UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID

**ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR
DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACIÓN**

**CONTRIBUCIÓN A LA CANCELACIÓN DE
ERRORES EN MEDIDA DE ANTENAS EN
CAMPO PRÓXIMO MEDIANTE TÉCNICAS
DE FILTRADO**

TESIS DOCTORAL

**M^a Pilar González-Blanco García
Ingeniera de Telecomunicación
2018**

**DEPARTAMENTO DE SEÑALES, SISTEMAS Y
RADIOCOMUNICACIONES
GRUPO DE RADIACIÓN**

**UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID
ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE
TELECOMUNICACIÓN**

TESIS DOCTORAL

**CONTRIBUCIÓN A LA CANCELACIÓN DE
ERRORES EN MEDIDA DE ANTENAS EN CAMPO
PRÓXIMO MEDIANTE TÉCNICAS DE FILTRADO**

Autora:

**M^a Pilar González-Blanco García
Ingeniera de Telecomunicación**

Director:

**Manuel Sierra Castañer
Doctor Ingeniero de Telecomunicación
Catedrático de Universidad
Madrid, 2018**

TESIS DOCTORAL: Contribución a la cancelación de errores en medida de antenas en campo próximo mediante técnicas de filtrado

AUTORA: M^a Pilar González-Blanco
Ingeniera de Telecomunicación

DIRECTOR: Manuel Sierra Castañer
Doctor Ingeniero de Telecomunicación
Catedrático de Universidad

DEPARTAMENTO: Señales, Sistemas y Radiocomunicaciones
Universidad Politécnica de Madrid

Tribunal nombrado por el Magnífico y Excelentísimo Sr. Rector de la Universidad Politécnica de Madrid:

PRESIDENTE:

VOCAL:

VOCAL:

VOCAL:

SECRETARIO:

SUPLENTE:

Realizado el acto de defensa y lectura de la Tesis en Madrid a día..... de..... de..... en la E.T.S.I. Telecomunicación.

Acuerda otorgarle la calificación de:

PRESIDENTE

SECRETARIO

VOCAL

VOCAL

VOCAL

INDICE

RESUMEN	V
ABSTRACT.....	VII
CAPÍTULO 1 – INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS	1
1. INTRODUCCIÓN Y MOTIVACIÓN DE LA TESIS.....	1
1.1. OBJETIVO DE LA TESIS.....	3
1.2. DESARROLLO Y METODOLOGÍA DE LA TESIS	4
CAPÍTULO 2 – ESTADO DEL ARTE	7
2.1. INTRODUCCIÓN. INCERTIDUMBRES Y ERRORES EN LA MEDIDA DE ANTENAS EN CAMPO CERCANO.	7
2.2. TÉCNICAS DE CANCELACIÓN DE REFLEXIONES	12
2.2.1. FILTRADO ESPACIAL	13
2.2.1.1. TÉCNICAS HOLOGRÁFICAS PARA FILTRADO ESPACIAL	13
2.2.1.2. RECONSTRUCCIÓN DE FUENTES MEDIANTE ECUACIÓN INTEGRAL.....	16
2.2.2. FILTRADO MODAL.....	18
2.2.2.1. REPRESENTACIÓN Y CÁLCULO DE LOS COEFICIENTES EN LA EXPANSIÓN DE ONDA ESFÉRICA	20
2.2.2.2. CÁLCULO PRÁCTICO DEL NÚMERO DE MODOS EN LA EXPANSIÓN DE ONDA ESFÉRICA	22
2.2.2.3. EJEMPLO PRÁCTICO DE FILTRADO MODAL.....	22
2.2.3. FILTRADO TEMPORAL	23
2.2.4. RESUMEN DE VENTAJAS Y DESVENTAJAS DE TODAS LAS TÉCNICAS	25
CAPÍTULO 3 – ANÁLISIS DE MÉTODOS DE FILTRADO TEMPORAL PARA CANCELACIÓN DE ERRORES	27
3.1. INTRODUCCIÓN	27
3.2. MÉTODO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER.....	27
3.2.1. ALGORITMOS UTILIZADOS	29
3.2.1.1. TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER (FFT).....	29
3.2.1.1.1. Algoritmos FFT mediante diezmado en el tiempo.....	29
3.2.1.1.2. Algoritmos FFT mediante diezmado en frecuencia	31
3.2.1.2. TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER NO UNIFORME (NDFT)	33
3.2.1.2.1. NDFT truncada (Sparse Time Domain Signal Reconstruction).....	35
3.3. MÉTODO DE MATRIX PENCIL.....	36
3.4. MÉTODO CEPSTRUM	42

CAPÍTULO 4 –ANÁLISIS DE LAS LIMITACIONES Y ASPECTOS A CONSIDERAR DE LOS DISTINTOS MÉTODOS DE FILTRADO	45
4.1. INTRODUCCIÓN	45
4.2. INTRODUCCIÓN TEÓRICA	45
4.2.1. DIPOLO DE LONGITUD FINITA.....	46
4.2.2. AGRUPACIONES DE ANTENAS.....	46
4.2.2.1. CAMPOS RADIADOS POR AGRUPACIONES	48
4.2.2.2. AGRUPACIÓN LINEAL UNIFORME	51
4.2.3. MEDIDAS EN CAMPO CERCANO	52
4.2.3.1. VISIÓN GENERAL.....	52
4.2.3.1.1. Campos radiados por una antena.....	53
4.2.3.1.2. Escaneo con sondas ideales en superficies plana, cilíndrica y esférica	55
4.2.3.1.3. Corrección de sonda para escaneo plano, cilíndrico y esférico	56
4.2.3.2. MEDIDAS EN CAMPO CERCANO PLANO	58
4.2.3.2.1. Formulaicón del campo cercano de una antena	58
4.2.3.2.2. Escaneo plano del campo cercano de una antena	61
4.2.3.2.3. Muestre, filtrado y procesado FFT.....	62
4.2.3.2.4. El papel del PWS en campos cercanos a la antena	65
4.2.3.2.5. Localización y directividad de la sonda.....	66
4.2.4. TRANSFORMACIÓN CAMPO CERCANO – CAMPO LEJANO	66
4.2.4.1. MÉTODO DE EXPANSIÓN MODAL PARA SISTEMAS PLANOS	67
4.2.4.2. MEDIDAS Y CÁLCULOS	68
4.3. SIMULACIÓN REALIZADA PARA ESTA TESIS	70
4.3.1. CONFIGURACIÓN DE LA SIMULACIÓN	70
4.3.2. TRANSFORMACIÓN CAMPO CERCANO – CAMPO LEJANO	73
4.3.3. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES	78
4.3.3.1. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE TRANSFORMADA DE FOURIER. “TIME GATING”	79
4.3.3.2. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE NDFT. COMPARATIVA CON FFT	85
4.3.3.3. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE MATRIX PENCIL.....	86
4.3.3.4. COMPARATIVA ENTRE ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES CON MATRIX PENCIL Y TRANSFORMADA DE FOURIER	97
4.3.4. ELECCIÓN DE PARÁMETROS DE MEDIDA. ALIASING.....	99
4.3.5. ELECCIÓN DE LA VENTANA DE FILTRADO	101

CAPÍTULO 5 – APLICACIÓN DE MÉTODOS DE FILTRADO A MEDIDAS. RESULTADOS Y ASPECTOS A CONSIDERAR	107
5.1. INTRODUCCIÓN	107
5.2. DIPOLO EN UN SISTEMA MULTISONDA	108
5.2.1. FILTRADO CON FFT SIN AJUSTE DE VENTANA	109
5.2.2. FILTRADO CON MATRIX PENCIL SIN AJUSTE DE VENTANA	109
5.3. MEDIDA DE UNA BOCINA EN UNA CÁMARA ANECOICA	110
5.3.1. FILTRADO CON FFT CON AJUSTE DE VENTANA.....	111
5.3.1.1. FFT CON AJUSTE DE VENTANA EN CAMPO LEJANO.....	111
5.3.1.2. FFT CON AJUSTE DE VENTANA EN CAMPO CERCANO	113
5.3.2. FILTRADO CON MATRIX PENCIL CON AJUSTE DE VENTANA	115
5.3.3. FILTRADO CON CEPSTRUM	116
5.4. MEDIDA DE UNA ANTENA DE RANURAS EN UN CAMPO CERCANO PLANO	118
5.4.1. FILTRADO FFT.....	120
5.4.1.1. FILTRADO EN CAMPO CERCANO Y PASO A CAMPO LEJANO	120
5.4.1.2. TRANSFORMACIÓN A CAMPO LEJANO Y FILTRADO	125
5.4.1.3. COMPARATIVA ENTRE AMBOS FILTRADOS	130
5.4.2. FILTRADO MATRIX PENCIL	131
5.4.2.1. MATRIX PENCIL EN CAMPO CERCANO Y PASO A CAMPO LEJANO	131
CAPÍTULO 6 – CONCLUSIONES GENERALES, TRABAJO FUTURO Y PUBLICACIONES.....	137
6.1. CONCLUSIONES GENERALES	137
6.2. LÍNEAS FUTURAS DE TRABAJO	138
6.3. PUBLICACIONES	139
6.3.1. ARTÍCULOS DE REVISTA	139
6.3.2. ARTÍCULOS EN CONFERENCIAS INTERNACIONALES	139
6.3.3. ARTÍCULOS EN CONFERENCIAS NACIONALES	140
BIBLIOGRAFÍA.....	141
ACRÓNIMOS.....	157

RESUMEN

En los últimos años la reducción del eco en la medida de antenas ha sido un asunto importante de cara a validar dichas medidas. Esta reducción se consigue en la mayoría de los casos mejorando las condiciones ambientales (por ejemplo haciendo uso de cámaras anecoicas para tomar las medidas). Dado que en muchas ocasiones las condiciones completamente anecoicas no se pueden lograr, se emplean distintos métodos para obtener los diagramas de radiación deseados, ya sea eliminando o compensando los efectos indeseados.

Con el aumento de la velocidad en los sistemas de adquisición de datos, nuevos sistemas multisonda y la mejora de la capacidad de cálculo de los ordenadores, las técnicas de post-procesado permiten mejorar la precisión de las medidas de antenas mediante un tratamiento de los datos haciendo uso de información de características geométricas de las antenas. Así, para mejorar las medidas de antenas se emplean métodos como la caracterización en el dominio del tiempo, la descomposición en frecuencia o técnicas de compensación. Otras técnicas consisten en filtrado espacial o en técnicas de diagnóstico. Por último pero no menos importante, las técnicas de enventanado en el tiempo se emplean para filtrar señales no deseadas provocadas por reflexiones. Dentro de estas últimas se transforma la señal del dominio de la frecuencia al del tiempo gracias a herramientas como la Transformada de Fourier y su inversa; en el dominio del tiempo se puede separar fácilmente cada contribución original y sus reflexiones, ya que estas últimas aparecerán como un eco posterior y más atenuado respecto a la señal inicial.

Esta tesis considera las técnicas de filtrado existentes estudiando el estado del arte de las técnicas de reducción de ecos. Tras un examen inicial, nos centramos en los métodos de filtrado temporal haciendo especial hincapié en enventanado temporal mediante Transformada de Fourier y en el Matrix Pencil. Estas técnicas, una vez programadas para aplicarse a una medida de una antena, tienen diversas limitaciones como aliasing, acoplo entre la sonda y la antena bajo prueba o efectos indeseados introducidos por la ventana de filtrado. Simulando un escenario formado por un array medido en un campo cercano plano, hemos sido capaces de probar todas estas técnicas y optimizarlas para minimizar en casos concretos los efectos indeseados para posteriormente aplicarlas correctamente sobre medidas realizadas en configuraciones distintas.

Finalmente se muestran los escenarios sobre los que se han aplicado dichas técnicas siendo un dipolo en un sistema multisonda, una bocina en una cámara anecoica con reflexiones inducidas artificialmente y una antena de ranuras medida en un campo cercano plano. Estos

tres escenarios han servido para sacar conclusiones generales aplicables a otras muchas configuraciones.

ABSTRACT

During the last few years the echo reduction in antenna measurements has been an important issue to validate the antenna measurements. The echo reduction is mostly achieved by improving the environment conditions (e. g. taking the measurement in an anechoic chamber). As sometimes fully anechoic conditions are not available, different techniques are applied to obtain the correct radiation patterns by removing or compensating the undesired effects.

The number of approaches to analyze and cancel the effects of unwanted contributions has increased in recent years. Methods such as time domain characterization; frequency decomposition and compensation techniques have been studied and employed. Other techniques consist in spatial filtering or diagnostic techniques. Last but not least, time-gating techniques are employed to remove reflected contributions. Time-domain transforms such as Fourier Transform (FT) and Inverse FT (IFT) are used to separate the direct signal from the echoes.

This thesis considers filtering techniques and focuses on the state of the art of echo reduction techniques. After an initial examination, time filtering methods are studied, especially Time-Gating and Matrix Pencil. Once these techniques are applied to a measurement, several limitations such as aliasing, mutual couplings between probe and antenna under test or undesired effects due to the filtering window are found. By simulating an array scenario and analyzing different effects, we have been able to implement all these techniques and optimize them in particular cases to minimize the undesired effects.

The algorithms created for the simulation of an antenna array have been applied in three different scenarios: a dipole measured in a multiprobe system, a principal cut of a horn measurement inside an anechoic chamber with artificial reflections and a slot-antenna in a planar near-field measurement.

Although these techniques have been applied for specific antennas and measurement systems, results have been analyzed to obtain general conclusions.

CAPÍTULO 1 – INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

1. INTRODUCCIÓN Y MOTIVACIÓN DE LA TESIS

El objetivo de la medida de antenas es obtener una caracterización muy precisa de radiación que emite o recibe la antena que se está midiendo. Esta radiación se define mediante determinados parámetros como ganancia, directividad, diagrama de radiación, nivel de lóbulos secundarios o ancho de haz.

En la mayoría de los casos, estos parámetros no se pueden determinar directamente a partir de las medidas realizadas, ya que la distancia a la que se puede realizar la medida no se encuentra en la región de campo lejano de la antena. No obstante, los parámetros mencionados se pueden obtener a partir de medidas en campo cercano, usando diversos métodos [1]-[6].

Las medidas en campo cercano presentan una ventaja clara, que es que pueden realizarse en instalaciones cerradas que reducen las contribuciones no deseadas procedentes del medioambiente, como reflexiones o difracciones. No obstante, se ven afectadas por otra serie de errores que no aparecen en los campos lejanos. Estos errores se traducen en incertidumbre en el resultado obtenido. El cálculo de la incertidumbre en la medida de antenas es un proceso complejo ya que entran en juego sistemas mecánicos, de radiofrecuencia y de procesamiento de datos. La medida exacta de una cantidad es un concepto teórico, que no se puede obtener en la práctica. Por lo tanto, en toda medida existe una diferencia entre el valor real y el valor medido. La incertidumbre es esa parte de la expresión del resultado que establece el rango de valores entre los que se estima que esté el valor real.

Una de las fuentes de error más comunes que aparecen en campo cercano son las señales reflejadas, sea en las paredes de la cámara anecoica donde se realiza la medida o sea por el acoplo que introduce la existencia de la propia sonda en la antena a medir. Estas fuentes de error son muy características de las medidas en campo cercano y no tanto en campo lejano. En esta tesis se va a realizar un análisis de dichas fuentes y de los métodos existentes para minimizar los errores en el resultado. Como se verá en el próximo capítulo vamos a trabajar con tres tipos de técnicas de filtrado para cancelar reflexiones, dependiendo del dominio donde realicemos el filtrado del campo: espacial, modal y temporal. Dentro del tercer grupo existen diferentes métodos siendo los principales la transformada de Fourier y Matrix Pencil los más importantes y conocidos.

Figura 1. Medida de antenas VHF de un vehículo en las instalaciones de Renault

Figura 2. Medida de una antena de parches lineal en las instalaciones de Tokyo Tech

Figura 3. Sistema de campo abierto cilíndrico empleado por el Ministerio de Defensa de España para medir una antena RADAR en banda L.

En las figuras anteriores se muestran tres aplicaciones de campos cercanos de medida: la Figura 1 muestra la medida en una cámara anecoica de antenas VHF montadas en vehículos. En este caso, la frecuencia mínima puede ser de 80 MHz, donde el absorbente no funciona de forma adecuada. La aplicación de técnicas de cancelación de ecos se vuelve totalmente necesaria para obtener resultados satisfactorios. La Figura 2 muestra la medida de antenas de parches lineales en un escáner plano. En este caso, la interacción entre la antena bajo prueba y la sonda de medida es significativa y la aplicación de estos métodos mejora drásticamente la calidad de los resultados. El tercer caso (Figura 3) muestra un sistema de campo abierto para medir antenas de banda L en el laboratorio CEAR perteneciente al INTA (Ministerio de Defensa) en la Provincia de Guadalajara. La aplicación de estas herramientas de postprocesado puede mejorar mucho la calidad de las medidas de antenas no directivas.

1.1.OBJETIVO DE LA TESIS

- El objetivo de la tesis es analizar distintas técnicas para mejorar las medidas realizadas en campo cercano mediante técnicas de postprocesado que no requieran uso adicional de instalaciones (se aplican una vez se dispone de las medidas realizadas) y que suprimen efectos no deseados en las medidas realizadas como ruido, reflexiones, etc... Las técnicas analizadas para suprimir dichos efectos se agrupan principalmente en tres conjuntos (filtrado espacial, modal y temporal), nos hemos centrado en el último grupo, filtrado temporal. Esta tesis se plantea los siguientes objetivos: conocer

qué métodos existen y son los más empleados con las características, ventajas e inconvenientes de cada uno

- Estudiar a priori qué parámetros debe tener la configuración de cada medida dependiendo del método a utilizar para que sea exitosa. También y de forma complementaria, ante una medida realizada en determinadas condiciones, saber qué método es más adecuado emplear para filtrar las reflexiones.
- Validar los procedimientos anteriormente establecidos con medidas realizadas en las instalaciones de medida de Microwave Vision Group (MVG) en Italia y en la Universidad Politécnica de Madrid.
- Extraer observaciones, conclusiones y recomendaciones a partir de la aplicación de los métodos anteriormente expuestos

1.2.DESARROLLO Y METODOLOGÍA DE LA TESIS

Esta tesis está organizada en cinco capítulos. El capítulo 1, ya expuesto, presenta la motivación que da lugar a este trabajo. Además se expone los principales objetivos y se desarrolla ahora un índice de la tesis.

El capítulo 2 da una visión general del estado del arte en medida de antenas donde se realiza una revisión de la metodología y publicaciones existentes para cancelar los errores en la medida de antena. Tras repasar las incertidumbres que más aparecen en las medidas de antenas, se estudian las técnicas de cancelación de reflexiones más comunes (filtrado espacial, modal y temporal), especificando sus peculiaridades, ventajas e inconvenientes y prestando especial atención a aquellas que están más relacionadas con los errores estudiados en esta tesis.

El capítulo 3 amplía el análisis de los métodos de filtrado temporal, que van a representar la parte más importante de los resultados obtenidos en esta tesis. Los métodos analizados son la transformada de Fourier (que gracias al algoritmo FFT – “Fast Fourier Transform” o transformada rápida de Fourier- es el más sencillo y cómodo de usar), el Matrix Pencil y el cepstrum.

Todo lo estudiado en el capítulo 3 complementando con teoría básica se muestra en las simulaciones realizadas en el capítulo 4 sobre un array plano rectangular que se mediría en campo cercano y se realizaría su transformación a campo lejano. Las medidas simuladas son incluyen efectos de reflexiones que se eliminarán con FFT o con Matrix Pencil. Además, en este capítulo se analizan las limitaciones del filtrado temporal, como la elección de parámetros de

medida para que no haya “aliasing” (solapamiento del espectro) o la elección de la ventana de filtrado. Por último se realizan comparativas de los métodos con señales simuladas y así se compara la ejecución de Matrix Pencil frente a Transformada de Fourier y FFT frente a NDFT (Non-Uniform DFT o transformada de Fourier no uniforme que se definirá en este mismo capítulo).

En el capítulo 5 se expone la aplicación de estos métodos a tres medidas realizadas: un dipolo en un sistema multisonda de MVG (Microwave Vision Group), un corte principal de una bocina en un sistema de medida esférico de campo cercano (SNF – Spherical Near Field) y una antena de ranuras en un sistema de campo cercano plano (PNF – Planar Near Field). En cada una de estas medidas se aplican los métodos de filtrado FFT y Matrix Pencil y se comparan entre ellos. Se explica además los parámetros utilizados para cada filtrado y se llega a una serie de conclusiones que se mostrarán también en el capítulo final. El método Cepstrum se ha implementado en la segunda medida y se explica por qué este método no es óptimo para este tipo de señales.

Por último, el capítulo 6 resume los resultados, contribuciones realizadas en la tesis y conclusiones de todos los capítulos anteriores; además propone líneas futuras de investigación. También se enumeran en este capítulo la lista de publicaciones llevada a cabo en el desarrollo de esta tesis, tanto artículos de revistas como artículos para conferencias nacionales e internacionales.

CAPÍTULO 2 – ESTADO DEL ARTE

2.1.INTRODUCCIÓN. INCERTIDUMBRES Y ERRORES EN LA MEDIDA DE ANTENAS EN CAMPO CERCANO.

La presencia de reflexiones en sistemas de medida de antenas da lugar a errores sistemáticos que, o bien se corrigen, o se introducen en el análisis de incertidumbres del proceso de medida. Las dos estrategias se han venido realizando tradicionalmente, aunque en los casos en los que las reflexiones son pequeñas (sistemas de medida en campo abierto, reflexiones en entornos anecoicos en bandas bajas de frecuencia, antenas mal adaptadas, reflexiones mutuas en las paredes...) se suele optar por la inclusión de estos errores en los gálambos de incertidumbres. Esto tiene su explicación, especialmente en campo cercano, ya que muchos de los errores obtenidos en campo lejano se pueden modelar como términos de incertidumbre existentes en campo cercano. La segunda opción es optar por algoritmos que reduzcan los efectos de estas reflexiones. Existen diversos algoritmos, que serán descritos a lo largo de la Tesis, que realizan filtrados en los dominios del tiempo, de las fuentes en la antena o de los modos de radiación.

Por lo tanto, antes de detallar la investigación realizada para esta tesis, se va a llevar a cabo una revisión histórica tanto de los estudios de incertidumbres como de las contribuciones a la cancelación de errores en la medida de antenas.

Existen numerosos estudios que intentan dar una estimación fiable de la incertidumbre del diagrama en campo lejano para un error determinado en campo cercano, o una combinación de estos. Uno de los primeros se puede encontrar en [7], donde Newell y Yaghjian extrajeron expresiones de error a partir de las ecuaciones que relacionan cantidades en campo cercano plano (PNF) y en campo lejano, para deducir cómo algunos errores de medidas en PNF afectan a la precisión de los parámetros en campo lejano. Los errores investigados fueron truncamiento debido al tamaño finito del plano de adquisición, errores de la sonda en la posición x , y , z , incertidumbres en la amplitud y fase de los datos medidos y múltiples reflexiones entre la sonda y la antena. Los resultados de este estudio no solo fijaron los límites superiores de los errores obtenidos en el campo lejano sino que también especificaron la forma del error (lineal, cuadrático, periódico, etc...).

Varios años más tarde, Newell publicó un estudio más detallado sobre errores de medida en campo cercano plano [8] basado principalmente en [9] de Yaghjian. En esta publicación se identificaron las fuentes más importantes de errores en un campo plano, identificando los 18

términos de error más importantes (“18-term error budget”), que se ha utilizado ampliamente en análisis posteriores y ha sido aceptado entre expertos. En este artículo, el impacto de cada error de campo cercano respecto al diagrama en campo lejano fue estimado y se establecieron tres categorías para clasificar los métodos de estimación de incertidumbres: análisis matemático, simulación por ordenador y test de medida. La primera alternativa se basa en el uso de la relación de la transformada de Fourier entre el campo cercano y su correspondiente espectro de onda plana (PWS) para deducir expresiones de error, como se hizo en [7]. En simulaciones por ordenador, los errores se modelan matemáticamente y se añaden a cada dato de campo lejano, calculando posteriormente el diagrama de campo lejano corrupto, que se compara con la simulación del obtenido sin tener en cuenta los errores. La última opción es el test de medida, que se basa en cambiar algo en la configuración de la medida, realizar varias medidas diferentes con sus configuraciones distintas y comparar los resultados. Este último se usó en muchas medidas para verificar que los sistemas de campo cercano plano, eran capaces de producir resultados de gran precisión capaces de competir con cualquier otra técnica de medida. Adicionalmente, Newell y Stubenrauch publicaron en 1988 un estudio del efecto de los errores aleatorios en medidas de campo cercano. En este artículo [10], se desarrollaron expresiones que relacionaban la relación señal a ruido (SNR) en campo cercano, con la SNR en campo lejano. Otras publicaciones de ese mismo año, tratan el tema con diversos enfoques [11].

Independientemente de la alternativa elegida, la magnitud de cada error en campo cercano se mide o se estima determinando su efecto en el diagrama en campo lejano. Finalmente, la incertidumbre total de la medida se estima combinando las estimaciones individuales de cada error. Por tanto, los resultados obtenidos en estos estudios se pueden usar para estimar el impacto de un error particular o una combinación de errores en el diagrama de campo lejano. Además, los resultados se pueden emplear para deducir el máximo error admisible en campo cercano para un determinado nivel de precisión en campo lejano, o para evaluar la precisión de un campo cercano, como se hizo en [12].

Tal y como se ha comentado, el trabajo expuesto en [8] ha sido base de múltiples estudios y algunos de ellos, publicados hace unos años, como [13], donde Francis y Wittmann utilizan un concepto similar al trabajo de Newell para definir las fuentes de incertidumbre para la medida de ganancia y el diagrama relativo en medidas de campo cercano. Estos análisis de incertidumbre se aplicaron a la medida de una antena de array con lóbulos secundarios ultra bajos. Es más, dado el éxito del análisis presentado en [8] para estimar las incertidumbres y para evaluar instalaciones de medidas planas, se extendió este análisis para las otras

configuraciones más corrientes de instalaciones de medidas de campo cercano (cilíndrico y esférico). A día de hoy se siguen realizando estudios en este campo [14].

La extensión para el caso cilíndrico se presentó en [15] y [16] dando un énfasis especial a los errores de posición, efectos de corrección de la sonda y efectos de dispersión (scattering) en la sala de medida. Después de describir las formas de estimar incertidumbres en los resultados obtenidos para CNF (campo cercano cilíndrico – “Cylindrical Near Field”), se presentó una comparativa del diagrama en campo lejano de la antena VAST-12 [17] obtenida en campos de medida cilíndricos y planos, llegando a la conclusión que las diferencias entre ambos diagramas eran consistentes con las estimaciones de incertidumbre en ambos tipos de medida.

En cuanto las incertidumbres en medidas SNF (campo cercano esférico – “Spherical Near Field”), uno de los estudios iniciales fue llevado a cabo en [18] por Hansen. Un análisis más detallado se presentó para este tipo de configuraciones en [19], donde Hess identificó un buen número de errores relacionados con el alineamiento, incrementando así el número de términos de error dado por Newell de 18 hasta 50. Aunque Hess propuso expandir este enfoque a análisis de incertidumbre en SNF, en muchas situaciones la mayoría de las fuentes de errores son despreciables y no contribuyen al balance total de error pero sí incrementarían el tiempo de medida. En [20], Hindman y Newell propusieron un proceso para evaluar la precisión de los lóbulos secundarios en un campo SNF, centrándose sólo en las mayores contribuciones en el balance de los 18 términos de error descritos por Newell. El efecto de todos los errores se estima usando comparaciones de medidas y el objetivo de conseguir sólo las mayores contribuciones es ser capaz de cuantificar un nivel de precisión de forma suficientemente buena con una reducción importante en el tiempo de medida. El estudio publicado por Miller en [21] se basa también en la lista de los 18 errores aportada por Newell, adaptándola para otros tipos de medidas como medidas de ganancia en campos SNF.

En los últimos años, posteriormente a las publicaciones nombradas, se han hecho esfuerzos colectivos por realizar comparativas y sacar resultados comunes sobre las incertidumbres de diversos laboratorios y campos de medida. Es el caso por ejemplo de la red de excelencia europea ACE (“Antenna Centre of Excellence”), creada bajo el 6º Programa Marco europeo, donde se han realizado contribuciones de este tipo [22]-[23] las cuales han producido resultados de investigación dignos de mencionar [24].

Hasta ahora, todos los trabajos mencionados han intentado deducir el efecto de errores en campo cercano en la precisión de los parámetros de campo lejano. Sin embargo hay un segundo grupo de estudios cuya meta no es desarrollar un análisis de incertidumbre, sino

proponer métodos o técnicas de reducción del efecto de estos errores en campo cercano, mejorando la calidad de los resultados en campo lejano. Basado en el “balance de 18 términos de error”, Newell y Hindman desarrollaron procedimientos para reducir el efecto de las fuentes de errores individuales y por tanto mejorar la fiabilidad de los resultados. Estos procedimientos se publicaron en [25] y la mayoría se basan en datos de post-procesado que no requieren demasiado tiempo de computación adicional. En particular se propusieron diversas técnicas entre las que se encuentran la reducción de efectos como errores por corrientes de fuga en el receptor, juntas rotatorias no ideales, desalineamiento del motor esférico o dispersión en la sala de medida. Además se describieron otras alternativas para suprimir múltiples reflexiones entre la sonda y la antena o errores de posición. Sin embargo, en estos últimos casos, se necesitan medidas adicionales. Algunos de estos procedimientos de reducción de errores se expusieron previamente en [26] donde se realizó una comparación entre un campo plano y uno esférico demostrando que las diferencias antes y después de corregir los datos se habían reducido claramente, validando la efectividad de las técnicas de corrección.

Algunos años antes de estas últimas investigaciones, se publicaron otras alternativas para cancelar fuentes individuales de error [27]-[28]. Por ejemplo, en [29] se introdujo un método práctico para corregir errores de fase en tiempo real causados por cables flexibles o juntas rotatorias cuando se mide a altas frecuencias. Este método se basa en medir primero el error de fase en cada punto de la superficie de escaneado, empleando un acoplador direccional situado antes de la sonda, que refleja una parte de la señal que ha sido previamente inyecta y que se usa para estimar el error de fase como la mitad del error de la señal que atraviesa el cable dos veces. Entonces, el error de fase instantáneamente se elimina del resultado. El estudio [30] publicado en el año 2000 evaluó la reducción y caracterización de un error de deriva en la medida de pequeñas antenas usando un analizador de redes. Se probó que la precisión de la medida mejoraba con el uso de un sintonizador (tipo “stub”). Además, el error de deriva del analizador de redes se caracterizó matemáticamente usando el modelo vector.

En [31], Muth evaluó el efecto de errores en el diagrama de campo lejano causados por desplazamiento de sonda en el procedimiento de medida en campo cercano. En este trabajo, no sólo se estudiaron los errores máximos en campo lejano causados por errores de posición sistemáticos o su dependencia del número de onda, sino que también se dedujo el campo exacto cuando se conocía el desplazamiento de la sonda. Los errores de desplazamiento x -, y - y z - se estudiaron en primer lugar en un escáner plano. Sin embargo, el estudio teórico se llevó a cabo con generalidad suficiente de forma que el análisis se puede extender para estudiar

errores de posición en escáneres con geometrías cilíndrica y esférica. Otra publicación que analizó este tipo de error se muestra en [32]. Esta investigación, llevada a cabo por Hojo y Rahmat-Samii, pretende deducir el efecto causado por errores sistemáticos y aleatorios en la posición del brazo donde se coloca la sonda, en una medida bipolar de parámetros de campo lejano como la ganancia. El resultado se obtuvo introduciendo errores simulados y mostrando el error de ganancia como una función del error de posición en la inclinación del brazo.

Las mejoras en el desplazamiento de la sonda han sido tan notables que los algoritmos de transformación de campo cercano a campo lejano han mejorado siendo capaces de cumplir su objetivo cuando la malla de adquisición no es uniforme. Particularmente se han desarrollado transformaciones de campo rápidas para antenas irregulares por la Universidad Politécnica de Munich en sistemas portátiles de medida de antenas [33]-[34]. También se ha avanzado en el estudio de mejoras en las técnicas de postprocesado [35] y en el uso de algoritmos iterativos para mejorar técnicas de filtrado [36]. Además ha habido un gran avance en la reducción del tiempo de adquisición, aplicando métodos como las adquisiciones con muestreo irregular. En este sentido es digno de remarcar el trabajo desarrollado en los últimos años por la Universidades de Salerno y la Universidad de Nápoles Federico II [37], donde diferentes esquemas de adquisición han sido optimizados para escáneres cilíndricos y esféricos según la forma de la AUT (Antenna Under Test o Antena Bajo Prueba). Persiguiendo también esta reducción de tiempo, Microwave Vision Group, la Universidad Politécnica de Madrid y la Universidad de Aachen, publicaron una comparación de diferentes métodos para realizar transformaciones de medidas de cortes en campo cercano a campo lejano [38]. Todas estas mejoras se traducen en una reducción importante en el tiempo de medida.

Finalmente, las últimas mejoras combinando simulación y medidas permiten un diseño de antenas más rápido y preciso. En [39] se presentan algunos nuevos conceptos en la combinación de ambas herramientas. Todas estas mejoras combinadas con los nuevos sistemas de medida de antenas permiten realizar medidas más precisas y rápidas [40]. Se pueden encontrar más ejemplos de simulaciones, combinaciones de métodos y aplicaciones de los diferentes métodos de reducción de ecos en [35]-[36],[40]-[44].

A continuación se va a presentar el estado del arte de las técnicas más comunes para la eliminación de estas en las medidas de antenas.

2.2.TÉCNICAS DE CANCELACIÓN DE REFLEXIONES

El número de enfoques para analizar y cancelar los efectos de las reflexiones, se ha incrementado en los últimos tiempos. Actualmente existen métodos que se emplean no sólo para eliminar reflexiones sino también para caracterizar las cámaras con una figura de mérito conocida habitualmente como nivel de reflectividad.

En el dominio de la frecuencia, la reflectividad se obtiene a partir del diagrama de interferencia, medido moviendo una de las antenas en la zona quieta [45]-[46]. El principal inconveniente de esta técnica es la imposibilidad de separar las diferentes reflexiones, siendo demasiado difícil identificar imperfecciones propias del lugar de ensayo y dando únicamente indicaciones de los niveles de incertidumbre en futuras medidas de antenas.

Los últimos años se caracterizan por el aumento de la velocidad en los sistemas de adquisición de datos, los nuevos sistemas multisonda y la mejora de la capacidad de los ordenadores personales. Por estos motivos las técnicas de post-procesado permiten mejorar la precisión de las medidas de antenas, mediante un tratamiento de los datos haciendo uso de información de características geométricas de las antenas. En este sentido, se está trabajando en la evaluación de las distintas de cancelación de reflexiones, su aplicación a sistemas de campo próximo y la mejora de las mismas. El progresivo desarrollo de estas técnicas permitirán en un futuro poder medir en entornos diferentes a los actuales, pudiendo de hecho medir las estructuras radiantes in-situ, abaratando los costes de diseño de antenas para los fabricantes [35],[47]-[50].

De cualquier modo, la aplicación directa de estas técnicas en sistemas de medida tradicionales permite, por ejemplo:

- La reducción del efecto de reflexiones múltiples sonda de medida – antena bajo prueba para la medida de antenas en sistemas planos, donde la distancia de medida es pequeña
- La medida de antenas en bajas frecuencias, donde el comportamiento del material absorbente no alcanza las prestaciones adecuadas.
- La medida en entornos semiabiertos (como el StarLab de MVG) con sistemas móviles que sean más cómodos de utilizar en la cadena de montaje.
- La medida en campos abiertos o sistemas de intemperie donde no existe ningún tipo de absorción de las señales electromagnéticas que llegan a dichos sistemas.

En general existen tres familias de técnicas de cancelación de ecos: filtrado temporal, filtrado modal y filtrado espacial. Las técnicas de filtrado modal podrían considerarse una extensión de la última, pero se va a considerar de modo independiente por tener diversas peculiaridades [51]. A continuación se va a desarrollar cada una de ellas.

2.2.1.FILTRADO ESPACIAL

Las técnicas de filtrado espacial se basan en la transformación de la medida al dominio de la antena bajo prueba, es decir en la reconstrucción de fuentes. A partir de dicha reconstrucción, y teniendo conocimiento de cierta información sobre la geometría de la antena, se puede eliminar el efecto de señales espurias como ecos, fugas o efecto de posicionadores entre otros [52]-[58].

Del mismo modo que se verá en el filtrado modal, los métodos de filtrado espacial funcionan mejor en sistemas planos, relativamente bien en sistemas cilíndricos o multisonda y presentan alguna limitación en sistemas esféricos convencionales.

Para realizar este filtrado existen numerosas técnicas de reconstrucción de fuentes, basadas fundamentalmente en el uso de la transformada de Fourier [52] (a partir de la relación entre el espectro de ondas planas y las fuentes en un plano), ecuación integral [49] (resolución del problema inverso) o incluso mediante el uso de modos esféricos [55]-[56]. A continuación se van a explicar dos de las más utilizadas.

2.2.1.1. TÉCNICAS HOLOGRÁFICAS PARA FILTRADO ESPACIAL

Cuando nos encontramos en una situación reflexiones procedentes de superficies que rodean a la antena que se está midiendo (suelo, paredes y/o techo principalmente) el diagrama de radiación de la antena se verá perturbado. Estas reflexiones se pueden modelar como provenientes de fuentes imagen [59]-[61], a través del teorema de las imágenes como se muestra en la Figura 4. La imagen no se detecta tan explícitamente debido a un módulo del coeficiente de reflexión en el suelo distinto de la unidad y que las reflexiones no están enfocadas, como es el caso de la señal procedente de la antena.

Figura 4. Aplicación del teorema de las imágenes a la reflexión [35]

La identificación de las fuentes virtuales o ficticias que contribuyen a las reflexiones, no es posible con una técnica de diagnóstico convencional, donde el campo sólo se reconstruye en la apertura de la antena. Sin embargo, si se realiza la reconstrucción en una superficie más grande que las dimensiones de la antena, las fuentes ficticias se pueden encontrar y cancelar con un proceso de filtrado espacial. Para filtrar se aplica una transformada de Fourier al espectro de ondas planas para transformar del dominio k_x/k_y al dominio x/y en la proximidad de la Antena Bajo Prueba (ABP).

La ventaja principal de este método es la velocidad (usa interpolaciones, transformadas rápidas de Fourier y propagación de ondas planas). La principal desventaja es que el campo reconstruido se limita a un plano. Por tanto la técnica es útil para antenas de aperturas o arrays planos, pero no para el caso general. El principal inconveniente de esta técnica es que se necesita realizar la reconstrucción en un plano de mayor tamaño que la antena bajo prueba, para lo cual hay que hacer una interpolación del espectro de ondas planas y que, por lo tanto, hay que conocer el origen de la reflexión para poder ser recibida. En caso contrario la FFT produce aliasing y los ecos no se cancelan correctamente. Por tanto, la base de este método es una técnica de diagnóstico modificada que proporciona el campo reconstruido en una región cuyo tamaño depende de la distancia entre la antena a medir y las posibles superficies reflectantes, y que para asegurar la correcta identificación de la imagen, deberá ser al menos dos veces esta distancia.

Este método se ha aplicado a medidas en campo cercano sobre superficies planas y cilíndricas [62]-[63]. La Figura 5 muestra una configuración de validación en el sistema plano de campo cercano de la Universidad Politécnica de Madrid, donde una antena de bocina fue medida modelando las reflexiones con una plancha de metal colocada en el suelo de la cámara.

Figura 5. Ejemplo de medida en un sistema plano con reflexiones [35]

La Figura 6 muestra los resultados del algoritmo, comparando el diagrama de radiación antes y después de aplicarlo. Se observa que el rizado provocado por las reflexiones se cancela con el algoritmo, y se aprecian unas diferencias muy pequeñas con respecto al diagrama de referencia. Este algoritmo tiene una clara desventaja, y es que no puede eliminar las reflexiones que provienen de la dirección horizontal, ya que éstas terminan proyectándose sobre el mismo plano de la antena a medir.

Figura 6. Diagramas de radiación antes y después del filtrado [35]

Otro uso de la FFT para esta aplicación fue presentado por la UPM en [62]. En este caso se aplicó a sistemas planos y sistemas cilíndricos. En la Figura 7 se muestra la aplicación de esta técnica a la medida de una antena RADAR en un sistema de campo próximo cilíndrico (INTA-CEAR en Guadalajara, España), donde se quitó el absorbente del suelo. En la figura de la derecha se ve la reconstrucción de la antena y debajo el efecto de la reflexión. En la parte inferior se observa la mejora del diagrama de radiación gracias a este post-proceso. El campo se reconstruye en una superficie grande y las fuentes procedentes de la antena se pueden separar de las fuentes procedentes de la reflexión del suelo (en la parte derecha de la figura). En la figura de más abajo se observa la mejora en el diagrama de radiación.

Figura 7. Aplicación de filtrado espacial con FFT a sistema de medida cilíndrico [35]

Esta técnica también se puede aplicar con la transformada de Fourier no uniforme. En este caso, en lugar de tomar muestras del espectro de onda plana (muestras uniformes en el dominio k_x/k_y), las muestras se pueden tomar directamente a partir del campo lejano (de manera uniforme en θ/ϕ). Esto generaliza el proceso y además se consigue evitar la interpolación del dominio angular al dominio espectral. Además el filtrado puede ser aplicado intrínsecamente a la superficie de la antena, sin necesidad de calcular los campos en toda la superficie (incluyendo los ecos potenciales).

2.2.1.2. RECONSTRUCCIÓN DE FUENTES MEDIANTE ECUACIÓN INTEGRAL

Existen técnicas más precisas que la anterior, como es el caso de la Ecuación Integral, la cual se basa en el concepto de reconstrucción de las fuentes a partir de los campos [64]-[65]. Si se usa la ecuación integral para la reconstrucción de fuentes, se puede reconstruir en una superficie distinta de un plano, manteniendo también el filtrado implícito que se realiza con la DFT. Sin embargo, el tiempo y capacidad de memoria necesaria para el cálculo crece de manera drástica. Esta técnica ha sido desarrollada por diferentes empresas (paquete de software DIATool© de TICRA [66] o INSIGHT© de MVG [67]) y soluciones equivalentes han sido desarrolladas por grupos de investigación [34],[49],[66]-[71].

Soluciones como INSIGHT se basan en el principio de equivalencia: todos los elementos radiantes o reflectantes dentro de un volumen se pueden sustituir por su corriente equivalente eléctrica y magnética (J , M), que pasan por una superficie que las contiene y radia la misma cantidad de campo. La ecuación integral dual fuerza la condición de contorno de campo interno cero para determinar las dos corrientes desconocidas J y M en la superficie de

la antena conformada. A continuación se resuelve la ecuación integral de forma eficiente con el método de los momentos inverso.

Esta técnica no sólo se aplica a la reducción de eco; también sirve para entender profundamente las características de radiación de la antena para diagnóstico de antena, extrapolación de datos, radiación de espurios y transformación NF – FF. La Figura 8 muestra la medida de una antena de bocina y el cálculo de las fuentes en un volumen. Los ecos se filtran intrínsecamente ya que aparecerían en el volumen que encierra la antena.

Mientras que las técnicas holográficas explicadas en el apartado 2.2.1.1 están basadas en la reconstrucción sobre un plano, estas técnicas de reconstrucción de fuentes podrían obtener las corrientes en superficies 3D. Así, el diagrama en toda la esfera podría ser reconstruido. La principal desventaja es que este algoritmo requiere mayor tiempo de procesado, pero la principal ventaja es que la solución se puede ajustar a formas de antena volumétricas, calculando las corrientes en formas distintas, tal como se muestra en la Figura 8 y se realiza un filtrado intrínseco de todas las señales espurias provenientes de fugas de corriente, efectos de posicionadores, etc...

Figura 8. Ejemplo de uso del Software INSIGHT [67]

Cualquier volumen que cubra la antena puede utilizarse para la reconstrucción de fuentes. La razón es que estas técnicas usan un filtrado espacial intrínseco, y las corrientes se calculan únicamente en las zonas donde la antena está localizada. De esta forma ecos, fugas, interferencias y otras reflexiones podrán ser directamente cancelados.

La desventaja del tiempo de procesado, para algunos casos puede solucionarse si se utilizan otras técnicas de reconstrucción de fuentes, como la técnica de Holografía 3D [72]. En este caso, las ventajas de ambos métodos se combinan: el tiempo de post-procesado se reduce y la

única información necesaria es la superficie de la antena a medir, aunque la solución no es tan precisa como en el caso de la resolución de la ecuación integral.

Para validar el algoritmo, en [73] se hizo una simulación con una RLSA (Radial Line Slot Antenna). Las reflexiones se incluyeron artificialmente en la simulación del campo cercano plano y el campo lejano se obtuvo con reflexiones y sin ellas. En la Figura 9 se observa que el diagrama de radiación puede ser perfectamente reconstruido.

Figura 9. Ejemplo de aplicación de holografía 3D [47]

2.2.2.FILTRADO MODAL

Las técnicas de filtrado modal se basan en la relación que existe entre el número de modos con que se puede caracterizar la radiación de una antena y las dimensiones de la mismas. Si se mide con un número de modos suficiente, la información que esté concentrada en los modos de orden superior no vendrá de la antena bajo prueba sino de reflexiones u otras señales espurias. Al realizar la medida, el campo cercano se transforma en ondas esféricas o cilíndricas y el posterior filtrado del campo en ese dominio. No se incluye la transformación al espectro de ondas planas (PWS), ya que se considera que este proceso sería una técnica de filtrado espacial (existe una relación entre el número de modos, el tamaño y la posición en el sistema de medida de la antena a medir) [74]-[75].

Uno de los hitos más importantes para el filtrado modal fue la introducción de un enfoque para reducir la influencia de la dispersión en los resultados de diagrama en campo lejano por Newell y Hindman [67],[76]. Esta técnica fue denominada MARS (Mathematical Absorber Reflection Suppression); combina una geometría de medida y postprocesado matemático que implica un análisis de los datos medidos y un proceso de filtrado para suprimir las señales dispersivas no deseadas. Es más, requiere una mínima cantidad de información sobre la antena que se quiere medir, la sonda para realizar la medida y la geometría del campo: se basa en un filtrado especial de modos cilíndricos [78]-[79] o esféricos [80] no deseados, dependiendo si la antena ha sido medida en un campo CNF o SNF respectivamente. La técnica MARS fue desarrollada por la empresa NSI y se ha comprobado su efectividad en muchas situaciones distintas. Se puede aplicar para transformaciones de campo cercano a campo lejano [81] y a diferentes tipos de medidas esféricas para diferentes tipos de antenas. Además, es apropiado para extender el rango de frecuencia del absorbente de microondas en una cámara anecoica y para mejorar en la directividad en el diagrama de radiación [78].

MI-Technologies utiliza otro procedimiento similar para suprimir ondas reflejadas en medida de antenas. Se denomina la técnica Iso-Filter® y tal y como la técnica MARS se basa en realizar un sobremuestreo para posteriormente aplicar un filtrado modal [82]-[83],[81]. En el nuevo dominio, el campo puede ser filtrado debido a que hay una relación entre el tamaño de la antena, la posición en el sistema de medida y los modos en los que el campo está contenido. Estas técnicas se pueden usar no sólo para mitigar reflexiones sino también un gran número de errores de medida, entre otros el ruido.

Por último MV-Echo de MVG utiliza también la descomposición en modos esféricos [67], [84]. El mismo principio se utiliza de nuevo: transformación de campo cercano a campo lejano, descomposición en el dominio de ondas esféricas, desplazamiento del campo y filtrado de la información que se encuentre fuera de los modos válidos.

Para la transformación se deberá utilizar la expansión de ondas esféricas (SWE – Spherical Wave Expansion) del campo medido, conociendo a priori el tamaño de la ABP (Antena Bajo Prueba). La expansión de onda esférica (SWE – Spherical Wave Expansion) es una forma precisa y conveniente de representar el diagrama de radiación en 3D de una antena. Una vez que se conocen los coeficientes de la SWE, las amplitudes complejas de ambas componentes del campo eléctrico se pueden calcular en cualquier lugar fuera de la mínima esfera centrada en el origen de coordenadas y que contenga la antena. Aunque una SWE precisa contendría, en principio, un número infinito de modos, para cualquier problema práctico es suficiente con

tomar un número razonablemente pequeño de los modos más bajos. Esto es debido a que la expansión, debido a las características de las funciones esféricas de Hankel, converge muy rápidamente según aumenta el índice del modo para los modos de índices altos. Así, la SWE se puede truncar en un modo relativamente bajo, N , sin añadir un error sustancial. Si bien el tema de truncamiento en un índice N se ha discutido ampliamente en la literatura, hasta [74] sólo se había estudiado el impacto del error del truncamiento en la expansión, mientras que los posibles errores de los datos se habían ignorado. Varias reglas empíricas y semiempíricas para la elección de N se han dado en la literatura [6],[85]-[86]. En [87], el índice N apropiado de truncamiento se puede determinar como función de la precisión deseada y del tamaño de la antena, usando la función de error de truncamiento.

Como en la práctica existe una gran cantidad de fuentes de error [88], al contrario de lo que ocurriría con datos teóricos sin contaminación de ningún tipo, el hecho de incrementar los términos en la expansión esférica no lleva necesariamente a una representación más precisa. Además de las reflexiones no deseadas, la dispersión y las fugas de la señal, así como la inexactitud en el alineamiento de la antena, degradan la precisión de la medida.

Numerosos métodos diferentes para reducir este tipo de errores están descritos en la literatura, como por ejemplo errores de alineamiento de antenas en [89]. Un método de compensación de campos a partir de la sustracción del diagrama de radiación se describe en [90] donde también se presentan otras técnicas para compensar los errores de campo inducidos por el diagrama de radiación. Dos de estos métodos se basan en SWEs [91],[92]. El propósito del artículo [74] es examinar cuánto se pueden reducir los errores en el diagrama de radiación meramente calculando la SWE con el mejor índice posible de truncamiento. Mientras que el campo preciso es desconocido en las medidas del diagrama de radiación, se han examinado ejemplos numéricos simulados que representan diagramas de radiación poco precisos. Los resultados hacen posible desarrollar un método para encontrar el índice de truncamiento óptimo incluso cuando no se conoce el diagrama exacto.

2.2.2.1. REPRESENTACIÓN Y CÁLCULO DE LOS COEFICIENTES EN LA EXPANSIÓN DE ONDA ESFÉRICA

La SWE se expresa de varias formas diferentes en la literatura [6],[93]-[95]. En [74] la SWE para los campos eléctrico y magnético fuera de la esfera más pequeña centrada en el origen de coordenadas y que rodea la fuente ($r > r_0$) viene dado por

$$E(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} M_{mn}(r, \theta, \phi) + b_{mn} N_{mn}(r, \theta, \phi)] \quad (1)$$

$$H(r, \theta, \phi) = \frac{jk}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [b_{mn} M_{mn}(r, \theta, \phi) + a_{mn} N_{mn}(r, \theta, \phi)] \quad (2)$$

Donde $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu} = 2\pi/\lambda$ es el número de onda. Los vectores M y N , llamados vectores de funciones de onda esférica vienen definidos por

$$\begin{aligned} M_{mn}(r, \theta, \phi) &= \nabla \times (r \psi_{mn}) \\ N_{mn}(r, \theta, \phi) &= k^{-1} \nabla \times \nabla \times (r \psi_{mn}) \end{aligned} \quad (3)$$

Donde las funciones de onda escalares esféricas para los campos que viajan hacia fuera de la esfera son:

$$\psi_{mn}(r, \theta, \phi) = e^{-jm\phi} h_n^{(2)}(kr) P_n^{|m|}(\cos\theta) \quad (4)$$

En estas expresiones, las funciones $P_n^{|m|}$ son las funciones asociadas de Legendre y $h_n^{(2)}$ son las funciones esféricas de Hankel de segundo tipo.

Usando la forma asintótica de las funciones esféricas de Hankel, los componentes de campo eléctrico en la región de campo lejano se pueden expresar como

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[a'_{mn} (-jm) \frac{P_n^{|m|}(\cos\theta)}{\sin\theta} + b'_{mn} \frac{dP_n^{|m|}(\cos\theta)}{d\theta} \right] \exp(-jm\phi) \\ E_{\phi} &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[a'_{mn} \left(-\frac{dP_n^{|m|}(\cos\theta)}{d\theta} \right) + b'_{mn} (-jm) \frac{P_n^{|m|}(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \exp(-jm\phi) \\ E_r &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

donde

$$\begin{aligned} a'_{mn} &= a_{mn} h_n^{(2)}(kr) = j^{n+1} \frac{e^{-jkr}}{kr} a_{mn} \\ b'_{mn} &= b_{mn} \frac{1}{kr} \frac{d}{d(kr)} [h_n^{(2)}(kr) kr] = j^n \frac{e^{-jkr}}{kr} b_{mn} \end{aligned}$$

El número de coeficientes calculables en la SWE, cuando se calculan a partir de datos libres de error, depende del número de puntos y la disposición espacial. El máximo definido para el número de coeficientes se fija a partir del número de puntos de datos, pero una configuración sistemática de los datos decrementa el número de coeficientes en la mejor expansión posible. La expresión (1) para SWE revela que una expansión truncada en el modo N incluye $J =$

$2N(N+2)$ modos. Mientras que cada coeficiente y ambos componentes de campo son números complejos, el número de coeficientes debe ser menor o igual a dos veces el número de puntos de campo M ($J \leq 2M$), que lleva a la condición $N \leq \sqrt{M+1} - 1$ [74].

2.2.2.2. CÁLCULO PRÁCTICO DEL NÚMERO DE MODOS EN LA EXPANSIÓN DE ONDA ESFÉRICA

Como se introducía en el apartado anterior, el número de modos depende de las variaciones del campo en θ y en ϕ (ángulos esféricos de la dirección del campo en coordenadas esféricas estándar). Las variaciones en ϕ están limitadas por el orden M y las variaciones del campo en θ , por el grado N . Para el caso general, tal y como se ha reflejado previamente, $M = N$ y el número total de los modos es $2N(N+2)$. Para antenas con simetría rotacional alrededor del eje z , puede ocurrir que $M \ll N$.

Un valor empírico de N viene dado por

$$N = kr_0 + n_1 \quad (6)$$

En el momento en el que comenzaron las transformaciones esféricas de campo cercano a campo lejano [96]-[97], las limitaciones de computación hacían que fuera poco realista trabajar con antenas de diámetro de más de 100λ . Por este motivo se llevó a simplificar la ecuación anterior a $n_1 = 10$.

2.2.2.3. EJEMPLO PRÁCTICO DE FILTRADO MODAL

En [41] se muestra el modo de funcionamiento de filtrado modal, que se reproduce de nuevo a continuación en la Figura 10. En este caso se ha medido en un sistema convencional una bocina con la presencia de un fuerte elemento reflector. Al calcular los modos esféricos, se observa (a la derecha) que los modos procedentes de la AUT se concentran en un número reducido de ellos, mientras que los ecos se extienden en modos superiores. Quedándonos exclusivamente con los modos de orden inferior logramos reducir la contribución del eco.

Figura 10. Ejemplo de aplicación con MV Echo [67]

De cualquier modo, estas técnicas presentan algunas limitaciones en los sistemas convencionales de medida de antenas debido a que el doble movimiento de rotación de la antena bajo prueba es equivalente a la traslación de la sonda a lo largo de la esfera de medida, pero no es así para los ecos.

2.2.3.FILTRADO TEMPORAL

Inicialmente, para aislar las diferentes señales reflejadas entre ellas y de la señal directa, se utilizaba la técnica de caracterización en el dominio del tiempo, donde la medida se realiza directamente en este dominio utilizando generadores de pulso y osciloscopios de muestreo. Esta técnica consiste en transmitir un pulso corto; tras recibir la señal directa y las reflexiones, no habrá confusión entre ellas ya que no recorrerán la misma distancia (medida gracias al retardo). Para inferir una respuesta en frecuencia fiable, se requiere realizar tras la medida un filtrado temporal y una transformación tiempo-frecuencia [98]-[100]. Con esta técnica se puede además detectar la dirección de cualquier reflexión: basta con cambiar la posición de las antenas, medir los nuevos retardos y compararlos con los anteriores. Por tanto este enfoque no sólo se puede utilizar para obtener el nivel de reflectividad de la cámara anecoica sino también muestra los lugares donde esta es mayor. Toda esta información puede usarse para mejorar el rendimiento de la instalación y reducir la imprecisión en las medidas.

Sin embargo, en este caso, se requiere equipamiento complicado y caro. En [101] se presenta otro método que también está basado en medidas a diferentes distancias. En este se compensan las perturbaciones haciendo una media de los diferentes diagramas que se graban. El inconveniente es, que antes de hacer la media, todos los diagramas tienen que referenciarse sobre la misma distancia.

Otra opción para eliminar las reflexiones es el uso de las técnicas de enventanado en el tiempo. La idea principal es separar la señal directa de estas usando una representación en el dominio del tiempo. Esta información no se usa para estimar la reflectividad de una cámara anecoica como se explicaba en el párrafo anterior, sino más bien para aislar la contribución directa y cancelar los efectos del eco. Sin embargo, la complejidad del equipo de medida es menor cuando se mide en el dominio de la frecuencia, tal y como se propone en [102] y [103]. Usando estas medidas, la respuesta temporal se calcula inmediatamente aplicando una transformada de Fourier inversa. Una vez que las reflexiones se han suprimido, se aplica una transformada de Fourier para volver al dominio de la frecuencia.

Los algoritmos rápidos que se usan para calcular la transformada de Fourier y su inversa requieren un salto constante de frecuencia. Así, cuando existen regiones de frecuencia donde el campo varía de forma rápida, se debe emplear un salto pequeño en toda la banda para obtener una buena caracterización en estas regiones; por tanto el tiempo de medida puede incrementarse considerablemente. Una técnica basada en procesamiento digital de señales se propuso en [104] para obtener la respuesta temporal de medidas en el dominio de la frecuencia sin necesidad de emplear muestreo uniforme. Esta técnica permite una caracterización óptima del rango de frecuencias con un mínimo número de muestras. Es más, dado que la función de transferencia se modela con un filtro de respuesta finita (FIR), la respuesta temporal será causal, evitando la parte negativa en el tiempo que aparece cuando se realiza una transformada inversa de Fourier y que puede estar escondiendo determinados ecos.

Al igual que en las técnicas de enventanado se utilizan métodos de transformada tiempo – frecuencia, existen otros posibles enfoques basados en técnicas de descomposición en frecuencia, donde la señal medida en el dominio de la frecuencia se traslada al dominio del tiempo y se aplican estas técnicas. El resultado es que la señal queda descompuesta en un conjunto de componentes de propagación, incluyendo la contribución directa y todas las reflejadas. A continuación, tomando sólo la componente deseada, se puede conseguir un resultado bastante similar al obtenido en una cámara anecoica.

Inicialmente se propuso una descomposición en suma de exponenciales complejas representando cada una de ellas una componente distinta. Para llevarlo a cabo los primeros métodos que se usaron fueron los polinómicos. Entre ellos, el algoritmo de Prony era el más popular [105]-[106]. Sin embargo dado que los resultados precisos sólo se obtenían con datos sin ruido, hubo que recurrir al estudio de otras soluciones. Una variación del enfoque polinómico es el método “Pencil-of-Function” [107], que permite la reducción del cuello de botella mencionado arriba. Incluso aunque se obtiene una mejor insensibilidad al ruido, este método es ineficiente computacionalmente porque se requiere un proceso en dos pasos, que implica resolver una matriz de ecuaciones y encontrar las raíces de un polinomio. Tanto la sensibilidad al ruido como esta limitación computacional se pueden resolver empleando el llamado método generalizado “pencil-of-funcion” [108], o su versión mejorada, el método “matrix-pencil” [106], [109], que se aplica a un caso práctico de reflexiones en [110] y se compara con la técnica de inventanado temporal en [102], [41] y [43]. Se puede conseguir una buena relación de compromiso entre los datos procesados y los datos teóricos cuando la señal medida se puede descomponer como la suma de funciones exponenciales complejas. Si no, las componentes de propagación no estarán modeladas correctamente y se identificará como señal directa algo incorrecto. En [111] se presenta un análisis de mayor resolución, donde los componentes reflejados se eliminan en el plano de tiempo-frecuencia una vez realizada una descomposición en la transformada de Gabor sobremuestreada.

2.2.4.RESUMEN DE VENTAJAS Y DESVENTAJAS DE TODAS LAS TÉCNICAS

Este apartado concluye el capítulo comparando los métodos que pertenecen a cada una de las familias anteriores: filtrado espacial, filtrado modal y filtrado temporal [42]

Algoritmo	Tiempo de procesado	Necesidad de multifrecuencia	Necesidad de conocer la geometría	Disponibilidad en escáner esférico
Filtrado espacial	Alto	NO	Sí	Parcial
Filtrado modal	Bajo	NO	Dimensión	Parcial
Filtrado temporal	Bajo	Sí	No demasiado	Sí

Figura 11. Ventajas y desventajas de los métodos

La Figura 11 muestra las ventajas principales de cada método. Para el filtrado temporal, el principal problema es la necesidad de utilizar medidas multifrecuencia. Esto hace que el método no sea válido para algunas aplicaciones. Sin embargo, es un método bueno para

medidas planas donde también se utiliza multifrecuencia. Además es válido para sistemas de medida multisonda donde el tiempo de adquisición no es tan crítico. Respecto al tiempo de procesado, la reconstrucción de fuentes requiere mucho más tiempo que los otros debido al uso del método de la ecuación integral. Respecto la necesidad de contar con información de la geometría de la antena, el filtrado temporal requiere menos información que los otros. Por último, respecto a la validez del método para todo tipo de medidas, el más flexible es el filtrado temporal ya que el procesado se realiza punto a punto. En el resto de casos, cuando la antena a medir varía dentro del sistema, no se puede cancelar perfectamente y distinguir la señal de los ecos. Esto significa que los dos primeros métodos dan resultados muy buenos para escáneres planos, buenos para cilíndricos y sistemas multisonda y tienen algunos problemas para sistemas esféricos clásicos.

CAPÍTULO 3 – ANÁLISIS DE MÉTODOS DE FILTRADO TEMPORAL PARA CANCELACIÓN DE ERRORES

3.1. INTRODUCCIÓN

Como se ha comentado en el capítulo anterior, el filtrado temporal fue el primer método usado para la eliminación o reducción del eco en las medidas de antenas. Inicialmente, una medida se realizaba directamente en el dominio del tiempo utilizando generadores de pulsos y osciloscopios de muestreo [99], [100]. El rayo directo se separaba de los rayos reflejados filtrándolos en el dominio del tiempo y manteniendo sólo las muestras provenientes del rayo directo.

A día de hoy existen enfoques mucho más sencillos y directos para realizar este tipo de filtrados [112]. Un algoritmo de filtrado temporal es capaz de transferir los datos adquiridos en el dominio de la frecuencia al dominio del tiempo, donde se puede observar la secuencia temporal de las señales recibidas. Una vez que se elige la señal deseada, puede ser filtrada en el tiempo aplicando un filtrado paso banda. Los datos filtrados pueden volver a ser transformados en el dominio de la frecuencia proporcionando de esta forma los datos requeridos filtrados en el tiempo. Este filtrado puede ser implementado en campo cercano y en campo lejano [113].

En este capítulo se van a analizar tres métodos y sus limitaciones: filtrado mediante Transformada de Fourier, el método Matrix Pencil y el método Cepstrum. Además, se van a estudiar otros efectos detectados en las simulaciones realizadas como el aliasing y la influencia de la ventana de filtrado escogida.

3.2. MÉTODO DE LA TRANSFORMADA DE FOURIER

El enfoque más sencillo para realizar este filtrado temporal, que requiere el uso de equipos menos complejos, consiste en el uso de la Transformada de Fourier para transformar del dominio de la frecuencia al dominio del tiempo. El proceso es muy simple: las muestras medidas a diferentes frecuencias se transforman al dominio del tiempo (a través de una transformada inversa), en este dominio los ecos y el rayo directo pueden ser filtrados aplicando una ventana y posteriormente una transformada directa se aplica para reconstruir el campo filtrado. La Figura 12 muestra un esquema simplificado del proceso.

Figura 12. Filtrado temporal basándose en FT

La DFT (Transformada Discreta de Fourier – Discrete Fourier Transform) es una secuencia formada por muestras de la transformada de Fourier en frecuencias equiespaciadas. Por consiguiente, el cálculo de una DFT de N puntos corresponde al cálculo de N muestras de la transformada de Fourier en las N frecuencias equiespaciadas $\omega_k = 2\pi k/N$, es decir, en N puntos de la circunferencia unidad del plano z . Existen varios métodos para calcular valores de la DFT que son algoritmos eficientes denominados colectivamente Transformada Rápida de Fourier (FFT). Para conseguir la máxima eficiencia, los algoritmos FFT deben calcular los N valores de la DFT. Cuando sólo se requieren los valores de la DFT en una parte del intervalo de frecuencias $0 \leq \omega < 2\pi$ existen otros algoritmos que pueden ser más eficientes y flexibles, aunque sean menos eficientes que los algoritmos FFT para calcular todos los valores de la DFT. Como ejemplo de esos algoritmos tenemos el algoritmo de Goertzel y el algoritmo de la transformada *chirp*.

Hay muchas formas de medir la complejidad y la eficiencia de un determinado algoritmo o realización, y el resultado final depende tanto de la tecnología disponible como de la aplicación. Utilizaremos el número de multiplicaciones y sumas aritméticas como medida de la complejidad computacional. Esta medida es simple de aplicar, y el número de multiplicaciones y sumas está directamente relacionado con la velocidad de cómputo cuando los algoritmos se realizan en computadores digitales de propósito general o en microprocesadores de propósito específico.

En términos de multiplicaciones y sumas la clase de los algoritmos FFT puede ser órdenes de magnitud superior a otros algoritmos alternativos. La eficiencia de los algoritmos FFT es de hecho tan alta que en muchos casos el procedimiento más eficiente para realizar una convolución es calcular la transformada de las secuencias que se van a convolucionar, multiplicar las transformadas y calcular posteriormente la transformada inversa del producto de dichas transformadas [114].

Si bien esta técnica es rápida y sencilla, la principal limitación a tener en cuenta para su utilización es la necesidad de realizar una adquisición multifrecuencia en cada punto de medida, incrementando de esta forma el tiempo de procesamiento y el número de muestras.

3.2.1.ALGORITMOS UTILIZADOS

3.2.1.1. TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER (FFT)

La transformada rápida de Fourier (FFT) y su inversa (IFFT) son los algoritmos más utilizados y los más sencillos de implementar para la realización del filtrado.

El principal inconveniente de la FFT, que además de ser multifrecuencia, requiere que el salto de frecuencia sea constante. Por tanto esto significa que si en la medida existen regiones de alta frecuencia donde el campo varía rápidamente, para poder modelar todas las variaciones, se deberá tomar un salto de frecuencia suficientemente pequeño en todo el ancho de banda de la medida, sobremuestreando aquellas regiones donde las variaciones son pequeñas e incrementando muy notablemente el tiempo de procesamiento y el número de muestras.

Pese a este inconveniente, debido a su sencillez y facilidad de implementación la FFT va a ser el algoritmo más utilizado en esta tesis tanto en la realización de simulaciones como en su aplicación en los resultados mostrados en el capítulo siguiente.

Los algoritmos de FFT se basan en el principio fundamental de descomponer el cálculo de una transformada discreta de Fourier de una secuencia de longitud N en transformadas discretas de Fourier sucesivamente más pequeñas. La forma en que se aplica este principio conduce a una variedad de algoritmos diferentes, todos ellos comparables en cuanto a mejora de la velocidad de cómputo. Se pueden considerar dos clases básicas de algoritmos de FFT. El primero, denominado de diezmado en el tiempo, recibe su nombre del hecho de que en el proceso de estructurar los cálculos en transformaciones más pequeñas, la secuencia $x[n]$ (que generalmente se considera una secuencia temporal) se descompone en subsecuencias sucesivamente más pequeñas. En la segunda clase de algoritmos la secuencia de los coeficientes de la transformada discreta de Fourier $X[k]$ se descompone en subsecuencias menores. De ahí su nombre de diezmado en frecuencia. A continuación vamos a desarrollar ambas clases de algoritmos FFT.

3.2.1.1.1. Algoritmos FFT mediante diezmado en el tiempo

Al calcular la DFT, se pueden obtener incrementos muy grandes en la eficiencia mediante la descomposición de los cálculos en sucesivas DFT más pequeñas. En este proceso, explotaremos tanto la simetría como la periodicidad $W_N^{kn} = e^{-j(2\pi/N)kn}$. Los algoritmos en los

que la descomposición se realiza sobre la secuencia $x[n]$, que se divide sucesivamente en secuencias más pequeñas, se denominan *algoritmos de diezmado en el tiempo*.

El principio del algoritmo de diezmado en el tiempo se ilustra más convenientemente considerando el caso especial de que N es una potencia entera de 2, es decir, $N = 2^v$. Como N es un número entero par, se puede considerar el cálculo de $X[k]$ separando $x[n]$ en dos secuencias de $(N/2)$ puntos formadas por los puntos pares de $x[n]$ y los puntos impares de $x[n]$. Si $X[k]$ está dada por

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{nk}, k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (7)$$

y separamos $x[n]$ en los puntos pares e impares obtenemos

$$X[k] = \sum_{n \text{ par}} x[n] W_N^{nk} + \sum_{n \text{ impar}} x[n] W_N^{nk} \quad (8)$$

o con el cambio de variables $n = 2r$ para n par y $n = 2r + 1$ para n impar,

$$\begin{aligned} X[k] &= \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r] W_N^{2rk} + \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r+1] W_N^{(2r+1)k} \\ &= \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r] (W_N^2)^{rk} + W_N^k \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r+1] (W_N^2)^{rk} \end{aligned} \quad (9)$$

Pero $W_N^2 = W_{N/2}$ ya que

$$W_N^2 = e^{-j2\pi/N} = e^{-j2\pi/(N/2)} = W_{N/2} \quad (10)$$

Por tanto, la ecuación (9) se puede escribir como

$$\begin{aligned} X[k] &= \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r] W_{N/2}^{rk} + W_N^k \sum_{r=0}^{(N/2)-1} x[2r+1] W_{N/2}^{rk} = G[k] \\ &\quad + W_N^k H[k], \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (11)$$

Cada una de las sumas de la ecuación anterior se reorganiza como una DFT de $(N/2)$ puntos. La primera suma es la DFT de $(N/2)$ puntos de los puntos pares de la secuencia original, y la segunda suma es la DFT de $(N/2)$ puntos de los puntos impares de la secuencia original. Aunque el índice k toma los valores $k = 0, 1, \dots, N-1$, cada una de las sumas se calcula sólo para los valores de k entre 0 y $(N/2) - 1$, ya que tanto $G[k]$ como $H[k]$ son periódicas de periodo

$N/2$. Después de calcular las dos DFT, se combinan como indica la ecuación (11) para obtener la DFT de N puntos $X[k]$.

3.2.1.1.2. Algoritmos FFT mediante diezmado en frecuencia

Los algoritmos de FFT mediante diezmado en el tiempo se basan en estructurar los cálculos de la DFT dividiendo la secuencia de entrada $x[n]$ en subsecuencias más y más pequeñas. Alternativamente, se puede considerar también la división de la secuencia de salida $X[k]$ en subsecuencias más y más pequeñas. Los algoritmos de FFT que se basan en este procedimiento se denominan algoritmos mediante *diezmado en frecuencia*.

Para desarrollar estos algoritmos de FFT restringiremos de nuevo la discusión al caso en el que N es potencia de 2 y consideraremos el cómputo por separado de las muestras en frecuencia con numeración par e impar. Como

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{nk}, k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (12)$$

las muestras en frecuencia con numeración par son

$$X[2r] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{n(2r)}, r = 0, 1, \dots, (N/2) - 1 \quad (13)$$

que se puede expresar como

$$X[2r] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n] W_N^{2nr} + \sum_{n=N/2}^{N-1} x[n] W_N^{2nr} \quad (14)$$

Realizando un cambio de variables en la segunda suma anterior obtenemos

$$X[2r] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n] W_N^{2nr} + \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n + (N/2)] W_N^{2r[n+(N/2)]} \quad (15)$$

Finalmente, debido a la periodicidad de W_N^{2rn} ,

$$W_N^{2r[n+(N/2)]} = W_N^{2rn} W_N^{rN} = W_N^{2rn} \quad (16)$$

y como $W_N^2 = W_{N/2}$, la ecuación (15) se puede expresar como

$$X[2r] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} (x[n] + x[n + N/2])W_{N/2}^{rn}, \quad r = 0, 1, \dots, (N/2) - 1 \quad (17)$$

La ecuación (17) es la DFT de $(N/2)$ puntos de la secuencia de $(N/2)$ puntos que se obtiene sumando la primera mitad y la segunda mitad de la secuencia de entrada. Al sumar las dos mitades de la secuencia de entrada se produce solapamiento temporal, lo que es consistente con el hecho de que al calcular sólo las muestras en frecuencia con numeración par estamos submuestreando la transformada de Fourier de $x[n]$.

Podemos considerar ahora la obtención de los puntos en frecuencia con numeración par, dados por

$$X[2r + 1] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n]W_N^{n(2r+1)}, \quad r = 0, 1, \dots, (N/2) - 1 \quad (18)$$

Como antes, la ecuación (18) se puede poner como

$$X[2r + 1] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n]W_N^{n(2r+1)} + \sum_{n=N/2}^{N-1} x[n]W_N^{n(2r+1)} \quad (19)$$

Una forma alternativa para la segunda suma de la ecuación (19) es

$$\begin{aligned} \sum_{n=N/2}^{N-1} x[n]W_N^{n(2r+1)} &= \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n + (N/2)]W_N^{[n+(N/2)](2r+1)} \\ &= W_N^{(N/2)(2r+1)} \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n + (N/2)]W_N^{n(2r+1)} \\ &= - \sum_{n=0}^{(N/2)-1} x[n + (N/2)]W_N^{n(2r+1)} \end{aligned} \quad (20)$$

donde hemos utilizado el hecho de que $W_N^{(N/2)2r} = 1$ y $W_N^{N/2} = -1$. Sustituyendo la ecuación (20) en la ecuación (19) y combinando las dos sumas obtenemos

$$X[2r + 1] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} (x[n] - x[n + (N/2)])W_N^{n(2r+1)} \quad (21)$$

o, como $W_N^2 = W_{N/2}$,

$$X[2r + 1] = \sum_{n=0}^{(N/2)-1} (x[n] - x[n + (N/2)])W_N^n W_{N/2}^{nr}, \quad r = 0, 1, \dots, (N/2) - 1 \quad (22)$$

La ecuación (22) es la DFT de $(N/2)$ puntos de la secuencia que se obtiene restando la segunda mitad de la secuencia de entrada de la primera mitad, y multiplicando la secuencia resultante por W_N^n . Por tanto, basándonos en las ecuaciones (17) y (22) con $g[n] = x[n] + x[n + N/2]$ y $h[n] = x[n] - x[n + N/2]$, la DFT se puede calcular formando primero las secuencias $g[n]$ y $h[n]$, calculando después $h[n]W_N^n$ y calculando finalmente las DFT de $(N/2)$ puntos de esas dos secuencias, con lo que se obtienen respectivamente los puntos de numeración par e impar.

3.2.1.2. TRANSFORMADA DISCRETA DE FOURIER NO UNIFORME (NDFT)

La NDFT (Non-uniform Discrete Fourier Transform) es una generalización de la DFT, que se puede utilizar para obtener información en el dominio de la frecuencia de una señal de longitud finita, en un número de puntos de frecuencia arbitraria (y no necesariamente equidistantes) [115],[116].

Dada una secuencia $x[n]$ de longitud N , la DFT evalúa su transformada z , $X(z)$, en N ángulos equiespaciados en el círculo unidad del plano z . La DFT se usa ampliamente porque se puede calcular de forma eficiente usando algoritmos FFT. Sin embargo la DFT puede proporcionar solamente muestras equiespaciadas en el círculo unidad. Eso implica que tiene una resolución espectral fija que depende únicamente del número de puntos.

En un intento de obtener un muestreo más general de la transformada x , Rabiner et al. [117] introdujeron la transformada chirp (CZT). Este algoritmo computa las muestras de la transformada x en M puntos situados en curvas circulares o espirales en el plano x , comenzando en un punto arbitrario. El espaciado angular de estos puntos es constante. Por ejemplo, si se quieren calcular muestras de $X(x)$ que son equiespaciadas dentro de una región concreta del círculo unidad, se puede usar la CZT. Para obtener muestras espaciadas no uniformemente, Oppenheim y Johnson introdujeron una técnica para calcular espectros con resolución desigual usando la FFT [118]. En este método, la secuencia original $x[n]$ se transforma en una nueva secuencia con la propiedad de que su DFT es igual a las muestras de $X(x)$ en ángulos no equiespaciados alrededor del círculo unidad. Para implementar una distorsión en el eje de frecuencias, se usa una red “paso-todo”. Por tanto, la nueva secuencia es de longitud infinita y se le debe aplicar una ventana de longitud finita antes de que se pueda

calcular la FFT. Dado que esto causa una distorsión en el espectro antes de que se puedan tomar las muestras espectrales, este método sólo proporciona resultados aproximados.

La NDFT de una secuencia $x[n]$ de longitud N se define como

$$X(z_k) = \sum_{n=0}^{N-1} x[n]z_k^{-n}, k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (23)$$

donde $z_0, z_1, \dots, z_{N-1}$, son puntos distintos localizados arbitrariamente en el plano z . Se puede expresar (23) en forma de matriz como

$$X = DX \quad (24)$$

donde

$$X = \begin{bmatrix} X(z_0) \\ X(z_1) \\ \vdots \\ X(z_{N-1}) \end{bmatrix} \quad (25)$$

$$\mathbb{X} = \begin{bmatrix} x[0] \\ x[1] \\ \vdots \\ x[N-1] \end{bmatrix}$$

y

$$D = \begin{bmatrix} 1 & z_0^{-1} & z_0^{-2} & \dots & z_0^{-(N-1)} \\ 1 & z_1^{-1} & z_1^{-2} & \dots & z_1^{-(N-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & z_{N-1}^{-1} & z_{N-1}^{-2} & \dots & z_{N-1}^{-(N-1)} \end{bmatrix} \quad (26)$$

Nótese que la matriz NDFT D es una matriz de Vandermonde, especificada íntegramente por la elección de los N puntos z_k . Se puede mostrar [119] que el determinante de D se puede expresar de forma factorizada como

$$\det(D) = \prod_{i \neq j, i > j} (z_i^{-1} - z_j^{-1}) \quad (27)$$

Consecuentemente, D es no singular, si los N puntos de muestreo $z_0, z_1, \dots, z_{N-1}$ son distintos. Así la NDFT inversa existe y es única, y viene dada por:

$$\mathbb{X} = D^{-1}X \quad (28)$$

El problema de calcular la NDFT de x es equivalente a resolver el sistema de Vandermonde en la ecuación (24), que implica operaciones $O(N^3)$. Esto se puede ver alternativamente como un problema de interpolación polinomial, que surge en muchas áreas de ingeniería y análisis numérico. Por tanto, se pueden utilizar métodos existentes como la interpolación de Lagrange y de Newton. Estos últimos implican operaciones $O(N^2)$ y así se proporciona un método más eficiente de resolver problemas de NDFT. Al contrario que en la DFT, no hay periodicidad implícita en la representación general de NDFT de secuencias de longitud finita. Consecuentemente, no se pueden desarrollar algoritmos tan rápidos como la FFT para calcular la NDFT inversa. Sin embargo esto no causa problemas en aplicaciones prácticas que se benefician de la flexibilidad del muestreo proporcionado por la NDFT.

La idea de muestrear a frecuencia no uniforme se ha usado en varias aplicaciones como análisis espectral [118] y diseño de filtros [120]-[122]. La NDFT de una secuencia de longitud N se define como una secuencia de muestras de su transformada z evaluada en N puntos distintos localizados arbitrariamente en el plano z [123]. La DFT convencional es un caso especial de la NDFT, obtenido cuando los puntos de muestreo se localizan en el círculo unidad en ángulos equiespaciados. La flexibilidad que ofrece la NDFT eligiendo los puntos en el plano z se puede utilizar en muchas aplicaciones de procesamiento de señal. En [112], por ejemplo, se desarrolla la aplicación de la NDFT para el diseño de filtros FIR (Finite Impulse Response – Respuesta al impulso finita), mientras que en [116] el concepto de NDFT se extiende a dos dimensiones y se aplica al diseño de filtros FIR bidimensionales (2-D).

Las propiedades de la NDFT son análogas a las de la transformada z y la transformada de Fourier. Estas incluyen linealidad, desplazamiento en el dominio del tiempo, escalabilidad y desplazamiento en el dominio z , inversión temporal y propiedades de simetría, que aparecen detalladas en [124]. Debido a la falta de periodicidad en la representación general de la NDFT, algunas propiedades de la DFT como desplazamiento circular y dualidad no sirven para la NDFT. La convolución lineal de dos secuencias sí puede ser calculada usando la NDFT [124]. Las secuencias se rellenan con cero, sus NDFTs se multiplican y por último una NDFT inversa se aplica al resultado. Esto es similar al proceso de calcular convolución lineal usando la DFT [112].

3.2.1.2.1. NDFT truncada (Sparse Time Domain Signal Reconstruction)

Una técnica similar a la NDFT se ha implementado en [125] bajo el nombre de “Sparse Time Domain Signal Reconstruction” (Reconstrucción de la señal dispersa en el dominio del tiempo). En ella se realiza una medida en el dominio de la frecuencia con una separación entre

muestras Δf ; en el dominio del tiempo la respuesta será por tanto de longitud $T = 1/\Delta f$. El aliasing de la señal viene determinado por dicho salto de frecuencia Δf , pero en este caso, al contrario que en la DFT, el tamaño de salto temporal Δt se puede elegir y no está relacionado con Δf . Así, escogiendo un Δt arbitrariamente pequeño, el número de muestras obtenidas en el dominio del tiempo puede ser mucho mayor que el número de muestras medidas en el dominio de la frecuencia. Como se sigue utilizando la DFT para pasar de tiempo a frecuencia y viceversa, el ancho de banda de la señal en el dominio del tiempo es superior al medido en el de la frecuencia.

La señal en el dominio del tiempo se debe elegir de forma que la respuesta en frecuencia se reconstruya de forma óptima minimizando el error cuadrático de acuerdo con la expresión $\min_{s^{IR}} \|Fs^{IR} - S\|_2$, donde s^{IR} contiene las muestras en el dominio del tiempo, S los puntos medidos en el dominio de la frecuencia y F es la matriz de la DFT. Si esta ecuación se resuelve, p. ej., usando la pseudoinversa de Moore-Penrose de F , se obtendría la solución que minimiza la norma euclídea $\|s^{IR}\|_2$ de la señal en el dominio del tiempo.

Como consecuencia, la señal en el dominio del tiempo reconstruye la señal en el dominio de la frecuencia en el ancho de banda medido, pero fuera de este es cero, debido a la condición de mínima energía de la solución. Así, la señal en el dominio del tiempo no difiere significativamente de una solución obtenida de aplicar la DFT inversa a la medida en frecuencia con un relleno de muestras de valor cero (zero-padded). Dado que típicamente sólo hay unas pocas muestras en el dominio del tiempo con un alto valor y el resto es casi cero, parece razonable buscar una solución de dispersión en el dominio del tiempo. Para ello, la minimización de la norma L1 provoca que la solución tenga un número bajo de elementos distintos de cero. Este problema se corresponde con el llamado “BPDN - Basis Pursuit Denoising Optimization” (Búsqueda Básica de Optimización de Eliminación del Ruido). Se utiliza el SPGL1 [126][127] para obtener la señal en el dominio del tiempo dispersa, que puede ser filtrada y transformada de vuelta en el dominio de la frecuencia usando la DFT.

3.3. MÉTODO DE MATRIX PENCIL

Otro enfoque para realizar el filtrado temporal es a través del algoritmo Matrix Pencil [103], [106]-[110]. El método consiste en representar una señal como suma de exponenciales complejas que se relacionan directamente con las distintas contribuciones de la señal medida en la sonda: rayo directo, reflejado y difractado.

Una vez que la señal medida se representa como una combinación de exponenciales, el siguiente paso consiste en determinar qué término o términos corresponden a la contribución directa, de forma que el resto (reflexiones y difracciones) se podrán eliminar de los datos medidos como se muestra en la Figura 13.

Figura 13. Ecos para eliminar con el método Matrix Pencil

Este método funciona bastante bien con muestras de frecuencia uniforme y no uniforme, aunque, como contrapartida, al igual que sucedía en la utilización de la transformada de Fourier, los datos medidos deben ser multifrecuencia para poder aplicarlo. A continuación, se explica paso a paso el algoritmo empleado para realizar la representación de la señal en forma de exponenciales complejas [108].

Una señal habitualmente se puede representar como $y(t) = x(t) + n(t)$ donde $y(t)$ es la respuesta observada en el tiempo, $x(t)$ es la señal y $n(t)$ el ruido del sistema. Después del muestreo, la variable temporal t , se puede sustituir por kT_s (siendo T_s el periodo de muestreo) y la señal se puede escribir como:

$$y(kT_s) = x(kT_s) + n(kT_s) \approx \sum_{i=1}^M R_i \cdot z_i^k + n(t) \quad (29)$$

Donde R_i son los residuos y $z_i = e^{s_i T_s} = e^{(-\alpha_i + j\omega_i)T_s}$ para $i=1,2,\dots,M$, donde α_i son los factores de amortiguamiento y ω_i las frecuencias angulares.

El objetivo del Matrix Pencil es encontrar la mejor estimación para M , R_i s y z_i s, a partir de los datos de señal contaminada por ruido $y(kT_s)$. En general, la estimación simultánea de M , R_i s y z_i s es un problema no lineal que se puede resolver de diversas formas: tres métodos populares para resolverlo están descritos en [128]-[130]. Sin embargo resolver el problema de forma lineal es muy interesante y en muchos casos equivalente a resolver el no lineal [131][132].

Además la solución al problema lineal se puede utilizar como estimación inicial a la optimización de problemas no lineales de [128]-[130].

La técnica de Matrix Pencil [133] es relativamente nueva, aunque sus raíces se remontan al enfoque de “pencil-of-functions” que se lleva usando más tiempo [107][136]-[143]. La diferencia principal entre ambos es que aunque los dos comienzan con la misma filosofía, el Matrix Pencil es computacionalmente más eficiente.

El término “pencil” (lápiz) fue acuñado por Gantmacher [144] en 1960. De forma similar a la definición de Gantmacher de “matrix pencil”, otro concepto matemático útil aparece cuando se combinan dos funciones definidas en un intervalo común con un parámetro escalar, λ :

$$f(t, \lambda) = g(t) + \lambda \cdot h(t) \quad (30)$$

A $f(t, \lambda)$ se le denomina “lápiz de funciones” (pencil-of-functions) $g(t)$ y $h(t)$, parametrizado por λ . Para evitar trivialidades, no está permitido que $g(t)$ sea un escalar proporcional a $h(t)$. El lápiz de funciones contiene características muy importantes para obtener información de z_i , conociendo $y(t)$, cuando $g(t)$, $h(t)$ y λ se seleccionan de forma aproximada.

A continuación se va a explicar para una mejor comprensión el caso sin ruido de Matrix Pencil y posteriormente se añadirá el ruido.

Se pueden definir dos matrices de tamaño $(N - L) \times L$, Y_1 e Y_2 de la siguiente forma:

$$[Y_2] = \begin{bmatrix} x(1) & x(2) & \cdots & x(L) \\ x(2) & x(3) & \cdots & x(L+1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x(N-L) & x(N-L+1) & \cdots & x(N-1) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L} \quad (31)$$

$$[Y_1] = \begin{bmatrix} x(0) & x(1) & \cdots & x(L-1) \\ x(1) & x(2) & \cdots & x(L) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x(N-L-1) & x(N-L) & \cdots & x(N-2) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L} \quad (32)$$

donde L es el parámetro “pencil” [108][145][146], que es muy útil eliminando los efectos del ruido en los datos, como se verá más adelante.

Se puede escribir:

$$[Y_2] = [Z_1][R][Z_0][Z_2] \quad (33)$$

$$[Y_1] = [Z_1][R][Z_2] \quad (34)$$

donde

$$[Z_1] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \cdots & 1 \\ z_1 & z_2 & \cdots & z_M \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_1^{(N-L-1)} & z_2^{(N-L-1)} & \cdots & z_M^{(N-L-1)} \end{bmatrix}_{(N-L) \times M} \quad (35)$$

$$[Z_2] = \begin{bmatrix} 1 & z_1 & \cdots & z_1^{L-1} \\ 1 & z_2 & \cdots & z_2^{L-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & z_M & \cdots & z_M^{L-1} \end{bmatrix}_{M \times L} \quad (36)$$

$$[Z_0] = \text{diag}[z_1, z_2, \dots, z_M] \quad (37)$$

$$[R] = \text{diag}[R_1, R_2, \dots, R_M] \quad (38)$$

donde $\text{diag}[\circ]$ representa una matrix diagonal $[M \times M]$.

A continuación se considerará el matrix pencil

$$[Y_2] - \lambda[Y_1] = [Z_1][R]\{[Z_0] - \lambda[I]\}[Z_2] \quad (39)$$

donde $[I]$ es la matrix identidad. Se puede demostrar que, en general, el rango de $\{[Y_2] - \lambda[Y_1]\}$ será M , si $M \leq L \leq N - M$ [133]-[135][145][146]. Sin embargo, si $\lambda = z_i, i = 1, 2, \dots, M$, la fila i -ésima de $\{[Z_0] - \lambda[I]\}$ será cero y por tanto el rango de la matrix será $M-1$. Así los parámetros z_i se pueden encontrar como los autovalores generalizados del par de matrices $\{[Y_2]; [Y_1]\}$. De forma equivalente, resolver el problema para z_i se puede tomar como un problema ordinario de autovalores

$$\{[Y_1]^+[Y_2] - \lambda[I]\} \quad (40)$$

donde $[Y_1]^+$ es la pseudoinversa de Moore-Penrose de $[Y_1]$. Esta se define como

$$[Y_1]^+ = \{[Y_1]^H [Y_1]\}^{-1} [Y_1]^H \quad (41)$$

donde el superíndice “H” significa la transpuesta conjugada.

Para aplicar el Matrix Pencil en presencia de ruido, lo primero que se debe hacer es un prefiltrado. Para combatir el ruido, se ha comprobado que el Matrix Pencil que minimiza el cuadrado de la diferencia total es el más efectivo [146]-[148]. En esta implementación, se forma la matrix de datos $[Y]$ a partir de los datos contaminados por el ruido $y(t)$, combinando $[Y_1]$ e $[Y_2]$ como

$$[Y] = \begin{bmatrix} y(0) & y(1) & \cdots & y(L) \\ y(1) & y(2) & \cdots & y(L+1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y(N-L-1) & y(N-L) & \cdots & y(N-1) \end{bmatrix}_{(N-L) \times (L+1)} \quad (42)$$

Nótese que $[Y_1]$ se obtiene de $[Y]$ borrando la última columna, mientras que $[Y_2]$ se obtiene a partir de $[Y]$ borrando la primera. De esta forma en las ecuaciones (31) - (32) los $x(k)$ se sustituyen por $y(k)$ para obtener $[Y_1]$ e $[Y_2]$. Para un filtrado eficiente del ruido, el parámetro L se debe elegir entre $N/3$ y $N/2$ [145]-[148]. Para estos valores de L , la varianza en los parámetros z_i debida al ruido resulta ser mínima [147][148]. Nótese que en la ecuación (42), todas las N muestras de datos, incluso L , puede ser considerablemente inferior a N .

A continuación, se lleva a cabo una descomposición en valores singulares (SVD – Singular-value decomposition) de la matrix $[Y]$ de la forma siguiente [149]:

$$[Y] = [U][\Sigma][V]^H \quad (43)$$

Aquí $[U]$ y $[V]$ son matrices unitarias compuestas de los autovectores de $[Y][Y]^H$ e $[Y]^H[Y]$ respectivamente, y $[\Sigma]$ es una matrix diagonal que contiene los valores singulares de $[Y]$, esto es:

$$[U]^H[Y][V] = [\Sigma] \quad (44)$$

En este momento es cuando se elige el parámetro M . Para ello se compara el ratio de los valores singulares diferentes con el más grande. Típicamente los valores singulares más allá de

M se igualarán a cero. M se elige de la siguiente manera: considérese el valor singular σ_c tal que

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_{max}} \approx 10^{-p} \quad (45)$$

donde p es el número de dígitos decimales significativos. Por ejemplo, si los datos son precisos hasta 3 dígitos significativos, entonces los valores singulares para los cuales el ratio de la ecuación (45) está por debajo de 10^{-3} son esencialmente valores singulares de ruido y no deberían usarse en la reconstrucción de los datos. Por otro lado, si para todos los valores singulares ocurre que σ_c/σ_{max} no decrece, entonces no sería correcto el enfoque de modelar los datos dado por una serie de exponenciales complejas. En definitiva la magnitud de los valores singulares es útil y significativa para realizar estas comprobaciones.

A continuación se considera la matriz “filtrada” $[V']$, construida de tal forma que contiene sólo los M vectores singulares dominantes de $[V]$:

$$[V'] = [v_1, v_2, \dots, v_M] \quad (46)$$

Los vectores singulares desde $M+1$ hasta L que corresponden con los valores singulares pequeños se descartan. Entonces

$$[Y_1] = [U][\Sigma'][V_1']^H \quad (47)$$

$$[Y_2] = [U][\Sigma'][V_2']^H \quad (48)$$

donde $[V_1']$ se obtiene de borrar la última fila de $[V']$, $[V_2']$ de borrar la primera y $[\Sigma']$ de tomar las M columnas de $[\Sigma]$ que a su vez corresponden a los M valores singulares dominantes.

Se puede mostrar [145]-[148] que, para el caso sin ruido, los autovalores de la siguiente matriz

$$\{[Y_2] - \lambda[Y_1]\}_{L \times M} \Rightarrow \{[Y_1]^+ [Y_2] - \lambda[I]\}_{M \times M} \quad (49)$$

son equivalentes a los autovalores de la siguiente matriz

$$\{[V_2']^H - \lambda[V_1']^H\} \Rightarrow \{[V_1']^H\}^+ \{[V_2']^H\}^+ - \lambda[I] \quad (50)$$

Esta metodología para resolver z_i s proporciona la mínima varianza en la estimación de z_i s en presencia de ruido [133]-[135],[146]-[148]. Típicamente se pueden conseguir con esta técnica de forma adecuada hasta 20-25 dB de relación señal a ruido (SNR). También los polos z_i son mucho más fáciles de averiguar que con un método de tipo Prony.

Una vez que M y z_i s son conocidos, los residuos, R_i se pueden conseguir resolviendo el siguiente problema de mínimos cuadrados:

$$\begin{bmatrix} y(0) \\ y(1) \\ \vdots \\ y(N-1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_M \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_1^{N-1} & z_2^{N-1} & \dots & z_M^{N-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_M \end{bmatrix} \quad (51)$$

3.4. MÉTODO CEPSTRUM

El último de los métodos analizados en esta tesis es el método cepstrum. Este método proviene del campo de la acústica y proporciona la información del ritmo de cambio de las diferentes bandas de un espectro.

En el primer artículo de análisis de cepstrum [150] se definió como “el espectro de potencia del logaritmo del espectro de potencia”. La aplicación original fue la detección de ecos en señales sísmicas, donde resultó ser muy superior a la función de autocorrelación, porque era insensible al color de la señal. Esta aplicación de diagnóstico puro no requería la transformación de nuevo al espectro logarítmico; la razón para esto era presumiblemente que el software para producir espectro de potencia ya existía. Incluso aunque uno de los autores de [150] es también co-autor del algoritmo FFT (John Tukey) [151], este último fue publicado dos años más tarde que el cepstrum y por tanto su potencial todavía no había sido explotado.

La definición original del cepstrum (de potencia) fue

$$C_p(\tau) = |\Im\{\log(F_{xx}(f))\}|^2 \quad (52)$$

donde $F_{xx}(f)$ es el espectro de potencia.

La definición de cepstrum complejo es

$$C_c(\tau) = \Im^{-1}\{\log(F(f))\} = \Im^{-1}\{\ln(A(f)) + j\phi(f)\} \quad (53)$$

donde

$$F(f) = \mathfrak{F}\{f(t)\} = A(f)e^{j\phi(f)} \quad (54)$$

en términos de amplitud y fase del espectro. No vale nada que el “cepstrum complejo” sea real, a pesar de su nombre, porque la amplitud logarítmica del espectro es par y la fase del espectro es impar.

El nuevo cepstrum de potencia viene dado por:

$$C_p(\tau) = \mathfrak{F}^{-1}\{\log(F_{xx}(f))\} \quad (55)$$

Es necesario incidir en que el cepstrum complejo requiere que la fase $\phi(f)$ se desenrolle en una función continua de frecuencia, lo cual limita su aplicación. No se puede usar por ejemplo con señales estacionarias formadas por componentes de frecuencia discreta (donde la fase no está definida en frecuencias intermedias) o con componentes estacionarias aleatorias (donde la fase es aleatoria). Sólo puede utilizarse con funciones como la respuesta al impulso donde la fase está bien definida (y a menudo relacionada con la amplitud logarítmica).

Cepstrum tiene dos áreas principales de aplicación, que se han ido desarrollando durante años: la primera respecto a la detección, clasificación y, si aplica, eliminación de armónicos y bandas laterales en vibración señales acústicas; la segunda en la separación entre las fuentes y sus funciones de transferencia para sistemas SIMO (con una entrada y múltiples salidas). Esto último lleva de forma natural a aplicaciones en análisis modal operacional [152].

Oppenheim y Schafer [153] colaboraron en un libro [154] en el que se realizaron varios desarrollos adicionales y aplicaciones de cepstrum. En particular la forma analítica de cepstrum para señales muestreadas, donde la transformada de Fourier se pudiera sustituir por la transformada z .

Las aplicaciones iniciales en mecánica y acústica fueron el diagnóstico en las familias de armónicos y señales en banda lateral, y la separación entre la fuente y la ruta de transmisión. Los últimos desarrollos en los que se ha aplicado cepstrum han sido diagnóstico de máquinas y análisis modal [152].

Si bien cepstrum resulta ser una técnica útil y válida para el estudio y eliminación de ecos de señales periódicas de tipo acústico o mecánico (p. ej. Ruido de motores) donde los ecos tienen una potencia elevada, al aplicarlo en los resultados de esta tesis resultó ser ineficiente para la eliminación de ecos. El motivo es que las contribuciones que no se debían al rayo directo, quedaban demasiado atenuadas tras realizar el logaritmo de la función.

CAPÍTULO 4 –ANÁLISIS DE LAS LIMITACIONES Y ASPECTOS A CONSIDERAR DE LOS DISTINTOS MÉTODOS DE FILTRADO

4.1. INTRODUCCIÓN

Antes de aplicar los métodos anteriormente expuestos en medida de antenas se han realizado una serie de simulaciones con el objeto de estudiar las limitaciones de los métodos de filtrado temporal anteriormente nombrados.

Para ello se ha tomado un escenario en campo cercano plano (PNF – Planar Near Field). Tras programar la simulación del escenario de medida así como los campos que se obtendrían en la sonda, se ha hecho un trabajo concienzudo para estudiar todos los efectos que nos encontraremos al realizar una medida.

En primer lugar se hace necesario escoger los parámetros de forma consciente para asegurarnos que las medidas se hacen en campo cercano (o lejano, según sea el interés), y que no existe aliasing, o si existe se puede discriminar correctamente cuál sería la contribución a la señal debida al campo directo y cuál al campo reflejado.

Una vez se obtiene la medida, para llevar a cabo el filtrado temporal se hará uso de una ventana de filtrado que también se va a estudiar en este capítulo. Además analizaremos los efectos de la transformación de campo cercano a campo lejano así como la influencia de la sonda y la necesidad de realizar una corrección de esta en la propia transformación.

Por último se comparará simulando los resultados de realizar un filtrado con Matrix Pencil o con Transformada de Fourier y también se realizará un pequeño análisis de la Transformada de Fourier no Uniforme y su comparativa con la Uniforme.

En el siguiente capítulo donde se aplica el filtrado a medidas, se matizarán las dificultades encontradas y las diferencias entre las simulaciones y la realidad.

4.2. INTRODUCCIÓN TEÓRICA

A continuación se va a estudiar cada una de las simulaciones realizadas que completan el escenario de medida. Este es un campo cercano plano donde la ABP es un array plano o agrupación de dipolos. Para realizar la simulación, se ha comenzado emulando el diagrama de radiación de un dipolo. A continuación se convierte en un array cuadrado o rectangular con $N \times M$ dipolos que se comportan como una agrupación de antenas y finalmente se estudia la radiación en un campo cercano plano.

4.2.1. DIPOLO DE LONGITUD FINITA

Las antenas de hilo, sean lineales o curvadas, son algunas de las más antiguas, más simples más baratas y en muchos casos más versátiles para la mayoría de aplicaciones. Un dipolo eléctrico está normalmente constituido por dos varillas conductoras rectilíneas de igual longitud $L/2$ que se excitan mediante una línea de transmisión bifilar que genera una diferencia de tensión en sus bornes, provocando una distribución de corriente en las varillas, que en primera aproximación se puede considerar como la de la línea de transmisión en circuito abierto (56) [154]. Este modelo, si bien no es exacto, permite obtener expresiones analíticas del campo radiado, y constituye una buena aproximación para dipolos resonantes (de longitud total L próxima a media longitud de onda).

Se han desarrollado muchas técnicas que se pueden utilizar para analizar la característica de radiación de cualquier dipolo de la longitud que se desee [156]. Para reducir los cálculos matemáticos, se puede asumir que el dipolo tiene un diámetro ínfimo (idealmente cero). Esto es una buena aproximación dado que el diámetro se considera más pequeño que la longitud de onda a la que se trabaja. Para un dipolo delgado (idealmente con diámetro cero), la distribución de corriente se puede aproximar por

$$I_e(x' = 0, y' = 0, z') = \begin{cases} \hat{a}_z I_0 \sin \left[k \left(\frac{l}{2} - z' \right) \right], & 0 \leq z' \leq l/2 \\ \hat{a}_z I_0 \sin \left[k \left(\frac{l}{2} + z' \right) \right], & -l/2 \leq z' \leq 0 \end{cases} \quad (56)$$

Esta distribución asume que la antena se alimenta en su punto central y que la corriente desaparece en los extremos ($z' = \pm l/2$). Experimentalmente se ha verificado que la corriente en una antena de hilo alimentada en el centro tiene una forma sinusoidal con nulos en sus puntos finales.

La componente theta del campo radiado por el dipolo viene dada por la siguiente expresión:

$$E_\theta = j\eta \frac{k I_0 l \sin \theta}{4\pi r} \left[1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (57)$$

donde $\eta = \frac{k}{\omega \epsilon}$. La expresión (57) será la que utilicemos para simular la radiación de cada uno de los dipolos en el array.

4.2.2. AGRUPACIONES DE ANTENAS

Las antenas básicas estudiadas en el apartado anterior (dipolos) proporcionan grandes anchos de haz y, consecuentemente, valores de directividad reducidos. Ello es debido a que sus

dimensiones eléctricas son, como máximo, del orden de la longitud de onda. En aquellas aplicaciones en las que son necesarias directividades elevadas, deben utilizarse antenas de grandes dimensiones eléctricas con distribuciones de corriente lo más uniformes posible [157].

Si bien en teoría, como se puede estudiar en los libros de texto, puede obtenerse cualquier diagrama de radiación diseñando una distribución de corriente cuya transformada de Fourier sea el diagrama deseado, en la práctica no es posible lograr cualquier distribución de corrientes sobre una antena determinada. Por ejemplo, las ecuaciones de Maxwell más las condiciones de contorno imponen a un dipolo una distribución de corriente aproximadamente sinusoidal. Si para aplicaciones de radiodifusión se deseara obtener un haz omnidireccional de ancho a -3dB igual a 6° , sería necesaria una distribución lineal uniforme de longitud del orden de 10λ , la cual no es posible en un dipolo.

Este problema puede solucionarse con ayuda de una agrupación de antenas (*array*), alimentadas con amplitudes y fases tales que la interferencia de los campos radiados por todas las antenas nos proporcione el diagrama deseado. En el ejemplo anterior, podríamos obtener de forma aproximada la distribución de corriente uniforme de longitud 10λ con una agrupación de 21 dipolos pequeños separados $\lambda/2$. En este caso, la longitud total de la agrupación es 10λ y corresponde a un muestreo discreto cada $\lambda/2$ de una distribución uniforme de corriente.

Otro ejemplo de aplicación de las agrupaciones de antenas se obtiene con dos dipolos separados $\lambda/4$ y alimentados con corrientes de entrada de igual amplitud y en cuadratura de fase. La interferencia de los campos radiados por los dos dipolos da lugar a un diagrama unidireccional, en lugar del diagrama omnidireccional correspondiente a un dipolo aislado. Con ayuda de las agrupaciones de antenas es posible sintetizar diagramas arbitrarios de radiación ya que puede obtenerse una distribución de corrientes discreta que corresponda a muestras de una cierta distribución de corriente continua. El diagrama de radiación resultante será igual al deseado, más un cierto solapamiento entre periodos (*aliasing*) debido al muestreo.

Las agrupaciones de antenas se utilizan en multitud de aplicaciones que precisan la síntesis de un diagrama con especificaciones muy precisas de directividad, ancho de haz o nivel de lóbulo principal a secundario y, además, permiten variar electrónicamente la forma del diagrama de radiación modificando la amplitud y la fase de las alimentaciones de las antenas básicas (agrupaciones de barrido electrónico o *phased-arrays*).

4.2.2.1. CAMPOS RADIADOS POR AGRUPACIONES

Se define una agrupación como un conjunto de N antenas iguales que radian o reciben simultáneamente. El diagrama de radiación del conjunto se obtiene como la interferencia de los campos radiados por cada una de las antenas, mientras que en recepción la señal recibida es una combinación lineal de las señales que capta cada antena. Por reciprocidad, si los pesos y desfases de la combinación lineal en recepción son iguales a los de la alimentación en transmisión, los diagramas de radiación en transmisión y recepción son iguales.

En este apartado se van a considerar únicamente las agrupaciones lineales rectilíneas con espaciado constante entre las antenas. A continuación se obtendrá el diagrama de radiación del conjunto a partir de la transformada de Fourier de la distribución de corrientes, y se comprobará que coincide con la interferencia de los campos radiados por los elementos de la agrupación.

Sean N antenas iguales equiespaciadas una distancia d sobre el eje z , situadas en las posiciones $z'_n = nd$ y alimentadas con corrientes I_n , donde $n = 0, 1, \dots, N-1$ (Figura 14)

Figura 14. Distribución de corrientes en una agrupación lineal sobre el eje z

Si la distribución de corrientes con fasor de alimentación unitario sobre la antena básica situada en $z = 0$ es $\vec{J}_0(\vec{r}')$, y si cada antena se excita con un fasor de corriente I_n , la distribución de corrientes sobre el conjunto de la agrupación puede escribirse como

$$\vec{J}(\vec{r}') = \sum_{n=0}^{N-1} I_n \vec{J}_0(\vec{r}' - nd\hat{z}) \quad (58)$$

Expresando el sumatorio anterior como la convolución de la corriente en la antena básica con un tren de funciones delta de pesos I_n , equivalente a la secuencia discreta $I(n)$, tenemos

$$\vec{J}(\vec{r}') = \vec{J}_0(\vec{r}') * \sum_{n=0}^{N-1} I_n \delta(\vec{r}' - nd\hat{z}) = \vec{J}_0(\vec{r}') * I(n) \quad (59)$$

El vector de radiación es la transformada de Fourier tridimensional de la distribución de corrientes. Aplicando el teorema de convolución a la ecuación anterior resulta

$$\vec{N}(\hat{r}) = TF_{3D}[\vec{J}(\vec{r}')] = \vec{N}_0(\hat{r}) \cdot TF_{3D}[I(n)] \quad (60)$$

donde $\vec{N}_0(\hat{r})$ es el vector de radiación de la antena básica situada en el origen, cuando el fasor de alimentación es la unidad.

Como la secuencia unidimensional $I(n)$ es separable, su transformada de Fourier 3-D es el producto de transformadas en cada dirección

$$TF_{3D}[I(n)] = TF_x[I(n)] \cdot TF_y[I(n)] \cdot TF_z[I(n)] = 1 \cdot 1 \cdot TF_z[I(n)] = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\omega_z n} \quad (61)$$

La frecuencia digital ω_z en la dirección z es el producto de la frecuencia espacial analógica k_z por el periodo de muestreo en la dirección z , que es igual a d

$$\omega_z = k_z d = k d \cos \theta \quad (62)$$

donde θ es el ángulo respecto al eje de la agrupación (Figura 14). La expresión final para el vector de radiación es

$$\vec{N}(\hat{r}) = \vec{N}_0(\hat{r}) \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{jnk d \cos \theta} \quad (63)$$

Normalmente los fasores de alimentación I_n presentan una fase progresiva entre cada par de antenas consecutivas, de forma que suele escribirse

$$I_n = a_n e^{jn\alpha} \quad (64)$$

donde los coeficientes a_n son en general números complejos, que toman valores reales en el caso más habitual en que la fase de la alimentación sea progresiva.

Combinando las dos ecuaciones anteriores resulta, finalmente

$$\vec{N}(\hat{r}) = \vec{N}_0(\hat{r}) \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn(kd \cos \theta + \alpha)} \quad (65)$$

Del valor del vector de radiación pueden obtenerse todas las características de radiación de la antena. Por ejemplo, el campo eléctrico radiado por la agrupación será

$$\vec{E}(\hat{r}) = \vec{E}_0(\hat{r}) \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn(kd \cos \theta + \alpha)} \quad (66)$$

donde $\vec{E}_0(\hat{r})$ es el campo radiado por la antena básica con alimentación unitaria. La ecuación (66) puede interpretarse como la interferencia de los campos radiados por cada una de las antenas que componen la agrupación. Para comprobarlo, calculamos primero el potencial vector radiado por una cualquiera de las antenas

$$\vec{A}_n(\vec{r}) = \mu \frac{e^{-jkr_n}}{4\pi r_n} \vec{N}_n(\hat{r}) = \mu \frac{e^{-jkr_n}}{4\pi r_n} \vec{N}_0(\hat{r}) I_n e^{-jk(r_n - r_0)} = \vec{A}_0(\vec{r}) I_n e^{-jk(r_n - r_0)} \quad (67)$$

expresión que se interpreta como el potencial vector radiado por la antena básica, $\vec{A}_0(\vec{r})$, ponderado con la alimentación I_n y con el desfase por diferencia de caminos $k(r_n - r_0)$.

La diferencia de caminos en campo lejano para cada una de las antenas entre la antena situada en el origen y la n -ésima en la hipótesis de rayos paralelos es

$$r_n - r_0 = -nd \cos \theta \quad (68)$$

de forma que el potencial vector radiado por toda la agrupación será

$$\vec{A}(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{N-1} \vec{A}_n(\vec{r}) = \vec{A}_0(\vec{r}) \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{jknd \cos \theta} \quad (69)$$

que es equivalente a la expresión (63). Para alimentaciones con fase progresiva tenemos

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}_0(\vec{r}) \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn(kd \cos \theta + \alpha)} \quad (70)$$

Para simplificar los cálculos, la expresión anterior suele escribirse en función de un ángulo eléctrico ψ

$$\psi = kd \cos \theta + \alpha \quad (71)$$

que representa la diferencia de fase entre las contribuciones en campo lejano de dos antenas consecutivas. Esta diferencia de fase es igual a la suma del desfase por diferencia de caminos, $kd \cos \theta$, más la fase progresiva de la alimentación α . Utilizando esta notación, la expresión del campo eléctrico radiado por la agrupación es

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) \sum_{n=0}^{N-1} a_n e^{jn\psi} \quad (72)$$

4.2.2.2. AGRUPACIÓN LINEAL UNIFORME

A continuación se va a estudiar el factor de la agrupación correspondiente a la distribución de corriente uniforme, que es la que se ha empleado en las simulaciones de esta tesis. Otras distribuciones típicas son la triangular o la binómica; y también se suelen estudiar aquellas que se pueden descomponer en suma o convolución de distribuciones conocidas [157].

La distribución de corriente uniforme es aquella en la que se alimentan todas las antenas con igual amplitud. Es, por su sencillez, una de las más utilizadas en la práctica. El polinomio de la agrupación es

$$a_n = 1$$

$$P(z) = 1 + z + z^2 + \dots + z^{N-1} = \frac{z^N - 1}{z - 1} \quad (73)$$

donde se ha utilizado la fórmula de una progresión geométrica. De la expresión anterior se deduce que los ceros del polinomio en el plano Z son las raíces N -ésimas de la unidad, salvo $z = 1$, y por tanto se encuentran equiespaciados sobre el círculo unidad. Lógicamente, el número de ceros del polinomio es uno menos que el número de raíces N -ésimas de la unidad y, por tanto, $N-1$.

$$P(z_c) = 0 \Rightarrow z_c = \sqrt[N]{1}, z_c \neq 1$$

$$\psi_{c_n} = n \frac{2\pi}{N}, n = 1, 2, \dots, N-1 \quad (74)$$

Como las raíces N -ésimas de la unidad se encuentran equiespaciadas sobre el círculo unidad en el plano Z , el ancho del haz principal entre ceros en ψ es

$$\Delta \psi_c = \frac{4\pi}{N} \quad (75)$$

Nótese que, como sucede con las antenas continuas, el ancho de haz es inversamente proporcional al número de elementos, y, al transformar al espacio real, a la longitud de la distribución de corrientes.

El factor de la agrupación se obtiene según la ecuación (76) particularizando el polinomio $P(z)$ sobre el círculo unidad

$$|FA(\psi)| = \frac{|e^{jN\psi} - 1|}{|e^{j\psi} - 1|} = \frac{\sin N \frac{\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}} \quad (76)$$

Obsérvese que el factor de la agrupación uniforme es una función sinc periódica, igual a la transformada de Fourier de un pulso continuo, repetida con periodo 2π y sumando en cada punto los infinitos *alias* o colas de todas las funciones sinc. La principal diferencia entre ambas funciones reside en que, debido al solapamiento, en la sinc periódica los lóbulos secundarios no decaen de forma inversa a la distancia, sino que para N impar el último lóbulo secundario en $\psi=\pi$ vale siempre 1, mientras que existe un nulo si N es par. Solamente cuando el número de antenas es elevado, las dos funciones son similares en la zona del lóbulo principal y primeros lóbulos secundarios, con lo que en esta zona podría aproximarse el factor de una agrupación uniforme por una función sinc.

4.2.3. MEDIDAS EN CAMPO CERCANO

La historia de las medidas tomadas en campo cercano se remonta a los años 50, donde en esa década se realizaron los primeros experimentos sin correcciones de sonda. Fue aproximadamente 10 años más tarde donde se comenzó a corregir el efecto de la sonda en la medida y a partir de 1975 aproximadamente cuando se construyeron más y más campos cercanos de medida por todo el mundo [2]. En este apartado se va a dar en primer lugar una visión general de las medidas en campo cercano y a continuación vamos a profundizar en el campo cercano plano, que será el que simularemos posteriormente.

4.2.3.1. VISIÓN GENERAL

A continuación vamos a mostrar una visión general de las medidas en campo cercano y en posteriores apartados nos centraremos en el campo cercano plano, que es para lo que hemos realizado las simulaciones.

4.2.3.1.1. Campos radiados por una antena

Una antena real tendrá impresa una distribución de corriente formada por infinitos elementos de corriente J situados en puntos r' [155]. Cada uno de los infinitos elementos de corrientes ocasionará, en un punto cualquiera del espacio P , un diferencial de potencial vector magnético

Figura 15. Esquema de una distribución real de corriente

definido por (77), donde $|\vec{r} - \vec{r}'|$ es la distancia entre el punto P y el punto donde está ubicado el infinitésimo de corriente.

$$d\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \vec{J}(\vec{r}') dV \quad (77)$$

Para el cálculo del potencial total radiado sólo tenemos que aplicar el principio de superposición, realizando la integral volumétrica de la expresión (78)

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{V'} \frac{\vec{J}(\vec{r}') e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (78)$$

Si se aplican condiciones de conductor perfecto en la estructura de la antena, todas las corrientes pueden considerarse situadas sobre la superficie del conductor por lo que la integral volumétrica se puede simplificar como una integral de superficie (79). En antenas lineales construidas con hilos conductores de diámetro despreciable frente a la longitud de onda) la integral de superficie se puede aproximar por una integral curvilínea (80) sobre el eje del hilo conductor sin más que incluir la corriente total $I(r')$ que atraviesa cada sección de línea, haciendo $dl \oint_c \vec{J}_s(\vec{r}'') dc = \vec{I}(\vec{r}') d\vec{l}$, siendo c el perímetro del hilo conductor.

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S'} \frac{\vec{J}_s(\vec{r}') e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dS' \quad (79)$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{L'} \frac{I(\vec{r}') e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dl' \quad (80)$$

Si se calculan los campos eléctrico y magnético, van a aparecer términos en $1/r$, $1/r^2$ y $1/r^3$. Dependiendo del predominio de cada uno de dichos términos, el espacio que rodea a la antena se divide en tres regiones (Figura 16)

Figura 16. Regiones de campo de una antena

- **Región de campo próximo reactivo:** región próxima a la antena donde predomina el campo reactivo causado por los términos $1/r^2$ y $1/r^3$.
- **Región de campo próximo radiante:** región intermedia entre la de campo reactivo y la de campo lejano. Predominan los campos de radiación, pero su distribución angular es función de la distancia a la antena. Dentro de esta zona se encuentra la **zona de Fresnel** que ocupa el margen de distancias dado por la expresión $0.62\sqrt{D^3/\lambda} \leq r \leq 2D^2/\lambda$
- **Región de Campo Lejano o Zona de Fraunhofer:** es la más importante porque es donde se va a situar normalmente la antena receptora. Se caracteriza porque la distribución angular del campo radiado es independiente de la distancia r a la antena. **La condición de campo lejano es: $r \geq 2D^2/\lambda$ y $r \gg \lambda$, siendo D la dimensión máxima de la antena.**

El motivo por el que nos interesa encontrarnos en la zona de campo lejano, es porque en esta se pueden introducir aproximaciones geométricas que simplifican notablemente la resolución de las expresiones (79) y (80).

4.2.3.1.2. Escaneo con sondas ideales en superficies plana, cilíndrica y esférica

Las superficies de escaneo plana, cilíndrica y esférica se encuentran dibujadas en la Figura 17 [157] y el campo eléctrico representado por el conjunto completo de las autofunciones de $\vec{M}$ y $\vec{N}$ se puede observar en (81). Después de medir la amplitud y fase del campo eléctrico tangencial sobre la superficie de escaneo S , hay que encontrar los coeficientes de transmisión modal desconocidos (T_m^E, T_m^M) de la antena bajo test, mediante la integración de la ortogonalidad dada en (82). Por simplicidad, vamos a asumir que las antenas de prueba lineales operan en un único modo de excitación y que el coeficiente de entrada del alimentador tiene amplitud unidad.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum' T_m^E \vec{M}_m(\vec{r}) + T_m^M \vec{N}_m(\vec{r}) \quad (81)$$

$$T_m^E = - \oint_S [\vec{N}_m^*(\vec{r}') \times \vec{E}(\vec{r})] \cdot \hat{n} dS; \quad T_m^M = \oint_S [\vec{M}_m^*(\vec{r}') \times \vec{E}(\vec{r})] \cdot \hat{n} dS' \quad (82)$$

Figura 17. Superficie de escaneo plana, esférica y cilíndrica

Las expansiones de la autofunción específica para escaneado plano, cilíndrico y esférico, así como sus integraciones ortogonales inversas para los coeficientes de transmisión vienen dadas en (83) - (85). De nuevo nótese que para sistema de coordenadas los coeficientes de transmisión deseados están determinados por una doble integración del campo eléctrico tangencial medido sobre la superficie de escaneo. Expresiones similares se pueden obtener en términos del campo magnético tangencial o en términos de cualquiera de los dos componentes independientes de los campos; por ejemplo, James y Longdon [160] formularon el escaneado esférico en términos de los componentes radiales de campo cercano de los campos eléctrico y magnético. Expresiones explícitas para estas funciones cilíndricas y esféricas de (84) y (85) en términos de funciones de Hankel y polinomios de Legendre asociados, respectivamente, pueden deducirse por comparación con expresiones similares en [161] y en [162]. Las fórmulas de las ecuaciones (83) - (85) y para el caso de corrección de

sonda (86) - (88) son aplicables a escaneados en coordenadas rectangulares. Fórmulas de transmisión para escaneo plano-polar se pueden encontrar en [163]-[167].

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_t(x, y, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{T}_t(k_x, k_y) e^{j\gamma z} e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \\
 \vec{T}_t(k_x, k_y) &= \frac{e^{-j\gamma z_0}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_t(x, y, z_0) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy
 \end{aligned}
 \tag{83}$$

PLANO

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_t(\rho, \phi, z) &= \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{ \vec{H}_m(\gamma, \rho) \cdot \vec{T}_m(\gamma) \} e^{jm\phi} e^{j\gamma z} d\gamma \\
 \vec{T}_m(\gamma) &= \frac{1}{2\pi} \vec{H}_m^{-1}(\gamma, \rho_0) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \vec{E}_t(\rho_0, \phi, z) e^{-jm\phi} e^{-j\gamma z} d\phi dz
 \end{aligned}
 \tag{84}$$

CILINDRICO

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_t(r, \phi, \theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[T_{nm}^E h_n^{(1)}(kr) \vec{M}_{nm}(\theta) + T_{nm}^M g_n^{(1)}(kr) \vec{N}_{nm}(\theta) \right] e^{jm\phi} \\
 \begin{Bmatrix} T_{nm}^E \\ T_{nm}^M \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} -h_n^{(1)}(kr_0)^{-1} \\ g_n^{(1)}(kr_0)^{-1} \end{Bmatrix} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \vec{N}_{nm}(\theta) \\ \vec{M}_{nm}(\theta) \end{Bmatrix} \cdot \hat{r} \times \vec{E}(r_0, \phi, \theta) e^{-jm\phi} \sin\theta d\phi d\theta
 \end{aligned}
 \tag{85}$$

ESFERICO

4.2.3.1.3. Corrección de sonda para escaneo plano, cilíndrico y esférico

Las fórmulas de transmisión sin corrección de sonda y sus inversiones mostradas en las ecuaciones anteriores suponen simplemente las funciones de onda plana, cilíndrica y esférica de la teoría electromagnética tradicional [94]. Desafortunadamente, las sondas ideales que miden el campo eléctrico o magnético en un punto en el campo cercano no existen en la práctica. Por ejemplo, sondas tipo guía de onda rectangular utilizadas comúnmente en medidas en campo cercano miden menos de una longitud de onda transversal y ya tienen campos lejanos que difieren apreciablemente (tanto en el hemisferio anterior como en el posterior) de los campos lejanos de dipolos elementales eléctricos o magnéticos [168]. Así, para la determinación precisa de los campos eléctrico y magnético de las medidas en el campo cercano, se debe corregir habitualmente la respuesta de la sonda no ideal. Para escaneo plano, la corrección de sonda es necesaria habitualmente para obtener valores precisos del campo lejano de la antena bajo prueba fuera de la región del lóbulo principal, independientemente de cuánto esté separada la sonda de la antena bajo prueba. Con

escaneado plano la sonda permanece orientada en la misma dirección (habitualmente paralela a la dirección del eje de apuntamiento de la antena bajo prueba), y así se muestrea el campo del lóbulo secundario en un ángulo distinto al eje de apuntamiento de la sonda.

Para corregir el efecto de la sonda en un campo plano, es suficiente con compensar dicho muestreo fuera de la dirección de apuntamiento. Para el escaneo cilíndrico, el mismo argumento se puede aplicar en la dirección axial, independientemente de la distancia de separación entre la sonda y la antena bajo prueba. En el caso esférico, la sonda siempre apunta hacia la antena bajo prueba, y por tanto la corrección sería innecesaria si la distancia del escáner llega a ser suficientemente larga. Sin embargo, para medidas en campo cercano esférico separadas unos pocos diámetros de la antena bajo prueba, la corrección de sonda se requiere generalmente para obtener diagramas en campo lejano precisos.

Las fórmulas de transmisión para escaneo plano, cilíndrico y esférico con corrección de sonda se pueden encontrar en varias referencias [169]. También se pueden expresar las fórmulas de transmisión con corrección de sonda como una simple modificación de las fórmulas sin dicha corrección [170]-[173]. Definiendo el vector salida de una sonda como su respuesta en dos orientaciones ortogonales requeridas para medidas completas planas, cilíndricas o esféricas en campo cercano, las fórmulas con corrección de sonda se convierten en las de las ecuaciones (86) - (88), que se pueden obtener desde las ecuaciones (83) - (85) reemplazando el campo eléctrico tangencial medido con $\vec{b}_t$, el vector respuesta de la sonda arbitraria, posteriormente multiplicando vectorialmente los coeficientes de transmisión desconocidos de la antena bajo prueba por los coeficientes de recepción de la sonda. Una vez se obtienen los coeficientes de recepción de la sonda de los campos lejanos de esta, las fórmulas con corrección de sonda en campo cercano se reducen a la simplicidad y familiaridad de las fórmulas de campo eléctrico y magnético sin corrección en sistemas de coordenadas planos, cilíndricos y esféricos (el factor de desacoplo que afecta a los coeficientes de reflexión de la sonda y su terminación se absorben en los coeficientes de recepción de las ecuaciones (86) - (88)).

Las únicas suposiciones realizadas respecto a la teoría para sacar las ecuaciones con corrección de sonda son que las múltiples reflexiones entre la sonda y la antena bajo prueba son despreciables. Para las fórmulas de escaneo esférico de la ecuación (88), se asume que el diagrama de recepción de la sonda tiene solo dependencia azimutal en primer orden.

$$\begin{aligned}
& \vec{b}_t(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\bar{R}}(k_x, k_y) \cdot \vec{T}_t(k_x, k_y) e^{j\gamma z} e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \\
& \vec{b}_t \equiv b_p \hat{x} + b_p' \hat{y} \\
& \vec{T}_t(k_x, k_y) = \frac{e^{-j\gamma z_0}}{2\pi} \bar{\bar{R}}^{-1} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{b}_t(x, y, z_0) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy
\end{aligned} \tag{86}$$

$$\begin{aligned}
& \vec{b}_t(\rho, \phi, z) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{\bar{\bar{R}}_m(\gamma, \rho) \cdot \vec{T}_m(\gamma)\} e^{jm\phi} e^{j\gamma z} d\gamma \\
& \vec{b}_t \equiv b_p \hat{\phi} + b_p' \hat{z} \\
& \vec{T}_m(\gamma) = \frac{1}{2\pi} \bar{\bar{R}}_m^{-1}(\gamma, \rho_0) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \vec{b}_t(\rho_0, \phi, z) e^{-jm\phi} e^{-j\gamma z} d\phi dz
\end{aligned} \tag{87}$$

$$\begin{aligned}
& \vec{b}_t(r, \phi, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [T_{nm}^E R_n^E(r) \vec{M}_{nm}(\theta) + T_{nm}^M R_n^M(r) \vec{N}_{nm}(\theta)] e^{jm\phi} \\
& \vec{b}_t \equiv b_p \hat{\phi} + b_p' \hat{\theta} \\
& \begin{Bmatrix} T_{nm}^E \\ T_{nm}^M \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -R_n^E(r_0)^{-1} \\ R_n^M(r_0)^{-1} \end{Bmatrix} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \vec{N}_{nm}(\theta) \\ \vec{M}_{nm}(\theta) \end{Bmatrix} \cdot \hat{r} \times \vec{b}_t(r_0, \phi, \theta) e^{-jm\phi} \sin\theta d\phi d\theta
\end{aligned} \tag{88}$$

4.2.3.2. MEDIDAS EN CAMPO CERCANO PLANO

Las técnicas de escaneo plano en las medidas de antenas en campo cercano, se basan en la representación del espectro de onda plana (PWS – Plane Wave Spectrum) de los campos [174]. El PWS en su forma presente y su interpretación fue formulado por Stratton [94]. La relación simple entre el PWS y el diagrama de radiación de una antena, descubierto por Booker y Clemmow [175] añadió a este enfoque un elemento de importancia práctica y fue empleado pronto por Brown [176] para abordar el problema de medida de antenas en campo próximo. En el último cuarto del S. XX, el desarrollo de la técnica FFT [151] así como los progresos veloces en electrónica, procesamiento de señal y ordenadores, hicieron que las medidas en campo cercano plano se hicieran cada vez más rápidas, precisas y económicas. Como resultado, las actividades en medidas de campo cercano sobre superficies planas proliferaron, comenzando con la corrección de sonda propuesta por Kerns [177]-[178].

4.2.3.2.1. Formulaición del campo cercano de una antena

En una región de espacio libre sin fuentes en la que se miden los campos cercanos, las ecuaciones de Maxwell pueden transformarse en las siguientes ecuaciones de vector de onda [174]:

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (89)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \quad (90)$$

$$\nabla \cdot E = \nabla \cdot H = 0 \quad (91)$$

Se puede demostrar que las expresiones siguientes constituyen una solución de las anteriores para $z \geq 0$ y satisfacen las condiciones de contorno prescritas en el plano $z = 0$.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y) e^{-jkr} dk_x dk_y \quad (92)$$

$$H(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k \times A(k_x, k_y) e^{-jkr} dk_x dk_y \quad (93)$$

$$k_x A_x(k_x, k_y) + k_y A_y(k_x, k_y) + k_z A_z(k_x, k_y) = 0 \quad (94)$$

donde k_x y k_y son variables reales y

$$k = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z} \quad (95)$$

$$k^2 = k \cdot k \quad (96)$$

$$r = x \hat{x} + y \hat{y} + z \hat{z} \quad (97)$$

$$A(k_x, k_y) = A_x(k_x, k_y) \hat{x} + A_y(k_x, k_y) \hat{y} + A_z(k_x, k_y) \hat{z} \quad (98)$$

En (92) - (94), A se denomina el espectro de onda plana por la expresión

$$A(k_x, k_y) e^{-jkr} \quad (99)$$

que dentro de las integrales representa una onda plana uniforme que se propaga en la dirección k .

En las medias en campo cercano plano, la antena está situada en la región $z \leq 0$ como se muestra en la Figura 18. El escáner plano se realiza en una superficie plana especificada por $z = z_t$, cerca de la antena.

Figura 18. Geometría de una medida de campo cercano plano

La condición de radiación requiere que para $z \geq 0$

$$k_z = \begin{cases} (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}, & \text{si } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j(k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2}, & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (100)$$

(para $z < 0$, $-j$ en (100) debería cambiarse por $+j$). Un k_z imaginario corresponde a un PWS evanescente que se atenúa rápidamente lejos del plano $z = 0$.

Si nos concentramos ahora en (92), en $z=z_t$ los componentes de E_x, y y z se pueden expresar como

$$E_x(x, y, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_x(k_x, k_y) e^{-jk_z z_t} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (101)$$

$$E_y(x, y, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_y(k_x, k_y) e^{-jk_z z_t} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (102)$$

$$E_z(x, y, z_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_z(k_x, k_y) e^{-jk_z z_t} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (103)$$

De estas tres ecuaciones sólo necesitamos centrar la atención en las dos primeras ya que E_z o A_z pueden deducirse fácilmente de (91) y (94). Cuando $z = 0$, (101) y (102) se convierten en

$$E_x(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_x(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (104)$$

$$E_y(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_y(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (105)$$

Y de ambas expresiones se pueden deducir las siguientes transformadas de Fourier:

$$A_x(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, 0) e^{+j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (106)$$

$$A_y(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, y, 0) e^{+j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (107)$$

Se puede ver en los pares de transformadas de Fourier anteriores que las componentes x e y están desacopladas. También una relación simple y útil existe entre el diagrama de radiación de campo lejano y el PWS de una antena

$$E(x, y, z) = \frac{j e^{-jkr}}{r} k_z A(k_x, k_y) \quad (108)$$

donde r es la distancia de un sistema de coordenadas esférico centrado en $x = y = z = 0$ [175]. En (108), k_z siempre es real porque un k_z imaginario corresponde a un PWS evanescente que no se propaga en el campo lejano. Por tanto, para la ecuación anterior tenemos

$$k_x = k \sin \theta \cos \phi \quad (109)$$

$$k_y = k \sin \theta \sin \phi \quad (110)$$

$$k_z = k \cos \theta \quad (111)$$

4.2.3.2.2. Escaneo plano del campo cercano de una antena

El escaneo plano se usa más frecuentemente en medidas en campo cercano que el cilíndrico o el esférico porque la mayoría de las antenas más directivas tienen, encima o cerca de la antena, una “distribución de apertura” o “iluminación de apertura” de alcance finito ligeramente mayor que el área proyectada de una antena. Se va a elegir un sistema de coordenadas rectangular de forma que la apertura de la antena se encuentre en el plano S en $z = 0$, como se muestra en la Figura 19. Ordinariamente una superficie de escaneo S' se selecciona convenientemente en $z = z_t$.

Figura 19. Plano de apertura de la antena en $z = 0$ y plano de escaneo rectangular S' en $z = z_t$, con los puntos de muestreo indicados.

Una característica del escaneo plano es que el campo no tiene componente x en ningún punto de la región $z > 0$, si no tiene componente en ningún plano $z = z_t$. Una afirmación similar se puede hacer para la componente y del campo. El hecho de que las componentes x e y estén desacopladas en la representación de PWS ofrece una ventaja significativa en el escaneo plano. La componente z es generalmente pequeña y se puede determinar fácilmente a partir de (91) y (94).

El primer paso en la medida en campo cercano es muestrear los campos en el plano S . El siguiente paso es la computación del PWS según (101) - (107). Los campos cercanos y lejanos se calculan entonces a partir de (101) - (103) y (108) respectivamente. Dado que de hecho solo una cantidad finita de datos puede ser medida y procesada, las transformadas de Fourier continuas e infinitas de las ecuaciones (101) - (107) deben ser aproximadas por transformadas de Fourier finitas, también llamadas transformadas discretas de Fourier (DFT).

El problema de campo cercano de la antena en coordenadas rectangulares es particularmente válido para la técnica DFT porque su campo cercano y PWS son ambos de alcance finito; esto es, son “casi limitados en espacio” y “casi limitados en banda” respectivamente. Como resultado las técnicas de muestreo y filtrado que tratan con señales generalmente limitadas en banda y espacio han demostrado ser altamente restrictivas para el problema de las antenas [179]-[181],[154].

4.2.3.2.3. Muestre, filtrado y procesado FFT

Una de las primeras decisiones en las medidas de campo cercano es la selección de distancia z_t para el plano S' sobre el cual se va a llevar a cabo el escaneo. Una vez escogida esta z_t , se

deben tomar decisiones en cuanto a muestreo, filtrado y esquemas de procesamiento a emplear. Las distancias de muestreo mostradas en la Figura 19 vienen dadas por Δx e Δy . La selección de estos parámetros lleva a un PWS igualmente espaciado en el espacio k con $k_x \in [-k_{xm}, k_{xm}]$ y $k_y \in [-k_{ym}, k_{ym}]$. Los espacios entre muestras y el alcance espectral se relacionan de la siguiente forma:

$$\Delta x = \pi/k_{xm} \quad (112)$$

$$\Delta y = \pi/k_{ym} \quad (113)$$

A continuación uno debe seleccionar los espaciados espectrales Δk_x y Δk_y en el espacio k . Esta selección llevará a la DFT inversa equiespaciada en el espacio (x, y) con $x \in [-x_m, x_m]$ e $y \in [-y_m, y_m]$. El espaciado espectral y el alcance espacial se relacionan de la siguiente forma:

$$\Delta k_x = \pi/x_m \quad (114)$$

$$\Delta k_y = \pi/y_m \quad (115)$$

El número de puntos de muestreo en las coordenadas x e y (o en k_x y k_y) será N_x y N_y respectivamente. En total habrá $N_x N_y$ puntos de muestreo en este esquema. La geometría dicta que

$$\begin{aligned} 2x_m &= N_x \Delta x \\ 2y_m &= N_y \Delta y \\ 2k_{xm} &= N_x \Delta k_x \\ 2k_{ym} &= N_y \Delta k_y \end{aligned} \quad (116)$$

Las ecuaciones (112) - (116) son las relaciones fundamentales en la DFT. En estos momentos ya se está preparado para establecer un esquema de muestreo seleccionando espaciado en (x, y) y (k_x, k_y) de forma que los alcances de la DFT y DFT⁻¹ son suficientemente grandes para contener prácticamente todas las energías espectrales y espaciales, respectivamente. Afortunadamente, el PWS y la distribución de apertura de antenas directivas son básicamente finitas en alcance. Seleccionando el plano de medida S' suficientemente distante del plano S , el PWS con $k_x^2 + k_y^2 \geq k^2$ está muy atenuado y el PWS medido está por tanto limitado en banda. Así uno frecuentemente selecciona $k_{xm} = k_{ym} = k$, o $\Delta x = \Delta y = \lambda/2$ [182].

A continuación se deben seleccionar N_x y N_y para incluir todos los campos importantes en la apertura, esto es, deben ser suficientemente grandes de forma que Δk_x y Δk_y sean suficientemente pequeñas para describir la PWS A_x y A_y respectivamente. Llegados a este punto sería deseable tener un conocimiento a priori de la antena bajo test; en caso contrario

puede ser necesario adoptar un criterio de tasa de muestreo conservador (cinco veces el criterio de Nyquist) [179]. Afortunadamente existe un amplio conocimiento sobre diagramas de radiación en campo lejano de varias antenas directivas. Estos diagramas de radiación tienen siempre la forma de múltiples lóbulos, el número de los cuales aumenta con el tamaño de la apertura de la antena. Basándonos en (108), la PWS como una función de k_x y k_y en el espacio visible se puede determinar a partir del diagrama de radiación en campo lejano de la antena.

Por ejemplo, el diagrama de radiación en campo lejano de una apertura rectangular uniformemente distribuida es del tipo $\sin(x)/x$, que tiene $2N$ ceros en el semiespacio $(-90^\circ, 90^\circ)$ si la apertura de la antena mide $N\lambda$ de larga en el plano bajo consideración. En este caso, si elegimos un punto de muestreo entre nulos adyacentes del diagrama, tendremos un total de $2N+1$ muestras, resultando en $N_x = 2N+1$ en el eje x . Esta selección del número de puntos de muestreo lleva a un plano de escaneado S' que apenas cubre el área de la apertura de la antena si se muestrea en intervalos $\lambda/2$. Una apertura uniformemente distribuida tiene probablemente más nulos en su diagrama de campo lejano que cualquier otra antena, y por tanto demanda Δk_x y Δk_y más pequeños, o mayores N_x y N_y . Sin embargo una muestra entre nulos adyacentes es obviamente marginal o inadecuada cuando describimos la PWS. Por tanto se recomienda la elección de Δk_x y Δk_y más pequeños, preferiblemente con dos puntos de muestreo entre nulos en los espacios k_x y k_y .

El uso de una ventana o filtro para procesar los datos de PWS se menciona frecuentemente en medidas de campo cercano. Aunque es una técnica utilizada comúnmente en procesamiento de señal, en ocasiones se afirma [174] que es raramente beneficiosa en el procesamiento de datos de una antena en campo cercano si se ha seguido el criterio de muestreo adecuado. Es más, la distorsión dentro de la banda de la ventana generalmente excede de lejos los beneficios de suavizar el espectro fuera de banda, que son (o deberían ser) pequeños en los campos cercanos adecuadamente muestreados. Esto también fue notado por Joy y Paris [182] que introdujeron un algoritmo ecualizador para compensar la distorsión dentro de banda debida a la ventana de Blackman utilizada. En dicha investigación se observó que un muestreo más denso espacial que se corresponde con k_{xm} y k_{ym} más grandes que k es más efectivo que el uso de una ventana con un contenido espectral marginal. De hecho, solo un ligero decrecimiento del espaciado de muestras desde $\lambda/2$ a $0,491 \lambda$ lleva a una mejora sustancial. Al mismo tiempo, elegir Δk_x y Δk_y suficientemente pequeños es mucho más efectivo que el uso de una ventana.

Sin embargo, existen situaciones en las que el muestreo poco espaciado no es práctico. Por ejemplo, si se quieren obtener campos en la zona de Fresnel mediante (101), el espectro efectivo DFT será

$$A_x(k_x, k_y)e^{-jk_z z_t} \quad (117)$$

En este caso la PWS mostrada en (117) varía rápidamente con k_x y k_y cuando z_t es grande por el término exponencial. En este caso es improbable tener Δk_x y Δk_y suficientemente pequeños para cumplir el criterio de muestreo ya que el tamaño de N_x y N_y está prácticamente limitado. Bajo estas circunstancias, el uso de una ventana es necesario [183] o una integración numérica directa [184]deberá ser realizada.

4.2.3.2.4. El papel del PWS en campos cercanos a la antena

El PWS con un k_z imaginario representa una onda evanescente que se atenúa rápidamente por el factor $\exp(-jk_z z_t)$ según el punto del campo se mueve más lejos del plano $z = 0$ en la dirección de z positiva. La exclusión del PWS evanescente es la base para la selección del plano de medida S' en un z_t suficientemente grande donde las ondas evanescentes están bien atenuadas [182]. La práctica general en medidas en campo cercano próximo ha sido posicionar el plano de escaneo a al menos unas pocas (típicamente diez) longitudes de onda. Sin embargo, hay estudios [174] que muestran que esto apenas puede ser justificado basándose en ondas evanescentes.

Un examen más cercano muestra que el PWS evanescente para antenas prácticas es muy pequeño y por tanto podría ser prácticamente ignorado a distancia de una longitud de onda o más del plano S . Cuanto más grande sea la apertura de la antena, más pequeño es el contenido evanescente en la representación PWS. Así en campo cercano los modos evanescentes pueden ser primariamente ignorados porque son pequeños –no porque se atenúan como se cree comúnmente.

El hecho de que el efecto de PWS evanescente ha sido exagerado en el campo cercano se puede demostrar directamente examinando primero el campo eléctrico radiado por una antena de apertura circular uniformemente distribuida con un diámetro 10λ presentado por Lewis y Newell [183]. Una discrepancia de hasta 4 dB para el campo en el eje se ha observado entre la solución exacta [185]-[186] y el cómputo basado en FFT en [183] cuando la distancia de la antena es menor que 6λ , incluso aunque Lewis y Newell habían elegido aparentemente z_t para que fuera al menos unas pocas longitudes de onda para excluir los modos evanescentes en la computación. Sin embargo, en el cómputo con todos los modos evanescentes quitados

que se muestra en [174], sólo hay un error de 0,1 dB en la misma región y un error máximo de 0,9 dB en $z_t = 0,1 \lambda$.

Una antena con una iluminación en la apertura tipo “taper” tiene menos energía reactiva y por tanto tiene una menor cantidad de PWS evanescente. Se ha observado que los efectos de los modos evanescentes disminuyen con el incremento del tamaño de la apertura, un fenómeno consistente con el principio de Huygens, que predice una energía radiada proporcionalmente grande en el punto del campo porque las fuentes que contribuyen están sobre todo lejos en el caso de una antena más grande. Cuando una antena de $10 \lambda \times 20 \lambda$ se incrementa a $30 \lambda \times 15 \lambda$, la presencia de modos evanescentes no muestra virtualmente ningún efecto (menos del 0,1 por ciento) en el campo dentro del eje. Para una apertura circular uniformemente distribuida de diámetro 60λ , los efectos observados son incluso más pequeños.

4.2.3.2.5. Localización y directividad de la sonda

Se ha demostrado que las ondas evanescentes de antenas directivas habituales (no de alta ganancia) son mínimas para $z_t > 1\lambda$ y por tanto deberían tener impacto pequeño en la selección del plano de medida S' . La elección de z_t se realiza por tanto siguiendo las siguientes consideraciones: 1) minimizar el acoplo entre la sonda y la antena bajo prueba, y 2) asegurar que el campo en S' es adecuado en espacio limitado y se comporta adecuadamente en el muestreo realizable y capacidad de procesamiento del sistema de medida.

4.2.4. TRANSFORMACIÓN CAMPO CERCANO – CAMPO LEJANO

Para realizar la transformación campo cercano – campo lejano, se pueden aplicar dos principios fundamentales [174]. Los esfuerzos iniciales se inspiraron en el principio de que las configuraciones completas de campos electromagnéticos que rodean una antena pueden ser calculadas si la corriente o si la distribución de carga sobre la antena es conocida de forma exacta [187]. Así el trabajo se centró en medidas precisas del campo magnético tangencial H en la proximidad cercana a la estructura de la antena [182],[188],[189]. Para antenas de apertura, el principio de Huygens-Fresnel [176] fue utilizado para formar una fuente equivalente a las distribuciones de apertura de campo. El principio de Huygens-Fresnel afirma que cada punto de un frente de onda dado puede ser visto como una fuente secundaria que da lugar a una ondícula esférica. El campo en cualquier punto exterior al frente de onda puede ser derivado desde una superposición de estas ondículas elementales. El Teorema de Equivalencia dado por Schelkunoff [190] proporciona un tratamiento matemático riguroso del principio de Huygens-Fresnel aplicado a las ondas electromagnéticas.

El segundo método para determinar diagramas en campo lejano a partir de medidas en campo cercano se basa en expresar el campo electromagnético total en términos de una expansión modal. Las amplitudes y fases de estos modos pueden ser derivadas de las medidas del campo electromagnético sobre una superficie apropiada en el campo cercano, por ejemplo, una superficie plana para una expansión de onda plana o una superficie cilíndrica para una expansión de onda cilíndrica. Sin embargo, la distancia exacta de la superficie de la antena habitualmente no es crítica. El conocimiento de la amplitud y la fase de cada componente en la expansión modal permite una descripción completa del campo radiado y por tanto el diagrama de radiación de campo lejano.

Como se ha afirmado, existen dos métodos básicos para determinar los diagramas de campo lejano por transformación de datos en campo lejano: el primero consiste en determinación directa de la distribución de fuentes a partir de medidas en campo cercano y el segundo expansión modal y determinación de características de modo a partir de medidas en campo cercano. A continuación, vamos a describir el segundo, que será el utilizado en esta tesis, a partir de la teoría desarrollada para campo cercano plano en el apartado 4.2.3.2.

4.2.4.1. MÉTODO DE EXPANSIÓN MODAL PARA SISTEMAS PLANOS

Las formulaciones matemáticas del sistema plano campo cercano – lejano se basan en la expansión (modal) de onda plana usando técnicas (espectrales) de transformada de Fourier [156]. Dicho simplemente, cualquier onda monocromática, arbitraria para todo lo demás, se puede representar como superposición de ondas planas viajando en direcciones diferentes, con amplitudes distintas, pero todas con la misma frecuencia. El objetivo de la expansión de onda plana es determinar las amplitudes desconocidas y las direcciones de propagación de las ondas planas. Los resultados comprenden lo que se llama *expansión modal* de la onda arbitraria. De forma similar, las expansiones de ondas cilíndricas y esféricas se usan para determinar diagramas en campo lejano a partir de campos medidos en campo cercano sobre superficies cilíndricas y esféricas respectivamente.

Las relaciones entre las medidas del campo cercano E y los campos en la zona lejana para sistemas planos se obtienen a partir de las técnicas espectrales desarrolladas en el apartado 4.2.3.2, en concreto de las ecuaciones (92) a la (99).

Las componentes x e y del campo eléctrico medido sobre una superficie plana ($z = 0$), vienen dadas en las ecuaciones (104) y (105), y las componentes x e y del PWS, $A_x(k_x, k_y)$ y $A_y(k_x, k_y)$ se muestran en las ecuaciones (106) y (107).

El diagrama de la antena en campo lejano, en términos de la función del PWS A , es

$$E(r, \theta, \phi) \approx j \frac{ke^{-jkr}}{2\pi r} [\cos\theta A(k_x, k_y)] \quad (118)$$

que también se puede dividir en componentes θ y ϕ :

$$E_\theta(r, \theta, \phi) \approx j \frac{ke^{-jkr}}{2\pi r} (A_x \cos\phi + A_y \sin\phi) \quad (119)$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) \approx j \frac{ke^{-jkr}}{2\pi r} \cos\theta (-A_x \sin\phi + A_y \cos\phi) \quad (120)$$

El procedimiento para determinar el campo en la zona lejana a partir de medidas en el campo cercano es el siguiente:

1. Medir los componentes del campo eléctrico $E_{xa}(x', y', z' = 0)$ y $E_{ya}(x', y', z' = 0)$ en el campo cercano.
2. Encontrar las funciones de PWS A_x y A_y usando (106) y (107)
3. Determinar el campo eléctrico en la zona lejana usando (118) o (119) y (120).

Los sistemas de medidas cilíndricos y esféricos usan procedimientos similares excepto que las superficies constantes son, respectivamente cilindros y esferas. Sin embargo, sus expresiones analíticas correspondientes tienen formas diferentes.

Si las componentes de campo tangenciales se conocen a lo largo de un plano, se puede encontrar el PWS, que a su vez permite la evaluación del campo en cualquier punto. Los cálculos siempre son más sencillos y convenientes si se realizan de forma restringida en la región de campo lejano.

4.2.4.2. MEDIDAS Y CÁLCULOS

Partiendo de las premisas mostradas en el apartado 4.2.3.2.3, podemos afirmar que en los puntos de muestreo de la maya, los componentes tangenciales del campo eléctrico E_x y E_y se miden. Los subíndices x e y muestran, respectivamente, las dos polarizaciones de la sonda. El procedimiento de compensación de sonda se obvia aquí. Una caracterización anterior de la sonda se puede usar para compensar los efectos direccionales en lo que es esencialmente una aplicación de su “función de transferencia”. Las componentes del campo eléctrico sobre todo el plano se pueden reconstruir a partir de las muestras tomadas en los puntos de la malla, y cada una viene dada por:

$$E_{xa}(x, y, z = 0) \approx \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} E_x(m\Delta x, n\Delta y, 0) \times \frac{\sin(k_{x0}x - m\pi)}{k_{x0}x - m\pi} \frac{\sin(k_{y0}y - n\pi)}{k_{y0}y - n\pi} \quad (121)$$

$$E_{ya}(x, y, z = 0) \approx \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} E_y(m\Delta x, n\Delta y, 0) \times \frac{\sin(k_{x0}x - m\pi)}{k_{x0}x - m\pi} \frac{\sin(k_{y0}y - n\pi)}{k_{y0}y - n\pi} \quad (122)$$

Usando las ecuaciones (121) y (122), A_x y A_y de (106) y (107) pueden ser evaluadas usando un algoritmo FFT, en el conjunto de números de onda definidos explícitamente por la transformada de Fourier discreta y dados por

$$k_x = \frac{2\pi m}{M\Delta x}, \quad -\frac{M}{2} \leq m \leq \frac{M}{2} - 1 \quad (123)$$

$$k_y = \frac{2\pi n}{N\Delta y}, \quad -\frac{N}{2} \leq n \leq \frac{N}{2} - 1 \quad (124)$$

El número de puntos en el dominio de número de onda ($k_x - k_y$) es igual al número de puntos en campo cercano, y el número de onda máximo en el espectro de número de onda es inversamente proporcional al espaciado de muestreo en el campo cercano. Mientras que el máximo espaciado en el muestreo es $\lambda/2$, no hay restricciones en el espaciado mínimo. Sin embargo, no hay ninguna ventaja si se incrementan los puntos de muestreo en campo cercano decreciendo el espaciado de muestreo. El espaciado de muestreo “decrecido” incrementará los límites de los puntos espectrales del número de onda, cayendo los nuevos puntos en la región de modos evanescentes, y por tanto no contribuirán a incrementar la resolución en el diagrama de campo lejano.

La resolución en el diagrama de potencia en campo lejano se puede aumentar añadiendo puntos de muestreo con datos artificiales (de valor cero) en los extremos de fuera de la distribución en campo cercano (zero-padding). Esto incrementa de forma artificial el número de puntos de muestreo sin decrementar el espaciado de muestreo. Dado que el espaciado de muestreo permanece fijo, los límites del espectro del número de onda también se quedan fijos. Los puntos de espectro de número de onda adicionales están dentro de los límites del espectro de número de onda original y por tanto se incrementará la resolución en los diagramas de campo lejano calculados.

La técnica en campo cercano proporciona a los diseñadores de antenas información que antes no tenían disponible. Por ejemplo, si un diagrama en campo lejano dado no cumple con las especificaciones requeridas, es posible usar los datos en campo cercano para encontrar la

causa [191]. Las medidas en campo cercano también se pueden aplicar a análisis de antenas y tareas de diagnóstico [192] y es más atractivo cuando se utilizan datos recogidos en campo cercano y transformados a campo lejano.

4.3.SIMULACIÓN REALIZADA PARA ESTA TESIS

4.3.1.CONFIGURACIÓN DE LA SIMULACIÓN

Los métodos expuestos en este capítulo se han programado y se va a estudiar su rendimiento en un escenario simulado antes de aplicarlos a medidas realizadas. Para esta simulación se ha escogido un escenario con una agrupación de antenas plana compuesta de dipolos en el eje x y en el eje y como se muestra en la Figura 20. Si bien todos los parámetros son configurables por tratarse de simulaciones, se han ido escogiendo ad hoc para demostrar los efectos que se nombrarán a continuación.

Figura 20. Dibujo esquemático de la configuración de la simulación

En primer lugar se elige el número de dipolos y su separación y se colocan en el plano, centrado en el origen de coordenadas. En la Figura 21 se muestra un ejemplo si el número de dipolos fuera 5×5 , separados $0,75 \lambda$ (tomado este λ a 2 GHz).

Figura 21. Posición de la agrupación de dipolos

A continuación se deciden los puntos de medida como se muestra en la Figura 22. Para esta simulación de configuración inicial, se va a cubrir una distancia de 5 veces la antena bajo prueba con una separación 0,5 λ (separación mínima como decíamos en el apartado anterior). La medida está tomada a una distancia de 2 λ para asegurarnos que estamos en campo cercano

Figura 22. Posición de los puntos de medida de la sonda

El efecto principal que se ha tenido en cuenta y se quiere eliminar es la reflexión entre la antena bajo prueba (agrupación de dipolos) y la sonda de medida. La toma de datos que

simula la medida se realiza en el dominio de la frecuencia, pero para estudiar la reflexión, se transformará al dominio del tiempo mediante una transformada de Fourier inversa. Una vez transformado, la señal medida aparecerá a una distancia d mientras que la reflexión aparecerá a una distancia $3 \cdot d$ como se puede observar en la Figura 23.

Figura 23. Reflexiones entre la sonda y la ABP

Por tanto la reflexión se modelará en la simulación como una señal a distancia 3 veces la distancia de medida y atenuada un factor determinado (para el estudio se ha elegido el factor 0.1, que indica que la señal reflejada será un 10% de la señal original). Estas reflexiones sólo se dan cuando la sonda está enfrentada a la AUT, es decir, los puntos verdes de la Figura 24 que estén dentro del rectángulo inscrito en los puntos rojos de dicha figura.

Figura 24. Puntos de medida (verdes) superpuestos a la posición de la antena bajo prueba (puntos rojos)

4.3.2. TRANSFORMACIÓN CAMPO CERCANO – CAMPO LEJANO

De acuerdo con la teoría expuesta en los apartados 4.2.3.2 y 4.2.4, una vez realizada la medida en campo cercano, se transformará a campo lejano.

A continuación se muestra la simulación del paso de una medida en una frecuencia a campo lejano. El proceso es exactamente igual sea la señal original tomada con reflexión o sin reflexión. Como veremos en el capítulo siguiente, donde se emplean estas técnicas en medidas tomadas en diferentes instalaciones, se podrá realizar el filtrado antes o después de la transformación a campo lejano. Cuando la medida es multifrecuencia, esta transformación se realizará frecuencia a frecuencia, provocando un mayor tiempo de procesado. Para la transformación se va a mostrar a continuación la componente E_x ; el proceso para E_y sería exactamente el mismo.

En primer lugar, se tomaría la medida en los puntos determinados en el apartado 4.3.1. A los valores de E_x les hemos llamado “Epx”. Se presenta a continuación el módulo en una escala logarítmica y los cortes horizontal y vertical de dicha medida. Estos cortes expresan únicamente el valor en módulo de las medidas en cada punto unidos por líneas rectas.

Figura 25. Epx o componente x de E medido en campo cercano y normalizando el valor superior a 0

Figura 26. Corte horizontal Epx (medida en campo próximo)

Figura 27. Corte vertical Epx (medida en campo próximo)

Ahora, según las ecuaciones (106) y (107) encontramos el PWS que hemos llamado Pxa en la simulación:

Figura 28. PWS a distancia d de la antena bajo prueba

Interpolando y mostrando los dos cortes principales:

Figura 29. Corte horizontal PWS a distancia d

Figura 30. Segundo corte principal PWS a distancia d

A continuación se realiza el traslado de PWS al borde de la antena y lo hemos llamado P_{x0} :

Figura 31. PWS trasladado a la antena bajo prueba

Figura 32. Corte principal Px0

Figura 33. Segundo corte principal Px0

Por último, gracias a las ecuaciones (118)-(120) encontramos el campo lejano:

Figura 34. Componente θ del campo lejano cuando $\phi = 0$

Figura 35. Componente θ del campo lejano cuando $\phi = 90^\circ$

La componente ϕ del campo lejano se obtendría de forma paralela (120).

4.3.3.ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES

Como se ha visto en el capítulo anterior existen numerosos métodos para cancelar reflexiones dentro de la familia de métodos de filtrado temporal. En esta tesis los hemos dividido en dos grandes grupos (transformada de Fourier y Matrix Pencil) y un subgrupo dentro del primero que es la Transformada de Fourier No Uniforme (NDFT). A continuación se van a mostrar las simulaciones realizadas con ambas técnicas así como una comparativa entre ellas para ciertas simulaciones.

4.3.3.1. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE TRANSFORMADA DE FOURIER. "TIME GATING"

Para estas simulaciones se va a utilizar una configuración similar a la mostrada en el apartado 4.3.1, adaptándola a otras frecuencias.

En primer lugar se ha escogido una señal multifrecuencia desde 1GHz hasta 3GHz en pasos de 0.01 GHz (201 puntos). La sonda de medida estaría colocada según la Figura 24, cubriendo el espacio que hay entre los dipolos situados en la posición 13 hasta la posición 19 inclusive tanto en el eje x como en el eje y. En esta región se considera que existirá reflexión provocada por la sonda.

Comenzamos calculando el valor del campo eléctrico en un punto (por ejemplo en el 15, 15) sin tener en cuenta la reflexión. Esta simulación servirá como referencia para compararla con los valores de las gráficas tras eliminar la reflexión mediante el método de enventanado.

A continuación se representa este punto en sus partes real e imaginaria en el dominio de la frecuencia (hay 201 muestras cada una correspondiente al valor de tomar el campo a una frecuencia distinta, consecutiva y equiespaciada de la anterior):

Figura 36. Parte real del campo eléctrico en el punto 15, 15, sin reflexión para 201 frecuencias distintas. Simulación realizada en el dominio de la frecuencia.

Figura 37. Parte imaginaria del campo eléctrico en el punto 15, 15, sin reflexión para 201 frecuencias distintas. Simulación realizada en el dominio de la frecuencia.

A continuación se hace lo mismo teniendo en cuenta la reflexión:

Figura 38. Parte real punto 15, 15, con reflexión

Figura 39. Parte imaginaria punto 15, 15, con reflexión

Transformamos para ver en el dominio del tiempo (espacio) con una ifft. Se representa también la parte real e imaginaria con reflexión y sin reflexión:

Figura 40. Parte real punto 15, 15, sin reflexión en el dominio del tiempo

Figura 41. Parte imaginaria punto 15, 15, sin reflexión en el dominio del tiempo

Figura 42. Parte real punto 15, 15, con reflexión en el dominio del tiempo

Figura 43. Parte imaginaria punto 15, 15, con reflexión en el dominio del tiempo

Y ahora se elimina la reflexión (a partir de la muestra 40), en la parte real e imaginaria

A continuación, se va a realizar la reconstrucción, tomando la FFT de la parte real e imaginaria con reflexión eliminada, observando el resultado en la Figura 44 y en la Figura 45:

Figura 44. Parte real de la señal con reflexión, tras haber eliminado la reflexión y transformado al dominio de la frecuencia

Figura 45. Parte imaginaria de la señal con reflexión, tras haber eliminado la reflexión y transformado al dominio de la frecuencia

Por último se calcula el error restando la señal antes de su reconstrucción con la señal tras la reconstrucción.

Figura 46. Cálculo de error: diferencia entre parte real tras eliminar reflexión y parte real original sin reflexión

Figura 47. Cálculo de error: diferencia entre parte imaginaria tras eliminar reflexión y parte real original sin reflexión

Donde se observa que las mayores diferencias ocurren en el origen y al final de la transformación debido al fenómeno de Gibbs por haber utilizado ventanas rectangulares para el filtrado.

Este ejercicio se ha realizado a otras frecuencias, siendo similares las simulaciones y variando los resultados según el número de muestras tomadas y la anchura de los filtros. Utilizando una ventana rectangular, se muestra una tabla con las señales con diferentes anchos de banda, diferente salto de frecuencia y por tanto comportamientos distintos y a continuación otra con los errores par cada uno de los parámetros anteriores

Tabla 1. Señales para diferentes frecuencias y saltos de frecuencia

Tabla 2. Error de reconstrucción para las señales filtradas de la tabla anterior

Estas mismas pruebas se han repetido cambiando la ventana de filtrado (como se verá más adelante las propiedades también varían). El mismo resultado de 0,8 a 6 GHz con un salto de 10 MHz y realizado el filtrado con una ventana Hamming se muestra en la Figura 48.

Figura 48. Error de reconstrucción tras la utilización de una ventana de Hamming

4.3.3.2. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE NDFT. COMPARATIVA CON FFT

Durante el trabajo de esta tesis se llevaron a cabo otras simulaciones [47] que se van a exponer a continuación. La NDFT por los motivos que se mostrarán, no se utilizó como técnica de eliminación de reflexión en las medidas realizadas.

Como se ha explicado en el apartado 3.2.1.2, la NDFT truncada equivale a una NDFT en la que “se corta” el eje de tiempos, es decir, en vez de usar el mismo número de muestras en tiempo que en frecuencia se usan menos en tiempo, pero manteniendo la separación original de estas muestras, que no depende de la separación en frecuencia. Al usar un eje de tiempos más corto se está realizando en definitiva un filtrado de las reflexiones y se realizaría una adquisición temporal mucho más corta que con una FFT, sin generar aliasing y tomando solo el rayo directo. Sí que se realizaría un ajuste del vector temporal para evitar que aparezcan repeticiones de la señal como se ve en la Figura 49.

Figura 49. Señal periódica tras realizar NIDFT

En el capítulo 5, para filtrar el ruido proveniente de reflexiones, se va a utilizar la FFT ya que se considera que los resultados son significativamente mejores y más sencillos de procesar.

4.3.3.3. ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES MEDIANTE MATRIX PENCIL

En este apartado, tomando el ejemplo de la transformación utilizada en el párrafo 4.3.2, se han simulado los mismos parámetros con reflexión, sin ella y eliminando la reflexión con Matrix Pencil. Se muestran a continuación todos los resultados a modo de tablas:

Tipo	Epx
Original (con reflexión)	
Sin reflexión	
Con reflexión eliminada <u>Matrix pencil</u>	

Figura 50. Epx eliminando reflexión con Matrix Pencil

Figura 51. Cortes Epx para mejor comparativa

Figura 52. Pxa eliminando reflexión con Matrix Pencil

Figura 53. Cortes Pxa para mejor comparativa

Figura 54. Px0

Figura 55. Cortes Px0 para mejor comparativa

Figura 56. Resultado tras la transformación a campo lejano

A continuación se realiza una comparativa a diferentes frecuencias de la misma agrupación simulada, superponiendo los resultados

Figura 57. Epx a diferentes frecuencias

Figura 58. Cortes Epx a 2 GHz

Figura 59. Cortes Epx a 4 GHz

Figura 60. Cortes Epx a 6 GHz

Figura 61. Pxa

Figura 62. Cortes Pxa a 2 GHz

Figura 63. Cortes Pxa a 4 GHz

Figura 64. Cortes Pxa a 6 GHz

Figura 65. Px0

Figura 66. Cortes Px0 a 2 GHz

Figura 67. Cortes Px0 a 4 GHz

Figura 68. Cortes Px0 a 6 GHz

Figura 69. Cortes Eth en campo lejano a 2 GHz

Figura 70. Eth en campo lejano a 4 GHz

Figura 71. Eth en campo lejano a 6 GHz

4.3.3.4. COMPARATIVA ENTRE ELIMINACIÓN DE REFLEXIONES CON MATRIX PENCIL Y TRANSFORMADA DE FOURIER

La efectividad de ambos métodos se ha comparado simulando una señal (Figura 72), la misma señal con un eco (Figura 73), filtrando esta última con ambos métodos (Figura 74) y comparando el resultado con la señal original mostrada en la Figura 72 [194].

Como se observa, en esta simulación, el método Matrix Pencil funciona mejor debido a la distorsión presentada en el método FFT por el enventanado. Contrariamente a esta simulación ideal, como se verá en el siguiente capítulo, la FFT muestra mucho mejores resultados con medidas que el Matrix Pencil.

Figura 72. Señal original sin eco

Figura 73. Señal simulada con reflexión

Figura 74. Señal filtrada con ambos métodos

En la parte superior de la Figura 74 se observa en tiempo y en frecuencia cómo queda la señal simulada en la Figura 73 tras realizarle un filtrado aplicando el método Matrix Pencil. Como se ve, es muy similar a la Figura 72 (señal simulada sin eco). En la parte inferior de la Figura 74 se ha realizado el mismo ejercicio, pero filtrando con FFT. En este caso aparentemente el resultado es mucho peor. Más adelante, en el capítulo donde aplicamos métodos de filtrado a medidas veremos que en un escenario real con ruido y otros efectos la diferencia no es tan clara, llegando a obtener mejores resultados con FFT.

4.3.4.ELECCIÓN DE PARÁMETROS DE MEDIDA. ALIASING

Dependiendo del ancho de banda total y del número de muestras, existirá una distancia máxima para detectar y distinguir los picos provenientes del rayo directo y del rayo reflejado. Esta distancia debería ser igual o menor que $c \cdot \Delta t \cdot N$, donde Δt es el inverso del ancho de banda y N el número de muestras. Si la señal o los ecos están presentes a una distancia mayor, se recibirán en el siguiente barrido presentando un efecto de aliasing y pareciendo que se encuentran a una distancia más cercana.

Para demostrar este efecto en la simulación realizada la distancia máxima es de 11 metros (distancia a la cual aparece el eco). Para que no haya aliasing y utilizando la fórmula descrita en el párrafo anterior, el salto mínimo debería ser $c/\text{distancia máxima}$, siendo c la velocidad de la luz ($=3 \cdot 10^8$ m/s), es decir 27,27 MHz.

En la Figura 75 se ha realizado la simulación tomando un salto de 20 MHz. Dado que no hay ruido ni perturbaciones adicionales, ambos picos se distinguen claramente.

Figura 75. Señal original con reflexión

En la Figura 76 se ha repetido la misma simulación con un salto de 20 y 30 MHz. En el caso de 30 MHz, el pico que marca la reflexión debería encontrarse de nuevo a 11 metros, pero como la máxima distancia es 10,1 metros, el pico aparece al principio (aproximadamente a 0,9 metros), lo cual significa que existe aliasing, como se esperaba por lo expuesto anteriormente.

Figura 76. Señal original con reflexión y aliasing cuando el paso son 30 MHz

Por último, en la Figura 77 se muestran varias simulaciones realizadas con diferentes parámetros que se exponen, donde se puede discriminar si existe o no aliasing en función del ancho de banda y del salto de frecuencia

Figura 77. Distintas simulaciones con diferentes anchos de banda y salto de frecuencia para comprobar la existencia de aliasing

Como se ha visto en las simulaciones realizadas, para crear cualquier simulación o realizar una medida real con ruido, es muy importante conocer bien el sistema: su geometría, frecuencias posibles de uso, reflexiones más probables... de esta forma seremos capaces de seleccionar adecuadamente los parámetros que nos permita tener una medida adecuada y realizar un

filtrado sin distorsionar excesivamente la señal original. Como se observa en la Figura 77, incluso en los casos donde existe aliasing en el rayo reflejado, si conocemos el sistema y el rayo directo está identificado adecuadamente, se podría filtrar la reflexión aunque su distancia al origen no se correspondiera con la distancia real.

4.3.5.ELECCIÓN DE LA VENTANA DE FILTRADO

Tal y como se ha explicado anteriormente, el proceso de filtrado temporal basado en la transformada de Fourier consiste en transformar las medidas al dominio del tiempo, filtrar los ecos en este dominio y aplicar una nueva transformada para reconstruir el campo. Si el salto de frecuencia es uniforme, se puede usar una FFT y su inversa [114]; en caso contrario se debería implementar la NDFT (Non-Uniform Discrete Fourier Transform).

La forma más sencilla de realizar un filtrado en el dominio del tiempo es mediante la utilización de un filtro FIR (De respuesta finita al impulso – Finite Impulse Response). El método más simple de diseño de filtros FIR se denomina *método de ventanas*. Este método empieza generalmente con una respuesta en frecuencia deseada ideal que se puede representar como

$$H_d(e^{j\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_d[n]e^{-j\omega n} \quad (125)$$

siendo $h_d[n]$ la correspondiente secuencia de respuesta al impulso, que se puede expresar en función de $H_d(e^{j\omega})$ como

$$h_d[n] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_d(e^{j\omega}) e^{j\omega n} d\omega \quad (126)$$

Muchos sistemas se definen de forma idealizada mediante respuestas en frecuencia constantes por tramos o funcionales por tramos, con discontinuidades en los límites de las bandas. Como resultado, la respuesta al impulso de estos sistemas es no causal e infinitamente larga. La forma más directa de obtener una aproximación FIR causal a estos sistemas es truncar la respuesta ideal. La ecuación (125) puede verse como el desarrollo en serie de Fourier de la respuesta en frecuencia periódica $H_d(e^{j\omega})$, donde los valores de la secuencia $h_d[n]$ juegan el papel de coeficientes del desarrollo en serie de Fourier. Por tanto, la aproximación de un filtro ideal mediante el truncamiento de la respuesta al impulso ideal es idéntica al tema de la convergencia del desarrollo en serie de Fourier, algo que se ha estudiado largamente. Un concepto particularmente importante es el fenómeno de Gibbs, que aparece también en el diseño de filtros FIR.

La forma más simple de obtener un filtro FIR causal a partir de $h_d[n]$ es definir un nuevo sistema con respuesta al impulso $h[n]$ dado por

$$h[n] = \begin{cases} h_d[n], & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (127)$$

De forma más general, $h[n]$ se puede representar como el producto de la respuesta al impulso deseada y una “ventana” de longitud finita, es decir,

$$h[n] = h_d[n]w[n] \quad (128)$$

Donde para el truncamiento simple que indica la ecuación (127) la ventana aplicada es la *ventana rectangular*

$$w[n] = \begin{cases} 1, & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (129)$$

Utilizando el teorema de modulación o enventanado [112] se puede ver que

$$H(e^{j\omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_d(e^{j\phi}) W(e^{j(\omega-\theta)}) d\theta \quad (130)$$

Es decir, $H(e^{j\omega})$ es la convolución periódica de la respuesta en frecuencia ideal deseada con la transformada de Fourier de la ventana. Por tanto, la respuesta en frecuencia $H(e^{j\omega})$ será una versión “distorsionada” de la respuesta deseada $H_d(e^{j\omega})$.

Si $w[n] = 1$ para todo n (es decir, no truncamos en absoluto), $W(e^{j\omega})$ es un tren periódico de impulsos de periodo 2π y por tanto $H(e^{j\omega}) = H_d(e^{j\omega})$. Esta interpretación sugiere que si se escoge $w[n]$ de forma que $W(e^{j\omega})$ se concentre en una banda estrecha de frecuencias alrededor de $\omega = 0$, entonces $H(e^{j\omega})$ se parecerá mucho a $H_d(e^{j\omega})$ excepto donde esta última cambie muy abruptamente. En consecuencia, la selección de la ventana está gobernada por el deseo de que la duración de $w[n]$ sea tan corta como sea posible para minimizar los cálculos necesarios en la realización del filtro, pero de forma que $W(e^{j\omega})$ se aproxima a un impulso, es decir, que esté altamente concentrada en frecuencia de forma que la convolución de la ecuación (130) reproduzca fielmente la respuesta en frecuencia deseada. Estos dos requerimientos entran en conflicto, como puede verse en el caso de la ventana rectangular de la ecuación (129) donde

$$W(e^{j\omega}) = \sum_{n=0}^M e^{-j\omega n} = \frac{1 - e^{-j\omega(M+1)}}{1 - e^{-j\omega}} = e^{-j\omega M/2} \frac{\sin[\omega(M+1)/2]}{\sin(\omega/2)} \quad (131)$$

Propiedades de las ventanas más comúnmente utilizadas

La Figura 78 muestra algunas de las ventanas más comúnmente utilizadas. Estas ventanas se definen mediante las siguientes ecuaciones:

Rectangular

$$w[n] = \begin{cases} 1, & 0 \leq n \leq M, \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (132)$$

Bartlett (triangular)

$$w[n] = \begin{cases} \frac{2n}{M}, & 0 \leq n \leq M/2 \\ 2 - \frac{2n}{M}, & M/2 \leq n \leq M \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (133)$$

Hanning

$$w[n] = \begin{cases} 0,5 - 0,5\cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right), & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (134)$$

Hamming

$$w[n] = \begin{cases} 0,54 - 0,46\cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right), & 0 \leq n \leq M, \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (135)$$

Blackman

$$w[n] = \begin{cases} 0,54 - 0,5\cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right) + 0,08\cos\left(\frac{4\pi n}{M}\right), & 0 \leq n \leq M, \\ 0, & \text{en el resto} \end{cases} \quad (136)$$

Figura 78. Ventanas comúnmente utilizadas

Por conveniencia, la Figura 78 muestra estas ventanas como funcione de una variable continua. Sin embargo, como se indica en las ecuaciones anteriores, la secuencia de ventana se especifica sólo para valores enteros de n .

Las ventanas definidas en las ecuaciones (132) - (136) se utilizan habitualmente tanto para análisis espectral como para el diseño de filtros FIR. Tienen la deseable propiedad de que sus transformadas de Fourier se concentran alrededor de $\omega=0$, además, su expresión funcional es sencilla, de forma que se pueden calcular fácilmente. La transformada de Fourier de la ventana de Bartlett se puede expresar como el producto de transformadas de Fourier de ventanas rectangulares y las transformadas de Fourier de las otras ventanas se pueden expresar como sumas de transformadas de Fourier de la ventana rectangular desplazadas en frecuencia. Al diseñar muchos tipos de filtros FIR es deseable obtener sistemas causales con una respuesta de fase lineal generalizada. Todas las ventanas de las ecuaciones anteriores se han definido teniendo en cuenta esta necesidad.

De cara a las simulaciones realizadas en esta tesis, se han implementado diferentes ventanas. La rectangular es la más fácil de definir, pero a cambio introduce un fuerte efecto de Gibbs. La de Hamming reduce este fenómeno, pero introduce distorsión en las frecuencias de los extremos al no ser una ventana plana. Se ha simulado el error relativo y se muestra el resultado en la Figura 79. A partir de la Figura 81 se muestran las principales ventanas utilizadas en los resultados de esta tesis así como sus transformadas de Fourier.

Figura 79. Comparativa de errores relativos entre las ventanas rectangular y Hamming

Se ha simulado también la componente copolar del módulo de S21 para diversas ventanas y se muestra en la Figura 80.

Figura 80. Módulo de la componente copolar de S21 para diversas ventanas

Tras estas comparativas entre las ventanas más frecuentes, como veremos en el siguiente capítulo, para implementar los filtrados en medidas reales, se han utilizado la ventana de Hamming y la rectangular (Figura 81). Si bien la de Hamming (Figura 82) tiene mejor respuesta y amortiza más los lóbulos laterales, provoca una pérdida de potencia bastante significativa, ya que la atenuación es mucho mayor. Para evitar esta pérdida de potencia tan abrupta, se han buscado otras ventanas, siendo una de las óptimas la ventana Planck-Taper (Figura 83). En el próximo capítulo se mostrará la aplicación de estas tres ventanas a medidas reales.

Figura 81. Ventana rectangular y su transformada [195]

Figura 82. Ventana de Hamming y su transformada [195]

Figura 83. Ventana Planck-Taper y su transformada [195]

CAPÍTULO 5 – APLICACIÓN DE MÉTODOS DE FILTRADO A MEDIDAS. RESULTADOS Y ASPECTOS A CONSIDERAR

5.1.INTRODUCCIÓN

En este apartado se van a detallar una serie de medidas realizadas a lo largo de la tesis, para las que se han provocado artificialmente ecos y se ha probado el filtrado temporal con los algoritmos expuestos en el capítulo anterior. Para realizar esta recopilación, se agradece especialmente los trabajos realizados por Manuel J. López Morales, Rubén Tena Sánchez y Javier García-Gasco Trujillo.

Para demostrar la validez de las técnicas de filtrado, se han realizado distintas pruebas en diversos sistemas de medida de antenas. La primera medida se ha tomado en un sistema multisonda, donde la antena bajo prueba (ABP) es un dipolo colocado en el punto central del sistema. En este caso, para cada ángulo de llegada, los ecos y la señal llegan al receptor con el mismo retraso en el tiempo. En la segunda medida se utiliza un posicionador de azimut para realizar un corte en una bocina. En este caso, por la colocación de la bocina, el centro de fases está desplazado desde el punto donde gira el posicionador y la distancia entre la sonda y la ABP es distinta para cada medida. El offset que aparece debido a este desplazamiento, debe ser corregido o ajustado para realizar el filtrado. La tercera y última prueba es la medida de una antena de ranuras en el campo cercano plano del sistema LEHA-UPM (Laboratorio de Ensayos y Homologación de Antenas de la Universidad Politécnica de Madrid). Como las medidas fueron tomadas en campo cercano, se programó el algoritmo de transformación a campo lejano NF-FF (Near Field – Far Field) y se ha realizado el filtrado antes y después de dicha transformación, comparando los resultados obtenidos. Esto es realizable porque tanto la transformación NF-FF como el filtrado son lineales y por tanto se pueden intercambiar el orden, lo que simplifica el método y lo hace independiente del sistema de medida.

Por último, otro aspecto a tener en cuenta es que el filtrado debe hacerse usando anchuras de ventana similares para cada barrido. En caso contrario, si se adapta la ventana a la señal obtenida en el barrido, la potencia de recepción será diferente en cada punto adulterando el resultado obtenido.

Los dos primeros resultados han sido publicados en [194] y el tercero ha sido enviado para su publicación.

5.2.DIPOLO EN UN SISTEMA MULTISONDA

El primer setup de medida ha sido un dipolo en un sistema multisonda de MVG. Para simular una reflexión externa se ha añadido al setup una placa metálica. Dado que el dipolo tiene simetría cilíndrica y se coloca en el mismo eje que el posicionador de azimuth coincidiendo el centro de fases del dipolo con el centro de rotación, se puede utilizar la misma ventana de filtrado para todos los barridos (ver Figura 84). Esto implica que no sea necesario realizar ajuste en el postprocesado, haciendo el filtrado mucho más sencillo. El setup de medida se puede observar en la Figura 85. Las medidas fueron tomadas entre 1,7 y 2,2 GHz con un salto de frecuencia de 10 MHz.

Figura 84. Ejemplo de medida del dipolo donde todas las ventanas aparecen a la misma distancia del origen

Figura 85. Setup de la medida en el sistema multisonda de MVG

5.2.1.FILTRADO CON FFT SIN AJUSTE DE VENTANA

Tras filtrar las medidas realizadas con FFT los resultados son bastante satisfactorios, como se muestra en la Figura 86. Especialmente en el corte horizontal, la reflexión se elimina perfectamente.

Como se comentaba en la introducción a este capítulo, este es el caso más sencillo al estar alineado el eje de rotación del dipolo y su centro de fases con el posicionador de azimut. Por este motivo el filtrado es inmediato: se realiza la FFT inversa, se aplica la ventana y se recupera la señal filtrada que como vemos es muy similar a la original sin reflexión.

- Measurement without plate
- Measurement with plate
- Filtered measurement after FFT

Figura 86. Señal filtrada con el método FFT

5.2.2.FILTRADO CON MATRIX PENCIL SIN AJUSTE DE VENTANA

La misma medida realizada en el apartado 5.2.1 se muestra a continuación, en este caso aplicando Matrix Pencil (MP). Como se ve, el resultado es mucho peor que el filtrado FFT. El número de exponenciales que se deben tomar para reconstruir correctamente la señal y filtrar el ruido varía mucho con cada medida, siendo imposible a priori tener una estimación de este, especialmente cuando la reflexión es grande. Para el caso de la Figura 87, resultó óptimo tomar tres exponenciales para reconstruir la señal. A continuación, en la Figura 88, se muestra la componente S21 de la medida tras realizar el Matrix Pencil con las tres exponenciales.

Figura 87. Corte vertical del dipolo y filtrado tras aplicar el método MP

Figura 88. Parámetro S21 de la medida tras aplicar el método MP y tomar tres exponenciales para su reconstrucción

5.3.MEDIDA DE UNA BOCINA EN UNA CÁMARA ANECOICA

Para este resultado se ha utilizado un corte principal de una bocina cuadrangular SH2000 medido en un campo cercano esférico en las instalaciones de Microwave Vision Group en Italia (Figura 89)

Figura 89. Setup de la medida de la bocina SH2000 en un campo cercano esférico

Esta bocina se midió en un rango de frecuencias de 6 a 10 GHz con un salto de 10 MHz. La transformación a campo lejano se realizó antes y después del filtrado temporal para poder comparar los resultados.

Una dificultad de este sistema es que el centro de fases de la antena no es el centro de rotación. Por ello la ventana que se aplica en el filtrado temporal debe estar centrada en el máximo, lo que significa que variará entre medida y medida y deberá ser corregida en cada una de ellas para evitar desviaciones en el resultado. Además se ha aplicado zero-padding (interpolación de muestras) en la FFT para poder distinguir entre el rayo directo y la reflexión, porque había poca distancia entre ambos.

5.3.1.FILTRADO CON FFT CON AJUSTE DE VENTANA

El ajuste de ventana se ha realizado antes y después de la transformación NF-FF. A continuación se van a exponer los resultados para ambos casos.

5.3.1.1. FFT CON AJUSTE DE VENTANA EN CAMPO LEJANO

En este ejemplo se ha realizado la transformación NF-FF antes de realizar el filtrado; por tanto, aunque las medidas fueron tomadas en campo cercano, a todos los efectos, en este resultado, se muestran sólo los datos de campo lejano.

La corrección de la ventana se aplica una vez realizada la FFT, alineando el máximo de cada medida en el mismo punto. El problema de este alineamiento es que a veces la reflexión que hay que filtrar es mayor que la contribución al rayo directo. Por tanto se ha automatizado este proceso teniendo en cuenta el efecto de la distancia entre el centro de fases de la antena (O) y el punto de medida (P), como se muestra en la Figura 90

Figura 90. Corrección de la medida

La distancia en campo lejano viene dada por la expresión:

$$|\vec{P} - \vec{O}| - r \approx \sqrt{r^2 - 2a \cdot r \cdot \cos \alpha} - r = r \left(\sqrt{1 - \frac{2a \cdot \cos \alpha}{r}} - 1 \right) \approx -a \cdot \cos \alpha \quad (137)$$

Si se realiza esta corrección, el ajuste de amplitud y fase funciona correctamente (Figura 91) y se puede realizar el filtrado de forma satisfactoria para todas las frecuencias. Los resultados se muestran en la Figura 92 para 6, 8 y 10 GHz.

Figura 91. Corrección de fase para dos posiciones distintas de azimut.

Figura 92. Medidas sin eco, con eco y señal tras filtrado para 6, 8 y 10 GHz.

5.3.1.2. FFT CON AJUSTE DE VENTANA EN CAMPO CERCANO

En campo cercano la problemática es la misma y por tanto se ha utilizado el mismo algoritmo para corregir la ventana que en campo lejano. La principal diferencia es que la distancia no se puede aproximar por la expansión de Taylor y por tanto el alineamiento de la ventana se consigue usando la expresión completa que viene dada por la siguiente fórmula:

$$\Delta s = \sqrt{r^2 - 2r \cdot a \cos \alpha + a^2} - (r - a) \quad (138)$$

donde Δs es la diferencia entre el rayo directo y la reflexión para campo cercano.

Como la corrección se realiza trasladando la ventana un número Δn de muestras, para calcular este número se puede emplear la siguiente ecuación:

$$\Delta n = \frac{\Delta s \cdot BW}{c} \quad (139)$$

donde BW es el ancho de banda total de la medida y c la velocidad de la luz.

En este caso el alineamiento automático en campo cercano se muestra en la Figura 93 y la señal filtrada en la Figura 94.

Figura 93. Alineamiento de las medidas para diferentes posiciones de azimut.

Figura 94. Señal original sin reflexión (azul), señal con reflexión (verde) y señal filtrada (rojo)

5.3.2.FILTRADO CON MATRIX PENCIL CON AJUSTE DE VENTANA

El método Matrix Pencil también se ha utilizado en este caso para filtrar las medidas. De nuevo el número de exponenciales necesarias para realizar la descomposición y reconstrucción ha sido ajustado manualmente en cada caso, ya que no se ha logrado encontrar una forma general de elegirlo a priori en el filtrado. El proceso de desplazamiento de la ventana usando Matrix Pencil ha sido exactamente igual que como se realizó con el método FFT.

Para este resultado se ha escogido una descomposición de 20 exponenciales y un rango de 0,43 en la fase de las exponenciales. La validación se hizo en el dominio transformado (Figura 95) y los resultados se muestran en Figura 96. De nuevo este resultado es claramente menos satisfactorio que el que muestra el método FFT.

Figura 95. Reconstrucción con MP con 20 exponenciales

Figura 96. Resultado a 8 GHz tras aplicar MP con 20 exponenciales

5.3.3.FILTRADO CON CEPSTRUM

Como se comentaba en el apartado 3.4, el método cepstrum ha sido probado y comparado con Matrix Pencil y filtrado por FFT. La prueba se realizó sobre este mismo corte de bocina en SNF, tanto sobre las medidas en campo lejano como en campo cercano.

Como adelantábamos en el capítulo 3.4, por la tipología de la señal no periódica, el método cepstrum no es adecuado para este caso. En la Figura 97 se observa la señal con reflexión y sin ella en el dominio cepestal, donde ambas coinciden casi exactamente y en la Figura 98 se ha realizado la misma operación mostrando sólo la parte real, y ocurre lo mismo que con el módulo.

Figura 97. Módulo de Etheta1 en el dominio cepstral

Figura 98. Parte real de Etheta 1 en el dominio cepstral

5.4.MEDIDA DE UNA ANTENA DE RANURAS EN UN CAMPO CERCANO PLANO

La última medida realizada para esta tesis ha sido llevada a cabo en el LEHA (Laboratorio de Ensayo y Homologación de Antenas) de la UPM [196]. La configuración, que se muestra en la Figura 99, consistió en una antena de ranuras medida en un campo cercano plano (PNF – Planar Near Field).

Figura 99. Setup de la medida de la antena de ranuras en LEHA

La antena se diseñó y se midió en banda X, entre 7,7 GHz y 8,6 GHz, cada 50 MHz. La medida fue tomada a una distancia $d = 25$ cm, adquiriendo 61 puntos en cada eje, separados 2 cm. Además se repitió con una placa metálica provocando una reflexión que será la que se elimine con el filtrado temporal. La señal obtenida tras eliminar con filtrado la reflexión, se comparará con la medida sin placa metálica.

Los datos tal cual fueron extraídos, con placa y sin placa, se muestran en la Figura 100 y en la Figura 101.

Figura 100. Medida tomada en campo cercano Epx

Figura 101. Medida tomada en campo cercano Epy

Como los parámetros de medida fueron elegidos cuidadosamente, no se va a dar aliasing entre el rayo directo y una posible doble reflexión entre la sonda de medida y la antena. Sí se va a estudiar en este capítulo el efecto de acoplo entre la sonda y la antena de medida. A la hora de aplicar corrección de sonda, es necesario comprobar cuidadosamente que los datos son fiables y que la fase de las medidas es constante, sin cambios más allá de los ceros del módulo. En los casos donde la medida del diagrama de radiación de la sonda que se ha utilizado para aplicar la corrección tenía algún defecto, daba errores en la transformación a campo lejano que nos costó detectar su causa.

Cuando la medida se toma en campo cercano, también habrá que realizar un ajuste de dónde se centra la ventana de filtrado, calculando la distancia entre la sonda y el punto central de la antena.

Al igual que en el apartado 5.3, se ha realizado la medida y se ha aplicado el filtrado temporal a dicha medida antes y después de realizar la transformación de los datos a campo lejano. A continuación se muestran los resultados detallando paso por paso el trabajo llevado a cabo.

5.4.1.FILTRADO FFT

5.4.1.1. FILTRADO EN CAMPO CERCANO Y PASO A CAMPO LEJANO

Para realizar el filtrado FFT se ha realizado directamente la transformada inversa de Fourier de las medidas (los datos que se muestran en la Figura 100 y en la Figura 101). En este dominio se han utilizado tres ventanas, la rectangular, la de hamming y la Planck-Taper. En la Figura 102 y Figura 103 se muestra el dominio transformado y el filtrado realizado en este para las medidas en 'x' y en 'y' respectivamente.

Figura 102. Módulo Epx en el dominio transformado

Figura 103. Módulo Epy en el dominio transformado

Tras este filtrado se vuelve a realizar la FFT para retornar al dominio original obteniendo los resultados mostrados en la Figura 104 y en la Figura 105

Figura 104. Módulo Epx tras realizar los filtrados con ventana rectangular y de Hamming

Figura 105. Módulo Epy tras realizar los filtrados con ventana rectangular y de Hamming

Una vez que se dispone del resultado filtrado, se realizará el paso a campo lejano mediante los algoritmos descritos en [2]. Este paso se ha hecho de dos formas: teniendo en cuenta el efecto de la sonda y sin tenerlo. Para tener en cuenta el efecto de la sonda se realizó una medida aparte de las sondas empleadas.

Una dificultad que se apreció mientras se aplicaban los algoritmos fue que algunos resultados no eran exitosos. Tras investigar el motivo se vio que los datos con los que se contaban tenían algún punto donde la fase no era continua. Esto provocaba que el algoritmo se descuadrara sin obtener resultados satisfactorios. Dado que no fue posible volver a realizar la medida de las sondas, se realizó la aproximación de emplear el diagrama de la sonda más cercana en frecuencia para aquellas donde los datos del diagrama eran erróneos.

A continuación de la Figura 106 a la Figura 109 se muestran los resultados en campo lejano del filtrado realizado en campo cercano sin corrección de sonda. Se reflejan los resultados para el corte 0º y el corte 90º del campo lejano en theta (E_{θ}) y en phi (E_{ϕ}). Se muestran solo los resultados con amplitud normalizada para compararlos mejor entre ellos. Como se ha comentado en el capítulo anterior, antes de normalizar la amplitud, el uso de la ventana Hamming supone una pérdida de potencia significativa.

Figura 106. Etheta. Corte 90. Sin corrección de sonda

Figura 107. Etheta. Corte 0. Sin corrección de sonda

Figura 108. Ephi. Corte 90. Sin corrección de sonda

Figura 109. Ephi. Corte 0. Sin corrección de sonda

5.4.1.2. TRANSFORMACIÓN A CAMPO LEJANO Y FILTRADO

En este apartado se va a mostrar el proceso en orden diferente: se ha realizado primero la transformación de campo cercano a campo lejano de las medidas con y sin reflexión, y una vez en campo lejano, se ha realizado el filtrado con las mismas ventanas que en el apartado anterior. Asimismo, la transformación de campo cercano a campo lejano se ha llevado a cabo teniendo en cuenta la corrección de sonda y sin tenerla en cuenta.

A continuación (de la Figura 110 a la Figura 113) se muestran las medidas transformadas a campo lejano Ethfar y Ephfar con reflexión y sin ella y con corrección de sonda y sin ella. Para cada una de las magnitudes se pintan los dos cortes principales.

Figura 110. Ethfar. Corte 90°

Figura 111. Ethfar. Corte 0°

Figura 112. Ephfar. Corte 90°

Figura 113. Ephfar. Corte 0°

Una vez se ha transformado la medida a campo lejano, se va a transformar el dominio mediante una FFT inversa y se van a aplicar entonces las ventanas de filtrado. A continuación se muestra el filtrado para Ethfar (Figura 114) y para Ephfar (Figura 115).

Figura 114. Ethfar tras la IFFT. Punto central y filtrado

Figura 115. Ephfar tras la IFFT. Punto central y filtrado.

Tras aplicar la ventana de filtrado volvemos a realizar la FFT para volver al dominio original y obtener los resultados buscados. Estos se muestran a continuación de la Figura 116 a la Figura 119 análogamente a lo que se hizo en el apartado anterior. En este caso no es necesario realizar un ajuste de ventana ya que la propia transformación entre campo cercano plano y campo lejano realiza la corrección.

Figura 116. Etheta. Corte 90. Sin corrección de sonda

Figura 117. Etheta. Corte 0. Sin corrección de sonda

Figura 118. Ephi. Corte 90. Sin corrección de sonda

Figura 119. Ephi. Corte 0. Sin corrección de sonda

5.4.1.3. COMPARATIVA ENTRE AMBOS FILTRADOS

A continuación se muestra una tabla con los resultados de las figuras anteriores con corrección de sonda para poder compararlos uno a uno y sacar conclusiones:

Filtrado en campo cercano y paso a campo lejano	Paso a campo lejano y filtrado
Eth campo lejano a frecuencia 8.15 GHz. Filtrado en NF Corte 90°. Con corrección. Amplitud normalizada	Eth campo lejano a frecuencia 8.15 GHz. Filtrado en FF Corte 90°. Con corrección. Amplitud normalizada

5.4.2.FILTRADO MATRIX PENCIL

Al igual que en caso del filtrado FFT se ha realizado antes y después de la transformación a campo lejano. A continuación se va a describir cada uno de los dos procesos.

5.4.2.1. MATRIX PENCIL EN CAMPO CERCANO Y PASO A CAMPO LEJANO

En este caso, al igual que en el apartado 5.4.1.1, se aplica el método en campo cercano y después se realiza la transformación. Como ocurría en el apartado 5.3, la utilización del método Matrix Pencil no es trivial ya que requiere un ajuste manual fino para obtener resultados adecuados.

El primer parámetro a elegir, exactamente igual que en el caso anterior, es el número de exponenciales. Tras realizar una serie de pruebas, se ha llegado a la conclusión de que es óptimo el resultado con 3 ó 4 exponenciales. Se van a tomar finalmente 4 para los resultados que se muestran a continuación.

Una vez realizada la parametrización, la señal se puede representar de forma aceptable con cuatro exponenciales. Con estos datos, se escogen en el dominio transformado los máximos de la señal. De los dos con mayor potencia, nos quedaremos con el primero que aparece más a la izquierda (el segundo es la reflexión principal). Un ejemplo se muestra en la Figura 120 donde la línea azul representa la señal sin reflexión, la roja con reflexión, la negra la señal con reflexión parametrizada gracias a matrix pencil con cuatro exponenciales y la verde con una exponencial tras seleccionar la que corresponde al primer máximo de los dos más potentes.

Figura 120. Matrix Pencil en dominio del tiempo. Selección de exponenciales

Tras hacer este ejercicio para todos los puntos, nos quedamos con un filtrado en campo cercano que se muestra para un corte principal en x y otro en y en la Figura 121 y en la Figura 122 respectivamente.

Figura 121. Filtrado en campo cercano para Epx con Matrix Pencil

Figura 122. Filtrado en campo cercano para Epy con Matrix Pencil

Tras este filtrado se realiza la transformación a campo lejano con y sin corrección de sonda de la misma forma que se mostraban las figuras para los resultados anteriores. Los resultados se muestran de la Figura 123 a la Figura 126 para el caso sin corrección de sonda.

Figura 123. Eth con filtrado para Matrix Pencil en NF. Corte 90°. Sin corrección de sonda

Figura 124. Eth con filtrado para Matrix Pencil en NF. Corte 0°. Sin corrección de sonda

Figura 125. Eph con filtrado para Matrix Pencil en NF. Corte 90°. Sin corrección de sonda

Figura 126. Eph con filtrado para Matrix Pencil en NF. Corte 0°. Sin corrección de sonda

CAPÍTULO 6 – CONCLUSIONES GENERALES, TRABAJO FUTURO Y PUBLICACIONES

6.1.CONCLUSIONES GENERALES

Una fase muy importante en el diseño de una antena es medir sus parámetros de radiación para observar si funciona para lo que fue diseñada. Sin embargo, en todas las medidas hay fuentes de error que distorsionan los resultados y hacen imposible conocer los parámetros de radiación reales. Para ciertas aplicaciones, la incertidumbre introducida por estos errores carece de mayor importancia, mientras que en otras aplicaciones donde los parámetros de la antena tienen que ser conocidos con gran precisión, es necesario reducir la incertidumbre en la medida tanto como sea posible. Una de las principales fuentes de error en la medida de una antena viene provocada por el campo donde se realiza dicha medida: dependiendo del lugar o recinto utilizado, se podrá eliminar mejor o peor las reflexiones, fugas de corriente, efectos de los posicionadores o espurios procedentes de cualquier otra fuente no deseada.

Esta tesis se ha centrado en métodos para la eliminación de estas señales no deseadas en el postprocesado de la medida de señales. Esto implica que el tiempo de medida no aumenta y que no se requieren medidas adicionales, simplemente se trabaja sobre los datos existentes.

Existen numerosos métodos de filtrado que consiguen resultados aceptables dependiendo de la configuración de la medida, del campo y del tipo de antena a medir. Básicamente se pueden agrupar en tres familias, los que emplean filtrado temporal, modal y espacial. En esta tesis se ha realizado una revisión de todos ellos, de su estado del arte y de los productos comerciales existentes a día de hoy en el mercado. Tras esta revisión se ha estudiado a fondo el filtrado temporal.

La principal ventaja del filtrado temporal es su sencillez, inmediatez y validez para casi todos los sistemas de medida. El principal inconveniente es que es necesaria una medida multifrecuencia con un ancho de banda amplio para poder realizar el postprocesado con datos suficientes como para obtener resultados satisfactorios. Esto implica un tiempo de medida largo, que en muchas ocasiones compensa la rapidez en el postprocesado.

En el capítulo 3 de esta tesis donde se realiza un análisis de los métodos de filtrado temporal, se han explicado y analizado los métodos más comunes (FFT y Matrix Pencil). Mientras que Matrix Pencil puede a priori proporcionar resultados con menor distorsión y detectar la posición en el tiempo de los ecos, FFT es óptimo por su simplicidad, facilidad de implementación y buenos resultados. Aunque estos métodos son adecuados para la mayoría

de las medidas, se han estudiado también otros menos comunes como cepstrum o NDFT, especificando en qué casos pueden ser más adecuados y su forma de utilización.

Tras este estudio, en el capítulo 4, se han realizado simulaciones en Matlab de un array de dipolos plano rectangular donde se tomaban medidas del campo radiado por estos a distancia de campo cercano y se realizaba la transformación a campo lejano. Se han simulado también reflexiones y se ha realizado el filtrado de estas tanto con el método de la transformada de Fourier como con Matrix Pencil, comparando los resultados teóricos en estas simulaciones. Además se ha hecho un pequeño estudio para determinar la elección idónea de los parámetros de medida, según sea la configuración de estas y las potenciales señales espurias.

Por último, en el capítulo 5 se ha presentado la aplicación de los métodos nombrados anteriormente a datos reales de medidas de antenas. Se han presentado tres medidas, las dos primeras realizadas en instalaciones del grupo MVG y la tercera en el campo cercano plano del LEHA de la ETSIT de la UPM. En la primera configuración se ha medido un dipolo en un sistema multisonda al que se le ha añadido una placa metálica para simular una reflexión. El filtrado realizado, especialmente el que utiliza la FFT, ha proporcionado buenos resultados eliminando completamente la reflexión, filtrando el rayo directo que siempre se encuentra en el mismo lugar porque el dipolo está centrado en el sistema de medida. La segunda aplicación de filtrado ha sido un corte de una bocina en un campo cercano esférico. La dificultad mayor de este filtrado es que el centro de fases de la antena no coincide con el centro de rotación del sistema. Esto introduce una desviación que supone que el máximo y la reflexión cambian en cada punto de la medida. Para realizar el filtrado se debe corregir esta desviación (se hará de forma diferente según nos encontremos en campo cercano o lejano). El filtrado se ha realizado en campo cercano y en campo lejano siendo mucho mejor el resultado para FFT que para Matrix Pencil. Por último en la medida realizada en el campo cercano plano de la ETSIT, se compara el resultado de realizar el filtrado antes de la transformación y realizar la transformación a posteriori o primero transformar a campo lejano y posteriormente realizar el filtrado. En este caso, al igual que en el anterior, el resultado es mejor en FFT que en Matrix Pencil, donde, para algunos puntos de campo lejano, la separación en exponenciales no ha sido satisfactoria. En este último caso además se ha estudiado y corregido el efecto de la sonda en la medida, incluyendo esta en el algoritmo de transformación.

6.2.LÍNEAS FUTURAS DE TRABAJO

Aunque en esta tesis se ha realizado un estudio exhaustivo de diversos métodos de filtrado temporal, este trabajo puede ser ampliado y mejorado con análisis más detallados, tanto de

este método de filtrado como de otros tratados en el capítulo 2, que no se han implementando en esta tesis. Por supuesto el trabajo se puede completar además con el análisis de diferentes antenas, procedimientos de medida o instalaciones de medida en otros sistemas de la UPM o de otras instalaciones públicas y privadas.

Otra mejora sustancial consistiría en realizar un software de filtrado temporal que sirviera para eliminar de forma automática los errores que se pueden filtrar con este método. Para ello el propio software debería “analizar” el setup de la medida con los datos disponibles (frecuencias, ancho de banda, tipo de algoritmo) e incluso realizar recomendaciones para obtener mejores resultados (aumentar número de puntos, disminuir salto de frecuencia, etc...), de forma que quien realiza la medida pueda disponer de toda la información sin cálculos o suposiciones previas.

Por otro lado, estas técnicas se han utilizado para sistemas de medida de antenas, pero se pueden utilizar para otras aplicaciones que hagan uso de señales, como imágenes, sonido, RADAR (monoestático o biestático). En el caso de utilizar otras aplicaciones, cobrarían mayor relevancia otros métodos como el cepstrum para análisis de sonido.

Además este trabajo se puede utilizar conjuntamente con otros realizados en el GR de la UPM [24][35] y combinar con estos para realizar una mejora en los métodos propuestos.

6.3.PUBLICACIONES

6.3.1.ARTÍCULOS DE REVISTA

- P. González-Blanco, M. Sierra-Castañer, “Analysis of Time Filtering Techniques for Echo Reduction in Antenna Measurements,” *International Journal of Microwave and Wireless Technology*, 9 - 7, pp. 1387 - 1395. 2017. ISSN 1759-0787

6.3.2.ARTÍCULOS EN CONFERENCIAS INTERNACIONALES

- M. Sierra-Castañer, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, “Time and Spatial Filtering for Echo Reduction in Antenna Measurements”, *Antenna Measurement Technique Association*, AMTA 2015, Long Beach, CA., Nov. 2015
- M. Sierra-Castañer, J. García-Gasco, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, “Combination of Time and Spatial Filtering to improve Echo Reduction in Antenna Measurements”, *European Radar Conference (EuRAD)*, Paris, Sep. 2015

- P. González-Blanco and M. Sierra-Castañer, "Time filtering techniques for echo reduction in antenna measurements," *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Davos, 2016, pp. 1-3.
- M. Sierra-Castañer, J. García-Gasco, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, "Comparison and Application of different Echo Reduction Techniques in Antenna Measurement", in *Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, Prague, Jul. 2015.

6.3.3. ARTÍCULOS EN CONFERENCIAS NACIONALES

- M. Sierra-Castañer, P. González-Blanco, M. J. López Morales, J. García-Gasco, F. Saccardi, L. J. Foged, "Estudio Comparativo de Técnicas de Cancelación de Reflexiones en Sistemas de Medida de Antenas en Campo Próximo", in *XXX Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio, URSI 2015*

BIBLIOGRAFÍA

- [1] R. C. Jonhson, H. A. Ecker, and J. S. Hollis, "Determination of far-field antenna patterns from near-field measurements" *Proc. IEEE*, vol. 61, no. 12, pp. 1668-1694, Dec. 1973.
- [2] A. D. Yaghjian, "An overview of near-field antenna measurements" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, no. 1, pp. 30-44, Jan. 1986.
- [3] P. Petre and T. K. Sarkar, "Planar near-field to far-field transformation using an equivalent magnetic current approach" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, no. 11, pp. 1348-1356, Nov. 1992.
- [4] T. K. Sarkar and A. Taaghola, "Near-field to near/far-field transformation for arbitrary near-field geometry utilizing an equivalent electric current and MoM" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, no. 3, pp. 566-573, Mar 1999
- [5] W. M. Leach and D. T. Paris, "Probe compensated near-field measurements on a cylinder," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-21, no. 4, pp. 435-445, July 1973.
- [6] J. E. Hansen (Ed.), *Spherical Near-field Antenna Measurements*, Peter Peregrinus Ltd., London, U.K., 1988.
- [7] A. C. Newell and A. D. Yaghjian, "Study of errors in planar near-field measurements" in *Antennas and Propagation Society International Symposium*, 1975, pp. 470-473, Jun., 1975.
- [8] A. C. Newell, "Error analysis techniques for planar near-field measurements" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 6, pp. 754-768, Jun. 1988.
- [9] A. D. Yaghjian, "Upper-bound errors in far-field antenna parameters determined from planar near-field measurements, Part 1: Analysis" *Nat. Bur. Stand., Tech. Note* 667, 1975.
- [10] A. C. Newell and C. F. Stubenrauch, "Effect of random errors in planar near-field measurements", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 6, pp. 769-773, Jun. 1988.
- [11] J. B. Hoffman and K. R. Grimm, "Far-field uncertainty due to random near-field measurement error" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 6, pp. 774-780, Jun. 1988.
- [12] E. B. Joy, "Near-field range qualification methodology" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 6, pp. 836-844, Jun. 1988.
- [13] M. H. Francis and R. C. Wittmann, "Sources of uncertainty for near-field antenna measurements" in *2nd European Conference on Antennas Propagat.*, EuCAP 2007, Edinburgh, pp. 1-3, 2007.

- [14] F. J. Cano-Fácila, S. Burgos, and M. Sierra-Castañer, "Novel method to improve the signal-to-noise ratio in far-field results obtained from planar near-field measurements," *IEEE Antennas Propagat. Magazine*, vol. 53, no. 2, pp. 215-220, Apr. 2011.
- [15] J. Romeu, L. Jofre, and A. Cardama, "Far-field errors due to random noise in cylindrical near-field measurements" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, no. 1, pp. 79-84, Jan. 1992.
- [16] A. C. Newell and D. Lee, "Application of the NIST 18 term error model to cylindrical near-field antenna measurements" in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 2000*, Philadelphia, Pennsylvania, 2000.
- [17] J. E. Hansen, "Definition, design, manufacture, test and use of a 12 GHz validation standard antenna" Technical University of Denmark, Lyngby, Tech. Rep. R672, 1997.
- [18] J. E. Hansen, "Error analysis of spherical near-field measurements" in *Spherical near-field antenna measurements*. London: Peter Peregrinus, 1988, ch. 6.
- [19] D. W. Hess, "An expanded approach to spherical near-field uncertainty analysis" in *AMTA 24th Annual Meeting and Symposium*, Cleveland, OH, Oct., 2002.
- [20] G. Hindman, and A. C. Newell, "Simplified spherical near-field accuracy assessment" *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 49, no. 1, pp. 233-240, Feb. 2007.
- [21] P. Miller, "Uncertainty considerations in spherical near-field antenna measurements" in *2nd European Conference on Antenna and Propagation, EuCAP 2007*, Edinburgh, UK, Nov., 2007.
- [22] Antenna Centre of Excellence. <http://www.ist-ace.org/>
- [23] Antenna Centre of Excellence, FP6-IST 026957, Deliverable A1.2D2 "Recommendations and comparative investigations for near-field antenna measurement techniques and procedures", 2007
- [24] S. Burgos, "Contribution to the uncertainty evaluation in the measurement of the main antenna parameters", *Tesis Doctoral*, ETSIT-UPM, 2009
- [25] A. C. Newell and G. E. Hindman, "Techniques for reducing the effect of measurement errors in near-field antenna measurements" in *2nd European Conference on Antenna and Propagation, EuCAP 2007*, Edinburgh, UK, Nov., 2007.
- [26] A. C. Newell and G. E. Hindman, "Planar and spherical near-field range comparison with -60 dB residual error level" in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 2006*, Austin, TX, 2006.
- [27] G. E. Hindman and D. Slater, "Error suppression techniques for near-field antenna measurements," in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 1989*.

- [28] G. E. Hindman, A. C. Newell, and P. N. Betjes, "Error correction techniques for nearfield antenna measurements," in *International ITG Conference on Antennas*, INICA 2003, Berlin, 2003.
- [29] J. Tuovinen, A. Lehto, and A. Räsänen, "A new method for correcting phase errors caused by flexing cables in antenna measurements" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, no. 6, pp. 859-861, Jun. 1991.
- [30] I. Ida, J. Sat, T. Sekizawa, H. Yoshimura, and K. Ito, "Reduction and characterization of a drift error in measurement of small antennas using a network analyzer" in *5th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, ISAPE 2000*, Beijing, China, 2000, pp. 504-507.
- [31] L. A. Muth, "Displacement errors in antenna near-field measurements and their effect on the far-field" *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 5, pp. 581-591, May 1988.
- [32] H. Hojo and Y. Rahmat-Samii, "Error analysis for bi-polar near-field measurement techniques" in *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S Digest*, 1991, pp. 1442-1445.
- [33] T. Eibert and C. Schmidt, "Multilevel plane wave based near-field far-field transformation for electrically large antennas in free-space or above material halfspace," *IEEE Transactions on Antenna Propagation*, vol. 57, no. 5, 2009.
- [34] R. A. M. Mauermayer and T. F. Eibert, "Combining the fast irregular antenna field transformation algorithm with asymptotic high frequency methods," *Proceedings of EuCAP*, 2015.
- [35] F. J. Cano-Fácil, "Contribución a la mejora de la calidad de medida de antenas usando técnicas de post-procesado", *Tesis Doctoral*, ETSIT-UPM, 2012
- [36] M. Sano, M. Sierra-Castañer, T. Salmerón-Ruiz, J. Hirokawa, and M. Ando, "Reconstruction of the Field Distribution on Slot Array Antennas using the Gerchberg-Papoulis Algorithm", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 8, pp. 3441-3451, Aug. 2015
- [37] F. D'Agostino, F. Ferrara, C. Gennarelli, R. Guerriero, and M. Migliozzi, "Experimental testing of nonredundant near-field to far-field transformations with spherical scanning using flexible modellings for nonvolumetric antennas," *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2013.
- [38] R. Cornelius, T. Salmerón-Ruiz, F. Saccardi, L. Foged, D. Heberling, and M. Sierra-Castañer, "A comparison of different methods for fast single-cut near-to-far-field transformation," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 56, no. 2, pp. 252-261, Apr. 2014.

- [39] G. Giordanengo, F. Vipiana, L. J. Foged, F. Saccardi, F. Mioc, M. Bandinelli, M. Bercigli, M. Sabbadini, and G. Vecchi, "Combined NF antenna simulation/measurement for fast testing," *Proceedings of EuCAP*, 2015.
- [40] M. Sierra Castañer, "Review of Recent Advances and Future Challenges in Antenna Measurement." *ACES Journal Express* <http://www.acesociety.org>, Feb 2016
- [41] M. Sierra-Castañer, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, "Time and Spatial Filtering for Echo Reduction in Antenna Measurements", *Antenna Measurement Technique Association, AMTA 2015*, Long Beach, CA., Nov. 2015
- [42] M. Sierra-Castañer, J. García-Gasco, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, "Combination of Time and Spatial Filtering to improve Echo Reduction in Antenna Measurements", *European Radar Conference (EuRAD)*, Paris, Sep. 2015
- [43] P. González-Blanco and M. Sierra-Castañer, "Time filtering techniques for echo reduction in antenna measurements," *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Davos, 2016, pp. 1-3.
- [44] M. Sierra-Castañer, J. García-Gasco, P. González-Blanco, M. J. López Morales, F. Saccardi, L. J. Foged, "Comparison and Application of different Echo Reduction Techniques in Antenna Measurement", in *Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, Prague, Jul. 2015.
- [45] J. Appel-Hansen, "Reflectivity level of radio anechoic chambers" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 21, no. 4, pp. 490-498, Jul. 1973.
- [46] A. Lehto, J. Touvinen, and A. Räisänen, "Reflectivity level of anechoic chambers at 183 GHz" in *Antennas Propag. Soc. Int. Symp.*, Dallas, TX, 1990, pp. 1310-1313.
- [47] M. J. López Morales, "Técnicas de post-procesado software para cancelación de reflexiones", *Degree Thesis*, ETSIT-UPM, 2015.
- [48] F. J. Cano-Fácil, S. Burgos, and M. Sierra-Castañer, "New methods to reduce leakage errors in planar near-field measurements," in *European Conference on Antennas and Propagation*, EuCAP 2011, Rome 2011.
- [49] Y. Álvarez, F. Las-Heras, and M. R. Pino, "Reconstruction of equivalent currents distribution over arbitrary three-dimensional surfaces based on integral equation algorithms," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 55, no. 12, pp. 3460-3468, Dec. 2007.
- [50] L. Salghetti, L. J. Foged, F. Saccardi, F. Mioc, L. Scialacqua, S. Burgos, T. Kozan, P.O. Iversen, L. Shmidov, R. Braun. "Investigation of Echo Suppression Efficiency in Spacecrafts Near Field Measurement Scenarios". *Proceedings of the EuCAP 2014*. Den Haag, April 2014.

- [51] M. Sierra-Castañer, P. González-Blanco, M. J. López Morales, J. García-Gasco, F. Saccardi, L. J. Foged, "Estudio Comparativo de Técnicas de Cancelación de Reflexiones en Sistemas de Medida de Antenas en Campo Próximo", in *XXX Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, URSI 2015
- [52] F. J. Cano-Fácil, L. Orgaz, S. Burgos, and M. Sierra-Castañer, "Aplicación de técnicas de diagnóstico de agrupamiento de antenas para aumentar el margen visible y cancelar reflexiones," in *XXIII Symposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, URSI Madrid, 2008.
- [53] D. Sánchez, M. Baquero, V. M. Rodrigo, and B. Bernardo, "Currents reconstruction using a modal expansion of near-field measurements for synthesis error detection," *Microwave and optical technology letters*, vol. 49, no. 8, pp. 2043-2047, Aug. 2007.
- [54] Y. Rahmat-Samii, "Surface diagnosis of large reflector antennas using microwave holographic technique: an iterative approach," *Radio Science*, vol. 19, no. 5, pp. 1205-1217, 1984.
- [55] C. Cappellin, "Antenna diagnostics for spherical near-field antenna measurements" Danmarks Tekniske Universitet, Copenhagen, Ph.D. Dissertation 2007.
- [56] C. Cappellin, O. Breinbjerg, and A. Frandsen, "Properties of the transformation from the spherical wave expansion to the plane wave expansion," *Radio Science*, vol. 43, Jul. 2007.
- [57] C.H. Schmidt, T. F. Eibert, "Near-field far-field transformation in echoic measurement environments employing scattering center representations", *3rd European Conference on Antennas and Propagation - EuCAP*, 2009
- [58] K. A. Yinusa, C. H. Schmidt, and T. Eibert, "Modeling of Unknown Echoic Measurement Facilities with Equivalent Scattering Centers", *6th European Conference on Antennas and Propagation - EuCAP*, 2012.
- [59] C. A. Balanis, "Electromagnetic theorems and principles", in *Advanced Engineering Electromagnetic*. New York: Wiley, 1989, ch. 7, sec. 4, pp. 314–323.
- [60] R. J. Lytle, "Ground reflection effects upon radiated and received signals as viewed via image theory", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-20, no. 6, pp. 736–741, Nov. 1972.
- [61] B. Toland and Y. Rahmat-Samii, "Application of FFT and DFT for Image Reconstruction of Planar Arrays in Microwave Holographic Diagnostics," *Antennas and Propagation Society International Symposium*, pp. 292-295, May 1990.
- [62] F. J. Cano-Fácil, S. Burgos, F. Martín, and M. Sierra-Castañer, "New reflection suppression method in antenna measurement systems based on diagnostic techniques", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 59, no. 3, pp. 941-949, Mar. 2011.

- [63] M. Sano, M. Sierra-Castañer, J. Hirokawa and M. Ando, "A source reconstruction technique for planar arrays of wide slots," *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Lisbon, 2015, pp. 1-2.
- [64] L. J. Foged et al., "Echo Suppression by Spatial-Filtering Techniques in Advanced Planar and Spherical Near-Field Antenna Measurements [AMTA Corner]," in *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 55, no. 5, pp. 235-242, Oct. 2013.
- [65] J. L. Araque Quijano, L. Scialacqua, J. Zackrisson, L. J. Foged, M. Sabbadini and G. Vecchi, "Suppression of Undesired Radiated Fields Based on Equivalent Currents Reconstruction From Measured Data," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 10, no. , pp. 314-317, 2011.
- [66] TICRA Diatool Software. www.ticra.com
- [67] MV-Echo Software e Insight Software. Microwave Vision Group. www.microwavevision.com
- [68] J. Leonardo, A. Quijano and G. Vecchi, "Removal of unwanted structural interactions from antenna measurements," *2009 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Charleston, SC, 2009, pp. 1-4
- [69] J. L. A. Quijano and G. Vecchi, "Field and source equivalence in source reconstruction on 3D surfaces," *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 103, 67-100, 2010
- [70] Y. Alvarez, F. Las-Heras and M. R. Pino, "On the Comparison Between the Spherical Wave Expansion and the Sources Reconstruction Method," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no. 10, pp. 3337-3341, Oct. 2008
- [71] Y. Alvarez, F. Las-Heras, M. R. Pino, Jesús A. López. "Acceleration of the Sources Reconstruction Method via de Fast Multipole Method". *2008 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APS'08)*. San Diego, CA (USA). 5-12 July 2008. (2008)
- [72] L. J. Foged, F. Mioc, A. Rosa. "Applicability investigation of holographic back-projection of spherical near field measured data". *Proceedings of the European Conference on Antennas and Propagation* 2006.
- [73] M. Sierra-Castañer, T. Salmerón, F. Cano-Fácila, S. Burgos, L. J. Foged and F.Saccardi, "Comparison of echo suppression techniques for far field antenna measurements" in *35th ESA Antenna Workshop on Antenna and Free Space RF Measurements*, Noordwijk, The Netherlands, Sep. 2013., 5 pages.
- [74] P. Koivisto, "Reduction of errors in antenna radiation patterns using optimally truncated spherical wave expansion" *Progress In Electromagnetic Research*, vol. pier-47, pp. 313-333, 2004.

- [75] F. Jensen and A. Frandsen, "On the number of modes in spherical wave expansion", in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 2004*, Stone Mountain, GA, Oct., 2004, pp. 489-494.
- [76] A. C. Newell, G. E. Hindman, "Mathematical Absorber Suppression (MARS) for Anechoic Chamber Evaluation & Improvement", *Proceedings of the AMTA Symposium*, Boston, USA, November 2008.
- [77] A. C. Newell, G. E. Hindman, "Scattering Reduction in Spherical Near-Field Measurements", *Proceedings of the IEEE International Symposium on Antennas and Propagation 2008* (paper 439.3), San Diego, USA, July, 2008.
- [78] S. F. Gregson, A. C. Newell, and G. E. Hindman, "Reflection suppression in cylindrical near-field antenna measurement systems-cylindrical MARS" in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 2009*, Salt Lake City, UT, 2009, pp. 119-125.
- [79] S. F. Gregson, A. C. Newell, G. E. Hindman and M. J. Carey, "Advances in cylindrical Mathematical Absorber Reflection Suppression," *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation*, Barcelona, Spain, 2010, pp. 1-5.
- [80] G. E. Hindman and A. C. Newell, "Reflection suppression in large spherical near-field range" in *Antenna Measurement Techniques Association, AMTA 2005*, Newport, RI, 2005, pp. 270-275.
- [81] S. F. Gregson, A. C. Newell, G. E. Hindman and M. J. Carey, "Application Of Mathematical Absorber Reflection suppression to planar near-field antenna measurements," *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Rome, 2011, pp. 3412-3416.
- [82] D. W. Hess, "The IsoFilter technique: a method of isolating the pattern of an individual radiator from data measured in a contaminated environment" *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 52, no. 1, pp. 174-181, Feb. 2010.
- [83] D. W. Hess. "The IsoFilter^{TM} Technique Isolating and Individual Radiator from Spherical Near-Field Data Measured in a Contaminated Environment". *2nd European Conference on Antenna and Propagation, EuCAP 2007*, Edinburgh, UK., 2007, pp. 1-6.
- [84] T. Kozan, et al., "Comparison of a direct low-pass filtering technique with spherical modal filtering applied to the suppression of range reflections in antenna measurements", *8th European Conference on Antennas and Propagation - EuCAP*, 2014.
- [85] H. L. Thal and J. B. Manges, "Theory and practise for a spherical scan near-field antenna range," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 6, 815–821, June 1988.
- [86] W. J. Wiscombe, "Improved Mie scattering algorithms," *Applied Optics*, Vol. 19, No. 9, 1505–1509, May 1980

- [87] P. K. Koivisto, "Analytical solution for characteristic modal power distribution and truncation limit for spherical wave expansion of antenna radiation pattern," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 16, No. 9, 1307–1328, 2002
- [88] *IEEE Standard Test Procedures for Antennas*, ANSI/IEEE Std 149-1979, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.
- [89] M. Dich and H. E. Gram, "Alignment errors and standard gain horn calibrations," *Proc. of the 19th Meeting and Symposium of the Antenna Measurement Technique Association*, 425–430, Boston, MA., USA, November 17–21, 1997.
- [90] D. A. Leatherwood and E. B. Joy, "Plane wave, pattern subtraction, range compensation" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 49, no. 12, pp. 1843-1851, Dec. 2001.
- [91] D. N. Black and E. B. Joy, "Test zone field compensation" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 43, no. 4, pp. 362-368, Apr. 1995.
- [92] L. Jofre, E. B. Joy, and R. Wilson, "Antenna pattern correction for range reflections," *Proc. AMTA*, 1987
- [93] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, Mc Graw-Hill, 1961.
- [94] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, 1st ed., McGraw-Hill, New York and London, 1941.
- [95] C. H. Papas, *Theory of Electromagnetic Wave Propagation*, Dover Publications, Inc., New York, 1988.
- [96] F. Jensen, "The influence of inaccuracies of measurements on antenna near-field – far-field correlation," *Proc. Fourth Coll. on Microwave Communication*, Budapest April 1970, Vol.III, paper ET-13.
- [97] F. Jensen, Electromagnetic near-field-far-field correlations, *Ph.D. dissertation LD 15*, Lab. of Electro-magnetic Theory, Technical University of Denmark, 1970.
- [98] E. N. Clouston, P. A. Langsford, and S. Evans, "Measurement of anechoic chamber reflections by time-domain techniques" *IEE Proc. H. Microwaves Antennas Propag.*, vol. 135, no. 2, pp. 93-97, Apr. 1988.
- [99] J. D. Young, D. E. Svoboda, and W. D. Burnside, "A comparison of time- and frequency-domain measurement techniques in antenna theory" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 21, no. 4, pp. 581-583, Jul. 1973.
- [100] G. A. Burrell and A. R. Jamieson, "Antenna radiation pattern measurement using time-to-frequency transformation (TFT) techniques" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 21, no. 5, pp. 702-704, Sep. 1973.

- [101] M. Nagatoshi, M. Hirose, H. Tanaka, S. Korokawa, and H. Morishita, "A method of pattern measurement to cancel reflection waves in anechoic chamber" in *Antennas Propag. Soc. Int. Symp.*, San Diego, CA, 2008, pp. 1-4.
- [102] S. Loredó, M. R. Pino, F. Las-Heras, and T. K. Sarkar, "Echo identification and cancellation techniques for antenna measurement" *IEEE Antennas Propag. Magazine*, vol. 46, no. 1, pp. 100-107, Feb. 2004.
- [103] S. Loredó, M. R. Pino, F. Las-Heras, and T. K. Sarkar, "Cancelación de ecos en cámaras de medida anecoicas" in *Actas del XVIII Symp. Nacional de la Unión Científica de Radio, URSI 2003*, pp. 126-, Spain, 2003.
- [104] M. Dadic and R. Zentner, "A technique for elimination of reflected rays from antenna measurements performed in echoic environment" *AEÜ-Int. J. Electron. Commun.*, vol. 61, no. 2, pp. 90-94, Feb. 2007.
- [105] M. L. Van Blaricum and R. Mittra, "A technique for extracting the poles and residues of a system directly from its transient response" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 23, no. 6, pp. 777-781, Nov. 1975.
- [106] T. K. Sarkar and O. Pereira, "Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials" *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 37, no. 1, pp. 48-55, Feb. 1995.
- [107] T. K. Sarkar, J. Nebat, D. D. Weiner, and V. K. Jain, "Suboptimal approximation/identification of transient waveforms from electromagnetic systems by pencil-of-function method" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 28, no. 6, pp. 928-933, Nov. 1980.
- [108] Y. Hua and T. K. Sarkar, "Generalized pencil-of-function method for extracting poles of an EM system from its transient response" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 37, no. 2, pp. 229-234, Feb. 1989.
- [109] R. S. Adve, T. K. Sarkar, O. M. C. Pereira-Filho, and S. M. Rao, "Extrapolation of time-domain responses from three-dimensional conducting objects utilizing the matrix pencil technique" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 45, no. 1, pp. 147-156, Jan. 1997.
- [110] B. Fourestié, Z. Altman, J. Wiart, and A. Azoulay, "On the use of the matrix-pencil method to correlate measurements at different test sites" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 47, no. 10, pp. 1569-1573, Oct. 1999.
- [111] B. Fourestié and Z. Altman, "Gabor schemes for analyzing antenna measurements" *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 49, no. 9, pp. 1245-1253, Sep. 2001.

- [112] J. Aubin, M. Winebrand, R. Soerens, and V. Vinogradov, "Accurate near-field measurements using time-gating," *Antenna Measurement Techniques Association Annual Symposium Proceedings*, pp. 362–365, Nov. 2007.
- [113] M. Winebrand and J. Aubin, "Improving the accuracy of near-field antenna measurements using time-gating techniques," *2010 14th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics & the American Electromagnetics Conference*, Ottawa, ON, 2010, pp. 1-3.
- [114] A. V. Oppenheim and R. W. Schaffer, *Discrete-Time Signal Processing*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1989.
- [115] S. Bagchi, S. K. Mitra, "The Nonuniform Discrete Fourier Transform and Its Applications in Filter Design," *IEEE Trans. on Circuits and Systems-11: Analog and Digital Signal Processing*, vol. 43, no. 6, pp. 422-433, Jun. 1996.
- [116] S. Bagchi and S. K. Mitra, "The nonuniform discrete Fourier transform and its applications in filter design: II-2-D," *IEEE Trans. on Circuits and Systems-11: Analog and Digital Signal Processing*, vol. 43, no. 6, pp. 434-444, Jun. 1996.
- [117] L. R. Rabiner, R. W. Schaffer, and C. M. Rader, "The chirp z-transform algorithm," *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, vol. AU-17, pp. 86-92, June 1969.
- [118] A. Oppenheim, D. Johnson and K. Steiglitz, "Computation of spectra with unequal resolution using the fast Fourier transform," *Proc. IEEE*, vol. 59, pp. 299-301, Feb. 1971.
- [119] P. J. Davis, *Interpolation and Approximation*. New York Dover, 1975
- [120] L. R. Rabiner, B. Gold, and C. A. McGonegal, "An approach to the approximation problem for nonrecursive digital filters," *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, vol. AU-18, pp. 83-106, June 1970.
- [121] E. Angelides and J. E. Diamessis, "A novel method for designing FIR digital filters with nonuniform frequency samples," *IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing*, vol. 42, pp. 259-267, Feb. 1994.
- [122] E. Angelides, "A recursive frequency-sampling method for designing zero-phase FIR filters by nonuniform samples," *IEEE Trans. Signal Processing*, vol. 6, pp. 1461-1467, June 1995.
- [123] S. K. Mitra, S. Chakrabarti, and E. Abreu, "Nonuniform discrete Fourier transform and its applications in signal processing," in *Proc. EUSIPCO '92, Sixth European Signal Processing Conf., Brussels, Belgium*, Aug. 1992, vol. 2, pp. 909-912
- [124] S. Bagchi, "The nonuniform discrete Fourier transform and its applications in signal processing," Ph.D. dissertation, Univ. California, Santa Barbara, 1994.

- [125] R. A. M. Mauermayer and T. F. Eibert, "Time gating based on sparse time domain signal reconstruction from limited frequency domain information," *38th Annual Symposium of the Antenna Measurement Techniques Association (AMTA)*, Austin, TX, USA, November 2016.
- [126] E. van den Berg and M. P. Friedlander, "Probing the Pareto frontier for basis pursuit solutions," *SIAM Journal on Scientific Computing*, vol. 31, no. 2, pp. 890–912, 2008.
- [127] M. P. Friedlander and E. van den Berg, "SPGL1: A solver for large-scale sparse reconstruction," June 2007, <http://www.cs.ubc.ca/labs/scl/spgl1>
- [128] A. G. Evans, "Least squares systems parameter identification and time domain approximation," Ph.D. thesis, Drexel University, 1972.
- [129] K. Stieglitz, "On simultaneous estimation of poles and zeros in speech analysis," *IEEE Transactions Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-25, June 1977, pp. 229-234.
- [130] D. M. Goodman and D. G. Dudley, "An output error model and algorithm for electromagnetic system identification," *Circuits, Systems and Signal Processing*, 6, 4, 1987, pp 471-505
- [131] T. K. Sarkar, S. A. Dianat, and D. D. Weiner, "A discussion of various approaches to the linear system identification problem," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-32, 3, June 1984, pp 654-656
- [132] T. K. Sarkar, J. Nebat, D. D. Weiner, and V. K. Jain, "A discussion of various approaches to the identification/approximation problem," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, January 1982, pp 89-98
- [133] Y. Hua, "On techniques for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise," PhD dissertation, Syracuse University, Syracuse, NY, August 1988.
- [134] Y. Hua and T. K. Sarkar, "Perturbation analysis of TK method for harmonic retrieval problems," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-36, 2, February 1988, pp 228-240.
- [135] Y. Hua and T. K. Sarkar, "Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-38, 5, May 1990, pp. 814-824
- [136] V. K. Jain and R. D. Gupta, "Identification of linear systems through a Grammian technique," *International Journal of Control*, 12, 3, 1970, pp 421-431
- [137] V. K. Jain, "Filter analysis by grammian method," *IEEE Transactions on Audio Electroacoustics*, AU-21, 1973, pp. 120-123.
- [138] V. K. Jain, "Filter analysis by use of pencil-of-functions: Part I," *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, CAS-21, September 1974, pp. 574-579.

- [139] V. K. Jain, "Filter analysis by use of pencil-of-functions: Part II," *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, CAS-21, September 1974, pp. 580-583.
- [140] V. K. Jain, T. K. Sarkar, and D. D. Weiner, "Rational modeling by the pencil-of-functions method," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-31, June 1983, pp. 564-573
- [141] J. A. Mackay and A. McCowen, "An improved pencil-of-functions method and comparisons with traditional methods of pole extraction," *IEEE Transactions Antennas and Propagation*, AP-35, April 1987, pp 435-441
- [142] V. K. Jain and T. K. Sarkar, "High performance signal modeling by pencil-of-function method," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-34, August 1986, pp 997- 1000
- [143] V. K. Jain and T. K. Sarkar, "Multivariable system identification by pencil-of-functions method," *IEEE Transactions on Instruments and Measurements*, IM-34, December 1985, pp 550-557
- [144] F. R. Gantmacher, *Theory of Matrices, Volume I*, New York, Chelsea, 1960.
- [145] Y. Hua and T. K. Sarkar, "Matrix pencil and system poles," *Signal Processing*, 21, 2, October 1990, pp. 195-198.
- [146] Y. Hua and T. K Sarkar, "On SVD for estimating generalized eigenvalues of singular matrix pencil in noise," *IEEE Transactions on Signal Processing*, SP-39, 4, April 1991, pp. 892-900.
- [147] Y. Hua and T. K. Sarkar, "A perturbation property of the TLS-LP method," *IEEE Transactions on Acoustics. Speech and Signal Processing*, ASSP-38, November 1990, pp 2004-2005
- [148] Y. Hua and T. K. Sarkar, "On the total least squares linear prediction method for frequency estimation," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, ASSP-38, December 1990, pp 2186-2189
- [149] G. H. Golub and C. F. Van Loan, *Matrix Computations*, Baltimore, Maryland, John Hopkins University, 1983.
- [150] B. P. Bogert, M. J. R. Healy, and J. W. Tukey, "The Quefrency Alanysis of Time series for Echoes: Cepstrum, Pseudo-Autocovariance, Cross-Cepstrum, and Saphe Cracking," in *Proc. of the Symp. on Time Series Analysis*, by M. Rosenblatt (Ed.),. Wiley, NY, (1963), pp. 209-243.
- [151] J.W. Cooley, J. W. Tukey, "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series," *Math. Of Comp.*, Vol. 19, No. 90, (1965), pp. 297-301.

- [152] R. B. Randall, "A History of Cepstrum Analysis and its Application to Mechanical Problem," *Mechanical Systems and Signal Processing*, Volume 97, December 2017, Pages 3-19
- [153] A. V. Oppenheim, R. W. Schafer, "From Frequency to Quefrency: A History of the Cepstrum," *IEEE Signal Processing Magazine*, September (2004), pp. 95-99, 106
- [154] A. V. Oppenheim, R.W. Schafer, *Digital Signal Processing*, Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, (1975)
- [155] M. Sierra-Castañer, J. L. Besada Sanmartín, L. de Haro y Ariet, *Radiación y Propagación*, Publicaciones de la ETSIT-UPM, Jul. 2004
- [156] C. A. Balanis, *Antenna Theory, Analysis and Design*, John Wiley & Sons, Inc. 2nd Edition, 1997
- [157] A. Cardama et al., *Antenas*, Edicions UPC, 1998
- [158] A. D. Yaghjian, "Equivalence of suface current and aperture field integrations for reflector antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 1355-1358, Dec. 1984
- [159] P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*. New York: McGraw-Hill, 1953, ch. 13
- [160] J. R. James and L. W. Longdon, "Prediction of arbitrary electromagnetic fields from measured data," *Alta. Freq.*, vol. 38 (special issue), pp. 286-290, May 1969.
- [161] A. D. Yaghjian, "Near-field antenna measurements on a cylindrical surface: A source scattering-matrix formulation," *NBS Tech. Note* 696, Sept. 1977
- [162] A. D. Yaghjian and R. C. Wittmann, "The receiving antenna as a hear differential operator: Application to spherical near-field Scanning," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 1175-1185, Nov. 1985.
- [163] Y. Rahmat-Samii, V. Galindo-Israel and R. Mima, "A plane-polar approach for far-field construction from near-field measurements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, pp. 216-230, Mar. 1980.
- [164] Y. Rahmat-Samii and M. S. Gatti, "Far-Field patterns of spaceborne antennas from plane-polar near-field measurements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 638-648, June 1985
- [165] V. Galindo-Israel and Y. Rahmat-Samii, "A new look at Fresnel field computation using the Jacobi-Bessel series," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 885-898, Nov. 1981
- [166] C. F. Stubenrauch, "Planar near-field scanning in polar coordinates: A feasibility study," *NBS Rep. sponsor SR-723-73-80*, 1980.

- [167] P. F. Wacker and R. Severyns, "Near-field analysis and measurement: plane polar scanning," in *Inst. Elec. Eng. Conf. Pub. 219*, Pt. I., pp. 105-107, Apr. 1983
- [168] A. D. Yaghjian, "Approximate formulas for the far field and gain of open-ended rectangular waveguide," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 378-384, Apr. 1984
- [169] J. Appel-Hansen, "Antenna measurements," in *The Handbook of Antenna Design*, vol. 1. London: Peregrinus, ch. 8, 1982
- [170] A. D. Yaghjian, "Probe correction for near-field antenna measurements," in *Proc. Antenna Applications Symp.*, Univ. Illinois, Sept. 1984.
- [171] A. D. Yaghjian, "Simplified approach to probe-corrected spherical near-field scanning," *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 195-196, Mar. 1984. (Also in *Dig. Int. Symp. Antennas Propagat.*, Boston, MA, June 1984, pp. 670-673.)
- [172] R. C. Wittmann, "Probe correction in spherical near-field scanning, viewed as an ideal probe measuring an effective field," in *Dig. Int. Symp. Antennas Propagat.*, Boston, MA, pp. 674-677, June 1984.
- [173] A. D. Yaghjian and R. C. Wittmann, "The receiving antenna as a hear differential operator: Application to spherical near-field Scanning," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 1175-1185, Nov. 1985
- [174] J. J. H. Wang, "An examination of the theory and practices of planar near-field measurement," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 746-753, Jun 1988
- [175] H. G. Booker and P. C. Clemmow, "The concept of an angular spectrum of plane waves, and its relations to that of polar diagram and aperture distribution," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 97, pp. 11-17, Jan. 1950
- [176] J. Brown, "A theoretical analysis of some errors in aerial measurements," *J. Inst. Elec. Eng.*, vol. 105 (part C), pp. 343-351, Feb. 1958
- [177] D. M. Kerns, "Analytical techniques for the coorection of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna," in *Abstracts URSI-IRE Meeting*, Washington, DC, Apr.-May 1963, pp. 6-7.
- [178] D. M. Kerns, "Correction of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna," in *Electronics Letters*, vol. 6, no. 11, pp. 346-347, May 28 1970
- [179] H. J. Weaver, *Applications of Discrete and Continuous Fourier Analysis*. New York: Wiley, 1983

- [180] A. Papoulis, *Systems and Transforms with Applications in Optics*. New York: McGraw-Hill, 1968
- [181] L. Rabiner and B. Gold, *Theory and Applications of Digital Signal Processing*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1975
- [182] E. B. Joy and D. T. Paris, "Spatial sampling and filtering in near-field measurement," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-20, pp.253-261, May 1972.
- [183] R. L. Lewis and A. C. Newell, "An efficient and accurate method for calculating and representing power density in the near-zone of microwave antennas," NBS Rep. NBSIR85-3036, Dec. 1985.
- [184] C. E. Ryan, E. E. Weaver, B. J. Cown, and F. C. Burdette. "Main beam distortion effects of ship superstructures on radar antenna performance," Naval Ship Engineering Center, NAVSEA, Washington, DC, Final Rep. on Contract 0024-75-(-5099. prepared by Engineering Experiment Station, Georgia Inst. Technol., Jan. 1976.
- [185] R. C. Rudduck and C. L. J. Chen. "New plane wave spectrum formulations for the near-fields of circular and strip apertures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-24, pp. 438-449, July 1976
- [186] A. D. Yaghjian, "Efficient computations of antenna coupling and fields within the near-field region," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. AP-30, pp. 113-128, Jan. 1982.
- [187] R. C. Baird, A. C. Newell, P. F. Wacker, and D. M. Kerns, "Recent experimental results in near-field antenna measurements," *Electron. Lett.*, vol. 6, no. 11, pp. 349-351, May 1970
- [188] R. C. Johnson, H. A. Ecker, and J. S. Hollis, "Determination of farfield patterns from near-field measurements," *Proc. IEEE*, vol. 61, pp. 1668-1694, Dec. 1973
- [189] G. P. Rodrigue and C. P. Burns, "Cost comparison of near-field measurements and far-field measurements for far-field patterns," in *Proc. 1974 Inf. IEEE/AP-S Symp.*, Atlanta, GA, June 10-12, 1974, pp. 165-168.
- [190] J. L. Edwards, C. E. Ryan, W. M. Leach, Jr., and W. J. Storey, "Near-zone radar cross-section technique development," Georgia Inst. Technol., Tech. Rep. AFAL-TR-74-227, Nov. 1974.
- [191] J. J. Lee, E. M. Ferren, D. P. Woollen, and K. M. Lee, "Near-Field Probe Used as a Diagnostic Tool to Locate Defective Elements in an Array Antenna," *IEEE Trans Antennas Propagat.*, Vol. AP-36, No. 6, pp. 884-889, June 1988
- [192] Y. Rahmat-Samii and J. Lemanczyk, "Application of Spherical Near-Field Measurements to Microwave Holographic Diagnosis of Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-36, No. 6, pp. 869-878, June 1988

- [193] F. J. Harris, "On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform," in *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 1, pp. 51-83, Jan. 1978.
- [194] P. González-Blanco and M. Sierra-Castañer, "Analysis of time filtering techniques for echo reduction in antenna measurements," *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, pp. 1–9, 2017.
- [195] Fuente de las imágenes: <https://en.wikipedia.org>
- [196] www.gr.ssr.upm.es

ACRÓNIMOS

ABP: Antena bajo prueba

DFT: Transformada Discreta de Fourier (Discrete Fourier Transform)

FIR: Respuesta al impulso finita (Finite Impulse Response)

FT: Transformada de Fourier (Fourier Transform)

FFT: Transformada Rápida de Fourier (Fast Fourier Transform)

FIR: Respuesta Finita al Impulso (Finite Impulse Response)

IFT: Transformada Inversa de Fourier (Inverse FT)

IFFT: Transformada Rápida Inversa de Fourier (Inverse FFT)

MP: Matrix Pencil

MVG: Microwave Vision Group (Empresa especializada en sistemas de medida)

NDFT: Transformada de Fourier Discreta no uniforme (Nonuniform Discrete Fourier Transform)

NPLS: Nivel Lóbulo Principal a Secundario

NF: Campo cercano (Near Field)

FF: Campo lejano (Far Field)

PNF: Campo cercano plano (Planar Near Field)

PWS: Espectro de onda plana (Plane-Wave Spectrum)

SIMO: Una entrada, múltiples salidas (Single Input – Multiple Outputs)

SNF: Campo cercano esférico (Spherical Near Field)

SNR: Relación señal a ruido (Signal-to-noise ratio)

SVD: Descomposición en valores singulares (Singular-value decomposition)

SWE: Expansión de Ondas Esféricas (Spherical Wave Expansion)