

UNIVERZITA JANA EVANGELISTY PURKYNĚ

fakulta přírodovědecká

MIKROVLNNÉ PRAKTIKUM

Antonín TÁLSKÝ

BRNO 1984

Univerzita J.E. Purkyně v Brně

Přírodovědecká fakulta

MIKROVLNNÉ PRAKTIKUM

Antonín Tálský

B r n o

1984

V učebním plánu studentů specializace fyzikální elektronika je obsažena přednáška pro 4. ročník s názvem "Vysokofrekvenční elektronika". Na přednášku navazuje speciální praktikum, pro něž jsou určena skripta "Mikrovlnné praktikum".

Skripta obsahují teoretický popis a praktický návod pro 12 měřicích úloh, které jsou voleny tak, aby se studenti seznámili s činností speciálních vakuových elektronek i polovodičových diod, používaných pro generaci, zesílení a násobení frekvence v mikrovlnném pásmu, prohloubili si znalosti o těchto elektronkách, získané v přednášce, a naučili se využívat jejich charakteristických vlastností v různých aplikacích mikrovlnné měřicí techniky.

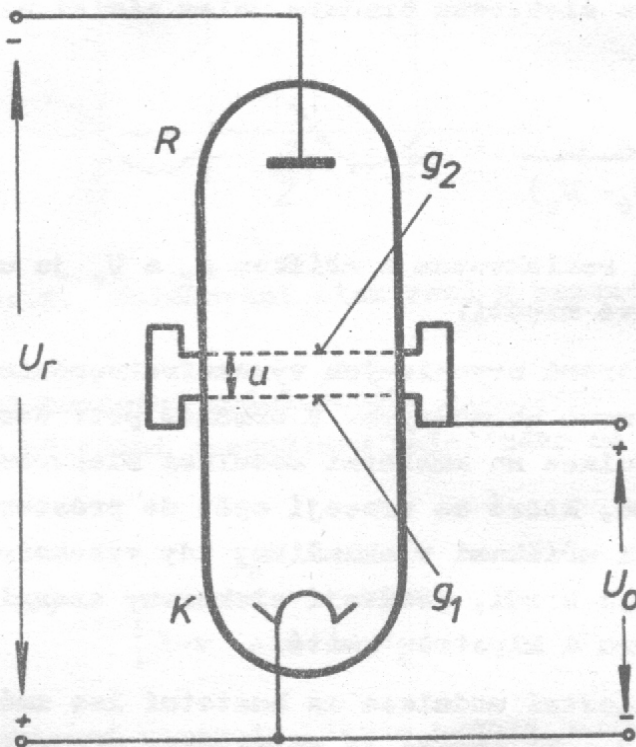
V každé úloze je zadán konkrétní měřicí úkol a uvedena doplňková studijní literatura.

1. TŘÍDY KMITÁNÍ REFLEXNÍHO KLYSTRONU

1.1. Úvod

Reflexní klystron slouží jako generátor mikrovln malého výkonu. Používá se jako místní oscilátor v přijímačích, zdroj elektromagnetických vln v mikrovlnných měřicích aparaturách, přístrojích pro studium elektronové paramagnetické rezonance apod.

Jeho činnost je založena na rychlostní modulaci elektronového paprsku. Schéma reflexního klystronu je na obr. 1.



Obr. 1. Schéma reflexního klystronu

Elektronový paprsek vystupuje z katedy, je urychlen potenciálem U_0 a prochází mezi mřížkami g_1 a g_2 , k nimž je připojen dutinový rezonátor. Střídavé napětí vysoké frekvence $U_1 \sin \omega t_1$ mezi mřížkami způsobí rychlostní modulaci elektronového paprsku. Elektronové vystupují z mřížky g_2 s rychlostmi

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_0 + U_1 \sin \omega t_1)} \quad , \quad 1,1$$

kde e a m je náboj a hmotnost elektronů, U_1 je amplituda vysokefrekvenčního napětí mezi mřížkami a t_1 je okamžik vstupu elektronu mezi mřížky. Protože $U_1 \ll U_0$, lze psát přibližně pro rychlost vystupujícího elektronu

$$v = v_0 \left(1 + \beta \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right) \quad 1,2$$

Zde koeficient β zahrnuje vliv průletové doby elektronů mezi mřížkami a nazývá se koeficient vazby elektronevého paprsku s rezonátorem, je vždy $\beta < 1$. V závislosti na okamžiku vstupu elektronu do rezonátoru t_1 je tedy přírůstek rychlosti jednotlivých elektronů kladný nebo záporný. Takto rychlostně modulovaný elektronevý paprsek vstupuje do brzdného elektrického pole mezi mřížkou G_2 a reflektorem R. Za předpokladu, že elektrické pole zde je konstantní a homogenní, pohybují se elektrony ve směru k reflektoru pohybem rovnoměrně zpožděným a po úplném zabrždění se počnou vracet k mřížkám. Průletová doba elektronu brzdným polem závisí na jeho rychlosti a je dána výrazem

$$\tau = \frac{2 \cdot l}{e (U_0 - U_r)} \cdot v, \quad 1,3$$

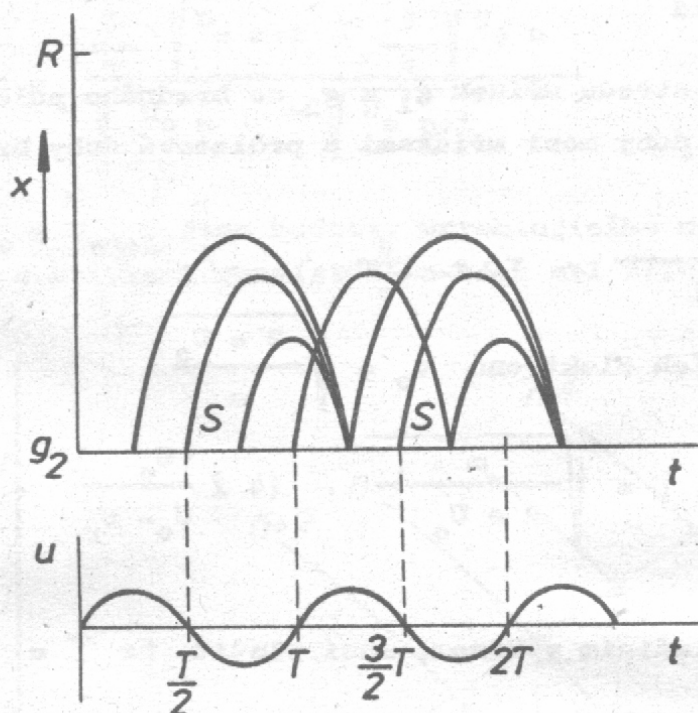
kde l je vzdálenost mezi reflektorem a mřížkou G_2 a U_0 je urychlující napětí a U_r je reflektorové napětí.

Průletová doba elektronů urychlených vysokofrekvenčním polem je delší než průletová doba elektronů zbrzděných. V brzdném poli dochází proto k přeměně rychlostní modulae na hustotní modulae elektronevého paprsku, vznikají shluky elektronů, které se vracejí zpět do prostoru mřížek. Procházejí-li tyto shluky mezi mřížkami v okamžiku, kdy vysokofrekvenční napětí mezi mřížkami jejich pohyb brzdí, dodávají elektrony energii vysokofrekvenčnímu poli v rezonátoru a klystron kmitá.

Proces přeměny rychlostní modulae na hustotní lze znázornit Applegateovým diagramem obr. 2. Na obraze je znázorněna časová závislost vzdálenosti elektronu od druhé mřížky směrem k reflektoru. Vzhledem k rovnoměrně zpožděnému pohybu jsou dráhy elektronu parabolické. Pro vhodně zvolená napětí U_0 a U_r může nastat případ zobrazený na grafu, kdy shluky se vracejí do rezonátoru v optimální fázi vysokofrekvenčního napětí a předávají energii. Pro průletovou dobu středních elektronů, tj. elektronů neurychlených vysokofrekvenčním polem musí pak platit

$$\tau_n = \left(n + \frac{3}{4} \right) T, \quad 1,4$$

kde n je přirozené číslo a značí třídu kmitání a T je perioda vř pole. Na obr. 2 je $n = 0$. Klystrony však obvykle pracují ve vyšších třídách.



Obr. 2. Shlukování elektronů v brzdném poli

Pro proud hustotně modulovaného elektronového paprsku procházejícího od reflektoru mřížkami rezonátoru naladěného na frekvenci ω lze odvodit vztah

$$i(t) = \frac{I_0}{|1 - r \cos \omega t_1|} \quad , \quad 1,5$$

kde r je shlukovací parametr. Tento průběh proudu obsahuje mnoho vyšších harmonických složek. Základní harmonická složka s frekvencí ω indukuje v rezonátoru proudy, z nichž lze vypočítat i výkon dodávaný elektronovým paprskem v poli v rezonátoru.

$$P_0 = - I_0 U_0 \frac{2rJ_1(r)}{\theta_0 - \theta_1} \cdot \sin(\theta_0 + \theta_1) \quad , \quad 1,6$$

zde $J_1(r)$ je Besselova funkce prvního druhu prvního řádu argumentu r , θ_0 je průletový úhel elektronů brzdným polem a θ_1 je průletový úhel mezi mřížkami, I_0 a U_0 je katodový proud elektronového paprsku a urychlující napětí.

Dodávaný výkon má maximum pro $\sin(\theta_0 + \theta_1) = -1$. Odtud dostáváme pro optimální průletovou dobu a optimální průletový úhel vztah

$$\tau_n = \left(n + \frac{3}{4}\right) T \quad a \quad \theta_n = 2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right) \quad 1,7$$

1.2 Křivky rozmístění tříd

Průletová doba τ od středu mřížek ε_1 a ε_2 do brzdného pole a zpět je dána součtem průletové doby mezi mřížkami a průletové doby brzdným polem

$$\tau = \frac{2 m l}{e \cdot (U_0 - U_r)} \cdot v_0 + \frac{d}{v_0} \quad 1,8$$

Zde v_0 je rychlost středních elektronů $v_0 = \sqrt{\frac{2 e U_0}{m}}$

Po úpravě dostáváme

$$\tau = \sqrt{\frac{m}{2 e U_0}} \cdot \left(4 l \frac{U_0}{U_0 - U_r} + d \right) \quad 1,9$$

Aby klystron kmital s maximálním výkonem, musí platit, že $\tau = \tau_n$.

$$\left(n + \frac{3}{4} \right) \cdot \tau = \sqrt{\frac{m}{2 e U_0}} \cdot \left(4 l \frac{U_0}{U_0 - U_r} + d \right) \quad 1,10$$

Průletová doba je závislá na napětí U_0 a U_r . Pro každou třídu kmitání n bude existovat množina dvojic U_0 a U_r takových, pro něž bude splněna rovnice 1.10. Závislost $U_r = f(U_0)$ pro $\theta_n = \text{konstanta}$ daná rovnicí 1.10 charakterizuje rozmístění n -té třídy kmitání reflexního klystronu.

Úpravou rovnice 1.10 dostáváme

$$U_r = U_0 \left(1 - \frac{4 l}{\tau \left(n + \frac{3}{4} \right) \cdot \sqrt{\frac{2 e U_0}{m}} - d} \right) \quad 1,11$$

Naměříme-li závislost $U_r = f(U_0)$ pro různá n , dostáváme sítě křivek, z nichž lze určit hodnotu n příslušnou jednotlivým křivkám.

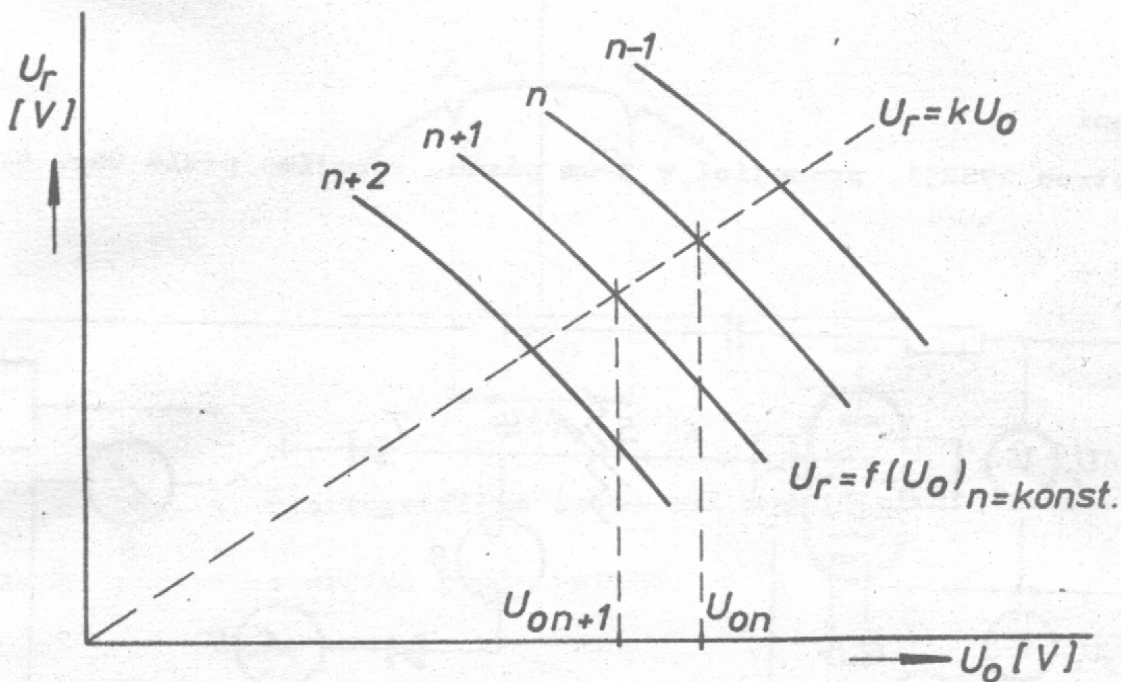
Určení hodnoty n provádíme grafickou metodou. Protneme sítě křivek $U_r = f(U_0)$ nkonst. přímkou jdoucí počátkem $U_r = k U_0$ pro sousední průsečíky pak platí

$$\begin{aligned} \frac{U_0}{U_r} = k &\Rightarrow 1 - \frac{4 l}{\tau \left(n + \frac{3}{4} \right) \sqrt{\frac{2 e U_0}{m}} - d} = \\ &= 1 - \frac{4 l}{\tau \left(n+1 + \frac{3}{4} \right) \sqrt{\frac{2 e U_{0n+1}}{m}} - d} \quad 1,12 \end{aligned}$$

Odtud

$$n = \frac{\frac{7}{4} \sqrt{U_{0n+1}} - \frac{3}{4} \sqrt{U_{0n}}}{\sqrt{U_{0n}} - \sqrt{U_{0n+1}}} \quad 1,13$$

Zde U_{0n} a U_{0n+1} jsou hodnoty urychlovacího napětí odečtené v průsečících přímky s křivkami rozmístění n -té a $n+1$ třídy, jak je znázorněno na obr.3.



Obr. 3 Rozmístění tříd kmitání reflexního klystronu

Stanovení tříd kmitání můžeme také provést ze sítě přímek $Y = k(X) + q$, kde $Y = \frac{U_0}{U_0 - U_r}$ a $X = \sqrt{U_0}$. Úpravou rovnice 1,10 totiž dostáváme

$$\frac{U_0}{U_0 - U_r} = \frac{n + \frac{3}{4}}{4 l f} \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0} - \frac{d}{4 l} \quad 1,14$$

Zvolíme-li v síti těchto přímek libovolnou přímkou $Y = \text{konst.}$, pak pro sousední průsečíky s přímkami $Y = k(X) + q_{n \neq \text{konst.}}$, platí opět vztah

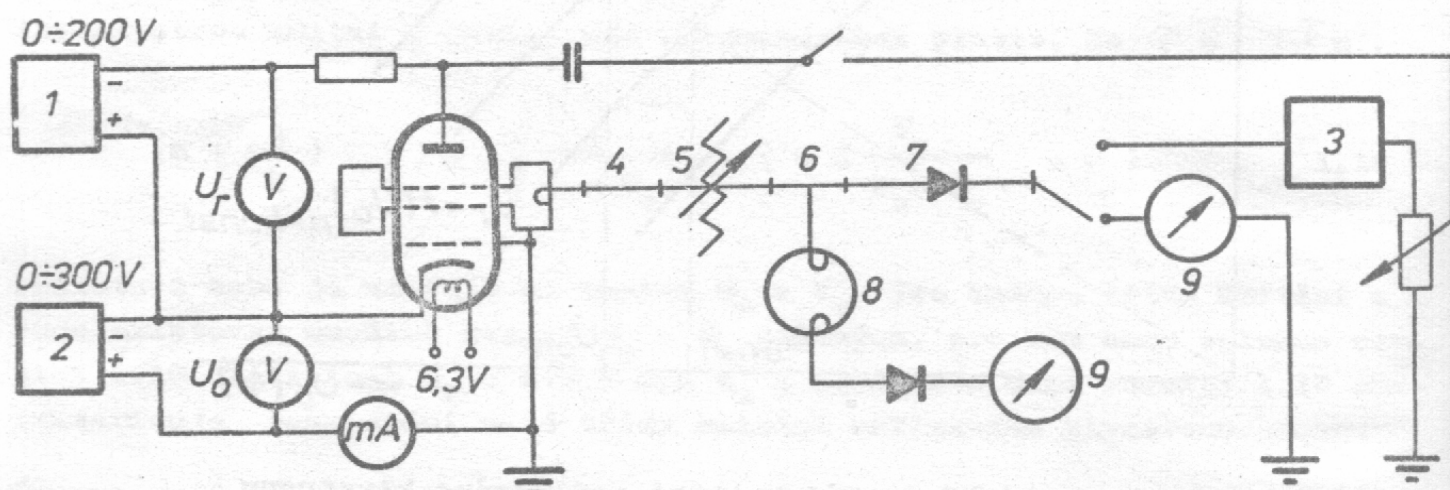
$$\left(n + \frac{3}{4}\right) \cdot \sqrt{U_{0n}} = \left(n + 1 + \frac{3}{4}\right) \sqrt{U_{0,n+1}}$$

Řešením této rovnice dostáváme pro třídu n opět vztah 1,13.

Studium tříd kmitání lze též provést oscilograficky. Přivedeme-li na reflektor pilové napětí z oscilografu, lze dosáhnout vhodnou volbou amplitudy pilového napětí toho, že výsledné reflektorové napětí se mění v oblasti několika tříd. Při konstantním urychlovacím napětí U_0 a okamžitých hodnotách $U_{r,n}$ takových, že je splněna rovnice 1,10, klystron kmitá. Přivedeme-li signál z diodové hlavice na oscilograf, objeví se v místech, odpovídajících hodnotám $U_{r,n}$ výchylka, úměrná výkonu klystronu v dané třídě.

1.3 Měření

Klystron 27SR51, pracující v 3 cm pásmu, zapojíme podle Obr. 4.



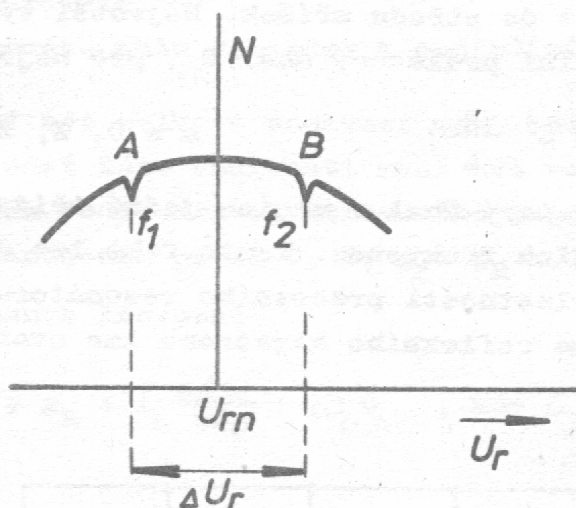
Obr. 4. Schema zapojení pro měření tříd kmitání

1,2 - stabilizovaný zdroj ss napětí U_r a U_0 , 3 - oscilograf,
4 - vlnovod, 5 - útlumový člen, 6 - vyvazovací člen pro vlnoměr,
7 - držák diody, 8 - vlnoměr, 9 - indikátor.

Měření rozmístění tříd provádíme tak, že pro pevnou hodnotu U_0 odečteme všechny hodnoty U_r , odpovídající maximálnímu výkonu klystronu. (Nastavujeme vždy střed třídy kmitání!) Urychlovací napětí měníme po 10 V v intervalu 150 V až 300 V. Naměřené hodnoty sestavíme do tabulky a sestrojíme síť charakteristik $U_r = f(U_0)$ a $Y = F(X)$. Z obou grafů stanovíme jednotlivé třídy kmitání n. Výpočet provádíme ze všech průsečíků pro 3 libovolně zvolené pomocné přímky. Třídy kmitání vyznačíme v grafech.

Oscilografické studium provádíme tak, že mezi reflektor a katodu přivedeme ještě modulační pilové napětí z oscilografu. Napětí z detektoru přivedeme na vertikální zesilovač oscilografu. Na obrazovce se objeví výkonové křivky jednotlivých tříd kmitání. Měňte postupně amplitudu pilového na-

pětí přiváděného na reflektor, pak U_0 a U_r a vysvětlíte odpovídající změny obrazu. Modulační citlivost můžeme stanovit tak, že stanovíme vlnoměrem rozdíl frekvencí mezi dvěma body A a B, viz Obr. 5., stejně vzdálenými od středu třídy a příslušnou změnu reflektorového napětí určíme při posunutí křivky o vzdálenost bodů A a B voltmetrem, zapojeným mezi reflektor a katodu.



Obr. 5. Oscilografické stanovení modulační citlivosti

Modulační citlivost určíme podle vztahu

$$S_0 = \frac{\Delta f}{\Delta U_r} \quad 1,15$$

1.4 Úkol :

- 1) Stanovte charakteristiky rozmístění tříd kmitání reflexního klystronu 27SR51. Z těchto křivek a z přímek $Y = F(X)$ určete jednotlivé třídy.
- 2) Proveďte oscilografické studium tříd kmitání a stanovte modulační citlivost S_0 .

Literatura :

- 1 Gaponov V.I.: Elektronika II., Moskva 1960
- 2 Bartoš : S1.0. 16, č.12 (1955); S1.0. 17, č.2. (1956)

2. MODULAČNÍ CHARAKTERISTIKA REFLEXNÍHO KLYSTRONU

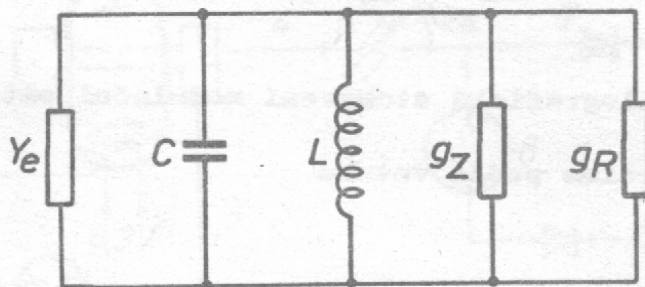
2.1 Úvod

Reflexní klystron může budit vysokofrekvenční výkon v různých třídách kmitání. Jednotlivé třídy jsou charakterizovány velikostí průletového úhlu ve shlukovacím prostoru θ . Průletový úhel měříme od středu mřížek k reflektoru a zpět do středu mřížek. Největší výkon v dané třídě n dává klystron pro optimální průletový úhel θ_n , pro nějž platí

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

Měníme-li průletový úhel v mezích jedné třídy, mění se výkon buzených oscilací i jejich frekvence. Tento fakt lze objasnit vlivem elektronového paprsku na vlastnosti pracovního rezonátoru.

Náhradní schéma reflexního klystronu lze uvažovat ve tvaru, uvedeném na Obr. 6.



Obr. 6 . Náhradní schéma pracovního rezonátoru klystronu s elektronovým paprskem a zátěží.

Zde $Y_e = g_e + ib_e$ je celková vodivost elektronové zátěže rezonátoru,
 g_e její reálná část
 b_e její imaginární část
 g_Z je vodivost ztrát rezonátoru
 g_R je vodivost zátěže

Elektronový paprsek tedy ovlivňuje jak ztráty energie v rezonátoru, tak i jeho rezonanční frekvenci.

Pro složky vodivosti elektronové zátěže g_e a b_e lze odvodit vztahy

$$g_e = - \frac{2 \beta I_0 J_1(r)}{U_1} \cos \Delta \theta$$

$$b_e = \frac{2 \beta I_0 J_1(r)}{U_1} \sin \Delta \theta \quad 2,2$$

kde β je koeficient vazby elektronového paprsku s rezonátorem

I_0 proud elektronového paprsku

$J_1(r)$ Besselova funkce prvního řádu argumentu r

r shlukovací parametr

$\Delta \theta$ změna průletového úhlu vzhledem k optimálnímu průletovému úhlu

V rezonanci musí být celková vodivost mezi body A a B nulová, tedy reálná i imaginární část této vodivosti musí být rovny nule. Celková vodivost je dána součtem vodivosti elektronového paprsku Y_e a vodivosti Y tvořené paralelním zapojením prvků C, L, ϵ_z a ϵ_R

Pro okolí rezonance lze psát

$$Y = \epsilon_z + \epsilon_R + i \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \omega_0 C, \text{ kde } \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad 2,3$$

Celková vodivost tedy bude

$$Y_e + Y = \epsilon_z + \epsilon_R + \epsilon_e + i \left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \omega_0 C + b_e \right) \quad 2,4$$

Po dosazení a oddělení reálné a imaginární části dostáváme z rezonanční podmínky

$$\begin{aligned} \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \omega_0 C + \frac{2\beta I_0 J_1(r)}{U_1} \sin \Delta \theta &= 0 \\ \epsilon_z + \epsilon_R - \frac{2\beta I_0 J_1(r)}{U_1} \cos \Delta \theta &= 0 \end{aligned} \quad 2,5$$

Podělíme-li první rovnicí rovnicí druhou, máme

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \frac{\omega_0 C}{\epsilon_z + \epsilon_R} = - \operatorname{tg} \Delta \theta \quad 2,6$$

Výraz $\frac{\omega_0 C}{\epsilon_z + \epsilon_R} = Q_R$ je kvalita zatíženého rezonátoru.

Pro změnu rezonanční frekvence, způsobenou elektronovým paprskem, tedy dostáváme

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = - \frac{1}{Q_R} \operatorname{tg} \Delta \theta \quad 2,7$$

Změna frekvence kmitů generovaných klystronem v obkasti jedné třídy kmitání je určována změnou průletového úhlu $\Delta \theta$ vzhledem k optimálnímu průletovému úhlu θ_n .

$$\Delta \theta = \theta_n - \theta \quad 2,8$$

Pro průletovou dobu elektronu od středu mřížek k reflektoru a zpět platí

$$\tau = \sqrt{\frac{m}{2eU_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_r} + d \right) \quad 2,9$$

Průletový úhel je dán vztahem $\theta = \omega \tau$

Pro změnu průletového úhlu při změně reflektorového napětí máme

$$\Delta \theta = \omega \sqrt{\frac{m}{2eU_0}} \left(4l \frac{U_0}{U_0 - U_{rn}} + d - 4l \frac{U_0}{U_0 - U_r} - d \right)$$

a dále po úpravě

$$\Delta \theta = \sqrt{\frac{m}{2eU_0}} \omega 4l U_0 \frac{\Delta U_r}{(U_0 - U_{rn})(U_0 - U_r)} \quad 2,10$$

V případě, že průletový úhel je optimální θ_n , odpovídá mu optimální reflektorové napětí U_{rn} a s použitím vztahu 1,1 můžeme psát

$$U_0 - U_{rn} = \frac{\omega 4l U_0}{2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1} \sqrt{\frac{m}{2eU_0}}$$

Zde θ_1 je průletový úhel mezi mřížkami $\theta_1 = \frac{\omega d}{v_0}$

Po dosazení do 2,10 dostáváme

$$\Delta \theta = \Delta U_r \frac{2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1}{U_0 - U_{rn} + \Delta U_r}, \text{ kde } \Delta U_r = U_{rn} - U_r \quad 2,11$$

Elektronická přeladitelnost reflexního klystronu je tedy dána vztahem

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{1}{2 Q_R} \operatorname{tg} \left[\Delta U_r \frac{2 \left(n + \frac{3}{4} \right) - \theta_1}{U_0 - U_{rn} + \Delta U_r} \right] \quad 2,1$$

který získáme po dosazení 2,11 do 2,7.

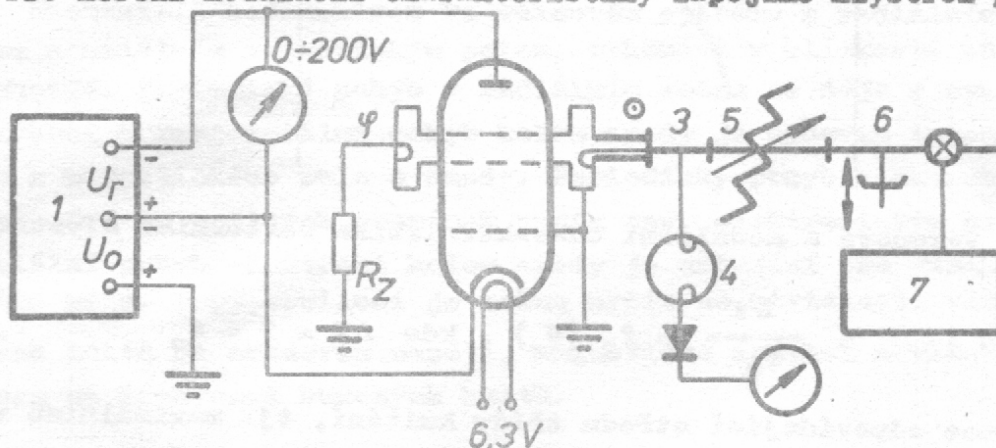
Závislost $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = f(U_r)$ se nazývá modulační charakteristika reflexního klystronu. Strmost modulační charakteristiky ve středu třídy kmitání se nazývá modulační citlivost. Derivací vztahu 2,12 dostáváme pro $U_r = 0$

$$S = - \frac{1}{2 Q_R} \frac{2 \pi (n + \frac{3}{4}) - \theta_1}{U_0 - U_{rn}} \quad 2,13$$

Kromě velké modulační citlivosti vyžadujeme někdy i velkou šířku elektronického ladění, tj. změnu frekvence klystronu, způsobenou elektronickým laděním, pro pokles výkonu na poloviční hodnotu vzhledem k výkonu ve středu třídy.

2.2 Měření modulační charakteristiky

Pro měření modulační charakteristiky zapojíme klystron podle Obr. 7.



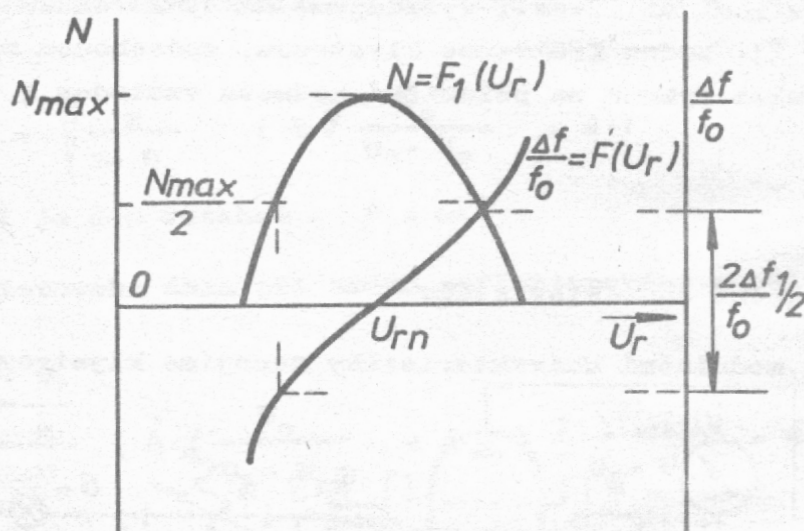
Obr. 7. Zapojení pro měření modulační charakteristiky

1 - stabilizovaný zdroj pro klystron, 2 - zatěžovací odpor rezonátoru, 3 - vyvazovací člen pro vlnoměr, 4 - hybridní vlnoměr, 5 - koaxiální útlumový člen, 6 - laditelný držák termistoru, 7 - termistorový most.

Měření provádíme v pásmu S ($\lambda = 10 \text{ cm}$) s klystronem 20SR53. Tento klystron má vnější rezonanční dutinu. Přeladování dutiny se provádí pomocí několika ladících šroubů. Místo jednoho ladícího šroubu je zavedena do rezonanční dutiny vazební smyčka zakončená zatěžovacím odporem. Otáčením vazební smyčky je možné měnit kvalitu Q_R pracovní rezonanční dutiny klystronu a tím i modulační strmost.

Při vkládání klystronu do rezonanční dutiny je nutné dbát na přesné umístění vývodů mřížek, jinak při dotažení šroubů může dojít ke zničení klystronu. Urychlující napětí U_0 zůstává při měření charakteristik konstantní, měníme pouze reflektorové napětí v rozmezí 50 - 200 V a měříme

je přesně přídavným voltmetrem. Měření modulační charakteristiky provádíme tak, že postupně zvyšujeme reflektorové napětí a odečítáme současně výkon klystronu a frekvenci buzených kmitů v rozmezí jedné třídy kmitání. Naměřené hodnoty sestavíme do tabulky a do grafu vyneseme závislost výkonu a změny frekvence na reflektorovém napětí, jak je znázorněno na Obr. 8



Obr. 8. Výkonová a modulační charakteristika reflexního klystronu

$$N = f_1(U_r) \quad \text{a} \quad \frac{\Delta f}{f_0} = f_2(U_r), \quad \text{kde} \quad \Delta f = f - f_0 \quad 2,14$$

f_0 je frekvence odpovídající středu třídy kmitání, tj. maximálnímu výkonu. Z grafu určíme šířku elektronického ladění a modulační citlivost S . Měření provádíme pro 4 polohy vazební zatěžovací smyčky ($\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ a 90°).

Mechanickou přeladitelnost klystronu stanovíme tak, že určíme frekvenci buzených kmitů při zcela zašroubovaném ladícím šroubu f_{\max} a frekvenci při šroubu vyšroubovaném f_{\min} . Přeladitelnost jediným šroubem je pak dána vztahem

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{2(f_{\max} - f_{\min})}{f_{\max} + f_{\min}} \quad 2,15$$

Úkol:

- 1) Naměřte modulační a výkonovou charakteristiku reflexního klystronu pro 4 hodnoty Q_r a vypočtete modulační citlivost a šířku elektronického ladění.

2) Stanovte mechanickou přeladitelnost reflexního klystronu.

Literatura :

- 1 Vlasov V.F. : Elektronnyje i ionnyje pribori, Moskva, 1960
- 2 Kovalenkov L.I. : Vvedenie v elektroniku sverchvysokich častot.

3. STUDIUM ČINNOSTI MAGNETRONU

3.1. Úvod

Nachází-li se elektron ve válcovém systému s radiálním elektrickým polem a axiálním magnetickým polem, vykonává v blízkosti anody pohyb po trochoidě. Periodický pohyb v radiálním směru se děje s cyklotronovou frekvencí a tangenciální pohyb kolem anody je určován intenzitou elektrického a magnetického pole u anody. Periodický pohyb elektronů v radiálním směru dává za určitých podmínek vznik tzv. elektronickým oscilacím. Tangenciální pohyb elektronů kolem anody je určující pro vznik oscilací točivého pole. Typy oscilací je možno určit ze závislosti vlnové délky buzených kmitů na anodovém napětí, magnetické indukci a vlivu ladění rezonátoru na frekvenci buzených kmitů.

3.2. Elektronické oscilace

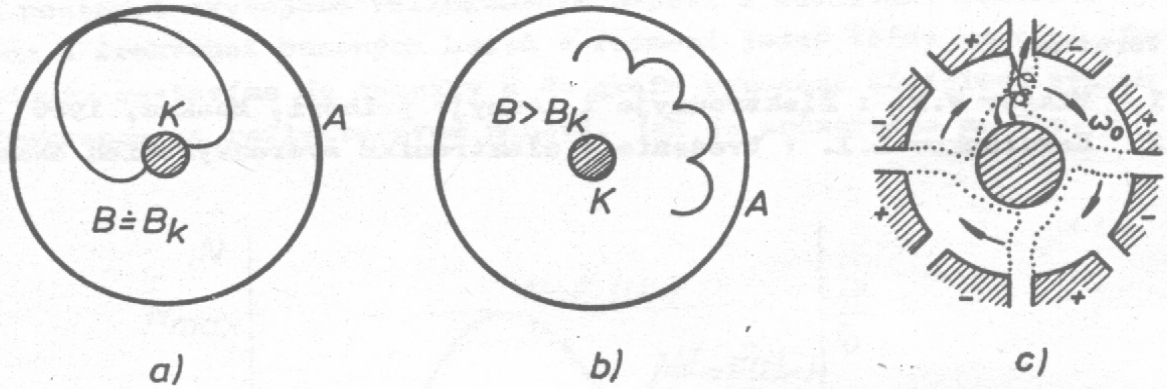
Elektronické oscilace vznikají v magnetronech s nedělenou válcovou anodou, připojíme-li rezonanční okruh mezi anodu a katodu. Magnetická indukce v interakčním prostoru magnetronu musí být přibližně rovna kritické hodnotě B_k , při níž dráhy elektronů se podobají kardioidě - viz Obr. 9. Pro buzení oscilací se v tomto případě využívá radiálního pohybu elektronů. Doba oběhu elektronů po kardioidě je dána cyklotronovou frekvencí

$$\omega_0 = \frac{e B}{m} \quad 3,1$$

kde e je náboj a m hmotnost elektronů.

Cyklotronová frekvence určuje tedy vlnovou délku buzených elektromagnetických vln

$$\lambda_0 = \frac{2\pi m c}{e B} \quad 3,2$$



Obr. 9 . Dráhy elektronu v magnetronu

- a) dráhy elektronu tvaru kardioidy při $B = B_k$
- b) dráhy elektronu tvaru trochoidy při $B > B_k$
- c) shluky elektronů ve vícerezonátorovém magnetronu

Vzhledem k tomu, že elektronické oscilace vznikají při kritické hodnotě intenzity magnetického pole, můžeme z paraboly kritického režimu magnetronu vyjádřit též závislost vlnové délky buzených oscilací na anodovém napětí U_a

$$\lambda_e = \frac{\pi c r_a \left[1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right]}{\sqrt{U_a}} \cdot \sqrt{\frac{m}{2e}} \quad 3,3$$

kde r_k a r_a je poloměr katody a poloměr anody.

Rezonanční okruh připojený mezi anodu a katodu zajišťuje zřazování elektronů a musí být naladěn na vlnovou délku danou vztahem 3,2 a 3,3. Elektronů, které kmitají v radiálním směru ve vhodné fázi, dodávají do rezonančního okruhu energii a po dokmitání musí být z interakčního prostoru magnetronu odstraněny. Dosáhneme toho tím, že osu magnetronu odkloníme od směru magnetické indukce o úhel 3° až 5° . Tím získají elektrony složku rychlosti v axiálním směru, pohybují se k čelu válcové anody a jsou zde zachyceny boční elektrodou.

3.3. Oscilace točivého pole

Oscilace točivého pole vznikají v magnetronech s dělenou anodou a v magnetronech s dutinovými rezonátory. Tento typ oscilací má největší praktický význam vzhledem k vysoké účinnosti a velkým vysokofrekvenčním výkonům.

Je-li amplituda střídavého napětí v rezonátorech dostatečně velká a magnetická indukce $B > B_k$, elektrony, které se dostávají do blízkosti anody, se pohybují po křivkách podobných trochoidě (viz obr. 9.) Radiální složka vysokofrekvenčního pole způsobí zrychlování a shlukování elektronů. Shluky se pohybují kolem dělené anody s takovou fází, že jsou tečnou složkou vysokofrekvenčního pole mezi segmenty bržděny. Tím předávají část své kinetické energie v poli v dutinovém rezonátoru. Elektronové shluky, kterých je v interakčním prostoru magnetronu vždy poloviční počet než segmentů, případně rezonátorů, musí obíhat kolem anody s takovou rychlostí, aby byl splněn princip synchronizace. V případě oscilací typu π musí za dobu oběhu elektronového shluku pod jedním segmentem dojít ke změně fáze v napětí o π . Vyjdeme-li z tohoto principu, můžeme vypočítat minimální anodové napětí, které může elektronu udělit tuto rychlost, tzv. potenciál synchronizace.

$$U_0 = \frac{8 \pi^2 e^2 m}{e} \cdot \left(\frac{r_a}{\lambda N} \right)^2 \quad 3,4$$

Pro efektivní provoz magnetronu však musí být anodové napětí větší, alespoň takové, aby radiální složka rychlosti elektronu u anody byla kladná, a tudíž mohl téci anodový proud. Rozborem pohybu elektronu v magnetronu dojdeme k tzv. prahovému napětí, od něhož začíná magnetron pracovat

$$U_p = \frac{B \omega_0}{2} (r_a^2 - r_k^2) - \frac{m \omega_0^2 r_a^2}{2e} \quad 3,5$$

V uvedeném vzorci je ω_0 kruhová frekvence elektronových shluků obíhajících kolem anody a splňujících princip synchronizace

$$\omega_0 = \frac{4\pi c}{\lambda N}$$

kde N je počet štěrbin.

Předpokládáme-li, že práce elektronů, vykonaná působením odstředivé síly, je mnohem menší, než práce elektronů v magnetickém poli, můžeme zanedbat v rovnici 3,5 druhý člen. Za předpokladu, že poloměr katody je zanedbatelný vůči poloměru anody, dostáváme pro prahové napětí zjednodušený vztah

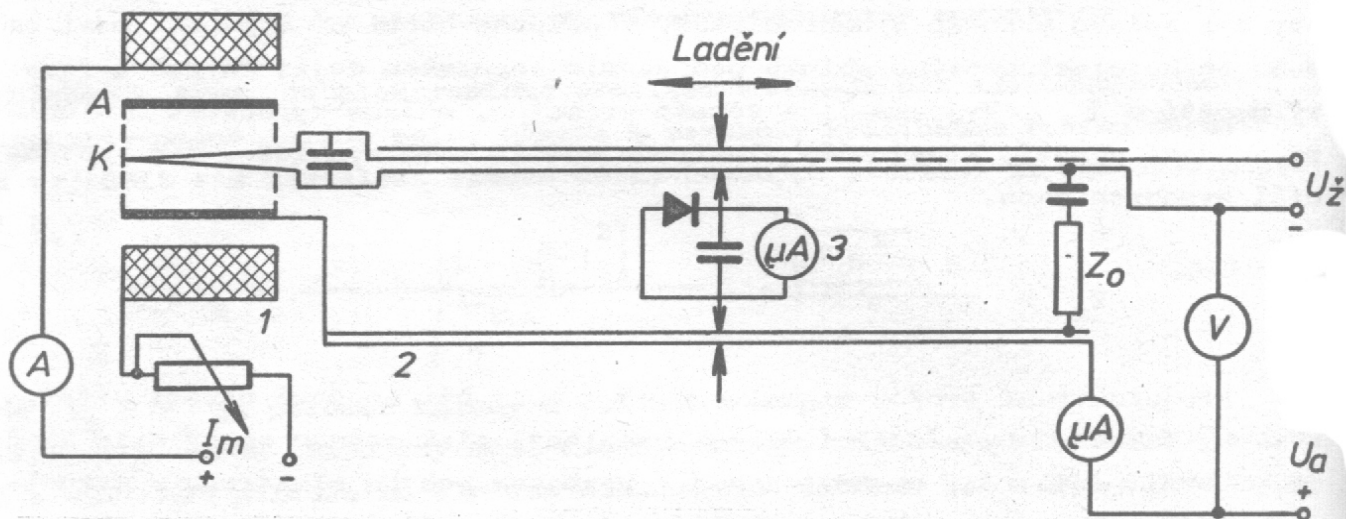
$$U_p = \frac{2 \pi c r_a^2}{N} \cdot \frac{B}{\lambda} \quad 3,6$$

Odtud můžeme vypočítat vlnovou délku buzených oscilací točivého pole

$$\lambda = \frac{2 \pi c}{N} \cdot r_a^2 \cdot \frac{B}{U_p} \quad 3,7$$

3.4. Měření

Studium elektronických oscilací provádíme s magnetronem s nedělenou válcovou anodou v zapojení vyznačeném na obr. 10.



Obr. 10. Zapojení magnetronu s nedělenou anodou pro studium elektronických oscilací
 1 - cívka elektromagnetu, 2 - rezonanční okruh, 3 - indikátor vf výkonu, Z_0 - charakteristická impedanoe vedení.

Nejprve naměříme statickou charakteristiku $I_a = f(B)$ při konstantním anodovém napětí. Prudký pokles anodového proudu I_a odpovídá kritické hodnotě magnetické indukce B_k . Za kritickou hodnotu B_k budeme brát tu hodnotu, při níž anodový proud klesne na 80 % maximální hodnoty. Statickou charakteristiku vyneseme do grafu. Dále naměříme parabolu kritického režimu magnetronu $B_k = f(U_a)$, kterou rovněž zpracujeme graficky.

Studium oscilací provádíme tak, že pro příslušné hodnoty U_a a B_k z paraboly kritického režimu doladujeme rezonanční okruh tak, až nastanou oscilace a magnetron dává maximální výkon. Pak odečteme frekvenci buzených kmitů. Měření provádíme pro různé dvojice U_a a B_k a vyneseme do grafů

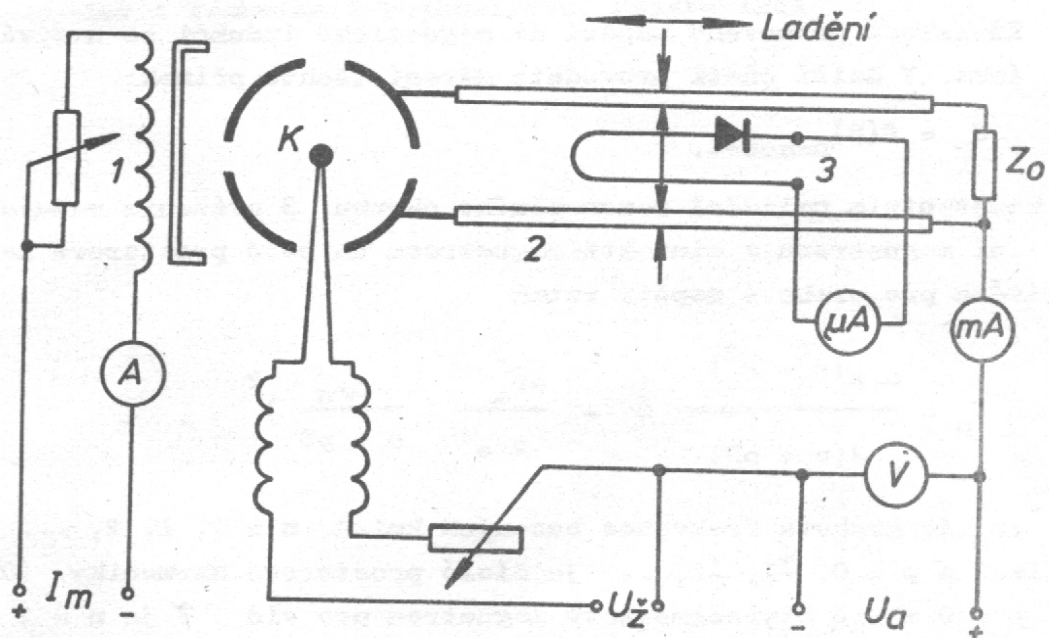
závislost

$$\lambda = f\left(\frac{1}{B_k}\right)$$

3,8

Tato závislost by měla být lineární. Z grafu stanovíme směrnici přímky a porovnáme ji s teoretickou hodnotou.

Studium oscilací točivého pole v případě čtyřsegmentového magnetronu provádíme v zapojení podle obr. 11.



Obr. 11. Zapojení čtyřsegmentového magnetronu

1 - elektromagnet, 2 - rezonanční okruh, 3 - indikátor v_f výkonu.

Magnetické pole vytváříme elektromagnetem. Hodnotu magnetické indukce mezi pólovými nastaví pro procházející magnetizační proud odečteme z graduačního grafu. Anodové napětí odebíráme ze stabilizovaného stejnosměrného zdroje. Anoda magnetronu je uzemněna katoda je na vysokém záporném potenciálu!! Anodový proud měříme miliampérmetrem. Žhavicí napětí udržujeme konstantní, neboť jeho kolísání způsobuje velké změny anodového proudu. Výkon buzených oscilací určujeme relativně pomocí vazební smyčky s diodovým detektorem v místě posuvného zkratu. Frekvenci buzených oscilací určujeme absorpčním vlnoměrem.

Měření provádíme tak, že nastavíme hodnotu anodového napětí v intervalu 500 až 1000 voltů a zvyšujeme magnetizační proud. Jakmile dosáhne magnetická indukce B hodnoty vyšší než je kritická hodnota B_k , hledáme pro různé hodnoty B doladění rezonančního okruhu nasazení oscilací. Oscilace zjistíme z výchylky na měřiči výkonu. Jakmile se oscilace objeví, doladíme rezonanční okruh na maximální výkon. Pak odečteme vlnovou délku buzených kmitů. Měření provádíme pro několik hodnot magnetické indukce B v rozmezí $B_k < B < 1,8 B_k$. Naměřenou závislost $\lambda = f(B_k)$ vyneseme do grafu pro 2 hodnoty anodového napětí U_a v intervalu [500 V, 1000 V.] Z naměřených závislostí stanovíme konstantu úměrnosti K ve vzorci 3,7 a porovnáme ji s teoretickou hodnotou.

Závislost prahového napětí na magnetické indukci se nazývá Hartreeho přímka. V další části provedete měření těchto přímek

$$U_p = f(B)_{n=\text{konst.}}$$

při konstantním naladění rezonančního okruhu. S uvážením možných vidů n oscilací magnetronu a činnosti magnetronu na p -té prostorové harmonice dostáváme pro prahové napětí vztah

$$U_p = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2)}{2(n + pN)} B - \frac{m r_a^2}{2e} \left(\frac{\omega_n}{n + pN} \right)^2$$

kde ω_n je kruhová frekvence buzených kmitů, $n = 0, 1, 2, \dots$ je vid oscilací a $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ je číslo prostorové harmoniky. (Obvykle bývá $p = 0$ a pro čtyřsegmentový magnetron pro vid π je $n = 2$).

Při měření postupujeme tak, že pro danou hodnotu magnetické indukce B najdeme minimální hodnotu U_p , příslušnou n -tému vidu, při níž oscilace právě vznikají. Do Hartreeho grafu vyneseme naměřenou Hartreeho přímku spolu s vypočtenou hodnotou potenciálu synchronizace U a vypočtenou parabolou kritického režimu. Naměříte-li při konstantní magnetické indukci několik hodnot U_p , při nichž vznikají oscilace, znamená to, že magnetron může kmitat v různých videch. Hartreeho přímky pak naměříte pro každý vid oscilací.

Úkol : 1. Proveďte studium elektronických oscilací magnetronu. Vyneste do grafu závislost $\lambda = k \frac{1}{B_k}$ a stanovte konstantu k a porovnejte ji s teoretickou hodnotou.

2. Naměřte závislost vlnové délky elektromagnetických vln, buzených čtyřsegmentovým magnetronem na magnetické indukci pro 2 hodnoty anodového napětí. Vyneste do grafu a výsledek porovnejte s teorií.

3. Naměřte závislosti $U_p = f(B)_{n=\text{konst.}}$ pro zjištěné vidy oscilací čtyřsegmentového magnetronu, sestrojte Hartreeho graf a určete vid buzených oscilací.

Literatura :

1. A. Weber : Velmi krátké vlny, Praha 1957.
2. Kovalenkov : Vvedenie v elektroniku SVČ., Moskva, 1956.
3. R.I. Sarbacher, W.A. Edson : Hyper and Ultrahigh Frequency Engineering, N. York, 1946
4. I.V. Lebedev : Technika i pribori SVČ, Moskva 1961

4. PRACOVNÍ CHARAKTERISTIKY MAGNETRONU

4.1. Úvod

Přímý výpočet vysokofrekvenčního výkonu, předávaného elektronovým prskem v poli v interakčním prostoru mnohorezonátorového magnetronu, je velmi obtížný vzhledem k složitým drahám elektronů. Určení výkonu magnetronu a elektronové účinnosti se provádí proto tak, že určíme příkon magnetronu a anodovou ztrátu. Podle Slatera energie, kterou elektron předává anodě, je dána jeho cyklotronovým pohybem. Pro rovinné uspořádání magnetronu dostáváme pro poloměr vytvářecí kružnice

$$R = \frac{m E}{e B^2} = \frac{m}{e B^2} \cdot \frac{U_a}{d} \quad 4,1$$

kde d je vzdálenost anody a katody. Rychlost, se kterou dopadá elektron na anodu, závisí na jeho fázi, maximálně může být

$$v_m = \omega_c \cdot 2 R = \frac{2 U_a}{B d} \quad 4,2$$

Odtud maximální energie, předaná elektronem anodě bude

$$W_{am} = \frac{m v_m^2}{2} = \frac{2 m U_a^2}{B^2 d^2} \quad 4,3$$

Průchodem potenciálového rozdílu U_a mezi anodou a katodou získal elektron celkovou energii $W = eU_a$. Pro účinnost tedy dostáváme s použitím zákona zachování energie

$$\eta = \frac{W - W_{am}}{W} = 1 - \frac{U_a}{B^2} \cdot \frac{2 m}{e d^2} \quad 4,4$$

Rovnici můžeme upravit použitím vztahu mezi U_{ak} a B_k z paraboly kritického režimu na tvar

$$\eta = 1 - \frac{U_a}{U_{ak}} \left(\frac{B_k}{B} \right)^2 \quad 4,5$$

Tato rovnice vyjadřuje skutečnost, že pro hodnoty anodového napětí a magnetické indukce rovné kritickým hodnotám nastávají oscilace a účinnost je nulová. Čím jsme dále od paraboly kritického režimu, účinnost vzrůstá.

Pro magnetron s válcovou anodou a katodou můžeme v prvním přiblížení nahradit $d = r_a - r_k$. Pak máme

$$\eta = 1 - \frac{U_a}{B^2} \cdot \frac{2 m}{e (r_a - r_k)^2} \quad 4,6$$

Použijeme-li vztahu pro prahové napětí, můžeme psát, zanedbáme-li práci elektronu v důsledku odstředivé síly,

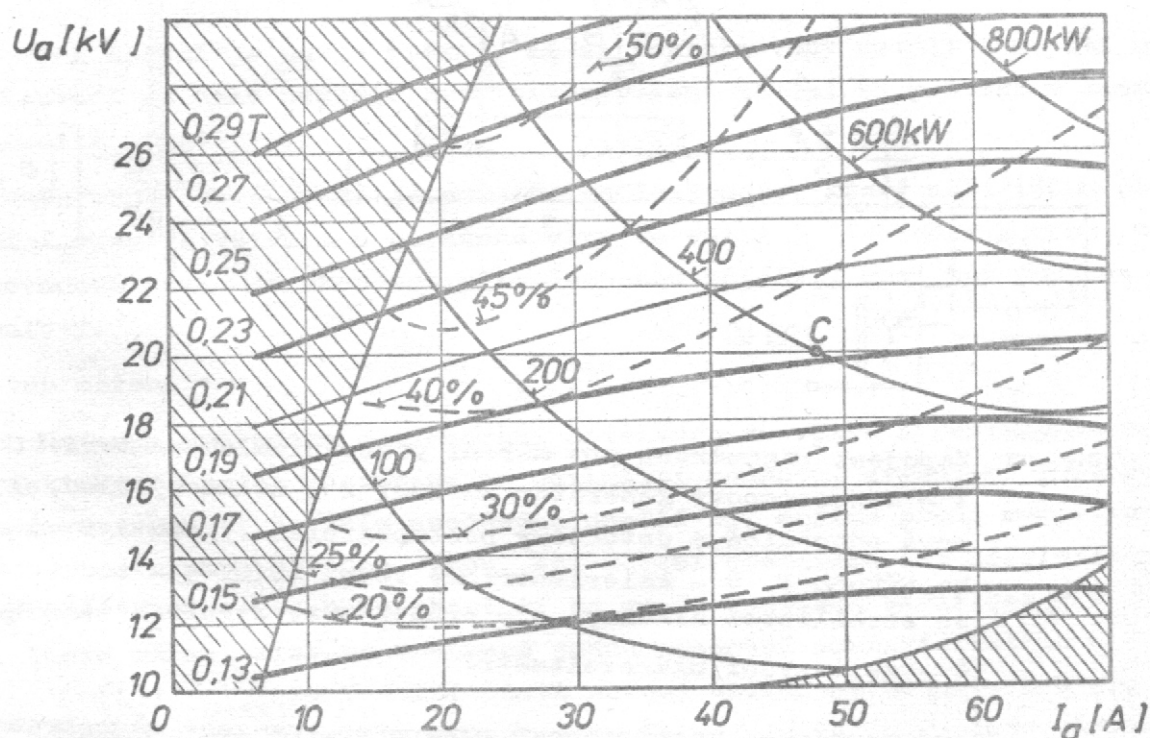
$$\frac{U_a}{B} = \frac{\omega_n (r_a^2 - r_k^2)}{2(n + pN)} \quad 4,7$$

Pro účinnost dostáváme pro $p = 0$

$$\eta = 1 - \frac{m \cdot \omega_n}{e} \cdot \frac{r_a + r_k}{r_a - r_k} \cdot \frac{1}{n B} \quad 4,8$$

Pro daný magnetron a konstantní frekvenci ω_n tedy účinnost vzrůstá s rostoucím n a rostoucí magnetickou indukcí B .

Pro posouzení použitelnosti magnetronu pro praktické účely nám slouží tzv. pracovní charakteristiky magnetronu. Je to závislost $U_a = f(I_a)$, měřená při připojené přizpůsobené zátěži magnetronu. Parametrem slouží magnetická indukce, buzení ω výkon a účinnost. Sítě těchto charakteristik je vyznačena na obr. 12



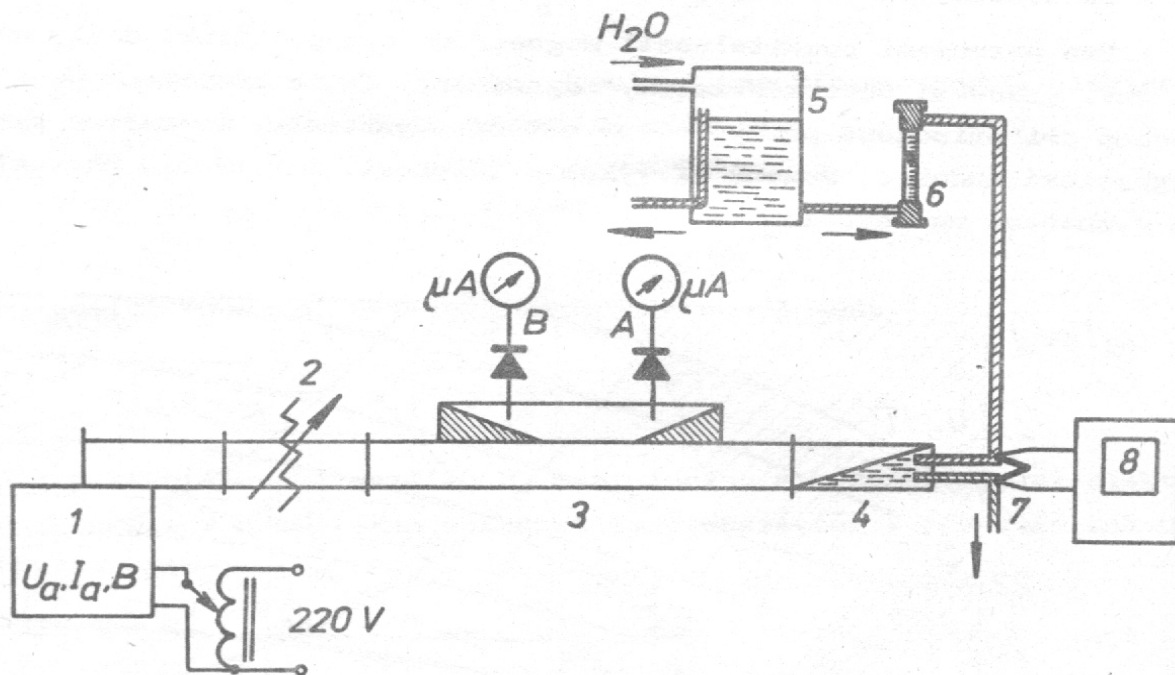
Obr. 12. Pracovní charakteristiky impulzního magnetronu pracujícího na frekvenci 3 GHz.

Použití těchto charakteristik je zřejmé z následujícího příkladu. Při anodovém napětí $U_a = 20$ kV potřebujeme generovat s uvedeným magnetro-

nem výkon $N = 400 \text{ kW}$. Tyto údaje definují bod C v síti pracovních charakteristik. V bodě C tedy musí být magnetická indukce $B = 0,194 \text{ T}$, účinnost bude $\eta = 37 \%$ a anodový proud v impulsu $I_a = 47 \text{ A}$.

4.2. Měření pracovních charakteristik

Provedete měření pracovních charakteristik $U_o = f(I_a)_{B=\text{konst.}}$ a $U_a = f(I_a)_{N=\text{konst.}}$ pro magnetron 30SA51, který pracuje v trvalém režimu na frekvenci 2450 MHz. Zapojení magnetronu a měřicí aparatury je uvedeno na obr. 13



Obr.13 Zapojení magnetronu pro měření pracovních charakteristik
 1 - magnetronový generátor MG 200, 2 - útlumový člen, 3 - směrová odbočnice s detektory postupujícího výkonu A a odraženého výkonu B, 4 - kalorimetrický vodní klín, 5 - vodní nádrž se stabilizací hladiny, 6 - průtokoměr, 7 - termočlánek, 8 - zapisovací mikrovoltmetr.

Pro měření používáme magnetronový generátor, osazený magnetronem 30SA51. Změnu anodového napětí provádíme regulací na primáru vysokonapěťového transformátoru. Magnetron zapínáme vždy s nulovým anodovým napětím, které pak postupně zvažujeme. Anodové napětí a anodový proud odečítáme

na měřících přístrojích na panelu generátoru. Magnetické pole je vytvářeno permanentním magnetem s přestavitelnými pólovými nastavoí. Změnou vzdálenosti pólových nastavou měníme magnetickou indukci B. Hodnotu magnetické indukce odečítáme z graduačního grafu, udávající závislost B na vzdálenosti pólových nastavou.

Měření výkonu magnetronu provádíme kalorimetrickou metodou. Kalorimetrický wattmetr se skládá ze dvou hlavních částí

- a) zatěžovacího odporu dokonale přizpůsobeného, v němž dochází k absorpci veškeré přiváděné vř energie a
- b) zařízení na měření tepelné energie v zátěži

Zatěžovací odpor je tvořen klínem z plexiskla, jímž protéká voda. Průtok vody klínem měříme průtokoměrem. Rozdíl teplot vtékající a vytékající vody určujeme termočlánkem Cu-konstantan, umístěným přímo u vstupu a výstupu vody do klínu. Napětí termočlánku měříme zapisovacím mikrovoltmetrem. Cejchovní křivka termočlánku udává přímo rozdíl teplot vtékající a vytékající vody pro naměřené napětí. Známe-li rychlost protékající vody v zátěži v [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$] a rozdíl teplot vody Δt [$^{\circ}\text{C}$], vypočteme výkon, dodávaný do zátěže dle vztahu

$$P = v \cdot \Delta t \cdot 4,18 \quad [\text{W}] \quad 4,9$$

Při měření je nutno vyčkat, až se teplota vody ustálí a napětí na zapisovači se dále nemění. Rychlost ustálení závisí na průtoku v a trvá i několik minut.

Ve vlnovodové trase je umístěn reflektometr, který měří výkon postupující vlny ve větvi A a odražené vlny ve větvi B. Vzhledem k tomu, že vlnovodová trasa je ukončena přizpůsobenou zátěží, musí být údaj ve větvi B nulový.

Postup měření :

Nejprve provedeme ocejchování detektoru ve větvi A reflektometru. Magnetickou indukci nastavíme na maximální hodnotu, zvyšujeme postupně výkon magnetronu zvyšováním anodového napětí U_a , měříme proud magnetronu I_a a kalorimetrickou metodou výkon. Při měření odečítáme též příslušné hodnoty proudu I_a detektoru ve větvi A. Do grafu vyneseme závislost $P = f(I_a)$. Při tomto měření získáme současně jednu pracovní charakteristiku $U_a = f(I_a)_{B=B_{\max}}$. V další části měření snižujeme hodnoty B a pro každou hodnotu B naměříme charakteristiku $U_a = f(I_a)_{B_{\text{konst}}}$. Tyto charakteristiky vyneseme do grafu.

Dále naměříme křivky konstantního výkonu $U_a = f(I_a)_{P=\text{konst}}$. Měření provádíme tak, že pro zvolenou hodnotu výkonu $P = \text{konst}$ měníme magnetickou indukci B a anodové napětí U_a . Měření výkonu provádíme tentokrát

pomocí ocejchovaného reflektometru pro pět hodnot nastaveného výkonu. Sít křivek konstantního výkonu $U_a = f(I_a)_{P=\text{konst.}}$ vyznačíme ve stejném grafu spolu s křivkami konstantní magnetické indukce.

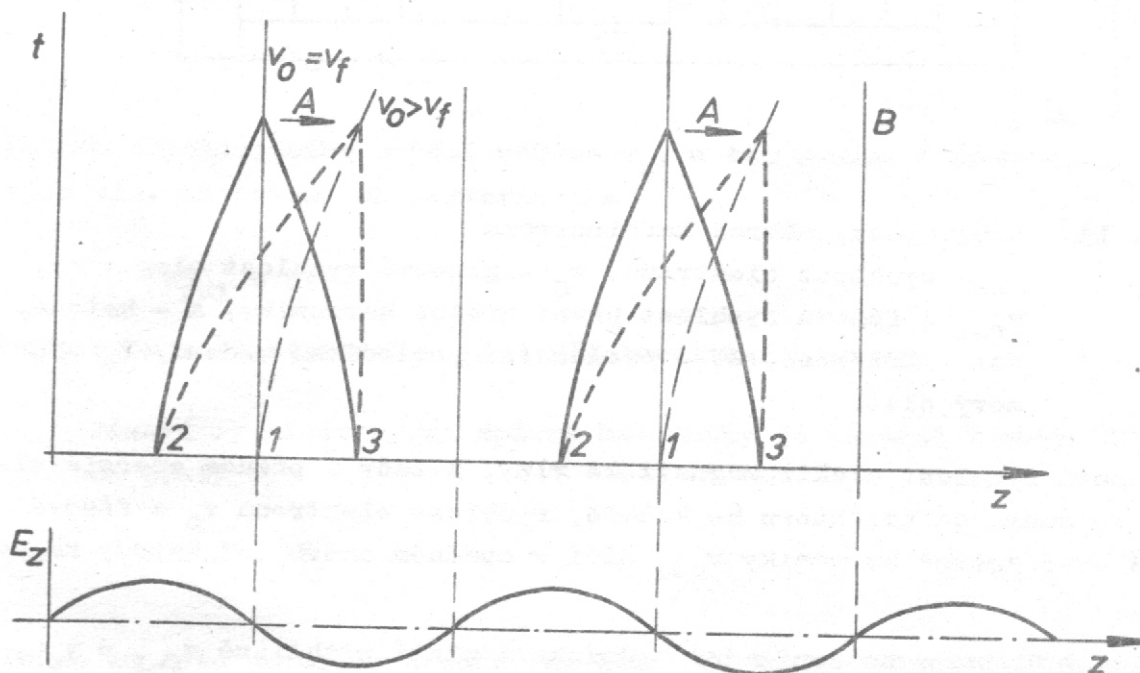
- Úkol :
1. Proveďte ocejchování detektoru ve větvi A reflektometru.
 2. Naměřte sít pracovních charakteristik magnetronu $U_a = f(I_o)_{B=\text{konst.}}$ a $U_a = f(I_a)_{P=\text{konst.}}$ a vynesete je do grafu.

Literatura :

I.V. Lebedev : Technika i pribori SUČ, Moskva 1964

5. STUDIUM ČINNOSTI ELEKTRONKY SE ZPĚTNOU VLNOU

Elektronka se zpětnou vlnou - karcinotron - se používá jako zdroj elektromagnetických vln v centimetrovém a milimetrovém oboru. Činnost této elektronky je založena na interakci elektronového paprsku s elektromagnetickou vlnou, šířící se po zpožďujícím vedení. Je-li fázová rychlost vln, šířících se po zpožďujícím vedení v_f , rovna rychlosti elektronů v_0 a má-li elektromagnetická vlna v místě, kde prochází elektronový paprsek, složku intenzity elektrického pole ve směru rychlosti v_0 , dochází během celého průchodu elektronového paprsku kolem zpožďující struktury k vzájemnému působení elektronů s vlnou, jehož důsledkem je shlukování elektronů a předávání energie elektronů vlně. Princip vzájemného působení lze objasnit analýzou drah elektronů v souřadném systému, pohybujícím se stejnou rychlostí, jako je fázová rychlost vlny - obr. 14.

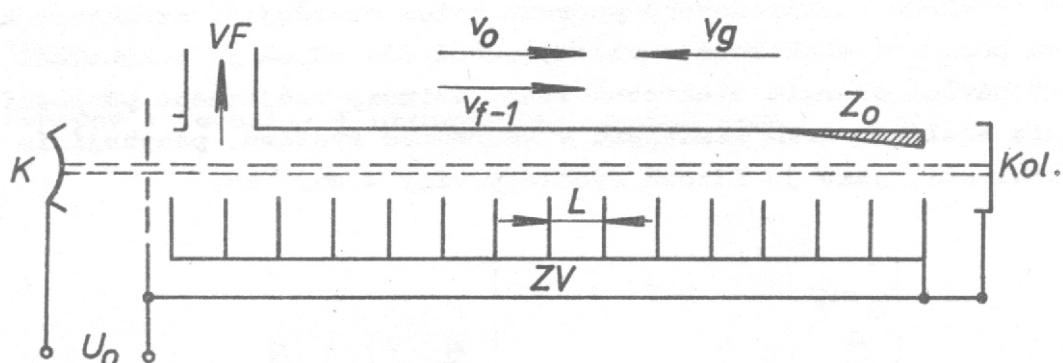


Obr. 14. Shlukování elektronů při interakci elektronového paprsku s elektromagnetickou vlnou

Dráhy elektronů 1, pohybujících se s rychlostí $v_0 = v_f$ v místě vlny, kde $E_z = 0$, se pohybují stále stejnou rychlostí, elektrony 2, které se nacházely na počátku své dráhy ve zpožďujícím vedení v místě, kde složka pole vlny E_z má urychlující směr, získávají přírůstek rychlosti, elektrony 3 jsou naopak zbrzděny. V důsledku toho vznikají po určité době průchodu elektronů zpožďujícím vedením v místě A shluky elektronů, v místě B pak zředění. Je-li rychlost elektronů v paprsku v_0 málo větší než fázová rychlost, přesouvají se shluky A do míst brzdného pole E_z , jak je

vyznačeno šipkou v Obr. 14, a předávají tudíž část své kinetické energie brzděmu vf poli E_Z .

Činnost karcinotronu je umožněna interakcí mezi elektronovým paprskem a první zpětnou prostorovou harmonikou zpožděné vlny v periodickém zpožďujícím vedení. Schema karcinotronu s vyznačenou rychlostí vlny a elektronů je na obr. 15.



Obr. 15. Schematický náčrt karcinotronu

v_0 - rychlost elektronů, v_g - grupová rychlost elmg.vlny, v_{f-1} - fázová rychlost první zpětné harmoniky, K - katoda, Kol - kolektor, ZV - zpožďující periodické vedení, Z_0 - útlumový člen.

Grupová rychlost elektromagnetické vlny, a tedy i přenos energie vlnou, je ve směru od kolektoru ke katodě, rychlost elektronů v_0 a fázová rychlost první zpětné harmoniky v_{f-1} míří v opačném směru, od katody ke kolektoru.

Je-li splněna synchronizační podmínka a platí přibližně $v_{f-1} \approx v_0$, dochází k interakci elektronů s vlnou a její amplituda vzrůstá od kolektoru směrem ke katodě, kde je výstup vf energie. Karcinotron pracuje jako generátor elektromagnetických vln.

Elektromagnetickou vlnu, šířící se po periodickém zpožďujícím vedení, lze považovat za superpozici nekonečně mnoha vln - prostorových harmonik p. Fázová konstanta jednotlivých vln je dána vztahem

$$\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi p}{L} \quad 5,1$$

kde $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ je číslo prostorové harmoniky a L je periodičita zpožďující struktury.

Pro generaci elektromagnetických vln v karcinotronu se využívá první zpětná harmonika $p = -1$.

Fázová rychlost této harmoniky je

$$v_{f-1} = \frac{\omega}{\beta} \quad 5,2$$

$$v_{f-1} = \frac{\omega}{\beta + \frac{2\pi D}{L}} \quad 5,3$$

Jak je zřejmé ze vzorce 5,3, jsou prostorové harmoniky vlny disperzní, to znamená, že fázová rychlost je funkcí frekvence. V důsledku toho dané rychlosti elektronů v_0 odpovídá jen jedna frekvence ω , při níž je splněna podmínka synchronizace

$$v_{f-1} = v_0 \quad 5,4$$

Změnou urychlujícího napětí měníme v_0 , a tím měníme i frekvenci generovaných vln. Disperzní charakteristika

$$v_{f-1} = F(f) \quad 5,5$$

tedy určuje elektronickou přeladitelnost karcinotronu.

Fázová rychlost první zpětné harmoniky je záporná v oboru frekvencí, pro něž platí

$$\frac{2\pi}{L} > \beta_0 \quad 5,6$$

Pouze za této podmínky dochází ke generaci elektromagnetických vln. Bude me tedy vyšetřovat průběh fázové rychlosti v_{f-1} v tomto oboru frekvencí a všimát si pouze její absolutní hodnoty. Úpravou vzorce 5,5 dostáváme pro

$$\frac{1}{v_{f_0}} < \frac{1}{fL}$$

$$\left| v_{f-1} \right| = \frac{1}{\frac{1}{fL} - \frac{1}{v_{f_0}}} \quad 5,7$$

a dále po využití vztahu $c = \lambda \cdot f$

$$\left| \frac{c}{v_{f-1}} \right| = \frac{\lambda}{L} - \frac{c}{v_{f_0}} \quad 5,8$$

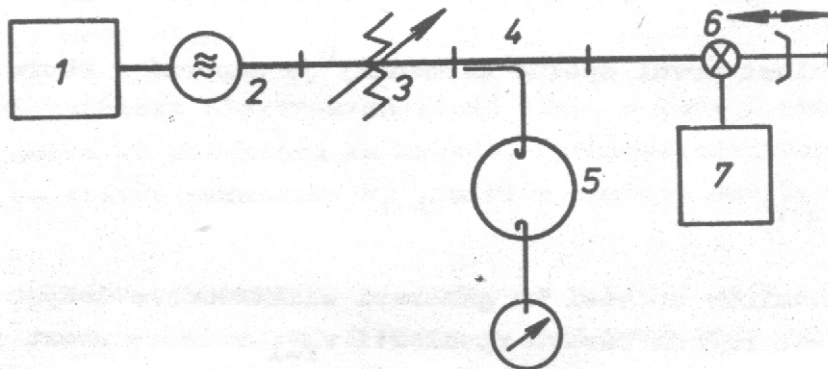
V těchto rovnicích v_{f_0} je fázová rychlost zpožděné základní vlny. Za předpokladu, že karcinotron pracuje v režimu synchronizace $v_0 = v_{f-1}$, můžeme fázovou rychlost v_{f-1} určit z urychlujícího napětí U_0 .

$$v_0 = v_{f-1} = \sqrt{\frac{2e U_0}{m}} \quad 5,9$$

Grafem závislosti $\frac{c}{v_{f-1}} = F_2(\lambda)$ je přímka, z jejíž směrnice lze určit periodicitu zpožďujícího vedení L a z průsečíku s osou X pak fázovou rychlost v_{f_0} .

5.1 Měření

Měření disperzní charakteristiky $v_{f-1} = F(f)$ provádíme v zapojení podle obr. 16



Obr. 16. Schema aparatury pro studium činnosti karcinotronu

1 - napájecí zdroj pro karcinotron, 2 - karcinotron, 3 - útlumový člen, 3 - vyvazovací člen pro vlnoměr, 5 - hybridní vlnoměr. 6 - laditelný držák termistoru, 7 - měřič výkonu.

Nějprve měříme závislost frekvence generovaných kmitů na urychlujícím napětí U_0 . Hodnotu napětí U_0 odečítáme na voltmetru na panelu zdroje. Při měření udržujeme konstantní proud karcinotronem. Frekvenci měříme hybridním vlnoměrem a odečítáme z přiložených grafů. Současně odečítáme generovaný výkon. Při každé změně frekvence však musíme doladit držák termistoru na maximální výchylku watmetru. Z naměřených hodnot sestavíme graf závislosti $\nu_{f-1} = F(f)$, $P = F_1(f)$ a $\frac{\nu_0}{\nu_{f-1}} = F_2(\lambda)$. Z poslední závislosti určíme L a ν_{f_0} .

Měření provedeme pro dvě hodnoty proudu karcinotronem $I = 20$ mA a $I = 30$ mA.

Dále provedeme měření závislosti výkonu karcinotronu na proudu elektronového paprsku. Výkon karcinotronu je dán vztahem

$$P = \alpha \cdot U_a \Delta I_0 \quad 5,10$$

kde $\Delta I_0 = I_0 - I_{on}$, I_{on} je prahová hodnota proudu elektronového paprsku, odpovídající nasazení oscilací. Maximální účinnost karcinotronu bývá pro hodnoty $\frac{I_0}{I_{on}} = 2,5 \div 4,5$.

Do grafu vyneseme závislost výkonu P a účinnosti $\eta = \frac{P}{U_0 I_0}$ na proudu elektronového paprsku I_0 .

Při měření větších hodnot výkonu používáme oceňovaný zeslabovač, jímž snížíme generovaný výkon na hodnotu měřitelnou měřičem výkonu.

5.2. Úkol :

1. Naměřte disperzní charakteristiku $\nu_{f-1} = F(f)$, závislost výkonu P na frekvenci a z grafu $\frac{\nu_0}{\nu_{f-1}} = F_2(\lambda)$ určete L a ν_{f_0} .
2. Stanovte závislost výkonu karcinotronu P a účinnosti η na proudu elektronového paprsku I_0 .

Literatura :

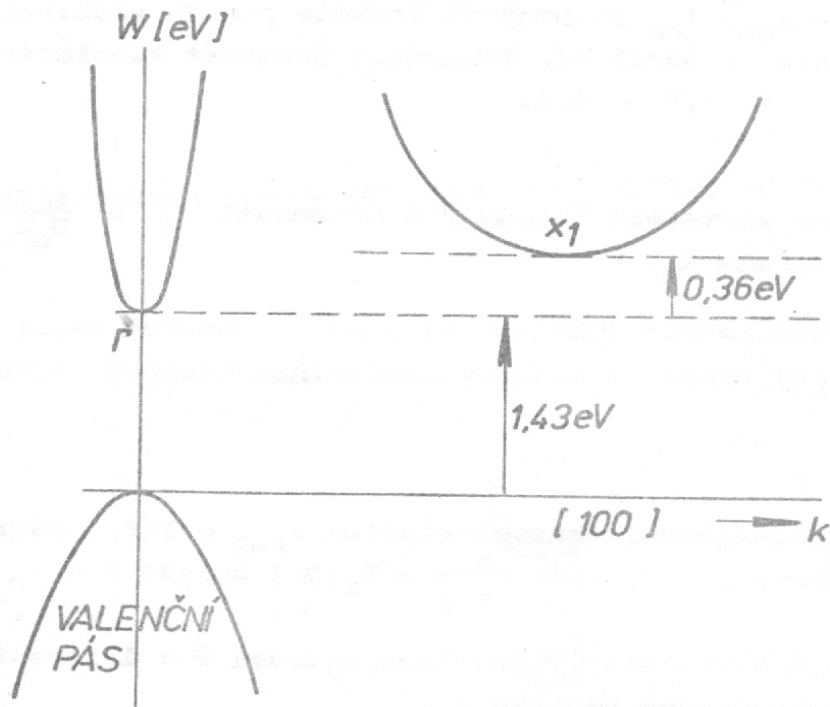
- 1 I.V. Lebeděv : Technika i pribori SVČ, Moskva, 1964.

6. GENERÁTOR MIKROVLN S GUNNOVOU DIODOU

6.1. Princip činnosti Gunnovy diody

V roce 1963 Gunn zjistil, že při vložení stejnosměrného napětí U_0 , vyššího než jistá prahová hodnota U_p , na polovodičovou diodu s GaAs, objeví se v proudu diodou periodické impulsy. Tento Gunnův jev byl později objasněn kvantovou teorií polovodičů typu podvojných sloučenin $A_{III}B_V$ nebo $A_{II}B_{VI}$ (GaAs, CdTe, ZnSe atd.), které krystalují v mřížce typu sfaleritu.

Pásová schéma těchto polovodičů je podobné GaAs, u něhož vodivostní pás má kromě centrálního potenciálového minima Γ pro vlnový vektor $k = 0$ podružné minimum X_1 , položené o 0,36 eV výše a mající mnohem menší poloměr zakřivení, jak je patrné z obr. 17.



Obr. 17. Pásová struktura GaAs typu N

Vlivem silného elektrického pole může dojít k přenosu elektronů z hlavního minima do podružného minima. Vzhledem k tomu, že toto minimum je ploché, je efektivní hmotnost elektronu m_{efX_1} větší než efektivní hmotnost elektronů v hlavním minimu $m_{ef\Gamma}$.

Efektivní hmota je dána vztahem

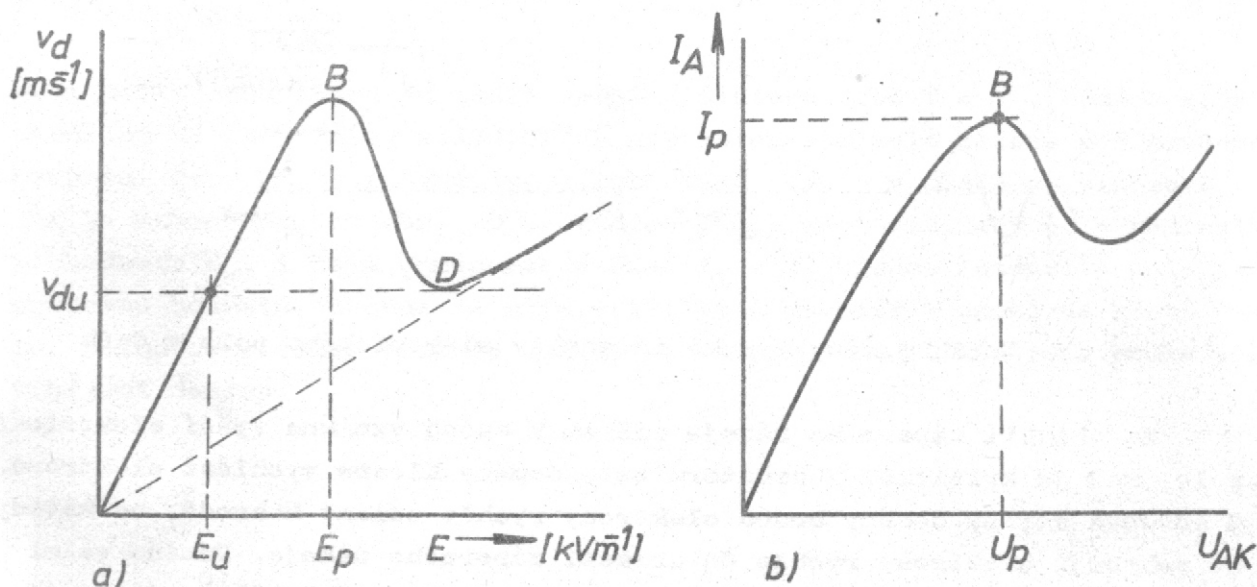
$$m_{ef} = \frac{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2}{\frac{\partial^2 V}{\partial k^2}} \quad 6,1$$

Pro GaAs je $m_{ef\Gamma} = 0,068 m_e$ a $m_{efX_1} = 1,2 m_e$. V důsledku toho je pohyblivost elektronů, nacházejících se v minimu x_1 , mnohem menší ($\mu_2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) než pohyblivost elektronů v hlavním minimu ($\mu_1 = 0,62 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

Vzroste-li tedy intenzita pole ve vzorku GaAs nad prahovou hodnotu $E_p = 3.000 \text{ V cm}^{-1}$, vzroste koncentrace elektronů v podružném minimu a v důsledku toho klesne celková pohyblivost elektronů ve vodivostním pásu

$$\bar{\mu} = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n_1 + n_2} \quad 6,2$$

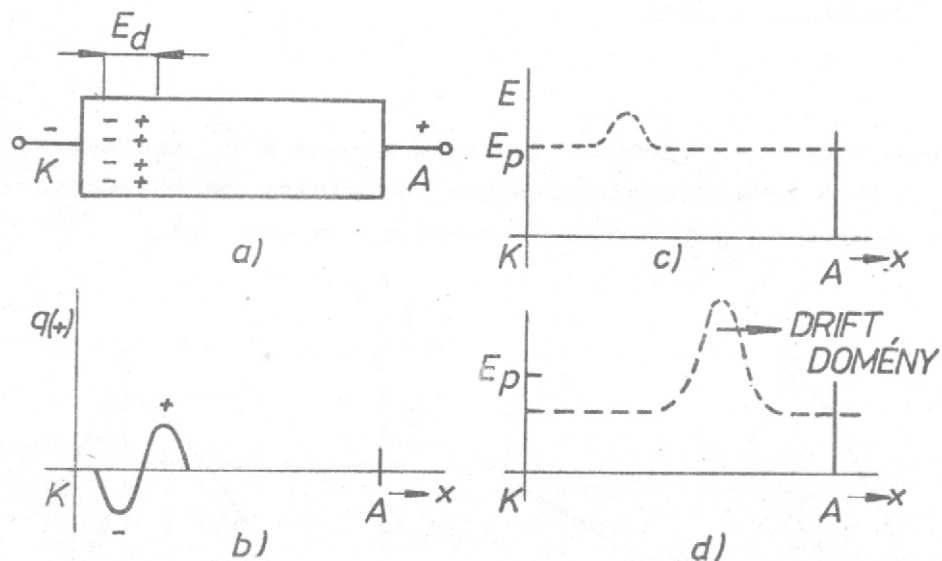
Zde n_1 je koncentrace elektronů v hlavním minimu a n_2 koncentrace v postranním. Driftová rychlost elektronů v závislosti na intenzitě elektrického pole ve vzorku má pak průběh, zobrazený na obr. 18.



Obr. 18 Závislost driftové rychlosti elektronů na intenzitě elektrického pole a) a voltampérová charakteristika b) diody GaAs

Diferenciální pohyblivost $\mu = \frac{dv_d}{dE}$ od 0 do B je konstantní a odpovídá pohybu elektronů v hlavním potenciálovém minimu. Mezi body B a D se projevuje přechod elektronů do postranního minima a μ je záporná. V bodě D jsou všechny elektrony v postranním minimu, pohyblivost je opět kladná, ale menší než v prvním případě. Jakmile rychlost elektronů klesne pod v_{dU} , vrací se elektrony do hlavního minima. Záporné diferenciální pohyblivosti mezi body B a D odpovídá klesající část VA charakteristiky znázorněná na obr. 18b. Uvedený jev dává vznik domény vysoké intenzity elektrického pole, která se pohybuje od katody k anodě. Je-li intenzita elektrického pole v polovodiči větší než prahová hodnota E_p , pak jakákoliv náhodná fluktuace může vést ke vzniku lokalizovaného prostorového náboje v místech s nehomogenitou dopování, v defektech krystalové mřížky a zvláště v blízkosti katody.

Nechť u katody vznikne vrstva záporného náboje, jak je znázorněno na obr. 19a.



Obr. 19 Vznik domény vysoké intenzity elektrického pole v GaAs

Za oblastí záporného náboje směrem k anodě vznikne vyšší elektrické pole, než je kritické. V prostoru této domény klesne rychlost elektronů. Z anodové strany domény budou elektrony rychle unikat k anodě, od katody se pohybují elektrony rychle do oblasti záporného náboje. Doména velmi rychle narůstá a pole mimo ni klesá. Za dobu přibližně 10^{-10} s je doména dobudovaná a začne se pohybovat rychlostí $v_{dU} = \frac{1}{2} v_{dp}$, kde v_{dp} je driftová rychlost ve slabých polích, odpovídající prahovému napětí ($v_{du} = 10^5 \text{ ms}^{-1}$). Dokud se ve vzorku doména pohybuje, nemůže vzniknout další, neboť pole mimo ni je podkritické.

P₀ dopadu domény na anodu se objeví ve vnějším okruhu proudový impuls, původní hodnota intenzity elektrického pole E se obnoví a může vznikat další doména. Doba průletu domény závisí na délce l vzorku

$$\tau = \frac{2l}{v_{dp}} \quad 6,3$$

Frekvence proudových impulsů je dána vztahem $f = \tau^{-1}$.

6.2. Vidy činnosti Gunnovy diody

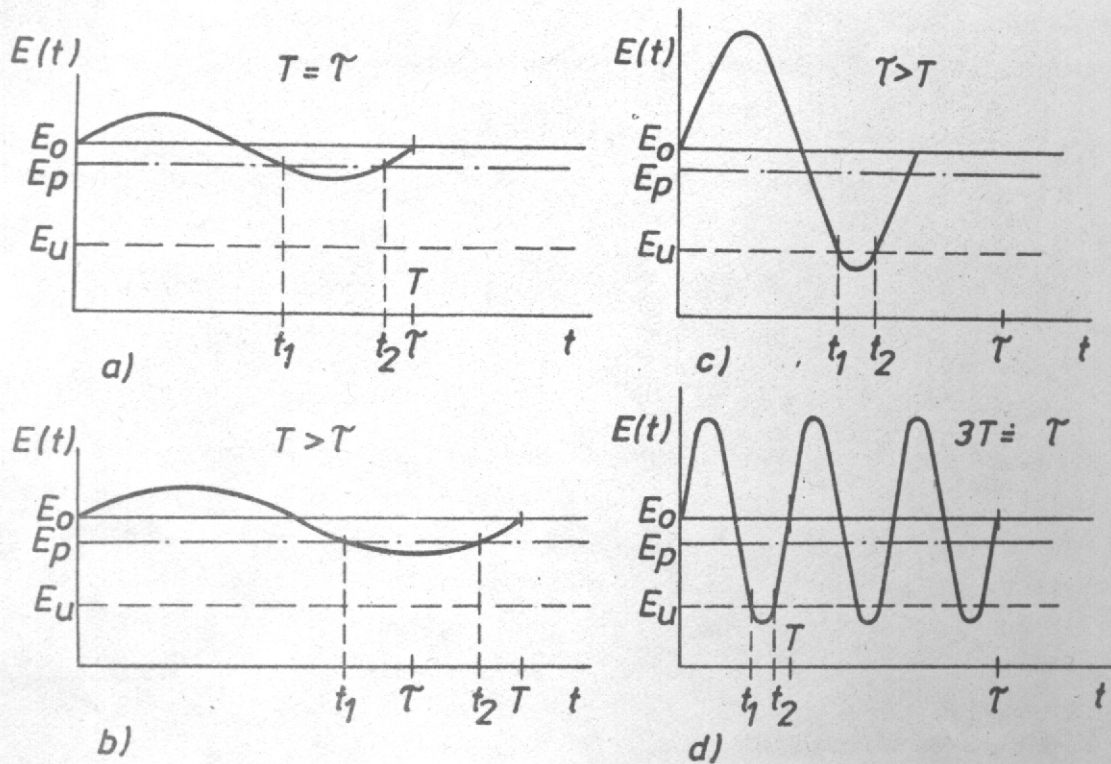
Proudové impulzy, produkované Gunnovou diodou, vyvolávají na odporu, zapojeném do serie s diodou, napěťové skoky. Intenzita elektrického pole ve vzorku nesmí klesnout pod udržovací hodnotu E_u, jinak se doména počne rozpadat. Podmínky vzniku a rozpadu domény je nutné vzít v úvahu při studiu možných vidů oscilací buzených Gunnovou diodou.

a) Rezonanční Gunnův vid

Napětí napájecího zdroje U₀ zvolíme takové, aby pole v diodě bylo větší než prahové E_p < E₀. Diodu připojíme k rezonátoru, jehož rezonanční frekvence se rovná opakovacímu kmitočtu vytváření domény.

$$f = \frac{1}{\tau} \quad 6,4$$

Doba kmitu rezonátoru je tudíž rovna průletové době T = τ. Doména může narůstat do stabilního stavu, dříve než intenzita pole klesne pod prahovou hodnotu. Tvar kmitů intenzity elektrického pole v diodě je sinusový, jak je znázorněno na obr. 20 a. Musíme pouze zajistit, aby pole nekleslo pod hodnotu E_u. I když v záporné v čase t₁ - t₂ klesne intenzita pole pod prahovou hodnotu, doména se může vytvořit a dorazit k anodě na konci cyklu. Účinnost v tomto vidu je nízká, neboť proud do zátěže teče pouze při vybíjení domény.



Obr. 20 Podmínky buzení různých vidů oscilací Gunnovy diody

b) Vid se zpožděnou doménou

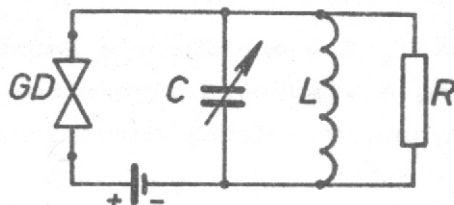
Doba kmitu rezonátoru T je větší než doba průletu τ . Doména se dostane k anodě v okamžiku τ - viz Obr. 20 b. V intervalu $\langle t_1; t_2 \rangle$ se doména vybíjí, nová ještě nemůže vzniknout, protože $E < E_p$. V časovém intervalu $\langle t_2; T \rangle$ záporné poloviny periody teče okruhem ohmická složka proudu, která je větší než ta, která teče po dobu domény. Formování domény je zpožděné do okamžiku, kdy $E > E_p$. Z toho plyne, že frekvence je v určitém rozmezí určována laděním rezonátoru. Teoretická účinnost je větší než v prvním případě, $\eta = 20 \%$.

c) Vid s potlačenou doménou

Zvýšit účinnost lze podle Copelanda tak, že necháme doménu rozplynout dříve, než dosáhne anody. Podmínkou pro potlačení domény je, aby pole kleslo pod hodnotu E_u . Dosahujeme toho tím, že zvýšíme amplitudu kmitů rezonátoru tak, že v záporné půlperiodě $E < E_u$. Obr. 20 c. Aby doména nemohla dojít v čase $\langle 0; t_1 \rangle$ k anodě, musí průletová doba $\tau > T$, tedy buzná frekvence $f > f_\tau$. Frekvence buzených kmitů se dá v určitém rozmezí ovlivňovat vlastní frekvencí rezonátoru.

d) Vid s omezením akumulace prostorového náboje - LSA

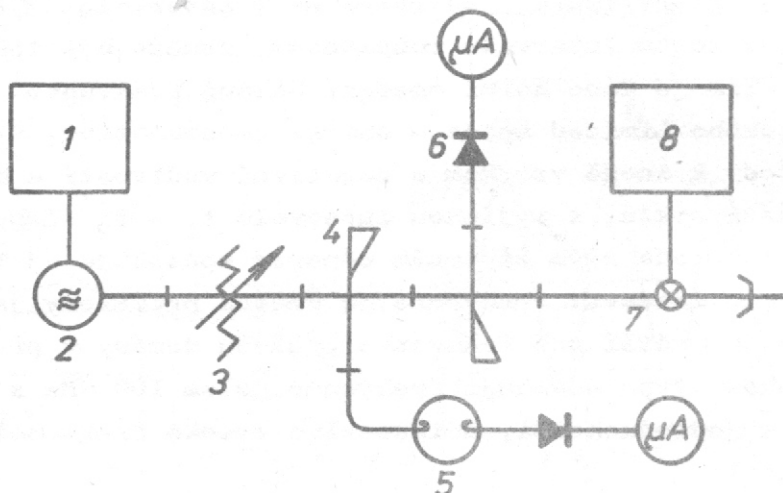
Volíme dobu kmitu rezonátoru menší, jako je doba průletu τ domény. Při dostatečně velké amplitudě vf kmitů v rezonátoru a vhodném napětí U_0 , bude se v záporné půlperiodě snižovat pole v diodě pod hodnotu E_u , jak je znázorněno na Obr. 20 d. Časový úsek 0 až t_1 nepostačuje na vznik domény, případný náboj, který vznikl, se rozpadne v intervalu $\langle t_1; t_2 \rangle$. Aby se náboj mohl v tomto intervalu rozpadnout, nemůže být tento interval libovolně malý. Tím je dáno horní omezení buzené frekvence. Označení LSA je zkratka anglického Limited Space - charge Accumulation. Elektronky se pohybují od katody k anodě vzorkem s negativní vodivostí a homogenním polem v převážné části cyklu, s výjimkou intervalu $t_1 - t_2$. Impulzy proudu vůbec nevznikají. Dioda svým záporným odporem způsobuje otlumení připojeného rezonátoru. Pracovní frekvence je určena prakticky jen rezonátorem a může být značně větší než frekvence průletu domény v předchozích videch. Oscilátory tohoto typu dosahují frekvence kolem 100 GHz s výkonem desítky mW. Vzhledem k jednoduchosti, účinnosti a vysoké frekvenci se tento vid nejvíce rozšířil.



Obr. 21 Zapojení oscilátoru ve vidu LSA

6.3 Měření

Studium činnosti Gunnovy diody jako oscilátoru pracujícího s videm LSA provádíme v pásmu X, v zapojení vyznačeném na obr. 22.



Obr. 22 Schema zapojení pro studium oscilací Gunnovy diody v pásmu X
 1 - zdroj ss napětí, 2 - oscilátor s Gunnovou diodou,
 3 - útlumový člen, 4 - směrová odbočnice, 5 - vlnoměr,
 6 - indikátor výkonu, 7 - držák termistoru, 8 - měřič výkonu.

Nejprve nastavíme předepsané hodnoty napětí $U_0 > U_p$ a proudu I_d diodou, odpovídající činnosti GD v oblasti klesající voltampérové charakteristiky. Přelaďujeme rezonátor a hledáme oscilace podle výchylky indikátoru výkonu. Při nasazení oscilací odečteme jejich výkon a frekvenci. Při odečítání výkonu je nutno provést při každém měření doladění držáku termistoru, neboť frekvence kmitů se mění. Při každém měření zaznamenáváme hodnoty proudu Gunnovou diodou a hodnotu pracovního napětí. Do grafu vyneseme závislost $N = F_1(f)$ a pro maximální hodnotu výkonu vypočteme účinnost. Měření provedeme pro 3 hodnoty pracovního napětí Gunnovy diody $U_0 = 10 \text{ V}, 9 \text{ V}, 8 \text{ V}$. Dále provedeme měření závislosti výkonu buzených oscilací P na pracovním napětí GD pro stálou hodnotu vyladění rezonátoru. $P = F_2(U_0)$. Napětí U_0 snižujeme, až oscilace zaniknou. Současně měříme proud GD. $I_d = f(U_0)$. Obě závislosti vyneseme do grafu.

6.4 Úkol:

- 1) Naměřte závislost výkonu oscilátoru s Gunnovou diodou na frekvenci pro 3 hodnoty napájecího napětí.
- 2) Pro konstantní frekvenci naměřte závislost výkonu a proudu I_d na napájecím napětí.

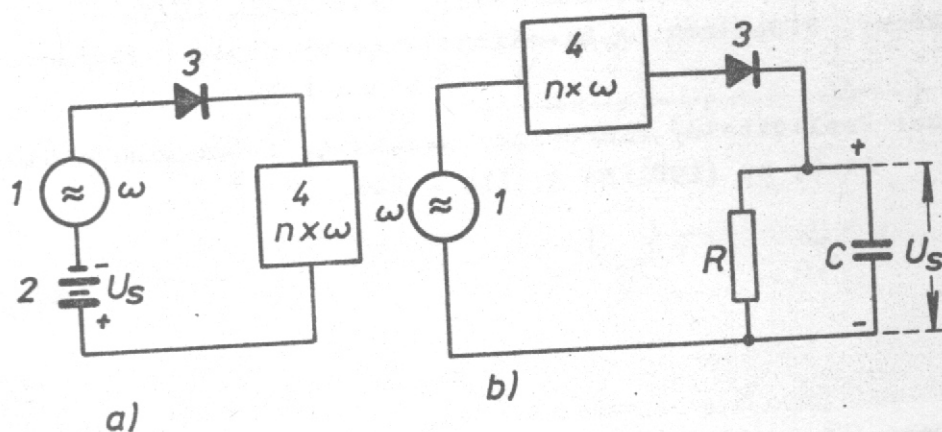
Literatura:

- 1 L.Eckertová: Elektronika polovodičů, Skripta UK-Praha 1978.
- 2 P.Mihálka: Polovodičové súčiastky, Bratislava 1975.
- 3 J.Pokorný, F.Jelínek, K.Kieslich: Gunnovy diody a lavinové diody, Praha 1974.
- 4 J.Pino: Preladiteľný mikrovlnný oscilátor s Gunnovou diodou, SI.0, 42 (1981/No 3, 115 - 120.

7. POLOVODIČOVÁ DIODA JAKO NÁSOBIČ FREKVENCE

7.1 Úvod

Velmi vysoké frekvence získáváme často násobením základní frekvence v napětí použitím prvku s nelineární voltampérovou charakteristikou. Typickým prvkem s nelineární charakteristikou je polovodičová dioda. Náhradní schéma násobiče frekvence je vyznačeno na obr. 23.



Obr. 23 Náhradní schéma diodového násobiče frekvence
 a) s pomocným zdrojem předpětí U_s , b) s automatickým vytvářením předpětí.
 1 - zdroj střídavého napětí základní frekvence, 2 - pomocný zdroj závěrného napětí, 3 - dioda, 4 - vyvazovací obvod n -té harmonické.

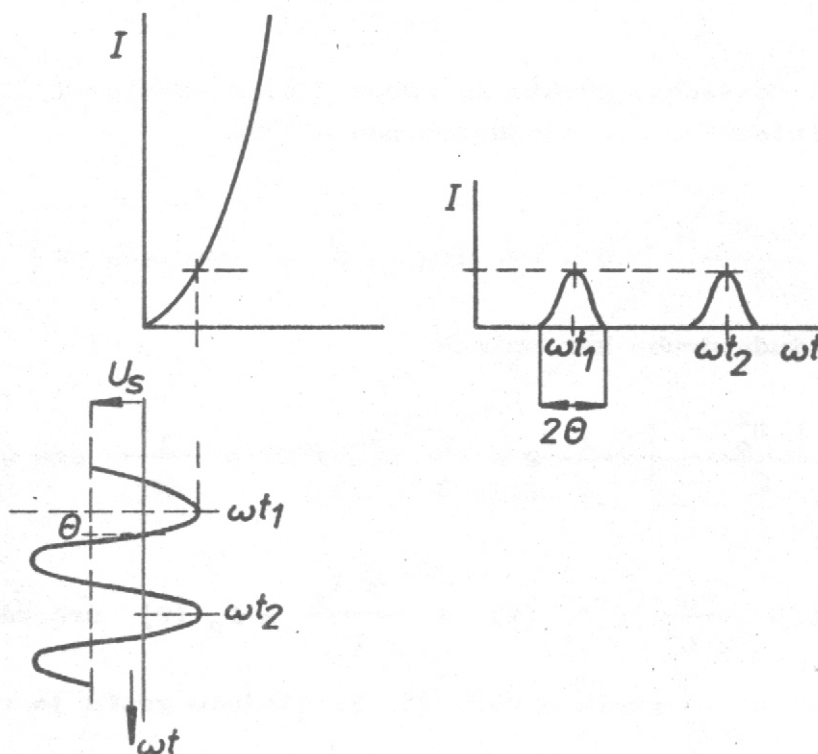
Vysokofrekvenční napětí $U_0 \sin \omega t$ se přivádí na diodu, jejíž úhel otevření θ je určován stejnosměrným napětím U_s . Pulzující proud obsahující vyšší harmonické složky prochází obvodem pro vyvážení požadované harmonické složky, na niž je obvod naladěn. Pro tuto složku představuje vyvazovací obvod reálný odpor, na němž vzniká úbytek napětí. Pro ostatní harmonické složky představuje vyvazovací obvod zkrat.

Vyšetřeme násobení frekvence na druhou harmonickou 2ω . Napětí této frekvence, vznikající na vyvazovacím obvodu, bude tím vyšší, čím vyšší bude druhá harmonická složka v proudu tekoucím diodou. Tato amplituda závisí jednak na tvaru VA charakteristiky diody, jednak na pracovním bodě diody, tj. na úhlu otevření diody θ . Předpokládejme, že VA charakteristika diody je kvadratická

$$I = k U^2$$

7,1

Zde k je konstanta závislá na typu diody. Pracovní bod, a tedy i úhel otevření diody nastavíme napětím U_s , jak je patrné z obrázu 24.



Obr. 24 Usměrnění střídavého proudu diodou s kvadratickou charakteristikou

Amplitudu druhé harmonické složky pulzujícího proudu určíme z Fourierova rozvoje.

Napětí, přiváděné na diodu v době otevření diody, je dáno vztahem

$$U = U_0 (\cos \omega t - \cos \theta) \quad 7,2$$

Pro proud tekoucí diodou dostáváme dosazením do 7,1

$$I = k U_0^2 (\cos \omega t - \cos \theta)^2 \quad 7,3$$

Velikost stejnosměrné složky proudu I_0 a amplitudu druhé harmonické I_2 určíme užitím vztahů

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I \cdot d\omega t$$

7,4

$$I_2 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I \cdot \cos 2\omega t \cdot d\omega t$$

Dosadíme-li do těchto rovnic za proud $I(t)$ z rovnice 7,3, dostaneme po provedení integrace pro stejnosměrnou složku

$$I_0 = \frac{k U_0^2}{\pi} \left[\theta - \frac{3}{4} \sin 2\theta + \frac{\theta}{2} \cos 2\theta \right] \quad 7,5$$

a pro amplitudu druhé harmonické

$$I_2 = \frac{k U_0^2}{\pi} \left[\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{3} \sin 2\theta + \frac{1}{24} \sin 4\theta \right] \quad 7,6$$

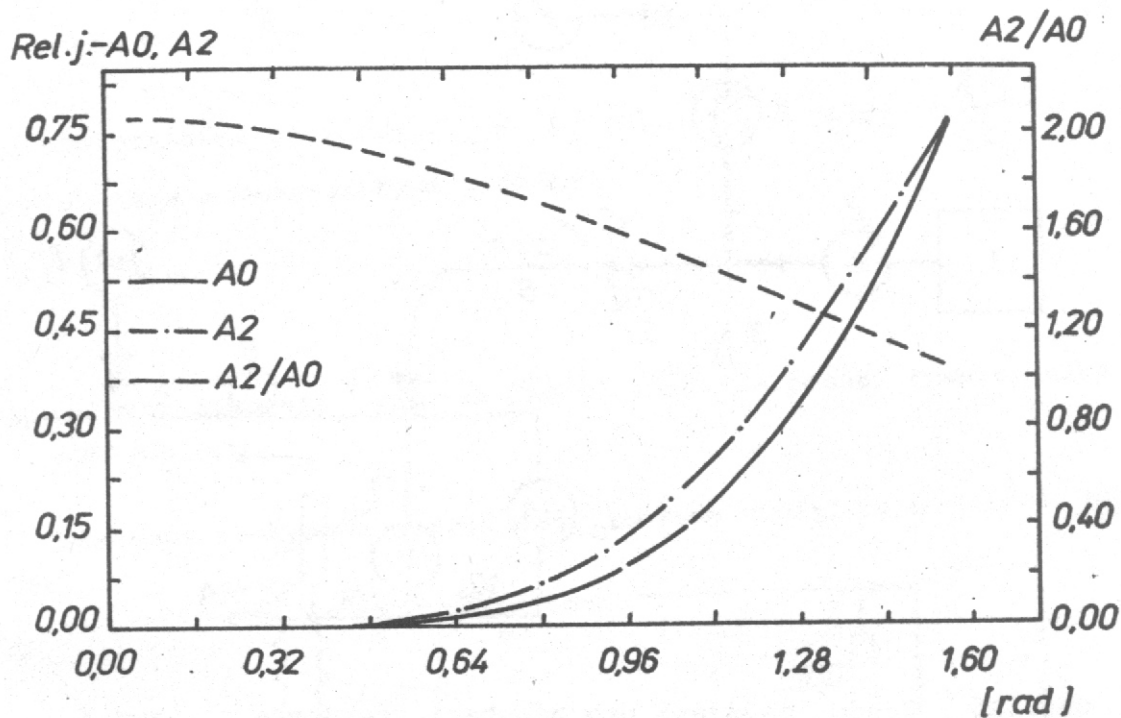
Průběhy $\frac{\pi I_0}{k U_0^2} = f_1(\theta)$ a $\frac{\pi I_2}{k U_0^2} = f_2(\theta)$ určené teoreticky

jsou znázorněny na grafu - Obr. 25. Ve stejném grafu je vyznačen i podíl

$\frac{I_2}{I_0} = f_3(\theta)$, který charakterizuje činnost diody ve funkci násobiče

v závislosti na úhlu otevření diody.

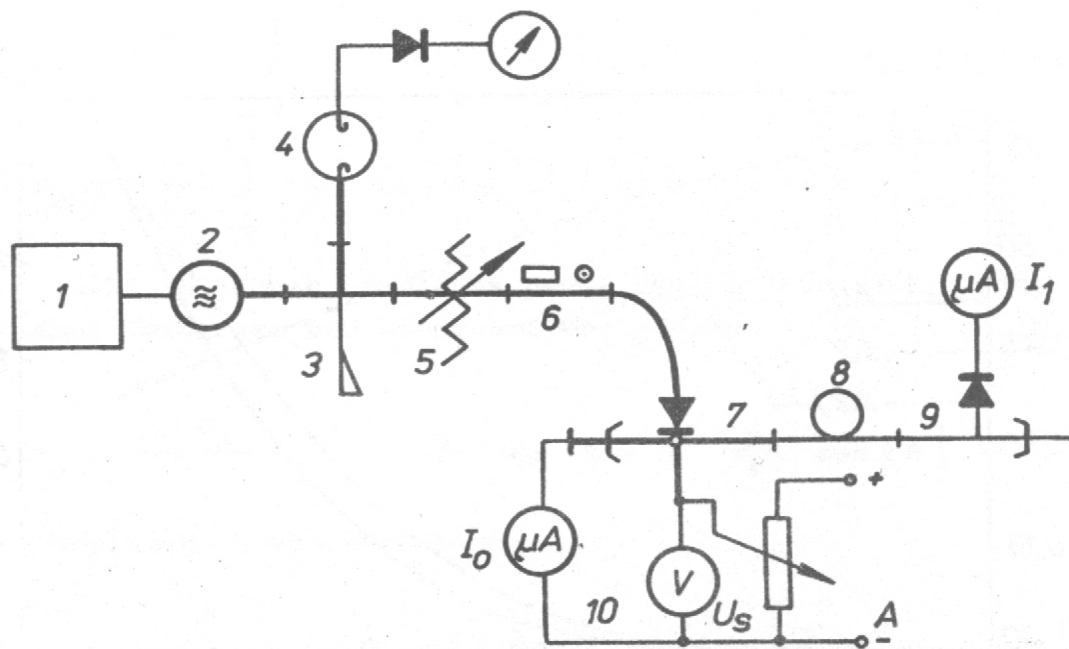
Obr. 25 Teoretický průběh stejnosměrné složky I_0 , amplitudy druhé harmonické I_2 a jejich podílu $\frac{I_2}{I_0}$ v závislosti na úhlu otevření θ .



Obr. 25

7.2 Násobení frekvence v pásmu X

Závislost $f_1(\theta)$, $f_2(\theta)$ a $f_3(\theta)$ určíme experimentálně měřením stejnosměrné složky I_0 a amplitudy druhé harmonické I_2 při násobení základní frekvence $f_1 = 10$ GHz na frekvenci $f_2 = 20$ GHz. Měření provádíme v zapojení podle Obr. 26



Obr. 26 Schema zapojení pro násobení frekvence v pásmu X
 1 - zdroj pro klystron, 2 - reflexní klystron, 3 - směrová odbočnice, 4 - vlnoměr, 5 - útlumový člen, 6 - přechod vlnovod-koaxiál, 7 - násobící dioda, 8 - vlnoměr, 9 - detektor druhé harmonické, 10 - měření složky I_0 a zdroj U_s .

Vysokofrekvenční výkon z klystronu přivádíme přes útlumový člen a přechod vlnovod-koaxiál na násobící diodu, umístěnou v laditelném vlnovodovém držáku diody, určeném pro frekvenční pásmo ($f_2 = 20$ GHz). Frekvenci v pásmu X měříme dutinovým vlnoměrem QHV 22211. Proud tekoucí násobící diodou I_0 měříme μA -metrem, pracovní bod a úhel otevření nastavujeme pomocným obvodem A. Vysokofrekvenční signál druhé harmonické vedeme vlnovodem přes vyvazovací člen pro vlnoměr do laditelného držáku diody, kde usměrněný proud I_1 je úměrný výkonu na frekvenci 20 GHz. Amplituda budícího proudu druhé harmonické I_2 bude úměrna $\sqrt{I_1}$

$$I_2 = k \sqrt{I_1} \quad 7,7$$

Při měření udržujeme mikrovlnný výkon v pásmu X konstantní, tzn. U_0 ve vzorcích 7,5 a 7,6 je konstantní. Měříme závislost proudů I_0 a I_1 na stejnosměrném napětí U_s . Proud I_0 klesá s rostoucím U_s , v případě, že I_0 dosáhne nulové hodnoty, je $U_s = U_0$.

Úhel otevření diody určíme ze vztahu

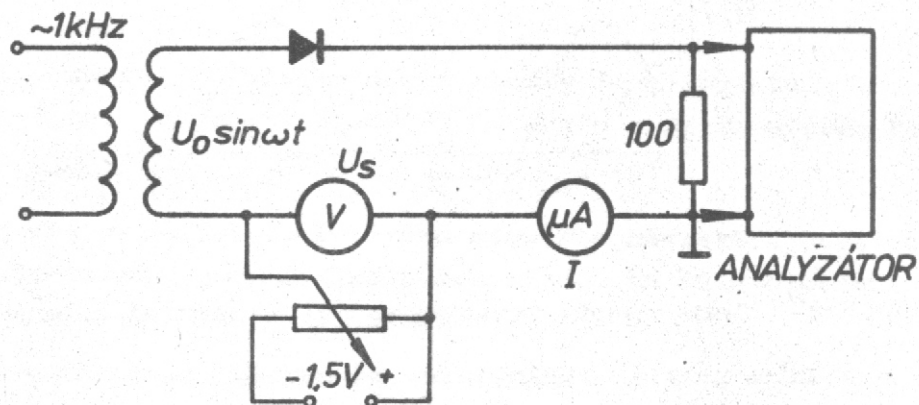
$$\cos \theta = \frac{U_s}{U_0} \quad 7,8$$

Do grafu vynášíme závislosti $I_0 = f_1(\theta)$, $\sqrt{I_1} = f_2(\theta)$ a $\frac{\sqrt{I_1}}{I_0} = f_3(\theta)$ a porovnáváme s teoretickými průběhy.

7.3 Ověření činnosti diody ve funkci násobiče pomocí frekvenčního analyzátoru

Násobení frekvence pomocí diody můžeme ověřit na modelovém zapojení

- Obr. 27.



Obr. 27 Zapojení pro frekvenční analýzu proudových pulzů diody

Měření provádíme tak, že nejprve nastavíme potenciometrem napětí U_s na hodnotu 0,5 V. Poté zvyšujeme amplitudu signálu na frekvenci 1 kHz, až se objeví minimální hodnota proudu diodou I . Amplitudu střídavého napětí pak neměníme a proměřujeme pouze amplitudy harmonických složek proudu I_1, I_2, I_3, I_4 v závislosti na úhlu otevření diody, který je dán vztahem 7,8.

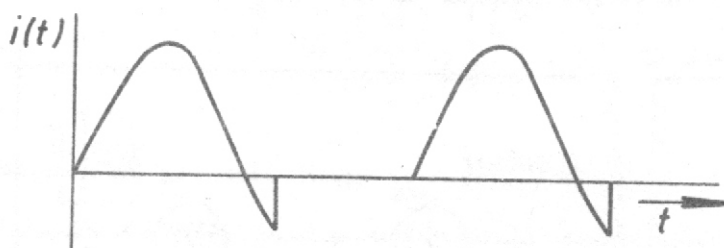
Závislosti I_1, I_2, I_3, I_4 na θ vyneseme do jednoho grafu.

7.4 Použití varaktoru pro násobení frekvence

Varaktor je jedním druhem kapacitní diody s hyperstrmým přechodem P^+N . Protože koncentrace nečistot v typu P^+ je mnohonásobně větší než v typu N , oblast prostorového náboje je situovaná prakticky jen v typu N . Kapacita diody vzniká ze dvou příčin

- a) z hromadění nosičů náboje
- b) z kapacity přechodu OPN

Když dioda tohoto typu pracuje jako vf usměrňovač, nadbytečný náboj v typu N , nahromaděný v kladné půlperiodě napětí, potřebuje jistý krátký čas na rozptýlení po vypnutí zdroje. Tento čas je určován dobou života děr v polovodiči typu N . V důsledku toho na mikrovlnných frekvencích pokračuje vodivost určitou dobu i po obrácení polaritě vf napětí. V průtoku usměrňovaného proudu diodou se pak objeví i píky opačné polaritě s velmi strmým poklesem, jak je znázorněno na obr. 28.



Obr. 28 Tvar proudu varaktorem při usměrňování mikrovlnného napětí

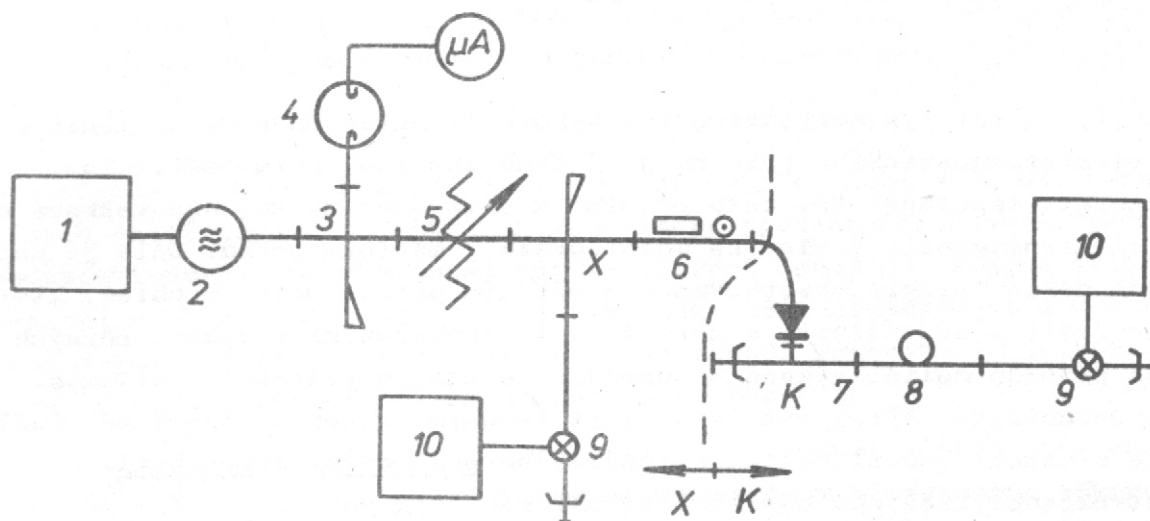
Tento průběh proudu s ostrými píky má bohatý obsah vyšších harmonických, takže dokonce i 25 harmonická složka má upotřebitelnou amplitudu z hlediska násobení frekvence. Je-li připojen k varaktoru ostře laděný rezonátor, je účinnost ještě na 8 harmonice $\eta = 30\%$. S rostoucím činitelem násobení n účinnost $\eta = \frac{P_n}{P_1}$ klesá. Zde P_1 je výkon základní frekvence a P_n výkon n -té harmonické. Varaktory pracují bez stejnosměrné polarizace a je nutno je při provozu velmi dobře chladit.

V zapojení podle obrazu 29. provedete měření účinnosti $\eta = \frac{P_4}{P_1}$ násobiče s varaktorem na 4 harmonické v závislosti na výkonu P_1 .

- Obr. 29 Schema zapojení pro násobení frekvence s varaktorem
- 1 - zdroj pro klystron, 2 - klystron, 3 - směrová odbočnice,
 - 4 - vlnoměr, 5 - útlumový člen, 6 - přechod vlnovod-koaxiál,
 - 7 - držák varaktoru, 8 - vlnoměr v pásmu K, 9 - držák terminátoru, 10 - měřič výkonu

P
d
v
d
m
d
u
h

P
v
n
s



Obr. 29

7.5 Úkol:

- 1) Naměřte závislost stejnosměrné složky I_0 a amplitudy 2 harmonické I_2 na úhlu otevření diody θ . Do grafu vynesete průběh funkcí $I_0 = f_1(\theta)$, $I_2 = f_2(\theta)$ a $\frac{I_2}{I_0} = f_3(\theta)$
- 2) Pomocí frekvenčního analyzátoru stanovte závislost prvních 4 harmonických složek proudového pulzu diodou na úhlu otevření $I_i = f(\theta)$ pro $i = 1, 2, 3, 4$.
- 3) Stanovte účinnost násobiče na 4 harmonické $\eta = \frac{P_4}{P_1}$ pro různé hodnoty vstupního mikrovlnného výkonu P_1 . Sestrojte graf $\eta = f(P_1)$.

Literatura:

- 1 P. Mihálka : Polovodičové součástky, Bratislava 1975.

8. MĚŘENÍ VYSOKOFREKVENČNÍHO VÝKONU

8.1 Úvod

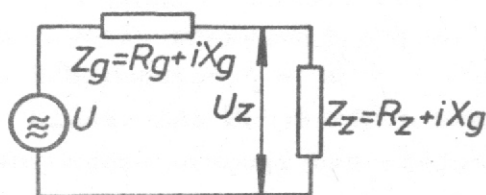
Při měření vysokofrekvenčního výkonu je nutné nejprve přeměnit energii elektromagnetického pole na jiný druh energie, přímo měřitelné, např. na energii tepelnou. Při této přeměně musíme dbát na to, aby veškerá energie elektromagnetické vlny se absorbovala v měřicím prvku. Dále je nutné přesně měřit energii absorbovanou v měřicím prvku. Další problém, který je nutno řešit v souvislosti s měřením vysokofrekvenčních výkonů různých úrovní je problém děličů výkonů a odbočnic se známým průchozím útlumem.

Jednotlivé měřicí metody se liší řešením uvedených problémů. Podle účelu a metody měření dělíme wattmetry na pohlčovací a průchozí. Jejich konstrukce se liší podle velikosti měřeného výkonu i podle frekvenčního pásma.

Pro měření v pásmu centimetrových vln se nejčastěji používá měřič výkonu s můstkovým zapojením termistoru, v němž dochází k absorpci vysokofrekvenčního výkonu. Využívá se zde negativní závislosti odporu termistoru na teplotě.

8.2 Přenos vysokofrekvenční energie ze zdroje do zátěže

Vyšetřeme nejprve podmínky optimálního přenosu energie Z v generátoru do zátěže. Náhradní schema generátoru s obecnou vnitřní impedancí Z_g , zatíženého impedancí Z_z , je uvedeno na Obr. 30.



Obr. 30 Náhradní schema generátoru se zátěží Z_z .

Pro výkon střídavého proudu v zátěži platí

$$P_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \bar{U}_z \cdot \bar{I}_z^* \quad 8,1$$

Zde \bar{U}_z a \bar{I}_z je komplexní amplituda napětí a proudu zátěží, symbol $*$ označuje komplexně sdruženou veličinu.

Po dosazení dostáváme

$$P_z = \frac{1}{2} \frac{U_0^2 \cdot R_z}{(R_z + R_g)^2 + (X_g + X_z)^2} \quad 8,2$$

Výkon, absorbovaný v zátěži, je jak funkcí R_z , tak i X_z . Za předpokladu, že Z_g je konstantní, dostáváme pro maximální výkon podmínku

$$X_g = -x_z \quad \text{a} \quad R_g = R_z \quad 8,3$$

Pro maximální výkon, dodávaný ze zdroje do zátěže, není podmínka rovnosti reálných částí impedance zátěže a generátoru dostačující. Je-li výstupní impedance indukční povahy, musí být zatěžovací impedance stejně velká, ale kapacitního charakteru, to znamená, že reaktanční složky musí být v seriové rezonanci. Za těchto podmínek je přizpůsobení generátorů závislé na frekvenci a je nutno ho při změně frekvence obnovit.

V případě, že generátor je přizpůsobený na použité přenosové vedení, je $X_g = 0$ a $R_g = Z_0$, a tudíž požadujeme-li maximum přeneseného výkonu do zátěže, musí $R_z = Z_0$. To znamená, že vedení je zakončeno charakteristickou impedancí vedení Z_0 , nedochází k odrazům vln energie a na vedení nevznikají stojaté vlny. Tento případ se většinou v praxi vyžaduje.

8.3 Měřič výkonu s termistorem

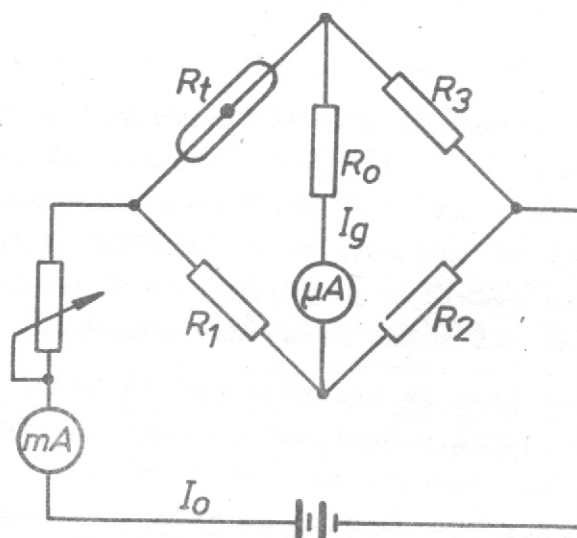
Měřič sestává v podstatě ze dvou částí. První je držák termistoru, který se připojuje na mikrovlnnou trasu. Tento prvek musí zaručit, že veškerá dopadající energie je v termistoru absorbována a změní se na tepelnou energii. Držák musí obsahovat mikrovlnné prvky, jimiž je možné provést přizpůsobení odporu termistoru charakteristické impedanci vedení. V našem případě je přizpůsobení prováděno paralelním reaktančním vedením, které můžeme připojovat v proměnné vzdálenosti od termistoru, umístěného na konci vedení. Přizpůsobení lze sledovat pomocí Smithova polárního diagramu. Nechť $y_t = g_t + ib_t$ je obecná normovaná admitance termistoru. Transformací vedením délky l_2 dostaneme v místě A vedení hodnotu $y_{t2} = 1 + ib_{t2}$. Připojíme-li v místě A k této transformované admitanci reaktanční vedení s admitancí $y_R = -ib_{t2}$, je výsledná admitance v místě A dána součtem

$$y = y_{t2} + y_R = 1 \quad 8,4$$

Dosáhli jsme tedy přizpůsobení.

Druhou částí měřiče výkonu je odporový můstek, do jehož jedné větve je termistor umístěný v držáku připojen. Tímto můstkem můžeme kontrolovat hodnotu odporu termistoru. Vzhledem k tomu, že odpor termistoru se při absorpci vln energie nesmí měnit, aby se neměnilo impedanční přizpůsobení v mikrovlnné trase, používáme můstkovou metodu měření výkonu se stejnosměrnou nebo střídavou kompenzací. Objasněme činnost můstku se stejnosměrnou kompenzací, používaný ve cvičení.

Schema můstku je vyznačeno na obr. 31



Obr. 31 Termistorový můstek se stejnosměrnou kompenzací

Abychom dosáhli nejvyšší citlivosti můstku, volíme $R_2 = R_3$ a přibližně $R_3 \approx R_t$. Můstek vyrovnáme ve stavu, kdy můstkem teče proud I_0 , který současně přehřívá termistor. Za uvedených předpokladů se proud rovnoměrně dělí do obou větví mostu, $I_g = 0$. Pak výkon, dodaný stejnosměrným proudem do termistoru, bude

$$P_0 = \left(\frac{I_0}{2}\right)^2 \cdot R_t \quad 8,5$$

Přivedem-li nyní vř výkon P_v do termistoru, vzroste v důsledku toho jeho teplota a klesne odpor - rovnováha mostu se poruší. Obnovení rovnováhy mostu dosáhneme změnou stejnosměrného proudu I_0 , který musíme snížit na hodnotu I_1 takovou, aby platilo

$$P_v + P_1 = P_0, \quad 8,6$$

kde P_1 je výkon dodávaný nyní stejnosměrným proudem $\frac{1}{2} I_1$.

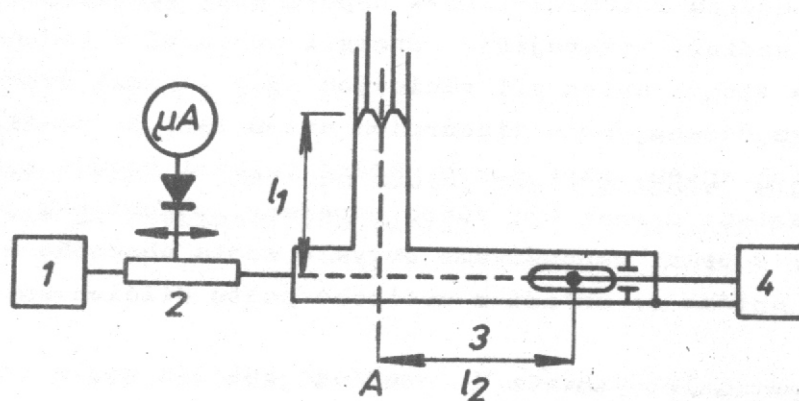
Pro vysokofrekvenční výkon tedy dostáváme

$$P_v = \frac{R_t}{4} (I_0^2 - I_1^2) \quad 8,7$$

Přesnost měření závisí na přesnosti stanovení rozdílu proudů $I_0 - I_1$.

8.4 Měření

Měření výkonu dm generátoru provádíme v zapojení podle obr. 32



Obr. 32 Schema zapojení měřicí aparatury s termistorem a přizpůsobovacími prvky

1 - vř generátor, 2 - měřicí vedení, 3 - přizpůsobovací člen, 4 - místek

Nejprve vyrovnáme místek s předepsanou hodnotou odporu termistoru R_t změnou napájecího proudu I_0 . Hodnotu proudu I_0 odečteme. Pak provedeme přizpůsobení termistoru v mikrovlnné trase. Zapneme vř generátor a měníme délky vedení l_1 a l_2 tak, až absorbovaný výkon v termistoru je maximální. V tom případě na měřicím vedení zjistíme PSVN rovný 1. Před přizpůsobením si ještě zjistíme ze vzdálenosti minim stojatých vln na vedení frekvenci elektromagnetických vln.

Máme-li přizpůsobení provedeno, odečteme hodnotu stejnosměrného proudu I_1 při zapojeném vř generátoru a vypočteme vysokofrekvenční výkon P podle vzorce 8,7. Měření výkonu provedeme pro 5 hodnot anodového proudu vysílací elektronky v generátoru.

Odečteme délky přizpůsobovacího vedení l_1 a l_2 a porovnáme je s teoretickými hodnotami, získanými pomocí Smithova impedančního diagramu za předpokladu, že impedance termistoru je čistě reálná R_t .

8.5 Úkol :

- 1) Změřte závislost výkonu vř generátoru na proudu I_a vysílací elektronky, vyznačte graficky $P = f(I_a)$
- 2) Naměřte délky l_1 a l_2 přizpůsobovacího vedení a porovnejte je s teoretickými hodnotami.

Literatura :

- 1 Valitov, Sretenskij : Radiotechnická měření, Praha 1957

9. VYZAŘOVACÍ A POLARIZAČNÍ DIAGRAM SMĚROVÝCH ANTÉN

9.1 Úvod :

Směrovou anténou rozumíme takové uspořádání jednoho nebo několika činných antenních vodičů, vyzařující energii převážně v jednom směru. S výhodou používáme těchto anten při radiových spojích mezi dvěma účastníky. Směrového účinku dosahujeme u lineárních anten tak, že použijeme více jednoduchých dílčích anten, napájených vhodně velkými proudy s vhodnou fází. Některé dílčí anteny nemusí být vůbec napájeny, působí pak jako reflektory nebo direktory. V praxi nepoužíváme obvykle zcela obecného uspořádání antenních prvků, anténa se skládá z určitého počtu dílčích anten, geometricky shodných.

V pásmu centimetrových vln se používá jako směrových anten trychtýřových anten, případně dielektrických anten. Maximální ostrosti svazku elektromagnetických vln dosahujeme kombinací trychtýřových anten s parabolickými reflektory.

Záření antény charakterizujeme buďto intenzitou elektrické složky pole v konstantní vzdálenosti od anteny v závislosti na směru záření, nebo pomocí vř výkonu, vyzařovaného do různých směrů. V prvním případě vyjadřujeme intenzitu elektrické složky pole na kouli, opsané kolem anteny jako bodového zdroje, pomocí poměrové charakteristické funkce záření

$$E_0(\varphi, \vartheta) = E_{\text{omax}} \sigma(\varphi, \vartheta) \quad 9,1$$

E_0 je amplituda intenzity elektrického pole v obecném směru, E_{omax} pak ve směru maximálního vyzařování. $\sigma(\varphi, \vartheta)$ je poměrová charakteristická funkce záření. Vyneseme-li tuto závislost v polárních souřadnicích, dostáváme polární diagram záření anteny.

Je-li $\sigma(\varphi, \vartheta)$ funkcí obou proměnných, sestrojujeme obvykle dva diagramy. Horizontální $\sigma_1(\varphi_0, \vartheta)$ a vertikální $\sigma_2(\varphi, \vartheta_0)$. Vyneseme-li v polárních souřadnicích závislost vyzařovacího výkonu na směru záření, dostáváme výkonový diagram záření. Tento diagram se často používá v oboru cm vln.

9.2 Zisk anteny

Předpokládejme, že v anténě nedochází ke ztrátám energie, pak poměr výkonu, vyzářeného isotropickou anténou W_i k výkonu, vyzářenému směrovou anténou W_s za předpokladu, že v libovolném bodě ve směru maximálního vyzařování směrové antény je intenzita elektromagnetického pole obou anten stejná, nazýváme zisk směrové anteny

$$G = \frac{W_i}{W_s} \quad 9,2$$

Vypočteme výkon, vyzářený isotropickou a směrovou antenou, jejíž charakteristickou funkcí záření $\sigma(\varphi, \vartheta)$ známe. Celkový výkon, vyzářený antenou, je dán integrací Poyntingova vektoru \vec{P} přes kulovou plochu, opsanou kolem anteny jako bodového zdroje

$$W = \int_S \vec{P}(\varphi, \vartheta) \cdot d\vec{S} \quad 9,3$$

Elektromagnetickou vlnu u povrchu koule, jejíž poloměr je dosti velký, můžeme považovat za rovinnou. Pak platí

$$E = H \cdot Z_p \quad 9,4$$

kde Z_p je vlnový odpor volného prostoru. V soustavě SI je $Z_p = 120 \pi$. V oblasti záření je $E \perp H$ a tedy

$$P = \frac{E^2}{Z_p} \quad 9,5$$

Po dosazení do 9,3 dostáváme

$$W = \frac{1}{Z_p} \int_S E^2 dS \quad 9,6$$

Integrací po kulové ploše o poloměru R dostáváme pro vyzářený výkon

$$W = \frac{R^2}{120 \pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} E^2 \sin \vartheta d\varphi d\vartheta \quad 9,7$$

Pro izotropní antenu ($E = \text{konst.}$) dostáváme

$$W_i = \frac{R^2 E^2}{30} \quad 9,8$$

Použitím vzorce 9,1 provedeme výpočet výkonu vyzařovaného směrovou antenou pro známou charakteristickou funkcí záření $\sigma(\varphi, \vartheta)$ charakterizující rozdělení intenzity elektrického pole na kouli opsané kolem anteny a hodnotu E_{\max} intenzity pole ve směru maximálního vyzařování anteny.

Dostáváme

$$W_s = \frac{E_{\max}^2 R^2}{120} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sigma^2(\varphi, \vartheta) \sin \vartheta d\varphi d\vartheta \quad 9,9$$

Pro zisk anteny máme po použití vztahu 9,2

$$G = \frac{\frac{1}{30} \cdot R^2 E_{\max}^2}{\frac{1}{120\pi} R^2 E_{\max}^2 \int_0^\pi \int_0^\pi \sigma^2(\varphi, \vartheta) \sin \vartheta d\Omega} \quad 9,10$$

Za předpokladu, že vyzařovací funkce nezávisí na úhlu φ , antena září souměrně kolem osy antenního vodiče umístěného v ose Z, dostáváme

$$G = \frac{1}{\frac{1}{2} \int_0^\pi \sigma^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta} \quad 9,11$$

Provedem-li výpočet pro elementární dipól, pro nějž $\sigma(\vartheta) = \sin \vartheta$ dostáváme $G = \frac{3}{2}$

Zisk můžeme určit graficky z naměřeného vyzařovacího diagramu $\sigma(\vartheta)$. Sestrojíme funkci $M(\vartheta) = \sigma(\vartheta) \cdot \sqrt{\sin \vartheta}$ a vyneseme ji v polárních souřadnicích. Plocha A omezená křivkou M je dána integrálem

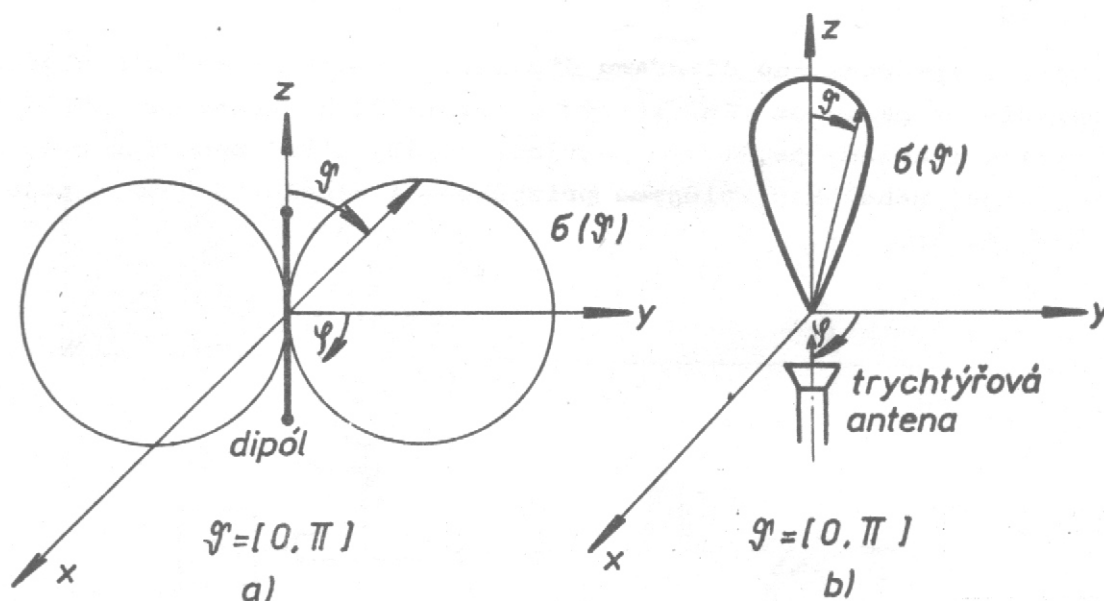
$$A = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sigma^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \quad 9,12$$

Porovnáme-li tento výraz se vzorcem 9,11, vidíme, že zisk je dán vztahem

$$G = \frac{1}{A} \quad 9,13$$

Při stanovení plochy A a určení funkce $M(\vartheta)$ nesmíme zapomenout, že $\sigma(\vartheta)$ má maximální hodnotu ve směru maximálního vyzařování $\sigma_{\max} = 1$. V těchto jednotkách, v nichž zobrazujeme σ , počítáme i M a A. Orientaci anteny v souřadném systému musíme volit tak, aby osou symetrie vyzařovacího diagramu byla osa z, tj. charakteristická funkce záření nezávislá na azimutu φ . V případě anten, zářících symetricky kolem antenního vodiče (dipól), umísťujeme vodič v ose z. V případě, že antena září jen v jediném směru, umísťujeme osu z do tohoto směru. Orientace anten i vyzařovacího diagramu jsou vyznačeny na obr. 33

Další veličinou, charakterizující směrovost anteny, je směrový úhel. Je definovaný jako úhel, který svírá směr maximálního vyzařování se směrem, v němž vyzařovaný výkon klesne na polovinu.

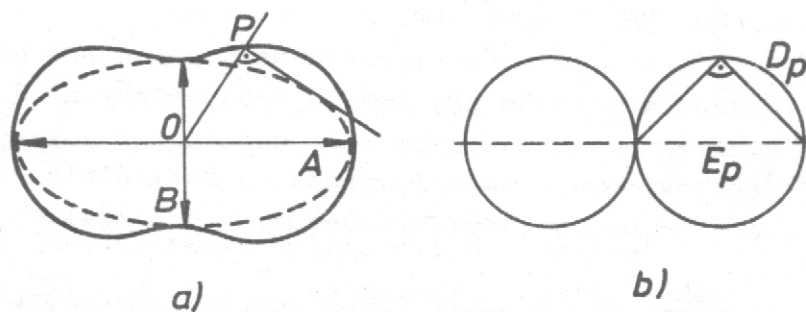


Obr. 33 vyzařovací diagram směrových anten

9.3 Polarizační diagram

Některé anteny mohou vytvářet elektromagnetické vlny elipticky nebo kruhově polarizované, jiné vytvářejí vlny lineárně polarizované. Leží-li vektor intenzity elektrického pole v rovině kolmé k povrchu zemskému, hovoříme o svislé polarizaci.

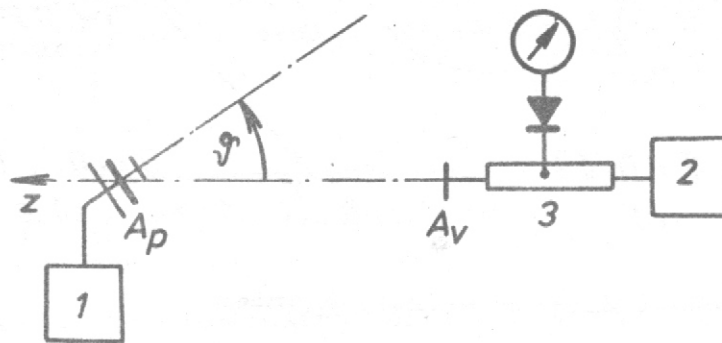
Eliptickou polarizaci si lze představit jako eliptickou šroubovici, jejíž osa splývá se směrem šíření vln. Vektor intenzity elektrického pole má počátek na ose šroubovice a koncový bod se pohybuje po šroubovici. Polarizaci elektromagnetických vln můžeme určit pomocí lineárně polarizované anteny, která je otáčivá v rovině kolmé na směr šíření vlny. Otáčením přijímací anteny k této rovině zaznamenáme polarizační diagram - obr. 34. Polarizační elipsa je tomuto diagramu vepsaná.



Obr. 34 Polarizační diagram

9.4 Měření

Měření vyzařovacího diagramu dipólu, Yagi-anteny a šroubovicové anteny provádíme v pásmu dm vln. Vř výkon odebíráme z generátoru LMS 522. Jako vysílací anteny používáme půlvlnný dipól, který napájíme přes měřicí vedení, pomocí něhož kontrolujeme přizpůsobení dipólu. Schema zapojení je vyznačeno na Obr. 35.



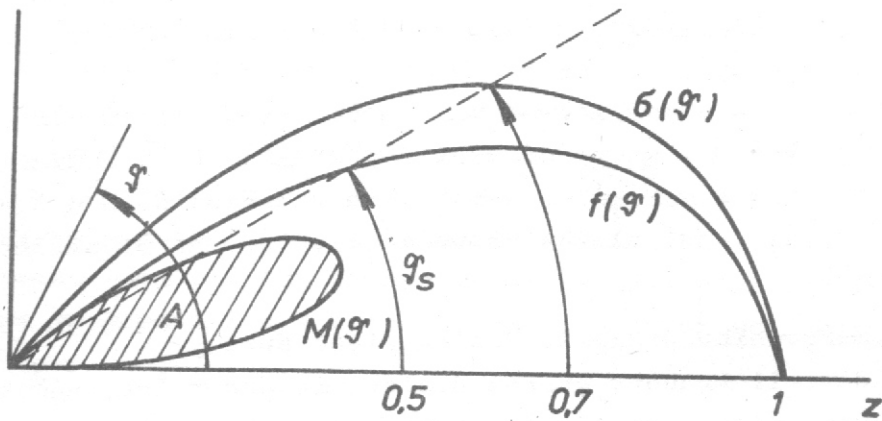
Obr. 35 Schema zapojení pro měření vyzařovací charakteristiky

Měřenou antenu nastavíme do směru maximálního příjmu. Pak otáčíme antenu v horizontální rovině a zaznamenáváme výchylky detektoru v závislosti na úhlu otáčení ϑ . V detektoru používáme polovodičovou diodu s kvadratickou charakteristikou. Údaj detektoru je tedy úměrný kvadrátu intenzity elektrického pole. Charakteristickou funkcí záření proto získáme jako odmocninu měřených údajů.

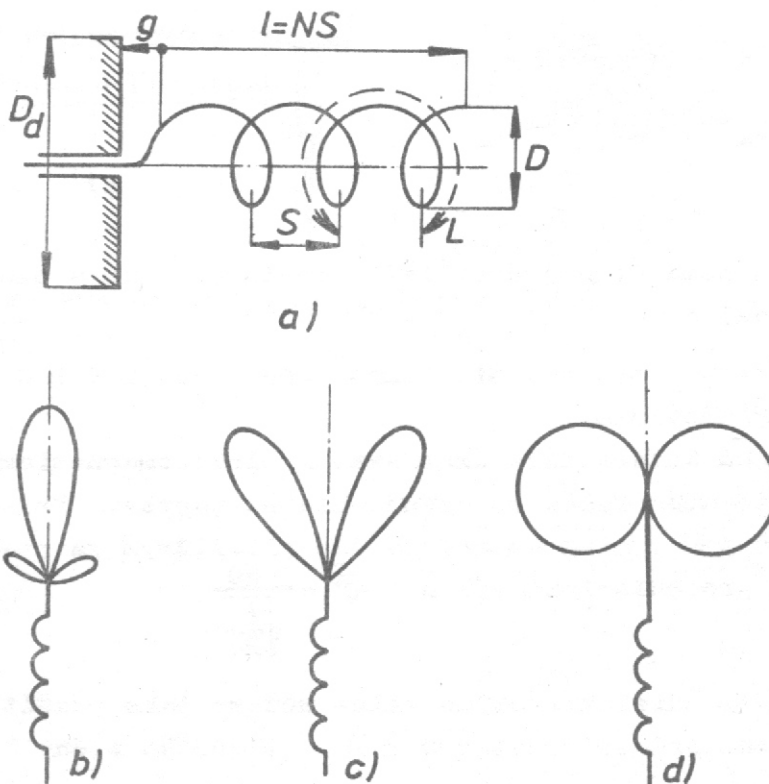
$$\sigma = \sqrt{f(\vartheta)} \quad \text{kde } f(\vartheta) = \frac{I_d}{I_{\max}} \quad 9,14$$

Do diagramu vyneseme závislost $f(\vartheta)$, $\sigma(\vartheta)$ a $M(\vartheta)$ a stanovíme plochu A, jak je vyznačeno na obr. 36. Zisk určíme pomocí vztahu 9,13. Z diagramu určíme rovněž směrový úhel ϑ_s . Měření provedeme nejprve pro půlvlnný dipól, pak pro Yagi-antenu a nakonec pro antenu šroubovicovou. Šroubovicová antena je zdrojem kruhově polarizovaných vln. Uspořádání anteny je vyznačeno na Obr. 37a. Šroubovicová antena je napájena koaxiálním vodičem, jehož vnější plášť končí na vodivé odrazové desce, která zaostřuje záření ve směru šroubovice.

Šroubovice může vyzařovat energii třemi různými způsoby v závislosti na průměru D, rozteči S a počtu závitů N. Způsoby záření jsou vyznačeny na Obr. 37 b, c, d.



Obr. 36 Polární vyzařovací diagram směrové anteny



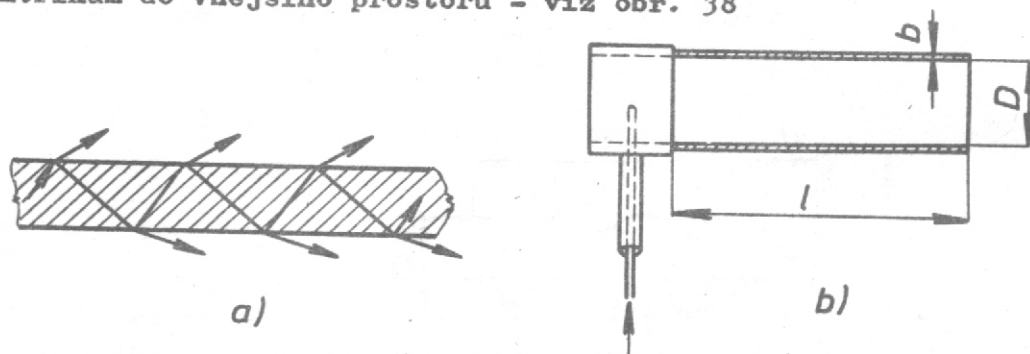
Obr. 37 Šroubovicová antena a) konstrukce, b) osový způsob záření, c) způsob „v“, d) normální způsob záření

Pro normální způsob záření platí $D = \frac{\sqrt{2S}}{\pi}$, přičemž musí být splněna podmínka $D < 0,15\lambda$ a $S < 0,1\lambda$, tedy vlnová délka musí být větší než rozměry spirály. Je-li použito příliš vysokého kmitočtu, září tato antena ve tvaru .

Nejdůležitější je osové záření. Aby šroubovice zářila tímto způsobem, musí obvod smyčky $0 \approx \lambda$, stoupání závitů $5^\circ < \alpha < 20^\circ$ a maximální rozměry D a S dané vztahem $D = \frac{\sqrt{2S+1}}{\pi}$. V těchto vztazích se D a S vyjadřuje ve vlnových délkách. Činná složka vstupní impedance je přibližně 150Ω .

9.5 Měření vyzařovacího diagramu dielektrické anteny

Předpokládáme-li kruhový průřez dielektrického válce, můžeme si představit, že elektromagnetická vlna je vytvořena superpozicí rovinných vln, postupujících normální rychlostí šikmo na osu válce a odrážejících se částečně zpět od rozhraní do dielektrika, částečně pak procházejících mimo dielektrikum do vnějšího prostoru - viz obr. 38



Obr. 38 Schema drah jednotlivých rovinných vln v dielektrickém válci

Jedná se tedy o typ vedení, které napájí antenní řadu bodových zdrojů s podélným vyzařováním.

Dielektrická antena dává úzký svazek elektromagnetických vln, s rostoucí délkou antenního válce se zužuje hlavní paprsek. Průměr anteny se volí přibližně $0,5\lambda$, zisk anteny je dán přibližným vzorcem $G = 8 \frac{l}{\lambda}$ a šířka paprsku pro poloviční výkon $\vartheta = \frac{60}{\sqrt{\frac{l}{\lambda_0}}}$

Místo plného dielektrického válce můžeme také použít dielektrické trubice. Optimální průměr trubice $D \approx \lambda$ a tloušťka stěny $b = \frac{\lambda}{10\sqrt{\epsilon - 1}}$, kde ϵ je dielektrická konstanta materiálu anteny.

9.6 Měření polarizačního diagramu

Šroubovicovou antenu a dipól, jejichž polarizační diagram měříme, zapojíme postupně jako vysílací anteny. Signál vysílaný přijímáme antenou s lineární polarizací - půlvlnným dipólem. Otáčíme-li přijímacím dipólem

v rovině kolmé na směr šíření, je napětí na anteně úměrné složce intenzity elektrického pole, rovnoběžné právě s dipólem. Jako detektoru používáme polovodičové diody. Polarizační diagram vysílací anteny získáme tak, že vyneseme v polárních souřadnicích závislost $F(\varphi) = I_d(\varphi)$, kde φ je úhel, který svírá přijímací dipól s vodorovnou rovinou.

Minimum a maximum polarizačního diagramu určuje polarizační elipsu. Pro konstrukci polarizační elipsy můžeme využít vlastnosti, že polarizační diagram je geometrickým místem vrcholů pravých úhlů mezi průvodičem a tečnou elipsy.

9.7 Úkol :

1. Proveďte měření vyzařovacího diagramu dipólu, Yagi-anteny a šroubovicové anteny a stanovte zisk a směrový úhel \sqrt{g}_S .
2. Stanovte polarizační diagram dipólu a šroubovicové anteny, určete polarizační elipsu.
3. Stanovte zisk dielektrické anteny v pásmu mm vln z naměřeného vyzařovacího diagramu.

Literatura :

V. Čaha, M. Procházka : Anteny, Praha 1956.

10. MĚŘENÍ DIELEKTRICKÉ KONSTANTY REZONÁTOROVOU METODOU

10.1 Úvod

Studium dielektrických vlastností materiálů v závislosti na frekvenci, teplotě, tlaku apod. umožňuje objasnit některé zákonitosti stavby molekul. Zvláště důležité se ukazuje studium polárních kapalin, na nichž se projevuje výrazně vliv vzájemného působení molekul. Měření oblasti disperze umožňuje určit velikost dipólového momentu molekuly i relaxační dobu, které patří mezi základní parametry těchto dipolárních kapalin.

Měření dielektrických ztrát umožňuje provádět studium krystalické mříže. Ztráty v dielektriku jsou totiž určovány tím, do jaké míry jsou jednotlivé molekuly vázány, tj. jak hustě jsou zaplněna minima potenciální energie a jak jsou tato minima hluboká. Jestliže atomy nejsou dosti pevně vázány, mohou v mříži kmitat a v souvislosti s jejich pohybem se objevují energiové ztráty.

Velmi aktuální je též studium dielektrických vlastností polovodičů.

Z fenomenologického hlediska lze charakterizovat dielektrické vlastnosti materiálů jednou z několika dvojic veličin, používaných v různých oblastech fyziky.

10.2 Komplexní dielektrická konstanta

Hustota celkového proudu, tekoucího v prostředí s dielektrickou konstantou $\epsilon\epsilon_0$ a vodivostí σ , vyvolaná střídavým elektrickým polem $E = E_0 e^{i\omega t}$, je

$$I = \sigma E + \epsilon_0 (\epsilon - 1) \frac{\partial E}{\partial t} \quad 10,1$$

Tato rovnice vystihuje čistě vodivost dielektrika, neboť posuvné proudy ve vakuu jsou odečteny.

Pe dosazení a derivaci máme

$$I = [\sigma + i\omega \epsilon_0 (\epsilon - 1)] E \quad 10,2$$

Formálně můžeme vyjádřit tuto hustotu jako vodivý proud v prostředí s komplexní vodivostí $\sigma_0 = \sigma_r + i\sigma_i$

$$I = \sigma_0 E, \text{ kde } \sigma_0 = \sigma + i\omega \epsilon_0 (\epsilon - 1) \quad 10,3$$

Pro reálnou a imaginární složku dostáváme

$$\sigma_r = \sigma, \quad \sigma_i = \omega \epsilon_0 (\epsilon - 1) \quad 10,4$$

Analogicky můžeme vyjádřit hustotu proudu formou posuvného proudu v dielektriku s relativní komplexní dielektrickou konstantou $\epsilon_c = \epsilon_r - i \epsilon_i$

$$I = i \omega \epsilon_0 (\epsilon_c - 1) E \quad 10,5$$

Srovnáním vztahů 10,2 a 10,5 dostáváme pro ϵ_c vztah

$$\epsilon_c = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad 10,6$$

Pro reálnou a imaginární složku dostáváme

$$\epsilon_r = \epsilon \quad , \quad \epsilon_i = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad 10,7$$

Ztrátový úhel je definován vztahem

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_r} = \frac{\sigma}{\omega \epsilon \epsilon_0} \quad 10,8$$

dielektrika

V optice se používá pro charakteristiku koeficient odrazu r a fázový posuv ψ vektoru intenzity elektrického pole rovinné vlny dopadající kolmo na povrch dielektrika. Užijeme-li Fresnelových vzorců, můžeme psát

$$E_R = - E_0 r e^{i\psi} = \frac{1 - n(1 - ik)}{1 + n(1 - ik)} E_0 \quad 10,9$$

V tomto vzorci n je index lomu a k koeficient absorpce.

Ze vztahu 10,9 dostáváme

$$r^2 = \frac{(n - 1)^2 + n^2 k^2}{(n + 1)^2 + n^2 k^2} \quad 10,10$$

a pro úhel ψ

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2 n k}{n^2(1 - k^2) - 1} \quad 10,11$$

Analogicky jako komplexní dielektrickou konstantu zavádíme komplexní index lomu $n_c = n - i k$. Z tohoto vztahu užitím Maxwellovy rovnice $\epsilon_c = (n_c)^2$ můžeme vypočítat vztah mezi ϵ_r , ϵ_i a n , k .

$$\epsilon_r = n^2 - k^2 \quad , \quad \epsilon_i = 2 n k \quad 10,12$$

10.2 Rezonátorová metoda

Jednou z často používaných metod měření dielektrické konstanty a ztrátového úhlu pevných i kapalných dielektrik v mikrovlnné oblasti je rezonátorová metoda. Spočívá v tom, že při zaplnění vnitřní dutiny rezonátoru, ať již částečně nebo zcela, dojde ke změně rezonanční frekvence a ke změně kvality rezonátoru. Tyto změny jsou určeny vlastnostmi dielektrika, jeho objemem a polohou v rezonátoru. Z naměřených změn lze určit reálnou i imaginární část komplexní dielektrické konstanty.

Zcela přesné řešení uvedeného problému spočívá v řešení Maxwellových rovnic v dutině bez dielektrika a s dielektrikem. Toto řešení je značně obtížné a vede na transcendentní rovnice a dá se řešit pouze grafickými metodami [1]. Nejčastěji se používá přibližné řešení pomocí poruchové teorie, vypracované Slaterem [2]. Podle této teorie pro změnu rezonanční frekvence a změnu kvality částečně zaplněného rezonátoru platí v prvním přiblížení

$$\frac{2\Delta\omega_k}{\omega_k} = -(\epsilon_r - 1) \frac{\int_V E_k^2 dV}{\int_V E_k^2 dV} \quad 10,13$$

$$\Delta \frac{1}{Q} = \epsilon_i \frac{\int_V E_k^2 dV}{\int_V E_k^2 dV} \quad 10,14$$

Zde $E_k(x, y, z, t)$ značí prostorové rozložení intenzity elektrického pole k-tého vidu uvnitř rezonátoru, V' je objem rezonátoru zaplněný dielektrikem, V je objem rezonátoru, ω_k je rezonanční frekvence k-tého vidu,

$\Delta\omega_k = \omega_d - \omega_0$ je změna rezonanční frekvence způsobená dielektrikem.

Použijeme válcový rezonátor, pracující s videm TE_{011} a dielektrikum ve formě válcové tyčinky o poloměru b umístíme v ose rezonátoru.

Rozložení pole uvažovaného vidu v dutině je dáno vztahem

$$E_\varphi(r, z) = A \sin \frac{\pi z}{l} J_1 \left(3,832 \frac{r}{a} \right) \quad 10,15$$

Elektrické pole má pouze složku E_φ , l je výška rezonátoru, a je poloměr rezonátoru, J_1 je Besselova funkce 1.řádu. Zavedeme-li válcové souřadnice a dosadíme-li do rovnic 10,13 a 10,14 za $E_k = E_\varphi$, můžeme vypočít-

tat integrály a určit ϵ_r a ϵ_i .

Po úpravě dostáváme

$$\frac{2(f_0 - f)}{f_0} = (\epsilon_r - 1) \frac{A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{\pi z}{e} dz \int_0^b J_1^2(3,832 \frac{r}{a}) \cdot r \cdot dr}{A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{\pi z}{e} dz \int_0^a J_1^2(3,832 \frac{r}{a}) \cdot r \cdot dr} \quad 10,16$$

Vzhledem k tomu, že dielektrický váleček má délku větší než výška rezonátoru, jsou integrační meze v prvním integrálu v čitateli i jmenovateli výrazu 10,16 stejné. Výraz se zjednoduší na tvar

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{\int_0^b J_1^2(3,832 \frac{r}{a}) \cdot r \cdot dr}{\int_0^a J_1^2(3,832 \frac{r}{a}) \cdot r \cdot dr} \quad 10,17$$

Použijeme rekurentního vzorce

$$\int_0^x J_1^2(kx) \cdot x \cdot dx = \frac{1}{2} x^2 [J_1^2(kx) - J_0(kx) J_2(kx)] \quad 10,18$$

Pro změnu rezonanční frekvence dostáváme

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(\frac{b}{a}\right)^2 \frac{[J_1^2(3,832 \frac{b}{a}) - J_0(3,832 \frac{b}{a}) J_2(3,832 \frac{b}{a})]}{[J_1^2(3,832) - J_0(3,832) J_2(3,832)]} \quad 10,19$$

Z tabulek vyhledáme hodnoty Besselových funkcí příslušného argumentu $J_1(3,832) = 0$, $J_0(3,832) = -0,4028$, $J_2(3,832) = 0,4028$

Označíme-li dále

$$B = [J_1^2(3,832 \frac{b}{a}) - J_0(3,832 \frac{b}{a}) J_2(3,832 \frac{b}{a})] \quad 10,20$$

dostáváme

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\epsilon_r - 1}{0,325} \cdot \left(\frac{b}{a}\right)^2 \cdot B \quad \text{a odtud}$$

$$\epsilon_r = \frac{0,325}{B} \cdot \left(\frac{b}{a}\right)^2 \cdot \frac{\Delta f}{f_0} + 1 \quad 10,21$$

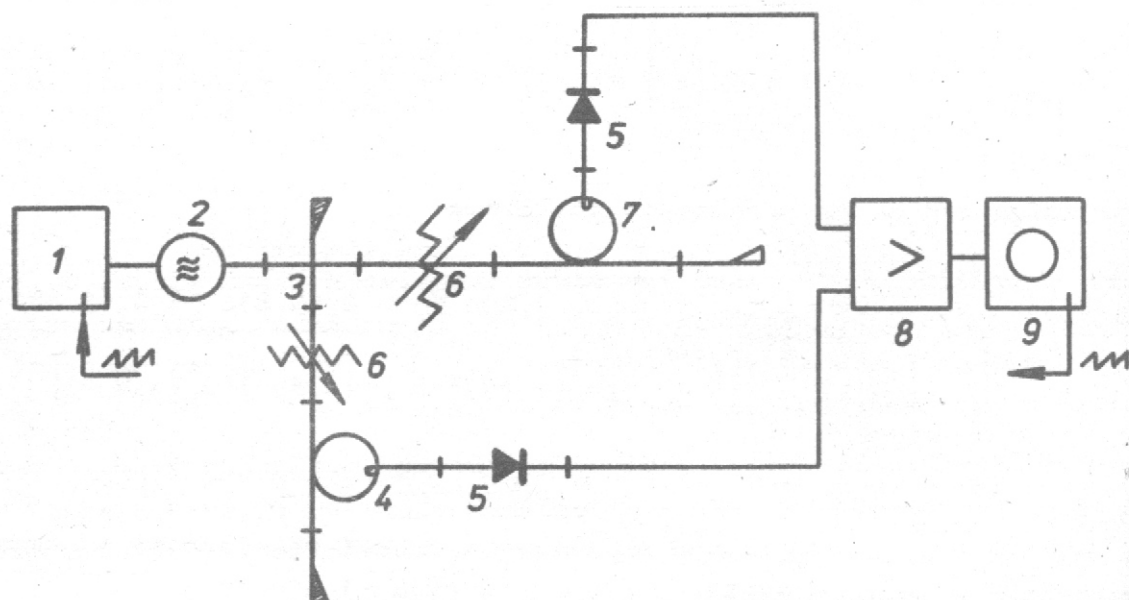
Obdobně dostáváme pro imaginární část dielektrické konstanty

$$\Delta \frac{1}{Q} = \epsilon_i \frac{B}{0,162} \left(\frac{b}{a}\right)^2 \quad \text{a odtud}$$

$$\epsilon_i = \frac{0,162}{B} \cdot \left(\frac{a}{b}\right)^2 \cdot \Delta \frac{1}{Q} \quad 10,22$$

10.3 Měření

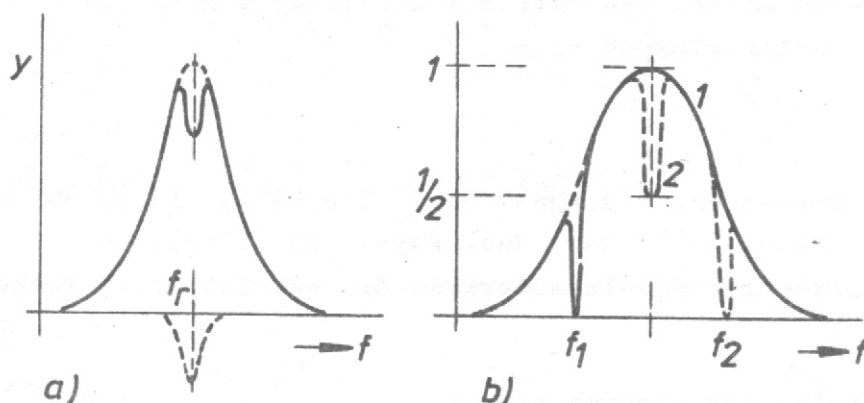
Měření budeme provádět v pásmu 3 om vln. Schema měřicí aparatury je vyznačeno na obr. 39



Obr. 39 Aparatura pro měření dielektrické konstanty rezonátorovou metodou

1 - zdroj pro klystron, 2 - reflexní klystron, 3 - směrová odbočnice, 4 - dutinový vlnoměr, 5 - držák diody, 6 - proměnný útlum, 7 - měřicí rezonátor, 8 - diferenciální zesilovač, 9 - osciloskop

Zdrojem elektromagnetických vln je reflexní klystron 28SR53, který je napájen ze stabilizovaného zdroje a frekvenčně modulován pilovým napětím z osciloskopu. Signál z klystronu postupuje přes směrovou odbočnici do dutinového vlnoměru QHV 22211. Signál procházející rezonátorem je detekován křemíkovou diodou a přiveden na vstup diferenciálního zesilovače osciloskopu. Při vhodném naladění dostaneme na obrazovce zobrazení rezonanční křivky vlnoměru. Druhá část mikrovlnného signálu prochází přes attenuátor do měřicího rezonátoru s dielektrikem. Signál, prošlý měřicím rezonátorem je opět usměrněn a přiveden na druhý vstup vertikálního diferenciálního zesilovače. Na obrazovce dostaneme takto i obraz rezonanční křivky měřicího rezonátoru. Při vhodné polaritě diod dostáváme zobrazení obou křivek s opačnou polaritou. Dolaďováním vlnoměru můžeme dosáhnout koincidence rezonančních křivek, a tak přesně zjistit rezonanční frekvenci měřicího rezonátoru. Nastavení vlnoměru v případě rovnosti rezonančních frekvencí obou rezonátorů je zobrazeno na obr. 40.



Obr. 40 Stanovení rezonanční frekvence a kvality dutinového rezonátoru

- a) nastavení koincidence rezonanční křivky vlnoměru 2 a měřicího rezonátoru 1
- b) určení kvality měřicího rezonátoru, f_1 a f_2 jsou frekvence, odpovídající poloviční výšce rezonanční křivky 1

Dynamickou metodou můžeme stanovit i kvalitu dutinového rezonátoru. Za předpokladu, že zobrazená rezonanční křivka měřicího rezonátoru je výkonová rezonanční křivka, tj. je-li detektor kvadratický, dostáváme pro kvalitu dutinového rezonátoru vztah

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f_{1/2}}$$

Zde $\Delta f_{1/2} = f_2 - f_1$ je šířka rezonanční křivky v poloviční výšce. Signál, prošlý dutinovým vlnoměrem, zvolíme tak, aby jeho výška při rezonanční frekvenci měřicího rezonátoru f_r byla rovna poloviční výšce rezonanční křivky měřicího rezonátoru, jak je zobrazeno na Obr. 40b. Pak nastavíme frekvenci vlnoměru tak, aby rezonanční křivka vlnoměru dosahovala nejprve vlevo, pak vpravo od rezonanční frekvence f_r nulové hodnoty. Tím stanovíme bez ohledu na výkon klystronu ve třídě kmitání přesné hodnoty šířky rezonanční křivky $\Delta f_{1/2}$. Vlastní měření provádíme tak, že nejprve stanovíme rezonanční frekvenci f_0 a kvalitu Q_0 dutinového rezonátoru bez dielektrika. Pak umístíme přesně v ose rezonátoru jednotlivé dielektrické válečky, jejichž průměr $2b$ jsme přesně naměřili. Určíme rezonanční frekvenci f_d a kvalitu Q_d s dielektrikem. Užitím vztahů 10,21 a 10,22 pak určíme reálnou i imaginární složku dielektrické konstanty a $\operatorname{tg} \delta$.

10.4 Úkol :

1. Proveďte měření dielektrické konstanty a ztrátového úhlu $\operatorname{tg} \delta$ čtyř dielektrických vzorků

Literatura :

- 1 S.C. Browna dr. : J.Appl. Phys. (1954) 25, No 3, 302 - 307
- 2 J.C. Slater : Rev. Mod. Phys., 18 (1946), 441.
- 3 A.A. Brandt : Issledovanie dielektrikov ..., Moskva 1963

Příloha : Tabulka Besselových funkcí

11. STANOVENÍ IMPEDANCÍ CLON MĚŘICÍM VEDENÍM

11.1 Úvod

Šíří-li se elektromagnetická vlna po vedení ve směru osy y , lze charakterizovat tuto vlnu v každém místě normovaným proudem I a napětím V [1].
Píšme pro dopadající vlnu

$$V_1 e^{i(\omega t - \beta y)} \quad \text{a} \quad I_1 e^{i(\omega t - \beta y)} \quad 11,1$$

a odraženou vlnu

$$V_2 e^{i(\omega t + \beta y)} \quad \text{a} \quad I_2 e^{i(\omega t + \beta y)} \quad 11,2$$

Fázová rychlost $\frac{\omega}{\beta}$ je kladná pro postupnou vlnu, záporná pro vlnu odraženou. Proud můžeme vyjádřit pomocí napětí a charakteristické impedance vedení Z_0 .

Dostáváme

$$I_1 e^{i(\omega t - \beta y)} = \frac{V_1}{Z_0} e^{i(\omega t - \beta y)} \quad 11,3$$

$$I_2 e^{i(\omega t + \beta y)} = -\frac{V_2}{Z_0} e^{i(\omega t + \beta y)}$$

Poměr výsledného napětí k výslednému proudu určuje impedanci v daném místě vedení

$$Z = Z_0 \frac{1 + \frac{V_2}{V_1} \cdot e^{i2\beta y}}{1 - \frac{V_2}{V_1} \cdot e^{i2\beta y}} \quad 11,4$$

Je-li v místě $y = l$ na vedení zátěž $Z = Z_L$, dostáváme

$$Z_L = Z_0 \frac{1 + \frac{V_2}{V_1} e^{i2\beta l}}{1 - \frac{V_2}{V_1} e^{i2\beta l}} \quad 11,5$$

Z poslední rovnice můžeme vypočítat koeficient odrazu

$$G = \frac{V_2}{V_1}$$

$$G = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} e^{-2i\beta l} \quad 11,6$$

Dosadíme-li do vztahu 11,4 za koeficient odrazu z 11,6, dostáváme

$$Z = Z_0 \frac{Z_L + iZ_0 \operatorname{tg} \beta (1 - \gamma)}{Z_0 + iZ_L \operatorname{tg} \beta (1 - \gamma)} \quad 11,7$$

Tato rovnice udává vztah mezi impedancí Z_L zapojenou na vedení v místě l a impedancí, kterou vedení vykazuje v libovolném místě y .

Rovnice 11,7 můžeme použít ke stanovení impedance, připojené k vedení, naměříme-li rozložení stojatých vln na vedení. V důsledku odrazu od této impedance vznikají stojaté vlny, jejichž maximum je dáno součtem napětí postupující a odražené vlny, minimum pak jejich rozdílem. Poměr maxima a minima udává poměr stojatých vln napětí - PSVN označovaný písmenem r .

$$r = \frac{V_{\max}}{V_{\min}}$$

Je to reálná veličina. Vyjádříme-li ji pomocí dopadající a odražené vlny, máme

$$r = \frac{|V_1| + |V_2|}{|V_1| - |V_2|} = \frac{1 + |G|}{1 - |G|} \quad 11,8$$

Koeficient odrazu G můžeme vyjádřit v exponenciálním tvaru

$$G = \left| \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right| \cdot e^{-i2(\beta l + \varphi)} \quad 11,9$$

kde φ je úhel vektorové veličiny v závorkách absolutní hodnoty

Po dosazení do 11,8 máme

$$r = \frac{|Z_L + Z_0| + |Z_L - Z_0|}{|Z_L + Z_0| - |Z_L - Z_0|} \quad 11,10$$

V minimu nebo maximu stojatých vln je poměr napětí v proudu reálná veličina. Nachází-li se tedy Z_L v minimu, pak Z_L je čistě reálné a v rovnici můžeme odstranit znaménka absolutní hodnoty, neboť Z_0 je také reálná veličina.

Pro $Z_L > Z_0$ dostáváme $r = \frac{Z_L}{Z_0}$ a pro $Z_L < Z_0$ $r = \frac{Z_0}{Z_L}$ 11,11

Impedance Z_L připojená na konec vedení vyvolává ^{na} vedení stojaté vlny s poměrem stojatých vln r . V minimu těchto vln vzdáleném o d od konce vedení je tato impedance přetransformovaná na čistě reálnou hodnotu $\frac{Z_0}{r}$. Použijeme-li nyní vztahu 11,7, dostáváme

$$\frac{Z_0}{r} = Z_0 \frac{Z_L + i Z_0 \operatorname{tg} \beta d}{Z_0 + i Z_L \operatorname{tg} \beta d}$$

kde $Z = \frac{Z_0}{r}$ a $d = l - y$ je vzdálenost minima od konce vedení, v němž je umístěna impedance Z_L . Přejdeme-li k normovaným hodnotám impedancí

$z_L = \frac{Z_L}{Z_0}$, dostáváme po úpravě

$$z_L = \frac{1 - i r \operatorname{tg} \beta d}{r - i \operatorname{tg} \beta d} \quad 11,12$$

Pomocí tohoto vztahu můžeme stanovit neznámou impedanci připojenou na konec vedení Z_L , určíme-li poměr stojatých vln r a vzdálenost minima od konce vedení. Řešení rovnice 11,7 se často provádí pomocí impedančních diagramů

11.2 Pravoúhlý impedanční diagram

Známe-li impedanci v určitém místě vedení, můžeme podle vzorce 11,7 vypočítat impedanci v libovolném místě. Máme-li vedení zakončeno nějakou impedancí Z_L , můžeme naměřit poměr stojatých vln r a známe tedy impedanci v minimu, neboť impedance v minimu je rovna podle 11,11 reálné hodnotě $\frac{Z_0}{r}$. Použijeme-li vzorec 11,7 pro tento případ, dostáváme pro impedanci v libovolném místě z vztah

$$z = \frac{\frac{Z_0}{r} + i Z_0 \operatorname{tg} \beta (l_0 - y)}{Z_0 + i \frac{Z_0}{r} \operatorname{tg} \beta (l_0 - y)} \quad \text{po úpravě máme}$$

$$z = \frac{1 + i r \operatorname{tg} \beta s}{r + i \operatorname{tg} \beta s} \quad 11,13$$

V tomto vzorci l_0 je souřadnice minima a $l_0 - y = s$ je vzdálenost uvažovaného bodu od minima.

Redukovanou impedanci z můžeme zobrazit v Gaussově rovině. Po úpravě má tvar $z = R + i X$

dostáváme

$$z = \frac{r (1 + \operatorname{tg}^2 \beta_s)}{r^2 + \operatorname{tg}^2 \beta_s} + i \frac{\operatorname{tg} \beta_s (r^2 - 1)}{r^2 + \operatorname{tg}^2 \beta_s} \quad 11,14$$

Zavedeme-li $r = \frac{1}{p}$ a $q = \operatorname{tg} \beta_s$, máme

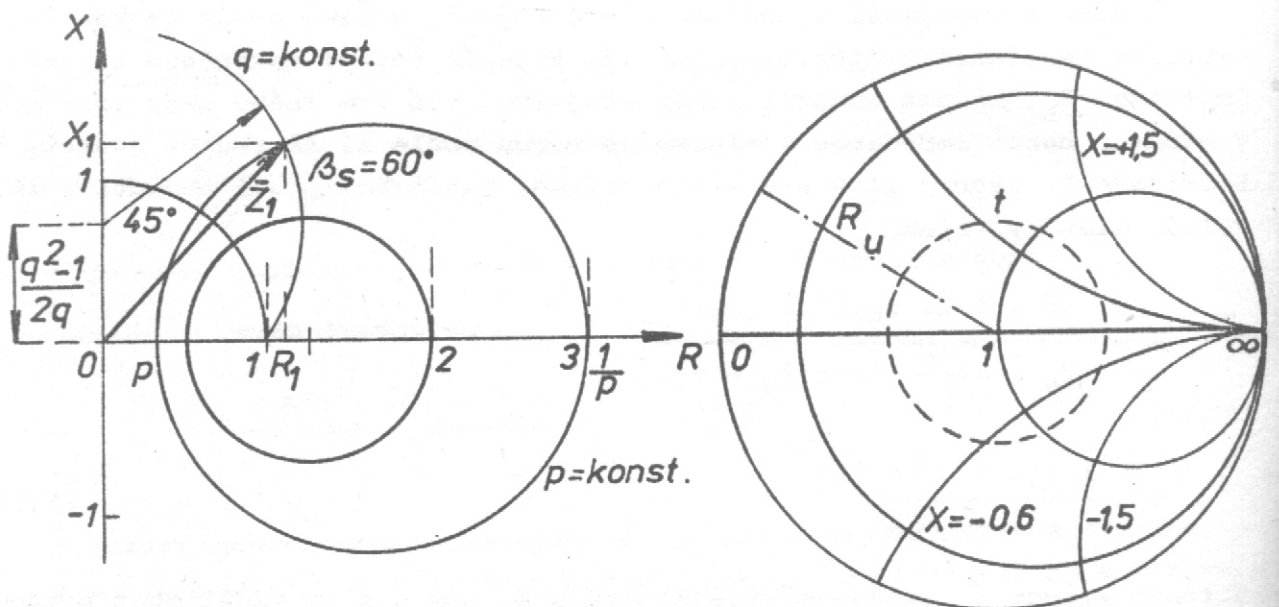
$$R = \frac{p(1 + q^2)}{1 + p^2 q^2} \quad \text{a} \quad X = \frac{q(1 - p^2)}{1 + p^2 q^2} \quad 11,15$$

Řešením těchto rovnic dojdeme ke vztahům

$$R^2 + \left(X - \frac{q^2 - 1}{2q}\right)^2 = \left(\frac{q^2 + 1}{2q}\right)^2 \quad 11,16$$

$$\left(R + \frac{p^2 + 1}{2p}\right)^2 + X^2 = \left(\frac{p^2 - 1}{2p}\right)^2 \quad 11,17$$

Tyto rovnice nám určují síť křivek konstantního q a konstantního p . Rovnice 11,16 je rovnicí kružnice konstantního q , má střed na ose X ve vzdálenosti $\left(\frac{q^2 - 1}{2q}\right)$ od počátku a poloměr $\left(\frac{q^2 + 1}{2q}\right)$. Rovnice 11,17 podobně určuje kružnice konstantního p - viz obr. 41.



Obr. 41 Pravoúhlý a polární impedanční diagram

11.3 Polární impedanční diagram

Vyjádříme-li impedanci z ve vzdálenosti s od minima pomocí koeficientu odrazu, dostáváme pro normovanou hodnotu

$$z = \frac{1 + G_L e^{-2 \gamma s}}{1 - G_L e^{-2 \gamma s}} \quad 11,18$$

Zde G_L je koeficient odrazu na konci vedení, kde je umístěna impedance Z_L , tj. v místě $l = 0$. G_L můžeme vyjádřit v exponenciálním tvaru

$$G_L = \frac{z_L - 1}{z_L + 1} = e^{-2(t_0 + i u_0)} \quad 11,19$$

V exponenciálním tvaru charakterizuje t_0 velikost G_L a u_0 jeho fázi. Dosaďme-li dále za konstantu šíření $\gamma = \alpha + i\beta$, můžeme psát

$$z = \frac{1 + e^{-2(t_0 - \alpha s) - 2i(u_0 - \beta s)}}{1 - e^{-2(t_0 + \alpha s) - 2i(u_0 - \beta s)}}$$

Označíme-li dále $t = t_0 + \alpha s$ a $u = u_0 + \beta s$, dostáváme

$$z = \frac{1 + e^{-2(t + iu)}}{1 - e^{-2(t + iu)}} \quad 11,20$$

Zavedme dále nové proměnné b a c vztahem

$$e^{-2(t + iu)} = b + ic \quad 11,21$$

Dosažením do vztahu 11,20 dostáváme normovanou impedanci z ve vzdálenosti s od minima na vedení zakončeném impedancí Z_L vyjádřenou pomocí nových proměnných

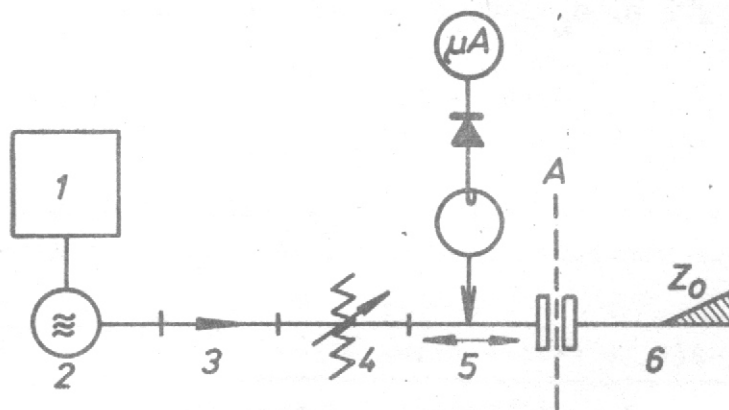
$$z = R + iX = \frac{1 + b + ic}{1 - b - ic} \quad 11,22$$

Znázorníme-li $b + ic$ v Gaussově rovině, můžeme podle vzorce 11,21 stanovit v této rovině křivky konstantního t a u a podle 11,22 pak křivky konstantního R a X . Tím dostáváme Smithův neboli polární impedanční diagram. Každý bod tohoto diagramu definuje pak tři čísla : $R + iX$, $t + iu$

a b + io. Hodnoty b a c nás obvykle po konstrukci diagramu nezajímají. Křivkami konstantního R, X a t jsou kružnice a geometrickým místem konstantního u jsou přímky, procházející počátkem, jak je znázorněno na obr. 41.

11.4 Měření

Měření impedancí olon provádíme v pásmu X v zapojení vyznačeném na Obr. 42



Obr. 42 Aparatura pro měření impedancí olon
 1 - zdroj pro karcinotron, 2 - karcinotron, 3 - feritový izolátor, 4 - proměnný atenuátor, 5 - měřicí vedení, 6 - charakteristická impedance vlnovodu, A - vlnododové olonky

Abychom mohli naměřit impedanci vlnododové olonky, je nutné zakončit vlnovod za olonkou charakteristickou impedancí Z_0 . V tomto případě máme v místě A paralelní zapojení impedance olonky Z_0 a charakteristické impedance Z_0 . Vzhledem k paralelnímu zapojení přejdeme k admitancím. Admitance v místě A tedy bude

$$Y_A = Y_0 + Y_0 \quad 11,23$$

přejdeme-li k normovaným hodnotám $y_A = \frac{Y_A}{Y_0}$, $y_0 = \frac{Y_0}{Y_0}$

$$y_A = y_0 + 1 \quad 11,23$$

Vztahy, odvozené dříve pro transformaci impedancí podél vedení a výpočet připojené impedance lze použít i pro admitance. V platnosti zůstá-

vají i impedanční digramy, pouze místo komplexního čísla charakterizujícího impedanci hledáme komplexní číslo charakterizující admítanci. Tak např. vzorec 11,7 psaný v normovaných hodnotách dá

$$z = \frac{z_L + i \operatorname{tg} \beta (l-y)}{1 + i z_L \operatorname{tg} \beta (l-y)}, \quad \frac{1}{z} = \frac{1 + i z_L \operatorname{tg} \beta (l-y)}{z_L + i \operatorname{tg} \beta (l-y)}$$

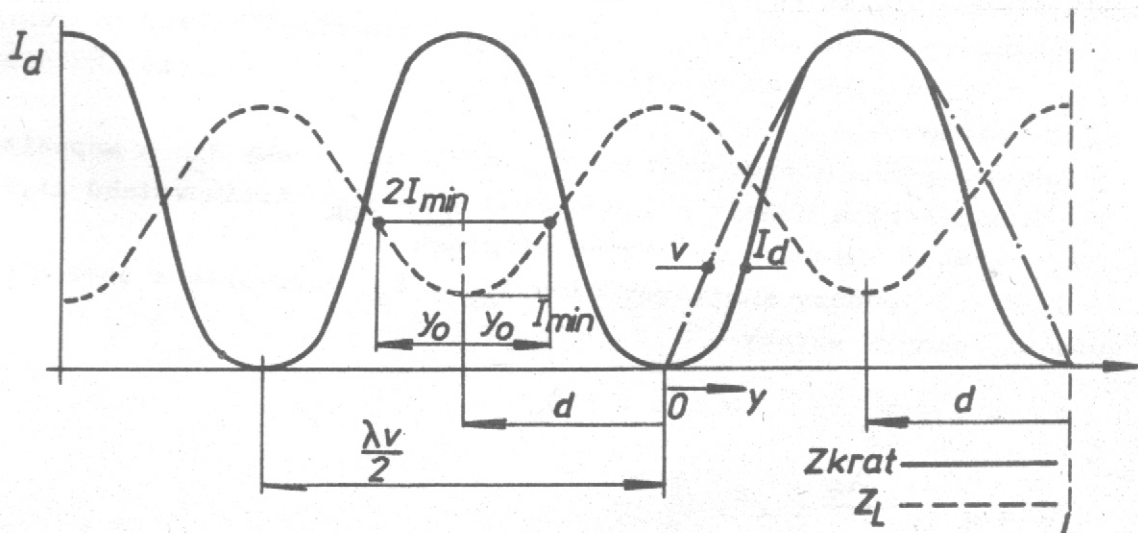
Podělíme-li čitatele i jmenovatele posledního výrazu z_L , dostáváme

$$y = \frac{y_L + i \operatorname{tg} \beta (l-y)}{1 + i y_L \operatorname{tg} \beta (l-y)} \quad 11,23$$

tedy vztah formálně stejný jako 11,7. Pro výpočet admítance, připojené na konci vedení, dostáváme užitím 11,12

$$y_L = \frac{r - i \operatorname{tg} \beta d}{1 - r i \operatorname{tg} \beta d} \quad 11,24$$

Pro určení admítance y_L musíme tedy určit poměr stojatých vln napětí r a vzdálenost minima od konce vedení d . Místo na vedení odpovídající konci vedení zjistíme tak, že zakončíme vedení místo impedancí z_L v tomtéž bodě zkratem. Na konci vedení bude v tom případě minimum stojatých vln. Kterékoli další minimum na vedení můžeme tedy považovat za opěrný bod L' - konec vedení - a odečíst posuv minima d od tohoto bodu směrem ke zdroji, jak je patrné z obr. 43. Pro stanovení r je však nutné znát charakteristiku diody v daném zapojení. Charakteristiku diody určíme z naměřených stojatých vln na vedení při zkratovaném konci vedení.



Obr. 43 Průběh proudu I_d podél měřícího vedení

Posouváme sondu podél vedení v rozmezí jedné vlnové délky a odečítáme výchylky detektoru I_d . Počátek souřadného systému položíme do minima a vynešeme do grafu závislost $I_d = f(y)$. Teoretický průběh napětí podél vedení je sinusový

$$v = v_0 e^{i\omega t} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda_v} \cdot y \quad 11,25$$

Zde λ_v je délka vlny na vedení a y vzdálenost čtená od minima. Pro relativní hodnotu napětí

$$v = \frac{V}{v_0 e^{i\omega t}} = \sin \frac{2\pi}{\lambda_v} y.$$

Předpokládejme, že charakteristika diody je typu $I_d = kV^m$. Hodnotu exponentu m můžeme snadno určit ze směrnice přímky

$$\log I_d(y) = f(\log \sin \frac{2\pi}{\lambda_v} y) \quad 11,26$$

Sestrojíme-li závislost $I_d = f(v)$. lze z tohoto grafu přímo odečítat k naměřenému proudu příslušné relativní hodnoty napětí v . K naměřeným hodnotám I_{\max} a I_{\min} takto stanovíme hodnoty v_{\max} a v_{\min} a určíme $r = \frac{v_{\max}}{v_{\min}}$. V případě kvadratické charakteristiky $m = 2$ a $r = \sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}}$.

Je-li $r > 10$, můžeme určit r metodou dvojnásobného minima, jak je patrné z obr. 43. Pak $r = \frac{\lambda_v}{2\pi y_0}$.

Při měření postupujeme tak, že nejprve připojíme na konec vedení rezonanční okénko a charakteristickou impedanci Z_0 a nastavíme frekvenci karcinotronu tak, až na vedení bude $r = 1$. Odečteme hodnotu frekvence f_1 . Poté nahradíme clonu zkratem. Frekvenci f_1 neměníme! Na vedení vzniknou stojaté vlny, z nichž určíme vlnovou délku λ_v , charakteristiku diody m a polohu minima L' .

Pak provádíme měření admitance induktivní clonky Y_{CL} a kapacitní clonky Y_{CK} . Z naměřených hodnot r a d určíme y_{CL} a y_{CK} užitím vztahů 11,24 a 11,23. a pomocí Smithova polárního diagramu.

Naměřené hodnoty admitance clon Y_{OL} a Y_{OK} porovnáte s teoretickými hodnotami, danými vztahy

$$Y_{CL} = + i B_L, \quad Y_{CK} = + i B_K$$

kde

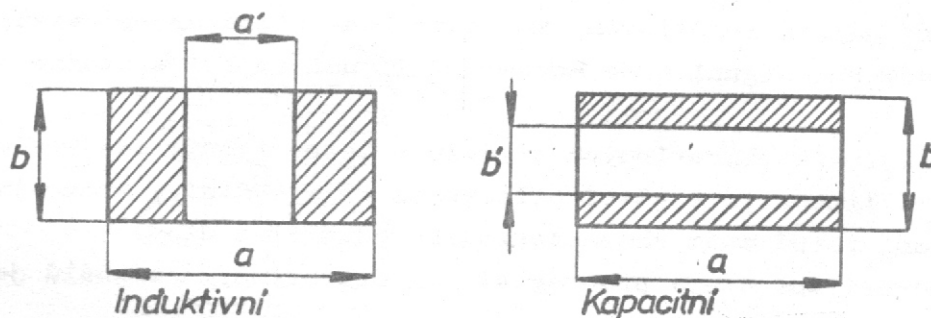
$$B_L = - Y_0 \frac{\lambda_v}{a} \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{a'}{a} \right)$$

$$B_K = Y_0 4 \frac{b}{\lambda_v} \ln \operatorname{csc} \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{b'}{b} \right)$$

Zde Y_0 je charakteristická admitance základního vlnovodu

$$Y_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_K}\right)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \quad \text{pro vlnu } H_{10}.$$

Na obr. 44 jsou zobrazeny oba typy vlnodových olonek. Rozměry a , a' , b , b' určíte měření.



Obr. 44 Induktivní a kapacitní olona

11.5 Úkol:

1. Naměřte charakteristiku diody a stanovte vlnovou délku λ_v a pracovní frekvenci rezonanční olonky
2. Naměřte adnitance kapacitní a induktivní olonky a porovnejte je s teoretickou hodnotou určenou z rozměrů.

Literatura :

- E.L. Ginzton: Microwave Measurements, London 1957
I.V. Lebedev: Technika i pribori SVČ, Moskva 1961

12. DIODA JAKO SMĚŠOVAČ NA CM VLNÁCH

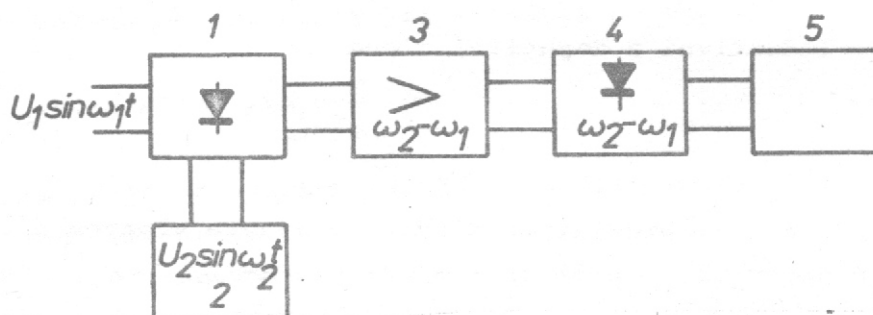
12.1 Úvod

Křemíkové hrotové diody se mohou používat jako heterodynní měniče frekvence - směšovače, v případě, že se na diodu současně s mikrovlnným signálem přivádí vf napětí místního oscilátoru.

Výstupní napětí rozdílového kmitočtu bude přímo úměrné vstupnímu napětí, pokud výstupní signál bude mnohem menší než napětí místního oscilátoru.

Výhody přijímačů mikrovlnných signálů s heterodynním směšovačem spočívají ve větší linearitě a větší citlivosti ve srovnání s kvadratickými detektory a není nutné znát charakteristiku použitých diod.

Heterodynní aparatura pro registraci mikrovlnných signálů je schématicky znázorněna na Obr. 45



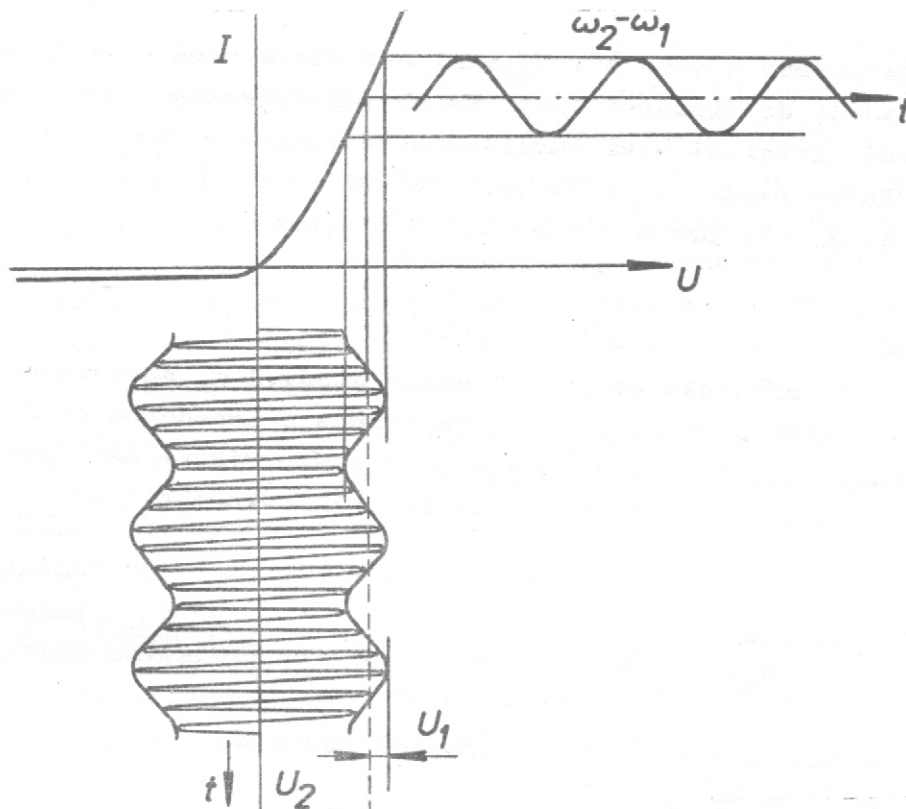
Obr. 45 Schéma heterodynního mikrovlnného přijímače

1 - držák diody, 2 - místní oscilátor, 3 - mf zesilovač,
4 - detektor, 5 - indikátor

Držák diody je konstruován tak, aby mikrovlnný signál f_1 mohl přicházet současně se signálem z místního oscilátoru f_2 na diodu. Při tom se musí převážně absorbovat v diodě a nepronikat do okruhu oscilátoru. Oscilátor musí mít výkon několikrát vyšší, než je optimální výkon pro směšování, který bývá obvykle 1 mW, aby mohla být mezi ním a diodou slabá vazba.

Rozdíl frekvencí $f_1 - f_2$ bývá několik MHz a zesiluje se mezifrekvenčním zesilovačem. Po zesílení a detekci je pak signál registrován indikátorem.

Činnost diody v heterodynním měniči frekvence je patrna z obr. 46



Obr. 46 Vznik střídavé složky proudu diodou o rozdílové frekvenci $(f_2 - f_1)$

Na diodu přichází současně signál $U_1 \cos \omega_1 t$ ze vstupu a signál $U_2 \cos \omega_2 t$ z místního oscilátoru. Na diodě dostáváme součet obou napětí

$$U = U_1 \cos \omega_1 t + U_2 \cos \omega_2 t \quad 12,1$$

Úpravou pravé strany rovnice dostáváme

$$U = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + 2 U_1 U_2 \cos (\omega_2 - \omega_1)t} \cdot \cos (\varphi(t) + \omega_1 t) \quad 12,2$$

Tento vztah můžeme zjednodušit za předpokladu, že platí $\omega_2 > \omega_1$, $U_2 \gg U_1$ na tvar

$$U \doteq U_2 \left[1 + \frac{U_1}{U_2} \cos (\omega_2 - \omega_1)t \right] \cos \omega_2 t \quad 12,3$$

Na diodě se tedy objeví napětí o frekvenci ω_2 , jehož amplituda U_2 je modulována s frekvencí $(\omega_2 - \omega_1)$, hloubka modulace je U_1/U_2 .

Výstupní okruh pro rozdílovou frekvenci z držáku diody musí dovolovat průchod této rozdílové frekvence a potlačovat základní frekvenci ω_2 .

Jak je patrné z obr. 46, U_2 musí být dostatečně veliké, aby oblast modulace spadala do lineární části VA charakteristiky diody. Pak dostaneme i lineární závislost mezi amplitudou vstupního napětí U_1 a amplitudou mezifrekvenčního napětí U_{MF} . Obvykle se volí úroveň signálu z místního oscilátoru taková, aby proud diodou byl $I = 0,6 \text{ mA}$

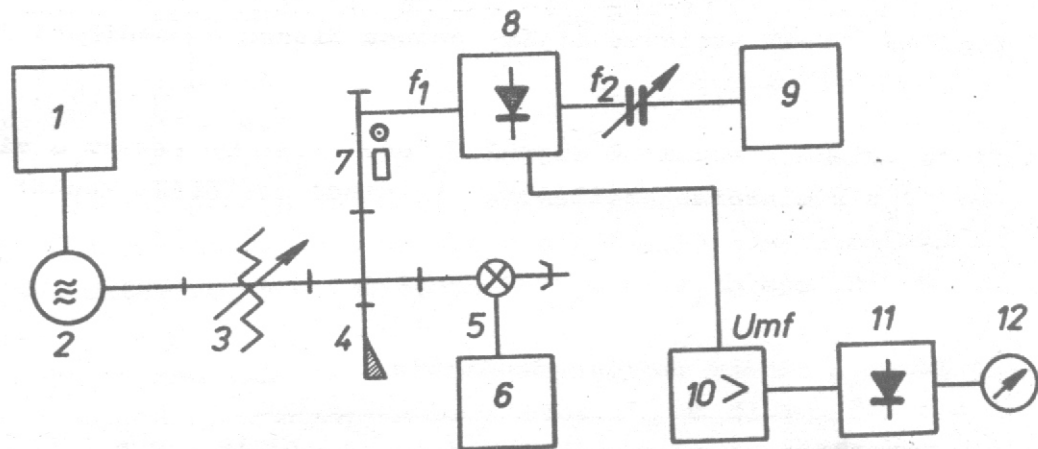
12.2 Měření

Mezi nejdůležitější charakteristiky diody jako směšovače patří směšovací ztráta, hladina šumu, vstupní impedance a impedance mezifrekvenční.

Směšovací ztráta je definována jako poměr výkonu mezifrekvenčního signálu na vstupu do mf zesilovače k výkonu mikrovlnného signálu na vstupu přijímače

$$K = 10 \log \frac{N_1}{N_{mf}} \quad [\text{dB}] \quad 12,4$$

Směšovací ztrátu budeme měřit v zapojení podle obr. 47.



Obr. 47 Schema zapojení pro měření směšovacích ztrát
 1 - zdroj pro klystron, 2 - klystron, 3 - proměnný útlum,
 4 - směrová odbočnice, 5 - držák termistoru, 6 - měřič výkonu,
 7 - přechod vlnovod-koaxiál, 8 - držák směšovací diody,
 9 - místní oscilátor, 10 - mezifrekvenční zesilovač (30 MHz)
 11 - detektor, 12 - indikátor proudu směšovací diodou a detektorem

Měření provádíme v pásmu S ($\lambda = 10$ cm). Signál z klystronu přichází přes proměnný útlum, jímž můžeme nastavovat požadovanou velikost vstupního signálu do směrové odbočnice s průchozím útlumem 30 dB a dále pak do měřiče výkonu. Zeslabený signál z odbočnice je přiváděn na vstup směšovací diody. Velikost signálu z místního oscilátoru, přiváděného na směšovací diodu, nastavujeme změnou vazebního prvku. Proud směšovací diodou, který je mírou signálu f_2 , odečítáme ^{na} indikátoru. Tentýž přístroj slouží po přepnutí k naměření proudu detekční diodou. Tento proud je mírou reálného mf signálu.

Nejprve nastavíme proud směšovací diodou na 0,6 mA a po přepnutí indikátoru doladíme místní oscilátor při zapojeném vstupním signálu na frekvenci, odpovídající ladění mf zesilovače $f_2 - f_1 = 30$ MHz. Vyladění poznáme podle maximální výchylky indikátoru. Další měření pak provádíme při nezměněné frekvenci.

Proměříme závislost proudu detektoru $I_{dm} = f(N_1)$ na vstupním výkonu N_1 pro tři hodnoty proudu směšovací diodou $I_d = (0,1; 0,6; 1,0)$ mA. Měření provádíme při konstantním zesílení mf zesilovače.

Z grafů závislosti $I_{dm} = f(U_{mf})$ pro zvolenou hodnotu přepínače zesílení určíme z naměřených hodnot hodnoty mezifrekvenčního napětí ze směšovací diody U_{mf} v závislosti na vstupním vf výkonu $U_{mf} = f(N_1)$. Výpočet vyznačíme v tabulce měření. Ze známého vstupního odporu mezifrekvenčního zesilovače R_{vm} vypočteme výkon mezifrekvenčního signálu z diody

$$N_{mf} = \frac{U_{mf}^2}{R_{vm}} \quad 12,5$$

Závislosti $I_{dm} = f(N_1)$ a $K(N_1) = 10 \log \frac{N_{mf}}{N_1}$

Vyneseme do grafu pro 3 hodnoty proudu I_d .

Dále provedeme měření závislosti $K = f(I_d)$ pro konstantní vstupní mikrovlnný signál $N_1 = \text{konst.}$ a konstantní nastavení mezifrekvenčního zesilovače. Tuto závislost rovněž vyznačíme graficky.

Měření koeficientu šumu mikrovlnného přijímače

Koeficient šumu je definován jako poměr výkonu P_{min} vstupního signálu, dávajícího na výstupu výchylku stejnou jako je šum přijímače, k výkonu, který můžeme detekovat ideálním přijímačem $P_i = k T \Delta f$

$$F = \frac{P_{min}}{k T \Delta f} \quad 12,6$$

Měření F provedeme tak, že signál z výstupu mf zesilovače přivedeme na oscilograf a nastavíme výkon vstupního mikrovlnného signálu v pulzním provozu tak, až úroveň výstupního signálu v pulzu je dvojnásobná jak

úroveň šumů.

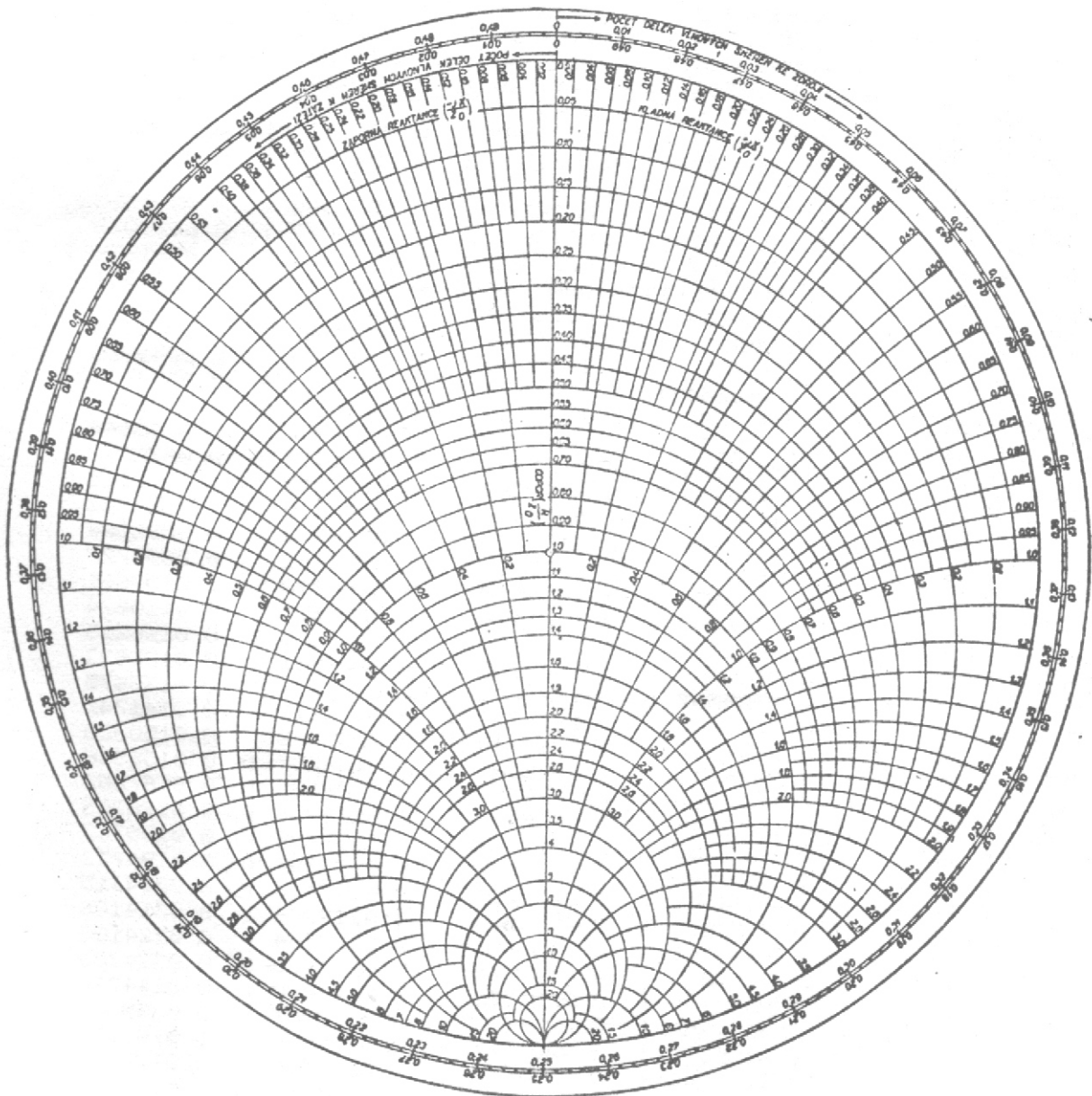
12.3 Úkol :

1. Naměřte závislost $I_{dm} = f(N_1)$ a $K = f(N_1)$ pro tři proudy směšovací diodou
2. Naměřte závislost $K = f(I_d)$
3. Pro $I_d = 0,6$ mA stanovte koeficient šumu F přijímače

Literatura :

E.L. Ginzton: Uzmereniye na santimetrovych volnach, překl.z angl.,
Moskva 1960

PŘÍLOHA I. Smithův impedanční diagram



PŘÍLOHA II Tabulky Besselových funkcí.

x	J0(x)	J1(x)	J2(x)	E
0.00	1.0000000	0.0000000	0.0000000	0.0000000
0.01	0.9999750	0.0049999	0.0000125	0.0000125
0.02	0.9999000	0.0099995	0.0000500	0.0000500
0.03	0.9997750	0.0149983	0.0001125	0.0001125
0.04	0.9996000	0.0199960	0.0002000	0.0001999
0.05	0.9993751	0.0249922	0.0003124	0.0003124
0.06	0.9991002	0.0299865	0.0004499	0.0004497
0.07	0.9987754	0.0349786	0.0006122	0.0006120
0.08	0.9984006	0.0399680	0.0007996	0.0007991
0.09	0.9979760	0.0449545	0.0010118	0.0010111
0.10	0.9975016	0.0499375	0.0012490	0.0012479
0.11	0.9969773	0.0549169	0.0015110	0.0015095
0.12	0.9964032	0.0598921	0.0017978	0.0017957
0.13	0.9957795	0.0648628	0.0021095	0.0021066
0.14	0.9951060	0.0698286	0.0024460	0.0024420
0.15	0.9943829	0.0747893	0.0028072	0.0028020
0.16	0.9936102	0.0797443	0.0031932	0.0031864
0.17	0.9927880	0.0846933	0.0036038	0.0035951
0.18	0.9919164	0.0896360	0.0040391	0.0040282
0.19	0.9909953	0.0945720	0.0044989	0.0044854
0.20	0.9900250	0.0995008	0.0049834	0.0049668
0.21	0.9890054	0.1044223	0.0054923	0.0054721
0.22	0.9879366	0.1093358	0.0060256	0.0060014
0.23	0.9868187	0.1142412	0.0065834	0.0065544
0.24	0.9856518	0.1191381	0.0071655	0.0071312
0.25	0.9844359	0.1240260	0.0077719	0.0077315
0.26	0.9831713	0.1289046	0.0084025	0.0083553
0.27	0.9818579	0.1337735	0.0090573	0.0090024
0.28	0.9804958	0.1386325	0.0097361	0.0096727
0.29	0.9790853	0.1434810	0.0104390	0.0103661
0.30	0.9776262	0.1483188	0.0111659	0.0110824
0.31	0.9761189	0.1531455	0.0119166	0.0118215
0.32	0.9745634	0.1579607	0.0126911	0.0125833
0.33	0.9729597	0.1627641	0.0134894	0.0133675
0.34	0.9713081	0.1675553	0.0143113	0.0141741
0.35	0.9696087	0.1723340	0.0151568	0.0150028
0.36	0.9678615	0.1770997	0.0160257	0.0158536
0.37	0.9660667	0.1818522	0.0169181	0.0167262
0.38	0.9642245	0.1865911	0.0178338	0.0176205
0.39	0.9623350	0.1913160	0.0187727	0.0185362
0.40	0.9603982	0.1960266	0.0197347	0.0194733
0.41	0.9584145	0.2007225	0.0207197	0.0204315
0.42	0.9563838	0.2054034	0.0217276	0.0214106
0.43	0.9543065	0.2100689	0.0227584	0.0224105
0.44	0.9521825	0.2147188	0.0238119	0.0234309
0.45	0.9500121	0.2193525	0.0248880	0.0244716
0.46	0.9477955	0.2239699	0.0259867	0.0255325
0.47	0.9455328	0.2285705	0.0271077	0.0266133
0.48	0.9432242	0.2331540	0.0282510	0.0277138
0.49	0.9408698	0.2377201	0.0294165	0.0288338
0.50	0.9384698	0.2422685	0.0306040	0.0299731

Obsah

1. Třídy kmitání reflexního klystronu	3
2. Modulační charakteristika reflexního klystronu	10
3. Studium činnosti magnetronu	15
4. Pracovní charakteristiky magnetronu	22
5. Studium činnosti elektronky se zpětnou vlnou	27
6. Generátor mikrovln s Gunnovou diodou	32
7. Polovodičová dioda jako násobič frekvence	40
8. Měření vysokofrekvenčního výkonu	48
9. Vyzařovací a polarizační diagram směrových anten	52
10. Měření dielektrické konstanty rezonátorovou metodou	60
11. Stanovení impedancí olon měřicím vedením	67
12. Dioda jako směšovač na cm vlnách	76

Název:	Mikrovlonné praktikum
Autor:	RNDr. Antonín Tálský, CSc.
Ved.katedry:	doc. RNDr. Vratislav Kapička, CSc.
Vydavatel:	rektorát UJEP Brno, A. Nováka 1 - vlastním nákladem
Určeno:	pro posluchače fakulty přírodovědecké
Povoleno:	vydavatelské oprávnění min. kultury č. 21 514/79
Počet stran:	83
AA - VA:	5,91 - 6,05
Vydání:	první
Náklad:	150 výtisků
Tisk:	výrobna skript rektorátu UJEP Brno, Jaselská 25 offsetový tisk
Poř. číslo:	1100
Tém. sk.:	17/32
Číslo:	55-977-84
Cena:	5,50 Kčs