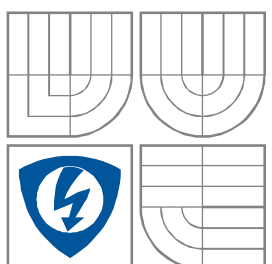




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A
KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL
ENGINEERING

STUDIE ŠÍŘENÍ ŠIROKOSPEKTRÝCH SIGNÁLŮ NEHOMOGENNÍM PROSTŘEDÍM

BROAD-SPECTRUM SIGNAL PROPAGATION THROUGH INHOMOGENEOUS MEDIUM

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

Bc. Radek Měcháček

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE

doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO, 2010



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: Bc. Radek Měcháček

ID: 77755

Ročník: 2

Akademický rok: 2009/2010

NÁZEV TÉMATU:

Studie šíření širokospektrých signálů nehomogenním prostředím

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte principy šumové spektroskopie a na základě literární rešerše navrhnete metodu vyhodnocení elektromagnetických vlastností kompozitních materiálů jak s periodickou tak neperiodickou strukturou a metamateriálů. Navrhnete experimentální ověření zadaných vzorků struktur. Proveďte základní měření a experimenty navrženou metodou.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] BARTUŠEK, K., REZ, J., GESCHEIDTOVÁ, E., STEINBAUER, M. Měření v elektrotechnice - návody k laboratorním cvičením. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2006. ISBN 80-214-3265-9

[2] GESCHEIDTOVÁ, E., REZ, J., STEINBAUER, M. Měření v elektrotechnice. 1 vyd. Brno: Brno: Nakladatelství VUTIM, 2002. ISBN 80-214-1990-3

[3] DĚDKOVÁ, J. Modelování elektromagnetických polí. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2005.

Termín zadání: 8.2.2010

Termín odevzdání: 21.5.2010

Vedoucí práce: doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

LICENČNÍ SMLOUVA POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Bc. Měcháček Radek
Bytem: Žebětínská 3, Brno, 623 00
Narozen/a (datum a místo): 11. prosince 1985 v Brně

(dále jen „autor“)

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika
(dále jen „nabyvatel“)

Čl. 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- disertační práce
 - diplomová práce
 - bakalářská práce
 - jiná práce, jejíž druh je specifikován jako
- (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Studie šíření širokospektrých signálů nehomogenním prostředím

Vedoucí/ školitel VŠKP: doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

Ústav: Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky

Datum obhajoby VŠKP: _____

VŠKP odevzdal autor nabyvateli*:

- v tištěné formě – počet exemplářů: 2
- v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

* hodící se zaškrtněte

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ihned po uzavření této smlouvy
 - 1 rok po uzavření této smlouvy
 - 3 roky po uzavření této smlouvy
 - 5 let po uzavření této smlouvy
 - 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 21. května 2010

.....
Nabyvatel

.....
Autor

Abstrakt:

Práce je zaměřena na teoretické poznatky jak z oblasti elektromagnetického pole, tak z oblasti specifických vlastností měřeného metamateriálu.

Nejprve jsou poskytnuty informace o základech elektromagnetického pole, k problematice periodických struktur až k vlastnostem požadovaných metastruktur.

Dále je navrženo experimentální pracoviště pro měření vlastností metamateriálů. K měření bude využito jak harmonického signálu, tak širokopásmového signálu v kmitočtovém rozsahu cca 100MHz až 10GHz.

V poslední části práce je realizováno navržené experimentální pracoviště a jsou vyhodnoceny některé charakteristiky použitých antén a měření na zvoleném vzorku.

Klíčová slova:

metamateriál, harmonický signál, širokopásmový signál, periodická struktura, UWB anténa

Abstract:

Work is focused on both theoretical knowledge of the electromagnetic field and the specific properties of metamaterials measured. First, be informed about the fundamentals of electromagnetic fields, the issue of periodic structures to the properties required metastructures.

Further experimental work is designed to measure the properties of metamaterials. The measurements will be used as harmonic signals and broadband signals in the frequency range 100MHz to 10GHz.

In the last part of the proposed work is carried out experimental work and are evaluated some characteristics of the antennas and measurement of the selected sample.

Keywords:

metamaterials, harmonic signal, broadband signal, periodic structure

MĚCHÁČEK, R. *Studie šíření širokospektrých signálů nehomogenním prostředí*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, 2010, 75s., 25 s. příloh. Diplomová práce. Vedoucí práce: doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Studie šíření širokospektrých signálů nehomogenním prostředí. jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Pavlu Fialovi, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce. Dále děkuji za spolufinancování z GAČR 102/09/0314 Studium vlastností metamateriálů a mikrovlnných struktur s využitím šumové spektroskopie a magnetické rezonance a projektu MPO TI1/001 roku 2009 Výzkum a vývoj detekce výbojové aktivity ve výkonových olejových transformátorech.

V Brně dne 21. května 2010

.....

podpis autora

Obsah

<u>1</u>	<u>Úvod do spektroskopie</u>	<u>1</u>
1.1	Hmotnostní spektroskopie	2
1.2	Spektroskopie využívající jaderné magnetické rezonance	3
1.3	Spektroskopie využívající elektronové paramagnetické rezonance	3
<u>2</u>	<u>Metody řešení šumové spektroskopie a harmonické analýzy</u>	<u>4</u>
2.1	Fourierova transformace a její algoritmy	4
2.2	Vlnková (waveletová) transformace	5
2.3	Haarova transformace	6
<u>3</u>	<u>Ultraširokopásmový signál (šum)</u>	<u>8</u>
3.1	Vliv šumu na sinusový signál	9
<u>4</u>	<u>O elektromagnetickém poli</u>	<u>10</u>
4.1	Elektromagnetické potenciály	11
4.2	Hertzovy vektory (polarizační potenciály)	13
4.3	Komplexní vektory pole a potenciály	14
<u>5</u>	<u>Druhy materiálů</u>	<u>15</u>
5.1	Makroskopické prostředí	15
5.2	Mikroskopické prostředí	16
<u>6</u>	<u>Úvod do periodických struktur</u>	<u>17</u>
6.1	Periodické struktury	17
6.2	Analýza periodických struktur	18
6.2.1	CG-FFT algoritmus založený na prosté SED bázové funkci	18
6.2.2	CG-FFT algoritmus založený na přesných SED bázových funkcích	19
<u>7</u>	<u>Levotočivé materiály</u>	<u>21</u>
7.1	Snellův zákon	21
<u>8</u>	<u>Metamateriál</u>	<u>23</u>
8.1	Původ metamateriálů	25
8.2	Negativní index lomu	29
8.3	Maskovací zařízení využívající záporný index lomu	29
<u>9</u>	<u>Návrh experimentálního pracoviště</u>	<u>31</u>
9.1	Faradayova komora	31
9.2	Zdroj širokopásmového signálu firmy NoiseCom NC1128A	32
9.3	Měřicím zařízením je spektrální analyzátor Agilent N1996A	32
9.4	Antény použité pro měření	32

9.4.1	Ultra širokopásmové antény	32
9.4.2	Některé typy UWB antén	38
9.5	Vzorky metamateriálu	53
9.6	Schéma experimentálního pracoviště	54
10	<u>Měření a realizace experimentálního pracoviště</u>	<u>57</u>
10.1	Charakteristiky antén Return-Loss	57
10.1.1	Anténa Vivaldi:	58
10.1.2	Spirálová dvou-ramenná anténa	58
10.2	Charakteristiky pro měření v režimu Two - Port Insertion Loss	59
10.2.1	Měření spirálových antén	59
10.2.2	Vivaldi antény	60
10.2.3	Hřebenová anténa	62
10.2.4	Fraktálová anténa.....	63
10.3	Měření s využitím šumového generátoru	64
10.3.1	Spirálové antény	64
10.3.2	Anténa Vivaldi	65
10.3.3	Fraktálová anténa.....	66
11	<u>Závěr.....</u>	<u>67</u>
	<u>Seznam použité literatury a doporučená literatura</u>	<u>69</u>
	<u>Symboly a zkratky</u>	<u>74</u>
	<u>Přílohy</u>	<u>76</u>

Seznam obrázků

Obrázek 1.1 Hranol znázorňující rozklad světla	1
Obrázek 1.2 Blokové schéma pro elektronovou paramagnetickou rezonanci.....	3
Obrázek 2.1 Jean Baptiste Joseph Fourier	4
Obrázek 2.2 Sierpinského koberce[42]	7
Obrázek 3.1 Bílý šum o n vzorcích [43]	9
Obrázek 3.2 Šum superponovaný na sinusový signál [43].....	10
Obrázek 4.1 Elektrické a magnetické pole	11
Obrázek 6.1 Znárodnění odrazu X-Ray paprsků, od periodické struktury atomů [49]	17
Obrázek 6.2 Periodická struktura složená z $N_0=N_x N_y$ prvků, prostá bázová funkce.....	19
Obrázek 6.3 Tři druhy SED bázových funkcí	20
Obrázek 6.4 Vznik devíti SED funkcí.....	20
Obrázek 7.1 Snellův zákon	22
Obrázek 7.2 Vliv negativního indexu lomu.....	22
Obrázek 7.3 Dielektrická periodická struktura s rovnoměrnou vrstvou LHM.....	23
Obrázek 8.1 Křivka zastoupení materiálů	24
Obrázek 8.2 Victor Vesalago.....	25
Obrázek 8.3 Typy rezonátorů, vlevo je rezonátor navržený Pendrym.....	25
Obrázek 8.4 Pravoúhlý štěrbinový rezonátor	26
Obrázek 8.5 Trojrozměrný pohled na kovový tenký drátek	26
Obrázek 8.6 Pravoúhlý štěrbinový rezonátor a drátek.....	26
Obrázek 8.7 Závislost parametru μ na frekvenci [96]	27
Obrázek 8.8 Závislost záporných parametrů na frekvenci simulovaná programem MathCad	27
Obrázek 8.9 Pole rezonátorů [63].....	28
Obrázek 8.10 Působení pole v rezonátoru [64]	28
Obrázek 8.11 Světlo je materiálem odráženo a absorbováno – předmět je viditelný	30
Obrázek 8.12 Světlo „obtéká“ materiál, před i za ním – materiál se jeví jako neviditelný	30
Obrázek 9.1 Schéma Crawfordovy komory	32
Obrázek 9.2 Závislost velikosti a na útlumu odrazu [81].....	36
Obrázek 9.3Válcový jednopól s kuželovou vstupní částí [81]	38
Obrázek 9.4Rovinné jednopólové antény	39
Obrázek 9.5 Rovinné jednopólové antény s band-notch charakteristikou	39
Obrázek 9.6 Archimédova spirálová anténa	40
Obrázek 9.7 Vstupní impedance	40
Obrázek 9.8 LHC a RHC charakteristika spirálové antény	41
Obrázek 9.9 Závislost zisku na frekvenci spirálové antény	41
Obrázek 9.10 Logaritmičká spirálová anténa	42
Obrázek 9.11Mód 1 a Mód 2 čtyř-pólové spirálové antény [89]	44
Obrázek 9.12 Systémové schéma čtyř-pólové spirály [89].....	45
Obrázek 9.13 Struktura tvarování paprsku [89]	46
Obrázek 9.14Použitelný počet Modů $N-1$ [89].....	47
Obrázek 9.15 Struktura spirálové antény v Modu 1 [89].....	48
Obrázek 9.16 Struktura spirálové antény v Modu 2 [89].....	49
Obrázek 9.17Charakteristika fázového rozdílu [89].....	49

Obrázek 9.18 Fáze Modu 2 a fáze Modu 1	50
Obrázek 9.19 Čtyř-pólová (ramenná) anténa [90]	50
Obrázek 9.20 Některé typy Hornových antén	51
Obrázek 9.21 Typy připojení hornových antén k aparatuře měření	51
Obrázek 9.22 Hornova anténa pro rozsah 1-18GHz	52
Obrázek 9.23 Měřené pole rezonátorů	53
Obrázek 9.24 Další testované rezonátory	54
Obrázek 9.25 Schéma metody two port insertion loss	55
Obrázek 9.26 Schéma metody s využitím externího zdroje šumu	56
Obrázek 9.27 Detail ozařování měřeného vzorku	57
Obrázek 10.1 Vivaldi Return-Loss	58
Obrázek 10.2 Spirála Return-Loss	58
Obrázek 10.3 Souhlasně orientované spirálové antény	59
Obrázek 10.4 Souhlasně orientované spirálové antény - Vložená měřená struktura (potočená)	60
Obrázek 10.5 Vivaldi antény bez vložené struktury	60
Obrázek 10.6 Vivaldi anténa a vliv metamateriálu	61
Obrázek 10.7 Hřebenová anténa, bez vložené struktury	62
Obrázek 10.8 Fraktálová anténa bez vloženého metamateriálu	63
Obrázek 10.9 Fraktálová anténa s vloženým metamateriálem (potočeným)	63
Obrázek 10.10 Využití šumového generátoru - spirály	64
Obrázek 10.11 Využití šumového generátoru - spirály s vloženou měřenou strukturou	65
Obrázek 10.12 Využití šumového generátoru - Vivaldi	65
Obrázek 10.13 Využití šumového generátoru - Vivaldi s vloženou měřenou strukturou	66
Obrázek 10.14 Fraktálová anténa s využitím šumového generátoru - bez vložené struktury	66
Obrázek 10.15 Fraktálová anténa s využitím šumového generátoru - s vloženou strukturou	67

Seznam tabulek

Tabulka 1 Tabulka hodnot mezi Q a M ody různých řádů	37
--	----

1 Úvod do spektroskopie

Tato práce pojednává o základních poznatcích z hlediska šumové spektroskopie a nového nepříliš prozkoumaného odvětví tzv. metamateriálů. Je úvodem k měření jejich vlastností a vlivu na širokopásmový či harmonický signál.

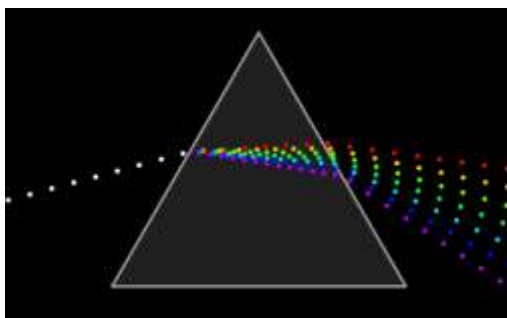
Dále jsou uvedeny i některé metody, využívají se ke zpracování různých typů signálů. Od signálů spojitých harmonických, až po signály širokopásmové.

V práci budou uvedeny i mnohé poznatky z oboru periodických a neperiodických struktur, ze kterých se poté dostaneme k vyhodnocení vlastností metamateriálu, jakožto levotočivých materiálů.

Bude navrženo experimentální pracoviště pro měření metamateriálů a v poslední části bude realizováno.

Spektroskopie

Za zakladatele spektroskopie je považován sir Isaac Newton, který pomocí optického hranolu objevil monochromatické světlo [1]. Také si všiml, že čím čistější monochromatické světlo získává, tím slabší je jeho intenzita. Tyto svoje první poznatky popsal ve své práci, kterou nazval Optika. První spektrometr vytvořili fyzikové Kirchhoff a Bunsen v roce 1860.



Obrázek 1.1 Hranol znázorňující rozklad světla

V obecném povědomí lze pojem spektroskopie chápat jako obor, který se zabývá vlastnostmi a vznikem spekter. Tato metoda je založena na interakci elektromagnetického záření s měřeným vzorkem.

Elektromagnetická spektroskopie

Zkoumá, jak se mění s vlnovou délkou, intenzita elektromagnetického záření.

Lze ji dělit na více druhů:

1. Ramanova spektroskopie - je založena na měření spektra elektromagnetického záření rozptýleného díky Ramanově jevu (neelastický rozptyl), který způsobuje, že rozptýlené záření má mírně odlišnou vlnovou délku od dopadajícího záření kvůli předání části energie na vibračních přechodech molekuly. Tato spektroskopická technika poskytuje informace o struktuře a prostorovém uspořádání molekuly. Se

spektroskopií můžeme pracovat u různých materiálů, jedním z nich je např. karbon [2], [3].

2. Spektrometrie s Fourierovou transformací - založena na matematické transformaci interferogramu (závislosti intenzity signálu na dráhovém rozdílu paprsků) získaného detekcí signálu vystupujícího z interferometru. Interferující paprsky putují přes kyvetu se vzorkem. Spektrometry Fourierova typu jsou v současné době poměrně hodně rozšířeny. [4]
3. Infračervená spektroskopie
4. UV/VIS spektroskopie
5. Zeslabený úplný odraz
6. Atomová absorpční spektroskopie
7. Rentgenová fluorescence

1.1 Hmotnostní spektroskopie

- měření poměru hmotnosti a náboje iontů

Hmotnostní spektrografy a spektrometry využívají pohyb částice v elektrickém a magnetickém poli:

Hmotnost

$$m = \frac{p^2}{2E_{KIN}} \quad (1)$$

Ize určit z porovnání hybnosti a kinetické energie. Provádí se průchodem iontu s nábojem Q "filtrem energie" a "filtrem hybnosti", které se realizují elektrickým a magnetickým polem:

$$\vec{F}_E = Q\vec{E} \quad (2)$$

a tedy

$$F = QE \quad (3)$$

$$\vec{F}_E = Q\vec{v} \times \vec{B} \quad (4)$$

pro

$$\vec{B} \perp \vec{v} \quad (5)$$

platí:

$$F_B = QvB \quad (6)$$

Ve studii Audiho a Wapstry z roku 1993, která se zabývala systematikou hmotnosti jader je jmenováno 2650 různých izotopů. Z nich jen 1825 má určenou hmotnost. Lze si více přečíst v [5] a v prezentaci [6].

1.2 Spektroskopie využívající jaderné magnetické rezonance

- určuje rozložení atomů v okolí jader s nenulovým jaderným spinem (^1H , ^{13}C , ^{31}P , ...)

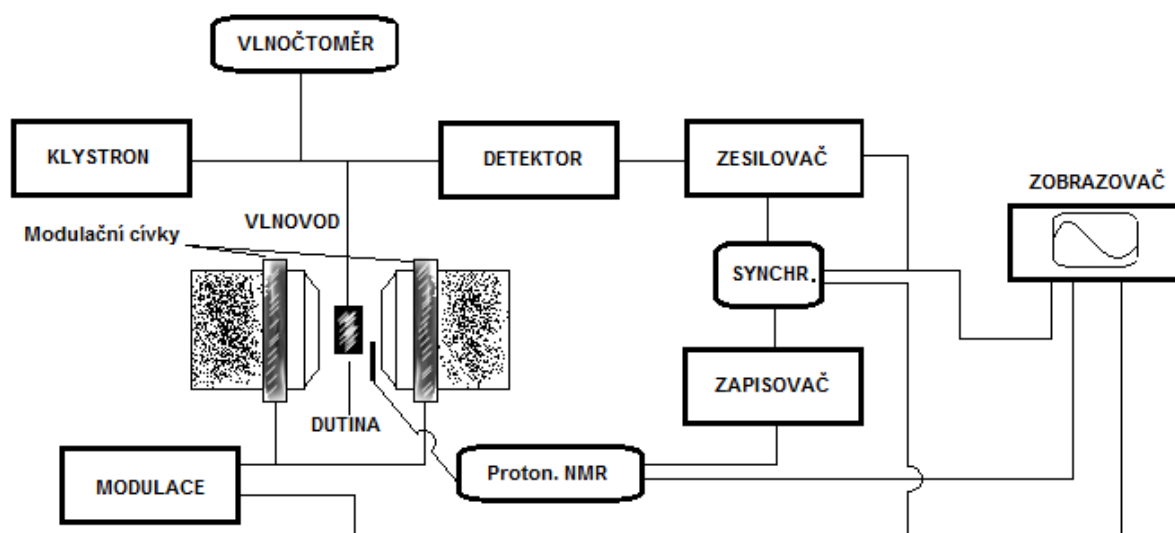
Spektroskopie nukleární magnetické rezonance neboli NMR spektroskopie (Nuclear magnetic resonance spectroscopy) je fyzikálně-chemická metoda, která využívá interakci atomových jader s magnetickým polem. Zkoumá rozdělení energií jaderného spinu v magnetickém poli a přechody mezi jednotlivými spinovými stavy vyvolané působením radiofrekvenčního záření.

Na základě NMR spektroskopie lze určit složení a strukturu molekul zkoumané látky i jejich množství. Moderními metodami NMR spektroskopie lze zjistit i prostorovou strukturu menších proteinů, podobně jako pomocí rentgenové strukturní analýzy.

1.3 Spektroskopie využívající elektronové paramagnetické rezonance

měření částic obsahujících nepárové elektrony. Jedná se o jednu z metod řešení spektroskopie magnetické rezonance. Dalšími metodami kromě elektronové paramagnetické rezonance je nukleární kvadrupólová rezonance NQR a muonová rezonance. Více lze najít v dokumentu [7].

Spektroskopie využívající elektronové paramagnetické rezonance byla objevena 1945. Tato metoda je založena na měření absorpce a emise elektromagnetického záření (mikrovlny) elektronů. Na Obr. 1.2 je sestavení aparatury pro elektronovou paramagnetickou rezonanci.



Obrázek 1.2 Blokové schéma pro elektronovou paramagnetickou rezonanci

2 Metody řešení šumové spektroskopie a harmonické analýzy

Pro různé typy signálů lze využít také různé matematické přístupy a metody. Některé metody jsou popsány níže.

K vyhodnocení signálů **ve spojitém** čase, je vhodná metoda Fourierovy transformace [8], [9], [10], [11]. Tuto metodu lze upřesnit, pro další typy signálů.

Pro vyhodnocení **diskrétních** signálů lze využít Diskrétní Fourierovy transformace. [12], [13], [14], [15], [16], [17].

Dále lze využít rychlejšího algoritmu Rychlé Fourierovy transformace [18], [19], [20], [21], [22], [23].

Fourierova transformace však není vhodná pro vyšetřování **nestacionárních signálů**. Pro tyto signály je vhodná modernější metoda a tou je Waveletová transformace a její upravený algoritmus Diskrétní Waveletová transformace. [24], [25], [26] nebo [27].

V této práci se dále zabýváme i **širokopásmovými** signály. Pro tyto signály je vhodná, pro příklad, metoda uplatňující Burgův algoritmus. [28], [29], [30], [31], [32], [33].

2.1 Fourierova transformace a její algoritmy



Obrázek 2.1 Jean Baptiste Joseph Fourier

Fourierova transformace je algoritmus, který poprvé popsal Jean Baptiste Joseph Fourier (1768 - 1830). Je založena na faktu, že každá funkce může být transformována jako suma funkce sinu. Tento princip je použit pro analýzu zvuků, vlnových funkcí, nukleární magnetické rezonance, hmotnostní spektrometrie a také infračervené spektrometrie.

Je to ideální nástroj na provádění konvolučních a korelačních operací. Nejen to, hraje důležitou roli při filtraci nežádoucího šumu zpracovávaného signálu. Fourierova transformace (FT) libovolné funkce úzce souvisí s aproximací této funkce siny a kosiny nebo exponenciálními funkcemi s komplexním argumentem. Přibližně řečeno je Fourierova transformace Laplaceovou transformací pro komplexní hodnoty Laplaceovy proměnné. [34]

Fourierova řada je využívána pro periodické signály. Chceme li však vyšetřovat neperiodické signály, či struktury, (v této práci hovoříme o širokopásmových signálech) musíme využít námi zmíněnou Fourierovu transformaci.

Základním principem Fourierovy transformace je rozklad jakéhokoli signálu na určitý počet harmonických.

Fourierova transformace je zobecnění komplexní Fourierovy řady v rámci limity $L \rightarrow \infty$. Nahradiť diskretní A_n s pokračujícím $F(k)dk$ zatímco $n/L \rightarrow k$. Potom změna sumy na integrál a vzniknou rovnice:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(k)e^{2\pi i x k} dk \quad (7)$$

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-2\pi i x k} dx \quad (8)$$

Tady,

$$F(k) = \mathcal{F}_x[f(x)](k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-2\pi i k x} dx \quad (9)$$

Což je nazýváno dopředná Fourierova transformace a

$$f(x) = \mathcal{F}_k^{-1}[F(k)](x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(k)e^{2\pi i k x} dk \quad (10)$$

se nazývá inverzní Fourierova transformace.

K zavádění Fourierovy transformace pro neperiodické signály, se přistupuje tak, že neperiodický signál je chápán jako periodický s periodou zvětšující se k nekonečnu. Nelze již použít koeficienty Fourierovy řady, ale musíme zavést spektrální funkci $S(\omega)$, což je vlastně Fourierův obraz signálu.

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (11)$$

Kde ω značí spojitě se měnící veličinu. Uvedené poznatky se dají shrnout do několika bodů:

Periodický signál lze aproximovat Fourierovou řadou, která téměř přesně až na krajní body aproximuje daný periodický signál. Skládá se ze sinu a cosinu.

Neperiodický signál zvětšováním periody převádíme na signál periodický a zavádíme jeho Fourierův obraz.

V praxi je poté řada vzniklá postupným měřením průběhu analyzovaného děje převedena pomocí Fourierovy transformace na Fourierovu řadu čísel určující frekvenční spektrum daného děje.

Více informací a poznatků lze najít na [35], podobně tak více matematických vztahů k dané problematice lze vyhledat na stránkách [36] nebo v knize [37].

2.2 Vlnková (waveletová) transformace

Podobně jako Fourierova transformace, má i Waveletová transformace svoji diskretní podobu. Metoda je podrobněji popsána [43].

Waveletová tedy vlnková transformace je jedna z mnoha metod na dekompozici signálu, tj. na jeho rozklad na více komponent, ze kterých potom můžete složit časově-frekvenční reprezentaci daného signálu (tedy sledovat vývoj spektra signálu v závislosti na čase)

Waveletová transformace poskytuje oproti Fourierově transformaci (FT) informaci o časové lokalizaci spektrálních složek. FT není vhodná pro analýzu nestacionárních signálů. FT využívá kosinové a sinové funkce pro rozklad signálů, a je nejlepší pro popis periodických signálů. WT nabízí nový přístup k analýze signálů použitím speciálního filtru nazvaného wavelet (vlnka). Každá waveletová funkce osciluje pouze v okolí bodu lokalizace, což poskytuje dobrou prostorovou lokalizaci. Cílem WT je rozložit vstupní signál do řady waveletových koeficientů. Toto je dosaženo filtrováním signálu párem ortogonálních filtrů. Jsou označeny jako otcovský wavelet a mateřský wavelet. Otcovský wavelet určuje celkový trend signálu - rozklad na škálové koeficienty, zatímco mateřský wavelet zachycuje doplňkovou informaci o „jemnostech“ na jednotlivých úrovních - waveletové koeficienty. Základní rozdíl mezi Fourierovou a WT je v tom, že wavelety nejsou periodické funkce: termíny v wavelet roztažení jsou stavět rozšířit a posunuté jednotlivé "mateřského waveletu," tak roztažení je lokalizovat jak ve frekvenci, tak v čase. Toto dělá WT velmi výhodnou pro analýzu nestacionárních nebo aperiodických signálů. WT lze úspěšně použít v tak různých oborech jako je komprese obrazu, analýza řeči, analýza přechodných dějů nebo odhalování poruch. Waveletová transformace je okenní operace. Jádro Waveletové transformace je získáno posunutím a roztažením vybrané báze funkce. [39], [40], [41].

Wavelety jsou speciální okenní funkce, které mají nulovou střední hodnotu.

Jednotlivé vlnky mohou být definovány

$$\psi^{a,b}(x) = |a|^{-\frac{1}{2}} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad (12)$$

Potom

$$W_\psi(f)(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (13)$$

a Calderónův vzorec dává

$$f(x) = C_\psi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f, \psi^{a,b} \rangle \psi^{a,b}(x) a^{-2} da db \quad (14)$$

kde ψ je tzv. mateřská vlnka a $\psi^{a,b}$ jejím roztažením a posunutím vytvořené vlnky, které tvoří jádro transformace, a značí měřítko (roztažení, dilataci) vlnky, b značí časový posun vlnky.

S vlnkovými funkcemi souvisí i použití Haarových funkcí.

2.3 Haarova transformace

Haarova transformace [42] je lineární ortogonální transformací, její bázi tvoří obdélníkové funkce. Transformuje reálný obraz $f(m, n)$ na diskrétní spektrum představované reálnou funkcí $F(k, l)$.

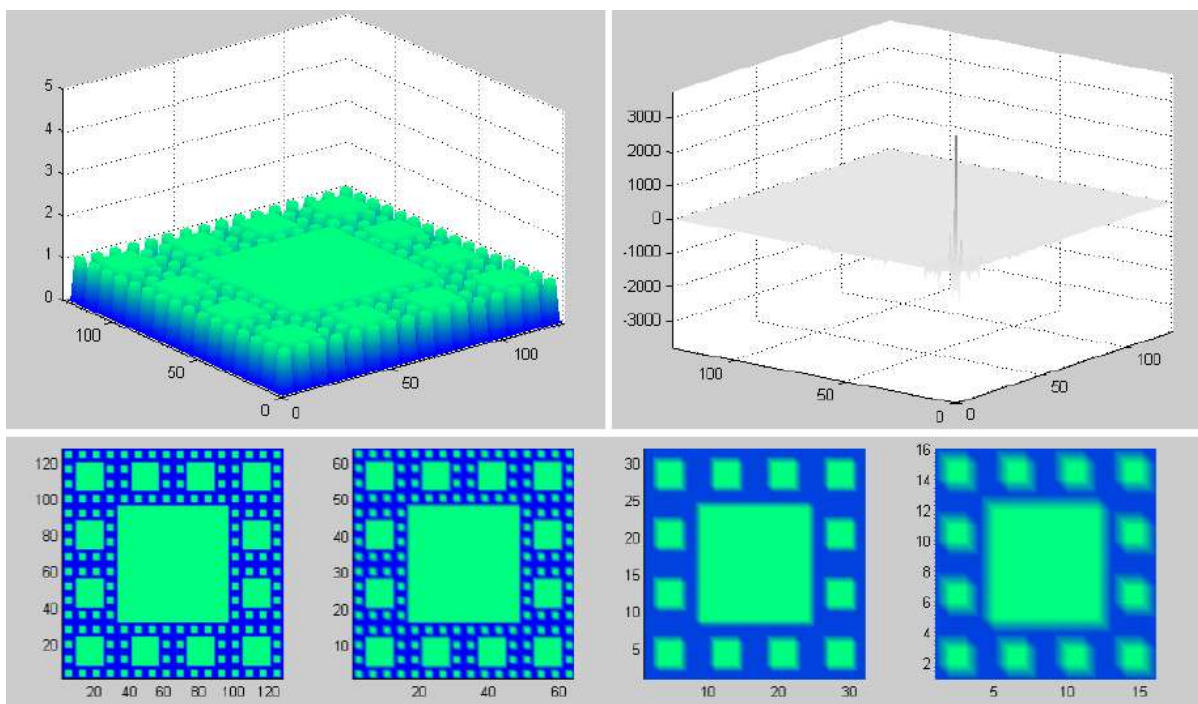
$$F(k, l) = \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} f(m, n) h_{m,k} h_{n,l} \quad (15)$$

kde $h_{n,k}$ a $h_{m,l}$ jsou koeficienty tzv. Haarovy matice H_N

$$H_0 = 1, H_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}, H_2 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix}, \dots \quad (16)$$

Haarova matice H_n je tedy řádu 2^n (2^n rozměrná matice).

Na Obr. 2.2. je znázorněno použití Haarovy transformace při analýze tzv. Sierpinského koberce. Vlevo máme původní obraz, vedle je jeho spektrum a obrázky níže popisují rekonstruované obrazy po odfiltrování různého množství detailů. Podrobnější informace v dokumentu [42].



Obrázek 2.2 Sierpinského koberce[42]

Poznámka: Sierpinského koberec je fraktální útvar (útvár s velkou vnitřní členitostí, s motivem, který se neustále opakuje v nekonečně mnoho velikostech, viz. Kapitola 9.4.2) vytvořený rekurzivním odstraňováním čtverců z plochy. Svě jméno dostal podle Wacława Sierpińskiego, který ho popsal v roce 1916.

3 Ultraširokopásmový signál (šum)

Šumová spektroskopie je vyhodnocování vlastností materiálu v časové oblasti.

V každém měřeném signálu se vyskytuje kromě užitečného signálu i větší, či menší množství šumové složky. Ve velké většině signálů, je šum k užitečnému signálu přičten, proto o něm hovoříme jako o aditivním šumu.

O šumu lze obecně říci, že se jedná o stochastický náhodný signál, jenž může být popsán několika způsoby. Jednak v amplitudové oblasti - rozložením amplitud (hustotou pravděpodobnosti nebo distribuční funkcí) anebo, v oblasti časové (autokorelační funkcí) nebo frekvenční (výkonovou spektrální hustotou).

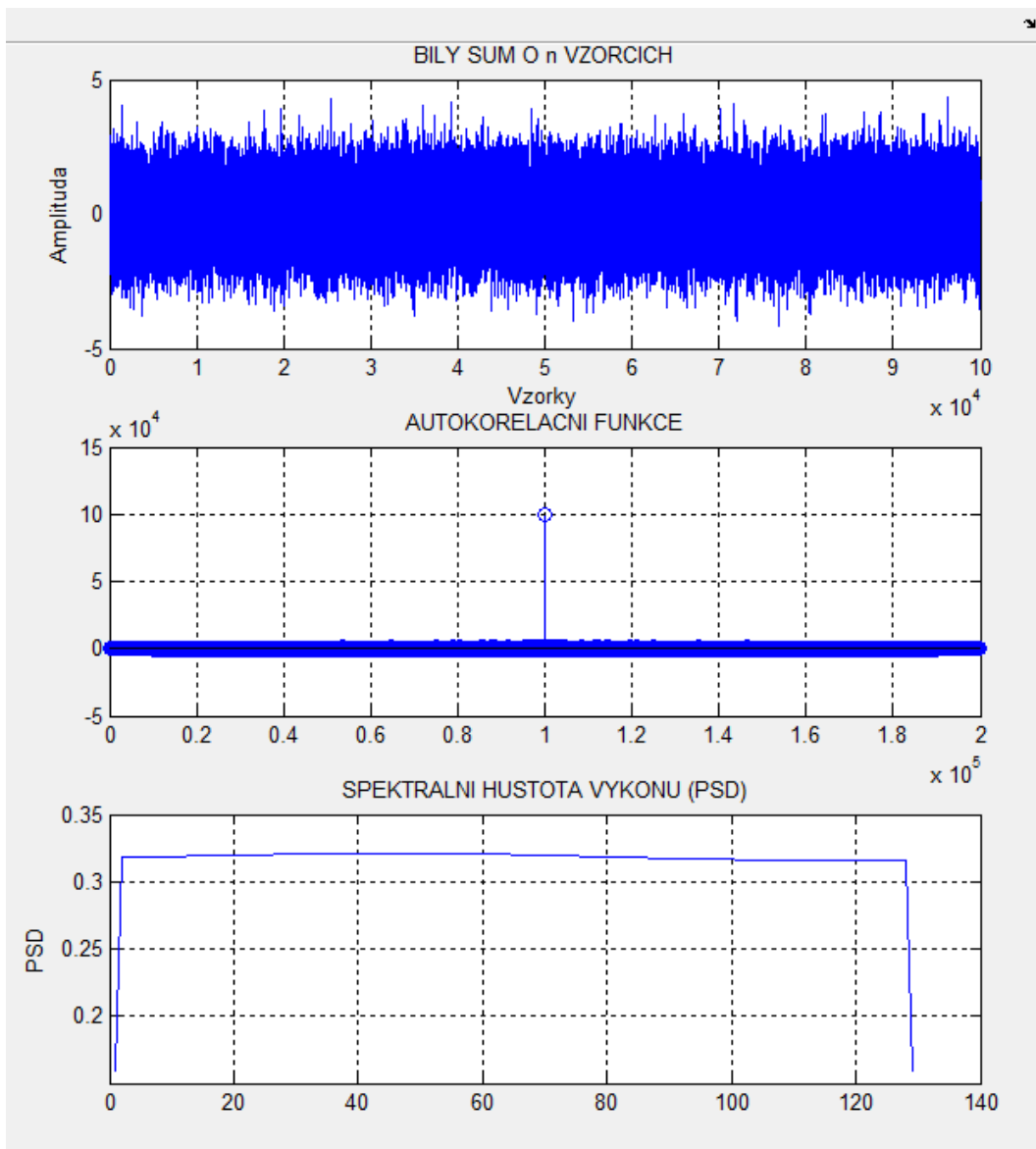
Lze jej dělit také na více druhů, říkáme jim barvy šumu. Mezi tyto druhy patří např. bílý šum, šedý šum, hnědý (červený), růžový šum, atd. Tyto šумы se liší svými vlastnostmi a možnostmi použití. Uvedeme jen několik základních "barev šumu".

Bílý šum je tvořen náhodnými vzorky, jež mají rovnoměrnou a konstantní spektrální výkonovou hustotu. Mezi jeho další vlastnosti patří jeho nekonečnost frekvenčního spektra, což je ale pouze teoretický termín, protože pokud by bylo jeho frekvenční spektrum nekonečné, celkový výkon takového signálu, by byl taktéž nekonečný.

Bílý šum a jeho specifické vlastnosti lze pozorovat na Obr. 3.1.

Růžový šum také známý jako „ $1/f$ šum“ nebo „kmitající šum“ je signál nebo proces s takovým frekvenčním rozsahem, že výkonová frekvenční hustota je přímo úměrná převrácené hodnotě frekvence. To nastane v mnoha případech studie a získává tak svůj název jako přechod mezi bílým a červeným šumem.

Červený šum je podobný růžovému šumu, ale s výkonovou frekvenční hustotou sníženou o 6 dB za oktávu se zvyšující se frekvencí. [43]

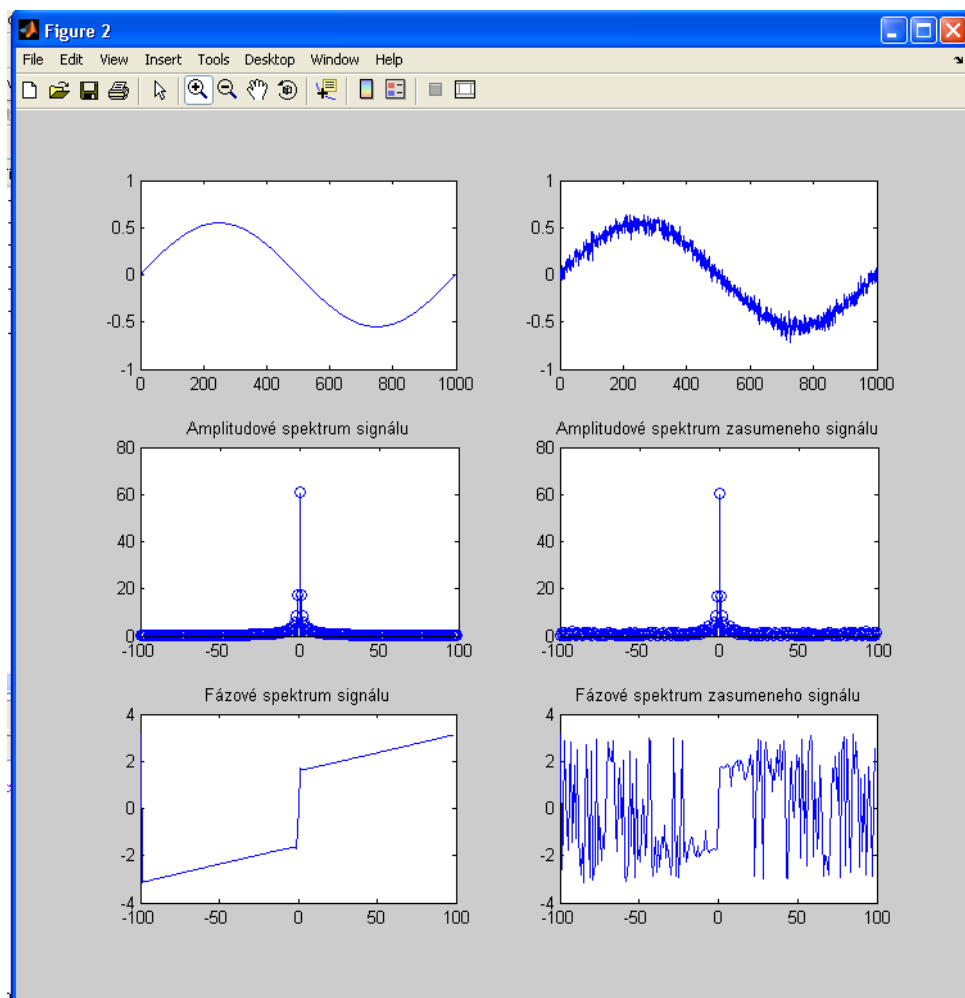


Obrázek 3.1 Bílý šum o n vzorcích [43]

3.1 Vliv šumu na sinusový signál

Na Obr. 3.2 je vidět jak na běžný sinusový signál působí aditivní šum a dále je vidět i změna jeho spektra, jak v amplitudové tak ve frekvenční oblasti.

Pro generování je využito výpočetního programu MATLAB a šum je generován funkcí RANDN. Především na posledních dvou obrázcích je patrný vliv šumu.



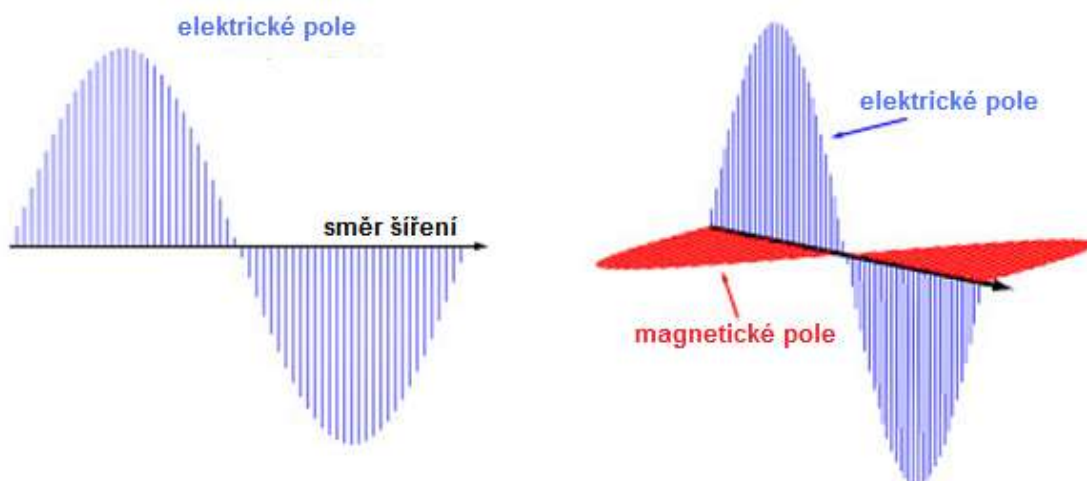
Obrázek 3.2 Šum superponovaný na sinusový signál [43]

4 O elektromagnetickém poli

Za elektromagnetické pole lze považovat obor čtyř vektorů \mathbf{E} a \mathbf{B} , \mathbf{D} a \mathbf{H} . \mathbf{E} je intenzita elektrického pole, \mathbf{B} je magnetická indukce, \mathbf{D} je elektrická indukce a \mathbf{H} je intenzita magnetického pole. Budeme předpokládat, že se jedná o vektory konečné v celém rozsahu pole a že jsou spojitými funkcemi polohy a času ve všech normálních bodech. Mohou existovat body, kde jsou vektory, či jejich derivace nespojitě, ale to jen v prostředích, jejichž fyzikální vlastnosti se mohou náhle měnit.

Zdrojem elektromagnetického pole je rozložení elektrického náboje a proudu. Vzhledem k makroskopickým jevům, lze předpokládat, že toto rozložení je spojitě a je určeno jako prostorová a časová funkce objemové hustoty náboje q a vektoru hustoty proudu \mathbf{J} .

Elektromagnetické vlny, se řídí podle zákonů formulovaných pomocí Maxwellových rovnic. Z těchto rovnic vyplývá, že elektromagnetické vlny obsahují jak elektrickou tak i magnetickou složku jak je zobrazeno na obr. 4.1. V případě že elektromagnetická vlna vstoupí do materiálu, oblasti vlny reagují s elektrony a dalšími náboji v atomech a molekulách, ze kterých se materiál skládá, což má za následek jejich pohyb. Tato interakce ovlivňuje pohyb vlny – mění se rychlost či vlnovou délku. Mnoho matematických i teoretických poznatků k uvedené problematice si lze přečíst v knize [44].



Obrázek 4.1 Elektrické a magnetické pole

Dvě z Maxwellových rovnic, které jsou vhodné k popisu vlny uvnitř materiálů, vypadají takto:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\delta \mathbf{H}}{\delta t} \quad (17)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\epsilon \frac{\delta \mathbf{E}}{\delta t} \quad (18)$$

Analýza elektromagnetického pole je často jednodušší, pokud použijeme pomocných funkcí zvaných potenciály [44].

4.1 Elektromagnetické potenciály

V každém normálním bodě prostoru splňují vektory pole soustavu rovnic:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (21)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (22)$$

Pole vektoru \mathbf{B} je vždy nezřídlové (solenoidální - pole, pro které platí, že v každém jeho bodě je $\text{div } \mathbf{B} = 0$ se nazývá nezřídlové. Jestliže alespoň v jednom bodě platí $\text{div } \mathbf{B} \neq 0$, pak pole \mathbf{B} nazýváme zřídlovým)

Pomocí fyzikálních konstant lze vyjádřit vztahy mezi vektory pole.

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{J} = \gamma \mathbf{E}$$

kde

ϵ je permitivita, μ je permeabilita, γ je konduktivita, \mathbf{D} elektrická indukce, \mathbf{B} je magnetická

indukce a \mathbf{J} je hustota vodivého toku.

Platnost těchto konstant je omezena pouze na lineární prostředí.

Vektorové pole \mathbf{f} na otevřené podmnožině prostoru se nazývá solenoidální, jestliže plošný integrál 2. druhu z \mathbf{f} v A závisí jen na kraji, tj.,

$$\int_{P_1} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{n} = \int_{P_2} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{n} \quad (23)$$

pro libovolné dvě hladké plochy P_1, P_2 , které leží v A , mají stejný kraj a jsou souhlasně orientovány vzhledem k tomuto kraji.

Nechť je dána jednoduchá otevřená množina G v prostoru a funkce $f: G \rightarrow \mathbb{R}^3$ mající spojitě parciální derivace na G . Pak následující vlastnosti jsou ekvivalentní:

1. Vektorové pole dané funkcí \mathbf{f} je na G solenoidální.
2. $\oint_P \mathbf{f} \cdot d\mathbf{l} = 0$ pro každou jednoduše uzavřenou plochu P ležící v G .
3. $\operatorname{div} \mathbf{f} = 0$ v G .
4. Existuje funkce $F: G \rightarrow \mathbb{R}^3$ tak, že $\operatorname{rot} F = \mathbf{f}$ na G .

Funkce F se někdy nazývá potenciálním vektorem pole \mathbf{f} a solenoidální pole se občas nazývá nezářivkové pole.

Vzhledem k tomu, že pole vektoru \mathbf{B} je nezářivkové, lze tedy vyjádřit \mathbf{B} jako rotaci nějakého vektoru \mathbf{A}_0 .

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}_0 \quad (24)$$

Ale \mathbf{A}_0 není tímto vztahem jednoznačně určeno, neboť \mathbf{B} je rovno též rotaci jistého jiného vektoru \mathbf{A} .

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (25)$$

Kde

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 - \nabla \psi \quad (26)$$

a ψ je libovolná skalární funkce polohy.

Dosadíme-li nyní do rovnice (19) za \mathbf{B} buď rovnici s \mathbf{A} či \mathbf{A}_0 dostaneme

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial t} \right) = 0, \quad \nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (27)$$

Tedy pole vektorů $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ a $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial t}$ jsou nezářivková a rovna gradientům dvou skalárních funkcí φ_0 a φ

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi_0 - \frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial t} \quad (28)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (29)$$

Funkce φ a φ_0 jsou vázány vztahem

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (30)$$

Funkce A jsou vektorové potenciály pole a φ jsou skalární potenciály. A_0 a φ_0 tvoří jednu specifickou dvojici potenciálů, z nichž lze odvodit pole pomocí rovnic (24) a (28). Z rovnic (26) a (30) lze sestavit nekonečný počet potenciálů, dávající totéž pole.

4.2 Hertzovy vektory (polarizační potenciály)

Hertz dokázal, že obvykle lze definovat elektromagnetické pole jen pomocí jediné vektorové funkce. Nyní budeme uvažovat homogenní a izotropní prostředí bez přítomnosti vodivých proudů ani volného náboje. [45]

Budeme předpokládat, že vektorový potenciál A je úměrný derivaci vektoru $\mathbf{\Pi}$ podle času:

$$\mathbf{A} = \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{\Pi}}{\partial t} \quad (31)$$

Potom tedy:

$$\mathbf{B} = \mu\varepsilon \nabla \times \frac{\partial \mathbf{\Pi}}{\partial t} \quad (32)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} \quad (33)$$

Jestliže výraz pro E dosadíme do rovnice

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0 \quad (34)$$

Získáme

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} + \nabla_{\varphi} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (35)$$

V bodech, kde nejsou náboje, je skalární funkce φ zcela libovolná. Tuto skalární funkci můžeme volit následovně:

$$\varphi = -\nabla \cdot \mathbf{\Pi} \quad (36)$$

Poté integrací rovnice (35) podle času, dostaneme

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = konst \quad (37)$$

Určitá velikost konstanty neovlivňuje určení pole a můžeme ji položit rovnu nule. Rovnice $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ je také splněna, protože divergence rotace každého vektoru je identicky rovna nule. Lze tedy říci, že každé řešení vektorové rovnice

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = 0 \quad (38)$$

určuje elektromagnetické pole dle vztahů:

$$\mathbf{B} = \mu\epsilon\nabla \times \frac{\partial \Pi}{\partial t}, \quad \mathbf{E} = \nabla\nabla \cdot \Pi - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} \quad (39)$$

$$\mathbf{D} = -\mu\epsilon\nabla \times \frac{\partial \Pi^*}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \nabla\nabla \cdot \Pi^* - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi^*}{\partial t^2} \quad (40)$$

4.3 Komplexní vektory pole a potenciály

Je dokázáno [44], že rovnice platící pro vektory pole a potenciály lze převést na mnohem kompaktnější tvar, zavedeme-li komplexní vektor, jehož reálná a imaginární část jsou tvořeny vektory, určujícími magnetické a elektrické pole.

Při uvažování tohoto postupu nelze brát nějaký hlubší fyzikální význam, ale velmi nám zjednodušuje analýzu.

Při zjišťování komplexních parametrů, budeme uvažovat homogenní izotropní prostředí kde

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} \text{ a } \mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (41)$$

Komplexní vektor pole \mathbf{Q} lze definovat jako:

$$\mathbf{Q} = \mathbf{B} + j\sqrt{\mu\epsilon}\mathbf{E} \quad (42)$$

Původní Maxwellovy rovnice se pak redukují na tvary

$$\nabla \times \mathbf{Q} + j\sqrt{\mu\epsilon} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \mu\mathbf{J}, \quad \nabla \cdot \mathbf{Q} = j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}\rho \quad (43)$$

Následuje úprava, během které je nutné odstranit z rovnice (43) vektorovou operaci $\nabla \times \mathbf{Q}$. Úprava představuje prostou rotaci na oba členy.

Dále s využitím vektorové totožnosti

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla\nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla \cdot \nabla \mathbf{A} \quad (44)$$

získáme vztah

$$\nabla\nabla \cdot \mathbf{Q} - \nabla^2 \mathbf{Q} + j\sqrt{\mu\epsilon}\nabla \times \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \mu\nabla \times \mathbf{J} \quad (45)$$

a po následujících několika složitých úpravách, lze získat pouze jeden Hertzův komplexní vektor, který nám vyjádří elektromagnetické pole. Tento vektor má tvar:

$$\mathbf{Q} = \mu\epsilon\nabla \times \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + j\sqrt{\mu\epsilon}\nabla \times \nabla \times \Gamma \quad (46)$$

Kde Γ je libovolné řešení rovnice

$$\nabla^2 \Gamma - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial t^2} = 0 \quad (47)$$

Jestliže definujeme Γ jako

$$\Gamma = \Pi - j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}\Pi^* \quad (48)$$

Výše uvedenou rovnici lze dosadit do rovnice (46) a po oddělení reálné a imaginární části se dostaneme opět k rovnicím (39) a (40) pro vektory elektrického a magnetického pole.

V této situaci může nastat problém, pokud je prostředí vodivé. To potom rovnice pole nejsou symetrické a metoda selhává. Problém lze odstranit tím, pokud se pole bude měnit harmonicky, pak se bude čas měnit známým explicitním způsobem ve tvaru součinitele, např. $e^{\mp j\omega t}$. Problematiku lze nelézt v literatuře [46], [47]

5 Druhy materiálů

Na všechny materiály a prostředí lze pohlížet ze dvou základních hledisek. Těmi jsou pohled makroskopický a mikroskopický.

Obecně za prostředí lze považovat každý materiál, v němž se šíří elektromagnetické vlnění (kombinace příčného postupného vlnění magnetického a elektrického pole tedy elektromagnetického pole).

5.1 Makroskopické prostředí

Za makroskopický materiál lze považovat každý materiál, který lze pozorovat pouhým okem. Označení se vztahuje k délkovým rozměrům, je však používáno také pro označení jevů a veličin, které jsou s makroskopickými tělesy spojeny.

Příkladem může být skleněná tabule. Lze ji popsat z pohledu makroskopických veličin (modul pružnosti, relativní permitivita, ...), tak i z pohledu mikroskopického. Na mikroskopické úrovni se však jedná o systém částic, které jsou spolu vzájemně vázány. Druh těchto částic a vlastnosti vazeb mezi těmito částicemi nejsou na makroskopické úrovni přímo pozorovatelné, ale můžeme je popisovat makroskopickými veličinami.

1. Izotropní prostředí – jedná se o prostředí, které má svoje fyzikální vlastnosti stejné ve všech směrech. V každém bodě izotropního prostředí je vektor \mathbf{D} rovnoběžný s vektorem \mathbf{E} a vektor \mathbf{H} , je rovnoběžný s vektorem \mathbf{B} . Téměř ve všech řešitelných úlohách teorie elektromagnetického pole jsou vztahy mezi těmito veličinami kromě toho ještě lineární.

V izotropním lineárním prostředí pak platí (41)

Konstanty ϵ a μ jsou bezrozměrné veličiny, popisující vlastnosti prostředí. Jedná se o poměrové veličiny dány

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0, \mu = \mu_0 \mu_r \quad (49)$$

Tyto bezrozměrné poměry jsou nezávislé na volbě jednotek a nazývají se poměrnými konstantami. Vlastnosti homogenního prostředí jsou stejné ve všech bodech a pak je obvyklé nazývat ϵ_r poměrnou dielektrickou konstantou a μ_r poměrnou permeabilitou. Všeobecně však uvažujeme, že konstanty prostředí jsou skalární veličiny polohy, charakterizující makroskopické elektromagnetické vlastnosti hmoty.

2. Anizotropní prostředí – je prostředí, jehož vlastnosti se různě mění v různých směrech kolem bodu. V tomto směru jsou vektory \mathbf{D} a \mathbf{E} , případně \mathbf{H} a \mathbf{B} rovnoběžné jen ve směru určitých os. Můžeme dále předpokládat, že každou pravoúhlou složku vektoru \mathbf{D} vyjádřit jako lineární funkci tří složek vektoru \mathbf{E} [44]:

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{11}E_x + \varepsilon_{12}E_y + \varepsilon_{13}E_z \\ D_y &= \varepsilon_{21}E_x + \varepsilon_{22}E_y + \varepsilon_{23}E_z \\ D_z &= \varepsilon_{31}E_x + \varepsilon_{32}E_y + \varepsilon_{33}E_z \end{aligned} \quad (50)$$

Součinitelé ε_{jk} této lineární transformace jsou složkami souměrného tenzoru. Podobný vztah platí i pro vektory \mathbf{H} a \mathbf{B} , ale její použití v úlohách není časté.

3. Homogenní prostředí – jak je uvedeno výše, tak vlastnosti homogenního prostředí jsou stejné v celém objemu tělesa.

4. Heterogenní prostředí – je takové prostředí složený z několika fází (látky s určitými mikroskopickými vlastnostmi). Na rozhraní těchto fází se chemické a fyzikální vlastnosti mění skokem. Nazývá se též směs různorodá.

Je to takový druh směsi, ve kterém jednotlivé složky můžeme rozlišit pouhým okem. Typickým příkladem takové směsi je např. žula, v níž můžeme zřetelně vidět rozhraní mezi fázemi (látky s určitými mikroskopickými vlastnostmi). Takové směsi lze dále dělit na dvousložkové, tříložkové a vícesložkové. O makroskopických vlastnostech hmoty, si lze více přečíst v publikaci [44].

5.2 Mikroskopické prostředí

Jedná se o takové objekty, které nelze pozorovat pouhým okem, protože jsou příliš malé. K jejich pozorování je třeba použít speciální zařízení.

Hranice makroskopických a mikroskopických jevů není přesně určena. Přibližně lze za makroskopické objekty považovat tělesa s rozměry od 1 mm výše. Pod touto hranicí se jedná o mikroskopické objekty.

Rozdělení na makroskopické a mikroskopické je v mnoha případech pouze relativní a vztahuje se k aktuálně pozorovanému jevu. Jsou-li např. předmětem studia galaxie, pak lze jednotlivé hvězdy považovat za mikroskopické části.

Existují materiály, které lze vůči vlnění chápat makroskopicky, jež jsou popsány veličinami např. ε a μ , ale jejich vlastnosti můžeme popisovat pouze mikroskopicky. Takové materiály se nazývají metamateriály.

Tyto zvláštní materiály jsou popsány několika zásadními parametry. Vychází z vlastností periodických struktur a levotočivých materiálů. Obě jsou lépe popsány v několika následujících kapitolách.

6 Úvod do periodických struktur

Vzhledem k tomu, že dnes máme dobu, kde většinu činností již vykonávají počítače, je jasné, že věda směřuje především k optickým zařízením. Počítače a optická zařízení pro svoji rychlost, či spolehlivost v sobě díky těmto vlastnostem skrývají velký potenciál i do budoucích aplikací.

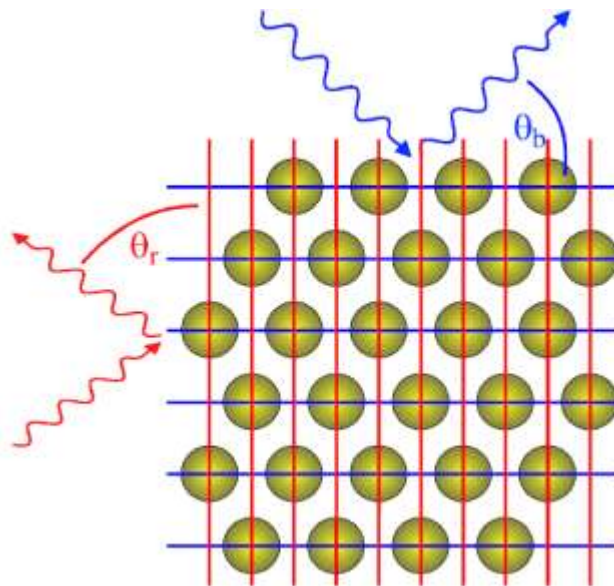
Ve stínu výzkumu počítačových, či optických systémů, zůstávají klasické vědy, jež se zabývají elektromagnetickými vlastnostmi materiálů. Přitom ale, z mnoha optických vlastností materiálu, nejsme vždy schopni vytvořit požadovanou funkci. V elektronické sféře to však možné je, nebo z většiny případů. [48]

6.1 Periodické struktury

Základem pro vznik požadované funkce je interakce elektronů s periodickou strukturou materiálu. V závislosti na výsledku interakce elektronů, vznikne buď vodič, polovodič, nebo izolant. Dále lze samozřejmě různými úpravami měnit a ladit požadované elektromagnetické parametry materiálu. O podobný výzkum se pokoušel Yablonovitch, ale se světlem. [49]. Počátky interakce záření a periodické struktury sahají až na počátek 20. století. Kde Bragg jeho pozorováním zjistil, že plocha atomů se může chovat jako zrcadlo pro rentgenové paprsky (X-Ray), pokud je splněna následující podmínka:

$$\lambda = 2d \sin(\theta \pm \delta) \quad (51)$$

Jak jsou rentgenové paprsky odraženy, při splnění podmínky výše je vidět na obrázku 6.1.



Obrázek 6.1 Znáznornění odrazu X-Ray paprsků, od periodické struktury atomů [49]

Je jasné, že materiál a jeho atomy se o tuto funkci sami nepostarají. Musíme však zajistit to, že materiál bude mít periodické struktury na stupnici vlnových délek viditelného světla.

Periodické struktury se vyskytují téměř všude okolo nás. Můžeme je najít jak v živých organismech (například na křídlech motýla), tak i v neživých organismech (například krystaly jsou tvořeny periodicky se opakujícími částicemi). V této práci se zabýváme periodickými strukturami jako základním kamenem pro metamateriály. Lze je využít pro zkoumání levotočivých materiálů (metamateriálů), se zápornou permitivitou a permeabilitou frekvenčně selektivních struktur, či fotonových a elektromagnetických materiálů.

V případě této práce je uvažováno periodických struktur jako struktur, jež jsou složeny nejčastěji z paralelně uspořádaných kovových drátků nebo štěrbinových kruhových, či pravoúhlých rezonátorů.

6.2 Analýza periodických struktur

I periodické struktury lze pomocí několika matematických algoritmů analyzovat. Je-li uvažována periodická struktura konečných rozměrů, v celé ploše, pro takovou analýzu se používá metoda momentů (MOM – method of moments), která je pro tyto účely dostatečně přesná. Využívá se při ní RWG (Rao-Wilton-Glison) prostorové báze funkce [50].

Je-li však uvažována periodická struktura s velkými rozměry, získáme v RWG funkci mnoho proměnných, což metodu MOM činí velmi složitou. Pro efektivní řešení tohoto problému se využívá dvou rychlých algoritmů [51], [52] a [53].

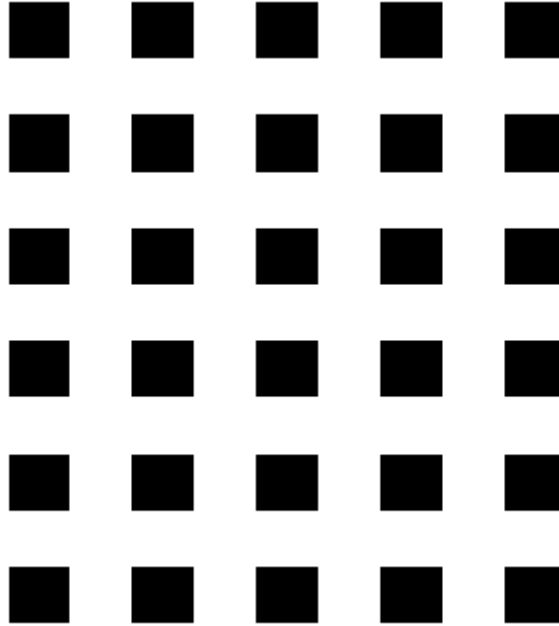
6.2.1 CG-FFT algoritmus založený na prosté SED báze funkci

Uvažujme dvou rozměrnou periodickou strukturu skládající se z $N_0 = N_x N_y$ prvků, kde každý prvek je libovolně tvarován. Podobně jak je vidět na Obr. 6.2. Na základě výskytu rovinných vln můžeme vytvořit integrální rovnici elektrického pole (EFIE) pro všechny povrchové proudy $J_n(r) = (n = 1, 2, \dots, N_0)$.

V běžných MOM metodách, založených na RWG funkci se proudové rozdělení $J_n(r)$ na každý prvek vyjádří jako:

$$J_n(r) = \sum_{m=1}^M I_{nm} f_{nm}(r) \quad (52)$$

kde $f_{nm}(r)$ je RWG základní funkce [50], související s m -tou vnitřní hranou pravoúhlé buňky na S_n , I_{nm} , odpovídá součiniteli roztažnosti a M je počet vnitřních hran S_n . Proto celkový počet neznámých je $N_0 = N \cdot M$.

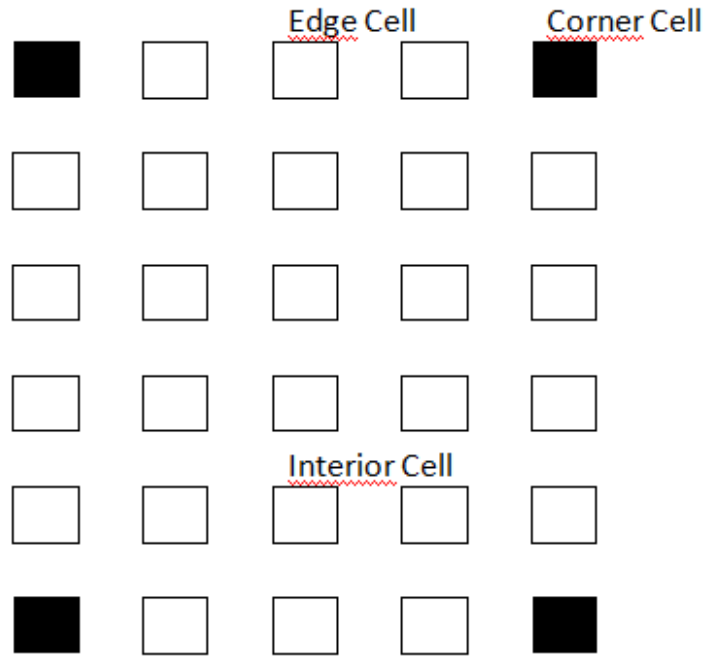


Obrázek 6.2 Periodická struktura složená z $N_0=N_x N_y$ prvků, prostá bázová funkce

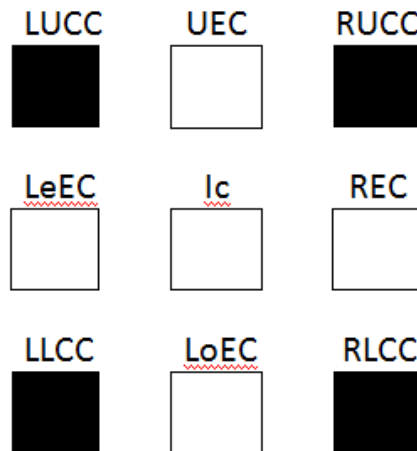
Použijeme-li SED (sub entire domain) bázovou funkci, počet neznámých se nám zredukuje na počet N_0 . Důsledkem toho se nám rovnice EFIE změní na matici $N_0 \times N_0$, ta je ale stále obtížná. Tato matice může být dále upravena pomocí FFT techniky [54], čímž se efektivita metody velmi zvýší, protože nám poté stačí už jen získat výpočtem hodnoty N_0 z matice.

6.2.2 CG-FFT algoritmus založený na přesných SED bázových funkcích

Tento algoritmus byl vyvinut z důvodu zvýšení přesnosti, kvůli velkému počtu M neznámých. Pokud chceme zvýšit přesnost výpočtu, je nutné zlepšit především algoritmus SED funkce. Dosud jsme uvažovali buňky, které jsou vždy buď na okraji, uvnitř, nebo v rohu zvolené struktury. Ale chování buněk uvnitř je odlišné, jak je znázorněno na Obr.6.3. Proto zavádíme devět typů SED funkcí na základě rozložení prvků. Těmito typy jsou SED funkce na levém okraji buněk (LeEC), pravém okraji buněk (REC). Dále horní hrana buněk (UEC), spodní hrana buněk (LoEC – nejnižší koncentrace, kde lze ještě pozorovat nějaký efekt), levý horní roh (LUCC), pravý horní roh (RUCC), levý dolní roh (LLCC, pravý dolní roh (RLCC) a vnitřní buňky [53] Přehled je na Obr. 6.3.



Obrázek 6.3 Tři druhy SED bázových funkcí



Obrázek 6.4 Vznik devíti SED funkcí

V tomto způsobu řešení, prvky matice $N_o \times N_o$ nesplňují cyklické vlastnosti, protože jsou zde použity různé bázové funkce. Důsledkem toho je, že CG-FFT nemůže být použita pro celou strukturu, protože všechny vnitřní buňky mají stejnou bázovou funkci.

Následně je původní matice rozdělena do následující formy [55]:

$$\begin{bmatrix} \overline{Z_{II}} & \overline{Z_{IE}} \\ \overline{Z_{EI}} & \overline{Z_{EE}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_I \\ I_E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_I \\ V_E \end{bmatrix} \quad (53)$$

kde I_I představuje proudové koeficienty na všech $N_1 = (N_x - 2) \times (N_y - 2)$ vnitřních buňkách, I_E představuje proudové koeficienty na všech $N_2 = 2N_x + 2N_y - 4$ rohových a

hranových buňkách. Proto matice \overline{Z}_{II} má velikost $N_1 \times N_1$, která už splňuje cyklické vlastnosti díky unikátním bázevým funkcím.

Když N_x a N_y jsou velké N_1 a N_0 mají stejný řád a $N_2 \ll N_0$. V tomto případě dominantní matice vektoru násobení \overline{Z}_{II} . I_1 může být upravena transformací FFT. Na základě výše uvedeného, metoda může být někdy nazývána CG-FFT ASED.

7 Levotočivé materiály

Obecně lze říci, že materiály jsou popsány dvěma parametry. Jedním z nich je permitivita a druhým permeabilita. Tyto parametry určují, jak materiál bude reagovat na elektromagnetické záření, jako je například světlo, mikrovlny, rádiové vlny, nebo rentgenové paprsky.

LHM (Left Handed) jsou materiály, které mají zároveň permitivitu i permeabilitu zápornou. Označení LH znamená, že vektory \mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{B} zde tvoří levotočivou ortogonální soustavu. Kombinací různých materiálů, nebo materiálových vzorků, lze vytvářet struktury pro řízení osvětlení.

LHM obrací základní vlastnosti světla – světlo se v LHM šíří v opačném směru, než proudí energie. U běžných materiálů nabitá částice prochází materiálem směrem dopředu, ale u LHM je tento směr opačný.

Magnetické vektory \mathbf{B} a \mathbf{H} míří opačným směrem, stejně tak elektrické \mathbf{E} a \mathbf{D} . Vektory \mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{B} tvoří levotočivou soustavu (v izotropním prostředí).

Poyntingův vektor – vektor toku energie, $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, jednotkou je W/m^2 . určující směr přenosu energie míří na opačnou stranu než obvykle a grupová rychlost (ve směru přenosu energie) má proto opačný směr než fázová rychlost.

Lom na rovinném rozhraní s LHM probíhá na druhou stranu od kolmice než v běžném materiálu, jak je popsáno dále.

Kromě těchto vlastností, LHM na první pohled vyvrací jeden ze základních zákonů optiky, tzv. Snellův zákon. [95]

7.1 Snellův zákon

Poprvé jej popsal muslimský matematik a fyzik Ibn Sahl ve svém pojednání nazvaném, v překladu, *On Burning Mirrors and Lenses*.

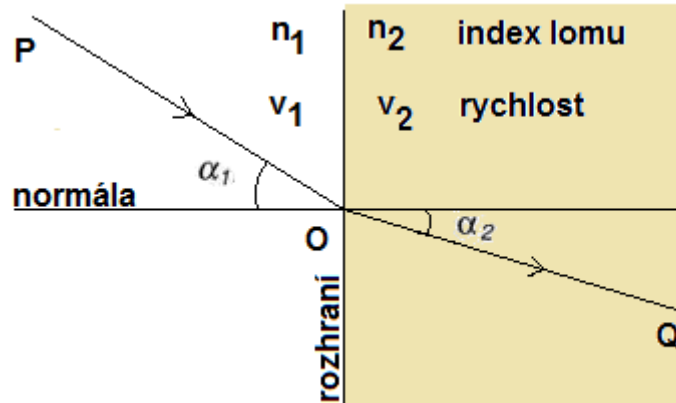
Uvažujme dvě různá prostředí, jejichž rozhraní je rovinné. Jsou-li indexy lomu těchto dvou prostředí n_1 resp. n_2 , a označíme-li úhly dopadajícího resp. lomeného svazku α_1 resp. α_2 (měřeno ke kolmici rozhraní), pak podle Snellova zákona platí

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (54)$$

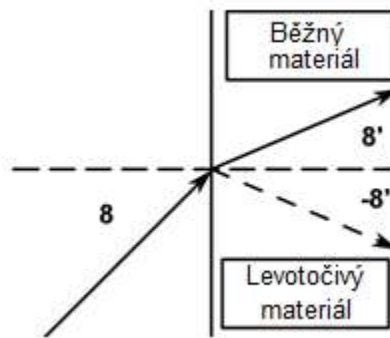
nebo také v jiném tvaru (v_1 a v_2 jsou rychlosti šíření vlnění v daném prostředí)

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (55)$$

Úhly se vždy měří od normály, tj. při kolmém dopadu je $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Paprsky se šíří vždy přímočaře.



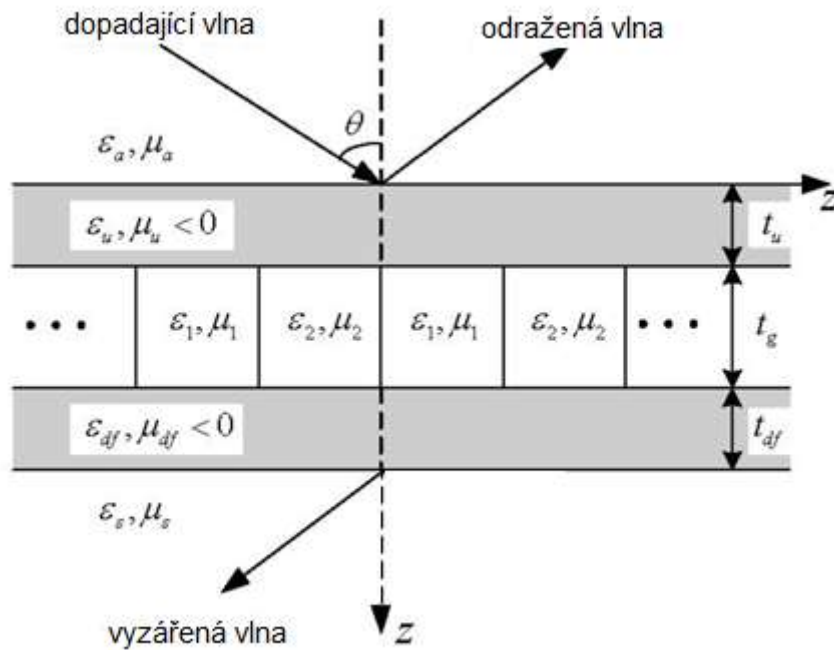
Obrázek 7.1 Snellův zákon



Obrázek 7.2 Vliv negativního indexu lomu

Avšak světlo, které vstupuje do LHM z pravotočivého média bude vystaveno lomu, ale opačně, než bychom očekávali. Ale tím, že LHM mají záporný index lomu, Snellův zákon stále platí. Obrázky 7.1. a 7.2.

- n_2 je sice záporný, ale paprsky budou lomeny na téže straně, jako při vstupu do materiálu, jak je uvedeno na Obr. 7.3.



Obrázek 7.3 Dielektrická periodická struktura s rovnoměrnou vrstvou LHM

Jak je uvedeno výše důležitým parametrem je negativní index lomu, tento parametr je široce využíván v optických materiálech. Více bude problematika popsána v další kapitole.

Opakem LHM jsou pravotočivé materiály – RHM (Right handed). Tyto mají permitivitu i permeabilitu zároveň kladnou. Dielektrické periodické struktury složené z RHM jsou široce používány pro [56] frekvenčně selektivní struktury (FSS). Uplatňuje se zde výhodná vlastnost těchto materiálů - nízké ztráty. Na Obr. 7.3 je vidět vliv LHM struktury na strukturu RHM. Je dokázáno, že selektivní vlastnosti se přidáním vrstvy LHM změni. Víme, že permitivita a permeabilita LHM je funkcí frekvence, což je popsáno v [57]

$$\mu_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{mp}^2 - \omega_{mo}^2}{\omega^2 - \omega_{mo}^2 + j\omega\gamma_m}, \quad \epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{ep}^2 - \omega_{e0}^2}{\omega^2 - \omega_{e0}^2 + j\omega\gamma_m} \quad (56)$$

kde $\gamma_e = \gamma_m = 0$ a frekvence ω_{ep} a ω_{e0} jsou dány aplikací, pro kterou je daný systém navrhován a ω je frekvence dopadající elektromagnetické vlny.

8 Metamateriál

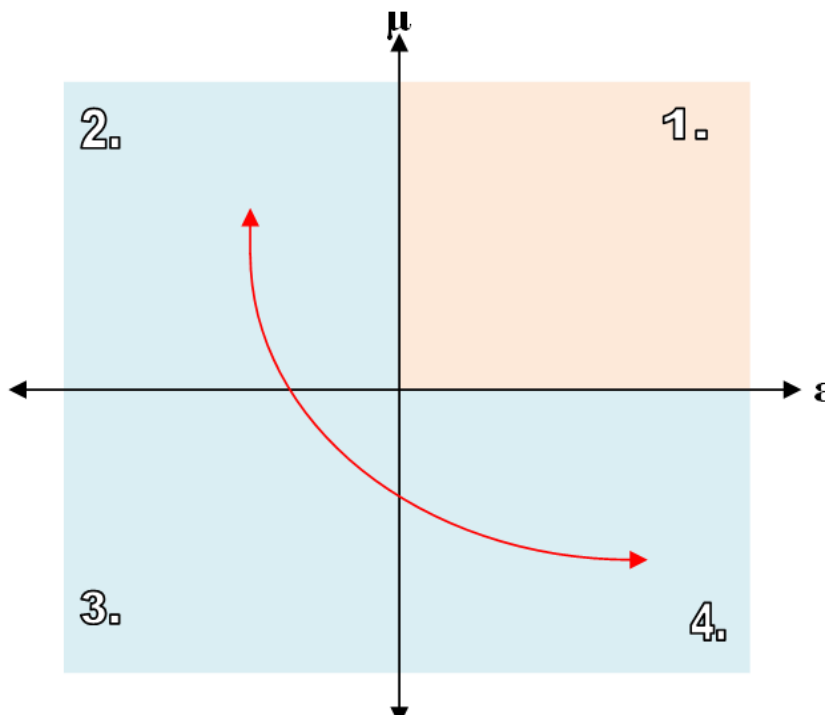
Kvalita a rozmanitost optických přístrojů je dána dostupným spektrem elektromagnetických vlastností materiálu. Ale současné materiály nám však zobrazují pouze jakousi podskupinu elektromagnetických vlastností, které jsou teoreticky dostupné. Jedním ze způsobů jak rozšířit elektromagnetické vlastnosti materiálů, je úprava jejich molekulárního složení za pomoci chemie [58].

Druhým způsobem jak rozšířit vlastnosti materiálů, je vytvořit umělé struktury, tedy struktury které vyplývají z jejich makroskopické struktury, nebo spojením či uspořádáním dvou i více odlišných materiálů.

Během několik posledních let došlo k velkému nárůstu zájmu o umělé materiály, u nichž lze využít potenciál rozšíření jejich elektromagnetických vlastností. V dokumentu, který byl zveřejněn v roce 2001, Roger Walser z univerzity v Texasu uvedl termín 'Metamateriál' a jeho základní definici, která byla později ještě rozšířena: Metamateriály jsou novou třídou kompozitů, které vykazují výjimečné elektromagnetické vlastnosti, které nelze pozorovat v přírodě.

Existují dvě oblasti, které jsou spojené v těchto rovnicích – jedna z nich je elektrická E a druhá z nich je magnetická H , kromě toho, existují i další dva parametry, nazývané elektrická permitivita a magnetická permeabilita.

Zastoupení materiálů s různými elektromagnetickými vlastnostmi, lze vyjádřit v Obr. 8.1:



Obrázek 8.1 Křivka zastoupení materiálů

1. $\epsilon > 0, \mu > 0$ - většina materiálů
2. $\epsilon < 0, \mu > 0$
3. $\epsilon < 0, \mu < 0$ - méně prozkoumané
4. $\epsilon > 0, \mu < 0$

S vědomím, že permitivita a permeabilita jsou parametry elektromagnetického vlnění, můžeme si představit, že většina materiálů vyskytujících se v přírodě je v obrázku v prvním kvadrantu, kde je permitivita i permeabilita kladná. Většina materiálů, která byla dosud prozkoumána má tuto vlastnost. Nicméně větší část obrázku – tři čtvrtiny, jsou ve skutečnosti mnohem méně prozkoumány. Důvodem je skutečnost, že materiály, které leží ve třetím kvadrantu, kde je permitivita i permeabilita menší než nula, se nevyskytují v přírodě vůbec.

Zatímco se zdá, že příroda má vlastnosti materiálů omezené, uměle vytvořené metamateriály nejsou v tomto rozsahu omezeny. Lze tedy říci s metamateriály může být zpřístupněno mnohem více parametrů. Důležitým krokem k dosažení tohoto cíle bylo dosaženo v roce 2000, kdy bylo prokázáno, že metamateriály mají permitivitu i permeabilitu menší než nula. [58]

8.1 Původ metamateriálů

Podklady pro vznik tohoto specifického druhu materiálu jsou datovány na rok 1967-1968. První kdo přišel s teorií materiálu, který má zápornou permeabilitu a zápornou permitivitu, byl ruský fyzik Victor Vesalago.[59] Bohužel tato teorie jím nebyla dále zkoumána ani rozšířena. Větší pokrok se podařil vědcům až kolem roku 1996, kdy profesorem J. B. Pendrym byla navržena struktura tenkého drátku [60], která vykazovala zápornou permitivitu ϵ . Dále přišel s myšlenkou kruhového štěrbinového rezonátoru (SRR – split ring resonátor), který vykazoval hodnoty negativní permeability μ .



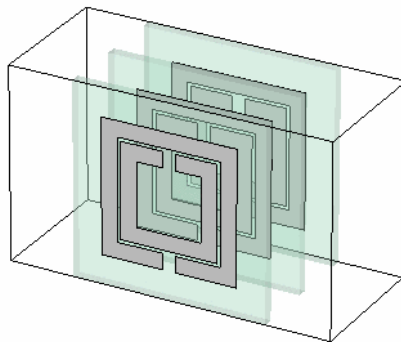
Obrázek 8.2 Victor Vesalago

Nejčastější provedení SRR jsou na Obr. 8.3.



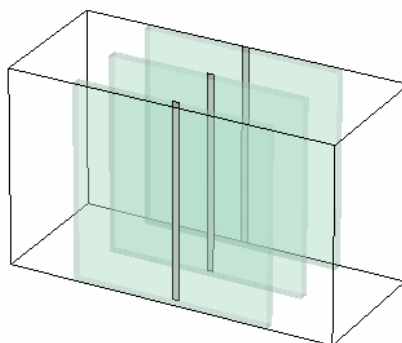
Obrázek 8.3 Typy rezonátorů, vlevo je rezonátor navržený Pendrym

nebo pravoúhlý štěrbinový rezonátor na Obr. 8.4.



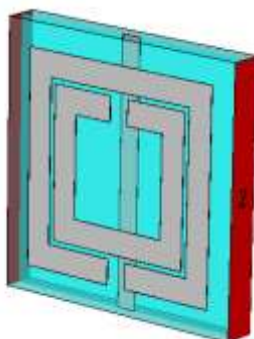
Obrázek 8.4 Pravoúhlý štěrbinový rezonátor

Na Obr. 8.5. je znázorněn trojrozměrný pohled na kovový tenký drátek.



Obrázek 8.5 Trojrozměrný pohled na kovový tenký drátek

Tyto dvě struktury jsou považovány jako prototyp metamateriálu. D. R. Smith poté ještě struktury zdokonalil, když je spojil v jeden celek, který vykazoval obě vlastnosti zároveň, Obr. 8.6.

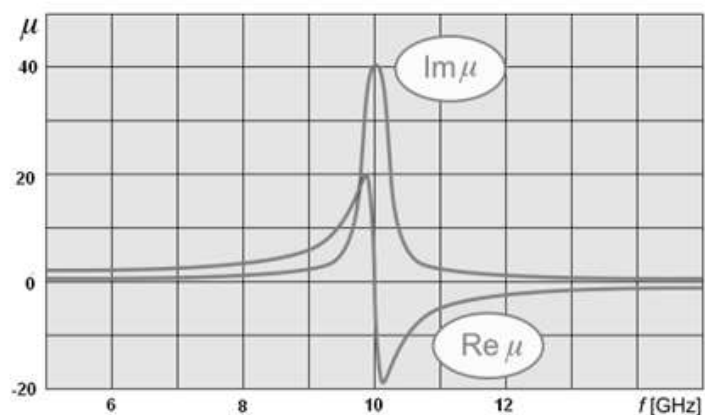


Obrázek 8.6 Pravoúhlý štěrbinový rezonátor a drátek

V roce 2001 byl vyroben metamateriál se záporným indexem lomu, ale pouze pro mikrovlnné aplikace. Dále v roce 2006 byl vytvořen metamateriál, který vykazoval záporný

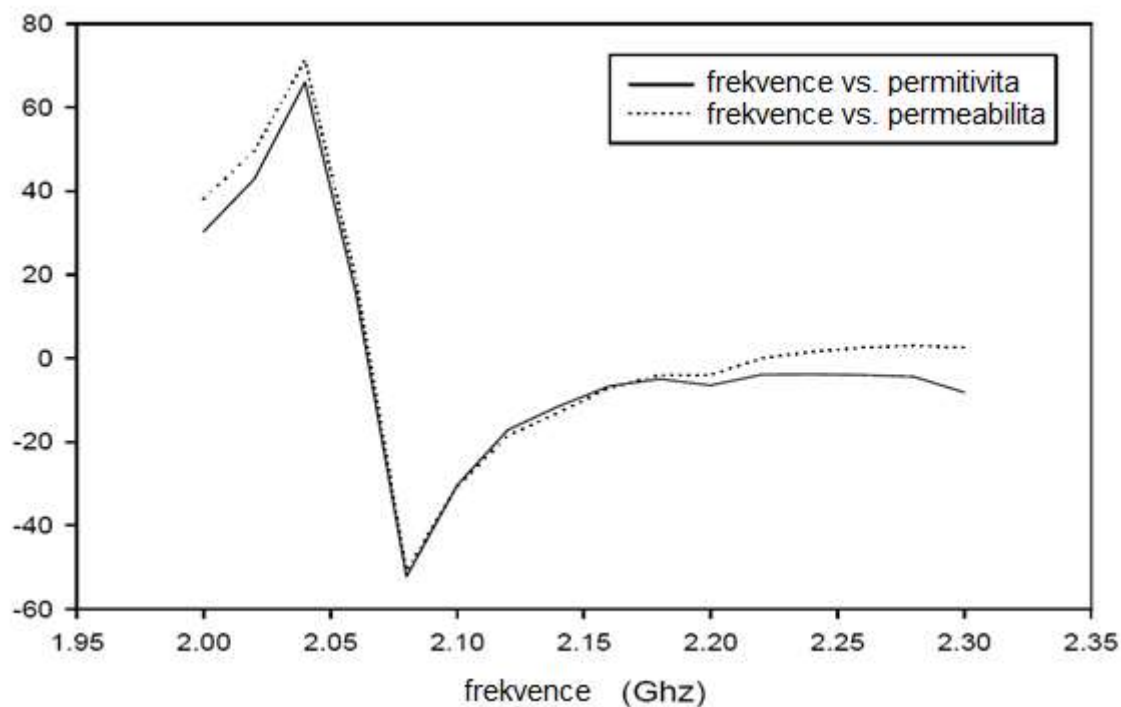
index lomu na vlnové délce $1,5\mu\text{m}$. Oba však vykazovaly skutečnost, že vždy jen jedna veličina, ať už permeabilita nebo permitivita byla záporná. Tyto materiály jsou označovány jako SN-NIM. Metamateriál, který má buď zápornou permitivitu, nebo permeabilitu (nemá záporné obě veličiny současně).

Až v roce 2006 se podařilo vyrobit metamateriál, který má obě tyto veličiny záporné současně (v okolí vlnové délky $1,4\mu\text{m}$)



Obrázek 8.7 Závislost parametru μ na frekvenci [96]

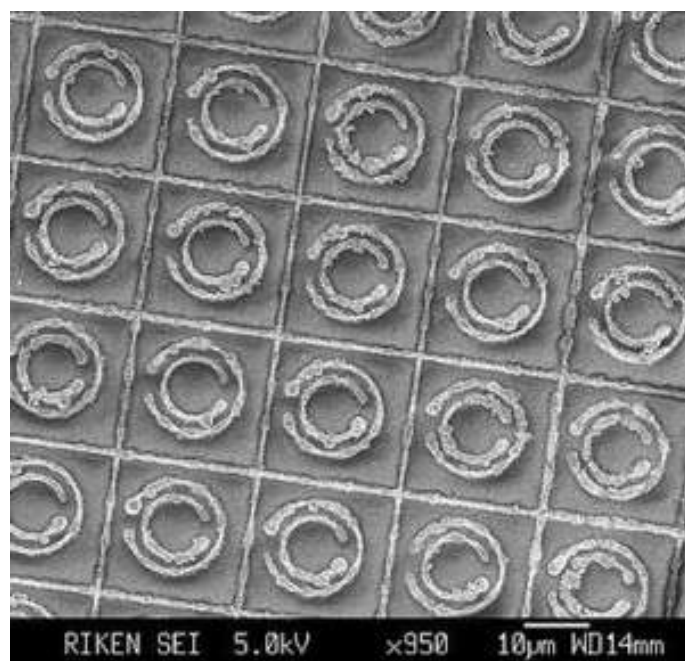
Permeabilita několika štěrbinových rezonátorů (pole rezonátorů) v oblasti rezonance je znázorněna na nákresu Obr. 8.8.



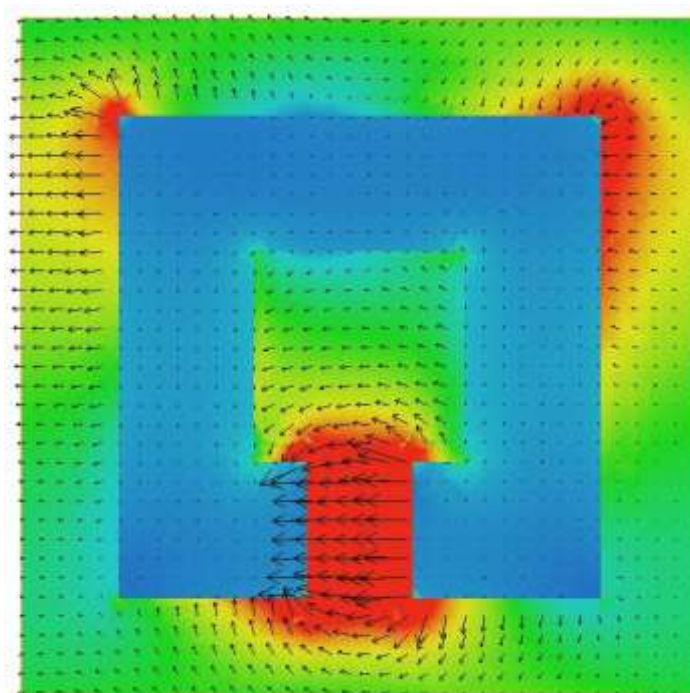
Obrázek 8.8 Závislost záporných parametrů na frekvenci simulovaná programem MathCad

V laboratorních podmínkách můžeme získat rezonátory s rozměry řádu milimetrů, či centimetrů, tyto je možné provozovat na frekvencích rádiových vln, avšak v profesionálních laboratořích se vědcům podařilo vytvořit pole rezonátorů (napařováním), kde každý rezonátor měl rozměr $50\mu\text{m}$ pro frekvence řádech THz. [61] a [62].

Na následujících obrázcích Obr. 8.9. a Obr. 8.10. je vidět soustava kruhových rezonátorů a směry šíření pole v metamateriálu.



Obrázek 8.9 Pole rezonátorů [63]



Obrázek 8.10 Působení pole v rezonátoru [64]

8.2 Negativní index lomu

Jak již bylo naznačeno, záporný index lomu (NRI) je také jednou z důležitých charakteristik metamateriálu. Index lomu je popsán komplexně, následujícím způsobem.

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} = n' + jn'' \quad (57)$$

kde n' je index lomu, ze kterého lze určit index lomu paprsku, n'' se nazývá absorpční index a určuje, jak moc se elektromagnetická vlna tlumí v jistém prostředí. Pro prostředí může mít zápornou reálnou část indexu lomu tehdy, pokud je splněna následující podmínka:

$$\varepsilon' \mu'' + \varepsilon'' \mu' < 0 \quad (58)$$

Tuto podmínku můžeme splnit dvěma způsoby. Proto máme také dva druhy materiálů.

- Nejprve předpokládáme, že obě dvoučárkové veličiny jsou kladné. Pokud obě veličiny μ a $\varepsilon < 0$, vznikne první typ materiálu - DN-NIM (Double Negative - Negative Index Metamaterial)
- jestliže je pouze jedna z nich záporná, vznikne SN-NIM (Single Negative - Negative Index Metamaterial) musí být splněn rozsah který je dán podmínkou výše)

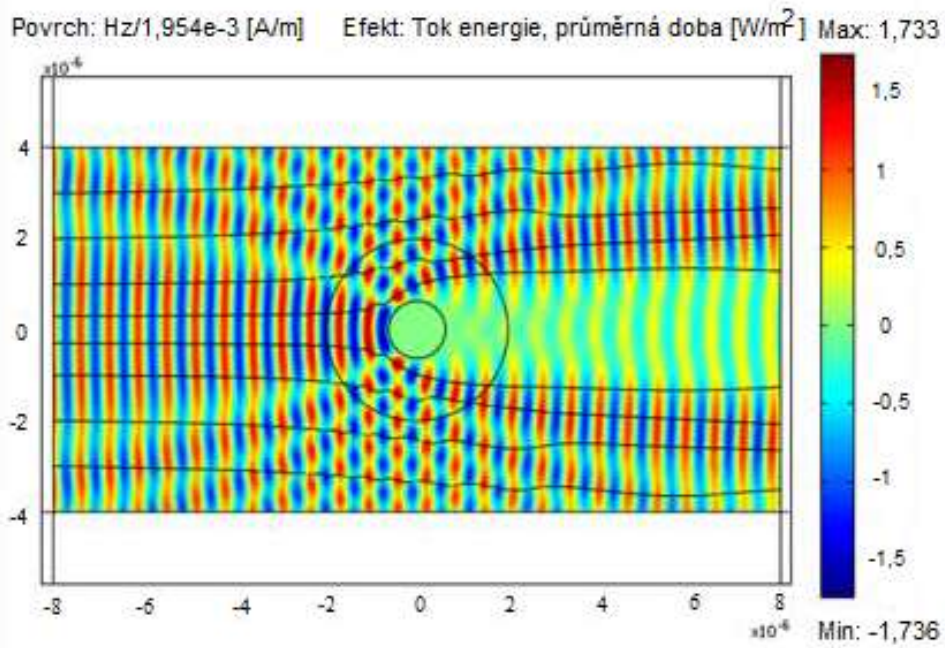
Důsledky záporného indexu lomu ve zkratce:

- Dopplerův jev je opačný – světelný zdroj, který směřuje k pozorovateli, se nám jeví tak, jakoby snižoval svoji frekvenci
- na rozdíl od běžného pravotočivého materiálu, vlny se pohybují v opačném směru toku energie.
- změna Snellova zákona

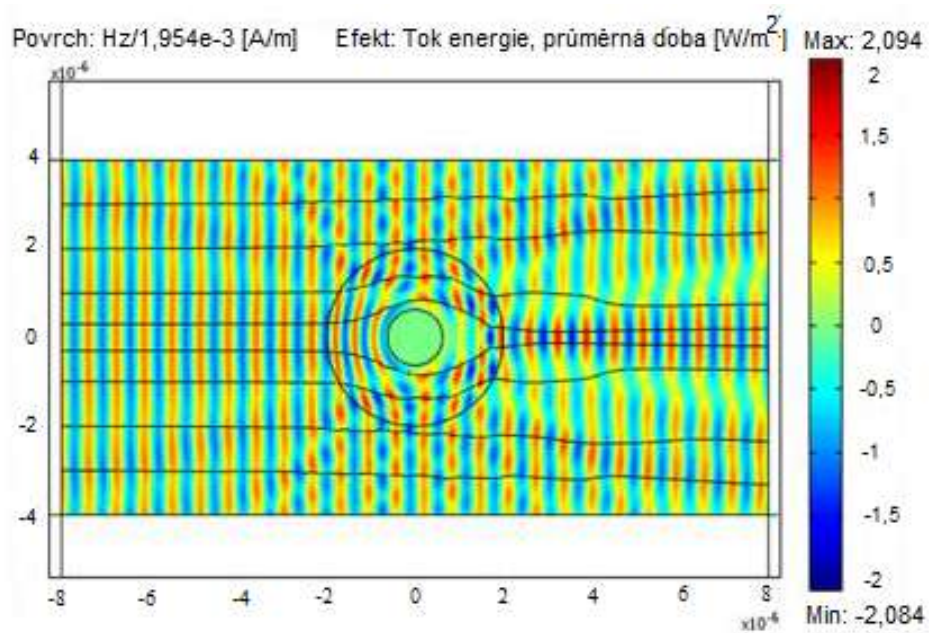
Dělení materiálů podle jejich hodnot permeability a permitivity lze nalézt v [65].

8.3 Maskovací zařízení využívající záporný index lomu

Metamateriály jsou v dnešní době základem pro vznik maskovacích zařízení. Vědcům na Duke University 's Pratt School of Engineering, se údajně podařilo vytvořit neviditelný plášť. Principem funkce je obtékání paprsků světla, kolem tzv. skrytého objektu, čímž vzniká menší deformace, takže plášť se jeví jako téměř neviditelný. Lépe je obtékání vln znázorněno na následujících obrázcích. Obr. 8.11. a 8.12. [66].



Obrázek 8.11 Světlo je materiálem odraženo a absorbováno – předmět je viditelný



Obrázek 8.12 Světlo „obtéká“ materiál, před i za ním – materiál se jeví jako neviditelný

Zpráva o vytvoření neviditelného pláště přišla z vědeckých článků [67] a [68]

9 Návrh experimentálního pracoviště

Cílem následujících kapitol je testovat specifické materiály, složené z periodických nebo vrstvených struktur (tzv. metamateriálů). Jedná se o definovaným způsobem laděné struktury.

Problém je v kvalitě naladění metamateriálu pro zadané účely a nalezení vhodné metody měření vlastností metamateriálů. Jednou z metod zkoumání vlastností je NMR, ale další z metod je spektroskopie v radiočásti od 0Hz do 10GHz. Lze říci, že se jedná o širokopásmový signál (šumová spektroskopie).

V této práci je navržena sestava pro zjištění kvality a vlastností pracoviště. Bude použito srovnání ve frekvenční oblasti jak frekvenčního tak šumového generátoru.

Vybavení pro měření charakteristik vlivu harmonického a širokopásmového signálu na zvolenou metamateriálovou strukturu:

9.1 Faradayova komora

Pojem Faradayova klec (komora) je znám již od počátku 19. století. První, kdo poznal a popsal účinky této klece, byl anglický fyzik Michael Faraday. V letech 1835 - 1836 objevil efekt stínění elektrického pole. Jeho testy probíhaly na měděné krychli o hraně tři metry.

Princip je takový, že elektrický náboj je soustředěn pouze na povrchu klece, ale ne uvnitř. Z tohoto poznatku vyplývá, že uvnitř klece nezjistíme žádné elektromagnetické pole.

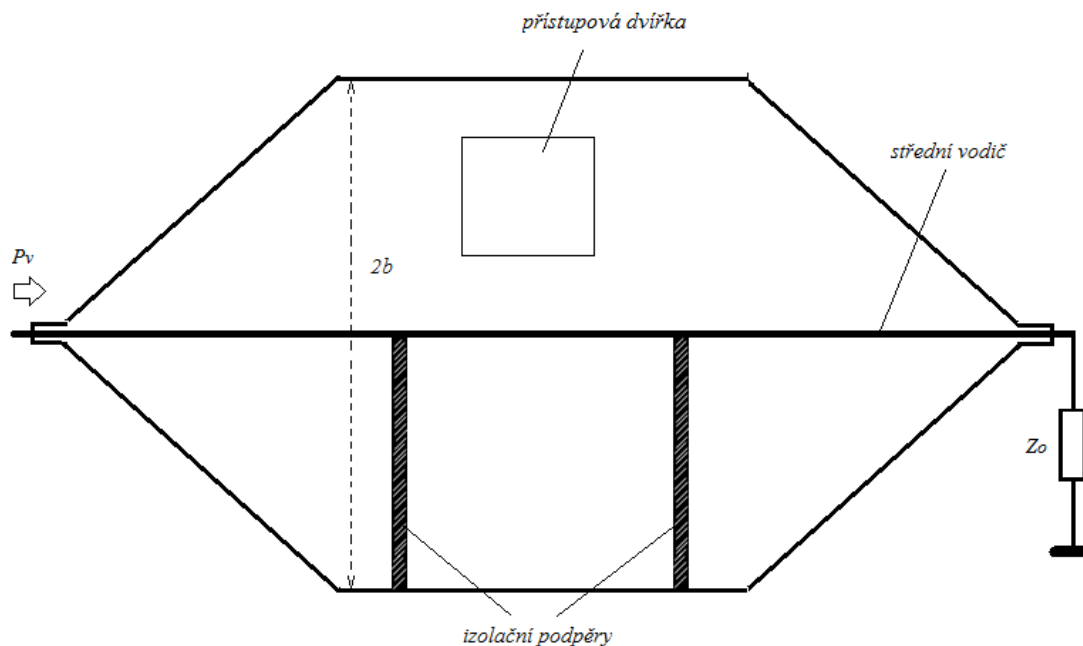
Pokud je do kovové klece umístěn elektroskop a na povrchu klece vyvoláno elektrické napětí, uvnitř na přístroji nelze zjistit žádné elektrostatické pole.

Kdyby však byl elektroskop umístěn na povrch, bude na něj působit náboj v jakémkoli směru i vzdálenosti. Důvodem takového chování je to, že náboje stejného znaménka se odpuzují, proto se snaží od sebe vzdálit co nejdále.[69], [70].

Komora jež bude využita pro experimentální měření v tomto případě, je ještě pokryta bezodrazovým materiálem, který zabraňuje vzniku nežádoucích interferencí. Materiál bude ozařován pomocí antény, z jisté vzdálenosti, proto by k nežádoucím interferencím mohlo dojít.

Pro měření bude možná testována i Crawfordova komora (Obr. 9.1). Tato komora byla využita pro měření pohltivosti vln různých tkanin.

Crowfordova komora vznikla v roce 1974. Prostor komory je tvořen koaxiálním vedením s vnějším vodičem čtvercového, nebo obdélníkového průřezu a vnitřním vodičem tvaru pásku. Charakteristická impedance vedení je po celé délce komory konstantní. Bližší informace lze získat na www stránkách [71] a v [72].



Obrázek 9.1 Schéma Crawfordovy komory

9.2 Zdroj širokopásmového signálu firmy NoiseCom NC1128A

Série NC1000 zesilují složku Gaussova šumu do hodnoty +13dBm. Jsou určeny pro aplikace, jež využívají šumu vysoké úrovně. Jako je například kabelová televize, či bezpečná komunikace nebo rušící systémy. Každý modul obsahuje hermeticky uzavřenou šumovou diodu. Výstup zdroje šumu je připojen na RF zesilovač, který výkon upravuje na požadovanou hodnotu [73].

9.3 Měřicím zařízením je spektrální analyzátor Agilent N1996A

Parametry lze najít v Příloze této práce a datasheetu použitého spektrálního analyzátoru [74]

9.4 Antény použité pro měření

9.4.1 Ultra širokopásmové antény

Širokopásmové antény byly dlouho používány zejména pro příjem. V některých případech tradiční širokopásmové antény splňují požadavky i pro UWB (ultrawideband) systémy. Avšak UWB antény pro aplikace přenosné elektroniky a mobilní komunikaci mají jiné požadavky, než ty, které jsou určeny například pro širokopásmové testování.

Tradiční parametry, které se používají k popisu technických parametrů antén nemusí být vhodné pro popis UWB návrhů. Literatura, kde lze najít mnoho informací i technických parametrů [75], [76], [77.]

Zásadní výkonové omezení plyne již z Maxwellových rovnic a teorie obvodů, zde problémem je velikost. Velikost, zisk, impedance, šířka pásma a efektivita, jsou navzájem spojeny tak, že pokud jeden parametr vylepšíme, další se zákonitě zhorší. Tato vlastnost je zřejmá především u tzv. "elektricky malých" antén.

Nejběžnější definice elektricky malých antén je, že největší rozměr antény není víc než jedna-desetina vlnové délky.

Fyzikální limity pro impedanční šířku pásma antény

Anténa, která je elektricky malá v celé šířce kmitočtového pásma, nemůže být současně efektivní i vykazovat impedanční šířku pásma (rozsah kmitočtů, na kterých je anténa impedančně přizpůsobena) potřebnou pro aplikace UWB. Častěji je situace taková, že anténa je elektricky malá na dolním konci provozního pásma a větší na jeho horním konci. Obvody úzkopásmových antén jsou nejčastěji modelovány jako pásmové propusti druhého řádu. Ekvivalentní obvodové modely pro kulové vlny, jsou naopak horní propusti.

Činitel jakosti Q

Činitel jakosti Q je funkcí frekvence a je zde dán vztahem:

$$Q = \frac{2\omega W_S}{P_{rad}} \quad (59)$$

kde W_S je nešířená akumulovaná energie, elektrického pole nebo magnetického pole (to, která je větší), P je průměrný vyzářený výkon.

Hodnotu Q reálných antén, je obtížné z toho vztahu počítat, protože je obtížné oddělit pole, které se šíří, od pole, které není šířeno, buď měřením, nebo simulací. Častější je, získat tento činitel z obvodových modelů. I přesto, že je obtížné Q počítat pro konkrétní strukturu, jedná se o nezbytný parametr pro návrh antén.

Pro anténu, která vyzářuje elektromagnetické pole složené výhradně z TE nebo TM kulových vln, platí:

$$Q \geq \frac{1}{ka} + \frac{1}{(ka)^3} \quad (60)$$

kde k je vlnové číslo ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) a a je poloměr koule opsané anténě ($a < \frac{\lambda}{2\pi}$; $2a < \frac{\lambda}{3}$); $ka \ll 1$.

Wheelerův vzorec pro omezení šířky pásma

Jednoduchý vztah mezi Q a šířkou pásma B

$$B = \frac{f_0}{Q} \quad (61)$$

je platný pokud uvažujeme úzkopásmový systém druhého řádu a šířka pásma je definována místem s polovičním výkonem. To však neplatí u reálných antén se 130% impedanční šířky pásma. Přesnější vztahy mezi maximální šířkou pásma a Q byla dána Haroldem Wheelerem [78], [79], a R. M. Fano [80].

Pro jednoduchost uvažujme bezztrátovou elektricky malou anténu s vhodnými bezztrátovými obvody. Wheeler poskytl následující vztah:

$$\left[\left(\frac{f_0}{f_L} \right)^3 - \left(\frac{f_0}{f_H} \right)^3 \right] \ln \left| \frac{1}{\Gamma_{max}} \right| < \frac{3\pi}{Q} \quad (62)$$

Kde Q je dáno f_0 , f_L je spodní hranice pásma, f_H je horní hranice pásma a Γ_{max} je maximální přijatelný činitel odrazu v propustném pásmu. I přes některá omezení má pro návrh UWB antén tento vztah velké výhody:

1. Je možné, aby f_H bylo nekonečné a i přes to bude tato nerovnost splněna, což naznačuje, že odezvu horní propusti lze získat z konečné velikosti antény.
2. V anténách s větší šířkou pásma, je f_H poměrně nízká, takže velikost je v podstatě dána jen nižším okrajem pásma.
3. Dosažitelná šířka pásma je úzce spojena s činitelem odrazu. Při návrhu takového systému, je nutné zadat velmi nízký napěťový poměr stojatých vln, který bude mít dopad na výslednou velikost antény.

Pro antény, které jsou velmi malé na nižším okraji pásma (např. $ka < 0,2$), můžeme Wheelerův vztah kombinovat s aproximací $Q = \frac{1}{(ka)^3}$ taky aby bylo dosaženo optimálního činitele odrazu. V určitém bodě pásma, bude velikost činitele odrazu narůstat alespoň na

$$\Gamma_{max} > \exp \left\{ \frac{-24\pi^4 a^3}{c_0^3} \frac{f_L^4 f_H^3}{f_H^4 - f_L^3} \right\} \quad (63)$$

nebo, v případě horní propusti

$$\Gamma_{max} > \exp \left\{ \frac{-24\pi^4 a^3 f_L^3}{c_0^3} \right\} \quad (64)$$

Tyto limity jsou vztaženy k anténám, které jsou založené pouze na režimech TE nebo TM. Pro antény, které využívají libovolné kombinace TM e TE platí vztah $Q = \frac{1}{2(ka)^3}$ a rovnice poté bude vypadat

$$\Gamma_{max} > \exp \left\{ \frac{-48\pi^4 a^3}{c_0^3} \frac{f_L^4 f_H^3}{f_H^4 - f_L^3} \right\} \quad (65)$$

pro pásmovou propust a

$$\Gamma_{max} > \exp \left\{ \frac{-48\pi^4 a^3 f_L^3}{c_0^3} \right\} \quad (66)$$

pro horní propust.

Pro útlum odrazu (return loss) 10dB, pásmo UWB 3,1GHz - 10,6GHz a TM nebo TE platí, že $a=7,6mm$. Pro útlum 20dB pak $a=9,6mm$. Samozřejmě platí, že tyto i výše uvedené hodnoty jsou pouze přibližné.

Omezení Q je také dáno ohmickými ztrátami v anténě a to buď ztrátami nevyhnutelnými přímo v materiálech, tak i vědomé ztráty dány odporovým zatížením.

Odporové zatížení je vhodné použít tam, kde je řídicí obvod citlivý na nepřizpůsobení, což může pomoci kontrolovat zkreslení tvaru pulzu, ale nebude efektivní při zlepšení celkového množství vyzářené energie.

Fanova teorie pro omezení šířky pásma

Výše uvedený způsob je přímo spjatý s činitelem Q , následující způsob, který však na tomto činiteli není závislý je tzv. Fanova teorie [80].

Jeho výsledky jsou prezentovány pomocí integrálních vztahů, které musí činitel odrazu splňovat.

$$\int_0^\infty \frac{1}{\omega^{2(k+1)}} \ln \left(\frac{1}{|\Gamma(\omega)|} \right) d\omega = (-1)^k \frac{\pi}{2} F_{2k+1}^0 \quad (67)$$

pro $k=0, 1, 2 \dots n$, kde n je řád sférické Henkelovi funkce a kde

$$F_{2k+1}^0 = A_{2k+1}^0 - \frac{2}{2k+1} \sum \left(\frac{1}{\lambda_{ri}} \right)^{2k+1} \quad (68)$$

zde

$$A_{2k+1}^0 = \frac{1}{2k+1} \left(\sum_i \lambda_{oi}^{-(2k+1)} - \sum_i \lambda_{pi}^{-(2k+1)} \right) \quad (69)$$

λ_{oi} jsou nuly činitele odrazu sítě tvořené kulovými mody, λ_{pi} jsou póly, λ_{ri} jsou nuly jež leží v pravé polovině roviny.

Pro nejnižší řád modu TM_{01} , máme $n=1$ a $k=0$, koeficienty jsou potom $A_{1=2a/c_0}^0$ a $A_{3=-4a^3/3c_0^3}^0$. To vede k následujícímu omezení:

$$\int_0^\infty \frac{1}{\omega^2} \ln \left(\frac{1}{|\Gamma(\omega)|} \right) d\omega = \frac{\pi}{2} \left[\frac{2a}{c_0} - 2 \sum \frac{1}{\lambda_{ri}} \right] \quad (70)$$

a

$$\int_0^\infty \frac{1}{\omega^4} \ln \left(\frac{1}{|\Gamma(\omega)|} \right) d\omega = \frac{\pi}{2} \left[\frac{4a^3}{3c_0^3} + \frac{2}{3} \sum \left(\frac{1}{\lambda_{ri}} \right)^3 \right] \quad (71)$$

Integrály slouží k přizpůsobení a pět platí, že λ_{ri} je dána konstrukcí antény a přizpůsobovacími obvody a součty jsou reálné a kladné. Γ by měla mít hodnotu 1 mimo požadované pásmo musí být konstantní. $|\Gamma| = \Gamma_0$ uvnitř tohoto pásma, takže

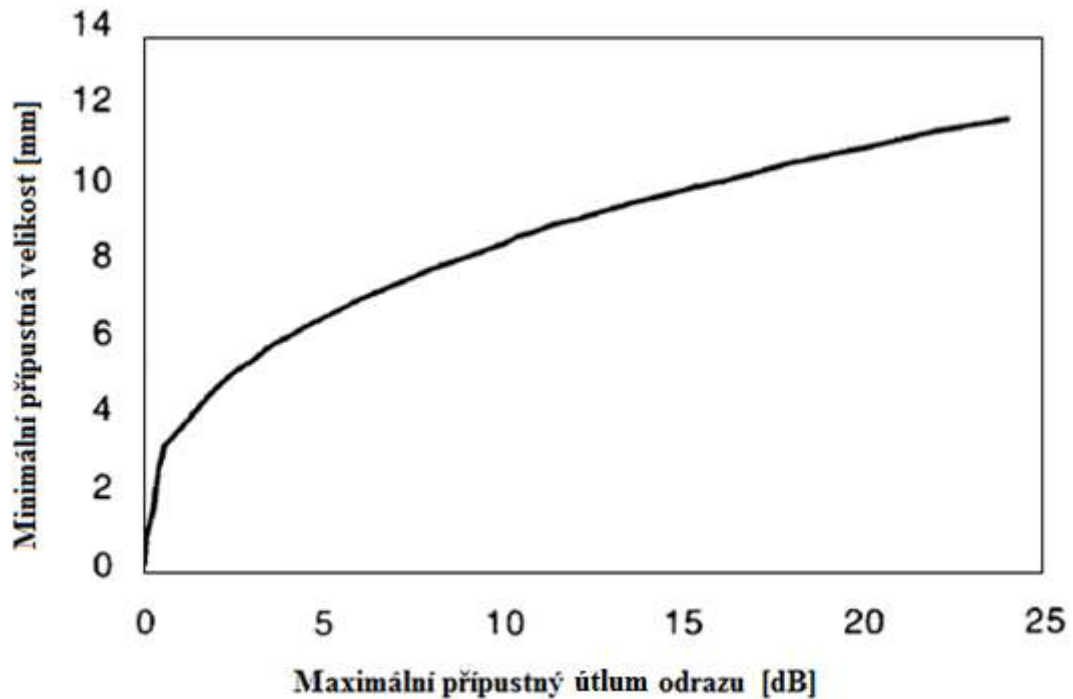
$$\left(\frac{1}{\omega_L} - \frac{1}{\omega_H} \right) \ln \frac{1}{\Gamma_0} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{2a}{c_0} - 2 \sum \frac{1}{\lambda_{ri}} \right] \quad (72)$$

a

$$\frac{1}{3} \left(\frac{1}{\omega_L^3} - \frac{1}{\omega_H^3} \right) \ln \frac{1}{\Gamma_0} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{4a^3}{3c_0^3} + \frac{2}{3} \sum \left(\frac{1}{\lambda_{ri}} \right)^3 \right] \quad (73)$$

Hodnoty λ_{ri} jsou optimalizovány tak, abychom našli minimální možný činitel odrazu a naopak. Pro parametry jako u předchozí metody platí: útlum odrazu 10dB, pásmo 3,1GHz - 10,6GHz platí, že $a=8,5mm$, pro 20dB pak $a=10,9mm$.

Na následujícím obrázku Obr. 9.2 je zobrazena závislost velikosti a na útlumu odrazu.



Obrázek 9.2 Závislost velikosti a na útlumu odrazu [81]

Můžeme si všimnout, že rozměry uvedené v grafu jsou jiné, než ty které využívají činitele Q . Protože zde není použita žádná aproximace, hodnoty uvedené v grafu jsou přesnější.

Antény nižších řádů odpovídají takovým rozměrům, ale antény, které vyzařují vyšší řád tak jsou větší a odchylky touto metodou jsou také větší (chyba, degradace, ...).

Maximální zisk antény, Super zisk

U mnoha UWB antén, určených pro mobilní zařízení, není struktura, stejně tak jako zisk, zásadní parametr, pokud máme vysokou účinnost. Neexistuje teoretický limit pro maximální zisk dosažitelný pro danou velikost na jedné frekvenci, protože poté jsou vztahy a přizpůsobení pro impedance - pásmo - vs. velikost mnohem obtížnější.

Pokud se pole šíří ve sférických harmonických, maximální možný zisk je dán, dle [82] vztahem:

$$G_{max} = n^2 + 2n \quad (74)$$

kde n je nejvyšší řád sférické Hankelovi funkce. Velikost zisku souvisí s myšlenkou, že sférický režim Q rychle zvyšuje, když $ka < n$. Což ztěžuje zjištění zisku u širokopásmových antén. Pokud $ka = n$ potom získáme tzv. normální zisk, ten je dán vztahem:

$$G_{norm} = (ka)^2 + 2ka \quad (75)$$

Antény, které mají vyšší zisk, než je G_{norm} pro danou velikost se nazývají superziskové. Abychom z rovnice výše získali požadovaný zisk, musí být splněna podmínka pro a_{norm} . Lze vyjádřit vztahem:

$$a_{norm} = \frac{\sqrt{1+G}-1}{k} \quad (76)$$

Vztahy pro výpočet Q pro mody vyšších řádů jsou velmi složité, nebudeme je zde uvádět, ale proto zde uvedeme hodnoty z nich přímo získané.

Předpokladem pro využití následující tabulky jsou tyto podmínky:

1. Opět využíváme pouze TE nebo TM
2. Q bude dominantní složkou při chování nejvyššího řádu modu
3. Anténu nemůžeme naladit na danou úroveň odrazu, pokud Q bude menší, nebo rovno požadované hodnotě pro TM_{01}
4. Q musíme uvažovat z oblasti spodní hranice pásma, protože zde je pro ladění rozhodující

Tabulka 1 Tabulka hodnot mezi Q a Mody různých řádů

n	G_{max}	ka pro $Q = 26$	ka pro $Q = 7,75$	ka pro $Q = 4,24$
1	3	0,351	0,552	0,707
2	8	1,01	1,4	1,7
3	15	1,79	2,35	2,83
4	24	2,63	3,38	4,08
5	35	3,52	4,46	5,46

Převodní charakteristika

K upřesnění výkonových vlastností v systému lze využít vzájemných vztahů Friisovy rovnice:

$$\frac{P_R}{P_T} = G_T G_R \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 = G_T G_R \left(\frac{c_0}{2\omega R} \right)^2 = G_T A \frac{1}{4\pi R^2} \quad (77)$$

kde A je efektivní plocha antény. Efektivní plocha většiny antén je větší než jsou její skutečné fyzické rozměry.[83]

Parametry antén značně závisí na jejich použití, prostředí kde jsou instalovány, modulačním schématem. Nejdůležitější je, vzít v úvahu následující:

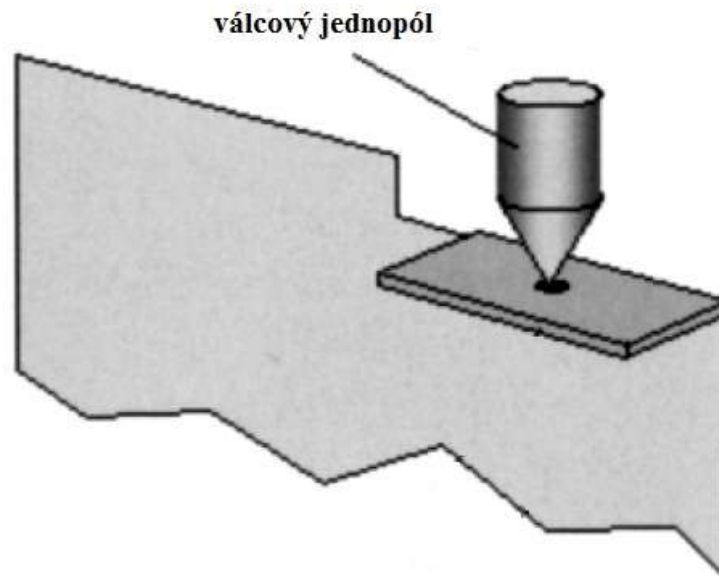
- zda modulace, či uvažované rovnice, vyžadují nějaký specifický tvar signálu, nebo nevyžadují
- zda obvod bude pevný, přenosný, nebo mobilní
- zda body trasy mají přímou viditelnost, nebo zda je použito více-cestné šíření

9.4.2 Některé typy UWB antén

Válcové monopóly a dipóly

Brzy po vzniku drátové antény, bylo zjištěno, že zvětšení průměru drátu zvětšuje šířku pásma v důsledku snížení množství nahromaděné energie u povrchu.

K. L. Wong a S. L. Chieng [84], [85]. nedávno představili válcový monopól s kuželovou vstupní částí, s výškou 20mm, 10mm průměr a připevněný v blízkosti rohu umělé vertikální země s rozměrem 60 x 120mm.



Obrázek 9.3 Válcový monopól s kuželovou vstupní částí [81]

Anténa měla úroveň return loss lepší než 10dB v celém kmitočtovém pásmu (1,84 - 10,6GHz). Struktura také vykazuje známky záření na elektricky velké "protiváze", s mnoha laloky.

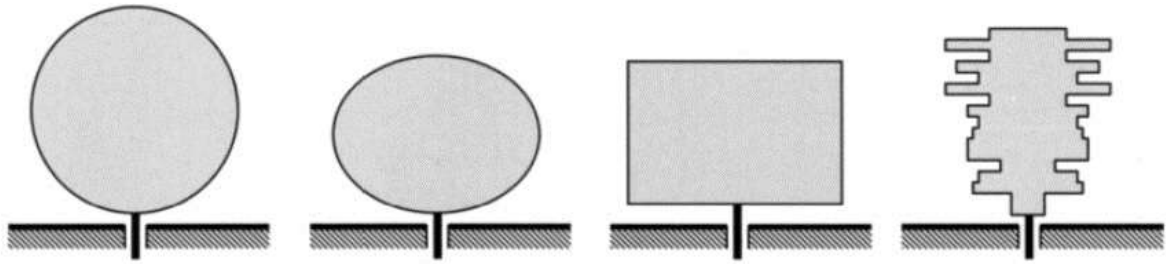
Wong a Chieng také představili čtvercový monopól s return loss 10dB v rozsahu 1,92 - 6,63 GHz. Rozměry antény byly 23mm na výšku, 8mm x 8mm průřez. Struktura je spojena s horizontální zemnicí plochou o rozměrech 150 x 150mm.

Rovinné jednopólové antény

Tento typ antén si získal velkou oblibu, pro svoji jednoduchou výrobu. Základní myšlenou je vyrobit silnou strukturu, která bude snižovat Q a proto je jednodušší anténu ladit na nižších frekvencích. Na nižších kmitočtech také nemusí být dosaženo přísně daných tvarů, což nám poskytuje velmi dobré výsledky a veliké možnosti návrhu.

U eliptické verze těchto planárních antén lze dosáhnout extrémně široké impedanční šířky pásma (poměr 8:1 je velmi častý).

Běžné výšky jsou $0,25\lambda$ až $0,35\lambda$ na nižším okraji pásma.

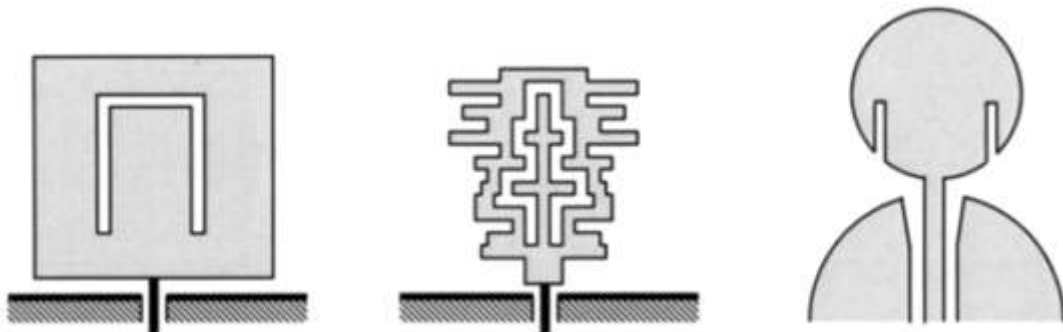


Obrázek 9.4 Rovinné jednopólové antény

Rovinné jednopólové antény s band-notch charakteristikou

UWB systémy se musí o přidělované frekvence dělit se stávajícími úzkopásmovými službami. Například IEEE 802.11 a systémy pracující na frekvencích 5,15 - 5,85GHz. Tyto systémy mají mnohem větší spektrální hustotu výkonu, než systémy UWB. Běžně v mnoha případech, je nutné využití filtru k zabránění vzniku interferencí a rušení.

Lze ale navrhnout anténu, se speciální charakteristikou, která zabrání vniknutí úzkopásmového signálu. Taková anténa vznikne například přidáním vnitřní nebo vnější šterbinové struktury. A. Kerkhoff a H. Ling [86], [87].



Obrázek 9.5 Rovinné jednopólové antény s band-notch charakteristikou

Spirálové antény

V několika následujících kapitolách se zaměříme na vlastnosti, použití čtyř - pólových spirálových antén.

Myšlenka spirálové antény, byla představena kolem poloviny 50. let, když Edwin Turner, elektroinženýr, se rozhodl navinout dipólovou anténu do spirály. I přes jisté pochybnosti předních odborníků na antény na univerzitě v Illinois, pokoušel se o experimenty. Výsledky prvních pokusů byly zajímavé. Získal kruhově polarizovanou anténu, která vykazovala téměř konstantní impedanci a šířku vyzařovaného svazku nezávislou na frekvenci.

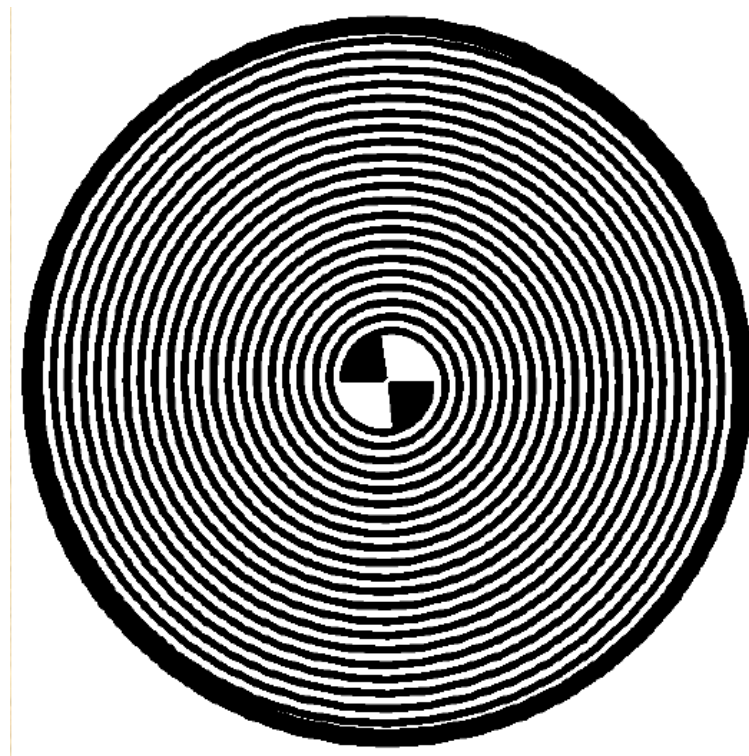
1. Archimédova spirálová anténa:

Jedná se o anténu, jejíž hrana je popsána následující rovnicí:

$$r(\varphi) = r_0 + a(\varphi + \varphi_0) \quad (78)$$

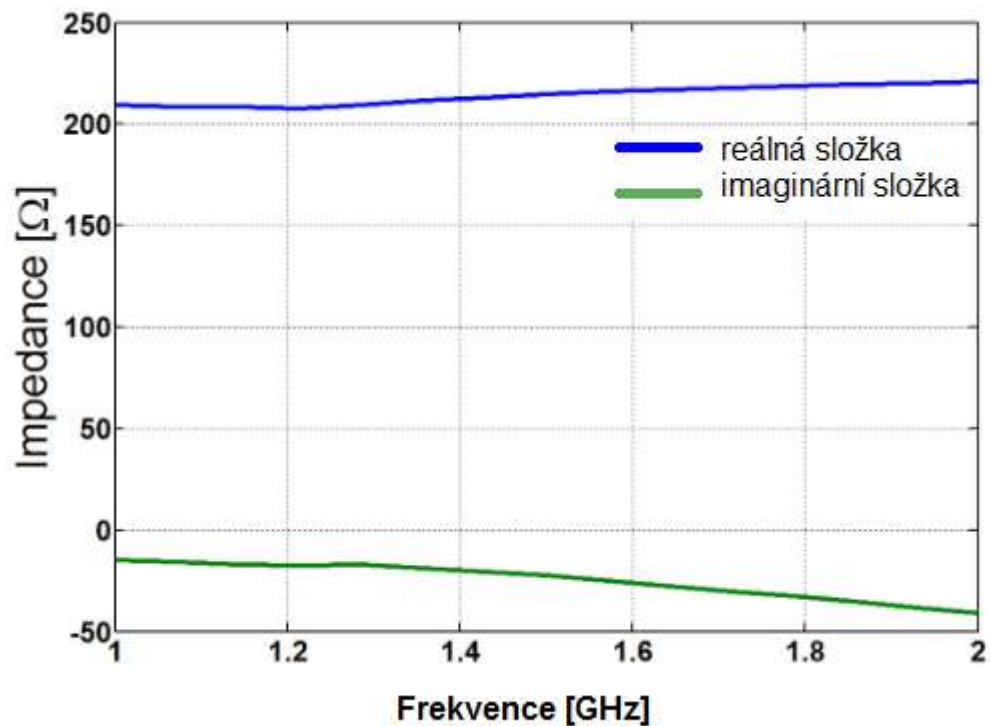
kde φ_0 je úhel mezi hranami spirály

Parametry spirálové antény a její charakteristiky jsou uvedeny dále



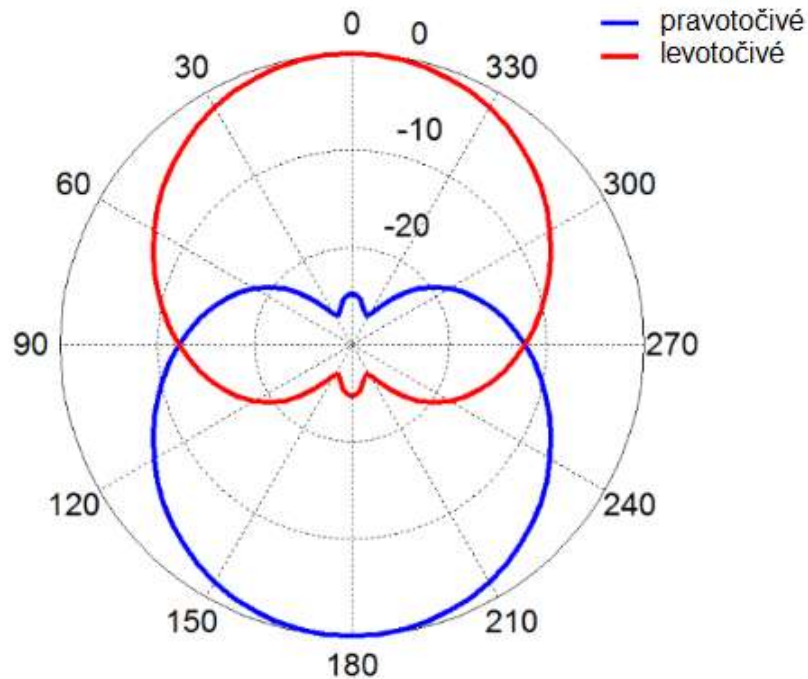
Obrázek 9.6 Archimédova spirálová anténa

Nejnižší pracovní kmitočet je dán vnějším průměrem spirály a nejvyšší pracovní kmitočet je naopak dán vnitřním průměrem spirály. Vstupní impedance takové antény je $\approx 180\Omega$.

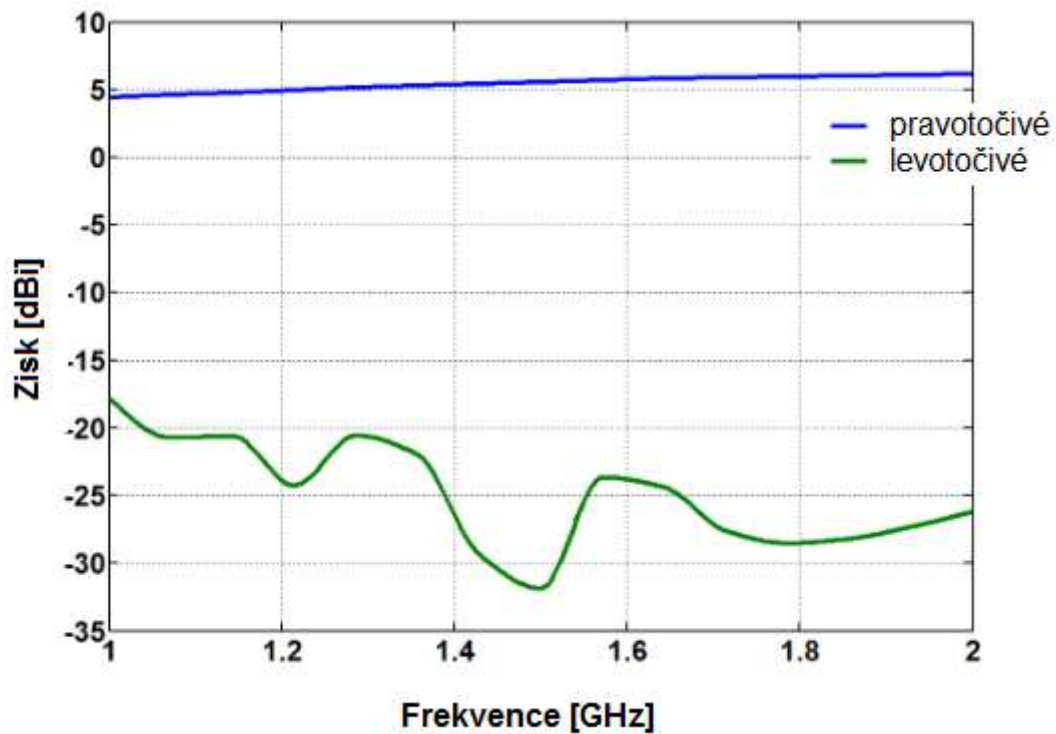


Obrázek 9.7 Vstupní impedance

Na následujícím obrázku je zobrazena směrová charakteristika Archimedovy spirálové antény a závislost zisku na frekvenci. Polarizace je kruhová s dvěma hlavními laloky, které mají opačný směr (levotočivé, pravotočivé). Charakteristika je relativně konstantní přes celé frekvenční pásmo.



Obrázek 9.8 LHC a RHC charakteristika spirálové antény



Obrázek 9.9 Závislost zisku na frekvenci spirálové antény

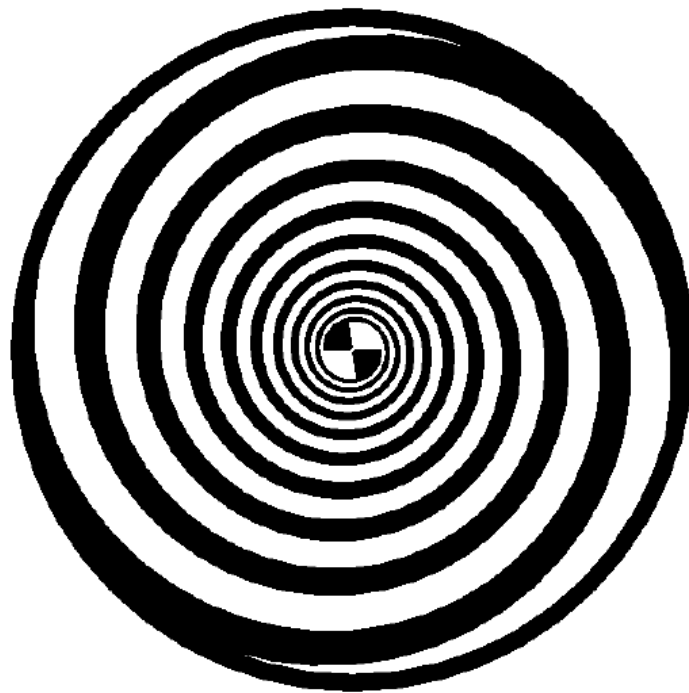
Podobné charakteristiky má i logaritmická spirálová anténa

2. Logaritmická spirálová anténa

Jedná se o anténu, jejíž hrana je popsána následující rovnicí:

$$r(\varphi) = r_0 e^{a(\varphi + \varphi_0)} \quad (79)$$

kde φ_0 je úhel mezi hranami spirály



Obrázek 9.10 Logaritmická spirálová anténa

Čtyř pólová spirálová anténa

Základem je funkce dvou - pólové spirálové antény. Vědci zjistili, že tato anténa je buzena dvěma mody:

1. mód - buzen dvěma póly se stejnou amplitudou proudu, ale ten je v protifázi, podobně, jako napájení běžného dipólu. Tento mód vykazuje frekvenční nezávislost vyzařovaného paprsku s maximem na vyzařovací ose, kruhová polarizace, atd.

2. mód - proudy mají stejnou amplitudu, ale jsou soufázové. Vykazuje frekvenční nezávislost s nulou na vyzařovací ose, kolmé k ploše spirály.

Problém spirálové antény, která pracuje současně ve dvou i více modech, byl vyřešen v roce 1960, který navrhl antény troj i více pólové. Shelton poznal, že počet použitelných módů je vždy o jeden menší, než je počet pólů antény [88]. Obecně N - pólová anténa má i N módů, ale vždy jeden je nevyvážený, proto jej nelze použít (bude upřesněno později v dalším textu).

Například troj - pólová anténa pracuje ve dvou modech a čtyř - pólová anténa pracuje ve třech modech. Tento poznatek byl průlomem v dalším vývoji tohoto typu antén. Zlepšila se širokopásmovost a kvalita zaměřovacího výkonu.

Uvažujme nyní spirálu která je zezadu zakryta kovovou dutinou:

Následující rovnice stanovuje vztah mezi vnějším průměrem spirály a nejnižší provozní frekvencí:

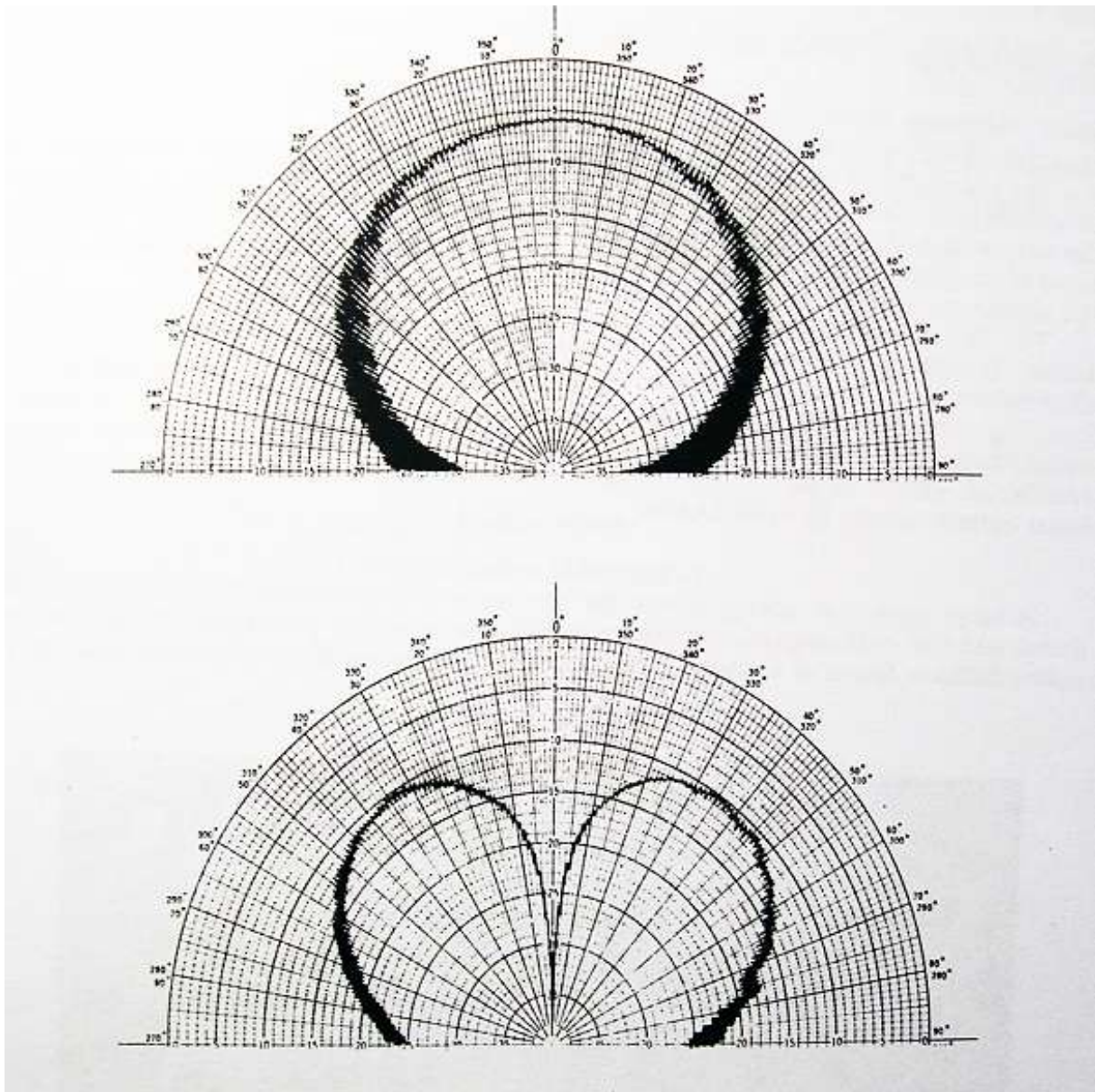
$$f_{\text{nižší}} = \frac{c}{\pi D_{\text{vnější}}} \quad (80)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, D je vnější průměr a f je zde nižší hranice pásma. Horní frekvence antény je obecně limitována průměrem koaxiálních kabelů, použitých k napájení antény. Jestliže svazek čtyř koaxiálních vedení je využit k napájení čtyř-ramenné antény, potom je vzdálenost mezi středem vodiče každého kabelu omezena vnějším průměrem koaxiálního vedení. Maximální pracovní frekvence čtyř-ramenné antény, napájené ze čtyř svazků koaxiálního vedení je omezena následující rovnicí:

$$f_{\text{vyšší}} = \frac{c}{\pi \sqrt{2} D_{\text{vnitřní}}} \quad (81)$$

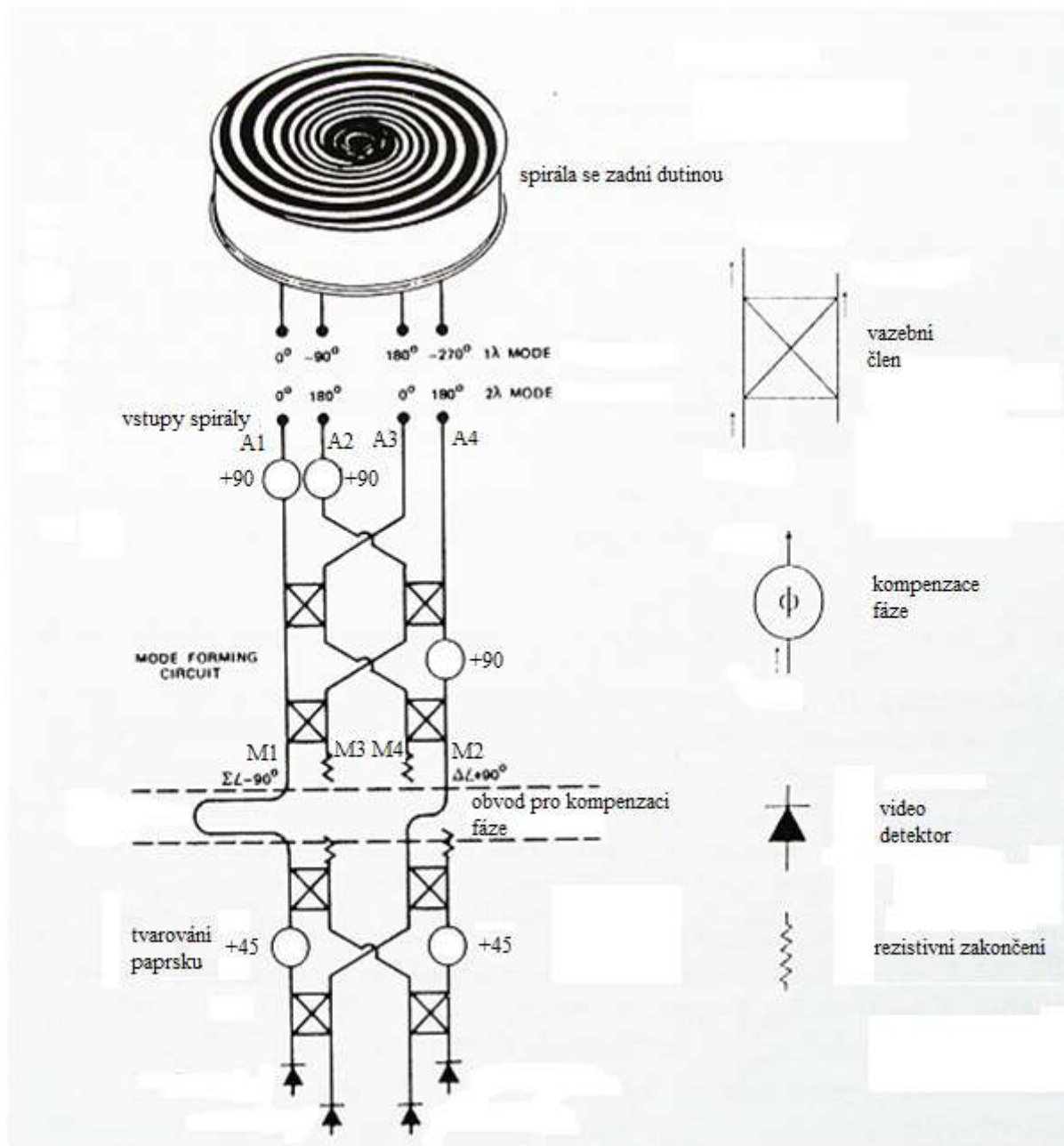
kde D je vnitřní průměr koaxiálního vedení v metrech a f je zde vyšší pracovní frekvence v Hz. Obecné pravidlo pro vzdálenost mezi napájecími body ve středu spirály zní, že vzdálenost mezi nimi je dána šířkou jednoho ramene.

Na následujícím obrázku jsou zobrazeny jednotlivé mody:



Obrázek 9.11 Mód 1 a Mód 2 čtyř-pólové spirálové antény [89]

Čtyř-pólová anténa funguje na základě následujícího schématu:



Obrázek 9.12 Systémové schéma čtyř-pólové spirály [89]

Systém se skládá z těchto nejdůležitějších částí :

1. Čtyřpólová rovinná spirála
2. Dutina pohlcující zpětné záření
3. Aritmetické obvody složené z:
 - obvod zajišťující změny modu
 - obvod pro kompenzaci fáze
 - obvod pro tvarování paprsku

- účelem dutiny je pohlcovat zpětné záření, protože rovinná kruhová anténa vyzařuje obousměrně. Což umožňuje širokopásmové vlastnosti, víceoktávové operace, které by nebyly realizovatelné, kdyby rovinný zářič byl umístěn za spirálou.

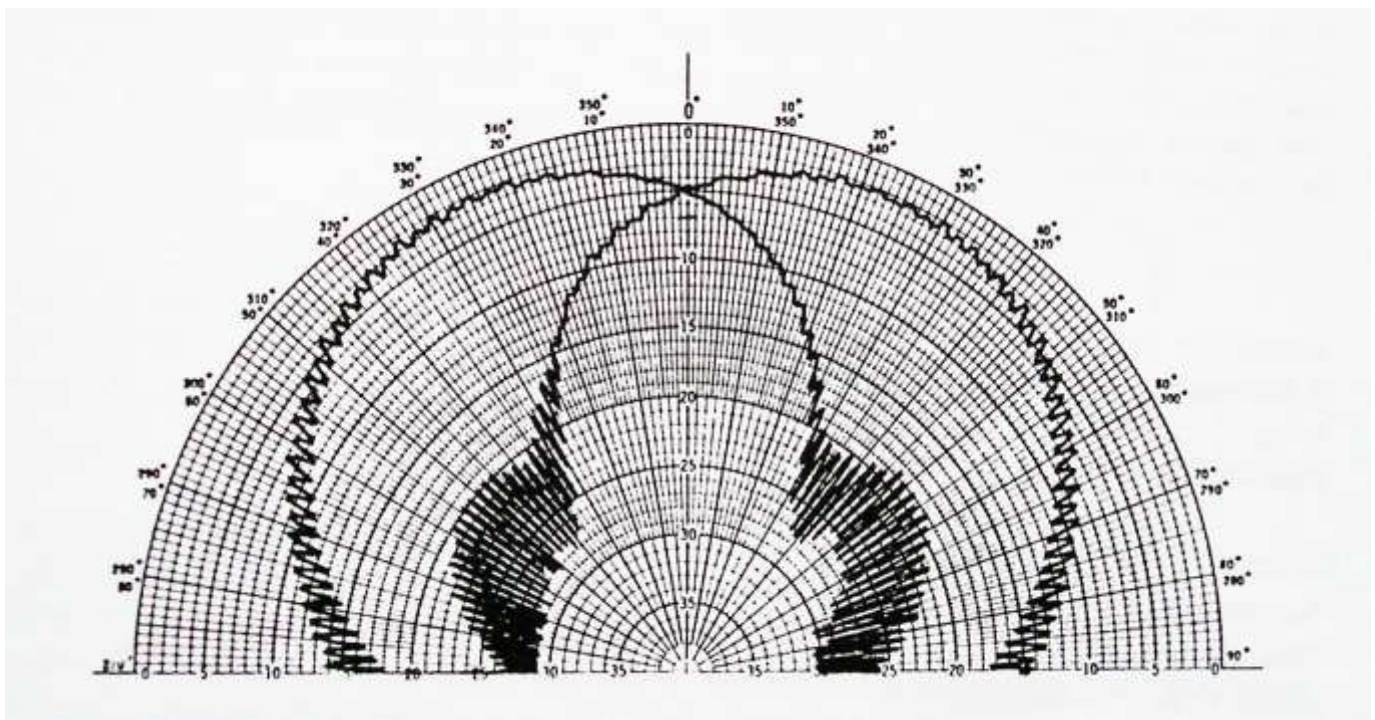
- další součástí je obvod pro změny modu, který výstupům poskytuje současně Mod1 i Mod2. Jeho účelem je filtrovat nežádoucí Módy.

- fázová kompenzace je nezbytná pro zajištění, že fáze Modu1 se nebude posouvat s frekvencí, vzhledem k fázi Modu2. Jestliže není správně zajištěna kompenzace fáze, mohlo by docházet k tomu, že paprsky rotují kolem osy a tím by docházelo ke změně frekvence.

- obvody pro tvarování paprsku, slouží ke konverzi ze dvou-kanálového monopulsu na čtyř-kanálový kombinací Modu1(Σ) a Modu2 (Δ).

Vektorově pak zápis bude vypadat následovně: $\Sigma + \Delta$, $\Sigma - \Delta$, $\Sigma + j\Delta$, $\Sigma - j\Delta$.

Charakteristika popisující uvedenou situaci je na následujícím obrázku. Jedná se o průřez paprsky.



Obrázek 9.13 Struktura tvarování paprsku [89]

System zářiče

Předpokládejme, N-pólovou spirálovou anténu.

Potom máme k dispozici N základních modů. Pro Mod1 (λ) fáze bude upravena $360^\circ/N$ a podobně pak pro Mod2 (2λ), bude fáze $720^\circ/N$ mezi přilehlými svorkami. Z předchozího lze uvést, že Mód N bude mít fázi $360^\circ N/N$ mezi přilehlými svorkami.

Dále je vidět, že N-tý Mód a N-tý pól spirály nebudou vyváženě napájené. (pod pojmy vyvážené napájení si lze představit situaci, kde součtový vektor všech proudů je roven 0 a vyzařování z napájecího vedení je potlačeno).

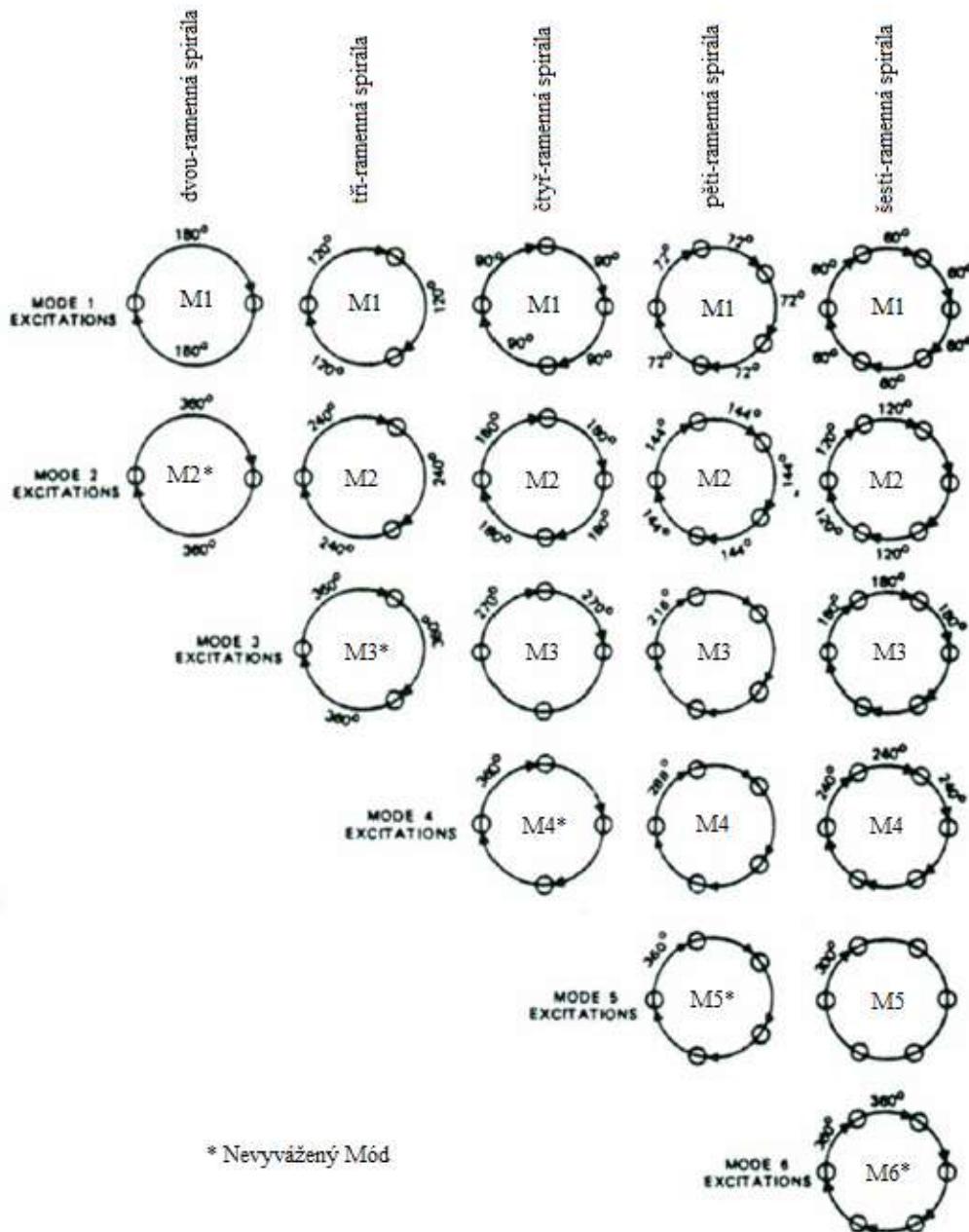
Z tohoto předpokladu vyplývá, že použitelný počet Módů je $N-1$. Kde N je počet pólů (ramen) antény.

Následující rovnice popisuje fázovou posloupnost pro jakýkoli mód:

$$P(N) = 360^\circ \left[\frac{(N-1)}{N_{\text{pólů}}} \right] M \quad (82)$$

kde N je celé číslo mezi 1 a $N_{\text{pólů}}$, P je fáze N -tého ramene ve stupních a M je číslo modu.

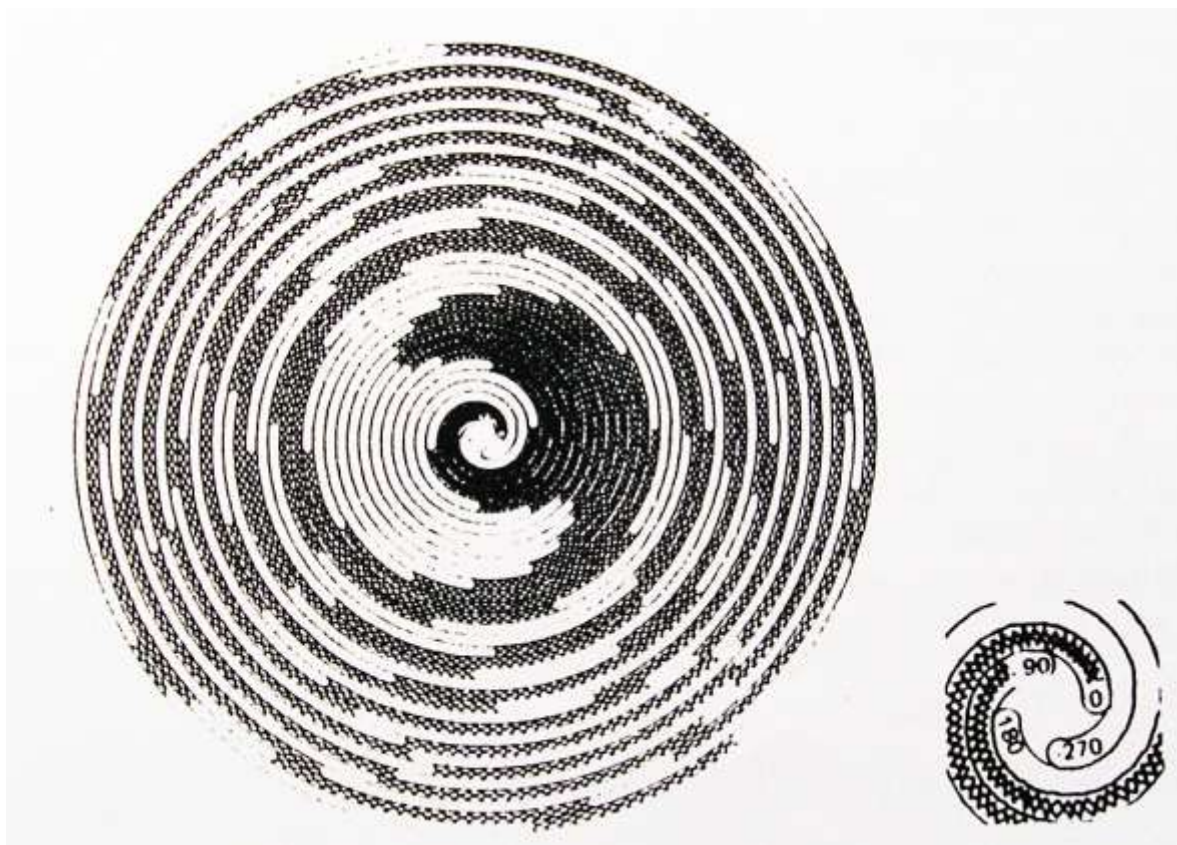
Myšlenka je lépe znázorněna na následujícím obrázku.



Obrázek 9.14 Použitelný počet Modů $N-1$ [89]

Zaměříme se nyní na proudové působení ve čtyř-pólovém systému. Budeme uvažovat Mod1 a Mod2. Na prvním obrázku je patrný Mod1. Délka jednotlivých zastíněných a nezastíněných oblastí reprezentuje jednu-polovinu vlnové délky. (na základě uvažované pracovní frekvenci) Výjimkou je samozřejmě střed spirály, kde jsou buď délky upraveny, nebo fáze obráceny, tak aby se shodovali s 0° , 90° , 180° a 270° . Poté bude anténa vyzařovat v Modu1.

Stíněné oblasti mají pravotočivý směr proudu a nestíněné oblasti mají levotočivý směr proudu. V závislosti na frekvenci celý obrázek bude rotovat. Fáze dalekého pole bude nabývat hodnot posloupností vlnové délky nebo 360° .



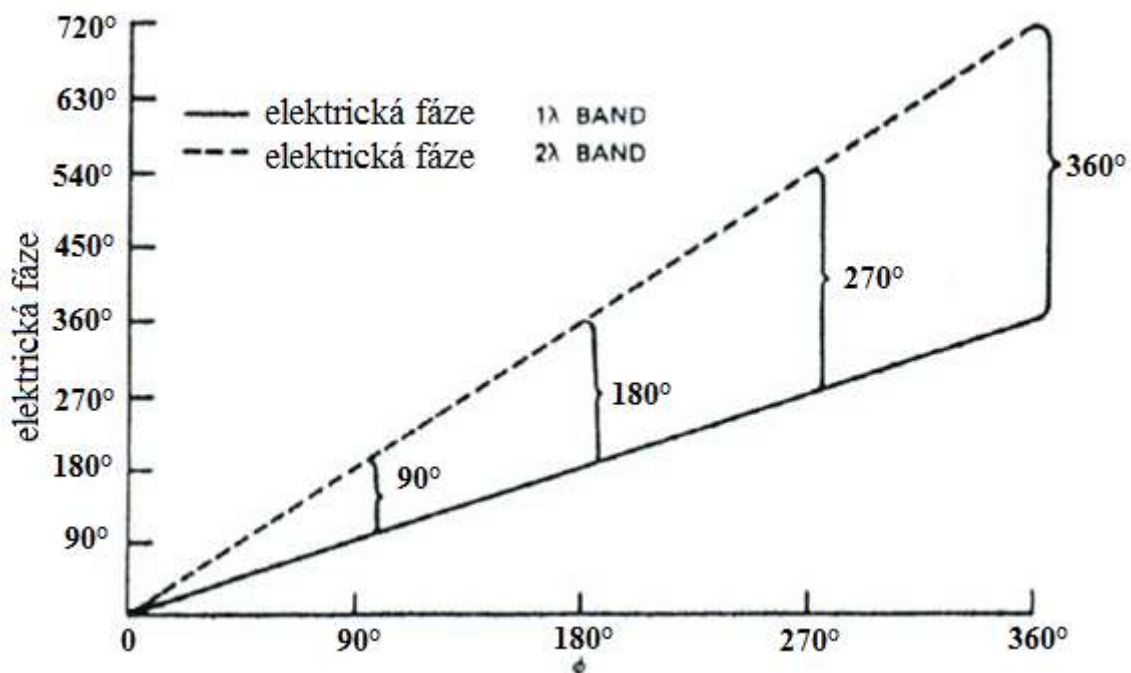
Obrázek 9.15 Struktura spirálové antény v Modu 1 [89]

Podobně to funguje i u Modu2, i zde odpovídají délky stíněných i nestíněných oblastí polovině vlnové délky. Ve středu spirály, jsou upraveny polohy stíněných i nestíněných oblastí tak, aby vyhovovaly napětí pro využití Modu2. Pro Mod2 odpovídá 0° , 180° , 0° a 180° .

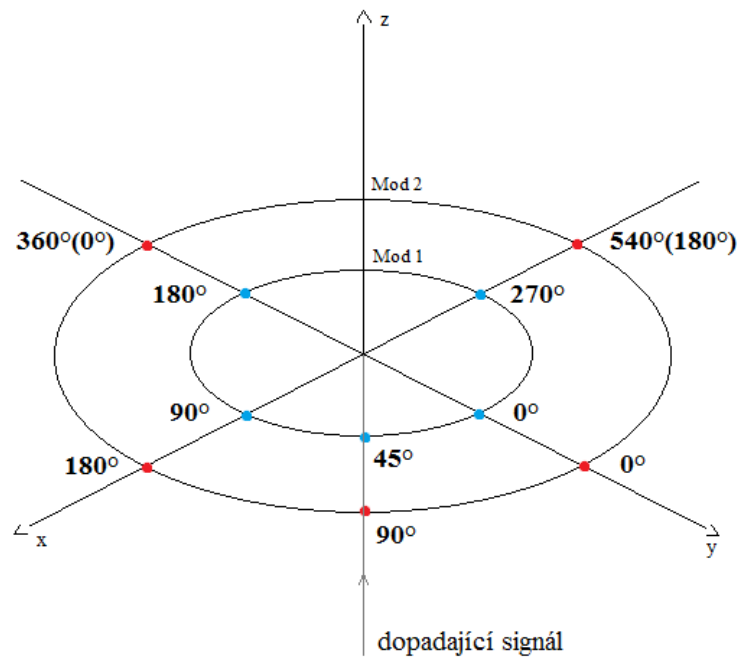


Obrázek 9.16 Struktura spirálové antény v Modu 2 [89]

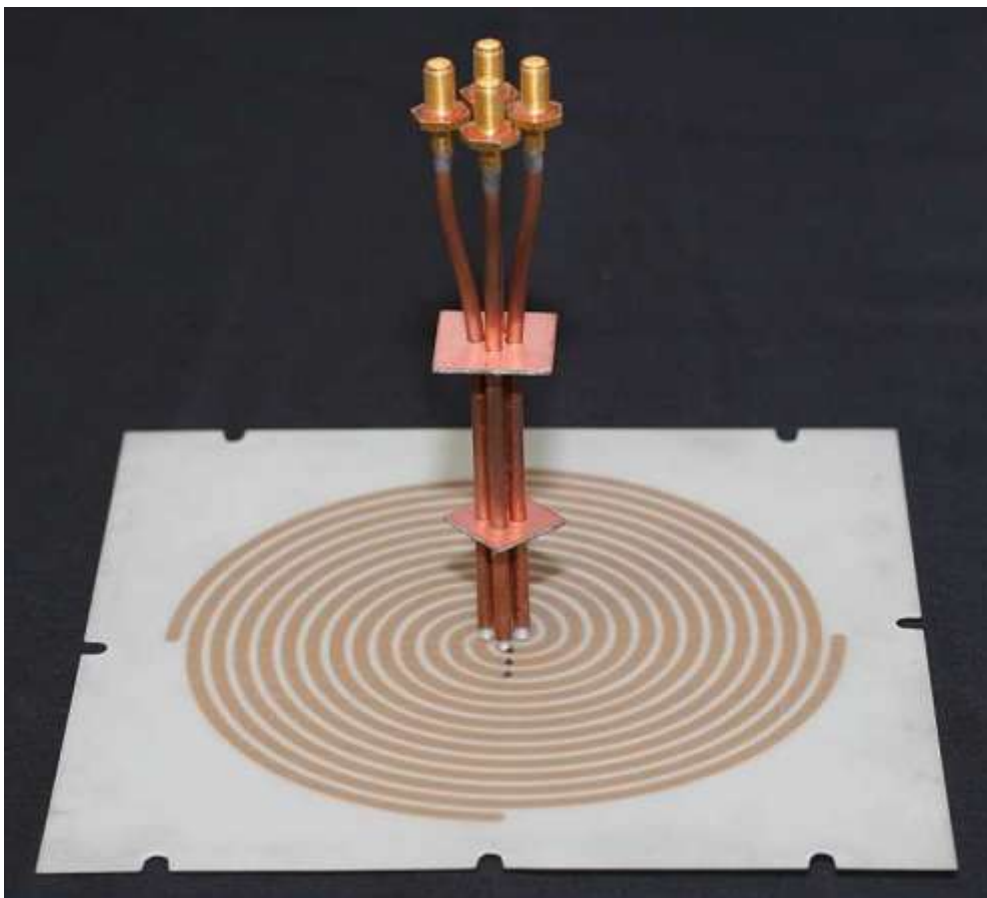
Na následujících obrázcích je zobrazena charakteristika fázového rozdílu, jako funkce úhlu azimutu. Dále lze vidět, že fáze modu 2 je dvojnásobná fázi modu 1. Tento rozdíl je unikátní pro každý měřený azimut.



Obrázek 9.17 Charakteristika fázového rozdílu [89]



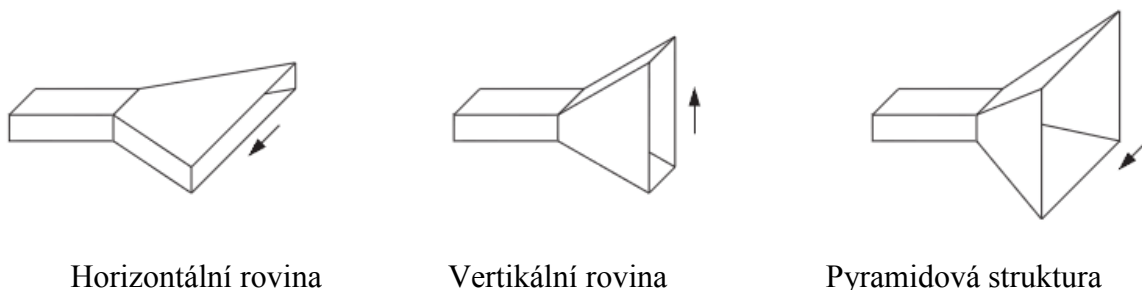
Obrázek 9.18 Fáze Modu 2 a fáze Modu 1



Obrázek 9.19 Čtyř-pólová (ramenná) anténa [90]

Hornova anténa

Jedním ze způsobu jak zvětšit směrovost vlnovodu, je použití tzv. Hornovy antény, která je na koncích zvonově rozšířena. Na následujících obrázcích (Obr. 9.20) vidíme 3 typy profilu:

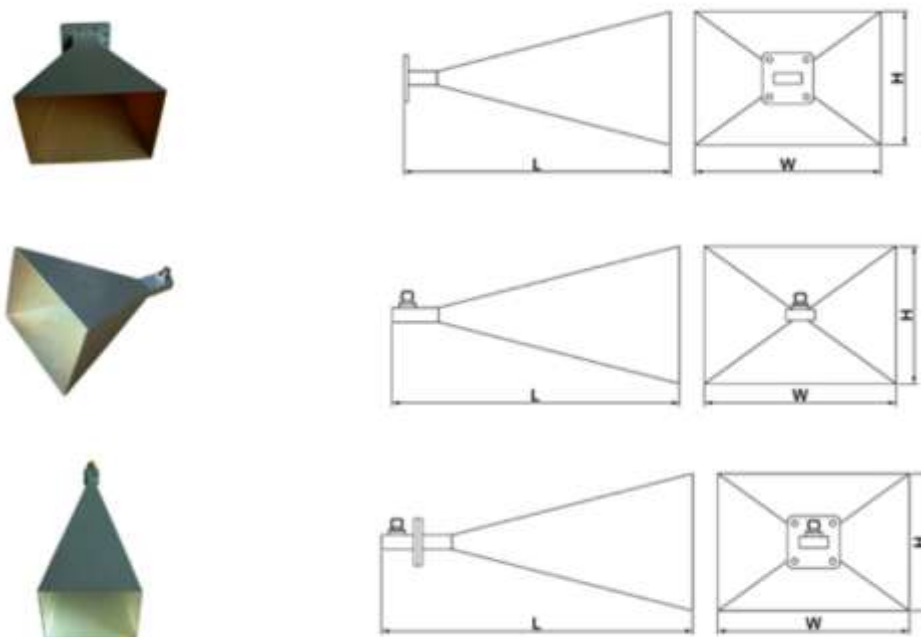


Obrázek 9.20 Některé typy Hornových antén

Pyramidová struktura je široce používaným typem pro mikrovlnné aplikace. V našem případě se budeme zabývat Hornovou anténou pro elektromagnetickou kompatibilitu (EMC).

Využívá se jak pro příjem, tak pro vysílání v mikrovlnných aplikacích. Je pro ni charakteristický zvonovitý tvar, který může mít obdélníkový, čtvercový či kruhový průřez. Aby anténa správně fungovala, je nutné, aby byly zajištěny správné rozměry vyzařovací části. Je-li vlnová délka příliš krátká, nebo naopak dlouhá (frekvence bude příliš nízká), anténa nebude pracovat efektivně. Lze najít v [91], [92], [93].

Hornovy antény jsou také běžně používané jako aktivní prvek v parabolických anténách. [94]. Antény mohou být do měřicí aparatury připojeny několika způsoby, na Obr. 9.21. jsou uvedeny některé z nich:

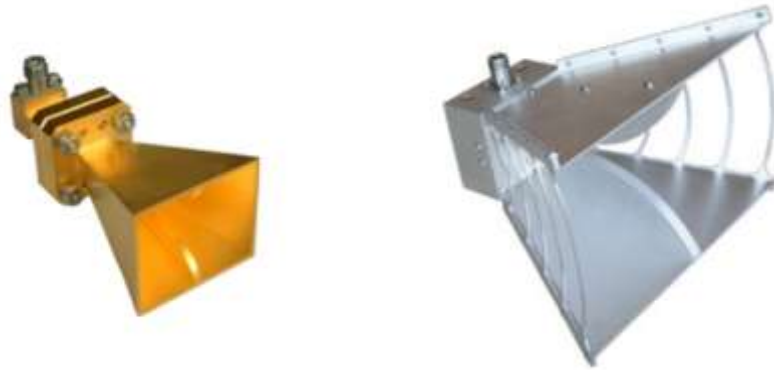


Obrázek 9.21 Typy připojení hornových antén k aparatuře měření

Na prvním obrázku je připojení přímo k vlnovodu, na druhém je využito koaxiálního kabelu a na třetím je kombinace obou předchozích.

Širokopásmové antény, vzhledem k jejich velkému frekvenčnímu pásmu se používají jako testovací antény v oboru EMC. Další nákresy a fotografie hornových antén jsou uvedeny v Příloze A.4.1.

Možné realizace Hornovy antény pro EMC:



Obrázek 9.22 Hornova anténa pro rozsah 1-18GHz

Teoreticky je možné využít pro tuto úlohu i Hornovy antény. Nebyl by však možný tak velký frekvenční rozsah a měření v laboratorních podmínkách by vůbec nebylo možné. Hornova anténa pro rozsah 100MHz - 1GHz má přibližné rozměry trychtýře 1,4 * 2,1m a délky 2,25m.

Fraktál a fraktálová anténa

Její činnost vychází z využití funkce fraktálu. U fraktálových antén je pak počet frekvenčních pásem dán počtem jednotlivých fraktálů.

Termín fraktál pochází z latiny (fractus - rozbitý) a byl popsán v roce 1975 matematikem Benoit Mandelbrotem. Jedná se v podstatě o geometrický objekt s těmito základními vlastnostmi:

1. je "soběpodobný" což znamená, že pokud daný útvar budeme pozorovat v jakémkoli měřítku, či rozlišení, vždy uvidíme stále opakující se tvar.
2. mívá na první pohled velmi složitý tvar, ale lze jej generovat pomocí jednoduchých pravidel.

Fraktály mají na první pohled velmi složitou strukturu, ale ve skutečnosti lze je matematicky velmi jednoduše popsat. Některé typy fraktálu jsou uvedeny v Příloze A.4.2.

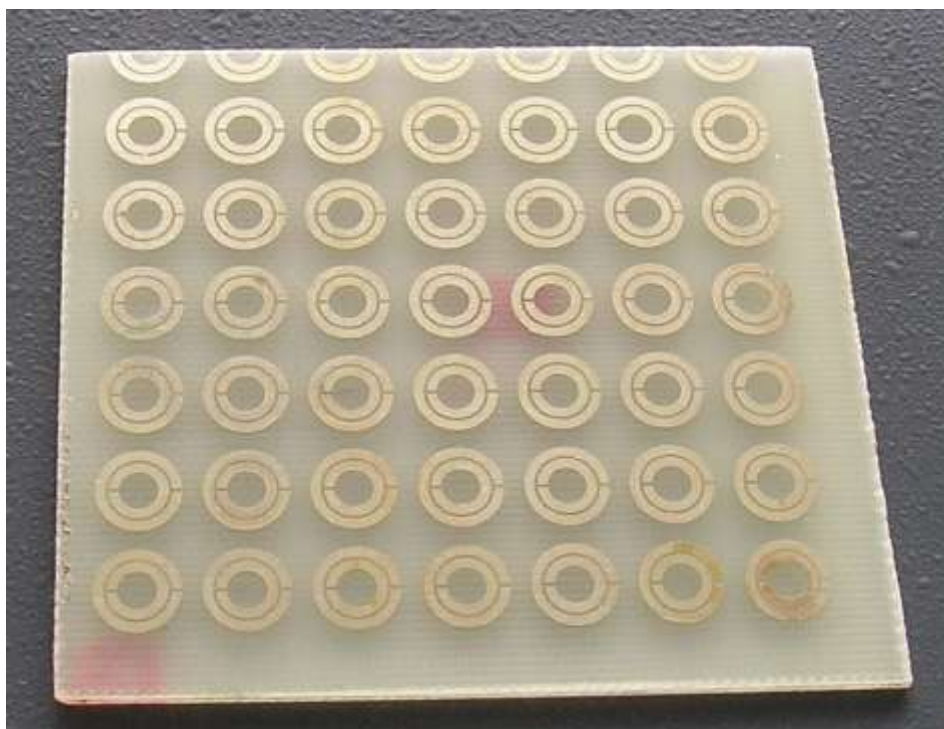
Dělí se na tyto typy [95]:

1. L-systémy
2. IFS - iterační funkční systémy
3. TEA - polynomické fraktály
4. Náhodné fraktály

Fraktálová anténa, která byla použita pro měření je uvedena v Příloze A.4.2.

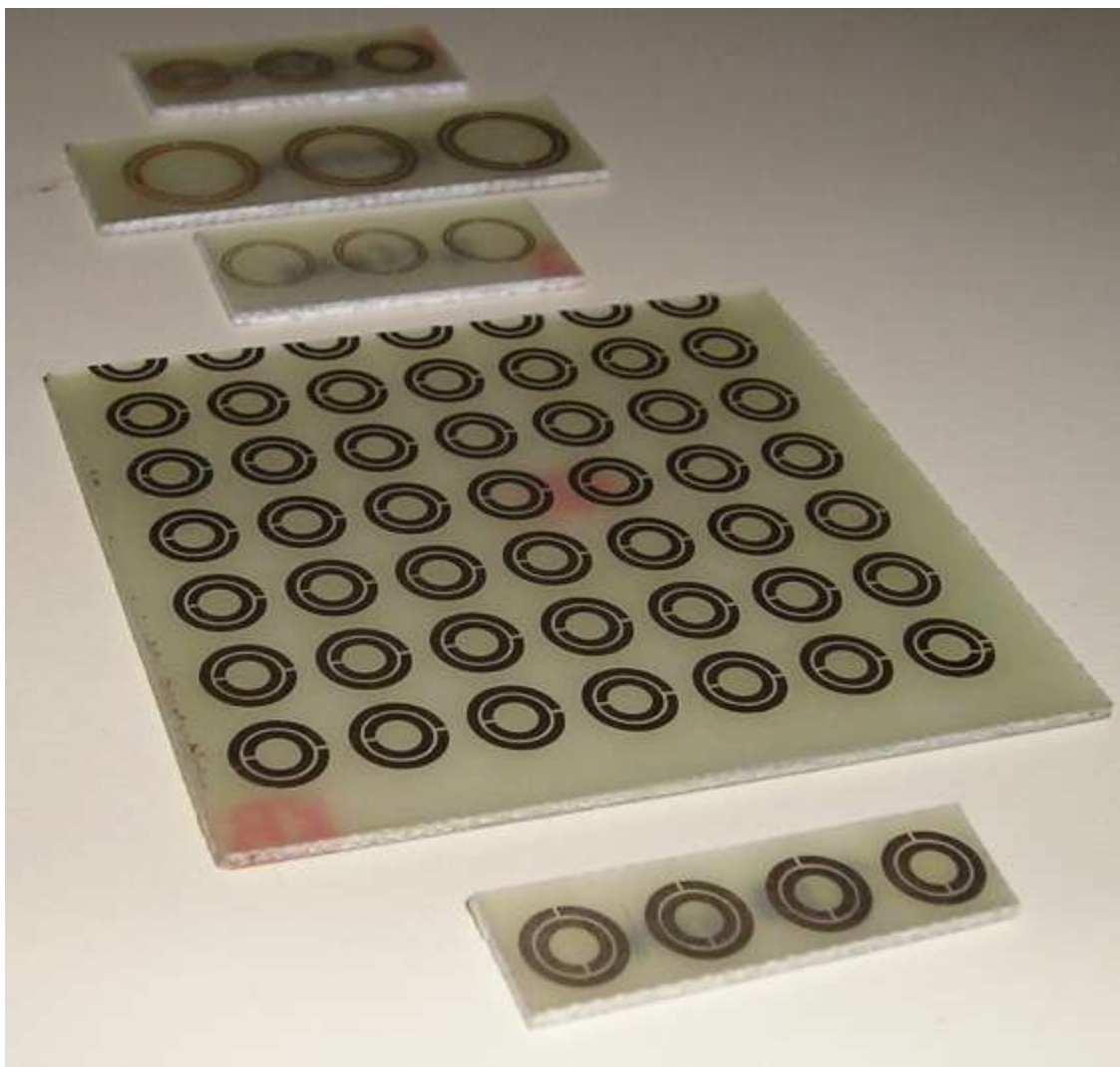
9.5 Vzorky metamateriálu

Jako měřená struktura bude nejprve testována neperiodická struktura (Příloha E.7. a Příloha E.8.) a poté pole rezonátorů, které je navrženo pro určitou frekvenci. Tato frekvence bude dále experimentálně ověřována (Příloha D.). A zjišťován vliv na charakteristiky. Jedná se o strukturu, která je navržena na magnetickou složku elektromagnetického pole. Elektrická se projevuje také, jen na jiném kmitočtu. Uvedená myšlenka bude potvrzena při dalším měření.



Obrázek 9.23 Měřené pole rezonátorů

Budou ověřovány i jiné struktury, ale pro jiné kmitočty.



Obrázek 9.24 Další testované rezonátory

V Příloze D. jsou dále uvedeny měření rezonančních kmitočtů testovaných struktur

Z uvedených charakteristik Přílohy D. je patrné, na jakých kmitočtech struktury rezonují. Bohužel u některých jsou charakteristiky oříznuté, důvodem je to, že proměřování bylo velmi obtížné, protože i jen malá změna polohy měla výrazný vliv na charakteristiku. Bylo obtížné docílit jasných výsledků. Avšak rezonanční kmitočty se podařilo potvrdit. Je patrné, že struktury na Obr. 9.24 rezonují na kmitočtech: 2,51GHz, 1,4GHz, 2,25GHz, 3,7GHz a 3,59GHz.

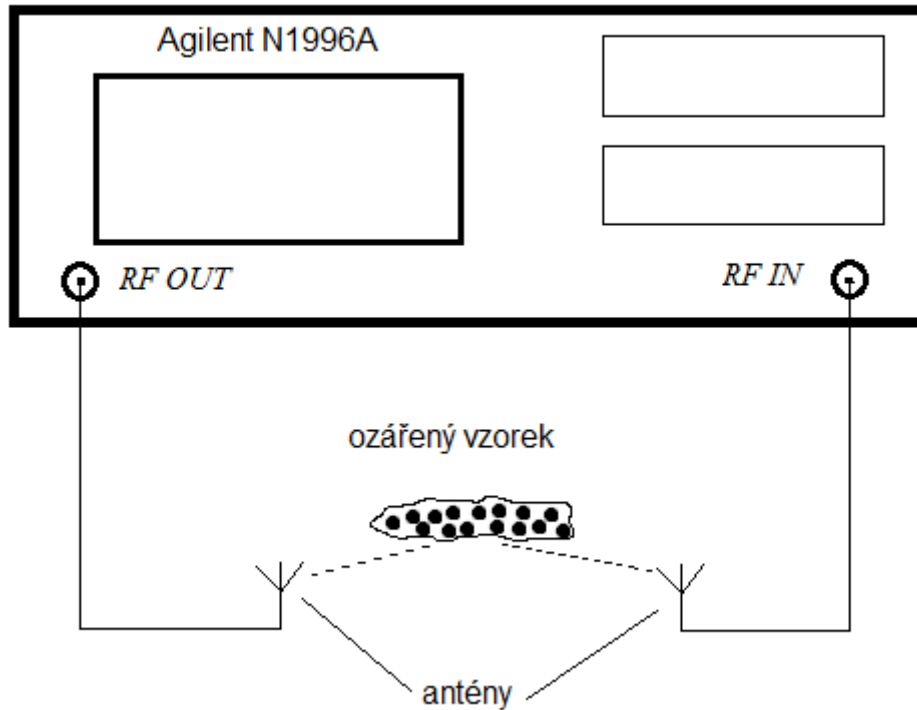
9.6 Schéma experimentálního pracoviště

Při měření bude využito dvou způsobů zapojení pracoviště:

Vzorek bude ozařován z určité vzdálenosti, proto je nutné měření provádět v bezodrazové místnosti, kvůli nežádoucím interferencím. Vzorek metamateriálu bude ozařován jak širokopásmovým signálem, tak i harmonickým signálem od kmitočtu cca 100MHz do

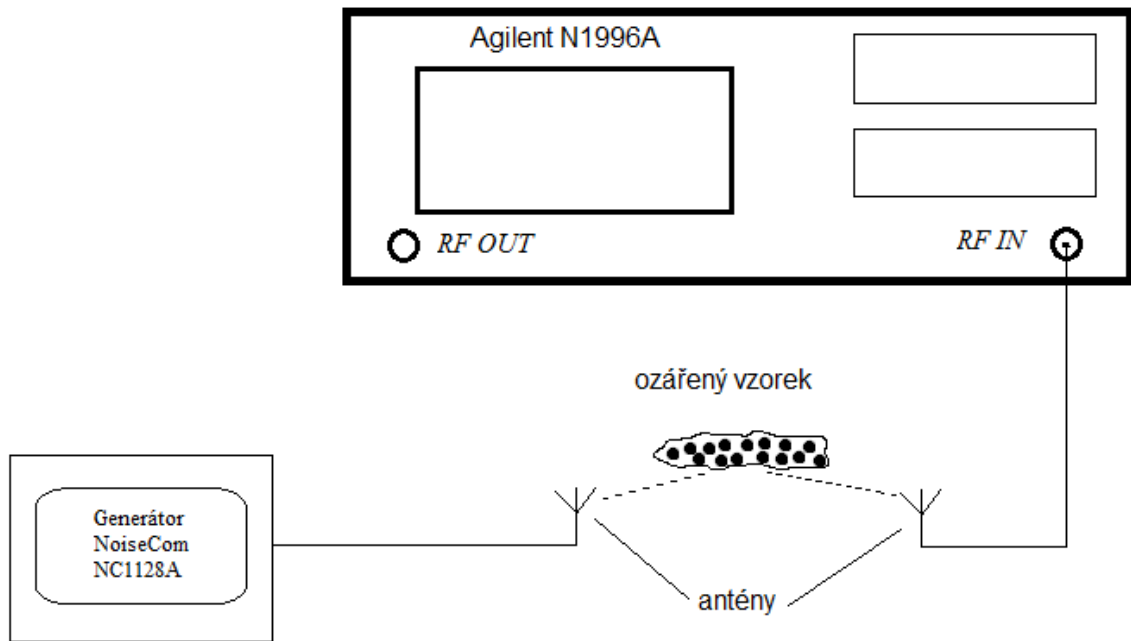
kmitočtu 10GHz. Výstupní požadovanou charakteristikou by mohla být modulová přenosová frekvenční charakteristika (two port insertion loss).

1. Zapojení, kde generovaný signál, budeme získávat přímo z analyzátoru. Tím bude docházet k tomu, že obě frekvence, jak na výstupní anténě, tak i na vstupní, budou vždy synchronizované (two port insertion loss). Na displeji analyzátoru pak přímo bude vidět k jakým změnám vlivem materiálu došlo.



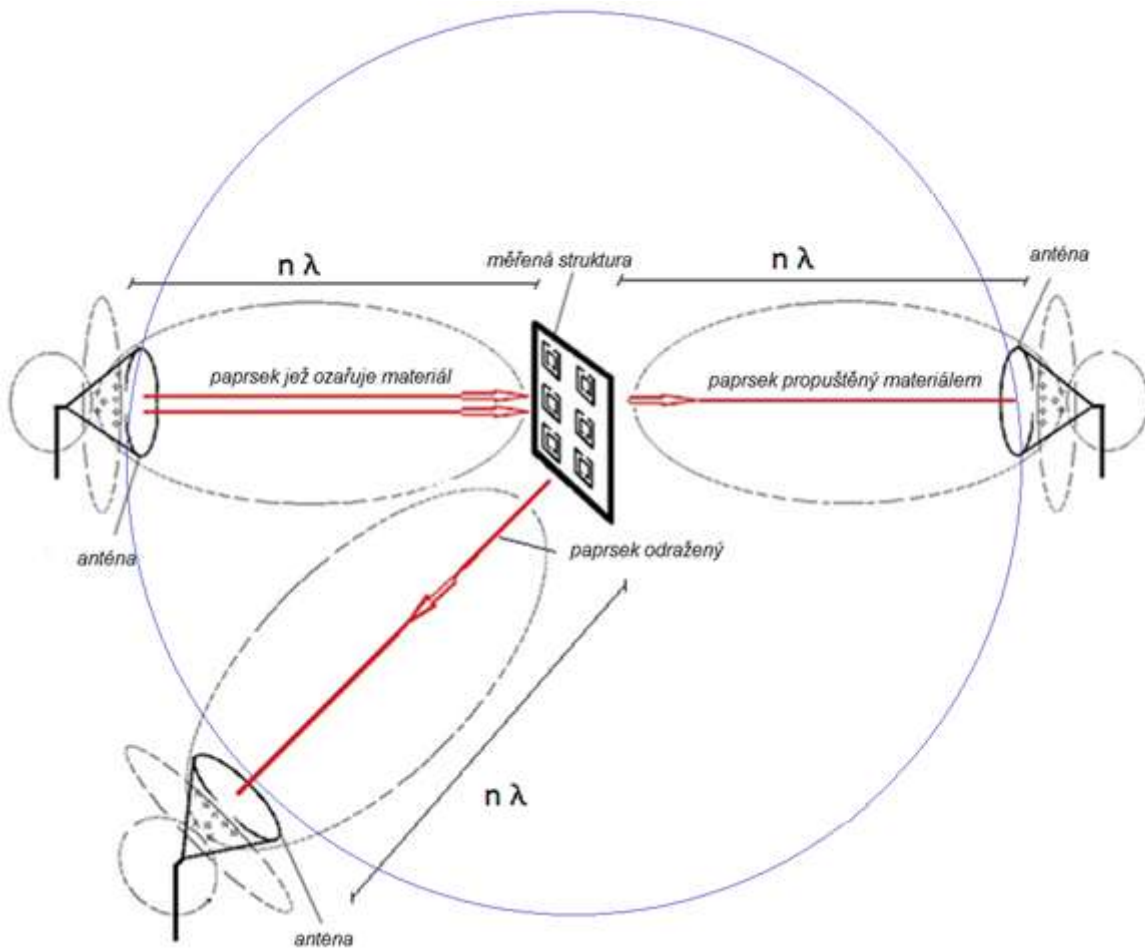
Obrázek 9.25 Schéma metody two port insertion loss

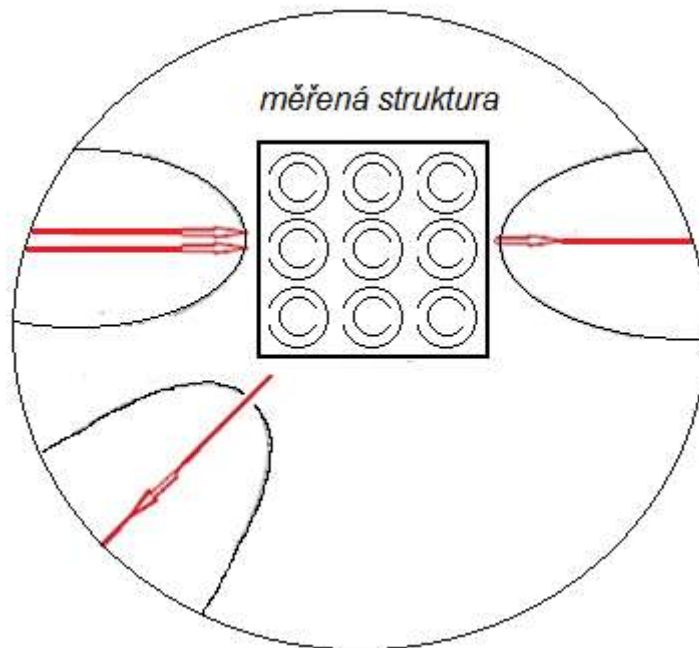
2. Ve druhém případě nebude připojena výstupní svorka analyzátoru a vnitřní generovaný signál bude nahrazen širokopásmovým signálem ze šumového zesilovače NoiseCom NC1128A. Frekvence v jednotlivých zařízeních nebudou synchronizované. Vyhodnocována bude opět požadovanou charakteristiku přímo na displeji analyzátoru.



Obrázek 9.26 Schéma metody s využitím externího zdroje šumu

Na Obr. 9.27 je zobrazeno schéma ozařování vzorku a detail výchozí polohy destičky (Příloha E.6):





Obrázek 9.27 Detail ozařování měřeného vzorku

10 Měření a realizace experimentálního pracoviště

10.1 Charakteristiky antén Return-Loss

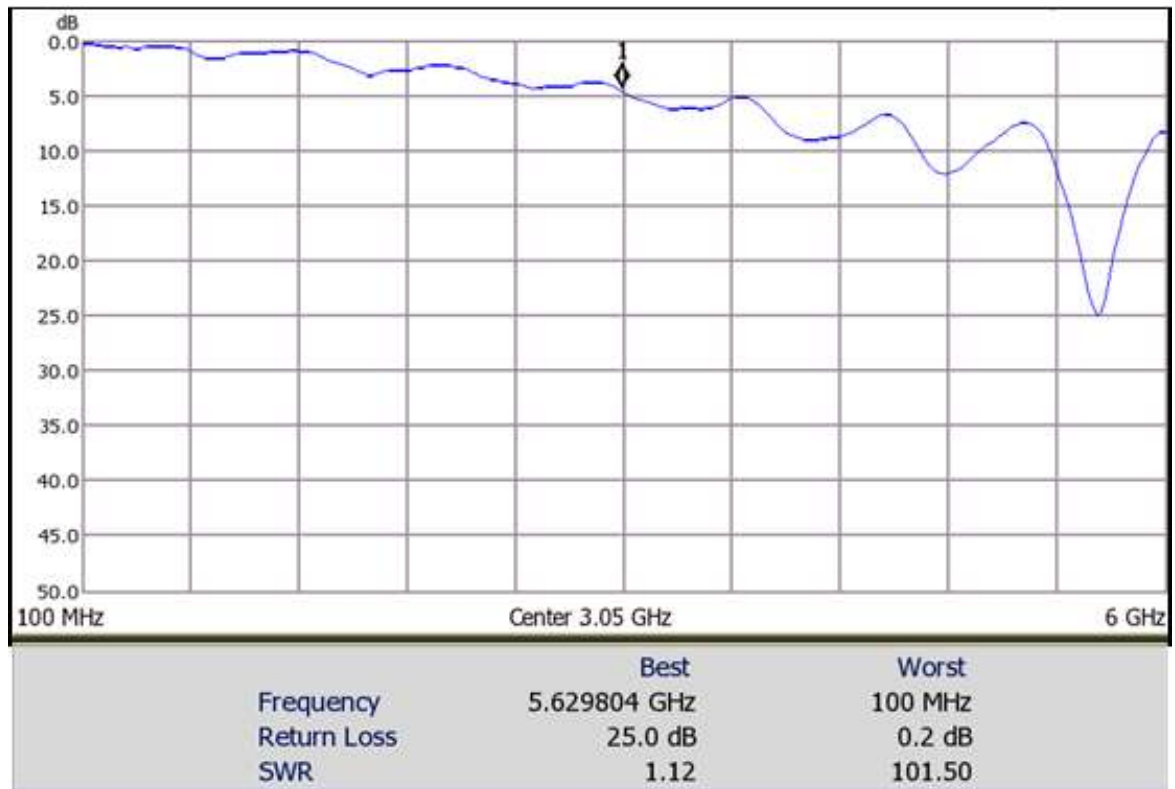
Během této metody měření, hodnoty SWR nabývají hodnot $SWR=1-\infty$.

$SWR=1$ - bude zajištěno, že energie bude anténou vyzářena, nikoli odražena zpět do vedení. Ve všech měřených případech je dosaženo hodnot SWR jen těsně nad tuto hodnotu.

Zde uvedené charakteristiky jsou pro anténu Vivaldi a spirálovou (Příloha A.4.4 a Příloha A.4.5). Další antény tj. hřebenová a fraktálová, jsou uvedeny v Příloze A.4.2 a Příloze A.4.3.

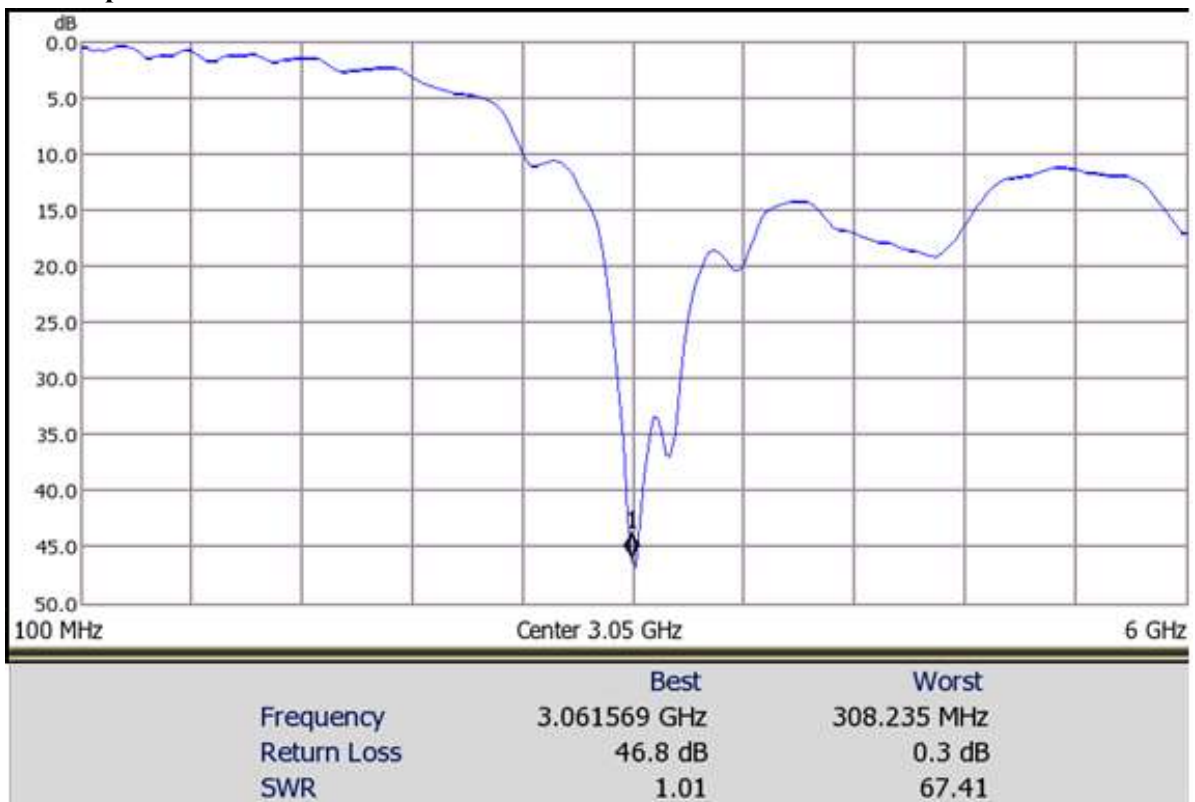
Měření Return Loss fraktálové antény a hřebenové antény viz. Příloha B.1.1 a Příloha B.1.2. Fotografie z měřicího pracoviště, lze najít v Příloze E.

10.1.1 Anténa Vivaldi:



Obrázek 10.1 Vivaldi Return-Loss

10.1.2 Spirálová dvou-ramenná anténa



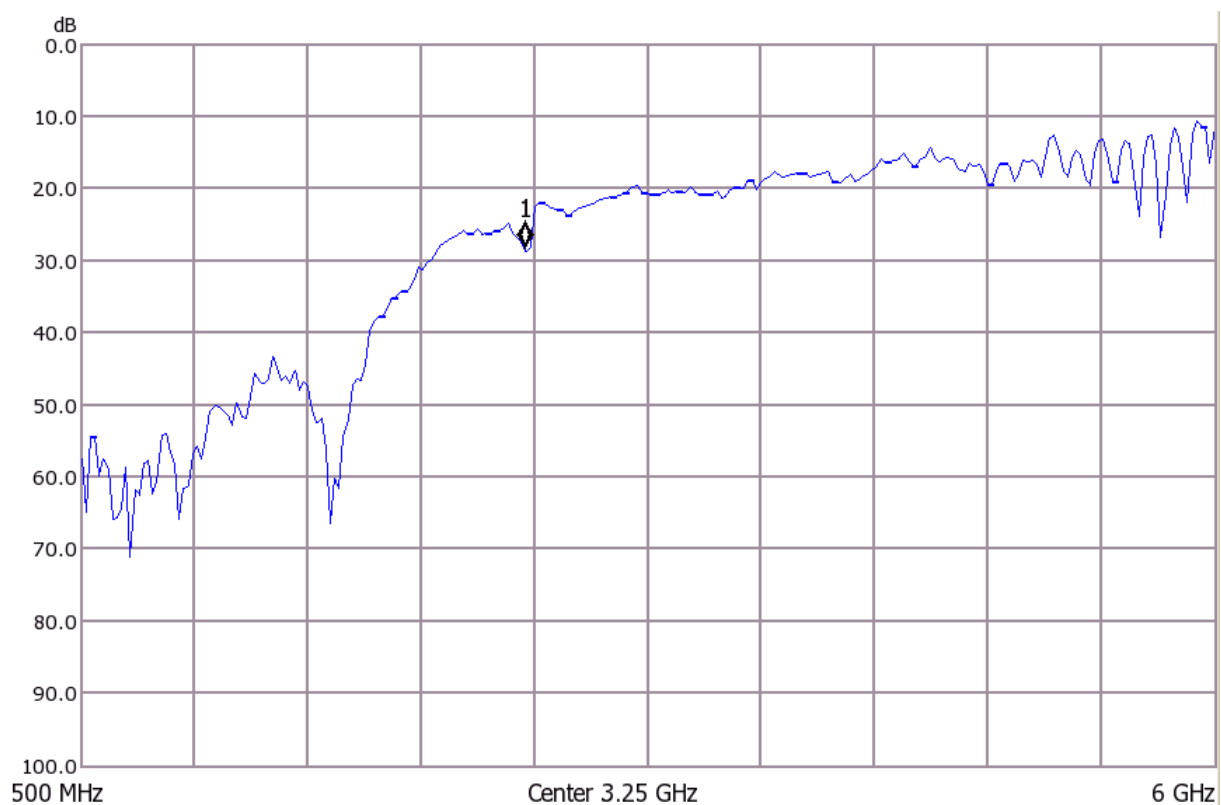
Obrázek 10.2 Spirála Return-Loss

10.2 Charakteristiky pro měření v režimu Two - Port Insertion Loss

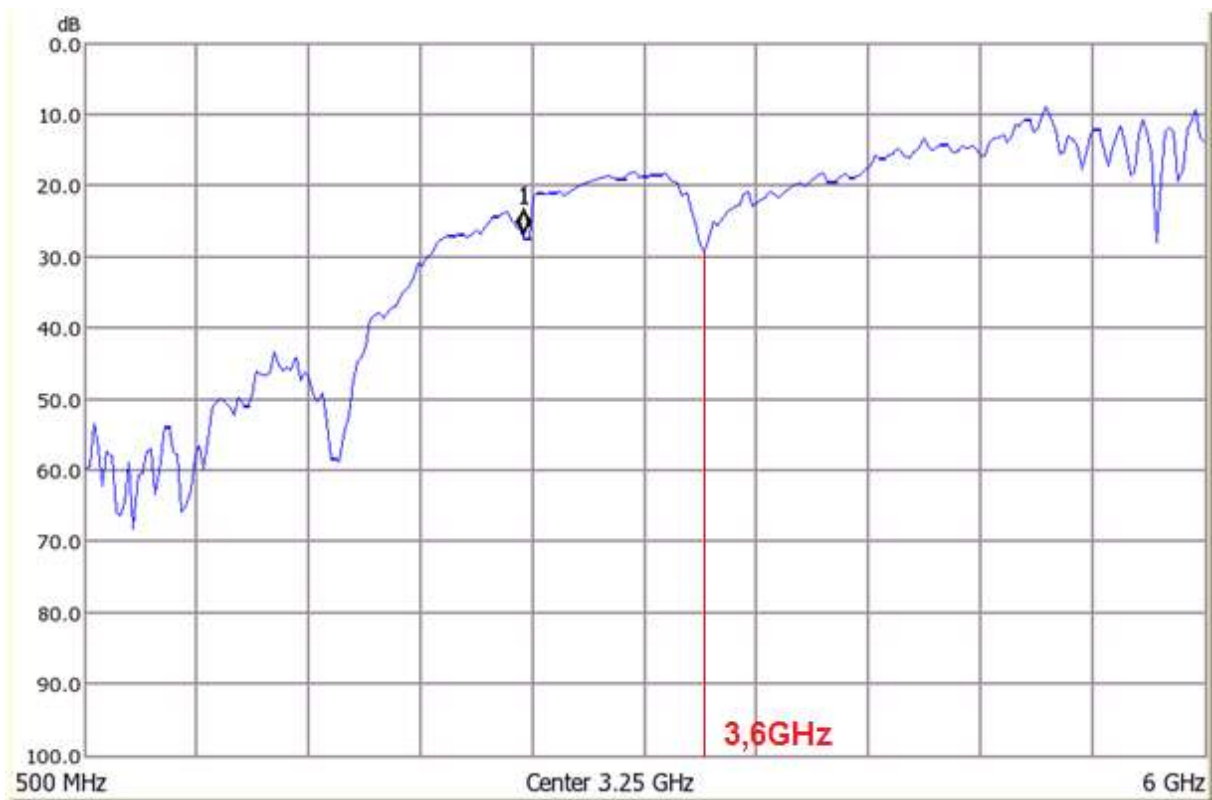
10.2.1 Měření spirálových antén

Pokud jsou spirálky proti sobě natočeny souhlasně, charakteristika začíná narůstat až od kmitočtu přibližně 1,8GHz. Pokud jsou však proti sobě natočeny o 90° charakteristika se srovná a vliv antény je patrný již od kmitočtu cca 1GHz. (Příloha A.4.4)

Souhlasně orientované viz. Obr. 10.3 a pootočené viz Příloha B.2.1. V Příloze B.2.1 lze najít i detail, znázorňující výrazný vliv vloženého vzorku. Dále lze pozorovat i vliv pootočení destičky. Při pootočení destičky došlo k posunu rezonančního kmitočtu (viz. dále Vivaldi antény).

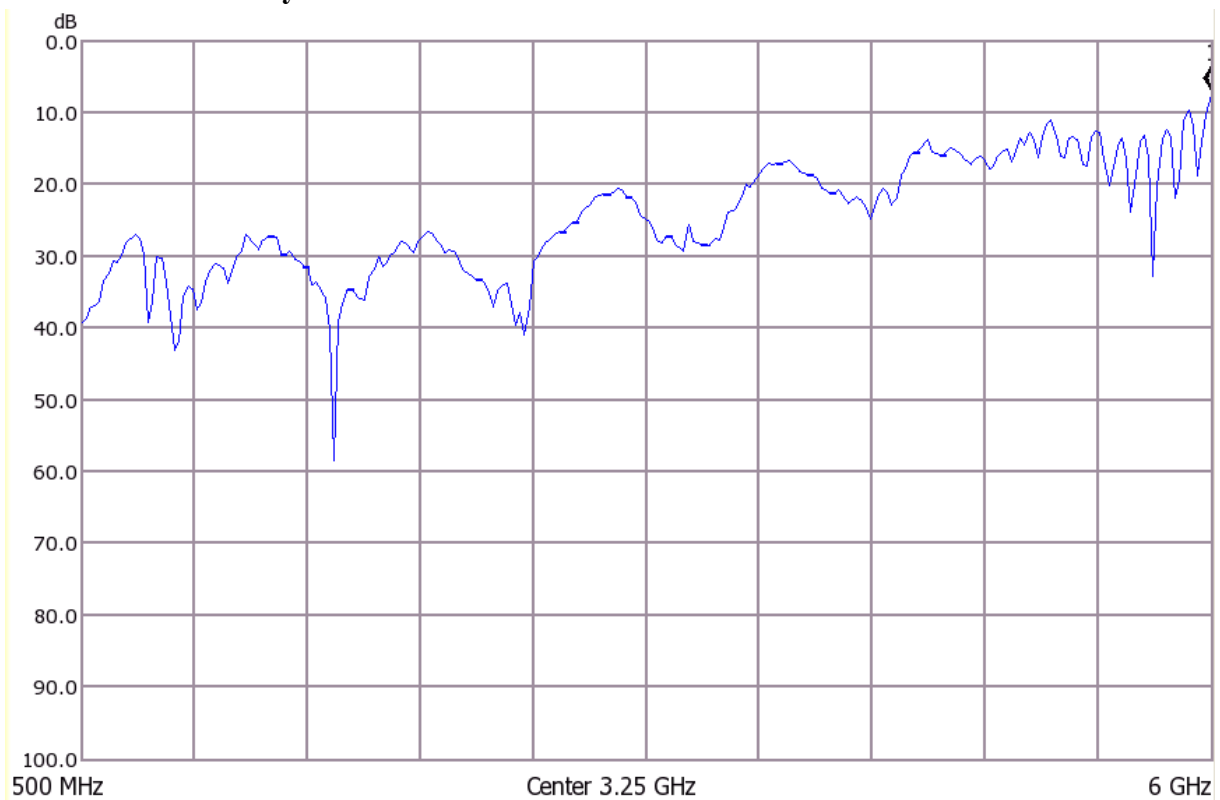


Obrázek 10.3 Souhlasně orientované spirálové antény

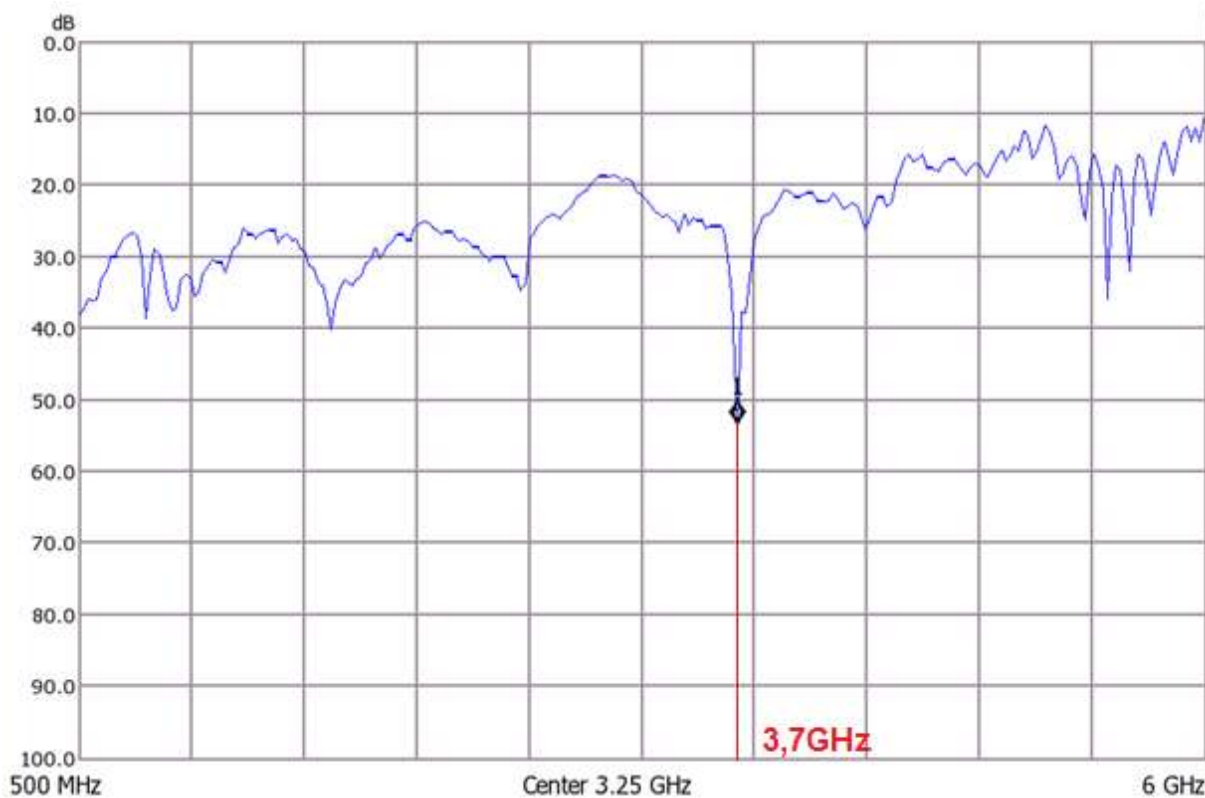


Obrázek 10.4 Souhlasně orientované spirálové antény - Vložená měřená struktura (pootočená)

10.2.2 Vivaldi antény



Obrázek 10.5 Vivaldi antény bez vložené struktury



Obrázek 10.6 Vivaldi anténa a vliv metamateriálu

Z výše uvedených obrázků je opět patrný vliv vložené destičky.

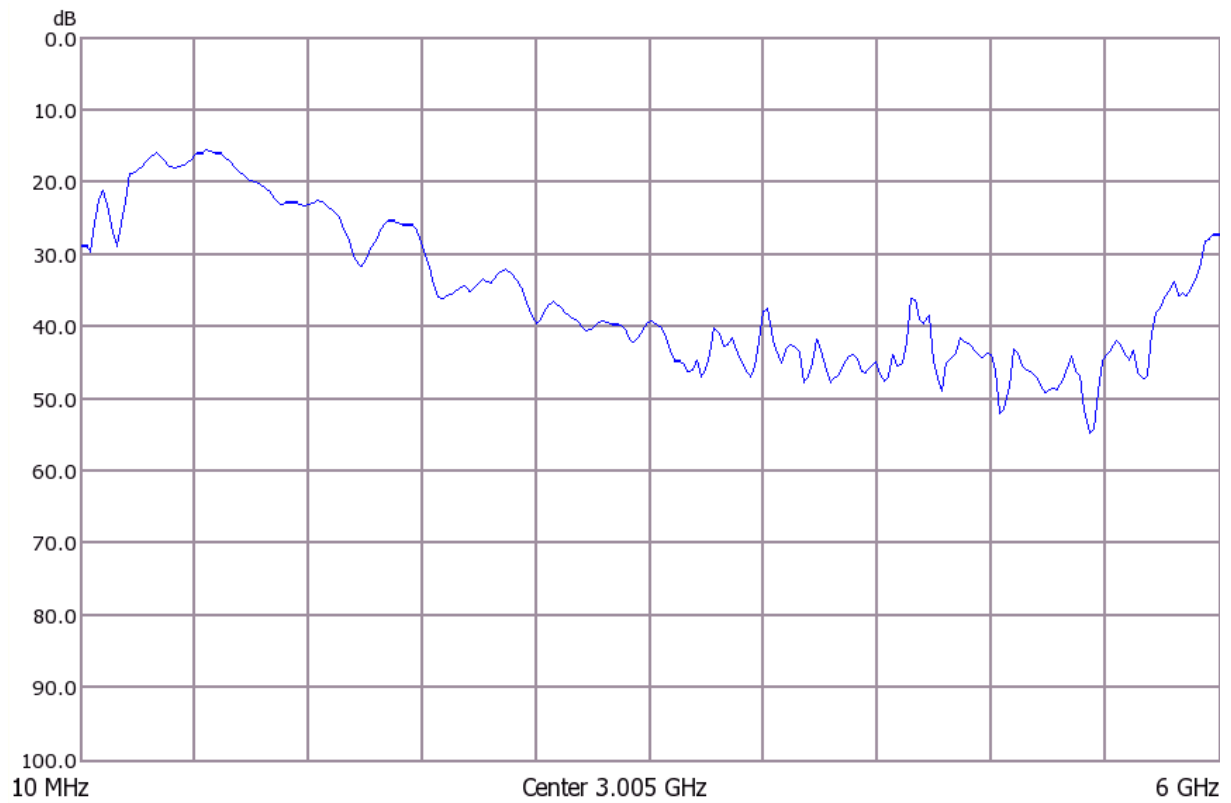
Charakteristiky nejsou vyrovnané a projevuje se zvlnění charakteristiky, to je zřejmě důsledek dalších interferencí, které Faradayova komora nepotlačí (závisí to na kvalitě a zpracování komory). Tyto vrcholky se objevují po cca 882 MHz.

V Příloze B.2.2 je ještě ve Faradayově komoře, aparatura s Vivaldi anténami vložena do bezodrazového boxu, ze speciálního materiálu, pohlcujícího zbylé interference. Charakteristika již nemá tak výrazná maxima a tvar charakteristiky je zřetelnější.

Z uvedených obrázků v Příloze B.2.2, je kromě vlivu krabice na charakteristiku také patrné, že pokud je destička v elektromagnetickém poli potočena, je útlum posunutý o cca 100MHz. To může být důsledkem toho, že destička je navržena pro magnetickou složku na jistý kmitočet (3,7GHz), ale elektrická složka se projevuje také, avšak na jiném kmitočtu. Tento kmitočet je onen posunutý. Elektrická složka zde není majoritní. Pokud by destička byla navržena pro elektrickou složku stejně jako magnetickou, bylo by docíleno vzniku DN-NIM materiálu. tj. metamateriálu s μ i $\varepsilon < 0$.

Podobný jev posunutí kmitočtu lze pozorovat i u předchozího měření za použití Spirálových antén, viz. Kapitola 10.2.1. a Příloha B.2.1.

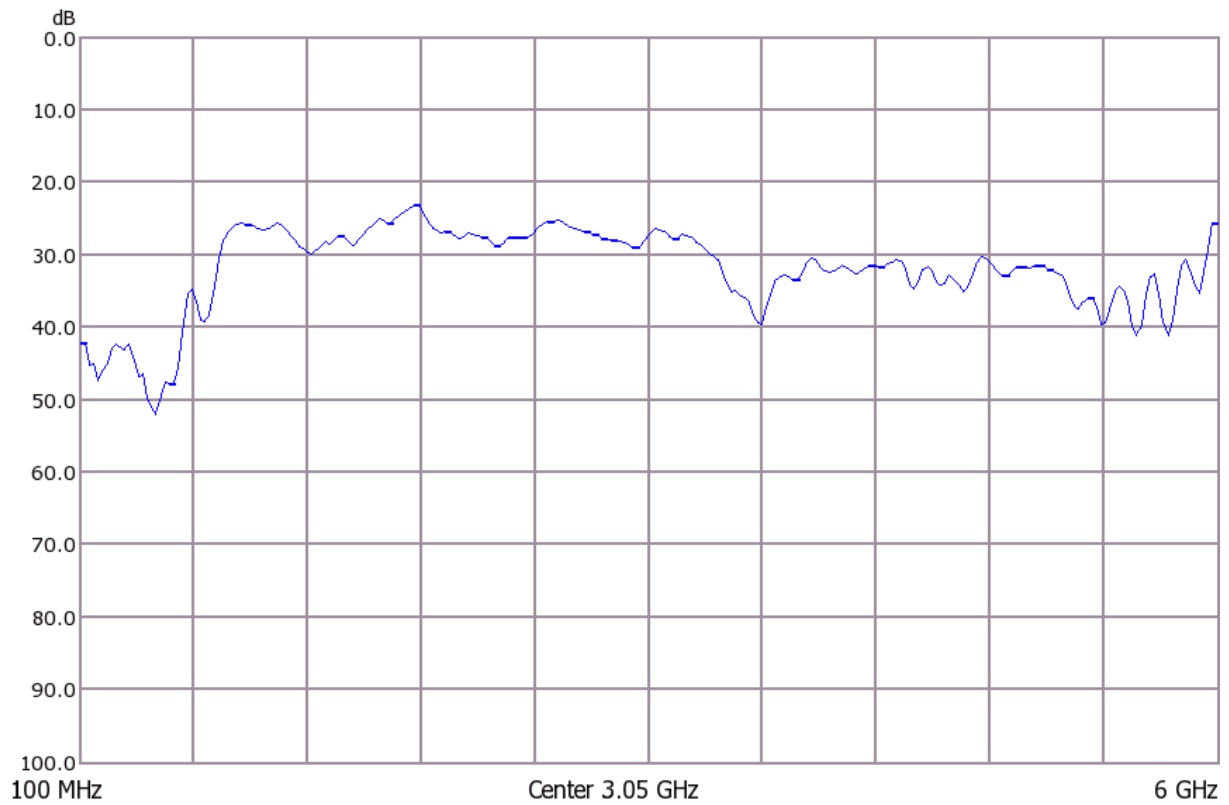
10.2.3 Hřebenová anténa



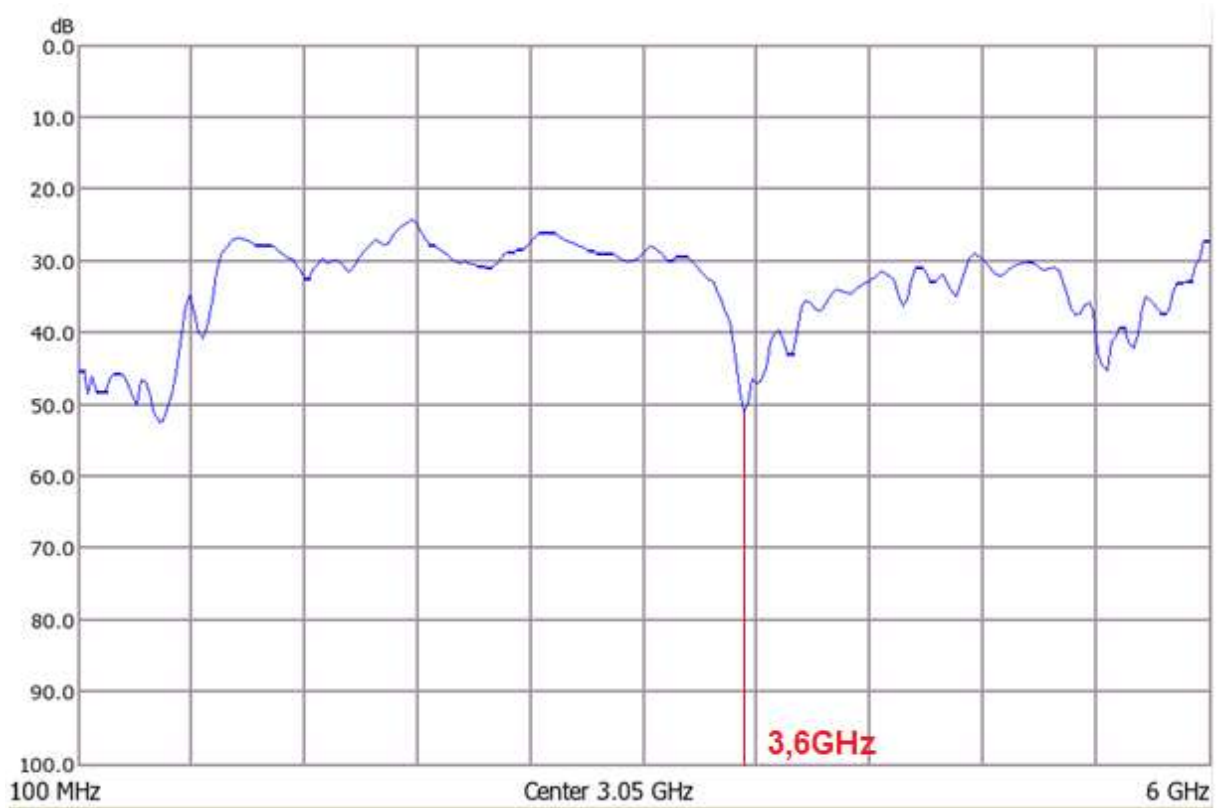
Obrázek 10.7 Hřebenová anténa, bez vložené struktury

Hřebenová anténa byla také měřena s metamateriálem, ale výsledek zde není uveden. Očekávaný útlum se v tomto případě neprojevil. Což může být důsledkem toho, že rozměry měřené struktury jsou mnohem menší, než je anténa. Došlo tedy pouze k nepatrným změnám. S větším rozměrem destičky by se útlum projevil.

10.2.4 Fraktálová anténa



Obrázek 10.8 Fraktálová anténa bez vloženého metamateriálu

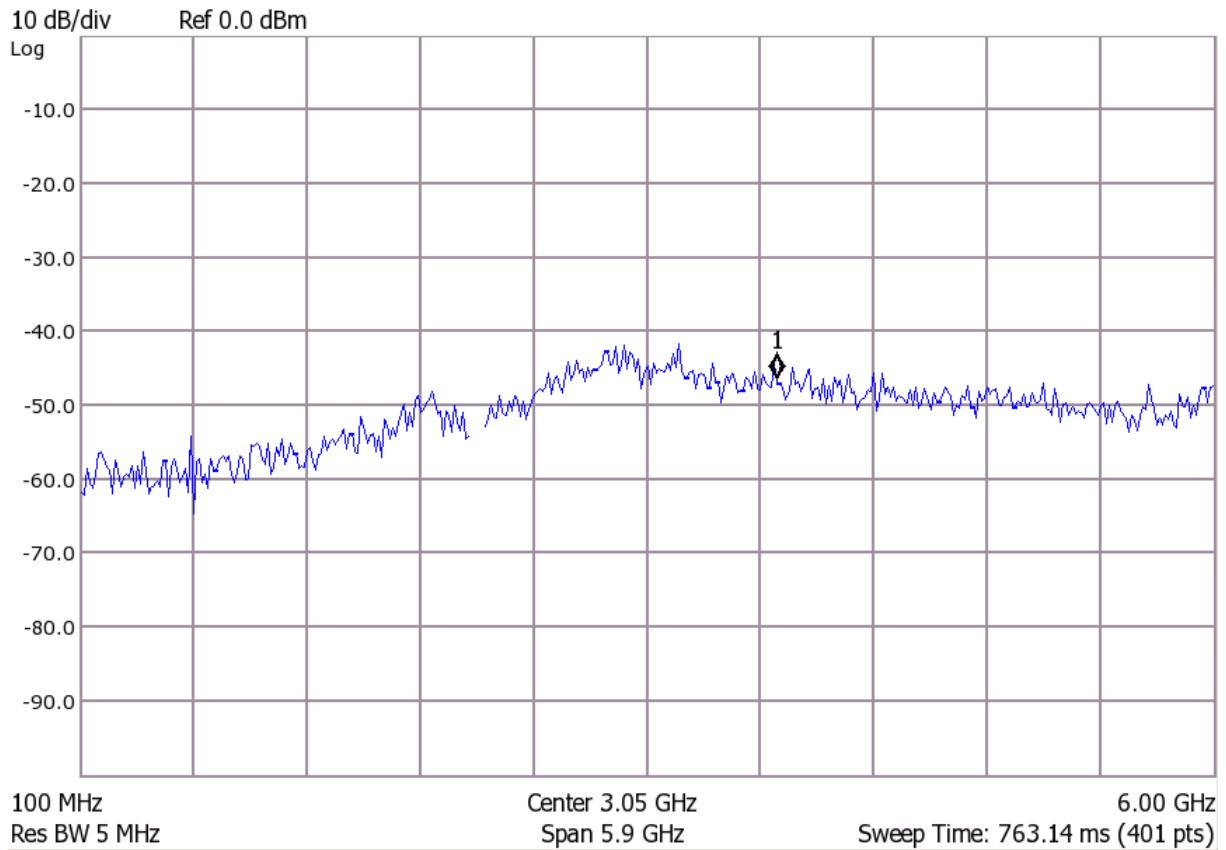


Obrázek 10.9 Fraktálová anténa s vloženým metamateriálem(pootočeným)

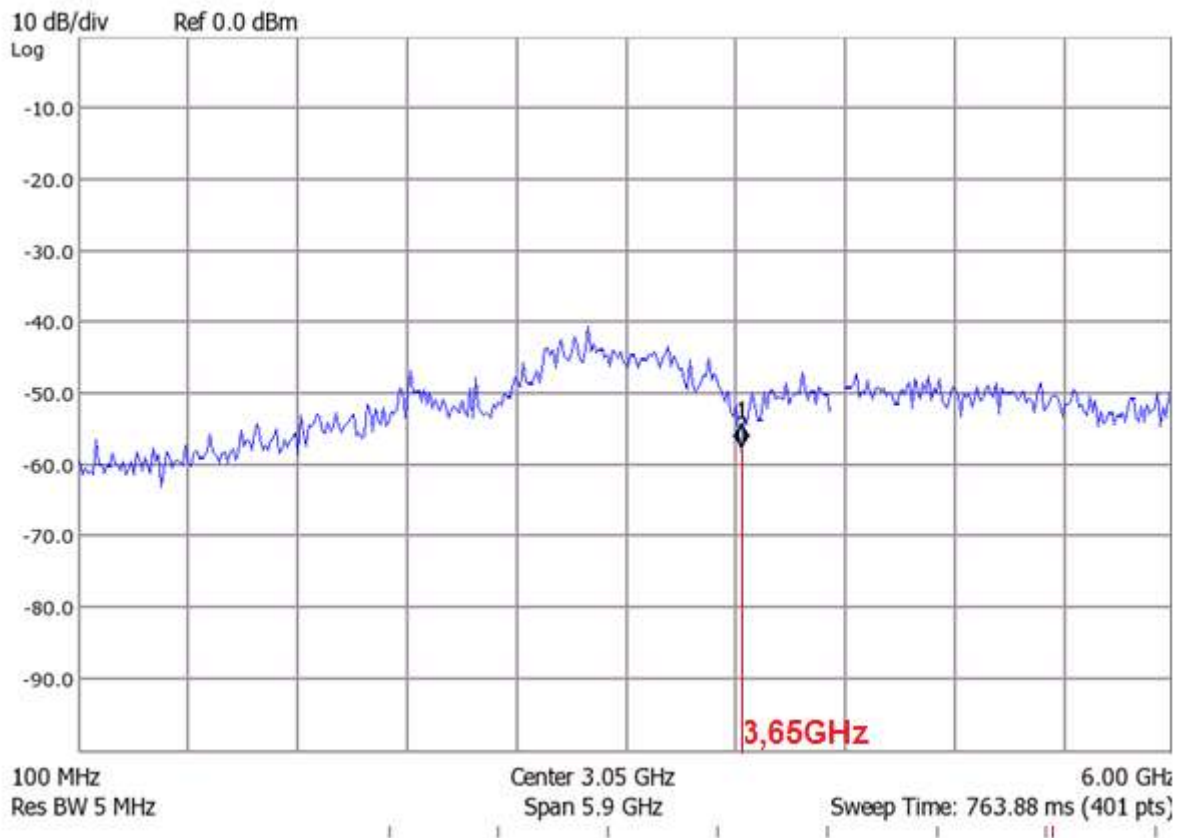
10.3 Měření s využitím šumového generátoru

V této části práce je využito výše uvedeného šumového generátoru. Opět lze očekávat znatelné poklesy na rezonančním kmitočtu. Proměřovány jsou, jako v předchozím měření, spirálové antény, Vivaldi antény a fraktálový kužel.

10.3.1 Spirálové antény

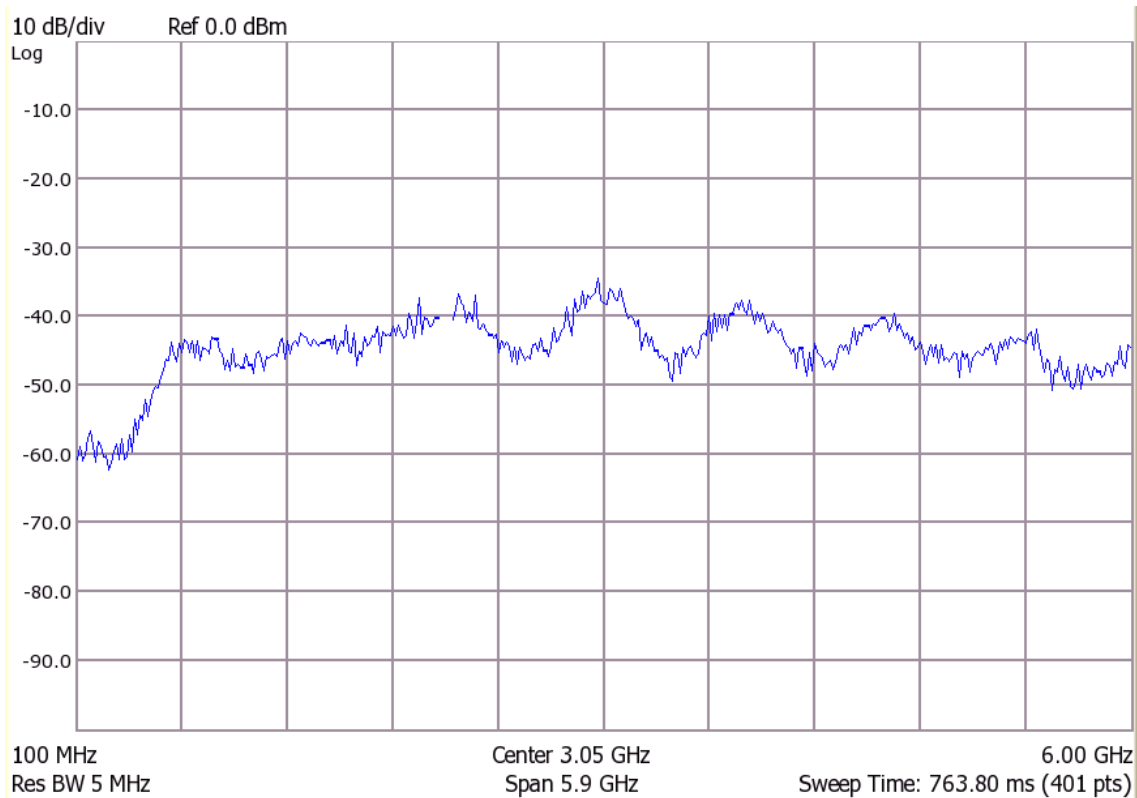


Obrázek 10.10 Využití šumového generátoru - spirály



Obrázek 10.11 Využití šumového generátoru - spirály s vloženou měřenou strukturou

10.3.2 Anténa Vivaldi



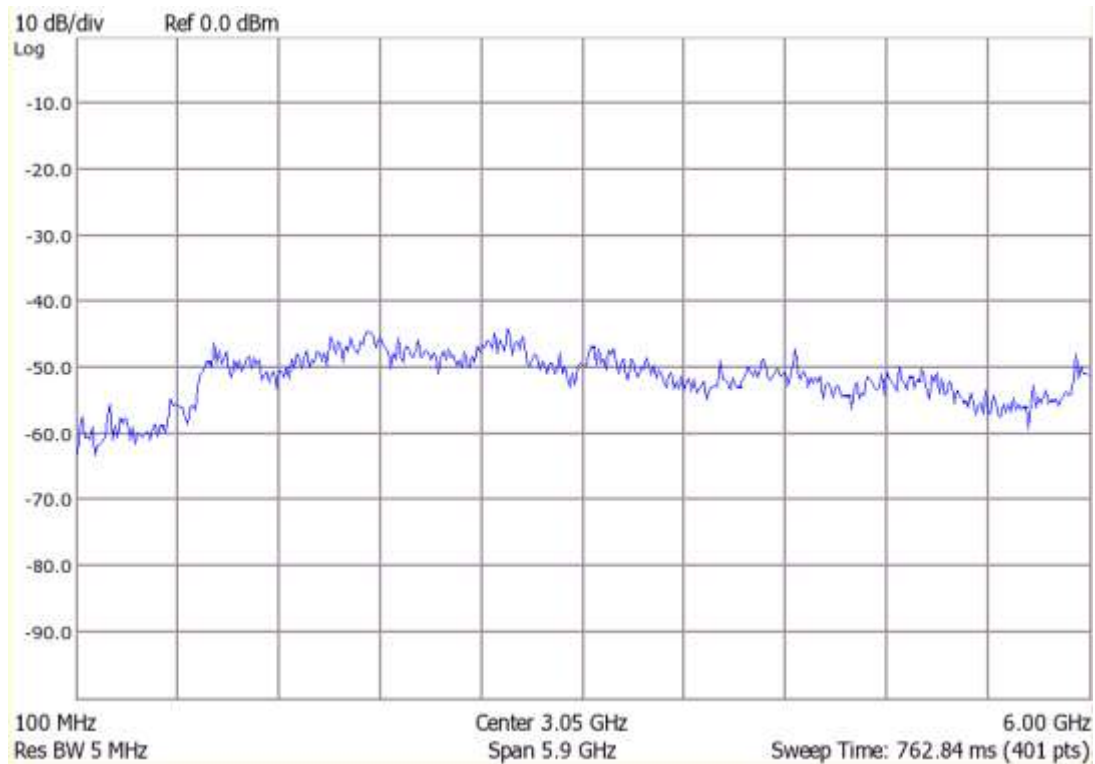
Obrázek 10.12 Využití šumového generátoru - Vivaldi



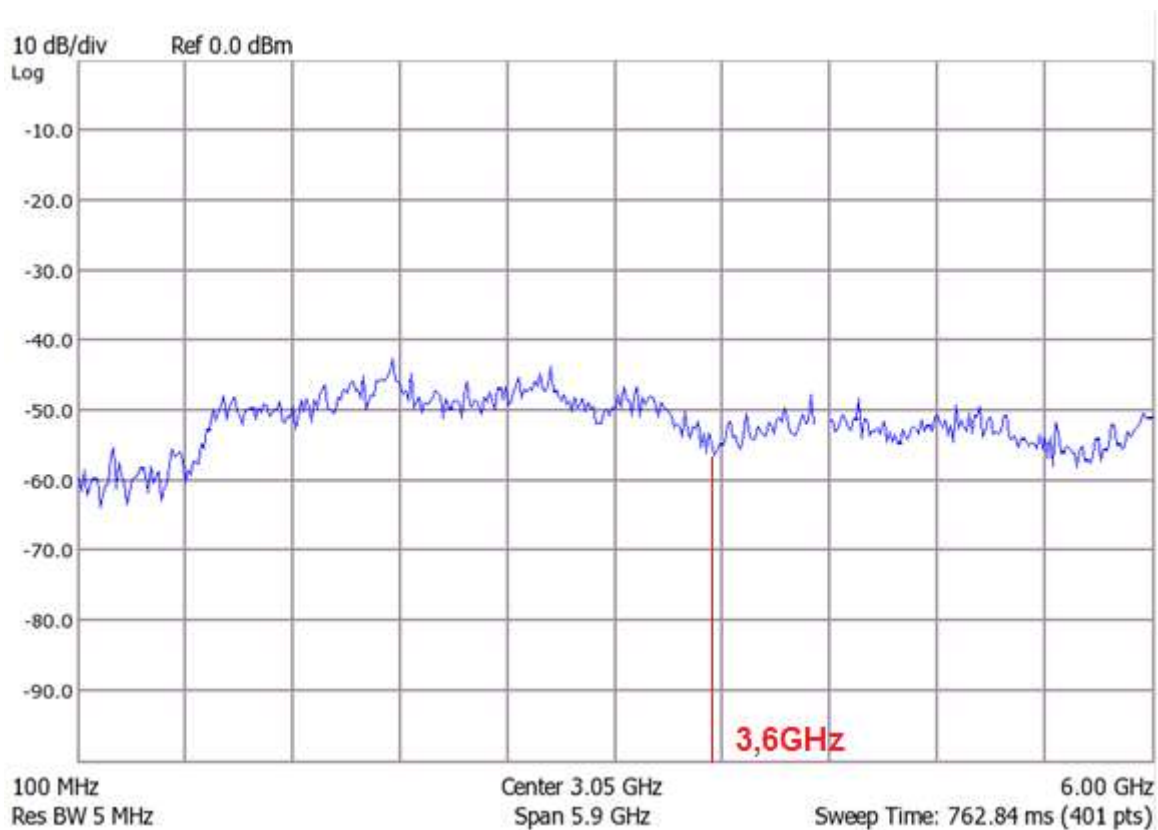
Obrázek 10.13 Využití šumového generátoru - Vivaldi s vloženou měřenou strukturou

V Příloze C.1 jsou zobrazeny charakteristiky, kde Vivaldi antény byly opět vloženy do bezodrazového boxu.

10.3.3 Fraktálová anténa



Obrázek 10.14 Fraktálová anténa s využitím šumového generátoru - bez vložené struktury



Obrázek 10.15 Fraktálová anténa s využitím šumového generátoru - s vloženou strukturou

11 Závěr

V diplomové práci jsou nejprve zpracovány teoretické podklady pro danou problematiku. Další částí bylo vytvoření návrh pro experimentální pracoviště vhodné pro měření požadovaných periodických struktur. Nakonec je provedena realizace pracoviště, včetně základních typů antén a jejich následné proměření s využitím struktur.

Bylo využito dvou měřících metod. První z metod je generování signálu pomocí výstupní svorky analyzátoru (tzv. metoda two port insertion loss) a druhou je využití šumového generátoru (měření v časové oblasti) s tím, že byly zobrazeny grafy porovnávající obě metody. Parametry obou zařízení, jak šumového zesilovače, tak i spektrálního analyzátoru jsou uvedeny v Příloze A.2 a A.3.

K ozáření vzorku metamateriálu je využito antén. Pro zadaný frekvenční rozsah byla navržena a realizována fraktálová anténa (Příloha A.4.2). Je vhodná pro ladění pomocí změny počtu fraktálů (tím lze měnit frekvenční rozsahy). Dále byly experimentálně ověřovány i další antény. Tyto antény již však nebyly navrženy pro tak vysoký rozsah kmitočtů. Použity byly antény se spirálovou strukturou, antény typu Vivaldi a hřebenová anténa (Přílohy A.4.3, A4.4, A4.5).

Rozsah, pro který byl systém navržen je v rozsahu 100MHz - 10GHz. S ohledem, že spektrální analyzátor lze použít do kmitočtu 6GHz, je tento kmitočet hranicí.

Nejprve bylo testováno několik neperiodických struktur, uvedených v Příloze E.7. Jedná se o jednozávitové rezonátory. Využito bylo dipmetru na sledování rezonance laděných obvodů. Viz. Příloha E.8.

Hlavním úkolem práce však bylo testovat několik rezonátorových periodických struktur, na několika kmitočtech. Směrodatná je destička rezonátorů, rezonující na kmitočtu přibližně 3,7GHz (viz. Obr. 9.23).

Nejprve jsou za pomoci koaxiálního kabelu ověřovány rezonanční kmitočty struktur (Obr. 9.24). Rezonují na 2,51GHz, 1,4GHz, 2,25GHz, 3,7GHz a 3,59GHz. Měření je uvedeno v Příloze D.

Dále byla měřena charakteristika Return Loss. Při tomto měření je nutné, aby parametr SWR byl nejlépe roven 1, nebo jen nepatrně vyšší. (viz. kapitola 10.1.1 a kapitola 10.1.2 a příloha B.1.1 a B.1.2)

Hlavním předmětem této diplomové práce je měření a srovnání ve frekvenční oblasti jak frekvenčního tak i šumového generátoru. Předpokladem bylo najít na rezonančním kmitočtu výrazný pokles úrovně (metamateriál na svém kmitočtu pohlcuje záření).

Aby bylo docíleno co nejlepších výsledků, měřeno je ve Faradayové komoře, která je vystlána pohlcujícím materiálem. K potlačení bočních laloků antén jsou antény zasunuty do absorbérů (Příloha E.1).

I přes to, se u Vivaldiho antény projevila výrazná maxima. K jejich eliminaci bylo ještě použito bezodrazového boxu, vloženého do komory, pohlcující zbylé interference.

Nejlepší výsledky prokázala Vivaldi anténa, u ní jsou útlumy nejvýraznější. Pozorovat lze i změnu rezonančního kmitočtu při změně polohy destičky. Změna může být způsobena vlivem elektrické složky elektromagnetického pole. Viz. Kapitola 10.2.2.

Seznam použité literatury a doporučená literatura

- [1] NEWTON, I.: *Optics, or a treatise of the reflexions, inflexions and colour of light*, 1704
- [2] <http://ksicht.natur.cuni.cz/serialy/detektivni-chemie/2/#h9>
- [3] <http://spectroscopyonline.findanalytichem.com/spectroscopy/Raman+Spectroscopy>
- [4] PROSSER, V.: *Experimentální metody biofyziky*, 1. vyd. Praha : Academia, 1989
- [5] http://www.pmfhk.cz/Prednasky/Hmotnostni_spektrometrie_08.pdf
- [6] <http://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/prednasky/subatom/powerpoint/vlastnosti.ppt>
- [7] http://www.sci.muni.cz/~sulovsky/Vyuka/Mod_metody/Modmetody5.pdf
- [8] KUFNER, A.; KADLEC, J. : *Fourierovy rady*, Academia 1969
- [9] VEIT, JAN : *Integrální transformace*, SNTL 1983
- [10] REKTORYS, KAREL : *Prehled užité matematiky*, Prometheus 1995
- [11] JAN, J., *Číslíkové zpracování a analýza signálů*. VUTIUM, Brno, 2002
- [12] UHLÍR, J.; SOVKA, P. : *Číslíkové zpracování signálu*, CVUT 1995
- [13] VEJRAŽKA, F. : *Signály a soustavy*, CVUT 1996
- [14] ČÍŽEK, VÁCLAV : *Diskrétní Fourierova transformace a její použití*, SNTL 1981
- [15] OPPENHEIM, ALAN V.; SCHAFER, R. W.; AND BUCK, J. R. (1999). *Discrete-time signal processing*. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall. ISBN 0-13-754920-2
- [16] SMITH, STEVEN W. (1999). "Chapter 8: *The Discrete Fourier Transform*". *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing* (Second ed.). San Diego, Calif.: California Technical Publishing. ISBN 0-9660176-3-3
- [17] <http://www.dspguide.com/ch8/1.htm>
- [18] N. BRENNER AND C. RADER, 1976, *A New Principle for Fast Fourier Transformation*, IEEE Acoustics, Speech & Signal Processing 24: 264-266
- [19] ŽALUD, V., *Moderní radioelektronika*. BEN - technická literatura, Praha, 2000
- [20] BRIGHAM, E.O. (2002), *The Fast Fourier Transform*, New York: Prentice-Hall
- [21] COOLEY, JAMES W., AND JOHN W. TUKEY, 1965, "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series," *Math. Comput.* 19: 297–301
- [22] DUHAMEL P.: *Algorithms meeting the lower bounds on the multiplicative complexity of length-2n DFTs and their connection with practical algorithms* , IEEE Trans. Acoust. Speech. Sig. Proc. 38: 1504-151,1990
- [23] P. DUHAMEL AND M. VETTERLI, 1990, *Fast Fourier transforms: a tutorial review and a state of the art* , Signal Processing 19: 259–299

- [24] MALLAT S.: *A Wavelet Tour of Signal Processing*, 2nd edition. Hardcover, 1999, ISBN 0-12-466606-X, 637 pages
- [25] ADDISSON P. S.: *The illustrated wavelet transform handbook*, 2002 Bristol: Institute of Physics Publishing, 400pp
- [26] MISITI M., MISITI Y., OPPENHEIM G., POGGI J.: *Wavelet Toolbox User's Guide. Revised for version 2(Release 12)*. The Mathworks Inc., 2000
- [27] MISITI, M., MISITI, Y., OPPENHEIM, G., AND POGGI, J.-M. *Wavelet toolbox – for use with Matlab, users guide, version 3*, The Mathworks Inc., Natick, MA, 2006
- [28] B.M. BELL, D.B. PERCIVAL.: *A two step Burg algorithm*, IEEE Transactions on Signal Processing, v 39, n 1, 1991
- [29] J. P. BURG: *Maximum entropy spectral analysis* in Proc. 37th Meet.Soc. Explorational Geophys., Oklahoma City, OK, 1967
- [30] MARPLE, S.L. *Digital Spectral Analysis*, Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1987, Chapter7
- [31] STOICA, P., AND R.L. MOSES, *Introduction to Spectral Analysis*, Prentice-Hall, 1997
- [32] KAY, S.M. *Modern Spectral Estimation: Theory and Application*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1988, pp. 228–230
- [33] MARKEL J. D., *Signal Technology*, Inc., 15 W. De La Guerra, Santa Barbara, CA 93101
- [34] <http://www.fsid.cvut.cz/cz/u218/pedagog/skripta/predmet/exm/exp-pdf.pdf>
- [35] <http://www.jh-inst.cas.cz/~ftirlab/bruker>
- [36] <http://mathworld.wolfram.com/FourierTransform.html>
- [37] BELL R. J.: *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*, Academic Press 1972
- [38] <http://chaos.fraktaly.sweb.cz/strs/3/deleni.html>
- [39] <http://www.fs.vsb.cz/akce/2000/asr2000/Sbornik/papers/bilovsky.pdf>
- [40] STÉPHANE MALLAT: *A Wavelet Tour of Signal Processing*, 2nd edition. Hardcover, 1999, ISBN 0-12-466606-X, 637 pages
- [41] ADDISSON. P. S.: *The illustrated wavelet transform handbook*, 2002 Bristol: Institute of Physics Publishing, 400pp
- [42] http://www.fch.vutbr.cz/lectures/imagesci/download/cz04_pard03.pdf
- [43] MĚCHÁČEK, R. *Spektrální analýza impulsních signálů: bakalářská práce*, Brno: FEKT VUT v Brně, 2008. 110 s., 7 příloh
- [44] STRATTON, J. A. *Teorie elektromagnetického pole*, Praha, TKI, 1961
- [45] HERTZ: *Ann. Physik* 1888
- [46] SILBERSTEIN: *Ann. Phys* 1907

- [47] BATEMAN: *Electrical and optical wave motion*, kap. 1., Cambridge university press
- [48] PENDRY, J.B.: *Photonic Gap Materials*. Current Science, 1999
- [49] YABLONOVITCH, E., 1987, *Phys. Rev. Lett.*
- [50] RAO, S. M., D. R. WILTON, AND A. W. GLISSON, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagot.*, May 1982
- [51] SONG, J. M., and W. C. CHEW, "Multilevel fast multipole algorithm for solving combined field integral equations of electromagnetic scattering," *Microwave Opt. Tech. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 14-19. Sept. 1995
- [52] J. YEO, V. V. S. PRSKASH AND R. MITTRAR, *Efficient analyze a class of microstrip antennas using the characteristic basis function method (CBFM)*", *Microwave Opt. Technology Letts*, vol. 39, pp. 456-464, Dec. 2003
- [53] CUI, T. J., W. B. LU, Z. G. QIAN AND W. HONG, "Accurate analysis of large-scale periodic structures using an efficient subdomain basis function method," *IEEE Int Symp. Antennas Propagot.*, Monterey, CA, June 20-26, 2004
- [54] SAKAR, T. K., E. AIMS, AND S. S. BO, "Application of FFT and conjugate gradient method for the solution of electromagnetic radiation from electrically large and small conducting bodies," *IEEE Trans. Antennas Propagot.*, vol. AP-34, pp. 635-640, 1986
- [55] W. B.; Cui, T. J.; Yin, X. X.; Qian, Z. G. Lu.; Hong, W. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 53, issue 3, pp. 1154-1162
- [56] BERTONI, H. L., L. H. CHEO, AND T. TAMIR, "Frequency-selective reflection and transmission by a periodic dielectric layer," 1989
- [57] SHELBY, R. A., D. R. SMITH AND S. SCHULTZ, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science*, 2001
- [58] http://people.ee.duke.edu/~drsmith/about_metamaterials.html
- [59] V. G. VESELAGO, "The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of μ and ϵ ," *Soviet Physics Uspekhl*, 1968
- [60] PENDRY, J.B., A.J. HOLDEN, D.J. ROBBINS AND W.J. STEWART, *Low Frequency Plasmons for Thin-Wire Structure*, *J. Phys. Condens. Matter* 10 4785 – 4809, 20 March 1998
- [61] MOSER, H. O.: *Terahertz Response of a Microfabricated Rod-Split-Ring-Resonator Electromagnetic Metamaterial*, National University of Singapore, 5 Research Link, Singapore 117603, Republic of Singapore, 2005
- [62] CASSE, B. D. F., O. WILHELMI, AND B. T. SAW *Singapore Synchrotron Light Source*, National University of Singapore, 5 Research Link, Singapore 117603, Republic of Singapore, 2005
- [63] <http://superkuh.ath.cx/users/superkuh/pictures/metamaterial.jpg>
- [64] http://www.jcmwave.com/jcm_gallery/gallery_5.html

- [65] DEPINE R. A., LAKHTAKIA, A.: *A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity. Microwave and Optical Technology Letters, 2004*
- [66] http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cloaking_device_simulation.jpg
- [67] *Office of News & Communications Duke University, First Demonstration of a Working Invisibility Cloak*", Retrieved on 2009-05-05
- [68] SCHURIG, D.: *Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies*
- [69] <http://fyzmatik.pise.cz/114-je-faradayova-klec-kleci-smrti.html>
- [70] <http://www.flickr.com/photos/tesla1000/148653427>
- [71] <http://e228.sweb.cz/uloha3.htm>
- [72] SZABO, Z. FIALA, P.: *Characterisation and Testing Shielding Fabrics*, VUT Brno, UTEE, Czech Republic, 2009
- [73] NoiseCom NC1128A Datasheet
- [74] Agilent N1996A Datasheet
- [75] STUTZMAN, W. A., and G. L. THIELE. *Antenna Theory and Design*, 2nd ed. New York: Wiley, 1997.
- [76] BALANIS, C. A. *Antenna Theory: Analysis and Design*, 2nd ed. New York: Wiley, 1996
- [77] KRAUS, J. E., and R. J. MARHEFKA. *Antennas*, 3rd ed. New York: McGraw-Hill, 2001
- [78] WHEELER, H. A. "Fundamental Limitations of Small Antennas." *Proc. IRE* 35 (December 1947): 1479-1484
- [79] WHEELER, Harold A. "The Wide-band Matching Area for a Small Antenna." *IEEE Trans. Antennas and Propagation* 31 (March 1983): 364-367
- [80] FANO, R. M. "Theoretical Limitations on the Broadband Matching of Arbitrary Impedances." *J. Franklin Institute* 249 (January 1950): 57-83; (February 1960) 139-155
- [81] ROBERT AIELLO AND ANUJ BATRA, *Ultra Wideband Systems: Technologies and Applications*, Newnes, 2006. 323 pages
- [82] HARRINGTON, R. E *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: McGraw-Hill, 1961
- [83] STUTZMAN, W. A., and G. L. THIELE. *Antenna Theory and Design*, 2nd ed. New York: Wiley, 1997
- [84] WONG, K.-L., and S.-L. CHIEN. "Wide-band Cylindrical Monopole Antenna for Mobile Phone." *IEEE Trans. Antennas and Propagation* 53, no. 8 (August 2005)" 2756-2758
- [85] WONG, K.-L., and S.-L. CHIEN. "Wide-band Omnidirectional Square Cylindrical Metal-Plate Monopole Antenna." *IEEE Trans. Antennas and Propagation* 53, no. 8 (August 2005): 2758-2761

- [86] KERKHOFF, A., and H. LING. "A Parametric Study of Band-Notched UWB Planar Monopole Antennas." *2004 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest 2* (June 2004): 1768-1771
- [87] KERKHOFF, A., and H. LING. "Design of a Planar Monopole Antenna for Use with Ultra-Wideband (UWB) Having a Band-Notched Characteristic." *2003 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest 1* (June, 2003): 830-833
- [88] SHELTON, J. P. *Four Arm Spiral Direction Finding System*, private communication Radiation Systems, Inc., Alexandria, VA, to Langthorne Sykes, U.S. NOTS, China Lake, CA, Dec. 23, 1960
- [89] CORZINE, R. G. and Mosko, J. A., *Four-Arm Spiral Antennas, Massachusetts: Artech House, 1990*
- [90] GLASS, D.: *Jeremy, M.S. Egr., Department of Electrical Engineering, Wright State University, Investigation of Cylindrically-Conformed Four-Arm Spiral Antennas, 2007*
- [91] http://www.ainfoinc.com/en/p_ant_h.asp?gclid=CJv-kZfSvJ4CFUGNzAodRDOSjw
- [92] <http://news.thomasnet.com/fullstory/19083>
- [93] <http://www.q-par.com/products/horn-antennas/100-MHz-1-ghz-wide-band-horn-antennas>
- [94] http://searchmobilecomputing.techtarget.com/sDefinition/0,,sid40_gci214327,00.html
- [95] <http://physics.ucsd.edu/lhmedia/whatis.html>
- [96] http://www.aldebaran.cz/bulletin/2006_16_met.php

Symbole a zkratky

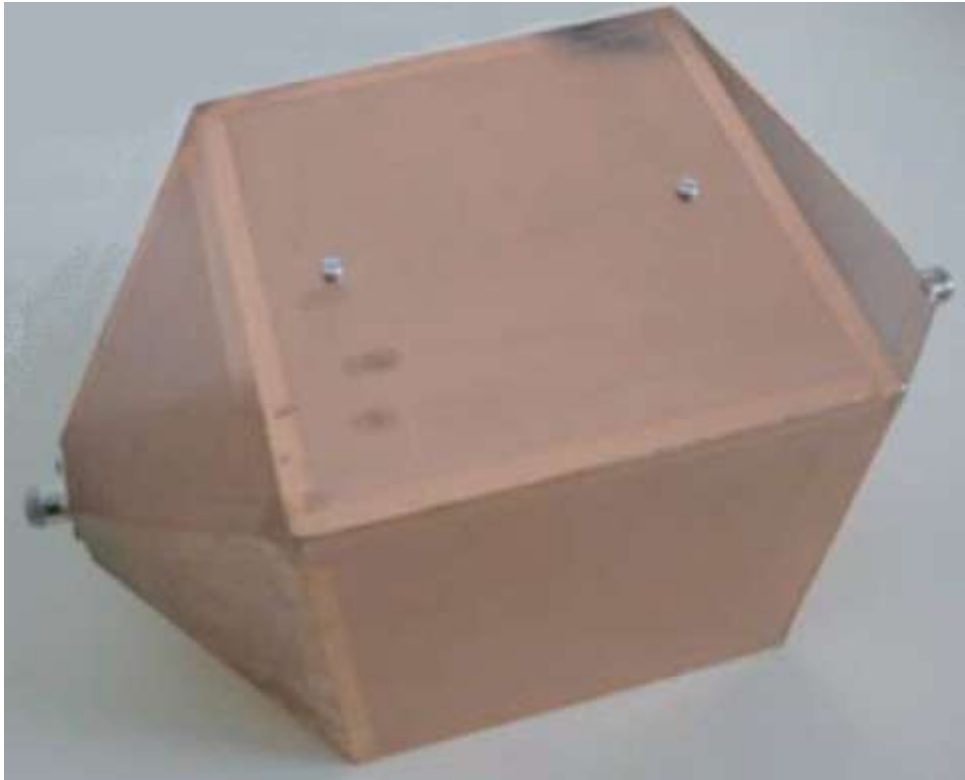
m	Hmotnost tělesa
p	Hybnost
E_{KIN}	Kinetická energie
Q	Elektrický náboj
B	Magnetická indukce
D	Elektrická indukce
E	Intenzita elektrického pole
H	Intenzita magnetického pole
f	Signál v časové oblasti
F	Signál ve frekvenční oblasti
$S(\omega)$	Spektrální funkce
ψ	Mateřská vlnka vlnkové transformace, nebo též skalární funkce polohy
$h_{n,k}, h_{m,l}$	Koeficienty Haarovy matice
q	Objemová hustota náboje
J	Vektor hustoty proudu
γ	Konduktivita
ε	Permitivita
μ	Permeabilita
FT	Fourierova transformace
WT	Vlnková (waveletová) transformace
MOM	Metoda momentů
RWG	Rao-Wilton-Glison - prostorová bázová funkce
EFIE	Integrované rovnice elektrického pole
SED	Bázová funkce (sub entire domain)
FFT	Rychlá Fourierova transformace

LHM	Levotočivé materiály
RHM	Pravotočivé materiály
FSS	Frekvenčně selektivní struktura
NRI	Záporný index lomu
EMC	Elektromagnetická kompatibilita
IFS	Iterační funkční systémy
TEA	Polynomické fraktály

Přílohy

A. Návrh pracoviště

A.1 Crawfordova komora



A.2 Šumový generátor NoiseCom NC1128A

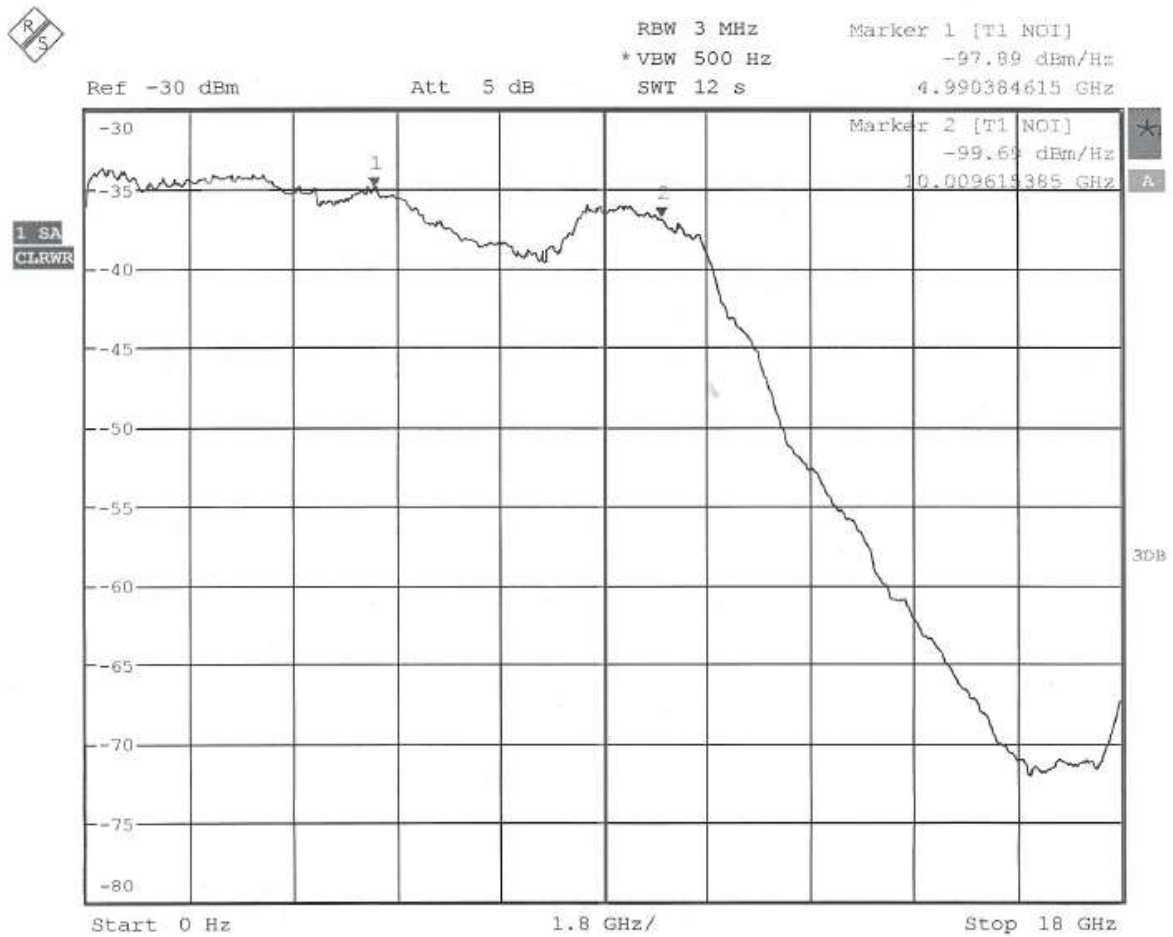


Technická specifikace použitého zesilovače:

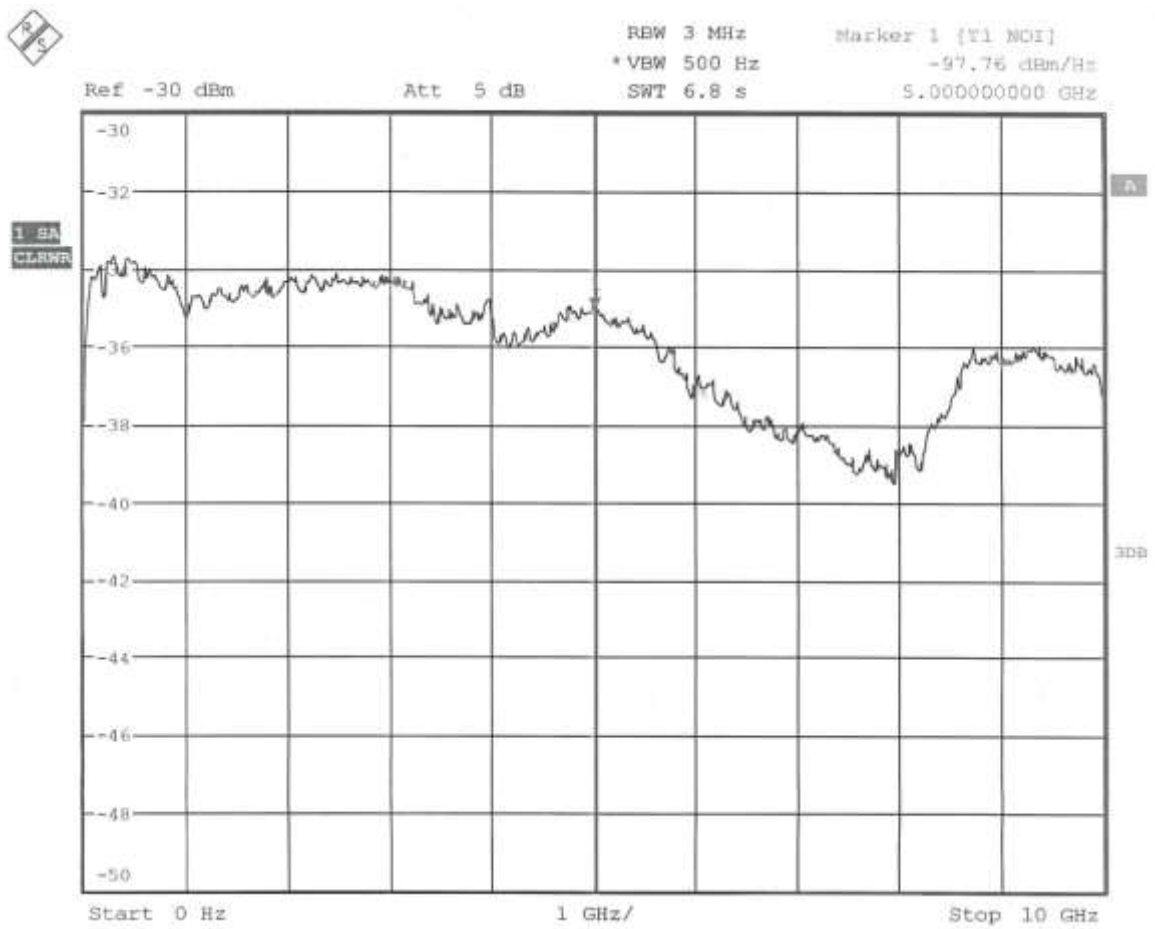
- Frekvenční rozsah - 10MHz - 10GHz
- Výkon - do -17dBm

- Standardní vstupní napětí (platí pro sérii NC1000) - do 1,5GHz (+28VDC), nad 1,5GHz (+15VDC)
- Provozní teplota - -35° do +150°C
- Teplotní koeficient - 0,025dB/C°
- Citlivost napěťového zdroje - 0,25dB/1%

Charakteristiky popisující uvedený zesilovač:



Charakteristika zesilovače NC1128A



Charakteristika zesilovače NC1128A

Vyobrazení samotného zařízení NC1128A:



Zesilovač NC1128A

A.3 Spektrální analyzátor Agilent N1996A

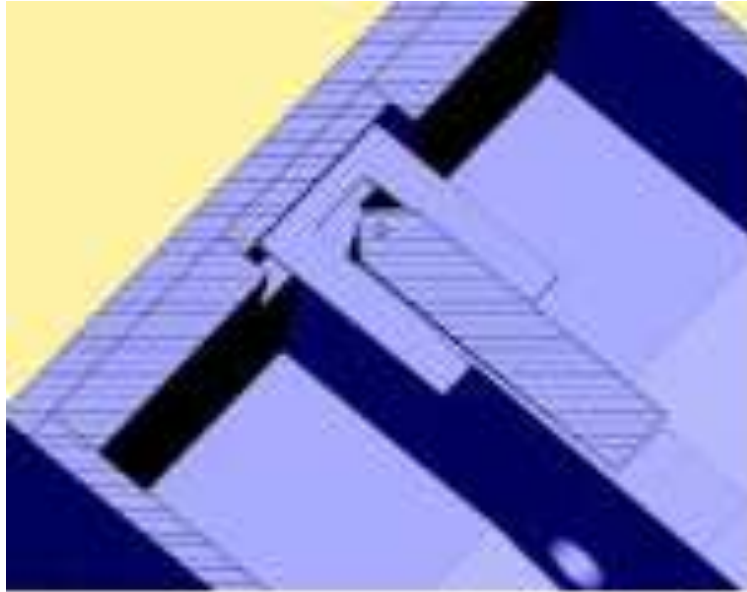


Technické specifikace:

- frekvenční rozsah: 100 kHz až 3 GHz nebo 6 GHz
- Měření s tracking generátorem: 10 MHz až 3 GHz nebo 6 GHz
- předzesilovač pro 3 GHz nebo 6 GHz
- průměrná úroveň zobrazeného šumu (DANL): -156 dB/Hz
- TOI (third order intercept): +18 dBm
- ±0.5 dB přesnost amplitudy v celém rozsahu
- měření výkonu v kanálech
- volitelné rozšíření: analýza AM/FM modulace
- 10% nastavitelné kroky RBW od 10 Hz do 200 kHz, 250 kHz, 300 kHz, 1 MHz, 3 MHz, a 5 MHz, VBW, 1 Hz až 8 MHz
- volitelně: AM/FM ladění a poslech
- vysoce kvalitní displej XGA 21cm s rozlišením 1024x768
- elektronický útlumový článek s krokem 1dB
- standardně USB 1.1 a 100base-T LAN
- dálkové řízení pomocí příkazů SCPI

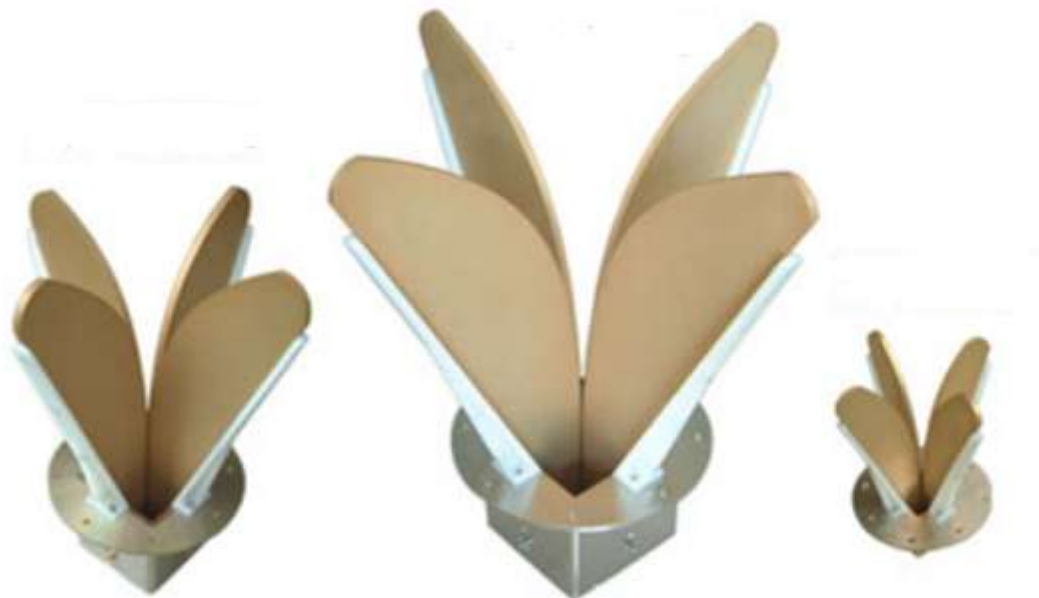
A.4 Antény

A.4.1 Hornova anténa



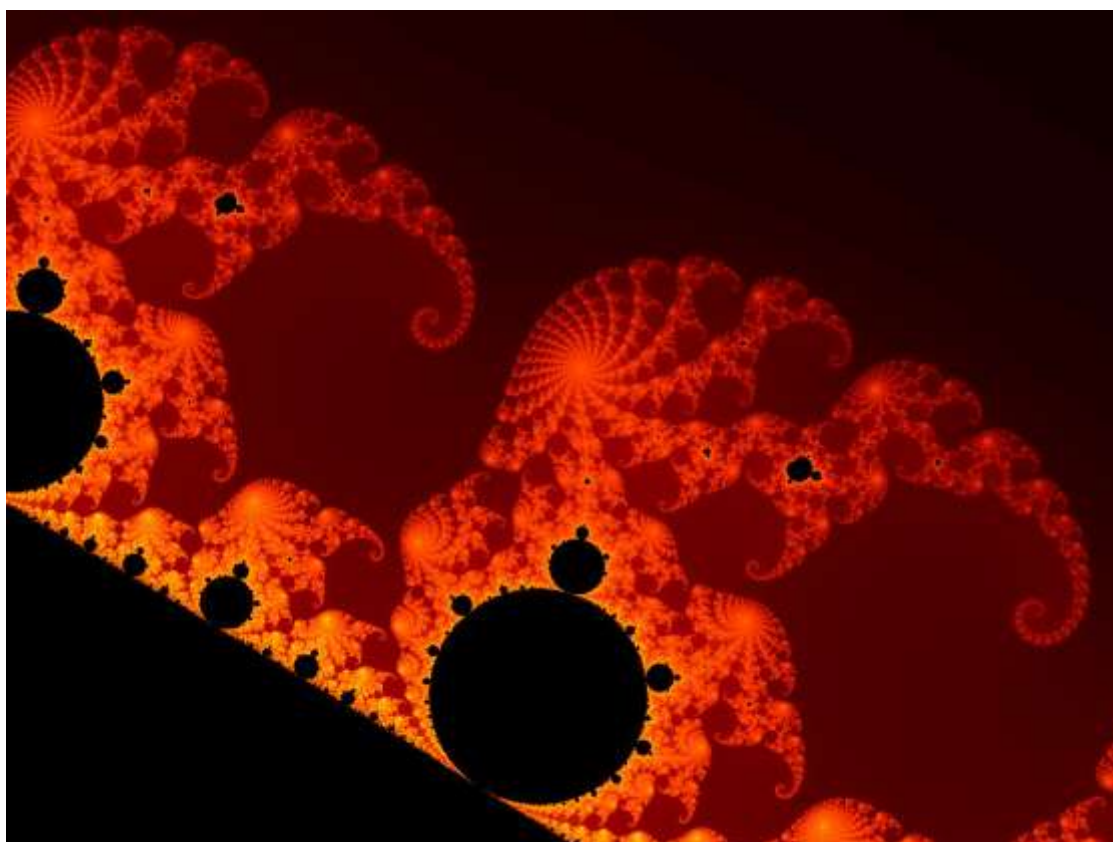
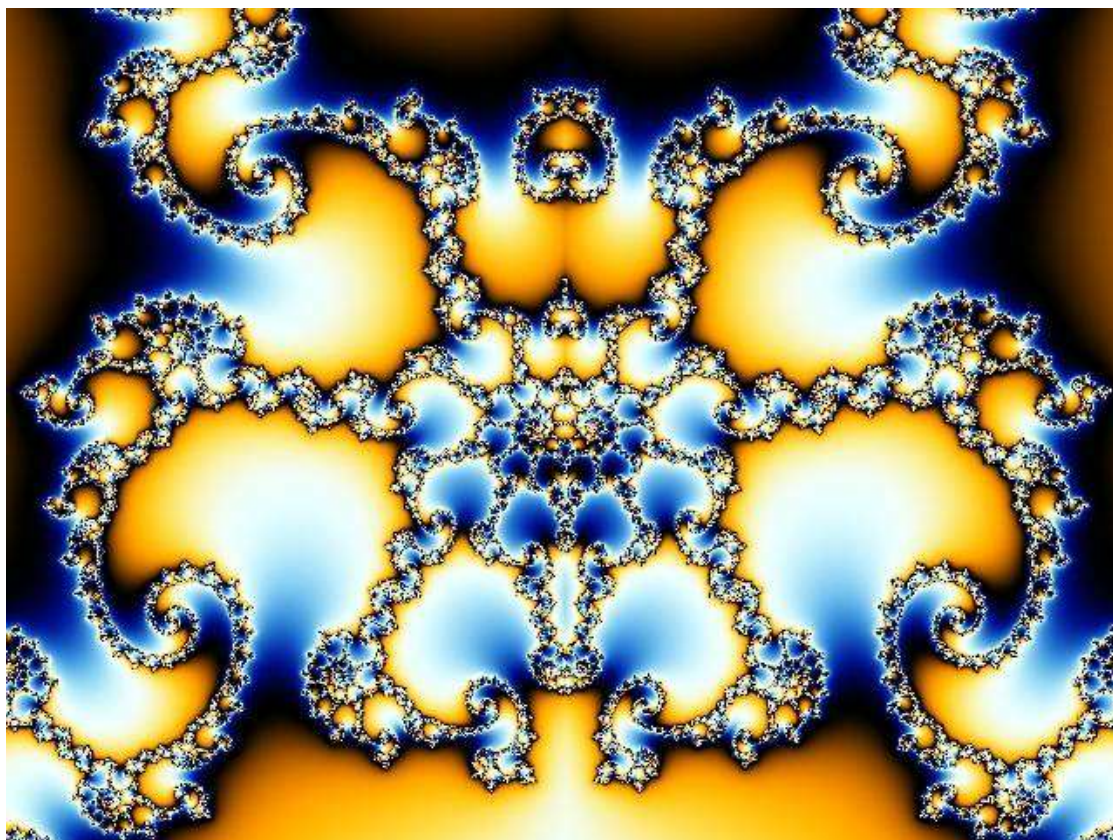
Detail ústí Hornovy antény

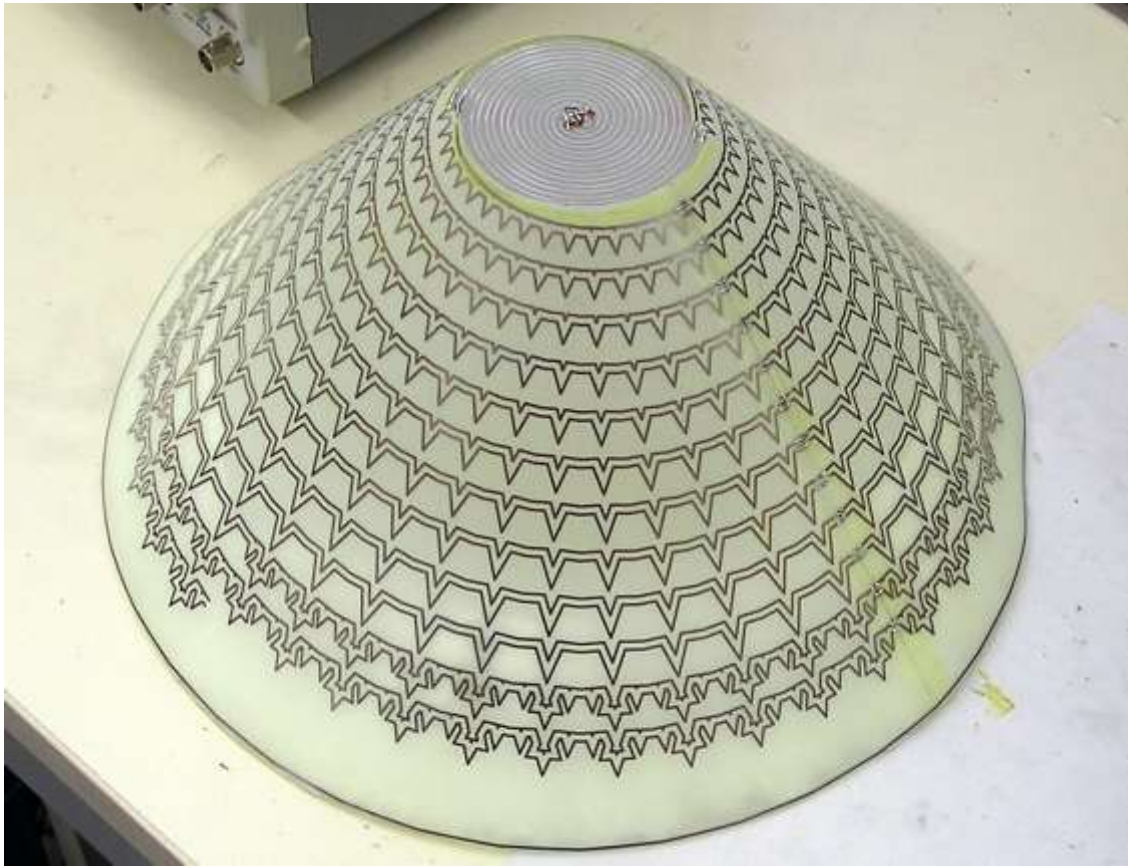
Dalším typem může být duálně polarizovaná Hornova anténa:



Duálně polarizovaná Hornova anténa

A.4.2 Fraktálová anténa





Fraktálová anténa

A.4.3 Hřebenová anténa



A.4.4 Spirálová anténa



Souhlasně orientované spirály



Spirály otočené o 90°



Anténa spirálová

A.4.5 Anténa Vivaldi

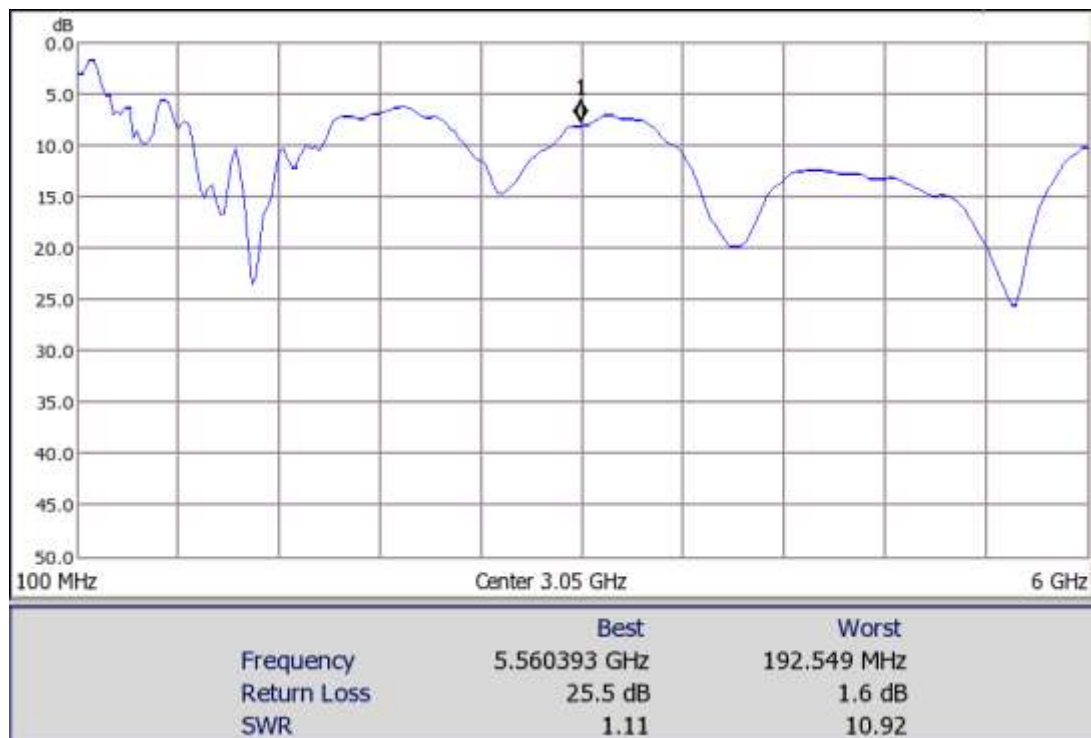


Anténa Vivaldi

B. Experimentální měření

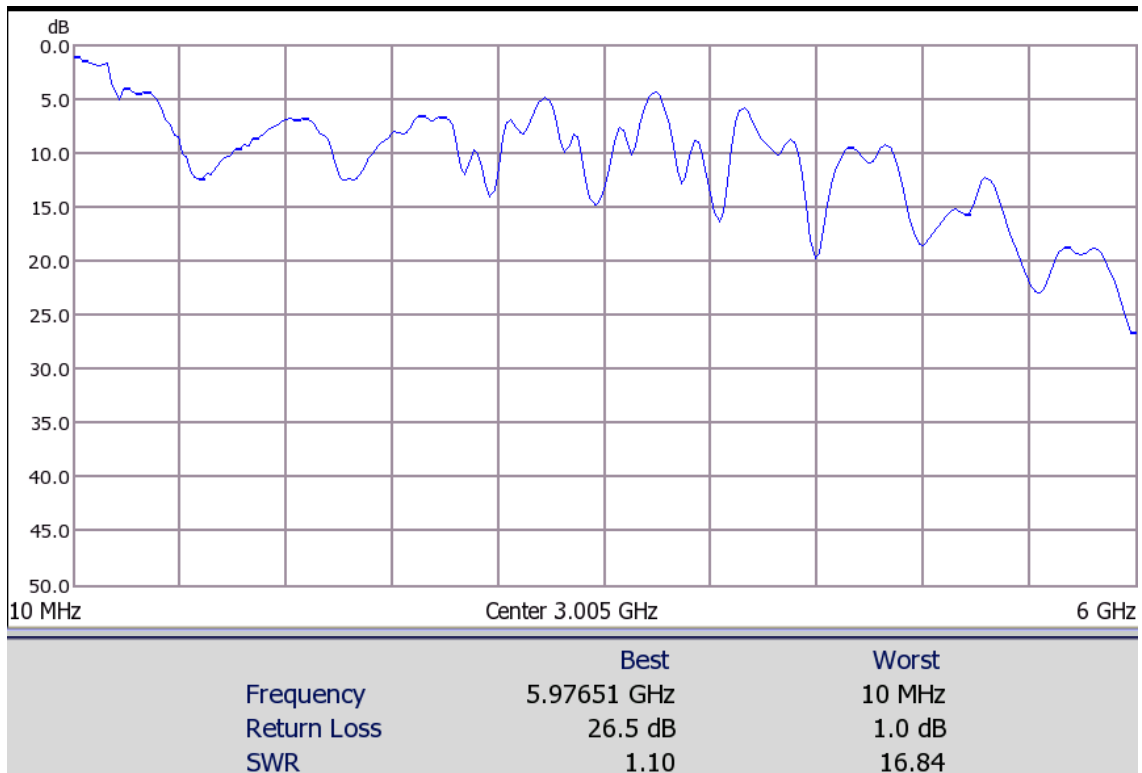
B.1. Return Loss

B.1.1 Fraktálová anténa Return Loss



Fraktálová anténa - Return Loss

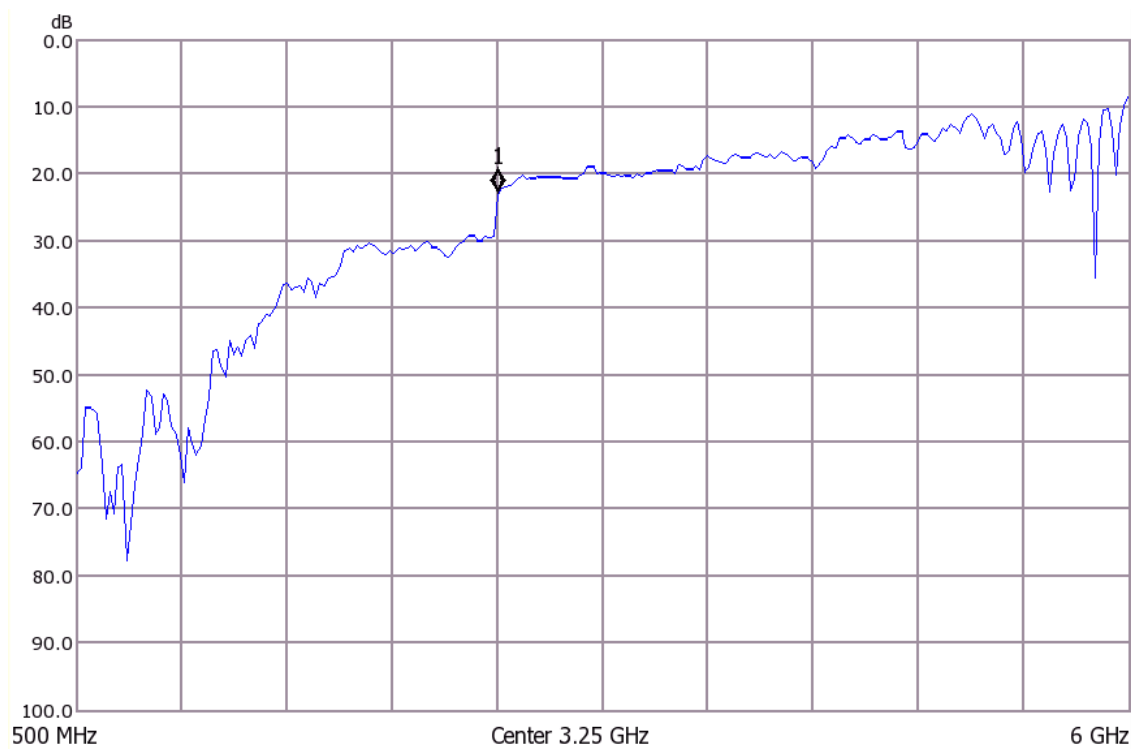
B.1.2 Hřebenová anténa Return Loss



Hřebenová anténa Return Loss

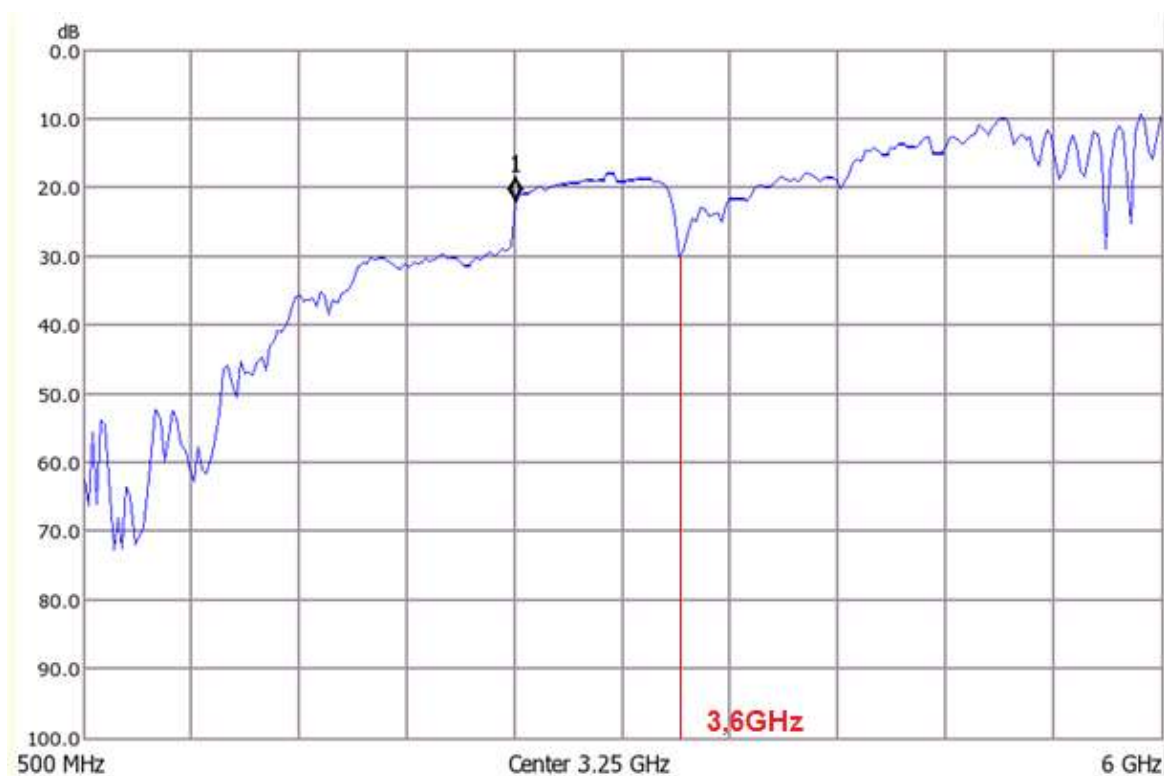
B.2 Měření Two port insertion loss

B.2.1 Měření spirálových antén



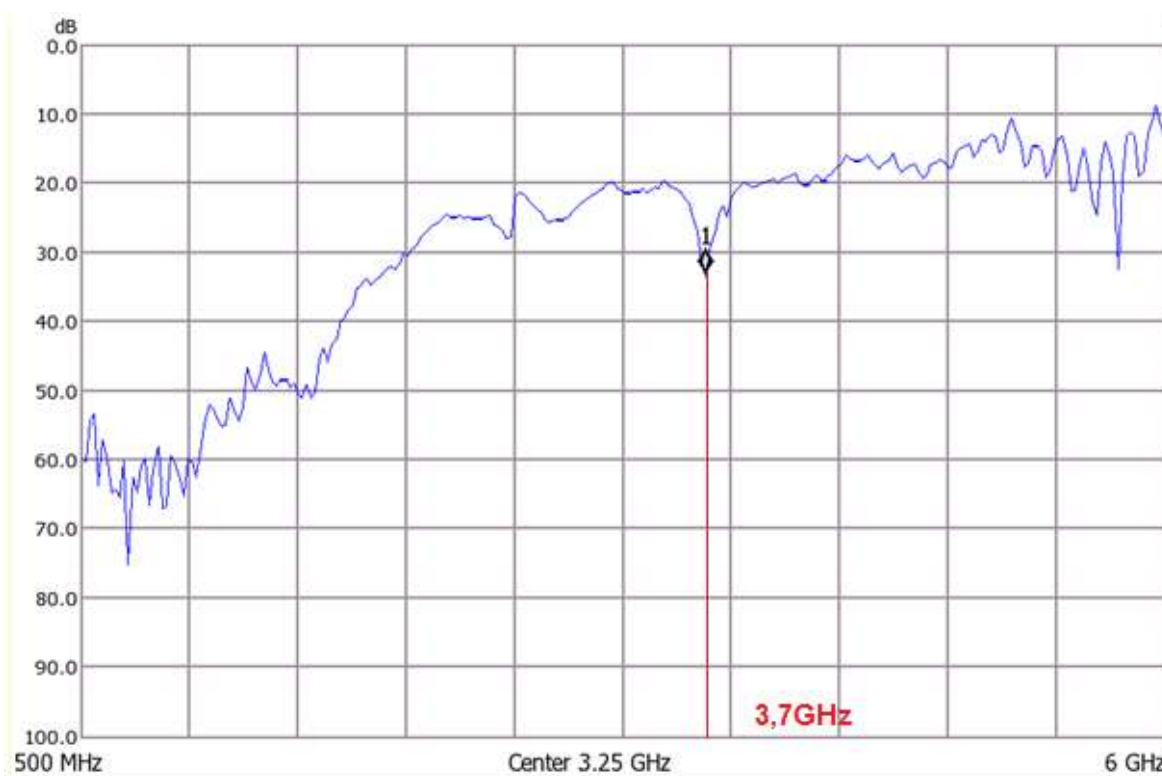
Spirálové antény pootočené vůči sobě o 90°

Na následujícím obrázku je zobrazena charakteristika, která vyjadřuje vliv metamateriálové struktury.

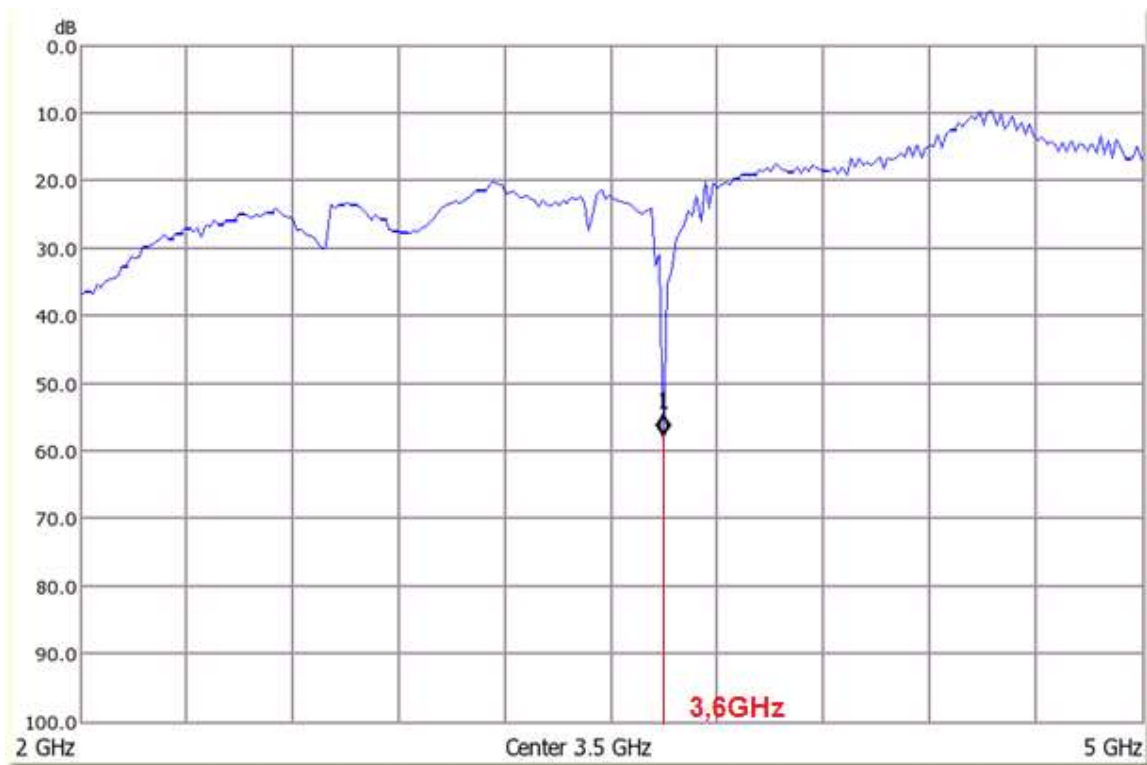


Antény pootočené vůči sobě o 90° - Vložená měřená struktura

Pootočená destička

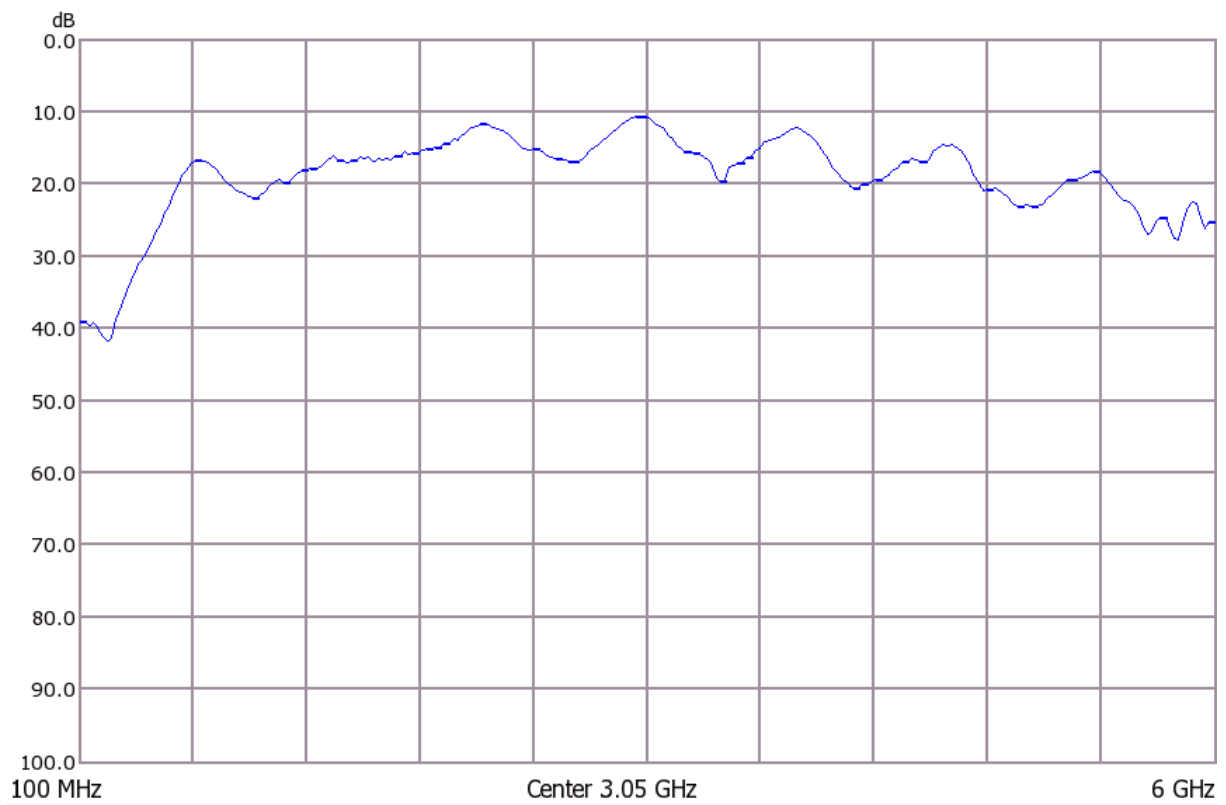


Charakteristika bez pootočené struktury

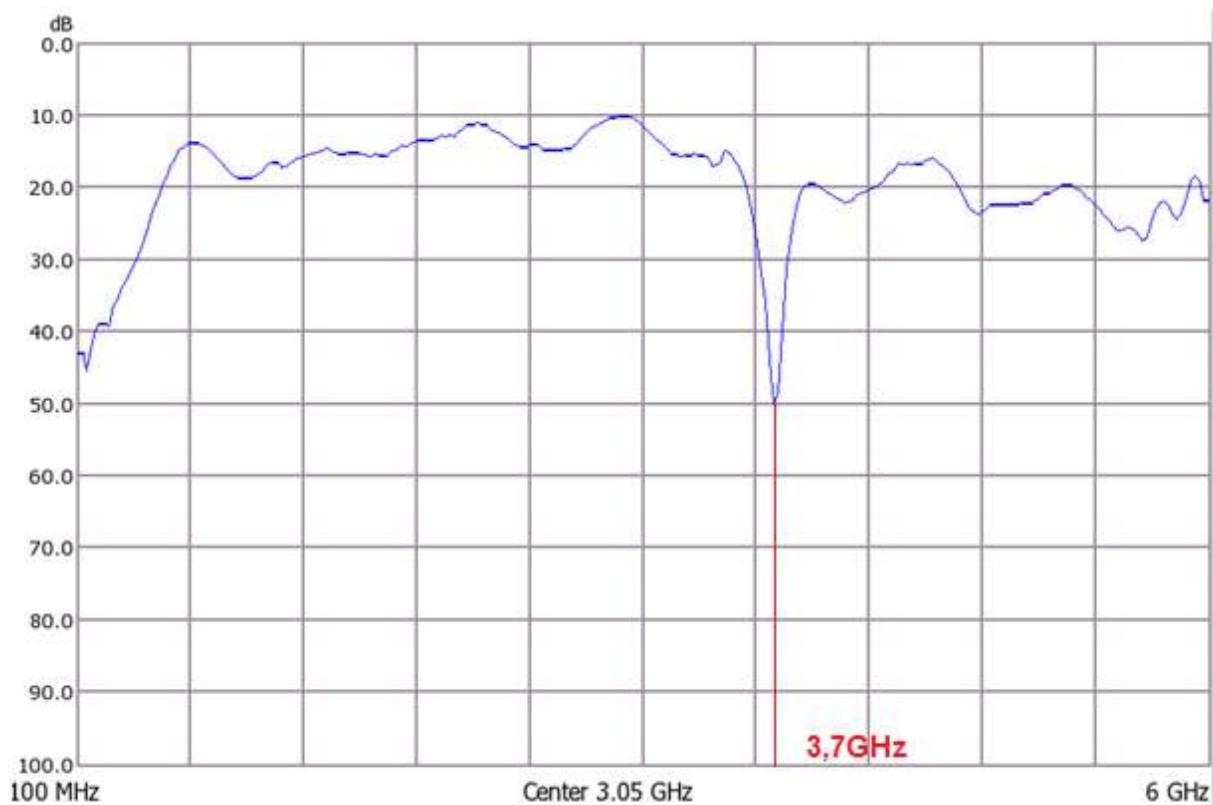


Charakteristika s pootočenou štruktúrou - detail

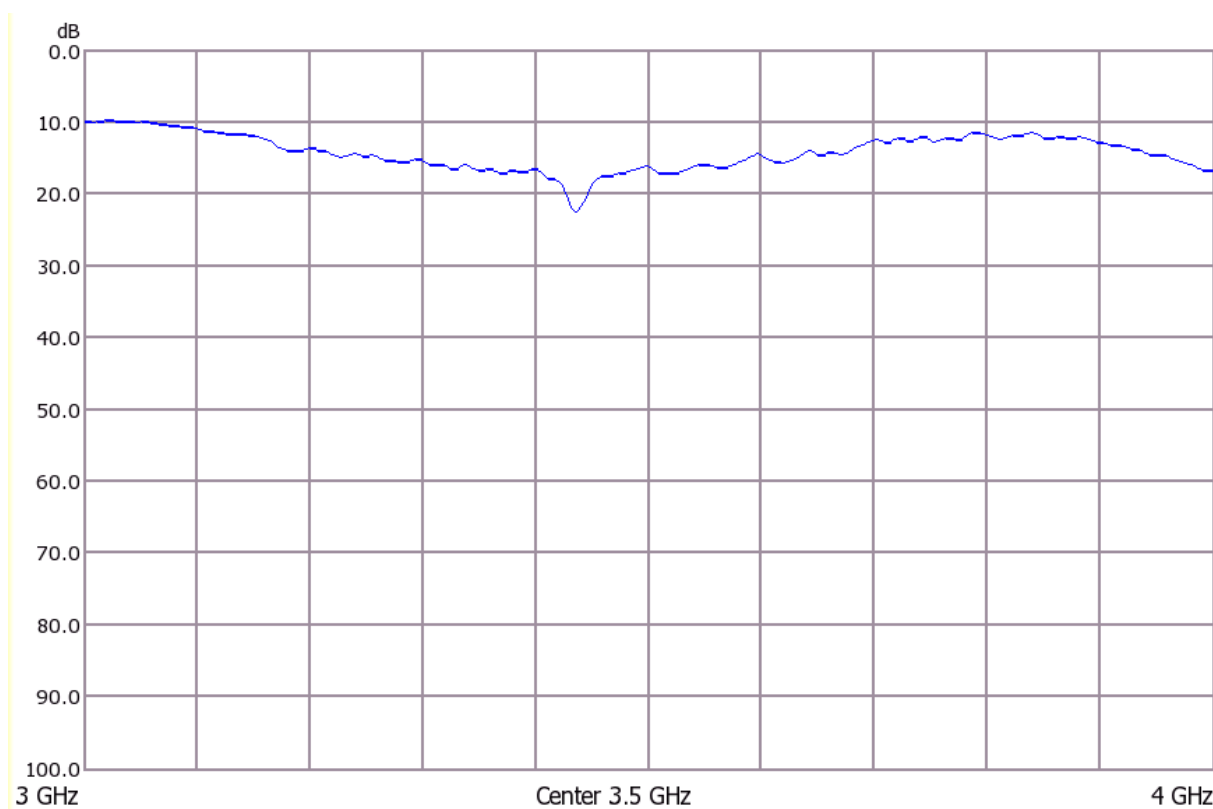
B.2.2 Anténa Vivaldi



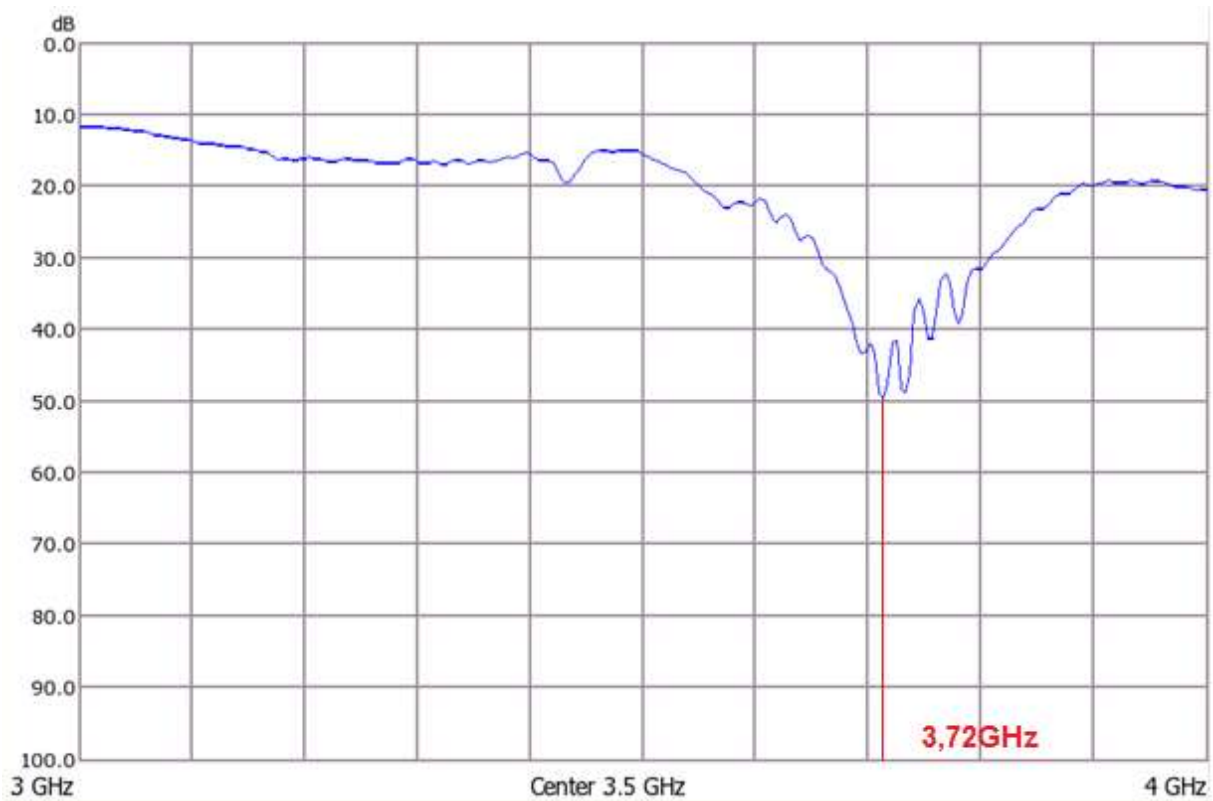
Antény Vivaldi vložené do špeciálnej absorbujucej krabice - bez metamateriálu



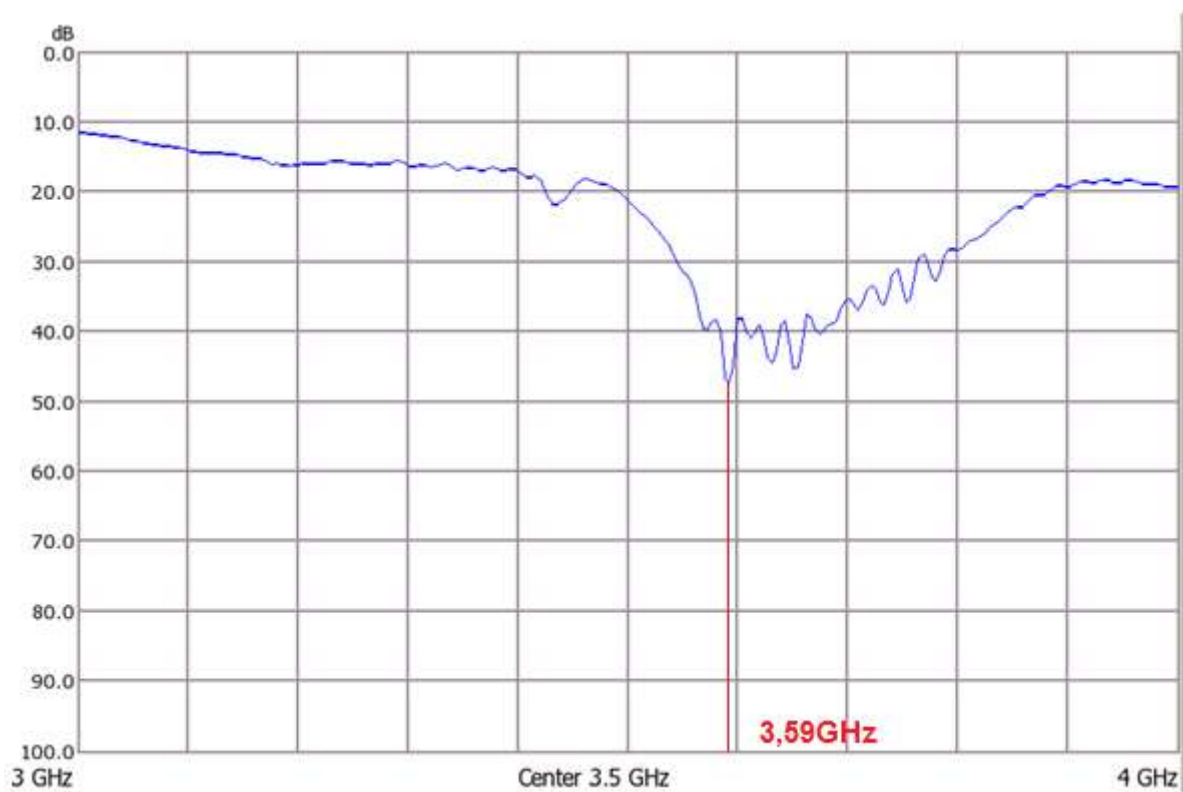
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbujiící krabice - s metamateriálem



Antény Vivaldi vložené do speciální absorbujiící krabice - bez metamateriálu-detail



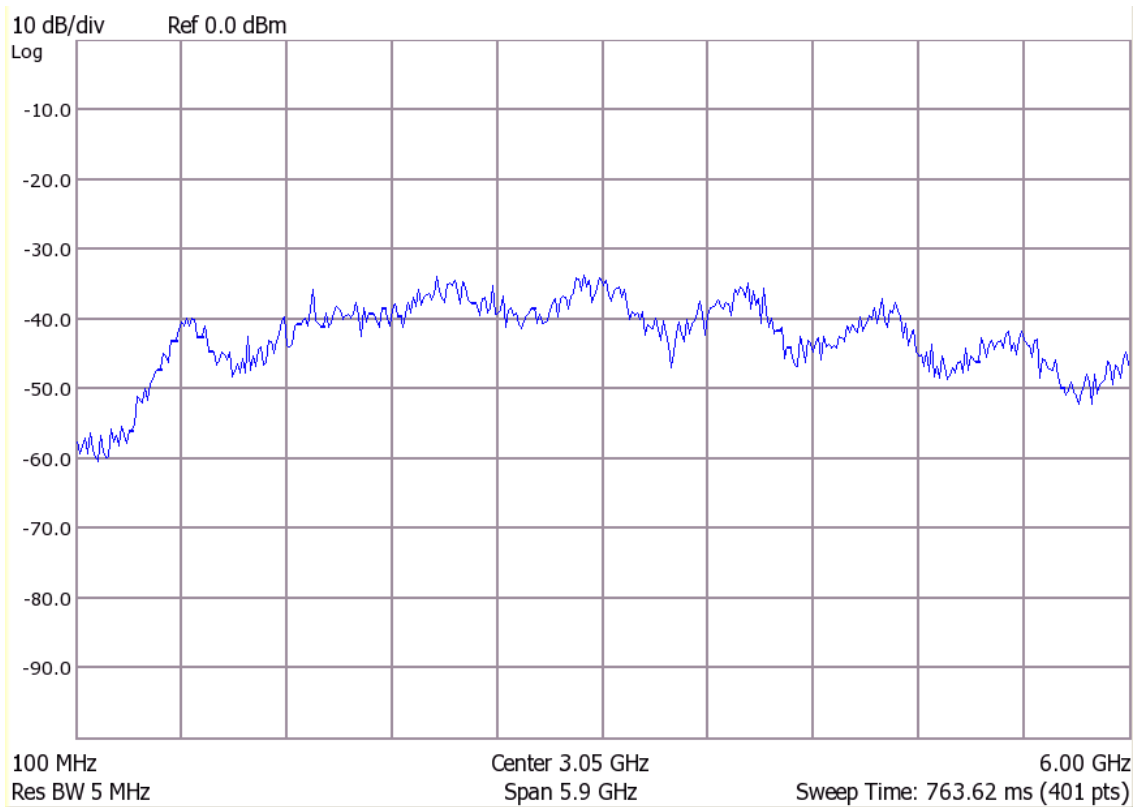
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbující krabice - s metamateriálem - detail



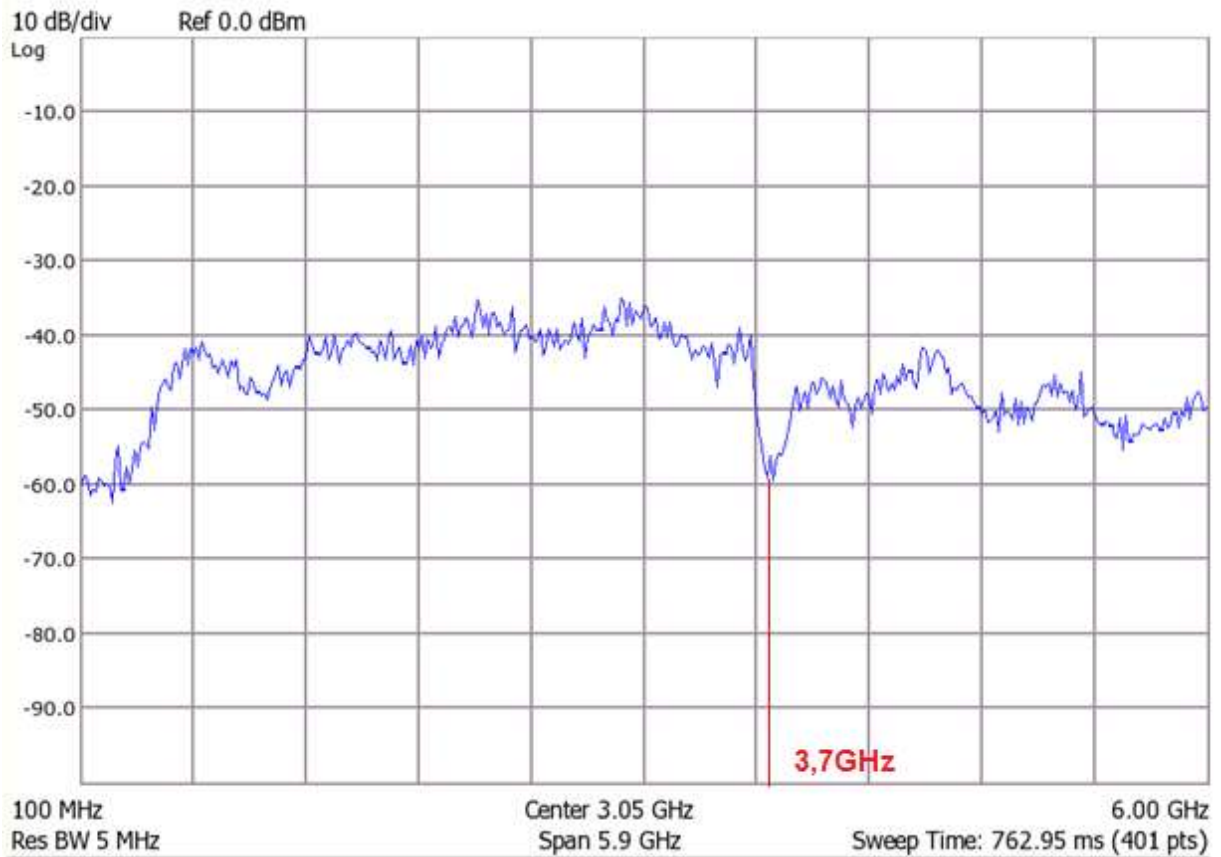
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbující krabice - s pootočenou destičkou metamateriálu - detail

C. Měření s využitím šumového generátoru

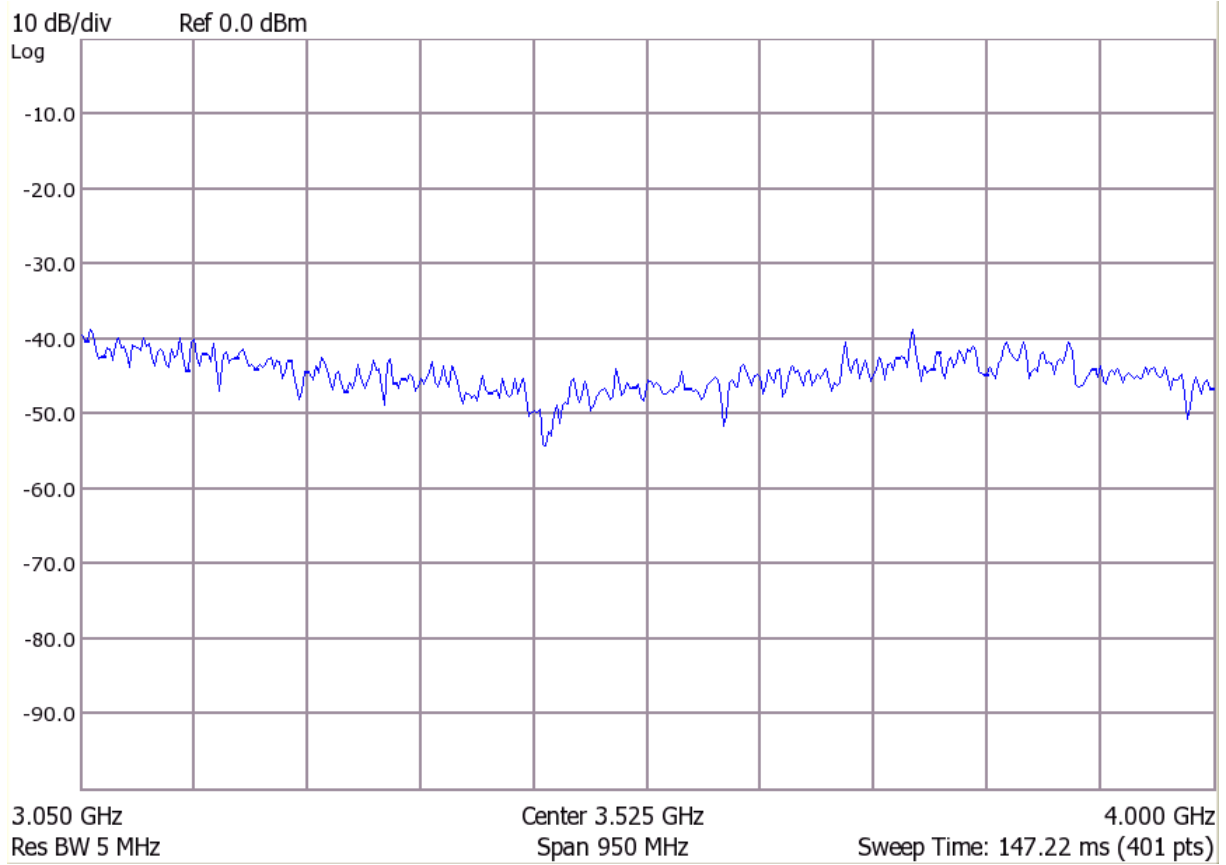
C.1 Vivaldi antény



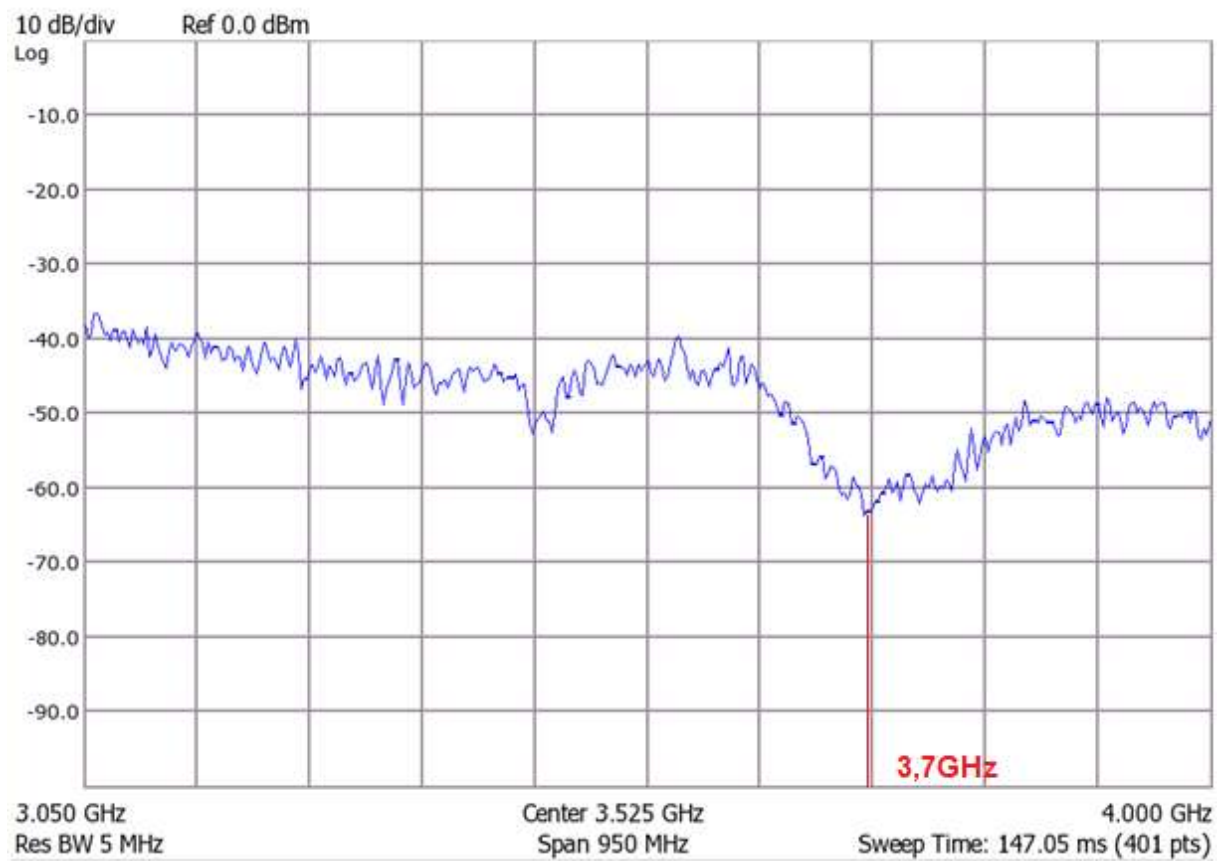
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbuující krabice s použitím šumového generátoru- bez struktury



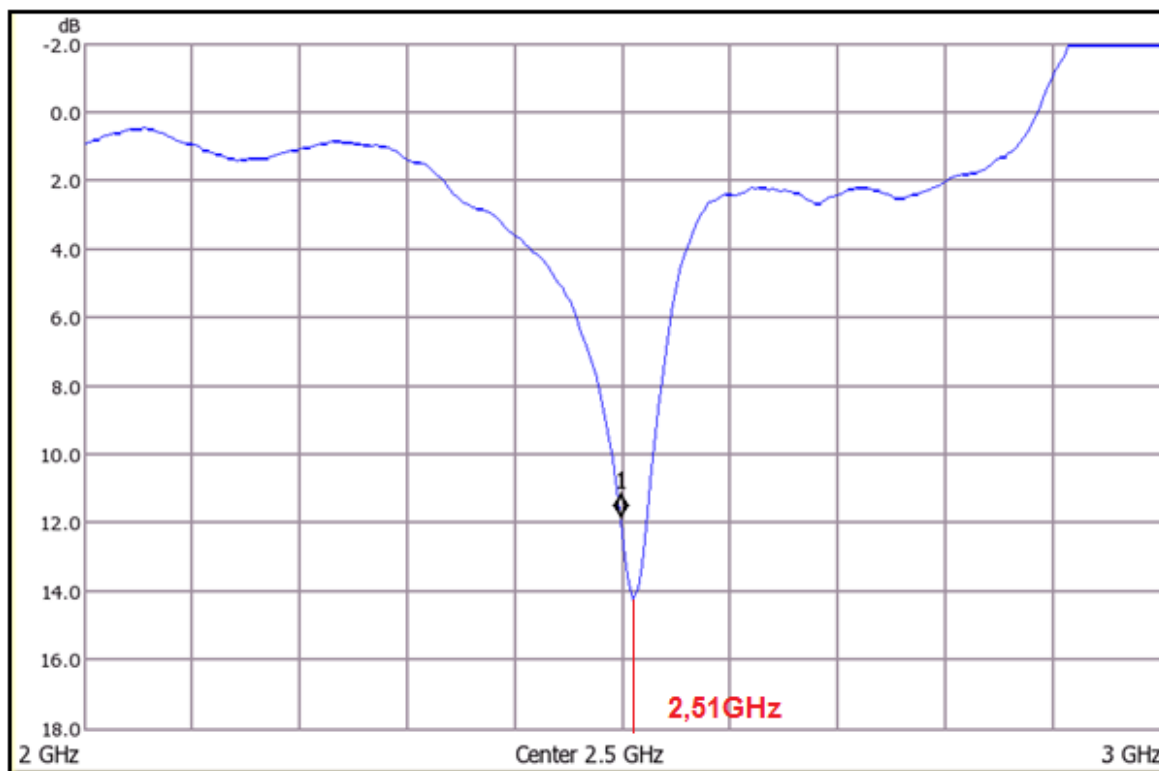
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbuující krabice s použitím šumového generátoru- s vloženou strukturou



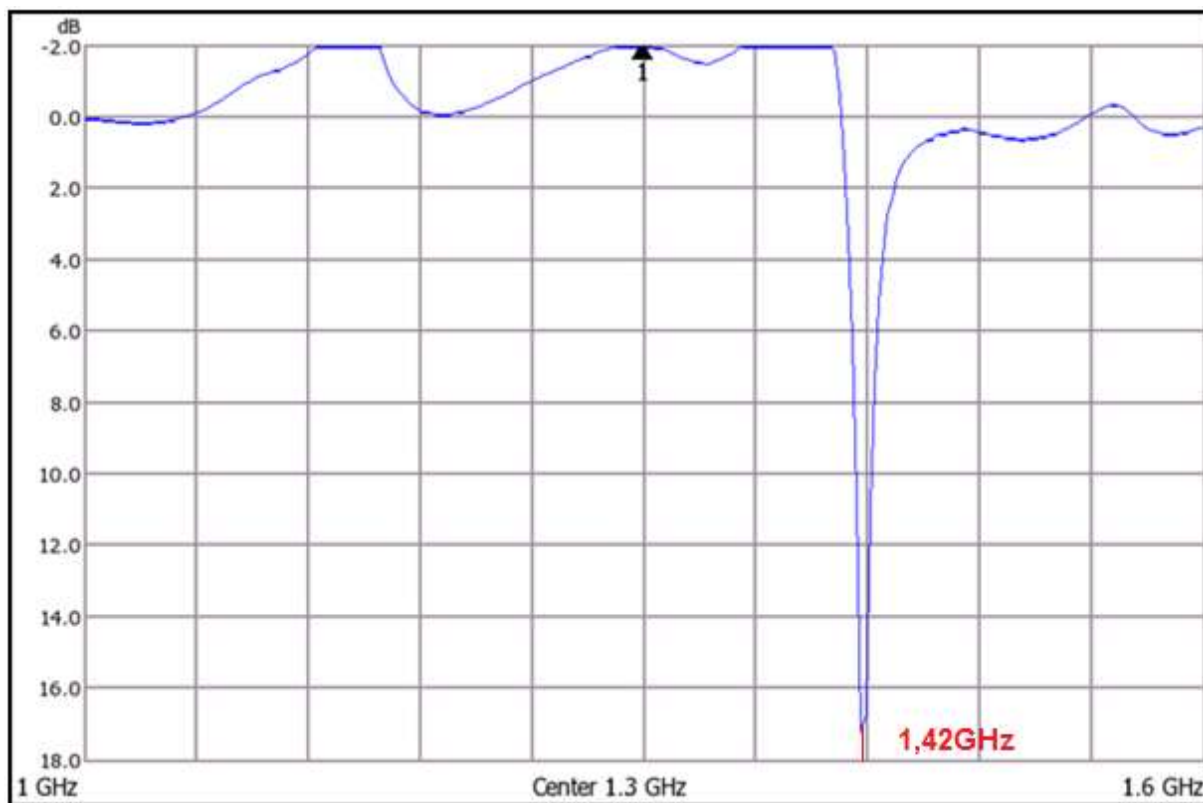
Antény Vivaldi vložené do speciální absorbuující krabice - bez vložené struktury - detail



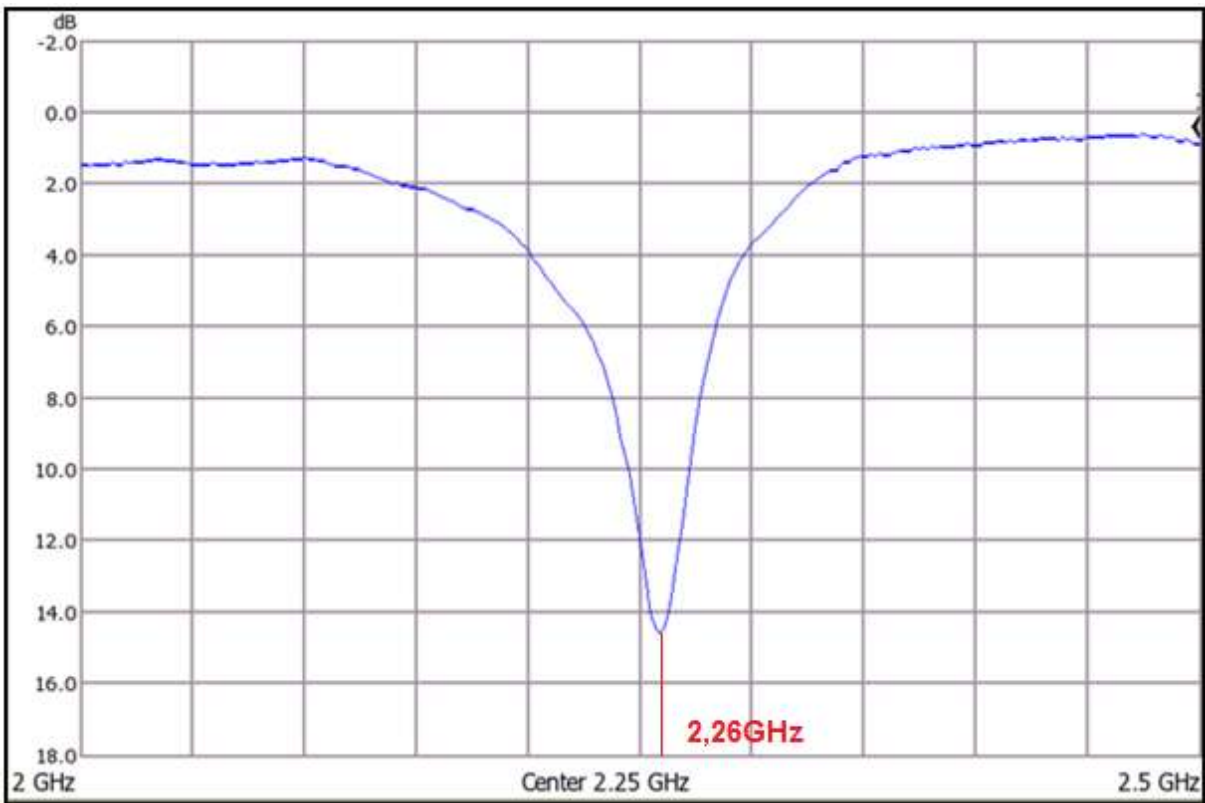
D. Ověřování rezonančních kmitočtů zadaných struktur



Rezonátory rezonující přibližně na kmitočtu 2,51 GHz



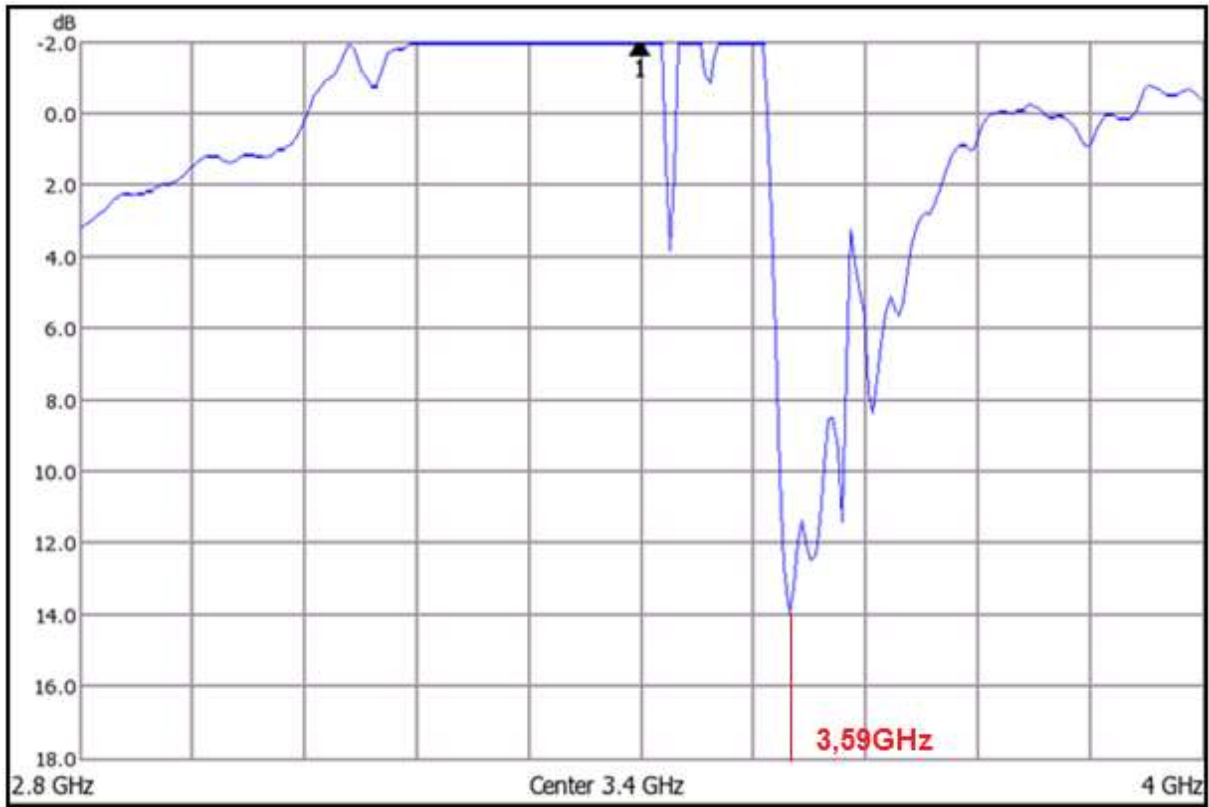
Rezonátory rezonující přibližně na kmitočtu 1,4 GHz



Rezonátor rezonující přibližně na kmitočtu 2,26 Ghz



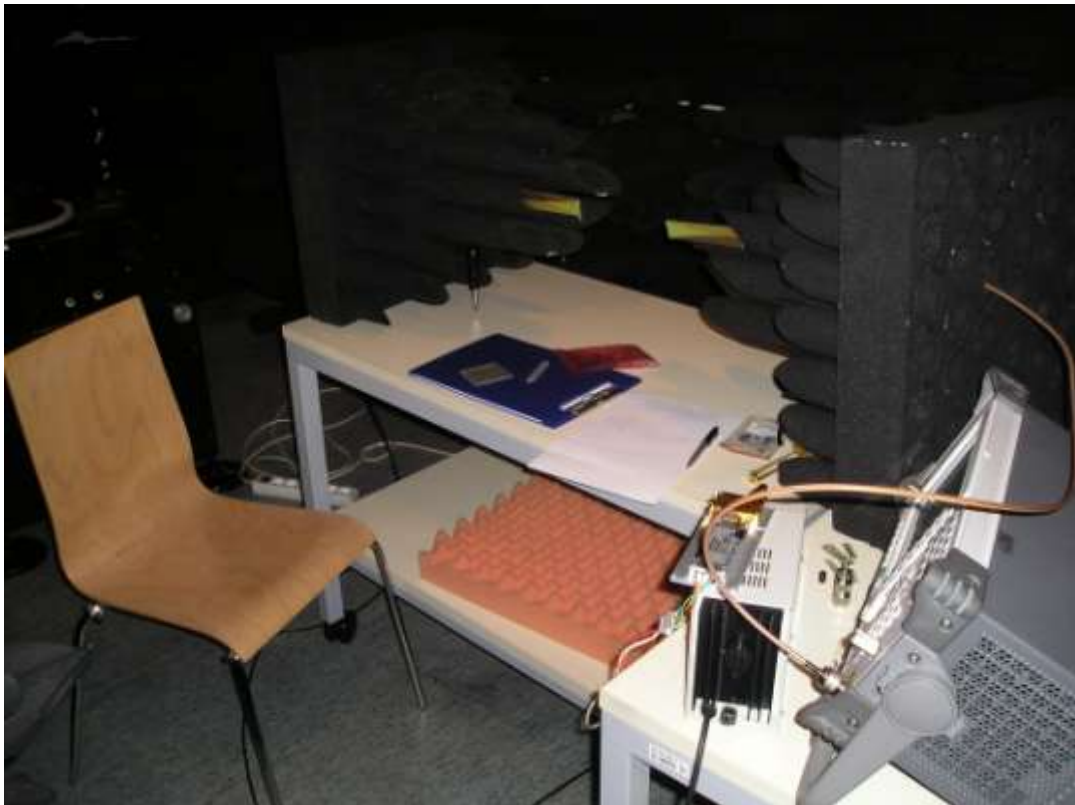
Rezonátorové pole rezonující přibližně na kmitočtu 3,7 Ghz



Rezonátorové pole rezonující přibližně na kmitočtu 3,59 Ghz

E. Fotografie měřícího pracoviště

E.1



Vivaldi antény- měření se šumovým generátorem



Antény Vivaldi vložené do absorbérů, pro potlačení bočních laloků



Antény Vivaldi vložené do absorbérů, pro potlačení bočních laloků - detail



Antény Vivaldi vložené do tlumící krabice



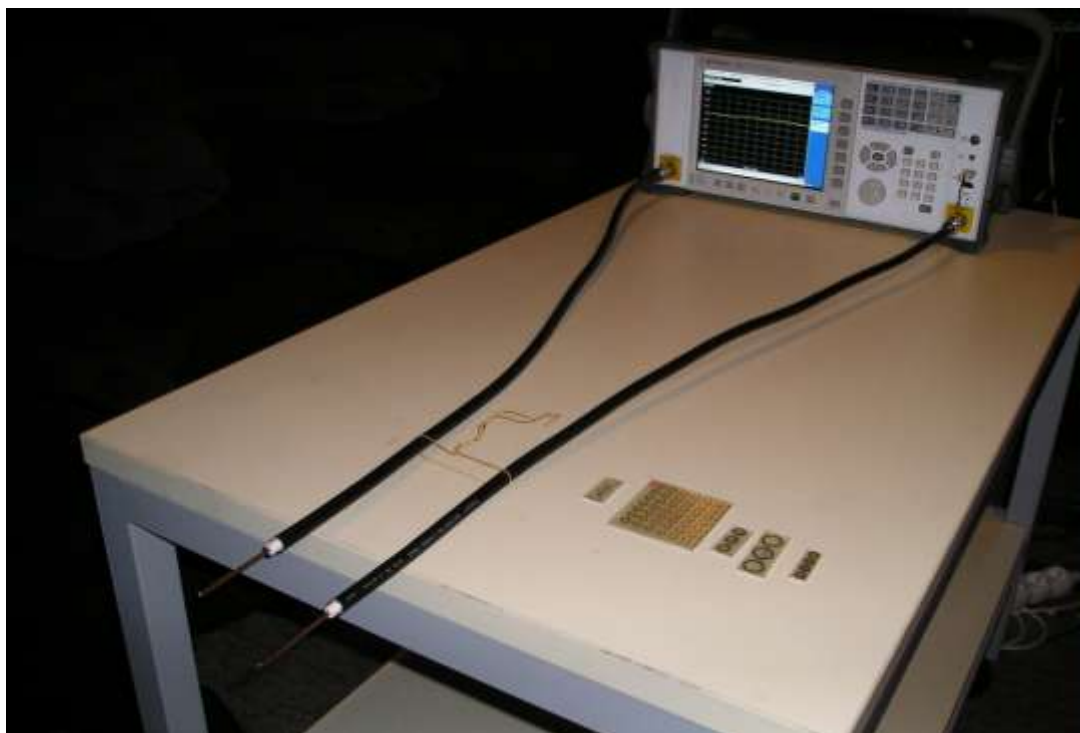
Antény Vivaldi vložené do tlumící krabice - detail

E.2



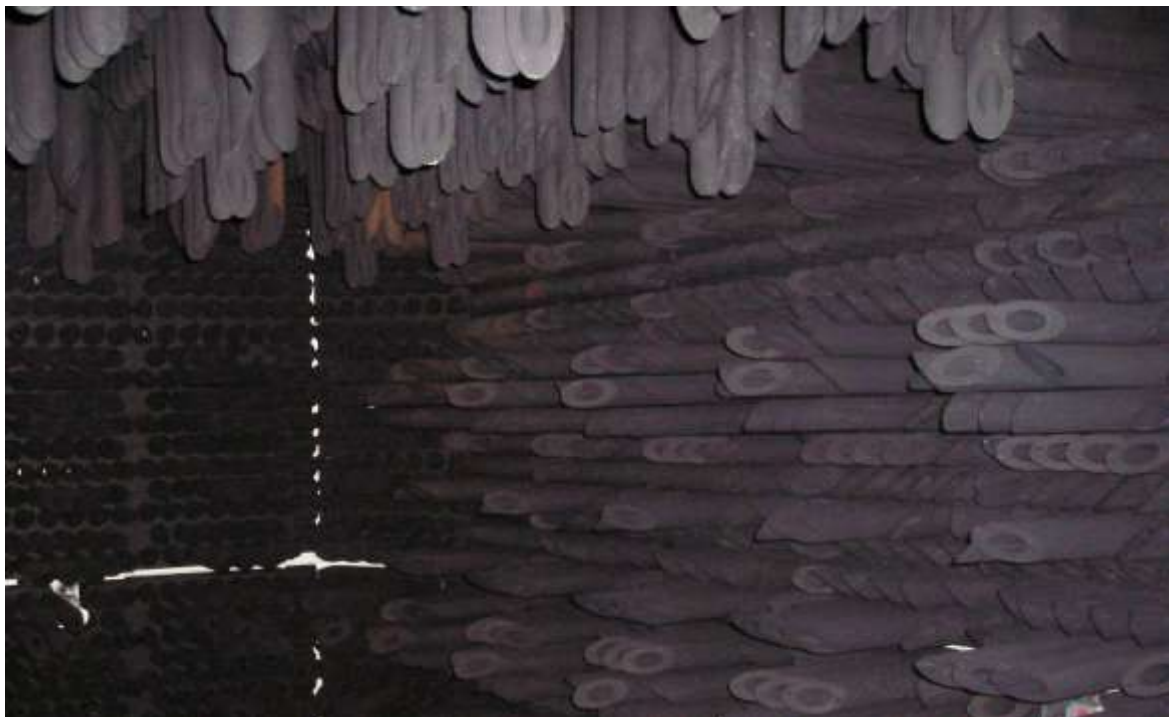
Měření Fraktálové antény

E.3



Pracoviště pro ověřování rezonančních kmitočtů zvolených struktur

E.4

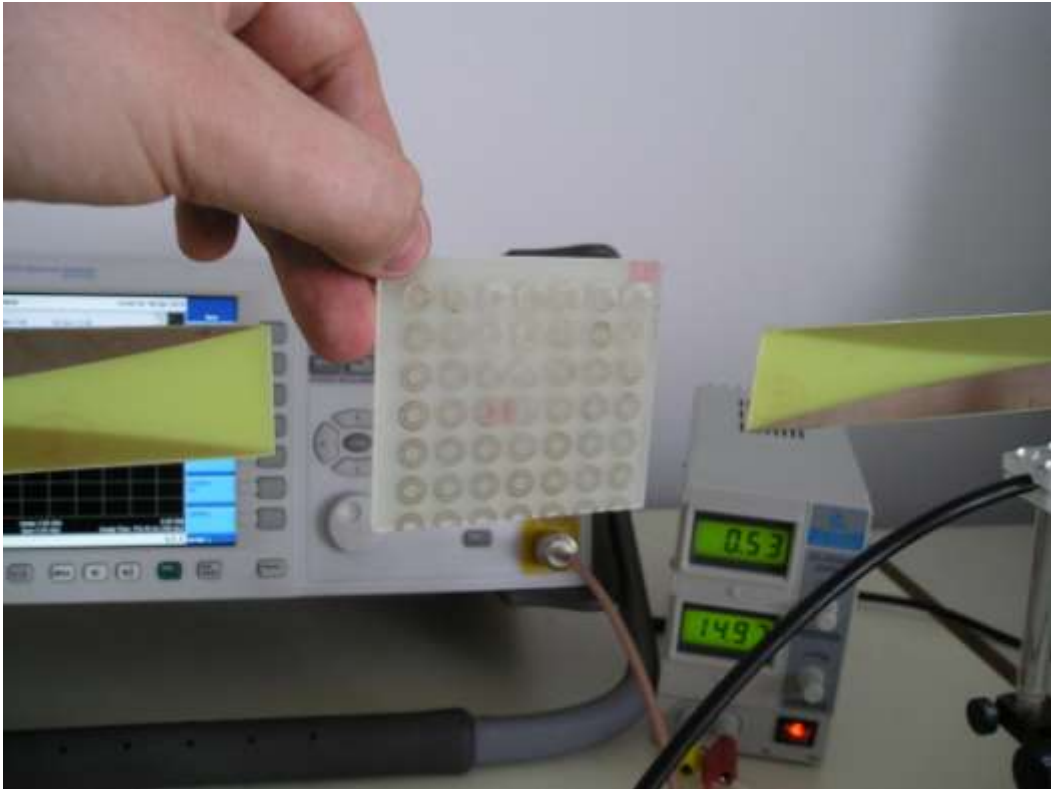


Faradyova komora s pohltivým materiálom

E.5



E.6



Detail a poloha ozařované destičky

E.7



Neperiodická rezonátorová struktura

E.8



Dipmeter