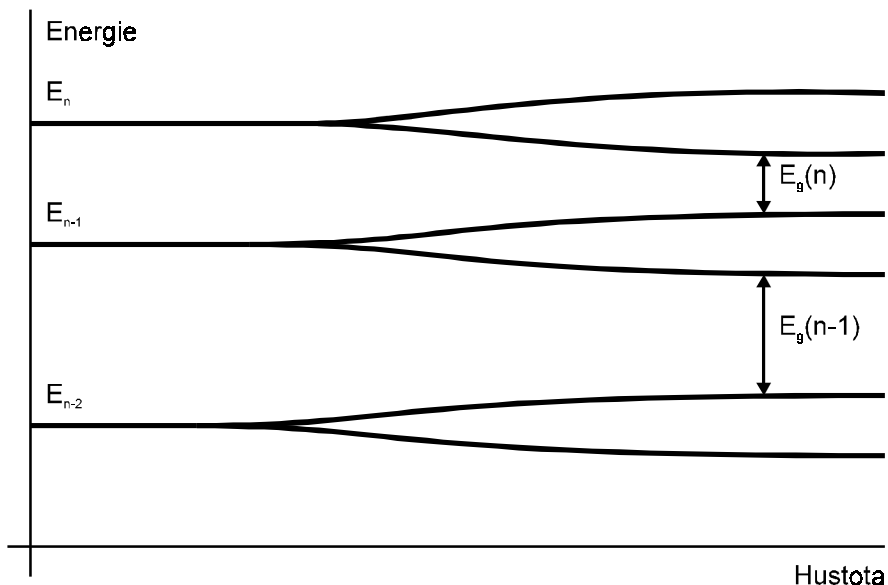


2. Polovodičové prvky, jejich principy, vlastnosti a užití

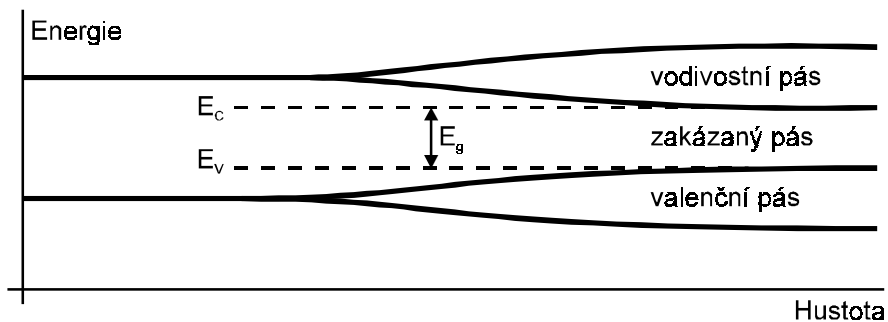
2.1 Úvod

Je známo, že v izolovaném atomu může energie elektronu nabývat pouze jistých diskrétních hodnot. Jestliže budeme uvažovat soustavu s více atomy a jejich vzájemnou vzdálenost budeme snižovat - čili budeme zvětšovat hustotu atomů, dostaneme jako výsledek, že v tomto případě budou možné energie elektronů se nacházet v jistých pásech. Situaci nám ukazuje následující obrázek :



Obr. 2.1-1

Pásky možných energetických stavů jsou odděleny tzv. zakázanými pásky. Pro naše účely se budeme zabývat pouze posledními dvěma pásky s nejvyššími energiemi. Tyto dva pásky budeme nazývat pás valenční a pás vodivostní.



Obr. 2.1-2

Pevné látky, to jest látky s velikou hustotou atomů v příslušném objemu, potom můžeme dělit na vodiče, které nemají zakázaný pás, izolanty, pro které je velikost zakázaného pásu větší než 5 eV a polovodiče, jejichž zakázaný pás je menší - tedy $E_g = E_c - E_v < 5 \text{ eV}$.

Uvažujme nyní čistý polovodič / monokrystal / , to znamená, že v celém uvažovaném objemu se nacházejí stejné atomy (např. Ge nebo Si). Při teplotě absolutní nuly se budou všechny elektrony nacházet ve valenčním pásu, který bude zcela zaplněn a žádný elektron nebude mít energii odpovídající zcela prázdnému vodivostnímu pásu. Budeme-li nyní zvyšovat teplotu, tj. dodávat energii elektronům ve valenčním pásu, je pravděpodobné, že některé získají

takovou energii, která odpovídá dovoleným energiím vodivostního pásu. Budeme říkat, že tyto elektrony se nacházejí ve vodivostním pásu. Za tohoto stavu, kdy máme částečně zaplněný vodivostní pás a částečně prázdný valenční pás - jakýkoliv elektron, nacházející se ve vodivostním pásu je ten, který opustil valenční pás a tedy v něm chybí - stačí slabé elektrické pole, aby se elektrony ve vodivostním pásu začaly pohybovat ve směru třeba x . Totéž se ovšem může dít i ve valenčním pásu. Situaci bychom museli tedy popisovat jako pohyb elektronů ve vodivostním pásu - čili proudová hustota je

$$J_{cb} = \frac{I}{A} = \sum_{\text{vod.pás}} (-q) \cdot v_i \quad (2.1.1)$$

a pohybu všech elektronů ve valenčním pásu

$$J_{vb} = \frac{I}{A} = \sum_{\text{val.pás}} (-q) \cdot v_i \quad (2.1.2)$$

Protože máme mnoho elektronů ve valenčním pásu a jenom málo volných stavů, bude jednodušší popisovat vedení proudu ve valenčním pásu jako výsledek interakce elektronů s těmito volnými stavy než popisovat pohyb všech elektronů ve valenčním pásu. Matematicky můžeme popsat proud ve valenčním pásu, který by mohl téci, kdyby valenční pás byl zcela zaplněn minus ten, který je spojen s chybějícími elektrony, čili

$$J_{vb} = \sum_{\text{val.pás}} (-q) \cdot v_i = \sum_{\text{zaplněný val.pás}} (-q) \cdot v_i - \sum_{\text{volné stavy}} (-q) \cdot v_i$$

V úplně zaplněném valenčním pásu však k žádnému pohybu elektronů dojít nemůže, a proto první člen je nulový. Výsledný proud je proto dán jako pohyb náboje přes volné stavy a můžeme proto uvažovat o tom, jakoby to byla částice s kladným nábojem $+q$.

$$J_{vb} = 0 - \sum_{\text{volné stavy}} (-q) \cdot v_i = \sum_{\text{volné stavy}} qv_i \quad (2.1.3)$$

Těmto myšleným částicím budeme říkat díry. Elektrický proud v čistém polovodiči je tedy dán součtem proudu elektronů ve vodivostním pásu a proudu děr ve valenčním pásu. Jak ale budou v těchto pásech elektrony a díry rozloženy, vyplyne z následující úvahy.

Víme, že elektrony - tedy i díry - se řídí Pauliho vylučovacím principem a pro takové částice byla odvozena rozdělovací funkce Fermi - Diracova

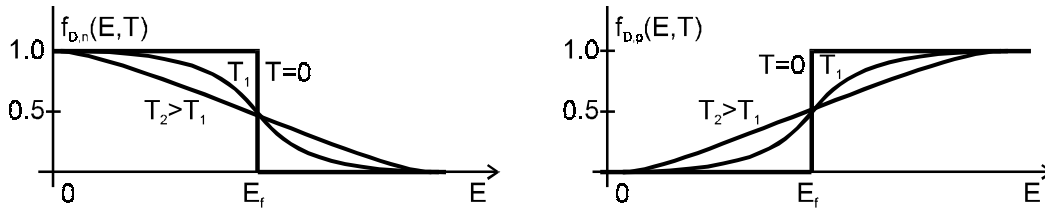
$$f_{D,n}(E, T) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_f) / kT]} \quad (2.1.4)$$

kde k - Boltzmanova konstanta $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}^\circ\text{K}^{-1} = 8,62 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^\circ\text{K}^{-1}$

Protože díra znamená nepřítomnost elektronu / jistota - pravděpodobnost elektronů = pravděpodobnost prázdného stavu / , platí pro díry

$$f_{D,p}(E, T) = 1 - f_{D,n}(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left[-(E - E_f) / kT\right]} \quad (2.1.5)$$

V těchto vztazích značí E_f tzv. Fermiho energii nebo Fermiho úroveň. Bude-li $E = E_f$, bude v obou případech $E_{D,n} = E_{D,p} = 1/2$. Tyto funkce máme zobrazeny na následujícím obrázku



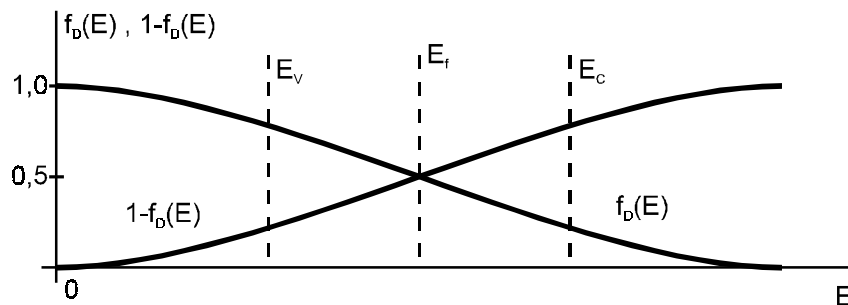
Obr. 2.1-3

Toto je ovšem pouze pravděpodobné rozložení energií. Počet částic - elektronů nebo děr bude ještě záviset na tom, kolik je pro danou energii stavů možných. Odpověď nám dává kvantová teorie tím, že lze spočítat hustotu možných stavů v závislosti na energii $g(E)$. Rozložení elektronů a děr bude tedy dáno součinem Fermi - Dirakovy funkce a funkce hustoty stavů.

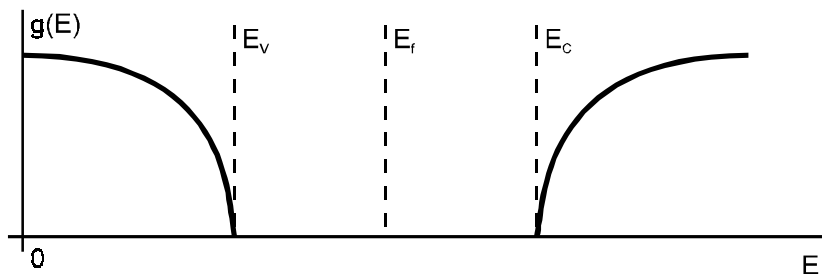
$$g(E) = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E - E_C)^{1/2} \quad \text{pro elektrony ve vodivostním pásu}$$

$$g(E) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} (E_V - E)^{1/2} \quad \text{pro díry ve valenčním pásu}$$

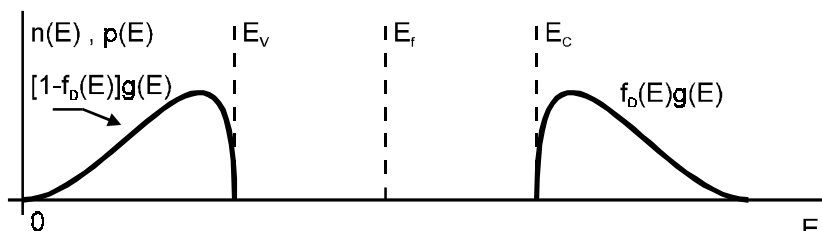
Pro čistý - vlastní - intrinsický - polovodič máme toto rozložení na dalším obrázku.



Obr. 2.1-4

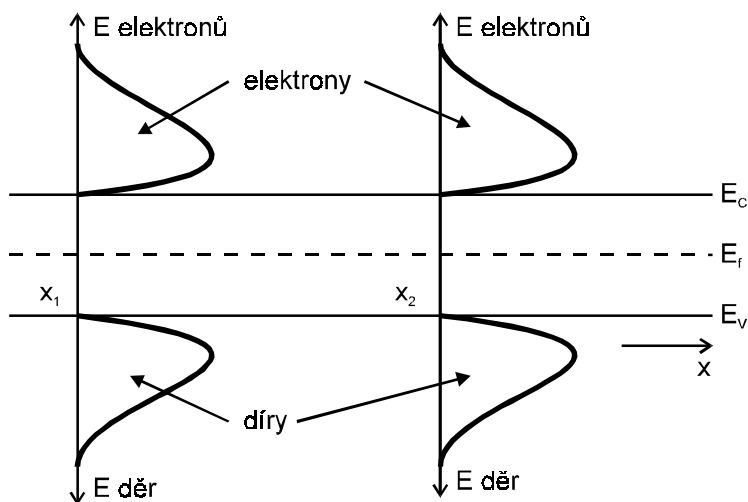


Obr. 2.1-5



Obr. 2.1-6

Často za pomoci pásových diagramů sledujeme rozložení nosičů v monokrystalu polovodiče. Abychom situaci zjednodušili, budeme uvažovat pouze jeden směr (jeden prostorový rozměr) např. označený x . Potom pásový diagram našeho monokrystalu polovodiče bude spolu s rozložením částic / elektronů a děr / vypadat dle Obr. 2.1-7

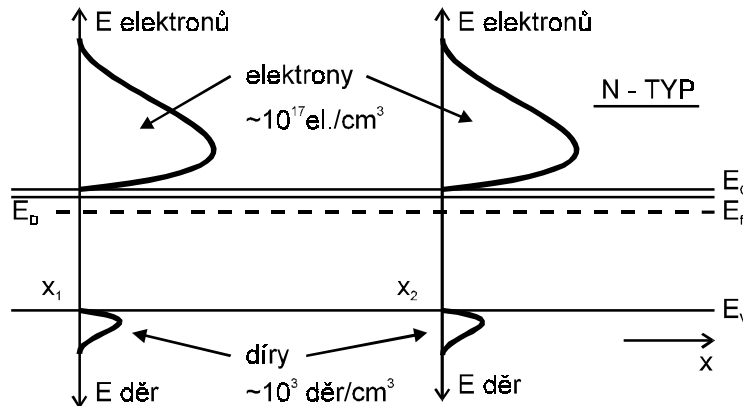


Obr. 2.1-7

V homogenním vlastním polovodiči při stejné teplotě bude rozložení nosičů všude stejné.

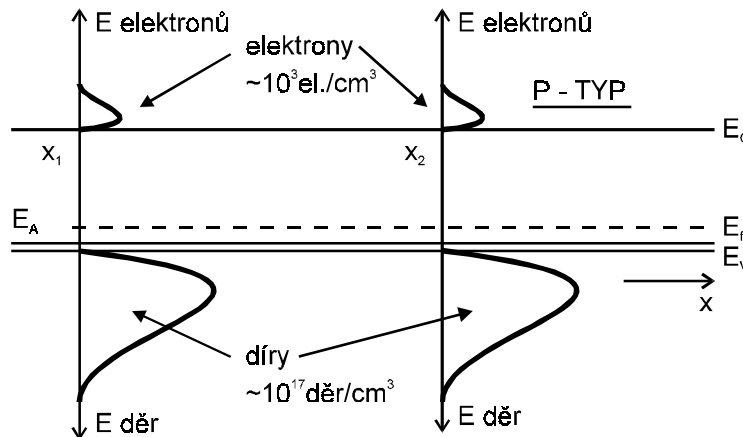
Představme si situaci, že velice malý počet atomů polovodiče nyní nahradíme atomy prvků, které mají o jeden elektron více nebo méně než náš polovodič. Budou to tedy prvky z vedlejších sloupců Mendělejevovy tabulky. Stačí poměrně velmi malá energie k tomu, aby se nadbytečný elektron uvolnil a stal se vlastně elektronem ve vodivostním pásu polovodiče. Bohatě stačí teplota kolem $100\text{ }^\circ\text{K}$, aby k tomuto jevu došlo. Protože atomy takovýchto příměsí jsou velice řídky rozloženy v polovodiči / $1 : 10^6$ až 10^7 /, budou v našem pásovém diagramu vytvářet jednu diskretní úroveň těsně pod hranou vodivostního pásu. Pokus bychom však hustotu příměsí zvyšovali, došlo by opět k rozštěpení hladin a k vytvoření pásu dovolených energií příměsí. Protože takovéto příměsí / např. As / dodávají do vodivostního

pásu elektrony, nazýváme prvky tohoto pásu donory. Naopak prvky ze třetího sloupce Mendělejevovy tabulky budou přebírat elektron z valenčního pásu - jejich diskrétní úroveň se tedy bude nacházet těsně nad hranou E_V valenčního pásu. Protože již při teplotě 100 °K a vyšší přijmou tyto atomy elektron z valenčního pásu, nazýváme je akceptory / např. B / . Tímto postupem můžeme vytvořit dva typy polovodičů - polovodič obsahující donory, kde budou hlavní roli hrát elektrony, protože jich bude ve vodivostním pásu prakticky tolik, kolik bude atomů donorů a menší minoritní roli budou hrát díry ve valenčním pásu. Situace bude podle Obr. 2.1-8 .



Obr. 2.1-8

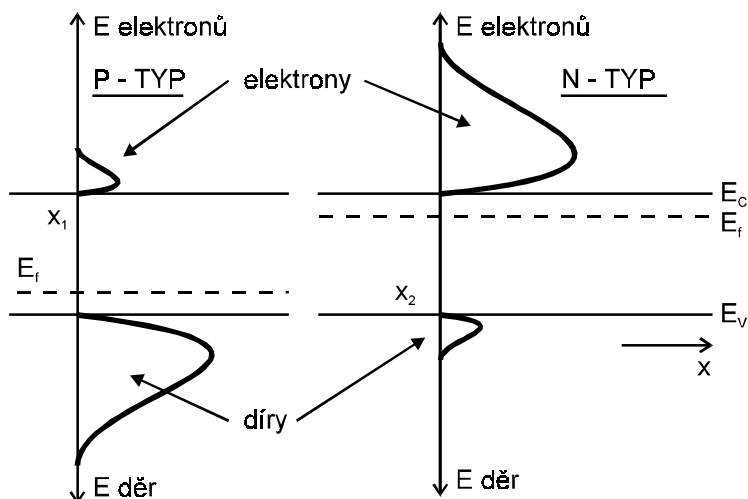
Fermiho úroveň již nebude uprostřed zakázaného pásu, ale posune se blíže k vodivostnímu pásu. Polovodič tohoto typu má tedy majoritní nosiče elektrony - označujeme jej jako n - typ a minoritní nosiče jsou díry. Obrácená situace nastává v případě, budeme-li uvažovat akceptorový typ. Zde budou majoritními nosiči díry a minoritními elektrony. Situace bude podle následujícího obrázku - připomínáme, že pro díry je větší energie směrem dolů, protože má obrácený náboj.



Obr. 2.1-9

Tento typ polovodiče označujeme jako p - typ. Jeho Fermiho úroveň se nachází někde mezi středem zakázaného pásu a horní hranou valenčního pásu E_V .

Uvažujme nyní, že jsme vytvořili oba typy polovodiče čili p - typ a n - typ a tyto polovodiče spojíme. Nastalou situaci máme na Obr. 2.1-10 .



Obr. 2.1-10

V polovodiči vzniká elektrický proud tam, kde je přítomno elektrické pole nebo tam, kde existuje nenulový gradient koncentrace nosičů. Prvnímu typu proudu říkáme proud driftový /unášivý/, druhý typ je proud difuzní. V našem případě zatím neuvažujeme žádné elektrické pole, ale máme zřejmě nenulový gradient koncentrace jak elektronů tak i děr. Difuzní tok se řídí Fickovým zákonem

$$F = -D \frac{dn}{dx} \quad (2.1.6)$$

Potom proudová hustota bude

$$J_{dif,n} = -qF = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.1.7)$$

Pro díry bychom dostali

$$J_{dif,p} = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.1.8)$$

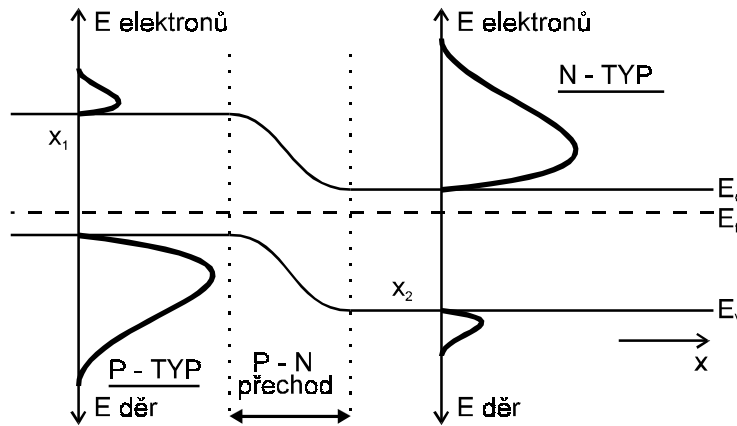
Uvažujme velikost difuzního proudu pro případ germania n a p typu. Bude-li např. $n_n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ a tato změna se bude dít ve vzdálenosti $l = 10^{-4} \text{ cm} = 1 \text{ } \mu\text{m}$, bude proudová hustota / podobně i pro díry /

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 100 \cdot \frac{10^{17} - 10^{10}}{10^{-4}} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ A / cm}^2$$

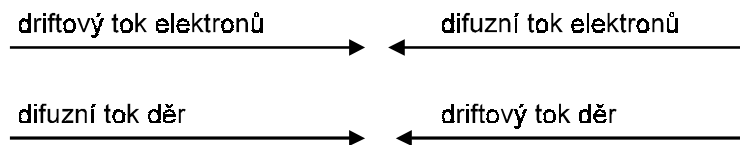
V našich polovodičích (spojených) však žádný proud neteče, natož takto veliký. Znamená to, že nutně musí téci proud opačného smyslu a stejně veliký. Může to být jenom proud driftový, to znamená v místě styku musí vzniknout elektrické pole, které způsobí zakřivení pásů. Lze ukázat, že podmínkou nulového výsledného proudu je to, že Fermiho úroveň v celém systému je konstantní. Náš výsledný pásový diagram nebude tedy vypadat jak byl nakreslen, ale bude mít konstantní Fermiho úroveň a bude vypadat tak, jak je na následujícím Obr. 2.1-11 .

Intenzita elektrického pole \vec{E} je dána gradientem potenciálu, tj. platí

$$\vec{E} = -\text{grad}\Phi \quad \text{a} \quad E_x = -\frac{d\Phi}{dx} \quad (2.1.9)$$



Obr. 2.1-11



Mezi energií (potenciální - elektron nacházející se na hraně E_C má pouze potenciální energii) a elektrickým potenciálem je vztah

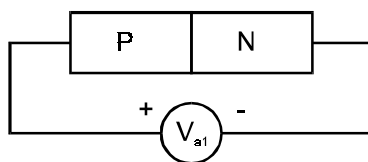
$$q\Phi = -E \quad \Rightarrow \quad \Phi = -E / q \quad (2.1.10)$$

Elektrické pole je dáno záporně vzatým gradientem potenciálu

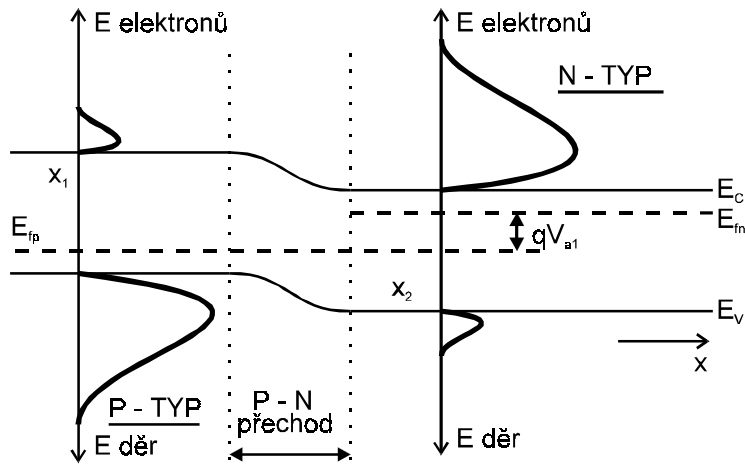
$$\text{grad}\Phi = -\frac{1}{q} \text{grad} E \quad \Rightarrow \quad E_x = \frac{1}{q} \frac{dE_C}{dx} \quad (2.1.11)$$

Z této úvahy plynou dva důležité poznatky. Náš pásový diagram odráží i průběh potenciálu v závislosti na souřadnici. Všude tam, kde dochází k ohybu pásů - tedy kde $\frac{dE_C}{dx} \neq 0$, vzniká elektrické pole. Připojíme-li nyní k našemu p - n přechodu vnější zdroj stejnosměrného napětí, mohou nastat dva případy :

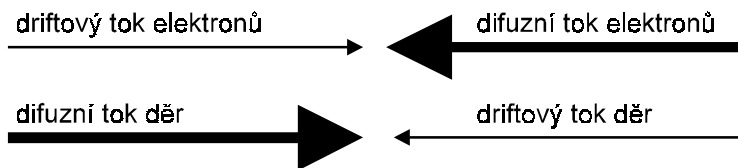
a / Příklad tzv. přímého směru, kdy se bariéra sníží



Obr. 2.1-12

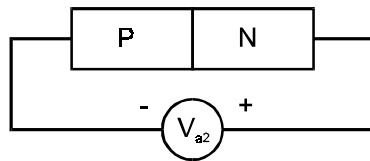


Obr. 2.1-13

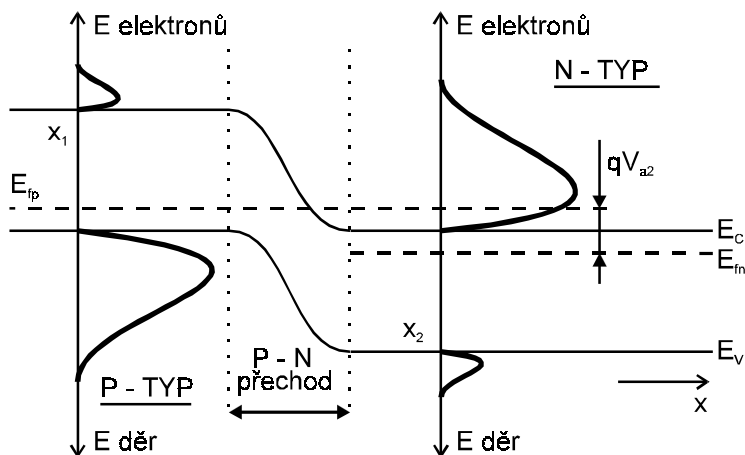


V tomto případě tedy difuzní proudy elektronů a děr převyšují driftové proudy - diodou (p - n přechodem) protéká velký proud v závislosti na přiloženém napětí.

b/ Příklad opačné polarity



Obr. 2.1-14



Obr. 2.1-15



V tomto případě tečou pouze velice malé proudy minoritních nosičů a tyto proudy pro větší V_{a2} prakticky na jeho velikosti nebudou závislé.

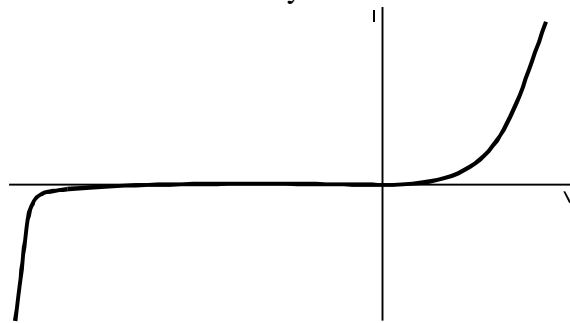
Toto je tedy vysvětlení základních fyzikálních dějů v p - n přechodu čili v polovodičových diodách.

2.2 Polovodičové diody

Ideální charakteristiku polovodičové diody je možné odvodit ve tvaru

$$I = I_s \left(e^{qV / kT} - 1 \right) \quad (2.2.1)$$

kde V je přiložené napětí, q - náboj elektronu, k - Boltzmanova konstanta, T - teplota ve $^{\circ}\text{K}$, I_s - tzv. saturační proud diody a I je protékající proud. Charakteristika je zobrazena na dalším obrázku spolu s charakteristikou reálné diody.



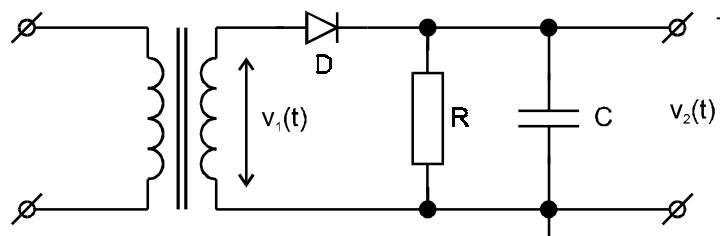
Obr. 2.2-1

Reálná dioda se oproti ideální liší hlavně ve dvou oblastech :

- V oblasti přímého směru pro velké proudy přestává být charakteristika exponenciální a blíží se spíše lineární závislosti. Příčiny jsou způsobeny konečnými odpory kontaktů diody a vysokou injekcí minoritních nosičů a tedy i změnou počtu nosičů majoritních.
- V oblasti velkých závěrných napětí v důsledku silného elektrického pole v přechodové oblasti dochází k nárazové ionizaci a lavinovému násobení počtu nosičů a tím i prudkému vzrůstu proudu. V silně dopovaných p - n přechodech může být elektrické pole tak silné / až 10^7 V/cm / , že ruší vazby elektronů, což kvantová teorie modeluje tzv. tunelovým jevem objevil Zener ; od toho název Zenerovy diody pro oba typy.

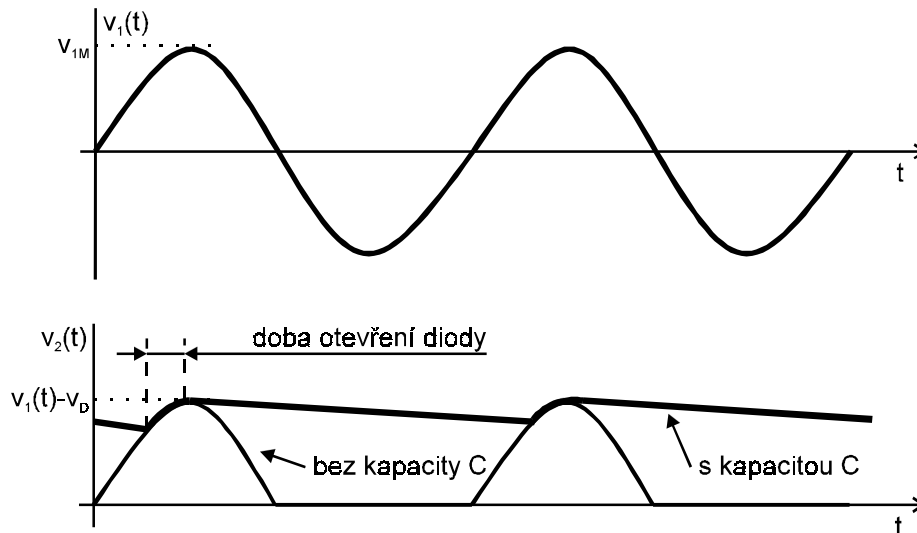
Využití p - n přechodů diod je velice široké. Běžně se užívají k usměrňování střídavého proudu.

Jednocestný usměrňovač



Obr. 2.2-2

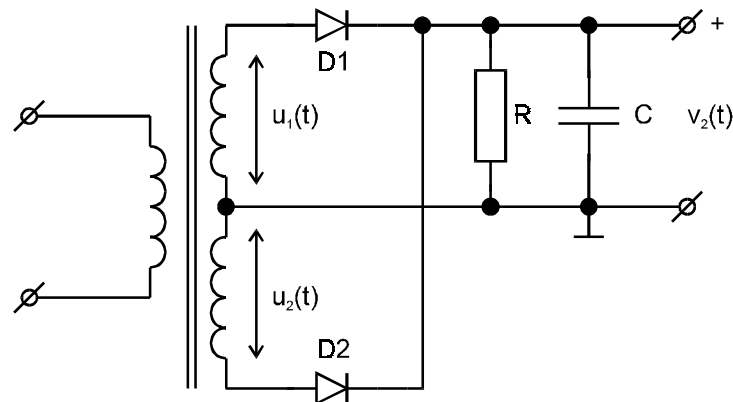
Průběhy



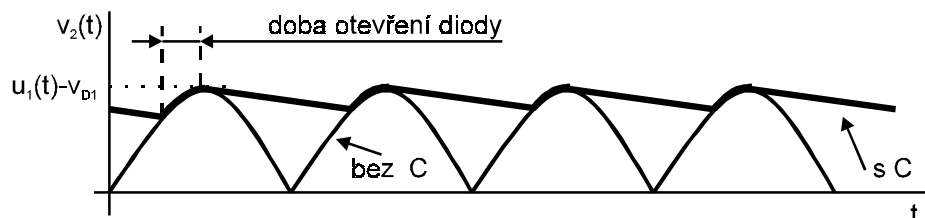
Obr. 2.2-3

Nevýhody : Po dlouhou dobu / víc než půlperioda / dodává proud kapacita, proto je toto zapojení vhodné jen pro malé odebírané proudy nebo tam, kde nevadí velké zvlnění. Inverzní napětí na diodě je zhruba $2 V_M = 3 V_{ef}$. Dále se projevuje výrazné stejnosměrné sycení jádra transformátoru.

Dvoucestné usměrnění



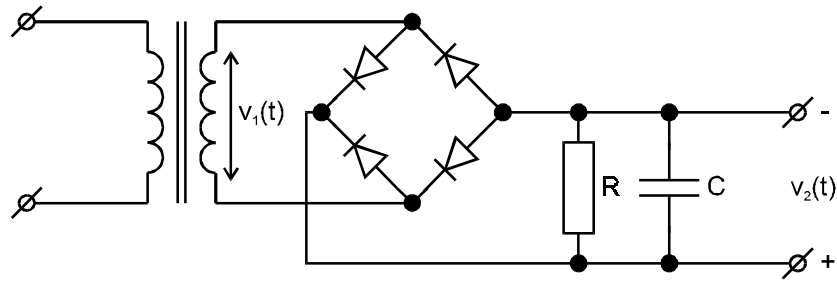
Obr. 2.2-4



Obr. 2.2-5

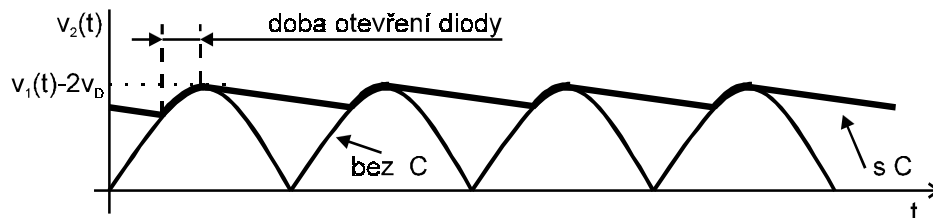
Nevýhody : Dvě shodná vinutí na transformátoru ; dvojnásobný počet diod ; inverzní napětí diod jako v případě jednocestného usměrňovače.

Zejména tíživě působí složitost transformátorů, a proto se pro běžné účely užívá tzv. můstkové nebo také podle tvůrce - Graetzovo zapojení, které je na následujícím obrázku.



Obr. 2.2-6

Průběhy

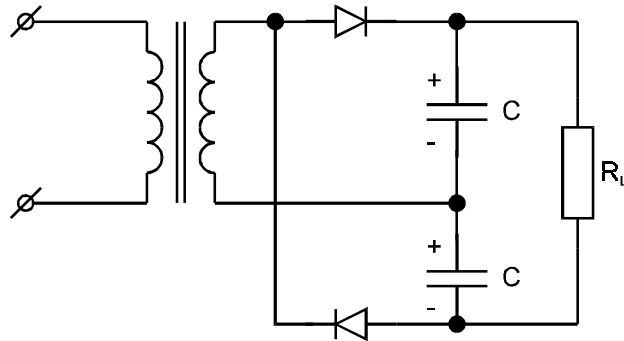


Obr. 2.2-7

Nevýhody a vlastnosti : Musíme užít čtyř diod / v dnešní době to není na závadu - vyrábějí se levné bloky ; nejdražší je trafo / ; není zde stejnosměrná magnetizace jádra transformátoru ; inverzní napětí diod je U_{1M} ; nejčastěji používané zapojení pro obecné použití.

Pro malé odběry je možné použít tzv. násobičů napětí - šetří se tím vinutí trafo, ale je možné odebírat pouze malé proudy. Nejvíce se užívá v osciloskopech a televizorech pro získávání napětí řádu kV. Zapojení je na následujícím obrázku.

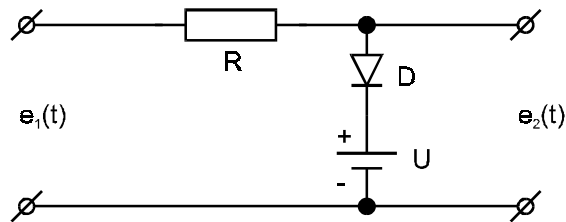
Dvojnásobič napětí



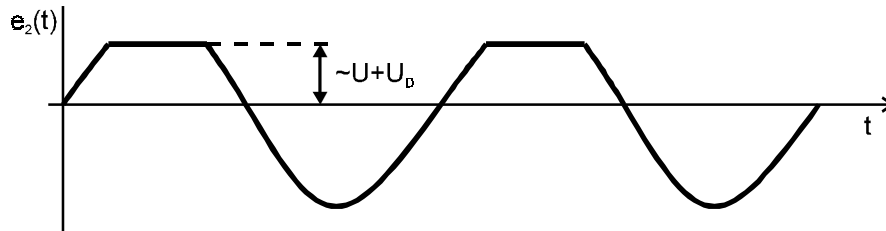
Obr. 2.2-8

Oproti předchozímu zapojení jde vlastně o dva jednocestné usměrňovače zapojené do série, při čemž předchozí zapojení fungovaly i bez nabíjecí kapacity, zatímco v tomto případě jsou kapacity podstatné pro činnost.

Časté je použití diod v omezovačích ; schéma jednoduchého omezovače je na Obr. 2.2-9

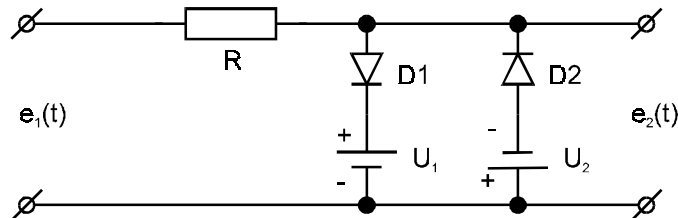


Obr. 2.2-9

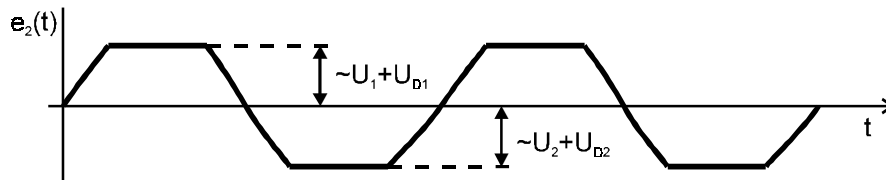


Obr. 2.2-10

Oboustranné omezení poskytne obvod



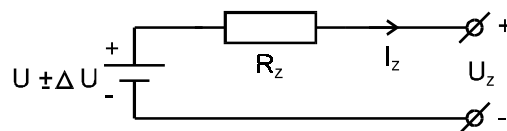
Obr. 2.2-11



Obr. 2.2-12

Možných zapojení je celá řada.

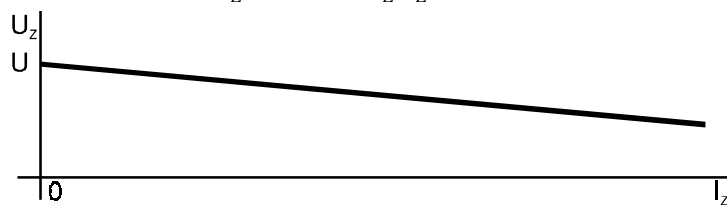
Oblasti lavinového průrazu můžeme použít pro stabilizaci napětí. Usměrňovače, které jsme uvedli, dávají stejnosměrné napětí, které je závislé na odebíraném proudu a navíc je zvlňené a toto zvlňení se zvětšuje s rostoucím odebíraným proudem. Takovýto zdroj můžeme modelovat tímto obvodem



Obr. 2.2-13

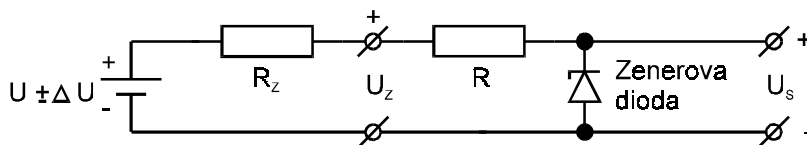
Platí

$$U_Z = U - R_Z I_Z \quad (2.2.2)$$



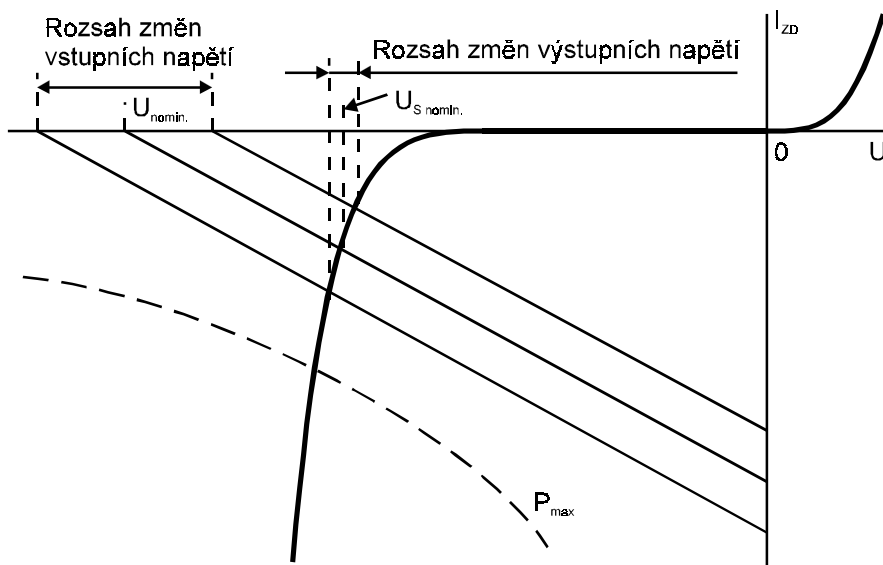
Obr. 2.2-14

Abychom dosáhli menších změn napětí našeho zdroje, zapojme obvod podle Obr. 2.2-15



Obr. 2.2-15

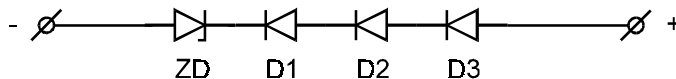
Činnost si vysvětlíme nejlépe tímto obrázkem :



Obr. 2.2-16

Čím menší bude odpor Zenerovy diody v lavinové oblasti, tím budou změny výstupního napětí menší.

Někdy - zejména i integrovaných obvodech - nalezneme i takovéto zapojení :



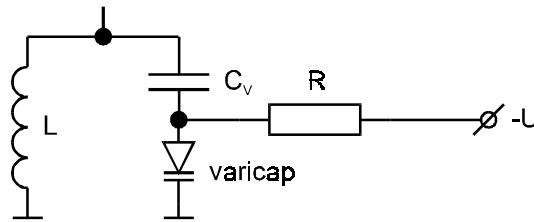
Jedná se tedy o sériové spojení Zenerovy diody a tří přechodů p - n v propustném směru. Zenerovy diody mají pro $U_Z > 7 \text{ V}$ kladný teplotní součinitel Zenerova napětí, to znamená, že jejich napětí se zvětšuje s teplotou / klesá střední volná dráha v důsledku zvyšujících se kmitů mříže, a proto je zapotřebí větší intenzity elektrického pole pro průraz /. U diody v přímém směru je teplotní koeficient napětí na diodě / při konstantním proudu / záporný (zhruba $-2 \text{ mV}/^\circ\text{K}$), a proto můžeme užít kompenzačních metod pro snížení výsledného teplotního

koeficientu. Podmínkou ovšem je, že se všechny přechody budou nacházet při stejných teplotách, což je u integrovaných obvodů prakticky splněno.

P - n přechod v oblasti závěrné části charakteristiky se chová jako kapacita závislá na přiloženém napětí / závěrný proud je velice nízký /. Závislost na napětí je dána vztahem

$$C = \frac{C_0}{(1 - U/U_D)^n} \quad (2.2.3)$$

kde C_0 je kapacita diody při nulovém napětí ; U_D je tzv. difuzní napětí dané dopováním / u křemíku $U_D = 0,5$ až $0,7$ V / a n je koeficient závislý na průběhu dotačního profilu - např. pro lineární průběh má hodnotu $1/3$, pro strmý přechod je to $1/2$ atd. Nejčastější použití těchto varicapů je pro dosažení změny rezonančního kmitočtu RLC obvodu.



Obr. 2.2-17

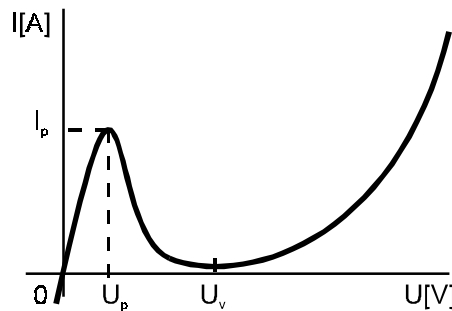
Je možné výběrem realizovat dvojice i trojice varicapů pro souběžné ladění více obvodů. Aby

závislost frekvence $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ byla na přiloženém napětí lineární, je zapotřebí realizovat tzv. hyperstrmý přechod čili přechod s inverzním gradientem příměsí / nevýhodou je, že při hledání dvojic a trojic je nutný souběh ve 4 bodech /.

Podstatné je, že u varicapu se neprojeví na signálu to, že je to nelineární kapacita, protože přiložené vysokofrekvenční napětí je velice malé. Chová se proto jako lineární kapacitor, jehož velikost je řízena přiloženým stejnosměrným napětím.

Podobnou součástí je varactor, který však většinou pracuje s tak velkým vysokofrekvenčním signálem, že v jeho důsledku dochází k výrazným změnám kapacity. Chová se tedy jako nelineární kapacitor a je možné tohoto faktu užít pro zesilování a generaci. Další úvahy však značně přesahují rámec přednášek.

Tunelové diody jsou p - n přechody, kde velmi vysoká úroveň příměsí / až 10^{19} cm⁻³ / způsobuje, že elektrické pole v přechodové vrstvě dosahuje velmi vysokých hodnot. Za těchto podmínek dochází k anomáliím na charakteristice přechodu v závěrném směru a v oblasti malých napětí.

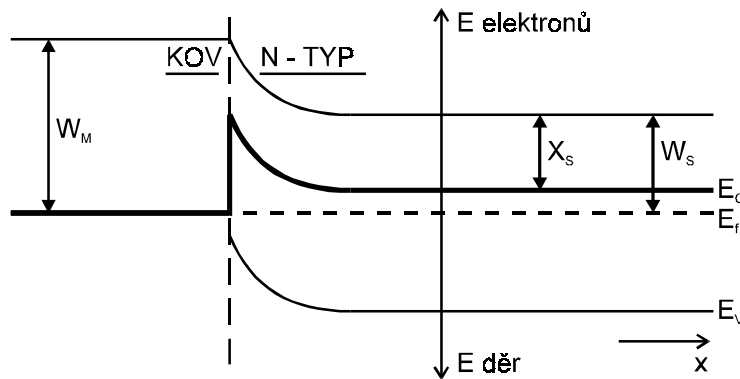


Obr. 2.2-18

Tunelová dioda není perspektivním prvkem / nedá se integrovat /, a proto se s ní nebudeme více zabývat.

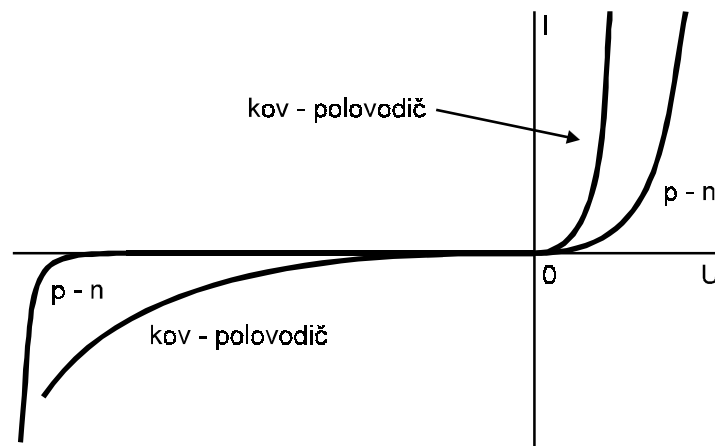
Dioda kov - polovodič

V tomto případě je jedna strana p - n přechodu nahrazena kovem a bude záležet na poměru výstupních prací kovu a polovodiče, k čemu dojde. Výstupní práce je energie, kterou musíme dodat elektronu, který se nachází na Fermiho hladině, aby se právě stal volným elektronem. Protože u polovodičů se Fermiho úroveň mění s dotací, nahrazuje se elektronovou afinitou, což je energie, kterou musíme dodat elektronu nacházejícímu se na hraně vodivostního pásu, aby se stal volným elektronem.



Obr. 2.2-19

Pásový diagram pro úplnost a pro případ $W_H > W_S$ je na obrázku. Vzniká opět diodová charakteristika s tím rozdílem, že proud je zprostředkovaný nosiči majoritního typu - v našem případě elektrony - a nedochází tedy proto k tvrdému průrazu v závěrné části charakteristiky.



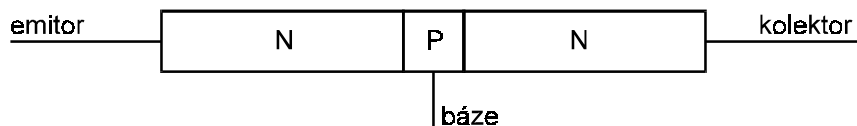
Obr. 2.2-20

Podstatnou vlastností přechodů kov - polovodič je to, že napětí v přímém směru je nižší než u přechodu p - n / viz obrázek /. Toho se často užívá pro úpravu vlastností bipolárních tranzistorů. Protože se přechody kov - polovodič zabýval Walter Schottky, říká se jim též Schottkyho diody.

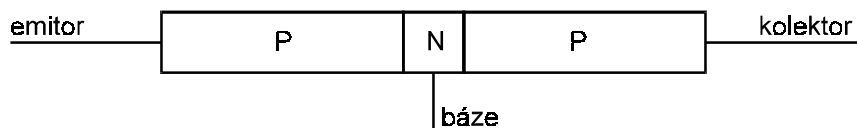
Existuje ještě celá řada prvků označovaných jako diody, některé ani neobsahují p - n přechod a nazývají se tak pouze proto, že mají dva vývody. S některými se seznámíme později a stejně tak později se budeme zabývat dynamickými vlastnostmi p - n přechodu.

2.3 Bipolární tranzistory

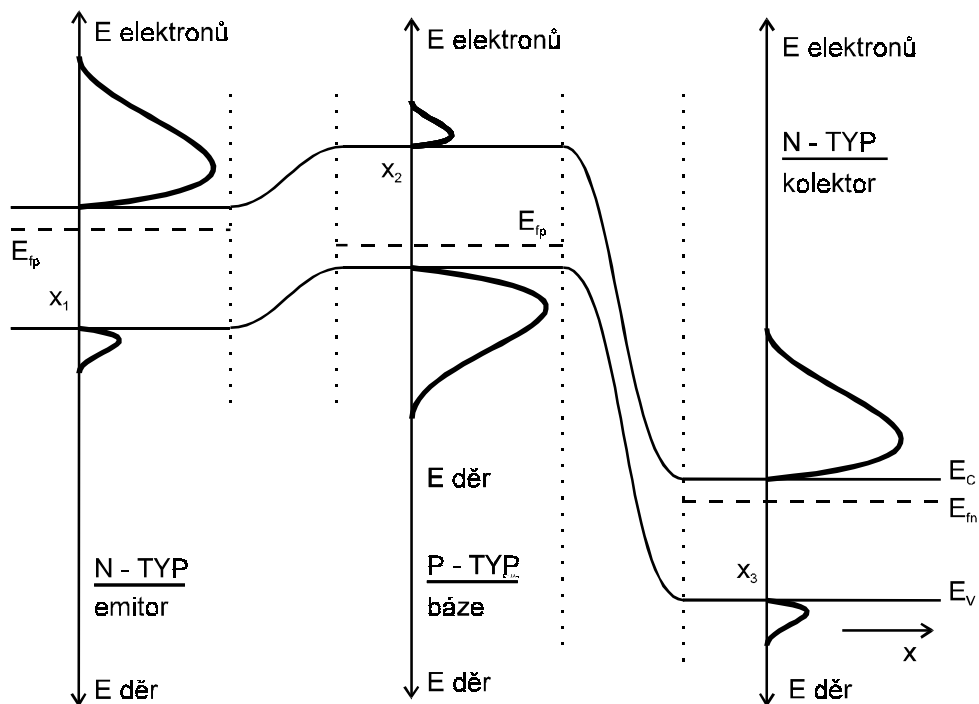
Vrátíme-li se zpátky k obrázku, na němž jsme si vysvětlovali činnost p - n přechodu v závěrném směru, můžeme znovu konstatovat, že v závěrném směru teče pouze proud minoritních nosičů. Pokud se nám podaří zvětšit populaci minoritních nosičů v blízkosti přechodu, zvětší se závěrný proud. Toho můžeme dosáhnout např. působením světla nebo tím, že blízko tohoto inverzně polarizovaného přechodu umístíme p - n přechod v přímém směru. Potom budeme mít situaci následující:



Stejně tak můžeme ovšem vytvořit strukturu

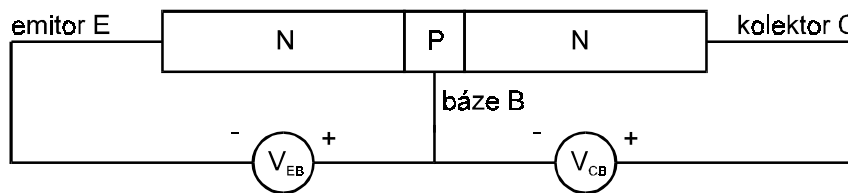


Jednotlivé elektrody nazveme, jak je naznačeno na obrázcích - emitor - báze - kolektor. Soustředme se nyní na strukturu n - p - n a sledujme pouze tok elektronů. Protože přechod emitor - báze je v přímém směru, budou elektrony z emitru přecházet přes oblast přechodu do báze, kde se ovšem stávají minoritními nosiči a jako takové jsou elektrickým polem přechodu báze kolektor vtahovány do oblasti kolektoru. Pásový diagram takového působení tedy získáme, dáme-li dohromady pásový diagram přímého a inverzně polarizovaného přechodu p-n .

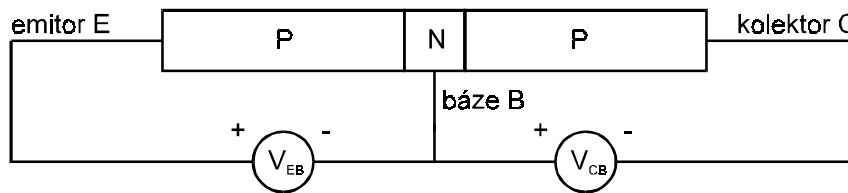


Obr. 2.3-1

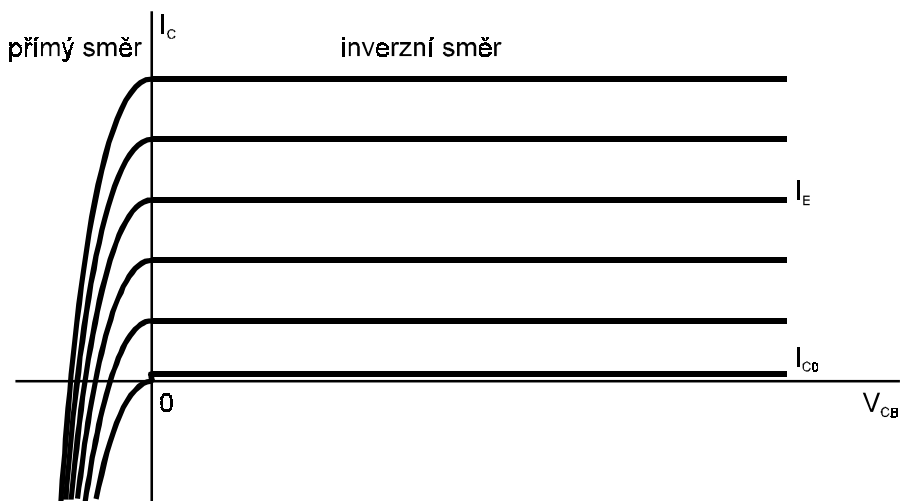
Kolektorový proud se tedy skládá z velice malého proudu, který není říditelný napětím mezi bází a emitorem - nazveme ho I_{C0} a proudem, který je řízen napětím mezi bází a emitorem. Přechod báze emitor je v přímém režimu a přechod báze kolektor je uzavřen. Proto budou polarity příslušných zdrojů takové jako je naznačeno na obrázcích :



V případě struktury p - n - p bude situace



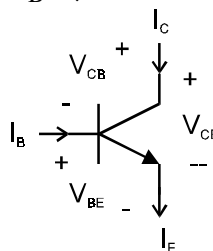
Závislost kolektorového proudu na kolektorovém napětí bude tedy mít diodový charakter s tím, že závěrný proud této diody bude závislý na proudu emitoru jako parametru.



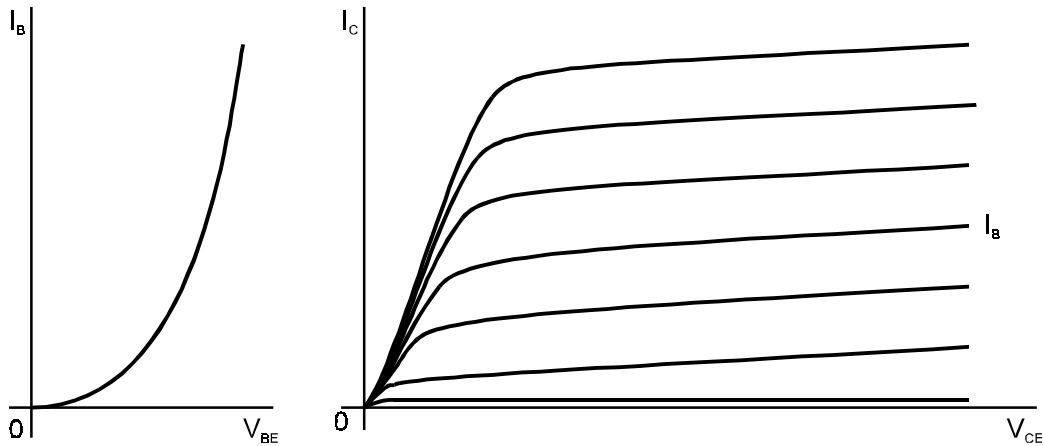
Obr. 2.3-2

Závislost emitorového proudu na napětí V_{EB} je normální charakteristika diody.

Často se užívá báze jako vstupní elektroda, proto je výhodné odvodit charakteristiky pro tento případ. Jako společnou elektrodu, vůči níž budeme vztahovat všechna napětí, volíme emitor. Potom $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$, $I_E = I_C + I_B$.



Výsledkem budou tyto závislosti



Obr. 2.3-3

Poměr proudu kolektoru k proudu emitoru nazýváme proudový zesilovací činitel - je vždy menší než jedna, i když se může jednotce velice přibližovat.

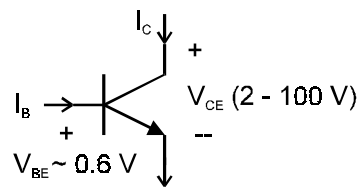
$$\frac{I_C}{I_E} = \alpha_0 \quad I_B = I_E - I_C \quad \Rightarrow \quad \frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = \beta_0 \quad (2.3.1)$$

β_0 nazýváme proudový zesilovací činitel pro společný emitor. / Bude-li $\alpha_0 = 0,99$, bude $\beta_0 \cong 100$. /

Koeficient β_0 charakterizuje tedy základní zesilovací činnost tranzistoru / tranzistor = transfer rezistor / a je určen tím, jakou část proudu emitoru dokážeme dovést do kolektoru. V oblasti báze dochází totiž k rekombinaci minoritních nosičů. Tato rekombinace bude zřejmě tím větší, čím déle bude elektron jako minoritní nosič v oblasti báze, čili čím bude báze delší. To vysvětluje náš počáteční požadavek blízkého umístění otevřeného přechodu vedle uzavřeného. / U běžných tranzistorů bývá báze kratší než $1 \mu\text{m}$. /

Výkonové poměry bipolárního tranzistoru a jeho omezení.

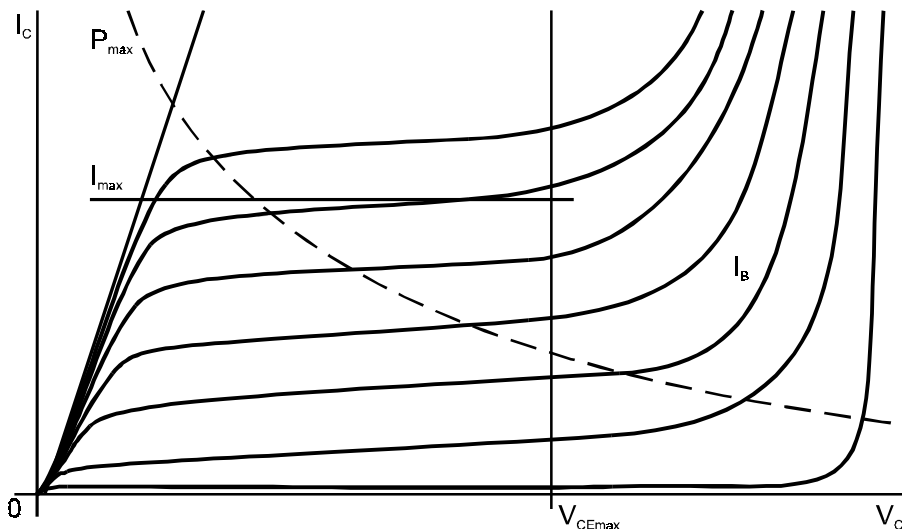
Uvažujeme-li společnou svorku emitor, budou poměry podle obrázku :



Obr. 2.3-4

$$\text{Běžně } \beta_0 \cong 100 \Rightarrow I_B \cong I_C/100$$

Z číselných údajů na předchozím obrázku vidíme, že výkonová ztráta tranzistoru je tvořena převážně ztrátou kolektorového obvodu. Na Obr. 2.3-5 máme charakteristiky tranzistoru v širší oblasti napětí a proudů :



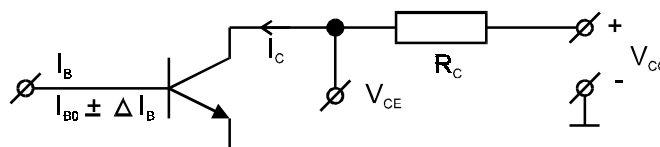
Obr. 2.3-5

Z Obr. 2.3-5, kde máme vynesenu hyperbolu maximální výkonové přípustné ztráty, vidíme dále, že pro vysoká napětí V_{CE} dochází k průrazu / obdoba lavinového průrazu u p - n přechodu /, a proto nemůžeme užít vyšší napětí než je V_{CEmax} . Z technických důvodů je omezen i maximální proud kolektorem. K dispozici je proto pouze takto vymezená oblast.

P - n přechod báze emitor má běžně průrazné napětí V_{BE} hodnotu - 7 V, a proto musíme zabezpečit, aby nikdy toto napětí nebylo překročeno v režimu uzavřeného tranzistoru.

Protože máme strukturu n - p - n / případně p - n - p /, naskytá se otázka, k čemu dojde, zaměníme-li emitor kolektorem a kolektor emitorem. Pokud by oblasti kolektoru i emitoru měly shodné fyzikální a geometrické vlastnosti / velikost dotace, rozměry, atd. / tj. tranzistor by byl zcela symetrický, nestalo by se vůbec nic a výsledný tranzistor by měl tytéž charakteristiky. Skutečné tranzistory však symetrické nejsou / emitor má vyšší dopování než kolektor, má i menší geometrické rozměry, atd. /, a proto v tomto tzv. inverzním režimu bude mít tranzistor nižší β_0 a též i podstatně nižší průrazné napětí.

Bipolární tranzistor se běžně užívá ve dvou režimech - v režimu zesilování a v režimu spínání. V prvním případě - v zesilovacím režimu nastavíme pracovní podmínky / tj. klidové proudy a napětí do nějakého vhodného bodu a přivedením relativně malého signálu na vstup tranzistoru dojde ke změnám napětí a proudů. V případě druhém - v režimu spínání / a též samozřejmě i rozpínání / budou počáteční podmínky takové, že tranzistor nevede / napětí V_{BE} je nula nebo záporné / a kolektorem protéká pouze nepatrný proud $\approx 10^{-6} \text{ A} = I_{C0}$. Sepnutí dosáhneme tím, že „skokem“ napětí V_{BE} změním na hodnotu $\approx +0,7 \text{ V}$. Tranzistor se otevře a poteče jím velký proud, při čemž napětí V_{CE} bude nízké. Tranzistor tedy funguje jako ne zcela ideální spínač. Protože v tomto režimu je podstatné sledování dynamického působení, ponecháme tento spínací režim na pozdější dobu a budeme se dříve zabývat režimem zesilovacím. Uvažujme následující zapojení :

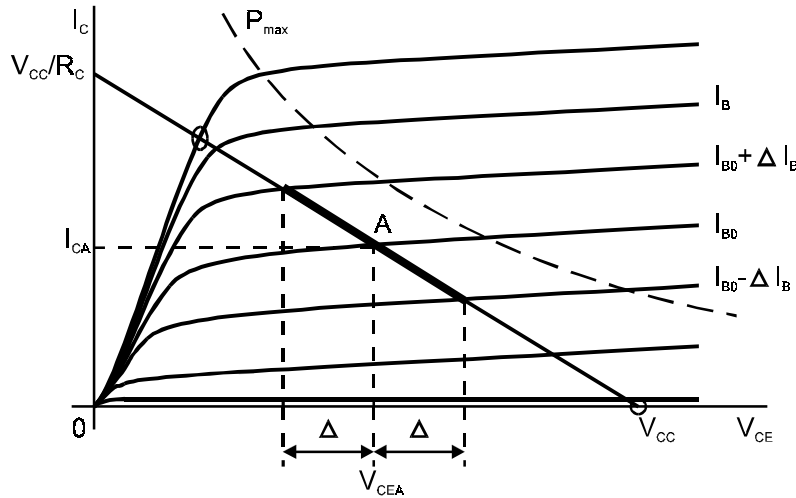


Obr. 2.3-6

Na základě Kirchhoffových zákonů můžeme psát

$$V_{CC} = R_C \cdot I_C + V_{CE} \quad \Rightarrow \quad I_C = V_{CC} - V_{CE} / R_C \quad (2.3.2)$$

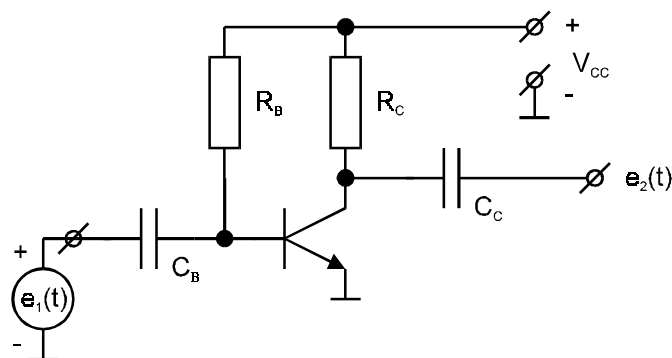
což je rovnice přímky procházející body V_{CC} a V_{CC}/R_C .



Obr. 2.3-7

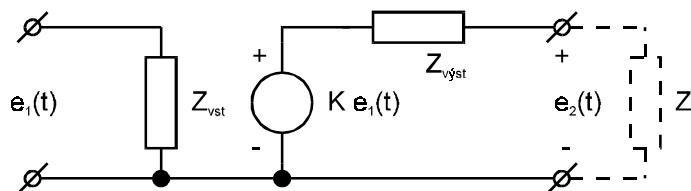
Budeme-li nyní pomalu měnit I_B , bude se okamžitý pracovní bod tranzistoru pohybovat po této přímce. / V režimu spínání bychom se pohybovali mezi oběma krajními body, na této přímce označenými kroužky. / Jestliže nyní zajistíme nějakým způsobem to, aby do báze tekla proud I_{B0} , bude se klidový pracovní bod nacházet v bodě A, v němž protéká kolektorový proud I_{CA} a mezi kolektorem a emitorem je napětí V_{CEA} . Budeme-li nyní měnit bázev proud - v důsledku přivedeného signálu - o $\pm \Delta I_B$, bude se napětí na kolektoru měnit o $V_{CEA} \mp \Delta V_{CEA}$, což znamená, že signál na kolektoru je fázově posunut o 180° . Zesílený signál bude zřejmě tím větší, čím bude menší sklon přímky, tedy čím větší bude hodnota rezistoru zařazeného do kolektoru.

Jednoduchý zesilovač tohoto typu máme na Obr. 2.3-8. Stejnoseměrná napětí jsou oddělena dostatečně velkými kapacitami.



Obr. 2.3-8

Velmi často se zesilovače zapojují do kaskády za sebou, abychom získali potřebné velké zesílení. Proto nás nutně budou zajímat tzv. vstupní a výstupní impedance. Význam a způsob určení těchto impedancí bude jasnější, jestliže si náš zesilovač nahradíme z hlediska signálu následujícím obvodem :



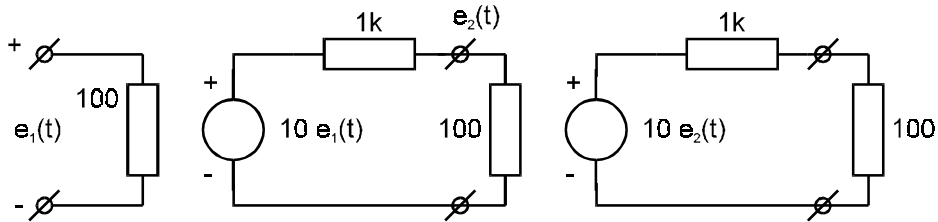
Obr. 2.3-9

Potom tedy Z_{vst} bude impedance, kterou bychom naměřili nebo vypočetli na vstupních svorkách našeho obvodu. $Z_{výst}$ bude podobně impedance, kterou bychom naměřili na výstupních svorkách a K bude zesílení našeho obvodu čili poměr $e_2(t)/e_1(t)$ pro případ, že Z_L čili impedance zátěže se bude blížit k nekonečnu. Ale Z_L může být třeba vstupní impedance dalšího zesilovacího stupně a již víme, že maximální přenos výkonu by nastal pro případ $Z_L = Z_{výst}^*$. Pokud bychom se zajímali pouze o napěťový přenos, optimální podmínky zřejmě nastávají pro případ $Z_L \gg Z_{výst}$.

S tranzistorem můžeme realizovat tři různá základní zapojení - mezi ně patří i to, které jsme právě poznali, tj. zapojení se společným emitorem - označované SE. Zbývající dvě jsou zapojení se společným kolektorem - SC a se společnou bází SB. V následující tabulce jsou uvedena schémata a typické hodnoty parametrů těchto tří zapojení.

Zapojení	SE	SC	SB
NPN			
PNP			
Zesílení			
napěťové	10 až 100	0,9 až 0,99	10 až 100
proudové	10 až 200	10 až 200	0,9 až 0,995
výkonové	100 až 2000	10 až 200	10 až 100
Impedance			
vstupní	$\sim 1 \text{ k}\Omega$	$\sim 100 \text{ k}\Omega$	$\sim 10 \text{ až } 100 \text{ }\Omega$
výstupní	$(10\text{k}\Omega \text{ až } 100\text{k}\Omega) \parallel R_C$	$(10 \text{ }\Omega \text{ až } 1 \text{ k}\Omega) \parallel R_E$	$(100\text{k}\Omega \text{ až } 1\text{M}\Omega) \parallel R_C$
Výstupní fáze			
napětí	180°	0°	0°
proud	0°	0°	0°
Výhody	velké zesílení pro $R_C \sim 1\text{k}\Omega$ nejlepší přizpůsobení impedancí	vhodný jako impedanční měnič	vhodný jako impedanční měnič, nejvyšší mezní kmitočet

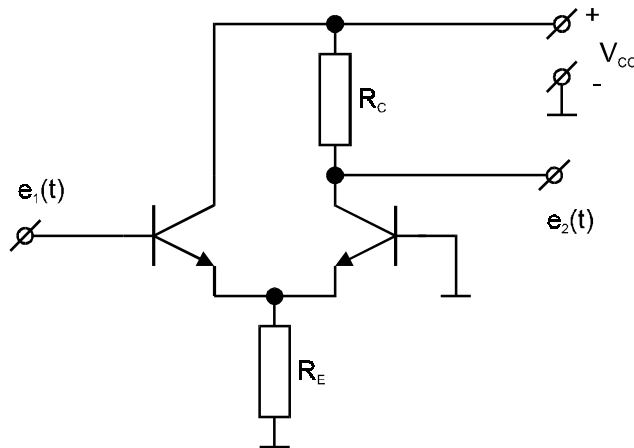
Pro napěťové zesilování nelze tedy užít zapojení SC ani jeho kaskády. Rovněž tak nelze užít kaskádu zapojení SB, protože kdybychom uvážili $Z_{vst} = 100 \Omega$ a $Z_{výst} \cong R_C = 1 \text{ k}\Omega$, dostáváme situaci:



Obr. 2.3-10

$$e_2 = 10 \cdot e_1(t) \cdot \frac{100}{100 + 1000} \cong 0,9 \cdot e_1(t)$$

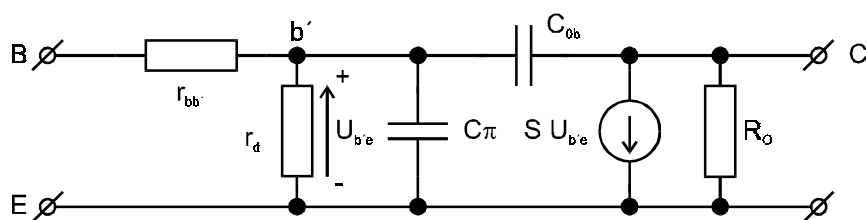
Zbývá nám tedy užít zapojení SE nebo nějakým způsobem provést transformaci impedance. K tomu můžeme uvažovat i zapojení SC a dostaneme obvod



Obr. 2.3-11

Až doposud jsme se zabývali případy, kdy kmitočet signálu je velmi nízký. Ukazuje se však, že se stoupajícím kmitočtem ubývá dobrých vlastností tranzistoru a ten začíná zesilovat méně a méně. Je to důsledek fyzikálních dynamických procesů, které se v tranzistoru odehrávají / konečná průletová doba oblastí báze, kapacity a jejich nabíjení, atd. / . Abychom postihli tyto vlivy, uvažujeme působení jen malých signálů, z čehož vyplývá, že se tranzistor - svojí podstatou nelineární prvek - bude chovat jako prvek lineární a může být tedy reprezentován obvodem složeným z lineárních prvků - rezistorů a kapacitorů, které modelují frekvenční vlastnosti tranzistoru. Takovému obvodu říkáme náhradní obvod pro malý signál.

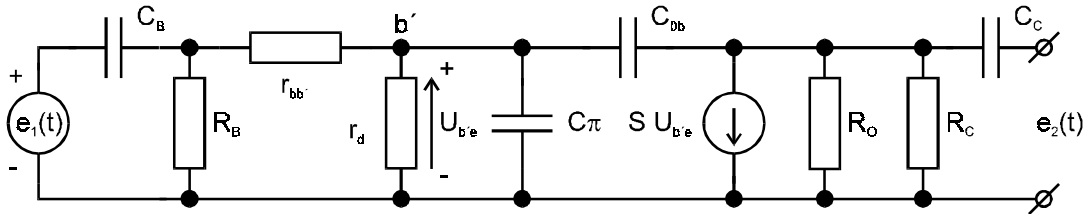
Těchto náhradních obvodů je známo několik / liší se složitostí a přesností, s jakou aproximují skutečné vlastnosti tranzistoru / , ale nejčastěji se užívá Giaccolletův model (π článek), který je na Obr. 2.3-12 (zjednodušený).



Obr. 2.3-12

Potom pro určení frekvenčních vlastností bychom nahradili tranzistor tímto náhradním obvodem a za pomoci Kirchhoffových zákonů sestavili rovnice tohoto obvodu. Protože na svorkách napájecích zdrojů předpokládáme stejnosměrné zdroje ideální - mají nulový odpor, nebude na nich žádné napětí signálu. Potom pro účely výpočtu můžeme tyto svorky spojit se svorkou nulového potenciálu.

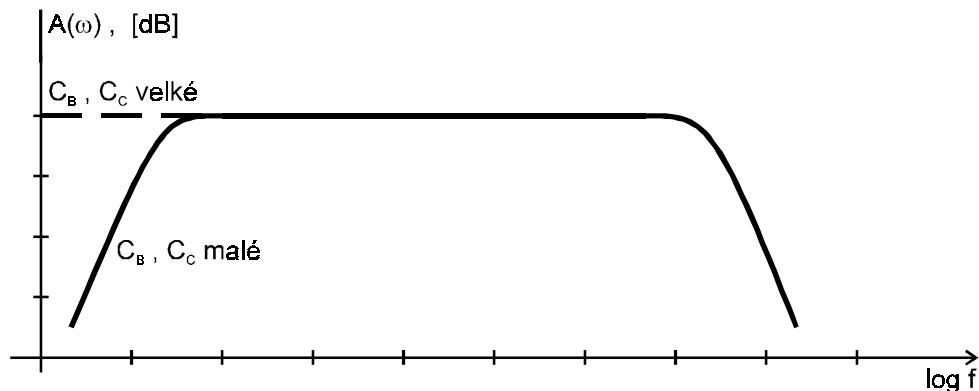
Na dalším obrázku máme nakreslen náhradní obvod zesilovače SE, který jsme již dříve uvedli



Obr. 2.3-13

Je to již poměrně složitý obvod - a to náš obvod byl velice jednoduchý. / Obsahuje čtyři prvky schopné hromadit energii - čtyři kapacity, proto bude dán vztah pro výstupní signál $e_2(t)$ diferenciální rovnicí 4. řádu, případně algebraickou rovnicí 4. řádu.

Výpočtem se zabývat nebudeme - dostali bychom poměrně složitý vztah pro $K(j\omega) = e_2(j\omega)/e_1(j\omega)$, z něhož bychom mohli odvodit amplitudovou charakteristiku $A(\omega) = |K(j\omega)|$. Tato amplitudová charakteristika by vypadala asi takto



Obr. 2.3-14

Ukázalo by se, že tato amplitudová charakteristika klesá na nízkých i vysokých kmitočtech. Pokles na nízkých kmitočtech je způsobován kapacitami C_B a C_C , kterými jsme oddělovali stejnosměrná napětí od dalších obvodů / v tomto případě zdroje signálu a zátěže. / Pokles na vysokých kmitočtech je způsobován kapacitami C_{π} a C_{Ob} - ale těmito kapacitami jsme se snažili modelovat frekvenční vlastnosti tranzistoru a to tedy znamená, že pokles na vysokých frekvencích je způsobován nedokonalostí tranzistoru čili jeho vlastnostmi na vysokých frekvencích.

Abychom měli nějaké základní měřítko pro frekvenční vlastnosti tranzistoru, uveďme si frekvenční vlastnosti obou již zmiňovaných proudových zesilovacích činitelů α a β .

Poměrně složitý výraz pro α , plynoucí z fyzikálního rozboru činnosti tranzistoru, bývá nejčastěji aproximován výrazem

$$\alpha(j\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_\alpha}} = \frac{\alpha_0}{1 + j\frac{f}{f_\alpha}} \quad (2.3.3)$$

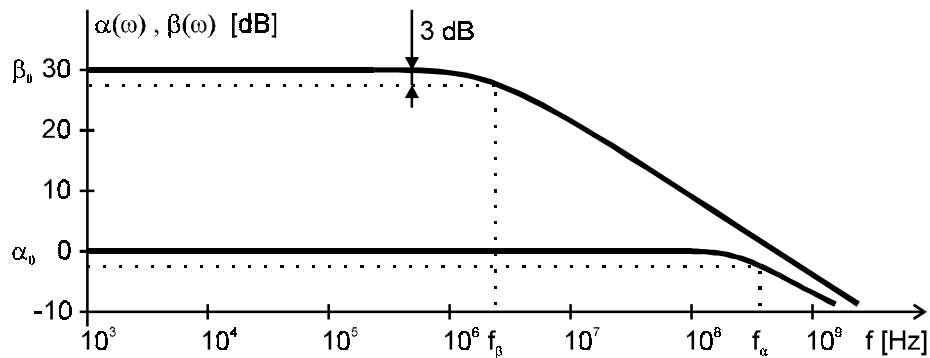
kde ω_α je mezní kmitočet pro zapojení SB. Pro zapojení SE jsme odvodili, že

$$\beta(j\omega) = \frac{\alpha(j\omega)}{1 - \alpha(j\omega)} \quad (2.3.4)$$

a kdybychom dosadili, dostali bychom pro mezní kmitočet

$$f_\beta = \frac{f_\alpha}{1 + \beta_0} \quad (2.3.5)$$

Průběhy jsou nakresleny na dalším obrázku :



Obr. 2.3-15

Ukazuje se, že mezní kmitočet f_β je podstatně nižší než f_α . To ovšem znamená, že zapojení SE má také podstatně horší frekvenční vlastnosti než zapojení SB, čili amplitudová charakteristika začíná klesat na mnohem nižším kmitočtu. Vysvětlení je takové, že při zapojení SB řídíme emitorový proud a ten je prakticky roven proudu kolektoru. Řízení je tedy velmi účinné a rychlé. Avšak při zapojení SE se snažíme velký proud kolektoru řídit a ovládat β krát menším proudem báze. Řízení bude proto daleko pomalejší, budu potřebovat zhruba β krát větší čas na to, abych stejným způsobem ovlivnil náboje uvnitř tranzistoru. Později uvidíme, jak můžeme vhodným zapojením obvodu získat lepší výsledky / zpětná vazba /.

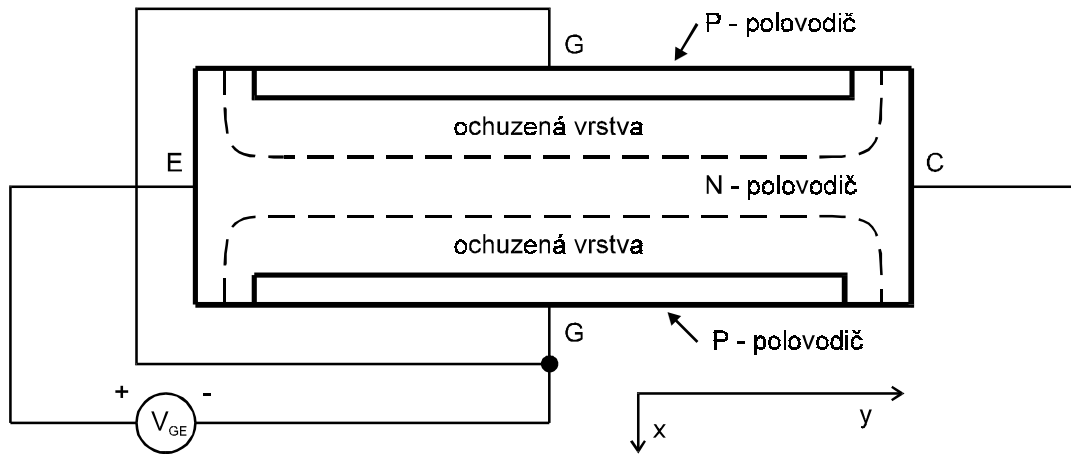
Bipolární tranzistor není jediným známým polovodičovým prvkem schopným zesilovat. Bipolární se mu říká proto, že v něm působí současně oba typy nosičů proudu, tj. elektrony a díry. Existuje však řada prvků, kde působí jenom jeden typ nosičů - buď tedy jenom elektrony nebo jenom díry. Tranzistorům tohoto typu říkáme unipolární.

2.4 Unipolární tranzistory

Unipolární tranzistory také nazýváme tranzistory řízené elektrickým polem a užíváme pro ně zkratku FET (Field Effect Transistor).

Když jsme rozebírali vlastnosti p - n přechodu, došli jsme k závěru, že na styku polovodiče typu p a n vzniká přechodová oblast, ve které existuje elektrické pole. Šířka této přechodové oblasti se mění s přiloženým napětím a to tak, že šířka je tím větší, čím větší je

závěrné napětí. Z toho také plyne, že p - n přechod se chová v závěrné oblasti jako napěťově závislá kapacita. V přechodové oblasti nejsou prakticky žádné volné nosiče / elektrony a díry /, proto se jí také říká ochuzená vrstva. Představme si nyní takovéto uspořádání

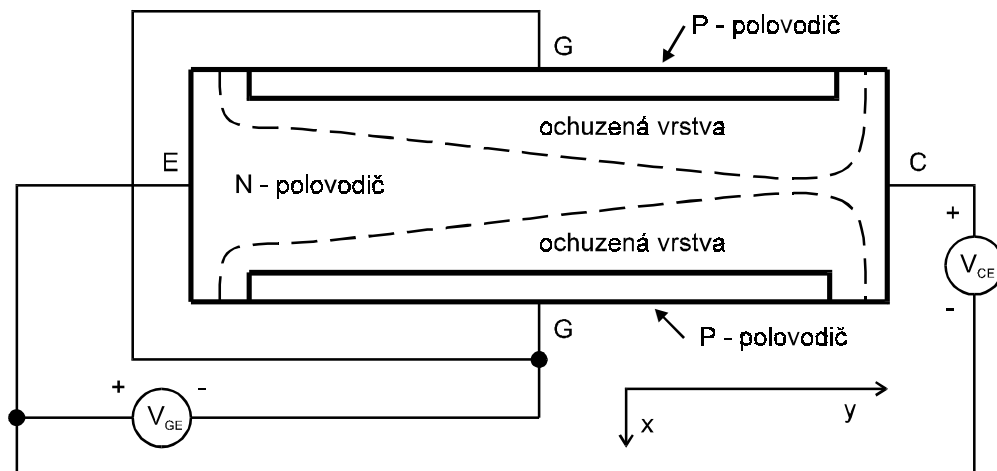


Obr. 2.4-1

Polarizujeme-li přechod g - e v inverzním směru, budeme moci velikostí závěrného napětí měnit průřez vodivého kanálu mezi kolektorem a emitorem, a tedy i případný proud mezi těmito dvěma elektrodami. Elektrodě označené G říkáme hradlo.

Proti bipolárnímu tranzistoru budeme mít výhodu v tom, že budeme-li řízení připojovat ke hradlu, bude proud zanedbatelně malý / zavřený přechod /. Takový prvek tedy bude řízen pouze napětím / $I_G \sim 10^{-9} \text{ A}$ /.

Pokud by napětí mezi kolektorem a emitorem bylo zanedbatelně malé tj. desetiny voltu, zůstala by situace taková jak jsme popsali. Zvětšíme-li však napětí mezi kolektorem a emitorem, bude existovat pole E_y , které se bude projevovat tak, že závěrné napětí podél hradla bude různé - bude vyšší směrem ke kolektoru. To ovšem má za následek, že šířka ochuzené vrstvy bude různá podél hradla / viz Obr. 2.4-2 /.

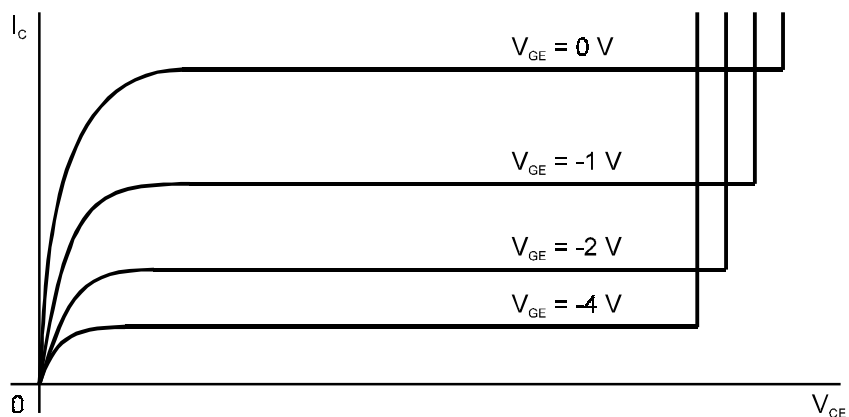


Obr. 2.4-2

Při dalším zvýšení napětí mezi kolektorem a emitorem se dokonce mohou obě ochuzené vrstvy dotknout. Ale od toho okamžiku už dále kolektorový proud nemůže stoupat a ustálí se na nějaké hodnotě dané V_{ge} . Proto charakteristiky tohoto tranzistoru budou mít dvě oblasti -

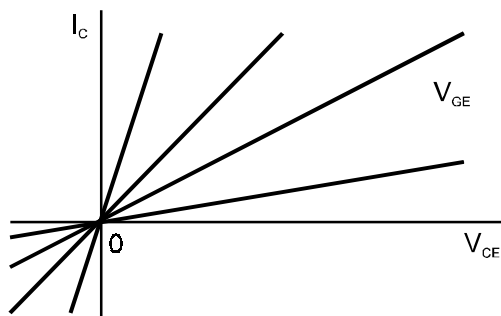
oblast malých napětí V_{ce} , kdy proud je úměrný V_{ce} a oblast velkých napětí V_{ce} , kdy proud prakticky nezávisí na V_{ce} - této oblasti říkáme oblast nasycení nebo saturace / nezaměňovat s oblastí saturace u bipolárního tranzistoru o níž bude řeč později / . / Při dalším zvýšení napětí V_{ce} by došlo k lavinovému průrazu mezi kolektorem a emitorem. /

Charakteristiky tranzistoru / J - FET , Junction FET , Tranzistor řízený polem / jsou na následujícím obrázku .



Obr. 2.4-3

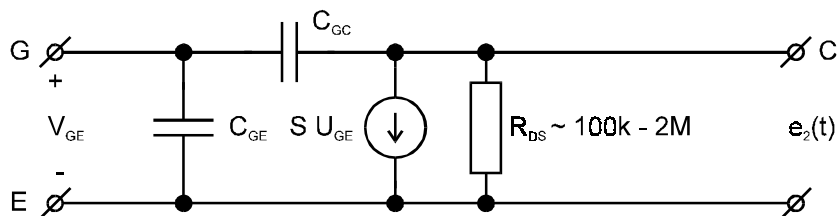
Tento tranzistor můžeme použít ve funkci proměnného odporu řízeného napětím V_{ge} / pro malé napětí V_{ce} je proud lineárně závislý na V_{ge} / - viz Obr. 2.4-4 .



Obr. 2.4-4

nebo - a to je častější případ - v saturované oblasti jako zesilovač s velmi malým vstupním proudem / např. operační zesilovač má na vstupu tranzistory J - FET pro podstatné snížení vstupních proudů / .

Podobně jako jsme si uvedli náhradní obvod pro malý signál, který reprezentoval frekvenční závislosti tranzistoru bipolárního, můžeme si totéž učinit i zde pro případ J - FET . Ukazuje se, že v tomto případě se budou jako omezující jevit parazitní kapacity mezi jednotlivými elektrodami a zjednodušený náhradní obvod může vypadat takto :

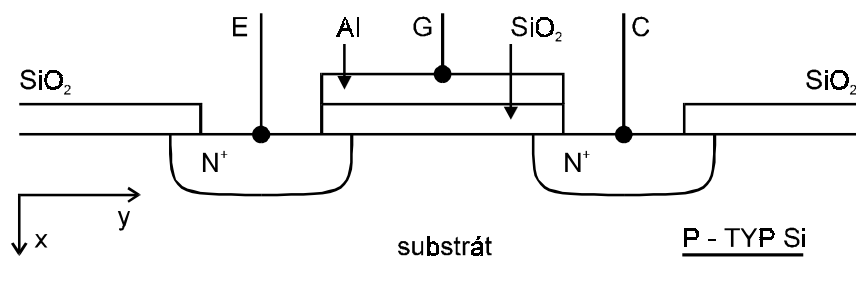


Obr. 2.4-5

$$S = \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_G} \right|_{V_C = konst.} \quad (2.4.1)$$

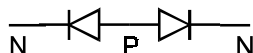
Kdybychom nahradili p - n přechod hradlo - emitor přechodem kov - polovodič, dostali bychom tzv. MESFET . Důvodem je to, že rychlejší tranzistory jsou vyráběny na bázi GaAs , u kterého je ovšem veliký rozdíl mezi vlastnostmi elektronů a děr jako nosičů proudu. Proto nelze vytvořit bipolární tranzistor na GaAs a jediným možným řešením je unipolární struktura s přechodem kov - polovodič / n typ tranzistoru / . Úprava tranzistoru MESFET za účelem získání lepších vysokofrekvenčních vlastností v oblasti desítek GHz se nazývá TEGFET a je užíván převážně ve vnějších jednotkách družicové televize a mikrovlnných spojovacích zařízeních. / GaAs má vyšší pohyblivost elektronů než Si a tím i menší průletové doby /

Tranzistory řízené polem s izolovaným hradlem nazýváme obecně IGFET a pokud je jako izolant užit kysličník křemičitý SiO₂ , nazýváme tento tranzistor MOSFET . Průřez tranzistorem IGFET máme na Obr. 2.4-6 .

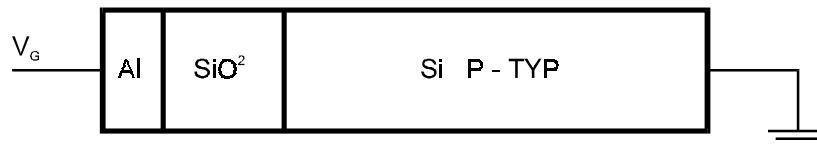


Obr. 2.4-6

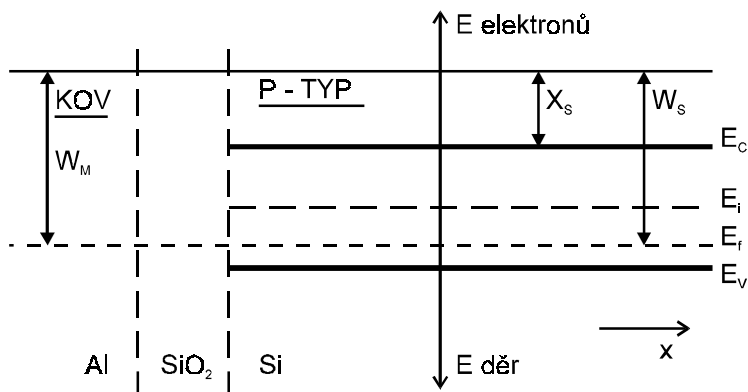
Máme tedy dvě oblasti typu n na substrátu typu p - pokud mezi kolektor a emitor připojíme napětí a na hradle (G) bude nulový potenciál vůči emitoru, jedná se vlastně o dvě diody zapojené proti sobě



a v tomto uspořádání „žádný“ proud neteče. Všimneme-li si blíže poměrů pod hradlem čili ve směru x , pak bez napětí bude pásový diagram vypadat asi tak, jak je idealizovaně naznačeno na Obr. 2.4-8 .

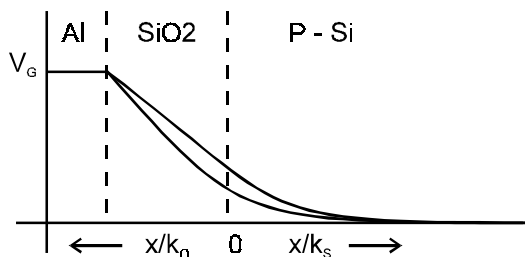


Obr. 2.4-7



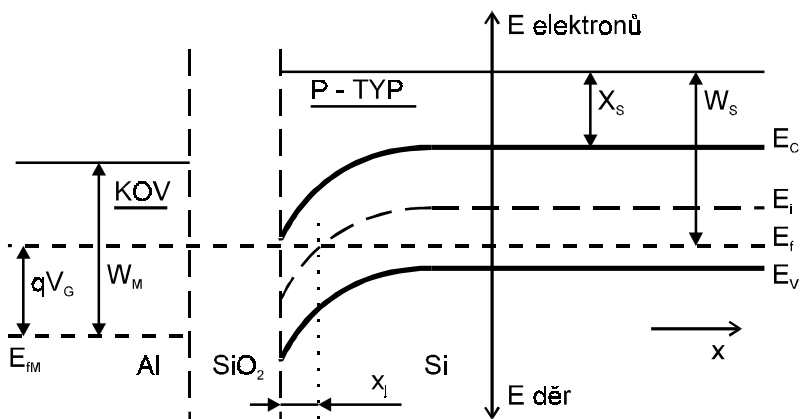
Obr. 2.4-8

Přivedeme-li nyní k hradlu napětí $+V_G$ proti emitoru, vytvoříme elektrické pole, které bude ovlivňovat náš pásový diagram. Řekli jsme si už, že v místě, kde je elektrické pole, musí nutně dojít k ohybu pásů. Elektrické pole bude zasahovat do tenké vrstvy polovodiče pod vrstvou kysličníku, jak je naznačeno na Obr. 2.4-9, kde máme nakresleno rozložení potenciálu pro dvě různé dotace p - typu.



Obr. 2.4-9

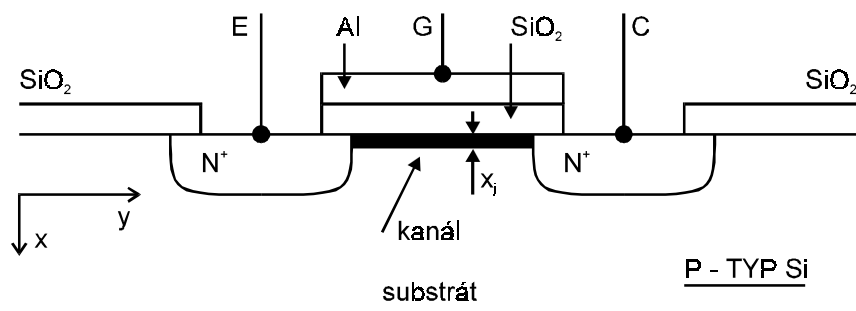
/ Různá měřítka na x - ose jsou, aby nedošlo k diskontinuitě ve sklonu na rozhraní SiO_2 a Si ; k_0 a k_s jsou relativní dielektrické konstanty SiO_2 a Si ./ Pásový diagram s přiloženým napětím mezi G a E bude potom vypadat takto :



Obr. 2.4-10

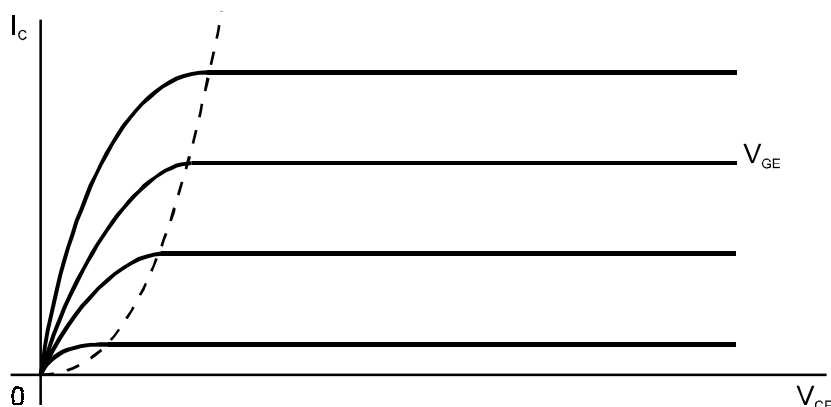
E_i je Fermiho úroveň vlastního polovodiče nacházející se uprostřed zakázaného pásu. Pokud bude Fermiho úroveň pod úrovní E_i , jde o polovodič p - typu a pokud je Fermiho úroveň

nad úrovní E_i , jedná se polovodič typu n . Protože Fermiho úroveň zůstává v oblasti polovodiče konstantní / protože neteče žádný proud ve směru x - zabraňuje tomu izolující SiO_2 / , stává se tenká vrstva polovodiče pod hradlem až do vzdálenosti x_j polovodičem typu n . Potom máme situaci takovouto :



Obr. 2.4-11

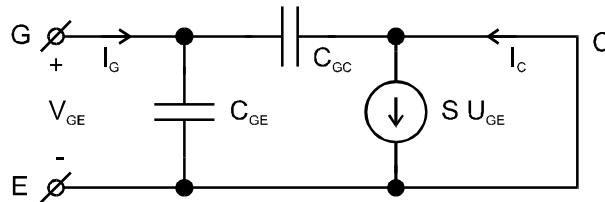
Obě oblasti n - typu křemíku jsou spojeny indukovaným kanálem typu n a po připojení malého napětí mezi kolektor / drain / a emitor / source / poteče tímto kanálem proud majoritních nosičů - elektronů a tento proud bude záviset na napětí mezi hradlem a emitorem. Při zvýšení napětí mezi kolektorem a emitorem se bude uplatňovat pole mezi kolektorem a emitorem a dojde ke stejnému efektu jako v případě J - FETu. Proto i charakteristiky tohoto tranzistoru jsou velice podobné až na polaritu a velikost napětí na hradle. Typické charakteristiky vypadají takto :



Obr. 2.4-12

Rovněž i náhradní obvod pro malý signál je stejný , jaký jsme poznali u J - FETu. Kromě tranzistoru s indukovaným n - kanálem můžeme vytvořit i indukovaný p - kanál a dokonce mohou být i tranzistory s vytvořeným / technologicky / vodivým kanálem, který se polem zužuje - ochuzovaný typ.

Stejně jako u předešlých typů tranzistorů jsou jejich vlastnosti závislé na frekvenci. Opět tedy můžeme definovat mezní kmitočet MOSFETu a to tak, že je to frekvence, kde tranzistor přestává zesilovat vstupní signál. Uvažujeme-li náhradní obvod tranzistoru a zkratujeme výstupní svorky, můžeme spočítat poměr výstupního a vstupního signálového proudu.



Obr. 2.4-13

Vstupní proud je dán / mezní frekvence budiž f_c /

$$I_G = \frac{V_{GE}}{\frac{1}{2\pi \cdot f_c \cdot C_G}} = \frac{2\pi \cdot f_c \cdot C_G \cdot V_{GE}}{1}$$

Zanedbáme-li proud tekoucí kapacitorem C_{gc} / výstupní svorky jsou zkratovány / , je výstupní proud dán

$$I_C = S \cdot V_{GE}$$

Na frekvenci f_c je poměr těchto proudů jednotka

$$\frac{I_C}{I_G} = \frac{S \cdot V_{GE}}{2\pi \cdot f_c \cdot C_G \cdot V_{GE}} = 1 \Rightarrow f_c = \frac{S}{2\pi \cdot C_G} \quad (2.4.2)$$

Kdybychom sledovali MOSFET z hlediska fyziky, dostali bychom pro tutěz frekvenci

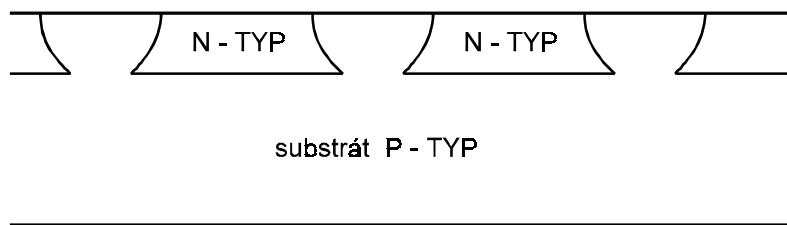
$$f_c = \frac{\mu_n V_c}{2\pi \cdot L^2} \quad (2.4.3)$$

kde μ_n je pohyblivost elektronů ($\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$), V_c je napětí na kolektoru a L je délka kanálu. Vyplývá z toho pracovat s materiálem s co možná největší pohyblivostí a zejména snižovat délku kanálu.

/ Podobným způsobem jako jsme definovali mezní kmitočet u MOSFETu , můžeme definovat i mezní kmitočet u bipolárního tranzistoru - dostaneme tzv. tranzitní kmitočet f_T , který je blízký meznímu kmitočtu f_α . /

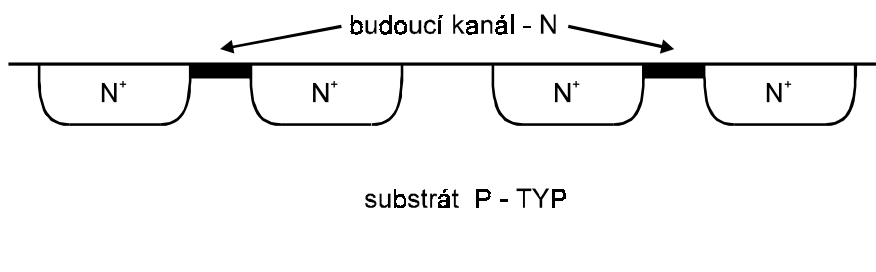
Tranzistory typu MOSFET hrají dominantní roli v oblasti digitální elektroniky a se zvyšujícími se nároky na rychlost počítačů vzrůstaly i požadavky na mezní kmitočty a tedy délky kanálů. Z původních 5 až 10 μm se délka hradla L postupně snižovala až na 1 μm a 0,7 μm . Současně se zmenšováním rozměrů se zvětšovala hustota tranzistorů na čipu. To se nejvíce projevilo u tzv. dynamických pamětí, které z původních kilobitových čipů čili čipů uchovávajících tisíc základních informačních jednotek / bitů - 0 nebo 1 / uchováují miliony bitů na jedné destičce / 1 , 4 , 16 , 64 Mbit / a to znamená, že na jedné destičce je např. asi 65 milionů tranzistorů MOS . Takovou hustotu integrace umožňuje to, že struktura je svojí podstatou samoizolující se.

U bipolární technologie musíme provádět izolaci jednotlivých prvků vytvořením p - n přechodů, které jsou v inverzním směru - viz Obr. 2.4-14 .



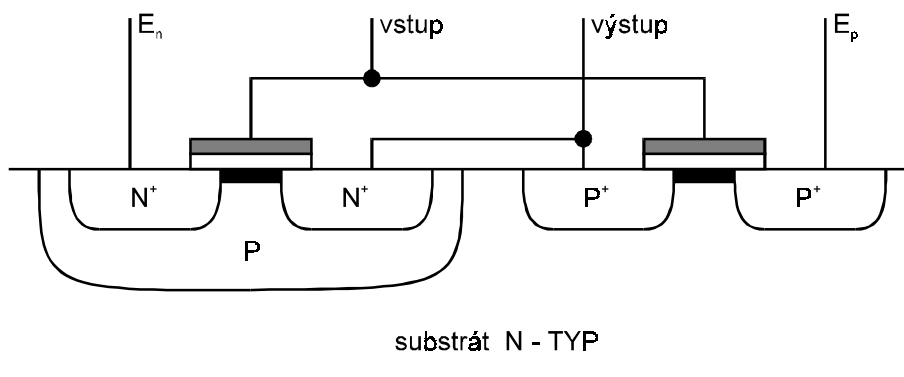
Obr. 2.4-14

a ve vzniklých ostrůvcích vytvářet teprve potřebné prvky. V případě MOS tranzistorů vytváříme kolektorové a emitorové oblasti obráceného typu polovodiče, a proto je izolace přechodem automatická - viz Obr. 2.4-15 .



Obr. 2.4-15

V posledních letech se stále více uplatňují obvody CMOS , což je spojení dvou tranzistorů MOS s kanálem p a s kanálem n .



Obr. 2.4-16

Jejich velkou výhodou je, že v klidovém stavu neodebírají proud, protože vždy jeden z tranzistorů je uzavřen. Nacházejí použití v moderní digitální elektronice.

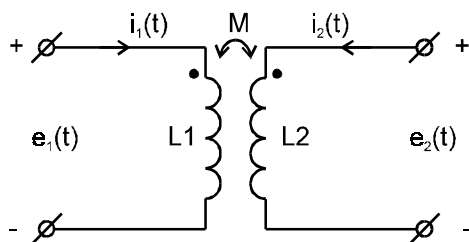
Další významnou oblastí užití tranzistorů MOS je výkonová elektronika, která užívá výkonových MOS tranzistorů pro spínání / existuje řada variant SIPMOS , V - MOS , atd. /.

Další polovodičové prvky a způsoby jejich užití si ponecháme pro druhý semestr.

3. Transformace časově závislých signálů

3.1 Transformátory se soustředěnými parametry

Mějme dvě indukčnosti vázané magnetickým polem. Indukčnost první cívky budiž L_1 a indukčnost druhé L_2 . Vzájemnou indukčnost označme M .



Obr. 3.1-1

$$e_1(t) = E_1 e^{j\omega t} \quad e_2(t) = E_2 e^{j\omega t} \quad (3.1.1)$$

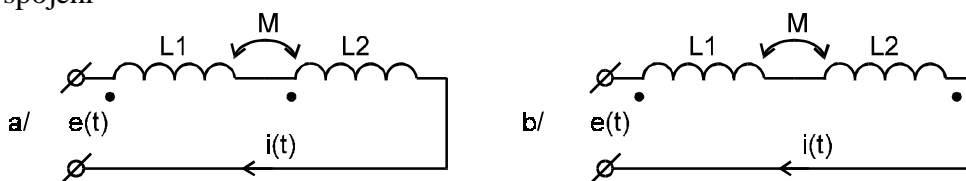
Pro naznačený obvod budou platit rovnice

$$E_1 = j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 \quad E_2 = j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_1 \quad (3.1.2)$$

kde E_1 , E_2 , I_1 a I_2 jsou fázory.

Protože se jedná o reciprokový obvod, je hodnota M v obou rovnicích stejná. V první řadě nás bude zajímat, jaké poměry mohou nastat mezi velikostmi L_1 , L_2 a M . Máme dvě možnosti - ve stavu, který máme, spojíme obě indukčnosti jednou do série a podruhé paralelně a výsledkem bude vždy nějaká indukčnost. / Tečky označují začátky vinutí /. Dostaneme tyto dva obvody :

1/ sériové spojení



Obr. 3.1-2

Vezmeme-li variantu a/, pak $i_1(t) = i_2(t) = i(t)$ a můžeme psát

$$j\omega L_1 I + j\omega M I + j\omega L_2 I + j\omega M I = E_1 \quad I = \frac{E_1}{j\omega(L_1 + L_2 + 2M)}$$

Pro druhý obvod bychom dostali podobně

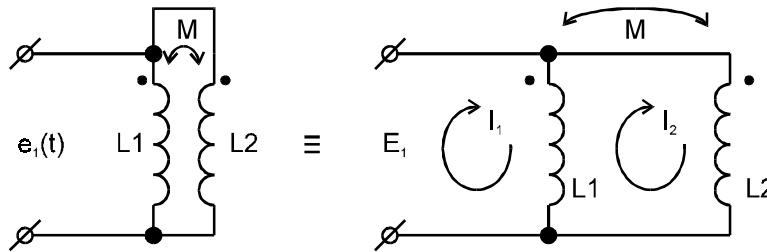
$$I = \frac{E_1}{j\omega(L_1 + L_2 - 2M)}$$

Z toho tedy plyne, že ekvivalentní indukčnost v případě sériového spojení bude pro obě kombinace

$$L_{ekv} = L_1 + L_2 \pm 2M \quad (3.1.3)$$

Praktický důsledek - měříme-li dvě indukčnosti vzájemně svázané a bude-li výsledek měření L_1 a L_2 , není výsledná indukčnost $L \neq L_1 + L_2$, ale hodnota výše uvedená $L_1 + L_2 \pm 2M$.

2/ Kdybychom nyní spojili obě indukčnosti paralelně, dostali bychom



Obr. 3.1-3

$$E_1 = j\omega L_1 I_1 - j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_2$$

$$0 = -j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_1 + j\omega L_2 I_2 + j\omega L_1 I_2 - 2j\omega M I_2$$

Kdybychom uvážili kombinace smyslů vinutí, dostali bychom pro paralelní spojení pro různé kombinace

$$L_{ekv} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 \pm M} \quad (3.1.4)$$

Výsledná ekvivalentní indukčnost však musí být větší než nula, a proto $L_1 \cdot L_2 - M^2 \geq 0$.

Z úvahy vyplývá, že fyzikálně realizovaná vzájemná indukčnost musí být menší než udávají vztahy

$$M = \frac{L_1 + L_2}{2} \quad M = \sqrt{L_1 L_2} \quad (3.1.5)$$

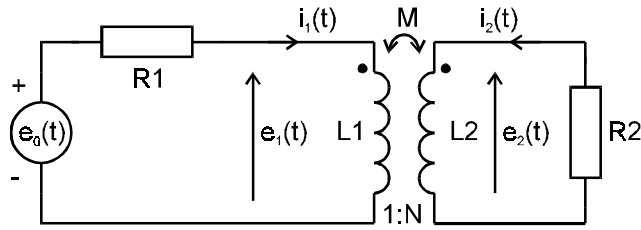
Druhý vztah dává menší hodnotu, a je proto omezujícím vztahem. Vazbu mezi dvěma indukčnostmi tedy budeme mít v mezích 0 až M_{\max} . Zavedme proto koeficient vazby k mezi dvěma indukčnostmi

$$M_{\max} = \sqrt{L_1 L_2} \quad k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (3.1.6)$$

k může nabývat hodnot od nuly do jedničky.

Uvažujme nyní dvě indukčnosti vázané vzájemnou indukčností, a to tak, že platí $E_2 = N \cdot E_1$, kde N je nějaká reálná konstanta kladná a chceme toto realizovat za pomoci transformátoru.

Máme tedy obvod



Obr. 3.1-4

Pak můžeme napsat tyto rovnice

$$E_1 = j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 \quad N E_1 = j\omega M I_1 + j\omega L_2 I_2$$

Z těchto rovnic plyne, že

$$N = \frac{M I_1 + L_2 I_2}{L_1 I_1 + M I_2}$$

Předpokládejme dále, že bude platit $I_1 \cdot E_1 = I_2 \cdot E_2$. Pak dostaneme

$$N = \frac{M N + L_2}{L_1 N + M}$$

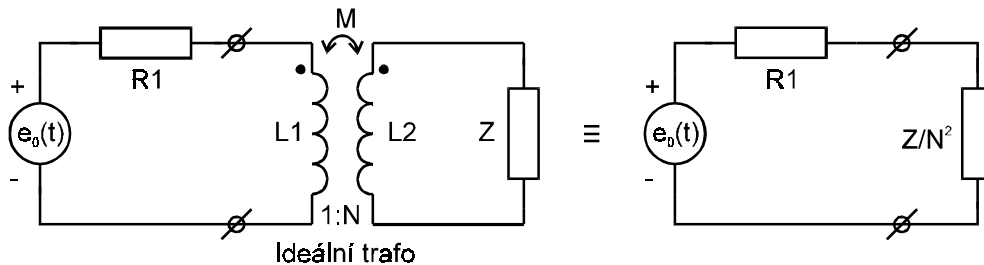
a tedy můžeme vypočítat N

$$N = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.1.7)$$

Poslední rovnost plyne z toho, že indukčnost cívky je úměrná kvadrátu počtu závitů. Bude-li náš ideální transformátor na sekundární straně zatížen nějakou impedancí Z , bude samozřejmě platit $E_2 = I_2 \cdot Z$, a to můžeme psát $N E_1 = I_2 Z = I_1 Z / N$ nebo-li

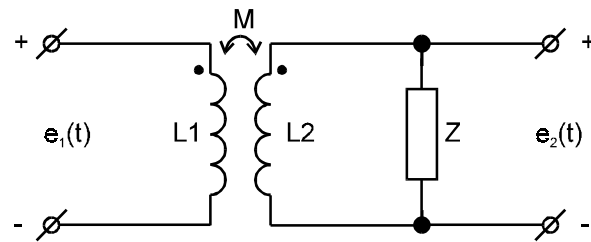
$$\frac{E_1}{I_1} = \frac{Z}{N^2} \quad (3.1.8)$$

Znamená to, že u ideálního transformátoru je impedance transformována se čtvercem převodu. Potom tedy každý obvod obsahující ideální transformátor můžeme překreslit na náhradní obvod



Obr. 3.1-5

Na základě předchozích úvah jsme určili jaký musí být u ideálního transformátoru poměr velikostí obou indukčností, ale nevím nic o jejich hodnotách. Uvažujme proto dále obvod podle obrázku :



Obr. 3.1-6

Předpokládejme, že koeficient vazby k dosahuje limitní hodnoty, to znamená $L_1 \cdot L_2 - M^2 = 0$ a indukčnosti mají konečné hodnoty. Pro náš obvod můžeme psát rovnice

$$E_1 = j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 \quad 0 = j\omega M I_1 + j\omega L_2 I_2 + Z I_2$$

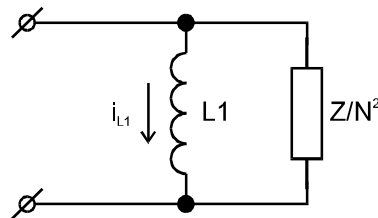
Z těchto rovnic vypočteme poměr I_1/E_1

$$\frac{I_1}{E_1} = \frac{j\omega L_2 + Z}{\omega^2 (M^2 - L_1 L_2) + j\omega L_1 Z}$$

a použijeme-li $M^2 = L_1 L_2$, bude

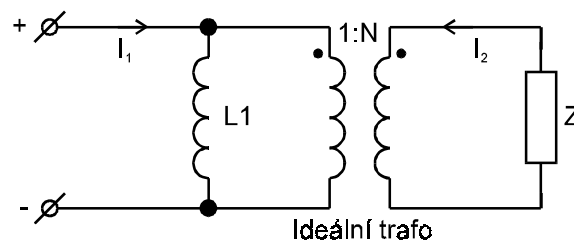
$$Y_{vst} = \frac{I_1}{E_1} = \frac{1}{j\omega L_1} + \frac{N^2}{Z} \quad (3.1.9)$$

Této rovnici odpovídá ekvivalentní obvod podle obrázku



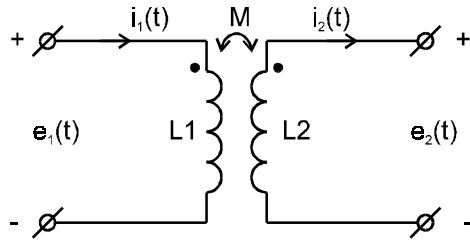
Obr. 3.1-7

Aby se takový transformátor blížil svými vlastnostmi ideálnímu, musel by proud i_{L1} být nulový, a proto L_1 by musela být nekonečně veliká. Náhradní schéma našeho transformátoru můžeme také nakreslit takto :



Obr. 3.1-8

Mějme nyní obecný případ dvou indukčností vázaných magnetickým polem tvořících transformátor. Na rozdíl od předchozích případů mají však indukčnosti konečné hodnoty a koeficient vazby bude menší než jednička. Naši snahou nyní bude získat ekvivalentní obvod takového transformátoru a na jeho základě se pokusit odhadnout vlastnosti reálných transformátorů. Pokusme se nyní převést tento případ na nějaký, který jsme už řešili.

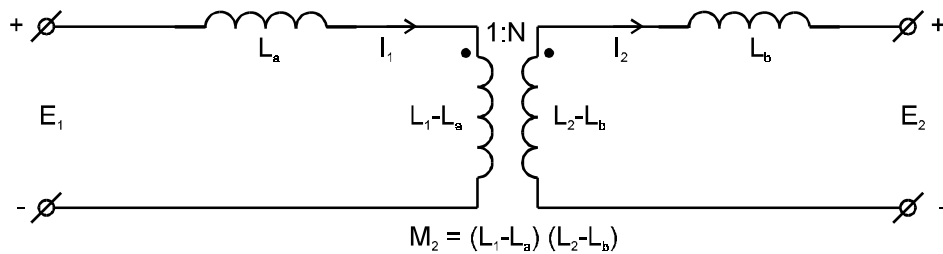


Obr. 3.1-9

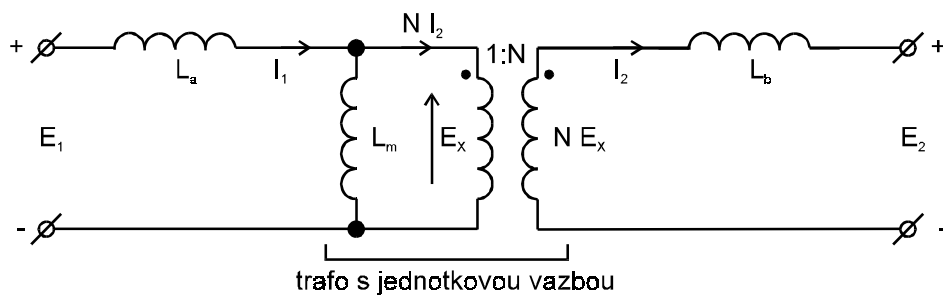
Tento obvod je popsán rovnicemi

$$E_1 = j\omega L_1 I_1 - j\omega M I_2 \quad E_2 = -j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_1 \quad (3.1.10)$$

Protože koeficient vazby je menší než jednička, znamená to, že indukčnosti L_1 a L_2 jsou poněkud větší než by odpovídalo koeficientu vazby rovnému jednotce. Přeměníme tedy tento obvod na jiný s jednotkově vázanými indukčnostmi.



Obr. 3.1-10



Obr. 3.1-11

Protože $L_1 - L_a$ a $L_2 - L_b$ mají mezi sebou jednotkový koeficient vazby, platí

$$M^2 = (L_1 - L_a)(L_2 - L_b) \quad (3.1.11)$$

Obvod, který jsme nakreslili tedy užívá našich poznatků o jednotkově vázaných indukčnostech a můžeme pro něj psát rovnice

$$E_1 = j\omega L_a I_1 + E_x \quad E_x = j\omega L_m (I_1 - NI_2) \quad E_2 = -j\omega L_b I_2 + E_x N$$

a můžeme porovnávat koeficienty původních rovnic s těmito a dostaneme

$$L_1 = L_a + L_m \quad M = L_m N \quad L_2 = L_b + N^2 L_m \quad (3.1.12)$$

Dostali jsme tři rovnice a máme čtyři neznámé veličiny (L_a , L_b , L_m , N). Můžeme si proto jednu veličinu zvolit s tím, že volba musí mít fyzikální smysl. Z předcházejících rovnic plyne

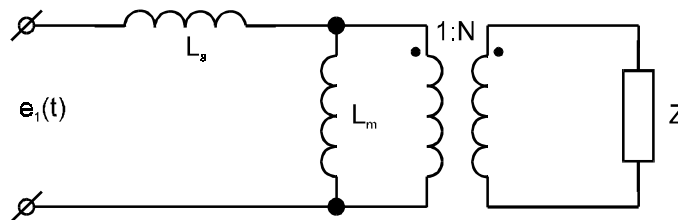
$$L_a = L_1 - \frac{M}{N} \quad L_m = \frac{M}{N} \quad L_b = L_2 - MN \quad (3.1.13)$$

V reálném případě ale $(L_a; L_b) \geq 0$, a proto musí platit $\frac{M}{L_1} \leq N \leq \frac{L_2}{M}$.

Zvolíme-li např. N tak, aby $L_b = 0 \Rightarrow N = L_2/M$, bude pro $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$

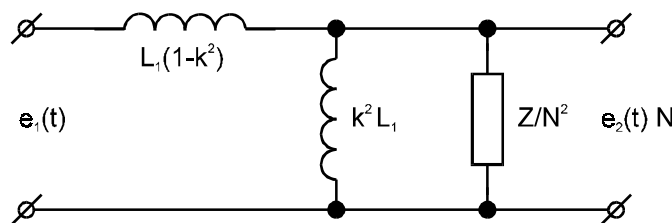
po dosazení $N = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad L_a = L_1(1 - k^2) \quad L_m = k^2 L \quad (3.1.14)$

a náhradní obvod takového transformátoru zatíženého impedancí Z bude



Obr. 3.1-12

a tento obvod můžeme na základě našich znalostí překreslit

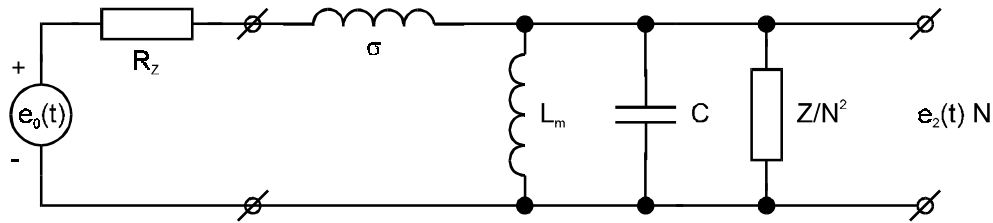


Obr. 3.1-13

U běžného reálného transformátoru bude $k \rightarrow 1$. Potom $\sigma = L_1(1 - k^2) \cong 2L_1(1 - k)$ bude malá indukčnost - říkáme jí rozptylová a $L_m = k^2 \cdot L_1$ bude zhruba rovna indukčnosti primáru / magnetizační indukčnost / .

V případech, kdy transformátor musí být odolný proti zkratu tj. případ $Z \rightarrow 0$ - to je případ zvonkového transformátoru, ale zejména svářecích transformátorů při zapalování oblouku musí naopak σ být poměrně velká, protože je to právě jenom ona, která omezuje proud tekoucí do transformátoru v případě zkratu na sekundáru / realizace vzduchovou mezerou / .

U skutečného transformátoru se bude ještě uplatňovat kapacita vinutí, takže konečný náhradní obvod bude

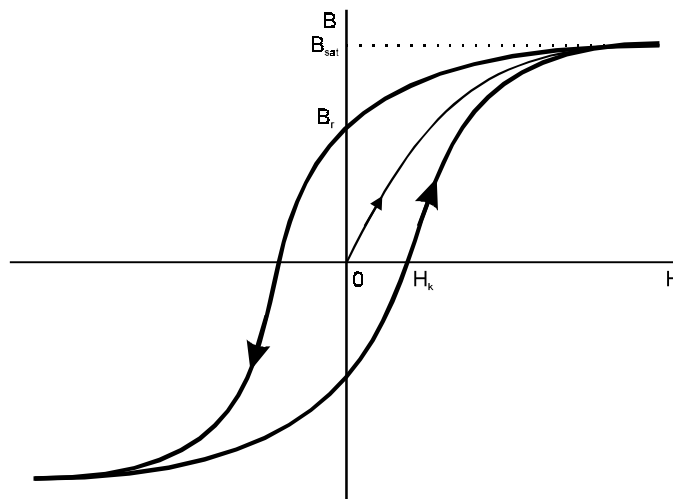


Obr. 3.1-14

Tento náhradní obvod bychom mohli použít pro odvození amplitudové, fázové a dalších charakteristik. Jde však o obvod obsahující tři prvky schopné hromadit energii, a to znamená, že by byl popsán diferenciální rovnicí třetího řádu. Řešit toto nebudeme - spíše si řekneme význam prvků :

- σ - rozptylová indukčnost brání průchodu proudy zejména na vysokých kmitočtech a u běžného trafá by měla být co nejmenší
- L_m - magnetizační indukčnost by měla mít naopak co největší hodnotu - na nízkých kmitočtech omezuje $e_2(t)$
- C - kapacita vinutí - případně transformovaná kapacita zátěže by měla být co nejmenší - omezuje v oblasti vysokých kmitočtů.

Abychom dosáhli maximální L_m , minimální σ a omezili tak i C , navineme indukčnosti kolem společného feromagnetického jádra / speciální železné plechy profilu E I nebo M nebo jádra typu C nebo hrníčková i toroidní jádra / . Vlastností těchto feromagnetických materiálů je však tzv. hystereze vyznačující se na grafu závislosti B na H čili indukce na intenzitě magnetického pole hysterezní smyčkou - viz Obr. 3.1-15 .



Obr. 3.1-15

V důsledku vysoké permeability čili poměru $B/H = \mu$ stoupne mnohonásobně indukčnost L_m a tedy bude i omezen proud touto indukčností tekoucí. Budeme-li mít oboustranný čili střídavý průběh a budeme-li zvětšovat H , bude se zvyšovat B až dosáhneme nasycení, kdy B již dále nevzrůstá. Tomuto režimu je nutné se vyhnout.

Jiná je ovšem situace v případě průběhů jedné polarity např. impulsních průběhů, kdy účinná permeabilita je nižší / asi 3x až 5x / než počáteční permeabilita. Konečně budeme-li prodlužovat šířku přenášeného impulsu / jednosměrného / , bude platit

$$e_2 = n_2 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{n_1}{N} A \frac{dB}{dt} \quad (3.1.15)$$

kde A je průřez / plocha příčného průřezu / jádra. Integrujeme-li poslední rovnici v mezích 0 až t , dostaneme

$$B = \int_0^t \frac{e_2 N}{A n_1} dt = konst. \cdot t \quad (3.1.16)$$

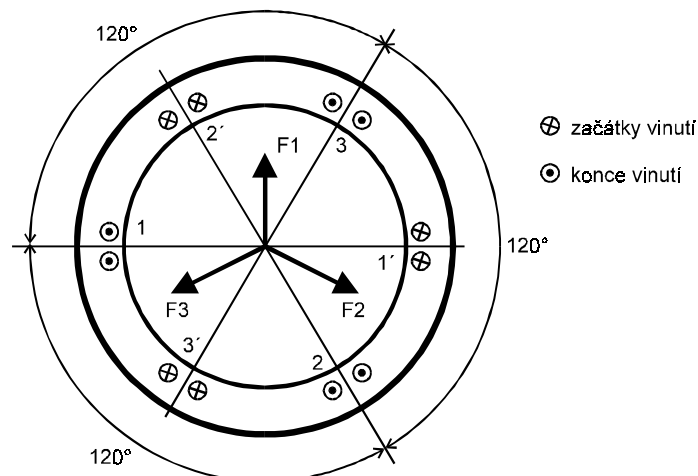
V tomto případě tedy magnetická indukce narůstá lineárně s časem. Znamená to, že např. pro jednosměrné impulsy délky T_1 nedosáhneme B_{sat} a pro impulsy délky $T_2 > T_1$ budeme v nasycení.

4. Elektrické točivé stroje - motory

Elektrické točivé stroje - motory - mění elektrickou energii na energii mechanickou. V zásadě rozeznáváme stroje na proud střídavý - nejčastěji trojfázový - a na stroje na proud stejnosměrný. Jak uvidíme, v některých případech tato hranice nemusí existovat. Proberme nejprve stroje na střídavý proud.

4.1 Asynchronní motory

Představme si stator motoru, v jehož drážkách jsou navinuta vinutí tří fází tak, že tato vinutí jsou pravidelně geometricky rozmístěna po obvodě - viz následující obrázek.



Obr. 4.1-1

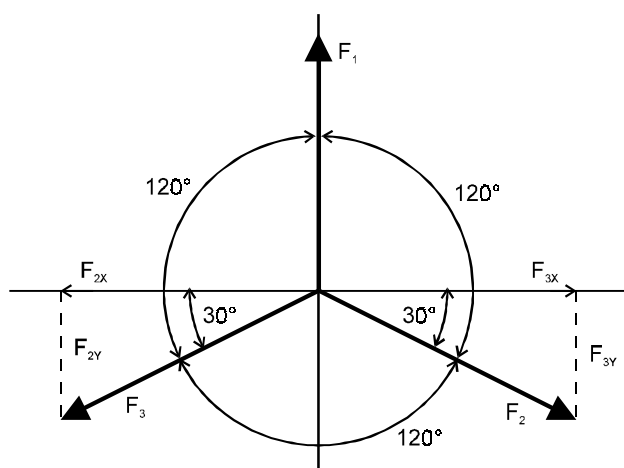
Vinutí 1,2,3 jsou protékána proudy tří fází čili příslušné proudy budou

$$i_1 = I_m \sin \omega t \quad i_2 = I_m \sin(\omega t - 2\pi / 3) \quad i_3 = I_m \sin(\omega t + 2\pi / 3) \quad (4.1.1)$$

Proud protékající cívku vybudí pole, které bude úměrné tomuto proudu a bude kolmé na rovinu cívky. Označíme-li toto pole F_1, F_2, F_3 , dostaneme pro ně vztahy :

$$F_1 = F_m \sin \omega t \quad F_2 = F_m \sin(\omega t - 2\pi / 3) \quad F_3 = F_m \sin(\omega t + 2\pi / 3) \quad (4.1.2)$$

Toto jsou pole od jednotlivých vinutí protékaných fázovými proudy. Abychom určili skutečné pole s ohledem na geometrické uspořádání vinutí po obvodu statoru, museli bychom všechna tato pole sečíst s ohledem na velikost i směr v prostoru. Rozložme tato tři pole do složek ve směru x a y a složky sečtěme. Určíme-li složky F_{1x}, F_{2x}, F_{3x} a stejně F_{1y}, F_{2y}, F_{3y} , dostaneme :



Obr. 4.1-2

Bude tedy platit

$$\Phi_x = F_{1x} + F_{2x} + F_{3x} \quad \Phi_y = F_{1y} + F_{2y} + F_{3y}$$

$$\Phi_x = 0 - F_m \sin(\omega t - 2\pi / 3) \cdot \cos \pi / 6 + F_m \sin(\omega t + 2\pi / 3) \cdot \cos \pi / 6$$

$$\Phi_y = F_m \sin \omega t - F_m \sin(\omega t - 2\pi / 3) \cdot \sin \pi / 6 - F_m \sin(\omega t + 2\pi / 3) \cdot \sin \pi / 6$$

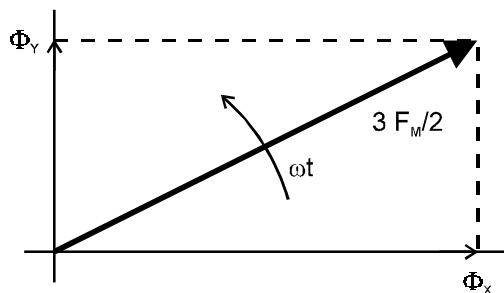
Dostáváme tedy

$$\Phi_x = \frac{3}{2} F_m \cos \omega t \quad \Phi_y = \frac{3}{2} F_m \sin \omega t \quad (4.1.3)$$

Nakonec tedy jako výsledek dostáváme

$$|\Phi| = \sqrt{\Phi_x^2 + \Phi_y^2} = \frac{3}{2} F_m \quad (4.1.4)$$

což znamená, že pole má konstantní velikost $3 \cdot F_m / 2$ a otáčí se úhlovou rychlostí $\omega = 2\pi f$.



Obr. 4.1-3

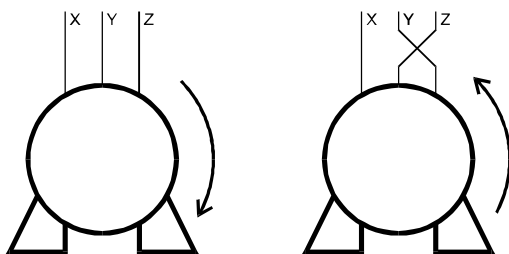
Mechanická úhlová rychlost je dána $\omega_m = 2\pi \frac{n}{60}$, kde n je počet otáček za minutu.

Kdyby platilo, že mechanická úhlová rychlost je stejná jako elektrická úhlová rychlost, pak

$$2\pi f = 2\pi \frac{n}{60} \Rightarrow n = 60f \quad (4.1.5)$$

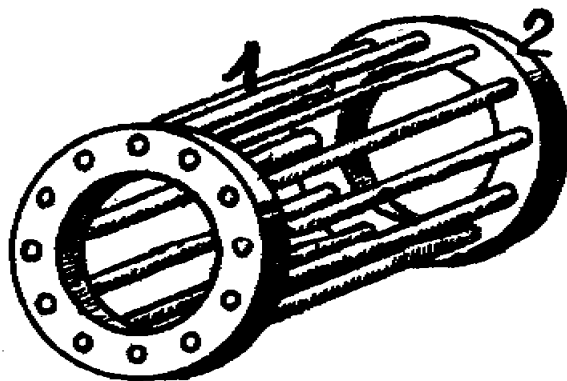
Znamená to tedy, že v našem uspořádání má pole konstantní velikost a otáčí se synchronními otáčkami $n = 60f$. Vzniklo tzv. točivé pole. Je zřejmé, že kdybychom uspořádali po obvodu statoru cívky tak, aby se vše p - krát zopakovalo, budou synchronní otáčky $n = 60 \cdot f / p$. / Potom např. pro $p = 2$ budou $n = 1500$ ot/min ./

Pole se bude točit obráceně, jestliže přehodíme dvě fáze.



Obr. 4.1-4

Vložíme-li do dutiny statoru rotor nesoucí jednoduché klecové vinutí, které se skládá z neizolovaných tyčí vložených do drážek rotoru a spojených nakrátko čelními kruhy, potom točivé magnetické pole bude indukovat v tyčích proudy.



Obr. 4.1-5

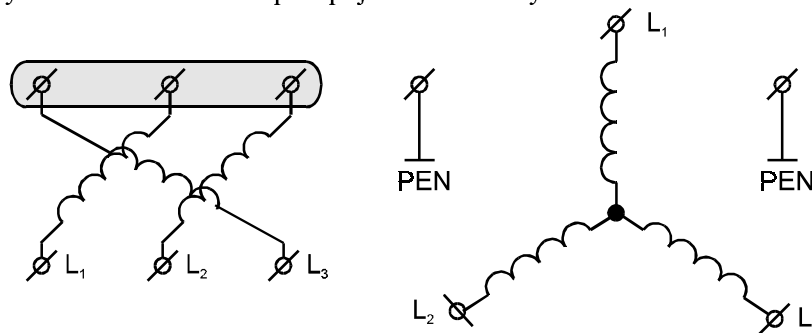
Tyto proudy společně s točivým magnetickým polem vytvářejí síly ve směru pohybu točivého pole. Souhrn všech sil / tangenciálních / nám dává užitečný točivý moment stroje, který působí ve stejném směru jako točivé pole.

Je zřejmé, že se rotor nikdy nemůže pohybovat synchronními otáčkami, protože v tom případě se v tyčích rotoru nic neindukuje - neprochází jimi žádný proud. Proto vždy mechanické otáčky těchto motorů jsou trochu nižší / např. 1440 proti 1500 / . Proto také těmto strojům říkáme asynchronní motory (s kotvou nakrátko) .

Rozdíl mezi synchronními a asynchronními otáčkami nazýváme skluz. Je zřejmé, že u těchto motorů nemůžeme libovolně měnit otáčky - ty jsou dány síťovým kmitočtem a počtem pólových párů p statoru a skluzem, který běžně činí několik procent.

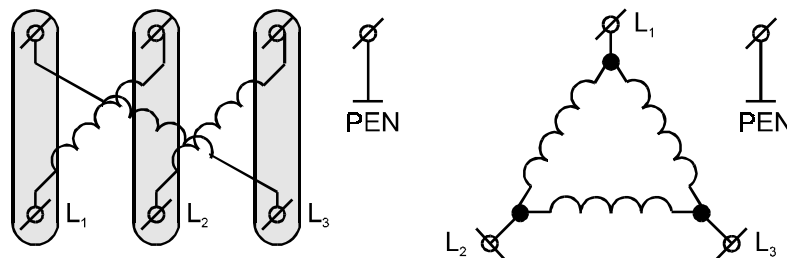
Asynchronní motor s kotvou nakrátko je nejběžnější a nejspolehlivější motor vůbec. Jeho další výhodou je i to, že za chodu nezpůsobuje rušení. Má však poměrně malý záběrový moment.

Svorkovnice asynchronního motoru při spojení do hvězdy



Obr. 4.1-6

a spojení do trojúhelníku

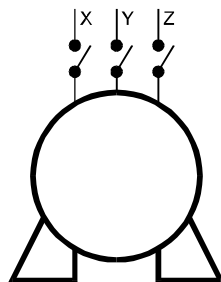


Obr. 4.1-7

Spouštění asynchronního motoru :

V okamžiku spouštění odebírá asynchronní motor několikanásobně větší proud / 4x až 8x / než je jeho proud nominální. To je ovšem nevýhodné, protože jsou zvýšené nároky na síť a jsou problémy s jističením motoru. Zařadíme-li do přívodu motoru pojistky, pak je musíme z tohoto důvodu dimenzovat na podstatně vyšší proud, ale pak nechrání motor např. při závitovém zkratu. Řešením jsou jističe se zpožděným účinkem / označované M / . Metod spouštění je několik :

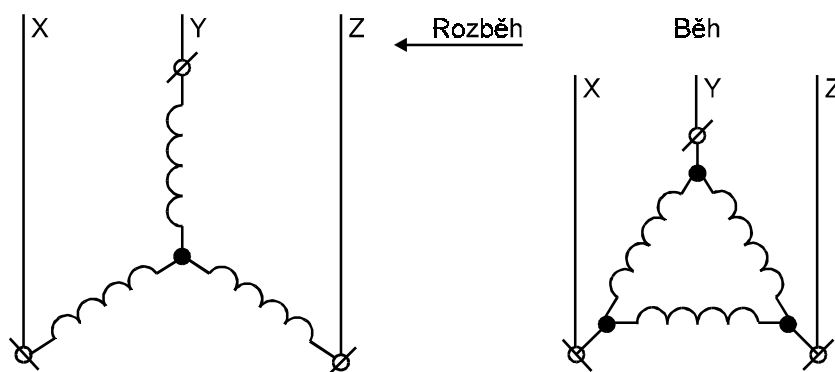
1/ Přímé připojení motoru na síť



Obr. 4.1-8

Běžně se užívá na spotřebitelské síti pro menší výkony - do 3 kW , jinde všude tam, kde nevádí veliký proudový náraz - rozhoduje v tom řada faktorů a každý případ je nutné řešit individuálně. Takto se spouštějí motory až do výkonu 10 kW.

2/ Spouštění hvězda - trojúhelník



Obr. 4.1-9

Normálně motor pracuje s vinutími spojenými do trojúhelníku - to znamená, že v síti 220/380V je na každé cívice v běhu 380 V. Spouští se ale tak, že je zapojen do hvězdy a to znamená, že na každé cívice je 220 V. Všech šest vinutí je připojeno k přepínači hvězda - trojúhelník, který musí zabezpečit rychlé přepnutí. V provozu do hvězdy dává motor pouze třetinový výkon. Motor však může neomezeně dlouho pracovat ve spojení do hvězdy.

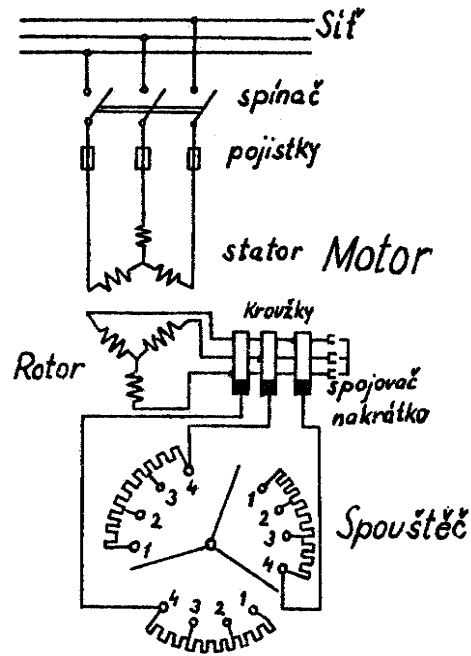
3/ Spouštění zmenšeným napětím

Do série s vinutími se zařazují odpory. Protože se však záběrový moment mění s kvadrátem záběrového proudu, je toto řešení nevýhodné / omezíme-li záběrový proud na polovinu, klesne záběrový moment na čtvrtinu /. Proto se tento způsob užívá málo. Je možné využít i tyristorových regulátorů. U menších motorů se zařazuje odpor do jedné fáze, a tím se dosáhne zmenšení záběrového momentu a jemného rozběhu / textilní stroje , apod./.

4/ Motor s kroužkovou kotvou

Rotor tohoto motoru má tři vinutí vyvedené na kroužky. Při rozbíhání je užito regulačních odporů, které postupně vyřazujeme, až nakonec spojíme kotvu nakrátko. Dnes se tyto motory užívají pro větší výkony od 20 kW. Lze dosáhnout plynulého rozběhu i při velkých zatíženích

setrvačnými hmotami. Nevýhodou je složitější motor a vyšší cena. U větších motorů se po rozběhu zkratují kroužky a uhlíky se zvednou, aby se zbytečně neopotřebovávaly. Kroužková kotva je navinuta z izolovaného drátu a je zapojena do hvězdy. Schéma motoru s kroužkovou kotvou je na následujícím obrázku :



Obr. 4.1-10

Řízení rychlosti otáčení asynchronních motorů - lze využít zřejmě tyto možnosti :

a/ změna počtu pólů (pólových párů) - lze skokově měnit otáčky

Motor	Otáčky	p
dvoupólový	2700-2850	1
čtyřpólový	1350-1440	2
šestipólový	890-910	3
osmipólový	665-690	4

b/ změnou kmitočtu napájecího napětí

c/ změnou odporu ve vinutí rotoru u kroužkových motorů

d/ změnou napájecího napětí

Kromě způsobů a/ , b/ však dosahované změny otáček jsou poměrně malé.

4.2 Jednofázové motory

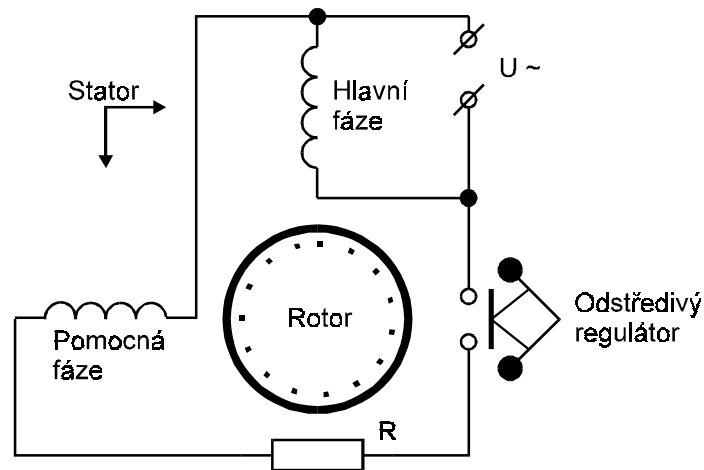
U drobných spotřebitelů nebývá vždy k dispozici třífázový proud. I zde by se vhodně uplatnil princip asynchronního motoru z důvodu jednoduchosti a nenáročnosti v provozu. Zapneme-li jen dvě svorky elektromotoru (třeba SX a SY) s kotvou nakrátko, motor jenom bručí a nerozebíhá se. Jednofázový proud v něm vyvolal pouze stojaté (kmitající) pole, nikoliv pole točivé. Stojaté kmitající magnetické pole sice indukuje v tyčích rotoru proudy, ale jimi vyvolané tangenciální síly se navzájem ruší. Ze zkušenosti však víme, že přerušíme-li jeden

přívod již rozeběhnutého asynchronního motoru, tak motor běží dále / pokud ho ovšem zatěžíme maximálně na 40% /. Je též známo, že trojfázový motor zapojený jednofázově, tj. pouze na dvě fáze, se rozeběhne, dáme-li mu nějakou počáteční mechanickou rychlost / a to buď jedním nebo druhým směrem podle toho jak ho roztočíme /. To tedy znamená, že v jednofázově zapojeném asynchronním motoru se vytvoří točivé pole vlivem proudů indukovaných v rotoru. Jde tedy v podstatě o to, jakým způsobem zajistit počáteční rozběh motoru. Je několik zásadních způsobů řešení tohoto problému.

a/ Pomocná odporová fáze

Stator je navinut tak, že obsahuje vinutí hlavní fáze / dimenzované na štítkový výkon / a pomocné fáze tak, že osy magnetických polí jsou vzájemně kolmé. / Točivé pole třífázového motoru vzniklo v případě, že proudy jednotlivých fází časově posunutých procházejí vinutími, které jsou prostorově pootočený o stejný úhel $2/3 \pi$. V našem případě by tedy stačilo napájet vinutí pomocné fáze proudem časově posunutým o $\pi/2$ proti proudu v hlavní fázi. / Dosáhneme toho tím, že navineme pomocnou fázi na velký proud a malé napětí / snížíme indukčnost / a zbývající napětí zmaříme v odporu, jak je naznačeno na obrázku.

Pomocná fáze bude ale zapojena pouze v okamžiku rozběhu / na obrázku naznačeno Wattovým regulátorem /. V praxi se neuzívá zvláštní odpor R, ale vinutí pomocné fáze se navine z odporového materiálu / např. z mosazi /. Směr točení takového motoru se obrátí, přehodíme-li přívody buď jen hlavní nebo jenom pomocné fáze.



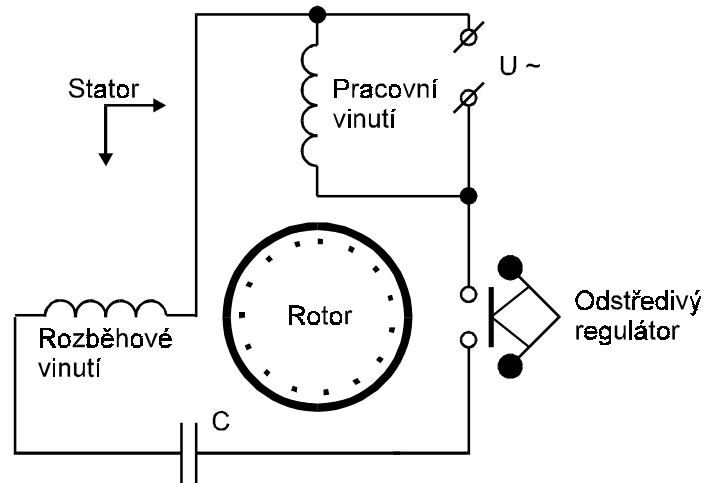
Obr. 4.2-1

Ve skutečnosti nedosáhneme posunutí o $\pi/2$ ale poněkud méně, což znamená, že vznikne pouze eliptické točivé pole / můžeme si představit toto pole složené ze stojatého kmitajícího pole a pole kruhového točivého /. Typicky se tohoto způsobu rozběhu používá u ledniček a mrazniček, kde funkci odstředivého regulátoru přebírá elektromechanické relé nebo polovodičový prvek. / Relé sepne při velkém záběrovém proudu a odpadne, když proud po roztočení motoru poklesne, polovodičový prvek po vyhřátí proudem vykazuje velký odpor /

b/ Kapacitní rozběh

Motor má opět pomocnou fázi, s níž je do série zařazen velký kondenzátor. Protože pracovní vinutí statoru se chová jako indukčnost v sérii s odporem - čili proud se zpožďuje za napětím -

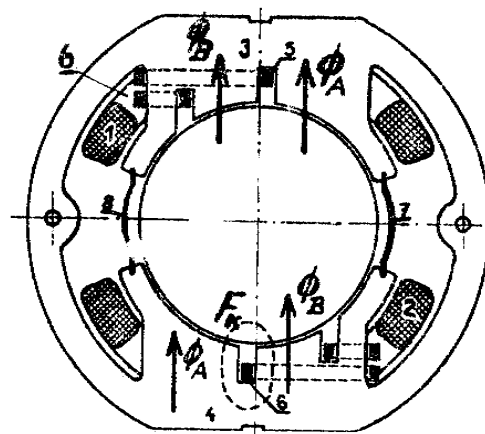
v případě pomocné fáze je tomu naopak. Volbou velikosti kondenzátoru můžeme dosáhnout toho, že proud pomocné fáze předbíhá právě o $\pi/2$ proud pracovního vinutí / viz obrázek / a dostáváme tak poměrně dobrý záběrový moment.



Obr. 4.2-2

Pomocnou rozběhovou fází lze navrhnout i tak, že kondenzátor může být trvale připojen. Má však v tomto případě menší kapacitu. Tohoto způsobu se užívá velice často / pračky, ledničky, čerpadla ústředního topení, ... /.

c/ Motor se stíněným pólem



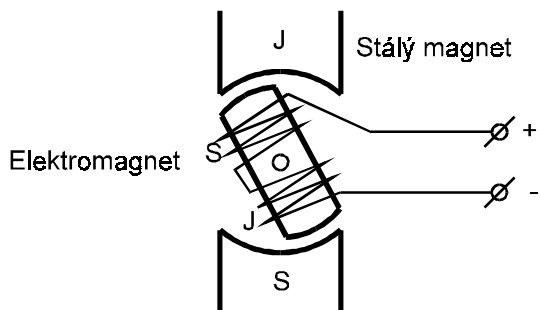
Obr. 4.2-3

Statorové vinutí se skládá ze dvou cívek 1 a 2, které magnetují póly 3 a 4. Každý pól je však rozštěpen a příslušná část je obemknuta závitem nakrátko. Pokud by zde závit nakrátko nebyl, procházely by oběma částmi pólu toky Φ_A a Φ_B a byly by časově ve fázi. Vlivem indukovaných proudů v závitě nakrátko vznikne tok F_K posunutý časově o značný úhel proti Φ_B . Ten se k toku Φ_A přičítá a k toku Φ_B se odečítá. Vzniká tím jakési - i když nedokonalé točivé pole. Tvar pole někdy zlepšují plíšky 7 a 8.

Záběrový moment je malý, účinnost nízká / v závitěch 5 a 6 se totiž indukují proudy i za chodu motoru /. Tyto motorčky se užívají jenom pro malé výkony - několik až několik desítek Wattů. Užívají se pro pohon malých větráků, čerpadel v pračkách, atd. Směr jejich otáčení nelze měnit. Mají výhodu v jednoduchosti a v tichém chodu.

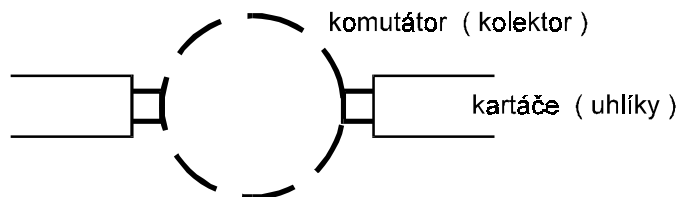
4.3 Stejnosměrné motory

Mezi póly statoru a rotoru působí magnetické pole - viz následující obrázek.



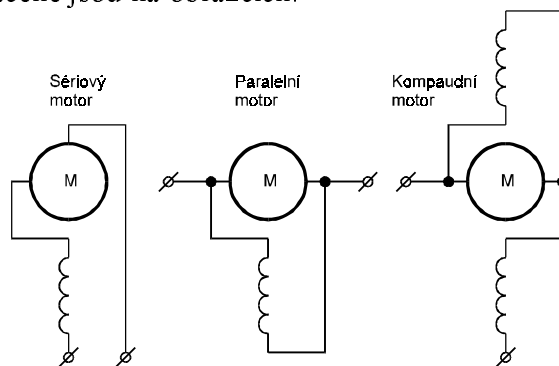
Obr. 4.3-1

Důležitou součástí těchto motorů je komutátor, který v případě naznačeném výše obrátí směr proudu v kotvě. / Běžně mívá kotva větší počet pólů a tím i segmentů komutátoru a jednotlivá vinutí kotvy se tedy mechanicky přepínají. / Komutátor se skládá z měděných lamel tvaru válcových výsečí, které jsou vzájemně izolovány.



Obr. 4.3-2

Stejnosměrné motory se liší vzájemným propojením vinutí statoru a rotoru. Existují tři možné způsoby zapojení - naznačené jsou na obrázcích.



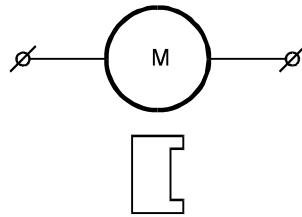
Obr. 4.3-3

První obrázek ukazuje sériové spojení statorového a rotorového vinutí. Motor tohoto typu se vyznačuje velkým záběrovým momentem, avšak jeho otáčky závisí na zatížení. Typické použití - startéry automobilových motorů.

Paralelní motor - magnetické pole statoru je stálé, a proto se tento typ motoru vyznačuje malou závislostí otáček na zátěži. Otáčky lze řídit změnou napětí na kotvě nebo na statoru. Při zmenšování napětí na statoru se rychlost otáčení zvětšuje a naopak. / Pozor na přerušování buzení statoru u větších strojů - dojde k destrukci stroje. / Častěji se otáčky řídit změnou napětí na kotvě / v rozmezí 1 ku 3 /.

Kompaundní motor - je vlastně spojení dvou předchozích typů, lze tak vyhovět konkrétním aplikacím, kdy můžeme poměrem závitů sériového a paralelního vinutí nastavovat záběrový moment a stabilitu rychlosti otáčení.

Kromě těchto tří uspořádání existuje ještě u malých motorků další varianta, kdy je magnetické pole statoru vytvořeno trvalým magnetem - odpadá tedy statorové vinutí. Tento motorek zřejmě odpovídá vlastnostmi motoru s paralelním buzením statoru. Výhodou je jednoduchost, lepší účinnost, snadná změna smyslu otáčení záměnou přívodů. Tyto motorky se užívají u hraček a často v automobilovém průmyslu / ostříkovače apod. /. Nelze je však provozovat na střídavý proud.

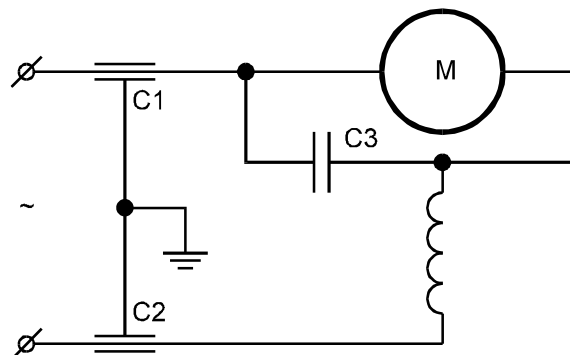


Obr. 4.3-4

Tím se dostáváme k motorkům komutátorového typu při provozu na střídavém proudu. Pokud tyto motorky nemají trvalé magnety ve statoru, nezávisí směr otáčení na polaritě napětí. / Pokud bychom chtěli při stejnosměrném provozu obrátit smysl otáčení, museli bychom přehodit vývody jenom statoru nebo jenom rotoru. / Při změně polaritě zapojeného motoru se mění jak magnetické pole statoru, tak i magnetické pole rotoru a smysl vzájemného točivého momentu zůstane zachován. Takové motory mohou tedy pracovat na střídavém proudu / samozřejmě jejich magnetické obvody musí být uspořádány tak, aby provoz na střídavém proudu dovolily /.

Magnetické pole je úměrné proudu, který protéká vinutím. V případě paralelního motoru - derivačního se však statorové vinutí jeví jako indukčnost a dochází tak k značnému fázovému posuvu oproti proudu v kotvě. Proto se na střídavém proudu užívá zásadně motorů se sériovým buzením. Takové motorky se užívají u velkého počtu domácích spotřebičů. Mají většinou velké obrátky - často více než 10000 otáček/min - a proto se při malých rozměrech a hmotnostech dosahuje značných výkonů / vysavače, mixery, roboty, ruční elektrické vrtačky a další /. Chlazení obstarávají většinou vestavěné větráky.

Značné potíže však činí rušení těchto motorů na radiofrekvenčních a televizních vlnách, které je ovšem vlastní všem komutátorovým motorům / na komutátoru dochází k rozepínání proudů v pracovním vinutí rotoru a k rozepínání velkých proudů zkratovaných vinutí rotorů - kartáč dosedá na několik lamel motoru /. Pro snížení rušení se užívají kondenzátory - způsoby zapojení jsou různé. Jedna možnost je uvedena na následujícím obrázku.



Obr. 4.3-5

Kromě uvedených typů (hlavních) existuje celá řada speciálních konstrukcí motorů a motorků. Jsou jimi např. lineární trakční motory pro startování letadel, pohon lokomotiv, případně nárazové zkoušky automobilů, motorky, které mají rotory s minimální setrvačnou hmotou - jsou schopny velmi rychlého rozběhu a zastavení, motorky s velkým počtem otáček užívané ve vojenské technice, atd.

Z nich významné jsou zejména motory a motorky synchronní, které se otáčejí přesně synchronními otáčkami / sám se nerozeběhne - rozbíhá se buď jako asynchronní nebo repulzní. / Motor má kotvu podobnou komutátorovému stroji, proud se přivádí pouze do statoru, kartáče jsou spojeny nakrátko, indukují se silné proudy v rotoru a stroj se rozebíhá jako komutátorový střídavý motor. Po rozběhu se zvláštním spojovačem lamely komutátoru spojují nakrátko. /

Posledním typem motorů, o kterém se zmíníme, je tzv. krokový motor, který je ovládán impulsy ve vinutích a je schopen se pootočit o přesně určený úhel v závislosti na budících impulsích a jejich počtu. S těmito motorky - ovšem v miniaturním provedení - se můžeme setkat u digitálních hodinek analogového typu, ale i při nastavování anténních systémů, ve výpočetní technice / disketové mechaniky /, atd. Konstrukce těchto motorů i jejich užití je natolik speciální, že překračuje rámeček této informativní přednášky.