

44 FYZIKÁLNÍ PRINCIP MODERNÍCH ELEKTRONICKÝCH A ELEKTROTECHNICKÝCH PRVKŮ

PN přechod

Polovodičové diody a tranzistory

MOS struktury

Speciální diody

Měniče tepelné a světelné energie na elektrickou

Tradiční náplní dřívějších kurzů fyziky byl i výklad fyzikálních principů činnosti prvků a zařízení soudobé elektrotechniky. V oblasti elektroniky to byly zejména vakuové elektronky: diody a triody. V současné technice se takové elementy vyskytují již jen ojediněle. Byly nahrazeny dokonalejšími - z hlediska rozměrů, spolehlivosti a zejména úspory energie - polovodičovými prvky, proto bychom se těmito prvky měli přirozeně zabývat. Z velkého množství prakticky důležitých elektronických a elektrotechnických součástí si blíže všimneme polovodičové diody a bipolárního tranzistoru, prvků pro integrovanou elektroniku, některých speciálních diod a prvků sloužících k přeměně tepelné a elektromagnetické energie na elektrickou.

44.1 PN přechod

Základem činnosti celé řady polovodičových prvků je tzv. PN přechod. Vzniká v polovodiči tak, že jednu část čistého (resp. co nejvíce očištěného) polovodiče přeměníme vhodnou příměsí na P typ a druhou na N typ (obr. 44.1). Je nutné zdůraznit, že PN přechod nemůže vzniknout jednoduchým přitlačením dvou polovodičů s opačným typem vodivosti, protože nedokonalosti na povrchu by znemožnily funkci takového prvku. Pomocí difúze, na kterou jsme v této souvislosti upozornili v článku 14.5, můžeme však jednoduše vytvářet dobře definované PN přechody. Základní vlastnosti PN přechodu uvádějí věty 44.1 a 44.2.

44.1

Voltampérová (VA) charakteristika PN přechodu je vyjádřena funkcí

$$I = I_{os} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (44.1)$$

kde U je vnější napětí a I_{os} je závěrný proud.

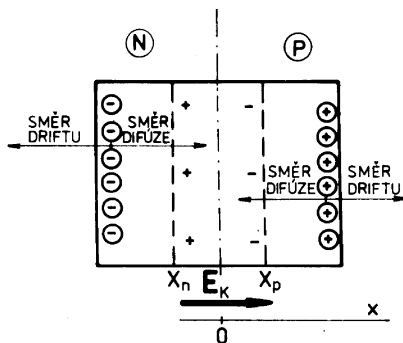
44.2

Kapacita PN přechodu je určena vztahem

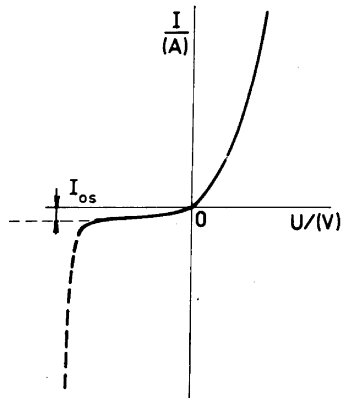
V článku o kontaktoých jevech jsme zjistili, že na styku libovolných dvou pevných látek se vytvoří kontaktové elektrické pole charakterizované kontaktoým potenciálem V_k . Současne jsme tam konstatovali, že oblast prostorového náboje v kovech nemá na elektrický proud protékající rozhraním žádný vliv, zatímco obdobná oblast v polovodičích může v jednom směru tento proud brzdit, ve druhém podporovat. Z toho vyplývá, že styk kovu a polovodiče má usměrňující účinek na sřídavý elektrický proud. Skutečně styk selenu s kadmíem a mědi s

$$C = \frac{\epsilon S}{X_n + X_p}, \quad (44.2)$$

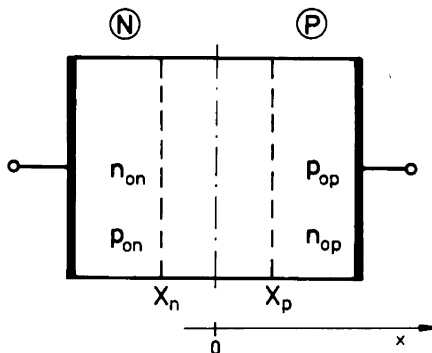
kde S je plocha PN přechodu, ϵ je permitivita materiálu a X_n resp. X_p jsou tloušťky prostorového náboje v polovodiči N a P.



Obr. 44.1 K vytvoření PN přechodu



Obr. 44.2 VA charakteristika PN přechodu



Obr. 44.3 K odvození VA charakteristik PN přechodu

kyslíčkem měďným se již ve 30. letech našeho století používaly ke konstrukci jednoduchých (tzv. selenových a kuproxových) usměrňovačů. Teorie usměrňujícího účinku, založeného na představě, že jde o styk kovu a polovodiče však nebyla v kvantitativním souhlase a měřeními. Podrobnější výzkum uvedených usměrňovačů však ukázal, že na styku Cu a Cu_2O vzniká vždy vrstva CuO , která na rozdíl od polovodiče Cu_2O , který je typu N, je polovodičem typu P a na styku Se-Cd vzniká vrstva CdSe, která je polovodičem typu N, zatímco selen je polovodičem typu P. Tak se přišlo na to, že zdrojem dobrých usměrňovacích účinků není styk kovu a polovodiče, ale styk polovodiče typu N s polovodičem typu P, neboli tzv. PN přechod. Další rozvoj elektroniky v oblasti polovodičových prvků se potom již jednoznačně ubíral směrem k přípravě dobře definovaných PN přechodů v germaniu a později i křemíku, které jsou i v současné době základem polovodičové elektroniky.

Stejně jako v případě styku kovu s polovodičem se i v PN přechodu vytváří kontaktní elektrické pole následkem prostorového náboje vzniklého difúzí, který zasahuje do hloubky X_n resp. X_p v obou oblastech polovodiče. Z obr. 44.1 vyplývá, že kontaktní elektrické pole má snahu vytlačit volné elektrony hlouběji do elektronové oblasti a díry do děrové oblasti polovodiče. Samotná přechodová oblast má proto podstatně menší koncentraci volných nosičů náboje a proto i podstatně větší elektrický odpor jako zbytek polovodiče. Jestliže tedy na PN přechod připojíme vnější elektrické napětí, můžeme očekávat, že se celé "soustředí na tuto přechodovou oblast. Jestliže je polarita napětí shodná s polaritou kontaktního pole, jsou elektrony a díry ještě silněji vytlačovány od rozhraní PN přechodu směrem k jeho okrajům. Šířka oblasti zvětšeného odporu se tak ještě zvětší a elektrický odpor

vzroste, takže PN, přechodem může protékat jen nepatrný proud. je to tzv. zpětný směr.

Vnější elektrické pole s opačnou polaritou zeslabuje kontaktní elektrické pole a po dosažení

určité kritické hodnoty $U \approx V_k \approx 1 \text{ V}$ ho úplně vykompenzuje. Volné nosiče náboje vyplní opět prostor PN přechodu, takže jeho odpor klesne na úroveň ostatních oblastí polovodiče. Při této polaritě PN přechod propouští elektrický proud - jedná se o přímý směr.

Na první pohled se zdá, že čím větší je závěrné napětí, tím menší proud PN přechodem protéká. Je to skutečně tak, pokud máme na mysli jen elektrony v oblasti typu N a díry v oblasti typu P, tj. tzv. majoritní nosiče náboje. V polovodiči typu N je však vždy přítomná i určitá koncentrace volných děr a naopak, v polovodiči typu P určitá koncentrace volných elektronů. Tyto, tzv. minoritní nosiče náboje se v oblasti PN přechodu chovají opačně jako majoritní nosiče. Jestliže pro majoritní nosiče je průchod PN přechodem polarizovaném ve zpětném směru, uzavřen, pro minoritní nosiče je tento průchod naopak úplně otevřen. Již při poměrně malém závěrném napětí přecházejí všechny minoritní nosiče PN přechodem a vytvářejí v něm určitý nasycený, tzv. závěrný proud. Tyto kvalitativní úvahy ilustruje graf V-A charakteristiky PN přechodu na obr. 44.2. Všechna uvedená tvrzení a závěry můžeme podložit i pomocí jednoduché teorie.

Za tím účelem označme koncentrace majoritních a minoritních nosičů náboje tak, jak je to znázorněno na obr. 44.3. Podle vztahu (41.91) můžeme přímo napsat rovnici

$$\frac{n_{no}}{n_{op}} = \frac{p_{op}}{p_{on}} = e^{\frac{eV_k}{kT}}, \quad (44.3)$$

kde $V_k = V_n - V_p$ je potenciál N v oblasti vzhledem k P oblasti. Podle tohoto výsledku je koncentrace elektronů v bodě se souřadnicí $x = x_p$, který slouží na hranici PN přechodu v oblasti typu P

$$n_{op}(x_p) = n_{on} \cdot e^{-\frac{eV_k}{kT}}. \quad (44.4)$$

Má-li tedy levá strana PN přechodu vzhledem k bodu $x = x_p$ potenciál V_k , má tento bod vzhledem k levé straně potenciál $-V_k$, je v něm koncentrace elektronů $\exp(-eV_k/kT)$ - krát větší jako koncentrace elektronů vlevo od PN přechodu. Proto, jestliže vnějším zdrojem změníme potenciál levé strany PN přechodu z hodnoty V_k na hodnotu $V_k - U$, kde U je napětí vnějšího zdroje, změní se v bodě x_p koncentrace elektronů z hodnoty $n_{op}(x_p)$ na hodnotu $n_p(x_p)$, kterou určuje vztah

$$n_p(x_p) = n_{on} \cdot e^{\frac{e(V_k - U)}{kT}},$$

resp. jestliže vyloučíme kontaktní potenciál pomocí vztahu (44.3) i vztah

$$n_p(x_p) = n_{op} \cdot e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (44.5)$$

V dostatečné vzdálenosti od PN přechodu se však již koncentrace elektronů vlivem vnějšího napětí namění, proto platí podmínka

$$n_p(\infty) = n_{op}. \quad (44.6)$$

Proud tekoucí PN přechodem najdeme pro jednorozměrný případ řešením rovnic (41.89) při použití vztahů (44.5) a (44.6) za těchto zjednodušujících ale v praxi velmi dobře splněných předpokladů:

1. Uvnitř PN přechodu nosiče náboje navzájem nerekombinují, proto celková hustota proudu PN přechodem je dána vztahem

$$i = i_n(x_p) + i_p(x_n). \quad (44.7)$$

2. V oblastech $x < x_n$ a $x > x_p$ je již intenzita elektrického pole malá, protože vzhledem k podstatně většímu odporu PN přechodu se celé vnější napětí soustředí v něm. Gradienty koncentrace nosičů náboje však právě v těchto oblastech jsou značné, proto můžeme předpokládat, že proud těmito oblastmi je tvořen pouze difúzí nosičů.

3. Polarita kontaktního pole je taková, že je-li $U < V_k$, je prakticky znemožněn přechod majoritních nosičů PN přechodem, a proto prakticky celý proud přechodem je tvořen jen elektrony z P oblasti a děrami z N oblasti.

Za těchto předpokladů dostaneme pro rozložení koncentrace (např. elektronů) v oblasti typu P pomocí rovnice (41.88a) a (41.86a) rovnici

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{1}{L_n^2} (n - n_{op}) = 0, \quad (44.8)$$

kde veličina $L_n = (b_n kT \tau_n / e)^{1/2}$ se nazývá difúzní délka. Řešením rovnice (44.8) vzhledem k hraničním podmínkám (44.5) a (44.6) je funkce

$$n = n_{op} - n_{op} \left(1 - e^{\frac{eU}{kT}} \right) \exp\left(\frac{x_p - x}{L_n} \right),$$

podle které je hustota elektronového proudu v místě $x = x_p$

$$i_n(x_p) = -b_n kT \frac{dn}{dx} = \frac{b_n kT n_{op}}{L_n} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right).$$

Analogický výraz bychom odvodili i pro děrovou hustotu proudu v místě $x=x_n$, takže celkový proud PN přechodem je určen vztahem

$$i = \left(\frac{b_n kT n_{op}}{L_n} + \frac{b_p kT p_{on}}{L_p} \right) \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (44.9)$$

Výraz v první závorce určuje závěrnou proudovou hustotu i_{OS} ($i=i_{OS}$ při $U \rightarrow -\infty$), takže V - A charakteristika PN přechodu je skutečně vyjádřena jednoduchou analytickou funkcí (44.1), která překvapujícím způsobem dobře souhlasí s naměřenou VA charakteristikou PN přechodu. Ve zpětném směru při velkých napětích se však objeví prudký (téměř vertikální) vzrůst proudu (čárkovaná křivka na obr. 44.2). Je způsoben vznikem nárazové ionizace a přímým vytrháváním elektronů z valenčního pásu do vodivostního elektrickým polem (tzv. Zenerův jev).

PN přechod se v obvodech se střídavým proudem chová jako deskový kondenzátor o ploše desek S a tloušťce "dielektrika" rovnající se součtu tloušťky oblastí kladného a záporného prostorového náboje (x_p+x_n), proto jeho kapacitu můžeme vyjádřit vztahem (44.2). Při nenulovém vnějším napětí U jsou tyto tloušťky určeny přibližným vztahem (41.132)

$$x_n + x_p = \left[\frac{2\epsilon(V_k + U)}{eN} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (44.10)$$

kde N je funkcí koncentrace donorů N_D v N oblasti a koncentrace akceptorů N_A v P oblasti. $1/N=1/N_D+1/N_A$. Vzhledem k typickým hodnotám $x_n+x_p \approx 1 \mu\text{m}$ je příslušná kapacita nejen velmi velká (i při malém průřezu PN přechodu), ale je navíc "laditelná" vnějším napětím, což je její velmi významná vlastnost. Takové "kondenzátory" se velmi dobře uplatňují v miniaturních zařízeních a integrovaných obvodech.

44.2 Polovodičové diody a tranzistory

Vlastnosti PN přechodu se v praxi využívají při výrobě polovodičových diod, tj. usměrňovačů střídavého proudu, tranzistorů, tj. zesilovačů signálů a celé řady dalších obměn těchto prvků vykonávajících funkci spínačů, řízených usměrňovačů, atd. Kromě dnes již klasických polovodičových prvků existují i jiné, v určitých směrech dokonalejší varianty diod a tranzistorů. V tomto článku připomeneme unipolární tranzistory - FET (z anglického Field Effect Tranzistor), tj. tranzistory řízené elektrickým polem. Z význačných technických parametrů si všimněme zejména kritického kmitočtu (větš

44.3 a 44.6) a u tranzistorů napěťového a proudového zesílení (věta 44.5).

44.3

Kritický kmitočet polovodičové diody je určen vztahem

$$f_k = \frac{2\pi}{RC}, \quad (44.11)$$

kde R je odpor PN přechodu a C jeho kapacita.

44.4

Základní rovnice bipolárního tranzistoru jsou

$$I_k = \alpha I_b \quad (44.12)$$

$$I_b = I_e - I_k, \quad (44.13)$$

kde symboly k, b, e značí kolektor, báze a emitor a proudový zesilovací činitel α vyjadřuje část nosičů, které po emisi z emitoru přejdou až na kolektor.

44.5

Proudový zesilovací činitel tranzistoru (v tzv. zapojení se společným emitorem) je

$$\beta = \left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_b} \right)_{U_{ke}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (44.14)$$

44.6

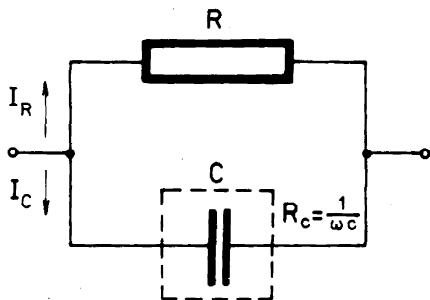
Kritický kmitočet tranzistoru za teploty T je určen vztahem

Polovodičové diody využívají VA charakteristiku PN přechodu znázorněnou na obr. 44.2. I když kritická teplota polovodičových diod, do kterých mohou pracovat není příliš vysoká (v Ge-diodách asi 80°C , v Si-diodách asi 250°C), polovodičové usměrňovače vytlačily v současnosti všechny ostatní starší typy usměrňovačů, protože jsou velmi jednoduché, spolehlivé a mohou při malých rozměrech přenášet velké výkony signálů. Např. destička Ge o tloušťce rovnající se zlomku mm vydrží ve zpětném směru napětí až 400 V, křemíková destička až 1 000 V, přičemž dovolené proudové hustoty jsou až do 200 A/cm^2 . Tyto usměrňovače poskytují cenné služby jednak v energetice (umožňují např. střídavý rozvod elektrické energie v lokomotivě) a na druhé straně dovolují pronikavou miniaturizaci elektronických aparatur.

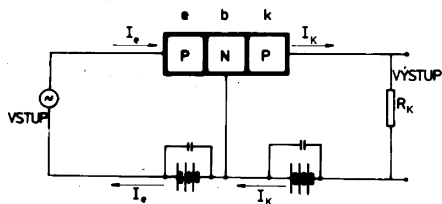
Jedním z vážných omezujících činitelů polovodičové diody je kmitočet střídavého proudu. Spočívá v tom, že PN přechod nejen usměrňuje elektrický proud tím, že má při obou polaritách napětí různý odpor R, ale současně představuje kondenzátor, který klade střídavému proudu zdánlivý odpor $R_c = 1/\omega C$, kde C je kapacita přechodu. Tyto odpory jsou zapojeny paralelně (obr. 44.4). Při nízkých kmitočtech je $R_c \gg R$, proto proud protéká jen ohmickým odporem a vzniká usměrňující jev. Je-li však $R_c \ll R$, stává se větev s kondenzátorem vodivější, takže velká část celkového proudu protéká touto větví a usměrňování nenastává. Z uvedené kritické podmínky vyplývá vztah (44.11), podle kterého usměrňovače pro velké výkony (řádu KW) mají malý kmitočet (řádově jen 10^2 Hz), protože průřezy PN přechodů v nich a s tím i související kapacity jsou velké. Naopak, při použití hrotového kontaktu (tzv. hrotová dioda) je možné

$$f_k = \frac{bkT}{2ed^2}, \quad (44.15)$$

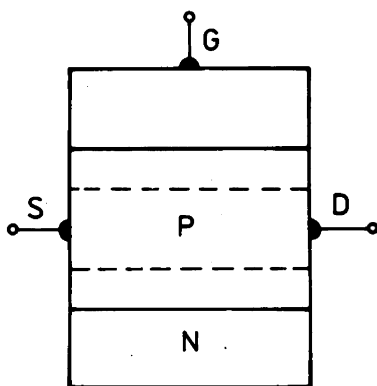
kde b je pohyblivost nosičů náboje a d je tloušťka báze.



Obr. 44.4 Náhradní elektrické schéma polovodičové diody



Obr. 44.5 Tranzistor a jeho typické zapojení jakožto zesilovače



Obr. 44.6 Schéma unipolárního FET tranzistoru řízeného elektrickým polem

SHOCKLEY Wiliam Bradford (šokly), nar. r. 1910, známý americký fyzik anglického původu.

usměrnění až do oblastí centimetrových vln.

Proudy elektronů a děr PN přechodem jsou obecně různé. Jestliže prochází např. více děr z oblasti typu N jako elektronů z oblasti typu P, hovoříme o injekci děr PN opřechodem a posuzujeme její intenzitu podle tzv. součinitele injekce

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{I_p}{I_n + I_p} = \frac{1}{1 + \frac{I_n}{I_p}} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{b_n n_{op} L_p}{b_p p_{on} L_n}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{on} L_p}{\sigma_{op} L_n}}. \end{aligned} \quad (44.16)$$

Uvážili jsme přitom, že podle vztahu (44.3) je $n_{op}/p_{on} = n_{on}/p_{op}$ (význam jednotlivých symbolů je zřejmý z obr. 44.3). Z definice (44.16) je vidět, že injekční poměr děr je tím větší, čím větší je vodivost oblasti typu P jako vodivost oblasti typu N, protože podíl L_p/L_n je přibližně roven 1.

Je-li vnější napětí větší než výška potenciálové bariéry a opačného znaménka, takže bariéra se úplně odstraní, protékají PN přechodem majoritní nosiče, tj. díry z oblasti typu P a elektrony z oblasti typu N. I v tomto případě hovoříme o injekci a její velikost opět posuzujeme podle součinitele injekce (44.16), avšak v porovnání s předcházejícím případem si musíme všimnout okolnosti, že injektované nosiče se v oblasti, do které jsou injektovány, stávají minoritními nosiči. Kdyby byl proto v blízkosti jiný PN přechod zapojený ve zpětném směru, mohly by jím tyto nosiče lehce procházet a způsobit značnou změnu proudu v obvodu. Odpor PN přechodu ve zpětném směru je totiž, jak jsme již viděli, o několik řádů větší než odpor v přímém směru. Je zřejmé, že v tomto uspořádání by mohlo

Zabývá se feromagnetizmem, vakuovou fyzikou, problematikou fyziky slitin, ale zejména polovodiči. Významnou měrou se zúčastňoval na objevu tranzistorového jevu v polovodičích a na rozvoji tranzistorové techniky. Za dlouholetou výzkumnou práci v oblasti polovodičů a jeho příspěvek k objevení tranzistoru dostal r. 1956 Nobelovu cenu (spolu s J. Berdeenem a W. H. Brattainem).

dojít k zesílení napětí. Tento jev nazýváme tranzistorový jev a je základem velké skupiny elektronických součástek, které nazýváme tranzistory.

Základem (klasického, dnes nazývaného bipolárního) tranzistoru jsou tedy dva PN přechody, které můžeme realizovat dvojí změnou typu

elektrické vodivosti v základním polovodiči (obr. 44.5). Prvý PN přechod je zapojen v přímém směru, aby malá změna napětí v něm mohla vyvolat velkou injekci majoritních nosičů. Protože tento PN přechod emituje volné nosiče náboje do střední části tranzistoru, nazývá se emitor a obvod, kterého je částí, emitorový obvod. Jestliže elektrický odpor emitorového obvodu označíme R_e , změnu emitorového proudu ΔI_e , pak napětí vznikající na emitoru je určeno vztahem

$$\Delta U_e = R_e \Delta I_e. \quad (44.17)$$

Injekované díry vytvářející podle vztahu (44.16) proud $\Delta I_p = \gamma \Delta I_e$, difundují střední oblastí, kterou nazýváme báze, do druhého PN přechodu zapojeného ve zpětném směru. Protože se zde staly, minoritními nosiči elektrického pole tohoto PN přechodu je strhne do svého obvodu. Tento PN přechod tedy "sbírá" injektované nosiče (zde díry), proto se nazývá kolektor a příslušný obvod kolektorový obvod. Jestliže z proudu děr ΔI_p projde kolektorem část $\Delta I_k = \alpha \Delta I_p = \alpha \gamma \Delta I_e$, vznikne na kolektoru napětí.

$$\Delta U_k \doteq R_k \Delta I_k = \alpha \gamma R_k \Delta I_e, \quad (44.18)$$

kde R_k je odpor zařazený v kolektorovém obvodu, takže poměr napětí na kolektoru a emitoru je vyjádřen vztahem

$$\mu = \frac{\Delta U_k}{\Delta U_e} = \alpha \gamma \frac{R_k}{R_e}. \quad (44.19)$$

Protože můžeme dosáhnout, aby součinitel injekce $\gamma \doteq 1$ a v tranzistoru s dostatečně tenkou oblastí báze se dosahuje $\alpha = 0,98$ až $0,99$, napěťové zesílení je pak dáno poměrem odporů zařazených v emitorovém a kolektorovém obvodu $\mu \doteq R_k/R_e \doteq 10^3 - 10^4$. Proudové zesílení samozřejmě nevzniká, protože proud splňuje podmínku

$$\Delta I_k = \alpha \gamma \Delta I_e \doteq \alpha \Delta I_e, \quad (44.20)$$

a je vždy menší jako emitorový proud. Porud elektronů, který protéká bázovým kontaktem a je tvořen elektrony, které z kovového kontaktu přitekly do báze, kde rekombinují a částí emitorem vyslaných děr,

můžeme podle Kirchhoffova zákona vyjádřit vztahem

$$\Delta I_b = \Delta I_e - \Delta I_k = \Delta I_e (1 - \alpha). \quad (44.21)$$

Rovnice (44.20) a (44.21) přepsané pro absolutní hodnoty proudů (tj. nejen rozdílů) se nazývají základní rovnice tranzistoru (věta 44.4). Jelikož proudový zesilovací činitel α je velmi blízký 1, malá změna v proudu báze ΔI_b vyvolává velké změny v proudu kolektoru ΔI_k a proudu emitoru ΔI_e , proto jestliže přivedeme signál na bázi, můžeme dostat i proudové zesílení. Příslušný proudový zesilovací činitel (v zapojení se společným emitorem) $\beta = \Delta I_k / \Delta I_b = (\Delta I_k / \Delta I_e) \cdot (\Delta I_e / \Delta I_b)$ je možno určit z rovnic (44.20) a (44.21) a je uveden jako vztah (44.14) a při typických hodnotách $\alpha = 0,98$ dosahuje hodnotu kolem 50. Protože v tomto zapojení dosahuje napěťové zesílení řádově stejných hodnot jako v předcházejícím případě, poskytuje tranzistor v tomto zapojení (tzv. společný emitor) i velké výkonové zesílení (řádově 10^4 - 10^5). Přitom nároky na zdroje napájecích napětí jsou minimální. V porovnání s vakuovými triodami odpadá pro činnost tranzistoru problém žhavení katody, není potřebné vakuum a místo zdroje anodového napětí (50 až 400 V) se používá zdroje kolektorového napětí (5 až 20 V). Přitom je tranzistor nepoměrně jednodušší, menší, mechanicky odolnější, prakticky okamžitě provozuschopný a při správném zacházení prakticky nezničitelný.

Z relativních nedostatků tranzistoru je nutno uvést především frekvenční omezení. Kritický kmitočet tranzistoru je nutno uvést především frekvenční omezení. Kritický kmitočet tranzistoru je omezen prakticky jen dobou průletu nosičů náboje oblastí báze. V kritickém případě se doba průletu t_p rovná půlperiodě zesilovaného signálu $t_k = 1/2 f_k$ (při větší době průletu by již nastalo brzdění nosičů náboje polem opačné polarity). Dobu průletu t_p můžeme určit pomocí vztahu zavedeného v rovnici (44.8), podle kterého proběhne např. díra difuzní délku L_p za čas $\tau_p = (eL_p^2 / b_p kT)$. Je-li tloušťka báze d , bude analogicky platit

$$t_k = \frac{e}{b_p kT} d^2.$$

Porovnáním takto vyjádřeného času s časem $t_k = 1/2 f_k$ dostaneme pro kritický kmitočet tranzistoru vztah (44.15). Podle něho v germaniovém tranzistoru při $d = 10 \mu\text{m}$ je $f_k \approx 20 \text{ MHz}$, při $d = 1 \mu\text{m}$ již $f_k = 2 \text{ GHz}$. Frekvenční vlastnosti tranzistorů se vylepšuje tím, že místo jen difúzního mechanismu přenosu nosičů náboje oblastí báze se pomocí interního elektrického pole realizuje rychlejší vodivostní přenos.

V současné době, zejména v souvislosti s výrobou tzv. integrovaných obvodů, se stal velmi aktuální tzv. unipolární tranzistor FET, tj. tranzistor ovládaný elektrickým polem. Jeho schéma je na obr. 44.6. Tranzistor se skládá z jednoho PN přechodu a tří elektrod: hradlová elektroda G (z angl. Gate=hradlo), zdrojová elektroda S (Source=zdroj) a výstupní elektroda D (Drain=kanál). Na rozdíl od klasického (bipolárního) tranzistoru neteče v něm proud kolmo na PN přechod, ale podél něho. Vrstvy ovhuzené o volné nosiče náboje ohraničují určitý kanál, kterým protéká elektrický proud. Šířka kanálu je ovládaná napětím na hradle G polarizovaném ve zpětném směru. Lehce můžeme pochopit, že jeho zvětšením se oblast prostorového náboje rozšiřuje dovnitř PN přechodu, až při určitém kritickém napětí

se kanál úplně uzavře. Potom teče tranzistorem již jen určitý tzv. zbytkový proud. Signál přivedený na hradlovou elektrodu modifikuje šířku kanálu, takže ovládá tok nosičů náboje podobně jako mřížka ve vakuové triodě. I příslušné VA charakteristiky tranzistorů FET se velmi podobají VA charakteristice triod.

44.3 MOS struktury

V současné polovodičové elektronice se často vyskytují označení MIS, MOS a MNS součástky. Znamenají novou etapu polovodičové elektroniky. Jedná se o prvky založené na vzájemném styku tří materiálů: kovu (Metal), izolant (Insulator) a polovodiče (Semiconductor). V praxi se jako izolantu nejčastěji používá kyslík křemičitý SiO_2 , tj. oxid, proto se používá i označení MOS. Ze stejného důvodu se při použití nitridu jako izolantu používá zkratka MNS.

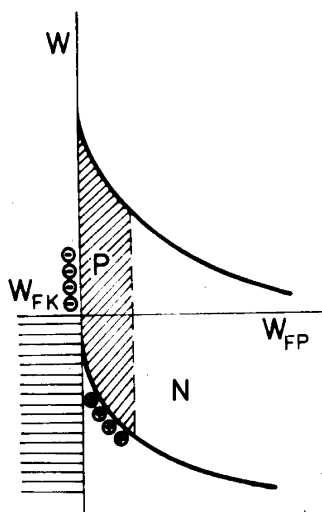
Význam těchto součástek je zejména v tom, že mají velký vstupní a malý výstupní odpor a umožňují výrobu diod, kondenzátorů a rezistorů a tím i celých integrovaných obvodů jednou technologií.

44.7

Inverzní vrstva polovodiče je taková vrstva (v blízkosti kontaktu), ve které se původní typ vodivosti změnil na opačný následkem lokálního elektrického pole.

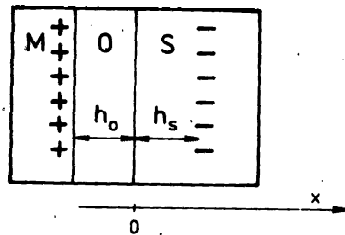
44.8

MOS FET tranzistor vznikl kombinací MOS diody s úpravou zabezpečující ovládání proudu elektrickým polem.

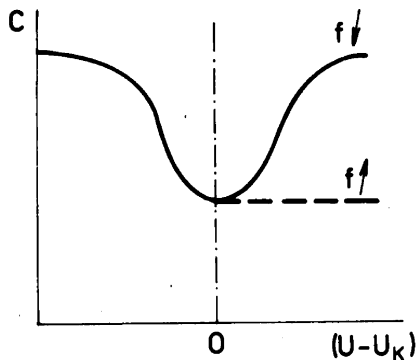


Obr. 44.7 Vznik inverzní vrstvy na rozhraní kov-polovodič

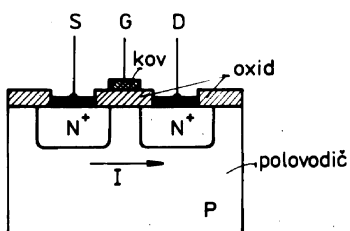
K pochopení činnosti MOS součástek potřebujeme poznat princip vzniku tzv. inverzní vrstvy. Za tím účelem zkoumejme blíže styk kovu a polovodiče. Na obr. 41.39 a 41.40 jsme ukázali, že v důsledku přítomnosti elektrického pole se v oblasti kontaktu energetické pásy zakříví, což souvisí s tím, že nosiče náboje v blízkosti kontaktu získají k své původní energii ještě i potenciální energii v elektrickém poli. Čím je toto pole silnější, tím větší je i zakřivení pásů. Jestliže je zakřivení již takové, jak je znázorněno na obr. 44.7, potom je zřejmé, že polovodič v blízkosti kontaktu (nalevo od svislé přerušované čáry) má již vodivost typu P, i když celý polovodič měl před vytvořením kontaktu vodivost typu N. Vyplývá to z toho, co jsme uvedli v článku 41.4: v čistém polovodiči je Fermiova hladina ve středu zakázaného pásu, v polovodiči typu N se posouvá ke dnu vodivostního pásu a v polovodiči typu P k hornímu okraji valenčního pásu. V určité vzdálenosti od rozhraní se tedy může vytvořit úzká oblast se stejnou koncentrací elektronů a děr a kolem ní oblasti s nadbytkem elektronů resp. děr. Tuto oblast obrácené vodivosti nazýváme inverzní vrstva. Tento jev může být ovládnán i připojením vnějšího elektrického pole.



Obr. 44.8 K výpočtu kapacity struktury MOS



Obr. 44.9 Závislost kapacity MOS struktury na přiloženém napětí U (zmenšeném o zabudované kontaktní napětí U_k)



Obr. 44.10 Příklad konstrukce tranzistoru MOS FET

Podmínky pro vznik inverzní vrstvy jsou na rozhraní MOS zvláště příznivé, protože se na nich vždy vytvářejí povrchové náboje související s absorbovanými ionty. Předpokládejme nejprve, že na strukturu MOS je připojeno napětí takové polarity, že na rozhraní kovu a izolantu se soustředí kladný, na rozhraní izolantu a polovodiče záporný elektrický náboj (obr. 44.8). Kapacita soustavy je určena vztahem

$$C = \frac{\epsilon S}{h_o}, \quad (44.22)$$

kde h_o je tloušťka oxidu. Jestliže napětí klesá, elektrony polovodiče se přesouvají od rozhraní dovnitř polovodiče, a to zejména potom, když napětí projde přes nulu a změní znaménko. V tom případě se již v polovodiči vytvořila ochuzená vrstva tloušťky h_s (obr. 44.8), proto kapacita soustavy již není určena vztahem (44.22), ale vztahem

$$C = \frac{\epsilon S}{h_o + h_s}. \quad (44.23)$$

Její hodnota tedy oproti původní velikosti poklesne. Při dalším vzrůstu napětí dojde k vytvoření inverzní vrstvy, což podle obr. 44.7 značí, že se v blízkosti kontaktu objeví nadbytek volných děr. Vznikne tedy opět stav, ve kterém kapacita soustavy je definována jen tloušťka vrstvy izolantu. Celá závislost kapacity MOS struktury na připojeném napětí je znázorněna na obr. 44.9 souvislou čarou.

Uvedená situace se vytvoří jen při pomalé změně napětí, resp. při malých kmitočtech. Při kmitočtech vyšších než 10^2 , 10^3 Hz se již kapacita nevrátí na počáteční hodnotu, ale ustálí se na

minimální hodnotě (přerušovaná čára na obr. 44.9). Povrchový náboj sídlící z různých příčin na rozhraní izolant-polovodič posouvá uvedený průběh vlevo nebo vpravo podle povahy povrchového náboje.

Uvedené jevy můžeme výhodně využít jednak ke zkoumání povrchových vlastností polovodičů, jednak i v praxi ke konstrukci elektronických prvků. Struktura MOS je v podstatě dioda (vytváří se v ní PN přechod), proto je jí přirozeně možno použít ve funkci diody. Jako tranzistor je jí však možno využít jen tak, že použijeme nějaký jev, pomocí kterého můžeme účinně a jednoduše ovládat protékající elektrický proud. Nejvýhodnějším mechanismem je tzv. jev pole, který jsme vysvětlili v souvislosti s FET tranzistorem. Tak vznikne FET tranzistor.

Jedna z možných konstrukcí MOS FET tranzistoru je znázorněná na obr. 44.10. V oxidové vrstvě na povrchu polovodiče se pomocí tzv. fotolitografie (tj. leptáním pomocí masek) vyrobí otvory, kterými se nadifunduje vstupní a výstupní elektroda (S a D) a na oxid nacházející se nad kanálem se napaří kovová elektroda G, která vykonává funkci hradla.

VA charakteristiky MOS FET tranzistorů jsou podobné VA charakteristikám tranzistorů řízených elektrickým polem s jedním PN přechodem v křemíku. Výhodou těchto tranzistorů je, že mají velmi velký vstupní odpor ($R > 10^{14} \Omega$). Jejich význam je zejména v tom, že představují vhodné aktivní prvky v řadě prvků potřebných k jednotné tzv. MOS technologii integrovaných obvodů. Převážná část různých počítačích zařízení a jiných složitých elektronických aparatur vyráběných v současnosti používá MOS technologii, tj. součástky pracující na bázi MOS struktur.

44.4 Speciální diody

Krystalické a nejnověji i nekrystalické polovodiče obohatily současnou elektroniku o celou řadu velmi zajímavých a užitečných součástek. V tomto článku popíšeme vlastnosti a mechanismus činnosti tří z nich: tunelové (Esakiho) diody (věta 44.9), Gunnovy diody (věta 44.10) a tzv. Ovonic diody (věta 44.11).

44.9

Tunelová dioda využívá při své činnosti tunelový jev vznikající ve velmi tenkých PN přechodech vytvořených v polovodiči se silně legovanými oblastmi.

44.10

Gunnova dioda využívá při své činnosti existenci druhého (lokálního) minima ve vodivostním pásu vhodných polovodičů (GaAs), ve kterém mají elektrony sníženou pohyblivost. To podmiňuje tvorbu tzv. domén velkého elektrického pole. Může pracovat (jako oscilátor) v oblasti kmitočtů

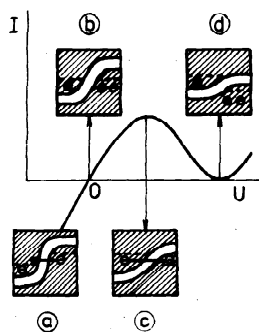
Podle vztahu (41.132) závisí tloušťka vrstvy prostorového náboje na koncentraci volných nosičů náboje, tj. v silně legovaných polovodičích prakticky na koncentraci donorů a akceptorů. Zvýšením dotace příměsí nad určitou kritickou hodnotu ($10^{25} m^{-3}$) získáme PN přechod s tloušťkou řádu 10 nm, tj. ideální objekt pro tunelování elektronů příslušnou potenciálovou bariéru. Příslušný proud je potom přímo úměrný pravděpodobnosti tunelového jevu. Když japonský fyzik Esaki vyrobil takovou diodu, zjistil, že má zajímavou VA charakteristiku (souvislá čára na obr. 44.11). Vyznačuje se totiž oblastí s negativním diferenciálním odporem.

$$f = \frac{bE}{d}, \quad (44.24)$$

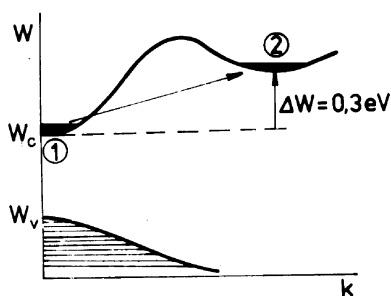
kde b je pohyblivost nosičů náboje, E je kritická intenzita elektrického pole a d je tloušťka polovodiče.

44.11

Ovonic dioda je dioda z nekystalického polovodiče, která se užívá ve funkci spínače nebo paměťového prvku.



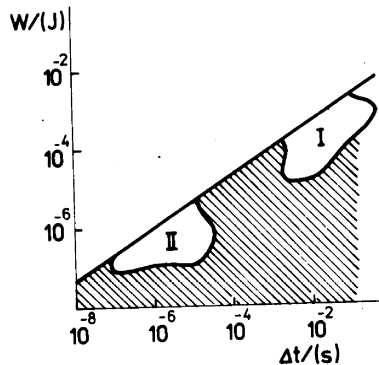
Obr. 44.11 VA charakteristika tunelové diody a její kvalitativní vysvětlení



Obr. 44.12 Absolutní a relativní minimum v pásové energetické struktuře GaAs

Nejjednodušší, i když jen kvalitativní výklad tohoto jevu nám může poskytnout pásová struktura spektra elektronů v polovodičích (diagramy na obr. 44.11). Při uvedeném legování se již podle podmínky (41.38) polovodič degeneruje na kov, proto i Fermiova hladina polovodiče získá význam jaký má v kovu, kde určuje prakticky maximální energii elektronů. V polovodiči se silně převládajícím elektronovým mechanismem přenosu náboje přejde Fermiova hladina až do vodivostního pásu, v polovodiči s opačným mechanismem vodivosti do valenčního pásu. V rovnováze, kdy PN přechodem neteče elektrický proud, vytvoří se energetická struktura se silně zakřivenými pásy a spojitou Fermiho hladinou (obr. 44.11b). Jakmile se připojí napětí ve zpětném směru, hladina asi 0,3 eV potřebnou na jeho dosažení, nastane jejich valenčních elektronů se proti hladině elektronů ve vodivostním páse zvýší (o hodnotu eU), proto valenční elektrony začnou "tunelovat" do neobsazených stavů ve vodivostním páse, jsou-li splněny podmínky tunelování podle vztahu (33.19). Tak vznikne elektrický proud ve zpětném směru (obr. 44.11a). Pro připojení malého napětí (do 1V) v přímém směru vznikne opačná situace, takže se objeví proud opačného znaménka (obr. 44.11c). Se zvyšováním napětí v přímém směru se však současně zmenšuje výška potenciálové bariéry, takže v energetické úrovni volných elektronů v oblasti typu N se objeví zakázaný pás energií. Tím se z části nebo v kritickém případě (obr. 44.11d) všem elektronům znemožní průchod bariérou, jelikož při tunelovém průchodu se nemění energie tunelujících částic. Elektrický proud proto se vzrůstem napětí klesá - teoreticky až na nulu, prakticky na velmi malou hodnotu. Při dalším vzrůstu napětí vzrůstá proud v přímém směru podobně jako v obyčejné diodě.

Tunelová dioda může pracovat do velmi



Obr. 43.13 Parametry elektrických pulzů používaných pro činnost paměťového prvku z amorfního polovodiče

ESAKI Leo, nar. r. 1925, japonský fyzik, věnující se především fyzice pevných látek - polovodičům, supravodivosti, tunelování, magnetizmu. Experimentálně objevil tunelování v polovodičích a sestrojil v r. 1957 tunelovou diodu (Nobelova cena r. 1974). R.1962 objevil jev silného narůstání magnetorezistence při určité hodnotě elektrického pole (Esakiův jev) a v r. 1966 objevil supravodivou energetickou mezeru v polovodičích.

Jedním z nejvýznamnějších využití Gunnovy diody je využití ve funkci generátoru mikrovln. Vznik těchto vln v Gunnově diodě je spojen s nábojovými fluktuacemi, které následkem popsání jevu přerůstají do tzv. domén velkého elektrického pole, které postupují od katody k anodě. Vznik domén si vysvětlujeme takto: v určitém místě v blízkosti katody se objeví nahodilá fluktuace elektrického náboje v podobě nadbytku elektronů. Jejich lokální elektrické pole za spolupůsobení vnějšího elektrického pole překročí kritickou velikost ($3 \cdot 10^5$ V/m), což vyvolá přechod elektronů do stavů charakteristických pro lokální minimum. Tím se jejich rychlost zmenší, takže odtok elektronů z místa poruchy se zabrzdí, zatímco přítok elektronů od katody pokračuje nezměněnou intenzitou. To má za následek, že se nábojová porucha neodstraní, naopak zesílí a přeroste do určité ohraničené oblasti prostorového náboje (domény), která se ve vnějším elektrickém poli posouvá k anodě prakticky rychlostí $v=bE$, kde pak zanikne. V následujícím okamžiku se vytvoří jiná doména v blízkosti katody a celý proces se opakuje, čímž vznikají Gunnovy oscilace. Jejich kmitočet je určen prakticky jen dobou průletu domény polovodičem

velkých kmitočetů, ale vyznačuje se jen velmi malými dovolenými výkony.

Již při zkoumání optických vlastností látek jsme uvedli, že energetické pásové schéma polovodičů může mít i velmi složitou strukturu. Za normálních podmínek jsou volné elektrony a díry přítomny jen v okolí dna vodivostního pásu, resp. v horním okraji valenčního pásu. Zdálo by se tedy, že skutečný "profil" těchto pásové ve větší vzdálenosti od těchto míst nemá žádný praktický význam. Na existenci vedlejšího minima ve vodivostním pásové GaAs (obr. 44.12) je totiž založená činnost v současnosti velmi rozšířená tzv. Gunnovy diody. Elektrony v tomto vedlejšímu minimu se vyznačují asi 200 - krát menší pohyblivostí než v hlavním elektrickém poli ($3 \cdot 10^5$ V/m), ve kterém elektrony získávají energii přesun do této oblasti.

Namísto očekávaného vzrůstu proudu s napětím se objeví jeho pokles. Vznikne oblast záporného diferenciálního odporu, kterou můžeme s výhodou využít v elektronice. Prvek, který tuto vlastnost využívá, se podle svého objevitele nazývá Gunnova dioda.

$$t_p = \frac{d}{v} = \frac{d}{bE}.$$

Z tohoto vyjádření dostáváme pro kmitočet $f=1/t_p$ vztah (44.24), podle kterého při $b=0,8 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ a $E=3 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1} \text{ V}$ a tloušťce polovodiče $d=0,1 \text{ mm}$ může Gunnova dioda generovat elektromagnetické vlny v oblasti GHz.

V článku o polovodičových a kovových sklech jsme upozornili na zajímavý jev vyskytující se v celé řadě nekystalických polovodičů, jehož výsledkem jsou VA charakteristiky znázorněné na obr. 41.31. Můžeme je prakticky využít ve dvou součástkách, které se obecně nazývají Ovonic diody (často také Ovshinského diody). Prvá využívá tzv. paměťový jev (VA charakteristika ABCA na obr. 41.31). Podařilo se dokázat, že činnost tohoto prvku, který se označuje i znakem OMS (Ovonic Memory System) je založena na fázovém přechodu z nekystalického do krystalického stavu a naopak. V polovodičovém skle se lehce vytvoří podmínky pro intenzivní lokální ohřev elektrickým proudem, takže v úzkém kanálku (tzv. filamentu) se zvýší teplota na bod krystalizace a amorfní látka v tomto objemu vykrytalizuje. V tomto stavu má součástka stabilně malý elektrický odpor. Jestliže takový kanálek roztavíme (dostatečně výkonným pulsem elektrického proudu) a vytvoříme podmínky pro rychlé chladnutí, látka se v místě kanálku stane znovu amorfní a vrátí se tak do stavu s velkým elektrickým odporem. Paměťová Ovonic dioda se tedy vyznačuje dvěma stabilními stavy, které můžeme s výhodou využít při konstrukci paměti počítačů. V této funkci pracuje uvedená součástka následovně: předpokládáme, že prvek je ve stavu s velkým elektrickým odporem. Aplikací pulsu z oblasti II vyznačené na obr. 44.13 ho přivedeme do vodivého stavu. Energie pulsu musí být od 10^{-5} do 10^{-3} J, čas trvání pulsu od $5 \cdot 10^{-3}$ do 1s. Puls z oblasti I na obr. 44.13 přivede prvek zpět do stavu s velkým odporem. Jestliže použijeme pulsy z vyšrafované oblasti ze stejného obrázku, stav prvku se nezmění. Tyto pulsy se používají jako tzv. čtecí pulsy, protože poskytují informace o stavu, ve kterém se prvek nachází. Pulsy z oblasti nad souvislou čarou by mohly způsobit zničení prvku.

Uvedené údaje se vztahují na paměťové prvky vyrobené z polovodičového skla typu $\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Si}_{12}\text{Ge}_{10}$, avšak je možno je vyrobit i z jiných nekystalických látek. Jestliže je obsah As o něco vyšší, chová se prvek vyrobený z uvedeného skla jako spínač s VA charakteristikou ABCDEA na obr. 44.13. Kritické napětí, při kterém vznikne přepnutí, závisí na tloušťce a pohybuje se od 2 do 300 V. Čas překlopení se skládá ze dvou složek: z času potřebného na přípravu spínače a z času vlastního přepnutí. První čas má hodnotu řádově 10^{-6} s a je funkcí napětí na prvku, druhý čas jen řádově 10^{-9} s.

Kromě vážného praktického významu mají Gunnova a Ovshinského dioda význam i jako kvalitativně nové typy elektronických součástek, jejichž činnost je již dosti podobná mechanismu prvků tzv. biologické elektroniky, protože jejich činnost je vázána na vytvoření stavu velmi vzdáleného od termodynamické rovnováhy. Můžeme proto o nich hovořit jako o určitých modelech biologické "elektroniky".

44.5 Měníče tepelné a zářivé energie na elektrickou

V současném období celosvětové energetické krize se hledají všechny prostředky, pomocí kterých by bylo možno přeměnit některé formy energie (např. světlo a teplo) přímo na elektrickou energii. Pozitivní úloha v tomto směru připadla dvěma polovodičovým prvkům - termočlátku a fotočlátku, které sestavené do větších celků (v podobě tzv. termobaterií a slunečních baterií) mohou vykonávat funkci výhodných zdrojů elektrické energie pro tzv. malou spotřebu v domácnostech, na lodích, v letadlech, na družicích apod. Kvalitativně vlastnosti těchto prvků uvádějí věty 44.12 až 44.15.

44.12

Účinnost polovodičového termočlátku z hlediska přeměny tepelné energie na elektrickou závisí kromě rozdílu teplot na kontaktech na hodnotě materiálového parametru

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda}, \quad (44.25)$$

kde α je Seebeckův součinitel, σ je měrná elektrická vodivost a γ je měrná tepelná vodivost použitého materiálu.

44.13

VA charakteristika osvětleného PN přechodu fotovoltaického článku má tvar

$$I = I_{os} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - eg(L_n + L_p)S, \quad (44.26)$$

kde U je napětí na fotočlátku, g je činitel fotogenerace, S je průřez a L_n resp. L_p jsou difúzní délky elektronů a děr. I_{os} představuje intenzitu závěrného proudu.

44.14

Elektromotorické napětí fotovoltaického článku s PN přechodem je určeno vztahem

K přímé přeměně tepelné energie na elektrickou můžeme nejvýhodněji použít termočlátkový okruh vytvořený ze dvou polovodičů s opačným typem vodivosti (obr. 44.14) a vhodně přizpůsobené zátěže. Jsou-li příslušné Seebeckovy součinitele obou materiálů α_{2m} a α_p , výsledné termoelektromotorické napětí je určeno vztahem

$$\epsilon = (\alpha_n + \alpha_p)(T_2 - T_1) = \alpha(T_2 - T_1). \quad (44.29)$$

Jestliže termočlánek pracuje do zátěže, tj. jestliže jím prochází elektrický proud, přidružuje se k Seebeckovu jevu i Peltirův a Thomsonův jev. Poslední z nich je však zanedbatelný. proto ho nebudeme v dalším uvažovat. Účinnost termočlátku definujeme jako podíl výkonu na zátěži $R_z I^2$ a tepla dodávaného teplejšímu spoji Q , tj.

$$\eta = \frac{R_z I^2}{Q}. \quad (44.30)$$

Teplo Q vystupující v této definici se skládá ze tří složek

1. Část tepla Q_1 odchází vedením přes polovodič z teplejšího na chladnější spoj. Jsou-li příslušné tepelné vodivosti λ_n a λ_p průřezy S_n a S_p , jejich délka ℓ , můžeme zřejmě psát

$$\epsilon_f = \frac{kT}{e} \ln \left[1 + \frac{eg(L_n + L_p)}{i_{os}} \right] \quad (44.27)$$

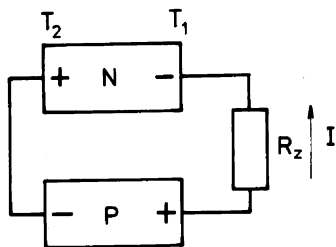
kde i_{os} je hustota závěrného proudu.

44.15

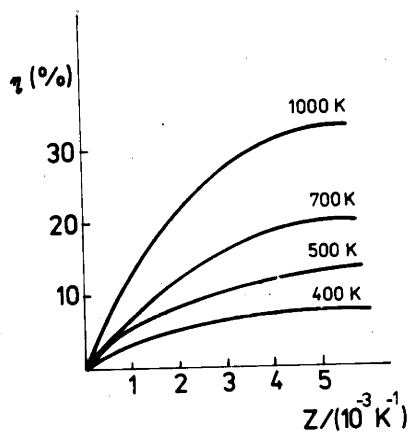
Účinnost fotovoltaiického článku s PN přechodem je určena vztahem

$$\eta = \frac{\epsilon_f^2}{\Delta W g(L_n + L_p) S R_z}, \quad (44.28)$$

kde ϵ_f je fotoelektromotorické napětí, ΔW je energie potřebná na vytvoření páru elektron - díra fotogenerací a R_z je odpor zátěže.



Obr. 44.14 Termoelektrický měnič energie



Obr. 44.15 Účinnost termoelektrických měničů v závislosti na Z parametru a teplotě

$$Q_1 = (\lambda_n S_n + \lambda_p S_p) \frac{T_1 - T_2}{l} = K(T_1 - T_2) \quad (44.31)$$

2. Část tepla Q_2 se ztrácí ve formě Peltierova tepla. Pomocí vztahu (43.2) a (43.4) ho můžeme vyjádřit ve tvaru

$$Q_2 = \alpha T_1 I. \quad (44.32)$$

3. Část tepla Q_3 se vrací zpět teplejšímu spoji v podobě Jouleova tepla. Jelikož stejné teplo vzniká i na studenějším konci termočlánku, můžeme do tepla Q_3 zakalkulovat jen polovinu celkového v polovodičích vznikajícího Jouleova tepla, tj.

$$Q_3 = \frac{1}{2} (R_n + R_p) I^2 = \frac{1}{2} R I^2, \quad (44.33)$$

kde R je celkový odpor polovodičů. Elektrický proud protékající obvodem je určen vztahem

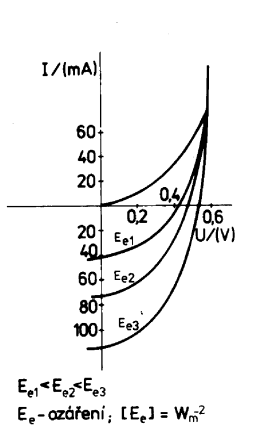
$$I = \frac{\epsilon_{of}}{R + R_z} = \frac{\alpha(T_1 - T_2)}{R + R_z}. \quad (44.34)$$

Jelikož teplejšímu spoji musíme dodávat teplo $Q = Q_1 + Q_2 - Q_3$, můžeme účinnost termočlánku (44.30) s ohledem na vztahy (44.31) až (44.33) vyjádřit ve tvaru

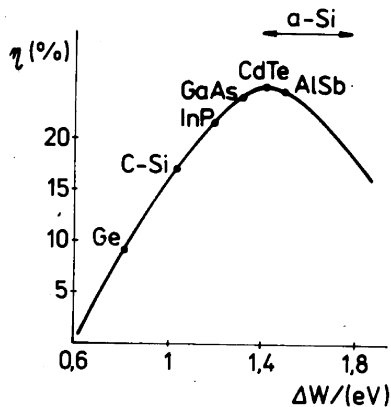
$$\eta = A \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (44.35)$$

kde součinitel A je funkce

$$A = \frac{1}{1 + \frac{1}{m} \left(1 - \frac{T_1 - T_2}{2T_1} \right) + \frac{KR(m+1)^2}{\alpha^2 T_1 m}}$$



Obr. 44.16 VA charakteristiky fotovoltaického článku v závislosti na osvětlení E



Obr. 44.17 Závislost teoretické účinnosti fotovoltaických článků na šířce zakázaného pásu ΔW polovodiče, C-Si-krytalický křemík a-Si amorfní křemík

přičemž jsme písmenem m označili poměr $m=R_2/R$. Účinnost termočlánku je tedy maximální tehdy, jestliže součinitel A má maximální hodnotu. Je vidět, že součinitel A můžeme zvětšit volbou plochy S polovodiče (a tím i jeho odporu R) a velikostí odporu zátěže R_Z . Z hlediska materiálových konstant je však zřejmé, že součinitel A bude nabývat maximálních hodnot, jestliže veličina

$$Z' = \frac{\alpha^2}{KR}$$

bude nabývat maximální hodnoty. Vzhledem k významu symbolů K a R lehce dojdeme k závěru, že účinnost termočlánku je tím větší, čím větší hodnotu má charakteristický parametr definovaný vztahem (44.25). Závislost účinnosti na hodnotě tohoto parametru a teplotě na teplejším spoji termočlánku (při pokojové teplotě na studeném spoji) udává obr. 44.15. Z něho vyplývá, že v úvahu přicházejí jen takové materiály, ve kterých je parametr $Z > 10^{-3} K^{-1}$. Tomuto požadavku vyhovují např. polovodiče Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 atd. navíc s příměsemi těžkých atomů, které zabezpečují účinnost temobaterií 7 až 10%. Jelikož naděje na objevení materiálu se Z parametrem řádově $10^{-2} K^{-1}$ se nesplnily, termoelektrická přeměna tepelné energie na elektrickou pomocí polovodičů se v současnosti dostala do ústraní.

Daleko více se vkládá nadějí do tzv. slunečních baterií, které proměňují sluneční energii na elektrickou. Zdá se, že právem, protože na každý $1 m^2$ osvětlené plochy dopadá (při kolmém dopadu) za každou 1 s asi $750 J$ energie. Její efektivní přeměnou na elektrickou energii bychom mohli značně zlepšit současnou energetickou situací. Jako transformátory této energie na elektrickou přicházejí v úvahu prakticky zase jen polovodiče, protože v nich jsou, jak jsme viděli např. v článku o optických vlastnostech, ideální podmínky pro absorpci světla. Jen absorpce by však problém nevyřešila. Má-li

docházet ke generaci elektromotorického napětí, musí se pohlceným světlem uvolněné nosiče, tj. elektrony a díry od sebe oddělit. Tuto úlohu může vykonávat elektrické pole existující v PN přechodu, proto polovodič s PN přechodem se jeví z tohoto hlediska jako velmi vhodný prvek. Najdeme proto nyní zákonitosti platné pro osvětlený PN přechod. Nejdůležitější charakteristikou v uvažovaném případě je VA charakteristika, proto se pokusíme najít její analytické vyjádření.

Při výpočtu VA charakteristiky osvětleného PN přechodu můžeme postupovat úplně stejně jako při odvozování pro neosvětlený PN přechod (článek 44.1), jen v tomto případě nemůžeme rovnici (41.98), ze které vznikla rovnice (44.88a) položit $g_n=0$. Místo rovnice (44.88) dostaneme proto v tomto případě rovnici

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{1}{L_n^2} (n - n_{op}) + \frac{\tau n}{L_n^2} \cdot g_n = 0$$

s řešením

$$n = n_{op} + \tau_n g_n + C_1 e^{-\frac{x}{L_n}} + C_2 e^{+\frac{x}{L_n}}.$$

Konstanty C_1 a C_2 určíme ze stejných podmínek jako v případě neosvětleného PN přechodu a analogickým postupem dostaneme i vyjádření hustoty elektrického proudu protékajícího osvětleným PN přechodem.

$$i = e(g_n L_n + g_p L_p) + i_{os} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right).$$

Po vynásobení průřezem S a po uvážení, že při vlastní absorpci je $g_n = g_p = g$, dostaneme z tohoto vyjádření VA charakteristiku ve tvaru (44.26). Několik VA charakteristik vyjádřených touto funkcí pro několik hodnot ozáření E_e je uvedeno na obr. 44.16.

Z vyjádření (44.26) vyplývá, že fotoelektromotorické napětí na osvětleném PN přechodě (měřené při $i=0$) je skutečně určeno vztahem (44.27), a tzv. proud nakrátko (při položení $U=0$) je vyjádřen vztahem

$$I_g = -eSg(L_n - L_p).$$

Tento proud je vytvořen přechodem všech světlem generovaných nosičů náboje k elektrodám.

Účinnost fotovoltaického článku vyjádříme podobně jako v případě termočlánku, tj. podílem výkonu na zátěži I a příkonu záření (světla), který můžeme vyjádřit součinem počtu za jednotku času uvolněných párů nosičů náboje (tj. I_g/e) a energie ΔW nutné na uvolnění jednoho páru. Dostaneme tak vztah

$$\eta = \frac{e\epsilon_f I}{\Delta W I_g} = - \frac{\epsilon_f^2}{\Delta W g S (L_n + L_p) R_z},$$

tj. vztah (44.28). Podobně jako v případě termočlánku je možno účinnost fotovoltického článku optimalizovat s ohledem na volbu zátěže a s ohledem na volbu materiálových konstant. Tento úkol je dosti obtížný a může se řešit jen numericky. Výsledky poskytuje obr. 44.17. Podle něho nejvýhodnějšími materiály k využití ve slunečních bateriích jsou polovodiče se šířkou zakázaného pásu kolem 1,3 eV (GaAs, GaAl, InP), které by mohly zabezpečovat (technickou) účinnost do 20%. Ve skutečnosti při reálných výpočtech nutno vzít v úvahu ztráty vznikající např. rekombinací nosičů náboje, neúčinnou absorpcí, odporem neosvětlené části polovodiče atd., takže reálná účinnost je o několik procent nižší než teoreticky vypočítaná.

Zatím největší překážkou je poměrně vysoká cena vhodných materiálů, proto se výzkum v současnosti orientuje na hledání laciných materiálů, např. amorfni a polykrystalický křemík apod.