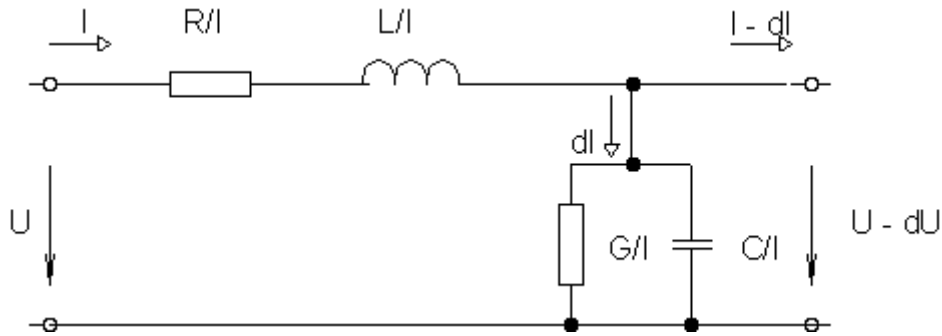


## Technika velmi krátkých vln.

Rádiové soustavy pracující v kmitočtových pásmech pod 30 MHz ,s vlnovou délkou nad 10 m, nejsou vhodné pro přenos signálů, které potřebují široké pásmo kmitočtů. Představte si, že jeden televizní kanál potřebuje šířku pásma 8 MHz. Potom by se do celého kmitočtového pásma 0 až 30 MHz vešly pouze tři televizní signály. Proto se toto pásmo používá pro přenos rozhlasových programů v pásmech DV, SV a KV , kde požadovaná šířka pásma je vzhledem k přenosu pouze slyšitelných kmitočtů 9 kHz resp. 20 kHz.. tato pásma se používají i pro jiné aplikace, např. navigační systémy pracující na kmitočtu 11 kHz a další.

Naopak v oblasti VKV ( UKV ) pásma, které zahrnuje rozsah 30MHz až 12 GHz může být přenášeno až 1500 televizních signálů se šířkou pásma 8 MHz.. Proto se pro přenos širokopásmových signálů používají pásma VKV a UKV. Díky širokému pásmu, které je možné přidělit jednomu vysílači, můžeme použít takové způsoby modulace, které poskytují podstatně vyšší kvalitu přenosu.

Vysílače a přijímače používané v pásmu VKV, UKV, se ve své podstatě jen málo liší od zařízení, která pracují v na delších vlnách. Používají stejné fyzikální principy, ale musí pracovat s odlišnou konstrukcí obvodů. U přístrojů pro velmi vysoké kmitočty již nemůžeme používat běžné obvody se soustředěnými parametry, tedy klasické prvky R,L,C. Tyto součástky můžeme považovat za soustředěné jen pokud jsou rozměry součástek, délky přívodních vodičů, zanedbatelně malé vzhledem k vlnové délce na které pracují. Např. rezistor s přívodem o délce 3 cm, se v oblasti kmitočtů 10 GHz, kde  $\lambda = c/f$  je 3 cm chová jako zcela jiný prvek, impedance Z, protože rozměr součástky je nezanedbatelný k vlnové délce přenášeného signálu. Podobně se chovají kondenzátory, běžné tranzistory a cívky. Chceme-li zvýšit kmitočet oscilátoru , musíme buď zmenšit kapacitu kondenzátoru, nebo indukčnost cívky( popřípadě obojí). Tím ale dostaneme cívku s jedním závitem, přičemž indukčnost přívodů aktivního prvku je srovnatelná s toto cívkou a další zmenšování indukčnosti již není technicky možné. Musíme tedy najít nové technologie, které umožní realizovat aktivní obvody s odlišnou konstrukcí součástí. Pro řešení pasivních prvků používáme specifických vlastností vysokofrekvenčních vedení. U všech druhů vedení se využívá schopnosti elektromagnetických vln šířit se podél rozhraní dvou prostředí např. podél kovových vodičů apod. Připojíme-li na začátek vf. vedení zdroj napětí, vznikne ve vodiči pohyb elektronů a v okolním prostředí elektromagnetické pole, které je nositelem energie. Tato energie vzniká na počátku vedení a šíří se podél vedení v prostředí které vodič obklopuje. Vodič dává této energii jen směr ke spotřebiči. Elektromagnetické pole, šířící se podél vodiče, působí zpětně na elektrony ve vodiči a vyvolává jejich uspořádaný pohyb. Pro představu si ukážeme jak vypadá náhradní obvod vf. homogenního vedení



obr.1 Náhradní schéma elementu homogenního vedení

Charakteristickými parametry homogenního vedení jsou tzv. primární parametry. Jsou to **měrný odpor**  $R$  [ $\Omega/\text{km}$ ], **měrná indukčnost**  $L$  [ $\text{mH}/\text{km}$ ], **měrná kapacita**  $C$  [ $\text{nF}/\text{km}$ ] a **měrný svod**  $G$  [ $\mu\text{S}/\text{km}$ ]

Při přenosu harmonického signálu po vedení dochází průtokem proudu  $I$  podélnou impedancí  $Z$  k úbytku napětí

$$\Delta U = I(R + j\omega L)\Delta l,$$

příčná větev náhradního obvodu pak způsobuje úbytek proudu

$$\Delta I = U(G + j\omega C)\Delta l$$

Při sledování přenosových vlastností homogenního vedení zavádíme sekundární parametry vedení. Poměr napětí  $U$  a proudu  $I$  v libovolném místě vedení charakterizuje charakteristickou impedancí vedení  $Z_c$  ( $Z_v$ ).

$$Z_c = \frac{U}{I} = \frac{dU}{dI} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

Dále určujeme měrnou vlnovou míru přenosu  $\gamma$

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta$$

Reálná část výrazu  $\alpha$  se nazývá měrný útlum ( $\text{dB}/\text{km}$ ) a imaginární část výrazu  $\beta$  měrný fázový posuv ( $\text{rad}/\text{km}$ ).

### Korektně a nekorektně zakončené vedení

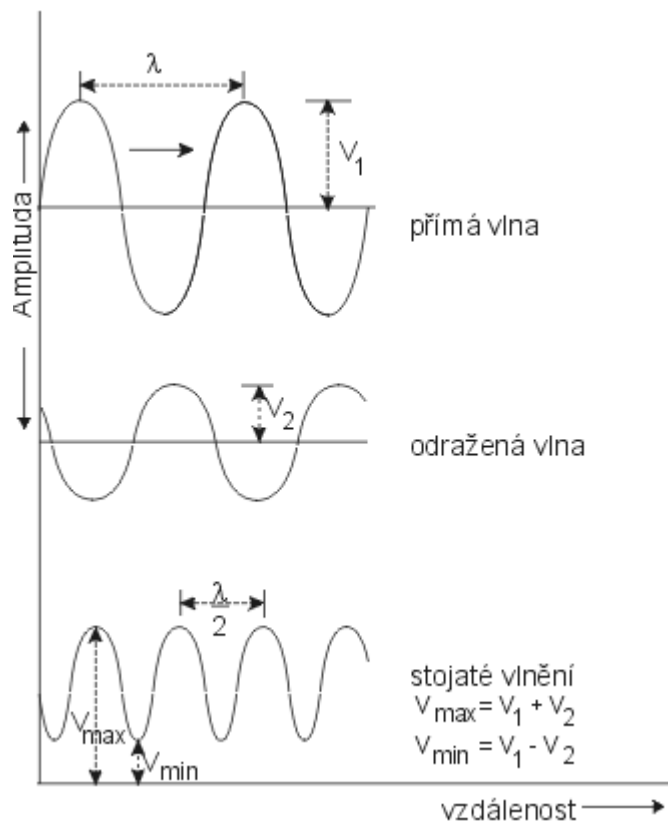
Amplituda napětí a proudu se v každém místě vedení sestává ze dvou složek. První složka představuje postupnou vlnu, která se šíří po vedení směrem od zdroje-počátku, a druhá složka která představuje zpětnou, odraženou vlnu šířící se směrem od konce vedení, nebo od místa nepřízpůsobení.

Amplitudy těchto vln závisí na vlnové impedanci vedení  $Z_v$  a na impedančním zakončení  $Z_k$ . Pokud jsou  $Z_v$  a  $Z_k$  shodné, po vedení se šíří pouze vlna postupná a na konci nevzniká odraz. Vedení je tzv. korektně zakončené.

Pokud impedance vedení  $Z_v$  a zakončovací impedance  $Z_k$  shodné nejsou, dochází ke vzniku odražené vlny. Obě vlny postupná i odražená se při šíření po vedení vektorově sčítají a na vedení vznikají místa, kde jsou vlny ve fázi a výsledná amplituda nabývá lokálních maxim (kmiten) a minim (uzlů). Na vedení vznikají stojaté vlny a takový stav je nežádoucí.

Z analogie se stejnosměrným obvodem je zřejmé, že k maximálnímu přenosu výkonu dochází při přizpůsobení zátěže. Proč tomu tak je, je možné kvantitativně vysvětlit následujícím způsobem:

Předpokládejme přenosové vedení buzené generátorem, který je přizpůsobený k zátěži ( $Z_g = Z_v$ ). Vedení je zatíženo zatěžovací impedancí různou od charakteristické, tj. takovou, že vyslaná vlna dojde na konec vedení, kde se část odrazí a cestuje zpět po vedení až ke generátoru - je tedy  $Z_v$  různé od  $Z_z$ . Protože generátor je přizpůsoben, absorbuje odraženou vlnu a promění ji v teplo. V případě, že generátor není přizpůsoben, odražená vlna je opět částečně odražena u generátoru a tak cestuje tam a zpět dokud její amplituda není zanedbatelně malá. Má-li vedení ztráty, pak se amplituda vlny zmenšuje i podél vedení, což se projeví ohříváním vedení. Vedení je tedy impedančně nepřizpůsobené a vznikají na něm ztráty.



Obr. 2 Průběh přímé, odražené a stojaté vlny

Z této úvahy je zřejmé, že k tomu, aby se po vedení přenesl maximální výkon, musí být linka přizpůsobena na obou koncích charakteristické impedanci vedení. Při přizpůsobení dochází ke ztrátám jenom při jednom průchodu vlny. To se projeví jak lepším přenosem výkonu, tak menším ohřevem vedení.

Další kvalitativní poznatek je možné odvodit z toho, že při odrazu vzniká stojaté vlnění, které se projevuje existencí vysokého napětí na vedení v intervalech vzdálených od sebe o  $\lambda/2$ . Pokud přenášíme vysoký výkon, jako např. v případě radaru, v oblastech vysokého napětí může dojít ke koronovému výboji, který způsobuje ztráty výkonu a může způsobit i průraz izolace.

V praxi se však neměří nejdříve impedance a z ní absorbovaný výkon, ale zejména v oblasti velmi vysokých kmitočtů se místo toho používá měření odraženého výkonu ze stojatého vlnění.

Povšimněte si na obrázku, že průběh stojatého vlnění není přesně symetrický, ale že minima jsou ostřejší než maxima. Pokud tedy měříme vlnovou délku, tak zásadně z minima. Víme, že činitel stojatého vlnění ČSV se dá vyjádřit

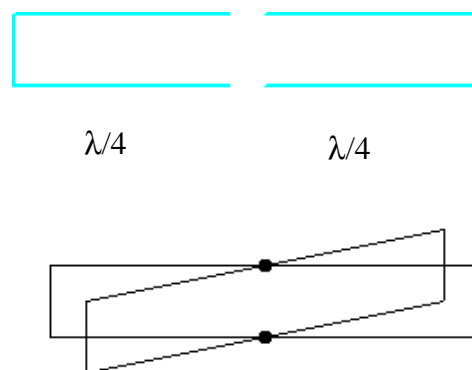
$$\text{ČSV} = \frac{1+k_0}{1-k_0} \quad \text{kde } k_0 \text{ je tzv. činitel odrazu ( koeficient odrazu)}$$

$$k_0 = \left| \frac{Z_z - Z_v}{Z_z + Z_v} \right|$$

## Druhy vedení

V technice VKV(UKV) se používá vedení dvojité (dvoulinka) , vedení souosé ( koaxiální kabel) a pro velmi vysoké kmitočty vlnod. Velmi často se setkáváme s tzv. tyčovými rezonátory, což je v podstatě laděné dvojité vedení a se souosými rezonátory, což je laděné vedení souosé.

Tyčový rezonátor o délce  $\lambda/4$  představuje vf. vedení nakrátko. Z hlediska rozložení proudu a napětí představuje paralelní kmitavý obvod. Zatím co u kmitavého obvodu složeného z cívky a kondenzátoru dosahuje činitel jakosti  $Q=200$ , pak u tyčových a souosých rezonátorů se dosahuje  $Q$  až několik tisíc.



obr.3 Tyčový rezonátor

Vezmeme-li dva tyčové čtvrtlenné rezonátory obr.3 a propojíme-li jejich vstupy, nezmění se v zásadě jejich kmitočty. Mezi body a , b naměříme opět rezonanci při stejném kmitočtu jako u samotného čtvrtlenného vedení. Budeme-li dále připojovat v místě a,b další rezonátory, až jich bude nekonečně mnoho, získáme uzavřený dutinový rezonátor. Rezonanční vlnovou délku určíme podle empirického vztahu

$$\lambda_{rez} = 2,61 r$$

kde r je poloměr válce, tedy v podstatě  $\lambda/4$ . Součinitel 2,61 je dán rozložením pole uvnitř dutinového rezonátoru. Dutinové rezonátory se používají u mikrovlnných elektronek, zejména klystronů a magnetronů.

## Základní vlastnosti vlnovodu

Vlnovody jsou válcová dielektrická tělesa, jejichž plášť je tvořen dobře vodivým materiálem. Budeme se zabývat vlnovody, jejichž průřez má jednoduchý tvar a je snadno vyrobitelný. Jsou to vlnovody s obdélníkovým a kruhovým průřezem. V dalším se ukáže, že na rozdíl od elektromagnetických vln, které se šíří ve volném prostoru (dielektriku nebo vakuu) mají vlny ve vlnovodu i podélnou složku elektrického nebo magnetického pole.

Z tohoto důvodu se používá následující označení:

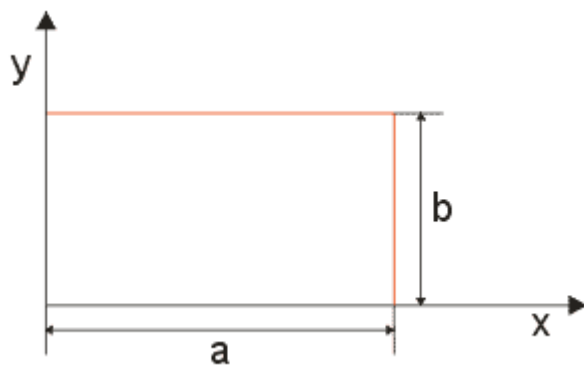
- vlny, které mají pouze příčné složky polí (jako ve volném prostoru), se označují jako vlny transversálně elektromagnetické - *TEM*
- vlny, které mají podélnou složku elektrického pole se označují jako vlny transversálně magnetické - *TM* nebo též jako vlny elektrické - *E*
- vlny s podélnou složkou magnetickou se označují jako vlny transversálně elektrické - *TE* nebo jako vlny magnetické - *H*

Bude nás zajímat, jaké vlny se mohou vlnovodem šířit. To ovšem neznamená, že v každém konkrétním případě se jím šíří. To záleží též na tom, jakým způsobem se bude přivádět do vlnovodu energie a dalších okolnostech, což je podstatně složitější.

Předpokládáme, že vlnovod je vyplněn vakuem (prakticky též vzduchem atmosférického tlaku, neboť rozdíl v permitivitách je zanedbatelný), a že uvnitř vlnovodu nejsou žádné náboje a neteče tam vodivostní proud tj.  $\varepsilon = \varepsilon_0, \mu = \mu_0, i = 0$

Za směr šíření, který je totožný s osou vlnovodu, zvolíme osu  $z$  a předpokládáme, že s časem se pole mění sinusově.

Předpokládáme, že elektromagnetická vlna se šíří vlnovodem obdélníkového průřezu (obr. 4) o délce stran  $a$  a  $b$ .



Obr.4 Řez vlnovodem obdélníkového průřezu

Dále budeme předpokládat, že stěny vlnovodu jsou ideálně vodivé (vodivost prostředí  $\sigma \rightarrow \infty$ ). Tento předpoklad prakticky nemůže být splněn, ale značně zjednoduší okrajové podmínky - v nekonečně vodivém obalu vlnovodu je tangenciální složka elektrického pole nulová, právě tak jako normálová složka magnetického pole. Současně, ve vlnovodu vyplněném vakuem a s ideálně vodivými stěnami nenastávají žádné tepelné ztráty a útlum  $\alpha = 0$ , takže  $\gamma = j\beta$  je čistě imaginární, a  $k^2 = k'^2 - \beta^2$ .

## Vidy vln

Rozeznáváme dva vidy vln. Vlny ve vlnovodech lze rozdělit na transversálně magnetické *TM vlna*  $E_z = 0$  a transversálně elektrické *TE vlna* ( $H_z = 0$ ), kdy  $E_z = 0$ . Při označení vidů vln označíme příslušný vid TE, nebo TM a přidáme číselný kód o jaký typ vlny se jedná, zda jde o vlnu základní, nebo harmonickou. Toto další označení řešíme pomocí indexů.

Harmonické vlny představují více maxim (kmiten), nebo minim (uzlů) podél některého z hlavních rozměrů vlnovodu. U vlnovodů obdélníkového průřezu ( $x, y$ ) a u vlnovodů kruhového průřezu ( $\varphi, r$ ). Indexy uvedené u označení příslušného vidu se vztahují na počet kmiten (uzlů) . Čísla indexů lze stanovit na základě složek pole ležících v průřezu vlnovodu.

První index označuje počet kmiten (uzlů) ve směru osy  $x$

Druhý index označuje počet kmiten (uzlů) ve směru osy  $y$  , popřípadě u dutinových rezonátorů

Třetí index označuje počet kmiten (uzlů) ve směru osy  $z$ .

např. označení vidu  $TE_{10}$  znamená, že ve směru osy  $x$  bude kmitna elektrické složky pole, ve směru osy  $y$ , nebude složka elektrického pole. Vlnovodem se bude šířit první harmonická magnetické složky pole ve směru osy  $z$ , jako složka  $H_z$

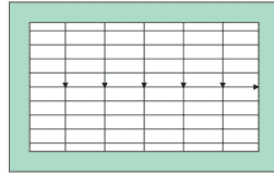
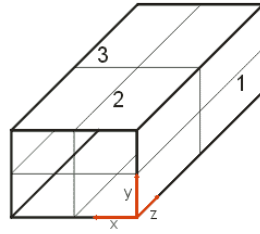
V případě vidu  $TE_{11}$ , bude kmitna složky elektrického pole jak ve směru osy  $x$ , tak i ve směru osy  $y$ . Elektrické pole si můžeme představit jako pole zřídlové ( elektrické siločáry jsou křivky neuzavřené ) a okolo těchto siločar se vytváří magnetická složka pole, jako křivky uzavřené ( obepínající ).

Z teorie elektromagnetického pole tedy víte, že magnetické pole obepíná proudovodič, siločáry si můžeme představit jako kružnice okolo vodiče (el.zřídla) a pak je zřejmé, že ve vlnovodu nelze vybudit vid  $TM_{01}$ , nebo  $TM_{10}$ , protože kružnice jako uzavřená křivka vždy tvoří tečné body s osami  $x$  a  $y$ . Tedy vid  $TM_{01}$  a  $TM_{10}$  neexistuje ve vlnovodu. V další části textu jsou uvedeny příklady základních vidů.

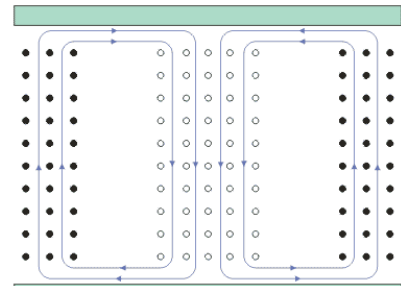
Na obrázcích jsou uvedeny příklady některých vidů, kde tečky a kroužky představují směr siločar elektrického pole ( tečky - pole jde proti pozorovateli , kroužky- pole jde od pozorovatele ) , uzavřené dráhy představují rozložení magnetického pole. Označení  $\lambda_0$  definuje tzv. kritický kmitočet vlnovodu s ohledem na jeho geometrické rozměry. Je-li  $\lambda_0 = 2a$ , pak kritická vlnová délka je dána jako dvojnásobek rozměru a vlnovodu. Je-li  $a = 2$  cm, pak  $\lambda_0 = 2a = 4$  cm a kmitočet určíme snadno ze vztahu  $f = c/\lambda_0 = 3 \cdot 10^8 / 4 \cdot 10^{-2} = 7,5$  GHz. Dá se dokázat, že vlnovod propouští pouze vlny kratší než kritická délka vlny  $\lambda_0 = 2a$ .

Vlna  $TE_{10}$

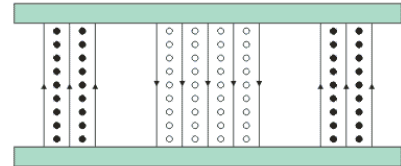
Síločáry:  
 1 v rovině xz  
 2 v rovině yz  
 3 v rovině xy



3



1



2

Nenulové složky pole

$$H_z, H_x, E_y$$

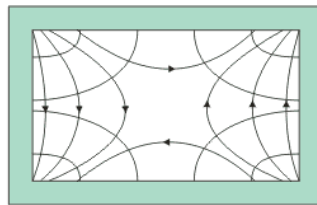
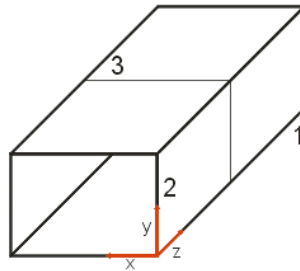
$$\lambda_0$$

$$2a$$

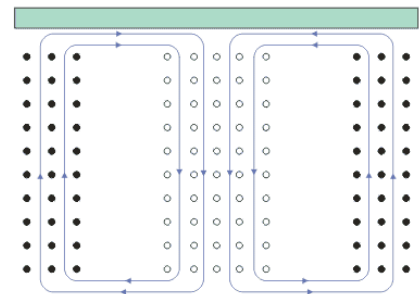
Obr.5 Vlna  $TE_{10}$

Vlna  $TE_{11}$

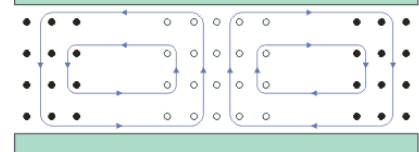
Síločáry:  
 1 v rovině xz  
 2 v rovině yz  
 3 v rovině xy



3



1



2

Nenulové složky pole

$$H_z, H_x, H_y, E_x, E_y$$

$$\lambda_0$$

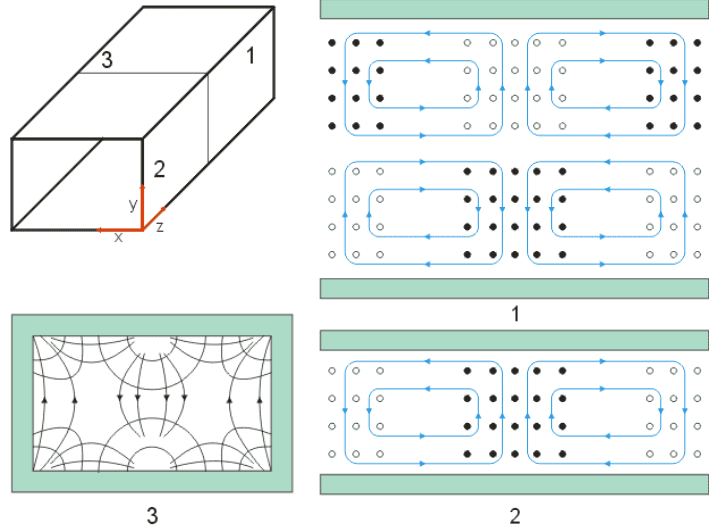
$$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

Obr.6 Vlna  $TE_{11}$



Vlna  $TE_{21}$

Siločáry:  
 1 v rovině xz  
 2 v rovině yz  
 3 v rovině xy



Nenulové složky pole

$H_z, H_x, H_y, E_x, E_y$

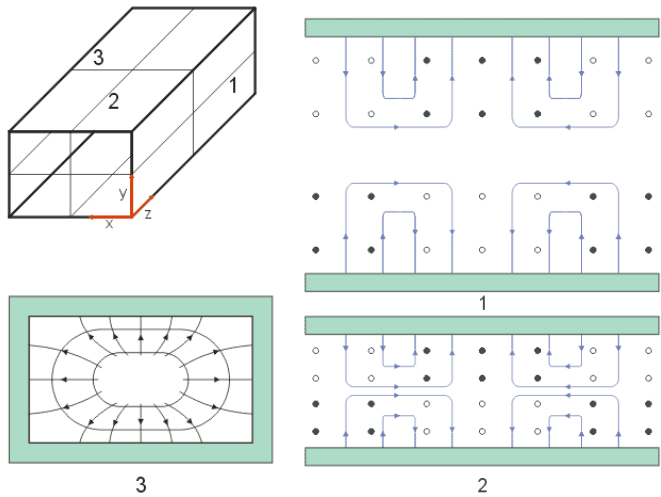
$\lambda_0$

$$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}$$

Obr.7 Vlna  $TE_{21}$

Vlna  $TM_{11}$

Siločáry:  
 1 v rovině xz  
 2 v rovině yz  
 3 v rovině xy



Nenulové složky pole

$E_z, E_x, E_y, H_x, H_y$

$\lambda_0$

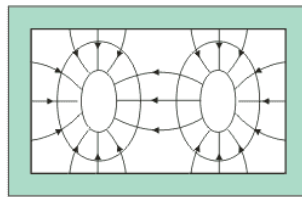
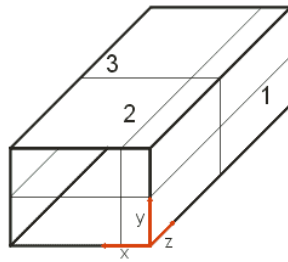
$$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

Obr. 8 Vlna  $TM_{11}$

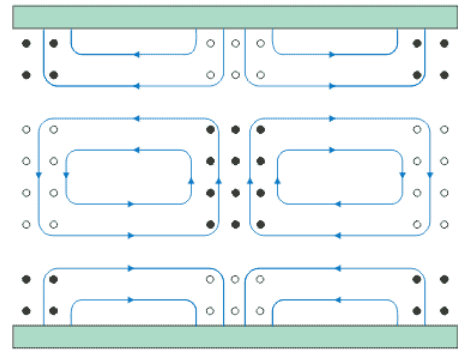
Vlna  $TM_{21}$ 

Siločáry:

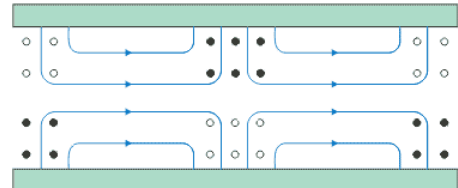
- 1 v rovině xz
- 2 v rovině yz
- 3 v rovině xy



3



1



2

Nenulové složky pole

 $E_z, E_x, E_y, H_x, H_y$  $\lambda_0$ 

$$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}$$

Obr. 9 Vlna  $T_{21}$ 

Podobným způsobem lze získat představu o struktuře pole v obdélníkovém vlnovodu i u vyšších vidů. Na obr. 3 až 7 jsou znázorněny vlny  $TE_{10}, TE_{11}, TE_{21}, TM_{11}, TM_{21}$  a charakteristické údaje ( $\square$  a nenulové složky pole).

Poznámka: někdy se používají místo vektorů  $\vec{E}$  a  $\vec{H}$  ve vlnovodech Hertzovy vektory  $\vec{H}_e$  a  $\vec{H}_m$  (elektrický a magnetický).

## Základní energetické vztahy

Elektronická zařízení v ultravysokofrekvenční oblasti jsou založena na interakci (spolupůsobení) elektronů s vysokofrekvenčními poli. Vzhledem k tomu, že doba, po kterou elektron pobývá ve vnějším vysokofrekvenčním poli je v tomto oboru srovnatelná nebo větší než perioda vysokofrekvenčního pole, nemůžeme vystačiti s kvazistacionárními úvahami. Elektrony nereagují na změny elektromagnetického pole okamžitě, projevuje se setrvačnost. Z energetického hlediska mohou nastat dvě možnosti:

- elektrony přijmou energii od vysokofrekvenčního pole (princip urychlovače)
- elektrony předají svou energii vysokofrekvenčnímu poli (princip zesilovače a generátoru).

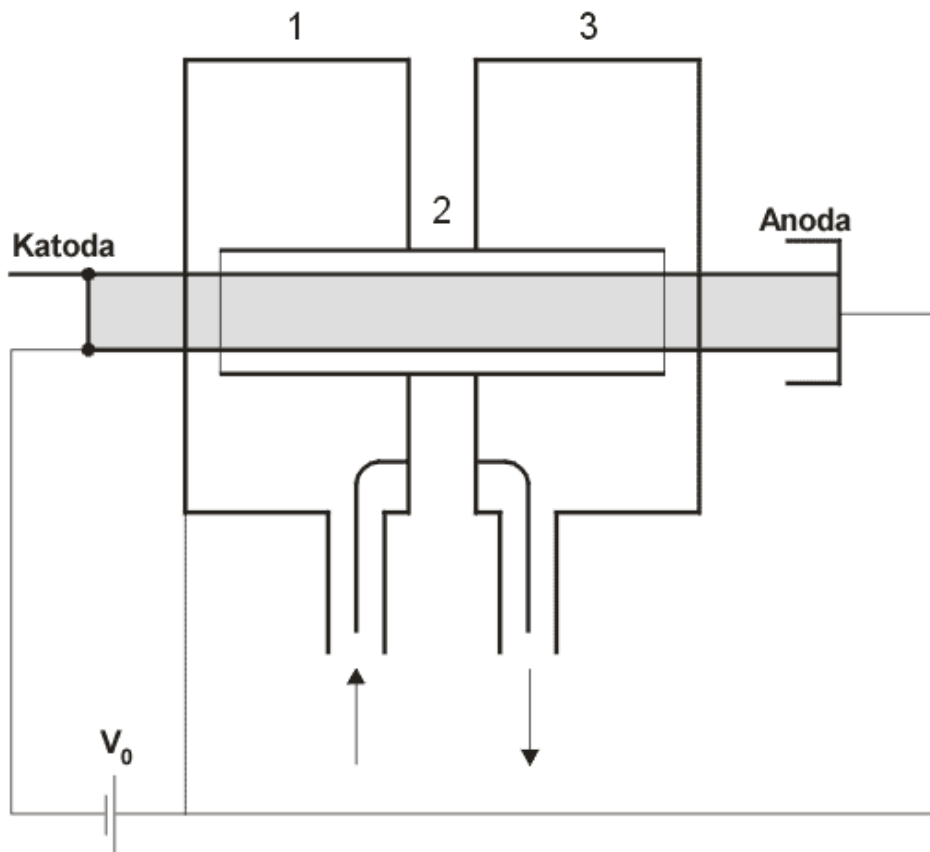
V oblasti nižších frekvencí je možné generátor samobuzených kmitů realizovat pomocí vhodné zpětné vazby. U LC generátoru jde o to, aby ztráty způsobené tím, že reálný LC obvod je tlumený, byly nahrazovány vhodným odběrem energie z vnějšího stejnosměrného zdroje napětí, z něhož si obvod podle potřeby energii „sám odebírá“. Tato situace se dá přenést i do oblasti velmi

vysokých frekvencí: rezonátor s daným činitelem jakosti  $Q$  má určité ztráty, které jsou způsobeny konečnou vodivostí stěn, vyzařováním energie štěrbinou apod. Ty mohou být nahrazeny na úkor kinetické energie elektronů procházejících rezonátorem. Kinetická energie je dodávána elektronům z vnějšího zdroje stejnosměrného napětí. Vzhledem k vlnovým délkám se v oblasti UKV pásma nedají používat klasické aktivní prvky. Průletová doba elektronů mezi elektrodami je již srovnatelná s vlnovou délkou zesilovaných signálů. Řešení spočívá buď ve zkrácení vzdáleností mezi elektrodami, zde je však problém s elektrickou pevností prostředí, nebo ve zcela jiném principu činnosti aktivních prvků.

Pro nižší kmitočty je možné použít planární triody do 2 až 4 GHz, dále pak klystrony, permaktrony a magnetrony, z polovodičových součástek speciální mikrovlnné tranzistory, Gunnovy diody, lavinové diody ( LSA, Impatt, Trapatt, diody PIN apod.

## Dvoukruhový klystron

Fyzikální jev tzv. rychlostní modulace elektronů , použijeme nyní pro výklad jevů, které probíhají ve vysokofrekvenční elektronce - dvoukruhovém klystronu. Ten je schematicky znázorněn na obr. 10



Obr.10 Dvoukruhový klystron (1 - vrstvič, 2 - shlukovací prostor, 3 - zachycovač)

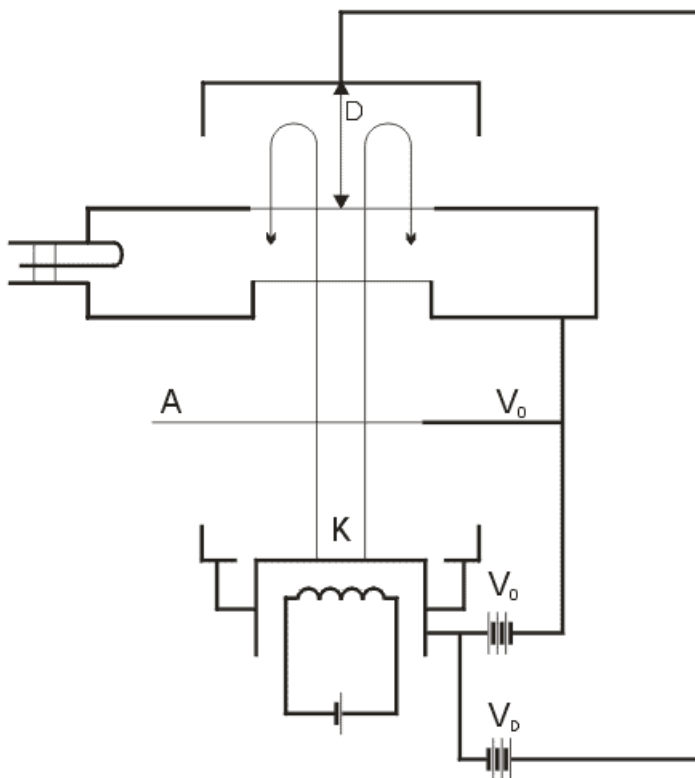
Elektrony vystupující z katody vytvářejí elektronový svazek, který je urychlen napětím  $V_0$  a vstoupí do štěrbinové části 1. rezonátoru (shlukovače, vrstviče ), v němž dochází k rychlostní

modulaci. Ve shlukovacím prostoru probíhá shlukování elektronů. Jelikož rychlost elektronu na výstupu ze shlukovače je závislá na čase, nastává v určitých vzdálenostech ve shlukovacím prostoru, kde se elektrony pohybují setrvačností, vytváření shluků. Elektron, který je pomalejší a vystoupil z 1. rezonátoru dříve, je dohnán elektronem, který je rychlejší a vystoupil z 1. rezonátoru později. Jestliže se do místa, kde je optimální vytváření shluků umístí opět rezonátor (zachycovač), vybudí jím procházející shluky elektronů elektromagnetické kmity, jejichž energie je větší, než energie přiváděná do shlukovače. Zařízení pak pracuje jako zesilovač výkonu.

Podobným způsobem pracuje i několikadutinový klystron. Zvětšením počtu dutinových rezonátorů se prodlouží interakční doba mezi elektrony emitovanými katodou a elektromagnetickým polem. Např. u čtyřdutinového klystronu působí první rezonátor jako shlukovač-vrstvič, který svým vstupním signálem moduluje rychlost elektronů, které se dále shlukují a předávají svoji energii v zesílené úrovni dalším rezonátorům, které vytvářejí další rychlostní modulace elektronů takže poslední rezonátor přijímá signál zesílený s výkonem 1000x až 10000x vyšším. Několikadutinový klystron má tedy zesílení výkonu v řádech desítek kW pro kmitočty od 0,3 do 8 GHz

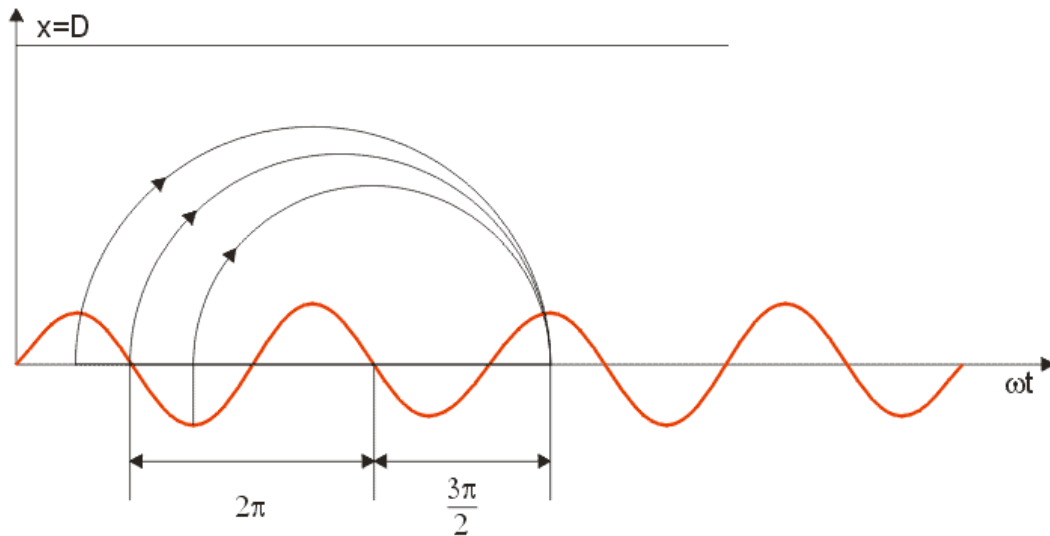
## Reflexní klystron

Reflexní klystron pracuje jako generátor. Od dvouokruhového klystronu se liší tím, že má pouze jeden rezonátor, který zastává zároveň funkci shlukovače a zachycovače.



Obr. 11 Schéma uspořádání reflexního klystronu

Každý elektron projde rezonátorem dvakrát, v přímém směru je rychlostně modulován. Ve shlukovacím prostoru  $D$  nastává shlukování elektronů a zároveň jsou bržděny elektrickým polem mezi rezonátorem, který je stejnosměrný na potenciálu anody, a reflektorem  $R$ , jehož potenciál je záporný vůči katodě, takže na tuto elektrodu elektrony nedopadají. V určité vzdálenosti se jejich pohyb zastaví a v opačně orientovaném, nyní urychlujícím poli se pohybují zpět směrem k rezonátoru, do něhož vstupují při zpětném pohybu shluky vytvořené ve shlukovacím prostoru a rezonátor budí. Při správné volbě parametrů vstupují shluky do rezonátoru v okamžiku, kdy vysokofrekvenční pole, které je brzdí, prochází maximem (obr. 12).

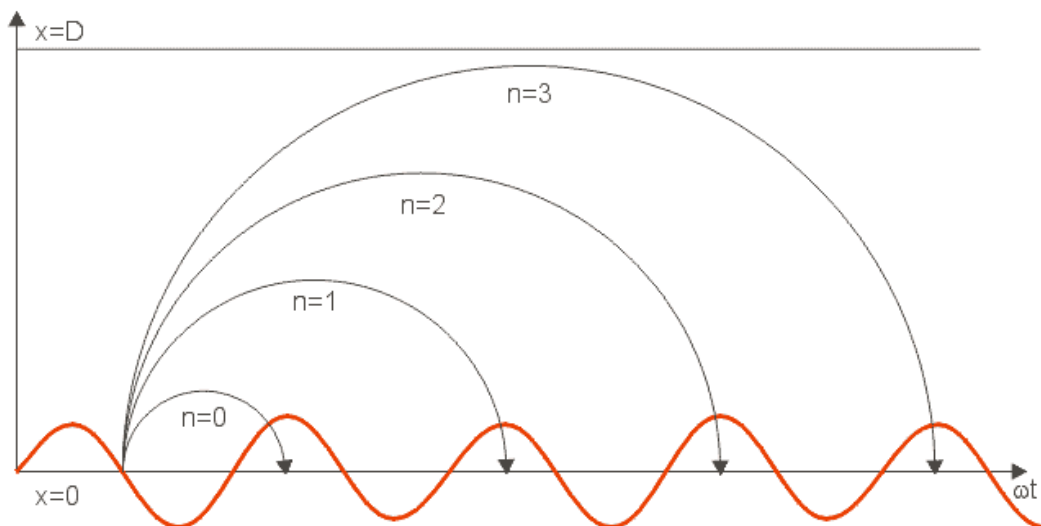


Obr. 12 Při správné volbě parametrů vstupují shluky do rezonátoru v okamžiku, kdy VF pole, které je brzdí prochází maximem.

Jak je patrné, nastává tato situace pro průletovou dobu  $T$  takovou, že

$$\omega T = 2\pi \left( n + \frac{3}{4} \right) \quad n = 0, 1, 2, 3,$$

kde  $n$  čísluje oscilační zónu.



Obr. 13 trajektorie referenčních elektronů pro nultou až třetí oscilační zónu

Na obr.13 jsou znázorněny trajektorie referenčních elektronů pro nultou až třetí oscilační zónu. Klystron se obvykle budí v zónách 2 až 3.

V kinematické teorii reflexního klystronu můžeme použít výsledků, které jsme dostali pro dvouokruhový klystron. Proto si všimněme nejdříve pohybu elektronu v poli reflektoru, tj. ve shlukovacím prostoru mezi výstupem z rezonátoru a elektrodou  $R$ . Tam je intenzita pole

$$E = \frac{V_D + V_0}{D}$$

takže zrychlení elektronu ve shlukovacím prostoru je

$$a = -\frac{e}{m} \frac{V_D + V_0}{D}$$

Elektrony, které projdou clonkami rezonátoru se následně vracejí od reflektoru(repeleru) nazpět k rezonátoru a odevzdávají mu zesílenou energii získanou rychlostní modulací při prvním průletu rezonátorem. Tím se rezonátor odtlumí a uvádí do kmitů , jejichž kmitočet se dá v malém rozmezí řídit( modulovat) změnou napětí na reflektoru. Získáme tak oscilátor vhodný pro kmitočtovou modulaci s malým výkonem 0,01 až 1W.

Reflexní klystrony se vyrábějí pro kmitočty od 4 do 12 GHz. Používají se v přijímací části radiolokátorů ve funkci oscilátorů.

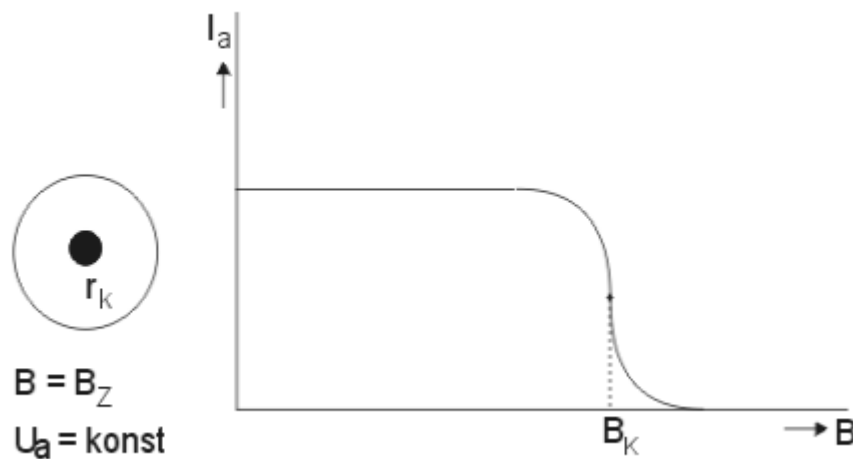
## Magnetrony

Magnetron se používá jako generátor vysokých výkonů a pracuje s vysokou účinností. Je reprezentantem velmi vysokofrekvenčních elektronek pracujících ve zkřížených polích. Na rozdíl od klystronů v něm dochází k interakci elektronů s vysokofrekvenčním polem v celém vnitřním prostoru. Z teoretického hlediska je problematika magnetronů složitá. Podáme zde jen velmi elementární výklad, vyhneme se zdlouhavým a formálním postupům.

Je zajímavé připomenout, že oscilace magnetronu jako první pozoroval a popsal již ve 20. letech Augustin Žáček, profesor Univerzity Karlovy.

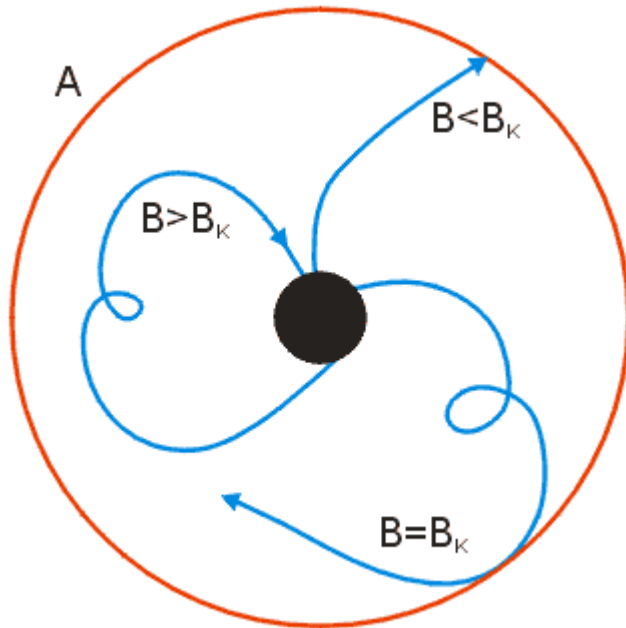
### Válcový magnetron

Provedeme si základní, jednoduchý experiment. Vložíme do homogenního magnetického pole ve směru osy  $z$  (kolmá k rovině nákresny) válcovou diodu se žhavenou katodou (obr.14) a při konstantním napětí  $U_A$  na anodě budeme měřit závislost anodového proudu na intenzitě magnetického pole  $J_a = J_a(B)$ . Zjistíme, že při určité hodnotě  $B = B_k$  proud prudce poklesne takřka na nulu.  $B(T)$  je magnetická indukce způsobená magnetizační cívkou, která je umístěna okolo magnetronu.



Obr. 14 Válcová dioda v homogenním magnetickém poli

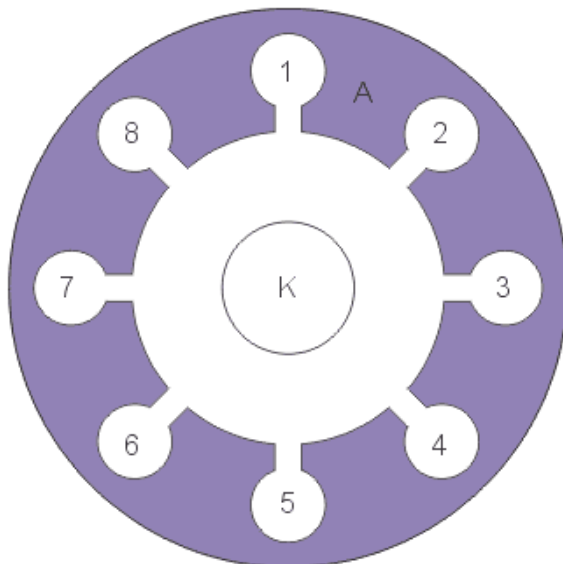
Vysvětlení tohoto jevu je snadné: elektrony emitované katodou se pohybují ve zkřížených polích - radiálním elektrickém  $E_r$  a homogenním magnetickém  $B_z$ . Jejich trajektorie se zakřívují, (vzpomeňme si, že ve zkřížených homogenních polích je trajektorie nabitě částice trochoida), zakřivení stoupá se stoupajícím magnetickým polem a konečně je tak veliké, že elektron, přestože mu nechybí energie, nemůže na anodu dopadnout a vrací se ke katodě. Schematicky je znázorněna tato situace na obr. 15.



Obr. 15 Schéma trajektorie částice ve zkřížených homogenních polích

Při daném anodovém napětí  $U_a$  označíme  $B_k$  magnetické pole , při němž přestává téci anodový proud - kritické pole. Náhlý pokles z hodnoty  $I_a = konst.$  na nulu při  $B_k$  nenastává, protože elektrony emitované z katody mají maxwellovské rozdělení rychlostí.

Dále si uvedeme popis dutinového magnetronu



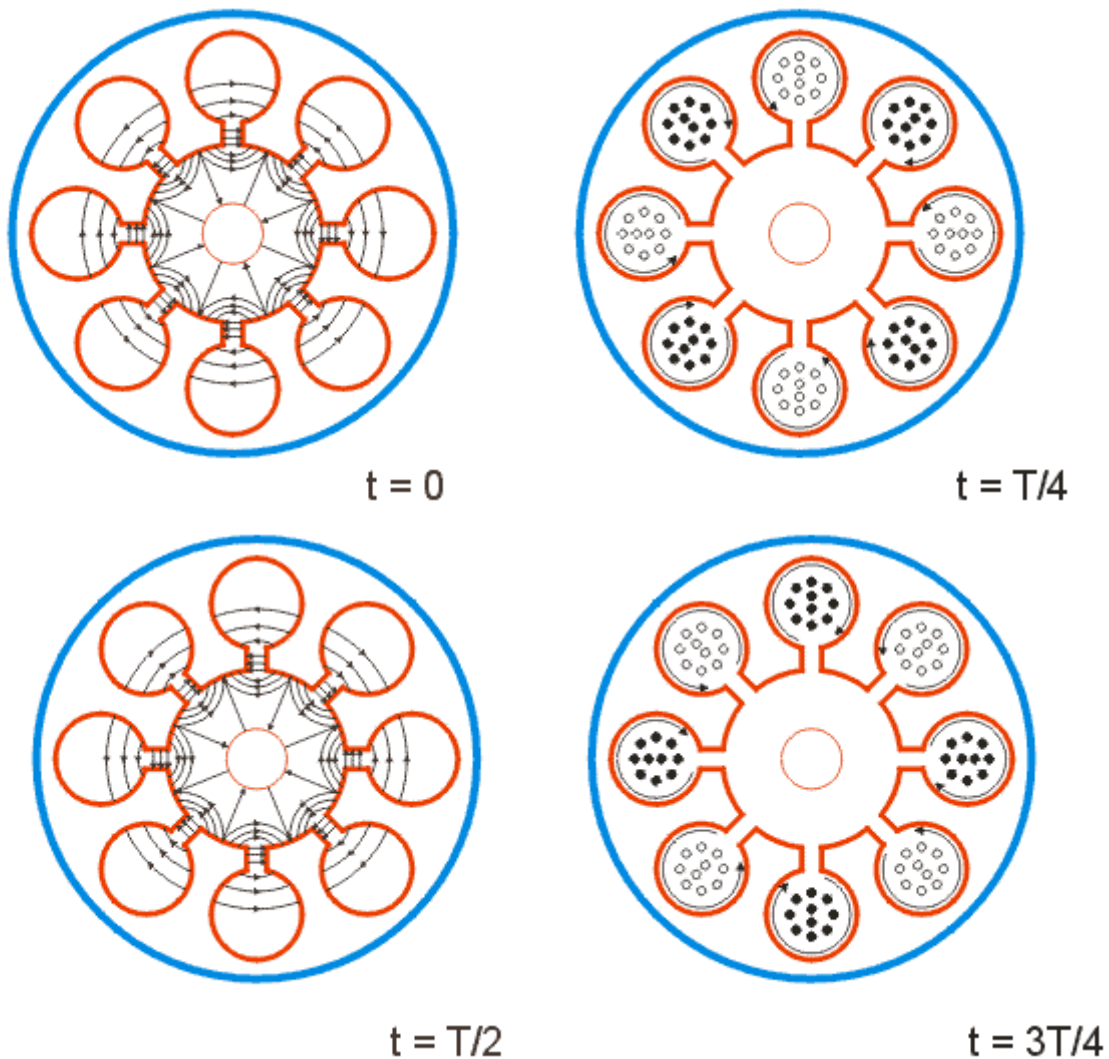
Obr. 16 Řez dutinovým magnetronem

Magnetron je válcová dioda. Skládá se z válcovité katody K, která je umístěna uvnitř měděné anody A . Anodová elektroda však není jednoduchý válec, ale skládá se z bloku opatřeného sudým počtem  $N$  dutinových rezonátorů (obr. 16  $N = 8$ ). Z důvodů symetrie je vysokofrekvenční



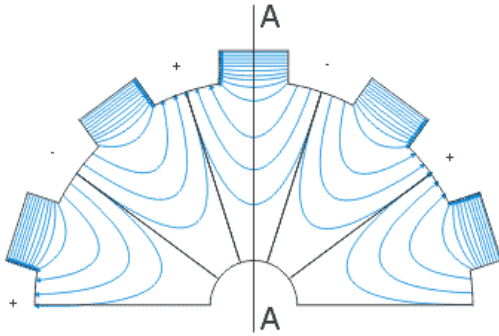
elektrické pole ve štěrbinách, které spojují obvodové rezonátory s prostorem katoda - anoda (můžeme je považovat za homogenní) ve všech štěrbinách (1 až  $N$ ) stejné. Dutinové rezonátory ústí svými štěrbinami do tzv.záběrového prostoru katody. Celý systém je umístěn v poli permanentního magnetu, nebo elektromagnetu. Vířivý pohyb elektronův tomto magnetickém poli vyvolává záporný odpor na štěrbinách rezonátorů: dochází k intenzivnímu kmitání na vlastním kmitočtu rezonátoru. Energie kmitů se může odvádět smyčkou a koaxiálním vývodem z libovolného rezonátoru.

Struktura pole v magnetronové dutině při vybuzení  $\pi$  vidu je na obr. 17



Obr. 17 Struktura pole v magnetronové dutině při vybuzení  $\pi$  vidu

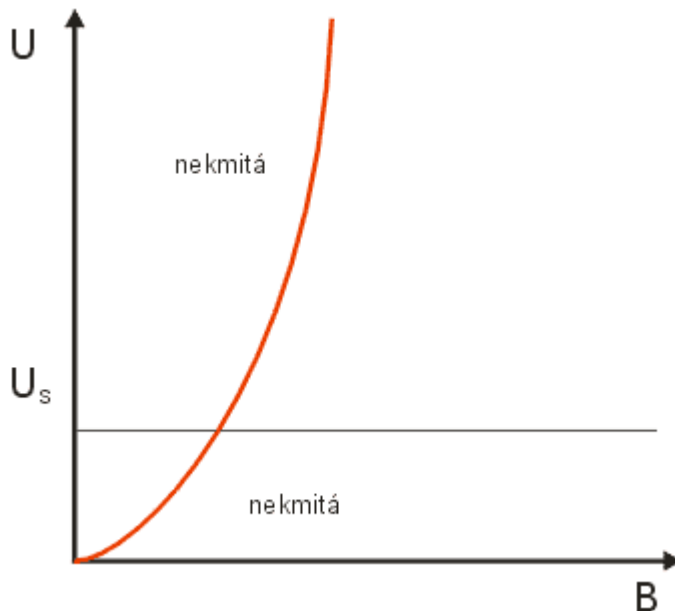
Pro další úvahy je důležité všimnout si detailně struktury vysokofrekvenčního elektrického pole v prostoru diody. To je znázorněno na obr. 7.1.6 elektrickými siločárami.



Obr. 18 Struktura vysokofrekvenčního elektrického pole v prostoru diody

Povšimněme si toho, že vysokofrekvenční elektrické pole má radiální a azimutální složku. Před štěrbinami má prakticky jen azimutální složku, která může elektron, který se tam dostane, buď urychlovat nebo brzdít v azimutálním směru. Představme si nyní, že by se elektron pohyboval v blízkosti anodového bloku po kružnici. Kinetickou energii by získal od stejnosměrného napětí. Pak, pokud by byl brzděn vysokofrekvenčním polem, odevzdával by mu energii, pokud by byl urychlován, odebíral by mu energii. Aby nastávalo předávání energie poli, je třeba aby elektron byl u každé štěrbině brzděn. To znamená, že za dobu potřebnou k přechodu elektronu od jedné štěrbině k následující se musí změnit polarita pole ve štěrbině v opačnou. Je-li vzdálenost mezi středy sousedních štěrbin  $l$ , musí jí elektron proletět za dobu  $T/2$ , kde  $T$  je perioda odpovídající frekvenci kmitů  $\omega$  rezonančního systému.

Synchronizační napětí je minimální anodové napětí, při kterém se mohou budít oscilace. Menší než synchronizační napětí by totiž nestačilo ani k tomu, aby se elektrony pohybovaly u anody kolem štěrbin tak, aby mohly předávat energii vysokofrekvenčnímu poli. Synchronizační napětí je nezávislé na intenzitě vnějšího magnetického pole, takže v grafu  $U_a B$  je to přímka rovnoběžná s osou  $B$ . Zaneseme-li ji grafu, vymežíme oblasti, kde kmity nemohou nastat (obr. 19).

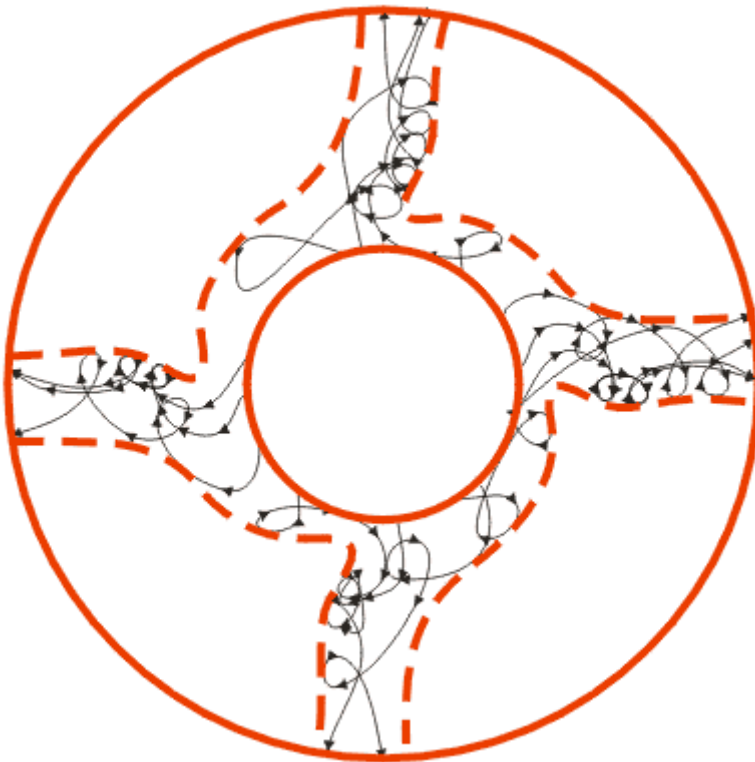


Obr. 19 Vymezení oblastí kde kmity mohou a nemohou nastat

Zatím však nejsme přesvědčeni o tom, že se elektrony vůbec uspořádají tak, aby rotovaly u anody právě popsáním způsobem. K tomu vede mechanismus shlukování elektronů, který se dá

vysvětlit z tvaru vysokofrekvenčního elektrického pole mezi katodou a anodou. Z obr. 19 je patrné, že elektrické vysokofrekvenční pole má kromě azimutální složky též složku radiální. Tato složka se superponuje na stejnosměrnou složku (jejíž siločáry nejsou zakresleny), takže v některých místech elektrony více urychluje - v porovnání s případem, že by vysokofrekvenční pole bylo nulové a existovalo pouze časově konstantní pole - v některých místech je brzdí.

Vedeme-li středem štěrbin rovinu AA (obr. 18), působí vpravo od této roviny na elektrony dodatečná síla, která je brzdí (šipkami je označena síla působící na elektron, nikoliv intenzita pole), kdežto vlevo od roviny AA je dodatečná síla urychluje. Elektrony se však pohybují ve zkřížených polích, neboť současně působí na ně konstantní magnetické pole  $B = B_z$ , takže výsledná Lorentzova síla nepůsobí ve směru radiálním, nýbrž azimutálním, tj. elektrony nacházející se vlevo od roviny AA jsou urychlovány ke štěrbině, která je brzdí, ty které jsou vpravo od roviny AA jsou brzděny, čímž nastane shlukování elektronů, vzniknou „zakázané“ oblasti pro pohyb elektronů a prostorový náboj elektronů se strukturuje a otáčí úhlovou rychlostí  $\omega$ .



Obr. 20 Schéma vytvořeného prostorového náboje

Na obr. 20 je znázorněn vytvořený prostorový náboj (omezený přerušovanou čarou) a pro ilustraci několik trajektorií jednotlivých elektronů pro osmirezonátorovou magnetronovou dutinu. (Výpočet trajektorií byl proveden numericky Hartreem a Slaterem metodou postupných aproximací, byl brán v úvahu též prostorový náboj. Vnější pole se skládá ze stejnosměrného radiálního a časově proměnného pole  $\pi$ -vidu. Vyčíslí se trajektorie elektronů a jím odpovídající prostorový náboj, jímž se koriguje rozdělení potenciálu. Tato procedura se opakuje až do ustálení trajektorií).

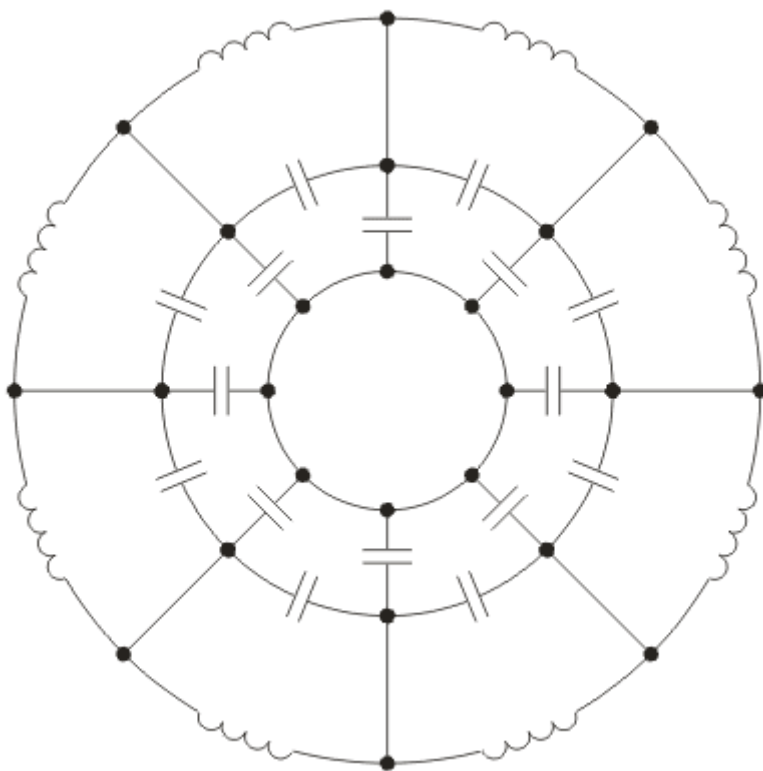
Oblast vyplněná trajektoriemi elektronů se podobá „kolu s loukotěmi“. Počet loukotí je poloviční než počet obvodových rezonátorů. Je třeba ještě rozřešit otázku, co se stane s elektrony, které

předávají energii vysokofrekvenčnímu poli a tím se brzdí. Pohybuje-li se elektron v magnetickém poli vyšším než je kritické bez přítomnosti vysokofrekvenčního pole, nemůže dopadnout na anodu a opět se vrátí ke katodě, na níž dopadne se stejnou rychlostí, s níž byl emitován. Je-li v prostoru mezi anodou a katodou ještě vysokofrekvenční pole, jsou možné dva krajní případy:

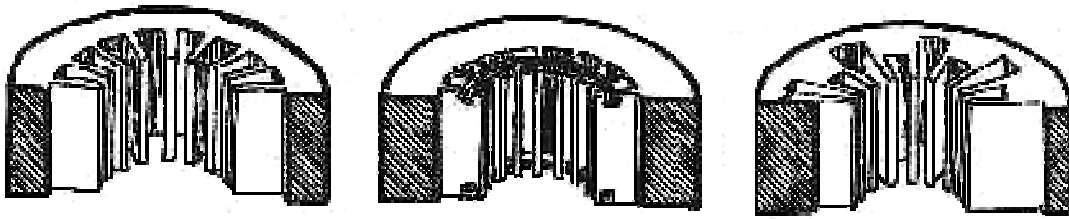
1. Elektron část své energie předá vysokofrekvenčnímu poli, nechť je to energie  $eU_1$ . Pak se vrací ke katodě, má ale nedostatek energie, aby na ní dopadl, zastaví se na ekvipotenciále  $U_1$ , odkud se opět vrací k anodě. Předá-li opět energii vysokofrekvenčnímu poli, opakuje se stejná situace, ale při návratu se zastaví na ekvipotenciále již bližší k anodě. Nakonec musí skončit na anodě. Tím se elektrony, které „odpracovaly“ odstraňují z prostoru interakce.
2. Elektron získá z vysokofrekvenčního pole energii  $eU_1$ . Při návratu na katodu na ní dopadne s větší rychlostí, než se kterou ji opustil a katodu zahřeje. V některých magnetronech je tento ohřev katody dostatečný pro emisi, takže při ustálení oscilací je možno vypnout žhavení.

Tím se značně omezila oblast výskytu oscilací. Experimentálně bylo zjištěno, že magnetrony mohou pracovat i při nižších napětích (při daném magnetickém poli) než je prahové napětí dané Hartreeho křivkou (asi 10%). Je to způsobeno tím, že jsme v našich úvahách nebrali v úvahu složitost cykloidálního pohybu elektronů, který způsobí, že azimutální část kinetické energie

elektronu u anody je v průměru větší než  $\frac{1}{2} m v_0^2 \sin^2 \alpha$ .



Obr.21 Náhradní schéma - obvodový rezonátor je nahrazen rezonančním obvodem



obr.22 Řezy různých typů rezonátorů magnetronů

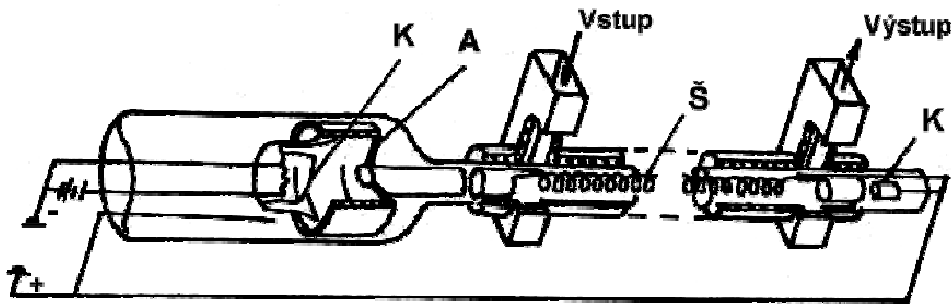
## Permaktron-elektronka s postupnou vlnou

Permaktron se používá jako zesilovač slabých signálů.

Permaktron se skládá z katody a z anody v obrázku jako K+. Obě elektrody jsou umístěné na protilehlých koncích dlouhé trubice, ve které je umístěno vysokofrekvenční vedení ve tvaru šroubovice. Elektronka je umístěna uvnitř magnetizační cívky, která udržuje elektronový svazek uprostřed šroubovice.

Princip jeho činnosti je následující:

Ve vlnovodu opatřeném vhodnou periodickou strukturou, která zpomaluje běžící vlnu, se pohybuje svazek elektronů. Na elektron, který se pohybuje stejnou rychlostí jako elektromagnetická vlna, působí síla, která nezávisí na čase. Jestliže je touto silou brzděn, předává energii poli, a to – na rozdíl od klystronu – po dlouhou dobu. Elektron, který vstoupí do pole vlny v nevhodném okamžiku, bude urychlován též dlouhodobě. V šířící se vlně však dochází ke shlukování elektronů, za určitých podmínek je počet brzděných elektronů větší, než urychlovaných – signál se zesiluje.



K –katoda; A-anoda; Vstup-vstupní vlnovod; Š- šroubovice; Výstup- výstupní vlnovod;

K +katoda

Obr. 23 Řez permaktronem

1. Musíme popsat elektromagnetické pole v této struktuře, splňující okrajové podmínky. I když okrajové podmínky na vodivé šroubovici nahradíme vodivým válcem jímž protéká povrchový proud v daném směru (po šroubovici) o konstantní hustotě, musíme rozdělit vnitřek vlnovodu na tři oblasti: elektronový svazek, prostor mezi elektronovým svazkem a šroubovicí, mezi šroubovicí a vlnovodem. Dostaneme vlny  $TE$  a  $TM$  a příslušné diferenciální rovnice pro podélné složky  $E_z$  a  $H_z$ , kde se bude vyskytovat jednak neurčená konstanta šíření  $G$  (vlna bude typu  $e^{j\omega t - \Gamma z}$ ), jednak hustota elektronového proudu  $i(r)$ , která ovšem sama bude záviset na  $E_z$ .
2. Určíme závislost  $i$  na  $E_z$  z pohybové rovnice elektronu v poli  $E_z(z, r, t)$ . Za předpokladu, že střídavé složky rychlostí elektronů, hustoty náboje, hustoty proudu jsou malé v porovnání se stejnosměrnými, dostaneme závislost rychlosti, prostorového náboje, hustoty proudu na podélné složce intenzity elektrického pole  $E_z$ , kde se opět bude vyskytovat konstanta šíření  $G$ .

Rovnice, které vyjdou z prvního postupu, umožní určit, jaká pole vzbudí elektronový svazek o známém rozdělení proudové hustoty ve struktuře šroubovice – vlnovod. Rovnice, které jsou výsledkem druhého postupu, umožňují určit, jakou strukturu bude mít elektronový svazek vlivem daného, známého pole.

Jestliže zanedbáme slabý vnější signál, který působí na vstupu, je možné považovat pohyb elektronů za probíhající v poli, které sami vzbudily ve vlnovodu se šroubovicí. Potom můžeme obě soustavy rovnic spojit a dostaneme vlastnosti elektromagnetické vlny a možné hodnoty konstanty šíření  $G$ .

Takto popsaný postup v principu dodržíme, avšak vyhneme se Maxwellovým rovnicím s jejich složitými okrajovými podmínkami. Nahradíme je upravenými telegrafními rovnicemi, které zahrnou interakci elektronového svazku s periodickou strukturou. Na obr. 8.1.2 je znázorněn řez permaktronem. Trubice obsahující šroubovici je umístěna v podélném magnetickém poli, které má pouze fokusační úlohu

Na rozdíl od klystronů a zesilovačů se zkříženými poli, které jsou založeny na interakci elektronů s rezonančními obvody, má permaktron charakter širokopásmového zesilovače. To souvisí s tím, že zde nejde o interakci v „krátkém“ prostoru, nýbrž že elektron a elektromagnetická vlna se ovlivňují v „dlouhém prostoru“, který sám má rezonanční charakter. Zesílení závisí na veličině  $CN$ . Při velmi vysokých frekvencích se pole na ose šroubovice zmenšuje a koncentruje se u povrchu šroubovice. To má za následek, že v náhradním schématu šroubovice + vlnovod zavedená impedance  $Z_0$  klesá s frekvencí rychleji, než vzrůstá  $N$ . Budeme hledat řešení za předpokladu, že rychlost elektronů a rychlost elektromagnetické vlny jsou si při nízkých frekvencích rovny a zesílení je malé, neboť je malé  $N$ . Tím je vlastně zhruba určena šířka pásma. Šířka pásma je nejcennější vlastností permaktronu se šroubovicovou periodickou strukturou. Jiné typy periodických struktur (např. vlnovod opatřený periodicky rozmístěnými disky s otvory) nedosahují takových kvalit, ale mají opět jiné přednosti (mohou disipovat větší výkony). V praxi bylo dosaženo při střední frekvenci  $4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  šířky pásma  $10^9$ . Účinnost, počítaná jako poměr výstupního výkonu k stejnosměrnému výkonu elektronového svazku, je nízká ~ 2 až 5 %.

Permaktron může pracovat jako zesilovač i oscilátor, spojitě i impulsově, na kmitočtech od 1 do 18 GHz, Vyrábějí se permaktrony s malým šumovým číslem pro vstupní zesilovače přijímačů (  $F= 6$  až  $7$  dB), jednak permaktrony pro radioreleové spoje se stálými výkony 10 až 20 W na kmitočtech 4,6 a 8 GHz a konečně i permaktrony s výkony řádu kW