

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

SERGIO LUIZ SCHUBERT SEVERO

AQUAMETRIA POR MICRO-ONDAS

Porto Alegre

2016

SERGIO LUIZ SCHUBERT SEVERO

AQUAMETRIA POR MICRO-ONDAS

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Engenharia de Computação – Redes e Telecomunicações.

ORIENTADOR: Álvaro Augusto Almeida de Salles.

Porto Alegre

2016

SERGIO LUIZ SCHUBERT SEVERO

AQUAMETRIA POR MICROONDAS

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica e aprovada em sua forma final pelo Orientador e pela Banca Examinadora.

Orientador: _____

Prof. Dr. Álvaro Augusto Almeida de Salles, UFRGS
Doutor pela University of London– London, England.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa – FEEC – UNICAMP
Doutor pela University of London – London, England

Prof.^a Dr.^a Fátima Salete Correra – Escola Politécnica – USP
Doutora pela USP – São Paulo, Brasil

Prof. Dr. Altamiro Amadeu Susin – PPGEE – UFRGS
Doutor pela Universidade de Grenoble – Grenoble, França

Prof. Dr. Jorge Zabadal –Dep. Interdisciplinar do Campus Litoral Norte – UFRGS
Doutor pela UFRGS – Porto Alegre, Brasil

Prof. Dr. Valner João Brusamarello – PPGEE – UFRGS
Doutor pela UFSC – Florianópolis, Brasil

Coordenador do PPGEE: _____

Prof. Dr. Valner João Brusamarello.

Porto Alegre, dezembro de 2016

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha esposa Márcia e aos meus alunos. Sou imensamente grato pela bondade e paciência deles que suportam a convivência com quem é incapaz de parar de aprender.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Álvaro Salles pela orientação segura e atenciosa ao longo da realização desse trabalho.

Aos colegas e amigos Paulo Ilaga Serafini, Sérgio Manuel Racini Bueno, Bruno Nervis, Braian Kaiser Zanini, Ramede Justo dos Santos e Fábio Beck Wanderer, pela interlocução qualificada que muito contribuiu para os resultados alcançados.

Ao amigo Rui da Silveira Aboy, cuja consultoria técnica possibilitou a construção do instrumental científico necessário.

Ao IFSUL, Instituto Federal Sul-rio-grandense, que garantiu a realização desse estudo ao autorizar o meu afastamento.

À CAPES pela provisão da bolsa dentro do programa pró-doutoral.

RESUMO

A medida do teor de umidade de materiais resulta em ganhos econômicos e ambientais ao possibilitar o controle preciso da secagem de produtos agrícolas, de processos de cura e armazenagem, e reduzir perdas de material e consumo de energia. Tal medida pode ser feita através da interação de ondas eletromagnéticas nas frequências de micro-ondas. Apresenta-se o desenvolvimento histórico e o estado da arte dessa área da metrologia que é conhecida por aquametria por micro-ondas. Detalha-se o comportamento das ondas eletromagnéticas em dielétricos, o modelo de espalhamento nas interfaces das amostras, a relação entre a permissividade complexa e a umidade, métodos para a determinação da permissividade, instrumentos, sistemas e aspectos metrológicos da cadeia de medição para espectroscopia dielétrica. Dois novos métodos, com equações explícitas originais para a determinação da permissividade são obtidos. As novas equações resultam em incerteza menor que os métodos clássicos. Uma nova metodologia, através do método de Monte Carlo, é empregada para a avaliação das mesmas. Conclui-se que o desenvolvimento da aquametria passa, necessariamente, pelo aperfeiçoamento dos instrumentos e métodos para determinação da permissividade dos materiais.

Palavras-chave: Aquametria por micro-ondas, medida de umidade, parâmetros de espalhamento, dielétricos, método de Monte Carlo.

ABSTRACT

The measurement of moisture content of materials results in economic and environmental gains. Monitoring drying and curing of materials prevents loss of products and waste of energy. This can be done through the interaction of electromagnetic waves at microwave frequencies. This dissertation presents the historical development and the state-of-the-art in aquametry, the behavior of electromagnetic waves in dielectrics, sample interface scattering model, the relationship between the complex permittivity and moisture, methods for determining permittivity, instruments and metrological aspects of the measurement chain, and some instruments for dielectric spectroscopy.—Two new methods, capable of providing explicit equation for the permittivity, are obtained and the Monte Carlo method is applied to determine their uncertainty. The new equations have lower uncertainty than the classic methods. The general conclusion is that the development of instrumentation and techniques in aquametry must be based in improvements in permittivity measurement.

Keywords: Microwave aquametry, moisture measurement, scattering parameters, dielectrics, Monte Carlo method.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
1.1	AQUAMETRIA ELETROMAGNÉTICA	11
1.2	A DETERMINAÇÃO DA UMIDADE DE GRÃOS	12
1.3	O DESENVOLVIMENTO TECNOLÓGICO DA AQUAMETRIA NO BRASIL	13
1.4	OS INSTRUMENTOS PARA AQUAMETRIA POR MICROONDAS	14
1.5	EFEITOS BIOLÓGICOS DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS	14
1.6	OBJETIVOS	15
1.7	A ESTRUTURA DESTE TRABALHO	16
2	ONDAS ELETROMAGNÉTICAS EM DIELÉTRICOS COM PERDAS	17
2.1	PERDAS EM DIELÉTRICOS	17
2.1.1	Permissividade complexa	17
2.1.2	Mecanismo de perdas em frequências baixas	19
2.1.3	Espectroscopia Dielétrica	21
2.1.4	Ondas eletromagnéticas em dielétricos com perdas	22
2.1.5	Dielétricos com perdas em frequências de micro-ondas	23
3	TRANSMISSÃO E REFLEXÃO DAS ONDAS NAS FRONTEIRAS	26
3.1	UM MODELO PARA INTERAÇÃO ONDA-AMOSTRA	26
3.1.1	Modelos não ressonantes	26
3.1.2	Modelo de lâmina de dielétrico	26
3.2	DETERMINAÇÃO DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS TOTAIS NO MODELO	28
3.2.1	A impedância intrínseca do meio	28
3.2.2	Transmissão e reflexão dos campos na interface	30
3.2.3	Campos totais dentro da amostra	32
3.2.4	Campos totais antes da amostra	35
3.2.5	Campos totais após a amostra	35
4	DETERMINAÇÃO DA PERMISSIVIDADE DIELÉTRICA	36
4.1	RELAÇÕES ENTRE A AQUAMETRIA E A MENSURAÇÃO DA PERMISSIVIDADE	36
4.2	MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO DA PERMISSIVIDADE	38
4.2.1	Precursos	38

4.2.2	Métodos Clássicos	38
4.2.3	Estado da arte	39
4.3	O MÉTODO DE SIMPLES TRANSMISSÃO EM LÂMINA DIELÉTRICA.	41
4.3.1	A permissividade complexa a partir da atenuação e da variação da fase	41
4.4	PERMISSIVIDADE A PARTIR DOS COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO E REFLEXÃO	43
4.4.1	Modelo de parâmetros de espalhamento de um MUT.	44
4.5	PERMISSIVIDADE A PARTIR DE COEFICIENTE DE REFLEXÃO	51
4.5.1	Modelo geral.....	51
4.5.2	Coefficiente de reflexão na entrada para uma carga qualquer.	53
4.5.3	O método SCTL em linha coaxial	54
4.6	EQUAÇÕES EXPLÍCITAS A PARTIR DE DUPLA REFLEXÃO	55
4.6.1	Amostras iguais e cargas diferentes	55
4.6.2	Amostras de tamanhos diferentes linhas em curto-circuito	58
4.6.3	Amostras de tamanhos diferentes em linhas com terminação casada.....	60
5	ANÁLISE DA INCERTEZA DOS MÉTODOS EXPLÍCITOS	61
5.1	AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS DE MEDIÇÃO DE PERMISSIVIDADE	61
5.1.1	Fontes de erro.....	61
5.1.2	Métodos de avaliação.....	62
5.1.3	Método de Monte Carlo.	63
5.1.4	Simulação de Monte Carlo das equações explícitas.	64
5.1.5	Algoritmo para estimativa da permissividade complexa.....	65
5.1.6	Resultados.....	67
5.1.7	Análise geral dos resultados.....	82
6	INSTRUMENTOS PARA AQUAMETRIA DE MICRO-ONDAS	83
6.1	COMPONENTES DE UM SISTEMA DE MEDIDA DE UMIDADE POR MICRO-ONDAS.....	83
6.1.1	Conformadores de material.....	83
6.1.2	Sensor de Micro-ondas	84
6.1.3	Transdutor de micro-ondas	85
6.1.4	Unidade de processamento de sinal	85
6.2	EXEMPLOS DE SISTEMAS DE MEDIDA.....	86
6.2.1	Sensores.	86
6.2.2	Transdutores.	88
7	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	89

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1: Espectro de permissividades relativas de soluções de cloreto de sódio.	21
Figura 2: Eixos coordenados, direção dos campos e amostra.	27
Figura 3: Gerador, interfaces, carga e espalhamento dos campos.	27
Figura 4: Campo elétrico total em diferentes instantes de tempo (meio 1 = meio 3).	28
Figura 5: Incidência em meio ilimitado.	30
Figura 6: Fator de propagação na amostra e reflexões nas interfaces.	46
Figura 7: Parâmetros de espalhamento da amostra.	47
Figura 8: Determinação de Γ a partir dos parâmetros “S”	48
Figura 9: Modelo para a determinação do fator de propagação T	49
Figura 10: Linha coaxial terminada em carga e modelo de parâmetros “S”.	52
Figura 11: Dupla Reflexão – Amostras iguais com cargas diferentes.	55
Figura 12: Modelo de espalhamento para amostras com terminações casadas.	57
Figura 13: Amostras iguais com espessuras diferentes em linha em curto-circuito.	58
Figura 14: Simulação dos campos e aplicação das equações explícitas.	64
Figura 15: Simulação de Monte Carlo.	66
Figura 16: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – permissividade real.	68
Figura 17: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – fator de perdas.	68
Figura 18: Dupla reflexão com cargas exatas x NRW – fator de perdas.	69
Figura 19: Dupla reflexão com amostras iguais – permissividade real.	70
Figura 20: Dupla reflexão com amostras iguais – fator de perdas.	70
Figura 21: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 1 GHz.	71
Figura 22: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 1 GHz.	71
Figura 23: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 3 GHz.	72
Figura 24: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 3 GHz.	72
Figura 25: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 4,5 GHz.	73
Figura 26: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 4,5 GHz.	73
Figura 27: Dupla reflexão terminada (d - 2d) x NRW – permissividade real.	74
Figura 28: Dupla reflexão terminada (d - 2d) x NRW – fator de perdas.	75

Figura 29: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada – permissividade real. .	75
Figura 30: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada – Fator de perdas.....	76
Figura 31: Dupla reflexão – Terminação casada x NRW x curto-circuito – 1,5 GHz.	76
Figura 32: Dupla reflexão – Terminação casada x NRW x curto-circuito – 1,5 GHz.	77
Figura 33: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 3 GHz.....	77
Figura 34: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 3 GHz.....	78
Figura 35: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 4,5 GHz.....	78
Figura 36: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 4,5 GHz.....	79
Figura 37: Dupla reflexão – Terminações EXATAS (CC, casada) x NRW– 4,5 GHz.....	79
Figura 38: Dupla reflexão - d e $(2d + 1\%d)$ – permissividade real.	80
Figura 39: Dupla reflexão - d e $(2d + 1\%d)$ – fator de perdas.....	80
Figura 40: Reflexão simples – parte real da permissividade.	81
Figura 41: Método da reflexão simples – fator de perdas.	82
Figura 42: Componentes de um sistema de medida.	87

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Constante de atenuação.
β	Constante de fase.
β_0	Constante de fase do vácuo.
γ	Constante de propagação ou número de onda.
γ_0	Constante de propagação do vácuo.
ε	Permissividade complexa.
ε_0	Permissividade do vácuo.
ε'	Parte real da permissividade complexa.
ε''	Parte imaginária da permissividade complexa.
ε_r	Permissividade complexa relativa.
ε_r'	Parte real da permissividade complexa relativa.
ε_r''	Fator de perdas.
ε_{ef}	Permissividade complexa efetiva.
ε_{ref}	Permissividade complexa relativa efetiva.
ζ	Constante de tempo de relaxação dielétrica.
η	Impedância intrínseca do meio.
κ	Fator de proporcionalidade entre amostras de tamanho diferente.
λ	Comprimento de onda.
μ	Permeabilidade magnética do meio.
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo.
ρ	Coefficiente de reflexão na lâmina dielétrica.
ρ_{12}	Coefficiente de reflexão na interface entre o meio 1 e o meio 2.
σ	Condutividade elétrica.
σ_{ef}	Condutividade elétrica efetiva.
τ	Coefficiente de transmissão através da lâmina dielétrica.
τ_{12}	Coefficiente de transmissão na interface entre o meio 1 e o meio 2.
ω	Frequência angular.
Γ	Coefficiente da primeira reflexão na interface entre dois meios.

Γ_{in}	Coefficiente de reflexão na entrada de uma lâmina dielétrica.
Γ_L	Coefficiente de reflexão na carga de terminação de uma linha.
Φ	Fase.
$\Delta\Phi$	Variação de fase.
j	Unidade imaginária.
ΔA	Atenuação
A_{dB}	Atenuação de potência em decibéis.
c	Velocidade da luz no vácuo.
d	Espessura do material.
D	Densidade de fluxo elétrico.
E	Intensidade de campo elétrico.
H	Intensidade de campo magnético.
J	Densidade de corrente de condução.
J_D	Densidade de Corrente de deslocamento.
J_{Def}	Densidade de Corrente de deslocamento efetiva.
Y	Admitância característica de uma linha TEM.
Y	Admitância característica de uma linha TEM cujo dielétrico é o vácuo.
Z_0	Impedância característica de uma linha TEM cujo dielétrico é o vácuo.
Z_1	Impedância característica de uma linha TEM com dielétrico '1'.
Z_L	Impedância da carga de terminação.
Z_{in}	Impedância de entrada em uma lâmina dielétrica.
S	Matriz de parâmetros de espalhamento.
T	Fator de propagação.
z	Impedância característica normalizada para a linha cujo dielétrico é o vácuo.

LISTA DE ABREVIATURAS

BOR: Body Of Revolution

FDTD: Finite Difference Time Domain

INMETRO: Instituto Nacional de Metrologia

LACOM: Laboratório de Comunicações Eletro óticas

MCM: Monte Carlo Method

MUT: Material Under Test

NRW: Nicolson-Ross-Weir

PLL: Phase-locked Loop

PPGEE: Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

SCTL: Short Circuit Transmission Line

TDR: Time Domain Reflectometry

VCO: Voltage-Controlled Oscillator

1 INTRODUÇÃO

1.1 AQUAMETRIA ELETROMAGNÉTICA

A aquametria por micro-ondas é um campo da metrologia que busca identificar o teor de água em dielétricos sólidos e líquidos com o uso de ondas eletromagnéticas nas frequências de micro-ondas (KAATZE et al., 2007). Diferencia-se assim da higrometria que identifica o teor de vapor de água no ar. Também se pode encontrar na literatura o termo “aquametria eletromagnética” (KRASZEWSKI, 2005), campo mais amplo que o anterior, pois considera o emprego de frequências mais baixas ou mesmo a ressonância nuclear magnética para o mesmo objetivo. Outros autores (KHARKOVSKY; ZOUGHI, 2007) aplicam micro-ondas (300 MHz a 30 GHz) e ondas milimétricas (30 a 300 GHz) na área de avaliação e testes não destrutivos. Neste último caso não apenas o teor de água é avaliado como também sua variação no espaço e no tempo. No espaço, se dá através da avaliação da distribuição e localização de elementos de interesse via medida da permissividade em diferentes pontos; no tempo, através de monitoramento contínuo da mesma. Entre outras aplicações, determinam-se as propriedades dielétricas de outros componentes além da água; grau de porosidade de polímeros; monitoração da cura de resinas plásticas, borrachas e cimentos; delaminação e estratificação de plástico reforçado por fibra; detecção de corrosão sob pintura; detecção de trincas por fadiga; radares de abertura sintética em campo próximo e distante para detecção de falhas em materiais compostos, câncer de mama e pele, e microscopia por micro-ondas.

À parte todas as aplicações mencionadas, os conceitos físicos e os aspectos tecnológicos são sempre relacionados à determinação das propriedades dielétricas a partir da interação de campos eletromagnéticos com o meio material. Estes campos têm de ser gerados, guiados ou irradiados sobre a amostra e detectados após a interação. Tradicionalmente tais tarefas foram realizadas em laboratório com o uso de técnicas de instrumentação por micro-ondas (VON HIPPEL, 1954; KRASZEWSKI, 1973; MIRANDA, 2002). Paralelamente ao aperfeiçoamento dos instrumentos desenvolveram-se os métodos de medida (CHEN, 2004; KAATZE, 2010); o conhecimento das propriedades dielétricas dos mais diversos materiais (BENEDUCI, 2007; SOSA-MORALES, 2010); os modelos matemáticos para a propagação, irradiação e espalhamento de micro-ondas (COLLIN, 1979; POZAR, 2005); os

modelos empíricos com equações de calibração independentes da densidade da amostra (TRABELSI et al., 1998) e os dispositivos e circuitos de micro-ondas (WEBER, 2001) com a generalização do uso de estruturas planares (GUPTA, 1979; EDWARDS, 1981), miniaturização de componentes (BAHL & BHARTIA, 1988) e sensores micromaquinados (ESKELINEN, 2003).

1.2 A DETERMINAÇÃO DA UMIDADE DE GRÃOS

A forma mais estudada para a determinação da umidade de grãos e sementes é a que utiliza as frequências de micro-ondas. Já em 1977, estudando o conteúdo de umidade em trigo, através da medida da atenuação e da variação da fase de um sinal de micro-ondas que atravessa uma amostra, (KRAZEWSKY, 1977) reportava o emprego de uma relação empírica independente da densidade do grão (KRAZEWSKY, 1977). Até então, esse era um dos principais limitadores do emprego de micro-ondas em grãos e sementes. Desde então, a pesquisa não tem cessado e novas equações de calibração têm sido encontradas (PRAZAD et al. 2010). Significativas são as equações onde se estabelece independência da densidade a partir dos valores da parte real e da parte imaginária da permissividade complexa (NELSON, 2000). Assim, a independência da densidade, antes fixa a um método de medida do coeficiente de transmissão, generaliza-se a todos os outros métodos de determinação de permissividade, ampliando sobremaneira os possíveis instrumentos. Desta forma, quaisquer métodos para determinação da permissividade complexa podem ser utilizados para se obter o teor de umidade da amostra. Pode-se até mesmo fazer uso de um guia de onda fendido para determinação de máximos e mínimos no padrão de onda estacionário, como (ROBERTS; VON HIPPEL, 1946, CORFIELD et al., 1961). Ou então, como em recente patente de invenção concedida a Samir Trabelsi e Stuart Nelson (USA, 2014), pode-se determinar o teor de umidade de grãos e sementes com o uso de antenas planares de micro-ondas. De qualquer maneira, com as equações de calibração corretas, é possível determinar o teor de umidade independente da densidade. Na verdade, a busca da solução para o problema da independência da densidade em grãos, resultou em considerável avanço da área ao dividir o problema em dois: determinar a permissividade complexa, e determinar a umidade a partir dela com equações de calibração. Pode-se agora fazer uso dos avanços da instrumentação de micro-ondas (CALDECOTT, 1973; HOFFMAN; SKVOR, 2008; KADIR et al., 2004; STASZEK; GRUSZCZYNSKI,

2013) aplicada aos novos métodos de mensuração de permissividade (BAKER-JARVIS, 1990; GHODGAONKAR et al. 1990; CHEN et al. 2004; HASAR et al., 2012; HASAR et al., 2013).

1.3 O DESENVOLVIMENTO TECNOLÓGICO DA AQUAMETRIA NO BRASIL

Com 95.919.800 toneladas o Brasil alcançou, na safra 2014, a posição de maior produtor mundial de soja (CONAB, 2014). Representando 1,35% das exportações brasileiras em 2013, o Brasil é o segundo maior produtor e maior exportador mundial de tabaco (SINDITABACO, 2013). Com cerca de 45.000 sacas beneficiadas, o país é o maior produtor mundial de café. Em todos esses produtos agrícolas, o conhecimento do teor de umidade é fundamental. Desde a conservação da semente, passando pela colheita e armazenagem, e mesmo no beneficiamento final, a falta de controle do teor de umidade resulta em monumentais prejuízos para o País. A importância do assunto tem ampliado a pesquisa e o desenvolvimento tecnológico da área no Brasil. Pode-se destacar os trabalhos do professor Joaquim José Barroso do LAP - Laboratório Associado de Plasma, do INPE, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, basicamente em métodos de medida de permissividade. Já no uso e desenvolvimento de sensores capacitivos em frequências na faixa de HF, encontram-se os trabalhos coordenados pelo professor Pedro Berbert do LEAG – Laboratório de Engenharia Agrícola da UENF – Universidade Estadual do Norte Fluminense; os trabalhos liderados pelo professor Jaime Mizuguchi, do departamento de engenharia elétrica da universidade estadual de Londrina, e outros trabalhos esparsos. No desenvolvimento de sondas para qualificação da mistura etanol/água pode-se encontrar resultados de simulações em FDTD (*Finite Difference Time-Domain*) em literatura recente (RODRIGUES et al., 2016). Apesar do interesse no assunto, se desconhece a existência no mercado de equipamento com tecnologia nacional para determinação de umidade por micro-ondas. Conclui-se que tal lacuna é mais relacionada à capacitação tecnológica do que falta absoluta de interesse, como comenta (BERBERT, 2004). Interesse que é manifestado pela sociedade através da Portaria n. 402 de 15 de agosto de 2013 do INMETRO – Instituto Nacional de Metrologia. A portaria trata de regulamentar os medidores de umidade de grãos de leitura direta em amostras estáticas para efeitos de comercialização de feijão, arroz, café, milho e soja. Infelizmente, a portaria irá regulamentar apenas medidores importados. Este trabalho busca, da melhor maneira possível, ampliar a base

tecnológica do País na área, através do desenvolvimento dos fundamentos físicos-matemáticos e metodológicos capazes de orientar as decisões do projetista de instrumentos para a determinação de umidade.

1.4 OS INSTRUMENTOS PARA AQUAMETRIA POR MICROONDAS

Os instrumentos para a determinação do teor de umidade por micro-ondas podem ser classificados quanto ao emprego da seguinte forma: (KRASZEWSKI, 1991):

- a) Instrumentos portáteis de baixo custo e precisão limitada.
- b) Equipamento de laboratório para realização rápida de exames em amostras retiradas da linha de produção.
- c) Instrumentos de laboratório para a pesquisa de propriedades dielétricas de materiais.
- d) Instrumentos industriais para operação on-line e contínua.

Embora as técnicas, métodos e instrumentos aqui desenvolvidos possam ser aplicados em quaisquer dos grupos, esse trabalho ocupa-se principalmente em desenvolver a base tecnológica necessária para o desenho de instrumentos portáteis e/ou de baixo custo. De forma geral, os instrumentos do laboratório de medidas em micro-ondas possuem elevado custo. Uma instalação típica para medida de permissividade e, de forma derivada, a umidade, necessita de um VNA (*Vector Network Analyser*), cabos de baixas perdas e sondas adequadas. Mesmo os equipamentos mais simples ultrapassam facilmente dezenas de milhares de dólares.

A forma mais adequada para avaliar a qualidade dos métodos e instrumentos é a construção e a avaliação experimental dos mesmos. Utiliza-se líquidos com permissividade conhecida com grande precisão (GREGORY et al., 2009) e se avalia o valor médio medido e o desvio padrão em relação ao valor esperado. Se os instrumentos não estiverem disponíveis, pode-se estimar as incertezas através do método de análise de propagação de erro ou via simulações de Monte Carlo, MCM – *Monte Carlo Method* (GREGORY; CLARKE, 2007).

1.5 EFEITOS BIOLÓGICOS DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS

A determinação da taxa de absorção específica (SAR – *Specific Absorption Rate*) de tecidos biológicos pode ser feita através de simulações da interação de campos eletromagnéticos com usuários de equipamentos emissores de rádio frequência

(SALLES et al., 2006). Dessa forma é possível avaliar os efeitos biológicos dos campos eletromagnéticos. Tal determinação depende do conhecimento preciso da permissividade complexa dos tecidos (GREGORY et al., 2009). Equipamentos de uso corriqueiro e contínuo estão expondo os usuários a frequências na ordem de GHz (BUENO, 2014). Assim, se faz necessário o desenvolvimento de métodos e instrumentos não invasivos para a determinação da permissividade de tecidos vivos nessas frequências elevadas. Esse é um dos potenciais da aquametria por micro-ondas.

1.6 OBJETIVOS

Procura-se ampliar a base tecnológica, ou seja, a ciência que suporta a aquametria por micro-ondas. De forma geral essa base é constituída por:

- Modelo físico-matemático da interação de campos eletromagnéticos com os materiais sob teste (MUT – Material Under Test).
- Métodos ou técnicas de medida.
- Equações explícitas e algoritmos iterativos para obtenção da permissividade para cada método.
- Sistemas de medição de acordo com as propriedades do material, a faixa de frequências e o desenho do elemento sensor.
- Métodos matemáticos e numéricos para avaliação das incertezas.

De forma específica, e assim definindo o escopo do trabalho, se está interessado nos instrumentos adequados ao uso em campo. Justifica-se tal limitação, pois os métodos tradicionalmente realizados em laboratório, para a determinação rápida da umidade, são normalmente destrutivos, exigentes quanto a qualificação dos operadores, e de custo relativamente elevado. Além disso já estão muito bem estabelecidos comercial e legalmente. Também não se desenvolve os métodos ressonantes, que, apesar de precisos, limitam o desenho do instrumento a dispositivos de bancada e são inadequados para espectroscopia dielétrica em banda ampla.

Embora possa parecer o oposto, a instrumentação voltada ao usuário leigo é tecnologicamente mais exigente que a instrumentação clássica de bancada. Os desafios mais sérios da aquametria estão relacionados à construção de instrumentos de baixo custo, portáteis, suficientemente precisos, confiáveis e fáceis de usar. Isto remete à tecnologia de eletrônica embarcada, aquisição e processamento de dados em tempo real,

desenho adequado de interfaces homem-máquina e da interface máquina-amostra sob teste. Nas palavras de Krazewski:

“The main obstacles to broades application of microwave instrumentation have including the following: high cost, large equipament dimensions, often inaproprieted design, inadequate quality of the instruments for industrial applications, and expensive and time-consuming preparation of measuring sensors.” (KRASZEWSKI, 1991)

1.7 A ESTRUTURA DESTE TRABALHO

Segue-se a essa introdução, no capítulo 2, o comportamento de ondas eletromagnéticas em dielétricos com perdas, ressaltando os aspectos da condutividade e da permissividade complexa em função da frequência aplicada. No capítulo 3 apresenta-se o modelo direto de interação de campo eletromagnético em amostras de material de dimensões finitas. Determina-se expressões para os campos totais resultantes da incidência de onda eletromagnética. No capítulo 4 é tratado o modelo inverso, qual seja, da obtenção da permissividade a partir de parâmetros de espalhamento de campo. São revisados nele o histórico e o estado da arte dos métodos de determinação de permissividade. Elabora-se também o equacionamento completo do método de simples transmissão, do método NRW (Nicolson, Ross, Weir) e do método SCTL (Short Circuit Transmission Line). O capítulo finaliza com os equacionamentos para métodos de dupla reflexão. Todas as equações estão baseadas em um mesmo modelo geral apresentado. No capítulo 5 são analisadas as incertezas das equações desenvolvidas. Emprega-se para tal simulações de Monte Carlo. O capítulo 6 apresenta uma classificação sob o ponto de vista da metrologia dos sistemas de medição de umidade por micro-ondas. Conclui-se no capítulo 7.

2 ONDAS ELETROMAGNÉTICAS EM DIELÉTRICOS COM PERDAS

2.1 PERDAS EM DIELÉTRICOS

2.1.1 Permissividade complexa

Na edição em português do “Elementos de Eletromagnetismo” (SADIKU, 2004) pode-se encontrar a seguinte definição:

“Um dielétrico com perdas é um meio no qual ondas eletromagnéticas perdem energia, à medida que se propagam, devido à condutividade desse meio.” (SADIKU, 2004, p. 377)

O autor continua e afirma, na página seguinte, que um dielétrico com perdas é um meio “parcialmente condutor” ou condutor imperfeito, no qual $\sigma \neq 0$. Ora, é senso comum que frequências na faixa de micro-ondas aquecem até mesmo a mais pura das águas. Em laboratório é possível se obter água deionizada com condutividade menor do que $0,2 \mu\text{S/cm}$ (equivalente a uma resistividade de $5 \text{ M}\Omega/\text{cm}$) (WU; BEREZANSKY, 1995). Desta forma, se vê que o mecanismo de perdas, em um dielétrico como a água, na faixa das frequências de micro-ondas, não fica claro ao ser explicado por um modelo de condutividade equivalente. Tal modelo toma a Lei de Ampère:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega \mathbf{D} \quad (1)$$

Onde ‘ \mathbf{H} ’ é a intensidade de campo magnético em ampère/m, ‘ ω ’ a frequência angular em rad/s e ‘ \mathbf{D} ’ a densidade de fluxo elétrico em farad.volt/m². A densidade de corrente de condução ‘ \mathbf{J} ’ é dada pela lei de ohm na forma puntual:

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (2)$$

Com ‘ σ ’ sendo a condutividade elétrica em siemens/m. A corrente de deslocamento $\mathbf{J}_D = j\omega \mathbf{D}$ é dada por:

$$\mathbf{J}_D = j\omega((\epsilon' - j\epsilon'') \cdot \mathbf{E}) \quad (3)$$

A permissividade dielétrica é expressa como um valor complexo $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$. A parte real da permissividade está relacionada com a capacidade do dielétrico de armazenar energia e a parte imaginária com as perdas (VON HIPPEL, 1954). Isto fica mais claro se (2) e (3) forem substituídas na Lei de Ampère:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega (\epsilon' - j\epsilon'') \mathbf{E} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \epsilon' \mathbf{E} + \omega \epsilon'' \mathbf{E} \quad (5)$$

Nota-se que o termo $\omega\varepsilon''$ pode ser somado à condutividade ' σ ' computando ambas as perdas, ôhmicas e dielétricas, em uma única "condutividade" equivalente ou efetiva:

$$\sigma_{ef} = \sigma + \omega\varepsilon'' \quad (6)$$

Essa condutividade efetiva é considerada "evidente" por (WENWORTH, 2009) ao observar a Lei de Ampère. O modelo da condutividade efetiva, entretanto, pode fazer acreditar que as perdas em frequências elevadas, mesmo em materiais com perdas baixas, sejam causadas pelo crescimento do produto $\omega\varepsilon''$. Isso só ocorreria em materiais com um mesmo valor de permissividade em todo o espectro. Esse não é o caso da água! Outra consequência desse modelo é apresentar a corrente de deslocamento como uma corrente sem perdas, já que elas estão agora computadas na corrente de condução. Ocorre que, se o fenômeno que se quer modelar é a propagação de ondas eletromagnéticas em meios com perdas, uma corrente de deslocamento que englobe todas as perdas é um modelo mais adequado.

A maior parte da literatura que trata da espectroscopia dielétrica em frequências elevadas, de uma forma alternativa, agrupa as correntes de condução e deslocamento. Assim as perdas aparecem como parte da corrente de deslocamento efetiva e não como corrente de condução. Dessa forma:

$$\mathbf{J}_{Def} = j\omega\varepsilon_{ef} = \sigma + j\omega\varepsilon' + \omega\varepsilon'' \quad (7)$$

Obtém-se disso uma permissividade dielétrica efetiva:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon' - j(\varepsilon'' + \sigma/\omega) \quad (8)$$

As perdas agora estão todas na parte imaginária da permissividade efetiva. Nota-se também que a influência da condutividade ôhmica vai diminuindo com o aumento da frequência e as perdas dielétricas vão se tornando progressivamente mais significativas. No modelo se vê que, mesmo que a água pura possua uma condutividade praticamente nula, se ela apresentar perdas dielétricas significativas nas frequências de micro-ondas, sofrerá aquecimento.

A permissividade relativa efetiva pode ser encontrada dividindo-se ambos os lados da igualdade pela permissividade do vácuo:

$$\varepsilon_{ref} = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' - \frac{j\sigma}{\varepsilon_0\omega} \quad (9)$$

Note-se que essa forma mantém separadas as perdas devido à presença de cargas ligadas ($-j\varepsilon_r''$) e as perdas devido à condutividade do material ($-\frac{j\sigma}{\varepsilon_0\omega}$). Em modelos que empregam o equacionamento de Debye e/ou Cole-Cole (NÖRTEMAN et al., 1997)

isso é bastante conveniente. O modelo de Debye, que expressa o espectro da permissividade relativa de um dielétrico com moléculas polares como a água, é dado por (RAMO, 1981):

$$\varepsilon_r(f) = \varepsilon_r(\infty) + \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 + j\omega\zeta} \quad (10)$$

Aqui $\varepsilon_r(f)$ é a permissividade relativa em função da frequência 'f', $\varepsilon_r(\infty)$ é a permissividade nas frequências ópticas, $\varepsilon_r(0)$ a permissividade quando da aplicação de um campo eletrostático e 'ζ' é a constante relativa ao tempo requerido para que a polarização caia a 1/e do seu valor original após a remoção abrupta de um campo estático (RAMO, 1981). Ou seja, ao ser submetido a uma variação do campo elétrico aplicado, a polarização do material não assume um valor instantaneamente, mas precisa de um intervalo de tempo. Este fenômeno é conhecido como relaxação dielétrica (RAJU, 2003).

Ao se acrescentar o termo para a condutividade, $(-\frac{j\sigma}{\varepsilon_0\omega})$, fica-se com (NÖRTEMAN et al., 1997):

$$\varepsilon_r(f) = \varepsilon_r(\infty) + \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 + j\omega\zeta} - \frac{j\sigma}{\varepsilon_0\omega} \quad (11)$$

Uma das vantagens do uso de frequências na faixa de micro-ondas para a determinação do teor de umidade é justamente minimizar os efeitos da condutividade iônica do material (KRASZEWSKI, 1991) fazendo uso de frequências onde a mesma é insignificante. Não é sem outra razão que a maioria absoluta dos autores utiliza o modelo de permissividade equivalente e não o de condutividade para modelar perdas dielétricas. Assim, se faz necessário, ao menos para essa aplicação, modificar a definição de (SADIKU, 2004):

Definição:

Um dielétrico com perdas é um meio no qual ondas eletromagnéticas perdem energia, à medida que se propagam, devido à resistência que o meio impõe à variação da sua polarização (relaxação dielétrica).

2.1.2 Mecanismo de perdas em frequências baixas

Em (FELDMAN, 2006) discute-se a espectroscopia de dielétricos em banda ultra-larga. O autor relata os problemas ao se tentar obter a permissividade quando o material apresenta condutividade significativa. Pode-se empregar técnicas como as de (WEERASUNDARA; RAJU, 2004) ao levar em conta o fato de que a parte real e a

parte imaginária da permissividade complexa não são independentes e são conectadas por meio das relações de Kronig-Kramers (RAMO, 1981). Se tal não for utilizado só é possível medir o teor de umidade fazendo com que a condução possa ser considerada insignificante na frequência utilizada. Nota-se que os trabalhos no Brasil para avaliação do teor de umidade de grãos são praticamente todos em frequências muito baixas (no melhor caso na ordem de MHz). Assim, (MOURA, 2013) propõe sistema computacional para medição da umidade do sorgo com a utilização de um medidor de impedâncias e frequências até 5 MHz. (SOARES, 2014) faz o mesmo para sementes de mamão. (SILVA, 1994) emprega sensor de umidade por micro-ondas comercial em secador de massas alimentícias. (BERBERT, 2004) “adapta” a “função de calibração” para independência da densidade em frequências na faixa de 1 MHz. O mesmo autor (BERBERT, 2007) realiza medidas em sementes de café com frequências até 5 MHz. (BESSA, 2013) mede teor de umidade com sensor capacitivo coplanar em frequências até 100 KHz usando uma ponte de impedâncias. (OLIVO, 2010) realiza medição em capacitor coaxial com soja através de um capacímetro digital em 800 Hz. Realizando medidas em amostras controladas, possivelmente os resultados serão razoáveis, mas certamente insatisfatórios. Somente recentemente (GOMES et al., 2016) são reportados alguns trabalhos na faixa de frequências de micro-ondas com o emprego de instrumentação de laboratório comercial para espectroscopia. Só com trabalhos como esse último é possível estabelecer uma medida capaz de enfrentar, por exemplo, variações do conteúdo de sal ou outros íons e as respectivas condutividades associadas ao se considerar o uso de frequências mais elevadas. Outro autor (GOMES, 1990) já constatara, ao estudar a permissividade de rocha e água, que na frequência de 1,1 GHz a condutividade de eventual salinidade da água misturada na rocha não mais influencia a medida. A frequência de 1 GHz pode, para a maior parte dos materiais, ser vista como um ponto de corte abaixo do qual passam a predominar os fenômenos relacionados à condutividade. Em tecidos biológicos, onde o teor de água e de íons dissolvidos na mesma são elevados, a medida da permissividade está longe de ser direta. (GABRIEL, 1996) alerta para duas fontes de erros sistemáticos, a polarização dos eletrodos e a indutância dos cabos e das placas do capacitor, quando se insiste no uso de baixas frequências.

Já ao se tratar de líquidos, ou materiais com elevado teor de água, a presença de íons vai perturbar significativamente a medida da permissividade em frequências bem mais elevadas que 1 GHz. Para exemplificar, considere-se o espectro da permissividade

da água pura comparada com soluções de NaCl em três concentrações: 0,005 mol/L (limite para água potável), 0,15 mol/L (soro fisiológico) e 0,5 mol/L (água do mar). Aplica-se a equação de Debye, equação (10), adicionando-se o termo da condutividade como na equação (11). Os dados para as equações são obtidos de (NÖRTEMAN, 1997; GABRIEL,1976; PEYMAN et al.,2007). A Figura 1 mostra, em função da frequência, os valores da parte real e da parte imaginária da permissividade sem a condutividade, ϵ' e ϵ'' (água pura), e valores da parte imaginária da permissividade efetiva para as diversas concentrações, que incluem a condutividade. Note-se o domínio absoluto da condutividade iônica abaixo das frequências de 1 GHz. Não é possível separar os fenômenos através da instrumentação (RAMO, 1981). Acima de 10 GHz a condutividade praticamente desaparece. Os gráficos mostrados justificam plenamente o uso de frequências na faixa de micro-ondas para a aquametria. Quer se trate de misturas líquidas, quer se esteja buscando o teor de água em materiais sólidos, a grande variação da permissividade em função da presença de íons impossibilita medidas adequadas em frequências baixas.

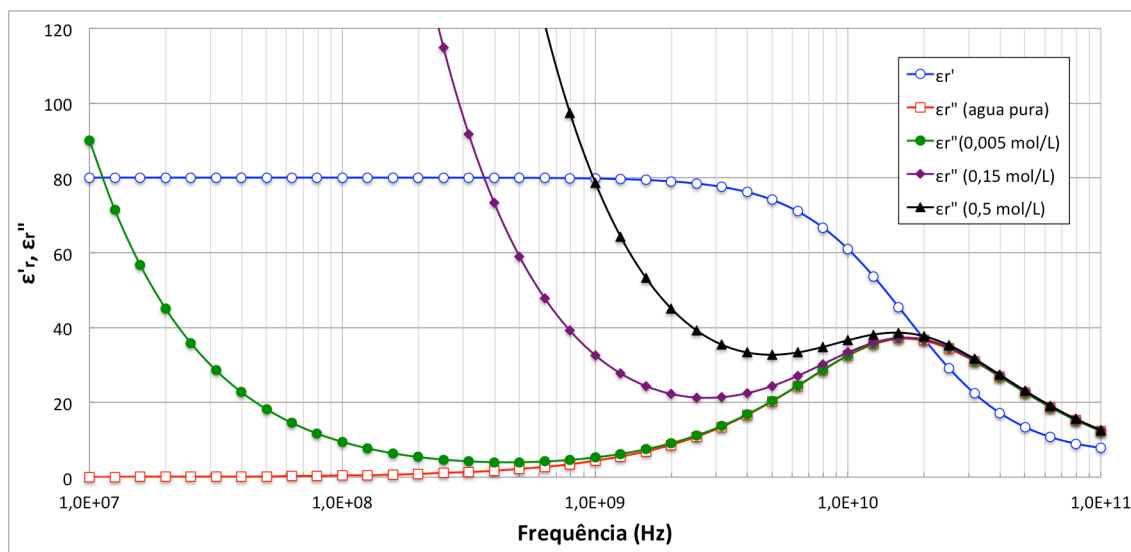


Figura 1: Espectro de permissividades relativas de soluções de cloreto de sódio.

2.1.3 Espectroscopia Dielétrica.

A determinação experimental das propriedades dielétricas de um material, quando submetido a campos eletromagnéticos em frequências variando de 10^{-6} a 10^{12} Hz, é conhecida como espectroscopia dielétrica de banda larga (FELDMAN, 2006). Para o mesmo autor, tal banda não pode ser coberta com a mesma técnica de medida. Assim ele as divide em três principais formas:

- a) Métodos que tratam a amostra como um elemento discreto. As propriedades dielétricas são obtidas a partir da determinação da impedância ou admitância do recipiente onde a amostra é colocada. O conjunto recipiente mais amostra forma um capacitor com perdas modelado por um circuito série ou paralelo. Como as dimensões do recipiente são muito menores que o comprimento de onda aplicado, o conjunto pode ser tratado como um elemento discreto. Nas frequências entre 10^{-6} e 10^7 Hz são utilizados analisadores de impedância para a realização das medidas. Para as frequências entre 10^7 e 10^9 Hz, refletômetros ou analisadores de espectro são utilizados.
- b) Métodos onde a amostra interage com uma onda eletromagnética viajante ou estacionária. Aqui a faixa de frequência em consideração, 10^9 a 10^{11} Hz, resulta em comprimentos de onda comparáveis ao tamanho da amostra. As ondas eletromagnéticas podem ser irradiadas sobre a amostra, guiadas através dela ou ainda ressoarem em uma cavidade preenchida com a mesma. Normalmente analisadores vetoriais de rede (VNA – *Vector Network Analyzer*) vão determinar a permissividade a partir da medida dos parâmetros de espalhamento.
- c) Em comprimentos de onda muito menores que as dimensões da amostra, acima de 10^{11} Hz, são empregadas técnicas quase-ópticas, como interferômetros ou cavidades multimodo.

Se o que se quer é aquimetria na faixa de micro-ondas, os métodos (b), ou “métodos de onda” conforme (FELDMAN, 2006), ou, como se prefere, métodos de espalhamento (por fazerem uso dos parâmetros ‘S’ - *Scattering Parameters*) são os mais adequados. A espectroscopia pode ser realizada nessa faixa de frequência com o uso de um VNA para se determinar os parâmetros de espalhamento através de sucessivas medidas em diferentes frequências. Com o avanço dos osciloscópios de alta frequência e dos geradores de pulsos de curtíssima duração, é possível utilizar também a espectroscopia no domínio do tempo (TDS – *Time Domain Spectroscopy*) seguida de uma transformada de Fourier para determinar-se o espectro.

2.1.4 Ondas eletromagnéticas em dielétricos com perdas

Considere-se as leis de Faraday e de Ampère das equações de Maxwell para regimes harmônicos no tempo. Os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} , tomados apenas nas respectivas direções x e y , resultam em expressões separadas para cada um deles (RAMO, 1981):

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - (j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon)E_x = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - (j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon)H_y = 0 \quad (13)$$

Quando se define o valor complexo:

$$\gamma \triangleq \sqrt{j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon} \quad (14)$$

Pode-se expressar (12) e (13) como:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \gamma^2 E_x = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \gamma^2 H_y = 0 \quad (16)$$

Estas são equações da onda reduzida ou equações de Helmholtz para os campos E_x e H_y . A constante γ é conhecida como *constante de propagação* ou *número de onda* (RAMO,1981). Nas condições definidas, a solução para (15) e (16) é uma *onda plana* que se propaga na direção “z” cujos valores dos campos são dados por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{E}_0^- e^{+\gamma z} \quad (17)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{H}_0^- e^{+\gamma z} \quad (18)$$

Onde \mathbf{E}_0^+ , \mathbf{H}_0^+ são os *fasores*, com velocidade angular ω em $z=0$, para a onda que se propaga no sentido “z” positivo e \mathbf{E}_0^- , \mathbf{H}_0^- os da onda no sentido negativo. Assim, $\mathbf{E}_0^+ = E_0^+ e^{j\omega t}$, $\mathbf{H}_0^+ = H_0^+ e^{j\omega t}$, $\mathbf{E}_0^- = E_0^- e^{j\omega t}$ e $\mathbf{H}_0^- = H_0^- e^{j\omega t}$.

A constante de propagação é um número complexo. Então, considerando-se apenas o campo elétrico de uma onda viajante progressiva, tem-se que:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} = \mathbf{E}_0^+ e^{-(\alpha + j\beta)z} = \mathbf{E}_0^+ e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = E_0 e^{j\omega t} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} \quad (19)$$

Dado que:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (20)$$

A parte real de (19) expressa o valor instantâneo do campo elétrico em função do espaço e do tempo, assim:

$$E_{(z,t)} = E_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z) \quad (21)$$

Já (21) resulta uma onda sendo atenuada na direção “z” positiva pela *constante de atenuação* “ α ” e que sustenta sua propagação através da *constante de fase* “ β ”.

2.1.5 Dielétricos com perdas em frequências de micro-ondas

Considere-se um dielétrico submetido a frequências acima de 1 GHz onde a presença de cargas livres é suficientemente baixa para não ser significativa. Assim a corrente de condução é baixa e, nessas frequências, tem-se $\sigma \ll \omega\epsilon$. Também se

considere um meio sem fontes de campo eletromagnético. Dessa forma as perdas são devidamente representadas apenas pela parte imaginária da permissividade complexa ϵ'' . Com essas considerações, a constante de propagação γ fica:

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon} \quad \therefore \quad \gamma \cong \sqrt{-\omega^2\mu\epsilon} \quad \therefore \quad \gamma \cong j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \\ &\quad \quad \quad \gamma \cong j\omega\sqrt{\mu(\epsilon' - j\epsilon'')} \end{aligned} \quad (22)$$

Pode-se utilizar a permissividade efetiva como expressa (9), onde a parcela σ/ω foi acrescentada. Deve-se notar que os mecanismos de perdas dielétricas dependem do material e até mesmo do seu estado físico e não somente da razão σ/ω . Assim, a dependência da permissividade com a frequência nem sempre segue a condutividade do material da mesma forma que as perdas dielétricas não são sempre invariáveis com a frequência. Nesses casos é necessário o conhecimento experimental da variação da permissividade complexa com a frequência. A água, em estado líquido ou gasoso, é o exemplo mais importante dessa situação.

A constante de propagação (22) pode ser separada em parte real e parte imaginária. Isso leva a expressões para as constantes de atenuação e propagação em função da permissividade complexa. Assim, elevando ao quadrado (22) e calculando seu módulo e parte real obtém-se:

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= -\omega^2\mu(\epsilon' - j\epsilon'') = -\omega^2\mu\epsilon' + j\omega^2\mu\epsilon'' \\ |\gamma^2| &= \alpha^2 + \beta^2 = |-\omega^2\mu\epsilon' + j\omega^2\mu\epsilon''| \\ \alpha^2 + \beta^2 &= \omega^2\mu\epsilon' \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} \end{aligned} \quad (23)$$

$$-Re(\gamma^2) = \beta^2 - \alpha^2 = \omega^2\mu\epsilon'' \quad (24)$$

A partir de (23) e (24) pode-se separar a atenuação e a propagação. Dessa forma (RAMO, 1981):

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (25)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} + 1 \right]^{1/2} \quad (26)$$

O coeficiente de atenuação “ α ” é dado em Nepers/m. O produto de “ α ” pela distância de propagação faz com que a exponencial do mesmo expresse a atenuação “ A ” que sofre um determinado sinal E_0^+ ao transpor uma distância $z=d$. Assim:

$$A = \left| \frac{E_0^+}{E_{(z=d)}} \right| = e^{-\alpha d} \quad (27)$$

Os instrumentos de medida costumam expressar a atenuação como perda de potência em decibéis. Dessa forma, (27) fica (MIRANDA, 2002):

$$A_{dB} = 20 \log_{10} \left| \frac{E_0^+}{E_{(z=d)}} \right| = 20 \log_{10} e^{-\alpha d} = -\alpha d 20 \log_{10} e^1 = -8,6858 \alpha d$$

$$\alpha = \frac{A_{dB}}{8,6858 d} \quad (28)$$

Com (28) pode-se obter o valor do coeficiente de atenuação conhecendo-se a atenuação em potência sofrida pela onda eletromagnética ao se propagar por uma distância “d”.

A constante de fase “ β ”, em um material através do qual atravessa uma onda eletromagnética, pode ser obtida medindo-se a variação “ $\Delta\Phi$ ” na fase da onda após a inserção do material de espessura “d”. Deve-se tomar o cuidado de utilizar uma amostra com comprimento menor que o comprimento de onda dentro do material para evitar-se a ambiguidade no valor da variação da fase (WEIR, 1974; HASAR et al., 2014). Com esse procedimento a constante de fase fica:

$$\beta = \frac{\Delta\Phi}{d} + \beta_0 \quad (29)$$

Onde “ β_0 ” a constante de fase no vácuo dada por:

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \quad (30)$$

Já se pode ver que é possível obter a permissividade de um dielétrico a partir do conhecimento da atenuação e a variação da fase no mesmo, o que será demonstrado no item 4.3.1. Tal procedimento é o realizado por (TRABELSI AND NELSON, 2008) entre outros. O método, entretanto, não considera as reflexões na interface de entrada do material. Os autores resolvem o problema escolhendo frequências onde essas reflexões são mínimas. Também desconsidera as múltiplas reflexões dentro da lâmina. Esse problema é resolvido com tamanho de amostra suficiente para uma atenuação de pelo menos 10 dB no sinal transmitido (KRASZEWSKI et al., 1996).

3 TRANSMISSÃO E REFLEXÃO DAS ONDAS NAS FRONTEIRAS

3.1 UM MODELO PARA INTERAÇÃO ONDA-AMOSTRA.

3.1.1 Modelos não ressonantes

Pode-se notar que na classificação de (FELDMAN,2006), mostrada na seção sobre espectroscopia dielétrica, o mesmo não se mostra interessado no uso de cavidades ressonantes. Isso porque ele trata de mensurar o fenômeno da relaxação dielétrica, que ocorre em uma faixa ampla do espectro de micro-ondas. As cavidades são muito precisas para determinação da permissividade quando esta é obtida da mensuração do fator de qualidade ‘Q’ na ressonância da cavidade. Tal forma de medição, entretanto, limita o uso das cavidades a frequências específicas. Em (HASAR, 2014) encontra-se uma classificação que divide os métodos de determinação de permissividade em ressonantes e não-ressonantes. O autor afirma que os métodos não ressonantes são utilizados normalmente para medidas em banda larga. Os métodos não ressonantes ele divide em: transmissão, transmissão–reflexão e reflexão. Estes três últimos métodos podem ser suportados por um modelo único de interação onda-amostra. O método escolhido determinará o tipo de instrumento a ser construído e um modelo matemático único permitirá avaliar a adequação e o potencial da escolha feita. A onda eletromagnética é considerada unidimensional e plano-polarizada. A amostra é constituída de uma ou mais lâminas de espessura ‘d’, onde a onda incide perpendicularmente. Além da onda e da amostra, o modelo inclui planos de medida, planos de referência e cargas (ou meios de saída): curto-circuito (ou condutor perfeito); circuito aberto (ou condutor perfeito distante quarto de onda); carga qualquer (ou material qualquer) e terminação na impedância característica da linha de entrada (ou meio com impedância intrínseca idêntica a do meio de entrada). O modelo é adequado tanto para ondas guiadas em estruturas TEM ou “quase-TEM” (transversais eletromagnéticas), quanto para propagação no espaço livre (as situações referidas entre parênteses).

3.1.2 Modelo de lâmina de dielétrico

O que é modelado é uma lâmina dielétrica uniforme, de permissividade complexa “ ϵ_2 ” e espessura “ d ” imersa em um dielétrico de permissividade ϵ_1 à esquerda

e ϵ_3 à direita, dividindo o espaço nas regiões 1 e 3, como mostra a Figura 2. Considere-se uma onda eletromagnética com incidência perpendicular à interface em $z=-d$. Os campos elétricos e magnéticos da onda incidente são, respectivamente, \mathbf{E}_1^+ e \mathbf{H}_1^+ exatamente sobre a interface e orientados de acordo com a Figura 2. Tais campos serão parcialmente refletidos de volta ao meio 1, e parcialmente transmitidos para o interior da lâmina. \mathbf{E}_1^- e \mathbf{H}_1^- são os campos refletidos que irão se propagar no meio 1 na direção negativa de “z”. A partir de $z=-d$, os campos transmitidos \mathbf{E}_2^+ e \mathbf{H}_2^+ propagam-se na direção positiva de “z”. Ao se propagarem em um meio com perdas, esses campos iniciais sofrerão atenuação e variação da fase conforme mostra a Figura 4. Na interface entre a lâmina e o meio 1 em $z=0$ chegam os campos \mathbf{E}_{20}^+ e \mathbf{H}_{20}^+ . Parte desses campos será transmitida, os campos \mathbf{E}_3^+ e \mathbf{H}_3^+ , e parte será refletida de volta ao meio 2, os campos \mathbf{E}_{20}^- e \mathbf{H}_{20}^- . Os fatores de propagação para os meios 1 e 2 são, respectivamente, γ_1 e γ_2 . Os campos elétricos e magnéticos estão relacionados, em cada um dos meios, pelas impedâncias características η_1 e η_2 . Se o meio 3 for infinito, não existirá onda que se propague no sentido negativo de “z” nele, $\mathbf{E}_3^-=0$. Neste caso, como se observa na Figura 4, a onda que se propaga é uma onda viajante. O mesmo se dará se a carga Z_L possuir a impedância intrínseca do meio 3. Assume-se que a impedância do gerador Z_G , é a impedância intrínseca do meio 1.

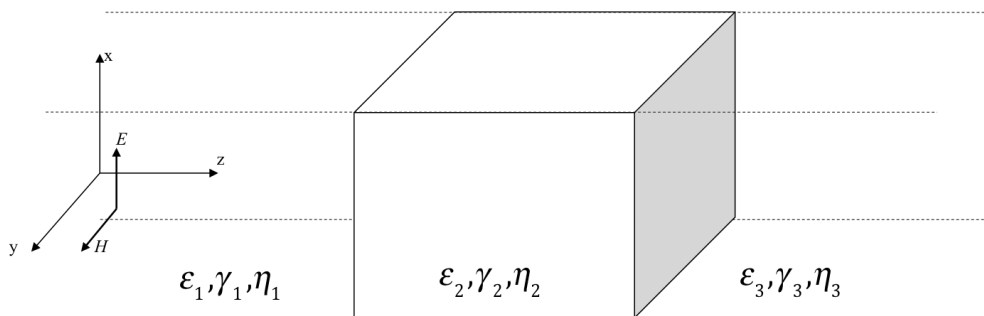


Figura 2: Eixos coordenados, direção dos campos e amostra.

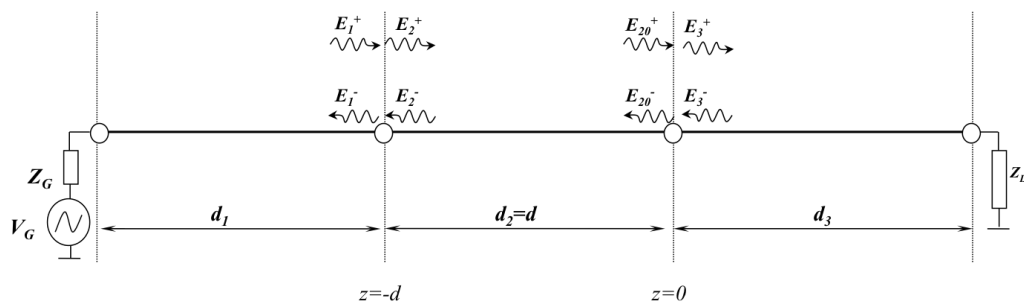


Figura 3: Gerador, interfaces, carga e espalhamento dos campos.

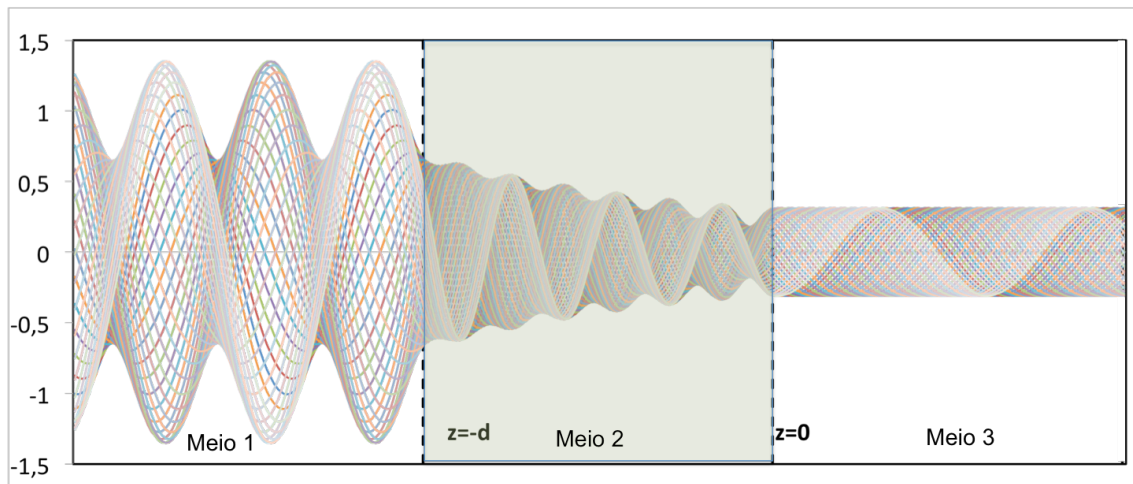


Figura 4: Campo elétrico total em diferentes instantes de tempo (meio 1 = meio 3).

O início e o fim da amostra são denominados “planos de medida” (HASAR et al., 2014). O ponto onde está conectada a fonte (ou a porta de saída do analisador vetorial) e o ponto onde está conectada a carga (ou porta de entrada do analisador), como mostra a Figura 4, são chamados de “plano de referência” (BAKER-JARVIS et al, 1990). Na Figura 4 observa-se também o padrão de onda estacionária no meio 1 causado pelo somatório da onda incidente com a onda refletida na lâmina. No meio 2 o padrão de onda estacionária resulta das múltiplas reflexões nas interfaces. Cada uma das linhas é o valor do campo total em um determinado instante de tempo cuja fonte é um sinal de amplitude unitária na frequência de 2.5 GHz. O sinal se propaga no vácuo e incide perpendicularmente na lâmina que possui permissividade relativa efetiva de $4 - 0,4j$. Os campos são calculados com o uso das equações que seguem.

3.2 DETERMINAÇÃO DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS TOTAIS NO MODELO

3.2.1 A impedância intrínseca do meio

Necessita-se obter relação algébrica entre o campo elétrico \mathbf{E} e o campo magnético \mathbf{H} orientados exclusivamente nas direções mostradas na Figura 3. O desmembramento das equações de Maxwell nas condições do modelo em questão nos fornece um par de equações que relacionam esses campos:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \quad (31)$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = (\sigma + j\omega\varepsilon)E_x \quad (32)$$

Considere-se um meio homogêneo, linear e infinito. A equação da onda pode ser resolvida, com uma constante de propagação que dependa do meio, fazendo com que o campo elétrico na direção x e o magnético na direção y sejam dados por:

$$E_x = \mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{E}_0^- e^{+\gamma z} \quad (33)$$

$$H_y = \mathbf{H}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{H}_0^- e^{+\gamma z} \quad (34)$$

Cujas derivadas parciais em relação à “ z ” são, respectivamente:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\gamma(\mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} - \mathbf{E}_0^- e^{+\gamma z}) \quad (35)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\gamma(\mathbf{H}_0^+ e^{-\gamma z} - \mathbf{H}_0^- e^{+\gamma z}) \quad (36)$$

Substituindo (35) e (36) em (31) e (32) e modificando os sinais, encontra-se:

$$\gamma(\mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} - \mathbf{E}_0^- e^{+\gamma z}) = j\omega\mu H_y \quad (37)$$

$$\gamma(\mathbf{H}_0^+ e^{-\gamma z} - \mathbf{H}_0^- e^{+\gamma z}) = (\sigma + j\omega\varepsilon)E_x \quad (38)$$

E se “ η ”, conhecida como *impedância intrínseca do meio*, for definida por:

$$\eta \triangleq \frac{\mathbf{E}_0^+}{\mathbf{H}_0^+} = -\frac{\mathbf{E}_0^-}{\mathbf{H}_0^-} \quad (39)$$

Pode-se, a partir de (38), e utilizando a definição (39) se obter:

$$\gamma \left(\frac{\mathbf{E}_0^+}{\eta} e^{-\gamma z} + \frac{\mathbf{E}_0^-}{\eta} e^{+\gamma z} \right) = (\sigma + j\omega\varepsilon)E_x$$

$$\frac{\gamma}{\eta} (\mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{E}_0^- e^{+\gamma z}) = (\sigma + j\omega\varepsilon)E_x$$

Substituindo o termo à esquerda por E_x dado por (33):

$$\frac{\gamma}{\eta} E_x = (\sigma + j\omega\varepsilon)E_x$$

$$\frac{\gamma}{\eta} = (\sigma + j\omega\varepsilon)$$

Ao se utilizar o valor da constante de propagação “ γ ”, definido em (14), a impedância intrínseca do meio fica:

$$\eta \triangleq \frac{\mathbf{E}_0^+}{\mathbf{H}_0^+} = -\frac{\mathbf{E}_0^-}{\mathbf{H}_0^-} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon - j\sigma/\omega}} \quad (40)$$

Para um dielétrico com perdas, mas com condutividade desprezível, a expressão para η se reduz a:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (41)$$

3.2.2 Transmissão e reflexão dos campos na interface

Uma onda eletromagnética se propaga em um meio com impedância intrínseca η_1 e incide perpendicularmente em uma superfície a partir da qual a impedância intrínseca passa a ser η_2 . Tal onda se desloca na direção dos “z” positivos, os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} são tangenciais à superfície, e a interface entre os meios situa-se em $z = 0$, como mostra a Figura 5:

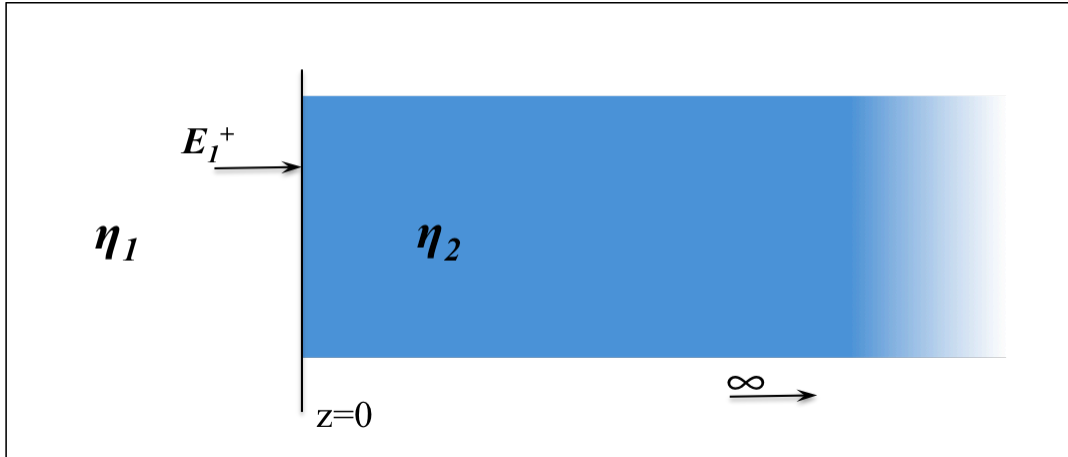


Figura 5: Incidência em meio ilimitado.

Exatamente sobre a interface, em $z=0$, os campos elétricos totais no meio 1 e no meio 2 são os mesmos. Assim:

$$\mathbf{E}_{1(z=0)} = \mathbf{E}_{2(z=0)}$$

$$\mathbf{H}_{1(z=0)} = \mathbf{H}_{2(z=0)}$$

Portanto os campos ficam:

$$\mathbf{E}_{10}^+ + \mathbf{E}_{10}^- = \mathbf{E}_{20}^+ + \mathbf{E}_{20}^- \quad (42)$$

$$\mathbf{H}_{10}^+ + \mathbf{H}_{10}^- = \mathbf{H}_{20}^+ + \mathbf{H}_{20}^- \quad (43)$$

Como se considera o meio 2 infinito, não se tem onda propagando no sentido dos “z” negativos. Assim \mathbf{E}_{20}^- e \mathbf{H}_{20}^- são iguais a zero e (42) e (43) ficam:

$$\mathbf{E}_{10}^+ + \mathbf{E}_{10}^- = \mathbf{E}_{20}^+ \quad (44)$$

$$\mathbf{H}_{10}^+ + \mathbf{H}_{10}^- = \mathbf{H}_{20}^+ \quad (45)$$

De (40) resulta:

$$\mathbf{H}_{10}^+ = \frac{\mathbf{E}_{10}^+}{\eta_1} \quad \mathbf{H}_{10}^- = -\frac{\mathbf{E}_{10}^-}{\eta_1} \quad \mathbf{H}_{20}^+ = \frac{\mathbf{E}_{20}^+}{\eta_2}$$

Substituindo as expressões anteriores em (45):

$$\frac{\mathbf{E}_{10}^+}{\eta_1} - \frac{\mathbf{E}_{10}^-}{\eta_1} = \frac{\mathbf{E}_{20}^+}{\eta_2} \quad (46)$$

Com o valor de E_{20}^+ dado por (44), (46) fica:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{E_{10}^+ + E_{10}^-}{E_{10}^+ - E_{10}^-} \quad (47)$$

Define-se ρ_{12} , o coeficiente de reflexão entre o meio com impedância η_1 e o meio com impedância η_2 , como a razão entre a onda incidente e a onda refletida em $z=0$, dada por:

$$\rho_{12} \triangleq \frac{E_{10}^-}{E_{10}^+} \quad (48)$$

O que faz (47) ficar:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{E_{10}^+ + \rho_{12}E_{10}^+}{E_{10}^+ - \rho_{12}E_{10}^+} = \frac{1 + \rho_{12}}{1 - \rho_{12}} \quad (49)$$

Pode-se então isolar ρ_{12} e obter o coeficiente de reflexão apenas em função das impedâncias intrínsecas dos meios.

$$\rho_{12} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (50)$$

Define-se agora τ_{12} , o coeficiente de transmissão entre o meio 1 e o meio 2, como a razão entre a onda incidente e a onda transmitida através da interface entre os meios em $z=0$, sendo dada por:

$$\tau_{12} \triangleq \frac{E_{20}^+}{E_{10}^+} \quad (51)$$

Obtendo E_{10}^- de (44) e substituindo o resultado em (46) ficamos com:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{E_{20}^+}{2E_{10}^+ - E_{20}^+} \quad (52)$$

Substitui-se agora o valor de E_{20}^+ por $\tau_{12}E_{10}^+$ como define (51), de onde sai:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{\tau_{12}E_{10}^+}{2E_{10}^+ - \tau_{12}E_{10}^+} = \frac{\tau_{12}}{2 - \tau_{12}}$$

Então pode-se expressar τ_{12} apenas em função das impedâncias intrínsecas dos meios.

$$\tau_{12} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1} \quad (53)$$

Note-se que $\tau_{12} = 1 + \rho_{12}$.

3.2.3 Campos totais dentro da amostra.

3.2.3.1 Solução da equação da onda

A seção anterior mostra que, se há variação de impedância, parte da onda incidente em uma interface será transmitida e parte será refletida. Em uma lâmina dielétrica, duas são as interfaces e múltiplas reflexões irão ocorrer ao longo do tempo. Para a análise harmônica, entretanto, as múltiplas reflexões resultam em um padrão de onda estacionário atenuado no caso de uma amostra com perdas. Tal padrão já foi constatado no meio 2 da Figura 4. Conhecidos os valores das características dielétricas dos materiais e as dimensões da amostra, os campos totais podem ser resolvidos através da solução completa para a equação da onda dentro da lâmina. Considerando o campo elétrico total, para qualquer $-d < z < 0$, a equação da onda (15), observado o modelo da Figura 3, tem solução dada por:

$$\mathbf{E}_2^t(z) = \mathbf{E}_{20}^+ e^{-\gamma_2 z} + \mathbf{E}_{20}^- e^{\gamma_2 z} \quad (54)$$

Definiu-se em (48) o coeficiente de reflexão na interface entre dois meios. Considerando-se uma onda que incida do meio 2 para o meio 3 na Figura 3, o coeficiente de reflexão será dado por:

$$\rho_{23} = \frac{\mathbf{E}_{20}^-}{\mathbf{E}_{20}^+} \quad (55)$$

Agora, se no meio 3 a intrínseca for η_1 , a mesma do meio 1, pode-se expressar (55) fazendo uso de (50) e:

$$\rho_{23} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} = -\rho_{12} \quad (56)$$

Esse é um resultado importante que demonstra que o coeficiente de reflexão do interior de uma amostra infinita para fora é o valor negativo do coeficiente de reflexão de onda que incida de fora para dentro da amostra.

Assim, com (55) e (56), reescreve-se (54) como:

$$\mathbf{E}_2^t(z) = \mathbf{E}_{20}^+ (e^{-\gamma_2 z} - \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (57)$$

Pode-se fazer o mesmo para o campo magnético, cujos campos totais serão dados por:

$$\mathbf{H}_2^t(z) = \mathbf{H}_{20}^+ e^{-\gamma_2 z} + \mathbf{H}_{20}^- e^{\gamma_2 z} \quad (58)$$

Utilizando-se a definição da impedância intrínseca do meio dada por (40) pode-se escrever (58) como:

$$\mathbf{H}_2^t(z) = \frac{\mathbf{E}_{20}^+}{\eta_2} e^{-\gamma_2 z} - \frac{\mathbf{E}_{20}^-}{\eta_2} e^{\gamma_2 z} \quad (59)$$

Ao empregar-se o coeficiente de reflexão na interface obtido em (56) tem-se:

$$\mathbf{H}_2^t(z) = \frac{E_{20}^+}{\eta_2} (e^{-\gamma_2 z} + \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (60)$$

3.2.3.2 Coeficiente de reflexão na interface de entrada da lâmina.

Nas interfaces em $z = -d$ e $z=0$ valem as igualdades expressas em (42) e (43) pois o campo elétrico e o campo magnético considerados são tangenciais.

Dessa forma, em $z=0$:

$$\mathbf{E}_1^+ + \mathbf{E}_1^- = \mathbf{E}_2^t \quad (61)$$

$$\mathbf{H}_2^t = \mathbf{H}_1^+ + \mathbf{H}_1^- = \frac{E_1^+}{\eta_1} - \frac{E_1^-}{\eta_1} \quad (62)$$

Já os campos totais em $z = -d$ são obtidos de (57) e (60) e são:

$$\mathbf{E}_2^t(z = -d) = \mathbf{E}_{20}^+ (e^{\gamma_2 d} - \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (63)$$

$$\mathbf{H}_2^t(z = -d) = \frac{E_{20}^+}{\eta_2} (e^{\gamma_2 d} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (64)$$

As condições de contorno permitem escrever, usando-se (61) a (64) :

$$\mathbf{E}_1^+ + \mathbf{E}_1^- = \mathbf{E}_{20}^+ (e^{\gamma_2 d} - \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (65)$$

$$\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^- = \frac{\eta_1}{\eta_2} \mathbf{E}_{20}^+ (e^{\gamma_2 d} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (66)$$

Considera-se que a onda eletromagnética plana, cujo campo elétrico é dado por \mathbf{E}_1^+ , seja a fonte que incide na lâmina, e ela está em $z=-d$. O que é o mesmo que dizer que o plano de referência na entrada é o plano de medida. O que se quer aqui é obter uma expressão para a onda eletromagnética refletida cujo campo elétrico é \mathbf{E}_1^- . Para isso se define o *coeficiente de reflexão na interface de entrada* da lâmina:

$$\rho \triangleq \frac{E_1^-}{E_1^+} \quad (67)$$

Ao expressar-se \mathbf{E}_1^- como $\rho \mathbf{E}_1^+$ e dividir-se a (66) por (65) obtém-se:

$$\frac{(1-\rho)}{(1+\rho)} = \frac{\eta_1 (e^{\gamma_2 d} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 d})}{\eta_2 (e^{\gamma_2 d} - \rho_{12} e^{-\gamma_2 d})} \quad (68)$$

Com o uso de (49), substituindo-se a razão entre as impedâncias características pelo coeficiente de reflexão entre os meios e isolando o coeficiente de reflexão tem-se:

$$\rho = \frac{\rho_{12}(1-e^{-2\gamma_2 d})}{(1-\rho_{12}^2 e^{-2\gamma_2 d})} \quad (69)$$

3.2.3.3 Coeficiente de transmissão através da lâmina.

A relação entre a onda eletromagnética que incide na interface em $z=-d$ e a onda que emerge na interface em $z = 0$ é o *coeficiente de transmissão* através da lâmina, definido por:

$$\tau \triangleq \frac{E_3^+}{E_1^+} \quad (70)$$

De forma similar à (44) e (45), na interface em $z = 0$ os campos tangenciais totais são os mesmos em ambos os lados. Para os campos elétricos, assumindo-se que não exista campo no sentido dos 'z' negativos no meio 3, tem-se:

$$E_3^+ = E_{20}^+ + E_{20}^- \quad (71)$$

O coeficiente de reflexão entre os meios 2 e 3, conforme (56), é o valor negativo do coeficiente de reflexão entre os meios 1 e 2. Assim, se pode relacionar os campos E_{20}^+ e E_{20}^- através dele e (71) pode ser escrita como:

$$E_3^+ = E_{20}^+ (1 - \rho_{12}) \quad (72)$$

Substituindo-se o valor de E_{20}^+ de (72), e o valor E_3^+ por τE_1^+ em (65) e (66) e substituindo a razão entre as impedâncias características pelo coeficiente de reflexão entre os dois meios, como dado em (49), tem-se:

$$E_1^+ + E_1^- = \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} (e^{\gamma_2 d} - \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (73)$$

$$E_1^+ - E_1^- = \frac{(1 - \rho_{12})}{(1 + \rho_{12})} \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} (e^{\gamma_2 d} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 d}) \quad (74)$$

Soma-se (73) e (74) eliminando E_1^- e E_1^+ . Assim o coeficiente de transmissão através da lâmina é:

$$\tau = \frac{(1 - \rho_{12}^2) e^{-\gamma_2 d}}{1 - \rho_{12}^2 e^{-2\gamma_2 d}} \quad (75)$$

3.2.3.4 Campos totais dentro da lâmina em função do campo incidente.

Conhecendo o coeficiente de reflexão na interface de entrada da lâmina e o de transmissão através da mesma, pode-se determinar o valor dos campos totais para qualquer valor de z . Esses campos são expressos por (57), para o campo elétrico e por (60) para o campo magnético. Usando (70) e (72) pode-se expressar o campo E_{20}^+ por:

$$E_{20}^+ = \frac{\tau E_1^+}{(1 - \rho_{12})} \quad (76)$$

Substituindo-se o resultado de (76) em (57) e (60), os campos, dentro da lâmina, para $0 > z > -d$ serão dados por:

$$\mathbf{E}_2^t(z) = \frac{\tau \mathbf{E}_1^+}{(1-\rho_{12})} (e^{-\gamma_2 z} - \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (77)$$

$$\mathbf{H}_2^t(z) = \frac{\tau \mathbf{E}_1^+}{\eta_2(1-\rho_{12})} (e^{-\gamma_2 z} + \rho_{12} e^{\gamma_2 z}) \quad (78)$$

Nas equações, o coeficiente de transmissão “ τ ” é dado por (75), a constante de propagação $\gamma_2 = \alpha + j\beta$ tem suas partes real e imaginária dadas por (25) e (26) respectivamente, a intrínseca do meio 2, η_2 , é dada por (41) e o coeficiente de reflexão entre os meios, ρ_{12} , é dado pelo valor negativo de (56).

3.2.4 Campos totais antes da amostra.

Para o intervalo $z < -d$, assumindo o campo elétrico \mathbf{E}_1^+ em $z=-d$ como referência, pode-se calcular os campos totais com o uso do coeficiente de reflexão dado por (69). Para que os campos totais na interface sejam o somatório dos campos incidente e refletido para a posição $z=-d$, deve-se adicionar a espessura da lâmina à posição “ z ”, assim os campos elétricos e magnéticos no meio 1 ficam:

$$\mathbf{E}_1^t(z) = \mathbf{E}_1^+ (e^{-\gamma_1(z+d)} + \rho e^{\gamma_1(z+d)}) \quad (79)$$

$$\mathbf{H}_1^t(z) = \frac{\mathbf{E}_1^+}{\eta_1} (e^{-\gamma_1(z+d)} - \rho e^{\gamma_1(z+d)}) \quad (80)$$

3.2.5 Campos totais após a amostra.

Após a lâmina dielétrica propagam-se apenas campos na direção dos “ z ” positivos. Como o coeficiente de transmissão, dado por (75), relaciona diretamente o campo que emerge na interface em $z=0$ com a referência que incide na interface em $z=-d$, os campos no meio 3 são dados por (considerando propagação apenas no sentido positivo dos ‘ z ’):

$$\mathbf{E}_3^t(z) = \tau \mathbf{E}_1^+ e^{-\gamma_1 z} \quad (81)$$

As equações (77) a (81), multiplicadas pela variação temporal harmônica $e^{j\omega t}$, são utilizadas para determinar os campos totais da Figura 4.

4 DETERMINAÇÃO DA PERMISSIVIDADE DIELÉTRICA

O capítulo 3 tratou do problema direto, ou seja, como são os campos em função da permissividade e das dimensões de uma amostra de dielétrico. Modela-se agora o problema inverso de se obter a permissividade da amostra a partir dos campos medidos. São apresentadas as relações entre a aquametria e a determinação da permissividade, o desenvolvimento histórico dos métodos de determinação da permissividade e os modelos dos métodos não ressonantes mais importantes: o de simples transmissão, o de transmissão-reflexão e o de reflexão. Encerra-se o capítulo com as questões a respeito da aplicabilidade de tais métodos em espectroscopia dielétrica de banda ampla.

4.1 RELAÇÕES ENTRE A AQUAMETRIA E A MENSURAÇÃO DA PERMISSIVIDADE

A pesquisa em aquametria por micro-ondas teve seu avanço mais significativo após a constatação empírica de (KRASZEWSKI; KULINSKI, 1976) de que a razão entre a atenuação e a variação de fase de uma onda eletromagnética é independente da densidade e da espessura da amostra que essa onda atravessa. Tal constatação simplifica o projeto e a construção dos medidores. Agora não mais é necessário determinar a priori a massa e o volume da amostra para obter o teor de umidade da mesma. Um medidor passa a ser construído com um simples arranjo de antenas ou um guia de onda preenchido, um detector de fase e um medidor de atenuação. As mais diversas equações de calibração vêm até os dias atuais sendo pesquisadas e aperfeiçoadas. Em 1981 (MEYER; SHILZ, 1981) vão expressar a razão em termos de permissividade complexa. (KING et al.,1992) irá obter medidas de grãos independentes da espessura da amostra ou, conhecendo a espessura, determinar a densidade e a permissividade, fazendo uso de um analisador vetorial. Em 1998 (TRABELSI; KRAZEWSKI; NELSON, 1998; 1998b) vão mostrar que, se a parte real e a parte imaginária da permissividade são conhecidas, equações explícitas de calibração independentes da densidade podem ser empregadas. Trabelsi e Nelson recebem carta de patente, em 2014 (USA, 2014) de instrumento com antenas planares que utiliza o mesmo método proposto em 1998. Comercialmente, entretanto, (KRASZEWSKI, 1991) constata que tais sistemas empregando as equações de calibração para a faixa de micro-ondas ainda estão longe de se tornarem comuns. Apesar das vantagens apresentadas nas pesquisas, eles são maciçamente superados pelos medidores de capacitância em frequências muito

mais baixas. O mesmo autor (KRASZEWSKI, 2005) acredita que as condições para implementação de tais instrumentos foram dificultadas no passado devido ao alto custo dos equipamentos de instrumentação de micro-ondas. Ele manifesta que melhorias irão acontecer com o advento dos circuitos integrados nessa faixa de frequência, da redução de custo desses componentes e dos modernos sistemas de eletrônica embarcada e processamento de dados em tempo real.

Outro fator, entretanto, pode ter contribuído para limitar o desenvolvimento tecnológico da área. Embora seja óbvio que a adequada determinação da permissividade dielétrica seja de grande valia para a mensuração da umidade, só recentemente os autores do campo da aquametria manifestam interesse nos avanços dos métodos, técnicas e instrumentos de mensuração da permissividade complexa. A necessidade de se obter valores precisos de permissividade como essencial para a determinação da densidade e do teor de umidade é afirmada por (TRABELSI; NELSON, 2004). A ambiguidade na medida da fase em amostras maiores que meio comprimento de onda, como problema a ser resolvido, é indicada por (TRABELSI; NELSON, 2006). Apesar disso, a grande maioria dos autores ainda vai utilizar o método de transmissão simples, medindo a atenuação e a variação de fase em frequências cuidadosamente escolhidas ou, no melhor caso, o método transmissão-reflexão clássico que obtém a permissividade complexa com o uso do algoritmo NRW (Nicolson, Ross, Weir) (NICOLSON; ROSS, 1970; WEIR, 1974).

Desde os trabalhos pioneiros de (ROBERTS; VON HIPPEL, 1946) a determinação da permissividade dielétrica de materiais apresenta considerável evolução tecnológica tanto em seus métodos quanto na precisão e alcance dos seus resultados. O projeto de instrumentos para aquametria, pode e deve fazer uso desses desenvolvimentos. O estudo e a aplicação desses métodos resultará em aumento da diversidade de dispositivos possíveis. Assim se pode chegar a equipamentos precisos, portáteis e de custo baixo. O desafio tecnológico é obter a permissividade complexa do material o mais próximo possível de seu valor verdadeiro. Só assim as equações de independência da densidade e da temperatura podem operar corretamente (TRABELSI; KRASZEWSKI; NELSON, 1998; 1998b).

4.2 MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO DA PERMISSIVIDADE.

4.2.1 Precursores.

Em artigo só divulgado em 1946 mas já estabelecido em 1941, Roberts e Von Hippel (ROBERTS; VON HIPPEL, 1946) apresentam método para determinação de permissividade que usa um guia oco retangular com amostra no final. O padrão de onda estacionário causado pela presença da amostra e por um curto-circuito no final do guia é medido, e dele é determinada a permissividade. Tal método é conhecido na literatura como “reflexão em linha em curto” (SCTL - *short-circuit transmission line reflection method*) (BAKER-JARVIS et al.,1990). O método obtém o valor da impedância de entrada na linha a partir das posições de mínima e de máxima tensão no padrão de onda estacionário e, a partir da impedância da linha carregada com o dielétrico, determina a permissividade. O método ainda possuía ampla aplicação em 1961, onde é reportado por (CORFIELD et al.,1961) que obtém permissividades com incerteza relativa a média de $\pm 2\%$ e tangente de perdas com incerteza de $\pm 5\%$. Os cálculos desse autor evitam o uso de cartas para funções hiperbólicas através de tamanhos de amostra em $\frac{1}{4}$ e $\frac{1}{2}$ comprimento de onda. Em 1974, (NELSON et al.,1974) desenvolve um programa de computador para aumento da precisão do método Roberts-von Hippel.

4.2.2 Métodos Clássicos

Em 1970, (NICOLSON AND ROSS, 1970), utilizando um osciloscópio de amostragem, um gerador de pulsos abaixo de nano segundo e calculando uma transformada de Fourier, obtém os parâmetros de espalhamento de uma amostra. A partir do coeficiente de reflexão total “ ρ ” na entrada e do coeficiente de transmissão “ τ ” na saída da amostra, medidos e expressos matematicamente em função do coeficiente de reflexão na interface do material “ ρ_{12} ” e do fator de propagação $e^{-\gamma d}$, entre as faces da amostra, eles obtém a permissividade e a permeabilidade do material. Em 1974 o método será aplicado com o uso de um analisador de rede automático e os parâmetros de espalhamento serão obtidos diretamente no domínio da frequência. (WEIR, 1974) ainda resolve a ambiguidade de fase causada por amostras com tamanhos maiores que meio comprimento de onda, através da medida dos atrasos de grupo em frequências diferentes. Ele assume que a permissividade não varia significativamente se

as frequências não forem muito diferentes. Em (HASAR et al., 2012) é comentado que esse método apresenta problemas em materiais dispersivos. De toda a forma, o método teve grande aceitação e é conhecido na literatura como “algoritmo de Nicolson-Ross-Weir” ou algoritmo NRW.

Uma equação explícita para a determinação da permissividade a partir dos parâmetros de transmissão e reflexão é apresentada em (STUCHLY AND MATUSZEWSKI, 1978). Os autores demonstram que, com a equação obtida, é possível calcular a incerteza experimental como uma função do comprimento da amostra. Eles demonstram que a menor incerteza se dá quando o tamanho da amostra é um quarto do comprimento de onda dentro da mesma. O método, entretanto, é instável em amostras com comprimento de onda múltiplo de meios comprimentos de onda.

Os métodos ressonantes são inadequados para caracterização no domínio da frequência. Já os métodos de reflexão ou métodos de porta única, que atuam medindo o coeficiente de reflexão em onda guiada ou no espaço livre (GHODGAONKAR et al., 1990), podem ser empregados para espectroscopia. Em (STUCHLY AND STUCHLY, 1980) é feita uma revisão de tais métodos e são apresentadas as configurações possíveis para medida. Entre essas configurações destaca-se a configuração com duas terminações arbitrárias. Como nos métodos de reflexão não é medido o coeficiente de transmissão, as equações explícitas para a permissividade são obtidas através de duas ou mais medidas em configuração diferente, como faz (SEVERO, 2003).

4.2.3 Estado da arte

4.2.3.1 Métodos de transmissão-reflexão

A consolidação dos métodos de determinação de permissividade, fazendo uso da medida simultânea dos coeficientes de transmissão e reflexão de uma amostra, se dá com o trabalho de (BAKER-JARVIS et al., 1990). Ele apresenta equações explícitas independentes do plano de referência onde é executada a medida e independente do comprimento da amostra. O autor ainda alerta para os problemas que advêm de frequências que correspondam a múltiplos de meio comprimento de onda. Encerra o trabalho com a determinação da incerteza na medida. O método alcança boa repercussão e fica conhecido na literatura (KIM, 2013) como método BJ. No artigo desse autor também são citados os principais autores que buscam soluções para as indeterminações

em $\lambda/2$. Em um dos últimos trabalhos disponíveis na literatura (HASAR, 2014) é proposto um novo método, capaz de dar conta de materiais dispersivos. Os resultados são comparados aos obtidos pelos métodos empregados por (BAKER-JARVIS et al., 1990; BOUGHRIET et al., 1997), aos obtidos pelo método de (CHALAPAT et al., 2009) que combina o algoritmo NRW com as equações independentes do plano de referência do método BJ e com método anterior do próprio autor (HASAR; WESTGATE, 2009). O artigo (HASAR, 2014) é uma revisão completa e abrange todas as questões referentes aos métodos de transmissão-reflexão.

4.2.3.2 Métodos de reflexão.

Métodos de reflexão com a medida de dois coeficientes (dupla reflexão) já são apresentados em (VON HIPPEL, 1954). As terminações escolhidas são a terminação em curto-circuito e a terminação em circuito aberto. Embora a equação resultante para a determinação da permissividade seja extremamente simples (STUCHLY AND STUCHLY, 1980), dada pelo produto das admitâncias, o método trabalha apenas em frequências específicas pois, para obter-se um circuito aberto, é necessário criar um curto circuito a uma distância de um quarto de comprimento de onda. Em (SEVERO, 2003) encontrou-se uma equação explícita para a permissividade a partir da medida de dois coeficientes de reflexão. Um deles é o coeficiente de reflexão na entrada quando se tem, no final da amostra, uma carga com a impedância característica da linha ou com o espaço livre. No outro, o final da amostra é carregado com um curto-circuito ou uma placa metálica. Tal procedimento não foi encontrado na revisão da literatura. A incerteza do método é um dos resultados desse trabalho. Em (HASAR et al., 2012), se for utilizada a equação 14 do artigo do autor se obterá como resultado a equação 129 do trabalho de (SEVERO, 2003). Observe-se, entretanto, que em momento algum o autor (HASAR et al., 2012) supõe em seu trabalho o uso de terminação casada. Ele emprega curto circuito variável como carga! O uso de carga casada (ou quaisquer outras) em equação explícita para obtenção de permissividade é, para o nosso melhor conhecimento, exclusivo desse trabalho. O método de obtenção das mesmas é, entretanto, diferente. Enquanto a primeira é obtida diretamente das condições de contorno, a segunda foi obtida através das propriedades de parâmetros de espalhamento finalizados com uma carga, procedimento que seguirá sendo utilizado nesse trabalho.

Outra abordagem a partir de medida de coeficiente de reflexão é feita em (HASAR AND YURTCAN, 2010). Os autores propõem a obtenção da permissividade a partir somente do módulo do coeficiente de reflexão. Para tanto, são usadas duas frequências relativamente distantes (o que limita o método a meios não dispersivos) ou três frequências próximas, que possibilita a aplicação a meios dispersivos. A simplicidade da instrumentação necessária torna o método atraente.

4.3 O MÉTODO DE SIMPLES TRANSMISSÃO EM LÂMINA DIELETRICA.

A determinação experimental do teor de umidade pode ser realizada através da mensuração da atenuação, ΔA e da variação da fase, $\Delta\Phi$, de uma onda eletromagnética através de uma amostra de material. Após a descoberta de (KRASZEWSKI AND KULINSKI, 1976) da possibilidade da razão $\Delta A/\Delta\Phi$ ser independente da densidade e da dimensão do material, o método de transmissão simples tornou-se bastante popular. Iremos mostrar que o método é, como os próprios autores referem, adequado a materiais com perdas baixas (baixo teor de umidade). Isto se torna mais importante se o que se quer são os valores da permissividade a partir da atenuação e da variação de fase. De toda a forma, o método se tornará bastante inadequado para materiais com altas perdas visto que, por se tratar de um método de transmissão, resultará em sinais muito débeis para o sinal transmitido se a espessura do material for demasiada. Além disso, é necessário a utilização de frequências específicas onde o coeficiente de reflexão seja minimizado.

4.3.1 A permissividade complexa a partir da atenuação e da variação da fase

O módulo e a parte real da constante de propagação $\gamma = \alpha + j\beta$ elevada ao quadrado resultam em:

$$|\gamma^2| = \alpha^2 + \beta^2 = |-\omega^2\mu\varepsilon' + j\omega^2\mu\varepsilon''| \quad (82)$$

$$-Re(\gamma^2) = \beta^2 - \alpha^2 = \omega^2\mu\varepsilon' \quad (83)$$

Resolvendo (83) para ε' , a parte real da permissividade fica:

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\omega^2\mu} \quad (84)$$

Como a constante de fase no vácuo é dada por $\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$, se o meio possuir a permeabilidade magnética do vácuo, (84) pode ser escrita para a parte real permissividade relativa (USA, 2014):

$$\varepsilon_r' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_0^2} \quad (85)$$

De (82) pode-se escrever:

$$\alpha^2 + \beta^2 = \sqrt{\omega^4 \mu^2 \varepsilon'^2 + \omega^4 \mu^2 \varepsilon''^2} \quad (86)$$

Com o resultado de (84) em (86), a parte imaginária da permissividade fica:

$$\varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\omega^2 \mu} \quad (87)$$

Novamente, com o uso da constante de fase do vácuo, tem-se:

$$\varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_0^2} \quad (88)$$

Autores como (NELSON et al., 2000; TRABELSI et al., 2006; STUCHLY; BASSEY, 1998) escrevem (84) e (85) desconsiderando o termo α^2 para materiais dielétricos onde as perdas são pequenas, $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$. Ora, o valor de constante de propagação (22) pode ser escrito:

$$\gamma \cong j\omega \sqrt{\mu(\varepsilon' - j\varepsilon'')} \times \frac{\varepsilon'}{\varepsilon'} = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon' \left(\frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\varepsilon'}\right)} = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \sqrt{1 - j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \quad (89)$$

Pode-se desenvolver o último radical de (89) em série de potências, assim, os dois primeiros termos ficam:

$$\sqrt{1 - j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} = 1 - j\frac{\varepsilon''}{2\varepsilon'}$$

Assim, com os dois primeiros termos da série e considerando-se $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$, o desenvolvimento em (89) fica:

$$\gamma \cong j\omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \sqrt{1 - j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \approx j\omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \left(1 - j\frac{\varepsilon''}{2\varepsilon'}\right) = \frac{\omega\varepsilon''}{2} \sqrt{\mu/\varepsilon'} + j\omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \quad (90)$$

Novamente, a constante de propagação tem uma parte real e uma parte imaginária, respectivamente as constantes de atenuação e de fase, que serão expressas aproximadamente como:

$$\alpha \cong \frac{\omega\varepsilon''}{2} \sqrt{\mu/\varepsilon'} \quad (91)$$

$$\beta \cong \omega \sqrt{\mu\varepsilon'} \quad (92)$$

Agora, com essas equações aproximadas, bem mais simples que (25) e (26) é fácil se obter a parte real e a parte imaginária da permissividade. Em dielétricos a permeabilidade magnética μ é aproximadamente igual à permeabilidade do vácuo, μ_0 . Já a permissividade dielétrica pode ser expressa como:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \quad (93)$$

Usando a constante de fase do vácuo, (92) e (93), pode-se obter a parte real da permissividade relativa fazendo:

$$\beta \cong \omega \sqrt{\mu \varepsilon'} \cong \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon'_r} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon'_r} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon'_r} = \beta_0 \sqrt{\varepsilon'_r}$$

Portanto:

$$\varepsilon'_r = \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right)^2 \quad (94)$$

Já a parte imaginária da permissividade relativa é obtida de (91) fazendo:

$$\alpha = \frac{\omega \varepsilon''}{2} \sqrt{\mu_0 / \varepsilon'_r} = \frac{\omega \varepsilon''_r \varepsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon'_r \varepsilon_0} \times \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon''_r \varepsilon_0 \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{2 \varepsilon'_r \sqrt{\varepsilon'_r}} = \frac{\varepsilon''_r \beta_0}{2 \sqrt{\varepsilon'_r}}$$

Substituindo-se o valor de ε'_r dado por (94), a parte imaginária da permissividade relativa fica:

$$\varepsilon''_r = \frac{2\alpha \sqrt{\varepsilon'_r}}{\beta_0} = \frac{2\alpha \sqrt{\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2}}{\beta_0}$$

$$\varepsilon''_r = \frac{2\alpha\beta}{\beta_0^2} \quad (95)$$

Que é a mesma (88). Reitera-se que essa é uma aproximação válida para materiais com perdas baixas.

Apesar de bastante direto e muito utilizado, principalmente em laboratório, o método da simples transmissão não é adequado para medidas em banda ampla e instrumentos portáteis. Na verdade ele só é realmente preciso nas frequências onde a lâmina é “transparente”, ou seja, onde o tamanho da amostra seja múltiplo de meios comprimentos de onda e em amostras que atenuem o sinal em pelo menos 10 dB (KRAZEWSKI et. al., 1996). Na prática, além de escolher um tamanho da amostra para atenuação suficiente, se varia a frequência do sinal até que o coeficiente de reflexão na entrada seja insignificante. Embora adequados para medidas em laboratório, tais procedimentos e cuidados experimentais são inviáveis quando se trata de instrumentos portáteis.

4.4 PERMISSIVIDADE A PARTIR DOS COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO E REFLEXÃO

O método de transmissão-reflexão aplica o modelo de parâmetros de espalhamento sobre amostras sob teste (MUT – Material Under Test) desenvolvido por (NICOLSON, 1968). Desde então, esse é o modelo mais empregado pelos

pesquisadores da área. O artigo de (STUCHLY AND MATUSZEWSKI, 1978) expressa, em termos de parâmetros de espalhamento de um MUT, uma equação explícita para a permissividade. Tais equações explícitas são importantes porque é a partir delas que a incerteza pode ser determinada. Desde então, as análises de incerteza tem sido parte obrigatória nos artigos publicados. Assim é possível avaliar a adequação de um determinado método a uma amostra ou sistema de medição específico.

4.4.1 Modelo de parâmetros de espalhamento de um MUT.

4.4.1.1 Impedância normalizada, reflexão e propagação

A impedância intrínseca de um dielétrico com condutividade desprezível foi dada pela equação 41. Se o meio antes e depois da lâmina dielétrica for o mesmo, a impedância da amostra pode ser normalizada em relação a ele. Considerando-se o espaço livre, a impedância de normalização é a do vácuo, η_0 . Assim $\eta_1 = \eta_3 = \eta_0$. Em se tratando de uma linha de transmissão propagando uma onda TEM (Transversal Eletromagnética) deve-se normalizar pela impedância característica da linha. Assim $\bar{\eta}$ será a impedância normalizada da amostra com impedância intrínseca do meio η_2 em relação ao espaço livre e z , a impedância característica normalizada de uma linha de transmissão TEM preenchida com um amostra. A linha sem a amostra possui impedância Z_0 . As impedâncias normalizadas são dadas por (NICOLSON AND ROSS, 1970):

$$\bar{\eta} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \eta_0 \quad (96)$$

$$z = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} Z_0 \quad (97)$$

Onde ϵ_r e μ_r são a permissividade e a permeabilidade relativa do material. Note-se que (97) é válida para qualquer linha de transmissão TEM (SADIKU, 2004; RAMO 1981). Utiliza-se a formulação originalmente proposta por (NICOLSON AND ROSS, 1970) e seguida por (MATTEI et al., 2013) para linhas coaxiais. Tais equações resultam idênticas às equações utilizadas por (GHODGAONKAR et al., 1990), para o espaço livre. Nessa situação as equações são idênticas para os casos de onda no espaço livre ou guiadas. Outros autores (BAKER-JARVIS et al., 1990; HASAR AND WESTGATE, 2009; BARROSO AND DE PAULA, 2010; BARROSO AND HASAR, 2011) utilizam guia retangular oco onde se considera a frequência de corte do mesmo.

Definiu-se, na subseção 3.2.2, a reflexão e a transmissão na interface entre dois meios de impedâncias diferentes. O coeficiente de reflexão ρ_{12} é dado em função das impedâncias características de (50). Normalizando a impedância do meio 2 em relação ao meio 1, substituindo as impedâncias e chamando ρ_{12} de Γ , *coeficiente de reflexão na interface*, fica-se com:

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} + 1} \quad (98)$$

Em se tratando de um meio dielétrico com permeabilidade magnética igual a do vácuo, $\mu_r = 1$, o coeficiente é dado por:

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (99)$$

A constante de propagação γ no dielétrico com condutividade desprezível é dada por (22). Considerando-se um dielétrico onde a permeabilidade seja igual a do vácuo, a constante fica:

$$\gamma \cong j\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')} = j\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}\sqrt{\epsilon_r} = j\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r} \quad (100)$$

Onde c é a velocidade da luz no vácuo.

Em (19) o campo elétrico a uma distância ‘ d ’ de uma onda viajante pode ser obtido a partir do campo elétrico na origem multiplicado pela exponencial $e^{-\gamma d}$ resultando $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0^+ e^{-\gamma z}$. Esse fator, que representa a propagação de uma onda TEM através da distância ‘ d ’ em um material com a constante de propagação γ , é conhecido por *fator de propagação* (WEIR, 1974; CHAPALAT et al. 2009; HASAR AND WESTGATE, 2009). Usando-se (93), pode-se definir:

$$T \triangleq e^{-j\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r} d} \quad (101)$$

Alguns autores (CHEN et al., 2004; GHODGAONKAR et al,1990) denominam o termo como “coeficiente de transmissão”. Visando não gerar confusão com o coeficiente de transmissão através de uma lâmina, irá se manter a denominação *fator de propagação* definida.

É importante notar que Γ e T , uma vez conhecidos, levam diretamente ao conhecimento da permissividade. Em uma lâmina dielétrica eles representam as propagações no meio e reflexões sucessivas nas interfaces.

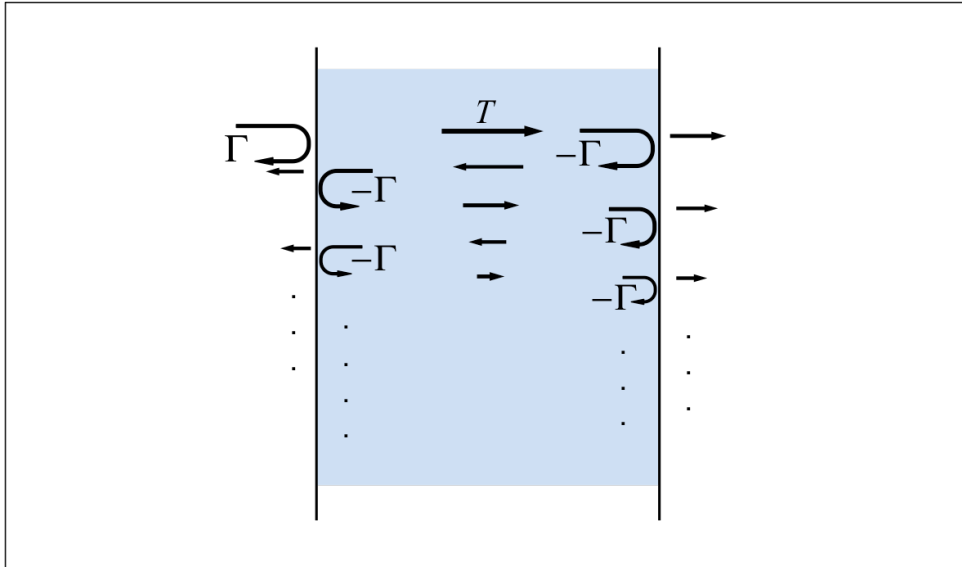


Figura 6: Fator de propagação na amostra e reflexões nas interfaces.

4.4.1.2 Modelo de parâmetros “S”

Para uma amostra de espessura d , com impedância normalizada em relação ao vácuo, o coeficiente de reflexão na entrada da lâmina, ρ foi dado por (69) em função do coeficiente de reflexão na interface e do fator de propagação na amostra. Já (75) fornece o coeficiente de transmissão τ através da amostra em função dos mesmos termos anteriores. No caso particular em que o meio em ambos os lados da amostra é o mesmo, esta pode ser modelada como um dispositivo de duas portas como mostra a Figura 7. O parâmetro de espalhamento S_{11} é o próprio coeficiente de reflexão ρ , e S_{21} é o coeficiente de transmissão τ . Como a lâmina é simétrica e o material homogêneo e isotrópico, a matriz de espalhamento que a representa é dada por:

$$S = \begin{vmatrix} \rho & \tau \\ \tau & \rho \end{vmatrix} \quad (102)$$

Pode-se agora, como fazem (NICOLSON; ROSS, 1970), usar-se as equações para ρ e τ em função do coeficiente de reflexão na interface definido por (99) e do fator de propagação, definido por (101), para se expressar os parâmetros de espalhamento:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (103)$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{T(1-\Gamma^2)}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (104)$$

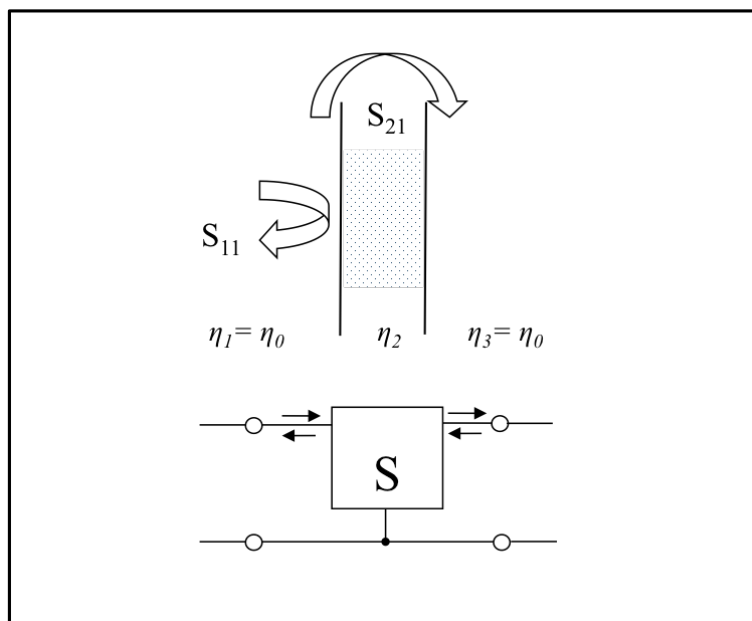


Figura 7: Parâmetros de espalhamento da amostra.

Uma vez medidos os parâmetros de espalhamento da amostra, é necessário encontrar expressões para o coeficiente de reflexão na interface Γ e para o fator de propagação T em função de S_{11} e S_{21} . Utiliza-se (103) e (104) e algumas propriedades do modelo para tal. Obtidos Γ e T , se pode então determinar a permissividade através de (99) ou (101).

4.4.1.3 Coeficiente de reflexão Γ em função dos parâmetros “S”.

Se o meio após a lâmina dielétrica possuir impedância idêntica ao material da lâmina, o coeficiente de reflexão na entrada da lâmina Γ_{in} será o coeficiente de reflexão Γ , de uma lâmina infinita, que é dado por (99). Em uma linha coaxial isto pode ser modelado como uma carga de impedância $Z_L = Z_2$ como mostra a Figura 8.

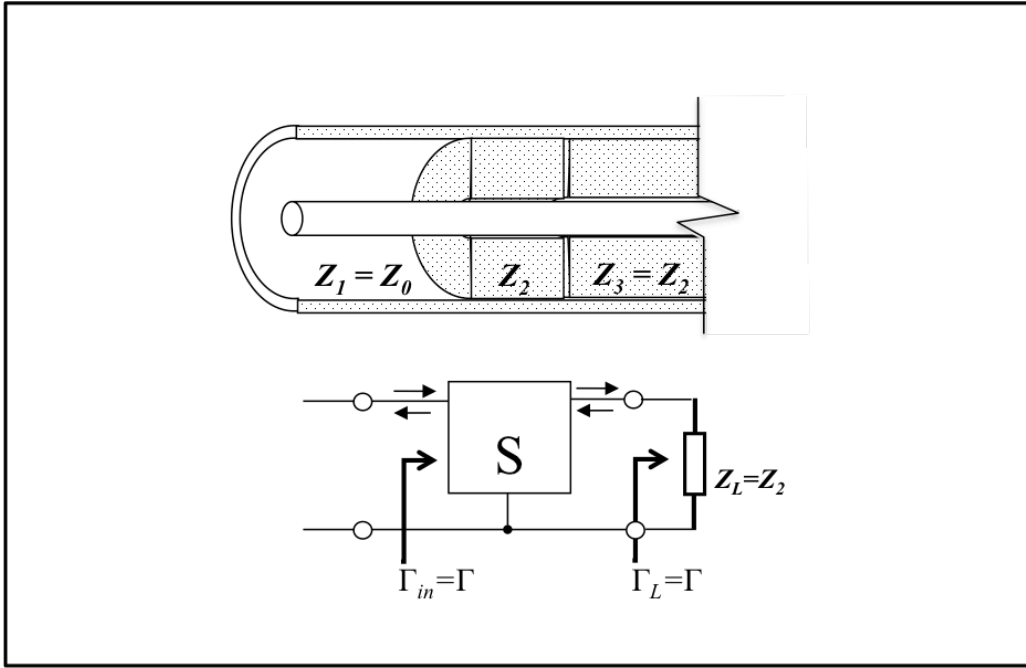


Figura 8: Determinação de Γ a partir dos parâmetros “S”

O coeficiente de reflexão na porta de entrada pode ser obtido dos parâmetros “S” e do coeficiente de reflexão na carga a partir de (WEBER, 2001; POZAR, 2005):

$$\Gamma_{in} = \frac{S_{11} - \Delta_S \Gamma_L}{1 - S_{22} \Gamma_L} \quad (105)$$

Onde $\Delta_S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$. Dado que a rede que representa a amostra (102) é simétrica, $S_{22} = S_{11}$ e $S_{12} = S_{21}$, e (105) fica:

$$\Gamma_{in} = \frac{S_{11} - (S_{11}^2 - S_{21}^2) \Gamma_L}{1 - S_{11} \Gamma_L} \quad (106)$$

Ao se fazer $\Gamma_{in} = \Gamma_L = \Gamma$ em (106), pode-se explicitar o coeficiente de reflexão na interface em função dos parâmetros de espalhamento da lâmina.

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{S_{11} - (S_{11}^2 - S_{21}^2) \Gamma}{1 - S_{11} \Gamma} \\ \Gamma(1 - S_{11} \Gamma) &= S_{11} - (S_{11}^2 - S_{21}^2) \Gamma \\ \Gamma^2 - \frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)}{S_{11}} \Gamma + 1 &= 0 \end{aligned} \quad (107)$$

$$\Gamma = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1 \pm \sqrt{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2 - 4S_{11}^2}}{2S_{11}} \quad (108)$$

O sinal de (108) deve ser escolhido de forma que $|\Gamma| \leq 1$. Ao se definir:

$$K \triangleq \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (109)$$

A equação (108) pode ser escrita:

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (110)$$

As equações (109) e (110) são as apresentadas por (NICOLSON; ROSS, 1970; WEIR, 1974) e são parte fundamental do algoritmo NRW. A dedução das mesmas, entretanto, como apresentado nesta seção, não é encontrada na literatura.

4.4.1.4 Fator de propagação T em função dos parâmetros “S” e Γ

Da mesma forma que na seção anterior, aplica-se o modelo da Figura 8 e conecta-se uma carga capaz de levar a uma expressão para o fator de propagação em função dos parâmetros de espalhamento. Esta carga deve possuir a mesma impedância característica da linha com a amostra. Desta forma é possível estabelecer-se uma expressão para T em função de S_{11} , S_{21} e Γ .

A Figura 9 apresenta o modelo para esta situação. Os fasores que representam os campos espalhados na entrada da lâmina E_1^+ e E_1^- e os campos na saída, E_3^+ e E_3^- são relacionados através dos parâmetros:

$$E_1^- = S_{11} E_1^+ + S_{12} E_3^-$$

$$E_3^+ = S_{21} E_1^+ + S_{22} E_3^-$$

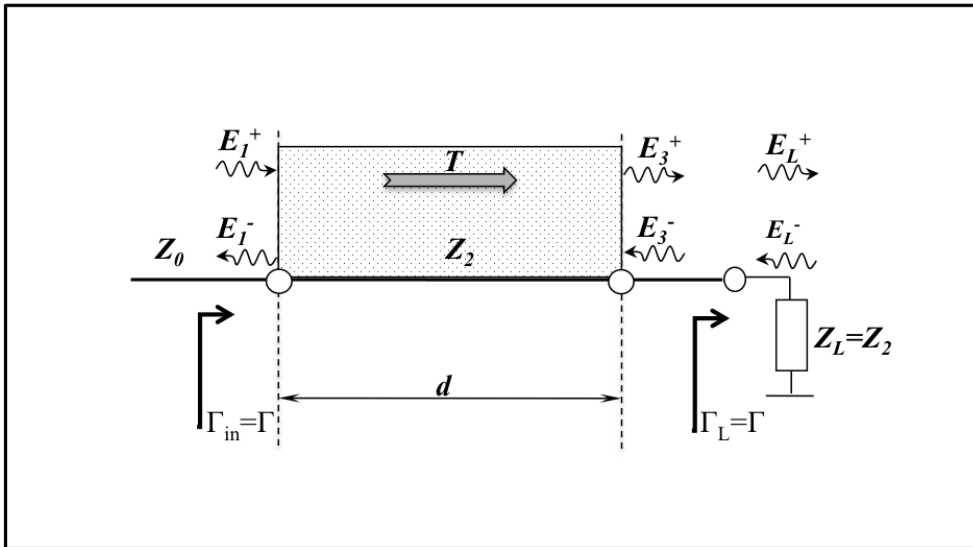


Figura 9: Modelo para a determinação do fator de propagação T .

Note-se que na Figura 9, E_L^+ e E_L^- são, respectivamente, os campos incidentes e refletidos sobre a carga. O coeficiente de reflexão na carga, Γ_L , é dado por:

$$\Gamma_L = \frac{E_L^-}{E_L^+} = \frac{E_3^-}{E_3^+} \quad (111)$$

Como a matriz de espalhamento é simétrica $S_{22} = S_{11}$ e $S_{12} = S_{21}$. De (111), $E_3^- = \Gamma_L E_3^+$ e o sistema de equações pode ser escrito:

$$E_1^- = S_{11} E_1^+ + S_{21} \Gamma_L E_3^+$$

$$E_3^+ = S_{21} E_1^+ + S_{11} \Gamma_L E_3^+$$

As duas equações podem ser somadas e ainda assim ter-se-á um sistema equivalente com a mesma solução. O resultado da soma é:

$$E_3^+ + E_1^- = (S_{11} + S_{21}) E_1^+ + (S_{21} + S_{11}) \Gamma_L E_3^+ \quad (112)$$

Considere-se agora uma linha uniforme sem descontinuidades. Nesta condição, o coeficiente de reflexão em relação à impedância característica da linha antes da amostra, mesmo na carga Γ_L , é Γ . Já o fator de propagação é dado por T , e eles podem ser escritos:

$$\Gamma = \frac{E_1^-}{E_1^+} \quad (113)$$

$$T = \frac{E_3^+}{E_1^+} \quad (114)$$

Das equações pode-se obter expressões para E_3^+ e E_1^- que, sendo substituídas, faz (112) resultar (com $\Gamma_L = \Gamma$):

$$T E_1^+ + \Gamma E_1^+ = (S_{11} + S_{21}) E_1^+ + (S_{21} + S_{11}) \Gamma T E_1^+$$

$$T + \Gamma = (S_{11} + S_{21}) + (S_{21} + S_{11}) \Gamma T$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} + \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21}) \Gamma} \quad (115)$$

A equação (115) é o fator de propagação em função dos parâmetros de espalhamento e do coeficiente de reflexão na interface, apresentada por (NICOLSON; ROSS, 1970; WEIR, 1974), numerada com equação 7 em ambos os artigos. A dedução aqui apresentada não foi encontrada na literatura.

O algoritmo para a determinação da permissividade a partir dos parâmetros de espalhamento de um MUT, também conhecido como algoritmo NRW, pode ser descrito então pela sequência de equações:

$$\Gamma = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1 \pm \sqrt{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2 - 4S_{11}^2}}{2S_{11}} \quad (108 \text{ bis})$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} + \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21}) \Gamma} \quad (115 \text{ bis})$$

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (99 \text{ bis})$$

Que resulta em:

$$\varepsilon_r = \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right)^2 \quad (116)$$

E também:

$$T = e^{-j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r}d} \quad (101 \text{ bis})$$

Que resulta em:

$$\varepsilon_r = \left(j \frac{c}{\omega d} \ln(T) \right)^2 \quad (117)$$

As equações (116) e (117), isoladas ou combinadas, podem ser utilizadas para a determinação da permissividade (BOUGHRIET et al., 1997). O uso de (116), que em (STUCHLY AND MATUSZEWSKI, 1978) vai resultar em uma expressão explícita para a permissividade, que independe do tamanho da amostra. Ela, entretanto, leva a indeterminações quando se trata de materiais com perdas baixas em amostras com espessura da ordem de meios comprimentos de onda. Os próprios autores realizam uma análise da incerteza em função da permissividade do material medido e do tamanho da amostra. Já (117) não apresenta tais problemas mas, além de depender da espessura da amostra, possui problemas de ambiguidade de fase, dado que T é um número complexo e o logaritmo do mesmo possui infinitas soluções (BARROSO AND HASAR, 2011). Em (WEIR, 1974) essa questão é enfrentada através da comparação entre valores medidos e calculados de atrasos de grupo. Uma outra solução é empregada por (VARADAN; RO, 2007) que resolvem a ambiguidade de fase em materiais dispersivos com o uso das equações de Kronig-Kramers que relacionam a parte real e a parte imaginária da permissividade complexa. Este trabalho busca enfrentar tais problemas sob outra perspectiva: quer-se projetar instrumentos que contornem os mesmos através da realização de um número de medidas que, fazendo uso de diferentes configurações, obtenha resultados não ambíguos e não dependentes do tamanho da amostra. Busca-se também encontrar método que permita tamanhos de amostra razoáveis para a construção de instrumentos portáteis.

4.5 PERMISSIVIDADE A PARTIR DE COEFICIENTE DE REFLEXÃO

4.5.1 Modelo geral

Os métodos que utilizam apenas um ou mais coeficientes de reflexão podem ser modelados como mostra a Figura 10:

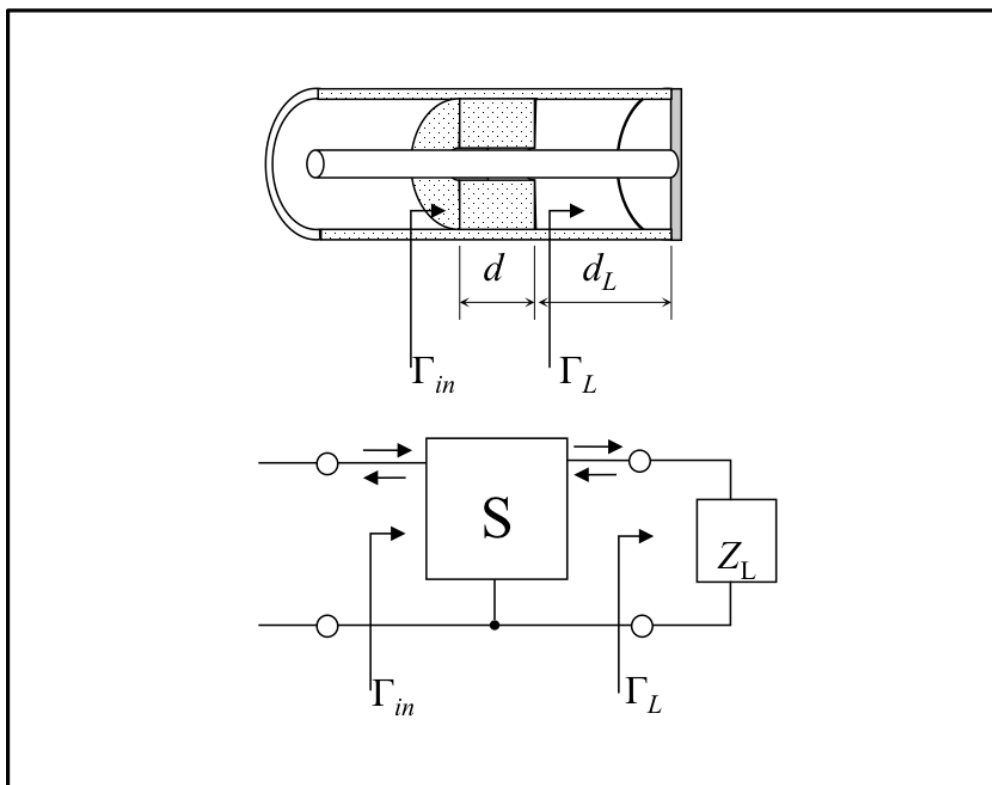


Figura 10: Linha coaxial terminada em carga e modelo de parâmetros “S”.

Se a distância d_L até a carga for zero e a carga for um curto-circuito o método é conhecido como método SCTL, curto circuito em linha de transmissão. O método é também aplicável para o espaço livre (CHEN et al, 2004). No espaço livre pode-se modificar a carga através da distância entre a carga e o curto-circuito. Este procedimento, entretanto, limita a medida a uma única frequência. Assim, se for necessário que a carga seja um circuito aberto, basta afastar o curto em um quarto de comprimento de onda da frequência de trabalho no espaço livre.

Embora simples, para (STUCHLY; STUCHLY, 1980) o método da SCTL apresenta vários problemas. Um conjunto de correções deve ser aplicado para se alcançar precisão na medida (NELSON et al., 1974), o tamanho da amostra deve ser escolhido com muito cuidado para que as incertezas na determinação do coeficiente de reflexão não acabem por resultar em erro elevado no valor da permissividade e, se as medidas forem feitas sem alteração da dimensão da amostra, carga ou frequência, é necessário resolver uma equação transcendental para se determinar a permissividade.

Várias são as estratégias para contornar os problemas do método de reflexão. A mais comum é a realização de duas medidas sob diferentes condições para a mesma amostra. Assim pode-se escolher variar a carga de terminação, a frequência aplicada ou

o tamanho da amostra. O modelo da Figura 10 dá conta de todas estas possibilidades e será utilizado no detalhamento que segue.

4.5.2 Coeficiente de reflexão na entrada para uma carga qualquer.

Os parâmetros de espalhamento de uma amostra, em função do fator de propagação T e do coeficiente de reflexão na interface Γ , são dados por (103) e (104). Como a amostra é representada por uma rede simétrica, pois $S_{11}=S_{22}$ e $S_{21}=S_{12}$, (105) é resumida na forma de (106). De forma diferente da dedução do algoritmo NRW, onde se buscava expressar Γ em função unicamente dos parâmetros de espalhamento, o que se quer agora é uma expressão para o coeficiente de reflexão na entrada Γ_{in} em função do fator T e do coeficiente na interface Γ . Escrevendo-se novamente as equações para clareza, o algoritmo:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (103 \text{ bis})$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{T(1-\Gamma^2)}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (104 \text{ bis})$$

$$\Gamma_{in} = \frac{S_{11} - (S_{11}^2 - S_{21}^2)\Gamma_L}{1 - S_{11}\Gamma_L} \quad (106 \text{ bis})$$

Substituindo os resultados de (103) e (104) em (106):

$$\Gamma_{in} = \frac{\Gamma(1-T^2) - \Gamma_L(\Gamma^2 - T^2)}{1 - \Gamma^2T^2 - \Gamma_L\Gamma(1-T^2)} \quad (118)$$

A equação (118) é similar a apresentada por (HASAR et al. 2012) que considera um curto circuito a distância variável como carga. A equação do autor é:

$$S_{11}^{(u)} = \frac{\Gamma(1-T^2) + T_{su}^2(\Gamma^2 - T^2)}{1 - \Gamma^2T^2 + T_{su}^2\Gamma(1-T^2)}$$

Onde o fator de propagação até a carga é dado por:

$$T_{su} = e^{-j\gamma_0 d_L}$$

Ora, como a carga é um curto circuito localizado a uma distância d_L , o coeficiente de reflexão na carga é $\Gamma_L = -T_{su}^2$.

Observe-se que, diferente de Hasar (HASAR et al., 2012), que usa a notação de Chen (CHEN et al., 2004) opta-se por Γ_{in} no lugar de $S_{11}^{(u)}$, pois esse último é o parâmetro de espalhamento da amostra, considerada aqui sempre um dispositivo de duas portas, ainda que se esteja acessando apenas uma.

4.5.3 O método SCTL em linha coaxial

Considere-se o modelo da Figura 10 com uma terminação em curto circuito e a distância d_L , até a carga, igual a zero. A impedância na entrada da amostra pode ser dada por (POZAR, 2005) na pg. 82, equação 2.91:

$$Z_{in} = Z_2 \frac{Z_L + Z_2 \tanh\left(j \frac{\omega d \sqrt{\epsilon_r}}{c}\right)}{Z_2 + Z_L \tanh\left(j \frac{\omega d \sqrt{\epsilon_r}}{c}\right)} \quad (119)$$

Como em um curto a carga apresenta uma impedância $Z_L = 0$, (119) reduz para:

$$Z_{in} = Z_2 \tanh\left(j \frac{\omega d \sqrt{\epsilon_r}}{c}\right) \quad (120)$$

Mas Z_2 é a impedância característica da linha com a amostra. Normalizada em relação a Z_0 , impedância característica da linha sem a amostra, de acordo com (97), fica:

$$Z_2 = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (121)$$

Considerando o fator de propagação T , dado por (101), substituindo a tangente hiperbólica de (119) por sua expressão em exponenciais e o resultado de Z_2 de (121), (120) pode ser escrita:

$$\frac{\sqrt{\epsilon_r} Z_{in}}{Z_0} = \frac{1 - T^2}{1 + T^2} \quad (122)$$

O coeficiente de reflexão na entrada pode ser obtido da impedância na entrada da amostra (POZAR, 2005; STUCHLY; STUCHLY, 1980):

$$\Gamma_{in} = \frac{\frac{Z_{in}}{Z_0} - 1}{\frac{Z_{in}}{Z_0} + 1} \quad (123)$$

Agora, utilizando-se (122) para substituir Z_{in}/Z_0 em (123), e se o numerador e o denominador de (123) forem multiplicados pela raiz da permissividade relativa complexa, pode-se obter uma expressão para o coeficiente de reflexão na entrada em função do fator de propagação e da permissividade relativa:

$$\Gamma_{in} = \frac{-\sqrt{\epsilon_r}(1+T^2) - T^2 + 1}{\sqrt{\epsilon_r}(1+T^2) - T^2 + 1} \quad (124)$$

A equação (124) também pode ser obtida fazendo $\Gamma_L = -1$ e usando (99) para o valor de Γ na equação geral para carga arbitrária (118).

4.6 EQUAÇÕES EXPLÍCITAS A PARTIR DE DUPLA REFLEXÃO

4.6.1 Amostras iguais e cargas diferentes

O método de medida de duas impedâncias (STUCHLY AND STUCHLY, 1980) ou dupla reflexão (SEVERO, 2003; HASAR et al. 2012) permite que se obtenham equações explícitas para a permissividade a partir de duas medidas. A primeira situação considera duas cargas diferentes e uma mesma amostra, como mostra a Figura 11.

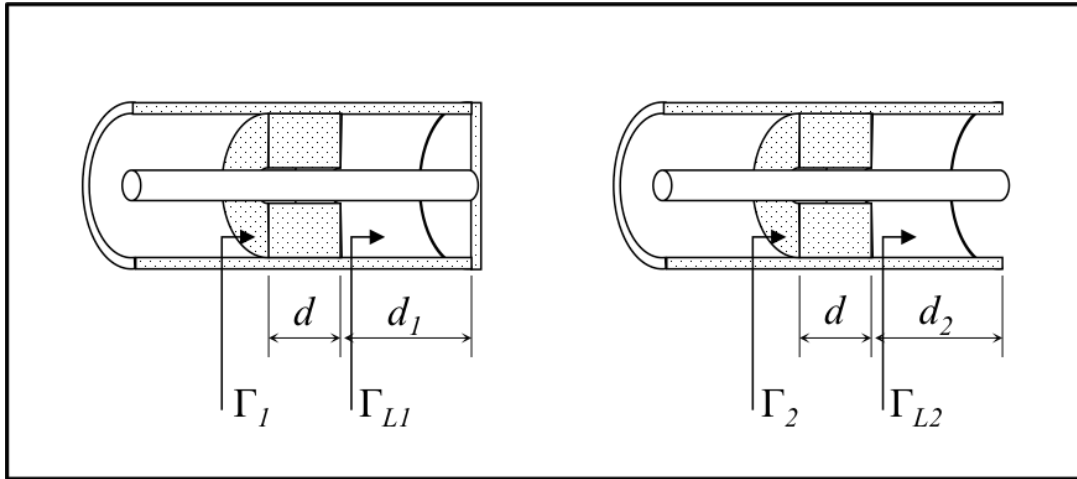


Figura 11: Dupla Reflexão – Amostras iguais com cargas diferentes.

Note-se que as dimensões e as cargas são arbitrárias. Deve-se, no entanto, conhecer os coeficientes de reflexão Γ_{L1} e Γ_{L2} das cargas. Ao se fazer $\Gamma = (1 - \sqrt{\epsilon_r}) / (1 + \sqrt{\epsilon_r})$ pode-se isolar o fator de propagação T em (118), equação para a carga arbitrária, o que resulta:

$$T^2 = \frac{[\Gamma_L(\sqrt{\epsilon_r} - 1) + \sqrt{\epsilon_r} + 1][\Gamma_{in}(\sqrt{\epsilon_r} + 1) + \sqrt{\epsilon_r} - 1]}{[\Gamma_L(\sqrt{\epsilon_r} + 1) + \sqrt{\epsilon_r} - 1][\Gamma_{in}(\sqrt{\epsilon_r} - 1) + \sqrt{\epsilon_r} + 1]} \quad (125)$$

Como ambas as amostras possuem a mesma espessura, o fator de propagação T é o mesmo nas duas medidas. Com Γ_L substituído por Γ_{L1} e Γ_{L2} com os respectivos Γ_{in} substituídos por Γ_1 e Γ_2 obtém-se uma expressão para a permissividade dada por:

$$\epsilon_r = \frac{\Gamma_{L1}\Gamma_{L2}\Gamma_1 - \Gamma_{L1}\Gamma_{L2}\Gamma_2 - \Gamma_{L1}\Gamma_2\Gamma_1 + \Gamma_{L2}\Gamma_2\Gamma_1 + 2\Gamma_{L1}\Gamma_2 - 2\Gamma_{L2}\Gamma_1 - \Gamma_{L1} + \Gamma_{L2} - \Gamma_2 + \Gamma_1}{\Gamma_{L1}\Gamma_{L2}\Gamma_1 - \Gamma_{L1}\Gamma_{L2}\Gamma_2 - \Gamma_{L1}\Gamma_2\Gamma_1 + \Gamma_{L2}\Gamma_2\Gamma_1 - 2\Gamma_{L1}\Gamma_2 + 2\Gamma_{L2}\Gamma_1 - \Gamma_{L1} + \Gamma_{L2} - \Gamma_2 + \Gamma_1} \quad (126)$$

4.6.1.1 Amostras com altas perdas ($d \rightarrow \infty$; $\Gamma_L = 0$)

Em amostras com altas perdas e/ou espessura tal que o sinal refletido na interface de saída da amostra seja insignificante é de se esperar que o coeficiente de reflexão Γ_{in} na entrada da amostra seja igual a Γ . Isto pode ser obtido de (125) pois:

$$T = \lim_{d \rightarrow \infty} e^{-j\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r}d} = 0$$

Como em qualquer posição $\Gamma_L=0$, de (125) obtém-se novamente (99):

$$\Gamma = \frac{1-\sqrt{\epsilon_r}}{1+\sqrt{\epsilon_r}} \quad (99 \text{ bis})$$

E a permissividade pode ser obtida de:

$$\epsilon_r = \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}\right)^2 \quad (127)$$

4.6.1.2 Dupla reflexão com linha em curto e em linha em aberto ($\Gamma_{L1}=-1$ e $\Gamma_{L2}=1$).

Ao se fazer d_1 e d_2 iguais a zero e, como na Figura 11, a linha 1 em curto e a 2 em aberto, os coeficientes de reflexão nas cargas resultam em $\Gamma_{L1}=-1$ e $\Gamma_{L2}=1$. Medindo Γ_1 e Γ_2 pode-se, a partir destes valores substituídos em (126), se obter a permissividade através de:

$$\epsilon_r = \frac{(\Gamma_1-1)(\Gamma_2-1)}{(\Gamma_1+1)(\Gamma_2+1)} \quad (128)$$

A admitância normalizada na entrada de uma linha de transmissão pode ser dada por (WEBER, 2001):

$$y = \frac{Y}{Y_0} = -\frac{\Gamma-1}{\Gamma+1} \quad (129)$$

De (129) aplicada a (128) pode-se ver que a permissividade de uma amostra pode ser obtida a partir de duas medidas, uma com uma terminação em curto e outra com terminação em aberto, e será:

$$\epsilon_r = y_a y_c \quad (130)$$

A permissividade como produto da admitância de uma linha em curto (y_c) pela admitância de uma linha em aberto (y_a) é resultado apresentado em (STUCHLY AND STUCHLY, 1980).

4.6.1.3 Dupla reflexão com linha em curto-circuito e linha casada ($\Gamma_{L1}=-1$ e $\Gamma_{L2}=0$)

Se uma amostra for medida no espaço livre com o espaço após a amostra idêntico ao espaço antes da mesma, desde que as reflexões após a mesma sejam insignificantes, pode-se afirmar que se tem um modelo análogo a uma linha de transmissão infinita ou carregada com uma carga de valor igual a impedância característica Z_0 . A Figura 12 apresenta tal modelo.

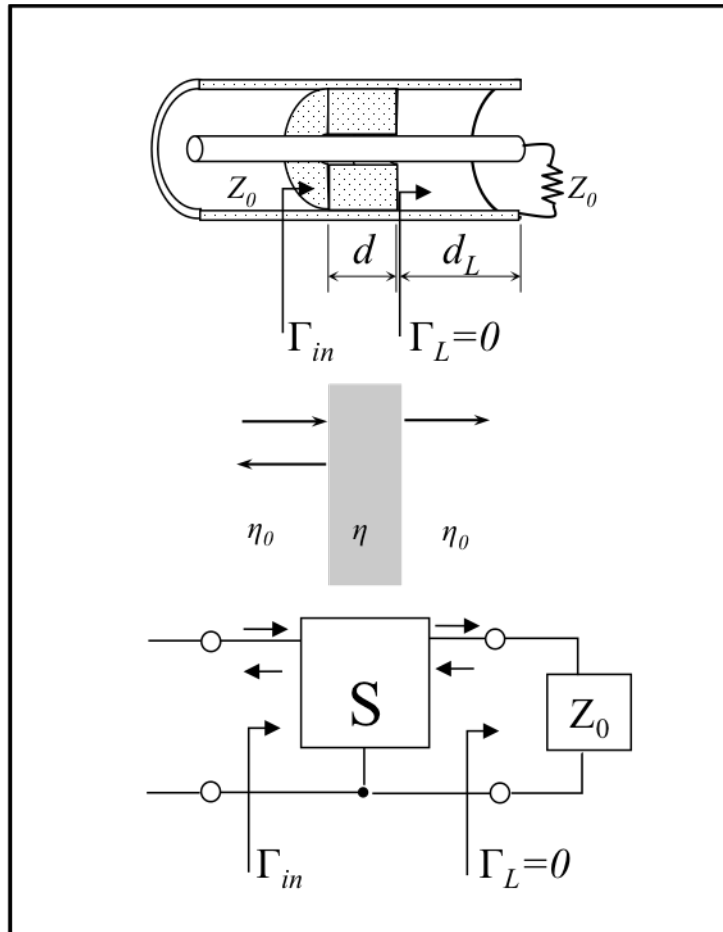


Figura 12: Modelo de espalhamento para amostras com terminações casadas.

Novamente o fator de transmissão T é o mesmo em ambas as amostras. Utilizando-se (126) com $\Gamma_{L1}=-1$ e $\Gamma_{L2}=0$ pode-se obter, a partir dos respectivos coeficientes de reflexão Γ_1 e Γ_2 , uma equação explícita para a permissividade. A expressão é:

$$\epsilon_r = \frac{\Gamma_2 \Gamma_1 - 3\Gamma_2 + \Gamma_1 + 1}{\Gamma_2 \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_1 + 1} \quad (131)$$

É interessante notar que o uso de uma carga com a impedância característica permite que o comprimento d_L seja qualquer, desde que a linha não possua perdas.

4.6.1.4 Dupla reflexão com linha em aberto e linha casada ($\Gamma_{L1}=+1$ e $\Gamma_{L2}=0$)

O procedimento da seção anterior pode ser repetido considerando-se uma linha em aberto e uma linha casada. No espaço livre a terminação em aberto deve ser feita com um curto circuito distante um quarto do comprimento de onda no ar. Isto impede que o mesmo seja utilizado em banda larga no espaço livre. Em linha de transmissão, entretanto, um circuito aberto pode ser implementado.

A equação, resultado da condição imposta, fica:

$$\varepsilon_r = \frac{\Gamma_2 \Gamma_1 - \Gamma_2 + 1 - \Gamma_1}{\Gamma_2 \Gamma_1 + 3\Gamma_2 + 1 - \Gamma_1} \quad (132)$$

Esta é a mesma equação apresentada por (SEVERO, 2003), embora deduzida de forma diferente.

4.6.2 Amostras de tamanhos diferentes linhas em curto-circuito

Em (HASAR et al., 2012) encontra-se procedimento que segue trabalho de (BAKER-JARVIS et al., 1993). Ambos observam que, através de duas amostras de comprimento diferente, colocadas em uma linha em curto-circuito, é possível determinar a permissividade e a permeabilidade. A Figura 13 apresenta o cenário experimental:

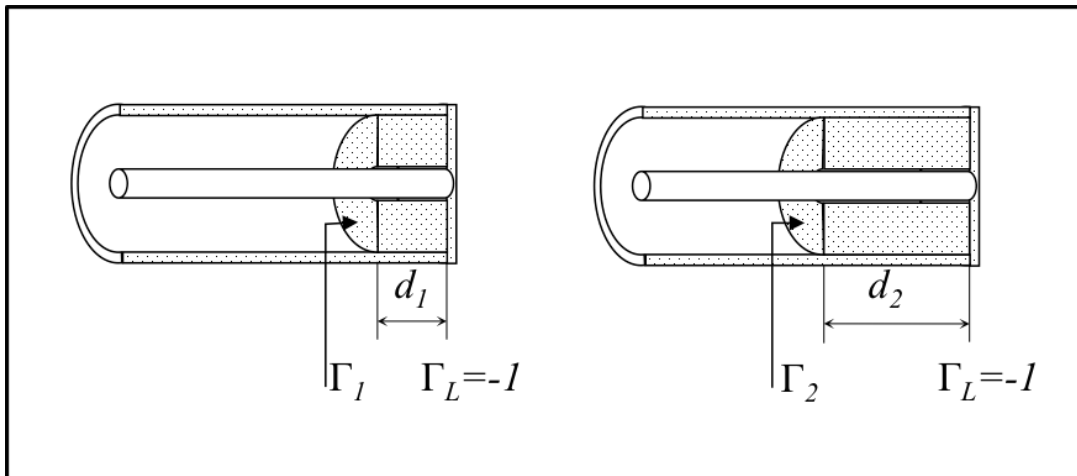


Figura 13: Amostras iguais com espessuras diferentes em linha em curto-circuito.

Usando-se a equação geral para carga arbitrária, repetida aqui para conveniência:

$$\Gamma_{in} = \frac{\Gamma(1-T^2) - \Gamma_L(\Gamma^2 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2 - \Gamma_L \Gamma(1 - T^2)} \quad (118 \text{ bis})$$

Como se considera a amostra com uma terminação em curto-circuito, $\Gamma_L = -1$. Substituindo em (118):

$$\Gamma_{in} = \frac{\Gamma - T^2}{1 - \Gamma T^2} \quad (133)$$

Para uma amostra com espessura d_l o coeficiente de reflexão na entrada será dado por:

$$\Gamma_1 = \frac{\Gamma - T^2}{1 - \Gamma T^2} \quad (134)$$

Agora, se a segunda amostra possuir uma dimensão $d_2 = \kappa d_l$, como $T = e^{-j\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r}kd_1}$, o coeficiente de reflexão será dado por:

$$\Gamma_2 = \frac{\Gamma - T^{2\kappa}}{1 - \Gamma T^{2\kappa}} \quad (135)$$

Expressando-se o fator de propagação ao quadrado de (134):

$$T^2 = \frac{\Gamma - \Gamma_1}{1 - \Gamma \Gamma_1} \quad (136)$$

A solução de (BAKER-JARVIS et al., 1993) substitui T^2 de (136) em (135), o que resulta em:

$$\Gamma_2 = \frac{\Gamma - \left(\frac{\Gamma - \Gamma_1}{1 - \Gamma \Gamma_1}\right)^\kappa}{1 - \Gamma \left(\frac{\Gamma - \Gamma_1}{1 - \Gamma \Gamma_1}\right)^\kappa} \quad (137)$$

O autor propõe uma solução iterativa para (135). Em (HASAR et al., 2012) o parâmetro κ é feito igual a 2 e é obtida uma expressão analítica. Com procedimento similar e limitando a equação apenas para a solução da permissividade pode-se utilizar (125) com $\Gamma_L = -1$.

$$T^2 = - \frac{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \quad (138)$$

Para a dimensão $d_2 = \kappa d_l$ o valor do fator de propagação é:

$$T^{2\kappa} = - \frac{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \quad (139)$$

Assim, o fator de propagação ao quadrado para a segunda medida é dado por:

$$T^2 = \left(- \frac{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \right)^{1/\kappa} \quad (140)$$

Portanto, conhecendo-se a relação entre as espessuras e medindo os coeficientes de reflexão pode-se, para valores adequados de κ , obter-se expressões para a permissividade de:

$$\left(- \frac{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \right)^\kappa = - \frac{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \quad (141)$$

4.6.2.1 Amostras com espessura $d_2 = 2 d_1$

Pode-se fazer $\kappa = 2$ como em (HASAR et al., 2012) e, ao aplicar-se (141), resultar:

$$\left(-\frac{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \right)^2 = -\frac{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \quad (142)$$

De onde se obtém a seguinte equação explícita para a permissividade:

$$\epsilon_r = \frac{(\Gamma_1-1)(\Gamma_1\Gamma_2-3\Gamma_1+3\Gamma_2-1)}{(\Gamma_1+1)^2(\Gamma_2+1)} \quad (143)$$

4.6.2.2 Amostras com espessuras $d_2 = (1/3) d_1$

Uma equação explícita pode também ser determinada com $\kappa = 1/3$. Aplicando-se (141) para esse fator:

$$-\frac{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_1(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} = \left(-\frac{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\Gamma_2(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \right)^3 \quad (144)$$

Da qual se pode explicitar a permissividade por:

$$\epsilon_r = \frac{(\Gamma_1-1)^2[\Gamma_1(\Gamma_2-2)+2\Gamma_2-1]}{(\Gamma_1+1)^2[\Gamma_1(\Gamma_2+2)-2\Gamma_2-1]} \quad (145)$$

4.6.3 Amostras de tamanhos diferentes em linhas com terminação casada.

O método de dupla reflexão com amostras de tamanho diferente é, na verdade, a obtenção de uma equação explícita para a permissividade a partir de duas medidas em SCTL, linhas terminadas por curto-circuito. Entretanto, (125) é geral o suficiente para admitir outras cargas diferentes do curto-circuito. A mais simples delas é utilizar uma carga com a mesma impedância característica da entrada ou então manter espaço livre após a amostra, como se vê na Figura 12. Nesse caso, (125), para $\Gamma_L=0$, é escrita:

$$T^2 = \frac{[\sqrt{\epsilon_r}+1][\Gamma_{in}(\sqrt{\epsilon_r}+1)+\sqrt{\epsilon_r}-1]}{[\sqrt{\epsilon_r}-1][\Gamma_{in}(\sqrt{\epsilon_r}-1)+\sqrt{\epsilon_r}+1]} \quad (146)$$

O mesmo procedimento da seção anterior é utilizado. Obteve-se uma equação explícita para a relação $d_2 = 2 d_1$:

$$\epsilon_r = \frac{(\Gamma_1-1)(\Gamma_1\Gamma_2-2\Gamma_1+\Gamma_2)}{(\Gamma_1+1)(\Gamma_1\Gamma_2+2\Gamma_1-\Gamma_2)} \quad (147)$$

5 ANÁLISE DA INCERTEZA DOS MÉTODOS EXPLÍCITOS

5.1 AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS DE MEDIÇÃO DE PERMISSIVIDADE

5.1.1 Fontes de erro.

Pode-se esperar um conjunto de possíveis fontes de erro no processo de medição da permissividade de materiais. Para (BAKER-JARVIS et al., 1993) eles são:

- Incerteza na medição da magnitude e da fase dos parâmetros de espalhamento.
- “Gaps” entre a amostra e os recipientes da mesma.
- Variações nas dimensões do recipiente.
- Incertezas no tamanho da amostra.
- Perdas nos cabos e descontinuidades nas conexões.
- Incertezas na posição dos planos de referência.

As incertezas relacionadas às medidas dos parâmetros de espalhamento dependem da qualidade do refletômetro ou do analisador vetorial (VNA). Como tais equipamentos necessitam constante calibração também a precisão dos padrões utilizados afeta a incerteza da medida.

As incertezas associadas ao processo de conformação da amostra (“gaps”, recipientes, sondas) variam com o tipo e a forma do sensor utilizado. (BAKER-JARVIS et. al., 1993) apresenta técnicas para minimizar alguns desses problemas. As variações nas dimensões dos recipientes e as incertezas no tamanho da amostra são importantes nos métodos que necessitam do valor diretamente na expressão para a determinação da permissividade. Deve-se notar que métodos que fazem uso de amostras com duas dimensões diferentes, com equações determinadas pela proporção entre elas, ainda que tal valor não apareça explicitamente, devem observar a incerteza relacionada ao erro nessa relação.

O erro associado às perdas nos cabos e imperfeições nos conectores podem ser minimizados com o uso de cabos e conectores de alta qualidade, apesar de isso poder representar custo elevado. Uma alternativa é o desenvolvimento de equipamento de medição integrado. Dessa forma, um medidor monolítico, onde fonte, VNA, linhas e sensores sejam parte de um mesmo bloco, com inexistência de peças móveis, realiza a medição com precisão tão boa ou melhor que instrumentação de bancada.

Finalmente, a incerteza na localização dos planos de referência podem ser corrigidas com técnicas de calibração adequadas. Quando possível pode-se aplicar métodos independentes do plano de referência (CHAPALAT et al.,1993)

Deve-se acrescentar, nas fontes de erro apresentadas por (BAKER-JARVIS et al.,1993), as incertezas relativas ao valor das cargas que eventualmente sejam utilizadas nos métodos de reflexão. Quando se realiza espectroscopia dielétrica em banda ampla com o uso de terminações após a amostra, necessárias aos métodos de reflexão, podem ser introduzidos erros sistemáticos. Tais erros ou são causados pela qualidade da terminação ou pelo seu comportamento em função da frequência. Esse foi exatamente o caso observado em (SEVERO, 2003). O método de medida desenvolvido empregava duas amostras iguais sobre linhas “microstrip”. Uma das linhas com uma terminação em circuito aberto e outra na impedância característica da linha. Na terminação em aberto não foi computado o efeito de borda (*end effect*) da linha. A avaliação da equação explícita da permissividade foi feita com o uso de uma simulação em FDTD. Mesmo com um índice de refinamento elevado da malha os resultados mantinham-se com um pequeno erro em relação ao valor esperado. Ora, tal ocorre pois, ao se desconsiderar o efeito de borda em um método que espera duas amostras sobre linhas iguais, se está utilizando linhas com tamanhos um pouco diferentes.

Das fontes de incerteza apresentadas, apenas uma é sempre presente, independente do método utilizado: a incerteza na determinação dos parâmetros de espalhamento. Também é essa a maior fonte de incerteza na medida e, para (KRAZEWSKI et al.,1991), o valor da umidade de uma amostra (resultado da medida da permissividade) pode ser obtido com tanta precisão quanto seja a qualidade da medida dos coeficientes de reflexão e transmissão. Já as incertezas cuja importância depende dos métodos, como as relacionadas ao tamanho da amostra e a carga de terminação, devem ser determinadas conforme o caso.

5.1.2 Métodos de avaliação.

A maioria dos autores segue o trabalho de (BAKER-JARVIS et al.,1993) na avaliação comparativa das incertezas dos métodos de determinação de permissividade (HASAR, 2014; CHAPALAT et al., 2009; BOUGHRIET et al., 1997). Eles utilizam o método da propagação de incertezas aplicado em um modelo matemático que obtenha a permissividade a partir da medida dos parâmetros de espalhamento da amostra. Os

parâmetros de espalhamento, seus módulos e suas fases e o tamanho da amostra são as variáveis independentes de entrada que resultam, após a aplicação no modelo matemático, na permissividade complexa, a variável de saída. Assim, ao se definir $|S|$ como o módulo dos parâmetros de espalhamento, θ como a fase e “ d ” a dimensão da amostra, a incerteza padrão combinada é dada por:

$$\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_r} = \frac{1}{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial |S|} \Delta |S|\right)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \theta} \Delta \theta\right)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial d} \Delta d\right)^2} \quad (148)$$

Onde $\Delta |S|$, $\Delta \theta$ e Δd são as incertezas das variáveis não correlacionadas definidas. Em (STUCHLY; MATUSZEWSKI, 1978) é avaliada a incerteza de equação explícita para a permissividade com o método de propagação de incertezas. Os autores avaliam as derivadas parciais numericamente. Eles usam as informações do fabricante do analisador vetorial para a definição dos valores das incertezas $\Delta |S|$ e $\Delta \theta$.

Já (FENNER; ROTHWELL, 2012) constatam deficiências no método da propagação de incertezas quando aplicado na medida de permissividade em espaço livre. Os autores comparam com resultados obtidos com o método de Monte Carlo (MCM – *Monte Carlo Method*).

5.1.3 Método de Monte Carlo.

As equações explícitas desenvolvidas nesse trabalho não só descrevem uma lei física capaz de expressar a permissividade em função de parâmetros de espalhamento mas também definem um processo de medição. A qualidade do sistema de medição, resultante do uso de uma dessas equações pode ser avaliada associando, a cada uma das entradas do modelo, valores aleatórios distribuídos de acordo com uma função densidade de probabilidade adequada. Então se pode, a partir da aplicação M vezes desses valores ao modelo, estimar uma densidade de probabilidade para a saída, no caso a permissividade complexa. Tal método é conhecido por Método de Monte Carlo. (PÁEZ et al., 2012) aplica o método para estimar a incerteza na medida de permissividade com o uso de cavidade ressonante com amostra. O uso aqui desenvolvido, que objetiva construir um quadro comparativo da qualidade de métodos explícitos para a determinação de permissividade em banda ampla, não foi encontrado na literatura. Encontra-se apenas autores (DESTER et. al., 2010) que utilizam as simulações de Monte Carlo na avaliação das incertezas de um método específico.

5.1.4 Simulação de Monte Carlo das equações explícitas.

Uma simulação numérica é desenvolvida objetivando avaliar a qualidade das equações explícitas. Antes da simulação de Monte Carlo propriamente dita é necessário se gerar valores de parâmetros de espalhamento de lâmina dielétrica com campo incidente. Utiliza-se para isso as equações do capítulo 3 que nos fornecem os coeficientes de reflexão e transmissão. A seguir, o modelo de parâmetros de espalhamento é constituído com esses valores e é calculado o coeficiente de reflexão da entrada em função de eventual carga na saída da amostra. Uma vez conhecidos esses valores, adiciona-se aos mesmos valores aleatórios dentro das incertezas definidas para eles. As equações explícitas são então aplicadas e se obtém valores de permissividade com as incertezas propagadas das entradas das equações. A Figura 14 mostra o processo:

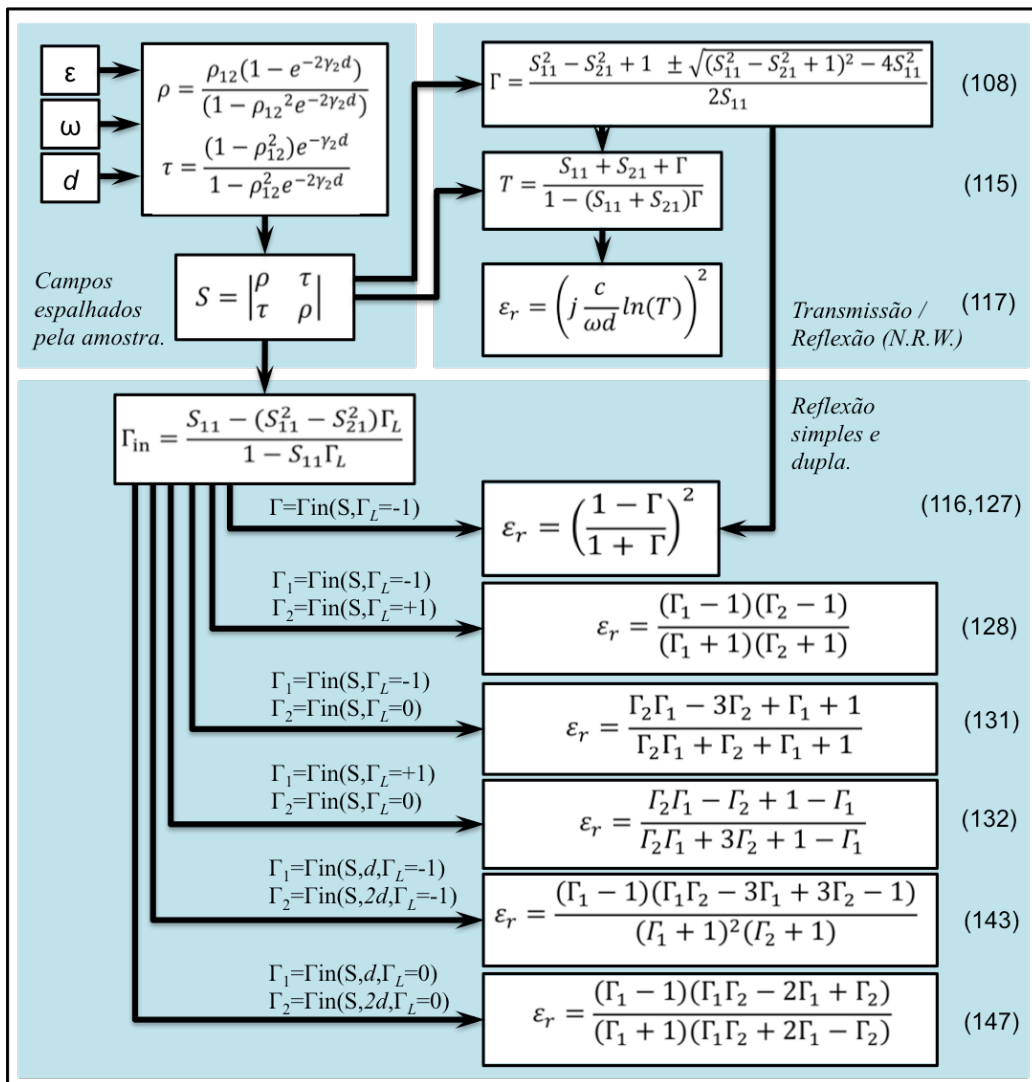


Figura 14: Simulação dos campos e aplicação das equações explícitas.

O quadro do canto superior esquerdo da Figura 14 mostra o cálculo dos campos espalhados pela amostra. São atribuídos valores de permissividade “ ϵ ” em função da frequência angular “ ω ”. Para cada amostra é também definida uma dimensão “ d ”. As equações (69) e (75) são então aplicadas para avaliação dos coeficientes de reflexão e transmissão respectivos. A matriz de parâmetros “S” é então montada conforme (102).

Duas são as saídas para os valores dos parâmetros “S”: O quadro superior direito, onde é avaliado o método NRW, e o quadro inferior, onde são avaliados os métodos de reflexão. Para o método NRW os valores calculados das amplitudes e das fases dos parâmetros de espalhamento são acrescidos de distribuições retangulares no intervalo definido pelo fabricante do analisador vetorial. Para os métodos de reflexão, esses valores são acrescidos após o cálculo do coeficiente de reflexão na entrada da linha terminada.

No quadro superior direito o método NRW é avaliado a partir do cálculo do primeiro coeficiente de reflexão Γ cujo valor é dado por (108). Pode-se agora obter o valor da permissividade imediatamente com a aplicação de (116). De outro modo, uma vez calculado Γ , o fator de propagação T pode ser obtido a partir de (115). Agora o valor da permissividade é calculado com o uso de (117).

Para os métodos de reflexão o fluxo de cálculo é apresentado no quadro inferior. O coeficiente Γ_{in} , de reflexão total na entrada da lâmina terminada por uma carga Γ_L , é dado por (106). Esse valor é agora acrescido dos valores aleatórios. Também o valor da terminação é acrescido de incerteza. Os valores são então aplicados nos respectivos métodos. Com (127) estima-se a propagação do erro para o método que assume lâmina infinita; com (128), o método de dupla reflexão com amostras iguais e cargas em curto-circuito e aberto; com (131), amostras iguais e terminação em curto-circuito e na impedância característica; com (132), cargas iguais e terminação em circuito aberto e terminação na impedância característica; com (143), cargas diferentes (d e $2d$) e terminações em curto; e com (147), cargas diferentes (d e $2d$) e terminações na impedância característica.

5.1.5 Algoritmo para estimativa da permissividade complexa.

O algoritmo para a obtenção do espectro de permissividades com incertezas propagadas através dos modelos de medição desenvolvidos é mostrado na Figura 15:

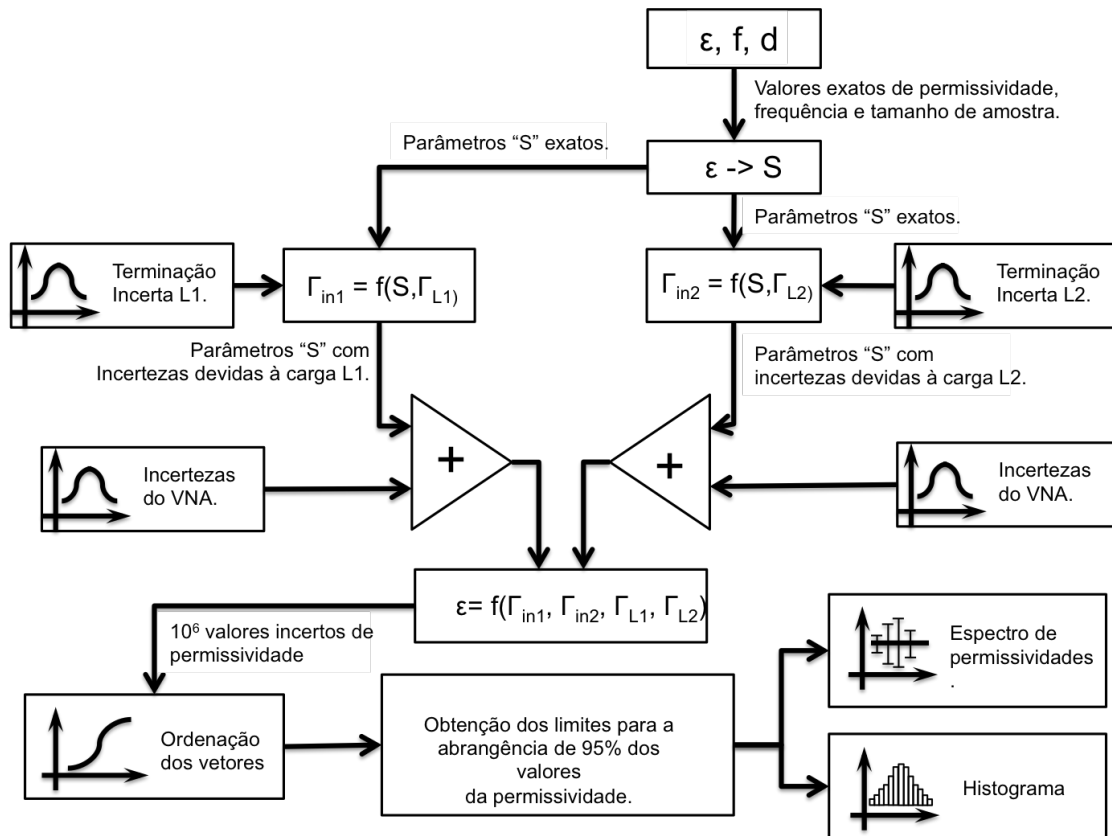


Figura 15: Simulação de Monte Carlo.

A sequência de processamento vista no fluxograma da Figura 15 pode ser detalhada como segue:

- Determina-se valores exatos de permissividade, frequência e dimensão da amostra para os quais se quer avaliar os modelos.
- Com o uso do modelo para o espalhamento de campos da lâmina dielétrica, apresentado no capítulo 3, se obtém o valor exato dos parâmetros "S".
- Dois coeficientes de reflexão na entrada diferentes são obtidos dos parâmetros de espalhamento da amostra e dos valores das terminações. Os valores das terminações correspondem a 10^6 amostras distribuídas uniformemente.
- Os coeficientes de reflexão são então aplicados na equação explícita para a obtenção dos valores de permissividade incertos propagados.
- O vetor com as permissividades é então ordenado. Após são obtidos os limites correspondentes a 95% das ocorrências.
- O processo é repetido para cada uma das frequências de interesse, e é gerado um espectro com os intervalos obtidos, além de histogramas em frequências específicas.

5.1.6 Resultados.

Para comparar os métodos apresentados quando aplicados à medida de permissividade para a determinação da umidade irá se utilizar o valor da permissividade do arroz com 10,6% b.u. (base úmida). Em (NELSON, 2010) o valor da permissividade entre a frequência de 1 e 15 GHz é de $4 - j0,4$. Os valores utilizados para a simulação consideram um vetor de frequências com 150 elementos até 15 GHz. Uma amostra de 2,5 cm de espessura é empregada. Considerando apenas a parte real da permissividade, essa dimensão de amostra é um ressonador de $\lambda/2$ para a frequência de 3 GHz. O valor dos parâmetros de espalhamento são acrescidos de uma incerteza com distribuição uniforme de $\pm 0,05$ dB no módulo e 3° na fase. A carga em curto-circuito possui uma variação máxima na fase de $0,5^\circ$ e a carga em circuito aberto $0,65^\circ$, ambas com distribuição uniforme. Para a carga de terminação é definida uma incerteza com distribuição uniforme de forma a resultar em uma relação de onda estacionária máxima de 1,01 (coeficiente de reflexão de 0,005 máximo). A fase da carga em terminação é distribuída aleatoriamente entre 0° e 360° . O tamanho da amostra, quando for o caso, é incerto em $\pm 0,025$ cm. São gerados 10^6 valores aleatórios nos respectivos intervalos para cada uma das entradas. As grandezas de saída, a parte real da permissividade e o fator de perdas, são apresentados em intervalos de abrangência correspondentes a 95% dos casos. Histogramas com 50 intervalos são apresentados para algumas frequências características.

5.1.6.1 Dupla reflexão – amostras iguais $\Gamma_{L1}=-1, \Gamma_{L2}=+1$ e $\Gamma_{L1}=-1$ e $\Gamma_{L2}=0$.

A incerteza dos métodos de dupla reflexão com amostras iguais e cargas diferentes são simuladas para frequências até 15 GHz. As incertezas propagadas pela equação explícita desenvolvida nesse trabalho ($\Gamma_{L1}=-1, \Gamma_{L2}=0$) são comparadas com as do método NRW nas Figuras 16, 17 e 18, e comparadas com as do método clássico ($\Gamma_{L1}=-1, \Gamma_{L2}=+1$) nas Figuras 19 e 20:

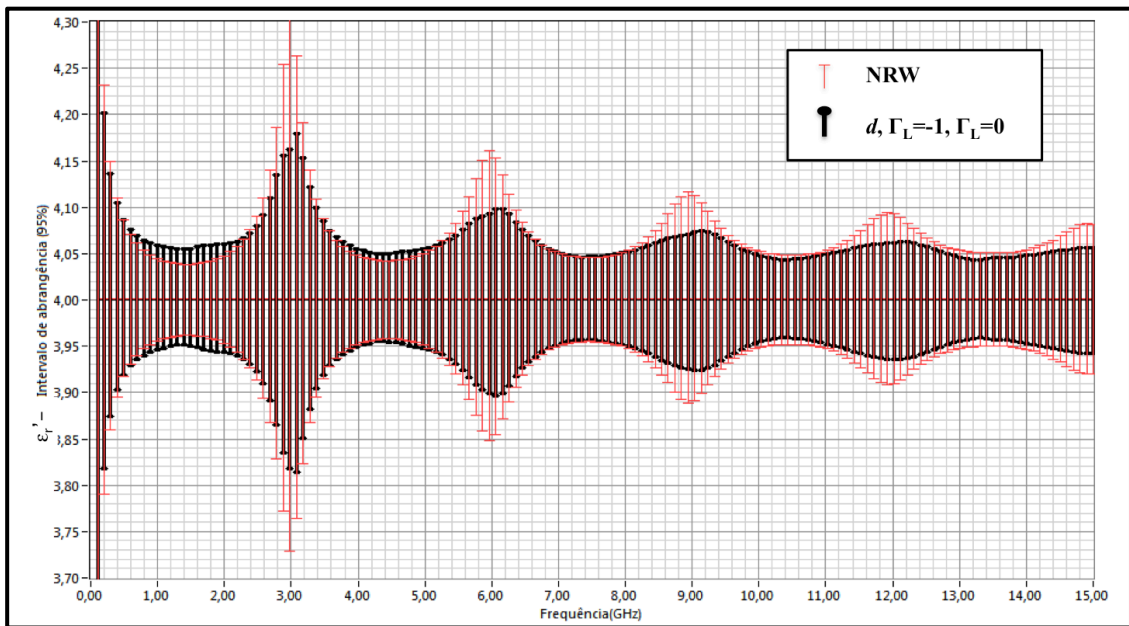


Figura 16: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – permissividade real.

Na Figura 16, pode-se observar que a parte real da permissividade, obtida do método com terminação com a mesma impedância característica da linha, tem incerteza menor que o método NRW nas frequências múltiplas de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda. Em frequências baixas a dupla reflexão apresenta maiores desvios que o NRW em 1,5 e 4,5 GHz e valores equivalentes em 7,5; 10,5 e 13,5 GHz. Esses são os mínimos de incerteza experimental já previstos para o NRW por (STUCHLY; MATUSZEWSKI, 1980). Na Figura 17, tem-se as incertezas dos métodos considerando o fator de perdas.

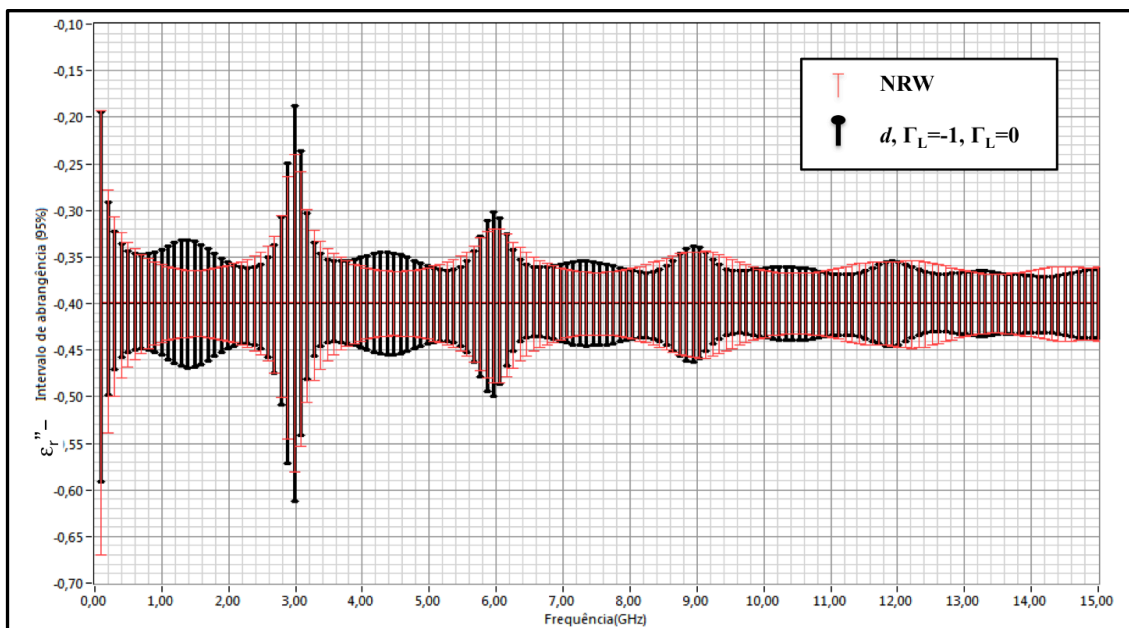


Figura 17: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – fator de perdas.

Para a parte imaginária da permissividade, ao menos em frequências baixas, a incerteza da dupla reflexão é significativamente maior. A partir de 8 GHz, para esse tamanho de amostra, a situação se inverte.

Na Figura 18, é apresentado o resultado da incerteza do fator de perdas considerando as terminações como exatas. Para efeito de comparação com o método NRW, essa é uma situação mais adequada. Isso se deve ao fato de, na simulação de Monte Carlo do método NRW, não se considerar as imperfeições dos conectores da porta de saída. Ao comparar essa simulação com os resultados da Figura 17, pode-se também observar o efeito das imperfeições nas terminações.

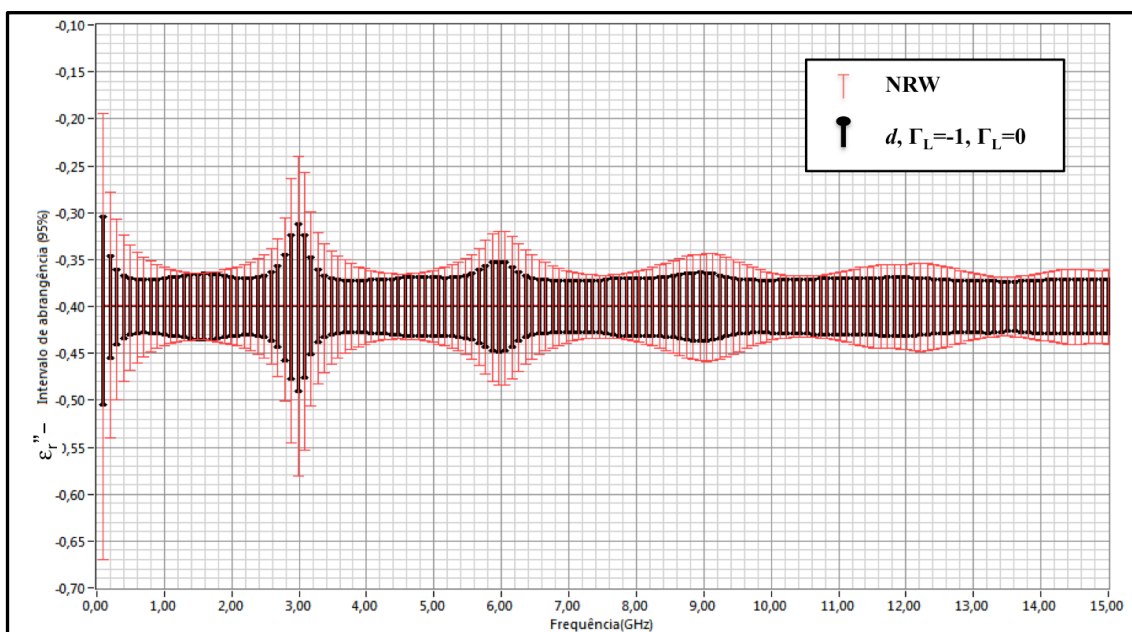


Figura 18: Dupla reflexão com cargas exatas x NRW – fator de perdas.

Note-se que, diferente do gráfico da Figura 17, as incertezas para o método de dupla reflexão com carga terminada são sempre menores ou iguais as do método NRW. Esse fato alerta para a importância das terminações ao final da amostra. A qualidade das medidas irá depender fortemente delas. Deve-se lembrar que isso ressalta a importância de (126) ser uma equação geral para quaisquer duas cargas. Assim é possível se elaborar um instrumento cujas cargas empregadas para terminação das amostras sejam medidas com a sonda sem a amostra e os resultados utilizados na equação.

Nas Figuras 19 e 20, compara-se o método de dupla reflexão com carga terminada, com o método clássico que utiliza uma carga em curto-circuito e uma carga em circuito aberto. Nesse caso, é desnecessário simular considerando a carga exata, pois ambos os métodos são testados com as mesmas incertezas para as cargas.

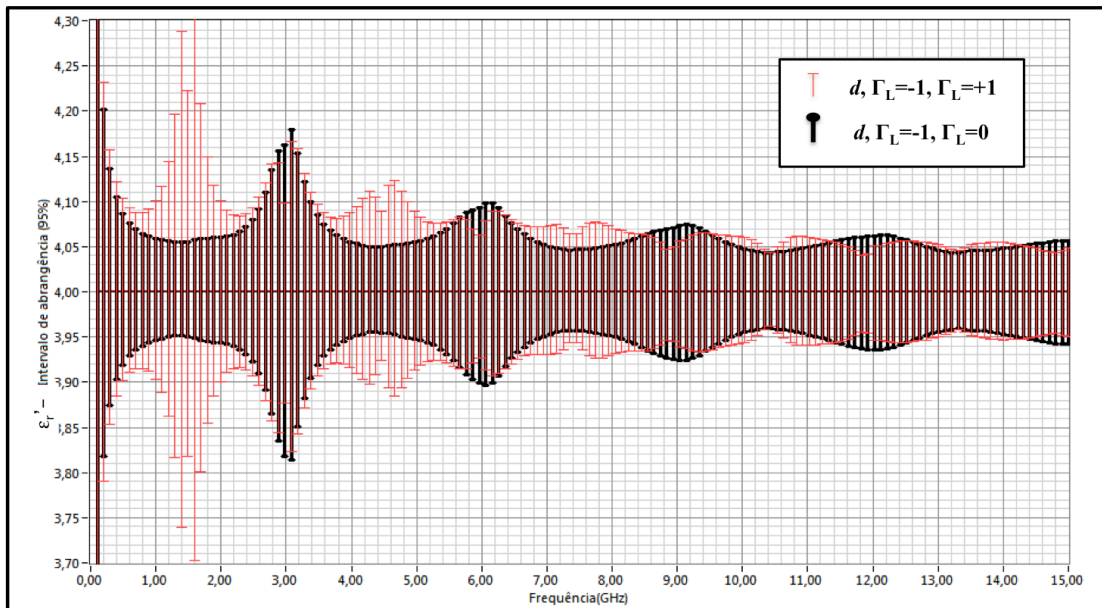


Figura 19: Dupla reflexão com amostras iguais – permissividade real.

Na Figura 19, pode-se observar que as terminações em curto-circuito e circuito aberto, utilizadas pelo método clássico dado por (128), acabam por gerar incertezas elevadas em todos os múltiplos de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda. A terminação em curto-circuito determina as incertezas nos múltiplos de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda, e as outras incertezas são determinadas pela terminação em circuito aberto. Nota-se que o método desenvolvido nesse trabalho e sustentado por (126) que se especializa em (131) tem suas incertezas nas frequências mais baixas apenas nos múltiplos de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda. O fator de perdas tem o mesmo comportamento e é apresentado na Figura 20.

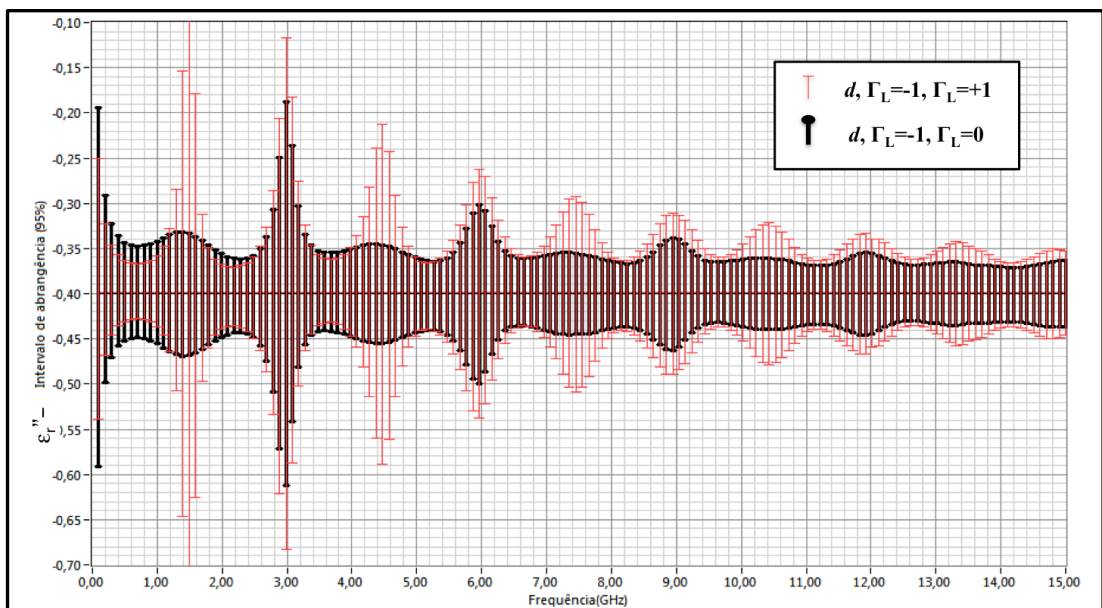


Figura 20: Dupla reflexão com amostras iguais – fator de perdas.

5.1.6.2 Dupla reflexão – amostras iguais - Histogramas.

Na simulação desenvolvida é possível observar as distribuições de probabilidade das variáveis de saída para qualquer frequência que se queira. Os histogramas para as frequências de 1 GHz, 3 GHz e 4,5 GHz são apresentados nas Figuras 21 à 26.

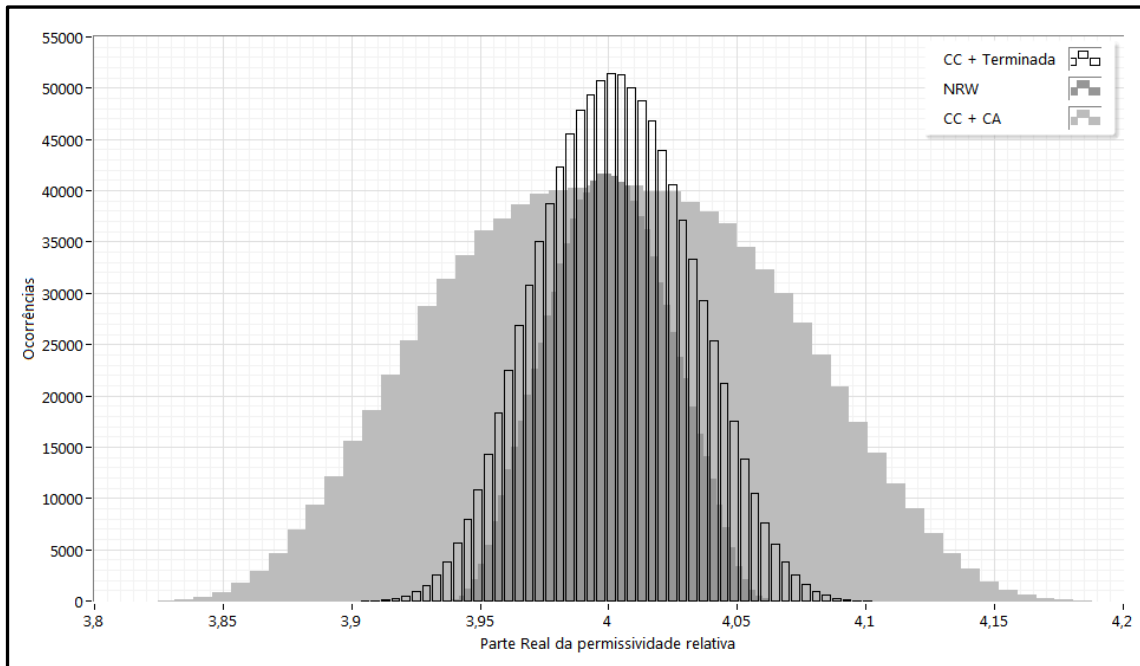


Figura 21: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 1 GHz.

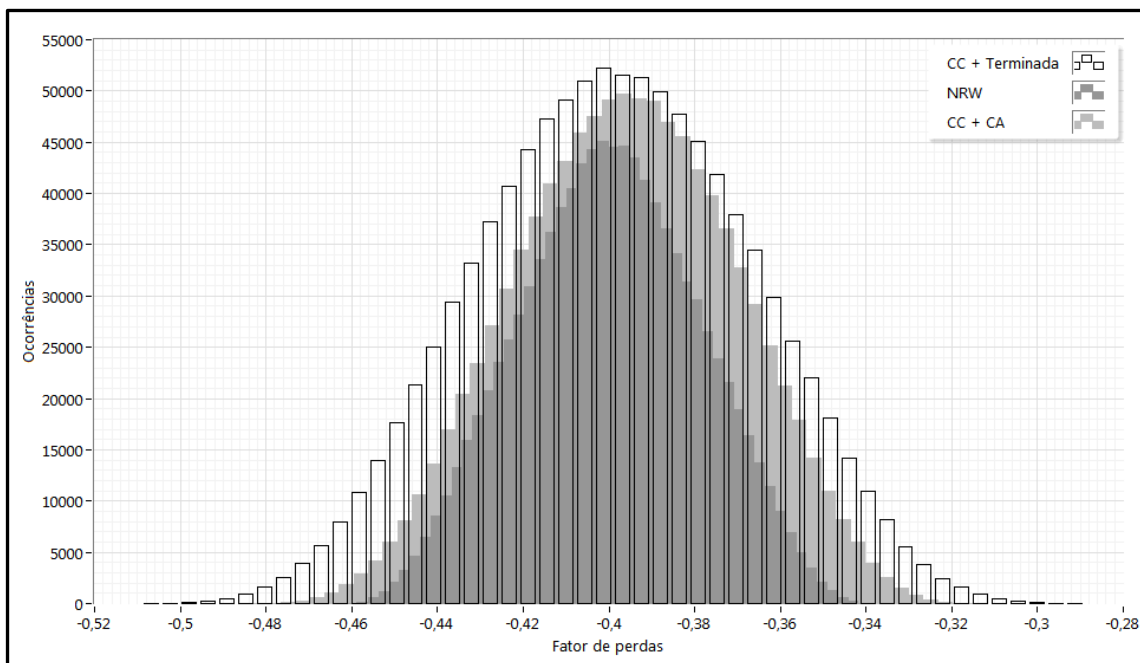


Figura 22: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 1 GHz.

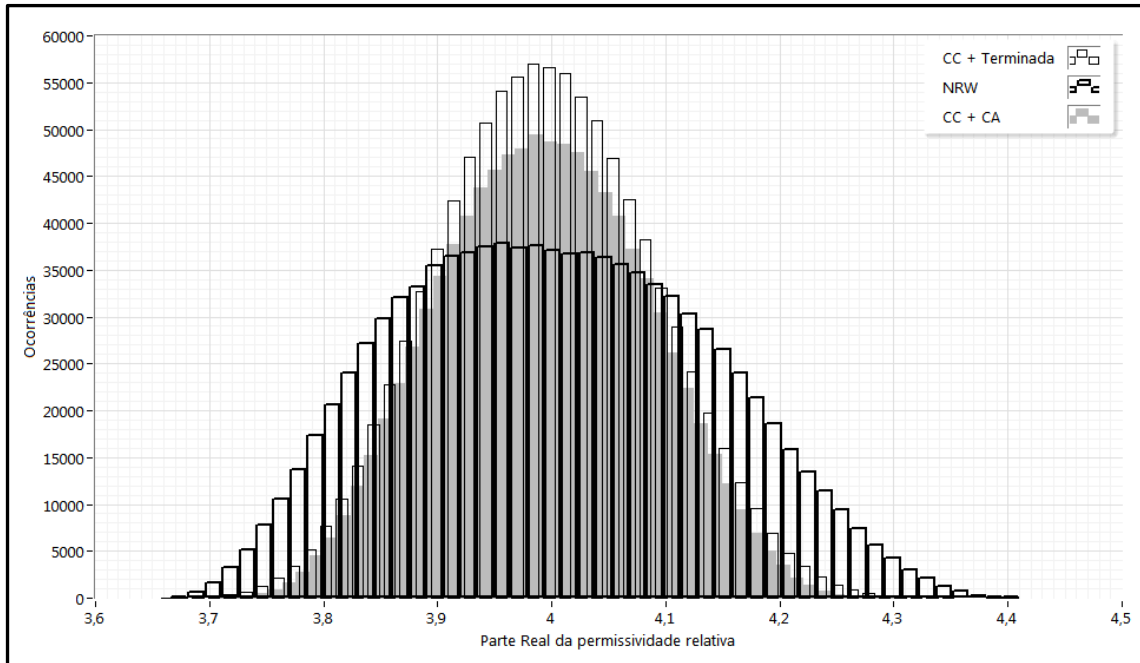


Figura 23: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 3 GHz.

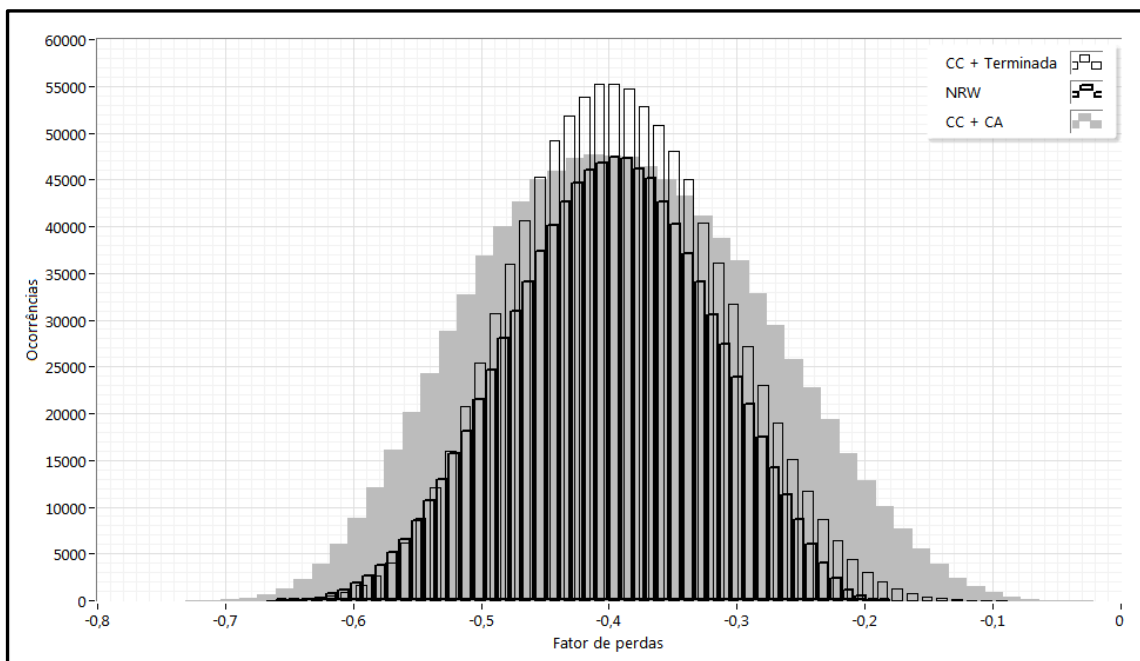


Figura 24: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 3 GHz.

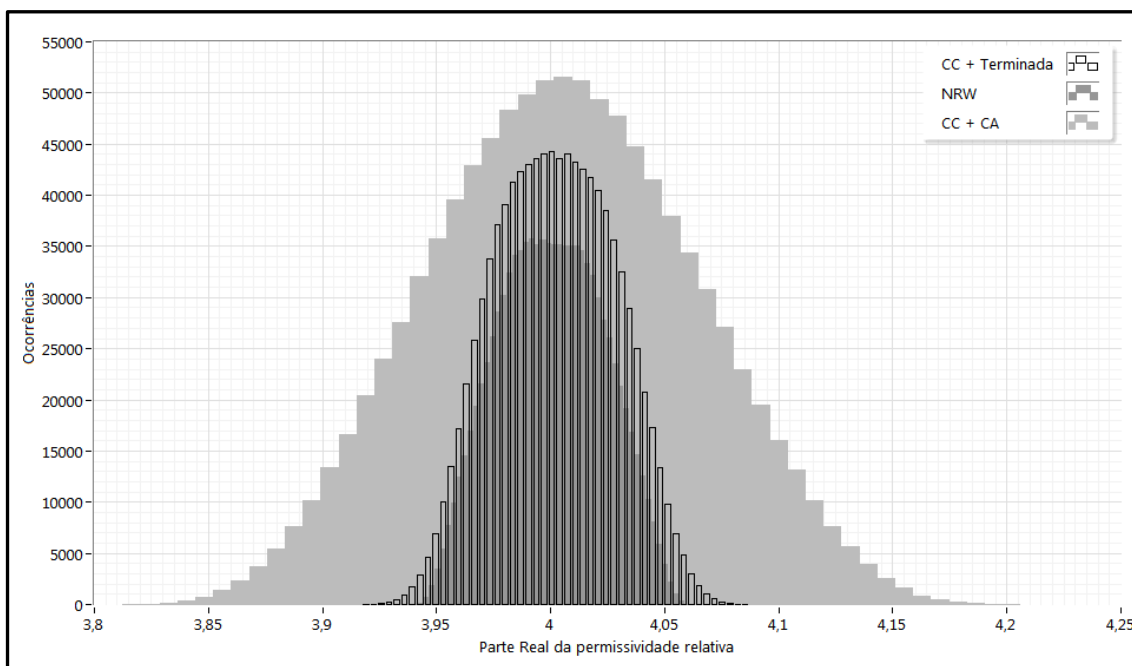


Figura 25: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 4,5 GHz.

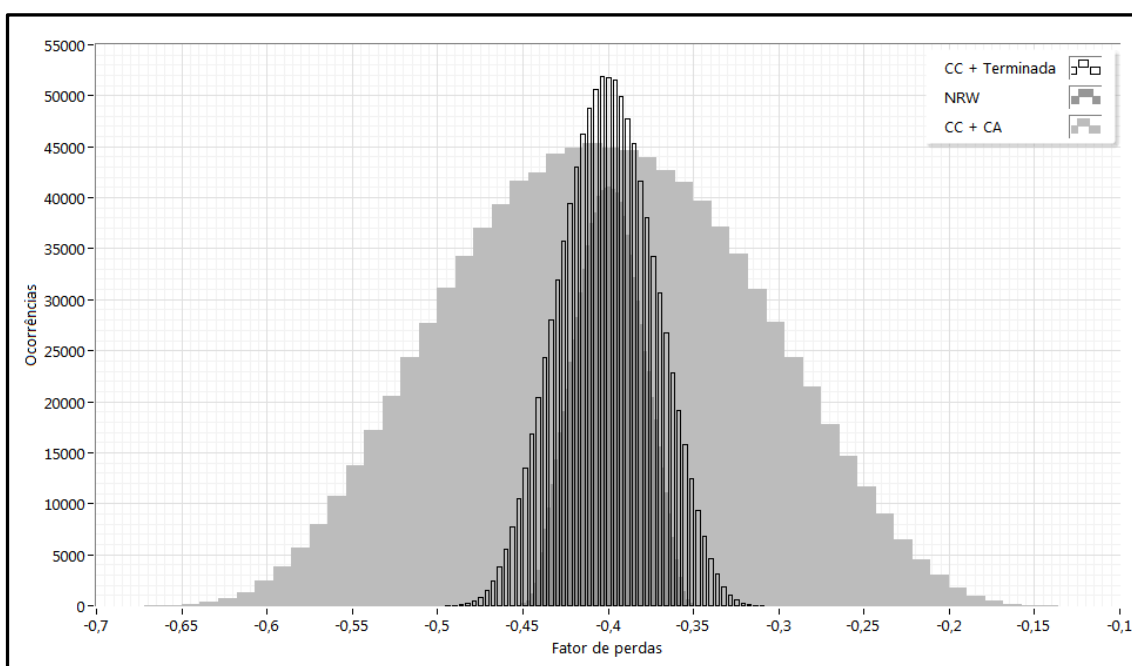


Figura 26: Dupla reflexão com amostras iguais x NRW – 4,5 GHz.

Nos histogramas pode-se notar que as distribuições de probabilidade, tanto da parte real da permissividade quanto do fator de perdas, apresentam-se aproximadamente simétricas com significativa melhoria com a elevação da frequência. Isso se dá para todos os métodos. Isso demonstra que os gráficos que plotam o intervalo de abrangência em função da frequência são adequados para a comparação das incertezas propagadas.

Nos gráficos pode-se ver que a incerteza para amostras de arroz com $d = 2,5$ cm, e nas frequências acima de 6 GHz, já pode ser considerada satisfatória para o método de dupla reflexão com uma das amostras terminadas na impedância característica da sonda. Uma amostra de 5 cm já diminuiria essa frequência para 3 GHz. Disso conclui-se que o método de dupla reflexão com terminação casada é o mais adequado para ser empregado no desenvolvimento de medidores de banda ampla. Deve-se, entretanto, atentar para a qualidade das terminações que, como visto, podem afetar significativamente a incerteza do método.

5.1.6.3 Linhas d e $2d$ terminadas em curto versus linhas casadas.

A incerteza dos métodos de dupla reflexão com amostras de tamanho diferente e cargas iguais são simuladas para frequências até 15 GHz. São comparadas as incertezas do método NRW e as da equação clássica (BAKER-JARVIS et al., 1993; HASAR et al., 2012), que usa duas terminações em curto-circuito, com as incertezas da equação apresentada nesse trabalho, que faz uso de duas linhas casadas. Os resultados são os apresentados nas Figuras 27 até 30.

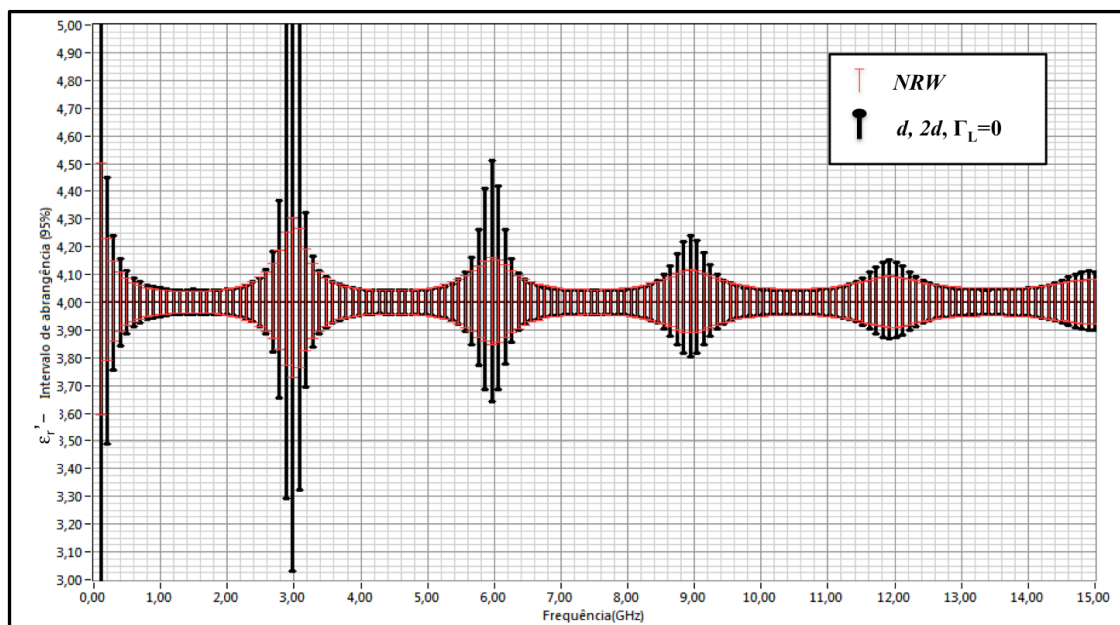


Figura 27: Dupla reflexão terminada ($d - 2d$) x NRW – permissividade real.

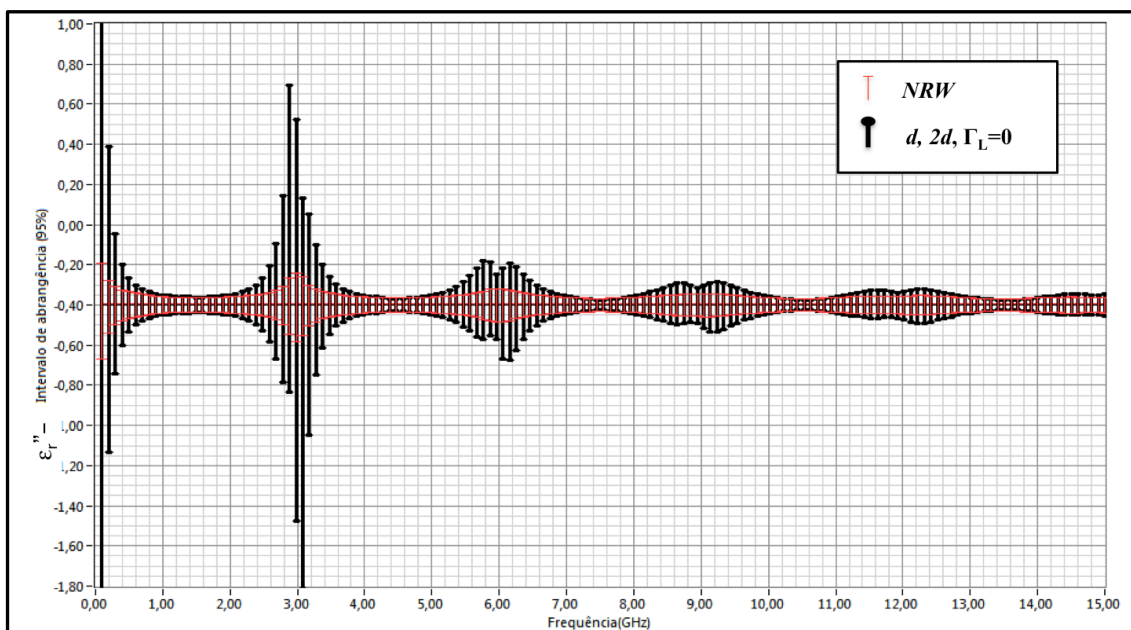


Figura 28: Dupla reflexão terminada ($d - 2d$) x NRW – fator de perdas.

Nas Figuras 27 e 28, observa-se que a incerteza do método de dupla reflexão com amostras diferentes é significativamente maior que o método NRW quando a dimensão da amostra é próxima de múltiplos de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda. Tal fato é ainda mais destacado quando se olha o gráfico para o fator de perdas. Ainda assim, em frequências suficientemente elevadas, as incertezas passam a ser equivalentes. Nos próximos gráficos se tem a comparação entre o método com amostras diferentes terminadas em curto-circuito e com as amostras terminadas em impedâncias casadas.

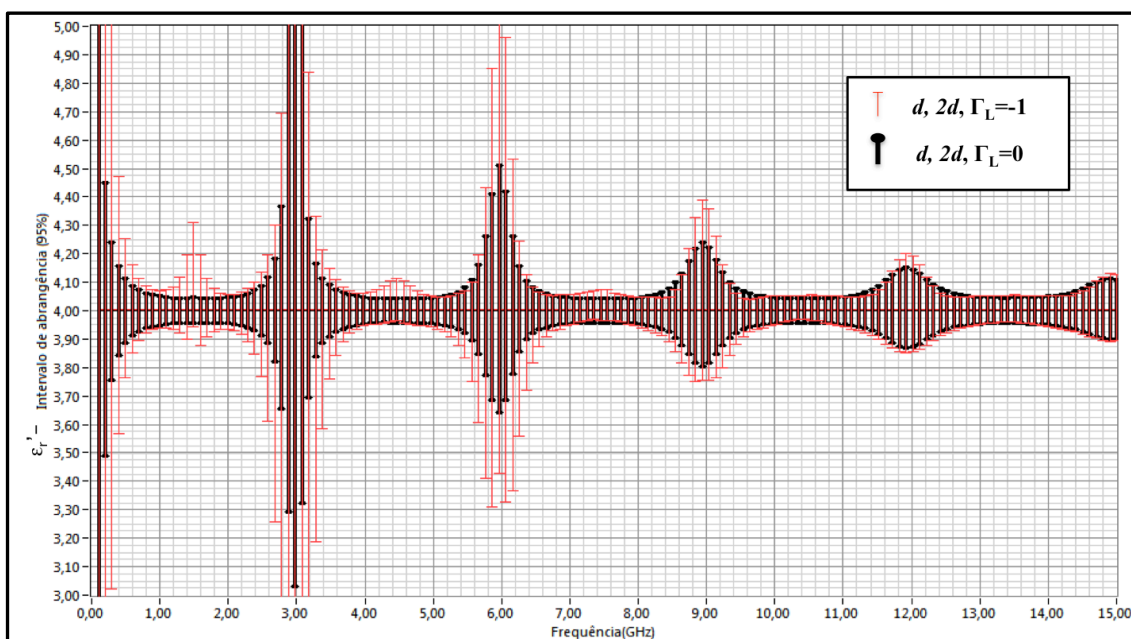


Figura 29: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada – permissividade real.

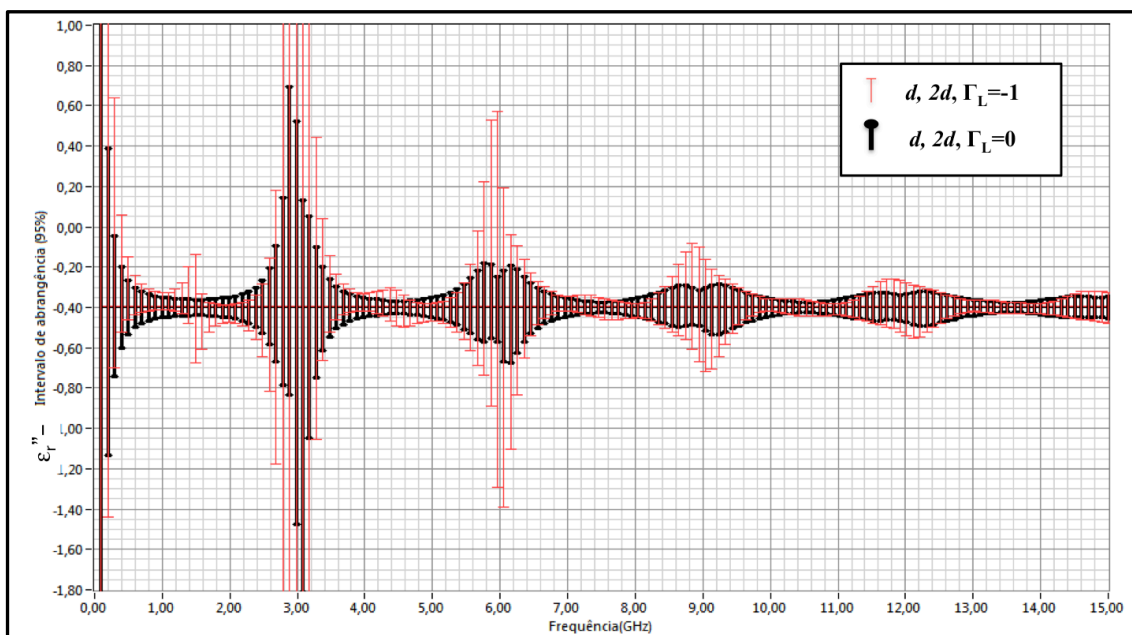


Figura 30: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada – Fator de perdas.

Nas Figuras 29 e 30 é visto que o uso de uma terminação casada na situação proposta é mais adequado que o uso de um curto-circuito. Se vê também que o método clássico possui evidentes deslocamento do valor médio em algumas frequências. Tais incertezas podem ser constatadas através dos histogramas apresentados nas Figuras 31 até 34.

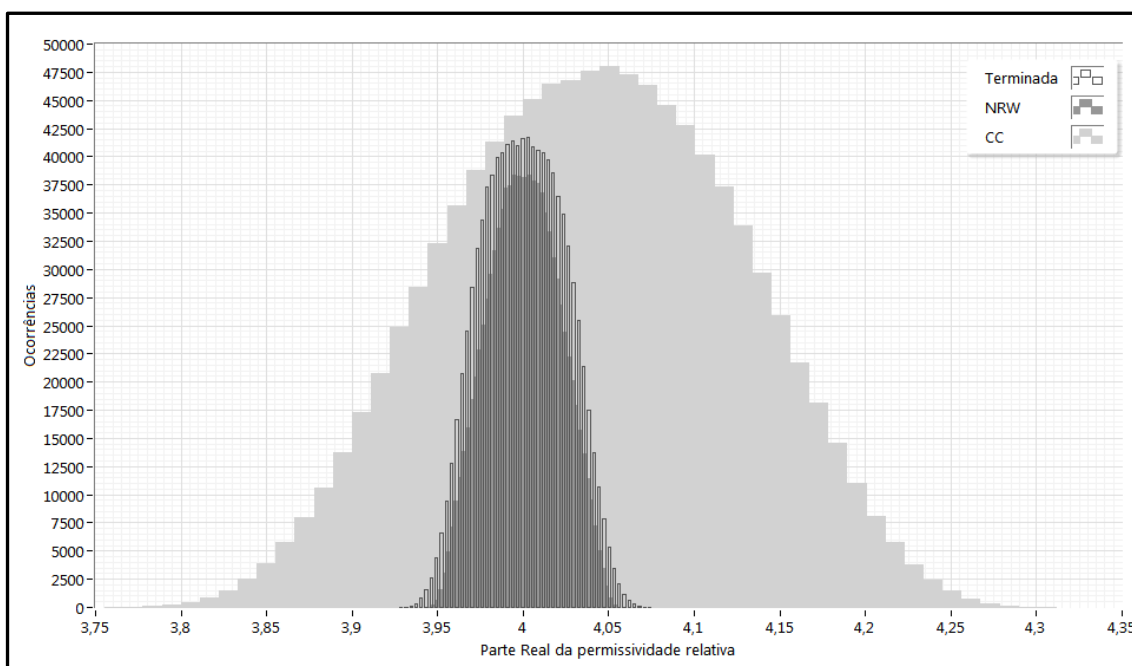


Figura 31: Dupla reflexão – Terminação casada x NRW x curto-circuito – 1,5 GHz.

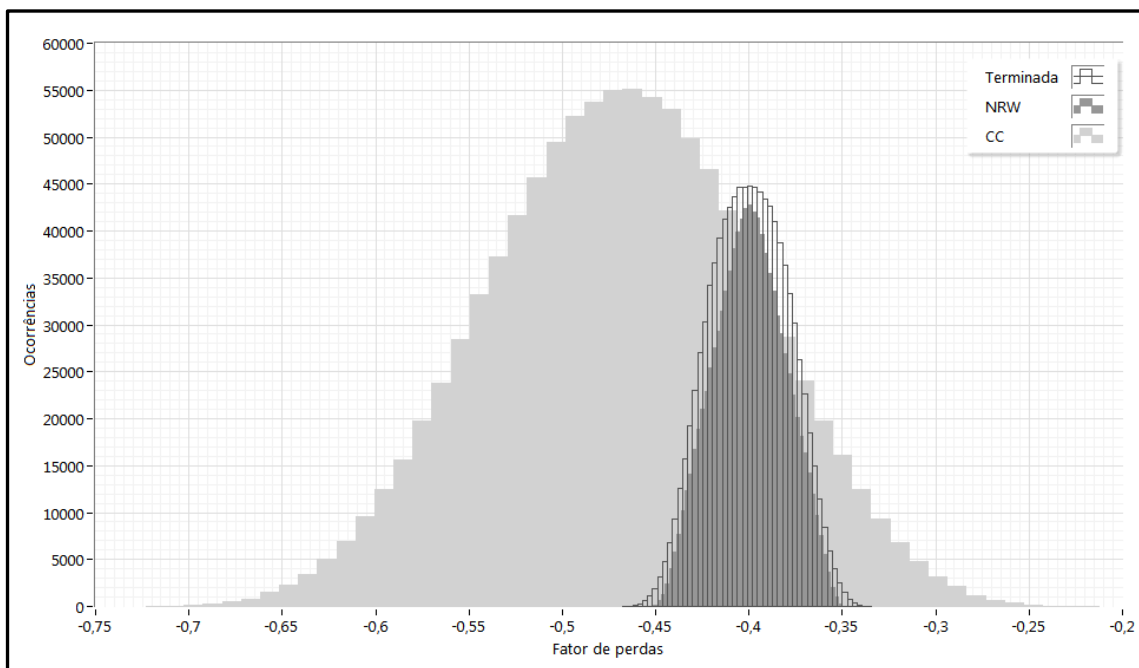


Figura 32: Dupla reflexão – Terminação casada x NRW x curto-circuito – 1,5 GHz.

Na frequência de 1,5 GHz, representada nos histogramas das Figuras 31 e 32, nota-se claramente que o uso de um curto-circuito terminando as linhas produz um deslocamento considerável do valor médio das medidas. Tal deslocamento é percentualmente mais significativo para o fator de perdas.

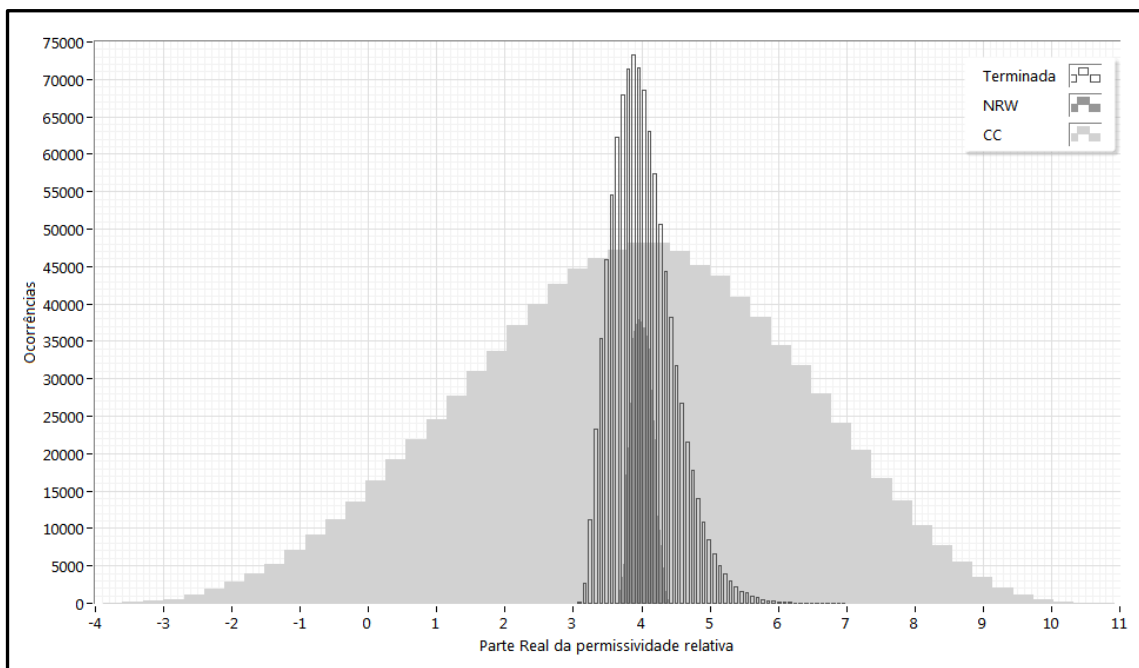


Figura 33: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 3 GHz.

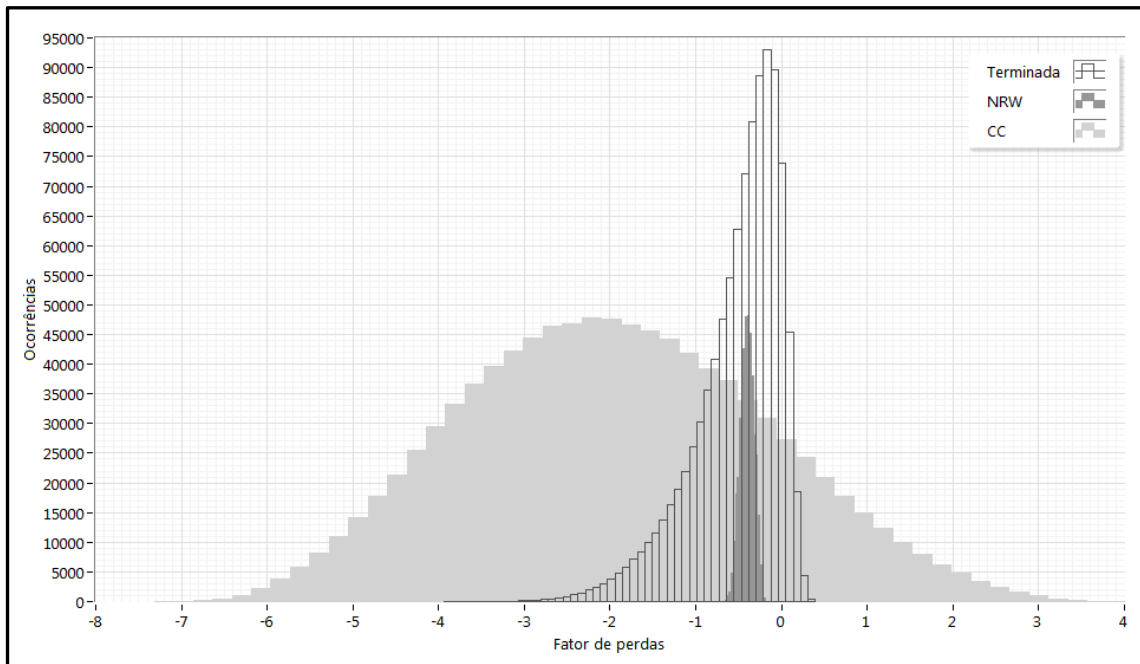


Figura 34: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 3 GHz.

A Figura 34 mostra um grave desvio da média esperada quando emprega-se o método clássico com duas amostras de tamanho diferente e terminação em curto circuito. Ainda que essa seja frequência de maior incerteza, esse desvio da média inviabiliza o método para medidas em banda ampla.

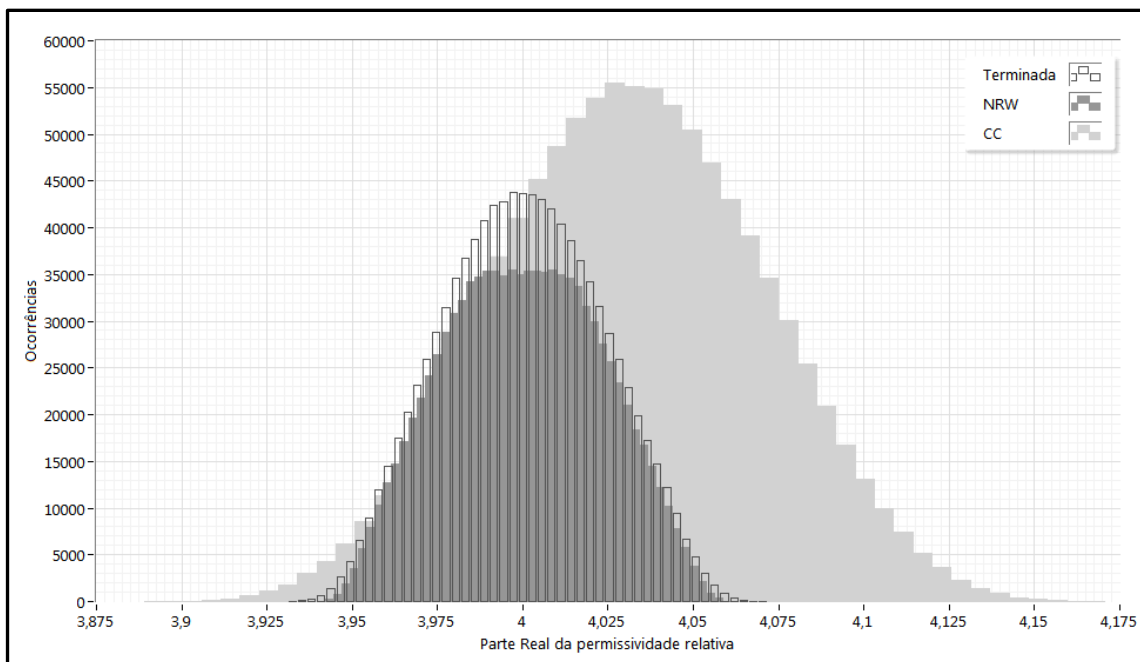


Figura 35: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 4,5 GHz.

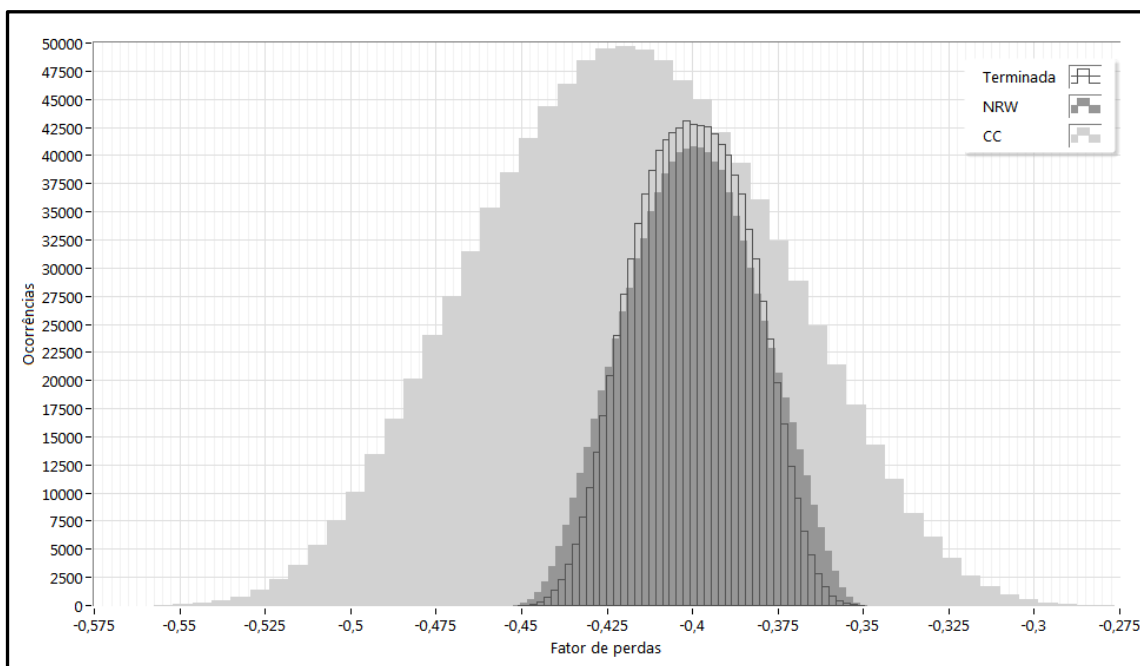


Figura 36: Dupla reflexão – Terminação em curto-circuito x Casada x NRW – 4,5 GHz.

Apesar da menor dispersão dos valores, pois as frequências múltiplas inteiras de 4,5 GHz correspondem à menor incerteza dos métodos, o método que emprega terminações em curto-circuito mantém-se consideravelmente fora da média. Na Figura 37, verifica-se que o valor médio obtido para o método com as cargas terminadas em curto-circuito é alterado pelas incertezas da terminação. Isso é feito com o emprego de terminações exatas na simulação de Monte Carlo.

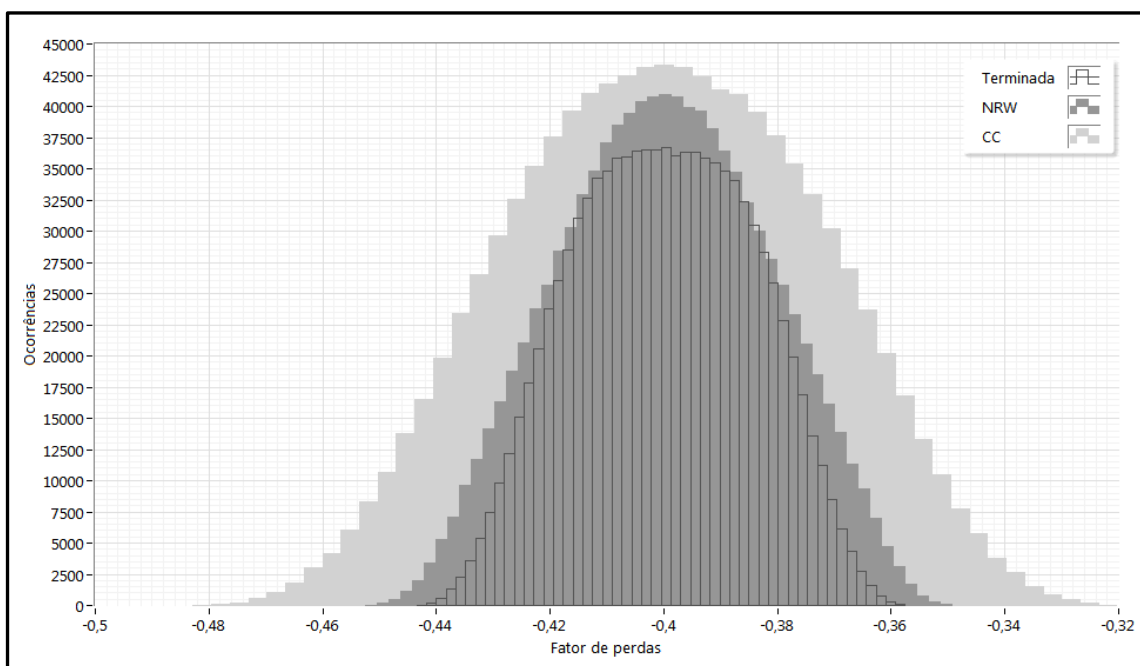


Figura 37: Dupla reflexão – Terminações EXATAS (CC, casada) x NRW – 4,5 GHz.

5.1.6.4 Incertezas em linhas d e $2d+\Delta d$.

A sensibilidade dos métodos do item anterior para uma eventual diferença na proporcionalidade entre as amostras foi avaliada acrescentando 1% do valor de $2d$ (0,025 cm) em uma das amostras. Os resultados desse pequeno acréscimo é apresentado nos gráficos das Figuras 38 e 39.

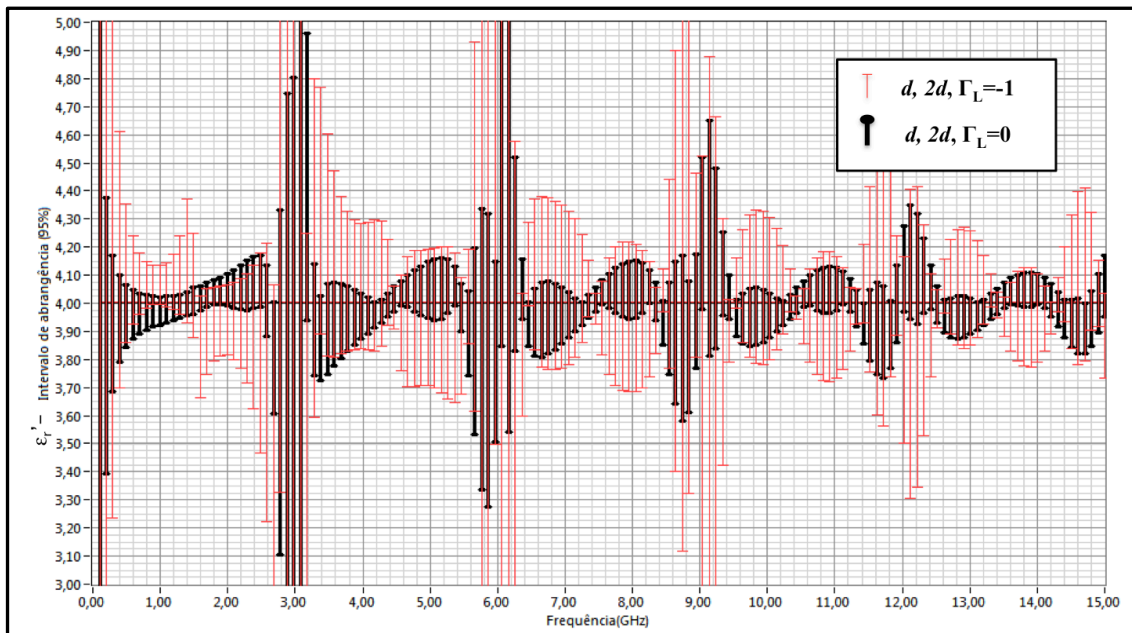


Figura 38: Dupla reflexão - d e $(2d + 1\%d)$ – permissividade real.

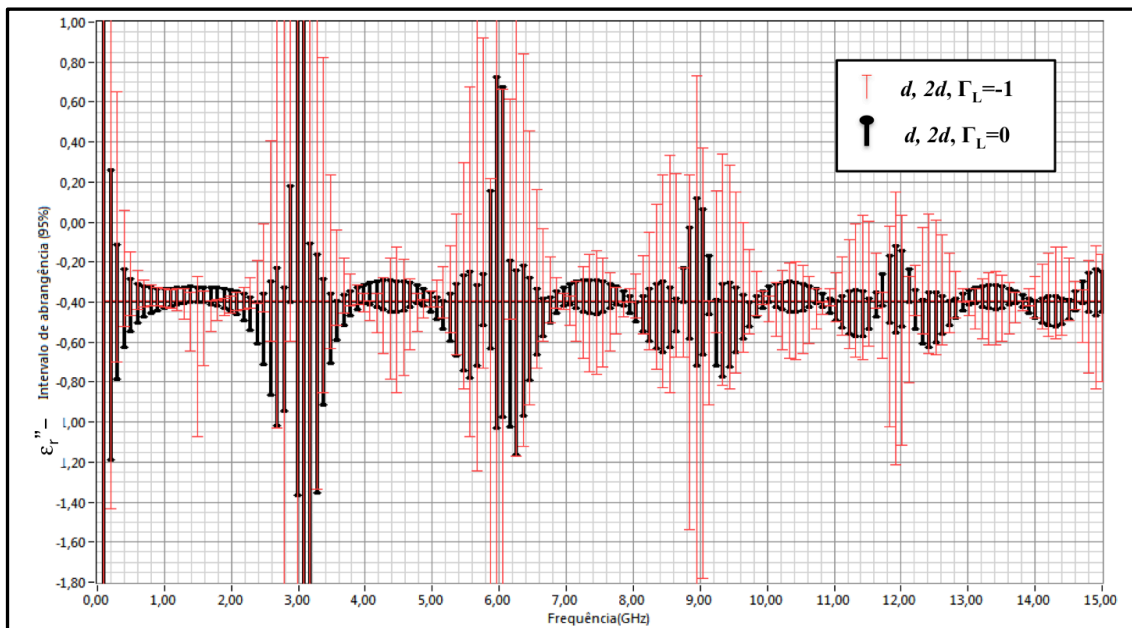


Figura 39: Dupla reflexão - d e $(2d + 1\%d)$ – fator de perdas.

A mais importante característica dos métodos empregados nesse trabalho é que todos são independentes do tamanho da amostra. Mesmo os relatados nesse tópico dependem apenas da relação entre as dimensões. Os gráficos das Figuras 38 e 39, entretanto, alertam para o fato que essa relação deve ser o mais precisa possível. Uma variação de 0,25 mm inviabiliza o uso como instrumento de medida dado os desvios da média em ambos os métodos.

5.1.6.5 Incertezas no método de reflexão simples.

Em materiais com altas perdas é suficiente se realizar apenas a medida de um coeficiente de reflexão para se obter o valor da permissividade. Usa-se (127) para se avaliar a permissividade. As Figuras 40 e 41 comparam o método com amostras iguais terminadas em curto-circuito e carga casada com o método de reflexão simples.

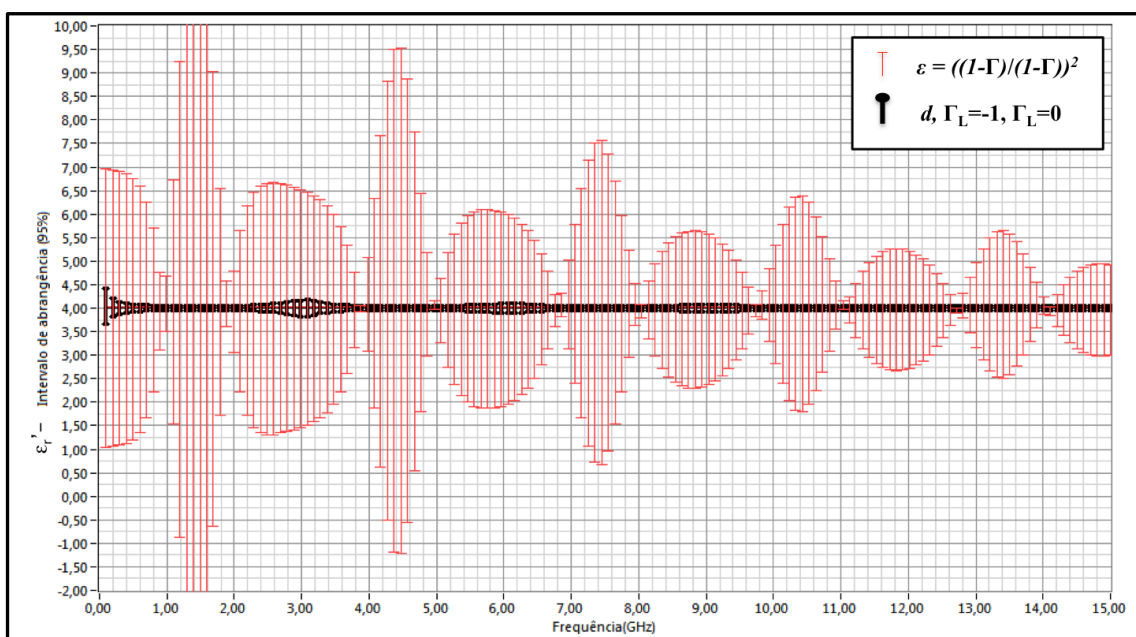


Figura 40: Reflexão simples – parte real da permissividade.

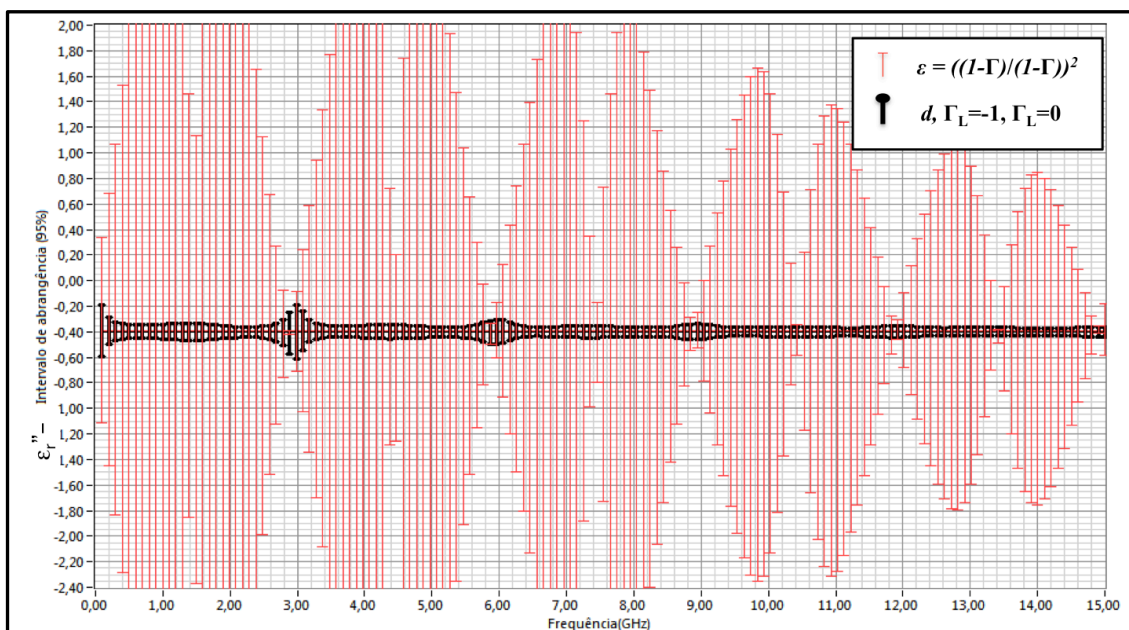


Figura 41: Método da reflexão simples – fator de perdas.

As figuras mostram, claramente, que para uma amostra de arroz em 10,6% b.u. o método da reflexão simples é absolutamente inadequado. Ainda que se utilize cinco comprimentos de onda em uma frequência de 3 GHz, não seria possível obter uma medida adequada.

5.1.7 Análise geral dos resultados.

Em resumo, as simulações de Monte Carlo dos métodos explícitos obrigam às seguintes constatações:

- O emprego da equação explícita (126) desenvolvida nesse trabalho, quando usa terminação em curto-circuito e terminação com a impedância característica, é o mais adequado para medir a permissividade de um produto agrícola como o arroz.
- Deve-se atentar para a qualidade das terminações empregadas e/ou utilizar as mesmas como padrões de calibração, referenciando as medidas às sondas vazias. Isso porque significativos desvios da média esperada são observados quando as incertezas relacionadas às cargas são empregadas.
- O método $d / 2d$ com terminação em curto-circuito (HASAR et. al., 2012) possui incerteza maior, pelo menos para materiais na faixa de permissividade do arroz, que o método $d / 2d$ com terminação na impedância característica, proposto, equacionado e utilizado nesse trabalho.

6 INSTRUMENTOS PARA AQUAMETRIA DE MICRO-ONDAS

6.1 COMPONENTES DE UM SISTEMA DE MEDIDA DE UMIDADE POR MICRO-ONDAS.

Segundo (KRASZEWSKI, 1991) um instrumento para medição de umidade por micro-ondas, sob o ponto de vista metrológico, é formado das seguintes partes:

- a) Conformador do material.
- b) Sensor de micro-ondas.
- c) Transdutor de micro-ondas.
- d) Unidade de processamento de sinal.

Detalha-se, a seguir, cada um destes componentes.

6.1.1 Conformadores de material.

O conformador de material é o primeiro elo da cadeia de medição. Ele busca garantir que a medida da permissividade do material seja alterada somente pelo teor de umidade do mesmo. Os outros fatores como a condutividade, a densidade, a temperatura e a dimensão da amostra devem ser controlados e compensados adequadamente. A contenção e a redistribuição (mistura) mecânica são formas de realizar tal controle principalmente no que se refere a densidade e a dimensão. A temperatura e a densidade podem ser compensadas por equações de calibração adequadas (TRABELSI AND NELSON, 2008). A condutividade do material é evitada com o uso de frequência suficientemente elevada, já na faixa de micro-ondas. A frequência e seu consequente comprimento de onda irá também ser determinante na conformação do material. Deve-se isto ao fato de que a relação entre o comprimento de onda no material e as dimensões do mesmo serem relacionadas às incertezas dos métodos de medida. Se M representa o teor de umidade em peso do material, uma função geral que represente a performance de um conformador de material em uma cadeia de medição de umidade por micro-ondas pode ser dada por (KRASZEWSKY, 1991):

$$\varepsilon = f(M) \quad (149)$$

Quando o sistema de medida é montado com componentes clássicos de instrumentação de micro-ondas, os conformadores de material utilizados são guias ocos, placas dielétricas finas para contenção de amostras, tubos coaxiais preenchidos com amostra ou linhas de transmissão sustentando a amostra ou até mesmo atravessando a

mesma. Pode-se ainda acrescentar misturadores e homogeneizadores na preparação da amostra para a medida.

Ao se tratar de medidores em ambiente industrial para uso contínuo em material em movimento acrescentam-se vibradores, compactadores, lâminas niveladoras ou roletes para que a medida realizada seja dependente apenas do teor de água.

Em medidores portáteis não ressonantes, principalmente com o uso de linhas de transmissão planares ou não, pode-se controlar o tamanho da amostra através do tamanho da linha de transmissão (SEVERO, 2003).

6.1.2 Sensor de Micro-ondas

É o dispositivo responsável por efetivar a interação da onda eletromagnética com a amostra. É o “elemento da cadeia de medição diretamente afetado pelo mensurando” (INMETRO, 2003). Assim é necessário coletar, encaminhar, irradiar ou acoplar o campo eletromagnético com o material. Em seguida, o elemento sensor recebe, ou no mesmo elemento onde foi transmitido ou em outro, uma ou mais ondas eletromagnéticas resultantes do espalhamento pela amostra. A relação entre a permissividade do material e esse espalhamento pode ser expressa pelos coeficientes de reflexão e/ou transmissão ou pela atenuação e/ou variação da fase do sinal de micro-ondas após a interação. Assim, pode-se estabelecer uma relação geral entre os parâmetros de espalhamento S e a permissividade da amostra onde:

$$S = f(\varepsilon) \quad (150)$$

Os sensores podem ser aperiódicos ou ressonantes, abertos ou fechados e adequados a métodos de transmissão, transmissão/ reflexão ou de reflexão. Diferente dos conformadores de material, a preocupação agora não é com a forma, mas sim com as características da interação. Assim, se antenas são utilizadas como sensores, importa as características da direção da irradiação, de ressonância, e se estão localizadas no campo próximo ou distante. Se linhas de transmissão são utilizadas, deve-se considerar a distribuição dos campos, as características da propagação (ondas TEM, quasi-TEM) as terminações das linhas e eventuais irradiações indesejadas. Já o uso de guias ociosos deve-se observar a frequência de corte e as questões relacionadas ao contato amostra-parede do guia. Note-se que, eventualmente, o sensor pode ser o próprio conformador do material embora os mesmos não devam ser confundidos quanto às suas funções.

6.1.3 Transdutor de micro-ondas

O elemento transdutor é o elo da cadeia de medição responsável por gerar um sinal elétrico na frequência de micro-ondas e encaminhá-lo ao elemento sensor recebendo-o após a interação com a amostra e o transformando em um sinal elétrico proporcional ou relacionado a umidade do material. Assim, o sinal elétrico “ e ” é obtido como uma função do espalhamento da amostra, de forma que:

$$e = f(S) \quad (151)$$

Basicamente o transdutor é formado por um oscilador de micro-ondas, um circuito de transmissão, um de recepção e um ou mais detectores acoplados. Note-se que esses detectores não devem ser confundidos com os sensores diretamente em contato com o material. Eles são encarregados de gerar um sinal elétrico em frequência baixa ou mesmo CC, proporcional à potência dos campos eletromagnéticos incidentes nos sensores. São transdutores de medição *strictu sensu* (INMETRO, 2003). Os osciladores podem ser integrados ou discretos, variáveis ou fixos. Os detectores necessitam de sinais incidentes e refletidos separados. Isto pode ser feito através de acopladores direcionais. Os detectores podem necessitar linearização. Todos estes fatores afetam em maior ou menor grau a relação 140 e são fontes de erro na determinação da umidade.

6.1.4 Unidade de processamento de sinal

Os sinais elétricos dos detectores, normalmente em CC (corrente contínua), necessitam ser amplificados, adquiridos, tratados e transformados em um sinal de saída E do medidor. Também as fontes de micro-ondas necessitam ser monitoradas e controladas por essa unidade. Como um dos grandes diferenciais dos sistemas de mensuração de umidade por micro-ondas é a relação praticamente instantânea entre a umidade medida e os sinais elétricos resultantes da mesma (o que torna desnecessária qualquer tipo de espera para obter-se os resultados) a unidade de processamento de dados deverá atuar em tempo menor que a percepção do usuário. A relação entre os sinais dos detectores e o sinal do medidor é dada por:

$$E = f(e) \quad (152)$$

O desempenho dessa unidade pode ser afetado por variações na sensibilidade dos componentes, pela capacidade de processamento do dispositivo e por eventuais

interferências. Atualmente, uma unidade completa de processamento para um medidor de umidade pode ser totalmente desenvolvida em sistema embarcado.

6.2 EXEMPLOS DE SISTEMAS DE MEDIDA.

Um conjunto de tecnologias está disponível para a construção tanto dos sensores quanto dos transdutores de sistemas de medição de umidade por micro-ondas. O método de medida empregado irá determinar a adequação dos mesmos.

6.2.1 Sensores.

Os sensores podem ser classificados quanto a sua relação com a amostra, como pode-se ver na Figura 23, como:

- Em linha
- Contato
- Envolvidos
- Envolventes

Os sensores **em linha** são caracterizados pelo objetivo de estabelecer monitoramento contínuo em linha de produção. Necessitam de conformação da amostra e, devido ao movimento da mesma, são normalmente construídos com antenas focais (KRASZEWSKI et al., 1996) e se pode aplicar tanto os métodos de reflexão quanto os de transmissão em espaço livre.

Os sensores de **contato** podem ser de dois tipos: sonda feita com cabo coaxial em aberto com contato perpendicular com a amostra (GREGORY; CLARKE, 2007; GOMES et al., 2016) e estrutura planar de micro-ondas com amostra sobre a linha (SEVERO, 2003). Em ambos é necessário o emprego de padrões de permissividade ou umidade para a medida. Diferente dos outros métodos, o valor da permissividade não é encontrado de forma absoluta.

Os sensores **envolvidos** são aqueles cercados pela amostra. Pode-se fazer emprego de antenas omnidirecionais dentro de estruturas cilíndricas. Uma antena bastante adequada é a monocônica (BUENO, 2014). Tal antena possui uma resposta praticamente plana ao longo de amplo espectro. Também, uma vez colocada no centro de uma estrutura cilíndrica, faz com que o campo incida perpendicularmente na amostra. Os métodos de reflexão podem ser então empregados em banda ampla. Outra estrutura possível é o emprego de uma linha de transmissão TEM (Transversal

Eletromagnética) aberta (sem substrato). As terminações em uma estrutura como essa podem ser eletrônicas facilitando a aplicação dos métodos de dupla reflexão.

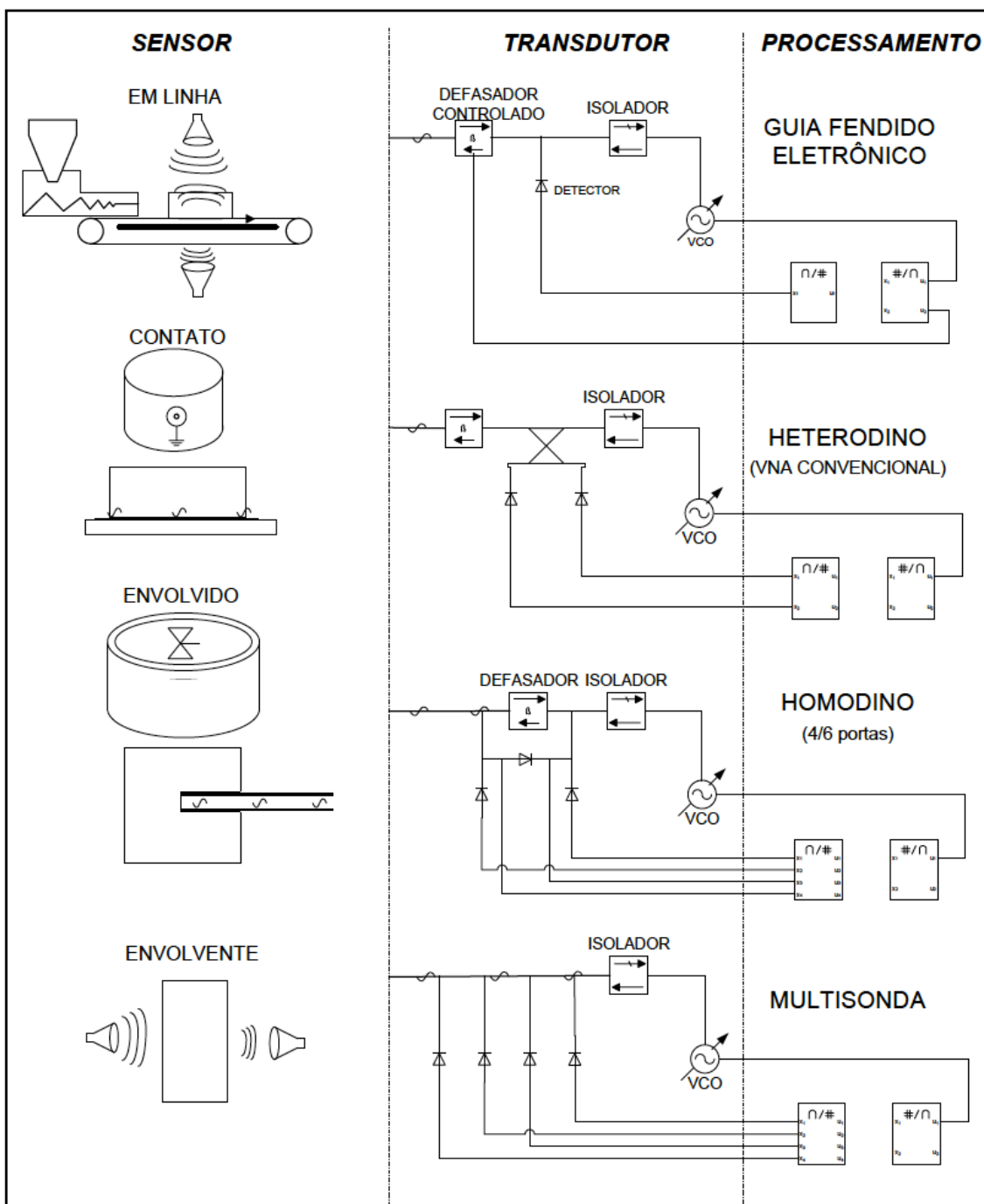


Figura 42: Componentes de um sistema de medida.

Finalmente os sensores **envolventes**, muito empregados nos métodos clássicos de determinação de permissividade, podem ser construídos com antenas no campo distante ou antenas no campo próximo. (TRABELSI; NELSON, 2004) utilizam antenas no campo próximo e apresentam um medidor de umidade para o qual recebem uma patente de invenção (USA, 2014).

6.2.2 Transdutores.

O elemento central no processo de medição de permissividade é a obtenção dos valores dos parâmetros de espalhamento da amostra. Para que isso possa ocorrer, um sinal de micro-ondas deve ser gerado, guiado até a amostra e então ter o seu retorno ou passagem pela amostra detectado. Os dispositivos necessários para isso são:

- Um oscilador de micro-ondas, com potência e frequência controladas, preferencialmente variável na maior banda possível.
- Um isolador (normalmente um amplificador de banda ampla) que impeça que a fonte de sinal seja afetada pelo sinal refletido.
- Um sistema de medida de amplitude e fase de sinal incidente e refletido.

Os osciladores podem ser um simples VCO (*Voltage-Controlled Oscillator*) construído com transistor de micro-ondas ou até complexos, mas já de custo bastante baixo, sintetizadores de rádio frequência com malha de captura de fase - PLLs (*Phase-locked Loop*)- como o LMX2592, da *Texas Instruments*, com oscilador integrado e capaz de cobrir a faixa de 20 MHz a 9,8 GHz. Dispositivos como esse já possuem buffer de saída que podem eliminar a necessidade do amplificador isolador.

Quanto ao sistema de medição de coeficiente de reflexão e transmissão, o mais simples deles é o que se denomina nesse trabalho de “guia fendido eletrônico” em alusão aos métodos clássicos de medida de coeficiente de reflexão através da detecção de padrão de onda estacionário em guia fendido. Nesse caso um detector de amplitude de campo total em uma linha de transmissão tem os valores que lê alterados por um circuito defasador controlado. Assim o padrão de onda estacionário desloca-se sobre o detector e não, como no caso do guia fendido, onde o detector se desloca sobre o padrão. O outro dispositivo, e também o mais empregado, é o VNA convencional que, nada mais é que um receptor heterodino. Seu custo é, entretanto, ainda muito elevado. Uma terceira opção é a utilização de uma rede defasadora com um conjunto de detectores ao redor dela e um processamento matemático adequado para dela se obter o coeficiente de reflexão. Os dois tipos mais importantes são as que também podem ser utilizadas como receptor homodino e são conhecidas como refletômetros de quatro ou seis portas, conforme a configuração (STASZEK; GRUSZCZYNSKI, 2013; KADIR et al., 2004). O mais simples é o multisonda que utiliza um conjunto de detectores distribuídos ao longo de uma linha de transmissão (CALDECOTT, 1973; MADONNA et al., 1999).

7 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho busca ampliar a base tecnológica para a construção de medidores de umidade na faixa de frequências de micro-ondas. Para tanto ele modela a interação de ondas eletromagnéticas com materiais com perdas dielétricas. Tal modelamento justifica e demonstra a necessidade da medição nessa faixa de frequências apesar das dificuldades tecnológicas. Demonstra-se que a condutividade do material em frequências mais baixas afeta o resultado da medição. Como o que se quer medir é o teor de água e não de fatores que afetam a condutividade como dissolução de íons, o uso de frequências elevadas se faz necessário. Mostra-se também a evolução histórica dos métodos de determinação da umidade em direção aos métodos de determinação da permissividade. Assim, ao se investigar os últimos, encontra-se um conjunto de equações explícitas baseadas em parâmetros de espalhamento e adequadas aos sistemas de medida de reflexão. O desempenho em banda ampla de frequências de tais métodos é avaliado com o uso de uma simulação de Monte Carlo. Ao se comparar os novos métodos desenvolvidos com os métodos clássicos constata-se que os mesmos são significativamente melhores. Finaliza-se com a descrição de um sistema de medição para aquametria e a tecnologia necessária para tal.

A metodologia empregada para avaliação das incertezas através de simulações de Monte Carlo mostrou-se extremamente produtiva. A sistemática desenvolvida permite que se avalie com rapidez novos métodos e equações que eventualmente venham a surgir. O método mostrou claramente que o uso de duas medidas com dimensões de amostra diferentes possui um grau de incerteza elevado e sensível a pequenas variações na relação entre as dimensões. Já o emprego de terminação casada, ou espaço aberto, em uma das medidas do método de dupla reflexão com amostras iguais e cargas diferentes, reduziu a incerteza. Tal fato possibilita que amostras, tão pequenas quanto dois comprimentos de onda da frequência de interesse, possam ser medidas em amplo espectro.

A diversidade das equações desenvolvidas e o método de análise empregado ampliam a capacidade de decisão do projetista de instrumentos para aquametria. É possível enfrentar de forma mais adequada as restrições de acesso e dimensões impostas pelo material, e os limites da tecnologia disponível.

O seguimento desse trabalho se dará no laboratório de caracterização dielétrica, em implantação no Instituto Federal Sul-rio-grandense em Pelotas – RS. Em tal

laboratório se dará continuidade no desenvolvimento dos instrumentos construídos buscando aplicá-los principalmente para medida de umidade de grãos. Assim, irá se buscar o aperfeiçoamento das fontes de micro-ondas, quer as simples e de baixo custo, quer dos sintetizadores PLL; a finalização da construção dos VNAs de baixo custo; o aperfeiçoamento dos sensores na forma de antenas recíprocas em banda larga; das sondas planares, coaxiais, bifilares e suas terminações associadas; e, não menos importante, a continuidade do estudo dos métodos e técnicas de determinação de permissividade, procurando equações independentes de plano de referência, e umidade, com ênfase nas equações de calibração independentes da densidade.

Durante esse trabalho foram construídos um conjunto de sondas coaxiais com impedância característica de 50 ohms e terminações em curto circuito e 50 ohms. Assim foi possível se verificar a equação 131 e os resultados preliminares de tais medidas são apresentados no anexo I. De forma geral, observa-se que a qualidade das sondas está fortemente relacionada a qualidade dos conectores adaptados e das terminações. A terminação em curto circuito é facilmente construída mas é necessário empregar ainda algum esforço para a terminação casada. Utiliza-se nas medições, como líquido de referência, etanol 99,5%. Assim, a avaliação da qualidade do instrumento é facilitada. O espectro de permissividade do etanol é bem conhecido e apresenta relaxação máxima em frequências na ordem de 1 GHz, o que simplifica os testes com instrumentos de baixo custo.

A parte desse trabalho referente às equações que empregam terminação em curto-circuito e terminação casada estão publicadas no artigo intitulado “Non-resonant Permittivity Measurement Methods” do Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, Vol. 16, No.1, pp. 297-311, March 2017

REFERENCIAS

- BAHL, I.; BHARTIA, P. **Microwave Solid State Circuit Design**. New York: John Wiley & Sons, 1988. 914 p. ISBN 0-471-83189-1.
- BAKER-JARVIS J.; VANZURA E. J.; KISSICK, W. A. Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the Transmission/Reflection Method. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 38, n. 8, p. 1096-1103, Ago. 1990.
- BAKER-JARVIS, J. et al. **Transmission / Reflection and Short-Circuit Line Methods for Measuring Permittivity and Permeability**. Boulder, CO: NIST, 1993. 236 p. Technical Note 1355-R.
- BARROSO, J. J.; HASAR, H. C. Resolving Phase Ambiguity in the Inverse Problem of Transmission /Reflection Measurement Methods. **Journal Infrared Milli Terahz Waves**, [S. l.], v. 32. p. 857-866, 2011.
- BARROSO, J. J.; DE PAULA, A. L. Retrieval of Permittivity and Permeability of Homogeneous Materials from Scattering Parameters. **Journal of Electromagnetics Waves and Applications**, [S. l.], v. 24, n. 11, p. 1563-1574, Dec. 2010.
- BENEDUCI, A. Which is the effective time scale of the fast Debye relaxation process in water? **Journal of Molecular Liquids**, [S. l.], v. 138, n. 1-3, p. 55-60, Feb. 2008.
- BERBERT, P. A. et al. Adaptação da função dielétrica $\{\epsilon''/[\epsilon'(\epsilon' - \epsilon'')]\}$ para a determinação do teor de água em sementes de feijão por radiofrequências. **Revista Brasileira de Engenharia Agrícola e Ambiental**, [S. l.], v. 8, n. 2-3, p. 266-273, 2004.
- BERBERT, P. A. et al. Determinação do Teor de Água de Sementes de Café Empregando o Método da Capacitância em Radiofrequências. **Revista Brasileira de Sementes**, [S. l.], v. 29, n. 2, p. 159-170, 2007.
- BESSA, W. K. S. M. **Avaliação do método capacitivo de placas coplanares para determinação da umidade dos grãos de soja em movimento**. 2013. 102 p. Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 2013.
- BOUGHRIET, A.; LEGRAND, C.; CHAPOTON, A. Noniterative Stable Transmission/Reflection Method for Low-Loss Material Complex Permittivity Determination. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 45, n. 1, p. 52-57, Jan. 1997.
- BUENO, S. M. R. **Caracterização e redução de exposição humana a campos eletromagnéticos em ambientes Wi-Fi**. 2014. 104 p. Dissertação (Mestrado) – Programa de

Pós-graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.

CALDECOTT, R. The Generalized Multiprobe Reflectometer and Its Application to Automated Transmission Line Measurements. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation**, [S. l.], v. 21, n. 4, p. 550-554, Jul. 1973.

CHALAPAT, K.; SARVALA, K. LI J.; PARAOANU, G. S. Wideband Reference-Plane Invariant Method for Measuring Electromagnetic Parameters of Materials. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**. [S. l.], v. 57, n. 9, p. 2257-2267, Sept. 2009.

CHEN, L.F. et al. **Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization**. Chichester: John Wiley & Sons, 2004. 537 p. ISBN: 0-470-84492-2.

CHEN, Y.; MITTRA, R.; HARMS, P. Finite-Difference Time-Domain Algorithm for Solving Maxwell's Equations in Rotationally Symmetric Geometries. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 44, n. 6, p. 832-838, Jun. 1996.

COLLIN, R. E. **Engenharia de micro-ondas**. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1979, 542p.

COMPANHIA NACIONAL DE ABASTECIMENTO. **Séries Históricas de Área Plantada, Produtividade e Produção 2014**. Disponível em: <http://www.conab.gov.br/OlalaCMS/uploads/arquivos/15_01_09_10_14_39_brasilprodutose riehist.xls>. Acesso em: 01 fev. 2015.

CORFIELD, M. G.; HORZELSKI, J.; PRICE, A. H. Rapid method for determining v.h.f. dielectric parameters for liquids and solutions using standing wave procedures. **British Journal of Applied Physics**, [S. l.], v. 12, p. 680-682, Dec. 1961.

DESTER, G. D. et al. Error Analysis of a Two-Layer Method for the Electromagnetic Characterization of Conductor-Backed Absorbing Material Using an Open-Ended Waveguide Probe. **Progress in Electromagnetics Research B**, [S. l.], vol. 26, p. 1-21, Sept. 2010.

DYAB, W. M. G. et al. A Critical Look at the Principles of Electromagnetic Time Reversal and its Consequences. **IEEE Antennas and Propagation Magazine**, [S. l.], v. 55, n. 5, p. 28-62, Oct. 2013.

EDWARDS, T. C. **Foundations for Microstrip Circuit Design**. New York: John Wiley & Sons, 1981. 265 p. ISBN 0-471-27944-7.

ESKELINEN, H. **Microwave components mechanics**. Norwood, MA: Artech House, 2003. 368 p. ISBN: 1-58053-368-X

ESTADOS UNIDOS. Secretary of Agriculture. Samir Trabelsi, Stuart O. Nelson. **Microwave Sensor and Algorithm for Moisture and Density Determination**. US 8,629,681 B1, 18 Maio 2010, 14 Jan. 2014.

FELDMAN Y.; PUZENKO A.; RYABOV Y. Dielectric Relaxation Phenomena in Complex Materials. In: KALMYKOV, P. Y. et al. **Fractals, Diffusion, and Relaxation in Disordered Complex Systems: Advances in Chemical Physics. Part A, Volume 133**. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, 2006. 125 p. ISBN: 9780471725077.

- FENNER, R. A.; ROTHWELL, E. J. Deficiency in the Error Propagation Method for Sensitivity Analysis of Free Space Material Characterization. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ANTENNA TECHNOLOGY AND APPLIED ELECTROMAGNETICS (ANTEM), 15., 2012, Toulouse, France. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2012. p. 25-28.
- GABRIEL, S.; LAU, R.W.; GABRIEL, C. The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz. **Physics in Medicine and Biology**, [S. l.], v. 41, n. 11, p. 2251-2269, Abr. 1996.
- GOMES, A. L. P. **Modelamento da Permissividade Dielétrica de Rochas Saturadas de Óleo e Água e suas Aplicações em Perfilagem de Poços**. 1990. 105 p. Dissertação (Mestrado) – Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Centro de Geociências, Universidade Federal do Pará, Belém, 1990.
- GOMES, J. G. S. et al. Caracterização das Propriedades Dielétricas do Mamão Papaia. In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICRO-ONDAS E OPTOELETRÔNICA, 17., 2016, Porto Alegre, Brasil. **Anais . . .** São Caetano do Sul: SBMO, 2016. Não paginado.
- GHODGAONKAR, D. K.; VARADAN, V. V.; VARADAN, V. K. Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies. **IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 39, n. 2, p. 387-394, Apr. 1990.
- GREGORY, A. P.; CLARKE, R. N. Dielectric Metrology with coaxial sensors. **Measurement Science and Technology**, [S. l.], v. 18, n. 5, p. 1372-1386, Mar. 2007.
- GREGORY, A. P.; CLARKE, R. N.; COX, M. G. Traceable measurement of dielectric reference liquids over the temperature interval 10-50 °C using coaxial-line methods. **Measurement Science and Technology**, [S. l.], v. 20, n. 7, p. 1-19, Jun. 2009.
- GUPTA, K.C.; GARG, R.; BAHL, I.J. **Microstrip Lines and Slotlines**. Dedham, MA: Artech House, 1979. 377p.
- HASAR, U. C.; WESTGATE, C. R. A Broadband and Stable Method for Unique Complex Permittivity Determination of Low-Loss Materials. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 57, n. 2, p. 471-477. Feb. 2009.
- HASAR, U. C.; YURTCAN, M. T. A microwave method based on amplitude-only reflection measurements for permittivity determination of low-loss materials. **Measurement**, [S. l.], v. 43, n. 9, p. 1255-1265, Nov. 2010.
- HASAR, U. C.; BARROSO, J. J.; SABAH, C.; KAYA, U. Resolving Phase Ambiguity in the Inverse Problem of Reflection-only Measurement Methods. **Progress in Electromagnetics Research**, [S. l.], vol. 129, p. 405-420, Jun. 2012.
- HASAR U. C. et al. Attractive method for thickness-independent permittivity measurements of solid dielectric materials. **Sensors and Actuators A: Physical**, [S. l.], v. 206, n. 1, p. 107-120, Feb. 2014.
- HAYT, W. H.; BUCK, J. A. **Eletromagnetismo**. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2003. 339 p. ISBN 0-07-230424-3.

HOFFMAN, K.; SKVOR, Z. A Novel Vector Network Analyzer. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 46, n. 12, p. 2520-2523, Dec. 1998.

INMETRO. **Vocabulário internacional de termos fundamentais e gerais de metrologia: VIM**. 3.ed. Rio de Janeiro, 2003. 75p.

KADIR, E. A.; GHODGAONKAR, D. K.; AWANG, Z. PC-Based Reflectometer for Microwave Applications Using Three Probe Algorithm. IN: RF AND MICROWAVE CONFERENCE, 2004, Subang, Selang, Malasya. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2004. p.159-163.

KAATZE, U.; KUPFER, K.; HÜBNER C. Microwave moisture measurement - Editorial. **Measurement Science and Technology**, [S. l.], v. 18, n. 4, Apr. 2007.

KAATZE, U. Techniques for measuring the microwave dielectric properties of materials. **Metrologia**. [S. l.], v. 47, n. 2, p. S91-S113, Mar. 2010.

KATS, M. B. et al. Synthesis of a Wideband Multiprobe Reflectometer. **IEEE Transactions on Microwave and Techniques**, [S. l.], v. 56, n. 2, p. 507-514, Feb. 2008.

KHARKOVSKY S.; ZOUGHI R. Microwave and Millimeter Wave Nondestructive Testing and Evaluation. **IEEE Instrumentation and Measurement Magazine**, [S. l.], v. 10, n. 2, p. 26-38, Apr. 2007.

KING, R. J.; KING, K. V.; WOO, K. Microwave Moisture Measurement of Grains. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 41, n. 1, p. 111-115, Feb. 1992.

KIM, S.; BAKER-JARVIS, J. Approximation for Measurement Complex Material Parameters at $\lambda/2$ Resonances in Transmission-Line Measurements. In: ASIA-PACIFIC MICROWAVE CONFERENCE, 2013, Seoul, South Korea. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2013. p. 803-805.

KRASZEWSKI, A. W. Microwave Instrumentation for Moisture Content Measurement. **Journal of Microwave Power**, [S. l.], v. 8, n. 3-4, p. 323-335, Jul. 1973.

KRASZEWSKI, A. W.; KULINSKI, S. An Improved microwave method of moisture content measurement and control. **IEEE Transactions on Industrial Electronics and Control Instrumentation**, [S. l.], v. IECI-23, n. 4, p 364-370, Nov. 1976.

KRASZEWSKI, A. W. A Preliminary study of microwave monitoring of moisture content in wheat. **Journal of Microwave Power**, [S. l.], v. 12, n. 3, p. 241-252, Ago. 1977.

KRASZEWSKI, A. W. Microwave aquametry – a review. **Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy**, [S. l.], v. 15, n. 4, p. 209-220, Dec. 1980.

KRASZEWSKI, A. W. Microwave aquametry - needs and perspectives. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 39, p. 828-835, Maio 1991.

KRASZEWSKI, A. W., TRABELSI, S. AND NELSON, S. O. Wheat Permittivity Measurements in Free Space. **Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy**, [S. l.], v. 31, n. 3, p. 135-141, Maio 1996.

- KRASZEWSKI, A. W. Recent Developments in Electromagnetic Aquametry. In: KUPFER, K. **Electromagnetic Aquametry: electromagnetic wave interaction with water and moist substances**. Berlin: Springer-Verlag, 2005. p. 1-12. ISBN 3-540-22222-7.
- MADONNA, G.; FERRERO, A.; PIROLA M. Design of a Broadband Multiprobe Reflectometer. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**. [S. l.], v. 48, n. 2, p. 622-625, Apr. 1999.
- MATTEI, E. et al. Coaxial-Cage Transmission Line for Electromagnetic Parameters Estimation. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 62, n. 11, p. 2938-2942, Nov. 2013.
- MEYER, W.; SCHILZ, W. M. Feasibility study of density-independent moisture measurement with microwaves. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 29, p. 732-739, Jul. 1981.
- MIRANDA, J. M. et al. **Ingeniería de Microondas: técnicas experimentales**. Madrid: Person Educación, 2002. 365 p. ISBN: 84-205-3099-9
- MIZUGUCHI, J. et al. Sensor Pente Capacitivo Aplicado à Determinação da Umidade do Solo. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE AUTOMÁTICA, 20., 2014, Belo Horizonte, Brasil. **Anais. . .** Campinas: SBA, 2014. p. 1718-1724.
- MOURA, E. E. **Proposta computacional para medição on-line do teor de água de grãos de sorgo**. 2013. 147 p. Tese (Doutorado em Produção Vegetal) - Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro, Centro de Ciências e Tecnologias Agropecuárias, Campos dos Goytacazes, RJ, 2013.
- NELSON, S. O., STETSON, L. E.; SCHLAPHOFF, C. E. A General Computer Program for Precise Calculation of Dielectric Properties from Short-Circuited-Waveguide Measurements. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. IM-23, n. 4, p. 455-460, Dec. 1974.
- NELSON, S. O. et. al. Using Cereal Grain Permittivity for Sensing Moisture Content. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 49, n. 3, p. 470-475, Jun. 2000.
- NELSON, S. O. Fundamentals of Dielectric Properties Measurements and Agricultural Applications. **Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy**, [S. l.], v. 44, n. 2, p. 98-113, Jan. 2010.
- NELSON, S. O. Models for the microwave dielectric properties of grain and seed. **Transactions on ASABE**, [S. l.], v. 54, n. 2, p. 549-553, Feb. 2011.
- NICOLSON, A. M. Broadband Microwave Transmission Characteristics from a Single Measurement of the Transient Response. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**. [S. l.], v. 17, n. 4, p. 395-402, Dec. 1968.
- NICOLSON, A. M.; ROSS. G. F. Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. IM-19, n. 4, p. 377-382, Nov. 1970.

- NÖRTEMAN K.; HILLAND J.; KAATZE U. Dielectric Properties of Aqueous NaCl Solutions at Microwave Frequencies. **The Journal of Physical Chemistry A**, [S. l.], v. 101, p. 6864-6869, Jun. 1997.
- OLIVO, T. et al. Determinação da Umidade de Soja por Medida Capacitiva. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE AUTOMÁTICA, 18, 2010, Bonito. **Anais . . .** Campinas, SBA, 2010, p. 4195-4201.
- PÁEZ, E. et al. Uncertainty Estimation in Complex Permittivity Measurements by Shielded Dielectric Resonator Technique using the Monte Carlo Method. **Progress In Electromagnetics Research B**, [S. l.], v. 41, p. 101-119, Maio 2012.
- PEYMAN, A., GABRIEL, C.; GRANT, E. H. Complex Permittivity of Sodium Chloride Solutions at Microwave Frequencies. **Bioelectromagnetics**, [S. l.], v. 28, n. 4, p. 264-274, Maio 2007.
- POZAR, D. M. **Microwave Engineering**. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons. 2005. 700 p. ISBN: 0-471-44878-8.
- PRAZAD et al. Microwave density-independent functions as soybean seeds' moisture calibrators: A new approach. **Agricultural Engineering International: CIGR Journal**, [S. l.], v. 12, n. 3. p. 107-114, Dec. 2010.
- RAMO, S.; WHINNERY, J. R.; VAN DUZER, T. **Campos e Ondas em Eletrônica das Comunicações**. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1981. 572p.
- RAJU, G. G. **Dielectric in Electric Fields**. New York: Marcel Dekker, 2003. 567 p. ISBN: 0-8247-0864-4
- ROBERTS, S.; VON HIPPEL, A. A New Method for Measuring Dielectric Constant and Loss in the Range of Centimeter Waves. **Journal of Applied Physics**, [S. l.], v. 17, p. 610-616, Apr. 1946.
- RODRIGUES, D. B. R. et al. Análise e Simulação pelo Método FDTD de Sondas para Qualificação de Etanol Combustível Utilizando Reflectometria no Domínio do Tempo. In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICRO-ONDAS E OPTOELETRÔNICA, 17, 2016, Porto Alegre, Brasil. **Anais . . .** São Caetano do Sul: SBMO, 2016. Não paginado.
- SADIKU, M. N. O. **Elementos de Eletromagnetismo**. 3. ed. Porto Alegre: Artmed, 2004. 687 p. ISBN: 85-363-0275-5.
- SALLES, A., BULLA, G.; FERNANDEZ, C. R. Electromagnetic absorption in the head of adults and children due to mobile phone operation close to the head. **Electromagnetic Biology and Medicine**, [S. l.], v. 25, p. 349-360, 2006.
- SEVERO, S. L. S. **Aquimetria por microondas: desenvolvimento de transdutor em microfita**. 2003. 86 p. Dissertação (Mestrado em engenharia) – Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2003.
- SILVA, J. G. **Monitoração e Controle de Umidade e Temperatura em Secadores de Massas Alimentícias**. 2009. 67 p. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós Graduação em

Análise e Controle de Processos Químicos, Escola de Engenharia Mauá do Centro Universitário do Instituto Mauá de Tecnologia, São Caetano do Sul, 2009.

SINDITABACO. **Exportações 2013**: Brasil é líder mundial em exportação de tabaco. Disponível em: <<http://sinditabaco.com.br/sobre-o-setor/exportacoes/>>. Acesso em: 01 fev. 2015.

SOARES, K. J. **Propriedades Dielétricas de Sementes de Mamão**. 2014. 72 p. Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro, Centro de Ciências e Tecnologias Agropecuárias, Campos dos Goytacazes, RJ, 2014.

SOSA-MORALES, M. E. et al. Dielectric properties of foods: Reported data in the 21st Century and their potential applications. **LWT: Food Science and Technology**, [S. l.], v 43, n. 8, p. 1169-1179, Oct. 2010.

STASZEK, K.; GRUSZCZYNSKI, S. Theoretical Limits and Accuracy Improvement of Reflection-Coefficient Measurements in Six-Port Reflectometers. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 61, n. 8, p. 2966-2974, Ago. 2013.

STUCHLY, S. S.; MATUSZEWSKI, M. A. Combined Total Reflection-Transmission Method in Application to Dielectric Spectroscopy. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 27, n. 3, p. 285-288, Sept. 1978.

STUCHLY, M. A.; STUCHLY, S. S. Coaxial Line Reflection Methods for Measuring Dielectric Properties of Biological Substances at Radio and Microwave Frequencies – a Review. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 29, n. 3, p. 176-183, Sept. 1980.

STUCHLY, S. S.; BASSEY, C. E. Microwave coplanar sensors for dielectric measurements. **Measurement Science Technology**, [S. l.], v. 9, n. 8, p. 1324-1329, Apr. 1998.

TRABELSI, S.; KRASZEWSKI, A. W.; NELSON, S. O. New Density-Independent Calibration Function for Microwave Sensing of Moisture Content in Particulate Materials. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, [S. l.], v. 47, n. 6, p. 613-621, Jun. 1998.

TRABELSI, S.; KRASZEWSKI, A. W.; NELSON, S. O. Nondestructive microwave characterization for determining the bulk density and moisture content of shelled corn. **Measurement Science Technology**, [S. l.], v. 9, n. 9, p. 1548-1556, Feb. 1998b.

TRABELSI, S.; NELSON, S. O. Investigating Near-Field Measurements of the Complex Permittivity of Granular Materials with Microstrip Antennas. In: INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT TECHNOLOGY CONFERENCE, 2004, Como, Italy. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2004. p. 169-173.

TRABELSI, S.; NELSON, S. O.; RAMAHI, O. A Low-Cost Microwave Moisture Sensor. In: EUROPEAN MICROWAVE CONFERENCE, 2006, Manchester, UK. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2006. p. 447-450.

TRABELSI, S.; NELSON, S. O. Microwave Dielectric Sensing of Moisture Content in Shelled Peanuts Independent of Bulk Density and with Temperature Compensation. In:

SENSORS APPLICATIONS SYMPOSIUM (SAS), 2008, Atlanta, GA. USA. **Proceedings...** Piscataway: IEEE, 2008. p. 51-53

TYO, J. S. Self-compensating antenna concept for a dispersionless UWB propagation channel. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation**, [S. l.], v. 56, n. 5, p. 1491–1494, Maio 2008.

VARADAN, V. V.; RO, R. Unique Retrieval of Complex Permittivity and Permeability of Dispersive Materials From Reflection and Transmitted Fields by Enforcing Causality. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, [S. l.], v. 55, n. 10, p. 2224-2230, Oct. 2007.

VON HIPPEL, A. **Dielectric Materials and Applications**. Cambridge, MA: Technology Press of MIT, 1954, 438p. ISBN: 1-58053-123-7.

WEBER, R. J. **Introduction to microwave circuits: radio frequency and design applications**. New York, NY: IEEE Press, 2001, 432p. ISBN 0-7803-4704-8.

WEERASUNDARA, R.; RAJU, G.G. An Efficient Algorithm for Numerical Computation of the Complex Dielectric Permittivity using Hilbert Transform and FFT Techniques through Kramers-Kronig Relation. In: IEEE INTERNATIONAL CONFERENCE ON SOLID DIELECTRICS, 2004, Toulouse, France. **Proceedings . . .** Piscataway: IEEE, 2004. p. 558-561.

WEIR, W. B. Automatic Measurement of Complex Dielectric Constant and Permeability at Microwave Frequencies". **Proceedings of the IEEE**, [S. l.], v. 62, n. 1, p. 33-36, Jan. 1974.

WENTWORTH, S. M. **Eletrromagnetismo Aplicado: abordagem antecipada das linhas de transmissão**. Porto Alegre: Bookman, 2009. 668 p. ISBN: 978-85-7780-290-6.

WU, Y . C.; BEREZANSKY, P. A. Low Electrolytic Conductivity Standards. **Journal of Research of the National Institute of Standards Technologies**, [S. l.], v. 100, n. 5, p. 521-527, Sept. 1995.

APÊNDICE: DETERMINAÇÃO DO ESPECTRO DE PERMISSIVIDADES DE ETANOL

INTRODUÇÃO

A metodologia desenvolvida busca ser ferramenta de suporte ao projeto de medidores de umidade por micro-ondas. Buscando avaliar seu potencial foram desenvolvidas um conjunto de sondas coaxiais para mensuração da permissividade de amostras líquidas. O líquido de referência escolhido foi o etanol, cuja relaxação dielétrica se manifesta em frequências entre 1 GHz e 5 GHz, dentro dos limites da instrumentação disponível.

INSTRUMENTOS

A instrumentação foi construída para avaliar o método desenvolvido nesse trabalho e que apresentou o menor grau de incerteza na simulação de Monte Carlo. Assim, a permissividade é obtida da aplicação de (126) com sondas de dimensões iguais e terminações diferentes. As terminações são constituídas de uma em curto-circuito e outra uma terminação de 50 ohms. O coeficiente de reflexão em cada uma das sondas é medido por um analisador de antenas.

SONDAS

Foram construídas 8 sondas coaxiais com impedância característica de 50 ohms tendo o ar como dielétrico. Seis das sondas foram feitas com terminações fixas e duas com terminações intercambiáveis. Foram construídas também duas terminações para servirem de padrão de calibração. Adicionalmente, um termômetro digital com ponta de prova impermeável é utilizado para determinar a temperatura do líquido e uma seringa hipodérmica para retirar quaisquer resquícios de ar dentro da sonda. A Figura 1A mostra o equipamento.

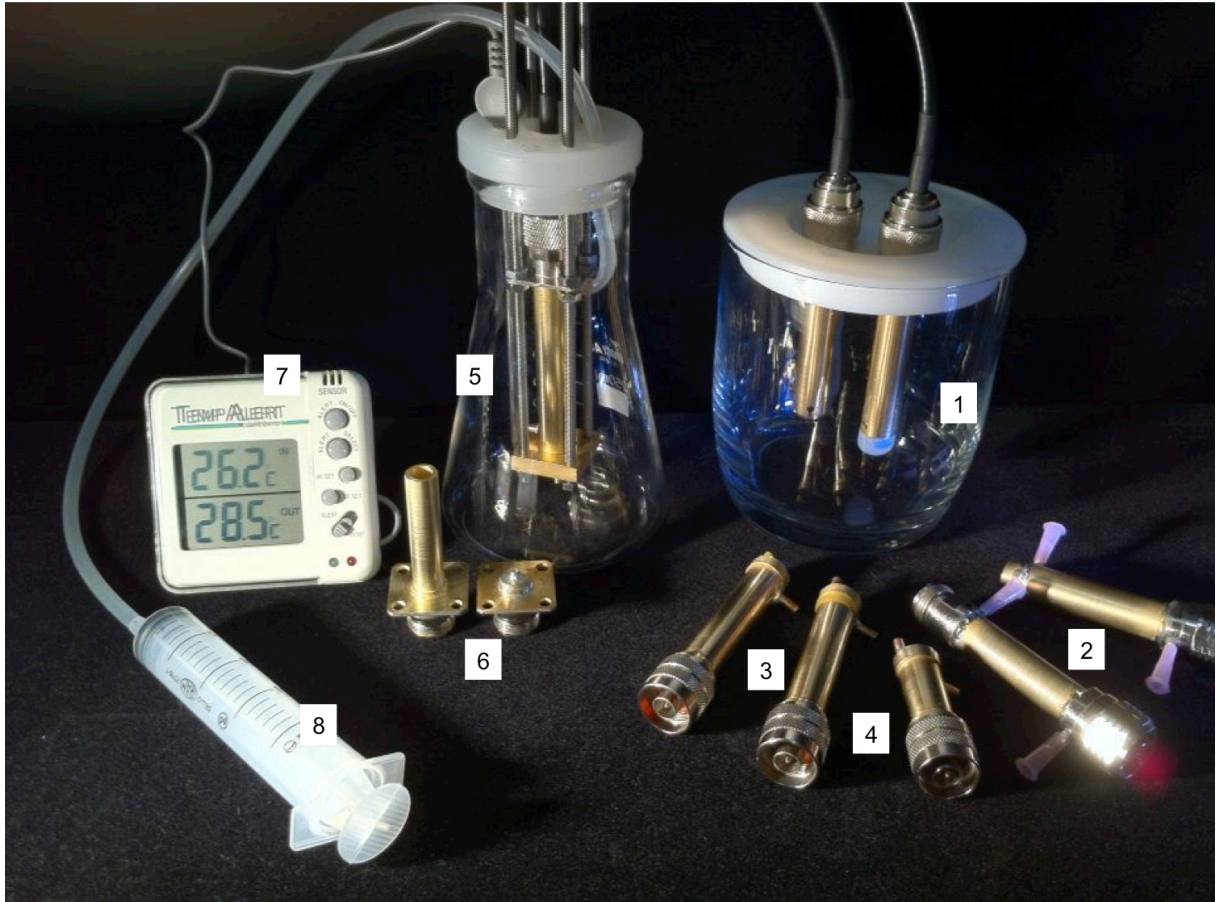


Figura 1A – Sondas coaxias, terminações de calibração, recipientes, seringa e termômetro

Na Figura 1A pode-se ver:

- 1- Sondas coaxiais de mergulho com terminações fixas. Foi o primeiro conjunto construído. São duas sondas, uma com uma terminação metálica para a formação de curto-circuito e outra finalizada com um pequeno disco de circuito impresso onde são soldados dois resistores SMD de 100 ohms em paralelo. Os resistores são protegidos por uma cápsula de resina epoxi. Dois conectores tipo “N” fêmea são usinados e soldados no extremo oposto da sonda. As sondas são mergulhadas no líquido que penetra nas mesmas através de fendas usinadas. São necessárias fendas nos dois extremos, uma para a entrada do líquido e outra para a saída do ar. As sondas apresentaram um desempenho insatisfatório. Na forma como foram construídas não era possível a retirada total do ar.
- 2- Sondas coaxiais com entrada forçada de líquido e terminação de 50 ohms padronizada. O conjunto é formado por duas sondas com perfuração nos extremos para entrada forçada por sucção do líquido. Além disso a terminação de 50 ohms utilizada é conectada no extremo oposto à entrada do sinal. Utilizou-se uma

terminação padronizada com coeficiente de reflexão menor que -30dB. Constatou-se, através da medida do coeficiente de reflexão da sonda vazia, que o conjunto conectores + sonda + terminação apresentou um erro considerável, maior que a sonda anterior. O procedimento de inserção forçada do líquido, entretanto, estabilizou o sinal quando a sonda estava cheia. Isso indicou que a situação nesse aspecto era melhor que o simples mergulho. Ainda assim, principalmente consequência da qualidade da terminação casada, os resultados foram insatisfatórios.

- 3- Sondas coaxiais com entrada forçada de líquido e terminação de 50 ohms fixa. Constatado o sucesso do processo de entrada e saída forçada de líquido e a melhor qualidade da terminação fixa, ainda que construída de forma artesanal, construiu-se um par de sondas com essa configuração. Dois foram os problemas encontrados: Dificuldades na vedação das mesmas e na calibração do analisador vetorial. Na forma como foram construídas, com a entrada e saída do líquido na mesma extremidade, se instaladas diretamente na porta do VNA, qualquer vazamento poderia afetar instrumento. Ao se conectar as mesmas nas extremidades de cabos, o processo de calibração com as terminações padrão levava a erros do plano de referência que acabaram por gerar resultados insatisfatórios.
- 4- Sondas coaxiais com dimensões d e $2d$ e terminações em curto-circuito. Foi construída uma terceira sonda com metade da dimensão para verificar o método com amostras de tamanho diferente. As elevadas incertezas do método, constatadas teoricamente nesse trabalho, foram certamente causa dos resultados insatisfatórios desse conjunto.
- 5- Sonda coaxial de mergulho e sucção com terminação intercambiável. Buscando resolver os problemas dos equipamentos anteriores foi construída uma sonda totalmente desmontável. Assim, as terminações vão se situar exatamente na mesma distância da alimentação da sonda. A sonda é mergulhada já que é tecnicamente complexo eliminar os vazamentos sem o uso de solda ou cola. Além disso, se utiliza conjuntamente o processo de sucção para a retirada de qualquer ar acumulado no interior da sonda. Os resultados do conjunto foram satisfatórios e são apresentados a seguir.
- 6- Terminações de calibração em circuito aberto e curto-circuito. Para calibrar em um plano de referência bem determinado foram construídas as terminações mostradas na figura. O funcionamento das mesmas se mostrou adequado.
- 7- Termômetro com ponta de prova impermeável.
- 8- Seringa hipodérmica para sucção do líquido.

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Realiza-se a medição de dois coeficientes de reflexão, um para cada uma das sondas. Para tal é necessário pelo menos as seguintes tarefas:

- Calibração do analisador vetorial na ponta do cabo com as cargas padrão.
- Enchimento do recipiente.
- Mergulho das sondas.
- Retirada do ar através da sucção.
- Mensuração da temperatura.

O analisador vetorial utilizado é o modelo R&S®FSH4 da Rohde&Schwarz. Ele cobre a faixa de frequências de 9 KHz a 3,6 GHz. Sua incerteza na medida do módulo do coeficiente de reflexão é menor que ± 1 dB e a fase menor que $\pm 3^\circ$.

Uma vez medido os coeficientes de reflexão os dados são processados com o uso de (126) e a parte real da permissividade e o fator de perdas são avaliados no domínio da frequência.

RESULTADOS

O módulo do coeficiente de reflexão para uma sonda com 7 cm de comprimento terminada em curto-circuito, preenchida com álcool etílico com teor de 99,5 % em uma temperatura de 21,4 °C pode ser visto na Figura 2A. A Figura 3A mostra a variação da fase.

Na Figura 4A, é apresentado o módulo do coeficiente de reflexão para a sonda terminada em 50 ohms. Na 5A, é apresentada a fase.

Todos os gráficos são comparados com os valores esperados para o coeficiente de reflexão de amostra de álcool nessa temperatura. Esses valores são calculados a partir da equação de Cole-Cole com as constantes de relaxação utilizadas por (FELDMAN et al., 2006).

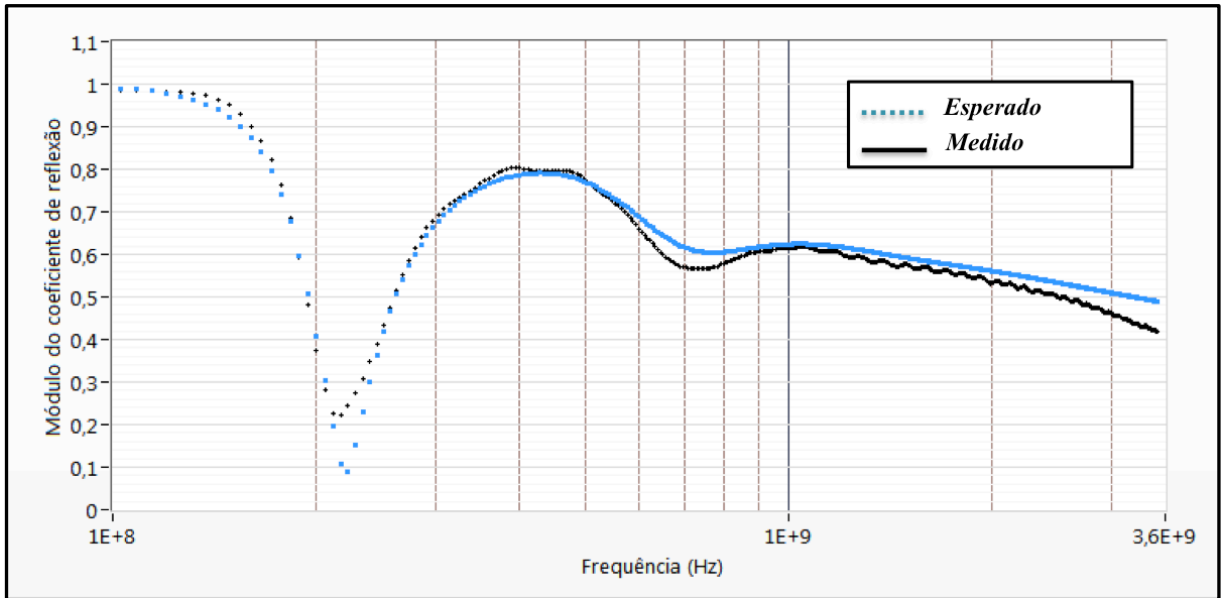


Figura 2A – Sonda terminada em curto – Módulo do coeficiente de reflexão.

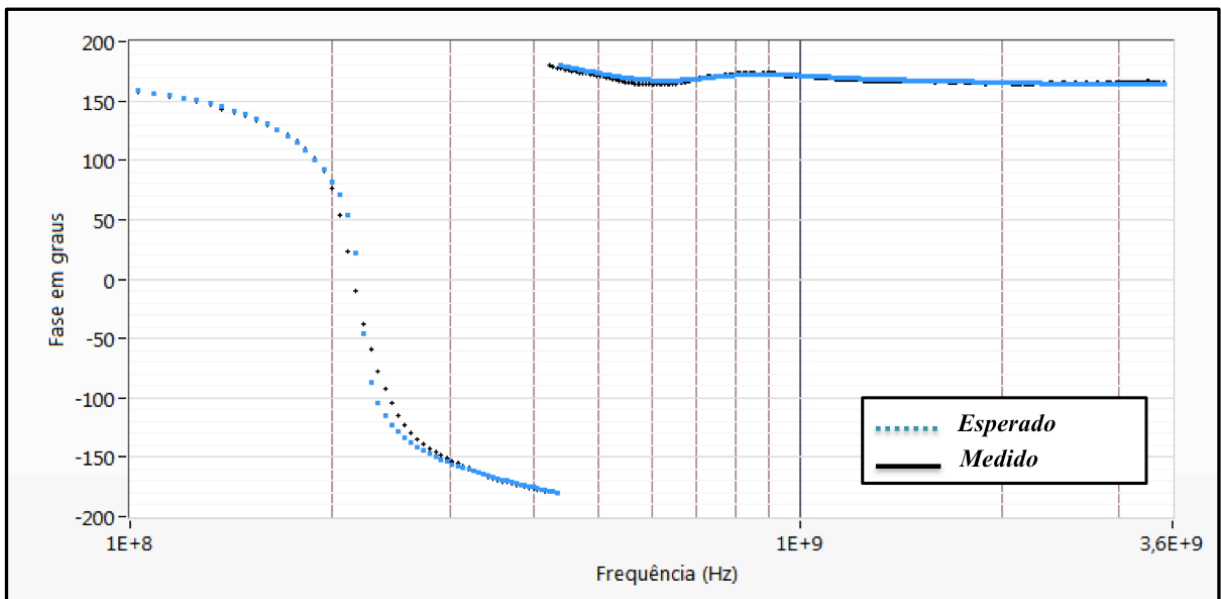


Figura 3A – Sonda terminada em curto – Fase do coeficiente de reflexão.

Pode-se notar uma proximidade entre os valores esperados e os valores medidos. Com a elevação da frequência os valores do módulo sofrem ligeira atenuação em relação aos valores esperados. Tal fato pode ser atribuído à qualidade dos conectores empregados, que apresentam atenuação significativa acima de 2 GHz.

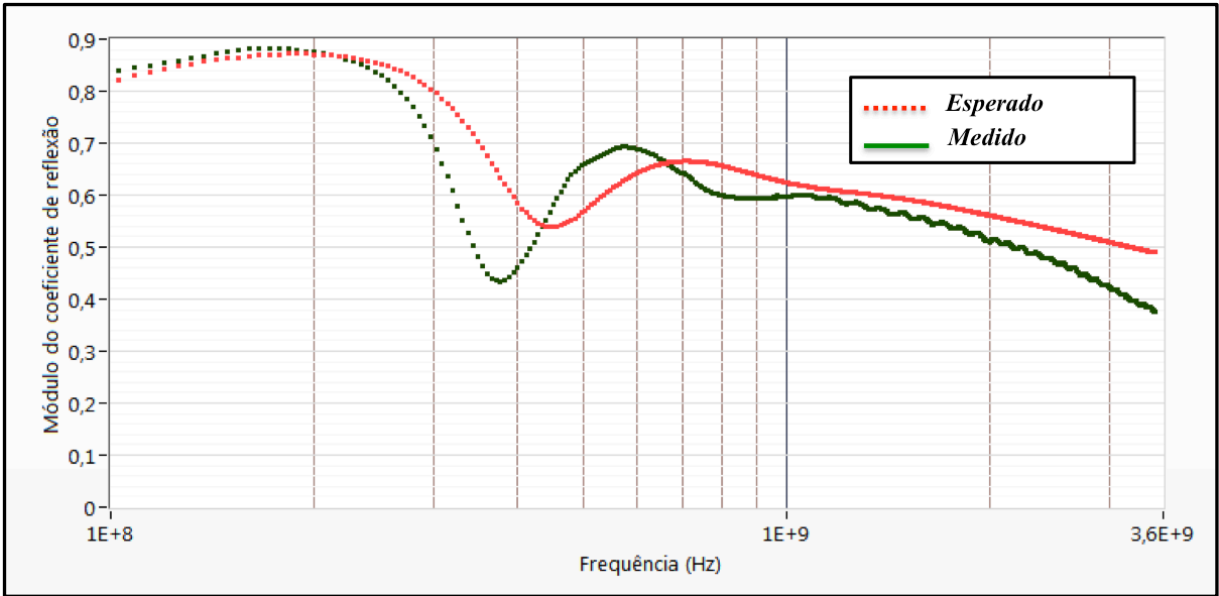


Figura 4A – Sonda terminada em 50 ohms – Módulo do coeficiente de reflexão.

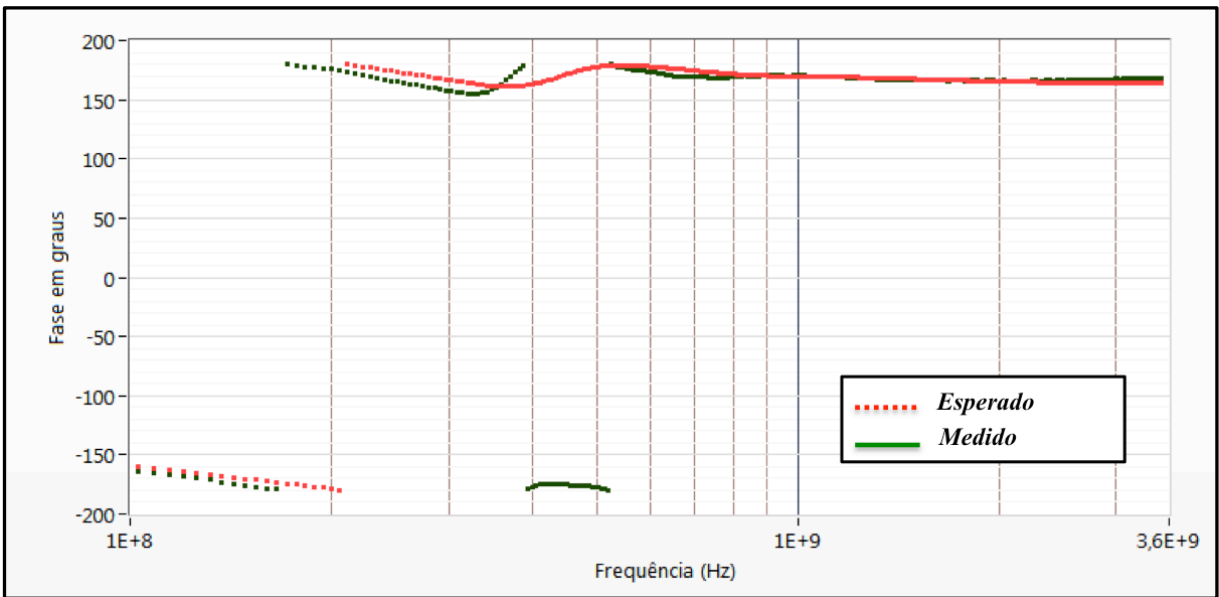


Figura 5A – Sonda terminada em 50 ohms – Fase do coeficiente de reflexão.

Nota-se que, para a sonda terminada em 50 ohms, o valor esperado para o módulo do coeficiente de reflexão apresenta um aparente deslocamento em frequência. A qualidade da terminação, construída de forma artesanal, é provavelmente responsável por tal fato. Isso mostra que o desenvolvimento de terminações adequadas é importante para que se possa vir a realizar medidas adequadas.

A partir dos coeficiente de reflexão medidos e apresentados nos gráficos anteriores, (126) é avaliada e se obtém os gráficos das Figuras 6A, para a parte real da permissividade e da 7A, para a parte imaginária.

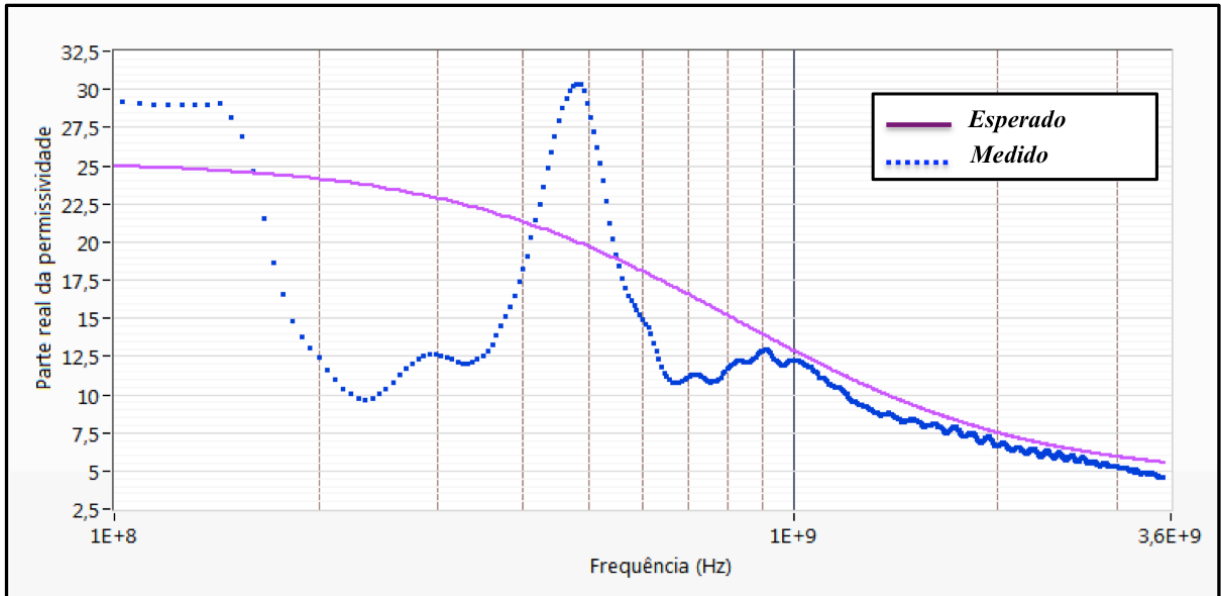


Figura 6A – Espectro da parte real da permissividade.

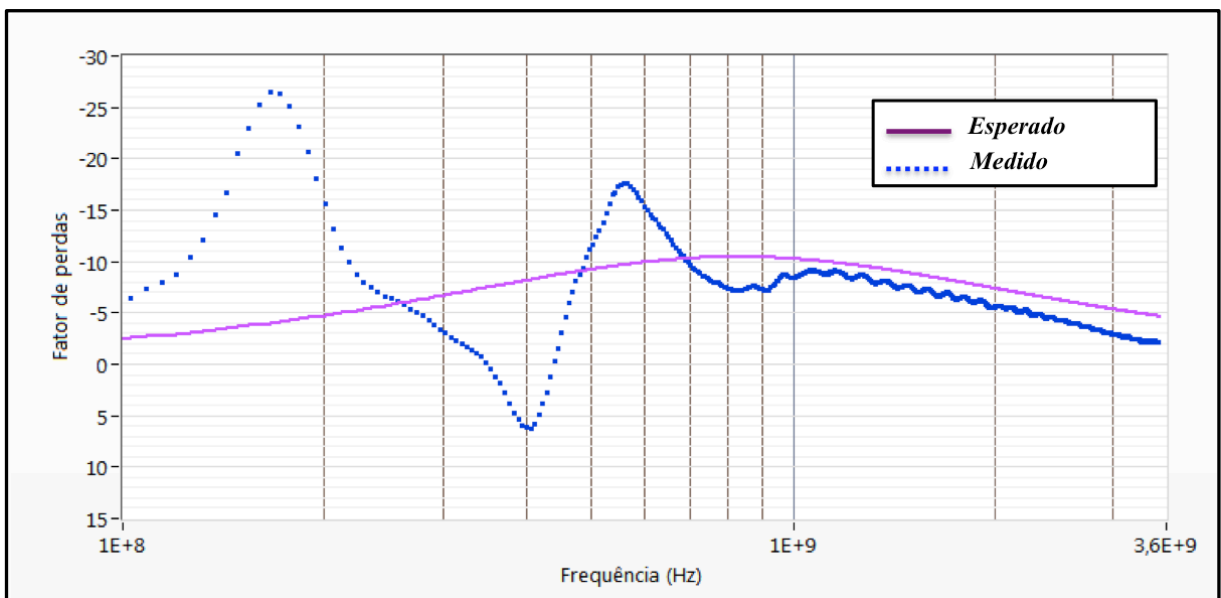


Figura 7A – Espectro do fator de perdas.

A partir da frequência de 1 GHz, e apesar da limitada qualidade dos instrumentos, os valores medidos se aproximam dos valores esperados. Nas frequências mais baixas, as incertezas para uma sonda com a dimensão de 7 cm passam a ser muito significativas, considerada a permissividade do álcool. Tal pode ser constatado a partir da simulação de

Monte Carlo para a sonda. Os gráficos das Figuras 8A e 9A mostram, respectivamente, as incertezas no espectro de permissividade considerando as incertezas do fabricante do VNA, uma terminação em curto-circuito com módulo de coeficiente de reflexão mínimo de 0,95 e incerteza na fase de $\pm 3^\circ$. A terminação de 50 ohms é considerada possuir um VSWR máximo de 1,05 (que é um valor otimista para uma carga artesanal).

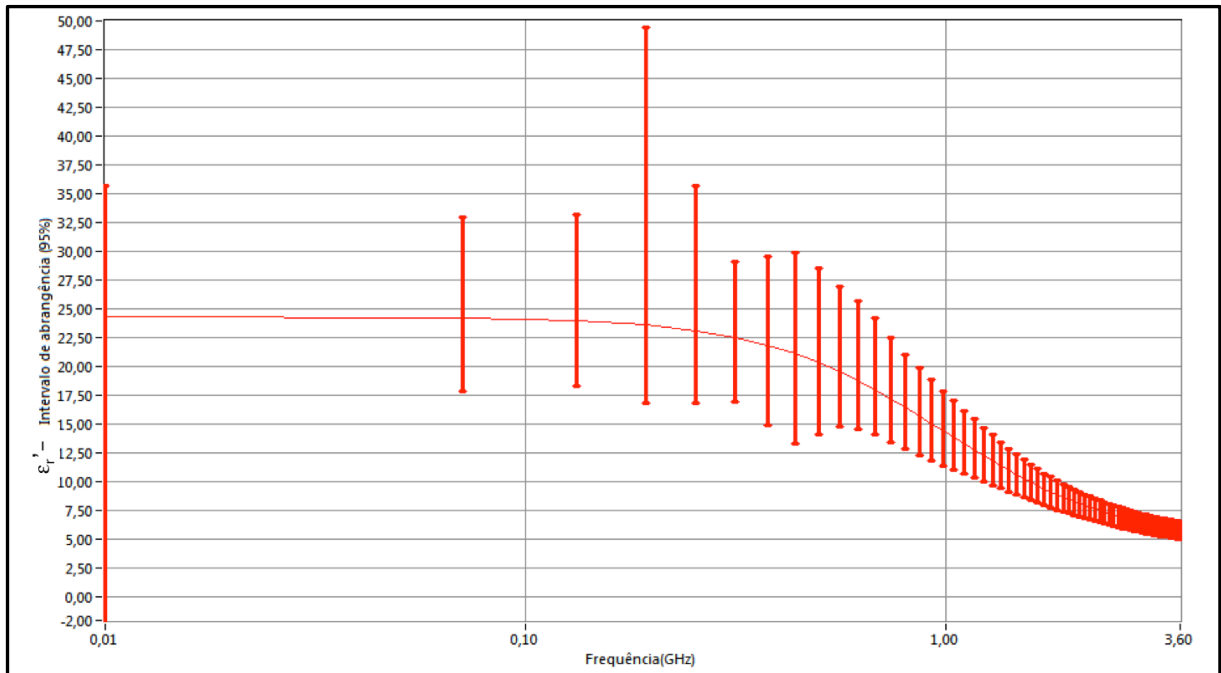


Figura 8A – Incertezas na parte real da permissividade.

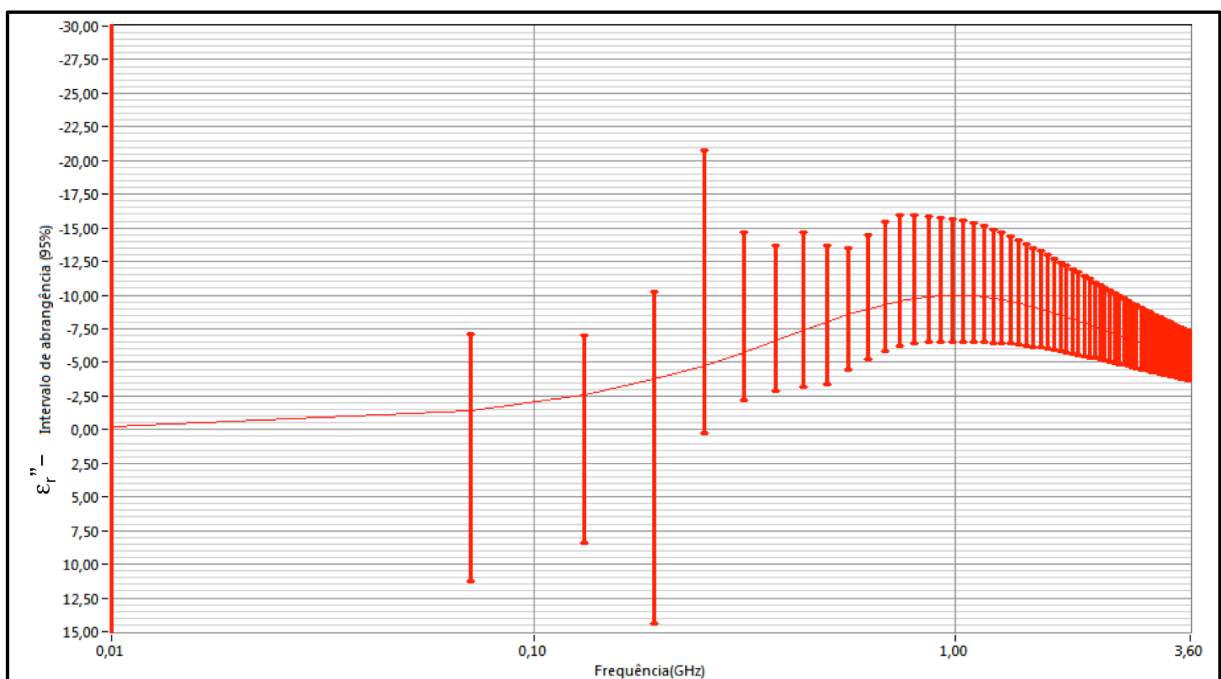


Figura 9A – Incertezas no fator de perdas.

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Os resultados desses experimentos preliminares, apesar da limitada instrumentação disponível, mostram que:

- A equação explícita desenvolvida nesse trabalho, quando empregada com uma terminação casada e com um curto-circuito é adequada para a determinação da permissividade em amplo espectro.
- As incertezas associadas ao método com amostras de tamanho diferentes, d e $2d$, dificultam o emprego do mesmo com instrumentos e sondas mais simples.
- A sonda coaxial de mergulho e sucção com terminação intercambiável mostrou-se uma boa solução tecnológica.
- O avaliação das incertezas dos métodos com a simulação de Monte Carlo mostra-se ferramenta de projeto útil tanto para qualificação como para determinação de tamanho adequado de sonda.

A continuidade desse trabalho se dará no aperfeiçoamento das terminações e melhoria do contato elétrico das sondas com terminações intercambiáveis. Também se buscará o desenvolvimento de sondas abertas com terminações eletrônicas para mensurar a umidade de matérias particulados.