VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

MĚŘENÍ PERMITIVITY MATERIÁLŮ KOAXIÁLNÍ SONDOU

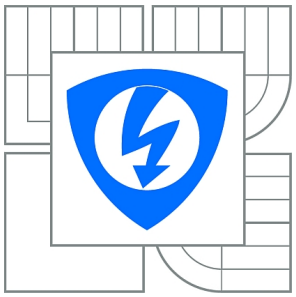
DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE Bc. IVAN RYBA
AUTHOR

BRNO 2015

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

MĚŘENÍ PERMITIVITY MATERIÁLŮ KOAXIÁLNÍ SONDOU

PERMITTIVITY MEASUREMENT OF MATERIALS BY COAX PROBE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

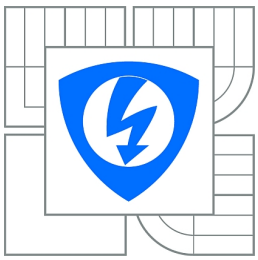
AUTOR PRÁCE — Bc. IVAN RYBA

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — doc. Ing. JAROSLAV LÁČÍK, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student:	Bc. Ivan Ryba	***ID:***	125619
Ročník:	2	***Akademický rok:***	2014/2015

NÁZEV TÉMATU:

Měření permitivity materiálů koaxiální sondou

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte metody měření permitivity materiálů. Svou pozornost zaměřte hlavně na metodu měření pomocí koaxiální sondy a diskutujte její vlastnosti. Po dohodě s vedoucím práce navrhněte pro tuto metodu uspořádání měřícího pracoviště včetně jeho komponent.
Navržené pracoviště včetně jeho jednotlivých komponent realizujte a ověřte jeho funkčnost. Diskutujte nejistotu měření.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] KRUPKA, J. Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies. Measurement Science and Technology, 2006, vol. 17, no. 6, p. 55-70.

[2] M. Wu, X. Yao and L. Zyang, An improved coaxial probe technique for measuring microwave permittivity of thin dielectric materials, Meas. Sci. Technol., 2000, vol. 11, p. 1617-1622.

Termín zadání:	9.2.2015	***Termín odevzdání:***	21.5.2015

Vedoucí práce: doc. Ing. Jaroslav Láčík, Ph.D.
Konzultanti diplomové práce:

doc. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.
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.

ABSTRAKT

Práce se zabývá možnostmi měření permitivity materiálů s důrazem na metodu měření pomocí koaxiální sondy. Popisuje problematiku měřící metody, požadavky na hardware a postup výpočtu kýžených hodnot z hodnot naměřených. Cílem práce je navrhnout měřící pracoviště pro měření relativní permitivity materiálů koaxiální sondou včetně kalibrační sady, zrealizovat v Matlabu kód pro výpočet relativní permitivity z naměřených hodnot a na zkonstruovaném stanovišti ověřit funkčnost řešení. Na závěr má práce diskutovat přesnost měření.

KLÍČOVÁ SLOVA

permitivita materiálů, mikrovlnné měření, koaxiální sonda, vektorový obvodový analyzátor, Matlab

ABSTRACT

This thesis describes possibilities of measuring permittivity of various materials, especially with coaxial probe method. It describes character of measuring method, hardware requirements and how to calculate values from the measured. Objective of this thesis is to design measuring station for measuring permittivity of materials with coaxial probe including calibration set. Code in Matlab is also programmed and whole station is tested with known samples to discuss measurement accuracy.

KEYWORDS

permittivity of materials, microwave measure, coaxial probe, vector network analyzer, Matlab

RYBA, I. *Měření permitivity materiálů koaxiální sondou.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 40s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jaroslav Láčík, Ph.D..

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Měření permitivity materiálů koaxiální sondou 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. Jaroslavu Láčíkovi, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.

V Brně dne ....

(podpis autora)

OBSAH

Obsah **VI**

Seznam obrázků **VIII**

Seznam tabulek **IX**

Úvod **1**

1 Teorie permitivity **2**

1.1 Permitivita a permeabilita ... 2

1.2 Permitivita a teplota ... 4

1.3 Feroelektrické látky ... 5

1.4 Základy polarizace dielektrik ... 6

2 Metody pro měření permitivity materiálů **8**

2.1 Metody měření ve volném prostoru ... 8

2.2 Metody planární ... 8

2.3 Metody rezonanční ... 8

2.4 Metody přenos/odraz ... 9

2.5 Metody vlnovodové ... 9

3 Měření koaxiální sondou **11**

3.1 Popis metody ... 11

3.2 Matematické vyjádření činitele odrazu ... 12

3.3 Způsob měření ... 16

3.4 Další varianty výpočtu ... 16

4 Návrh měřícího pracoviště **18**

4.1 Zpracování výstupu ... 18

4.2 Návrh sondy ... 18

4.3 Konstrukce sondy ... 21

4.4 Návrh měřící stanice ... 22

4.5 Konstrukce stolní měřící stanice ... 23

4.6 Konstrukce mobilní měřící stanice ... 24

4.7 Kalibrační sady ... 25

5 Měření a zpracování výsledků 30
5.1 Měření ... 30
5.2 Zpracování výsledků ... 31
5.2.1 Funkce alfa_koef.m ... 31
5.2.2 Funkce zeta.m ... 31
5.2.3 Funkce Y0A.m ... 32
5.2.4 Funkce Y0Bq.m ... 32
5.2.5 Funkce yt_koef.m ... 33
5.2.6 Funkce paramS11.m ... 33
5.2.7 Funkce epsilon_r.m ... 35
5.2.8 Funkce Main.m ... 36
5.3 Testovací měření a výpočty ... 38
6 Závěr 40
Literatura 41
Seznam symbolů, veličin a zkratek 42
Seznam příloh 43

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1.1: Fázorový diagram celkového proudu. 3
Obr. 1.2: Hysterezní smyčka feroelektrika. 6
Obr. 3.1: Schéma metody měření permitivity koaxiální sondou. 12
Obr. 4.1: Řez konektorem female a naznačení roviny řezu pro úpravu. 19
Obr. 4.2: Varianta SMA konektoru female pro montáž do panelu. 20
Obr. 4.3: Koaxiální přechodka SMA. 20
Obr. 4.4: Vyrobená měřící sonda. 21
Obr. 4.5: Vyrobená měřící sonda – plocha kontaktu se vzorkem. 21
Obr. 4.6: Nákres měřící stanice. 22
Obr. 4.7: Nákres mobilní měřící stanice. 23
Obr. 4.8: Realizovaná stolní měřící stanice. 24
Obr. 4.9: Fixační přísavka pro mobilní měřící stojan. 25
Obr. 4.10: Realizované mobilní měřící stanoviště. 25
Obr. 4.11: Měřené vzorky - Arlon 25N, Arlon 600 a FR-4. 26
Obr. 4.12: Změna relativní permitivity v závislosti na frekvenci (Arlon 25N). 26
Obr. 4.13: Závislost tangenty ztrátového činitele na frekvenci (Arlon 25N). 27
Obr. 4.14: Změna relativní permitivity v závislosti na frekvenci (AD 600). 27
Obr. 4.15: Závislost tangenty ztrátového činitele na frekvenci (AD 600). 27
Obr. 4.16: Model menší sondy v CST MWS. 28
Obr. 4.17: Rozložení elektrického pole ve vzorku měřeném menší sondou (7.55GHz). 28
Obr. 4.18: Činitel odrazu S11 pro otevřený konec. 29
Obr. 5.1: SMA spojka male-male. 30
Obr. 5.2: Vypočítaná relativní permitivita substrátu AD 600. 39
Obr. 5.3: Vypočítaná tangenta ztrátového činitele substrátu AD 600. 39

SEZNAM TABULEK

Tab. 1.1: Přehled hodnot relativní permitivity u vybraných látek různých skupenství. ... 4
Tab. 4.1: Tabulka použitých vzorků. 26

ÚVOD

Vývoj elektroniky a jejího vzájemného komunikačního propojování se ubírá k miniaturizaci a mobilitě, s cílem zachovat úspornost a spolehlivost. S možnostmi bezdrátové komunikace dvou zařízení je realizace miniaturizace a mobility stále jednodušší. V prostředí mimo laboratorní podmínky je však bezdrátový přenos vystaven rušení nejrůznějšími okolními vlivy, pro které vývoj ani z hlediska spolehlivosti nikdy nekončí.

Bezchybnému signálu stojí v cestě zejména vlastnosti okolních materiálů ve vztahu k elektromagnetickému vlnění. Rozvoj technologií v oblasti anténní techniky umožňuje aplikovat anténní soustavy na různé materiály variabilního použití, díky čemuž může být anténa integrována například do oblečení.

Pro zjištění lokálních vlastností materiálů potřebujeme změřit permitivitu, jednu ze základních veličin ve vztahu materiálu k elektromagnetickému vlnění. Z možných variant měření permitivity je ve středu pozornosti této práce metoda měření koaxiální sondou.

1 TEORIE PERMITIVITY

Před návrhem měřící stanice je důležité seznámit se s měřenou veličinou a možnými způsoby, jak ji měřit. Tato kapitola popisuje teoretický úvod k permitivitě jako fyzikální veličině, možnosti jejího měření, její vlastnosti a specifické problémy, na které můžeme při práci s touto veličinou narazit.

1.1 Permitivita a permeabilita

Permitivita je fyzikální veličina, která popisuje vztah mezi vektorem intenzity elektrického pole a vektorem elektrické indukce ve vakuu nebo v libovolném materiálu. Jinými slovy popisuje schopnost materiálu nebo prostředí polarizovat se. Značkou permitivity je řecké písmeno ε (epsilon). Jednotkou permitivity je farad na metr, tedy $F \cdot m^{-1}$. Z popisu permitivity vychází i základní definiční vztah pro permitivitu,

$$\varepsilon = \frac{\boldsymbol{D}}{\boldsymbol{E}}, \qquad (1.1)$$

kde $\boldsymbol{D}$ je vektor elektrické indukce a $\boldsymbol{E}$ je vektor elektrického pole, přičemž v izotropním dielektriku je permitivita skalární veličinou. [1]

Pro usnadnění práce lze zavést *relativní permitivitu* (jinými slovy *dielektrickou konstantu*). Tato veličina vyjadřuje, kolikrát menší bude elektrická síla nabitého tělesa v prostředí látky s onou relativní permitivitou oproti situaci, kdy bude toto těleso umístěno ve vakuu. Konkrétně se jedná o podíl permitivity ε a permitivity vakua ε_0

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \qquad (1.2)$$

kde ε_r je právě relativní permitivita. Pro tyto výpočty je podstatná znalost permitivity vakua, která má jako dohodnutá konstanta z permeability vakua

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} H \cdot m^{-1} \qquad (1.3)$$

hodnotu

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 \cdot c^2} = \frac{1}{35\ 950\ 207\ 149{,}5 \cdot \pi} F \cdot m^{-1} = 8{,}854\ 187\ 818\ \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}, \qquad (1.4)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu ($c = 299\ 792\ 458$ *m/s*).

Permeabilita materiálu (prostředí) je obdobou permitivity v magnetickém poli podle vzorce

$$\mu = \frac{\boldsymbol{B}}{\boldsymbol{H}}, \qquad (1.5)$$

kde $\boldsymbol{B}$ je vektor magnetické indukce a $\boldsymbol{H}$ je vektor intenzity magnetického pole. Některá prostředí účinky magnetického pole zesilují, zatímco jiná jej zeslabují a některá jej

neovlivňují, což popisuje právě tato veličina. Jednotkou permeability je henry na metr, tedy $H{\cdot}m^{-1}$.

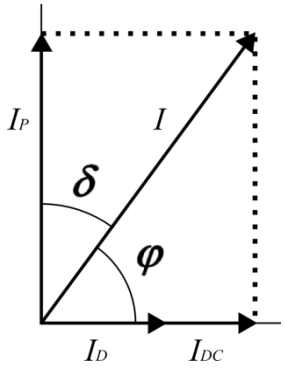
Pokud se jedná o ztrátový materiál (prostředí), můžeme permitivitu vyjádřit pomocí reálné a imaginární části podle vzorce

$$\varepsilon = \varepsilon^{'} - j \cdot \varepsilon^{''}, \qquad (1.6)$$

kde ε' je reálná část permitivity – *dielektrická konstanta* – reprezentující energii materiálu v elektrickém poli. Imaginární část permitivity ε'' – *dielektrické ztráty* – pak zahrnuje absorpci energie a útlum (nebo jinými slovy vyjadřuje proudy, které jsou ve fázi s napětím). Známé j zastupuje $\sqrt{-1}$. Z tohoto vyjádření pak můžeme získat činitel elektrických ztrát (nebo také *ztrátový činitel*) $tan\ \delta_E$ podle vzorce

$$\tan \delta_E = \frac{\varepsilon^{''}}{\varepsilon^{'}}. \qquad (1.7)$$

Ztrátový činitel je tangenta ztrátového úhlu δ. K popisu této veličiny můžeme použít kondenzátor, zapojený v obvodu pod napětím, kterým protéká proud. Pokud budeme uvažovat ideální kondenzátor, polarizační proud předbíhá v tomto obvodu napětí o π/2. Bude tedy čistě imaginární složkou celkového proudu, což můžeme zaznamenat do fázorového diagramu jako I_P. Součtem dielektrických ztrát I_D a ztrát stejnosměrným proudem I_{DC} získáme reálnou složku celkového proudu. Doplníme fázor celkového proudu I a získáme fázový úhel φ. Ztrátový úhel δ je jeho doplňkem ve fázorovém diagramu (Obr. 1.1).



Obr. 1.1: Fázorový diagram celkového proudu.

Je tedy jedno, jestli ztrátový činitel získáme přímo podílem reálné a imaginární složky celkového proudu, nebo jako převrácenou hodnotu tangenty fázového úhlu

$$\tan \delta = \frac{1}{\tan \varphi}. \qquad (1.8)$$

Pro reálnou a imaginární část permeability lze použít obdobné vzorce jako u permitivity, ve kterých vystupují obdobné veličiny, tedy

$$\mu = \mu^{'} - j \cdot \mu^{''}, \qquad (1.9)$$

$$\tan \delta_H = \frac{\mu^{''}}{\mu^{'}}, \qquad (1.10)$$

kde μ' a μ'' reprezentují reálnou a imaginární složku permeability a jejich podílem je činitel magnetických ztrát $\tan \delta_H$.

Relativní permitivita také vyjadřuje míru polarizace dielektrika *P*, což můžeme reprezentovat vyjádřením

$$P = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon_r - 1), \qquad (1.11)$$

přičemž polarizace *P* je definována jako hustota dipólového momentu ve směru elektrického pole. Vlivem této polarizace je potom elektrické pole v materiálu (prostředí) zeslabeno. K vyjádření můžeme použít také bezrozměrnou magnetickou susceptibilitu κ, kterou lze získat výpočtem z vektoru magnetizace $\boldsymbol{M}$ a vektoru intenzity magnetického pole $\boldsymbol{H}$ jako

$$\kappa = \frac{\boldsymbol{M}}{\boldsymbol{H}}. \qquad (1.12)$$

Jejím použitím dostaneme vztah mezi vektorem polarizace dielektrika a vektorem intenzity elektrického pole

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot \boldsymbol{E}, \qquad (1.13)$$

neboť

$$\kappa = \varepsilon_r - 1. \qquad (1.14)$$

1.2 Permitivita a teplota

Pokud srovnáme hodnoty relativní permitivity některých vybraných materiálů (viz Tab. 1.1), zjistíme, v jakých hodnotách se pohybuje v závislosti na typu látky (prostředí). U kapalin dosahuje relativní permitivita nejvyšších hodnot, většinou několika desítek. Přitom lze pozorovat, že většina kapalin je zařaditelná do dvou skupin. Jedna část kapalin má relativní permitivitu do 6 a druhá část přes 20. U pevných látek je nejběžnější hodnota v řádu jednotek, v některých případech i přes 10. U plynných látek se relativní permitivita pohybuje velmi málo nad hodnotou 1, což má pravděpodobně příčinu v malém počtu molekul v jednotkovém objemu látky ve srovnání s kapalinami a látkami v pevném skupenství.

Materiál (T = 300K, P = 101,3kPa)	$\boldsymbol{\varepsilon_r}$	**Materiál** (T = 295K)	$\boldsymbol{\varepsilon_r}$	**Materiál** (T = 295K)	$\boldsymbol{\varepsilon_r}$
plynný kyslík O_2	1,000 486	benzen	21,4	diamant	13,1
vzduch	1,000 540	etylalkohol	2,29	sůl (NaCl)	5,9
plynný dusík N_2	1,000 528	toluen	2,38	polystyren	2,4
plynné helium	1,000 066	nitrobenzen	35,72	skla	3 - 7
plynný argon	1,000 534	chloroform	4,8	papír	3,5
ethylen	1,001 450	voda	81	křemík	12

Tab. 1.1: Přehled hodnot relativní permitivity u vybraných látek různých skupenství.

Relativní permitivita látek závisí také na teplotě. Tuto závislost lze podle pozorování vyjádřit vzorcem

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{r,n} + \frac{C}{T}, \qquad (1.15)$$

přičemž C zde nereprezentuje kapacitu, ale obecnou, teplotně nezávislou konstantu. Veličina $\varepsilon_{r,n}$ značí relativní permitivitu v obecném směru polarizace v látce, rovněž teplotně nezávislou. Teplotní závislost relativní permitivity lze tedy popsat závislostí $1/T$. Jak demonstruje [2], lze pozorovat rozdílnou závislost na teplotě pro látky s různou velikostí relativní permitivity. U látek s nízkou ε_r je tato také málo závislá na teplotě.

Také lze pozorovat rozdíly ve změnách permitivity různých látek při přechodu mezi skupenstvími. Například při změně skupenství z pevného na kapalné u benzenu (C_6H_6) a nitrobenzenu ($C_6H_5O_2N$). I když mají obě látky velmi podobnou teplotu tání, relativní permitivita benzenu se při změně skupenství téměř nezmění, zatímco u nitrobenzenu výrazně vzroste. [2]

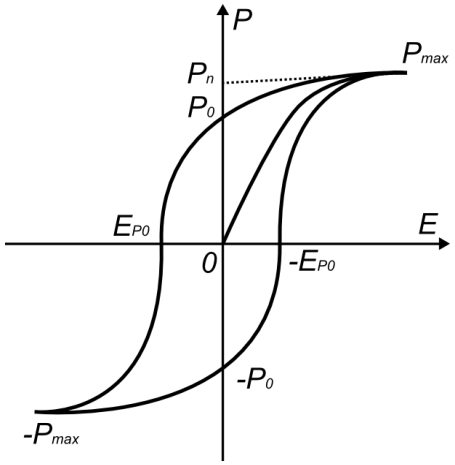
Jak už bylo naznačeno ve vzorci (1.15), u látek s různým prostorovým uspořádáním může mít permitivita v různých směrech různou hodnotu. Pokud má látka kubickou symetrii (tedy mají-li krystaly látky tři osy souměrnosti), je ve všech směrech relativní permitivita zpravidla stejné hodnoty. Je-li však struktura symetrická ve dvou směrech (čtverečná, šesterečná atp.), bude ve dvou směrech hodnota relativní permitivity totožná, zatímco pro třetí směr bude mít hodnotu jinou. Jako příklad poslouží třeba korund, jehož permitivity jsou 11,54 v jedné ose a 9,34 ve dvou zbylých.

Vlastnosti látek z hlediska permitivity se mění i v závislosti na rychlosti časových změn elektrického pole. Nejlépe se změny dají pozorovat ve střídavém poli v závislosti na frekvenci tohoto pole. Z experimentálních měření vyplývá, že pokud má látka vysokou relativní permitivitu mimo proměnlivé pole (tedy ve svém statickém stavu), klesá její hodnota s narůstající frekvencí poměrně výrazně. Typicky voda s relativní permitivitou 81 bude mít při frekvenci v řádu GHz permitivitu řádově nižší, při vysokých frekvencích i menší než 2. Pevné látky, například sůl NaCl, neprojeví tak výraznou změnu, přesto se ze statických hodnot relativní permitivity (5,9) může s nárůstem frekvence stát až 2,25. Oproti tomu látky s nízkou relativní permitivitou mají většinou relativní permitivitu frekvenčně nezávislou. V případě aplikací s proměnlivou frekvencí a silnou frekvenční závislostí vznikají nemalé ztráty energie.

1.3 Feroelektrické látky

Feroelektrické látky jsou malou skupinou látek, které mají společnou tu vlastnost, že vztah mezi jejich vektorem polarizace a intenzitou elektrického pole, ve kterém se látka nachází, je anomální. Takové chování se vyskytuje pouze v úzkém rozsahu teplot, který určuje takzvaná *feroelektrická Curieova teplota*. Závislost lze popsat feroelektrickou hysterezní smyčkou (Obr. 1.2). Její popis vychází ze situace, kdy je látka navenek nepolarizována. Po vložení do elektrického pole začne polarizace rychle narůstat z bodu *0* do bodu *Pmax*. V něm dosáhne látka nasycené hodnoty *Pn*. Tato hodnota je tedy maximální možná. Při snižování intenzity pole klesá polarizace po křivce smyčky do bodu P_0 a tuto hodnotu si při nulové intenzitě zachová. Další snižování je realizovatelné

jen změnou polarizace pole. V tom případě se polarizace dostane na nulovou hodnotu při hodnotě intenzity $-E_{P0}$. Pole se v tomto stavu nazývá koercitivní. Dalším zvyšováním záporné intenzity narůstá polarizace v záporném směru až do bodu *-Pmax*, což je opět nasycená hodnota. Celý proces lze pak inverzně zopakovat, přičemž výsledkem bude druhá křivka smyčky. Podstatné ovšem je, že žádná změna v intenzitě pole už nemůže vrátit látku do stavu nulové polarizace při nulové intenzitě. Látka si tedy jinými slovy udrží svoji polarizaci i bez vnějšího elektrického pole.



Obr. 1.2: Hysterezní smyčka feroelektrika.

Feroelektrika jsou tedy svým chováním podobná feromagnetikům v magnetickém poli. Podobně v takových látkách vznikají elementární buňky krystalu s nenulovým elektrickým momentem, které jsou v patřičném směru orientovány podle slabého vnějšího pole. Krystal je tak rozdělen na části s různými polarizacemi, jejichž vektorovým součtem pak získáme výsledný moment. Silnější vnější pole mění „hranice“ těchto částí (domén) a ovlivňuje jejich polarizaci. U těchto látek lze jejich efektivní permitivitu popsat jako poměr polarizace a intenzity elektrického pole. Pro úplnost lze dodat, že přestože je feroelektrický jev tomu feromagnetickému chováním podobný, jejich fyzikální podstata je odlišná. Feroelektrický jev vzniká na základě struktury látky, kdežto feromagnetický jev již na úrovni atomů.

Protože feroelektrická látka může i bez významného vnějšího elektrického pole vykazovat určitou polarizaci, mohla by být teoreticky využita jako zdroj elektrostatického pole. Realizace je ovšem značně komplikovaná, neboť náboj na povrchu látky je vlivem náboje v okolní atmosféře poměrně rychle neutralizován. [2]

Ve feroelektrikách lze pozorovat i jak piezoelektrický jev, tedy změnu polarizace fyzickou vratnou deformací, tak elektrostrikci, neboli fyzickou deformaci látky vlivem polarizace elektrického pole. Nejznámější feroelektrickou látkou je *Seignettova sůl* (sodno-draselná sůl kyseliny vinné), ve které byl piezoelektrický jev poprvé pozorován.

1.4 Základy polarizace dielektrik

Jak je zřejmé z (1.13), relativní permitivita má s polarizací dielektrik souvislost. Jako nevodivé látky reagují dielektrika na vložení do elektrického pole lokálním posuvem kladného a záporného náboje, čímž se dielektrikum polarizuje. Polarizace dielektrika

vzniká posuvem elektronů vůči jádru (elektronovou polarizací), posuvem iontů vůči sobě (iontová polarizace) nebo posuvem dipólů polárních skupin nebo molekul ve směru pole (orientační polarizace). Výsledný vektor polarizace je dán součtem vektorů momentů vzniklých všemi mechanismy. Pro naše účely je podstatné, že její průběh je závislý na frekvenci vnějšího elektrického pole. Je-li frekvence tak vysoká, že se částice v dielektriku v čase nepřizpůsobí vnějšímu poli, polarizace mizí. [3]

Problematika polarizace dielektrik je poměrně rozsáhlá a její teorie by zabrala mnoho prostoru. Uvedený rozsah k tématu polarizace dielektrik potřebám práce postačuje, a proto se dalším rozvojem problematiky nebude práce zabývat.

2 METODY PRO MĚŘENÍ PERMITIVITY MATERIÁLŮ

K měření permitivity existuje více metod, které lze rozdělit podle jejich principu. Liší se náročností, přesností a samozřejmě vhodností použití pro různá měření. Tato kapitola popisuje základní principy existujících metod měření permitivity, výhody a nevýhody jednotlivých metod a v neposlední řadě jejich přesnost a vhodnost.

2.1 Metody měření ve volném prostoru

Základní metoda měření permitivity je použitelná i pro měření větších vzorků. Měřený materiál je vložen mezi dvě antény (například trychtýřové), které jej ozařují elektromagnetickou vlnou. Úhlové rozměry vzorku musí být zhruba třikrát větší, než šířka svazku měřících antén, neboť v opačném případě nastane na okrajích vzorku difrakce, což zkreslí výsledky měření. Proto se tato metoda používá převážně ve vyšších frekvenčních pásmech. Po ozáření vzorku vlnou měříme činitel odrazu a činitel přenosu. Pokud je vzorek z izotropního materiálu, měří se permitivita z komplexního odrazu S_{11} a komplexního přenosu S_{21}. Pokud je materiál nemagnetický, měří se pouze z jednoho z parametrů. Metoda je méně přesná a i když lze šířky svazků antén upravovat (zužovat) použitím například čoček nebo zrcadel, je metoda vhodná spíše pro větší vzorky. Výhodou metody je její nenáročnost a nedestruktivnost. [5]

2.2 Metody planární

U planárních metod měříme vzorky pomocí prvku vytvořeného ve vodivé vrstvě DPS. Takovým prvkem může být například mikropáskový rezonátor se dvěma porty. Po přiblížení vzorku k mikropásku dojde ke změně S-parametrů. Prvků vhodných k měření a zároveň realizovatelných v DPS je více, například i čtvrtvlnný rezonátor. Společně s cenou je jednoduchost hlavní výhodou těchto metod. Je ale třeba počítat s nižší přesností. Metoda je rovněž nedestruktivní.

2.3 Metody rezonanční

Rezonanční metody využívají poznatku, že při vložení vzorku materiálu do dutinového rezonátoru dojde ke změně rezonanční frekvence a činitele jakosti. Relativní permitivitu (a také relativní permeabilitu) lze pak z této změny určit. Variant měření opět existuje více a to v závislosti na poloze měřeného vzorku v rezonátoru. Vzorek měřeného materiálu může být situován k jedné stěně rezonátoru nebo do jeho poloviny, přičemž nejvhodnější forma vzorku je tenký plátek materiálu. Pak lze sledováním vhodných vidů (TE_{011}, TM_{011}) určit změny zmíněných parametrů a ze známé síly vzorku a rozměrů dutiny určit tangentu ztrátového činitele a reálnou část komplexní permitivity. V případě umístění vzorku u stěny rezonátoru je třeba uvažovat změnu rozložení pole vidů. Ty jsou vybuzeny koaxiálním kabelem v patřičném místě rezonátoru.

Rezonátor může být dielektrikem také zcela vyplněn. To je využitelné zejména pro

tekuté látky, i když v některých případech může být zaplnění celého objemu rezonátoru problematické. Nevýhodou této metody je, že ji nelze použít u látek s velkou relativní permitivitou, neboť změna rezonanční frekvence by byla příliš velká.

Jednou z možností je také použití otevřeného rezonátoru. Jde v podstatě o dvě zrcadla umístěná proti sobě. První z nich je konkávní a nachází se na konci vlnovodu, jehož otevřený konec ústí do otvoru uprostřed zrcadla. Vlna vystupující z otvoru zasáhne měřený vzorek umístěný před rovinným zrcadlem a vychýlí jej na konkávní zrcadlo. Metoda je velmi náročná na přesnost nastavení vzdálenosti zrcadel a přesnost výroby konkávního zrcadla, jehož parametry jsou vázány na frekvenci. Navíc dochází ke ztrátám energie na hranách zrcadel.

Obecně jsou rezonanční metody velmi přesné. Jejich nevýhodou je skutečnost, že jsou použitelné jen na kmitočtech daných buzenými vidy, což vyžaduje více rezonátorů pro měření širšího frekvenčního pásma. Tyto metody jsou taktéž nedestruktivní.

2.4 Metody přenos/odraz

Metody přenos/odraz (anglicky *transmission/reflection*) pracují na principu přiložení vlnovodu nebo koaxiální sondy na měřený vzorek. Nejjednodušší a nejrychlejší je přiložení otevřeným koncem ke vzorku, přičemž se měří admitance ústí vlnovodu, respektive koaxiálního kabelu. Metoda je vhodnější pro měření silných nebo víceztrátových materiálů a je nedestruktivní. Metodu měření koaxiální sondou popisuje kapitola 3.

2.5 Metody vlnovodové

Při měření vlnovodovými metodami se vkládá měřený vzorek přímo do vlnovodu a sleduje se chování postupné vlny v něm. Konce vlnovodu se použijí jako porty pro měření S-parametrů, ze kterých se permitivita počítá. Pokud ovšem nemá vzorek přesně shodné rozměry s vnitřními rozměry vlnovodu, mezery mezi vzorkem a stěnami způsobují komplikace. Možností, jak je částečně eliminovat je vyplnit tyto vzduchové mezery slitinou s nízkým bodem tání (pájkami), nebo vodivými pastami. Problém se tím ovšem zcela neodstraní, chyby budou vznikat i tak, i když ne tak velké a budou jiného charakteru. V případě většího vzorku je potřeba tento vlnovodu přizpůsobit, což znamená destrukci vzorku v původní konfiguraci. Pro úspěšné měření je třeba znát přesně všechny tři rozměry vzorku, neboť pro výpočet je důležitá také jeho délka. Parametry materiálu pak lze určit několika způsoby.

První variantou je využití zkrácení vlnové délky, ke kterému dojde po vložení vzorku do vlnovodu. Vzorek musí být bezztrátový a v pevném skupenství, což je určité omezení. Jinak je ovšem metoda jednoduchá, rychlá a nenáročná na technickou výbavu.

Druhou variantou je metoda nakrátko – naprázdno. Vlnovod se při ní zcela zaplní materiálem, vlnovod se na konci zkratuje a na druhém konci se změří vstupní impedance. Rovina zkratu se posune o čtvrtinu vlnové délky směrem od vzorku a na druhém konci materiálu se opět změří impedance. Z těchto hodnot a z vlnových délek pak lze permitivitu vypočítat. V případě, že je poloha nebo délka vzorku neznámá, je možné metodu upravit variantou s vložením úseku vlnovodu se známou délkou.

Stejně destruktivní je i metoda částečného naplnění vlnovodu vzorkem, která se liší v tom, že vzorek nezaplňuje celou šířku vlnovodu. Tato metoda je ovšem složitá a vzniká při ní mnoho nepřesností s ne vždy snadno odhalitelným původem.

Nutnost zaplnit alespoň částečně vlnovod je u pevných látek komplikací, pro ztrátové dielektrické kapaliny je ovšem metoda poměrně vhodná a odpadá problém se vzduchovými mezerami. Ten lze částečně eliminovat i použitím vyšší frekvence, kdy se problém tolik neprojevuje. Pro měření feroelektrik a vysoce permitivních materiálů je metoda nepoužitelná. Pro velmi malé vzorky lze metodu vyladit i na velmi vysoké frekvence, čímž nebudou tolik narůstat ztráty a vliv nedokonalosti systému nebude tolik patrný. Oproti měření koaxiální sondou poskytuje lepší výsledky měření pro materiály s nízkou permitivitou při zachování podobných rozměrů a podobné frekvence.

3 MĚŘENÍ KOAXIÁLNÍ SONDOU

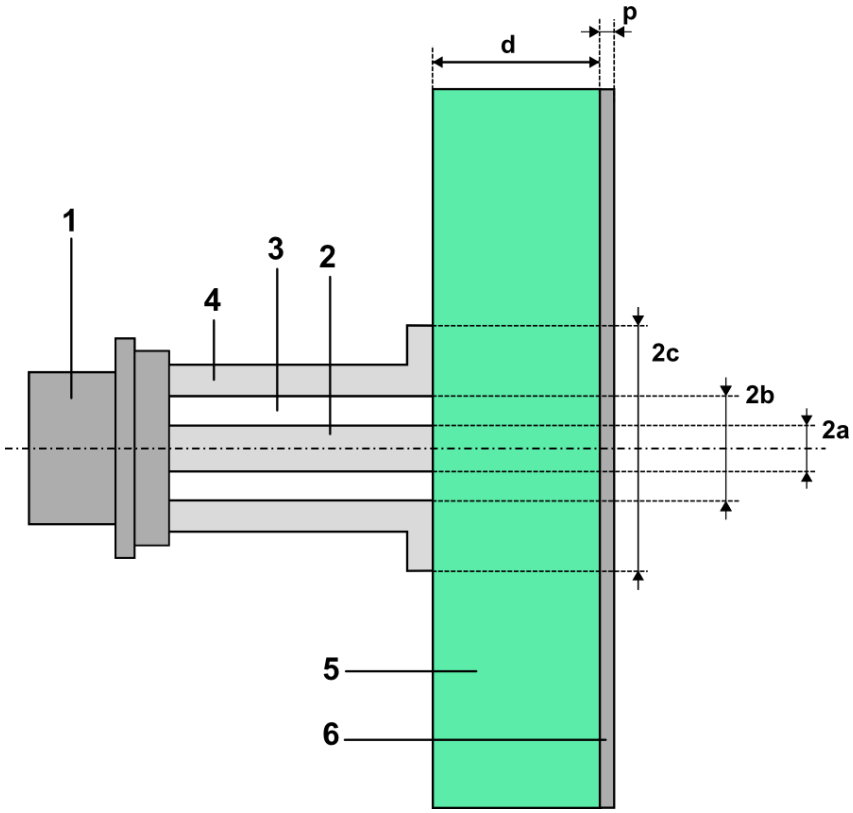
Předchozí kapitola popisovala metody měření permitivity. Dále se budeme zabývat měřením pomocí již zmíněné metody měření koaxiální sondou, jejímuž popisu bude tato kapitola věnována.

3.1 Popis metody

Základním principem metody měření koaxiální sondou je umístění koaxiální sondy k měřenému vzorku materiálu. Takovou sondou může být v nejjednodušším případě například uříznutý konec koaxiálního kabelu. Metoda je použitelná pro měření nemagnetických materiálů. Měřenou veličinou je činitel odrazu S_{11}, ze kterého lze hledanou permitivitu získat výpočtem. Rozsah frekvencí pro měření je závislý na průměru koaxiální sondy a naopak. Podle [5] může sonda s průměrem 7mm měřit v rozsahu od 200MHz do 6GHz, přičemž na středu tohoto pásma jsou výsledky nejlepší. Pro měření na vyšších frekvencích jsou lepší menší sondy, ovšem jejich chyba měření s rostoucí frekvencí taktéž roste. Větší sondy mají výhodu pro měření rovných povrchů, při zakřivených plochách ale narůstá problém se vzduchovou mezerou, který je pro celé měření tím nejrizikovějším. Mezera mezi sondou a povrchem měřeného materiálu musí být nejen co nejmenší, ale ideálně vůbec žádná, čehož lze v některých případech dosáhnout mechanickým dotlačením sondy k povrchu měřeného vzorku. U větších poloměrů sond je to problém, jehož řešení je pro celkovou přesnost měření klíčové, neboť právě přechod vlny ze sondy do vzduchu a poté do měřeného materiálu způsobuje největší chyby měření. Pokud je měřící vzorek měkký, případně se jedná o kapalinu či plyn, znamená to pro celé měření značný úbytek komplikací. Většina měřených materiálů je ovšem v pevném skupenství a jejich plasticita je značně limitována, což znamená nutnost kompromisu v otázce rozměrů sondy a jejího uchycení.

Stejně jako v případě metody měření vlnovodem přiloženým otevřeným koncem k vlnovodu (popsáno v kapitole 2) je metoda rychlá, nedestruktivní a ve srovnání s jinými metodami poměrně levná. Pro konstrukci sondy a její měřící stanice je ale zapotřebí vyřešit několik problémů.

Zejména se jedná o již zmíněné parametry sondy, tedy průměr vnitřního vodiče, průměr a sílu vnějšího vodiče, materiál vodičů a materiál dielektrika. To vše je nezbytné sladit s měřící frekvencí. Klíčové je zajištění správného kontaktu mezi sondou a vzorkem a to v obou možných situacích. Tou první bude případ, kdy bude vzorek umístěn do měřícího přípravku, který zajistí dostatečně kvalitní kontakt za použití mechanických fixačních prvků. V druhém případě pak jde o měření rozměrnějšího nebo nedemontovatelného vzorku, přičemž sonda bude přiložena na vzorek mimo měřící stanici. Pak bude reálné použít nedestruktivní varianty uchycení, například přísavky, svorky, nebo jiné improvizované sestavy. V některých případech postačí i přitlačení rukou. To celé ještě ovlivní volba pozadí vzorku, neboť pro výpočet potřebujeme vodivou plochu na pozadí (za tenkým vzorkem musí být těsně přiložena vodivá deska) a uchycení mimo stanici bude o to složitější.



Obr. 3.1: Schéma metody měření permitivity koaxiální sondou.

Schéma metody měření koaxiální sondou je na Obr. 3.1. Sonda sestávající z vnitřního vodiče **2** o poloměru *a*, dielektrika **3** s permitivitou ε_i, vnějšího vodiče poloměru *b* s přírubou poloměru *c* je připojena k měřící stanici koaxiálním kabelem pomocí konektoru **1**. V kolmém směru je přitlačena na měřený vzorek **5** o tloušťce *d* a neznámé permitivitě ε_s. V závislosti na typu měření může být přiložena vodivá deska **6** s tloušťkou *p* jako odrazivá plocha.

3.2 Matematické vyjádření činitele odrazu

Níže uvedené vztahy platí pro měření jednovrstvého vzorku s vodivou vrstvou v pozadí. Úprava pro vícevrstvé vzorky bude uvedena v závěru podkapitoly.

Pro měření koaxiální sondou budeme pro začátek předpokládat šíření dominantního módu v tomto vedení, tedy módu TEM. V takovém případě budou mít rovnice přenosu elektrického a magnetického pole tvar

$$E_{ri} = \frac{A}{r}[exp(-jk_i z) + \Gamma exp(jk_i z)], \qquad (3.1)$$

$$H_{\varphi i} = \frac{A}{\eta_i r}[exp(-jk_i z) - \Gamma exp(jk_i z)], \qquad (3.2)$$

kde r je obecná poloha, A je neznámá amplituda, z je osa procházející středem sondy kolmo k rovině vzorku, Γ je koeficient odrazu, $k_i = \omega(\mu_0\varepsilon_0\mu_i\varepsilon_i)^{1/2}$ a $\eta_i = [\mu_0\mu_i/(\varepsilon_0\varepsilon_i)]^{1/2}$. Index *0* značí veličiny charakterizující vakuum a index *i* veličiny charakterizující

dielektrikum sondy. Vyjádření obojího, ale v testovaném materiálu, bude mít tvar

$$E_{rs} = \int_0^\infty B(k_c)\,[exp(-\gamma z) + \Gamma_b(k_c)exp(\gamma z)] \times J_1(k_c r)k_c dk_c, \qquad (3.3)$$

$$H_{\varphi s} = \int_0^\infty B(k_c)\,Y(k_c)[exp(-\gamma z) - \Gamma_b(k_c)exp(\gamma z)] \times J_1(k_c r)k_c dk_c, \qquad (3.4)$$

kde $B(k_c)$ je neznámá funkce, k_c je kontinuální charakteristická hodnota a $\gamma = (k_c^2 - k_s^2)^{1/2}$, přičemž $Re(\gamma) \geq 0$, $k_s = \omega(\mu_0\varepsilon_0\mu_s\varepsilon_s)^{1/2}$, $Y(k_c) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_s/\gamma$, $\Gamma_b(k_c) = -exp(-2\gamma d)$, d je tloušťka vzorku a $J_1(x)$ je Besselova funkce prvního řádu.

Pokud určíme počáteční podmínky v bodě apertury sondy (tedy v místě dotyku sondy se vzorkem, neboli při $z = 0$), budou mít rovnice tvar

$$\int_0^\infty B(k_c)\,[1 + \Gamma_b(k_c)]J_1(k_c r)k_c dk_c = \frac{A(1-\Gamma)}{r} \quad \text{pro a} \leq \text{r} \leq \text{b (jinak 0)}, \qquad (3.5)$$

$$\int_0^\infty B(k_c)Y(k_c)\,[1 - \Gamma_b(k_c)]J_1(k_c r)k_c dk_c = \frac{A(1-\Gamma)}{\eta_i r} \quad \text{pro a} \leq \text{r} \leq \text{b}. \qquad (3.6)$$

Další úprava spočívá ve vynásobení (3.5) $J_1(k_c' r)r$ a v integrování od $r = 0$ do $r = \infty$, což vede k

$$B(k_c')[1 + \Gamma_b(k_c')]k_c' = A(1 - \Gamma)J_0(k_c' a)J_0(k_c' b). \qquad (3.7)$$

Po dosazení do (3.6) a integrování od $r = a$ po $r = b$ bude vyjádření koeficientu odrazu

$$\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} = \frac{\eta_i}{\ln(b/a)}\int_0^\infty Y(k_c)\frac{1-\Gamma_b(k_c)}{1+\Gamma_b(k_c)} \times \frac{[J_0(k_c a) - J_0(k_c b)]^2}{k_c} dk_c, \qquad (3.8)$$

kde $J_0(x)$ je Besselova funkce nultého řádu. [6]

Vlna se ovšem ve vzorku šíří nejen s videm TEM, ale i na jiných videch, zejména nezávislých TM videch vyšších řádů, což je nutné do výpočtu zahrnout. Elektrické pole má v takovém případě jak radiální složku ρ, tak složku v ose z

$$\overline{E_\rho} = A_0(1 + \Gamma)grad\ \varphi_0 + \sum_{q=1}^\infty A_q\ grad\ \varphi_q, \qquad (3.9)$$

$$\overline{E_z} = \sum_{q=1}^\infty A_q\ \frac{\zeta_q^2}{\gamma_q} R_0(\zeta_q \rho)e^{\gamma q z}, \qquad (3.10)$$

zatímco magnetické pole má azimutální složku

$$\overline{H_\theta} = A_0 Y_0(1 - \Gamma)(\overline{u_z} \times grad\ \varphi_0) - \sum_{q=1}^\infty A_q Y_q\ (\overline{u_z} \times grad\ \varphi_q). \qquad (3.11)$$

A_q je neznámá amplituda módů vyšších řádů, potenciály a admitance lze vyjádřit jako

$$\varphi_0 = \frac{1}{\ln\frac{a}{b}}\ln\frac{\rho}{b}, \qquad \varphi_q = R_0(\zeta_q \rho), \qquad (3.12)$$

$$Y_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\sqrt{\epsilon_i}, \qquad Y_q = \frac{j\omega\,\epsilon_0}{\gamma_q}\epsilon_i \qquad (3.13)$$

a vlnová čísla jako

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \qquad k_c = k_0\sqrt{\epsilon_i}, \qquad \gamma_q = \sqrt{\zeta_q^2 - k_c^2}. \tag{3.14}$$

Funkce R_0 je lineární kombinací Besselových funkcí prvního a druhého řádu

$$R_0(\zeta_q \rho) = J_0(\zeta_q \rho) + C_q N_0(\zeta_q \rho), \tag{3.15}$$

přičemž podélná složka elektrického pole je v místě vnitřního a vnějšího vodiče nulová

$$R_0(\zeta_q a) = R_0(\zeta_q b) = 0, \tag{3.16}$$

z čehož plyne vztah pro konstantu C_q

$$C_q = -\frac{J_0(\zeta_q a)}{N_0(\zeta_q a)} = -\frac{J_0(\zeta_q b)}{N_0(\zeta_q b)}, \tag{3.17}$$

ze kterého lze určit konstantu šíření ζ_q. Elektrické pole v koaxiálním vedení lze popsat rovnicemi

$$\widetilde{\overline{E_\rho}} = -jA_0(1+\Gamma)\bar{k}\,\widetilde{\varphi_0} - j\sum_{q=1}^{\infty}\bar{k}A_q\,\widetilde{\varphi_q}, \tag{3.18}$$

$$\widetilde{\varphi_0} = \frac{1}{2\pi \ln\frac{a}{b}}\frac{1}{\lambda^2}\big(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\big), \tag{3.19}$$

$$\widetilde{\varphi_q} = \frac{1}{2\pi}\frac{\zeta_q}{\zeta_q^2-\lambda^2}\Big(bR_1(\zeta_q b)J_0(\lambda b) - aR_1(\zeta_q a)J_0(\lambda a)\Big) \tag{3.20}$$

a pole v měřeném materiálu jako

$$\bar{E} = B_0 \sinh\big(\Gamma(z-d)\big)\frac{\bar{k}}{\lambda^2}, \tag{3.21}$$

$$\bar{H} = -\frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_m}{\mathrm{K}} B_0 \cosh\big(\Gamma(z-d)\big)\frac{\overline{u_z}\times\bar{k}}{\lambda^2}. \tag{3.22}$$

B_0 je zatím stále neznámá konstanta. Konstanta šíření je

$$\mathrm{K} = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2\cdot\epsilon_m}. \tag{3.23}$$

Vyjádření admitance dostaneme z rovnosti (3.18) a (3.21) při $z = 0$ a inverzí Fourierovy transformace (3.22).

$$\begin{aligned} Y_0 = {} & j\frac{\omega\epsilon_m}{c\sqrt{\epsilon_i}}\frac{1}{\ln\frac{a}{b}}\int_0^\infty \left[\frac{1}{\mathrm{K}\lambda}\coth \mathrm{K}d\big(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\big)^2\right]d\lambda \\ & -j\frac{\omega\epsilon_m}{c\sqrt{\epsilon_i}}\sum_{q=1}^{\infty}\frac{A_q}{A_0[1+\Gamma]}\int_0^\infty \frac{\lambda\zeta_q}{\zeta_q^2-\lambda^2}\frac{\coth\, Kd}{K}\big(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\big) \\ & \cdot\Big(bJ_0(\lambda b)R_1(\zeta_q b) - aJ_0(\lambda a)R_1(\zeta_q a)\Big)\,d\lambda. \end{aligned} \tag{3.24}$$

Neznámý koeficient A_q získáme vynásobením (3.22) po IFT grad φ_q a integrováním přes aperturu s použitím ortogonality různých vidů. Podle [5] provedeme výpočet z

$$\sum_{q=1}^{\infty} \alpha_{tq} x_q = y_t, \tag{3.25}$$

kde

$$\alpha_{tq} = \int_0^{\infty} \frac{\coth Kd}{K} \left(bR_1(\zeta_t b)J_0(\lambda b) - aR_1(\zeta_t a)J_0(\lambda a)\right)$$
$$\cdot \left(bR_1(\zeta_q b)J_0(\lambda b) - aR_1(\zeta_q a)J_0(\lambda a)\right) \frac{\lambda\zeta_t}{\zeta_t^2-\lambda^2} \frac{\lambda\zeta_q}{\zeta_q^2-\lambda^2} \lambda d\lambda$$
$$- \frac{\delta_{qt}\zeta_t^2\epsilon_i}{2\epsilon_m\gamma_t} \left(b^2R_1^2(\zeta_t b) - a^2R_1^2(\zeta_t a)\right), \tag{3.26}$$

$$x_q = \frac{A_q}{A_0[1+\Gamma]}, \tag{3.27}$$

$$y_t = \frac{1}{\ln\frac{a}{b}} \int_0^{\infty} \frac{\coth Kd}{K} \left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)$$
$$\cdot \left(bR_1(\zeta_t b)J_0(\lambda b) - aR_1(\zeta_t a)J_0(\lambda a)\right) \frac{\lambda\zeta_t}{\zeta_1^2-\lambda^2} d\lambda, \tag{3.28}$$

přičemž δ_{qt} je *Kroneckerova delta*. Výslednou admitanci (3.24) dosadíme do formulace Levine and Papas, což je model měření admitance koaxiální sondy při vyzařování do materiálu

$$Y_0 = j\frac{\omega\epsilon_m}{c\sqrt{\epsilon_i}} \frac{1}{\ln\frac{a}{b}} \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_m \lambda}} \left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)^2 \right) d\lambda, \tag{3.29}$$

kde *c* reprezentuje rychlost světla, nikoli poloměr příruby. Dostaneme

$$Y_0 = j\frac{\omega\epsilon_1}{c\sqrt{\epsilon_i}} \frac{1}{\ln\frac{a}{b}} \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{K\lambda} \left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)^2\right] d\lambda$$
$$-j\frac{\omega\epsilon_1}{c\sqrt{\epsilon_i}} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{A_q}{A_0[1+\Gamma]} \int_0^{\infty} \frac{\lambda\zeta_q}{\zeta_q^2-\lambda^2} \frac{\coth Kd}{K} \left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)$$
$$\cdot \left(bJ_0(\lambda b)R_1(\zeta_q b) - aJ_0(\lambda a)R_1(\zeta_q a)\right) d\lambda. \tag{3.30}$$

Celý výsledek můžeme ještě upravit pro vícevrstvé struktury. Zobecníme rovnice (3.21), (3.22). Získáme rovnice pro elektrickou a magnetickou složku pro každou vrstvu s neznámými koeficienty *P* a *Q*. Pokud by byla vrstva nekonečná, složka *Q* bude nulová. Rovnice mají tvar

$$\bar{E} = \left(Pe^{-Kz} + Qe^{-jKz}\right) \frac{\bar{k}}{\lambda^2}, \tag{3.31}$$

$$\bar{H} = -\frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_m}{\mathrm{K}}\left(Pe^{-Kz} - Qe^{Kz}\right)\frac{\overline{u_z}\times\bar{k}}{\lambda^2}. \quad (3.32)$$

Pro dvouvrstvý model, kdy vrstvy mají dielektrické konstanty ε_1, ε_2 a tloušťky d_1 a d_2 má rovnice admitance tvar

$$Y_0 = j\frac{\omega\epsilon_1}{c\sqrt{\epsilon_i}}\frac{1}{\ln\frac{a}{b}}\int_0^\infty M(\lambda)\left[\frac{1}{\mathrm{K}\lambda}\left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)^2\right]d\lambda$$

$$-j\frac{\omega\epsilon_1}{c\sqrt{\epsilon_i}}\sum_{q=1}^{\infty}\frac{A_q}{A_0[1+\Gamma]}\int_0^\infty\frac{\lambda\zeta_q}{\zeta_q^2-\lambda^2}\frac{M(\lambda)}{K\lambda}\left(J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)\right)$$

$$\cdot\left(bJ_0(\lambda b)R_1\left(\zeta_q b\right) - aJ_0(\lambda a)R_1\left(\zeta_q a\right)\right)d\lambda. \quad (3.33)$$

Funkce *M(λ)* obsahuje pouze parametry materiálů. V případě více vrstev jí musíme nahradit i *coth Kd* v (3.26) a (3.28). Funkce má tvar

$$M(\lambda) = \frac{1+\frac{K_1\epsilon_2}{K_2\epsilon_1}\coth\ K_1d_1\coth\ K_2d_2}{\coth\ K_1d_1+\frac{K_1\epsilon_2}{K_2\epsilon_1}\coth\ K_2d_2}. \quad (3.34)$$

3.3 Způsob měření

Sonda bude koaxiálním kabelem propojena s obvodovým vektorovým analyzátorem, který bude zaznamenávat koeficient odrazu v místě dotyku sondy s měřeným vzorkem. Je ovšem třeba vzít v úvahu chyby měření, jako je chyba směrovosti (e_d), chyba frekvenční odezvy (e_r) a chybu odrazu portu (e_s). Změřený koeficient odrazu pak bude ve tvaru

$$\Gamma_m = e_d + \frac{e_r\Gamma_a}{1-e_s\Gamma_a}. \quad (3.35)$$

Zmíněné chyby odstraní kalibrace. Změříme tři prvky se známým koeficientem odrazu, chybové složky z nich určíme a pak je použijeme ke korekci změřeného koeficientu odrazu, čímž získáme správnou hodnotu koeficientu

$$\Gamma_a = \frac{\Gamma_m - e_d}{e_s(\Gamma_m - e_d)+e_r}. \quad (3.36)$$

Ještě budeme potřebovat vztah mezi činitelem odrazu a admitancí. Vyjádřeno pomocí impedancí platí

$$\Gamma = \frac{Z-Z_0}{Z+Z_0}, \quad (3.37)$$

přičemž $Y = 1/Z$ a Z_0 je známá impedance vedení 50Ω.

3.4 Další varianty výpočtu

Uvedený způsob výpočtu je jenom jednou z variant, jak lze k relativní permitivitě měřeného materiálu dospět. K dispozici jsou zdokumentované postupy pro měření relativní permitivity koaxiální sondou například v kapalinách nebo biologických tkáních

[11][12]. Postup výpočtu je v obou případech oproti popsanému v kapitole 3.2 a 3.3 výrazně jednodušší. Veškerá geometrie soustavy je zahrnuta v koeficientech v rámci kalibrace. Jejich použití ale počítá se vzorky kapalin, respektive vzorky větší tloušťky se značně nehomogenní strukturou, čímž jsou pro aplikaci na tenké vzorky na odrazivé desce nevhodné. Jiné práce zabývající se měřením permitivity tenkých struktur s odrazivou deskou pomocí koaxiální sondy [7, 9] používají stejný výchozí přístup jako [8], a proto je můžeme použít například ke vzájemné kontrole správnosti vztahů a odvození.

4 NÁVRH MĚŘÍCÍHO PRACOVIŠTĚ

Pro celkový návrh mechanické i programovací části stanoviště budeme brát v úvahu několik skutečností. Měřený vzorek musí mít oproti sondě alespoň dvojnásobný průměr, aby se zamezilo chybám měření. I když se v koaxiální sondě majoritně šíří TEM vid, budeme při měření brát v úvahu i ostatní vidy, které se projeví v měřeném materiálu a na rozhraní se sondou. Budeme s nimi počítat i u kalibrace. V úvahu budeme také brát vodivou desku v pozadí za tenkým měřeným vzorkem a budeme ji tedy implementovat do kódu v Matlabu. Sonda bude použitelná k plnohodnotnému měření i mimo stanici.

V rámci upřesnění zadání práce budeme pracovat pouze s rovnými vzorky. Tím odpadá měření v situacích, kdy sonda v celé ploše nedoléhá ke vzorku, a vznikají vzduchové mezery jak uprostřed sondy v případě dutých vzorků, tak na okrajích sondy v případě vypuklých vzorků, což značně komplikuje měření i výpočty.

4.1 Zpracování výstupu

Výstupem obvodového vektorového analyzátoru bude činitel odrazu Γ, tedy parametr S_{11}. Pro výpočet relativní permitivity první metodou použijeme následující postup.

Nejdříve zjistíme chybové koeficienty, tedy provedeme kalibraci. Z měření tří známých kalibračních normálů získáme hodnoty činitelů odrazu Γ_m pro každý normál, viz (3.35).

1) Ze známé relativní permitivity kalibračních normálů ε_m vypočítáme pomocí (3.30) admitance. Z (3.37) zjistíme teoretické činitele odrazu Γ_a pro každý prvek. Tyto dosadíme do (3.35), čímž získáme tři rovnice o třech neznámých chybových koeficientech. Vyřešíme rovnice a dostaneme hodnoty chybových koeficientů.
2) Změříme činitel odrazu neznámého vzorku. Tuto hodnotu společně se známými chybovými koeficienty dosadíme do vzorce pro korigovaný činitel odrazu (3.36).
3) Známý činitel odrazu použijeme ve vzorci (3.37) pro vyjádření impedance, ze které určíme převrácenou hodnotu. Admitanci pak dosadíme do (3.30) a z tohoto vzorce vyjádříme ε_m, což je námi hledaná hodnota relativní permitivity měřeného materiálu.

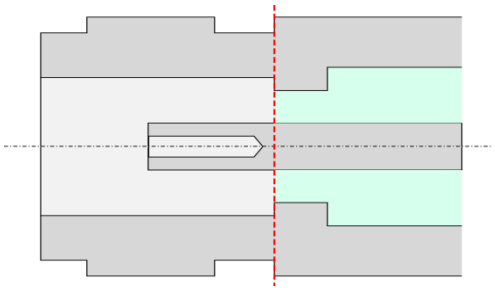
Při měření vícevrstvé struktury postupujeme obdobně, pouze místo vzorce (3.30) použijeme vzorec (3.33). Veškeré výpočty bude zpracovávat Matlab, do kterého přeneseme vstupní údaje (činitele odrazu) z obvodového vektorového analyzátoru.

4.2 Návrh sondy

Pro získání sondy lze využít tří různých postupů. Teoreticky nejjednodušším je zakoupit hotovou sondu vyrobenou k měřícím účelům. Nejjednodušší varianta je ovšem v tomto případě i ta nejdražší. Možnou cestou je i zcela opačný pohled, tedy výroba vlastní sondy. Tato metoda dává určitou jistotu konstrukce sondy a možnost odladit ji specifickým potřebám, ovšem na druhou stranu je výroba poměrně náročná. Proto se

pokusíme využít třetí způsob, tedy úpravu dostupného produktu na dostatečně kvalitní sondu.

Vhodným výchozím produktem jsou například koaxiální konektory. Použitelné jsou konektory typu SMA nebo N, které jsou schopny operovat i na vyšších frekvencích (SMA i do 18GHz). Obr. 4.1 zobrazuje female stranu konektoru. Je zjevné, že male není kvůli volné šroubovací přírubě příliš vhodný, neboť podstatným konstrukčním rysem sondy je rovná plocha vodičů a dielektrika v místě kontaktu s měřeným vzorkem, bez vzduchových mezer. Konektor tedy bude třeba upravit odříznutím nebo odbroušením části příruby a vodiče bez dielektrika. Proto se lépe hodí female strana, která má sice v centrálním vodiči dutinu pro centrální vodič strany male, ta ale většinou nejde dál, než k dielektriku, každopádně ne tak daleko, aby nebylo možné patřičnou část odbrousit bez ztráty vlastností sondy. Po odbroušení až k dielektriku bychom tedy měli získat rovnou plochu ve všech třech prvcích, tedy v dielektriku a obou vodičích (Obr. 4.1).



Obr. 4.1: Řez konektorem female a naznačení roviny řezu pro úpravu.

Tato varianta je vhodná pro použití v měřící stanici. Konektory pro frekvence do 15GHz jsou bez potíží dostupné. Vzhledem k tomu, že se budeme zabývat pouze měřením rovných vzorků, může mít sonda větší průměry, než pro měření dutých a vypouklých vzorků [7], neboť riziko vzduchových mezer je u rovných vzorků méně výrazné.

Pokud bychom chtěli sondu s větším průměrem země, než je tenký plášť konektoru, má spíše smysl zabývat se hledáním vhodnějšího výchozího produktu, než uvažovat úpravu například pájením. Vyhneme se tím narušení povrchu země, který by měl být co nerovnější a nejrovnoměrnější. Takovým produktem může být například female konektor ve variantě pro upevnění do přístrojové stěny, viz Obr. 4.2. V tomto případě bychom použili opačnou stranu konektoru, než v předchozím případě, tedy ne tu k připojení pro male stranu, ale stranu pro montáž do přístroje. Po odbroušení dielektrika a středového vodiče na úroveň vnějšího vodiče získáme rovnou plochu s rozměrnější přírubou. Rovnoměrnou zemnící plochu získáme odbroušením obvodu zemní destičky až po úroveň montážních otvorů. Rovnou plochu sondy dostaneme zkrácením dielektrika a centrálního vodiče.

Tento konektor je vhodný i v případě, že bychom potřebovali sondu s větším průměrem země. Stačilo by odříznout dostatečně silnou destičku (např. 10mm) například z mosazné tyče, navrtat střed, nasadit na dielektrikum, přišroubovat ke konektoru a dielektrikum se středním vodičem opět zabrousit do hladka.

Obr. 4.2: Varianta SMA konektoru female pro montáž do panelu.

Pro měření mimo pracovní stanici by bylo lepší použít sondu, která by dovolovala v průběhu kalibrace přichytit vzorek například závitem. Jako logická varianta se jeví použití koaxiální přechodky do kulatého otvoru ve stěně přístroje (Obr. 4.3). Z obou stran je zakončení female, z jedné strany je pevná přepážka a z druhé delší závit s maticí pro zajištění v panelu. Po jejím zarovnání z delší strany, viz Obr. 4.1, by se dala zbývající délka závitu použít k přišroubování koncovky obsahující dielektrický vzorek. Výroba takové koncovky je ovšem náročná, neboť vyžaduje vysokou přesnost, a v dostupných podmínkách je tedy téměř nerealizovatelná. Navíc by byl vzorek jen velmi malý, což zvyšuje pravděpodobnost chyby při měření. Jednodušší proto bude spokojit se s přítlakem mobilního přípravku, případně s ručním přitlačením sondy ke vzorku.

Obr. 4.3: Koaxiální přechodka SMA.

Závit by se dal na první pohled využít i pro našroubování přídavné plochy pro zemní kontakt. Pak bychom získali sondu, která by měla prakticky výměnnou zemní desku, a tedy by byla univerzálnější. Tohle řešení by ale bylo ve výsledku velmi nevhodné. V prvé řadě by nebyla zemní plocha zcela homogenní v kontaktní ploše, což je něco, čemu se snažíme pro co nejlepší výsledky vyhnout. Za druhé by se častá výměna země negativně podepsala na životnosti sondy. A v neposlední řadě je výroba výrazně pracnější, náročnější na přesnost a vzhledem k cenám konektorů nemá smysl.

4.3 Konstrukce sondy

Vzhledem k dostupnosti konektorů SMA a složitější konstrukci konektorů N komplikující jejich úpravy použijeme variantu SMA. Jako výchozí produkt úpravy poslouží female konektor do panelu se zemním kontaktem šroubovacím čtyřmi šrouby k přístrojové stěně (Obr. 4.2). Vzhledem k vybavení dílny pro realizaci je výrazně jednodušší obrousit střední vodič s dielektrikem až k zemní ploše, než brousit připojovací část kulaté přechodky. Sonda je tedy zbroušena o otvory pro montáž do panelu a o přebývající dielektrikum se středním vodičem. Vnější průměr zemního vodiče je 9,35mm. Je to největší možný průměr, při kterém zůstane zachovaná jeho rovnoměrnost (okraj nebude narušen otvory) a zároveň není nastavován jiným materiálem. Průměr vnitřního vodiče je 1,3mm. Sondu zachycují Obr. 4.4 a 4.5.

Obr. 4.4: Vyrobená měřící sonda.

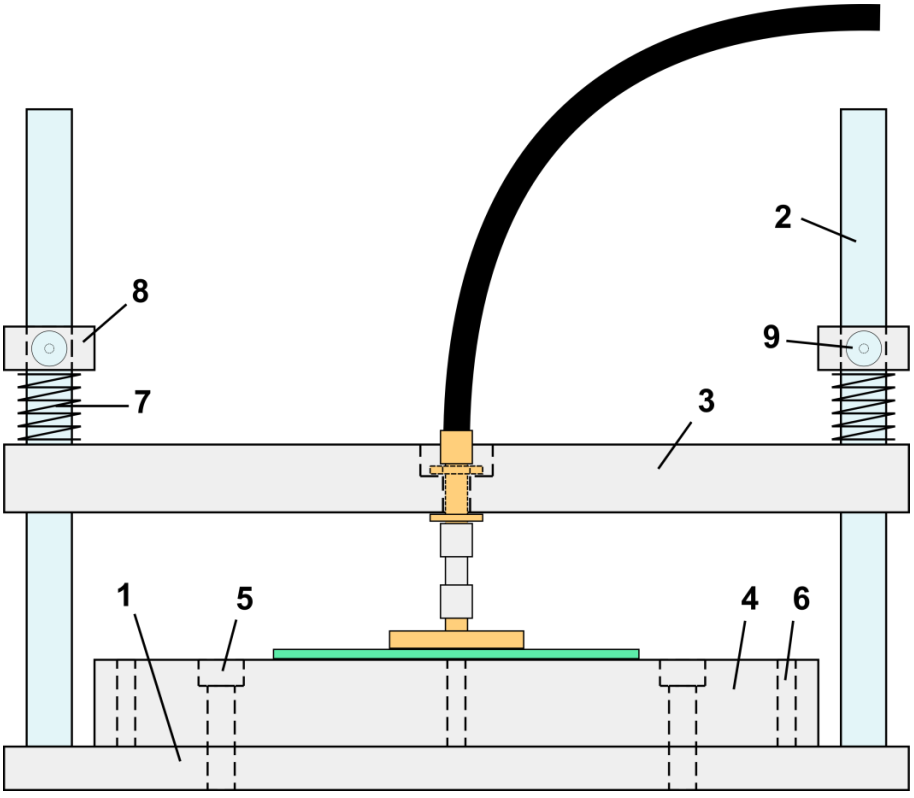
Obr. 4.5: Vyrobená měřící sonda – plocha kontaktu se vzorkem.

4.4 Návrh měřící stanice

Měřící stanice bude mít za úkol zejména zajistit stabilitu v průběhu měření a spolehlivý kontakt mezi sondou a měřeným vzorkem. Návrh stanice vychází z materiálu [6], oproti kterému je upraven ve smyslu zjednodušení a širší variability.

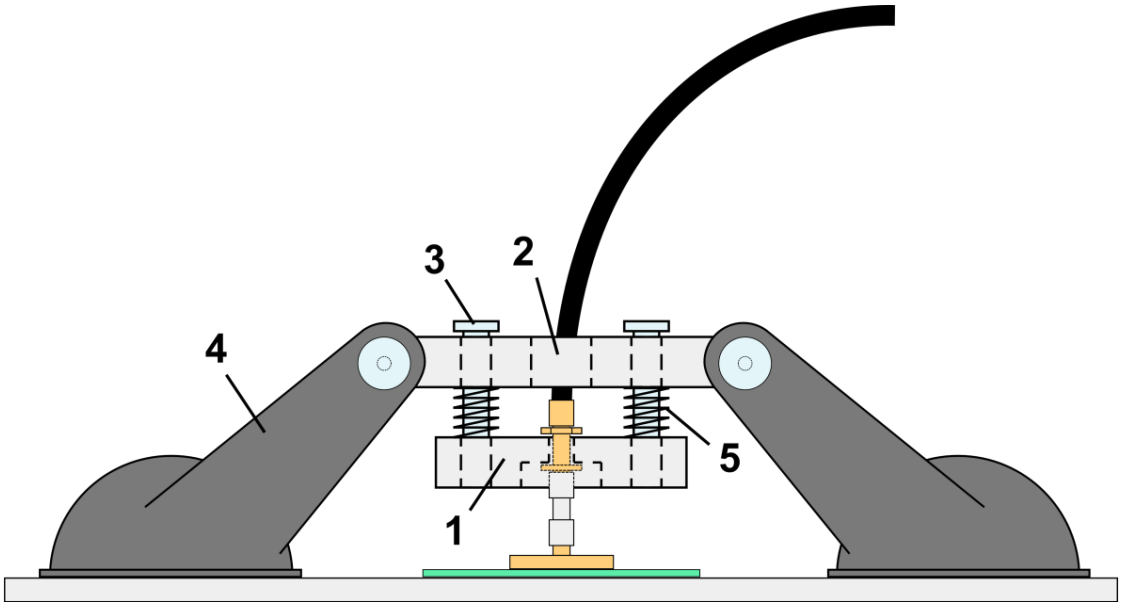
Centrální šroub s pružinou, udržující správný tlak sondy na vzorek kvůli zamezení vzduchové mezeře, je konstrukčně složitější a náchylný na nepřesnosti při špatném vycentrování přípravku. Jako lepší varianta se tak jeví použití pevného držáku sondy a pružně umístěného pevně vedeného stolku s odrazivou deskou. Ten je ovšem v dostupných podmínkách poměrně náročný na výrobu a z toho vyplývající nároky na přesnost. S přihlédnutím k dostupnému materiálu a možnostem výroby bude použito následující řešení.

Nákres pracoviště zachycuje Obr. 4.6. Základem měřící stanice je pevná podložka **1**. K ní jsou přišroubovány vodící tyče **2** pro pohyb nosníku sondy **3**. Nosník se po tyčích pohybuje volně a přímo se k přípravku v průběhu měření nefixuje. Prostor podložky mezi tyčemi vyplňuje odrazivá deska **4** plnící zároveň funkci podkladového stolku. Deska je přišroubována k podložce dvěma šrouby **5**. V desce jsou zašroubovány ještě dostavující šroubky **6**. Pokud bude potřeba odrazivou desku mírně naklonit, stačí povolit šrouby **5** a různým utažením nebo povolením tří dostavujících šroubů najít správnou polohu. Dotažením šroubů **5** bude poloha desky opět zafixována. Sondu drží v přípravku přechodka female-female do kulatého otvoru přístrojové krabice (Obr. 4.3), dotažená maticí napevno k nosníku sondy. Ten je i se sondou přitlačen ke vzorku dvěma pružinami **7** se zarážkami **8** zajištěnými šrouby **9**.



Obr. 4.6: Nákres měřící stanice.

Pro měření mimo stanici použijeme mobilní přípravek zachycený na Obr. 4.7. Nosník sondy **1** je fixován k hornímu nosníku **2** pomocí dvou šroubů s částečným závitem **3**, které jsou do spodního nosníku zašroubovány, zatímco v horním se pohybují volně. Horní nosník drží na odrazivé ploše dvě přísavky **4**. Správný přítlak sondy zajišťují dvě pružiny **5**, které zajišťují maximální vzdálenost mezi nosníky. V případě většího vzorku mohou být přísavky přichyceny přímo na něm. V takovém případě je pak třeba zajistit optimální kontakt s odrazivou deskou jinou formou (položení na desku, podržení desky u vzorku atp.).



Obr. 4.7: Nákres mobilní měřící stanice.

4.5 Konstrukce stolní měřící stanice

Hlavní prvky stanice, podložku, odrazivou desku a nosník, je potřeba z polotovarů dodatečně upravit. Materiál tedy musí být vybavením dílny opracovatelný. Zároveň musí být dostatečně pevný pro spolehlivé přesné závity. Vhodným materiálem je AlCuMgPb. Konkrétně jsou potřebné níže uvedené prvky.

- Deska 180x200x20mm - odrazivá deska
- Deska 200x200x10mm - podložka
- Tyč čtyřhranná 200x25x10mm - nosník sondy
- Tyč kruhová Ø20mm, výška 20mm - zarážky

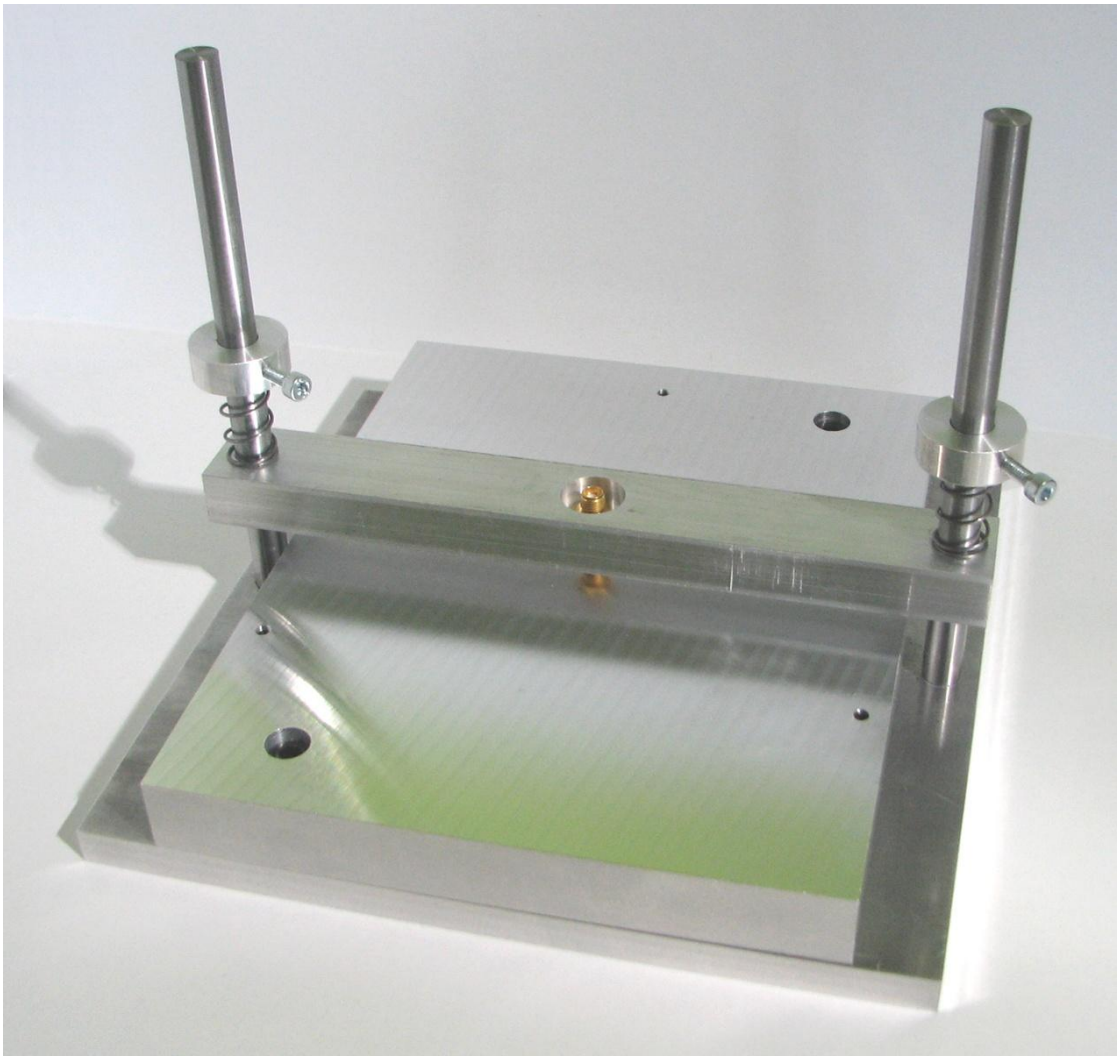
Vodící tyče mají umožnit hladký pohyb, proto použijeme tyče z leštěné oceli o průměru 10mm. Pružiny musí splňovat vnitřní průměr větší než 10mm a měly by být dostatečně tuhé. Dále budeme potřebovat inbusové šrouby, konkrétně dva M6 30mm pro fixaci desky, tři M4 bez hlavy 20mm pro dostavování náklonu desky, a dva M4 10mm pro zajištění pevné polohy zarážek. Realizovaná stanice je na Obr. 4.8. Výkresy jsou součástí přílohy v kapitole A.

4.6 Konstrukce mobilní měřící stanice

Mobilní měřící stanice se skládá ze dvou nosníků, opět z AlCuMgPb.

- Tyč čtyřhranná 80x20x10mm - horní nosník
- Tyč čtyřhranná 50x25x10mm - spodní nosník

Oba jsou spojeny dvěma inbusovými šrouby s částečným závitem M6 32mm, které jsou zašroubovány do spodního nosníku, zatímco v horním se volně pohybují omezeny hlavou a pružinami (vnitřní průměr přes 6mm). O kontakt s podložkou se starají dvě pákové přísavky (Obr. 4.9), původně náhradní prvky k držákům navigačních a záznamových zařízení do automobilů. Celou sestavu zachycuje Obr. 4.10. Výkresy jsou opět v příloze A.



Obr. 4.8: Realizovaná stolní měřící stanice.

Obr. 4.9: Fixační přísavka pro mobilní měřící stojan.

Obr. 4.10: Realizované mobilní měřící stanoviště.

4.7 Kalibrační sady

Ke zjištění chybových odchylek měření na známých vzorcích a jejich následnému zahrnutí do výpočtu měřených vzorků bude sloužit kalibrační sada. Standardní postup je měření naprázdno (bez přiložení k čemukoli, kdy je v kontaktu se sondou pouze vzduch) a měření dvou materiálů se známou permitivitou. Vhodný je například upravený polyetylen nebo teflon, který má hodnotu relativní permitivity stabilní v širokém pásmu frekvencí. Jinak ale není problémem použití jiného známého

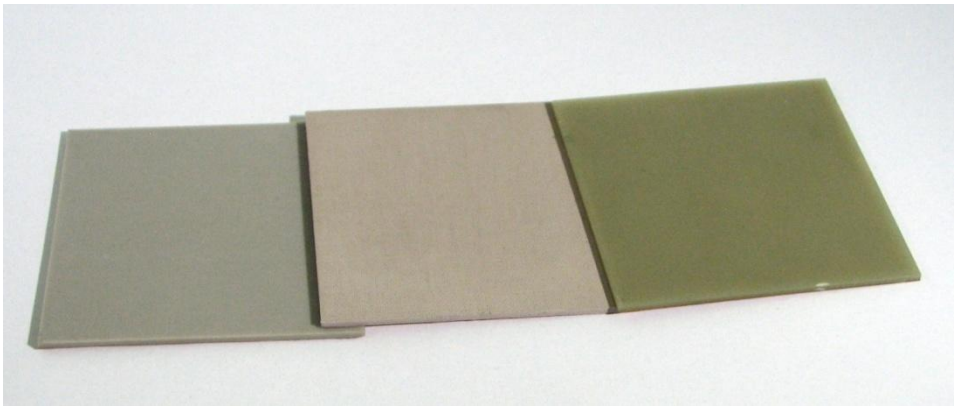
stabilního vzorku, s jehož hodnotou permitivity máme jistotu. Jako jednu z referencí je možné použít i zkrat, tedy vodivou desku přiloženou těsně k ústí sondy. S tímto druhem kalibrace ale nejsou pouze pozitivní zkušenosti [6, 7]. K úspěšné kalibraci stačí vzorek přiložit k sondě.

V našem případě použijeme dielektrika z dostupných zdrojů, viz Tab. 4.1. Parametry vzorků jsou ovšem frekvenčně závislé, což je třeba brát v úvahu při výpočtu. Změny parametrů popisují Obr. 4.12 – 4.15.

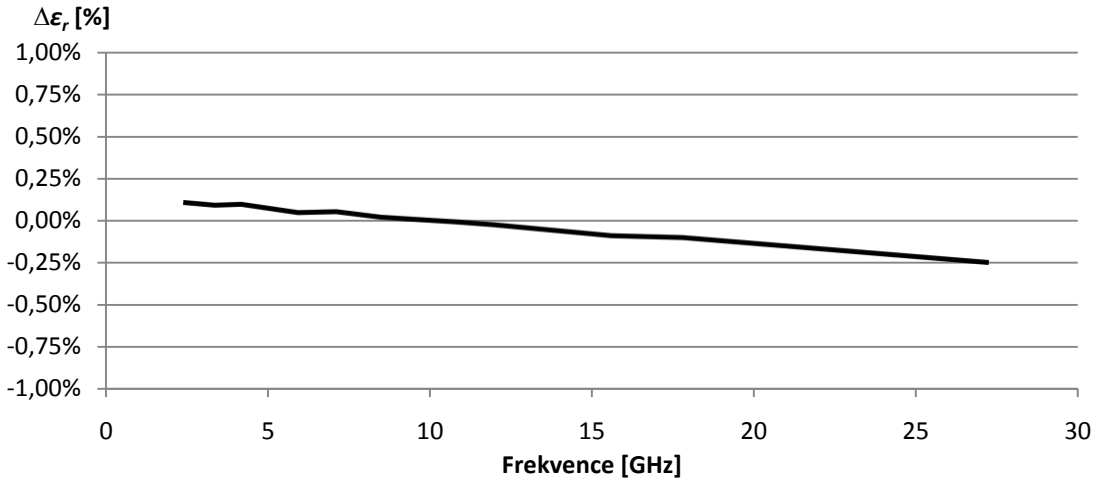
materiál	ε_r	$tg\delta$	tloušťka [mm]
Arlon 25N	3,38	0,0025	1,524
AD 600	6,15	0,0030	1,575

Tab. 4.1: Tabulka použitých vzorků.

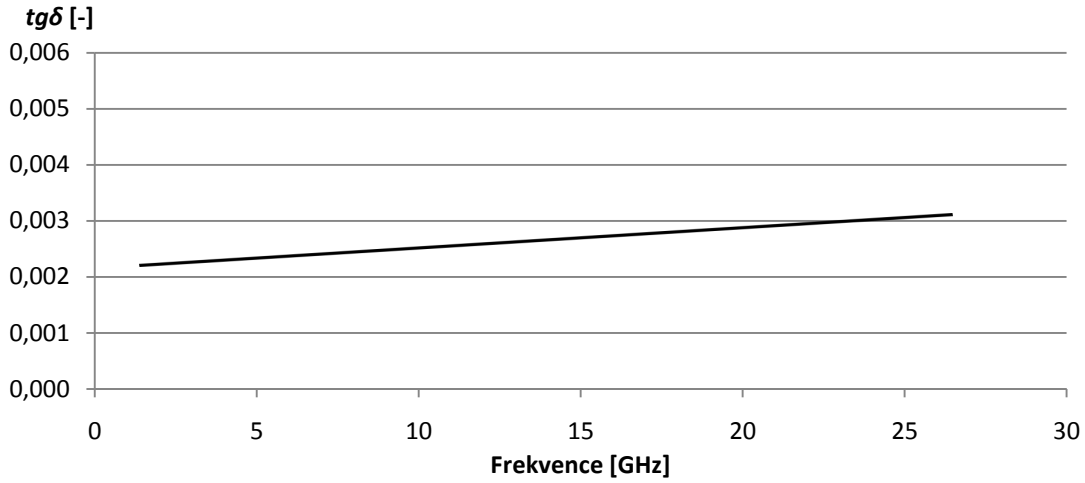
Kromě těchto dvou vzorků budeme měřit ještě při otevřeném konci a zkusíme i zkratovaný výstup. K dispozici máme také vzorek substrátu FR4, který můžeme změřit taktéž, přičemž jeho vlastnosti nejsou z jeho povahy patřičně zdokumentovány a chybí tedy srovnávací reference pro ověření výsledku. Vzorky zachycuje Obr. 4.11.



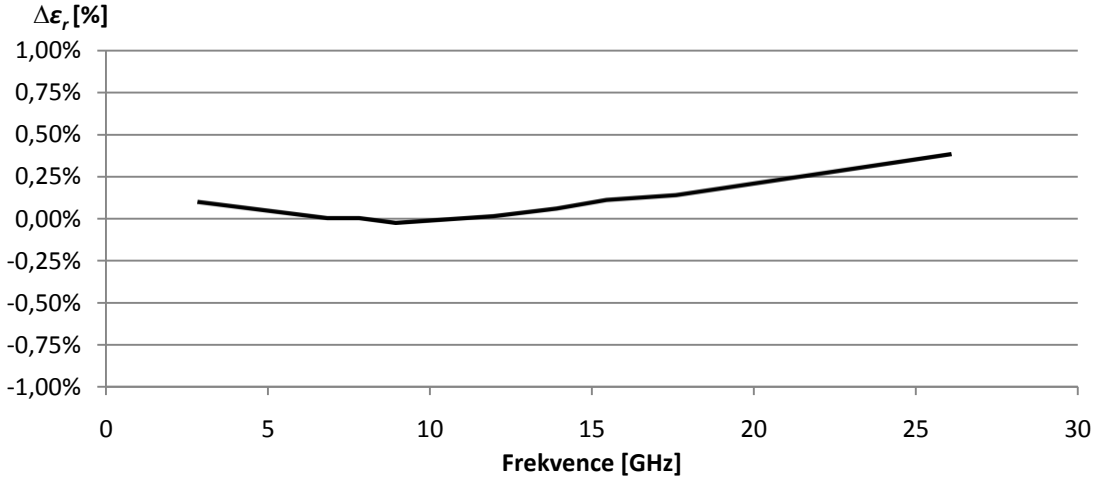
Obr. 4.11: Měřené vzorky - Arlon 25N, Arlon 600 a FR-4.



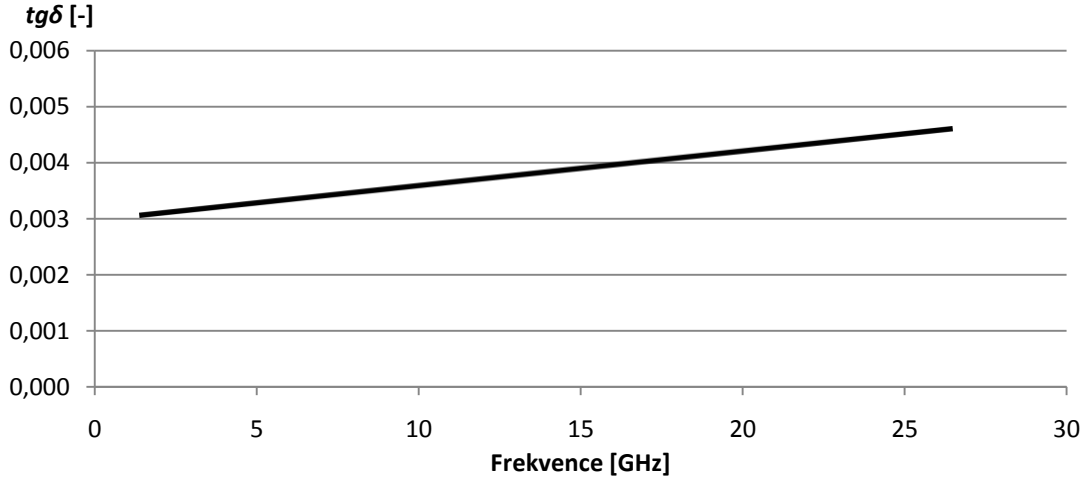
Obr. 4.12: Změna relativní permitivity v závislosti na frekvenci (Arlon 25N).



Obr. 4.13: Závislost tangenty ztrátového činitele na frekvenci (Arlon 25N).

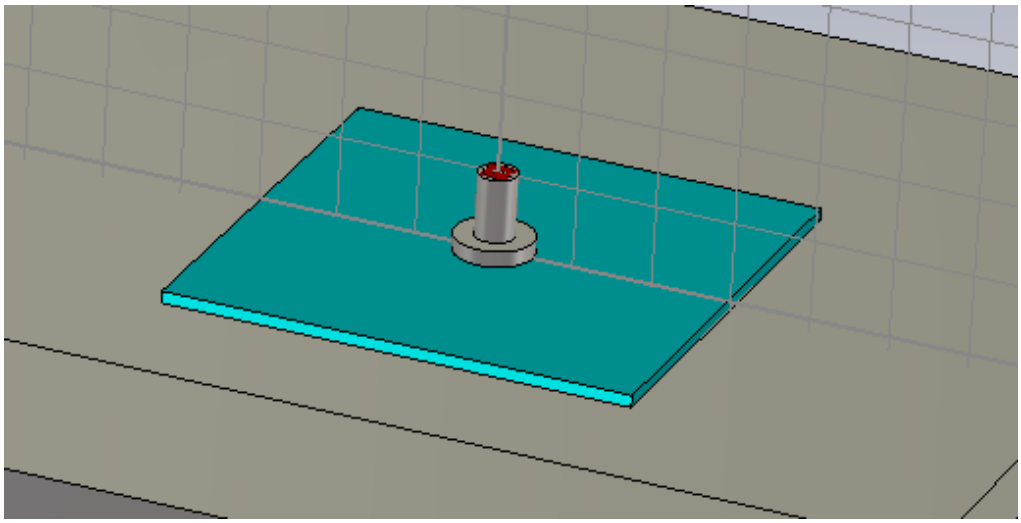


Obr. 4.14: Změna relativní permitivity v závislosti na frekvenci (AD 600).



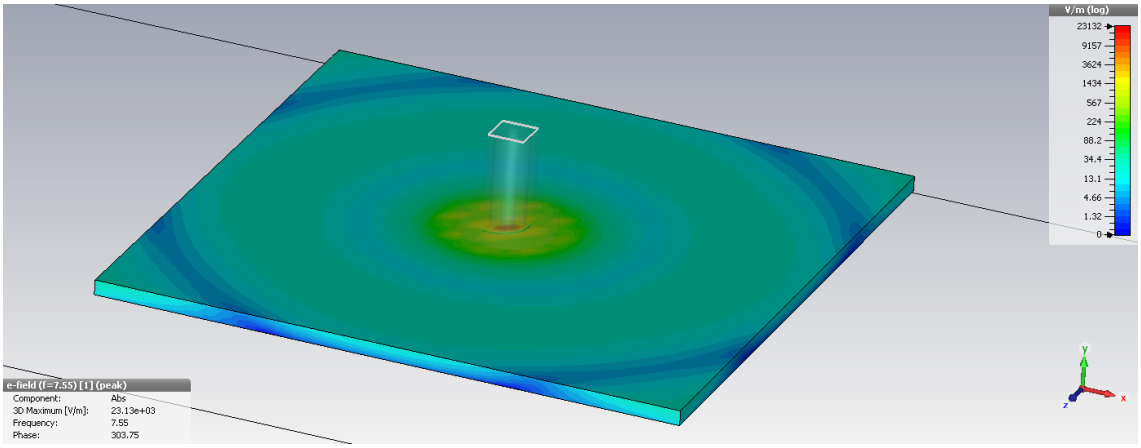
Obr. 4.15: Závislost tangenty ztrátového činitele na frekvenci (AD 600).

Velikost vzorků záleží na několika faktorech. V první řadě musí být vzorek větší, než je sonda. Zároveň by ale kalibrační vzorky neměly být zase příliš velké, aby nekomplikovaly manipulaci. Protože je výpočet rozložení polí v dielektriku měřeného vzorku analyticky náročný na řešení, je rychlejší, přesnější a pohodlnější variantou simulace v patřičném softwaru (CST MWS). Z předchozích projektů jsou k dispozici vzorky o rozměrech 6x6cm, které můžeme rozměrově upravit a proto z nich v simulaci vyjdeme. Obr. 4.16 zobrazuje model sondy pro simulaci.



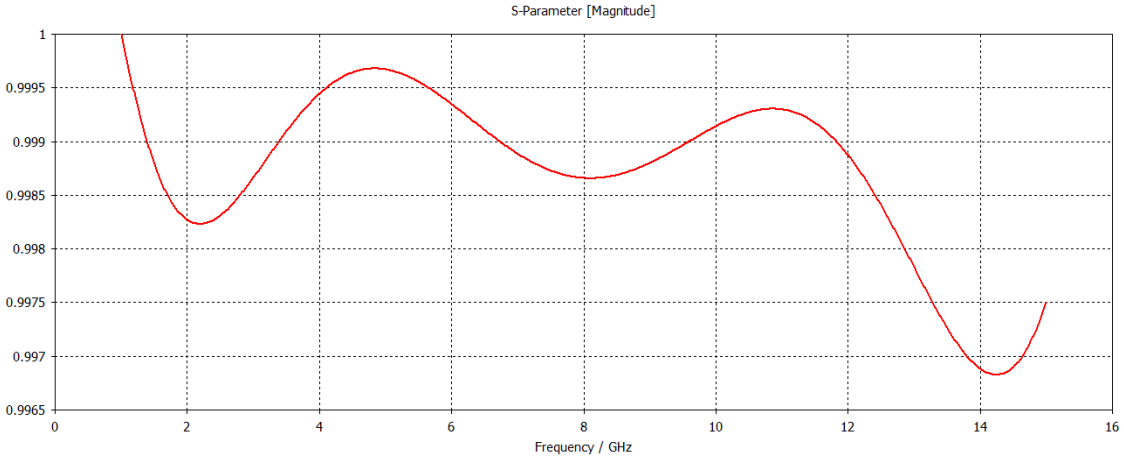
Obr. 4.16: Model menší sondy v CST MWS.

Spustíme simulaci rozložení pole (výsledek viz Obr. 4.17) a po jejím dokončení spustíme funkci optimalizeru. Ten bude hledat optimální rozložení pole pro proměnnou stranu vzorku od 60mm do 50mm. Výsledkem procesu bylo zjištění, že optimální strana vzorku měří 59,2888mm, což je tak blízké výchozímu rozměru, že vzorky ponecháme bez úprav. Na Obr 4.16 i 4.17 má strana vzorku optimální délku.



Obr. 4.17: Rozložení elektrického pole ve vzorku měřeném menší sondou (7.55GHz).

Simulace byla provedena také pro otevřený konec, tedy bez vzorku a bez odrazivé desky. Průběh činitele odrazu S11 je na Obr. 4.18.



Obr. 4.18: Činitel odrazu S11 pro otevřený konec.

5 MĚŘENÍ A ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ

Sonda je v měřících přípravcích fixována pomocí koaxiální přechodky (Obr. 4.3). Na horním konci přechodky je přišroubován kabel k vektorovému obvodovému analyzátoru. Protože na sondách i na přechodce jsou konektory female, je mezi sondou a přechodkou ještě male-male spojka (Obr. 5.1). Řešení lze zaměnit za šroubovací přechodku s konektorem male, čímž se ušetří jeden prvek, odpadne jeden ze spojů a sestava se zjednoduší. V našem případě bylo použito výše popsané řešení, neboť závitová průchodka s konektorem male byla hůře dostupná.

Obr. 5.1: SMA spojka male-male.

Pro jistotu je dobré použít stojan pro měření, kdy můžeme vzorek k sondě přitlačit a eliminovat tak vzduchové mezery. Čím větší sonda je, tím náchylnější je kontakt s měřeným vzorkem. Je třeba dbát na čistotu odrazivé desky

5.1 Měření

Měření probíhá následujícím způsobem. Na vektorovém analyzátoru je třeba nastavit měřený rozsah frekvencí a měření činitele odrazu S11 a připravíme sondu. Pokud je sonda delší dobu nepoužívaná, jemně přebrousíme vzniklou oxidaci vodivých ploch. Na sondu našroubujeme spojku a spojku našroubujeme na přechodku v nosníku. Na druhý konec přechodky našroubujeme kabel k analyzátoru. Očistíme odrazivou desku a položíme na ni první kalibrační vzorek. Zkontrolujeme kontakt, je třeba dbát zvýšené pozornosti stran drobných částic nečistot, které mohou v okolí vytvářet vzduchové mezery a výrazně ovlivnit měření. Pokud je třeba, dostavíme rovinu desky pomocí tří šroubů po povolení dvou hlavních. Po dorovnání hlavní šrouby opět dotáhneme. Sondu přitlačíme ke vzorku pomocí zarážek nad pružinami a dotažením šroubků na zarážkách pozici zajistíme. Měření na analyzátoru probíhá kontinuálně, takže není třeba nic spouštět. Po změření stačí uložit soubor ve formátu S1P. Takto změříme nejprve tři kalibrační vzorky (případně otevřený konec) a následně i neznámý vzorek. Pomocí USB vstupu přeneseme data přes paměťové médium do počítače.

5.2 Zpracování výsledků

Soubory S1P z analyzátoru je třeba překopírovat do složky ‚Samples' ve složce se skripty. Výsledky kalibračních vzorků je třeba přejmenovat podle načítacích skriptů, KmS1, KmS2, KmS3 a výsledky měřeného vzorku Km. V hlavní funkci je také třeba specifikovat teoretické parametry kalibračních materiálů (relativní permitivitu, tloušťku a tangentu ztrátového činitele). Frekvence není třeba zadávat, budou načteny z prvního souboru. Hlavní soubor Main.m je jediný, který je třeba spouštět, ostatní soubory jsou volány hlavní funkcí a jedná se o části výpočtů popsaných v kapitole 3.

5.2.1 Funkce alfa_koef.m

Funkce počítá část matice α_{tq} v integrálu podle vzorce 3.26. Příkazy popisují komentáře v kódu.

```
%vstup - integrační konstanta, rozměry sondy (a, b), permitivita
%vzorku, tloušťka vzorku, výstup funkcí zeta, R1zetaq a rozměry matice
%(t, q)

function res=alfatq_koef(lambda, a, b, k0, epsm, d, zetaq, R1zetaq_a,
R1zetaq_b, t, q)

%konstanta šíření
GAMMA=(lambda.^2-(k0.^2).*epsm).^0.5;

%řešení funkce
res=coth(GAMMA*d)./GAMMA.*(...
      (b*R1zetaq_b(t).*besselj(0,lambda*b)-...
      a*R1zetaq_a(t).*besselj(0,lambda*a))...
      .*(b*R1zetaq_b(q).*besselj(0,lambda*b)-...
      a*R1zetaq_a(q).*besselj(0,lambda*a))...
      .*(zetaq(t).*lambda./(zetaq(t).^2-lambda.^2))...
      .*(zetaq(q).*lambda./(zetaq(q).^2-lambda.^2)).*lambda);
end
```

5.2.2 Funkce zeta.m

Funkce ζ_q hledá nulové body, kterými prochází funkce podle vzorce 3.17. Čím větší je interval hledání, tím více nulových bodů bude a tím přesnější bude výsledek. Příkazy popisují komentáře v kódu.

```
%najde hodnoty pro 0 v zadaném intervalu v počtu Nrz
%vstup - rozměry sondy

function res = zeta(a, b)

zmin = 2000;

fce = @(x)(besselj(0,a*x).*bessely(0,b*x)-...
      besselj(0,b*x).*bessely(0,a*x));

res = [];                       %vektor pro hodnoty nul zeta*a
pzero = 0;                      %proměnná pro nastavování kroku hledání
tmpzero = zmin;                 %dočasná nulová proměnná
```

```
    while(tmpzero <= 6500)    %cyklus hledání nul po už nalezené nule
          pzero = fzero(fce, tmpzero);
          tmpzero = pzero + 2000;       %krok hledání další nuly
          res = [res, pzero];
      end
res = unique(zeta);           %vybere výsledky bez opakování
end
```

5.2.3 Funkce Y0A.m

Funkce počítá část matice *Y0* podle vzorce 3.30, konkrétně část v prvním integrálu.

```
%vstup - integrační konstanta, rozměry sondy (a, b), vlnové číslo,
permitivita
%vzorku a tloušťka vzorku

function res = Y0A(lambda, a, b, k0, epsm, d)

%konstanta šíření
GAMMA = (lambda.^2-(k0.^2).*epsm).^0.5;

%řešení funkce
res=coth(GAMMA*d)./GAMMA./lambda.*(besselj(0,lambda*b)-...
      besselj(0,lambda*a)).^2;
end
```

5.2.4 Funkce Y0Bq.m

Funkce počítá druhý integrál ve výpočtu *Y0* podle 3.30.

```
%vstup - integrační konstanta, rozměry sondy (a, b), vlnové číslo,
%permitivita vzorku, tloušťka vzorku, výstup funkcí zeta, R1zetaq a
%rozměr matice q

function res = Y0Bq(lambda, a, b, k0, epsm, d, zetaq, R1zetaq_a,
R1zetaq_b, q)

%konstanta šíření
GAMMA = (lambda.^2-(k0.^2).*epsm).^0.5;

%řešení funkce
res = (zetaq(q).*lambda./(zetaq(q).^2-...
      lambda.^2)).*coth(GAMMA*d)./GAMMA...
      .*(besselj(0,lambda*b)-besselj(0,lambda*a))...
      .*(b*R1zetaq_b(q).*besselj(0,lambda*b)- ...
      a*R1zetaq_a(q).*besselj(0,lambda*a));
end
```

5.2.5 Funkce yt_koef.m

Funkce počítá integrál matice y_t podle vzorce 3.28.

```
%vstup - integrační konstanta, rozměry sondy a, b, vlnové číslo,
%permitivita a tloušťka vzorku, výstup zeta, R1zetaq a rozměr matice t

function res = yt_koef(lambda, a, b, k0, epsm, d, zetaq, R1zetaq_a,
R1zetaq_b, t)

%konstanta šíření
GAMMA = (lambda.^2-(k0.^2).*epsm).^0.5;

%řešení funkce
res = 1./log(b/a).*coth(GAMMA*d)./GAMMA.*((besselj(0,lambda*b)- ...
      besselj(0,lambda*a))...
      .*(b*R1zetaq_b(t).*besselj(0,lambda*b)- ...
      a*R1zetaq_a(t).*besselj(0,lambda*a))...
      .*(zetaq(t).*lambda./(zetaq(t).^2-lambda.^2)));
end
```

5.2.6 Funkce paramS11.m

Funkce vrací teoretickou hodnotu činitele odrazu S11 pro zadaný materiál a konkrétní sondu. Volá všechny předchozí funkce a je volána hlavní funkcí Main.m

```
%vstup - rozměry sondy, frekvence, reálná část permitivity vzorku a
%tloušťka vzorku, tangenta ztrátového činitele

function s11 = paramS11(a, b, freq, er, d, tanD)

c = 3e8;                    %rychlost světla
epsc = 2.03;                %dielektrikum konektoru

epsm = er*(1-1i*tanD);      %relativní permitivita vzorku

%funkce zetaq
zetaq = zeta(a, b);
Nz = length(zetaq);

%vlnové číslo
omega = 2*pi*freq;
k0 = omega/c;

flen = length(freq);        %počet frekvencí pro cyklus s11
s11=zeros(flen,1);          %deklarace matice s11

%cyklus výpočtu s11 pro jednotlivé frekvence
for f = 1:flen,

    k0f = k0(f);        %vlnové číslo pro aktuální frekvenci

    %funkce gammaq
    kc = k0f*epsc^0.5;
    gammaq = (zetaq.^2-kc.^2).^0.5;
    %funkce R1zetaq - a, b
```

```
    R1zetaq_a = besselj(1,zetaq*a)-...
      bessely(1,zetaq*a).*besselj(0,zetaq*a)./(bessely(0,zetaq*a));
    R1zetaq_b = besselj(1,zetaq*b)- ...
      bessely(1,zetaq*b).*besselj(0,zetaq*b)./(bessely(0,zetaq*b));

    %deklarace matic alfa, xq, yt a jejich rozměrů
    q = 1;  t = 1;
    alfatq = zeros(Nz,Nz);
    xq = zeros(Nz,1);
    yt = zeros(Nz,1);

    %matice alfat tq
    for t=1:Nz,
        for q=1:Nz,

            %výpočet alfatq
            alfatq(t,q) = quadgk(@(lambda)alfatq_koef(lambda, a, ...
                  b, k0f, epsm, d, zetaq, R1zetaq_a, R1zetaq_b, t, ...
                  q),0,Inf,'MaxIntervalCount',1200);

            %kroneckerova delta
            if(t==q)
                res2 =+zetaq(t).^2.*epsc./(2.*gammaq(t).*epsm) ...
                        .*((b.*R1zetaq_b(t)).^2-(a.*R1zetaq_a(t)).^2);
                alfatq(t,q) = alfatq(t,q)+res2;
            end;
        end;

        %výpočet yt
        yt(t) = quadgk(@(lambda)yt_koef(lambda, a, b, k0f, epsm, d,...
            zetaq, R1zetaq_a, R1zetaq_b,t) ,...
            0,Inf,'MaxIntervalCount',1200);
    end;

    xq = inv(alfatq)*yt;      %výpočet koeficientů xq

    %první integrál funkce admitance Y0
    Y0A_res = quadgk(@(lambda)Y0A(lambda, a, b, k0f, epsm, d),0,Inf);

    %druhý integrál funkce admitance Y0
    Y0Bq_res = 0;
    for q = 1:Nz,
        res = quadgk(@(lambda)Y0Bq(lambda, a, b, k0f, epsm, d, ...
            zetaq, R1zetaq_a, R1zetaq_b, q),0,Inf);
        Y0Bq_res = Y0Bq_res+xq(q)*res;
    end;

    %funkce admitance Y0
    Y0(f) = 1i*omega(f)*epsm/c/sqrt(epsc)*(1/log(b/a) ...
            *Y0A_res-Y0Bq_res);

    %teoretická hodnota činitele odrazu pro danou frekvenci
    s11(f) = (1-Y0(f))./(1+Y0(f));

f = f + 1;
end
end
```

5.2.7 Funkce epsilon_r.m

Funkce počítá relativní permitivitu měřeného vzorku.

```
%vstup - rozměry sondy, frekvence, tloušťka a permitivita vzorku a
vypočtená admitance

function Y0 = epsilon_r(a, b, freq, d, epsm, Ym)

c = 3e8;         %rychlost světla
epsc = 2.03;     %dielektrikum konektoru

%funkce zetaq
zetaq = FCzeta(a, b);
Nz = length(zetaq);

%vlnové číslo
omega = 2*pi*freq;
k0 = omega/c;

%funkce gammaq
kc = k0*epsc^0.5;
gammaq = (zetaq.^2-kc.^2).^0.5;

%funkce R1zetaq - a, b
R1zetaq_a = besselj(1,zetaq*a)-...
      bessely(1,zetaq*a).*besselj(0,zetaq*a)./(bessely(0,zetaq*a));
R1zetaq_b = besselj(1,zetaq*b)-...
      bessely(1,zetaq*b).*besselj(0,zetaq*b)./(bessely(0,zetaq*b));

%deklarace matic alfa, xq, yt a jejich rozměrů
q = 1;  t = 1;
alfatq = zeros(Nz,Nz);
xq = zeros(Nz,1);
yt = zeros(Nz,1);

%matice alfat tq
for t=1:Nz,
    for q=1:Nz,
        %výpočet alfatq
        alfatq(t,q) = quadgk(@(lambda)alfatq_koef(lambda, a, b,...
            k0, epsm, d, zetaq, R1zetaq_a, R1zetaq_b, t,...
            q),0,Inf,'MaxIntervalCount',1200);
        %kroneckerova delta
        if(t==q)
            res2 =+zetaq(t).^2.*epsc./(2.*gammaq(t).*epsm).*...
                  ((b.*R1zetaq_b(t)).^2-(a.*R1zetaq_a(t)).^2);
            alfatq(t,q) = alfatq(t,q)+res2;
        end;
    end;
    %výpočet yt
    yt(t) = quadgk(@(lambda)yt_koef(lambda, a, b, k0, epsm, d,...
       zetaq, R1zetaq_a, R1zetaq_b, t),0,Inf,'MaxIntervalCount',1200);
end;

xq = inv(alfatq)*yt;          %výpočet koeficientů xq
```

```
%první integrál funkce admitance Y0
Y0A_res = quadgk(@(lambda)Y0A(lambda, a, b, k0, epsm, d),0,Inf);

%druhý integrál funkce admitance Y0
Y0Bq_res = 0;
for q = 1:Nz,
    res = quadgk(@(lambda)Y0Bq(lambda, a, b, k0, epsm, d, zetaq,...
            R1zetaq_a, R1zetaq_b, q),0,Inf);
    Y0Bq_res = Y0Bq_res+xq(q)*res;
end;

%funkce admitance Y0
Y0 = (1i*omega*epsm/c/sqrt(epsc)*(1/log(b/a)*Y0A_res-Y0Bq_res))-Ym;

end
```

5.2.8 Funkce Main.m

Hlavní funkce načítá změřené hodnoty ze souborů S1P, deklaruje teoretické parametry kalibračních vzorků, volá teoretický výpočet S11 a z těchto hodnot pak počítá matice chybových koeficientů, kterými upravuje naměřené hodnoty neznámého měřeného vzorku. Ze získaného činitele odrazu pak počítá relativní permitivitu vzorku a tangentu ztrátového činitele.

```
%hlavní funkce pro výpočet relativní permitivity měřeného vzorku

clear all

%část k manuálnímu vyplnění výchozích hodnot
%--------------------------------------------------------------------

%kalibrační vzorky - relativní permitivita, tloušťka
EpsS1 = X.XX;       DS1 = X.XXXe-3;     TD1 = 0.XXXX;
EpsS2 = X.XX;       DS2 = X.XXXe-3;     TD2 = 0.XXXX;
EpsS3 = X.XX;       DS3 = X.XXXe-3;     TD3 = 0.XXXX;

%hodnoty permitivity kalibračních vzorků lze načíst i z externích
%souborů podobně jako hodnoty měřených vzorků viz níže

%měřený vzorek - tloušťka
Dm = X.XXXe-3;

%--------------------------------------------------------------------

c = 3e8;        %rychlost světla

%parametry sondy
a = 0.65e-3;    %poloměr vnitřního vodiče
b = 4.98e-3;    %poloměr vnějšího vodiče

%načtení frekvence
file_freq = fopen('Samples\KmS1.S1P', 'rt');
data_freq = textscan(file_freq, '%f%f%f', 'HeaderLines', 8);
fclose(file_freq);
freq = data_freq{1};
```

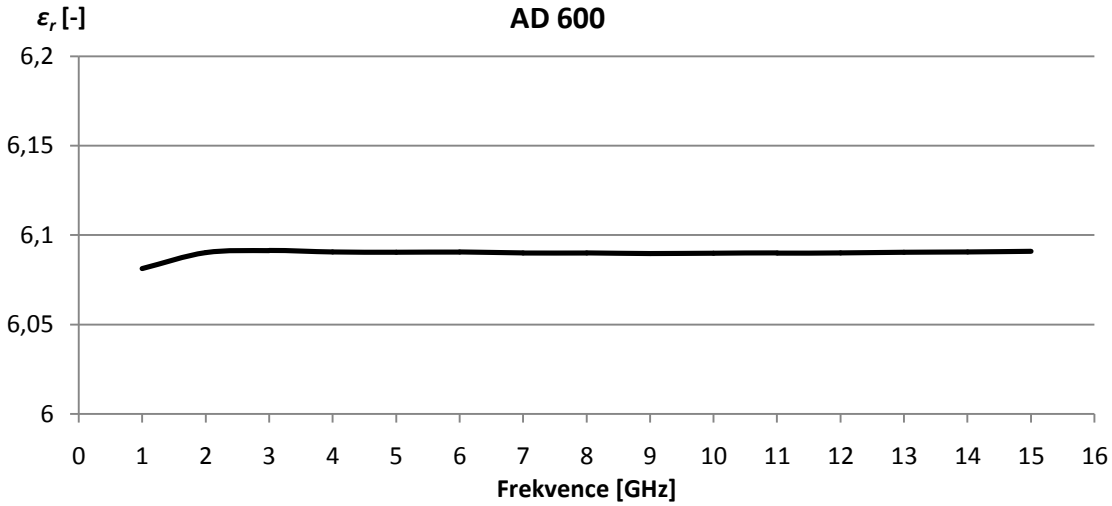
```
NrF = length(freq);           %proměnná délky vektoru

%činitele odrazu
KaS1 = paramS11(a, b, freq, EpsS1, DS1, TD1);
KaS2 = paramS11(a, b, freq, EpsS2, DS2, TD2);
KaS3 = paramS11(a, b, freq, EpsS3, DS3, TD3);

%načtení měřených dat vzorků dat v S1P
file_S1 = fopen('Samples\KmS1.S1P', 'rt');
data_S1 = textscan(file_S1, '%f%f%f', 'HeaderLines', 8);
fclose(file_S1);
magS1dB = data_S1{2};
magS1 = db2mag(magS1dB);
phaS1 = data_S1{3};
KmS1 = magS1.*exp(1i*phaS1);

file_S2 = fopen('Samples\KmS2.S1P', 'rt');
data_S2 = textscan(file_S2, '%f%f%f', 'HeaderLines', 8);
fclose(file_S2);
magS2dB = data_S2{2};
magS2 = db2mag(magS2dB);
phaS2 = data_S2{3};
KmS2 = magS2.*exp(1i*phaS2);

file_S3 = fopen('Samples\KmS3.S1P', 'rt');
data_S3 = textscan(file_S3, '%f%f%f', 'HeaderLines', 8);
fclose(file_S3);
magS3dB = data_S3{2};
magS3 = db2mag(magS3dB);
phaS3 = data_S3{3};
KmS3 = magS3.*exp(1i*phaS3);

%chybové koeficienty
errVR = zeros(NrF, 1);
errVD = zeros(NrF, 1);
errVS = zeros(NrF, 1);

for ec = 1:NrF,
    syms errR errD errS

    eq1 = errD - KmS1(ec) + ((errR.*KaS1(ec))./(1-errS.*KaS1(ec)));
    eq2 = errD - KmS2(ec) + ((errR.*KaS2(ec))./(1-errS.*KaS2(ec)));
    eq3 = errD - KmS3(ec) + ((errR.*KaS3(ec))./(1-errS.*KaS3(ec)));

    sol = solve(eq1,eq2,eq3);
    errVR(ec) = double(sol.errR);
    errVD(ec) = double(sol.errD);
    errVS(ec) = double(sol.errS);

    ec = ec + 1;
end

%činitel odrazu měřeného vzorku
file = fopen('Samples\Km.S1P', 'rt');
data = textscan(file, '%f%f%f', 'HeaderLines', 8);
fclose(file);
magdB = data{2};
```

```
mag = db2mag(magdB);
pha = data{3};
Km = mag.*exp(1i*pha);

%korekce chyb
Ka = (Km-errVD)./(errVS.*(Km-errVD)+errVR);

%admitance
Ym = (1-Ka)./(1+Ka);

%permitivita z admitance pro každou frekvenci
S_epsm = zeros(NrF, 1);
S_epsr = zeros(NrF, 1);
S_tanD = zeros(NrF, 1);


for fp = 1:NrF,

    fp_freq = freq(fp);
    fp_Ym = Ym(fp);

    res_eps = @(epsm) epsilon_r(a, b, fp_freq, Dm, epsm, fp_Ym);
    S_epsm(fp) = fsolve(res_eps,0);

    %relativní permitivita a tangenta ztrátového činitele
    S_epsr(fp) = real(epsm(fp));
    S_tanD(fp) = imag(epsm(fp))/S_epsr(fp);

end

S_epsr
S_tanD
```

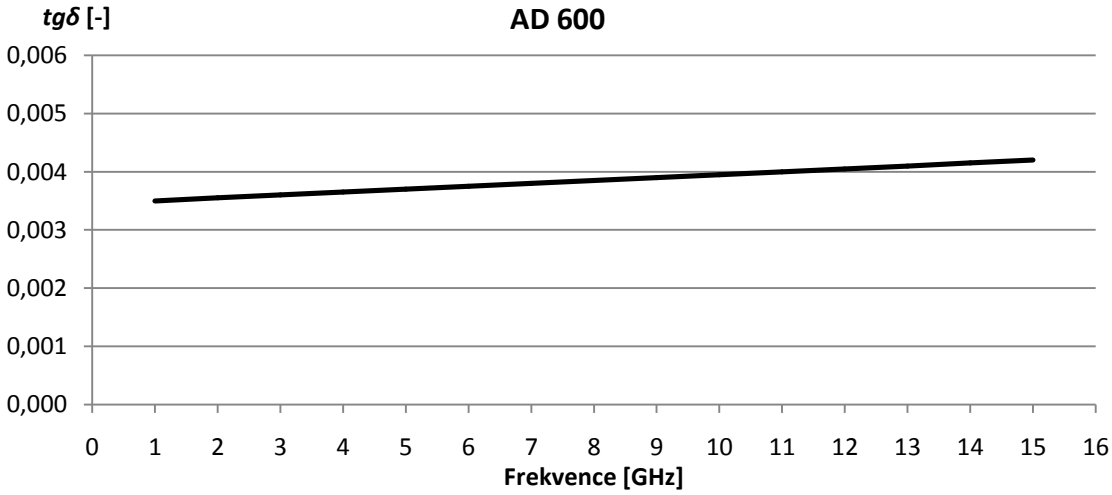
5.3 Testovací měření a výpočty

Testovací vzorky byly změřeny. Z naměřených hodnot byly pomocí skriptu určeny závislosti relativní permitivity na frekvenci pro měřené substráty. Naměřené průběhy činitelů odrazu Arlonu 25N, zkratu a otevřeného konce byly použity jako kalibrační, průběh AD 600 jako průběh neznámého vzorku. Při nastavení parametrů integrálů, přesnosti funkce ζ_q a 151 frekvencích v měřeném rozsahu trvá celý výpočet poměrně dlouho (na PC s Intel Core2Duo, 2.66GHz, 4GB RAM přes 20 minut). Výsledek jednoho takového výpočtu je graficky znázorněn na Obr. 5.2 a 5.3. Jak je vidět, oproti tabulkové hodnotě relativní permitivity substrátu je námi zjištěná hodnota mírně odlišná, nerovnoměrně průměrně o 0,05. Jedná se o hodnoty získané z nejlepších výsledků všech měření. Na frekvencích pod 2GHz je už rozdíl větší. Případným laděním parametrů výpočtu byly možná dosažitelné i lepší výsledky, je ovšem fakt, že výpočet je pro větší jemnost dost časově náročný. Lze měnit jak meze integrálů, tak jemnost funkcí přes parametry funkce *FCzeta*, nebo lze i ve funkci *epsilon_r* použít místo funkcí *integral* kvadratické *quadgk* jako ve funkci *paramS11*. Pak už ale může výpočet trvat i hodinu, což ladění dosti zpomaluje. Průběh tangenty ztrátového činitele je na Obr. 5.3., ze kterého je opět vidět posun oproti ideálnímu průběhu, tentokrát

zhruba o 0,0004.



Obr. 5.2: Vypočítaná relativní permitivita substrátu AD 600.



Obr. 5.3: Vypočítaná tangenta ztrátového činitele substrátu AD 600.

Na výsledek může mít vliv i povrch vzorků, případně jeho stáří a z toho plynoucí možná degradace. Stejně tak se může projevit například oxidace sondy. Měření každopádně potvrdilo funkčnost přípravku a jeho použitelnost v praxi, přičemž mírné úpravy lze v případě potřeby provádět v průběhu budoucích měření.

6 ZÁVĚR

Úkolem práce bylo prostudovat metody měření permitivity materiálů s důrazem na měření pomocí koaxiální sondy. Druhým úkolem bylo navrhnout uspořádání měřícího pracoviště, návrh zrealizovat a pomocí vytvořených skriptů v Matlabu ověřit funkčnost kontrolním měřením. Poslední částí práce měla být diskuze neurčitosti měření.

Práce popisuje teorii permitivity jako veličiny včetně popisu jejich vlastností a specifik. Dále popisuje možnosti měření relativní permitivity různými metodami, přičemž metodě měření koaxiální sondou je věnován větší rozsah. Uvádí podrobný postup výpočtu hledané veličiny z veličin získaných měřením, včetně odvození těchto vztahů. Popisuje postup měření relativní permitivity zvolenou metodou a diskutuje požadavky na uspořádání a potřebné mechanické vlastnosti jednotlivých prvků měřícího stanoviště pro tuto metodu. Návrh měřícího pracoviště a sondy myslí na možné rozšíření možností celé měřící stanice i sond a proto klade důraz na variabilitu stanice při zachování jednoduchosti.

Návrh měřících stanovišť byl s přihlédnutím k možnostem dílny a dostupným materiálům patřičně upraven. Pracoviště byla zrealizována, byť se značným časovým posunem oproti původnímu plánu. V průběhu realizace došlo ke zdržení jak na straně dílny, tak na straně dodavatelů materiálů. Funkčnost hlavního pracoviště byla po hardwarové stránce ověřena měřením. Mobilní stanice byla dílnou dokončena až těsně před termínem dokončení práce, takže nebylo možné před odevzdáním práce provést testovací měření. Komplikace při výrobě se promítly na časovém prostoru zbývajícím pro odladění kódu a hlavně pro kontrolní měření. Skripty jsou samy o sobě funkční, kód je v určitých mezích flexibilní a lze ho tedy doladit v průběhu dalších měření (meze integrálů, přesnost porovnávání admitancí, počet nulových bodů atp.). Více času pro měření by každopádně dovolilo získat ještě lepší představu o dosažitelné přesnosti výsledků. Měření jako takové netrvá dlouho, výpočet je ovšem poměrně časově náročný, takže ladění kódu i hardwaru zabírá nezanedbatelné množství času.

LITERATURA

[1] Kolektiv autorů, Elektrotechnické tabulky, SPN, Praha, 1959.

[2] Kolektiv autorů, Kurz fyziky pro MFF UK [online]. 2008, [cit 10. prosince 2014]. Dostupné na < http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS >

[3] TOMÁŠ MARTIN, Fyzika normálních dielektrik [online]. 2009, [cit 10. prosince 2014]. Dostupné na < http://dielektrika.kvalitne.cz/index.html>

[4] KENT G., Nondestructive permittivity measurement of substrates. GDK products, New York 1995.

[5] KRUPKA J., Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies. DEIT, Institute of Microelectronics and Optoelectronics, WUT Poland. 1993

[6] WU M., YAO X., ZYANG L., An improved coaxial probe technique for measuring microwave permittivity of thin dielectric materials, Meas. Sci. Technol., 2000, vol. 11, p. 1617-1622.

[7] CENANOVIC A., MARTINUS S., KILIAN A., SCHÜR J, SCHMIDT L. P., Non destructive complex permitivitty determination of glass material with planar and convex surface, 2011, University of Erlangen-Nuremberg.

[8] DE LANGHE, P., BLOMME K., MARTENS L., DE ZUTTER D., Measurement of low-permittivity materials based on a spectral-domain analysis for the open-ended coaxial probe, 1993, IEEE Transactions on instrumentation and measurement vol. 42 no. 5.

[9] STEVENS N., MARTENS L., Dimensioning of open-ended coaxial probes for the dielectric characterization of thin-layered materials, 2001, IEEE Instrumentation and measurement, Technology conference.

[10] VAN DAMME S., FRANCHOIS A., DE ZUTTER D., TAERWE L., Nondestructive determination of the steel fiber content in concrete slabs with an open-ended coaxial probe, 2004, IEEE Transactions on geoscience and remote sensing vol. 42, No. 11.

[11] ZAJICEK R., VRBA J., Broadband Complex Permittivity Determination for Biomedical Applications, Czech Technical University in Prague, Dept. Of Electromagnetic Field.

[12] STUCHLY M. A., ATHEY W. T., STUCHLY S. S., SAMARAS M., TAYLOR G. E., Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues with an Open Ended Coaxial Line: Part I & II, 1982, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. MTT-30, no. 1.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

DPS	Deska plošného spoje
N	Typ koaxiálního vysokofrekvenčního konektoru
SMA	Typ koaxiálního vysokofrekvenčního konektoru (SubMiniature verze A)
TE	Vid příčně (transverzálně) elektrický
TM	Vid příčně (transverzálně) magnetický
TEM	Vid příčně (transverzálně) elektrický i magnetický

SEZNAM PŘÍLOH

A Výkresy prvků stanic **44**

A.1 Stojan hlavní měřící stanice – pohled z boku 44

A.2 Podložka a odrazivá deska hlavní měřící stanice – pohled shora 45

A.3 Nosník sondy v měřící stanici 46

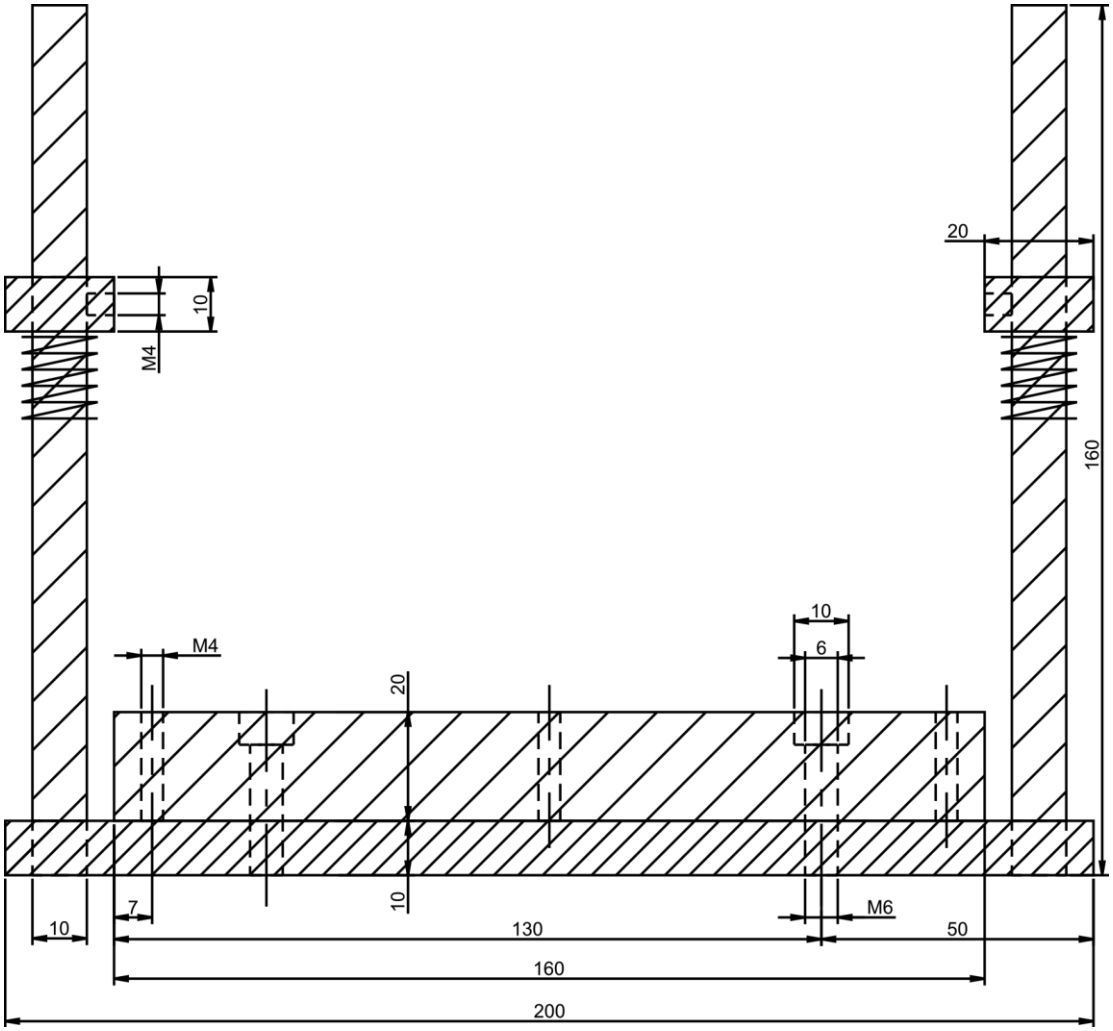
A.4 Nosník sondy mobilní 47

B Obsah disku CD **48**

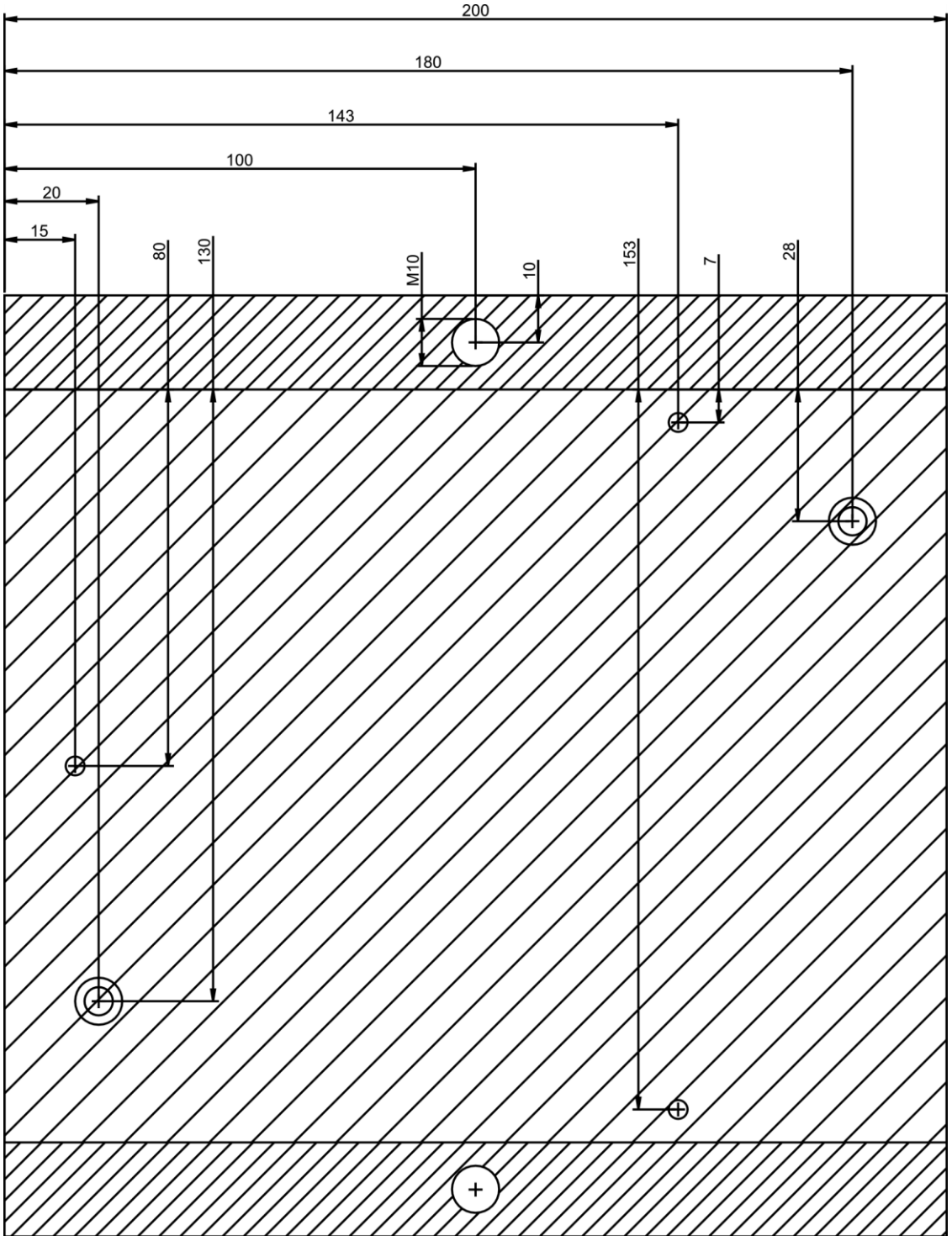
A VÝKRESY PRVKŮ STANIC

A.1 Stojan hlavní měřící stanice – pohled z boku

- Podložka, odrazivá deska, zarážky pružin - AlCuMgPb
- Vodící tyče - leštěná ocel
- 2× šroub INBUS M6 30mm
- 3× šroub INBUS bez hlavy M4 20mm
- 2× šroub INBUS M4 10mm
- 2× pružina tlačná - vnitřní +10mm, délka 20mm

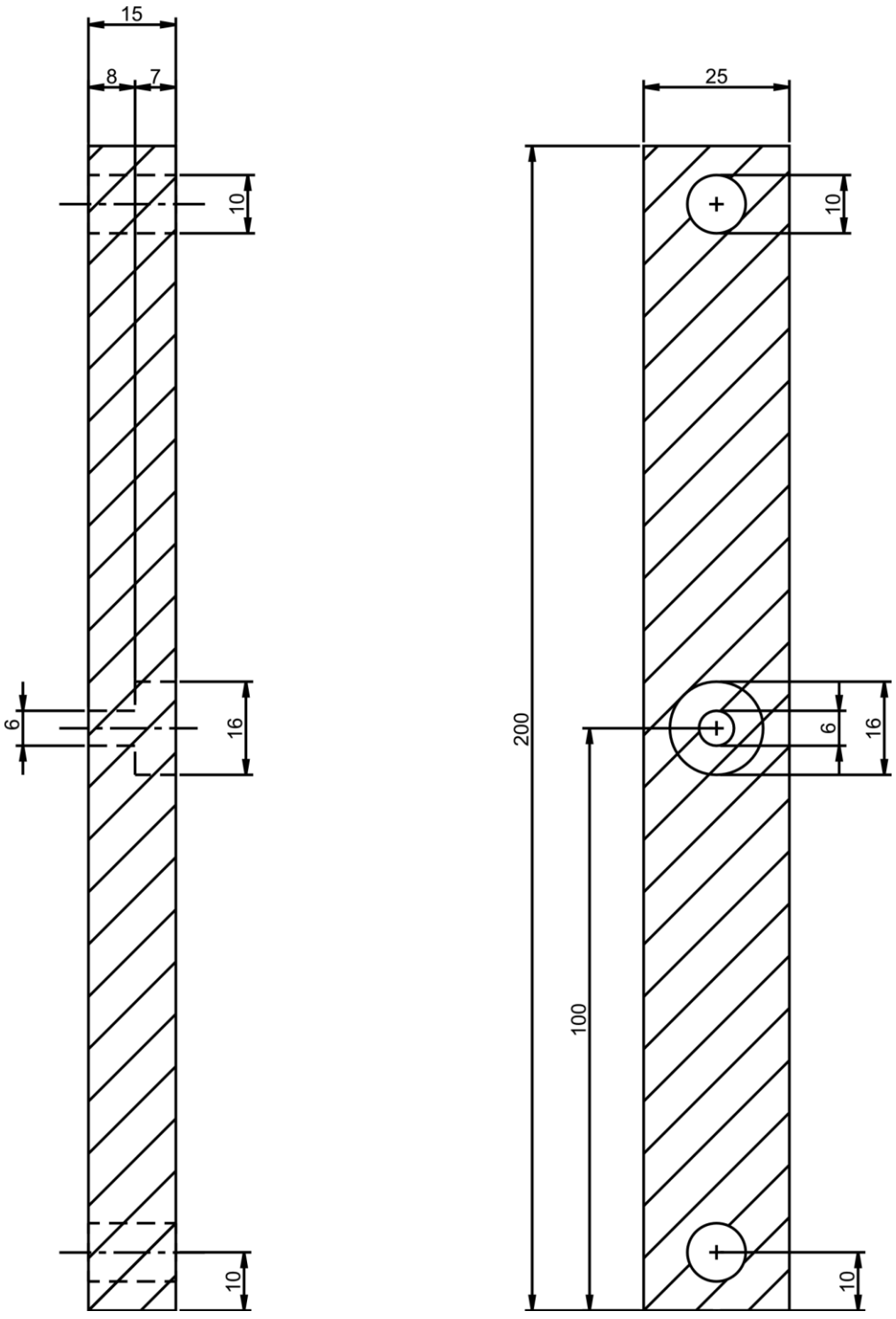


A.2 Podložka a odrazivá deska hlavní měřící stanice – pohled shora



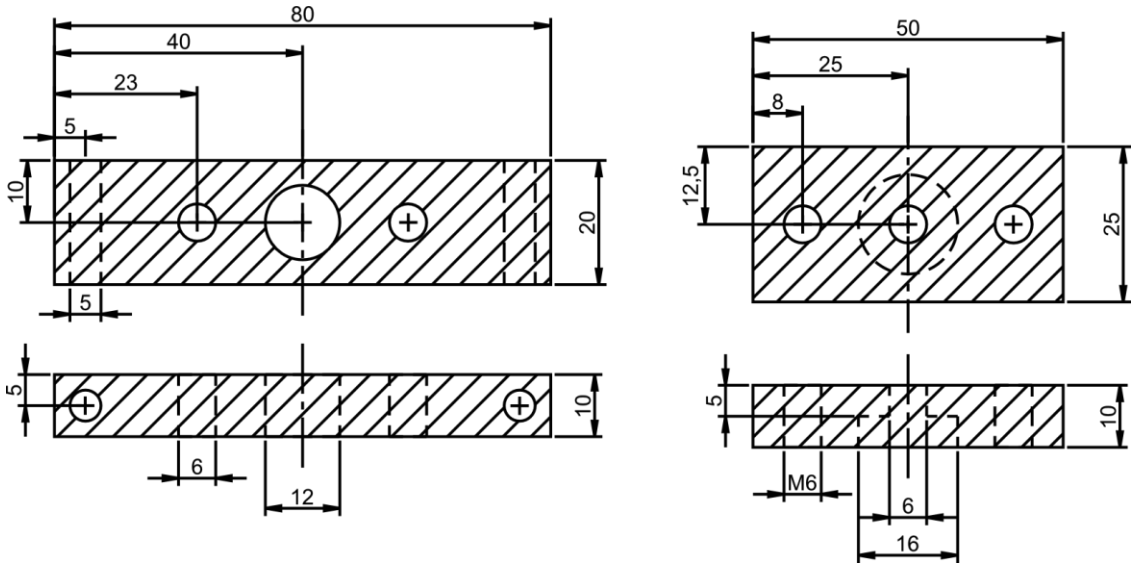
A.3 Nosník sondy v měřící stanici

- Nosník sondy – AlCuMgPb
- 2× šroub INBUS s částečným závitem M6 40mm
- 2× pružina tlačná - vnitřní +6mm, délka 10mm



A.4 Nosník sondy mobilní

- Nosník sondy mobilní horní a spodní – AlCuMgPb
- 2× šroub INBUS s částečným závitem M6 32mm
- 2× pružina tlačná - vnitřní +6mm, délka 8mm



B OBSAH DISKU CD

Skripty

- alfatq_koef.m
- epsilon_r.m
- FCzeta.m
- Main.m
- paramS11.m
- Y0A.m
- Y0Bq.m
- yt_koef.m

Výkresy

- MMSE.dwg

Práce v elektronické podobě

- MMSE.pdf