

Vážení zákazníci,

dovolujeme si Vás upozornit, že na tuto ukázkou knihy se vztahují autorská práva, tzv. copyright.

To znamená, že ukáзка má sloužit výhradně pro osobní potřebu potenciálního kupujícího (aby čtenář viděl, jakým způsobem je titul zpracován a mohl se také podle tohoto, jako jednoho z parametrů, rozhodnout, zda titul koupí či ne).

Z toho vyplývá, že není dovoleno tuto ukázkou jakýmkoliv způsobem dále šířit, veřejně či neveřejně např. umístováním na datová média, na jiné internetové stránky (ani prostřednictvím odkazů) apod.

redakce nakladatelství BEN – technická literatura
redakce@ben.cz



kapitola **3**

NESTABILITY FOTODETEKTORU

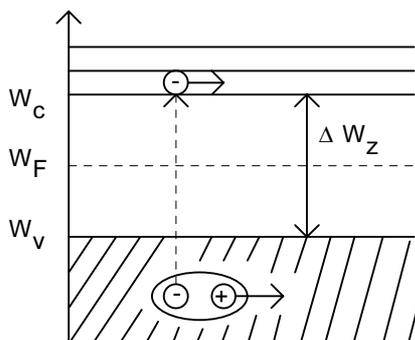
3.1	Vliv teploty na úroveň Fermiho hladiny.....	53
3.2	Vliv teploty na koncentraci nosičů	55
3.3	Spektrální citlivost a vlivy na její velikost.....	57
3.4	Závěrný proud a jeho nestability	63
3.5	VA charakteristika a vlivy na ní	65
3.6	Modely fotodetektoru	73

3 Nestability fotodetektoru

V této kapitole jsou sledovány změny parametrů, které mají vliv na fotometrické vlastnosti FD. Otázky fyzikální elektroniky jsou uvažovány pouze do nezbytně nutné hloubky.

3.1 Vliv teploty na úroveň Fermiho hladiny

Vyjdeme z jednorozměrného pásového modelu pro vlastní polovodič viz např. [10], [12].

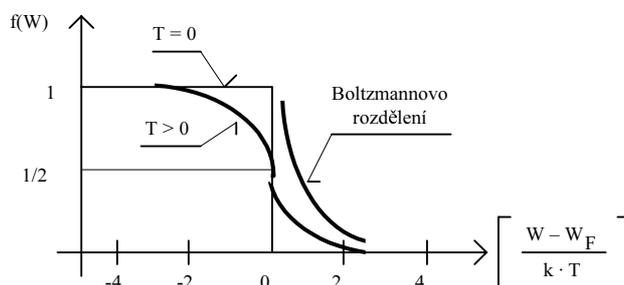


Obr. 3.1 Zjednodušený pásový model vlastního polovodiče

Aby se elektron z valenčního pásu (W_v) dostal do vodivostního (W_c) musí získat energii (tepelnou, světelnou.) rovnou ΔW_z . Z pásového modelu je zřejmé, že u vlastního polovodiče počet uvolněných elektronů bude roven počtu děr ve valenčním pásu, tj. $p = n$.

Rozdělení nosičů náboje podle hodnot energie popisuje Fermi -Diracova rozdělovací funkce. Pro elektrony je

$$f_n(w) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{k \cdot T}\right)}. \quad (3.1)$$



Obr. 3.2 Fermi-Diracovo rozdělení pro elektrony

Uvažujme pro teplotu polovodiče teplotu okolí $T = 300 \text{ K}$. Pro křemík $\Delta W_z = 1,1 \text{ eV}$. Po dosazení

$$f_n(w) = \left[1 + \exp\left(\frac{0,55 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2}\right) \right]^{-1} = \left[1 + \exp(25,5 \cdot 10^{11}) \right]^{-1} = 8,36 \cdot 10^{-12}$$

Z počtu 10^{14} elektronů ve valenčním pásu se jich pravděpodobně 836 dostane do pásu vodivostního. Velikost exp. členu v závorce umožňuje jedničku zanedbat. Rozdělovací funkce přejde ve tvar

$$f_n(w) = \exp\left(-\frac{W - W_F}{k \cdot T}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta W_z}{k \cdot T}\right),$$

což je Boltzmannovo rozdělení. Opuštěním valenčního pásma elektron zanechá po sobě tzv. díru. Z pásového modelu je zřejmé, že energie děr $W < W_z$. Exponent v Fermi-Diracově rozdělení bude záporný, tj. $(W - W_F) / k \cdot T < 0$.

Pro díry bude Fermi-Diracovo rozdělení tvaru

$$f_p(w) = 1 - f_n(w). \quad (3.2)$$

Uvažujme opět pracovní teplotu v okolí $T = 300 \text{ K}$.

Po dosazení pak

$$f_p(w) = 1 - \exp(-25,5)^{-1} \rightarrow 1$$

Musí platit, že volný elektron se vyskytuje na energetické úrovni o $W - W_F$ výše se stejnou pravděpodobností jako díra o $W_F - W$ níže. Ze způsobu generace elektronů a děr vyplývá, že bude stejný počet děr i elektronů, tj. $p = n$. Vliv teploty je tedy dán rozdělením $f(w)$. Je také zřejmé, že zvýšením teploty se zvýší kinetická energie elektronů v krystalové mříži (valenčním pásu) a tím se zvětší pravděpodobnost přeskočení elektronů přes zakázanou oblast energií ΔW_z .

3.2 Vliv teploty na koncentraci nosičů

3.2.1 Pro vlastní polovodič

V lit.[10] lze nalézt vztah pro koncentraci elektronů

$$n = N_{efn} \cdot \exp\left(\frac{W_F - W_c}{k \cdot T}\right) = N_{efn}(T) \cdot \exp\left(\frac{W_F - W_c}{k \cdot T}\right), \quad (3.3)$$

pro koncentraci děr pak

$$p = N_{efp} \cdot \exp\left(\frac{W_v - W_F}{k \cdot T}\right) = N_{efp}(T) \cdot \exp\left(\frac{W_v - W_F}{k \cdot T}\right), \quad (3.4)$$

kde N_{ef} je tzv. efektivní koncentrace nosičů, taktéž závislá na teplotě. Protože celkový počet elektronů přešlých do vodivostního pásma musí souhlasit s počtem děr, tj. $p = n$, pak

$$N_{efn}(T) \cdot \exp\left(\frac{W_F - W_c}{k \cdot T}\right) = N_{efp}(T) \cdot \exp\left(\frac{W_v - W_F}{k \cdot T}\right).$$

Po logaritmování a úpravě pak

$$W_F = \frac{W_v + W_c}{2} - \frac{k \cdot T}{2} \cdot \ln \frac{N_n}{N_p}. \quad (3.5)$$

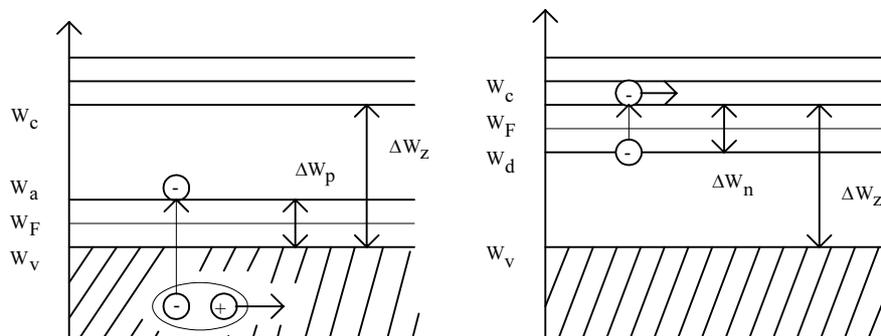
Pro případ shodných efektivních koncentrací $N_n = N_p$ bude druhý člen nulový. Hodnota energie Fermiho hladiny bude

$$W_F = \frac{W_v + W_c}{2}, \quad (3.6)$$

tj. nebude záviset na teplotě a bude ležet uprostřed zakázaného pásu DW_z .

3.2.2 Pro nevlastní polovodič

Vyjdeme z pásového modelu polovodiče pro typ P a N.



Obr. 3.3 Zjednodušený pásový model pro polovodič P a N

Z pásových modelů vyplývá, že v nevlastním polovodiči postačí dodat krystalové mřížce mnohem menší energii (tepelnou, světelnou...) než tomu je u vlastního polovodiče.

K ionizaci akceptoru či donoru postačí dodat energii ΔW_p (ΔW_n).

Vydeme z podmínek termodynamické rovnováhy a nábojové neutrality v celém objemu polovodiče.

Z pásového modelu tedy platí:

Počet elektronů ve vodivostním pásu + počet ionizovaných akceptorů = počet vzniklých děr ve valenčním pásu + počet ionizovaných donorů. Symbolicky vyjádřeno pro objemovou jednotku

$$n + (N_A - p_A) = p + (N_D - n_D),$$

kde $(N_A - p_A)$ je koncentrace ionizovaných akceptorů, $(N_D - n_D)$ je koncentrace ionizovaných donorů, p_A je koncentrace neionizovaných akceptorů, n_D je koncentrace neionizovaných donorů, N_a je koncentrace akceptorů, N_d je koncentrace donorů.

Hledá se tedy pravděpodobnost obsazení energetické hladiny W_d elektronem resp. neobsazení elektronem v hladině W_a . Podle lit. [10], [12] lze využít Fermi-Diracova rozdělení. Koncentrace neionizovaných akceptorů

$$p_A = N_A \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_a - W_F}{k \cdot T}\right)}. \quad (3.7)$$

Koncentrace neionizovaných donorů

$$n_D = N_D \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_d - W_F}{k \cdot T}\right)}. \quad (3.8)$$

Po dosažení do podmínky nábojové neutrality a po úpravě

$$n + N_A \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_a - W_F}{k \cdot T}\right)} = p + N_D \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_d - W_F}{k \cdot T}\right)}. \quad (3.9)$$

Uvažujme polovodič typu N, pro něhož lze psát $N_A = 0$, $p = 0$, $N_D = konst.$, $W_d = konst.$

Pak koncentrace elektronů ve vodivostním pásu

$$n = N_D \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_d - W_F}{k \cdot T}\right)}. \quad (3.10)$$

Pro případ $T = 300 \text{ K}$, $W_d - W_F = 0,05 \text{ eV}$ exponent bude

$$\exp \frac{0,05 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2} = \exp(-1,93) = 0,145.$$

Nelze tedy exponenciální člen vůči jedničce zanedbat. Výraz udává teplotní závislost koncentrace volných elektronů v polovodiči typu N na jednotku objemu. Analogicky lze provést totéž pro díry v polovodiči typu P.

Vztahy ukazují na charakter teplotních závislostí polovodičových prvků.

3.3 Spektrální citlivost a vlivy na její velikost

Uvažujme proudovou citlivost, pro kterou lze psát vztah

$$S_I = \frac{I_f}{\phi} = \frac{N \cdot A \cdot e \cdot \alpha \cdot \eta}{N \cdot A \cdot h \cdot \nu} = \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \eta, \quad (3.11)$$

kde N je hustota dopadlých kvant [kvant.m⁻²], A je aktivní plocha FD [m²], e je uvolněný elektrický náboj [C], $(h\nu)$ je energie absorbovaného kvanta [J].

Závislost na teplotě si vyjádříme ve tvaru semirelativní citlivosti

$$\frac{1}{S_I} \cdot \frac{dS_I}{dT} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dT} + \frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$$

nebo v jednodušším tvaru $S_I^{S_I} = S_I^\alpha + S_I^\eta$.

Vztah udává, že semirelativní citlivost spektrální proudové citlivosti S_I je dána součtem semirelativních citlivostí pohltivosti a kvantové účinnosti, což ze vztahu pro citlivost je zřejmé. Oba parametry jsou přitom funkcemi teploty i vlnové délky, tj. $\alpha = f(T, \lambda)$, $\eta = f(T, \lambda)$.