

# 1 Fotonové detektory záření

doc. Ing. E. Belas, doc. RNDr. P. Moravec  
10.6.2017, <http://semiconductors.mff.cuni.cz/>

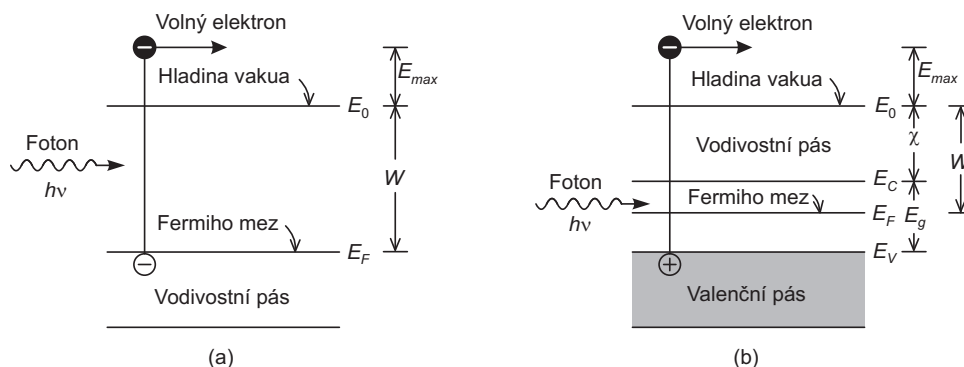
Detektory záření můžeme rozdělit do několika kategorií:

- emulsní** - Fotografická emulze, nejstarší detektory.
- plynové** - Ionizační komora, Geiger-Müllerův čítač, Mlžná komora, Bublínková komora.
- termální** - Absorbované záření změní teplotu materiálu a velikost detekovaného signálu je charakterizována změnou některé vlastnosti absorbujícího média, která závisí na teplotě tj. registrujeme např. změnu elektrického odporu (bolometr), termoelektrického napětí (termočlánek), změnu tlaku ohřátého plynu (pneumatické detektory-Golay). Tyto detektory nejsou závislé na vlnové délce dopadajícího záření  $\lambda$ , jejich doba odezvy je však dlouhá. Jsou vhodné pro kalibrační účely.
- fotonové** - Absorbované záření způsobuje elektronové přechody, při kterých vznikají volné nosiče náboje. V elektrickém poli se tyto nosiče pohybují a vytvářejí elektrický proud. Výstupní signál závisí na vlnové délce dopadajícího záření, absorpčním koeficientu a na velikosti generovaného náboje.

## 1.1 Fotonové detektory

### 1.1.1 Vnější fotoefekt

Fotonové detektory jsou založeny na principu vnějšího nebo vnitřního fotoefektu. Jestliže je energie dopadajícího záření dostatečně velká, mohou excitované elektrony překonat povrchovou bariéru a dochází k emisi elektronů z povrchu látky do prostoru. Na obr.1a,b je znázorněno energetické schéma procesu *fotoelektronové emise* z kovu a z polovodiče.



Obr. 1: Fotoelektronová emise a) z kovu, b) z polovodiče.

Dopadající foton s energií  $h\nu$  způsobuje emisi elektronů z povrchu kovu, které mají energii

$$E_{max} = h\nu - W \quad (1)$$

kde  $W$  je výstupní práce z kovu, která vyjadřuje energetický rozdíl mezi klidovou energií elektronu ve vakuu  $E_0$  a energií elektronu na Fermiho hladině. Jestliže elektron leží pod Fermiho hladinou, je výsledná energie emitovaného elektronu nižší. Rovnice (1) je známý Einsteinův vztah pro fotoemisi. Nejnižší výstupní práce kovu (Cesium) je asi  $2 \text{ eV}$ , proto je možné používat tyto detektory pouze ve viditelné a ultrafialové oblasti.

V případě polovodiče jsou obvykle elektrony uvolňovány ze zaplněného valenčního pásu. Pro fotoemisi platí obdobný vztah jako (1)

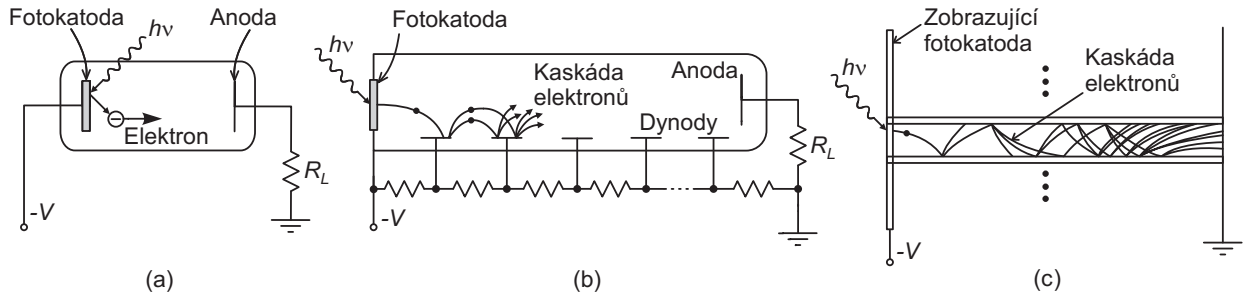
$$E_{max} = h\nu - (E_g + \chi) \quad (2)$$

kde  $E_g$  je šířka zakázaného pásu a  $\chi$  je elektronová afinita polovodiče, která vyjadřuje energetický rozdíl mezi klidovou energií elektronu ve vakuu  $E_o$  a dnem vodivostního pásu. Protože energie  $E_g + \chi$  je pro určité polovodiče nižší než  $W(\text{Cs})$ , mohou tyto detektory pracovat i v infračervené oblasti.

Vnější fotoefekt se využívá ve *fotonkách*, *fotonásobičích* a v *mikrokanálových detektorech*.

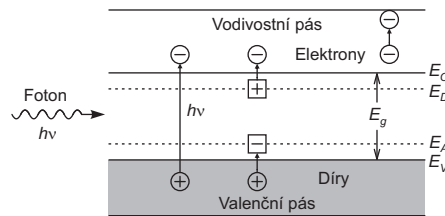
Ve *fotonkách* (obr.2a) se elektrony uvolněné z fotokatody po dopadu fotonů pohybují k anodě účinkem urychlujícího napětí přiloženého na katodu. Je-li fotonka plněná plynem, elektrony cestou ionizují jeho molekuly, takže na anodu dopadne větší počet elektronů, než byl uvolněn z katody.

Ve *fotonásobičích* (obr.2b) fotony opět dopadají na fotokatodu, ze které vyrážejí elektrony. Ty dopadají vlivem přiloženého elektrického pole na zesilovací elektrody - dynody, kde je počet fotoelektronů znásoben sekundární emisí. Takových dynod je ve fotonásobiči 10 i více a výsledný efekt zesílení může být i několik milionů.



Obr. 2: a) Fotonka, b) Fotonásobič, c) Mikrokanálový detektor.

### 1.1.2 Vnitřní fotoefekt



Obr. 3: Vnitřní fotoefekt.

Dopadající záření, které nemá dostatečnou energii na uvolnění elektronů z povrchu polovodiče, může způsobovat vnitřní elektronové přechody, při kterých se fotoexcitací uvolňují nosiče (elektrony nebo díry), které však zůstávají uvnitř látky. Přiložíme-li na polovodič elektrické pole, projeví se tyto přechody zvýšením vodivosti - vzniká *fotovodivost*. Elektronové přechody můžeme rozdělit do tří skupin (viz obr.3)

- vlastní (intrinzičké)* - excitace elektronů z valenčního do vodivostního pásu polovodiče - vlastní fotovodivost
- příměsové* - excitace elektronů z valenčního pásu na akceptorovou hladinu nebo excitace elektronů z donorové hladiny do vodivostního pásu - nevlastní fotovodivost
- založené na interakci s volnými nosiči* - excitace elektronů mezi hladinami ve vodivostním pásu

ad a) *dlouhovlnná mez citlivosti vlastního detektoru*  $\lambda_g$  (cutoff wavelength):  $\lambda < \lambda_g = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g[\text{eV}]}$

ad b) *dlouhovlnná mez citlivosti příměsového detektoru*:  $\lambda < \lambda_i = \frac{hc}{E_i}$   $E_i$ -ionizační energie příměsi

Detektory využívající vnitřní mezipásové přechody mohou na rozdíl od detektorů založených na vnější fotoemisi pracovat daleko do ič oblasti. Pro vlnové délky  $\lambda > 2\mu\text{m}$  je však nutné detektory chladit, aby se zabránilo termální ionizaci příměsí, která konkuruje ionizaci optické. V případě příměsových

detektorů je nevýhodou velký temný proud při pokojové teplotě. Detektory je proto nutno provozovat při velmi nízkých teplotách (4 - 30 K). Další nevýhodou je nízká absorpce v příměsově oblasti, což vyžaduje větší tloušťku detektoru. Ionizované hladiny mají také velký účinný průřez pro opětovné zachycení nosičů. Proto se zvyšováním koncentrace těchto hladin klesá *doba života nosičů* a tím i *citlivost* detektoru.

### 1.1.3 Scintilační detektory

Tyto detektory jsou založeny na principu excitace elektronů do vyšších energetických stavů dopadajícím zářením, přičemž návrat elektronů do základního stavu se projeví jako světelný záblesk. Emise záření se převádí na napětí pomocí vnějšího fotoefektu (fotonka, fotonásobič).

Scintilátory mohou být:

1. organické - nejčastěji jde o aromatické uhlovodíky, v nichž scintilace vznikají při přechodu volných elektronů v molekule.
2. anorganické - většinou krystaly alkalických halogenidů, které obsahují aktivační příměsi; jedná se o materiál s pásovou strukturou.

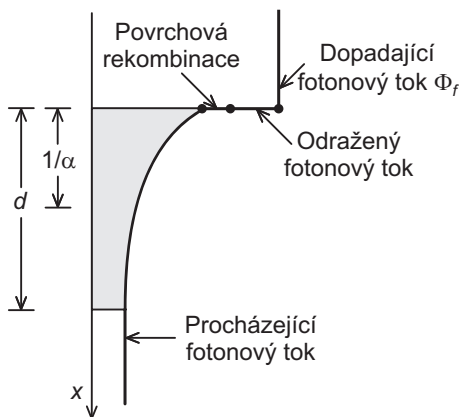
U organických scintilátorů jsou energetické hladiny složitější - vytvářejí soustavy singletů a tripletů. Mezi nimi dochází jak k zářivým přechodům (při nich je vyzářen foton) tak k nezářivým přechodům (foton při nich vyzářen není). Při zářivých přechodech dochází k fluorescenci i k fosforenci. U anorganických látek způsobí prolétávající částice přechod elektronu do vodivostního pásu; ve valenčním pásu vznikají díry. V ideálním případě je přechod zpět velmi nepravděpodobný. Pravděpodobnost deexcitace (tedy spuštění spontánní emise) lze zvýšit přidáním aktivační příměsi. Přidáním aktivační příměsi do krystalu se v jeho zakázaném pásu vytvoří energetické hladiny, přes které se mohou elektrony dostat zpět do valenčního pásu (tj. do svého základního stavu). Pro účely detekce záření se dnes nejčastěji používá jodid sodný aktivovaný thaliem - NaI(Tl), ve formě monokrystalu.

## 1.2 Parametry polovodičových detektorů

### 1.2.1 Kvantová účinnost (Quantum efficiency): $\eta$ ( $0 < \eta < 1$ )

Je definována jako pravděpodobnost, že dopadající foton vygeneruje jeden elektron-děrový ( $e-h$ ) pár.

$$\eta = \frac{\Phi_{e-h}}{\Phi_f} = (1 - R_\lambda)s\beta \quad \beta = [1 - \exp(-\alpha d)] \quad (3)$$



Obr. 4: Kvantová účinnost detektoru.

kde  $\Phi_f$  je tok dopadajících fotonů (počet fotonů za sekundu),  $\Phi_{e-h}$  je tok generovaných ( $e-h$ ) párů,  $(1 - R_\lambda)$  je člen reprezentující odraz na povrchu (snížení odrazivosti  $\rightarrow$  antireflexní vrstvy),  $s$  je člen reprezentující povrchovou rekombinaci ( $e-h$ ) párů (snížení povrchových stavů  $\rightarrow$  pasivace povrchu),  $\alpha$  je absorpční koeficient a  $d$  je tloušťka detektoru. Tloušťka detektoru musí být dostatečně velká, aby se většina záření absorbovala v detektoru.

Kvantová účinnost  $\eta$  závisí na vlnové délce  $\lambda$ , protože absorpční koeficient  $\alpha$  závisí na  $\lambda$ . Pro velké  $\lambda$  ( $\lambda > \lambda_g = \frac{hc}{E_g}$ ,  $\lambda_g(\mu m) = \frac{1.24}{E_g(eV)}$ ) nedochází k absorpci, protože energie fotonu nestačí na překonání zakázaného pásu.  $\lambda_g$  zde představuje vlnovou délku absorpční hrany. Pro malé  $\lambda$  kvantová účinnost klesá, protože většina fotonů je absorbována u povrchu, kde vlivem zvýšené povrchové rekombinace fotogenerované nosiče zrekombinují dříve, než jsou odvedeny do obvodu.

### 1.2.2 Účinnost sběru náboje (Charge collection efficiency): CCE

Je definována vztahem

$$CCE = \frac{Q_m}{Q_o} 100\% \quad Q_o = e \frac{E_\gamma}{E_p} \quad (4)$$

kde  $Q_m$  je indukovaný náboj vytvořený pohybem fotogenerovaných nosičů v detektoru a změřený na nábojově citlivém předzesilovači,  $Q_o$  je maximální náboj, který je možno vytvořit dopadajícím zářením o energii  $E_\gamma$ ,  $e$  je náboj elektronu a  $E_p$  je energie potřebná na vytvoření jednoho  $e - h$  páru.

### 1.2.3 Spektrální napěťová a proudová citlivost: $R_U(\lambda)$ , $R_J(\lambda)$

Je definována vztahem

$$R_U(\lambda) = \frac{U}{P_\lambda}, \quad (5)$$

kde  $U$  je fotonapětí na výstupu detektoru a  $P_\lambda = h\nu\Phi_f$  je optický výkon dopadajícího záření o vlnové délce  $\lambda$ .

$$R_J(\lambda) = \frac{J}{P_\lambda} = \frac{\eta e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \quad [R_J] = AW^{-1} \quad (6)$$

kde  $J = \eta e\Phi_f = \frac{\eta e}{h\nu} P_\lambda$  je fotoproud na výstupu detektoru. Platí  $R_J = R_U/R$ , kde  $R$  je odpor detektoru v pracovním bodě V-A charakteristiky.

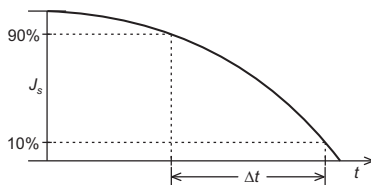
Citlivost detektoru je v určité vlnové oblasti lineárně závislá na vlnové délce. *Lineární dynamický rozsah*, ve kterém citlivost detektoru roste lineárně s  $\lambda$  je omezen pro malé a velké  $\lambda$  vlivem závislosti  $\eta(\lambda)$ . Citlivost detektoru se snižuje také při vysokém optickém výkonu, kdy dochází k saturaci detektoru.

### 1.2.4 Rychlost odezvy detektoru

Je dána dobou, po kterou se fotogenerované nosiče nalézají v detektoru před jejich rekombinací. Zavádí se *časová konstanta*  $\Delta t$ , která definuje dobu, za kterou signál detektoru klesne z 90% maximální hodnoty po ozáření na 10%.

### 1.2.5 Šířka frekvenčního pásma detektoru: $\Delta\nu_D = \frac{1}{\Delta t}$

Udává rozsah frekvencí, při kterých může detektor pracovat.



### 1.2.6 Koeficient zesílení (zisk): $z$

Udává průměrný počet elektronů v obvodu vytvořených generací jednoho  $(e - h)$  páru. Udává, jakým podílem přispívá každý generovaný nosič k proudu  $J$ , který prochází vnějším obvodem.

$$z = \frac{J}{G} = \frac{q}{e} = \frac{\tau_n}{t_R} \quad (7)$$

Obr. 5: Rychlost odezvy detektoru.

$G$  ... počet generovaných nosičů za jednotku času (v celém objemu vzorku)

$\tau_n$  ... doba života elektronů

$t_R = \frac{L_D}{\mu E}$  ... doba, za kterou se nosič dostane od jedné elektrody ke druhé ( $L_D$  je délka detektoru,  $E$  je přiložené elektrické pole a  $\mu$  je pohyblivost elektronů)

$z < 1$  resp.  $z > 1$  ... fotodioda resp. fotoodpor, fototranzistor

### 1.2.7 Činitel kvality: $Q$

Je dán součinem zisku a šířky frekvenčního pásma  $Q = z \Delta\nu_D$ . Lépe charakterizuje detektor. Většinou je  $Q$  pro daný detektor konstantní, tj. zvýšení zisku snižuje šířku použitelného frekvenčního pásma a naopak.

### 1.2.8 Energetické rozlišení (Energy resolution):

Jestliže uvažujeme monoenergetické dopadající záření, potom dostaneme na multikanálovém analyzátoru (MCA) spektrum, které odpovídá sebranému náboji na detektoru. Tento náboj je úměrný

energii dopadajícího záření  $E_\gamma$ . Rozlišení je potom dáno vztahem

$$R_\gamma = \frac{FWHM}{E_\gamma} \quad (8)$$

kde  $FWHM$  (*Full width at half maximum*) je pološířka fotopíku.

### 1.3 Vliv šumu na detekci záření

Šum definujeme jako náhodné fluktuace měřeného signálu se stejným frekvenčním rozsahem jako měřený signál, tj. amplituda měřeného signálu se mění *náhodným způsobem* v čase. Šum můžeme rozdělit do několika skupin:

#### 1.3.1 Výstřelový šum (Shot noise)

*Fotonový šum* - náhodné fluktuace v toku dopadajících fotonů  $\Phi_f$  v závislosti na vlastnostech zdroje. Ve stejných časových intervalech  $\Delta t$  dopadá na detektor různý počet fotonů. Tyto fluktuace můžeme statisticky popsat Poissonovým rozdělením, kde střední hodnota počtu fotonů  $\bar{n} = \Phi_f \Delta t$ .

*Fotoelektronový šum* je důsledkem náhodné generace ( $e - h$ ) párů účinkem dopadajícího záření (kvantová účinnost  $\eta$  je pouze pravděpodobnost generace). Střední hodnota počtu fotogenerovaných ( $e - h$ ) párů je potom  $\bar{m} = \eta \bar{n} = \eta \Phi_f \Delta t$ .

V důsledku těchto fluktuací není generovaný náboj v detektoru za stejný časový interval konstantní ( $|qq|qqq|$ )  $\Rightarrow$  proud protékající detektorem není konstantní.

V praxi se zavádí *generátor* šumového proudu  $j_N$ , který má na odporu  $R_L = 1\Omega$  výkon  $\bar{j}_N^2$ .

Střední výkon *generátoru výstřelového šumu* je v intervalu frekvencí  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$  dán vztahem

$$P_N = \bar{j}_N^2 = 2e\bar{J}\Delta\nu \quad (9)$$

kde  $\bar{J}$  je proud mezi elektrodami.

#### 1.3.2 Tepelný šum (Johnsonův, Nyquistův)

Je to šum způsobený náhodným termálním pohybem nosičů proudu v detektoru i v obvodových součástkách. Každý nosič proudu může přispívat v čase  $\Delta t$  do směru proudu, i když střední hodnota proudu  $\langle i \rangle = 0$  (dráhy nosičů proudu mají nahodilý směr). Dá se odvodit pro střední výkon *generátoru tepelného šumu* na odporu  $R_L = 1\Omega$  v intervalu frekvencí  $\nu, \nu + \Delta\nu$  vztah:

$$\overline{j_{NT}^2} = \frac{4kT}{R} \Delta\nu \quad \text{kde } R \text{ je odpor vzorku.} \quad (10)$$

Tepelný šum roste s teplotou a klesá s odporem  $\Rightarrow$  čím méně vodivý materiál, tím menší tepelný šum.

#### 1.3.3 Generačně-rekombinační šum (g-r šum)

Dopadem záření vznikají nadbytečné ( $e - h$ ) páry, které později rekombinují. Oba procesy mají statistický charakter, proto jsou zdrojem šumu.

Tento šum lze opět nahradit *generátorem šumového proudu* na vnitřním odporu  $1\Omega$  o frekvenčním rozsahu  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$ , jehož střední výkon je

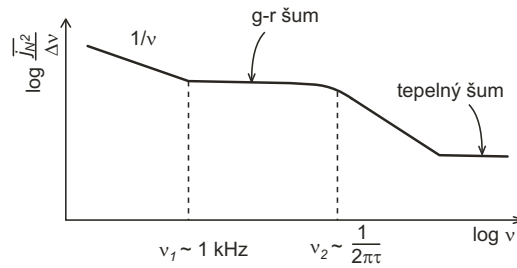
$$\overline{j_{NGR}^2} = 4e\bar{J} \frac{\tau}{t_R} \frac{\Delta\nu}{1 + 4\pi^2\nu^2\tau^2} \quad (11)$$

kde  $\tau$  je doba života ( $e - h$ ) párů v přítomnosti rekombinačních center a  $t_R$  je průletová doba.

#### 1.3.4 $1/\nu$ šum (1/f, plápolavý)

Jeho amplituda narůstá jako  $1/\nu$ , jeho původ není dosud přesně znám (většinou se předpokládá, že jde o šum kontaktů).

Vypočteme-li hodnoty šumu pomocí výše uvedených vztahů pro typické parametry určitého polovodiče, získáme část následující charakteristiky (obr.6).



Obr. 6: Šum v závislosti na frekvenci.

## 1.4 Detektivita detektoru (schopnost detekce): D

Používá se pro charakterizaci nejnižšího výkonu dopadajícího signálu, který je detektor ještě schopen odlišit od šumu.

$$D = \frac{1}{P_\lambda} \left( \frac{u_S^2}{u_N^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{P_\lambda} \left( \frac{j_S^2}{j_N^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{P_{NEP}} \quad [D] = W^{-1} \quad (12)$$

$P_\lambda$  ... výkon dopadajícího záření

$u_S^2$  ( $j_S^2$ ) ... střední hodnota napětí (proudu) generované signálem

$u_N^2$  ( $j_N^2$ ) ... střední hodnota napětí (proudu) generované šumem (bez signálu)

$P_{NEP}$  (noise equivalent power) je tedy výkon dopadajícího signálu ekvivalentní šumu tj. pro  $u_S^2 = u_N^2$  (výkon signálu se rovná výkonu šumu v detektoru).

Šum detektoru závisí na šířce propouštěného pásma  $\Delta\nu$  a na ploše detektoru  $A$ . Proto se detektivita normalizuje na plochu  $1m^2$  a  $\Delta\nu = 1 Hz$ . Zavádí se *Měrná detektivita*  $D^*$

$$D^* = (A \Delta\nu)^{1/2} D = \frac{1}{P_\lambda} \left( \frac{u_S^2}{u_N^2} \right)^{1/2} A^{1/2} \Delta\nu^{1/2} \quad [D^*] = W^{-1} m Hz^{1/2} \quad (13)$$

Detektivita dále závisí na tom, je-li zdrojem záření *absolutně černé těleso* nebo *monochromatický zdroj* a na *frekvenci modulace*  $\rightarrow$  označujeme  $D^*(T, f, 1)$  nebo  $D^*(\lambda, f, 1)$ .

$T$  ... teplota absolutně černého tělesa

$f$  ... frekvence modulace

$\lambda$  ... vlnová délka záření

1 ... šířka pásma je  $1 Hz$

Detektory ič záření se kalibrují na teplotu  $T = 500K \rightarrow D^*(500, f, 1)$

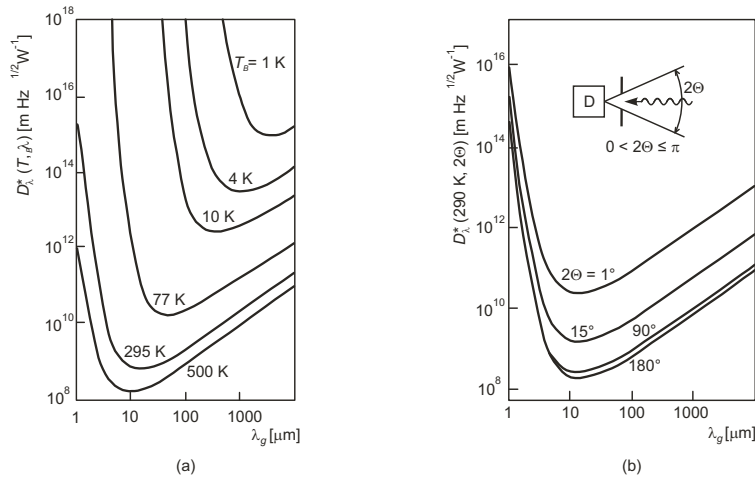
### 1.4.1 Další faktory ovlivňující detektivitu (temný proud)

#### 1.4.2 Vliv záření pozadí (šum pozadí)

Detektor kromě signálu registruje i *tepelné záření (radiační šum)* svého okolí. Jeho vliv závisí na oboru spektrální citlivosti detektoru, teplotě jeho okolí a na prostorovém úhlu, pod kterým dopadá záření na detektor. Při výpočtu velikosti těchto fluktuací se určuje *výkon signálu* shodný s *výkonem šumu pozadí*, z kterého je možno spočítat měrnou detektivitu  $D^*$ .

$D_\lambda^*$  jako funkce dlouhovlnné meze detektoru  $\lambda_g = \frac{c}{\nu_g}$  je znázorněna na obr.7a, kde *teplota okolí*  $T_B[K]$  je parametrem křivek.  $D^*(T_B, \lambda)$  je detektivita ideálního detektoru omezeného pouze šumem pozadí. Tyto detektory se označují symbolem *BLIP (Background Limited Photodetectors)* a reálné detektory mají detektivitu vždy nižší. Minimum detektivity zde odpovídá maximu záření abs. černého tělesa pro danou teplotu (pro  $500K$  je minimum u  $10\mu m$ ).

S šumem pozadí souvisí také závislost  $D^*$  na velikosti chlazené clony, která vymezuje *prostorový zorný úhel*  $2\theta$ , pod kterým dopadá záření na detektor. Dá se ukázat, že pro tento úhel, který svírají krajní paprsky dopadajícího záření a je vymezený clonou na detektoru, platí  $D^*(2\theta) = \frac{D^*(\pi)}{\sin 2\theta}$ , kde  $D^*(\pi)$  je detektivita v případě, kdy záření dopadá z celého poloprostoru. Na obr.7b je znázorněna měrná detektivita při  $T_B = 290 K$ , kde *zorný úhel*  $2\theta$  je parametrem křivek.



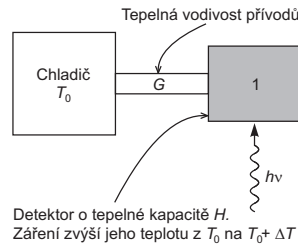
Obr. 7: Měrná detektivita v závislosti na dlouhovlnné mezi detektoru; a) Prostorový zorný úhel  $2\theta = \pi$ , parametrem je teplota okolí  $T_B$  (K) b) Teplota okolí  $T_B = 290$  K, parametrem je prostorový zorný úhel  $2\theta$ .

### 1.4.3 Teplota detektoru

K šumu vznikajícímu vlivem záření pozadí přispívá i teplota detektoru, protože samotný materiál nechlazeného detektoru je zdrojem záření. Tento vliv je podstatný hlavně pro detektory ič záření, kde energie registrovaných fotonů je srovnatelná s průměrnou tepelnou energií atomů detektoru  $\sim kT$ . Chlazením detektoru na teplotu kapalného dusíku nebo kapalného hélia dostáváme výrazně vyšší detektivitu  $D^*$ . Je-li zároveň s detektorem chlazen i předzesilovač, výrazně se tím sníží i elektronický šum.

### 1.5 Srovnání polovodičového fotonového a termálního detektoru

Princip funkce *termálního* detektoru je znázorněn na obr.8. Na detektor (1) o tepelné kapacitě  $H$  dopadá záření o výkonu  $P_\lambda$ , které ho zahřívá. Za čas  $dt$  se v detektoru absorbuje energie  $P_\lambda dt$  a tepelnými přívody je odvedena energie  $G\Delta T dt$ . Rozdíl energií se spotřebuje na zvýšení teploty detektoru z  $T_o$  na  $T_o + \Delta T$ :



Obr. 8: Schéma tepelného detektoru.

$$P_\lambda dt - G \Delta T dt = H d(\Delta T) \quad (14)$$

$$\Rightarrow P_\lambda = H \frac{d(\Delta T)}{dt} + G \Delta T \quad (15)$$

Je-li dopadající záření *modulováno* ( $P_\lambda = P_{\lambda o} + P_{\lambda f} \cos(\omega t)$ ), teplota se měří s určitým *fázovým zpožděním*:

$$\Delta T = \Delta T_o + \Delta T_f \cos(\omega t + \varphi) \quad (16)$$

Po dosazení do (15) dostaneme

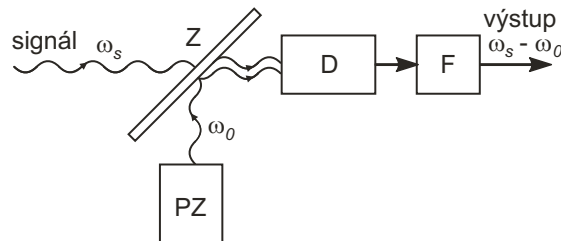
$$\Delta T_f = \frac{P_{\lambda f}}{(G^2 + \omega^2 H^2)^{1/2}} = \frac{P_{\lambda f}}{G(1 + \omega^2 \tau_H^2)^{1/2}} \quad (17)$$

kde  $\tau_H$  je termální časová konstanta  $\tau_H \equiv \frac{H}{G}$ .

Aby měl detektor krátkou dobu odezvy, je nutné, aby  $\tau_H \ll \frac{1}{\omega}$ , tj.  $H$  musí být nízká a  $G$  dostatečně velké. Velké  $G$  však snižuje citlivost detektoru (čím je nižší odvod tepla, tím je vyšší citlivost). V praxi je  $\tau_H \geq 10^{-3} s$ , proto jsou termální detektory pomalé.

Lze ukázat, že mez citlivosti tepelného detektoru je charakterizována pro  $T = 300K$  detektivitou  $D^* = 1,8 \cdot 10^8 mHz^{1/2}W^{-1}$ . Tato hodnota je srovnatelná s parametry ideálního fotonového detektoru, ale pouze v oboru  $\lambda = 10 - 15 \mu m$ .

## 1.6 Metody detekce záření



Obr. 9: Schéma heterodynní detekce. Detektorem je fotoodpor nebo fotodioda, na který dopadá také signál z pomocného zdroje (laser, LED). Z je polopropustné zrcadlo a F je filtr, který propouští pouze signál s rozdílovou frekvencí.

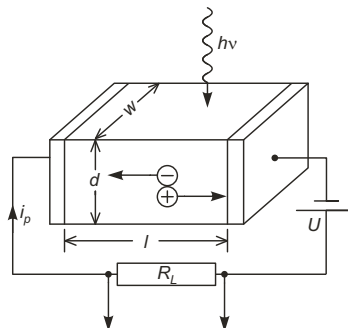
Při tzv. *přímé metodě detekce* (nejčastějším způsobu detekce) detektor reaguje přímo na fotonový tok a v detektoru se generuje proud  $J = \eta e \Phi_f = \frac{\eta e}{h\nu} P_\lambda$ .

Při *heterodynní detekci* (obr. 9) detektor pracuje jako směšovač záření dvou koherentních zdrojů různých frekvencí. Je-li rozdíl frekvencí dostatečně nízký je detektor schopen na tento tzv. *mezifrekvenční kmitočet* reagovat.

Dá se ukázat, že poměr signál-šum nezávisí na materiálových parametrech detektoru s výjimkou kvantového výtěžku a že minimální detekovatelný výkon je omezen pouze fluktuací fotonového toku. Proto je nejmenší detekovatelný signál při heterogenní detekci o několik řádů nižší, než lze dosáhnout konvenčními metodami nekoherentní detekce. Tato metoda se používá v systémech optické komunikace.

## 2 Polovodičové detektory využívající vnitřní fotoefekt

### 2.1 Fotoresistor (fotoodpor)



Obr. 10: Schéma fotoodporu

Fotoodpor je polovodičová součástka, jejíž elektrický odpor klesá úměrně fotonovému toku. Dopadající fotony generují ( $e - h$ ) páry, které přispívají ke snížení elektrického odporu (zvýšení elektrické vodivosti). V přiloženém elektrickém poli dochází k transportu nosičů, který vede k měřitelné změně



elektrického proudu v obvodu. Na fotodporech se měří buď přímo zvýšení proudu (fotovodivost), které je úměrné fotonovému toku, nebo pokles napětí na zatěžovacím odporu  $R_L$ .

Základní zapojení fotoodporu je na obr. 10. Nechť  $R_o$  je odpor vzorku za tmy,  $\Delta R$  je změna odporu při ozáření,  $i_o$  je proud za tmy,  $i_S$  je proud při ozáření a  $U$  je napětí zdroje. Následkem ozáření vzniká na pracovním odporu  $R_L$  napětí  $u_S = (i_S - i_o)R_L$ , kde  $i_S = \frac{U}{R_L + R_o - \Delta R}$  a  $i_o = \frac{U}{R_L + R_o}$ .

Pro napětí  $u_S$  potom dostáváme

$$u_S = UR_L \frac{\Delta R}{(R_L + R_o - \Delta R)(R_L + R_o)} \quad (18)$$

a pro fotovodivost  $\Delta\sigma$  dostáváme:

$$\Delta\sigma = \sigma_S - \sigma_o = \frac{1}{R_o - \Delta R} - \frac{1}{R_o} = \frac{\Delta R}{R_o(R_o - \Delta R)} \quad (19)$$

kde  $\sigma_o = e(n_o\mu_n + p_o\mu_p)$  je elektrická vodivost za tmy. Ze vztahu (19) potom dostaneme pro změnu odporu

$$\Delta R = \frac{R_o^2 \Delta\sigma}{1 + R_o \Delta\sigma} \quad (20)$$

*Lineární* vztah mezi napětím  $u_S$  a fotovodivostí  $\Delta\sigma$  nastává ve dvou případech:

a)  $R_L \ll R_o - \Delta R$ , tj. zůstává-li konstantní napětí na fotoodporu. Potom s pomocí (18) a (20) dostáváme

$$u_S = UR_L \Delta\sigma \quad (21)$$

b) *malá fotovodivost*  $\Delta\sigma \ll \sigma_o$ . V tomto případě může být  $R_L$  libovolné; např. pro  $R_L \gg R_o$  obdržíme úpravou (18)

$$u_S = \frac{U}{R_L} R_o^2 \Delta\sigma \quad (22)$$

Režim *maximální citlivosti* dostaneme řešením rovnice  $\frac{du_S}{dR_L} = 0$ . Ze vztahu (18) dostáváme podmínku pro pracovní odpor

$$R_L = \sqrt{R_o(R_o - \Delta R)}. \quad (23)$$

V případě *malé fotovodivosti* ( $\Delta R \ll R_o$ ), plyne z (23)  $R_L = R_o$  a po dosazení do (18) vypočteme minimální detekovatelný signál:

$$u_S = \frac{1}{4} U \frac{\Delta\sigma}{\sigma_o}. \quad (24)$$

K určení  $\Delta\sigma$  potřebujeme zjistit nadbytečnou koncentraci nosičů v celém vzorku. Předpokládejme, že část fotonového toku  $\eta\Phi_f$  je absorbována v objemu polovodiče a je generována nadbytečná koncentrace  $e - h$  párů  $\Delta n$ . Rychlost generace  $e - h$  párů v jednotce objemu je  $G = \frac{\eta\Phi_f}{wdl}$ . Nadbytečné nosiče rekombinují s rychlostí  $\frac{\Delta n}{\tau}$ , kde  $\tau$  je doba života nadbytečných nosičů. V ustáleném stavu je rychlost generace i rekombinace stejná, takže pro  $\Delta n$  dostáváme

$$\Delta n = \frac{\eta\tau}{wdl} \Phi_f. \quad (25)$$

Potom pro zvýšení vodivosti  $\Delta\sigma$  dostáváme

$$\Delta\sigma = e\Delta n(\mu_n + \mu_p) = \frac{e\eta\tau(\mu_n + \mu_p)}{wdl} \Phi_f \quad (26)$$

a po dosazení do (24) dostaneme

$$u_S = \frac{1}{4} U \frac{e\eta\tau(\mu_n + \mu_p)}{wdl\sigma_o} \Phi_f. \quad (27)$$

S využitím vztahů (5, 27) můžeme vypočítat *napěťovou citlivost*

$$R_U = \frac{u_S}{P_\lambda} = \frac{1}{4} U \frac{e\eta\tau(\mu_n + \mu_p)}{wdl\sigma_o h\nu} \quad (28)$$

Vyšší napěťovou citlivost mají tedy vzorky s **větší dobou života nosičů, menším objemem a nižší vodivostí za tmy.**

Pomocí vztahu  $R_J = R_U/R$  můžeme určit *proudovou citlivost* uvážíme-li, že  $R = l/(wd\sigma_o)$  a driftová rychlost  $v = l/t_R = \mu U/l$ .

$$R_J = \frac{1}{4} \frac{e\eta}{h\nu} \frac{\tau}{t_R} \quad (29)$$

kde  $t_R$  je doba průletu nosiče mezi elektrodami.  $\frac{\tau}{t_R} \equiv z$  je *koefficient zesílení fotoproudu*, který dosahuje ve fotoodporech hodnot až  $10^5$ . Čím je větší  $z$ , tím je větší *citlivost*, prodlužuje se však *doba odezvy*. Je-li  $\tau > t_R$  (tj.  $z > 1$ ), mohou generované nosiče přispět více než jedním nábojem. Např. elektron může dorazit dříve ke kladné elektrodě než díra ( $\mu_n > \mu_p$ ), zde je odsát kontaktem, avšak z katody je vstřikován jiný elektron, aby nedošlo k porušení elektrické neutrality. Celý proces se opakuje, dokud díra nedojde ke kontaktu nebo nezrekombinuje v detektoru. Je výhodné, aby při generaci párů docházelo k *zachycování* jednoho druhu nosičů *v pastech*. To však prodlužuje dobu odezvy fotoodporu.

### 2.1.1 Doba odezvy fotoodporů

Doba odezvy je omezena hlavně průletovou dobou  $t_R$  a časovou konstantou RC obvodu. Doba odezvy daná průchodem nosičů detektorem je přibližně rovna době života nosičů  $\tau$ , tj. šířka frekvenčního pásma  $\Delta\nu_D$  je nepřímo úměrná  $\tau$ . Proto prodloužení  $\tau$  zvyšuje zisk  $z$  avšak zároveň snižuje  $\Delta\nu_D$ . Kvalita fotoodporu  $Q = z \Delta\nu_D$  je proto nezávislá na  $\tau$  a dosahuje typicky hodnot až  $10^9$ .

### 2.1.2 Poměr signál - šum ve fotoodporech

Zavádíme ho vztahem

$$\frac{S}{N} = \frac{j_S^2}{j_N^2 + j_{N_T}^2} \quad (30)$$

kde  $j_S$  je proud generovaný ve fotoodporu signálem o výkonu  $P_\lambda$ ,  $j_N^2$  je výkon šumu na odporu  $1\Omega$  a  $j_{N_T}^2$  je výkon *tepelného* šumu. Neuvažujeme-li ztráty, platí

$$j_S = \frac{\eta z e P_\lambda}{h\nu}. \quad (31)$$

Ve fotoodporech převládá šum *generačně - rekombinační*, který je dán vztahem (11) z kap. 1.3, přičemž  $\bar{J}$  je proud generovaný jak signálem  $P_\lambda$ , tak pozadím  $P_B$  a obsahuje i aditivní složku proudu za tmy  $j_D$ . Platí tedy:

$$j_N^2 = 4ze\bar{J}\Delta\nu = \frac{4\eta z^2 e^2 \Delta\nu}{h\nu} (P_\lambda + P_B + \frac{h\nu j_D}{\eta z e}) \quad (32)$$

Další složkou výkonu šumu je *tepelný šum*,  $j_{N_T}^2 = 4kT_N\Delta\nu/R$ , kde  $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_A}$ . Tímto členem nahrazujeme jednak tepelný šum samotného detektoru, pracovního odporu  $R_L$ , a také šum generovaný předzesilovačem  $R_A$ .  $T_N$  představuje *efektivní teplotu* odporu  $R$ , při které se dosahuje dané úrovně šumu. Po dosazení do (30) a úpravě dostaneme:

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_\lambda^2}{4h\nu\Delta\nu(P_\lambda + P_B + \frac{h\nu j_D}{\eta z e}) [1 + \frac{h\nu kT_N}{e} \frac{1}{\eta z^2 R} \frac{1}{P_\lambda + P_B + h\nu j_D / \eta z e}]} \quad (33)$$

Položíme-li  $S/N = 1$ , můžeme vypočítat  $P_{NEP}$  pro případ, kdy největší roli hraje *šum signálu*  $(P_{NEP})_S$ , *šum způsobený zářením pozadí*  $(P_{NEP})_B$ , *šum temného proudu*  $(P_{NEP})_D$  a *šum zesilovače*  $(P_{NEP})_A$ .

Platí:

$$(P_{NEP})_{SL} = \frac{4h\nu\Delta\nu}{\eta} \quad (34)$$

$$(P_{NEP})_{BL} = 2\sqrt{\frac{h\nu P_B \Delta\nu}{\eta}} \quad (35)$$

$$(P_{NEP})_{DL} = \frac{2h\nu}{\eta e} \sqrt{\frac{e j_D \Delta\nu}{z}} \quad (36)$$

$$(P_{NEP})_{AL} = \frac{2h\nu}{z\eta e} \sqrt{\frac{kT_N \Delta\nu}{R}} \quad (37)$$

Často v detektoru převládá šum způsobený temným proudem  $j_D$ . Dosadíme-li v (36) za  $j_D = V/R$  a za  $z = \tau/t_R = \mu V \tau$ , dostaneme

$$(P_{NEP})_{DL} = \frac{2h\nu}{\eta e} \sqrt{\frac{eI^2 \Delta\nu}{R\mu\tau}} \quad (38)$$

Z tohoto vztahu dostáváme detektivitu

$$D^* = \frac{A^{1/2}(\Delta\nu)^{1/2}}{P_{NEP}} = \frac{A^{1/2}\eta}{2h\nu} \sqrt{\frac{eR\mu\tau}{I^2}} \quad (39)$$

Pro vysokou detektivitu je tedy potřeba **velký odpor a velký součin**  $\mu\tau$ . Dá se ukázat, že u fotoodporu *nelze* potlačit ostatní zdroje šumu tak, aby se uplatnil pouze šum signálu.

### 2.1.3 Materiály pro fotoodpory

**CdS** a **CdSe**: ( $E_g = 2,42 \text{ eV}$  a  $1,74 \text{ eV}$ ), snadno dostupné, vysoký zisk  $z = 10^3 - 10^4$ , doba odezvy je řádově  $\sim 10 \text{ ms}$  a závisí na intenzitě světla.

**CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>**: Změnou složení lze získat polovodič s proměnou šířkou  $E_g = 1,74 - 2,42 \text{ eV}$ .

**PbS** (ve formě vrstev): ( $E_g = 0,37 \text{ eV}$ ), detektor blízkého ič záření při pokojové teplotě pro vlnové délky  $1-2,5 \mu\text{m}$ ; při chlazení na  $-30^\circ\text{C}$  až do  $2-4 \mu\text{m}$ . Ve vlnové oblasti  $\sim 2 \mu\text{m}$  patří mezi *nejcitlivější* fotodetektory. Doba odezvy  $\sim 200 \mu\text{s}$ ; poměrně velký odpor ( $\sim 1 \text{ M}\Omega$ )

**InSb**: ( $E_g = 0,36 \text{ eV}$ ), nízký specifický odpor, detekce záření až do  $7 \mu\text{m}$ , doba odezvy  $\sim 50 \text{ ns}$ .

Pro snížení šumu je výhodné detektor zchladit na  $77 \text{ K}$ , což však omezuje obor citlivosti do  $5 \mu\text{m}$  (zmenšení  $E_g$ ).

Pro vlnové délky  $\lambda > 7 \mu\text{m}$  v režimu *vlastní fotoelektrické vodivosti* jsou vhodné:

**Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (CMT)** a **Pb<sub>x</sub>Sn<sub>1-x</sub>Te (LTT)**. Změnou složení lze plynule měnit šířku zakázaného pásu.

**CMT**:  $E_g(77\text{K})$  se mění v intervalu  $(-0,2 \text{ eV}, 1,5 \text{ eV})$  ( $E_g = 0$  pro  $x = 0,14$ ).

Z tohoto materiálu se vyrábějí detektory, které pokrývají celou vlnovou oblast ič záření  $2 - 30 \mu\text{m}$ ; největší zájem je o oblast  $8 - 14 \mu\text{m}$  (jedno ze tří atmosférických oken). Velkou výhodou tohoto materiálu je vysoká pohyblivost nosičů, nízká intrinsická koncentrace a nízká doba života minoritních nosičů  $\sim$  několik  $\mu\text{s}$ .

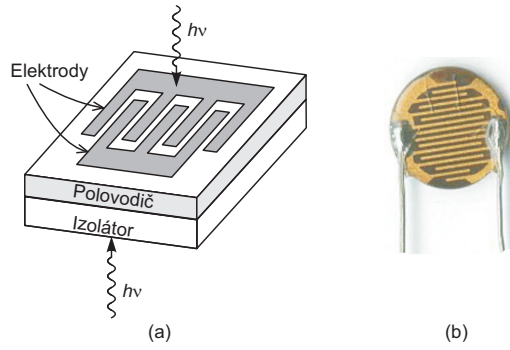
Dříve se používaly pro oblast  $\lambda > 8 \mu\text{m}$  *příměsově detektory*, především Ge a Si legované různými příměsemi. Tyto detektory bylo však nutné chladit na teplotu kapalného He ( $4,2 \text{ K}$ ).

př.	$E_A(\text{meV})$	$\lambda_A(\mu\text{m})$	Teplota
Ge:Au	120	8,3	77 K
Ge:Hg	88	14	4.2 K
Ge:B	10	124	4.2 K
Si:B	44	28	4.2 K

Fotoodpory mívají tvar destičky nebo tenké vrstvy. Nejčastěji se vyrábějí napařením tenké vrstvy vhodného polovodičového materiálu (např. CdS, CdSe pro viditelné záření) na keramickou podložku. Aby se dosáhlo větší plochy detektoru při malé průletové vzdálenosti mezi elektrodami, má polovodičová vrstva tvar meandru (obr. 11).

Přednosti (+) a nevýhody (-) fotoodporů oproti jiným fotocitlivým součástkám:

- |  |                                    |
|--|------------------------------------|
| + značná citlivost                     | - dlouhá doba odezvy               |
| + snadné použití                       | - značná teplotní závislost odporu |
| + nízká cena                           | - časová degradace fotoodporu      |
| + možnost aplikace pro ss i stř obvody |                                    |

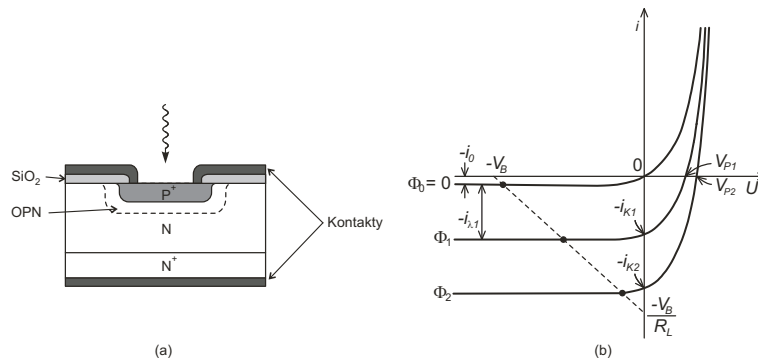


Obr. 11: Fotoodpor a) schéma provedení b) CdS fotoodpor

## 2.2 Detektory s přechodem PN

### 2.2.1 Fotodioda

*Fotodioda* je plošná polovodičová dioda konstrukčně upravená tak, aby do oblasti PN přechodu pronikalo záření. Není-li přechod ozářen, má voltampérová charakteristika stejný průběh, jako charakteristika běžné diody. Vliv ozáření přechodu se při polarizaci diody v závěrném směru projeví lineárním růstem anodového proudu při rovnoměrném zvyšování fotonového toku (obr.12). Dioda se tedy chová jako pasivní součástka, jejíž elektrický odpor v závěrném směru je závislý na fotonovém toku. Fotodioda reaguje na změny fotonového toku velmi rychle, řádově  $10^{-9} - 10^{-6}$  s.



Obr. 12: Fotodioda a) Si fotodioda b) V-A charakteristika fotodiody

Fotodiodu lze zapojit třemi způsoby: naprázdno (bez vnějšího napětí - *fotovoltaiické* PV zapojení), nakrátko ( $U=0$ ) a s napětím přiloženým v závěrném směru (- *fotovodivostní* PC zapojení). Princip funkce lze objasnit na náhradním schématu fotodiody (obr.13). Záření generuje v diodě proud  $J_\lambda$ , jehož část  $J_d$  protéká diodou a proudy  $J_{Sh}$  a  $J_C$  parazitním odporem a kapacitou. Můžeme-li  $J_{Sh}$  a  $J_C$  zanedbat, dostáváme pro celkový proud ve vnějším obvodu  $J$ :

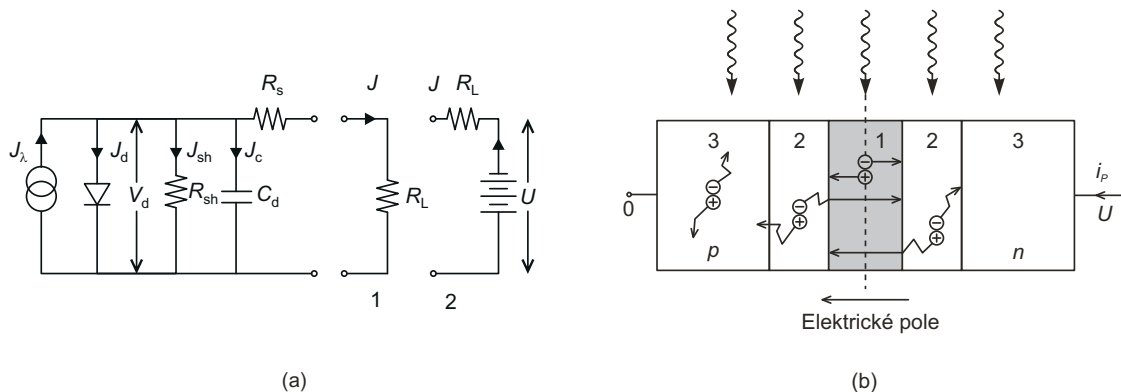
$$J = -(J_\lambda - J_d) = -J_\lambda + J_0 \left[ \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (40)$$

kde celkový proud diodou  $J_d = J_0 \left[ \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right]$  a  $J_0$  je temný proud diodou.

Pro  $R_S = 0$  je  $J_\lambda = J_{SC}$  (viz. kap. Fotoefekt na přechodu P-N).

Při  $U = 0$  (zapojení nakrátko) je  $J = -J_\lambda$ .

V PV zapojení generuje signál v ochuzené vrstvě diody  $e-h$  páry. Výsledkem je nárůst elektrického pole, které vede k vzniku fotonapětí  $V_p$ . Výhodou je nepotřebnost zdroje napájení, detektor je však pomalejší. V tomto režimu pracují také solární články. Křemíkové fotočlánky dávají provozní napětí  $0,45$  V a provozní proud  $I_p = 0,15$  mA  $cm^{-2}$  na článek. Účinnosti: amorfnní Si 6 – 7%, polykrystalický Si 8 – 12%, monokrystalický Si 16 – 19%. Další vhodné materiály pro fotočlánky jsou Ge, Se, GaAs, GaInAs, GaAlAsSb, CdTe, CuInGaSSe (CIS struktury).



Obr. 13: a) Náhradní schéma fotodiody: a1) fotovoltaický PV režim, a2) fotovodivostní PC režim.  $J_\lambda$  - proud generovaný signálem,  $R_{sh}$  - paralelní odpor,  $R_s$  - sériový odpor,  $C_d$  - paralelní kapacita,  $R_L$  - pracovní odpor; b) schéma fotodiody.

Přiložíme-li na diodu dostatečně velké napětí v závěrném směru (stačí několik desetín voltu), dostáváme lineární příspěvek proudu se započtením temného proudu:

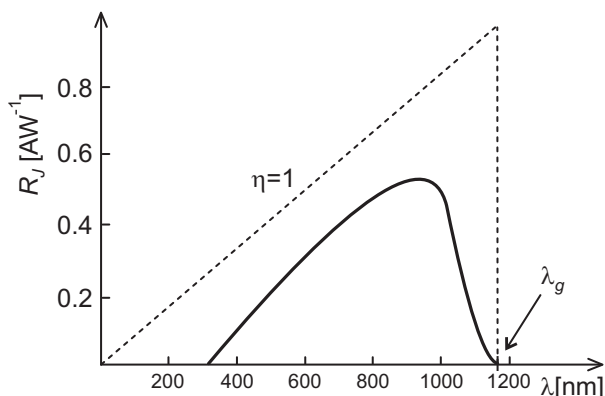
$$J = -(J_\lambda + J_0) \quad (41)$$

V oblasti prostorového náboje (OPN) dochází k roztržení  $e - h$  párů a oba druhy nosičů jsou odsáty (driftují) vlivem vysokého vnitřního elektrického pole k elektrodám. Neuplatňují-li se záchytná centra, je zisk fotodiody  $z \leq 1$ , tj. nedochází k zesílení fotoproudu!

V ideálním případě (nedochází-li ke ztrátám) platí

$$J_\lambda = \frac{e\eta P_\lambda z}{h\nu} = \frac{e\eta P_\lambda z}{hc} \lambda \quad (42)$$

Ze vztahu (42) je vidět, že proud je lineární funkcí *fotonového toku a vlnové délky*  $\lambda$ . Z (42) můžeme také určit *proudovou citlivost* fotodiody (obr.14). Čárkovaná přímka představuje ideální teoretickou křivku podle (42). Pro reálnou fotodiody dostáváme plnou křivku, v které se uplatňují ztráty i dlouhovlnná mez detektoru  $\lambda_g$ .



Obr. 14: Proudová citlivost fotodiody

### 2.2.2 Časová odezva (setrvačnost) fotodiody

Rychlost odezvy je ovlivňována (obr.13b):

- dobou driftu nosičů v OPN (oblast 1)
- dobou difúze k hranici OPN (oblast 2)
- kapacitními efekty (časová konstanta RC)

a) V OPN přechodu P-N je silné elektrické pole, v kterém se nosiče urychlují a jejich driftová rychlost se blíží termální rychlosti. Doba průletu OPN šířky  $w$  je

$$t_{drift} = \frac{w}{v_{sat}} \quad (43)$$

Př. Doba driftu v Si:  $\varepsilon = 2.10^3 \text{ Vm}^{-1}$ ,  $v = 10^5 \text{ ms}^{-1}$ ,  $w = 5 \mu\text{m} \rightarrow t_{drift} = 5.10^{-11} \text{ s}$

b) Difúzní rychlost minoritních nosičů  $v_D = D/L$  (pro exponenciální průběh koncentrace volných nosičů), kde  $D$  je difúzní koeficient a  $L$  je difúzní délka. Efektivní sběr nastává ještě ve vzdálenosti  $d = 2L$  od OPN, kdy dobu průchodu nosičů touto vzdáleností je možno vyjádřit vztahem:

$$t_{dif} = \frac{d}{D/L} = \frac{d^2}{2D} \quad (44)$$

Př. Doba difúze v Si:  $d = 5 \mu\text{m}$ ,  $D = 3,4.10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1} \rightarrow t_{dif} = 3,7.10^{-9} \text{ s}$

c) Kapacitní efekt

Pro kapacitu strmého přechodu  $P^+N$  ( $N_A \gg N_D$ ) při závěrném napětí  $U \gg V_D$  platí

$$C_d = \frac{A}{2}(2e\varepsilon_r\varepsilon_0N_D)^{1/2}U^{-1/2} \quad (45)$$

Kapacita  $C_d$  (obr.13a) přemostuje "šuntuje"  $R_L$  a od určité frekvence tvoří *zkrat*. Pro  $R_{Sh} \gg R_L + R_S$  a  $R_L \gg R_S$  se zavádí podmínka pro *mezní frekvenci*  $\omega_m\tau = 1$ , z které dostáváme

$$f_m = \frac{1}{2\pi R_L C_d} \quad (46)$$

Př. Pro  $A = 1 \text{ mm}^2$ ,  $\varepsilon_r = 11,7$ ,  $N_D = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $U = 10 \text{ V}$ ,  $R_L = 50 \Omega \rightarrow C_d = 30 \text{ pF}$ ,  $f_m = 100 \text{ MHz}$

Na fotodiody se obvykle přikládá velké závěrné napětí, které:

- zvyšuje elektrické pole  $\rightarrow$  snižuje se  $t_{drift} = t_R$
- zvětšuje šířku OPN  $\rightarrow$  zvyšuje se  $t_{drift} = t_R$  (nutno nalézt kompromis)
- zvětšuje šířku OPN  $\rightarrow$  redukuje se kapacita přechodu a zlepšuje se časová odezva
- zvětšuje šířku OPN  $\rightarrow$  zvětšuje se fotocitlivá plocha

Pro *vysokefrekvenční* účely musí být kapacita diody  $C_d$  malá. Toho lze dosáhnout **zmenšením plochy přechodu  $A$ , nízkým legováním** nebo **velkým závěrným napětím**.

Rozšiřování OPN (pomocí závěrného napětí) a snižování  $N_D$  však vede k růstu  $t_{drift}$  (snižováním  $N_D$  navíc roste sériový odpor  $R_S$ ). K dosažení maximální  $f_m$  volíme parametry tak, aby doba odezvy od kapacitních jevů  $\cong$  doba driftu v OPN, která je většinou  $\sim 10^{-9} \text{ s}$ .

*Si fotodiody*: oblast  $0,4 - 1 \mu\text{m}$ , vysoká citlivost, malé rozměry

*Ge fotodiody*: až do  $1,8 \mu\text{m}$ , mají však velké proudy v závěrném směru  $\Rightarrow$  větší šum.

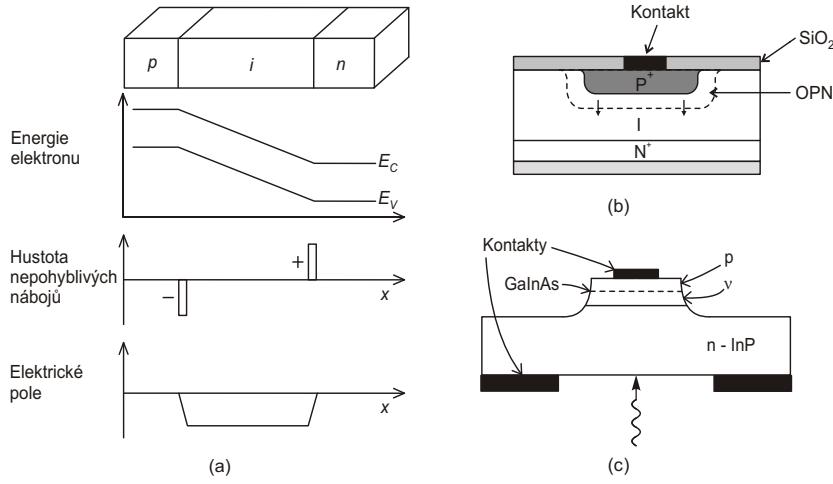
Pro delší vlnové délky se proto používají diody na bázi *ternárních* (InGaAs, HgCdTe) nebo *kva-ternárních* (InGaAsP) sloučenin.

### 2.2.3 Fotodioda PIN

PIN fotodioda je dioda, u které jsou vysoce dopované oblasti P a N odděleny širokou málo dopovanou "intrinsickou" oblastí I, která se označuje  $\nu$  pro I oblast s mírnou vodivostí typu N a  $\pi$  pro oblast I s mírnou vodivostí typu P. Po přiložení závěrného napětí se ochuzená oblast rozšíří přes celou intrinsickou oblast. V diodách PIN se dosahuje zlepšení *frekvenčních charakteristik a citlivosti* v dlouhovlnné oblasti spektra.

Fotodiody PIN mají následující přednosti:

- rozšíření OPN  $\rightarrow$  zvětšuje se fotocitlivá plocha, redukuje se kapacita přechodu a tím i časová konstanta RC (zlepšuje se časová odezva)
- rozšíření OPN  $\rightarrow$  zvyšuje se poměr mezi délkou driftu a délkou difúze



Obr. 15: PIN fotodiody a) schéma b) schéma Si PIN diody c) schéma GaInAs/InP PIN diody

Pro oblast  $0,4 - 1 \mu m$  se nejčastěji používá vysokoodporová Si ( $10^3 - 10^4 \Omega cm$ ) destička, na kterou je epitaxně nanášena Si vrstva  $N^+$  a z druhé strany tenká  $P^+$ . Povrch se chrání přirozeným oxidem ( $SiO_2$ ), v kterém se vytvoří okénka pro kontakty (obr.15). Dostatečně velké napětí v závěrném směru vyprázdňuje celou oblast I a vzniklé pole urychlí nosiče až k mezní rychlosti  $\sim 10^5 m s^{-1}$ , což dává dobu driftu  $t_{drift} = 10 ps$  skrz  $1 \mu m$  širokou oblast I. Při zvětšení oblasti I se *prodlužuje* doba odezvy a zároveň *zmenšuje* kapacita přechodu ( $\leq 1 pF$ ).

Pro vlnovou oblast  $1 - 1,6 \mu m$  se používá materiál GaInAs (viz obr. 15c). Na podložce z InP se epitaxně vypěstuje  $3 - 4 \mu m$  tlustá  $\nu$  vrstva  $Ga_x In_{1-x} As$  s koncentrací  $\sim 10^{21} m^{-3}$  a na ní  $1 \mu m$  tenká vodivá vrstva typu P. GaInAs má vysoký absorpční koeficient ( $\sim 10^6 m^{-1}$ ), proto stačí tenká ( $1 - 2 \mu m$ )  $\nu$  vrstva  $\rightarrow$  *velká rychlost odezvy*.

## 2.2.4 Poměr signál - šum ve fotodiodách

**Fotovodivostní režim** (závěrný směr): proud  $J$  je tvořen nasyceným proudem  $J_0$ , proudem generovaným signálem ( $J_\lambda$ ) a proudem generovaným zářením pozadí ( $J_B$ ). Pro výkon signálu na odporu  $1 \Omega$  dostáváme

$$\bar{J}_\lambda^2 = \eta^2 e^2 \frac{P_\lambda^2}{(h\nu)^2} \quad (47)$$

Ve fotodiodách převládá *šum výstřelový* (nosiče při průletu OPN nestačí zrekombinovat). Výkon šumu vypočteme dle kap. 1.3. Výkon šumu na odporu  $1 \Omega$  je potom daný vztahem (9)

$$\bar{J}_N^2 = 2e\bar{J}\Delta\nu = 2e\left(J_0 + \frac{\eta e[P_\lambda + P_B]}{h\nu}\right)\Delta\nu. \quad (48)$$

S využitím vztahu (30) dostaneme obdobný vztah pro poměr signál-šum jako u fotoodporů (33)

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_\lambda^2}{2h\nu\Delta\nu(P_\lambda + P_B + \frac{h\nu J_0}{\eta e})\left[1 + 2\frac{h\nu}{e} \frac{kT_N}{e} \frac{1}{\eta R_L} \frac{1}{P_\lambda + P_B + h\nu J_0 / (\eta e)}\right]} \quad (49)$$

Podobně jako u fotoodporů můžeme ze vztahu (49) vypočítat  $P_{NEP}$  a detektivitu  $D^*$ . U fotoodporů je však celkový šum ovlivňován převážně  $q - r$  šumem (11), a proto je **celkový výkon šumu** ( $2\tau/t_R$ ) **krát větší než u fotodiody**. Detektivita fotoodporů je proto  $(2\tau/t_R)^{1/2}$  krát menší než pro fotodiody.

**Fotovoltaiický režim:** proud  $J$  je kompenzován stejně velkým proudem v opačném směru, takže výsledný proud je nulový. Oba tyto proudy však přispívají k šumu:

$$\bar{J}_N^2 = 4e\left(J_0 + \frac{\eta e[P_\lambda + P_B]}{h\nu}\right)\Delta\nu \quad (50)$$

a pro poměr signál - šum vychází:

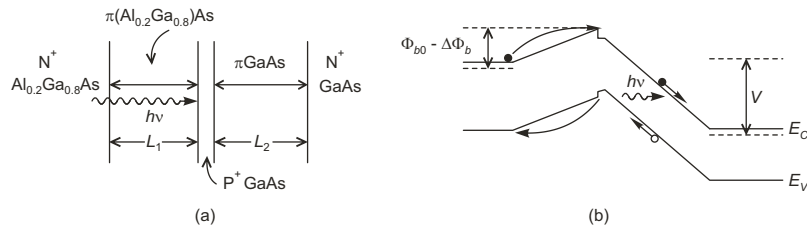
$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_{\lambda}^2}{4h\nu\Delta\nu(P_{\lambda} + P_B + \frac{h\nu J_0}{\eta e}) \left[1 + \frac{h\nu}{e} \frac{kT_N}{e} \frac{1}{\eta R_L} \frac{1}{P_{\lambda} + P_B + h\nu J_0 / (\eta e)}\right]} \quad (51)$$

Podíl  $S/N$  ve fotovoltaickém režimu je zhruba  $2x$  menší. Přesto se používá, když jsou proudy v závěrném směru velké (vznikal by dodatečný šum).

*Shrnutí: Fotodiody a diody PIN.* Mají podstatně kratší dobu odezvy, nižší šum a vyšší detektivitu než fotodpory. Zisk mají však malý ( $z \leq 1$ ). Nevýhodou PIN diody je navíc generace teplotně závislého proudu za tmy, což s sebou přináší přídavný šum a znemožňuje měření signálů s nízkou úrovní. Vyššího zisku je možno dosáhnout v diodách s modulovanou bariérou nebo v lavinových fotodiodách.

### 2.2.5 Fotodioda s modulovanou bariérou

Velkou nevýhodou fotodiod je jejich nízký zisk ( $z \leq 1$ ). Zisk lze zvýšit vytvořením diody se zachycováním minoritních nosičů  $\rightarrow$  fotodioda s modulovanou bariérou (obr.16). Jde vlastně o ekvivalent fototransistoru (viz později), proud je však přenášen převážně majoritními nosiči. Zesílení je způsobeno snížením bariéry (zvýšením pravděpodobnosti) pro záchyt generovaných minoritních děr.  $e - h$  páry se generují ve vrstvě  $\pi$ -GaAs. Aktivní vrstva GaAs je přikryta vrstvou GaAlAs se širším zakázaným pásem, která je pro dopadající záření transparentní. Výhoda: zisk s klesající intenzitou záření neklesá jako u fototransistoru a dosahuje hodnot  $z = 1000$ .



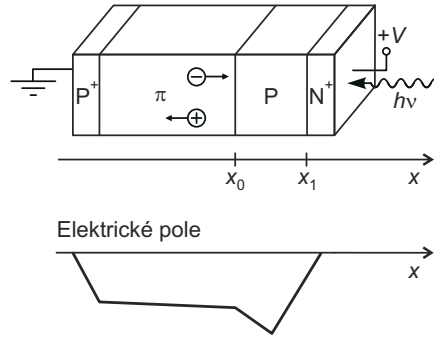
Obr. 16: PIN fotodioda s modulovanou bariérou a) struktura b) pásové energetické schéma

### 2.2.6 Lavinová fotodioda - APD (Avalanche photodiode)

Nedostačuje-li citlivost fotodiod nebo PIN diod, je možné použít lavinových PIN fotodiod, které vykazují vlastní zesílení. V těchto součástkách existuje oblast s vysokým elektrickým polem, které urychluje generované nosiče náboje natolik, že při srážce s mřížkou krystalu polovodiče dojde k vyrazení dalších (sekundárních) elektronů. Dochází zde k *lavinovému násobení* nosičů proudu, při kterém se primární proud generovaný zářením zvětší o 2 až 3 řády, čímž vzroste citlivost diody. Výhoda vlastního zesílení je vykoupena náročnější konstrukcí fotodiody. Provozní napětí je vysoké (Ge asi 30 V, Si 300 V) a je nutno ho stabilizovat. K tomu je zapotřebí kvalitní stabilizovaný zdroj napětí, přičemž potřebná hodnota napětí je pro každou diodu (i ze stejného materiálu) různá.

*Princip činnosti* lavinové diody je zakreslen na obr.17. V lavinové diodě je oblast absorpce záření ( $x < x_0$ ) oddělena od oblasti lavinového násobení ( $x_0 < x < x_1$ ). Při přiloženém napětí je největší elektrické pole v materiálu typu P, kde dochází k *násobení*. Dopadající záření generuje elektron-děrové páry ( $e-h$  páry). Pokud je záření absorbováno v oblasti *násobení*, jsou zde urychlovány a lavinově násobeny oba typy nosičů. V oblasti *absorpce* ( $x < x_0$ ) dochází po generaci  $e-h$  párů k injekci elektronů do oblasti násobení; k injekci děr dochází při absorpci v povrchové vrstvě (pro  $x > x_1$ ). Proces lavinové generace nosičů můžeme popsat pomocí *ionizačních koeficientů*  $\alpha_n, \alpha_p$ , které udávají, kolik volných párů generuje elektron resp. díra na jednotkové dráze svého driftu v krystalu. Koeficienty  $\alpha_n, \alpha_p$  závisí na elektrickém poli a jejich převrácené hodnoty udávají střední volnou dráhu mezi dvěma po





Obr. 17: Lavinová fotodioda (APD) - elektrické schéma

sobě následujícími srážkami. Velký význam má *ionizační poměr*  $\alpha_n/\alpha_p$ ; čím větší rozdíl, tím lépe. Pro dobrou funkci diody je optimální injekce pouze jednoho druhu nosičů s větším ionizačním koeficientem.

Při výpočtu zisku vyjdeme z následující rovnice (viz (3.24) v PPI):

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_n J_n(x) + \alpha_p J_p(x) \quad (J_n = en\mu_n\varepsilon \quad J_p = ep\mu_p\varepsilon) \quad (52)$$

Proud elektronů vstupujících do oblasti násobení v místě  $x = x_0$  označme  $J_n(x_0)$  a předpokládejme, že proud děr vstupujících do oblasti násobení v místě  $x_1$  je nulový ( $J_p(x_1) = 0$ ).

Vyšetříme nyní dva krajní případy:

a)  $\alpha_p = 0$  (do oblasti násobení jsou vstřikovány pouze elektrony ( $J_p(x_1) = 0$ ). Tyto elektrony vytvářejí elektrony i díry, které však již žádné další e-h páry negenerují  $\Rightarrow \frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_n J_n(x)$  a po integraci  $\int_{x_0}^x \frac{dJ_n(x)}{J_n(x)} = \int_{x_0}^x \alpha_n dx$  dostaneme

$$J_n(x) = J_n(x_0) \exp\left(\int_{x_0}^x \alpha_n dx\right) = J_n(x_0) \exp(\alpha_n (x - x_0)). \quad (53)$$

Proud děr vyjádříme z podmínky kontinuity proudu

$$J_p(x) = J(x) - J_n(x) \quad (54)$$

Schéma průběhu proudu je znázorněno na obr.18.  $\alpha_n$  rychle roste s elektrickým polem  $\Rightarrow J_n$  a  $J_p$  silně závisí na napětí, avšak nabývají podle (53) a (54) konečných hodnot.

Zisk lavinové diody je potom

$$z = \frac{J_n(x_1)}{J_n(x_0)} = \exp(\alpha_n (x_1 - x_0)) = \exp(\alpha_n w) \quad (55)$$

b)  $\alpha_n = \alpha_p = \alpha_{np}$  (díry vytvářejí e-h páry).

Předpokládejme opět, že do oblasti násobení jsou vstřikovány pouze elektrony ( $J_p(x_1) = 0$ ), avšak tyto elektrony generují elektrony i díry, které opět generují elektrony i díry. Z výrazu (52) dostáváme

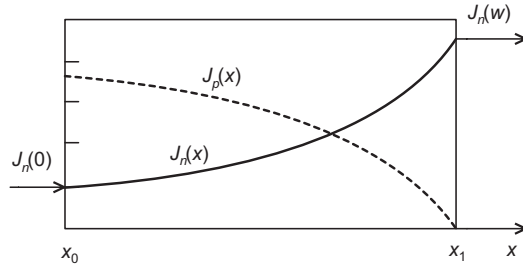
$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_{np}(J_n(x) + J_p(x)) = \alpha_{np}J(x) \quad (56)$$

V důsledku elektrické neutrality platí  $\frac{dJ_n(x)}{dx} = -\frac{dJ_p(x)}{dx} \Rightarrow$  celkový proud  $J(x) = J_n(x) + J_p(x) = konst \Rightarrow J$  nezávisí na  $x$ . Integrací rovnice (56) ( $\int_{x_0}^x dJ_n = J(x) \int_{x_0}^x \alpha_{np} dx$ ) dostáváme

$$J_n(x) = J_n(x_1) = J_n(x_0) + J(x) \int_{x_0}^x \alpha_{np} dx \quad (57)$$

Protože  $J_p(x_1) = 0$  dostáváme

$$J(x) = J_n(x) + J_p(x) = J_n(x_1) \quad (58)$$



Obr. 18: Hustota elektrického proudu v APD

Ze vztahu (57) po úpravě dostaneme vztah pro proud v bodě  $x_1$ :

$$J_n(x_1) = \frac{J_n(x_0)}{1 - \int_{x_0}^{x_1} \alpha_{np} dx} = \frac{J_n(x_0)}{1 - \alpha_{np}(x_1 - x_0)} \quad (59)$$

a pro zisk

$$z = \frac{J_n(x_1)}{J_n(x_0)} = \frac{1}{1 - \alpha_{np}(x_1 - x_0)} = \frac{1}{1 - \alpha_{np}w} \quad (60)$$

$J$  bude divergovat pro  $\int_{x_0}^{x_1} \alpha_{np} dx \rightarrow 1 \Rightarrow$  proto pro  $\alpha_n = \alpha_p$  může dojít k *lavinovému průrazu*.

Pokud  $\alpha_n \neq \alpha_p$  z rovnice (58) dostáváme vztah pro  $J_p(x) = J_n(x_1) - J_n(x)$ , který dosadíme do výrazu (52) a dostaneme

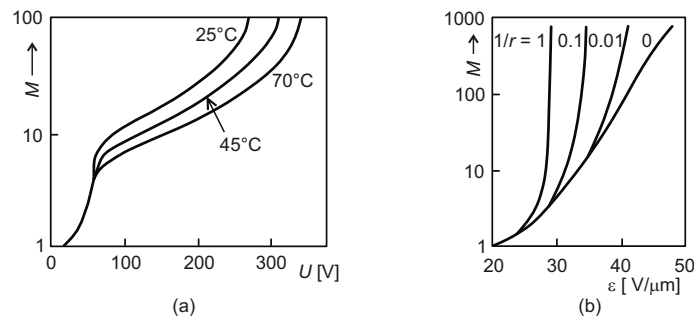
$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)J_n(x) + \alpha_p J_n(x_1) \quad (61)$$

a pro proud a zisk dostáváme složitější výraz, ale podmínka pro lavinový průraz bude stejná.

Při *předpětí*  $U$  protéká diodou proud  $J$ , pro který platí empirický vztah

$$J = \frac{J_0}{(1 - \frac{U}{V_{br}})^n} \equiv M J_0 \quad (62)$$

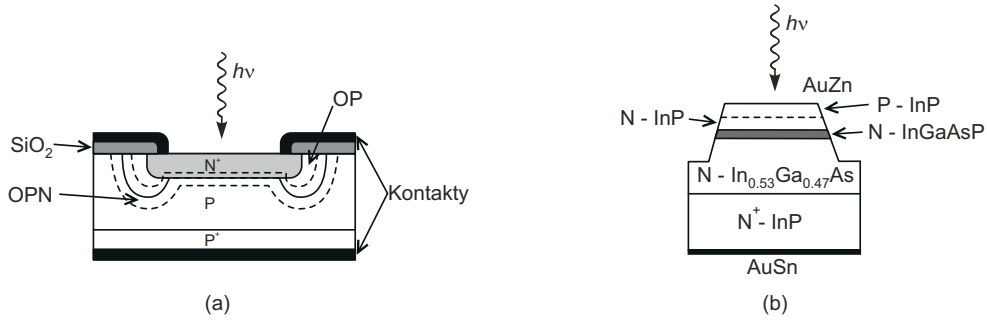
kde  $M$  je koeficient zesílení,  $J_0 \equiv J_n(x_0)$ ,  $V_{br}$  je napětí průrazu a  $n$  je empirický exponent ( $n < 1$ ). Z obr.19 je patrné, že zisk fotoproudu klesá s rostoucí teplotou a strmost závislosti na elektrickém poli klesá s rostoucím ionizačním poměrem  $r = \alpha_n/\alpha_p$  (pracovní bod se lépe stabilizuje).



Obr. 19: Závislost zesílení v APD a) na závěrném napětí při různých teplotách b) na elektrickém poli pro různý ionizační poměr.

Různé konstrukce lavinové fotodiody jsou zobrazeny na obr.20. Ochranný prstenec (OP) je slabě legovaná oblast, ve které je OPN širší (elektrické pole je slabší než ve středu), což snižuje nebezpečí povrchového průrazu.

Pro obor vlnových délek do  $1,3 \mu m$  se používají lavinové fotodiody s heteropřechodem  $In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP$ . K lavinovému násobení dochází na přechodu P-InP/N-InP a vrstva InGaAs má funkci absorbéru. Vrstva InGaAsP přizpůsobuje mřížkové parametry obou vrstev a odděluje oblast násobení od oblasti absorpce, což vede ke snížení proudu za tmy.



Obr. 20: Lavinová fotodióda (APD) a) Si APD b) InGaAs/InP APD

### 2.2.7 Šum v lavinových fotodiódách

Šum probereme opět pro 2 krajní případy:  $\alpha_p = 0$  a  $\alpha_n = \alpha_p$ .

Koeficient zesílení APD je opět dán podílem  $J/J_n(x_0)$ . Zavedeme proudové zesílení  $M(x) = \frac{J}{J_n(x)}$  jako změnu výstupního proudu  $J$  při malé fluktuaci  $J_n(x)$ . S využitím vztahu pro výstřelový šum a po dosazení  $J_n(x_1) = MJ_n(x_0)$ ,  $e = Me$  (protože došlo ke zvětšení náboje) dostaneme pro střední kvadratickou hodnotu šumového proudu vztah:

$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu \left\{ M^2 J_n(x_0) + \int_{J_n(x_0)}^{J_n(x_1)} M^2(x) dJ_n(x) \right\} \quad (63)$$

Pro  $\alpha_p = 0$  je  $J_n$  závislý na souřadnici  $x$ , takže i  $M = M(x)$ . Po integraci dostáváme

$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu \left\{ M^2 J_n(x_0) + J^2 \left( \frac{1}{J_n(x_0)} - \frac{1}{J_n(x_1)} \right) \right\} = 2e\Delta\nu \left\{ M^2 J_n(x_0) + M^2 J_n(x_0) \left( 1 - \frac{1}{M} \right) \right\} \quad (64)$$

$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu M^2 J_n(x_0) \left( 2 - \frac{1}{M} \right) \quad (65)$$

Pro velké  $M$  je výstupní výkon šumu **dvojnásobný** ve srovnání s ideálním násobičem, v kterém nejsou fluktuace v důsledku lavinování.

Pro  $\alpha_n = \alpha_p$  je chování  $M(x)$  odlišné. Malý vzrůst proudu generuje stejné množství  $e^-$  a  $h^+$ , proto výsledný proud *nezávisí* na místě, kde nastala fluktuace.  $M$  je proto *nezávislé* na souřadnici. Pomocí (63) dostaneme

$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu \left[ M^2 J_n(x_0) + \int_{J_n(x_0)}^{J_n(x_1)} M^2 dJ_n(x) \right] = 2e\Delta\nu M^2 J_n(x_1) \quad (66)$$

Protože  $J_n(x_1) = MJ_n(x_0)$  dostáváme šum  **$M$ -krát větší** na rozdíl od předchozího případu (65).

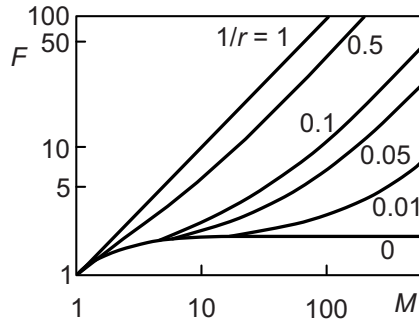
$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu M^2 M J_n(x_0) \quad (67)$$

Pro libovolný poměr  $\alpha_n/\alpha_p$  dostaneme

$$\bar{J}_N^2 = 2e\Delta\nu M^2 J_n(x_0) F(M) \quad (68)$$

$F(M)$  je šumový faktor APD, kde v případě injekce elektronů ( $r = \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \geq 1$ ) dostáváme:

$$F(M) = M \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{r} \right) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (69)$$



Obr. 21: Závislost šumového faktoru  $F$  na koeficientu zesílení  $M$ . Parametr  $r$  je ionizační poměr.

### 2.2.8 Poměr signál-šum v lavinových fotodiodách

Pro výpočet  $S/N$  použijeme vztah (68), přičemž položíme  $J_n(x_0) \equiv J_S$  a uvažíme i složku proudu za tmy ( $J_d$ )

$$\frac{S}{N} = \frac{\bar{J}_S^2 M^2}{2M^2 F(M) e \Delta \nu (J_S + J_d) + 4kT_N \Delta \nu / R} \quad (70)$$

Kdyby  $F(M) = 1$ , zvyšoval by se podíl  $S/N$  k jisté asymptotické hodnotě. Protože však  $F(M)$  roste s  $M$  (viz obr. 21), existuje *optimální hodnota*  $M'$ , pro kterou je hodnota  $S/N$  největší. Hodnota  $M'$  bývá 30 – 100, takže lavinová fotodioda výrazně zvyšuje *fotocitlivost*.

*Nevýhody:*

- nelze detekovat velké signály (vysoký šum)
- vysoké předpětí snižuje užítí v IO
- technologická náročnost výroby (přechodová oblast bez mikroprůrazů)
- nelinearita signálu v závislosti na intenzitě záření
- každá APD musí být speciálně naladěna (každá má jiné předpětí).

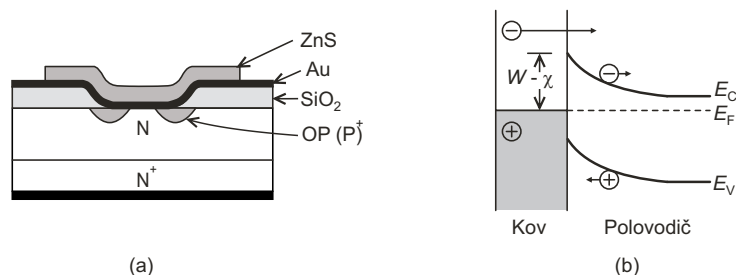
### 2.2.9 Schottkyho fotodioda

(pojmenovaná po německém fyzikovi W. Schottkym). Využívá usměrňujících účinků přechodu kov-polovodič. Polovodičem bývá nejčastěji křemík nebo GaAs typu N, kovem zlato nebo hliník. Schottkyho diody se nejčastěji zhotovují planárně epitaxní technologií, kde tenká polopropustná vrstva kovu tvoří usměrňující kontakt. Oproti diodám s PN přechodem Schottkyho dioda vykazuje nižší napětí v propustném směru, při kterém se začíná výrazně zvyšovat proud (Schottkyho dioda 0,3 V, Si dioda s PN přechodem 0,6 V) a vyšší závěrný proud (až stovky nA). Vedení proudu se v Schottkyho diodě účastní pouze majoritní nosiče proudu. Při difúzi se na okrajích hradlové vrstvy minoritní nosiče neakumulují, proto je doba mezi vznikem a zánikem hradlové vrstvy značně menší. Schottkyho diody mohou být přepnuty z vodivého do nevodivého stavu za dobu menší než 1 ns. Z tohoto důvodu se mohou Schottkyho diody využít při usměrňování vyšších frekvencí ( $\sim 100GHz$ ).

Na obr. 22 je schéma Schottkyho diody na bázi Si: na podložce  $N^+$  se vypěstuje epitaxní vrstva vysoce odporového Si typu N, dále se vytvoří ochranný prstenec typu  $P^+$  a do něho se napaří  $\sim 0,01 \mu m$  vrstva Au. Vše se nakonec překryje antireflexní vrstvou ZnS.

*Přednosti Schottkyho diod:*

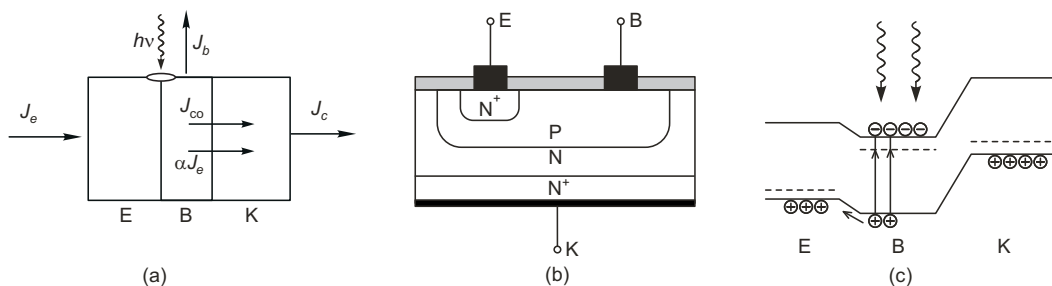
- + jednoduchost vytváření ( i na materiálech, kde nelze připravit přechod P-N)
- + kovová vrstva málo přispívá k sériovému odporu (v porovnání s  $P^+$  v přechodu  $P^+N$ )
- + OPN zasahuje až k povrchu  $\rightarrow$  snižuje se vliv povrchové rekombinace
- + oproti hrotovým diodám je vyšší mechanická odolnost a kratší tzv. zotavovací doba.
- + vysoká citlivost a rychlost (doba odezvy - při 100% absorpci dosahují parametrů diod PIN)
- tloušťka OPN je malá  $\rightarrow$  omezení oboru citlivosti diody (u Si diod je  $\lambda < 1 \mu m$ ). Umožňuje detekovat záření He-Ne laseru ( $\lambda = 0,633 \mu m$ ).



Obr. 22: Schottkyho dioda Au-Si s ochraným prstencem (OP).

Jednoduchost výroby umožňuje vyrábět diody s velmi malou plochou přechodu. Výše zmíněné parametry předurčují využití Schottkyho diody v extrémně rychlých spínacích obvodech ve výpočetní technice, radarových zařízeních či k usměrnění malých napětí s frekvencí až do stovek GHz.

### 2.2.10 Fototransistor



Obr. 23: Fototransistor a) náhradní schéma b) schéma provedení c) pásové schéma.

Fototranzistory se používají jako optické přijímače, kde velikostí intenzity dopadajícího záření se ovlivňuje velikost kolektorového proudu. Fototransistor je stejně jako lavinová fotodiody prvek s *vnitřním zesílením*. Jedná se o bipolární tranzistor, na jehož přechodu báze-emitor je průhledné okénko, v němž je zasazena čočka, prostřednictvím které je světlo přivedeno a zesíleno. Elektroda báze není většinou vyvedena a tranzistor je řízen (spínán/rozeptán) prostřednictvím intenzity světelného záření. Pokud vyvedena je, slouží intenzita světla dopadajícího na bázi pro nastavení citlivosti fototranzistoru na proud báze. Vnější zdroj se připojuje mezi kolektor a emitor tak, aby kolektorový přechod byl polarizován závěrně.

Na obr. 23 je náhradní schéma, schéma provedení a pásové schéma fototranzistoru. Jelikož přechod emitor-báze je v propustném směru, majoritní nosiče náboje (zde elektrony) přechází z emitoru do báze. V blízkosti přechodu emitor-báze se v bázi vytváří zvýšená koncentrace elektronů. Největší je těsně u přechodu emitor-báze, směrem od přechodu se koncentrace elektronů snižuje. Elektrony se v bázi pohybují difuzí. Jelikož je báze velmi tenká, jen malá část elektronů zrekombinuje. Zbývající část se vzhledem k malé tloušťce báze dostane k přechodu báze-kolektor. Tento přechod je v závěrném směru pro majoritní díry, ale propustný pro minoritní elektrony, které přecházejí do kolektoru. Osvětlením přechodu E-B dojde k ději analogickému vstřikování minoritních nosičů do oblasti báze u klasického tranzistoru. Tak se zvětší proud na druhém přechodu (v obvodu). Po generaci  $e-h$  párů, jsou minoritní nosiče elektrickým polem přechodu odsáty a spolu s majoritními nosiči způsobují snížení bariéry mezi E a B (viz obr.23c), což vede k zesílení fotoproudu.

*Kolektorový proud*  $J_c$  má 2 složky: Složku  $\alpha J_e$  tvořenou elektrony, které prošly bázi od emitoru a složku  $J_{co}$ , což je závěrný proud kolektorové diody (přechod báze - kolektor) tvořený minoritními nosiči.

Platí:

$$J_c = J_{co} + \alpha J_e = J_e - J_b \quad (71)$$

Z tohoto vztahu dostaneme

$$J_e = \frac{J_b + J_{co}}{1 - \alpha} = \frac{1}{1 - \alpha} (J_b + J_{co}), \quad (72)$$

kde za  $J_b$  dosadíme proud generovaný zářením  $J_\lambda$  ( $J_\lambda = \eta e P_\lambda / h\nu$ ).

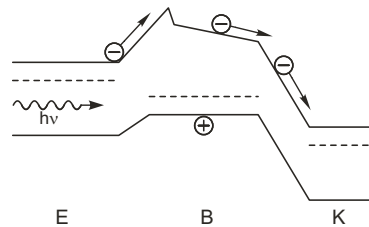
Na obr.23a je náhradní schéma, kde bázový proud ( $J_b$ ) je generován vstupujícím fotonovým tokem. Koeficient proudového zesílení tranzistoru  $\alpha$  v zapojení se společnou bází je menší než jedna. Má standardně hodnoty okolo 0.99 u běžných "dobrých" křemíkových tranzistorů, ale může dosáhnout i hodnoty okolo 0.999. Za tmy teče fototransistorem malý temný proud  $J_{co}/(1-\alpha)$ . Protože  $1/(1-\alpha) \sim 1000$ , dostáváme po osvětlení *zesílený* fotoproud ve vnějším obvodu.

Fototranzistory se používají jako optické přijímače, kde velikostí intenzity dopadajícího záření se ovlivňuje velikost kolektorového proudu. *Citlivost* fototranzistoru bývá vyšší než u diody PIN, *doba odezvy* je avšak dlouhá, protože nosiče *difundují* oblastí baze. Proto je snaha vytvořit bázi tenkou. Báze však nesmí být příliš tenká, aby se neomezila schopnost absorpce záření v bazi. Pro nízké intenzity záření vykazuje fototranzistor pokles zesílení, což je způsobeno rekombinací generovaných nosičů v oblasti báze nebo přechodu (zpravidla B-E).

### 2.2.11 Využití struktur s proměnnou šířkou zakázaného pásu a se supermřížkami pro detekci záření

Tyto struktury se využívají pro zvýšení driftové rychlosti nosičů nebo ke zvýšení ionizačního poměru.

**Proměnná šířka  $E_g$**  vytváří vysoké vnitřní elektrického pole v určité části detektoru, kde generované nosiče získávají vysokou driftovou rychlost (např. při změně  $E_g$  na vzdálenosti  $1 \mu\text{m}$  o  $1 \text{eV}$  dostáváme pole  $10^6 \text{Vm}^{-1}$ ). Na obr. 24 je pásové schéma *fototranzistoru s gradovanou bází*.



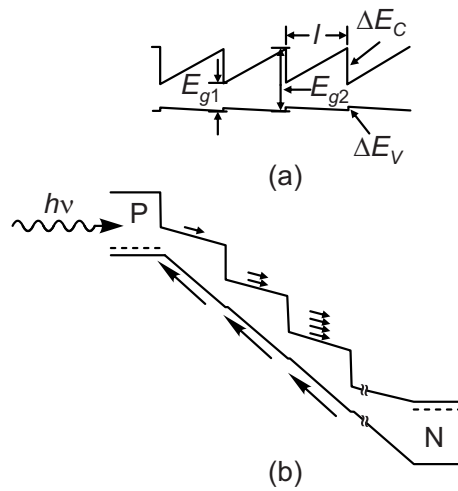
Obr. 24: Fototranzistor s gradovanou bází.

Zde jsou nosiče v bázi B urychlovány až na termální rychlost a doba odezvy je krátká  $\sim 10 \text{ps}$ . Urychlování nosičů ještě napomáhá průběh vodivostního pásu mezi  $E$  a  $B \rightarrow$  při pohybu  $e^-$  z vrcholu "hrotu" dochází k jejich vstříkovaní s ještě vyšší rychlostí než termální ( $\sim 10^5 \text{ms}^{-1}$  při  $300 \text{K}$ ). Je-li báze úzká, potom je driftová rychlost mnohem větší než mezní hodnota v homogenním polovodiči (nedochází ke ztrátám energie).

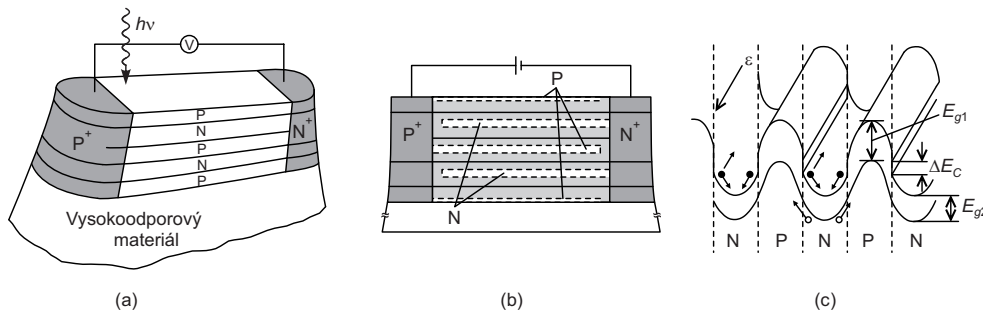
**Supermřížkové struktury** zlepšují funkce lavinových diod, kde dochází ke zvýšení podílu  $\alpha_n/\alpha_p$  a snížení šumu. Toto má velký význam pro polovodiče  $A^{III}B^V$ , kde je většinou  $\alpha_n \sim \alpha_p$ .

Na obr.25 získává elektron přechodem z GaAlAs do GaAs dodatečnou energii, která je ekvivalentní zmenšení šířky  $E_g$  v GaAs o  $\Delta E_c$  a tím i zmenšení *mezní energie* potřebné pro ionizaci  $E_{th}$ . Protože  $\alpha_n$  závisí na  $E_{th}$  exponenciálně, dostáváme značné zvýšení  $\alpha_n$ .  $\alpha_p$  se příliš nezmění ( $\Delta E_v$  je malé). Výsledkem je zvětšení ionizačního poměru  $\frac{\alpha_n}{\alpha_p}$ . Pokud  $\Delta E_c \geq E_{th}$ , struktura se schodovitým průběhem pásů umožňuje účinnou ionizaci a násobení elektronů v místě nespojitosti  $\Rightarrow$  *fotonásobič v pevné fázi*.  
- výhodou je nízké provozní napětí fotonásobiče  
- vyznačuje se *nižším šumem* než klasická lavinová fotodioda (k ionizaci dochází pouze v určitých místech).

Jiná superstruktura používaná pro zvyšování poměru  $\frac{\alpha_n}{\alpha_p}$  je tzv. *kanálová dioda* (channeling diode), která je vyobrazena na obr.26. Skládá se ze střídajících se podélných vrstev typu P a N ze dvou různých materiálů ( $E_g$  pro P  $>$   $E_g$  pro N). Na okrajích jsou vrstvy  $P^+$  a  $N^+$ . Vložíme-li na diodu závěrné napětí, dosáhneme částečného nebo i úplného vyprázdnění vrstev (obr. 26b). Záření se absorbuje v úzkopásovém polovodiči typu N a pole přechodu odsaje díry do polovodiče typu P. Aby nedošlo k ionizaci dírou, volí se tloušťka vrstvy  $N \ll \frac{1}{\alpha_p} \rightarrow$  *ionizují hlavně  $e^-$*  (pohybují se v polovodiči s užším



Obr. 25: Pásové schéma supermřížky GaAlAs/GaAs,  $\Delta E_C = 0,48eV$ ,  $\Delta E_V = 0,08eV$ .

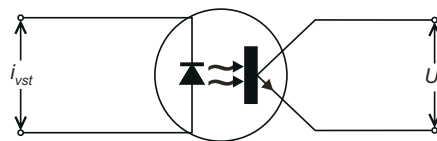


Obr. 26: Kanálová fotodioda a) schéma provedení b) průřez diodou c) pásové schéma.

$E_g$ ).

- dosahuje se vysokého podílu  $\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \sim 350$  při zisku  $z > 100$
- nízká kapacita součástky ( $\sim 0,1 pF$ ) při dostatečně vysokém  $U$ .

### 2.3 Optron



Obr. 27: Optron.

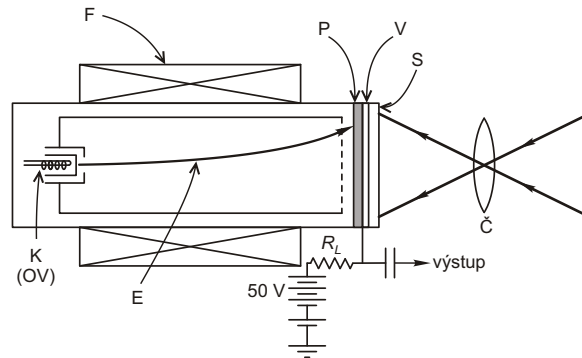
Optron je součástka pro galvanické oddělení dvou obvodů, které se navzájem elektricky ovlivňují. Má dvě elektricky oddělené části – vysílač a přijímač. Jako světelný vysílač se používá laserová dioda (LED), jako fotocitlivý přijímač se užívá fotodioda, fotoodpor, fotodiak, fototranzistor a jiné. Obě části, jak zdroj světla, tak fotodetektor jsou umístěny v jednom neprůhledném pouzdře, aby nebyly ovlivňovány okolním parazitním světlem.

V optronu složeného z LED diody a fototranzistoru je proud výstupním obvodem (kolektor – emitor fototranzistoru) úměrný proudu protékajícímu vstupním obvodem (anoda – katoda LED). Optron s fotoodporem je tvořen LED diodou, opticky navázanou na fotoodpor. Na rozdíl od běžných optronů se fotoodpor chová jako elektricky ovládaný potenciometr, kdy odpor fotocitlivé vrstvy závisí na osvětlení diodou LED. Optrony s fotorezistorem se používají například v audiotechnice a v přístrojové technice.

## 2.4 Polovodičové snímací elektronky

• Nejznámější je *Vidikon*: Na základě fotoelektrické vodivosti se přeměňuje optický obraz na elektrický signál. Schema je na obr. 28.

Obraz se promítá na polovodivou vrstvu  $P$  (např.  $\text{Sb}_2\text{S}_3$ ) nanesenou na skle  $S$  pokrytém vodivým



Obr. 28: Snímací elektronka - Vidikon.

a průhledným materiálem  $V$  ( $\text{SnO}_2$ ), který tvoří kontakt. Na tuto elektrodu přes pracovní odpor  $R_L$  se přivádí napětí  $50\text{ V}$ . Po druhé straně vrstvy přejíždí elektronový paprsek  $E$ . Za tmy má polovodič vysoký odpor a chová se jako kondenzátor, který je nabitý přivedeným napětím. Je-li část vrstvy osvětlena, odpor klesne, část náboje proteče a je elektronovým paprskem odveden. Na pracovním odporu  $R_L$  naměříme úbytek napětí, který závisí na *míře vybití* kondenzátoru, která je úměrná velikosti expozice daného místa.

- *nevýhoda*: velký temný proud  $\Rightarrow$  malý poměr  $S/N$  při nízkých intenzitách ozáření.

• *Plumbikon*: využívá polovodivé vrstvy  $\text{PbO}$  ( $E_g \sim 2\text{ eV}$ ) - polovodič s vysokým odporem.

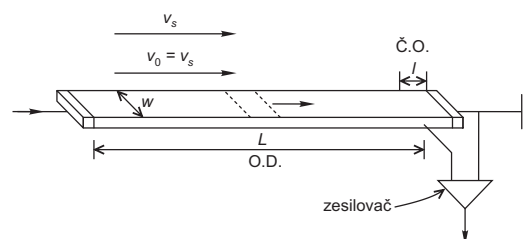
Povrchová vrstva je dopovaná  $\text{O}_2$ . Tím vznikne vodivá vrstva  $P$ , která vytvoří spolu se zbytkem vrstvy a kontaktem  $\text{SnO}_2$  ( $N$  typ) *přechod PIN*, který má v závěrném směru velký odpor.

- nižší temný proud

- citlivost Plumbikonu na červenou barvu je však nízká, proto se na  $\text{PbO}$  ze strany svazku nanáší tenká vrstva  $\text{PbS}$  ( $E_g \sim 0,4\text{ eV}$ ).

## 2.5 SPRITE detektor

**SPRITE** (**S**ignal **P**rocessing **I**n**T**he **E**lement) je polovodičová součástka schopná zobrazovat na principu fotoelektrické vodivosti minoritních nosičů. Skládá se z pásku polovodivého materiálu  $\text{HgCdTe}$  o délce  $700\ \mu\text{m}$ , šířce  $50\ \mu\text{m}$  a tloušťce  $10\ \mu\text{m}$  se třemi ohmickými kontakty (obr. 29) (tenké kvůli snížení temného proudu).



Obr. 29: Detektor SPRITE (O.D.-oblast driftu, Č.O.-čtecí oblast.)

Po dopadu záření jsou generovány nosiče, které v přiloženém poli driftují ke sběrné elektrodě; souběžně s pohybem minoritních nosičů se stejnou rychlostí posouvá i obraz, čímž dochází ke *vzrůstu* (*integraci*) signálu přímo v součástce. Poblíž sběrné elektrody ve vzdálenosti  $l$  je umístěn další kontakt, na kterém se snímá prošlý signál.

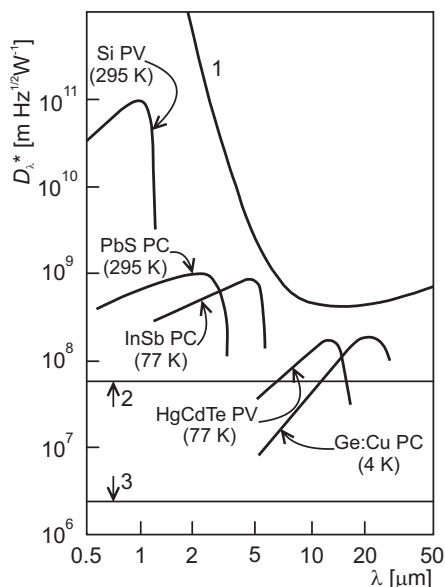


Délka driftové oblasti je  $L = \mu\epsilon\tau$ , kde  $\tau$  je doba života minoritních nosičů a  $\mu$  je ambipolární pohyblivost. Podíl  $\frac{L}{l}$  udává *rozlišovací schopnost* detektoru tj. počet elementů na než je obraz rozložen. Signál se integruje během průchodu celou délkou detektoru  $\rightarrow$  výsledná detektivita je vyšší než  $D^*$  jednoho elementu:

$$D^*(\text{SPITE}) = D^*(1 \text{ element})\left(\frac{L}{l}\right)^{1/2} \quad (73)$$

platí:  $\frac{L}{l} = \frac{\mu\epsilon\tau}{l} = \frac{\tau}{t_R}$ , kde  $t_R$  doba průchodu čtecí oblastí. Pro dobrou funkci součásky se vyžaduje dlouhé  $\tau$ , což ale omezuje rychlost snímání obrazu (setrvačnost je větší).

Celkové porovnání detektivity různých detektorů je uvedeno na obr.30.



Obr. 30: Závislost měrné detektivity na vlnové délce pro různé detekční prvky. 1 - teoretická křivka pro detektor omezený pouze zářením pozadí (BLIP detektor), 2 - pneumatický termální detektor (Golay), 3 - pyroelektrický termální detektor.

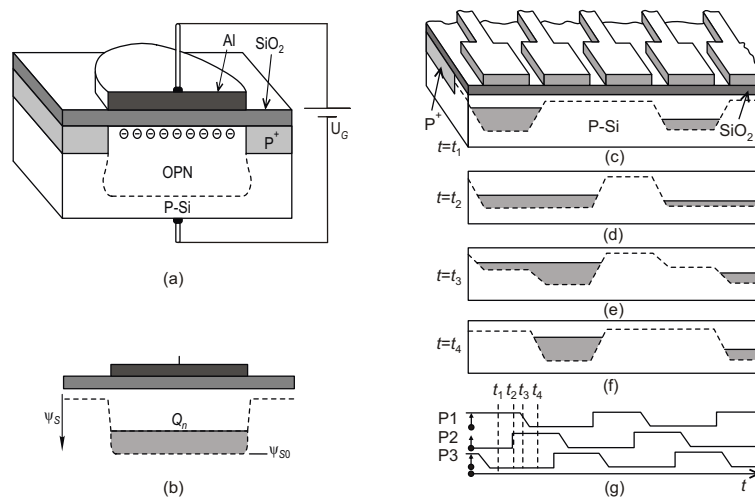
## 2.6 CCD obvody

CCD obvody (Charge Coupled Device) je nábojově vázaná struktura, v níž se náboj vytvořený dopadajícím zářením ukládá do povrchových potenciálových jam vytvořených pod blízko sebe uspořádanými *hradly MIS*. Vhodně uspořádanou sekvencí napěťových pulsů přiložených na řetězec hradel se náboje posunují podél řetězce a na výstupu se převádí na sériový sled pulsů (*posuvný registr*). Tím je možno sledovat, přenášet a zpracovávat jak digitální tak vzorkované analogové signály.

Základním elementem řetězce CCD je struktura MIS tvořená Si destičkou typu P pokrytou izolační vrstvou  $SiO_2$  s nanesenými kontakty. Jestliže se na strukturu MIS přiloží kladné napětí, dochází pod kontakty k vytvoření ochuzené vrstvy. Pro vyšší kladné napětí se pod kontakty dokonce vytvoří inverzní vrstva elektronů ( $E_i$  protne poblíž povrchu  $E_F$ ,  $n > p$ ). V případě záporné napětí se vytváří akumulací vrstva a v případě  $U \approx 0$  dochází k vyrovnání pásů (flat bands).

Model CCD struktury je na obr. 31. Na hradlo je přiložen kladný puls  $U_G$ , který vytvoří pod kontaktem oblast hlubokého ochuzení  $OPN$ , která tvoří potenciální jámu, kde se mohou zachytávat nagenované elektrony, které představují *signální náboj*  $Q_n < 0$ . Efektivní hloubka jámy  $\psi_S$  je funkcí  $Q_n$ . Pokud trvá puls  $U_G$ , může se signální náboj skladovat pod hradlem. Podél řetězce CCD je nadi-fundována oblast  $P^+$  vytvářející *ochranný prstenec*, který zabraňuje rozšiřování  $OPN$  do stran a tím i únik náboje z kanálů.

Činnost CCD probíhá v *nerovnovázném stavu*: všechny manipulace s nábojem  $Q_n$ , tj. krátkodobé skladování a přesun k sousednímu hradlu, musí být provedeny v podstatně kratší době, než je relaxační doba potřebná k vytvoření *kompletní inverzní vrstvy*.



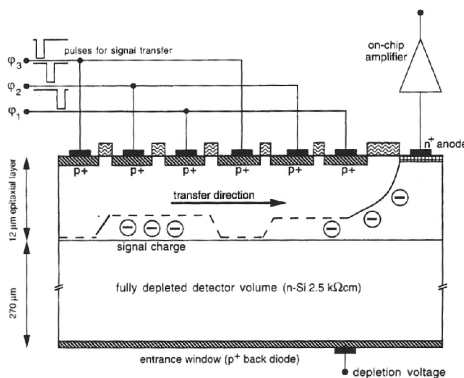
Obr. 31: CCD element.

Náboj pod 1. hradlem skladujeme po dobu trvání pulsu  $P_1$ , potom se náboj přesune pod druhé hradlo vložím pulsu  $P_2$  na 2. hradlo. Tím se vytvoří druhá jáma  $\psi_{so}$ , do níž se náboj přeje, protože puls  $P_1$  se ukončí a první jáma zaniká (obr.31).

**Aplikace CCD:** - posuvný registr

- obrazové snímáče CCD... miniaturní rozměry, malý příkon, dlouhá životnost
- filtry
- paměti CCD
- nízká cena

*Přednosti:* - výstup představuje jediná dioda nebo FET (vysoká stejnorodost a vysoký poměr signál/šum)  
 - na stejném čipu je možno umístit vlastní detekční matici i obvody zpracovávající signál.  
 - na společném čipu mohou být 2 shodné matice skládající se z M sloupců s N stupni v každém registru (plošné OS).



Obr. 32: CCD element.

CCD struktura byla původně vyvíjena pro použití jako paměťový chip. Zatímco jako paměť se nikdy moc nevyužívala, nesmrtelnost ji zajistila schopnost převádět dopadající světlo na velikost náboje. Vznikl tak CCD snímáče obrazu. Světlo dopadající na povrch křemíkové destičky v podobě fotonů se ukládá jako náboj v potenciálových jámách. Ty zabraňují volnému pohybu elektronů a tím i náboje po chipu a dochází tak k jeho akumulaci. Každá taková potenciálová jáma představuje jeden pixel CCD snímáče. Velikost zachyceného náboje je hlavně ovlivňována intenzitou dopadajícího světla a dobou, po kterou necháme CCD chip světlu vystavený. Zachycený náboj je nutné po nějaké době odebrat a

převést na elektrický signál, jinak by mohl dojít k přetečení potenciálové jámy. Obrazové CCD snímače proto obsahují matici pixelů (potenciálových jam), u nichž postupným přesouváním náboje z jedné jámy do vedlejší dochází k jeho vysouvání na okraj chipu, kde je převáděn převodníkem na napěťový signál (viz obr.32).

*Problém:* Během vyčítání signálu z jednotlivých řádků nesmí CCD chip snímat, měl by tedy být zcloněn, aby nedocházelo k ovlivňování náboje. Z tohoto pohledu se vyskytují 3 principy:

"FF - Full Frame"- vystavena světlu je celá plocha chipu, tzn. všechny dostupné pixely. K vysunutí/sejmutí náboje je nutná mechanická clona (mechanical shutter), která chip zakryje.

"FT - Frame Transfer"- chip je rozdělen na plochu stále vystavenou dopadajícímu světlu (Imaging Area-IA) a plochu trvale zakrytou (Storage Area-SA). Do ní se v daný okamžik rychle přehraje celá snímací matice a z ní již je možné náboj klidně pomalu digitalizovat po celou dobu snímání dalšího obrázku na snímací části čipu (cca desítky ms). Princip se také označuje jako elektronická clona (electronic shutter) a patří mezi nejlevnější, ale kvalitativně nejhorší řešení.

"IT - Interline Transfer"- princip je podobný FT. Také zde jde o elektronickou clonu, ale jinak provedenou. Vedle každého na světlo citlivého sloupce je i podobný zakrytý a na světlo necitlivý sloupec, který udržuje a posouvá náboj pro převod na signál během již dalšího snímání obrázku.

Aby se co nejvíce zabránilo ztrátám v detekci světla způsobené neregistrováním fotonů dopadajících na zakryté plošky, implantují se na povrch CCD snímače miniaturní čočky. Ty lámou světlo a směřují ho jen do citlivé oblasti. Uvedené principy platí beze zbytku pro monochromatické, dá se říct černobílé CCD snímače. V dnešním světě potřebujeme většinou snímat obraz barevně. Proto je nutné CCD snímače doplnit o barevné filtry. Nad obrazovými buňkami jsou umístěné tzv. Bayerovy masky, což je v současné době převládající konstrukce. Jde o RGBG filtry, kdy G - zelený filtr - je vzhledem k vyšší citlivosti lidského oka na tuto barvu zdvojen. Každý z filtrů propouští světlo jen svojí vlnové délky (jednotlivé pixely potom detekují pouze jednu barvu z tříbarevné světelné rozkladové škály RGB nebo CMY) a finální barevnost se posléze interpoluje - dopočítává z několika okolních pixelů. Zpravidla se barva počítá ze čtyř obrazových bodů v matici  $2 \times 2$ , nebo z osmi pixelů obklopujících v matici  $3 \times 3$  aktuální obrazový bod. Výsledná fotografie je tedy uložená v barevném prostoru RGB se třemi kanály po 256 úrovních jasu - to dá po vynásobení známých (byť ideálních nebo, chcete-li, teoretických) 16,7 milionů odstínů barev osmibitového JPEGu.

Při výrobě světlocitlivých prvků digitálních fotoaparátů se používá také technologie CMOS (Complementary Metal Oxid Semiconductor), která využívá polovodičových součástek, řízených elektrickým polem. CCD čip přenáší fotogenerovaný signál z pixelu na pixel a transformuje ho na napětí ve vyčítacích obvodech. CMOS čipy konvertují signál na napětí přímo uvnitř každého pixelu. K jejich provozu stačí jen jedno napájecí napětí a elektrická spotřeba těchto snímačů je velmi malá. Technologie samotná je poměrně laciná a dobře zvládnutá. Touto technologií se také vyrábí většina počítačových integrovaných obvodů včetně procesorů. CMOS čipy se dělí na pasivní (Passive Pixel Sensor) a aktivní (Active Pixel Sensor). Pasivní čipy jsou tvořeny pouze fotodiodami a signál se nikterak neupravuje. Dnes hojně používané aktivní čipy mají u každé buňky rovněž zesilovač a obvod odstraňující šum. Mají méně šumu než pasivní čipy, na druhou stranu, každý tento zesilovač může trošku jinak zesilovat, čímž dosahuje vyššího šumu než CCD.

Většina konvenčních CMOS snímačů využívá princip tzv. čelního osvětlení (front-illumination), kdy jsou kovové obvody a tranzistory CMOS snímače umístěny na povrchu křemíkového substrátu, který, tvoří světlocitlivou oblast pixelu (nazývanou jako fotodioda). Nejenomže kovové obvody a tranzistory zmenšují světlocitlivou plochu (zhruba až na 1/4 možné efektivní plochy) a část světla odráží zpět, ale zároveň brání sběru fotonů realizovaného pomocí sběrných čoček umístěných na povrchu snímače. Jedná se o velmi významný problém bránící miniaturizaci jednotlivých pixelů. Z těchto důvodů byla představena několika firmami technologie zpětného osvětlení pojmenovaná jako BI/BSI (back-illumination či backside-illumination) částečně řešící tento neduh konvenčních CMOS snímačů.

Tvrzení, že snímače typu CMOS se s ohledem na jejich nižší kvalitu a citlivost hodí spíše do levnějších fotoaparátů už dávno není pravdivé. Technologický pokrok v této oblasti je neuvěřitelně rychlý a dá se předpokládat, že to bude právě technologie CMOS, která ovládne trh se snímací pro digitální fotoaparáty a mobilní telefony.

## Reference

- [1] E.Klier: *Polovodičové prvky I*, UK, Praha 1984

- [2] E.Klier, J.Toušková: *Polovodičové prvky II*, SPN, Praha 1986
- [3] J.Toušek: *Polovodičové prvky III*, UK, Praha 1993
- [4] H. Frank: *Fyzika a technika polovodičů*, SNTL, Praha 1990
- [5] S.M.Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, Willey-Interscience, New York, 1969
- [6] B.A.Saleh, M.C.Teich: *Základy fotoniky 3*, Matfyzpress, Willey-Interscience, New York, 1991