



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA

MEDICIÓN DEL PATRÓN DE RADIACIÓN DEL TELESCOPIO MINI

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA

PABLO JOSÉ ASTUDILLO ALVARADO

PROFESOR GUÍA:
FAUSTO PATRICIO MENA MENA

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
LEONARDO BRONFMAN AGUILO
PABLO FERMÍN VÁSQUEZ ROSATI

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por: CONICYT, a través del programa Fondo Basal, proyecto PFB06; el fondo Gemini-CONICYT proyecto 32120004; y el Proyecto FONDECYT 1121051.

SANTIAGO DE CHILE
MARZO 2014

RESUMEN DE LA MEMORIA
PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA
POR: PABLO JOSÉ ASTUDILLO ALVARADO
FECHA: MARZO 2014
PROF. GUÍA: FAUSTO PATRICIO MENA MENA

MEDICIÓN DEL PATRÓN DE RADIACIÓN DEL TELESCOPIO MINI

Este trabajo surge de la necesidad, por parte del Departamento de Astronomía, de conocer las características del *Southern Millimeter-Wave Telescope* (SMWT), también conocido como el telescopio Mini, para su uso como instrumento de medición, con el propósito de validar los resultados de las observaciones astronómicas frente a la comunidad científica.

El objetivo de esta memoria es realizar mediciones experimentales del patrón de radiación del telescopio, implementando la instrumentación necesaria para este tipo de pruebas, y luego obtener los parámetros más relevantes de dicho patrón, junto con la eficiencia del haz del Mini. Dichos parámetros deben ser validados mediante simulaciones computacionales y contrastados con resultados teóricos.

Para conseguir esto se construyó una fuente de radiofrecuencia capaz de operar a 115.3 GHz, que corresponde a la frecuencia de la línea de monóxido de carbono. Dicha fuente debe ser desplegada a una distancia mayor a 1.14 km desde el telescopio, y debe localizarse en un lugar con una elevación de 1° sobre el horizonte de éste. Previo estudio en terreno, se decidió utilizar un sector del Cerro Manquehue para posicionar la antena, realizando las mediciones entre el 28 y el 31 de Enero de 2013.

Para la validación de los resultados, se construyeron modelos del sistema óptico del telescopio usando el software CST Microwave Studio, para lo cual se revisó la documentación del diseño del telescopio, que data de los años 70. Además se desarrolló un método numérico, basado en la teoría de difracción escalar, para poder replicar características del telescopio que no fue posible obtener con CST.

Se logró estimar los parámetros más relevantes del patrón de radiación, con un margen de error menor al 3%. Con respecto a la eficiencia del haz se obtuvo un resultado que difiere en un 3% con respecto a mediciones realizadas en los años 80. A pesar de esto, no fue posible construir un modelo que replique geoméricamente el sistema de los reflectores, por lo que no se pudo analizar los efectos de desplazamiento del secundario.

Precisamente por esto se propone, como trabajo futuro, utilizar métodos más avanzados para analizar la estructura del sistema de reflectores, que puede ayudar a facilitar la alineación del sistema óptico y a obtener patrones en el caso que se decida cambiar la alimentación del telescopio.

... A mis padres

Agradecimientos

Largo ha sido el camino y cortas se quedan las palabras: agradecer es todo en este momento. Quiero agradecer en primer lugar, inmenso primer lugar, a mi padre Guillermo y a mi madre Susana, que sólo su constante apoyo y confianza han permitido que esto sea posible. A mi hermana Loreto: gracias por ser mi amiga por tanto tiempo, y te deseo lo mejor para ti.

También estoy agradecido por haber conocido a todos los amigos que me acompañaron, y con los cuales pasé muy buenos momentos. Al Javier y al Leo, con los que compartí muchas dificultades y victorias en estos años de estudio. Al David, una especial mención, que fue un buen amigo desde el inicio y un gran apoyo hacia el final.

Por último, quiero agradecer a la gente del grupo de instrumentación astronómica, con los que desarrollé este trabajo; simplemente ha sido un placer colaborar con ustedes. Agradezco especialmente a mi profesor guía Patricio Mena, por haberme dado la oportunidad de participar en su grupo y de conocer ésta área de investigación. Y, finalmente, a Rafael Rodríguez y Pablo Vásquez por su constante apoyo durante este trabajo.

Tabla de contenido

1. Introducción	13
1.1. Motivación	13
1.2. Alcances y Objetivo General	14
1.3. Objetivos Específicos	14
1.4. Estructura de la memoria	14
2. Antecedentes	15
2.1. Fundamentos de Antenas	15
2.1.1. El problema de la antena	15
a. Regiones de Campo	16
b. Teorema de la Reciprocidad	17
2.1.2. El patrón de radiación	17
a. Características Principales	18
b. Haz	19
c. Directividad	19
d. Ganancia y eficiencia	19
2.1.3. Polarización	20
2.1.4. Sistemas de Coordenadas	21
2.1.5. Centro de Fase	22
2.2. La Antena Parabólica	24
2.2.1. Principios de Funcionamiento y Características	24
a. Antenas de Apertura	25
2.2.2. Tipos de Antenas Parabólicas	28

a.	Foco Primario	28
b.	Cassegrain	29
2.3.	La Antena Alimentadora	32
2.3.1.	La Bocina Corrugada	33
a.	Modo híbrido	34
2.4.	Eficiencias	36
2.4.1.	Efectos del desenfoque	37
a.	Desenfoque axial de la alimentación	37
b.	Desenfoque axial del secundario	38
2.5.	El Telescopio Mini	39
2.5.1.	Historia	39
2.5.2.	Descripción y Funcionamiento	40
a.	Sistema óptico	41
b.	Procesamiento de la señal	42
c.	Sistema motriz	44
2.6.	Métodos de Medición de Patrones de Radiación	44
2.6.1.	Métodos de Campo Lejano	44
a.	Criterios de diseño de un <i>range</i>	45
b.	Instrumentación típica de un <i>range</i>	46
2.6.2.	Instrumentación utilizada	47
a.	Oscilador YIG	47
b.	Multiplicador de frecuencias	48
2.7.	Métodos de Resolución de Alta Frecuencia	49
2.7.1.	Difracción Escalar	49
a.	Difracción de Kirchhoff	51
b.	Integrales de difracción	52
2.7.2.	Geometría Óptica y Física Óptica	53
a.	Geometría Óptica	53
b.	Física Óptica	55

3. Implementación	56
3.1. Análisis del sistema óptico del telescopio Mini	56
3.1.1. Tolerancias de alineamiento	57
3.2. Medición experimental	57
3.2.1. Requerimientos del <i>range</i>	57
3.2.2. Elección del sitio	58
3.2.3. Diseño de la antena fuente y su instrumentación	60
a. Fuente de radiofrecuencia	61
b. Alimentación	63
3.2.4. Instrumentación del telescopio Mini	66
3.2.5. Evaluación del desempeño del <i>range</i>	67
3.2.6. Pruebas a realizar	71
3.2.7. Trabajo en terreno	71
3.3. Simulaciones	72
3.3.1. Descripción de la simulación y enfoques usados	72
3.3.2. Simulación en CST y HFSS	73
a. Modelo de la alimentación	73
b. Modelo de los reflectores	75
3.3.3. Simulación mediante difracción escalar	75
a. Desarrollo del método	75
b. Implementación numérica de las integrales de difracción	78
c. Programación del algoritmo	80
4. Análisis de Resultados	83
4.1. Medición experimental	83
4.1.1. Procesamiento inicial	83
4.1.2. Cálculo del HPBW y SLL	84
4.1.3. Mapas 2D	87
4.1.4. Comparación con la medición anterior	89
4.2. Simulaciones	90

4.2.1. Simulación de la alimentación	90
4.2.2. Comparación con resultados anteriores	93
4.2.3. Simulaciones mediante difracción escalar	95
4.2.4. Cálculo del HPBW y SLL	97
4.3. Cálculo de eficiencias	98
4.3.1. Eficiencia del <i>beam</i>	100
5. Conclusiones	102
5.1. Trabajos Futuros	103
Glosario	105
Bibliografía	108
A. Patrones experimentales	I

Índice de figuras

2.1. Fundamentos de antenas.	16
(a). Regiones de campo	16
(b). Sistema de coordenadas	16
2.2. Parámetros del patrón de radiación.	18
2.3. Polarizaciones del campo electromagnético.	21
(a). Lineal	21
(b). Circular	21
2.4. Elección de los ejes del sistema de coordenadas.	21
2.5. Sistemas de coordenadas usados para patrones de radiación.	22
(a). Esféricas	22
(b). Ludwig 2 Azimut sobre Elevación	22
2.6. Posiciones del observador y la fuente, donde XZ es la posición deseada de la fuente y $X'Z'$ su posición real.	23
2.7. Geometría del reflector parabólico.	25
2.8. Principio de Huygens.	26
2.9. Diferentes tipos de iluminación de la apertura.	26
(a). Sin iluminación en el borde	26
(b). Con iluminación en el borde	26
2.10. Efecto de una distribución cuadrática de la fase en la apertura.	28
2.11. Radiotelescopios tipo foco primario con distintos tipos de soporte.	29
(a). Soporte en 4 puntos.	29
(b). Soporte en 1 punto.	29
(c). Soporte en 3 puntos.	29

2.12. Ejemplos de antenas tipo Cassegrain.	30
(a). Antena Cassegrain.	30
(b). Subreflector y <i>feed</i>	30
2.13. Principios de funcionamiento del reflector Cassegrain.	30
(a). Geometría del reflector Cassegrain	30
(b). Parábola equivalente	30
2.14. Parámetros de diseño de un reflector Cassegrain.	31
2.15. Efecto del tipo de alimentación sobre la polarización del campo en la apertura del reflector.	33
(a). Dipolo corto	33
(b). Fuente de Huygens	33
2.16. Ejemplos de antenas tipo bocina.	33
(a). Piramidal.	33
(b). Cónica.	33
(c). Cónica corrugada.	33
2.17. Perfil de una bocina corrugada, junto con los parámetros de diseño más relevantes.	34
2.18. Desfase de un frente esférico.	37
2.19. Efecto del desenfoque en la distribución de la fase.	37
2.20. Telescopios gemelos diseñados por la Universidad de Columbia.	39
(a). NMWT en el hemisferio norte.	39
(b). SMWT en el hemisferio sur.	39
2.21. Diagrama esquemático general del telescopio Mini.	41
2.22. Patrón de radiación medido en el observatorio Cerro Tololo.	41
(a). Elevación.	41
(b). Azimut.	41
2.23. Diagrama esquemático del receptor.	43
2.24. Configuración típica para mediciones en campo lejano.	45
2.25. Esfera de Itrio Hierro en un oscilador YIG.	48
2.26. Diagramas esquemáticos del oscilador YIG.	48

(a).	Disposición física.	48
(b).	Oscilador YIG con realimentación inductiva.	48
2.27.	Fenómeno de la difracción.	50
2.28.	Formulación de Kirchhoff de la difracción.	51
(a).	Volumen de integración.	51
(b).	Esquema de la formulación.	51
2.29.	Sistema reducido de la formulación de Kirchoff.	52
2.30.	Propagación en geometría óptica.	54
(a).	Frente de onda.	54
(b).	Flujo de energía.	54
3.1.	Zonas consideradas para la ubicación de la antena fuente.	59
3.2.	Sitios inspeccionados en terreno.	60
3.3.	Diagrama esquemático de la fuente de radiofrecuencia.	61
3.4.	Vista superior de la fuente de radio frecuencia e identificación de sus partes más relevantes.	62
3.5.	Montaje completo de la instrumentación de la antena fuente e identificación de sus partes más relevantes.	63
3.6.	Diagrama esquemático de la alimentación de la antena fuente.	64
3.7.	Caracterización de la fuente YIG.	68
(a).	Espectro del oscilador.	68
(b).	Desplazamiento del tono del oscilador.	68
3.8.	Relación voltaje frecuencia medido experimentalmente.	70
3.9.	Caracterización de la antena fuente.	70
(a).	Magnitud en función del ángulo de apertura.	70
(b).	Fase en función del ángulo de apertura.	70
3.10.	Construcción del modelo de la alimentación.	74
(a).	Detalle del perfil creado en MATLAB.	74
(b).	Detalle del perfil final en CST.	74
(c).	Detalle del puerto.	74
3.11.	Construcción del modelo de los reflectores.	76

(a).	Diagrama a escala del sistema Cassegrain.	76
(b).	Modelo en CST.	76
3.12.	Modelo de la apertura del reflector.	77
3.13.	Diagrama de bloques del método numérico.	77
3.14.	Representación del calculo de las integrales de difracción mediante el uso de la FFT.	78
4.1.	Mediciones obtenidas usando un medidor de potencia.	84
(a).	Azimut.	84
(b).	Elevación.	84
4.2.	Patrón de una de las mediciones en corte.	86
(a).	Azimut.	86
(b).	Elevación.	86
4.3.	Patrones 2D experimentales.	87
(a).	Mapa 1.	87
(b).	<i>Fitting</i> elíptico del haz de Mapa 1.	87
(c).	Mapa 2.	87
(d).	Mapa 3	87
4.4.	Elipse con los parámetros usados en la estimación.	88
4.5.	Patrón medido en Cerro Tololo.	89
(a).	Azimut.	89
(b).	Elevación.	89
4.6.	Patrón simulado del sistema Cassegrain del Mini, usando el <i>solver</i> asintótico de CST.	90
(a).	Magnitud en azimuth.	90
(b).	Magnitud en elevación.	90
4.7.	Patrón 2D de la alimentación del Mini. Simulado en CST y usando Ludwig 2 Azimut sobre Elevación.	91
(a).	Magnitud componente cruzada y copolar.	91
(b).	Fase componente cruzada y copolar.	91
4.8.	<i>Fitting</i> gaussiano de la simulación de la alimentación.	92

(a).	Patrón en azimut.	92
(b).	Patrón en elevación.	92
4.9.	Corrección de la fase.	92
4.10.	Comparación entre la simulación en CST y la anterior.	94
(a).	Magnitud en el plano H y el plano E.	94
(b).	Fase en el plano H y el plano E.	94
4.11.	Campo en la apertura de la bocina, simulado en CST y utilizado en el cálculo mediante difracción escalar.	95
4.12.	Campos calculados en la apertura del primario.	96
4.13.	Patrones de campo lejano calculados.	96
4.14.	Patrón de radiación corregido.	97
4.15.	Efecto de la distribución de la fase en el patrón calculado.	97
(a).	Azimut.	97
(b).	Elevación.	97
4.16.	Cortes del patrón simulado final.	98
(a).	Azimut.	98
(b).	Elevación.	98
4.17.	<i>Fitting</i> elíptico del patrón simulado.	99
4.18.	Campo del primario con bloqueo incorporado.	99
(a).	Magnitud copolar.	99
(b).	Magnitud cruzada.	99
4.19.	Patrón de radiación usado para el cálculo de la eficiencia.	101
(a).	Azimut 1	I
(b).	Azimut 2	I
(c).	Azimut 3	I
(d).	Azimut 4	I
(e).	Azimut 5	II
(f).	Azimut 6	II
(g).	Azimut 7	II

(h).	Azimut 8	II
(i).	Elevación 1	III
(j).	Elevación 2	III
(k).	Elevación 3	III
(l).	Elevación 4	III
(m).	Elevación 5	III
(n).	Mapa 2	IV
(ñ).	Mapa 2 corregido	IV
(o).	Mapa 3	IV
(p).	Mapa 3 corregido	IV
(q).	Mapa 1	IV
(r).	<i>Powermeter</i> Azimut	V
(s).	<i>Powermeter</i> Azimut	V
(t).	<i>Powermeter</i> Azimut	V
(u).	<i>Powermeter</i> Azimut	V
(v).	<i>Powermeter</i> Elevación	V
(w).	<i>Powermeter</i> Elevación	V
(x).	<i>Powermeter</i> Elevación	VI
(y).	<i>Powermeter</i> Elevación	VI

Índice de tablas

2.1. Parámetros del patrón de radiación, para distintas distribuciones de iluminación sobre la apertura.	27
(a). Sin iluminación en el borde	27
(b). Con iluminación en el borde	27
2.2. Principales especificaciones técnicas del telescopio Mini.	42
2.3. Principales parámetros del sistema óptico del telescopio Mini.	43
(a). Reflectores	43
(b). <i>Feed</i>	43
3.1. Resultados de la inspección en terreno.	59
3.2. Especificaciones de la fuente YIG.	61
(a). Oscilador YIG.	61
(b). <i>Driver</i> analógico.	61
3.3. Especificaciones del multiplicador	62
3.4. Especificaciones de la caja de aluminio	62
3.5. Especificaciones batería de ciclo profundo.	64
3.6. Especificaciones inversor.	64
3.7. Datos para el cálculo de la capacidad de la batería.	65
3.8. Variables relevantes del <i>software antrange</i>	67
3.9. Funciones relevantes del <i>software antrange</i>	68
3.10. Resultados de la regresión lineal.	70
3.11. Parámetros adicionales de la bocina.	73
3.12. Tiempos de ejecución para distintos métodos de integración numérica.	80

3.13. Parámetros utilizados por ScDiff.m.	81
3.14. Funciones relevantes utilizadas por ScDiff.m.	82
3.15. Variables relevantes utilizadas por ScDiff.m.	82
4.1. Descripción de las mediciones consideradas en este trabajo.	85
4.2. Valores estimados del modelo y del HPBW a partir de datos experimentales. . .	86
4.3. Valores estimados del SLL a partir de datos experimentales.	86
4.4. Parámetros estimados del <i>fitting</i> elíptico.	88
4.5. Parámetros estimados usando el patrón antiguo, a 109.6 GHz.	89
4.6. Resultados de la estimación del centro de fase.	93
4.7. Parámetros de la simulación reportada en [22].	93
4.8. Parámetros estimados usando difracción escalar.	98
4.9. Parámetros estimados del <i>fitting</i> elíptico.	99
4.10. Eficiencias calculadas de la antena.	100
4.11. Eficiencias del haz calculadas.	101
5.1. Comparación de los parámetros del patrón de radiación	102
5.2. Comparación de la elipticidad del beam	103

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Es innegable que Chile posee un lugar preferencial para el desarrollo de la astronomía a nivel mundial. Prueba de ello son los diversos proyectos astronómicos realizados por organizaciones internacionales en el país, como ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*) y VLT (*Very Large Telescope*), entre otros. Esto abre una oportunidad única, desde el punto de vista de la ingeniería, para desarrollar trabajos de investigación y soluciones innovadoras que el mercado no ofrece.

Dentro de esta área se encuentra el campo de la radioastronomía, que estudia los fenómenos y objetos del espacio exterior mediante la medición de señales electromagnéticas, con longitudes de onda que pueden ir de los centímetros hasta fracciones de milímetros. Originada a comienzos de 1930, ha abierto una nueva dimensión al estudio del universo, lo que ha concitado una gran interés científico e impulsado un explosivo avance en nuevas técnicas e instrumentos, que deben satisfacer una nueva gama de requerimientos.

Chile ha participado en momentos importantes del desarrollo de esta área, especialmente cuando surgió la iniciativa de realizar la primera caracterización de la distribución galáctica de CO. Surgida originalmente en la universidad de Columbia, consistió en el desarrollo de dos radiotelescopios gemelos diseñado para operar en la línea de 115.3 GHz, una de las cuales fue instalada en el observatorio Cerro Tololo. Luego de haber cumplido este objetivo y cuando quedó rezagado tecnológicamente, fue trasladado al observatorio astronómico nacional Cerro Calán, donde ha sido progresivamente modernizado bajo la dirección del Grupo de Instrumentación Astronómica de los Departamentos de Ingeniería Eléctrica y Astronomía de la Universidad de Chile.

Por este motivo surgió la necesidad de caracterizar el desempeño del telescopio Mini, desupués de su traslado y puesta en marcha, lo que motivó el trabajo expuesto en este informe.

1.2. Alcances y Objetivo General

Como se mencionó anteriormente, el objetivo de este trabajo es la caracterización del desempeño del Mini, mediante mediciones experimentales validadas por simulaciones computacionales. De esta manera se determinarán las capacidades del telescopio como instrumento de observación astronómica.

1.3. Objetivos Específicos

Particularmente lo que se desea determinar sobre el telescopio en este trabajo es:

- Su patrón de radiación experimental.
- El ancho del haz a media potencia.
- El nivel de potencia de los primeros lóbulos laterales.
- La eficiencia del haz.
- Desarrollar un método de validación de lo anterior, mediante la aplicación de resultados teóricos.

1.4. Estructura de la memoria

La estructura del resto del documento para exponer el trabajo realizado es la siguiente:

- **Capítulo 2. Antecedentes:** En donde se exponen los conceptos necesarios para el desarrollo y la comprensión de este trabajo, además de los antecedentes y el estado del telescopio.
- **Capítulo 3. Implementación:** Corresponde a la descripción de la metodología utilizada, tanto en la elaboración de la instrumentación necesaria para la parte experimental, como el desarrollo de las simulaciones.
- **Capítulo 4. Análisis de Resultados:** En donde se exponen los resultados obtenidos y se deriva la caracterización del telescopio, juzgando la validez de éstos.
- **Capítulo 5. Conclusiones:** Se enumeran las conclusiones del trabajo realizado y se proponen trabajos a realizar en el futuro.

Capítulo 2

Antecedentes

En este capítulo se expondrán los fundamentos teóricos y conceptos básicos, sobre los que se desarrolla el presente trabajo. Se partirá exponiendo sobre los fundamentos de antenas, considerando que un radio telescopio es esencialmente una antena. Luego se profundizará en el análisis de la antena parabólica y se continuará con una exposición sobre el telescopio Mini, una breve historia y sus características técnicas relevantes. Luego se expondrán algunos métodos de campo lejano, enfocándose especialmente en las técnicas de campo lejano. Finalmente se discutirá métodos de resolución de alta frecuencia.

2.1. Fundamentos de Antenas

En esta sección se expondrán brevemente los principios que sustenta la teoría de antenas, introduciendo los conceptos más relevantes dentro del contexto de este trabajo.

2.1.1. El problema de la antena

La antena puede ser pensada como un objeto que realiza la transición de una onda electromagnética entre el espacio libre y un aparato que lo guía, es decir es un adaptador entre dicho aparato y el espacio libre. Para estudiar su comportamiento es preciso resolver las ecuaciones de Maxwell, en un espacio que contiene fuentes. Esto implica que es necesario considerar la geometría de cada antena y la distribución de las fuentes electromagnéticas en ella.

Es posible demostrar que el problema de la radiación de una antena se reduce a encontrar el potencial vectorial magnético [19], usando la distribución de la corriente eléctrica en la antena, mediante la expresión (2.1.1). Es necesario recalcar que se están buscando soluciones armónicas de las ecuaciones de Maxwell, por lo que los campos se expresan mediante fasores, en los cual la dependencia temporal está representada por el término $e^{j\omega t}$. En la figura 2.1b se muestra un ejemplo con una antena dipolo, donde se ha omitido

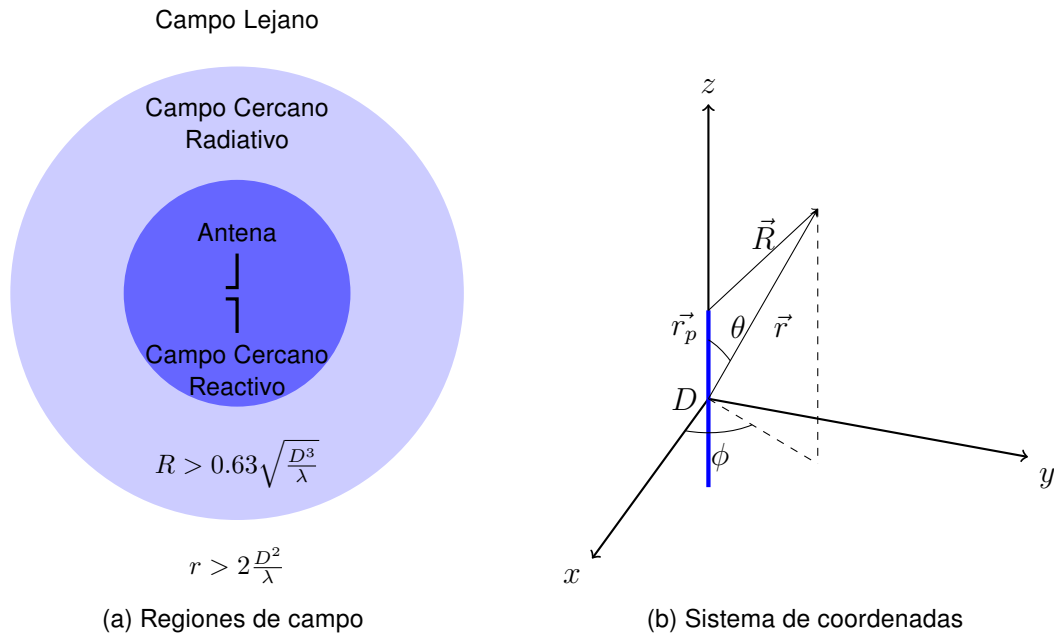


Figura 2.1: Fundamentos de antenas.

la dependencia temporal de los campos.

$$\vec{A} = \iiint_V \vec{J} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dV, \quad \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_p, \vec{A}, \vec{J} \in \mathbb{C} \quad (2.1.1a)$$

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{H} \in \mathbb{C} \quad (2.1.1b)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} (\nabla \times \vec{H} - \vec{J}), \quad \vec{E} \in \mathbb{C} \quad (2.1.1c)$$

a. Regiones de Campo

Las regiones de campo son conceptos utilizados para caracterizar la radiación emitida por una antena en función de la distancia. Puesto que el campo que se encuentra en la cercanía de la antena tiene un comportamiento complejo, no se puede identificar claramente un modo de propagación, en cambio en zonas lejanas se comporta como una onda TEM, ya que cumple las ecuaciones de Maxwell en el vacío. Existen 3 regiones de campo, las que están definidas por cómo se aproxima el término R de (2.1.1a), el cual se expande en serie de Taylor y luego es truncado tomando en cuenta la distancia desde la antena. En la figura 2.1a se ilustran éstas regiones.

La región más próxima a la antena es denominada *región de Campo Cercano Reactivo*, la cual se caracteriza por tener una fuerte presencia de campos reactivos, es decir gran parte de la energía es traspasada entre el campo eléctrico y el campo magnético. En el caso de una antena dipolo la región está delimitada a distancias menores a $\lambda/2\pi$, y para antenas con dimensiones mucho mayor a λ el límite es $0.63\sqrt{D^3/\lambda}$, donde D es la mayor dimensión de la antena.

La región denominada *Campo Cercano Radiante*, o de *Fresnel*, es aquella en que los

campos reactivos han disminuido considerablemente, pero la antena posee un patrón de radiación dependiente de la distancia. Esta región se encuentra entre la región reactiva y la de campo lejano, siendo su límite $r < 2D^2/\lambda$.

La última región es la *región de Campo Lejano*, o de *Fraunhofer*, en donde se puede demostrar que el vector de Poynting no tiene parte imaginaria, y que la forma del patrón de radiación es independiente de la distancia. Esta región está definida para $r > 2D^2/\lambda$, límite basado en el criterio de que la onda esférica puede aproximarse a un frente de fase plano, con error menor a $\pi/8$ en la fase.

b. Teorema de la Reciprocidad

El teorema de la reciprocidad es una herramienta fundamental para la medición de patrones de radiación. Este estipula básicamente que el patrón de radiación de una antena es el mismo, tanto en modo receptor, como en modo transmisor. La demostración de este teorema se puede encontrar en [2], [10], [19] y [16].

Particularmente en [19], se demuestra que la interacción entre dos antenas (ubicadas en el campo lejano) se puede reducir a una red de 2 puertos y, usando la reciprocidad de Lorenz, se deduce que la impedancia mutua es la misma, por lo que ambas antenas tienen el mismo voltaje en circuito abierto independientemente del modo en que se encuentren.

2.1.2. El patrón de radiación

El patrón de radiación de una antena es fundamental para su caracterización, de donde se pueden obtener varios parámetros para describirla. Se puede definir como el gráfico de la potencia transmitida por la antena, evaluada sobre una esfera de radio constante. Sin embargo, como la obtención de patrón real en la esfera muchas veces es poco práctico, suelen estudiarse los cortes del patrón de radiación. Estos corresponden a las curvas del patrón en tres dimensiones, contenidas en la intersección de la esfera con un plano que pasa por el origen.

Esta potencia es la que se obtiene en la aproximación de campo lejano, por lo que la forma del patrón de radiación es independiente de la distancia. Además, al estar en campo lejano, se tiene que la radiación se propaga en modo TEM, por lo que la componente eléctrica y magnética del campo son perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación, esto permite usar sólo el campo eléctrico para determinar el patrón de una antena.

Se define el campo eléctrico normalizado y la potencia normalizada, según las expresiones (2.1.2a) y (2.1.2b), también hay que notar que tanto el campo eléctrico normalizado como la potencia normalizada son iguales al expresarlas en decibeles, como

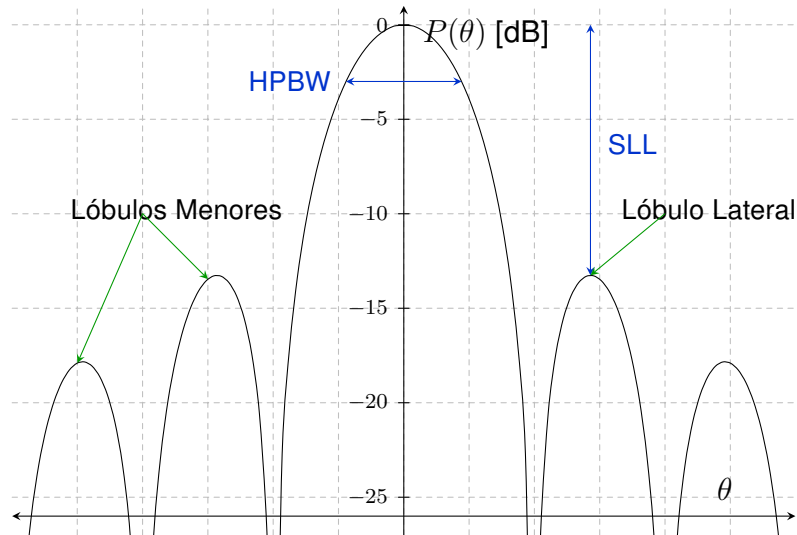


Figura 2.2: Parámetros del patrón de radiación.

se demuestra en (2.1.2c).

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \frac{\vec{E}(\theta, \phi)}{\max |\vec{E}(\theta, \phi)|} \quad (2.1.2a)$$

$$P(\theta, \phi) = |\vec{F}(\theta, \phi)|^2 \quad (2.1.2b)$$

$$P(\theta, \phi)_{dB} = 10 \log P(\theta, \phi) = 20 \log |\vec{F}| = F(\theta, \phi)_{dB} \quad (2.1.2c)$$

a. Características Principales

En la figura 2.2 se muestra un patrón de radiación en corte típico, donde se puede identificar un lóbulo que concentra la mayor cantidad de potencia, denominado lóbulo principal, y los demás son llamados lóbulos menores. El lóbulo inmediatamente próximo a éste se denomina lóbulo lateral, y la razón entre el máximo del patrón de radiación y el máximo del lóbulo lateral se denomina nivel del lóbulo lateral, o SLL por sus siglas en inglés. Otro parámetro importante es la distancia angular en la cual el patrón es igual a la mitad del máximo, a éste se le denomina ancho del haz de media potencia, o HPBW por sus siglas en inglés. Ambas definiciones se muestran en (2.1.3).

$$HPBW = |\theta_1|_{P(\theta_1)=0.5} - \theta_2|_{P(\theta_2)=0.5}| \quad (2.1.3a)$$

$$SLL = 10 \log \frac{P(SLL)}{P_{max}} \quad (2.1.3b)$$

b. Haz

Este parámetro da cuenta de cuán concentrada está la potencia en el lóbulo principal, y es definido como un ángulo sólido¹ que es igual a la integral de la potencia normalizada, como se muestra en (2.1.4a). El haz se puede interpretar como el ángulo donde está concentrada la potencia transmitida, por lo que un menor haz indica mayor concentración. La expresión (2.1.4b) muestra la relación entre la potencia total radiada y el haz.

$$\Omega_A = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} P(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |\vec{F}(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi \text{ [sr]} \quad (2.1.4a)$$

$$P_r = P_{max} \Omega_A \quad (2.1.4b)$$

Si la integral se realiza sólo sobre el lóbulo principal, como se muestra en (2.1.5), se obtiene el haz del lóbulo principal.

$$\Omega_{MB} = \iint_{\text{Lóbulo Principal}} P(\Omega) d\Omega \text{ [sr]} \quad (2.1.5)$$

c. Directividad

Relacionado con el haz, también es una medida de la concentración de la potencia en un sector. En primer lugar se define la ganancia directiva como la razón entre la potencia radiada en un punto y la potencia media radiada de una antena, como se muestra en (2.1.6a). En cambio, la directividad es el máximo de la ganancia directiva, aquélla se puede interpretar como la razón entre el haz de una antena isotrópica y el haz de la antena en cuestión, como se muestra en (2.1.6b).

$$D(\theta, \phi) = \frac{P_r(\theta, \phi)}{P_{avg}} = \frac{P_r(\theta, \phi)}{P_r/4\pi} = 4\pi \frac{P_r(\theta, \phi)}{P_{max} \Omega_A} = \frac{4\pi}{\Omega_A} P(\theta, \phi) \quad (2.1.6a)$$

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (2.1.6b)$$

d. Ganancia y eficiencia

Hasta el momento sólo se ha considerado una antena ideal, por lo que los siguientes conceptos introducen las pérdidas asociadas a una antena. La ganancia se define como la razón entre la potencia radiada en un punto y la potencia de entrada promediada “como si fuera radiada por una antena isotrópica” [2], esta definición se muestra en (2.1.7a), donde también se muestra su relación con la ganancia directiva y en (2.1.7b) se muestra la relación

¹Por lo que su unidad es el estereorradián, [sr].

entre la ganancia máxima de la antena y su directividad.

$$G(\theta, \phi) = \frac{P_r(\theta, \phi)}{P_{in}/4\pi} = \eta 4\pi \frac{P(\theta, \phi)}{\Omega_A} = \eta D(\theta, \phi) \quad (2.1.7a)$$

$$G = \eta D \quad (2.1.7b)$$

$$\eta = \frac{P_r}{P_{in}} \quad (2.1.7c)$$

$$\eta = \eta_s \eta_i \eta_f \eta_p \quad (2.1.7d)$$

En (2.1.7c) se ha introducido el concepto de eficiencia, y se define como la razón entre la potencia de entrada de la antena y la potencia radiada por ésta. Se puede identificar varios fenómenos que causan pérdidas en la antena, por lo que la eficiencia está dada por la multiplicación de las eficiencias asociadas a cada una de éstos, como se muestra en (2.1.7d). Éstas eficiencias describen fenómenos de las antenas reflectoras y se discutirán más detalladamente en la sección 2.4.

La eficiencia de rebosamiento, η_s , es aquella que da cuenta de la radiación emitida por la alimentación y que no es captada por el reflector, por lo que cuenta como potencia perdida. La eficiencia de iluminación, η_i , da cuenta de la no-uniformidad en la iluminación generada por la alimentación en el reflector, por lo que la radiación captada en ciertas zonas del reflector serán atenuada por la alimentación. La eficiencia de fase, η_f , da cuenta de la no-uniformidad de la fase en el reflector, introducida por la alimentación, éste fenómeno es expuesto en la sección 2.2.1 parte a. La eficiencia de polarización, η_p , representa la polarización cruzada introducida por el alimentación y la geometría del sistema óptico, por lo que, si la antena está linealmente polarizada, captará más atenuadamente la radiación con a misma polarización, o radiación copolar.

2.1.3. Polarización

La polarización de una antena es directamente la polarización del campo que ésta produce. Ésta, a su vez, está definida por la dirección de los campos eléctrico y magnético. En el caso que ambos se encuentren en un mismo plano se tendrá un polarización planar, que es el caso del modo TEM, la cual está básicamente dividido en 2 categorías. La primera es la polarización lineal, en la cual la onda generada por el campo eléctrico está contenida en un plano, como se muestra en la figura 2.3a. En cambio si el campo eléctrico rota con frecuencia constante en torno a un eje, se tendrá un polarización elíptica y, en un caso más particular, si la magnitud del campo eléctrico es constante, se tendrá una polarización circular, la que se muestra en la figura 2.3b.

En las antenas linealmente polarizadas suelen utilizarse los términos plano-E y plano-H (*E-plane* y *H-plane*, en inglés), dentro del contexto del patrón de radiación. Éstos términos designan cortes del patrón de radiación en la orientación del campo eléctrico y magnético respectivamente.

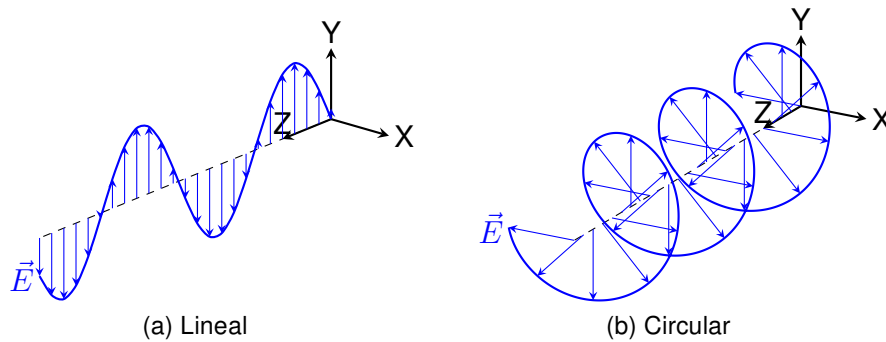


Figura 2.3: Polarizaciones del campo electromagnético.

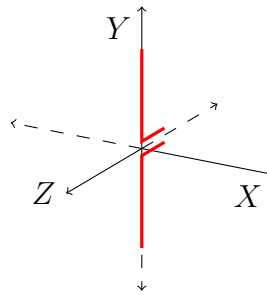


Figura 2.4: Elección de los ejes del sistema de coordenadas.

2.1.4. Sistemas de Coordenadas

En el estudio de antenas el sistema de coordenadas usado para describir el campo radiado debe estar claramente definido, ésta convención es importante para describir la polarización y para el cálculo del centro de fase de la antena, entre otras cosas. En este trabajo se empleará un sistema de coordenadas comúnmente usado, empleado en [14], [19], [18] y [2].

En esta convención, representada en la figura 2.4, se utilizan las características del campo lejano de antenas altamente directivas para escoger las direcciones de los ejes. De esta forma el eje Z se toma en la dirección del lóbulo principal de la antena. Además, en las antenas con polarización lineal, se suele elegir los otros ejes de forma que contengan las componentes del campo electromagnético, con el eje Y conteniendo el campo eléctrico y el eje X el magnético. Por consiguiente, el eje Z indica la dirección en que transmite (o recibe) la antena, mientras que el eje Y indica la dirección de su polarización.

Debido a que el patrón de la antena está definida sobre una esfera, las coordenadas esféricas es la elección más natural, donde el plano- E está contenido en $\phi = \pi/2$ y el plano- H en $\phi = 0$. Sin embargo, con esta elección de ejes, se dificulta el análisis de la polarización del campo, puesto que las componentes E_θ y E_ϕ cambian de dirección respecto de los ejes X e Y , especialmente en puntos entorno al eje Z . Esto se puede observar en la figura 2.5a.

Es más conveniente escoger un sistema que tome en cuenta la polarización de la antena, para distinguir mejor las componentes copolares y cruzadas del campo. En [14] se construyen dichos sistemas, de los cuales el denominado Ludwig 2 Azimut sobre Elevación se muestra

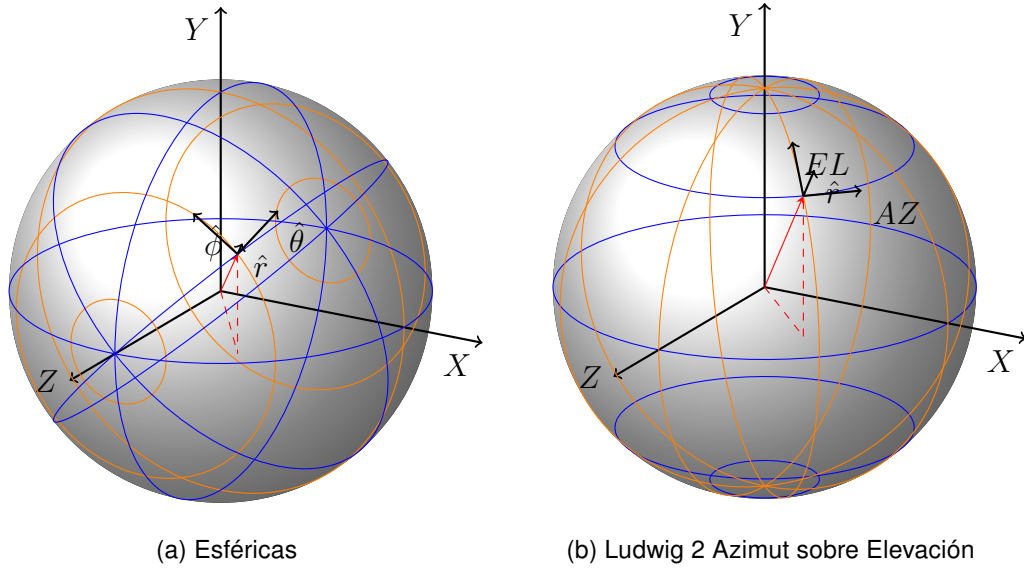


Figura 2.5: Sistemas de coordenadas usados para patrones de radiación.

en la figura 2.5b. Éste es un sistema de coordenadas esféricas modificado, donde el eje polar es el eje Y , las coordenadas son (A, E) por azimuth y elevación, y donde el punto $(0, 0)$ está sobre el eje Z . De esta manera la componente del vector unitario EL siempre se mantiene en un plano que pasa por el eje Y , por lo que la proyección del campo E_E tiene la misma dirección que la polarización de la antena.

La transformación para pasar de las coordenadas esféricas a las Ludwig 2 Azimut sobre Elevación se muestra en (2.1.8), donde E_A y E_E son las componentes del campo eléctrico en elevación y azimuth respectivamente. En esta transformación la componente de polarización cruzada posee un salto de fase de 180° entorno al origen, este efecto es corregido usando el sistema Ludwig 3, cuya transformación se muestra en (2.1.9).

$$E_A(A, E) = \frac{\cos \phi}{\cos E} E_\theta - \frac{\cos \theta \sin \phi}{\cos E} E_\phi \quad (2.1.8a)$$

$$E_E(A, E) = \frac{\cos \theta \sin \phi}{\cos E} E_\theta + \frac{\cos \phi}{\cos E} E_\phi \quad (2.1.8b)$$

$$\cos E = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi} \quad (2.1.8c)$$

$$E_h = E_\theta \cos \phi - E_\phi \sin \phi \quad (2.1.9a)$$

$$E_v = E_\theta \sin \phi + E_\phi \cos \phi \quad (2.1.9b)$$

2.1.5. Centro de Fase

El centro de fase de una antena es un concepto útil para la determinación de la posición de ésta, por ejemplo en un sistema óptico como es el reflector parabólico. Se basa en el hecho de que una fuente puntual genera frentes de fase esféricos, cuyo centro es la propia fuente. En cambio, una antena real no es capaz de generar este tipo de frente de onda. Sin embargo, en el caso de antenas altamente directivas, su diseño tiene como objetivo obtener una fase razonablemente constante en el lóbulo principal. Por este motivo el centro de fase de una antena real se estima buscando un punto de referencia que posea un radio de curvatura del frente de fase constante, en la zona de interés de su patrón de radiación. En este trabajo

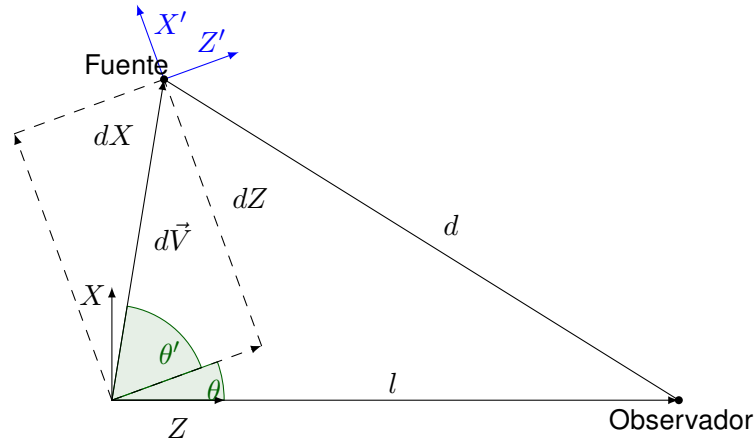


Figura 2.6: Posiciones del observador y la fuente, donde XZ es la posición deseada de la fuente y $X'Z'$ su posición real.

se utilizará un método basado en mínimos cuadrados, implementado en MATLAB por Franco Colleoni y Pablo Zorzi, y cuyo desarrollo se encuentra en [3].

En la figura 2.6 se muestra el problema a resolver, donde el observador rota en torno al origen del sistema XZ , a distancia l , midiendo el campo emitido por una antena situada en el origen del sistema $X'Z'$. Esta es modelada como una fuente puntual y está trasladada con respecto a O a una distancia $d\vec{V}$, cuyas proyecciones en el sistema $X'Z'$ son dX y dZ , por lo que está situada a una distancia variable $d(\theta)$ del observador. En este sentido, si el observador se desplazase en $d\vec{V}$ y luego rotase en θ (o se moviese y rotase la fuente en $-d\vec{V}$ y $-\theta$, respectivamente), se encontraría alineado y centrado con la fuente, midiendo un patrón con fase constante.

En la práctica, la posición de esta fuente puntual es la misma que la del centro de fase de una antena real, donde el vector Z' indica la dirección del lóbulo principal, o más generalmente, el punto del patrón entorno el cual la fase es relativamente constante. De esta manera, el sistema XZ representa la posición deseada del centro de fase y la orientación necesaria para tener una fase constante entorno a la dirección Z , las cuales pueden estar determinadas por la geometría de un sistema óptico, en el caso de una antena parabólica. Por lo que, desplazando la antena en $-d\vec{V}$ y rotándola en $-\theta$, permite situar el centro de fase en la posición deseada, obteniendo un patrón con fase corregida.

Como la antena es modelada como una fuente puntual, su campo está dado por (2.1.10a), mientras que en (2.1.10b) y (2.1.10c) indican las relaciones entre las distintas variables. A partir de estas ecuaciones, se puede deducir que la fase medida por el observador se puede aproximar por (2.1.11), en el límite de $l \rightarrow \infty$, donde φ_0 es la referencia de la fase.

$$E(\theta) = \frac{e^{jk_0d(\theta)}}{d(\theta)} \quad (2.1.10a)$$

$$\theta' = \arccos\left(\frac{dZ}{dV}\right) \quad (2.1.10b) \quad \begin{aligned} \varphi(\theta) &\approx k_0(l - dV \cos(\theta + \theta')) \\ &\approx \phi_0 - k_0(dZ \cos \theta - dZ \sin \theta) \end{aligned} \quad (2.1.11a)$$

$$d(\theta) = \sqrt{l^2 + dV^2 - 2ldV \cos(\theta + \theta')} \quad (2.1.10c)$$

Finalmente, para estimar tanto los *offsets* dZ y dX como la referencia φ_0 , se utiliza el método de los mínimos cuadrados, en el cual se usan las mediciones de fase experimentales o simuladas del patrón de radiación. En [3] se demuestra que el sistema de ecuaciones que determina los estimadores óptimos \hat{dZ} , \hat{dX} y $\hat{\varphi}_0$ está dado por (2.1.12), donde n es el número de muestras.

$$\begin{bmatrix} -k_0 \sum_{i=1}^n \sin^2 \theta_i & k_0 \sum_{i=1}^n \sin \theta_i \cos \theta_i & -\sum_{i=1}^n \sin \theta_i \\ -k_0 \sum_{i=1}^n \sin \theta_i \cos \theta_i & k_0 \sum_{i=1}^n \cos^2 \theta_i & -\sum_{i=1}^n \cos \theta_i \\ -k_0 \sum_{i=1}^n \sin \theta_i & k_0 \sum_{i=1}^n \cos \theta_i & -n \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{dX} \\ \hat{dZ} \\ \hat{\varphi}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sum_{i=1}^n \varphi_i \sin \theta_i \\ -\sum_{i=1}^n \varphi_i \cos \theta_i \\ -\sum_{i=1}^n \varphi_i \end{pmatrix} \quad (2.1.12)$$

2.2. La Antena Parabólica

Este tipo de antena, la cual pertenece a la familia de antenas reflectoras, es una de las más empleadas en el rango de las microondas, tanto en el campo de las telecomunicaciones como en el campo de la radioastronomía. El rasgo principal de estas antenas es la presencia de un reflector en forma de paraboloide de revolución, el cual refleja la radiación emitida, o recibida, por una antena llamada antena alimentadora (*feed antenna*). Debido a esto, el desempeño de la antena parabólica está determinado tanto por la configuración de los reflectores, como por el tipo de alimentación usada. Las características más destacadas de la antena parabólica, que la hacen particularmente útil, son su alta directividad y ganancia.

En lo concerniente a la radioastronomía, estas características proporcionan varias ventajas. La antena parabólica permite captar una cantidad de potencia proporcional a las dimensiones del reflector, por lo que es capaz de detectar mejor la radiación proveniente de fuentes débiles y lejanas, como estrellas u otros objetos astronómicos. Además, la directividad de la antena está asociada con la resolución con la que se mapea el cielo, lo cual está también relacionado con el HPBW.

2.2.1. Principios de Funcionamiento y Características

En el caso de las antenas parabólicas el diseño está basado en un enfoque geométrico, es decir, la radiación está representada por haces que se mueven en línea recta, por lo que no se consideran fenómenos como la difracción de la onda electromagnética en el borde del reflector [5]. Sin embargo, esto es una buena aproximación, mientras se cumpla que el

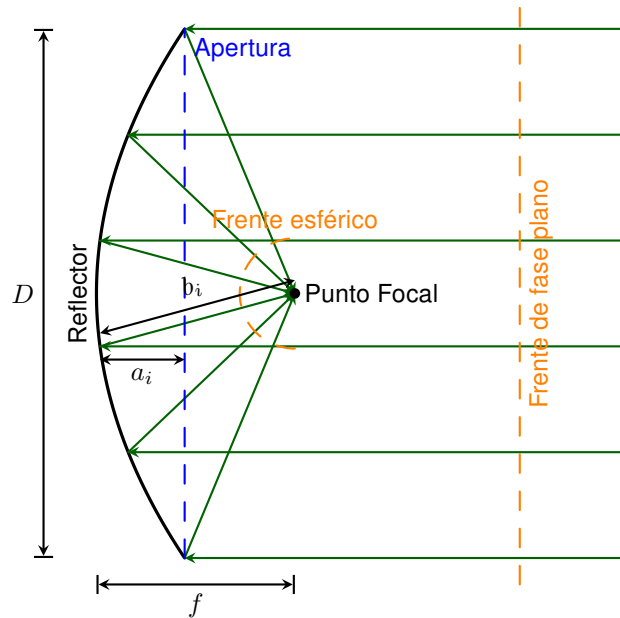


Figura 2.7: Geometría del reflector parabólico.

reflector sea mucho más grande que la longitud de onda. En la figura 2.7 se puede observar la geometría del reflector parabólico, donde D es el diámetro y f es la distancia focal, además se define el plano de la apertura del reflector como aquél que contiene el borde del reflector. Como muchas de las características geométricas del reflector parabólico son independientes de la escala de éste, se suele usar la razón entre la distancia focal f y el diámetro D , y a la cual se le denominará en este trabajo como razón f/D .

La propiedad más relevante de la parábola [19], es que cualquier trayectoria normal a la apertura, luego de intersectar al reflector, llega al punto focal de la parábola. Además se cumple que el camino recorrido por cualquiera de estas trayectorias es constante, es decir $a_i + b_i = k, \forall i$ en la figura 2.7. De esta forma se tiene que, si un frente plano de fase llega perpendicular al plano de apertura, los haces se concentran en el foco generando interferencia constructiva, puesto que, al recorrer la misma distancia, tienen la misma fase en el punto focal. Esto implica que las ondas reflejadas generen un frente de fase esférico, cuyo centro está en el foco del reflector, permitiendo que la radiación recolectada por el reflector, no tenga distorsiones en el punto focal. Finalmente, dicha radiación es captada por la alimentación, ubicándose su centro de fase en el punto focal.

a. Antenas de Apertura

Una antena de apertura es aquella en que su comportamiento está regido por el por el campo generado sobre una superficie, llamada apertura. En cambio, en otro tipo de antenas, como la dipolo, la radiación generada está determinada por la distribución de la corriente en ésta.

Muchos tipos de antenas reales pueden aproximarse a una apertura, aplicando el principio de Huygens. Éste estipula que la radiación generada por una región V de espacio que contiene

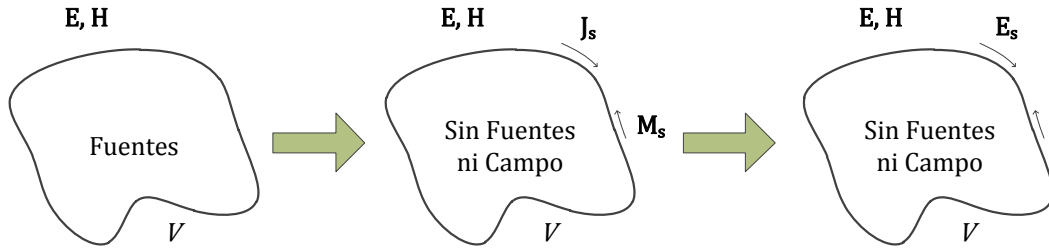


Figura 2.8: Principio de Huygens.

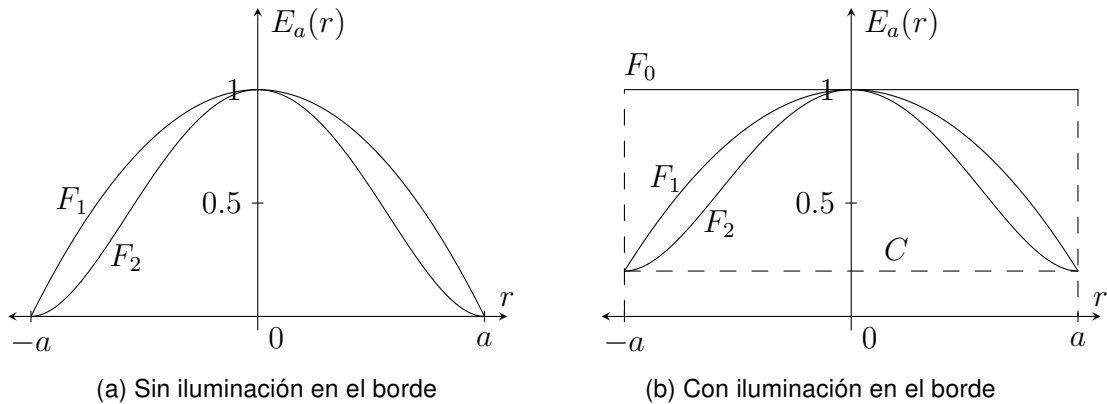


Figura 2.9: Diferentes tipos de iluminación de la apertura.

fuentes electromagnéticas, como corrientes eléctricas, es la misma que la generada por V sin fuentes, pero que contiene corrientes equivalentes, eléctricas y magnéticas, sobre la superficie que encierra a V . A su vez éstas corrientes están relacionadas con los campos tangenciales a la superficie que la encierra [19], como se puede observar en la figura 2.8. Los cálculos matemáticos de este problema no se abordarán en este informe (en [19], [2] o [10] hay información al respecto), en cambio, se expondrán las conclusiones más importantes de los casos elementales.

Considérese una apertura circular de radio a , el cual tiene una distribución de campo $E_a(\rho, \phi)$ y genera un radiación dada por $E(\vec{r})$. Si el campo en la apertura es uniforme, es decir $E_a = k, \rho \leq a$, entonces se puede demostrar que el haz, la directividad, el HPBW y el SLL del patrón de radiación están dados por (2.2.1).

$$\Omega = \frac{\lambda^2}{\pi a^2} \quad (2.2.1a)$$

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \pi a^2 \quad (2.2.1b)$$

$$HPBW = 1.02 \frac{\lambda}{2a} \quad (2.2.1c)$$

$$SLL = -17.6 [dB] \quad (2.2.1d)$$

De estas expresiones se puede deducir que la directividad de una apertura disminuye con el área de ésta. Por este motivo, en aplicaciones radioastronómicas, se requiere reflectores de gran diámetro para poder mapear el cielo con mejor resolución. Además es necesario agregar que el SLL es muy alto para una antena de calidad, donde se considera aceptable un SLL menor a -20 dB.

Ilum.	HPBW [dB]	SLL [dB]	ϵ_r
F_1	$1.27 \frac{\lambda}{2a}$	-24.6	0.75
F_2	$1.47 \frac{\lambda}{2a}$	-30.6	0.55

(a) Sin iluminación en el borde

Ilum. Borde [dB]	F_1			F_2		
	HPBW [dB]	SLL [dB]	ϵ_r	HPBW [dB]	SLL [dB]	ϵ_r
-8	$1.12 \frac{\lambda}{2a}$	-21.5	0.94	$1.14 \frac{\lambda}{2a}$	-24.7	0.91
-14	$1.17 \frac{\lambda}{2a}$	-23.4	0.87	$1.23 \frac{\lambda}{2a}$	-31.7	0.79
-20	$1.21 \frac{\lambda}{2a}$	-24.3	0.81	$1.32 \frac{\lambda}{2a}$	-34.7	0.69

(b) Con iluminación en el borde

Tabla 2.1: Parámetros del patrón de radiación, para distintas distribuciones de iluminación sobre la apertura.

En cambio, si se considera una iluminación no uniforme y con campo nulo en el borde de la apertura, como se muestra en la figura 2.9a, los parámetros del patrón de radiación cambian a los indicados en la tabla 2.1a, donde ϵ_r es la eficiencia relativa a la apertura con iluminación uniforme. De éstos resultados se puede inferir que una iluminación más concentrada produce una menor directividad, puesto que crece el HPBW, mientras que el SLL disminuye a mayor concentración de la iluminación. Por otro lado, una mayor concentración de la iluminación genera una pérdida de eficiencia en la antena, por lo que existe un *trade-off* entre la eficiencia y el SLL por un lado, y la directividad por otro lado.

El efecto del nivel de iluminación en el borde de la apertura (*edge illumination*) de la antena también es relevante. En este caso, las distribuciones consideradas son las mostradas en la figura 2.9b, las cuales son similares a las de la figura 2.9a pero tienen un nivel no nulo de iluminación en el borde. En la tabla 2.1b se muestran los parámetros resultantes, en función la iluminación en el borde. Se puede apreciar que las conclusiones del párrafo anterior siguen siendo válidas, para un mismo nivel de iluminación. Además se observa que con mayor iluminación en el borde la eficiencia de la antena es mayor, disminuyendo a su vez el HPBW e incrementando el SLL.

Para concluir esta sección se expondrá otra variable que determina el desempeño de una antena de apertura, la cual es la distribución de la fase en ésta. Hasta el momento sólo se ha expuesto sobre aperturas con una distribución uniforme de la fase. Considerando una apertura con iluminación uniforme, pero con una variación de la fase, en [18] se demuestra que, con una variación lineal de la fase, se produce un desplazamiento del patrón de radiación. Es decir, el máximo del patrón de radiación no estará centrado con respecto a la antena.

Si existen variaciones cuadráticas de la fase, cuyo desarrollo matemático se muestra en [18], se concluye que el patrón de radiación de la apertura uniforme cambia como se muestra en la figura 2.10. Se puede observar que el error en fase genera un incremento en el SLLd e la apertura, y además rellena los ceros del patrón, esto genera una disminución en la directividad (y eficiencia) de la antena. Este efecto es más pernicioso si se tiene un nivel de iluminación considerable en el borde del reflector, donde el lóbulo principal puede fusionarse con el lóbulo lateral. Por último, en [18] se indica que un error de fase mayor aún puede ocasionar que el

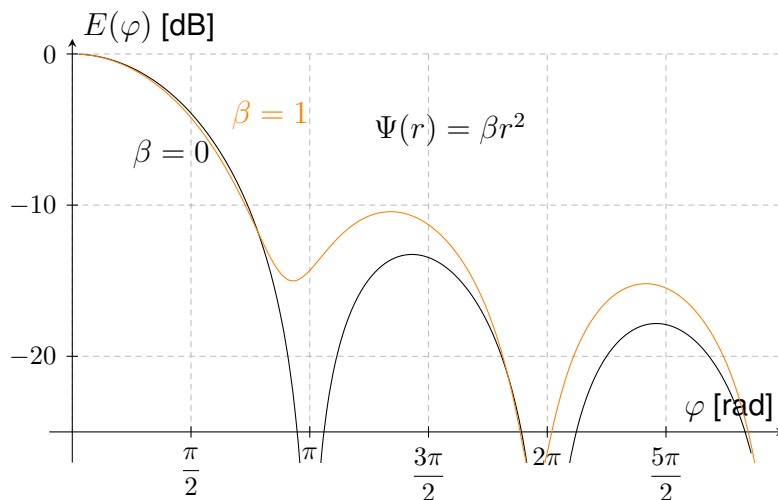


Figura 2.10: Efecto de una distribución cuadrática de la fase en la apertura.

lóbulo principal se bifurque, generando dos máximos entorno al origen.

2.2.2. Tipos de Antenas Parabólicas

En esta sección se hablará de los tipos de antena parabólica relevantes para este trabajo, los cuales son el reflector de foco primario y el reflector Cassegrain clásico. Existen muchos tipos más de antenas parabólicas, como el Gregoriano o variantes del Cassegrain clásico, los cuales se describen en [19] y [2], entre otros.

La existencia de estas variantes del reflector parabólico, tienen el objetivo de incrementar el rendimiento del reflector de foco primario, generalmente con la adición de un segundo reflector, denominado subreflector o reflector secundario, cuya geometría es tal que los haces mantengan la característica de concentrarse en un punto, donde es colocado la alimentación.

a. Foco Primario

Como ya se había mencionado antes, la antena de foco primario (o *Front Fed*, en inglés) es aquella que consta de un solo reflector, su geometría se muestra en la figura 2.7, donde la alimentación es colocada en el punto focal. En la figura 2.11 se muestran algunas antenas de este tipo.

Esta posición de la alimentación hace necesaria la existencia una estructura que lo sostenga, como se puede ver en la figura 2.11, la cual produce un bloqueo del reflector que altera, mediante difracción y reflexión, la distribución del campo en la apertura. Lo cual impacta de varias formas en el desempeño de la antena.

En primer lugar disminuye la eficiencia de la antena, pues el bloqueo reduce el área con que el reflector capta la señal. Además genera una perturbación en la distribución de la fase,



(a) Soporte en 4 puntos.



(b) Soporte en 1 punto.



(c) Soporte en 3 puntos.

Figura 2.11: Radiotelescopios tipo foco primario con distintos tipos de soporte.

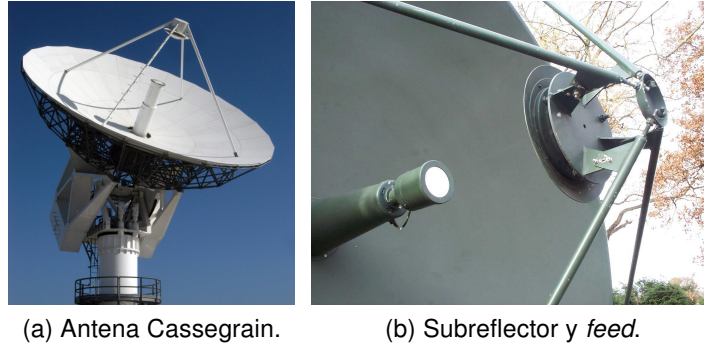
que puede causar los efectos descritos en la sección 2.2.1 parte a. Estas perturbaciones generan, como se indica en [12], un incremento en el SLL de la antena y una disminución del HPBW.

En las antenas parabólicas la alimentación determina la iluminación de la apertura, si se considera que aquella es a su vez una antena con un patrón de radiación característico, ciertos parámetros adquieren relevancia, independiente del tipo de alimentación que se utilice. Tomando en cuenta las conclusiones mencionadas en la sección 2.2.1 parte a el alimentación debe ser capaz de generar una distribución de la iluminación adecuada para obtener un alta directividad y eficiencia, reduciendo el SLL a niveles aceptables. A parte de esto, la alimentación debe generar una distribución de la fase lo suficientemente uniforme, y disminuir la polarización cruzada a niveles aceptables. Los primeros dos requerimientos pueden satisfacerse con una alimentación altamente directiva, aunque esto añade mayor complejidad en su diseño, puesto que, al incrementar la directividad con una apertura más grande, también crece la zona de campo cercano del alimentación. Al ser, en general, más complejo obtener una alimentación con una distribución uniforme de la fase, incrementar la distancia focal del sistema facilita acotar el error de fase en la apertura, ya que el ángulo subtendido por el reflector desde la alimentación se reduce, lo que también mejora la atenuación de la polarización cruzada.

El incremento de la distancia focal o, equivalentemente, de la razón f/D , supone dificultades de carácter constructivo, debido a que se debe llegar a la alimentación mediante una guía de onda y/o es necesario construir una electrónica para procesar la señal. Una guía de onda que alcance a la alimentación tendrá más pérdidas, y será más susceptible de introducir ruido al sistema. Mientras que mantener un equipo electrónico cerca de la alimentación presenta dificultades para su mantenimiento, sin mencionar el incremento del peso de la estructura. Otra desventaja relacionada con lo posición de la alimentación es que, al estar dirigida hacia el suelo, es más sensible a la radiación de fuentes terrestres.

b. Cassegrain

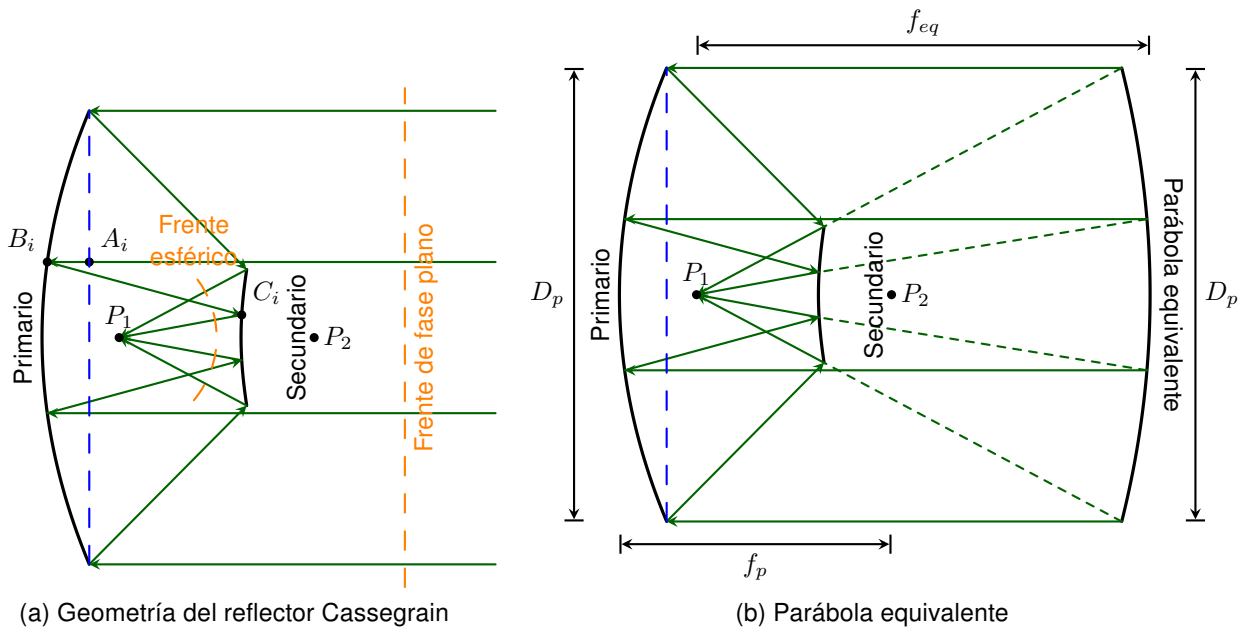
Lo expuesto en la sección 2.2.2 parte a genera la necesidad de buscar otros métodos para obtener una mayor razón f/D . El más extendido y estudiado es el reflector Cassegrain, en honor al sacerdote católico del siglo XVII Laurent Cassegrain, del cual se pueden ver algunos ejemplos en la figura 2.12.



(a) Antena Cassegrain.

(b) Subreflector y *feed*.

Figura 2.12: Ejemplos de antenas tipo Cassegrain.



(a) Geometría del reflector Cassegrain

(b) Parábola equivalente

Figura 2.13: Principios de funcionamiento del reflector Cassegrain.

La configuración clásica de este reflector se puede apreciar en la figura 2.13a. Utiliza un reflector parabólico, llamado generalmente primario, junto con un reflector en forma de hiperboloide de revolución, denominado secundario. Su principio de funcionamiento está basado en geometría óptica (o GO, por sus siglas en inglés), de la misma forma que en la sección 2.2.1 con el reflector parabólico. Los haces de un frente de fase plano, al impactar en el primario, son reflejados hacia el punto focal de éste (punto P_2 en la figura 2.13a), pero al impactar en el secundario vuelven a ser reflejados hacia uno de los puntos focales del hiperboloide (punto P_1 de la misma figura). En [19] se demuestra que, si el P_2 es el punto focal de ambos reflectores, entonces la distancia recorrida por cada haz es la misma, es decir $\overline{A_i B_i} + \overline{B_i C_i} + \overline{C_i P_1} = k, \forall i$ en la figura 2.13a. Esta propiedad permite generar un frente de fase esférico centrado en el foco del secundario, situado en P_1 , donde se coloca el centro de fase del alimentación.

Para comprender mejor el funcionamiento de este reflector, es necesario introducir el concepto de parábola equivalente, el cual indica que un reflector Cassegrain tiene el mismo

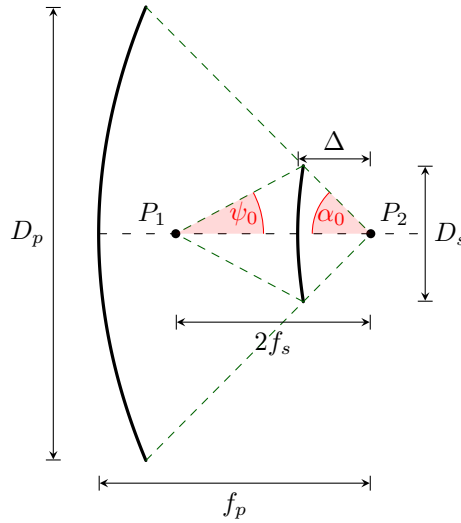


Figura 2.14: Parametros de diseño de un reflector Cassegrain.

comportamiento de una antena de foco primario del mismo diámetro, pero con un foco distinto. Esta parábola ficticia se construye proyectando los haces desde el punto focal del secundario, como se indica en la figura 2.13b. De esta manera, se puede apreciar que la parábola equivalente posee una razón f/D mucho mayor que el primario real.

Esta configuración ofrece una mejor solución a los problemas mencionados en a, como la eliminación de líneas largas de transmisión, una mayor flexibilidad en el diseño de la alimentación, baja pérdida por rebosamiento con el primario. Además, la radiación perdida por rebosamiento con el secundario está dirigida al cielo.

Sin embargo, la introducción de un secundario en el sistema óptico genera varias desventajas. Una de ellas es el incremento del bloqueo en la apertura, en comparación con la antena de foco primario, lo que disminuye la eficiencia de la antena. Además, como este diseño está basado en GO, no se han considerados los efectos de difracción generado por los bordes del secundario y las estructuras de soporte. Esto impone una restricción en el tamaño del secundario, puesto que debe ser mucho más grande que la longitud de onda, para que la aproximación geométrica sea válida, lo que genera un compromiso entre las pérdidas por rebosamiento y las pérdida por bloqueo [16].

Por motivos de completitud se muestran en (2.2.2) las ecuaciones de diseño de la geometría de un reflector Cassegrain [16], donde los se toman como datos dados los diámetros y las distancias focales del primario y del secundario. En la figura 2.14 se muestra lo que representa cada parámetro, exceptuando la excentricidad del secundario y la magnificación del sistema, e y M respectivamente.

$$\tan \frac{\psi_0}{2} = \frac{D_p}{4f_p} \quad (2.2.2a)$$

$$M = \frac{f_{eq}}{f_p} \quad (2.2.2d)$$

$$\frac{4f_s}{D_s} = \frac{1}{\tan \psi_0} + \frac{1}{\tan \alpha_0} \quad (2.2.2b)$$

$$e = \frac{M + 1}{M - 1} \quad (2.2.2e)$$

$$f_{eq} = \frac{D_p}{4} \cot \frac{\alpha_0}{2} \quad (2.2.2c)$$

$$\Delta = f_s \frac{e - 1}{e} \quad (2.2.2f)$$

2.3. La Antena Alimentadora

Como se ha mencionado anteriormente la alimentación es la antena que capta (o genera) la radiación en los reflectores, por lo que es parte esencial de una antena parabólica, y el desempeño de la alimentación determina en gran parte el desempeño de ésta. En esta sección se indicarán algunas consideraciones generales sobre el diseño de la alimentación, posteriormente se explicará el principio de funcionamiento de la bocina corrugada, la cual es utilizada en el telescopio Mini.

El parámetro más relevante en el diseño de una alimentación en una antena parabólica es la razón f/D de ésta, el cual según (2.2.2a) determina el ángulo ψ_0 que subtiende el reflector desde el punto focal (α_0 en un reflector Cassegrain). De esta manera varios de los requerimientos para el diseño de una alimentación estarán relacionados con este parámetro.

Como se mencionó en la sección 2.2.1, una antena parabólica genera un frente de fase esférico entorno al punto focal, esto implica que este frente sufrirá pérdidas de propagación en el espacio, que van como $1/r^2$. Por este motivo se tendrá una iluminación no uniforme en la apertura del reflector independientemente de qué tipo de alimentación se utilice. Aunque este efecto se reduce con una mayor razón f/D , el nivel de iluminación en el borde del reflector requerido debe ser proporcionado por la alimentación. Además de esto, la iluminación de los reflectores depende de la directividad de la alimentación usada, debido a esto un buen diseño debe considerar que la mayor parte de la energía que emita éste impacte en el reflector, por lo que debe tener un haz y un SLL lo más bajo posible.

Otra consideración está relacionada con la distribución de la fase en la apertura del reflector, cuyos efectos se mencionaron en a. Como el reflector parabólico transforma un frente de onda plano en uno esférico, se hace necesario que la alimentación sea capaz de generar un frente esférico. Tomando en consideración que una antena real nunca genera dichos frentes, como se discutió en 2.1.5, se debe buscar diseños para la alimentación que sean capaces de generar un frente lo más esférico posible en la región subtendida por el reflector (ϕ_0 para antenas de foco primario, α_0 para antenas Cassegrain). Asegurando, además, que tengan un centro de fase bien definido y que su posición no cambie en el rango de frecuencias de operación de la antena.

El nivel de polarización cruzada es otro aspecto relevante en el diseño, no sólo siendo importante el nivel propio de la alimentación, sino el grado de polarización cruzada introducido por el sistema de reflectores. Para ejemplificar esto, en [2] y [19] se calcula el campo generado por un dipolo ideal, el cual no tiene polarización cruzada.

A partir de esto se construye la figura 2.15a, en la cual se puede observar que, a pesar de tener una alimentación sin polarización cruzada, el reflector la introduce en el sistema. Teóricamente se puede demostrar que la superposición de un dipolo eléctrico y un dipolo magnético es capaz de generar un campo sin polarización cruzada en el reflector, como se muestra en 2.15b, a esta alimentación ideal se la denomina fuente de Huygens. Por este motivo se han desarrollado muchas antenas que se aproximan al caso ideal [16], las cuales en su mayoría pertenecen a la categoría de las antenas tipo bocina.

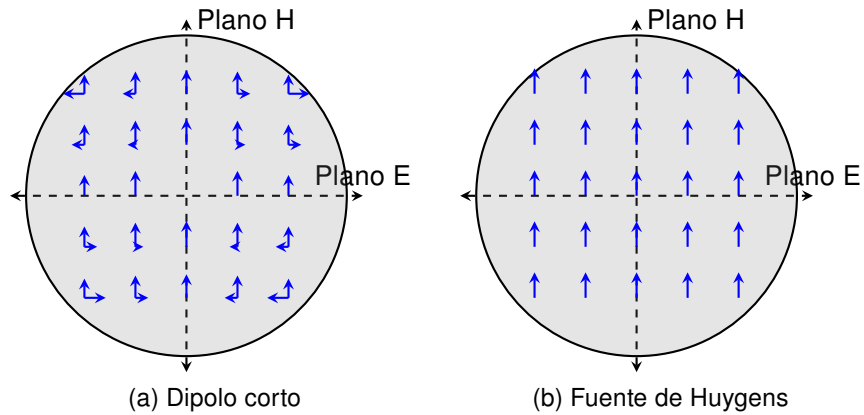


Figura 2.15: Efecto del tipo de alimentación sobre la polarización del campo en la apertura del reflector.



Figura 2.16: Ejemplos de antenas tipo bocina.

2.3.1. La Bocina Corrugada

Las antenas tipo bocina (*horn* en inglés) pueden ser descritas como una cavidad de sección transversal variable, que termina en una apertura más amplia, de los cuales algunos ejemplos son mostrados en la figura 2.16. Se puede demostrar que en el caso de las bocinas piramidales y cónicas el modo dominante es TE_{11} , en coordenadas cartesianas y polares respectivamente ([2], [19], [10]). En el caso de la bocina cónica se ha descubierto que, si se superpone al modo TE_{11} un modo TM_{11} con la fase correcta, se obtiene una buena aproximación de la fuente de Huygens. Dicho tipo de antenas son denominadas multimodo, y realizan la superposición modificando la forma del perfil, con lo que se asegura que la frecuencia de corte de los modos superiores esté lejos del punto de operación [16]. Sin embargo, la principal desventaja de este tipo de antenas es que sus propiedades se mantienen en anchos de banda muy acotados [16].

Por este motivo la bocina corrugada es una solución superior, cuando se desea un ancho de banda de operación mayor sin perjudicar el desempeño del sistema. Éste tipo de antena se caracteriza por tener un perfil aserrado, como se indica en la figura 2.17, lo que permite la propagación del denominado modo híbrido. Como el nombre lo indica, el modo híbrido no posee ninguno de los dos campos transversales, pero están acoplados de manera que posea características similares a la superposición de los modos TE_{11} y TM_{11} en la apertura de la

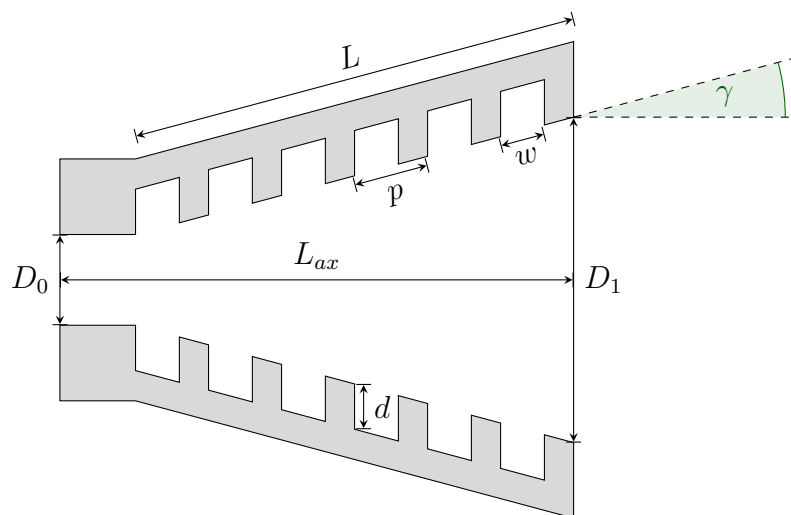


Figura 2.17: Perfil de una bocina corrugada, junto con los parámetros de diseño más relevantes.

bocina.

Las ranuras circulares de la bocina permiten eliminar la componente H_ϕ del modo TM_{11} en la ranura, mientras que la componente E_ϕ del modo TE_{11} se anula en las paredes de la bocina, por lo que ambos modos poseen las mismas condiciones de borde, generando una onda que es combinación lineal de ambos modos, en lo que se denomina el modo HE_{nm} ó EH_{nm} . En [6] y [7] se demuestra que, para los modos de menor nivel, se obtienen patrones simétricos y sin polarización cruzada cuando la profundidad de la ranura es $\lambda/4$, por lo que se dice que hay un modo híbrido balanceado. Además se muestra que estas propiedades se mantienen en un ancho de banda 1.5:1.

Las ventajas de esta configuración [16] son que, en primer lugar, los modos TE y TM son excitados sin necesitar un convertidor de modo y, en segundo lugar, ambos modos poseen la misma frecuencia de corte y la misma velocidad de fase.

En [16] y [6] se muestra que, para mejorar la adaptación de impedancias en la transición entre la guía de onda y la bocina, las primeras ranuras deben ser más profundas, disminuyendo paulatinamente hasta la profundidad de resonancia.

a. Modo híbrido

Para exponer las expresiones matemáticas que rigen a la bocina corrugada, se seguirá el desarrollo encontrado en [7] para el modo esférico. En dicho trabajo se utiliza un sistema de coordenadas con origen en el vértice del cono, y se realizan aproximaciones que simplifican las expresiones, a cambio de reducir la zona de validez a la región cercana a la apertura. Para no exponer todo el desarrollo se asumirán las siguientes condiciones: $kw < 2\pi$ y $kR \gg 1$, donde b es el ancho de la ranura, k es el número de onda y R es la distancia desde el origen. De esta manera, la primera de las condiciones se traduce en que el ancho de la ranura debe ser lo suficientemente pequeña para impedir la presencia de ondas estacionarias. Por último, la segunda condición se refiere a que la bocina debe ser mucho mayor que la longitud

de onda.

$$E_R = A\eta_0\nu \frac{\nu+1}{jkR^2} P_\nu^m \quad (2.3.1a) \quad H_R = -A\bar{\Lambda}\nu \frac{\nu+1}{kR^2} P_\nu^m \quad (2.3.1d)$$

$$E_\theta = -A\eta_0 \left(\frac{m\bar{\Lambda}}{R \sin \theta} P_\nu^m + \frac{1}{R} \frac{dP_\nu^m}{d\theta} \right) \quad (2.3.1b) \quad H_\theta = jA \left(\frac{m}{R \sin \theta} P_\nu^m + \frac{\bar{\Lambda}}{R} \frac{dP_\nu^m}{d\theta} \right) \quad (2.3.1e)$$

$$E_\phi = -jA\eta_0 \left(\frac{\bar{\Lambda}}{R} \frac{dP_\nu^m}{d\theta} + \frac{m}{R \sin \theta} P_\nu^m \right) \quad (2.3.1c) \quad H_\phi = -A \left(\frac{1}{R} \frac{dP_\nu^m}{d\theta} + \frac{m\bar{\Lambda}}{R \sin \theta} P_\nu^m \right) \quad (2.3.1f)$$

Donde $\bar{\Lambda} = j\eta_0 H_R / E_R$ es denominado factor híbrido normalizado, m es el número de onda azimutal y ν es el orden de la función de Legendre de primer orden P_ν^m . Los factores $e^{jm\phi}$ y e^{-jkR} se han omitido. El factor $\bar{\Lambda}$ es relevante y define si el modo híbrido se encuentra balanceado, para los primeros modos ($m = 1$), lo que se aprecia observando las ecuaciones de campo (2.3.1). Si se tiene que $\bar{\Lambda} = 1$, entonces las componentes ϕ y θ de ambos campos tiene igual magnitud, por lo que el campo en la apertura posee simetría azimutal.

Para obtener una relación entre los parámetros de diseño, la altura del diente d y el semi-ángulo de apertura θ_1 y la condición de modo híbrido balanceado, se imponen dos condiciones: que la impedancia $E_\phi / H_R = 0$ y la admitancia $Y = H_\phi / E_R = 0$, en la boca del diente $\theta = \theta_1$. Así la ecuación característica³ esta dada por (2.3.2a), mientras que la admitancia Y se puede aproximar por (2.3.2b).

$$p_\nu^m(\theta_1) (\bar{Y} + p_\nu^m(\theta_1)) = \frac{m^2}{\sin^2 \theta_1}, \quad \text{con } \bar{Y} = \frac{-jY}{y_0} \frac{\nu(\nu+1)}{kR} \quad (2.3.2a)$$

$$Y \approx jy_0 \cot kd = 0 \Rightarrow d = \frac{\lambda}{4} \quad (2.3.2b)$$

$$\bar{\Lambda} = -(p_\nu^m + \bar{Y}) \frac{\sin \theta_1}{m} \quad (2.3.2c)$$

Con (2.3.2b) se tiene la condición para el modo balanceado, como se había mencionado anteriormente, mientras que (2.3.2c) permite calcular el factor híbrido normalizado. Para obtener la solución completa del campo es necesario resolver la ecuación característica (2.3.2a), la cual relaciona θ_1 con ν . Éste último es el orden de la función de Legendre y determina la forma de la distribución del campo en la apertura en función del ángulo polar.

Finalmente en (2.3.3) se indican las ecuaciones para el patrón de radiación⁴, deducidas en [7]. Sonde $a = k_0 R \cos \theta'$ y $b = k_0 R \sin \theta'$, las coordenadas θ', ϕ' son las coordenadas del punto en el campo lejano. La expresión para $E_{f\phi}$ es similar a (2.3.3a), pero se intercambian

² $P_\nu^m(\cos \theta)$

³ $p_\nu^m(\theta) = \frac{dP_\nu^m(\cos \theta)}{d\theta} / P_\nu^m(\cos \theta)$

⁴ Los signos de (2.3.3a) dependen del signo de $\bar{\Lambda}$

los lugares de $h(\theta)$ y $g(\theta)$ y se cambia $\cos m\phi$ por $-\sin m\phi$.

$$E_{f\theta}(\theta', \phi') = \cos m\phi' \int_0^{\theta_1} [2jg(\theta)J_m(b \sin \theta) \sin \theta \sin \theta' + j^{m+1}J_{m+1}(b \sin \theta) \{g(\theta)(1 + \cos \theta \cos \theta') \mp h(\theta)(\cos \theta + \cos \theta')\} + j^{m-1}J_{m-1}(b \sin \theta) \{g(\theta)(1 + \cos \theta \cos \theta') \pm h(\theta)(\cos \theta + \cos \theta')\} e^{ja \cos \theta}] \sin \theta d\theta \quad (2.3.3a)$$

$$g(\theta) = \frac{m\bar{\Lambda}}{\sin \theta} P_\nu^m + \frac{dP_\nu^m}{d\theta} \quad (2.3.3b)$$

$$h(\theta) = \bar{\Lambda} \frac{dP_\nu^m}{d\theta} + \frac{m}{\sin \theta} P_\nu^m \quad (2.3.3c)$$

2.4. Eficiencias

En la sección d se mencionaron las eficiencias correspondientes a una antena reflectora, y en las secciones a y b se discutieron los fenómenos que causan pérdidas en la antena parabólica, por lo que en esta sección se darán expresiones para calcular dichas eficiencias.

Según [10], las distintas eficiencias de la antena pueden obtenerse integrando el campo sobre la apertura, como se muestra en (2.4.1), donde se ha adoptado la convención discutida en la sección 2.1.4. El término E_{ye} es una función par de la componente copolar del campo, la cual se construye promediando el campo copolar reflejado en los ejes, se utiliza ésta función para tomar en cuenta sólo el fenómeno que genera la pérdida, por ejemplo en (2.4.1a) se usa E_{ye} para excluir el efecto de la distribución de la fase y de la iluminación en el cálculo.

$$\eta_p = \frac{\int_A |E_{ye}|^2 dS}{\int_A (|E_x|^2 + |E_y|^2) dS} \quad (2.4.1a) \quad \eta_a = \frac{1}{\pi D^2} \frac{(\int_A |E_{ye}| dS)^2}{\int_A |E_{ye}|^2 dS} \quad (2.4.1c)$$

$$\eta_f = \frac{|\int_A E_{ye} dS|^2}{(\int_A |E_{ye}| dS)^2} \quad (2.4.1b) \quad \eta_s = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_0} g(\Omega) d\theta d\phi}{\iint_{4\pi} g(\Omega) d\Omega} \quad (2.4.1d)$$

Además de estas eficiencias se incluye en este trabajo el concepto de la eficiencia del haz (*main beam efficiency*), la cual se define como la razón entre la potencia del lóbulo principal y la potencia total o, equivalentemente, como la razón entre el haz del lóbulo principal y el haz de la antena, como se indica en (2.4.2).

$$\eta_{\text{beam}} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \quad (2.4.2)$$

Éste parámetro es importante en radio astronomía, puesto que corrige el efecto de los lóbulos laterales para determinar la temperatura del objeto medido, esto es necesario puesto que se está captando potencia por los lóbulos laterales, la cual no es emitida por el objeto celestial observado.

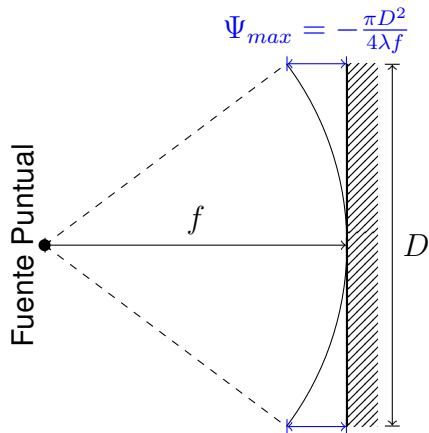


Figura 2.18: Desfase de un frente esférico.

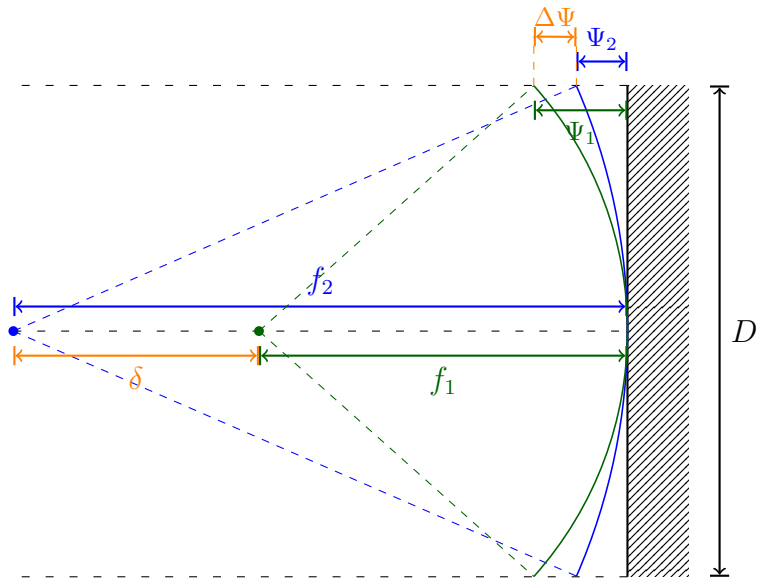


Figura 2.19: Efecto del desenfoque en la distribución de la fase.

2.4.1. Efectos del desenfoque

El diseño de una antena Cassegrain supone una posición perfecta de los elementos, lo cual no es posible en una implementación real. Se hace necesario, entonces, un análisis del desalineamiento de dichos componentes. En esta sección se expondrán dos tipos de desenfoque, el causado por el movimiento axial del secundario, y el causado por el movimiento axial del feed. Los análisis usados están basados en GO, y pueden ser encontrados en [12].

a. Desenfoque axial de la alimentación

Como se mencionó en la sección a se puede obtener, mediante geometría, el máximo desfase que generará un frente esférico sobre un plano, como se muestra en la figura 2.18, donde f es la distancia focal de la antena. Dicho desfase debe mantenerse acotado, de manera que no afecte el desempeño de la antena, por lo que es necesario determinar el efecto del desplazamiento de la alimentación sobre el máximo desfase.

En la figura 2.19 se muestra dicha relación, en donde la alimentación (modelada como fuente puntual) se ha desplazado en δ con respecto del punto P_1 . Siendo el máximo desfase inicial Ψ_1 , dicho desplazamiento genera una disminución $\Delta\Psi$ en el máximo desfase, puesto que el radio de curvatura aumentó a f_2 .

Usando la expresión del máximo desfase se calcula en (2.4.3a) el desfase final, donde $\delta > 0$ representa un alejamiento con respecto al plano. Si se asume que el desplazamiento es pequeño en comparación a la distancia focal ($\delta \ll f_1$), se puede aproximar la variación del

máximo desfase mediante la expresión (2.4.3b).

$$\begin{aligned}\Psi_2 &= -\frac{\pi D^2}{4\lambda(f_1 + \delta)} \\ &\approx -\frac{\pi D^2}{4\lambda f_1} \left(1 - \frac{\delta}{f_1}\right) = \Psi_1 + \Delta\Psi\end{aligned}\quad (2.4.3a)$$

$$\therefore \Delta\Psi_{max} = \frac{\pi D^2}{4\lambda f_1^2} \delta \quad (2.4.3b)$$

De donde se puede concluir que una variación positiva $\delta > 0$ genera un adelanto en el máximo desfase, lo cual es consistente puesto que el frente generado por una alimentación más lejano se aproxima más a un frente plano.

b. Desenfoque axial del secundario

En la aproximación de GO un haz que ingresa al sistema óptico se puede pensar como un cambio tanto en su sección transversal, dado por su radio r , como en la tasa de cambio de dicha sección, dado por la derivada del radio r' . Luego, si a la entrada del sistema se cuenta con un radio transversal y una pendiente dada, y a su salida el haz posee otro radio y pendiente, entonces el efecto de un elemento del sistema se puede representar como la combinación lineal de las variables de entrada con coeficientes determinados por la geometría de los elementos de dicho sistema. Esto se puede representar mediante la multiplicación de una matriz, que representa al sistema, y un vector columna formado por el radio del haz y su pendiente.

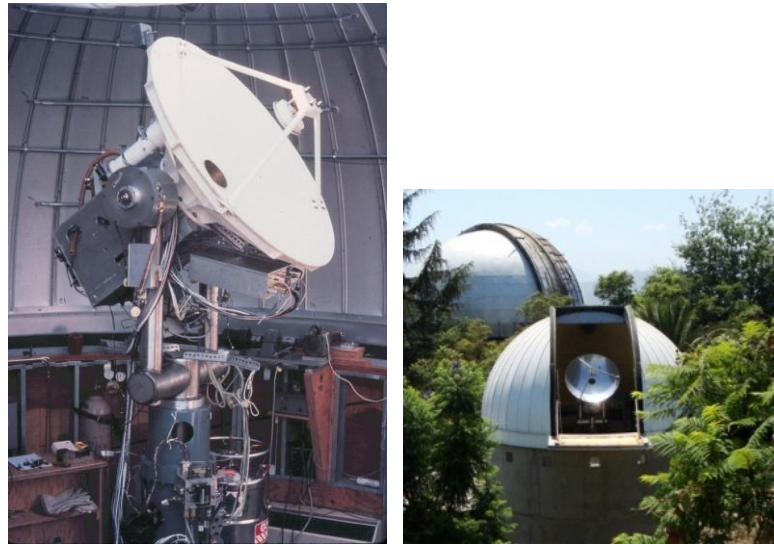
En un sistema Cassegrain el sistema óptico está dado por (2.4.4), donde la entrada es el frente plano, la salida es el haz concentrándose en el punto focal del secundario y d es la distancia recorrida desde el primario hacia el secundario. Debido a que la entrada es un frente plano se tiene que $r'_{in} = 0$.

$$\begin{bmatrix} r_{out} \\ r'_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{d}{f_p} & d \\ -\frac{f_p + f_s - d}{f_p f_s} & 1 - \frac{d}{f_s} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} r_{in} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.4.4)$$

La condición para que el haz esté enfocado es $r_{out} + S r'_{out} = 0$, donde S es la distancia donde se concentra el haz. Reemplazando en (2.4.4) se deduce que $A_{11} r_{in} + S A_{12} r'_{in} = 0$, donde A es la matriz del sistema óptico, lo que define S . Luego, introduciendo una variación δ en la posición del reflector y usando la geometría del sistema Cassegrain, se deduce que la variación en la posición del foco del sistema está dado por (2.4.5), donde se asume que $\delta \ll 1$.

$$\Delta S = \frac{M^2(2f_s - \Delta)\delta}{M(1 - M)\delta - (2f_s - \Delta)} \approx -M^2\delta \quad (2.4.5)$$

El efecto de este desenfoque sobre el error de fase, según [16], está dado por (2.4.6).



(a) NMWT en el hemisferio norte. (b) SMWT en el hemisferio sur.

Figura 2.20: Telescopios gemelos diseñados por la Universidad de Columbia.

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda}(2 - \cos \alpha_0 - \cos \phi_0)\delta \quad (2.4.6)$$

2.5. El Telescopio Mini

En esta sección se expondrá una descripción del radiotelescopio que fue objeto del trabajo desarrollado aquí, el telescopio Mini. Actualmente ubicado en el observatorio Cerro Calán, del Departamento de Astronomía (DAS), el cual es parte de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile, el radiotelescopio Mini ha tenido una larga trayectoria en la investigación de las nubes formadoras de estrellas, más específicamente en el estudio de las nubes compuestas de 12CO . Ya sea en el ámbito de las observaciones astronómicas o en el de la instrumentación, ha contribuido en gran variedad de trabajos, desde disertaciones doctorales hasta trabajos de estudiantes de pregrado, de los cuales, entre estos últimos, se incluye el presente trabajo.

2.5.1. Historia

El telescopio Mini nace dentro del contexto de una investigación científica a cargo del Dr. Patrick Thaddeus, profesor de física y astronomía aplicada de la Universidad de Harvard, cuyo objetivo era la caracterización de las regiones celestes contenedoras de monóxido de carbono. Al comprobar que la extensión de estas regiones era de gran magnitud, el equipo del Dr. Thaddeus se abocó al diseño y construcción de un radiotelescopio, con un haz lo suficientemente grande que permita disminuir el tiempo de observación necesario para el mapeo de estas regiones a dimensiones razonables.

Así fue como nació el radiotelescopio denominado NMWT en 1974 [1], *Northern Millimeter-Wave Telescope* en inglés, el cual comenzó a funcionar en la azotea de un edificio de la Universidad de Columbia, en las cercanías de Manhattan, y fue movido posteriormente al *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* en 1986. Sin embargo, para completar el mapeo de las nubes moleculares de toda la galaxia se necesitaba un telescopio en el hemisferio sur, dicho telescopio fue diseñado como un gemelo del NMWT, puesto que resulta más simple cotejar datos obtenidos por instrumentos similares, además de contar con experiencia en la construcción de este tipo de diseño [21].

Este telescopio fue denominado SMWT, *Southern Millimeter-Wave Telescope* en inglés, cuyo diseño y construcción se realizó entre los años 1980-1982, siendo montado y probado en la Universidad de Columbia en Nueva York. En el año 1982 fue enviado a Chile donde fue montado en el Observatorio Cerro Tololo, operando hasta 1998, año en el cual cesó sus actividades por haber quedado rezagado tecnológicamente. Es por esto que el DAS decidió realizar una modernización del receptor, la cual sería llevado a cabo por el Laboratorio de Ondas Milimétricas.

Estos trabajos [21] incluyeron el reemplazo del oscilador local, que permitió obtener una reducción en el ruido introducido y un incremento en el rango de frecuencia de operación del telescopio. La incorporación de un amplificador HEMT en el *front-end*, que contribuyó a la disminución de la temperatura de ruido del receptor. Posteriormente se realizaron estudios sobre la opacidad del cielo en Santiago, para evaluar la viabilidad de operar el telescopio en el Observatorio Astronómico Nacional Cerro Calán.

En septiembre del año 2009 es trasladado a las dependencias del observatorio Cerro Calán, siendo montado durante el mismo año en el Laboratorio de Ondas Milimétricas. Luego, durante el año 2010, el entonces estudiante de ingeniería Pablo Vásquez lleva a cabo una serie de experimentos para caracterizar el telescopio, el cual llevaba más de 10 años inoperativo. Después de esto, en septiembre del mismo año, se realiza el montaje final en un edificio construido especialmente para el telescopio, terminando con la puesta en marcha de éste, todo lo cual fue realizado por Pablo Vásquez [21].

Finalmente se hace necesario la caracterización experimental del telescopio, esencial para poder fundamentar los resultados de observaciones astronómicas futuras. Este proceso comenzó a realizarse durante el semestre de primavera del año 2012, tomándose las mediciones en enero del 2013, representando la culminación del trabajo expuesto en esta memoria.

2.5.2. Descripción y Funcionamiento

Debido a su tamaño el telescopio Mini posee sistemas básicos para su operación, éstos pueden clasificarse en tres grandes áreas: el sistema óptico, el de procesamiento de la señal, y el sistema motriz. En este informe se hará una breve descripción de estas áreas, una descripción más detallada del receptor y del sistema de control puede encontrarse en [21]. En la figura 2.21 se muestra el diagrama general de éste.

En la tabla 2.2 se muestra un resumen de las características más relevantes del telescopio

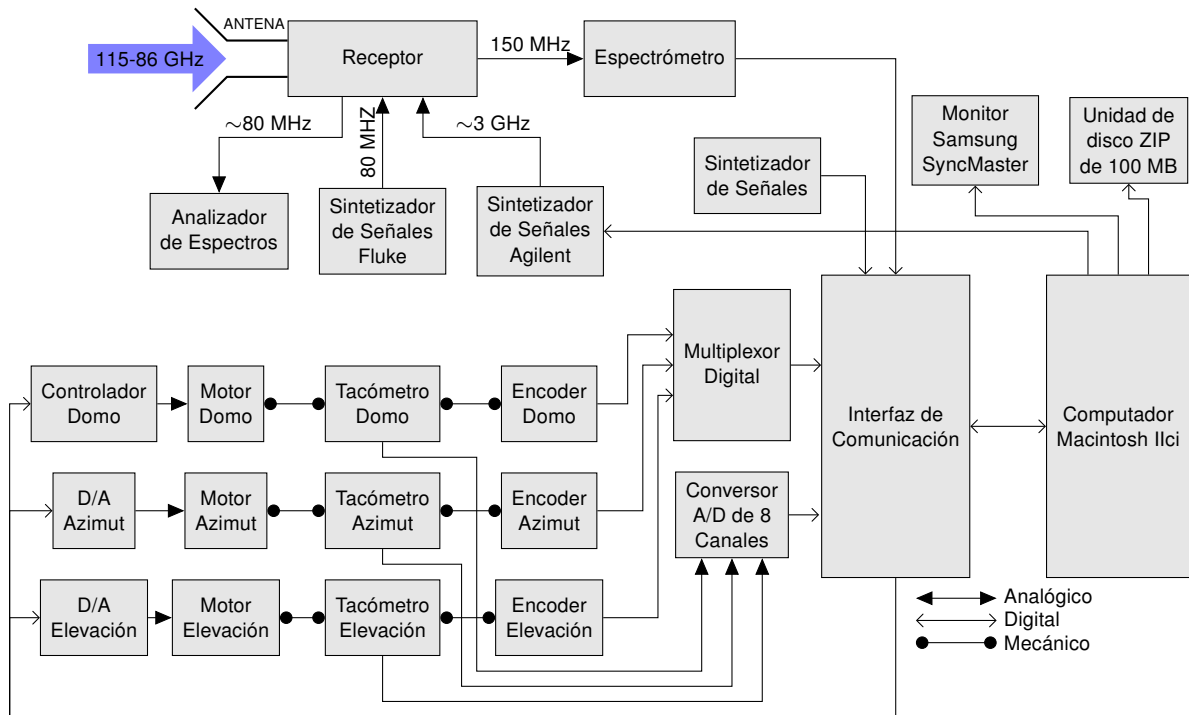


Figura 2.21: Diagrama esquemático general del telescopio Mini.

Mini, con datos anteriores a este trabajo. Además se incluye en la figura 2.22 el patrón de radiación medido en el Cerro Tololo, el cual es reportado en [4].

a. Sistema óptico

El sistema óptico de la antena consiste en un reflector tipo Cassegrain, constituido por un reflector parabólico de y un reflector hiperbólico cuyos parámetros se muestran en la tabla 2.3a. El reflector primario está hecho de una sola pieza de aluminio fundido y moldeado, que es posteriormente mecanizada para obtener la superficie parabólica especificada, con una

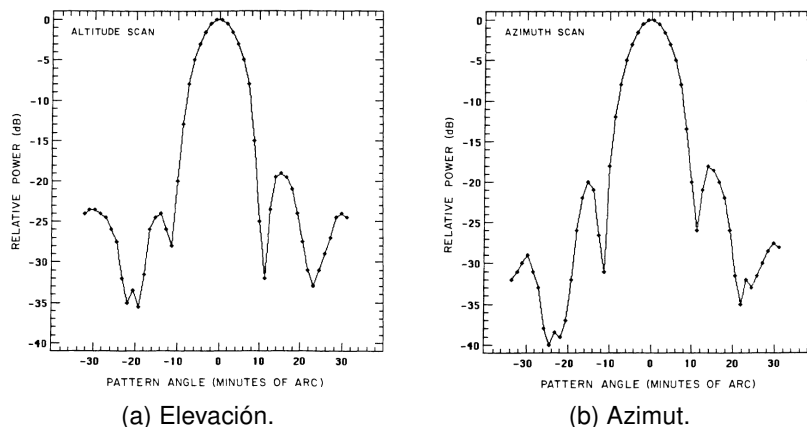


Figura 2.22: Patrón de radiación medido en el observatorio Cerro Tololo.

Antena	1.2 m Cassegrain
Rango de operación	86-115 GHz
Precisión superficial	20 μm
HPBW	8.8' a 115.3 GHz ^a
SLL	Menor a 18 dB ^a
Eficiencia del haz	82 % ^a
Ancho de banda	128 MHz, 25.6 MHz ^b
Resolución espectral	1 MHz, 0.1 MHz ^b
Temperatura de ruido	380 K (SSB) ^b
Razón f/D equivalente	3.79

Tabla 2.2: Principales especificaciones técnicas del telescopio Mini.

^aComo fueron reportados en [4]

^bComo fueron reportados en [21]

razón f/D de 0.375. Esta superficie tiene una presión superficial de 12 μm , a lo que se añade un error de 8 μm debido a deformaciones gravitacionales modeladas mediante simulación computacional, totalizando 20 μm de error superficial, o $\lambda/100$ a la longitud de onda de 2.6 mm del CO, lo que se considera perfecto según los estándares de la radioastronomía convencional [9]. Además el primario posee una apertura de 6 in alrededor del vértice, el cual permite dejar descubierto la alimentación del sistema.

El subreflector, al igual que el primario, está construido de una sola pieza de aluminio con las dimensiones especificadas, el cual es montado en una estructura de 3 soportes que posee un mecanismo de alineamiento y enfoque, es decir, permite ajustar el eje del secundario con el del primario y mover axialmente el subreflector. Éstos soportes están fabricados de una aleación de aluminio y tienen un diámetro de 1 in y un grosor de 0.25 in, según [22].

Como alimentación del sistema óptico se utiliza una bocina cónica corrugada angosta (*narrow-flared*, en inglés) lineal, cuyos parámetros más importantes se muestran en la tabla 2.3b, usando la notación mostrada en la sección 2.3.1. La alimentación posee una sección llamada *mode launcher* con 4 ranuras de mayor profundidad que la indicada, lo que permite adaptar impedancias para disminuir la reflexiones con la guía de onda circular, además de acoplar el modo TM_{11} y generar el modo híbrido [16]. Según planos de [22] la bocina está compuesta de dos piezas de cobre, las que forman dos secciones de ésta que facilitan el mecanización de las ranuras. La bocina está conectada al receptor mediante un transductor de guía de onda (*waveguide transducer*, en [22]), la cual realiza la transición de una guía de onda circular a una rectangular mediante 4 secciones consecutivas con distintas secciones transversales.

b. Procesamiento de la señal

Éste sistema puede dividirse en dos grandes partes. El receptor, que está montado en la estructura del telescopio y se subdivide en el procesador frontal (*front-end*), el oscilador local (LO, por *Local Oscillator* en inglés) y el bloque de frecuencia intermedia. El procesador trasero

Parámetro	Valor [in]	Valor [cm]
Diámetro Primario	48	121.92
Diámetro Secundario	7	17.78
Foco Primario	18	45.72
Foco Secundario	14	35.56
Diámetro Apertura	6	15.24
Razón f/D Primario	0.375	

(a) Reflectores

Parámetro	Valor [in]	Valor [cm]
L_{ax}	4.606	11.699
D_1	0.117	0.297
D_2	1.163	2.954
p	0.05	0.127
w	0.03	0.076
$\gamma = 6^{\circ}29'15''$		

(b) Feed

Tabla 2.3: Principales parámetros del sistema óptico del telescopio Mini.

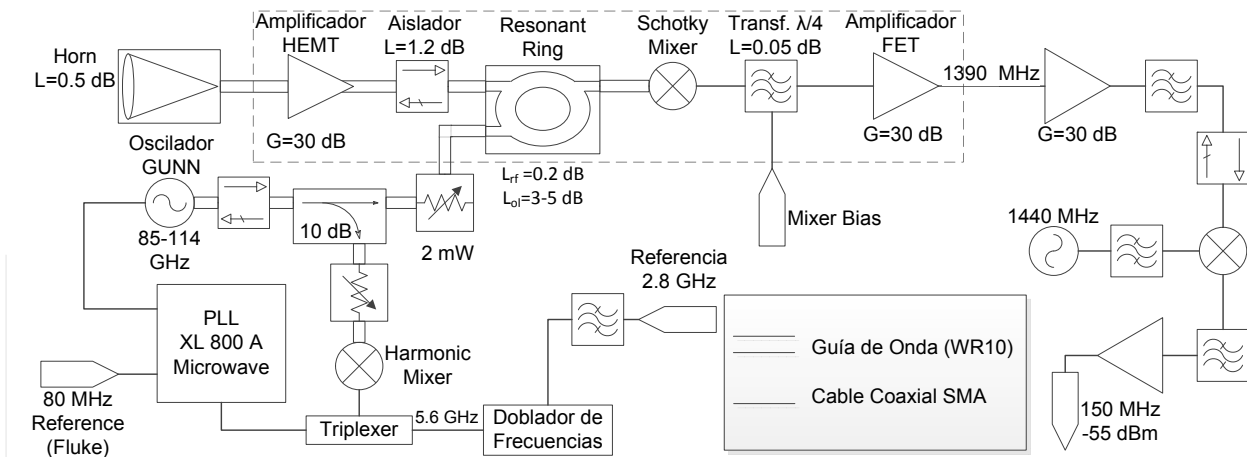


Figura 2.23: Diagrama esquemático del receptor.

(*back-end*), que está compuesto por el espectrómetro y el sistema computacional. Todas estas partes están representadas en la figura 2.21, y el diagrama del receptor se muestra en la figura 2.23 junto con las pérdidas de los componentes más importantes.

Dentro del receptor, el *front-end* tiene el objetivo de recibir la señal de la alimentación y bajar su frecuencia a un orden de magnitud de 1.5 GHz aproximadamente. Como opera con frecuencias cercanas a los 100 GHz, el *front-end* contiene electrónica de microondas y está sumergido en un tanque con nitrógeno líquido para disminuir el nivel de ruido introducido por éstos componentes. Está compuesto por un amplificador HEMT (*High Electron Mobility Transistor*, en inglés), el cual es un tipo de transistor de efecto de campo, o *Field Effect Transistor* (FET) en inglés, de rápida respuesta. Posteriormente la señal captada por la antena es diplexada con la señal proveniente del LO, mediante el uso de un anillo resonante. El resultado de esta operación pasa al mezclador Schottky, donde se realiza conversión hacia abajo en frecuencia, para pasar luego por un transformador de cuarto de onda, que realiza la adaptación de impedancias y el filtrado de la salida del mezclador, ya que éste contiene otros términos además de la multiplicación de las señales. Finalmente la señal es amplificada nuevamente mediante otro transistor FET.

El oscilador local, encargado de generar la señal que determina la frecuencia central para la primera conversión hacia abajo de la señal RF, está constituido por un oscilador Gunn

controlado en lazo cerrado mediante un PLL (*Phase-Lock Loop*, en inglés) para estabilizar la frecuencia de oscilación. En la figura 2.23 se puede apreciar el lazo de control, donde la salida del oscilador es realimentada usando un acoplador direccional para compararla con una referencia de 80 MHz, previa heterodización de la salida para bajar su frecuencia mediante un Mezclador Armónico.

El bloque de frecuencia intermedia se encarga de tomar la señal del *front-end* para realizar un segundo proceso heterodino, con lo que se obtiene una señal de 150 MHz. Este bloque también se encarga de amplificar la señal para que pueda ser procesada por el *back-end*.

La señal es procesada posteriormente por el espectrómetro del telescopio, el cual es analógico y está compuesto por un banco de filtros que separa cada componente de frecuencia de la señal, para posteriormente integrarla y obtener la cantidad de potencia en cada componente. Se cuenta con dos espectrómetros análogos de 256 actualmente: uno con 0.1 MHz de ancho de banda por canal, obteniendo un ancho de banda total de 25.6 MHz, y otro con 1 MHz de ancho de banda por canal, con un ancho de banda total de 256 MHz. Estas 256 señales son digitalizadas y muestreadas finalmente para su procesamiento computacional.

El sistema computacional está compuesto por un computador Machintosh IICI, con 80 MB de disco duro y un procesador de 25 MHz, donde se corre un programa en C que administra la adquisición y el procesamiento digital del espectro de la señal.

c. Sistema motriz

El telescopio tiene un montaje de tipo elevación-azimut [5], es decir posee un eje horizontal que controla su elevación, el cual está montado a su vez sobre un eje vertical que controla su posición azimutal. Esto da un total de tres motores, si se incluye al domo, los cuales son controlados por el sistema computacional mencionado en la sección b. La posición del telescopio es obtenido mediante encoders de 16 bits montados directamente en cada eje, lo que da una precisión 0.33 minutos de arco. Además de esto se monitorea la velocidad de rotación de ambos ejes que, en caso de llegar a niveles peligrosos, activa el sistema de freno del telescopio. Este sistema también está representado en el diagrama de la figura 2.21.

2.6. Métodos de Medición de Patrones de Radiación

En esta sección se expondrán los diversos métodos de medición de los patrones de radiación, con mayor detalle en los métodos de campo lejano, puesto que se utilizó éste en el presente trabajo.

2.6.1. Métodos de Campo Lejano

Es el método más directo ya que, como se mencionó en la sección a, el patrón está definido en la aproximación de campo lejano. Sin embargo, presenta varios problemas prácticos y técnicos, especialmente en antenas grandes o que operan en un rango de

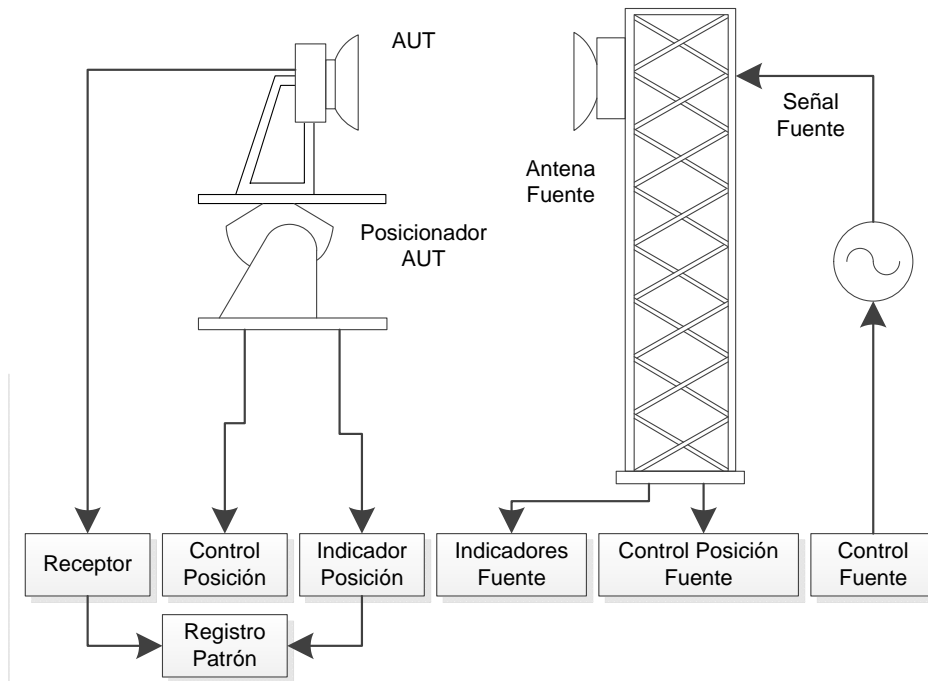


Figura 2.24: Configuración típica para mediciones en campo lejano.

alta frecuencia. En la figura 2.24 se observa el esquema básico necesario para realizar el experimento, donde se introduce el término AUT (*Antenna Under Test*) para designar a la antena que se desea caracterizar. Se denomina Antena Fuente a aquella que generará la radiación necesaria para la medición, y al conjunto de todo el equipamiento se le denomina *antenna-range* o simplemente *range*.

En [11] se estudian los diferentes tipos de *ranges*, de los cuales los de mayor interés para este trabajo son los de espacio libre, o *free-space range*, la que incluye a su vez los siguientes *ranges*: el *range* elevado, el inclinado, el compacto y ciertos tipos de cámaras anecoicas. Entre éstos, el esquema aplicado en este trabajo es el *range* elevado de espacio libre.

a. Criterios de diseño de un *range*

El principal objetivo que se debe considerar, en relación a los criterios de diseño, es asegurar que la radiación producida por la antena fuente, en la proximidad de la AUT, se asemeje lo más posible a un frente plano de onda. Por lo que se debe tener en consideración los siguientes aspectos [11]:

- a) la distribución transversal de la iluminación
- b) la distribución longitudinal de la iluminación
- c) la curvatura de la fase del frente de onda
- d) variaciones en la radiación causada por reflexiones
- e) interferencia introducida por fuentes espurias

El efecto de una distribución transversal generado por la antena fuente, puede ser entendido usando el teorema de la reciprocidad y el análisis expuesto en la sección a, donde se indica que la directividad se reduce mientras que el SLL aumenta. Esto significa que se introduce un error de medición que disminuye la ganancia de la AUT y modifica el SLL medido. Sin embargo, el uso de una antena con un haz demasiado amplio puede introducir errores en la medición debido a reflexiones con el suelo. En [11] se recomienda un nivel de iluminación de 0.25 dB en el borde del reflector de la AUT.

La distribución longitudinal de la iluminación es un factor relevante en las antenas axiales (o *end-fire*), puesto que, si la densidad de potencia en un extremo de la antena es muy disímil de la densidad en el otro extremo, la estructura de los lóbulos laterales se modifica [11]. Sin embargo, en el caso de las antenas de apertura este efecto no es significativo

Similarmente al caso del distribución transversal, el efecto de la curvatura de la fase se puede comprender mediante reciprocidad y lo expuesto sobre antenas de apertura. De ahí se deduce que una gran variación en la distribución de la fase afecta el SLL y rellena los ceros del patrón de radiación. Como se mencionó en la sección a una distancia mayor a $2D^2/\lambda$ asegura un error máximo de $\pi/8$ rad, si la antena fuente genera un frente esférico.

Con respecto a las reflexiones, el principal criterio es que la radiación del lóbulo principal de la antena fuente sea interceptada únicamente por la AUT. En [11] se recomienda que el primer cero del patrón de la antena fuente esté dirigido hacia la base de la torre de la AUT. Basándose en valores típicos, [11] obtiene restricciones, mostradas en 2.6.1, sobre el tamaño d de la antena fuente y de la altura h_T de la torre de la AUT.

$$d \geq 1.5 \frac{KD^2}{h_T} \quad (2.6.1a)$$

$$h_T \geq 4D \quad (2.6.1b)$$

b. Instrumentación típica de un *range*

La instrumentación requerida para realizar las mediciones pertinentes están divididas en:

- a) antena fuente y sistema transmisor,
- b) sistema receptor,
- c) sistema posicionador,
- d) sistema de procesamiento de datos,

En [11] se indican los siguientes requerimientos para el sistema transmisor. En primer lugar debe contar con medios para el control de la frecuencia, ya sea remotamente o en terreno. También debe poseer una estabilidad de frecuencia de un 0.01 % o 0.1 % de máxima variación en 30 minutos. Además se requiere que la fuente sea espectralmente pura, debe contar con un mecanismo de regulación de la potencia y, en algunas aplicaciones, debe contar con un sistema de modulación de la señal.

El sistema receptor, según [11], puede ser un bolómetro para obtener patrones de amplitud, pero advierte sobre su limitado ancho de banda. En cambio, se recomienda utilizar un receptor anclado en fase de doble conversión, si se necesitan mediciones de mayor precisión. Sus ventajas son un menor ancho de banda de ruido y la relación lineal entre el voltaje de salida y de entrada, lo que incrementa su rango dinámico. En último lugar se recomienda que, si el receptor está automatizado, éste sea compatible con un sistema computacional.

Para realizar cortes en los planos de interés, es necesario que la antena cuente con un posicionador con dos ejes ortogonales. En el caso de los *ranges* elevados la AUT posee el sistema posicionador, el cual deberá ser Azimut sobre Elevación o Elevación sobre Azimut, siendo necesario usar el sistema de coordenadas apropiado para interpretar las mediciones.

El sistema de procesamiento de datos debe ser capaz de registrar la potencia medida en función de la posición de la AUT, siendo deseable que el sistema sea capaz de dar representaciones gráficas de los patrones medidos. Esto implica que el sistema debe ser capaz de adquirir datos desde el sistema receptor y del sistema posicionador.

2.6.2. Instrumentación utilizada

En esta sección se describirá el principio de funcionamiento de los componentes relevantes que componen la instrumentación de la antena fuente utilizados en este trabajo. Compuesta por un oscilador YIG y un multiplicador de frecuencias, ambos diseñados para el rango de radiofrecuencia.

a. Oscilador YIG

El oscilador YIG (*Yttrium Iron Garnet*, en inglés) utiliza las propiedades magnetostáticas del cristal de Itrio-Hierro para generar señales RF [15], las cuales pueden llegar hasta los 50 GHz. La cualidad de este material es que es capaz de resonar, a frecuencia de microondas, cuando está sumergido en un campo magnético constante. Dicha resonancia sucede porque los electrones del material comienzan a realizar un movimiento precesión, generando un dipolo magnético resultante, creando a su vez un campo magnético a frecuencia de microondas alrededor del cristal.

En la figura 2.25 se muestra la disposición típica en un oscilador YIG, donde la esfera es sostenida por una barra de conductor térmico y está rodeada por una bobina que capta el campo generado por ésta. El propósito de la barra es calentar la esfera, puesto que el fenómeno de la resonancia tiene un mejor desempeño a una temperatura específica. Esto hace que sea necesario usar un calefactor para la operación del oscilador, por lo que requiere un sistema de enfriamiento que permita la estabilización de la temperatura del equipo, lo cual presenta una desventaja con respecto a otros osciladores en términos de eficiencia energética.

El campo magnético utilizado para excitar la esfera es proporcionado por bobinas o imanes, como se muestra en la figura 2.26a, lo que permite controlar la frecuencia generada,

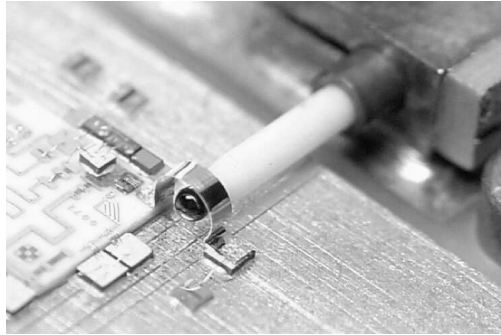


Figura 2.25: Esfera de Itrio Hierro en un oscilador YIG.

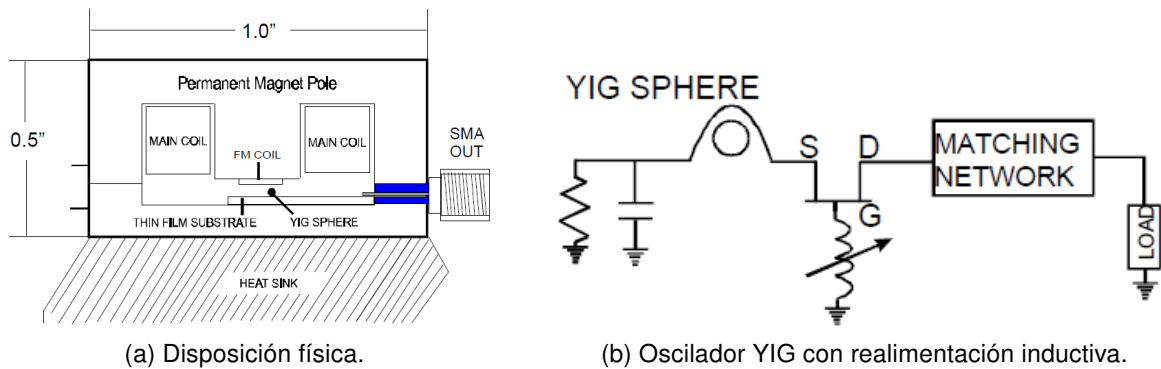


Figura 2.26: Diagramas esquemáticos del oscilador YIG.

la cual es proporcional a la intensidad del campo magnético de excitación. Esta es una de las grandes ventajas del oscilador YIG, puesto que la linealidad en el control de frecuencia facilita la implementación de sistemas de control para su estabilización. Esto es importante puesto que una señal estable mejora el desempeño del proceso de heterodinización en los receptores y/o transmisores.

En la figura 2.26b se muestra el oscilador YIG completo, el cual, además de la esfera YIG, posee un circuito con realimentación inductiva que, en este caso, está basado en transistores FET. Debido a que la inductancia, asociada a la bobina que capta el campo generado por la esfera, puede generar resonancias espurias, se añade un transistor que asegura que la admitancia vista por la esfera posea una conductancia negativa y una susceptancia inductiva [17].

b. Multiplicador de frecuencias

Este dispositivo hace uso de componentes no-lineales para crear armónicas de la señal de entrada. Dichas no-linealidades se aproximan mediante series polinomiales, como se muestra en (2.6.2) a modo de ejemplo, donde cada potencia genera una armónica de la señal. Esto hace necesario filtrar la señal para rescatar la armónica de interés.

$$I(V) = e^V = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V^n}{n!} \quad (2.6.2)$$

Uno de los componentes más utilizados para este efecto son los diodos, en especial el diodo Schottky, los cuales tienen una relación voltaje-corriente exponencial cuya expansión tiene la forma mostrada en (2.6.2). Este tipo de multiplicadores, llamados pasivos puesto que no inyectan potencia al sistema, presentan pérdidas considerables, ya que la potencia de la señal de entrada se distribuye entre las armónicas no deseadas que deben ser filtradas, además de las pérdidas asociadas al elemento pasivo que realiza la multiplicación. Las pérdidas adquieren mayor relevancia aún si encadenan varios multiplicadores, con el objetivo de obtener un factor de multiplicación mayor.

Una de las formas de obtener mayor potencia de salida es usar dispositivos activos para la multiplicación, por lo cual se denominan multiplicadores activos. Éstos suelen estar basados en transistores (bipolares, FET, HEMT, entre otros), aunque también es usado el diodo Gunn, los que son polarizados en zonas no lineales para realizar la multiplicación. Los multiplicadores activos tienen menos pérdidas que los pasivos, e incluso pueden proporcionar ganancia, aíslan la entrada de la salida, y tienen mayor impedancia de entrada que los diodos pasivos. Por otro lado, la gran desventaja en comparación a los diodos es su limitado ancho de banda.

2.7. Métodos de Resolución de Alta Frecuencia

Entre los objetivos del trabajo desarrollado aquí se incluye la comparación de datos reales con datos simulados, u obtenidos por métodos numéricos. El principal obstáculo en el caso del telescopio Mini, está dado por el tamaño del telescopio versus la frecuencia de operación que se desea estudiar. Debido a esto los métodos de análisis más usuales, como el de elementos finitos o el método de los momentos [19], no son aplicables pues requieren un alto costo computacional. En consecuencia, se requiere utilizar métodos de alta frecuencia, los cuales aproximan el problema para evitar resolver las ecuaciones de Maxwell numéricamente.

En esta sección se explicarán algunos de estos métodos, puesto que fueron utilizados en este trabajo. Primero se expondrá los fundamentos de la difracción escalar, luego se hablará brevemente del método denominado Geometría Óptica (GO) y, finalmente, se hablará de la Física Óptica (PO), método basado en el anterior.

2.7.1. Difracción Escalar

El término difracción es usado para referirse a un comportamiento físico que muestra cualquier fenómeno ondulatorio (como el sonido o la luz). En [13] se le describe como el desvío de los haces de luz, desde una trayectoria recta, el cual no es causado por reflexión ni por refracción. En el contexto de este trabajo se dirá que la difracción es el fenómeno que ocurre cuando un frente de onda se encuentra con un obstáculo, el cual consiste en un plano de conductor perfecto infinito con una apertura, como se muestra en la figura 2.27. Una forma de enfrentar este problema es considerar el campo electromagnético como un campo escalar, lo cual es una aproximación que obvia la naturaleza vectorial del campo electromagnético. Aun así esta aproximación puede justificarse si se considera la forma que adquiere la ecuación de onda del campo electromagnético, en un medio lineal, homogéneo, isotrópico, no dispersivo y

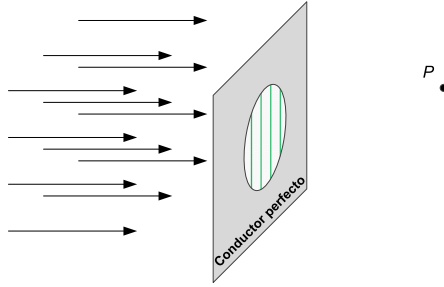


Figura 2.27: Fenómeno de la difracción.

no magnético, como se muestra en (2.7.1).

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7.1a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7.1b)$$

Es decir, en el sistema de ecuaciones (2.7.1) las componentes del campo electromagnético están desacopladas, lo que permite analizar cada componente individualmente, como se menciona en [18] y [13]. Por supuesto, esta aproximación no es siempre válida como, por ejemplo, en zonas cercanas a conductores, puesto que la ley de Ohm introduce un acoplamiento entre las variables del campo eléctrico y magnético. A pesar de esto la aproximación escalar puede ser aplicado en sistemas con baja polarización cruzada, el cual es una de las características deseada en las antenas con polarización lineal, particularmente en radiotelescopios como el Mini.

Si se considera un campo escalar, solución de las ecuaciones armónicas de Maxwell en un medio con las características indicadas anteriormente, éste debe satisfacer (2.7.2), denominada ecuación de Helmholtz, donde U es el fasor de una componente del campo electromagnético, P es el punto del espacio donde está evaluado el campo y k es el número de onda.

$$(\nabla^2 + k^2)U = 0, U(P) \in \mathbb{C} \quad (2.7.2)$$

Esto implica que debe satisfacer el Teorema de Green, el cual estipula que dos soluciones de la ecuación de Helmholtz, $U(P)$ y $G(P)$, satisfacen la relación (2.7.3), donde V la región del espacio en la cual las soluciones son válidas, S es una superficie orientable que delimita a V y n es el vector normal a la superficie S . $G(P)$ es denominada la función de Green y su elección depende de las distintas formulaciones de la difracción escalar.

$$\iiint_V (U \nabla^2 G - G \nabla^2 U) dv = \iint_S \left(U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds \quad (2.7.3)$$

Como se verá en la siguiente sección, el teorema de Green permitirá obtener el patrón de interferencia a partir de la distribución de campo de la apertura.

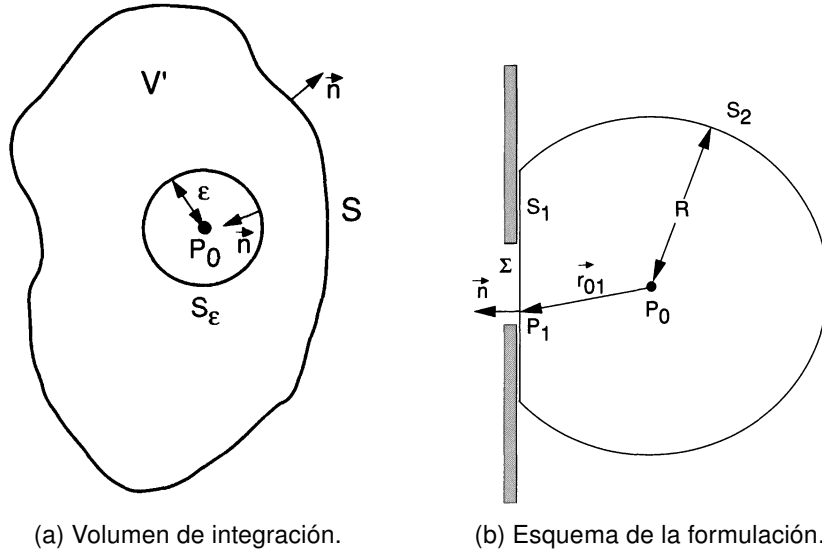


Figura 2.28: Formulación de Kirchhoff de la difracción.

a. Difracción de Kirchhoff

Existen diversos desarrollos matemáticos para resolver el problema de la difracción, de los cuales se empleará el propuesto por Kirchhoff. Ésta fue la primera solución relativamente rigurosa del problema de la difracción, además de ser más simple que las surgidas posteriormente. A pesar de esto, como se menciona en [13], la difracción de Kirchhoff es una buena aproximación en una gran número de problemas.

En esta formulación Kirchhoff escogió como función de Green la onda esférica mostrada en (2.7.4), donde P_0 es el punto donde se desea conocer el valor del campo y P_1 es un punto donde se evalúa la función. Ésta función es solución de la ecuación de Helmholtz en todo el espacio, excepto en P_0 , por lo que es necesario estudiar su contribución en (2.7.3) asintóticamente.

$$G(P_1) = \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \quad (2.7.4)$$

Esto se realiza usando la configuración mostrada en la figura 2.28a, donde el radio ϵ de la esfera con superficie S_ϵ tiende a cero. El desarrollo de este análisis se encuentra en [13], de donde se deduce que el valor del campo $U(P_0)$ está dado por (2.7.5).

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (2.7.5)$$

En la figura 2.28b se muestra el esquema del problema a resolver, donde $U(P_0)$ es el campo difractado en ese punto, S_2 es la superficie de una porción de una esfera centrada en P_0 y de radio R , S_1 es la superficie sobre el conductor subtendida por la esfera S_2 , $\Sigma \subset S_1$ es el área de la apertura, P_1 es un punto sobre la unión de S_1 y S_2 , \vec{r}_{01} es un vector que va desde P_0 hacia P_1 . Al aplicar la integral (2.7.5) sobre las superficies S_1 y S_2 y tomar el límite de R a infinito, se demuestra en [13] que la contribución de S_2 tiende a cero si se cumple la

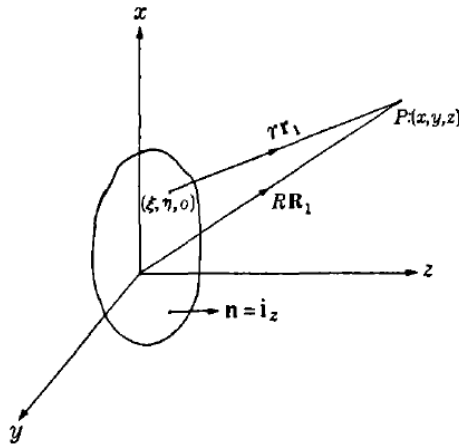


Figura 2.29: Sistema reducido de la formulación de Kirchoff.

“condición de radiación de Sommerfeld”, la cual es válida si U se desvanece tan rápido como una onda esférica. Para determinar el valor de la integral sobre S_1 se imponen las condiciones de borde de Kirchoff, que son:

1. En las regiones no iluminadas de S_1 por la onda incidente, el campo U y su derivada sobre la normal son nulos.
2. La presencia del conductor infinito no afecta la distribución del campo incidente.

Con éstas condiciones la integral (2.7.5) sólo queda evaluada sobre la superficie Σ , denominando al campo en esta superficie como $F(P)$. Siguiendo el desarrollo mostrado en [18] se puede concluir que la integral (2.7.5) se puede expresar como se indica en (2.7.6), y el problema de la difracción queda reducido al esquema mostrado en la figura 2.29, donde en vez de tener un conductor infinito y una onda incidente sólo se tiene una distribución de campo sobre una superficie. En esta última formulación aparece un nuevo término, \vec{s} , el cual da cuenta del efecto introducido por la distribución de fase del campo en la apertura, tomando en cuenta que $F(\xi, \eta) = A(\xi, \eta)e^{-jk\Psi(\xi, \eta)}$, más detalles pueden ser encontrados en [18].

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} F(\xi, \eta) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) \vec{n} \cdot \vec{r}_1 + jk \vec{n} \cdot \vec{s} \right] d\xi d\eta \quad (2.7.6)$$

b. Integrales de difracción

Para aplicar la integral de (2.7.6) en este trabajo, se utilizarán las fórmulas aproximadas correspondientes a las zonas de Fresnel y de Fraunhofer. Éstas integrales están determinadas por la aproximación del término r de la integral, el cual representa la distancia entre el punto P y el elemento de área de la apertura localizado en (ξ, η) .

En este desarrollo se usará el sistema de coordenadas convencional para el análisis de antenas, discutido en la sección 2.1.4, y el esquema mostrado en la figura 2.29, además de considerar que la apertura se encuentra en el plano XY . De esta forma si se aproxima

r usando la expansión de Taylor hasta el orden cuadrático, como se muestra en (2.7.7a), obteniendo la integral de difracción de Fresnel (2.7.7b), donde el ángulo θ es el ángulo polar del sistema de coordenadas usado.

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \approx z + \frac{(x - \xi)^2}{2z} + \frac{(y - \eta)^2}{2z} = z + r_a \quad (2.7.7a)$$

$$U(P) = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-kjz}}{R} \iint_A F(\xi, \eta) e^{-jkr_a} (\cos \theta + \vec{i}_z \cdot \vec{s}) d\xi d\eta \quad (2.7.7b)$$

En cambio si se aproxima r hasta los términos de primer orden, como se muestra (2.7.8a), donde se utilizan coordenadas esféricas a diferencia del desarrollo anterior, se obtiene la integral (2.7.8b) denominada integral de difracción de Fraunhofer.

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \approx R - R\xi \sin \theta \cos \phi - R\eta \sin \theta \sin \phi \quad (2.7.8a)$$

$$U(P) = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-jkR}}{R} \iint_A F(\xi, \eta) (\cos \theta + \vec{i}_z \cdot \vec{s}) e^{jk \sin \theta (\xi \cos \phi + \eta \sin \phi)} d\xi d\eta \quad (2.7.8b)$$

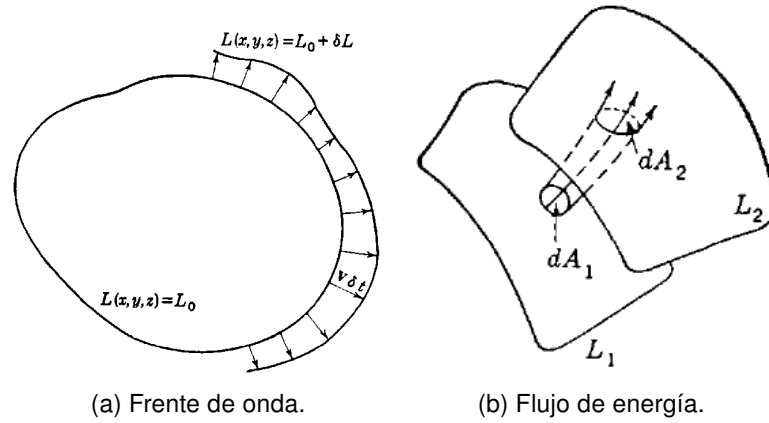
2.7.2. Geometría Óptica y Física Óptica

En esta sección se expondrán métodos de resolución de alta frecuencia, usados para resolver problemas de difracción y dispersión, entendiendo éste último término como el problema de obtener el campo reflejado por un conductor cualquiera. La dispersión es útil dentro del contexto de este trabajo, puesto que el patrón de radiación del telescopio Mini es el resultado de la interacción entre el campo generado por la alimentación y los reflectores.

Como se vio en la sección 2.7.1 el campo en un punto en el espacio está determinado por el campo evaluado en una superficie que rodea a dicho punto, lo que es un reflejo del principio de Huyegens-Fresnel. Éste estipula que cada punto en un frente de onda se comporta como una fuente que propaga una onda esférica y el campo en un punto del espacio es la superposición de todas estas fuentes [18]. En cambio, los métodos expuestos aquí se diferencian del anterior en que no utilizan este principio, ya sea estableciendo una relación uno a uno entre los puntos de un frente de onda, como en GO (*Geometric Optics*), o determinando el campo usando las corrientes en reflector (*scatterer*), como en PO (*Physic Optics*).

a. Geometría Óptica

Este método usa, como enfoque para encontrar la solución de Maxwell, la descripción de la evolución temporal de un frente de onda mediante un sistema de haces o rayos asociado. Lo que se expondrá a en esta sección está basado en [18]. En la figura 2.30a se muestra un frente de fase dado por $L(x, y, z) = L_0$ en el instante inicial, el cual, mediante una relación punto a punto, evoluciona a la curva $L = L_0 + \delta L$ en el instante δt . Los haces representan esta asociación punto a punto, los cuales tienen la dirección del vector de Poynting \vec{y} , en medios isotrópicos homogéneos, tienen la dirección de la velocidad de la onda $\vec{v}(x, y, z)$.



(a) Frente de onda.

(b) Flujo de energía.

Figura 2.30: Propagación en geometría óptica.

Para obtener una ecuación es necesario estudiar la fase en ambas curvas, el cual está dado por $k\delta L$ debido a la variación espacial de una onda, además de la variación temporal también se observa que el desfase es $\omega\delta t$. Por último el desfase también está dado por $\omega\delta s_n/v$ donde δs_n es la distancia recorrida por la onda. De estas igualdades se puede concluir que el frente de fase debe satisfacer (2.7.9), donde n es el índice de refracción del medio. En el caso de un medio homogéneo se demuestra en [18] que los haces son líneas rectas.

$$|\nabla L| = n(x, y, z) \quad (2.7.9)$$

Una relación entre la magnitud de los campos electromagnéticos entre dos superficies, L_1 y L_2 , puede ser obtenida estudiando el flujo de energía entre estas superficies, lo cual está representado en la figura 2.30b. Considerando un medio homogéneo e isotrópico, si se toma un tubo de haces que pasan por ambas superficies a través de los elementos de área, dA_1 y dA_2 , se observa que no hay potencia que salga del tubo. En consecuencia la energía se conserva, como se expresa en (2.7.10a), donde S es la densidad de flujo de energía definida en (2.7.10b).

$$S_1 dA_1 = S_2 dA_2 \quad (2.7.10a)$$

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |E|^2 \quad (2.7.10b)$$

En [18] se muestra que si la distancia entre las superficies es p , y la superficie tridimensional del elemento de área dA_1 posee radios de curvatura R_1 y R_2 , entonces los radios de curvatura de dA_2 es $R_1 + p$ y $R_2 + p$. Con esto se demuestra que (2.7.11a) relaciona los elementos de área, concluyendo que la relación entre los campos de ambas superficies es (2.7.11b).

$$dA_2 = \left| \frac{(R_1 + p)(R_2 + p)}{R_1 R_2} \right| dA_1 \quad (2.7.11a)$$

$$|E_2| = |E_1| \sqrt{\left| \frac{R_1 R_2}{(R_1 + p)(R_2 + p)} \right|} \quad (2.7.11b)$$

Es posible demostrar que la formulación de la sección 2.7.1, que satisface el principio de Huygens-Fresnel, se aproxima a GO en el límite de longitud de onda hacia cero. En [18] se muestra que usando el principio de Fermat, o la ley de Snell en casos simples, GO es capaz de resolver problemas de dispersión.

b. Física Óptica

Este método busca proporcionar una mejor aproximación del campo reflejado por un objeto de forma arbitraria, en comparación a GO, puesto que éste usa sólo reflexiones de los haces para obtener el campo reflejado, por lo que no se toman en cuenta fenómenos como la difracción asociados a la geometría del objeto reflector. El principio detrás de PO es usar la distribución de corrientes en la superficie del reflector, para obtener el campo reflejado mediante las ecuaciones de Maxwell, usando las ecuaciones (2.1.1). Para obtener el campo incidente en la superficie se obtiene mediante GO.

Como se indica en [18], se asume que el cuerpo reflector, de volumen V y superficie S , es un conductor perfecto expuesto a un frente de onda, el cual ilumina un sector de aquél. Además se asume que el campo es nulo en la zona no iluminada, sin transición desde la zona iluminada. Para obtener la distribución de corriente se asume que, en cada punto de la superficie, el campo incidente se refleja como si fuese una onda plana incidiendo en un plano infinito tangente, esto se cumple en el caso que la longitud de onda sea pequeña en comparación al radio de curvatura en un punto de la superficie. En consecuencia, la distribución de corriente esta dada por (2.7.12), donde \vec{H}_i es el campo magnético incidente y \vec{n} es el vector normal a la superficie del objeto reflector.

$$\vec{J} = 2(\vec{n} \times \vec{H}_i) \quad (2.7.12)$$

Usando la ecuación (2.1.1a), se puede obtener el potencial magnético vectorial, con lo que se obtiene el campo reflejado usando las ecuaciones (2.1.1b) y (2.1.1c). Es necesario mencionar que la expresión (2.7.12) no es válida en las zonas cercanas a la transición hacia el sector no iluminado del objeto, puesto que no se cumplen las ecuaciones de continuidad, como se indica en [18]. Existen algoritmos exclusivamente para incluir el efecto de estas zonas, los que están basados en la teoría geométrica de difracción (*geometrical theory of diffraction*, o GTD en inglés).

Este método permite rescatar, en algún grado, el principio de Huygens-Fresnel, ya que el campo reflejado está determinado por la contribución de todos los puntos del objeto en la zona iluminada de éste. Otra ventaja con respecto a GO es que se introduce una dependencia en frecuencia en el cálculo del campo reflejado.

Capítulo 3

Implementación

En este capítulo se expondrá el proceso mediante el cual se abordaron los objetivos de este trabajo, mostrando los criterios y argumentos usados, aplicando los conceptos introducidos en el capítulo 2.

3.1. Análisis del sistema óptico del telescopio Mini

En esta sección se analizará en mayor detalle el sistema óptico del telescopio Mini, además de caracterizarlo usando métodos aproximados, como GO y óptica gaussiana. En la tabla 2.3 se indican los principales parámetros del sistema óptico.

Usando las ecuaciones mostradas en (2.2.2), se puede obtener los resultados mostrados en (3.1.1). De (3.1.1c) se puede deducir que el sistema tiene una razón f/D equivalente de 3.809.

$$\phi_0 = 2 \arctan \frac{D_p}{4f_p} = 67.38^\circ \quad (3.1.1a) \quad M = \frac{f_{eq}}{f_p} = 10.16 \quad (3.1.1d)$$

$$\alpha_0 = \arctan \left(\frac{4f_s}{D_s} - \cot \phi_0 \right)^{-1} = 7.51^\circ \quad (3.1.1b) \quad e = \frac{M+1}{M-1} = 1.2184 \quad (3.1.1e)$$

$$f_{eq} = \frac{D_p}{4} \cot \frac{\alpha_0}{2} = 182.84'' \quad (3.1.1c) \quad \Delta = f_s \frac{e-1}{e} = 2.51'' \quad (3.1.1f)$$

De los datos de la tabla 2.3a, se puede deducir directamente los límites de las regiones de campo del telescopio a 115.3 GHz, los cuales son mostrados en (3.1.2).

$$R_{\text{Fraunhofer}} = \frac{2D_p^2}{\lambda} = 1.14 \text{ km} \quad (3.1.2a) \quad R_{\text{Fresnel}} = 0.63 \sqrt{\frac{D_p^3}{\lambda}} = 16.62 \text{ m} \quad (3.1.2b)$$

3.1.1. Tolerancias de alineamiento

Para estimar las tolerancias se utilizará como criterio que la máxima desviación en la fase, sobre la apertura del primario sea menor a $\pi/4$, puesto que en [8] se indica que esta cota limita el efecto del error de fase. Además se considerará que la frecuencia de operación es 115.3 GHz, con una longitud de onda $\lambda = 2.6019$ mm.

$$\delta_{feed} < \frac{4\lambda}{\pi} \left(\frac{f_{eq}}{D_p} \right)^2 \frac{\pi}{4} = 3.77 \text{ cm} \quad (3.1.3a)$$

$$\delta_{sec} < \frac{\lambda}{2\pi(2 - \cos \alpha_0 - \cos \phi_0)} \frac{\pi}{4} = 0.5212 \text{ mm} \quad (3.1.3b)$$

$$\Delta S < M^2 \delta_{sec} = 5.3801 \text{ cm} \quad (3.1.3c)$$

De (3.1.3) se puede observar que, en primer lugar, el alineamiento axial de la alimentación no es un elemento crítico, puesto que el desplazamiento máximo obtenido es comparable al largo de la alimentación (basta comparar (3.1.3a) con los datos mostrados en la tabla 2.3b), esto es gracias a la gran distancia focal equivalente del telescopio. En segundo lugar (3.1.3b) muestra que el desplazamiento del secundario es crítico para el desempeño del telescopio, debido a la gran magnificación del sistema óptico, el desplazamiento del foco es aproximadamente 100 veces el desplazamiento del secundario.

3.2. Medición experimental

En esta sección se expondrá los diseños, criterios y procedimientos utilizados para la medición experimental del patrón de radiación. El principal objetivo del experimento es obtener un patrón, en cortes de elevación y azimutal, que incluya el lóbulo principal y los lóbulos laterales.

3.2.1. Requerimientos del *range*

Los requerimientos considerados para el diseño del *range* agrupados en tres categorías: requerimientos obligatorios del *range* en general, requerimientos obligatorios de la antena fuente con su instrumentación, y requerimientos deseables. No se consideran requerimientos sobre el sistema receptor y de posicionamiento de la AUT, puesto que el telescopio ya cuenta con dichos sistemas. Asimismo, no se incluyen requerimientos sobre las características electromagnéticas de la antena fuentes, puesto que se contaba con una previamente y la adquisición de otra se había descartado desde el inicio del proyecto.

Los requerimientos obligatorios generales del *range* son:

- A-1** La frecuencia de operación del *range* es 115.3 GHz.
- A-2** Los trabajos se realizarán entre 10:00 y 18:00, en período de verano.

- A-3** La antena fuente debe ubicarse en la región de campo lejano del telescopio a la frecuencia de operación.
- A-4** La antena fuente debe tener una elevación mayor a 1° por sobre el horizonte del telescopio Mini, considerando que su altitud es $h_{\text{Mini}} \approx 860$ m.s.n.m.¹.
- A-5** Se requiere un línea de vista directa entre la antena fuente y el telescopio.
- A-6** Se requiere comunicación continua entre los operarios de la antena fuente y los del telescopio.

Los requerimientos obligatorios de la antena fuente y su instrumentación son:

- B-1** La antena fuente debe tener una autonomía mínima de 6 horas aproximadamente, a la intemperie.
- B-2** La instrumentación de la antena fuente debe poseer control de frecuencia y de potencia de la señal RF.
- B-3** La instrumentación debe contar con protección por cortocircuito.
- B-4** Se deben monitorear los voltajes y corrientes de polarizaciones y señales de control de la instrumentación de la antena fuente.
- B-5** Se deben poder controlar los voltajes de polarización.
- B-6** La antena fuente debe tener un tono estable, con un 0.1 % de variación.
- B-7** La antena fuente debe contar con un mecanismo de nivelación.
- B-8** La antena fuente debe contar con un mecanismo para fijar su posición en elevación y azimut.

Finalmente, los requerimientos deseables son:

- C-1** Es preferible que la antena fuente se encuentre en un lugar accesible mediante vehículo.
- C-2** Es deseable que el sistema de alimentación de la antena fuente sea silencioso.

Es necesario mencionar que los métodos de campo cercano fueron descartados debido a que se necesita medir amplitud y fase para realizar la transformación a campo lejano. Lo que sumado a que, según (3.1.2b), el comienzo de la zona de Fresnel es de 16 m, dificulta la instrumentación de este tipo de medición.

3.2.2. Elección del sitio

El proceso de elección del sitio para la antena fuente comenzó tomando en cuenta los criterios **A-3** y **A-4** inicialmente, de donde surgieron tres alternativas naturales. el cerro Manquehue, el cerro Alvarado y el sector cordillerano, mostradas en la figura 3.1.

La alternativa del sector cordillerano que, aunque ofrecía la posibilidad de tener una gran altitud, especialmente si se tomaba el camino a Farellones o rutas similares, debió ser descartada debido a la obstrucción de árboles y edificios aledaños al telescopio Mini, que

¹Ésta y todas las mediciones topográficas fueron realizadas mediante los softwares Google Earth y Google Maps.

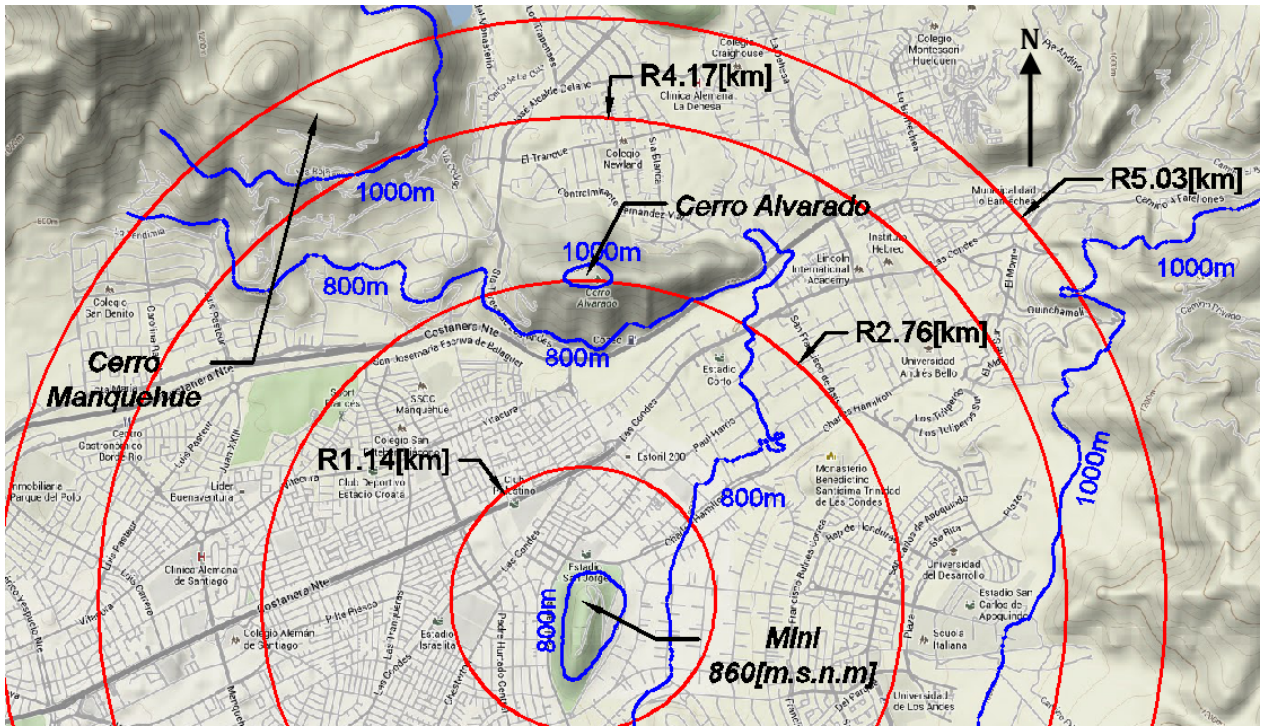


Figura 3.1: Zonas consideradas para la ubicación de la antena fuente.

Sitio	Distancia [km]	Altitud [m.s.n.m]	Diferencia [m]	Azimut [°]	Elevación [°]	Línea de vista directa
1B	4.07	960	100	-18.7	1.4	Sí
2B	4.09	919	59	-29.04	0.83	No
3B	4.26	1060	200	-25.18	2.68	Sí
4B	4.49	1055	195	-31.68	2.48	No
5B	4.52	1057	197	-32.12	2.49	No
6B	4.6	1054	194	-34.48	2.41	No
7B	4.47	921	61	-37.17	0.78	No

Tabla 3.1: Resultados de la inspección en terreno.

bloqueaban la vista hacia el este, noreste y norte de éste. Se determinó que la zona de visión directa, orientada hacia el noroeste, abarca la ladera oeste del Cerro Alvarado y la ladera este del Cerro Manquehue, por lo que se procedió a inspeccionar *in-situ* cada uno de los puntos mostrados en la figura 3.2. Es necesario notar que todos los puntos localizados en el Cerro Manquehue, nombrados con la letra B, poseen línea de vista directa desde dichos puntos.

De este trabajo en terreno se concluyó, en primer lugar, que el Cerro Alvarado presentaba dificultades de acceso. En efecto, no poseía una vía pública hasta una elevación que cumpla con los requisitos y los terrenos eran de propiedad privada, por lo que no se pudo acceder al interior del cerro mismo. En segundo lugar, se determinó que el Cerro Manquehue poseía camino pavimentado y público hasta altitudes útiles para la toma de mediciones. En la tabla 3.1, se muestran las altitudes y distancias de cada sitio, donde la columna “Línea de vista directa” hace referencia a la línea de vista desde el telescopio Mini.

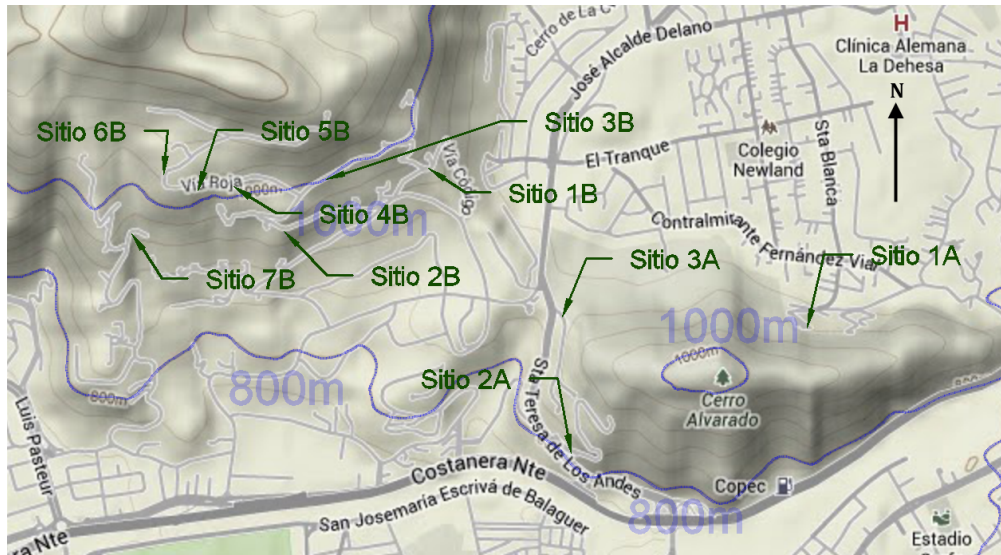


Figura 3.2: Sitios inspeccionados en terreno.

Después de haber realizado esta inspección, se procedió a examinar estos sitios desde el telescopio, ubicándolos utilizando el sistema de apuntamiento del Mini. Se concluyó que sólo los puntos 1B y 3B cumplían con los requerimientos, siendo el factor más determinante la obstrucción de elementos alrededor del telescopio. Los resultados de este procedimiento se indican en la columna “Línea de vista directa” de la tabla 3.1. Posteriormente, de estas dos opciones se optó por el sitio 3B ya que estaba localizada en un punto más despejado, tanto de propiedades como de vegetación. Finalmente, se determinó que la ubicación de este sitio era Vía Gris # 9600 aproximadamente, en la comuna de Vitacura. La ambigüedad en la dirección se debe precisamente a la ausencia de propiedades en el lugar.

3.2.3. Diseño de la antena fuente y su instrumentación

Para este trabajo no fue necesario diseñar o adquirir una antena fuente, ya que se contaba con la antena tipo bocina usada en las mediciones en el observatorio Cerro Tololo. Puesto que sus características eran desconocidas se realizaron indagaciones en Internet y, además, se contactó al grupo de instrumentación del NMWT en E.E.U.U. para obtener datos de la antena. Sin embargo ninguna de estas indagaciones dio fruto, por lo que lo único que se conoce sobre ésta es su diámetro, que es de 6”.

Ésta antena contaba, a su vez, con una base que permitía fijar su posición en azimut, y poseía un sistema de tres tornillos para nivelarla y fijar su elevación. Sin embargo, se decidió utilizar además una mesa con patas ajustables, con el objetivo de que la nivelación de la antena se realice ajustando la mesa, permitiendo que se utilice el sistema de tornillos de la base de la antena solamente para fijar la elevación de ésta.

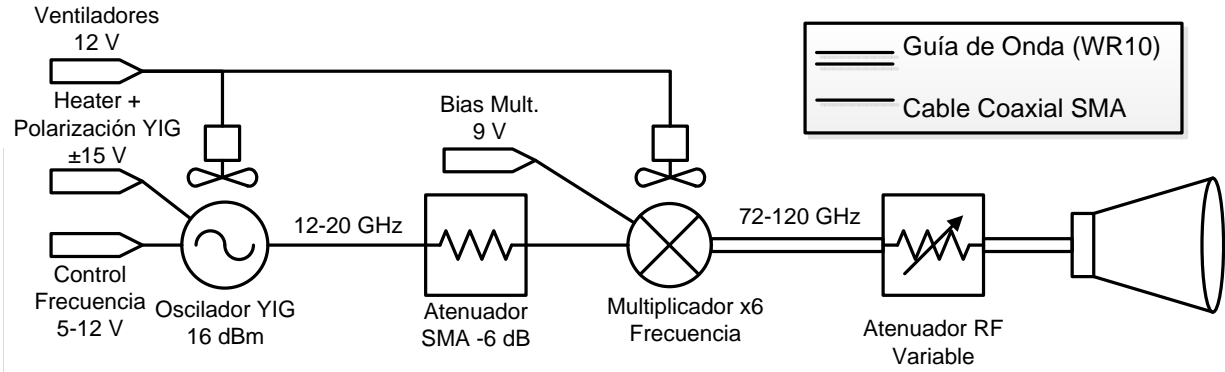


Figura 3.3: Diagrama esquemático de la fuente de radiofrecuencia.

Manufacturador	Micro Lambda Wireless Inc.
Modelo	MLOS-1528PA
Rango de Frecuencia	12-20 GHz
Potencia de Salida	16 dBm mínimo
Variación Potencia por T°	± 3 dBm máximo
Variación Frecuencia por T°	±20 MHz máximo
Voltaje de Polarización	+15 V _{dc}
Voltaje heater	24 V

(a) Oscilador YIG.

Volt. Sintonización (12 [GHz])	0 V _{dc}
Volt. Sintonización (20 [GHz])	+10 V _{dc}
Precisión Frecuencia	± 25 MHz
Voltaje Polarización	± 15 V _{dc}
Rango de Temperatura (case)	0-65 °C

(b) Driver analógico.

Tabla 3.2: Especificaciones de la fuente YIG.

a. Fuente de radiofrecuencia

Para generar la señal de radiofrecuencia se optó por utilizar un oscilador YIG que, como se indica en la figura 3.3, produce una señal hasta 20 GHz, la cual es multiplicada por un sextuplicador de frecuencias para obtener una señal que llega hasta 120 GHz.

El oscilador YIG utilizado cuenta con un *driver* analógico, lo que permite controlar la frecuencia generada con una señal de voltaje. Esto es importante ya que, como se expuso en la sección 2.6.2 subsección a, éstos dispositivos están controlados por la corriente que pasa por las bobinas. Las especificaciones para el oscilador y el *driver* se muestran en las tablas 3.2a y 3.2b respectivamente. Éste último contaba con un conector tipo DB-9 para las polarizaciones, la alimentación del calefactor y el control de frecuencia.

El multiplicador usado, cuyas especificaciones se muestran en la tabla 3.3, era de tipo activo por lo que requería alimentación independiente para la polarización, el cual era proveído mediante un conector coaxial BNC. Como la potencia máxima de entrada del multiplicador era menor a la máxima potencia entregada por la fuente YIG, se incluyó un atenuador fijo SMA de -6 dB para asegurar la protección del multiplicador. A la salida del multiplicador, en el rango de radiofrecuencia, se instaló un atenuador variable marca TGR para guía de onda WR10, el cual permite controlar la potencia radiada por la antena fuente, con un rango de 0 a -20 dB de atenuación.

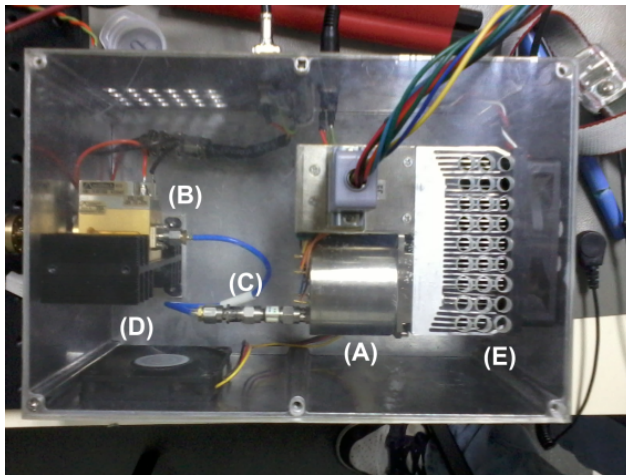
Tanto la fuente YIG como el multiplicador fueron montados en una caja de aluminio, con las especificaciones mostradas en la tabla 3.4, cuya tapa fue reemplazada por otra de acrílico

Manufacturador	Millitech, Inc.
Modelo	AMC-10RFHB0
Frecuencia Entrada	12.5-18.33 GHz
Frecuencia Salida	75-110 GHz
Potencia Entrada	+10 dBm
Potencia Salida	+12 dBm
Voltaje Polarización	8-12 V _{dc}
Multiplicación	x6
Temperatura Operación	45°C máximo

Tabla 3.3: Especificaciones del multiplicador

Manufacturador	RS Components Ltd.
Material	Aleación de Aluminio ADC12
Largo exterior	222.2 mm
Ancho exterior	146 mm
Alto exterior	106.5 mm
Grosor	2 mm

Tabla 3.4: Especificaciones de la caja de aluminio

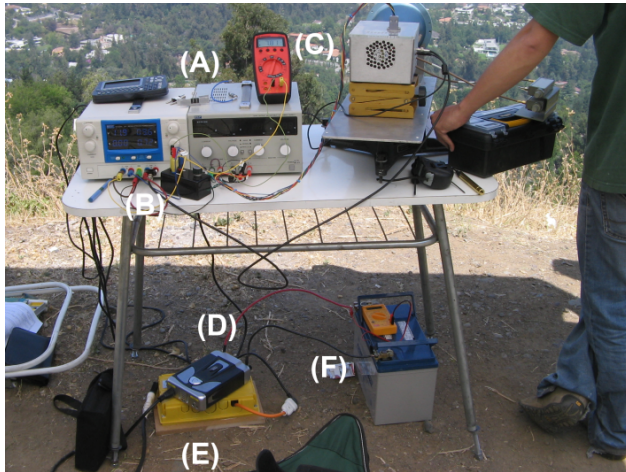


- (A) Fuente YIG.
- (B) Multiplicador de frecuencias.
- (C) Atenuador SMA.
- (D) Ventilador y disipador del multiplicador de frecuencias.
- (E) Ventilador y disipador de la fuente YIG.

Figura 3.4: Vista superior de la fuente de radio frecuencia e identificación de sus partes más relevantes.

transparente para poder observar directamente el interior de éste, como se muestra en la figura 3.4. Para mantener los componentes a su temperatura de operación, considerando que operarían a la intemperie y con temperaturas ambientales cercanas a los 30°C, se incorporó un sistema de refrigeración forzada que incluye la utilización de 2 ventiladores de computador, disipadores para ambos componentes y se perforó la caja para crear una corriente de aire. La alimentación de ambos ventiladores provenía de un conector *DC jack*, o *coaxial power connector*, instalado en la caja. Además se perforó la caja para que saliese la guía de onda que conecta la salida del multiplicador con el atenuador, el cual a su vez está conectado directamente a la antena tipo bocina transmisora. Por último se realizaron las perforaciones para la instalación de conectores para la alimentación y el control de la frecuencia del oscilador YIG, aterrizando las carcasas de ambos componentes a la caja.

Para montar la caja a la base móvil de la antena se utilizó una mesa óptica, el cual es un aparato de altura ajustable. La mesa óptica fue apernada a la base móvil y se le instaló velcro en la parte superior para adosar la caja de aluminio, que también tenía velcro en su base. La ventaja de usar ésta mesa es que permite ajustar con gran precisión la altura de la caja para alinearla con la antena transmisora. En la figura 3.5 se muestra el montaje completo, excepto que se muestra un atenuador variable SMA en lugar del atenuador fijo, el cual fue considerado en un principio para tener un grado de libertad más en el control de la potencia.



- (A) Fuentes DC para polarización.
- (B) Regulador de voltaje para control de frecuencia.
- (C) Monitorización del control de frecuencia.
- (D) Inversor de corriente.
- (E) Limitador de corriente.
- (F) Batería de ciclo profundo.

Figura 3.5: Montaje completo de la instrumentación de la antena fuente e identificación de sus partes más relevantes.

Esto fue desechado porque la potencia de salida del multiplicador no tiene una relación lineal con la potencia de entrada de éste, y además el multiplicador requiere de un nivel mínimo de potencia para su correcto funcionamiento.

Como se mencionará en la parte b de esta subsección, se utilizaron fuentes DC de laboratorio para el control de frecuencia. A pesar de que éstas permitían controlar la frecuencia de la antena fuente, no eran prácticas al momento de realizar la medición, puesto que la razón voltaje por vuelta era mayor que lo necesario, es decir, un pequeño giro en la perilla producía un cambio frecuencia considerable, perdiendo precisión en el control de ésta. Éste problema tenía un gran impacto en el desempeño del *range*, puesto que el espectrómetro del Mini tiene un ancho de banda estrecho, dificultando la sintonización de la antena fuente. Para solucionar esto, se optó por incluir un regulador de voltaje ajustable entre la fuente y el *driver* del oscilador YIG, el cual era ajustado con un potenciómetro de 10 vueltas, lo que incrementó notablemente la precisión en el control manual de la frecuencia. El integrado usado para esto es el regulador LM2941, el cual es un regulador lineal *low dropout*, es decir la diferencia entre el voltaje de entrada y de salida es menor que en un regulador convencional, lo que permite alimentarlo con un voltaje de entrada menor y disminuir la potencia disipada por éste.

b. Alimentación

Para proporcionar la autonomía necesaria a la antena fuente, se consideró en un principio la utilización de un generador eléctrico de bencina, lo cual fue desechado debido al ruido acústico producido por éste. Finalmente se decidió utilizar en el diseño del sistema de alimentación de la antena fuente, cuyo esquema final se muestra en la figura 3.6, una batería de plomo-ácido de ciclo profundo como fuente de alimentación.

La batería de ciclo profundo es similar a la batería convencional de auto, con placas de plomo y sulfato de plomo sumergidas en ácido sulfúrico, pero se diferencian en que la batería de ciclo profundo está diseñada para entregar potencia durante largos períodos de tiempo, en cambio la batería de auto está diseñada para entregar grandes corrientes en un tiempo corto.

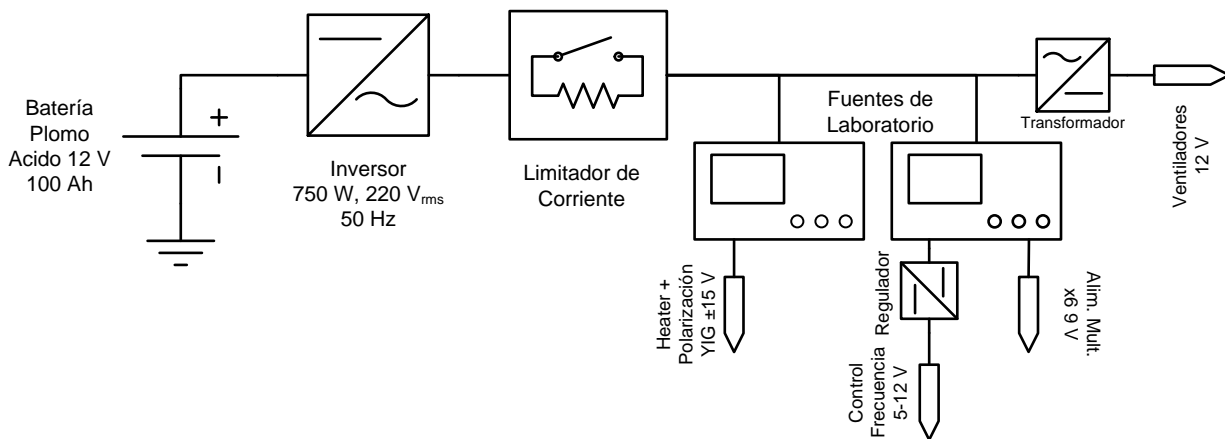


Figura 3.6: Diagrama esquemático de la alimentación de la antena fuente.

Fabricante	Power Sonic
Modelo	PS-121000
Voltaje Nominal	12 V _{dc}
Capacidad Nominal^a	100 Ah
Peso	30.84 kg
Resistencia Interna	5 mΩ

Tabla 3.5: Especificaciones batería de ciclo profundo.

^aCon tiempo de descarga de 20 hrs

Fabricante	Black & Decker
Modelo	BDI750
Potencia continua máx.	750 W
Potencia transiente máx.	1500 W
Voltaje entrada	12 V _{dc}

Tabla 3.6: Especificaciones inversor.

La potencia entregada por la batería, cuyos datos se encuentran en la tabla 3.5, pasaría a través de un inversor de corriente para alimentar todos los equipos utilizados. Tal como se aprecia en la figura 3.6, se utilizaron fuentes DC de laboratorio para la polarización de la fuente YIG, el calefactor de éste, el control de frecuencia y la polarización del multiplicador de frecuencia. Se escogió el uso de éstas puesto que poseen varias características convenientes para el experimento, como el monitoreo de voltajes y corrientes, nivel de voltaje y limitación de corrientes ajustables. En cambio, para la polarización de los ventiladores, se utilizó una fuente *switching* comercial de 12 V (conocido como adaptador también) ya que la alimentación de éstos no es crítica.

Para la determinación de la capacidad de la batería es necesario conocer tanto el consumo total, como el tiempo de operación. Sin embargo, como la capacidad de una batería es dependiente de la potencia suministrada por ésta, es necesario utilizar la ley de Peukert para una mejor estimación. En (3.2.1a) se muestra la ley de Peukert, que relaciona la capacidad C de la batería, el consumo de corriente I , el tiempo de descarga T y donde n es el exponente de Peukert, el cual para baterías de plomo ácido húmedas va desde 1.2 a 1.6. En (3.2.1b) se muestra la fórmula para obtener el tiempo de real descarga de la batería, conociendo su capacidad nominal C , el tiempo de descarga H asociada a ésta y el consumo

Voltage Red	210 V _{rms}
Consumo CA	0.61 A _{rms}
Potencia Activa	128.1 W
Consumo CC estimado (a 12 [V])	10.675 A
Capacidad nominal batería	100 Ah
Indice de Peukert	1.3
Tiempo de descarga	7.46 hrs
Consumo CC medido	12.5 A
Tiempo de descarga corregido	6.07 hrs

Tabla 3.7: Datos para el cálculo de la capacidad de la batería.

I.

$$C = T \cdot I^n \quad (3.2.1a)$$

$$T = H \left(\frac{C}{IH} \right)^n \quad (3.2.1b)$$

El procedimiento utilizado para el cálculo fue el siguiente:

- (1) Se midió la corriente alterna consumida por la fuente de radiofrecuencia, en las condiciones de operación del experimento.
- (2) Se estimó la potencia activa consumida por ésta, asumiendo un factor de potencia igual a 1.
- (3) Se estimó la corriente que debe proporcionar la batería mediante equilibrio de potencias, es decir la potencia entregada por la batería debe ser igual a la potencia activa consumida en corriente alterna.
- (4) Aplicando la ecuación (3.2.1b) se obtuvo el tiempo de descarga en función de la capacidad nominal de la batería.

En la tabla 3.7 se muestran los datos usados en el cálculo, donde se tomó el índice de Peukert igual a 1.3 puesto que es el valor típico para este tipo de baterías. Es necesario explicar que el motivo por el cual se asumió un factor de potencia igual a 1, es tanto por simplicidad, ya que no se contaba el valor real, como para sobrestimar el consumo y asegurar una capacidad suficiente de la batería adquirida. Posteriormente, con el sistema de alimentación completo, se midió la corriente entregada por la batería, el cual se indica en la tabla 3.7 y resultó mayor que la estimación, lo que se debe a que el voltaje de la batería con carga es menor a 12 V. A pesar de esto, el tiempo de descarga corregido seguía cumpliendo con los requerimientos.

El inversor utilizado en este sistema era comercial, diseñado para ser usado en baterías de auto, por lo que también se podía utilizar en batería de ciclo profundo. Este inversor utiliza el método de onda casi-cuadrada, o de onda sinusoidal modificada, el cual es uno de los métodos más simples y económicos para realizar la inversión. Sin embargo tiene la desventaja de introducir armónicas relativamente altas, con THD² típico de 31 %, lo cual tiene

²Se define la distorsión armónica total de una señal, *Total Harmonic Distortion* o THD, como la razón entre la suma de las potencias asociadas a cada armónica y la potencia total señal.

un mayor impacto en los transformadores de las fuentes de laboratorio, ya que las armónicas incrementan las pérdidas en un transformador. A pesar de esto, se eligió este inversor puesto que sólo es usado durante el experimento.

Al probar el sistema de alimentación, después de haber adquirido la batería y el inversor, éste tenía un comportamiento errático, es decir, algunas veces al encender las fuentes de laboratorio el inversor cesaba de funcionar, activando la protección por sobre corriente de éste. Esto se debía a las corrientes de partida de las fuentes o, más precisamente, a la corriente de *inrush* de los transformadores de las fuentes. Para solucionar esto era necesario incrementar la impedancia del sistema completo durante un breve tiempo inicial, por lo que se añadió una resistencia, denominada “Limitador de corriente” en la figura 3.6, de 100 Ω y 5 W en serie con las fuentes de laboratorio. Dicha resistencia contaba con un interruptor manual que la cortocircuitaba de forma que, durante la partida, la resistencia limitase la corriente y después ésta era removida eléctricamente del circuito, para evitar pérdidas de energía generadas por la resistencia misma. Finalmente se utilizó un multímetro durante las mediciones, para monitorear el voltaje de la batería.

3.2.4. Instrumentación del telescopio Mini

Aunque en la sección 2.5.2 se expuso sobre la instrumentación del telescopio Mini, en la presente se discutirá el software usado para las mediciones experimentales. Éste software, denominado *antrange*, fue desarrollado por el líder del equipo de investigación del NMWT Ph.D. Thomas Dame, y añade nuevos comandos al sistema de control del telescopio.

Este software permite el escaneo automático del patrón que, a diferencia de una observación astronómica, no requiere seguimiento de la fuente. Además permite realizar tanto cortes en azimut y elevación, como mapeos de dos dimensiones. Esto presenta una gran ventaja para los mapeos del patrón, debido a la gran cantidad de datos que deben ser registrados. Sin embargo, está restringido a mapas cuadrados y no es capaz de realizar cortes oblicuos.

Como se mencionó anteriormente *antrange* no es un software *stand-alone*, en cambio, opera dentro del software de control del telescopio, por lo cual debe ser ejecutado a través de la consola de dicho software, interactuando con el *hardware* a través de las variables y funciones del sistema. En la tabla 3.8 se muestran las variables más relevantes usadas por el programa, junto con la función que cumplen. Asimismo, se indican en la tabla 3.9 los métodos de *antrange* utilizados para la medición experimental, junto con su descripción, la o las formas en que son llamados, y los comandos que se deben ingresar en la consola. Es necesario recalcar que no todas las funciones pueden ser ejecutadas desde la consola, sino que son llamadas internamente durante el escaneo.

Por último, y con el fin de facilitar la comprensión del programa, se expondrá el procedimiento para hacer uso de *antrange* y su funcionamiento, los cuales están representados en forma de pseudocódigo en el algoritmo 1. Éste pseudocódigo representa el procedimiento tanto a nivel de usuario como a nivel de sistema, para esto se diferencian las acciones del usuario de las del sistema, marcando las del primero en negrita, mientras que las realizadas por el sistema están con una fuente normal. Además se utilizó el símbolo \leftarrow para

Nombre	Descripción	Observaciones
imax	Número total de puntos del escaneo, ($imax^2$ para mapas 2D)	Variable del software de control
dmap	Resolución angular del escaneo, en minutos de arco	Variable del software de control
q_ant	Modalidad de escaneo	1: Azimut, 2: Elevación, 3: Mapa 2D
nchf, nnch	Selección de canales del espectroscopio	Se usa desde el canal nchf, hasta el canal ncfh+nnch
starttime, endtime	Tiempo de sistema en el momento del inicio/término del escaneo	
reff	Posición del punto de referencia, en minutos de arco	Variable del software de control
startref, endref	Nivel referencia al inicio/término del escaneo	
int_sec	Tiempo de integración	Variable del software de control
frest	Frecuencia central del receptor, en [MHz]	Variable del software de control
zerolev	Nivel de potencia con máxima atenuación en el receptor	
bw	Ángulo en torno a la posición del transmisor que no se medirá, en minutos de arco	Variable del software de control
ipos	Contador que indica el punto actual a escanear	Comienza en 1 y termina en imax ($imax \times imax$ para mapas 2D)
azcutA, elcutA, mapscn	Arreglos para el almacenamiento temporal de las mediciones	

Tabla 3.8: Variables relevantes del *software anrange*.

designar asignación de valores, = para comparación y || como “o” lógico. El proceso a nivel de sistema ha sido simplificado considerablemente, pero se muestra el uso de las variables y funciones más relevantes.

3.2.5. Evaluación del desempeño del *range*

Para caracterizar el desempeño de la antena fuente, se midió el espectro del oscilador YIG en conjunción con el multiplicador de frecuencias, cuyos resultados se muestran en la figura 3.7. En la figura (a) se muestra el espectro promedio de la fuente, la cual tiene un ancho de banda (FWMH) de 1.25 MHz equivalente a un 0.0011 %. En cambio en la figura (b) se muestran los valores máximos del espectro, lo que indica la variabilidad de la frecuencia central, determinándose que dicha variación es de 6.80 MHz, correspondiente a un 0.0062 %. Estos valores están por debajo de lo exigido en [11], como se expuso en la sección 2.6.1 parte b.

Otro aspecto de la fuente de radio frecuencia que se evaluó, fue la linealidad del control de frecuencia, tanto del oscilador solo como de éste acoplado al multiplicador de frecuencias. Utilizando el espectrómetro se obtuvieron las curvas mostradas en la figura 3.8, donde se pudo comprobar la linealidad del oscilador YIG. Si se observan los resultados de la regresión lineal de la tabla 3.10, además de verificarse la linealidad, se puede ver que la curva del conjunto YIG-multiplicador es aproximadamente 6 veces la del YIG, con un error medio cuadrático del

Declaración	Función	Llamado por	Línea de comando
void antrange(void)	Inicializar variables. Setear offset del <i>Sun Pointing</i> , frecuencia del receptor, tiempo de integración y posición de la antena fuente	Usuario	antrange
void endrange(void)	Liberar memoria	Usuario	endrange
void ant_chans(int,int)	Seleccionar los canales del espectroscopio	Usuario	antchans n1 n2
void moreant(boolean)	Mover antena y domo hacia el siguiente punto e iniciar integración. Medir nivel de referencia inicial	Usuario en la primera iteración, luego por endpt(). Usuario	antscan, moreant
void endpt(void)	Obtener los datos del espectroscopio, calcular y registrar potencia del punto actual. Medir referencia final	moreant()	
double doRefPt(void)	Apuntar la antena hacia el punto de referencia, medir su potencia	moreant() en la primera iteración, endpt() en la última iteración	
void getzr(void)	Medir el nivel de potencia del cero	moreant() en la primera iteración. Usuario	getzr
void write_cut(int)	Grabar los datos del escaneo 1D en un archivo de texto	endpt() en la última iteración. Usuario	wmap n1
void dump_map(int)	Grabar los datos del escaneo 2D en un archivo de texto	Usuario	dumpmap n1

Tabla 3.9: Funciones relevantes del *software antrange*.

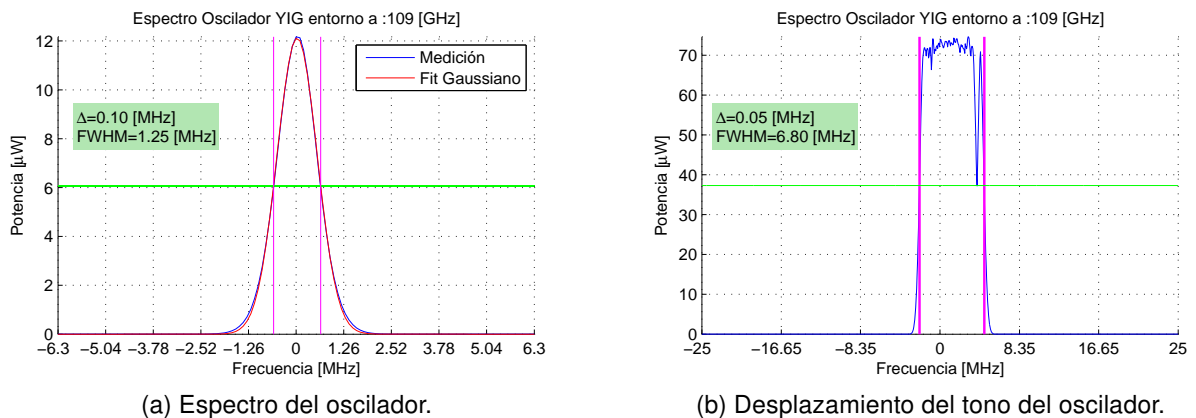


Figura 3.7: Caracterización de la fuente YIG.

Algoritmo 1 Uso y funcionamiento de *antrange*.

```
1: Inicio
2: Ejecutar antrange
3:   Inicialización de variables
4:   Poner telescopio en modo Azimut/Elevación
5: Ejecutar azcut ▷ elcut o 2dmap
6:   q_ant ← 1
7: Ejecutar antchans n1 n2
8:   nchf ← n1, nnch ← n2
9: Ejecutar imax a
10:  imax ← a
11: Ejecutar dmap b
12:  dmap ← b
13: Ejecutar antscan
14:   Ingresar punto de referencia c
15:   refoff ← c
16:   función getzr() ▷ se llama a getzr()
17:   Atenuar receptor al máximo
18:   zerolev ← Potencia medida
19:   starttime ← Registro tiempo de inicio
20:   función doRefPt()
21:   startref ← Potencia en refoff ▷ se llama a doRefPt()
22:   for ipos ← 1, imax do ▷  $imax^2$  si modo = 2dmap
23:     Posicionar telescopio y domo
24:     azcutA[ipos] ← Potencia medida ▷ elcutA o mapscn según el caso
25:   end for
26:   endtime ← Tiempo final
27:   función doRefPt()
28:   endref ← Potencia en refoff ▷ se llama a doRefPt()
29: if q_ant = 1 || q_ant = 2 then
30:   función write_cut(n3)
31:   antrange_azcut_n3.txt ← Todas las variables en este algoritmo ▷ Excepto nchf ,nnch
32: else if q_ant = 3 then
33:   Ejecutar dumpmap n4
34:   antrange_maptext_n4.txt ← Todas las variables en este algoritmo
35: end if
36: Ejecutar endrange
37:   Liberación de memoria
38: Fin
```

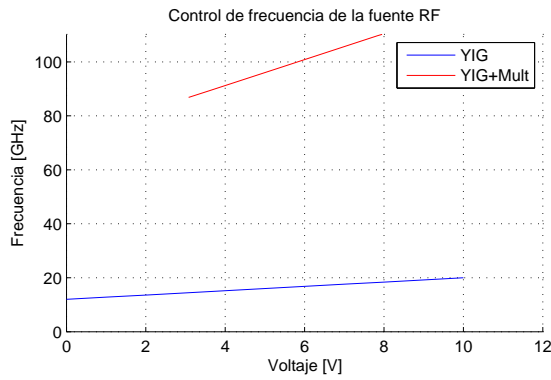
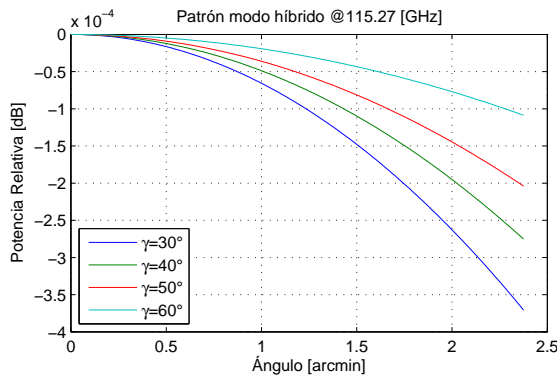


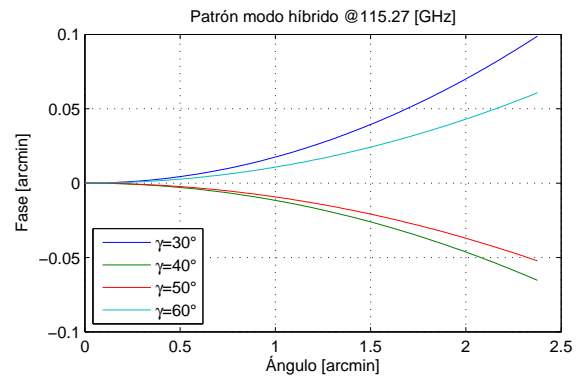
Figura 3.8: Relación voltaje frecuencia medido experimentalmente.

	$f = mV + n$		
	m	n	R^2
YIG	0.8004	12.002	1
YIG + multiplicador	4.801	72.064	1

Tabla 3.10: Resultados de la regresión lineal.



(a) Magnitud en función del ángulo de apertura.



(b) Fase en función del ángulo de apertura.

Figura 3.9: Caracterización de la antena fuente.

4 %. A pesar de esto, se utilizó la curva del conjunto YIG-multiplicador durante las mediciones experimentales.

En último lugar se analizó la bocina de la antena fuente, lo que se realizó sólo de manera estimativa, debido a la falta de información sobre dicha antena. Para esto se calcularon patrones de radiación para varios ángulos de apertura, aplicando las expresiones del campo en modo híbrido descritos en la sección 2.3.1 parte a. Este enfoque supone que la bocina es corrugada y soporta el modo híbrido balanceado a 115.3 GHz.

Los resultados de estos cálculos se muestran en la figura 3.9, donde la magnitud y la fase se indican (a) y (b) respectivamente. Considerando que el ángulo que subtiende al primario del Mini, desde la posición de la antena fuente, es de 0.98 arcmin, se infiere que la distribución de iluminación y fase en el primario es uniforme en la práctica. Éste es un resultado razonable, debido a que el diámetro de la bocina de la antena fuente es sólo 6 in (15.24 cm) y, en general, el haz de una antena es inversamente proporcional al área efectiva de ésta.

De acuerdo con lo descrito en la sección 2.6.1 parte a, esto no cumple con los criterios recomendados, por lo que un haz amplio como el de la bocina usada puede causar interferencias con las ondas reflejadas. En [11] se mencionan dos efectos de dichas reflexiones

sobre la medición del patrón. El primero de éstos es la introducción de variaciones en la distribución de la amplitud, causado por la superposición del campo transmitido y el reflejado. Esto introduce una alteración de la potencia medida, que se acentúa para zonas de baja potencia del patrón, de lo que se deduce que no tiene gran impacto en la medición del HPBW al menos. El segundo efecto es la introducción de errores en la medición de los lóbulos laterales, debido a la recepción de reflexiones por el lóbulo principal. Sin embargo, en [10] se indica que éste fenómeno se atenúa en el rango de las ondas milimétricas, puesto que las irregularidades del suelo son mucho mayores en comparación a la longitud de onda, dispersando la energía y disminuyendo la potencia reflejada que es capturada por la AUT. Es difícil estimar cuantitativamente este efecto sin realizar pruebas experimentales para este fin, o caracterizar las propiedades electromagnéticas del terreno, actividades que requieren mucho tiempo y recursos para llevar a cabo.

3.2.6. Pruebas a realizar

Con el objetivo de comprobar las mediciones realizadas en el observatorio Cerro Tololo y obtener nueva información sobre el telescopio, se decidieron realizar las siguientes pruebas:

- 1) Cortes en azimut y elevación, utilizando un *powermeter* para medir la potencia en cada punto, a 109.6 y 115.3 GHz, cambiando la posición del telescopio manualmente. Cada corte tiene de 101 mediciones, con un paso de 2 bits del *encoder*, lo que corresponde a 0.66 arcmin.
- 2) Cortes en azimut y elevación utilizando el espectrómetro del telescopio, utilizando un programa que realiza la medición de forma automática a través del sistema de control. Análogamente, cada corte tendrá 101 puntos con un paso de 0.6 arcmin³.
- 3) Patrones 2D utilizando el espectrómetro del telescopio y el sistema de control de éste. Preferiblemente el patrón abarcará el lóbulo principal y el primer lóbulo lateral, el paso dependerá de la rapidez del escaneo.

3.2.7. Trabajo en terreno

Para realizar los trabajos de medición, se solicitó un permiso de ocupación de espacio público a la Municipalidad de Vitacura. La cual dio autorización para trabajar desde las 9:00 hasta las 18:00, del 24 al 31 de Enero del 2013.

Para establecer protocolos de trabajo, se elaboró un procedimiento describiendo los pasos a seguir, comenzando por el establecimiento de la comunicación, el ensamblaje del *test set-up* y su puesta en marcha, el establecimiento del enlace de radio frecuencia, finalizando con la determinación de la zona de operación del Mini.

Éste último paso presentó dificultades en los primeros días de trabajo, puesto que la antena fuente transmitía con alta potencia, llevando el receptor a la zona de saturación, ya que

³Éste fue el paso ingresado en el en el sistema de control, que difiere del paso real debido a la resolución de los *encoders*.

el rango dinámico del receptor no era lo suficientemente amplio. Debido a esto fue necesario añadir atenuadores en el receptor y, finalmente, se decidió usar un acoplador direccional a la salida del multiplicador de frecuencias, de manera que sólo una parte de la potencia de la señal sea transmitida por la bocina.

Otra dificultad que surgió durante los trabajos fue la lentitud del escaneo, usando el sistema de control del telescopio. Si bien esto no era un problema para obtener cortes del patrón, lo era en cambio para la obtención de los patrones 2D. Debido a esto los mapas obtenidos tienen una resolución más baja que los patrones en corte, de 1 y 3 arcmin, y con un máximo de 50×50 puntos.

3.3. Simulaciones

En esta sección se expondrá el trabajo realizado, mediante softwares de simulación, con el fin de reproducir el comportamiento del telescopio Mini y contrastar con los resultados experimentales. En primer lugar, se expondrán las dificultades asociadas a una simulación de estas características, y cómo se enfrentaron durante el trabajo. Posteriormente se desarrollará el trabajo realizado mediante programas de simulación electromagnética, como CST Studio Suite y ANSYS HFSS. Finalmente, se expondrá la implementación de un método de resolución, basado en difracción escalar, en el entorno de desarrollo MATLAB.

3.3.1. Descripción de la simulación y enfoques usados

Para los propósitos de la simulación, se consideró como modelo inicial del telescopio los reflectores de éste, modelados como PEC (*perfect electric conductor*) y sin grosor, junto con la estructura mecánica de la bocina, con el objetivo de obtener una primera aproximación. Luego, siempre y cuando fuese posible según los recursos computacionales disponibles, incluir las estructuras de soporte del secundario.

Otro aspecto relevante del modelo es la excitación a utilizar en la simulación, tomando en cuenta que se desea reproducir el patrón de radiación. Ésta, como se verá posteriormente, es un campo electromagnético en la guía de onda circular que alimenta al *horn*, que debe poseer una polarización lineal contenida en el plano-E del telescopio. Esto se debe a que el telescopio Mini rompe la simetría axial del modelo, al pasar de la guía de onda circular a la rectangular.

La simulación de este modelo presenta un gran inconveniente, debido a las grandes dimensiones del problema. En efecto, el modelo tiene dimensiones físicas de $48'' \times 48'' \times 28''$, luego se tiene que a 115.3 GHz las dimensiones eléctricas son de $470\lambda \times 470\lambda \times 270\lambda$, lo cual da aproximadamente una malla de 6×10^{10} si se toman 10 muestras por longitud de onda. Debido a esto es necesario recurrir a métodos de alta frecuencia, como GO y PO.

Parámetro	Valor		Tolerancia [in]
	[in]	[cm]	
Largo del manto	4.630	11.72	±0.002
Profundidad/Diámetro 1 ^{er} diente	0.048 / 0.227	0.121 / 0.576	±0.0005
Profundidad/Diámetro 2 ^{do} diente	0.044 / 0.230	0.111 / 0.584	±0.0005
Profundidad/Diámetro 3 ^{er} diente	0.040 / 0.233	0.101 / 0.591	±0.0005
Profundidad/Diámetro 4 ^{to} diente	0.036 / 0.237	0.091 / 0.602	±0.0005
Largo guía de onda circular	0.117	0.2972	±0.0001
Diámetro Externo	1.670	4.2418	N/A

Tabla 3.11: Parámetros adicionales de la bocina.

3.3.2. Simulación en CST y HFSS

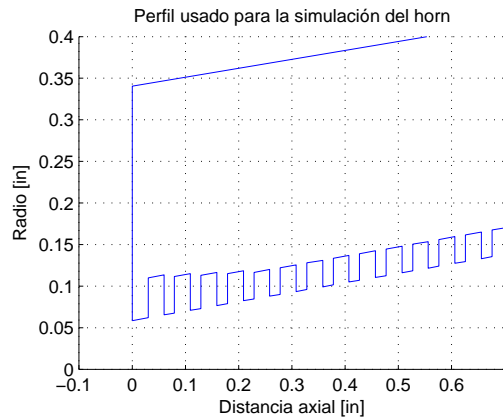
Para poder implementar la simulación del telescopio se optó por separarla en dos simulaciones distintas, lo que permite ocupar los métodos más apropiados en términos de costos computacionales. Bajo este concepto se crearon dos proyectos distintos en CST, una para la simulación de la bocina, en el archivo *HornMini.cst*, y otro para la simulación de los reflectores, en el archivo *MiniCassegrain.cst*.

En el primer caso es posible realizar la simulación usando el método de los elementos finitos (*Transient Solver*), ya que las dimensiones de la bocina no requieren un malla de gran tamaño. De esta manera se puede obtener el patrón de radiación de la bocina, en la aproximación de campo lejano, permitiendo el cálculo del centro de fase de éste y la posterior exportación de los datos para la siguiente simulación. La segunda simulación, con la que se obtiene el patrón del telescopio, se reduce a un problema de dispersión del campo radiado de la bocina por los reflectores, lo cual permite utilizar el *solver* asintótico (*Asymptotic Solver*) que está basado en los métodos PO y GO discutidos en la sección 2.7.2.

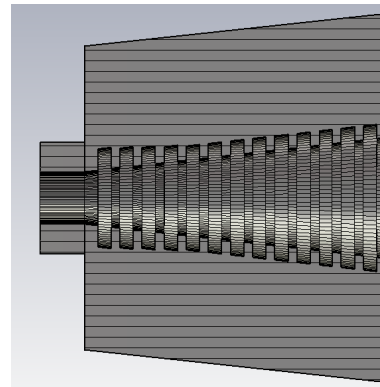
a. Modelo de la alimentación

Para modelar la bocina fue necesario crear un perfil con las dimensiones que se encuentran en [22], algunas de las cuales se mostraron en la tabla 2.3b y en la tabla 3.11 se muestran el resto de ellos. Durante el desarrollo de esta parte del trabajo fue evidente que éstas medidas no eran consistentes, por ejemplo se obtienen distintos valores del ángulo de apertura γ a partir de los otros parámetros. Una posible causa lo anterior radica en el error por truncación, impuesto por la precisión de las herramientas con que se construyó la bocina. Sin embargo, como no se contó con información detallada sobre la manufacturación del mismo, no es posible asegurar que explique dichas inconsistencias.

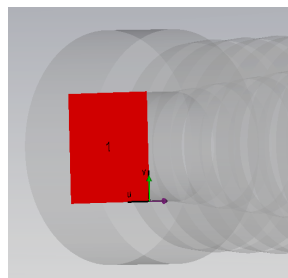
Tomando esto en cuenta se implementó un *script* en MATLAB para construir el perfil de la bocina, el cual se encuentra en el archivo *PerfilHorn.m*, que busca reproducir las dimensiones reportadas introduciendo los errores de truncación y crea un archivo de texto con los puntos del perfil. A excepción del largo axial, L_{ax} con un error del 0.13 %, fue posible generar un perfil con las mismas dimensiones anteriormente, como se muestra en la figura 3.10a.



(a) Detalle del perfil creado en MATLAB.



(b) Detalle del perfil final en CST.



(c) Detalle del puerto.

Figura 3.10: Construcción del modelo de la alimentación.

Una vez realizado esto es posible crear una curva en CST MWS⁴ a partir del archivo de texto, con la cual se construye el modelo como un sólido de revolución (figura 3.10b). Además se añadió una guía de onda circular, la que corresponde al último tramo del transductor de guía de onda mencionado en la sección a, puesto que durante la simulación CST requiere una estructura regular en la zona adyacente al puerto. Este puerto es del tipo guía de onda (*waveguide port* en CST) y se dispuso en la apertura de la guía de onda antes mencionada, como se indica en la figura 3.10c. Además se configuró el puerto para que excitara el modelo con polarización lineal en el eje Y, usando la convención mencionada en la sección 2.1.4. A este modelo se le añadieron monitores de campo lejano, de campo eléctrico y magnético en el plano de la apertura, todos a 115.27 GHz. Finalmente se utilizó el *solver* transiente, el cual tiene la mejor precisión en comparación a los demás, con una malla de 26 millones de puntos, esta simulación tomó 16 horas en un computador con procesador Intel Core i7, con 4 núcleos.

Después de haber simulado la bocina, el campo lejano de éste fue exportado al archivo *FarfieldHorn.ffs*, con una resolución de 0.25° correspondiente a la máxima resolución posible. Este archivo puede procesarse en MATLAB para caracterizar la alimentación, como el cálculo del centro de fase mediante el método descrito en la sección 2.1.5, que fue adaptado y se encuentra en el archivo *phCenter.m*. dicho archivo será utilizado también como alimentación en la simulación del sistema de reflectores, como se expondrá en la siguiente subsección.

⁴Microwave Studio

b. Modelo de los reflectores

Usando los parámetros indicados en la tabla 2.3a junto con los datos calculados en (3.1.1), sección 3.1, se crearon los reflectores en CST MWS como sólidos de revolución. Para esto se usaron las expresiones en (3.3.1) que definen el reflector parabólico e hiperbólico respectivamente, cuyos parámetros están representados en la figura 3.11a.

$$4f_p z = x^2 + y^2, \quad x^2 + y^2 \leq (D_p/2)^2 \quad (3.3.1a)$$

$$\frac{z'^2}{z_0'^2} = 1 + \frac{y'^2 + z'^2}{f_s^2 - z_0'^2}, \quad x'^2 + y'^2 \leq (D_s/2)^2 \quad (3.3.1b)$$

$$z' = z + f_p - f_s, y' = y, x' = x \quad (3.3.1c)$$

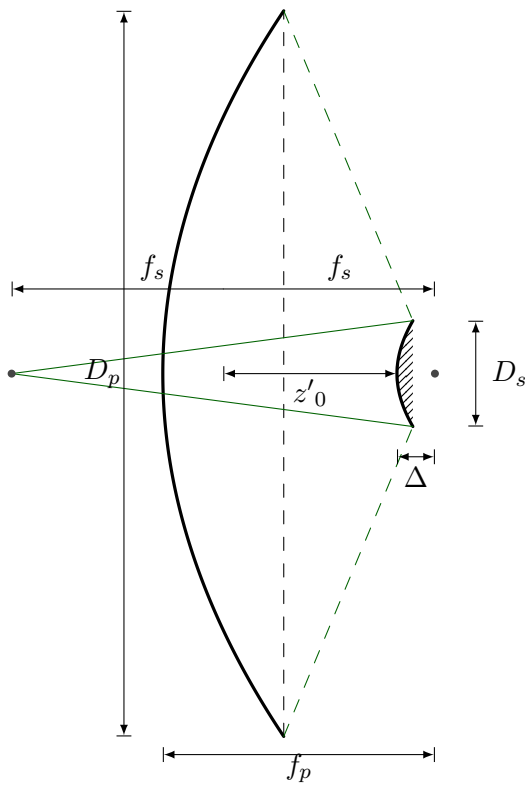
En la figura 3.11b se muestra el modelo en CST, donde se conserva la convención para los sistemas de coordenadas. El símbolo de la antena dipolo en esta figura representa la localización del campo lejano de la alimentación que fue exportado previamente, el origen del sistema de coordenadas de éste último fue localizado de manera que su centro de fase se ubique en el foco del sistema. A diferencia de la simulación de la alimentación, no se agrega en este tipo de simulación un monitor de campo lejano para obtener el patrón de radiación, sino que es necesario configurar en el *solver* un conjunto de puntos de observación, que registran el valor del campo del haz que impacta en dicho punto. Por último, y como se había mencionado anteriormente, se utilizó el *solver* asintótico. Éste fue configurado para un máximo de 4 reflexiones por haz (*ray*, en inglés), con baja precisión y con un mapa con un ancho de 5° en coordenadas polares. Con esta configuración la simulación duró 12 horas en un computador con procesador Intel Core i7, con 4 núcleos.

3.3.3. Simulación mediante difracción escalar

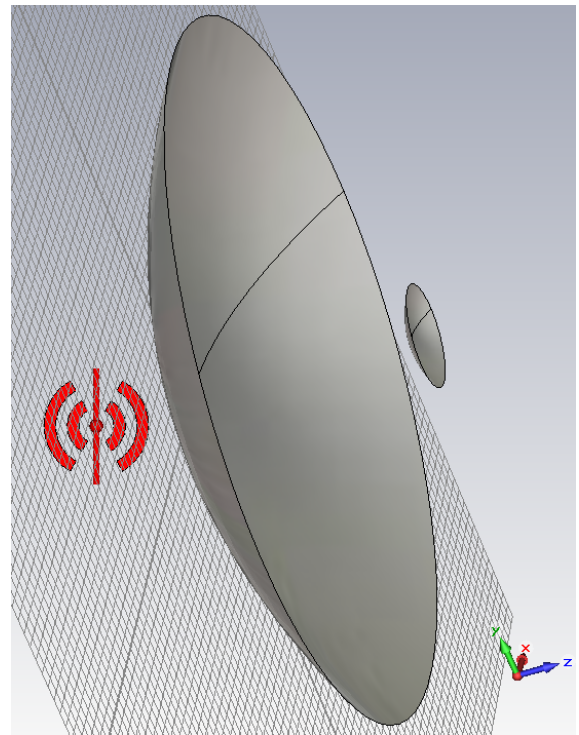
En esta sección se discutirá la implementación de un método basado en difracción escalar, el cual se utilizó para realizar la simulación. Puesto que este método fue utilizado en la medición realizada en el observatorio Cerro Tololo se expondrá, en primer lugar, las hipótesis sobre las cuales se aplicó el método, indicando las modificaciones realizadas en este trabajo. Posteriormente se expondrá sobre las técnicas usadas para una óptima programación del método, en términos de costos computacionales ya que, al utilizarse un lenguaje interpretado como MATLAB, los costos son mayores en comparación a lenguajes de menor nivel.

a. Desarrollo del método

Con el fin de obtener una estimación de la eficiencia del haz del telescopio Mini, y en vista que tanto CST como HFSS no pudieron dar resultados satisfactorios, se procedió a usar la teoría de difracción escalar para calcular el patrón de radiación del telescopio. Desarrollado en el trabajo realizado en [8], y mediante varias simplificaciones, se obtuvo un resultado analítico para calcular el patrón de radiación. Éstas simplificaciones o hipótesis usadas fueron las siguientes:



(a) Diagrama a escala del sistema Cassegrain.



(b) Modelo en CST.

Figura 3.11: Construcción del modelo de los reflectores.

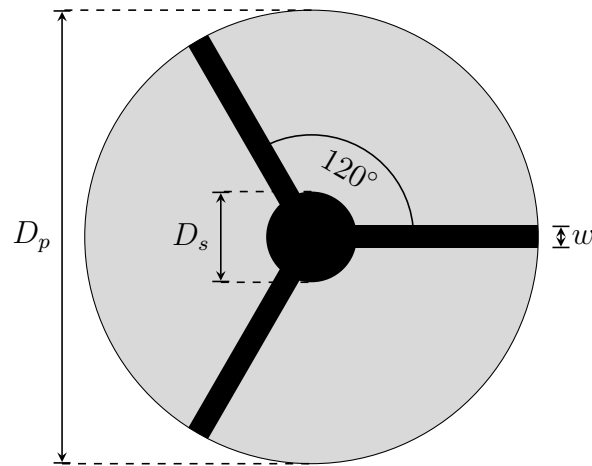


Figura 3.12: Modelo de la apertura del reflector.

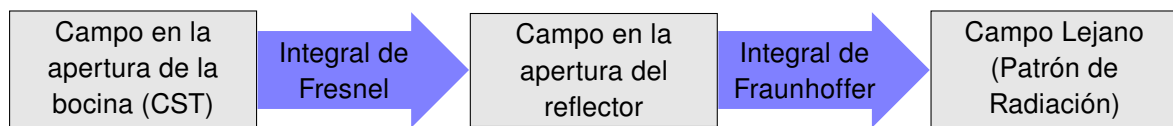


Figura 3.13: Diagrama de bloques del método numérico.

- 1) Se asume que el sistema tiene baja polarización cruzada
- 2) Se usa la parábola equivalente.
- 3) Se asume una distribución gaussiana de la intensidad del campo en el primario.
- 4) Se asume una distribución uniforme de la fase del campo en el primario.
- 5) Se aproxima la antena feed, por una distribución gaussiana.
- 6) El efecto del bloqueo se incluye anulando el campo en ciertas zonas de la apertura del primario, más específicamente, en las proyecciones de las estructuras sobre éste.

En la figura 3.12 se muestra el modelo de la apertura del reflector, además de sus parámetros, en donde las áreas en negro corresponden a sectores con campo nulo de la apertura del primario. De esta forma en [8] se obtiene una expresión analítica, cuyos parámetros son las dimensiones de los reflectores, las de las estructuras que generan el bloqueo, y la iluminación en el borde del secundario.

Con el objetivo de mejorar el trabajo anterior, se consideró que las hipótesis **3)**, **4)** y **5)** podrían ser eliminadas si se utilizan métodos numéricos para obtener las distribuciones. De esta forma el nuevo método será más general al no restringir las distribuciones a las de tipo gaussiano. Sin embargo, se incurre en la necesidad de implementar un código para los cálculos, los cuales pueden tener un costo elevado en tiempo de ejecución. El proceso completo de los datos se muestra en la figura 3.13.

El método comienza utilizando la simulación del *horn* realizado en CST, obteniendo la distribución del campo en su apertura, lo que requiere utilizar la configuración descrita en la sección 3.3.1, con la diferencia de que se agregó un monitor de campo eléctrico en el plano que contiene a la apertura. Así es posible exportar las componentes tangenciales (E_x , E_y) para procesarlos en MATLAB, usando las integrales de difracción.

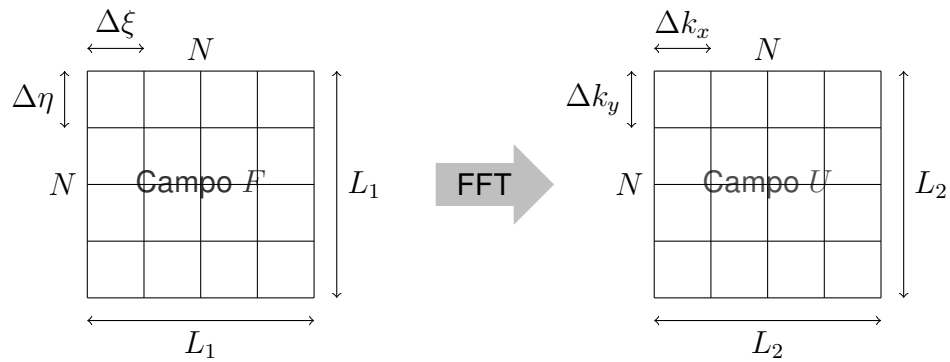


Figura 3.14: Representación del cálculo de las integrales de difracción mediante el uso de la FFT.

Como se vio en la sección 2.7.1 el campo en un punto del espacio está dado por una integral de área sobre la apertura, por lo que algoritmo consiste en calcular dicha integral para cada punto de la apertura del reflector en primer lugar, y luego utilizar éste resultado para calcular la segunda integral para cada punto de la región de campo lejano de interés. Si denotamos N_f , N_p y N_{ff} como los números de puntos en la apertura de la bocina, primario y campo lejano respectivamente, entonces la cantidad de operaciones es $N_h^2 N_p^2 + N_p^2 N_{ff}^2 \sim O(N^4)$. Se deduce entonces que la principal dificultad de este método es encontrar la implementación más eficiente de las integrales.

b. Implementación numérica de las integrales de difracción

En una primera aproximación, se utilizaron las funciones de la librería de MATLAB para las integrales de difracción, lo que fue inmediatamente descartado debido al excesivamente largo tiempo de ejecución al usar grillas mayores a 1000 puntos. Por consiguiente, se realizó un estudio sobre métodos más eficientes para la implementación numérica de las integrales.

En [20] se encontraron varios métodos basados en la transformada rápida de Fourier, o FFT, que por su naturaleza recursiva debiese ser más rápida. Este enfoque se basa en que las integrales de (2.7.7b) y (2.7.8b), pueden ser interpretadas como transformadas de Fourier bidimensionales si se considera que el ángulo entre el punto P y cualquier punto de la apertura es pequeño ($\cos \theta \approx 1$), y se asume que no hay grandes variaciones de la fase ($\vec{i}_z \cdot \vec{s} \approx 1$). Con este enfoque el campo $F(\xi, \eta)$ es interpretada como una señal 2D, compleja y no-causal, ξ y η son las coordenadas en la apertura, y el campo U es su transformada de Fourier con variables conjugadas k_x y k_y . La no causalidad de las señales se debe a que el origen está en el centro de la grilla, lo requiere que un re-ordenamiento de las matriz que representan los campos, ya que la FFT sólo considera señales causales. El uso del este enfoque está representado en la figura 3.14.

Usando las aproximaciones descritas anteriormente, las integrales se pueden reducir a (3.3.2b) y (3.3.3b) para las aproximaciones de Fraunhofer y Fresnel respectivamente, donde

k_x y k_y son las variables conjugadas en cada transformada.

$$U_{\text{Fraunhofer}}(\theta, \phi) = \frac{j}{\lambda} \frac{e^{-kjR}}{R} \iint_A F(\xi, \eta) e^{-jk \sin \theta (\xi \cos \phi + \eta \sin \phi)} d\xi d\eta \quad (3.3.2a)$$

$$\Rightarrow U_{\text{Fraunhofer}}(\theta, \phi) = \frac{j}{\lambda} \frac{e^{-kjR}}{R} \mathcal{F}\{F(\xi, \eta)\} \quad k_x = k \sin \theta \cos \phi, \quad k_y = k \sin \theta \sin \phi \quad (3.3.2b)$$

A pesar de que en el caso de (3.3.2) se transforma directamente la distribución de la apertura, en (3.3.3) se hace necesario incluir una función extra, recordando que esta implementación requiere el uso de la FFT para el cálculo en cada punto (x, y) . En este caso, la función extra⁵ es la misma $\forall x, y$, lo cual se traduce en una matriz constante y sólo es necesario realizar ese cálculo una sola vez. Asimismo, la segunda exponencial⁶ puede ser calculada como matriz al inicio, para luego acceder a un solo elemento de ésta en cada iteración.

$$U_{\text{Fresnel}}(x, y) = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-kjz_0}}{R} e^{-jk \frac{x^2+y^2}{2z_0}} \iint_A F(\xi, \eta) e^{jk \frac{\xi^2+\eta^2}{2z_0}} e^{jk \frac{x\xi+y\eta}{z_0}} d\xi d\eta \quad (3.3.3a)$$

$$\Rightarrow U_{\text{Fresnel}}(x, y) = \frac{j}{\lambda} \frac{e^{-kjz_0}}{R} e^{-jk \frac{x^2+y^2}{2z_0}} \mathcal{F}\{F(\xi, \eta) e^{jk \frac{\xi^2+\eta^2}{2z_0}}\} \quad k_x = \frac{kx}{z_0}, \quad k_y = \frac{ky}{z_0} \quad (3.3.3b)$$

Sin embargo, y a pesar de que se redujo considerablemente el tiempo de cálculo, la implementación de este método en MATLAB presentó varios problemas. En primer lugar, era necesario incrementar ficticiamente la matriz del campo F para poder conseguir una mayor resolución (o menor tasa de muestreo) del campo U . Esto se debe a que, según las propiedades de la FFT, la tasa de muestreo Δk_x es el inverso del largo de la muestra, es decir $\Delta k_x = 1/L$, donde dicho largo representa la dimensión de las aperturas. Y como en el caso de la difracción de Fresnel la apertura de la bocina era muy pequeña comparado con el reflector, se obtenía una baja resolución del campo en el reflector. En conclusión, era necesario rellenar con ceros, aumentando la cantidad de procesamiento y memoria necesaria. En segundo lugar, la FFT aproxima las integrales mediante el método de los trapecios, el cual tiene un error de orden $O(\Delta x^2)$, por lo que no es de gran precisión en comparación con otros métodos.

Finalmente, y para solucionar estos problemas, se decidió implementar el método de Simpson para aproximar las integrales, el cual tiene tres grandes ventajas con respecto a las anteriores. Primeramente el método es vectorizable, es decir, se puede demostrar fácilmente que la aplicación de la regla compuesta de Simpson para n puntos queda determinada por (3.3.4), lo que se puede reexpresar como la multiplicación del vector de datos con un vector de coeficientes. A partir de esto se puede deducir que (3.3.5) expresa la aplicación de la regla en 2 dimensiones, donde \dagger representa reordenamiento de una matriz de $n \times n$ a un vector de n^2 elementos⁷. En segundo lugar, este método tiene un error de aproximación que es del orden $O(\Delta x^4)$, lo cual reduce la exigencia sobre el número de muestras necesario para los campos. En último lugar, este método da una mayor independencia entre tasa de muestreo

⁵Es decir, el término $e^{jk \frac{(\xi^2+\eta^2)}{2z_0}}$

⁶Es decir, el término $e^{jk \frac{x^2+y^2}{2z_0}}$

⁷Es decir, si $A \in \mathbb{C}^{n \times n}$ es una matriz cuyos elementos son $a_{ij} \forall i, j \in \{1, \dots, n\}$, entonces $A^\dagger \in \mathbb{C}^{1 \times n^2}$ es un vector fila con $A^\dagger = [a_{11}, \dots, a_{1n}, a_{21}, \dots, a_{n1}, \dots, a_{nn}]$

Método	Tiempo [sec]	Velocidad relativa
<i>trapz</i> (librería MATLAB)	0.1305	1x
<i>FFT</i> (librería MATLAB)	0.0537	2.43x
Simpson vectorizado	0.0095	13.6x

Tabla 3.12: Tiempos de ejecución para distintos métodos de integración numérica.

del campo inicial y la del campo calculado.

$$\begin{aligned}
\int_a^b f(x) dx &\approx \frac{\Delta x}{3} \left[f(x_0) + 2 \sum_{j=1}^{n/2-1} f(x_{2j}) + 4 \sum_{j=1}^{n/2} f(x_{2j-1}) + f(x_n) \right] \\
&\approx \frac{\Delta x}{3} [1 \quad 4 \quad 2 \quad \dots \quad 2 \quad 4 \quad 1] \cdot \begin{bmatrix} f(x_0) \\ f(x_1) \\ \vdots \\ f(x_{n-1}) \\ f(x_n) \end{bmatrix} = W \cdot F \quad W \in \mathfrak{R}^{1 \times n}, F \in \mathbb{C}^{n \times 1}
\end{aligned} \tag{3.3.4}$$

$$\begin{aligned}
\int_a^b \int_c^d f(x, y) dx dy &\approx (W_x^T \cdot W_y)^\dagger \cdot (F^\dagger)^T \quad W_x \in \mathfrak{R}^{1 \times m}, W_y \in \mathfrak{R}^{1 \times n}, \\
&F \in \mathbb{C}^{m \times n}, (F)_{i,j} = f(x_i, y_j)
\end{aligned} \tag{3.3.5}$$

La vectorización de la regla de Simpson es especialmente útil en MATLAB, ya que esta plataforma se ha desarrollado para optimizar las operaciones entre vectores, siendo más eficiente que un algoritmo iterativo inclusive. Esto se comprobó ejecutando los tres métodos expuestos aquí y comparando los tiempos de ejecución, cuyos resultados se muestran en la tabla 3.12. Esta prueba consistió en la integración de una matriz de 1001×1001 números complejos aleatorios, y se puede concluir claramente que el método de Simpson es el más eficiente.

c. Programación del algoritmo

Una vez escogido el método de integración más adecuado, se comenzó a programar un *script* en MATLAB para realizar los cálculos necesarios, en el archivo *ScDiff.m*. Previamente a la ejecución del *script*, los datos del campo en la apertura deben ser exportados en CST a un archivo de texto. Éste será procesado en MATLAB para almacenar en un archivo *.MAT*, mediante la función *importAP.m*, los valores complejos del campo tangenciales al plano de la apertura, la grilla de la apertura del *horn* y el paso de dicha grilla.

El algoritmo en sí es relativamente simple, después de haber cargado los datos de CST, generado las mallas de puntos necesarias y reservado la memoria para los resultados, se comienza la integración de Fresnel y luego la de Fraunhofer. En ambos se realiza iterativamente para cada punto del campo de salida la integración de Simpson del campo de

Variables	Tipo	Unidad	Descripción
Nprim, Nff	global int	N/A	Tamaño de la matriz del campo del primario y del patrón en el plano (u, v) respectivamente
angle_width	double	rad	Ancho total angular del patrón de radiación
fD_ratio	double	in	Razón f/D equivalente del telescopio
D_prim	double	in	Diámetro del primario
D_sec	double	in	Diámetro del secundario
D_strut	double	in	Ancho de la estructura
onGraficar	boolean	N/A	Activar el gráfico de los resultados
copolar	boolean	N/A	Selecciona la componente del campo a procesar
file	string	N/A	Indica el nombre con que se grabarán los resultados
sLobes	boolean	N/A	Activa el cálculo de los lóbulos laterales
is1D	boolean	N/A	Selecciona si se realiza el cálculo para generar cortes o mapas del patrón de radiación
freq	double	GHz	Frecuencia del patrón de radiación

Tabla 3.13: Parámetros utilizados por ScDiff.m.

entrada, actualizando las expresiones dependientes de la posición del punto actual. Ciertas operaciones fueron programadas en funciones separadas, las que se indican en la tabla 3.14, con el motivo de mantener el *script* ordenado. Sin embargo, esto genera un problema con la administración de la memoria puesto que, cuando se ejecuta una función en MATLAB, los parámetros son pasados por valor y no por referencia, es decir, la función utiliza una copia de la variable con que se invoca dicha función. Esto es particularmente ineficiente cuando se hacen cálculos con matrices grandes, lo que sucede al refinar el enmallado. Por consiguiente, para solucionar esto se utilizaron variables globales para las variables más importantes, indicadas en la tablas 3.15 y 3.13 en la columna “Tipo”.

Función	Descripción	Declaración
StrutBlockage.m	Genera una matriz lógica de $N_{prim} \times N_{prim}$ que representa los puntos con campo nulo, debido al bloqueo de las estructuras	function StrutBlockage()
SimpsonCoeff.m	Genera un vector de N elementos con los coeficientes para la integración, multiplicado por el paso delta	function w=SimpsonCoeff(N,delta)
SimpsonCoeff2D.m	Genera un vector de $N_x \times N_y$ elementos, con los coeficientes para la integración 2D, multiplicado por los pasos deltaX y deltaY	function w=SimpsonCoeff2D(Nx,Ny, deltaX,deltaY)
FresnelDiff.m	Realiza la integración de Fresnel a una distancia z , tomando los datos de Eap (campo en la apertura) y almacena los resultados en Eprim	function FresnelDiff(z)
FraunhoferDiff.m	Realiza la integración de Fraunhofer, tomando los resultados de Eprim y almacenándolos en Eff	function FraunhoferDiff()

Tabla 3.14: Funciones relevantes utilizadas por ScDiff.m.

Variables	Tipo	Unidad	Descripción
Eap, Eprim, Eff	global double (complejo)	V/m	Matriz con una componente del campo en la apertura del <i>horn</i> , del primario y del patrón en el plano (u, v) respectivamente
f_eq	double	[in]	Foco equivalente del sistema Cassegrain
Zfoco	global double	m	Distancia del foco, desde el vértice de la parábola equivalente
delta_prim, delta_ff	global double	m, rad	Paso de la discretización de la apertura del primario y del patrón en el plano (u, v) respectivamente
Kx, Ky	global double	rad	Matrices con las coordenadas en el plano (u, v) de la discretización del patrón 2D
X_p, Y_p	global double	m	Matrices con las coordenadas de los puntos en la apertura del primario
X_ap, Y_ap	global double	m	Matrices con las coordenadas de los puntos en la apertura del <i>horn</i>
mask_blockage	global boolean	N/A	Matriz lógica que indica las zonas bloqueadas por las estructuras
mask_prim	global boolean	N/A	Matriz lógica que indica las zonas dentro de la circunferencia del primario
wap, wprim	global double	N/A	Matrices con los coeficientes para la integración del campo, en la apertura del <i>horn</i> y el primario respectivamente

Tabla 3.15: Variables relevantes utilizadas por ScDiff.m.

Capítulo 4

Análisis de Resultados

En esta sección se expondrán y discutirán los resultados obtenidos, tanto experimentalmente como a través de simulaciones computacionales. Además se obtendrán los parámetros de interés que caracterizan al radio telescopio, como son el haz y sus eficiencias, entre otros.

4.1. Medición experimental

Los resultados del trabajo experimental, expuesto en las secciones 3.2.6 y 3.2.7, fueron registrados en archivos de texto y en el formato *-MAT* de MATLAB. Debido a esto, fue necesario desarrollar *scripts* en MATLAB para procesar dichos datos, tanto para su presentación como para el cálculo de los parámetros relevantes de un patrón de radiación.

Es necesario hacer notar que, debido a la localización de la antena fuente relativa al telescopio Mini y a las limitaciones del posicionador de éste, los patrones registrados no podían exceder el grado en elevación por debajo del horizonte del Mini. Aunque esta limitación es suficiente para obtener los parámetros más relevantes del telescopio, presenta una dificultad para el cálculo de las eficiencias. La solución a este problema y el cálculo de las eficiencias se muestran en la sección 4.3.

4.1.1. Procesamiento inicial

Examinando los datos obtenidos en Enero, se observó que varias mediciones poseían errores graves y eran inútiles para el análisis consecuente. En particular las mediciones realizadas usando el medidor de potencia, algunas de las cuales se muestran en las figuras 4.1a y 4.1b, tendieron a sobreestimar el haz y el SLL del telescopio. Por otra parte, el lóbulo principal presentó una forma escalonada en algunos casos, en vez de aproximar una forma gaussiana.

Una explicación de este comportamiento puede encontrarse en el funcionamiento del medidor de potencia. En efecto, éste instrumento mide la potencia total de la señal y, como

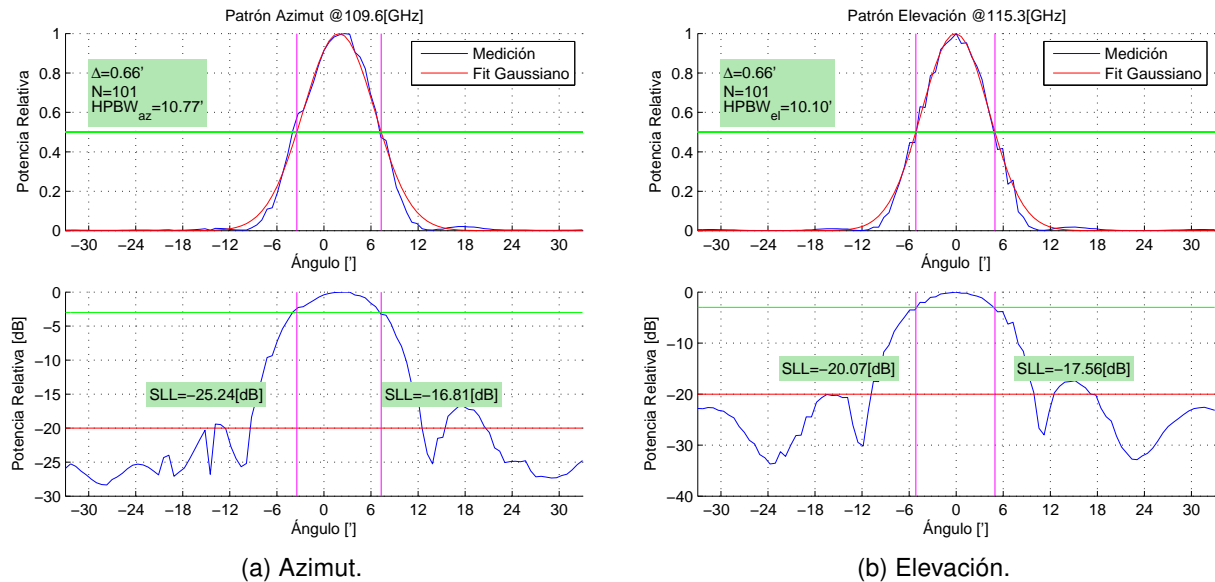


Figura 4.1: Mediciones obtenidas usando un medidor de potencia.

no había un filtro antes de éste, introdujo en la medición potencias asociadas a frecuencias que no eran de interés. Si a esto se añade el hecho que se involucraba la acción de un operario en cada muestra, ralentizando el proceso, se puede deducir que ésta medición es más susceptible a variaciones en el espectro de la señal generada por la antenna fuente durante el proceso. En otras palabras, la medición obtenida con este método es la superposición de patrones en distintas frecuencias.

En la tabla 4.1 se muestran los archivos con mediciones útiles para su análisis, donde la columna *Nombre* indica la forma en que se referirán estas mediciones en el presente informe. Además en dicha tabla se indica una corrección de los parámetros de cada medición, especialmente en el período espacial de muestreo $\Delta\theta$. Esto se debe a que el error de cuantificación del paso $\Delta\theta$, introducido por la resolución de los *encoders*, era de un 10 %, que introdujo un cambio significativo en las estimaciones del haz. Los cálculos incluidos en este informe usan el paso real.

4.1.2. Cálculo del HPBW y SLL

Usando los datos experimentales, de los cuales se muestra un ejemplo en la figura 4.2, se procedió a estimar el HPBW del telescopio. Para esto se asumió que el lóbulo central es gaussiano cerca del centro del patrón y, mediante el uso del *Curve Fitting Toolbox* de MATLAB, se obtuvieron los parámetros del modelo (4.1.1a). Esta herramienta obtiene la estimación del parámetro junto con el intervalo de confianza, con un nivel de confianza del 95 %.

Nombre	$\Delta\theta$ [arcmin]	$\Delta\theta$ Real [arcmin]	N	Rango [°]	Archivo
Azimut 1	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_7.txt
Azimut 2	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_8.txt
Azimut 3	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_10.txt
Azimut 4	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_11.txt
Azimut 5	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_14.txt
Azimut 6	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_15.txt
Azimut 7	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_17.txt
Azimut 8	0.6	0.66	101	1.1	anrange_azcut_16.txt
Elevación 1	0.6	0.66	101	1.1	anrange_elcut_7.txt
Elevación 2	0.6	0.66	101	1.1	anrange_elcut_8.txt
Elevación 3	0.6	0.66	101	1.1	anrange_elcut_9.txt
Elevación 4	0.6	0.66	101	1.1	anrange_elcut_10.txt
Elevación 5	0.6	0.66	101	1.1	anrange_elcut_11.txt
Mapa 1	1.0	0.988	30x30	0.48	anrange_maptext_14.txt
Mapa 2	1.0	0.988	50x50	0.81	anrange_maptext_16.txt
Mapa 3	3.0	2.966	40x40	1.93	anrange_maptext_18.txt

Tabla 4.1: Descripción de las mediciones consideradas en este trabajo.

$$y(x) = e^{-\left(\frac{x-a}{b}\right)^2} \Rightarrow \hat{x}_n = \hat{a} \pm \hat{b} \sqrt{\ln\left(\frac{1}{y_n}\right)} + \epsilon_n \quad (4.1.1a)$$

$$\therefore \hat{\theta}_{\text{HPBW}} = 2\hat{b}\sqrt{\ln 2} \quad \hat{\theta}_{\text{HPBW}} \sim N(2\sqrt{\ln 2}\mu_{\hat{b}}, 4 \ln 2 \sigma_{\hat{b}}^2) \quad (4.1.1b)$$

Si se asume que los estimadores tienen una distribución gaussiana, entonces se puede inferir que la distribución del HPBW estimado, $\hat{\theta}_{\text{HPBW}}$, es gaussiana con media y varianza linealmente relacionadas con las de los estimadores, como se muestra en (4.1.1b). De esta manera el intervalo de confianza de $\hat{\theta}_{\text{HPBW}}$ es proporcional al de \hat{b} , permitiendo obtener el margen de error del primero, lo cual se muestra en la tabla 4.2. Es necesario recalcar que se asumió que los estimadores tienen una distribución normal y que eran independientes, por lo que los valores estadísticos están fácilmente relacionados.

Tomando la medición que mejor se ajusta al modelo, se puede concluir que el haz del telescopio es de 9.498 ± 0.184 arcmin en azimut y de 9.056 ± 0.184 arcmin para elevación, lo que corresponde a un margen de error relativo de $\pm 1.93\%$ y $\pm 2.06\%$ respectivamente.

Análogamente se calcularon los niveles de SLL para cada medición, obteniendo los resultados mostrados en la tabla 4.3, donde los signos (-) y (+) indican el lado izquierdo y derecho de los gráficos mostrados en la figura 4.2 respectivamente. Donde los errores¹ son de 1.81% y 1.97% para azimut, y de 2.59% y 0.97% para elevación. A primera vista resalta

¹Éstos errores se calcularon como 1.96 veces el error estándar de la media.

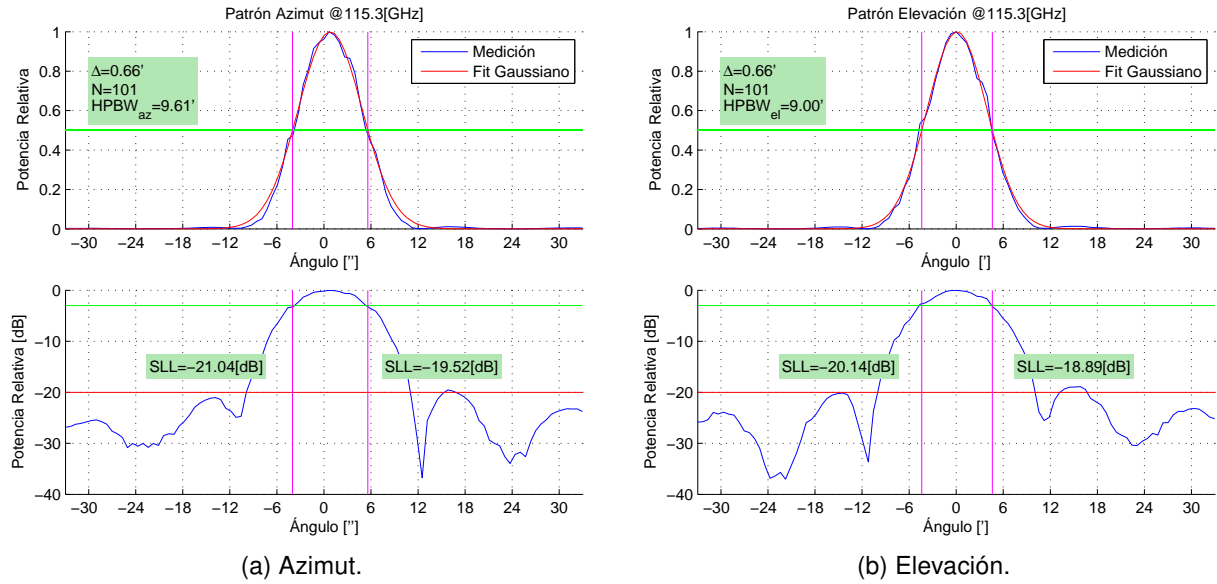


Figura 4.2: Patrón de una de las mediciones en corte.

Patrón	Fitting Gaussiano [°]				HPBW [°]		SLL [db]	
	\hat{a}	Error a	\hat{b}	Error b	$\hat{\theta}_{\text{HPBW}}$	Error	(-)	(+)
Azimut 1	5.770	0.142	0.797	0.107	9.608	0.236	-21.04	-19.52
Azimut 2	5.668	0.113	0.745	0.087	9.438	0.189	-21.25	-19.20
Azimut 3	5.397	0.265	1.086	0.208	8.987	0.442	-21.54	-19.60
Azimut 4	5.678	0.136	0.845	0.104	9.454	0.226	-21.33	-19.17
Azimut 5	5.704	0.110	0.815	0.085	9.498	0.184	-21.74	-19.53
Azimut 6	5.571	0.123	1.906	0.099	9.277	0.205	-21.16	-19.51
Azimut 7	5.686	0.144	-0.256	0.110	9.469	0.239	-21.48	-19.28
Azimut 8	5.695	0.145	0.788	0.111	9.483	0.242	-21.28	-19.00
Elevación 1	5.406	0.139	0.109	0.109	9.002	0.232	-20.14	-18.89
Elevación 2	5.439	0.111	0.053	0.086	9.056	0.184	-20.26	-18.80
Elevación 3	5.421	0.114	0.005	0.089	9.026	0.190	-20.65	-18.97
Elevación 4	5.504	0.113	-0.001	0.088	9.164	0.188	-20.46	-18.71
Elevación 5	5.383	0.124	-0.014	0.095	8.963	0.206	-20.94	-18.94

Tabla 4.2: Valores estimados del modelo y del HPBW a partir de datos experimentales.

	SLL (-) [dB]			SLL (+) [dB]		
	Media	Error estándar	Error (95 % confianza)	Media	Error estándar	Error (95 % confianza)
Azimut	-21.33	0.0983	± 0.1927	-19.35	0.0974	± 0.1908
Elevación	-20.48	0.1358	± 0.2662	-18.86	0.0469	± 0.0919

Tabla 4.3: Valores estimados del SLL a partir de datos experimentales.

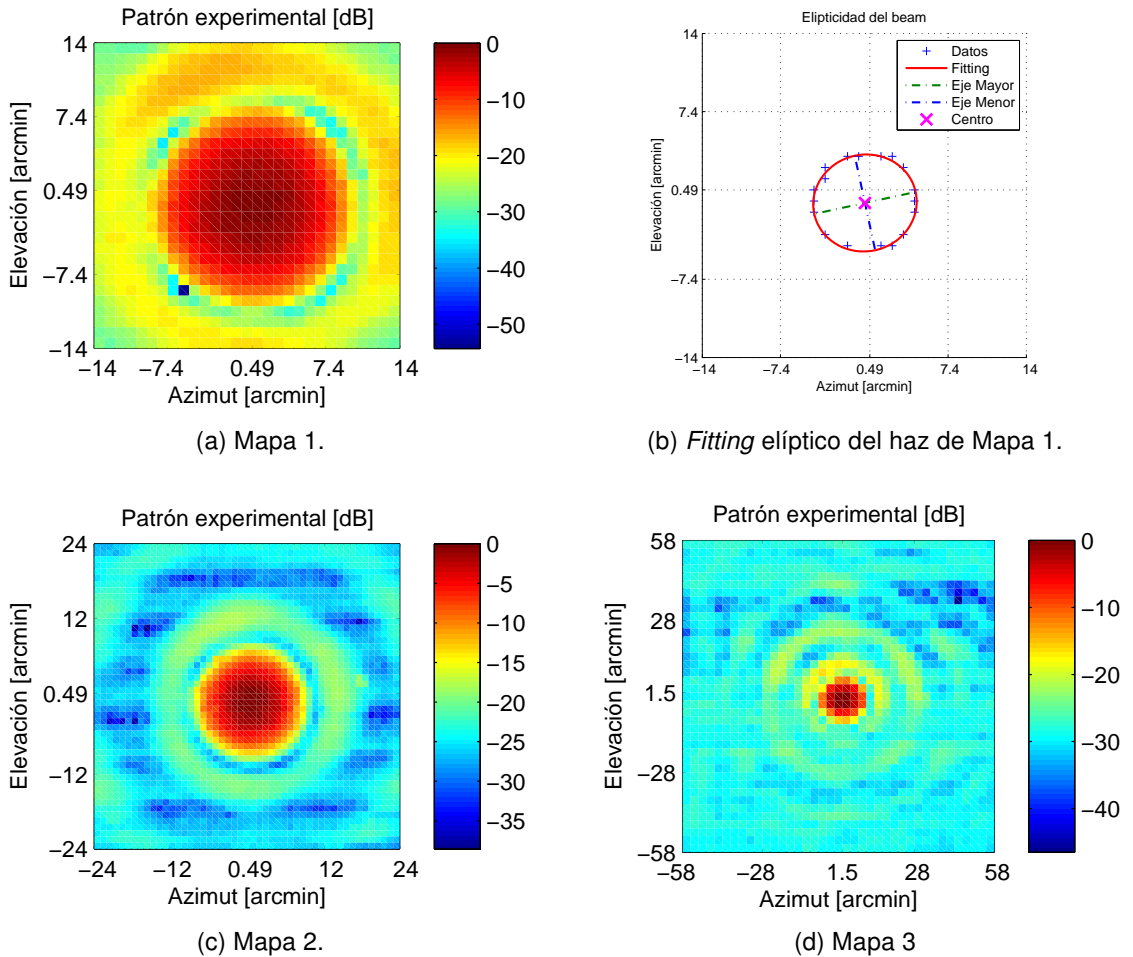


Figura 4.3: Patrones 2D experimentales.

la gran diferencia entre los errores de elevación, la que puede ser causada por reflexiones con el suelo, ya que el mayor error corresponde a elevaciones por debajo de la antena fuente. Ésto toma mayor relevancia ya que, como se vio en la sección 3.2.5, la directividad de la antena fuente es baja, lo que resulta en haz amplio y aumenta la incidencia de ondas reflejadas por el suelo.

4.1.3. Mapas 2D

Después de haber corregido los errores en los mapas 2D, cuyo resultado se puede observar en (a), (c) y (d) de la figura 4.3, se procedió a analizar la elipticidad del haz utilizando la información del Mapa 1 (figura (a)).

Para esto se ajustó una elipse a aquellos puntos que estén en una banda alrededor de los -3 dB, usando el forma generalizada de la elipse que se muestra en (4.1.2a). Así, usando el método de mínimos cuadrados en el sistema (4.1.2b), es posible obtener los parámetros

Parámetro	Valor
x_0	0.0616'
y_0	-0.6657'
a	9.1829'
b	8.5543'
ϕ	12.21°
e	0.36363
g	6.84 %

Tabla 4.4: Parámetros estimados del *fitting* elíptico.

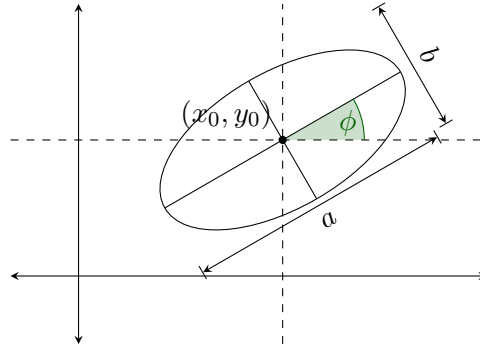


Figura 4.4: Elipse con los parámetros usados en la estimación.

estimados.

$$Ax^2 + 2Bxy + Cy^2 + 2Dx + G = y \quad (4.1.2a)$$

$$\begin{bmatrix} x_1^2 & 2x_1y_1 & y_1^2 & 2x_1 & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_n^2 & 2x_ny_n & y_n^2 & 2x_n & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} \quad (4.1.2b)$$

De esta manera es posible calcular los parámetros que definen una elipse, mediante las ecuaciones (4.1.3), donde a es el eje mayor, b es el eje menor, (x_0, y_0) el centro de ésta, ϕ es el ángulo de inclinación del eje mayor, e la excentricidad y g la elipticidad. En la figura 4.4 se expone el significado de cada parámetro.

$$a = \sqrt{\frac{2(A/4 + CD^2 + GB^2 - BD - ACG)}{(B^2 - AC) [\sqrt{(A - C^2) + 4B^2} - (A + C)]}} \quad (4.1.3a) \quad e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} \quad (4.1.3c)$$

$$g = 1 - \sqrt{1 - e^2} \quad (4.1.3d)$$

$$x_0 = \frac{CD - BF}{B^2 - AC} \quad (4.1.3e)$$

$$b = \sqrt{\frac{2(A/4 + CD^2 + GB^2 - BD - ACG)}{(B^2 - AC) [-\sqrt{(A - C^2) + 4B^2} - (A + C)]}} \quad (4.1.3b) \quad y_0 = \frac{A/2 - BD}{B^2 - AC} \quad (4.1.3f)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \cot^{-1} \left(\frac{A - C}{2B} \right) \quad (4.1.3g)$$

Los resultados de la estimación se muestran en la tabla 4.4, a partir de los cuales se puede deducir que el haz es levemente elíptico. De esto se puede inferir la presencia de errores cúbicos en la fase, ya que en [18] se demuestra la relación entre este tipo de error y la asimetría del patrón de radiación. Además se puede observar que el valor estimado de el eje mayor a es superior al HPBW estimado en la sección 4.1.2, lo cual se ajusta al modelo obtenido aquí; en cambio, esto no se cumple en el caso del HPBW de elevación y el eje menor. Sin embargo, si se toma en consideración el intervalo de confianza, se puede inferir que es estadísticamente probable que el HPBW en elevación sea mayor al eje menor b .

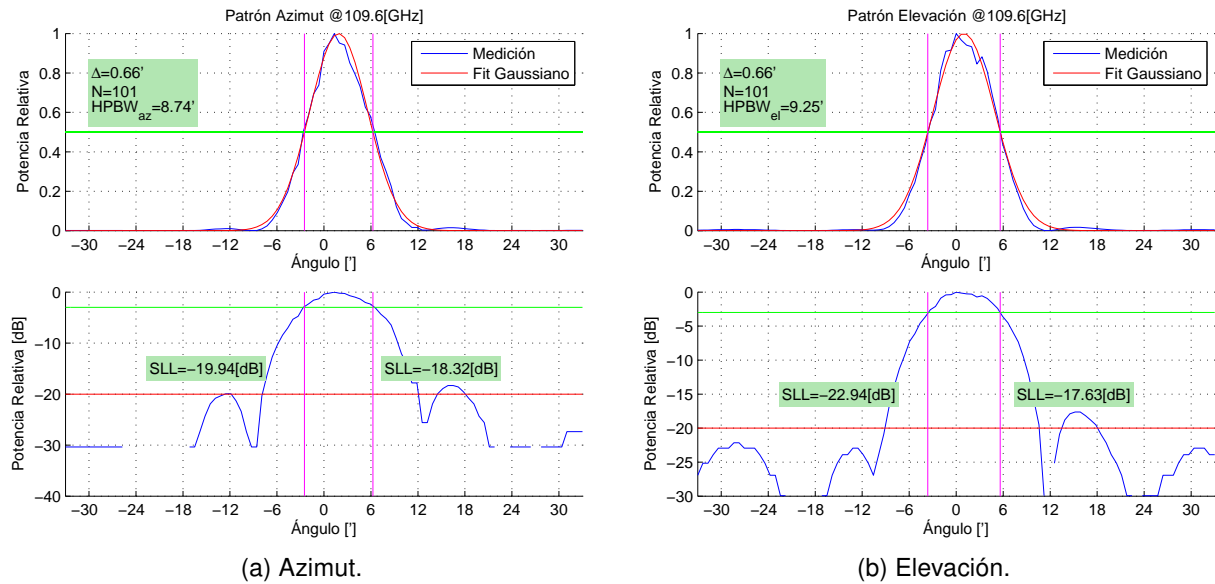


Figura 4.5: Patrón medido en Cerro Tololo.

Patrón	Fitting Gaussiano [°]				HPBW [°]		SLL [db]	
	\hat{a}	Error a	\hat{b}	Error b	$\hat{\theta}_{\text{HPBW}}$	Error	(-)	(+)
Azimut	5.249	0.154	1.876	0.127	8.740	0.392	-19.94	-18.31
Elevación	5.556	0.209	0.998	0.157	9.252	0.531	-22.94	-17.62

Tabla 4.5: Parámetros estimados usando el patrón antiguo, a 109.6 GHz.

4.1.4. Comparación con la medición anterior

Para realizar la comparación se tomaron datos reportados en [22]. En dicho documento se registró el proceso de traslado a Cerro Tololo, culminando con la medición del patrón de radiación. Ahí se encontraron tablas de datos impresos, los cuales fueron ingresados y procesados en MATLAB con el mismo algoritmo usado en este trabajo, y cuyos gráficos se muestran en las figuras 4.5a y 4.5b, además los parámetros estimados se muestran en la tabla 4.5. Lamentablemente la información impresa tenía baja precisión, con cuatro cifras significativas, por lo que se perdió la información de las zonas más alejadas de los patrones.

Puesto que aquel patrón fue medido a 109.6 GHz, en [22] consta que se aplicó una regla de tres para estimar el patrón a 115.27 GHz. Repitiendo este cálculo se obtiene que el HPBW es de 8.3079 ± 0.3726 arcmin en azimuth y 8.7946 ± 0.5047 arcmin en elevación, lo que corresponde a un error de $\pm 4.48\%$ y $\pm 5.74\%$ respectivamente.

Comparando los resultados de ambas mediciones se puede observar que, en primer lugar, el haz medido en Enero es mayor al medido en el cerro Tololo y, en segundo lugar, que el SLL actual es menor al anterior. Esto es consistente con lo expuesto en la sección 2.2.1 parte a, donde se observa que una disminución en la iluminación en el borde del reflector, está asociado a un incremento del haz y a un SLL menor. Lo cual puede ser un indicio del desplazamiento de la alimentación del telescopio.

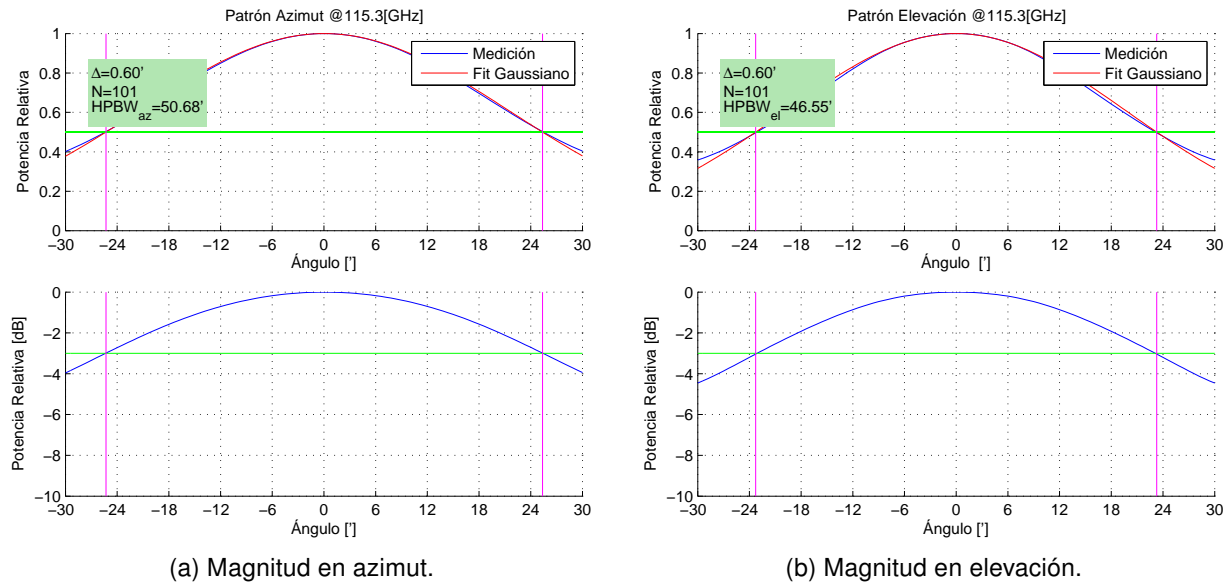


Figura 4.6: Patrón simulado del sistema Cassegrain del Mini, usando el *solver* asintótico de CST.

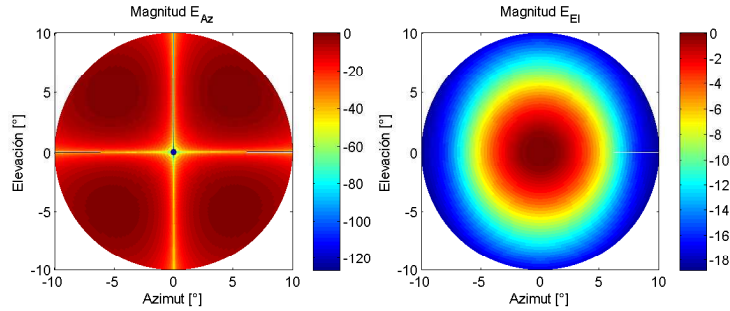
4.2. Simulaciones

En esta sección se expondrán los resultados obtenidos de las simulaciones, expuestas en la sección 3.3, discutiendo sobre su grado de validez y la información adicional que puede extraerse. Los resultados de las simulaciones en CST fueron exportados a archivos de texto, mediante herramientas de CST y *macros* programados para este objetivo, y pueden encontrarse en la carpeta *CSTData*.

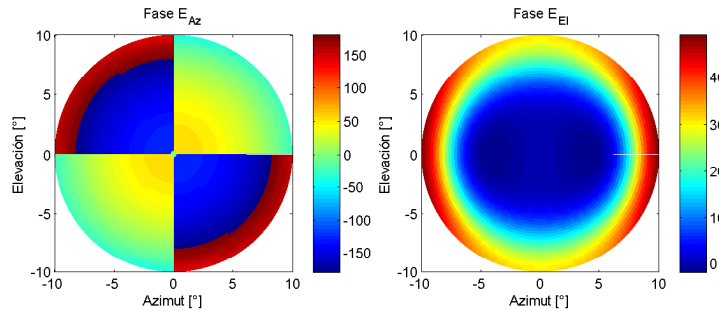
Como se había mencionado anteriormente, la simulación mediante los métodos de GO y PO del patrón de radiación del Mini no arrojó resultados útiles. En este sentido, y para constatar esta afirmación, se muestran en las figuras 4.6a y 4.6b los cortes del patrón telescopio obtenidos mediante el *Asymptotic solver* de CST. Dichas simulaciones predicen un HPBW de 50 arcmin aproximadamente, y no reproducen los lóbulos laterales medidos en los años 80, por lo que éstos datos claramente son erróneos y no pueden ser usados para ningún tipo de análisis.

4.2.1. Simulación de la alimentación

De los resultados de esta simulación, descrita en la sección 3.3.2 parte a, se obtuvo el patrón de radiación de la bocina mostrado en las figuras 4.7a y 4.7a. En estas figuras el nivel y la fase de la componente cruzada son relativas a la componente copolar. El hecho de que la componente copolar esté orientada en elevación es consistente con la simulación, puesto que se configuró el puerto con polarización lineal en la dirección del eje Y. Asimismo se puede observar que la fase de la componente copolar tiene una variación máxima del orden de los 20° para ángulos menores a 8° , lo que contribuye a tener una distribución de la fase acotada



(a) Magnitud componente cruzada y copolar.



(b) Fase componente cruzada y copolar.

Figura 4.7: Patrón 2D de la alimentación del Mini. Simulado en CST y usando Ludwig 2 Azimut sobre Elevación.

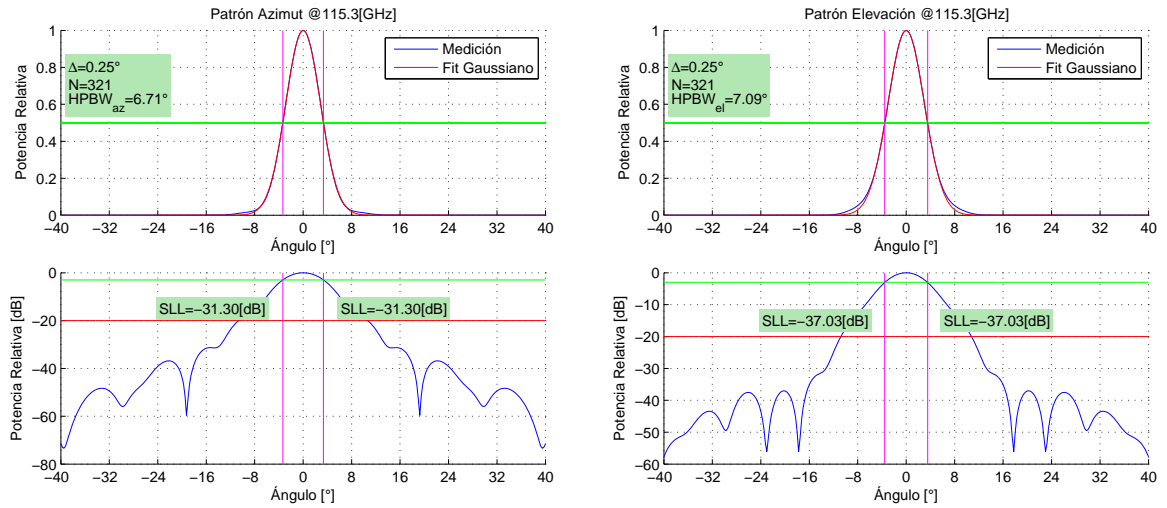
en los reflectores, puesto que el el ángulo que subtiende al secundario es $\alpha_0 = 7.51^\circ$.

Sin embargo, se observa que la magnitud de la componente copolar es asimétrica en las zonas más alejadas del máximo. Para cuantificar este efecto se obtuvo el haz de la misma forma que en los patrones experimentales, como se indica en las figuras 4.8a y 4.8b. De esta forma, a partir de éstos patrones, puede estimarse que hay una elipticidad de 5.43 %.

Este resultado puede justificarse por el diseño mismo de la bocina, puesto que se diseñó de manera que el modo híbrido balanceado se produzca en los 90 GHz, como se menciona en [22], puesto que la profundidad de la ranura es igual a $\lambda/4$ a esta frecuencia.

Finalmente se procedió a obtener el centro de fase de la alimentación, usando el método descrito en la sección 2.1.5. De esta forma, al utilizar el patrón en el plano H, se estimó que el centro de fase se encuentra a 3.32 in detrás de la apertura, al interior de la antena. El resultado de la corrección de fase se muestra en la figura 4.8, en la cual la curva denominada “Fase corregida” es la diferencia entre la fase original y la estimación del error de fase dado por el modelo ajustado. En cambio, la curva denominada “Modelo corregido” consiste en los valores del patrón simulado, en el que se ha desplazado la alimentación hacia el centro de fase.

De esta manera se puede concluir que la fase estimada es consistente con la simulación, y además queda en evidencia que el error de fase introducido por la alimentación en los reflectores no es mayor a 30° . Por último se concluye que, a partir de los datos de la tabla 4.6,



(a) Patrón en azimut.

(b) Patrón en elevación.

Figura 4.8: *Fitting* gaussiano de la simulación de la alimentación.

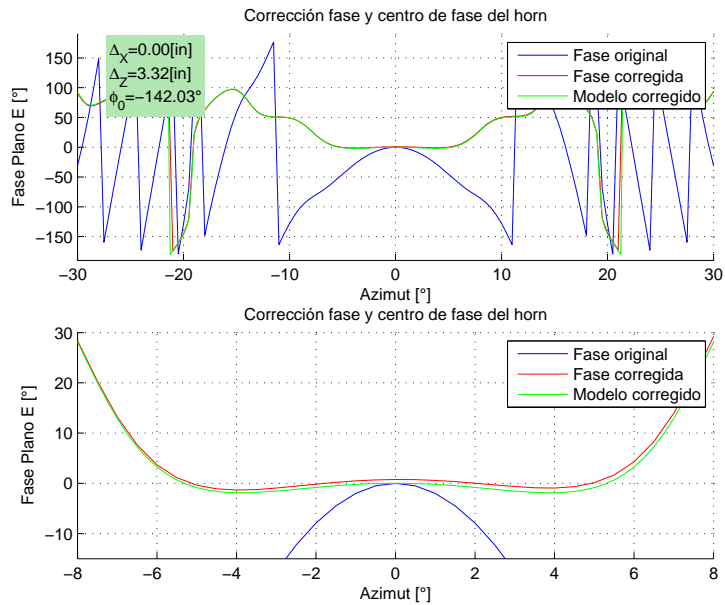


Figura 4.9: Corrección de la fase.

	Estimación	Error Estándar	Error 95 % confianza
Δ_x [in]	-8.1534E-4	± 0.0010	± 0.002
Δ_z [in]	3.3191	± 0.0372	± 0.0729
ϕ_0 [rad]	-203.5	± 2.2778	± 4.4644

Tabla 4.6: Resultados de la estimación del centro de fase.

Descripción	Valor
Frecuencia	115.27 GHz
Diámetro de la sección de ajuste de fase	0.1170 in
Largo axial de la bocina	4.6 in
Diámetro de apertura	1.17 in
Angulo de la apertura	6.52945°
Profundidad de la ranura	0.032 in
Punto de referencia	1.414 in

Tabla 4.7: Parámetros de la simulación reportada en [22].

la estimación del centro de fase es de 3.3191 ± 0.0729 in, lo que corresponde a un error del $\pm 2.2\%$.

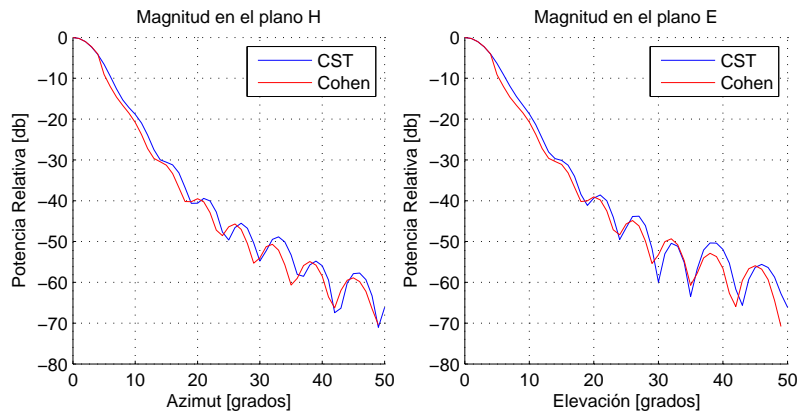
4.2.2. Comparación con resultados anteriores

A partir de los datos obtenidos de CST se procedió a verificar la validez del modelo, lo cual se realizó comparando con una simulación realizada durante el diseño de la bocina, reportado en [22]. De este documento se utilizaron la sección de parámetros de la simulación, mostrados en la tabla 4.7², y la tabla de datos titulada *NORMALIZED FAR-FIELD PATTERNS ABOUT REFERENCE POINT*. Es necesario notar que éstos datos sólo corresponden a cortes en el plano E y H, y que no se contó con una simulación del patrón 2D de la bocina.

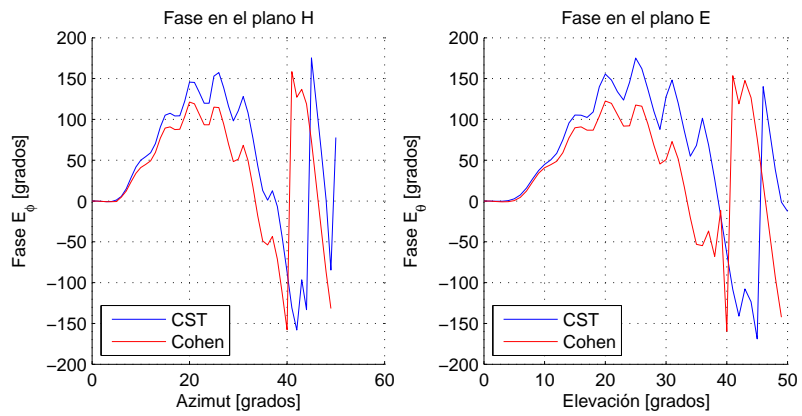
Como se aprecia en las figuras 4.10a y 4.10b, la simulación en CST es capaz de reproducir los antiguos resultados con gran precisión, especialmente para ángulos menores a 10° , que es la región que genera la iluminación en los reflectores. Por otra parte, considerando que el modelo actual considera a la bocina y al último tramo de la guía de onda transductora, se tiene que el largo total del modelo es de 4.7 in. Por lo tanto la distancia desde la apertura hacia el centro de fase está dado por (4.2.1), donde Z_{CF} es la distancia desde el origen hasta el centro de fase, lo que representa un error del 2.4 % con respecto al patrón antiguo.

$$d_{CF} = L_{ax} - Z_{CF} = 1.38 \text{ in} \quad (4.2.1)$$

²Los nombres usados en la tabla son traducciones del documento. Así, "Diámetro de la sección de fase" se refiere al diámetro en el comienzo de la bocina, y "Punto de referencia" corresponde al centro de fase usado en la simulación.



(a) Magnitud en el plano H y el plano E.



(b) Fase en el plano H y el plano E.

Figura 4.10: Comparación entre la simulación en CST y la anterior.

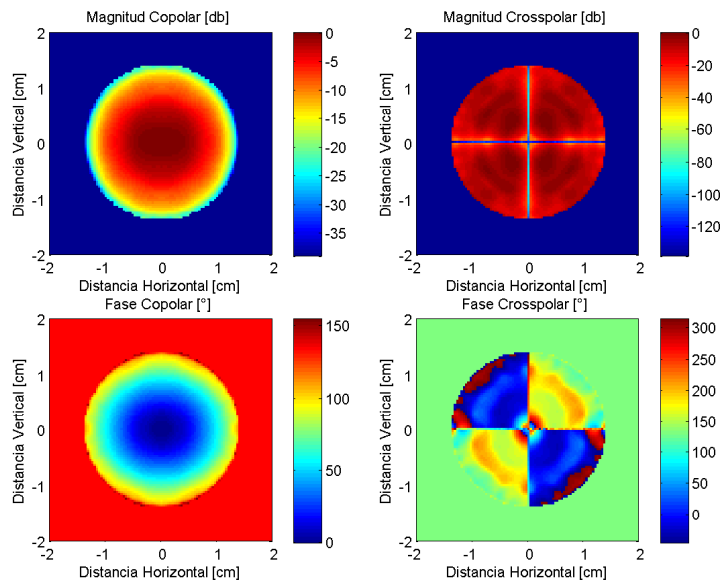


Figura 4.11: Campo en la apertura de la bocina, simulado en CST y utilizado en el cálculo mediante difracción escalar.

4.2.3. Simulaciones mediante difracción escalar

Aplicando el método desarrollado en 3.3.3, se utilizaron los datos del campo en la apertura de la alimentación, mostrados en la figura 4.11, para obtener el campo en el primario de la parábola equivalente, el cual se muestra en la figura 4.12. Finalmente se obtuvo el patrón de campo lejano de la figura 4.13, aplicando la integral de Fraunhofer.

Observando el patrón final, es evidente que es erróneo ya que no se asemeja a los mapas experimentales mostrados en la figura 4.3, de hecho, como se verá en la sección 4.2.4, el patrón muestra una división del lóbulo principal en dos lóbulos simétricos y decae lentamente, obteniéndose un haz fuera de cualquier rango aceptable.

La principal explicación de este resultado es la distribución de la fase del primario (figura 4.2.4, en “Fase copolar”) puesto que, como se expuso en la sección 2.2.1, en [18] se demuestra que con una distribución cuadrática de la fase en la apertura, sube el nivel de los ceros del lóbulo principal. Si la desviación de la fase alcanza niveles altos los lóbulos laterales se fusionan con el lóbulo principal, y en casos extremos el lóbulo principal se divide en dos. Esta distribución de fase se introduce al calcular la integral de Fresnel, sobre la apertura de la bocina, de forma que se intentó introducir el efecto de la distribución de la apertura de la bocina en la integral. En [18] se desarrolla una expresión para realizar esto, pero todos los intentos de implementarlo numéricamente no tuvieron efecto sobre el resultado final.

Para solucionar este problema, se optó por excluir la información de la fase en el reflector para el cálculo del patrón en campo lejano, por lo que se impone una distribución de fase uniforme. El resultado de este cambio se observa en la figura 4.14, donde se puede apreciar que dicho patrón replica los resultados experimentales, por lo que se utilizó para calcular las eficiencias de la antena.

Una característica interesante que se puede observar en la figura 4.12, es que la

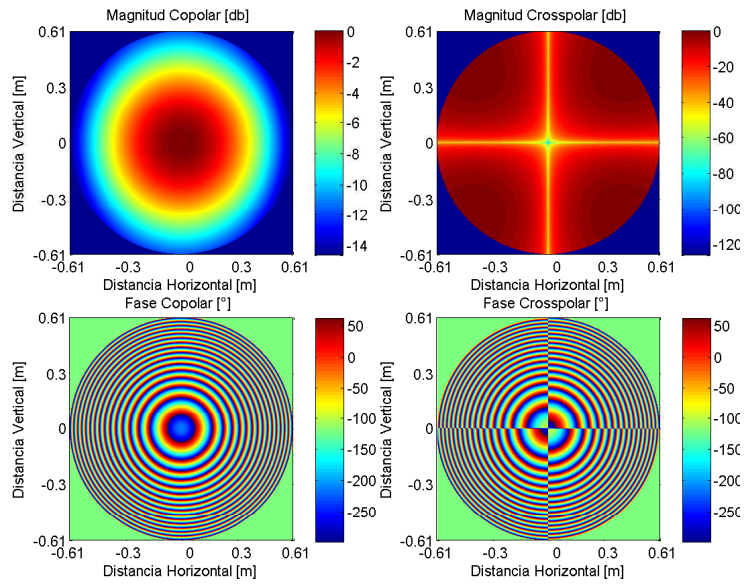


Figura 4.12: Campos calculados en la apertura del primario.

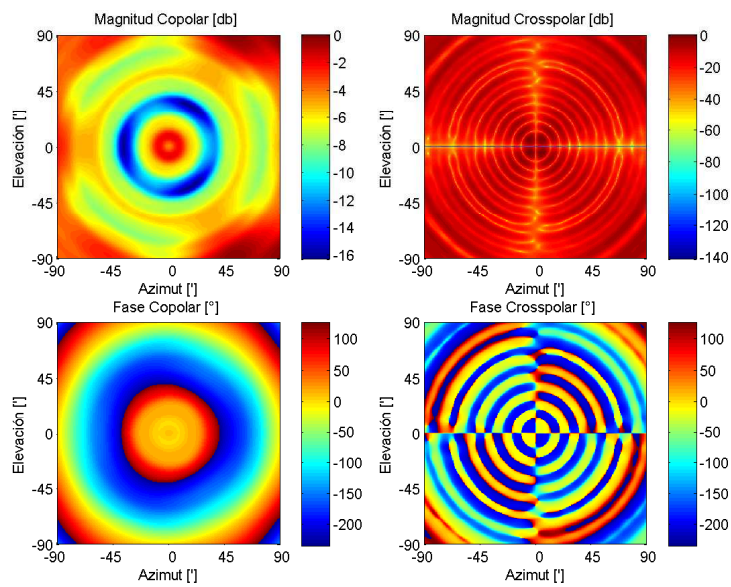


Figura 4.13: Patrones de campo lejano calculados.

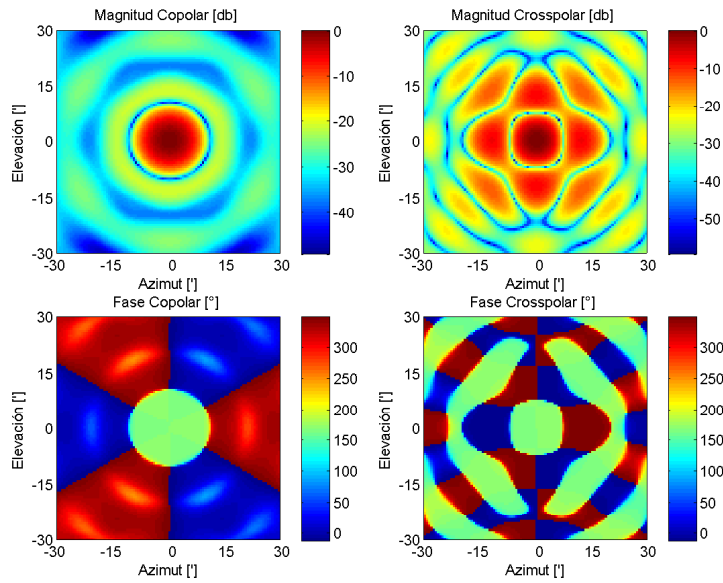


Figura 4.14: Patrón de radiación corregido.

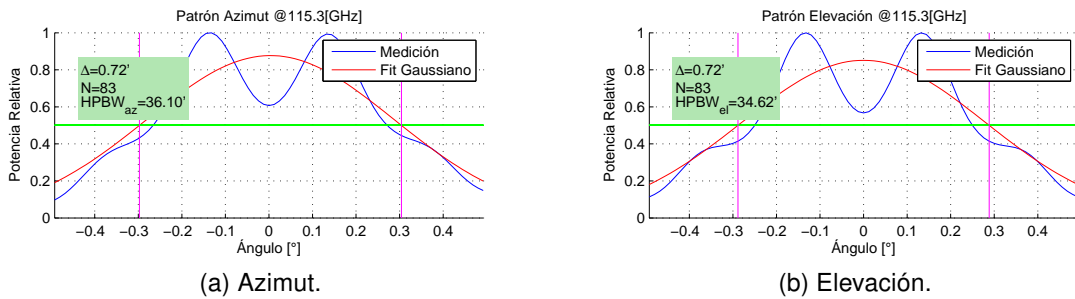


Figura 4.15: Efecto de la distribución de la fase en el patrón calculado.

distribución de la iluminación del primario de la componente copolar es asimétrica, de manera que la iluminación en el borde en el eje Y es mayor que en el eje X. Esto puede explicar la asimetría de los patrones en el plano E y H, en efecto, en [18] se muestra que, si la iluminación es uniforme en un eje y no en el otro, entonces el haz correspondiente al eje con distribución uniforme es menor y el SLL mayor en comparación al otro eje.

4.2.4. Cálculo del HPBW y SLL

A partir de los datos obtenidos mediante difracción escalar, se obtuvieron los patrones en corte de las figuras 4.15 y 4.16, del patrón erróneo y corregido respectivamente. El patrón erróneo se muestra a modo de ejemplo y no hay información útil para el análisis.

Usando el algoritmo de *fitting* gaussiano empleado anteriormente, se estimaron los parámetros relevantes del patrón, mostrados en la tabla 4.8. De esta forma se concluye que el patrón simulado tiene un haz de 8.68 ± 0.054 arcmin y 8.31 ± 0.061 arcmin en azimut y elevación respectivamente, esto corresponde a un error de 0.62 % en azimut y 0.73 % en elevación. Además se puede observar que el SLL de elevación es mayor al de de azimut, lo

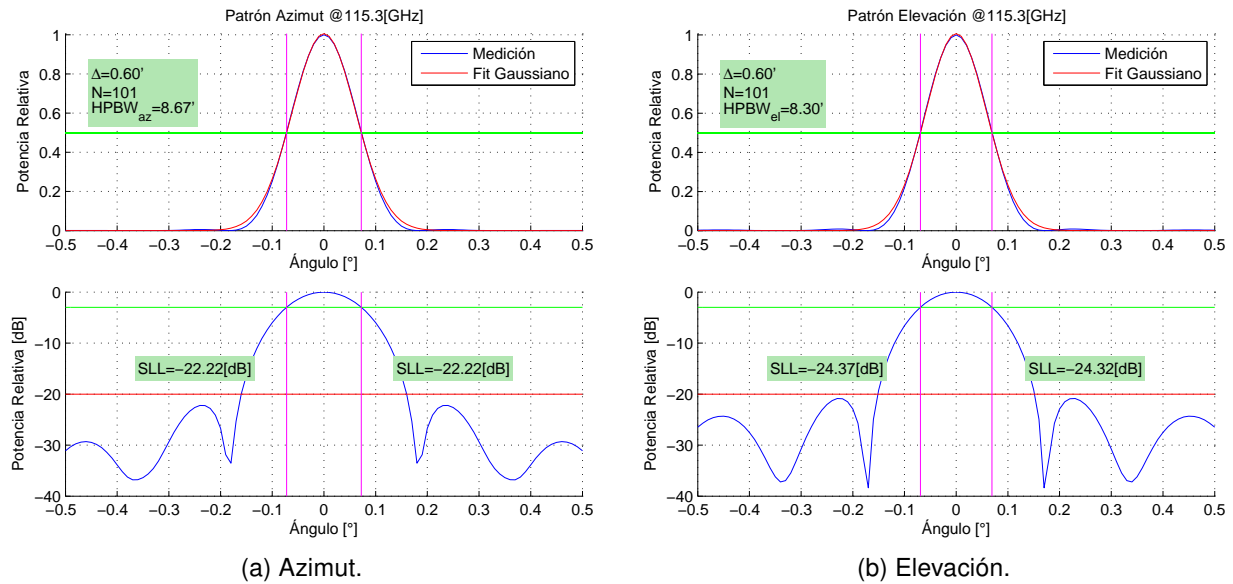


Figura 4.16: Cortes del patrón simulado final.

Patrón	Fitting Gaussiano [°]				HPBW [°]		SLL [db]	
	\hat{a}	Error a	\hat{b}	Error b	$\hat{\theta}_{\text{HPBW}}$	Error	(-)	(+)
Azimut	5.211	0.032	0	0.025	8.676	0.054	-22.22	-22.22
Elevación	4.99	0.037	0	0.029	8.308	0.061	-20.87	-20.87

Tabla 4.8: Parámetros estimados usando difracción escalar.

que se condice con lo comentado en la sección 4.2.3 sobre la asimetría de la iluminación en el primario.

A pesar de que ambos cortes eran simétricos, el haz sigue siendo elíptico, lo que se comprobó realizando ajustando una elipse para los puntos cercanos a -3 dB, como se indica en la figura 4.17. De esta manera se pudo determinar que el haz tiene un 3.47 % de elipticidad, que sigue siendo menor a la del haz experimental. Otra característica de este resultado, es que la elipse ajustada a la simulación no está rotada, lo que contrasta con la rotación de 12° del patrón real.

4.3. Cálculo de eficiencias

Usando tanto los datos de las simulaciones en CST y de difracción escalar, como los datos obtenidos experimentales, se calcularon las distintas eficiencias descritas en la sección 2.4. La implementación numérica de las integrales mostradas en (2.4.1) y (2.1.4a) se programaron en los *scripts* de MATLAB *Eficiencias.m* y *BeamEff.m*.

Para calcular las eficiencias de polarización, iluminación y fase se simuló el campo del primario, con una mayor resolución que la usada para la simulación del sistema completo,

Parámetro	Valor
x_0	0'
y_0	0'
a	8.7300'
b	8.4273'
ϕ	0°
e	0.26103
g	3.467 %

Tabla 4.9: Parámetros estimados del *fitting* elíptico.

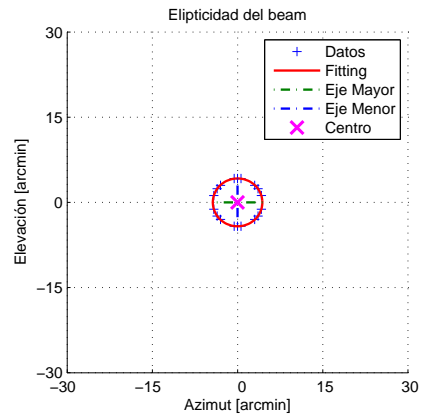


Figura 4.17: *Fitting* elíptico del patrón simulado.

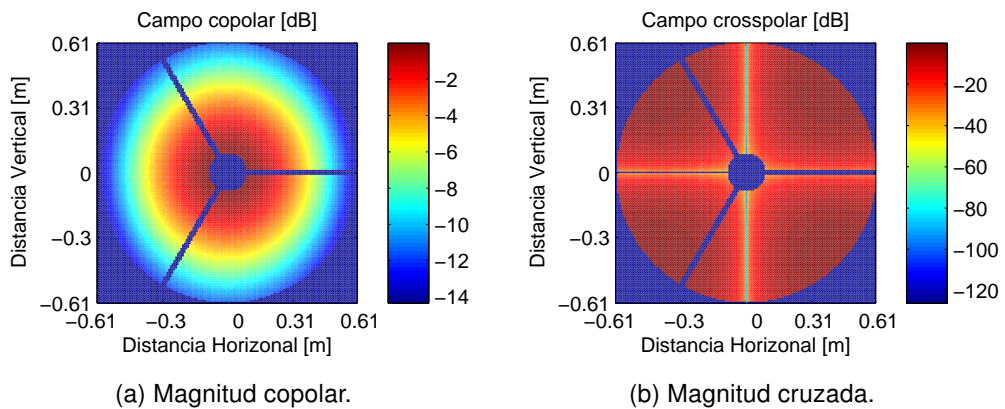


Figura 4.18: Campo del primario con bloqueo incorporado.

	Eficiencia [%]	
	con bloqueo	sin bloqueo
Polarización	97.07	99.83
Iluminación	81.34	83.2
Fase	100	100
Rebosamiento	90.54	
Total	71.49	75.2

Tabla 4.10: Eficiencias calculadas de la antena.

el cual es mostrado en la figura 4.18. Estos campos están representados por matrices con 1501×1501 puntos, con una resolución de 4.4 mm. Usando el método de Simpson para evaluar las integrales, se obtuvieron los resultados indicados en la tabla 4.10, sin embargo, entre estos, la eficiencia de fase no es representativa, ya que se impuso una distribución uniforme.

De estos resultados se puede observar que las eficiencias decaen si se considera el bloqueo, pero la variación no es significativa. Es razonable considerar que las eficiencias sean menores a las expuestas aquí, ya que no se considera la información de la fase, y tampoco se encuentran modelados los efectos de la presencia del secundario. Además, la eficiencia de polarización puede estar sobreestimada debida al método de simulación. En efecto, la difracción escalar desestima cualquier acoplamiento entre las componentes del campo electromagnético, por lo que la eficiencia calculada aquí da cuenta de la polarización cruzada introducida por la alimentación, además de los efectos del bloqueo. En [16] se menciona que las eficiencias de polarización máximas de una configuración Cassegrain son cercanas al 98 %, en este sentido el valor relativamente bajo de la eficiencia proviene esencialmente del efecto del bloqueo.

En el caso de la eficiencia de rebosamiento se utilizó el resultado de la simulación en CST, que fue descrito en la sección 4.7. De manera análoga a las otras eficiencias se utilizó el método de Simpson, integrando primero en la región delimitada por α_0 de la sección 3.1 y luego en una región con $\theta < 60^\circ$.

4.3.1. Eficiencia del *beam*

Como se mencionó anteriormente, no es posible usar las mediciones experimentales para estimar el haz del telescopio, ya que no se puede cubrir una región mayor a los 2° aproximadamente. Por este motivo se utilizaron las simulaciones basadas en difracción escalar, las cuales obtienen el patrón final en el plano uv^3 . Como en este espacio las muestras son equidistantes, se optó por utilizar el método de Simpson para la integración numérica. Esto hace necesario utilizar el teorema de cambio de variables en (4.3.1 a), puesto que para ángulos grandes hay que tomar en cuenta la no-linealidad de la transformación $G(u, v) = (\theta, \phi)$ en

³Este plano es una transformación del espacio (θ, ϕ) del patrón, definido por $u = \sin \theta \cos \phi$ y $v = \sin \theta \sin \phi$. Es similar a la transformación de coordenadas polares a cartesianas, excepto que se realiza sobre la superficie de una esfera donde cada punto está asociado a un radio igual a $\sin \theta$.

Datos utilizados	Ω [μsr]	Ω_{MB} [μsr]	η_{beam} [%]
Teórico	7.373	6.311	85.60
Teórico Experimental	7.373	6.251	84.77
Experimental	7.011	6.251	89.15

Tabla 4.11: Eficiencias del haz calculadas.

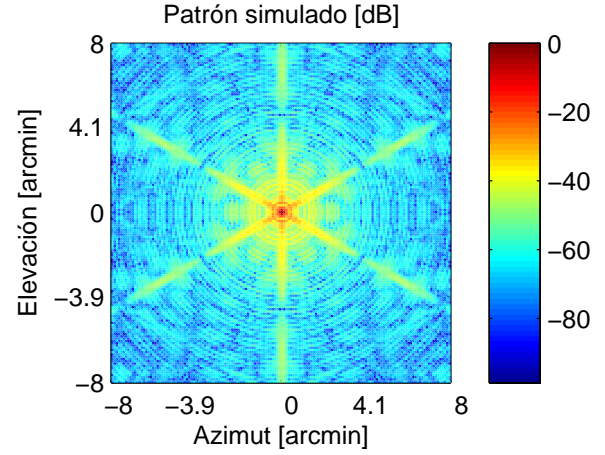


Figura 4.19: Patrón de radiación usado para el cálculo de la eficiencia.

(4.3.1b).

$$\Omega = \iint_S P(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \iint_{S'} P(u, v) \sqrt{u^2 + v^2} |J_G(u, v)| dudv \quad (4.3.1a)$$

$$G(u, v) = \begin{pmatrix} \arcsin(\sqrt{u^2 + v^2}) \\ \arctan(u/v) \end{pmatrix} \Rightarrow |J_G| = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2} \sqrt{1 - (u^2 + v^2)}} \quad (4.3.1b)$$

$$\therefore \Omega = \iint_{S'} \frac{P(u, v)}{\sqrt{1 - (u^2 + v^2)}} dudv \quad (4.3.1c)$$

En el archivo *BeamEff.m* se implementó numéricamente la integral (4.3.1c) usando el patrón mostrado en la figura 4.19. Éste tiene un ancho de 16° , en una matriz de 1501×1501 puntos, por lo que tiene una resolución de 0.64 arcmin. Usando los resultados, tanto teóricos como experimentales, se estimaron varios valores para el haz y la eficiencia, las que se muestran en la tabla 4.11. En ésta se indican tres tipos de resultados. El primero sólo usando valores teóricos, el segundo usando el haz de la simulación y el haz experimental, y el tercero usando sólo valores experimentales. El patrón experimental usado para los cálculos es Mapa 1, indicado en la tabla 4.1, puesto que tiene mayor resolución.

Se puede observar que, en todos los casos, se obtuvieron eficiencias superiores a los obtenidos en el pasado, cuyo valor era de 82%. En [23] se menciona que la eficiencia del haz es independiente del HPBW, por lo que este incremento puede atribuirse a la disminución del SLL medido experimentalmente. Además, la gran diferencia entre el valor obtenido sólo a partir de datos experimentales, con respecto a los otros valores, se explica debido a que los datos de Mapa1 abarcan una pequeña región del patrón completo, por lo que no debe ser considerado en análisis posteriores. Finalmente, es necesario hacer notar que la diferencia entre el valor teórico y el teórico-experimental es sólo de 0.83%, lo que permite inferir que la simulación ha sido capaz de reproducir el lóbulo principal observado.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se obtuvo el patrón de radiación del telescopio Mini, tanto de forma experimental como mediante simulaciones, cuyos resultados son comparados en la tabla 5.1 junto con sus errores relativos. Además se desarrolló una implementación numérica de la difracción escalar que, a pesar de que se descartó la información de la fase, es más general que el desarrollo usado en [8], ya que no asume una distribución gaussiana del campo en el primario, e incluye características de la bocina como su polarización cruzada y la asimetría del campo generado por éste.

Los análisis de los resultados de las tablas 5.1 y 5.2 pueden resumirse de la siguiente manera. En primer lugar se observa que el haz experimental es mayor al teórico y al antiguo, mientras con los valores de SLL ocurre lo opuesto. Esto es indicio de que la iluminación en el borde del reflector actual es menor a los otros casos, lo cual que puede estar causado por una desalineación axial en la configuración Cassegrain del telescopio.

En segundo lugar se puede observar que en la medición actual y el resultado teórico el HPBW de azimut es mayor al de elevación, mientras que con los valores de SLL ocurre lo contrario. Una explicación razonable es la mencionada en la sección 4.2.3, donde se alude a la asimetría de la distribución en el primario obtenida mediante difracción escalar,

		HPBW		SLL (-)		SLL (+)	
		[arcmin]	Error [%]	[dB]	Error [%]	[dB]	Error [%]
Azimut	Experimental	9.498	1.93	-21.33	1.81	-19.35	1.97
	Teórico	8.676	0.62	-22.22	N/A	-22.22	N/A
	Antiguo	8.308	4.48	-19.94	N/A	-18.31	N/A
Elevación	Experimental	9.056	2.06	-20.48	2.59	-18.86	0.97
	Teórico	8.308	0.73	-20.87	N/A	-20.87	N/A
	Antiguo	8.794	5.74	-22.94	N/A	-17.62	N/A

Tabla 5.1: Comparación de los parámetros del patrón de radiación

Parámetro	Experimental	Teórico
x_0	0.0616'	0'
y_0	-0.6657'	0'
a	9.1829'	8.7300'
b	8.5543'	8.4273'
ϕ	12.21°	0°
e	0.36363	0.26103
g	6.84 %	3.467 %

Tabla 5.2: Comparación de la elipticidad del beam

puesto que en la simulación no se consideraron errores de fase en el primario. Es necesario destacar que éste no es el único factor que determina la asimetría del patrón ya que, si se observan los resultados de la elipticidad del haz en la tabla 5.2, se tiene que el haz experimental es más elíptico que el teórico, lo que puede explicarse por la presencia de errores cúbicos de fase, como se mencionó en la sección 4.1.3. Aunque este comportamiento no se observa en las mediciones hechas en Cerro Tololo, no puede asegurarse que desacredite lo expuesto anteriormente, debido a que los parámetros estimados tienen un margen de error considerable.

En otro aspecto, en este trabajo se consiguió reconstruir el modelo de la bocina con gran precisión puesto que, como se indicó en la sección 4.2.2, fue posible contrastar los datos obtenidos con una simulación realizada presumiblemente por Richard Cohen, durante la etapa de diseño de la antena. Además, a partir de esta simulación, se estimó la posición del centro de fase con un margen de error del 2.2 %, lo cual es resultado suficientemente preciso para la alineación del sistema óptico de la antena, especialmente si se considera que se demostró en la sección 3.1.1 que el desplazamiento de la alimentación no es un parámetro crítico del sistema óptico.

Por último, con respecto al cálculo de las eficiencias se concluye que, en el caso de la eficiencia del haz, se ha conseguido una estimación confiable que difiere en un 3 % del valor calculado en el pasado. Sin embargo, si se desea una mejor estimación es necesario utilizar técnicas de simulación de alta frecuencia más complejas que la difracción escalar. Esto es más relevante en el cálculo del resto de las eficiencias, ya que no se pudo incluir la información de la fase.

5.1. Trabajos Futuros

Uno de los aspectos más relevantes para continuar el estudio del desempeño del Mini, es obtener una simulación que considere la estructura física de éste. Tal estudio permitirá establecer la influencia de la presencia del subreflector en dicha caracterización. En el presente trabajo, al obtener el patrón mediante difracción escalar, usando la parábola equivalente, se asume una alineación perfecta del subreflector y, en este sentido, este trabajo no fue capaz de entregar un análisis en este aspecto.

En este mismo sentido, es necesario utilizar una técnica distinta de simulación, que permita dar mejor cuenta de la difracción en los bordes de los reflectores y las estructuras. En este aspecto se recomienda el uso de *softwares* especializados en la resolución de problemas de dispersión, como la plataforma GRASP desarrollado por TICRA. Éste *software* no sólo implementa métodos especializados, como extensiones de GTD¹, para incluir el efecto de la difracción, sino que son muy eficientes en términos de costos computacionales.

¹ *Geometrical Theory of Diffraction*

Glosario

A

alimentación *Feed*, en inglés. Antena que proporciona o capta la iluminación de un reflector parabólico.

AUT *Antenna Under Test*, en inglés. Término para designar a la antena que se desea caracterizar.

C

c Velocidad de la luz en el vacío.

ℂ Conjunto de los números complejos.

E

ε₀ Permitividad eléctrica del vacío.

F

f Distancia focal.

f/D Razón entre la distancia focal y el diámetro de una antena parabólica.

FFT *Fast Fourier Transform*, en inglés.

\mathcal{F} Transformada de Fourier.

FWMH *Full Width at Half Maximum*, en inglés. Idéntico al HPBW.

G

GO *Geometric Optics*, en inglés.

H

haz *Beam*, en inglés. Ángulo sólido en que se concentra la potencia de una antena.

HPBW *Half Power Beam Width*, en inglés. Es el ángulo que abarca a la región del patrón de radiación mayor a la mitad del máximo de éste.

K

k Número de onda.

L

λ Longitud de onda.

LO Oscilador local del receptor, *Local Oscillator* en inglés.

M

μ_0 Permeabilidad magnética del vacío.

N

ν Frecuencia en Hertz.

O

ω Frecuencia angular en radianes por segundo.

Ω Ángulo sólido que representa el haz de una antena.

P

PEC Conductor eléctrico perfecto, *Perfect Electric Conductor* en inglés.

PO *Physics Optics*, en inglés.

R

rebosamiento *Spillover*, en inglés. Se refiere a la radiación emitida por la alimentación, que no es capturada por el reflector.

S

SLL *Side Lobe Level*, en inglés.

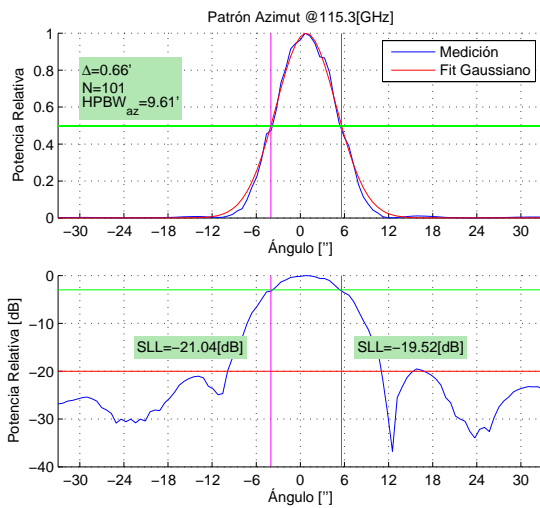
Bibliografía

- [1] Astrophysics, Harvard Smithsonian Center for: *Millimeter-Wave Group*. <http://www.cfa.harvard.edu/mmw/index.html>, Julio 2013.
- [2] Balanis, C.: *Antenna Theory, Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc., United States of America, 2da edición, 1997.
- [3] Betjes, Pieter N.: *An Algorithm for Automated Phase Center Determination and its Implementation*. Technical Memorandum, Nearfield Systems, Inc.
- [4] Bronfman, L., H. Alvarez, R. S. Cohen y P. Thaddeus: *A deep CO survey of molecular clouds in the southern Milky Way*. En *The Astrophysical Journal Supplement Series*, volumen 71, páginas 481–548. American Astronomy Society, Noviembre 1989.
- [5] Christiansen, W. y J. Högbom: *Radiotelescopes*. Cambridge University Press, 2da edición, 1987.
- [6] Clarricoats, P. J B y P.K. Saha: *Propagation and radiation behaviour of corrugated feeds. Part 1: Corrugated-waveguide feed*. Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of, 118(9):1167–1176, 1971, ISSN 0020-3270.
- [7] Clarricoats, P. J B y P.K. Saha: *Propagation and radiation behaviour of corrugated feeds. Part 2: Corrugated-conical-horn feed*. Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of, 118(9):1177–1186, 1971, ISSN 0020-3270.
- [8] Cohen, R. S.: *The Galaxy Distribution of Carbon Monoxide: An Out-of Plane Survey*. Technical Memorandum, National Aeronautics and Space Administration, Greenbelt, Meryland, USA, Enero 1978.
- [9] Cohen, R. S.: *Columbia University Southern Hemisphere Millimeter-Wave Survey Telescope*. En *Sourveys of the Southern Galaxy*, páginas 265–269. D. Reidel Publishing Company, 1983.
- [10] Collin, R. E.: *Antennas and Radiowave Propagation*. Electrical Engineering. McGraw Hill, 1ra edición, 1985.
- [11] Electric and Electronic Engineers, Institute of: *IEEE Standard Test Procedures for Antennas*, 1979.
- [12] Goldsmith, P. F.: *Quasioptical Systems*. Institute of Electrical and Electronic Engineers, New York, EE.UU, 1ra edición, 1998.

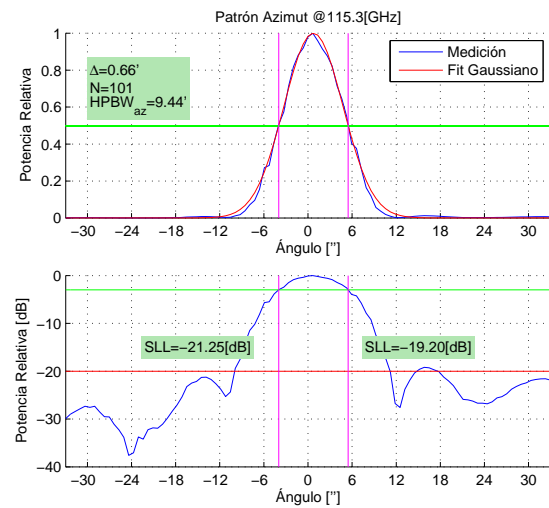
- [13] Goodman, J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. Electrical and Computer Engineering. McGraw Hill, 2da edición, 1996.
- [14] Ludwig, A.: *The definition of cross polarization*. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 21(1):116–119, 1973, ISSN 0018-926X.
- [15] Micro Lambda Wireless Inc.: *Technology Description, YIG Tuned Oscillators*. <http://www.microlambdawireless.com/appdfs/ytodefinitions2.pdf>.
- [16] Rudge, A., K. Milne, A. Olver y P. Knight (editores).
- [17] Schiebold, C.F.: *An Approach to Realizing Multi-Octave Performance in GaAs-FET YIG-Tuned Oscillators*. En *Microwave Symposium Digest, 1985 IEEE MTT-S International*, páginas 261–263, 1985.
- [18] Silver, S.: *Microwave Antenna Theory and Design*. McGraw Hill Book Company, Inc., 1ra edición, 1949.
- [19] Stutzman, W. y G. Thiele: *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- [20] Träger, F. (editor): *Springer Handbook of Laser*, New York, EE.UU, 2007. Springer Science+Business Media, LLC.
- [21] Vásquez, P.: *Instalación y puesta en marcha del radio telescopio Mini*. Memoria (Título Ingeniero Civil Electricista), Universidad de Chile, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Santiago, Chile, Abril 2011.
- [22] V.V.A.A.: *Documentación del Telescopio Mini*.
- [23] Wilson, T.L., K. Rohlfs y S. Hüttemeister: *Tools of Radio Astronomy*. Springer-Verlag, 5ta edición, 2009.

Apéndice A

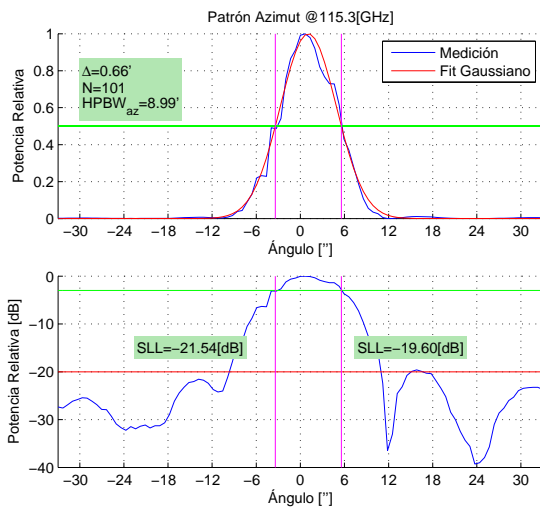
Patrones experimentales



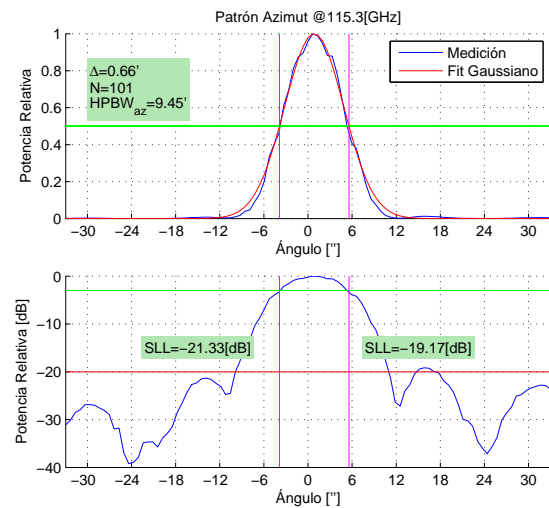
(a) Azimut 1



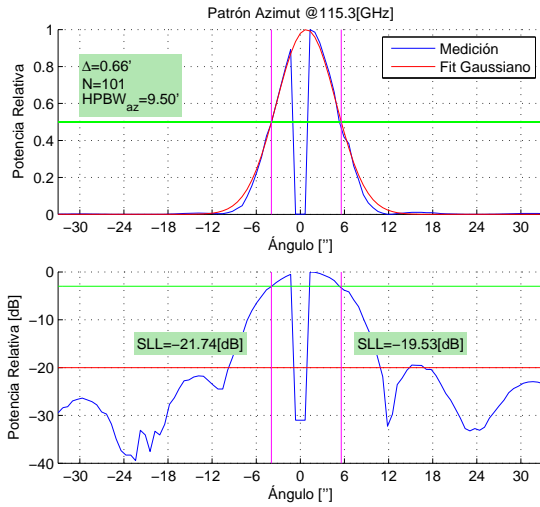
(b) Azimut 2



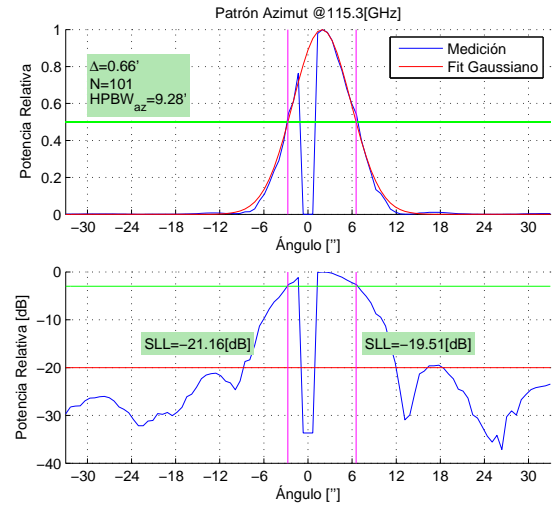
(c) Azimut 3



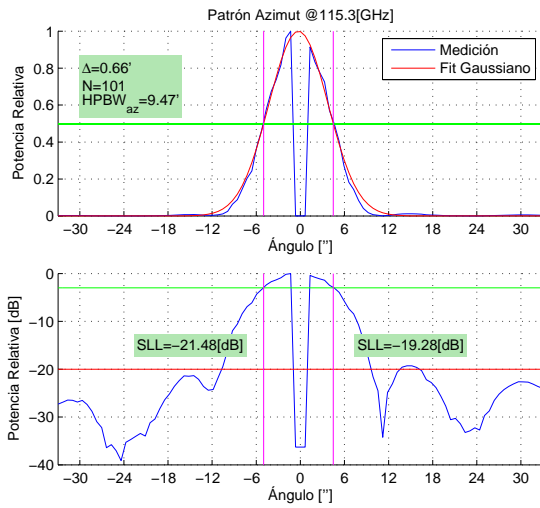
(d) Azimut 4



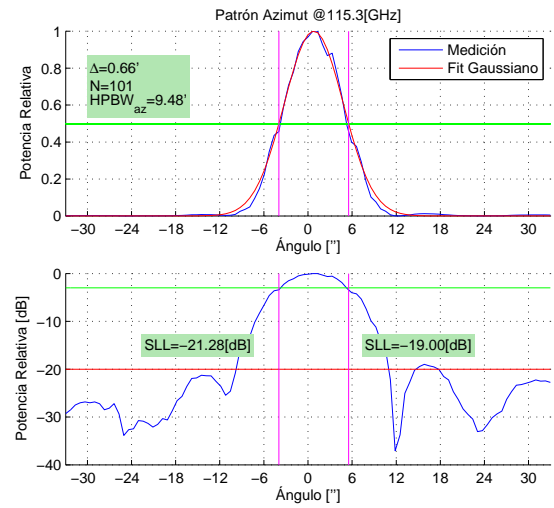
(e) Azimut 5



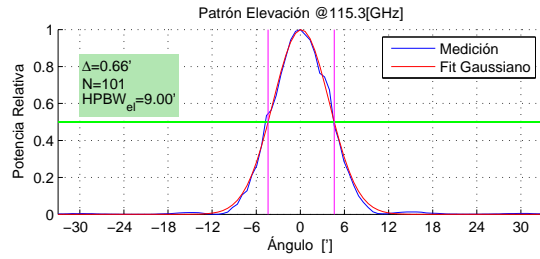
(f) Azimut 6



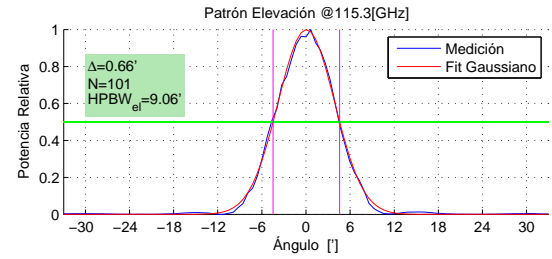
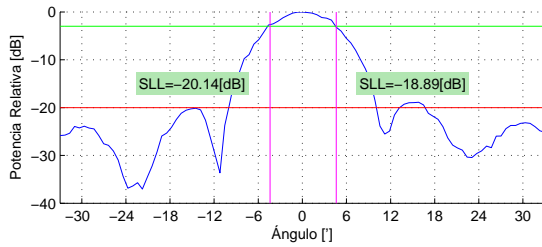
(g) Azimut 7



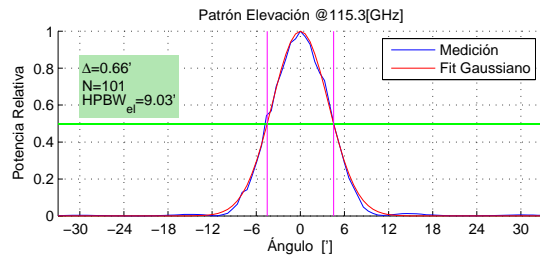
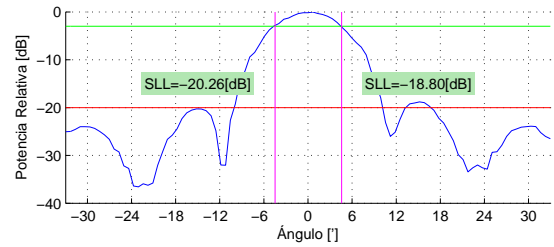
(h) Azimut 8



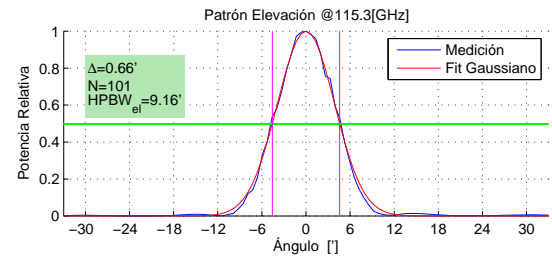
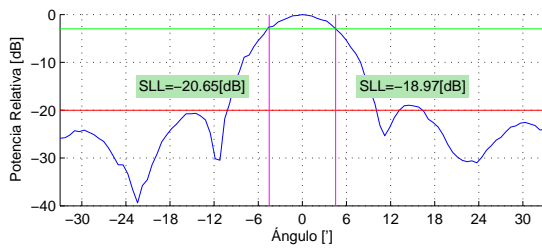
(i) Elevación 1



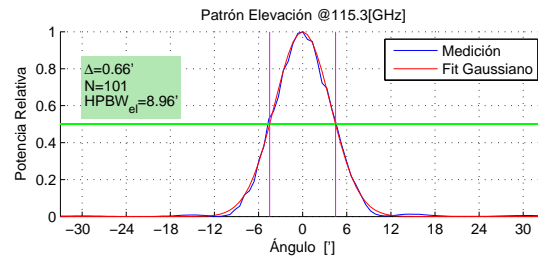
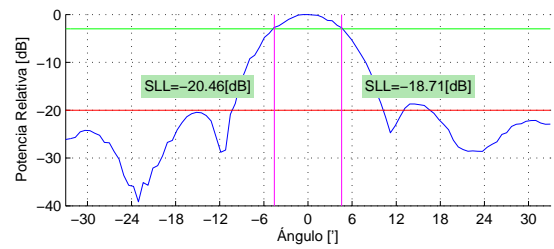
(j) Elevación 2



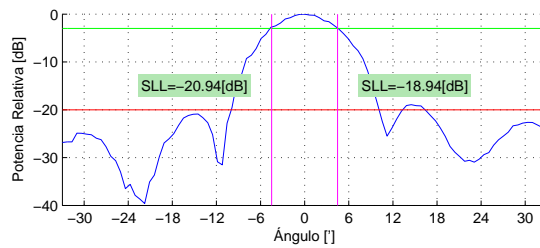
(k) Elevación 3

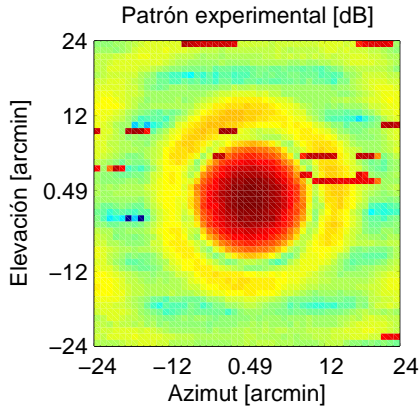


(l) Elevación 4

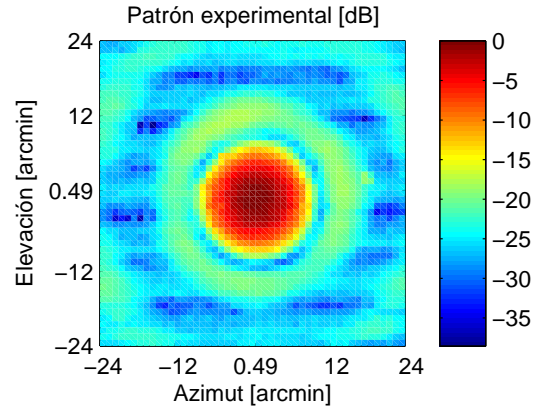


(m) Elevación 5

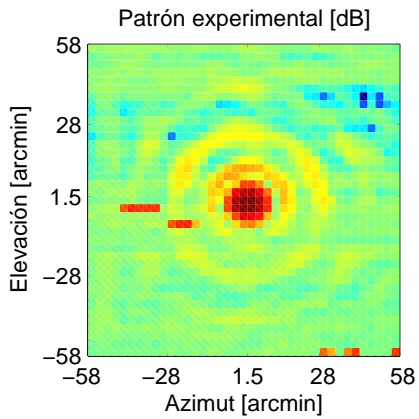




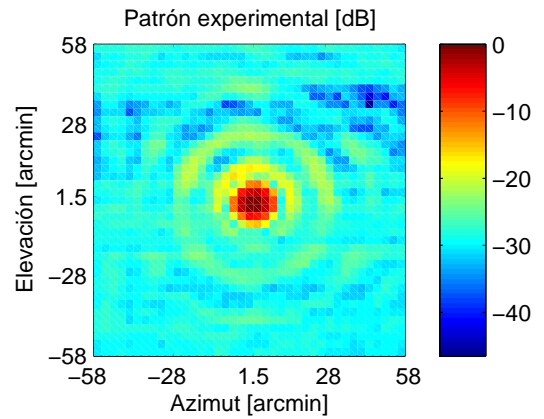
(n) Mapa 2



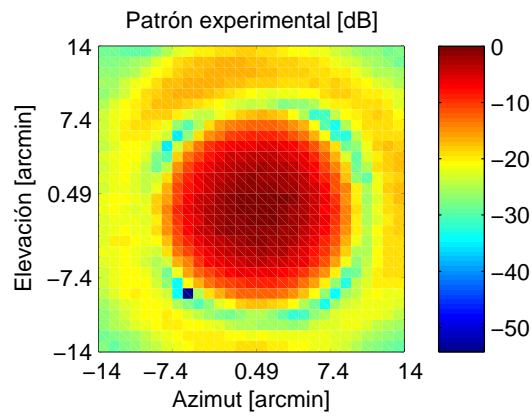
(ñ) Mapa 2 corregido



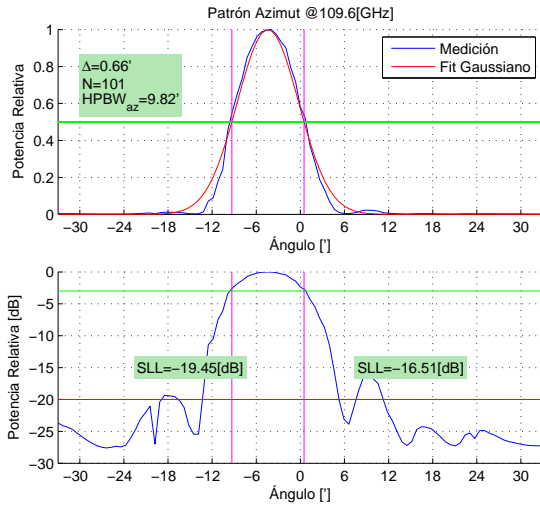
(o) Mapa 3



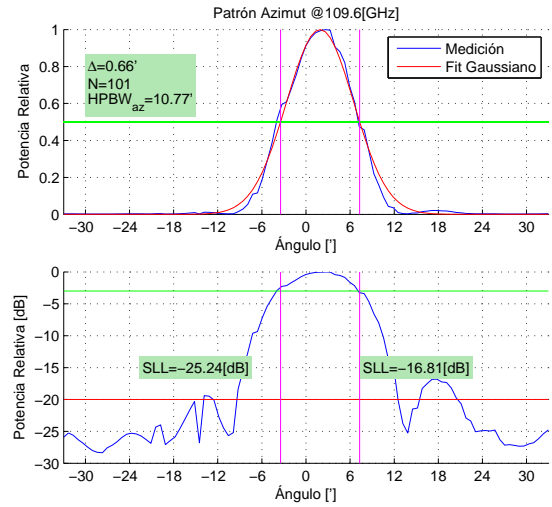
(p) Mapa 3 corregido



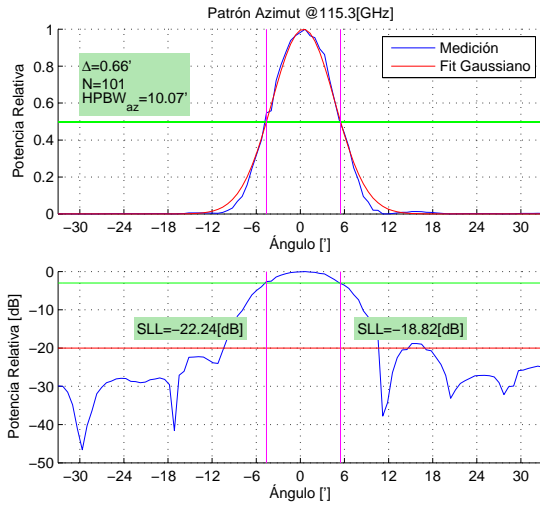
(q) Mapa 1



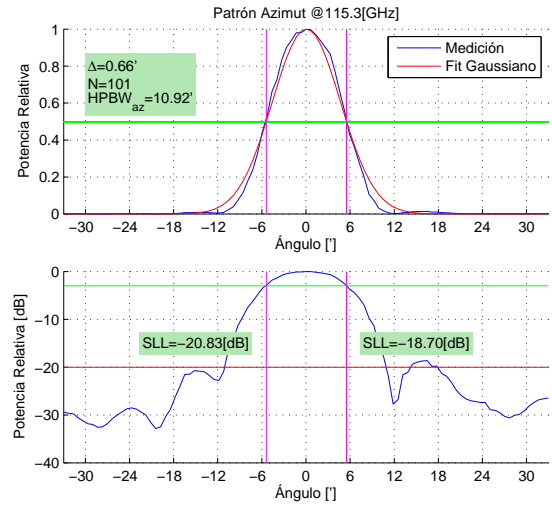
(r) Powermeter Azimut



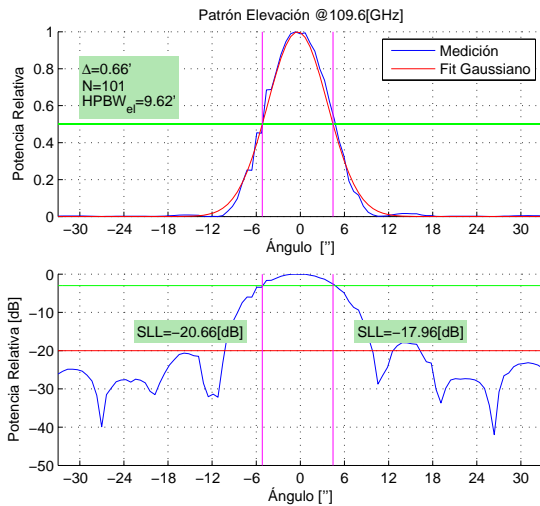
(s) Powermeter Azimut



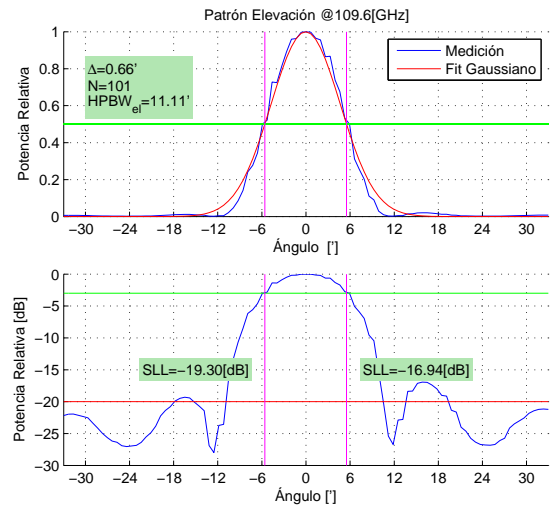
(t) Powermeter Azimut



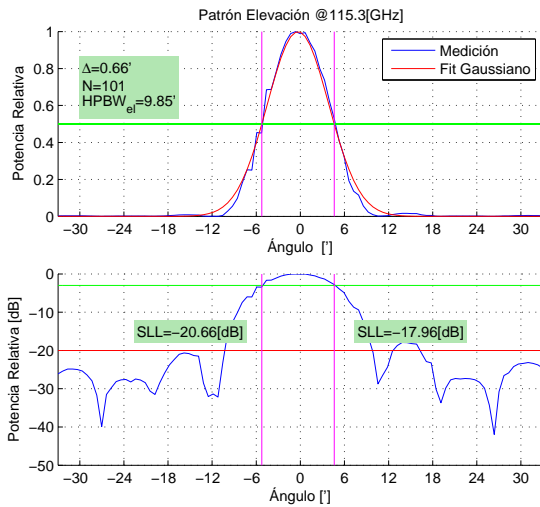
(u) Powermeter Azimut



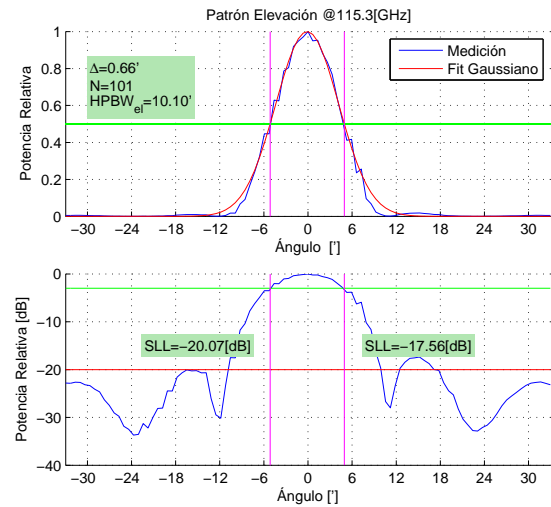
(v) Powermeter Elevación



(w) Powermeter Elevación



(x) Powermeter Elevación



(y) Powermeter Elevación