têm de se de somar as J dos elétrons e dos buracos no mesmo plano. No entanto, para cada posição da junção, apenas se conhecem os valores das J associadas às minorias.
- Para as maiorias, o resultado seria obtido a partir da respetiva equação da continuidade, que teria de entrar em linha de conta com a parcela devida à condução. Para se ultrapassar esse problema, considera-se a quarta hipótese simplificativa:
 - A contribuição da **geração e da recombinação na zona de transição é desprezável.**Nessas condições, obtém-se:



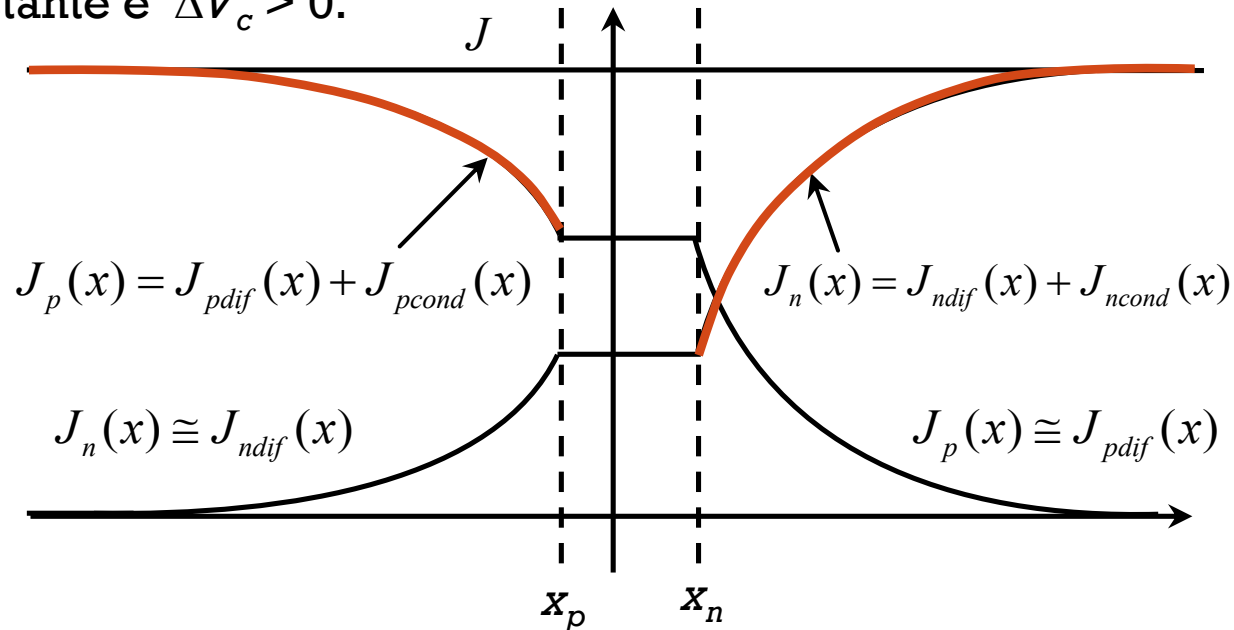
$$J_n(x_p) = J_n(x_n)$$

$$J_p(x_p) = J_p(x_n)$$

- sendo a densidade de corrente total invariante no espaço e dada por:

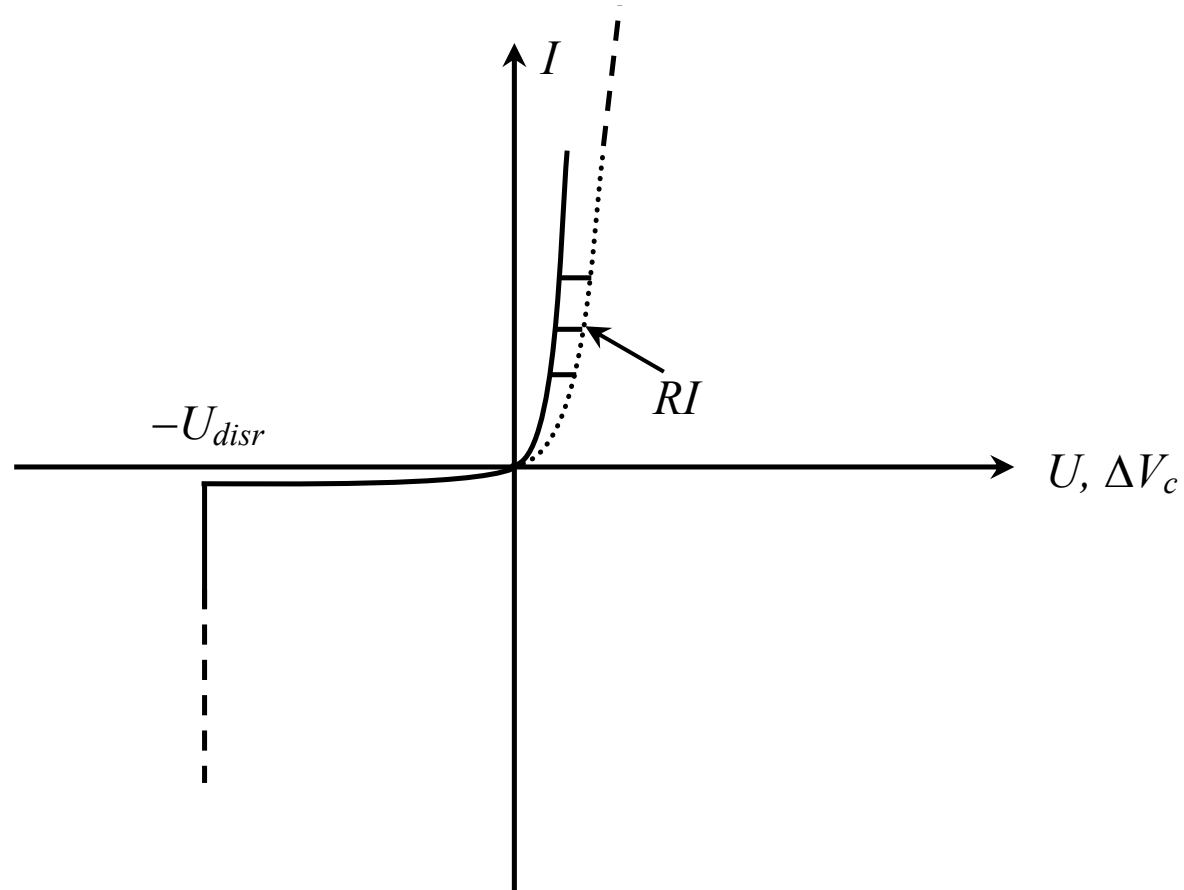
$$J = J(x_p) = J(x_n) = J_n(x_p) + J_p(x_n)$$

- variação das densidades de corrente com a distância x , supondo a junção de secção transversal constante e $\Delta V_c > 0$.



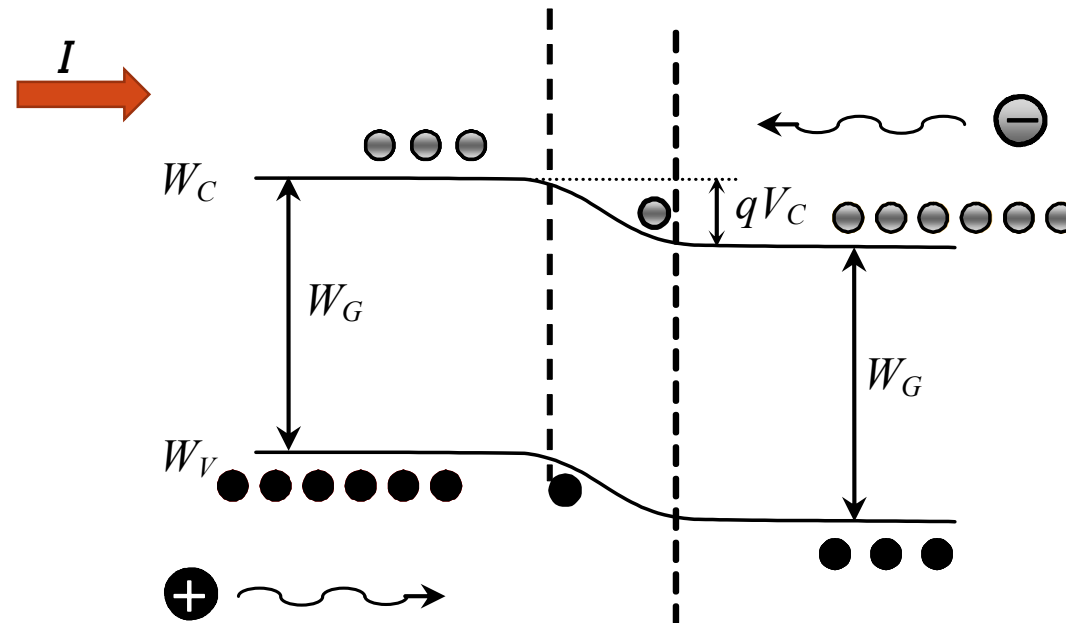
- A corrente no dispositivo é:

$$I = AJ(x_p) = Aq \left(\frac{D_p p_{n_0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p_0}}{L_n} \right) (e^{\Delta V_c / u_T} - 1) = I_{is} (e^{\Delta V_c / u_T} - 1)$$



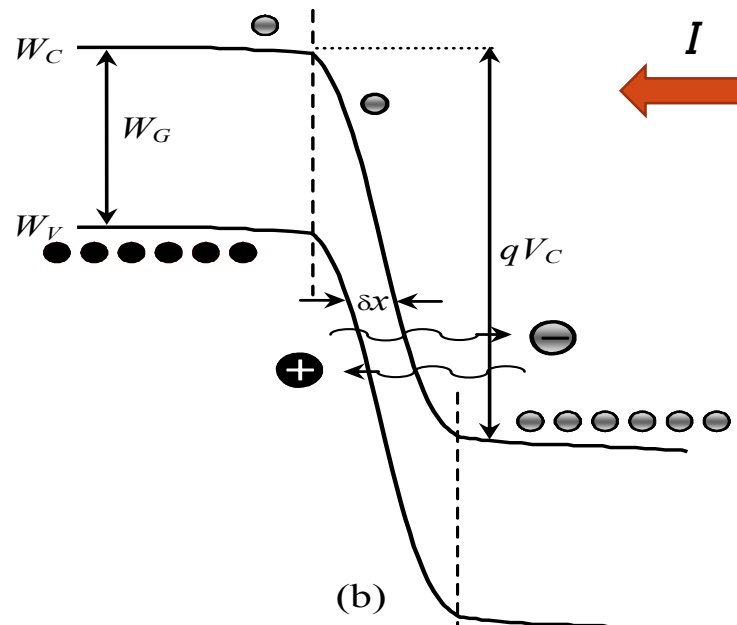
Polarização direta

- A corrente cresce exponencialmente com a tensão
- A barreira energética a vencer é menor (Fig.) e, portanto, maior é o número de portadores de maioria em condições de o fazer.
- Os baixos valores de U e a rápida subida da corrente com a tensão permite que em muitas aplicações o comportamento do diodo seja, neste caso, **aproximado por um curto-circuito**.



Polarização Inversa

- Para polarizações inversas, $U \ll -u_T$, $I \cong -I_{is}$: a corrente é independente da tensão, assumindo valores muito baixos, o diodo **comporta-se como um circuito aberto**.
- A nível energético a barreira de potencial aumentada (Fig) o campo elétrico retardador aumenta.
- A corrente é muito baixa, porque corresponde ao fluxo de partículas do lado em que são minorias



Diodo na presença de campos elevados

- Para campos elevados, aparecem novos mecanismos de geração que conduzem a aumentos bruscos de corrente (diodo entra em disrupção (U_{disr}) quando polarizado inversamente).
- A U_{disr} pode variar de alguns Volt a centenas de Volt dependendo do tipo de mecanismo responsável pela disrupção.
- Existem dois tipos de mecanismos: a **avalanche** (regiões p e n do diodo não são fortemente dopadas ($|U_{disr}| > 7 \text{ V}$)) e o **efeito de túnel** (regiões p e n fortemente dopadas ($|U_{disr}| > 5 \text{ V}$)).



Disrupção por avalanche

- E e ℓ elevados.
- Os n e p , podem adquirir energia cinética suficiente e ao colidirem com os átomos da rede na região de transição, podem dar origem, em média, a mais do que um par elétron-buraco.
- A I no circuito exterior vai, então, crescer rapidamente, não sendo limitada pela junção. Diz-se que se deu a disrupção por avalanche da junção

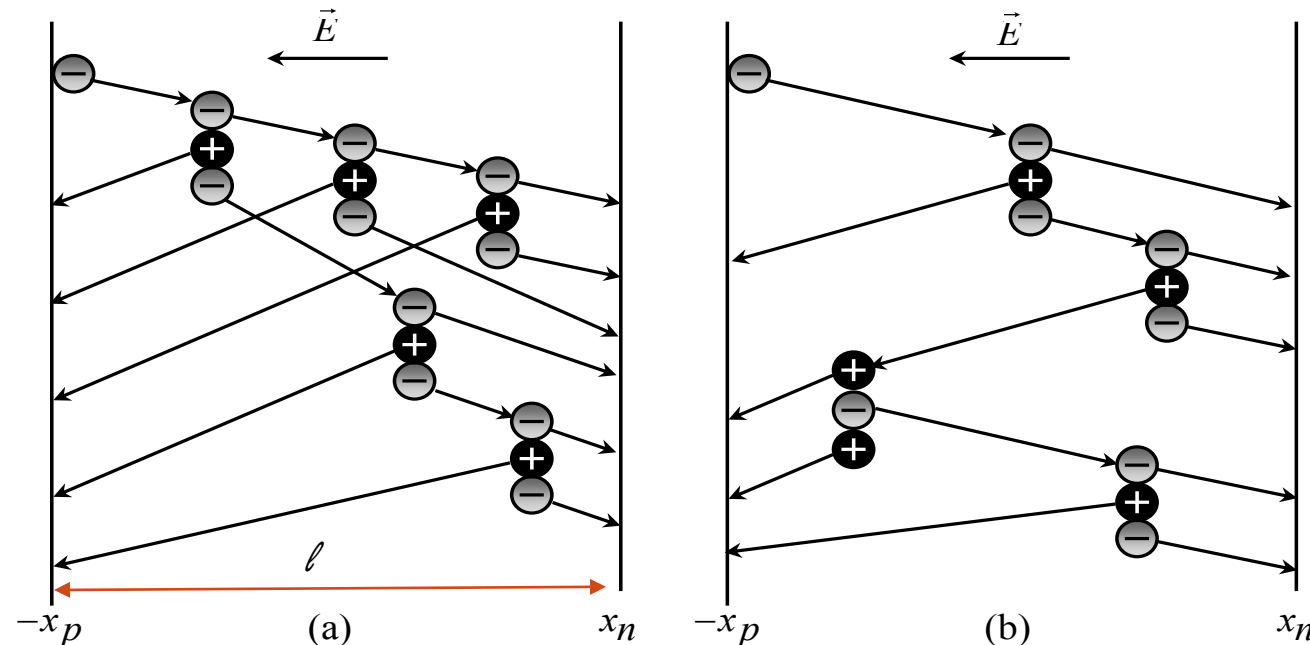
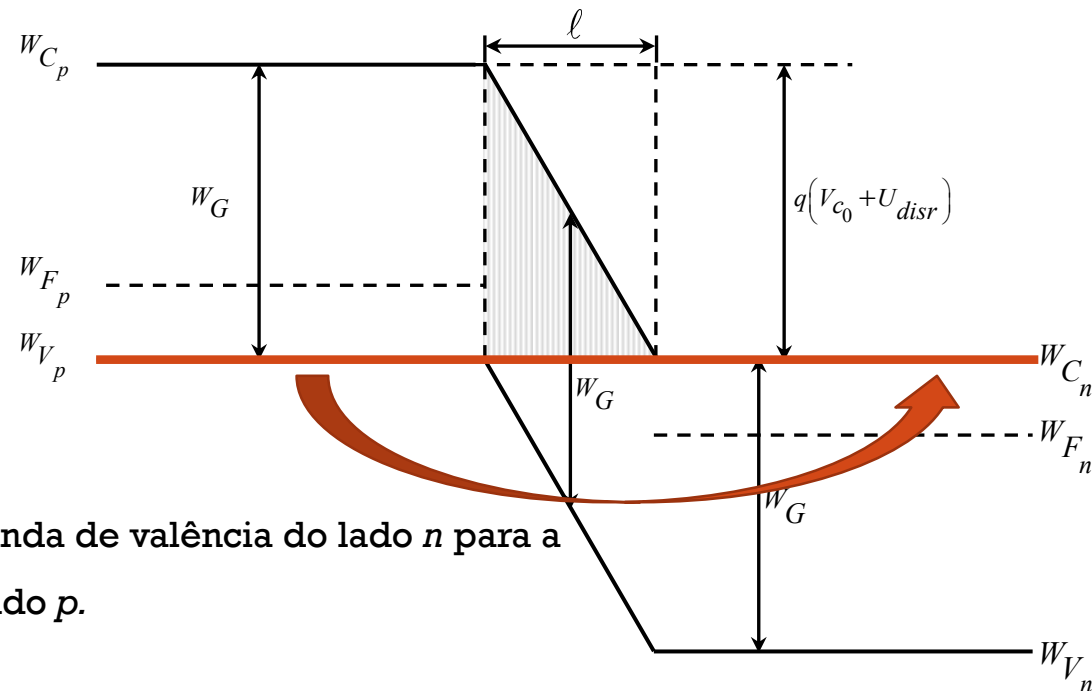


Fig. – Ilustração do mecanismo de disrupção por avalanche: (a) Só com multiplicação de elétrons; (b) Com multiplicação de elétrons e de buracos.



Disrupção por efeito de túnel ou Zener

- E elevados e ℓ pequenas.
- O aumento das barreiras de potencial (Fig) pode conduzir a um encurvamento acentuado das bandas de tal modo que a barreira que as partículas vêem é muito fina, permitindo transições de elétrons da banda de valência do lado- p para a banda de condução do lado- n .



“Arranca” elétrons da banda de valência do lado n para a banda de condução do lado p .



- Na Fig., mostra-se qualitativamente o andamento da característica do diodo na região de ruptura e a dependência da tensão de ruptura com a temperatura para a ruptura por avalanche e por efeito de túnel.

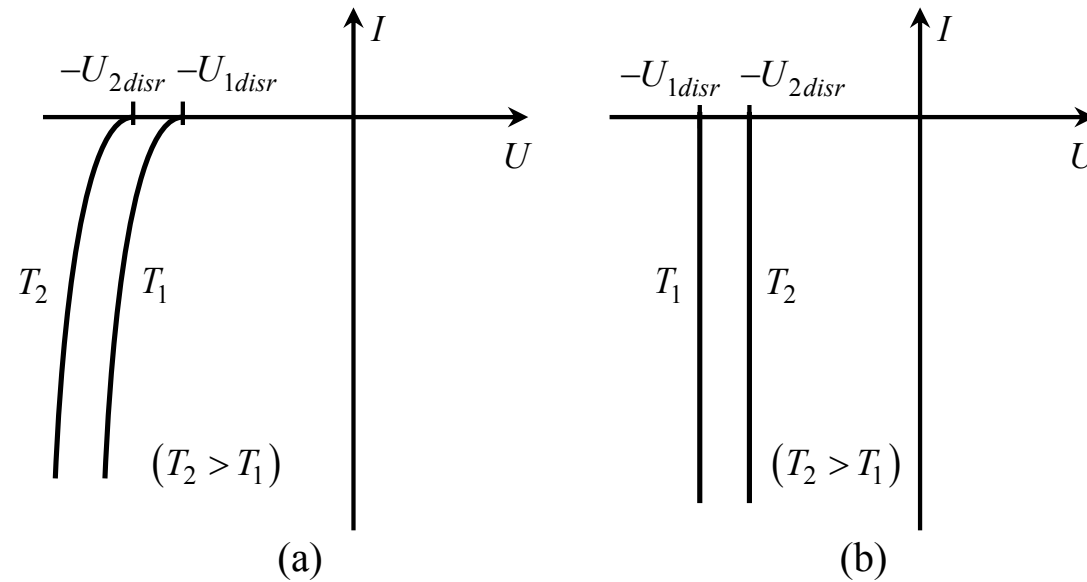
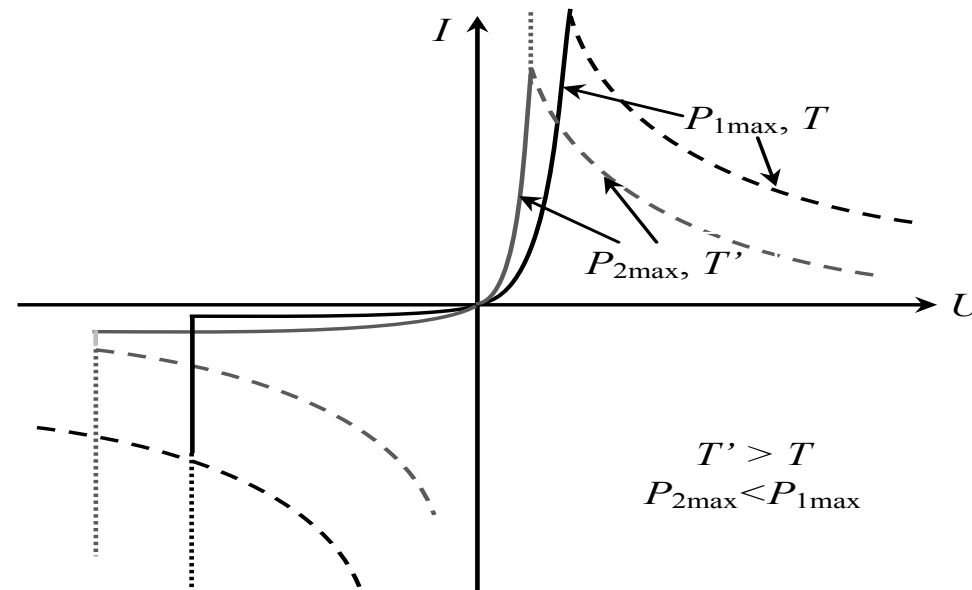


Fig. – Influência da temperatura na característica do diodo na zona de ruptura:
 (a) Por avalanche; (b) Por efeito de túnel.



Efeito da temperatura

- A **dependência com a temperatura** está presente de forma explícita no termo exponencial, $e^{U/ut}$, e de forma implícita no termo I_{is} .
- U =contante
 - O termo exponencial baixa com o aumento de temperatura e, portanto, é o aumento de I_{is} ($I_{is} \propto n_i^2 \propto T^3 e^{-WG/kT}$) que permite justificar a evolução observada.



- variando W_C de material para material, também os efeitos da temperatura são diferentes em díodos fabricados com semicondutores diferentes.

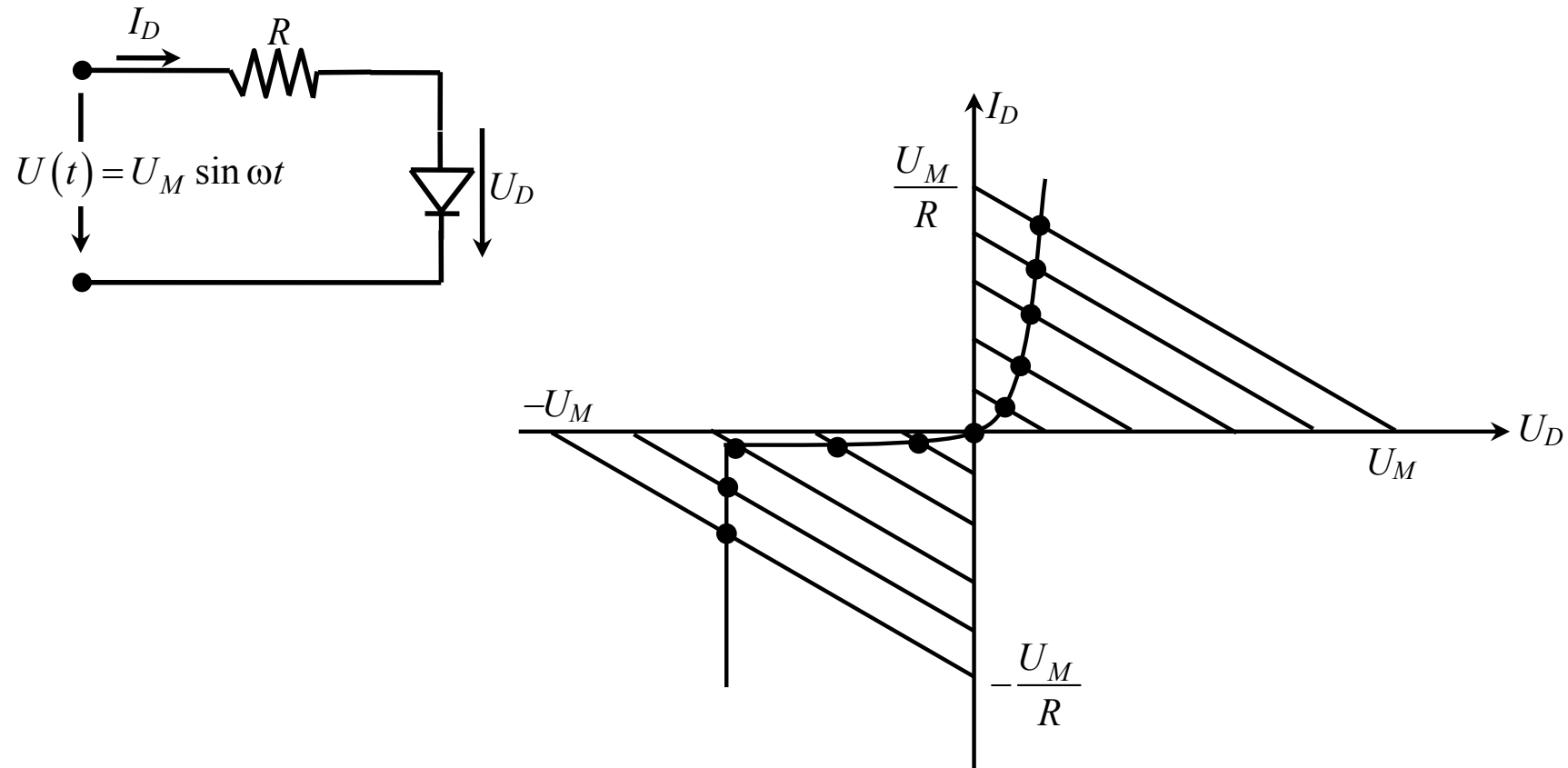


- **Junção p-n em regime variável**
- Analise da junção para correntes e tensões variáveis, como, por exemplo, considerando pequenas variações (**regime dito incremental**) em torno de um dado ponto da característica estacionária designado por ponto de funcionamento em repouso (PFR).
- Em determinadas aplicações, um **díodo poderá ser substituído** do ponto de vista de sinal **por uma resistência**; noutras situações será mais adequado modelar o díodo por uma **associação RC paralelo**, só **por uma capacidade**, ou até mesmo incluindo uma **bobina**.



- **Regime quase-estacionário**

- Considere-se o circuito da Fig., com uma tensão à entrada lentamente variável



- Tensão de entrada de baixa frequência ($\omega\tau \ll 1$), pode considerar-se a solução como uma sequência de estados estacionários.



- O problema resume-se à determinação dos sucessivos pontos de funcionamento em repouso (PFR).

$$I_D = I_{is} (e^{U_D/u_T} - 1)$$

$$U = RI_D + U_D$$

- Três casos podem acontecer:
 - **$U > 0$: o diodo está polarizado diretamente :**

$$U_D = u_T \ln(I_D / I_{is} + 1)$$

$$I_D = \frac{U - U_D}{R}$$

- Por uso sucessivo das equações são calculados novos valores de I_D e U_D . O processo é rapidamente convergente.



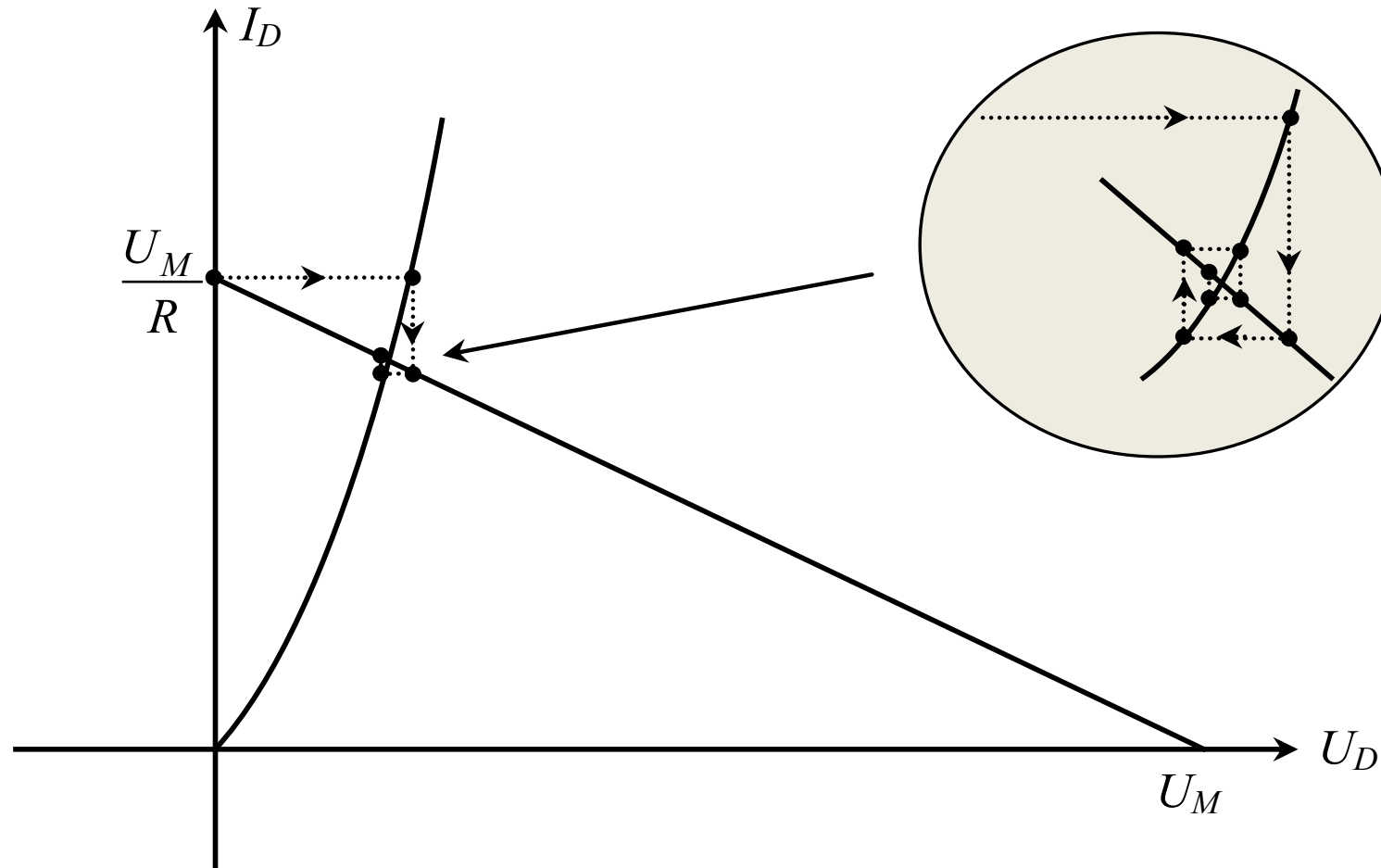


Fig. – Cálculo gráfico do PFR por um processo iterativo quando este se encontra no primeiro quadrante.



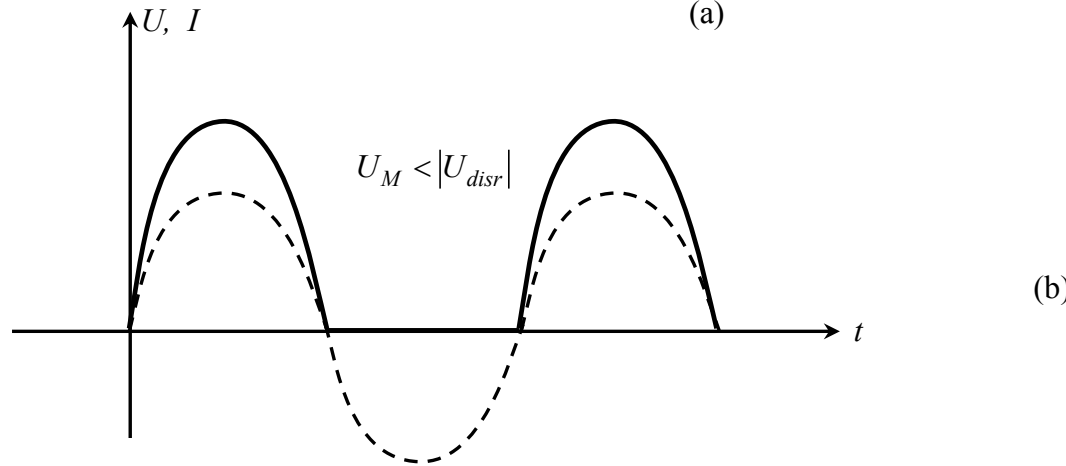
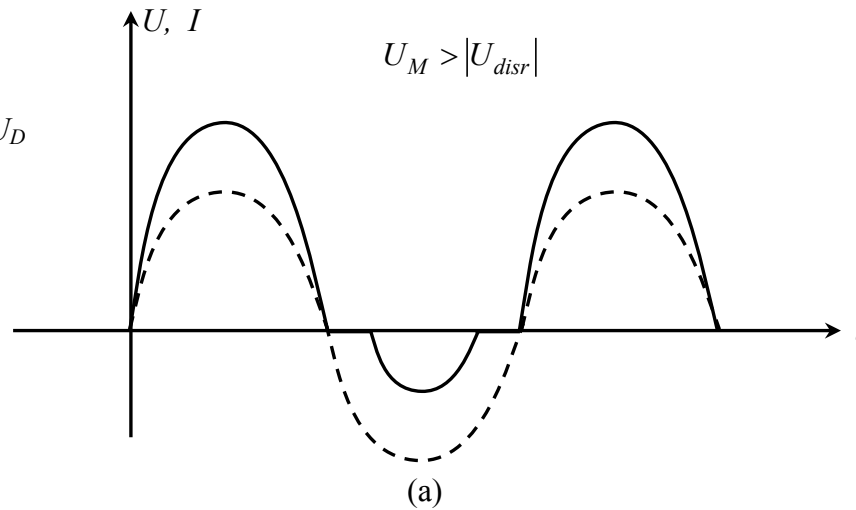
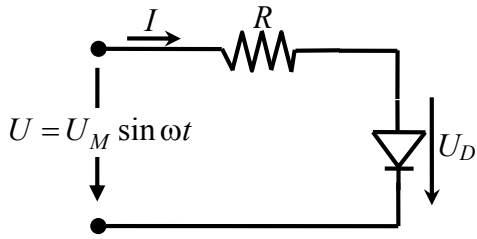


Fig.– Regime quase-estacionário: (a) $U_M > |U_{disr}|$; (b) $U_M < |U_{disr}|$ (retificador de meia-onda).

A tensão está representada a tracejado e a corrente a traço contínuo.

- $U_{disr} < U < 0$: o diodo está polarizado inversamente sem estar na disrupção. As soluções são dadas por:

$$I_D = \frac{U - U_{disr}}{R}$$

$$U_D = U - RI_D \cong U$$

- $U < U_{disr}$: o diodo está na disrupção. As soluções são dadas por:

$$U_D = U_{disr}$$

$$I_D = -I_{is}$$



- O retificador de onda completa permite a passagem de corrente nos dois sentidos, obrigando à utilização de circuitos com, pelo menos, dois díodos (Fig.).

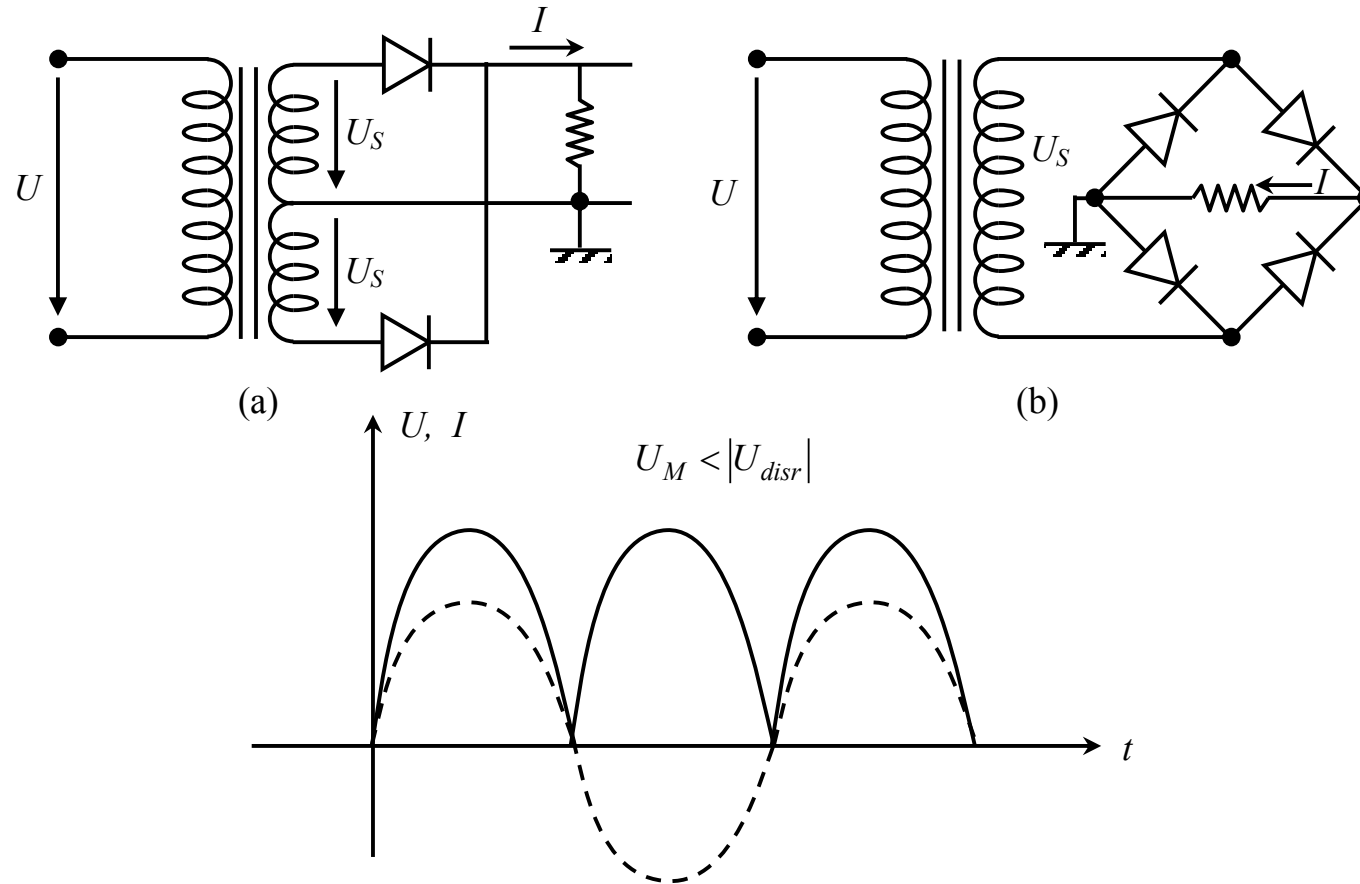


Fig. – Retificador de onda completa. (a) Circuito com transformador com ponto médio; (b) Circuito com ponte de díodos. A tensão está representada a tracejado e a corrente a traço contínuo.



- Modelos simplificados para a característica do díodo de junção

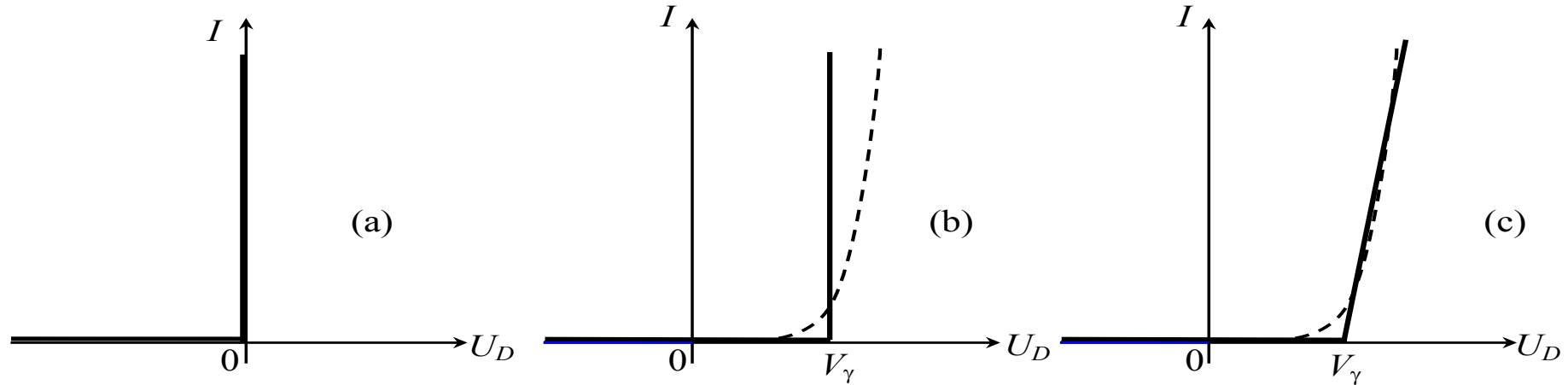


Fig. – Modelos simplificados para a característica do díodo de junção. (a) Díodo ideal; (b) Modelo de fonte de tensão ; (c) Modelo de fonte de tensão mais resistência.

- Uma aproximação melhor consiste em substituir o díodo por uma fonte de tensão constante que, no caso do Si toma um valor típico de 0,7 .
- Um modelo ainda mais preciso envolve um fonte de tensão em série com uma resistência.



- No caso do diodo ideal, a análise do circuito é bastante simples. Considere-se o circuito da Fig.

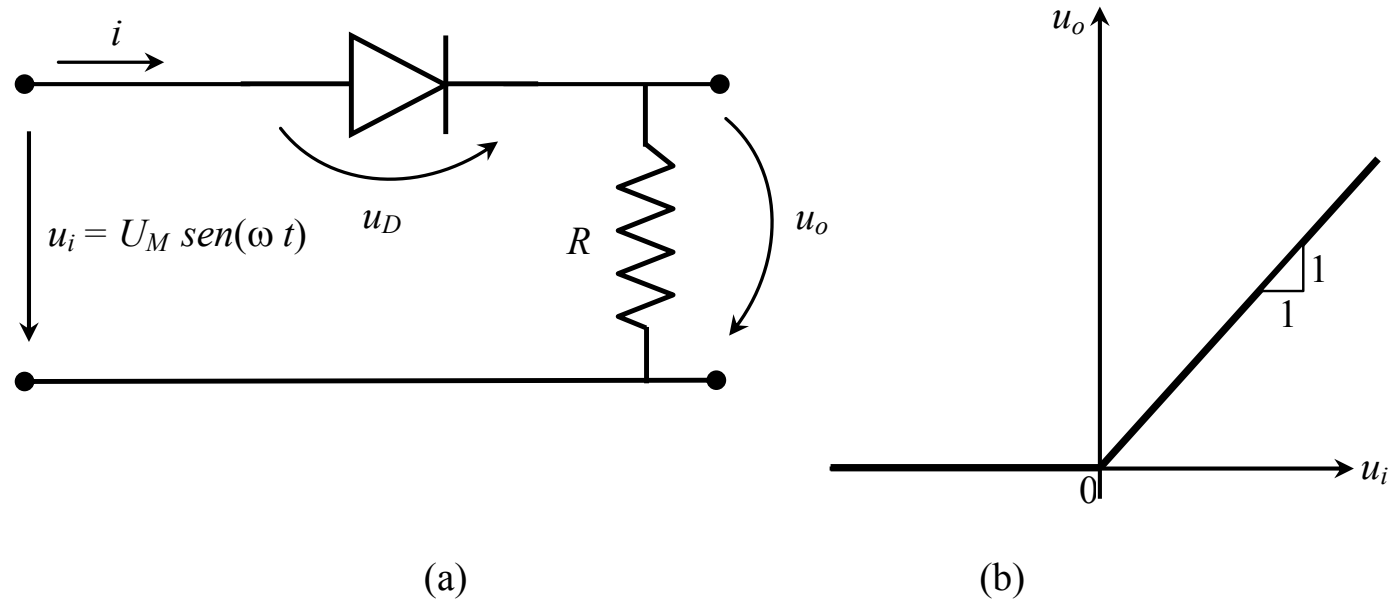


Fig. – (a) Circuito retificador; (b) Função de transferência: diodo ideal.

- Para $U > 0$, $u_o = u_i$
- Para $U < 0$, $u_o = 0$

