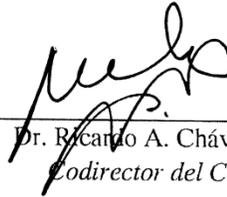


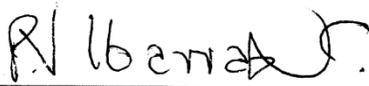
TESIS DEFENDIDA POR
Karen Tanya Ponce Mendoza
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



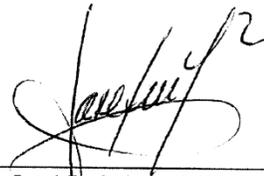
Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández
Codirector del Comité



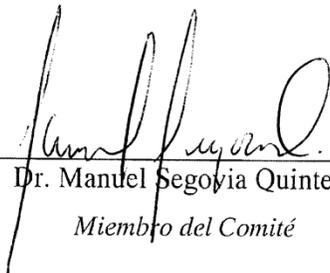
Dr. Ricardo A. Chávez Pérez
Codirector del Comité



M.C. José de Jesús Ibarra Villaseñor
Miembro del Comité



Dr. José Luis Medina Monroy
Miembro del Comité



Dr. Mantel Segovia Quintero
Miembro del Comité



Dr. Roberto Conte Galván

*Coordinador del programa de posgrado en
electrónica y telecomunicaciones*



Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**

**Determinación de propiedades electromagnéticas de materiales
sólidos utilizando guías de onda rectangulares en el rango de
frecuencias de 8-12 GHz.**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

KAREN TANYA PONCE MENDOZA

Ensenada, Baja California, México, Diciembre de 2010.

RESUMEN de la tesis de **Karen Tanya Ponce Mendoza**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES con orientación en ALTAS FRECUENCIAS. Ensenada, Baja California. Diciembre de 2010

DETERMINACIÓN DE PROPIEDADES ELECTROMAGNÉTICAS DE MATERIALES SÓLIDOS UTILIZANDO GUÍAS DE ONDA RECTANGULARES EN EL RANGO DE FRECUENCIAS DE 8-12 GHZ.

Resumen aprobado por:

Dr. Ricardo A. Chávez Pérez
Codirector de Tesis

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández
Codirector de Tesis

El estudio de las propiedades dieléctricas de los materiales sólidos, ha ido cobrando más importancia en la industria para múltiples aplicaciones. En particular la industria electrónica los utiliza para encapsular circuitos de RF y microondas entre otros. Debido a lo anterior se han desarrollado técnicas que son precisas y no destructivas para caracterizar materiales dieléctricos sólidos a frecuencias de microondas.

Esto ha motivado el utilizar guías de onda rectangulares para obtener la constante dieléctrica compleja de algunos materiales dieléctricos sólidos, con base en la obtención de la constante de propagación γ . La obtención de la constante de propagación γ es una herramienta para determinar algunas propiedades dieléctricas de los materiales con los cuales la guía de onda rectangular fue llenada.

En este trabajo de tesis se investigó sobre la caracterización de materiales dieléctricos sólidos utilizando medidas de los parámetros de dispersión en la banda X de frecuencia. En la caracterización de estos materiales dieléctricos se utilizó el método de dos líneas y el método de una línea para determinar la constante de propagación γ , utilizando técnicas calibradas y sin calibrar. Conociendo la constante de propagación se calcula la constante dieléctrica compleja ϵ_r . En la implementación de los métodos para calcular la constante de propagación γ se utilizan guías de onda que operan en la banda X (8-12 GHz).

Palabras Clave: Constante dieléctrica, guías de onda rectangulares, constante de propagación.

ABSTRACT of the thesis presented by **Karen Tanya Ponce Mendoza**, as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in en ELECTRÓNICS AND TELECOMUNICACIONES with orientation in HIGH FREQUENCIES. Ensenada, Baja California, México December 2010.

DETERMINATION OF ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF SOLID MATERIALS USING RECTANGULAR WAVEGUIDES IN THE FREQUENCY RANGE OF 8-12 GHZ.

The study of dielectric properties of solid materials, has been gaining more importance since the industry uses them for multiple applications. In particular the electronics industry uses dielectric materials to encapsulate RF and microwave circuits among others. Because of this, various techniques that are precise and nondestructive have been developed to characterize solid dielectric materials at microwave frequencies.

This has motivated the use of rectangular waveguides to obtain the complex dielectric constant ϵ_r of some solid dielectric materials, based on obtaining the propagation constant γ . The propagation constant obtention is a tool to determine some dielectric properties of the materials which ones the rectangular waveguide was filled.

In this thesis we investigated the characterization of solid dielectric materials using dispersion parameters in the X band frequency. In the dielectric characterization of these materials, the methods of two lines and one line were used to determine the propagation constant γ using calibrated and uncalibrated techniques. Knowing the propagation constant the complex dielectric constant ϵ_r is calculated. In the implementation of these methods to calculate the propagation constant γ , the waveguides that were used operate in X band (8-12 GHz).

Keywords: Dielectric constant, rectangular waveguides, propagation constant.

DEDICATORIAS

A Dios:

Por concederme la oportunidad de haber vivido esta experiencia, por darme la fuerza para seguir adelante a pesar de las adversidades, por ser mi guía y mi mejor consejero.

A mi Mamá:

Por ser siempre el pilar de nuestra familia, el motor de nuestro hogar, por darme los mejores consejos a pesar de que no siempre los seguí, por cuidarme con amor y tener confianza en mí como solo una madre puede hacerlo.

A mi Papá:

Por ser el hombre que más admiro, mi mejor ejemplo, por ser la persona que me ha enseñado que el trabajo es el único medio para salir adelante, que siempre ha puesto a su familia como lo más importante y que gracias a su amor y esfuerzo he podido completar una etapa más en mi desarrollo profesional.

A Carolina y Estefanía que han sido mi fuente de alegría.....

AGRADECIMIENTOS

A Dios y mi familia por su apoyo incondicional, por darme la confianza y fortaleza para seguir adelante.

Al Dr. J. Apolinar Reynoso por todo el apoyo recibido durante esta maestría, por sus consejos, paciencia y dedicación que permitieron sacar este trabajo de tesis adelante, ya que sin su ayuda este no hubiese sido posible.

Al Dr. Ricardo E. Chávez Pérez, por su ayuda con la recopilación de información por sus comentarios y sugerencias para mejorar este trabajo.

A mi comité de tesis: Dr. José Luis Medina Monroy, M.C. Jesús Ibarra Villaseñor y Dr. Manuel Alberto Segovia Quintero, por sus comentarios, sugerencias y críticas constructivas que ayudaron a mejorar y llevar a buen término este trabajo de tesis.

A mis compañeros de maestría: a Perla por ayudarme siempre que le fue posible, por sus “tips” de programación que facilitaron mucho en este trabajo, pero sobre todo por su amistad. A Paul (por hacerme reír tanto), David (por ver tantas películas conmigo), Christian (por intentar enseñarme a bailar salsa), Edwin (por ser mi hermano adoptivo), Gerardo (por ser parte de mi vida), Rigo, Rodrigo, Mijitus, Irak, Pedro, Brenda, y todos aquellos con los que he tenido la oportunidad de convivir durante estos 2 años, por todo el tiempo compartido, las reuniones y salidas que ayudaron a hacer de estos 2 años una gran experiencia.

A CICESE por darme la oportunidad de ingresar a la maestría y permitir así lograr un paso más en mi desarrollo profesional. A su personal por todo el apoyo brindado durante mi estancia aquí.

A CONACyT por la beca otorgada, que me permitió permanecer en esta maestría.

CONTENIDO	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de figuras	xii
Lista de tablas	xvii
Capítulo I	1
INTRODUCCIÓN	1
I.1 Marco de referencia.....	1
I.2 Antecedentes.....	2
I.3 Objetivos.....	4
I.4 Organización de la tesis.....	4
Capítulo II. DIELECTRICOS	7
II.1 Introducción	7
II.2 Descripción.....	7
II.3 Importancia de la espectroscopia dieléctrica.....	10
II.4 Naturaleza de los materiales dieléctricos.....	11
II.5 Constante Dieléctrica.....	13
II.6 Tiempo de relajación.....	16
II.7 Modelos empíricos.....	18
II.7.1 Debye.....	18
II.7.2 Cole-Cole.....	21
CAPÍTULO III. ONDAS GUIADAS	24
III.1 Introducción	24
III.2 Ecuaciones de Maxwell.....	25
III.3 Guía de onda rectangular.....	28

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

III.4 Estructura.....	30
III.5 Designación de los modos.....	31
III.6 Modos TM.....	33
III.6.1 Casos que dependen de k , $(0, \omega)$, m y n	35
III.6.1.1 Caso 1: Corte.....	35
III.6.1.2 Caso 2: Evanescente.....	36
III.6.1.3 Caso 3: Con propagación.....	36
III.6.2 Longitud de onda de corte.....	37
III.6.3 Velocidad de fase.....	38
III.6.4 Longitud de onda en la guía.....	38
III.7 Modos TE.....	39
III.7.1 Frecuencia de corte.....	40
III.7.2 Longitud de onda de corte.....	40
III.7.3 Impedancia intrínseca.....	41
III.8 Propagación de ondas en una guía de onda rectangular.....	41
III.9 Longitud de onda de la guía.....	42
III.10 Velocidad de fase y velocidad de grupo.....	44
III.11 Impedancia de onda.....	46
III.12 Impedancia normalizada de una guía de onda.....	48
III.12.1 Modo de propagación TE.....	48
III.12.2 Modo de propagación TM.....	49
III.13 Pérdidas en la guía de onda.....	50
CAPÍTULO IV. TÉCNICAS PARA DETERMINAR LA	52
CONSTANTE DIELECTRICA.....	52
IV.1 Introducción.....	52
IV.2 Clasificación.....	52
IV.2.1 Técnica de resonancia.....	52

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

IV.2 .2 Técnica de transmisión.....	53
IV.2 .3 Técnica de reflexión.....	53
IV.2 .4 Técnica de guía de onda.....	54
IV.2 .5 Técnica con línea de aire y cavidad.....	57
IV.3 Comparación de técnicas: ventajas y desventajas.....	58
IV.3 .1 Técnica de cavidad resonante.....	58
IV.3 .2 Guía de onda.....	58
IV.3.3 Línea coaxial.....	58
IV.3 .4 Espacio libre.....	59
CAPÍTULO V. MÉTODOS PARA DETERMINAR LA CONSTANTE DE PROPAGACIÓN γ	60
V.1 Introducción	60
V.2 Método de 2 líneas.....	61
V.2.1 Descripción del método.....	61
V.2.2 Cálculo de la constante de propagación: Método I.....	62
V.2.3 Cálculo de la constante de propagación: Método II.....	64
V.2.4 Cálculo de la constante de propagación: Método III...	66
V.2.5 Comparación entre métodos.....	68
V.3 Método utilizando una sola línea.....	69
V.3.1 Cálculo de γ y Z_L	70
V.3.2 Impedancia intrínseca del material η	
V.4 Método basado en la constante de propagación γ para obtener la constante dieléctrica compleja ϵ_r	72 72
CAPÍTULO VI. RESULTADOS	74
VI.1 Introducción	74
VI.2 Descripción del material y equipo utilizado.....	75
VI.2.1 Equipo.....	75

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

VI.2.1.1 Analizador de redes vectorial (ARV) HP8510C	75
VI.2.1.2 Kit de calibración en guías de onda.....	75
VI.2.2 Material.....	76
VI.3 Medida de la constante de propagación utilizando el analizador de redes sin calibrar.....	76
V.3.1 Descripción de la técnica.....	76
VI.4 Resultados utilizando la técnica sin calibrar.....	79
VI.4.1 Aire.....	82
VI.4.1.2 ϵ_r de aire L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	82
VI.4.1.3 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L1 varias medidas.....	83
VI.4.1.4 Pérdidas tangenciales δ de Aire L1, varias medidas	83
VI.4.1.5 ϵ_r de aire L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	84
VI.4.1.6 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L2 varias medidas.....	85
VI.4.1.7 Pérdidas tangenciales δ de Aire L2, varias medidas	
VI.4.2 Black Delrin.....	86
VI.4.2.1 ϵ_r de Black Delrin L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	86
VI.4.2.2 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Black Delrin L1, varias medidas.....	87
VI.4.2.3 Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L1, varias medidas.....	87
VI.4.2.4 ϵ_r de Black Delrin L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	88

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

VI.4.2.5 Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Black Delrin L2, varias medidas.....	89
VI.4.2.6 Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L2, varias medidas.....	89
VI.4.3 PVC.....	90
VI.4.3.1 ε_r de PVC L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	90
VI.4.3.2 Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para PVC L1, varias medidas.....	91
VI.4.3.3 Pérdidas tangenciales δ de PVC L1, varias medidas.....	91
VI.4.3.4 ε_r de PVC L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	92
VI.4.3.5 Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para PVC L2, varias medidas.....	93
VI.4.3.6 Pérdidas tangenciales δ de PVC L2, varias medidas	93
VI.4.4 Nylon.....	94
VI.4.4.1 ε_r de Nylon L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	94
VI.4.4.2 Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Nylon L1, varias medidas.....	95
VI.4.4.3 Pérdidas tangenciales δ de Nylon L1, varias medidas.....	95
VI.4.4.4 ε_r de Nylon L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	96
VI.4.4.5 Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Nylon L2, varias medidas.....	97

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

VI.4.4.6 Pérdidas tangenciales δ de Nylon L2 para varias medidas.....	97
VI.5 Resultados utilizando el analizador de redes calibrado.....	98
VI.5.1 Descripción de la técnica.....	98
VI.5.2 Aire.....	99
VI.5.2.1 ϵ_r de Aire L1 técnicas TRL y TRM.....	99
VI.5.2.2 Z_L del Aire para L1.....	100
VI.5.2.3 η del Aire para L1.....	100
VI.5.2.4 ϵ_r de Aire L2 técnicas TRL y TRM.....	101
VI.5.2.5 Z_L del Aire para L2.....	101
VI.5.2.6 η del Aire L2.....	102
VI.5.3 Black Delrin.....	102
VI.5.3.1 ϵ_r de Black Delrin L1.....	102
VI.5.3.2 Z_L del Black Delrin para L1.....	103
VI. 5.3.3 η de Black Delrin L1.....	103
VI. 5.3.4 ϵ_r de Black Delrin L2.....	104
VI. 5.3.5 Z_L de Black Delrin L2.....	104
VI.5.3.6 η de Black Delrin L2.....	105
VI.5.4 PVC.....	105
VI.5.4.1 ϵ_r de PVC L1	105
VI.5.4.2 Z_L de PVC L1.....	106
VI.5.4.3 η de PVC L1.....	106
VI.5.4.4 ϵ_r de PVC L2	107
VI.5.4.5 Z_L de PVC L2.....	107
VI.5.4.6 η de PVC L2.....	108
VI.5.5 Nylon.....	108

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)

VI.5.5.1 ε_r de Nylon L1.....	108
VI.5.5.2 Z_L de Nylon L1.....	109
VI.5.5.3 η de Nylon L1.....	109
VI.5.5.4 ε_r de Nylon L2.....	110
VI.5.5.5 Z_L de Nylon L2.....	110
VI.5.5.6 η de Nylon L2.....	111
VI.6 Comparación entre técnicas dependientes e independientes de la calibración.....	111
VI.6.1 Comparación entre técnicas dependientes e independientes de la calibración para Aire L1.....	112
CAPÍTULO VII. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO.....	114
VII.1 Conclusiones.....	114
VII.2 Trabajo futuro.....	117
REFERENCIAS.....	119
APÉNDICE.....	122

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Organización de la tesis.....	6
2	Orientación Aleatoria de dipolos	12
3	Dipolos alineados con el Campo eléctrico \vec{E}	12
4	Rotación dipolar.....	13
5	Pérdidas tangenciales.....	15
6	Tiempo de relajación.....	17
7	Respuesta transitoria de un dieléctrico.....	19
8	Ejemplo de relajación del agua a 30°C.....	21
9	Ejemplo de un diagrama Cole-Cole.....	23
10	Guía de onda rectangular.....	30
11	Dimensiones de una guía de onda rectangular.....	30
12	Modos de propagación.....	32
13	Modos de propagación en una guía de onda rectangular.....	33
14	(a) Vector de propagación o vector Poynting, (b) Propagación de onda en una guía de onda rectangular.....	42
15	Longitud de onda de la guía.....	43
16	Velocidad de grupo.....	45
17	Guía de onda de sección recta para la banda X y algunas muestras	55
18	Técnica con resonador y línea de transmisión (guía de onda rectangular o línea de aire coaxial).....	56
19	Técnicas de línea de transmisión; (a) guía de onda y (b) línea coaxial.....	56
20	(a) Configuración de cavidad al final de la línea, (b) configuración de cavidad a través de la línea.....	57

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

21	Guía de onda con distintos materiales dieléctricos.....	60
22	Líneas de transmisión L_1 y L_2 con sus respectivas transiciones.....	61
23	Línea de transmisión uniforme.....	71
24	Vector de propagación de la guía llena con aire.....	74
25	Guía de onda.....	76
26	Técnica independiente de la calibración.....	77
27	Conexión thru.....	77
28	Conexión en corto “short”.....	78
29	Conexión con las cargas “match”.....	78
30	Conexión con la línea larga.....	78
31	Conexión con la línea corta.....	79
32	Comparación de los resultados entre las técnicas independientes de la calibración para Aire.....	79
33	Comparación de los resultados de varias medidas entre las técnicas independientes de la calibración para Aire.....	80
34	Desviación estándar σ para las distintas técnicas independientes de la calibración.....	81
35	ϵ_r de aire L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	82
36	Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L1, varias medidas.....	83
37	Pérdidas tangenciales δ de Aire L1, varias medidas.....	83
38	ϵ_r de aire L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	84
39	Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L2, varias medidas.....	85
40	Pérdidas tangenciales δ de Aire L2, varias medidas.....	85

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

41	ε_r de Black Delrin L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	86
42	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Black Delrin L1, varias medidas.....	87
43	Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L1, varias medidas.....	87
44	ε_r de Black Delrin L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	88
45	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Black Delrin L2, varias medidas.....	89
46	Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L2, varias medidas.....	89
47	ε_r de PVC L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	90
48	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para PVC L1, varias medidas.....	91
49	Pérdidas tangenciales δ de PVC L1, varias medidas.....	91
50	ε_r de PVC L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	92
51	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para PVC L2, varias medidas.....	93
52	Pérdidas tangenciales δ de PVC L2, varias medidas.....	93
53	ε_r de Nylon L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	94
54	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Nylon L1, varias medidas.....	95
55	Pérdidas tangenciales δ de Nylon L1, varias medidas.....	95
56	ε_r de Nylon L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.....	96
57	Desviación estándar σ de ε_r' y ε_r'' para Nylon L2, varias medidas.....	97

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

58	Pérdidas tangenciales δ de Nylon L2, varias medidas.....	97
59	Técnica calibrada.....	99
60	ϵ_r de Aire L1 técnicas TRL y TRM.....	99
61	Z_L del Aire para L1.....	100
62	η del Aire para L1.....	100
63	ϵ_r de Aire L2 técnicas TRL y TRM.....	101
64	Z_L del Aire para L2.....	101
65	η del Aire L2.....	102
66	ϵ_r de Black Delrin L1.....	102
67	Z_L del Black Delrin para L1.....	103
68	η de Black Delrin L1.....	103
69	ϵ_r de Black Delrin L2.....	104
70	Z_L de Black Delrin L2.....	104
71	η de Black Delrin L2.....	105
72	ϵ_r de PVC L1.....	105
73	Z_L de PVC L1.....	106
74	η de PVC L1.....	106
75	ϵ_r de PVC L2.....	107
76	Z_L de PVC L2.....	107
77	η de PVC L2.....	108
78	ϵ_r de Nylon L1.....	108
79	Z_L de Nylon L1.....	109
80	η de Nylon L1.....	109
81	ϵ_r de Nylon L2.....	110
82	Z_L de Nylon L2.....	110
83	η de Nylon L2.....	111

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACIÓN)

84	Comparación entre técnicas dependientes e independientes de la calibración para Aire L1.....	112
85	Error relativo para Aire L1 entre las distintas técnicas.....	115

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Tabla comparativa entre métodos.....	69
II	Tabla de resultados para la línea corta de Aire.....	82
III	Tabla de resultados para la línea larga de Aire.....	84
IV	Tabla de resultados para la línea corta de Black Delrin.....	86
V	Tabla de resultados para la línea larga de Black Delrin.....	88
VI	Tabla de resultados para la línea corta de PVC.....	90
VII	Tabla de resultados para la línea larga de PVC.....	92
VIII	Tabla de resultados para la línea corta de Nylon.....	94
IX	Tabla de resultados para la línea larga de Nylon.....	96

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

I.1 Marco de referencia

La extracción de las propiedades de los materiales con constante dieléctrica compleja ha sido de importancia vital para ingenieros y físicos que están involucrados con el diseño y desarrollo de dispositivos y componentes eléctricos y electrónicos, circuitos y sistemas.

El incremento en el uso de las microondas en los procedimientos de prueba industriales ha generado recientemente una fuerte necesidad de técnicas que sean precisas y no destructivas para la obtención de la constante dieléctrica a frecuencias de microondas. Propiedades como el contenido de humedad en ciertos materiales, la medición de su constante dieléctrica e inhomogeneidades locales en substratos de microcinta son comúnmente factores importantes que pueden ser evaluados y controlados eficientemente con microondas [C. Decretón Marc, 1975].

La medición precisa de la constante dieléctrica ϵ_r es útil para los diseñadores de circuitos ya que las nuevas tecnologías de empaquetado requieren materiales con baja constante dieléctrica, interconexiones hechas con metales de alta conductividad y una alta densidad de cableado. Valores de constante dieléctrica baja y la anisotropía, pueden disminuir el cruce de la señal entre los conductores disminuyendo el acoplamiento capacitivo entre las interconexiones y los módulos multichip de un circuito integrado monolítico de microondas [Baker-Jarvis James, 1995].

Los substratos con alta constante dieléctrica tienen un nicho en las aplicaciones de la microelectrónica. A bajas frecuencias, bien caracterizados, los materiales con constante dieléctrica alta son utilizados para mantener las dimensiones de los circuitos pequeñas. Así también los arreglos compactos de antenas requieren substratos con constante dieléctrica alta para mantener los cambios de fase entre los elementos [Baker-Jarvis James, 1995].

Las propiedades dieléctricas de los materiales dependen de la frecuencia, homogeneidad, anisotropía (la orientación del campo es importante para mediciones de materiales anisotrópicos), temperatura, rugosidad de la superficie, polarización y de su estructura molecular, si la estructura molecular cambia, sus propiedades dieléctricas también cambian. Esto quiere decir que la constante dieléctrica ϵ_r de los materiales no es constante, ésta presenta variaciones con la temperatura y con la frecuencia [Baker-Jarvis James, 1995].

I.2 Antecedentes

La propagación de ondas electromagnéticas en medios generales se rige por sus parámetros eléctricos y magnéticos. En el caso de materiales dieléctricos, es la constante dieléctrica ϵ la que define la capacidad del medio para soportar un campo eléctrico. Un campo eléctrico se establece al aplicar una diferencia de potencial a dos conductores que están separados por un medio dieléctrico. Si el medio es el espacio libre, la constante dieléctrica que lo describe es ϵ_0 pero si es cualquier otro medio entonces la constante dieléctrica que lo describe es la relativa ϵ_r que es una cantidad adimensional. El producto de la constante dieléctrica relativa por la constante dieléctrica del vacío define a la constante dieléctrica del medio, esto es:

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (1)$$

En la física básica, la constante dieléctrica relativa de un dieléctrico se define como la tasa a la cual la capacitancia de un capacitor aumenta cuando el volumen entre sus placas (que inicialmente está vacío) se llena con un dieléctrico cualesquiera. Esencialmente, la constante dieléctrica de un dieléctrico es determinada por su estructura atómica o molecular aunque también depende de la temperatura y la frecuencia. La caracterización de materiales es un tema importante en muchas producciones de materiales, en el procesamiento y gestión de aplicaciones en la agricultura, en la ingeniería de alimentos, tratamientos médicos, bioingeniería y en la industria de la construcción. Es por estas razones que varias técnicas de microondas cada una con sus limitaciones y ventajas únicas se han ido desarrollando para la caracterización de materiales [Cem Hasar Ugur, 2008].

La determinación precisa de la constante dieléctrica compleja en materiales líquidos a frecuencias de microondas se hace necesaria para aplicaciones tales como la evaluación de los efectos biológicos en moléculas biológicas y en solventes. El alcohol u otros dieléctricos líquidos son considerados como buenos materiales solventes para un número de moléculas biológicas, tejidos del cuerpo, hueso y médula espinal. Por lo tanto, el estudio de la constante dieléctrica de varios solventes comunes es muy importante para la investigación biomédica [Wang Y., 2003].

Las propiedades dieléctricas de tejidos biológicos son factores determinantes para la disipación de energía electromagnética en el cuerpo humano y por tanto son parámetros importantes para el tratamiento de hipertermia, para la detección de tumores en la investigación básica utilizando microondas y en la evaluación de las dosis de exposición sobre las interacciones entre los campos electromagnéticos y los tejidos biológicos [Zajícek R., 2006].

Las mediciones de los parámetros dieléctricos en tejidos biológicos es un método prometedor en el diagnóstico y generación de imágenes médicas. Mediante el

conocimiento de la constante dieléctrica compleja de tejido biológico, es posible realizar el diagnóstico de estos y determinar si se trata de tejidos cancerosos, así como también permitir a los ingenieros de diseño desarrollar herramientas en aplicaciones de termoterapia [Zajíček R., 2006].

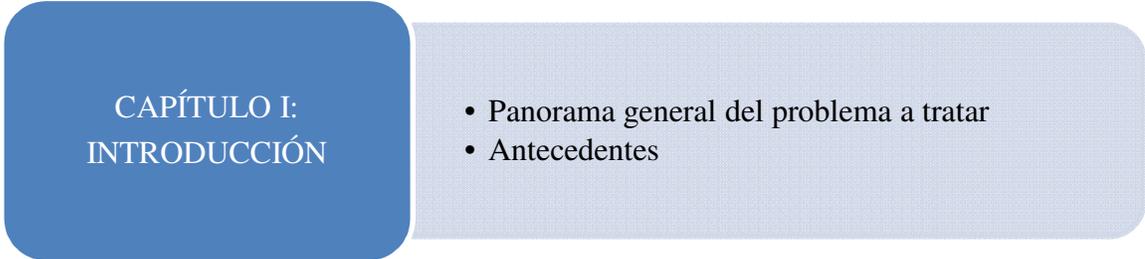
Debido al valor relativamente grande de la constante dieléctrica del agua, las propiedades dieléctricas de materiales húmedos son fuertemente dependientes de su contenido de humedad [R. Ball James A, 1998]. Es por esto que la medición precisa de la cantidad de humedad es importante en muchas aplicaciones, incluyendo la agricultura y el procesamiento de alimentos. Las mediciones de propiedades dieléctricas de los materiales en un intervalo de frecuencias amplio pueden proporcionar información sobre los mecanismos de conducción y polarización y sobre la dinámica molecular de dichos materiales.

I.3 Objetivos

Determinar la constante dieléctrica ϵ_r de materiales sólidos a frecuencias de 8-12 GHz a partir del conocimiento previo de la constante de propagación γ en guías de onda rectangular. Comparar los resultados obtenidos con las distintas técnicas para obtener la constante de propagación γ y comprobar la efectividad del método.

I.4 Organización de la tesis

La organización de este trabajo de tesis se muestra a continuación en la Figura 1.



CAPÍTULO I: INTRODUCCIÓN

- Panorama general del problema a tratar
- Antecedentes

CAPÍTULO II: DIELÉCTRICOS

- Descripción de material dieléctrico.
- Importancia de la espectroscopía dieléctrica.
- Naturaleza de los materiales dieléctricos.
- Modelos para obtener la constante dieléctrica ϵ_r .

CAPÍTULO III: ONDAS GUIADAS

- Desarrollo de las ecuaciones de Maxwell.
- Descripción general de la estructura, funcionamiento y características de las guías de onda rectangulares.

CAPÍTULO IV: TÉCNICAS PARA DETERMINAR LA PERMITIVIDAD

- Clasificación y descripción de las técnicas que existen para determinar la permitividad.
- Comparación entre técnicas: ventajas y desventajas.

CAPÍTULO V: MÉTODOS INDEPENDIENTES DE LA CALIBRACIÓN PARA DETERMINAR LA CONSTANTE DE PROPAGACIÓN γ

- Concepto de constante de propagación γ .
- Clasificación de las técnicas de medición.
- Descripción de las técnicas utilizadas.

CAPÍTULO VI: TECNICA CALIBRADA PARA OBTENER Z_L , LA IMPEDANCIA DE LA GUÍA LLENA CON MATERIAL DIELÉCTRICO

- Técnica para obtener la impedancia de la guía llena con un material dieléctrico.
- Técnica para obtener la impedancia del material dieléctrico, con el cual la guía de onda rectangular es llenada.

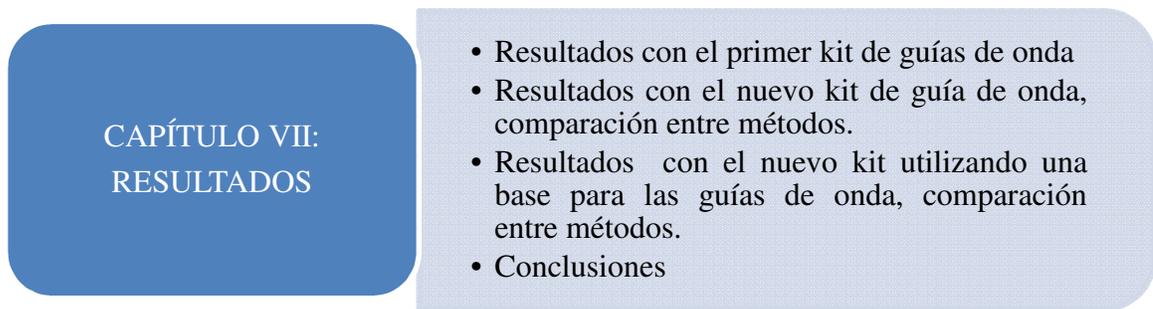


Figura 1. Organización de la tesis.

CAPÍTULO II

DIELÉCTRICOS

II.1 Introducción

Un dieléctrico es un material mal conductor de la electricidad, por lo cual amortigua la fuerza del campo eléctrico que lo atraviesa, es decir, si se colocaran dos cuerpos con cargas opuestas situados a cada lado de un trozo de vidrio (un dieléctrico) se atraerán entre sí, pero si entre ambos cuerpos se coloca una lámina de cobre, la carga será conducida por el metal.

En la mayoría de los casos, las propiedades de un dieléctrico son producto de la polarización de la sustancia. Al colocar un dieléctrico en un campo eléctrico, los electrones y protones que constituyen sus átomos se reorientarán a sí mismos, y en algunos casos las moléculas se polarizarán de igual modo. Como resultado de esta polarización, el dieléctrico queda sometido a una tensión, almacenando energía que quedará disponible al retirar el campo eléctrico.

II.2 Descripción

Un material dieléctrico ideal es aquel que no tiene cargas libres. Sin embargo todos los medios materiales se componen de moléculas, éstas a su vez se componen de entes cargados (núcleos atómicos y electrones), y las moléculas de los dieléctricos son, de hecho, afectadas por la presencia de un campo eléctrico [Reitz/ Milford/Christy 1984].

Las moléculas que están bajo la acción del campo eléctrico aplicado, pueden moverse y ser transportados o quedarse atrapadas en la interfaz de la materia. Estos movimientos generan dipolos eléctricos que pueden existir en forma permanente y que son inducidos por la acción del campo eléctrico sobre los átomos o moléculas. Además, si el campo eléctrico es alterno las estructuras bipolares tenderán a rotar orientándose en la dirección de dicho campo. Este fenómeno se representa por la polarización de los materiales dieléctricos la cual está dada por:

$$\vec{P} = (\epsilon^* - \epsilon_0)\vec{E} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0\vec{E} \quad (2)$$

Donde:

\vec{P} es el vector de polarización (C/m^2) y

\vec{E} es el vector de campo eléctrico (V/m^2)

La constante dieléctrica es una cantidad compleja debido a las diferencias de fase que surgen entre \vec{P} y \vec{E} cuando los dipolos van perdiendo su habilidad para seguir la dirección del campo eléctrico (i. e., conforme aumenta la frecuencia de éste). La constante dieléctrica relativa es la de uso más generalizado y es dada por

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon^*}{\epsilon_0} \quad (3)$$

Donde:

$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ es la constante dieléctrica.

ϵ' es la parte real y representa el almacenamiento de energía.

ϵ'' es la parte imaginaria y representa al factor de pérdida dieléctrica.

La constante dieléctrica absoluta en el vacío, ϵ_0 , se determina por lo siguiente:

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} \quad (4)$$

Despejando para ϵ_0 encontramos que:

$$\epsilon_0 = \frac{\vec{D}}{\vec{E}} = \frac{1}{c^2 \mu_0} \quad (5)$$

Donde:

c es la velocidad de la luz ($3 \times 10^8 \text{ m/s}$) y

μ_0 es la permeabilidad magnética ($1.26 \times 10^{-6} \text{ H/m}$)

ϵ_0 en el vacío ($8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$)

En otro medio (sólido, líquido o gaseoso), la constante dieléctrica tiene valores más altos y comúnmente se expresa con relación al valor del vacío.

La medida de las propiedades dieléctricas ha obtenido importancia debido a que puede ser usada para el monitoreo no destructivo de otras propiedades específicas de los materiales, los cuales, cuando se exponen a campos magnéticos en alta frecuencia (microondas) experimentan cambios físicos o químicos, tales como temperatura y humedad entre otras variables. Existen muchas técnicas para medir las propiedades dieléctricas de los materiales y en la región de las microondas estas propiedades se pueden determinar por varios métodos que usan diferentes tipos de sensores. El método particular a usar depende del intervalo de frecuencia de interés y del tipo de material a medir.

Asimismo, la selección del equipo de medición y del contenedor de la muestra depende del material dieléctrico a ser medido. Un analizador de redes vectorial ARA es caro, pero cuando hay que trabajar en aplicaciones de RF (Radio Frecuencia) estos compensan ampliamente su costo ya que son muy útiles y funcionales.

El rendimiento de los dieléctricos se mide por su relativa capacidad de almacenar energía y se expresa en términos de constante dieléctrica (o constante dieléctrica relativa ϵ_r), tomando como unidad el valor del vacío. Un buen dieléctrico, debe devolver un gran porcentaje de la energía almacenada en él al invertir el campo. Los dieléctricos, especialmente los que tienen constantes dieléctricas altas, se emplean ampliamente en todas las ramas de la ingeniería eléctrica para incrementar el rendimiento de los condensadores.

II.3 Importancia de la espectroscopia dieléctrica

Las propiedades dieléctricas de un material se determinan por su estructura molecular, si la estructura molecular cambia, las propiedades dieléctricas también cambiarán [Bartley Phil, Begley Shelley, 2006]. La espectroscopia dieléctrica es una técnica de medida que permite caracterizar la interacción entre la energía electromagnética y la materia como una función de la frecuencia. Esta técnica se basa en la medida de la constante dieléctrica compleja la cual proporciona información de la estructura interna de la materia y es útil para la caracterización de materiales muy diversos debido a que la medida de constante dieléctrica pueden realizarse más fácilmente que otras técnicas como el análisis químico o las técnicas ópticas.

Un estudio de espectroscopia dieléctrica trata de obtener la respuesta de los materiales cuando se les aplica un campo eléctrico variable con el tiempo. Esta respuesta se expresa en términos de una magnitud macroscópica, la constante dieléctrica relativa ϵ_r , de cuyo análisis en función de la temperatura y frecuencia se obtiene información acerca de magnitudes microscópicas [Torres Betancor Manuel Eulalio, 1999].

Las aplicaciones de la espectroscopia dieléctrica son muy variadas, por citar algunos ejemplos el método de espectroscopia dieléctrica en el dominio de la frecuencia ha sido usado para el diagnóstico de equipos con aislamiento compuesto. Además esta

técnica se ha usado para caracterizar aceite dieléctrico de transformadores donde se han desarrollado modelos en el dominio de la frecuencia en función de su constante dieléctrica relativa real y la conductividad en corriente directa [Rojas J.A., EDELCA, Marcano L. UNEXPO, Ramírez J., USB, Gerrero J. UNEXPO, 2009].

La espectroscopía dieléctrica se utiliza para estudio del efecto de la carga espacial en las propiedades de los materiales aislantes ya que los procesos de envejecimiento y ruptura dieléctrica suponen una limitación en el rendimiento de estos materiales [Mudarra López Miguel, 2000].

El crecimiento cristalino y caracterización de sales de tartrato, siguen siendo objeto de intensa investigación, algunos compuestos de esta familia son muy conocidos en el contexto de la industria agroalimentaria, en particular en el campo enológico, y otros en el dominio de la tecnología por sus propiedades piro, piezo y ferroeléctricas [Torres Betancor Manuel Eulalio, 1999].

Como se puede apreciar la técnica de espectroscopia dieléctrica tiene un amplio campo de aplicación ya que no se limita a una sola área de estudio, lo cual remarca la importancia de esta técnica ya sea en el contexto industrial, de investigación o de desarrollo científico.

II.4 Naturaleza de los materiales dieléctricos

Un dieléctrico en un campo eléctrico puede considerarse como un arreglo de dipolos eléctricos microscópicos compuestos por cargas positivas y negativas cuyos centros no coinciden perfectamente (Figura 2).

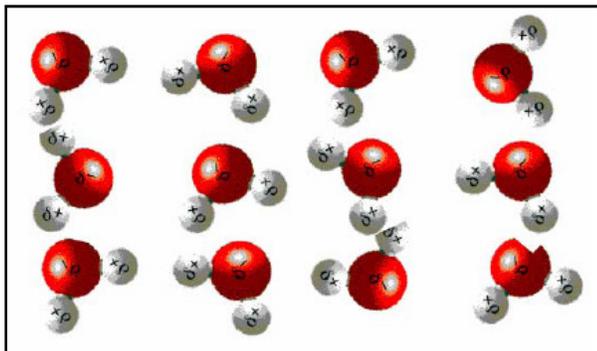


Figura 2. Orientación Aleatoria de dipolos. [Bartley Phil, Begley Shelley, 2006]

Los dipolos eléctricos no son cargas libres y no contribuyen al proceso de conducción. Más aún, se mantienen en su lugar por las fuerzas atómicas y moleculares, y sólo pueden cambiar su posición ligeramente en respuesta a campos eléctricos externos, (Figura 3). Son llamadas cargas ligadas, en contraposición de las cargas libres que determinan la conductividad. Las cargas ligadas pueden ser tratadas como cualquier otra fuente de campo electrostático.

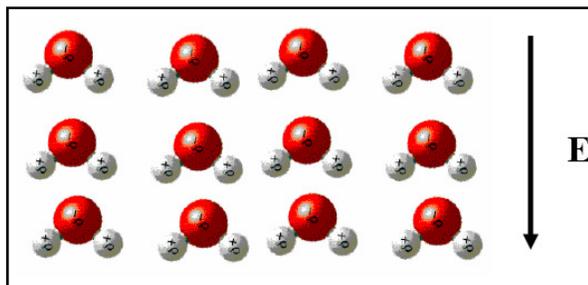


Figura 3. Dipolos alineados con el Campo eléctrico \vec{E} . [Bartley Phil, Begley Shelley, 2006].

Un campo eléctrico estático ejercerá un torque en el dipolo eléctrico del material dieléctrico el cual tenderá a alinearse en dirección del campo (Figura 4). Si el campo

cambia de dirección, sucede el torque. La fricción que acompaña la orientación del dipolo contribuirá a las pérdidas dieléctricas [Bartley Phil, Begley Shelley, 2006].

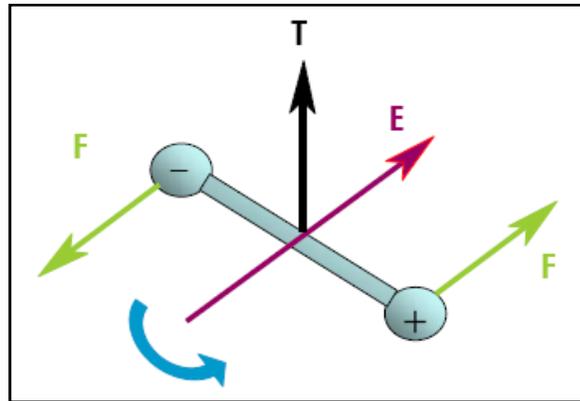


Figura 4. Rotación dipolar (Bartley Phil, Begley Shelley).

La característica común de todos los dieléctricos, ya sean sólidos, líquidos o gases, tengan o no estructura cristalina, es su capacidad para almacenar energía. Este almacenamiento tiene lugar al cambiar las posiciones de las cargas positivas y negativas ligadas en el interior en contra de las fuerzas moleculares y atómicas [H. Hayt, William Jr., 1996].

II.5 Constante Dieléctrica

La constante dieléctrica es una cantidad física que describe como un campo eléctrico afecta y es afectado por un medio dieléctrico y determina la habilidad que tiene el material para polarizarse en respuesta a un campo eléctrico aplicado y por lo tanto de cancelar, en parte, el campo dentro del material. La constante dieléctrica es entonces la habilidad que tiene un material para transmitir o permitir un campo eléctrico. La constante dieléctrica de un material se da generalmente en relación con el de vacío, como una constante dieléctrica relativa ϵ_r [Begley Shelley, 2005].

La rapidez de las ondas electromagnéticas en un dieléctrico viene dada por:

$$v = \frac{c}{\sqrt{(\epsilon_r \cdot \mu_r)}} \quad (6)$$

Donde:

ϵ_r es la constante dieléctrica relativa y

μ_r es la permeabilidad relativa.

El nombre de constante dieléctrica proviene de los materiales dieléctricos, que son materiales aislantes o muy poco conductores por debajo de una cierta tensión eléctrica llamada tensión de ruptura. El efecto de la constante dieléctrica se manifiesta en la capacidad total de un condensador eléctrico o capacitor. Cuando entre los conductores cargados o paredes que lo forman se inserta un material dieléctrico diferente del aire (cuya constante dieléctrica es prácticamente la del vacío), la capacidad de almacenamiento de la carga del condensador aumenta. De hecho la relación entre la capacidad inicial C_i y la final C_f vienen dadas por la constante dieléctrica:

$$\epsilon_r = \frac{C_f}{C_i} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = (1 + x_e) \quad (7)$$

Donde:

ϵ es la permitividad eléctrica del dieléctrico que se inserta.

$$\epsilon_r = \epsilon'_r - j\epsilon''_r \quad (8)$$

Y x_e es la susceptibilidad eléctrica.

La parte real de la constante dieléctrica (ϵ'_r) es una medida de cuanta energía del campo eléctrico externo es almacenada en el material, la parte imaginaria (ϵ''_r) representa las pérdidas en el dieléctrico (es por eso que lleva el signo negativo), es siempre más grande que cero y por lo general mucho más pequeña que ϵ'_r . El factor de

pérdidas incluye los efectos de ambas, pérdidas dieléctricas y conductividad [Agilent, Application note, 2006].

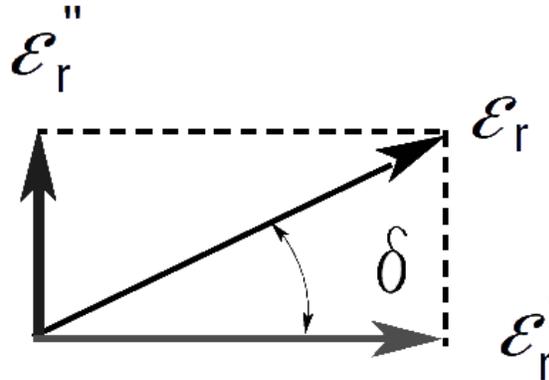


Figura 5. Pérdidas tangenciales en un dieléctrico.

Si aplicamos una corriente alterna a un dieléctrico perfecto, la corriente se adelantará al voltaje en 90° , sin embargo debido a las pérdidas, la corriente se adelanta al voltaje en solo $90^\circ - \delta$, siendo δ el ángulo de pérdida dieléctrica. Cuando la corriente y el voltaje están fuera de fase en el ángulo de pérdida dieléctrica se pierde energía o potencia eléctrica generalmente en forma de calor.

El factor de disipación está dado por:

$$F_D = \tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \frac{1}{Q} \quad (9)$$

O también por

$$F_D = \frac{1}{Q} = \frac{\text{Energía perdida por ciclo}}{\text{energía almacenada por ciclo}} \quad (10)$$

El factor de pérdida dieléctrica es:

$$F_p = \epsilon_r \tan \delta \quad (11)$$

El valor de la constante dieléctrica ϵ_r de un material define el grado de polarización eléctrica de la sustancia cuando esta se somete a un campo eléctrico exterior. El valor de ϵ_r es afectado por muchos factores, como el peso molecular, la

forma de la molécula, la dirección de sus enlaces (geometría de la molécula) o el tipo de interacciones que presente.

Cuando un material dieléctrico reemplaza el vacío entre los conductores, puede presentarse la polarización en el dieléctrico, permitiendo que se almacenen cargas adicionales.

La magnitud de la carga que se puede almacenar entre los conductores se conoce como capacitancia, la capacitancia depende del material existente entre los conductores, el tamaño, la forma de los mismos y su separación.

II.6 Tiempo de relajación

El tiempo de relajación τ es una medida de la movilidad de las moléculas (dipolos) que existen en un material. Es el tiempo requerido por los dipolos para orientarse con el campo eléctrico. Materiales líquidos y sólidos tienen moléculas que están en estado condensado con una limitada libertad de movimiento cuando un campo eléctrico es aplicado.

Los choques constantes causan fricción interna en el material lo que provoca que las moléculas giren lentamente y exponencialmente alcancen el estado final de orientación de la polarización con un tiempo de relajación τ . Cuando deja de aplicarse el campo eléctrico el proceso ocurre a la inversa y la distribución aleatoria es restaurada en el mismo tiempo τ . La frecuencia de relajación f_c es lo inverso del tiempo de relajación: a frecuencias por debajo de la relajación, el campo eléctrico alterno es suficientemente lento como para que los dipolos sean capaces de mantener el ritmo con las variaciones del campo eléctrico.

A bajas frecuencias los dipolos pueden “seguir” el campo eléctrico y ϵ_r' aumenta, pero a altas frecuencias los dipolos no pueden seguir el cambio tan rápido del campo eléctrico y ϵ_r' disminuye. Antes de la frecuencia de resonancia las pérdidas aumentan debido a que los dipolos aún pueden orientarse totalmente con los cambios del campo eléctrico cuando éste cambia de dirección, entonces, las pérdidas son proporcionales a la frecuencia. Después de la resonancia la frecuencia es tan alta que los dipolos no tienen el tiempo suficiente para orientarse con el campo, esto implica menos fricción y por lo tanto las pérdidas disminuyen [Agilent, Application note, 2006].

A medida que la frecuencia aumenta, ϵ_r'' continua aumentando pero el almacenamiento de ϵ_r' comienza a disminuir debido al desfase entre la alineación del dipolo y el campo eléctrico (Figura 6).

Haciendo referencia a la frecuencia de relajación, tanto ϵ_r' como ϵ_r'' permiten que el campo eléctrico sea demasiado rápido como para influir en la rotación dipolar y la orientación por polarización desaparece. [Agilent, Application note, 2006].

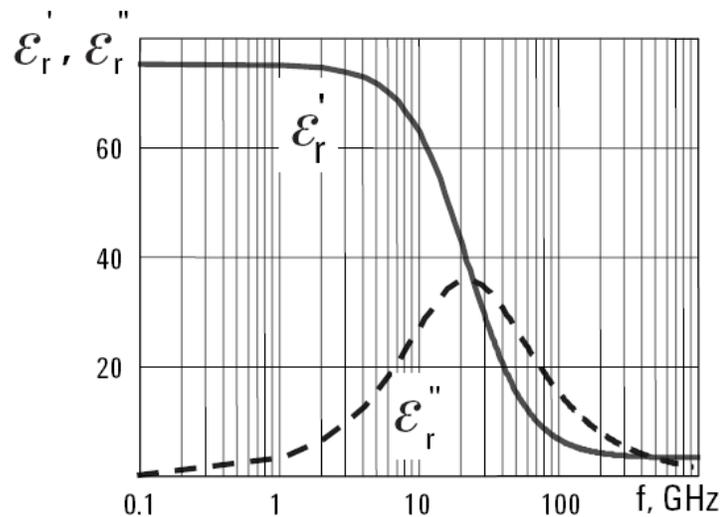


Figura 6. Ejemplo de tiempo de relajación .

II.7 Modelos empíricos

II.7.1 Debye

La orientación de moléculas polares cambia en concordancia con la aplicación de un campo eléctrico de RF (Radio Frecuencia). Este fenómeno tiene un efecto significativo en la determinación de la constante dieléctrica del material. La capacidad de las moléculas polares de alinearse con el campo electromagnético aplicado a frecuencias de RF (0.3 MHz - 300 MHz) y Microondas (3- 300 GHz) se determina por la cinemática de la estructura molecular y se describe por la teoría de la relajación.

En el caso más simple, la polarización de la muestra se relajará hacia el estado estable como un proceso de primer de orden que se caracteriza por una simple constante de tiempo τ . La respuesta transitoria tiene la siguiente forma (Figura 7):

$$\vec{D} = \vec{D}_\infty + (\vec{D}_0 - \vec{D}_\infty) \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad (12)$$

Donde:

$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}$, es la densidad de flujo eléctrico.

$\vec{D}_\infty = \epsilon_\infty \epsilon_0 \vec{E}$, es el valor inicial de \vec{D} .

$\vec{D}_0 = \epsilon_s \epsilon_0 \vec{E}$, es el valor final de \vec{D} .

τ es una constante de tiempo.

t es el tiempo.

Donde:

\vec{E} , es la intensidad de campo eléctrico.

ϵ_r , es la constante dieléctrica relativa.

ϵ_∞ , es la constante dieléctrica relativa en la frecuencia infinita y

ϵ_s , es la constante dieléctrica relativa estática.

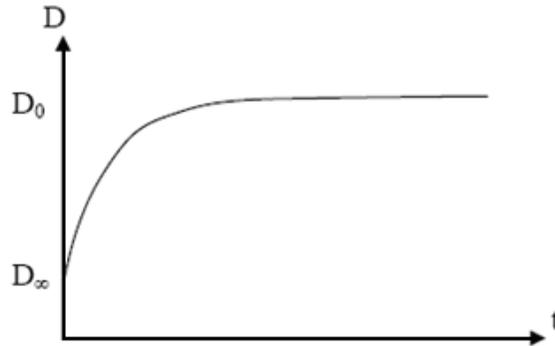


Figura 7. Respuesta transitoria de un dieléctrico.

En términos de la constante dieléctrica la ecuación (12) se reescribe como:

$$\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_\infty \epsilon_0 \vec{E} + (\epsilon_s \epsilon_0 \vec{E} - \epsilon_\infty \epsilon_0 \vec{E}) (1 - e^{-t/\tau}) \quad (13)$$

Si en la ecuación (13) se cancelan los términos que contienen $\epsilon_0 \vec{E}$ en ambos lados se tiene que:

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) (1 - e^{-t/\tau}) \quad (14. a)$$

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) - (\epsilon_s - \epsilon_\infty) e^{-t/\tau} \quad (14. b)$$

Y si se transforma (14.b), al dominio de la frecuencia (s) mediante la transformada de Laplace se obtiene lo siguiente:

$$\frac{\epsilon_r}{s} = \frac{\epsilon_\infty}{s} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{s} - \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{s + 1/\tau} \quad (15)$$

Multiplicando todos los términos de (15), por s y reorganizando, resulta que:

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) - \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) s}{s + 1/\tau} \quad (16)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\tau(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)(S + 1/\tau) - (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)S\tau}{1 + S\tau} \quad (17)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{S\tau\varepsilon_s - S\tau\varepsilon_\infty + \varepsilon_s - \varepsilon_\infty - S\tau\varepsilon_s + S\tau\varepsilon_\infty}{1 + S\tau} \quad (18)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + S\tau} \quad (19)$$

Como se sabe $s = j\omega$, así que transformando al dominio de la frecuencia:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (20)$$

Si se considera:

$$\Delta_\varepsilon = \varepsilon_s - \varepsilon_\infty \quad (21)$$

La ecuación de Debye queda de la siguiente manera:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta_\varepsilon}{1 + i\omega\tau} \quad (22)$$

Esta es la ecuación de Debye y sus términos representan lo siguiente:

ε_∞ es la constante dieléctrica a frecuencia infinita, $\omega\tau \gg 1$

ε_s es la constante dieléctrica cuando $\omega\tau \ll 1$ y $j^2 = -1$

Para una relajación simple esta ecuación exhibe una frecuencia centrada en

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (23)$$

ε_s y ε_∞ se refieren respectivamente a una constante dieléctrica muy por debajo y muy por arriba de f_c . La ecuación de Debye omite las corrientes que fluyen en tiempo infinito como las que aparecerían debido al movimiento de iones en un campo constante.

La relajación de Debye es la respuesta a una relajación dieléctrica de una población de dipolos que no interactúan con un campo eléctrico alterno.

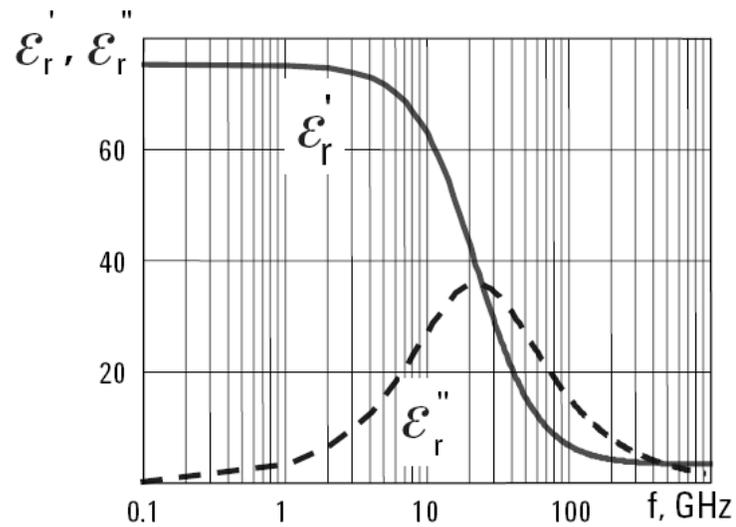


Figura 8. Ejemplo de relajación del agua a 30°C [Agilent, Application Note, 2006].

Para $\omega = 0, \varepsilon(0) = \varepsilon_s$

Para $\omega = \infty, \varepsilon(\infty) = \varepsilon_\infty$

La mayor parte de la energía se pierde en $1/\tau$, donde τ es el tiempo de relajación.

II.7.2 Cole-Cole

El modelo de Debye se amplía para incluir el término de conductividad estática σ_s

donde $\sigma_s = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_s$. La naturaleza imaginaria de σ_s es una consecuencia de la solución de la ecuación de onda. Por tanto:

$$\varepsilon_s = \frac{\sigma_s}{j\omega\varepsilon_0} = -j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (24)$$

Incluyendo (24) dentro de (20) resulta que:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (25)$$

La cual es una función empírica usada para una distribución de tiempos de relajación, ésta ecuación es la ecuación de Cole-Cole:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j(f/f_c)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (26)$$

Esta expresión se ha usado ampliamente debido a que sus resultados se aproximan muy bien a los datos medidos. El parámetro de distribución α , es indicativo de la distribución de tiempos de relajación.

Puesto que:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (27)$$

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (28)$$

Entonces:

$$\frac{f}{f_c} = \omega\tau \quad (29)$$

Cuando $\alpha = 0$ resulta que:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \quad (30)$$

Entonces la ecuación (26) se convierte en la ecuación (20). Por lo tanto, la ecuación de Cole-Cole resulta como aquella relajación simple de Debye para $\alpha = 0$.

La constante dieléctrica puede ser mostrada en un diagrama Cole-Cole graficando las partes real (ε_r') e imaginaria (ε_r'') de constante dieléctrica ε_r , en los ejes horizontal y vertical respectivamente, considerando a la frecuencia un parámetro independiente (Figura 9).

Un diagrama Cole-Cole, es en cierto sentido semejante a la carta de Smith. Un material que tiene una frecuencia de relajación única como la mostrada por la relajación

de Debye, aparecerá como un semicírculo cuyo centro se extiende sobre el eje horizontal $\epsilon''_r = 0$ y el pico del factor de pérdidas ocurre en $1/\tau$.

Un material con frecuencias múltiples de relajación será un semicírculo (con distribución simétrica), o un arco (con distribución asimétrica), cuyo centro se extiende sobre el eje horizontal $\epsilon''_r = 0$.

La curva de la Figura 9 es un medio círculo con su centro en el eje x. Su radio será el máximo de la parte imaginaria de la constante dieléctrica $\epsilon_{r\max}$. La frecuencia sobre la curva se mueve en el sentido de las manecillas de reloj. [Agilent, Application Note]

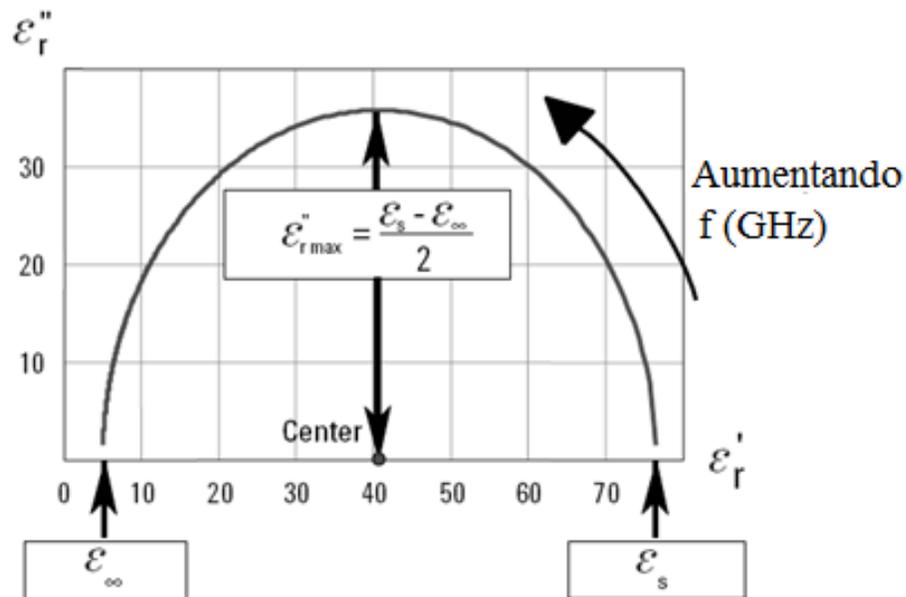


Figura 9. Ejemplo de un diagrama Cole-Cole.

CAPÍTULO III

ONDAS GUIADAS

III.1 Introducción

En este capítulo se desarrollarán de una forma breve las ecuaciones de Maxwell y la aplicación que tienen estas para describir el funcionamiento de las guías de onda. Se hablará sobre lo que es una guía de onda, de sus características físicas y electromagnéticas.

Se desea describir la forma en la que las ondas se propagan a través de un sistema guiado uniforme en términos del factor de propagación $e^{(j\omega t - \gamma z)}$. La constante de propagación γ nos proporciona información acerca de las propiedades del medio donde se propaga la onda, tal como el grado de atenuación, la velocidad de fase y la velocidad de grupo.

Una línea de transmisión es una estructura material que se utiliza para dirigir la transmisión de energía en forma de ondas electromagnéticas. Esta línea de transmisión tiene un número infinito de modos de propagación, estos modos se pueden separar en: Modo Transversal Electromagnético (TEM), Modo Transversal Magnético (TM) y Modo Transversal Eléctrico (TE). Cada uno de estos modos se caracteriza por una particular configuración de campo, y cada uno representa una solución a las ecuaciones de Maxwell que se ajustan a las condiciones de frontera impuestas por la guía de onda en particular.

Encontrando una solución para las ecuaciones de frontera para las guías, se puede

encontrar cuales ondas existen en esa forma de propagación, y la constante γ se puede obtener de las distribuciones de \vec{E} y \vec{H} en la onda que se propaga.

III.2 Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell resumen las leyes del electromagnetismo y representan a ecuaciones matemáticas que describen a los campos eléctricos y magnéticos cambiantes. Son resultado de extensos trabajos experimentales, es por esto que no pueden demostrarse pero si se puede verificar el hecho de que son aplicables para cualquier situación.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu H_x \quad (31)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu H_y \quad (32)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z \quad (33)$$

$$\nabla \times \vec{H} = J\omega\varepsilon\vec{E}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon E_x \quad (34)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\mu E_y \quad (35)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\mu E_z \quad (36)$$

Si:

$$E_z \sim e^{-\gamma z} \quad E_x \sim e^{-\gamma z}$$

Entonces las ecuaciones (31-36) se pueden reescribir de la siguiente manera:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + \gamma E_y = -j\omega\mu H_x \quad (37)$$

$$-\gamma E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu H_y \quad (38)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z \quad (39)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma H_y = J\omega\varepsilon E_x \quad (40)$$

$$-\gamma H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\mu E_y \quad (41)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\mu E_z \quad (42)$$

De las ecuaciones anteriores es posible resolver para E_x , E_y , H_x , o H_y

$$H_x = \frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (43)$$

$$H_y = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (44)$$

$$E_x = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (45)$$

$$E_y = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(-\gamma \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (46)$$

En donde $k^2 = \omega^2\mu\varepsilon$

Todas las ondas que se propagan en la dirección z positiva de acuerdo al factor de propagación $e^{(j\omega t - \gamma z)}$ deben tener componentes relacionados con estas ecuaciones, para ondas viajando en la dirección z negativa el término cambia a $-\gamma$ en las ecuaciones anteriores.

Las intensidades de campo eléctrico o magnético totales en las regiones libres de carga entre las fronteras de conducción deben satisfacer la ecuación de onda.

$$\nabla^2 \vec{E} = -k^2 \vec{E} \quad (47)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = -k^2 \vec{H} \quad (48)$$

$\nabla^2 \vec{E}$ se puede escribir de la siguiente manera:

$$\nabla^2 \vec{E} = \nabla_{xy}^2 \vec{E} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \quad (49)$$

$\nabla^2 \vec{E}$ es la contribución de ∇^2 de las derivadas en la dirección axial.

$\nabla_{xy}^2 \vec{E}$ es el laplaciano bidimensional en el plano transversal.

Considerando la función de propagación $e^{-\gamma z}$, en la dirección axial:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \gamma^2 \vec{E} \quad (50)$$

Las ecuaciones anteriores pueden escribirse como:

$$\nabla_{xy}^2 \vec{E} = -(\gamma^2 + k^2) \vec{E} \quad (51)$$

$$\nabla_{xy}^2 \vec{H} = -(\gamma^2 + k^2) \vec{H} \quad (52)$$

Las relaciones generales entre las componentes de onda expresadas en las ecuaciones (43-46) muestran que con $E_z = 0$ o $H_z = 0$ todas las componentes deben ser cero, a menos que $\gamma^2 + k^2$ sea al mismo tiempo cero. Entonces el campo electromagnético transversal debe satisfacer la ecuación:

$$\gamma^2 + k^2 = 0$$

O escrito de otra forma:

$$\gamma = \pm jk = \pm \frac{j\omega}{c} = \pm \sqrt{\mu\epsilon} \quad (53)$$

Para un dieléctrico perfecto, la constante de propagación γ es solo imaginaria, lo

cual significaría que cualquier onda electromagnética transversal se propagará sin atenuación, y con velocidad c (velocidad de la luz), en el dieléctrico contenido por la guía.

Una vez satisfecha (53), (51) y (52) se reducen a:

$$\nabla_{xy}^2 \vec{E} = 0 \quad \nabla_{xy}^2 \vec{H} = 0 \quad (54)$$

Estas son exactamente la forma de la ecuación bidimensional de Laplace escritas para \vec{E} y \vec{H} en el plano transversal.

Para estudiar el carácter del campo magnético se parte de (37) y (40) con $\vec{E} = 0$ y $\vec{H} = 0$

$$H_y = \frac{j\omega\varepsilon}{\gamma} E_x \quad (55)$$

$$H_x = -\frac{\gamma}{j\omega\mu} E_y \quad (56)$$

En (55) y (56) los signos son para una guía en la cual la onda viaja de manera positiva, en el caso contrario los signos se invierten. Existen estudios que muestran que las ecuaciones (55) y (56) son condiciones que requieren que el campo eléctrico y magnético sean normales uno con otro. En particular, el campo magnético debe ser tangencial a la superficie conductora desde que el campo eléctrico es normal a ésta.

III.3 Guía de onda rectangular

Una línea de transmisión es una estructura que se utiliza para dirigir la transmisión de energía en forma de ondas electromagnéticas, comprendiendo toda o solo una parte de la distancia entre dos lugares que se comunican. Una guía de onda se forma adicionando a los dos planos paralelos conductores horizontales otros dos planos paralelos conductores verticales, con el propósito de confinar la energía electromagnética

y de servir como soporte a los dos planos paralelos conductores horizontales que son los que ayudan a la propagación.

Una guía de onda difiere de una línea de transmisión en algunos aspectos, primero, una línea de transmisión solo puede soportar una onda electromagnética transversal (TEM), mientras que una guía de onda puede soportar muchas configuraciones posibles de un campo, segundo, las líneas de transmisión se vuelven ineficientes a las frecuencias de microondas (3-300 GHz), debido a las pérdidas dieléctricas, las guías de onda son utilizadas para trabajar en estas frecuencias porque se obtiene mayor ancho de banda y menor atenuación de la señal [Cem Hasar Ugur, 2008].

Tienen blindaje total, eliminando pérdidas por radiación, no hay pérdidas en el dieléctrico provocadas por aisladores dentro, las pérdidas por conductor son menores, pues solo se emplea un conductor, mayor capacidad en el manejo de potencia y construcción más simple que un coaxial [Sadiku M., 2002]

Las guías de onda presentan ciertas desventajas con respecto de las líneas de transmisión, mientras que las últimas pueden operar desde DC ($f=0$), hasta frecuencias muy altas, una guía de onda solo puede operar por encima de cierta frecuencia que es llamada frecuencia de corte y, por lo tanto actúa como un filtro pasa altas.

Las frecuencias abajo de las frecuencias de corte no se pueden propagar, sufren una atenuación considerable, todas las frecuencias por arriba de la frecuencia de corte se pueden propagar a través de la estructura de guía de onda. Hay uno o más modos electromagnéticos que satisfacen las condiciones de frontera para cada una de las frecuencias que pueden existir en una guía de onda. El modo de propagación electromagnético que existe a la frecuencia más baja en un ancho de banda por arriba de la frecuencia de corte se define como el modo dominante.

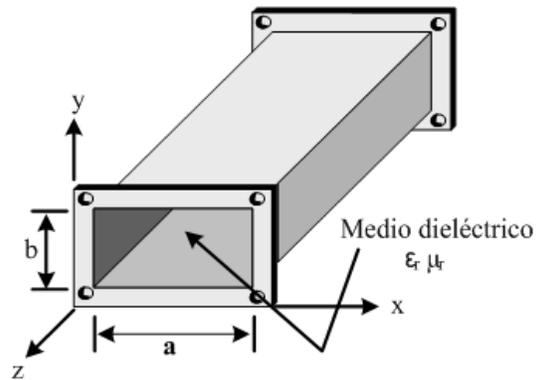


Figura 10. Guía de onda rectangular.

III.4 Estructura

En la guía de onda rectangular, la altura b es la mitad del ancho a . La guía de onda está formada por paredes metálicas encerrando al medio dieléctrico en el cual los campos eléctricos y magnéticos se propagan. Normalmente, las guías de onda rectangulares están llenas de aire. Sin embargo, algunas son llenadas con un material dieléctrico para reducir el tamaño físico de la guía de onda para una frecuencia de operación específica, o para estudiar las propiedades dieléctricas de materiales sólidos y líquidos.

Como se ve en la Figura 11, las dimensiones interiores de una guía de onda rectangular son; el ancho a , y la altura b .

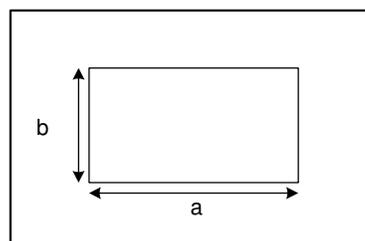


Figura 11. Dimensiones de una guía de onda rectangular.

Las dimensiones de la guía de onda están directamente relacionadas con la frecuencia de operación, estas se vuelven excesivamente grandes cuando se opera a frecuencias inferiores a las de microondas.

III.5 Designación de los modos

Las Guías de Onda son estructuras que consisten de un solo conductor, estas pueden propagar, en teoría, un número infinito de modos de propagación electromagnética. Cada uno de estos tipos o modos presenta una configuración distinta de campos eléctrico y magnético, y la denominación de cada modo obedece a esa configuración. Pueden aplicarse las ecuaciones de Maxwell con las condiciones de frontera apropiadas para obtener los diferentes modos de propagación y los campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos (\vec{H}) correspondientes. En las paredes de la guía de onda las componentes tangenciales del campo eléctrico (\vec{E}) deben ser continuas [Sadiku M., 2002].

En el modo TEM (transversal electromagnético), los campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos (\vec{H}), son transversales a la dirección de propagación de la onda, pero todas las componentes de los campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos (\vec{H}) en la dirección z son cero, es por esto que una guía de onda rectangular no puede soportar un modo TEM [Sadiku M., 2002].

Una onda TEM no puede tener una componente tangencial del campo eléctrico en las paredes de la guía de onda, pues una onda no puede viajar directamente hacia abajo de una guía de onda sin reflejarse a los lados, puesto que el campo eléctrico tendría que existir junto a una pared conductiva. Para propagar una onda TEM a través de una guía de onda de manera exitosa la onda debe propagarse a lo largo de la guía en forma de zigzag con el campo eléctrico máximo en el centro de la guía y cero en las superficies de las paredes.

En el modo TE (Transversal Eléctrico), las componentes de campo eléctrico (\vec{E}) en las direcciones x e y son transversales a la dirección de propagación mientras que el campo eléctrico en la dirección z es cero, siendo el campo magnético (\vec{H}) en la dirección z diferente de cero, Figura 12 [Sadiku M., 2002].

En el modo TM (transversal magnético) el campo magnético (\vec{H}) es transversal a la dirección de propagación de la onda, siendo el campo magnético (\vec{H}) en la dirección z cero y el campo eléctrico (\vec{E}) en la dirección z diferente de cero, Figura 13 [Sadiku M., 2002]. En el modo TM las líneas de campo magnético forman curvas cerradas, de tal manera que el campo magnético varía en la dirección x e y , por esto el modo TM no puede existir en guías de onda rectangulares, porque esto implicaría que no tiene variación en el eje y y por lo tanto el campo magnético no forma curvas cerradas.

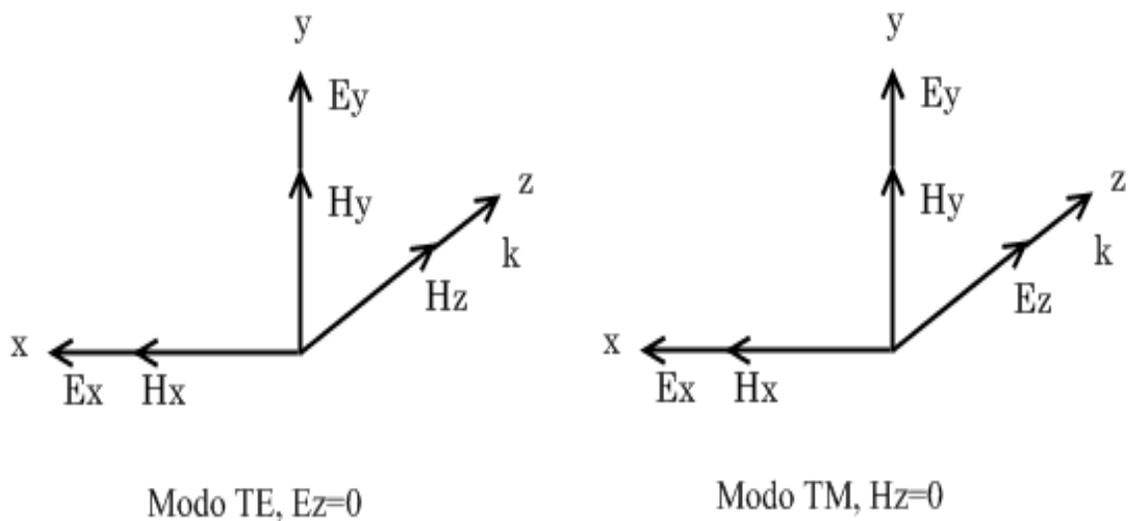


Figura 12. Modos de propagación.

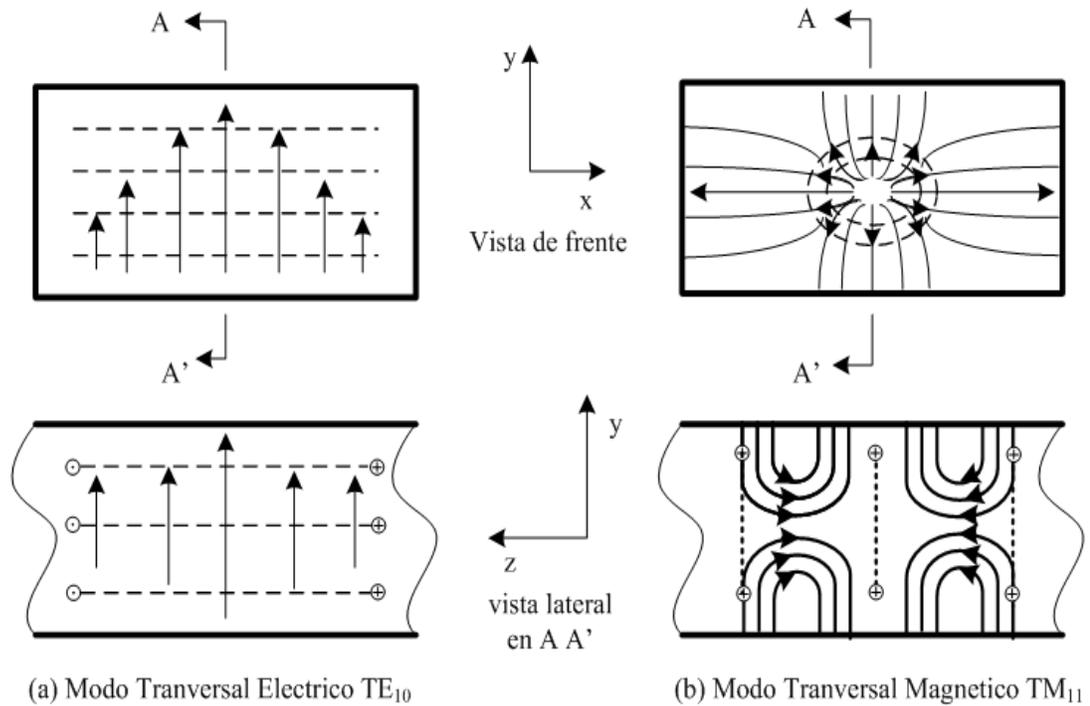


Figura 13. Modos de propagación en una guía de onda rectangular.

III.6 Modos TM

El campo magnético tiene sus componentes transversales a la dirección de propagación de la onda. Esto implica hacer $H_z = 0$ y determinar E_x , E_y , H_x , y H_y por medio de la siguiente ecuación:

$$E_z(x, y, z) = (A_1 \cos k_x x + A_2 \sen k_x x)(A_3 \cos k_y y + A_4 \sen k_y y) e^{-\gamma z} \quad (52)$$

Y de las ecuaciones (43-46).

En las paredes de las guías de onda, los componentes tangenciales del \vec{E} deben ser continuas es decir:

$$E_z = 0 \text{ en } y = 0 \quad (53)$$

$$E_z = 0 \text{ en } y = b \quad (54)$$

$$E_z = 0 \text{ en } x = 0 \quad (55)$$

$$E_z = 0 \text{ en } x = a \quad (56)$$

Las ecuaciones (53-56) requieren que $A_1 = A_3 = 0$ por lo tanto (52) se convierte en:

$$E_z = A_2 A_4 \cdot \text{sen} k_x x \cdot \text{sen} k_y y \cdot e^{-\gamma z} \quad (57)$$

Cuando las ecuaciones (54) y (56) son aplicadas a (57) requieren que:

$$\text{sen} k_x a = 0 \text{ y } \text{sen} k_y b = 0 \quad (58)$$

Esto implica que:

$$k_x a = m\pi \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

$$k_y b = n\pi \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (59)$$

Si (59) se substituye en (57), se tiene:

$$E_z = A_2 A_4 \cdot \frac{m\pi}{a} x \cdot \text{sen} \frac{n\pi}{b} y \cdot e^{-\gamma z} \quad (60)$$

Utilizando (43-46) y (60) se pueden obtener los componentes de campo sabiendo que

$$H_z = 0$$

$$E_x = -\frac{\gamma}{h^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) A_2 A_4 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \text{sen} \left(\frac{n\pi}{b} y \right) e^{-\gamma z} \quad (61)$$

$$E_y = -\frac{\gamma}{h^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) A_2 A_4 \text{sen} \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \text{sen} \left(\frac{n\pi}{b} y \right) e^{-\gamma z} \quad (62)$$

$$H_x = -\frac{j\omega\epsilon}{h^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) A_2 A_4 \text{sen} \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) e^{-\gamma z} \quad (63)$$

$$H_y = -\frac{jw\varepsilon}{h^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) A_2 A_4 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{-\gamma z} \quad (64)$$

Donde:

$$h^2 = k_x^2 + k_y^2 = \gamma^2 + k^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (65)$$

Cada grupo de enteros m y n da un patrón o modo diferente del campo, al que se hace referencia como modo TM_{mn} en la guía de onda. El entero m es el número de variaciones de medio ciclo en la dirección x , mientras que n es el número de variaciones de medio ciclo en la dirección y .

De (61-64) se puede observar que si (m, n) es $(0, 0)$, $(0, n)$ o $(m, 0)$ todas las componentes del campo son cero. Es por esto que ni m ni n pueden ser cero, es de aquí que TM_{11} sea el modo de orden mínimo de todos los modos TM_{mn} .

Si se substituye (59) en (65) se obtiene la constante de propagación γ :

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2} \quad (66.a)$$

La cual también se puede expresar como:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (66.b)$$

Donde:

α es constante de la atenuación expresada en $\left(\frac{\text{nepers}}{\text{unidad de longitud}}\right)$

β es la constante de fase expresada $\left(\frac{\text{radianes}}{\text{unidad de longitud}}\right)$

III.6.1 Casos que dependen de k , $(0, \omega)$, m y n .

III.6.1.1 Caso 1: Corte

Si:

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

$$\gamma = 0 \text{ ó } \alpha = 0 = \beta$$

El valor de ω que da lugar a esto se llama la frecuencia angular o de corte ω_c , es decir:

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (67)$$

III.6.1.2 Caso 2: Evanescente

Si:

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon < \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad \gamma = \alpha, \beta = 0$$

En este caso no se tiene propagación de onda en absoluto.

III.6.1.3 Caso 3: Con propagación

Si:

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon > \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad \gamma = j\beta, \alpha = 0$$

Es decir en (65) β se convierte en:

$$\beta = \sqrt{k^2 - \left(\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right)} \quad (68)$$

Este es el único caso con propagación que tiene lugar porque todas las componentes del campo tendrán el factor $e^{-\gamma z} = e^{-j\beta z}$

Para cada modo caracterizado por m y n existe una frecuencia de corte f_c correspondiente dada por:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

Reduciendo términos, la ecuación anterior puede escribirse de la siguiente manera:

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (69)$$

III.6.2 Longitud de onda de corte

La longitud de onda de corte de la guía está dada por la siguiente expresión:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (70)$$

Como se mencionó anteriormente el modo mínimo es TM_{11} (tiene la mínima frecuencia de corte), β se puede reescribir en términos de f_c así:

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (71)$$

γ para el modo evanescente puede expresarse en función de f_c

$$\gamma = \alpha = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1} \quad (72)$$

III.6.3 Velocidad de fase

La velocidad de fase está dada por la siguiente relación:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (73)$$

Donde:

ω es la frecuencia angular.

β es la constante de fase.

III.6.4 Longitud de onda en la guía

La longitud de onda de la guía está dada por la siguiente expresión:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{v_p}{f} \quad (74)$$

La impedancia intrínseca de onda del modo se obtiene de (61-64) como $\gamma = j\beta$

$$\eta_{TM} = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} \quad (75)$$

Substituyendo la ecuación (71) en la ecuación (73):

$$\eta_{TM} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (76)$$

III.7 Modos TE

En los modos TE, el campo eléctrico es transversal a la dirección de propagación de la onda. Se hace $E_z = 0$ y se determinan los demás componentes del campo E_x , E_y ,

H_x , y H_y

$$E_x = 0 \text{ en } y = 0 \quad (77)$$

$$E_x = 0 \text{ en } y = b \quad (78)$$

$$E_x = 0 \text{ en } x = 0 \quad (79)$$

$$E_x = 0 \text{ en } x = a \quad (80)$$

De (61-64) y de (77-80) se obtienen las condiciones de frontera:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \text{ en } y = 0 \quad (81)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \text{ en } y = b \quad (82)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \text{ en } x = 0 \quad (83)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \text{ en } x = a \quad (84)$$

Si se imponen estas condiciones de frontera en:

$$H_z(x, y, z) = (B_1 \cos k_x x + B_2 \sen k_x x)(B_3 \cos k_y y + B_4 \sen k_y y) e^{-\gamma z} \quad (85)$$

Se obtiene:

$$H_z = B_1 B_3 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e^{-\gamma z} \quad (86)$$

De (61-64) y de (86)

$$E_x = \frac{j\omega\mu}{h^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) B_1 B_3 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sen\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-\gamma z} \quad (87)$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu}{h^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) B_1 B_3 \sen\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-\gamma z} \quad (88)$$

$$H_x = \frac{\gamma}{h^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) B_1 B_3 \sen\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-\gamma z} \quad (89)$$

$$H_y = \frac{\gamma}{h^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) B_1 B_3 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sen\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-\gamma z} \quad (90)$$

$$m = 0,1,2,3 \dots \quad n = 0,1,2,3 \dots$$

Para los modos TE, m y n pueden ser (0,1) o (1,0) pero no (0,0). Ambas m y n no pueden ser cero al mismo tiempo porque esto forzaría a las componentes de campo (87-90) a ser cero, es por esto que el modo mínimo puede ser TE_{10} o TE_{01} dependiendo de los valores de a y b , las dimensiones de la guía. Se acostumbra $a > b$ en consecuencia TE_{10} es el modo mínimo o modo dominante.

III.7.1 Frecuencia de corte

La frecuencia de corte en una guía de onda para el modo TE esta dada por:

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (91)$$

Ahora considerando que el modo dominante es el modo TE_{10} la expresión anterior puede reescribirse de la siguiente manera:

$$f_{c10} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (92)$$

III.7.2 Longitud de onda de corte

La longitud de onda de corte para el modo TE es:

$$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{(mb)^2 + (na)^2}} \quad (93)$$

Si de nuevo se considera que el modo dominante es el modo TE_{10} la expresión anterior puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\lambda_{c10} = 2a \quad (94)$$

III.7.3 Impedancia intrínseca

De (87-90) se observa que $\gamma = j\beta$

$$\eta_{ET} = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\omega\mu}{\beta} \quad (95)$$

Substituyendo (71) en la ecuación anterior:

$$\eta_{ET} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (96)$$

η_{ET} y η_{EM} son puramente resistivas y varían con la frecuencia.

III.8 Propagación de ondas en una guía de onda rectangular

La dirección de propagación de la radiación electromagnética, esto es, el vector de Poynting, es perpendicular a los planos de los vectores de intensidad de campo eléctrico \vec{E} , y campo magnético \vec{H} como se indica en la Figura 14(a). Para que la radiación electromagnética se propague en la dirección $-z$ dentro de la guía de onda, es necesario que, los campos eléctrico y magnético se encuentren en el plano $x - y$, esto es lo que se conoce como, modo de propagación *TEM*. Pero, debido a las condiciones de frontera dentro de la guía de onda, este modo de propagación no puede existir. Por lo tanto, la dirección de propagación hace un ángulo θ con el eje $-z$ como se muestra en la Figura 14(b).

El vector Poynting viaja a través de la guía de onda, en su camino va sufriendo reflexiones en las paredes metálicas de la guía siguiendo una trayectoria en zigzag a lo largo de su recorrido por la guía de onda [Sadiku M., 2002].

El ángulo θ es función de la frecuencia de la radiación electromagnética. Cuando la frecuencia se aproxima a la frecuencia de corte, θ se aproxima a 90° . A la frecuencia

de corte, $\theta=90^\circ$, y la propagación se hace a través de la guía de onda. El ángulo θ , se determina de la siguiente manera:

$$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda_0}{\lambda_c} = \sin^{-1} \frac{f_c}{f} \quad (97)$$

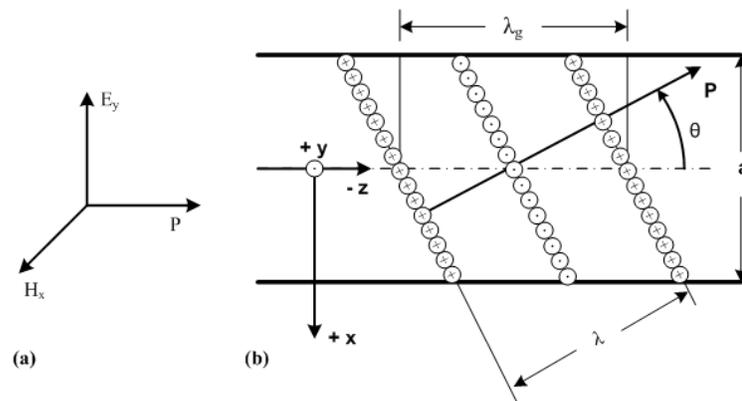


Figura 14. (a) Vector de propagación o vector Poynting. (b) Propagación de onda en una guía de onda rectangular.

III.9 Longitud de onda de la guía

La longitud de onda de la guía λ_g es la distancia que viaja durante el tiempo de un período de la onda sinusoidal a lo largo de la dirección z negativa de la guía de onda. Considerando una guía de onda llena con aire y refiriéndonos a la Figura 14(b), la longitud de onda λ_0 del espacio libre, es la distancia que viaja la señal en la guía de onda, donde la dirección del viaje hace un ángulo θ con la dirección z negativa de la guía de onda. Como se muestra en la Figura 14(b), la longitud de onda de la guía es siempre mayor que la longitud de onda del espacio libre. Cuando la frecuencia es mucho mayor que la frecuencia de corte, la longitud de onda de la guía se aproxima a la longitud de onda de espacio libre [Reitz/Milford/Christy,1984].

Una ecuación para la longitud de onda de la guía expresada en función de la longitud de onda del espacio libre y la longitud de onda de corte se deriva como sigue. Con referencia a la Figura 15, y considerando que la onda electromagnética se propaga en una guía de onda, la dirección de propagación de la onda hace un ángulo θ con la dirección z negativa de la guía. La línea xx' representa el punto máximo de la función sinusoidal, y la línea yy' representa el punto mínimo como se muestra en la vista AA' . El punto O está en cero sobre la función sinusoidal en la vista AA' y también en el punto medio de la guía de onda sobre el eje $-z$.

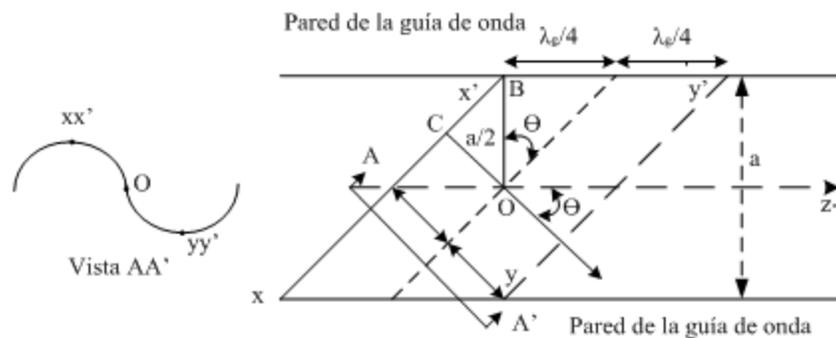


Figura 15. Longitud de onda de la guía

Partiendo de la Figura 15 y sustituyendo la ecuación (93), se tiene:

$$\tan \theta = \frac{\lambda_g/4}{a/2} = \frac{\lambda_g}{2a} = \frac{\lambda_g}{\lambda_c} \quad (98)$$

Como:

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{\cos \theta}$$

Se obtiene:

$$\cos \theta = \frac{\lambda_0/\lambda_c}{\lambda_g/\lambda_c} = \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \quad (99)$$

Como $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$, y de (98) y (99), se obtiene:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (100)$$

III.10 Velocidad de fase y velocidad de grupo

Existen dos velocidades asociadas con la propagación de la radiación electromagnética dentro de una estructura de guía de onda: (a) la velocidad de fase, que es la velocidad a la cual un punto de fase constante en una onda sinusoidal, (por ejemplo un mínimo) viaja en la estructura con dicha velocidad o dicho de otra manera es la velocidad a la que la onda cambia de fase; y (b) la velocidad de grupo, es la velocidad a la cual la energía se mueve a través de la guía de onda (velocidad a la cual se propaga la onda), [Wang Y., 2003].

Como se mostró en las Figuras 14 y 15, la longitud de onda de la guía es la distancia que ha viajado un punto de fase constante en un ciclo de la radiación electromagnética. Como el período o tiempo requerido para viajar a través de un ciclo es el recíproco de la frecuencia, entonces la velocidad de fase v_p es igual a la longitud de onda de la guía multiplicada por la frecuencia, lo anterior se expresa como:

$$v_p = \lambda_g f \quad (101)$$

El vector Poynting P es la potencia de la radiación electromagnética propagándose a través de la guía de onda. Como se mostró en la Figura 14, el vector de Poynting viaja a la velocidad de la luz a través de la guía de onda, haciendo un ángulo θ con el eje $-z$.

La velocidad de grupo es la componente de la velocidad del vector Poynting el cual está en la dirección negativa de z . Si la guía de onda está llena de aire, entonces la

velocidad del vector Poynting es la velocidad de la luz. En la figura 16, se muestra el diagrama vectorial de velocidades del vector Poynting y la velocidad de grupo v_g .

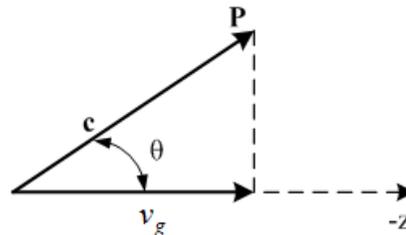


Figura 16. Velocidad de grupo

Usando la Figura 16, y la ecuación (100), se determina la velocidad de grupo [Sadiku M., 2002].

$$v_g = c \cdot \cos \theta = c \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \quad (102)$$

Substituyendo (101) y $\lambda_0 = c/f$ en (102), se obtiene la velocidad de grupo como:

$$v_g = c \frac{c/f}{v_p/f} = \frac{c^2}{v_p} \quad (103)$$

Arreglando (103), se puede escribir:

$$c^2 = v_g v_p \quad (104)$$

Substituyendo (102) en (104), se obtiene la velocidad de fase:

$$v_p = c \frac{\lambda_g}{\lambda} \quad (105)$$

Para obtener las ecuaciones de la velocidad de fase y la velocidad de grupo en función de la longitud de onda en el espacio libre y la longitud de onda de corte, se sustituye (100) en (102) y (103), como sigue:

Donde la velocidad de grupo está dada por la siguiente ecuación:

$$v_g = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (106)$$

Y la velocidad de fase puede ser expresada como:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (107)$$

Substituyendo $\lambda_0 = c/f$ en (106) y (107), se obtienen:

Velocidad de grupo:

$$v_g = c \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (108)$$

Velocidad de fase:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (109)$$

III.11 Impedancia de onda.

La impedancia a la entrada de una línea de transmisión se define usualmente como la relación entre el voltaje aplicado a la entrada y la corriente resultante a la salida.

La impedancia característica de una guía de onda, se basa en el concepto de impedancia intrínseca del espacio libre, la cual se le denomina como impedancia de onda. Esta impedancia se define como la relación de la componente transversal de campo eléctrico a la componente transversal del campo magnético en cualquier punto a lo largo de la guía de onda.

Para un sistema de transmisión, operando en el modo principal de transmisión con dos o más conductores separados la impedancia característica Z_ω esta dada por la siguiente ecuación:

$$Z_\omega = \eta \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (110)$$

Donde:

μ_r es la permeabilidad relativa del material.

ϵ_r es la constante dieléctrica relativa del material.

η es la impedancia intrínseca del material, en este caso es el espacio libre y está dada por:

$$\eta = \sqrt{\mu/\epsilon} = \sqrt{\mu_0\mu_r/\epsilon_0\epsilon_r} = 120\pi = 377 \Omega \quad (111)$$

Donde:

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} F/m$$

$\epsilon_r = 1$ para el espacio libre.

$$\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7} \pi H/m$$

$\mu_r = 1$ para materiales que no son magnéticos.

λ_0 longitud de onda en el espacio libre.

λ_{cmn} longitud de onda de corte en modo TE_{mn} .

Para una guía de onda u otro sistema de transmisión operando en uno de los otros modos superiores, y asumiendo que $\mu=1$, la impedancia característica está dada por:

Para ondas en el modo TE:

$$Z_\omega = \eta \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right) \quad (112)$$

Para ondas en el modo TM:

$$Z_{\omega} = \eta \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right) \quad (113)$$

III.12 Impedancia normalizada de una guía de onda

Si la guía de onda esta parcial o completamente llena con algún material dieléctrico cuya constante dieléctrica es $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$, la constante de propagación de la guía se verá afectada, y tanto la impedancia de la onda como la longitud de onda de corte cambiarán.

La impedancia de onda normalizada Z_{TE} de la guía llena de dieléctrico se define como la relación de su impedancia de onda característica y la impedancia de onda característica de la guía cuando está llena de aire [Moreno Theodore, 1948].

III.12.1 Modo de propagación TE

Para todas las ondas TE en la guías de onda, la impedancia de onda normalizada está dada por:

$$Z_{TE} = \frac{\gamma_0}{\gamma} \quad (114)$$

Donde γ_0 es la constante de propagación en la guía de onda llena de aire y γ la constante de propagación en la guía llena de dieléctrico, la fórmula puede ser escrita como:

$$Z_{TE} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 - 1}}{\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 - \epsilon_r' - j\epsilon_r''}} \quad (115)$$

La impedancia de onda normalizada de una guía de onda operando en el modo TE y llena con un material dieléctrico es siempre menor a la unidad y disminuye conforme la constante dieléctrica aumenta [Moreno Theodore, 1948].

III.12.2 Modo de propagación TM

Para todas las ondas TM en las guías de onda, la impedancia normalizada Z_{TM} de una guía de onda llena con un material dieléctrico es:

$$Z_{TM} = \frac{\gamma}{\epsilon_r \gamma_0} \quad (116)$$

Esta ecuación también puede escribirse como:

$$Z_{TM} = \frac{1}{\epsilon_r' - j\epsilon_r''} \sqrt{\frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 - \epsilon_r' - j\epsilon_r''}{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 - 1}} \quad (117)$$

Para un dieléctrico de bajas pérdidas Z_{TM} está dada por:

$$Z_{TM} = \frac{\lambda_{g0}}{\epsilon_r' \lambda_g} \left\{ 1 + j \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \left[1 - \frac{\frac{\epsilon_r'}{2}}{\epsilon_r' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \right] \right\} \quad (118)$$

Para el caso de un dieléctrico perfecto Z_{TM} es:

$$Z_{TM} = \frac{1}{\epsilon_r'} \sqrt{\frac{\epsilon_r' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (119)$$

La impedancia normalizada de una onda TM en una guía de onda será siempre menor que la unidad si $(\lambda_0/\lambda_c)^2 < 1/2$ e irá disminuyendo continuamente al aumentar la constante dieléctrica. Si $(\lambda_0/\lambda_c)^2 > 1/2$, la impedancia normalizada incrementará primero a un valor mayor que la unidad y después decaerá hacia cero al incrementarse la constante dieléctrica [Moreno Theodore, 1948].

III.13 Pérdidas en la guía de onda

Las pérdidas disipativas dentro de una guía de onda rectangular, incluyen las pérdidas disipativas asociadas con la conducción de corriente, las pérdidas dentro de las paredes metálicas, y las pérdidas del medio dieléctrico dentro de la guía de onda. Si se consideran solamente guías de onda llenas con aire, las pérdidas se pueden considerar como cero. Cuando se habla de guías de onda que son realizables físicamente la conductividad de las paredes es finita, como resultado la onda se ve atenuada debido a las pérdidas en el metal, además si la guía es llenada con un dieléctrico distinto del aire, las pérdidas en el dieléctrico darán como resultado la atenuación de las ondas transmitidas [Moreno Theodore, 1948].

La atenuación constante debido a las pérdidas disipativas en las paredes metálicas de la guía de onda para el modo TE_{10} se determinan de la siguiente manera:

$$\alpha_c = \frac{R_s}{b\eta} \frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \frac{Np}{\text{longitud}} \quad (120)$$

Donde:

R_s representa la resistividad de la hoja expresada en (Ω/m^2)

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta_s} \quad (121)$$

Donde σ es la conductividad de las paredes metálicas en S/m , y la profundidad de piel es:

$$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_r \mu_0 \sigma}} \quad (122)$$

Donde:

f es la frecuencia

μ_r es la permeabilidad relativa

μ_0 es la permeabilidad del espacio libre

Substituyendo (121) y (122) en (120), y tomando el valor de $\eta = 377 \Omega$, y convirtiendo a dB/m se obtiene:

$$\alpha_c = (4.578 \times 10^{-5}) \sqrt{\frac{f}{\sigma}} \frac{1}{b} \left[\frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \right] \frac{dB}{m} \quad (123)$$

CAPÍTULO IV

TÉCNICAS PARA DETERMINAR LA CONSTANTE DIELECTRICA

IV.1 Introducción

Existen varias técnicas para medir la constante dieléctrica ϵ_r que han sido desarrolladas y que tienen el potencial para aplicarse en la medida de las características dieléctricas de materiales sólidos y líquidos, algunas son: la técnica de la guía de onda, técnica de guía de onda con terminación abierta, técnica de línea coaxial con terminación abierta, Espectroscopia de la transformada de Fourier Dispersiva (DFTS) y el método resonante de microondas [Wang Y., 2003].

Las técnicas se pueden clasificar como las de resonancia, las de transmisión y las de reflexión. En este capítulo se clasificarán las técnicas y se hará una comparación entre sus ventajas y desventajas

IV.2 Clasificación

IV.2.1 Técnica de resonancia

Para sólidos (blandos y duros) y líquidos, la cavidad resonante es la más confiable pero al mismo tiempo la más cara. Esto se debe a que en esta técnica las características y dimensiones de la cavidad dependen no sólo de las características y dimensiones de la muestra que se va a medir sino también de la frecuencia de medición.

IV.2 .2 Técnica de transmisión

La técnica de transmisión se basa en la interferencia de la transmisión entre dos puntos que pueden ser dos antenas o una fuente y una carga en los extremos de una línea de transmisión o guía de onda. Esta técnica es apropiada también para sólidos (blandos y duros) y líquidos, pero en la medición de estos últimos se debe discriminar el efecto generado por su contenedor o recinto.

IV.2 .3 Técnica de reflexión

La técnica de reflexión más sencilla de implementar, es utilizar la de la sonda de inmersión o de contacto. En esta última técnica, una línea de transmisión (que típicamente es un cable coaxial rígido o semirrígido) o una guía de onda (que típicamente es rectangular), se calibran bien con estándares de referencia o bien con un corto circuito para definir el plano de referencia de medición. Como la constante dieléctrica no se puede medir directamente sino que se deriva de otras variables como la impedancia Z , la admitancia Y , el coeficiente de reflexión Γ o el coeficiente de transmisión T , entonces, instrumentos como un reflectómetro hexaportal automático (RHA), un analizador de redes vectorial (ARV o VNA por sus siglas en inglés), o bien un analizador de impedancia son necesarios para medir dichas variables a la frecuencia de interés.

La técnica de guía de onda (se basa en la medición de los coeficientes de reflexión y transmisión que genera una muestra que se ajusta a las paredes de la guía) y la técnica de guía de onda con terminación abierta (guía de onda en circuito abierto que se termina con la muestra.) son precisas para la medición de la constante dieléctrica compleja. Estas técnicas no destructivas se basan en los coeficientes de reflexión y de transmisión de la medición de las cuales las propiedades dieléctricas o magnéticas de los materiales pueden ser determinadas [Baker-Jarvis James, 1995].

Entre estas técnicas de microondas que se utilizan para medir la constante dieléctrica, los métodos no resonantes tienen relativamente una alta precisión sobre todo el rango de frecuencias y necesitan una menor preparación de la muestra comparado con los métodos resonantes. Adicionalmente permiten el análisis en el dominio del tiempo, de la frecuencia o en ambos (Cem Hasar Ugur, 2008).

La reflectometría en el dominio del tiempo (TDR) basada en instrumentos es comúnmente usada para varios métodos de monitoreo, particularmente en la humedad del suelo y en evaluaciones volumétricas de contenido de agua. Avances recientes reportados en la metodología TDR presentan la posible determinación en tiempo real y con un enfoque no destructivo de la localización espacial y de la naturaleza de varios objetos, lo que vuelve a esta técnica muy atractiva para cuando se debe realizar la evaluación de la constante dieléctrica y de la conductividad en una gran variedad de aplicaciones ambientales, industriales y de investigación. El método TDR no es caro, tiene buena precisión y es de gran confiabilidad [Cataldo Andrea, 2008].

Un área donde TDR puede jugar un rol más importante es en la caracterización de dieléctricos líquidos. En la literatura [H Dowding C., et al, 1996], [Moret D. et al, 2004], algunas aplicaciones han sido propuestas para la identificación de niveles de agua así como para una gran variedad de líquidos, en algunos artículos combinan TDR con análisis en el dominio de la frecuencia, lo que lo vuelve más atractivo. Adicionalmente, la difusión de la técnica TDR en el contexto industrial es un punto de quiebre para la caracterización en metrología en el rendimiento de las mediciones, especialmente cuando se está lidiando simultáneamente con la determinación de las propiedades dieléctricas del líquido y con los niveles del mismo [Cataldo Andrea, 2008].

IV.2.4 Técnica de guía de onda

El método más popular para la caracterización de constante dieléctrica usando

guía de onda se basa en la medición de los coeficientes de reflexión y transmisión que genera la rebanada de una muestra que se ajusta a las paredes de la guía (Figura 18). Este mismo método se puede implementar con una guía de onda en circuito abierto que se termina con la muestra. Esta segunda alternativa se usa también en líneas o cables coaxiales.

Para la guía de onda, estos métodos suponen que sólo hay propagación en el modo dominante y por tanto sólo trabajan bien en el ancho de banda de dicho modo (Figura 3). La muestra dieléctrica debe hacer un contacto firme y estrecho con las paredes de la guía de onda ya que para su análisis es necesario suponer que las corrientes superficiales fluyen en la interfaz metal-muestra dieléctrica. De esta manera, las muestras deben prepararse para que ajusten perfectamente con todas las superficies. Estos métodos se han aplicado con éxito en ondas milimétricas pero el tamaño de las guías de onda requiere que las muestras sean muy pequeñas lo cual es un inconveniente.



Figura 17. Guía de onda de sección recta para la banda X y algunas muestras.

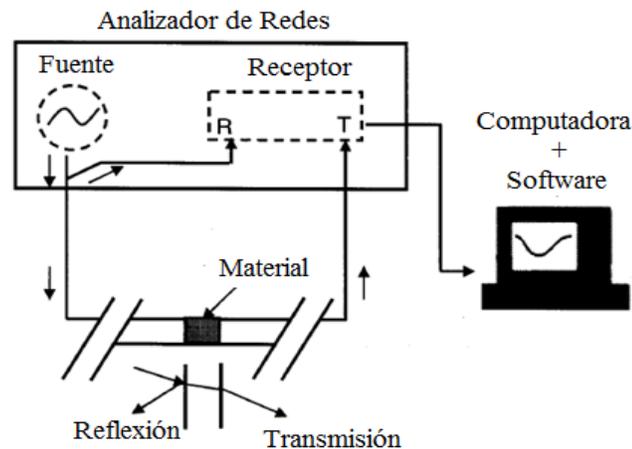


Figura 18. Técnica con resonador y línea de transmisión (guía de onda rectangular o línea de aire coaxial)

En los métodos de línea de transmisión la muestra se coloca en alguna parte a lo largo de la línea cubriendo completamente el espacio vacío transversal que la línea contiene (Figura 19). La línea puede ser una guía de onda rectangular o una línea de aire coaxial (con un dieléctrico de aire inicial que es sustituido por el dieléctrico que se va a medir). La muestra a medir obstruye la transmisión y genera una reflexión por lo que un ARA o bien un ARHA son necesarios para medir ambas (la transmisión y la reflexión).

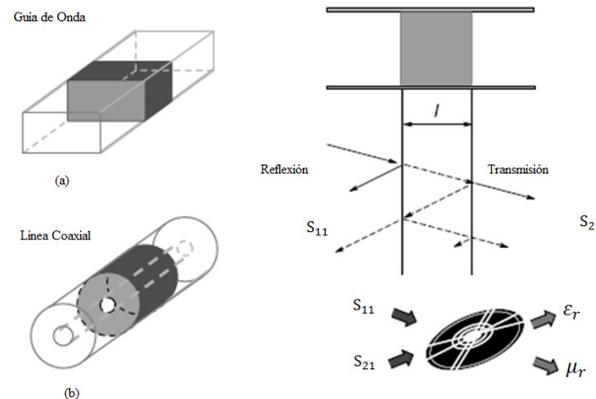


Figura 19. Técnicas de línea de transmisión; guía de onda (a) y línea coaxial b).

IV.2.5 Técnica con línea de aire y cavidad

Esta técnica evita los huecos de aire que pueden presentarse cuando se introduce la muestra en el espacio entre los conductores interno y externo. Además, si el material a medir es extremadamente sólido, como lo son algunas cerámicas, existe el riesgo de que los conductores se raspen y deterioren. Por otra parte cuando se inserta una muestra dentro de una guía de onda es muy difícil definir un plano de referencia el cual es indispensable para la calibración del sistema de medición.

Esta técnica con línea de aire y cavidad usa dos configuraciones que a continuación se explican:

1.- Configuración de cavidad terminante: Como se muestra en la Figura 20(a) en esta configuración la cavidad se adapta al final de la línea de aire y el coeficiente de reflexión medido se usa para calcular la constante dieléctrica compleja.

2.- Configuración de cavidad intermedia: En este caso, la cavidad se posiciona entre dos líneas de aire (Figura 20(b)) y la constante dieléctrica compleja se calcula ya sea del coeficiente de reflexión o de de transmisión medidos. La elección de cual coeficiente utilizar depende del espesor y las propiedades de la muestra.

En ambas configuraciones, las paredes de la cavidad se ajustan a la forma cilíndrica de la muestra y no es necesario cortarla o moldearla para llenar la cavidad.

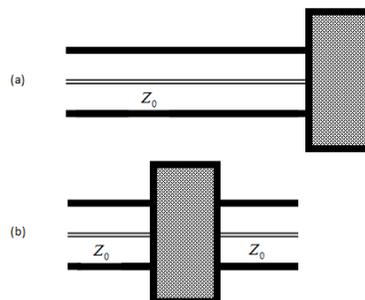


Figura 20. (a) Configuración de cavidad al final de la línea, (b) configuración de cavidad a través de la línea.

IV.3 Comparación de técnicas: ventajas y desventajas

Para elegir una técnica en lugar de otra se deben conocer no sólo sus capacidades y limitaciones sino también sus ventajas y desventajas. El hecho de que una técnica sea mejor que otra depende de factores como la frecuencia de interés, el valor esperado de ϵ_r , la precisión requerida en la medición, las propiedades del material (homogeneidad, isotropía), la forma del material (sólido, líquido, en hoja, en polvo, etc), las restricciones por el tamaño de la muestra, si la técnica es destructiva o no, de contacto o no, y por supuesto de la temperatura [Begley Shelley, 2005].

IV.3.1 Técnica de cavidad resonante

La constante dieléctrica se determina a partir de la frecuencia de resonancia y del factor Q de la cavidad. Una desventaja de esta técnica es que las muestras se deben preparar para que se ajusten a la geometría de la cavidad, sea ésta cilíndrica o de otra forma. De esta manera al tener que moldear la muestra la técnica puede ser destructiva y para mediciones biológicas esto puede generar problemas prácticos. Además el monitoreo de temperatura es difícil de implementar. Así aunque esta técnica es de las más exactas para mediciones frecuencia por frecuencia, su costo no la hace accesible.

IV.3.2 Guía de onda

En la técnica de la guía de onda al igual que en la del espacio libre, la constante dieléctrica se determina del coeficiente de transmisión o del coeficiente reflexión aunque la técnica si es destructiva. Al igual que en la técnica de cavidad, las muestras se deben preparar para que coincidan con la geometría de la cavidad.

IV.3.3 Línea coaxial

En ésta la constante dieléctrica se determina del coeficiente de reflexión y para mediciones biológicas es no destructiva ya que la sonda sólo debe ponerse en contacto directo con las muestras. Además la muestra no necesita de una preparación especial por lo que con ésta técnica es posible hacer mediciones en tejidos en vivo. Por su amplio espectro de frecuencia es adecuada para el estudio de la relajación dieléctrica en tejidos biológicos. Debido a esto, su manejo de información es mayor ya que en otras técnicas las mediciones se hacen a una sola frecuencia o en anchos de banda menores.

IV.3 .4 Espacio libre

En la técnica del espacio libre la constante dieléctrica se determina bien del coeficiente de transmisión o bien del coeficiente de reflexión. La técnica es no destructiva y requiere por lo general de muestras planas con un espesor constante y de tamaño suficientemente grande como para poder interceptar el haz entero de la onda electromagnética. Para mediciones en muestras biológicas esto es difícil de obtener debido a la naturaleza del tejido y aunque el monitoreo de temperatura es fácil de implementar y la matemática es fácil de resolver, los resultados finales no serian los más adecuados.

CAPÍTULO V

MÉTODOS PARA DETERMINAR LA CONSTANTE DE PROPAGACIÓN γ

V.1 Introducción

En este capítulo se presentan tres métodos para obtener la constante de propagación γ utilizando el método de dos líneas y el de una sola línea. El método L-L no requiere de calibración pero si requiere de la corrección de errores de switcheo mediante la utilización del software LIMCALC.

Una vez obtenidos los parámetros S con la corrección de los errores de switcheo, habiendo previamente corregido las fase de λ y calculado γ correctamente, es posible determinar la constante dieléctrica ϵ_r , de los diferentes materiales dieléctricos con los cuales la guía de onda fue llenada.

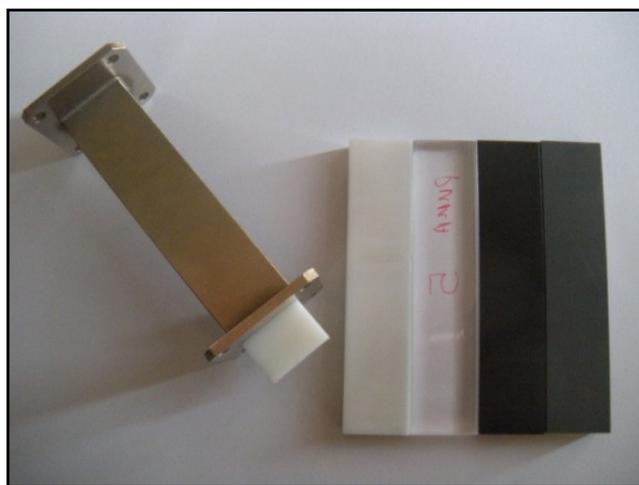


Figura 21. Guía de onda con distintos materiales dieléctricos.

V.2 Método de 2 líneas

V.2.1 Descripción del método

El método L-L (Línea- Línea), requiere para su implementación dos líneas no reflectoras de la misma impedancia característica pero de diferente longitud. Los dos puertos referenciados como X e Y corresponden a las transiciones usadas para asegurar la conexión entre las líneas y el ARV (Analizador de Redes Vectorial), en los puertos de entrada y de salida. X e Y incluyen los cables de prueba de microondas, las transiciones de línea coaxial a guía de onda y el demás hardware necesario para el ARV. En este desarrollo se usan WCM (matrices en cascada por sus siglas en inglés) para modelar los puertos X , Y la línea L_1 y la línea L_2 . T_A es la WCM de la transición X , T_B es la WCM de la transición Y , T_{L1} es la WCM de la línea L_1 y T_{L2} es la WCM de la línea L_2 . En lo siguiente se asume que $X \neq Y$.

La matriz equivalente de transmisión T_i [Reynoso-Hernández, Agosto 2003], de las estructuras representadas en la Figura 22 se escribe como:

$$T_i = T_A T_{Li} T_B \quad i = 1,2 \quad (124)$$

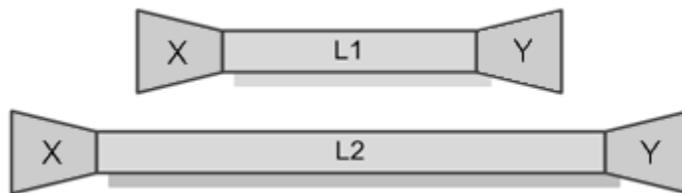


Figura 22. Líneas de transmisión L_1 y L_2 con sus respectivas transiciones.

La matriz de transmisión de una línea uniforme de longitud L , con constante de propagación γ e impedancia característica Z_L se representa como:

$$T_{Li} = \frac{1}{(1 - \Gamma^2)e^{-\gamma Li}} \begin{pmatrix} e^{-2\gamma Li} - \Gamma^2 & \Gamma(1 - e^{-2\gamma Li}) \\ -\Gamma(1 - e^{-2\gamma Li}) & 1 - \Gamma^2 e^{-2\gamma Li} \end{pmatrix} \quad i = 1,2 \quad (125)$$

Donde:

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (126)$$

Siendo Z_L la impedancia de la línea de transmisión y Z_0 la impedancia de referencia, la cual puede ser desconocida pero debe ser la misma para ambas líneas.

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (127)$$

Donde:

α es la constante de atenuación (*nepers*/unidad de longitud)

β es la constante de fase = $\frac{\theta}{L}$ (*radianes*/unidad de longitud)

θ es la longitud eléctrica = βL

= Fase corregida de λ (*radianes*/unidad de longitud)

L es la longitud de la línea (unidad de longitud).

La constante de propagación determina la reducción de voltaje o corriente de una onda electromagnética a través de la distancia en la que se propaga dicha onda a lo largo de la línea de transmisión.

V.2.2 Cálculo de la constante de propagación: Método I

Este método se basa en las propiedades de las matrices similares, y permite minimizar errores debidos a la repetitividad de las conexiones. Estas matrices se obtienen de la medida de dos líneas de impedancia característica arbitraria, pero desconocida, y de distinta longitud, [J.A Reynoso-Hernández 1999].

Las matrices T_1 y T_2 que resultan de la medida de dos líneas de transmisión se expresan como:

$$T_1 = T_A T_{L1} T_B \quad (128)$$

$$T_2 = T_A T_{L2} T_B \quad (129)$$

Sabiendo que T_{Li} se puede expresar como en [J.A Reynoso-Hernández, 2003]:

$$T_{Li} = T_\Gamma T_{50Li} T_\Gamma^{-1} \quad (130)$$

Donde:

$$T_\Gamma = \begin{pmatrix} 1 & \Gamma \\ \Gamma & 1 \end{pmatrix} \quad (131)$$

$$T_{50Li} = \begin{pmatrix} e^{-\gamma Li} & 0 \\ 0 & e^{\gamma Li} \end{pmatrix} \quad i = 1,2 \quad (132)$$

Calculando $T_1 T_2^{-1} + T_2 T_1^{-1}$ [J.A Reynoso-Hernández 1999]:

$$T_E = T_k T_\lambda T_k^{-1} \quad (133)$$

Donde:

$$T_E = T_1 T_2^{-1} + T_2 T_1^{-1} \quad (134)$$

$$T_k = X T_\Gamma \quad (135)$$

$$T_\lambda = \begin{pmatrix} \lambda + 1/\lambda & 0 \\ 0 & \lambda + 1/\lambda \end{pmatrix} \quad (136)$$

De la ecuación (133) se puede observar que T_E y T_λ son matrices similares, por lo que tienen la misma traza, el mismo determinante y el mismo valor propio. Utilizando la propiedad de la misma traza se obtiene la siguiente ecuación cuadrática

$$\lambda^2 - \lambda \left(\frac{\text{tr}(T_E)}{2} \right) + 1 = 0 \quad (137)$$

Resolviendo para λ :

$$\lambda_{1,2} = \frac{\frac{\text{tr}(T_E)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\text{tr}(T_E)}{2}\right)^2 - 4}}{2} \quad (138)$$

Conociendo que el vector de propagación λ el valor de γ se obtiene de la siguiente manera:

$$\gamma = \frac{1}{L_2 - L_1} \ln \lambda_{1,2} \quad (139)$$

V.2.3 Cálculo de la constante de propagación: Método II

El método propuesto por [Cem Hasar Ugur, 2008], utiliza las propiedades de los determinantes para eliminar los puertos desconocidos T_A y T_B .

$$T_1 = T_A C_{pl} C_{pr} T_B \quad T_2 = T_A C_{pl} T_L C_{pr} T_B \quad (140)$$

Donde:

C_p es la matriz de la transición coaxial a guía de onda.

T_1 es la matriz para la conexión thru.

T_2 es la matriz para la conexión con la guía de onda.

Con las matrices T_1 y T_2 definidas podemos obtener la siguiente suma:

$$T_1 + T_2 = T_A C_{pl} C_{pr} T_B + T_A C_{pl} T_L C_{pr} T_B = T_A C_{pl} [I + T_L] C_{pr} T_B \quad (141)$$

Donde:

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (142)$$

Por otra parte, calculando $\left(\frac{\det(T_1 + T_2)}{\det(T_1)} \right)$ se obtiene lo siguiente:

$$\left(\frac{\det(T_1 + T_2)}{\det(T_1)} \right) = \det(I + T_L) \quad (143)$$

Donde:

$$I + T_L = \begin{pmatrix} 1 + \frac{T^2 - \Gamma^2}{(1 - \Gamma^2)T} & \frac{\Gamma(1 - T^2)}{(1 - \Gamma^2)T} \\ \frac{-\Gamma(1 - T^2)}{(1 - \Gamma^2)T} & 1 + \frac{1 - \Gamma^2 T^2}{(1 - \Gamma^2)T} \end{pmatrix} \quad (144)$$

Calculando el determinante es posible encontrar la siguiente ecuación cuadrática:

$$T^2 - T[T_D] + 1 = 0 \quad (145)$$

$$T_D = \frac{\det(T_1 + T_2)}{\det(T_1)} - 2 \quad (146)$$

Se nota con este cálculo, la influencia de las matrices $T_A C_{pl}$ y $C_{pr} T_B$ desaparece.

Resolviendo la ecuación cuadrática (145) se puede conocer el valor de $T_{1,2}$:

$$T_{1,2} = \frac{(T_D) \pm \sqrt{(T_D)^2 - 4}}{2} \quad (147)$$

Conociendo que:

$$\lambda_{1,2} = 1/T_{1,2} \quad (148)$$

El valor de γ se puede obtener de la ecuación (139).

V.2.4 Cálculo de la constante de propagación: Método III

Este método se basa en la representación matricial de una línea de impedancia característica cualquiera como el producto de tres matrices tal como se indica en la ecuación (130). Este método [J.A Reynoso-Hernández 2003] resuelve el problema del signo en el cálculo de λ presente en los métodos I y II.

A fin de poder determinar la constante de propagación γ el primer paso es determinar los eigenvalores λ_1 y λ_2 .

Las matrices que resultan de la medida de las líneas L_1 y L_2 se definen como T_1 y T_2 .

$$T_1 = T_A T_{L1} T_B \quad (149)$$

$$T_2 = T_A T_{L2} T_B \quad (150)$$

Calculando $T_1 T_2^{-1}$ se obtiene lo siguiente:

$$T_1 T_2^{-1} = X_{AM} T_{50L1} T_{50L2}^{-1} X_{AM}^{-1} \quad (151)$$

Donde:

$$X_{AM} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix} = r_{22} \begin{pmatrix} a_m & b_m \\ c_m & 1 \end{pmatrix} \quad (152)$$

y

$$T_{X50} = T_{50L1} T_{50L2}^{-1} = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & 1/\lambda \end{pmatrix} \quad (153)$$

Utilizando (152) y (153) y resolviendo para T_{X50} se obtiene:

$$T_{X50} = X_{AM}^{-1} T_N X_{AM} \quad (154)$$

Donde:

$$T_N = T_1 T_2^{-1} \quad (155)$$

Substituyendo las ecuaciones (152) y (153) en (154) se puede obtener la ecuación (156)

$$\begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & 1/\lambda \end{pmatrix} = \frac{1}{(a_m - b_m c_m)} \begin{pmatrix} c_m \left(\frac{a_m}{c_m} t_{11} - b_m \frac{a_m}{c_m} t_{21} - b_m t_{22} + t_{12} \right) & -(b_m^2 t_{21} + b_m(t_{22} - t_{11}) - t_{12}) \\ c_m^2 \left(\left(\frac{a_m}{c_m} \right)^2 t_{21} + \left(\frac{a_m}{c_m} \right) (t_{22} - t_{11}) - t_{12} \right) & c_m \left(\left(\frac{a_m}{c_m} \right) t_{22} + b_m \left(\frac{a_m}{c_m} \right) t_{21} - b_m t_{11} - t_{12} \right) \end{pmatrix} \quad (156)$$

Haciendo una comparación entre ambos lados de la ecuación podemos encontrar dos expresiones para λ :

$$\lambda = \frac{\left[\frac{a_m}{c_m} t_{11} - b_m \frac{a_m}{c_m} t_{21} - b_m t_{22} + t_{12} \right]}{\frac{a_m}{c_m} - b_m}$$

$$\lambda = \frac{\frac{a_m}{c_m} - b_m}{\left(\frac{a_m}{c_m} \right) t_{22} + b_m \left(\frac{a_m}{c_m} \right) t_{21} - b_m t_{11} - t_{12}} \quad (157)$$

Y las ecuaciones cuadráticas siguientes:

$$(b_m^2 t_{21} + b_m(t_{22} - t_{11}) - t_{12}) = 0 \quad (158)$$

$$\left(\frac{a_m}{c_m} \right)^2 t_{21} + \left(\frac{a_m}{c_m} \right) (t_{22} - t_{11}) - t_{12} = 0 \quad (159)$$

De las ecuaciones (158) y (159) se puede obtener los valores de b_m y a_m/c_m

dado que son ecuaciones cuadráticas éstas se resuelven fácilmente.

$$b_m = \frac{-(t_{22} - t_{11}) \pm \sqrt{(t_{22} - t_{11})^2 - 4(t_{21})(-t_{12})}}{2(t_{21})}$$

$$\frac{a_m}{c_m} = \frac{-(t_{22} - t_{11}) \pm \sqrt{(t_{22} - t_{11})^2 - 4(t_{21})(-t_{12})}}{2(t_{21})}$$

El problema siempre ha sido poder obtener λ de una manera continua ya que para líneas no reflectoras λ presenta discontinuidades en la vecindad de los $n\pi$ donde $n = 0,1,2, \dots$. Para líneas reflectoras se pueden presentar además discontinuidades en fase y magnitud en los $\pi/2$ donde $n = 0,1,2, \dots$. Con este nuevo método y con un criterio confiable para calcular b_m y $\frac{a_m}{c_m}$ es posible obtener λ continua. Es importante mencionar que con éste método el problema de ambigüedad de signo presente en los métodos I y II se elimina.

La condición necesaria para obtener la continuidad es la siguiente:

$$|b_m| < \left| \frac{a_m}{c_m} \right| \quad (160)$$

Una vez obtenida b_m y $\frac{a_m}{c_m}$ continua se puede obtener λ y calcular la constante de propagación γ de la ecuación (139).

V.2.5 Comparación entre métodos

Como se puede observar de la Tabla I, los dos primeros métodos permiten obtener la constante de propagación γ de una manera correcta, la desventaja que presentan es que es necesario aplicar un algoritmo para la corrección de la fase de λ y

después de corregir la fase es necesario elegir una de las dos soluciones. Si comparamos los primeros métodos con el último se puede observar que este permite la corrección de la fase de manera automática sin necesidad de aplicar un algoritmo para la corrección, esto facilita de una manera considerable el cálculo de la constante de propagación γ . Por esta razón el método III será el implementado para la obtención de la constante dieléctrica compleja ϵ_r de los distintos materiales dieléctricos a medir.

I. Tabla comparativa entre métodos

Método	Ecuaciones para determinar λ
Primer método	$\lambda_{1,2} = \frac{\frac{tr(T_E)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{tr(T_E)}{2}\right)^2 - 4}}{2}$
Segundo método	$\lambda_{1,2} = \frac{2}{(T_D) \pm \sqrt{(T_D)^2 - 4}}$
Tercer método	$\lambda = \frac{\left[\frac{a_m}{c_m} t_{11} - b_m \frac{a_m}{c_m} t_{21} - b_m t_{22} + t_{12} \right]}{\frac{a_m}{c_m} - b_m}$ $\lambda = \frac{\frac{a_m}{c_m} - b_m}{\left(\frac{a_m}{c_m}\right) t_{22} + b_m \left(\frac{a_m}{c_m}\right) t_{21} - b_m t_{11} - t_{12}}$

V.3 Método utilizando una sola línea.

En la sección anterior se desarrollaron 3 métodos para determinar la constante de

propagación γ sin necesidad de calibrar el analizador de redes. Ahora se desarrollará un método dependiente de la calibración para calcular la constante de propagación γ .

Si se conoce previamente la constante de propagación γ es posible conocer las características de los materiales con los cuales la guía fue llenada, como lo son: la constante dieléctrica ϵ_r , la impedancia de la guía llena con material dieléctrico Z_L y la impedancia de dicho material dieléctrico η .

V.3.1 Cálculo de γ y Z_L .

Una línea de transmisión uniforme de impedancia Z_L arbitraria (Figura 23), con constante de propagación γ y con longitud conocida L puede ser modelada por medio de la matriz T_{Li} definida como:

$$T_{Li} = T_{\Gamma} T_{50Li} T_{\Gamma}^{-1}$$

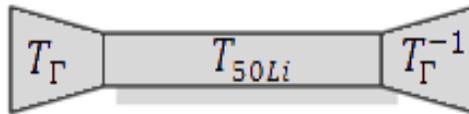


Figura 23. Línea de transmisión uniforme.

Como sabemos la línea es uniforme y sin transiciones, la matriz medida T_1 la podemos representar de la siguiente manera:

$$T_{Li} = T_1 = T_{\Gamma} T_{50Li} T_{\Gamma}^{-1} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (161)$$

Despejando T_{50Li} de (161), substituyendo (131) y (132) obtenemos:

$$\begin{pmatrix} e^{-\gamma li} & 0 \\ 0 & e^{\gamma li} \end{pmatrix} = \frac{1}{1 - \Gamma^2} \begin{pmatrix} m_{11} - \Gamma m_{21} + \Gamma m_{12} - \Gamma^2 m_{22} & \Gamma m_{11} - \Gamma^2 m_{21} + m_{12} - \Gamma m_{22} \\ -\Gamma m_{11} + m_{21} - \Gamma^2 m_{12} + \Gamma m_{22} & -\Gamma^2 m_{11} + \Gamma m_{21} - \Gamma m_{12} + m_{22} \end{pmatrix} \quad (162)$$

Si se comparan términos a ambos lados de la ecuación se puede encontrar una ecuación para determinar T y Γ .

$$\frac{\Gamma m_{11} - \Gamma^2 m_{21} + m_{12} - \Gamma m_{22}}{1 - \Gamma^2} = 0 \quad (163)$$

$$\frac{-\Gamma m_{11} + m_{21} - \Gamma^2 m_{12} + \Gamma m_{22}}{1 - \Gamma^2} = 0 \quad (164)$$

$$\frac{m_{11} - \Gamma m_{21} + \Gamma m_{12} - \Gamma^2 m_{22}}{1 - \Gamma^2} = T \quad (165)$$

$$\frac{-\Gamma^2 m_{11} + \Gamma m_{21} - \Gamma m_{12} + m_{22}}{1 - \Gamma^2} = \frac{1}{T} \quad (166)$$

De (163) o (164) se obtiene una expresión para Γ :

$$\Gamma = \frac{-(m_{11} - m_{22}) \pm \sqrt{(m_{11} - m_{22})^2 + 4(m_{21}m_{12})}}{-2m_{21}} \quad (167)$$

Ahora se tienen dos ecuaciones para determinar Γ que dependen solamente de las medidas calibradas, con el valor de Γ se determina T de (165) y (166).

$$T = \frac{m_{11} - \Gamma m_{21} + \Gamma m_{12} - \Gamma^2 m_{22}}{1 - \Gamma^2} \quad (168)$$

$$\frac{1}{T} = \frac{-\Gamma^2 m_{11} + \Gamma m_{21} - \Gamma m_{12} + m_{22}}{1 - \Gamma^2} \quad (169)$$

También es posible conociendo el valor de Γ encontrar la impedancia de la línea si se conoce la impedancia de referencia Z_0 , utilizando la siguiente ecuación:

$$Z_L = -Z_0 \frac{\Gamma + 1}{\Gamma - 1} \quad (170)$$

V.3.2 Impedancia intrínseca del material η .

El procedimiento para obtener η es sencillo una vez que se ha encontrado el valor de ϵ_r y utilizando la ecuación (111), se aplica para cualquiera de los materiales dieléctricos con los que la guía de onda fue llenada.

V.4 Método basado en la constante de propagación γ para obtener la constante dieléctrica compleja ϵ_r .

Si partimos del III método [J.A Reynoso-Hernández 2003], para calcular γ es posible encontrar la constante dieléctrica ϵ_r de distintos materiales dieléctricos sólidos.

La constante de propagación γ en términos de la constante dieléctrica ϵ_r se encuentra definida por la siguiente ecuación [Cem Hasar Ugur, Diciembre 2008]:

$$\gamma = jk_0 \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (171)$$

Resolviendo para ϵ_r :

$$\epsilon_r = \left(-j \frac{\gamma}{k_0}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 \quad (172)$$

Si se substituye (127) en (172) se encuentran las siguientes expresiones para la parte real e imaginaria de la constante dieléctrica ϵ_r .

Una vez obtenidos los valores de α y β es posible obtener la constante dieléctrica compleja:

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (173)$$

Parte real de la constante dieléctrica:

$$\epsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{k_0^2} + lam \quad (174)$$

Parte imaginaria de la constante dieléctrica:

$$\epsilon'' = -2j \frac{\alpha\beta}{k_0^2} \quad (175)$$

Donde:

$$lam = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 = \left(\frac{c}{2af}\right)^2 \quad (176)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{f} \quad (177)$$

$$\lambda_c = 2a \quad (178)$$

$$k_0 = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (179)$$

Donde:

c es la velocidad de la luz (*unidad de longitud/seg*).

f es la frecuencia (*Hz*)

a es la dimensión más grande de la abertura de la guía.

CAPÍTULO VI

RESULTADOS

VI.1 Introducción

Como se ha mencionado a lo largo de este trabajo de tesis el objetivo es determinar la constante dieléctrica ϵ_r de distintos materiales dieléctricos sólidos. En este caso los materiales son: Black Delrin, PVC, Nylon y PMMA. La elección de estos materiales se efectuó tomando en cuenta su disponibilidad comercial.

Para determinar la constante dieléctrica ϵ_r , fue necesario obtener primero el vector de onda λ de la guía llena con un material dieléctrico sólido. La importancia recae en el hecho de obtener λ de una manera continua (Figura 24), lo cual facilita la obtención de α y β parámetros de la constante de propagación γ .

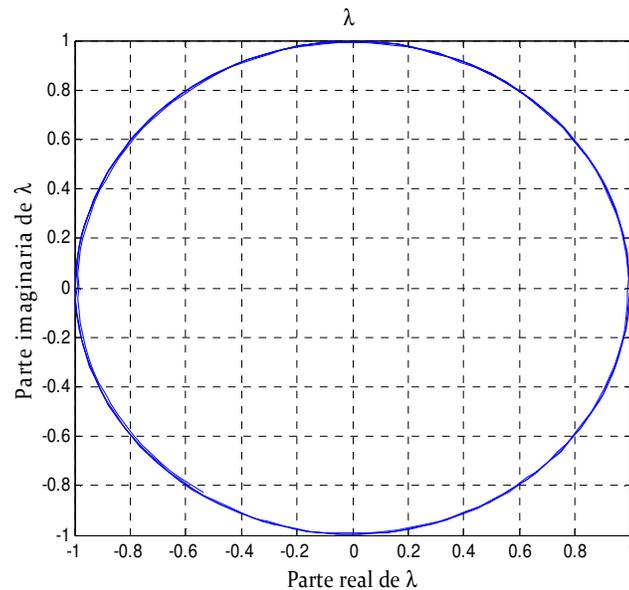


Figura 24. Vector de onda de la guía llena con aire.

Una vez que se ha encontrado la constante de propagación γ (sección V), es posible determinar la constante dieléctrica ϵ_r del material con el que la guía de onda fue llenada.

Como una aportación extra a este trabajo de tesis, se obtuvieron también la impedancia de la guía de onda llena con un material dieléctrico Z_L , y la impedancia del material dieléctrico con el cual la guía de onda fue llenada η .

VI.2 Descripción del material y equipo utilizado.

Los resultados que se presentan a continuación fueron obtenidos utilizando el siguiente material y equipo:

VI.2.1 Equipo

VI.2.1.1 Analizador de redes vectorial (ARV) HP8510C.

Con el ARV se hacen mediciones en la banda de frecuencia de 45 MHz a 50 GHz, el ARV es un instrumento que permite medir los cuatro parámetros de dispersión, llamados también parámetros S.

VI.2.1.2 Kit de calibración en guías de onda

- Kit TRL en guías de onda
- Kit TRM en guías de onda
- Software LIMCAL [Zúñiga Suárez Eleazar]
- Soporte de prueba

Como Thru se utilizaron dos transiciones coaxial-guía de onda (Figura 27), para poder conectar las guías al ARV. Como Reflect: 2 cortos desplazados (Figura 29). Como Match: se utilizó dos cargas de 50Ω (Figura 30) y como Line a las guías de onda (Figuras 30 y 31).

VI.2.2 Material

Dos guías de onda de distinta longitud, la más corta de 15.24 cm y la más larga de 19.85 cm (Figuras 30 y 31), ambas guías tienen las siguientes dimensiones en su apertura (Figura 25): $a = 2.2606 \text{ cm}$ y $b = 1.003 \text{ cm}$, trabajan en la banda X, esto significa que su intervalo de frecuencias se localiza entre los 7-12.5 GHz, con una longitud de onda λ_g en el rango de 4.28-2.4 cm, para este trabajo de tesis se trabajó en el rango de frecuencias de 8-12 GHz.

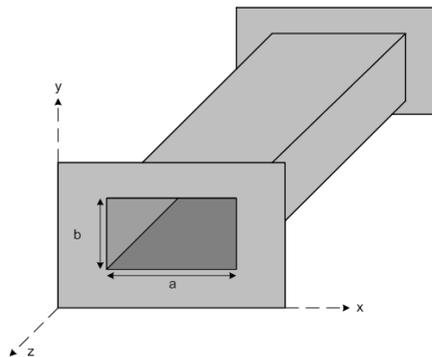


Figura 25. Guía de onda.

Como dieléctrico se utilizaron los siguientes materiales:

- Aire
- Black Delrin
- Nylon
- PVC

VI.3 Medida de la constante de propagación utilizando el analizador de redes sin calibrar.

V.3.1 Descripción de la técnica

El primer método utiliza solamente dos guías de onda de la misma impedancia característica (que puede o no ser conocida), y de distinta longitud. En este método se utilizan una guía de onda llena con el material dieléctrico y una conexión Thru, en

donde el Thru representa a la línea 1 de longitud cero y la guía representa a la línea 2 de longitud conocida. Los parámetros S se midieron utilizando el analizador de redes vectorial HP8510C controlado por el software LIMCAL.

Una vez obtenidos los parámetros S de las líneas, se determina la constante de propagación γ y la constante dieléctrica ϵ_r de los distintos materiales dieléctricos utilizando el método presentado en el capítulo V.

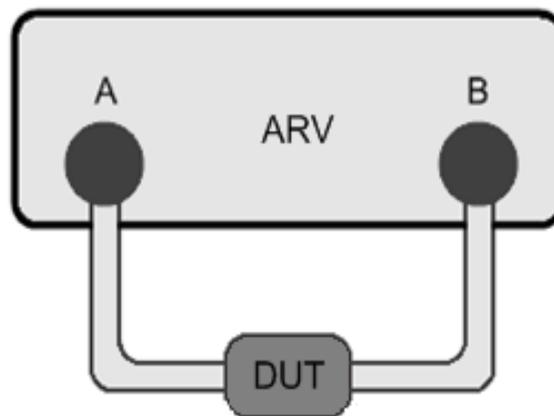


Figura 26. Técnica sin calibrar.



Figura 27. Conexión thru.

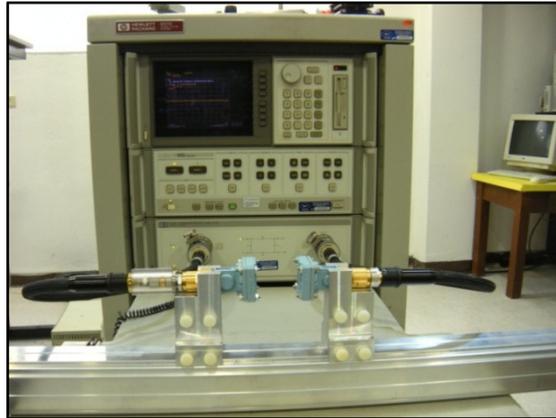


Figura 28. Conexión en corto “short”.



Figura 29. Conexión con las cargas “match”.



Figura 30. Conexión con la línea larga.



Figura 31. Conexión con la línea corta.

VI.4 Resultados utilizando la técnica independiente de la calibración.

De las mediciones para obtener la constante dieléctrica ϵ_r se encontró una diferencia en los resultados de las medidas de la constante dieléctrica ϵ_r (Figura 32), al utilizar las parejas thru-línea 1 (15.24 cm), thru-línea 2 (19.84 cm), y 2L, para ver si este resultado se repetía entre las técnicas dependientes de la calibración, se hizo la misma comparación cuyos resultados mostraron el mismo comportamiento.

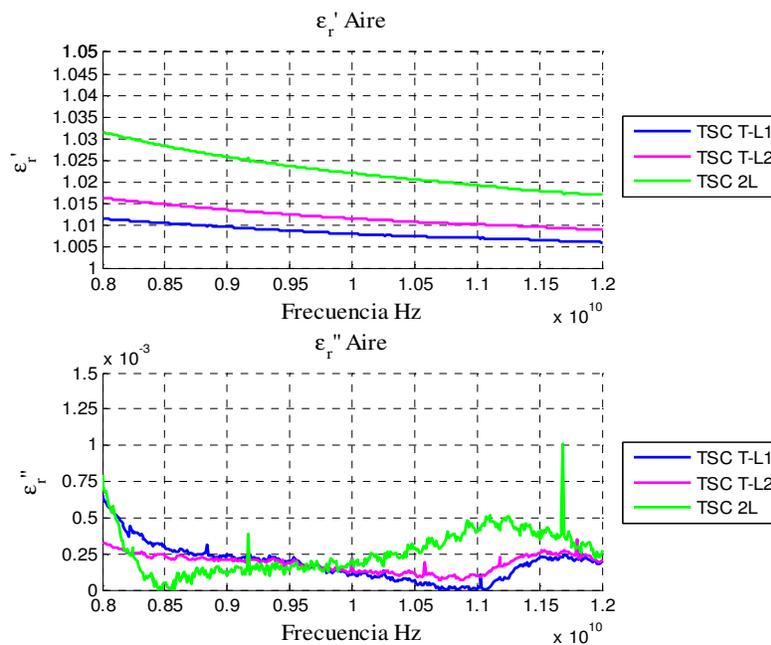


Figura 32. Comparación de los resultados entre las técnicas independientes de la calibración para Aire

Para descartar posibles errores sistemáticos en las medidas se llevó a cabo un estudio estadístico, el cual consistió en realizar 5 mediciones para cada material tanto en las técnicas dependientes como en las independientes de la calibración y calcular su desviación estándar para ver la diferencia entre cada una de las mediciones. Los resultados de la desviación estándar σ y las gráficas comparativas entre las 5 mediciones solo se muestran para las técnicas sin calibrar ya que para las técnicas dependientes de la calibración se obtiene el mismo comportamiento.

De los resultados se obtuvieron las siguientes gráficas:

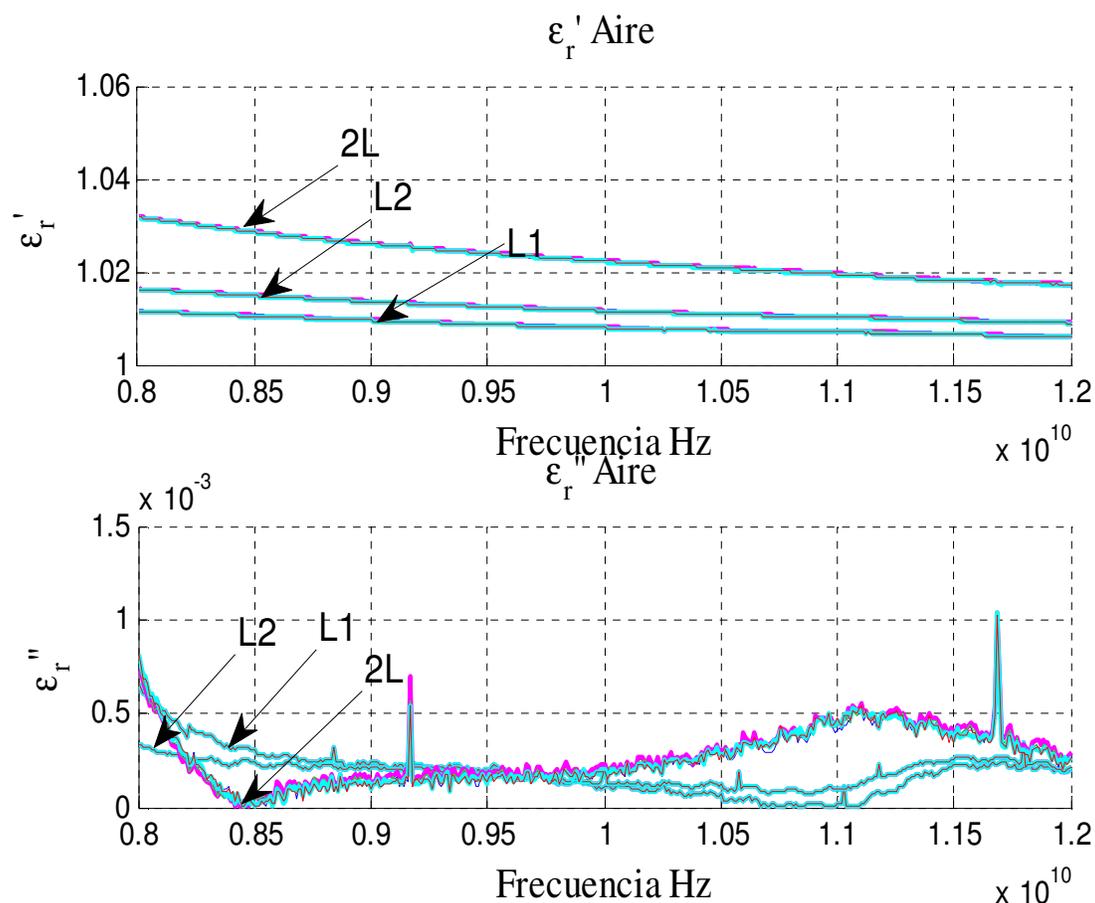


Figura 33. Comparación de los resultados de varias medidas entre las técnicas independientes de la calibración para Aire.

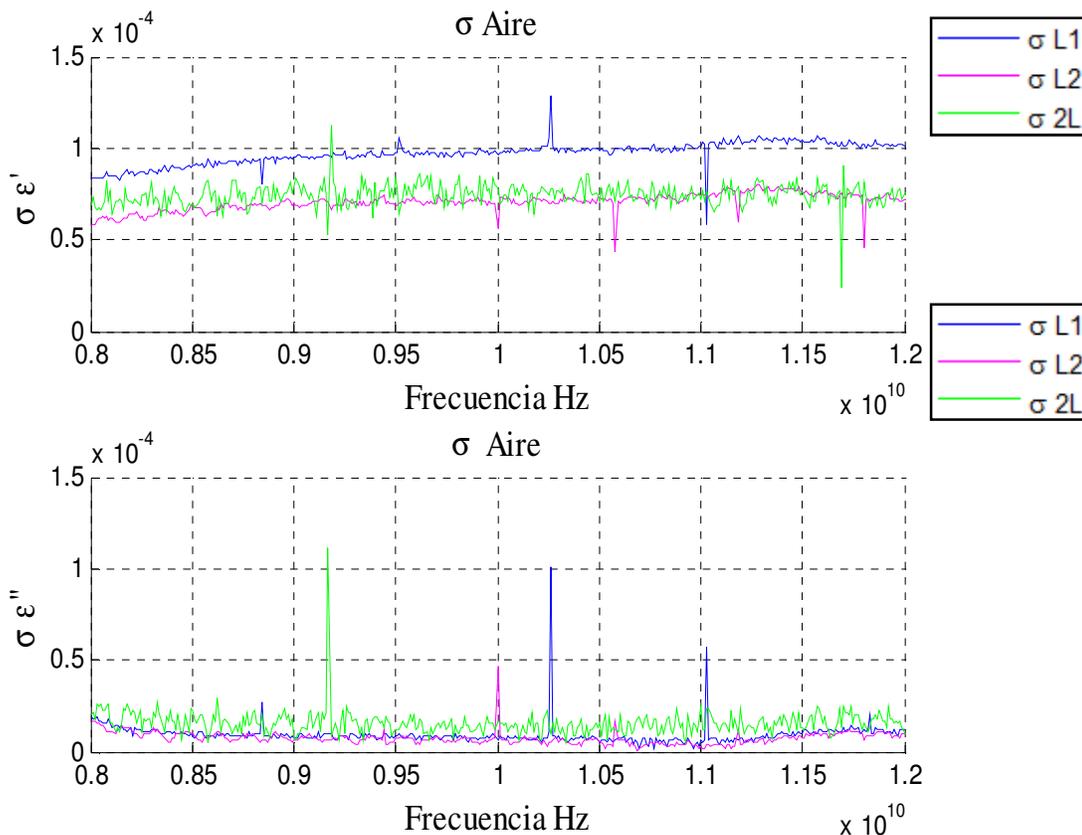


Figura 34. Desviación estándar σ para las distintas técnicas independientes de la calibración.

Como se puede observar de la Figura 34, la desviación estándar σ para las distintas medidas es muy pequeña, esto nos indica que el problema no se encuentra en las mediciones, por lo cual, esta posibilidad puede ser descartada.

Una explicación a este problema es que las guías de onda no son uniformes, es decir éstas presentan una variación de entre $\pm(0.003 - 0.004''$) en sus dimensiones, lo cual se traduce en esas variaciones en las medidas.

A continuación se presentan los resultados de las medidas de ϵ_r utilizando las técnicas independientes de la calibración para los distintos materiales dieléctricos utilizados.

VI.4.1 Aire

VI.4.1.2 ϵ_r de aire L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

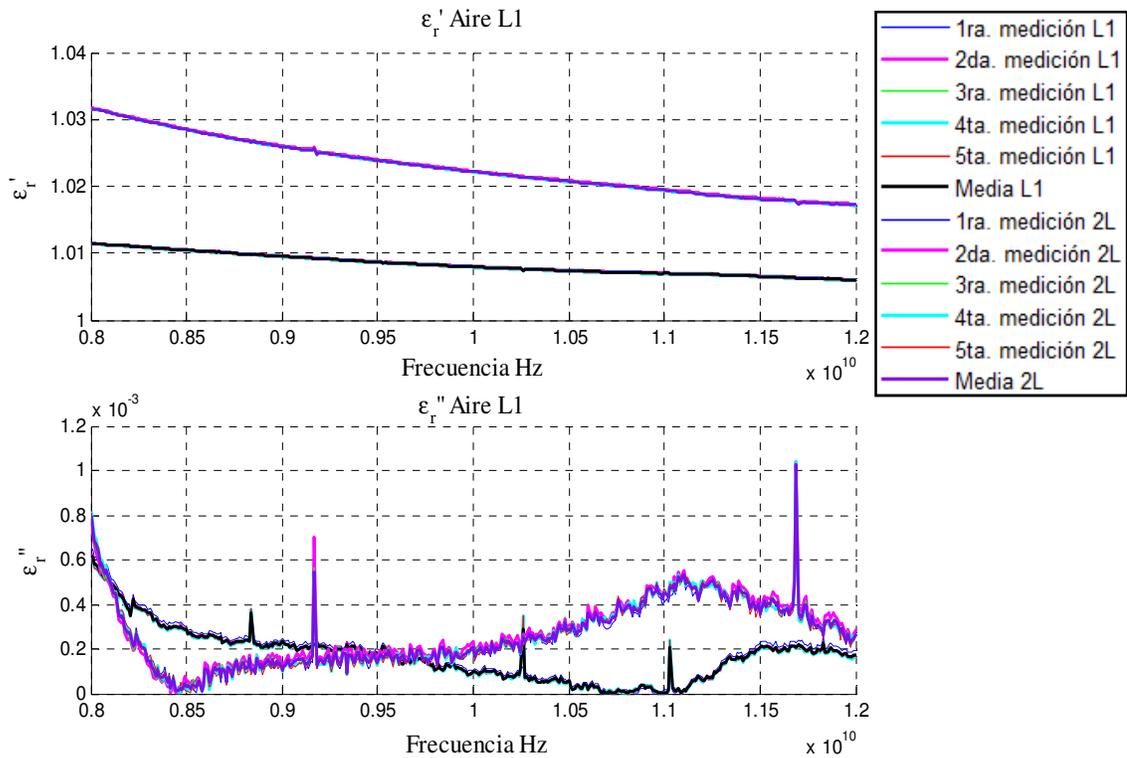


Figura 35. ϵ_r de aire L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

II. Tabla de resultados para la línea corta de Aire.

Min. \bar{x} de ϵ'	L1	1.006021205121594
Max. \bar{x} de ϵ'	L1	1.011490885256213
Min. \bar{x} de ϵ''	L1	2.757415575590823e-006
Max. \bar{x} de ϵ''	L1	6.217993376900022e-004
Min. \bar{x} de ϵ'	2L	1.017194799032620
Max. \bar{x} de ϵ'	2L	1.031629400348169
Min. \bar{x} de ϵ''	2L	7.202514812396869e-006
Max. \bar{x} de ϵ''	2L	0.001024622214595

VI.4.1.3 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L1, varias medidas.

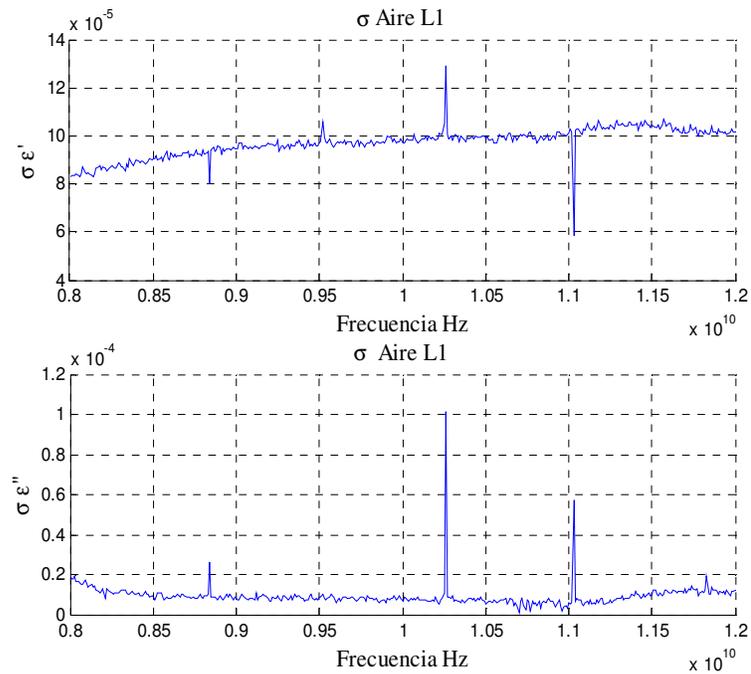


Figura 36. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L1, varias medidas.

VI.4.1.4 Pérdidas tangenciales δ de Aire L1, varias medidas

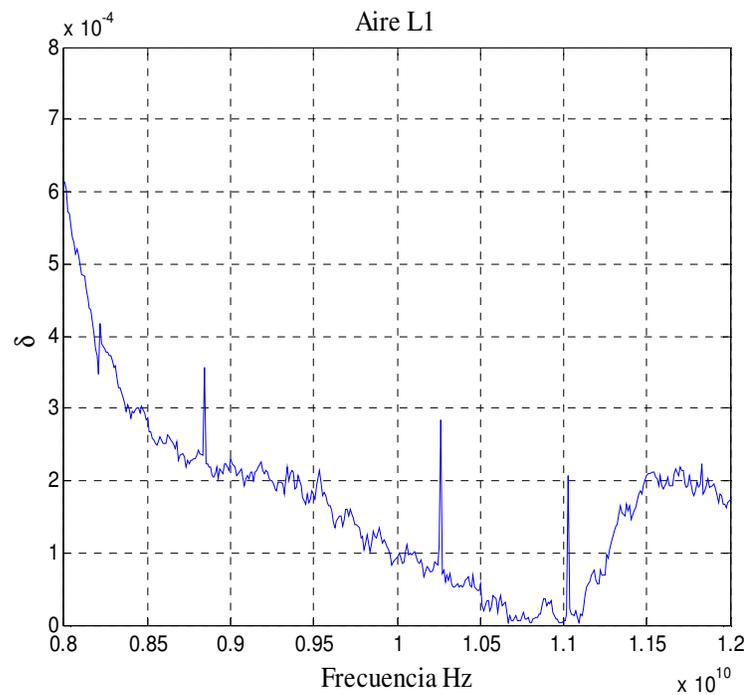


Figura 37. Pérdidas tangenciales δ de Aire L1, varias medidas.

VI.4.1.5 ϵ_r de aire L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

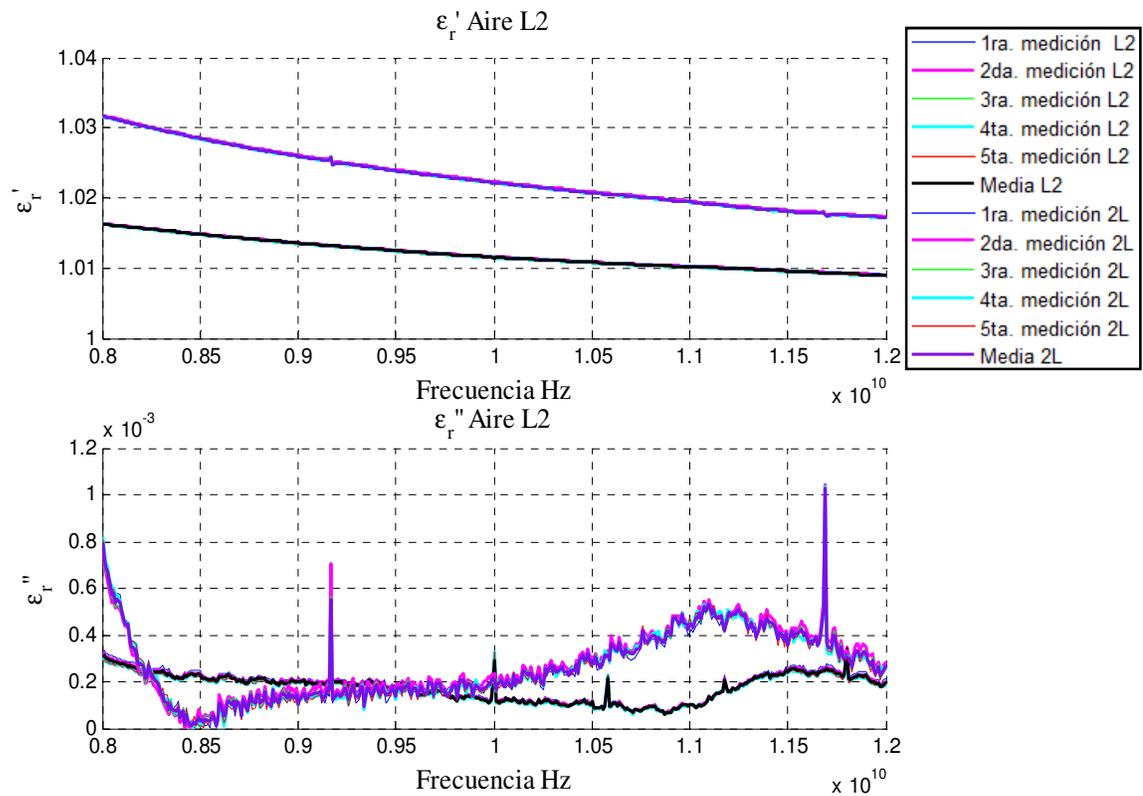


Figura 38. ϵ_r de aire L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

III. Tabla de resultados para la línea larga de Aire.

Min. \bar{x} de ϵ' L2	1.0089802381886
Max. \bar{x} de ϵ' L2	1.01628533060434
Min. \bar{x} de ϵ'' L2	6.24602465066886e-005
Max. \bar{x} de ϵ'' L2	0.00034048368086238
Min. \bar{x} de ϵ' 2L	1.017194799032620
Max. \bar{x} de ϵ' 2L	1.031629400348169
Min. \bar{x} de ϵ'' 2L	7.202514812396869e-006
Max. \bar{x} de ϵ'' 2L	0.001024622214595

VI.4.1.6 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L2, varias medidas.

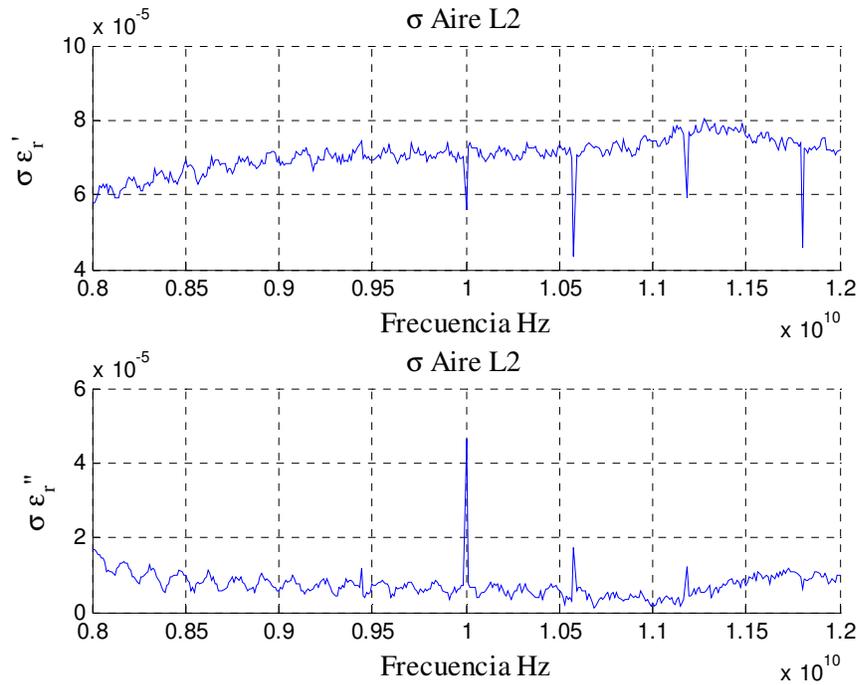


Figura 39. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Aire L2, varias medidas.

VI.4.1.7 Pérdidas tangenciales δ de Aire L2, varias medidas.

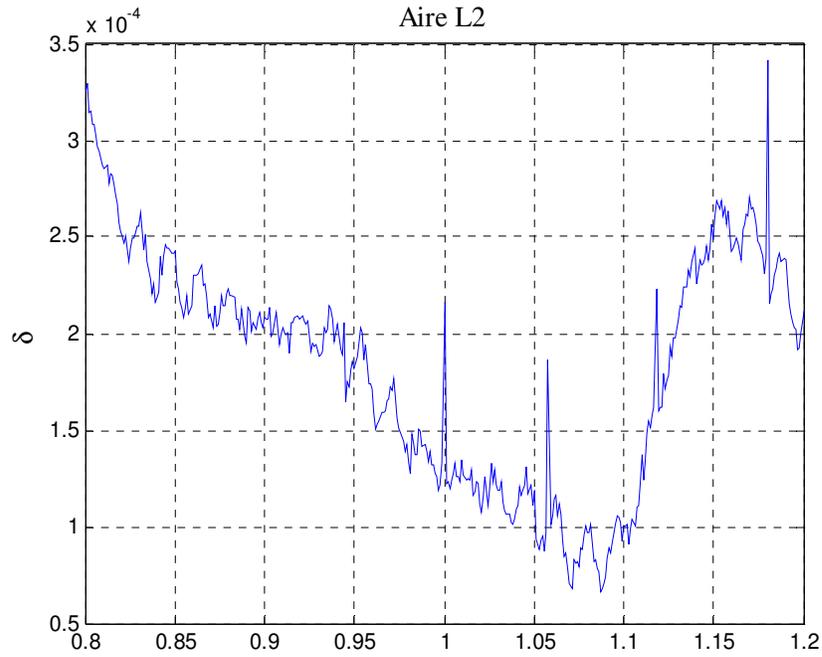


Figura 40. Pérdidas tangenciales δ de Aire L2, varias medidas.

VI.4.2 Black Delrin.

VI.4.2.1 ϵ_r de Black Delrin L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

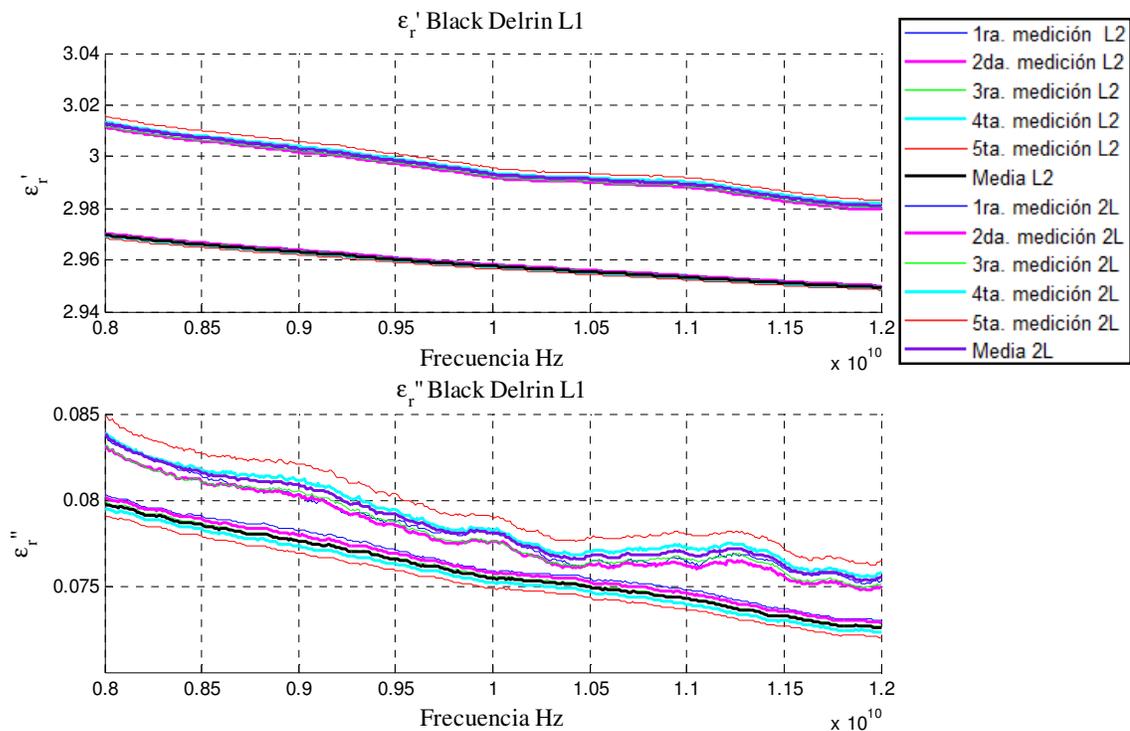


Figura 41. ϵ_r de Black Delrin L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

IV. Tabla de resultados para la línea corta de Black Delrin.

Min. \bar{x} de ϵ'	L1	2.94937866630823
Max. \bar{x} de ϵ'	L1	2.96971795791348
Min. \bar{x} de ϵ''	L1	0.0725628250012866
Max. \bar{x} de ϵ''	L1	0.0797682530491952
Min. \bar{x} de ϵ'	2L	2.98114546756434
Max. \bar{x} de ϵ'	2L	3.01295573568394
Min. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0753314274971607
Max. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0837532945140446

VI.4.2.2 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Black Delrin L1, varias medidas.

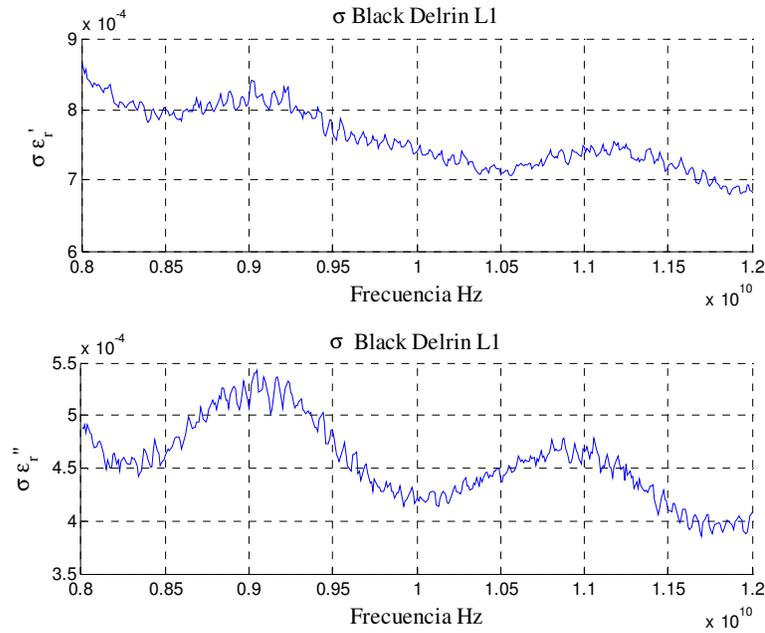


Figura 42. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Black Delrin L1, varias medidas.

VI.4.2.3 Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L1, varias medidas.

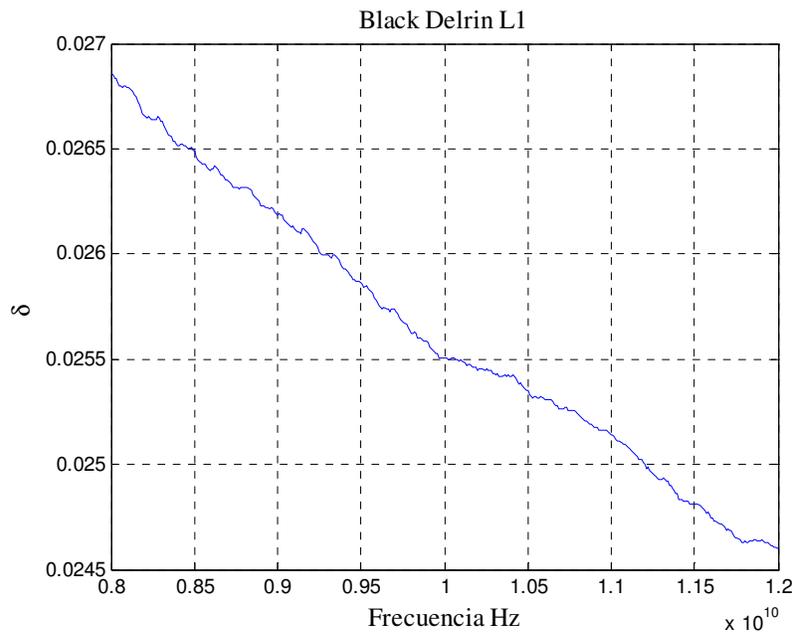


Figura 43. Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L1, varias medidas.

VI.4.2.4 ϵ_r de Black Delrin L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

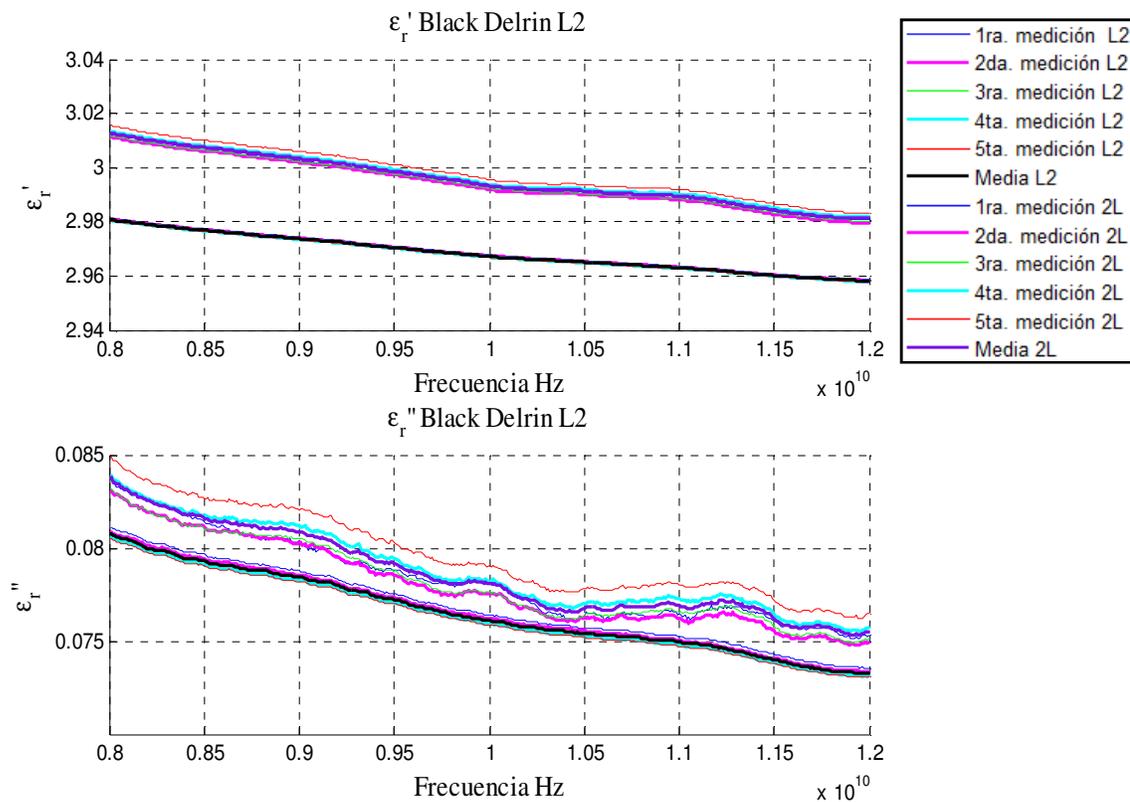


Figura 44. ϵ_r de Black Delrin L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

V. Tabla de resultados para la línea larga de Black Delrin.

Min. \bar{x} de ϵ'_r L2	2.95812467861521
Max. \bar{x} de ϵ'_r L2	2.9809082594245
Min. \bar{x} de ϵ''_r L2	0.0732681799931479
Max. \bar{x} de ϵ''_r L2	0.080733493089576
Min. \bar{x} de ϵ'_r 2L	2.98114546756434
Max. \bar{x} de ϵ'_r 2L	3.01295573568394
Min. \bar{x} de ϵ''_r 2L	0.0753314274971607
Max. \bar{x} de ϵ''_r 2L	0.0837532945140446

VI.4.2.5 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Black Delrin L2, varias medidas.

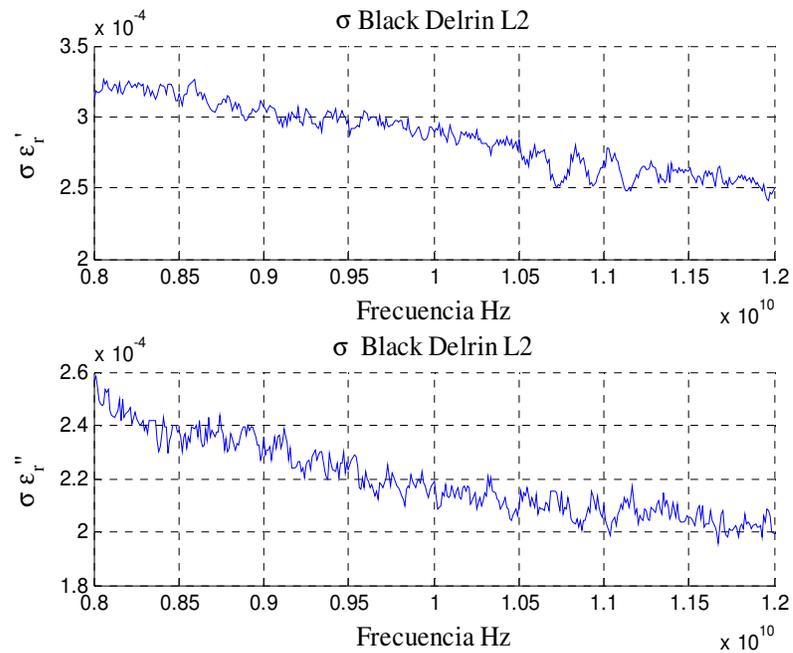


Figura 45. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Black Delrin L2, varias medidas.

VI.4.2.6 Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L2, varias medidas.

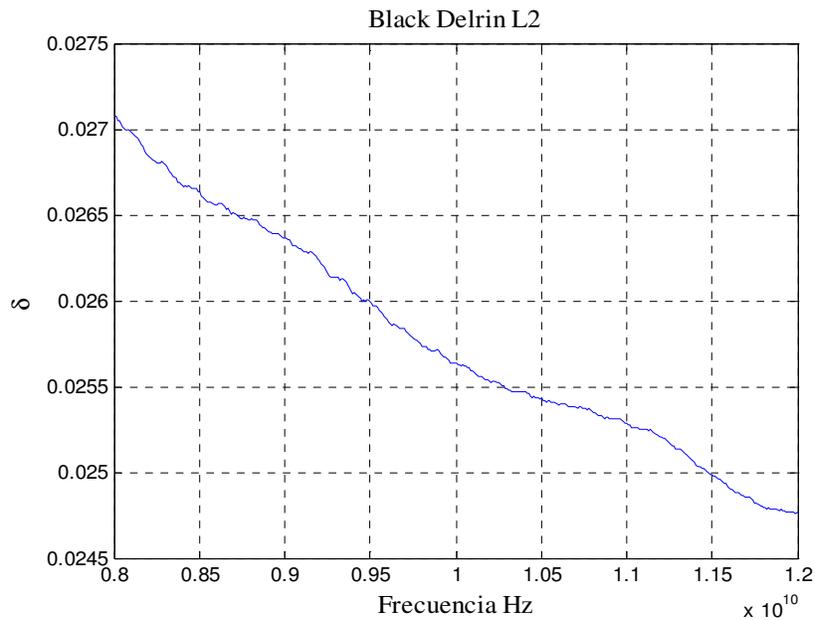


Figura 46. Pérdidas tangenciales δ de Black Delrin L2, varias medidas.

VI.4.3 PVC

VI.4.3.1 ϵ_r de PVC L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

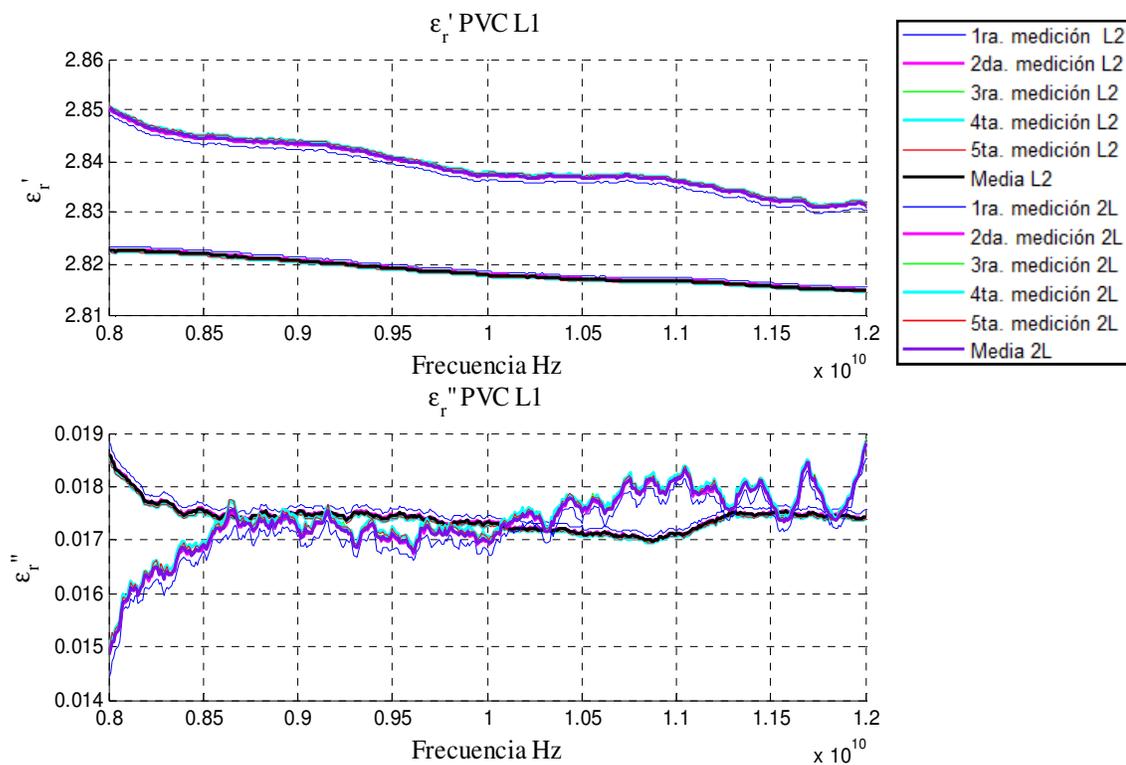


Figura 47. ϵ_r de PVC L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

VI. Tabla de resultados para la línea corta de PVC.

Min. \bar{x} de ϵ'	L1	2.81479743250311
Max. \bar{x} de ϵ'	L1	2.82262100523487
Min. \bar{x} de ϵ''	L1	0.016985841790547
Max. \bar{x} de ϵ''	L1	0.0185898024942459
Min. \bar{x} de ϵ'	2L	2.83103754637625
Max. \bar{x} de ϵ'	2L	2.85035945711752
Min. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0148423564327319
Max. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0187918042865335

VI.4.3.2 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para PVC L1, varias medidas.

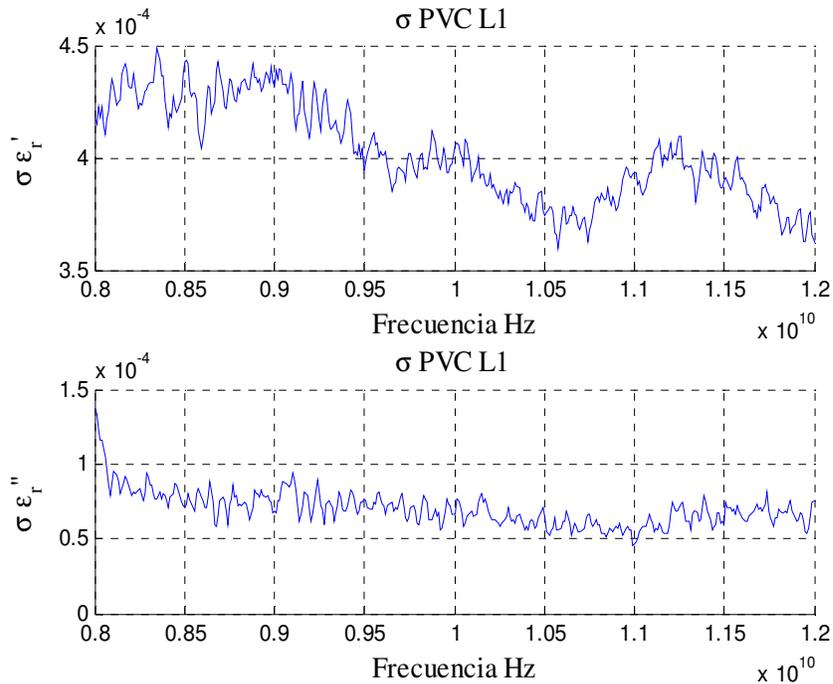


Figura 48. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para PVC L1, varias medidas.

VI.4.3.3 Pérdidas tangenciales δ de PVC L1, varias medidas.

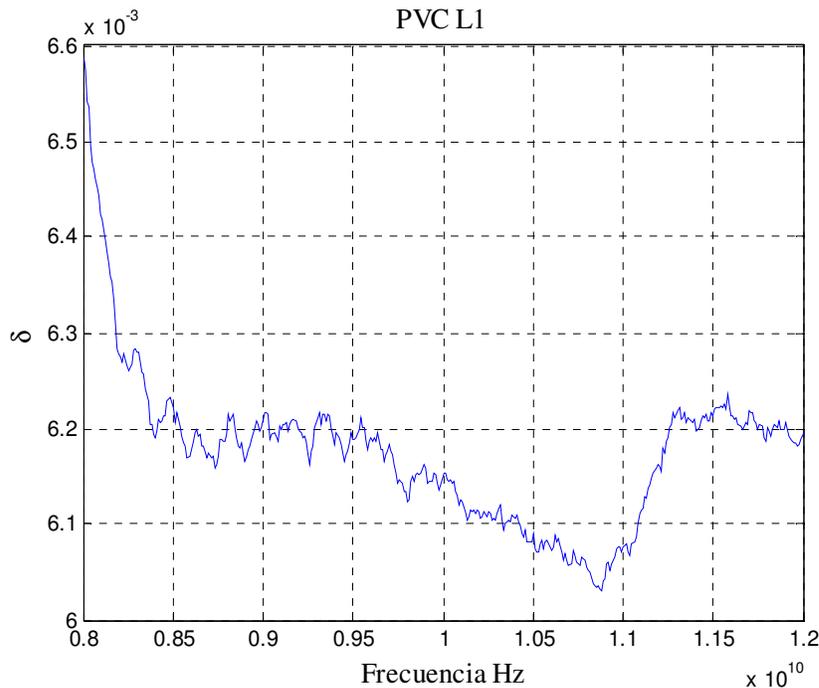


Figura 49. Pérdidas tangenciales δ de PVC L1, varias medidas.

VI.4.3.4 ϵ_r de PVC L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

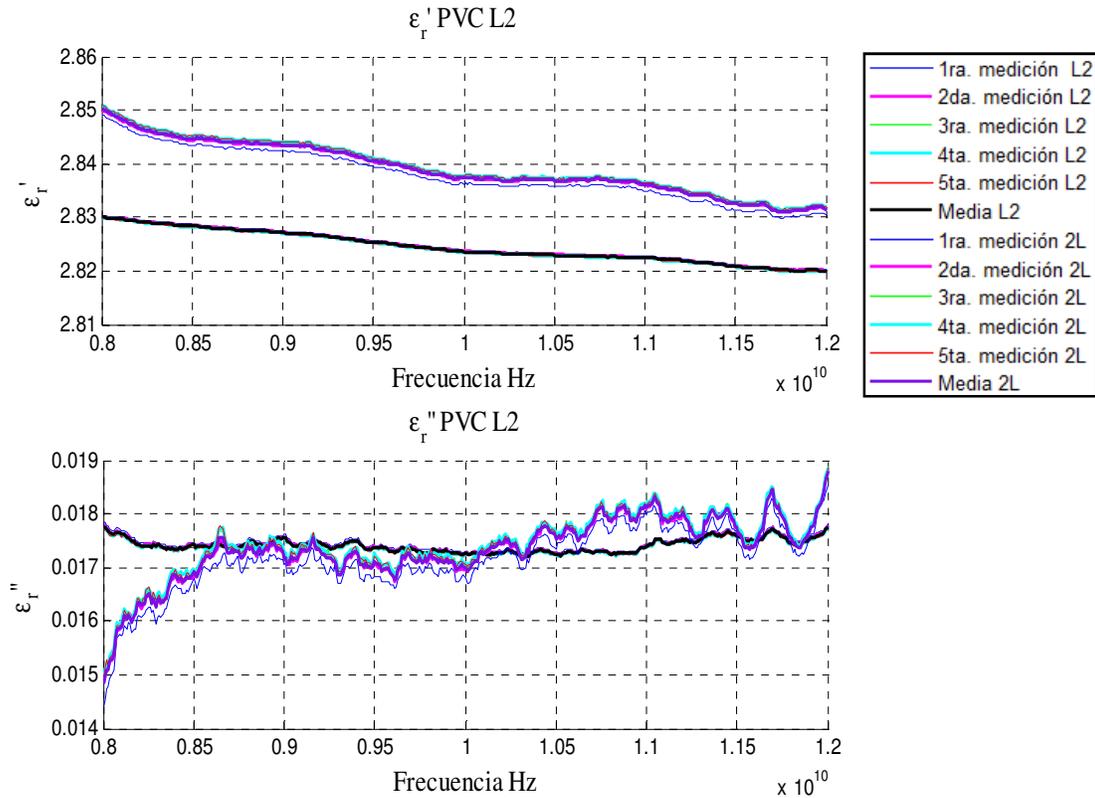


Figura 50. ϵ_r de PVC L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

VII. Tabla de resultados para la línea larga de PVC.

Min. \bar{x} de ϵ'	L2	2.81998050784749
Max. \bar{x} de ϵ'	L2	2.83011153767002
Min. \bar{x} de ϵ''	L2	0.0172097546831562
Max. \bar{x} de ϵ''	L2	0.0177606034456063
Min. \bar{x} de ϵ'	2L	2.83103754637625
Max. \bar{x} de ϵ'	2L	2.85035945711752
Min. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0148423564327319
Max. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0187918042865335

VI.4.3.5 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para PVC L2, varias medidas

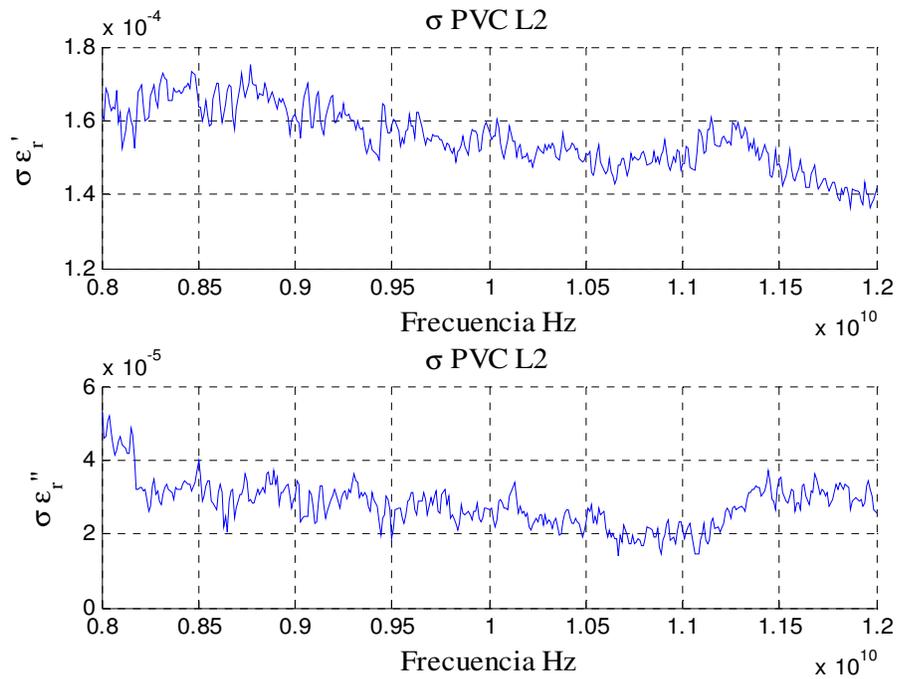


Figura 51. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para PVC L2, varias medidas.

VI.4.3.6 Pérdidas tangenciales δ de PVC L2, varias medidas.

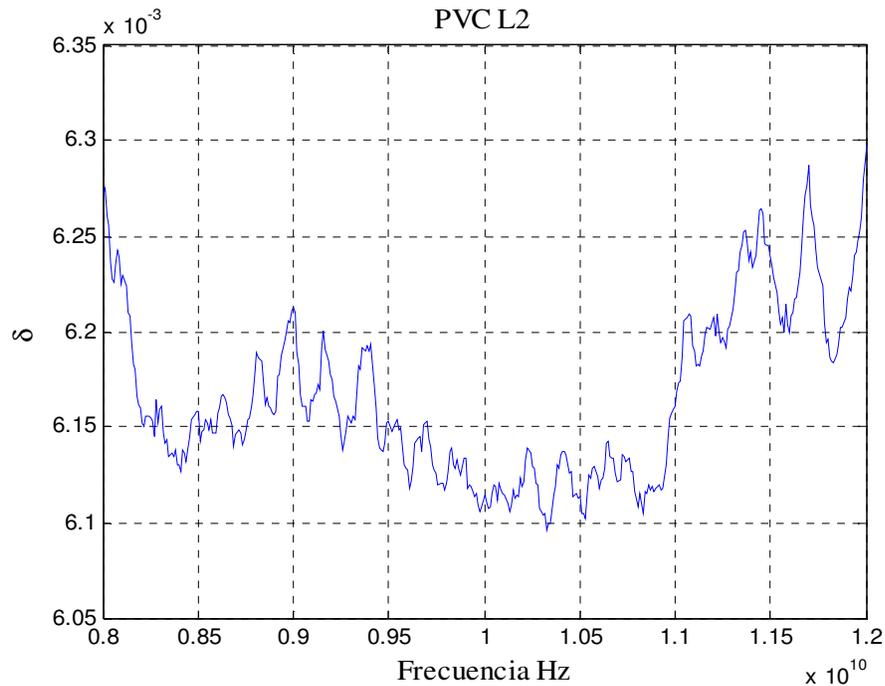


Figura 52. Pérdidas tangenciales δ de PVC L2, varias medidas.

VI.4.4 Nylon

VI.4.4.1 ϵ_r de Nylon L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

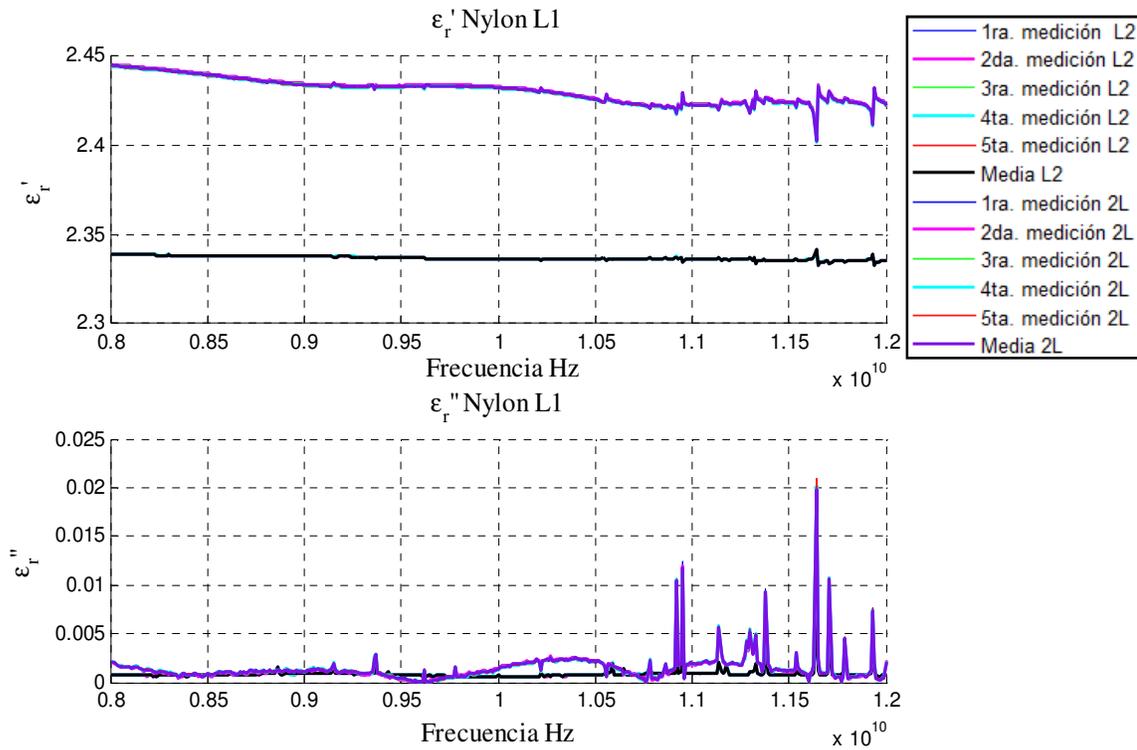


Figura 53. ϵ_r de Nylon L1 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

VIII. Tabla de resultados para la línea corta de Nylon.

Min. \bar{x} de ϵ'	L1	2.33275922049679
Max. \bar{x} de ϵ'	L1	2.34206610437178
Min. \bar{x} de ϵ''	L1	0.000556100371000697
Max. \bar{x} de ϵ''	L1	0.00630386340461794
Min. \bar{x} de ϵ'	2L	2.40282080413091
Max. \bar{x} de ϵ'	2L	2.44510034714926
Min. \bar{x} de ϵ''	2L	5.12324584484154e-005
Max. \bar{x} de ϵ''	2L	0.0198431146749757

VI.4.4.2 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Nylon L1, varias medidas.

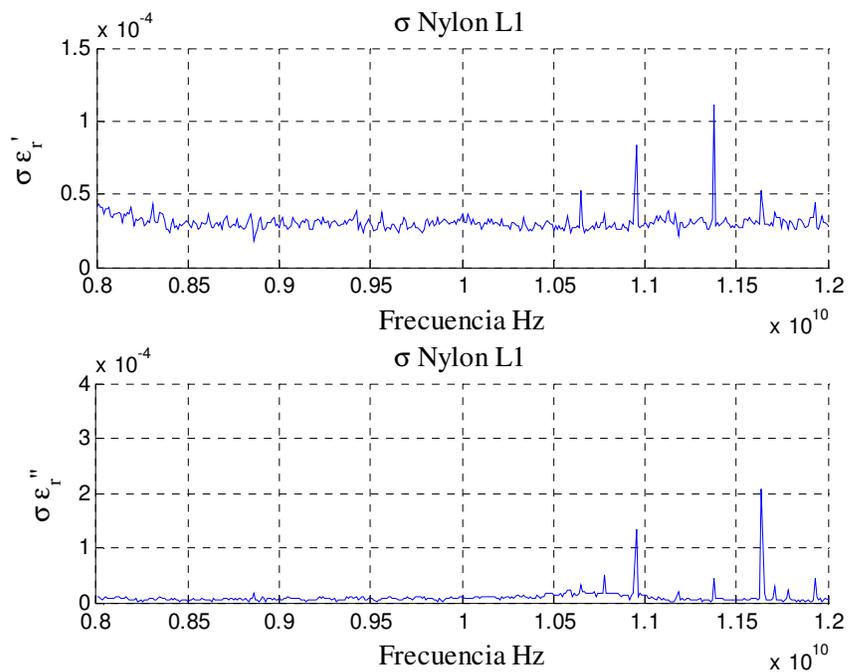


Figura 54. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Nylon L1, varias medidas.

VI.4.4.3 Pérdidas tangenciales δ de Nylon L1, varias medidas.

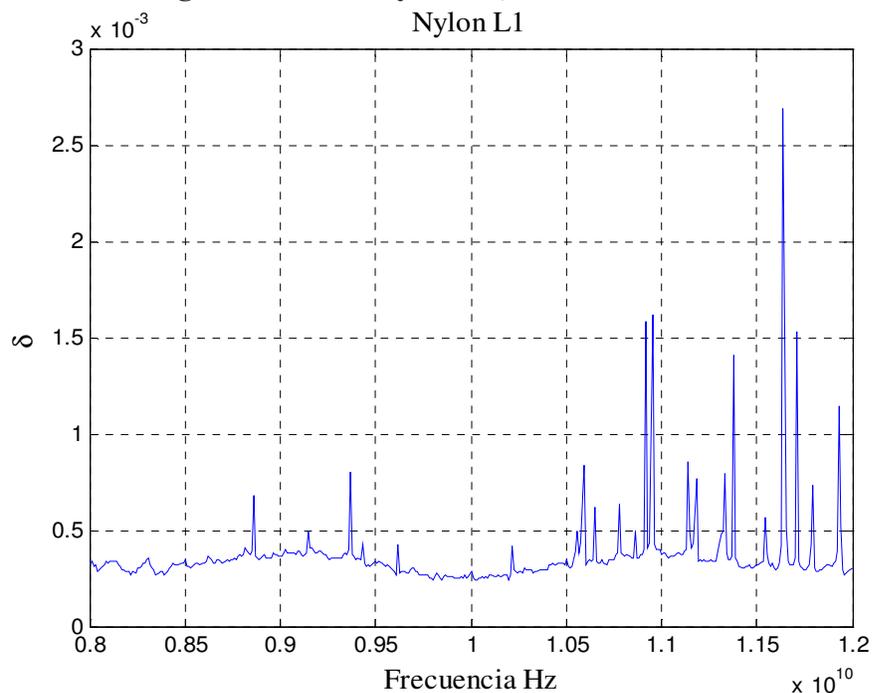


Figura 55. Pérdidas tangenciales δ de Nylon L1, varias medidas.

VI.4.4.4 ϵ_r de Nylon L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

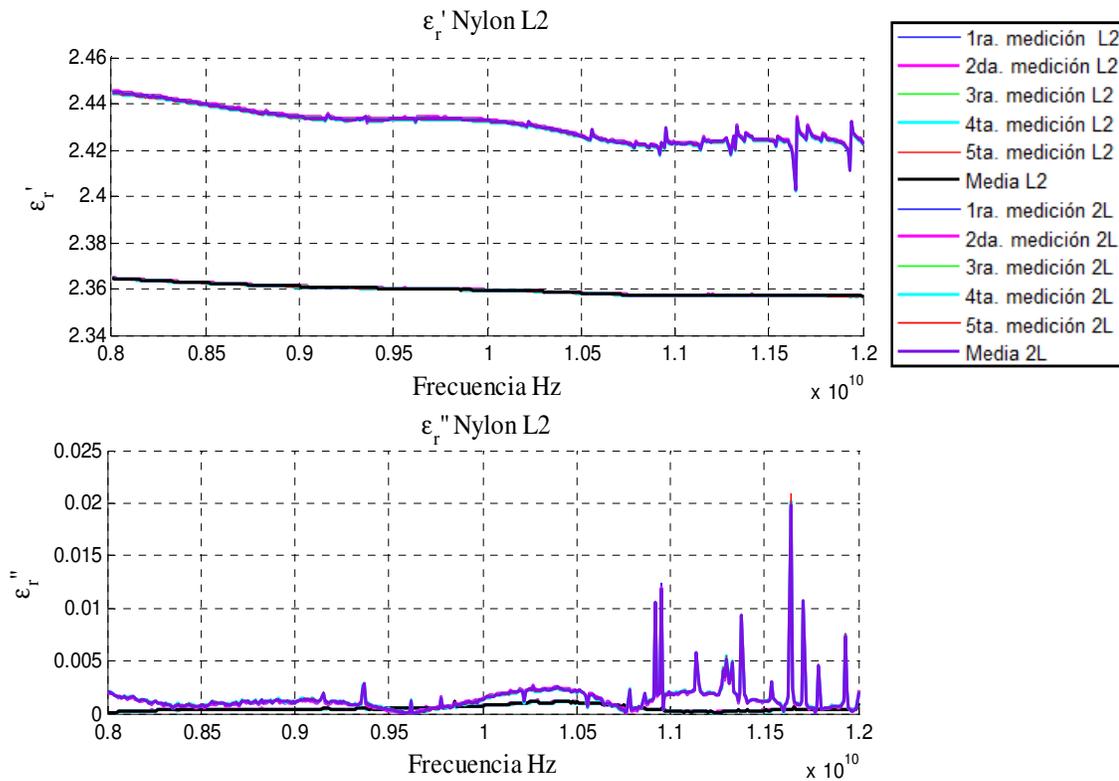


Figura 56. ϵ_r de Nylon L2 aplicando las técnicas thru-línea y 2 Líneas.

IX. Tabla de resultados para la línea larga de Nylon.

Min. \bar{x} de ϵ'_r L2L	2.35652772903007
Max. \bar{x} de ϵ'_r L2L	2.36458507877745
Min. \bar{x} de ϵ''_r L2L	9.04042700232798e-005
Max. \bar{x} de ϵ''_r L2L	0.00122305798801353
Min. \bar{x} de ϵ'_r 2L	2.40282080413091
Max. \bar{x} de ϵ'_r 2L	2.44510034714926
Min. \bar{x} de ϵ''_r 2L	5.12324584484154e-005
Max. \bar{x} de ϵ''_r 2L	0.0198431146749757

VI.4.4.5 Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Nylon L2, varias medidas.

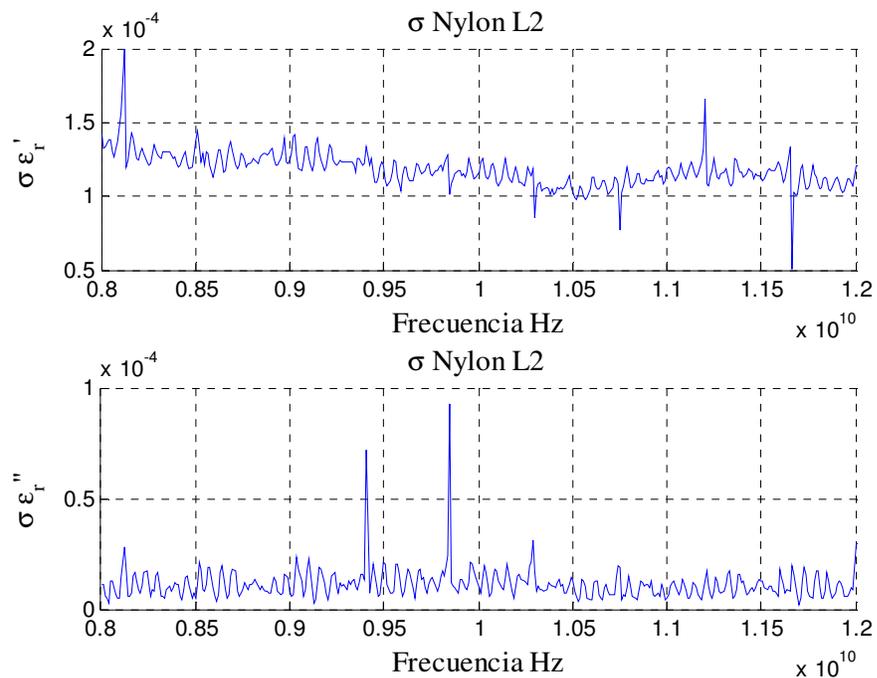


Figura 57. Desviación estándar σ de ϵ_r' y ϵ_r'' para Nylon L2, varias medidas.

VI.4.4.6 Pérdidas tangenciales δ de Nylon L2 para varias medidas.

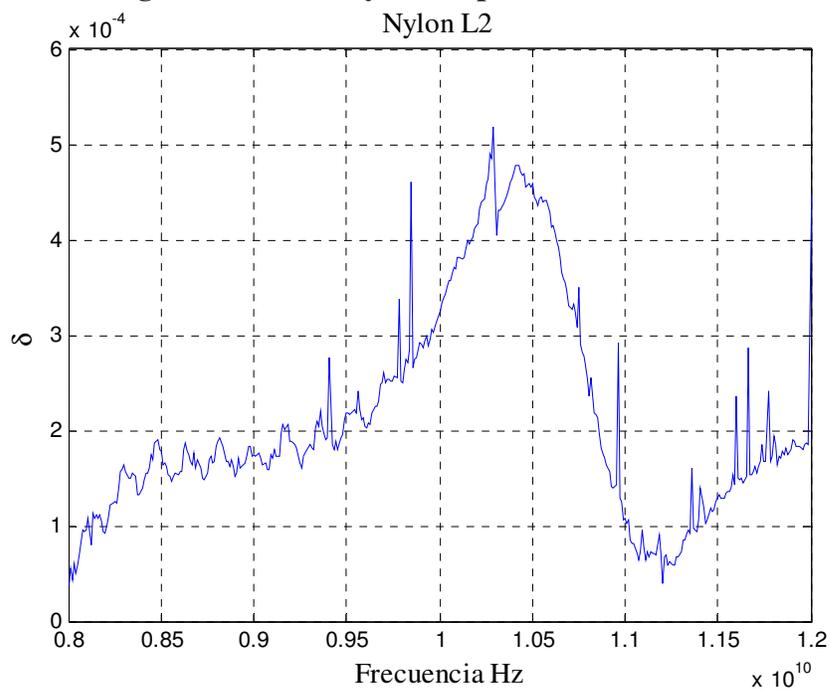


Figura 58. Pérdidas tangenciales δ de Nylon L2, varias medidas.

VI.5 Resultados utilizando el analizador de redes calibrado.

VI.5.1 Descripción de la técnica.

La técnica dependiente de la calibración como su nombre lo dice utiliza un analizador de redes calibrado en los planos de la guía de onda. Las técnicas de calibración utilizadas para calibrar el analizador de redes son: TRL (Thru-Reflect-Line) y TRM (Thru-Reflect-Match).

La técnica TRL utiliza tres elementos de calibración para poder llevar a cabo la calibración, el primero es la conexión thru, esta conexión se hace conectando directamente las dos transiciones coaxial-guía de onda (Figura 27), y midiendo los parámetros S de ésta conexión, el segundo elemento son los cortos desplazados utilizados como “reflects”, los cuales se conectan en las transiciones coaxial-guía de onda que están en los puertos del ARV para poder obtener igual que en caso anterior los parámetros S de esa conexión (Figura 28), el tercer elemento es una línea, en este caso las guías de onda, estas guías se colocan entre las transiciones coaxial-guía de onda de ambos puertos (Figuras 30 y 31).

La técnica TRM utiliza tres estándares de calibración: un thru, un reflect para ambos puertos y un match para ambos puertos.

Para la técnica TRM, las dos primeras conexiones se hacen igual que en la técnica TRL, la diferencia entre ambas técnicas está en su última conexión, para la técnica TRM, la conexión donde se utilizan las guías cambia por una conexión en la que se colocan cargas de 50Ω en las transiciones coaxial-guía de onda que se encuentran en los puertos del ARV (ver figura 29).

Una vez medidos los elementos de calibración se utiliza el software LIMCAL para implementar las técnicas TRL y TRM. Con el ARV calibrado se miden los parámetros de dispersión de las guías de onda llenas con los materiales dieléctricos sólidos a caracterizar.

La técnica dependiente de la calibración para obtener la constante de propagación γ utiliza únicamente parámetros S de una línea.

La calibración del Analizador de redes fija los planos de referencia como se indica en la figura 59.

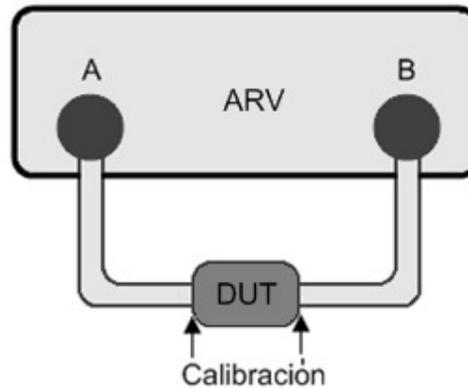


Figura 59. Técnica dependiente de la calibración.

VI.5.2 Aire

VI.5.2.1 ϵ_r de Aire L1 técnicas TRL y TRM.

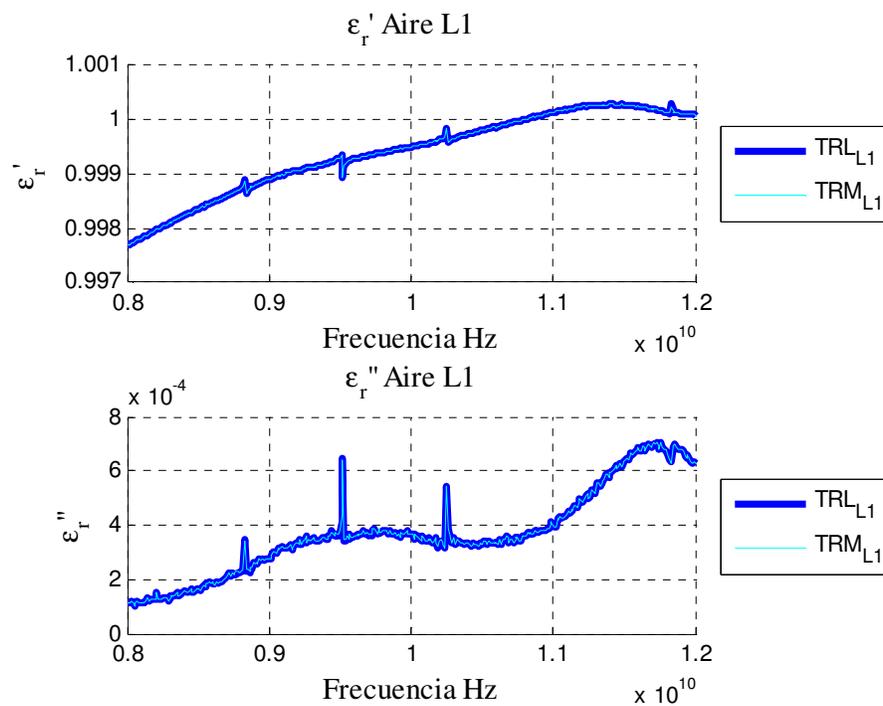


Figura 60. ϵ_r de Aire L1 técnicas TRL y TRM.

VI.5.2.2 Z_L del Aire para L1.

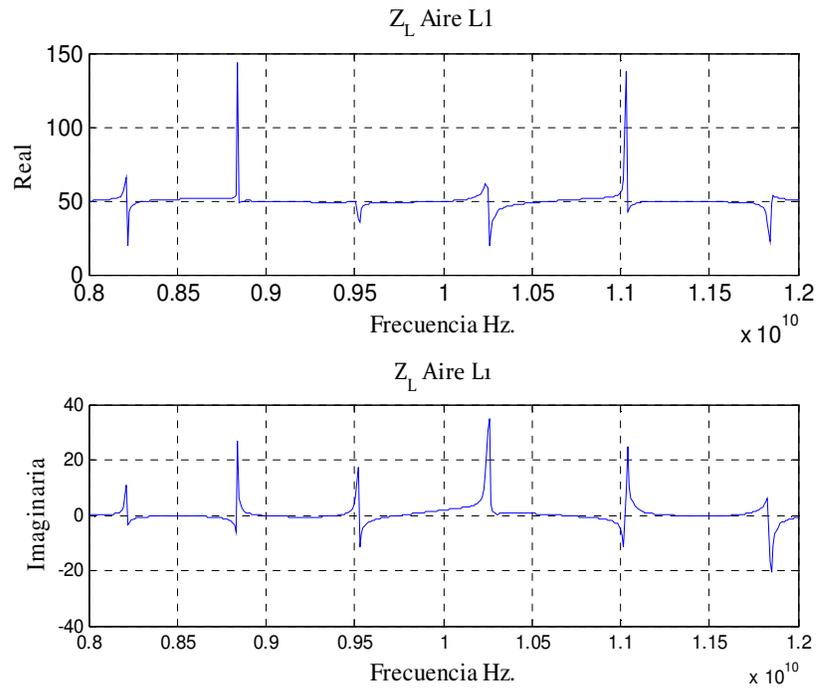


Figura 61. Z_L del Aire para L1.

VI.5.2.3 η del Aire para L1.

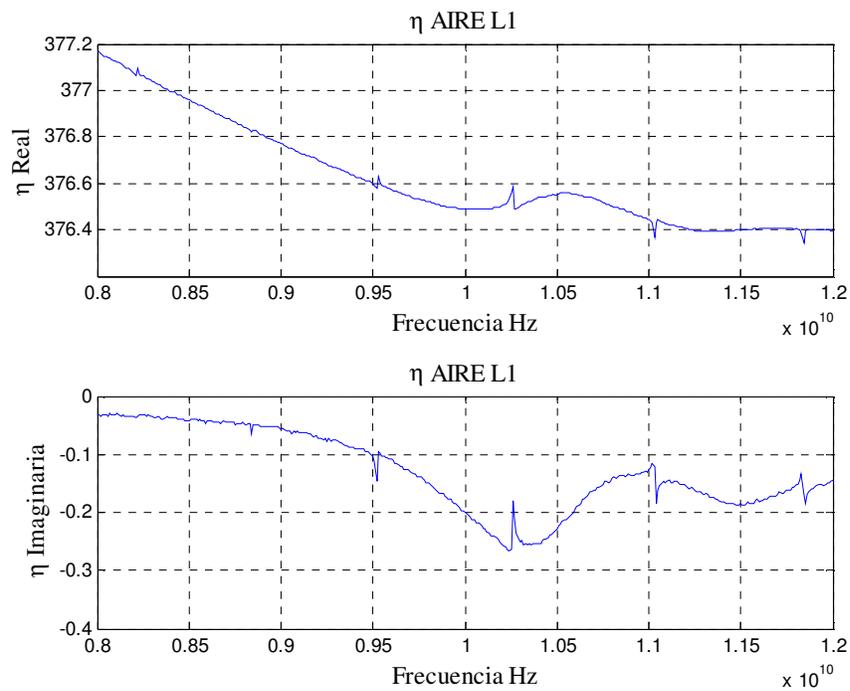


Figura 62. η del Aire para L1.

VI.5.2.4 ϵ_r de Aire L2 técnicas TRL y TRM.

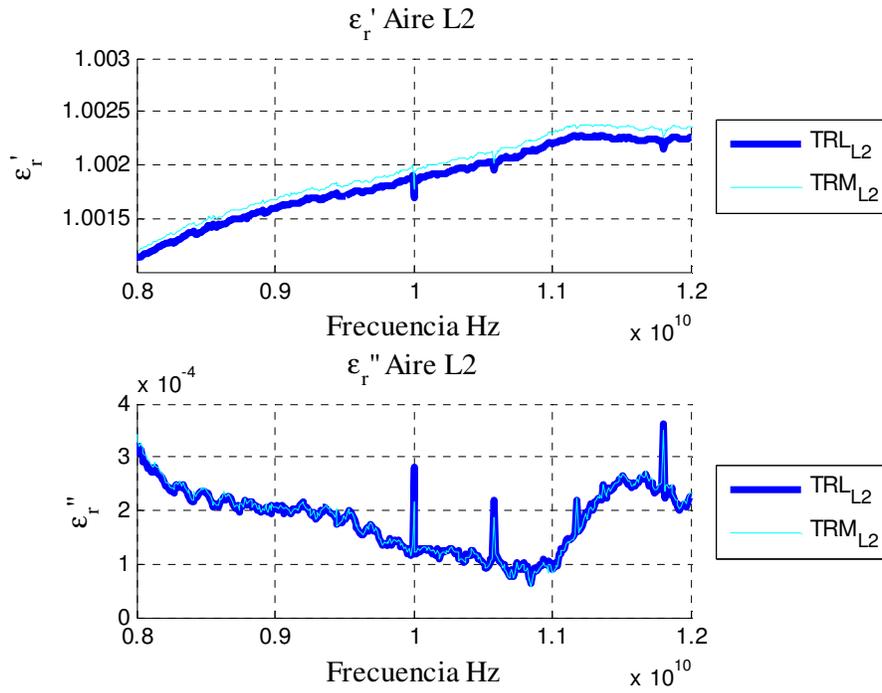


Figura 63. ϵ_r de Aire L2 técnicas TRL y TRM.

VI.5.2.5 Z_L del Aire para L2.

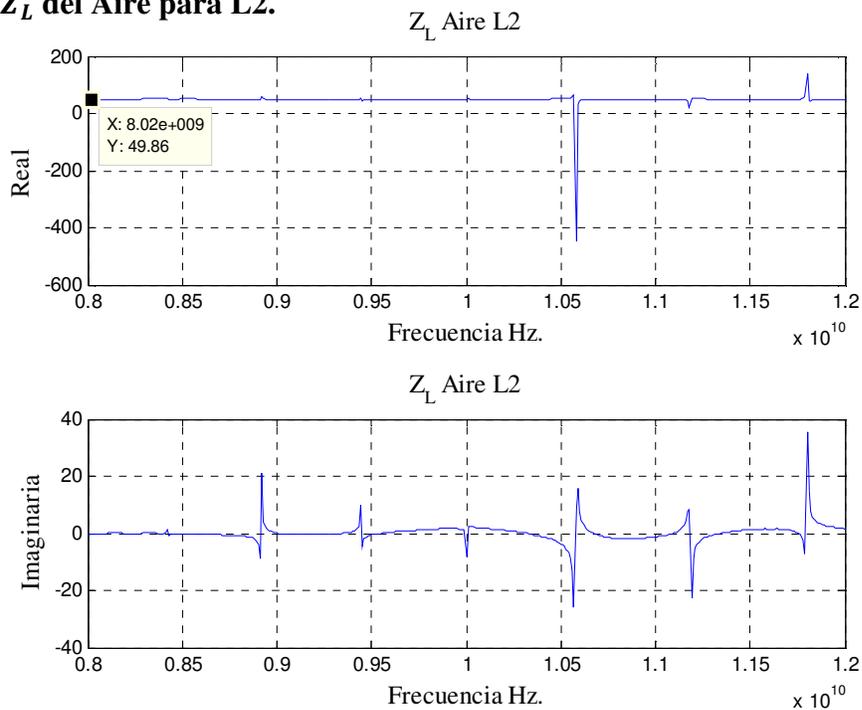


Figura 64. Z_L del Aire para L2.

VI.5.2.6 η del Aire L2.

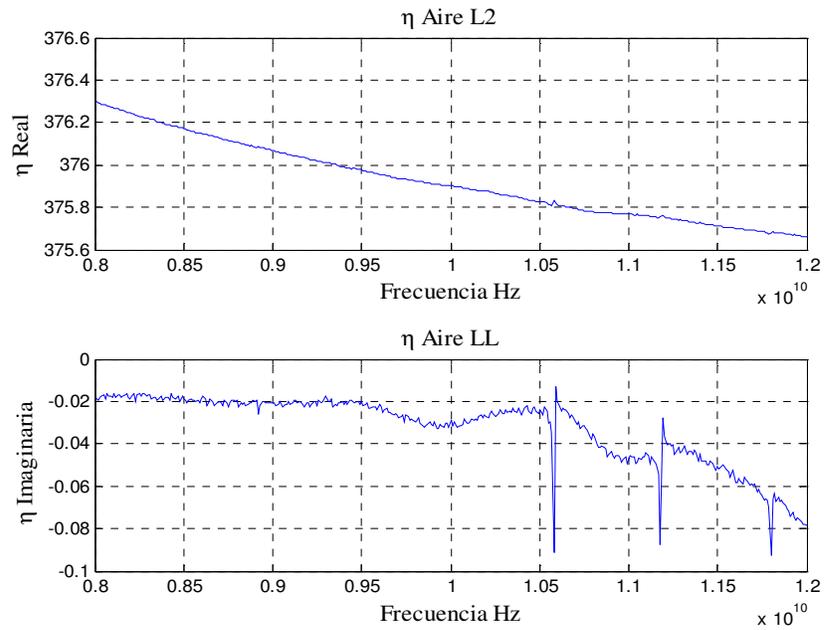


Figura 65. η del Aire L2.

VI.5.3 Black Delrin

VI.5.3.1 ϵ_r de Black Delrin L1.

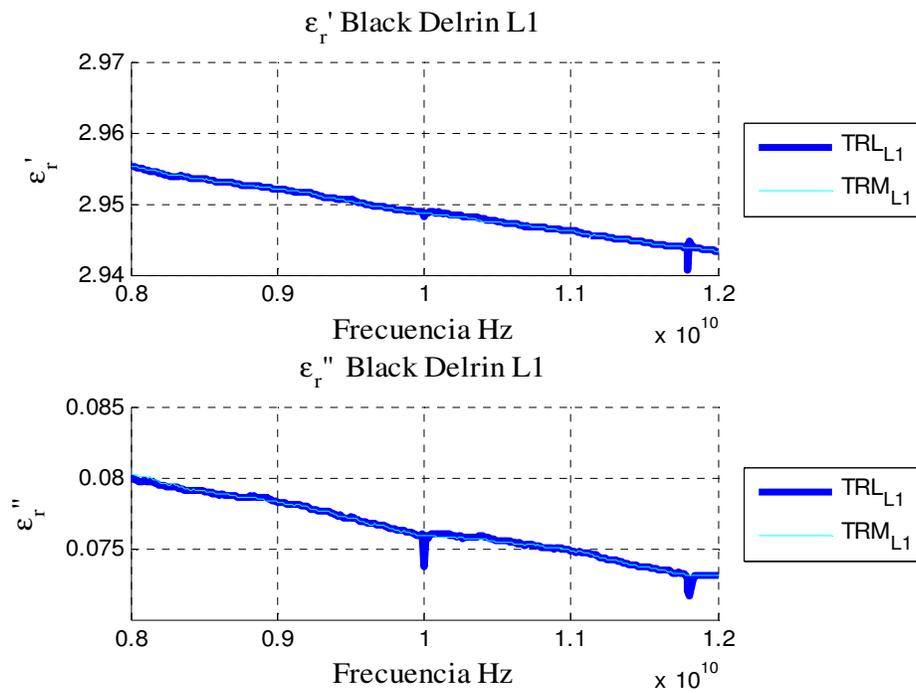


Figura 66. ϵ_r de Black Delrin L1.

VI.5.3.2 Z_L del Black Delrin para L1.

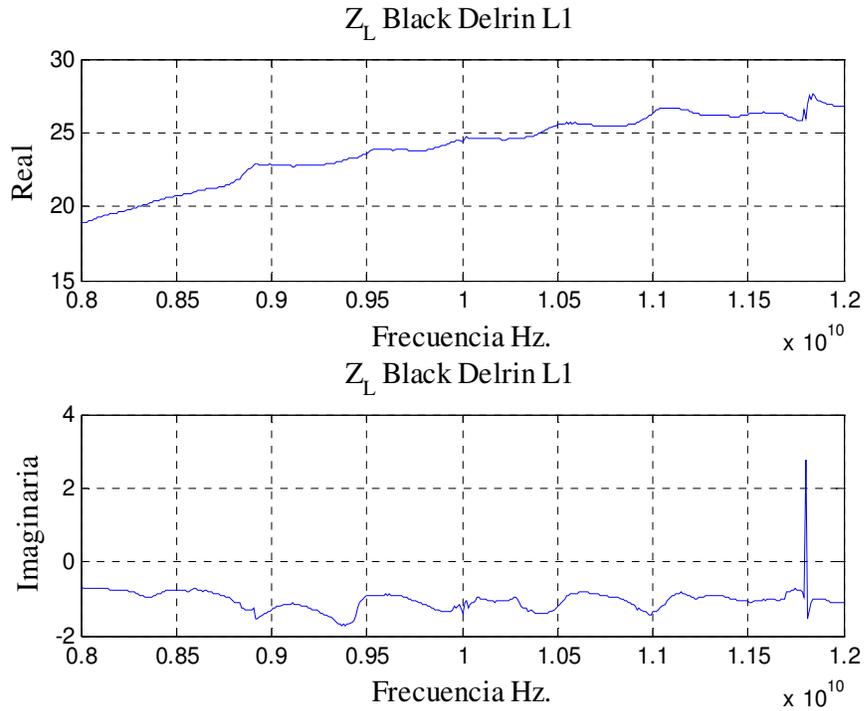


Figura 67. Z_L del Black Delrin para L1.

VI. 5.3.3 η de Black Delrin L1.

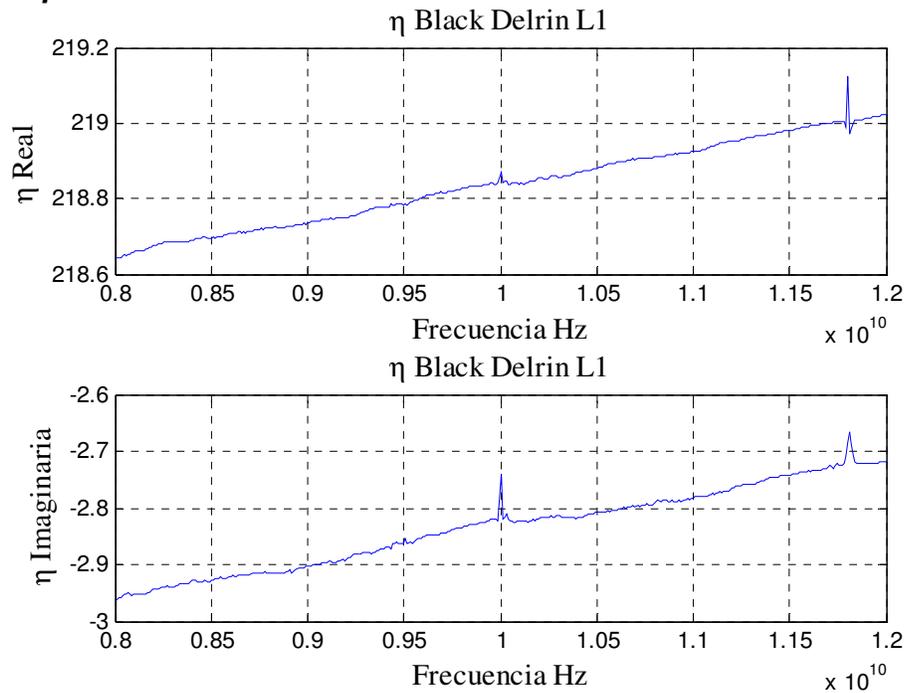


Figura 68. η de Black Delrin L1.

VI. 5.3.4 ϵ_r de Black Delrin L2.

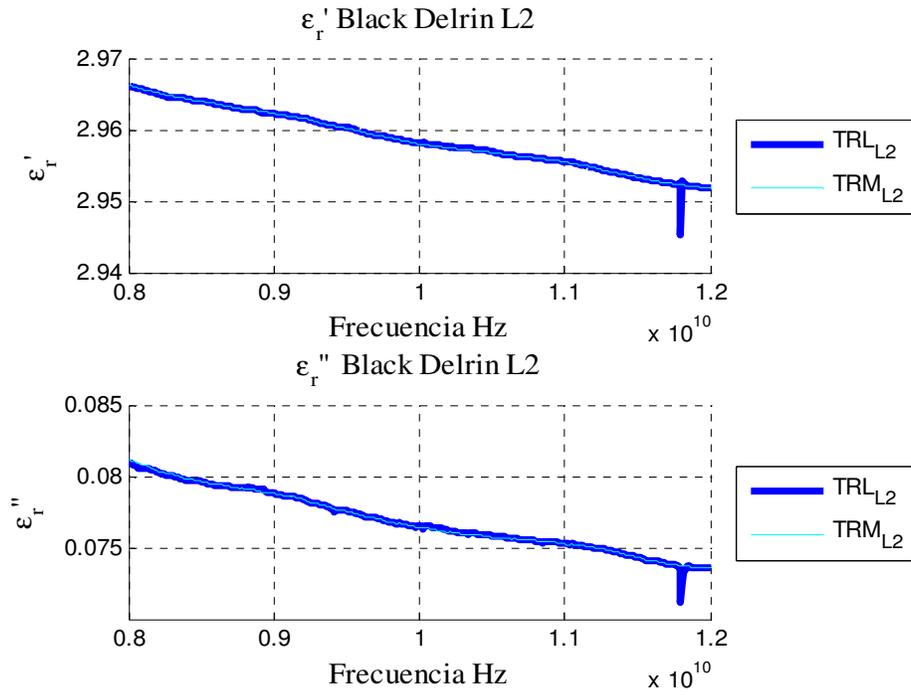


Figura 69. ϵ_r de Black Delrin L2.

VI. 5.3.5 Z_L de Black Delrin L2.

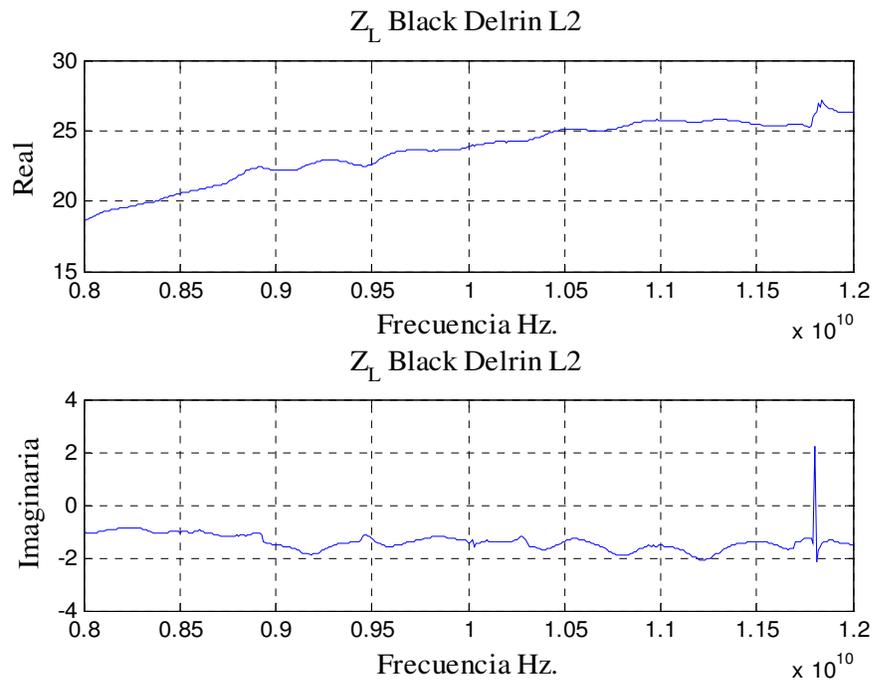


Figura 70. Z_L de Black Delrin L2.

VI.5.3.6 η de Black Delrin L2.

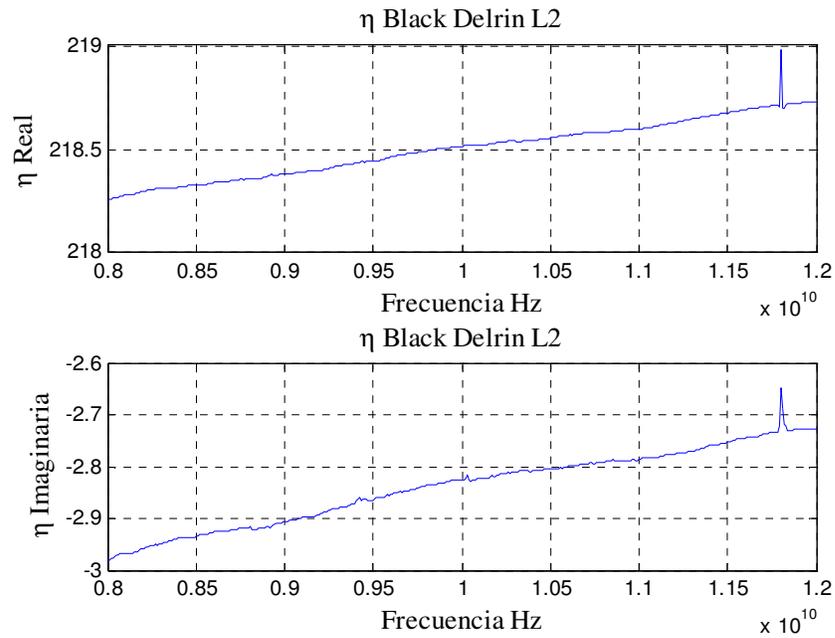


Figura 71. η de Black Delrin L2.

VI.5.4 PVC

VI.5.4.1 ϵ_r de PVC L1.

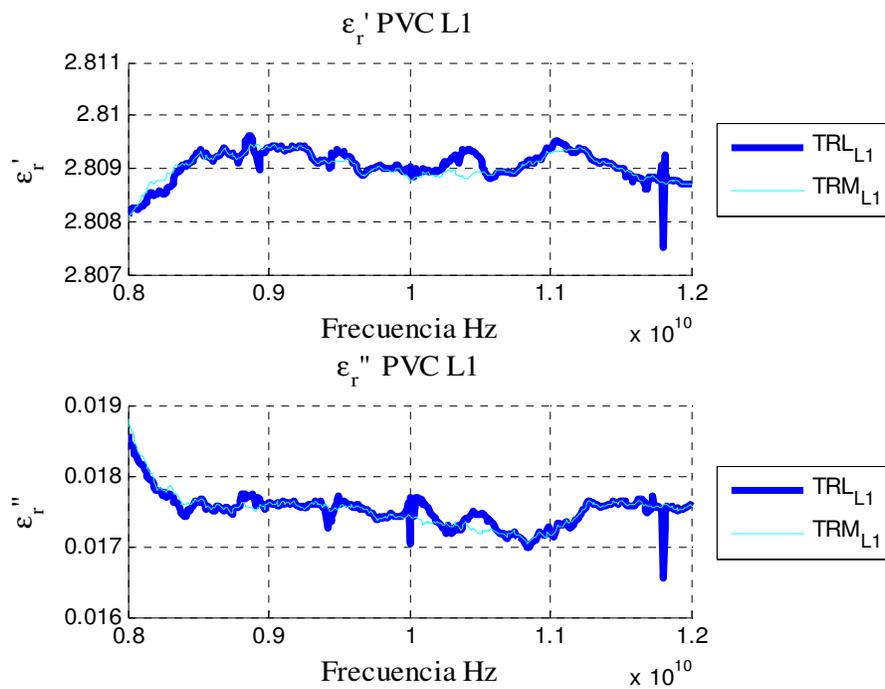


Figura 72. ϵ_r de PVC L1.

VI.5.4.2 Z_L de PVC L1.

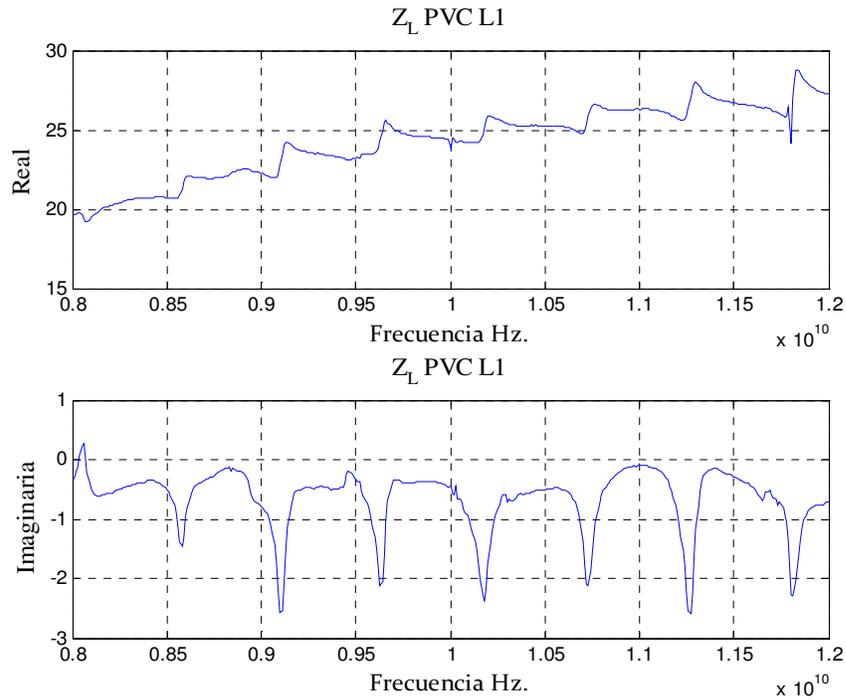


Figura 73. Z_L de PVC L1.

VI.5.4.3 η de PVC L1.

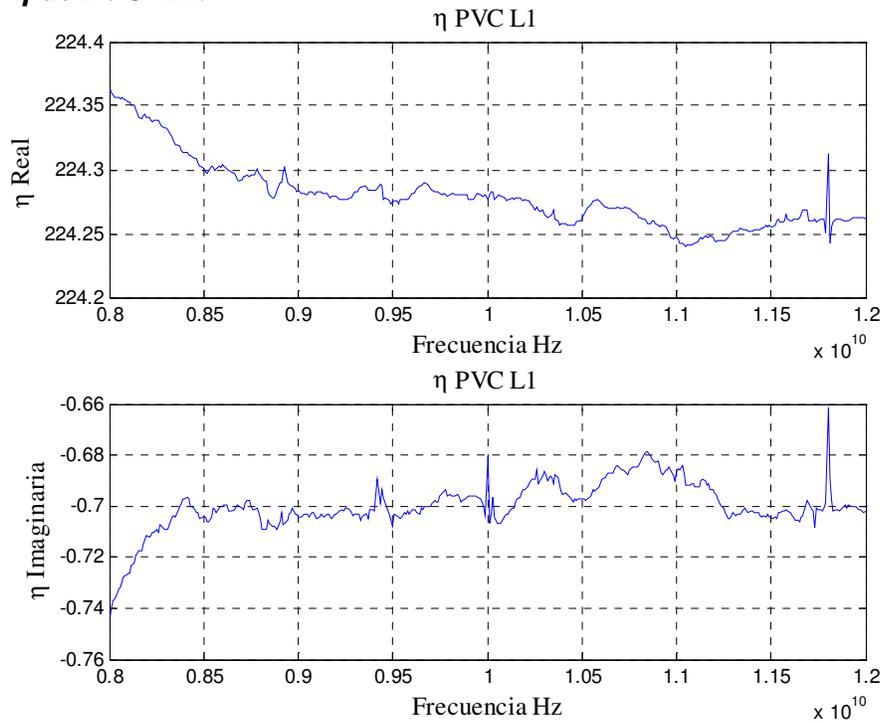


Figura 74. η de PVC L1.

VI.5.4.4 ϵ_r de PVC L2.

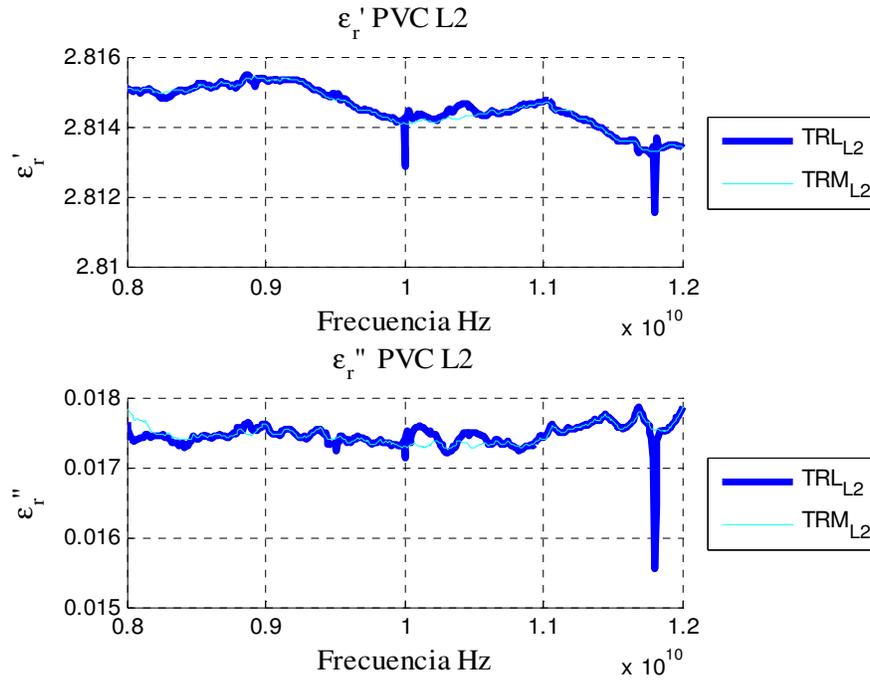


Figura 75. ϵ_r de PVC L2.

VI.5.4.5 Z_L de PVC L2.

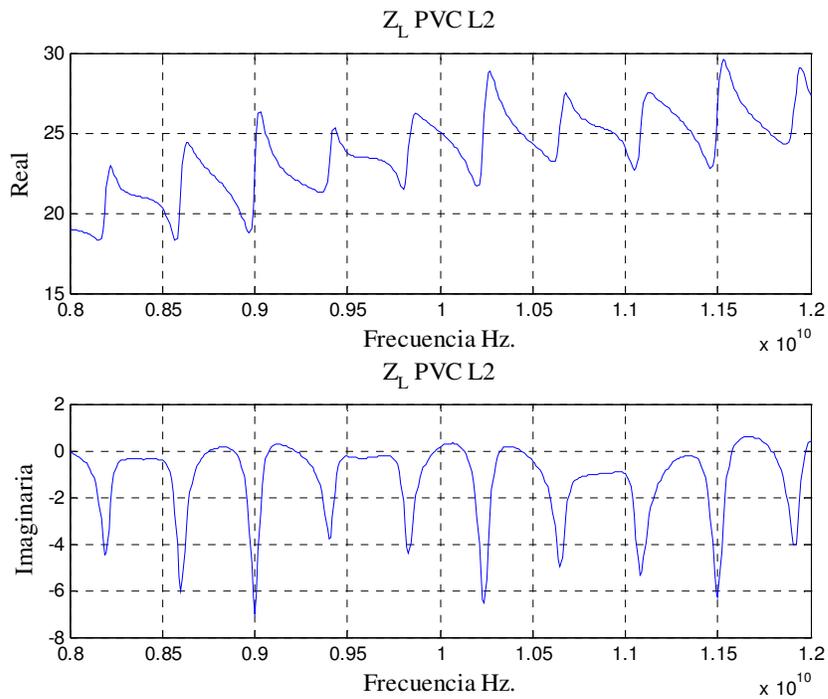


Figura 76. Z_L de PVC L2.

VI.5.4.6 η de PVC L2.

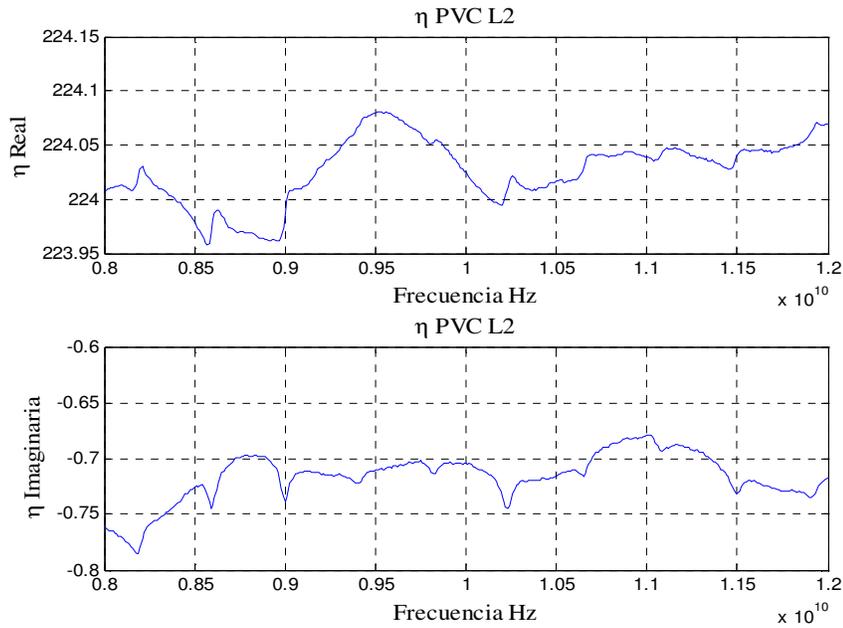


Figura 77. η de PVC L2.

VI.5.5 Nylon

VI.5.5.1 ϵ_r de Nylon L1.

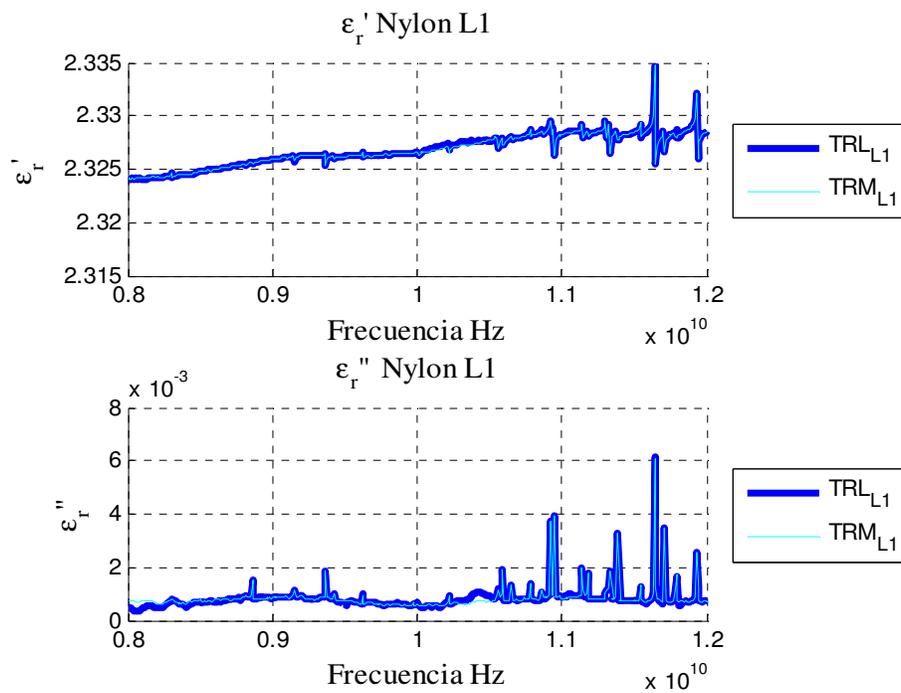


Figura 78. ϵ_r de Nylon L1.

VI.5.5.2 Z_L de Nylon L1.

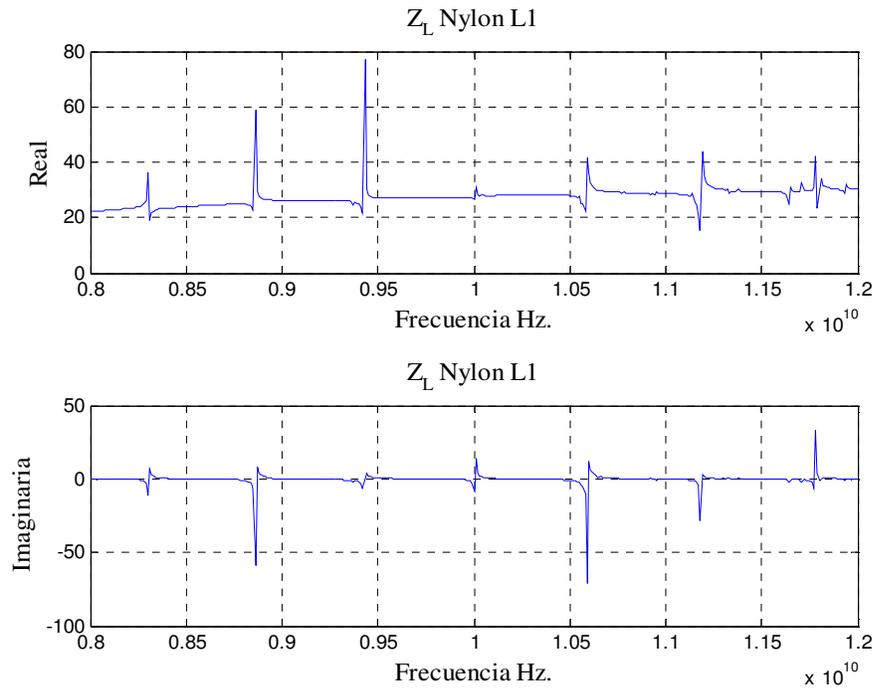


Figura 79. Z_L de Nylon L1.

VI.5.5.3 η de Nylon L1.

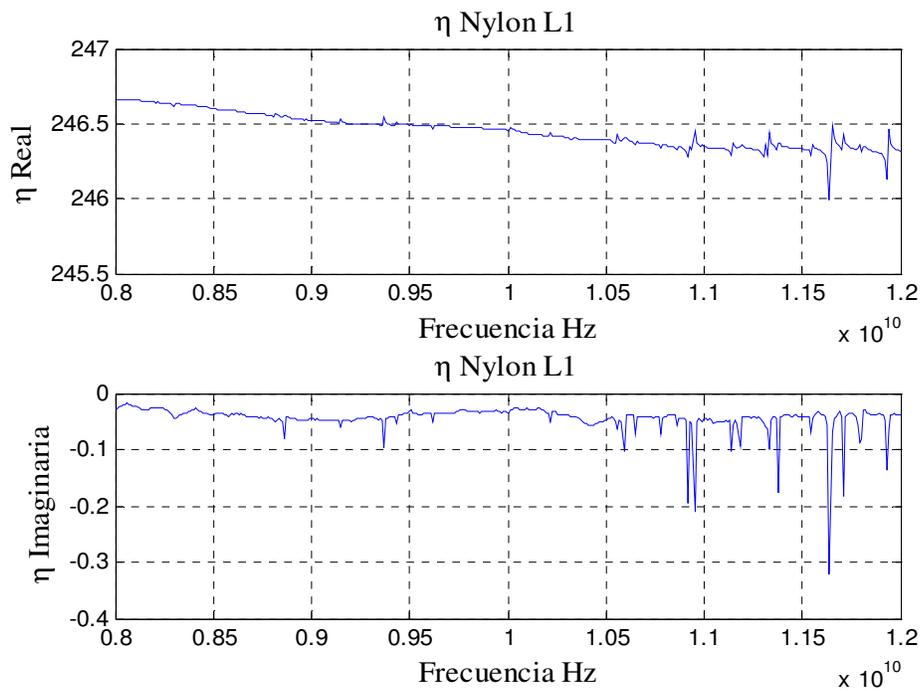


Figura 80. η de Nylon L1.

VI.5.5.4 ϵ_r de Nylon L2.

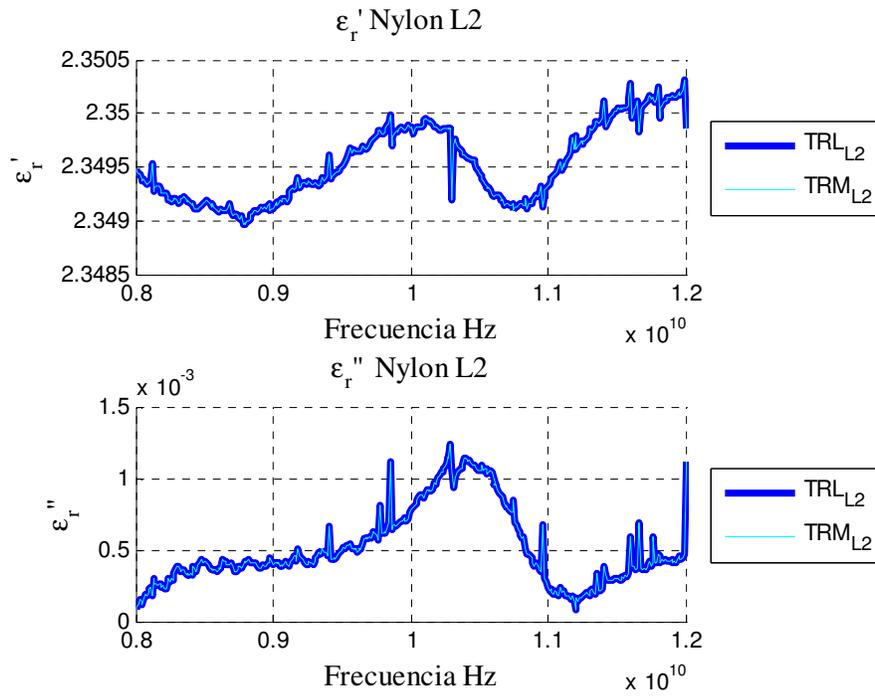


Figura 81. ϵ_r de Nylon L2.

VI.5.5.5 Z_L de Nylon L2.

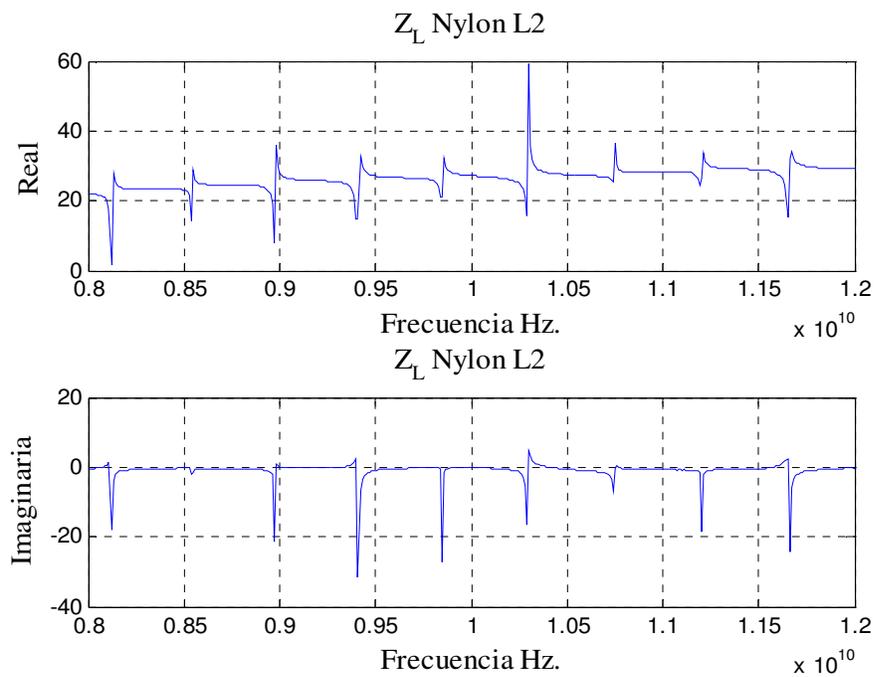


Figura 82. Z_L de Nylon L2.

VI.5.5.6 η de Nylon L2.

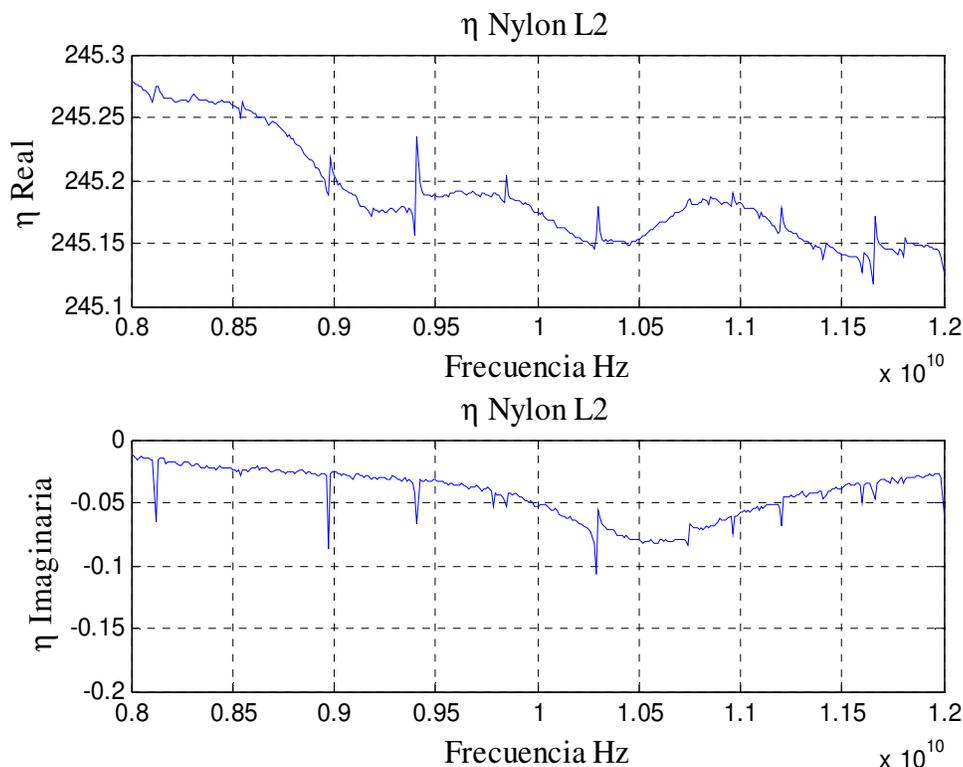


Figura 83. η de Nylon L2.

VI.6 Comparación entre técnicas dependientes de la calibración (calibradas) e independientes de la calibración (sin calibrar).

Es importante hacer una comparación entre las distintas técnicas que se aplicaron para obtener la constante dieléctrica ϵ_r de los distintos materiales que se utilizaron durante este trabajo de tesis.

Como se ha mostrado para determinar la constante dieléctrica compleja se aplicaron técnicas independientes de la calibración (sin calibrar el ARV): thru-línea y 2 líneas (línea-línea) y técnicas dependientes de la calibración (llamadas técnicas calibradas): TRL y TRM. De los resultados de la comparación entre estas técnicas (Figura 84), se puede observar que las técnicas: TRL, TRM y thru-línea arrojan

resultados semejantes. Con respecto a la técnica de 2 líneas se observa que es la que predice una constante dieléctrica mayor que las calculadas con las otras técnicas. Una posible causa de esta diferencia es la falta de uniformidad de las guías de onda, como se mencionó anteriormente las guías de onda no son uniformes en sus dimensiones físicas.

VI.6.1 Comparación entre técnicas dependientes e independientes de la calibración para Aire L1.

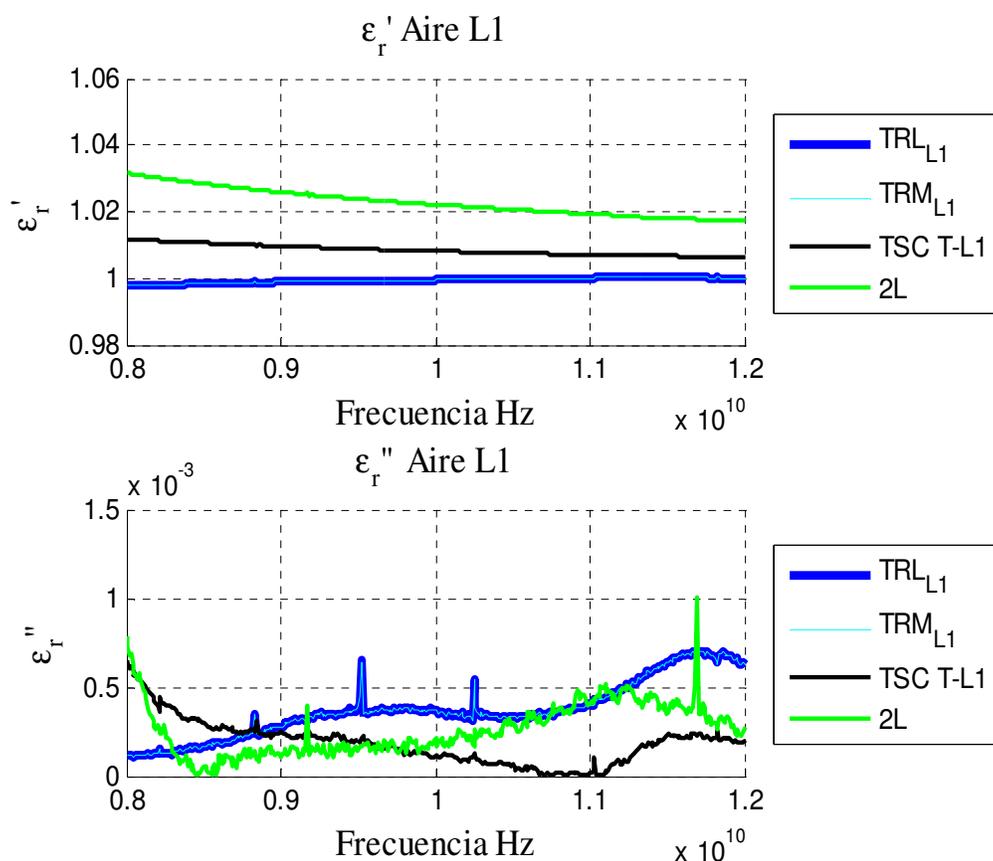


Figura 84. Comparación entre técnicas dependientes e independientes de la calibración para Aire L1.

Otra posible causa de las variaciones entre estas cuatro técnicas puede ser el acoplamiento entre guías de onda, es decir: al utilizar la técnica thru-línea o la técnica de

2 líneas puede existir un ligero desacoplamiento entre las bocas de las guías de onda, lo que se puede traducir en estas variaciones. En el caso de las técnicas dependientes de la calibración éste desacoplamiento no parece influir ya que sólo utilizan los parámetros de dispersión (parámetros S) de una sola línea.

Si comparamos las técnicas TRL, TRM, thru-línea y 2 líneas podemos ver que las técnicas dependientes de la calibración presentan menos dispersión. La decisión de utilizar una u otra técnica depende de si se cuenta o no con los kits de calibración necesarios para aplicar las técnicas TRL y TRM. Cabe mencionar que el utilizar técnicas independientes de la calibración facilita el trabajo pero para poder utilizar éstas técnicas es necesario corregir los errores de desadaptación de fuente (errores de switcheo), si no se cuenta con ésta posibilidad, lo más recomendable es utilizar técnicas dependientes de la calibración.

CAPÍTULO VII

CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

VII.1 Conclusiones

En este trabajo de tesis se estudió el tema de la medida de la constante dieléctrica ϵ_r en dieléctricos sólidos. Utilizando el método de 2 líneas se estudiaron distintos procedimientos para determinar la constante de propagación γ y utilizarla para determinar la constante dieléctrica ϵ_r .

De los distintos procedimientos estudiados para determinar la constante de propagación, se concluye que el procedimiento más eficaz es el basado en la utilización de los parámetros de transmisión desarrollado por [J.A Reynoso-Hernández 2003]. La ventaja de este procedimiento es la obtención de un vector de onda λ continuo, lo que facilita la obtención de la constante de propagación γ . Una vez obtenida la constante de propagación γ , es posible determinar la constante dieléctrica compleja ϵ_r utilizando tanto técnicas dependientes como independientes de la calibración, la diferencia recae en el uso de estándares de calibración y en el tiempo requerido para llevarlas a cabo.

De los resultados obtenidos experimentalmente se puede observar que debido a la no-uniformidad en las dimensiones físicas de las guías de onda, al aplicar la técnica 2L (o línea-línea), el valor de la constante dieléctrica ϵ_r se ve afectado. La posibilidad de que la constante dieléctrica ϵ_r en la técnica 2L se hubiese visto afectada debido a posibles errores sistemáticos en las medidas se descartó con un estudio estadístico. El estudio estadístico consistió en realizar una serie de 5 mediciones para cada material tanto en las técnicas dependientes como independientes de la calibración, calculando con estos datos su desviación estándar. Como se pudo observar de la Figura 34, la desviación

estándar σ para las distintas medidas es del orden de 10^{-4} lo cual no es significativo comparado contra los valores de ε_r obtenidos, esto indica que el problema no se encuentra en las mediciones, por lo cual esta posibilidad puede ser descartada.

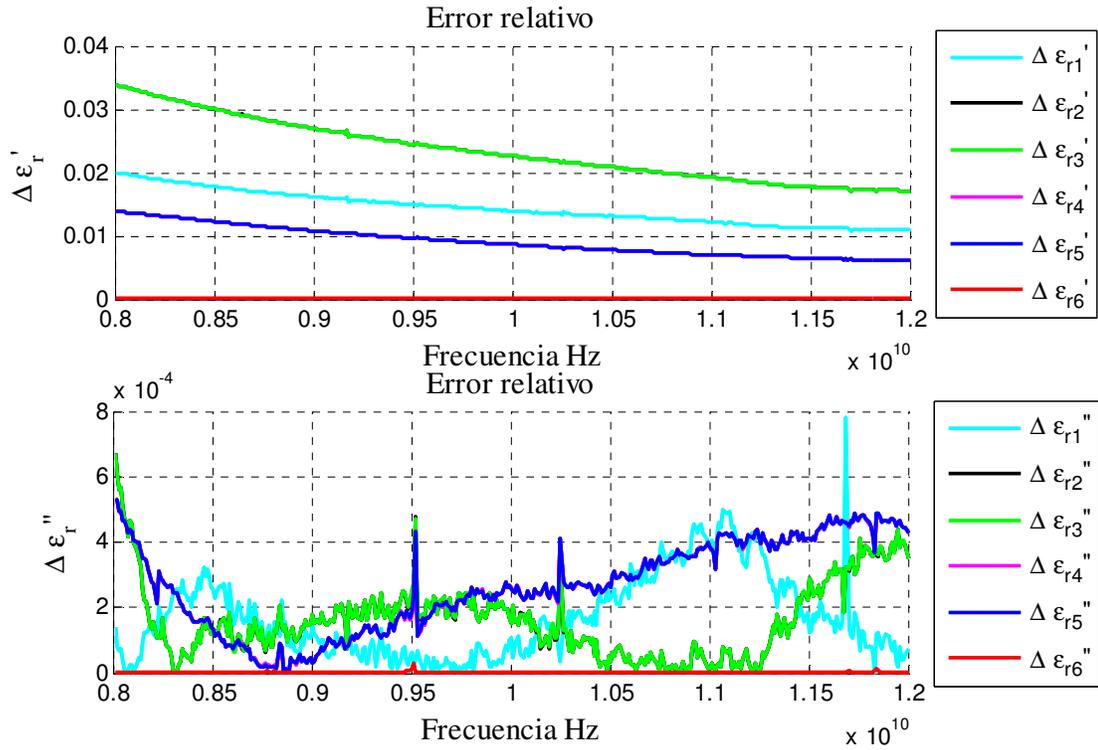


Figura 85. Error relativo para Aire L1 entre las distintas técnicas.

De la Figura 85 podemos observar el error relativo entre las constantes dieléctricas medidas utilizando las distintas técnicas, donde:

$$\Delta\varepsilon_{r1} = |\varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2}|$$

$$\Delta\varepsilon_{r2} = |\varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r3}|$$

$$\Delta\varepsilon_{r3} = |\varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r4}|$$

$$\Delta\varepsilon_{r4} = |\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r3}|$$

$$\Delta\varepsilon_{r5} = |\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r4}|$$

$$\Delta\varepsilon_{r6} = |\varepsilon_{r3} - \varepsilon_{r4}|$$

ε_{r1} es la constante dieléctrica para la técnica de 2 líneas.

ε_{r2} es la constante dieléctrica para la técnica sin calibrar thru-línea.

ε_{r3} es la constante dieléctrica para la técnica dependiente de la calibración TRL.

ε_{r4} es la constante dieléctrica para la técnica dependiente de la calibración TRM.

Al comparar los resultados obtenidos en la Figura 84 con los valores teóricos publicados $\varepsilon'_{rAir e} = 1.0059$ [Koshkin N. I, et al., 1975], la técnica que más se aproxima a éstos resultados es la técnica dependiente de la calibración (TRL o TRM), ahora si se toma como referencia $\varepsilon'_{rAir e} = 1.0303$ obtenida utilizando técnicas resonantes [Lobato Morales Humberto, et al., 2010], la técnica que muestra una mejor respuesta es la de 2 líneas.

De la Figura 85 se puede observar que el máximo error relativo es de 0.033, el cual es el error entre la técnica de 2 líneas y las técnicas dependientes de la calibración TRL y TRM. Si tomamos como referencia $\varepsilon'_{rAir e} = 1.0303$, o $\varepsilon'_{rAir e} = 1.0059$ el error relativo para ambos casos es $< 3.3\%$. Dado que no existe una diferencia significativa entre técnicas dependientes e independientes de la calibración, y considerando el tiempo y trabajo requeridos para utilizar los parámetros S de las líneas con una técnica dependiente de la calibración, se opta por trabajar con técnicas independientes de la calibración, habiendo ya demostrado su eficiencia y el poco trabajo requerido en comparación con las técnicas dependientes de la calibración. Como se ha mencionado anteriormente, es importante destacar el hecho de que las técnicas independientes de la calibración requieren de la corrección de los errores de desadaptación de fuente (errores de switcheo), si no se cuenta con ésta posibilidad lo más recomendable es utilizar técnicas dependientes de la calibración.

Como se mencionó al principio de éste trabajo, la constante dieléctrica ϵ_r es dependiente de la frecuencia, debido a esto es de esperarse que no sea un valor constante, es decir, que al ir aumentando la frecuencia la constante dieléctrica ϵ_r presente variaciones.

Es importante mencionar también que el utilizar muestras más grandes nos permite tolerar el error en las dimensiones físicas del dieléctrico, pequeñas variaciones en las dimensiones de las muestras suelen traducirse en cambios significativos en la constante dieléctrica ϵ_r . Además si se está trabajando con muestras de pequeña longitud las variaciones en las dimensiones son más significativas que si se trabaja con muestras de mayor longitud, i.e errores de 1mm en las dimensiones de la muestra son más importantes en líneas cortas que en líneas largas. Aunado a esto, está el hecho de que trabajar con muestras más pequeñas requiere trabajo de fabricación más fino, lo que se traduce también en costos de fabricación más elevados.

Por otro lado, si además de obtener la constante dieléctrica ϵ_r del material dieléctrico con el que se está trabajando se desean obtener otras características tales como la impedancia de la guía llena con dicho material dieléctrico Z_L o la impedancia de éste material dieléctrico η , se recomienda utilizar técnicas dependientes de la calibración ya que con técnicas independientes de la calibración no es posible obtener estas características.

VII.2 Trabajo futuro

Como trabajo futuro de esta tesis se proponen los siguientes puntos:

- Utilizar guías de onda que sean más homogéneas en sus dimensiones físicas para ver los resultados que se obtienen al utilizar la técnica 2L (línea-línea).

- Probar técnicas en las que se utilizan muestras de material dieléctrico más delgadas, comparando los resultados obtenidos con las técnicas presentadas en este trabajo de tesis.
- Probar la técnica de perturbación de cavidades, utilizando guías de onda.
- Medir materiales dieléctricos líquidos como: agua, alcohol, solventes, etc.
- Medir materiales húmedos tales como la tierra de cultivo, estudiar la posibilidad de usar la técnica de guía de onda para determinar el contenido de humedad y nutrientes presentes en ella.
- Medir otros materiales dieléctricos sólidos como conchas de abulón y ver si ésta técnica puede ser aplicada para conocer de una manera no destructiva el nivel de madurez en el cultivo.
- Implementar la técnica de línea utilizando guía de onda con terminación en corto.
- Aplicar la técnica de línea utilizando líneas coaxiales.
- Implementar la técnica del espacio libre utilizando antenas para medir propiedades dieléctricas de materiales cuya temperatura es elevada.

REFERENCIAS

- Álvarez García J., 2008. Ondas Progresivas. , Definiciones y Conceptos. UNITEC. Notas de Curso. Inédito.
- Baker J., Jones C., 1995. Dielectric Measurements on Printed-Wiring and Circuit Boards, Thin Films, and Substrates: An Overview. *Materials Research Society* 381: 153-162.
- Bartley P., Begley S., 2006. *Materials Measurement*, Agilent Technologies. Notas de curso, Inédito.
- Begley S., 2006, Basics of measuring the dielectric properties of materials. Agilent Application Note. Notas de curso, Inédito.
- Begley S., 2005. *Electromagnetic Properties of Materials: Characterization at Microwave Frequencies and Beyond*, Agilent Technologies. Notas de curso, Inédito.
- Decretón M. and Ramachandraiah M. 1975. Members IEEE. Nondestructive Measurement of Complex Permittivity for Dielectric Slabs. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*. 23(12):1077-1080.
- Cataldo A. , Tarricone L., Vallone M., Attivissimo F., and Trotta A., 2008. Uncertainty Estimation in Simultaneous Measurements of Levels and Permittivities of Liquids Using TDR Technique. *IEEE transactions on instrumentation and measurements*, 57(3): 454 – 466.
- Cem U., 2008. A calibration independent method for accurate complex permittivity determination of liquid materials. *Review of Scientific Instruments*, 79(8): 114-118.
- Cem U., Associate Member IEEE, 2008. Calibration-Independent Method for Complex Permittivity Determination of Liquid and Granular Materials. *Electronics letters*, 44(9): 585-586.
- Cem U., Associate Member IEEE, 2008. A New Calibration-Independent Method for Complex Permittivity Extraction of Solid Dielectric Materials. *IEEE microwave and wireless component letters*, 18(12): 788-790.
- Dowding C., Huang F., and McComb P., 2000. Water pressure measurement with time domain probes, *Water Resour. Res.*, 36(9): 2461-2468.
- Hayt W. Jr., 1996. *Teoría electromagnética*. Ed. Mc Graw Hill, Quinta edición, México. 146-153 pp
- Koshkin N. I, Shirkévich M. 1975, *Manual de física elemental*. Edt. Mir, 124-125 pp.

Lobato Morales H., Corona Chávez A., Murthy D., Olvera Cervantes J., 2010. Complex permittivity measurements using cavity perturbation technique with substrate integrated waveguide cavities. IEEE transactions on instrumentation and measurements, 81(6): 704-708.

Moreno Theodore M., 1948, Microwave Transmission Design Data. Ed. Dover Publications inc. New York. 185-197pp.

Moret D., López M, and Arrue J., 2004. TDR application for automated water levels measurement from Mariotte reservoirs in tension disc infiltrometers, Journal of Hydrology, 297(1-4): 229-235.

López Mudarra M .,2000. Estudio de la carga de espacio en polímeros amorfos por espectroscopia dieléctrica, UPC Física e Ingeniería Nuclear. Notas de curso, Inédito.

Ball J., Member, IEEE, and Horsefield B, Student Member, IEEE, 1998. Resolving Ambiguity in Broadband Waveguide Permittivity Measurements on Moist Materials. IEEE transactions on instrumentation and measurements, 47(2): 390-392.

Ramo, W., and Van D., 1965. Fields and waves in communication electronics, Ed John Wiley & Sons Inc., United States of America, 420-442 pp.

Reitz R., Mildford F., Christy R., 1984. Fundamentos de la teoría electromagnética. Ed. Fondo Educativo Interamericano, Tercera edición, México, 363-388 pp.

Reynoso Hernández J.A, Estrada C., Parra T., Grenier K., and Graffeuil J., 1999. An Improved Method For The Wave Propagation Constant γ Estimation In Broadband Uniform Millimeter-Wave Transmission Line. Microwave and Optical Technology Letters, 22(4):268-271.

Reynoso Hernández J.A., 2003. Unified Method For Determining The Complex Propagation Constant γ Of Reflecting And Nonreflecting Transmission Lines. IEEE Microwave and Wireless Component Letters, 13(8):351-353.

Rojas J.A., Marcano L., Ramirez J., Gerrero J., 2009. Espectroscopía dieléctrica en el dominio de la frecuencia como herramienta de diagnóstico del aceite dieléctrico, XIII ERIAC décimo tercer encuentro regional iberoamericano de cigré. 24 al 28 de mayo. Notas de curso, Inédito.

Sadiku M. 2002, Elementos de Electromagnetismo. Ed. CECSA, Segunda reimpresión, México. 184-198 pp, 593-629 pp.

Teschi L. 2000, Propiedades eléctricas y magnéticas de los materiales, Notas de curso, Inédito.

Torres Betancort M. ,1999. Espectroscopía dieléctrica y otras propiedades físicas de tartrados simples: puros y dopados, Universidad De La Laguna, Departamento de Física Fundamental y Experimental, Tesis doctoral.

Venkatesh, M. y Raghavan G., 2005, An overview of dielectric properties measuring techniques. *Canadian Biosystems Engineering*, 47(7): 15-30

Wang Y. and Afsar M, 2003. Measurement of Complex Permittivity of Liquids Using Waveguide Techniques. Department of Electrical and Computer engineering tufts University, 161 College Avenue, Medford, MA 02155, USA. *Progress in electromagnetic research*, (42): 131-142.

Zajícek R., Vrba J., Novotný K. 2006. Evaluation of a Reflection Method on a Open-Ended Coaxial Line and its Use in Dielectric Measurements. *Acta polytechnic* , 16(5): 50-54.

Zúñiga Suárez E. 2010, Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones, División Física Aplicada, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE). Tesis de doctorado en curso.

VIII. APÉNDICE

VIII.1 Resultados utilizando el primer kit de guía de onda.

Las primeras medidas se hicieron con solo una guía de 10.2 cm, 2 transiciones de guía de onda a coaxial y los distintos materiales dieléctricos mencionados anteriormente.

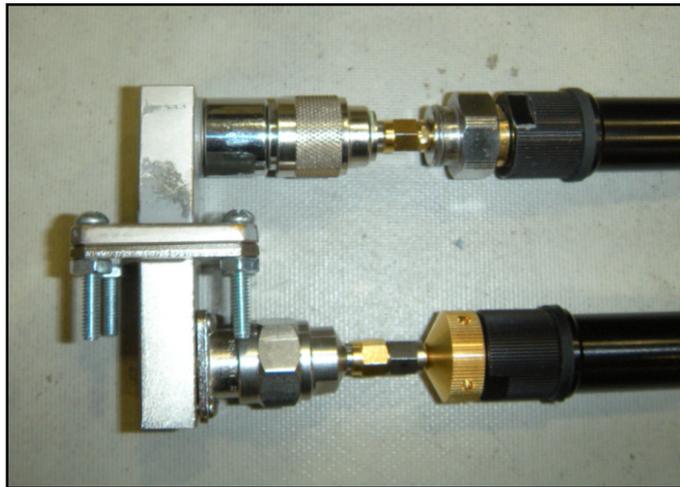


Figura 86. Conexión Thru

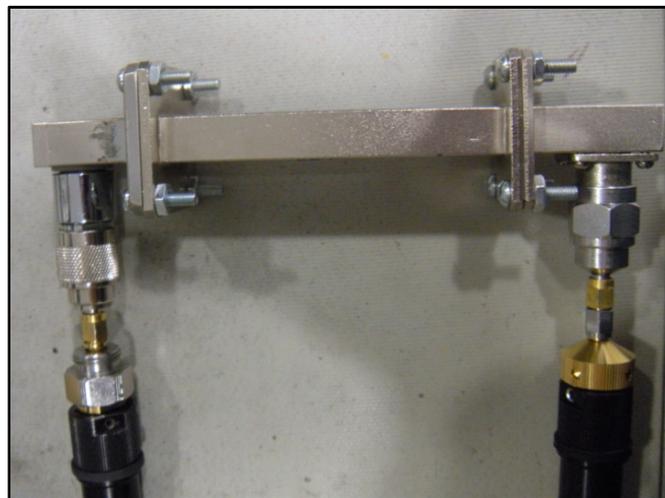


Figura 87. Conexión con la línea.

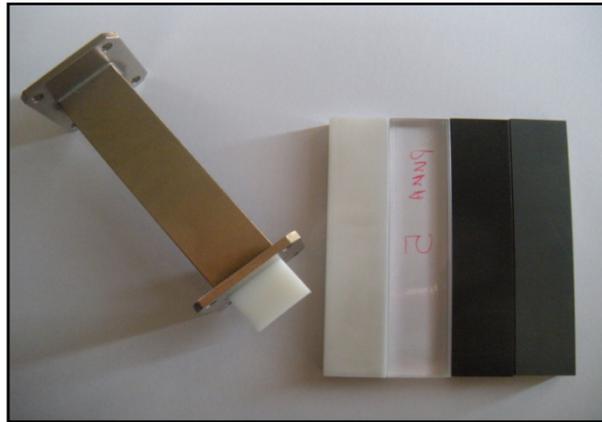


Figura 88. Guía con distintos materiales

VIII.2 Resultados con el primer kit.

Para el primer arreglo experimental solo se utilizó una guía es por eso que la técnica utilizando 2 líneas de distinta longitud no pudo ser aplicada, tampoco se utilizaron técnicas dependientes de la calibración, es por eso que en el apéndice solo se presentan los resultados de la constante dieléctrica ϵ_r y no los de las impedancias

VIII.2.1 ϵ_r Aire

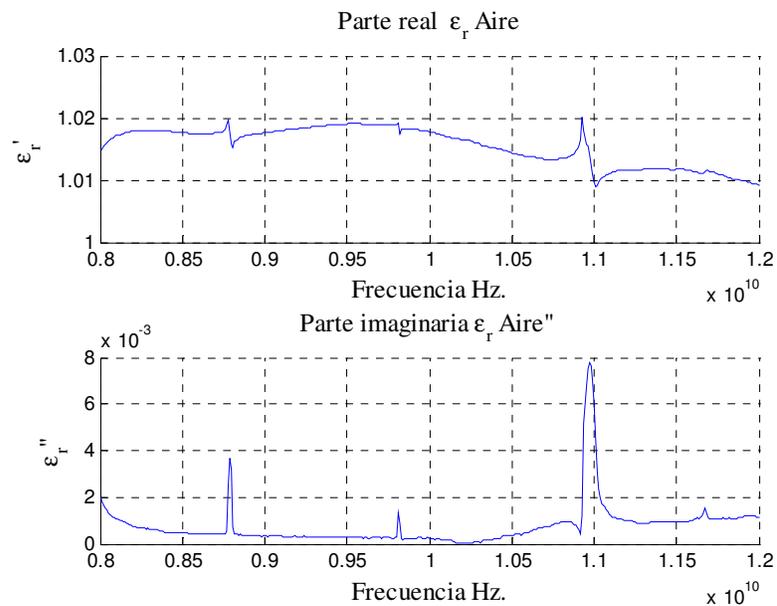


Figura 89. ϵ_r para Aire

VIII.2.2 ϵ_r PVC

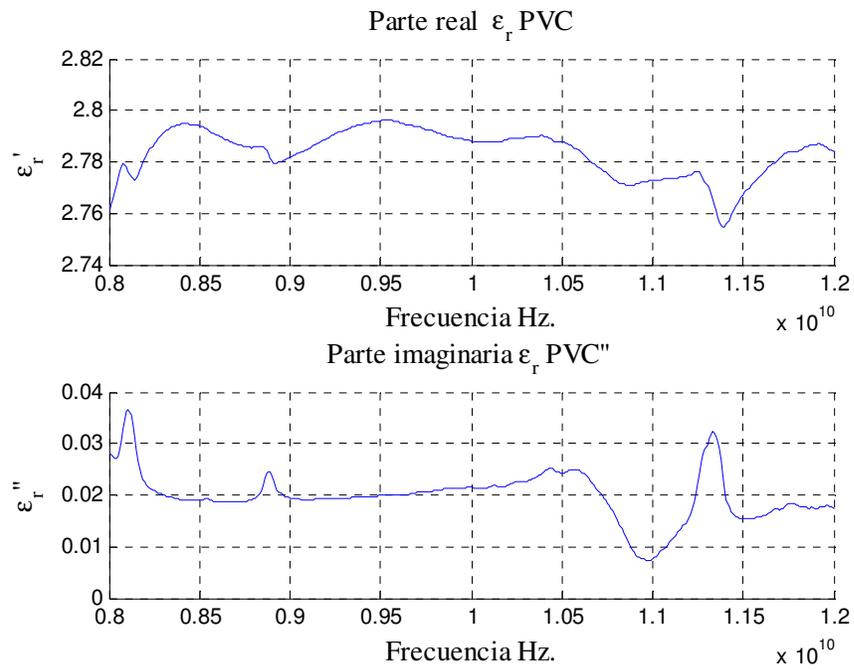


Figura 90. ϵ_r para PVC.

VIII.2.3. ϵ_r Black Delrin.

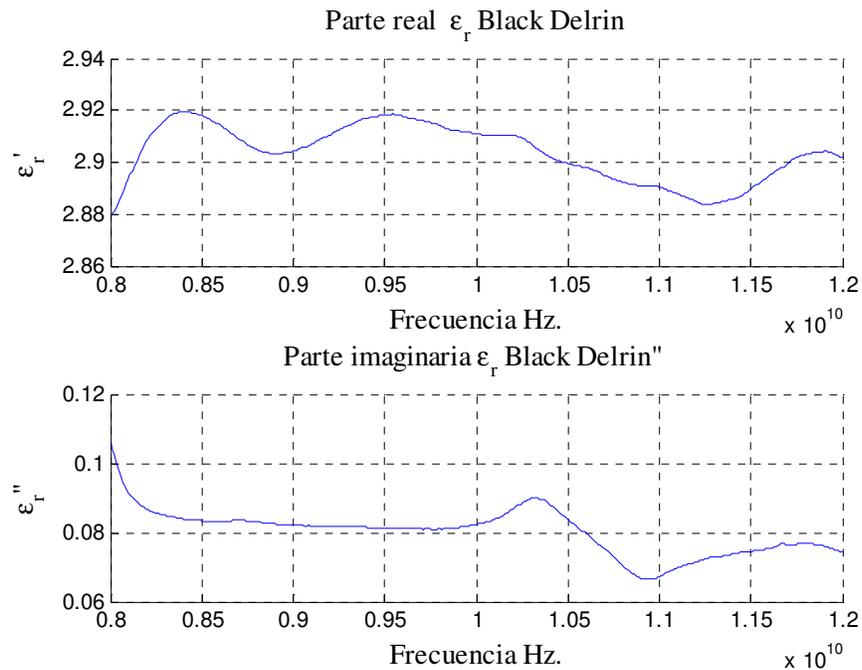


Figura 91. ϵ_r para Black Delrin.

VII.2.4 ϵ_r Nylon.

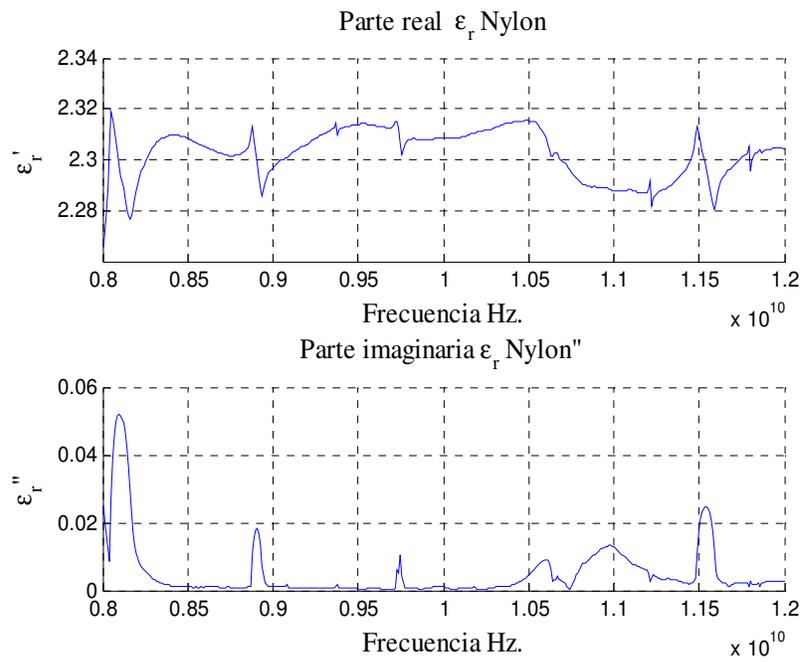


Figura 92. ϵ_r para Nylon.

VII.2.5 ϵ_r PMMA.

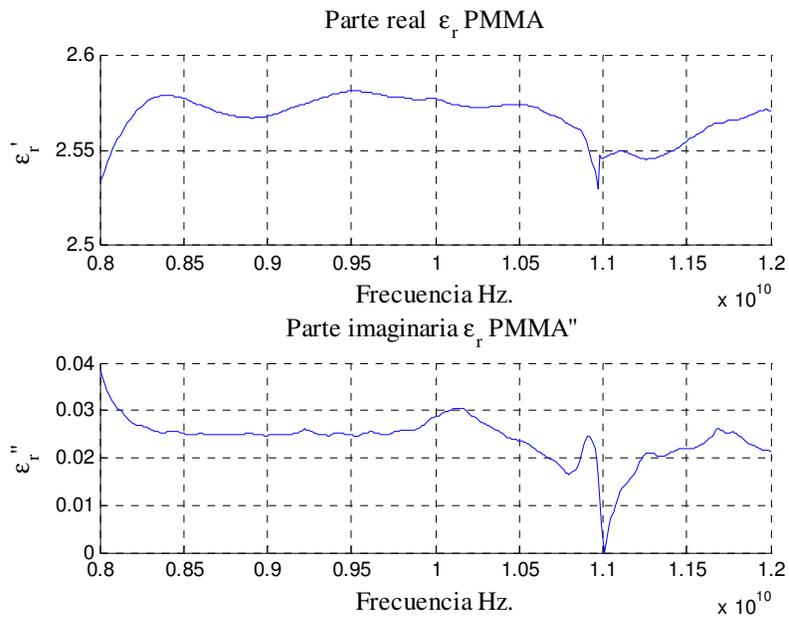


Figura 93. ϵ_r para PMMA.

VIII.3 Resultados con el segundo kit de guía de onda.

Las siguientes medidas se hicieron utilizando un nuevo kit de guía de onda, el kit está formado por 2 guías de onda de 19.85 cm y de 15.24 cm, 2 transiciones de guía de onda a coaxial, 2 cargas y 2 cortos.

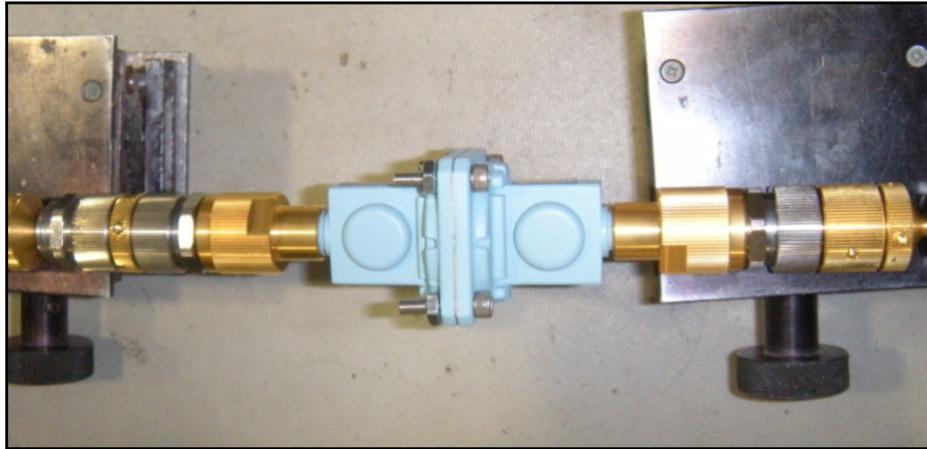


Figura 94. Conexión Thru.



Figura 95. Conexión en corto "short".



Figura 96. Conexión con cargas “match”

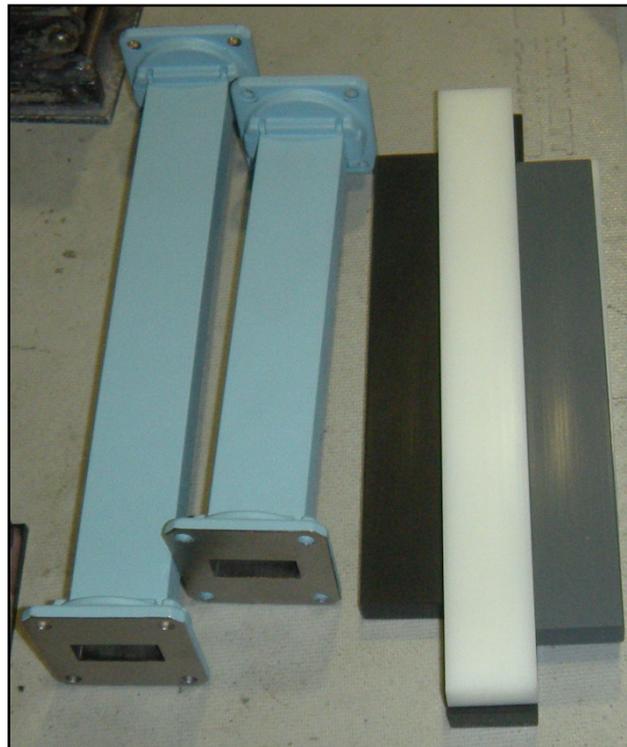


Figura 97. Nuevas guías con materiales dieléctricos.

Al contar con dos guías de onda de distinta longitud es posible aplicar la técnica de las 2 líneas (para el caso en el que se utilizan dos guías de distinta longitud), así también se utilizaron dos técnicas de calibración: TRM y TRL, al utilizar técnicas dependientes de la calibración es posible obtener las impedancias Z_L y η . En esta segunda medición no fue posible medir de nuevo el PMMA debido a la escasez de material.

VIII.3.1 Aire

VIII.3.1.1 ϵ_r del aire usando la línea corta.

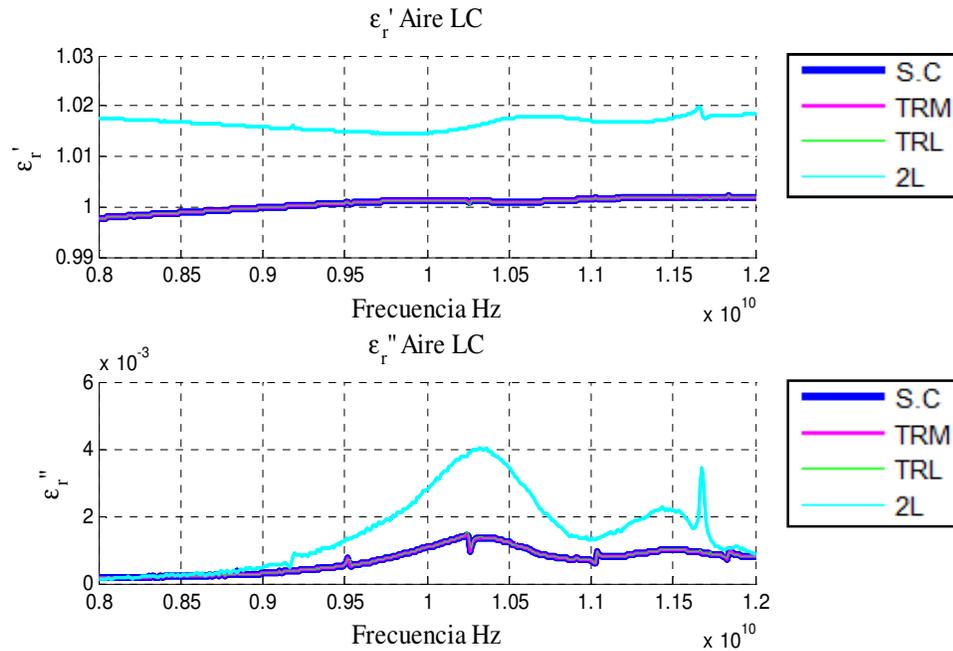


Figura 98. ϵ_r para aire usando la línea corta.

VIII.3.1.2 Pérdidas dieléctricas δ del aire usando la línea corta.

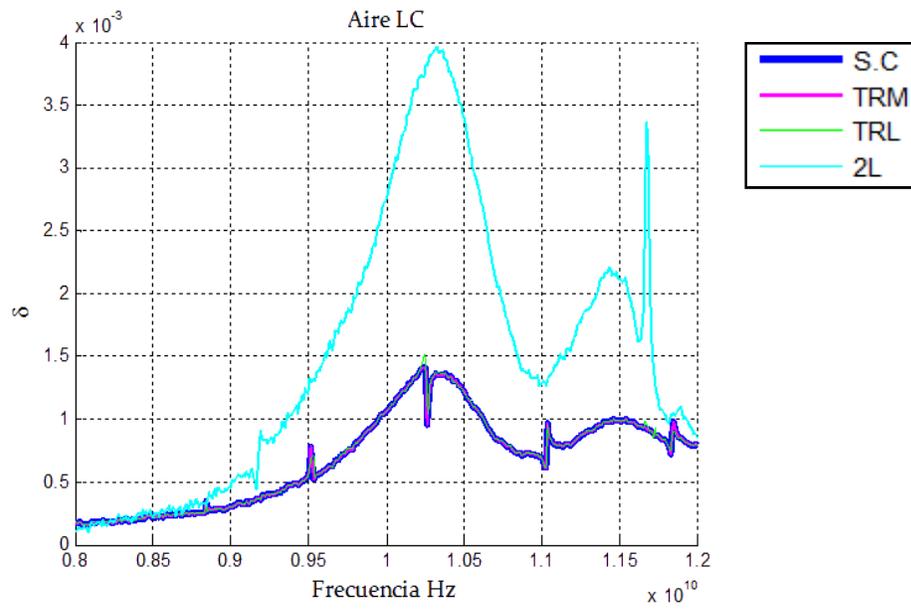


Figura 99. Pérdidas dieléctricas δ del aire usando la línea corta.

VIII.3.1.3 Z_L de la guía corta llena con aire.

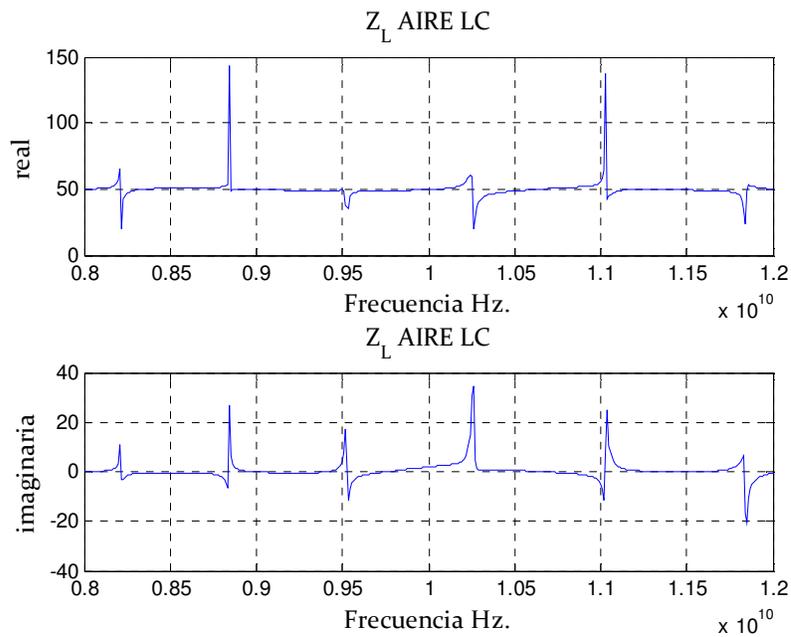


Figura 100. Z_L de la guía corta llena con aire.

VIII.3.1.4 η de la guía corta llena con aire.

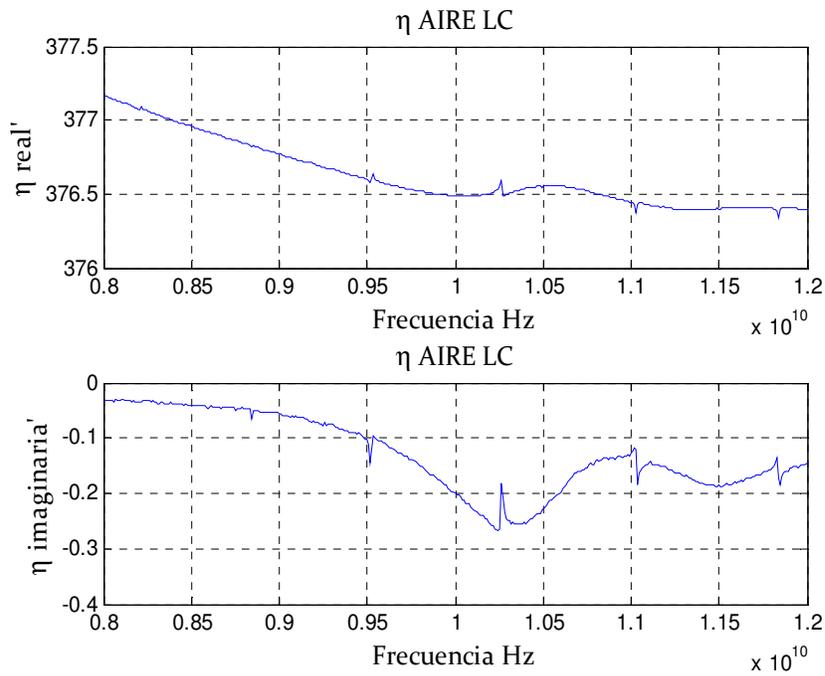


Figura 101. η de la guía corta llena con aire.

VIII.3.1.5 ϵ_r del aire usando la línea larga.

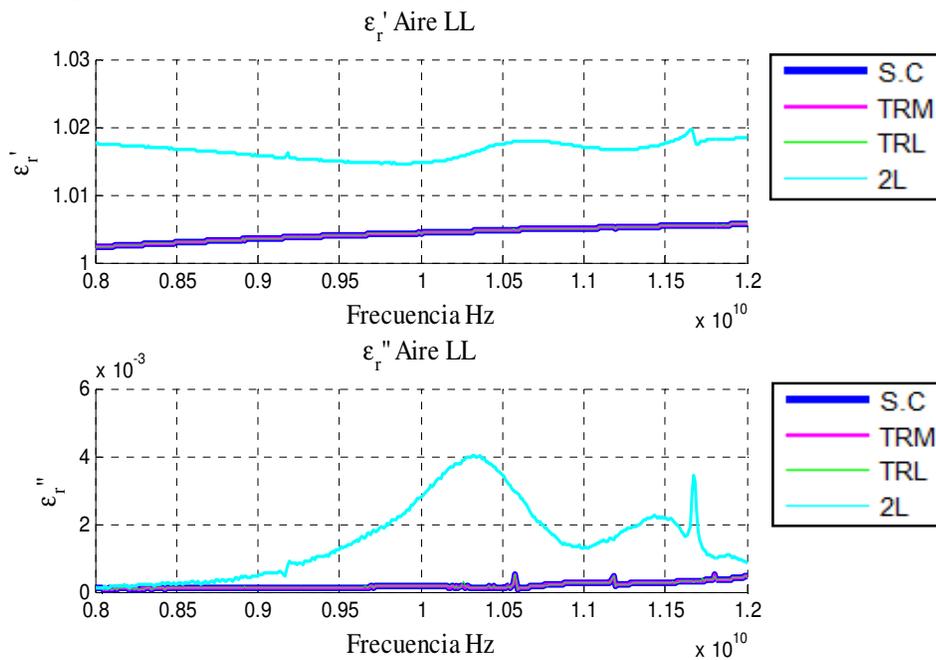


Figura 102. ϵ_r del aire usando la línea larga.

VIII.3.1.6 Pérdidas dieléctricas δ del aire usando la línea larga.

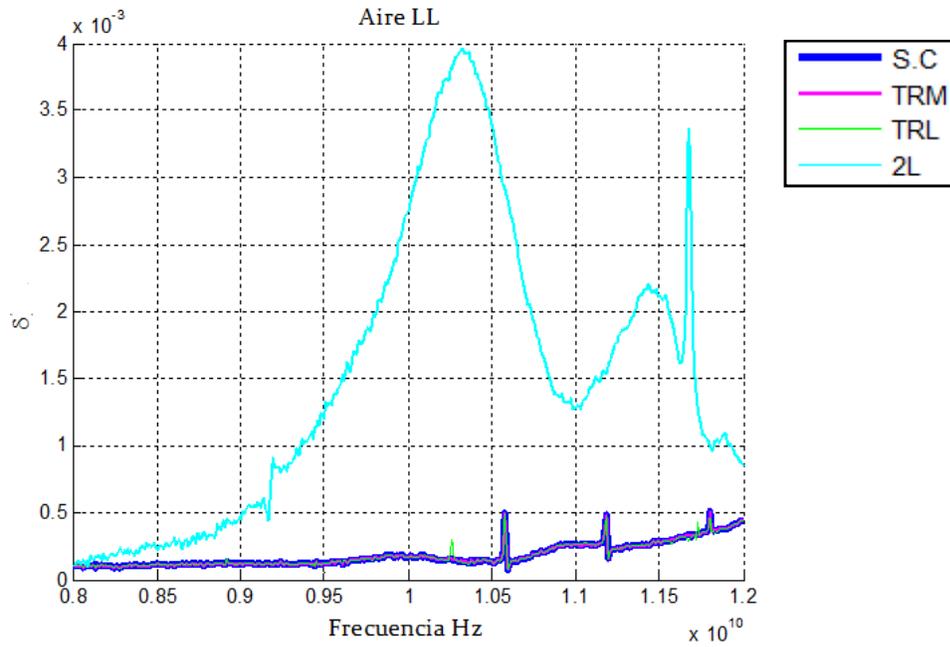


Figura 103. Pérdidas dieléctricas δ del aire usando la línea larga.

VIII.3.1.7 Z_L de la guía larga llena con aire.

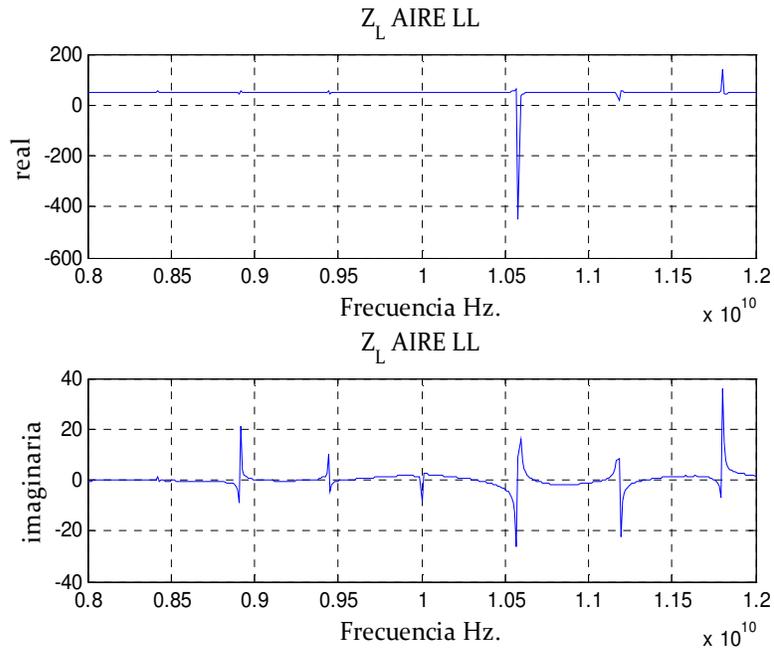


Figura 104. Z_L de la guía larga llena con aire.

VIII.3.1.8 η de la guía larga llena con aire.

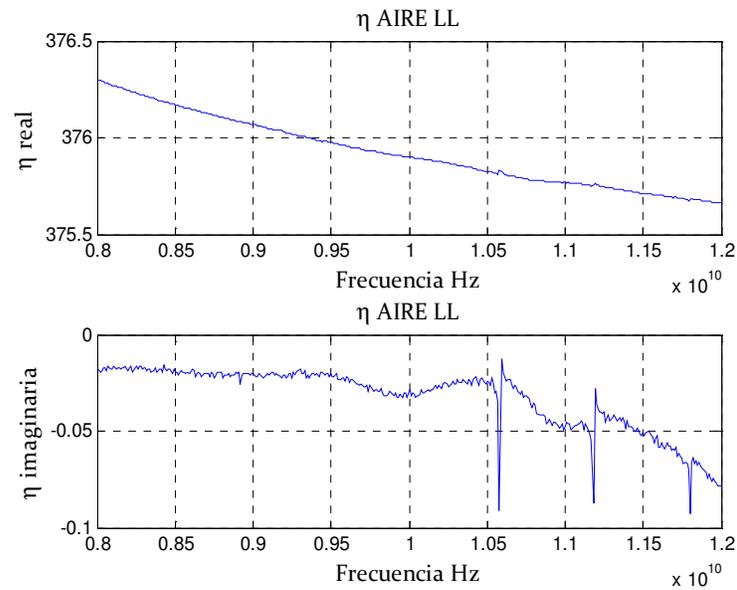


Figura 105. η de la guía larga llena con aire.

VIII.3.2 PVC

VIII.3.2.1 ϵ_r del PVC usando la línea corta.

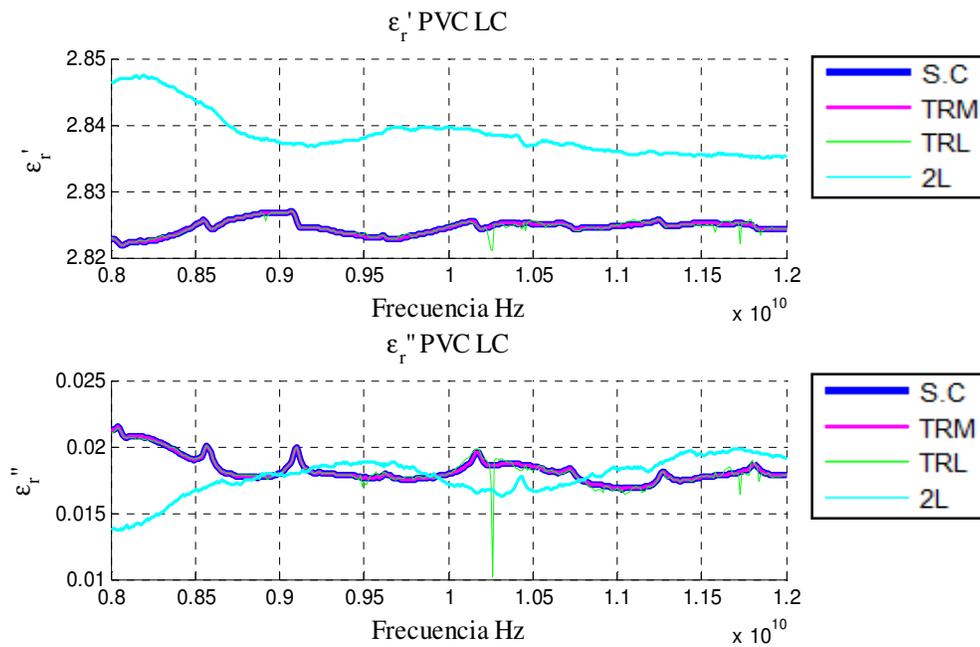


Figura 106. ϵ_r del PVC usando la línea corta.

VIII.3.2.2 Pérdidas dieléctricas δ del PVC usando la línea corta.

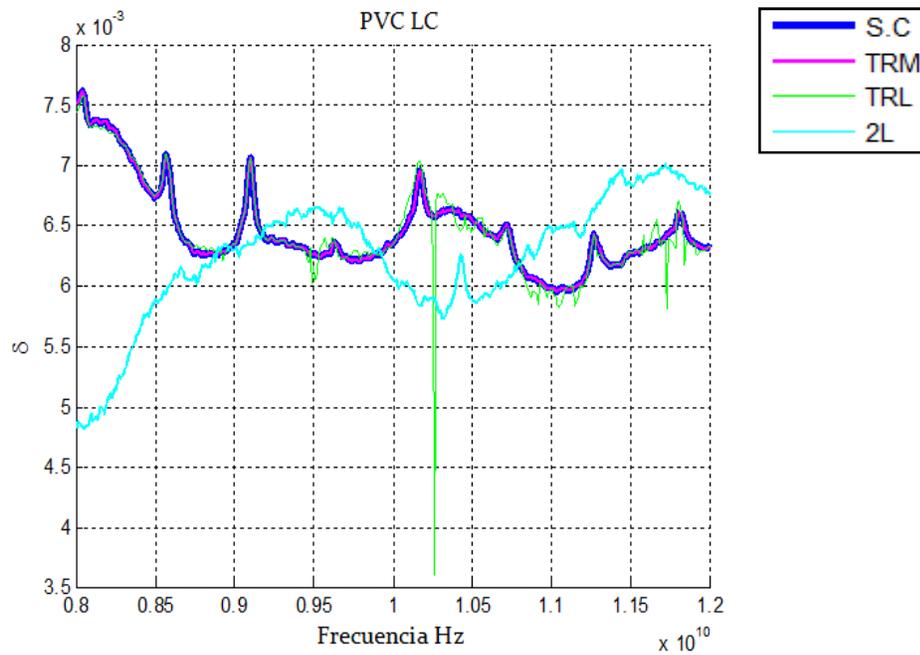


Figura 107. Pérdidas dieléctricas δ del PVC usando la línea corta.

VIII.3.2.3 Z_L de la guía corta llena con PVC.

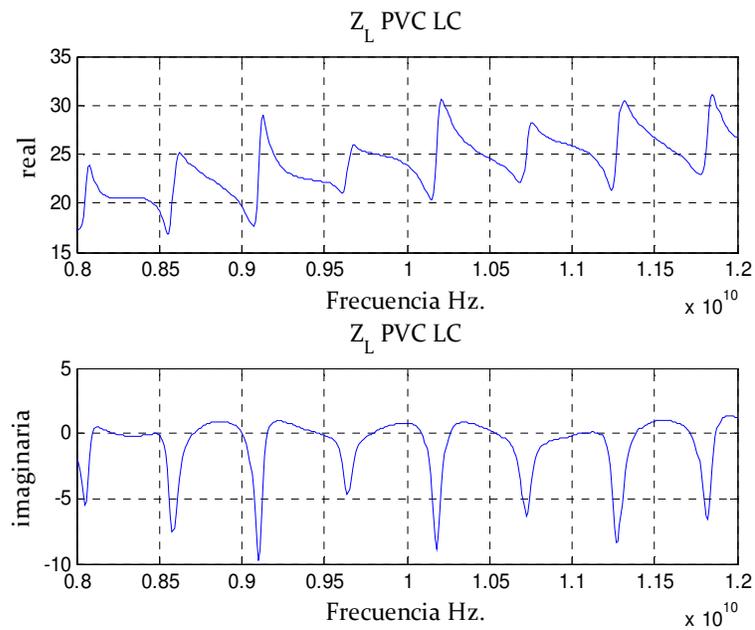


Figura 108. Z_L de la guía corta llena con PVC.

VIII.3.2.4 η de la guía corta llena con PVC.

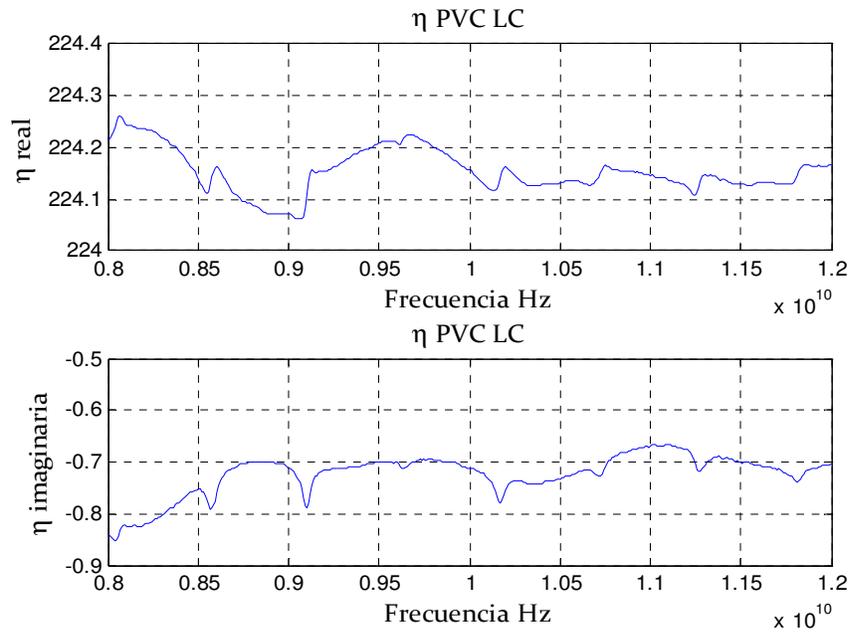


Figura 109. η de la guía corta llena con PVC.

VIII.3.2.5 ϵ_r del PVC usando la línea larga.

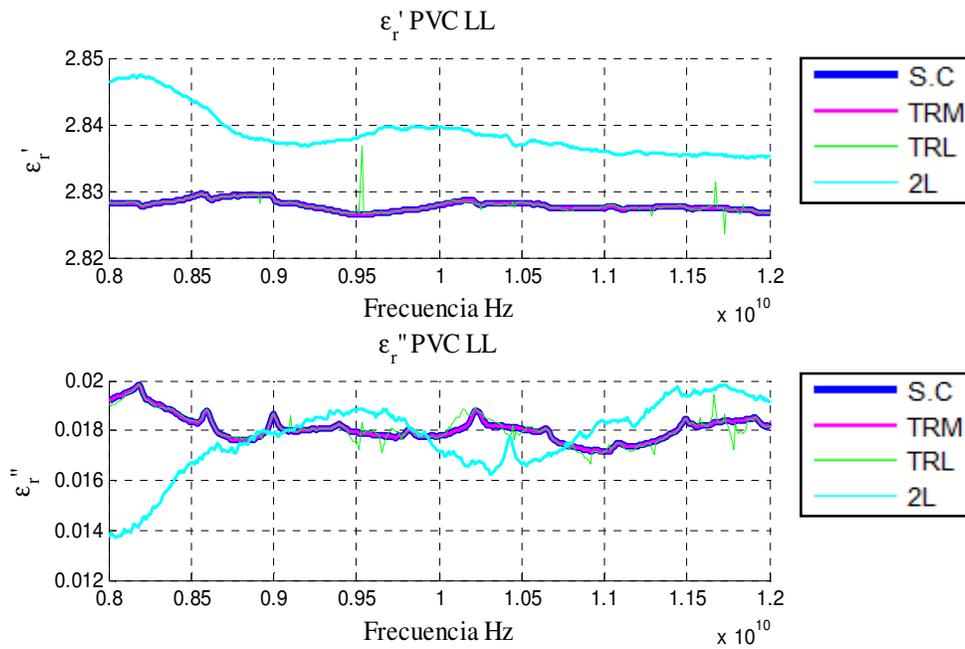


Figura 110. ϵ_r del PVC usando la línea larga.

VIII.3.2.6 Pérdidas dieléctricas δ del PVC usando la línea larga.

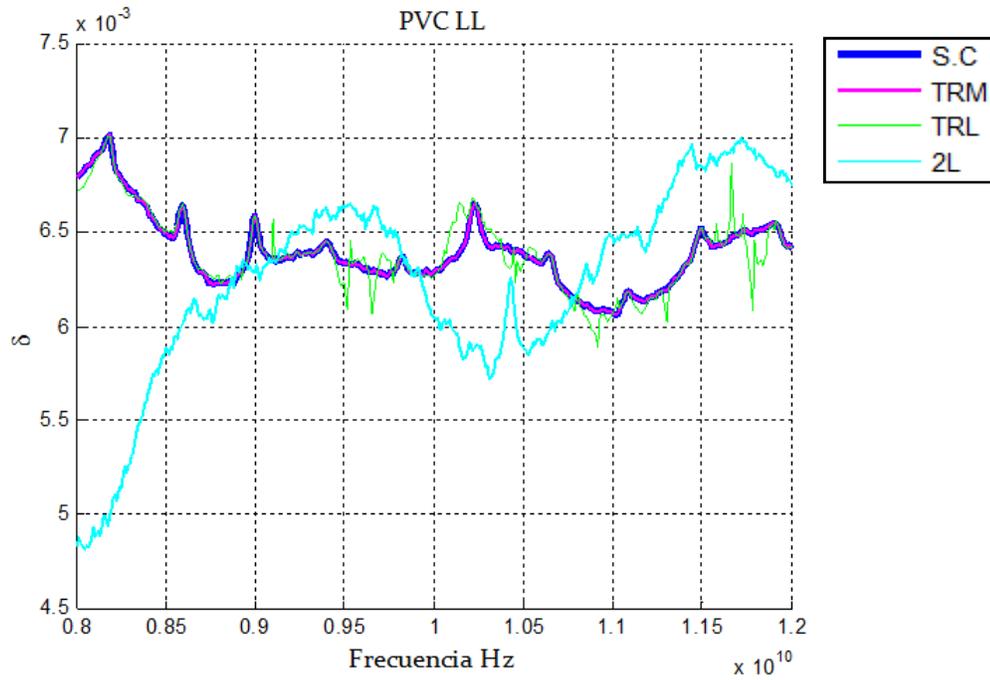


Figura 111. Pérdidas dieléctricas δ del PVC usando la línea larga.

VIII.3.2.7 Z_L de la guía larga llena con PVC.

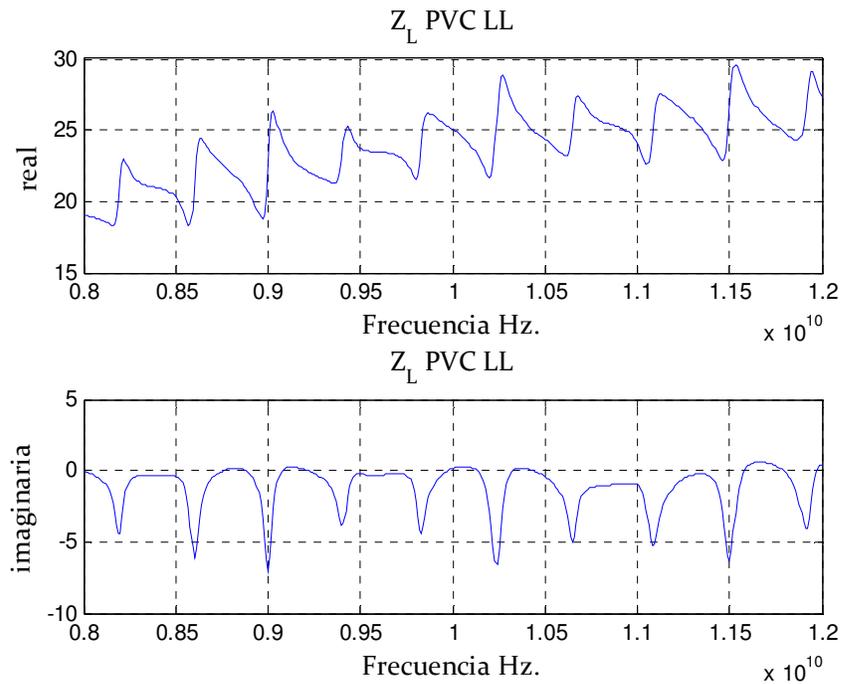


Figura 112. Z_L de la guía larga llena con PVC.

VIII.3.2.4 η de la guía corta larga con PVC.

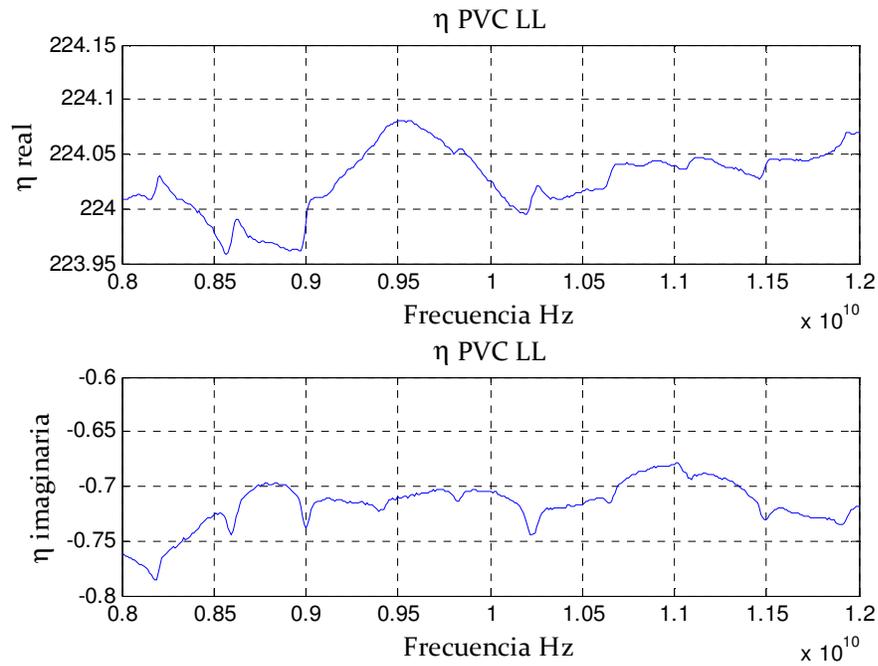


Figura 113. η de la guía corta larga con PVC.

VIII.3.3 Black Delrin

VIII.3.3.1 ϵ_r de black delrin usando la línea corta.

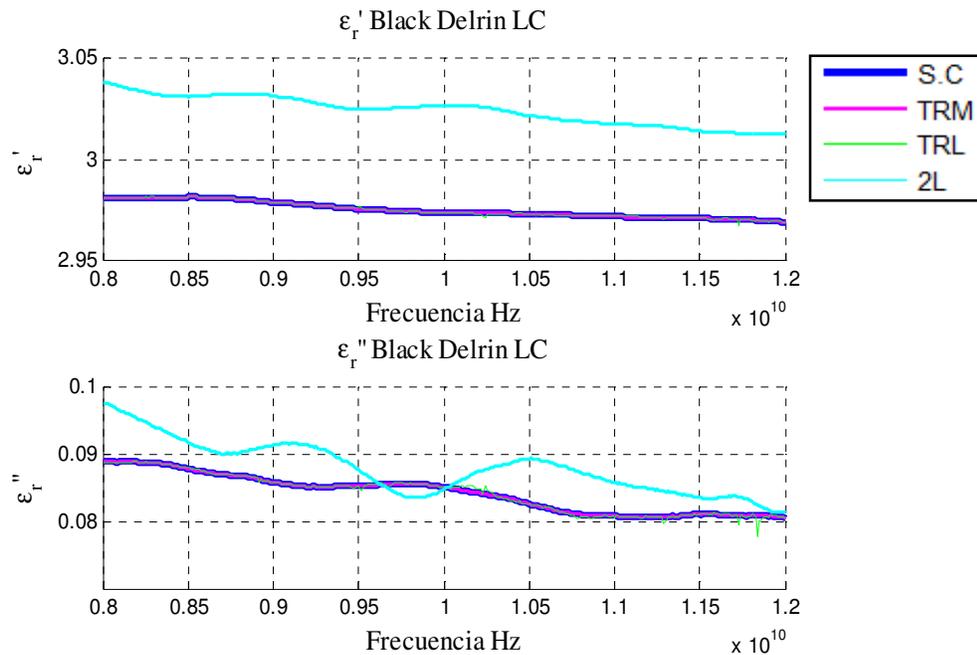


Figura 114. ϵ_r del black delrin usando la línea corta.

VIII.3.3.2 Pérdidas dieléctricas δ del black delrin usando la línea corta.

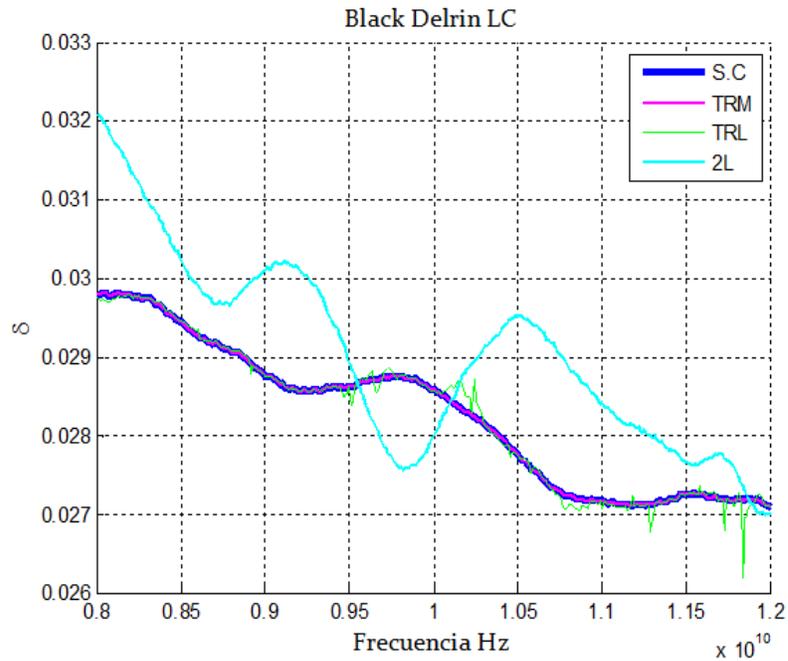


Figura 115. Pérdidas dieléctricas δ del black delrin usando la línea corta.

VIII.3.3.3 Z_L de la guía corta llena con Black delrin.

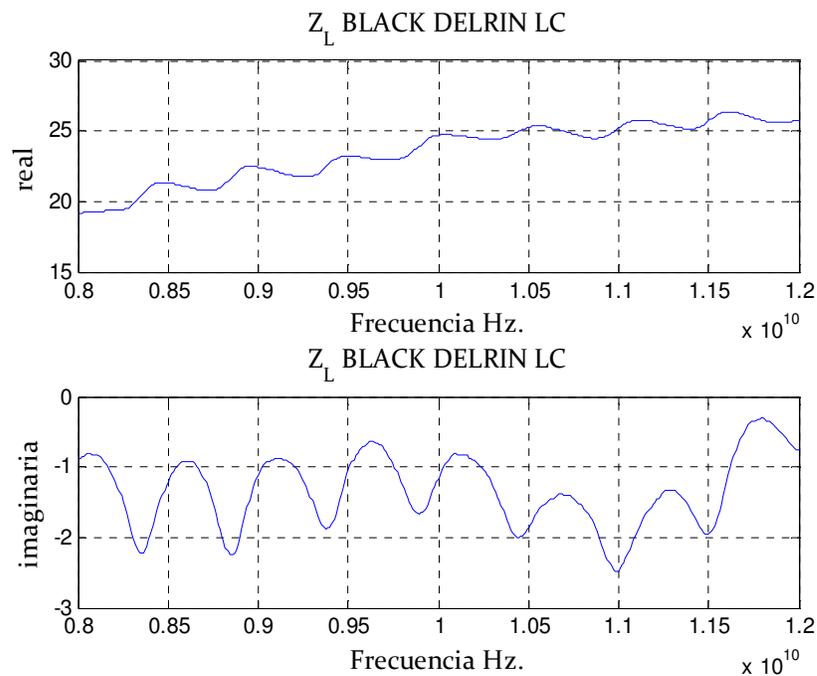


Figura 116. Z_L de la guía corta llena con black delrin.

VIII.3.3.4 η de la guía corta llena con black delrin.

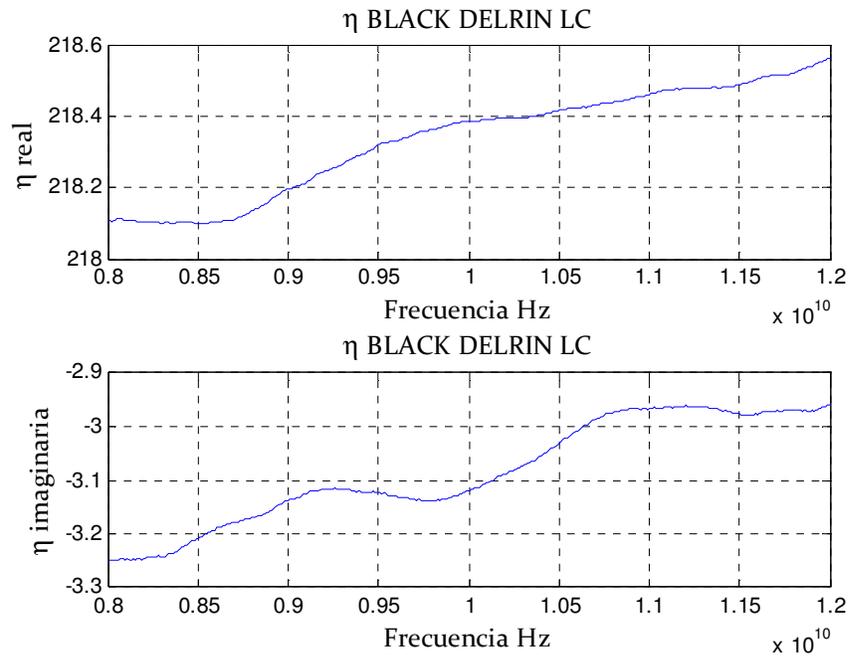


Figura 117. η de la guía corta llena con black delrin.

VIII.3.3.5 ϵ_r de black delrin usando la línea larga.

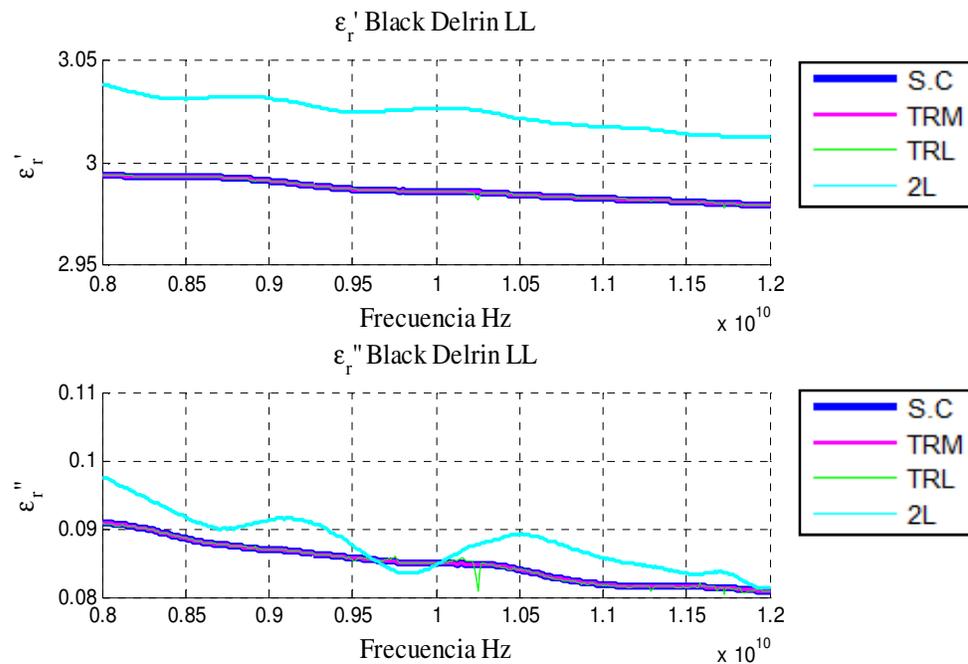


Figura 118. ϵ_r de black delrin usando la línea larga.

VIII.3.3.6 Pérdidas dieléctricas δ de black delrin usando la línea larga.

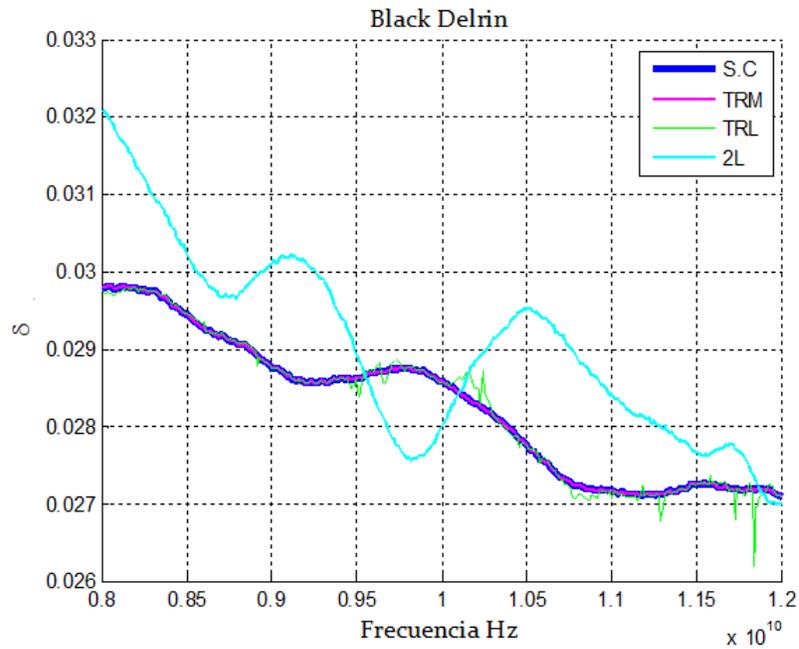


Figura 119. Pérdidas dieléctricas δ de black delrin usando la línea larga.

VIII.3.3.7 Z_L de la guía larga llena con black delrin.

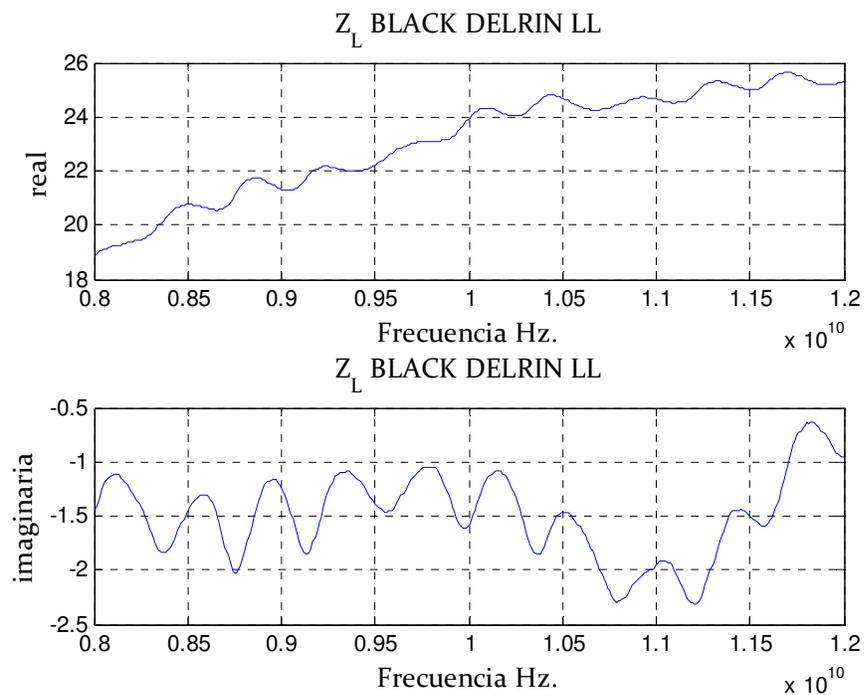


Figura 120. Z_L de la guía larga llena con black delrin.

VIII.3.3.8 η de la guía larga llena con black delrin.

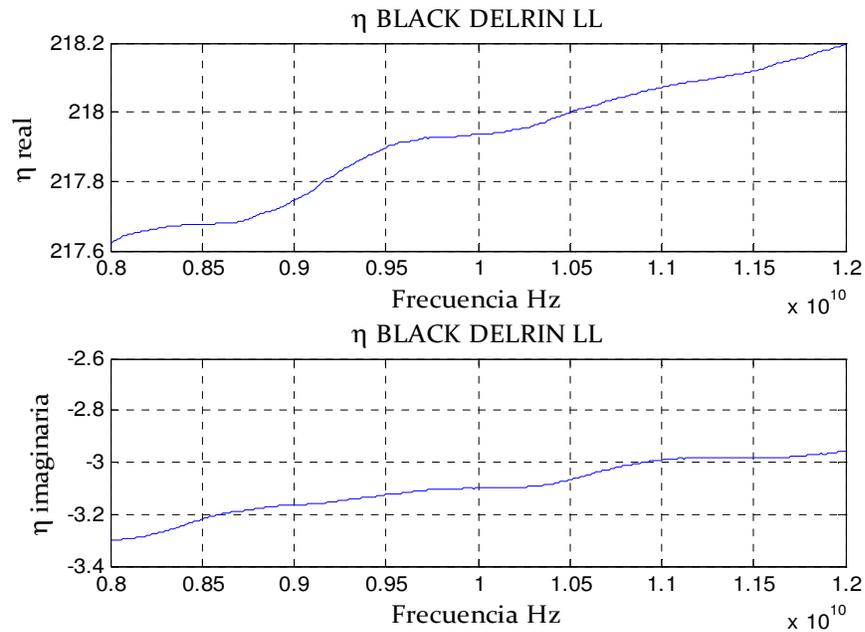


Figura 121. η de la guía larga llena con black delrin.

VIII.3.4 Nylon

VIII.3.4.1 ϵ_r de Nylon usando la línea corta.

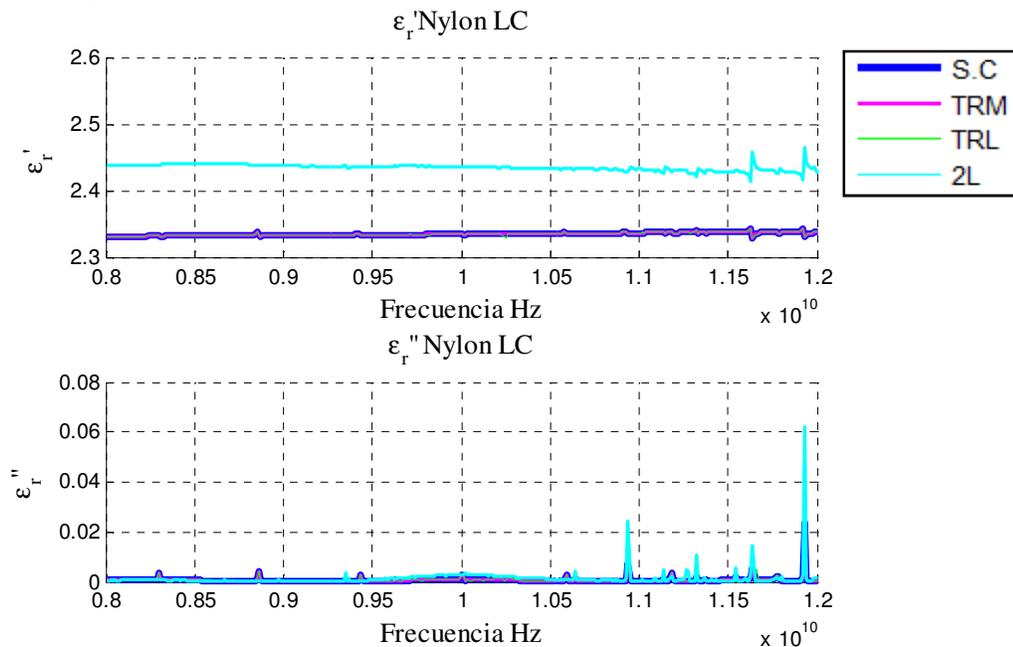


Figura 122. ϵ_r de Nylon con la línea corta.

VIII.3.4.2 Pérdidas dieléctricas δ de Nylon usando la línea corta.

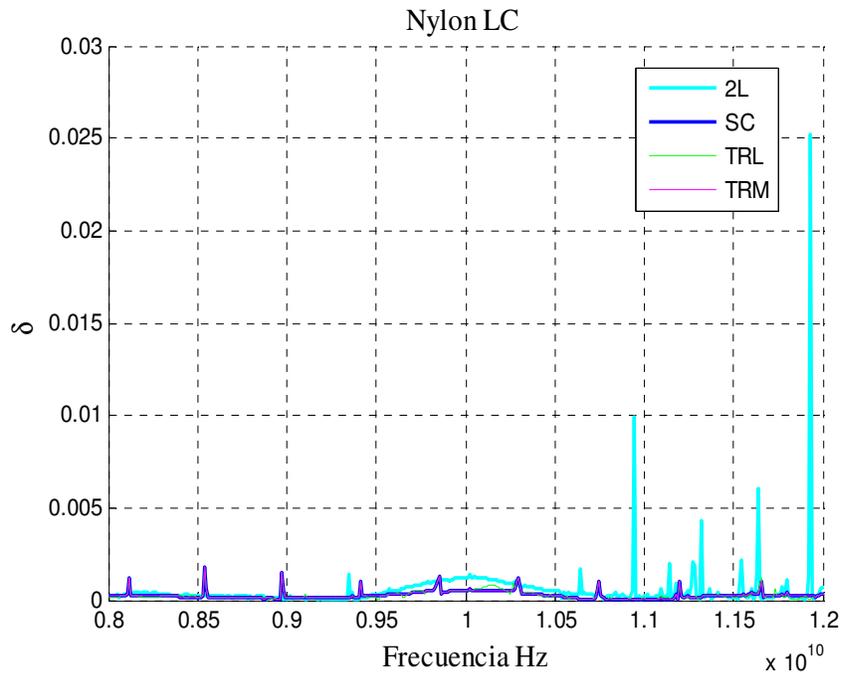


Figura 123. ϵ_r de Nylon con la línea corta.

VIII.3.4.3 Z_L de la guía corta llena con Nylon.

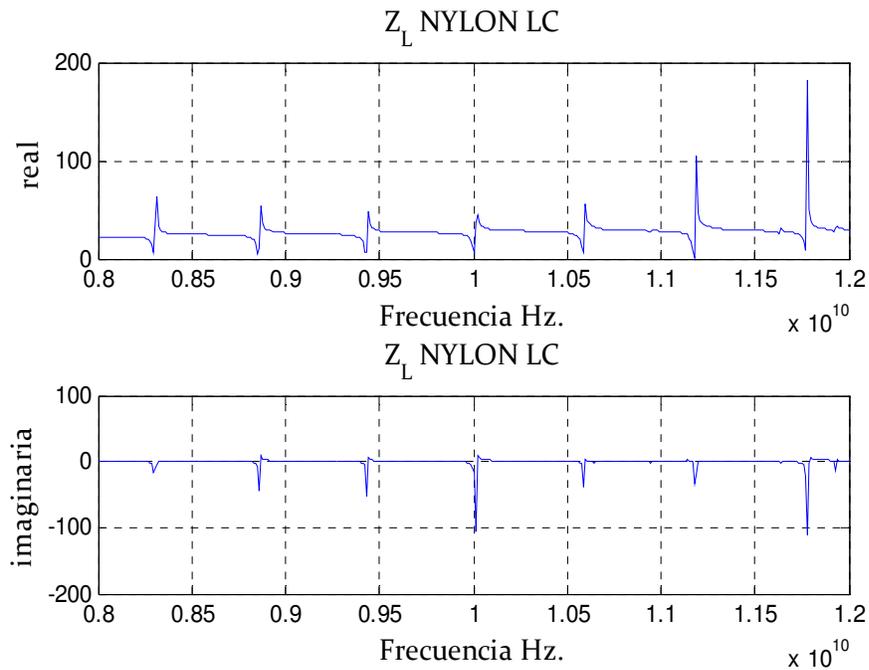


Figura 124. Z_L de la guía corta llena con Nylon.

VIII.3.4.5 η de la guía corta llena con Nylon.

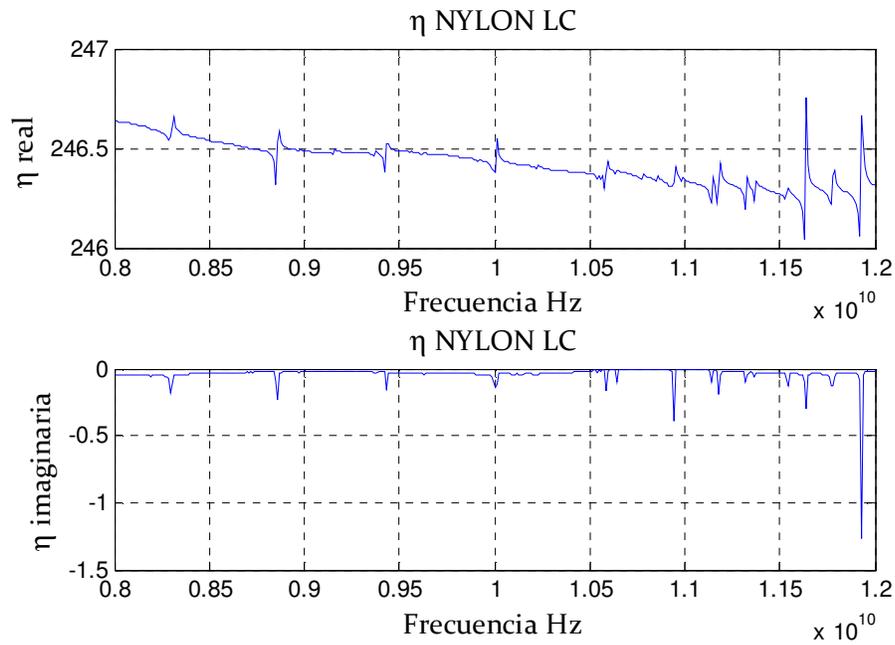


Figura 125. η de la guía corta llena con Nylon.

VIII.3.4.6 ϵ_r de Nylon usando la línea larga.

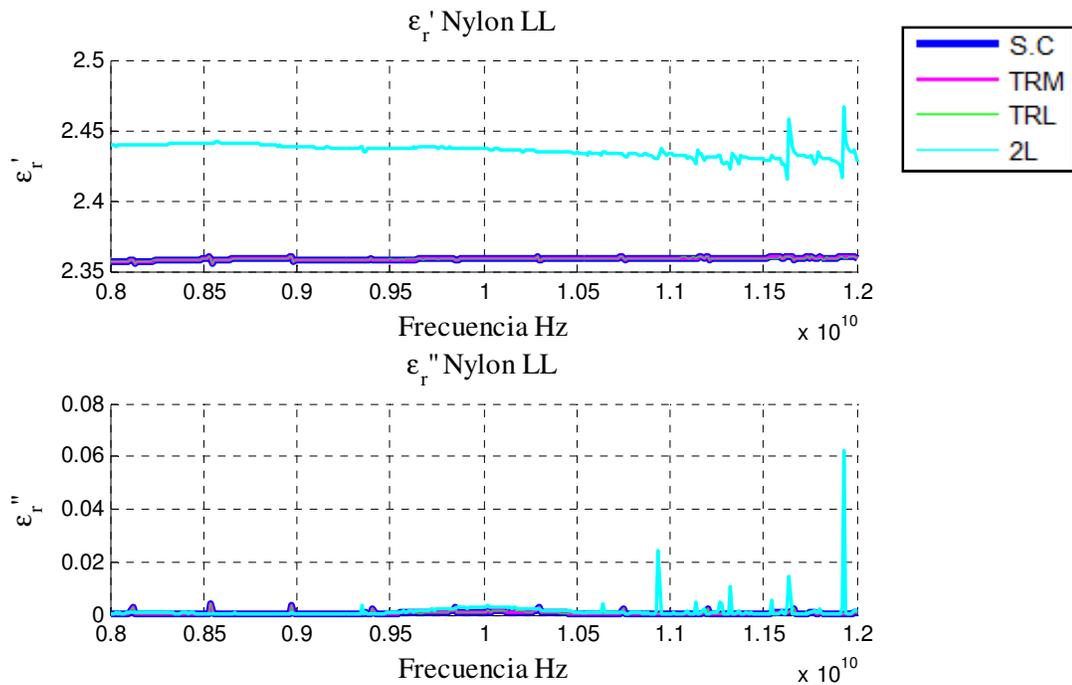


Figura 126. ϵ_r de Nylon con la línea larga.

VIII.3.4.7 Pérdidas dieléctricas δ de Nylon usando la línea larga.

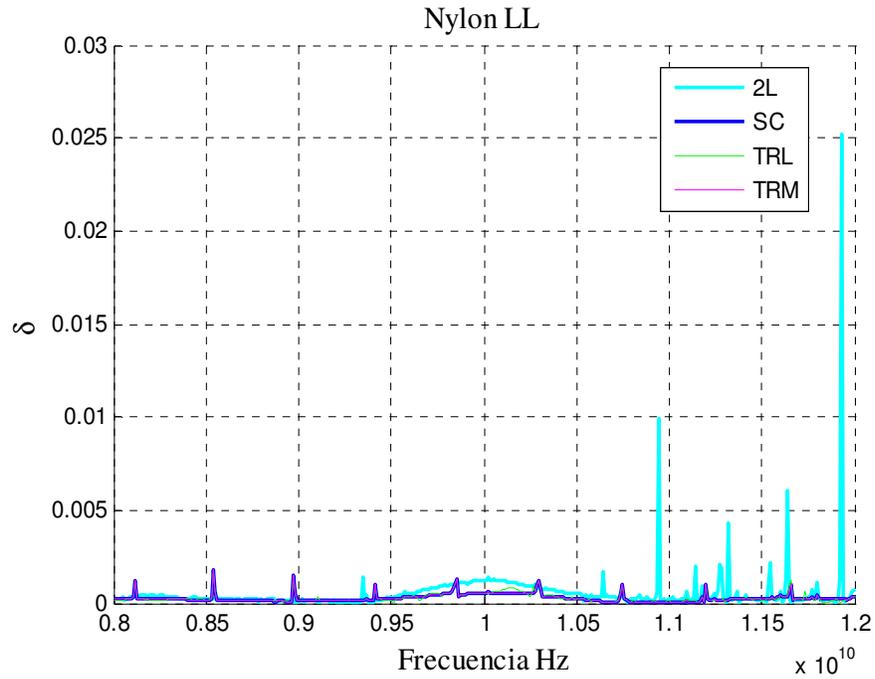


Figura 127. δ pérdidas dieléctricas de Nylon usando la línea larga.

VIII.3.4.8 Z_L de la guía larga llena con Nylon.

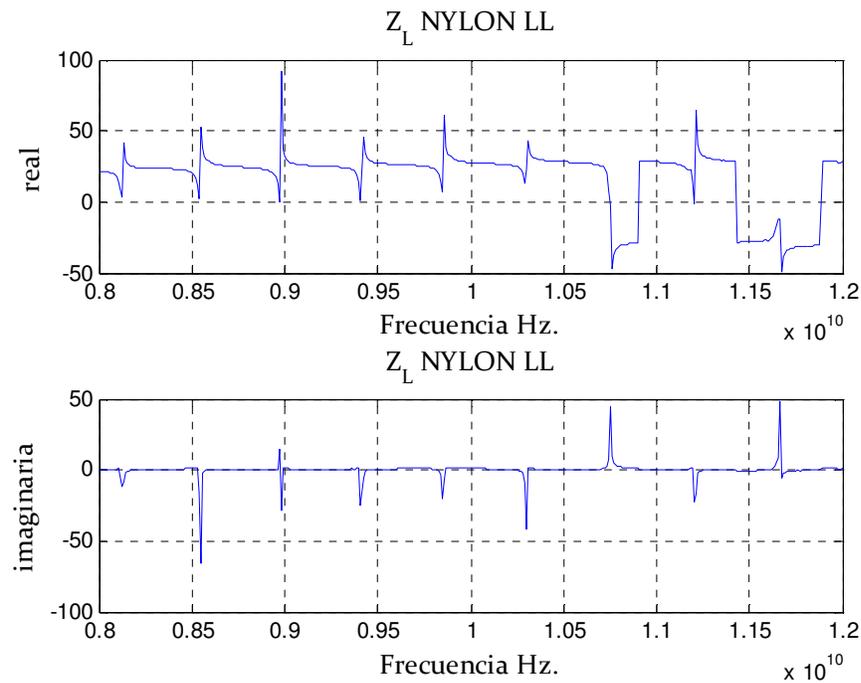
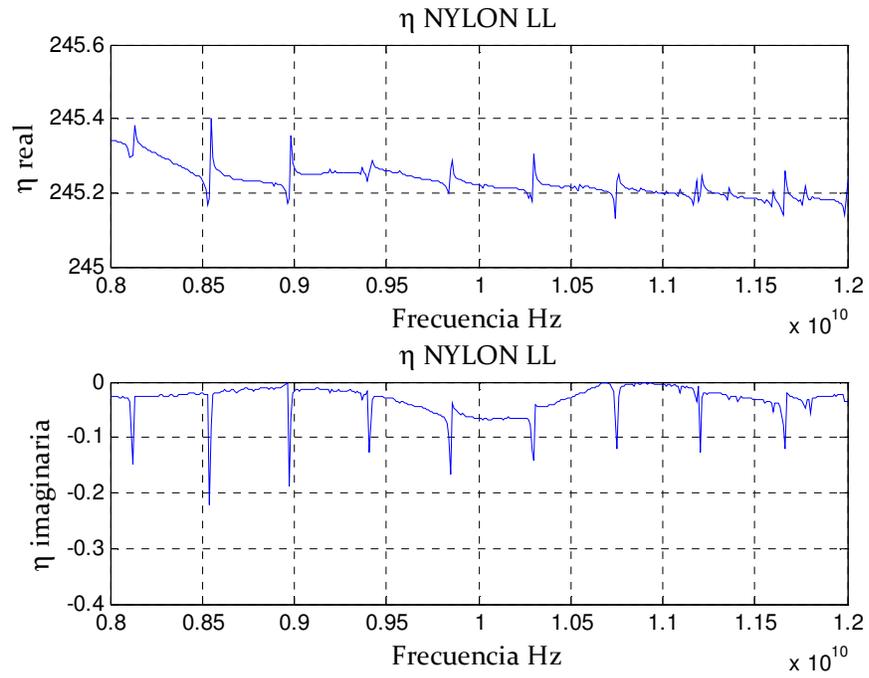


Figura 128. Z_L de la guía larga llena con Nylon.

VIII.3.4.5 η de la guía larga llena con Nylon.**Figura 129. η de la guía larga llena con Nylon.**