

1. Základy elementárnej teórie vysokofrekvenčných vedení

Vysokofrekvenčné vedenie je také, ktoré sa od ostatných vedení (ss a st) líši zvýšeným prejavom vlastnej indukčnosti a kapacity, skinefektu, apod. U všetkých druhov vedení sa využíva schopnosť elektromagnetických vln šíriť sa pozdĺž rozhrania dvoch prostredí (napr. pozdĺž dielektrických tyčí).

V tejto kapitole uskutočníme rozbor procesov, ktoré vznikajú pri šírení elektromagnetických vln pozdĺž mikrovlnového dvojvodičového vysokofrekvenčného vedenia. Dôsledne vyšetrovať tieto procesy možno na základe použitia teórie elektromagnetického poľa. Pre niektoré aplikácie však môžeme vyšetrovať tieto procesy aj z hľadiska teórie obvodov.

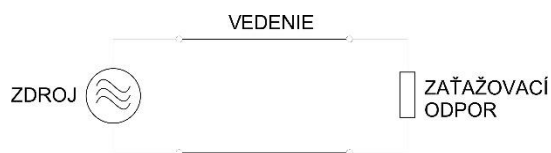
1.1. Základné pojmy

Vysokofrekvenčné vedenia sa používajú na prenos vysokofrekvenčnej energie zo zdroja do záťaže. Úlohou vysokofrekvenčného (VF) vedenia je dopraviť túto energiu s najmenšími stratami. Základnou vlastnosťou vysokofrekvenčného vedenia je, že jeho elektrické parametre, t.j. odpor, indukčnosť, vodivosť a kapacita sú rozložené pozdĺž celého vedenia, na rozdiel od doteraz známych obvodov, pri ktorých elektrické parametre sa sústredili do osobitných prvkov. Obvody s rozloženými parametrami môžeme rozdeliť:

na obvody alebo vedenia s rovnomerne rozloženými parametrami (homogénne),

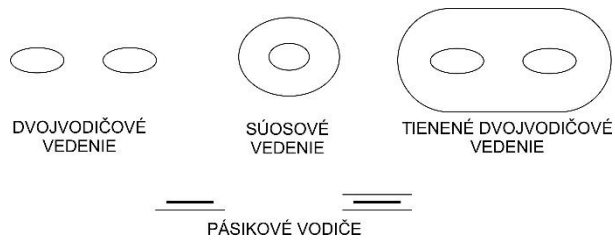
na obvody s nerovnomerne rozloženými parametrami (nehomogénne).

V ďalšom sa budeme zaoberať len homogénnym vysokofrekvenčným vedením. Pri takomto vedení jeho základné charakteristické veličiny definujeme na jednotku dĺžky vedenia (napr. na 1 m). Základné veličiny vedenia v pozdĺžnom smere sú odpor (R) a indukčnosť (L), v priečnom smere vodivosť (G) a kapacita (C). Keď chceme poznať hodnotu týchto veličín pre určitý úsek vedenia s dĺžkou l , musíme ich rozmer daný v Ω/m , H/m , S/m a F/m násobiť dĺžkou vedenia. Homogénne vedenie sa skladá z dvoch paralelných vodičov, pričom prierez vodiča, vzdialenosť vodičov a izolačný materiál obklopujúci vodiče má rovnaké hodnoty po celej dĺžke vedenia (Obr. 5.1).



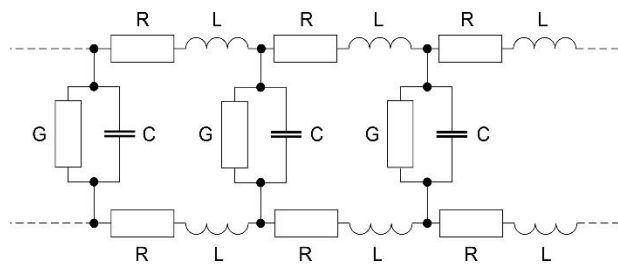
Obr. 1.1: Dlhé dvojvodičové homogénne vedenie

Samotné vodiče nemusia byť z rovnakého materiálu a nemusia mať rovnaký prierez. Prierezové konfigurácie rôznych druhov homogénnych vedení, ktoré sa používajú v technickej praxi, sú uvedené na obrázku (Obr. 5.2).



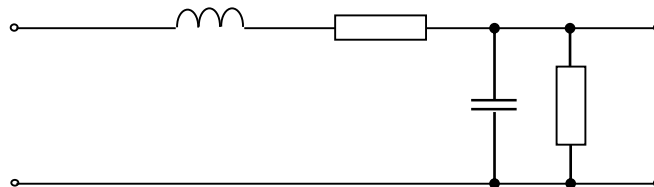
Obr. 1.2: Prierezové konfigurácie rôznych druhov homogénnych vedení

Hodnoty charakteristických veličín pri určitej frekvencii sú dané materiálom, rozmermi jednotlivých vodičov vedenia a vlastnosťami dielektrika, v ktorom sú tieto uložené. Nezávisia od napätia a prúdu, takže vedenie je vlastne lineárny pasívny obvod. Náhradná schéma vedenia je uvedená na Obr. 5.3.



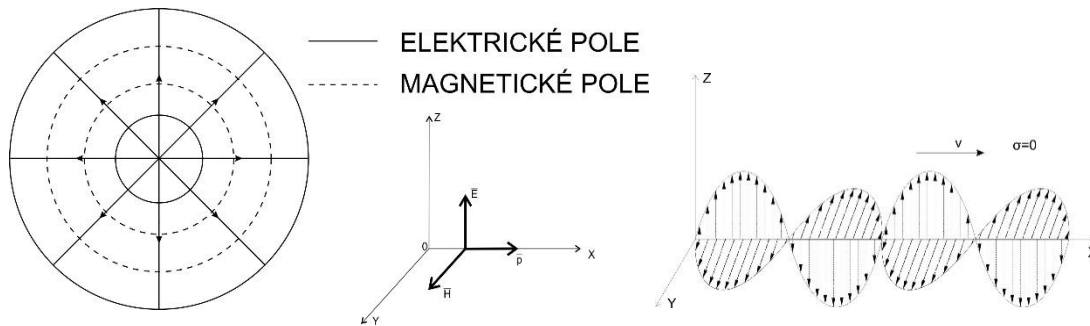
Obr. 1.3: Náhradná schéma homogénneho vedenia

Prúdy vo vedení vytvárajú magnetické pole okolo vodiča. Indukčnosť na jednotku dĺžky je mierou energie nazhromaždenej magnetickým poľom na jednotku dĺžky. Vo vedení vznikajú straty pretekaním prúdu vo vodičoch, činný odpor na jednotku dĺžky je mierou týchto strát. Rozdiel potenciálov medzi vodičmi vytvára elektrické pole, kapacita v priečnom smere na jednotku dĺžky je mierou energie nazhromaždenej v elektrickom poli. Straty vzniknuté v prostredí (v izolante) medzi dvoma vodičmi sú vyjadrené vodivosťou na jednotku dĺžky. Vodivostný prúd, ktorý tečie medzi dvoma vodičmi ako funkcia potenciálového rozdielu medzi nimi, znižuje celkový prúd smerujúci k záťaži vedenia (Obr. 5.4).



Obr. 1.4: Náhradná schéma úseku vedenia

Pretekanie prúdu vo vedení a vytváranie napätia je sprevádzané elektromagnetickým poľom. Elektrické a magnetické pole pozdĺž vodiča je kolmé na vodič v celej jeho dĺžke. Takéto pole sa nazýva transverzálné elektromagnetické pole (TEM). Elektromagnetické pole pre TEM spôsob šírenia v súosovom (koaxiálnom) vedení je znázornené na obrázku (Obr. 5.5). Vlnenie sa šíri vedením od najnižších frekvencií, teoreticky od nuly. Zvyšovaním frekvencie straty na vedení narastajú. V oblasti centimetrových vln sa už nepoužívajú dvojvodičové vedenia, ale vlnovody.



Obr. 1.5: Transverzálne elektromagnetické vlnenie (TEM) v súosovom vedení

1.2. Vlastnosti vysokofrekvenčných vedení

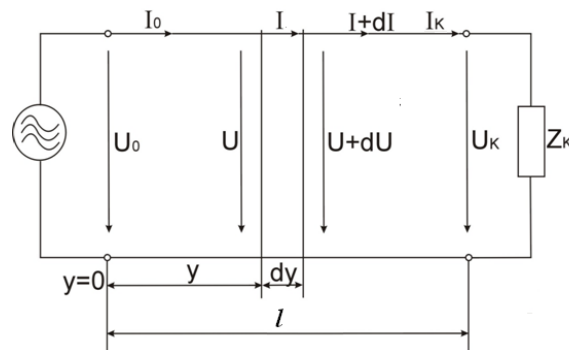
1.2.1. Diferenciálne (telegrafné) rovnice homogénneho vedenia

Základné diferenciálne rovnice homogénneho vedenia (5.1) a (5.2) vyjadrujú vzťah medzi prúdom a napätím pre úsek vedenia dy (Obr. 5.6).

$$\frac{dU}{dy} = -(R + j\omega L)I = -ZI \quad (5.1)$$

$$\frac{dI}{dy} = -(G + j\omega C)U = -YU \quad (5.2)$$

Rovnica (5.1) vyjadruje, že pomer zmeny vektora napätia pozdĺž vedenia v určitom mieste vedenia sa rovná sériovej impedancii na jednotku dĺžky, násobenej vektorom prúdu v tomto mieste. Rovnica (5.2) vyjadruje, že pomer zmeny vektora prúdu pozdĺž vedenia sa v určitom mieste vedenia rovná súčine admittancie na jednotku dĺžky a vektora napätia v mieste, ktoré berieme do úvahy.



Obr. 1.6: Úsek dlhého homogénneho vedenia

Riešením týchto diferenciálnych rovníc (5.1) a (5.2) prvého rádu dostaneme vzťah medzi napätím U_0 a prúdom I_0 na začiatku vedenia a napätím U a prúdom I v ľubovoľnom mieste vedenia. Výsledky riešenia sú rovnice (5.3) a (5.4).

$$U_{(y)} = \frac{U_0 + I_0 Z_v}{2} e^{-\gamma y} + \frac{U_0 - I_0 Z_v}{2} e^{+\gamma y} \quad (5.3)$$

$$I_{(y)} = \frac{U_0 + I_0 Z_v}{2Z_v} e^{-\gamma y} - \frac{U_0 - I_0 Z_v}{2Z_v} e^{+\gamma y} \quad (5.4)$$

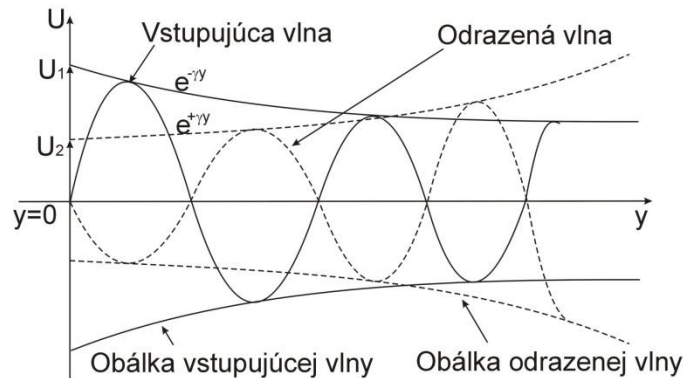
Z týchto rovníc je zřejmé, že vlna napätia a prúdu v ľubovoľnom mieste vedenia sa skladá z dvoch častí, a to zo vstupujúcej vlny napätia, príp. prúdu a z odrazenej vlny napätia, príp. prúdu. Členy pri výraze $e^{-\gamma y}$ vyjadrujú veľkosť vstupujúcej vlny (U_1, I_1) a členy pri výraze $e^{+\gamma y}$ vyjadrujú veľkosť odrazenej vlny napätia a prúdu (U_2, I_2)

Po tejto úvahe môžeme rovnice (5.3) a (5.4) prepísať do tvaru (5.5) a (5.6).

$$U_{(y)} = U_1 e^{-\gamma y} + U_2 e^{+\gamma y} \quad (5.5)$$

$$I_{(y)} = I_1 e^{-\gamma y} - I_2 e^{+\gamma y} \quad (5.6)$$

Výraz ($U_1 e^{-\gamma y}$) reprezentuje vlnu harmonického napätia s veľkosťou U_1 v bode $y = 0$, ktorá postupuje v smere zväčšujúcej sa hodnoty y s fázovou rýchlosťou ($v = \omega/\beta$), pričom exponenciálne znižuje svoju amplitúdu počas postupu podľa výrazu ($e^{-\gamma y}$). Podobne, ($U_2 e^{+\gamma y}$) reprezentuje vlnu harmonického napätia s veľkosťou U_2 pri $y = 0$, ktorá postupuje v smere znižujúcej sa hodnoty y s fázovou rýchlosťou ($v = \omega/\beta$), s amplitúdou, ktorá exponenciálne závisí od výrazu ($e^{+\gamma y}$). Z uvedeného vyplýva, že U_1 je amplitúda vstupujúcej vlny, keď odchádza z bodu $y=0$, U_2 je amplitúda odrazenej vlny, keď prichádza do $y=0$. Súčet ($U_1 + U_2$) dáva napätie na vstupných svorkách vedenia (Obr.5.7). Všetky úvahy, ktoré sa týkajú napäťovej vlny, platia aj pre prúdovú vlnu, lebo rovnica (5.6) pre $I_{(y)}$ má presne ten istý tvar ako rovnica (5.5) pre $U_{(y)}$



Obr. 1.7: Vstupujúca a odrazená vlna na vedení

Veličina γ , ktorá sa vyskytuje v rovniciach (5.5) a (5.6), udáva mieru šírenia vlny na homogénnom vedení

$$\gamma = \sqrt{xy} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (5.7)$$

Všeobecne v ustálenom stave signálu na vedení, ktorý sa časom mení harmonicky, miera šírenia je komplexná veličina. Môžeme ju vyjadriť v tvare

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (5.8)$$

kde α je miera tlmenia a β je miera fázového posunu homogénneho vedenia.

Vlnová impedancia Z_v , ďalšia dôležitá veličina pre každé vedenie, je daná vzťahom

$$Z_v = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

1.2.2. Postupujúca a odrazená vlna na vedení

Z uvedeného rozboru je zrejmé, že na vedení môže vzniknúť napäťová a prúdová vlna, ktorá postupuje v oboch smeroch vedenia aj napriek tomu, že je pripojený len jeden zdroj signálu na vstupnej strane. Príčina je v odraze vlny od záťaže na konci vedenia, čím vzniká jav veľmi podobný ako v prípade odrazu svetelnej vlny, akustickej vlny alebo v prípade odrazu vlny na vodnej hladine. Ak hociktorá z týchto vln narazí na prekážku, odrazí sa úplne alebo čiastočne. Ak na vysokofrekvenčné vedenie pripojíme zdroj signálu, napäťová a prúdová vlna začne postupovať pozdĺž vedenia v smere narastajúcej hodnoty y . Ak postupujúca vlna dosiahne koniec vedenia a zaťažovacia impedancia zapojená na svorkách nie je prispôbená čo do veľkosti a fázy impedancii vedenia, vzniká na zaťažovacej impedancii odrazená vlna napätia a prúdu. Odrazená vlna postupuje späť pozdĺž vedenia do bodu $y = 0$ a môže sa odraziť od neprispôbenej impedancie zdroja Z_i (Obr. 5.7).

Na vedení za určitých podmienok môže existovať iba postupujúca vlna. Je to vtedy, ak vedenie je buď nekonečne dlhé, alebo ak je na konci zakončene vlnovou impedanciou Z_v . V tomto prípade $U_2 = 0$, $I_2 = 0$ a potom rovnice (5.5) a (5.6) budú mať tvar

$$U = U_1 e^{-\gamma y} \quad \text{a} \quad I = I_1 e^{-\gamma y} \quad . \quad (5.10)$$

To znamená, že vo vedení je len postupujúca vlna.

1.2.3. Tlmenie a fázový posun

Napäťová a prúdová vlna na VF vedení je tlmená vplyvom strát vedenia. Priebeh tlmenia pozdĺž vedenia je charakterizovaný výrazom ($e^{-\alpha y}$), kde miera tlmenia α je vyjadrená v Np/m . Celková veľkosť tlmenia αy je daná dĺžkou vedenia l . Špecifická miera tlmenia je pre určitý druh vedenia konštantná veličina, závisí však od frekvencie vlnenia.

Postupom harmonickej napäťovej a prúdovej vlny po vedení v smere narastajúcej hodnoty y fázový posun medzi napätím a prúdom sa mení. Zmena fázy pre určité vedenie je daná mierou fázového posunu, ktorý sa vyjadruje v radiánoch na jednotku dĺžky (rad/m). Veľkosť fázy pozdĺž vedenia vyjadruje výraz ($e^{-\beta y}$).

Pri harmonických priebehoch sa vzdialenosť, na ktorej sa mení fáza o 2π radiánov, nazýva vlnová dĺžka. Keď vlnovú dĺžku označíme λ , potom dostávame vzťah $2\pi = \beta\lambda$ a z toho platí

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad . \quad (5.11)$$

Výpočet veľkosti β pre prenosové vedenie je základnou úlohou pre analytické určenie fázovej rýchlosti a vlnovej dĺžky harmonickej sa meniaceho signálu napätia a prúdu pre akúkoľvek uhlovú frekvenciu ω (rad/s). Pre harmonické vlnenie každého druhu je fázová rýchlosť daná podľa

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} \quad . \quad (5.12)$$

Keď elektrické vlastnosti vedenia sú dané pomocou rozložených parametrov R , L , G a C pre určitú uhlovú frekvenciu ω , α a β , musí sa vypočítať z rovnice

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad . \quad (5.13)$$

Táto úloha je pomerne zložitá. Zjednoduší sa, keď berieme do úvahy bezstratové vedenie, t.j. predpokladáme, že $R = 0$, $G = 0$. Za tohto predpokladu na vedení nedochádza k tlmeniu prenášanej energie. K takémuto vedeniu sa veľmi približujú vedenia, ktoré pracujú na veľmi vysokých frekvenciách, keď ωL a ωC nadobúdajú také veľké hodnoty, že R a G môžeme v porovnaní s nimi zanedbať. Rýchlosť šírenia vlnenia po vedení je v tomto prípade blízka rýchlosti šírenia svetla. Po zanedbaní R a G v rovnici (5.13) je miera tlmenia (α) je $\alpha = 0$ a miera fázového posunu (β) je

$$\beta \cong \omega\sqrt{LC} \quad .$$

1.2.4. Vlnová impedancia bezstratového vedenia

Z rovnice (5.10) vyplýva, že pomer veľkosti U a I pri vedení, na ktorom nie sú odrazené vlny, je v ľubovoľnom mieste vedenia vždy ten istý, pretože výrazy ($e^{-\gamma y}$) sú identické v oboch rovniciach.

Keď berieme do úvahy bezstratové vedenie, energia magnetického poľa v ľubovoľnom bode vedenia sa rovná energii poľa elektrického. Z tejto úvahy vyplýva vzťah

$$\frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}CU^2 \quad , \quad (5.14)$$

kde L a C sú parametre vedenia. Riešením tejto rovnice dostaneme

$$\frac{U}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad . \quad (5.15)$$

Pomer U/I pri bezstratovom vedení nazývame vlnovou impedanciou vedenia (Z_v)

$$Z_v = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad . \quad (5.16)$$

Hoci je vlnová impedancia Z_v vysokofrekvenčného vedenia veľmi dôležitá a reálna fyzikálna veličina, nemožno ju priamo odmerať impedančným mostíkom na určitej dĺžke vedenia. Môžeme ju vypočítať z rozložených parametrov vedenia L a C pre ľubovoľnú frekvenciu alebo z daných rozmarov a materiálových vlastností vedenia. Komerčne vyrábané vedenia majú určité definované hodnoty vlnovej impedancie, ako napr. 70 Ω , 300 Ω a pod.

1.2.5. Vstupná impedancia vedenia

Použitím hyperbolických funkcií môžeme rovnice (5.3) a (5.4) upraviť na tvary (5.17) a (5.18).

$$U = U_0 \cosh \gamma y - I_0 Z_v \sinh \gamma y \quad (5.17)$$

$$I = -\frac{U_0}{Z_v} \sinh \gamma y - I_0 \cosh \gamma y \quad (5.18)$$

Keď dosadíme za dĺžku vedenia symbol l , ktoré berieme do úvahy, dostaneme vzťah medzi napätím U_0 a prúdom I_0 na začiatku vedenia a napätím U_k a prúdom I_k na konci vedenia

$$U_0 = U_k \cos h\gamma l - I_k Z_v \sin h\gamma l \quad (5.19)$$

$$I_0 = -\frac{U_k}{Z_v} \sin h\gamma l - I_k \cos h\gamma l . \quad (5.20)$$

Takto úpravne rovnice môžeme použiť pre výpočet vstupnej impedancie bezstratového VF vedenia, výpočet ktorej sa veľmi často vyskytuje pri riešení vysokofrekvenčných vedení. Rovnice (5.19) a (5.20) môžeme zjednodušiť, ak uvažujeme o bezstratovom vedení, ktorého konštanta prenosu $\gamma = j\beta$. Potom platia rovnice

$$U_0 = U_k \cosh j\beta l + Z_v I_k \sin j\beta l \quad (5.21)$$

$$I_0 = I_k \cosh j\beta l + j \frac{U_k}{Z_v} \sin j\beta l . \quad (5.22)$$

Úpravou týchto rovníc dostaneme pre vstupnú impedanciu (Z_{vst}) vedenia zakončeného impedanciou (zaťažovacou) Z_k výraz

$$Z_{vst} = \frac{U_0}{I_0} = Z_v \frac{Z_k + jZ_v \operatorname{tg} \beta l}{Z_v + jZ_k \operatorname{tg} \beta l} \quad (5.23)$$

alebo po inej úprave

$$Z_{vst} = \frac{U_0}{I_0} = Z_v \frac{Z_k \cos \beta l + jZ_v \sin \beta l}{Z_v \cos \beta l + jZ_k \sin \beta l} . \quad (5.24)$$

Z týchto vzťahov vyplýva, že vstupnú impedanciu vedenia v podstatnej miere ovplyvňuje charakteristická (vlnová) impedancia Z_v a zaťažovacia impedancia Z_k .

1.2.6. Stojaté vlny na vedení

Pripojme na koniec vedenia spotrebič, ktorého impedancia Z_k sa blíži k vlnovej impedancii Z_v , no predsa sa líši, potom na vedení vznikne priama vlna (vstupujúca), ktorej veľkosť je U_{kvs} a odrazená vlna U_{kod} . Nepriprôsobenosť záťaže Z_k k charakteristickej impedancii vlnenia Z_v má za následok, že časť vysokofrekvenčnej energie sa vracia odrazenou vlnou. Pomer odrazenej vlny ku vstupujúcej vlne napätia a prúdu na konci vedenia nazývame činiteľom odrazu (reflexným činiteľom)

$$r = \frac{U_{kod}}{U_{kvs}} = -\frac{I_{kod}}{I_{kvs}} . \quad (5.25)$$

Činiteľ odrazu pre praktické výpočty môžeme upraviť tak, aby sa dal vypočítať pomocou vlnovej impedancie Z_v a zaťažovacej impedancie Z_k . Postup výpočtu je záložný na poznatku, že charakteristická impedancia v ľubovoľnom bode vedenia je daná pomerom napätia a prúdu v tomto bode. Na konci vedenia pre vstupujúcu vlnu napätia a prúdu môžeme napísať

$$Z_v = \frac{U_{kvs}}{I_{kvs}} . \quad (5.26)$$

Pre impedanciu na konci vedenia platí

$$Z_k = \frac{U_k}{I_k} = \frac{U_{kvs} + U_{kod}}{I_{kvs} + I_{kod}} = \frac{U_{kvs}}{I_{kvs}} \frac{1 + \frac{U_{kod}}{U_{kvs}}}{1 + \frac{I_{kod}}{I_{kvs}}} \quad (5.27)$$

Úpravou a dosadením rovníc (5.25) a (5.26) do (5.27) dostávame

$$Z_k = \frac{U_k}{I_k} = Z_v \frac{1+r}{1-r} \quad (5.28)$$

Keď z tejto rovnice vypočítame r , dostaneme

$$r = \frac{Z_k - Z_v}{Z_k + Z_v} \quad (5.29)$$

Ak delíme čitateľa a menovateľa Z_v , potom dostaneme pre činiteľ odrazu výraz

$$r = \frac{\frac{Z_k}{Z_v} - 1}{\frac{Z_k}{Z_v} + 1} = \frac{Z_k - Z_v}{Z_k + Z_v} \quad (5.30)$$

Pomer (Z_k/Z_v) sa nazýva pomernou (normalizovanou) impedanciou Z_n .

Tento tvar výrazu pre činiteľ odrazu sa používa pri konštrukcii diagramov na riešenie vysokofrekvenčných vedení. Činiteľ odrazu, ako vidieť z poslednej rovnice, je jednoznačne určený pomerom zaťažovacej impedancie Z_k a vlnovej impedancie Z_v . Extrémne hodnoty dosiahne činiteľ odrazu v tých prípadoch, keď

$Z_v = Z_k$	$r = 0$ (vedenie prispôbené),
$Z_k = 0$	$r = -1$ (vedenie na konci nakrátko),
$Z_k = \infty$	$r = 1$ (vedenie na konci naprázdno).

Pri neprispôbenom vedení vzniká interferenciou priamej a odrazenej vlny stojatá vlna. Priebeh stojatej vlny má pozdĺž vedenia minimá a maximá s rozdielom tým menším, čím viac sa blíži Z_k ku Z_v . Vznikom stojatej vlny následkom neprispôbenia klesá prenos VF energie do záťaže. Pracovné podmienky prenosu energie môžeme vyjadriť pomerom stojatých vln (PSV) napätia alebo prúdu (maximálnej a minimálnej hodnoty)

$$PSV = \left| \frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right| = \left| \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \right| \quad (5.31)$$

PSV je číslo vždy väčšie ako jedna, v ideálnom prípade môže sa rovnať jednej. Extrémne hodnoty PSV sú:

$U_{\max} = U_{\min}$	PSV = 1 (dokonalé prispôbenie),
$U_{\min} = 0$	PSV = ∞ (vedenie naprázdno, nakrátko).

V praktických aplikáciách sa snažíme navrhnuť a udržať v prevádzke VF vedenie v prispôbenom stave, t.j. tak, aby $Z_v = Z_k$. V skutočnosti je to ideálny prípad, ku ktorému sa môžeme (a snažíme) priblížiť. Napr. pri VF vedeniach televíznych vysielacích antén sa dosahuje PSV < 2. Odrazy na vedení nielen znižujú prenášaný výkon, ale majú aj rušivé účinky.

1.3. Spôsoby zaťaženia vysokofrekvenčných vedení

Z hľadiska veľkosti zaťažovacej impedancie Z_k , môžeme rozlíšiť štyri dôležité prípady ukončenia VF vedenia:

- vedenie zaťažené impedanciou Z_k , ktorá sa rovná jeho vlnovej Z_v ($Z_k = Z_v$) – prispôsobené,
- vedenie na konci spojené do skratu ($Z_k = 0$) – nakrátko,
- vedenie na konci otvorené ($Z_k = \infty$) – naprázdno,
- vedenie zaťažené impedanciou Z_k , ktorá sa nerovná (je väčšia alebo menšia) jeho vlnovej Z_v impedancii ($Z_k \neq Z_v$) – neprispôsobené VF vedenie.

1.3.1. Vedenie impedančne prispôsobené

Tento prípad nastane vtedy, keď $Z_k = Z_v$. Celá VF energia, ktorá sa dostala po vedení až na jeho koniec, sa odovzdá do zaťažovacej impedancie Z_k . Na konci vedenia nenastáva žiadny odraz, tzn. že činiteľ odrazu $r = 0$. Takémuto VF vedeniu hovoríme, že vedenie je prispôsobené záťaži.

Vstupná impedancia vedenia, podľa vzťahu (5.24), keď $Z_k = Z_v$, bude

$$Z_{vst} = Z_v \quad . \quad (5.32)$$

Keď berieme do úvahy bezstratové vedenie ($\alpha = 0$) a napätie na začiatku vedenia sa mení v čase harmonicky s frekvenciou ω , okamžité hodnoty napätia a prúdu na ktoromkoľvek mieste na vedení možno vyjadriť v tvare (5.33) a (5.34).

$$U = U_0 e^{-j(\omega t + \beta y)} \quad (5.33)$$

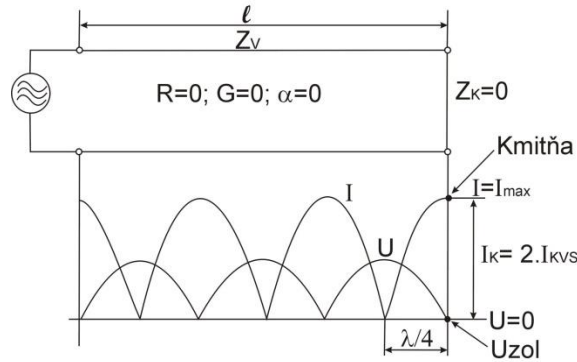
$$I = I_0 e^{-j(\omega t + \beta y)} \quad (5.34)$$

Napätie a prúd sa teda na vedení mení harmonicky v čase a pozdĺž vedenia. Takéto vlnenie nazývame postupným vlnením.

1.3.2. Vedenie na konci nakrátko

Keď je vedenie na konci spojené nakrátko platí pre zaťažovaciu impedanciu $Z_k = 0$ (vedenie je zapojené do skratu). Priama vlna napätia a prúdu, ktorá postupuje od zdroja na koniec vedenia sa odráža a vracia späť ku zdroju. Na vedení vznikne stojatá vlna prúdu a napätia, čo má za následok, že vedením sa neprenáša žiaden činný výkon. Na konci vedenia je uzol napäťovej stojatej vlny ($U=0$) a kmitňa prúdovej stojatej vlny ($I=I_{max}$).

Vlna napätia a prúdu je posunutá o $\lambda/4$ (Obr. 5.8). Uzatvoreným obvodom tečie prúd, vlna prúdu v mieste skratu fázu nemení, kým odrazená vlna napätia v mieste nulovej záťaže mení fázu proti priamej vlne o 180° .



Obr. 1.8: Zapojenie vedenia nakrátko ($Z_k = 0$)

Pretože na konci vedenia nastáva úplný odraz, činiteľ odrazu sa rovná -1 ($r = -1$) a pomer stojatých vln PSV $= \infty$.

Odrazená vlna prúdu sa sčítava s priamou vlnou prúdu v miestach s rovnakou fázou a odčítava v bodoch vzdialených o $1/4$ vlny. Maximá stojatej prúdovej vlny majú veľkosť

$$I_k = 2I_{kvs} \quad . \quad (5.35)$$

Minimá stojatej prúdovej vlny sú nulové (Obr. 5.8). Vstupná impedancia vedenia nakrátko, podľa vzťahu (5.24), keď $Z_k = 0$, bude

$$Z_{vst} = jZ_v \operatorname{tg} \beta l \quad . \quad (5.36)$$

Z tohto vzťahu vyplýva, že vedenie nakrátko sa chová ako premenlivá reaktancia, pričom jej charakter závisí od veľkosti argumentu (βl), čiže od dĺžky vedenia. Vstupná impedancia Z_{vst} bude mať induktívny charakter ak $\operatorname{tg} \beta l > 0$, čiže je splnená nerovnosť

$$2n \frac{\lambda}{4} < l < (2n+1) \frac{\lambda}{4}; n = 0, 1, 2, \dots \quad . \quad (5.37)$$

Vstupná impedancia Z_{vst} bude mať kapacitný charakter ak $\operatorname{tg} \beta l < 0$, čiže je splnená nerovnosť

$$(2n-1) \frac{\lambda}{4} < l < (2n) \frac{\lambda}{4}; n = 1, 2, 3, \dots \quad . \quad (5.38)$$

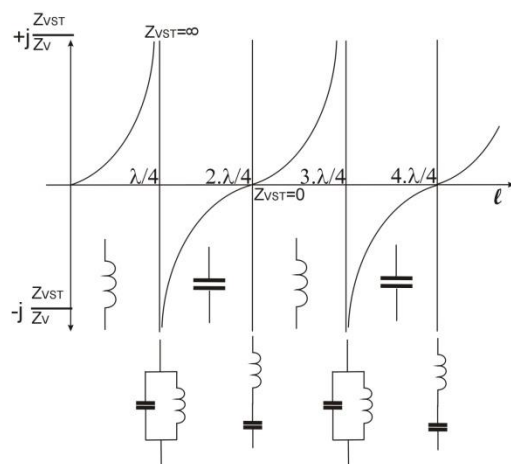
Vstupná impedancia je nulová ($Z_{vst} = 0$), ak platí

$$l = 2n \frac{\lambda}{4} \quad . \quad (5.39)$$

Pri takejto dĺžke „ l “ sa vedenie správa ako sériový rezonančný obvod (SRO). Vstupná impedancia je nekonečne veľká ($Z_{vst} = \infty$), ak platí (5.40).

$$l = (2n+1) \frac{\lambda}{4} \quad (5.40)$$

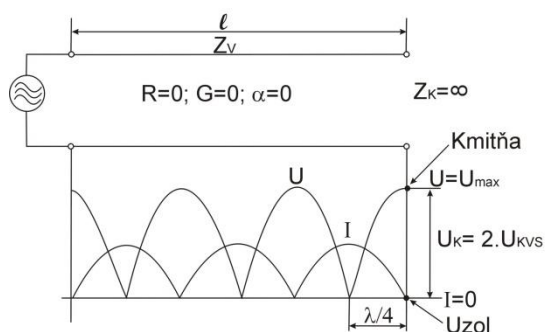
Podľa (5.40) sa vedenie správa ako paralelný rezonančný obvod (PRO). Vedenie nakrátko sa správa ako sériový rezonančný obvod, keď jeho dĺžka sa rovná párnemu násobku štvrt vln a ako paralelný rezonančný obvod, keď jeho dĺžka sa rovná nepárnemu násobku štvrt vln (Obr. 5.9).



Obr. 1.9: Priebeh charakteru vstupnej impedancie vedenia nakrátko ($Z_k = 0$)

1.3.3. Vedenie na konci naprázdno

Takéto vedenie je na konci otvorené, t.j. vedenie je zakončené zaťažovacou impedanciou $Z_k = \infty$ (naprázdno) (Obr. 5.10). Ak pripojíme vedenie na zdroj striedavého prúdu, na vedení vznikne stojaté vlnenie, pričom na konci vedenia je kmitňa napätovej vlny ($U = U_{max}$) a uzol prúdovej vlny ($I = 0$). Maximála alebo minimála sú navzájom posunuté $\lambda/4$.



Obr. 1.10: Zapojenie vedenia naprázdno ($Z_k = \infty$)

Pretože na konci vedenia nastáva úplný odraz, činiteľ odrazu $r = 1$ a pomer stojatých vln $PSV = \infty$. Na otvorenom konci vedenia má prúd nulovú hodnotu, a preto zaniká magnetické pole. Tento stav spôsobí vzrast napätia na dvojnásobok a maximum napätovej vlny je potom

$$U_k = 2U_{kvs} \quad (5.41)$$

a minimum napätovej vlny je nulové. Napätie sa odráža vo fáze, prúd v protifáze.

Vstupná impedancia vedenia naprázdno, podľa vzťahu (5.24), keď $Z_k = \infty$, bude

$$Z_{vst} = -jZ_v \cotg\beta l \quad . \quad (5.42)$$

Vedenie nakrátko sa taktiež chová ako obvod s premenlivou reaktanciou v závislosti od dĺžky vedenia l (veľkosti argumentu βl). Vstupná impedancia Z_{vst} bude mať induktívny charakter ak $\cotg\beta l > 0$, čiže je splnená nerovnosť

$$(2n-1)\frac{\lambda}{4} < l < 2n\frac{\lambda}{4}; \quad n=1,2,3\dots \quad . \quad (5.43)$$

Vstupná impedancia Z_{vst} bude mať kapacitný charakter ak $\cotg\beta l < 0$. Tento stav nastane pri dĺžkach vedenia, pre ktoré platí nerovnosť

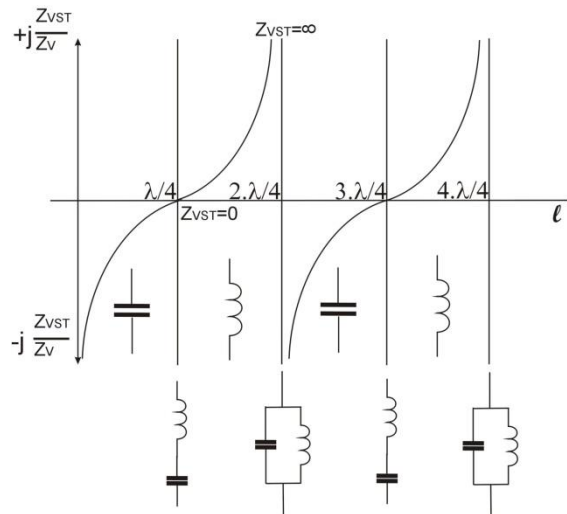
$$2n\frac{\lambda}{4} < l < (2n+1)\frac{\lambda}{4}; \quad n=0,1,2\dots \quad . \quad (5.44)$$

Vstupná impedancia je nulová ($Z_{vst} = 0$), ak platí (5.45). Pri takejto dĺžke sa vedenie správa ako sériový rezonančný obvod (SRO).

$$l = (2n+1)\frac{\lambda}{4} \quad (5.45)$$

Vstupná impedancia je nekonečne veľká ($Z_{vst} = \infty$), ak platí (5.46). Pri takejto dĺžke sa vedenie správa ako paralelný rezonančný obvod (PRO).

$$l = 2n\frac{\lambda}{4} \quad (5.46)$$



Obr. 1.11: Priebeh charakteru vstupnej impedancie vedenia naprázdno ($Z_k = \infty$)

Zo vzťahov (5.45) a (5.46) vyplýva, že vedenie naprázdno sa chová ako SRO pri dĺžkach vedenia, ktoré sa rovnajú nepárnemu násobku štvrt vlny a ako PRO, keď jeho dĺžka sa rovná párnemu násobku štvrt vlny (Obr. 5.11).

Priebeh vstupnej impedancie vedenia naprázdno a nakrátko bez matematickej interpretácie si môžeme predstaviť nasledovne:

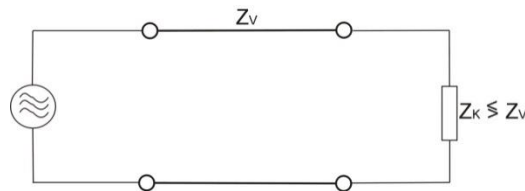
v mieste kde je kmitňa prúdu a uzol napätia – impedancia Z_{vst} je takmer nulová (veľmi malá),

v mieste kde je uzol prúdu a kmitňa napätia – impedancia Z_{vst} je takmer nekonečná (veľmi veľká)

Vstupná impedancia Z_{vst} nenadobudne nikdy nulovú alebo nekonečne veľkú hodnotu (zodpovedajúcu týmto extrémnym prípadom ukončenia vedenia), pretože VF vedenie má vždy určitý (aj keď malý) činný odpor.

1.3.4. Vedenie zaťažené impedanciou, ktorá sa nerovná jeho vlnovej impedancii

Ak je vedenie ukončené impedanciou Z_k , ktorá je väčšia alebo menšia ako Z_v ($Z_k \neq Z_v$) (Obr. 5.12), na (vo) vedení vznikne postupujúca aj stojatá vlna.



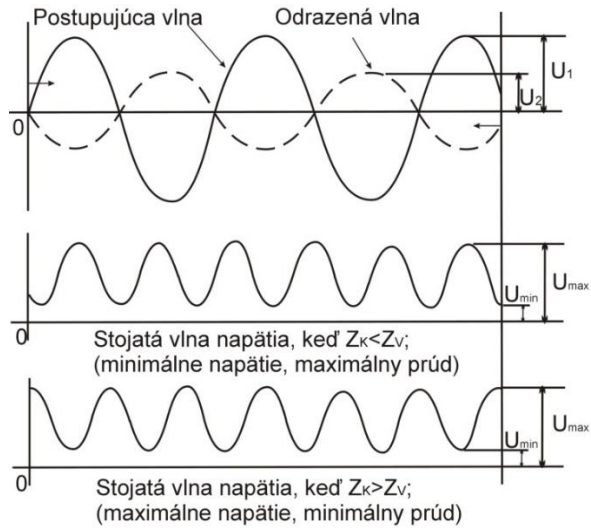
Obr. 1.12: Zapojenie vedenia zaťaženého impedanciou, ktorá sa nerovná jeho vlnovej impedancii ($Z_k \neq Z_v$)

Pretože amplitúda odrazenej vlny je menšia ako amplitúda vstupujúcej (postupujúcej) vlny (čo závisí od stupňa impedančného neprispôsobenia), nevytvára sa pri interferencii uzol napätia alebo prúdu s nulovou hodnotou a kmitňa prúdu alebo napätia s dvojnásobnou amplitúdou vstupujúcej vlny. Vytvorí sa maximum alebo minimum stojatej vlny s amplitúdu úmernou stupňu neprispôsobenosti (Obr. 5.13). Na konci vedenia je vždy maximum napätia a minimum prúdu ak $Z_k > Z_v$ a naopak, na konci je vždy minimum napätia a maximum prúdu ak $Z_k < Z_v$.

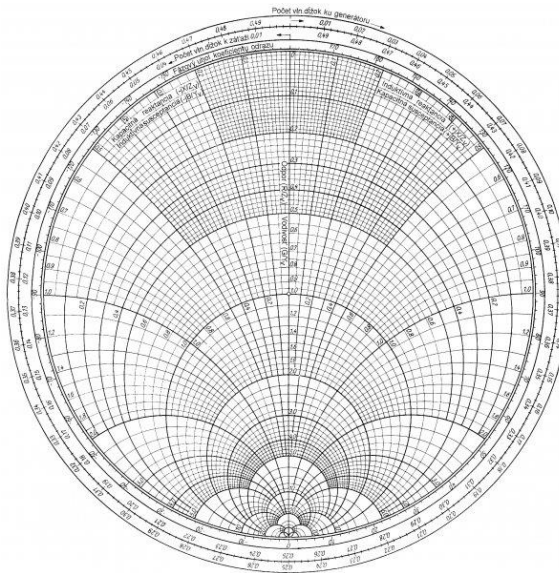
Vstupná impedancia takéhoto vedenia je, ak neberieme do úvahy straty, daná vzťahom

$$Z_{vst} = Z_v \frac{Z_k \cos \beta l + jZ_v \sin \beta l}{Z_v \cos \beta l + jZ_k \sin \beta l} \quad (5.47)$$

Výpočet vstupnej impedancie Z_{vst} VF vedenia, ktoré je zakončené reálnou všeobecnou impedanciou Z_k , býva na zložitejší vzťah úloha veľmi zdĺhavá a náročná. Podobne aj výpočet činiteľa odrazu r a pomeru stojatých vln PSV. Preto bola vytvorená graficko-výpočtová metóda – pomôcka, ktorú v roku 1939 publikoval P.H. Smith. Tento, tzv. Smithov diagram (Obr. 5.14) umožňuje riešiť tieto úlohy jednoduchšie a rýchlejšie.



Obr. 1.13: Stojaté vlny na vedení, ak $Z_k \neq Z_v$

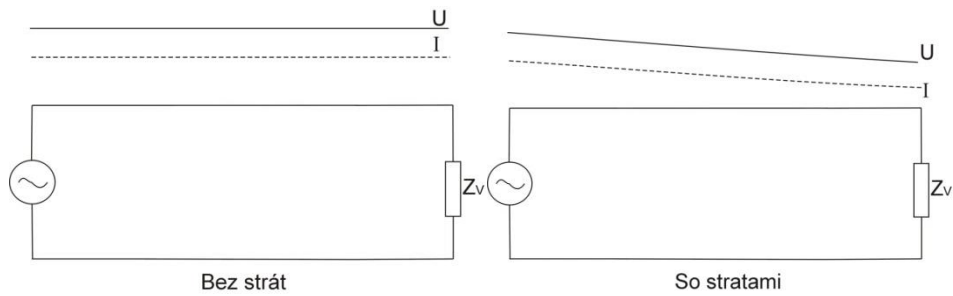


Obr. 1.14: Smithov diagram

1.3.5. Zhrnutie poznatkov o rôznych zakončeníach VF vedenia

Prispôsobené zakončenie vedenia:

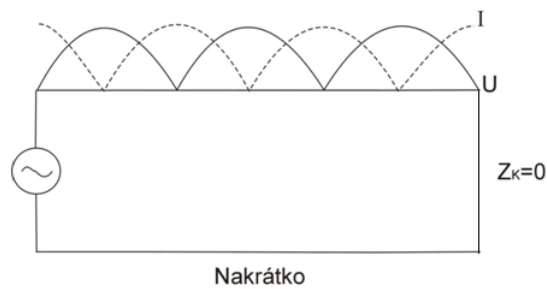
- vedenie je zakončené impedanciou Z_k , ktorá sa rovná vlnovej impedancii Z_v vedenia,
- na vedení nevznikajú stojaté vlny, t.j. činiteľ odrazu $r = 0$ a $PSV = 1$,
- pre vedenie bez strát je napätie (aj prúd) pozdĺž vedenia konštantné (Obr. 5.15),
- pre vedenie so stratami napätie (aj prúd) pozdĺž vedenia exponenciálne klesá so vzdialenosťou od počiatku vedenia (Obr. 5.15).



Obr. 1.15: Stojaté vlny na vedení pri zakončení $Z_k = Z_v$

Vedenie nakrátko:

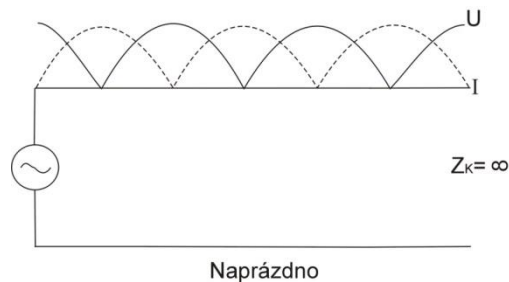
- vedenie je zakončené impedanciou $Z_k = 0$,
- má na konci minimum napätvej a maximum prúdovej vlny,
- pre bezstratové vedenie sa *PSV* blíži k nekonečnu a činiteľ odrazu $r = -1$ (napätie sa odráža v protifáze) (Obr. 5.16).



Obr. 1.16: Stojaté vlny na vedení pri zakončení $Z_k = 0$

Vedenie naprázdno:

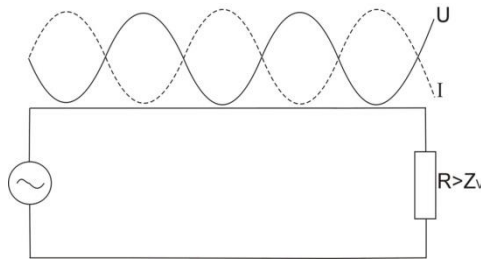
- vedenie je zakončené impedanciou $Z_k = \infty$,
- má na konci maximum napätvej a minimum prúdovej vlny,
- pre bezstratové vedenie sa *PSV* blíži k nekonečnu a činiteľ odrazu $r = 1$ (napätie sa odráža vo fáze) (Obr. 5.17).



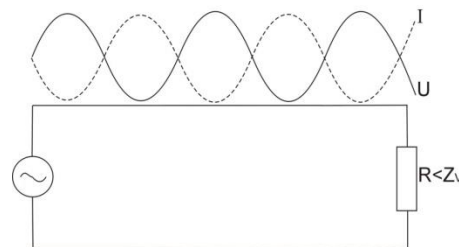
Obr. 1.17: Stojaté vlny na vedení pri zakončení $Z_k = \infty$

Vedenie zakončené reálnou impedanciou (rezistorom) - keď $R \neq Z_V$, vznikajú na (vo) vedení stojaté vlny:

- vedenie je zakončené $R > Z_V$, rozloženie stojatých vln pozdĺž vedenia sa blíži stojatým vlnám pre vedenie naprázdno (Obr. 5.18),
- vedenie je zakončené $R < Z_V$, rozloženie stojatých vln pozdĺž vedenia sa blíži stojatým vlnám pre vedenie nakrátko (Obr. 5.19),
- v oboch prípadoch však minimá napätových aj prúdových vln nedosahujú nulovú hodnotu.



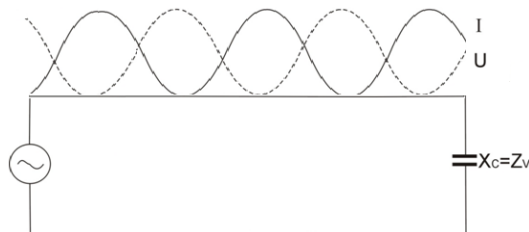
Obr. 1.18: : Stojaté vlny na vedení pri zakončení $R > Z_V$



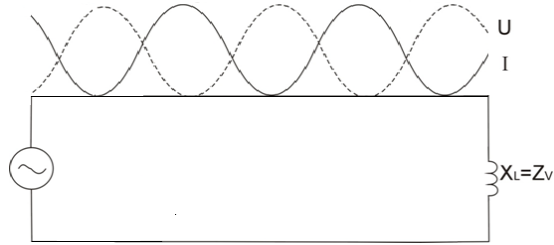
Obr. 1.19: : Stojaté vlny na vedení pri zakončení $R < Z_V$

Vedenie zakončené reaktanciou ($Z_V = X_C$ alebo $Z_V = X_L$):

- v oboch týchto prípadoch sú závislosti od pomeru veľkosti X_C resp. X_L ku Z_V napätová aj prúdová vlna fázovo posunutá vzhľadom na koniec vedenia (Obr. 5.20) (Obr. 5.21).



Obr. 1.20: Stojaté vlny na vedení pri zakončení $Z_V = X_C$



Obr. 1.21: Stojaté vlny na vedení pri zakončení $Z_v = X_L$

1.3.6. Použitie rezonujúcich a nerezonujúcich vedení

Stojaté vlnenie sa vytvára na vf vedeniach konečnej dĺžky, ak je vedenie zakončené iným ako činným odporom, ktorý sa rovná vlnovej impedancii Z_v . Každé vedenie so stojatými vlnami (impedančne neprispôsobené) sa nazýva rezonujúcim. Impedančne prispôsobené vedenie je nerezonujúce (len postupujúca vlna). Obidva druhy vedení majú určité výhodné vlastnosti, ktoré sa využívajú v spojitosti s nimi v rádioelektronických zariadeniach.

Nerezonujúce vf vedenia používame na prenos vf energie malých a veľkých výkonov. Pprenos sa uskutočňuje postupujúcimi vlnami, preto *PSV* má byť čo najmenší (1,2). Ak nie sú stojaté vlny na (vo) vedení, vedenie je rovnomerne zaťažené. Keď sa pri neprispôsobení vytvoria stojaté vlny, pri prenose väčších výkonov vzniká nebezpečenstvo preskokov v miestach kmitní napätí. Ak sa prenáša vf vedením výkon vysielача do antény, musí byť medzi anténou a vedením prispôsobovací obvod, ktorý transformuje impedanciu antény na vlnový odpor vedenia. Impedančné prispôsobenie musí byť aj na strane vysielача.

Rezonujúce vf vedenie nakrátko a naprázdno s dĺžkami, ktoré sa rovnajú násobkom $\lambda/4$, používame na vytvorenie sériového alebo paralelného rezonančného obvodu s vysokou kvalitou. Takéto úseky vf vedení sa používajú ako rezonančné obvody v rozsahu decimetrových vln (UKV).

Rezonujúce vf vedenie nakrátko a naprázdno s dĺžkami, ktoré sú menšie ako $\lambda/4$ ($l < \lambda/4$), používame ako reaktanciu induktívneho alebo kapacitného charakteru. Takéto úseky vf vedení sa používajú na VF ako veľmi dobrá náhrada cievok a kondenzátorov. V tejto frekvenčnej oblasti ťažko možno realizovať indukčnosť alebo kapacitu so sústredenými parametrami.

Zo vzťahu pre vstupnú impedanciu vedenia dĺžky l (5.24) je zrejmé, že pre danú zaťažovaciu vhodnou voľbou dĺžky $\beta = 2\pi/\lambda$ a za dĺžku vedenia l násobky polvln $n\lambda/2$ dostaneme výsledok, podľa ktorého je (5.48). Ak sa teda dĺžka vedenia rovná celistvému násobku polvln, vstupná impedancia sa rovná zaťažovacej impedancii.

$$Z_{vst} = Z_k \quad (5.48)$$

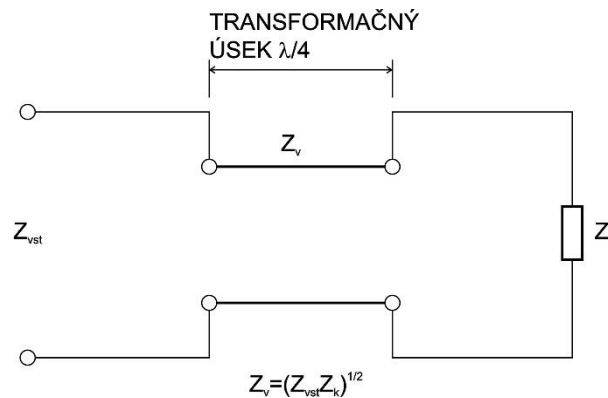
Ak na pripojenie zaťažovacej impedancie použijeme vedenie, ktorého dĺžka je rovná nepárnym násobkom štvrtvlny, argument trigonometrických funkcií vo vzťahu (5.25) bude mať tvar

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} (n + 1) = \frac{\pi}{2} (n + 1) . \quad (5.49)$$

a pre vstupnú impedanciu vľ vedenia dostaneme výraz (5.50) (po úprave a dosadení do (5.25)).

$$Z_{vst} = \frac{Z_v^2}{Z_k} \Rightarrow Z_v = \sqrt{Z_{vst} Z_k} \quad (5.50)$$

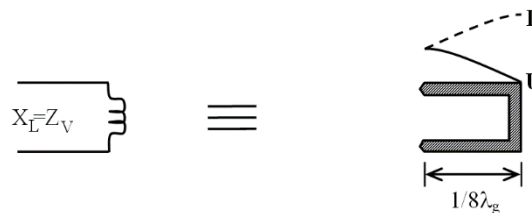
Tento výsledok je dôležitý, pretože naznačuje, že vedenie dlhé $\lambda/4$ alebo $(n+1)\lambda/4$ prispôbuje zaťažovaciu impedanciu Z_k vstupnej impedancii Z_{vst} . Vlnová impedancia Z_v štvrtlínového vedenia (alebo jeho násobok $(n+1)$) tvorí pritom geometrický stred. Princíp tejto transformácie je jasný z obrázka (Obr. 5.22). Použitím štvrtlínového transformátora možno na hodnotu vlnového odporu napájača transformovať len nízke vstupné činné odpory (do 1 k Ω), pretože pre charakteristickú impedanciu Z_v štvrtlínového ($\lambda/4$) vľ vedenia by vychádzali veľmi veľké hodnoty.



Obr. 1.22: Transformácia impedancie vedením dĺžky $\lambda/4$

Pri zakončení vľ vedenia všeobecnou zakončovacou Z_k impedanciou, ktorá je rôzna od vlnovej impedancie Z_v , vznikajú na vedení stojaté vlny, ktorých fáza a veľkosť jednoznačne závisí od tejto impedancie.

Na vysokých frekvenciách sa často používa úsek vedenia dĺžky jednej štvrtiny a jednej osminy vlnovej dĺžky vlny vo vedení ako súčasť rezonančných obvodov. Napríklad úsek skratovaného vedenia, kratší ako $1/4 \lambda$, sa pre generátor javí ako indukčnosť. Keď je dĺžka tohto úseku vedenia presne $1/8 \lambda$, potom platí $X_L = Z_v$ (Obr. 5.23).

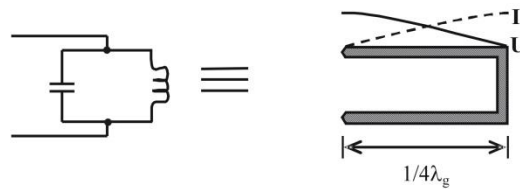


Obr. 1.23: Úsek skratovaného vedenia dĺžky $1/8 \lambda$ a náhradná schéma vstupnej impedancie

Podobne úsek otvoreného vedenia, kratší ako $1/4 \lambda$ sa pre generátor javí ako kapacita. Keď je dĺžka tohto úseku vedenia presne $1/8 \lambda$, potom platí $X_C = Z_v$ (Obr. 5.24).

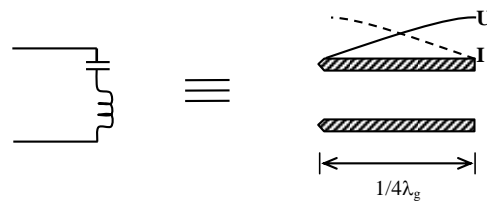


Obr. 1.24: Úsek otvoreného vedenia dĺžky $1/8 \lambda$ a náhradná schéma vstupnej impedancie



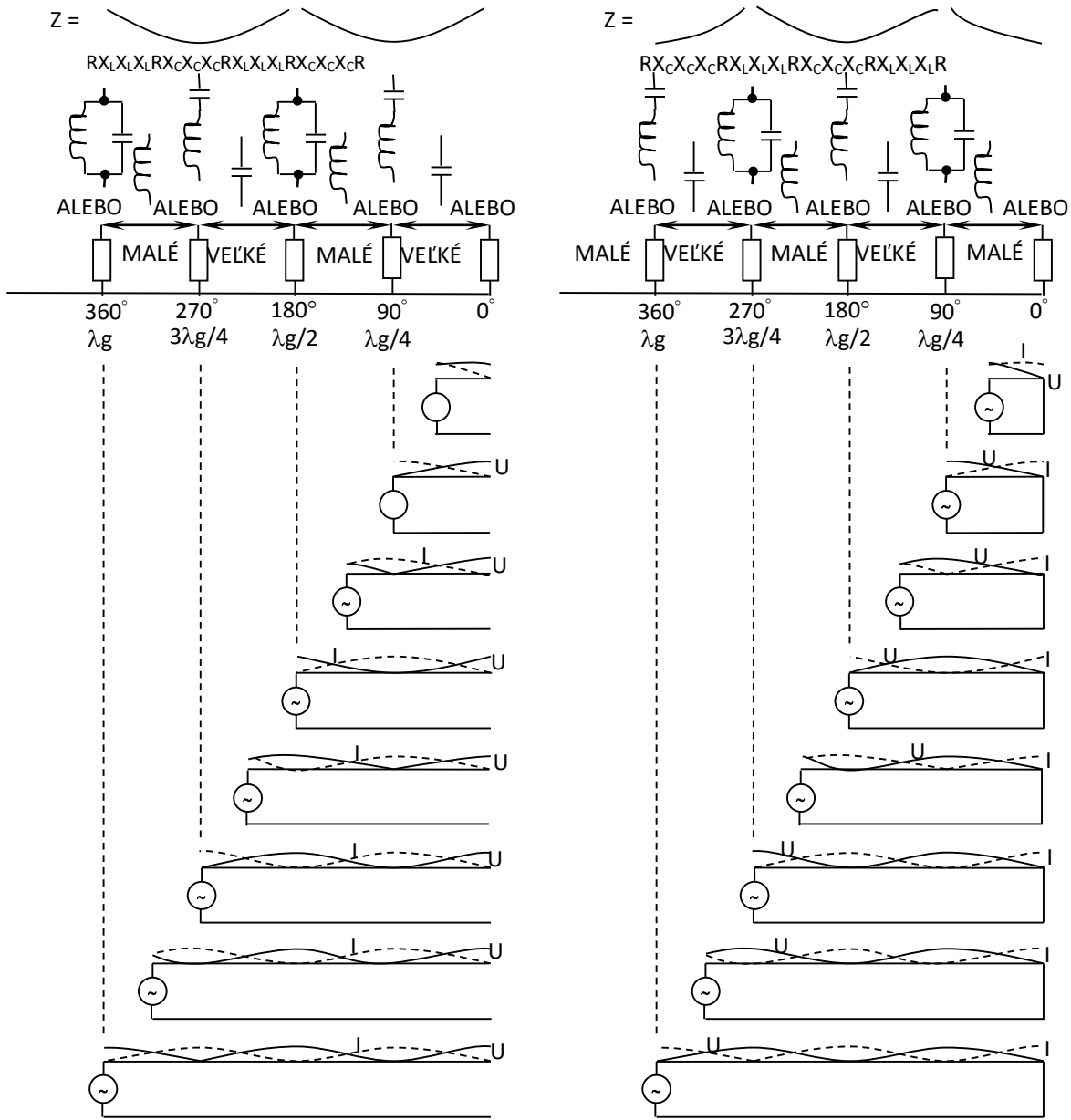
Obr. 1.25: Úsek skratovaného vedenia dĺžky $1/4 \lambda$ a náhradná schéma vstupnej impedancie

Úsek vedenia dĺžky $1/4 \lambda$ pôsobí pre vedenie nakrátko ako paralelný rezonančný obvod (Obr. 5.26) a pre vedenie naprázdno ako sériový rezonančný obvod (Obr. 5.27). Z priebehov napätia a prúdu na obrázkoch (Obr. 5.26) a (Obr. 5.27) vidíme, že tento obvod môžeme použiť ako impedančný transformátor.



Obr. 1.26: Úsek otvoreného vedenia dĺžky $1/4 \lambda$ a náhradná schéma vstupnej impedancie

Na Obr. 5.27 je názorným spôsobom zobrazená závislosť impedancie, priebehu stojatých vln a ekvivalentného obvodu vedenia od jeho dĺžky pre vedenie naprázdno a nakrátko.



Obr. 1.27: Znáznornenie náhradnej schémy vstupnej impedancie rôzne dlhého otvoreného a skratovaného vedenia