

**GEAT**



***ANÁLISIS DE MODOS DE FUGA EN  
ESTRUCTURAS PLANARES APANTALLADAS  
LATERALMENTE Y DISEÑO DE NUEVAS  
ANTENAS “LEAKY-WAVE” EN TECNOLOGÍA  
HÍBRIDA IMPRESA-APANTALLADA***

***José Luis Gómez Tornero***

***Director: Dr. Alejandro Álvarez Melcón***

**Tesis Doctoral presentada en la  
Universidad Politécnica de Cartagena  
para la Obtención del Título de Doctor  
Ingeniero de Telecomunicación.**

**Cartagena, Abril 2005**





**AUTORIZACIÓN DEL DIRECTOR/A DE LA TESIS**

D/D<sup>a</sup>. Alejandro Álvarez Melcón, Profesor/a Doctor/a del  
Área de Teoría de la Señal y las Comunicaciones en el Departamento de  
Tecnologías de la Información y las Comunicaciones

**A U T O R I Z A:**

La presentación de la Tesis Doctoral titulada "Análisis de Modos de Fuga en Estructuras Planares Apantalladas Lateralmente y Diseño de Nuevas Antenas "Leaky-Wave" en Tecnología Híbrida Impresa Apantallada", realizada por D./D<sup>a</sup>. José Luis Gómez Tornero, bajo mi dirección y supervisión, en el Departamento de Tecnologías de la Información y las Comunicaciones, y que presenta para la obtención del grado de Doctor por la Universidad Politécnica de Cartagena.

En Cartagena, a \_\_\_\_\_ de \_\_\_\_\_ de \_\_\_\_\_

EL/LA DIRECTORA/A DE TESIS

Fdo.: \_\_\_\_\_





**AUTORIZACIÓN DEL DEPARTAMENTO RESPONSABLE**

D./D<sup>a</sup>.           Bárbara Álvarez Torres          , Director/a del  
Departamento           Tecnologías de la Información y las Comunicaciones          

**INFORMA:**

Que la Tesis Doctoral titulada           "Análisis de Modos de Fuga en Estructuras Planares  
Apantalladas Lateralmente y Diseño de Nuevas Antenas "Leaky-Wave" en Tecnología  
Híbrida Impresa Apantallada"          , ha sido realizada por D./D<sup>a</sup>.  
          José Luis Gómez Tornero          , bajo la dirección y supervisión de D./D<sup>a</sup>.  
          Alejandro Álvarez Melcón           y que el Departamento ha dado su conformidad  
para que sea presentada ante la Comisión de Doctorado.

En Cartagena, a \_\_\_\_\_ de \_\_\_\_\_ de \_\_\_\_\_

EL/LA DIRECTORA/A DEL DEPARTAMENTO

Fdo.: \_\_\_\_\_



*“Cumplir su Historia Personal es la única obligación de los hombres. Todo es una sola cosa. Y cuando tú quieres una cosa, todo el Universo conspira para que realices tu deseo...”*

*El Alquimista*, de Paulo Coelho

A mis padres, a los que debo todo lo que soy.





## ***AGRADECIMIENTOS***

Resulta complicado describir en unas pocas líneas el profundo agradecimiento que siento por las muchas personas e instituciones que han hecho posible esta tesis doctoral.

Comienzo por mi director de tesis, Alejandro, al cual expreso mi más sincera admiración, y al que agradezco la gran confianza que ha depositado en mí y la ayuda incondicional que me ha prestado durante estos años de trabajo. Me ha hecho sentir parte de un equipo lleno de ilusiones, y juntos hemos conseguido, contra viento y marea, realizar muchas de estas ilusiones. Me siento muy afortunado por ser tu compañero y poder aprender de ti a nivel personal y profesional. Creo que eres el mejor director de tesis que podría haber tenido.

También agradezco el apoyo de los compañeros del grupo de investigación de Electromagnetismo Aplicado a las Telecomunicaciones (GEAT): Fernando, David, Juan y Pedro. Creo que tenemos muchos proyectos y alegrías que compartir. También a los compañeros del Departamento de Tecnologías de la Información y las Comunicaciones de la Universidad Politécnica de Cartagena y en especial a Joan, por ser siempre un ejemplo de fortaleza e ilusión ante las adversidades que nos hemos ido encontrando ante la dura tarea de montar una nueva escuela de Ingenieros de Telecomunicación.

No me olvido de mis alumnos, que son y siempre serán el sentido de mi carrera profesional en la Universidad: agradezco la confianza que depositaron en mí cuando les propuse hacer proyectos de investigación a Alejandro de la Torre, Marta, Alejandro Martínez, Sandra y Sofía.

Por supuesto no me olvido de los compañeros de Alcatel Espacio, con los que pasé un año inolvidable en Madrid, ni de la gente de la Universidad Politécnica de Valencia y la Universidad de Valencia. También les doy las gracias a la gente de la Universidad de Loughborough, por haberme acogido con los brazos abiertos durante mi estancia en Inglaterra.

El trabajo de esta tesis ha estado financiado por varios proyectos nacionales (TIC2000-0591-C03-03, ESP2001-4546-PE y TEC2004-04313-C0202-TCM) y por el proyecto regional Séneca 2002 PB/4/FS/02. También quiero mostrar mi agradecimiento a la fundación Epson-Ibérica, que premió el proyecto de esta tesis en junio del 2004, y a la Universidad Politécnica de Cartagena, que financió la estancia doctoral en Inglaterra en el verano del 2004 (programa PMPDI-UPCT-2004).

Les dedico este trabajo a mis padres, a mi hermana y a Susana, por estar siempre a mi lado. Sin ellos habría sido infinitamente más difícil acabar esta tesis. Gracias por apoyarme en todo momento y ser tan pacientes conmigo.

Cartagena, a 8 de Abril del 2005

# ÍNDICE

<b>CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN</b> .....	<b>1</b>
<b>1.1 Motivación</b> .....	<b>4</b>
<b>1.2 Objetivos</b> .....	<b>5</b>
<b>1.3 Estructura de Esta Tesis</b> . ....	<b>7</b>
<b>CAPÍTULO 2: MODOS DE FUGA EN ESTRUCTURAS ABIERTAS</b> .....	<b>11</b>
<b>2.1 Historia de la Teoría de Redes de Microondas</b> .....	<b>14</b>
<b>2.2 Ondas de Superficie (“Surface-Waves”)</b> . ....	<b>22</b>
<b>2.3 Ondas de Fuga (“Leaky-Waves”)</b> . ....	<b>25</b>
<b>2.4 Aplicaciones de los Modos de Fuga</b> .....	<b>33</b>
2.4.1 Búsqueda de Modos de Fuga en Diferentes Líneas de Transmisión. ....	33
2.4.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave”. ....	35
2.4.3 Acoplos Indeseados en Circuitos de Microondas: “Cross-Talk”. ....	43
2.4.4 Radiación en Plasma Rodeando a Vehículos Espaciales.....	44
2.4.5 Radiación Cerenkov, efecto Smith-Purcell y Anomalías de Woods. ....	45
2.4.6 Acopladores Ópticos de Gran Eficiencia.....	46
2.4.7 Puntos Ciegos en “Arrays” de Antenas. ....	46
<b>2.5 El Estudio de las Ondas de Fuga en Guías en Tecnología Híbrida</b> .....	<b>47</b>
<b>CAPÍTULO 3: DESARROLLO DE UN MÉTODO DE ANÁLISIS MODAL EN GUÍAS PLANARES UNIFORMES APANTALLADAS LATERALMENTE</b> .....	<b>49</b>
<b>3.1 Descomposición de las Ecuaciones de Maxwell en Componentes Transversas y Longitudinales</b> .....	<b>54</b>
<b>3.2 Expansión de los Campos en Modos de Placas Paralelas</b> .....	<b>58</b>
<b>3.3 Obtención de las Líneas de Transmisión Equivalentes en la Dirección z</b> ....	<b>66</b>
<b>3.4 Obtención de las Funciones de Green</b> .....	<b>75</b>
<b>3.5 Resolución de la Ecuación Integral por el Método de los Momentos</b> .....	<b>83</b>
<b>3.6 Modelo de la Condición de Radiación y Búsqueda de Ceros Complejos</b> ...	<b>101</b>
3.6.1- Modelado de la Condición de Radiación .....	101
3.6.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos .....	104
<b>3.7 Resultados y Validación</b> .....	<b>111</b>
<b>3.8 Interpretación Física de la Expansión PPM y Aplicaciones</b> .....	<b>117</b>
3.8.1- Espectros PPM de Propagación y de Radiación.....	123
3.8.2- Aplicaciones de la Expansión PPM.....	135
<b>3.9 Resumen de las Contribuciones del Capítulo 3</b> .....	<b>150</b>

***CAPÍTULO 4: DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE UNIFORMES EN  
TECNOLOGÍA HÍBRIDA GUÍA DE ONDA CIRCUITO IMPRESO..... 153***

<b>4.1 Antenas de Tipo “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida Guía de Onda Circuito Impreso.....</b>	<b>157</b>
<b>4.2 Mecanismos de “Taper” Usando el Circuito impreso.....</b>	<b>164</b>
4.2.1- Control de la Banda de Frecuencia de Radiación.....	165
4.2.2- Control de la Constante de Atenuación.....	167
4.2.3- Dimensiones Óptimas del “Taper”.....	172
<b>4.3 Estudio de los Modos Indeseados.....</b>	<b>179</b>
<b>4.4 Configuración Suspendida.....</b>	<b>191</b>
<b>4.5 Diseños de Antenas Leaky-Wave Uniformes.....</b>	<b>201</b>
4.5.1- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Slot”.....	208
4.5.2- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Strip”.....	219
<b>4.6 Resumen de Contribuciones del Capítulo 4.....</b>	<b>237</b>

***CAPÍTULO 5: ANÁLISIS Y DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE PERIÓDICAS  
EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA ..... 241***

<b>5.1 Análisis de los Modos de Fuga en Circuitos Impresos Periódicos Apantallados Lateralmente .....</b>	<b>245</b>
5.1.1- Obtención de la Ecuación Integral.....	246
5.1.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos.....	252
5.1.3- Estudio de la Convergencia del Método.....	254
5.1.4- Comprobación de las Condiciones de Contorno.....	257
5.1.5- Comparación con Otros Métodos.....	259
5.1.6- Mejoras Respecto de Otros Métodos de Análisis Modal.....	263
<b>5.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida.....</b>	<b>270</b>
5.2.1- Funcionamiento de las Antenas “Leaky-Wave” Periódicas.....	272
5.2.2- La Antena “Dielectric-Inset” Diseñada por Guglielmi.....	278
5.2.3- Nueva Antena “Leaky-Wave” Periódica en Tecnología Híbrida.....	282
<b>5.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 5.....</b>	<b>303</b>

***CAPÍTULO 6: DESARROLLO DE HERRAMIENTAS CAD PARA EL ANÁLISIS  
DE MODOS DE FUGA Y DISEÑO DE ANTENAS “LEAKY-WAVE”..... 305***

<b>6.1 PAMELA: Programa de Análisis Modal en Estructuras Lateralmente Apantalladas.....</b>	<b>309</b>
6.1.1- Análisis de Modos Reales en Guías Cerradas.....	313
6.1.2- Análisis de Guías Abiertas: Modos de Fuga y Modos de Superficie.....	317

6.1.3- Obtención de Curvas de Dispersión. ....	321
6.1.4- Análisis de Estructuras Periódicas: Armónicos Espaciales.....	329
<b>6.2 Desarrollo de una Herramienta CAD basada en PAMELA.....</b>	<b>336</b>
6.2.1- Teoría de “Taper” de Modos de Fuga. ....	338
6.2.2- Descripción de la Herramienta de Diseño. ....	342
<b>6.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 6. ....</b>	<b>366</b>
<b><i>CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN</i></b>	<b>369</b>
<b>7.1 Conclusiones.....</b>	<b>372</b>
<b>7.2 Lista de Publicaciones Derivadas de Esta Tesis.....</b>	<b>375</b>
7.2.1 Revistas Internacionales. ....	375
7.2.2 Congresos Internacionales. ....	376
7.2.3 Congresos Nacionales.....	378
<b>7.3 Premio “Rosina Ribalta”. ....</b>	<b>378</b>
<b>7.4 Líneas Futuras de Investigación.....</b>	<b>381</b>
7.4.1- Modelado Riguroso de la Apertura. ....	381
7.4.2- Estudio de Discontinuidades Radiantes desde el Punto de Vista de la Excitación de Ondas de Fuga. ....	384
7.4.3- Antenas “Leaky-Wave” Activas. ....	387
7.4.4- Acopladores “Leaky-Wave”.....	390
7.4.5- Metamateriales. ....	393
7.4.6- Agrupación de Antenas “Leaky-Wave”. ....	396
<b><i>APPENDIX: SUMMARY IN ENGLISH</i></b> .....	<b>399</b>
<b><i>BIBLIOGRAFÍA</i></b> .....	<b>443</b>



# **CAPÍTULO 1**

## **INTRODUCCIÓN**

### **ÍNDICE CAPÍTULO 1**

<b><i>CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN</i></b> .....	<b>2</b>
<b>1.1 Motivación</b> .....	<b>4</b>
<b>1.2 Objetivos</b> .....	<b>5</b>
<b>1.3 Estructura de Esta Tesis</b> .....	<b>7</b>

## **CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN**

---

Cualquier sistema de comunicaciones inalámbricas necesita de un elemento radiante o antena. Diferentes tipos de antenas han sido propuestas a lo largo de la historia de las Telecomunicaciones, como las antenas de hilo, las antenas impresas, las antenas de apertura en guía de onda o los sistemas radiantes con reflectores y lentes. Por otro lado, las guías de onda son otra parte fundamental de los sistemas de comunicaciones, pues son las encargadas de transmitir la energía electromagnética desde un punto de un sistema de comunicaciones a otro, minimizando las pérdidas óhmicas y evitando las pérdidas por radiación y los acoplos indeseados con otros circuitos.

El desarrollo de una teoría que permita describir el funcionamiento de las diferentes partes de un sistema de comunicaciones (incluidas las antenas y las guías de onda) es imprescindible para poder simular por ordenador dichos sistemas y predecir su comportamiento. El modelado debe ser lo más fiel y exacto posible, de manera que los resultados obtenidos por el modelo se ajusten a la realidad. Por otro lado, es deseable que el tiempo de simulación sea lo más corto posible, de forma que se pueda introducir dicho modelo en una herramienta de diseño asistido por ordenador. De esta manera podemos no sólo analizar el sistema de comunicaciones, sino también diseñar un sistema o subsistema dado para que cumpla unas determinadas especificaciones.

El análisis o modelado de las antenas y las guías de onda son abordados normalmente de forma muy diferente. Debido al carácter invariante de la sección de las guías de onda, estas se pueden estudiar usando la teoría modal. A partir de las



ecuaciones de Maxwell se pueden calcular los modos de propagación permitidos en una determinada guía de onda o línea de transmisión. Una vez conocidos los modos de propagación (con sus respectivas constantes de propagación y distribuciones de campo en función de la frecuencia), se pueden caracterizar las discontinuidades y las uniones entre guías de onda. A partir de esta caracterización, a su vez, se puede estudiar el comportamiento de diferentes circuitos basados en líneas de transmisión, como filtros, diplexores, acopladores...

Por otro lado, el análisis de las antenas se lleva a cabo de una manera bien distinta. Debido a la naturaleza abierta de una antena, las ecuaciones de Maxwell se deben aplicar directamente sobre el espacio libre, sin posibilidad de determinar una dirección natural de guiado de las ondas. El análisis de las antenas no hace uso de modos de propagación, y en general podemos decir que el estudio de los diagramas de radiación de las antenas es una disciplina bien diferente del estudio de los modos de propagación de las guías de onda.

Sin embargo, los fenómenos de guiado y de radiación se fusionan cuando se estudian guías de onda abiertas, cuyos modos de propagación pueden radiar a la vez que se propagan, siempre y cuando se cumplan unas determinadas condiciones. Se habla entonces de los modos de fuga. El análisis modal de la sección de la guía abierta permite obtener las constantes de propagación y la distribución de los campos asociados a estos modos radiantes. A partir de las propiedades de los modos de fuga en campo cercano se puede determinar el diagrama de radiación o campo lejano creado por una onda de fuga, y por lo tanto, se pueden diseñar antenas basadas en guías abiertas por las que se propagan determinados modos de fuga. Estas estructuras basadas en guías radiantes son llamadas antenas “leaky-wave”.

El objetivo de la presente tesis es el desarrollo de un método de análisis de los modos de fuga en guías de onda compuestas por un medio multicapa apantallado lateralmente y abierto por la parte superior, al que se añaden conductores planares. Esta tecnología la hemos denominado tecnología híbrida guía de onda circuito impreso, o tecnología híbrida impresa-apantallada. Este método de análisis debe permitir el diseño de nuevas antenas basadas en la radiación de los modos de fuga presentes en la estructura abierta en tecnología híbrida.

## **1.1 Motivación.**

El origen de esta tesis está en el trabajo realizado por el Dr. Alejandro Álvarez Melcón en su tesis doctoral sobre circuitos planares tridimensionales encapsulados por paredes metálicas [Melcón 1998]. En dicha tesis se desarrolló un método de análisis espectral basado en la función de Green de la caja que apantalla los circuitos planares. La función de Green se expande como suma de los modos de la cavidad rectangular, y a partir de las corrientes existentes en los conductores impresos se resuelven las correspondientes ecuaciones integrales de campo eléctrico y magnético aplicando el método de los momentos. La función de Green se expresa de manera analítica y permite obtener una red equivalente para modelar el medio multicapa ([Pan 1994], [Guglielmi 1995], [Michalski 1997]). Por otro lado, durante su estancia en la Agencia Espacial Europea, Alejandro Álvarez entró en contacto con Marco Guglielmi, que había desarrollado una tesis doctoral bajo la dirección del Dr. David Jackson sobre el estudio de modos de fuga y el diseño de antenas “leaky-wave” basadas en circuitos impresos en medios multicapa. Marco Guglielmi desarrolló un método de análisis basado en la Ecuación de Resonancia Transversa, que hace uso de un circuito equivalente para la sección de la antena ([Guglielmi 1989-I], [Guglielmi 1989-II], [Guglielmi 1989-III]). A partir de este método se diseñó una nueva antena “leaky-wave” para bandas milimétricas ([Guglielmi 1991-I]).

De la combinación de la experiencia de Alejandro Álvarez sobre el desarrollo de las funciones de Green en medios multicapa apantallados y el trabajo de Marco Guglielmi sobre antenas “leaky-wave”, surgió la idea de esta tesis. El objetivo era desarrollar un método de análisis basado en el método de los momentos y la función de Green de un medio apantallado multicapa, para estudiar los modos de fuga en estructuras apantalladas lateralmente (de forma que se puede usar la expresión espectral de la función de Green) pero abiertas por su parte superior (para poder permitir la radiación, es decir, la existencia de modos de fuga). El método debía ser riguroso y a la vez lo más sencillo posible, de manera que se pudiera realizar un diseño asistido por ordenador eficaz. A continuación se resumen los objetivos de esta tesis.

## 1.2 Objetivos.

El trabajo desarrollado en esta tesis se abordó teniendo en mente los siguientes objetivos:

1. **Desarrollo de un método de análisis de los modos de fuga en estructuras multicapa lateralmente apantalladas y con circuitos planares.** El método estaría basado en la función de Green de las placas paralelas y en la resolución de la Ecuación Integral por el Método de los Momentos. Dicho método sería **validado comparando** con los resultados obtenidos con otras técnicas de análisis de modos de fuga.
2. **Estudio de los modos de fuga** que se pueden propagar en las estructuras abiertas basadas en la tecnología guía de onda con circuitos impresos. Debíamos analizar sus características tales como frecuencias de corte, regímenes y condiciones de radiación, distribuciones de campo cercano y lejano. También debíamos estudiar diversos **fenómenos relacionados con los modos de fuga**, como la transición de onda de fuga a onda de superficie, los acoplos entre modos de fuga, la eficiencia y pureza de la radiación...
3. Aplicación del análisis de los modos de fuga en guías de onda abierta en tecnología híbrida para el **diseño de nuevas antenas “leaky-wave” basadas en dicha tecnología.** Para poder diseñar estas antenas de una manera sencilla y flexible, teníamos que demostrar que esta tecnología permite controlar el nivel de radiación de los modos de fuga sin afectar a su apuntamiento. Validación de los diseños y del correcto funcionamiento de las antenas.
4. **Expansión del método de análisis** descrito en el punto 1 a **circuitos impresos periódicos**, de manera que se pudieran estudiar los armónicos espaciales que se originan en estructuras fotónicas. **Validación** del método comparando con otras técnicas aplicadas al estudio de los modos de fuga en estructuras periódicas.

5. Estudio de las *propiedades de los modos de fuga en estructuras fotónicas basadas en la tecnología impresa*, haciendo hincapié en las ondas de fuga “backward”, las bandas prohibidas (“bandgaps”), así como su aplicación para el diseño de antenas “leaky-wave” periódicas.
  
6. *Diseño de nuevas antenas “leaky-wave” periódicas basadas en la tecnología híbrida*. De nuevo es importante en este punto demostrar las ventajas que aporta esta tecnología respecto de otros diseños estudiados en la literatura científica. En concreto, estudiaríamos la capacidad que presenta la tecnología propuesta para controlar la iluminación y el apuntamiento de la antena mediante la modificación del circuito planar que se imprime sobre el substrato dieléctrico que guía la onda de fuga.
  
7. *Desarrollo de una herramienta de diseño asistido por ordenador (CAD, “Computer Aided Design”)*, específicamente concebida para diseñar antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida, y que haga uso del método de análisis desarrollado en esta tesis. Debida a su naturaleza específica, es deseable que la herramienta CAD permita obtener de manera rápida los diseños, sin perder por ello la exactitud. Validación de los diseños mediante comparación con los resultados obtenidos usando software de análisis tridimensional comercial (*HFSS* de Ansoft).

### 1.3 Estructura de Esta Tesis.

Esta memoria de tesis se ha estructurado en capítulo de la siguiente manera:

**Capítulo 2.** En este capítulo se hace una *revisión histórica* sobre la evolución en la investigación de los modos de fuga. El autor de esta tesis ha considerado necesario este capítulo por varios motivos. Primeramente, para que se entiendan algunos *conceptos básicos sobre las ondas de fuga*, así como su relación con las *ondas de superficie*. En segundo lugar, porque la *historia de las ondas de fuga* ha estado llena de incertidumbre y escepticismo, hasta que se logró encontrar un modelo teórico sólido que explica que las ondas de fuga son *soluciones modales*, como las de las guías cerradas, pero de *naturaleza impropia o no espectral*. También se resalta la importancia de la *teoría de circuitos equivalentes* a la hora de simplificar el estudio de las ecuaciones de Maxwell en los dispositivos de microondas. Esta tesis está basada en estos dos pilares: el desarrollo de circuitos equivalentes para estudiar las estructuras propuestas, y la teoría de las ondas de fuga como soluciones modales no espectrales. Así mismo, se describen las diferentes *aplicaciones* que tienen los modos de fuga a la hora de modelar varios fenómenos físicos. Se hace un repaso a las aportaciones que los diferentes grupos de investigación a nivel mundial han realizado en las cuatro últimas décadas para entender el fenómeno de propagación y radiación de los modos de fuga.

**Capítulo 3.** El tercer capítulo se centra en el *desarrollo del método de análisis de modos de fuga* en estructuras multicapa apantalladas lateralmente y con circuitos impresos uniformes (no periódicos). A partir de las ecuaciones de Maxwell y usando una expansión de los campos en modos de placas paralelas se consiguen unas *líneas de transmisión equivalentes* para modelar el comportamiento de los campos electromagnéticos en las guías en tecnología híbrida. Se hace un especial hincapié en el modelado de la *condición de radiación* de la apertura de la guía, así como en la *búsqueda de las constantes de propagación complejas* de los modos de fuga. El *método desarrollado se valida* comparando con los resultados obtenidos por otras técnicas presentadas

en la literatura. Se describen las *principales aportaciones o mejoras del nuevo método de análisis* respecto de otras teorías de análisis. En este capítulo también se desarrolla una teoría que permite describir las propiedades de propagación y radiación de los modos de fuga a partir del *espectro de modos de placas paralelas*. Esta teoría aporta una nueva visión que permite describir de una manera sencilla muchos *parámetros de interés práctico*, como la frecuencia de corte de los modos de fuga, el acoplo entre modos de fuga y la pureza de la radiación de los modos de fuga.

**Capítulo 4.** En el cuarto capítulo se utiliza el método de análisis desarrollado y la teoría de modos de placas paralelas para *diseñar antenas “leaky-wave” uniformes*. Estas antenas, a diferencia de las antenas periódicas estudiadas en el capítulo 5, están construidas con un circuito impreso continuo (de tipo “strip” o “slot”) cuyas dimensiones son variadas a lo largo de la longitud de la antena para controlar el diagrama su radiación y su eficiencia. La *teoría de “tapering”* o modulación de las dimensiones del circuito impreso para conseguir unas determinadas especificaciones (apuntamiento, ancho de haz, distribución de lóbulos secundarios, eficiencia de radiación...) es descrita en esta capítulo. Esta teoría es aplicada proponiendo *varios diseños de antenas*, basados en el uso de circuitos planares de tipo “strip” y “slot”. Se estudian las propiedades de cada tipo de circuitos y se diseñan antenas en la *banda de microondas* de 5GHz a 7GHz y en la *banda de ondas milimétrica* de 50GHz. Los *diseños son validados* comparando con los resultados obtenidos con un software de análisis electromagnético tridimensional basado en el Método de Elementos Finitos (*HFSS*, de Ansoft). En este capítulo también se describen las *ventajas que aportan las nuevas antenas diseñadas* respecto de otras tecnologías usadas en la literatura, tanto desde el punto de vista de la *flexibilidad de diseño* (facilidad para conseguir las especificaciones o respuesta de la antena deseada) como desde la perspectiva tecnológica (*facilidad de fabricación y reducción de costes*).

**Capítulo 5.** En el capítulo quinto se amplía el método de análisis para poder tener en cuenta *discontinuidades periódicas* en los circuitos impresos. Para ello se combina la expansión de los campos en modos de placas paralelas con la expansión en *modos de Floquet*. El método es validado comparando con otras técnicas, y se resaltan las ventajas que tiene el nuevo método. En este capítulo se propone la nueva tecnología para *diseñar nuevas antenas “leaky-wave” periódicas* que mejoren las propiedades eléctricas de otras antenas descritas en la literatura técnica. El funcionamiento de las nuevas antenas y las mejoras aportadas son verificados comparando los resultados obtenidos con *HFSS*.

**Capítulo 6.** En el capítulo sexto se *desarrollan dos programas* con sus respectivos interfaces gráficos (*GUI*, “Graphical User Interface”). El primero permite *analizar los modos de fuga en guías en tecnología híbrida*. Este programa permite obtener de manera interactiva y rápida las curvas de dispersión de los modos de fuga, así como obtener gráficas con la distribución de campo y corrientes de dichos modos. De esta manera permite ilustrar en un entorno visual y didáctico el fenómeno de radiación en guías abiertas asociado a los modos de fuga. El segundo programa que se describe en el sexto capítulo es una herramienta de *diseño asistido por ordenador (CAD*, “Computer Aided Design”), específicamente concebida para el diseño *de antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida*. Se ilustra su funcionamiento diseñando una antena y comparando los resultados con los que se obtendrían con *HFSS*.

**Capítulo 7.** El último capítulo presenta las *conclusiones* y *las principales aportaciones* al estudio de los modos de fuga y el diseño de antenas “leaky-wave”, obtenidas del trabajo de esta tesis doctoral. Así mismo se proponen diversas *líneas de investigación futuras* que quedan abiertas tras los resultados obtenidos en esta tesis doctoral.

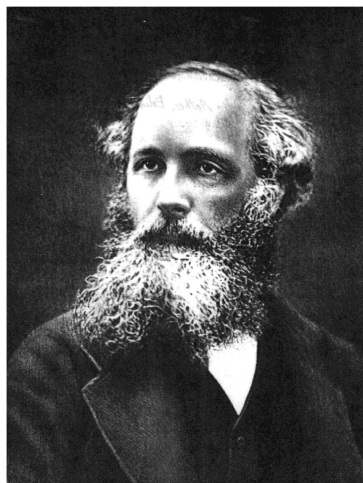




# CAPÍTULO 2

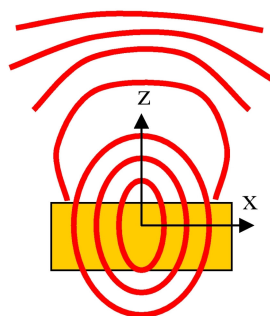
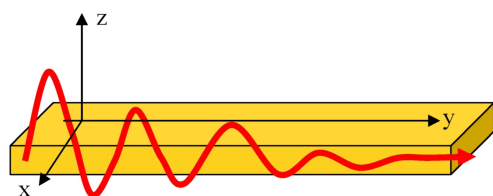
## MODOS DE FUGA

### EN ESTRUCTURAS ABIERTAS



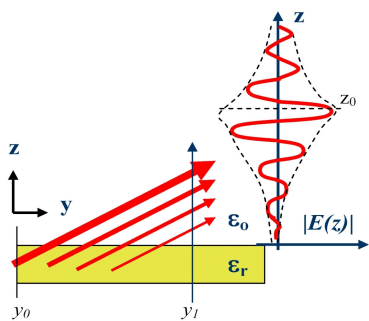
**James Clerk Maxwell**

$$\begin{aligned} \oint \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= q \\ \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} &= 0 \\ \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + \mu_0 i \\ \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\frac{d\Phi_B}{dt} \end{aligned}$$



$$k_y = \beta_y - j\alpha_y$$

$$k_z = \beta_z + j\alpha_z$$



**Nathan Marcuvitz**



**Arthur A. Oliner**



## **ÍNDICE CAPÍTULO 2**

<b><i>CAPÍTULO 2: MODOS DE FUGA EN ESTRUCTURAS ABIERTAS.....</i></b>	<b>14</b>
<b>2.1 Historia de la Teoría de Redes de Microondas.....</b>	<b>14</b>
<b>2.2 Ondas de Superficie (“Surface-Waves”). .....</b>	<b>22</b>
<b>2.3 Ondas de Fuga (“Leaky-Waves”). .....</b>	<b>25</b>
<b>2.4 Aplicaciones de los Modos de Fuga.....</b>	<b>33</b>
2.4.1 Búsqueda de Modos de Fuga en Diferentes Líneas de Transmisión.....	33
2.4.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave”.....	35
2.4.3 Acoplos Indeseados en Circuitos de Microondas: “Cross-Talk”. .....	43
2.4.4 Radiación en Plasma Rodeando a Vehículos Espaciales.....	44
2.4.5 Radiación Cerenkov, efecto Smith-Purcell y Anomalías de Woods. ....	45
2.4.6 Acopladores Ópticos de Gran Eficiencia.....	46
2.4.7 Puntos Ciegos en “Arrays” de Antenas. ....	46
<b>2.5 El Estudio de las Ondas de Fuga en Guías en Tecnología Híbrida.....</b>	<b>47</b>

## **CAPÍTULO 2: MODOS DE FUGA EN ESTRUCTURAS ABIERTAS.**

---

En este capítulo se hará una breve revisión histórica para que el lector pueda entender cómo se llegó al estudio teórico y experimental de los modos de fuga en estructuras abiertas, así como sus aplicaciones dentro de la disciplina de la teoría de campos de microondas.

### ***2.1 Historia de la Teoría de Redes de Microondas.***

Como es bien sabido, la *teoría de microondas* es una porción de la *teoría de campos electromagnéticos*, que a su vez se engloba dentro del *electromagnetismo*. La teoría de microondas estudia unas determinadas estructuras que poseen las siguientes dos características:

1. Las dimensiones de las estructuras estudiadas son comparables con la longitud de onda.
2. Las aplicaciones de estas estructuras tienen que ver con problemas relacionados con guiado de onda y resonancias, más que con otros problemas en entornos abiertos, como los de “scattering” o dispersión.

Estas características hacen que la teoría de campos de microondas se diferencie de otras teorías de campos electromagnéticos. Por ejemplo, en *óptica* se estudian objetos mucho mayores que la longitud de onda, o en la *teoría clásica de circuitos* se analizan

circuitos mucho más pequeños que la longitud de onda. Esto hace que en estas dos disciplinas se puedan aplicar ciertas *aproximaciones* que simplifican enormemente la formulación matemática necesaria.

Sin embargo, en la teoría de campos de microondas no se pueden aplicar estas simplificaciones al ser las dimensiones de las estructuras analizadas del orden de la longitud de onda. Desde este punto de vista, la teoría de microondas es *la más complicada del electromagnetismo*, ya que se han de utilizar las ecuaciones de Maxwell con toda su complejidad. Por otro lado, también podemos decir que es *la más interesante*, ya que esta teoría abarca los fenómenos más complejos como las resonancias, los acoplos, la propagación de modos..., de enorme utilidad en diferentes aplicaciones prácticas.

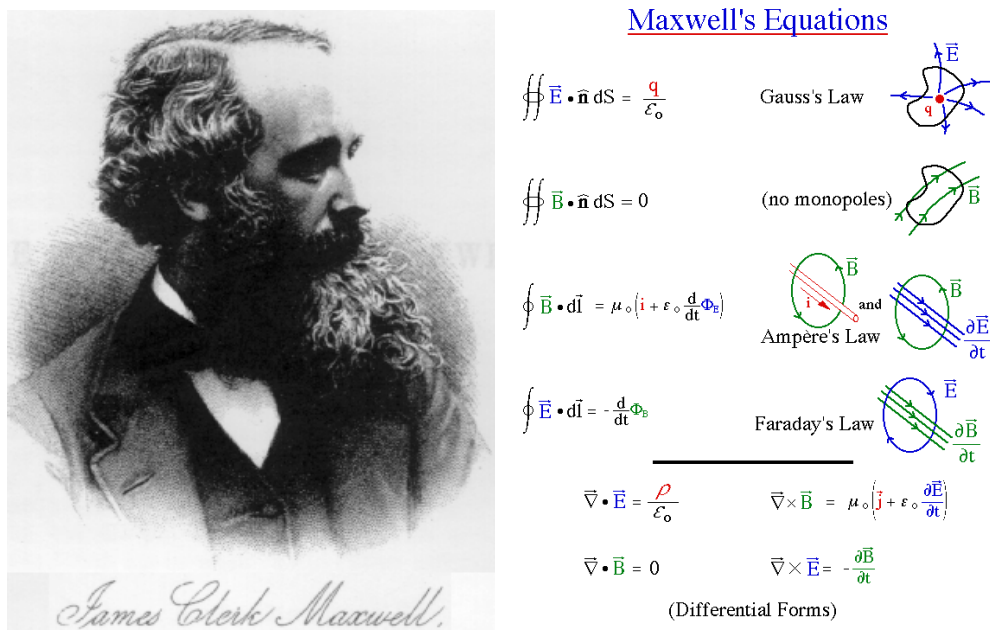
El segundo punto que distingue la teoría de microondas hace que la complejidad de las ecuaciones sea tratable. Efectivamente, la teoría de microonda se centra en el estudio de una serie de problemas relacionados con el *guiado y la resonancia de las ondas electromagnéticas en estructuras total o parcialmente cerradas*. Esto permite que se haya podido desarrollar lo que se llama *teoría de circuitos de microondas* (“microwave network theory”, [Oliner 1984]). Esta teoría ha permitido desarrollar un amplio conjunto de métodos para estudiar problemas tales como las líneas de transmisión, la propagación de modos, las discontinuidades en guía, la radiación de discontinuidades...etc. De esta manera se han creado métodos específicos para estudiar diferentes circuitos de microondas muy complicados como filtros, resonadores y acopladores. El uso de *redes equivalentes* (“equivalent networks”) para estudiar el guiado y las discontinuidades de los circuitos de microondas ha permitido un rápido avance en el estudio de estas estructuras tan complicadas. Otro tipo de situaciones que no involucren guiado de ondas, como la dispersión general de una onda ante un objeto en un medio abierto, no permiten aplicar la formulación con redes equivalentes.

Hay que mencionar que a partir de los 70 surgió una nueva área dentro de la óptica: el estudio de *circuitos ópticos integrados y de fibras ópticas*. Esta disciplina estudia estructuras que, a pesar de ser utilizadas en el rango óptico, tienen dimensiones comparables a la longitud de onda (en oposición a las situaciones usualmente estudiadas en óptica clásica). Es por ello que en esta disciplina son aplicables todos los

comentarios hechos para la teoría de circuitos de microondas. Una situación parecida se da en el estudio de *ondas acústicas superficiales*, si bien la naturaleza de estas ondas no es electromagnética y hay que aplicar otro tipo de ecuaciones derivadas de la mecánica [Oliner 1976].

El estudio de modos de fuga en guías parcialmente abiertas es el objetivo de esta tesis, así como el diseño de nuevas antenas “leaky-wave” para aplicaciones en la banda de microondas y ondas milimétricas. Como se verá en el capítulo 3 y en el 5, se ha desarrollado un método de análisis que parte de las ecuaciones de Maxwell y que consigue llegar a una formulación de red equivalente. La red equivalente permite estudiar el complicado problema electromagnético de una manera mucho más sencilla, sin perder rigurosidad en los cálculos. De esta manera se han podido diseñar novedosas antenas “leaky-wave”, que se presentan en los capítulo 4 y 5.

Sin embargo, el autor considera necesario que se haga un repaso sobre la teoría de los modos de fuga, ya que este tipo de modos no son generalmente conocidos por los investigadores de ingeniería de microondas. Esta introducción hará más comprensible la lectura del resto de esta tesis doctoral, y permitirá entender cuáles son las aportaciones teóricas y prácticas de esta tesis al estudio general de los modos de fuga.



*Figura 2.1- James Clerk Maxwell y las Ecuaciones que Rigen los Campos Electromagnéticos.*

James Clerk Maxwell estableció en 1873 las ecuaciones que rigen el comportamiento de los campos electromagnéticos, descritas en su “Tratado sobre la Electricidad y el Magnetismo” [Maxwell 1873]. De esta manera justificó de una manera matemática aquellos conceptos que hasta el momento solamente habían sido descritos de una manera cualitativa tras diferentes experimentos (ley de Coulomb, ley de Faraday...). Con sus ecuaciones, Maxwell unificó la teoría de los campos eléctricos y magnéticos, demostrando además la unión o dependencia que existe entre ambos. Pero lo más importante dejó una base sólida para que se desarrollaran a partir de sus ecuaciones las teorías que describen el comportamiento de los diferentes dispositivos electromagnéticos.



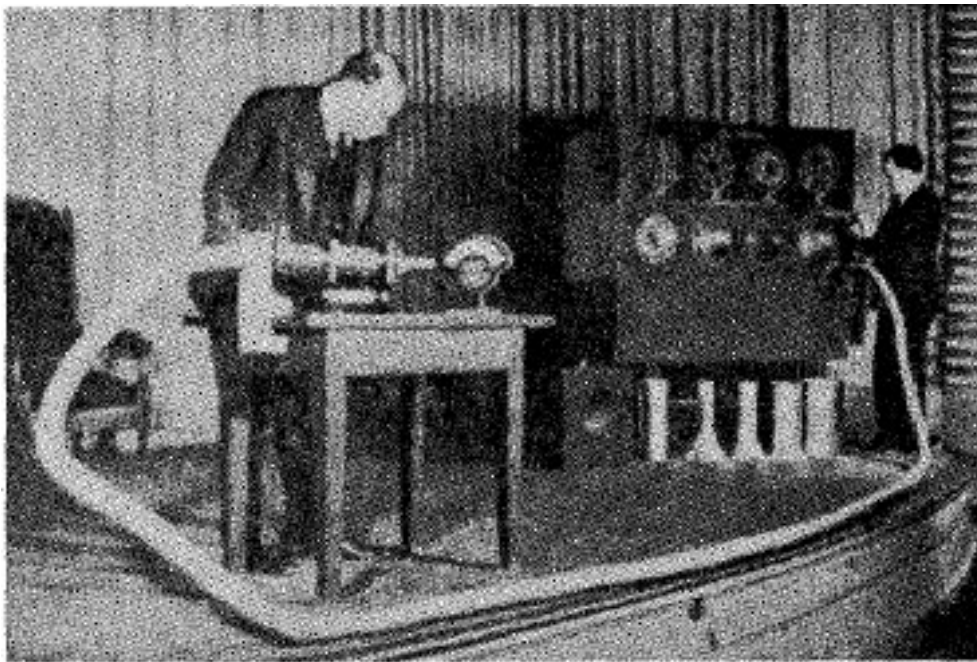
**Lord Rayleigh (John Strutt)  
(1842-1919)**



*Figura 2.2- Lord Rayleigh y Guglielmo Marconi.*

Así, John William Strutt (más conocido como Lord Rayleigh) describió en 1897 el fenómeno de los modos de propagación en tubos metálicos [Rayleigh 1897], y Guglielmo Marconi demostró en 1901 la posibilidad de establecer una comunicación inalámbrica entre Inglaterra y Estados Unidos. Sin embargo, el comienzo real del estudio de las guías de onda y sus aplicaciones no sucedió hasta 1930. En esta década,

dos grupos de estados unidos comenzaron con el estudio de la transmisión de ondas electromagnéticas en guías metálicas, uno en los laboratorios Bell (dirigido por George Southworth) y otro en el MIT (“Massachussets Institute of Technology”, dirigido por Wilmer Barrow). Ambos grupos publicaron en 1936 unos detallados estudios sobre los diferentes modos que se pueden propagar, sus frecuencias de corte, sus constantes de atenuación, la excitación con sondas coaxiales o la radiación en el final de la guía abierta ([Southworth 1936], [Barrow 1936], [Southworth 1937], [Chu 1938]). Primeramente se estudió la guía circular, y en 1936 Shelkunoff y Léon Brillouin estudiaron por separado la guía con sección rectangular ([Brillouin 1936], [Shelkunoff 1937]). En la década de los 40 se publicaron diversos trabajos sobre diferentes tipos de guía, y se introdujo la notación de los modos TE y TM, también denominados modos H y modos E, respectivamente.



*Figura 2.3- George Southworth Haciendo una Demostración Sobre el Funcionamiento de las Guías de Onda en 1938.*

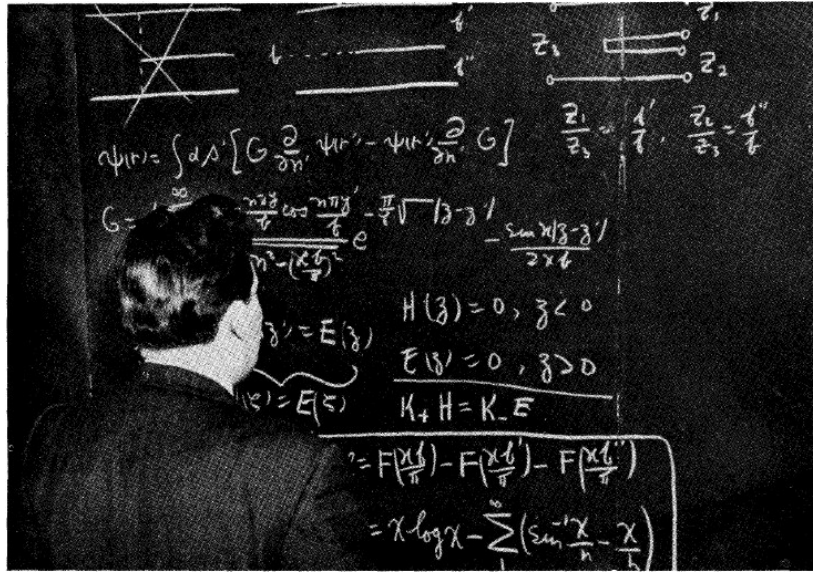
En esta época surgió la *teoría de circuitos de microondas*, que como hemos comentado tiene una gran importancia a la hora de simplificar los problemas electromagnéticos a frecuencias de microondas. Esta teoría permite formular dichos problemas de una manera rigurosa utilizando líneas de transmisión para representar las regiones guiadas y elementos concentrados (bobinas, condensadores, resistencias y



transformadores) para representar las uniones y discontinuidades en las guías. De esta manera, se puede combinar la teoría clásica de circuitos (tensiones, corrientes, impedancias...) con el efecto de propagación de ondas en líneas (coeficiente de reflexión, ondas estacionarias...), para estudiar de forma relativamente sencilla las ecuaciones de Maxwell aplicadas a circuitos guiados de microondas.

La teoría de circuitos, y en concreto el concepto de impedancias, fue introducido por Oliver Heaviside en 1886 ([Heaviside 1901]). Los estudiantes de ingeniería usaban esta teoría para estudiar circuitos, mientras que se aplicaban las ecuaciones de Maxwell al estudio de propagación de ondas electromagnéticas. Fue S.A. Schelkunoff el que se dio cuenta de que ambas técnicas se podían combinar, de manera que extendió el término de impedancia a sistemas mecánicos, acústicos y posteriormente electromagnéticos [Schelkunoff 1938]. Schelkunoff propuso que las ondas tienen una *impedancia característica*, que no depende solamente de las propiedades del material en el que se propaga (como se creía antes) sino también del tipo de guía onda y modo. También ilustró que la impedancia característica está asociada a la dirección de propagación de la onda, de manera que *los problemas de transmisión de onda por las guías se podían describir usando líneas de transmisión equivalentes en la dirección de propagación*. El problema tridimensional se reducía al análisis de la sección bidimensional de la guía y a la propagación de los modos en una dimensión. H.G. Booker resume en un trabajo de 1947 la importancia de la unión de estos dos conceptos ([Booker 1947]).

El segundo aspecto importante que hizo que la teoría de circuitos de microondas pudiera aplicarse en multitud de escenarios fue la capacidad de *representar las discontinuidades en la guía en términos de elementos concentrados*. La mayor parte de los avances en este aspecto se dieron lugar durante la Segunda Guerra Mundial. En el MIT trabajaron Schelkunoff, Marcuvitz y Schwinger, donde publicaron varios trabajos sobre el análisis cuantitativo de discontinuidades en guías ([Schelkunoff 1943], [Marcuvitz 1948], [Marcuvitz 1951-I], [Marcuvitz 1951-II]). Posteriormente, muchos científicos siguieron con este estudio, que permitió el desarrollo y diseño de muchos nuevos dispositivos en guías de onda. Cabe destacar la enorme contribución de Schwinger al establecer una formulación del problema electromagnético basada en la ecuación integral, así como diferentes métodos para su resolución.



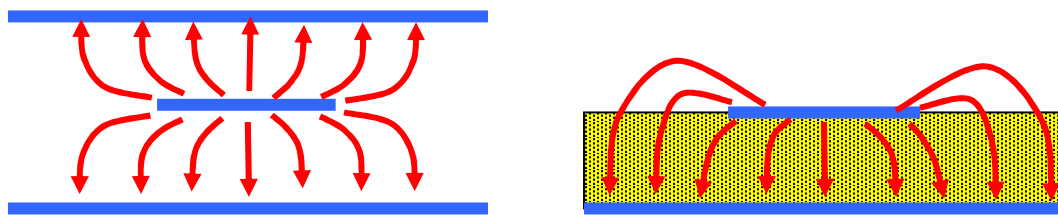
*Figura 2.4- Fotografía de J.S. Schwinger dando una Clase en el MIT durante la Segunda Guerra Mundial.*

Después de la Segunda Guerra Mundial, muchos científicos americanos del MIT y de la Universidad de Brooklyn (Brooklyn Polytechnic Institute) siguieron con el desarrollo de modelos circuitales para analizar discontinuidades en una gran variedad de guías. En la universidad de Brooklyn estaba el MRI (Microwave Research Institute), creado en 1942, y que fue dirigido por Marcuvitz. La principal labor de este grupo fue la de reformular la teoría de campos electromagnéticos en términos de circuitos equivalentes. En 1946 llegó a este grupo Arthur Oliner, el cual contribuiría enormemente al estudio de los modos de fuga, como se explicará posteriormente. Oliner comenzó estudiando discontinuidades de tipo “slot” en las caras de las guías de onda. ([Marcuvitz 1949], [Oliner 1951], [Oliner 1957]).



*Figura 2.5- Arthur Oliner, Investigador Pionero sobre las Ondas de Fuga.*

En los años 50 se empezó a investigar con otros medios de transmisión que no fueran las guías de onda estudiadas hasta entonces. Se buscaba aumentar el ancho de banda y permitir una mayor facilidad de conexión de componentes. El cable coaxial permitía un mayor ancho de banda al no tener frecuencia de corte su modo fundamental, pero seguía siendo un medio complicado a la hora de integrar componentes. A partir del coaxial se concibió la línea “stripline” [Barret 1952], haciendo el conductor interior plano y el conductor exterior rectangular, y luego removiendo las paredes laterales para permitir la manipulación de los circuitos en su interior. Muy pronto surgió una modificación de esta línea que permitía remover la cara superior, haciendo que los circuitos fueran aún más compactos y manejables ([Grieg 1952]). Se trataba de la línea “microstrip”, que usaba un soporte dieléctrico. Estas líneas de transmisión planares se investigaron con detalle como los nuevos medios de transmisión para circuitos de microondas ([Barret 1955]).



*Figura 2.6- Campo Eléctrico del Modo Fundamental en las Líneas “stripline” y “microstrip”.*

En principio la línea “stripline” fue preferida respecto de la “microstrip” por varios aspectos. Al ser la línea “stripline” un medio homogéneo, no presenta una respuesta dispersiva de la constante de propagación y la impedancia, como le ocurre a la línea “microstrip” (compuesta por dieléctrico y aire). Por otro lado, la simetría de la línea “stripline” evitaba la radiación de discontinuidades que sufre la línea “microstrip”. Sin embargo, en la década de los 60 la línea microstrip volvió a ganar en popularidad cuando se introdujo una pequeña modificación en su geometría. Básicamente se redujo el espesor de la tira impresa, recalcando el carácter “micro” de “microstrip”. Así se consiguió reducir notablemente el efecto radiante de las discontinuidades, lo cual permitió el diseño de una gran variedad de circuitos mucho más compactos y con una mayor facilidad de fabricación que en la línea “stripline”.

Durante la década de los 60 y 70 los investigadores se centraron en la obtención de circuitos equivalentes para poder analizar las discontinuidades de la línea “microstrip” ([Oliner 1955], [Altschuler 1960], [Cohn 1958]). La complejidad era mayor que en el caso de las guías de onda debido al carácter inhomogéneo y dispersivo de esta línea de transmisión. Además, la *naturaleza abierta* de este medio de transmisión introdujo la definición de los *modos de superficie* (“surface-wave” modes), y posteriormente de las *ondas o modos de fuga* (“leaky-wave” modes), sobre las cuales versa esta tesis doctoral.

## 2.2 Ondas de Superficie (“Surface-Waves”).

Las ondas de superficie se relacionan con guías dieléctricas que son capaces de propagar la energía confinada en su interior, sin que haya pérdidas por radiación. Fuera de la guía dieléctrica los campos son reactivos, con una amplitud evanescente conforme nos alejamos de la interfaz existente entre el dieléctrico y el aire. Por eso se les llamó a este tipo de modos *ondas de superficie*, ya que desde el exterior de la guía dieléctrica se aprecia una *onda que viaja por la superficie del dieléctrico*. Tal y como se muestra en la figura 2.7, el campo electromagnético viaja en la dirección axial de la guía dieléctrica (eje “y” en la figura 2.7), mientras que en la dirección transversa decae de forma exponencial.

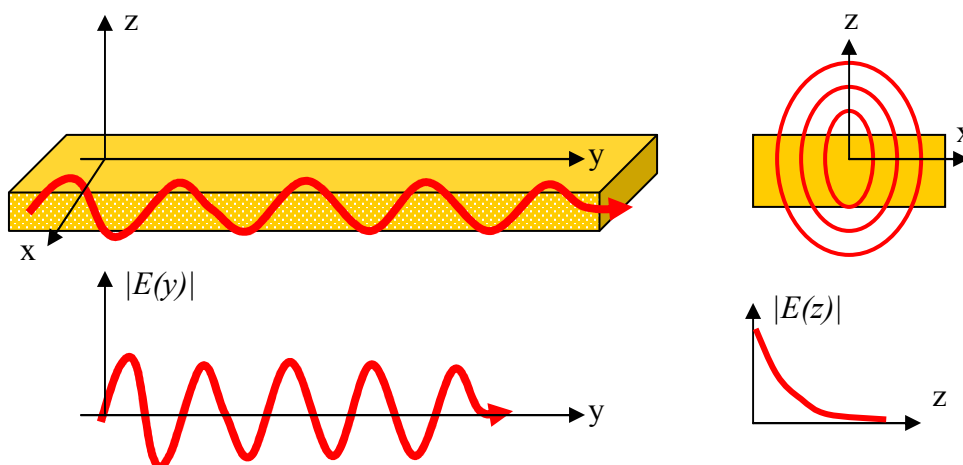


Figura 2.7- Ondas de Superficie Propagándose en la Interfaz de una Guía Dieléctrica.

El grupo de investigación que más trabajó en el tema de las ondas de superficie fue el del “University College of London”, y estaba liderado por H.M. Barlow y A.L. Cullen. Se publicaron varios trabajos sobre las propiedades de las ondas de superficie, su excitación y diferentes tipos de discontinuidades en guías dieléctricas ([Barlow 1953], [Cullen 1954], [Barlow 1962]). En los Estados Unidos, G. Goubau propuso un nuevo medio de transmisión basado en la propagación de una onda de superficie. Consistía en una vara conductora cilíndrica rodeada de un recubrimiento dieléctrico, tal y como se muestra en la figura 2.8. Goubau publicó varios artículos sobre esta guía ([Goubau 1950], [Goubau 1951]), que pretendía ser un nuevo medio de transmisión de ondas electromagnéticas, mucho más sencillo y barato al usar sólo un conductor. La armada americana puso muchas esperanzas en esta nueva línea de transmisión, que se pretendía fuera un nuevo mecanismo para transportar señales de radio y televisión. Sin embargo, los experimentos mostraron que la línea de Goubau presentaba muchas pérdidas cuando llovía o nevaba, y que la impedancia de entrada presentaba variaciones que posteriormente fueron atribuidas a los pájaros que se posaban sobre ella. El problema es que los campos de la onda de superficie estaba expuestos al aire, de manera que cualquier perturbación en el exterior afectaba a la propagación de dicha onda.

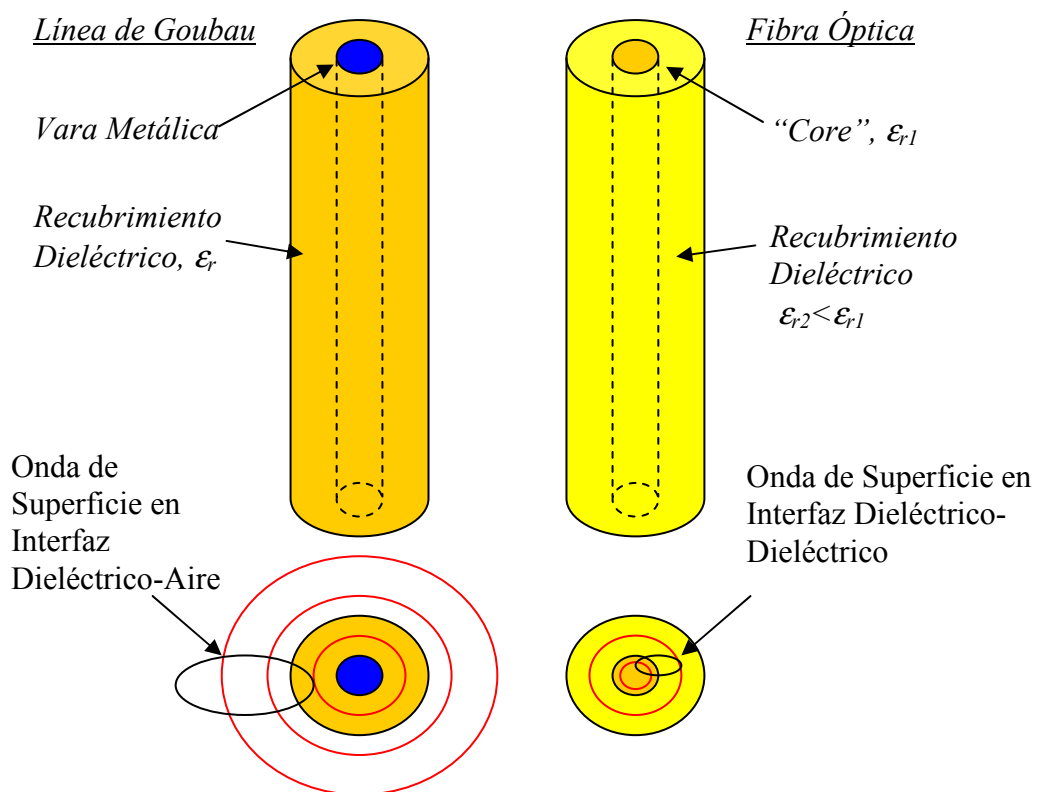


Figura 2.8- Línea de Goubau y Fibra Óptica: dos Ejemplos de Onda de Superficie.

Es curioso pensar que el mecanismo de propagación de la línea de Goubau es el mismo que se usa en la fibra óptica, que se empezó a utilizar dos décadas después. La fibra óptica utiliza una guía dieléctrica interior (“core”) que sería el sustituto de la vara metálica y el recubrimiento de Goubau. En la fibra óptica se usa una capa dieléctrica de menor constante dieléctrica efectiva (“cladding”) rodeando al “core”, para así crear la onda de superficie en la interfaz de los dos dieléctricos. Desde el punto de vista de la teoría de rayos de la óptica, se produce el *fenómeno de reflexión total* entre ambos dieléctricos, de manera que la onda queda atrapada en el “core”. En la interfaz entre el “core” y el “cladding” se crearía la onda de superficie, que tiene naturaleza evanescente, de manera que la amplitud de los campos se desvanece antes de llegar a la interfaz entre el “cladding” y el aire. Así se evita cualquier influencia del medio exterior. En la línea de Goubau la onda de superficie se crea en la interfaz dieléctrico aire, de manera que alcanza el aire, afectándole cualquier perturbación externa. Para evitar este fenómeno habría que usar otro recubrimiento de menor constante dieléctrica que envolviera a la línea de Goubau. Sin embargo, a frecuencias de UHF (en las que se quería aplicar línea de Goubau), el recubrimiento exterior debería ser muy grueso para que la onda de superficie no alcanzara el aire, lo cual no hizo práctica esta línea de transmisión. La diferencia con la fibra óptica es que esta última trabaja a frecuencias mucho mayores, por lo que con un pequeño grosor se consigue que los campos evanescentes no lleguen a salir del recubrimiento exterior.

El estudio de las ondas de superficie involucró varias líneas de investigación diferentes. Por un lado se estudiaron las discontinuidades en guías abiertas. A diferencia de las guías cerradas (de tipo capacitivo o inductivo), las discontinuidades que sufren las ondas de superficie pueden ser resistivas, dando lugar a radiación ([Zucker 1954]). También se estudiaron antenas que hacían uso de estos modos de superficie, que al llegar a los extremos de la guía dieléctrica producían radiación. Este tipo de antenas fueron llamadas “surface-wave antennas”, y un excelente resumen de su mecanismo de funcionamiento y aplicaciones se puede encontrar en dos capítulos de libro escritos por Zucker ([Zucker 1961-I], [Zucker 1961-II]). También se estudiaron en esta época diferentes tipos de guías dieléctricas concebidas para banda milimétrica debido a sus bajas pérdidas, como la guía imagen dieléctrica [King 1955] o la guía “H” [Tischer 1959].

Sin embargo no sería hasta los años 70 y 80 cuando el estudio de este tipo de guías recobraría interés, debido a la inminente necesidad de desarrollar una tecnología apropiada para altas frecuencias. Así se concibieron multitud de guías dieléctricas en diferentes trabajos publicados ([Knox 1970], [McLevlge 1975], [Itoh 1976], [Yoneyama 1981]).

### 2.3 Ondas de Fuga (“Leaky-Waves”).

En los años 60 se comenzó a desarrollar la teoría sobre otro tipo de ondas relacionadas con líneas de transmisión abiertas. Se trata de las *ondas de fuga* (“*leaky-waves*”). Estas ondas, a diferencia de las ondas de superficie, se extienden por fuera de la guía dieléctrica hacia el infinito, provocando radiación.

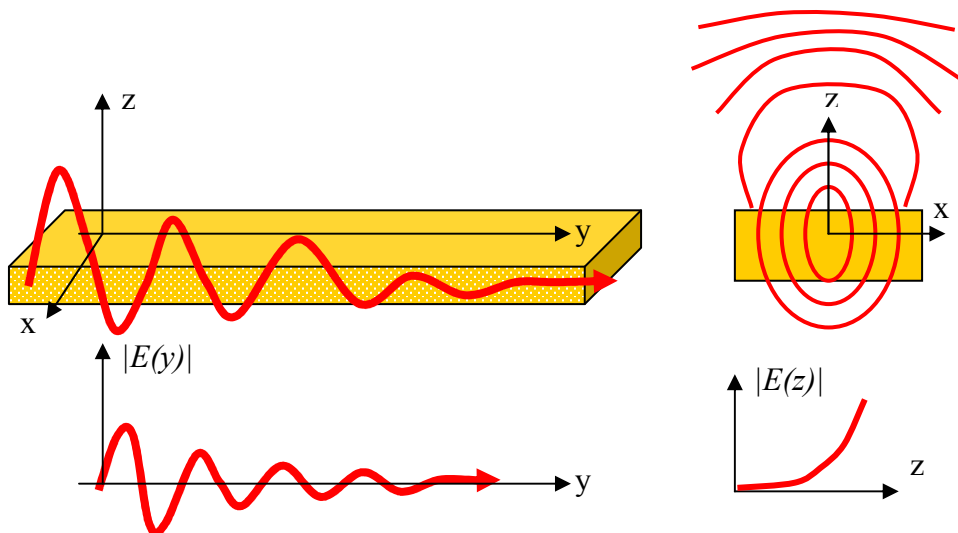


Figura 2.9- Ondas de Fuga Propagándose y Radiando en una Guía Dieléctrica.

La historia de las ondas de fuga es particularmente movida e interesante, y estuvo llena de escepticismo por parte de muchos científicos. Este tipo de onda ya fue descrita por Oliner y Tamir, que en los años 60 presentaron una clasificación de los modos que se pueden propagar en las guías abiertas ([Tamir 1963-I], [Tamir 1963-II]). Estas ondas debían tener una constante de propagación compleja, con una parte real que es la constante de fase y una parte imaginaria que aparece debido a las pérdidas por radiación (además de las pérdidas óhmicas en los materiales). Esta radiación podría ser usada para crear una antena basada en una onda de fuga. La primera antena “leaky-wave” fue propuesta por Hansen en 1940 haciendo un corte longitudinal en una cara de una guía rectangular ([Hansen 1940]).

Sin embargo, *los científicos se preguntaban si realmente existían las ondas de fuga*. Este escepticismo era debido a que si las ondas de fuga tenían una *constante de propagación longitudinal compleja* del tipo:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y \quad (m^{-1}) \quad (2.1)$$

entonces la constante de propagación transversa debe tener la siguiente forma:

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_y^2} = \beta_z + j\alpha_z \quad (m^{-1}) \quad (2.2)$$

La expresión matemática (2.2) parecía ir en contra de la física, pues expresaba un onda que *crece exponencial e indefinidamente hacia el infinito en el exterior de la antena*, tal y como se representa en la figura 2.9. Este comportamiento “impropio” iba en contra de las leyes de la física, y se dudó de la existencia de estas ondas. Se hicieron medidas para comprobar la naturaleza creciente de la onda ([Hines 1953]). Efectivamente se comprobó que el campo decaía en la dirección longitudinal, mientras que crecía en la dirección transversa. Sin embargo *este crecimiento sólo ocurría en la zona cercana a la apertura de la guía*. A partir de una cierta altura la amplitud del campo electromagnético decaía exponencialmente, como era de esperar. La interpretación que se dio es la siguiente, que se puede explicar desde el punto de vista de la óptica geométrica, tal y como se representa en la figura 2.10.

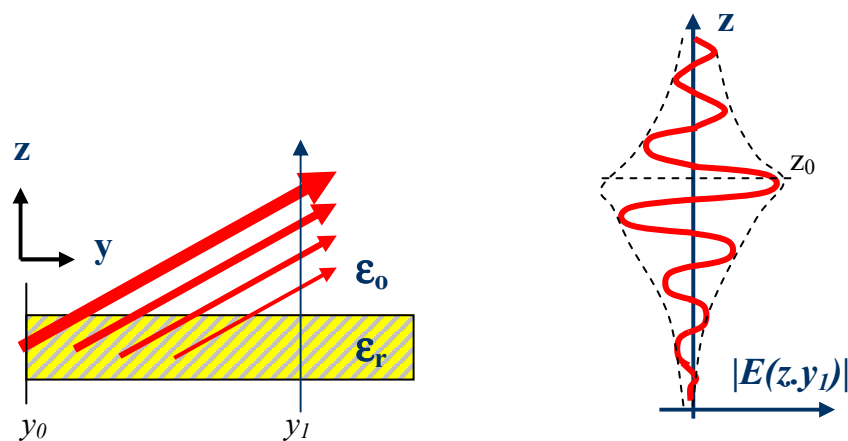


Figura 2.10.- Explicación por Óptica Geométrica del Fenómeno de Campo Impropio o No Espectral de un Modo de Fuga.

Si la onda de fuga se genera en un punto “ $y_0$ ” de la guía, y estudiamos el comportamiento del campo en la dirección transversa “ $z$ ” en un punto “ $y_1 > y_0$ ” ( $|E(z, y_1)|$ ), observaríamos que el campo crece conforme nos alejamos de la guía hasta



que llegamos a una altura “ $z_0$ ”. Esto es debido a que el rayo que se generó en la posición de origen “ $y_0$ ” es el más intenso, pues la intensidad de la onda de fuga decrece conforme avanza de “ $y_0$ ” a “ $y_1$ ”. Conforme nos acercamos a la posición “ $y_1$ ” los rayos son menos intensos. Al observar desde la posición “ $y_1$ ” la evolución de los campos en la dirección transversa “ $z$ ”, veríamos que la intensidad es mayor conforme nos alejamos de la interfaz dieléctrico-aire, tal y como muestra la figura 2.10. Esto ocurre en lo que se llama la **zona de luz** de la onda de fuga. Fuera de esta zona está la **zona de sombra**, en la que no hay contribución de rayos, y el campo vuelve a decrecer. El carácter creciente del campo en la zona de luz hizo que a estas ondas se las llamara **impropias o no espectrales**, puesto que parecían ir en contra del comportamiento propio de los campos “normales” (modos en guías cerradas o los modos de superficie en guías abiertas, cuyos campos tienden a cero al alejarse de la guía de onda en la dirección transversa).



**N. Marcuvitz**

*Figura 2.11.- Natham Marcuvitz, en 1956 Desarrolló la Teoría Modal de las Ondas de Fuga (Modos Impropios o No Espectrales).*

De esta manera se comprobó que las ondas de fuga existían realmente. Sin embargo todavía quedaba una pregunta por resolver. ¿Cómo se puede **calcular la constante de propagación compleja** (constante de fase + constante de pérdidas por radiación) de una onda de fuga? No había base teórica hasta la fecha, hasta que el ilustre Natham Marcuvitz, trabajando en el Polytechnic Institute de Brooklyn desarrolló en 1956 la teoría necesaria [Marcuvitz 1956]. Usando sus conocimientos sobre estados radioactivos, Marcuvitz se dio cuenta que las ondas de fuga se correspondían con

soluciones modales, como las de cualquier modo de una guía. La diferencia es que las guías donde aparecen las **ondas de fuga** (también llamadas a partir de ahora **modos de fuga**) son guías abiertas. Esto hace que el tipo de solución haya que buscarla en la **zona impropia de Riemann** del plano complejo del número de onda transverso. Es decir, las soluciones modales de las ondas de fuga no están en la zona propia o “normal” de la constante de propagación transversa, que sería aquella compuesta por soluciones del tipo  $k_z = \beta_z - j\alpha_z$  (modos que se atenúan al alejarse de la guía en la dirección transversa), sino en la zona impropia del tipo  $k_z = \beta_z + j\alpha_z$ . De esta manera se podía aplicar cualquiera de las técnicas de análisis modal, como se había hecho para calcular los modos en las guías cerradas y las líneas impresas abiertas. Analizando la sección de la guía abierta y teniendo en cuenta la naturaleza impropia de los modos de fuga, se empezó a hallar las constantes de propagación compleja de las ondas de fuga en diversas estructuras.

El desarrollo de una teoría que permitiera obtener la constante compleja del modo de fuga (incluida la constante de atenuación o pérdidas,  $\alpha_y$ ) permitió que se pudieran diseñar antenas “leaky-wave”. Todos los intentos de diseño de antenas “leaky-wave” llevados hasta los años 60 fueron fallidos. Una vez que Marcuvtiz estableció una base teórica sólida para obtener la constante de propagación de los modos de fuga, se pudo comenzar la era del **análisis y diseño de una gran variedad de antenas “leaky-wave”**. Además, el parecido entre los resultados teóricos y prácticos era sorprendente, y en la mayoría de los diseños no hacía falta reajustar la antena para cumplir las especificaciones (ángulo de apuntamiento, directividad, distribución de lóbulos secundarios).

De esta manera se despejaron las dudas tanto sobre la existencia como la aplicación práctica de los modos de fuga. Como se muestra en la figura 2.12, copiada de [Langston 2000], **los modos de fuga realmente sólo existen en campo cercano**, teniendo sus campos la forma de un **cono de luz**. Dentro de este cono se aprecia el comportamiento creciente de los campos, como se puede observar si miramos desde la posición longitudinal “ $y=40\lambda_0$ ” el comportamiento creciente de los campos en la dirección transversa “ $z$ ”. **La onda de fuga nunca alcanza el campo lejano**, ya que el **comportamiento impropio o creciente en la dirección transversa sólo tiene sentido en campo cercano (en el cono de luz)**.

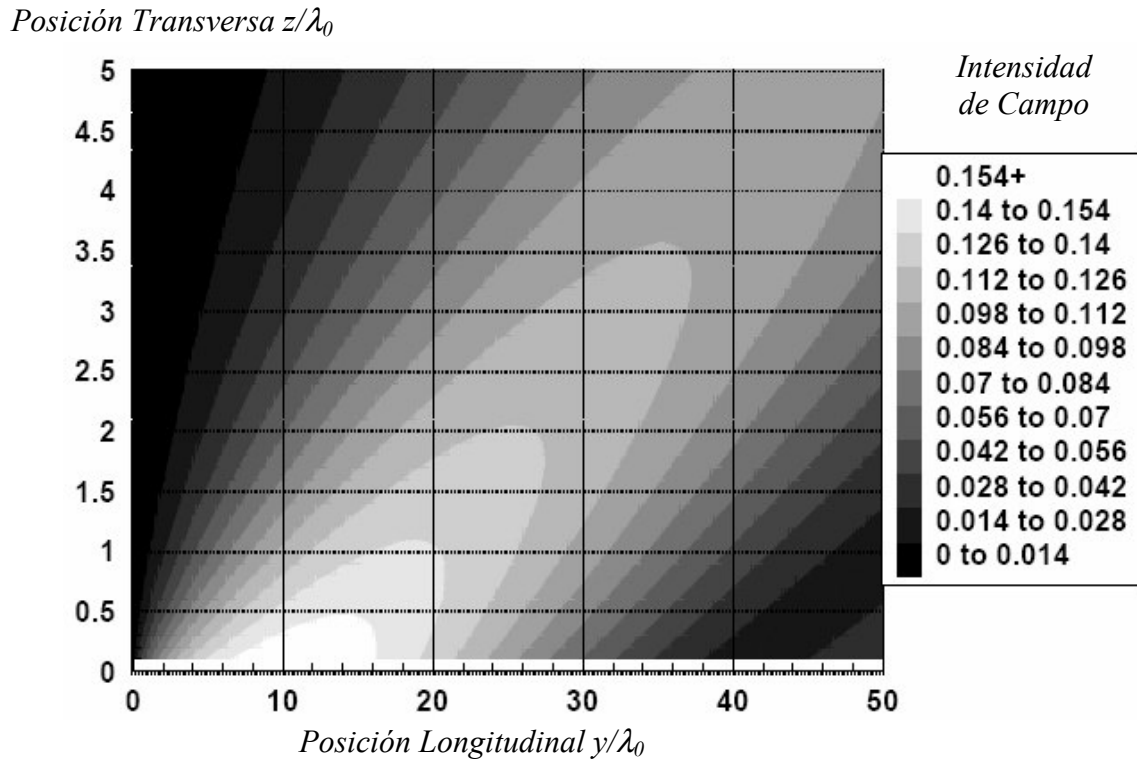


Figura 2.12.- Amplitud de Campo Cercanos debido a una Onda de Fuga  
(de [Langston 2000]).

Para que la onda de fuga se extendiera hasta el infinito en la dirección transversa, *la fuente* o punto origen de la onda de fuga debería estar *infinitamente lejos del punto de observación* en la dirección longitudinal, de manera que la zona de luz existiera aunque estuviéramos muy lejos de la antena. En un caso real, la onda de fuga tendrá un punto de origen, a partir del cual se genera la radiación, y por tanto definirá un cono de luz y una zona de sombra, tal y como se muestra en la figura 2.12. Por el contrario, las *soluciones modales* se obtienen a partir de la *ecuación homogénea* de la sección de la guía abierta, es decir, suponiendo que no hay fuentes, o que estas están infinitamente lejos. Es por ello que *las soluciones de los modos de fuga describen un comportamiento creciente e indefinido* de los campos conforme nos alejamos de la guía en la dirección transversa, sin límite alguno. *La validez física de esta solución matemática está sólo en el campo cercano de la guía abierta*. Dicho campo se puede describir a partir de la constante de propagación compleja en el eje longitudinal de la guía (2.1):

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, z) \cdot e^{-jk_y y} = \vec{E}(x, z) \cdot e^{-j(\beta_y - j\alpha_y)y} = \vec{E}(x, z) \cdot e^{-\alpha_y y} \cdot e^{-j\beta_y y} \quad (2.3)$$

Tomando una variación temporal armónica, la amplitud del campo eléctrico a lo largo de la guía abierta se obtendría como:

$$\vec{E}(x, y, z; t) = \Re e \left\{ \vec{E}(x, y, z) \cdot e^{-j\omega t} \right\} = \Re e \left\{ \vec{E}(x, z) \right\} \cdot e^{-\alpha_y y} \cdot \cos(\omega t - \beta_y y) \quad (2.4)$$

La expresión (2.4) indica que la evolución de la onda de fuga a lo largo de la guía abierta se puede describir a partir de una **constante de fase  $\beta_y$**  que se corresponde con la parte real de la constante de propagación, y una **constante de atenuación  $\alpha_y$**  que se corresponde con la parte imaginara de la constante de propagación. La constante de fase indica el cambio de fase de la onda por metro recorrido (*rad/m*), mientras que la constante de atenuación indica la disminución de la amplitud de la onda por metro recorrido (*nep/m*). La constante de atenuación es debida a la pérdida de energía causada por la radiación de la onda de fuga, por lo que también es llamada indistintamente **constante de pérdidas** o **tasa de radiación**. La figura 2.13 muestra la evolución de una onda de fuga a lo largo de la longitud de una guía abierta.

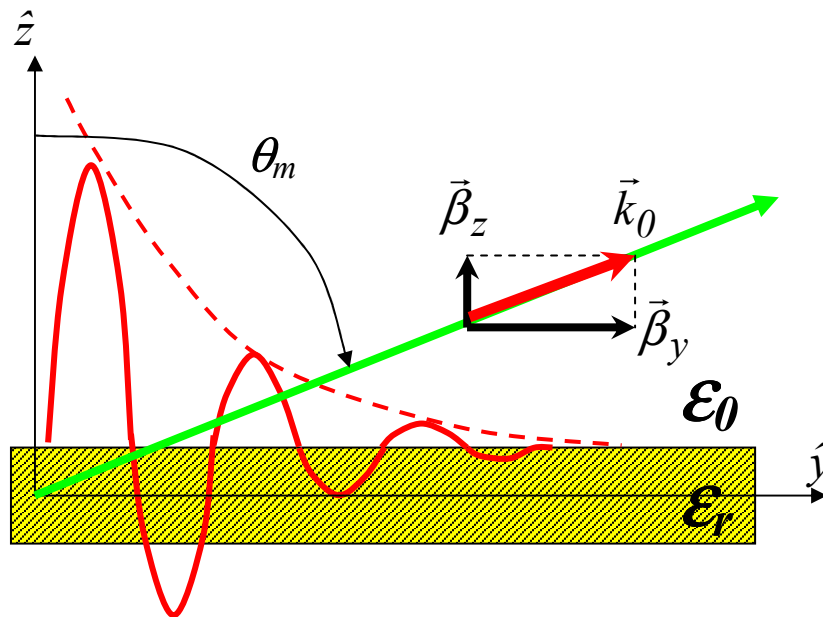


Figura 2.13.- Evolución Longitudinal de una Onda de Fuga

*Aunque una onda de fuga no exista más que en campo cercano, la distribución de la onda de fuga en campo cercano determinará el campo lejano* (diagrama de radiación). Como es bien sabido, a partir de la transformada de Fourier del campo cercano en la apertura de una antena se puede conocer el campo lejano creado por la antena. En concreto, **la constante de fase del modo de fuga ( $\beta_y$ ) determinará la**

***dirección de apuntamiento de la radiación.*** A través de óptica geométrica se puede obtener el ángulo de elevación  $\theta_m$  que determina la dirección de radiación de la onda de fuga. Tal y como muestra la figura 2.13, dicha dirección viene fijada por el triángulo que forma los vectores de propagación del frente de onda en las direcciones longitudinales ( $\vec{\beta}_y = \beta_y \hat{y}$ ) y transversas ( $\vec{\beta}_z = \beta_z \hat{z}$ ) de la guía abierta. Estos vectores forman el vector total de propagación de la onda en el espacio libre,  $\vec{k}_0$ , de manera que se deben cumplir las siguientes relaciones:

$$\vec{k}_0 = \beta_y \hat{y} + \beta_z \hat{z} \quad (2.5)$$

$$k_0 = |\vec{k}_0| = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{2\pi f}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.6)$$

Del triángulo vectorial mostrado en la figura 2.13 es sencillo obtener el ángulo de apuntamiento de la onda de fuga,  $\theta_m$ , a partir de la siguiente relación trigonométrica:

$$\sin \theta_m = \frac{\beta_y}{k_0} \quad (2.7)$$

Es importante notar que para que pueda existir ángulo de radiación, la expresión (2.7) debe ser menor que la unidad. La siguiente relación determina la condición imprescindible para que una onda pueda radiar, y es por ello denominada ***condición de radiación***:

$$\frac{\beta_y}{k_0} < 1 \quad (2.8)$$

Si no se cumple (2.8), quiere decir que la onda viaja en la dirección longitudinal de la guía con un vector de propagación o fase  $\beta_y$  mayor que el número de onda en el vacío,  $k_0$ , por lo que no puede existir en el espacio libre una componente de propagación en el eje transverso,  $\beta_z$ . Cuando una onda cumple la condición (2.8) también se dice que se trata de una ***onda rápida (“fase wave”)***, puesto que su velocidad de propagación en la dirección longitudinal (velocidad de fase, no de grupo) es mayor que la de la luz en el vacío:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta_y} = \frac{2\pi f}{\beta_y} = \frac{2\pi \frac{c_0}{\lambda_0}}{\beta_y} = \frac{c_0}{\beta_y / k_0} > c_0 \leftrightarrow \frac{\beta_y}{k_0} < 1 \quad (2.9)$$

Por otro lado, *la constante de atenuación del modo de fuga ( $\alpha_y$ )* determinará la *superficie iluminada* en campo cercano, y por tanto el *ancho de haz* generado en campo lejano ( $\Delta\theta$ ). Hay que tener en cuenta que la amplitud de la onda de fuga se atenúa según el factor  $e^{-\alpha_y y}$ , de manera que a menor valor de  $\alpha_y$  se obtiene una mayor superficie iluminada, y por tanto un menor ancho de haz  $\Delta\theta$ .

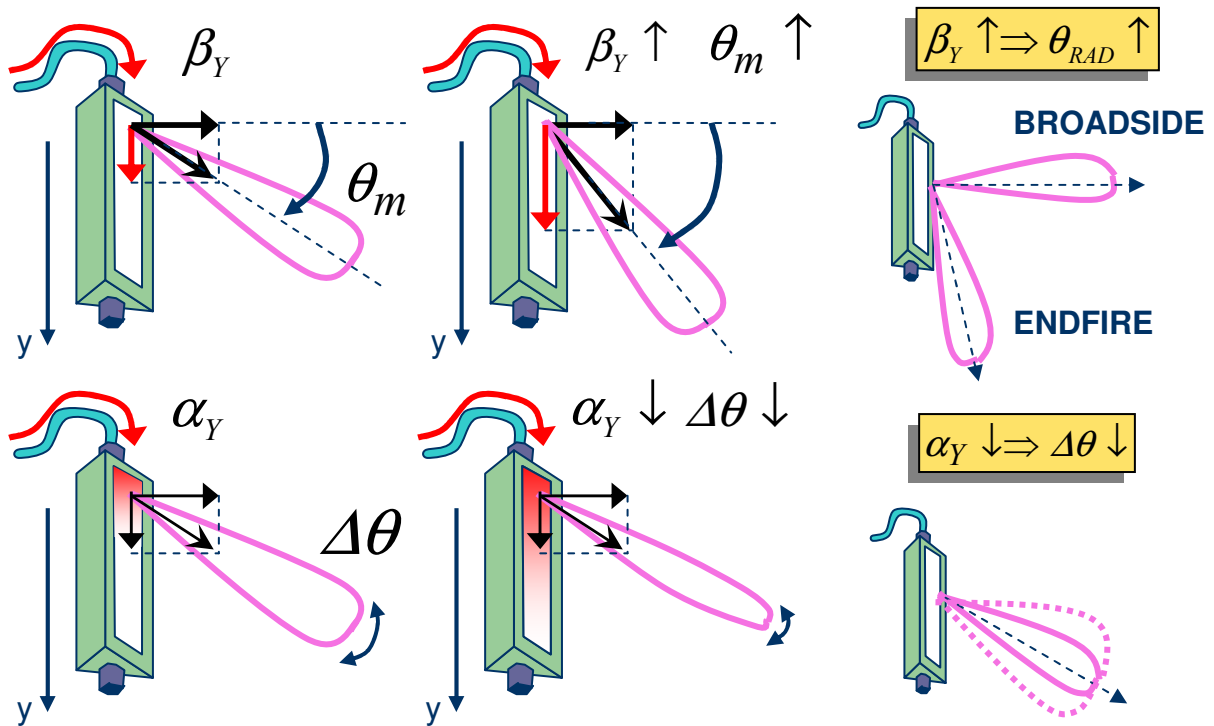


Figura 2.14.- Control de las Propiedades de Radiación de la Onda de Fuga a partir de su Constante de Propagación Compleja.

Tal y como muestra la figura 2.14, la constante de propagación compleja del modo de fuga en la dirección longitudinal de la guía abierta ( $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ ) determinará el diagrama de radiación producido por la onda de fuga. La constante de fase fijará la dirección de apuntamiento y la constante de atenuación el ancho del haz radiado. Esta es la base teórica en la que se sustenta el diseño de antenas basadas en la radiación de los modos de fuga, también denominadas antenas “leaky-wave”.

## **2.4 Aplicaciones de los Modos de Fuga.**

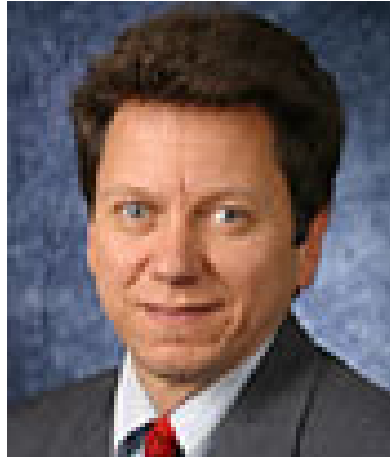
Hasta que no se supo *calcular con exactitud la constante de propagación compleja de los modos de fuga* no se pudieron realizar *diseños exitosos de antenas “leaky-wave”*. Por otro lado, para *calcular de manera rigurosa* esta constante de propagación en diferentes tipos de estructuras radiantes, se ha de hacer uso de la *teoría de circuitos de microondas*. La presente tesis se enmarca dentro de este escenario: el cálculo de la constante de propagación de los modos de fuga en un tipo concreto de estructuras (en una tecnología híbrida que combina circuitos impresos y guías de onda), y su aplicación para el diseño de nuevas antenas “leaky-wave”. En los primeros capítulos se desarrollará una teoría basada en circuitos equivalentes de microondas, que se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell. Con esta teoría se podrá abordar el análisis de los modos que se pueden propagar en las estructuras de interés, incluidos los modos de superficie y los modos de fuga. A partir de los modos de fuga se concebirán nuevas antenas “leaky-wave”, cuyo diagrama de radiación estará controlado por las características de la onda de fuga.

Los modos de fuga han ayudado a comprender muchos fenómenos que ocurren en circuitos ópticos y de microondas. A continuación haremos un repaso de la evolución en la investigación de los modos de fuga desde los años 60 hasta la fecha.

### **2.4.1 Búsqueda de Modos de Fuga en Diferentes Líneas de Transmisión.**

Una de las líneas de investigación llevada a cabo por varios grupos a nivel mundial ha sido la de encontrar en qué estructuras y bajo qué condiciones se pueden propagar modos de fuga. Arthur Oliner fue la persona que comenzó a estudiar en profundidad los *modos de fuga en diversas estructuras*, y los diferentes fenómenos electromagnéticos que podían ocurrir. Oliner estuvo estudiando anteriormente las discontinuidades en circuitos planares, de manera que poseía la habilidad necesaria para desarrollar *circuitos equivalentes para calcular los modos de propagación de diferentes guías abiertas*. En [Oliner 1986-I], [Oliner 1987] y [Oliner 2000] describe la naturaleza de los modos de fuga en líneas impresas. Muchos otros investigadores han publicado artículos sobre

modos de fuga en circuitos planares basados en el trabajo de Oliner ([Mittra, 1981], [Michalski 1989-I], [Michalski 1989-II], [Das 1991] [Bagby 1993], [Grimm 1993], [McMillan 1997], [Anemogoniannis 1999], [Machác 2000], [Burghinoli 2001], [Machác 2002]). Análogamente, se han estudiado los modos de fuga en guías abiertas, desde la guía rectangular con un slot uniforme ([Joubert 1999]) a guías más complicadas que se utilizarían como antenas “leaky-wave” con interesantes propiedades.



*Figura 2.15.- David R. Jackson.*

Uno de los discípulos de Oliner en el tema de las ondas de fuga es David R. Jackson, que actualmente trabaja en la Universidad de Houston. Jackson ha contribuido en numerosos artículos al modelado y la explicación de **la excitación, propagación y radiación de las ondas de fuga en circuitos impresos multicapa** ([Jackson 1985], [Jackson 1988], [Jackson 1989], [Ip 1990], [Jackson 1993], [Villegas 1999], [Jackson 2000], [Villegas 2003]). También el grupo de Microondas de la Universidad de Sevilla, ha colaborado en estos temas con Jackson y Oliner. Francisco Mesa, Francisco Medina y Manuel Freire han publicados varios artículos muy interesantes sobre el análisis numérico de los modos de fuga en líneas impresas ([Mesa 1999], [Mesa 2000], [Mesa 2002-I], [Mesa 2002-II]). También hay que nombrar los numerosos trabajos sobre la aparición de modos de fuga en líneas impresas realizados por D. Nghiem dentro del grupo del Dr. Jackson ([Nghiem 1991], [Nghiem 1993], [Nghiem 1995-I], [Nghiem 1995-II], [Nghiem 1996]) así como las publicaciones de Jan Zehentner y Jan Machac de la Universidad Técnica de la República Checa (Praga) ([Zehentner 2000], [Zehentner 2001-I], [Zehentner 2001-II], [Zehentner 2002]).





H. Shigesawa



M. Tsuji

*Figura 2.16.- Hirsohi Shigesawa y Mikio Tsuji.*

Otros discípulos de Oliner que han investigado los *fenómenos de radiación en líneas impresas* debidos a la aparición de modos de fuga son Hirsohi Shigesawa y Mikio Tsuji, ambos profesores de la Universidad de Doshisha en Kyoto (Shigesawa 1983], [Shigesawa 1986], [Shigesawa 1989], [Shigesawa 1990], [Tsuji 1991], [Shigesawa 1993], [Shigesawa 1994], [Shigesawa 1995], [Tsuji 2000-I], [Tsuji 2000-II], [Tsuji 2000-III], [Tsuji 2002]).

#### **2.4.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave”.**

Como se ha comentado, una vez conocida la constante de propagación de un modo de fuga se puede determinar el diagrama de radiación en campo lejano. Por lo tanto se pueden diseñar antenas basadas en este mecanismo de radiación; son las denominadas antenas “leaky-wave”. La primera antena “leaky-wave” fue propuesta por W.W.Hansen en 1940, y constaba de una guía rectangular con un corte longitudinal en uno de sus lados, tal y como se muestra en la figura 2.17-a. Aunque se pudo comprobar su funcionamiento como antena y medir su diagrama de radiación, no se pudo realizar ningún diseño satisfactorio ya que la teoría de los modos de fuga no estaba todavía madura. Tuvieron que esperar a los años 50 para poder hallara matemáticamente la constante de propagación compleja de los modos de fuga, y obtener la radiación a partir de estos resultados.

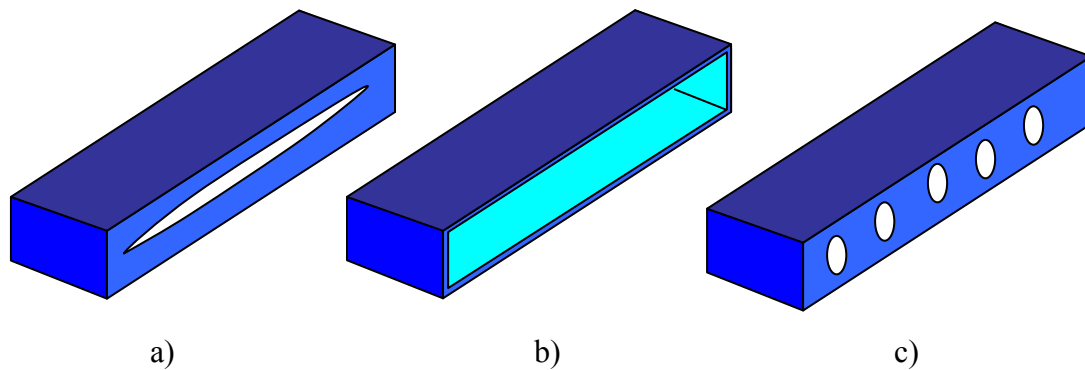


Figura 2.17.- Las Primeras Antenas “Leaky-Wave”.

Varios grupos estudiaron diferentes variaciones de la antena de Hansen, colocando “slots” y aperturas circulares en diferentes posiciones para controlar el nivel de radiación. En Inglaterra, A.L Cullen [Cullen 1949] abrió totalmente la pared lateral de la guía rectangular, tal y como muestra la figura 2.17-b. Esta antena fue llamada la guía “channel”, y tenía el inconveniente de sufrir una muy fuerte atenuación del modo de fuga debido a que toda la energía se radiaba rápidamente. Por lo tanto no se podía diseñar una antena directiva que necesitaría una mayor superficie de iluminación. En la Universidad de Ohio se propuso utilizar agujeros para disminuir la tasa de radiación ([Hines 1953], [Rumsey 1953]), dando lugar a la antena mostrada en la figura 2.17-c. En el Polytechnic de Brooklyn, Oliner y Goldstone publicaron varios trabajos en los que mostraban diferentes antenas “leaky-wave” basadas en la guía rectangular ([Goldstone 1959]) y en la guía circular ([Goldstone 1961]) con distintos tipos de cortes y trabajando con diferentes tipos de modos. Como hemos comentado, los experimentos coincidían con los resultados teóricos derivados de la constante de propagación del modo de fuga. ***Las antenas “leaky-wave” presentaban mayor parecido entre los resultados teóricos y los experimentales que cualquier otro tipo de antena.*** El análisis basado en la radiación de la onda de fuga era por tanto muy acertado, ya que la radiación de estas antenas era debida a la radiación del modo de fuga creado en su interior.

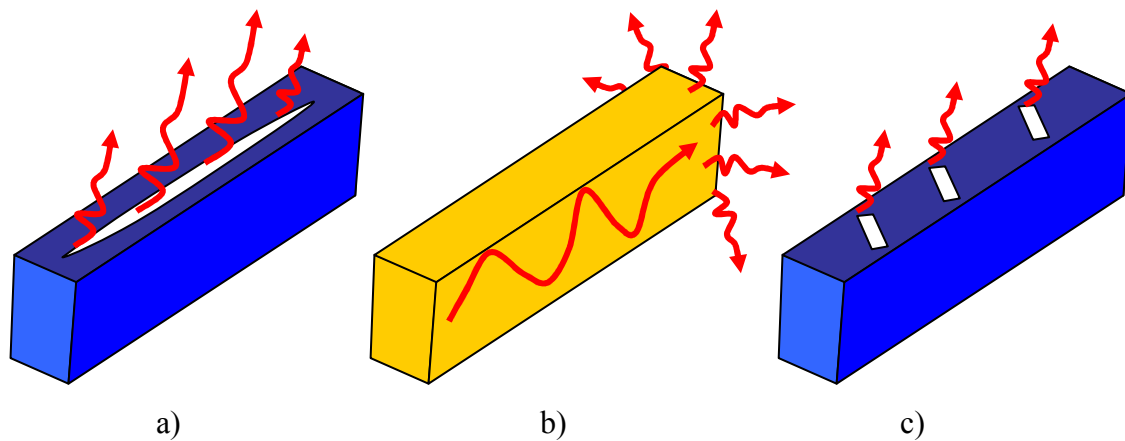
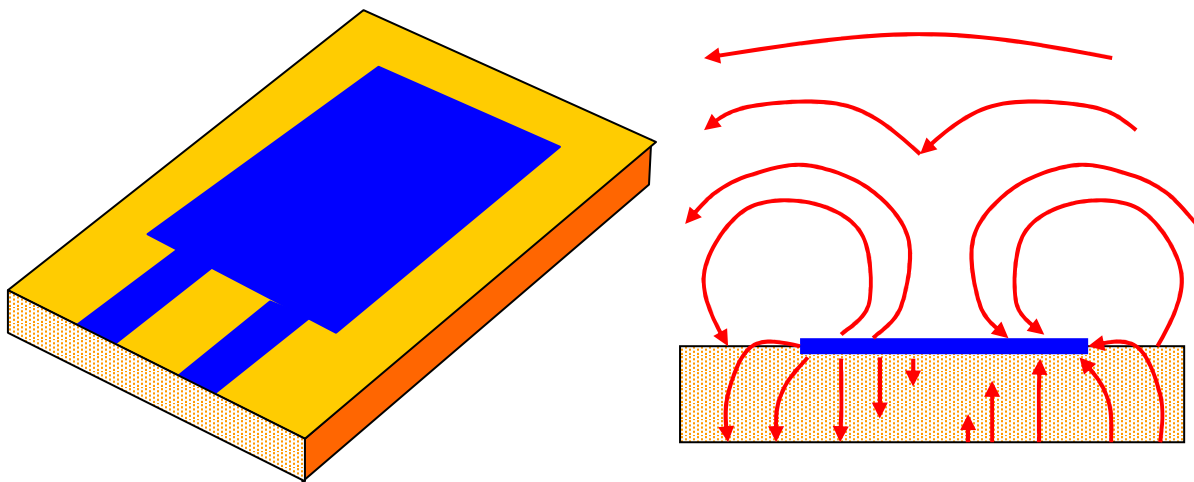


Figura 2.18-Diferentes Tipos de Antenas a) “Leaky-Wave” b) “Surface-Wave”  
c) Acoplos Resonantes.

Las antenas “leaky-wave” se pueden englobar dentro de las **antenas de onda progresiva**. Sin embargo no hay que confundir estas antenas con otras antenas de onda progresiva como las mostradas en la figura 2.18-b y 2.18-c [Oliner 1993]. En la figura 2.18-a se muestra una antena “leaky-wave”, que se puede caracterizar por una onda de fuga, es decir, por una onda que va radiando conforme viaja. En la figura 2.16-b se muestra una **antena de onda de superficie**. La onda de superficie radia al llegar a los extremos de la antena, por lo que la radiación es debida a un efecto de discontinuidad (refracción y difracción en las esquinas). Estas antenas son más difíciles de caracterizar que las antenas “leaky-wave”. Por último se muestra en la figura 2.18-c una antena formada por un conjunto de **“slots” resonantes** (de longitud aproximada  $\lambda/2$ ). El modo de la guía rectangular se acopla a estos “slots” a la frecuencia de resonancia, de manera que los “slots” absorben energía y la radian al exterior. Este tipo de antena no es propiamente una antena “leaky-wave”, ya que **las antenas “leaky-wave” no son resonantes**, y por lo tanto poseen un **mayor ancho de banda**, que está determinado por la condición de radiación del modo que se propaga en la guía.

Como se puede ver, las primeras antenas “leaky-wave” estaban basadas en tecnología de guía de onda ([Whetten, 1991], [Whetten, 1996], [Malherbe, 1998], [Joubert, 1999]). Precisamente su carácter de guías abiertas hizo que los científicos pensaran en caracterizar la onda de fuga como un modo de propagación más, que fuera capaz de describir el fenómeno de pérdidas por radiación. En el caso de otros medios de

transmisión más abiertos, como las líneas planares, se tardó mucho más tiempo en caracterizar los modos de fuga. Fue H. Ermet el que a finales de los 70 presentó una charla en la Conferencia Europea de Microondas que causó una gran polémica. En esta charla y en dos de sus publicaciones ([Ermet 1976], [Ermet 1979]), Ermet trataba las propiedades de los modos de orden superior de la línea “microstrip”. Una de sus conclusiones era que estos modos radiaban cerca de su frecuencia de corte (un poco por encima de la frecuencia de corte, lógicamente). Como la descripción de este fenómeno no fue del todo completa, muchos científicos no lo vieron nada claro, y la incertidumbre y la controversia sobre la radiación de los modos de orden superior se mantuvieron durante unos años. Posteriormente, en 1979 W. Menzel presentó una antena basada en la línea microstrip excitada con el primer modo de orden superior, y operando cerca de su frecuencia de corte. Esta antena se muestra en la figura 2.19, junto con la distribución de líneas de campo eléctrico del primer modo de orden superior. De esta manera se comprobó experimentalmente que los modos de orden superior en la línea microstrip podían radiar, aunque de nuevo faltaba una base teórica sólida.



*Figura 2.19- La Antena de Menzel fue la Primera Antena “Leaky-Wave” en Tecnología Impresa (1979).*

Fue A. Oliner quien en varios trabajos ([Oliner 1986-I], [Oliner 1987]) aclaró la naturaleza de los **modos de fuga radiantes en la línea microstrip**. La antena de Menzel era realmente una antena “leaky-wave”, aunque se había hecho muy corta (de longitud  $L_A=2.23\lambda_0$ ) para poder competir en tamaño con las antenas de parche. Muchos estudios se hicieron en la antena “leaky-wave” en tecnología microstrip ([Ghomi 1989], [Hu

1999-I], [Lin 1996], [Lee, 1997-I], [Slade 1998], [Qian 1999], [Kim 2000], [Hu 2000], [Chen 2001], [Hung 2001], [Hong 2002]). Posteriormente se estudiaron los **modos de fuga en otros tipos de circuitos impresos** ([Michalski 1989], [Bagby 1993], [Ma 1994-II], [Lin 1997], [Sheen 1998], [Machác 2000], [Zehentner 2000], [Oliner 2000], [Zehentner 2001-I], [Zehentner 2002]), y se diseñaron antenas en línea coplanar y en tecnología “slotline” ([Slade 1998], [Zehentner, 2001-I], [Zehentner 2001-II]). En la figura 2.20 se muestra el aspecto de una antena “leaky-wave” en tecnología “slotline”, operando en primer modo de orden superior, cuyas líneas campo eléctrico se ilustran a la derecha de la figura 2.20.

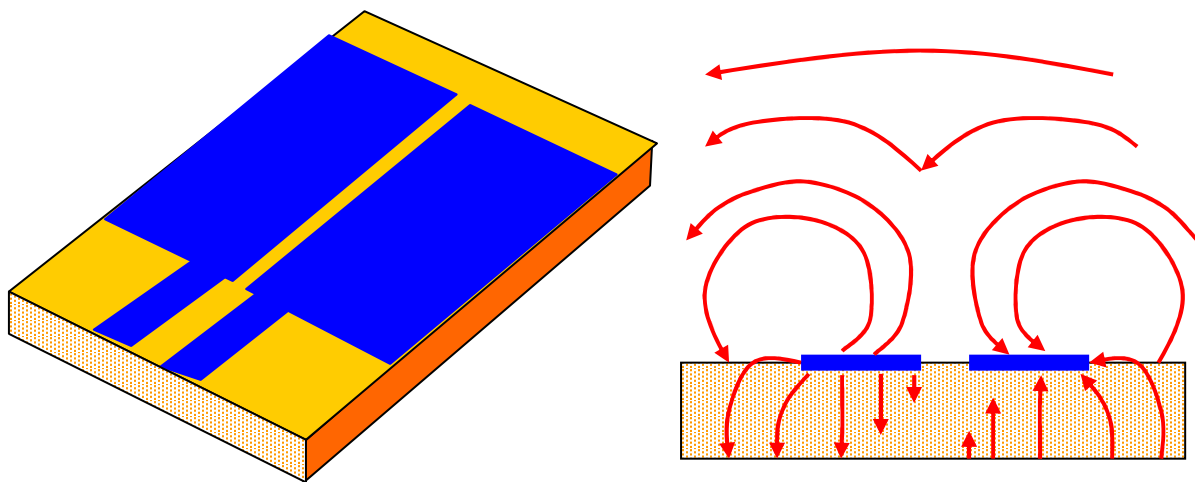
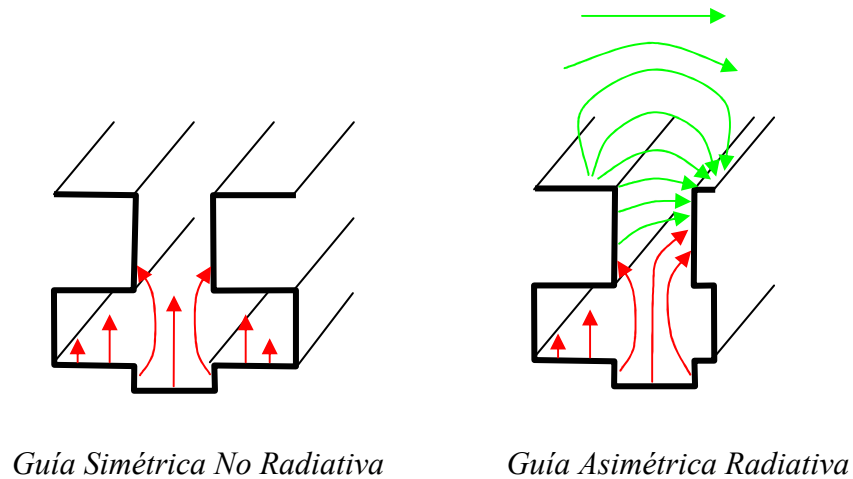


Figura 2.20- Antena “Leaky-Wave” en Tecnología “Slot-Line”.

Las antenas “leaky-wave” en tecnología impresa presentaban unos diseños más compactos y con mayor facilidad de fabricación que las antenas en guía de onda. Posteriormente se recuperó de nuevo el interés por las antenas “leaky-wave” en tecnología guiada por dos motivos.

Por un lado se estudió un nuevo mecanismo de **excitación de las ondas de fuga basado en la radiación por asimetría**. Este mecanismo es el que se utiliza en las antenas “leaky-wave” estudiadas en esta tesis doctoral, y se explica en detalle en los capítulos 3 y 4. Adelantamos que está basado en el uso del modo fundamental  $TE_{10}$  de una guía abierta. Este modo es no radiativo (es una onda de superficie) cuando la guía es totalmente simétrica, que es su topología natural. Sin embargo, al introducir algún tipo de asimetría se induce la radiación, tal y como se muestra en la figura 2.21.



*Figura 2.21- Antena “Leaky-Wave” en Tecnología Guiada Usando el Mecanismo de Radiación de Asimetría.*

Varios grupos han trabajado en el estudio de este tipo de antenas. Cabe destacar por la cantidad de contribuciones y la calidad de las mismas el grupo de Electromagnetismo de la Universidad La Sapienza, de Roma, liderado por el profesor Paolo Lampariello. En sus trabajos tratan diferentes tipos de antenas “leaky-wave” basadas en guías de onda asimétricas ([Lampariello 1985-I], [Lampariello 1985-II], [Lampariello 1987-I], [Lampariello 1987-II], [Frezza 1989], [Lampariello 1990], [Frezza 1994], [Di Nallo 1994], [Frezza 1995], [Di Nallo 1995], [Di Nallo 1996], [Lampariello 1997], [Di Nallo 1997-I], [Di Nallo 1997-II], [Di Nallo 1998], [Lampariello 1998-I], [Lampariello 1998-II], [Lampariello 1998-III], [Burghignoli 2000]). Como hemos comentado, la dificultad principal del análisis de estas antenas está en obtener un modelo circuital equivalente para conseguir la constante de propagación compleja de las ondas de fuga de una manera exacta y lo más sencilla posible.



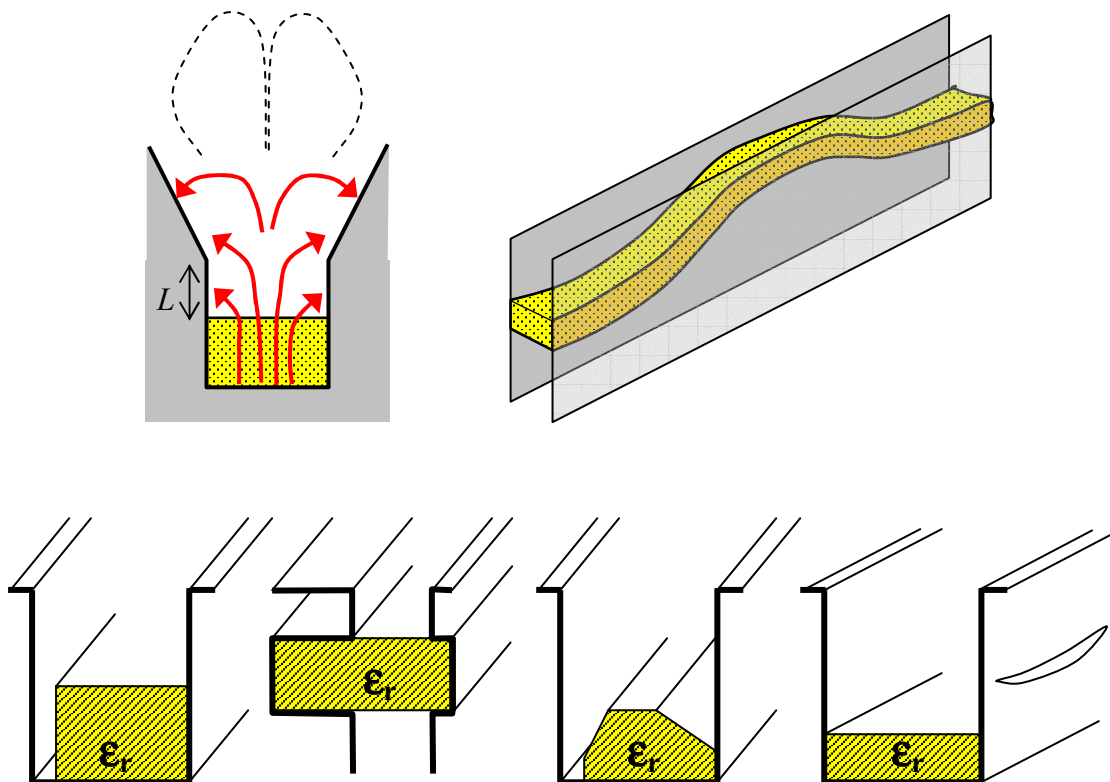
P. Lampariello



M. Guglielmi

*Figura 2.22- Los Doctores Paolo Lampariello y Marco Guglielmi.*

En esta línea es también destacable el trabajo realizado por el Dr. Marco Guglielmi en la Agencia Espacial Europea y en diversas colaboraciones con el profesor David Jackson en la Universidad de Houston ([Guglielmi 1989-I], [Guglielmi 1989-II], [Guglielmi 1989-III], [Guglielmi 1990-I], [Guglielmi 1990-II], [Guglielmi 1991-I], [Guglielmi 1991-II], [Guglielmi 1993], [Guglielmi 1994]), así como las aportaciones del Dr. Zhewang Ma y Eikichi Yamashita de la Universidad de Electro-Comunicaciones de Tokyo ([Ma 1992-I], [Ma 1992-II], [Ma 1993-I], [Ma 1993-II], [Ma 1994-I], [Ma 1994-II]).



*Figura 2.23-Antenas “Leaky-Wave” para Bandas Milimétricas Basadas en Guías Dieléctricas.*

Por otro lado, se recuperó el interés en estudiar los modos de fuga en **guías de onda adecuadas para nuevas aplicaciones en bandas milimétricas**. A estas frecuencias interesaba usar guías de onda que introdujeran pocas pérdidas y que estuvieran basadas en una estructura sencilla, para evitar las complicaciones de fabricación asociadas a estas altas frecuencias. Además de las anteriores antenas basadas en el sencillo mecanismo de control de la radiación por asimetría, recobró interés el estudio de **guías**

**dieléctricas.** Aunque las guías de onda dieléctricas fueron propuestas en los años 60, cobraron importancia en los años 80 y 90 como nuevos medios de transmisión para circuitos ópticos y en bandas milimétricas ([Yoneyama 1981]). En el capítulo 4 de esta tesis doctoral se explica el funcionamiento de las antenas “leaky-wave” basadas en guías dieléctricas mostradas en la figura 2.23 ([Oliner 1985], [Shigesawa 1986], [Sanchez 1987-I], [Sanchez 1987-II], [Zhang 1987], [Malherbe 1988], [Zhang 1989], [Rong 1991], [Ma 1993-II], [Xu 1998], [Lee 2000], [Zeng 2000], [Zeng 2001], [Kunoli 2001]), y se propone una nueva antena en esta tecnología.

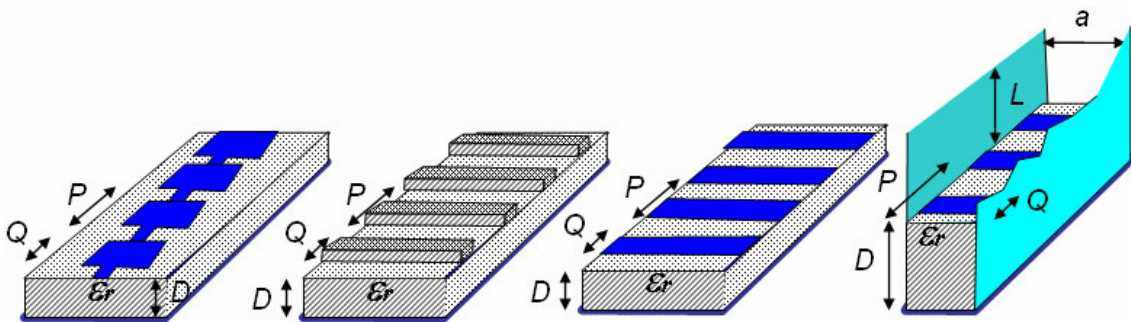


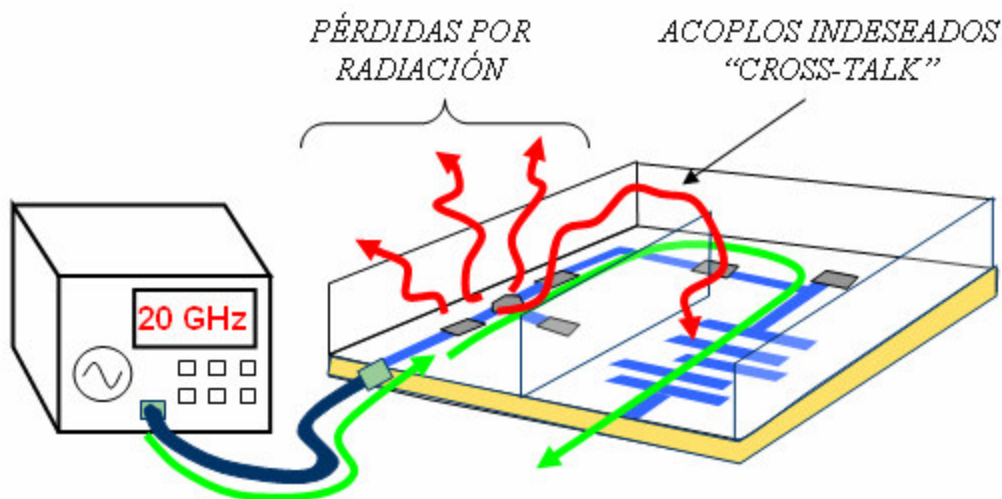
Figura 2.24-Antenas “Leaky-Wave” Periódicas en Diferentes Tecnologías.

Otro tipo de antenas “leaky-wave” que se han estudiado con detalle son las **antenas periódicas** mostradas en la figura 2.24. Estas antenas fueron estudiadas por varios autores, que propusieron diferentes topologías. Por ejemplo se ha usado una línea impresa con perturbaciones periódicas ([Ghomi 1989], [Tzuang 2000]), se han añadido salientes periódicos en el sustrato dieléctrico de una guía dieléctrica ([Schwering 1983]), se han impreso tiras metálicas periódica sobre una guía dieléctrica ([Jacobsen 1970], [Mittra 1981], [Matsumoto 1987], [Rozzi 1987-I], [Rozzi 1987-II], [Kalhor 1988], [Encinar 1988], [Rozzi 1989], [Encinar 1990], [Rozzi 1997], [Majumder 1997-I]) y se ha usado una guía rectangular con tiras impresas periódicas ([Guglielmi 1989-I], [Guglielmi 1989-II], [Guglielmi 1989-III], [Guglielmi 1991-I], [Guglielmi 1990-II], [Guglielmi 1991-I], [Guglielmi 1993]). En el capítulo 5 de esta tesis se explica el funcionamiento de estas antenas y se propone un nuevo tipo de antenas “leaky-wave” periódicas en tecnología híbrida, que presenta interesantes propiedades.



### 2.4.3 Acoplos Indeseados en Circuitos de Microondas: “Cross-Talk”.

La radiación producida por los modos de fuga se puede utilizar para concebir diferentes tipos de antenas “leaky-wave”, como se ha mostrado en el punto anterior. Controlando la propagación de un modo de fuga se puede conseguir que cumpla unas determinadas especificaciones de radiación y diseñar una antena. Sin embargo, también se puede involuntariamente excitar modos de fuga en circuitos de microondas y circuitos ópticos, cuyo *funcionamiento se vería deteriorado por pérdidas y acoplos indeseados debidos a las ondas de fuga*, tal y como se muestra en la figura 2.25.

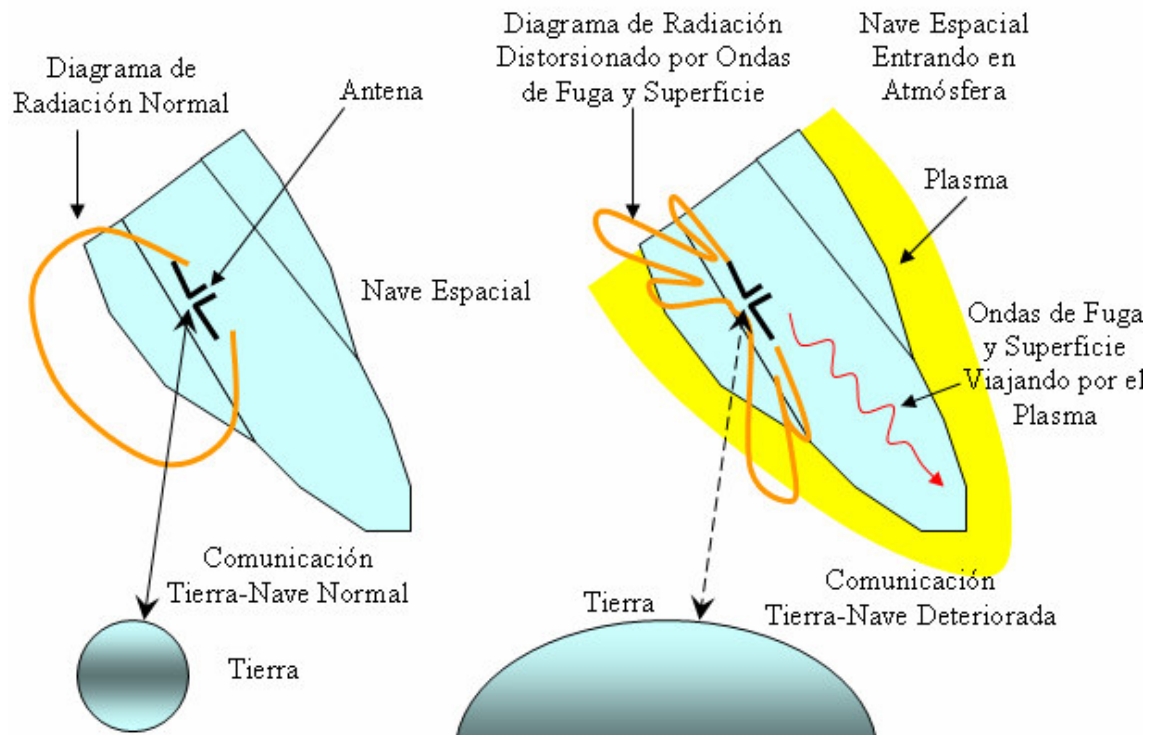


*Figura 2.25-Efectos Indeseados al Excitarse Modos de Fuga en Circuitos de Microondas.*

Estos fenómenos indeseados y su relación con la excitación de modos de fuga han sido estudiados por varios autores ([Katehi 1987], [Dunleavy 1988-II], [Oliner 1991], [Carin 1993], [Lo 1994], [Cina 1995], [Shigesawa 2001]). Gracias a estos estudios teóricos se ha podido controlar y maximizar la eficiencia de diferentes circuitos de microondas y ópticos que se usan en la práctica, como filtros y acopladores. Estos circuitos contienen discontinuidades que producen el acoplo de la energía del modo fundamental con modos de orden superior que pueden radiar (modos de fuga) y acoplarse con otras partes del circuito, creando “crosstalk” y aumentando las pérdidas por radiación.

### 2.4.4 Radiación en Plasma Rodeando a Vehículos Espaciales.

El estudio de los modos de fuga tiene otras aplicaciones muy interesantes, además de las de caracterizar las antenas “leaky-wave” y evitar acoplos indeseados en circuitos de microondas ([Oliner 1997]). Un ejemplo curioso, pero no por ello menos importante, lo tenemos en las comunicaciones entre un vehículo espacial que está en su fase de entrada a la tierra. A mediados de los años 50, los científicos de la NASA estaban desconcertados al comprobar que las comunicaciones empeoraban en esta fase de entrada del vehículo en la atmósfera terrestre. Oliner y Tamir hicieron varios estudios que permitía explicar con exactitud lo que ocurría ([Oliner 1962], [Tamir 1962], [Tamir 1963], [Oliner 1964]), tal y como se ilustra en la figura 2.26.



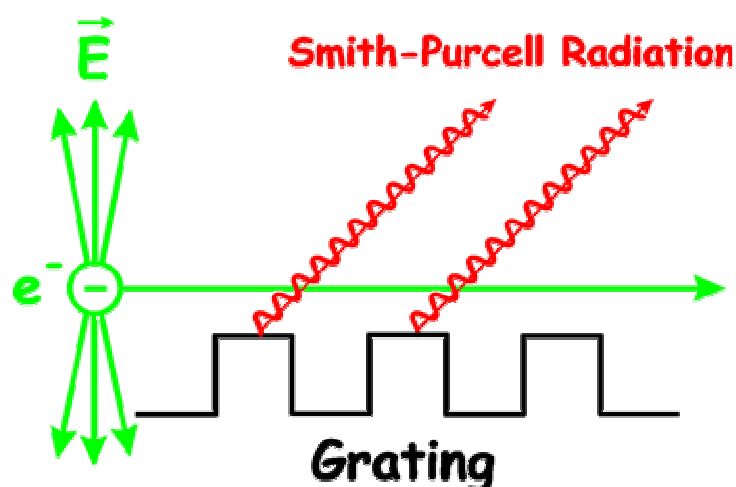
*Figura 2.26-Propagación de Ondas de Superficie y Ondas de Fuga en el Plasma de un Vehículo Espacial Entrando en la Atmósfera Terrestre.*

Cuando el vehículo está entrando en la atmósfera se genera un plasma alrededor de la superficie del mismo, debido a la fricción que sufre. El plasma se comporta como un material dieléctrico, que puede soportar la propagación de ondas de superficie y ondas de fuga dependiendo de si el plasma es más o menos denso (cuanto más denso sea, las

ondas de fuga se convierten en ondas de superficie). Como se muestra en la figura 2.26, el diagrama de radiación de las antenas, que van montadas en la carcasa de la nave espacial, se ve distorsionado como consecuencia de la aparición de estas ondas. Las ondas de superficie radian al llegar a las discontinuidades de la nave espacial, mientras que las ondas de fuga radian por toda la superficie de la nave. Como consecuencia, la eficiencia de la antena disminuye al interferir la radiación de este tipo de ondas.

### 2.4.5 Radiación Cerenkov, efecto Smith-Purcell y Anomalías de Woods.

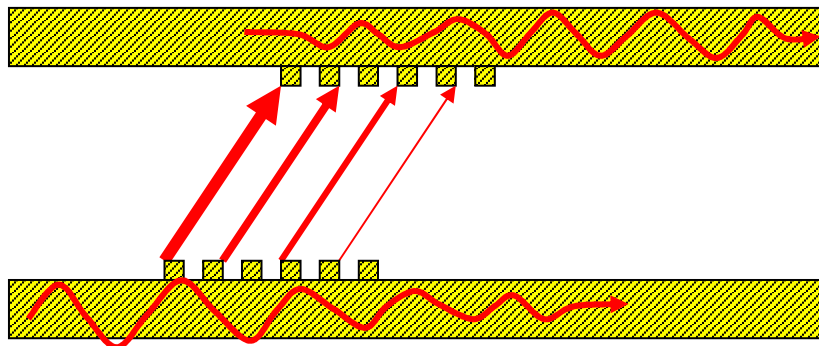
Las ondas de fuga también pueden explicar fenómenos físicos muy interesantes. Por ejemplo la radiación Cerenkov, que ocurre cuando un haz de electrones pasa a través o cerca de una material dieléctrico. También el efecto Smith-Purcell, que es parecido pero sustituyendo el medio dieléctrico por una rejilla metálica. En ambos casos, estos efectos se pudieron explicar usando la teoría de las ondas de fuga. Fueron Oliner y Palócz los dos científicos que desarrollaron esta demostración en [Palócz 1965] y [Palócz 1967], creando la primera teoría consistente capaz de explicar estos fenómenos. Las anomalías de Wood son unas resonancias que se observan al estudiar la reflectividad de láminas periódicas. Aunque estaba constatadas experimentalmente, no había ninguna explicación teórica. De nuevo Oliner, esta vez acompañado por A. Hessel, presentó una teoría ([Hessel 1965]) en la que se relacionan estas anomalías o resonancias con la propagación de ondas de fuga.



*Figura 2.27-La Radiación Cerenkov y Smith Purcell se Puede Explicar Usando Modos de Fuga.*

### 2.4.6 Acopladores Ópticos de Gran Eficiencia.

Las ondas de fuga se pueden usar para implementar acopladores ópticos (y también en frecuencias de microondas) basados en líneas acopladas. Como muestra la figura 2.28, las líneas no tienen que estar necesariamente cercanas, ya que la onda de fuga se encarga de “radiar” la energía de una línea a otra. Este fenómeno de acoplo se puede relacionar con otro fenómeno conocido en óptica: el desplazamiento de Goos-Hänchen. Este fenómeno ocurre cuando una haz óptico incide sobre un medio dieléctrico justo al ángulo crítico de reflexión total. Se observa que el haz reflejado aparece unas decenas de longitudes de onda desplazado respecto del punto de incidencia. Tamir y Bertoni demostraron que si la incidencia se aplica en el ángulo de radiación del modo de fuga de la estructura, se observa un desplazamiento aún mayor, de varias centenas de longitudes de onda ([Tamir 1971]). Este desplazamiento explica la gran eficiencia que muestran algunos prismas y acopladores usados en circuitos ópticos.



*Figura 2.28- La Gran Eficiencia de los Acopladores Ópticos y la Desviación de Goos-Hänchen También se Puede Explicar Usando Modos de Fuga.*

### 2.4.7 Puntos Ciegos en “Arrays” de Antenas.

Otro fenómeno que era conocido en la práctica pero del que no se disponía de una base teórica es el de la aparición de puntos ciegos (“blind spots”) en las agrupaciones o “arrays” de antenas. Este fenómeno apareció inesperadamente al realizar los primeros experimentos con grandes agrupaciones de antenas. Sucedió que el “array” no era capaz de transmitir ni recibir en determinadas zonas de apuntamiento. Muchos científicos contribuyeron a la descripción de este fenómeno. La primera explicación en términos de ondas de fuga fue dada por G.H. Knittel, A. Hessel y Oliner en 1968 ([Knittel 1968]).

## 2.5 El Estudio de las Ondas de Fuga en Guías en Tecnología Híbrida.

Como se ha descrito, la historia de las ondas de fuga es bastante excitante, llena de incertidumbres y aportaciones a la ciencia. Esta tesis pretende ser una pequeña contribución al *estudio de las ondas de fuga* en un tipo concreto de líneas de transmisión para aplicaciones en el rango de frecuencias de *microondas y bandas milimétricas*.

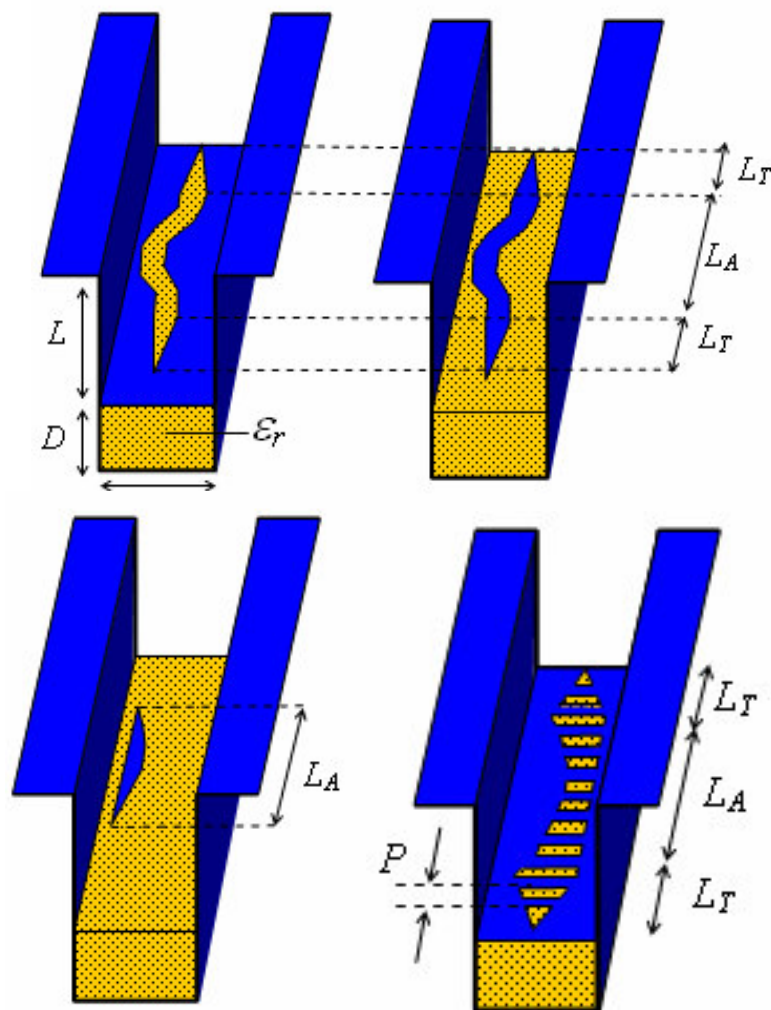


Figura 2.29- Antenas "Leaky-Wave" Estudiadas en esta Tesis.

En concreto se propone una *tecnología híbrida* que haga uso de una *guía dieléctrica apantallada lateralmente*, combinada con *circuitos impresos*, tal y como se muestra en la figura 2.29. Como en la historia de las ondas de fuga, primeramente es necesario

utilizar un *modelo matemático preciso* que permita obtener la constante de propagación compleja de los modos de fuga. Este modelo se ha desarrollado a partir de un *circuito equivalente de microondas*, que se obtiene de las ecuaciones de Maxwell. Como se ha explicado, gracias a estos modelos equivalentes se pueden estudiar complicadas estructuras con una formulación semianalítica basada en líneas de transmisión y componentes equivalentes, haciendo mucho más manejables las ecuaciones de Maxwell. El aspecto de la red de microondas equivalente que obtendremos se muestra en la figura 2.30. El desarrollo de este circuito equivalente a partir de las ecuaciones de Maxwell se detalla en el capítulo 3 de esta tesis.

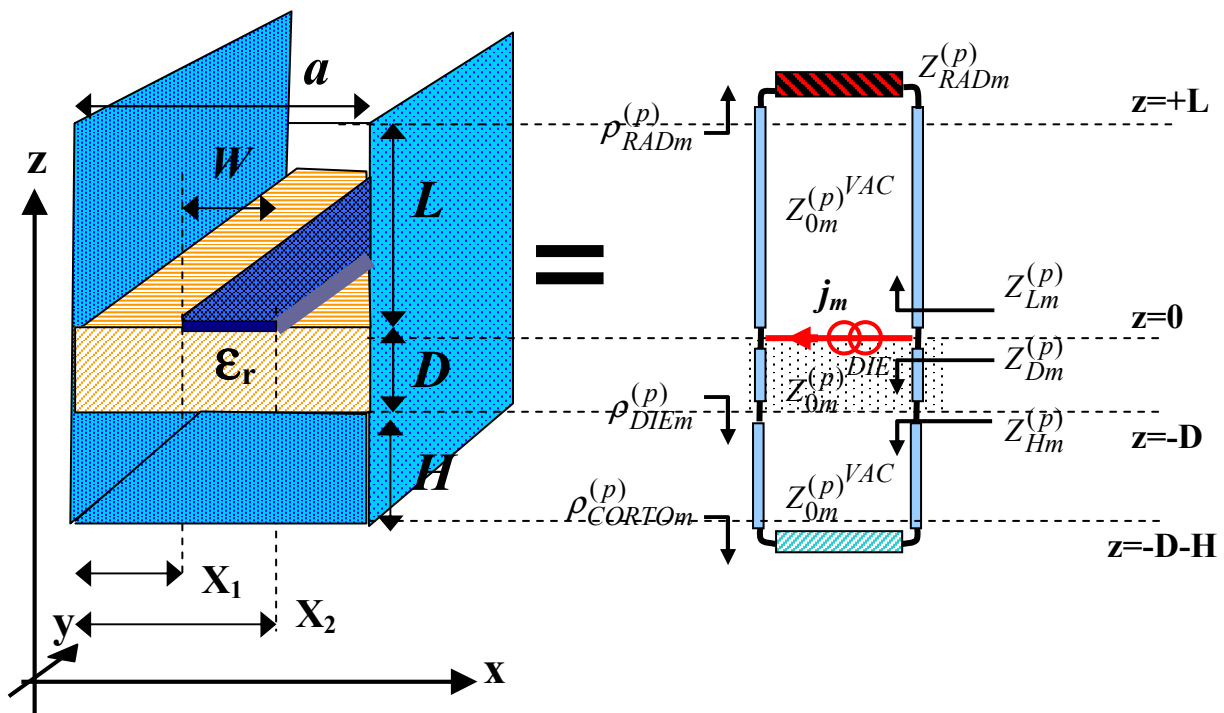
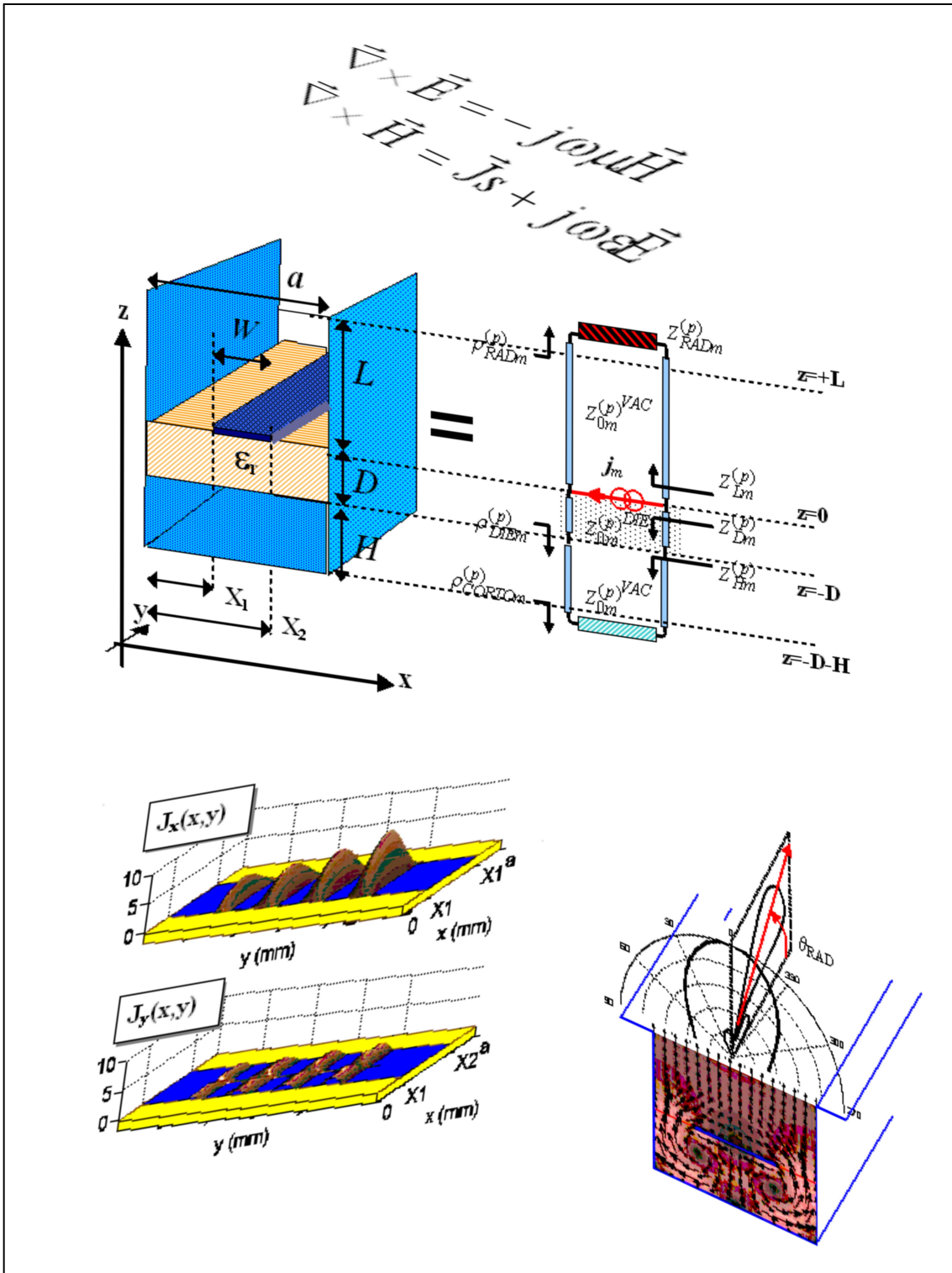


Figura 2.30- Red de Microondas Equivalente que se obtiene para Analizar las Antenas “Leaky-Wave” Estudiadas en esta Tesis.

El conocimiento que obtengamos sobre la propagación y radiación de las ondas de fuga en este tipo de guías de onda será usado para diseñar nuevas antenas “leaky-wave”. Se estudiarán tanto *estructuras uniformes* como *antenas periódicas*, tal y como se muestra en la figura 2.29. Se compararán estas antenas con otros diseños propuestos en la literatura, describiendo las mejoras funcionales y tecnológicas que aportan.

# CAPÍTULO 3

## DESARROLLO DE UN MÉTODO DE ANÁLISIS MODAL EN GUÍAS PLANARES UNIFORMES APANTALLADAS LATERALMENTE







# **ÍNDICE CAPÍTULO 3**

## ***CAPÍTULO 3: DESARROLLO DE UN MÉTODO DE ANÁLISIS MODAL EN GUÍAS PLANARES UNIFORMES APANTALLADAS LATERALMENTE..... 52***

<b>3.1</b>	<b>Descomposición de las Ecuaciones de Maxwell en Componentes Transversas y Longitudinales.....</b>	<b>54</b>
<b>3.2</b>	<b>Expansión de los Campos en Modos de Placas Paralelas .....</b>	<b>58</b>
<b>3.3</b>	<b>Obtención de las Líneas de Transmisión Equivalentes en la Dirección z ....</b>	<b>66</b>
<b>3.4</b>	<b>Obtención de las Funciones de Green.....</b>	<b>75</b>
<b>3.5</b>	<b>Resolución de la Ecuación Integral por el Método de los Momentos .....</b>	<b>83</b>
<b>3.6</b>	<b>Modelo de la Condición de Radiación y Búsqueda de Ceros Complejos ...</b>	<b>101</b>
	3.6.1- Modelado de la Condición de Radiación .....	101
	3.6.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos .....	104
<b>3.7</b>	<b>Resultados y Validación .....</b>	<b>111</b>
<b>3.8</b>	<b>Interpretación Física de la Expansión PPM y Aplicaciones.....</b>	<b>117</b>
	3.8.1- Espectros PPM de Propagación y de Radiación.....	123
	3.8.2- Aplicaciones de la Expansión PPM.....	135
<b>3.9</b>	<b>Resumen de las Contribuciones del Capítulo 3. ....</b>	<b>150</b>

## **CAPÍTULO 3: DESARROLLO DE UN MÉTODO DE ANÁLISIS MODAL EN GUÍAS PLANARES UNIFORMES APANTALLADAS LATERALMENTE**

---

En el capítulo 2 se ha descrito la existencia y la naturaleza de los modos de fuga o “leaky-wave” en líneas de transmisión abiertas. Como se comentó, dichos modos representan soluciones impropias del espectro modal de guías de onda que presenten condiciones de contorno abiertas. A partir de la sección transversa de la guía abierta, se deben resolver las ecuaciones de Maxwell para obtener el conjunto de modos permitidos en dicha guía.

El objetivo de este capítulo es presentar un nuevo método de análisis modal, específicamente concebido para la obtención de los modos de fuga en estructuras compuestas por circuitos planares inmersos en un medio multicapa apantallado lateralmente y abierto en la parte superior. El método debe ser lo más riguroso posible, de manera que se obtengan soluciones exactas para cualquier rango de dimensiones de la geometría de la estructura o de la frecuencia de análisis. A su vez, interesa que el coste computacional no sea muy elevado, de manera que el tiempo de análisis permita obtener resultados lo más rápido posible. Como se comentó en el capítulo de introducción, estos requisitos harán posible que se puedan diseñar antenas “leaky-wave” mediante diseño automatizado asistido por ordenador (CAD), una vez desarrollada una herramienta CAD basada en este método de análisis (capítulo 6).

El método de análisis desarrollado está basado en la obtención de las funciones de Green para el tipo de estructuras de interés. Como se demostrará, la naturaleza apantallada de las guías estudiadas permitirá la expresión puramente analítica de las funciones de Green, sin perder por ello su carácter riguroso. Se obtendrá un *modelo circuital equivalente formado por líneas de transmisión acopladas totalmente novedoso*, en el que además se modelará *por primera vez la radiación de los armónicos espaciales de orden superior*.

El desarrollo del método de análisis se divide en varias etapas. Primeramente (punto 3.1) se presentará el tipo de guías de onda abierta que se pretende analizar y se introducirán las ecuaciones de Maxwell para separar las ecuaciones transversas y las longitudinales. En el punto 3.2 se introducirá la expansión de los campos en modos de placas paralelas y se discutirán las propiedades de ortogonalidad de dichos modos. En el punto 3.3 se obtienen las líneas de transmisión equivalentes para modelar la sección transversa, que permiten expresar, en el punto 3.4, las funciones de Green para estructuras multicapa apantalladas lateralmente y abiertas en su parte superior (tanto para corrientes eléctricas como para corrientes magnéticas). En el punto 3.5 se describen las ecuaciones integrales de campo eléctrico y magnético que se deben resolver para hallar las soluciones modales. La resolución es llevada a cabo usando el Método de los Momentos, usando funciones de base sinusoidales de dominio completo y el método de Galerkin para su resolución. En el punto 3.6 se describe el modelo de radiación usado en las líneas de transmisión equivalentes, así como el algoritmo de búsqueda de ceros en el plano complejo. En el punto 3.7 se muestran resultados de la constante de propagación de los modos “leaky-wave” en estructuras que fueron estudiadas en la literatura. De esta manera se contrastan los resultados de la técnica implementada con aquellos obtenidos con otros métodos publicados en trabajos anteriores. Así mismo se analiza la convergencia del método y se comprueban las condiciones de contorno de los campos y las corrientes modales. El punto 3.8 se centra en la interpretación física que se puede obtener de la expansión de los modos “leaky” en sus componentes de modos de placas paralelas. Esta visión permite analizar de una manera novedosa diferentes propiedades eléctricas de los modos de fuga, como su frecuencia de corte, la pureza de polarización y el acoplo modal entre diferentes modos de fuga. Por último, el punto 3.9 hace un resumen de las principales contribuciones derivadas del trabajo presentado en este capítulo.

### 3.1 Descomposición de las Ecuaciones de Maxwell en Componentes Transversas y Longitudinales.

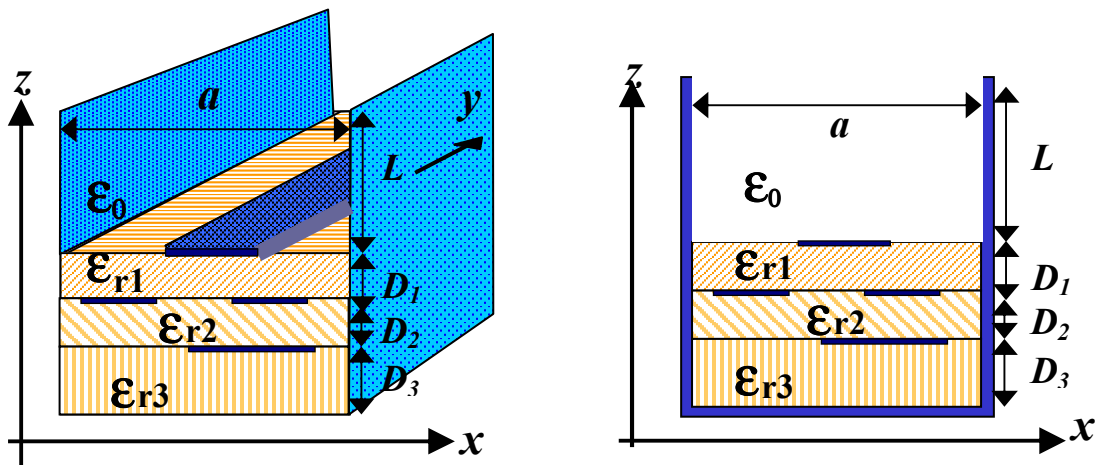


Figura 3.1- Guía de onda multicapa con circuitos planares, apantallada lateralmente y abierta por la parte superior.

La figura 3.1 presenta un esquema general de una guía de onda multicapa con circuitos planares (metalizaciones de grosor despreciable), apantallada lateralmente y abierta en su parte superior. Así mismo, se muestran el sistema de ejes de coordenadas usado en la formulación.

Como en cualquier línea de transmisión o guía de onda, esta estructura es uniforme en su dirección longitudinal (eje “y”), de manera que se pueden obtener las soluciones modales estudiando la sección transversal (plano “x-z”). Sin embargo, el análisis de la sección transversal de la guía abierta se va a realizar usando una perspectiva longitudinal-transversal según el eje “z”, es decir, el eje “z” será el eje longitudinal en el desarrollo inicial, si bien en la estructura final será el eje “y” el que determine la dirección de propagación de los modos. La razón de este análisis híbrido es que al tomar como dirección longitudinal el eje “z”, se podrán expandir las soluciones modales en modos de placas paralelas que se propagan en “z” (sección 3.2). Dicha expansión permitirá que se trate de manera sencilla tanto el medio multicapa y la condición de radiación (cuya dirección de estratificación es precisamente el eje “z”), como las corrientes generadoras de los campos. De este modo, la notación longitudinal-transversal en “z” dará lugar a unas sencillas líneas de transmisión equivalentes para modelar el comportamiento de los campos en la dirección “z” (sección 3.3).

Comenzamos expresando las ecuaciones diferenciales de Maxwell en régimen estacionario sinusoidal (la dependencia temporal  $e^{j\omega t}$  es asumida) en presencia de corrientes eléctricas superficiales ( $J_s$ ):

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_s + j\omega\epsilon\vec{E} \quad (3.2)$$

Como se ha comentado, interesa descomponer las ecuaciones de Maxwell en las componentes transversas (plano “x-y”) y longitudinales (eje “z”) para facilitar el tratamiento de la estratificación del medio multicapa y la condición de contorno de radiación:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \hat{z}E_z \quad (3.3)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + \hat{z}H_z \quad (3.4)$$

También expresamos en esta notación transversa-longitudinal el operador nabla en coordenadas cartesianas:

$$\vec{\nabla} = \hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} = \vec{\nabla}_t + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} \quad (3.5)$$

Vamos a comenzar tratando la primera ecuación de Maxwell (3.1). Combinando (3.3-3.5), se puede describir (3.1) como:

$$\left[ \left( \vec{\nabla}_t + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} \right) \times (\vec{E}_t + \hat{z}E_z) \right] = -j\omega\mu(\vec{H}_t + \hat{z}H_z) \quad (3.6)$$

Usando la propiedad distributiva del producto vectorial, (3.6) se transforma en la siguiente ecuación:

$$(\vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t) + (\vec{\nabla}_t \times \hat{z}E_z) + \left( \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} \times \vec{E}_t \right) + \left( \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} \times \hat{z}E_z \right) = -j\omega\mu(\vec{H}_t + \hat{z}H_z) \quad (3.7)$$

Esta ecuación se puede separar en los siguientes dos términos, uno para las componentes de los campos dirigidas en “z” (3.8) y otro término para los campos transversos (3.9):

$$\vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t = -j\omega\mu H_z \hat{z} \quad (3.8)$$

$$(\vec{\nabla}_t \times \hat{z}E_z) + \left( \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} \times \vec{E}_t \right) = -j\omega\mu \vec{H}_t \quad (3.9)$$

Para obtener (3.9), se ha usado la igualdad  $\left( \hat{z}\frac{\partial}{\partial z} + \hat{z}E_z \right) = 0$ . Además, (3.9) se puede expresar de una manera más sencilla usando la siguiente identidad vectorial:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{A} \cdot f) = f \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) + (\vec{\nabla} \cdot f) \times \vec{A} \quad (3.10)$$

De esta manera, el primer término de (9) se puede expresar como:

$$\vec{\nabla}_t \times (\hat{z} \cdot Ez) = Ez \cdot (\vec{\nabla}_t \times \hat{z}) + (\vec{\nabla}_t \cdot Ez) \times \hat{z} \quad (3.11)$$

Como  $\hat{z}$  es una constante vectorial,  $(\vec{\nabla}_t \times \hat{z}) = 0$ , y así (11) se puede expresar como:

$$(\vec{\nabla}_t \times \hat{z} Ez) = -\hat{z} \times \vec{\nabla}_t Ez \quad (3.12)$$

El segundo término de (3.9) se puede describir como:

$$\left( \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \times \vec{E}_t \right) = \left( \hat{z} \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \right) \quad (3.13)$$

De esta forma, la ecuación de los campos transversos (3.9) se expresa como:

$$\hat{z} \times \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right) = -j\omega\mu \vec{H}_t \quad (3.14)$$

Si (14) se multiplica vectorialmente con  $\hat{z}$ , se obtiene la siguiente identidad:

$$\left[ \hat{z} \times \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right) \right] \times \hat{z} = -j\omega\mu (\vec{H}_t \times \hat{z}) \quad (3.15)$$

Para simplificar (3.15), se usa la siguiente identidad vectorial:

$$(\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{C} = (\vec{A} \cdot \vec{C}) \cdot \vec{B} - (\vec{B} \cdot \vec{C}) \cdot \vec{A} \quad (3.16)$$

donde  $\vec{A} = \vec{C} = \hat{z}$  y  $\vec{B} = \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right)$ . Así (3.15) se transforma en:

$$(\hat{z} \cdot \hat{z}) \cdot \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right) - \left[ \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right) \cdot \hat{z} \right] \cdot \hat{z} = -j\omega\mu (\vec{H}_t \times \hat{z}) \quad (3.17)$$

Como  $(\hat{z} \cdot \hat{z}) = 1$  y  $\left[ \left( \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez \right) \cdot \hat{z} \right] = 0$ , finalmente se obtiene la siguiente

ecuación para los campos transversos:

$$\frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t Ez = -j\omega\mu (\vec{H}_t \times \hat{z}) \quad (3.18)$$

Ahora vamos a descomponer en notación transverso-longitudinal la segunda ecuación de Maxwell (3.2)  $(\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_s + j\omega\epsilon\vec{E})$ . Es interesante notar que en las estructuras que vamos a analizar, sólo aparecen corrientes transversas, ya que las metalizaciones planares están dirigidas en el plano “x-y” (ver figura 3.1).

$$\vec{J}_s = \vec{J}_t \quad (3.19)$$

Procediendo de la misma manera que con la primera ecuación de Maxwell (3.1), se puede separar la ecuación (3.2) en sus componentes transversas y longitudinales. Así se obtienen las siguientes parejas de ecuaciones derivadas de (3.1) y (3.2):

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (3.1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t = -j\omega\mu H_z \hat{z} \quad (3.8) \\ \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t E_z = -j\omega\mu(\vec{H}_t \times \hat{z}) \quad (3.18) \end{array} \right.$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = +j\omega\epsilon\vec{E} + \vec{J}_s \quad (3.2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t = +j\omega\epsilon E_z \hat{z} \quad (3.20) \\ \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} - \vec{\nabla}_t H_z = +j\omega\epsilon(\vec{E}_t \times \hat{z}) + \vec{J}_t \times \hat{z} = \\ = -j\omega\epsilon(\hat{z} \times \vec{E}_t) - \hat{z} \times \vec{J}_t \quad (3.21) \end{array} \right.$$

Para obtener unas ecuaciones puramente transversas, en las que no aparezcan las componentes longitudinales de los campos ( $E_z$  y  $H_z$ ), hay que manipular las ecuaciones anteriores. Así, para expresar  $H_z$  en función de componentes puramente transversas, se multiplica escalarmente por  $\hat{z}$  (3.8), obteniendo:

$$\hat{z} \cdot (\vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t) = -j\omega\mu \hat{z} \cdot \hat{z} H_z = -j\omega\mu H_z \quad (3.22)$$

El primer término de (3.22) se puede expresar de la siguiente manera:

$$\hat{z} \cdot (\vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t) = \vec{E}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{\nabla}_t) = \vec{\nabla}_t \cdot (\vec{E}_t \times \hat{z}) = -\vec{\nabla}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}_t) \quad (3.23)$$

Así, usando (3.22) y (3.23),  $H_z$  se puede expresar en función del campo eléctrico transversal  $\vec{E}_t$ :

$$H_z = \frac{\vec{\nabla}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}_t)}{j\omega\mu} \quad (3.24)$$

Procediendo igual con (3.20), obtenemos:

$$\hat{z} \cdot (\vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t) = \vec{\nabla}_t \cdot (\vec{H}_t \times \hat{z}) = +j\omega\epsilon E_z \quad (3.25)$$

y así se puede expresar  $E_z$  en función de  $\vec{H}_t$ :

$$E_z = \frac{\vec{\nabla}_t \cdot (\vec{H}_t \times \hat{z})}{j\omega\epsilon} \quad (3.26)$$

Introduciendo (3.24) y (3.26) en (3.21) y (3.18), se obtienen las ecuaciones de Maxwell transversas definitivas, en las que sólo las componentes transversas de los campos ( $\vec{E}_t$  y  $\vec{H}_t$ ) aparecen:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} = -j\omega\epsilon(\hat{z} \times \vec{E}_t) + \frac{1}{j\omega\mu} \vec{\nabla}_t \cdot [\vec{\nabla}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}_t)] - \hat{z} \times \vec{J}_t \\ \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} = -j\omega\mu(\vec{H}_t \times \hat{z}) + \frac{1}{j\omega\epsilon} \vec{\nabla}_t \cdot [\vec{\nabla}_t \cdot (\vec{H}_t \times \hat{z})] \end{array} \right. \quad (3.27)$$

Estas ecuaciones describen la relación general que existe entre unas corrientes eléctricas transversas  $\vec{J}_t$  y los campos electromagnéticos transversos acoplados,  $\vec{E}_t$  y  $\vec{H}_t$ . En la siguiente sección se trabajará sobre estas ecuaciones generales, de manera que se particularizarán para el caso de estructuras lateralmente apantalladas.

### 3.2 Expansión de los Campos en Modos de Placas Paralelas

Los campos electromagnéticos de las soluciones modales de las estructuras planares multicapa apantalladas lateralmente (ver Figura 3.1), se pueden expresar como una serie de modos de placas paralelas (PPM, “*parallel-plates modes*”). Esto es así porque las funciones vectoriales de los PPM forman una base completa en la estructura lateralmente apantallada. Dicho de otra manera, cualquier campo que exista en la estructura lateralmente apantallada se puede describir como una contribución de modos PPM.

Los modos PPM son ondas planas que se propagan en la estructura formada por dos placas paralelas separadas una distancia “ $a$ ”. Tal y como se muestra en la figura 3.2, cada modo PPM se propaga en una determinada dirección dentro de la guía de placas paralelas, con un vector de onda  $\vec{k}_0 = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ . Todos los modos PPM deben cumplir las condiciones de contorno impuestas por las placas paralelas, de manera que el número de onda en “ $x$ ” viene determinado por la siguiente ecuación:

$$k_{xm} = m \frac{\pi}{a} \text{ (rad / m)} \quad m=0,1,2,\dots \quad (3.29)$$

donde “ $m$ ” es el índice modal, que indica el número de variaciones armónicas en “ $x$ ”.



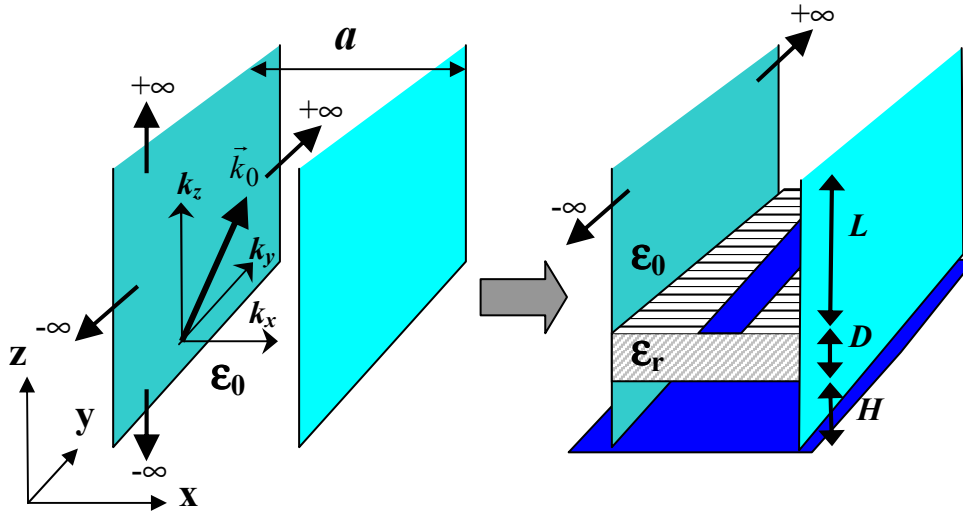


Figura 3.2 – Guía de placas paralelas original y estructura multicapa planar final

La estructura final que pretendemos estudiar es más complicada que una simple guía de placas paralelas, aunque está apantallada lateralmente por dicha guía, por lo cual se puede estudiar usando la expansión de modos PPM. Los modos PPM cumplen sólo las condiciones de contorno de las paredes laterales, pero no la del resto de perturbaciones añadidas a las placas paralelas (medio multicapa dirigido en “z”, metalizaciones planares transversas respecto de “z”, parte inferior metálica y parte superior abierta...). El resto de condiciones de contorno se irán aplicando conforme formulemos el problema total.

De momento vamos a ocuparnos en expresar los modos PPM. Interesa expresar dichos modos usando como dirección de propagación el eje “z”, como ya comentamos al escoger en el apartado 3.1 la notación transversa-longitudinal respecto de “z”. Siguiendo el desarrollo típico de soluciones modales, expresamos los modos PPM en sus componentes TE y TM respecto de “z”. Puesto que la guía de placas paralelas es infinita en las direcciones “z” e “y” (ver figura 3.2), las constantes de propagación en dichas direcciones,  $k_z$  y  $k_y$ , son de momento desconocidas. Las expresiones de los campos modales PPM  $TE^z$  y  $TM^z$  son las siguientes, donde se ha suprimido la dependencia en la dirección “z” ( $e^{-jk_z z}$ ), como corresponde al análisis modal según la dirección de propagación natural en “z”:

$$\begin{aligned} & \text{Modos } TE^z \\ & Ez = 0 \end{aligned} \tag{3.30}$$

$$Hz_m = \phi_m^{TE} = -\cos(k_{xm}x)e^{-jk_y y} \tag{3.31}$$

$$\vec{H}t_m = -\vec{\nabla}t \cdot \phi_m^{TE} = \left[ -k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{y} \right] \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.32)$$

$$\vec{E}t_m = \frac{\vec{H}t_m \times \hat{z}}{Z_{TE}} = \frac{1}{Z_{TE}} \left[ -jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{y} \right] \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.33)$$

$$\vec{e}_m(x, y) = \frac{-jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} e^{-jk_y y} \quad (3.34)$$

### Modos $TM^z$

$$Hz = 0 \quad (3.35)$$

$$Ez_m = \phi_m^{TM} = -\sin(k_{xm}x)e^{-jk_y y} \quad (3.36)$$

$$\vec{E}t_m = -\vec{\nabla}t \cdot \phi_m^{TM} = \left[ +k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{y} \right] \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.37)$$

$$\vec{e}_m(x, y) = \frac{+k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} e^{-jk_y y} \quad (3.38)$$

De esta manera, podemos expresar la dependencia en “x” de los campos eléctricos transversales PPM (transversales ya que son funciones vectoriales dirigidas en “x” e “y”):

$$\vec{e}_m^{TE}(x) = \frac{-jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.39)$$

$$\vec{e}_m^{TM}(x) = \frac{+k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.40)$$

Los campos magnéticos modales transversales se pueden hallar a partir de los eléctricos con la siguiente relación:

$$\vec{h}_m^{(p)}(x, y) = \hat{z} \times \vec{e}_m^{(p)}(x, y) \quad (3.41)$$

$$\vec{e}_m^{(p)}(x, y) = \vec{h}_m^{(p)}(x, y) \times \hat{z} \quad (3.42)$$

Aplicando (3.41) en (3.39) y (3.40) obtenemos la variación en “x” de los campos magnéticos transversales:

$$\vec{h}_m^{TE}(x) = \frac{-k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.43)$$

$$\vec{h}_m^{TM}(x) = \frac{+jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.44)$$

Las constante  $N_m$  es las constante de normalización que se usará a la hora de expandir los campos como una combinación lineal de PPM. Para hallar la expresión de  $N_m$  hay que definir primero el producto interior de este espacio lineal y poder así establecer el concepto de ortogonalidad y de base. Una posible elección de

ortogonalidad es la siguiente, en la que se define el producto interior a partir del producto escalar entre campos eléctricos o entre campos magnéticos transversales respecto de “z” (conjugando una de las partes), y que es equivalente al producto vectorial entre campos eléctricos y magnéticos conjugados:

$$\begin{aligned}
 I_{P_m Q_n^*} &= \int_{x=0}^a \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot \vec{e}_n^{(q)*}(x) \cdot \partial x = \int_{x=0}^a \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot \vec{h}_n^{(q)*}(x) \cdot \partial x = \\
 &= \int_{x=0}^a \left[ \vec{e}_m^{(p)}(x) \times \vec{h}_n^{(q)*}(x) \right] \cdot \hat{z} \cdot \partial x \quad m, n = 0, 1, \dots, \infty \quad p, q = TE^Z \text{ ó } TM^Z \quad (3.45)
 \end{aligned}$$

Este producto interior tiene la ventaja de ofrecer un **significado físico**, que es el de la integral de la densidad a lo largo de la dirección “x” de la potencia cruzada que se propaga en “z” (W/m). Hablamos de potencia cruzada que se propaga en “z” entre modos PPW, y que nos da una idea del **acoplo energético** que hay entre diferentes modos PPW.

Vamos a mostrar que con esta definición de producto interior, los modos PPW sólo son ortogonales en el caso de que sean modos con constante de propagación en y ( $k_y$ ) **real pura**. Esta distinción es muy importante en nuestro caso, en el que vamos a tratar modos de fuga, cuya constante de propagación compleja, tal y como se explicó en el capítulo 2. Para ello, en la expresión (3.45), debemos calcular integrales del siguiente tipo **cuando los PPM tienen la misma polarización** ( $p=q=TE^Z$  ó  $p=q=TM^Z$ ):

$$\begin{aligned}
 \int_{x=0}^a \cos(k_{xm}x) \cdot \cos(k_{xn}x) \cdot \partial x &= \begin{cases} m=n \rightarrow \begin{cases} = a & \text{si } m=n=0 \\ = a/2 & \text{si } m=n>0 \end{cases} \\ m \neq n \rightarrow = 0 \end{cases} \quad (3.46) \\
 \int_{x=0}^a \sin(k_{xm}x) \cdot \sin(k_{xn}x) \cdot \partial x &= \begin{cases} m=n \rightarrow \begin{cases} = a/2 & \text{si } m=n=0 \\ = a/2 & \text{si } m=n>0 \end{cases} \\ m \neq n \rightarrow = 0 \end{cases}
 \end{aligned}$$

Se observa, por lo tanto, que los modos PPM con diferente índice modal “m” y misma polarización son ortogonales. Cuando tienen **diferente índice modal ( $m \neq n$ ) y diferente polarización**, se puede observar que los modos también son ortogonales, ya que se obtienen unas integrales de tipo  $\cos(k_{xm}x) \cdot \sin(k_{xn}x)$ . Estos resultados no son sorprendentes, pues se corresponden con las relaciones de ortogonalidad conocidas

entre modos de una guía. Sin embargo, para **modos PPM con el mismo índice modal  $m$  pero con diferente polarización** ( $TE^z$  con  $TM^z$ ), es decir, con diferentes índices  $p, q$ , se obtiene el siguiente resultado al aplicar la integral (3.45) sobre las funciones modales (3.39, 3.40, 3.43, 3.44):

$$I_{TE_m TM_m^*} = \frac{-jk_y \cdot k_{xm} + jk_y^* \cdot k_{xm}}{N_m \cdot N_m^*} \cdot \frac{a}{2} \delta \quad \text{con } \delta = \begin{cases} 2 & \text{si } m=n=0 \\ 1 & \text{si } m=n>0 \end{cases} \quad (3.47)$$

donde hemos usado que el conjugado de  $k_{xm}$  es igual a  $k_{xm}$  puesto que se trata de un número real (3.29). Sin embargo, si admitimos que el número de onda  $k_y$  pueda tomar valores complejos:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y \quad (3.48)$$

debemos usar el conjugado de  $k_y$ , simbolizado por  $k_y^*$ . Así, (3.47) puede describirse como un **coeficiente de acoplo  $C_m$  entre modos PPM del mismo orden pero diferente polarización**:

$$C_m = \frac{+jk_{xm} \cdot (k_y^* - k_y)}{N_m \cdot N_m^*} \cdot \frac{a}{2} \delta = \frac{+jk_{xm} \cdot (+j2\alpha_y)}{N_m \cdot N_m^*} \cdot \frac{a}{2} \delta = \frac{-k_{xm} \cdot 2\alpha_y}{|Nm|^2} \cdot \frac{a}{2} \delta \quad (3.49)$$

Por último queda hallar el valor de la constante de normalización para que los modos no sólo sean ortogonales, sino además ortonormales. Para ello calculamos el producto interior (3.45) entre un mismo modo PPW, con  $m=n$  y  $p=q$ :

$$I_{TE_m TE_m^*} = \frac{k_y k_y^* + k_{xm} k_{xm}}{N_m \cdot N_m^*} \cdot \frac{a}{2} \epsilon = \frac{|k_y|^2 + k_{xm}^2}{|Nm|^2} \cdot \frac{a}{2} \epsilon \quad (3.50)$$

$$I_{TM_m TM_m^*} = \frac{k_{xm} k_{xm} + k_y k_y^*}{N_m \cdot N_m^*} \cdot \frac{a}{2} \epsilon = \frac{k_{xm}^2 + |k_y|^2}{|Nm|^2} \cdot \frac{a}{2} \epsilon \quad (3.51)$$

Las expresiones (3.50) y (3.51) son idénticas, de manera que obtenemos el mismo coeficiente de normalización para los modos PPM  $TE^z$  y los  $TM^z$ :

$$|Nm| = + \sqrt{\left( k_{xm}^2 + |k_y|^2 \right)} \cdot \frac{a}{2} \delta \quad (3.52)$$

Se puede observar que este coeficiente de normalización es siempre real, aunque  $k_y$  sea complejo. Con este coeficiente de normalización, podemos escribir que los modos PPM cumplen la siguiente relación de ortonormalidad según el producto interior definido en (3.45):

$$\begin{aligned}
 I_{P_m Q_n^*} &= \int_{x=0}^a \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot \vec{e}_n^{(q)*}(x) \cdot \partial x = \int_{x=0}^a \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot \vec{h}_n^{(q)*}(x) \cdot \partial x = \\
 &= \int_{x=0}^a \left[ \vec{e}_m^{(p)}(x) \times \vec{h}_n^{(q)*}(x) \right] \cdot \hat{z} \cdot \partial x = \begin{cases} 1 & \text{si } m=n \text{ y } p=q \\ 0 & \text{si } m \neq n \text{ y } p \neq q \\ C_m & \text{si } m=n \text{ y } p \neq q \end{cases} \quad (3.53)
 \end{aligned}$$

Es interesante notar que si  $k_y$  es real, el coeficiente  $C_m$  expresado en (3.49) es cero, mientras que si  $k_y$  tiene una parte imaginaria no es nulo. Recordemos que  $k_y$  indica la constante de propagación en la dirección longitudinal de la estructura total. La finalidad del método de análisis es hallar dicha constante de propagación para los diferentes modos que pueda soportar la guía multicapa planar abierta representada en la figura 3.2. Esto quiere decir que para modos evanescentes o con pérdidas (sean pérdidas óhmicas o por radiación), no podremos decir que los modos PPM que se utilicen en su expansión sean ortogonales si sus índices modales  $m, n$  son diferentes.

Una forma de describir este fenómeno es la siguiente. Cuando **no hay atenuación en la dirección “y”** (recordemos que  $k_y$  es el número de onda en el eje “y”), **los modos  $TE^z$  y  $TM^z$  de diferente orden** (que son híbridos respecto de “y”) **son ortogonales**, es decir, no se acopla energía entre ellos. Sin embargo, cuando la energía no se propaga en “y” de manera uniforme (bien porque es un modo evanescente que almacena energía en “y”, bien porque hay pérdidas en “y”) ocurre que **ese almacenamiento o pérdida de energía en “y” se traduce en un acoplo entre los modos híbridos  $TE^z$  y  $TM^z$** . Este acoplo debe ser tenido en cuenta a la hora de desarrollar el modelo de análisis.

Antes de continuar con la expansión PPM, es necesario conocer algunas propiedades de los modos PPM que serán usadas posteriormente. Estas propiedades están relacionadas con la divergencia y el gradiente de las funciones PPM. Los potenciales escalares de los modos PPM cumplen la siguiente ecuación escalar de Helmholtz:

$$\nabla^2 \phi_m^{(p)} + k_{cm}^2 \phi_m^{(p)} = 0, \quad p=TE, TM, \quad m=0, 1.. \quad (3.54)$$

donde el número de onda transversal  $k_{cm}$  se define como:

$$k_{cm}^2 = k_{xm}^2 + k_y^2 \quad (3.55)$$

Las componentes transversas se calculan de la siguiente manera convencional, a partir del gradiente transverso de los potenciales

$$\vec{h}_m^{TE}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TE} \quad (3.56)$$

$$\vec{e}_m^{TE}(x, y) = \vec{h}_m^{TE}(x, y) \times \hat{z} = (-\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TE}) \times \hat{z} \quad (3.57)$$

$$\vec{e}_m^{TM}(x, y) = -\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TM} \quad (3.58)$$

$$\vec{h}_m^{TM}(x, y) = \hat{z} \times \vec{e}_m^{TM}(x, y) = \hat{z} \times (-\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TM}) \quad (3.59)$$

Si aplicamos la divergencia transversa a estas funciones modales PPM, obtenemos a partir de (3.56) la siguiente expresión para los campos magnéticos con polarización TE<sup>Z</sup>:

$$\vec{\nabla}_t \cdot \vec{h}_m^{TE}(x, y) = \vec{\nabla}_t \cdot (-\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TE}) = -\nabla_t^2 \phi_m^{TE} = +k_{cm}^2 \phi_m^{TE} \quad (3.60)$$

donde hemos usado (3.54) para expresar el Laplaciano del potencial escalar TE<sup>Z</sup>.

Análogamente, para los campos eléctricos de los modos TE<sup>Z</sup>, se obtiene a partir de la ecuación (3.57):

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_t \cdot \vec{e}_m^{TE}(x, y) &= \vec{\nabla}_t \cdot (\vec{h}_m^{TE}(x, y) \times \hat{z}) = \vec{\nabla}_t \cdot [(-\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TE}) \times \hat{z}] = \vec{\nabla}_t \cdot [\hat{z} \times \vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TE}] = \\ &= \vec{\nabla}_t \phi_m^{TE} \cdot (\vec{\nabla}_t \times \hat{z}) - \hat{z} \cdot (\vec{\nabla}_t \times \vec{\nabla}_t \phi_m^{TE}) \end{aligned} \quad (3.61)$$

Usando que  $\vec{\nabla}_t \times \hat{z} = 0$  (debido a su ortogonalidad), y que el rotacional del gradiente es cero ( $\vec{\nabla}_t \times \vec{\nabla}_t \phi_m^{TE} = 0$ ), se puede decir que:

$$\vec{\nabla}_t \cdot \vec{e}_m^{TE}(x, y) = 0 \quad (3.62)$$

Actuando de la misma manera, se obtiene la siguiente divergencia transversa para el campo eléctrico de los modos PPM con polarización TM<sup>Z</sup> (3.58):

$$\vec{\nabla}_t \cdot \vec{e}_m^{TM}(x, y) = \vec{\nabla}_t \cdot (-\vec{\nabla}_t \cdot \phi_m^{TM}) = -\nabla_t^2 \phi_m^{TM} = +k_{cm}^2 \phi_m^{TM} \quad (3.63)$$

donde de nuevo se ha usado la relación (3.54), esta vez para expresar el Laplaciano del potencial escalar  $TM^Z$ . Por último, como se hizo con (3.57) para obtener (3.62), se procede con (3.59) y se consigue la siguiente igualdad:

$$\vec{\nabla}t \cdot \vec{h}_m^{TM}(x, y) = 0 \quad (3.64)$$

Aplicando el gradiente transverso a (3.60) y (3.63) se consigue:

$$\vec{\nabla}t \cdot (\vec{\nabla}t \cdot \vec{h}_m^{TE}(x, y)) = \vec{\nabla}t \cdot (k_{cm}^2 \phi_m^{TE}) = k_{cm}^2 (\vec{\nabla}t \cdot \phi_m^{TE}) = -k_{cm}^2 \cdot \vec{h}_m^{TE}(x, y) \quad (3.65)$$

$$\vec{\nabla}t \cdot (\vec{\nabla}t \cdot \vec{e}_m^{TM}(x, y)) = \vec{\nabla}t \cdot (k_{cm}^2 \phi_m^{TM}) = k_{cm}^2 (\vec{\nabla}t \cdot \phi_m^{TM}) = -k_{cm}^2 \cdot \vec{e}_m^{TM}(x, y) \quad (3.66)$$

donde de nuevo se han usado las identidades (3.56) y (3.58) para relacionar las funciones modales del campo magnético  $TE^Z$  y del campo eléctrico  $TM^Z$  con sus correspondientes potenciales escalares.

Finalmente, se resume en el siguiente cuadro las propiedades modales PPM que necesitaremos en desarrollos posteriores, obtenidas en (3.62), (3.64), (3.65) y (3.66):

$$\vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot \vec{h}_m^{TE}(x, y)] = -k_{cm}^2 \cdot \vec{h}_m^{TE}(x, y) \quad (3.67)$$

$$\vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot \vec{e}_m^{TE}(x, y)] = 0 \quad (3.68)$$

$$\vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot \vec{e}_m^{TM}(x, y)] = -k_{cm}^2 \cdot \vec{e}_m^{TM}(x, y) \quad (3.69)$$

$$\vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot \vec{h}_m^{TM}(x, y)] = 0 \quad (3.70)$$

Estas propiedades, junto con la propiedad de ortogonalidad (3.53) serán usadas en el siguiente punto. Antes, conviene escribir las funciones modales transversas de los modos PPM, expresando la dependencia con cada variable por separado:

$$\vec{e}_m^{(p)}(x, y, z) = \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \cdot e^{-jk_z z} \quad (3.71)$$

$$\vec{h}_m^{(p)}(x, y, z) = \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \cdot e^{-jk_z z} \quad (3.72)$$

Las expresiones de las funciones dependientes de la variable “x” se pueden encontrar en (3.39) y (3.40) para  $\vec{e}_m^{(p)}(x)$  y en (3.43) y (3.44) para  $\vec{h}_m^{(p)}(x)$ . Como se introdujo en este capítulo, los modos PPM van a ser usados para expandir los campos transversos de la estructura final mostrada en la figura 3.1. De esta manera, se pueden expresar los campos eléctricos y magnéticos transversos totales como una suma de modos PPM:

$$\vec{E}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} V_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.73)$$

$$\vec{H}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.74)$$

En esta expansión hay que destacar dos puntos. Primeramente, la dependencia en “z” de los modos PPM era la del tipo  $e^{-jk_z z}$ , como corresponde a una onda que se propaga libremente en esa dirección. Sin embargo, como se mostraba en la figura 3.2, la estructura final presenta un medio multicapa rodeado por estas paredes laterales. Como la dirección de estratificación es el eje “z”, se formarán reflexiones en las interfases de los diferentes medios, de manera que en la expansión final (3.73) y (3.74) se expresan unas funciones más complejas para la dependencia de los campos modales en la dirección “z” ( $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$ ). El segundo punto es que todos los modos PPM usados en la expansión comparten la misma constante de propagación en el eje “y”,  $k_y$ . Esto debe ser así ya que todos los modos PPM forman parte de la expansión de un único y mismo modo que se propaga en “y”, que es la dirección longitudinal de la estructura final. No debe confundirnos el hecho de que expandamos los modos que se propagan en “y” usando un conjunto de modos PPM cuya dirección de propagación natural se ha definido como el eje “z”. Como se comentó, se ha utilizado esta notación para poder expresar de manera sencilla las funciones en “z”,  $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$ . Se dice que los modos PPM son, por tanto, híbridos respecto de la dirección longitudinal de la estructura final, que es el eje “y”.

### 3.3 Obtención de las Líneas de Transmisión Equivalentes en la Dirección “z”.

En esta sección, vamos a introducir las expansiones modales PPM en las ecuaciones de Maxwell transversas. Recordemos las ecuaciones transversas para el campo eléctrico y magnético, resumidas en (3.27) y (3.28):

$$\frac{\partial \vec{H}t}{\partial z} = -j\omega\epsilon(\hat{z} \times \vec{E}t) + \frac{1}{j\omega\mu} \vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}t)] - \hat{z} \times \vec{J}t \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \vec{E}t}{\partial z} = -j\omega\mu(\vec{H}t \times \hat{z}) + \frac{1}{j\omega\epsilon} \vec{\nabla}t \cdot [\vec{\nabla}t \cdot (\vec{H}t \times \hat{z})] \quad (3.28)$$



Introduciendo (3.73) y (3.74) en (3.27) obtenemos la siguiente ecuación:

$$\sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial V_m^{(p)}(z)}{\partial z} \cdot \bar{e}_m^{(p)}(x, y) = -j\omega\mu \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{(p)}(z) \cdot \left( \bar{h}_m^{(p)}(x, y) \times \hat{z} \right) + \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{(p)}(z) \cdot \bar{\nabla}_t \cdot \left[ \bar{\nabla}_t \cdot \left( \bar{h}_m^{(p)}(x, y) \times \hat{z} \right) \right] \quad (3.75)$$

Separando el sumando  $p=TE$  del sumando  $p=TM$ , y aplicando  $\bar{h}_m \times \hat{z} = \bar{e}_m$  (3.41) y (3.68), (3.69) para evaluar  $\bar{\nabla}_t \cdot (\bar{\nabla}_t \cdot \bar{e}_m)$  -que es cero para los modos TE- obtenemos:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial V_m^{TM}(z)}{\partial z} \cdot \bar{e}_m^{TM}(x, y) + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial V_m^{TE}(z)}{\partial z} \cdot \bar{e}_m^{TE}(x, y) = \\ & = -j\omega\mu \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{TM}(z) \cdot \bar{e}_m^{TM}(x, y) - \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{TM}(z) \cdot k_{cm}^2 \cdot \bar{e}_m^{TM}(x, y) - j\omega\mu \sum_{m=0}^{\infty} I_m^{TE}(z) \cdot \bar{e}_m^{TE}(x, y) \end{aligned} \quad (3.76)$$

Si multiplicamos (3.76) por  $\bar{e}_m^{TE*}(x)$  e integramos en “x” desde “0” hasta “a”, estamos aplicando el producto interior definido en (3.53), de manera que obtenemos:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_m^{TM}(z)}{\partial z} \cdot C_m \cdot e^{-jk_y y} + \frac{\partial V_m^{TE}(z)}{\partial z} \cdot e^{-jk_y y} = \\ & = - \left[ j\omega\mu + \frac{1}{j\omega\epsilon} k_{cm}^2 \right] I_m^{TM}(z) \cdot C_m \cdot e^{-jk_y y} - j\omega\mu I_m^{TE}(z) \cdot e^{-jk_y y} \end{aligned} \quad (3.77)$$

De la misma manera, si ahora multiplicamos (3.76) por  $\bar{e}_m^{TM*}(x)$  e integramos para aplicar las propiedades de ortogonalidad (3.53) se obtiene:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_m^{TM}(z)}{\partial z} \cdot e^{-jk_y y} + \frac{\partial V_m^{TE}(z)}{\partial z} \cdot C_m \cdot e^{-jk_y y} = \\ & = - \left[ j\omega\mu + \frac{1}{j\omega\epsilon} k_{cm}^2 \right] I_m^{TM}(z) \cdot e^{-jk_y y} - j\omega\mu I_m^{TE}(z) \cdot C_m \cdot e^{-jk_y y} \end{aligned} \quad (3.78)$$

Recordemos que los modos PPM son ondas planas que cumplen la siguiente condición de onda (ver figura 3.2):

$$k_0^2 = k_{xm}^2 + k_y^2 + k_{zm}^2 \quad (3.79)$$

donde se puede observar que  $k_y$  y  $k_0$  no dependen del índice modal PPM “m”. Por otro lado, el número de onda en la dirección “z” se puede expresar de la siguiente manera:

$$k_{zm}^2 = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} = \sqrt{k_0^2 - k_{cm}^2} \quad (3.80)$$

donde hemos usado la definición de número de onda transversal  $k_{cm}$  (3.55). Usando esta definición de  $k_{zm}$ , podemos expresar el coeficiente que acompaña a las corrientes de los modos TM en (3.78) así:

$$\left[ j\omega\mu + \frac{1}{j\omega\epsilon} k_{cm}^2 \right] = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[ -\omega^2\mu\epsilon + k_{cm}^2 \right] = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[ k_{cm}^2 - k_0^2 \right] = +j \frac{k_{zm}^2}{\omega\epsilon} \quad (3.81)$$

Si escribimos la expresión de las impedancias modales según la dirección “z” como:

$$Z_{0m}^{TE} = \frac{\omega\mu}{k_{zm}} \quad (3.82)$$

$$Z_{0m}^{TM} = \frac{k_{zm}}{\omega\epsilon} \quad (3.83)$$

Obtenemos las siguientes ecuaciones a partir de (3.77) y (3.78):

$$\frac{\partial V_m^{TE}(z)}{\partial z} + C_m \cdot \frac{\partial V_m^{TM}(z)}{\partial z} = -jZ_{0m}^{TE} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{TE}(z) - C_m \cdot jZ_{0m}^{TM} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{TM}(z) \quad (3.84)$$

$$\frac{\partial V_m^{TM}(z)}{\partial z} + C_m \cdot \frac{\partial V_m^{TE}(z)}{\partial z} = -jZ_{0m}^{TM} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{TM}(z) - C_m \cdot jZ_{0m}^{TE} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{TE}(z) \quad (3.85)$$

Podemos expresar estas dos últimas ecuaciones en una sola, que usa los índices “p” y “q” para expresar el acoplo entre las dos polarizaciones:

$$\frac{\partial V_m^{(p)}(z)}{\partial z} + C_m \cdot \frac{\partial V_m^{(q)}(z)}{\partial z} = -jZ_{0m}^{(p)} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{(p)}(z) - C_m \cdot jZ_{0m}^{(q)} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{(q)}(z) \quad (3.86)$$

$p=TE \rightarrow q=TM \quad m=0,1,2..$   
 $p=TM \rightarrow q=TE$

Observemos que *se ha transformado la ecuación vectorial transversa de Maxwell (3.28) en una ecuación escalar equivalente* donde aparecen las funciones  $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$ , que son desconocidas. Vamos a proceder de la misma manera, ahora a partir de la otra ecuación de Maxwell de los campos transversales (3.27). De nuevo usaremos las expansiones modales PPM de los campos eléctricos y magnéticos transversales (3.73) y (3.74), y además se expandirán las corrientes eléctricas transversales que aparecen en (3.27),  $\vec{J}_t$ :

$$\vec{J}_t(x, y, z) = \sum_{p=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} j_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.87)$$

Obtenemos la siguiente ecuación al introducir (3.73), (3.74) y (3.87) en (3.27):

$$\begin{aligned} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial I_m^{(p)}(z)}{\partial z} \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x, y) = -j\omega\epsilon \sum_{p=1}^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} V_m^{(p)}(z) \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_m^{(p)}(x, y)) \\ + \frac{1}{j\omega\mu} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} V_m^{(p)}(z) \cdot \vec{\nabla}_t \cdot [\vec{\nabla}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_m^{(p)}(x, y))] - \sum_{p=1}^2 \sum_{m=0}^{TE, TM} j_m^{(p)}(z) \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_m^{(p)}(x, y)) \end{aligned} \quad (3.88)$$

Separando el sumando  $p=TE$  del sumando  $p=TM$ , y aplicando  $\hat{z} \times \vec{e}_m = \vec{h}_m$  (3.41) y (3.67) y (3.70) para evaluar  $\vec{\nabla}_t \cdot (\vec{\nabla}_t \cdot \vec{h}_m)$  -que es cero para los modos TM-, y usando la propiedad de ortogonalidad (3.53) al multiplicar por  $\vec{h}_m^{TE*}(x)$  e integrar en “x” obtenemos:

$$\frac{\partial I_m^{TE}(z)}{\partial z} + \frac{\partial I_m^{TM}(z)}{\partial z} \cdot C_m = \left[ j\omega\epsilon + \frac{1}{j\omega\mu} k_{cm}^2 \right] V_m^{TE}(z) - j_m^{TE}(z) - j\omega\epsilon V_m^{TM}(z) \cdot C_m - j_m^{TM}(z) \cdot C_m \quad (3.89)$$

De la misma manera, pero ahora integrando con  $\vec{h}_m^{TM*}(x)$ :

$$\frac{\partial I_m^{TM}(z)}{\partial z} + \frac{\partial I_m^{TE}(z)}{\partial z} \cdot C_m = -j\omega\epsilon V_m^{TM}(z) - j_m^{TM}(z) - \left[ j\omega\epsilon + \frac{1}{j\omega\mu} k_{cm}^2 \right] V_m^{TE}(z) \cdot C_m - j_m^{TE}(z) \cdot C_m \quad (3.90)$$

Podemos usar la siguiente igualdad para expresar el término que acompaña a la función  $V_m^{TE}(z)$ :

$$\left[ j\omega\epsilon + \frac{1}{j\omega\mu} k_{cm}^2 \right] = \frac{1}{j\omega\mu} \left[ -\omega^2 \mu\epsilon + k_{cm}^2 \right] = \frac{1}{j\omega\mu} \left[ k_{cm}^2 - k_0^2 \right] = +j \frac{k_{zm}^2}{\omega\mu} \quad (3.91)$$

De nuevo, usando las impedancias características modales en “z” (3.82) y (3.83) queda esta segunda ecuación equivalente:

$$\frac{\partial I_m^{(p)}(z)}{\partial z} + C_m \cdot \frac{\partial I_m^{(q)}(z)}{\partial z} = -j \frac{1}{Z_{0m}^{(p)}} \cdot k_{zm} \cdot V_m^{(p)}(z) - j_m^{(p)}(z) +$$

$$+ C_m \cdot \left[ -j \frac{1}{Z_{0m}^{(q)}} \cdot k_{zm} \cdot V_m^{(q)}(z) - j_m^{(q)}(z) \right] \quad (3.92)$$

p=TE → q=TM      m=0,1,2..  
p=TM → q=TE

Las ecuaciones (3.86) y (3.92) son las que describen el comportamiento de las funciones modales  $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$ , (que se corresponden con las amplitudes en la dirección de estratificación de los campos eléctricos y magnéticos transversales, respectivamente, como se ve en las ecuaciones (3.73) y (3.74)). **Estas ecuaciones pueden ser interpretadas físicamente**, de manera que se pueda entender el **significado de las funciones  $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$** , y así poder encontrar su expresión analítica. Para ello debemos fijarnos en un sistema de ecuaciones diferenciales como el expresado en el siguiente recuadro:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_m^{(p)}(z)}{\partial z} = -j Z_{0m}^{(p)} \cdot k_{zm} \cdot I_m^{(p)}(z) \\ \frac{\partial I_m^{(p)}(z)}{\partial z} = -j \frac{1}{Z_{0m}^{(p)}} \cdot k_{zm} \cdot V_m^{(p)}(z) - j_m^{(p)}(z) \end{array} \right. \quad (3.93)$$

$$\quad \quad \quad (3.94)$$

$$k_{zm} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - k_{cm}^2} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - k_{xm}^2 - k_y^2} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - k_y^2} \quad (3.95)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_{0m}^{TE} = \frac{\omega \mu}{k_{zm}} \\ Z_{0m}^{TM} = \frac{k_{zm}}{\omega \epsilon} \end{array} \right. \quad (3.96)$$

$$\quad \quad \quad (3.97)$$

p=TE, TM    m=0,1,2..

Este sistema representa la evolución de la tensión y la corriente eléctrica en una línea de transmisión dirigida en dirección “z” y con una impedancia característica  $Z_{0m}$  y una constante de propagación en “z” de valor  $k_{zm}$ . Estas ecuaciones además muestran

que existe un generador de corriente en paralelo con la línea de transmisión, de valor  $j_m(z)$ . *El esquema físico equivalente de estas ecuaciones* queda representado en la siguiente figura, para el caso de una línea impresa suspendida y apantallada:

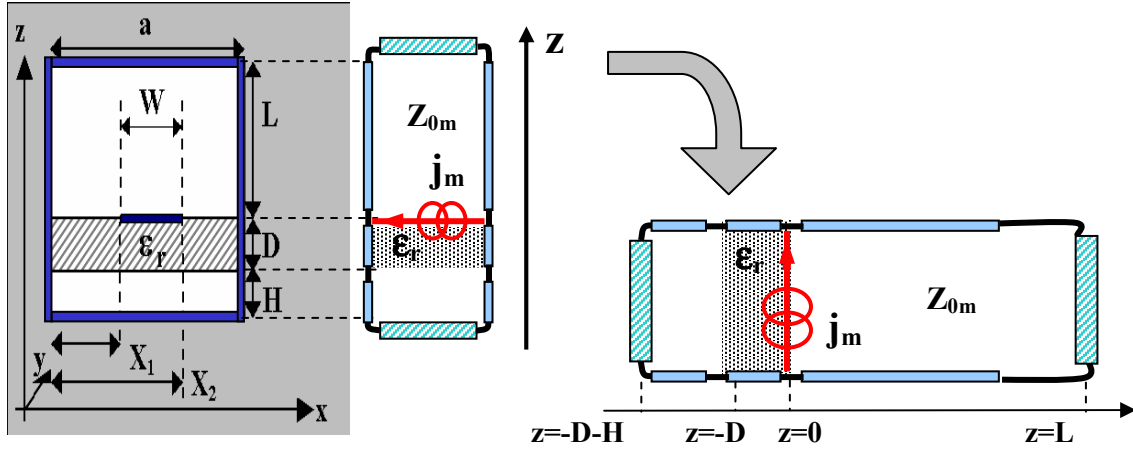


Figura 3.3- Línea de transmisión modal equivalente sin tener en cuenta los acoplos

Sin embargo, en las ecuaciones que hemos obtenido, (3.86) y (3.92), no tenemos los modos  $TE^z$  y  $TM^z$  desacoplados, sino que aparecen los coeficientes de acoplo  $C_m$  entre ambas ecuaciones. Físicamente este fenómeno se puede representar, pero para ello debemos analizar primero las ecuaciones obtenidas. Si en (3.86) y (3.92) separamos los dos casos posibles de polarización ( $p=TE, q=TM$  y  $p=TM, q=TE$ ), obtenemos la siguiente *pareja de sistemas de ecuaciones diferenciales acoplados*:

$p=TE, q=TM$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_m^{TE}(z) + C_m \cdot V_m^{TM}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot [Z_{0m}^{TE} \cdot I_m^{TE}(z) + C_m \cdot Z_{0m}^{TM} \cdot I_m^{TM}(z)] \quad (3.98)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_m^{TE}(z) + C_m \cdot I_m^{TM}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot \left[ \frac{V_m^{TE}(z)}{Z_{0m}^{TE}} + C_m \cdot \frac{V_m^{TM}(z)}{Z_{0m}^{TM}} \right] - [j_m^{TE}(z) + C_m \cdot j_m^{TM}(z)] \quad (3.99)$$

$p=TM, q=TE$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_m^{TM}(z) + C_m \cdot V_m^{TE}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot [Z_{0m}^{TM} \cdot I_m^{TM}(z) + C_m \cdot Z_{0m}^{TE} \cdot I_m^{TE}(z)] \quad (3.100)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_m^{TM}(z) + C_m \cdot I_m^{TE}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot \left[ \frac{V_m^{TM}(z)}{Z_{0m}^{TM}} + C_m \cdot \frac{V_m^{TE}(z)}{Z_{0m}^{TE}} \right] - [j_m^{TM}(z) + C_m \cdot j_m^{TE}(z)] \quad (3.101)$$

Para conseguir ecuaciones del tipo de (3.93) y (3.94), que representan físicamente la evolución de tensiones y corrientes modales en una *línea de transmisión equivalente*, vamos a proceder de la siguiente manera. Por un lado vamos a restar a (3.98) el producto de  $C_m$  por (3.100) y a (3.99) le restamos  $C_m$  por (3.101), obteniendo el siguiente sistema en el que sólo aparece la polarización  $TE^Z$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TE}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot Z_{0m}^{TE} \cdot [I_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TE}(z)] \quad (3.102)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TE}(z)] = -j \cdot \frac{k_{zm}}{Z_{0m}^{TE}} \cdot [V_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TE}(z)] - [j_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot j_m^{TE}(z)] \quad (3.103)$$

De la misma manera, pero ahora restando a (3.100) el producto de  $C_m$  con (3.98) y a (3.101) el producto de  $C_m$  por (3.99), obtenemos el sistema de ecuaciones en el que sólo aparecen los términos  $TM^Z$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TM}(z)] = -j \cdot k_{zm} \cdot Z_{0m}^{TM} \cdot [I_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TM}(z)] \quad (3.104)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TM}(z)] = -j \cdot \frac{k_{zm}}{Z_{0m}^{TM}} \cdot [V_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TM}(z)] - [j_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot j_m^{TM}(z)] \quad (3.105)$$

Podemos observar que ahora sí que tenemos dos parejas de *sistemas de ecuaciones correspondientes a dos líneas de transmisión*, en la que hemos conseguido desacoplar los modos  $TE^Z$  de los modos  $TM^Z$ . **El acoplo está realmente tenido en cuenta con el coeficiente  $C_m$** , como luego comentaremos. Gráficamente podemos representar esta situación con el esquema de líneas acopladas mostrado en la figura 3.4.

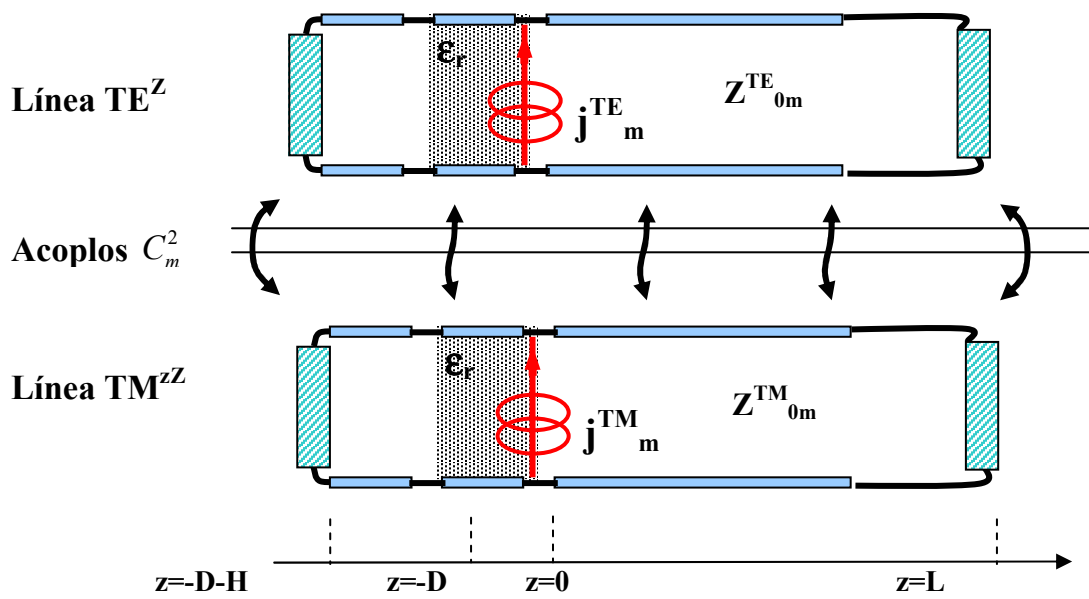


Figura 3.4.- Líneas de equivalentes teniendo en cuenta los acoplos

A partir de (3.102)-(3.105) podemos definir las siguientes funciones que se corresponden con la evolución de las ondas de tensión y de corriente en las líneas modales equivalentes, tanto para los modos  $TE^Z$  como para los modos  $TM^Z$ , teniendo en cuenta el acoplo que hay entre ellos con el factor  $C_m^2$ :

$$V_{mTOTAL}^{TE}(z) = V_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TE}(z) \quad (3.106)$$

$$I_{mTOTAL}^{TE}(z) = I_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TE}(z) \quad (3.107)$$

$$j_{mTOTAL}^{TE}(z) = j_m^{TE}(z) - C_m^2 \cdot j_m^{TE}(z) \quad (3.108)$$

$$V_{mTOTAL}^{TM}(z) = V_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot V_m^{TM}(z) \quad (3.109)$$

$$I_{mTOTAL}^{TM}(z) = I_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot I_m^{TM}(z) \quad (3.110)$$

$$j_{mTOTAL}^{TM}(z) = j_m^{TM}(z) - C_m^2 \cdot j_m^{TM}(z) \quad (3.111)$$

Sustituyendo estas nuevas funciones (3.106)-(3.111) en (3.102)-(3.103) y (3.104)-(3.105), ahora sí que obtenemos las ecuaciones de unas líneas de transmisión dirigidas en “z” (3.93)-(3.94), una para los modos  $TE^Z$  y otra para los  $TM^Z$ , quedando:

LÍNEA  $TE^Z$  CON ACOPLOS  $TM^Z$ :

$$\frac{\partial V_{mTOTAL}^{TE}(z)}{\partial z} = -j \cdot k_{zm} \cdot Z_{0m}^{TE} \cdot I_{mTOTAL}^{TE}(z) \quad (3.112)$$

$$\frac{\partial I_{mTOTAL}^{TE}(z)}{\partial z} = -j \cdot \frac{k_{zm}}{Z_{0m}^{TE}} \cdot V_{mTOTAL}^{TE}(z) - j_{mTOTAL}^{TE}(z) \quad (3.113)$$

LÍNEA  $TM^Z$  CON ACOPLOS  $TE^Z$ :

$$\frac{\partial V_{mTOTAL}^{TM}(z)}{\partial z} = -j \cdot k_{zm} \cdot Z_{0m}^{TM} \cdot I_{mTOTAL}^{TM}(z) \quad (3.114)$$

$$\frac{\partial I_{mTOTAL}^{TM}(z)}{\partial z} = -j \cdot \frac{k_{zm}}{Z_{0m}^{TM}} \cdot V_{mTOTAL}^{TM}(z) - j_{mTOTAL}^{TM}(z) \quad (3.115)$$

Estas ecuaciones diferenciales se pueden resolver usando la solución de D'Alambert de la Teoría de Líneas de Transmisión, obteniendo así las tensiones y corrientes totales,  $V_{mTOTAL}^{(p)}(z)$ ,  $I_{mTOTAL}^{(p)}(z)$  y  $j_{mTOTAL}^{(p)}(z)$ . Sin embargo, a nosotros nos interesan las funciones  $V_m^{(p)}(z)$ ,  $I_m^{(p)}(z)$  y  $j_m^{(p)}(z)$ , usadas en las expansiones modales de los campos  $\vec{E}t(x, y, z)$  (3.73),  $\vec{H}t(x, y, z)$  (3.74) y las corrientes  $\vec{J}t(x, y, z)$  (3.87). Para ello basta con despejar de las ecuaciones (3.106)-(3.111), obteniendo:

$$V_m^{(p)}(z) = \frac{V_{mTOTAL}^{(p)}(z)}{1 - C_m^2} \quad (3.116)$$

$$I_m^{(p)}(z) = \frac{I_{mTOTAL}^{(p)}(z)}{1 - C_m^2} \quad (3.117)$$

$$j_m^{(p)}(z) = \frac{j_{mTOTAL}^{(p)}(z)}{1 - C_m^2} \quad (3.118)$$

Para obtener la expansión de los campos necesitamos calcular las expresiones (3.116)-(3.118), que representan ondas de tensión y corriente modales, excitadas por generadores de corriente en un sistema de varias líneas de transmisión conectadas entre sí, tal y como muestra la figura 3.4.



### 3.4 Obtención de las Funciones de Green

Una vez que hemos derivado el *modelo de líneas de transmisión equivalentes* para poder extraer el comportamiento en el eje “z” de los campos electromagnéticos creados por corrientes eléctricas transversales, nos falta todavía por conocer el valor de las fuentes que aparecen en este modelo ( $j_m^{(p)}(z)$ ). El valor de estos coeficientes dependerá de la distribución de corriente eléctrica que excita la estructura, que existirá en las superficies metálicas planares de los circuitos impresos (ver figura 3.2). A una determinada distribución de corrientes del circuito impreso le corresponderá una distribución de campo en la estructura multicapa apantallada lateralmente y abierta en la parte superior.

La función de Green es la encargada de expresar matemáticamente los campos generados por una fuente de corriente eléctrica transversal elemental, dirigida bien en “x” o en “y” y situada en las coordenadas “x=x’”, “z=z’”. Esta corriente transversal elemental se puede describir espacialmente así:

$$\vec{J}_t^x = \delta(x - x') \cdot \delta(z - z') \cdot e^{-jk_y y} \hat{x} \quad (3.119)$$

$$\vec{J}_t^y = \delta(x - x') \cdot \delta(z - z') \cdot e^{-jk_y y} \hat{y} \quad (3.120)$$

Recordemos que, por otro lado, la corriente transversal se podía expandir usando como base los modos PPM, de manera que quedaba, recuperando (3.87):

$$\vec{J}_t(x, y, z) = \sum_{p=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} j_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.87)$$

Precisamente estamos interesados en el término  $j_m^{(p)}(z)$ , que aparecía en el modelo de la línea de transmisión modal equivalente como una fuente de corriente en paralelo. Para obtener el valor de esta fuente de corriente, vamos a igualar (3.87) con (3.119) ó con (3.120), según queramos usar una corriente eléctrica transversal elemental dirigida en  $\hat{x}$  o en  $\hat{y}$ .

Por ejemplo, para un dipolo eléctrico elemental dirigido en “ $x$ ” (3.119) obtendríamos, después de igualar (3.119) con (3.87), y multiplicando ambos términos por  $\bar{e}_m^{(p)*}(x)$  e integrando en “ $x$ ” desde “0” hasta “ $a$ ”:

$$\int_{x=0}^a \left[ \delta(x-x') \cdot \delta(z-z') \cdot e^{-jk_y y} \hat{x} \right] \cdot \bar{e}_m^{(p)*}(x) \cdot \partial x =$$

$$= \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{x=0}^a \left[ j_m^x(p)(z) \cdot \bar{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \right] \cdot \bar{e}_m^{(p)*}(x) \cdot \partial x \quad (3.121)$$

Ahora podemos usar la propiedad de ortogonalidad descrita en (3.53), de manera que queda:

$$\delta(x-x') \cdot \delta(z-z') \cdot \bar{e}_m^{(p)*}(x) \cdot \hat{x} \cdot e^{-jk_y y} = \left[ j_m^x(p)(z) + C_m \cdot j_m^x(q)(z) \right] \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.122)$$

Donde podemos ver cómo de nuevo tenemos en cuenta el acoplo entre los modos  $TE^Z$  y los  $TM^Z$ , caracterizado por el coeficiente de acoplo energético  $C_m$ . Si particularizamos la ecuación (3.122) para las dos combinaciones posibles en los índices “ $p$ ” y “ $q$ ” ( $p=TE, q=TM$  y  $p=TM, q=TE$ ), y teniendo en cuenta el efecto de muestreo espacial de la delta de Dirac  $\delta(x-x')$ , obtenemos:

$$j_m^x TE(z) + C_m \cdot j_m^x TM(z) = \delta(z-z') \cdot \bar{e}_m^{x TE*}(x') \quad (3.123)$$

$$j_m^x TM(z) + C_m \cdot j_m^x TE(z) = \delta(z-z') \cdot \bar{e}_m^{x TM*}(x') \quad (3.124)$$

De nuevo, para desacoplar los coeficientes de las corrientes con polarización TE de las TM, debemos restar a (3.123) el producto de  $C_m$  por (3.124) y a (3.124) debemos restarle el producto de  $C_m$  por (3.123), obteniendo esta pareja de nuevas ecuaciones:

$$j_m^x TE(z) - C_m^2 \cdot j_m^x TE(z) = \delta(z-z') \cdot \left[ \bar{e}_m^{x TE*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{x TM*}(x') \right] \quad (3.125)$$

$$j_m^x TM(z) - C_m^2 \cdot j_m^x TM(z) = \delta(z-z') \cdot \left[ \bar{e}_m^{x TM*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{x TE*}(x') \right] \quad (3.126)$$

Ahora podemos despejar las **amplitudes de las fuentes de corrientes que excitan las líneas de transmisión modales equivalentes**:

$$j_m^{x TE}(z) = \delta(z - z') \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{x TE^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{x TM^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.127)$$

$$j_m^{x TM}(z) = \delta(z - z') \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{x TM^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{x TE^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.128)$$

Si procedemos como en las ecuaciones (3.121)-(3.128), pero con el dipolo de corriente elemental dirigido en  $\hat{y}$  (3.120) en vez del dirigido en  $\hat{x}$  (3.119), obtendríamos:

$$j_m^{y TE}(z) = \delta(z - z') \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{y TE^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{y TM^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.129)$$

$$j_m^{y TM}(z) = \delta(z - z') \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{y TM^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{y TE^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.130)$$

Podemos ver que la fuente de corriente equivalente lleva el factor  $\delta(z - z')$ , que físicamente se traduce en que la fuente de corriente  $j_m^{(p)}(z)$  sólo existe para “ $z=z'$ ”, es decir, donde las corrientes eléctricas que generan los campos electromagnéticos existen (sobre la tira metálica impresa, tal y como se puede ver en el modelo equivalente de la figura 3.3). Podemos omitir este factor  $\delta(z - z')$ , no olvidando nunca que **la fuente de corriente equivalente  $j_m^{(p)}(z)$  es un elemento concentrado que debe estar situado en la coordenada “ $z=z'$ ” correspondiente a la altura de la tira metálica.**

Para obtener las funciones de Green diádicas, debemos expresar los resultados respecto de una fuente elemental  $j_m^{(p)}(z)$ , que es la que genera los campos. Para separar el término  $j_m^{(p)}(z)$ , **las tensiones y las corrientes de las líneas de transmisión**

**modales equivalentes se normalizan** según las siguientes ecuaciones, que dependen del sentido de dicha corriente elemental:

Corriente elemental dirigida en  $\hat{x}$  :

$$V_m^{(p)}(z) = \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot j^x_m^{(p)} = \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{e_m^{x(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{x(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.131)$$

$$I_m^{(p)}(z) = \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot j^x_m^{(p)} = \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{e_m^{x(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{x(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.132)$$

Corriente elemental dirigida en  $\hat{y}$  :

$$V_m^{(p)}(z) = \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot j^y_m^{(p)} = \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{e_m^{y(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{y(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.133)$$

$$I_m^{(p)}(z) = \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot j^y_m^{(p)} = \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{e_m^{y(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{y(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.134)$$

**Las tensiones y corrientes normalizadas**  $\hat{V}_m^{(p)}(z)$  e  $\hat{I}_m^{(p)}(z)$  **se pueden obtener de las líneas de transmisión equivalentes**, ya que están normalizadas respecto de la fuente de corriente  $j_m^{(p)}(z)$  (es como si se asumiera una fuente unitaria). El desarrollo de estas funciones se deja para el apartado 3.5. Introduciendo las expresiones normalizadas (3.131)-(3.134) en las expansiones de los campos transversos (3.73) y (3.74) se obtienen las **expresiones de las componentes transversas de la función de Green**. Estos términos expresan los **campos eléctricos y magnéticos transversos** ( $\vec{E}t(x, y, z)$  y  $\vec{H}t(x, y, z)$ ) **creados por una fuente elemental de corriente transversa:**

$$\vec{G}_{EJ}^{tt}(x, y, z, x') = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{\vec{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \vec{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.135)$$

$$\overline{\overline{G}}_{HJ}^{tt}(x, y, z, x') = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \bar{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.136)$$

Usando estas funciones de Green se pueden conocer los campos eléctricos y magnéticos transversos creados por cualquier distribución de corriente  $\vec{J}_t(x')$ , también transversa. Para ello hay que **calcular la integral de superposición espacial entre la función de Green y las corrientes**. Para una estructura impresa como la presentada en la figura 3.3, las corrientes transversas que generan los campos,  $\vec{J}_t(x')$ , existen en el dominio de la tira impresa, es decir, entre las posiciones “ $x'=X_1$ ” y “ $x'=X_2$ ”. Estos son los límites de de las integrales de superposición, que físicamente **suman las contribuciones de cada una de las corrientes elementales  $j_m^{(p)}(z)$  que existirían en la distribución de corriente total:**

$$\vec{E}_t(x, y, z) = \int_{x'=X_1}^{X_2=tt} G_{EJ}(x, y, z, x') \bullet \vec{J}_t(x') \cdot \partial x' \quad (3.137)$$

$$\vec{H}_t(x, y, z) = \int_{x'=X_1}^{X_2=tt} G_{HJ}(x, y, z, x') \bullet \vec{J}_t(x') \cdot \partial x' \quad (3.138)$$

donde “ $\bullet$ ” expresa el producto diádico, que tiene en cuenta las relaciones existentes entre las diferentes componentes de los campos y las corrientes (campos y corrientes dirigidos en  $\hat{x}$  ó en  $\hat{y}$ ). Hay que tener en cuenta que **las corrientes de las paredes metálicas laterales no hay que tenerlas en cuenta en (3.137) y (3.138)**. La contribución de estas corrientes superficiales, que están dirigidas en  $\hat{y}$  y en  $\hat{z}$ , ya ha sido tenida en cuenta por los propios modos PPM, que como se comentó cumplen las condiciones de contorno de las paredes laterales. Por otro lado, las corrientes de la pared metálica inferior se tendrán en cuenta en las líneas de transmisión equivalente, es decir, en las funciones  $\hat{V}_m^{(p)}(z)$  e  $\hat{I}_m^{(p)}(z)$ . Las líneas equivalentes también modelarán el efecto de la apertura superior, en la cual se produce la radiación, como se demostrará en la sección 3.6. Así que las únicas corrientes que hay que introducir en (3.137) y (3.138) son las corrientes transversas presentes en las tiras metálicas que existen en el interior de la estructura multicapa, lateralmente apantallada y abierta por su parte superior.

Introduciendo (3.114) y (3.115) en las integrales de superposición (3.137) y (3.138) se obtiene la siguiente expresión para las expansiones PPM de los campos transversos:

$$\vec{E}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.139)$$

$$\vec{H}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.140)$$

Los *coeficientes modales*  $A_m^{(p)}$  *expresan los pesos complejos con que cada modo PPM contribuye a los campos de la estructura total*. Teniendo en cuenta el producto diádico, estos coeficientes tienen la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} A_m^{(p)} &= \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{\vec{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \vec{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \vec{J}t(x') \partial x' = \\ &= \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{e_m^{x(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{x(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot J^x(x') \cdot \partial x' + \\ &+ \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{e_m^{y(p)*}(x') - C_m \cdot e_m^{y(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot J^y(x') \cdot \partial x' \end{aligned} \quad (3.141)$$

Para calcular los campos longitudinales (dirigidos en “z”) a partir de los campos transversos, debemos recordar las ecuaciones de Maxwell longitudinales (3.24) y (3.26):

$$H_z = \frac{\vec{\nabla}t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}t)}{j\omega\mu} \quad (3.24)$$

$$E_z = \frac{\vec{\nabla}t \cdot (\vec{H}t \times \hat{z})}{j\omega\epsilon} \quad (3.26)$$

Usando  $E_z$  (3.26) e introduciendo (3.140) para expresar  $\vec{H}t$  se obtiene:

$$\begin{aligned}
 E_z &= \frac{\vec{\nabla}_t \cdot (\vec{H}t \times \hat{z})}{j\omega\epsilon} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \vec{\nabla}_t \cdot \left( \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \times \hat{z} \right) = \\
 &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{\nabla}_t \cdot \left( \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \times \hat{z} \right) = \\
 &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{\nabla}_t \cdot \left( \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \right)
 \end{aligned} \tag{3.142}$$

donde hemos usado (3.42) para expresar  $\vec{h}_m \times \hat{z} = \vec{e}_m$ .

Además, se puede usar en (3.142) las ecuaciones (3.62) y (3.63) para evaluar  $(\vec{\nabla}_t \cdot \vec{e}_m)$ , de manera que se obtiene que sólo los modos PPM con polarización  $TM^Z$  contribuyen al campo eléctrico total en “z” (como cabe esperar, ya que los modos PPM  $TE^Z$  no tienen componente “z” de campo eléctrico):

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TM} \cdot \hat{I}_m^{TM}(z) \cdot k_{cm}^2 \cdot \hat{\phi}_m^{TM}(x) \cdot e^{-jk_y y} \tag{3.143}$$

donde el potencial escalar  $TM^Z$  normalizado se ha calculado a partir de (3.36):

$$\hat{\phi}_m^{TM}(x) = \frac{-\sin(k_{xm}x)}{Nm} \tag{3.144}$$

Actuando de la misma manera, pero ahora insertando la expansión de  $\vec{E}t$  (3.139) en la ecuación de  $H_z$  (3.24):

$$\begin{aligned}
 H_z &= \frac{\vec{\nabla}_t \cdot (\hat{z} \times \vec{E}t)}{j\omega\mu} = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{\nabla}_t \cdot \left( \hat{z} \times \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \right) = \\
 &= \frac{1}{j\omega\mu} \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{\nabla}_t \cdot \left( \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \right)
 \end{aligned} \tag{3.145}$$

Las ecuaciones (3.60) y (3.64) permiten desarrollar  $(\vec{\nabla}_t \cdot \vec{h}_m)$ , y obtener la siguiente expresión del campo magnético longitudinal  $H_z$ , al que sólo contribuyen los modos PPM  $TE^Z$ :

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(z) \cdot k_{cm}^2 \cdot \hat{\phi}_m^{TE}(x) \cdot e^{-jk_y y} \tag{3.146}$$

donde el potencial escalar normalizado  $TE^Z$  se ha calculado a partir de (3.31):

$$\hat{\phi}_m^{TE}(x) = \frac{-\cos(k_{xm}x)}{Nm} \tag{3.147}$$

A partir de las expresiones de los campos eléctricos y magnéticos longitudinales (3.143) y (3.146) podemos extraer las funciones de Green que expresan los campos longitudinales creados por una corriente transversa elemental, usando para ello la expresión de  $A_m^{(p)}$  (3.141):

$$\bar{G}_{EJ}^{zt}(x, y, z, x') = \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{I}_m^{TM}(z) \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{TM^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{TM^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot k_{cm}^2 \cdot \hat{\phi}_m^{TM}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.148)$$

$$\bar{G}_{HJ}^{zt}(x, y, z, x') = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{V}_m^{TE}(z) \cdot \left[ \frac{\bar{e}_m^{TE^*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{TE^*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot k_{cm}^2 \cdot \hat{\phi}_m^{TE}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.149)$$

Las ecuaciones (3.135), (3.136), (3.148) y (3.149) permiten expresar la **función de Green diádica** en su totalidad, tanto para **campos eléctricos como magnéticos** (tanto componentes transversas como dirigidas en  $\hat{z}$ ) **creados por una corriente eléctrica elemental transversa** (dirigida en  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$ ) **situada dentro de la estructura multicapa con paredes laterales y apertura en la parte superior:**

$$\bar{\bar{G}}_{EJ} = \begin{bmatrix} \bar{\bar{G}}_{EJ}^{tt} \\ \bar{\bar{G}}_{EJ}^{zt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{G}_{EJ}^{xt} \\ \bar{G}_{EJ}^{yt} \\ \bar{G}_{EJ}^{zt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{EJ}^{xx} & G_{EJ}^{xy} \\ G_{EJ}^{yx} & G_{EJ}^{yy} \\ G_{EJ}^{zx} & G_{EJ}^{zy} \end{bmatrix} \quad (3.150)$$

$$\bar{\bar{G}}_{HJ} = \begin{bmatrix} \bar{\bar{G}}_{HJ}^{tt} \\ \bar{\bar{G}}_{HJ}^{zt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{G}_{HJ}^{xt} \\ \bar{G}_{HJ}^{yt} \\ \bar{G}_{HJ}^{zt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{HJ}^{xx} & G_{HJ}^{xy} \\ G_{HJ}^{yx} & G_{HJ}^{yy} \\ G_{HJ}^{zx} & G_{HJ}^{zy} \end{bmatrix} \quad (3.151)$$

De esta manera, se puede formular la expresión de los **campos creados por cualquier distribución de corriente transversa** ( $\vec{J}_t(x') = J^x(x')\hat{x} + J^y(x')\hat{y}$ ) existente en un circuito impreso situado en el interior de la estructura estudiada:

$$\vec{E}(x, y, z) = \int_{x'=X_1}^{X_2} \bar{G}_{EJ}(x, y, z, x') \bullet \vec{J}_t(x') \cdot \partial x' \quad (3.152)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \int_{x'=X_1}^{X_2} \bar{G}_{HJ}(x, y, z, x') \bullet \vec{J}_t(x') \cdot \partial x' \quad (3.153)$$



Una vez que hemos desarrollado las funciones de Green y podemos calcular los campos a partir de las corrientes, falta calcular la distribución de corrientes (y campos) que se pueden propagar en nuestra estructura impresa apantallada lateralmente. De esta manera obtendremos *las constantes de propagación  $k_y$  de los modos permitidos*. La siguiente sección trata sobre la resolución de este problema.

### 3.5 Resolución de la Ecuación Integral por el Método de los Momentos

En los apartados anteriores se han obtenido las ecuaciones que permiten describir los campos creados por cualquier densidad superficial de corriente transversa  $\vec{J}_t(x')$  inmersa en un medio multicapa apantallado lateralmente. En el siguiente recuadro se resumen las expresiones más significativas:

$$\vec{E}_t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.139)$$

$$\vec{H}_t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.140)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TM} \cdot \hat{I}_m^{TM}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TM}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.143)$$

$$H_z(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TE}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.146)$$

$$A_m^{(p)} = \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{\vec{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \vec{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \vec{J}_t(x') dx' \quad m=0,1,2,\dots,\infty \quad p=TE, TM \quad (3.141)$$

$$C_m = \frac{-k_{xm} \cdot 2\alpha_y}{|Nm|^2} \cdot \frac{a}{2} \delta \quad \delta = 1 \text{ si } m>0, \delta = 2 \text{ si } m=0 \quad (3.49)$$

$$k_{xm} = m \frac{\pi}{a} \quad (3.29)$$

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y \quad (3.48)$$

$$k_{cm} = \sqrt{k_{xm}^2 + k_y^2} \quad (3.55)$$

Como se demostró, los campos se pueden expandir con una suma de contribuciones de modos de la guía de placas paralela que rodea el medio multicapa. Para facilitar el tratamiento del medio multicapa, que está estratificado según la dirección “z”, se usó una notación transverso-longitudinal respecto de “z”. De esta manera se obtuvieron las siguientes expresiones para las funciones modales PPM, separas en polarización TE<sup>Z</sup> y TM<sup>Z</sup>:

$$\bar{e}_m^{TE}(x) = \frac{-jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.39)$$

$$\bar{e}_m^{TM}(x) = \frac{+k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.40)$$

$$\bar{h}_m^{TE}(x) = \frac{-k_{xm} \sin(k_{xm}x)\hat{x} - jk_y \cos(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.43)$$

$$\bar{h}_m^{TM}(x) = \frac{+jk_y \sin(k_{xm}x)\hat{x} + k_{xm} \cos(k_{xm}x)\hat{y}}{N_m} \quad (3.44)$$

$$\hat{\phi}_m^{TE}(x) = \frac{-k_{cm} \cos(k_{xm}x)}{N_m} \quad (3.147)$$

$$\hat{\phi}_m^{TM}(x) = \frac{-k_{cm} \sin(k_{xm}x)}{N_m} \quad (3.144)$$

$$|Nm| = +\sqrt{\left(k_{xm}^2 + |k_y|^2\right)} \cdot \frac{a}{2} \delta, \quad \delta = 1 \text{ si } m > 0, \delta = 2 \text{ si } m = 0 \quad (3.52)$$

Por último, nos faltaba expresar las **funciones de las ondas de tensión y corriente en las líneas de transmisión equivalentes**,  $V_m^{(p)}(z)$  e  $I_m^{(p)}(z)$ , obtenidas en el apartado 3.3. La figura 3.5 representa el modelo de línea de transmisión equivalente obtenido para una línea impresa dentro de un medio apantallado por los lados y con tres capas.

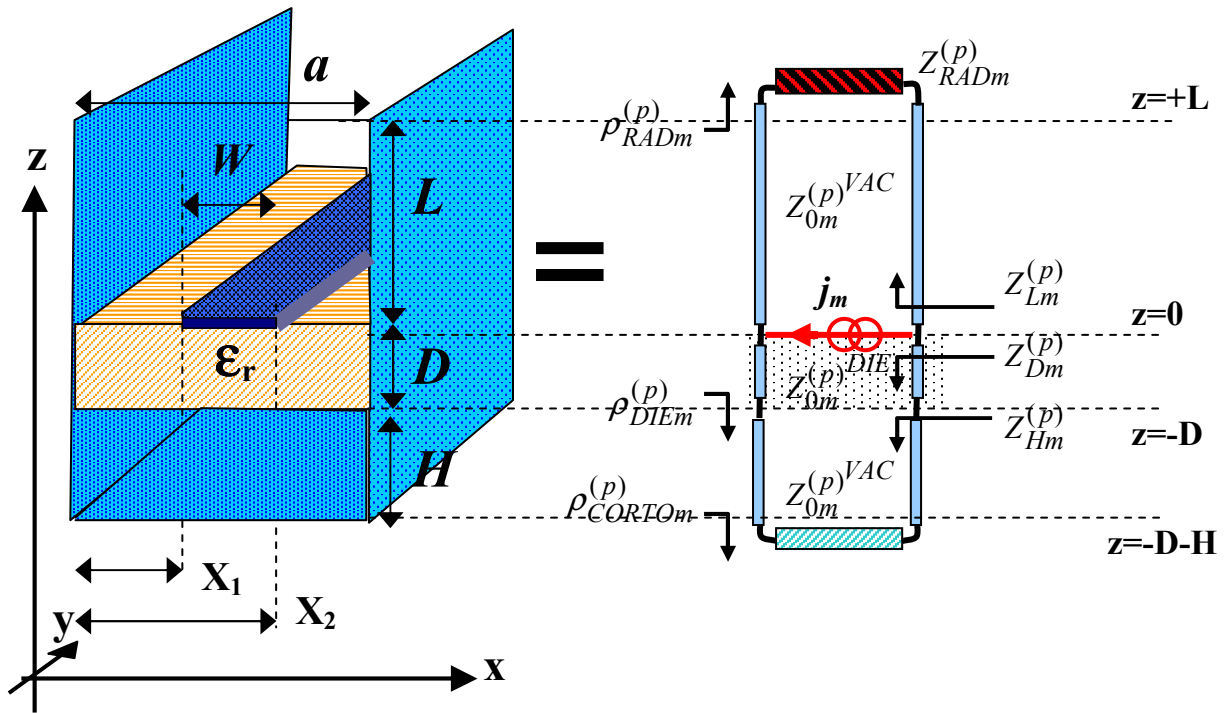


Figura 3.5- Línea de transmisión equivalente para línea impresa inmersa en medio multicapa apantallado en los lados y abierto en la parte superior.

De estas líneas se pueden extraer las funciones que modelan la variación de los campos en la dirección de estratificación y radiación, que es el eje “z”. La solución de D’Alambert para la ecuación de líneas de transmisión divide la onda estacionaria que se crea en cada medio como suma de una onda progresiva (que viaja en “+z”) y otra regresiva (que viaja en “-z”). Las siguientes expresiones resumen este comportamiento; además hemos añadido las definiciones del número de onda en “z” ( $k_{zm}$ ) y de las impedancias características modales en “z” que obtuvimos en el apartado 3.3:

$$\begin{cases} V_m^{(p)}(z) = V_{om}^{(p)+} e^{-jk_z z} + V_{om}^{(p)-} e^{+jk_z z} & (3.154) \\ I_m^{(p)}(z) = I_{om}^{(p)+} e^{-jk_z z} - I_{om}^{(p)-} e^{+jk_z z} = \\ \quad = \frac{1}{Z_{0m}^{(p)}} [V_{om}^{(p)+} e^{-jk_z z} - V_{om}^{(p)-} e^{+jk_z z}] & (3.155) \end{cases}$$

$$k_{zm} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - k_{cm}^2} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - k_{xm}^2 - k_y^2} = \sqrt{k_o^2 \epsilon_r - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - k_y^2} \quad (3.95)$$

$$\begin{cases} Z_{0m}^{TE} = \frac{\omega \mu}{k_{zm}} & (3.96) \\ Z_{0m}^{TM} = \frac{k_{zm}}{\omega \epsilon} & (3.97) \end{cases}$$

p=TE,TM m=0,1,2..

Para el caso de la estructura mostrada en la figura 3.5, las ondas de tensión y corriente normalizadas que se obtienen, se resumen en las siguientes expresiones. Las expresiones se han dividido en tres regiones espaciales, correspondientes a las tres capas de la estructura, particularizando (3.154) y (3.155) en los diferentes tramos de líneas:

**Región I:  $z > 0$**

$$\hat{V}_m^{(p)}(z) = \frac{V_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{V}_m^{(p)+}(0^+) \cdot e^{-jk_{zm}^{VAC} z} + \hat{V}_m^{(p)-}(0^+) \cdot e^{+jk_{zm}^{VAC} z} \quad (3.156)$$

$$\hat{V}_m^{(p)+}(0^+) = \frac{\hat{V}_m^{(p)}(0^+)}{1 + \rho_{RADm}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} L}} \quad (3.157)$$

$$\hat{V}_m^{(p)-}(0^+) = \rho_{RADm}^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)+}(0^+) \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} L} \quad (3.158)$$

$$\hat{V}_m^{(p)}(0^+) = \frac{Z_{Lm}^{(p)} \cdot Z_{Dm}^{(p)}}{Z_{Lm}^{(p)} + Z_{Dm}^{(p)}} \quad (3.159)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(z) = \frac{I_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{I}_m^{(p)+}(0^+) \cdot e^{-jk_{zm}^{VAC} z} - \hat{I}_m^{(p)-}(0^+) \cdot e^{+jk_{zm}^{VAC} z} \quad (3.160)$$

$$\hat{I}_m^{(p)+}(0^+) = \frac{\hat{I}_m^{(p)}(0^+)}{1 - \rho_{RADm}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} L}} \quad (3.161)$$

$$\hat{I}_m^{(p)-}(0^+) = \rho_{RADm}^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)+}(0^+) \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} L} \quad (3.162)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(0^+) = \frac{Z_{Dm}^{(p)}}{Z_{Lm}^{(p)} + Z_{Dm}^{(p)}} \quad (3.163)$$

**Región II:  $0 > z > -D$**

$$\hat{V}_m^{(p)}(z) = \frac{V_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{V}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{+jk_{zm}^{DIE} z} + \hat{V}_m^{(p)-}(0^-) \cdot e^{-jk_{zm}^{DIE} z} \quad (3.164)$$

$$\hat{V}_m^{(p)+}(0^-) = \frac{\hat{V}_m^{(p)}(0^-)}{1 + \rho_{DIE m}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{DIE} D}} \quad (3.165)$$

$$\hat{V}_m^{(p)-}(0^-) = \rho_{DIE m}^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{-j2k_{zm}^{DIE} D} \quad (3.166)$$

$$\hat{V}_m^{(p)}(0^-) = \hat{V}_m^{(p)}(0^+) = \frac{Z_{Lm}^{(p)} \cdot Z_{Dm}^{(p)}}{Z_{Lm}^{(p)} + Z_{Dm}^{(p)}} \quad (3.167)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(z) = \frac{I_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{I}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{+jk_{zm}^{DIE} z} - \hat{I}_m^{(p)-}(0^-) \cdot e^{-jk_{zm}^{DIE} z} \quad (3.168)$$

$$\hat{I}_m^{(p)+}(0^-) = \frac{\hat{I}_m^{(p)}(0^-)}{1 - \rho_{DIE m}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{DIE} D}} \quad (3.169)$$

$$\hat{I}_m^{(p)-}(0^-) = \rho_{DIE m}^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{-j2k_{zm}^{DIE} D} \quad (3.170)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(0^-) = -\frac{Z_{Lm}^{(p)}}{Z_{Lm}^{(p)} + Z_{Dm}^{(p)}} \quad (3.171)$$

### Región III: $-D > z > -D-L$

$$\hat{V}_m^{(p)}(z) = \frac{V_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{V}_m^{(p)+}(D) \cdot e^{+jk_{zm}^{VAC}(z+D)} + \hat{V}_m^{(p)-}(D) \cdot e^{-jk_{zm}^{VAC}(z+D)} \quad (3.172)$$

$$\hat{V}_m^{(p)+}(D) = \frac{\hat{V}_m^{(p)}(D)}{1 + \rho_{CORTOm}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} H}} \quad (3.173)$$

$$\hat{V}_m^{(p)-}(D) = \rho_{CORTOm}^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)+}(D) \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} H} \quad (3.174)$$

$$\hat{V}_m^{(p)}(D) = \hat{V}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{-jk_{zm}^{DIE} D} + \hat{V}_m^{(p)-}(0^-) \cdot e^{+jk_{zm}^{DIE} D} \quad (3.175)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(z) = \frac{I_m^{(p)}(z)}{j_m^{(p)}} = \hat{I}_m^{(p)+}(D) \cdot e^{+jk_{zm}^{VAC}(z+D)} - \hat{I}_m^{(p)-}(D) \cdot e^{-jk_{zm}^{VAC}(z+D)} \quad (3.176)$$

$$\hat{I}_m^{(p)+}(D) = \frac{\hat{I}_m^{(p)}(D)}{1 - \rho_{CORTOm}^{(p)} \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} H}} \quad (3.177)$$

$$\hat{I}_m^{(p)-}(D) = \rho_{CORTOm}^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)+}(D) \cdot e^{-j2k_{zm}^{VAC} H} \quad (3.178)$$

$$\hat{I}_m^{(p)}(D) = \hat{I}_m^{(p)+}(0^-) \cdot e^{-jk_{zm}^{DIE} D} - \hat{I}_m^{(p)-}(0^-) \cdot e^{+jk_{zm}^{DIE} D} \quad (3.179)$$

Las impedancias y los coeficientes de reflexión modales utilizados, que pueden ubicarse en el esquema de la figura 3.5, se definen a continuación:

$$Z_{Lm}^{(p)} = Z_{0m}^{(p)VAC} \frac{Z_{RADm}^{(p)} + j \cdot Z_{0m}^{(p)VAC} \cdot \tan(k_{zm}^{VAC} \cdot L)}{Z_{0m}^{(p)VAC} + j \cdot Z_{RADm}^{(p)} \cdot \tan(k_{zm}^{VAC} \cdot L)} \quad (3.180)$$

$$Z_{Dm}^{(p)} = Z_{0m}^{(p)DIE} \frac{Z_{Hm}^{(p)} + j \cdot Z_{0m}^{(p)DIE} \cdot \tan(k_{zm}^{DIE} \cdot D)}{Z_{0m}^{(p)DIE} + j \cdot Z_{Hm}^{(p)} \cdot \tan(k_{zm}^{DIE} \cdot D)} \quad (3.181)$$

$$Z_{Hm}^{(p)} = j \cdot Z_{0m}^{(p)VAC} \cdot \tan(k_{zm}^{VAC} \cdot H) \quad (3.182)$$

$$\rho_{RADm}^{(p)} = \frac{Z_{RADm}^{(p)} - Z_{0m}^{(p)VAC}}{Z_{RADm}^{(p)} + Z_{0m}^{(p)VAC}} \quad (3.183)$$

$$\rho_{DIE m}^{(p)} = \frac{Z_{Hm}^{(p)} - Z_{0m}^{(p)DIE}}{Z_{Hm}^{(p)} + Z_{0m}^{(p)DIE}} \quad (3.184)$$

$$\rho_{CORTOm}^{(p)} = -1 \quad (3.185)$$

La impedancia de radiación,  $Z_{RADm}^{(p)}$ , será definida y estudiada con más detalle en el apartado 3.6. También definimos las impedancias características y las constantes de propagación modales en la dirección “z” para cada medio (dieléctrico con  $\epsilon_r$  o vacío):

$$Z_{0m}^{TE VAC} = \frac{\omega \mu_0}{k_{zm}^{VAC}} \quad (3.186)$$

$$Z_{0m}^{TM VAC} = \frac{k_{zm}^{VAC}}{\omega \epsilon_0} \quad (3.187)$$

$$Z_{0m}^{TE DIE} = \frac{\omega \mu_0}{k_{zm}^{DIE}} \quad (3.188)$$

$$Z_{0m}^{TM DIE} = \frac{k_{zm}^{DIE}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (3.189)$$

$$k_{zm}^{VAC} = \sqrt{k_0^{VAC^2} - k_{cm}^2} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - k_y^2} \quad (3.190)$$

$$k_{zm}^{DIE} = \sqrt{k_0^{DIE^2} - k_{cm}^2} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - k_y^2} \quad (3.191)$$

Las ecuaciones (3.156)-(3.191) definen la evolución de las ondas de tensión y corrientes equivalentes en las líneas de transmisión, que modelan el *comportamiento de los campos en la dirección de estratificación y radiación* (eje “z”). *Cada modo PPM tiene su propia línea de transmisión equivalente*, ya que todos los parámetros dependen del índice modal “m” y del índice de polarización “p” (TE<sup>Z</sup> ó TM<sup>Z</sup>). De esta manera se satisfacen *las condiciones de contorno que deben cumplir los campos en la dirección “z”*. Por otro lado, las condiciones de contorno de las paredes laterales también se están cumpliendo al usar los modos PPM, cuyas expresiones están resumidas en el cuadro expuesto anteriormente –ecuaciones (3.39), (3.40), (3.43), (3.44), (3.147) y (3.144)-. Hay que notar que *todas las expresiones obtenidas son analíticas*, y están basadas en *funciones trigonométricas muy sencillas*, de tipo seno, coseno, tangente y exponenciales complejas. La simplicidad de las expresiones obtenidas se ha conseguido a base de operar con las ecuaciones de Maxwell y llegar a una expansión de modos PPM (que son funciones sinusoidales que cumplen las condiciones de contorno de las paredes laterales) y a un conjunto de voltajes, corrientes e impedancias modales equivalentes (funciones de tipo exponencial compleja). También hay que destacar que *todas las expresiones dependen de alguna manera de la constante de propagación en el eje axial de la estructura final, k<sub>y</sub>*. Esta constante es en principio desconocida. El conjunto de las soluciones de k<sub>y</sub> nos dará el conjunto de modos que se pueden propagar en la estructura planar multicapa, lateralmente apantallada y abierta en la parte superior. Para obtener estas soluciones, *falta imponer una condición de contorno que no satisface cada uno de los modos PPM por separado*.

Esta condición de contorno está relacionada con la *metalización planar situada en la posición “z=0”*. En el ejemplo mostrado en la figura 3.5 se trata de una línea impresa. En dicha metalización, el campo eléctrico transversal total,  $\vec{E}_t$ , debe anularse. Dicho campo está expresado por la expansión modal PPM (3.139), donde los voltajes modales equivalentes  $V_m^{(p)}(z)$  representan la evolución de los campos en la dirección “z” y las funciones modales  $e_m^{(p)}(x)$  la evolución en la dirección “x”. En el caso de la línea impresa de la figura 3.5, la condición  $\vec{E}_t = 0$  debería cumplirse en el dominio de dicha

tira metálica, situada en “ $z=0$ ” y entre “ $x=X_1$ ” y “ $x=X_2$ ” (ver figura 3.5). Sin embargo, las funciones  $V_m^{(p)}(z)$  no se anulan individualmente en “ $z=0$ ”, ni las funciones  $e_m^{(p)}(x)$  lo hacen para “ $x=[X_1, X_2]$ ”. Deberá ser la **suma de las diferentes contribuciones PPM la que haga que la expansión de  $\vec{E}t$  (3.139) sea cero sobre la tira impresa**. De la misma manera, el campo magnético dirigido en “ $z$ ”,  $H_z$ , debe ser cero sobre la tira metálica. Se puede observar en la expresión de la expansión de  $H_z$  en modos PPM (3.146), que  $H_z$  sigue el mismo tipo de expansión que  $\vec{E}t$ , usando voltajes equivalentes. De esta manera, ambas condiciones de contorno son dependientes, y es suficiente con aplicar una. La condición de contorno del campo  $\vec{E}t$  se podría expresar así:

$$\vec{E}t(x, y, z)_{\substack{x \in \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0}} = 0 \quad (3.192)$$

Otra posible condición de contorno que no cumplen los modos PPM por separado, pero que se debe cumplir en la expansión de los campos totales, es la del **campo magnético transverso sobre la tira impresa**. El campo  $\vec{H}t$  debe ser discontinuo sobre la tira impresa, debido a la existencia de corrientes superficiales. De la misma manera, la discontinuidad del campo eléctrico dirigido en “ $z$ ”,  $E_z$ , debe estar relacionada con la densidad de cargas inducidas sobre la tira metálica. De nuevo, ambas condiciones son redundantes, ya que la densidad de cargas y de corrientes están unidas por la ecuación de continuidad de carga. Si expresamos la condición de discontinuidad de los campos magnéticos transversos sobre la tira queda:

$$\vec{H}t(x, y, z)_{\substack{x \in \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0^+}} - \vec{H}t(x, y, z)_{\substack{x \in \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0^-}} = \hat{z} \times \vec{J}t \quad (3.193)$$

Fuera de la línea impresa, el campo magnético transverso  $\vec{H}t$  debe ser continuo (al igual que  $E_z$ ), ya que no puede existir densidad de corriente o carga inducida. Esta condición de contorno se podría expresar así:

$$\vec{H}t(x, y, z)_{\substack{x \notin \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0^+}} - \vec{H}t(x, y, z)_{\substack{x \notin \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0^-}} = 0 \quad (3.194)$$



Las tres condiciones de contorno anteriores (3.192), (3.193) y (3.194), son también linealmente dependientes, ya que todas están unidas por las ecuaciones de Maxwell. De esta manera, basta con imponer una para que se cumplan las otras dos. Estas ecuaciones son de tipo integral, ya que los campos se expresan a partir de las corrientes transversas,  $\vec{J}_t(x')$ , usando la integral de superposición -tanto para los campos eléctricos transversos (3.137) como para los campos magnéticos transversos (3.138)-. Recordemos que **la distribución de corriente transversa  $\vec{J}_t(x')$  es una función desconocida, siendo junto con el número de onda  $k_y$ , las incógnitas a resolver**. La ecuación (3.192) representa una **ecuación integral de campo eléctrico (EFIE, “Electric Field Integral Equation”)**, mientras que (3.193) y (3.194) son **ecuaciones integrales de campo magnético (MFIE, “Magnetic Field Integral Equation”)**. La ecuación (3.193) es una MFIE de segundo orden, ya que la función incógnita,  $\vec{J}_t(x')$ , aparece tanto en el término de la integral de la función de Green como en el término independiente, mientras que (3.194) y (3.192) son **ecuaciones integrales de primer orden**, más sencillas de resolver. Escogemos la EFIE (3.192), ya que su expresión es más sencilla que (3.194) al necesitar la evaluación de los campos en “ $z=0$ ” (mientras que la MFIE (3.194) necesita evaluar los campos en “ $z=0^+$ ” y “ $z=0^-$ ”). Usando la expansión PPM del campo  $\vec{E}_t$  (3.139) y (3.141), la EFIE (3.192) se puede describir como:

$$\vec{E}_t(x, y, z)_{\substack{x \in \{X_1, X_2\} \\ \forall y \\ z=0}} = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \Big|_{x \in [X_1, X_2]} = 0 \quad (3.195)$$

$$A_m^{(p)} = \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{\vec{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \vec{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \vec{J}_t(x') dx' \quad m=0,1,2,\dots\infty \quad p=TE, TM \quad (3.141)$$

**Para resolver las incógnitas  $\vec{J}_t(x')$  y  $k_y$ , se va a usar el Método de los Momentos.** Este método permite **discretizar la ecuación** (3.195), de manera que pueda ser resuelta por ordenador. La función de densidad de corriente sobre la tira impresa  $\vec{J}_t(x')$  se expande en un conjunto de **funciones base**,  $f_n^X(x')$  y  $f_n^Y(x')$ , cada una multiplicada por un coeficiente de expansión de corrientes,  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$ :

$$\vec{J}_t(x') = \sum_{n=0}^N \left\{ \alpha_n^X \cdot f_n^X(x') \cdot \hat{x} + \alpha_n^Y \cdot f_n^Y(x') \cdot \hat{y} \right\} \quad (3.196)$$

Las **funciones de base son de dominio completo**, pues existen y cubren todo el dominio de las corrientes (“ $z'=0$ ”, “ $x' \in \{X_1, X_2\}$ ”, “ $\forall y$ ”). Estas funciones respetan las condiciones de contorno en los bordes de la línea impresa. Así, para la línea impresa de la figura 3.5, las corrientes dirigidas en  $\hat{x}$  deben anularse en los bordes de la tira, mientras que las corrientes dirigidas en  $\hat{y}$  deben tener un máximo en dichos extremos. Vamos a escoger **funciones base de tipo sinusoidal**, de manera que se simplifique el cálculo de las integrales involucradas en la EFIE. Con estas condiciones, expresamos el siguiente conjunto de funciones base:

$$f_n^X(x') = \sin\left[\frac{\pi}{W} n(x'-X_1)\right] \quad (3.197)$$

$$f_n^Y(x') = \cos\left[\frac{\pi}{W} n(x'-X_1)\right] \quad n=0, 1..N \quad x' \in W=[X_1, X_2] \quad (3.198)$$

Introduciendo la expansión de las corrientes (3.196) en los coeficientes modales  $A_m^{(p)}$  (3.141), y extrayendo los coeficientes de las corrientes  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$ , se obtiene:

$$A_m^{(p)} = \sum_{n=0}^N \alpha_n^X \cdot \left[ \frac{\int_{x'=X_1}^{X_2} e_m^{X(p)*}(x') \cdot f_n^X(x') \cdot \partial x' - C_m \cdot \int_{x'=X_1}^{X_2} e_m^{X(q)*}(x') \cdot f_n^X(x') \cdot \partial x'}{1 - C_m^2} \right] +$$

$$+ \sum_{n=0}^N \alpha_n^Y \cdot \left[ \frac{\int_{x'=X_1}^{X_2} e_m^{Y(p)*}(x') \cdot f_n^Y(x') \cdot \partial x' - C_m \cdot \int_{x'=X_1}^{X_2} e_m^{Y(q)*}(x') \cdot f_n^Y(x') \cdot \partial x'}{1 - C_m^2} \right] \quad (3.199)$$

De esta manera, la determinación de la función continua  $\vec{J}t(x')$  se ha transformado en el **cálculo de un conjunto discreto de incógnitas**, ya que  $\vec{J}t(x')$  queda definida si se conocen los  $2*(N+1)$  **coeficientes de la expansión de las corrientes** (3.196),  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$ . El número de funciones base “ $N$ ” determinará, por lo tanto, el número de incógnitas a obtener. **Para resolver estas  $2*(N+1)$  incógnitas necesitamos un número igual de ecuaciones linealmente independientes.** Sin embargo, sólo tenemos la ecuación (3.199). El siguiente paso del Método de los Momentos es usar un conjunto de **funciones de “test” para discretizar, no sólo la función incógnita  $\vec{J}t(x')$ , sino también la EFIE.**

Observemos que la EFIE (3.195) es una ecuación continua, ya que se debe cumplir para todos los puntos donde se aplica la condición de contorno del campo eléctrico transversal (“ $x' \in \{X_1, X_2\}$ ”). **Las funciones de test van a integrar o ponderar la EFIE a lo largo de todo el dominio de las corrientes**, de manera que la condición de contorno se cumpla de una manera promediada por dichas funciones de test. En concreto, vamos a usar el **método de Galerkin** por el cual se usa el mismo conjunto de funciones de test que las funciones de base que se usaron para la expansión de las corrientes,  $f_n^X(x')$  y  $f_n^Y(x')$ . Este método tiene la ventaja de simplificar los cálculos, ya que hace que las integrales de base y de test sean simétricas.

De esta manera, multiplicando la EFIE (3.195) por  $f_l^X(x) \cdot \hat{x}$ , se obtienen el siguiente conjunto de N+1 ecuaciones:

$$\int_{x=X_1}^{X_2} \vec{E}t \cdot f_l^X(x) \cdot \hat{x} \cdot \partial x = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{X(p)}(x) \cdot f_l^X(x) \cdot \partial x = 0$$

$$l=0, 1..N \quad (3.200)$$

donde el índice “ $l$ ” indica el orden de la función de test usada. Hay que notar también que la variable de integración es “ $x$ ” y no “ $x'$ ”, ya que las integrales de test se evalúan en los puntos de observación del campo (“ $x$ ”), mientras que las integrales de base se realizan en el dominio de existencia de las corrientes (“ $x'$ ”). Si ahora usamos como funciones de test las dirigidas en  $\hat{y}$  ( $f_l^Y(x) \cdot \hat{y}$ ), se obtiene el siguiente conjunto de 2\*(N+1) ecuaciones de test:

$$\int_{x=X_1}^{X_2} \vec{E}t \cdot f_l^Y(x) \cdot \hat{y} \cdot \partial x = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{Y(p)}(x) \cdot f_l^Y(x) \cdot \partial x = 0$$

$$l=0, 1..N \quad (3.201)$$

Para poder calcular las ecuaciones (3.200) y (3.201), **la expansión en modos PPM debe ser acotada en un sumatorio finito desde  $m=0$  hasta  $m=M$**  (tanto para  $p=TE^Z$  como para  $p=TM^Z$ ). Las ecuaciones (3.200) y (3.201) involucran el cálculo de determinadas integrales, tanto de base como de test. Las **integrales de test** están expresadas en las propias ecuaciones (3.200) y (3.201), estando las primeras integrales

referidas al test de los campos dirigidos en  $\hat{x}$ , mientras que las segundas hacen referencia a la evaluación de los campos dirigidos en  $\hat{y}$ :

$$I_X^{(p)}(m,l) = \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{X^{(p)}}(x) \cdot f_l^X(x) \cdot \partial x \quad (3.202)$$

$$I_Y^{(p)}(m,l) = \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{Y^{(p)}}(x) \cdot f_l^Y(x) \cdot \partial x \quad (3.203)$$

Por otro lado, las **integrales de base** aparecen en los coeficientes modales  $A_m^{(p)}$  (3.199), y son las siguientes (las primeras hacen referencia a los campos generados por las corrientes dirigidas en  $\hat{x}$ , mientras que las segundas integrales son las de los campos creados por las corrientes dirigidas en  $\hat{y}$ ):

$$I_X^{C^{(p)}}(m,n) = \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{X^{(p)*}}(x') \cdot f_n^X(x') \cdot \partial x' \quad (3.204)$$

$$I_Y^{C^{(p)}}(m,n) = \int_{x=X_1}^{X_2} e_m^{Y^{(p)*}}(x') \cdot f_n^Y(x') \cdot \partial x' \quad (3.205)$$

Al usar el **método de Galerkin**, las integrales de base y las de test están muy relacionadas. Se pueden ver que, al ser las funciones de base y test de tipo real, el conjugado sólo afecta a las funciones PPM, que son complejas:

$$e_m^{X,Y^{(p)*}}(x') \cdot f_n^{X,Y}(x') = \left[ e_m^{X,Y^{(p)}}(x') \cdot f_n^{X,Y}(x') \right]^* \quad (3.206)$$

Según (3.206), se puede establecer la siguiente **relación entre las integrales de base y las de test**:

$$I_X^{C^{(p)}}(m,n) = \left[ I_X^{(p)}(m,n) \right]^* \quad (3.207)$$

$$I_Y^{C^{(p)}}(m,n) = \left[ I_Y^{(p)}(m,n) \right]^* \quad (3.208)$$

De esta manera, las integrales de base (3.204) y (3.205) se pueden calcular simplemente conjugando el resultado de las integrales de test (3.202) y (3.203). Usando la definición de las integrales de base (3.204),(3.205) y las integrales de test (3.202),

(3.203), y extrayendo las incógnitas  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$  de los coeficientes modales  $A_m^{(p)}$  (3.199), se puede describir el **sistema de ecuaciones EFIE** (3.200) y (3.201) de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^N \alpha_n^X \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_X^{(p)}(m, l) \cdot \frac{I_X^{C(p)}(m, n) - C_m \cdot I_X^{C(q)}(m, n)}{1 - C_m^2} \right\} + \\ & + \sum_{n=0}^N \alpha_n^Y \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_X^{(p)}(m, l) \cdot \frac{I_Y^{C(p)}(m, n) - C_m \cdot I_Y^{C(q)}(m, n)}{1 - C_m^2} \right\} = 0 \\ & l=0, 1..N \end{aligned} \quad (3.209)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^N \alpha_n^X \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_Y^{(p)}(m, l) \cdot \frac{I_X^{C(p)}(m, n) - C_m \cdot I_X^{C(q)}(m, n)}{1 - C_m^2} \right\} + \\ & \sum_{n=0}^N \alpha_n^Y \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_Y^{(p)}(m, l) \cdot \frac{I_Y^{C(p)}(m, n) - C_m \cdot I_Y^{C(q)}(m, n)}{1 - C_m^2} \right\} = 0 \\ & l=0, 1..N \end{aligned} \quad (3.210)$$

Este sistema de  $2*(N+1)$  ecuaciones lineales y  $2*(N+1)$  incógnitas se puede expresar en **forma matricial**, definiendo previamente las siguientes submatrices de  $N+1$  filas y  $N+1$  columnas:

$$P_{XX}(l, n) = \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_X^{(p)}(m, l) \cdot I_X^{C(p)}(m, n) \right\} \quad (3.211)$$

$$P_{XY}(l, n) = \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_X^{(p)}(m, l) \cdot I_Y^{C(p)}(m, n) \right\} \quad (3.212)$$

$$P_{YX}(l, n) = \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_Y^{(p)}(m, l) \cdot I_X^{C(p)}(m, n) \right\} \quad (3.213)$$

$$P_{YY}(l, n) = \left\{ \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{(p)}(0) \cdot I_Y^{(p)}(m, l) \cdot I_Y^{C(p)}(m, n) \right\} \quad (3.214)$$

Cada **columna** de cada submatriz corresponde a un valor del índice “ $n$ ”, que controla el **orden de los coeficientes de las corrientes** ( $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$ ,  $n=0,1..N$ ) y de las funciones base usadas para expandir las corrientes ( $f_n^X(x')$  ó  $f_n^Y(x')$ ). Cada **fila** se corresponde con un valor de “ $l$ ”, que controla el orden de las funciones de test ( $f_l^X(x) \cdot \hat{x}$  ó  $f_l^Y(x) \cdot \hat{y}$ ,  $l=0,1..N$ ), y por lo tanto el **orden de la ecuación**. Por eso al unir todas las submatrices se obtiene una matriz P, formada por  $2 \cdot (N+1)$  filas correspondientes a las  $2 \cdot (N+1)$  ecuaciones ( $N+1$  ecuaciones aplicadas a los campos  $E^X$  y  $N+1$  ecuaciones para  $E^Y$ ) y  $2 \cdot (N+1)$  columnas, una para cada una de las  $2 \cdot (N+1)$  incógnitas ( $N+1$  incógnitas  $\alpha_n^X$  para las corrientes  $J^X$  y  $N+1$  incógnitas  $\alpha_n^Y$  para las corrientes  $J^Y$ ):

$$P = \begin{bmatrix} \overbrace{P_{XX}(l,n)}^{\alpha_n^X} & \overbrace{P_{XY}(l,n)}^{\alpha_n^Y} \\ \dots & \dots \\ \underbrace{P_{YX}(l,n)} & \underbrace{P_{YY}(l,n)} \end{bmatrix} \left. \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} P_{XX}(l,n) \\ P_{XY}(l,n) \end{array} \right\} f_l^X(x) \\ \dots \\ \left. \begin{array}{l} P_{YX}(l,n) \\ P_{YY}(l,n) \end{array} \right\} f_l^Y(x) \end{array} \right\} \end{array} \right\} \begin{array}{l} l = 0, 1 \dots N \\ n = 0, 1 \dots N \end{array} \quad (3.215)$$

La matriz P es la **matriz de los momentos**, de manera que se puede usar para expresar las EFIE (3.209) y (3.210) de manera matricial, donde las  $2 \cdot (N+1)$  **incógnitas**  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$  aparecen en el vector de términos independientes (vector de excitación):

$$[P] \cdot [\alpha] = \begin{bmatrix} P_{XX}(l,n) & P_{XY}(l,n) \\ \dots & \dots \\ P_{YX}(l,n) & P_{YY}(l,n) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_n^X \\ \dots \\ \alpha_n^Y \end{bmatrix} = 0 \quad (3.216)$$

Las integrales (3.202)-(3.205) se pueden expresar de **forma analítica**, de manera que se pueden calcular los elementos de la matriz P de una manera rápida y sencilla. Para desarrollar un código eficiente para el análisis por ordenador, vamos a expresar de la siguiente manera las funciones trigonométricas involucradas en las integrales de la

matriz P, separando las funciones dirigidas en  $\hat{x}$  de las dirigidas en  $\hat{y}$  y las

$$e_m^{XTE}(x) = \frac{-jk_y}{N_m} \cos\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \quad (3.217)$$

$$e_m^{XTM}(x) = \frac{+m \frac{\pi}{a}}{N_m} \cos\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \quad (3.218)$$

$$f_n^X(x) = \sin\left[n \frac{\pi}{W} (x - X_1)\right] \quad (3.219)$$

$$e_m^{YTE}(x) = \frac{+m \frac{\pi}{a}}{N_m} \sin\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \quad (3.220)$$

$$e_m^{YTM}(x) = \frac{-jk_y}{N_m} \sin\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \quad (3.221)$$

$$f_n^Y(x) = \cos\left[n \frac{\pi}{W} (x - X_1)\right] \quad (3.222)$$

polarizaciones TE<sup>Z</sup> y TM<sup>Z</sup>:

De esta manera, las integrales de test (3.202) y (3.203) (y por tanto las integrales de base, (3.204) y (3.205), que se relacionan con las de test conjugando, según (3.207),(3.208) ), se pueden expresar a partir de otras integrales más básicas  $I_1(m,n)$  e  $I_2(m,n)$ :

$$I_X^{TE}(m,n) = \frac{-jk_y}{N_m} \cdot I_1(m,n) \quad (3.223)$$

$$I_X^{TM}(m,n) = \frac{+m \frac{\pi}{a}}{N_m} \cdot I_1(m,n) \quad (3.224)$$

$$I_Y^{TE}(m,n) = \frac{+m \frac{\pi}{a}}{N_m} \cdot I_2(m,n) \quad (3.225)$$

$$I_Y^{TM}(m,n) = \frac{-jk_y}{N_m} \cdot I_2(m,n) \quad (3.226)$$

$$I_1(m,n) = \int_{x=X_1}^{X_2} \cos\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left[n \frac{\pi}{W} (x - X_1)\right] \cdot \partial x \quad (3.227)$$

$$I_2(m,n) = \int_{x=X_1}^{X_2} \sin\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \cdot \cos\left[n \frac{\pi}{W} (x - X_1)\right] \cdot \partial x \quad (3.228)$$

Como las integrales (3.227) y (3.228) son reales, usando la relación entre las integrales de base y de test (3.207) y (3.208), se llega a la siguiente expresión de los **elementos de las submatrices de P**:

$$P_{XX}(l,n) = \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{TE}(0) \cdot \frac{|k_y|^2}{|N_m|^2} \cdot I_1(m,l) \cdot I_1(m,n) + \sum_{m=0}^N \hat{V}_m^{TM}(0) \cdot \frac{\left|m \frac{\pi}{a}\right|^2}{|N_m|^2} \cdot I_1(m,l) \cdot I_1(m,n) \quad (3.229)$$

$$P_{XY}(l, n) = \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{TE}(0) \cdot \frac{-jk_y m \frac{\pi}{a}}{|N_m|^2} \cdot I_1(m, l) \cdot I_2(m, n) + \sum_{m=0}^N \hat{V}_m^{TM}(0) \cdot \frac{+jk_y^* m \frac{\pi}{a}}{|N_m|^2} \cdot I_1(m, l) \cdot I_2(m, n) \quad (3.230)$$

$$P_{YX}(l, n) = \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{TE}(0) \cdot \frac{+jk_y^* m \frac{\pi}{a}}{|N_m|^2} \cdot I_2(m, l) \cdot I_1(m, n) + \sum_{m=0}^N \hat{V}_m^{TM}(0) \cdot \frac{-jk_y m \frac{\pi}{a}}{|N_m|^2} \cdot I_2(m, l) \cdot I_1(m, n) \quad (3.231)$$

$$P_{YY}(l, n) = \sum_{m=0}^M \hat{V}_m^{TE}(0) \cdot \frac{\left| \frac{m \pi}{a} \right|^2}{|N_m|^2} \cdot I_2(m, l) \cdot I_2(m, n) + \sum_{m=0}^N \hat{V}_m^{TM}(0) \cdot \frac{|k_y|^2}{|N_m|^2} \cdot I_2(m, l) \cdot I_2(m, n) \quad (3.232)$$

En (3.230) y (3.231),  $k_y^*$  es el conjugado del número de onda complejo  $k_y$  (3.48).

Las **expresiones analíticas de las integrales  $I_1(m, n)$  e  $I_2(m, n)$** , a partir de las cuales se pueden calcular los elementos de la matriz P, son las siguientes.

Cuando  $na \neq mW$  :

$$I_1(m, n) = \frac{1}{\pi n^2 a^2 - m^2 W^2} \cdot \left\{ mW \cdot \sin\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \right. \\ - mW \cdot \sin\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \\ + na \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \\ + na \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \\ \left. - na \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_1\right) \right\} \quad (3.233)$$

$$I_2(m, n) = \frac{1}{\pi n^2 a^2 - m^2 W^2} \cdot \left\{ mW \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \right. \\ + mW \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \\ \left. + na \cdot \sin\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \right.$$



$$\begin{aligned}
& -na \cdot \sin\left(m \frac{\pi}{a} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \\
& -mW \cdot \cos\left(m \frac{\pi}{a} X_1\right) \} \quad (3.234)
\end{aligned}$$

Y si  $na = mW$  :

$$\begin{aligned}
I_1(m,n) = \frac{W}{2n\pi} \left\{ -\cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot \cos^2\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) + \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \right. \\
- \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) + \\
\left. - \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot n \frac{\pi}{W} X_2 + \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot n \frac{\pi}{W} X_1 \right\} \quad (3.235)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_2(m,n) = \frac{-W}{2n\pi} \left\{ +\cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot \cos^2\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) - \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) + \right. \\
+ \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) \cdot \cos\left(n \frac{\pi}{W} X_2\right) + \\
\left. - \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot n \frac{\pi}{W} X_2 + \sin\left(n \frac{\pi}{W} X_1\right) \cdot n \frac{\pi}{W} X_1 \right\} \quad (3.236)
\end{aligned}$$

Debemos recordar que el número de onda en la dirección longitudinal de la guía abierta,  $k_y$ , *es una incógnita en la EFIE del problema electromagnético* que se estudia en este trabajo. Los elementos de la matriz P, cuya expresión queda resumida en (3.229)-(3.232), dependen de  $k_y$ . Sin embargo cabe destacar que las *integrales  $I_1(m,n)$  e  $I_2(m,n)$  no dependen de  $k_y$* , de manera que forman una *parte estática o independiente del número de onda* (y la frecuencia de análisis). La evaluación de los coeficientes de normalización de las funciones PPM y de las tensiones modales equivalentes, representan por el contrario una *parte dinámica del sumatorio*. Esta separación en parte estática y dinámica puede ser usada para agilizar los cálculos.

La EFIE se expresó en forma matricial en (3.216). La matriz de los momentos P depende de  $k_y$ , y por otro lado, los  $2*(N+1)$  coeficientes de las corrientes,  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$ , representan las incógnitas a resolver en la EFIE. Por lo tanto podemos escribir la EFIE matricial (3.216) de la siguiente manera:

$$[P] \cdot \begin{bmatrix} \alpha_n^X \\ \alpha_n^Y \end{bmatrix} = [P(k_y)] \cdot \begin{bmatrix} \alpha_n^X \\ \alpha_n^Y \end{bmatrix} = 0 \quad n=0,1..N \quad (3.237)$$

Para resolver este sistema homogéneo (3.237), el **determinante de la matriz P debe ser igual a cero, de manera que se evite la solución trivial** ( $\alpha_n^X = \alpha_n^Y = 0$ ). Este hecho transforma el problema electromagnético inicial en un problema matemático bastante complicado; la **búsqueda de ceros de una función compleja** ( $\Psi(k_y) = \det P$ ) **en el plano complejo**  $k_y$ , ya que según (3.48)  $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ :

$$\det[P] = \Psi(k_y) = \Psi(\beta_y, \alpha_y) = 0 \quad (3.238)$$

Cada cero de la función  $\Psi(k_y)$  se corresponderá con un valor de  $k_y$  para el cual existe una solución no trivial de (3.237). Ese valor de  $k_y$  **será la constante de propagación compleja de un modo de la guía abierta**. Una vez calculado  $k_y$ , se podrá resolver la EFIE (3.237) y obtener los coeficientes  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$  que permiten calcular, usando (3.196), la distribución de corriente  $\vec{J}_t(x')$  de la tira impresa correspondiente a ese modo. A partir de los coeficientes  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$  también se podrá calcular los coeficientes modales  $A_m^{(p)}$  (3.199), que a su vez harán posible el cálculo de los campos usando la expansión en modos PPM (3.139)-(3.146). Como se puede observar, **una vez hallado el número de onda incógnita  $k_y$ , el cálculo de las corrientes y los campos asociados a ese modo es una tarea sencilla**, pues todos los **cálculos necesarios son analíticos**. Será el problema numérico del cálculo de los ceros del determinante de P el más complicado de todos.

La siguiente sección trata este problema. Además, se ha dejado para esta sección el estudio en profundidad de la impedancia de radiación,  $Z_{RADm}^{(p)}$ , usada en las líneas de transmisión equivalentes para modelar la condición de radiación de la parte superior de la guía (que es una apertura).

### **3.6 Modelo de la Condición de Radiación y Búsqueda de Ceros Complejos**

Las líneas de transmisión equivalentes se obtuvieron en el apartado 3.3 para modelar el comportamiento de los campos en la dirección “z”. En esta dirección se produce la estratificación de varios medios con diferentes propiedades dieléctricas, dando lugar a una estructura multicapa. El efecto de las diferentes capas de dieléctrico es tenido en cuenta en la función de Green obtenida a partir de los voltajes y corrientes equivalentes, que dependían de los coeficientes de reflexión e impedancias equivalentes en las interfases de cada medio, como se explicó en el apartado 3.5. En esta dirección “z” también es donde aparece la *discontinuidad producida por la apertura situada en la parte superior de las guías de placas paralelas*. En la figura 3.5 se dibujó una *impedancia modal de radiación,  $Z_{RADm}^{(p)}$* , situada en la parte superior de las líneas de transmisión (en la coordenada “z=+L”). Esta impedancia de radiación equivalente es la responsable de modelar en estas líneas equivalentes el efecto de la apertura. En esta sección se trata el modelo de impedancia de radiación usado en este trabajo, por tener una importancia especial a la hora de tratar los modos de fuga. Además se desarrollará un algoritmo que ayuda a la búsqueda de los ceros complejos correspondientes a estos modos de fuga.

#### **3.6.1- Modelado de la Condición de Radiación**

La apertura de la parte superior de la guía de placas paralelas se va a modelar en las líneas de transmisión equivalentes mediante una *impedancia de radiación*. Esta impedancia ha sido derivada a partir de la impedancia de radiación obtenida en [Marcuvitz 1951]. *Marcuvitz* obtuvo una expresión cerrada y rigurosa para la impedancia equivalente que ve una *onda plana que viaja por una guía de placas paralelas con un determinado ángulo  $\alpha$* , al incidir en una *apertura con un plano de masa infinito*. Esta situación se muestra en el esquema de la figura 3.6.

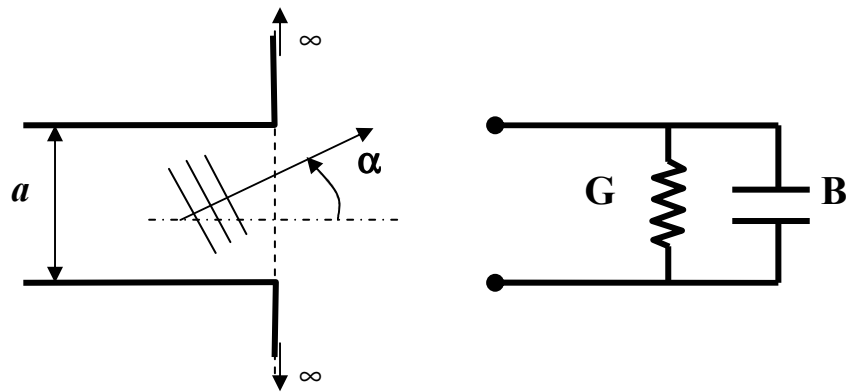


Figura 3.6- Impedancia de radiación en apertura con plano de masa en guía de placas paralelas, obtenida de [Marcuvitz 1951].

Las expresiones de la parte real e imaginaria de la admitancia normalizada equivalente, son las siguientes:

$$Y_{RAD} = G + jB \quad (3.239)$$

$$\frac{G}{Y_0} = \frac{\sinh \pi x}{\cosh \pi x + \cos \theta} \quad (3.240)$$

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{\sin \theta}{\cosh \pi x + \cos \theta} \quad (3.241)$$

donde los parámetros “x” y “θ” se calculan de la siguiente manera:

$$x = \frac{a}{\lambda'} \quad (3.242)$$

$$\theta = 2 \cdot \left( x \ln \frac{2e}{\gamma x} - S_1(x; 0, 0) \right) \quad (3.243)$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\cos \alpha} \quad (3.244)$$

$$S_1(x; 0, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \sin^{-1} \frac{x}{n} - \frac{x}{n} \right) \quad (3.245)$$

$$e = 2.718 \quad (3.246)$$

$$\gamma = 1.781 \quad (3.247)$$

En la referencia original se dice textualmente que: “*el circuito equivalente es válido en el rango  $a/\lambda' < 1$* ”. Las ecuaciones de los parámetros circuitales se han obtenido por el método transformado y son rigurosos en el rango anterior”.

Esta impedancia de radiación ha sido aplicada en diversos trabajos publicados [Lampariello, 1985; Lampariello, 1990; Ma, 1994; Frezza, 1994; Malherbe, 1998; Lampariello, 1998]. En todos ellos se analizan antenas “leaky-wave” que tienen una guía de placas paralelas para radiar energía electromagnética al espacio libre. Como se explicará en el capítulo 4 dedicado al diseño de antenas “leaky-wave”, *es deseable que el único modo PPM responsable de la radiación sea el modo PPM de índice  $m=0$* . Este modo se corresponde con una *onda plana con polarización horizontal*, sin variación de sus campos en el eje “x” (el campo eléctrico es uniforme, y va dirigido desde una placa paralela a la otra). Esta onda tiene un número de onda en la dirección “x” nulo,  $k_{xm}=0$ , siendo por lo tanto *su ángulo de propagación  $\alpha=0^\circ$* . En el capítulo 4 también se explica cómo se puede conseguir que el modo PPM  $m=0$  sea el único que provoque radiación. Es por ello que en todos los trabajos anteriores se ha usado la impedancia de radiación para una onda plana con  $\alpha=0$ , y *sin tener en cuenta el efecto en la radiación de los modos PPM de orden superior ( $m>0$ )*, ya que se suponía de antemano que el único modo PPM que radiaba era el  $m=0$ .

Para *extender la impedancia de radiación de Marcuvitz a los modos PPM de orden superior*, se han introducido una serie de modificaciones. Básicamente, vamos a considerar *cada modo PPM como una onda plana* que se propaga en el interior de la guía de placas paralelas con un *ángulo  $\alpha_m$  que depende del orden de dicho modo*. De la misma manera, la longitud de onda equivalente en la dirección de la guía de placas paralelas, expresada como  $\lambda'$  (3.244) en la notación de Marcuvitz, se corresponde en nuestro modelo con un *número de onda modal en la dirección “z”,  $\lambda_{zm}$* . Este número de onda  $\lambda_{zm}$  se puede calcular a partir de la constante de propagación en “z”,  $k_{zm}$ , definida en (3.80):

$$\lambda_{zm} = \frac{2\pi}{\beta_{zm}} = \frac{2\pi}{\text{real}\{k_{zm}\}} = \frac{2\pi}{\text{real}\left\{\sqrt{k_0^2 - k_{xm}^2 - k_y^2}\right\}} \quad (3.248)$$

Sustituyendo  $\lambda_{zm}$  por  $\lambda'$  en (3.239)-(3.245), podemos expresar la *impedancia de radiación multimodal  $Z_{RADm}^{(p)}$* , que depende tanto del orden  $m$  del modo PPM como de su polarización ( $p=TE^Z$  ó  $p=TM^Z$ ):

$$Z_m^{(p)RAD} = \frac{I}{Y_m^{(p)RAD}} = \frac{I}{G_m^{(p)RAD} + jB_m^{(p)RAD}} \quad m=0,1..M \quad p=TE^Z, TM^Z \quad (3.249)$$

$$G_m^{(p)RAD} = \frac{I}{Z_{0m}^{(p)}} \cdot \frac{\sinh(\pi \frac{a}{\lambda_{Zm}})}{\cosh(\pi \frac{a}{\lambda_{Zm}}) + \cos \chi_m^{(p)}} \quad (3.250)$$

$$B_m^{(p)RAD} = \frac{I}{Z_{0m}^{(p)}} \cdot \frac{\sin \chi_m^{(p)}}{\cosh(\pi \frac{a}{\lambda_{Zm}}) + \cos \chi_m^{(p)}} \quad (3.251)$$

$$\chi_m^{(p)} = 2 \frac{a}{\lambda_{Zm}} \cdot \ln \left( \frac{2e}{a\gamma} \lambda_{Zm} \right) - 2 \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \left[ \arcsin \left( \frac{a}{\lambda_{Zm} \cdot i} \right) - \frac{a}{\lambda_{Zm} \cdot i} \right] \quad (3.252)$$

donde las impedancias características en la dirección “z”,  $Z_{0m}^{(p)}$ , están expresadas en (3.82) para la polarización  $TE^Z$  y en (3.83) para la polarización  $TM^Z$ .

Esta impedancia multimodal supone una **contribución importante** respecto de los anteriores métodos que sólo tenían en cuenta la radiación del modo PPM  $m=0$ . Como se explicará en la sección 3.8, podremos **calcular de una manera rigurosa la contribución indeseada de los modos PPM de orden superior al diagrama de radiación total de la estructura abierta**. Antes, se va a proponer un algoritmo de búsqueda de las soluciones complejas asociadas a los modos de fuga. En este algoritmo, la manipulación de la impedancia de radiación tiene una importancia fundamental.

### 3.6.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos

En la sección (3.5) se introdujo el **problema matemático de la búsqueda de ceros complejos asociado a la resolución de nuestro problema electromagnético**. Como se comentó, se deben encontrar los ceros complejos del determinante de la matriz de los momentos  $P$ . Este problema se describía matemáticamente con la siguiente ecuación:

$$\det[P] = \Psi(k_y) = \Psi(\beta_y, \alpha_y) = 0 \quad (3.238)$$

El hecho de que  $k_y$  sea complejo, compuesto por una parte real  $\beta_y$  y otra imaginaria,  $\alpha_y$ , es debido a la atenuación que sufre un modo de fugas conforme se propaga por la guía abierta, como se explicó en el capítulo 2. Es por tanto la búsqueda de modos de fuga la tarea más complicada, ya que los modos que no radian tienen una constante de propagación puramente real (siempre que no sean modos evanescentes, que tienen una parte imaginaria debido a su carácter reactivo, como los modos al corte o los modos complejos [Omar 1984, Omar 1985, Omar 1986, Omar 1987]).

De hecho, la *búsqueda de ceros complejos en estructuras abiertas ha sido tratada en diferentes trabajos publicados en la literatura* [Marin 1990], [Hsu 1991], [Teo 2002], [Rodríguez 2004], [Galdi 2000-I], [Galdi 2000-II]. En todos estos trabajos se intentaba encontrar una *estimación analítica o numérica de la posición del cero complejo que se busca*. La estimación inicial *ayuda enormemente a la búsqueda numérica del cero complejo final*. Esta estimación no es fácil de conseguir para cualquier tipo de estructuras, de manera que sólo se ha estudiado en anteriores trabajos el caso de un sólo substrato dieléctrico y sin perturbaciones planares (“grounded dielectric slab”).

Por ello, si la estructura a analizar combina un medio multicapa con un número arbitrario de substratos, y además presenta perturbaciones metálicas planares, no se puede conseguir una expresión previa de la localización aproximada de los ceros complejos asociados a los modos de fuga. En esta tesis se ha desarrollado un *método numérico iterativo, robusto y sencillo que ayuda enormemente a la búsqueda de los ceros complejos del determinante de P*.

El algoritmo se basa en el hecho de que si la *estructura está completamente cerrada*, los *modos que soporta son puramente reales*, ya que no pueden existir pérdidas por radiación. Cuando la *tapa superior se quita*, la estructura está abierta, de manera que *algunos modos radiarán y se volverán complejos* (modos de fuga), mientras que *otros seguirán siendo modos reales* (modos de superficie). La división entre un tipo de modos y otro dependerá del valor que tenga la constante de fase  $\beta_y$  del modo de la estructura abierta. Para el caso de las estructuras lateralmente apantalladas estudiadas en esta tesis, podemos expresar la relación entre las constantes de propagación de un modo PPM cualquiera como:

$$k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 + k_y^2 + k_{zm}^2 \quad (3.253)$$

Si nos encontramos en el caso de la **estructura totalmente apantallada** (tapa superior cerrada), los **modos son reales** ( $k_y = \beta_y$ ), de manera que se puede distinguir entre aquellos en que la energía electromagnética está confinada en el dieléctrico (**modos de superficie**) y aquellos en los que la energía viaja tanto por el substrato dieléctrico como fuera de él (**modos de volumen**). El límite entre ambos tipos de modos se obtiene de la siguiente condición. Para que este modo PPM pueda viajar fuera del dieléctrico, debe ser capaz de propagarse en el vacío. Esto se traduce en el hecho de que su constante de propagación en el eje “z” para el medio del vacío,  $k_{zm}$ , debe tener una componente real,  $\beta_{zm}$ . Dicho de otra forma, se debe cumplir la siguiente condición de propagación en “z” fuera del dieléctrico:

$$k_{zm}^2 = k_0^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 - k_y^2 > 0 \quad (3.254)$$

De esta manera, para un modo PPM de orden  $m$  cualquiera, obtenemos la siguiente **división entre modos superficiales y volúmicos**, atendiendo al valor de la constante de propagación en el eje “y”,  $\beta_y$ :

$$\text{Modos de volumen: } \beta_y < \sqrt{k_0^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (3.255)$$

$$\text{Modos de superficie: } \beta_y > \sqrt{k_0^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (3.256)$$

**Cuando se abra la tapa superior, los modos de superficie no serán capaces de radiar, ya que su energía no es capaz de llegar a la apertura superior.** Por lo tanto, los modos de superficie seguirán siendo modos reales si la guía está abierta. Sin embargo, **los modos de volumen serán los que se transformen en modos de fuga complejos cuando se abra la tapa superior.** El hecho de que sean más o menos complejos dependerán del valor de la parte imaginaria de la constante de propagación,  $\alpha_y$ . Esta constante de atenuación está relacionada con las pérdidas por radiación, siendo mayor cuanto mayor es la energía radiada por cada metro que avance el modo de fugas.



Teniendo en cuenta este hecho, se puede desarrollar un algoritmo que haga que **los modos reales de volumen de la estructura cerrada se vayan transformando poco a poco en modos complejos de la estructura abierta**. Para ello debemos incrementar en pasos pequeños la parte imaginaria del modo complejo mediante un **aumento paulatino de la condición de apertura o radiación**. Dicho de otro modo, podemos ir haciendo que la tapa superior se transforme poco a poco de una pared metálica reflectante perfecta a la condición final de radiación. De esta forma podemos seguir la evolución en el plano complejo desde la solución real de los modos de volumen de la guía cerrada a la solución compleja del correspondiente modo de fuga de la guía abierta.

En el modelo de líneas de transmisión PPM equivalente, la impedancia de la parte superior  $Z_{ARRIBAm}^{(p)}$ , debe modificarse iterativamente, desde la impedancia de un cortocircuito ( $Z_{ARRIBAm}^{(p)} = 0$ ) a la impedancia de radiación descrita en el punto anterior ( $Z_{ARRIBAm}^{(p)} = Z_{RADm}^{(p)}$ ):

$$Z_{ARRIBAm}^{(p)} = \zeta \cdot Z_{RADm}^{(p)} \quad \xi=0 \rightarrow Z_{ARRIBAm}^{(p)} = 0 \text{ guía cerrada} \quad (3.257)$$

$$\xi=1 \rightarrow Z_{ARRIBAm}^{(p)} = Z_{RADm}^{(p)} \text{ guía abierta} \quad (3.258)$$

La figura 3.7 muestra el proceso de búsqueda iterativa en el plano complejo  $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ , para un modo de fugas en una línea impresa apantallada lateralmente. Se puede ver cómo **el algoritmo es capaz de seguir la evolución del número de onda  $k_y$ , desde el eje real hasta el plano complejo**, de manera que al final se llega a la solución final buscada. En la figura se compara la búsqueda con 2 y 10 pasos, viendo que en ambos casos el algoritmo converge al mismo resultado complejo final. Sin usar este algoritmo, no sabríamos cuál es la ubicación aproximada en el plano complejo del número de onda del modo de fuga buscado, haciendo muy complicada la tarea de resolución del sistema homogéneo (3.238). Recordemos que tras esta búsqueda numérica, **una vez obtenido el valor de  $k_y$ , el resto de cálculos son analíticos**, tal y como se mostró en el desarrollo de las diferentes funciones involucradas en el cálculo de los campos en las estructuras estudiadas.

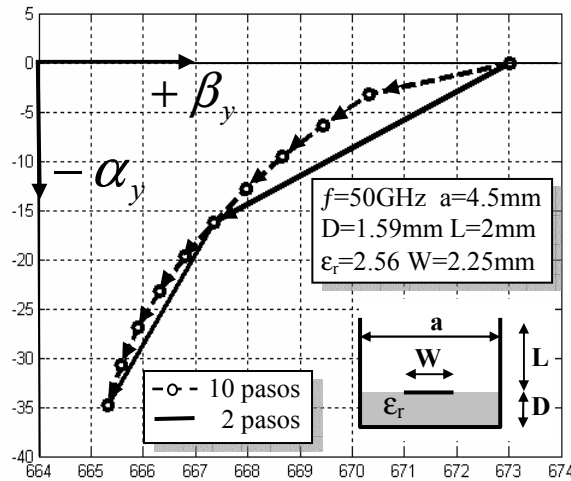


Figura 3.7- Búsqueda iterativa de modo de fuga en el plano  $k_y$  complejo

En la figura 3.8 se muestra la búsqueda de varios modos en una estructura microstrip suspendida ( $a=0.508mm$ ,  $L=0.254mm$ ,  $D=0.127mm$ ,  $H=0.127mm$ ,  $\epsilon_r=5$ ,  $X_1=0.214mm$ ,  $X_2=0.294mm$ ,  $f=490 GHz$ ). Se encontraron 7 modos, de los cuales los 4 primeros eran modos de superficie, mientras que los 3 últimos modos eran modos de volumen que se convirtieron en modos complejos al abrir la tapa.

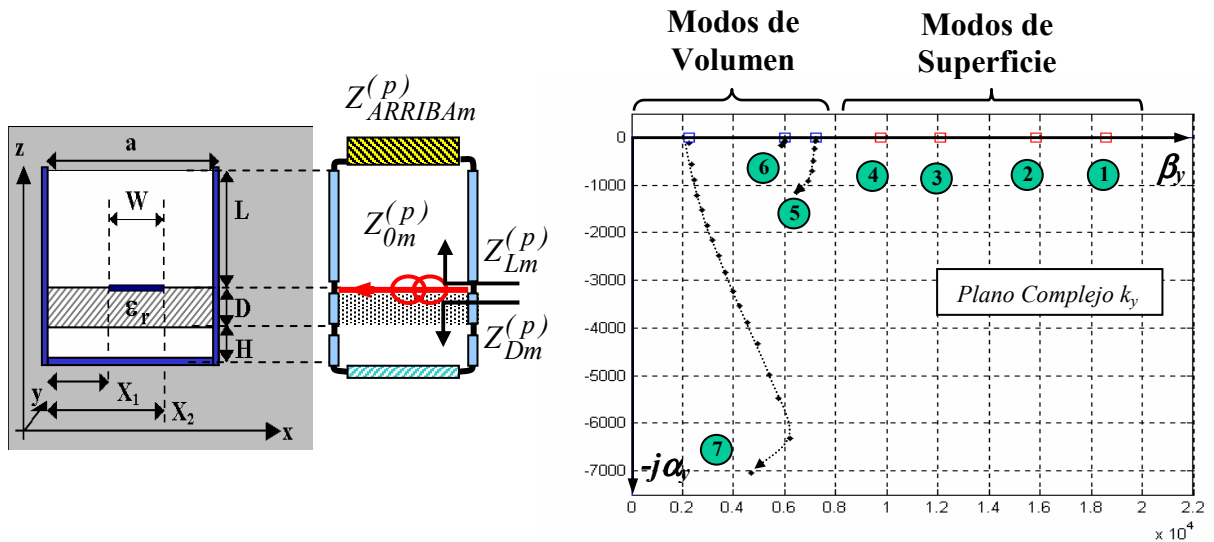


Figura 3.8-Modos de Volumen y Modos de Superficie

En la figura 3.9 se muestra la densidad de potencia (vector de Poynting) calculada para los *modos de superficie*, tanto con la tapa cerrada como con la tapa abierta. Se observa en la componente axial que *la energía está claramente concentrada en el*

*interior del substrato dieléctrico*, siendo los campos de naturaleza evanescente en la región vacía, tanto por encima como por debajo del dieléctrico.

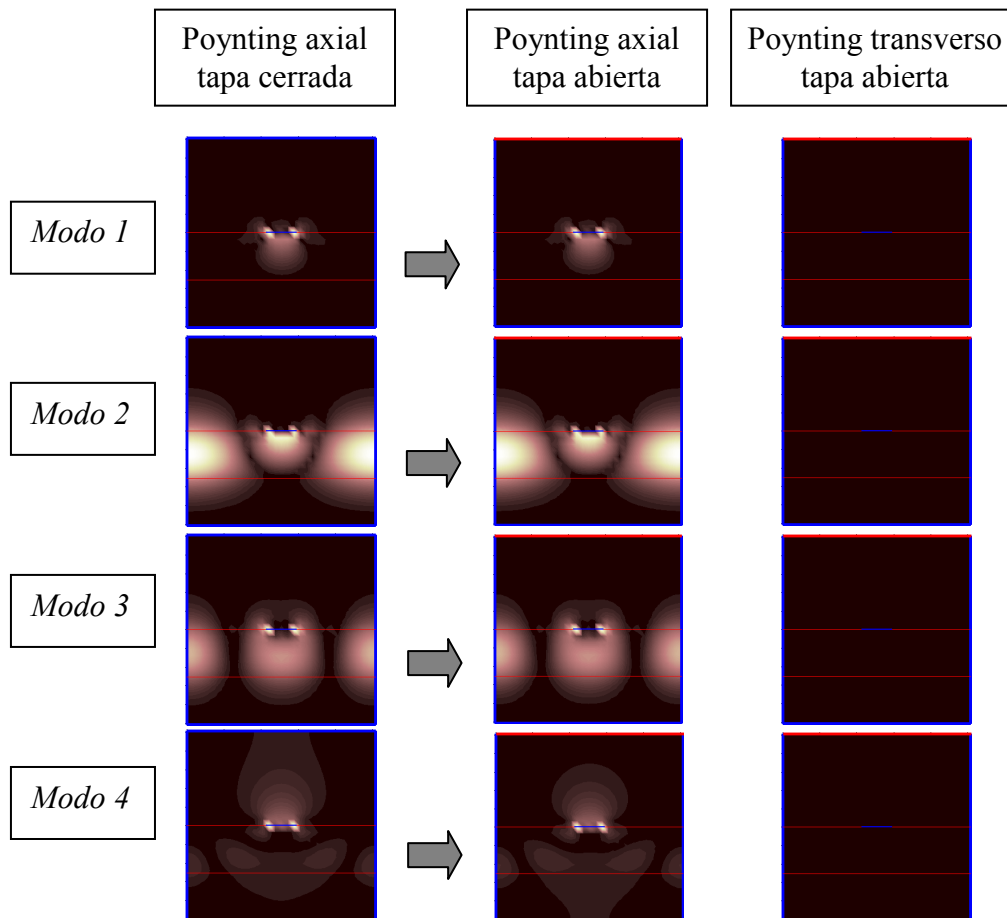


Figura 3.9-Densidades de potencia de Modos de Superficie

Cuando se abre la tapa superior, dejando una apertura, los modos de superficie se mantienen como tales, propagándose por el interior del dieléctrico debido al fenómeno de reflexión total en la interfase dieléctrico-aire (como ocurre en una fibra óptica). Por otro lado, la componente transversa del vector de Poynting es representada sólo en el caso de la guía abierta, ya que cuando la estructura está totalmente apantallada se produce una onda estacionaria entre las paredes superior e inferior, de manera que no existe flujo de potencia real en la dirección transversa. Más aún, cuando se abre la tapa, ***sigue sin haber flujo de potencia en la dirección transversa en el caso de los modos de superficie***, de manera que se comprueba la ***ausencia de radiación*** característica de estos modos puramente reales. No ocurre lo mismo para el caso de los tres modos de volumen, mostrado en la figura 3.10.

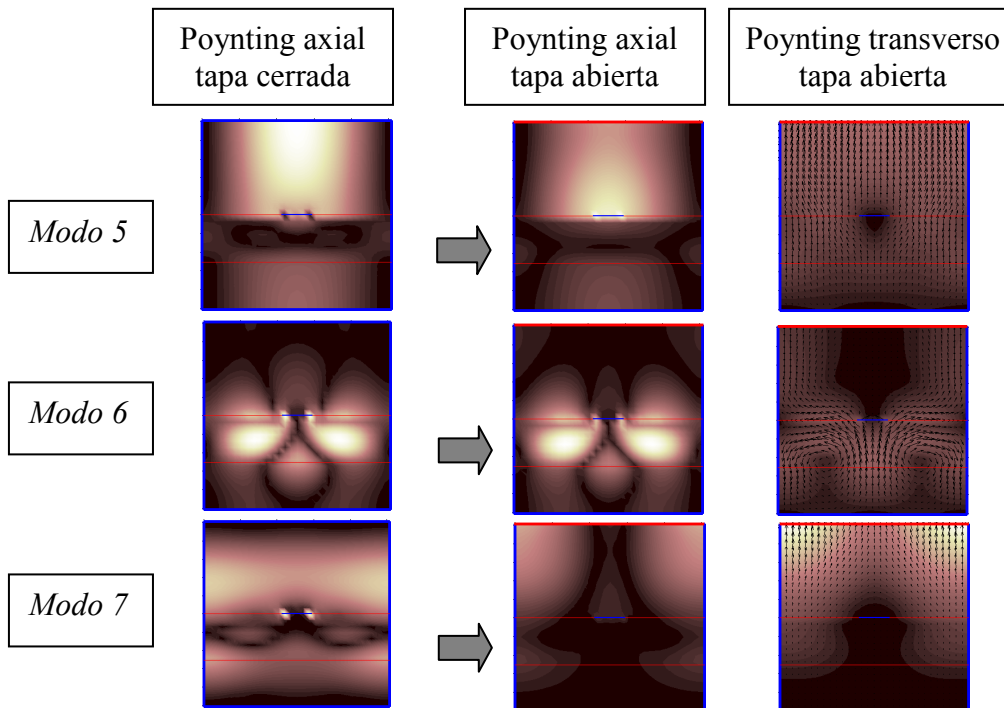


Figura 3.10-Densidades de potencia de Modos de Volumen y Modos de Fuga

Cuando la tapa superior está cerrada, se puede ver en la densidad de potencia axial que la energía se propaga tanto en el dieléctrico como fuera de él, como corresponde a un *modo de volumen*. Al abrir la tapa aparece una *componente transversa en el vector de Poynting real*, que se corresponde con un flujo de energía saliente de la guía de onda. De esta manera se comprueba gráficamente el *fenómeno de radiación*, y la *transformación de los modos de volumen reales en modos de fuga complejos*. Más aún, se puede ver en la figura 3.8 que el modo 7 es el que tiene una mayor constante de pérdidas (mayor parte imaginaria  $\alpha_i$ ). Esto concuerda con la representación del vector de Poynting transverso para el modo 7, que tiene una mayor intensidad de energía saliente por la apertura que en los otros dos modos de fuga.

Una vez desarrollado el método de análisis y el algoritmo que permite resolver la ecuación integral para obtener los modos de fuga, el siguiente apartado presenta resultados de validación de este método.

### 3.7 Resultados y Validación

*Diferentes métodos se han desarrollado en la literatura para estudiar los modos de fuga en estructuras lateralmente apantalladas*, de interés práctico para estudiar fenómenos de interferencias y radiación en líneas de transmisión [Oliner 1991, Wu 1991, Carin 1993, Shigesawa 2001] así como para diseñar antenas de tipo “leaky-wave” [Schwering 1988, Oliner 1993].

Para el caso de *líneas de transmisión totalmente abiertas*, la técnica más usada es la que usa la *función de Green en el Dominio Espectral* (SD, “Spectral Domain”), debido a su versatilidad de análisis. La técnica SD se ha usado para analizar los modos de fuga en estructuras abiertas, tanto en dos dimensiones [Lin 1997, Zehentner 2001-I, Baccarelli 2002-I] como para circuitos tridimensionales [Lin 1996, Jackson 2000]. Sin embargo, trabajar con la función de Green en el dominio espectral conlleva la necesidad de resolver *integrales de Fourier numéricas*, lo cual implica una mayor complejidad de cálculo que en el caso de un método más analítico como el desarrollado. Además, en los cálculos en el dominio espectral se debe tener especial cuidado con las *ramas de corte y los contornos de integración complejos* [Michalski 1989-II, Grimm 1993]. Cuando se estudian estructuras totalmente abiertas es necesario trabajar en el dominio espectral.

En nuestro caso, debido a la *naturaleza lateralmente apantallada* de las estructuras que estudiamos, se ha podido desarrollar la *función de Green directamente en el dominio espacial*, usando una *expansión de modos PPM* y evitando la necesidad de realizar transformadas de Fourier. *En la literatura se pueden encontrar dos técnicas que usan los modos PPM para analizar modos de fuga en estructuras lateralmente apantalladas*. La primera está basada en una red equivalente obtenida a partir del modo PPM  $m=0$ , sin tener en cuenta los efectos de los modos PPM de orden superior. A partir de esta red equivalente, se deriva una *Ecuación de Resonancia Transversa* (TRE, “Transverse Resonance Equation”), de cuyas soluciones se obtienen los modos de fuga permitidos. Este método fue utilizado para estudiar una antena de tipo “slot-line” en [Lampariello 1987-II], donde se mostraba la rapidez de cálculo debido a la alta carga analítica del método desarrollado. Sin embargo, la *naturaleza aproximada de la red equivalente* para modelar el circuito impreso de tipo slot, hacía que los resultados fueran válidos sólo para un pequeño rango de dimensiones del circuito impreso.

La segunda técnica de análisis desarrollada directamente en el dominio espacial y usada para estudiar estructuras radiantes lateralmente apantalladas es la de “**Mode Matching**”. Esta técnica presenta resultados más exactos debido a su naturaleza de onda completa, de manera que hace uso de **todo el espectro de modos PPM**. En [Ma 1992-II] fue usada para analizar modos de fuga en la guía “groove” con una tira metálica. En [Ma 1994-II] se usaba la técnica de “Mode Matching” para estudiar varios tipos de circuitos impresos lateralmente apantallados, como la línea coplanar, la “slot-line” y la “microstrip”. Este método permite obtener resultados tan exactos como la técnica en el Dominio Espectral, como se demuestra en [Baccarelli 2002]. Sin embargo, el coste computacional de “Mode Matching” es bastante elevado, al tener que calcular las **integrales de acoplo modales** en las interfases de las diferentes discontinuidades. Además, el **problema de convergencia relativa**, cuyos efectos negativos son bien conocidos en la técnica de “Mode Matching” [Mittra, 1972], debe ser tenido en cuenta para obtener resultados válidos.

*El método que se ha desarrollado en esta tesis supera muchos de los inconvenientes de las técnicas usadas en la literatura para estudiar los modos de fuga en las estructuras que nos interesan. La existencia de las placas paralelas ha permitido desarrollar las **funciones de Green en el dominio espacial**, sin necesidad de realizar integrales complicadas en el dominio complejo. Más aún, el método tiene una **naturaleza altamente analítica**. Todas las funciones involucradas en el cálculo de la matriz de los momentos son analíticas y fáciles de calcular. **Sólo la búsqueda de los ceros complejos representa una tarea numérica** que complica el proceso, y por eso mismo se ha desarrollado un algoritmo de búsqueda en el plano complejo en la sección anterior. La sencillez de los cálculos no está reñida con la exactitud de los resultados, ya que **el método de análisis es riguroso**. Su naturaleza de onda completa es debida a que se **tiene en cuenta la contribución de todos los modos PPM**, tanto para estudiar las **discontinuidades** de los circuitos planares encapsulados como para modelar la **impedancia de radiación**, que ha sido extendida por primera vez. Como se verá en el capítulo 4, la rapidez y exactitud los análisis llevados a cabo con este método harán posible el diseño de antenas leaky-wave asistido por ordenador. De hecho, en el capítulo 6 de esta tesis se muestran las herramientas CAD que se han desarrollado usando el método propuesto.*

Pero antes de nada, para *validar el método desarrollado en esta tesis*, se van a comparar los resultados obtenidos para diferentes estructuras planares lateralmente apantalladas estudiadas con anterioridad en la literatura. La figura 3.11 muestra los resultados obtenidos para la constante de propagación compleja de un modo de fugas de una *línea impresa apantallada (primer modo de orden superior)*. La sección de la línea de transmisión y los parámetros de análisis se muestran en la misma figura. Se representan por separado la constante de fase normalizada ( $\beta_y/k_0$ ) y la constante de atenuación normalizada ( $\alpha_y/k_0$ ).

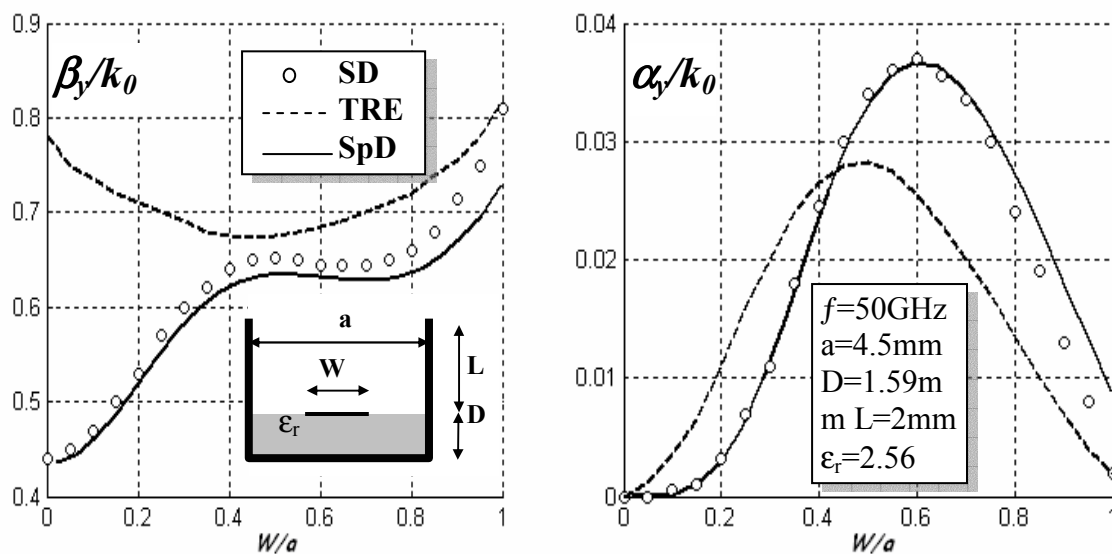


Figura 3.11-Comparación de Exactitud del Número de Onda Complejo

Los resultados obtenidos con el método desarrollado en el dominio del espacio (SpD, “Space Domain”), se comparan con los obtenidos en [Baccarelli 2002-I] usando una técnica en el Dominio Espectral (SD) y los obtenidos en [Lampariello 1987-II] usando la Ecuación de Resonancia Transversa (TRE). Como medida de la exactitud del resultado, se presenta la variación de la constante de propagación del modo leaky al cambiar la anchura normalizada de la línea impresa,  $W/a$ . Como se ha comentado, la técnica TRE usa una red equivalente monomodal, basada en el PPM  $m=0$ . Esta red es inexacta para valores pequeños de la anchura del strip, como se puede ver en la gráfica de  $\beta_y/k_0$  para  $W/a < 0.4$ . Por otro lado, los resultados del método desarrollado son muy parecidos a los obtenidos con la técnica SD, cuya exactitud fue demostrada en [Baccarelli 2002-I].

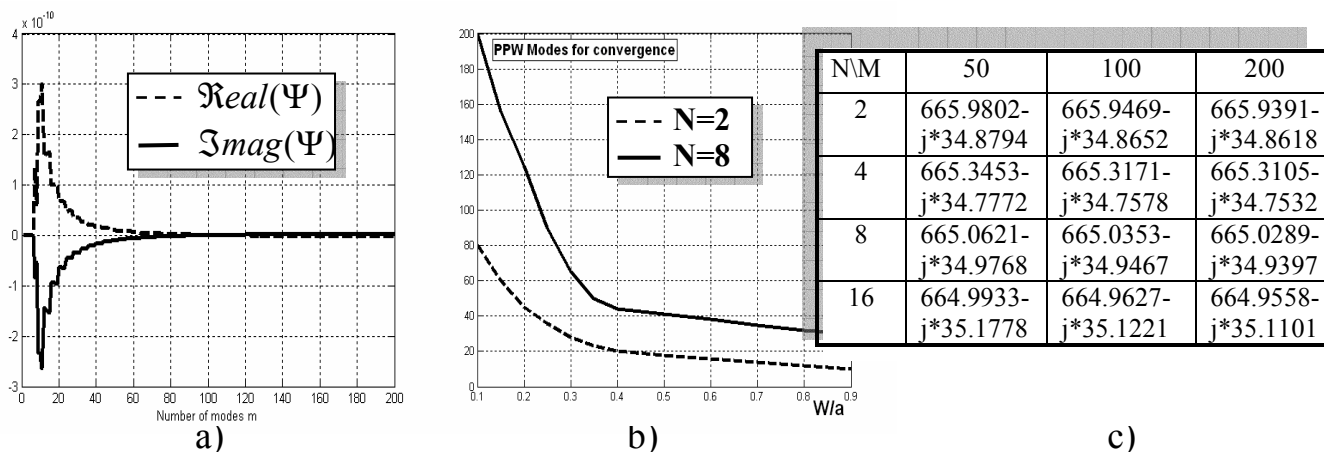


Figura 3.12-Estudio de Convergencia

En la figura 3.12 se presenta un *estudio de la convergencia del método*, usando para ello el modo de fugas obtenido en la figura 3.7 para la línea impresa apantallada, tanto con el *número de modos PPM* considerados en las funciones de Green (*parámetro M*), como con el *número de funciones de base y de test* usadas en el Método de los Momentos (*parámetro N*). Se puede ver en la figura 3.12-a que con  $M=100$  PPM y con  $N=4$  funciones base, la función  $\det P = \Psi(\beta_y, \alpha_y)$  (3.238) ha convergido. Además, el valor de  $M$  necesario para la *convergencia depende de la anchura relativa del strip respecto de la guía de placas paralelas ( $W/a$ )*, así como del *número de funciones base N usadas*, como se observa en la figura 3.12-b. Se debe tener cuidado con un *fenómeno parecido al fenómeno de convergencia relativa* en la técnica de “Mode Matching”, y que se muestra en la figura 3.12-b. Al pasar de  $N=2$  a  $N=8$  funciones base, un mayor número  $M$  de modos PPM es necesario. Esto es debido a que, al aumentar  $N$  aumenta la variación espacial de las corrientes (3.196), de forma que se necesitan más modos PPM para poder seguir estas variaciones que las corrientes generan en los campos. Afortunadamente, es suficiente con usar un número bajo de funciones base ( $N=4$ ) para obtener una solución estable, como se ve en la tabla mostrada en la figura 3.12-c. Así que no se añade más exactitud al subir el número de funciones base, con el consiguiente aumento necesario del número de modos PPM y del tiempo de cálculo.

*Una vez calculado el número de onda complejo  $k_y$* , recordemos que los *campos en el interior de la guía abierta* se pueden obtener a partir de las ecuaciones (3.139)-(3.145), de manera que resultan las siguientes expresiones resumidas, de *cálculo totalmente analítico*:



$$\vec{E}(x,y,z) = \sum_p \sum_{m=0}^{TETM M} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \bar{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TM} \cdot \hat{I}_m^{TM}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TM}(x) \cdot e^{-jk_y y} \hat{z} \quad (3.258)$$

$$\vec{H}(x,y,z) = \sum_p \sum_{m=0}^{TETM M} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \bar{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} + \frac{1}{j\omega\mu} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TE}(x) \cdot e^{-jk_y y} \hat{z} \quad (3.259)$$

$$A_m^{(p)} = \sum_{n=0}^N \alpha_n^X \int_{x'=X1}^{X2} \frac{\bar{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \cdot f_n^X(x') \hat{x} \cdot \hat{\alpha}' + \sum_{n=0}^N \alpha_n^Y \int_{x'=X1}^{X2} \frac{\bar{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \bar{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \cdot f_n^Y(x') \hat{y} \cdot \hat{\alpha}' \quad (3.260)$$

De especial interés resulta la **representación de los campos electromagnéticos en la interfaz entre el substrato dieléctrico y el circuito metálico planar** (tira impresa). Como se describió en las ecuaciones (3.192)-(3.194), es en esta interfaz donde se deben cumplir las diferentes **condiciones de contorno** que no cumplen los modos PPM por separado. Es por ello que viendo los campos en esta interfaz podemos comprobar la **validez física de los resultados obtenidos**, y asegurarnos de que se está cumpliendo la EFIE (3.192) impuesta y las MFIE (3.193) y (3.194) no impuestas directamente, pero que también deben cumplirse.

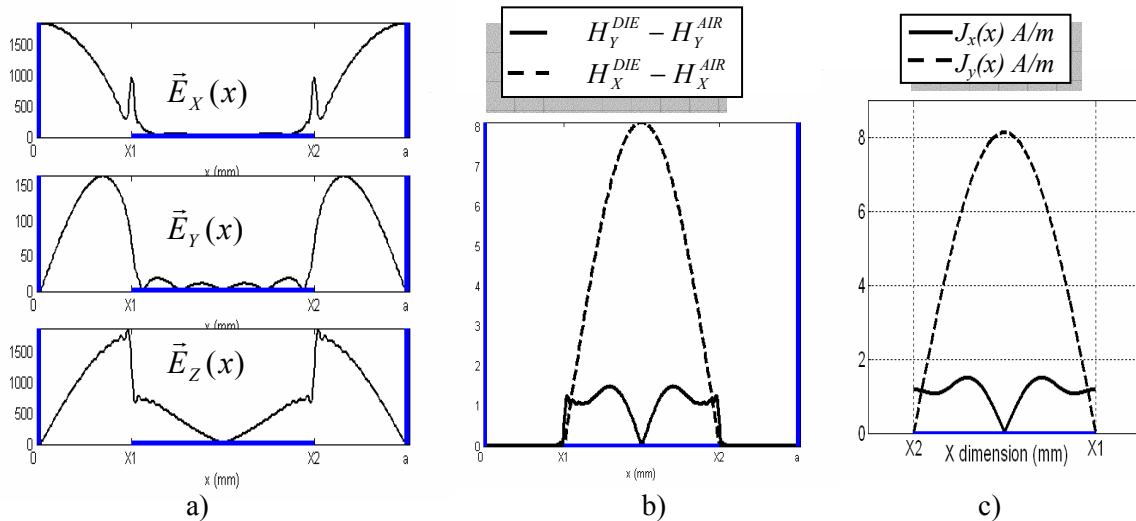


Figura 3.13-Verificación de los campos en la discontinuidad de la línea impresa

En la figura 3.13-a se representan las diferentes componentes del campo eléctrico del modo de fuga obtenido en la figura 3.7 ( $k_y=665.3-j34.8$ ) en la línea impresa apantallada lateralmente. Se observa que la EFIE impuesta se cumple, ya que **tanto  $E_x$**

como  $E_y$  se hacen cero sobre la tira metálica. En la figura 3.13-b se representa la diferencia de los campos magnéticos transversos, observando que *el campo magnético es continuo fuera de la tira impresa* (diferencia de campos  $\vec{H}t$  nula) y que existe una discontinuidad en el dominio de la tira debida a la presencia de corrientes inducidas. Además, se comprueba que *las corrientes obtenidas por la discontinuidad de campo magnético* (figura 3.13-b) coinciden con la expansión de las *corrientes usada en el método de los momentos* (3.196). De esta manera se comprueba también que se cumplen las dos MFIE, tanto fuera (3.193) como dentro (3.194) del dominio de la tira impresa.

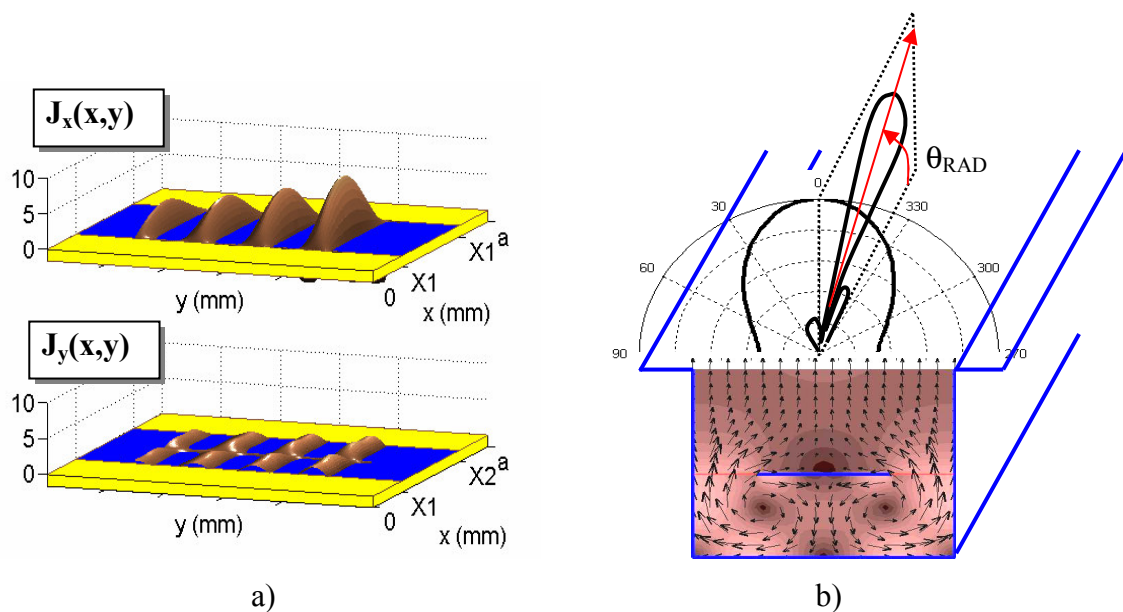


Figura 3.14-Representación 2D de los campos dentro y fuera de la guía abierta

La figura 3.14-a muestra una representación tridimensional de las *corrientes superficiales inducidas en la tira impresa*, tanto las dirigidas en  $\hat{x}$  como las dirigidas en  $\hat{y}$ . Se puede observar la variación periódica de la fase (debida a la constante de fase  $\beta_y=665.3 \text{ rad/m}$ ) y la *atenuación exponencial* del módulo de las corrientes (debida a la constante de pérdidas por radiación  $\alpha_y=34.8 \text{ Np/m}$ ), conforme estas avanzan por la guía abierta. Por otro lado, la figura 3.14-b muestra la *densidad de potencia*, tanto en el interior de la guía abierta como el *diagrama de radiación*, calculado en el espacio libre en campo lejano. En la siguiente sección se explicará cómo se calcula de forma analítica la densidad de potencia dentro de la guía y el diagrama de radiación fuera de la misma, así como se dará una interpretación física a la descomposición en modos PPM.

### 3.8 Interpretación Física de la Expansión PPM y Aplicaciones

Como se comentó en el apartado anterior, el método en el dominio espectral ha sido usado en diversos trabajos para estudiar las características de los modos de fuga en líneas de transmisión completamente abiertas ([Oliner 1987], [Tsuji 1991], [Bagby 1993], [DiNallo 1998], [Villegas 1999], [Villegas 2003]). Para estructuras parcialmente apantalladas, como guías de onda con aperturas o circuitos impresos lateralmente apantallados, se pueden expresar las *funciones de Green en el dominio espacial*. En la figura 3.15 se representa el esquema de algunas estructuras de este último tipo, cuyas aplicaciones se describirán con detalle en el capítulo 4, dedicado al diseño de antenas de tipo “leaky-wave”. El tipo de antenas estudiadas en esta tesis se corresponden con las estructuras g) y h) de la figura 3.15, formadas por un circuito impreso (de tipo “slot” en el caso de g) ó de tipo “strip” en el caso de h) encapsulado en una apantallamiento rectangular y con una apertura en la parte superior. En cualquier caso, se puede observar que *todas estas estructuras radiantes comparten el uso de un tramo o “stub” de placas paralelas en su parte superior, que termina en una apertura sobre un plano de masa*.

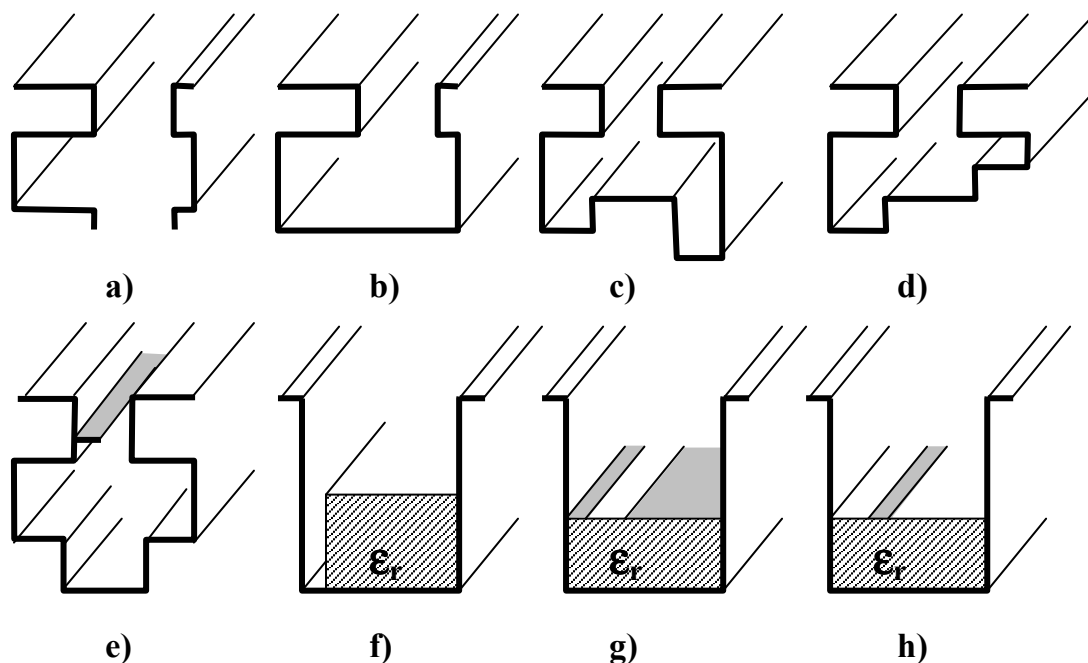


Figura 3.15-Estructuras Radiantes de tipo Leaky-Wave con “Stub” de Placas Paralelas

El sistema de funcionamiento de todas estas antenas es el mismo. Todas ellas están basadas en el *mecanismo de radiación por asimetría* [Schwering 1988, Oliner 1993], que se describe a continuación. Se usa una *guía abierta originalmente no radiativa*, como la guía “groove-guide” (Figs.3.15-a y 3.15-e), la guía rectangular con una apertura en la cara ancha (figura 3.15-b), la guía “ridge” con una apertura en la cara ancha (Fig.3.15-c), la guía rectangular escalonada (Fig.3.15-d), la guía NRD (“Non Radiative Guide”, figura 3.15-f) o la guía rectangular dieléctrica con una ranura (Fig.3.15-g) o una tira impresa (Fig.3.15-h). A pesar de presentar aperturas en la parte superior, estas estructuras no son radiativas si la estructura es simétrica en el eje horizontal. El *modo fundamental de estas guías es un modo confinado en la guía central*, de manera que la energía no es capaz de escapar por la guía de placas paralelas hacia la apertura. Sin embargo, *si se introduce alguna asimetría respecto del eje horizontal “x”, el modo fundamental de la guía central se ve perturbado* y excita una onda que sí que es capaz de propagarse por las placas paralelas hacia la apertura, y *radiar al espacio exterior*.

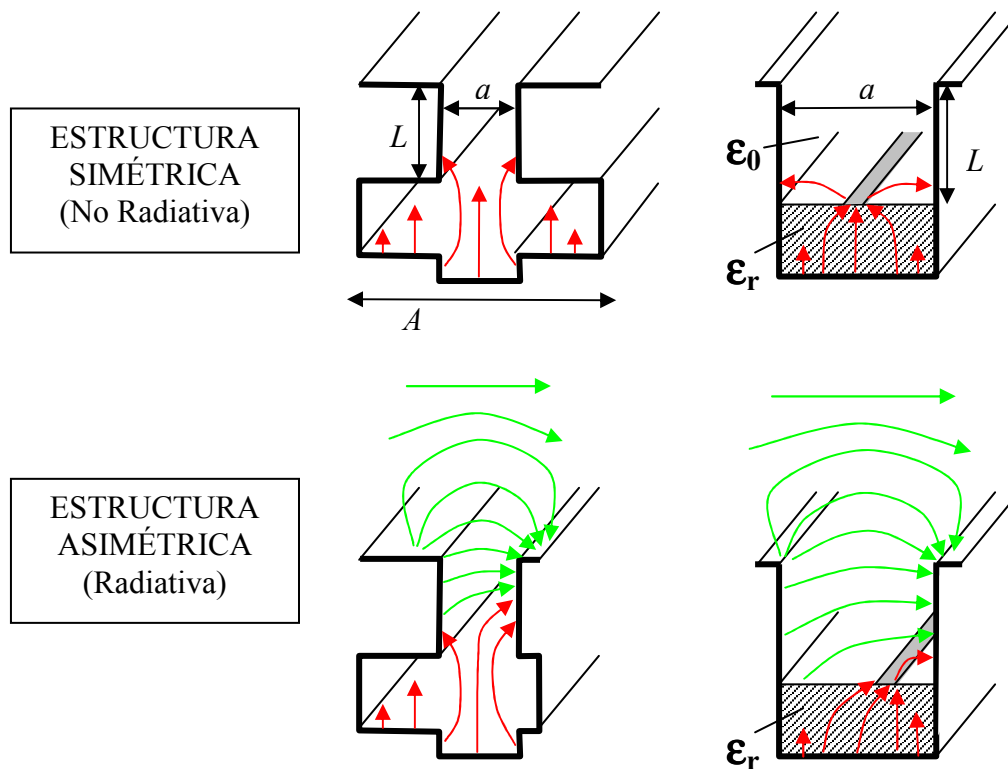


Figura 3.16-Mecanismo de Radiación del modo PPM  $m=0$  por asimetría.

Este fenómeno se representa en la figura 3.16, tanto para el caso de la guía “groove” como para el caso de la guía dieléctrica con una tira impresa en su parte superior. Se puede ver que cuando la *estructura es simétrica*, desde el punto de vista de la guía de

placas paralelas, el **modo PPM de menor orden que resulta excitado es el  $m=1$**  (con variación de tipo  $\cos(x\frac{\pi}{a})$  y con polarización  $TM^Z$ , es decir, con **polarización vertical**). Esto es debido a la configuración, también simétrica, del modo fundamental de la guía central, que es de tipo  $TE_{10}^Y$  (con una variación armónica en el eje “x” y polarizado verticalmente). A este modo PPM  $m=1$  le corresponde una constante de propagación en el eje “z”:

$$k_{zm}|_{m=1} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_{yTE_{10}}^2} \quad (3.261)$$

donde  $k_y$  es la constante del propagación axial del modo fundamental de la guía central (un modo del tipo  $TE_{10}$ ).

Ahora vamos a introducir a la estructura **algún tipo de perturbación asimétrica**; en el caso de la guía “groove” el brazo derecho se hace más estrecho que el izquierdo, y en el caso de la guía dieléctrica la tira impresa se descentra a la derecha. Entonces se puede ver que se produce una **diferencia de potencial entre las paredes** de la guía de placas paralelas, y como consecuencia **se crea un campo eléctrico horizontal** dirigido de un lado a otro. Desde el punto de vista de los modos PPM de la guía de placas paralelas, este campo que se ha generado **se corresponde con el modo PPM de orden  $m=0$**  (sin variación en el eje “x”). Este modo PPM tiene una constante de propagación en “z” determinada por:

$$k_{zm}|_{m=0} = \sqrt{k_0^2 - k_{yTE_{10}}^2} \quad (3.262)$$

Se puede observar que, dependiendo de la frecuencia de trabajo (que determina  $k_0$  y  $k_y$ ) y de la anchura de la guía de placas paralelas “a”, **se puede conseguir que sólo el modo PPM  $m=0$  se pueda propagar por la guía de placas paralelas**. Expresemos (3.261) y (3.262) de la siguiente manera:

$$k_{zm}|_{m=1} = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{a k_0}\right)^2 - \left(\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0}\right)^2} \quad (3.263)$$

$$k_{zm}|_{m=0} = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0}\right)^2} \quad (3.264)$$

A partir de (3.264) se puede obtener que, *para que el modo PPM  $m=0$  pueda viajar por las placas paralelas*, se debe cumplir:

$$\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0} < 1 \quad (\text{CONDICIÓN DE RADIACIÓN}) \quad (3.265)$$

mientras que para que el modo PPM  $m=1$  (y todos los de mayor orden  $m>1$ ) *estén al corte en las placas paralelas se debe cumplir*, a partir de (3.263), que:

$$\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0} > \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{a} \frac{1}{k_0}\right)^2} \quad \forall k_y \geq 0 \leftrightarrow a < \frac{\lambda_0}{2} \quad (3.266)$$

Estas dos condiciones se consiguen en las estructuras mostradas en las figuras 3.15 y 3.16. Por ejemplo, para la guía “groove”, se puede aproximar la constante de propagación normalizada del modo TE<sub>10</sub> como la de un modo PPM de orden  $m=1$  que se propaga por unas placas paralelas vacías de anchura “A”:

$$\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0} \Big|_{\text{GROOVE}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{A} \frac{1}{k_0}\right)^2} \quad (3.267)$$

Para el caso de la guía rectangular dieléctrica, obtendríamos:

$$\frac{k_{yTE_{10}}}{k_0} \Big|_{\text{DIELECT}} = \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\pi}{a} \frac{1}{k_0}\right)^2} \quad (3.268)$$

ya que es una guía rectangular de anchura “a” y rellena de dieléctrico. Se puede observar que, como “ $A>a$ ” en el caso de la guía “groove” y “ $\epsilon_r>1$ ” en el caso de la guía dieléctrica con strip, se cumple la condición (3.266). Dicho de otro modo, *el modo PPM  $m=1$  puede viajar por la guía central pero no por las placas paralelas*. Esto es debido en el caso de la guía “groove” a que la anchura de la guía central “A” es mayor que la del stub de placas paralelas, “a”. Esto hace que el modo PPM  $m=1$  esté en corte en la parte superior. En el caso de la guía dieléctrica, su anchura es la misma que la de las placas paralelas, pero ahora es el hecho de que la guía central esté rellena de dieléctrico ( $\epsilon_r>1$ ) lo que provoca que el modo PPM  $m=1$  se propague por la guía dieléctrica pero no por la sección vacía de las placas paralelas. Por último, la condición (3.265) es la *condición de radiación del modo PPM  $m=0$* , que ha sido excitado debido a la asimetría presente en la guía abierta. Esta condición dependerá de la frecuencia de trabajo, y de cada tipo de antena en particular, como se verá en el capítulo 4.

En cualquier caso, todas estas antenas que están apantalladas lateralmente, se pueden estudiar expandiendo los campos como una serie de modos PPM. De esta manera, se podría *saber qué modos PPM contribuyen a la propagación y a la radiación de la antena*. Por ejemplo, es interesante saber si *los modos PPM de orden superior ( $m > 0$ ), pueden contribuir a la radiación de la antena*, y de qué manera afectan al diagrama de radiación. Estos modos están al corte en las placas paralelas, lo cual indica que su amplitud va a decaer conforme se acerquen a la apertura. Sin embargo, *dependiendo de la altura “L” del tramo de placas paralelas, estos modos PPM evanescentes pueden llegar a dicha apertura* y contribuir a la radiación total del modo de fugas. El método desarrollado en esta tesis permite obtener esta interpretación directamente, ya que la función de Green se ha obtenido precisamente *expandiendo los campos creados como un sumatorio de modos PPM*.

Las estructuras mostradas en la figura 3.15 han sido estudiadas en la literatura usando *diferentes métodos*. La antena “offset groove-guide” (Fig.3.15-a) y la guía rectangular cargada con un stub de placas paralelas (Fig.3.15-b) fueron estudiadas en [Lampariello 1987-I] y en [Lampariello 1998-I], [Lampariello 1998-II], [Lampariello 1998-III], respectivamente. El análisis se hizo por un lado usando el método de la Ecuación de Resonancia Transversa (TRE), ya comentado en este capítulo. Este método usa una red equivalente en la que sólo el modo PPM  $m=0$  responsable de la radiación es tenido en cuenta, de manera que no se pudo estudiar la contribución de los modos PPM de orden superior. Por otro lado, se usó la técnica de “Mode Matching”, de manera que se tuvo en cuenta todo el espectro de modos PPM para modelar con mayor exactitud la discontinuidad entre la guía central y el stub de placas paralelas. Sin embargo, de nuevo *se consideraba que sólo el modo PPM  $m=0$  iba a contribuir a la radiación, ya que se supuso que “L” era suficientemente alto para evitar la radiación de modos PPM de orden superior*. Aplicando de nuevo la técnica monomodal TRE, se estudió en [Frezza 1989], [Frezza 1994] y [Frezza 1995] la guía “ridge” abierta y asimétrica (Fig.3.15-c), y en [Di Nallo 1995], [Di Nallo 1996], [Di Nallo 1997-I] y [Di Nallo 1997-II] la guía rectangular escalonada (Fig.3.15-d). Por otro lado, la guía “groove” con una tira metálica asimétrica (Fig.3.15-e) fue estudiada primeramente en [Lampariello 1985-I] y [Lampariello 1985-II] usando una TRE en la que sólo el modo PPM  $m=0$  era tenido en cuenta para estudiar la radiación, y además se tuvo en cuenta el modo PPM  $m=1$  para la propagación en la guía central. Esta misma estructura se estudió de manera más rigurosa

usando la técnica de “Mode Matching” en [Ma 1992-I], [Ma 1992-II] y [Ma 1994-I], obteniendo resultados más precisos para la propagación al tener en cuenta los modos PPM de orden superior, aunque de nuevo ***para la radiación sólo se tuvo en cuenta el PPM de orden  $m=0$*** . La guía NRD (Fig.3.15-f) fue estudiada en [Shigesawa 1986] usando una método híbrido que combina la TRE y “Mode Matching”, para obtener la Matriz de Admitancias Generalizada en las diferentes discontinuidades.

Las versiones de estas estructuras radiantes usando circuitos impresos, bien “slots” (Fig.3.15-g) o bien “strips” (Fig.3.15-h) no han sido estudiadas con tanto detalle. La antena de tipo slot-line apantallada fue introducida y estudiada usando TRE en [Lampariello 1987-II]. Las características de su modo fundamental  $TE_{10}$ , y la transición de onda de superficie a onda de fugas fueron estudiadas con detalle en [Lampariello 1990]. También la técnica de “Mode Matching” fue aplicada a estas antenas planares en [Ma 1993-I] y [Ma 1994-II]. En cualquier caso, ***nunca se ha aplicado un método capaz de modelar el efecto de los modos PPM de orden superior a la radiación total del modo de fugas***. En esta sección se presenta una interpretación física de la expansión en modos PPM, pudiendo definir lo que se llamará el ***espectro PPM de propagación y el espectro PPM de radiación de los modos de fuga*** soportados por estas estructuras lateralmente apantalladas.

Además, usando esta ***nueva visión***, se obtendrán fórmulas totalmente analíticas para derivar diferentes parámetros con mucha utilidad práctica para el diseño de antenas de tipo “leaky-wave”, como la pureza de radiación, el coeficiente de acoplo con modos de fuga no deseado o la frecuencia de corte de las antenas.



### 3.8.1- Espectros PPM de Propagación y de Radiación

Una vez que conocemos la constante de propagación compleja de un modo de fugas en la dirección axial de la guía abierta,  $k_y$ , recordemos que las siguientes expresiones nos permitan hallar los campos electromagnéticos asociados a dicho modo de fugas en el interior de la guía abierta:

$$\vec{E}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.139)$$

$$\vec{H}t(x, y, z) = \sum_p^{TE, TM} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(p)} \cdot \hat{I}_m^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_m^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.140)$$

$$Ez(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TM} \cdot \hat{I}_m^{TM}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TM}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.143)$$

$$Hz(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(z) \cdot k_{cm} \cdot \hat{\phi}_m^{TE}(x) \cdot e^{-jk_y y} \quad (3.146)$$

Los *coeficientes*  $A_m^{(p)}$  *indican en qué medida contribuye cada modo PPM*, con polarización  $p=TE^Z$  ó  $p=TM^Z$ , a la distribución del campo total que se propaga por el interior de la estructura abierta. Recordemos también que estos coeficientes se calculaban una vez resueltas las corrientes del circuito planar,  $\vec{J}t(x')$ . La expresión final de dichos coeficientes modales PPM era la siguiente:

$$A_m^{(p)} = \int_{x'=X_1}^{X_2} \left[ \frac{\vec{e}_m^{(p)*}(x') - C_m \cdot \vec{e}_m^{(q)*}(x')}{1 - C_m^2} \right] \cdot \vec{J}t(x') \partial x' \quad (3.141)$$

A su vez, la corriente superficial en los circuitos impresos se calculaba usando (3.196), a partir de los coeficientes  $\alpha_n^X$  y  $\alpha_n^Y$  que se hallaban al resolver el sistema homogéneo de la EFIE (3.237).

Los coeficientes  $A_m^{(p)}$ , por lo tanto, describen los *pesos con que cada modo PPM es excitado por el circuito planar en un modo de fugas determinado*. Es por ello que estos coeficientes determinan lo que llamaremos “*espectro discreto de propagación de*

*modos PPM*’, para un modo de fugas de la guía abierta. **De todos los modos PPM** que estén excitados en la tira impresa de la guía abierta, **algunos de ellos serán capaces de alcanzar la apertura de la parte superior**. Estos modos PPM excitarán corrientes equivalentes en la apertura, produciendo un determinado diagrama de radiación, según el teorema de Equivalencia [Balanis 1982]. Como resultado, la corriente magnética total producida por la **contribución de cada modo PPM**, determinará el **diagrama de radiación total del modo de fugas estudiado**. Como cada modo PPM contribuye a la radiación con su correspondiente corriente magnética equivalente, el diagrama de radiación del modo de fugas se puede descomponer como una suma de contribuciones de cada modo PPM en campo lejano.

Como se observaba en la figura 3.16, el **diagrama de radiación de las estructuras estudiadas** (que usan una guía de placas paralelas en su apertura) **tiene polarización horizontal**, correspondiéndose el plano E al plano  $\hat{z}-\hat{x}$  y el plano H al  $\hat{z}-\hat{y}$ . El diagrama de radiación en el plano H se estudiará con más detalle en el capítulo 4, donde se demostrará que viene determinado por la constante de propagación compleja del modo de fugas, la longitud de la guía radiante y por el tipo de iluminación. Ahora nos vamos a centrar en el **diagrama de radiación en el plano E**, ya que **éste dependerá de la contribución a la radiación de los modos PPM**. El diagrama de radiación de cada modo PPM en dicho plano E puede ser obtenido por la transformada de Fourier de la corriente magnética inducida por cada modo PPM en la apertura. Usando las funciones de Green se puede obtener el campo radiado por un hilo infinito de corriente magnética sobre un plano de masa [Balanis 1982], de manera que se obtienen las siguientes expresiones analíticas para el **diagrama de radiación total generado por la superposición de los campos radiados por cada modo PPM**:

$$D(\phi) = G \cdot \left[ \left| \sum_{m=0}^{\infty} D_m^y(\phi) \right|^2 + \left| \sum_{m=0}^{\infty} D_m^\phi(\phi) \right|^2 \right] \quad (3.269)$$

$$D_m^\phi(\phi) = B_m^\phi(\phi) \cdot \sin(\phi) \cdot R_m(\phi) \cdot e^{-j\beta_\rho \frac{a}{2} \sin(\phi)} \quad (3.270)$$

$$D_m^y(\phi) = B_m^y(\phi) \cdot \cos(\phi) \cdot R_m(\phi) \cdot e^{-j\beta_\rho \frac{a}{2} \sin(\phi)} \quad (3.271)$$

$$B_m^\phi(\phi) = \frac{-D_m^\phi \cdot 2j\beta_\rho}{k_{xm}^2 - \beta_\rho^2 \sin^2(\phi)} \quad (3.272)$$

$$B_m^y(\phi) = \frac{D_m^y \cdot 2k_{xm}}{k_{xm}^2 - \beta_\rho^2 \sin^2(\phi)} \tag{3.273}$$

$$D_m^\phi = -A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(L) \cdot \frac{jk_y}{N_m} + A_m^{TM} \cdot \hat{V}_m^{TM}(L) \cdot \frac{k_{xm}}{N_m} \tag{3.274}$$

$$D_m^y = +A_m^{TE} \cdot \hat{V}_m^{TE}(L) \cdot \frac{k_{xm}}{N_m} - A_m^{TM} \cdot \hat{V}_m^{TM}(L) \cdot \frac{jk_y}{N_m} \tag{3.275}$$

$$R_m(\phi) = \begin{cases} -j \sin(\beta_\rho \frac{a}{2} \sin \phi) & ; m \text{ par} \\ +\cos(\beta_\rho \frac{a}{2} \sin \phi) & ; m \text{ impar} \end{cases} \tag{3.276}$$

donde G es una constante dada por:

$$G = \frac{2\pi f \frac{k_0}{|k_\rho|}}{P_{RAD \ XZ}} \tag{3.277}$$

en la que  $P_{RAD \ XZ}$  es la potencia total radiada en el plano “x-z”, y  $k_\rho$  es el número de onda en espacio libre, en la dirección transversa respecto del eje “y”:

$$k_\rho = \sqrt{k_0^2 - k_y^2} = \beta_\rho + j\alpha_\rho \tag{3.278}$$

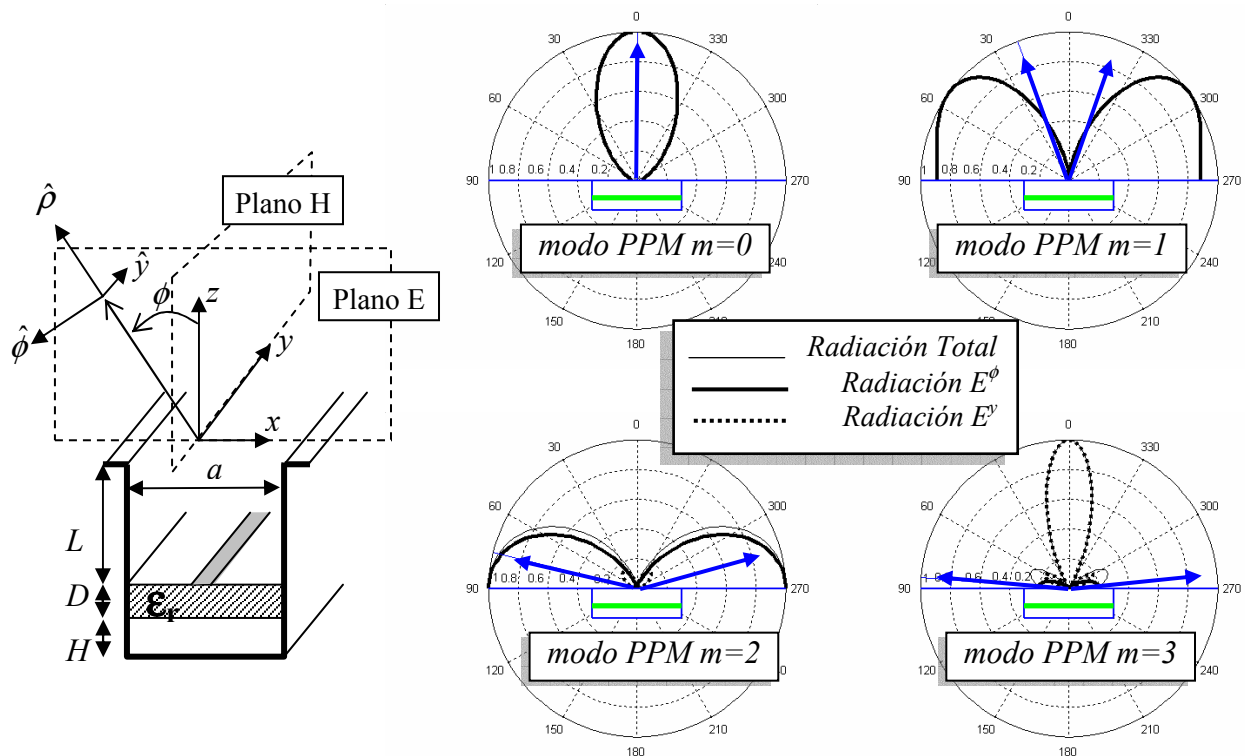


Figura 3.17-Diagramas de Radiación en el Plano E de los primeros cuatro PPM.

La ecuación (3.269) expresa el **sumatorio de contribuciones de cada modo PPM de orden  $m$ , al campo radiado total**. A cada modo PPM le corresponde un diagrama de radiación individual, tanto para la polarización  $E^\phi$  (3.270) como para la  $E^y$  (3.271). Las direcciones de las polarizaciones, así como el sistema de referencia usado para este estudio se muestran en la figura 3.17. En esta figura también se representan los diagramas de radiación de los primeros cuatro modos PPM. Como se puede ver, el modo PPM  $m=0$  radia con polarización  $E^\phi$ , y con un ángulo  $\phi=0^\circ$  y sin lóbulos de radiación secundarios. Sin embargo, **conforme se aumenta el orden del modo PPM radiante, van apareciendo lóbulos inclinados y además con polarización  $E^y$  (polarización cruzada)**.

Los coeficientes  $B_m^\phi$  (3.272) y  $B_m^y$  (3.273) aparecen en (3.269), indicando con qué peso contribuye cada modo PPM a la radiación total, tanto en la polarización  $E^\phi$  como en la  $E^y$ . Si particularizamos estos coeficientes para el ángulo  $\phi=\pi/2$ , obtendremos un conjunto de valores  $B_m(\phi=\pi/2)$  que denominaremos “**Espectro Discreto de Radiación de modos PPM**”, para un modo de fugas dado. Estos coeficientes nos permitirán obtener una información importante acerca de las **características radiantes del modo de fuga que estemos estudiando**, como se verá a continuación.

**Cada modo PPM crea una onda cilíndrica en campo lejano**, tal y como se obtiene de su transformada de Fourier, también denominada espectro continuo de radiación ([Ip 1990],[Rozzi 1997]). El diagrama de radiación de cada onda cilíndrica PPM lo hemos expresado en (3.270) y (3.271), dependiendo del orden  $m$  del modo PPM. Como cualquier **espectro continuo**, se obtiene una **onda que se propaga en todas las direcciones**. Sin embargo, se puede hacer una **aproximación si se considera que cada modo PPM es una onda plana discreta, con una determinada dirección de propagación**. Hay que tener en cuenta que la onda plana asociada a cada modo PPM es una **onda inhomogénea** [Tamir 1973, Machác 2002], debido a que tiene una constante de propagación compleja al pertenecer a un modo de fugas.

Usando este punto de vista, podemos **descomponer cada modo PPM en dos ondas planas inhomogéneas que se propagan en el interior de la guía abierta**. De las funciones vectoriales de los modos PPM (3.39)-(3.44), y teniendo en cuenta las

impedancias característica en la dirección “z” (3.96) y (3.97), se obtienen la siguientes expresiones de los campos asociados a cada onda plana inhomogénea:

$$\vec{E}_m^{(p)} PPW = \vec{E}_{0m}^{(p)} \cdot e^{-j\vec{k}\cdot\hat{r}} = \vec{E}_{0m}^{(p)} \cdot e^{-\vec{\alpha}\cdot\hat{r}} \cdot e^{-j\vec{\beta}\cdot\hat{r}} \quad (3.279)$$

$$\vec{H}_m^{(p)} PPW = \vec{H}_{0m}^{(p)} \cdot e^{-j\vec{k}\cdot\hat{r}} = \vec{H}_{0m}^{(p)} \cdot e^{-\vec{\alpha}\cdot\hat{r}} \cdot e^{-j\vec{\beta}\cdot\hat{r}} \quad (3.280)$$

$$\vec{E}_{0m}^{TE} = \left[ -jk_y \hat{x} + jk_{xm} \hat{y} \right] \frac{\omega\mu}{k_{zm}} \quad (3.281)$$

$$\vec{H}_{0m}^{TE} = \left[ -jk_{xm} \hat{x} - jk_y \hat{y} + j \frac{k_{cm}^2}{k_{zm}} \hat{z} \right] \quad (3.282)$$

$$\vec{E}_{0m}^{TM} = \left[ +k_{xm} \hat{x} + k_y \hat{y} - \frac{k_{cm}^2}{k_{zm}} \hat{z} \right] \quad (3.283)$$

$$\vec{H}_{0m}^{TM} = \left[ -k_y \hat{x} + k_{xm} \hat{y} \right] \frac{\omega\mathcal{E}}{k_{zm}} \quad (3.284)$$

Para obtener el **vector de onda complejo** asociado a estas ondas planas inhomogéneas,  $\vec{k}$ , debemos tener en cuenta las siguientes expresiones de las constantes de propagación complejas:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y \quad (3.48)$$

$$k_{zm} = \sqrt{k_0^2 - (k_{xm}^2 + k_y^2)} = \beta_{zm} + j\alpha_{zm} \quad (3.285)$$

Hay que notar que (3.285) tiene el significado físico de una onda cuya amplitud crece conforme la onda avanza en “z”. Como se comentó en el capítulo 2, esta solución matemática impropia tiene sentido físico. De esta manera, obtenemos:

$$\vec{k} = k_{xm}\hat{x} + k_y\hat{y} + k_{zm}\hat{z} = \vec{\beta} - j\vec{\alpha} = (k_{xm}\hat{x} + \beta_y\hat{y} + \beta_{zm}\hat{z}) - j(\alpha_y\hat{y} - \alpha_{zm}\hat{z}) \quad (3.286)$$

A la hora de calcular la dirección de propagación de estas ondas planas inhomogéneas hay que **distinguir entre la dirección del vector de propagación ( $\vec{\beta}$ ), la dirección del vector de amplitud o de atenuación ( $\vec{\alpha}$ ) y la dirección del vector de Poynting** [Tamir 1973]. En nuestro caso estamos interesados en calcular la dirección del flujo de energía, así que calculamos el vector de Poynting complejo asociado a cada onda plana inhomogénea de cada modo PPM:

$$\vec{S}_m^{(p)} PPW = \frac{1}{2} \left[ \vec{E}_m^{(p)} \times \vec{H}_m^{(p)*} \right] = \vec{P}_m^{(p)} R + j\vec{P}_m^{(p)} I \quad (3.287)$$

Introduciendo (3.279)-(3.284) en (3.287), se puede extraer de la *parte real del vector de Poynting*  $\vec{P}_{mR}$  la *dirección del flujo de energía de cada onda plana en el interior de la estructura*. Esta dirección es en general diferente de la *dirección del avance de la fase del frente de la onda inhomogénea*, dada por  $\vec{\beta}$ , que a su vez es perpendicular a la *dirección de atenuación de la onda*, dada por  $\vec{\alpha}$ . Tras operar, se obtiene el siguiente ángulo de propagación de la energía dentro de la guía,  $\phi_m$ , según si la onda está asociada a un modo PPM de tipo  $TE^Z$  ó  $TM^Z$ :

$$\tan(\phi_m^{TE}) = \frac{\text{real} \left( k_{xm} \frac{\omega\mu}{k_{zm}} \cdot \frac{(k_{xm}^2 + k_y^2)^*}{k_{zm}^*} \right)}{\text{real} \left( \frac{\omega\mu}{k_{zm}} \cdot (k_{xm}^2 + |k_y|^2) \right)} \quad (3.288)$$

$$\tan(\phi_m^{TM}) = \frac{\text{real} \left( k_{xm} \frac{\omega\varepsilon}{k_{zm}} \cdot \frac{(k_{xm}^2 + k_y^2)}{k_{zm}} \right)}{\text{real} \left( \frac{\omega\varepsilon}{k_{zm}} \cdot (k_{xm}^2 + |k_y|^2) \right)} \quad (3.289)$$

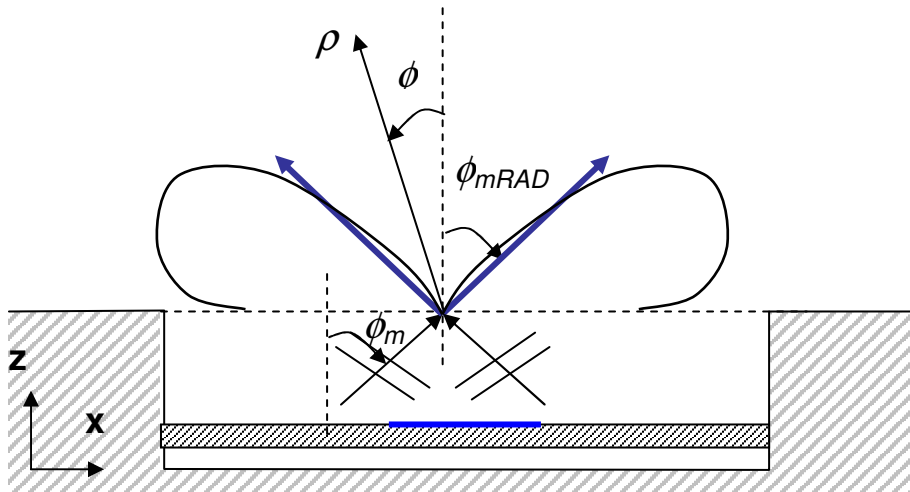


Figura 3.18-Espectro continuo y discreto de radiación.

Hay que tener en cuenta que estas *ondas planas inhomogénea asociadas a cada modo PPM sólo existen en el interior de la guía*. Una vez llegan a la apertura superior, *estas ondas planas se transforman en un espectro continuo de ondas cilíndricas* [Rozzi 1997], que determinan el diagrama de radiación en campo lejano correspondiente. Esta radiación puede ser aproximada por el espectro discreto de una única onda plana, que viene determinada por cada modo PPM. De esta manera, en campo lejano, se puede predecir la polarización y la dirección de radiación del espectro continuo asociado a cada modo PPM tan sólo analizando la onda plana que forma el modo PPM en el interior de la guía. El ángulo de radiación  $\phi_m^{RAD}$  vendría aproximado por el ángulo en que se propaga la onda plana, tal y como se muestra en la figura 3.18. En la figura 3.17 se muestra con una flecha la dirección de radiación prevista para los cuatro primeros modos PPM, usando la *aproximación de onda plana*. La dirección es tanto menos exacta conforme el orden del modo PPM aumenta, debido a que aumenta el *efecto de difracción en los bordes de la apertura*, creando unos lóbulos secundarios que sólo pueden calcularse mediante el diagrama de radiación riguroso (espectro continuo de radiación).

Esta aproximación ayuda a entender la *relación existente entre el espectro discreto de guiado en estructuras cerradas y el espectro continuo de radiación en estructuras abiertas*, tal y como se ha intentado en otros trabajos publicados [Rozzi 1997, Tzuang 1999]. *Es la primera vez que se tiene en cuenta el efecto de todos los modos PPM en la radiación de estructuras apantalladas lateralmente*. La razón que ha permitido *tratar todos los modos PPM en el modelo de radiación* se da a continuación.

El *coeficiente de reflexión multimodal en la apertura*, se calculó en (3.183):

$$\rho_{RADm}^{(p)} = \frac{Z_{RADm}^{(p)} - Z_{0m}^{(p)VAC}}{Z_{RADm}^{(p)} + Z_{0m}^{(p)VAC}} \quad (3.183)$$

Este coeficiente de reflexión indica el *grado en que cada modo PPM es reflejado en la apertura*, y por tanto la cantidad de energía asociada a cada modo PPM que es radiada. Se van a presentar los resultados obtenidos para la estructura microstrip suspendida que se analizó también en el apartado 3.6.2 ( $a=0.508mm$ ,  $L=0.254mm$ ,  $D=0.127mm$ ,  $H=0.127mm$ ,  $\epsilon_r=5$ ,  $X_1=0.214mm$ ,  $X_2=0.294mm$ ,  $f=490$  GHz).

En la figura 3.19 se muestra el **espectro discreto de propagación** (coeficientes  $A_m^{(p)}$ ) de uno de los modos de fuga que soporta a la frecuencia de análisis. También se muestra el **espectro discreto de radiación** (coeficientes  $B_m^{(p)}$ ), junto con el valor que toma el **módulo del coeficiente de reflexión en la apertura** ( $\rho_{RADm}^{(p)}$ ) para cada modo PPM TE<sup>Z</sup> y TM<sup>Z</sup>.

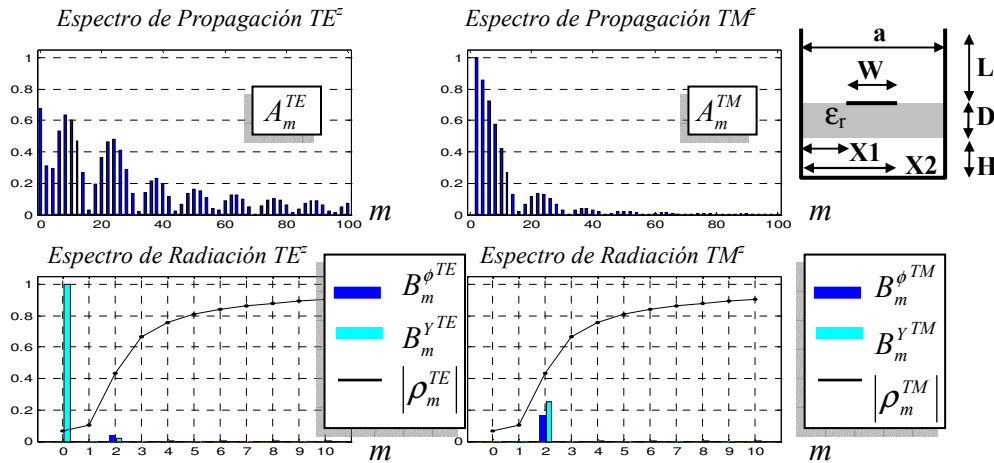


Figura 3.19-Espectro discreto de propagación y radiación para la estructura centrada.

Como se puede ver en la figura 3.19, aunque una gran cantidad de modos PPM contribuyen al espectro discreto de propagación  $A_m^{(p)}$  (se necesitan en torno a 100 modos PPM para que la solución converja), **sólo unos pocos de ellos contribuyen al espectro discreto de radiación  $B_m^{(p)}$** . Como se explicó, esto es debido a que todos los modos PPM de orden superior están al corte en la región de las placas paralelas. Por lo tanto, desde que se excitan con unos pesos  $A_m^{(p)}$  en la tira impresa, hasta que llegan a la apertura situada a una altura “ $z=L$ ”, sufren una atenuación en su amplitud. **Sólo dos modos PPM llegan a excitar corrientes magnéticas en la apertura**, como se observa en los coeficientes  $B_m^{(p)}$ . Este comportamiento se refleja en la figura 3.20, donde se muestra la evolución del voltaje equivalente,  $V_m^{(p)}(z)$ , que modela el comportamiento de la amplitud de los campos en la dirección “ $z$ ”. El modo PPM  $m=0$  llega con una mayor amplitud que el  $m=1$ , mientras que a partir del  $m=3$  apenas tienen amplitud en la apertura. En la figura 3.19 se ha estudiado **un modo de fuga de orden superior** (el modo de fuga dominante es el TE<sub>10</sub>). Este modo de fuga de orden superior contiene al modo PPM  $m=0$  aunque la estructura esté centrada, a diferencia del modo de fuga TE<sub>10</sub>, que será usado en el capítulo 4 para diseñar antenas basadas en radiación por asimetría.



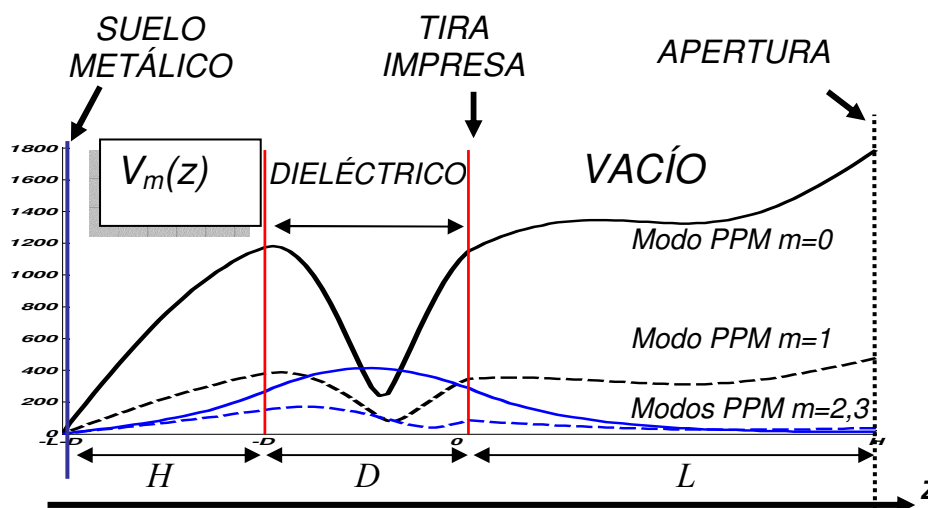


Figura 3.20- Evolución de la Amplitud de los Modos PPM en el eje “z”.

Según la ecuación (3.285), la constante de propagación en la dirección transversa “z” es compleja, siendo su parte imaginaria  $\alpha_{zm}$  positiva. Más aún, conforme aumenta el orden del modo PPM,  $m$ , la parte imaginaria toma un valor más alto. Este resultado matemático tiene la interpretación física de una **onda cuya amplitud aumenta conforme avanza en la dirección “+z”**. Como se comentó en el capítulo 2, este comportamiento no es propio de una onda que viaja por un medio pasivo en el que no existe amplificación, por lo que los modos de fuga son conocidos como **soluciones impropias o no espectrales** [Tamir, 1973]. También se explicó en el capítulo 2 cómo se puede dar una interpretación física a esta aparente amplificación de la onda en la dirección transversa. Este comportamiento se observa para el modo PPM  $m=0$  de la figura 3.20. La amplitud de este modo aumenta conforme se acerca a la apertura, situada en la altura “ $z=+L$ ”.

Los **modos PPM de orden superior**, que **están al corte** como se explicó usando las ecuaciones (3.263)-(3.268), deberían tener un **comportamiento evanescente**. Es decir, su amplitud debería decrecer conforme nos alejamos del circuito impreso y nos acercamos a la apertura. Sin embargo, como hemos comentado, la ecuación de  $k_{zm}$  (3.285) da un **resultado contradictorio al predecir una mayor constante imaginaria positiva  $\alpha_{zm}$** . Esta contradicción ha hecho que en todos los métodos usados hasta la fecha para estudiar los modos de fugas, se utilizara la siguiente definición para la constante transversa:

$$k_{zm} = \beta_{zm} + j|\alpha_{zm}| \quad \text{para } m=0 \tag{3.290}$$

$$k_{zm} = \beta_{zm} - j|\alpha_{zm}| \quad \text{para } m > 0 \quad (3.291)$$

Esta definición es totalmente artificial, ya que en (3.291) *se ha cambiado intencionadamente el signo de la parte imaginaria de  $k_{zm}$  para forzar un comportamiento evanescente de los modos PPM de orden superior*. El modelo desarrollado en esta tesis permite obtener el comportamiento evanescente de los campos PPM que están al corte usando a la vez la raíz impropia de  $k_{zm}$  (3.285) para todos los modos PPM, sin hacer distinción alguna según su orden. Eso es así porque al definir un coeficiente de reflexión equivalente en la apertura  $\rho_{RADm}^{(p)}$  (3.183), se puede escribir la función de la amplitud de los campos a partir de una *onda estacionaria* formada por una onda saliente más una onda entrante reflejada en la apertura, tal y como se describió en el modelo de línea de transmisión equivalente del apartado 3.3 y 3.4:

$$\begin{aligned} \hat{V}_m^{(p)}(z) &= \hat{V}_m^{(p)+} \cdot e^{-jk_{zm}^{VAC} z} + \hat{V}_m^{(p)-} \cdot e^{+jk_{zm}^{VAC} z} = \\ &= \hat{V}_m^{(p)+} \cdot e^{-j\beta_{zm} z} e^{+\alpha_{zm} z} + \rho_{RADm}^{(p)} \cdot \hat{V}_m^{(p)+} \cdot e^{+j\beta_{zm} z} e^{-\alpha_{zm} z} \end{aligned} \quad (3.292)$$

Como se puede observar en la ecuación (3.292), la onda progresiva tiene un comportamiento creciente conforme se acerca a la apertura debido al término  $e^{+\alpha_{zm} z}$ . Sin embargo, a esta onda se le suma la contribución de la onda reflejada, cuyo comportamiento es creciente conforme se aleja de la apertura (término  $e^{-\alpha_{zm} z}$ ). Dependiendo del valor del coeficiente de reflexión en la apertura,  $\rho_{RADm}^{(p)}$ , puede predominar un término u otro. *Para los modos de orden superior el efecto de la onda reflejada es notable, produciendo una onda total con comportamiento evanescente conforme nos acercamos a la apertura, tal y como correspondería a una onda al corte en la guía de placas paralelas*. Este efecto se observa en la figura 3.20 para los modos  $m=2$  y  $m=3$ . En la figura 3.19 se podía observar el valor que toma el módulo del coeficiente de reflexión en la apertura, tanto para los modos PPM  $TE^Z$  como los  $TM^Z$ . En cualquier caso se observa que dicho módulo tiende a uno conforme aumenta el orden  $m$ . Dicho de otra manera, *el fenómeno evanescente de los modos de orden superior se puede interpretar como una reflexión total de la onda inhomogénea creciente que tiende a salir de la estructura*, de manera que al sumarse con la onda inhomogénea entrante se forma una onda estacionaria cuya amplitud es evanescente en el sentido saliente hacia la apertura.

*En ningún trabajo anterior se había considerado el efecto de la discontinuidad producida por la apertura para todo el espectro de modos PPM, de manera que nunca se había tenido en cuenta este fenómeno de reflexión que permite modelar el comportamiento evanescente de los modos PPM de orden superior.* Es por ello que lo que se ha hecho hasta la fecha es modelar que sólo el modo PPM  $m=0$  contribuye a la radiación, pero nunca se ha podido calcular en qué medida los modos PPM de orden superior llegaban a contribuir a la radiación del modo de fugas total.

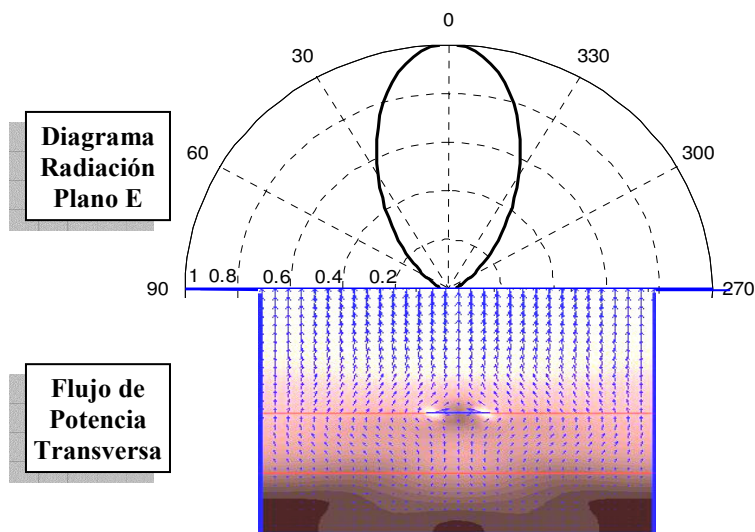


Figura 3.21- Distribución de Potencia Transversa para Estructura Centrada.

La figura 3.21 muestra la distribución de potencia transversa tanto en el interior de la guía abierta como radiada en el plano E, para el caso del modo de fugas de la línea impresa centrada, cuyos espectros de propagación y radiación fueron mostrados en la figura 3.19. Se puede observar en la figura 3.21 la *naturaleza no espectral o impropia del modo de fuga*, con una mayor densidad de energía en la parte superior de la guía, debido al modo PPM  $m=0$ . Como se observó en el espectro de radiación de la figura 3.19, el modo PPM TE  $m=0$  es el que más contribuye a la radiación total del modo de fugas. Después aparecía como segundo coeficiente de radiación  $B_m^{(p)}$  más excitado el correspondiente al modo PPM TM  $m=2$ . Los *diagramas de radiación en el plano E* de cada uno de estos modos PPM fueron mostrados en la figura 3.17, en la que se observaba que el modo PPM  $m=0$  tenía un diagrama de radiación dirigido en  $\phi=0$  y con polarización  $E^\phi$ . Estas son las características del diagrama de radiación total, ya que es el modo PPM  $m=0$  el que más contribuye al espectro de radiación de la tira centrada.

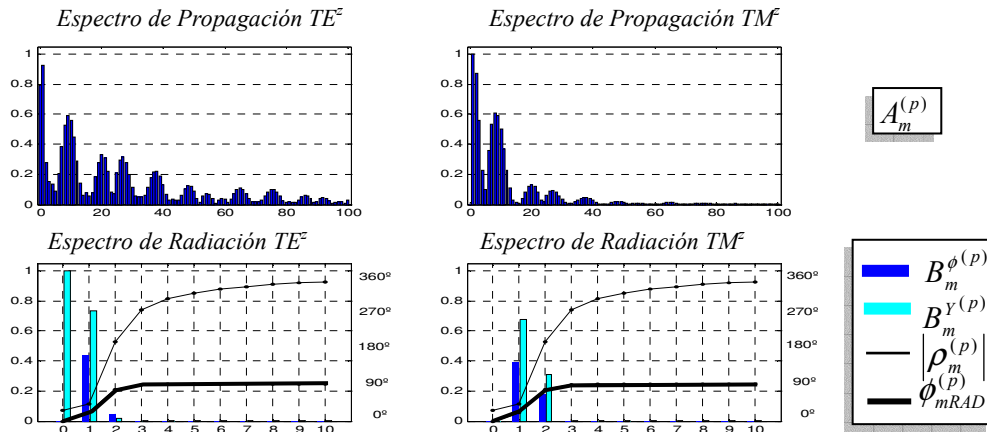


Figura 3.22-Espectro discreto de propagación y radiación para la estructura descentrada.

En la figura 3.22 se muestran los espectros discretos de propagación y de radiación para el mismo modo de fugas estudiado anteriormente, pero ahora con **la tira impresa descentrada hacia la pared izquierda** ( $X_1=0.014mm$  y  $X_2=0.094mm$ ). Ahora se observa que hay **tres modos PPM que contribuyen a la radiación**, ya que aparece el coeficiente  $B_m^{(p)}$  asociado al modo PPM  $m=1$ . También se ha mostrado en la figura 3.22 la variación del ángulo de radiación estimado para cada modo PPM ( $\phi_{RADm}$ ), observando que conforme aumenta el orden del modo PPM el ángulo de radiación tiende a  $90^\circ$ , lo cual es coherente con el **fenómeno de reflexión total** ( $|\rho_{RADm}|=0$ ) comentado en el párrafo anterior, **para modos PPM de orden muy elevado** que no contribuyen a la radiación.

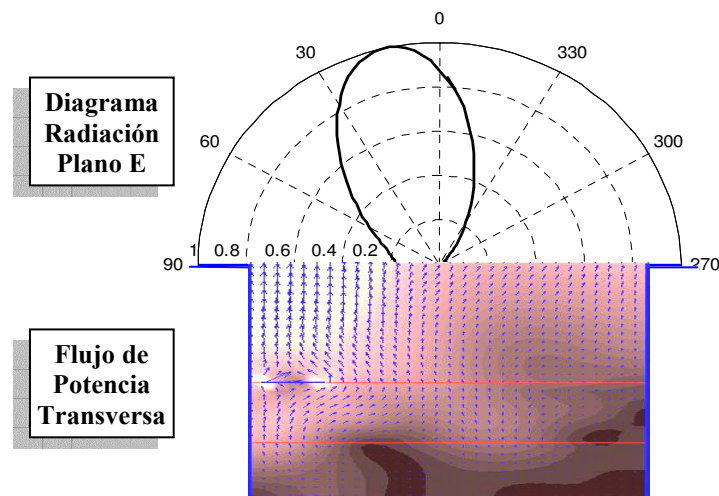


Figura 3.23- Distribución de Potencia Transversa para Estructura Descentrada.

En la figura 3.23 se muestran los diagramas de potencia transversa en el interior de la guía y radiada en el plano E para el caso de la tira descentrada. Se puede observar que *el diagrama de radiación total se ha adoinclin debido a la interferencia producida por el diagrama de radiación asimétrico del modo PPM  $m=1$*  (ver figura 3.17). También el flujo de potencia en el interior de la guía refleja el efecto de descentramiento de la tira impresa, mostrando un mayor flujo de energía saliente por el lado izquierdo de la estructura. En el siguiente apartado se utilizará esta *novedosa interpretación del fenómeno de propagación y radiación mediante descomposición en modos PPM* para *calcular parámetros importantes* en las estructuras radiantes lateralmente apantalladas, como la frecuencia de corte, el acoplo entre modos de fuga o la pureza de polarización.

### 3.8.2- Aplicaciones de la Expansión PPM

En esta sección se va a estudiar una antena “leaky-wave” formada por un circuito impreso de tipo “slot”. Esta antena fue introducida en [Lampariello 1987] y [Lampariello 1990], y permitirá aplicar la teoría desarrollada en apartados anteriores para obtener información sobre sus características eléctricas. El esquema de esta antena se muestra en la figura 3.24, donde además se ha dibujado las líneas de campo eléctrico del modo fundamental que se usa para su funcionamiento (modo  $TE_{10}$ ).

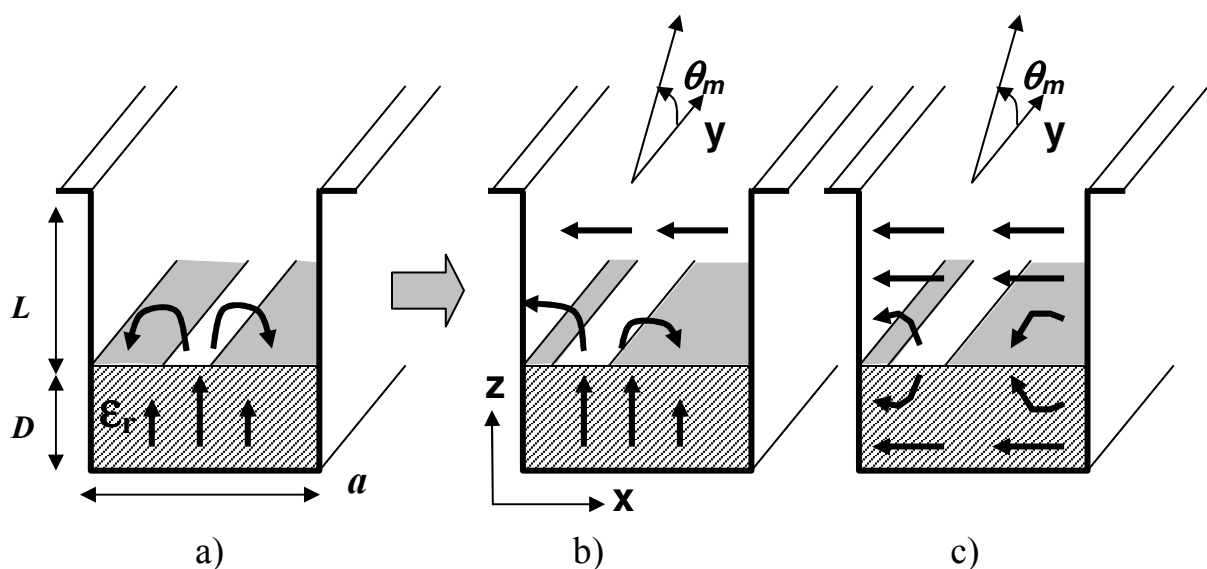


Figura 3.24- Modos en Antena de Tipo “slot” a) Modo  $TE_{10}$  no radiativo b) Modo de fugas  $TE_{10}$  c) Modo de fugas de tipo “Channel-Guide”

El *mecanismo de radiación por asimetría* de estas antenas ya se explicó en el apartado 3.8 (ver figura 3.16). Cuando la estructura está centrada (figura 3.24-a), el modo  $TE_{10}$  es no radiativo ya que no se excita el modo PPM  $m=0$ , que es el único que puede propagarse por el “stub” de placas paralelas y llegar a la apertura superior. Al descentrar el circuito impreso de tipo “slot”, tal y como se muestra en la figura 3.24-b, se excita el campo horizontal asociado al modo PPM  $m=0$ , de manera que se genera una onda de fugas con polarización horizontal y que radia sin inclinación en azimut en el plano E ( $\phi=0^\circ$ ) pero con una cierta inclinación en elevación (plano H) dada por el ángulo  $\theta_m$ . Este ángulo de elevación, también mostrado en la figura 3.24, viene dado por la siguiente expresión:

$$\sin \theta_m = \frac{\beta_y}{k_0} \quad (3.293)$$

Para que este mecanismo de radiación no se vea distorsionado por las interferencias de los modos PPM de orden superior que son excitados en el circuito impreso, la *altura del tramo de placas paralelas  $L$  debe ser suficientemente grande*. En este apartado se va a estudiar con detalle la influencia de esta altura  $L$  en el diagrama de radiación del modo de fugas. Otro fenómeno importante en el que influye la altura  $L$  es el denominado *acoplo entre modos de fuga*. Existen un tipo de modos de fuga que también tienen polarización horizontal, y que son llamados *modos “channel-guide”*, por ser modos guiados por las placas paralelas. El esquema de uno de estos modos se puede ver en la figura 3.24-c. Estos modos radian cualquiera que sea la posición del circuito impreso, asimétrico o simétrico, ya que proceden del modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica. *Su radiación es no deseada, ya que no puede ser controlada como en el caso del modo  $TE_{10}$* , tal y como se demostrará en el capítulo 4. El acoplo entre el modo de fugas  $TE_{10}$  deseado y cualquier modo de tipo “channel-guide” no deseado fue estudiado con detalle en [Shigesawa, 1986], [Shigesawa 1994] y [Lampariello 1998]. En esta sección se desarrollará un *factor de acoplo que permite medir con exactitud el acoplo energético entre dos modos de fuga*.

En muchos trabajos anteriores, como [Ma 1993], se ha considerado  $L$  infinito, de manera que no se modelaba ninguna discontinuidad en la apertura, sino unas placas paralelas infinitas. En otros trabajos ya se tenía en cuenta una altura finita  $L$  [Shigesawa, 1986; Lampariello, 1998; Ma, 1994], pero siempre considerando que el único modo que llegaba a la apertura era el PPM  $m=0$ . Se sobreentendía que los modos PPM de orden superior, al ser evanescentes, no llegaban a la apertura y por lo tanto no contribuían a la radiación. Sin embargo, *dependiendo de la altura  $L$  y la frecuencia de análisis, puede que algún modo de orden superior contribuya a la radiación*, tal y como se demostró en la sección anterior. La antena propuesta en [Lampariello 1987] tenía las siguientes dimensiones para trabajar a la frecuencia de 50GHz:  $a=2.2mm$ ,  $D=1.59mm$ ,  $X_1=1.1mm$ ,  $X_2=2.1mm$  y  $\epsilon_r=2.56$ . Según la altura  $L$  que escojamos tendremos el efecto en el diagrama de radiación en el plano E mostrado en la figura 3.25.

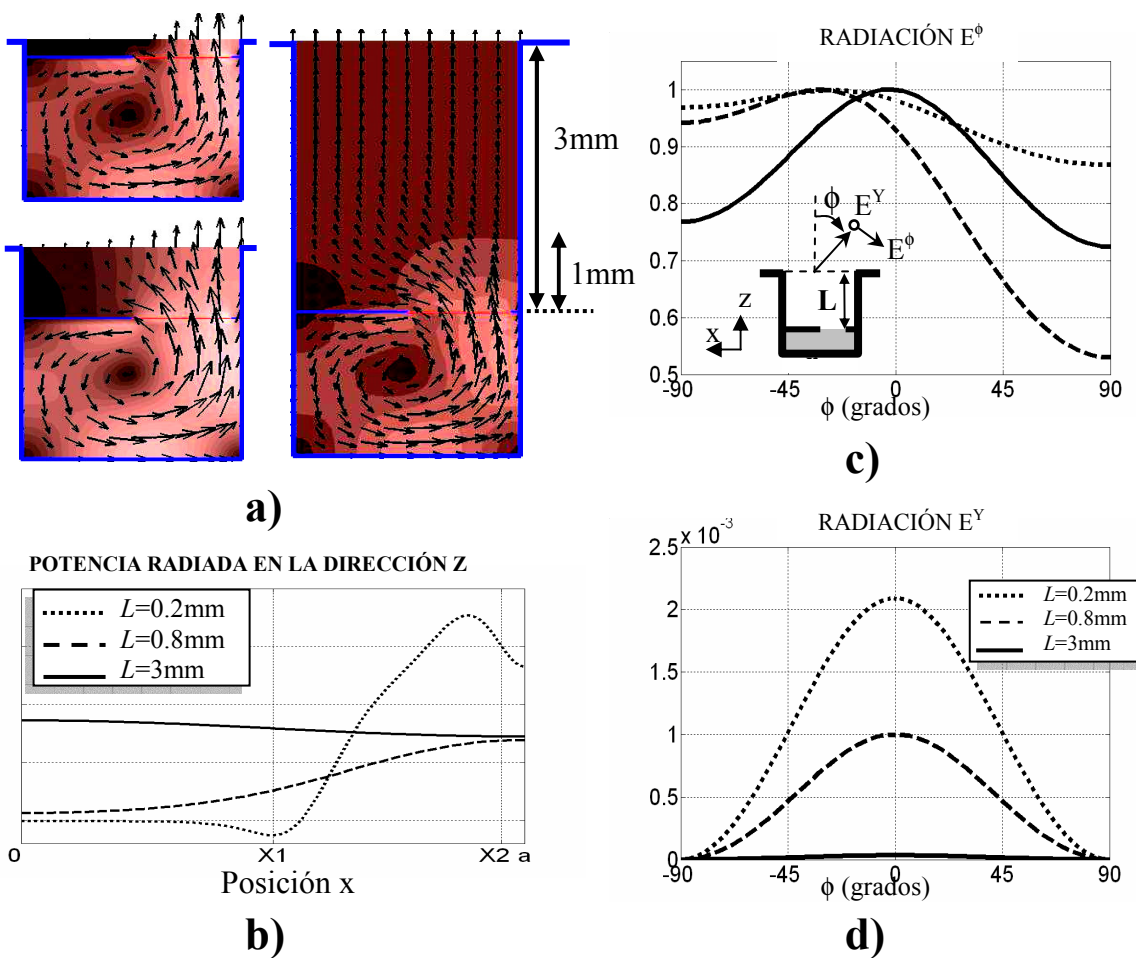


Figura 3.25- Efecto de  $L$  en el Diagrama de Radiación Plano E

La figura 3.25-a muestra el flujo de potencia transverso dentro de la guía abierta para tres diferentes valores de  $L$  (0.2mm, 0.8mm y 3mm). Se puede ver que **los modos PPM de orden superior se han desvanecido a partir de  $L=1\text{mm}$** , ya que es a partir de esta altura donde se observa una iluminación de potencia uniforme y dirigida puramente en “z”, sin desviaciones laterales. La figura 3.25-b muestra la iluminación relativa de potencia en la apertura para los tres casos estudiados. La **iluminación puramente uniforme se consigue sólo en el caso  $L=3\text{mm}$** . Las iluminaciones no uniformes obtenidas para  $L < 1\text{mm}$  hacen que los **diagramas de radiación en plano  $E$  sean menos directivos y que los haces estén inclinados en dicho plano**, tal y como se observa en la figura 3.25-c. Otro efecto que se puede observar es el de la **aparición de polarización cruzada** para los casos de tramos de placas paralelas cortos, tal y como se demuestra en la figura 3.25-d. **Todos estos efectos negativos cuando  $L < 1\text{mm}$  son debidos a los modos PPM de orden superior.**

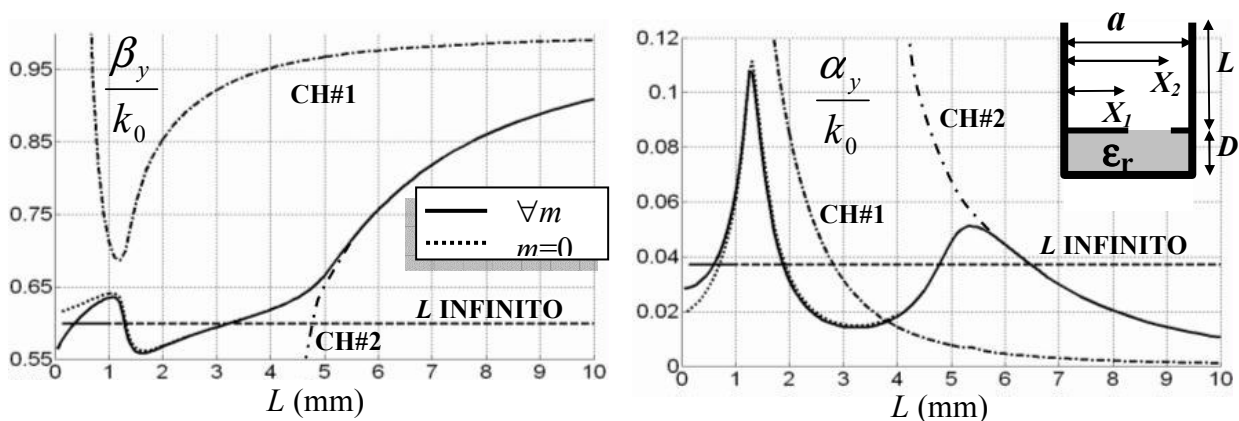


Figura 3.26- Efecto de  $L$  en la Constante de Propagación Compleja

También es interesante estudiar el efecto de  $L$  en la constante de propagación del modo de fugas  $\text{TE}_{10}$ . **El efecto de onda estacionaria** generado por la apertura provoca un **comportamiento oscilatorio tanto de  $\beta_y$  como de  $\alpha_y$**  [Shigesawa 1994], tal y como se observa en la figura 3.26 para el tramo  $L < 5\text{mm}$ . En línea continua se representan los resultados obtenidos con el método desarrollado, teniendo en cuenta todos los modos PPM en la apertura ( $\forall m$ ). Si sólo se tiene en cuenta el modo  $m=0$ , se observa que para valores de  $L$  muy pequeños ambas soluciones son un poco distintas. Sin embargo, el fenómeno más importante, que no es tenido en cuenta cuando se considera un stub de altura  $L$  infinita, es el de **acoplo con los modos “channel-guide”**. En la figura 3.26 se muestra también las constantes de fase y de atenuación normalizadas de dos modos



“channel” que aparecen en esta estructura (CH#1 y CH#2). **Cuando las constantes de fase y de atenuación del modo  $TE_{10}$  y la del “channel” se acercan, se produce el fenómeno de acoplo.** Entonces, ambos modos se propagan simultáneamente, confundiendo sus propiedades. Como se puede observar en la figura 3.26, el modo deseado pierde la respuesta periódica con  $L$  para  $L > 5mm$ , debido al acoplo con el modo “channel” CH#2. Este acoplo es indeseado puesto que va a deteriorar las propiedades de la antena “leaky”, como se demostrará en el capítulo 4.

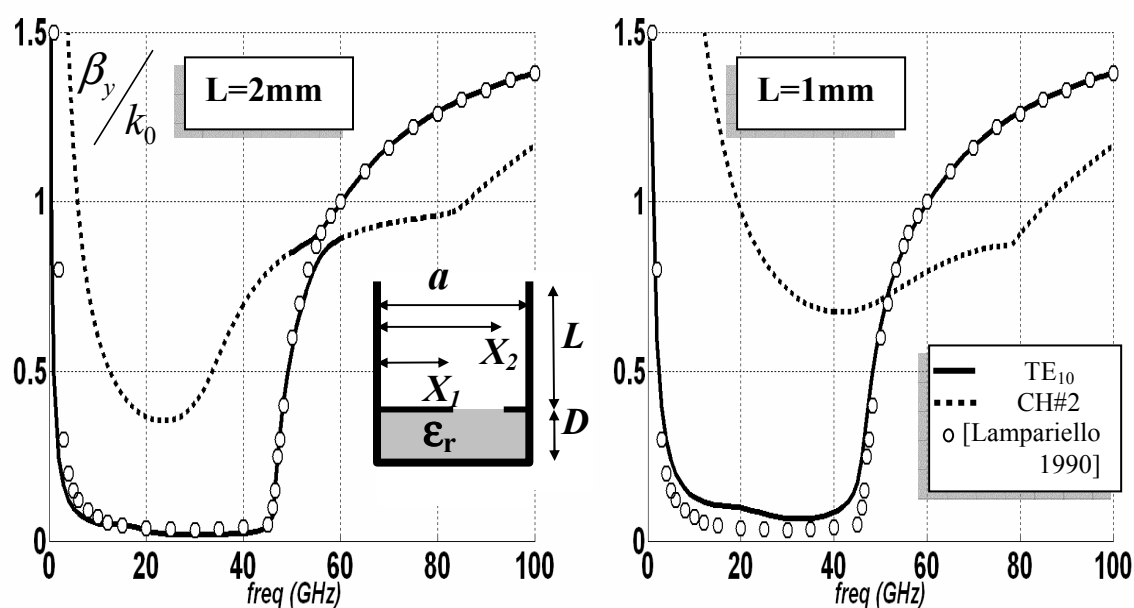


Figura 3.27- Efecto de  $L$  en la Respuesta en Frecuencia

En la figura 3.27 se muestra la respuesta en frecuencia del modo de fugas  $TE_{10}$  en la antena estudiada. Se muestran con círculos los resultados obtenidos en [Lampariello 1990] con  $L$  infinito. Usando el método de análisis desarrollado en esta tesis se observa que con  $L=2mm$  existe un acoplo entre las curvas del modo  $TE_{10}$  y el modo “channel” CH#2 alrededor de 55GHz. **Este acoplo se evita disminuyendo la longitud del “stub” de placas paralelas a  $L=1mm$ .** Sin embargo, tal y como se reflejó en la figura 3.26, **una disminución de  $L$  podría acarrear un empobrecimiento de las prestaciones del diagrama de radiación y de la pureza de polarización.** Se hace necesario calcular de una manera más exacta el grado de acoplo y de pureza de radiación obtenido en función de la altura de las placas paralelas  $L$ . Para ello se van a desarrollar unos factores que midan de una manera cuantitativa estos parámetros.

Para **medir el acoplo energético entre modos**, debemos calcular la siguiente integral de potencia cruzada en la sección transversa de la guía abierta [Omar, 1985; Rozzi, 1997]:

$$P_Y^{DL-CG} = \frac{1}{2} \cdot \int_{x=0}^a \int_{z=-D}^{z=+L} (\vec{E}_{DL} \times \vec{H}_{CG}^*) \cdot \hat{y} \cdot \partial x \cdot \partial z = \frac{1}{2} \cdot \int_{x=0}^a \int_{z=-D}^{z=+L} (E_{ZDL} \cdot H_{XCG}^* - E_{XDL} \cdot H_{ZCG}^*) \cdot \partial x \cdot \partial z \quad (3.294)$$

donde las siglas DL hacen referencia al modo de fugas deseado y las siglas CG al modo indeseado “channel-guide”. Aplicando las expansiones PPM para los campos transversos, tanto del modo DL como del modo CG, se obtiene el siguiente desarrollo analítico:

$$P_Y^{DL-CG} = (P_Y E_Z^{DL-TM} H_X^{CG-TE^*} + P_Y E_Z^{DL-TM} H_X^{CG-TM^*}) - (P_Y E_X^{DL-TE} H_Z^{CG-TE^*} + P_Y E_X^{DL-TM} H_Z^{CG-TE^*}) \quad (3.295)$$

$$P_Y E_Z^{DL-TM} H_X^{CG-TE^*} = \frac{1}{2} \sum_m \frac{k_{DLcm}}{j\omega\epsilon} \cdot A_{DLm}^{TM} \cdot A_{CGm}^{TE^*} \cdot \frac{a}{2} \cdot \delta \cdot \int_{z=-D}^{z=+L} \hat{I}_{DLm}^{TM}(z) \cdot \hat{I}_{CGm}^{TE^*}(z) \cdot \partial z \quad (3.296)$$

$$P_Y E_Z^{DL-TM} H_X^{CG-TM^*} = \frac{1}{2} \sum_m \frac{k_{DLcm}}{j\omega\epsilon} \cdot A_{DLm}^{TM} \cdot A_{CGm}^{TM^*} \cdot \frac{a}{2} \cdot \delta \cdot \int_{z=-D}^{z=+L} \hat{I}_{DLm}^{TM}(z) \cdot \hat{I}_{CGm}^{TM^*}(z) \cdot \partial z \quad (3.297)$$

$$P_Y E_X^{DL-TE} H_Z^{CG-TE^*} = \sum_m \frac{1}{2} \frac{k_{CGcm}^*}{j\omega\mu} \cdot A_{DLm}^{TE} \cdot A_{CGm}^{TE^*} \cdot \frac{a}{2} \cdot \delta \cdot \int_{z=-D}^{z=+L} \hat{V}_{DLm}^{TE}(z) \cdot \hat{V}_{CGm}^{TE^*}(z) \cdot \partial z \quad (3.298)$$

$$P_Y E_X^{DL-TM} H_Z^{CG-TE^*} = \sum_m \frac{1}{2} \frac{k_{CGcm}^*}{j\omega\mu} \cdot A_{DLm}^{TM} \cdot A_{CGm}^{TE^*} \cdot \frac{a}{2} \cdot \delta \cdot \int_{z=-D}^{z=+L} \hat{V}_{DLm}^{TM}(z) \cdot \hat{V}_{CGm}^{TE^*}(z) \cdot \partial z \quad (3.299)$$

$$\delta = \begin{cases} 2 & \text{si } m=0 \\ 1 & \text{si } m>0 \end{cases} \quad (3.300)$$

Como se describió en la sección 3.2, **los modos PPM con diferente índice m son ortogonales**, de manera que sólo las integrales entre los modos PPM del mismo orden  $m$  deben ser calculadas en las anteriores expresiones. Así han quedado unos resultados muy sencillos al involucrar un solo sumatorio en  $m$  para las dos expansiones PPM involucradas (una expansión PPM para los campos del modo de fugas  $TE_{10}$  y otras expansión PPM para el modo “channel-guide”). Las integrales en “ $x$ ” son inmediatas al ser integrales entre modos PPM, ya calculadas en el apartado 3.2. Por otro lado, las integrales en la dirección “ $z$ ” implican el producto de tensiones y corrientes equivalentes, que al ser también funciones armónicas pueden ser calculadas analíticamente. De esta manera, **el acoplo cruzado se puede calcular directamente usando la expansión en modos PPM**; en concreto, usando los **coeficientes del espectro discreto de propagación**  $A_m^{(p)}$ .

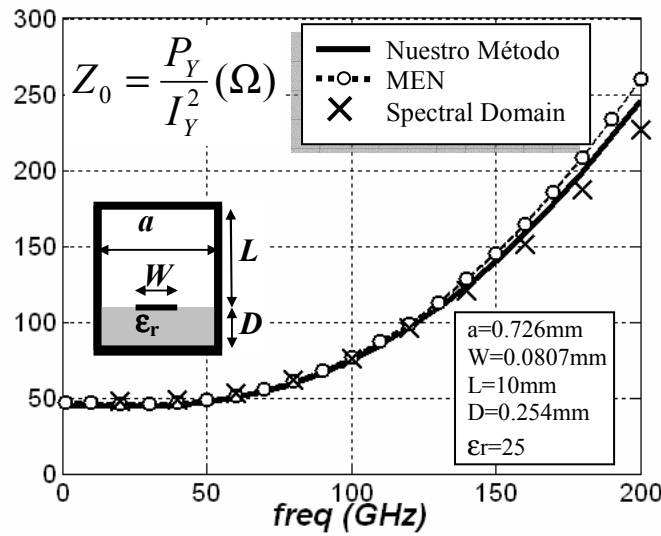


Figura 3.28- Validación de Cálculos de Potencia

Para **validar las expresiones (3.295)-(3.300)**, se han aplicado al cálculo de la impedancia característica del modo fundamental de una línea impresa encapsulada en una caja rectangular, tal y como se muestra en la figura 3.28. La impedancia característica se ha calculado con la expresión siguiente:

$$Z_0 = \frac{P_Y}{I_Y^2} \tag{3.301}$$

donde  $I_Y$  es la corriente longitudinal en la tira impresa y  $P_Y$  es la potencia longitudinal que propaga el modo de la línea impresa calculada con el método desarrollado (aunque no es una potencia cruzada entre dos modos, estos resultados sirven para validar las expresiones obtenidas). Por otro lado se ha comparado con los resultados obtenidos con dos técnicas totalmente distintas, una basada en una Red Multimodal Equivalente (MEN, Multimode Equivalent Network, [Guglielmi, 1994]) y un método en el Dominio Espectral (SD, Spectral Domain, [Guglielmi, 1995]). Como se puede observar en la figura 3.28, los resultados son muy similares, validando las expresiones para el cálculo de potencia cruzada. Para calcular el grado de acoplo entre los dos modos de fuga, definiremos el siguiente **factor de acoplo cruzado**:

$$ACOPLA\ CRUZADO = \frac{|P_Y^{DL-CG}|}{\sqrt{|P_Y^{DL}| \cdot |P_Y^{CG}|}} \tag{3.302}$$

donde  $P_Y^{DL-CG}$  se definió en (3.295) como la potencia cruzada, y  $P_Y^{DL}$  y  $P_Y^{CG}$  serían las potencias propias de cada modo de fuga, calculados como:

$$P_Y^{DL} = \frac{1}{2} \cdot \int_{x=0}^a \int_{z=-D}^{z=+L} (E_{DL} \times H_{DL}^*) \cdot \hat{y} \cdot \partial x \cdot \partial z \quad (3.303)$$

$$P_Y^{CG} = \frac{1}{2} \cdot \int_{x=0}^a \int_{z=-D}^{z=+L} (E_{CG} \times H_{CG}^*) \cdot \hat{y} \cdot \partial x \cdot \partial z \quad (3.304)$$

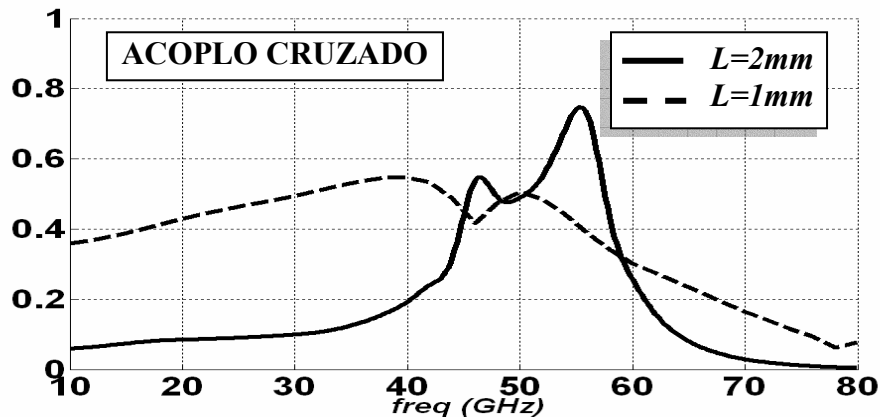


Figura 3.29- Acoplo entre Modos de Fuga en Función de la Frecuencia

La figura 3.29 muestra el resultado obtenido al aplicar el coeficiente de acoplamiento cruzado (3.302) a los dos modos de fuga estudiados en la figura 3.27, en el rango de frecuencias de 10GHz a 80GHz. Se estudian, como se hizo en la figura 3.27, dos alturas del tramo de placas paralelas superior,  $L=2mm$  y  $L=1mm$ . El acoplamiento observado de una manera cualitativa en la figura 3.27 para el caso  $L=2mm$  se confirma con el resultado obtenido en la figura 3.29, teniendo un pico máximo del 70% en el rango de 50GHz a 60GHz cuando  $L=2mm$ . Cuando el stub de placas paralelas se acorta a  $L=1mm$ , el acoplamiento se reduce por debajo del 50%. Además se observa que el máximo acoplamiento se ha desplazado a frecuencias inferiores (40GHz) cuando  $L=1mm$ .

Como se comentó, existe un *compromiso entre el control de acoplamiento con modos "channel-guide" indeseados y la pureza de la radiación obtenida*. En la figura 3.25 se demostró como un stub más corto provocaba la distorsión del diagrama de radiación en el plano E, así como la aparición de polarización cruzada. Ambos efectos eran debidos a los modos PPM de orden superior ( $m>0$ ), que podían llegar a contribuir a la radiación del modo de fugas total. De nuevo, podemos utilizar la descomposición en modos PPM para estudiar este efecto de una manera cuantitativa.

Para ello vamos a usar los *coeficientes del espectro discreto de radiación*,  $B_m^{(\phi)}$ , de manera que podemos definir el siguiente *factor de pureza de radiación*:

$$PUREZA\ RADIACIÓN = \frac{|B_{m=0}^{TE}|}{\sum_m \left( |B_m^{TE}| + |B_m^{TE}| + |B_m^{TM}| + |B_m^{YTM}| \right)} \quad (3.305)$$

Observemos que (3.305) valdría uno sólo en el caso en que el modo PPM  $m=0$  fuera el único modo PPM que contribuyera a la radiación total, pues en esta situación sólo existiría el coeficiente  $B_{m=0}^{TE}$ , siendo el resto de coeficientes del espectro discreto de radiación nulos. En este caso tendríamos una radiación en el plano E con el máximo de radiación dirigido en  $\phi=0^\circ$  y con polarización puramente  $E^\phi$ . Conforme se añaden modos PPM de orden superior al espectro de radiación, el coeficiente de pureza de radiación (3.305) va disminuyendo su valor, indicando un empeoramiento de las anteriores características del diagrama de radiación en el plano E.

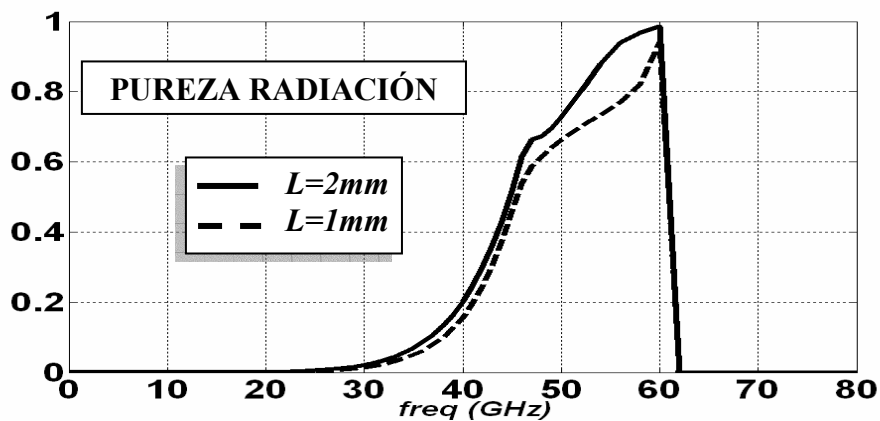


Figura 3.30- Pureza de Radiación del Modo de Fugas  $TE_{10}$  en función de la frecuencia

La figura 3.30 muestra el resultado obtenido al aplicar el coeficiente de pureza de radiación normalizado (3.305) al modo de fugas  $TE_{10}$  de la antena estudiada, en el rango de frecuencias de  $0GHz$  a  $80GHz$ . Se pueden obtener varias conclusiones muy interesantes de estos resultados. Primeramente y como cabía esperar, *la pureza de la radiación es mayor para el caso  $L=2mm$  que para  $L=1mm$* , en todo el rango de frecuencias. En segundo lugar, el comportamiento de la pureza de radiación no es constante con la frecuencia. En concreto, *conforme la frecuencia aumenta, la pureza*

*de radiación es mayor*, hasta que se llega a una frecuencia en la que se hace cero bruscamente (en la figura 3.30 esta frecuencia es  $62GHz$ ). Este resultado puede ser explicado si recordamos que la constante de propagación de los modos PPM en la región del stub de placas paralelas y en la dirección “z” se obtenía como:

$$k_{zm}^{VACÍO} = \sqrt{k_0^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2} - k_y^2 \quad (3.306)$$

Conforme aumentamos la frecuencia, la constante de propagación del modo de fugas,  $k_y$ , que se puede aproximar como la constante de propagación del modo  $TE_{10}$  de la guía rectangular dieléctrica tiende a:

$$\lim_{f \rightarrow \infty} k_y \approx \lim_{f \rightarrow \infty} k_{yTE_{10}} = k_0 \sqrt{\epsilon_r} \quad (3.307)$$

Teniendo en cuenta (3.307), podemos observar que conforme aumentamos la frecuencia la expresión (3.306) tiende a ser puramente imaginaria. Esto indica que **conforme la frecuencia aumenta los modos PPM tienden a propagarse cada vez menos por la región de vacío de las placas paralelas**. A partir de una cierta frecuencia en la que se cumple  $k_y = k_0$ , ningún modo PPM se puede propagar por el tramo de placas paralelas superior, de manera que no existe radiación. Esto explica el salto brusco a cero de la pureza de radiación a  $62GHz$ . También hay que tener en cuenta que al aumentar el índice  $m$  en (3.306), la constante  $k_{zm}$  se hace menor, lo cual indica que los modos PPM de orden superior se propagan menos hacia la apertura conforme aumenta su orden. Como resultado, **al aumentar la frecuencia** (por debajo de los  $62GHz$  donde ya no hay radiación de ningún modo PPM) **se hace más notable el efecto de corte de los modos PPM de orden superior** (que decaen *exponencialmente* conforme se acercan a la apertura), haciendo que la pureza de la radiación aumente.

El resultado obtenido en la figura 3.30 nos ha servido para introducir la **transición de una onda de fugas en una onda de superficie** [Lampariello 1990], que ocurre cuando se cumple la condición siguiente:

$$\frac{\beta_y}{k_0} > 1 \quad (3.308)$$

Esta condición se cumple para frecuencias suficientemente altas, de manera que por debajo de la frecuencia de transición (que en nuestro caso es de  $62GHz$ ), el modo es una

onda de fugas que puede radiar. Esta frecuencia establece el *límite superior de funcionamiento de la antena “leaky-wave”*. El modo de fugas tiene también una *frecuencia mínima de funcionamiento*, que queda establecida por su *frecuencia de corte*.

Para modos reales en estructuras cerradas, la frecuencia de corte es fácil de identificar ya que la constante de propagación del modo se vuelve imaginaria, pasando de un comportamiento propagativo ( $k_y = \beta_y$ ) a un comportamiento reactivo ( $k_y = -j\alpha_y$ ). La *frecuencia de corte para modos de fuga no es fácil de determinar*, ya que el modo de fuga es un modo complejo ( $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ ) siempre que no se haya convertido en un modo de superficie, en cuyo caso la constante de propagación es puramente real, tal y como se explicó en el apartado 3.6.2. En trabajos anteriores ([Oliner 1987],[Lin 1997],[Lampariello 1998]), la zona de corte de un modo de fuga se ha definido como aquellas frecuencias en las que *la parte imaginaria de su constante de propagación compleja ( $\alpha_y$ ) aumenta bruscamente conforme la frecuencia disminuye*. Este aumento brusco es debido al *comportamiento reactivo del modo de fugas por debajo de su frecuencia de corte*, de manera que la constante de propagación compleja del modo de fugas se podría descomponer en los siguientes términos:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y = \beta_y - j\{\alpha_y^{RAD} + \alpha_y^{REAC}\} \quad (3.309)$$

donde  $\alpha_y^{RAD}$  modela la *atenuación de la energía debida a pérdidas por radiación*, mientras que  $\alpha_y^{REAC}$  modela el *comportamiento evanescente reactivo* por estar al corte (por *reflexión de la energía* ya que el modo no se puede propagar).

De nuevo, esta definición es demasiado cualitativa. Se hace necesario algún criterio más exacto para establecer la frecuencia de corte. Vamos a usar el criterio usado por Lin y Sheen en [Lin 1997], por el cual la eficiencia de radiación de una antena “leaky” de tipo “slot-line” fue estudiada calculando la cantidad de *potencia real e imaginaria propagada por el modo de fugas*. Siguiendo esta teoría, definimos las potencias normalizadas propagadas y reflejadas (o almacenadas) por un modo de fugas como:

$$POTENCIA\ PROPAG_Y = \frac{\Re al(P_Y)}{|P_Y|} \quad (3.310)$$

$$POTENCIA - REFLEJ_Y = \frac{\Im mag(P_Y)}{|P_Y|} \quad (3.311)$$

En (3.310) y (3.311), podemos calcular la potencia compleja propagada por el modo de fugas  $TE_{10}$  en la dirección longitudinal “y”,  $P_Y$ , tal y como se describió en (3.295), de nuevo aplicando la potencia propia del modo  $TE_{10}$  en vez de la potencia cruzada entre dos modos de fuga. En la figura 3.31 se muestran los resultados obtenidos para el caso del modo de fugas  $TE_{10}$  en la antena estudiada de tipo “slot”, con  $L=1mm$  para evitar el fenómeno de acoplo con el modo “channel” indeseado.

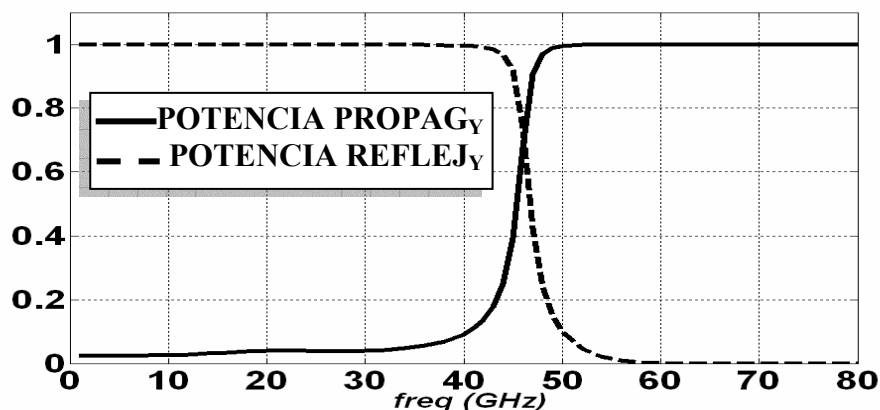


Figura 3.31- Potencia Compleja del Modo de Fugas  $TE_{10}$  en función de la frecuencia

En [Lin 1997] se definía como *frecuencia de corte aquella frecuencia en la que la potencia propagada (potencia real) era igual a la potencia reflejada (potencia imaginaria)*. Por debajo de la frecuencia de corte la potencia imaginaria se hace mayor que la potencia real. Siguiendo este criterio, los resultados mostrados en la figura 3.31 muestran una frecuencia de corte de  $46.1GHz$ . Para contrastar este resultado con el fenómeno de aumento de la constante de atenuación  $\alpha_y$ , en la figura 3.32 mostramos la constante de propagación compleja obtenida para el modo de fugas  $TE_{10}$  estudiado.

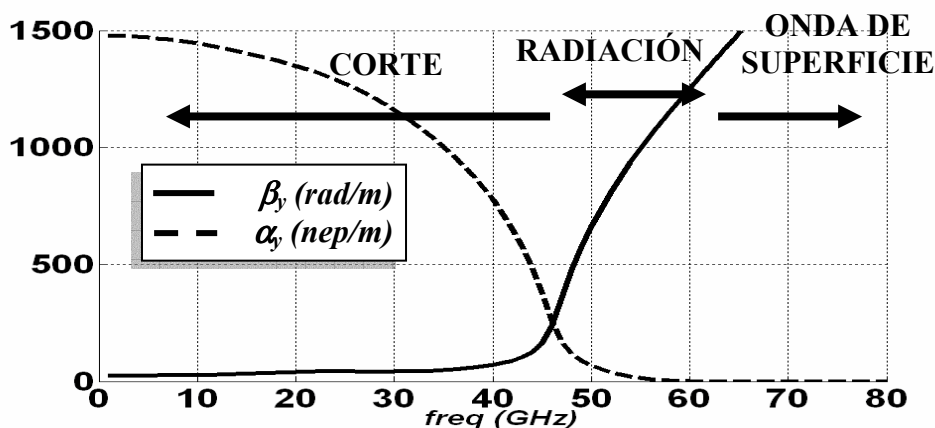


Figura 3.32- Constante de Propagación Compleja del Modo de Fugas  $TE_{10}$  en función de la frecuencia



En [Lin 1997] también se dedujo que la frecuencia de corte coincidía con aquella frecuencia en que *se igualaban la constante de fase y la de atenuación del modo de fuga*. En la figura 3.32 se observa que  $\beta_y = \alpha_y$  para la misma frecuencia en que se igualaban la potencia real y la imaginaria ( $f_{CORTE}=46.1GHz$ ). Los resultados obtenidos para la antena y el modo de fuga estudiado son coherentes, por lo tanto, con las conclusiones obtenidas por Lin y Sheen en 1997. Además, *el método desarrollado permite obtener de una manera mucho más rápida y totalmente analítica la potencia compleja asociada a un modo de fuga*, necesaria para el estudio de su condición de corte.

De esta manera se puede establecer el *rango de frecuencias de funcionamiento de una antena basada en un modo de fuga*, dada por los siguientes límites, mostrados en la figura 3.32:

$$\text{ZONA DE RADIACIÓN:} \quad \alpha_y < \beta_y < k_0 \quad (3.312)$$

$$\text{ZONA DE ONDA DE SUPERFICIE:} \quad \beta_y > k_0 ; \alpha_y = 0 \quad (3.313)$$

$$\text{ZONA DE CORTE:} \quad \alpha_y > \beta_y \quad (3.314)$$

En el caso estudiado, la zona de radiación está comprendida entre la frecuencia de corte ( $46GHz$ ) y la frecuencia de transición a onda de superficie ( $62GHz$ ). Una última aplicación de la expansión PPM del modo de fuga va a ser el estudio detallado de la zona de corte. Como se expresó en la ecuación (3.309), cuando el modo de fuga está al corte, la parte imaginaria  $\alpha_y$  aumenta bruscamente, como se puede observar en la figura 3.32. Sin embargo, sería interesante poder *calcular qué parte de  $\alpha_y$  es debida al comportamiento reactivo,  $\alpha_y^{REAC}$ , y qué parte al comportamiento radiativo,  $\alpha_y^{RAD}$* .

La atenuación asociada a las pérdidas por radiación se puede calcular fácilmente *usando el espectro discreto de propagación y radiación* de la siguiente manera. La potencia propagada en un punto  $y=y_0+\Delta y$  puede ser relacionada con la potencia en  $y=y_0$  usando la siguiente expresión:

$$P_Y(y = y_0 + \Delta y) = P_Y(y = y_0) \cdot e^{-2 \cdot \alpha_y \cdot \Delta y} \quad (\text{Wattios}) \quad (3.315)$$

Por otro lado, la **densidad de potencia radiada por unidad de longitud**, se puede calcular, según el principio de conservación de la energía, como la densidad de potencia perdida en el tramo  $\Delta y$ :

$$\Re al(P_Z) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{P_Y(y = y_0 + \Delta y) - P_Y(y = y_0)}{\Delta y} \quad (\text{Wattios/m}) \quad (3.316)$$

Introduciendo (3.315) en (3.316), y aplicando la regla de L'Hopital para resolver la indeterminación del límite se puede fácilmente obtener la siguiente expresión:

$$\Re al(P_Z) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{P_Y(y = y_0) \cdot \left( e^{-2 \cdot \alpha_y \cdot \Delta y} - 1 \right)}{\Delta y} = -2 \cdot \alpha_y \cdot P_Y(y = y_0) \quad (3.317)$$

En la ecuación (3.317), la constante de atenuación  $\alpha_y$ , sólo puede ser debida a pérdidas por radiación,  $\alpha_y^{RAD}$ , ya que estamos calculando la potencia disipada por unidad de longitud. Por lo tanto, a partir de (3.317) se puede obtener el valor de  $\alpha_y^{RAD}$  en función de la potencia longitudinal propagada por el modo de fugas ( $P_Y$ ) y la potencia transversa radiada por unidad de longitud ( $\Re al(P_Z)$ ):

$$\alpha_Y^{RAD} = \frac{1}{2} \frac{\Re al(P_Z)}{|P_Y|} \quad (\text{nep/m}) \quad (3.318)$$

Ya se explicó cómo se puede calcular la potencia propagada por el modo de fugas  $P_Y$ , usando la expansión PPM y en concreto los **coeficientes del espectro discreto de propagación**,  $A_m^{(p)}$ . De la misma manera, se puede calcular la densidad de potencia radiada en la apertura, usando la siguiente integral del vector de Poynting:

$$P_Z = \frac{1}{2} \int_{x=0}^a (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{z} \cdot \partial x = \frac{1}{2} \int_{x=0}^a (\vec{E}_X \cdot \vec{H}_Y^* - \vec{E}_Y \cdot \vec{H}_X^*) \cdot \partial x \quad (\text{Wattios/m}) \quad (3.319)$$

De esta forma, se ha separado por primera vez la parte de  $\alpha_y$  asociada a radiación, de manera que lo que resta es debido a reflexiones:

$$\alpha_Y^{REF} = \alpha_Y^{TOTAL} - \alpha_Y^{RAD} \quad (3.320)$$

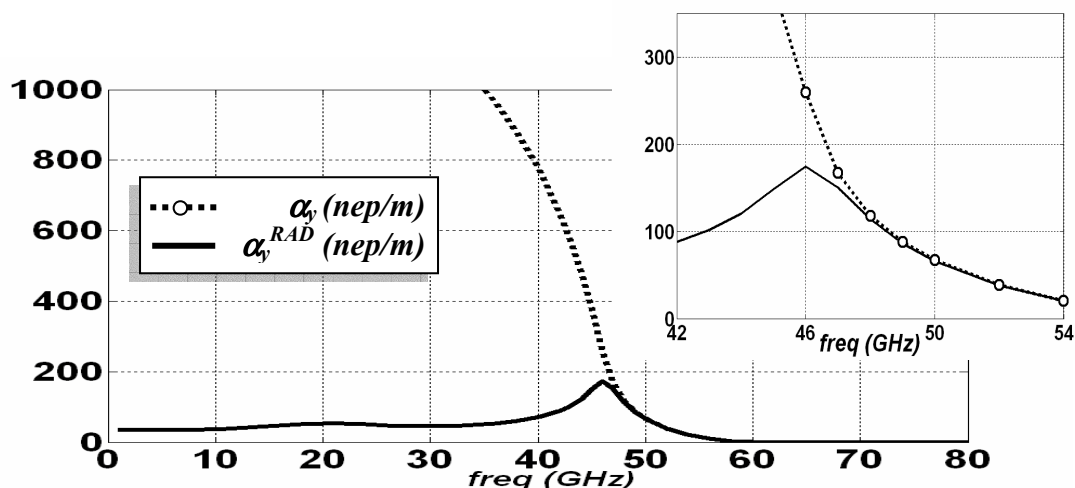


Figura 3.33- Constante de Propagación Compleja del Modo de Fugas  $TE_{10}$  en función de la frecuencia

En la figura 3.33 se muestra el resultado obtenido al aplicar (3.318) para calcular el coeficiente de pérdidas por radiación,  $\alpha_y^{RAD}$ , para el modo de fuga estudiado, con  $L=1mm$ . También se representa la constante de atenuación total,  $\alpha_y$ , para poder obtener la parte debida a reflexiones según (3.320). Se observa que **por debajo de la frecuencia de corte** (aproximadamente  $46GHz$ ), la constante de atenuación aumenta bruscamente debido a la **atenuación por reflexión**, ya que la atenuación por radiación no aumenta sino que se mantiene prácticamente constante. Por encima de la frecuencia de corte, y dentro de la **zona de radiación** (de  $46GHz$  a  $62GHz$ ), la constante de atenuación  $\alpha_y$  es debida prácticamente sólo a **pérdidas por radiación**. Se puede observar en el detalle de la figura 3.33 cómo coinciden los valores de  $\alpha_y$  y  $\alpha_y^{RAD}$  en esta zona, de manera que  $\alpha_y^{REAC}$  es nula en la zona de radiación, donde la eficiencia de la antena es máxima.

El conocimiento de las **propiedades de los modos de fuga, tanto en propagación como en radiación**, es esencial a la hora de determinar las características eléctricas de las antenas de tipo “leaky”. Con el método desarrollado, y en concreto usando **la visión proporcionada por los espectros discretos de propagación y radiación PPM**, se han definido factores de mérito muy interesantes, como la **pureza de radiación**, el **factor de acoplo** o la **eficiencia de radiación**. Estos factores se aplicarán a la hora de diseñar antenas en el capítulo 4 de esta tesis.

### **3.9 Resumen de las Contribuciones del Capítulo 3.**

A continuación se resumen las principales contribuciones al estudio de los modos de fuga que se han obtenido en el trabajo desarrollado en el capítulo 3 de esta tesis doctoral:

1. Se ha desarrollado un *método de análisis* para circuitos impresos multicapa, apantallados lateralmente y con una apertura en la parte superior.
2. El método de análisis está basado en *la función de Green de las placas paralelas*, que hace uso de una *expansión en modos de la guía de placas paralelas* (PPM, “Parallel-Plate Modes”).
3. A partir de este desarrollo PPM se han obtenido de una manera totalmente novedosa unas *líneas de transmisión acopladas equivalentes* para modelar rigurosamente el comportamiento electromagnético del medio multicapa y de la *discontinuidad de la apertura*.
4. El método tiene una *alta carga analítica*, de manera que todas las funciones involucradas se pueden calcular de manera sencilla, usando expresiones trigonométricas cerradas.
5. Se ha desarrollado un *algoritmo iterativo totalmente novedoso para la búsqueda de los polos complejos asociados a los modos de fuga*. De manera que se facilita la parte más costosa del método de análisis, que es la búsqueda numérica de las constantes de propagación complejas de los modos de fuga.
6. La expansión PPM ha permitido definir los *espectros discretos de propagación y radiación*, a partir de los cuales se pueden interpretar fenómenos importantes aplicables al diseño de antenas “leaky”, como la *pureza de radiación*, el *acoplo entre modos de fuga* o el *rango de frecuencias de funcionamiento de una antena “leaky-wave”* (entre la frecuencia de corte y la frecuencia de transición a onda de superficie).

Las publicaciones derivadas del trabajo desarrollado en este capítulo han sido **2 congresos nacionales, 4 congresos internacionales y 5 publicaciones en revistas internacionales**, que se enumeran a continuación:

Revistas Internacionales:

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Leaky and Surface Waves In Multilayered Laterally-Shielded Microstrip Transmission Lines", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, N° 2, pp. 88-93, Abril 2003
2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations between Complex-Hybrid-Modes: an Application for the Leaky-Wave Analysis of Laterally-Shielded Top-Open Planar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 52, No.3, pp. 760-767, Marzo 2004.
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part I: Theory", *Radio Science*, Vol.39, RS3005 pp.1-11, Junio 2004.
4. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part II: Applications", *Radio Science*, Vol.39, RS3006 pp.1-10, Junio 2004.
5. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Full-Wave Space-Domain Method for the Analysis of Leaky-Wave modes in Multilayered Planar Open Parallel-Plate Waveguides", *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol.15, No.1, pp.128-139, January 2005.

Congresos Internacionales:

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Integral Equation Analysis of Multilayered Shielded Transmission Lines", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, p. 616, Cambridge, Massachusetts, July 1-5, 2002.
2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations Between Complex Hybrid Modes: An Application for the Leaky-Wave Analysis of a Laterally-Shielded Top-Open Suspended Microstrip Line", *2003 IEEE MTT-*

*S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 681-684, Philadelphia, Pennsylvania, June 8-13, 2003.

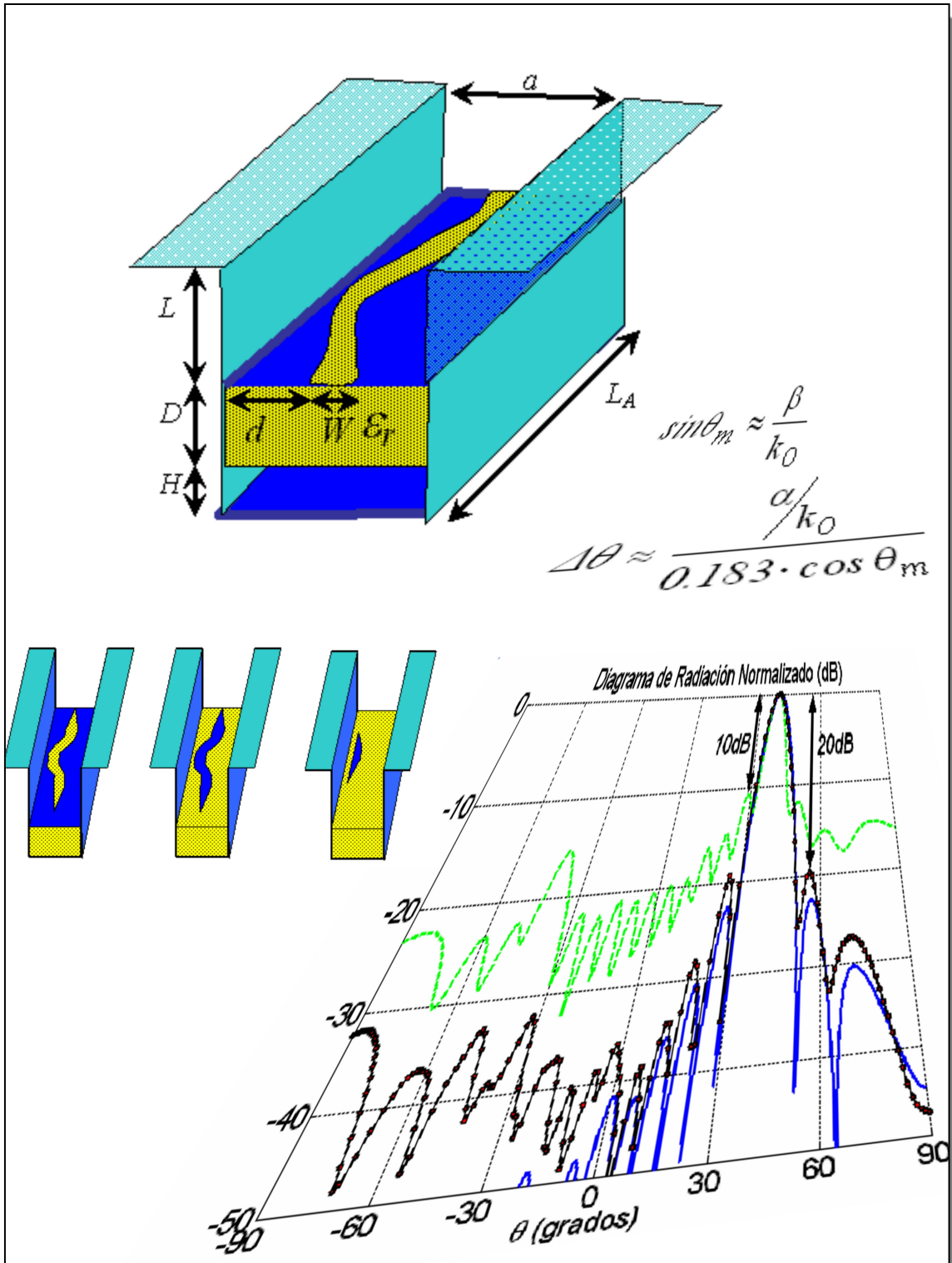
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines", *2003 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol. 1, pp. 753-756. Columbus, Ohio, June 22-27, 2003.
4. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Laterally-Shielded Multilayered Planar Leaky-Wave Antennas", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, pp.603-606 , Pisa, Italy, 28-31 March 2004.

Congresos Nacionales:

1. J.L. Gómez, F.D. Quesada y A.A. Melcón, "Análisis de Modos de Propagación Complejos en Estructuras Guiadas Radiantes", *Actas URSI 2002*, pp. 517-518, Alcalá de Henares, 11-13 Septiembre 2002.
2. J.L. Gómez, A.A. Melcón y F.D. Quesada, "Espectros Discretos de Propagación y Radiación en Líneas de Transmisión Apantalladas Lateralmente: Relación con el Espectro Continuo de Radiación", *Actas URSI 2003*, p. 168, La Coruña, 10-12 Septiembre 2003.

# CAPÍTULO 4

## DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE UNIFORMES EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA GUÍA DE ONDA CIRCUITO IMPRESO







# **ÍNDICE CAPÍTULO 4**

<b><i>CAPÍTULO 4: DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE UNIFORMES EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA GUÍA DE ONDA CIRCUITO IMPRESO.....</i></b>	<b>156</b>
<b>4.1 Antenas de Tipo “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida Guía de Onda Circuito Impreso.....</b>	<b>157</b>
<b>4.2 Mecanismos de “Taper” Usando el Circuito impreso.....</b>	<b>164</b>
4.2.1- Control de la Banda de Frecuencia de Radiación.....	165
4.2.2- Control de la Constante de Atenuación.....	167
4.2.3- Dimensiones Óptimas del “Taper”.....	172
<b>4.3 Estudio de los Modos Indeseados.....</b>	<b>179</b>
<b>4.4 Configuración Suspendida.....</b>	<b>191</b>
<b>4.5 Diseños de Antenas Leaky-Wave Uniformes.....</b>	<b>201</b>
4.5.1- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Slot”.....	208
4.5.2- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Strip”.....	219
<b>4.6 Resumen de Contribuciones del Capítulo 4.....</b>	<b>237</b>

## **CAPÍTULO 4: DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE UNIFORMES EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA GUÍA DE ONDA CIRCUITO IMPRESO.**

---

En este capítulo se va a utilizar el método de análisis desarrollado en el capítulo anterior para diseñar antenas de tipo “leaky-wave” (LWA, “leaky-wave antenas”) en una tecnología novedosa que utiliza circuitos impresos de tipo “strip” o “slot” encapsulados en una guía de placas paralelas.

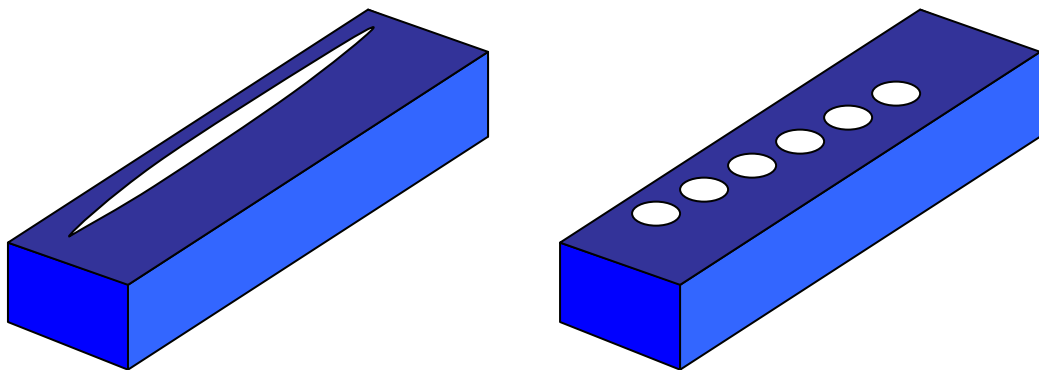
En la sección 4.1 se introducirán los conceptos necesarios para entender el funcionamiento de esta tecnología, así como sus principales características y propiedades respecto de otras tecnologías usadas con anterioridad para diseñar LWA. En la sección 4.2 se presentarán los diferentes tipos de circuitos impresos usados para diseñar LWA en la tecnología propuesta, con aplicaciones para bandas milimétricas. Se estudiarán las diferentes topologías de circuitos impresos que se pueden usar para realizar diseños “taper”, de manera que se reduzca el nivel de lóbulos secundarios. Las dimensiones de los circuitos impresos (anchura y posición del “strip” o del “slot”) serán las responsables de controlar la iluminación de la antena y reducir el nivel de lóbulos secundarios.

En el apartado 4.3 se estudian los diferentes modos que se pueden propagar en estas estructuras, haciendo especial hincapié en el acoplo indeseado que se puede producir entre el modo de fuga  $TE_{10}$ , responsable del funcionamiento de estas antenas, y los modos “channel-guide” indeseados. La altura del “stub” de placas paralelas será el parámetro responsable de este control, así como de la pureza de la radiación obtenida. En el apartado 4.4 se estudiará la configuración suspendida, que bajo una determinada condición de resonancia permitirá mejorar la respuesta en frecuencia de estas antenas. Una vez estudiada la influencia de cada parámetro geométrico de la antena, en la sección 4.5 se presentarán diferentes diseños de antenas LWA de tipo “slot” y “strip”, trabajando en diferentes bandas de frecuencias y con diferentes tipos de iluminación. Por último el apartado 4.6 resumirá las principales contribuciones del trabajo desarrollado en el capítulo 4.

#### **4.1 Antenas de Tipo “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida Guía de Onda Circuito Impreso.**

En el capítulo 2 se describió el mecanismo de radiación de las antenas de tipo “leaky-wave”, así como sus principales características. Entre ellas debemos destacar las siguientes:

- Alta directividad.
- Capacidad de barrido del ángulo de apuntamiento de elevación con la frecuencia.
- Elevado ancho de banda.
- Síntesis sencilla de agrupación de antenas en dos dimensiones para barrer automáticamente en elevación y azimut.



*Figura 4.1- Primeras LWA.*

La primeras LWA estaban basadas en guías de onda cerradas en las que algún tipo de apertura o agujeros eran practicados para permitir la radiación ([Hansen 1940] , [Goldstone 1959], [Walter 1965], [Zucker 1969], [Clarricoats, 1966], [Whetten, 1991], [Whetten, 1996], [Malherbe, 1998], [Joubert, 1999]) tal y como se observa en la figura 4.1. En las dos últimas décadas, la investigación se ha centrado en las bandas milimétricas, y nuevas tecnologías han sido propuestas para superar los problemas asociados a estas altas frecuencias. Los dos principales inconvenientes son las *altas pérdidas y el pequeño tamaño de los circuitos en bandas milimétricas* [Schwering 1988]. Consecuentemente, se deben usar nuevas guías de onda que reduzcan las pérdidas, diseñadas específicamente para trabajar en estas frecuencias y en el rango óptico, como la guía “groove-guide”, la guía NRD (“non radiative dielectric guide”) o la guía imagen dieléctrica. En [Oliner 1993] se puede encontrar un excelente resumen del mecanismo de funcionamiento de estas guías con aplicaciones para nuevas LWA. Estas guías son abiertas para reducir las pérdidas asociadas a los metales de la guía cerrada. A pesar de estar abiertas, el modo fundamental es una onda de superficie, originalmente no radiante. Introduciendo algún tipo de asimetría, tal y como se describió en el apartado 3.8 del capítulo 3, se puede conseguir que la onda de superficie se transforme en una onda de fuga. Es lo que llamábamos *mecanismo de inducción de la radiación por asimetría*. La figura 4.2 muestra los principales diseños de LWA basados en este mecanismo, y concebidos para aplicaciones en bandas milimétricas.

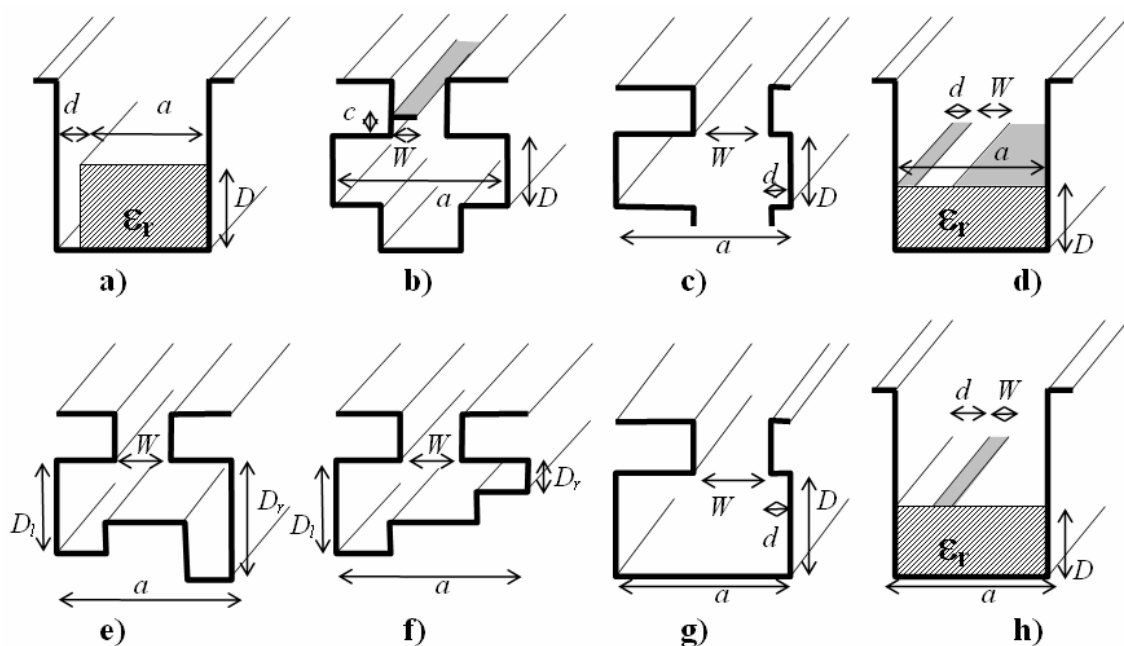


Figura 4.2- LWA basadas en Mecanismo de Radiación por Asimetría para Aplicaciones en la Banda Milimétrica.

La figura 4.2-a muestra la LWA basada en la guía NRD asimétrica, que fue estudiada en [Oliner 1985] y [Shigesawa 1986]. En [Lampariello 1985-I], [Lampariello 1985-II] y [Ma 1994-I], la guía “groove” fue modificada añadiendo una tira metálica asimétrica para provocar la radiación (Fig.4.2-b). También la guía “groove” con un brazo más ancho que el otro (Fig.4.2-c) fue propuesta en [Lampariello 1987-I] como una nueva LWA para bandas milimétricas. Una versión de esta antena utilizando un circuito impreso de tipo “slot” con paredes laterales (Fig.4.2-d) fue presentada por Lampariello y Oliner en [Lampariello 1987-II]. Otras versiones asimétricas de guías usadas en altas frecuencias fueron propuestas y analizadas, como la guía “ridge” abierta con brazos asimétricos (Fig.4.2-e, [Frezza 1989], [Frezza 1994], [Frezza 1996]) o la guía rectangular en escalera (Fig.4.2-f, [Di Nallo 1995], [Di Nallo 1996], [Di Nallo 1997-I] y [Di Nallo 1997-II]). La guía rectangular abierta cargada con un “stub” de placas paralelas (Fig.4.2-g) fue estudiada con detalle en [Lampariello 1998-I], [Lampariello 1998-II] y [Lampariello 1998-III].

Como se comentó, todas estas antenas presentan *bajas pérdidas*, y además están basadas en *estructuras muy simples*, lo cual es de vital importancia en bandas milimétricas donde las pequeñas dimensiones de los circuitos hacen más complicada la *fabricación*. Además pueden conectarse fácilmente con circuitos y fuentes en tecnología guiada, permitiendo la *fácil integración en sistemas de comunicaciones estándar*. Desde el punto de vista del funcionamiento eléctrico, también cumplen las siguientes tres condiciones [Oliner 1993]:

1. Polarización puramente horizontal (sin polarización cruzada).
2. Control independiente de la constante de fase ( $\beta$ ) y la constante o tasa de pérdidas por radiación ( $\alpha$ ) del modo de fuga.
3. Capacidad de variar  $\alpha$  en un rango grande de valores.

La condición 1 se consigue gracias al tramo de placas paralelas situado antes de la apertura radiante, que todas las antenas de la figura 4.2 comparten. Como se explicó en el capítulo 3, sección 3.8, *las placas paralelas de altura  $L$  actúan como filtro de polarización*, haciendo que sólo el modo PPM de orden  $m=0$ , con polarización puramente horizontal ( $E^{\phi}$ ), sea responsable de la radiación. Por otro lado, la constante

de fase  $\beta$  y la constante de atenuación  $\alpha$  del modo de fuga usado, están relacionadas, respectivamente, con el *control del ángulo de apuntamiento*  $\theta_m$  y con la *longitud efectiva de la antena*  $L_A$  (y por tanto el *ancho de haz a 3dB*,  $\Delta\theta$ ), según las siguientes fórmulas:

$$\sin \theta_m \cong \frac{\beta}{k_0} \quad (4.1)$$

$$\Delta\theta \cong \frac{1}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_m} \approx \frac{\alpha/k_0}{0.183 \cdot \cos \theta_m} \quad (4.2)$$

Por lo tanto, si podemos *controlar independientemente*  $\beta$  y  $\alpha$  (condición 2), seremos capaces de *diseñar de una manera flexible* una antena con cualquier ángulo de apuntamiento  $\theta_m$  y cualquier ancho de haz  $\Delta\theta$ . Además, tal y como se explicó en el capítulo 2, *para disminuir el nivel de lóbulos secundarios, se hace necesario variar  $\alpha$  a lo largo de la longitud de la antena* en el rango más amplio posible (condición 3), *sin modificar  $\beta$* . De esta manera se puede conseguir *modificar la iluminación de la antena sin distorsionar su apuntamiento* [Encinar 1988, Oliner 1993]. Además, al ser capaz de variar  $\alpha$  desde 0 hasta un valor máximo, se puede diseñar una transición suave desde la guía cerrada (no radiativa) a la guía abierta no radiativa ( $\alpha=0$ ), que sirva como excitación del modo de fugas evitando radiación indeseada de las discontinuidades de la guía abierta [Majumder 1997].

En cualquier caso, es necesario *estudiar los parámetros de cada antena que permiten variar  $\beta$  y  $\alpha$* , de manera que seamos capaces de obtener una forma de variar  $\alpha$  sin que afecte a  $\beta$ , para poder diseñar antenas LWA. Como todas las antenas mostradas en la figura 4.2 están basadas en el mecanismo de radiación por asimetría, normalmente es *el nivel de la asimetría el que va a permitir variar  $\alpha$ , afectando en cada caso en mayor o menor medida a la constante de fase  $\beta$* . Modificando la anchura o posición de la perturbación asimétrica añadida a lo largo de la longitud de la antena  $L_A$ , se debe poder controlar  $\alpha$  para diseñar una cierta iluminación en la apertura de la antena sin modificar  $\beta$ , de manera que todas las secciones de la antena radien hacia un mismo punto.

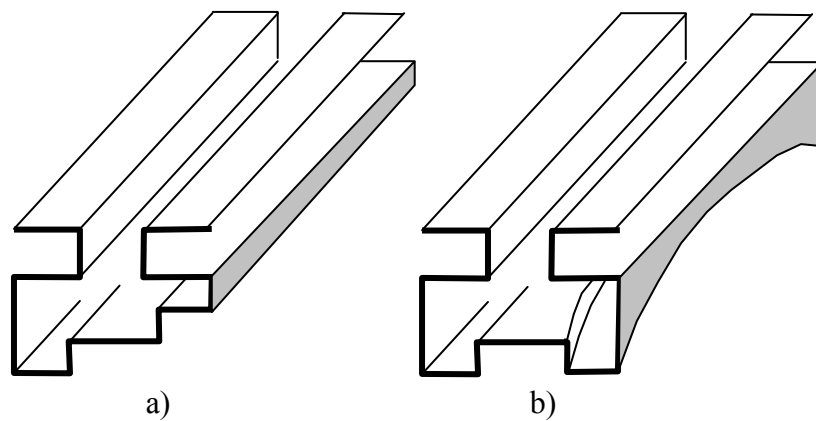


Figura 4.3- Diseño de LWA en Tecnología en Guía en Escalera a) Sin “Taper”  
b) Con “Taper”.

Sin embargo, los *diseños de LWA basados enteramente en tecnología guiada* tienen un *inconveniente* a la hora de hacer estos diseños “taper”. Por ejemplo, tal y como se mostraba en [Di Nallo 1997-I] y en [Di Nallo 1997-II] para la LWA basada en la guía rectangular en escalera (Fig.4.2-f), se debe modificar la asimetría entre las alturas de los dos brazos laterales ( $D_l - D_r$ ) para controlar el nivel de  $\alpha$ , manteniendo constante el valor medio ( $(D_l + D_r)/2$ ) para mantener constante  $\beta$ . El esquema de una LWA basada en esta tecnología se muestra en la figura 4.3. En la figura 4.3-a se muestra el diseño de una antena sin control del nivel de lóbulos secundarios (sin “taper”), mientras en la figura 4.3-b se muestra el diseño de la antena con “taper” para controlar la iluminación y reducir el nivel de lóbulos secundarios. Se puede ver que *la fabricación de la antena “taper” es bastante compleja*, ya que implica el mecanizado de las dimensiones de la guía de onda, siendo necesario controlar con mucha precisión dichas dimensiones a lo largo de la longitud total de la antena. Similar complejidad en la fabricación de los diseños de LWA “taper” se observa para la LWA NRD (Fig.4.2-a), en la que el parámetro de control de  $\alpha$  es la distancia u “offset”  $d$  entre la guía NRD y la pared lateral, mientras se deben mantener intactas las dimensiones de la guía dieléctrica (anchura  $a$  y altura  $D$ ). De la misma manera ocurre con el resto de diseños de antenas basadas puramente en tecnología guiada.

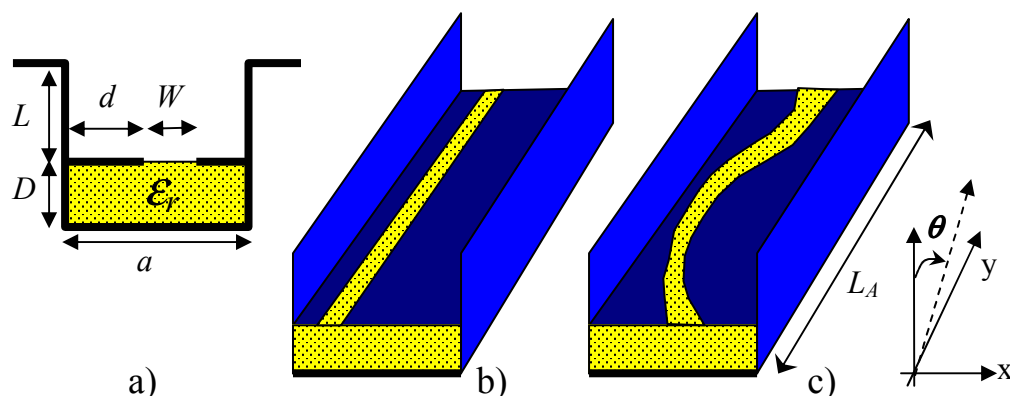


Figura 4.4- Diseño de LWA en Tecnología Híbrida a) Sección Transversal de la guía b) Sin “Taper” c) Con “Taper”.

La *tecnología propuesta en esta tesis para diseñar LWA es mucho más flexible desde el punto de vista de la fabricación*. La guía dieléctrica de constante dieléctrica  $\epsilon_r$  y anchura  $a$  y altura  $D$  es la responsable de propagar el modo  $TE_{10}$ , que originalmente es no radiativo debido al efecto de filtrado de tramo de placas paralelas de altura  $L$ . En la figura 4.4-a se muestra la sección de una guía en esta tecnología híbrida, para el caso de un circuito impreso de tipo “slot”. *Las dimensiones de la guía dieléctrica determinarán la frecuencia de corte del modo  $TE_{10}$*  (fundamentalmente será la anchura  $a$  la que determine la frecuencia de corte). Por encima de esta frecuencia se establecerá el rango de *frecuencias de radiación de la antena*, que llegará hasta la frecuencia de *transición del modo de fuga a onda de superficie*, tal y como se explicó en el capítulo 2 y en el capítulo 3. Para que en este rango de frecuencias de radiación el modo  $TE_{10}$  sea efectivamente un modo de fuga, el *circuito impreso debe estar ubicado asimétricamente respecto de las placas paralelas, para que se induzca la excitación del modo PPM  $m=0$* , auténtico responsable de la radiación de este tipo de antenas. Por lo tanto, será la posición  $d$  o la anchura  $W$  del circuito impreso (ver figura 4.4-a) los que controlen el nivel de radiación por asimetría. De esta manera, *modulando las dimensiones del circuito impreso a lo largo de la longitud de la antena*, se puede conseguir un *diseño “taper”*, como se muestra en la figura 4.4-b. Observemos que es el circuito impreso el encargado de controlar la iluminación.



A la guía dieléctrica se le añade una cierta *máscara de circuito impreso para conseguir un determinado nivel de lóbulos secundarios*. Este diseño *no implica la modificación de la guía dieléctrica*, sino sólo del circuito impreso “perturbador” del modo  $TE_{10}$  de dicha guía. Mediante *procesos fotolitográficos* se pueden fabricar cuantas máscaras sean necesarias, que serán añadidas a la misma guía dieléctrica para conseguir distintas *respuestas de la antena* (diferente ángulo de radiación  $\theta_m$ , diferente iluminación, diferente ancho de haz  $\Delta\theta$  y diferente eficiencia). Este diseño es mucho más versátil y sencillo que el basado en una tecnología puramente en guía de onda, ya que combina la robustez y bajas pérdidas de la guía dieléctrica “portadora” del modo  $TE_{10}$  con la sencillez de fabricación y flexibilidad de la circuitería impresa. La antena LWA basada en la guía “groove” perturbada con una tira metálica (figura 4.2-b), aunque combina la guía de onda “groove” con un circuito planar para controlar la radiación, tiene la desventaja de que la tira metálica no está impresa en ningún substrato, sino que tiene que ser pegada de alguna manera a una pared lateral.

En este capítulo *se diseñarán LWA usando “strips” o “slots” impresos en una guía dieléctrica*, tal y como se mostraba en las antenas de la figura 4.2-d y 4.2-h. Aunque la versión con “slot” fue presentada en un congreso por Lampariello y Oliner [Lampariello 1987-II], *no se ha realizado hasta la fecha un estudio detallado de esta tecnología ni de sus posibilidades y aplicaciones reales*. Además, el método de análisis usado por Lampariello tenía muchas restricciones y sólo permitía estudiar “slots” con unas ciertas dimensiones. El método desarrollado en el capítulo 3 de esta tesis permite estudiar de una manera rigurosa esta tecnología, *sin ninguna restricción en las dimensiones del circuito impreso o de la guía de onda*, así como para cualquier frecuencia de análisis, *teniendo en cuenta todos los efectos de orden superior* que puedan surgir.

## 4.2 Mecanismos de “Taper” Usando el Circuito impreso.

Como se ha explicado, el *circuito impreso será responsable de controlar  $\alpha$  a lo largo de la longitud de la antena sin modificar  $\beta$* , de manera que se puedan diseñar antenas con una cierta *iluminación que reduzca el nivel de lóbulos secundarios*. En este apartado se estudian las diferentes configuraciones de circuito impreso, bien *de tipo “slot” o bien de tipo “strip”*, que pueden ser usadas con tal fin. Según si se modifica la posición  $d$  del circuito impreso o la anchura  $W$ , tendremos *diferentes topologías de “taper” del circuito impreso*, tal y como muestra la figura 4.5. Además, se ha añadido una última configuración basada en una tira impresa pegada a una de las paredes laterales ( $d=0$ ), que llamamos *G-STRIP* (de “grounded strip”).

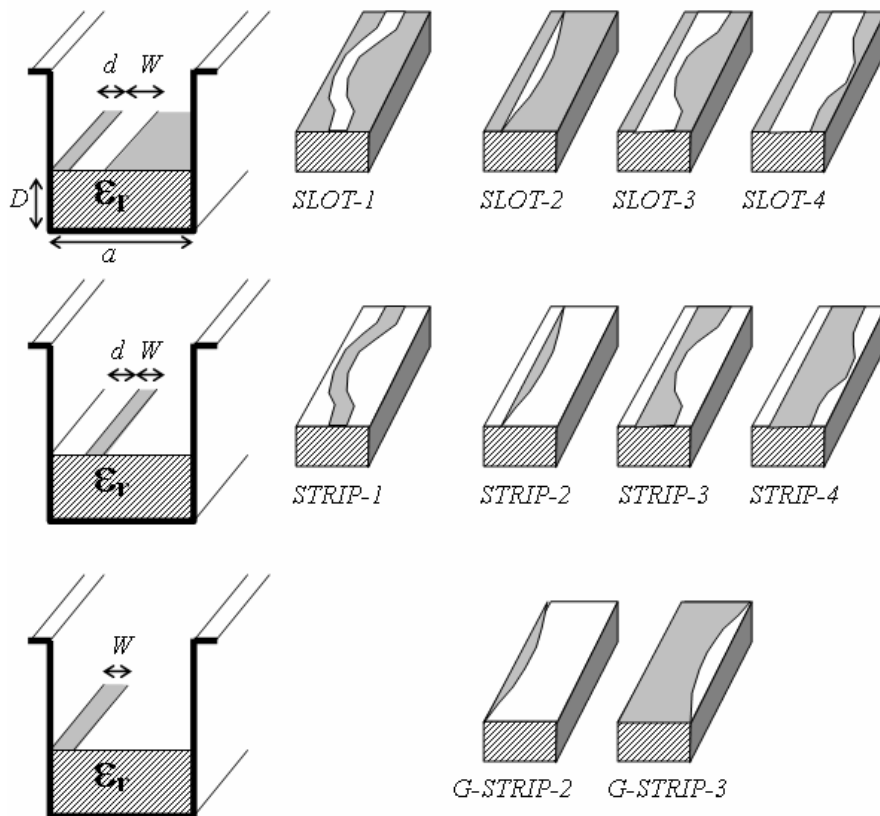


Figura 4.5- Diferentes Topologías de “Taper” Variando las Dimensiones de los Circuitos Impresos.

### 4.2.1- Control de la Banda de Frecuencia de Radiación.

Al estar basadas todas las configuraciones en el modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica, será fundamentalmente la anchura  $a$  de esta guía la que determine la banda de frecuencias en la que la constante de fase cumple la condición de radiación, limitada por la frecuencia de corte y la frecuencia de transición a onda de superficie, tal y como se expuso en el capítulo 3, apartado 3.8:

$$\frac{\alpha}{k_0} < \frac{\beta}{k_0} < 1 \tag{4.3}$$

Sin embargo, hay que tener en cuenta que al tratarse de una guía dieléctrica parcialmente abierta (según las dimensiones del “strip” o del “slot” impreso en su cara superior), hay que calcular numéricamente el rango de frecuencias en las que se cumple la condición (4.3). La constante de fase de la guía inhomogénea resultante dependerá de todas las dimensiones de la estructura, siendo *la anchura  $a$  y la altura  $D$  de la guía dieléctrica las que determinen el rango de frecuencias de funcionamiento de la antena.*

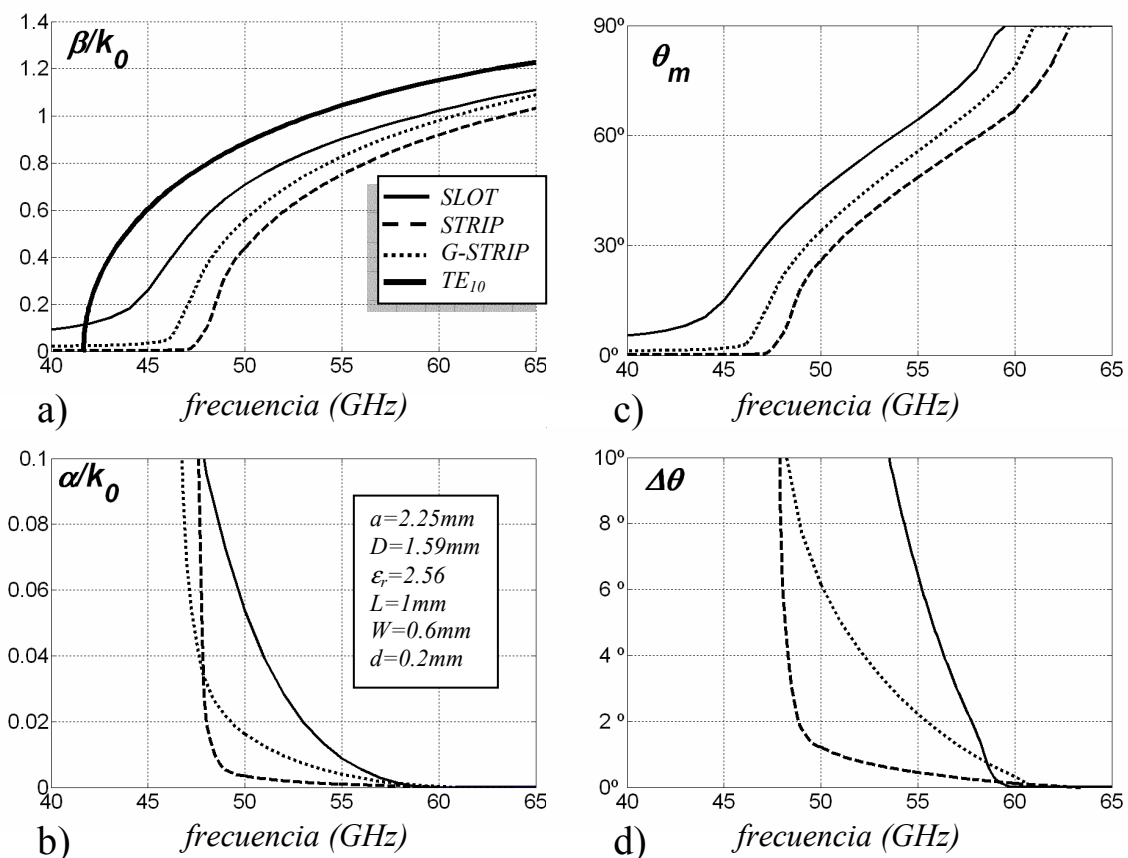


Figura 4.6- Curvas de Dispersión en Frecuencia.

La figura 4.6-a muestra las curvas de  $\beta/k_0$  para las tres configuraciones propuestas (“slot”, “strip” y “g-strip” con  $W=0.6mm$  y  $d=0.2mm$ ), con las siguientes dimensiones de la guía abierta  $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$  y  $L=1mm$ . En línea continua y más gruesa se puede ver la curva de dispersión de la constante de fase del modo  $TE_{10}$  de la correspondiente guía rectangular completamente cerrada. Se puede ver que esta curva puede servir de referente para determinar de una manera aproximada la **banda de frecuencias de trabajo de la antena**, aunque se hace necesario el análisis riguroso de cada configuración pues las curvas exactas son diferentes. En concreto,  **$\beta/k_0$  se hace menor conforme la guía está más abierta**, debido a la mayor dispersión de los campo por la región exterior al dieléctrico. Esto explica el mayor desplazamiento hacia frecuencias superiores que sufre la curva para el caso del strip que para el caso del slot.

En la figura 4.6-b se muestran las curvas de  $\alpha/k_0$ , observando el efecto de aumento repentino de  $\alpha$  en la zona de corte (por debajo de  $48GHz$ ), y la tendencia de  $\alpha$  a cero conforme nos acercamos a la frecuencia de transición a onda de superficie (por encima de  $60GHz$ ). Usando (4.1) y (4.2), se han convertido estas curvas en los correspondientes valores de ángulo de apuntamiento  $\theta_m$  y ancho de haz  $\Delta\theta$ , mostrados respectivamente en las figuras 4.6-c y 4.6-d. Las curvas de  $\theta_m$  (figura 4.6-c) reflejan la **capacidad de estas antenas de barrer el ángulo de apuntamiento con la frecuencia**, desde la dirección cercana a broadside ( $\theta_m=0^\circ$ ) hasta la dirección cercana a endfire ( $\theta_m=90^\circ$ ). Conviene recordar que las antenas LWA rellenas de dieléctrico, como las presentadas en esta tesis, permiten llegar hasta  $\theta_m=90^\circ$ , cosa que no ocurre para las antenas totalmente vacías. En contrapartida, las antenas inhomogéneas sufren de una **dispersión del ancho de haz conforme se realiza el barrido de apuntamiento**, tal y como se puede ver en la figura 4.6-d [Oliner 1993]. Esta dispersión no ocurre para antenas sin dieléctrico; en el apartado 4.4 se estudiará la configuración suspendida para mejorar este inconveniente de las antenas LWA con dieléctrico.

Con estas dimensiones de la guía dieléctrica “portadora” del modo  $TE_{10}$  ( $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$ , con  $\epsilon_r=2.56$ ), se consigue que estas LWA puedan trabajar en la **banda milimétrica de 50GHz a 60GHz**, tal y como se presentó en [Lampariello 1987].

### 4.2.2- Control de la Constante de Atenuación.

En cualquier caso, una vez determinado el rango de frecuencias de funcionamiento de estas antenas, hay que determinar un *mecanismo que permita variar  $\alpha$  desde cero hasta el valor máximo posible, intentando mantener constante  $\beta$* . La figura 4.7 representa las curvas de dispersión obtenidas a la frecuencia de 50GHz al variar las dimensiones (posición  $d$  ó anchura  $W$ ) de los diferentes circuitos impresos propuestos (slot, strip y g-strip)

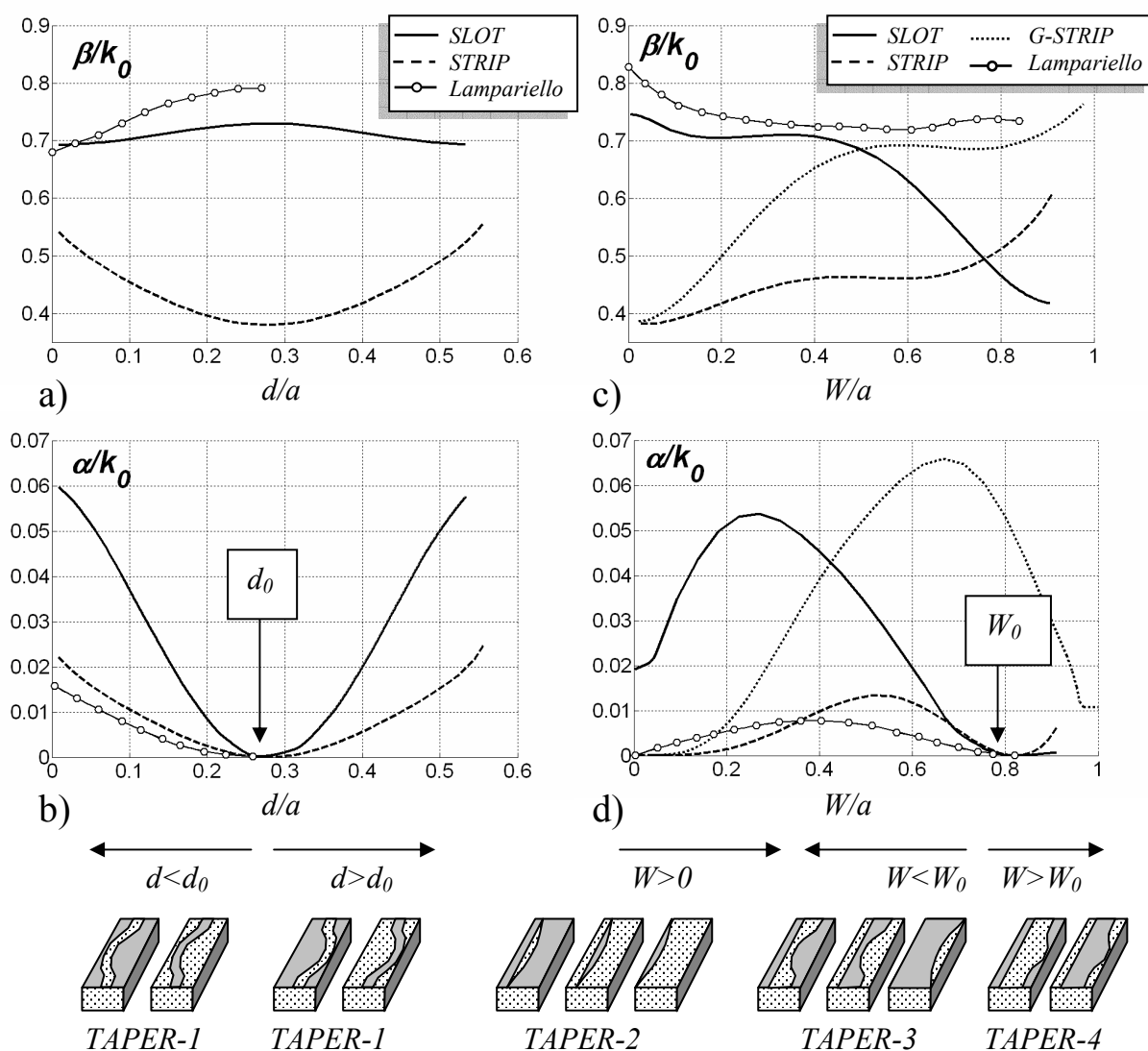


Figura 4.7- Curvas de Dispersión con las Dimensiones del Circuito Impreso para las Diferentes Topologías ( $a=2.25\text{mm}$ ,  $D=1.59\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1\text{mm}$ ,  $W=1\text{mm}$ ,  $d=0.2\text{mm}$ ,  $f=50\text{GHz}$ ).

En las figuras 4.7-a y 4.7-b se muestra la **variación de  $\beta/k_0$  y  $\alpha/k_0$  en función de la posición normalizada del circuito impreso  $d/a$ , manteniendo constante la anchura ( $W=1mm$ )**. Se puede observar cómo  $\alpha/k_0$  puede ser variado desde valores elevados cuando el circuito impreso está más asimétricamente situado ( $d=0$ ) a cero cuando el strip o el slot está centrado ( $d=d_0$ ). El valor de esta **posición que anula la radiación debido a la simetría** viene dado por:

$$d_0 = \frac{a - W}{2} \quad (4.4)$$

Para las dimensiones estudiadas ( $a=2.25mm$ ,  $W=1mm$ ), la ecuación (4.4) da un valor de  $d_0=0.625mm$  ( $d_0/a=0.2778$ ), para el cual  $\alpha$  se hace nulo, tal y como se observa en la figura 4.7-b. La figura 4.7-a muestra cómo  $\beta$  sufre una cierta variación cuando la posición se varía en torno a  $d=d_0$ . Esta variación indeseada de  $\beta$  es mayor para el caso del circuito de tipo “strip” que para el caso del “slot”. Además, el circuito de tipo “slot” permite obtener un mayor valor máximo de la constante de radiación ( $\alpha/k_0=0.06$  para  $d=0$ ) que para el strip ( $\alpha/k_0=0.022$  para  $d=0$ ). Sin embargo, la variación de  $\beta$  y el máximo valor alcanzable de  $\alpha$  al modificar la posición del circuito impreso  $d$ , pueden depender del valor de anchura  $W$  escogido, que en este caso ha sido fijado en  $W=1mm$ . Es por ello que en el apartado 4.2.3 se determinarán las **dimensiones óptimas del “taper”, teniendo en cuenta  $W$  y  $d$  a la vez**. La figura 4.8 ilustra el **mecanismo de radiación por asimetría**. Cuando la tira impresa está centrada el modo  $TE_{10}$  no radia, debido a que su campo simétrico se atenúa al alejarnos del dieléctrico. Cuando  $d$  tiende a cero se induce la **radiación por asimetría** al excitar el modo radiante PPM  $m=0$ , con polarización horizontal.

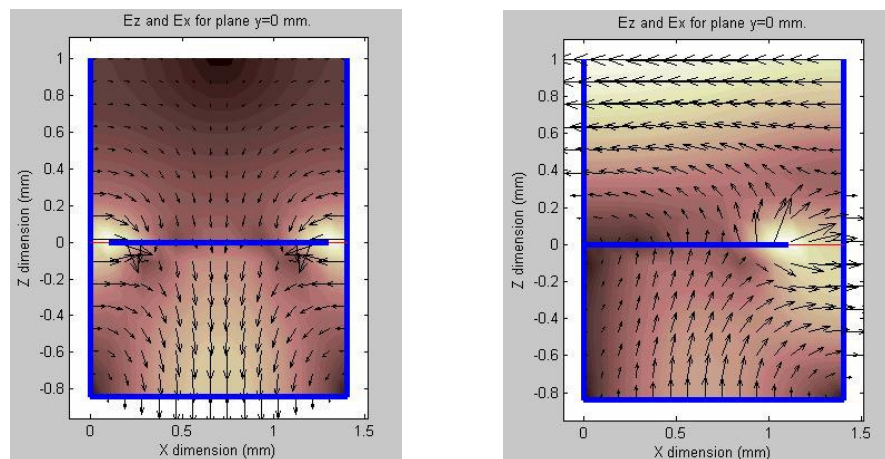


Figura 4.8- Líneas de Campo Eléctrico para “Strip” Centrado y Descentrado

En cualquier caso, este primer tipo de control de  $\alpha$ , modificando la posición del circuito impreso en torno a  $d_0$  será la primera configuración de “taper”, a la que llamaremos TAPER-I, tal y como se muestra en la parte inferior de la figura 4.7-b. Se puede ver que la respuestas son simétricas, tanto para  $d < d_0$  como para  $d > d_0$ , por lo que no se hará distinción entre un caso u otro. Este tipo de “taper” se podrá aplicar a los circuitos de tipo “strip” ó “slot”, dando lugar a las configuraciones “STRIP-I” y “SLOT-I”, mostradas en la figura 4.5. El “taper” de tipo I no se puede aplicar, sin embargo, al circuito impreso de tipo “g-strip”, en el cual la posición está fijada al estar pegada la tira a un lado de la guía de onda ( $d=0$ ).

Otro tipo de mecanismo de “taper” se *consigue modulando la anchura  $W$  del circuito impreso a lo largo de la longitud de la antena, manteniendo constante la posición  $d$*  del mismo (en las figuras 4.7-c y 4.7-d se ha usado  $d=0.2mm$ ). En este caso hay dos formas de hacer que  $\alpha$  se anule y poder aumentar su valor de manera uniforme. La primera consiste en variar la perturbación planar *alrededor de la anchura  $W=0mm$* , en cuyo caso no existiría perturbación y por tanto el modo  $TE_{10}$  sería no radiativo (debido al efecto de la simetría). Esta primera situación da origen al “taper” de tipo 2, tal y como se puede ver en los esquemas mostrados para los tres tipos de circuitos impresos bajo la figura 4.7-d. Variando  $W$  por encima de  $W=0mm$ , se puede ver en la figura 4.7-c cómo  $\beta$  se ve modificado muy poco, mientras que en la figura 4.7-d se observa que  $\alpha$  es variado hasta alcanzar un máximo en un cierto valor de anchura. Este valor máximo de  $\alpha/k_0$  de nuevo es mayor para el caso de “slot” que para el “strip”.

Sin embargo, hay que destacar que cuando la anchura del “slot” tiende a cero no se consigue que  $\alpha$  tienda a cero, como cabría esperar al cerrarse el “slot” y tender a una guía completamente cerrada. Tal y como se observa en la figura 4.7-d,  $\alpha/k_0$  tiende a 0.02 cuando  $W$  tiende a cero. Este fenómeno inesperado se puede explicar usando la representación de las líneas de campo eléctrico mostradas en la figura 4.9, donde se representa la evolución de las mismas para un “slot” situado en  $d=0.2mm$ , disminuyendo la anchura relativa ( $W/a=0.2$ ,  $W/a=0.1$  y  $W/a=0.03$ ). Se puede observar en la figura 4.9 cómo cuando la anchura del “slot” tiende a cero, las líneas de campo se dispersan por la ranura fina hacia el exterior de la guía dieléctrica.

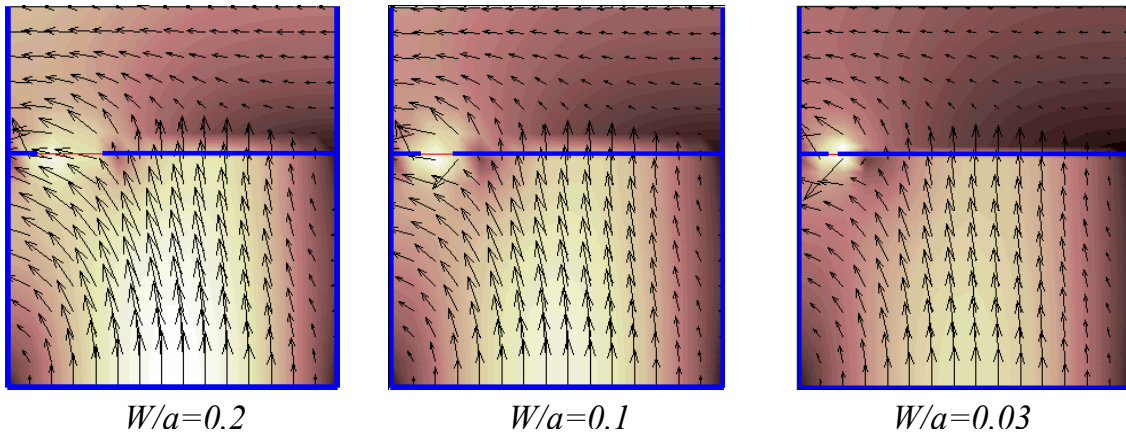


Figura 4.9- Líneas de Campo Eléctrico para “Slot” al Disminuir su Anchura.

Esto es debido a la **discontinuidad presentada por el “slot”**, aunque sea muy estrecho. La falta de continuidad en las corrientes transversas entre los dos lados del “slot” provoca este comportamiento, que hace que las líneas de campo eléctrico sigan induciendo radiación en el exterior de la guía. En este caso, el proceso de cerrar el “slot” no tiende en el límite (“slot” muy fino) al caso final de una guía completamente cerrada, en la que no habría radiación puesto que las líneas de campo no podrían salir de la guía dieléctrica inferior. En el caso de la guía completamente cerrada si existe continuidad eléctrica de las corrientes por la pared superior, mientras que para el “slot” fino no. Lo mismo ocurre para el caso “g-strip” cuando la anchura de la tira tiende a cerrar completamente la guía, tal y como se observa en la figura 4.7-d, en la que  $\alpha/k_0$  tiende a 0.01 cuando  $W/a$  tiende a 1. La constante de radiación no tiende a cero ya que no existe continuidad eléctrica entre el “strip” y una de las paredes de la guía. Por este motivo, estas dos configuraciones, correspondientes a la variación de la anchura del “slot” alrededor de  $W=0$  (SLOT-2, tal y como se definió en la figura 4.5) o del “g-strip” alrededor de  $W=a$  (G-STRIP-3, según la figura 4.5) no se pueden usar para anular la radiación, y por tanto no son mecanismos de “taper” válidos. Sin embargo, el circuito impreso de tipo “strip” sí que permite anular el nivel de radiación cuando su anchura tiende a cero, tal y como se observa en la figura 4.7-d. Este tipo de “taper” se denominará “STRIP-2”, tal y como se definió en la figura 4.5.



El segundo mecanismo de “taper” o control de  $\alpha$  desde 0 hasta un valor máximo por modificación de la anchura del circuito impreso es aquel que utiliza una anchura diferente de cero para anular la radiación. El valor de la ***anchura que anula la radiación por simetría*** viene dado por la siguiente expresión:

$$W_0 = a - 2 \cdot d \quad (4.5)$$

Para las dimensiones usadas en las antenas estudiadas ( $a=2.25mm$ ,  $d=0.2mm$ ), se obtiene un valor de  $W_0=1.85mm$  ( $W_0/a=0.822$ ). En la figura 4.7-d se confirma que para  $W=W_0$  se anula  $\alpha/k_0$  tanto para la antena de tipo “strip” como para el caso del “slot”. ***Alrededor de  $W_0$  se puede modular la anchura del circuito impreso*** bien estrechándolo ( $W < W_0$ ), lo cual da lugar al “taper” de tipo 3 (ver figura 4.5), o bien ensanchando el “strip” o el “slot” ( $W > W_0$ ), dando lugar al tipo 4 de “taper” (ver figura 4.5). El “taper” 3 da una mejor respuesta para el caso del “strip” que para el “slot”, ya que como se puede observar en la figura 4.7-c, la curva de  $\beta/k_0$  sufre una mayor variación para el “slot”. De esta manera se obtendría el circuito de tipo “STRIP-3”, en el que la anchura de la tira metálica impresa se modula a lo largo de la antena por debajo de  $W_0$ , tal y como se mostraba en la figura 4.5 y en la parte superior de la figura 4.7-d. Por otro lado, el “taper” de tipo 4 ( $W > W_0$ ) no parece conveniente para ningún tipo de circuito impreso, ya que  $\beta$  presenta una gran variación tanto para el “strip” como para el “slot”. El circuito de tipo “g-strip” también permite un taper de tipo 3, dando lugar a “G-STRIP-3” (ver figura 4.5).

En la figura 4.7 también se han mostrado con círculos los resultados obtenidos en [Lampariello 1987], donde se estudió una LWA de tipo “slot”. Los resultados son parecidos a los obtenidos con el método de análisis desarrollado en esta tesis, pero sólo para valores pequeños de posición  $d$  o anchura  $W$  del strip. Esto es debido a que en [Lampariello 1987] se usaba una aproximación de obstáculo pequeño para desarrollar el circuito equivalente, a partir del cual se obtenía la Ecuación de Resonancia Transversa para resolver la constante de propagación del modo de fugas. Es por ello que los resultados obtenidos con el ***método riguroso propuesto en esta tesis*** difieren de los obtenidos en [Lampariello 1987]. Sin embargo, se observa la misma tendencia, así como los mismos mecanismos para anular la radiación en  $d_0$  y  $W_0$ .

Por otro lado, en [Lampariello 1987] se presentaron sólo un par de curvas de dispersión que demostraban que el nivel de radiación  $\alpha$  se podía controlar sin apenas variar  $\beta$ . No se hizo ningún estudio más profundo, ni se llevaron a cabo diseños de antenas usando los mecanismos de “taper” propuestos. Las curvas de dispersión presentadas en la figura 4.7 han servido para introducir las diferentes topologías de control de  $\alpha/k_0$  sin modificar mucho  $\beta/k_0$ . Sin embargo, se hace necesario un *estudio más detallado de la familia de curvas* de dispersión para obtener las *dimensiones óptimas de los circuitos impresos* que permitirían un diseño “taper” de las antenas LWA en la tecnología propuesta en esta tesis. Recordemos que los resultados obtenidos en la figura 4.7 mostraban la variación de  $\beta/k_0$  y  $\alpha/k_0$  al modificar  $d$  con  $W=1mm$  y al modificar  $W$  con  $d=0.2mm$ .

### 4.2.3- Dimensiones Óptimas del “Taper”.

La figura 4.10 muestra los resultados obtenidos para la familia de curvas de  $\beta/k_0$  y  $\alpha/k_0$  pertenecientes al “taper” de tipo “SLOT-1”, es decir, *modulando la posición del “slot”* para cinco diferentes valores de anchuras de la tira impresa. Para cada valor de  $W$ , se ha obtenido una curva variando  $d$  desde  $d=0mm$  hasta  $d=d_{MAX}$ , siendo  $d_{MAX}$  el máximo desplazamiento posible del circuito impreso, dado por:

$$d_{MAX} = a - W \quad (4.6)$$

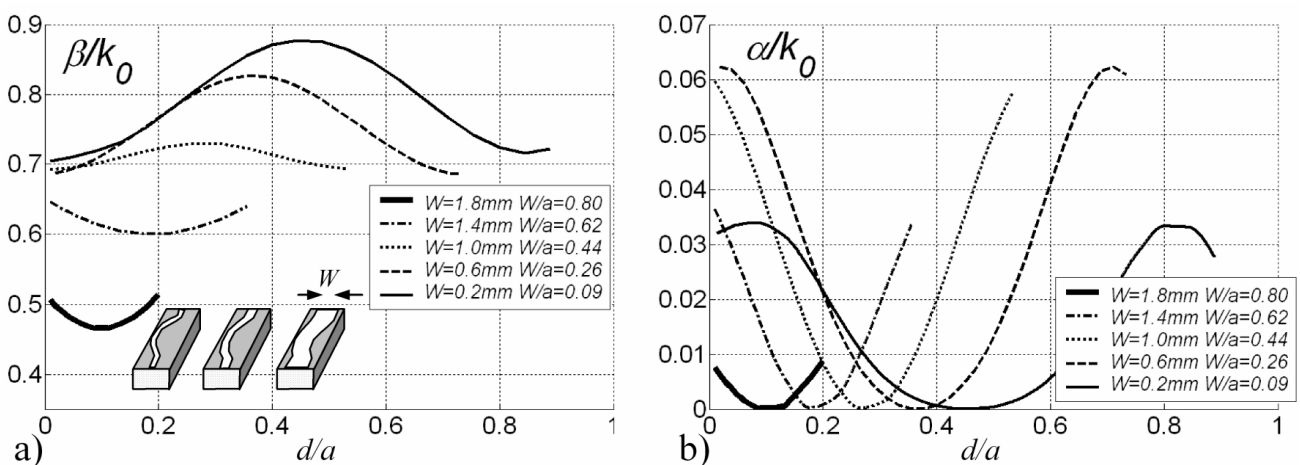


Figura 4.10- Curvas para la modulación de posición del “slot” (SLOT-1) para diferentes valores de anchura del circuito impreso ( $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1mm$ ,  $f=50GHz$ ).

Al aumentar el valor de la anchura  $W$ , el rango de barrido de la posición  $d$  se reduce según la ecuación (4.10). También se reduce la posición que proporciona un valor nulo de radiación,  $d_0$ , dada por (4.4), tal y como se puede ver en la figura 4.10-b para los valores de  $d$  en los que  $\alpha/k_0=0$ . Hay dos aspectos clave a la hora de escoger cuál es el valor de anchura del “slot” óptima,  $W_{OPT}$ , que permitiría el mejor “taper” de tipo “SLOT-2”. Primeramente, debemos tener en cuenta qué **valor de  $W$  minimiza la variación de  $\beta$  para todo el rango de variación de la posición  $d$**  que se vaya a utilizar. De la figura 4.10-a se observa que según este criterio, entre  $W/a=0.44$  y  $W/a=0.62$  estaría este valor (es de esperar que esté más próximo a  $W/a=0.44$  según la tendencia de las curvas). El segundo aspecto a considerar es la **necesidad de alcanzar el máximo valor de  $\alpha/k_0$  posible**, de manera que permita diseñar antenas con diferentes anchos de haz,  $\Delta\theta$ . Efectivamente, como se explicó en el capítulo 2, el ancho de haz en el plano H vendrá determinado por la longitud de la antena  $L_A$ :

$$\Delta\theta \cong \frac{1}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_m} \quad (4.7)$$

La longitud de la antena debe ser tal que se haya radiado al menos un 90% de la energía propagada por el modo de fuga, de manera que la eficiencia de radiación sea del 90%. Si consideramos una constante de pérdidas por radiación media lo largo de la longitud de la antena  $\bar{\alpha}$ , se debe cumplir entonces que:

$$1 - e^{-2\bar{\alpha}L_A} = 1 - e^{-4\pi \frac{\bar{\alpha} L_A}{k_0 \lambda_0}} = 0.9 \rightarrow L_A = 0.183 \cdot \frac{\bar{\alpha}}{k_0} \quad (4.8)$$

De donde se obtiene la relación (4.2) para el ancho de haz a  $-3dB$  que le corresponde a una determinada constante de atenuación media del modo de fuga a lo largo de la antena, de longitud  $L_A$ :

$$\Delta\theta \cong \frac{1}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_m} \approx \frac{\alpha/k_0}{0.183 \cdot \cos \theta_m} \quad (4.2)$$

Si somos capaces de escoger entre un rango elevado de valores de  $\alpha/k_0$ , se podrán diseñar antenas de elevado ancho de haz, es decir, antenas cortas y poco directivas. Sin embargo, si el valor máximo alcanzable de  $\alpha/k_0$  está muy limitado, necesitaremos antenas muy largas para que la eficiencia se mantenga al 90%, con lo que sólo se podrán diseñar antenas muy directivas (con haces muy estrechos).

De la figura 4.10-b se observa que hay un valor de  $W$  que proporciona el mayor rango dinámico de  $\alpha/k_0$ , que puede llegar a alcanzar un valor máximo  $\alpha/k_0=0.06$ . Este valor está situado entre  $W/a=0.26$  y  $W/a=0.44$ . Por lo tanto podemos escoger como valor óptimo de anchura del “slot”  $W/a=0.44$ , ya que permite modular la posición del “slot”, de manera que  $\beta$  varía lo mínimo posible,  $\Delta\beta/k_0=0.03$  y  $\alpha$  puede ser variado hasta  $\alpha/k_0=0.06$  (la máxima tasa de radiación posible).

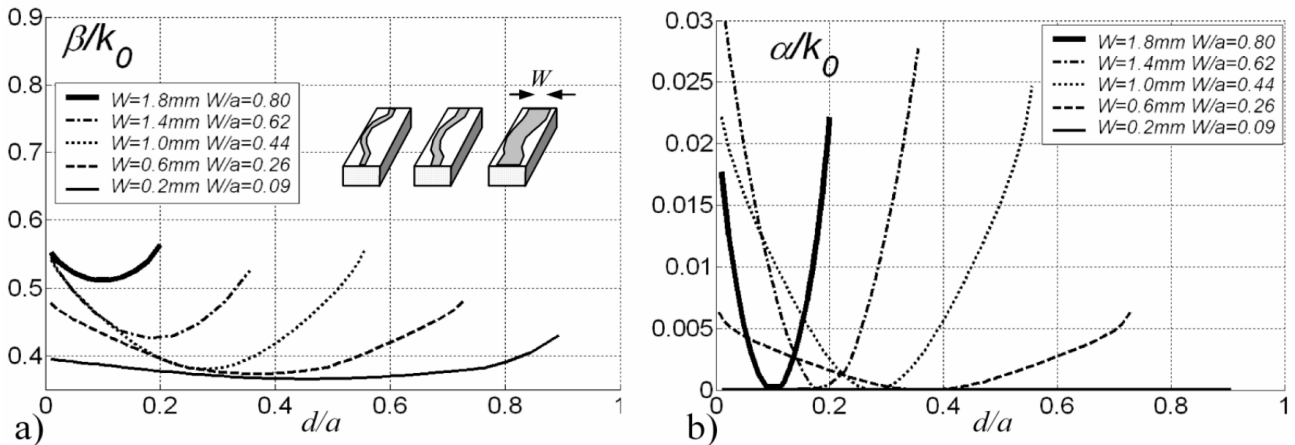


Figura 4.11- Curvas para la modulación de posición del “strip” (STRIP-1) para diferentes valores de anchura del circuito impreso ( $a=2.25\text{mm}$ ,  $D=1.59\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1\text{mm}$ ,  $f=50\text{GHz}$ ).

En la figura 4.11 se presentan los resultados obtenidos al hacer el mismo estudio, pero ahora para el **circuito impreso de tipo “strip”**. En este caso, la mínima variación de  $\beta$  se obtiene cuando la tira impresa es muy estrecha (curva de  $W/a=0.09$  en la figura 4.11-a). Desafortunadamente, cuando la tira metálica es tan estrecha se consigue el menor rango de variación de  $\alpha$ , tal y como se observa en la figura 4.11-b. El mayor rango dinámico de  $\alpha$  se obtiene para  $W/a=0.62$ , anchura que proporciona una variación de  $\beta/k_0$  de aproximadamente  $\Delta\beta/k_0=0.1$ , y un valor máximo de  $\alpha$  de  $\alpha/k_0=0.03$ . La variación de  $\beta$  es mayor que en el caso del “slot”, y además el valor máximo de  $\alpha$  alcanzable es menor. Es por ello por lo que se puede afirmar que el **“taper” por modulación de posición del circuito impreso (“TAPER-1”) presenta mejores características eléctricas para el caso del “slot” (“SLOT-1” en la figura 4.5) que para el caso del strip (“STRIP-1”)**.

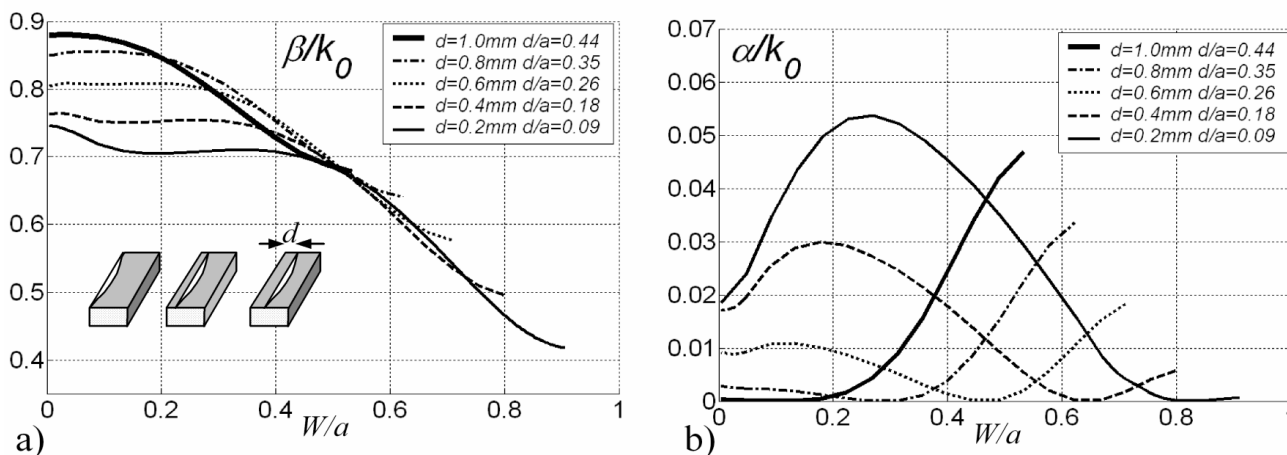


Figura 4.12- Curvas para la modulación de anchura del “slot” (SLOT-2) para diferentes valores de la posición del circuito impreso ( $a=2.25\text{mm}$ ,  $D=1.59\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1\text{mm}$ ,  $f=50\text{GHz}$ ).

La figura 4.12 representa los resultados obtenidos para la configuración de “taper” por **modulación de la anchura del “slot”** (“SLOT-2”). Como se comentó en el apartado anterior, la anchura del “slot” no puede ser variada por encima de  $W=0$  debido a que no se logra anular  $\alpha$  cuando el “slot” tiende a estrecharse. Se puede ver en la figura 4.12-b que esto ocurre para cualquiera de los valores de posición del “slot” escogidos. Por otro lado, las modulaciones de anchura del “slot” alrededor de  $W_0$  (“SLOT-2” y “SLOT-3”, según la figura 4.5) no son buenas candidatas, ya que **producen fuertes variaciones de  $\beta$**  para cualquier valor de posición  $d$  que se escoja (fuerte pendiente de  $\beta/k_0$  en la figura 4.12). Por lo tanto vamos a **descartar la modulación de anchura en los circuitos impresos de tipo “slot”** para el diseño de LWA en la tecnología híbrida propuesta en esta tesis doctoral.

Por el contrario, el circuito impreso de tipo “strip” **permite implementar el “taper” modulando la anchura de la tira**, tanto de tipo “STRIP-2” ( $W>0$ ) como de tipo “STRIP-3” ( $W<W_0$ ). En la figura 4.13 se muestra la familia de curvas de dispersión variando  $W$  para diferentes valores de  $d$ . Para el caso del “STRIP-2”, se logra anular la constante de radiación cuando la anchura de la tira tiende a cero, tal y como se aprecia en la figura 4.13-b. De la figura 4.13-a se puede observar que existe un compromiso para la selección de la **posición óptima de la tira impresa,  $d$** . Al aumentar  $d$  se pueden

alcanzar mayores valores de  $\alpha/k_0$ , debido a que se aumenta el rango de variación máxima de la anchura,  $W_{MAX}$ , dado por:

$$W_{MAX} = a - d \quad (4.9)$$

Por lo tanto, en principio estaríamos interesados en modular la anchura de una tira impresa situada cerca de la pared lateral, es decir, con un valor  $d$  pequeño. Así, por ejemplo, se puede ver en la figura 4.13-b cómo la curva de  $d/a=0.09$  proporciona un valor máximo de  $\alpha/k_0=0.014$  para una anchura normalizada  $W/a=0.5$ . **Al alejar la tira impresa de la pared lateral se consigue un menor rango de variación de  $\alpha$**  (por ejemplo,  $d/a=0.26$  proporciona un máximo valor de  $\alpha$  de tan solo  $\alpha/k_0=0.001$ ). Sin embargo aparece un problema al acercarse demasiado el circuito impreso a la pared lateral. Al disminuir el valor de  $d$ , las curvas de  $\beta$  sufren una mayor variación que cuando el “strip” está más alejado de la pared lateral, tal y como se observa en la figura 4.13-a. Este fenómeno está causado por la influencia de la pared lateral en las líneas de campo del modo  $TE_{10}$ . Por esta razón, **interesa alejar el circuito impreso de la pared lateral un poco para mantener más constante  $\beta$ , aunque se pierda rango dinámico de  $\alpha$** . Para respetar estos dos aspectos vamos a escoger como posición óptima  $d/a=0.18$ , de manera que se consigue un máximo de  $\alpha/k_0=0.004$  para  $W/a=0.4$  con una variación máxima de  $\Delta\beta/k_0=0.03$  cuando la anchura del “strip” es variada por encima de  $W=0$  (“STRIP-2”), tal y como se aprecia en la figura 4.13.

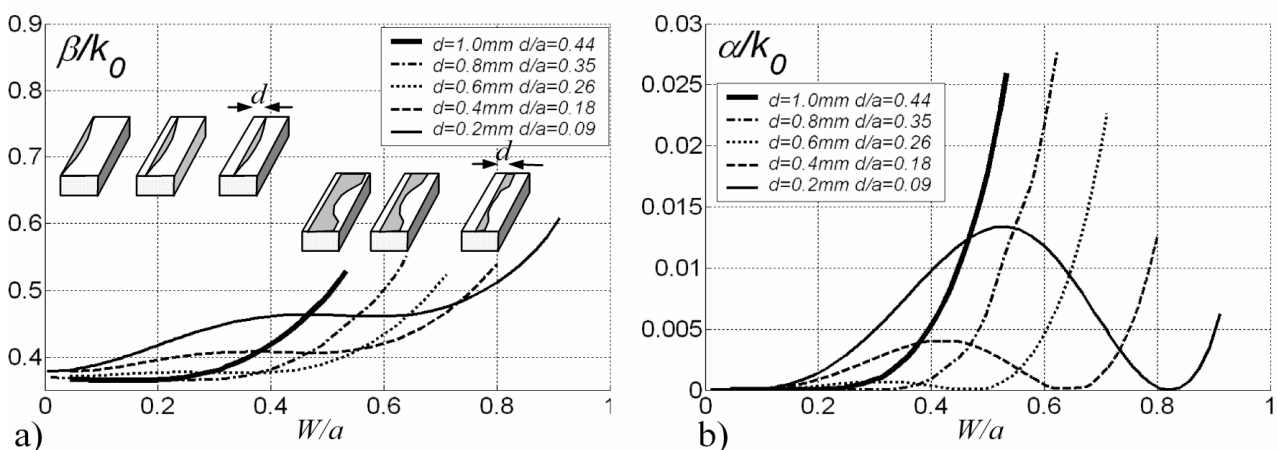
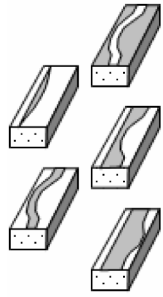


Figura 4.13- Curvas para la modulación de anchura del “strip” (STRIP-2 y STRIP-3) para diferentes valores de la posición del circuito impreso ( $a=2.25\text{mm}$ ,  $D=1.59\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1\text{mm}$ ,  $f=50\text{GHz}$ ).

En lo que respecta a la **modulación de la anchura del “strip” alrededor de la anchura de simetría  $W_0$** , se observa en la familia de curvas de la figura 4.13 que el **“taper” de tipo “STRIP-3” ( $W < W_0$ ) es mejor que el de tipo “STRIP-4” ( $W > W_0$ )**, debido a la menor variación en  $\beta$ . Aunque el “STRIP-4” permite obtener los valores más altos de  $\alpha$  para el circuito “strip”, la variación de  $\beta$  es muy elevada ( $\Delta\beta/k_0=2$ ). Centrándonos en el “taper” de tipo “STRIP-3”, se puede ver en la figura 4.13 que de nuevo para valores pequeños de  $d$  se obtiene una mayor variación de  $\alpha$  a costa de hacer que  $\beta$  varíe mucho. De nuevo el **valor óptimo de la posición del “strip” es  $d/a=0.18$** , obteniéndose una variación pequeña de  $\beta$  ( $\Delta\beta/k_0=0.03$ ) al barrer la anchura desde  $W_0/a=0.64$  a  $W/a=0.4$ , consiguiéndose el valor máximo de  $\alpha/k_0=0.004$  para  $W/a=0.4$ .



TIPO DE TAPER	VALOR ÓPTIMO para $d$ ó $W$	$MAX \frac{\alpha}{k_0}$	$\Delta \frac{\beta}{k_0}$
SLOT-1	$W/a=0.4$	0.06	0.03
STRIP-2	$d/a=0.18$	0.004	0.03
STRIP-3	$d/a=0.18$	0.004	0.03
STRIP-1	$W/a=0.62$	0.03	1
STRIP-4	$d/a=0.35$	0.028	2

Figura 4.13- Tabla Resumen, las Mejores Configuraciones de “Taper”.

La Tabla mostrada en la figura 4.14 resume las **mejores configuraciones de “taper”** según los resultados obtenidos. Se ordenan según la **habilidad que presentan para minimizar la variación de  $\beta$  y maximizar el rango de variación de  $\alpha$** . Se presentan los valores de posición o anchura del circuito impreso que son óptimos. Al comparar las diferentes topologías se ha concluido que la configuración de tipo “SLOT-1” (modulación de la posición del “slot” alrededor de  $d=d_0$ , dado por (4.4)) proporciona la menor perturbación de  $\beta$  ( $\Delta\beta/k_0=0.03$ ) para todo el rango de variación de  $\alpha$ , que alcanza un valor máximo de  $\alpha/k_0=0.06$ . Le siguen las configuraciones de tipo “STRIP-2” y “STRIP-3”, en las que la anchura de una tira impresa se modula por encima de  $W=0$  y por debajo de  $W_0$  (4.5), respectivamente. Ambas proporcionan una respuesta bastante plana de  $\beta$ , con una variación máxima de  $\Delta\beta/k_0=0.03$ , aunque el rango de variación de  $\alpha$  disminuye a  $\alpha/k_0=0.004$ .

La cuarta y quinta posición es para el “taper” de tipo “STRIP-1” (modulación de la posición del “strip”) y “STRIP-4” (modulación de la anchura del “strip” por encima de  $W_0$ ), respectivamente. Ambos permiten alcanzar valores altos de  $\alpha/k_0$ , aunque la variación de  $\beta$  es mucho mayor que en los casos anteriores. El resto de topologías de taper mostradas en la figura 4.5 se han descartado, bien debido a que no permiten variar  $\alpha$  desde 0 hasta un valor máximo (“SLOT-2” y “G-STRIP-3” no permiten anular  $\alpha/k_0$ ) o bien por la excesiva variación en la constante de fase del modo de fuga  $\beta$  (“SLOT-3”, “SLOT-4” y “G-STRIP-2” superan  $\Delta\beta/k_0=2$ ).

Todos los resultados anteriores se han obtenido después de fijar las **dimensiones de la guía dieléctrica** ( $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$  y  $\epsilon_r=2.56$ ) para determinar la frecuencia de trabajo en la banda milimétrica alrededor de  $50GHz$ , tal y como se explicó en el apartado 4.2.1. En este último apartado se han fijado las dimensiones relativas de los circuitos impresos (anchura relativa  $W/a$  y posición relativa  $d/a$ ) para conseguir diseños “taper” sencillos, que permitan variar  $\alpha$  a lo largo de la longitud de la antena, manteniendo a su vez constante  $\beta$  para no distorsionar el apuntamiento de la antena. Queda por estudiar una dimensión de la antena que merece la pena analizar en un apartado propio; se trata de la **altura del “stub” de placas paralelas,  $L$** . En todas las simulaciones anteriores se ha tomado  $L=1mm$ . Como se explicó en el capítulo 3, la altura  $L$  va a determinar la pureza de la radiación en el plano E, así como la posibilidad de que existan acoplos indeseados con otros modos de fuga presentes en la antena. En el siguiente apartado se estudian los diferentes modos que pueden existir en las antenas estudiadas, para las diferentes configuraciones. Así mismo, se determinará la altura óptima de las placas paralelas para evitar el acoplo y maximizar la pureza de la radiación de la antena en el plano E.



### 4.3 Estudio de los Modos Indeseados.

El *mecanismo de radiación por asimetría* en el que se basan las antenas LWA estudiadas en esta tesis, *necesita utilizar el modo TE<sub>10</sub> de la guía dieléctrica*. Este modo es no radiativo cuando la estructura es simétrica, y si la altura  $L$  de las placas paralelas es suficiente como para que los modos PPM de orden  $m > 0$  no lleguen a la apertura. Las placas paralelas actúan como un sistema filtrante para que sólo el modo PPM  $m = 0$  pueda propagarse en la dirección transversa de la guía de placas paralelas. Para ello se debe cumplir que la anchura de las placas paralelas ponga al corte a los modos PPM con  $m > 0$  en la región de vacío de las placas paralelas:

$$k_{zm}^2 = k_0^2 - k_y^2 - \left(m \frac{\pi}{a}\right)^2 < 1 \quad (\forall m \geq 1, \forall k_y \geq 0) \iff a < \frac{\lambda_0}{2} \quad (4.10)$$

*Las asimetrías producidas por el circuito impreso provocan la excitación del modo PPM  $m = 0$ , que es el responsable de la radiación con polarización horizontal*. El modo TE<sub>10</sub> tiene polarización vertical, de manera que por él mismo no es capaz de excitar esta componente de campo con polarización horizontal. Es necesario, por lo tanto, introducir una asimetría para inducir la radiación, tal y como se muestra en las figuras 4.14-a y 4.14-b, donde se representan las líneas de campo eléctrico para una antena con circuito impreso de tipo “strip”.

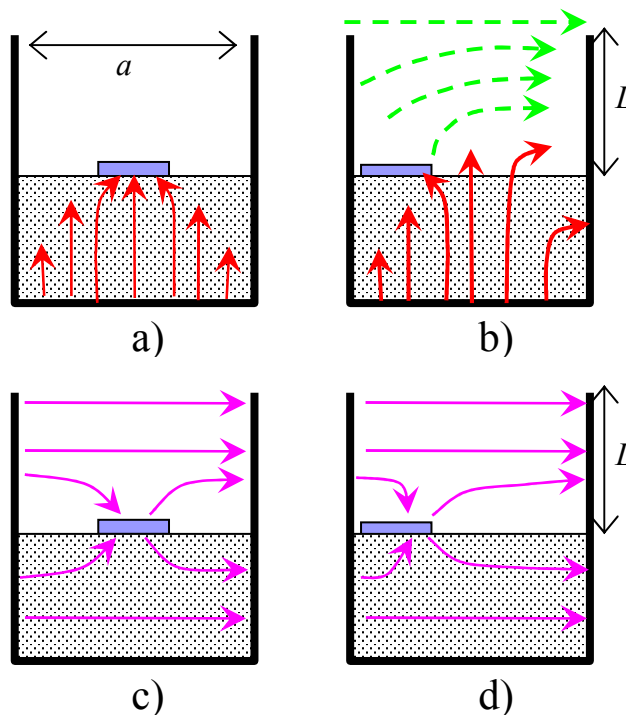


Figura 4.14- Líneas de Campo Eléctrico en Antena con “STRIP”.

Sin embargo, también existen otros modos, como los *modos de las placas paralelas*, también denominados modos “channel-guide” [Shigesawa 1994, Ma 1994, Lampariello 1998-II], cuya polarización es horizontal. Estos modos radian aunque la estructura sea simétrica (ver figura 4.14-c), ya que contienen al modo PPM  $m=0$  en su propia configuración de campo. Al colocar el circuito impreso de forma asimétrica (figura 4.14-d), se inducirá una mayor cantidad de radiación debido a la perturbación del circuito impreso. Sin embargo, *estos modos no son útiles para los propósitos de diseño de esta tesis, ya que no se puede anular la radiación por simetría*. Estos modos son indeseados, y su excitación debe ser evitada para no deteriorar los mecanismos de “taper” propuestos en el apartado anterior [Clarricoats 1996], [Garg 1975], [Lin 1996]. La figura 4.15 presenta las curvas de la constante de fase de los diferentes modos encontrados en los tres tipos de antenas estudiadas. Las dimensiones de la antena son las mismas que se usaron en los apartados anteriores:  $a=2.25\text{mm}$ ,  $D=1.59\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1\text{mm}$ ,  $d=0.2\text{mm}$  y  $W=0.6\text{mm}$ .

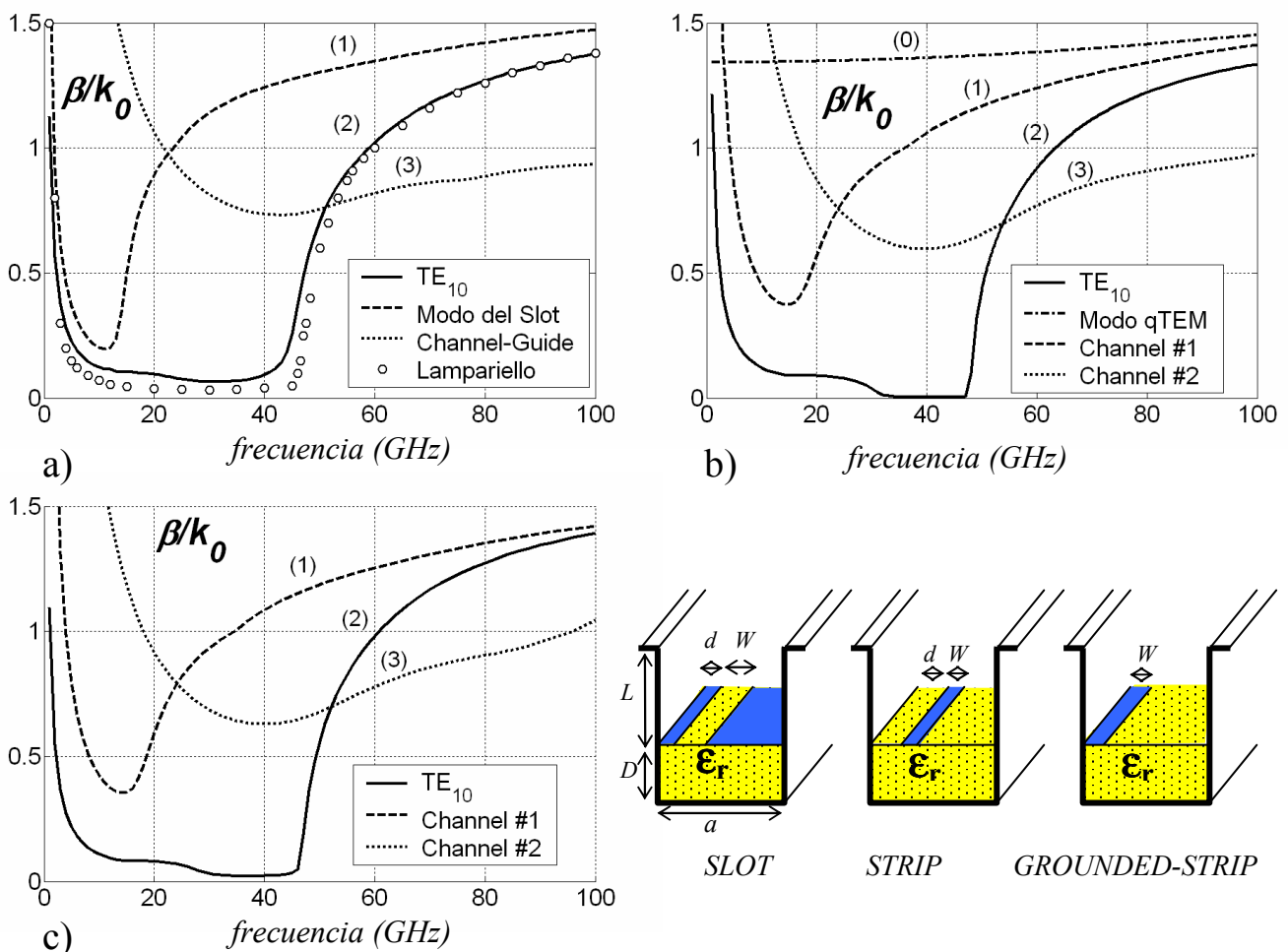


Figura 4.15- Curvas de Dispersión de  $\beta$  para Diferentes Modos en las LWA.

Para conocer la *naturaleza de cada uno de los modos* cuyas curvas de dispersión en frecuencia se han representado en la figura 4.15, conviene mostrar su distribución de campo en el interior de la guía abierta. Así, las curvas marcadas con el número “2” en la figura 4.15 se corresponden con el *modo  $TE_{10}$* , que se desea que sea el único responsable de la radiación de estas antenas. Esto se puede comprobar viendo las líneas de campo para los tres tipos de circuito impreso (“slot”, “strip” y “g-strip”), tal y como se muestra en la figura 4.16, obtenidas a la frecuencia de  $50GHz$ :

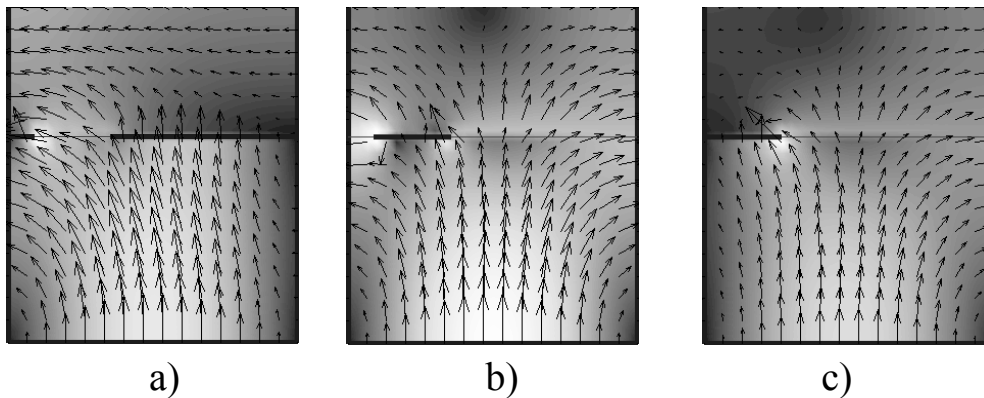


Figura 4.16- Líneas de Campo Eléctrico de Modo  $TE_{10}$ .

En la figura 4.15-a (circuito de tipo “slot”) también se ha representado la curva del modo  $TE_{10}$  obtenida en [Lampariello 1990] para validar el resultado obtenido por el método propuesto en esta tesis. Las curvas representadas en la figura 4.15-a con el número “1” se corresponden con el *modo fundamental del slot*, cuyas líneas de campo eléctrico se representan en la figura 4.17-a. Este modo fue descrito en trabajos anteriores sobre antenas “leaky-wave” en guías rectangulares con ranuras uniformes ([Clarricoats 1996] y [Garg 1975]), pero en nuestro caso aparece debido a la “ranura” de grosor infinitesimal del circuito impreso de tipo “slot”. Además, una comparación con los modos de las antenas de tipo “strip” y “g-strip” revela que *el modo del slot en la antena de tipo “slot” evoluciona a un modo de tipo “channel” cuando el “slot” se transforma en un “strip” o en “g-strip”*. Para estos dos últimos casos, la curva de dispersión de  $\beta$  del modo “channel” de primer orden (“Channel#1”) se marca en las figuras 4.15-b y 4.15-c con el número “1”. Se observa que las curvas tienen el mismo comportamiento dispersivo en frecuencia. Además, las líneas de campo de este modo “channel” de primer orden presente en el “strip” y en el “g-strip” se muestran en las figuras 4.17-b y 4.17-c.

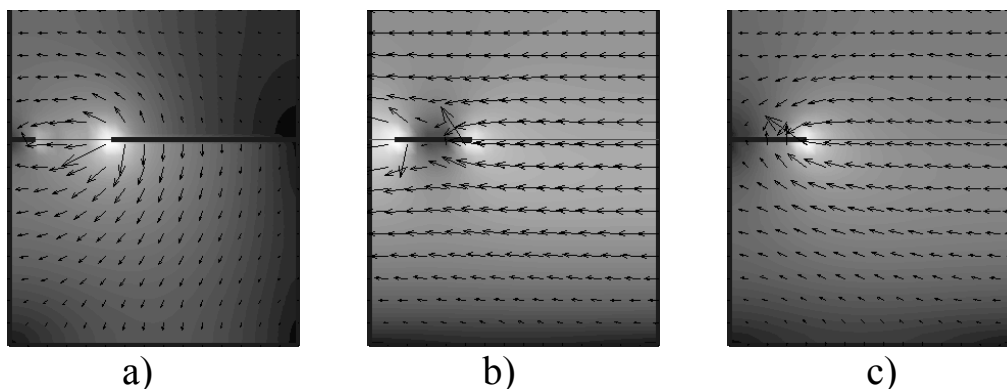


Figura 4.17- Líneas de Campo Eléctrico de Modo Fundamental del Slot y del Modo “Channel” de Primer Orden en el circuito “strip” y en el “g-strip”.

Observando las líneas de campo representadas en la figura 4.17 se puede concluir que el modo fundamental del “slot” y los modos “channel” de primer orden del “strip” y del “g-strip” comparten la misma naturaleza: un **campo eléctrico horizontalmente polarizado**, que en el caso del “slot” va de un lado metálico del “slot” al otro y en el caso del “strip” las líneas de campo van de una pared lateral a la otra, como corresponde a un modo de las placas paralelas o “channel-guide”. Esta relación entre estos dos tipos de modos no había sido interpretada hasta la fecha. En cualquier caso, ambos modos son indeseados para aplicaciones de diseño de antenas “leaky-wave” con capacidad de “taper”. Otro **modo “channel” de segundo orden** (“Channel#2”) aparece en las tres configuraciones de circuito impreso. Las curvas de dispersión de su constante de fase  $\beta$  se han marcado con el número “3” en la figura 4.15, y las líneas de campo se muestran en la figura 4.18. El modo “channel” de segundo orden es como el de primer orden (campo horizontal entre las placas paralelas) pero con una longitud de onda menor en la dirección transversa, como se puede observar en la figura 4.18 por el mayor número de variaciones armónicas de los campos en la dirección vertical “z”.

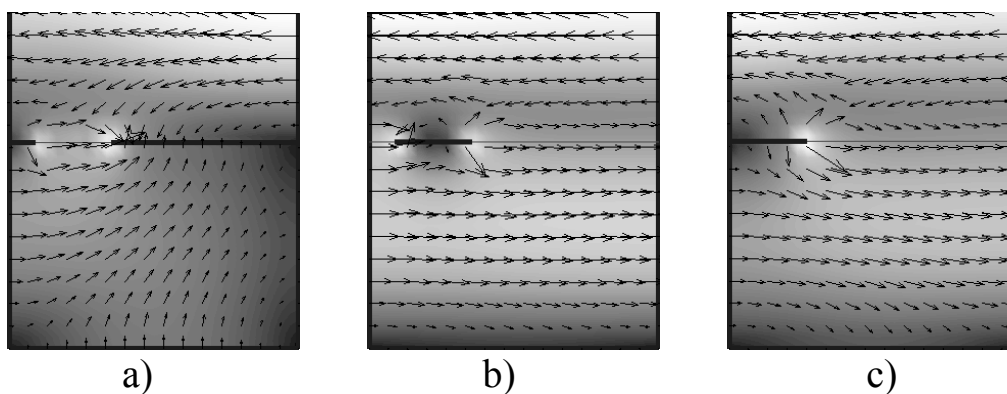


Figura 4.18- Líneas de Campo Eléctrico de Modo “Channel” de Segundo Orden.

Por último se representa en la figura 4.19 la distribución del campo eléctrico correspondiente al modo marcada con el número “0” en la figura 4.15-b, y que se corresponde con el *modo quasi estático o “qTEM” de línea impresa*, tal y como se observa por sus líneas de campo. Este modo sólo puede aparecer cuando hay presentes al menos dos conductores no conectados. Este modo también es indeseado pues si es excitado puede disminuir la eficiencia de la antena en forma de *onda de superficie*, ya que el modo “qTEM” no es capaz de radiar (se puede observar en la figura 4.15-b cómo su constante de fase normalizada cumple para cualquier frecuencia que  $\beta/k_0 > 1$ ). Al unir la tira impresa a una pared lateral (configuración “g-strip”) hacemos desaparecer este modo, tal y como se observa en la figura 4.15-c; esta es la principal ventaja del circuito impreso de tipo “g-strip” respecto del “strip”. Sin embargo, el circuito “strip” presenta mejores habilidades de “taper” que el “g-strip” debido a la capacidad de variar  $\alpha$  sin modificar sensiblemente  $\beta$ , tal y como se demostró en los apartados 4.2.2 y 4.2.3.

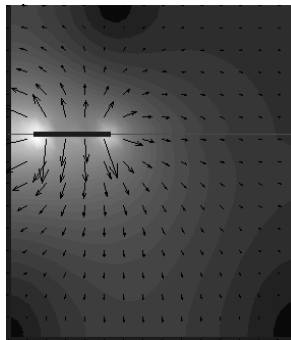


Figura 4.19- Líneas de Campo Eléctrico de Modo “qTEM” del “strip”.

Como se ha comentado, *todos estos modos diferentes al  $TE_{10}$  no son deseados* porque aunque algunos de ellos sean capaces de radiar (son modos de fuga), en cambio su constante de radiación  *$\alpha$  no puede ser controlada por el mecanismo de radiación por asimetría aplicable al modo  $TE_{10}$* , tal y como se representó en la figura 4.14. Para ilustrar esta *incapacidad de controlar  $\alpha$  sin variar  $\beta$* , la figura 4.20 representa la dispersión de  $\alpha$  y  $\beta$  al variar la anchura  $W$  y la posición  $d$  del circuito impreso de tipo “slot”, para el modo del “slot” a 20GHz y para el modo “channel” de primer orden a 50GHz.

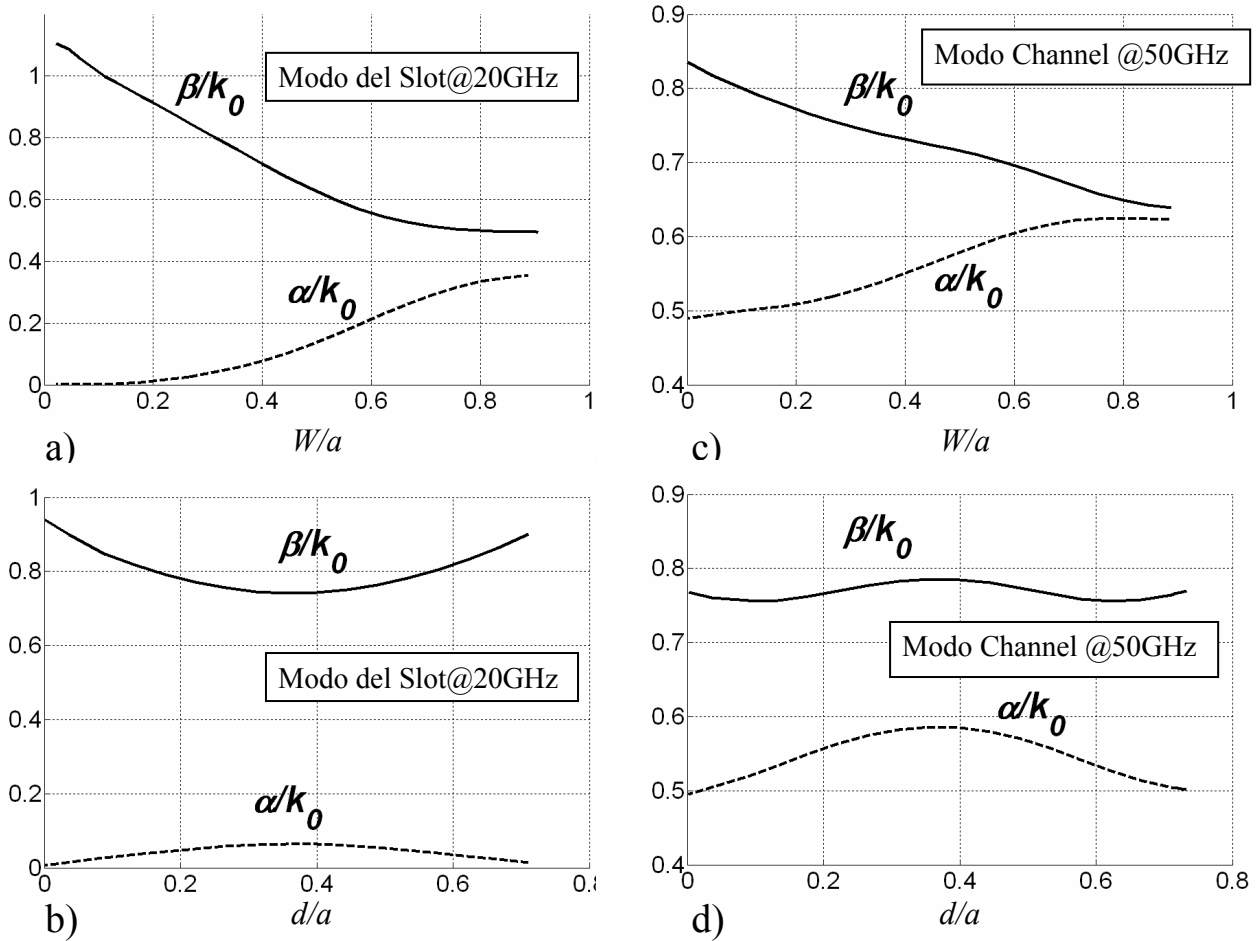


Figura 4.20- Incapacidad de Control de Radiación por Simetría en Modos Indeseados.

Como muestran las figuras 4.20-a y 4.20-b, el modo fundamental del “slot” introduce una gran variación en  $\beta$  precisamente alrededor del rango de dimensiones que logran anular a  $\alpha$ . Esto es debido a que la única manera de anular la constante de pérdidas por radiación  $\alpha$  es o bien haciendo nula la anchura del “slot” ( $W \rightarrow 0$  en la figura 4.20-a) o bien eliminando uno de los metales del “slot” ( $d \rightarrow 0$  en la figura 4.20-b). Ambos mecanismos implican una fuerte variación de  $\beta$  al modificar la estructura del circuito impreso de tipo “slot” (anchura o posición) que determina precisamente la constante de fase de este modo. **Cuando el “slot” está centrado no se consigue anular la radiación, ya que el modo fundamental del “slot” radia por sí mismo.** Este modo ha sido utilizado para diseñar muchas antenas de tipo “leaky-wave” en tecnología puramente impresa [Sheen 1998], [Slade 1998], [Zehentner 2001-I], [Zehentner 2001-II], [Zehentner 2002], [Grbic 2002-II], aunque ninguna de ellas presentaba la capacidad de “taper” o control de  $\alpha$  sin variar  $\beta$ .

Por otro lado, *los modos de tipo “channel-guide” tampoco permiten anular la radiación cuando la perturbación planar está ubicada simétricamente* respecto de las placas paralelas, tal y como se observa en las figuras 4.20-c y 4.20-d. Hay que tener en cuenta que los modos “channel” son soportados o guiados por las placas paralelas, de manera que el circuito impreso planar no es más que una perturbación que se presenta a sus líneas de campo horizontal, haciendo que se curven ante la presencia del “strip” o del “slot”, tal y como se mostró en las figuras 4.17 y 4.18. El campo horizontal no es inducido por la ubicación asimétrica del circuito impreso, y por ello no se puede anular  $\alpha$  ni variando la anchura  $W$  (figura 4.20-c) ni la posición  $d$  (figura 4.20-d) del “slot”.

Estos modos de fuga son por tanto inapropiados para el diseño de antenas “leaky-wave” con “taper” o reducción del nivel de lóbulos secundarios, y deben ser evitados. Hay dos aspectos diferentes a la hora de evitar la radiación de estos modos. Por un lado hay que *evitar la excitación de estos modos*, que haría que se propagaran y radiaran, interfiriendo y estropeando el diagrama de radiación del modo de fuga  $TE_{10}$ . La excitación de modos no deseados puede ser evitada usando mecanismos de alimentación de la antena específicos, de manera que sólo se inyecte energía al modo deseado, tal y como se hizo en [Lin 1996] para el caso de una antena impresa LWA de tipo “slot”. También se puede evitar la propagación de dichos modos añadiendo modificaciones a la antena, de manera que se suprima el modo no deseado, tal y como se hizo en [Garg 1975] para suprimir el modo del “slot” en una guía rectangular ranurada.

El segundo aspecto relacionado es el de *acoplo entre el modo de fuga deseado y algún modo indeseado*, especialmente para el caso de modos de tipo “channel-guide”, tal y como se estudió en [Shigesawa 1994], [Ma 1994] y en [Lampariello 1998-II]. Este acoplo ocurre cuando tanto la constante de fase como la de atenuación de dos modos de fuga presentes en una misma guía abierta toman valores parecidos. Entonces *ambos modos degeneran y se produce un acoplo energético*, tal y como se demostró con los resultados obtenidos en el apartado 3.8.2 del capítulo 3. Físicamente, el acoplo energético significa que si un modo se propaga, el otro también lo hace. *Ambos modos intercambian energía al propagarse*. Por lo tanto, si el modo  $TE_{10}$  se acoplara a un modo no deseado, no habría manera de hacer que la antena radiara usando el modo deseado  $TE_{10}$ , sin que a su vez estuviera radiando el modo indeseado. Como vemos el acoplo es un fenómeno que hay que evitar a toda costa.

Para estudiar las *condiciones bajo las cuales se produce el acoplo*, así como la *manera de evitar dicho acoplo*, se suele analizar la dispersión de las constantes de propagación de los diferentes modos al variar la altura del tramo de placas paralelas,  $L$  [Shigesawa 1994]. Esto se hace así porque los modos “channel” sufren una gran dispersión en su constante de propagación compleja (tanto  $\beta$  como  $\alpha$ ) al variar  $L$ , pues la altura  $L$  determina la dimensión principal de variación de campo de los modos “channel”, que sólo tienen variación en el eje vertical (es lo mismo que ocurre si variamos la anchura de una guía rectangular para los modos con variación horizontal, como el  $TE_{10}$ ). En concreto, al aumentar  $L$  aparecen más modos de tipo “channel”, que estaban al corte para valores de  $L$  menores. Al cambiar la constante de propagación de los modos “channel” cuando se aumenta  $L$ , se puede estudiar *a partir de qué valor de  $L$  se da el acoplo con el modo deseado  $TE_{10}$* .

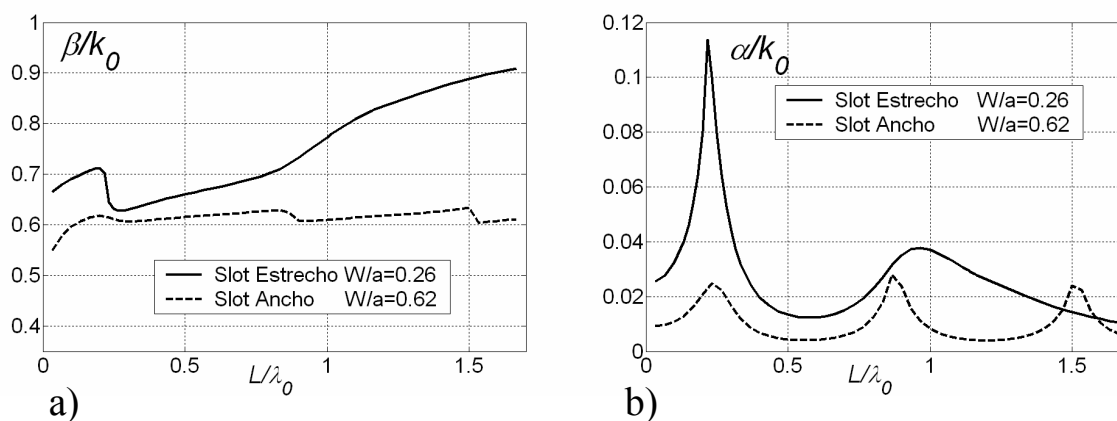


Figura 4.21- Acoplo en la Antena de Tipo “slot” a 50GHz.

Por ejemplo, la figura 4.21 muestra la constante de fase y de atenuación para el modo  $TE_{10}$  en el caso de la antena de tipo “slot” a 50GHz, variando la altura normalizada del stub de placas paralelas,  $L/\lambda_0$ . Se examinan dos casos diferentes de anchura del “slot”, que se corresponden con diferentes valores de pérdidas por radiación. Para “slots” anchos ( $W/a=0.62$ , línea discontinua en la figura 4.21) *tanto  $\beta$  como  $\alpha$  del modo  $TE_{10}$  presentan una pequeña oscilación al variar  $L$* . Este comportamiento es el normal, cuando no existe ningún acoplo con un modo “channel”, y es debido a la onda estacionaria que se produce en la apertura de la guía abierta. Sin embargo, para el caso de “slots” estrechos ( $W/a=0.26$ , línea continua en la figura 4.21), el comportamiento periódico se interrumpe a partir de  $L/\lambda_0=0.9$ , de manera que  $\beta$  toma un comportamiento monótono creciente y  $\alpha$  monótono creciente conforme  $L$  aumenta.



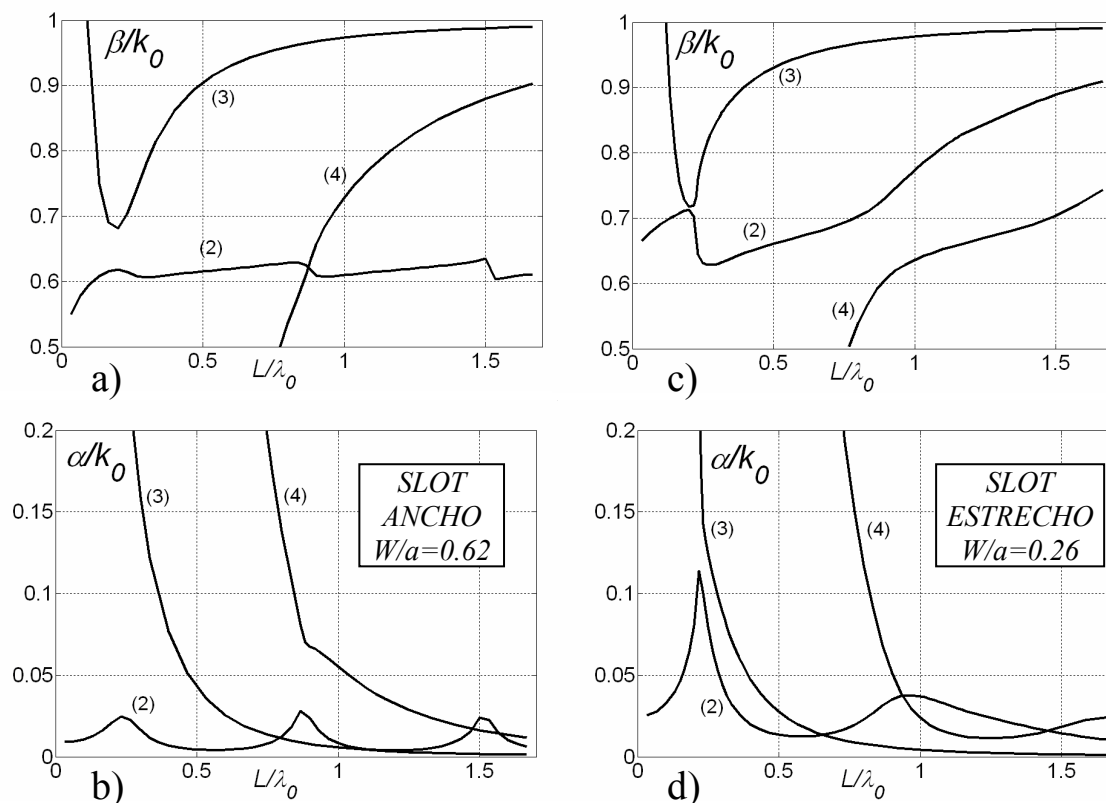


Figura 4.22- Demostración del Acoplo entre Diferentes Modos en la Antena de Tipo “slot” a 50GHz.

Este cambio de comportamiento es debido al acoplo entre el modo  $TE_{10}$  y un modo “channel”, como se demuestra en los resultados obtenidos en la figura 4.22. En esta figura se muestran las curvas de dispersión al variar  $L$  no sólo para el modo deseado  $TE_{10}$  (curvas marcadas con el número “2”) sino también para dos modos de tipo “channel” existentes en la antena “slot” a 50GHz (marcados con los números “3” y “4”). Al aumentar  $L/\lambda_0$ , los modos “channel” se propagan más, de manera que  $\beta/k_0$  aumenta y  $\alpha/k_0$  disminuye. Por el contrario, el modo  $TE_{10}$  oscila alrededor de  $\beta/k_0=0.6$  y  $\alpha/k_0=0.01$  al variar  $L$  para el caso del “slot” ancho, tal y como se aprecia en las figuras 4.22-a y 4.22-b. **Debido al bajo valor de  $\alpha/k_0$  para el caso del slot ancho, el modo  $TE_{10}$  no sufre ningún acoplo** en el rango de  $L/\lambda_0=0$  a  $L/\lambda_0=1.5$ , tal y como se observa por el mantenimiento de las oscilaciones en las figuras 4.22-a y 4.22-b.

Sin embargo, cuando el “slot” es más estrecho ( $W/a=0.26$ , figuras 4.22-c y 4.22-d), el modo  $TE_{10}$  tiene una mayor constante de radiación  $\alpha/k_0$ , que oscila alrededor de  $\alpha/k_0=0.05$ , con picos de  $\alpha/k_0$  por encima de 0.1 para  $L/\lambda_0=0.2$  (ver figura 4.22-d). Con

estos valores tan altos de  $\alpha/k_0$ , se puede ver en las figuras 4.22-c y 4.22-d que las curvas “2” y “4” se acoplan por encima de  $L/\lambda_0=0.8$ , debido a que los valores de  $\beta$  y  $\alpha$  se interceptan en este punto. Es este fenómeno de acoplo con un modo “channel” el que justifica el cambio de comportamiento en la dispersión del modo  $TE_{10}$  al variar  $L$  observada en la figura 4.21 para el caso del “slot” estrecho. Como conclusión se puede decir que *cuando el “slot” es más estrecho, se obtiene una mayor constante de pérdidas  $\alpha/k_0$ , de manera que es más probable que exista acoplo con modos “channel” que cuando el “slot” es ancho y la constante de pérdidas es menor.*

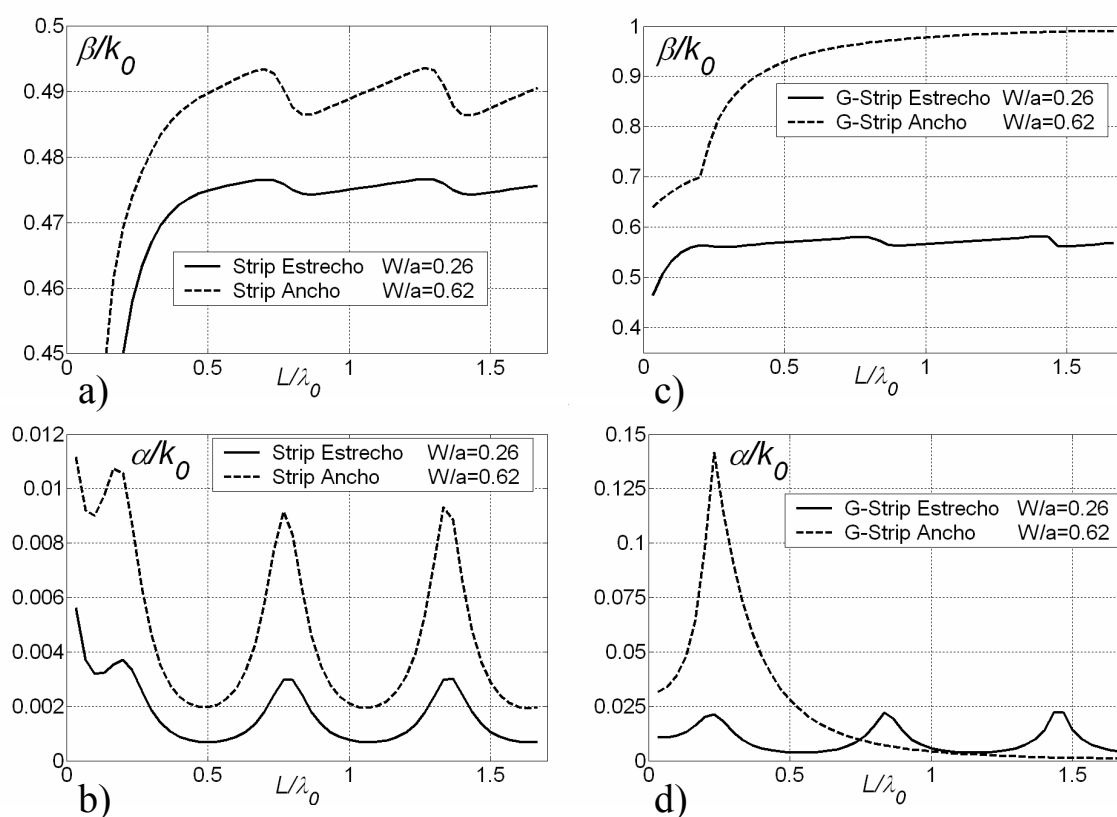


Figura 4.23- Acoplo en las Antenas de Tipo “strip” y “g-strip” a 50GHz.

Aunque los resultados anteriores se han obtenido para el caso de la antena de tipo “slot”, se puede decir en general que a *mayor valor de la constante de radiación del modo  $TE_{10}$  es mayor el riesgo de acoplo con modos de tipo “channel”*, y que este acoplo se produce al aumentar la altura del stub de placas paralelas  $L$  a partir de un cierto valor. Dependiendo de cada configuración de circuito impreso, se obtendrá un valor u otro de altura máxima  $L$  sin acoplo.

La figura 4.23 muestra los resultados obtenidos para los circuitos impresos de tipo “strip” y “g-strip”. De nuevo se representa la constante de fase normalizada  $\beta/k_0$  y la constante de atenuación normalizada  $\alpha/k_0$  del modo  $TE_{10}$  en función de la altura del “stub” normalizada,  $L/\lambda_0$ . También se ha escogido dos regímenes de radiación diferentes. Con tiras impresas estrechas ( $W/a=0.26$ ) se obtienen bajas pérdidas por radiación ( $\alpha/k_0=0.004$  para el “strip” y  $\alpha/k_0=0.02$  para el “g-strip”), de manera que no existe acoplo con ningún modo “channel” en el rango  $L/\lambda_0$  de 0 a 1.5 como se puede ver en la figura 4.23 (curvas de  $\beta$  y  $\alpha$  en línea continua, que no pierden el comportamiento periódico). Sin embargo, en el caso de que las tiras impresas sean anchas ( $W/a=0.62$ ), el circuito de tipo “g-strip” presenta acoplo para  $L/\lambda_0 > 0.2$  (ver las curvas en línea discontinua en las figuras 4.23-c y 4.23-d). Este **acoplo para valores tan bajos de la altura de las placas paralelas es debido a los altos valores que toma la constante de radiación para el circuito “g-strip” ancho** (se puede ver que se alcanza el valor de  $\alpha/k_0=0.14$  en la figura 4.23-d). Por el contrario, el circuito impreso de tipo “strip” no se acopla ni si quiera para el caso de anchura elevada, ya que el nivel de radiación sigue siendo bajo comparado con el del “g-strip” (el valor máximo que alcanza es de  $\alpha/k_0=0.01$ , como se observa Fig.4-23-b).

Como se comentó, **la altura de las placas paralelas  $L$  es necesaria para filtrar los modos PPM de orden superior ( $m > 0$ )**, de forma que sólo el modo PPM  $m=0$  sea responsable de una radiación pura, con polarización horizontal y sin lóbulos secundarios en el plano E. Recordemos el **factor de pureza de radiación** que se definió en el capítulo 3 (sección 3.8.2), a partir de los coeficientes del espectro discreto de radiación:

$$\eta_{POL} = \frac{|B^{\phi TE}_{m=0}|^2}{\sum_m \left( |B^{\phi TE}_m|^2 + |B^{y TE}_m|^2 + |B^{\phi TM}_m|^2 + |B^{y TM}_m|^2 \right)} \quad (4.10)$$

El significado físico de este coeficiente se puede expresar de la siguiente manera, donde queda más patente que los coeficientes del espectro discreto de radiación están asociados a la radiación producida por cada modo PPM:

$$\eta_{POL} = \frac{\text{Potencia Radiada PPM } 0}{\sum_{m=0}^{\infty} \text{Potencia Radiada PPM } m} \quad (4.11)$$

Dependiendo de cada tipo de circuito impreso (“slot”, “strip” ó “g-strip”), puede que se exciten más o menos los modos PPM de orden superior, lo cual implicaría la necesidad de una mayor o menor altura de las placas paralelas  $L$ . Por otro lado, la altura de las placas paralelas viene limitada por el peligro de acoplo con modos “channel” indeseados, tal y como se ha estudiado en las página anteriores. Es por ello que es necesario encontrar un *compromiso que permita obtener una radiación lo más pura posible, pero a la vez evitando a toda costa el acoplo con modos “channel”*.

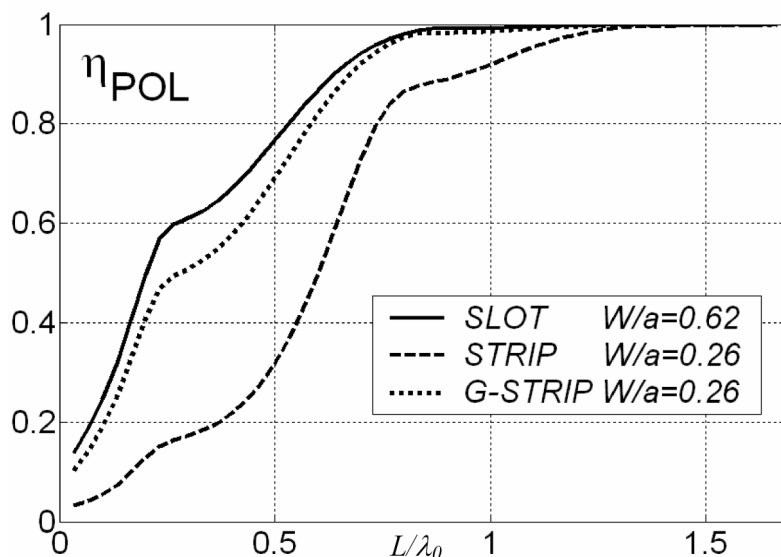


Figura 4.24- Pureza de Radiación en los Tres Tipos de Antenas a 50GHz.

La figura 4.24 muestra los resultados obtenidos al calcular (4.11) para los tres tipos de antenas estudiadas en este capítulo. La anchura de cada tipo de circuito impreso ha sido seleccionada de manera que se minimice el efecto de acoplo (“slots” anchos  $W/a=0.062$ , y “strips” estrechos  $W/a=0.26$ ). De las curvas obtenidas en la figura 4.24 se observa que *se necesitan unas placas paralelas más altas para el caso del “strip” ( $L > 1.5\lambda_0$ ) que para el caso del “slot” ( $L > \lambda_0$ )*. Esta diferencia se puede explicar desde el punto de vista del grado de excitación de los modos PPM de orden superior. Si miramos la distribución de campo del modo de fuga  $TE_{10}$  en los tres tipos de antenas (figura 4.16) se puede observar una *mayor contribución de campo vertical fuera de la guía dieléctrica para el caso del “strip” que para el caso del “slot”*. Este campo vertical en la región de las placas paralelas es debido al modo PPM  $m=1$ , que por tanto está más excitado en el “strip” que en el “slot”. Es por ello que se hace necesaria una mayor altura de las placas paralelas para que el modo PPM  $m=1$  se haya desvanecido en el caso del “strip”, tal y como se refleja en los resultados de la gráfica 4.24.

Como resumen del estudio de los modos indeseados y de la influencia de la altura de las placas paralelas  $L$ , se puede concluir que *la antena LWA de tipo “strip” es menos sensible al acoplo con los modos “channel” debido a las menores pérdidas por radiación* que para el caso del “slot”. Sin embargo, se necesitan *placas paralelas más altas en el caso del “strip” que del “slot” para obtener una radiación pura sin polarización cruzada*.

#### 4.4 Configuración Suspendida.

En esta sección se va a analizar la *configuración suspendida* de las antenas estudiadas en esta tesis. Dicha configuración consiste en *elegir la guía dieléctrica una cierta altura  $H$* , tal y como se muestra en la figura 4.25 para el caso de una LWA de tipo “slot”.

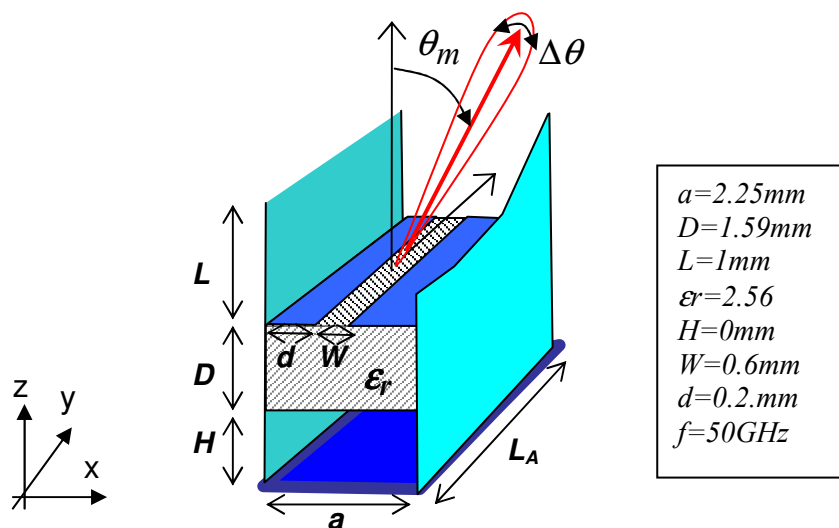


Figura 4.24- Esquema de Antena Suspendida de Tipo “Slot”.

Esta configuración puede ser vista como una estructura con dos medios distintos, también conocida como *configuración sustrato-superestrato*, y que fue propuesta por David Jackson en [Jackson 1985] para aumentar la ganancia en antenas impresas, tal y como se muestra en la figura 4.25. En nuestro caso tenemos un sustrato de grosor  $D$  con  $\epsilon_{r2}=\epsilon_r$  y un sustrato de grosor  $H$  compuesto por aire ( $\epsilon_{r1}=1$ ). En [Jackson 1985] se demostraba que esta configuración permite obtener un haz mucho más directivo (menor ancho de haz  $\Delta\theta$ ) para cualquier ángulo  $\theta_m$  que se deseara.

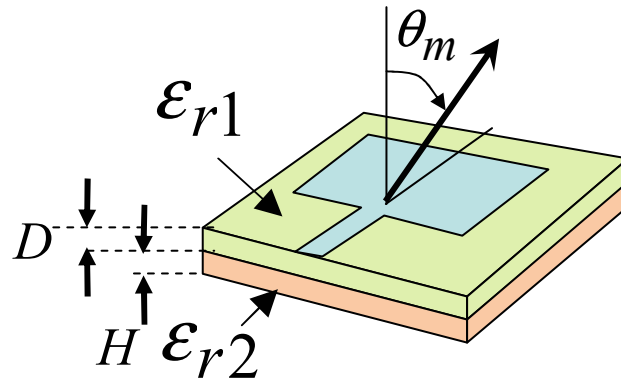


Figura 4.25- Configuración “substrato-superestrato” aplicada a antenas de parche.

Las dos **condiciones de resonancia** que se deben cumplir, según el esquema de la figura 4.25, son las siguientes ([Jackson 1985]):

$$\sqrt{\epsilon_{r2}} \frac{H}{\lambda_0} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_m / \epsilon_{r2}} = \frac{m}{2} \quad (4.12)$$

$$\sqrt{\epsilon_{r1}} \frac{D}{\lambda_0} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_m / \epsilon_{r1}} = \frac{2p-1}{2} \quad (4.13)$$

siendo  $m$  y  $p$  enteros positivos, de manera que se obtiene una ganancia en el ángulo de apuntamiento  $\theta_m$ , tanto más elevada conforme  $\epsilon_{r1}$  sea mayor. Esta disposición fue llamada la configuración substrato-superestrato de alta ganancia, y en principio fue pensada para aplicarla en antenas impresas de tipo parche o “slot”, cuya ganancia típica es bastante baja [Alexopoulos 1984]. Posteriormente, un análisis basado en ondas de fuga fue utilizado para explicar este fenómeno de alta ganancia [Jackson 1988]. En este trabajo se demostró que **el aumento de ganancia observable estaba relacionado con la excitación de un modo de fuga en la antena impresa**. Cuando se daba la condición de resonancia, la constante de atenuación de este modo de fuga tomaba un bajo valor, de manera que era la radiación altamente direccional de este modo la responsable del fenómeno de alta ganancia.

Esta **configuración multicapa ha sido aplicada a antenas impresas** en [Lin 1988] y [Shen 1995], pero nunca a antenas de tipo “leaky-wave”. Las antenas LWA no tienen el problema de baja ganancia asociado a las antenas impresas, ya que como se ha explicado en el capítulo 2 se pueden conseguir elevadas ganancias con tal de utilizar

largas iluminaciones (antenas con elevada longitud  $L_A$  que usen modos de fuga con una baja constante de atenuación,  $\alpha/k_0$ ). Sin embargo, vamos a usar la configuración suspendida para confirmar la **relación entre las condiciones de resonancia y la excitación de ondas de fuga poco atenuadas en estructuras reales**. Más aún, esta configuración suspendida va a permitir obtener una mejora muy importante en las antenas de tipo “leaky-wave”: conseguir una respuesta plana en frecuencia de la constante de radiación  $\alpha/k_0$ . Todas las antenas “leaky-wave” inhomogéneas presentan una respuesta en frecuencia de  $\alpha/k_0$  de tipo monótono decreciente [Oliner 1993]. En la banda de radiación, delimitada por la frecuencia de corte y la frecuencia de transición a onda de superficie,  $\alpha/k_0$  decrece conforme la frecuencia disminuye hasta valer cero cuando la onda de fuga se ha transformado en una onda de superficie no radiativa. Las antenas “leaky” homogéneas, en las que la guía abierta está totalmente vacía, presentan sin embargo una respuesta más uniforme de  $\alpha/k_0$  con la frecuencia. Es interesante obtener **una respuesta plana de la constante de radiación  $\alpha/k_0$ , ya que así se mantiene la misma eficiencia de la antena (4.8) para todas las frecuencias, así como un ancho de haz (4.2) menos variable**. Por otro lado, las antenas “leaky” sin dieléctrico no presentan la capacidad de barrer el ángulo de radiación hasta la dirección “endfire” ( $\theta_m=90^\circ$ ), ya que para ello se necesita la transición de onda de fuga a onda de superficie ( $\beta/k_0 \rightarrow 1$  en la ecuación (4.1)). Es por ello que tiene **aplicaciones muy interesantes conseguir mejorar la respuesta en frecuencia de  $\alpha/k_0$  en una antena “leaky” con dieléctrico**.

En los siguientes párrafos se demuestra como la configuración suspendida permite obtener estas interesantes propiedades. Para ello se va a estudiar la antena mostrada en la figura 4.24, donde también se resumen las dimensiones de la antena. La respuesta en frecuencia de la antena original, no suspendida ( $H=0mm$ ), alrededor de la frecuencia de trabajo ( $50GHz$ ) se muestra en la figura 4.26. En la figura 4.26-a se ha representado la variación de la constante de fase normalizada  $\beta/k_0$  del modo de fuga  $TE_{10}$  de la antena no suspendida. Se observa que la zona de radiación está comprendida entre  $45GHz$  (inflexión en la frecuencia de corte) y  $60GHz$  (paso a onda de superficie en  $\beta/k_0 > 1$ ). La constante de pérdidas normalizada  $\alpha/k_0$  se presenta en la figura 4.26-b, mostrando el comportamiento monótono decreciente normal en este tipo de antenas. Las figuras 4.26-c y 4.26-d representan la transformación de  $\beta/k_0$  y  $\alpha/k_0$  en  $\theta_m$  y  $\Delta\theta$ .

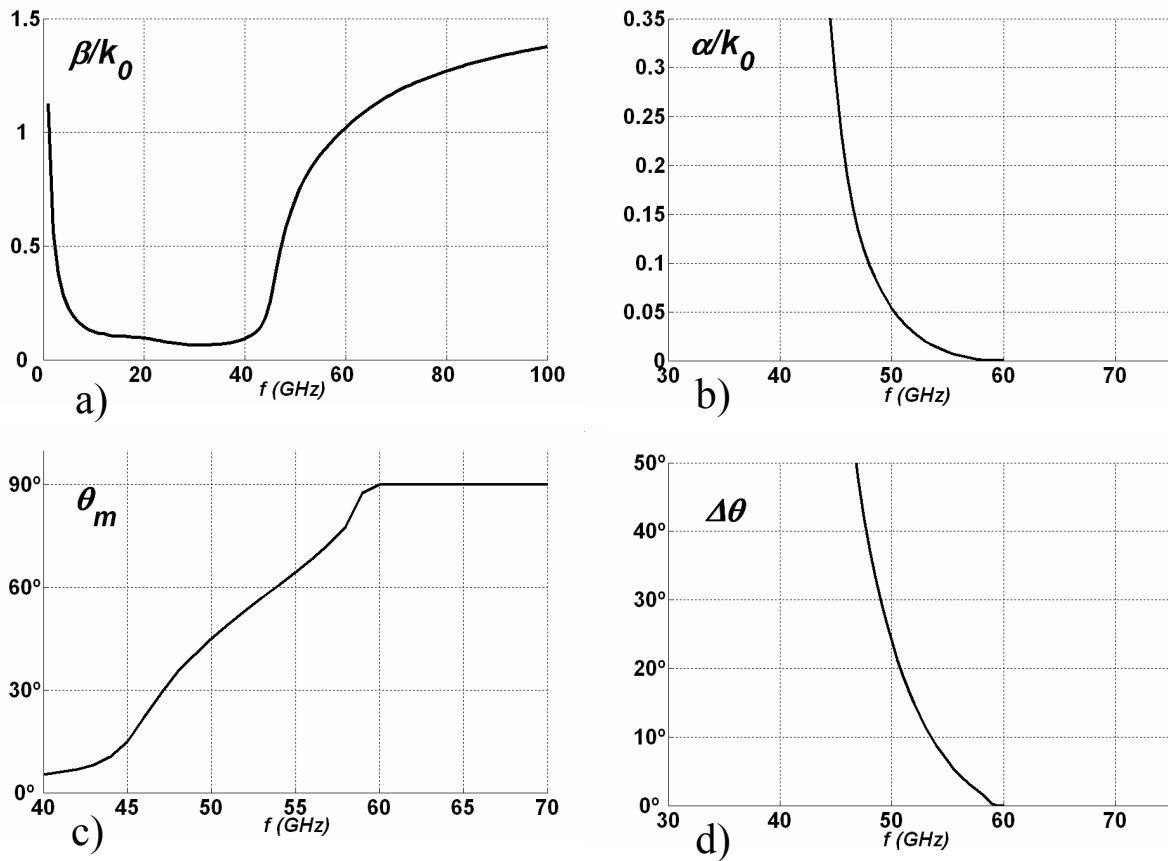


Figura 4.26- Respuesta en Frecuencia de la Antena No Suspendida ( $H=0\text{mm}$ ).

Cuando la guía dieléctrica se suspende una altura  $H$ , la constante de propagación compleja del modo de fuga  $\text{TE}_{10}$  sufre la variación mostrada en la figura 4.27.

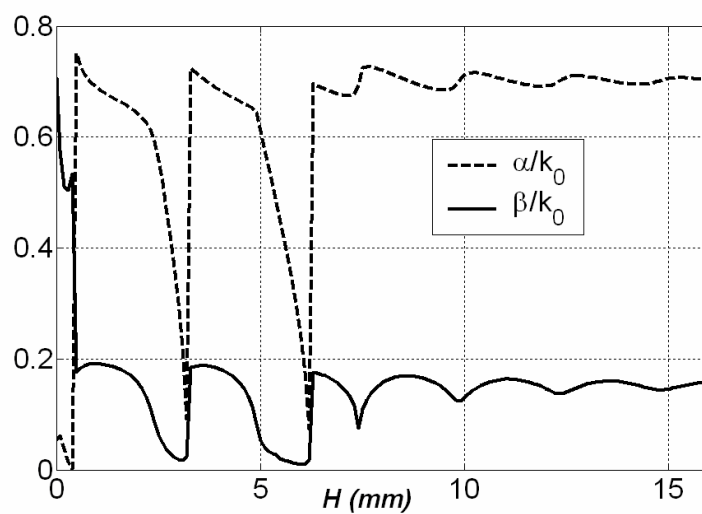


Figura 4.27- Variación de  $\beta$  y  $\alpha$  al Suspendir la Guía Dieléctrica.



Se observa en la figura 4.27 que  $\alpha/k_0$  *sufre una variación quasi periódica al modificar  $H$* . En concreto, hay ciertos valores de  $H$  para los que  $\alpha/k_0$  se anula. Según la ecuación (4.2), el ancho de haz  $\Delta\theta$  se haría muy estrecho para estos valores de  $H$ , provocando un aumento de la ganancia de la antena. Así que los *mínimos de  $\alpha/k_0$*  pueden estar relacionados con las *condiciones de resonancia* expresadas en (4.12) y (4.13). Para comprobar esta relación, las ecuaciones (4.12) y (4.13) las vamos a describir usando la relación entre  $\theta_m$  y  $\beta/k_0$  (4.1), de manera que obtenemos las dos siguientes condiciones de resonancia  $FI$  y  $FII$ , que dependen de la constante de fase normalizada del modo de fuga  $TE_{10}$  ( $\beta/k_0$ ), del grosor de la guía dieléctrica ( $D$ ) y de la altura de suspensión ( $H$ ):

$$FI(\beta, H) = \frac{H}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2} = \frac{m}{2} \quad (4.14)$$

$$FII(\beta, D) = \sqrt{\epsilon_r} \frac{D}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_0} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}\right)^2} = \frac{(2p-1)}{2} \quad (4.15)$$

Para poder representar mejor los valores de  $H$  en los que se cumplen las condiciones de resonancia, vamos a expresar las siguientes funciones, que se hacen nulas cuando se satisfacen las ecuaciones (4.14) y (4.15):

$$\Phi I(\beta, H) = \text{mod}(FI, 0.5) = 0 \quad (4.16)$$

$$\Phi II(\beta, D) = \text{mod}(FII + 0.25, 0.5) = 0 \quad (4.17)$$

Teniendo en cuenta la dependencia de  $\beta/k_0$  con  $H$  mostradas en la figura 4.27, se obtiene la variación de  $\Phi I$  y  $\Phi II$  con  $H$  mostrada en la figura 4.28. Comparando esta figura con la figura 4.26, se observa que los mínimos de  $\alpha/k_0$  se corresponden con las soluciones (ceros) de la ecuación (4.16), que a su vez se corresponde con las resonancias expresadas en (4.14). Por lo tanto se ha demostrado que *la configuración suspendida* aplicada a las antenas “leaky-wave” permite obtener las *condiciones de resonancia*, a su vez asociadas con la *excitación de una onda de fuga con un valor mínimo de  $\alpha/k_0$* .

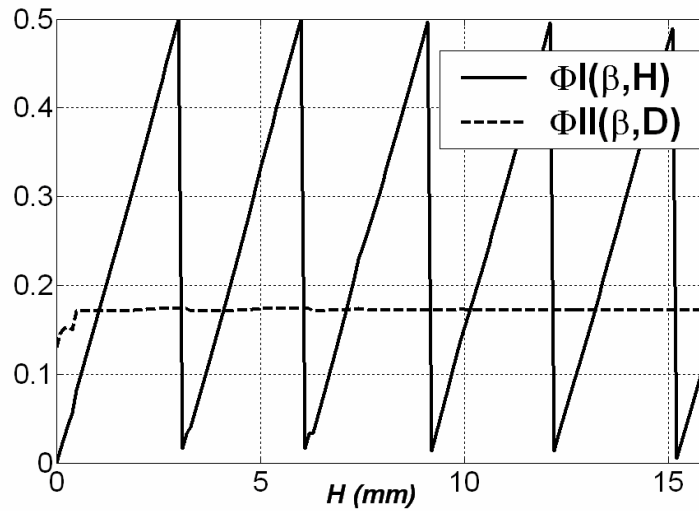


Figura 4.28- Comprobación de las Condiciones de Resonancia.

En concreto, observando las figuras 4.27 y 4.28 se obtiene que la **primera resonancia se cumple cuando  $H \approx 3mm$** . Si estudiamos la distribución de campo eléctrico dentro de la guía abierta al evolucionar  $H$  hacia  $3mm$ , podemos observar este fenómeno de resonancia y entenderlo mejor. La figura 4.29 muestra la distribución del campo eléctrico transversal del modo de fuga  $TE_{10}$  para tres valores diferentes de  $H$  ( $H=0mm$ ,  $H=2mm$  y  $H=3mm$ ).

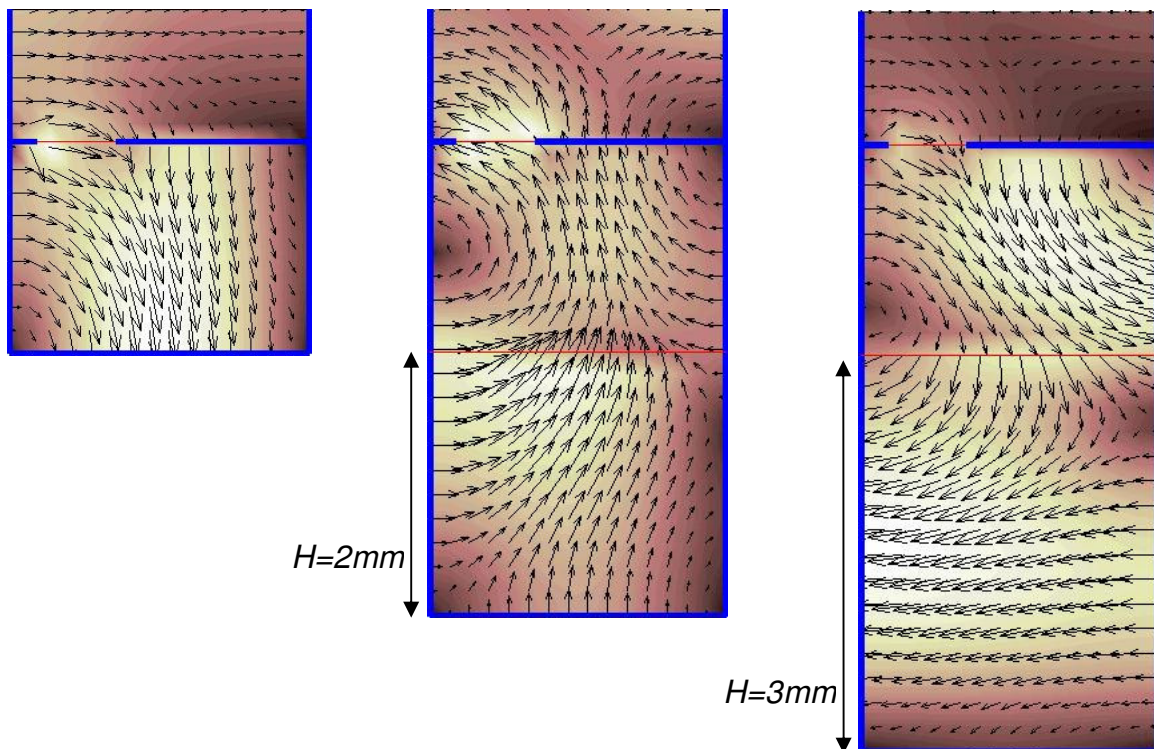


Figura 4.29- Evolución del Campo Eléctrico en la Resonancia.

Al aumentar  $H$ , la guía dieléctrica se comporta como una guía de tipo *NRD* (“Non Radiative Dielectric guide”), cuyo modo  $TE_{10}$  tiene polarización vertical y está confinado en la guía dieléctrica (ver esquema en la figura 4.30). Como ya se ha explicado, el circuito impreso de tipo “slot”, colocado asimétricamente es el responsable de excitar el **modo PPM  $m=0$ , con polarización horizontal**. Esta componente horizontal se puede propagar fuera de la guía dieléctrica, siendo la **responsable de la radiación cuando alcanza la apertura** situada a una altura  $L$ . Este campo horizontal **también se propaga por el hueco debajo de la guía dieléctrica**, de altura  $H$ . Como la radiación está provocada por el campo horizontal (modo PPM  $m=0$ ), el fenómeno de resonancia en la parte del hueco de la guía dieléctrica influye notablemente en la radiación del modo de fuga, computada por  $\alpha/k_0$ . De esta manera, **cuando el modo PPM  $m=0$  resuena** en la parte de debajo de la antena se produce un gran **almacenamiento de energía** en esta zona, como se observa en la figura 4.29 para  $H=3mm$ . Esta resonancia provoca a su vez que el **campo sea mínimo en la parte superior de la antena**, como se puede ver en la figura 4.29 para el caso  $H=3mm$ . De esta forma se **reduce el nivel de radiación**, dando lugar a valores muy pequeños de  $\alpha/k_0$ . Esta relación se esquematiza en la figura 4.30.

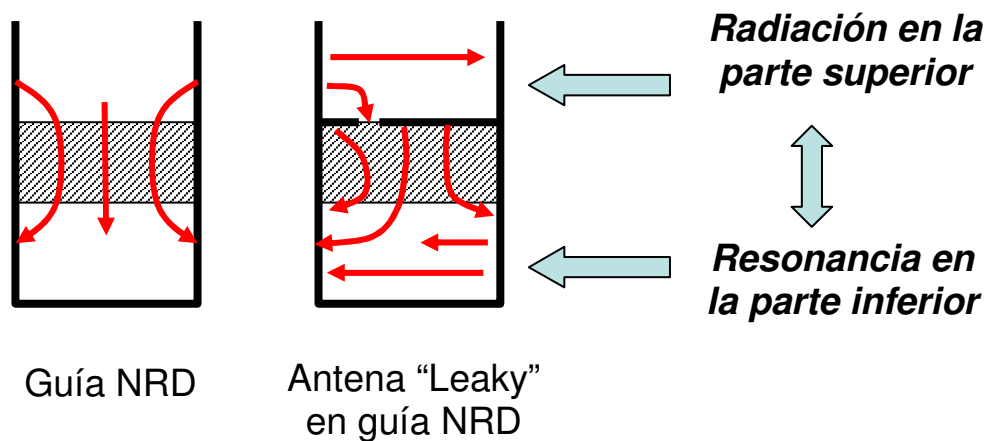


Figura 4.30- Relación Entre Resonancia y Radiación.

Como se ha comentado en la introducción de esta sección, la condición de resonancia de la configuración suspendida va a servirnos para **mejorar la respuesta en frecuencia de las antenas "leaky-wave"** que hacen uso de guías dieléctricas, como las estudiadas en esta tesis.

La figura 4.31 muestra la respuesta en frecuencia ( $\theta_m$  y  $\Delta\theta$ ) del modo de fuga TE<sub>10</sub> para la guía dieléctrica no suspendida ( $D=1.59mm$ ,  $H=0mm$ ) y para la guía suspendida en condición de resonancia ( $D=1.59mm$ ,  $H=3mm$ ). Como se veía en la figura 4.27, al aumentar  $H$  disminuye  $\beta/k_0$ , de manera que la respuesta en frecuencia de la antena ha sido desplazada hacia frecuencias superiores, tal y como se observa en las curvas de  $\theta_m$  mostradas en la figura 4.31. Para volver a sintonizar las frecuencias de radiación del modo de fuga a la banda original (45GHz-60GHz), el grosor de la guía dieléctrica debe ser modificado. Escogiendo  $D=2.58mm$  y manteniendo  $H=3mm$ , se puede observar en la figura 4.31 cómo la respuesta de barrido de apuntamiento con la frecuencia vuelve a situarse en la misma banda que tenía la antena original no suspendida ( $\theta_m$  varía de 0° en 45GHz a 90° en 62GHz).

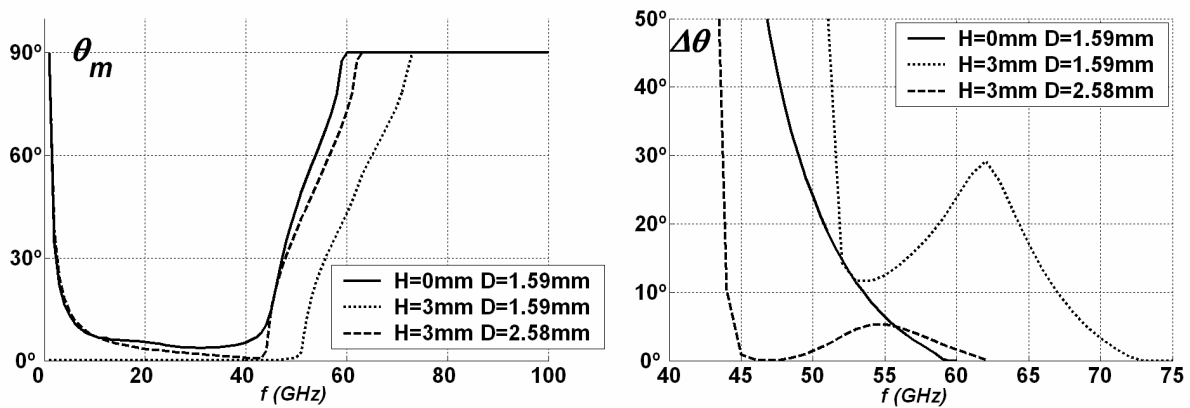


Figura 4.31- Respuesta en Frecuencia de Antena No Suspendida y Antena con Configuración de Alta Ganancia.

Una vez resintonizada la frecuencia de operación de la antena (barrido de  $\theta_m$  con la frecuencia), es interesante observar la respuesta del ancho de haz, mostrada también en la figura 4.31. Esta respuesta ha variado notablemente en el caso de la antena suspendida ( $D=2.58mm$  y  $H=3mm$ ) respecto de la que se observaba en la configuración no suspendida ( $D=1.59mm$  y  $H=0mm$ ). Primeramente, debido al efecto de alta ganancia,  $\Delta\theta$  toma valores más bajos, como cabía esperar. Sin embargo, el efecto más interesante, también asociado al *fenómeno de resonancia*, es que se observa un *cambio en el comportamiento de  $\Delta\theta$  con la frecuencia*. El ancho de haz ya no decrece monótonamente al aumentar la frecuencia, sino que se observa un *pico en 55GHz*.

El comportamiento oscilatorio es debido a que la resonancia se produce para un cierto valor de frecuencia (dependiendo de  $H$ ), para el cual se hace mínimo el valor de  $\Delta\theta$ . En nuestro caso esta frecuencia es aproximadamente  $47\text{GHz}$  (como se puede ver en la figura 4.31 para  $D=1.59\text{mm}$  y  $H=0\text{mm}$ ). Por encima de esta frecuencia nos alejamos de la condición de resonancia, con lo que  $\Delta\theta$  se recupera a un valor más alto. Sin embargo,  $\Delta\theta$  vuelve a disminuir al aumentar la frecuencia debido al efecto de onda de superficie ya comentado, de manera que a  $62\text{GHz}$  se hace nulo. La combinación de estos efectos (resonancia, alejamiento de la resonancia y transición a onda de superficie) hace que se produzca el comportamiento observado en la figura 4.31, con un **máximo de  $\Delta\theta$  en una frecuencia situada entre la resonancia y la transición a onda de superficie** (en nuestro caso en  $55\text{GHz}$ ).

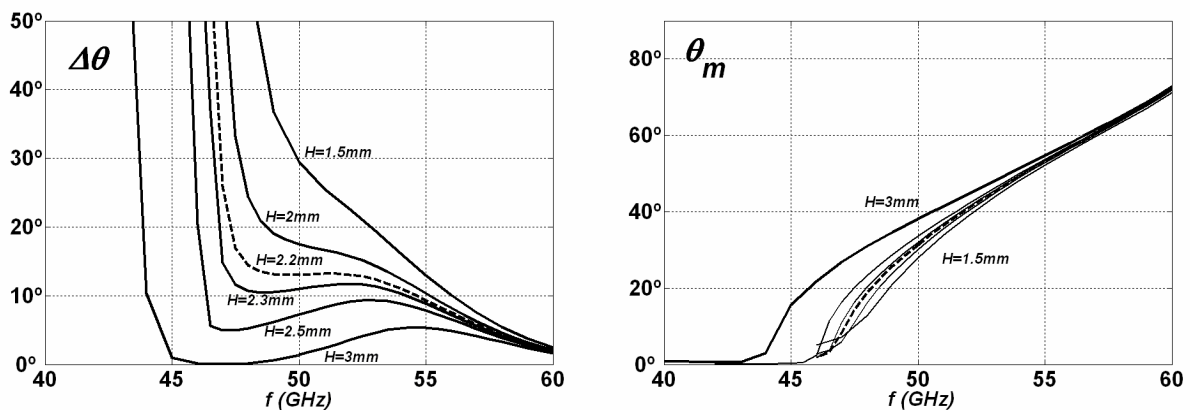


Figura 4.32- Ajuste de la Altura de Suspensión  $H$  para Optimizar la Respuesta en Frecuencia de  $\Delta\theta$  ( $D=2.58\text{mm}$ ).

**Ajustando el valor de  $H$  podemos mover la frecuencia de resonancia**, y con ello la forma de la respuesta en frecuencia de  $\Delta\theta$ , tal y como se muestra en la figura 4.32, en la que se ha mantenido constante  $D=2.58\text{mm}$ . Nos interesa **conseguir una respuesta de  $\Delta\theta$  lo más plana posible**, tal y como se comentó anteriormente. Con una altura de suspensión  $H=2.2\text{mm}$  conseguimos una respuesta plana de  $\Delta\theta$  para el rango de frecuencias comprendido entre  $48\text{GHz}$  y  $53\text{GHz}$ . De nuevo podemos usar el grosor de la guía dieléctrica  $D$  para sintonizar la banda de frecuencias de trabajo.

Usando esta técnica de suspensión, nunca antes aplicada a antenas “leaky-wave”, se logra *mejorar uno de los inconvenientes de las LWA con dieléctrico*: la variación lineal de  $\Delta\theta$  al aumentar la frecuencia, mientras que se mantiene la capacidad de mayor barrido respecto de las antenas LWA totalmente huecas. En el caso práctico mostrado, se ha obtenido un ancho de *haz prácticamente constante de valor  $\Delta\theta \approx 14^\circ$  para el rango de barrido del ángulo de apuntamiento entre  $\theta_m = 10^\circ$  y  $43^\circ$* .

Una vez estudiada la influencia de todas las dimensiones de las antenas, podemos pasar a realizar diseños prácticos en los que se observen las cualidades de este tipo de antenas, tanto de tipo “slot” como con “strip”. Se resume en la figura 4.3 la *misión de cada parte de la antena*, donde se presenta una antena LWA de tipo “slot” suspendida.

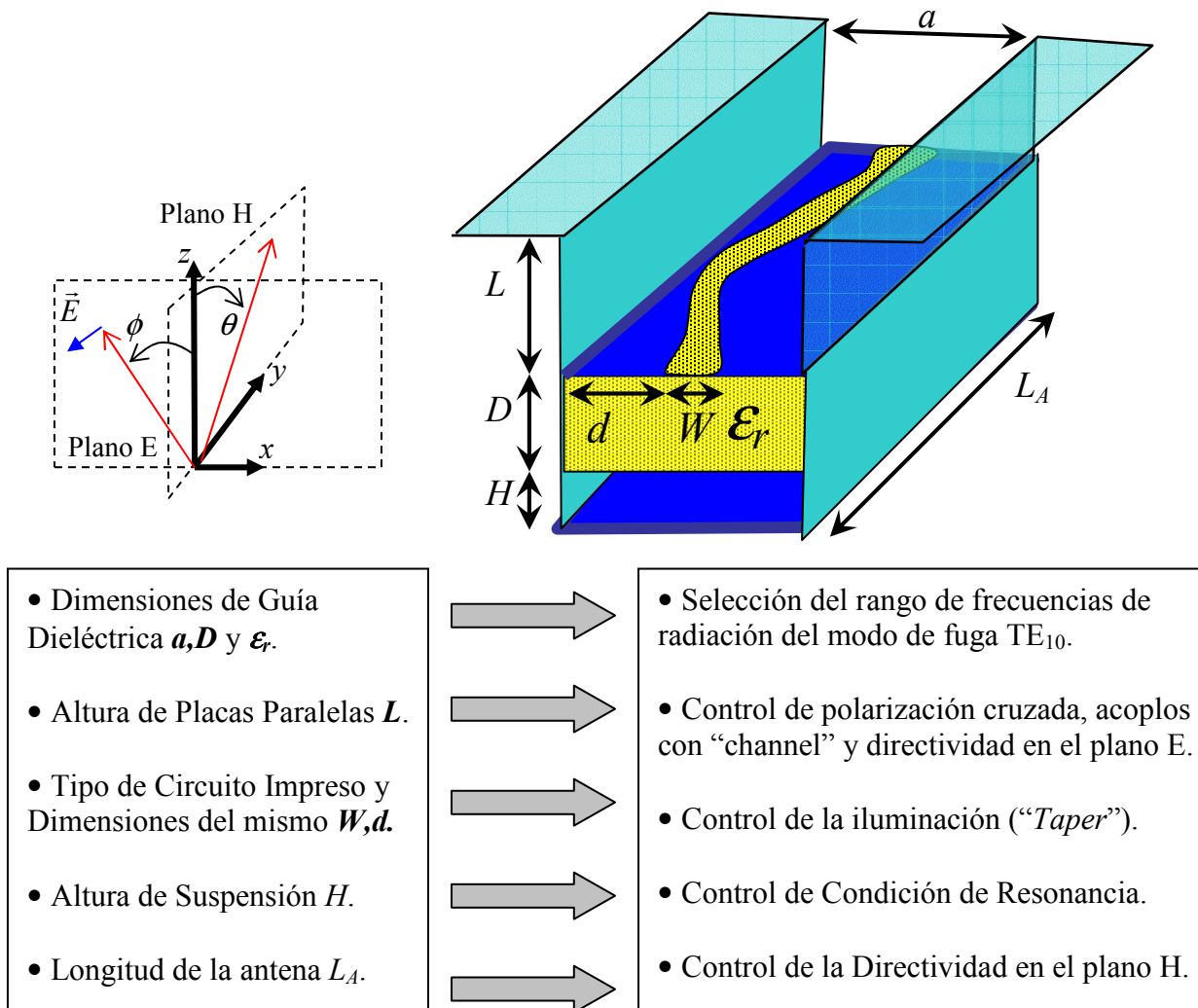


Figura 4.33- Resumen de la Función de Cada Parámetro Físico de las Antenas “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida.

### 4.5 Diseños de Antenas Leaky-Wave Uniformes.

En esta sección se van a diseñar *diferentes antenas “leaky-wave” en la tecnología híbrida* presentada en esta tesis, que combina una guía dieléctrica apantallada por unas placas paralelas con circuitos impresos de tipo “slot” o de tipo “strip”. Primeramente vamos a resumir cómo se controlan las propiedades de radiación para el caso de las antenas “leaky-wave” estudiadas en esta tesis.

#### Apuntamiento o dirección de máxima radiación $\theta_m$ :

El apuntamiento se controla con la constante de fase del modo de fuga responsable de la radiación. En nuestro caso se trata de la constante de fase  $\beta$  del modo de fuga  $TE_{10}$ . La relación venía expresada por la ecuación (4.1):

$$\sin \theta_m \cong \frac{\beta}{k_0} \quad (4.1)$$

Para que la antena tenga un máximo de radiación en  $\theta_m$ , *todas las partes de la antena deben apuntar en la misma dirección  $\theta_m$* , es decir, se debe *mantener constante  $\beta$  a lo largo de toda la longitud de la antena*. En caso contrario se producirá una aberración de la fase de la iluminación en la apertura de la antena que distorsionará el apuntamiento de la antena, como se estudiará en el apartado 4.5.1. La constante  $\beta$  del modo  $TE_{10}$  depende de las dimensiones de la guía dieléctrica (sobre todo de su anchura  $a$ ) y de la frecuencia, y en menor medida del circuito impreso añadido a la guía dieléctrica. Es por ello que el *rango de frecuencias de radiación y la respuesta de barrido en frecuencia* ( $\theta_m$  en función de  $f$ ) dependerán de las *dimensiones de la guía dieléctrica*, que deberán fijarse para cada banda de frecuencias de trabajo. Por ejemplo, usando una guía de dimensiones  $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$  y  $\epsilon_r=2.56$  se conseguía la respuesta de  $\theta_m$  alrededor de  $50GHz$  para los diferentes tipos de circuitos impresos que se mostró en la figura 4.6-c.

#### Directividad ó ancho de haz $\Delta\theta$ en el plano H:

El ancho de haz a 3dB en el plano H,  $\Delta\theta$ , se controla con la *longitud de la antena  $L_A$  y el tipo de iluminación*, y depende del *ángulo* al que esté apuntando la antena [Balanis 1982]. La siguiente tabla resume para varios tipos de iluminación estándar el ancho de haz conseguido.

<i>ILUMIN.</i>	<i>DIAGRAMA DE RADIACIÓN (potencia)</i>	$\Delta\theta$ (grados)	<i>NLS</i> (dB)
UNIFORME	$\left( \frac{\sin\left\{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}}{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)} \right)^2$	$\frac{50.6}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos\theta_m}$	-13.2
TRIANGULAR	$\left( \frac{\sin\left\{\frac{\pi}{2} \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}}{\frac{\pi}{2} \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)} \right)^4$	$\frac{73.4}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos\theta_m}$	-26.4
COSENO	$\left( \frac{\cos\left\{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left\{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}^2} \right)^2$	$\frac{68.8}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos\theta_m}$	-23.2
COSENO <sup>2</sup>	$\left( \frac{\sin\left\{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}}{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)} \frac{\pi^2}{\pi^2 - \left\{\pi \frac{L_A}{\lambda_0} (\sin\theta - \sin\theta_m)\right\}^2} \right)^2$	$\frac{83.2}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos\theta_m}$	-31.5

*Figura 4.34- Resumen de los Parámetros de Radiación (Diagrama de Radiación, Ancho de Haz, Nivel de Lóbulos Secundarios) para Diferentes tipos de Iluminación.*

En general, la iluminación de tipo uniforme es más directiva que aquellas iluminaciones que reducen el área efectiva radiante, como la iluminación coseno o triangular, que no iluminan los extremos de la antena. Sin embargo, este tipo de iluminaciones que se anulan en los extremos de la antena **reducen el nivel de los lóbulos secundarios que se forman por la difracción** en dichos extremos.

#### Eficiencia, $\eta$ :

En las antenas “leaky-wave” se supone que el único mecanismo de radiación es debido a las pérdidas por radiación de un cierto modo de fuga. De esta manera, si el modo de fuga tiene una constante de pérdidas por radiación  $\alpha$ , se habrá radiado a lo



largo de la longitud de la antena  $L_A$  la siguiente cantidad de potencia, que da lugar a la **eficiencia de radiación**:

$$\eta = 1 - e^{-2\bar{\alpha}L_A} \quad (4.18)$$

Hemos utilizado  $\bar{\alpha}$ , que representa el valor medio de la constante de radiación  $\alpha$  del modo de fuga a lo largo de la longitud de la antena, ya que como veremos en los siguientes párrafos,  $\alpha$  será en general una función variable. Como  $L_A$  está fijada por la directividad que se desee obtener, en principio interesaría que  $\alpha$  sea tal que la eficiencia sea del 100%, es decir, que toda la energía que propaga el modo de fuga haya sido radiada. La energía que no haya sido radiada llegará al extremo final de la antena, y o bien es absorbida por una carga adaptada o bien es reflejada, formando un lóbulo de radiación en el ángulo de elevación complementario ( $\theta = -\theta_m$ ). Sin embargo, como se comentará en el siguiente párrafo,  ***$\eta$  no debe ser escogida por encima del 90% por motivos prácticos.***

#### Nivel de lóbulo principal a secundarios, $NLS$ :

Como se ha comentado, el nivel de los lóbulos secundarios respecto del lóbulo principal depende únicamente del **tipo de iluminación**, tal y como se resume en la tabla de la figura 4.34. La iluminación de tipo uniforme, aunque es la más directiva, proporciona un  $NLS$  de  $-13dB$ , que es muy pobre para aplicaciones de telecomunicaciones donde interesa reducir el nivel de interferencias. Es por ello que es imprescindible usar **iluminaciones “taper”, que reduzcan dicho  $NLS$  a costa de disminuir la directividad** (aumentar el ancho de haz). En cualquier caso, la disminución en la directividad se puede corregir aumentando la longitud de la antena  $L_A$ , como se aprecia en las expresiones de  $\Delta\theta$  de la tabla de la figura 4.34.

Si diseñamos una antena de tipo “leaky-wave” sin hacer un diseño “taper”, se mantendrán invariantes las dimensiones del circuito impreso a lo largo de la antena, tal y como se muestra en la figura 4.35-a. En este caso el modo de fuga  $TE_{10}$  mantendrá su constante de propagación compleja (tanto  $\beta$  como  $\alpha$ ) invariante a lo largo de la longitud de la antena. Esto implica que la iluminación de la antena será de tipo exponencial, tal y como se representa en la figura 4.35-d. El diagrama de radiación para este tipo de iluminación se muestra en la figura 4.35-e, para el caso en que  $\theta_m$  valiera  $32^\circ$ . Se puede

observar el *NLS* de  $-13\text{dB}$ . Para disminuir el nivel de lóbulos secundarios hay que conseguir otro *tipo de iluminaciones*, como la triangular o de tipo coseno cuadrado, también mostradas en la figura 4.35-d. En la figura 4.35-e se muestran los *correspondientes diagramas de radiación en el plano H*.

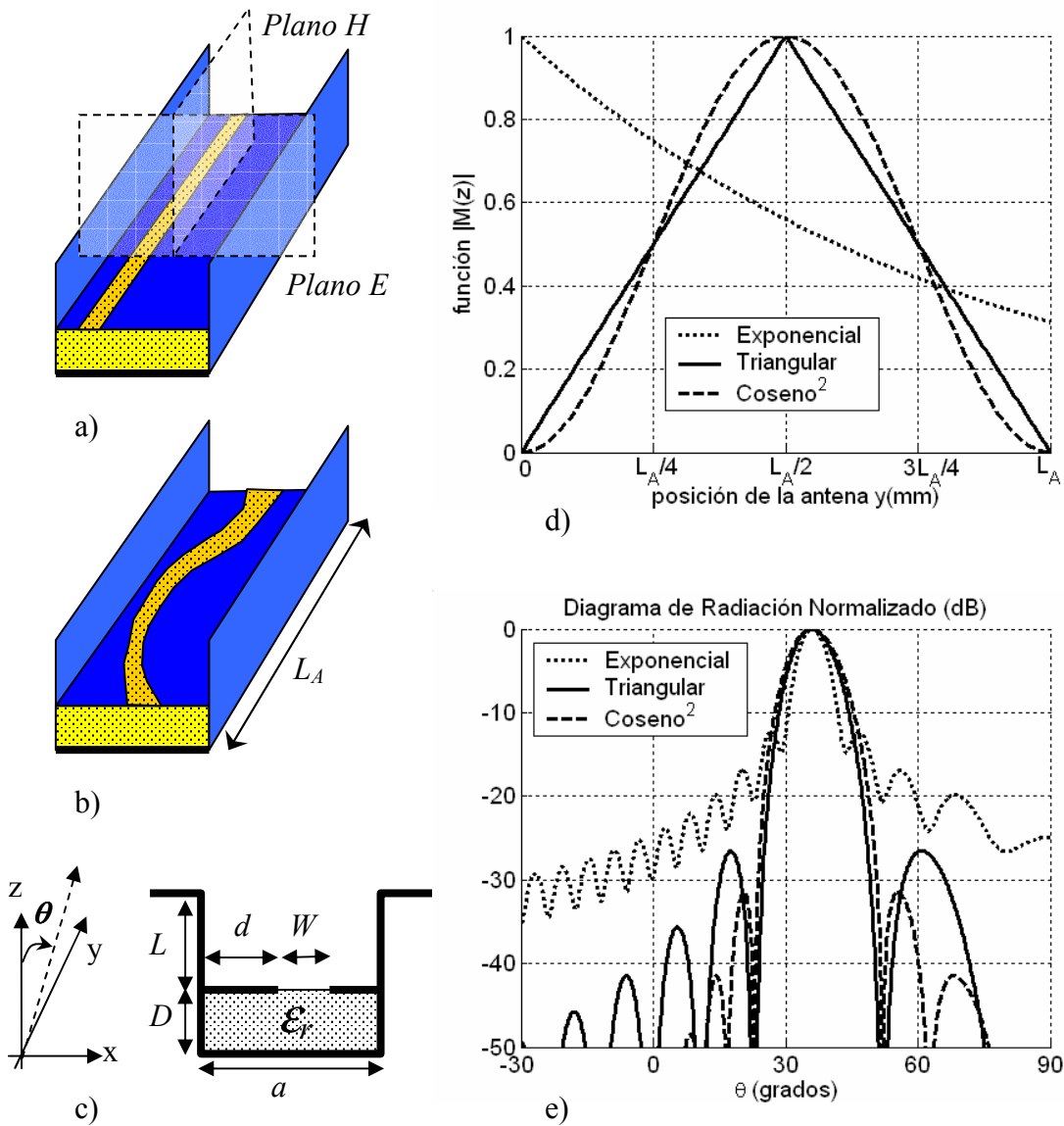


Figura 4.35- Control del Nivel de Lóbulos Secundarios con la Iluminación "Taper" de la Antena.

Para conseguir una determinada *función de iluminación*  $M(y)$  en la apertura de la antena sin variar el ángulo de apuntamiento de la misma, hay *que modificar la constante de radiación del modo de fuga*  $\alpha$  a lo largo de la antena según la siguiente expresión [Oliner 1993]:

$$\alpha(y) = \frac{1}{2} \frac{|M(y)|^2}{\frac{1}{\eta} \int_{y=0}^{y=L_A} |M(y)|^2 \cdot dy - \int_{y=0}^{y=y_0} |M(y)|^2 \cdot dy} \tag{4.19}$$

donde  $\eta$  es la eficiencia de radiación de la antena, que fue definida en (4.18). En la figura 4.36 se muestran las funciones de  $\alpha(y)/k_0$  para los tres tipos de iluminación mostrados en la figura 4.35, con  $L_A=10\lambda_0$  y una eficiencia de radiación del 90% ( $\eta=0.9$ ).

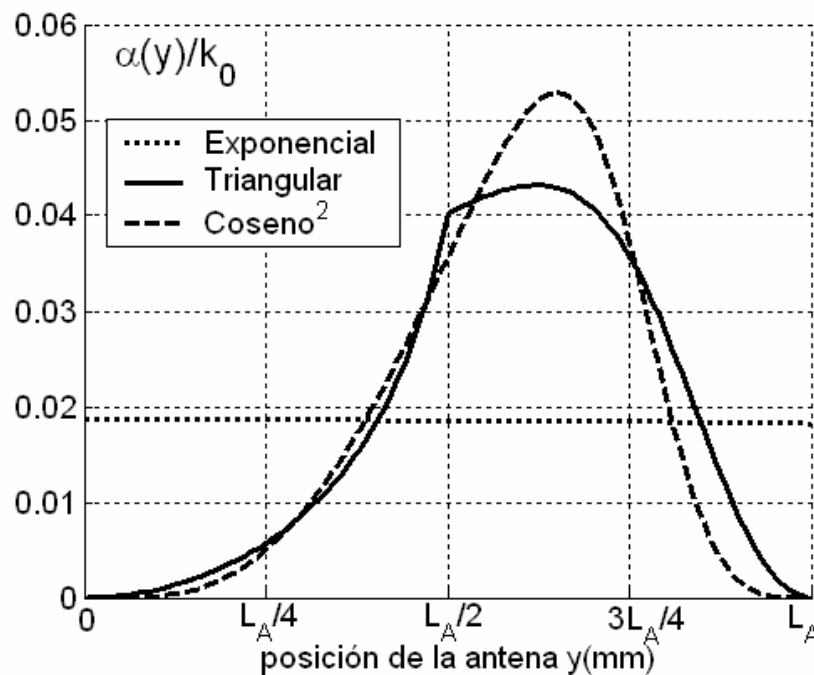


Figura 4.36- Evolución de la Constante de Radiación a lo Largo de la Longitud de la Antena para Diferentes Tipos de Iluminación.

La forma de la **función  $\alpha(y)$**  dependerá del tipo de iluminación que se desee obtener (tal y como se observa en la figura 4.36), pero también juegan un importante papel tanto la **longitud de la antena  $L_A$**  como la **eficiencia  $\eta$**  que se le pida a la antena. La figura 4.37 ayuda a entender esta importante relación. Se muestran las funciones  $\alpha(y)$  obtenidas para una iluminación triangular en dos antenas de diferente longitud ( $L_A=10\lambda_0$  y  $L_A=30\lambda_0$ ) y con cuatro valores distintos de eficiencia de radiación en cada caso. La principal conclusión que se debe obtener de los resultados mostrados en esta figura es que **no se puede escoger una eficiencia de radiación tan alta como uno quiera**, aunque en principio sería deseable que la eficiencia fuera del 100% para aprovechar toda la energía inyectada a la antena.

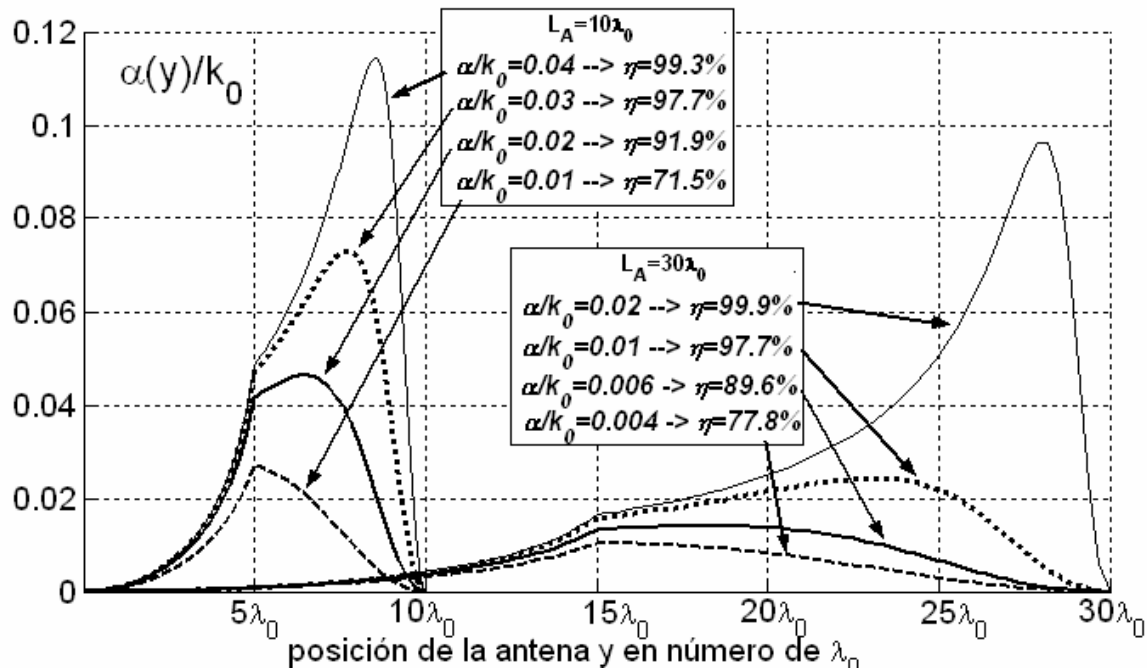


Figura 4.37- Dependencia de la Función de Variación de la Constante de Radiación con la Longitud y la Eficiencia de la Antena.

A esta conclusión se llega tras analizar las curvas mostradas en la figura 4.37 debido a dos motivos prácticos:

1. Si se escoge una eficiencia del 100% ( $\eta=1$ ), se obtiene que la función de pérdidas por radiación a lo largo de la antena (4.19) tiende a infinito en el extremo de la misma ( $\alpha(z=L_A) \rightarrow \infty$ ). En la práctica, la **máxima constante de radiación alcanzable está limitada por la frecuencia de trabajo** (a mayor frecuencia, menor valor de  $\alpha$ , ver por ejemplo la figura 4.6-b) y **por la tecnología empleada**. En el caso de la tecnología híbrida propuesta en esta tesis, se consiguen **valores máximos de  $\alpha/k_0=0.06$**  (ver tabla resumen en la figura 4.13). Cuanto menor sea la longitud de la antena y más eficiencia se le pida, mayor será el valor que toma la función  $\alpha(y)$  al final de la misma, tal y como se observa en la figura 4.37. En concreto, para una antena con  $L_A=10\lambda_0$  no podríamos obtener más de un 93% de eficiencia sin superar el límite de  $\alpha_{MAX}/k_0=0.06$ . Por el contrario, en el caso de una antena más larga ( $L_A=30\lambda_0$ ), podríamos llegar hasta un 98.5% de eficiencia sin sobrepasar el límite de máxima constante de radiación del modo de fuga.

2. Por otro lado, al ***aumentar la eficiencia y disminuir la longitud de la antena, la función  $\alpha(y)$  se hace más abrupta***, tal y como se observa en la figura 4.37. Esto es debido a que la función  $\alpha(y)$  debe tomar un valor muy alto cerca del extremo de la antena (como se ha explicado en el punto 1), pero a la vez debe hacerse nula en el mismo extremo de la antena ( $\alpha(L_A)=0$ ), ya que las iluminaciones “taper” se anulan en los extremos de la antena ( $M(L_A)=0$ ). Si la función  $\alpha(y)$  es abrupta, significa que la constante de radiación debe variar mucho en una corta longitud de la antena. Como se vio en el apartado 4.2, la constante de radiación se controla variando las dimensiones del circuito impreso (anchura  $W$  y posición  $d$ ). Una ***variación abrupta de  $\alpha$  implicará una variación abrupta de las dimensiones del circuito impreso***, que puede provocar ***efectos indeseados por discontinuidad***, así como introducir ***dificultades en la fabricación del circuito impreso***.

Por estos dos motivos, ***la eficiencia de las antenas de tipo “leaky-wave” se suele limitar típicamente al 90%***. El 10% restante de energía que no ha sido radiada debe ser disipada por una ***carga adaptada situada en el extremo de la antena*** opuesto a la alimentación. Cualquier desadaptación que vea el modo de fuga al alcanzar el final de la antena provocará una ***onda reflejada, que originará un lóbulo reflejado*** en el diagrama de radiación total.

En cualquier caso, la ecuación (4.19) determina cómo debe variar la constante de pérdidas por radiación del modo de fuga ( $\alpha$ ) a lo largo de la longitud de la antena para conseguir una iluminación “taper” que proporcione un bajo nivel de lóbulos secundarios. A su vez, la constante de fase del modo de fuga ( $\beta$ ) debe permanecer inalterada para evitar aberraciones de fase que distorsionen el apuntamiento  $\theta_m$ , que viene determinado por la ecuación (4.1). El ***paso más complicado del diseño*** es el siguiente, que consiste en ***transformar la función  $\alpha(y)$  y el valor de  $\beta$  deseados en las dimensiones de la antena***. En nuestro caso, serán las dimensiones del circuito impreso (de tipo “strip” ó “slot”) las que permitan controlar  $\alpha$  sin variar  $\beta$ , como se demostró en la sección 4.2 y como se puede ver en el esquema de la antena “taper” mostrada en la figura 4.35-b. En los siguientes apartados se usarán los resultados de este estudio para diseñar diferentes prototipos prácticos de antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida.

#### 4.5.1- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Slot”.

En la sección 4.2 se mostró que el *circuito impreso de tipo “slot”* permitía ser *modulado en posición (parámetro  $d$ ) manteniendo constante su anchura  $W$* , de forma que se lograba variar  $\alpha$  sin apenas modificar  $\beta$ , dando lugar al “taper” de tipo “SLOT-1” (ver figura 4.5). En concreto, a la frecuencia de 50GHz se obtuvo que con una guía dieléctrica de dimensiones  $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$ ,  $\epsilon_r=2.56$  y  $L=1mm$ , la anchura del “slot” óptima que minimizaba la variación de  $\beta$  era  $W/a=0.44$ , consiguiendo variar  $\alpha/k_0$  desde 0 hasta un valor máximo de  $\alpha/k_0=0.06$  con una variación máxima de  $\Delta\beta/k_0=0.03$ .

Esta pequeña *variación de la constante de fase puede distorsionar el apuntamiento de la antena*, así que para un diseño óptimo se necesitaría reajustar la anchura del circuito impreso a lo largo de la longitud de la antena, de forma que  $\beta$  varíe lo mínimo posible y todas las secciones de la antena radien en la misma dirección. En la figura 4.38 se muestra cómo varía  $\theta_m$  y  $\alpha/k_0$  al modular la posición del “slot”  $d$  para diferentes anchuras  $W$  alrededor del valor óptimo obtenido en la sección 4.2 ( $W=0.44 \cdot a \approx 1.20mm$ ).

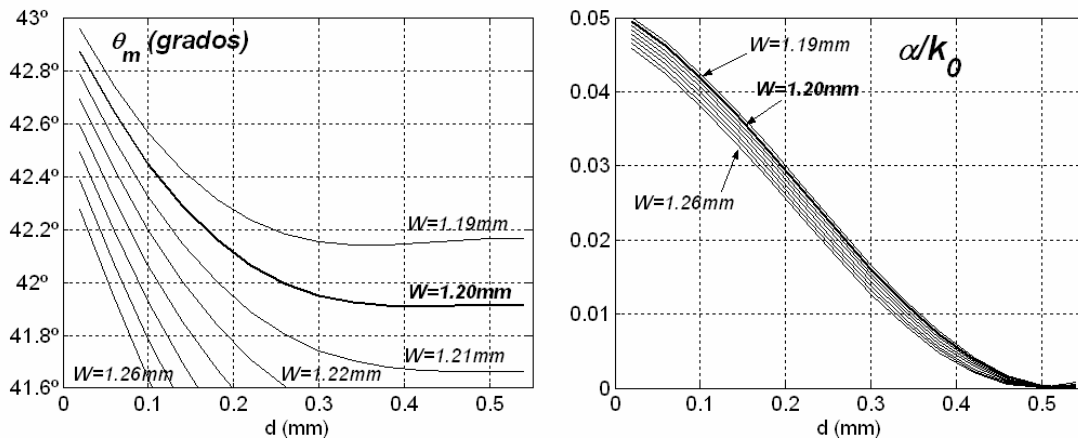


Figura 4.38- Variación de  $\theta_m$  y  $\alpha/k_0$  al modular la posición del “slot” para diferentes anchuras alrededor de  $W_{OPT}=1.20mm$  ( $a=2.25mm$ ,  $D=1.59mm$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1mm$ ,  $f=50GHz$ ).

Observamos que cuando el slot está situado aproximadamente en  $d=0.5mm$  se anula la radiación por el efecto de la simetría, obteniendo un ángulo de radiación de aproximadamente  $\theta_m=41.9^\circ$  para  $W=1.20mm$ . Al acercar el slot a la pared (lo que equivale a disminuir  $d$ ), la constante de radiación aumenta, y  $\theta_m$  se mantiene constante

hasta que  $d=0.4\text{mm}$ . Por debajo de esta posición el ángulo de apuntamiento aumenta, llegando a  $42.9^\circ$  cuando  $d$  tiende a cero, que es cuando se consigue la máxima tasa de pérdidas por radiación ( $\alpha/k_0=0.05$ ). Como se observa en la gráfica de  $\theta_m$  de la figura 4.38, *si aumentamos la anchura  $W$  pasamos a una curva con menor  $\theta_m$ , de manera que se puede corregir el aumento de  $\theta_m$  provocado al disminuir  $d$  por debajo de  $d=0.4\text{mm}$* . En esto consiste el mecanismo de reajuste de la anchura del “slot”, de manera que se corregiría el error de fase de  $1^\circ$  provocado al modular la posición de “slot” manteniendo constante su anchura. Los efectos de ese pequeño error de fase de  $1^\circ$  serán estudiados más adelante.

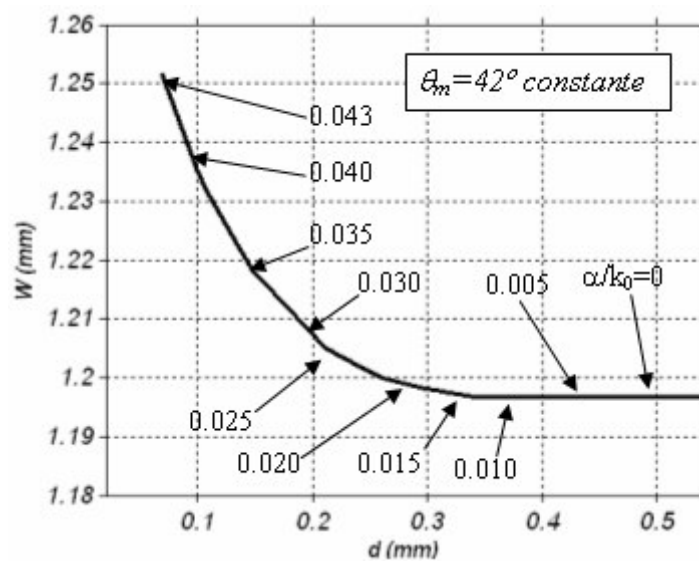


Figura 4.39- Curva de Contorno de Dimensiones  $W$  y  $d$  del “slot” para Mantener Constante el Ángulo de Apuntamiento a  $\theta_m=42^\circ$ .

La figura 4.39 muestra la *curva de contorno* que se obtendría al aplicar el mecanismo de reajuste de la anchura comentado en el párrafo anterior, de manera que se obtenga una *iluminación con fase constante de  $\theta_m=42^\circ$* . Estas curvas se han obtenido automáticamente con un programa de diseño asistido por ordenador (CAD) desarrollado en esta tesis, y que se describe con detalle en el capítulo 6. Como se ha comentado, la variación de la posición  $d$  desde  $0.5\text{mm}$  hasta  $0.1\text{mm}$  es la principal responsable de la variación de  $\alpha/k_0$  desde 0 hasta 0.04, usando una anchura  $W$  que inicialmente vale  $1.2\text{mm}$  y que luego se va aumentando para reajustar el ángulo de apuntamiento  $\theta_m$  y mantenerlo constante al valor de  $42^\circ$ .

Una vez obtenida la curva de contorno de las dimensiones del circuito impreso para obtener diferentes valores de la constante de radiación  $\alpha/k_0$  para un apuntamiento fijo de  $\theta_m=42^\circ$ , ya podemos diseñar una antena que radie en este ángulo de elevación  $\theta_m$  y que tenga una determinada iluminación. Como se explicó usando la figura 4.37, dependiendo de la longitud de la antena  $L_A$  y la eficiencia deseada, obtendremos un valor máximo de  $\alpha/k_0$  necesario para obtener la iluminación deseada.

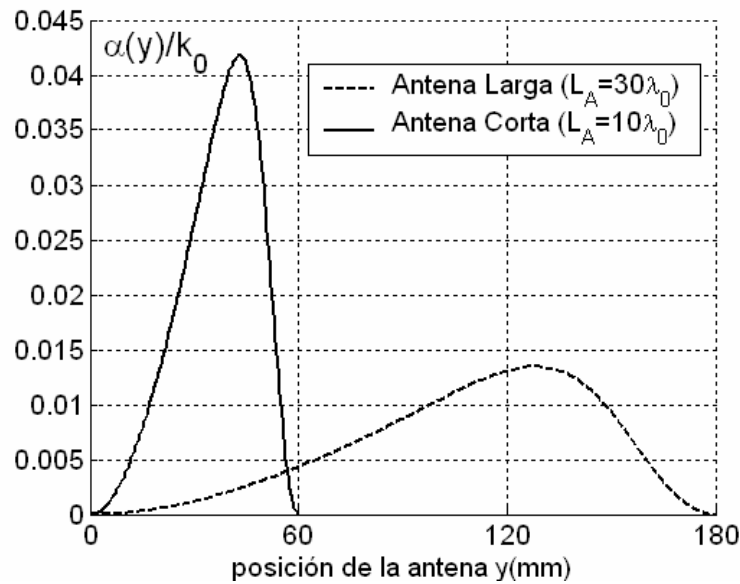
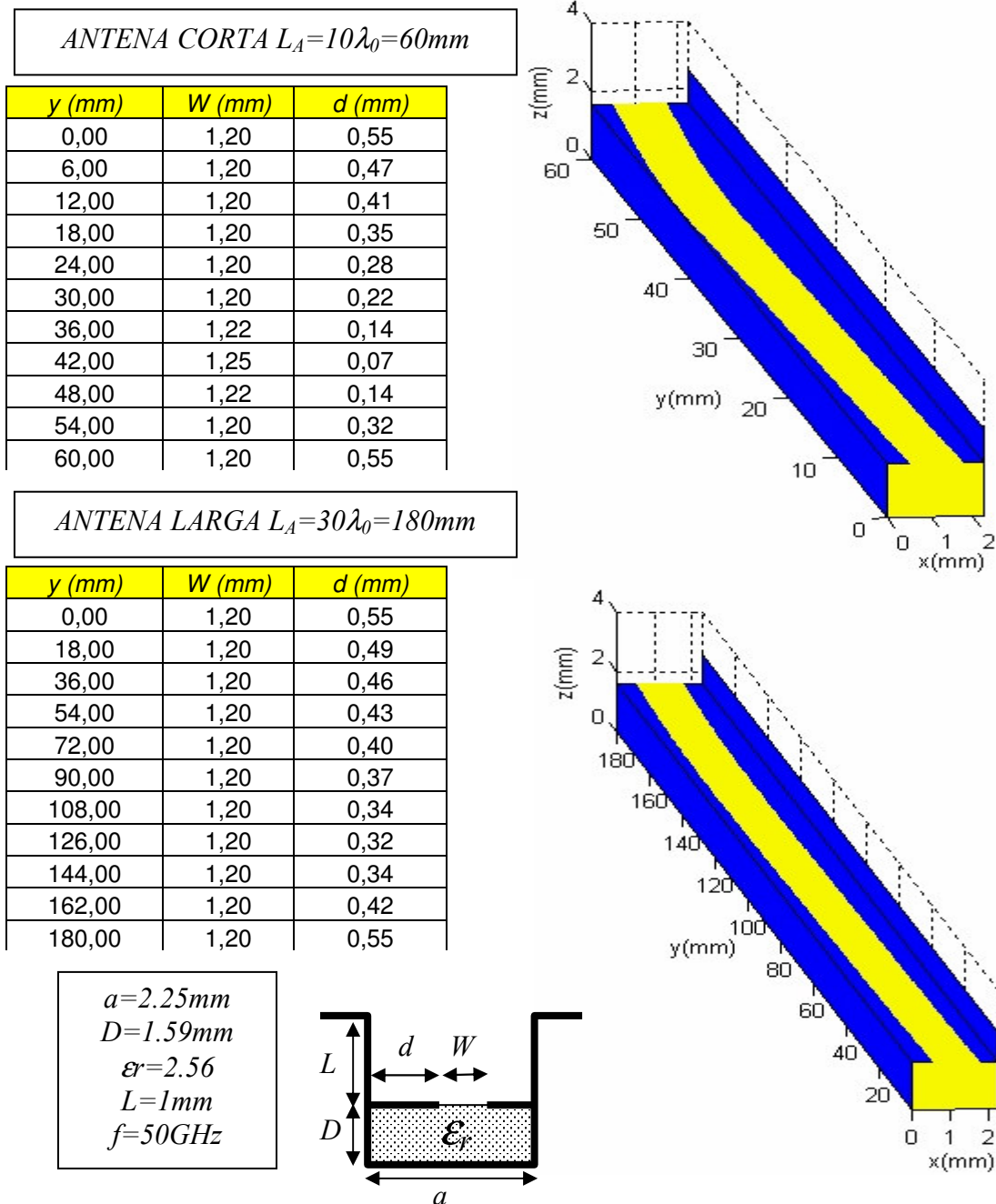


Figura 4.40- Evolución de la Constante de Atenuación del Modo de Fuga para Iluminación de Tipo Coseno Antena Larga y Corta ( $\eta=90\%$ ,  $f=50\text{GHz}$ ).

En nuestro caso vamos a diseñar dos antenas de tipo “slot”, una que llamaremos “antena corta” ( $L_A=10\lambda_0=60\text{mm}$ ) y otra que será la “antena larga” ( $L_A=30\lambda_0=180\text{mm}$ ), de manera que podamos ver las diferencias de diseño de un caso al otro. Lógicamente, cuanto más larga sea la antena mayor será su directividad y menor el ancho de haz sintetizado. Por otro lado vamos a implementar una **iluminación de tipo coseno**, que **reduce el nivel de lóbulos secundarios a -23dB**. Con estas especificaciones, si elegimos una **eficiencia del 90%** ( $\eta=0.9$ ), obtenemos las funciones de evolución de la constante de atenuación del modo de fuga a lo largo de la longitud de la antena ( $\alpha/k_0(y)$ ) mostradas en la figura 4.40. Como era de esperar, la antena corta necesita unos mayores valores de  $\alpha/k_0$  para radiar el 90% de la potencia que el caso de la antena larga. En concreto se necesita una **radiación máxima de  $\alpha/k_0=0.042$  para el caso de la antena corta y de  $\alpha/k_0=0.014$  para la antena larga**.



La figura 4.41 muestra las *dimensiones del circuito impreso de tipo “slot”* para cada diseño. Estas dimensiones han sido obtenidas automáticamente usando la herramienta CAD desarrollada en esta tesis (ver capítulo 6), que combina la información de la curva de contorno de la figura 4.39 con las funciones  $\alpha/k_0(y)$  de la figura 4.40 (que deben sintetizarse para conseguir la iluminación de tipo coseno deseada).



*Figura 4.41- Resumen de las Dimensiones de las Antenas de Tipo “slot” Diseñadas a 50GHz con Iluminación Coseno y “Layouts” de los Circuitos Impresos.*

Como para el caso de la **antena larga** se necesita una  $\alpha/k_0$  máxima de 0.014, según la curva de contorno de  $\theta_m=42^\circ$  (figura 4.39) necesitamos desplazar el “slot” hasta  $d=0.32mm$ , **pudiendo mantener una anchura constante de  $W=1.20mm$**  a lo largo de toda la longitud de la antena. Se puede comprobar en la tabla de la antena larga de la figura 4.41 que la anchura no varía, mientras que la posición del “slot” se modifica desde la posición centrada inicial y final ( $d=0.55mm$ , para obtener  $\alpha/k_0=0$ ) hasta un máximo descentramiento  $d=0.32mm$ , que es el que proporciona la máxima constante de radiación ( $\alpha/k_0=0.014$ ) en la posición de la antena  $y=126mm$  (por encima de la mitad de la longitud de la antena). El “layout” del circuito impreso de la antena larga se muestra también en la figura 4.41. Por el contrario, en el caso de la **antena corta** necesitábamos una máxima constante de radiación de  $\alpha/k_0=0.042$ , lo cual según la curva de la figura 4.39 hace **necesario modificar no sólo la posición sino también la anchura del “slot”**. Así se observa en la tabla y en el “layout” mostrados en la figura 4.41 para la antena corta. Los “layouts” de las antenas también han sido obtenidos con la herramienta “CAD” que se describe en el capítulo 6 de esta tesis doctoral.

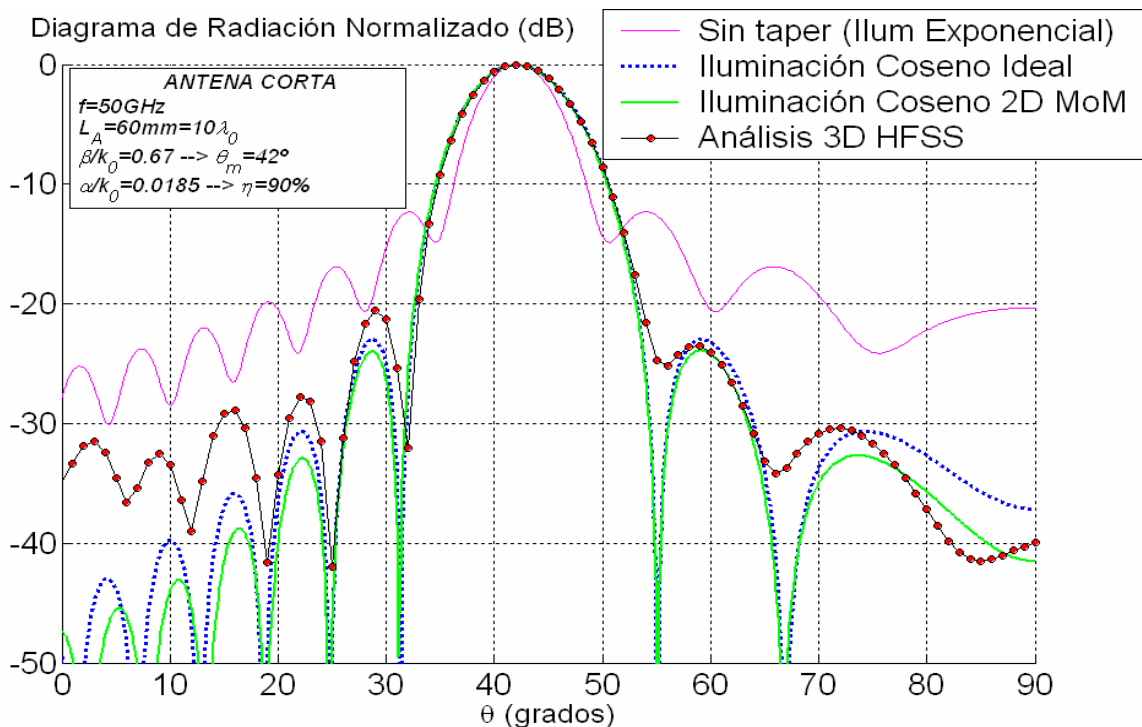


Figura 4.42- Diagramas de Radiación Normalizados para Antena “Leaky-Wave” Corta de Tipo “slot” Diseñada a 50GHz.

Para **validar los diseños realizados**, la figura 4.42 muestra el diagrama de radiación normalizado de la antena corta a  $50\text{GHz}$ . Primeramente se muestra el diagrama de radiación que se obtendría con una **antena sin “taper”**, es decir, iluminada con un modo de fuga uniforme. Se ha usado un modo de fuga con una constante de fase normalizada  $\beta/k_0=0.67$ , de manera que radie a  $\theta_m=42^\circ$ , y con una constante de atenuación normalizada  $\alpha/k_0=0.0.185$ , de forma que la eficiencia de radiación sea del  $90\%$  para la antena corta, de longitud  $L_A=10\lambda_0$ . En este caso se observa un diagrama de radiación con un nivel pobre de lóbulos secundarios ( $-13\text{dB}$ ). El siguiente diagrama mostrado es el de una **iluminación coseno ideal**, radiando también en  $\theta_m=42^\circ$  (ver expresión en la tabla de la figura 4.34). Se observa la reducción del nivel de lóbulos secundarios a  $23\text{dB}$ , a costa de un aumento del ancho de haz. El tercer diagrama de radiación representado corresponde al obtenido usando el **análisis de modo de fuga no uniforme o “taper”** desarrollado en esta tesis, y que está basado en el Método de los Momentos (MoM) en dos dimensiones. En el capítulo 6 se explica cómo a partir de la evolución de la constante de propagación compleja de un modo de fuga a lo largo de la antena ( $k(y)=\beta(y)-j\alpha(y)$ ) se puede obtener su diagrama de radiación. Usando la variación de las dimensiones del circuito impreso a lo largo de la longitud de la antena diseñadas, se puede obtener la variación tanto de la constante de fase ( $\beta(y)$ ) como de la constante de radiación ( $\alpha(y)$ ), y a partir de ellas el diagrama de radiación producido por este modo de fuga no uniforme. Este análisis está basado en un estudio bidimensional de la sección de la guía abierta, y el resultado es bastante parecido al de la iluminación coseno ideal.

Por último se muestra el diagrama de radiación normalizado obtenido al **introducir la geometría diseñada en un programa comercial de análisis electromagnético** de estructuras tridimensionales basado en elementos finitos (**HFSS v9.0 de Ansoft®**). En la figura 4.43 se muestra el modelo tridimensional usado para analizar la antena “leaky-wave”. Se ha dibujado la guía dieléctrica con su apantallamiento lateral e inferior, y se le han colocado las placas paralelas y el plano de masa. Luego se añade el “layout” del circuito impreso metálico de tipo “slot” diseñado con el método de análisis bidimensional desarrollado en esta tesis. Las condiciones de espacio libre se modelan con **condiciones de contorno de radiación** situadas en el exterior de la guía abierta. Para excitar el modo de fuga  $\text{TE}_{10}$  se usa un **“waveguide port”** que genera el modo fundamental de la guía dieléctrica rectangular.

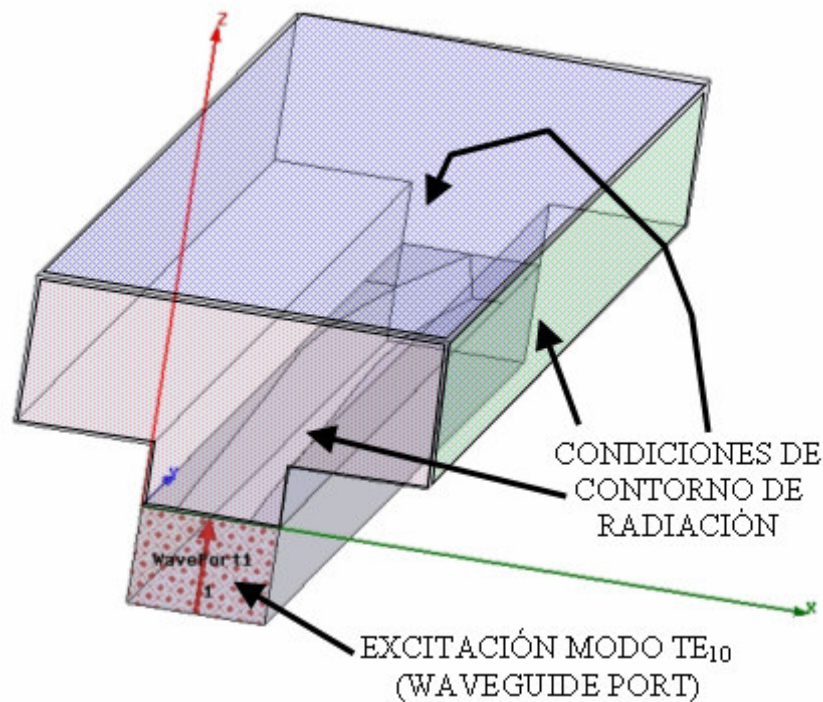


Figura 4.43- Modelo Tridimensional de la Antena para Análisis en HFSS.

Además se ha colocado una **transición de la guía dieléctrica con el “slot” a la guía dieléctrica totalmente cerrada** en el extremo final de la antena, de manera que se **minimice la reflexión de la onda de fuga que no es radiada** (un 10%, ya que la eficiencia de radiación es del 90%). Las diferencias entre el método de análisis bidimensional desarrollado en esta tesis y el análisis tridimensional llevado a cabo por HFSS se describen con detalle en el capítulo 6. El análisis tridimensional de HFSS proporciona el diagrama de radiación mostrado en la figura 4.42 con puntos. Se puede observar que coincide con el diagrama de radiación que se quería obtener, con un nivel de lóbulos secundarios  $20dB$  por debajo del lóbulo principal. De esta manera **queda validado el diseño de antenas “taper” de tipo “slot” para mejorar las prestaciones de antenas “leaky-wave” para bandas milimétricas**.

La figura 4.44 muestra los mismos resultados pero ahora para el caso de la **antena larga**. Se observa un haz principal más estrecho, radiando en la misma dirección ( $\theta_m=42^\circ$ ). Los resultados obtenidos con HFSS de nuevo coinciden muy bien con los obtenidos con el método de análisis basado en el modo de fuga  $TE_{10}$ .

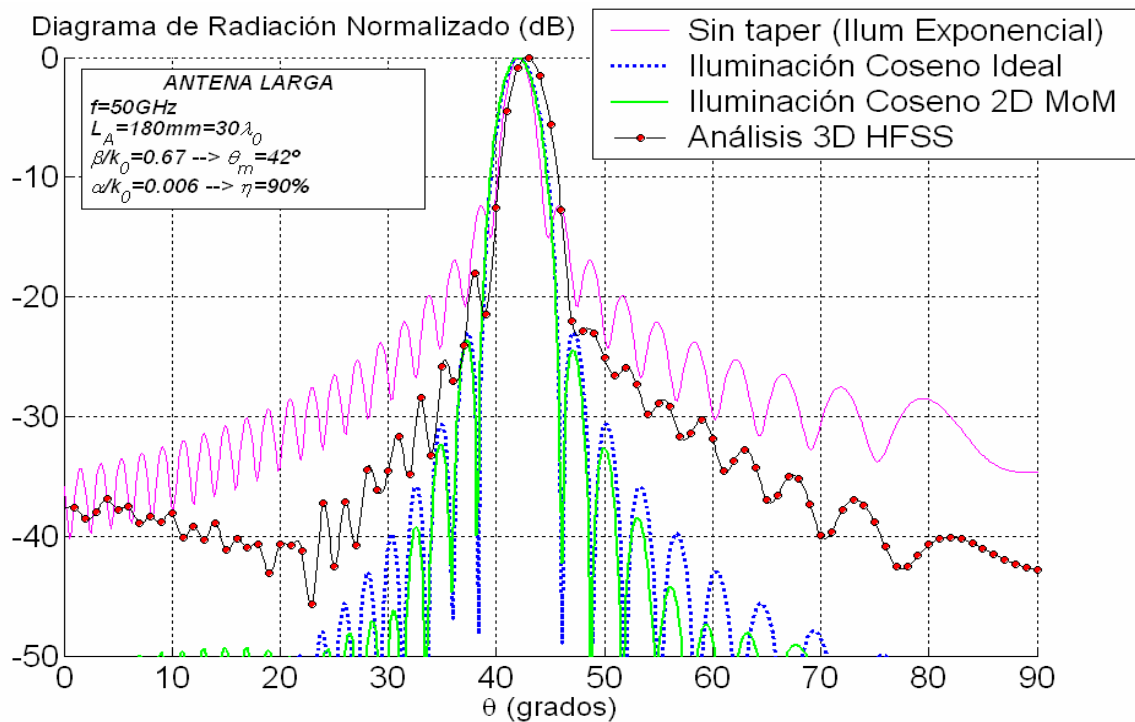


Figura 4.44- Diagramas de Radiación Normalizados para Antena “Leaky-Wave”  
Larga de Tipo “slot” Diseñada a 50GHz.

Como se explica con más detalle en el capítulo 6, hay que resaltar que el diseño de estas antenas ha sido realizado usando un **método de análisis bidimensional**, basado en un **estudio dispersivo modal** (variación de la constante de propagación de los **modos de fuga** con la frecuencia y las dimensiones). Este método de análisis es mucho más específico y rápido que un análisis de la estructura tridimensional de la antena. Basándonos en las **curvas de dispersión del modo de fuga  $TE_{10}$**  se han podido diseñar las dimensiones de la estructura tridimensional para conseguir unas determinadas especificaciones de la antena (apuntamiento, ancho de haz, eficiencia y nivel de lóbulos secundarios). Si se hubiera usado directamente una herramienta de análisis tridimensional, como HFSS, el coste computacional necesario para el diseño de las dimensiones del circuito impreso habría sido muchísimo más alto.

El método de análisis desarrollado en el capítulo 2 de esta tesis ha permitido el diseño de estas antenas de una manera sencilla y rápida. Esto ha sido posible gracias a su rapidez de cálculo, por ser un método con alta carga analítica y específicamente concebido para el estudio de modos de fuga en la tecnología híbrida propuesta en esta tesis.

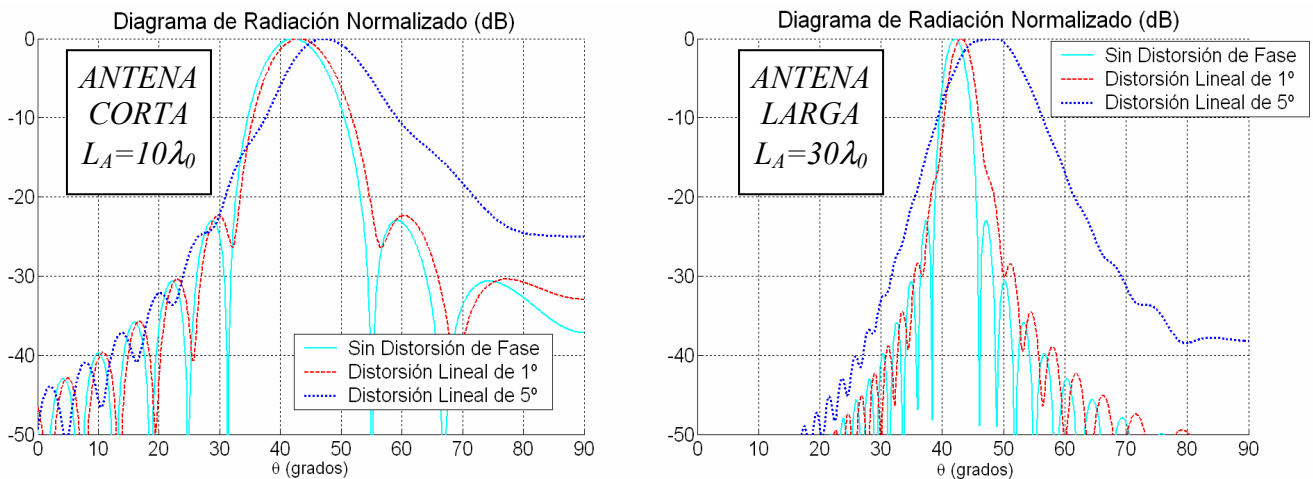


Figura 4.45- Influencia de la Distorsión de Fase en la Antena Corta y Larga.

El método de “taper” de tipo “SLOT-1” fue el usado para diseñar las antenas “leaky-wave” basadas en el circuito impreso de tipo “slot”. Este mecanismo de “taper” se basaba en **la modulación de la posición del “slot” a lo largo de la longitud de la antena**. Como se explicó, se observaba en la figura 4.38 un **pequeño error de fase de 1°** si se mantenía la anchura del “slot” constante a  $W=1.20mm$ . Lógicamente, el diseño de la antena es más sencillo si no hay que reajustar la anchura de “slot” a la vez que su posición (figura 4.39). Para ver el **efecto del error de fase**, en la figura 4.45 se muestra el diagrama de radiación que se obtendría para el caso de la antena corta y la antena larga. Se estudian tres tipos de error de fase en la iluminación de tipo coseno: sin distorsión de fase ( $\theta_m=42^\circ$  en toda la longitud de la antena), distorsión lineal de 1° ( $\theta_m$  varía linealmente de  $41.5^\circ$  a  $42.5^\circ$ ) y distorsión lineal de 5° ( $\theta_m$  varía linealmente de  $39.5^\circ$  a  $44.5^\circ$ ). Se observa que en la antena corta el error de fase de 1° apenas distorsiona el diagrama de radiación; sin embargo el error de fase de 5° destroza el apuntamiento y la reducción del NLS. **En el caso de la antena larga el efecto es mayor**, debido a que la antena larga presenta una mayor directividad, y por tanto una **mayor sensibilidad en su estrecho apuntamiento**. Con un error de fase de 1° ya se observan los efectos de la aberración del diagrama de radiación en la antena larga.

Por lo tanto se podría pensar que la corrección del error de fase es más importante en el diseño de la antena larga que para el caso de la antena corta. **Sin embargo**, debemos tener en cuenta que **la antena larga no necesitaba reajustar la anchura del “slot”** ya que la constante de radiación máxima que exigía ( $\alpha/k_0=0.014$ ) no introducía ningún error de fase con  $W=1.20mm$ . Por lo tanto para el caso de la antena larga se puede usar un diseño en el que sólo la posición del “slot” se modula, tal y como se puede ver en la tabla resumen de las dimensiones del “layout” mostrada en la figura 4.41. Por el contrario, **la antena corta era la que necesitaba un reajuste de la anchura del circuito impreso para corregir el error de fase de  $1^\circ$**  que se obtendría usando una anchura constante de  $W=1.20mm$ . En la figura 4.46 se muestra el error cometido en la iluminación de la antena (tanto módulo como fase) al usar un “slot” de anchura constante de  $W=1.20mm$ . Se observa que el módulo de la iluminación es de tipo coseno y no se ve afectado ya que depende de los valores de  $\alpha/k_0$  (ecuación 4.19). Sin embargo, la variación de  $\beta$  sí que influye en el ángulo de apuntamiento de cada sección de la antena, observando que cuando sólo se modifica  $d$  se produce un **error de apuntamiento máximo de  $0.5^\circ$** .

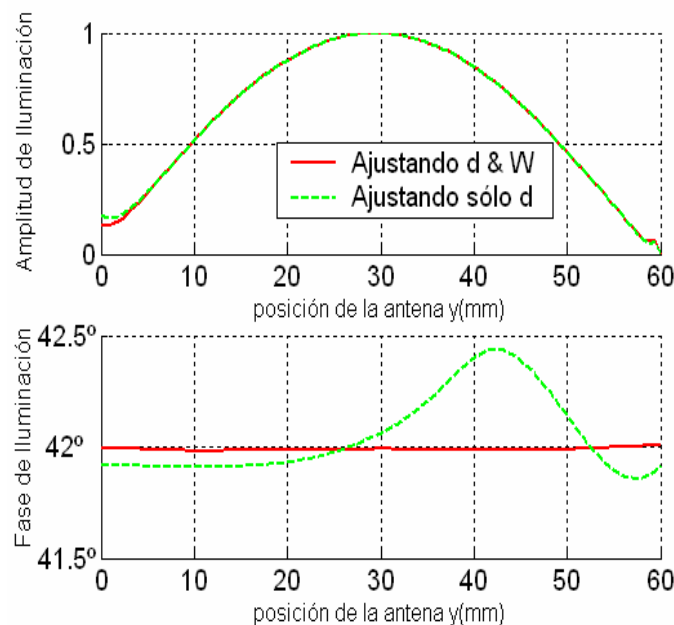


Figura 4.46- Distorsión de Iluminación en la Antena Corta al Ajustar Sólo la Posición del Circuito Impreso  $d$ .

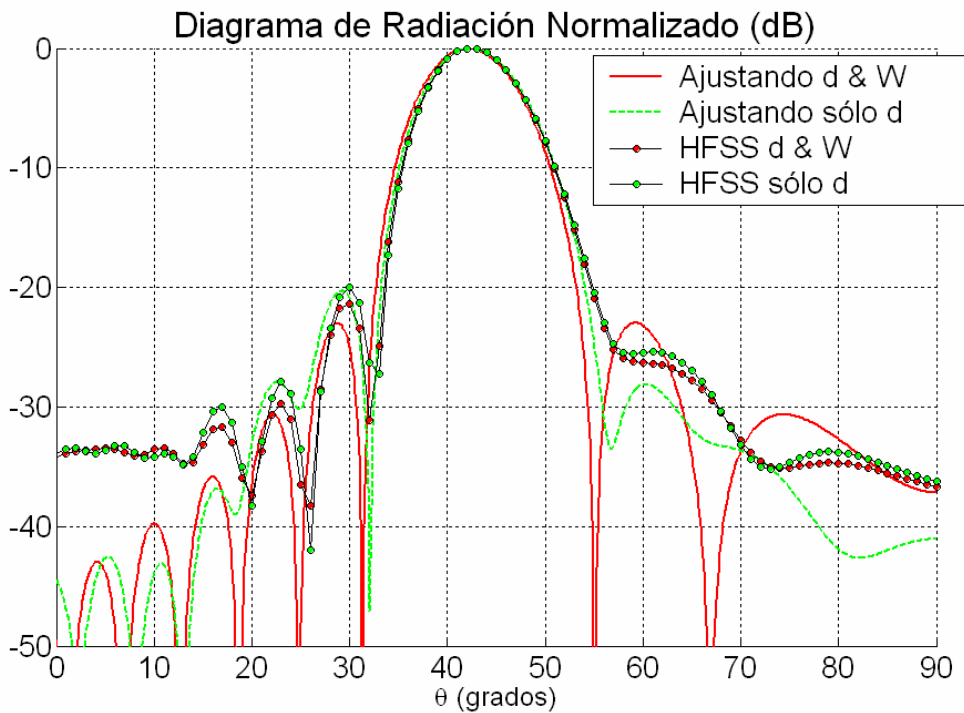


Figura 4.47- Efecto de la Aberración de Fase de Iluminación en la Antena Corta al Ajustar Sólo la Posición del Circuito Impreso  $d$ .

El efecto de esta distorsión de fase en el diagrama de radiación se presenta en la figura 4.47. Se puede observar que el efecto es mínimo, observándose tan solo un aumento en el nivel del lóbulo secundario situado en  $\theta=30^\circ$ , que pasa de  $-23\text{dB}$  a  $-20\text{dB}$ . También se ha representado en la figura 4.47 los resultados obtenidos en HFSS (círculos), mostrando la misma pequeña diferencia. Por lo tanto se observa que el pequeño error de fase de  $0.5^\circ$  de la antena corta no distorsiona el diagrama de radiación, ya que la antena corta es menos sensible a errores de fase que una antena más larga.

Por todo ello, se puede concluir que la tecnología propuesta, basada en un circuito impreso de tipo “slot” de anchura constante cuya posición es modulada a lo largo de la longitud de la antena (“SLOT-1”) permite sintetizar antenas directivas y con reducción del nivel de lóbulos secundarios. *Variando la máscara del circuito impreso se pueden conseguir otros tipos de iluminaciones*, como se demuestra en el capítulo 6 donde se trata la herramienta CAD desarrollada para el diseño de este tipo de antenas.



#### 4.5.2- Antenas con Circuito Impreso de Tipo “Strip”.

En esta sección se van a estudiar antenas “leaky-wave” basadas en el circuito impreso de tipo “strip”. Recordemos que en la sección 4.2 se llegó a la conclusión de que la topología de “taper” de tipo “SLOT-1” (modulación de la posición del “slot”) era la más adecuada para diseñar antenas “leaky-wave” (LWA), al ser la configuración que permitía obtener un mayor rango de variación de  $\alpha$  y mantener  $\beta$  lo más constante posible. Siguiendo este mecanismo de “taper” se demostró su aplicación en la sección 4.5.1 mediante el diseño de dos antenas LWA basadas en el circuito de tipo “slot” modulado en posición, tal y como se muestra en la figura 4.48-a.

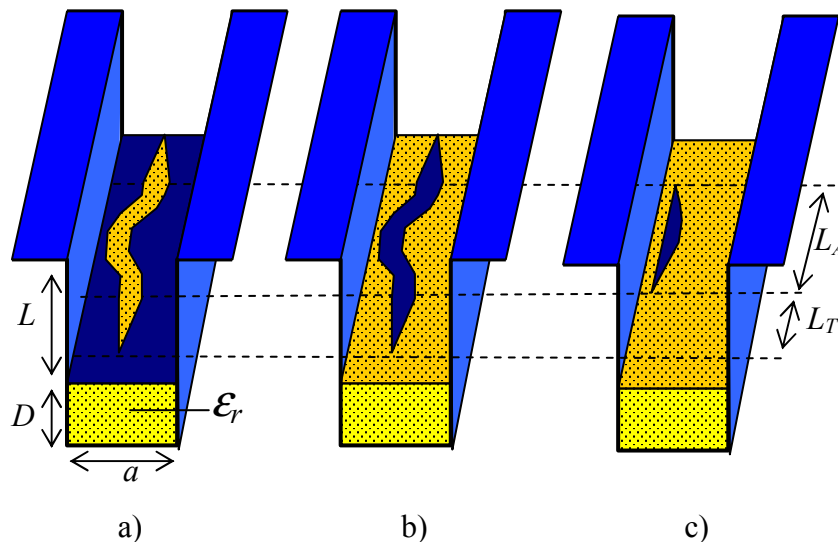


Figura 4.48- Antenas “Leaky-Wave” de Tipo en Tecnología Híbrida con Circuitos Impresos de Tipo “Slot” y “Strip”.

En esta sección se van a estudiar las *antenas impresas de tipo “strip”*, como las mostradas en las figuras 4.48-b y 4.48-c. La primera usa la configuración de “taper” de tipo “*STRIP-1*” (ver figura 4.5 en el apartado 4.2), que es la configuración dual de la “SLOT-1” (*modulación de la posición del circuito impreso*). La figura 4.48-c muestra la configuración de “taper” de tipo “*STRIP-2*”, que consistía en modular la anchura del “strip” sobre  $W=0mm$ . Recordemos que en la sección 4.2 se demostró que la configuración dual, “SLOT-2”, no podía ser implementada porque cuando el “slot” se hacía muy estrecho no se conseguía anular la radiación del modo de fuga.

Las antenas LWA que hacen uso del “strip” merecen un estudio especial, ya que se pueden entender como *guías dieléctricas NRD (“Non Radiative Dielectric guide”)* perturbadas por circuitos impresos metálicos. La guía NRD fue presentada por Yoneyama en [Yoneyama 1981] como un medio de transmisión muy adecuado para la realización de circuitos en *bandas milimétricas*, debido a sus *bajas pérdidas y su facilidad de fabricación*. El esquema de la sección transversa de esta guía se muestra en la figura 4.49-a, donde se también se muestra las líneas de campo eléctrico del modo  $TE_{10}$ . El modo fundamental queda confinado en el dieléctrico, debido a que la distancia entre las placas paralelas es menor de  $\lambda_0/2$  y que la altura de las placas paralelas  $L$  es suficiente como para que el campo evanescente que existe fuera del dieléctrico no llegue a la apertura. En [Yoneyama 1981] se estudiaron diferentes tipos de circuitos de microondas basados en esta tecnología, como acopladores, híbridos y filtros de microondas. Por otro lado, en [Di Nallo 1994] se estudiaron las características de los modos que se pueden propagar en esta guía, con especial hincapié en los modos impropios o modos de fuga. Una variante de la guía NRD es la *guía imagen NRD*, mostrada en la figura 4.49-b.

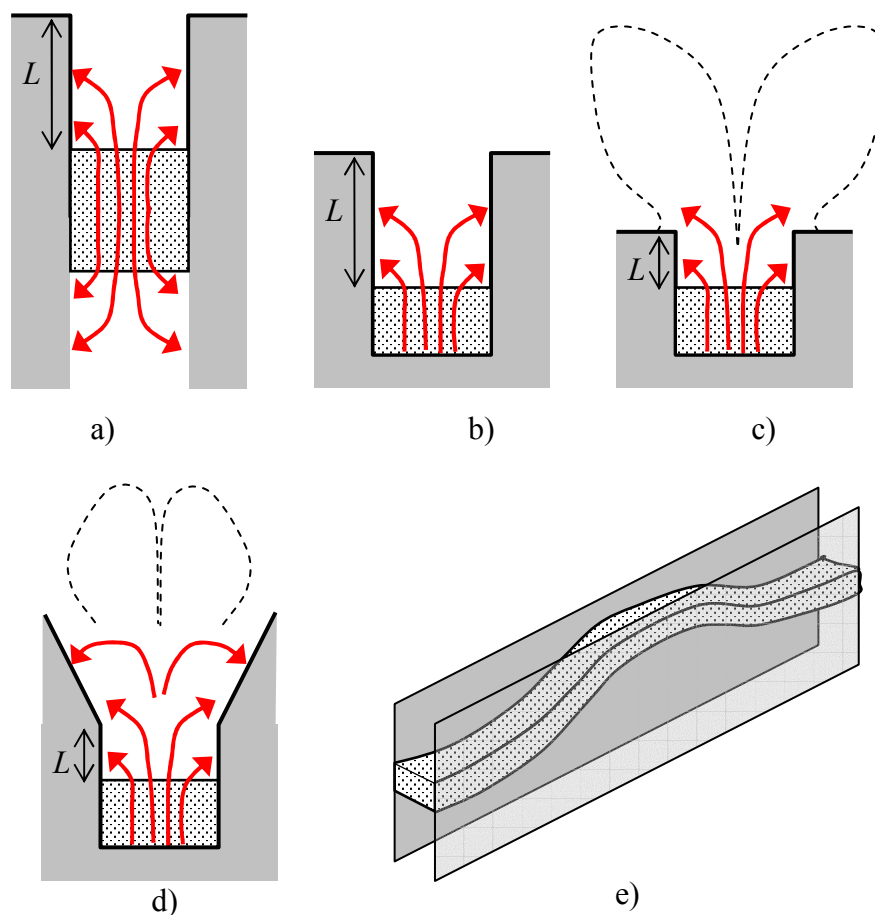


Figura 4.49- Guías NRD y Radiación por Cercanía.

*Diferentes antenas LWA basadas en la guía NRD o en la imagen NRD* han sido propuestas en trabajos anteriores. La mayoría de estas antenas estaban basadas en la *radiación por cercanía*, es decir, en el uso de unas placas paralelas de poca altura  $L$  ([Sanchez 1987-I], [Sanchez 1987-II]). De esta manera, el campo reactivo evanescente asociado al modo PPM  $m=1$  (que está al corte fuera de la guía dieléctrica) puede llegar a la apertura superior y radiar. Como se demostró en el capítulo 3, el modo PPM  $m=1$  tiene un diagrama de radiación con dos lóbulos simétricos, tal y como se muestra en la figura 4.49-c. Es por ello que en muchos diseños se ha añadido una bocina en la sección superior para mejorar el diagrama de radiación en el plano transversal, tal y como se muestra en la figura 4.49-d ([Zhang 1987], [Zhang 1989], [Rong 1991], [Lee 2000], [Zeng 2001], [Kunoli 2001]). En cualquier caso, la única manera de *controlar el nivel de radiación* en las antenas LWA que se basan en radiación de la guía NRD por cercanía es *alejando más o menos la guía dieléctrica de la apertura* (distancia  $L$ ), tal y como se muestra en la figura 4.49-e.

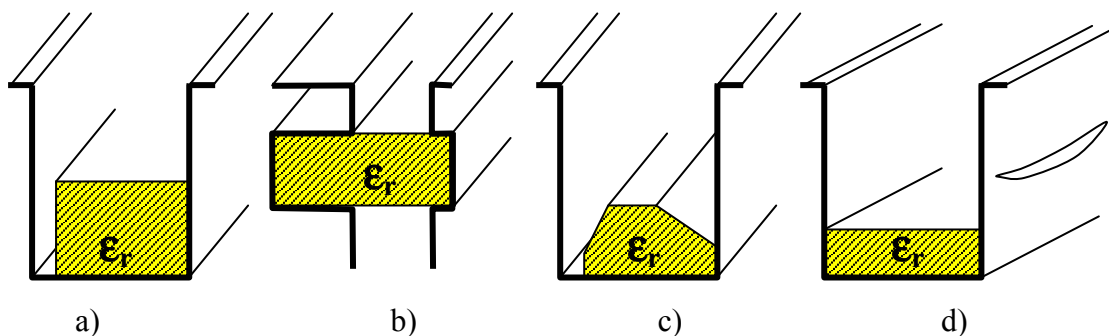


Figura 4.50- Antenas LWA Basadas en Radiación por Asimetría en la Guía NRD.

Un mecanismo totalmente diferente para *inducir la radiación desde una guía NRD* es *introduciendo alguna asimetría*, de manera que se excite el modo PPM  $m=0$ , que no está al corte en las placas paralelas, como se explicó en el capítulo 3. En estos casos, el *nivel de radiación no se controla por cercanía, sino por el grado de asimetría* introducido en la guía NRD. Diversas antenas LWA basadas en radiación de la guía NRD por asimetría se pueden encontrar en la literatura. En [Oliner 1985] y [Shigesawa 1986] se estudió el efecto de un hueco en un lado de la guía NRD, tal y como se observa en la figura 4.50-a. Por su parte, [Zhang 1987] y [Ma 1993-II] propusieron una antena LWA basada en la guía NRD “groove” asimétrica, mostrada en la figura 4.50-b. En [Xu 1998] se desarrolló un método para estudiar guías NRD asimétricas, con forma

trapezoidal como la mostrada en la figura 4.50-c, y en [Lee 2000] y [Zeng 2000] se diseñaron diferentes tipos de LWA basadas en esta tecnología. Por último nombrar la antena propuesta en [Malherbe 1988], que está basada en una guía NRD en la que se realiza una apertura en una de las paredes laterales, tal y como se muestra en la figura 4-50-d.

Todas las antenas LWA anteriores, aunque están basadas en la guía NRD y pueden aprovechar sus buenas prestaciones para aplicaciones de muy alta frecuencia, tienen un **inconveniente**. A la hora de realizar un **diseño “taper” la estructura de la guía NRD debe ser modificada**, bien el “gap” de la guía NRD (figura 4.50-a), bien el brazo de la guía NRD “groove” (figura 4.50-b), bien la forma de la propia guía NRD (figura 4.50-c) o bien la ranura realizada en una de las placas paralelas (figura 4.50-d). Sin embargo, las antenas LWA basadas en la guía NRD mostradas en las figuras 4.48-b y 4.48-c permiten modificar la iluminación cambiando el diseño del circuito impreso. Se puede usar la misma guía NRD que sirve de medio portador del modo  $TE_{10}$  que se perturba asimétricamente con el “strip” impreso para inducir la radiación. Así se consigue mucha **mayor flexibilidad en el diseño de la antena**, pudiendo usar **una misma guía NRD de soporte para diferentes diseños de antenas**, cada uno con una **máscara de circuito impreso diferente**. Además, al no tener que modificar la estructura tridimensional de la guía NRD, sino sólo el **circuito impreso**, se pueden usar **procesos fotolitográficos** para la fabricación del “taper”, **evitando el costoso mecanizado de la guía**.

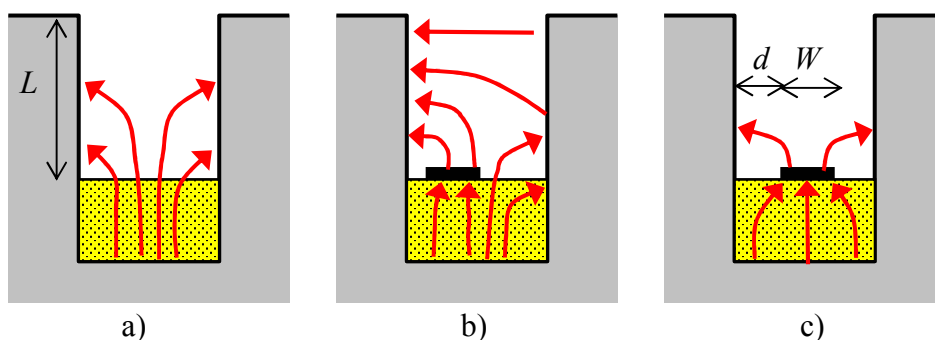


Figura 4.51- Modo  $TE_{10}$  en Antenas LWA Basadas en Tecnología Híbrida Guía NRD con Circuito Impreso de Tipo “strip”.

El **mecanismo de control de la radiación por asimetría** en las antenas LWA en guía NRD propuestas en esta tesis se muestra en la figura 4.51, donde se representan las líneas de campo eléctrico del modo fundamental ( $TE_{10}$ ) de la guía dieléctrica.

En la figura 4.51-a se muestra el modo  $TE_{10}$  en la guía NRD sin perturbación alguna. Usando una altura de las placas paralelas  $L$  adecuada, se puede conseguir que este modo sea no radiativo, tal y como se hace en aplicaciones de circuitos de microondas y ópticos en tecnología NRD [Yoneyama 1981]. Al introducir una tira metálica impresa en la parte superior de la guía NRD (figura 4.51-b), se induce un determinado nivel de radiación por el mecanismo de asimetría, haciendo que el modo  $TE_{10}$  no radiativo (onda de superficie) se transforme en un modo de fuga. Si se coloca la tira en una posición centrada respecto de las placas paralelas, se anula la radiación debido a la simetría del circuito, de manera que el modo  $TE_{10}$  vuelve a ser no radiativo. Observamos, por lo tanto, **dos maneras de anular la radiación**, bien **eliminando la tira impresa** (haciendo que su anchura  $W$  tienda a cero) o bien **colocando la tira en una posición  $d=d_0$  tal que esté centrada** (esta posición dependerá de la anchura  $W$  del “strip”, ver apartado 4.2, ecuación 4.4).

Para verificar la posibilidad de realizar antenas LWA “taper” usando esta tecnología que combina una guía NRD y un circuito impreso, vamos a realizar unos diseños y los vamos a validar con HFSS, como se hizo para el caso de la antena con “slot”. Esta vez vamos a usar una guía rectangular de dimensiones de la banda X ( $a=22.86mm$ ,  $D=10.16mm$ ) rellena de *PTFE* (también conocido como Teflón,  $\epsilon_r=2.2$ ). Al rellenar la guía con teflón disminuye la frecuencia de corte del modo  $TE_{10}$ , y por tanto disminuye el rango de radiación de la guía abierta. La figura 4.52 muestra la constante de fase del modo  $TE_{10}$  en el caso de que la guía esté completamente cerrada, y en los casos en que se use un “slot” y un “strip” de dimensiones  $W=10mm$  y  $d=d_0=6.43mm$ .

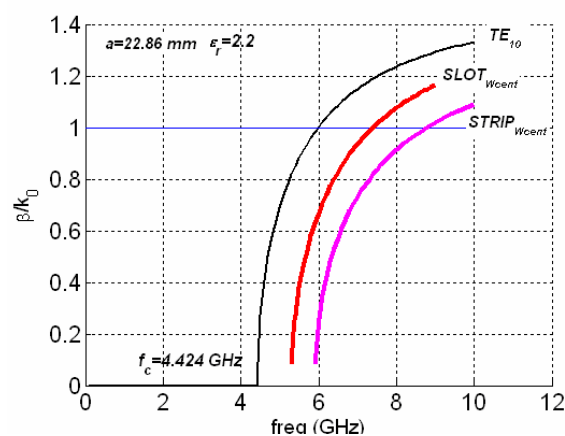


Figura 4.52- Constante de Fase de Modo  $TE_{10}$  en Guía Dieléctrica ( $a=22.86mm$ ,  $D=10.16mm$ ,  $\epsilon_r=2.2$ ), cerrada, con “slot” y con “strip” ( $W=10mm$  y  $d=d_0=6.43m$ ).

Se puede ver que la *banda de frecuencias de radiación* va a estar comprendida *entre 5GHz y 9GHz*, dependiendo del tipo de circuito impreso que se use. Como ya se apreció en la figura 4.6-a del apartado 4.2.1, el circuito impreso de tipo “strip” tiene una constante de fase más baja que el circuito “slot”, debido a la mayor dispersión del campo electromagnético por la zona exterior al dieléctrico. Esto implicaba una *mayor frecuencia de corte del modo  $TE_{10}$  para el caso del circuito impreso de tipo “strip” que si usáramos un “slot” de las mismas dimensiones*. Usando la mismas dimensiones de la guía dieléctrica ( $a=22.86mm$ ,  $D=10.16mm$ ,  $\epsilon_r=2.2$ ), una antena de tipo “slot” trabajaría alrededor de la frecuencia central de  $5.5GHz$  mientras que la tipo “strip” lo haría alrededor de  $6.5GHz$ . Otra diferencia notable al usar un circuito impreso de tipo “slot” o uno de tipo “strip” la encontramos en la *necesidad de usar mayores alturas de las placas paralelas en el caso de la antena de tipo “strip” para evitar la radiación de la guía NRD por cercanía* (es decir, la radiación del modo PPM  $m=1$ ). Recordemos que este aspecto también se trató cuando se habló de la *pureza de radiación* de estas antenas en el apartado 4.3. En concreto, la figura 4.24 mostraba cómo se necesitaba una mayor altura en el caso del “strip” para evitar la radiación de los modos PPM de orden superior (es lo que llamamos en su momento factor de pureza de radiación).

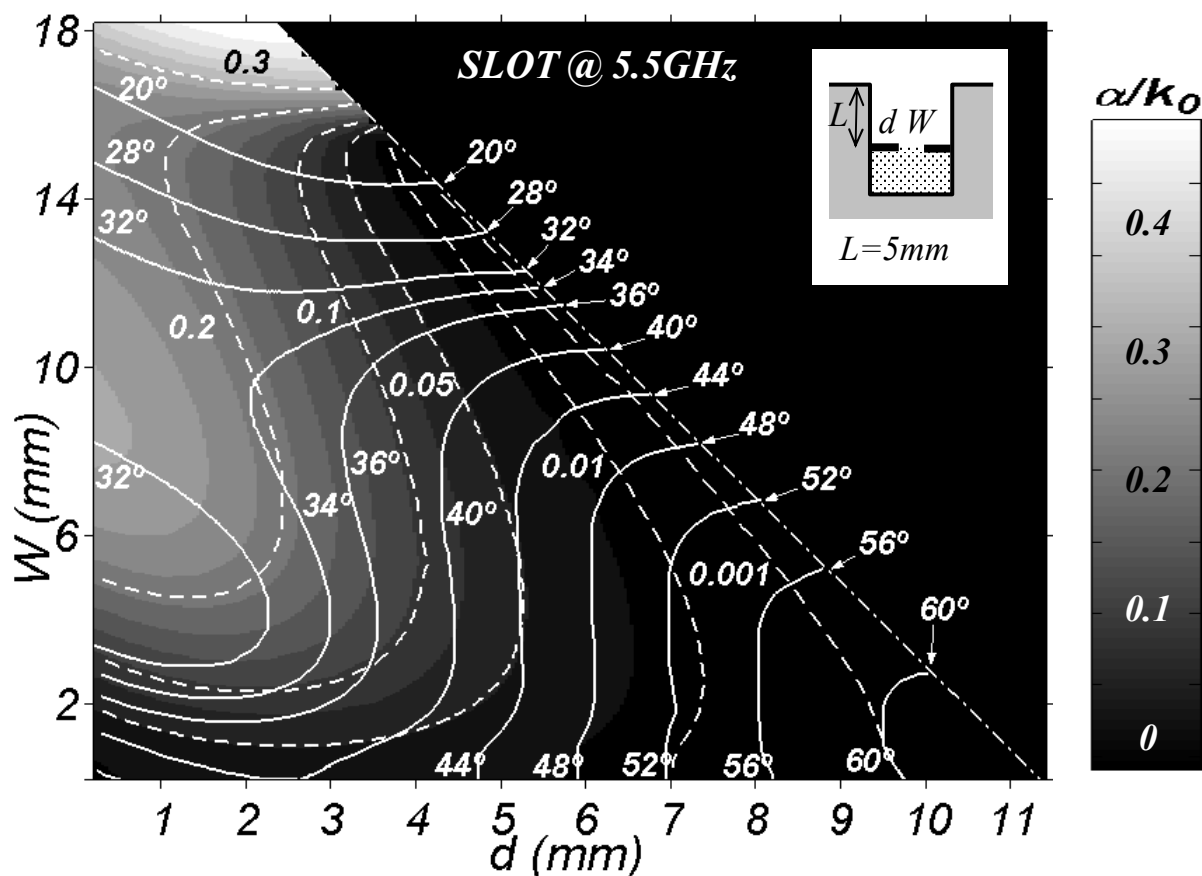


Figura 4.53-Curvas de Contorno para el Caso del “Slot” a 5.5GHz.

Para comparar las propiedades de la antena de tipo “strip” con su dual de tipo “slot”, vamos a diseñar una antena en cada tecnología en la misma banda de frecuencias. Además, un nuevo diseño de una antena de tipo “slot” como el que se hizo en el apartado 4.5.1, pero esta vez a  $5\text{GHz}$  en vez de  $50\text{GHz}$ , nos permitirá demostrar la *escalabilidad en frecuencia de los diseños*. Así demostraremos que *variando las dimensiones de la guía dieléctrica “portadora” del modo  $TE_{10}$  se puede cambiar de banda*, manteniendo las propiedades generales de “taper” o control de la radiación descritas en el apartado 4.2.

El diseño de las antenas se realizará usando las curvas de contorno mostradas en la figura 4.53 para el caso del “slot” ( $5.5\text{GHz}$ ) y en la figura 4.54 para el caso del “strip” ( $6.5\text{GHz}$ ). Estas curvas han sido obtenidas a partir de los resultados de dispersión de la constante de propagación compleja del modo de fuga  $TE_{10}$ , mediante la herramienta CAD descrita en el capítulo 6.

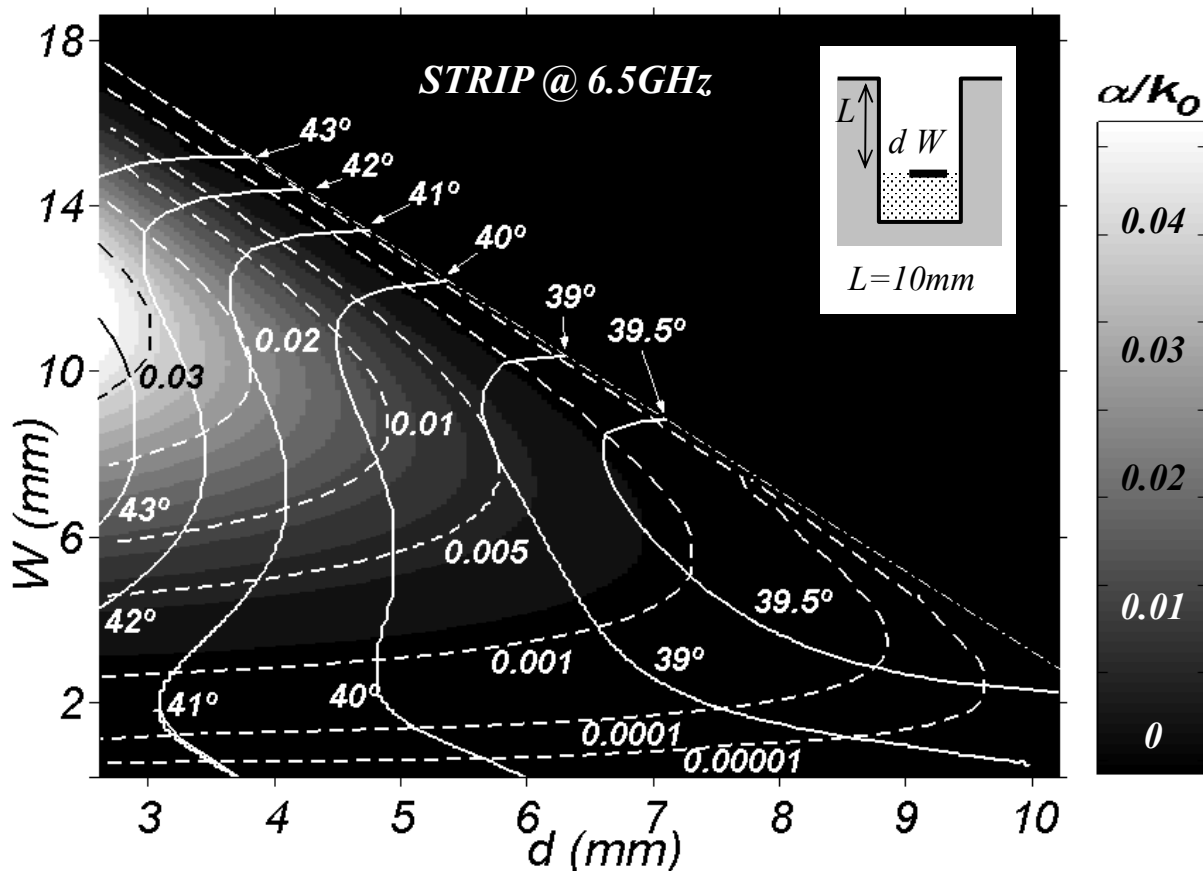


Figura 4.54-Curvas de Contorno para el Caso del “Strip” a  $6.5\text{GHz}$ .

Las curvas continuas representan las dimensiones del circuito impreso (anchura  $W$  y posición  $d$ ) para conseguir un determinado **valor constante del ángulo de apuntamiento**  $\theta_m$ . Las líneas discontinuas representan curvas para conseguir un determinado valor de la constante de radiación normalizada  $\alpha/k_0$ . También se ha representado con superficies de coloreadas los diferentes niveles de constante de radiación, según el gradiente mostrado a la derecha de cada figura. Recordemos que para conseguir el mismo rango de ángulos de apuntamiento (en torno a  $\theta_m=40^\circ$ ), la antena de tipo “slot” debe trabajar alrededor de  $5.5GHz$  mientras que la configuración con “strip” debe hacerlo en  $6.5GHz$ , puesto que vamos a usar una misma guía dieléctrica portadora del modo  $TE_{10}$  en ambos casos ( $a=22.86mm$ ,  $D=10.16mm$ ,  $\epsilon_r=2.2$ ). La dimensión que sí que hay que cambiar es la de la **altura de las placas paralelas**, que para el caso del “strip” aumenta a  $L=10mm$  respecto de  $L=5mm$  para el caso del “slot”. Para poder comparar con propiedad los dos tipos de circuitos impresos, vamos a diseñar en ambos casos una antena con la **misma longitud eléctrica** y el **mismo tipo de iluminación**, de forma que tengan el mismo ancho de haz, y **apuntando en el mismo ángulo** de elevación en el plano H.

Escogemos  $L_A=10\lambda_0$  e iluminación de tipo coseno, y un ángulo de apuntamiento  $\theta_m=40^\circ$ . Tanto en las curvas de contorno de la figura 4.52 (“slot”) como en las de la figura 4.53 (“strip”) podemos encontrar la curva de las dimensiones del circuito impreso para mantener un ángulo de apuntamiento constante  $\theta_m=40^\circ$ . La primera diferencia que encontramos es que la curva de  $40^\circ$  del “slot” permite llegar hasta  $\alpha/k_0=0.05$ , mientras que para el “strip” se alcanza como máximo  $\alpha/k_0=0.012$ . En el apartado 4.2 ya se obtuvo que el **circuito impreso de tipo “strip” alcanzaba menores tasas de radiación que el tipo “slot”**. La principal implicación que tiene este hecho se observa en la figura 4.54, donde aparecen las funciones  $\alpha/k_0(y)$  que vamos a poder sintetizar con estos límites de  $\alpha/k_0$  máximo, para una antena de  $L_A=10\lambda_0$  e iluminación de tipo coseno. Por ello, **la eficiencia obtenida en el caso de la antena de tipo “strip” es mucho menor ( $\eta=50\%$ ) que para el caso de la antena de tipo “slot” ( $\eta=90\%$ )**, ya que ambas antenas tienen la misma longitud eléctrica ( $L_A=10\lambda_0$ ) y la antena tipo “strip” tiene una tasa media de radiación 4 veces inferior a la de tipo “slot”. También hay que observar que la antena de tipo “strip” es más corta ( $L_A=10\lambda_0=461,54mm$ ) que la del “slot” ( $L_A=10\lambda_0=545.45mm$ ), ya que la frecuencia de trabajo es  $1GHz$  mayor que para el caso de la antena con “slot”, aunque ambas tienen la misma longitud eléctrica.



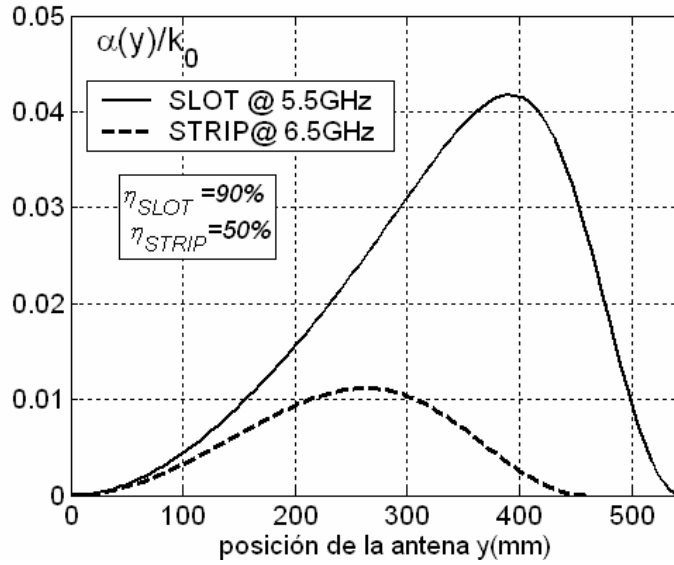


Figura 4.55-Variación de la Tasa de Radiación del Modo de Fuga  $TE_{10}$  para el Caso del “Slot” a 5.5GHz y del “Strip” a 6.5GHz ( $L_A=10\lambda_0$ , iluminación coseno).

Para **aumentar la eficiencia de radiación  $\eta$**  en el caso de la antena “strip” sólo se podría hacer **aumentando la longitud de la antena  $L_A$**  (lo cual aumentaría necesariamente su directividad), ya que no se puede conseguir mayores tasas de radiación del modo de fuga  $TE_{10}$  en este tipo de estructuras. En la figura 4.56 se muestran los **diagramas de radiación ideales** que se deben obtener con estas antenas de  $L_A=10\lambda_0$  e iluminación de tipo coseno, apuntando en  $\theta_m=40^\circ$ . Se ha añadido el diagrama de radiación que se obtendría si no se hace el “taper” (iluminación exponencial), para observar la mejora de NLS introducida por el control de la iluminación de tipo coseno.

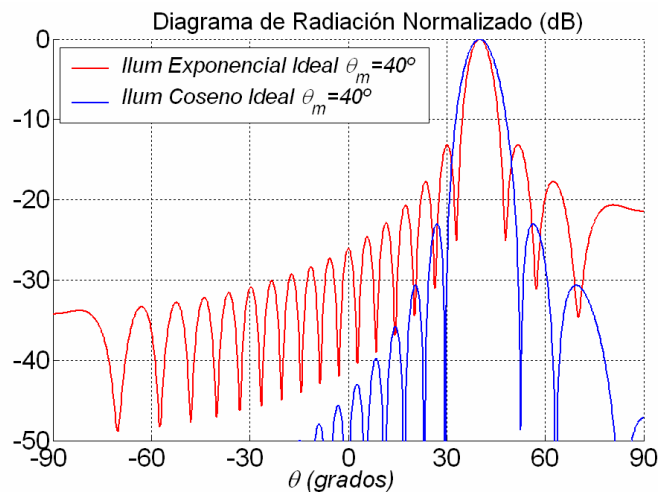
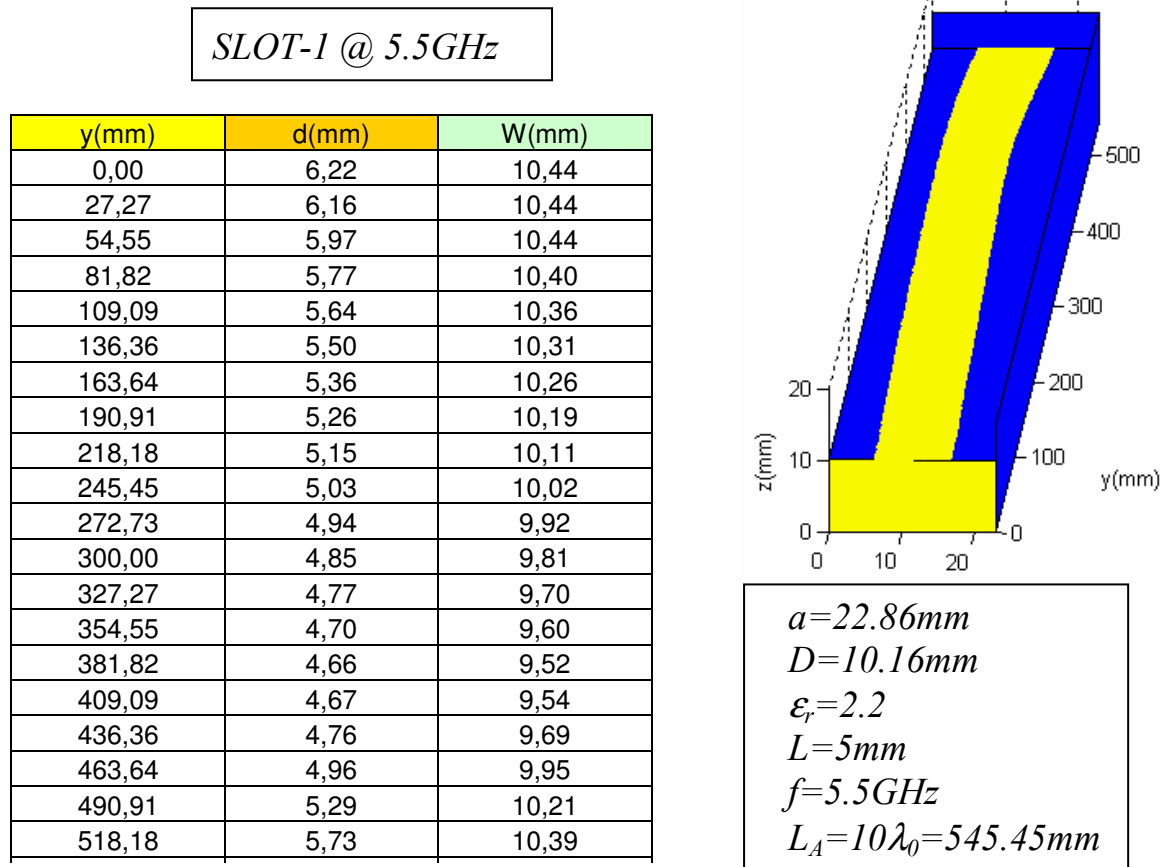


Figura 4.56-Diagramas de Radiación Ideales ( $L_A=10\lambda_0$ ).

Usando la función  $\alpha/k_0$  que se quiere implementar (figura 4.55), y la curva de  $\theta_m=40^\circ$  para el caso del “slot” (figura 4.53), se obtiene la **variación de las dimensiones del circuito impreso de tipo “slot”** (anchura  $W$  y posición  $d$ ) mostradas en la figura 4.57, donde también se muestra un esquema del “layout” del circuito impreso.



*Figura 4.57-Dimensiones de Antena de Tipo “SLOT-1”, Modulando la Posición del “slot” a lo Largo de la Longitud de la Antena.*

El esquema del “taper” mostrado en la figura 4.57 se correspondería con la configuración “SLOT-1” del apartado 4.2 (ver figura 4.5), es decir, **modulación de la posición del “slot” para una anchura casi constante** (la anchura se reajusta para corregir los errores de fase, como se explicó en el apartado 4.5.1). En la figura 4.58 se observa la línea de ángulo constante  $\theta_m=40^\circ$  que se ha seguido para obtener las dimensiones mostradas en la figura 4.57. La herramienta CAD que se describe en el capítulo 6 permite obtener automáticamente las dimensiones del circuito impreso a partir de las especificaciones de la antena y las curvas de dispersión del modo de fuga.

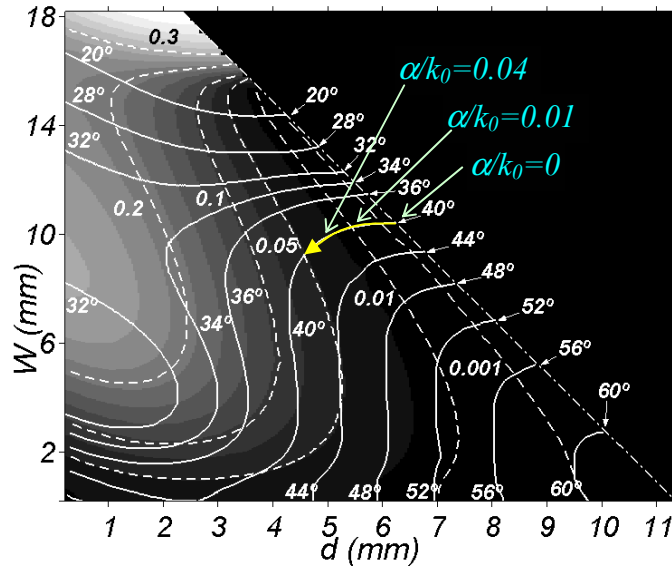


Figura 4.58-Curva de Contorno de Ángulo Constante  $\theta_m=40^\circ$  para el “slot”.

Para el caso del “strip”, las curvas de contorno de ángulo y tasa de radiación constante fueron mostradas en la figura 4.54. Esta figura se repite en la figura 4.59, pero ahora resaltando la línea de ángulo constante  $\theta_m=40^\circ$ , que es la que debemos usar para diseñar una antena con iluminación de tipo coseno radiando en esa dirección específica. Cabe destacar que ahora tenemos **dos posibilidades**. La primera consiste en llegar al máximo nivel de radiación necesitado ( $\alpha/k_0=0.014$ ) partiendo de un “strip” centrado ( $\alpha/k_0=0$ ), con una determinada anchura y posición. Esta posibilidad se representa por la curva superior de la figura 4.59. Se correspondería a la configuración de “taper” de tipo “STRIP-1”, es decir, **modulación de la posición del “strip” con reajuste de su anchura**.

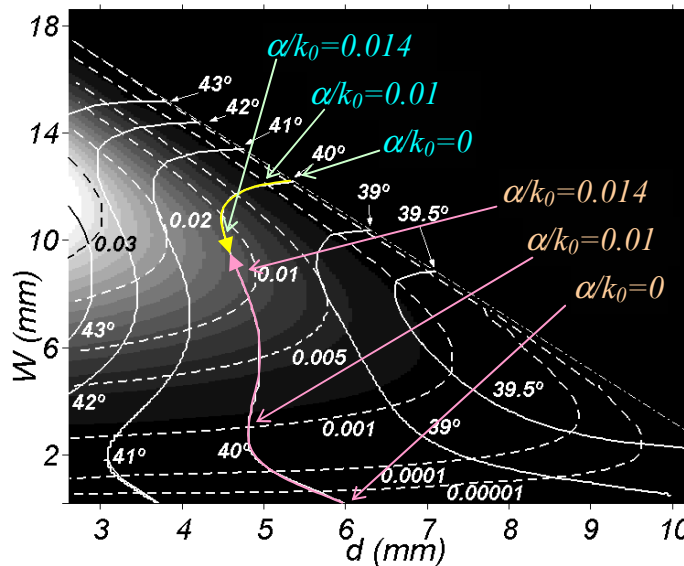
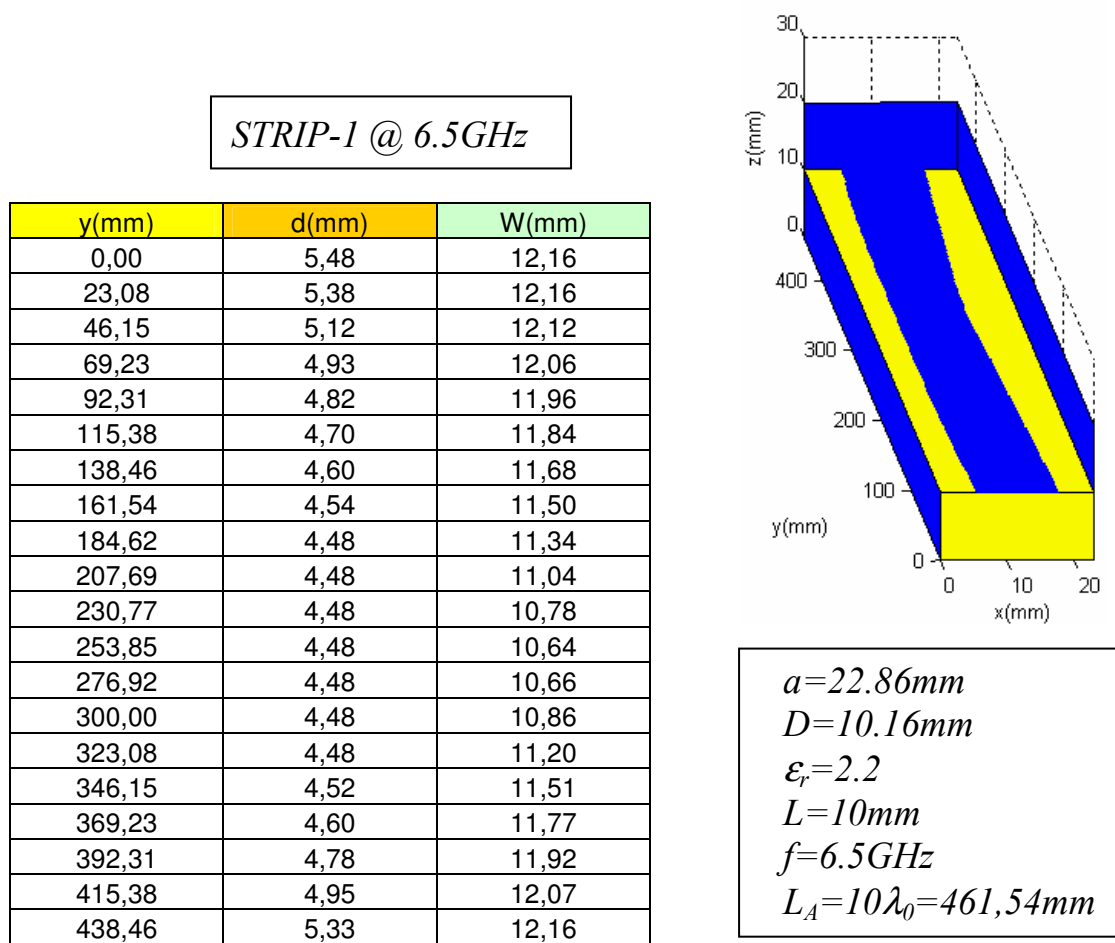


Figura 4.59-Curva de Contorno de Ángulo Constante  $\theta_m=40^\circ$  para el “strip”.

Se puede ver por la curva mostrada en la figura 4.59 que la anchura hay que reajustarla bastante, ya que como se obtuvo en el apartado 4.2, *el “strip” introduce una mayor aberración de fase (variación de  $\beta$  al modificar  $d$  para controlar  $\alpha$ ) que el “slot”*. La otra posibilidad que tenemos a la hora de movernos por la curva  $\theta_m=40^\circ$  para obtener los diferentes valores de  $\alpha/k_0$  necesarios, es la de usar la línea inferior. Esta línea parte de un “strip” con anchura  $W=0\text{mm}$ , al que le corresponde  $\alpha/k_0=0$ , para luego ir aumentando la anchura hasta conseguir el valor máximo de  $\alpha/k_0=0.014$ , para una anchura dada ( $W=10\text{mm}$ ). Se correspondería con la topología de “taper” de tipo “STRIP-2”, es decir, *modulación de la anchura del “strip” por encima de  $W=0$* . Como se puede ver en la curva inferior de la figura 4.59, la posición del “strip”,  $d$ , debe reajustarse bastante para corregir el error de fase que tendría una modulación sólo de anchura. Las figuras 4.60 y 4.61 muestran, respectivamente, las *dimensiones del “layout” del circuito impreso para la antena “STRIP-1” y para la “STRIP-2”*.



*Figura 4.60- Dimensiones de Antena de Tipo “STRIP-1”, Modulando la Posición del “strip” a lo Largo de la Longitud de la Antena.*

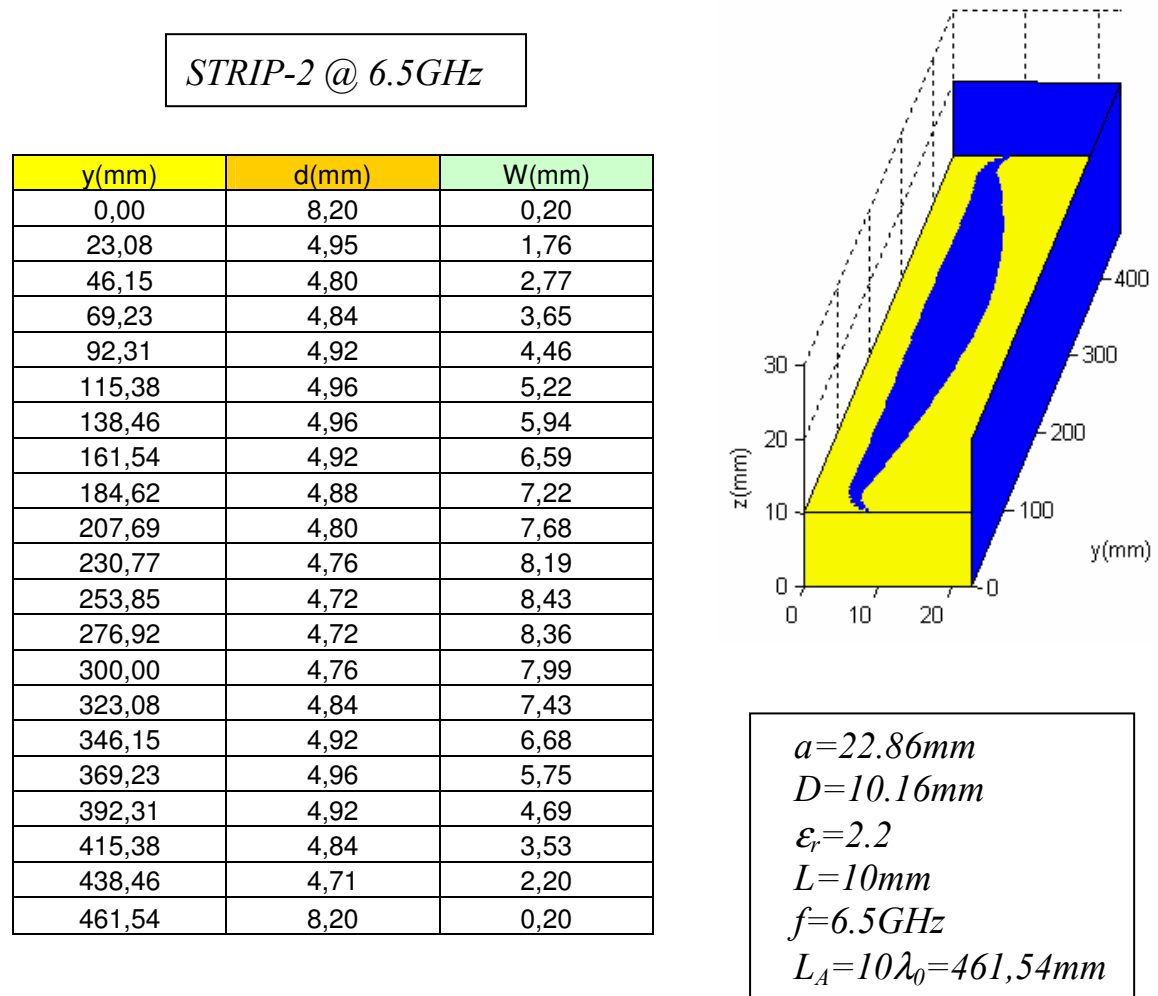
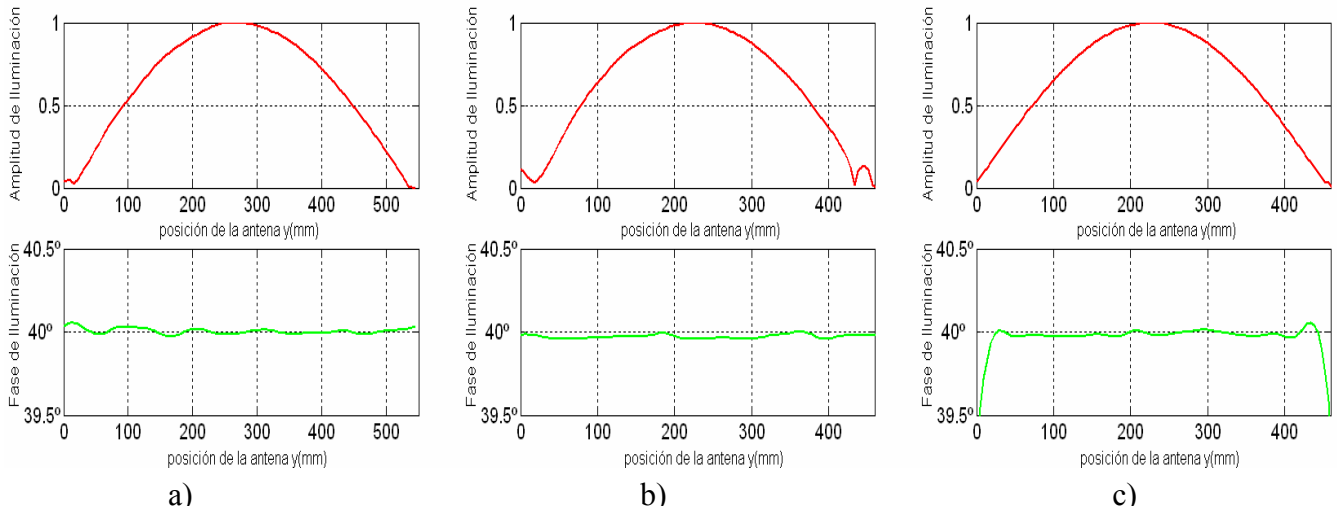


Figura 4.61- Dimensiones de Antena de Tipo “STRIP-2”, Modulando la Anchura del “strip” Desde  $W=0$  a lo Largo de la Longitud de la Antena.

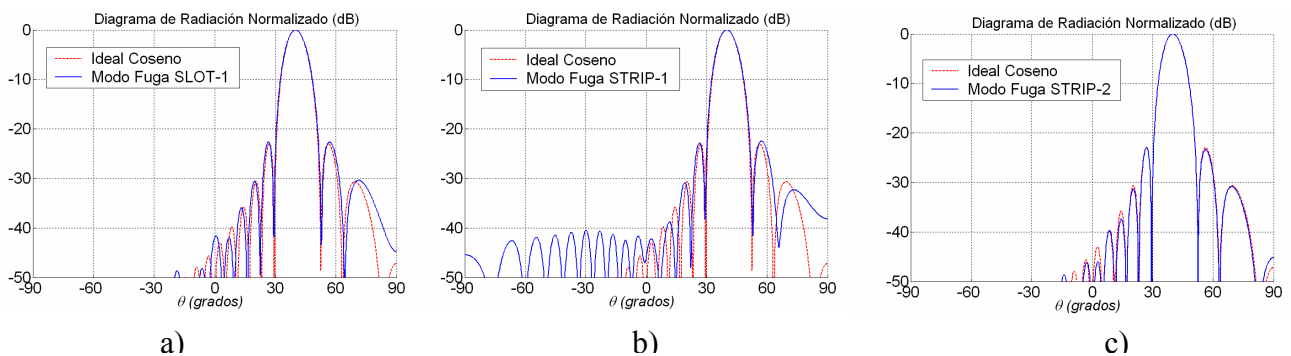
Para comprobar el correcto funcionamiento de las tres antenas diseñadas en la banda de 5-7GHz, vamos obtener *su diagrama de radiación y lo vamos a comparar con el diagrama de radiación ideal que queríamos obtener* (figura 4.56). El diagrama de radiación real lo vamos a obtener de dos formas diferentes. Por un lado usando el método de análisis desarrollado en esta tesis, que está basado en la dispersión de la constante de propagación compleja del modo de fuga. En el capítulo 6 se explica con más detalle cómo se obtiene el diagrama de radiación a partir de la evolución del modo de fuga a lo largo de la antena. Por otro lado vamos a usar los resultados obtenidos al *simular en HFSS la estructura tridimensional* de la antena al completo, tal y como se hizo en el apartado 4.5.1.

Para obtener el diagrama de radiación usando la constante de propagación del **modo de fuga  $TE_{10}$** , se obtiene la **iluminación que este genera en la apertura de la antena**. La figura 4.62 muestra la iluminación (tanto en módulo como en ángulo de apuntamiento) conseguida por el modo  $TE_{10}$  en las tres antenas.



*Figura 4.62- Iluminación del Modo de Fuga  $TE_{10}$  en la Apertura de las Antenas Diseñadas a) “SLOT-1” b) “STRIP-1” c) “STRIP-2”.*

Se observa que en los tres casos se consigue una iluminación de tipo coseno y con una fase tal que toda las secciones de la antena apuntan a  $\theta_m=40^\circ$ . El diagrama de radiación normalizado obtenido a partir de cada una de las tres iluminaciones anteriores se muestra en la figura 4.63, junto con el diagrama ideal de una iluminación de tipo coseno ideal. Se puede observar que el análisis y diseño llevado a cabo mediante el estudio del comportamiento del modo de fuga  $TE_{10}$  ha sido totalmente exitoso, consiguiendo un diagrama de radiación apuntando a  $\theta_m=40^\circ$  y con al menos  $-20dB$  de nivel de lóbulos secundarios.



*Figura 4.63- Diagrama de Radiación del Modo de Fuga  $TE_{10}$  para las Antenas Diseñadas a) “SLOT-1” a 5.5GHz b) “STRIP-1” a 6.5GHz c) “STRIP-2” a 6.5GHz.*

Para *validar los análisis y diseños realizados* a partir del estudio del modo de fuga  $TE_{10}$ , se va analizar cada antena *en HFSS*. Como se explica con más detalle en el capítulo 6, el modelo de antena introducido en HFSS tiene en cuenta todos los efectos de radiación que puedan existir en la antena además de la radiación debida por el modo de fuga  $TE_{10}$  excitado. Uno de estos efectos es el de *radiación del modo de fuga reflejado en el extremo final de la antena*. Otro efecto es el de *radiación de las discontinuidades*. Todas estas radiaciones son no deseadas, pues se suman con la radiación del modo de fuga excitado, de manera que interfieren en el diagrama de radiación total. Por otro lado, estos efectos de radiación de orden superior no son obtenidos en los resultados anteriores, que están basados en la radiación del modo de fuga  $TE_{10}$  incidente. Es por ello que en el modelo introducido en HFSS se añaden las transiciones oportunas para minimizar los efectos de las discontinuidades.

Así, en la antena “SLOT-1” se insertan unas *transiciones de longitud  $L_T = \lambda_0$  para pasar de la guía rectangular dieléctrica completamente cerradas a la guía dieléctrica con “slot” impreso (parcialmente abierta)*. El esquema de la antena total se muestra en la figura 4.64, junto con la comparación entre el diagrama de radiación obtenido por el método desarrollado en esta tesis (Diseño 2D MoM) y el obtenido con HFSS, tanto con “taper” (modulando la anchura y posición del “slot” según las dimensiones de la figura 4.57) como sin “taper” (usando un slot uniforme, con  $W=10mm$  y  $d=5mm$ ).

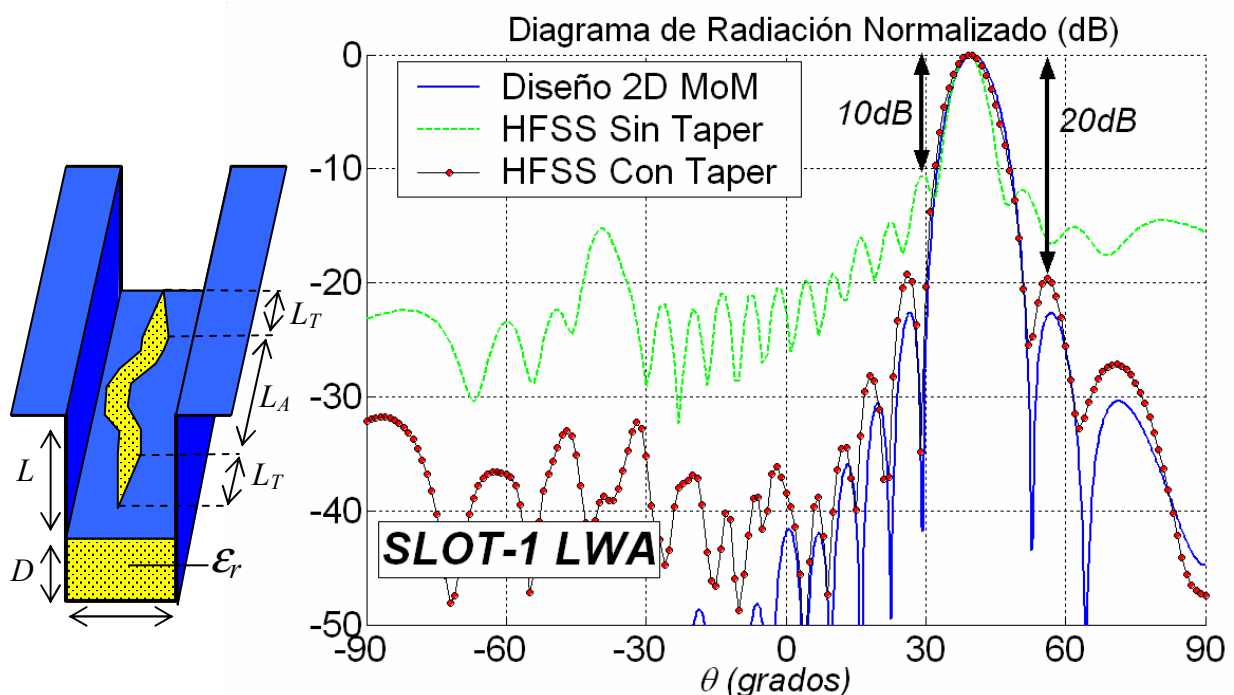


Figura 4.64- Diagrama de Radiación de “SLOT-1” a 5.5GHz

Como ya se demostró en el apartado 4.5.1, los resultados obtenidos con HFSS validan la teoría presentada en esta tesis para la antena LWA de tipo “SLOT-1”. Además, con estos nuevos resultados obtenidos a  $5.5\text{GHz}$  se demuestra la *sencillez con la que se puede mover la banda de radiación de la antena, que se controla básicamente con la anchura  $a$  y la constante  $\epsilon_r$  de la guía dieléctrica* utilizada para propagar el modo de fuga  $\text{TE}_{10}$  (y en menor medida depende de las alturas  $D$  y  $L$  y del tipo de circuito impreso y sus dimensiones  $W$  y  $d$ ). En la figura 4.64 se ha representado también el resultado obtenido con HFSS al simular una antena sin “taper” ( $W=10\text{mm}$  y  $d=5\text{mm}$ ), de manera que se hace hincapié en la mejora de  $10\text{dB}$  en el nivel de lóbulos secundarios introducida por la iluminación “taper” de tipo coseno.

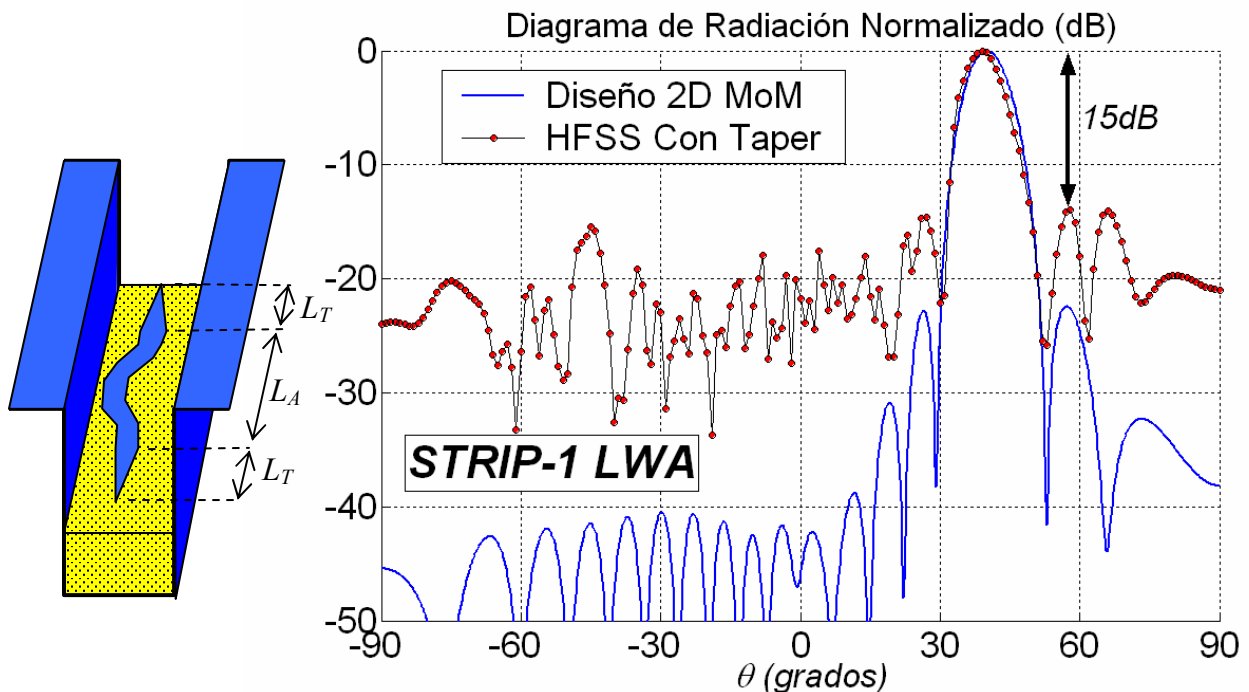


Figura 4.65- Diagrama de Radiación de “STRIP-1” a  $6.5\text{GHz}$

La figura 4.65 muestra los resultados obtenidos para la antena “STRIP-1”, cuyo esquema se muestra a la izquierda de esta figura. Se puede ver que también se han añadido unas *secciones de longitud  $L_T=\lambda_0$  para que sirvan de transición suave desde la guía imagen NRD a la guía con “strip”*. Los resultados obtenidos por HFSS salen sensiblemente peores que los predichos por el método de análisis y diseño desarrollado en la tesis. En concreto se observa un mayor nivel de lóbulos secundarios ( $15\text{dB}$  en vez de los  $20\text{dB}$  esperados) y un “ruido” en el diagrama de radiación presente en todas las direcciones. Tras un minucioso análisis de la antena se observó que este empeoramiento



respecto de la respuesta esperada era debido a un efecto de *difracción en el extremo del "strip"*. Al presentarse una discontinuidad metálica puntiaguda y estar situada en el centro de la anchura de la guía dieléctrica, se creaba una difracción en el máximo del campo  $TE_{10}$  que provocaba este *"ruido" en el diagrama de radiación, enmascarando el efecto de la iluminación "taper" de tipo coseno*. Por este motivo, la topología de tipo "STRIP-1" (modulación en la posición del "strip", de centrado a descentrado) no parece adecuada en la práctica.

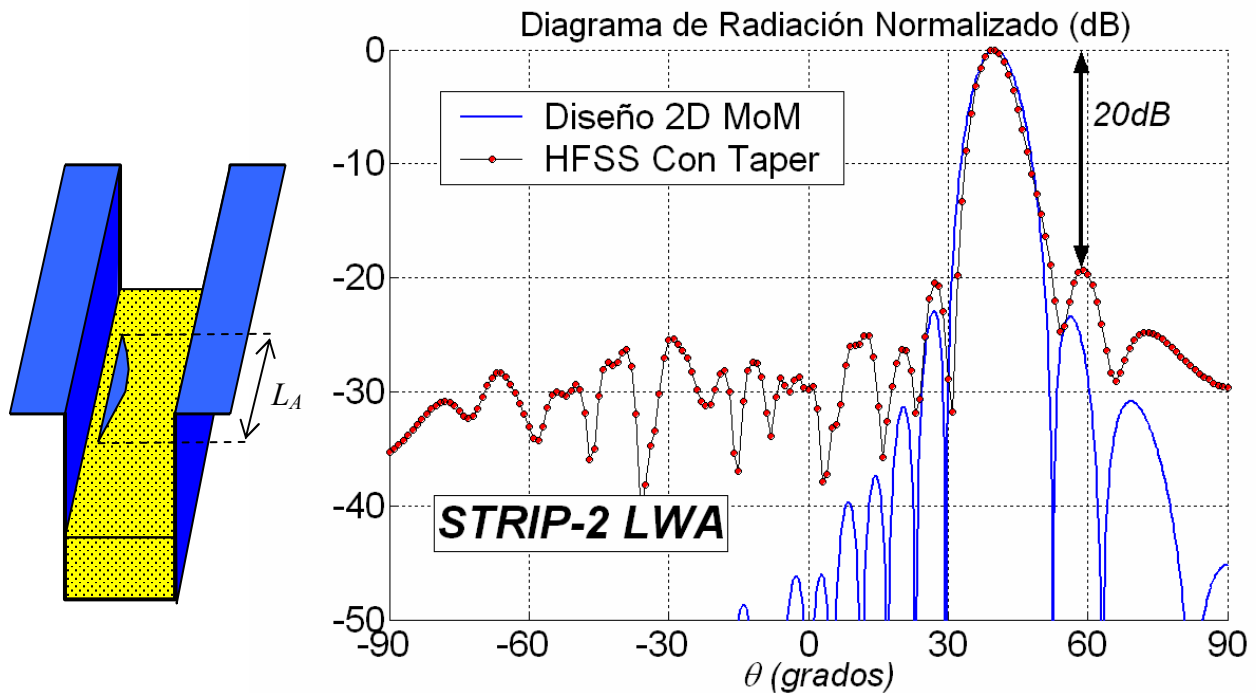


Figura 4.66- Diagrama de Radiación de "STRIP-2" a 6.5GHz

Sin embargo, la antena de tipo "STRIP-2" si que proporcionó resultados satisfactorios, tal y como se muestran en la figura 4.66. Los resultados de HFSS presentan la deseada reducción del nivel de lóbulos secundarios, y ya no aparece tan acusado el efecto de difracción. Aunque se sigue observando un "ruido" en el diagrama de radiación, esta vez está por debajo de los  $25dB$ , de manera que no enmascara el diseño "taper". *El efecto de difracción ha disminuido porque el "strip" ya no está situado en el máximo de propagación de la energía electromagnética del modo  $TE_{10}$ , que es el centro.* Al estar el "strip" más cerca de la pared lateral se ha reducido este efecto de radiación indeseada (también conocida como radiación de espectro continuo [Rozzi 1997], [Mesa 1999], [Villegas 1999], [Jackson 2000], [Mesa 2002-I], [Mesa 2002-II]), que se superpone a la radiación del modo de fuga (también conocida como radiación de espectro discreto o modal).

Si comparamos la antena tipo “strip” con la tipo “slot” encontramos dos importantes ventajas. La primera ya se comentó en la introducción de este apartado; consiste en que **la antena LWA con “strip” hace uso de la guía imagen NRD**, que es más adecuada para aplicaciones en bandas milimétricas que la guía rectangular dieléctrica completamente apantallada, ya que **introduce menos pérdidas**. La segunda ventaja importante es que la antena de tipo “STRIP-2” **no necesita de una transición de longitud  $L_T$**  para pasar de la guía NRD desnuda a la guía con el circuito impreso, ya que el “strip” empieza teniendo una anchura infinitesimal. Sin embargo, la antena “SLOT-1” necesita de estas transiciones para evitar radiaciones indeseadas, tal y como se explica con más detalle en el capítulo 6. Estas transiciones añaden una longitud  $L_T$  en cada extremo de la antena, aunque no aumentan la longitud efectiva de radiación pues estas secciones no radian al ser totalmente simétricas. Por lo tanto, **la antena de tipo “STRIP-2” es más compacta e introduce menos pérdidas que la antena “SLOT-1”, estando más indicada para aplicaciones en bandas milimétricas.**

Sin embargo hay una gran pega en la antena con circuito impreso de tipo “strip”. Se trata de la **incapacidad de obtener tasas de radiación tan elevadas como el circuito impreso de tipo “slot”**, con lo cual no se pueden conseguir eficiencias de radiación elevadas para antenas cortas. En concreto se necesitarían al menos longitudes  $L_A$  del orden de  $30\lambda_0$  para llegar a una eficiencia del 90% con una  $\alpha/k_0$  máxima de 0.01 y una iluminación de tipo coseno o similar, lo cual implicaría una antena muy directiva ( $\Delta\theta \approx 2.5^\circ$ ). Si queremos diseñar antenas menos directivas pero sin perder eficiencia, las antenas de tipo con “slot” son las únicas que permiten reunir estas dos condiciones. En la literatura se ha propuesto una configuración con dos capas dieléctricas para **aumentar la tasa de radiación en antenas LWA basadas en la guía NRD** ([Zeng 2001]), que podría resolver este inconveniente.

## 4.6 Resumen de Contribuciones del Capítulo 4.

A continuación se resumen las principales contribuciones al estudio de las antenas “leaky-wave” que se han obtenido en el trabajo desarrollado en el capítulo 4 de esta tesis doctoral:

1. Se ha estudiado con detalle una **nueva tecnología para implementar antenas de tipo “leaky-wave”**, basada en el uso de una guía rectangular dieléctrica apantallada lateralmente, a la que se le añade un circuito impreso de tipo “strip” ó “slot”.
2. Se ha demostrado que esta tecnología permite **controlar la iluminación** de la antena (diseño “taper”) con **sólo variar la máscara del circuito impreso**, de manera que se mejoran las prestaciones de la antena al reducir el nivel de lóbulos secundarios.
3. Respecto de otras antenas “leaky-wave” que permiten hacer el “taper” de su iluminación, las antenas propuestas añaden **flexibilidad de diseño y facilidad de fabricación**. Esto es debido a que la tecnología propuesta permite usar la misma guía para diferentes antenas, ya que sólo hay que cambiar el circuito impreso que se añade a la guía para modificar el tipo de iluminación.
4. De esta manera, las antenas propuestas son adecuadas para **aplicaciones en bandas milimétricas**, ya que se evita el complicado mecanizado que necesitan otros tipos de antenas “leaky-wave” en las que hay que modificar las dimensiones de la guía de onda. Usando **procesos fotolitográficos** es muy sencillo fabricar **circuitos planares** que se añadan a la guía “portadora” para conseguir unas determinadas especificaciones eléctricas (ángulo de radiación, iluminación, eficiencia...).
5. En concreto se han diseñado y validado **dos tipos de antenas “leaky-wave”**, una de tipo “slot” y otra con “strip”. La primera permite mayores tasas de radiación y por lo tanto es más adecuada para diseños de antenas cortas (por debajo de

- $30\lambda_0$ ). Sin embargo introduce más pérdidas óhmicas que la segunda, que está basada en el uso de una guía NRD, por lo que la antena de tipo “strip” es muy adecuadas para aplicaciones en bandas milimétricas.
6. También se ha propuesto una **configuración suspendida** totalmente original que **permite mejorar la respuesta en frecuencia de la antena “leaky-wave” inhomogénea**. Esta configuración está basada en la resonancia del sistema substrato-superestrato formado por la guía dieléctrica y el vacío que queda bajo ella. La resonancia permite obtener una respuesta plana de la variación de  $\alpha$  con la frecuencia, de manera que se puede mantener constante el ancho de haz o la eficiencia de la antena en un rango amplio de frecuencias.
  7. Todos estos **diseños de estructuras eléctricamente tan grandes** ( $L_A=10\lambda_0$  y mayores) se han podido realizar gracias a que se ha usado un método de análisis modal basado en la obtención de la constante de propagación compleja de los modos de fuga de la guía abierta (capítulo 2). De esta manera se ha desarrollado un programa de diseño asistido por ordenador (CAD) que permite obtener las dimensiones de la antena para sintetizar una determinada iluminación y radiar en un determinado ángulo de elevación (capítulo 6). **Los diseños han sido validados usando HFSS**, que es un programa de análisis electromagnético de estructuras tridimensionales con un alto coste computacional, con el cual habría sido muy costoso diseñar antenas tan largas y con tantos parámetros de optimización. Ha sido por tanto necesario el desarrollo de un código específico y rápido para el diseño de las antenas propuestas en esta tesis.

Las publicaciones derivadas del trabajo desarrollado en este capítulo han sido *1 congreso nacional, 1 congreso internacional y 3 publicaciones en revistas internacionales*, que se enumeran a continuación:

Revistas Internacionales:

1. J.L. Gómez , A. de la Torre, D. Cañete, M. Gugliemi and A.A. Melcón, "Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide-Planar Technology for Millimeter Waveband Applications", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published, July 2005.
2. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A Melcón, "Application of the High-Gain Substrate-Superstrate Configuration to Dielectric Leaky-Wave Antennas", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, to be published, Vol.15, No.4, April 2005.
3. J. L. Gómez, J. Pascual and A. Álvarez-Melcón, "A Novel Leaky-Wave Antenna Combining an Image NRD Guide and a Strip Circuit", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett.*, submitted.

Congresos Internacionales:

1. J. L. Gómez, A. de la Torre and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Printed-Circuit Laterally-Shielded Leaky-Wave Antennas with High-Gain Substrate-Superstrate Configuration", *2004 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol 1, pp. 3221-3224, Monterey, California, June 20-26, 2004.

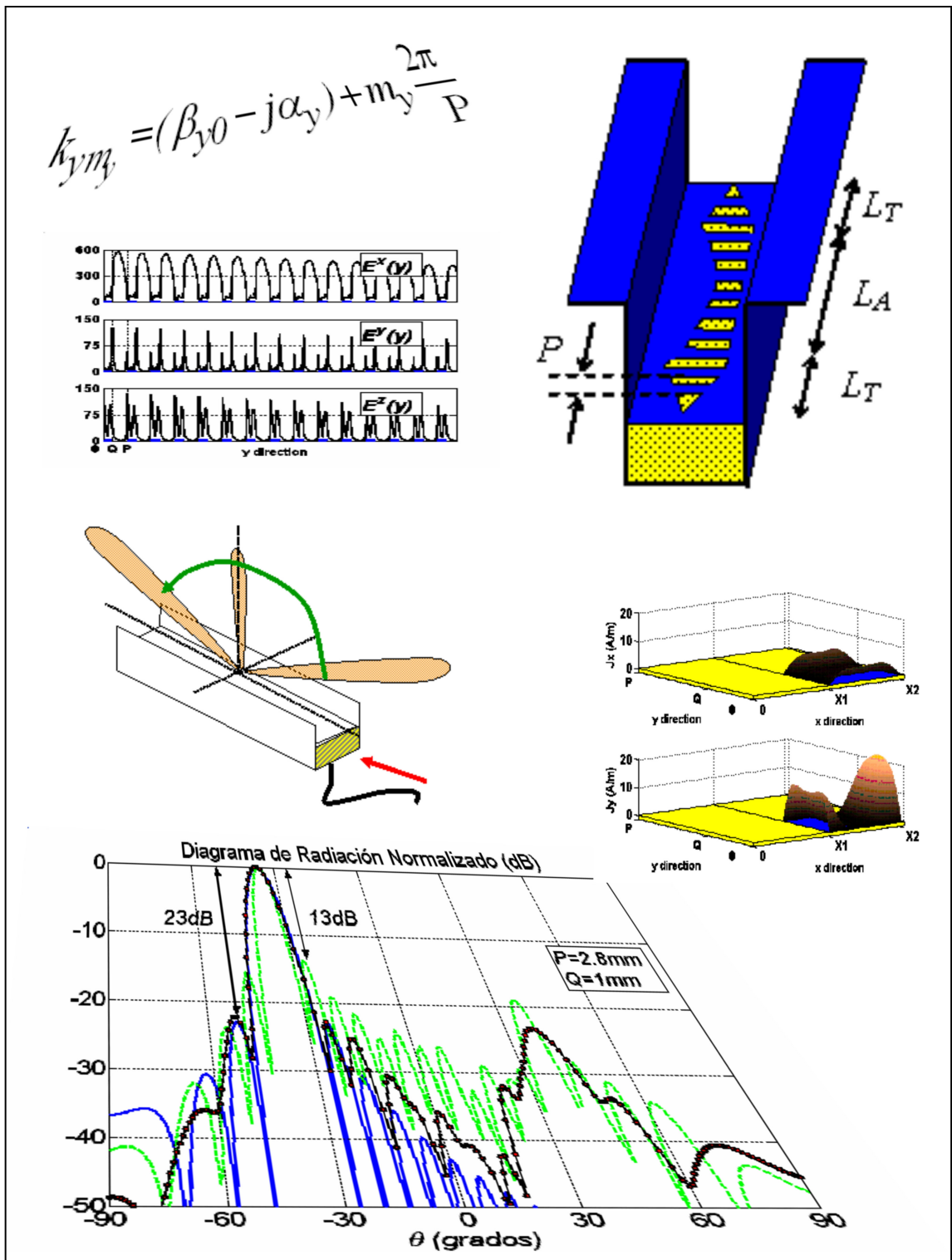
Congresos Nacionales:

1. J.L. Gómez, A.de la Torre Martínez, D. Cañete, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave para Bandas Milimétricas en Tecnología Guiada con Metalizaciones Planares", *Actas URSI 2004*, pp. 86, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.



# CAPÍTULO 5

## ANÁLISIS Y DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE PERIÓDICAS EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA







# ÍNDICE CAPÍTULO 5

<b>CAPÍTULO 5: ANÁLISIS Y DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE PERIÓDICAS EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA .....</b>	<b>244</b>
<b>5.1 Análisis de los Modos de Fuga en Circuitos Impresos Periódicos Apantallados Lateralmente .....</b>	<b>245</b>
5.1.1- Obtención de la Ecuación Integral. ....	246
5.1.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos. ....	252
5.1.3- Estudio de la Convergencia del Método.....	254
5.1.4- Comprobación de las Condiciones de Contorno. ....	257
5.1.5- Comparación con Otros Métodos.....	259
5.1.6- Mejoras Respecto de Otros Métodos de Análisis Modal. ....	263
<b>5.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida.....</b>	<b>270</b>
5.2.1- Funcionamiento de las Antenas “Leaky-Wave” Periódicas.....	272
5.2.2- La Antena “Dielectric-Inset” Diseñada por Guglielmi. ....	278
5.2.3- Nueva Antena “Leaky-Wave” Periódica en Tecnología Híbrida.....	282
<b>5.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 5. ....</b>	<b>303</b>

## **CAPÍTULO 5: ANÁLISIS Y DISEÑO DE ANTENAS LEAKY-WAVE PERIÓDICAS EN TECNOLOGÍA HÍBRIDA**

---

En este capítulo se extiende el método de análisis desarrollado en el capítulo 3 para poder analizar circuitos impresos periódicos en un medio multicapa apantallado lateralmente. Esto nos permitirá analizar los modos de fuga en estas estructuras y diseñar nuevas antenas “leaky-wave” periódicas. Las antenas periódicas tienen la interesante propiedad de poder excitar modos de fuga “backward”, capaces de radiar en el sentido opuesto al de la propagación de la energía dentro de la guía de onda. De esta manera se puede hacer un barrido del apuntamiento de la antena de  $180^\circ$  al variar la frecuencia.

En el apartado 5.1 se describirá cómo se ha modificado el método de análisis presentado en el capítulo 3 para poder tener en cuenta las discontinuidades periódicas impresas en el eje longitudinal de la guía. La sección 5.2 tratará del diseño de nuevas antenas “leaky-wave” periódicas basadas en esta tecnología híbrida que combina la guía de placas paralelas con un circuito planar periódico. Por último, la sección 5.3 resumirá las principales contribuciones y las publicaciones derivadas del trabajo de este capítulo.

### 5.1 Análisis de los Modos de Fuga en Circuitos Impresos Periódicos Apantallados Lateralmente

En la figura 5.1 se muestran el tipo de estructuras que se pretenden analizar. Se trata de un circuito planar de tipo “strip” o “slot” impreso en un medio multicapa apantallado lateralmente por una guía de placas paralelas, que presenta una apertura en su parte superior para permitir la radiación. Estas estructuras son iguales que las analizadas en los capítulos anteriores, salvo que presentan la modificación de que el circuito impreso ya no es uniforme en la dirección longitudinal de la guía (eje “y”), sino que es periódico.

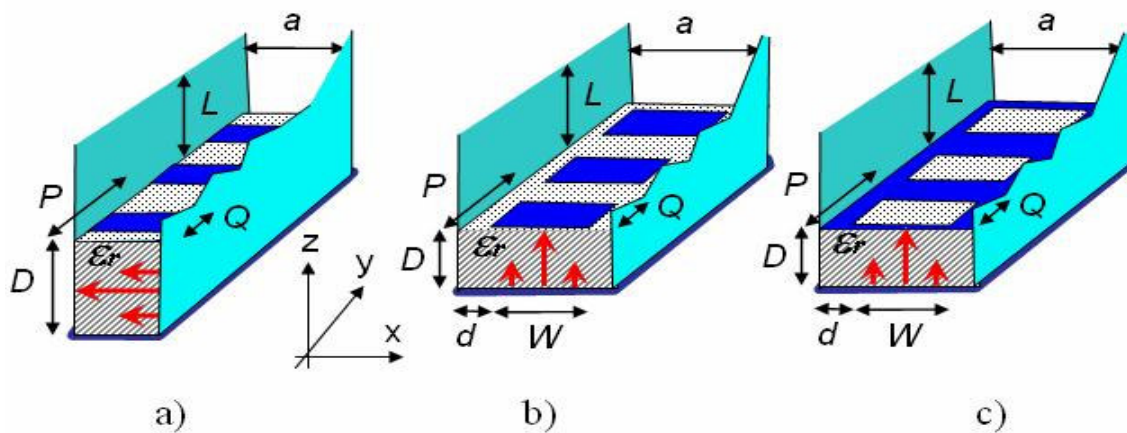


Figura 5.1- Guías de onda multicapa con circuitos planares periódicos, apantalladas lateralmente y abiertas por la parte superior.

El método que se va a desarrollar es totalmente novedoso, ya que tan sólo en varios trabajos de Marco Guglielmi ([Guglielmi 1989-I], [Guglielmi 1989-II], [Guglielmi 1989-III], [Guglielmi 1991-II] y [Guglielmi 1993].) se desarrolló un método para estudiar modos de fuga en estructuras periódicas apantalladas lateralmente como la mostrada en la figura 5.1-a, dando lugar a un nuevo diseño de antena “leaky-wave” periódica, descrito en [Guglielmi 1990-I] y [Guglielmi 1991-I]. Debemos tener en cuenta que esta antena usa tiras impresas periódicas en el eje “y” de la figura 5.1, mientras que en el eje “x” las tiras son uniformes desde el punto de vista de que ocupan toda la anchura de la guía de placas paralelas. Sin embargo el método que se va a desarrollar en este capítulo permite analizar **discontinuidades del circuito impreso tanto en la dirección “y” como en la dirección “x”** (ver figuras 5.1-b y 5.1-c), lo cual dotará a la antena de importantes propiedades de “taper” ó control del nivel de radiación, como se verá en la sección 5.2.

### 5.1.1- Obtención de la Ecuación Integral.

El estudio de estructuras periódicas se puede llevar a cabo *estudiando la celda unidad* y aplicando *condiciones de contorno periódicas* ([Brillouin 1960], [Munk 2000]). Los campos electromagnéticos son periódicos, salvo por una constante de propagación en la dirección de periodicidad,  $k_{y0}$ , de manera que se pueden expresar de la siguiente manera:

$$\vec{E}(x, y, z) = e^{-jk_{y0}y} \cdot \vec{E}_p(x, y, z) \quad (5.1)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = e^{-jk_{y0}y} \cdot \vec{H}_p(x, y, z) \quad (5.2)$$

donde  $E_p$  y  $H_p$  representan los campos que se repiten periódicamente en cada celda unidad de longitud  $P$ . Por lo tanto, los campos en cada celda unidad se pueden expandir usando *armónicos espaciales en la dirección “y”*, también denominados *modos de Floquet*:

$$\vec{E}_p(x, y, z) = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{m_Y}^P(x, z) e^{-jm_Y \frac{2\pi}{P} y} \quad (5.3)$$

$$\vec{H}_p(x, y, z) = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \vec{H}_{m_Y}^P(x, z) e^{-jm_Y \frac{2\pi}{P} y} \quad (5.4)$$

donde el índice  $m_Y$  representa el orden de los modos de Floquet, y toma valores enteros desde  $-\infty$  a  $+\infty$ . Introduciendo (5.3) y (5.4) en (5.1) y (5.2) se obtienen las siguientes expresiones:

$$\vec{E}(x, y, z) = e^{-jk_{y0}y} \cdot \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{m_Y}^P(x, z) e^{-jm_Y \frac{2\pi}{P} y} = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{m_Y}^P(x, z) e^{-jk_{y m_Y} y} \quad (5.5)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \vec{H}_{m_Y}^P(x, z) e^{-jk_{y m_Y} y} \quad (5.6)$$

De esta manera queda una constante de propagación en el eje “y” para cada modo de Floquet, que depende del índice  $m_Y$ :

$$k_{y m_Y} = k_{y0} + m_Y \frac{2\pi}{P}; \quad m_Y = -\infty, \dots, +\infty \quad (5.7)$$

Por lo demás, debemos proceder como en el capítulo 3 para desarrollar la variación en las coordenadas transversas (“x”, “z”) de los campos de la celda unidad,  $E_p$  y  $H_p$ .

Usando la misma *descomposición transversa-longitudinal*, y el hecho de que *cada modo de Floquet se puede expandir en una serie de modos de las placas paralelas* (PPM, “Parallel Plate Modes”), se obtienen las siguientes expresiones de los campos a partir de las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{m_Y}^P(x, z) = & \sum_{m_X=0}^{\infty} \sum_p^{TE, TM} V_{m_X, m_Y}^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) + \\ & + \frac{1}{j\omega\epsilon} \cdot \sum_{m_X=0}^{\infty} \sum_p^{TM} I_{m_X, m_Y}^{TM}(z) \cdot \sqrt{k_{xm_x}^2 + k_{ym_y}^2} \cdot \phi_{m_X, m_Y}^{TM}(x) \cdot \hat{z} \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{m_Y}^P(x, z) = & \sum_{m_X=0}^{\infty} \sum_p^{TE, TM} I_{m_X, m_Y}^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) + \\ & + \frac{1}{j\omega\mu} \cdot \sum_{m_X=0}^{\infty} \sum_p^{TE} V_{m_X, m_Y}^{TE}(z) \cdot \sqrt{k_{xm_x}^2 + k_{ym_y}^2} \cdot \phi_{m_X, m_Y}^{TE}(x) \cdot \hat{z} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Las expresiones analíticas de las funciones vectoriales de los modos PPM,  $\vec{e}_{m_X m_Y}^{(p)}(x)$ ,  $\phi_{m_X m_Y}^{(p)}(x)$  y  $\vec{h}_{m_X m_Y}^{(p)}(x)$ , son las mismas que se describieron en el capítulo 3. Tan sólo hay que tener en cuenta que ahora dependen, además del índice  $p$  que distingue entre las polarizaciones  $TE^Z$  y  $TM^Z$ , de otros *dos índices diferentes,  $m_x$  y  $m_y$* . El índice  $m_x$  indica la variación espacial armónica de los modos PPM en la dirección “x”, de manera que la constante de propagación en esta dirección queda:

$$k_{xm_x} = m_X \cdot \frac{\pi}{a} (\text{rad} / m); \quad m_X=0, \dots, +\infty \quad (5.10)$$

El índice  $m_y$  indica la variación espacial armónica de los modos de Floquet en la dirección “y”, que determina la constante de propagación en “y” de cada modo de Floquet dada por la ecuación (5.7). Usando (5.10) y (5.7), la constante de propagación en la dirección “z” de *cada modo PPM  $m_x$  perteneciente a un determinado modo de Floquet  $m_y$*  queda como:

$$k_{zm_X, m_Y} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - k_{xm_x}^2 - k_{ym_y}^2} \quad (5.11)$$

Así mismo, de la misma forma que se procedió en el capítulo 3, las funciones  $V_{m_X, m_Y}^{(p)}(z)$  e  $I_{m_X, m_Y}^{(p)}(z)$  se obtienen de unas ecuaciones que describen unas **líneas de transmisión acopladas equivalentes en la dirección "z"**. En la figura 5.2 se muestran estas líneas de transmisión acopladas equivalentes, tanto para el caso de un circuito impreso periódico de tipo "strip" (figura 5.2-a) como para el de un "slot" (figura 5.2-b).

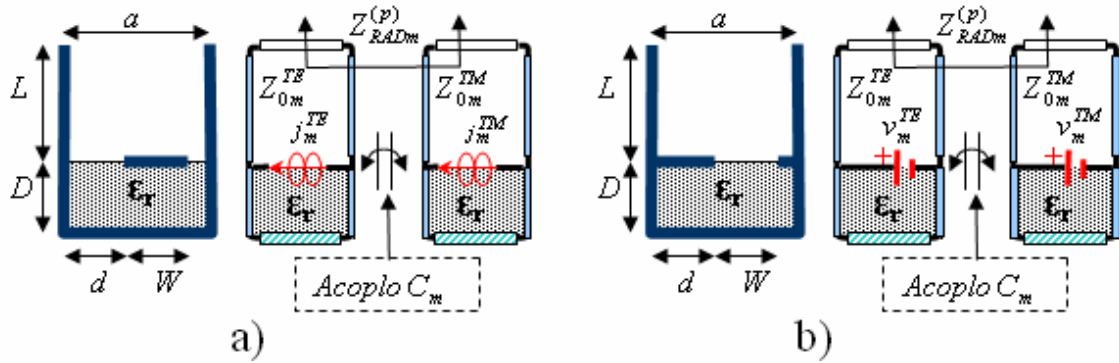


Figura 5.2- Líneas de Transmisión Acopladas Equivalentes en la Dirección "z".

Las impedancias características de estas líneas,  $Z_{0m}^{(p)}$ , así como la **impedancia equivalente de radiación**,  $Z_{RADm}^{(p)}$ , se calcularían con las mismas expresiones usadas en el método no periódico, pero ahora teniendo en cuenta la **constante de propagación en "z" ( $k_{zm}$ ) que depende tanto del índice  $m_x$  como del  $m_y$**  (5.11). De esta manera, las funciones de Green asociadas a una corriente eléctrica elemental y periódica, quedarían como un doble sumatorio, que tiene en cuenta la **doble expansión en modos de Floquet-PPM**:

$$G_E^J = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_X=0}^{+\infty} \sum_p^{TE, TM} \bar{X}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') \cdot Y_{m_Y}(y') \cdot \hat{V}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z) \cdot \bar{e}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} \quad (5.12)$$

$$G_H^J = \sum_{m_Y=-\infty}^{+\infty} \sum_{m_X=0}^{+\infty} \sum_p^{TE, TM} \bar{X}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') \cdot Y_{m_Y}(y') \cdot \hat{I}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z) \cdot \bar{h}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} \quad (5.13)$$

$$\bar{X}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') = \frac{\bar{e}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') - C_{m_X, m_Y} \cdot \bar{e}_{m_X, m_Y}^{(q)}(x')}{1 - C_{m_X, m_Y}^2} \quad (5.14)$$

$$Y_{m_Y}(y') = \frac{e^{-jk_{y_m} y'}}{P} \quad (5.15)$$

Las siguientes **condiciones de ortonormalidad** deben ser usadas para conseguir las expresiones (5.12)-(4.15):

$$\int_{x=0}^a \bar{e}_{m_x}^{(p)}(x) \cdot \bar{e}_{n_x}^{(q)}(x)^* \cdot dx = \begin{cases} 0 & ; \text{ si } m_x \neq n_x \text{ y } p \neq q \\ 1 & ; \text{ si } m_x = n_x \text{ y } p = q \\ C_{m_x, m_y} = \frac{2 \cdot k_{x m_x} \cdot \text{imag}(k_{y_0})}{|k_{x m_x}^2 + k_{y m_y}^2|} \cdot \frac{a}{2} & ; \text{ si } m_x = n_x \text{ y } p \neq q \end{cases} \quad (5.16)$$

$$\int_{y=0}^P e^{-jk_{y m_y} \cdot y} \cdot e^{+jk_{y n_y} \cdot y} \cdot dy = \begin{cases} 0 & ; \text{ si } m_y \neq n_y \\ P & ; \text{ si } m_y = n_y \end{cases} \quad (5.17)$$

El proceso para resolver el problema electromagnético de la estructura planar periódica es análogo al de la estructura uniforme. Las corrientes en el circuito impreso planar se expanden, ahora usando **funciones base tanto para la variación en “x” como en “y”**.

$$\bar{J}(x', y') = \sum_{n_y=0}^{N_y} \sum_{n_x=0}^{N_x} \left( B_{n_x, n_y}^X \cdot f_{n_x}^X(x') g_{n_y}^X(y') \cdot \hat{x} + B_{n_x, n_y}^Y \cdot f_{n_x}^Y(x') g_{n_y}^Y(y') \cdot \hat{y} \right) \cdot e^{-jk_{y_0} y'} \quad (5.18)$$

Estas **funciones base serán de tipo sinusoidal** y deben satisfacer las condiciones de contorno de los extremos de la tira metálica impresa, de manera que para el caso de una tira sin contacto con ninguna pared lateral quedarían las siguientes expresiones, que se corresponden con el esquema de la figura 5.3:

$$f_{n_x}^X(x') = \cos\left(n_x \frac{\pi}{W} x'\right) \quad (5.19)$$

$$f_{n_x}^Y(x') = \sin\left(n_x \frac{\pi}{W} x'\right) \quad (5.20)$$

$$g_{n_y}^X(y') = \cos\left(n_y \frac{\pi}{Q} y'\right) \quad (5.21)$$

$$g_{n_y}^Y(y') = \sin\left(n_y \frac{\pi}{Q} y'\right) \quad (5.22)$$

Por otro lado cabe destacar que la expansión de las corrientes se realiza para una *celda unidad*, ya que mantiene la misma relación de periodicidad que en los campos (5.5) y (5.6) (la corriente en todas las celdas es la misma salvo el factor  $e^{-jk_y y}$ ).

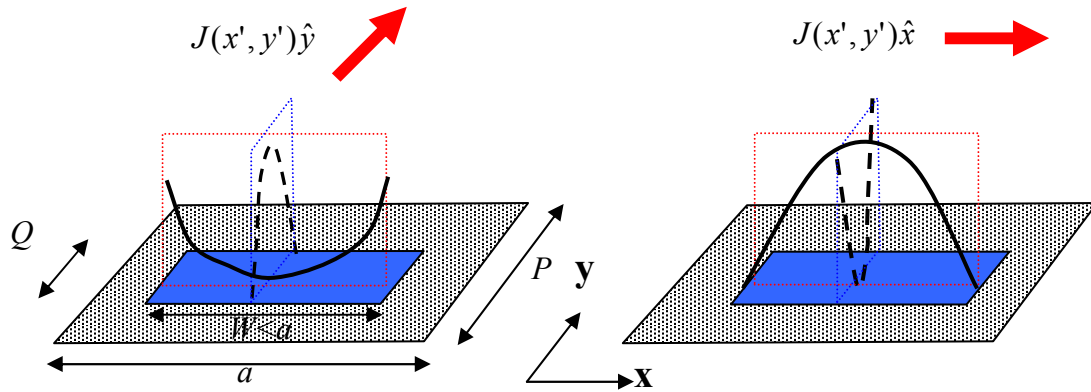


Figura 5.3- Expansión de las Corrientes en la Tira Impresa de la Celda Unidad.

Una vez expandidas las corrientes, hay que tener en cuenta la *integral de superposición espacial* que permite calcular los campos a partir de las corrientes:

$$\vec{E}(x, y, z) = \iint_S \vec{G}(x', y'; x, y, z) \cdot \vec{J}(x', y') \cdot \partial S' \quad (5.23)$$

Aplicando la *ecuación integral de campo eléctrico* (EFIE) descrita en el capítulo 3, pero esta vez *sobre la tira metálica de la celda unidad* (de anchura  $W$  y longitud  $Q$ , ver la figura 5.3), podemos llegar al siguiente sistema de ecuaciones, en el que usamos como *funciones de test* las mismas funciones base (*método de Galerkin*):

$$\iint_S \vec{E}(x, y, z_0) \cdot f_{nx}^X(x) g_{ny}^X(y) \cdot e^{-jk_y y} \cdot \hat{x} = 0 \quad (5.24)$$

$$\iint_S \vec{E}(x, y, z_0) \cdot f_{nx}^Y(x) g_{ny}^Y(y) \cdot e^{-jk_y y} \cdot \hat{y} = 0 \quad (5.25)$$

Introduciendo (5.23) en (5.24) y (5.25), obtenemos el siguiente *sistema homogéneo*, en el que las incógnitas se corresponden con los  $2*(N_x+1)*(N_y+1)$  *coeficientes de las corrientes*  $B_{nx,ny}^X$  y  $B_{nx,ny}^Y$  (5.18):

$$[P] \cdot \begin{bmatrix} B^X \\ B^Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{JX}^{EX} & P_{JY}^{EX} \\ P_{JX}^{EY} & P_{JY}^{EY} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} B^X \\ B^Y \end{bmatrix} = 0 \quad (5.26)$$



Los elementos de la **matriz de los momentos  $P$**  se calculan a partir de las siguientes **integrales con las funciones base**:

$$I_{BX}^{EX} = \int_{x'}^W \bar{X}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') \cdot \hat{x} \cdot f_{nx}^X(x') \cdot \partial x' \quad (5.27)$$

$$I_{BY}^{EX} = \int_{y'}^Q Y_{m_Y}(y') \cdot g_{ny}^X(y') \cdot e^{-jk_y y'} \cdot \partial y' \quad (5.28)$$

$$I_{BX}^{EY} = \int_{x'}^W \bar{X}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x') \cdot \hat{y} \cdot f_{nx}^Y(x') \cdot \partial x' \quad (5.29)$$

$$I_{BY}^{EY} = \int_{y'}^Q Y_{m_Y}(y') \cdot g_{ny}^Y(y') \cdot e^{-jk_y y'} \cdot \partial y' \quad (5.30)$$

y las siguientes **integrales con las funciones de test**:

$$I_{TX}^{EX} = \int_x^W \bar{e}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) \cdot \hat{x} \cdot f_{nx}^X(x) \cdot \partial x \quad (5.31)$$

$$I_{TY}^{EX} = \int_y^Q e^{-jk_{ym_Y} y} \cdot g_{ny}^X(y) \cdot e^{+jk_y y} \cdot \partial y \quad (5.32)$$

$$I_{TX}^{EY} = \int_x^W \bar{e}_{m_X, m_Y}^{(p)}(x) \cdot \hat{y} \cdot f_{nx}^Y(x) \cdot \partial x \quad (5.33)$$

$$I_{TY}^{EY} = \int_y^Q e^{-jk_{ym_Y} y} \cdot g_{ny}^Y(y) \cdot e^{+jk_y y} \cdot \partial y \quad (5.34)$$

Los elementos de las submatrices que aparecen en (5.26) se pueden expresar a partir de estas integrales como:

$$P_{JX}^{EX}(n_x, n_y) = \sum_{m_y=-M_Y}^{M_Y} \sum_{m_x=0}^{M_X} \sum_p^{TE, TM} I_{BX}^{EX} \cdot \hat{V}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z_0) \cdot I_{TX}^{EX} \quad (5.35)$$

$$P_{JY}^{EX}(n_x, n_y) = \sum_{m_y=-M_Y}^{M_Y} \sum_{m_x=0}^{M_X} \sum_p^{TE, TM} I_{BY}^{EX} \cdot \hat{V}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z_0) \cdot I_{TX}^{EX} \quad (5.36)$$

$$P_{JX}^{EY}(n_x, n_y) = \sum_{m_y=-M_Y}^{M_Y} \sum_{m_x=0}^{M_X} \sum_p^{TE, TM} I_{BX}^{EY} \cdot \hat{V}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z_0) \cdot I_{TX}^{EX} \quad (5.37)$$

$$P_{JY}^{EY}(n_x, n_y) = \sum_{m_y=-M_Y}^{M_Y} \sum_{m_x=0}^{M_X} \sum_p^{TE, TM} I_{BY}^{EY} \cdot \hat{V}_{m_X, m_Y}^{(p)}(z_0) \cdot I_{TX}^{EX} \quad (5.38)$$

Una vez expresada la matriz P, tenemos el siguiente sistema homogéneo:

$$[P] \cdot \begin{bmatrix} B^X \\ B^Y \end{bmatrix} = 0 \quad (5.39)$$

La matriz de los momentos P ahora tiene  $2 \cdot (N_x+1) \cdot (N_y+1)$  filas y columnas, como corresponde al número de incógnitas que se obtienen de las  $N_x+1$  funciones base para expandir las corrientes en la dirección “x” y las  $N_y+1$  funciones base para la expansión en la dirección “y”, y teniendo en cuenta las dos componentes de las corrientes,  $J^X$  y  $J^Y$ .

Para resolver el sistema (5.39) hay que encontrar los **ceros del determinante de la matriz P**, que en el caso de las estructuras periódicas depende de la variable desconocida  $k_{y_{m_y}}$ :

$$\det\{P\} = \Psi(k_{y_{m_y}}) = 0 \quad (5.40)$$

En las siguientes secciones se van a presentar los resultados numéricos obtenidos al estudiar una antena PLWA como la mostrada en la figura 5.1-b con los siguientes parámetros geométricos:  $a=0.84mm$ ,  $D=1.4mm$ ,  $L=1mm$ ,  $P=3.38mm$ ,  $Q=1.352mm$ ,  $\epsilon_r=9$ ,  $d=0.42mm$ ,  $W=0.4mm$ , siendo el valor de la frecuencia de análisis  $f=50GHz$ .

### 5.1.2- Algoritmo de Búsqueda de Ceros Complejos.

En el caso de los modos de fuga, la constante de propagación longitudinal de los armónicos de Floquet (5.7) es compleja, debido a que la **constante del armónico principal** toma el siguiente valor:

$$k_{y0} = \beta_{y0} - j\alpha_y \quad (5.41)$$

Introduciendo (5.41) en (5.7) obtenemos el siguiente número de onda para cada armónico de orden  $m_y$ :

$$k_{y_{m_y}} = (\beta_{y0} - j\alpha_y) + m_y \frac{2\pi}{P} = \left( \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{P} \right) - j\alpha_y = \beta_{y_{m_y}} - j\alpha_y \quad (5.42)$$

Hay que tener en cuenta que **todos los armónicos de Floquet comparten la misma constante de atenuación  $\alpha_y$** . Basta con que un armónico esté radiando para que todos los armónicos se atenúen conforme viajan a lo largo de la guía periódica abierta. Esto es así porque **todos los armónicos forman parte de un mismo “modo”**, o mejor dicho,

*forman parte de una misma familia de armónicos acoplados.* Cada armónico se diferenciará del resto por su constante de fase,  $\beta_{m_y}$ . Todas las constantes de fase de los diferentes armónicos pertenecientes a un mismo “modo” o familia de armónicos están relacionados entre sí por el periodo de la estructura:

$$\beta_{ym_y} = \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{p}; \quad m_y = -\infty, \dots, 0, \dots, +\infty \quad (5.43)$$

Por lo tanto es suficiente con encontrar la solución de un armónico para conocer la constante de propagación compleja de cualquier otro armónico perteneciente al mismo “modo” o familia de armónicos. Para encontrar la solución compleja de un armónico perteneciente a un modo de fuga, vamos a usar el mismo *algoritmo iterativo para la búsqueda de los ceros en el plano complejo* que se utilizó para estructuras no periódicas. Recordemos que consistía en variar la impedancia de la parte superior de las líneas de transmisión equivalentes,  $Z_{ARRIBAm}^{(p)}$ , de manera que se fuera transformando de una estructura completamente cerrada ( $Z_{ARRIBAm}^{(p)} = 0$ ) a la impedancia equivalente de radiación ( $Z_{ARRIBAm}^{(p)} = Z_{RADm}^{(p)}$ ):

$$Z_{ARRIBAm_x, m_y}^{(p)} = \xi \cdot Z_{RADm_x, m_y}^{(p)}, \quad \xi = 0, \dots, 1 \quad (5.44)$$

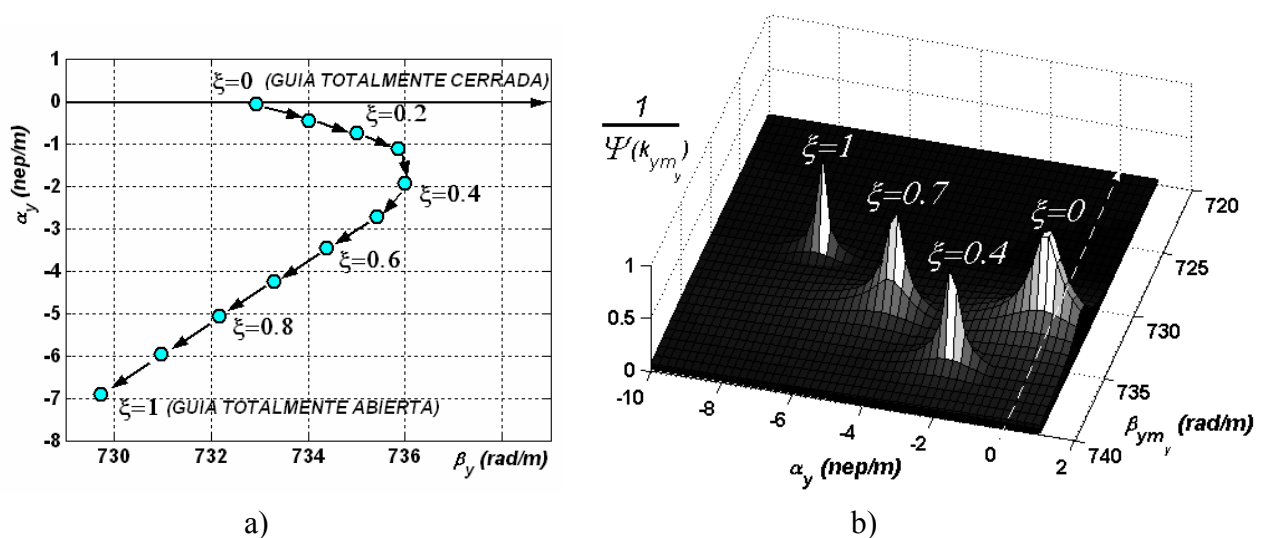


Figura 5.4- Algoritmo de Búsqueda Iterativa de Ceros en el Plano  $k_{ym_y}$  Complejo.

La figura 5.4-a muestra el resultado de la búsqueda en 10 pasos, del armónico  $m_y=-1$  del modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica con tiras metálicas periódicas. Así mismo, la figura 5.4-b muestra la evolución de la inversa del determinante de P, de manera que los polos se corresponden con las soluciones modales. Al variar el parámetro  $\xi$ , de 0 a 1 se observa cómo la solución modal se vuelve compleja, como corresponde a un modo de fuga. En 10 pasos se encuentra sin ningún problema la solución final, correspondiente a la estructura completamente abierta ( $k_{ymy=-1}=729.73-j6.89$ ). **El algoritmo permite facilitar la búsqueda numérica de los modos de fuga**, que es el punto **de mayor coste computacional del método**. La **evaluación de la matriz P es totalmente analítica**, como se observa de las expresiones (5.27)-(5.38).

### 5.1.3- Estudio de la Convergencia del Método.

Los campos electromagnéticos en la estructura periódica lateralmente apantallada se han expresado a partir de dos series, como se observa en las expresiones (5.12)-(5.13). Por un lado se expande la variación de los campos en la dirección “x” usando una **serie de modos de placas paralelas** (PPM), y por otro lado se usa **una serie de modos de Floquet** para expresar la variación en la dirección “y” de la celda unitaria. Estas series se deben truncar para poder calcularlas, de manera que cogemos un total de  **$M_X+1$  modos PPM y  $2*M_Y+1$  modos de Floquet**, como se observa en el cómputo de los elementos de la matriz P (5.35)-(5.38). Por otro lado, en la expansión de las corrientes (5.18), también se ha limitado el número de funciones base usadas, tanto para expandir la variación de las corrientes en la dirección “x” (se usan  **$N_X$  funciones base**) como para la variación en la dirección “y” ( **$N_Y$  funciones base**).

La solución mostrada en la figura 5.4 ( $k_{y,-1}=729.7326-j*6.8952$ ) fue hallada con el siguiente número de funciones para expandir los campos y las corrientes:  $M_y=10$ ,  $M_x=20$ ,  $N_x=3$  y  $N_y=4$ . La figura 5.5 muestra la variación de la función  $\Psi(k_y)$  (determinante de P) al modificar el número de modos de Floquet (figura 5.5-a) y al variar el número de modos PPM (figura 5.5-b), para diferentes combinaciones del número de funciones de base ( $N_X$  y  $N_Y$ ).

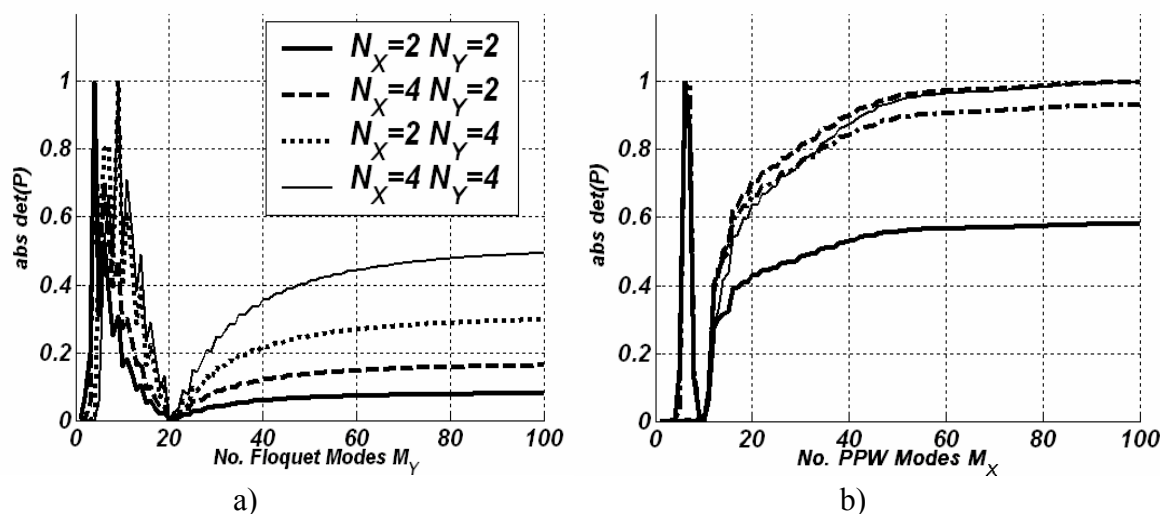


Figura 5.5- Estudio de la Dependencia con el Número de Modos Floquet y PPM y el Número de Funciones Base Utilizadas para Expandir los Campos y las Corriente .

Se observa el fenómeno de **convergencia relativa** [Mittra 1972], de manera que se necesitan más modos (tanto PPM como de Floquet) cuando se aumenta el número de funciones base usadas para expandir las corrientes. Ya se explicó en el capítulo 3 que esto era causado por la necesidad de que los campos sigan las variaciones de las corrientes de “alta frecuencia espacial” introducidas por las funciones base de alto orden  $N_x$  ó  $N_y$ . En cualquier caso, la convergencia se consigue con  $M_y=60$  (121 modos de Floquet) y  $M_x=80$  (81 modos PPM). Por otro lado, la solución modal  $k_{ymy}$  no varía si aumentamos mucho el número de funciones base, con lo cual no es conveniente aumentar sin control  $N_x$  ni  $N_y$ , pues sólo introduce la necesidad de aumentar  $M_x$  e  $M_y$ , con el consiguiente coste computacional.

$N_x \setminus N_y$	2	3	4
2	731.4205 - j*6.3768	731.6751 -j*6.2383	730.6979- j*6.7095
3	730.4520 - j*7.3254	730.7241 -j*7.1875	729.7326 -j*6.8952
4	730.4223 - j*7.33011	730.6918 - j*7.1913	729.7018 -j*6.8984

Figura 5.6- Variación de la Solución  $k_{y-1}$  Para Diferentes Números de Funciones Base  $N_x$  y  $N_y$  ( $M_y=10$  and  $M_x=20$ ).

La tabla de la figura 5.6 muestra cómo varía la solución del armónico estudiado al variar  $N_X$  y  $N_Y$ , usando  $M_y=10$  y  $M_x=20$ . Se observa que la solución apenas cambia al aumentar de 2 a 4 el número de funciones base (tanto  $N_X$  como  $N_Y$ ). Por ejemplo,  $k_y=729.8629-j6.6939$  para  $N_x=4$ ,  $N_y=4$  con  $M_y=50$  y  $M_x=100$ , que supone un cambio inferior al 3% respecto de la solución obtenida con  $M_y=10$ ,  $M_x=20$ ,  $N_x=2$  y  $N_y=2$  ( $k_y=731.4205-j6.3768$ ).

**Una vez encontrada la solución del modo de fuga, se puede resolver el sistema de ecuaciones y obtener las corrientes y los campos.** Siguiendo el mismo procedimiento que en el capítulo 3, los campos se pueden expresar como un sumatorio de modos. Observemos que ahora los campos del modo hallado están formados por un **conjunto de modos de Floquet** (cada uno con un índice  $m_y=-M_y, \dots, 0, \dots, +M_y$ ), **cada cual formado a su vez por un conjunto de modos PPM** (variación de  $m_x=0, \dots, M_x$ ):

$$\begin{aligned} \vec{E} = & \sum_{m_y=-M_y}^{+M_y} \sum_{m_x=0}^{+M_x} \sum_p^{TE, TM} A_{m_x, m_y}^{(p)} \cdot \hat{V}_{m_x, m_y}^{(p)}(z) \cdot \vec{e}_{m_x, m_y}^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} + \\ & + \frac{1}{j\omega\epsilon} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_{m_x, m_y}^{TM} \cdot \hat{I}_{m_x, m_y}^{TM}(z) \cdot \sqrt{k_{xmx}^2 + k_{ymy}^2} \cdot \phi_{m_x, m_y}^{TM}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} \hat{z} \end{aligned} \quad (5.45)$$

$$\begin{aligned} \vec{H} = & \sum_{m_y=-M_y}^{+M_y} \sum_{m_x=0}^{+M_x} \sum_p^{TE, TM} A_{m_x, m_y}^{(p)} \cdot \hat{I}_{m_x, m_y}^{(p)}(z) \cdot \vec{h}_{m_x, m_y}^{(p)}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} + \\ & + \frac{1}{j\omega\mu} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A_{m_x, m_y}^{TE} \cdot \hat{V}_{m_x, m_y}^{TE}(z) \cdot \sqrt{k_{xmx}^2 + k_{ymy}^2} \cdot \phi_{m_x, m_y}^{TE}(x) \cdot e^{-jk_{ymy}y} \hat{z} \end{aligned} \quad (5.46)$$

Los **coeficientes  $A_m^{(p)}$  definirían el espectro discreto de propagación**, tal y como se explicó en el capítulo 3. La figura 5.7 muestra el **espectro discreto de modos PPM-Floquet para el modo de fuga hallado**. Como se ve en la figura 5.7, el peso de los modos PPM decrece conforme aumenta su orden. De igual manera, cada “paquete” de modos PPM pertenecientes a un mismo modo de Floquet contribuye menos conforme aumenta el orden del modo de Floquet (al aumentar el valor absoluto de  $m_y$ , tanto para índices positivos como negativos).

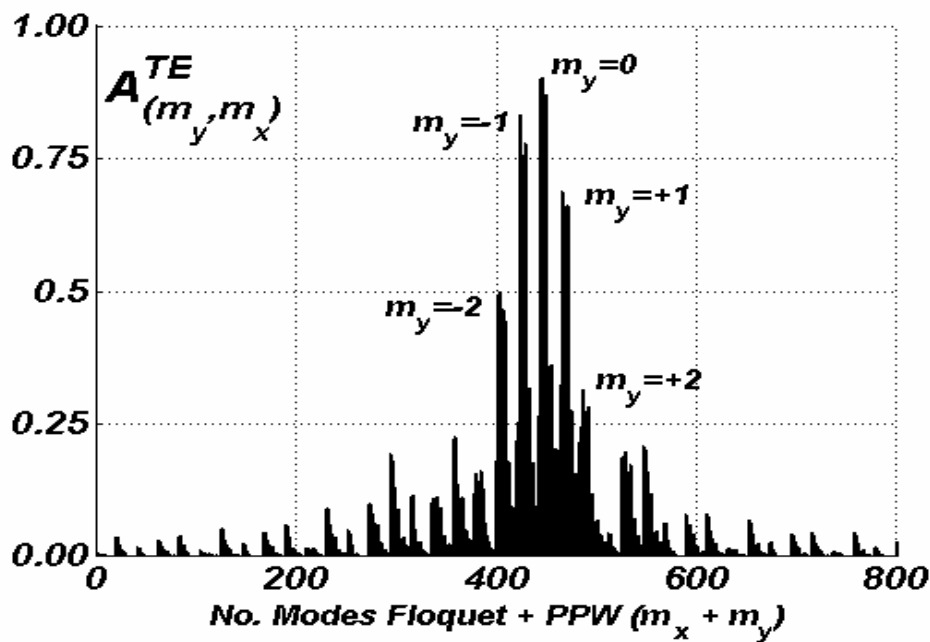


Figura 5.7- Espectro Discreto de Propagación de Modos de Floquet-PPM.

Toda la *teoría sobre el espectro discreto de propagación y de radiación* desarrollada en el capítulo 3, así como sus *aplicaciones*, se pueden utilizar con la misma validez para el caso de estructuras periódicas lateralmente apantalladas.

#### 5.1.4- Comprobación de las Condiciones de Contorno.

Representando los campos electromagnéticos y las corrientes en la interfaz del circuito impreso se puede comprobar si se cumplen las *condiciones de contorno impuestas por las ecuaciones integrales*. La figura 5.8-a muestra las corrientes sobre la tira metálica periódica, obtenidas directamente a partir de la expansión del método de los momentos (5.18). La figura 5.8-b muestra las corrientes obtenidas a partir de la discontinuidad de los campos magnéticos en la interfaz dieléctrico aire sobre la que se imprime la tira metálica. Se puede ver que sobre la tira impresa ambas corrientes coinciden. Por otro lado, el campo magnético se hace continuo fuera del parche metálico, de manera que no induce corrientes eléctricas fuera del metal.

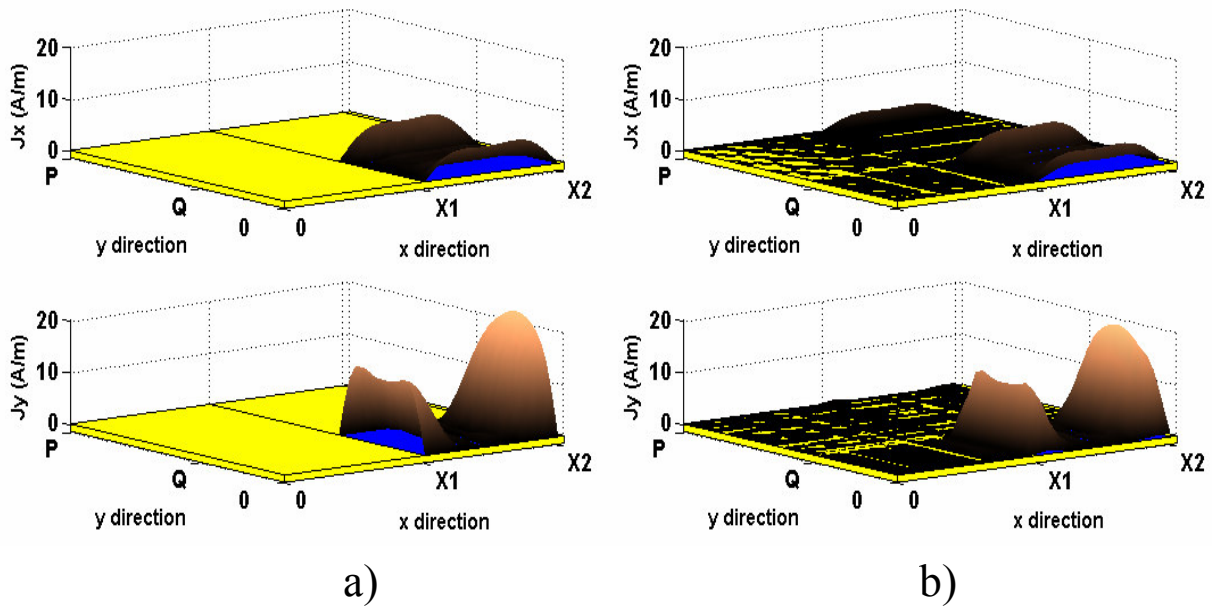


Figura 5.8- Comprobación de la Coherencia de las Corrientes en la Tira Metálica Periódica a) Expansión Directa de las Corrientes b) Corrientes Obtenidas de la Discontinuidad de los Campos Magnéticos.

La figura 5.9 muestra una representación unidimensional de la variación del campos eléctrico en el eje “x” y en el eje “y”. Se observa que **se respetan las condiciones de contorno en las discontinuidades**. Se observa en la figura 5.9-a cómo las componentes tangenciales del campo eléctrico ( $E^X$  y  $E^Y$ ) se anulan sobre el metal, situado entre las coordenadas “ $x=X_1$ ” y “ $x=X_2$ ”. Así mismo, en la figura 5.9-b se muestra la variación del campo eléctrico en la dirección de periodicidad (eje “y”). El campo eléctrico tangencial se anula en los límites de cada metal (desde “ $y=0$ ” a “ $y=Q$ ”), para cada periodo “P”. Así mismo se observa la caída exponencial de la amplitud de los campos al avanzar la onda de fuga por el eje “y” ( $\alpha_y=6.89 nep/m$ ).

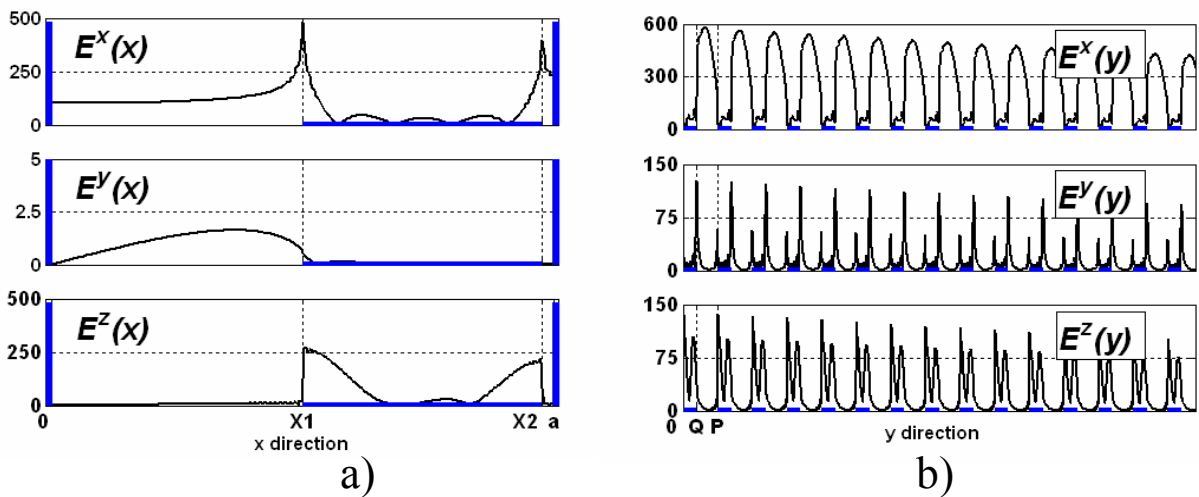


Figura 5.9- Comprobación de la Condiciones de Contorno en eje “x” y en eje “y”.



### 5.1.5- Comparación con Otros Métodos.

Una vez comprobadas las condiciones de contorno de los campos para una estructura periódica, vamos a comparar los resultados obtenidos con el método propuesto con los obtenidos en [Guglielmi 1991-I] para una antena periódica como la mostrada en la figura 5.1-a. Esta estructura es la **única antena periódica que se ha propuesto con anterioridad a esta tesis que esté basada en la tecnología híbrida** guía de placas paralela circuito impreso. Sin embargo presenta una importante diferencia respecto de las antenas periódicas propuestas en esta tesis doctoral. Las tiras metálicas impresas sobre la guía dieléctrica deben ocupar todo el ancho de la guía de placas paralelas ( $W=a$  en la figura 5.1), de manera que no existe **discontinuidad de metal en la dirección "x"**.

En cualquier caso, usaremos esta estructura para **validar los resultados** obtenidos con el método desarrollado en esta tesis a la hora de **analizar modos de fuga en estructuras periódicas en "y"**. No se ha encontrado en la literatura ninguna antena en tecnología híbrida que presente circuitos impresos periódicos con discontinuidad no sólo en "y" sino también en "x". Como se verá en el apartado 5.2, las **discontinuidades en "x" serán esenciales para obtener unas novedosas propiedades de "taper" que no tenían antenas anteriores.**

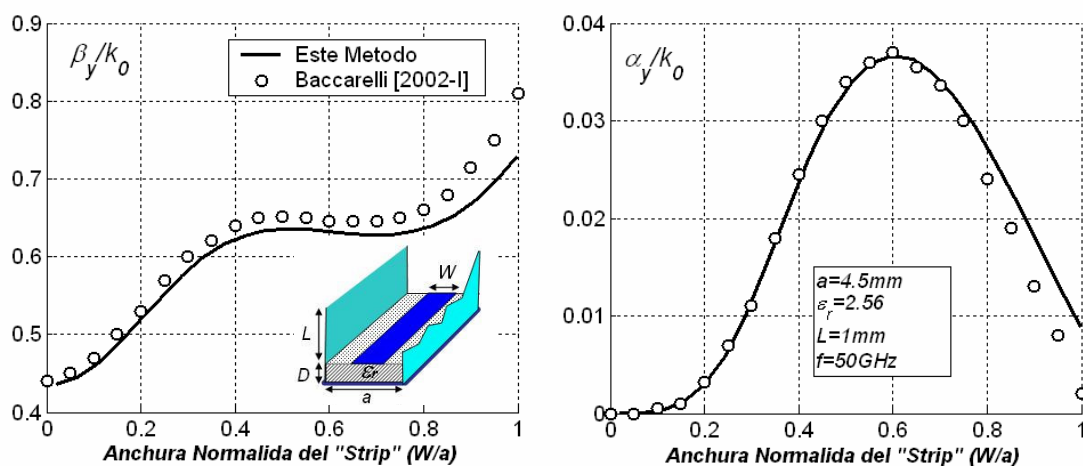


Figura 5.10- Validación para Discontinuidad Impresa en el Eje "x".

Por otro lado, la figura 5.10 muestra la capacidad, ya demostrada en capítulos anteriores, que presenta el método *para analizar circuitos impresos discontinuos en el eje “x”*. Se comparan los resultados obtenidos para la constante de propagación compleja normalizada del primer modo de fuga en una antena “leaky-wave” en tecnología “microstrip” apantallada lateralmente, estudiada en [Baccarelli 2002-I], con los resultados obtenidos con el método presentado en esta tesis. Se han usado  $N_x=4$  funciones base y  $M_x=100$  modos PPM. Las dimensiones de la antena “microstrip” son:  $a=4.5mm$ ,  $D=1.59mm$ ,  $\epsilon_r=2.56$ ,  $L=1mm$ , y la frecuencia de análisis es  $f=50GHz$ . Como ya fue demostrado en el capítulo 3, el método es capaz de modelar con precisión las discontinuidades planares en el eje “x”.

Para validar la capacidad de análisis de *discontinuidades periódicas en el eje “y”*, se va a comparar con los resultados obtenidos en [Guglielmi 1991-I], donde se presentaron diferentes curvas de dispersión del armónico  $m_y=-1$  del modo de fuga  $TE_{10}$  en una antena como la mostrada en la figura 5.1-a. La figura 5.11 muestra la dispersión que sufre este modo al variar la longitud relativa del “slot” impreso. Las dimensiones de la antena se resumen en la figura 5.11-b, y la frecuencia de análisis es de  $40GHz$ . En la figura 5.11-a se muestra la variación del ángulo de apuntamiento del armónico  $m_y=-1$ ,  $\theta_m$ , calculado a partir de la constante de fase normalizada de dicho armónico:

$$\theta_m = \arcsin \frac{\beta_{-1}}{k_0} \quad (5.47)$$

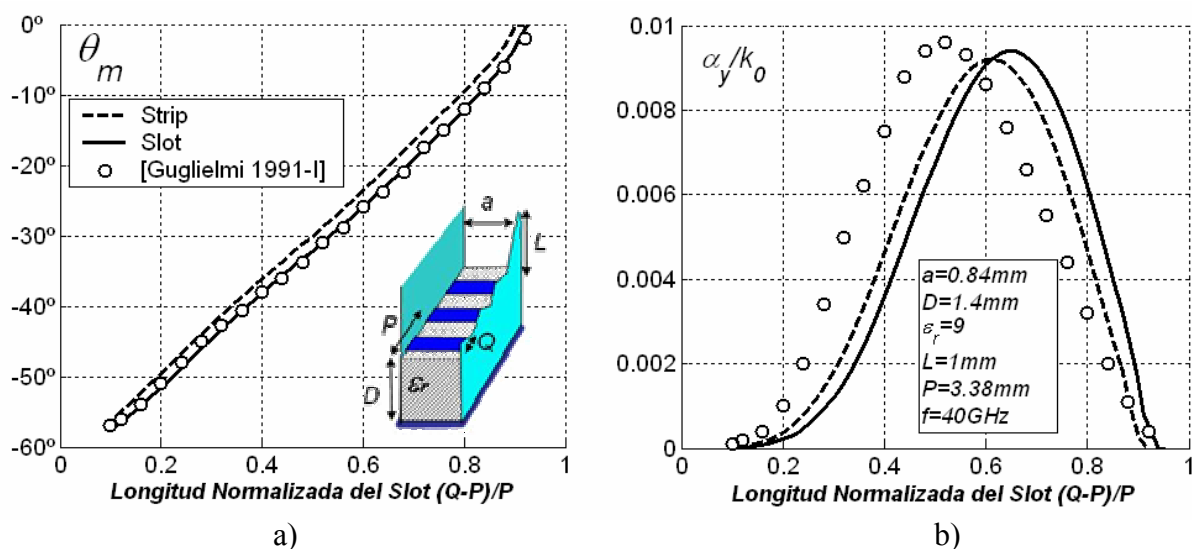


Figura 5.11- Validación para Discontinuidad Impresa en el Eje “y”: Dispersión con la Anchura del “slot”.

En la figura 5.11-b se presenta la variación de la constante de atenuación normalizada,  $\alpha_y/k_0$ . Se comparan los resultados de [Guglielmi 1991-I] con los obtenidos con el método presentado en esta tesis usando dos opciones diferentes para estudiar la antena. La primera consistiría en expandir las corrientes eléctricas del “strip” periódico, de longitud  $Q$ , tal y como se puede ver en el esquema de la antena insertado en la figura 5.11-a. La segunda opción consiste en expandir las corrientes magnéticas del “slot” periódico, de longitud  $(P-Q)$ . En ambos casos se observa una buena comparación con los resultados obtenidos en [Guglielmi 1991-I]. Para el análisis de este modo de fuga se han usado  $N_y=4$ , con un total de 21 modos de Floquet ( $M_y=10$ ).

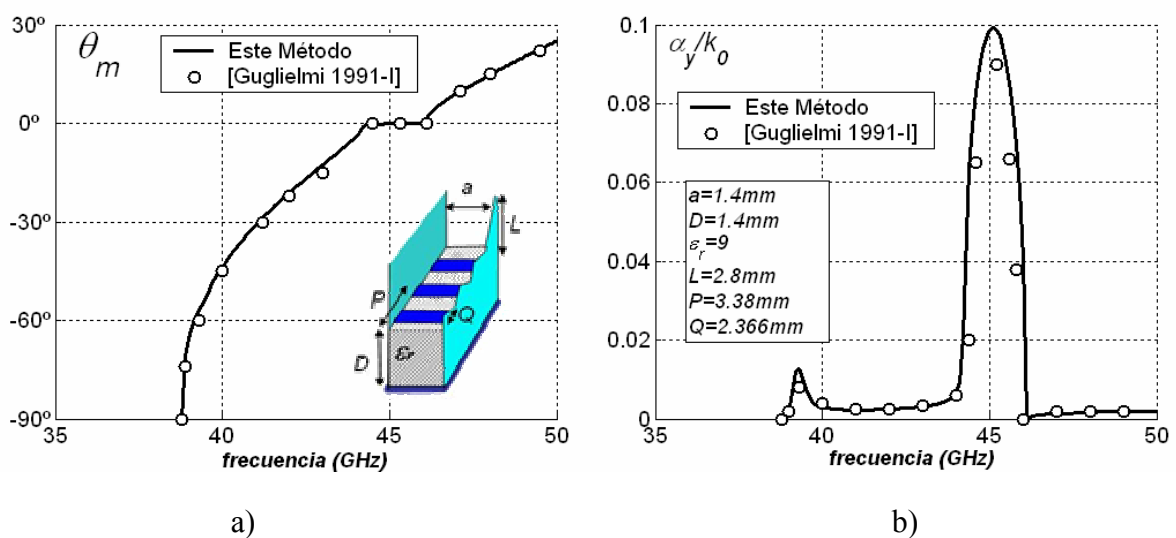


Figura 5.12- Validación para Discontinuidad Impresa en el Eje “y”: Dispersión con la Frecuencia.

La figura 5.12 muestra la **dispersión en frecuencia** que sufre el mismo modo en el mismo tipo de antena pero con otras dimensiones (ver la tabla en la figura 5.12-b). De nuevo los **resultados de nuestro método coinciden con los obtenidos en [Guglielmi 1991-I]**. En la figura 5.12 se puede ver el efecto de la **banda rechazada** (“bandgap” o “stopband”, [Brillouin 1960], [Majumder 1997-I], [Guglielmi 1993]) que se produce en la dirección de radiación “broadside” ( $\theta_m=0^\circ$ ) entre las frecuencias de 44GHz y 46GHz. En esta banda de frecuencias no existe propagación del modo, ya que como se observa en la figura 5.12-a el ángulo de apuntamiento no varía con la frecuencia, lo cual indica que tampoco lo hace la constante de fase (5.47). Recordemos que la velocidad de grupo [Brillouin 1960] se calcula como:

$$v_g = \frac{1}{\frac{\partial \beta}{\partial \omega}} \quad (5.48)$$

Al no variar la constante de fase del armónico  $m_y = -1$  con la frecuencia, la expresión (5.48) indica que **no hay propagación neta de la energía transportada por ese modo en la dirección longitudinal de la guía abierta**. Este fenómeno de rechazo de propagación en una determinada banda de frecuencias también se observa en la figura 5.12-b por el **aumento repentino que sufre la constante de atenuación  $\alpha/k_0$** . Como pasaba con los modos de fuga al corte (ver capítulo 3), este aumento de  $\alpha$  es debido a la atenuación que sufre el modo por **efectos reactivos (reflexión)** y no por un aumento de la tasa de radiación. Un estudio detallado sobre la naturaleza de los “bandgap” en este tipo de estructuras se puede encontrar en [Majumder 1997-I]. El **control del “bandgap”** será un aspecto muy importante a tener en cuenta en el diseño de antenas “leaky-wave” periódicas. Hay que evitar los “bandgaps” pues no permiten el funcionamiento de la antena en ciertas frecuencias. En [Guglielmi 1993] se propone una modificación de la antena para minimizar el efecto del “bandgap”. Por otro lado, el fenómeno elimina banda puede ser útil para el diseño de estructuras EBG (“Electromagnetic Band Gap”), PBG (“Photonic Band Gap”) ([Bowden 1993], [Kurizki 1994]) y FSS (“Frequency Selective Surfaces”) ([Sievenpiper 1999], [Munk 2000]) para evitar la propagación de ondas de superficie indeseadas en determinadas direcciones.

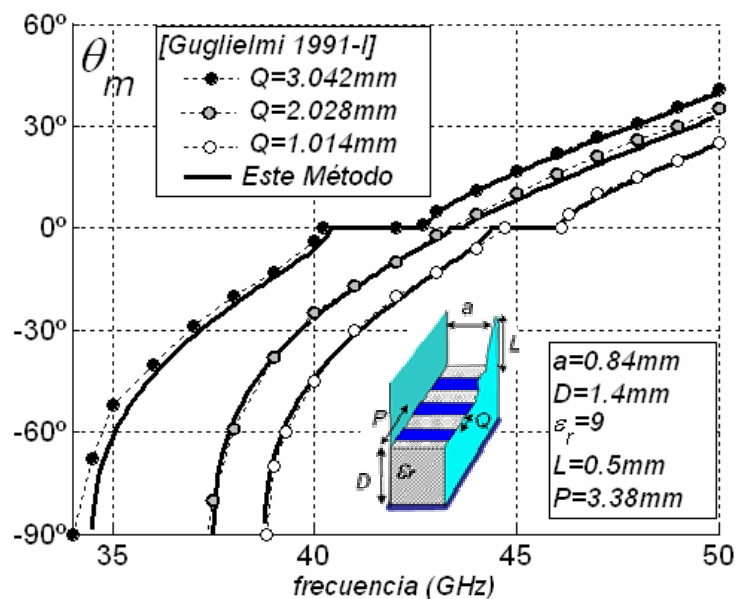


Figura 5.13- Validación para Discontinuidad Impresa en el Eje “y”: Control del “Bandgap”.

La figura 5.13 muestra otra comparación entre los resultados de nuestro método y los obtenidos en [Guglielmi 1991-I], esta vez mostrando la dispersión en frecuencia del ángulo de apuntamiento para diferentes valores de la longitud del “slot”. De nuevo la comparación es satisfactoria, *validando los resultados* obtenidos por el método desarrollado en este capítulo para el análisis de estructuras periódicas. Esta figura también muestra el *control de la banda de rechazo (“bandgap”) al variar la longitud del “slot”*. Para  $Q=2.028mm$  la anchura del bandgap casi es nula.

Como se comentó en la introducción de este apartado, no se ha encontrado *en la literatura ninguna antena “leaky-wave” con perturbaciones planares bidimensionales*, es decir, que presenten discontinuidad tanto en el eje longitudinal “y” (eje de periodicidad) como en el eje transversal “x”. Sí que se han estudiado discontinuidades impresas bidimensionales en estructuras totalmente apantalladas en [Glandorf 1987] y en [Wu 1988]. Sin embargo, al tratarse de estructuras cerradas no existen modos de fuga ni se pueden diseñar antenas “leaky-wave” con los métodos desarrollados en estos trabajos. Por lo tanto *el método desarrollado es totalmente novedoso*, y permitirá diseñar un nuevo tipo de antena “leaky-wave” periódica en el apartado 5.2. Antes, se van a destacar las ventajas del método desarrollado al compararlo con el método de análisis descrito en [Guglielmi 1991-I], que también es capaz de analizar antenas en tecnología híbrida guía de placas paralelas circuito-impreso, aunque sin discontinuidad en “x”.

### 5.1.6- Mejoras Respecto de Otros Métodos de Análisis Modal.

El método desarrollado en [Guglielmi 1991-I] permite analizar los modos de fuga en estructuras impresas periódicas apantalladas por una guía de placas paralelas. Sin embargo, la primera mejora que introduce nuestro método respecto de otros métodos anteriores es que no imponemos la *restricción de que la anchura de los circuitos impresos coincida con la de las placas paralelas* ( $W=a$ , como se puede ver en la figura 5.14-a). Dicho de otra forma, el método desarrollado permite analizar circuitos impresos rectangulares con anchura  $W$  y longitud  $Q$  arbitrarias, como se muestra en la estructura de la figura 5.14-b. Este aspecto será muy importante a la hora de diseñar las novedosas antenas “leaky-wave” periódicas presentadas en el apartado 5.2.

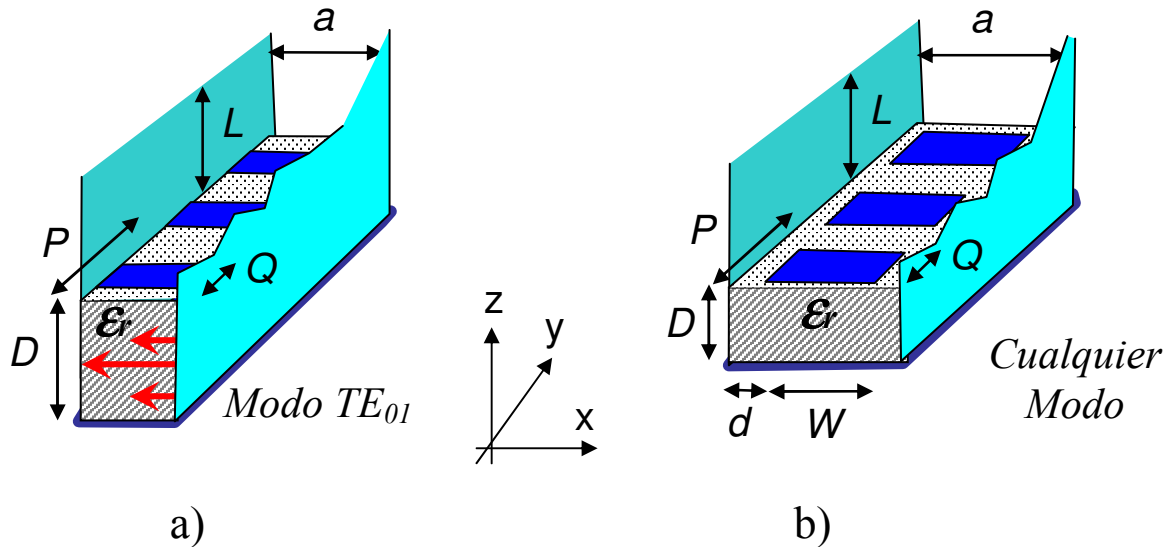


Figura 5.14- Comparación Entre las Estructuras que se Analizan en [Guglielmi 1991-I] y las Estudiadas en esta Tesis.

La segunda restricción importante exigida en métodos de análisis anteriores es que el modo de fuga estudiado debe ser un modo  $TE_{01}$ , con polarización horizontal, como se muestra en la figura 5.14-a. Nuestro método no pone **ninguna restricción al tipo de modo de fuga estudiado**, teniendo en cuenta todo el espectro modal de la antena. Esto es así porque usamos una expansión de modos PPM para describir el comportamiento de los campos en el plano transversal “ $x-z$ ”. Los modos PPM pueden describir cualquier patrón de campo en la sección de la guía periódica, con **cualquier polarización y distribución de campo**. En cambio, el método desarrollado por Guglielmi usa una red equivalente sólo para el modo PPM de orden  $m_x=0$ . No puede modelar por lo tanto la propagación de cualquier modo de fuga que necesite de los modos PPM de orden superior para describir su comportamiento. En concreto, las nuevas antenas propuestas en la sección 5.2 estarán basadas en el modo  $TE_{10}$ , con polarización vertical. Estas antenas no podrían haber sido diseñadas con el método de Guglielmi al estar basadas en el modo  $TE_{10}$  y presentar los circuitos impresos discontinuidad en el eje “ $x$ ”.

Por último, la tercera mejora introducida por el método desarrollado en esta tesis tiene que ver con el **modelado de la impedancia de radiación**. En [Guglielmi 1991-I] se utilizó el método de resonancia transversa multimodal, en el que se modelaba la sección de la guía periódica con un circuito equivalente transversal para cada modo de Floquet. Sin embargo, sólo la radiación del armónico de Floquet  $m_y=-1$  era tomada en cuenta. Se

consideraba que el resto de armónicos no estaban en su zona de radiación. Es decir, todos los modos de Floquet menos el  $m_y=-1$  se consideraban al corte en las placas paralelas, de manera que no contribuían a la radiación total de la antena. Por ello, en la red transversa equivalente multimodal usada en [Guglielmi 1991-I] se usaba la impedancia de radiación sólo en el circuito del modo de Floquet  $m_y=-1$ . Recordemos que para que radie un armónico de Floquet, caracterizado por una cierta constante de fase  $\beta_{ymy}$ , se debe cumplir la siguiente condición de radiación:

$$\left| \frac{\beta_{ymy}}{k_0} \right| < 1 \tag{5.49}$$

Notemos que se ha usado el valor absoluto de la constante de fase normalizada en (5.49), ya que en el caso de estructuras periódicas **los armónicos de Floquet pueden tener constantes de fase negativas**. Las constantes de propagación de los armónicos están relacionadas por la ecuación (5.43), que se repite a continuación:

$$\beta_{ymy} = \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{P}; \quad m_y = -\infty, \dots, 0, \dots, +\infty \tag{5.43}$$

Por lo tanto, dependiendo de la frecuencia de análisis y del valor de la periodicidad  $P$ , puede que no sólo radie el armónico  $m_y=-1$ , sino que también se añada el armónico inferior  $m_y=-2$  a la zona de radiación. La figura 5.15 muestra este efecto en la antena estudiada en [Guglielmi 1991-I], tomando un mayor barrido de frecuencias. Las dimensiones de la antena son las mismas que en la figura 5.12.

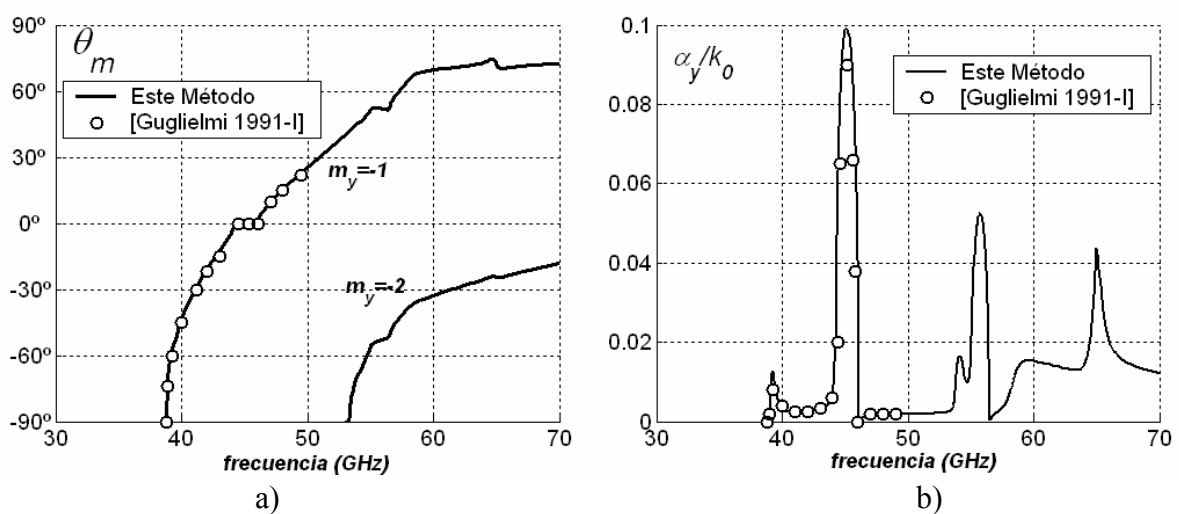


Figura 5.15- Efecto de Radiación de Varios Armónicos a la Vez.

Como se mostró en la figura 5.12, nuestros resultados coinciden con los de Guglielmi en la banda de  $38\text{GHz}$  a  $50\text{GHz}$ , mostrando la *capacidad de barrido en frecuencia desde la dirección “backward”* ( $\theta_m < 0^\circ$ ) a la *“forward”* ( $\theta_m > 0^\circ$ ), así como el *“bandgap” en la dirección “broadside”* ( $\theta_m = 0^\circ$ ). Por encima de  $53\text{GHz}$  el armónico  $m_y = -2$  se mete en la zona de radiación ( $|\beta_{ym_y=-2}| < k_0$ ). Esto provocará que haya dos lóbulos de radiación, uno en el sector “forward” debido al armónico  $m_y = -1$  y otro lóbulo en el cuadrante “backward” debido al armónico de orden superior. Este fenómeno debe ser evitado para aplicaciones de comunicaciones, ya que distorsiona el diagrama de radiación total y permite que se introduzcan interferencias no deseadas por el ángulo de recepción del armónico  $m_y = -2$ . La figura 5.16 muestra el diagrama de radiación normalizado obtenido al analizar la antena de Guglielmi con HFSS, para la frecuencia de  $58\text{GHz}$ . Para esta frecuencia, nuestro método predice un ángulo de apuntamiento de  $\theta_m = -35^\circ$  para el armónico  $m_y = -2$  y de  $\theta_m = +66^\circ$  para el armónico  $m_y = -1$ , que coincide con los dos lóbulos mostrados en la figura 5.16.

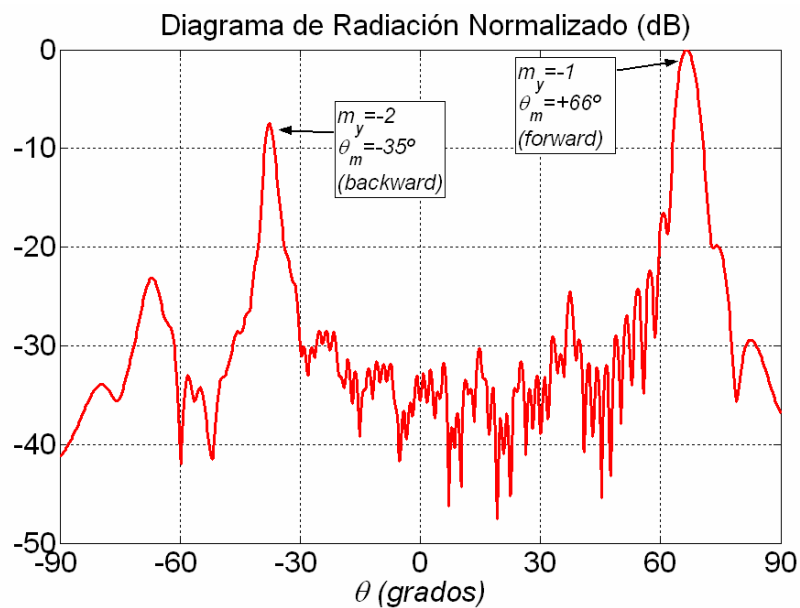


Figura 5.16- Comprobación con HFSS del Fenómeno de Radiación Simultánea de Dos Armónicos Para la Antena de la Figura 5.15 a  $58\text{GHz}$ .

Al contribuir el armónico  $m_y = -2$  a la radiación total, se puede observar en la figura 5.15-b un aumento de la constante de atenuación a partir de  $53\text{GHz}$ , debido a las mayores pérdidas por radiación. A partir de  $53\text{GHz}$ , el método de Guglielmi no habría podido predecir estos efectos al no considerar la *radiación de otro armónico que no sea*



el  $m_y=-1$ . Otros fenómenos de orden superior que ocurren al *radiar más de un armónico a la vez* se pueden observar en la figura 5.15. Además del “bandgap” alrededor de 45GHz asociado a la dirección “broadside” ( $\theta_m=0^\circ$ ), se observan *otros dos “bandgaps”*, uno a 55GHz y otro a 65GHz. La naturaleza de estos “bandgaps” se puede asociar con la *interferencia destructiva entre las ondas de los armónicos  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$*  ([Guglielmi 1993], [Majumder 1997-I]), que hacen que la onda total se anule y no pueda existir propagación en estas frecuencias (toda la energía es reflejada). Es por tanto imprescindible tener en cuenta la propagación y radiación de todos los armónicos para predecir estos efectos que deterioran el comportamiento de la antena.

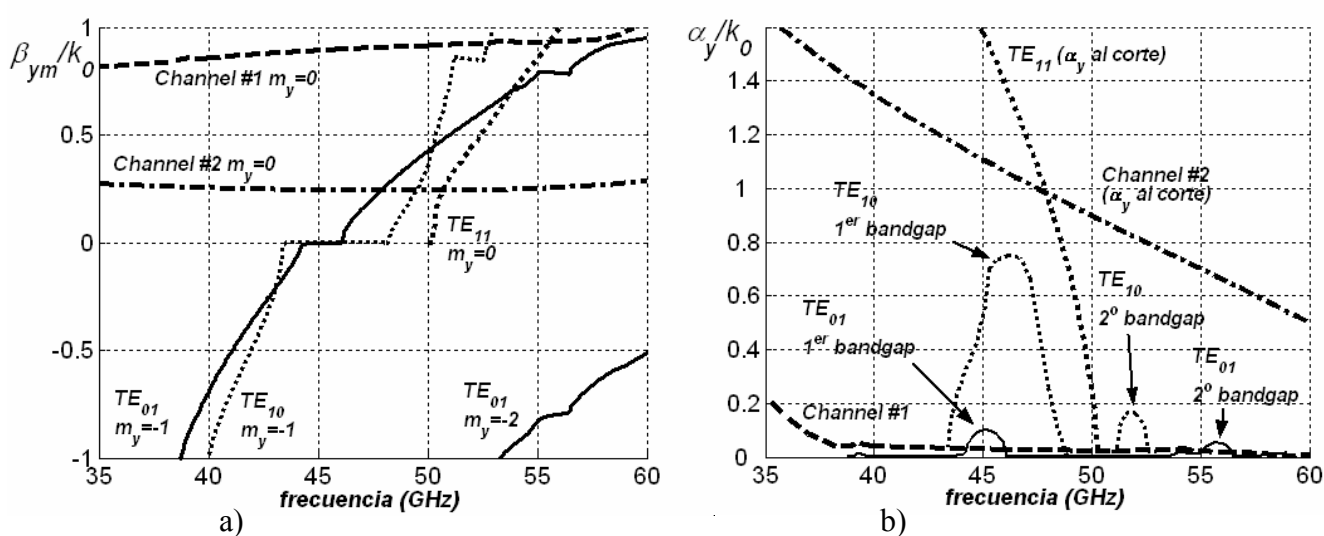
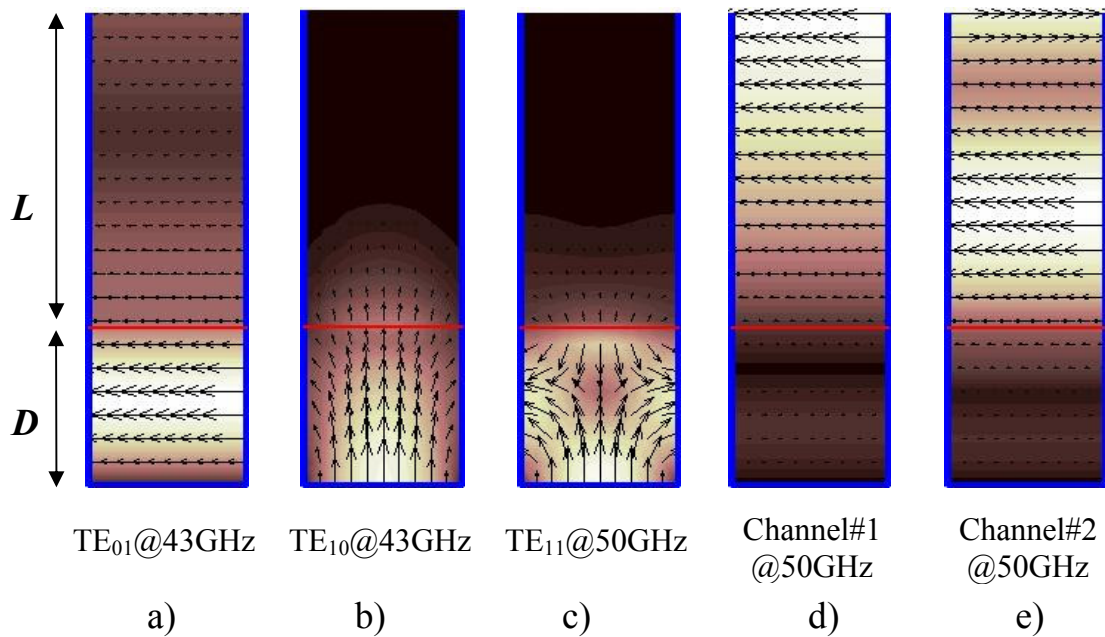


Figura 5.17- Constante de Propagación Normalizada de Diferentes Modos en la Antena Diseñada en [Guglielmi 1991-I].

Además de la *radiación de los diferentes armónicos de un mismo modo*, otro fenómeno indeseado es el de propagación de otros modos diferentes al que se quiere excitar. Por ejemplo, la antena periódica de Guglielmi se basa en la radiación del armónico  $m_y=-1$  del modo  $TE_{10}$ . Sin embargo, en la guía dieléctrica de dimensiones  $a=1.4mm$ ,  $D=1.4mm$ ,  $\epsilon_r=9$  y  $L=2.8mm$ , *pueden propagarse otros modos (con sus respectivos armónicos de Floquet)*. Como se comentó, el método de Guglielmi sólo tiene en cuenta los armónicos del modo  $TE_{01}$ . La figura 5.17 muestra la constante de fase y la de atenuación de los diferentes modos que detecta el método desarrollado en esta tesis. Se observa una gran cantidad de modos además del  $TE_{01}$ , debido a las dimensiones cuadradas de la guía dieléctrica ( $a=D=1.4mm$ ) usada por Guglielmi en el diseño final de la antena.



*Figura 5.18- Distribución de Campo en la Sección de la Guía Abierta para los Diferentes Modos.*

La *naturaleza de cada modo* queda patente al mostrar la *distribución de sus campos* en el interior de la guía abierta, como se muestra en la figura 5.18. Además de los armónicos  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$  del *modo*  $TE_{01}$  (figura 5.18-a), aparece el armónico  $m_y=-1$  del *modo*  $TE_{10}$  (figura 5.18-b). Como se explicará en el apartado 5.3, este armónico no puede radiar, a pesar de cumplir la condición de radiación (5.49) debido a la simetría de la antena. Es por ello que en la figura 5.17-b no aparece ninguna constante de atenuación  $\alpha$  asociada a la radiación de este modo (es un *modo puramente real*). Lo que sí que se puede observar en la figura 5.17. es que este modo sufre dos “*bandgaps*”, el primero centrado en  $46GHz$  y el segundo en  $52GHz$ , con la consiguiente aparición de un elevado valor de la *constante de atenuación debido a la reflexión reactiva* del modo (ver figura 5.17-b). También aparece el *modo no radiativo*  $TE_{11}$  (figura 5.18-c), cuya frecuencia de corte es  $50GHz$ , por lo que por debajo de la misma su constante de propagación es puramente imaginaria y por encima es puramente real.

Por último nombrar los dos *modos de tipo “channel-guide”*, cuya naturaleza ya fue explicada en los capítulos 3 y 4. Se ha hallado un modo de primer orden (“Channel#1”, figura 5.18-d) y otro de orden superior (“Channel#2”, figura 5.18-e). Los dos son modos de fuga que están al corte en la banda de frecuencias estudiada, por lo que se observa el

típico comportamiento en que la constante de fase normalizada se mantiene casi constante con la frecuencia, mientras que la constante de atenuación aumenta rápidamente por debajo de la frecuencia de corte (la frecuencia de corte del “Channel#1” está por los 40GHz, como se observa en la figura 5.17-b).

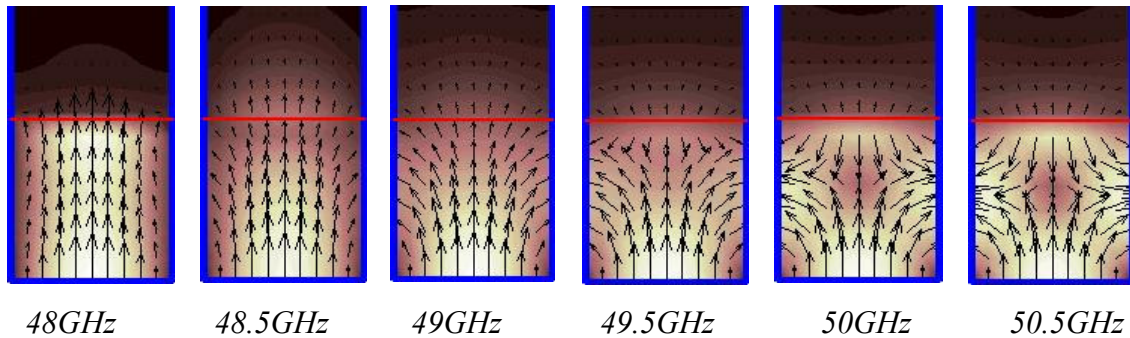


Figura 5.19- Acoplo entre Modos Reales: Armónico  $m_y=-1$  del Modo  $TE_{10}$  se Acopla con el Armónico  $m_y=0$  del Modo  $TE_{11}$ .

Al igual que ocurría con las antenas uniformes, en las antenas periódicas puede producirse **acoplo entre los modos**, bien **entre modos reales** (modos no radiativos) o entre modos de fuga. En concreto, la figura 5.17 muestran un acoplo entre la curva del armónico  $m_y=-1$  del modo real  $TE_{10}$  y la del armónico  $m_y=0$  del modo real  $TE_{11}$  alrededor de 51GHz. Una inspección de la evolución de los campos alrededor de la frecuencia de acoplo muestra que efectivamente los campos se mezclan, tal y como se aprecia en la figura 5.19.

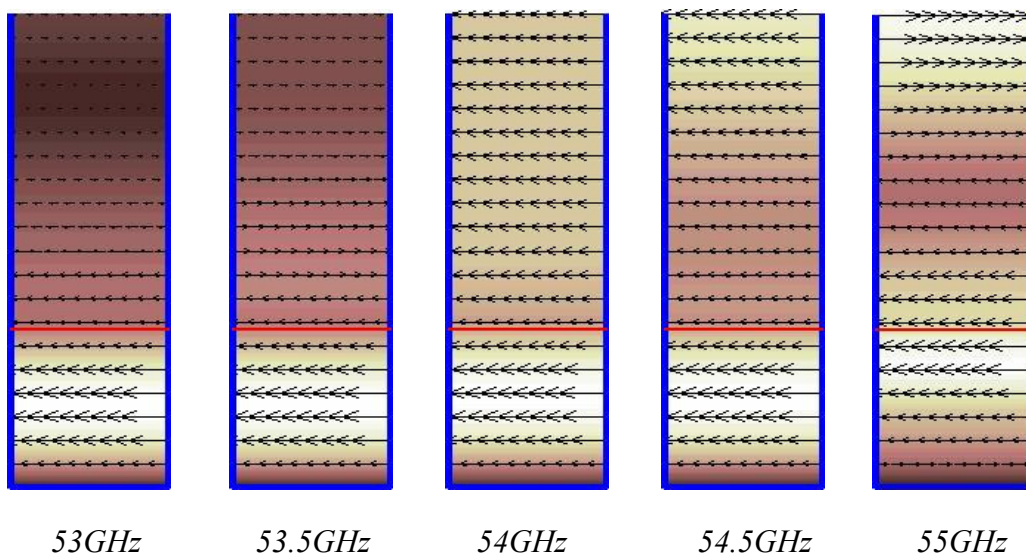


Figura 5.20- Acoplo entre Modos de Fuga: Armónico  $m_y=-1$  del Modo  $TE_{10}$  se Acopla con el Armónico  $m_y=0$  del Modo Channel#1.

De la misma manera, se produce un *acoplo entre modos de fuga*, esta vez alrededor de  $55\text{GHz}$  entre el armónico  $m_y=-1$  del modo  $\text{TE}_{01}$  y el armónico  $m_y=0$  del modo Channel#1. De nuevo la evolución de los campos mostrada en la figura 5.20 permite verificar este fenómeno. La naturaleza “full-wave” del método de análisis desarrollado permitirá estudiar las antenas “leaky-wave” periódicas *teniendo en cuenta todos estos fenómenos de orden superior*. En el siguiente apartado se llevará a cabo el diseño de nuevas antenas periódicas en tecnología híbrida.

## 5.2 Diseño de Antenas “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida.

Las propiedades de las antenas “leaky-wave” periódicas (PLWA, “Periodic Leaky-Wave Antenas”) son conocidas desde hace décadas ([Collins 1969], [Zucker 1969], [Schwering 1988], [Oliner 1993]). Muchas *antenas “leaky-wave” con perturbaciones periódicas* han sido propuestas en la literatura, basadas *en diferentes tecnologías*. En [Ghomi 1989] y [Tzuang 2000] se estudiaron PLWA basadas en la *línea impresa “microstrip”*, como se muestra en la figura 5.21-a. En [Schwering 1983] se presentó una PLWA basada en una guía dieléctrica con perturbaciones en el propio sustrato (“*dielectric grating*”), mostrada en la figura 5.21-b, que fue propuesta para aplicaciones en bandas milimétricas y quasiópticas.

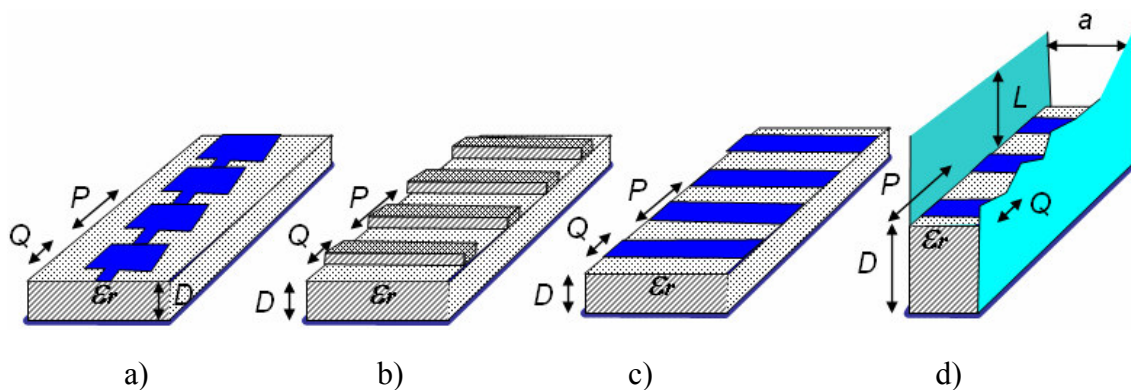


Figura 5.21- Antenas “Leaky-Wave” Periódicas en Diferentes Tecnologías.

La antena periódica más estudiada ha sido la basada en la *guía dieléctrica con “strips” impresos*, mostrada en la figura 5.21-c ([Jacobsen 1970], [Klohn 1978], [Horn 1980], [Mittra 1981], [Kobayashi 1981], [Trinh 1981], [Matsumoto 1987], [Rozzi 1987-

I], [Rozzi 1987-II], [Kalhor 1988], [Encinar 1988], [Maheri 1988], [Rozzi 1989], [Encinar 1990], [Fralich 1992], [Ghomi 1993], [Rozzi 1997], [Majumder 1997-I], [Huang 2000]). Esta tecnología no debe ser confundida con la propuesta en esta tesis, basada en la *guía de placas paralelas combinada con circuitos impresos*, y mostrada en la figura 5.21-d. Como se comentó en la sección 5.1, Marco Guglielmi desarrolló un método de análisis para este tipo de antenas ([Guglielmi 1989-I], [Guglielmi 1989-II], [Guglielmi 1989-III], [Guglielmi 1991-II]), pero con una importante restricción, las anchura de las tiras metálicas ( $W$ ) debía ser igual a la anchura de las placas paralelas ( $a$ ), tal y como se muestra en la figura 5.21-d. De esta manera se propuso una nueva antena PLWA para bandas milimétricas en [Guglielmi 1990-I], [Guglielmi 1991-I] y [Guglielmi 1993].

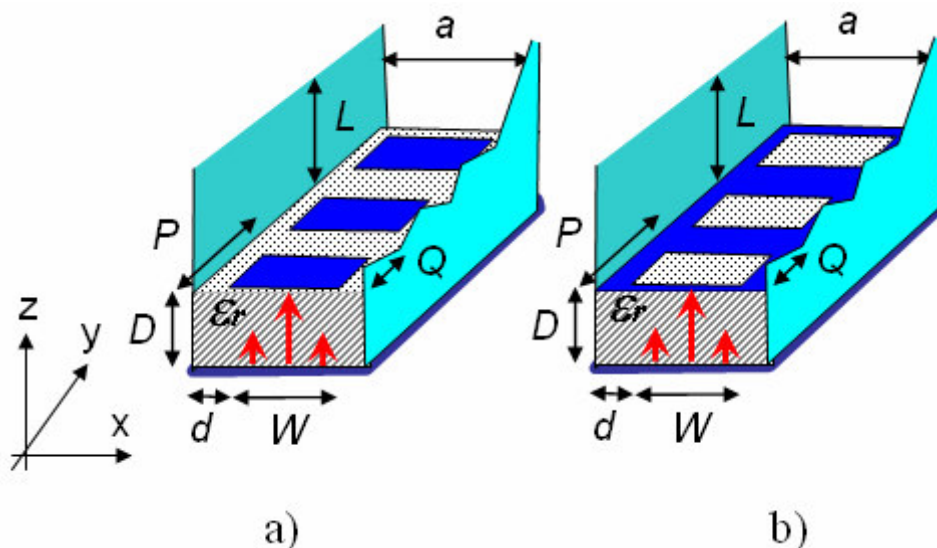


Figura 5.22- Nuevas Antenas "Leaky-Wave" Periódicas en Tecnología Híbrida  
Guía de Onda Circuito Impreso.

En esta sección de la tesis se estudiarán las propiedades de las antenas basadas en un circuito impreso periódico en el eje "y", con una anchura  $W$  y situado en una posición  $d$  en el eje "x", y rodeado de unas placas paralelas, tal y como se muestra en la figuras 5.22-a y 5.22-b para el caso de un "strip" y de un "slot", respectivamente. El apartado 5.2.1 se explicará el mecanismo general de funcionamiento de las antenas "leaky-wave" periódicas. En el apartado 5.2.2 se estudiarán las propiedades de la antena PLWA diseñada por Guglielmi en [Guglielmi 1991-I], para poder compararla con la nueva antena PLWA en la sección 5.2.3. En esta sección se mostrarán las ventaja de esta nueva antena, así como sus aplicaciones.

### 5.2.1- Funcionamiento de las Antenas “Leaky-Wave” Periódicas.

Una *estructura periódica*, como las mostradas en la figura 5.21, soporta modos de propagación como cualquier guía de onda. Sin embargo, ya *no se puede hablar propiamente de una línea de transmisión*, ya que la sección no es uniforme. A pesar de ello, debido a la periodicidad, sí que se puede hacer un análisis basado en armónicos espaciales (también llamados *armónicos de Floquet*, como se describió en la sección 5.1). De esta manera, *cada modo que se pueda propagar en estas guías periódicas estará compuesto, a su vez, por el armónico principal y toda la familia de armónicos de orden superior*. Matemáticamente, la constante de propagación de dicha familia de armónicos pertenecientes a un “modo” o familia de armónicos se puede expresar con la ecuación (5.43), que tenía la siguiente expresión:

$$\beta_{ym_y} = \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{P}; \quad m_y = -\infty, \dots, 0, \dots, +\infty \quad (5.43)$$

Hay que observar que es suficiente con conocer la constante de propagación del armónico principal,  $\beta_{y0}$ , pues el resto de armónicos guardan una relación fija con él. Además, si las perturbaciones periódicas no añaden muchos cambios en la guía original no periódica, la constante de propagación del *armónico principal* ( $\beta_{y0}$ ) *será aproximadamente la del modo de la guía original no periódica*. Es por ello que se puede hablar de la solución del armónico principal,  $\beta_{y0}$ , como la representativa de toda la familia de armónicos, y por tanto decir que es la constante de propagación del modo en la estructura periódica. Por otro lado, al ser estas guías periódicas unas estructuras abiertas, pueden dar lugar a modos de fuga, que son aquellos que radian energía a la vez que se propagan. Para que esto se produzca, debe suceder que *alguno de los armónicos espaciales tenga su constante de fase,  $\beta_{ym_y}$ , en la zona de radiación*, que estaba determinada por la ecuación (5.49):

$$-1 < \frac{\beta_{ym_y}}{k_0} < +1 \quad (5.49)$$

Si alguno de los armónicos espaciales está en esta zona, la radiación hará que la *solución del modo total (de toda la familia de armónicos) tenga naturaleza compleja*, como corresponde a un modo de fuga, con una parte imaginaria que computa las

pérdidas por radiación. En este caso, la solución de la familia de armónicos complejos se podía expresar usando la ecuación (5.42), desarrollada en el apartado 5.1:

$$k_{ym_y} = (\beta_{y0} - j\alpha_y) + m_y \frac{2\pi}{P} = \left( \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{P} \right) - j\alpha_y = \beta_{ym_y} - j\alpha_y \quad (5.42)$$

donde  $\alpha_y$  es la constante de atenuación ( $nep/m$ ) debida a las pérdidas por radiación. **El armónico que esté radiando determinará**, mediante su constante de fase,  $\beta_{ym_y}$ , la **dirección de máxima radiación**,  $\theta_{m_y}$ , dada por la siguiente ecuación:

$$\sin \theta_{m_y} \cong \frac{\beta_{m_y}}{k_0} \quad (5.50)$$

Así mismo, a partir de  $\theta_{m_y}$  y de la constante de pérdidas  $\alpha_y$  se puede determinar el **ancho de haz a -3dB que presenta la radiación de dicho armónico**,  $\Delta\theta_{m_y}$ , usando la misma expresión que fue usada para el caso de antenas “leaky-wave” uniformes, pero ahora extendida a armónicos espaciales de orden  $m_y$ :

$$\Delta\theta_{m_y} \cong \frac{1}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_{m_y}} \approx \frac{\alpha_y / k_0}{0.183 \cdot \cos \theta_{m_y}} \quad (5.51)$$

Conviene normalizar la ecuación (5.43) para comprender el mecanismo de radiación de estas antenas:

$$\frac{\beta_{ym_y}}{k_0} = \frac{\beta_{y0}}{k_0} + m_y \frac{2\pi}{k_0 P} = \frac{\beta_{y0}}{k_0} + m_y \frac{\lambda_0}{P} ; \quad m_y = -\infty, \dots, 0, \dots, +\infty \quad (5.52)$$

En la figura 5.23 se representa la solución del modo fundamental ( $TE_{01}$ ) de una guía rectangular dieléctrica (de dimensiones  $D=1.4mm$ ,  $a=0.84mm$ ,  $\epsilon_r=9$ ), al que se le han añadido los dos primeros armónicos de orden negativo ( $m_y=-1$  y  $m_y=-2$ ) para diferentes valores del periodo de la perturbación ( $P=4mm$ ,  $P=3.36mm$  y  $P=3.5mm$ ). Hay que tener en cuenta que esta primera simulación está hecha tomando como constante de fase del armónico principal ( $\beta_{y0}$ ) la curva de dispersión del modo  $TE_{01}$  de la guía sin perturbar, lo cual no es exacto. **Al introducir las perturbaciones periódicas, además de generarse el conjunto de armónicos de orden superior, el armónico principal sufrirá un cambio en su constante de fase respecto al de la guía rectangular sin perturbaciones.** Sin embargo esta gráfica es ilustrativa de la influencia que tiene el valor de la longitud del periodo,  $P$ , en las propiedades de radiación de la antena.

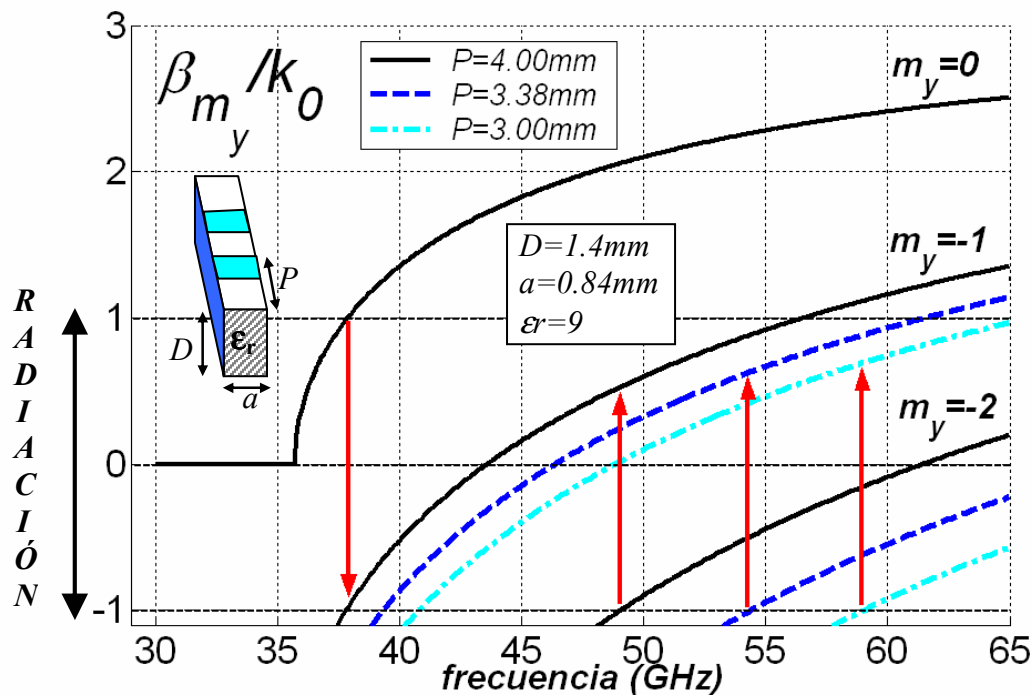


Figura 5.23- Respuesta Ideal de Armónicos Espaciales en Guía Periódica.

En la figura 5.23 se ha marcado la **zona de radiación**, dada por la ecuación (5.49). Se aprecia que el **armónico fundamental** ( $m_y=0$ ) parte de un valor de  $\beta_0=0$  justo cuando rebasa la **frecuencia de corte** ( $f=36\text{GHz}$ ), lo cual correspondería según (5.50) a radiación en la dirección “broadside” del armónico principal ( $\theta_0=0$ ). Conforme aumenta la frecuencia, la dirección de apuntamiento del armónico principal aumenta hasta llegar a “forward-endfire” ( $\theta_0=90^\circ$ , para  $f=38\text{GHz}$ ), y a partir de este punto el armónico principal deja de radiar (se convierte en una **onda de superficie**). Por su parte, el **armónico**  $m_y=-1$  tiene a bajas frecuencias una constante de fase negativa,  $\beta_{-1}$ , lo cual le permite empezar a **radiar en la dirección “backward”**. De esta manera, se puede observar en la figura 5.23 cómo dicho armónico  $m_y=-1$  permite barrer su ángulo de radiación desde “backward-endfire” ( $\theta_{-1}=-90^\circ$ ) hasta “forward-endfire” ( $\theta_{-1}=+90^\circ$ ), pasando por la dirección “broadside” conforme aumenta la frecuencia, tal y como se representa en la figura 5.24. Esta capacidad no la tiene el armónico principal, lo cual justifica que **se utilice el armónico de orden  $m_y=-1$  como fuente de radiación en las antenas “leaky-wave” periódicas**.



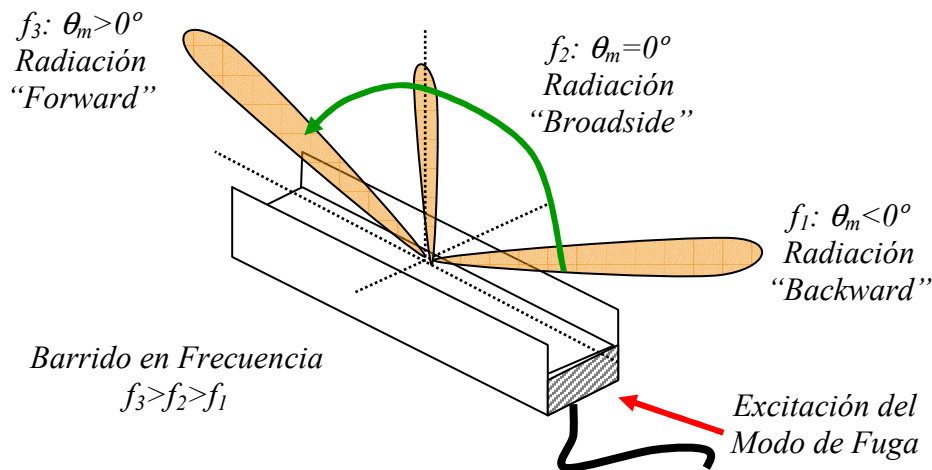


Figura 5.24- Barrido en Frecuencia del Ángulo de Apuntamiento del Cuadrante “Backward” al “Forward”.

Por otro lado, hay que tener en cuenta que el armónico  $m_y = -1$  puede haber entrado en zona de radiación antes de que el armónico  $m_y = 0$  deje de radiar, lo cual no es deseable pues supondría la **existencia de dos haces radiando en diferentes ángulos** ( $\theta_0$  y  $\theta_1$ ), tal y como se mostró en la figura 5.16. La figura 5.23 muestra cómo el valor del **periodo  $P$  determina la distancia entre armónicos**, dada por la ecuación (5.52). De esta manera, si escogemos un valor de  $P$  muy elevado puede ocurrir que el armónico  $m_y = -1$  empiece a radiar antes de que deje de radiar el armónico fundamental. Por otro lado, conforme disminuimos el valor de  $P$ , no sólo se aleja el armónico  $m_y = -1$  del  $m_y = 0$ , sino que también lo hace el armónico  $m_y = -2$  del  $m_y = -1$ . Se puede ver en la figura 5.23 cómo el armónico  $m_y = -2$  empieza a radiar antes de que deje de radiar el  $m_y = -1$ . Por lo tanto hay que escoger **valor de  $P$  para que el armónico  $m_y = -1$  pueda radiar hasta un determinado ángulo máximo sin interferencias del segundo armónico**. Las flechas de la figura 5.23 señalan las frecuencias a partir de las cuales comienza la radiación de más de un armónico, para diferentes valores de la periodicidad  $P$ .

Al **disminuir  $P$**  de  $P = 4\text{mm}$  a  $P = 3\text{mm}$  se consiguen dos efectos importantes. Por un lado se consigue que la frecuencia de inicio de radiación del armónico  $m_y = -1$  aumente (pasa de  $38\text{GHz}$  a  $41\text{GHz}$ ), alejando la curva del armónico  $m_y = 1$  de la del armónico principal. De esta forma se evita que el armónico  $m_y = 0$  esté radiando cuando comienza a radiar el  $m_y = 1$ , ya que el armónico  $m_y = 0$  deja de radiar a  $38\text{GHz}$ . El segundo efecto que se observa al disminuir  $P$  es que también se aleja la curva del armónico  $m_y = -2$  respecto de la del  $m_y = -1$ . Así se consigue **aumentar el rango de frecuencias de**

*radiación (y de barrido del ángulo de apuntamiento) del armónico  $m_y=1$* , ya que el armónico  $m_y=2$  comienza a radiar a mayores frecuencias conforme disminuimos  $P$  (de 49GHz con  $P=4mm$  a 59GHz con  $P=3mm$ ).

Como hemos comentado, la figura 5.23 es una aproximación de la realidad, pues se ha tomado como referencia el armónico fundamental ( $\beta_0$ ) de una guía rectangular sin perturbaciones. La figura 5.25 muestra las constantes de propagación de los armónicos del modo  $TE_{01}$  perturbado, que se obtienen cuando se *analiza rigurosamente* la estructura utilizando el método numérico descrito en la sección 5.1 de este capítulo.

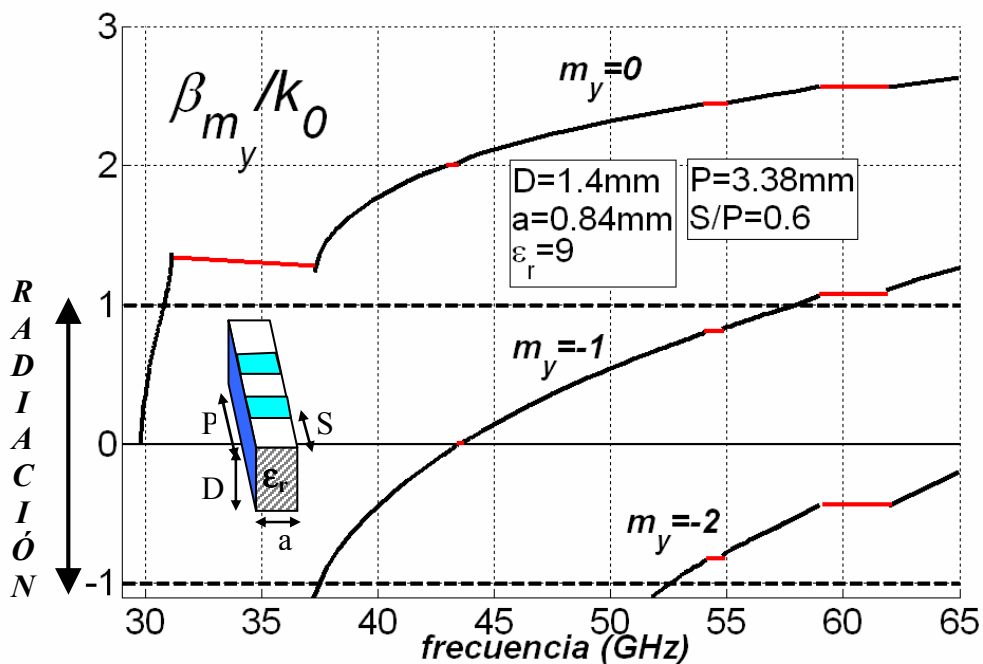


Figura 5.25- Respuesta Real de Armónicos Espaciales en Guía Periódica.

El primer fenómeno importante es el de la *aparición de las bandas de frecuencia prohibidas*, también denominadas “*spectral gaps*”, “*bandgaps*” ó “*stopbands*”, que fueron introducida en el apartado 5.1.5 de esta capítulo (ver figuras 5.12 y 5.15). También en la sección 5.15 se explicó cómo se puede controlar la anchura del “bandgap” variando las dimensiones del circuito impreso periódico (ver figura 5.13). El modo de fuga no se propaga en estas frecuencias, y por lo tanto no se pueden utilizar estas frecuencias para hacer radiar a la antena. Por otro lado, también se aprecia que el *armónico fundamental ( $m_y=0$ ) ha variado notablemente respecto al modo  $TE_{01}$  de la guía rectangular dieléctrica sin perturbaciones*. Estos dos fenómenos hacen imprescindible un método de análisis riguroso para el diseño de este tipo de antenas. La

figura 5.26 muestra el efecto real de la variación de  $P$ , teniendo en cuenta estos dos fenómenos. En cualquier caso, las mismas conclusiones de diseño acerca de la influencia del periodo  $P$  aplicadas para el caso ideal (figura 5.23) son aplicables para el caso real (figura 5.26).

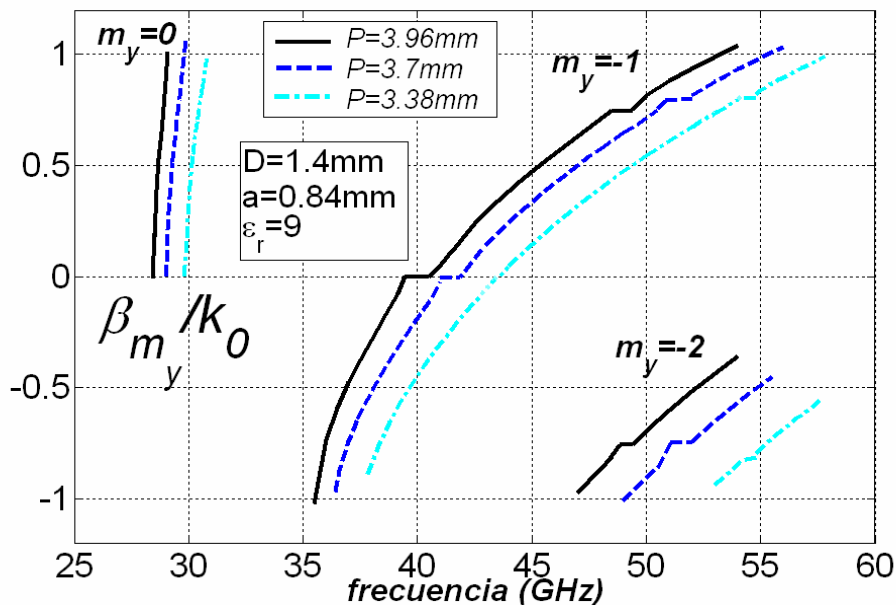


Figura 5.26- Respuesta Real de Armónicos Espaciales al Variar la Periodicidad  $P$ .

Con estos resultados se puede resumir el mecanismo de funcionamiento general de las antenas “leaky-wave” periódicas. Las **dimensiones de la guía dieléctrica** ( $a, D$ ) se escogen para centrar el armónico principal en una **banda de frecuencia**, de manera que añadiendo una determinada perturbación **periódica se generan armónicos de orden superior**. Usando el **primer armónico** ( $m_y = -1$ ) se puede conseguir el efecto de **barrido desde “backward” a “forward”**. Hay que tener especial cuidado con las **bandas prohibidas** que puedan aparecer en las frecuencias de funcionamiento de la antena. Por otro lado, la antena debe ser capaz de **variar la tasa de radiación del modo de fuga** ( $\alpha_y$ ) **sin modificar la constante de fase del armónico radiante** ( $\beta_1$ ). Recordemos que esto era imprescindible para poder **variar la iluminación de la antena y controlar el nivel de lóbulos secundarios**. Según la tecnología que se use, los mecanismos de control de los “bandgaps” y de la iluminación de la antena serán diferentes. A continuación se estudiará la antena diseñada por Marco Guglielmi en [Guglielmi 1991-I], que usa la tecnología híbrida propuesta en esta tesis. En el apartado 5.2.3 se propondrá una nueva antena en esta tecnología que mejora las propiedades de la antena de Guglielmi.

### 5.2.2- La Antena “Dielectric-Inset” Diseñada por Guglielmi.

Todas las figuras del apartado 5.2.1 han sido obtenidas para una antena “leaky-wave”, cuyo esquema se muestra en la figura 5.27. Este tipo de estructura fue propuesta por Marco Guglielmi en [Guglielmi 1991-I] para diseñar una nueva antena “leaky-wave” periódica para aplicaciones en la *banda de ondas milimétricas de 40GHz a 50GHz*. La llamó la *antena “dielectric-inset”* por estar basada en una guía dieléctrica insertada en la guía de placas paralelas.

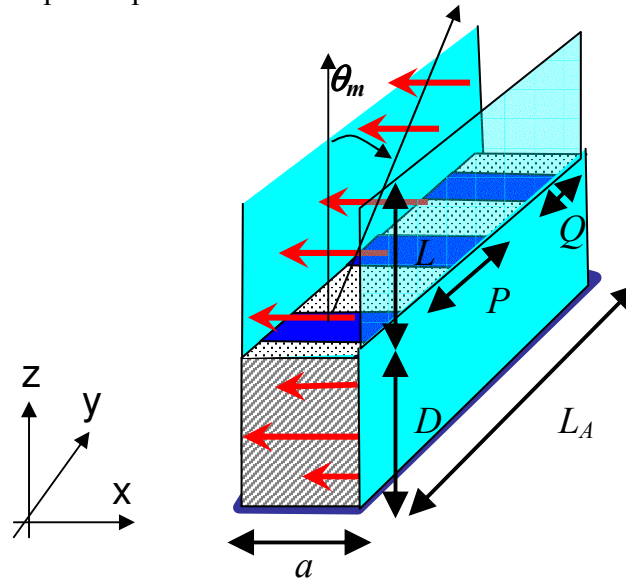


Figura 5.27- Esquema de la Antena “Leaky-Wave” de tipo “Dielectric-Inset”.

Como se puede ver en la figura 5.27, la altura de la guía dieléctrica ( $D$ ) es mayor que la anchura ( $a$ ), de forma que el *modo dominante de esta guía es el modo  $TE_{01}$* . Este modo tienen *polarización horizontal*, tal y como se observa en las líneas de campo eléctrico mostradas en la figura 5.27. Por lo tanto, el modo  $TE_{01}$  contiene en su espectro discreto de modos PPM (modos de placas paralelas) al modo PPM de índice  $m_x=0$ . Recordemos que *este modo puede propagarse por las placas paralelas de anchura  $a < \lambda_0/2$* , de forma que puede llegar a la apertura superior y causar radiación, siempre y cuando la constante de propagación  $\beta_y$  cumpla la *condición de onda de radiación* ( $|\beta_y/k_0| < 1$ ). Por lo tanto, el *modo  $TE_{01}$  será un modo de fuga radiativo sin necesidad de añadir ninguna perturbación asimétrica*, como pasaba con las antenas estudiadas en el capítulo 4.

A la guía dieléctrica se le añaden unas *tiras impresas metálicas periódicas* en su parte superior, de *anchura igual a la de las placas paralelas* ( $W=a$ ). Estas tiras periódicas serán las responsables de que *aparezcan el conjunto de armónicos del modo  $TE_{01}$* , de forma que se pueda conseguir con el *armónico  $m_y=-1$*  que la antena sea capaz de radiar con un barrido de  $\theta_m$  de  $180^\circ$ , tal y como se explicó en el apartado anterior (ver la figura 5.24). Hay que destacar que en esta antena, *las tiras impresas periódicas no inducen la radiación del modo  $TE_{01}$ , sino que sólo se usan para crear los armónicos espaciales*. Como se ha señalado, el modo  $TE_{01}$  radiará con o sin perturbaciones metálicas.

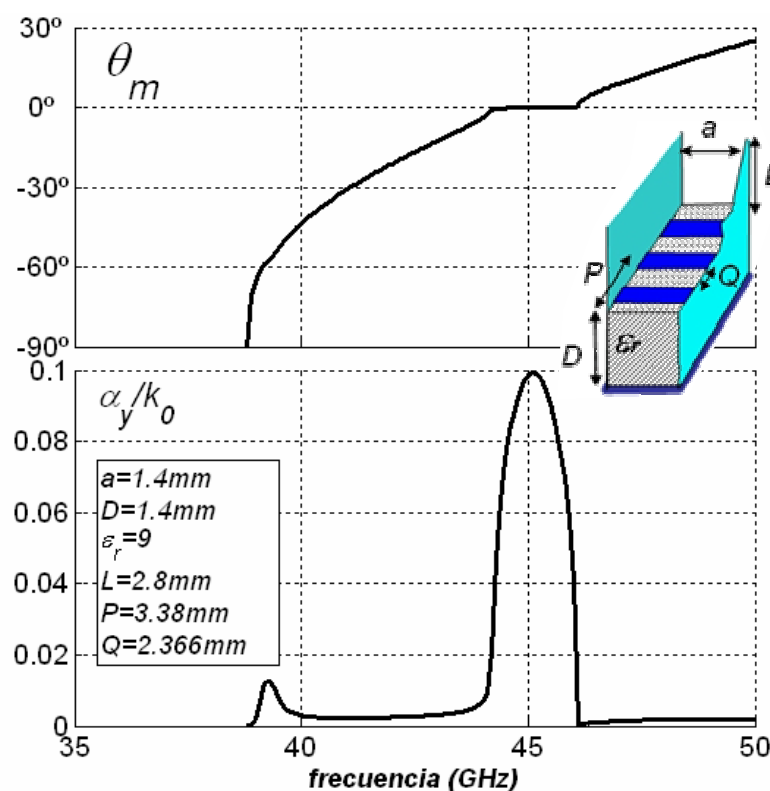


Figura 5.28- Barrido en Frecuencia en la Antena “Dielectric-Inset”.

Por lo demás, el mecanismo de funcionamiento de esta antena es como el de cualquier antena “leaky-wave” periódica. La figura 5.28 muestra los resultados obtenidos al analizar esta antena con el método de análisis desarrollado en esta tesis. En concreto se representa la variación del ángulo de apuntamiento ( $\theta_m$ ) y de la constante de atenuación normalizada ( $\alpha_y/k_0$ ) del armónico  $m_y=-1$  del modo  $TE_{01}$ , al variar la frecuencia de excitación de la antena en la banda milimétrica de 45GHz. Se observa el *barrido en frecuencia de “backward” a “forward”*, así como el *“bandgap” en la dirección “broadside”* (alrededor de 45GHz).

Para *controlar la anchura de la banda prohibida ó “bandgap”*, la antena “dielectric-inset” permite variar la *longitud de los parches impresos ( $Q$ )*, como se muestra en la figura 5.29. Con una longitud de  $Q=2.028mm$ , se consigue minimizar el “bandgap”, de manera que la antena presenta una *transición suave al barrer de la zona “backward” a la “forward”*. En [Guglielmi 1993] se presentó una variación de esta antena, basada en el uso de dos parches de diferente longitud ( $Q_1$  y  $Q_2$ ) para controlar con mayor libertad el “bandgap” y poder permitir la radiación en la dirección “broadside”.

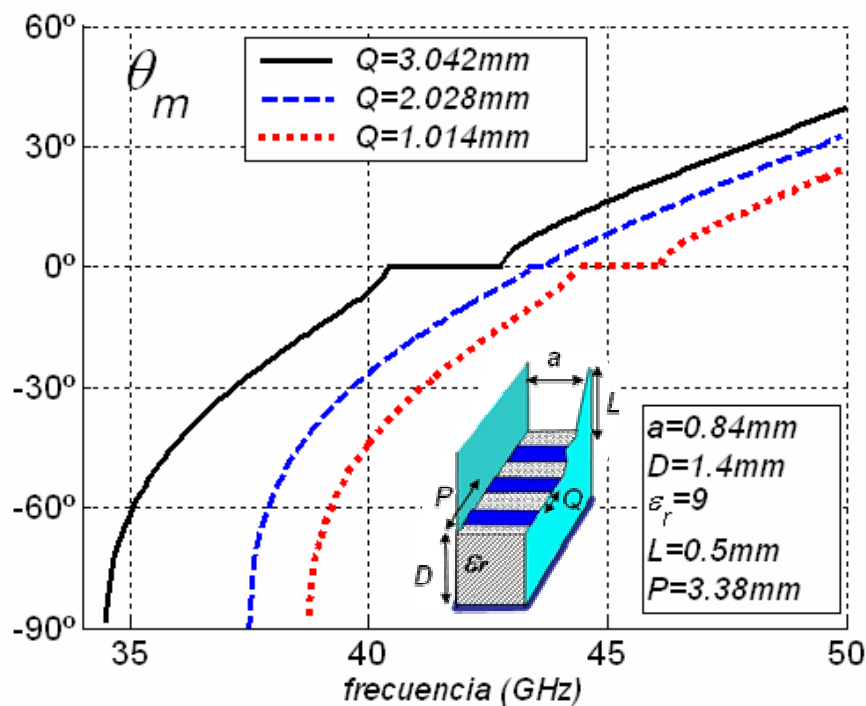


Figura 5.29- Control del “Bandgap” en la Antena “Dielectric-Inset”.

Por último, recordemos que es imprescindible poder *controlar la constante de radiación del modo de fuga ( $\alpha_y$ ) sin variar la constante de fase del armónico radiante* (en este caso la del armónico  $m_y=-1$ ,  $\beta_{-1}$ ). Como se explicó en el capítulo 4, así se puede *modificar la iluminación de la antena sin alterar su apuntamiento*, de forma que se pueda controlar el nivel de lóbulos secundarios. La antena “dielectric-inset” presenta el siguiente mecanismo para controlar la tasa de radiación del armónico  $m_y=-1$ . Tal y como se muestra en la figura 5.30, se debe variar la longitud de la apertura (o longitud del “slot”,  $Q-P$ ), de forma que se puede variar  $\alpha_y/k_0$  desde 0 hasta un valor máximo.

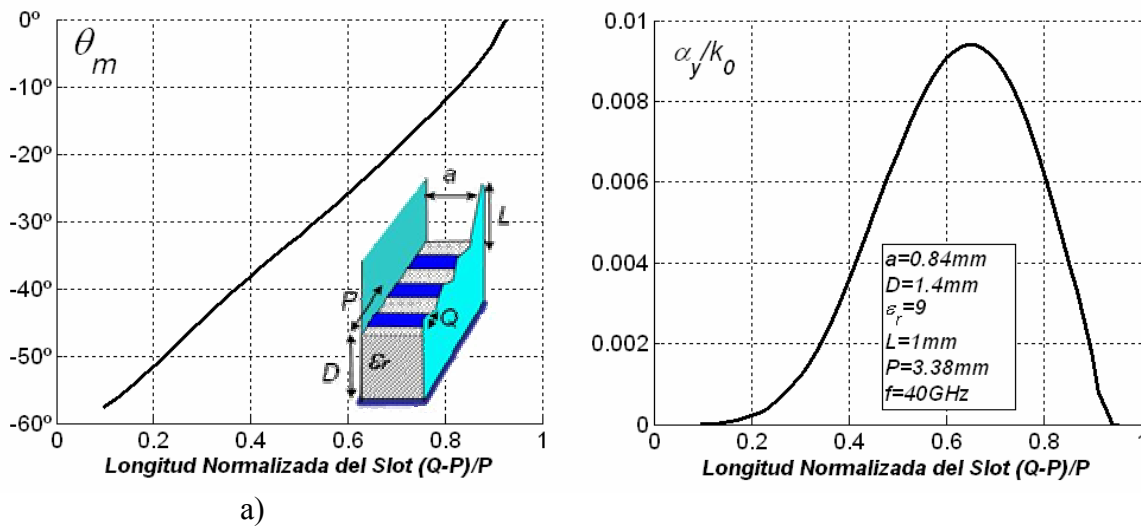


Figura 5.30- Control de la Constante de Radiación en la Antena “Dielectric-Inset”.

Como se observa en la figura 5.30-b, la **constante de pérdidas por radiación**  $\alpha_y/k_0$  se anula bien al usar un “slot” de longitud cero (en cuyo caso la estructura está totalmente cerrada) o bien al hacer que el “slot” ocupe toda la longitud de la antena ( $Q=P$ ). En este último caso tendríamos una estructura no periódica, de forma que desaparecería todos los armónicos de orden superior (ya que sólo se quedaría el armónico principal,  $m_y=0$ , como corresponde a una guía no periódica). En concreto desaparecería el armónico  $m_y=-1$ , que en esta banda de frecuencias era el responsable de la radiación. Recordemos la figura 5.25, donde se apreciaba que cuando el armónico  $m_y=-1$  entraba en la condición de radiación ( $|\beta_{-1}/k_0| < 1$ ) el armónico  $m_y=0$  ya se había convertido en una onda de superficie no radiativa ( $|\beta_0/k_0| > 1$ ). Al quedar sólo el armónico  $m_y=0$ , que en esta banda de frecuencias es una onda de superficie, no se produce radiación, por lo que obtenemos una tasa de radiación nula. Para un valor intermedio de la longitud del “slot” se obtiene la **máxima tasa de radiación del armónico  $m_y=-1$** .

Sin embargo, hay que destacar que este mecanismo de control del nivel de radiación introduce una **gran perturbación en la constante de fase del armónico**, y por lo tanto en su dirección de apuntamiento, tal y como se ve en la figura 5.30-a. En el siguiente apartado se va a proponer una nueva antena “leaky-wave” periódica que mejora las características de la antena “dielectric-inset”. Aunque la nueva antena está basada en la misma tecnología híbrida, presentará un mecanismo radiación totalmente diferente, que permitirá controlar de manera independiente  $\beta_y$  y  $\alpha_y$ .

### 5.2.3- Nueva Antena “Leaky-Wave” Periódica en Tecnología Híbrida.

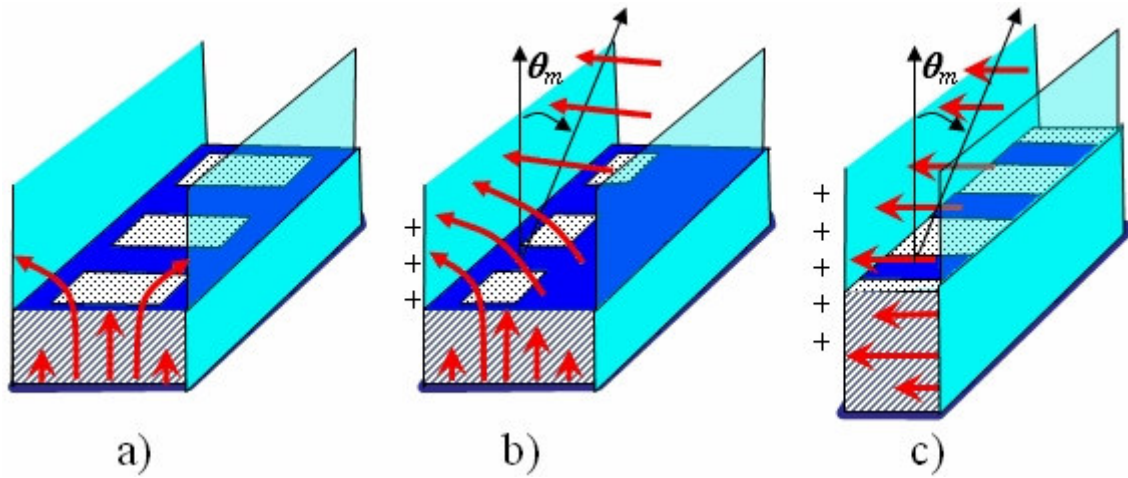


Figura 5.31- Comparación entre la Nueva Antena y la Antena “Dielectric-Inset”.

La nueva antena estará basada en la misma tecnología híbrida de la antena “dielectric-inset”, es decir, usando una *guía dieléctrica apantallada lateralmente por unas placas paralelas, a la que se le imprime un circuito impreso periódico*. El esquema de la nueva antena se muestra en las figuras 5.31-a y 5.31-b. A pesar de tener un aspecto muy parecido a la antena “dielectric-inset” (mostrada en la figura 5.31-c), el *mecanismo de radiación es totalmente distinto*, como se explicará a continuación. Esta diferencia hará que la nueva antena goce de nuevas propiedades eléctricas para el control de la radiación, como se demostrará a lo largo de esta sección.

La primera diferencia es que la nueva antena está basada en la *radiación del modo  $TE_{10}$ , cuya polarización es vertical*. Es por ello que, para que este modo sea dominante respecto del  $TE_{01}$ , es conveniente usar una guía dieléctrica con mayor ancho que alto. Como se puede ver en la figura 5.31-a, cuando el circuito impreso periódico de tipo “slot” está situado simétricamente respecto de las placas paralelas, el *modo  $TE_{10}$  presenta también simetría en sus líneas de campo*. Como pasaba con las antenas no periódicas, este modo nunca radia (aún estando en la zona de radiación,  $|\beta_y/k_0| < 1$ ), ya que debido a la simetría de los campos *no se excita el modo PPM de orden  $m_x=0$* , que es el único capaz de propagarse por las placas paralelas y llegar a la apertura superior.



Sin embargo, al *colocar los “slots” periódicos en una posición asimétrica*, se produce una perturbación en las líneas de campo del modo  $TE_{10}$ , que también dejan de ser simétricas. Como consecuencia *se induce una diferencia de potencial entre una pared lateral y la otra, excitando al modo PPM  $m_x=0$* , que a su vez provocará la radiación. De esta forma se hace que el *modo  $TE_{10}$  se convierta en un modo de fuga*, mediante el mecanismo de inducción de la radiación por asimetría. Controlando el nivel de asimetría (anchura  $W$  y posición  $d$  del “slot”, como se muestra en la figura 5.31) seremos capaces de controlar la tasa de radiación del modo de fuga,  $\alpha_y/k_0$ . Como vemos, se trata del mismo *mecanismo de inducción y control del nivel de radiación* usado para el diseño de antenas “leaky-wave” uniformes en el capítulo 4, pero ahora aplicado a antenas periódicas. La ventaja que introduce el uso de circuitos impresos periódicos es la de generación de armónicos de Floquet, de manera que podremos usar *el armónico  $m_y=-1$  para poder variar el ángulo de apuntamiento  $\theta_m$  desde “backward” a “forward”*.

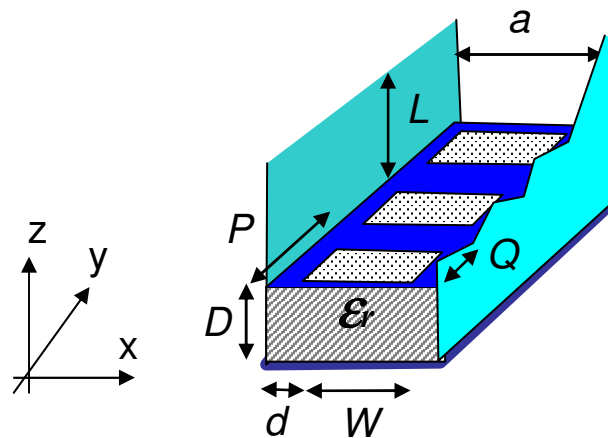


Figura 5.32- Esquema de la Nueva Antena “Leaky-Wave” con “Slots” Periódicos Asimétricos.

Por el contrario, la antena “dielectric-inset” no basa el control de la radiación en el nivel de asimetría del circuito impreso periódico. De hecho, aunque el circuito impreso sea simétrico, existirá radiación del modo  $TE_{01}$ , tal y como muestra la figura 5.31-c. Esto es debido a que *el modo  $TE_{01}$  es asimétrico por sí mismo*. Es decir, su propia configuración de campo polarizado horizontalmente provoca una diferencia de potencial entre las placas paralelas. El modo PPM  $m_x=0$ , causante de la radiación, es excitado por el modo  $TE_{01}$  aunque las tiras impresas sean simétricas.

Por lo demás, la nueva antena presenta las mismas propiedades que la antena “dielectric-inset”. Para hacer un diseño que trabaje en la misma banda de frecuencias que la antena “dielectric-inset” diseñada en [Guglielmi 1991-I], lo primero que haremos será usar el mismo sustrato dieléctrico ( $\epsilon_r=9$ ) e *intercambiaremos la anchura y la altura de la guía dieléctrica* ( $a=1.4mm$ ,  $D=0.84mm$ ) para que el *modo  $TE_{10}$  sea el dominante* frente al  $TE_{01}$ . En la figura 5.33 se representa la *capacidad de control del “bandgap”* al variar la longitud del “slot” asimétrico. Para ello se presenta el barrido en frecuencia del ángulo de apuntamiento del armónico  $m_y=-1$  del modo  $TE_{10}$ , usando un periodo  $P=2.8mm$  y para tres valores diferentes de longitud del “slot”  $Q$ . Se ha usado un “slot” colocado asimétricamente en una posición  $d=0.3mm$  y con una anchura  $W=0.6mm$ .

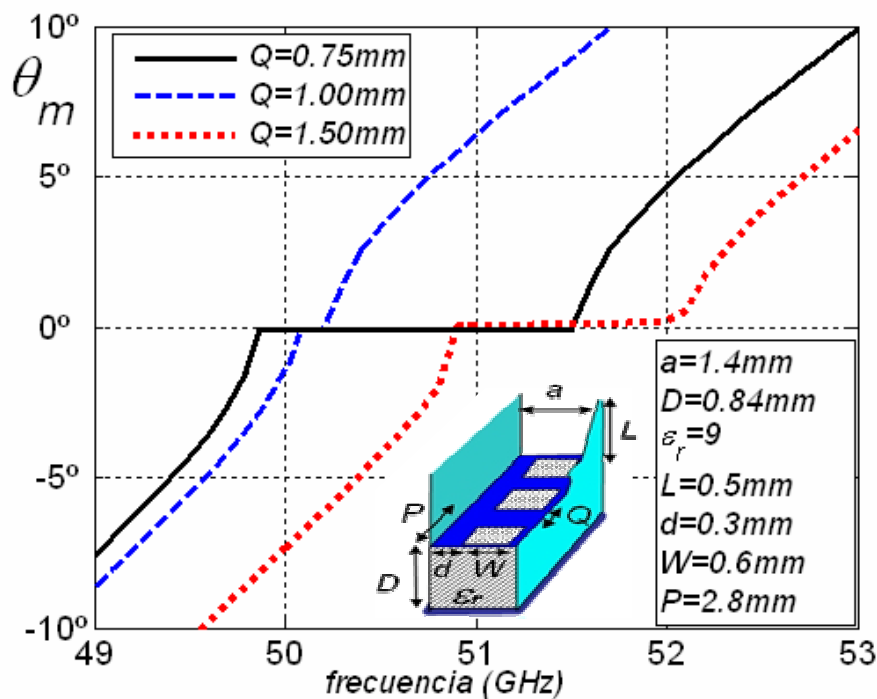


Figura 5.33- Control del “Bandgap” en la Nueva Antena “Leaky-Wave” con “Slots” Periódicos Asimétricos.

Como se ve, el armónico  $m_y=-1$  tiene su banda de radiación en torno a  $50\text{GHz}$ , y con un valor de  $Q=1.0\text{mm}$  se logra *minimizar el “bandgap”*. Una vez seleccionada la longitud óptima del “slot” periódico, se obtiene una respuesta suave del barrido en frecuencia de “backward” a “forward”, tal y como se muestra en la figura 5.34.

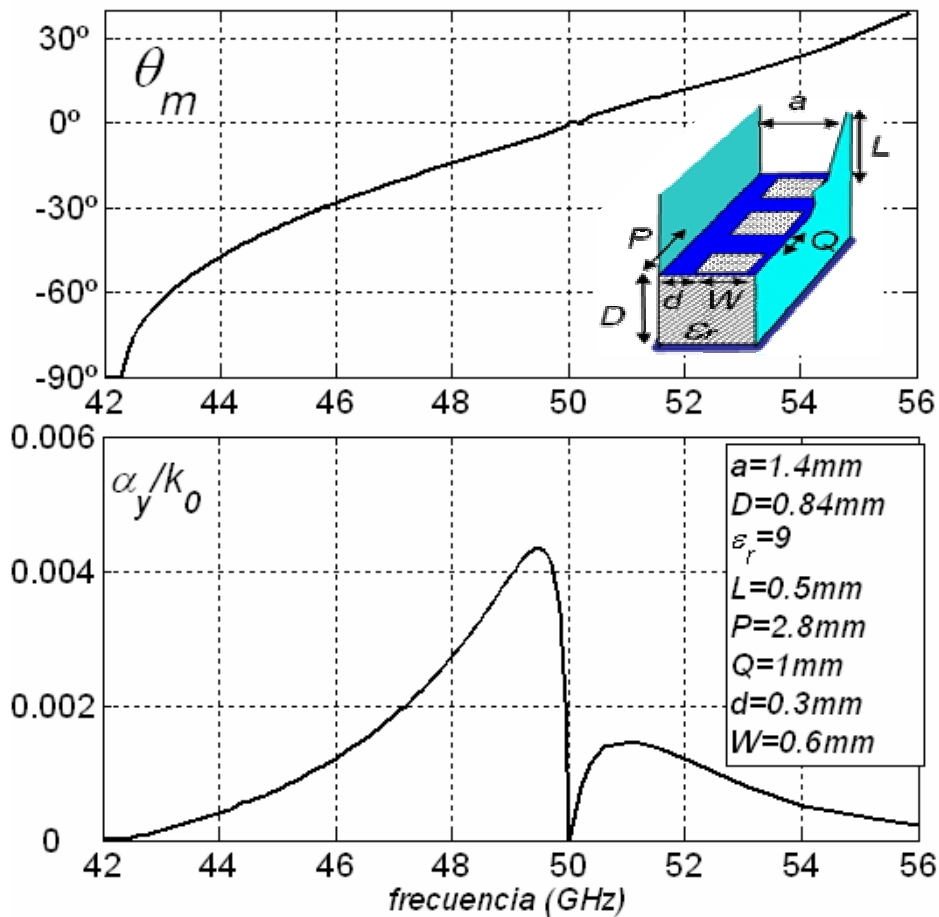


Figura 5.34- Barrido en Frecuencia en la Nueva Antena.

Hay que notar que el “bandgap” en la dirección “broadside” ( $50\text{GHz}$ ,  $\theta_m=0^\circ$ ) nunca se elimina del todo, como se puede observar por el nulo de la tasa de radiación en  $50\text{GHz}$ . Como se comentó, se necesita una estructura más complicada para conseguir radiar en la dirección “broadside” ([Guglielmi 1993]). En cualquier caso, hemos obtenido una respuesta en frecuencia óptima usando unas **dimensiones longitudinales del circuito impreso** dadas,  $P=2.8\text{mm}$  y  $Q=1\text{mm}$ . Por otro lado, las **dimensiones transversales** (posición  $d$  y anchura  $W$ , ver figura 5.31) serán usadas para **controlar el nivel de radiación**  $\alpha_y/k_0$ , según el mecanismo de radiación por asimetría explicado. La figura 5.35 ilustra el funcionamiento del mecanismo de control de la radiación de la antena. Para ello se representa la variación del ángulo de apuntamiento ( $\theta_m$ ) y de la tasa de radiación normalizada ( $\alpha_y/k_0$ ) del armónico  $m_y=-1$  del modo  $\text{TE}_{10}$  al variar la anchura del circuito impreso de tipo “slot” ( $W$ ), para diferentes valores de la posición de “slot” ( $d$ ).

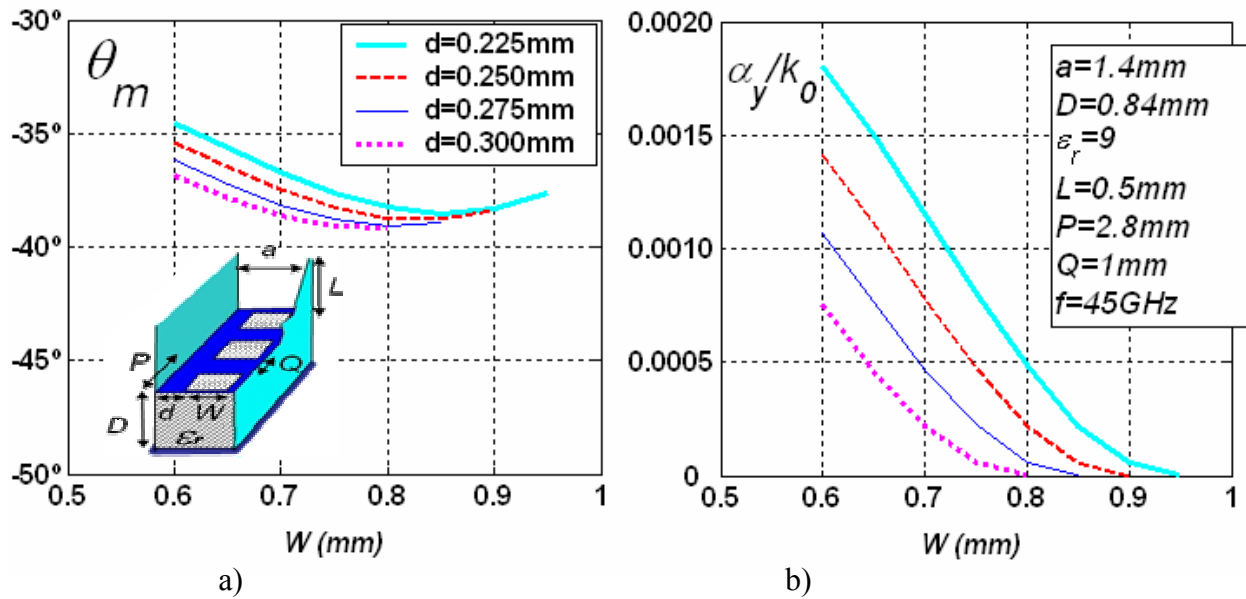


Figura 5.35- Control de la Constante de Radiación en la Nueva Antena.

Como ocurría en las curvas de dispersión obtenidas para el modo de fuga en la antena uniforme (capítulo 4), se observa en la figura 5.35-b que hay un determinado valor de la anchura  $W_0$  (para cada valor de la posición  $d$ ), tal que **la estructura es simétrica y por lo tanto la constante de radiación es nula**:

$$W_0 = a - 2d \quad (5.53)$$

Al variar la anchura del “slot” periódico por debajo de este valor, se observa en la figura 5.35-b que la tasa de radiación aumenta, hasta alcanzar un valor máximo para el máximo valor de asimetría. Por lo tanto se comprueba el **mecanismo de control del nivel de radiación por asimetría** que se atribuía a los armónicos del modo  $TE_{10}$ , y que sin embargo no se puede conseguir con los armónicos del modo  $TE_{01}$ . Hay que darse cuenta de que el modo  $TE_{01}$  se comporta como los modo “channel-guide” estudiados en el capítulo 4 (ver figura 4.20 en la sección 4.3 sobre modos indeseados), ya que su radiación no es debida a la asimetría. Por otro lado hay que destacar que este mecanismo de control de la constante de radiación  $\alpha_y$  presenta una **variación en la constante de fase del armónico  $m_y=-1$**  (y por tanto en su dirección de apuntamiento  $\theta_m$ ) **mucho menor que para el caso de la antena “dielectric-inset”**. En la figura 5.35-a se observa que para la frecuencia de análisis (45GHz), la dirección de apuntamiento del armónico varía entre  $\theta_m=-40^\circ$  y  $\theta_m=-35^\circ$ . Esta variación de  $5^\circ$  es mucho menor que para el caso de la antena “dielectric-inset”, en la cual la variación de  $\theta_m$  era de casi  $30^\circ$ , tal y como se mostró en la figura 5.30.

Otra ventaja de la nueva antena respecto de la “dielectric-inset” es que esta última utiliza el mismo mecanismo para controlar  $\alpha_y/k_0$  y para controlar el “bandgap”. Tal y como se mostró en las figuras 5.29 y 5.30, ambos controles se realizan variando la longitud del “slot” ( $Q$ ). Esto quita libertad en el diseño de la antena, ya que por un lado hay que escoger un valor fijo de  $Q$  para minimizar el “bandgap” ( $Q=2.028mm$ , como se mostró en la figura 5.29) pero por otro lado hay que variar  $Q$  para controlar la tasa de radiación  $\alpha_y/k_0$  (como se mostró en la figura 5.30). Por el contrario, la **nueva antena periódica propuesta independiza estos dos controles**, ya que la **dimensión longitudinal  $Q$**  se usa para **controlar el “bandgap”** (figura 5.33), mientras que la **dimensión transversa  $W$**  se usa para variar la tasa de radiación, una vez fijado  $Q$ , para **conseguir una iluminación dada** (figura 5.35).

En ambos casos es necesario **corregir el error de apuntamiento** al diseñar una antena “taper”, de manera que podamos **controlar la iluminación sin afectar al ángulo de apuntamiento de la antena**. En [Guglielmi 1991-I] se propone variar  $P$  para corregir el error de fase provocado al variar  $Q$ . De nuevo este mecanismo de “taper” introduce serias dificultades en el diseño, ya que  $P$  era la dimensión responsable de controlar la distancia entre armónicos, y por tanto asegurar que no radiaran dos armónicos a la vez, como se reflejó en las figuras 5.23 y 5.26. De nuevo la antena periódica presentada en esta tesis resuelve este problema al **separar las funciones de las dimensiones transversas ( $W$  y  $d$ ) y las dimensiones longitudinales ( $P$  y  $Q$ ) del circuito impreso**. Sin necesidad de modificar ni  $P$  ni  $Q$  se puede realizar un control “taper” de la iluminación de la antena. Para ello, tal y como se mostraba en la figura 5.35, se variará la **anchura  $W$**  de manera que se consigan los **niveles de la tasa de radiación deseados ( $\alpha_y/k_0$ )**, mientras que se **reajustará el valor de la posición del “slot” ( $d$ ) para corregir los posibles errores de fase**, tal y como se hizo para el caso de antenas uniformes.

La figura 5.36 muestra la **curva de contorno** para las dimensiones del circuito impreso ( $W$  y  $d$ ) que proporcionan un **apuntamiento constante de  $\theta_m=-38^\circ$**  a la frecuencia de  $45GHz$ , en la nueva antena periódica diseñada con los valores de dimensiones longitudinales que proporcionaban una respuesta en frecuencia óptima ( $P=3.8mm$ ,  $Q=1mm$ ). Esta curva ha sido obtenida usando el entorno CAD que se describe en el capítulo 6.

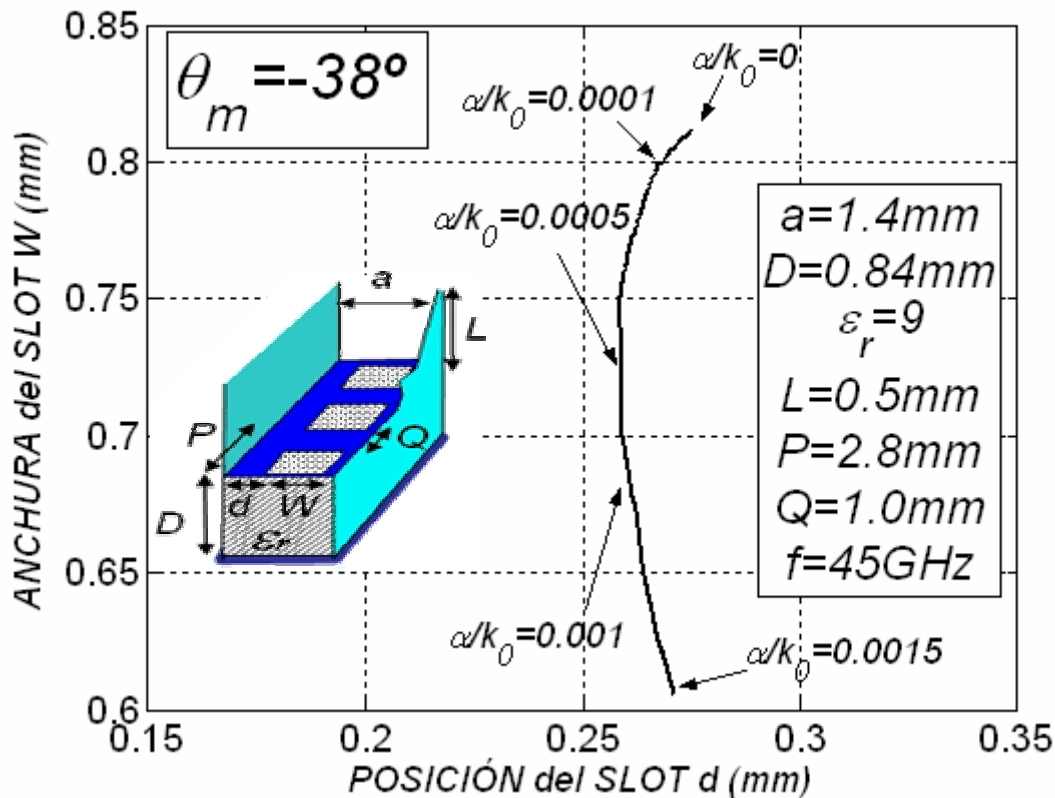


Figura 5.36- Curva de Contorno de Apuntamiento Constante ( $\theta_m = -38^\circ @ 45\text{GHz}$ ) y Variación de Tasa de Radiación para la Nueva Antena Periódica.

Usando esta curva se pueden  *sintetizar las dimensiones del circuito impreso para conseguir una determinada iluminación*, que mejore el nivel de lóbulos secundarios y apunte en la dirección de  $\theta_m = -32^\circ$  a la frecuencia de  $45\text{GHz}$ . Para comprobar el correcto funcionamiento del método de control de la iluminación, vamos a diseñar una antena periódica con *iluminación de tipo coseno*, y de *longitud*  $L_A = 10\lambda_0$ . La variación de la constante de radiación a lo largo de la antena venía dada por la siguiente expresión:

$$\alpha(y) = \frac{1}{2} \frac{|M(y)|^2}{\frac{1}{\eta} \int_{y=0}^{y=L_A} |M(y)|^2 \cdot dy - \int_{y=0}^y |M(y)|^2 \cdot dy} \quad (5.54)$$

donde  $|M(y)|$  era el tipo de iluminación deseada (en nuestro caso de tipo coseno), y  $\eta$  la eficiencia de la antena, que se podía calcular como:

$$\eta = 1 - e^{-2\bar{\alpha}L_A} = 1 - e^{-4\pi \frac{\bar{\alpha}}{k_0} \frac{L_A}{\lambda_0}} \quad (5.55)$$

En nuestro caso podemos obtener un nivel máximo de pérdidas por radiación de  $\alpha/k_0=0.0015$ , como se puede ver en la figura 5.36. Este nivel máximo establece un valor medio aproximado de la constante de radiación a lo largo de la antena de  $\bar{\alpha}/k_0 = 0.00075$ , la cual determina la eficiencia de una antena de longitud  $L_A=10\lambda_0$  en  $\eta=9\%$ , según la ecuación (5.55). Esta eficiencia es la que debe ser usada en la ecuación (5.54) para obtener la variación de la constante de radiación del modo de fuga a lo largo de la antena, mostrada en la figura 5.37. Para conseguir **mayores eficiencias** de radiación, deberíamos **usar antenas más largas**, ya que el modo de fuga en la antena periódica propuesta tiene una **tasa de radiación máxima de  $\alpha/k_0=0.0015$** .

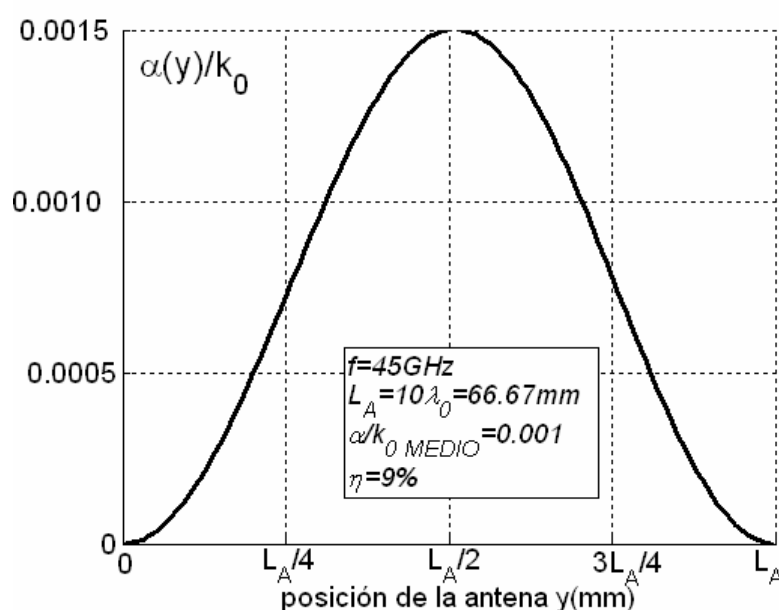


Figura 5.37- Variación de Tasa de Radiación a lo Largo de la Longitud de la Nueva Antena Periódica para una Iluminación de Tipo Coseno ( $L_A=10\lambda_0, f=45\text{GHz}$ ).

Combinando la información de la figura 5.37 con la curva de contorno de la figura 5.36, se obtienen **la anchura y la posición de los “slots” periódicos**. La tabla con las dimensiones de cada “slot”, así como el esquema del **“layout” del circuito impreso periódico** de tipo “slot” que se obtiene, están representados en la figura 5.38. Como se puede apreciar, se trata de un circuito impreso compuesto por un conjunto de **24 “slots” periódicos**. **La anchura de los mismos es modulada a lo largo de la longitud de la antena**, de forma que se pasa de una configuración simétrica en los extremos de la antena (para conseguir  $\alpha_y/k_0=0$ ) a un máximo de asimetría por el centro de la antena (para conseguir el máxima tasa radiación,  $\alpha/k_0=0.0015$ ).





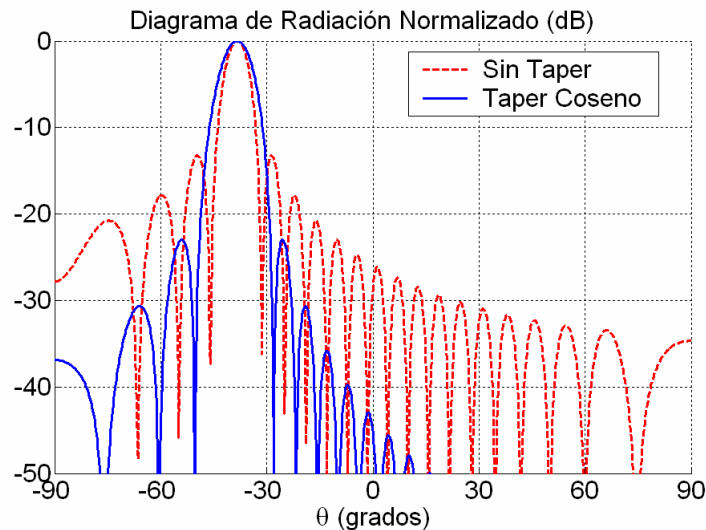


Figura 5.39- Diagramas de Radiación Ideales en Antena "Leaky-Wave" de Longitud  $L_A=10\lambda_0$ , Radiando en la Dirección  $\theta_m=-38^\circ$ .

Para **validar el diseño realizado**, vamos a introducir la estructura tridimensional de la antena en HFSS y vamos a comparar los diagramas de radiación obtenidos con los esperados. Primeramente analizamos la antena de longitud  $L_A=10\lambda_0$  con un circuito impreso de tipo "slot" **sin "taper"**, es decir, manteniendo constante la dimensión de los parches periódicos. Elegimos  $d=0.3mm$  y  $W=0.7mm$ , que según el análisis del armónico  $m_y=-1$  del modo de fuga  $TE_{10}$ , proporciona un apuntamiento de valor  $\theta_m=-38^\circ$  y una tasa de radiación constante de valor  $\alpha/k_0=0.0015$ , que es el máximo alcanzable en esta tecnología de "slots" periódicos. El resultado se muestra en la figura 5.40. Se compara el diagrama de radiación basado en la constante de propagación compleja del modo de fuga, con el obtenido por el análisis tridimensional de HFSS. Se observa **muy buena coincidencia entre ambos resultados**, mostrando el apuntamiento de la antena en dirección "backward" ( $\theta_m=-38^\circ$ ) y el alto nivel de lóbulos secundarios ( $-13dB$ ) que le corresponde a una iluminación exponencial (sin "taper"). Por otro lado, el análisis de HFSS muestra además un lóbulo con  $-19dB$  apuntando a la dirección complementaria ( $\theta=+38^\circ$ ), debido a la **onda que se refleja en la discontinuidad al final de la antena**. Para el caso de iluminación exponencial con valor constante de  $\alpha/k_0=0.0015$ , obtenemos eficiencia del 17% ( $\eta=0.17$ ), con lo cual llega bastante cantidad de energía no radiada al extremo final de la antena. Parte de esta energía es reflejada por la discontinuidad que ve la onda al pasar de una guía con "slots" periódicos a la guía totalmente cerrada.

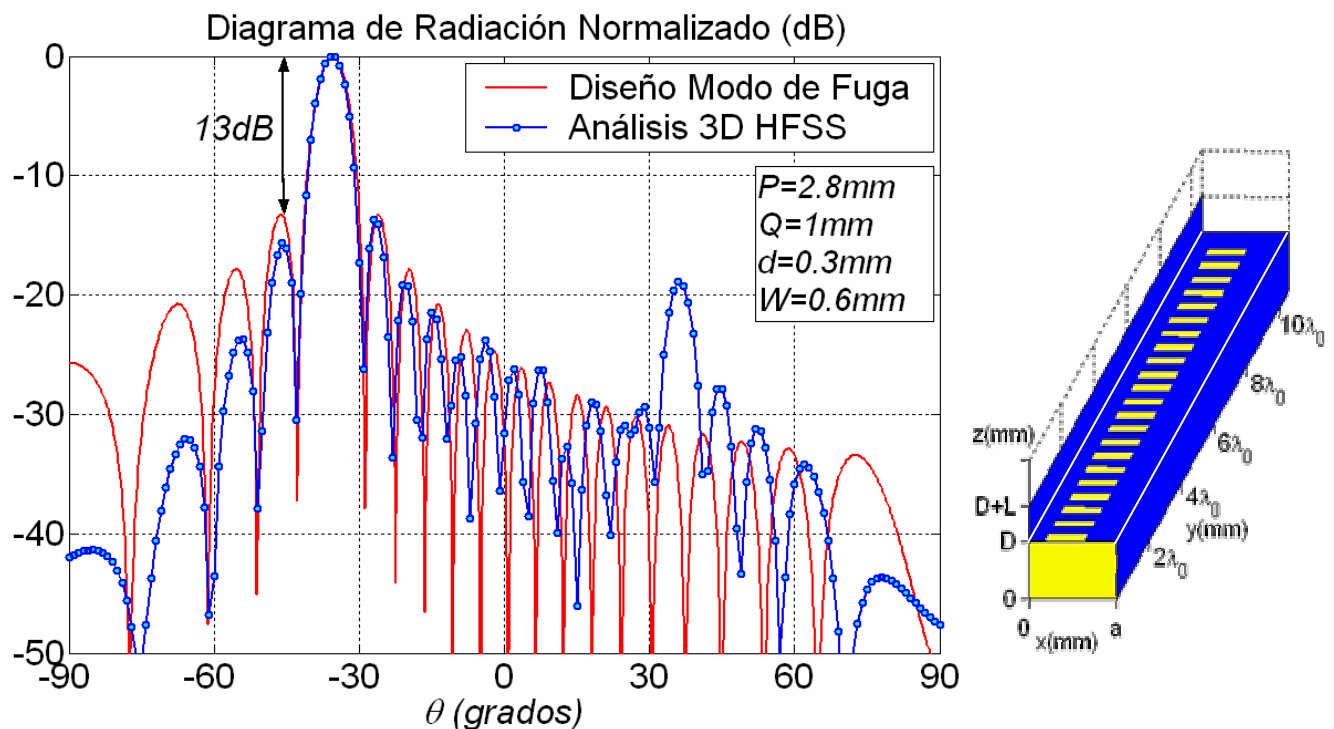


Figura 5.40- Diagramas de Radiación Obtenido para la Nueva Antena "Leaky-Wave" de Longitud  $L_A=10\lambda_0$  a 45GHz, sin "Taper" de Iluminación.

A continuación se analiza la **antena con el diseño "taper"**, es decir, variando las dimensiones de los "slots" periódicos según la tabla de la figura 5.38, de manera que se consiga una iluminación de tipo coseno. La comparación de resultados se muestra en la figura 5.41. En el cuadrante "backward" ( $\theta_m < 0^\circ$ ) los resultados de HFSS coinciden con los predichos por el método basado en el modo de fuga, observando la **disminución del nivel de lóbulos secundarios a -23dB**. Sin embargo, los resultados de HFSS muestran un lóbulo reflejado de muy alto nivel (-12dB aproximadamente) en el cuadrante "forward" (en la dirección  $\theta = +38^\circ$ ). Este lóbulo es debido a la **onda reflejada, que en el caso del diseño "taper" es mucho mayor**, por los motivos que se explican a continuación. El diseño sin "taper" usaba unas dimensiones uniformes de los "slots" periódicos ( $d=0.3mm$  y  $W=0.6mm$ ) que proporcionan la máxima tasa de radiación ( $\bar{\alpha}/k_0=0.0015$ ) a lo largo de toda la antenna, de manera que con  $L_A=10\lambda_0$  e iluminación exponencial se obtiene una eficiencia del 17%. Sin embargo, al usar una iluminación "taper" de tipo coseno, la tasa de radiación varía a lo largo de la antenna, según se mostraba en la figura 5.37. El valor medio de tasa de radiación de la antenna es aproximadamente la mitad del valor máximo ( $\bar{\alpha}/k_0 = 0.00075$ ), de manera que usando (5.55) obtenemos una eficiencia del 9%.

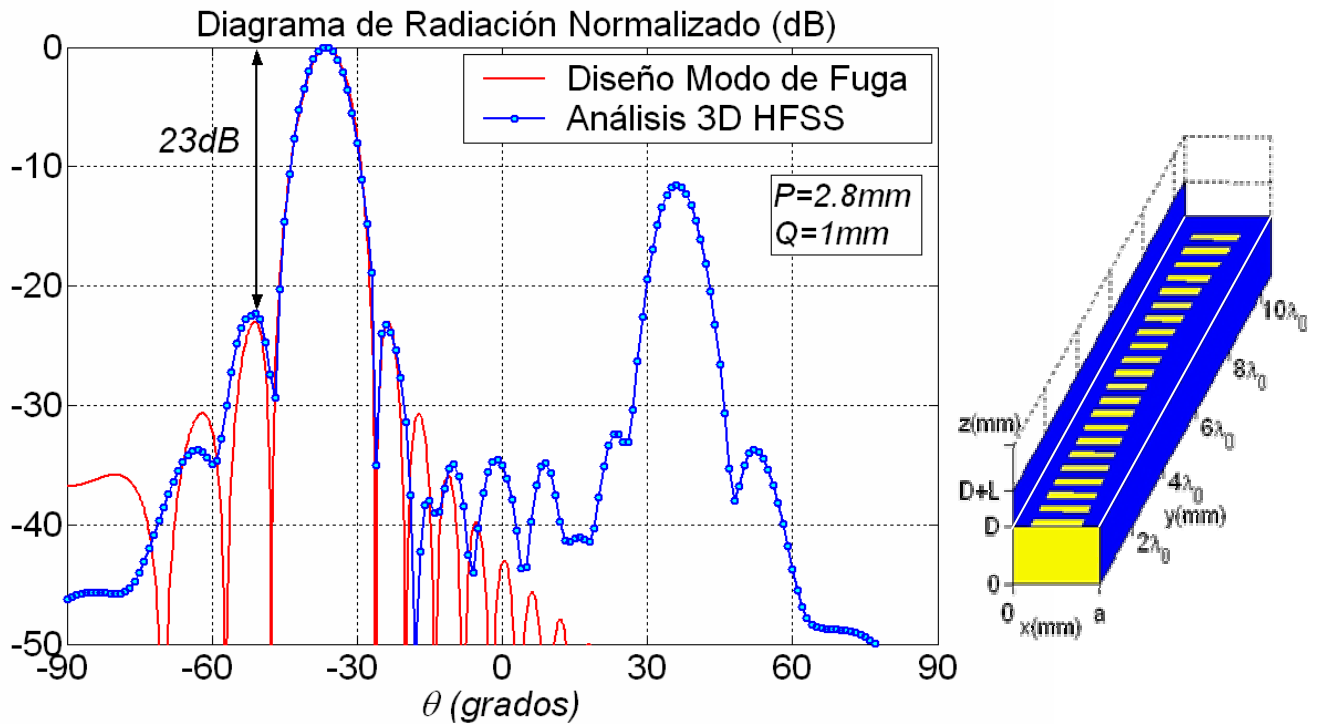


Figura 5.41- Diagramas de Radiación Obtenido para la Nueva Antena "Leaky-Wave" de Longitud  $L_A=10\lambda_0$  a 45GHz, con "Taper" para Iluminación Coseno.

Por lo tanto en el caso de la **antena "taper" con iluminación coseno se obtiene una menor eficiencia de radiación que en el caso de la antena sin "taper", con iluminación exponencial**. Por eso en el diseño de la antena "taper" llega más energía al final de la antena y por tanto se refleja más energía en la discontinuidad existente en el extremo final de la antena, provocando un **mayor nivel del lóbulo de radiación de la onda reflejada**. El análisis basado en el modo de fuga no es capaz de predecir este fenómeno, ya que se considera que la iluminación de la antena está creada sólo por la onda progresiva. Sin embargo hay que tener en cuenta este efecto, pues en la estructura tridimensional real existirá la onda reflejada provocada por la discontinuidad.

Para que el diagrama de radiación del diseño real se parezca más al diagrama de radiación esperado, habrá que **eliminar la onda reflejada**. Para ello vamos a añadir una **transición suave de forma triangular al final de la antena**, de manera que se pase de la estructura con "slots" periódicos a la guía totalmente cerrada sin que la onda vea **ninguna discontinuidad**. El esquema de esta transición se muestra en la figura 5.42, donde además se muestra el diagrama de radiación obtenido por HFSS.

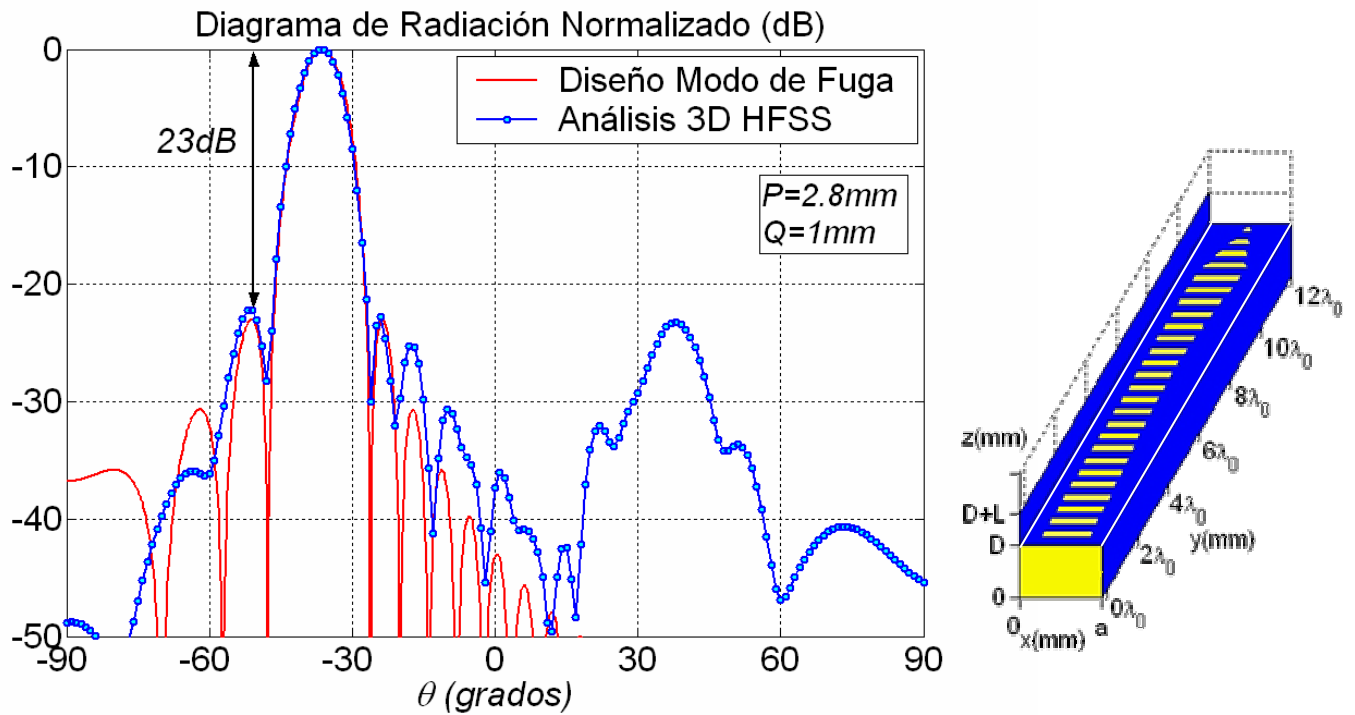


Figura 5.42- Diagramas de Radiación Obtenido para la Nueva Antena "Leaky-Wave" de Longitud  $L_A=10\lambda_0$  a 45GHz, con "Taper" para Iluminación Coseno y Transición Triangular de Longitud  $L_T=2\lambda_0$  para Minimizar la Onda Reflejada.

Usando una **transición de longitud**  $L_T=2\lambda_0$  se consigue **disminuir el lóbulo de la onda reflejada de -12dB a -24dB**, tal y como se observa en la figura 5.42. Como se puede ver en el layout de la antenna total, la longitud de la antenna ha aumentado de  $L_A=10\lambda_0$  a  $L_A+L_T=12\lambda_0$ . La sección triangular de longitud  $L_T$  no radia, ya que siempre se respeta la simetría del circuito en la transición. De esta manera se ha conseguido un diagrama de radiación en el que **todos los lóbulos secundarios están al menos 23dB por debajo del lóbulo principal**, mejorando los -13dB de una antenna periódica sin "taper".

La **tecnología híbrida** usada en este capítulo para diseñar antenas periódicas ha permitido concebir un nuevo tipo de antenas que combinan circuitos impresos periódicos para controlar la radiación del modo  $TE_{10}$  de la guía rectangular dieléctrica. La nueva antenna presenta una **mayor flexibilidad de diseño** cuando la comparamos con otras antenas "leaky-wave" periódicas, en las que el "taper" se conseguía modificando las dimensiones longitudinales de las perturbaciones periódicas. La nueva antenna propuesta basa el **mecanismo de control de la radiación por la asimetría introducida por los circuitos periódicos en la dirección transversa**. Así se ha conseguido diseñar

una antena con *iluminación “taper”*, sin poner en compromiso la capacidad de obtener un *barrido en frecuencia óptimo de “backward” a “forward”*.

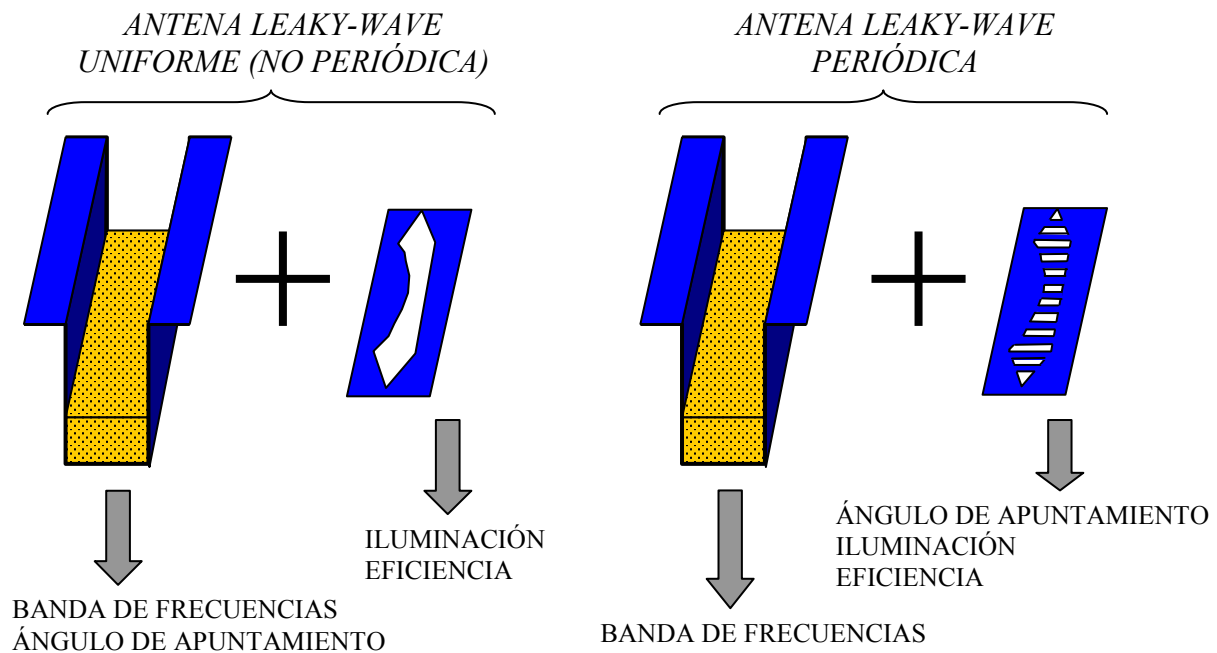


Figura 5.43-Capacidad de Control de Apuntamiento e Iluminación.

Otra *aplicación de esta tecnología* se comenta a continuación. Como ya se dijo en el capítulo 4, la tecnología híbrida combina la tecnología de guía de onda (guía dieléctrica más guía de placas paralelas) con la tecnología planar (circuito impreso sobre la guía dieléctrica), siendo el *circuito impreso el encargado de controlar el nivel de radiación* (el tipo de iluminación y la eficiencia de la antena). De esta manera se podían implementar de manera sencilla (usando *procesos fotolitográficos*) diferentes máscaras de circuito impreso para ser usadas sobre una misma guía dieléctrica. En el capítulo 4 se demostró que el circuito impreso era capaz de controlar la iluminación de la antena, de forma que se sintetizara un determinado diagrama de radiación con un bajo nivel de lóbulos secundarios. Sin embargo, como se demostró también en el capítulo 4, la dirección en que radia el modo de fuga ( $\theta_m$ ) venía determinada por las dimensiones de la guía dieléctrica (sobre todo su anchura  $a$ , al tratarse de un modo  $TE_{10}$ ) y la frecuencia de trabajo. El circuito impreso modificaba la constante de fase del modo  $TE_{10}$  en menor medida. Por lo tanto, *en las antenas “leaky-wave” uniformes* estudiadas en el capítulo 4, *el ángulo de apuntamiento para una determinada frecuencia viene determinado por la guía dieléctrica*, mientras que el nivel de lóbulos secundarios (determinado por la *iluminación*) *era controlado por el circuito impreso*.

A continuación se demostrará que si usamos un circuito impreso periódico podremos *variar tanto la iluminación como el ángulo de apuntamiento* (en un rango elevado de ángulos  $\theta_m$ ) *con tan sólo modificar el circuito impreso, y usando la misma guía de onda*. La guía de onda determinará la banda de frecuencias de trabajo, pero dentro de esta banda tendremos una gran libertad para seleccionar a qué ángulo radiará la antena en cualquier frecuencia de esa banda. De esta forma se consigue una flexibilidad total a la hora de sintetizar un determinado diagrama de radiación, con la enorme ventaja que supone poder usar la misma guía de onda en todos los diseños, tal y como se ilustra en la figura 5.43.

Esta propiedad *de selección del ángulo de apuntamiento y el tipo de iluminación de manera independiente y flexible* se basa en el uso del armónico  $m_y=-1$  como fuente de radiación. La constante de fase de dicho armónico la podemos determinar a partir de la constante de fase del armónico principal (que será aproximadamente la del modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica) por la siguiente expresión, que proviene de particularizar (5.43) para el caso  $m_y=-1$ :

$$\beta_{y-1} = \beta_{y0} - \frac{2\pi}{P} \quad (5.56)$$

Como hemos comentado,  $\beta_{y0}$  será aproximadamente la constante de propagación del modo  $TE_{10}$  de la correspondiente guía dieléctrica sin perturbaciones periódicas, y por lo tanto su valor dependerá fundamentalmente de la frecuencia y la anchura de la guía dieléctrica:

$$\beta_{y0} \approx \beta_y^{TE_{10}} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (5.57)$$

Sin embargo, la ecuación (5.56) muestra cómo la *periodicidad  $P$  del circuito impreso permite modificar la constante de fase del armónico  $m_y=-1$* , y por tanto su ángulo de apuntamiento  $\theta_m$ , dado por:

$$\sin \theta_m = \frac{\beta_{y-1}}{k_0} = \frac{\beta_0 - \frac{2\pi}{P}}{k_0} = \frac{\beta_0}{k_0} - \frac{\lambda_0}{P} \quad (5.58)$$

Como ya se demostró en las figuras 5.23 y 5.26, al *disminuir  $P$  podemos alejar la respuesta en frecuencia del armónico  $\beta_{-1}$  de la del armónico  $\beta_0$* , que permanece prácticamente intacta al variar  $P$ .

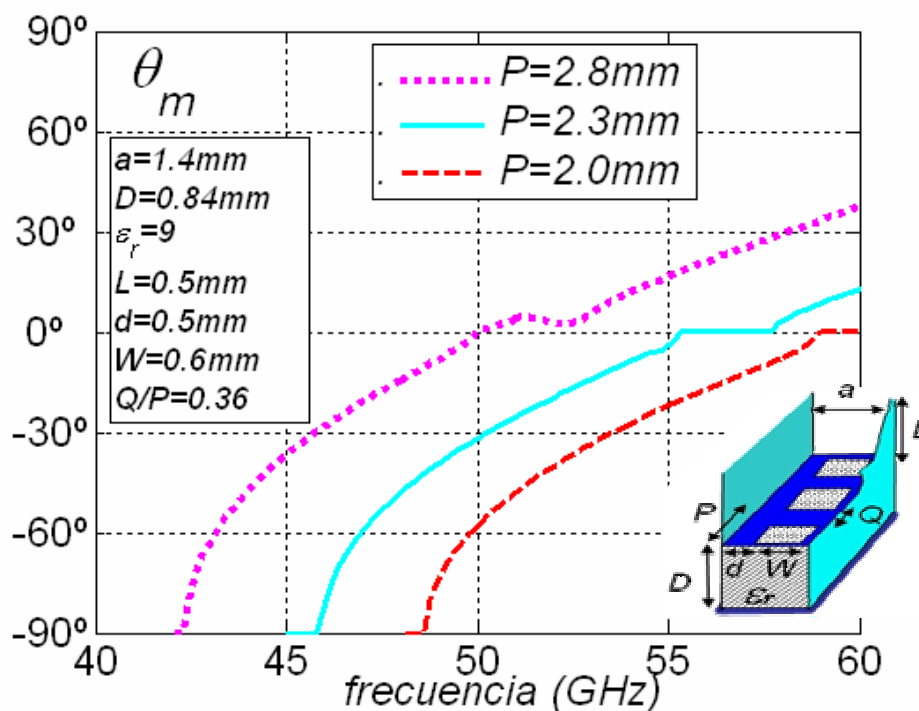


Figura 5.44-Variación de la Respuesta en Frecuencia del Apuntamiento del Armónico  $m_y=-1$  con  $P$ .

La figura 5.44 muestra la respuesta en frecuencia del ángulo de apuntamiento del armónico  $m_y=-1$  ( $\theta_m$ ) para la misma guía usada en los apartados anteriores (las dimensiones son  $a=1.4mm$ ,  $D=0.84mm$ ,  $\epsilon_r=9$ ,  $L=0.5mm$ ,  $d=0.3mm$  y  $W=0.6mm$ ) y un circuito de tipo “slot”, de forma que obtenemos la condición de radiación del armónico  $m_y=-1$  en la banda de  $50GHz$ . Se han obtenido tres curvas, correspondientes a tres valores de  $P$  ( $2mm$ ,  $2.3mm$  y  $2.8mm$ ). Se puede observar cómo **al variar  $P$  de  $2mm$  a  $2.8mm$  se logra que a una frecuencia fija de  $50GHz$  el armónico  $m_y=-1$  pase de apuntar en  $\theta_m=-60^\circ$  a  $\theta_m=0^\circ$** . Se ha mantenido el mismo valor de longitud normalizada del “slot” ( $Q/P=0.36$ ).

La variación de  $\theta_m$  y  $\alpha_y/k_0$  para la frecuencia de  $50GHz$ , barriendo  $P$  de  $1.8mm$  a  $2.8mm$  se muestra en la figura 5.45. Se observa que **teóricamente se puede conseguir barrer todos los ángulos de apuntamiento de un cuadrante ( $90^\circ$ )**. Conviene **escoger el cuadrante “backward”** (ángulos negativos) para **evitar el fenómeno de radiación múltiple** del armónico  $m_y=-1$  y el  $m_y=-2$ , que se produciría en la región “forward” con mayores valores de  $P$  (recordemos que si aumentamos  $P$  se acercan los armónicos entre sí).

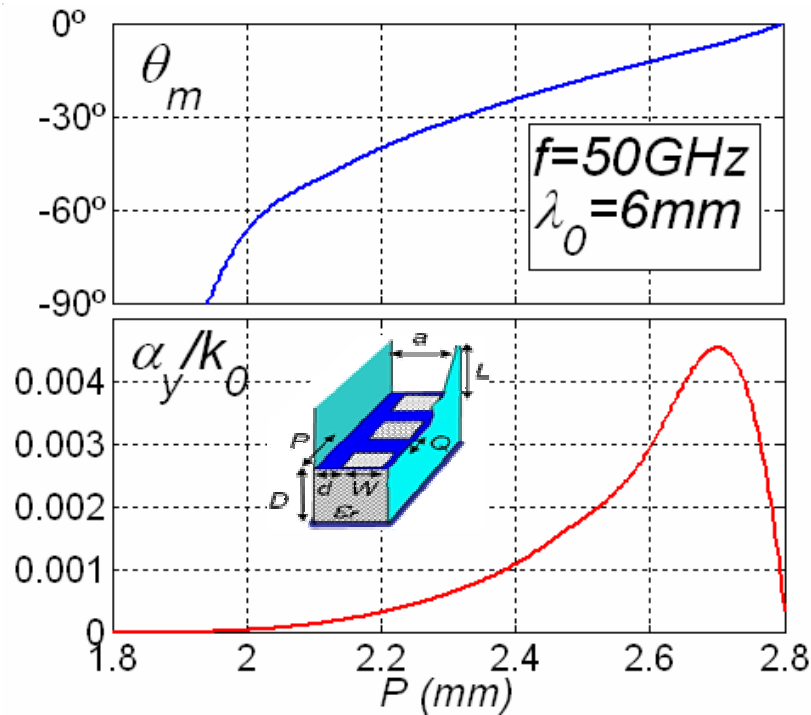


Figura 5.45-Variación del  $\theta_m$  y  $\alpha_y/k_0$   $m_y=-1$  con  $P$  ( $Q/P=0.36$ ).

En la figura 5.45 también se ha mantenido constante el ratio  $Q/P=0.36$  para conseguir un barrido de  $\theta_m$  con  $P$  lo más lineal posible. Por otro lado se observa la **disminución de  $\alpha_y/k_0$  cuando el modo de fuga apunta en dirección “endfire”** ( $\theta_m=-90^\circ$ ), así como el nulo de  $\alpha_y/k_0$  debido al “bandgap” en “broadside” ( $\theta_m=0^\circ$ ). Esta respuesta es normal en cualquier antena “leaky-wave”. Con estos resultados demostramos la **capacidad de mover al ángulo de apuntamiento al variar la periodicidad  $P$  del circuito impreso**, y manteniendo constante la longitud normalizada del “slot” (ratio  $Q/P$ ).

Por otro lado se va a demostrar que para diferentes valores de  $P$  podemos **controlar de forma independiente la constante de radiación  $\alpha_y$** . De esta forma, para cualquier ángulo de apuntamiento de la antena  $\theta_m$  (determinado por  $P$ ) seremos capaces de controlar la iluminación de la antena sin afectar al apuntamiento. Para ello vamos a usar la propiedad de control de la tasas de radiación por asimetría del circuito impreso. Recordemos que  $\alpha_y$  se podía controlar variando las **dimensiones transversas del circuito impreso ( $W$  y  $d$ )**. La figura 5.46 muestra cómo se varía  $\alpha_y/k_0$  desde 0 hasta un valor máximo al modificar la anchura de los slots ( $W$ ) para tres valores diferentes de  $P$ , que proporcionan tres valores diferentes de apuntamiento  $\theta_m$ .



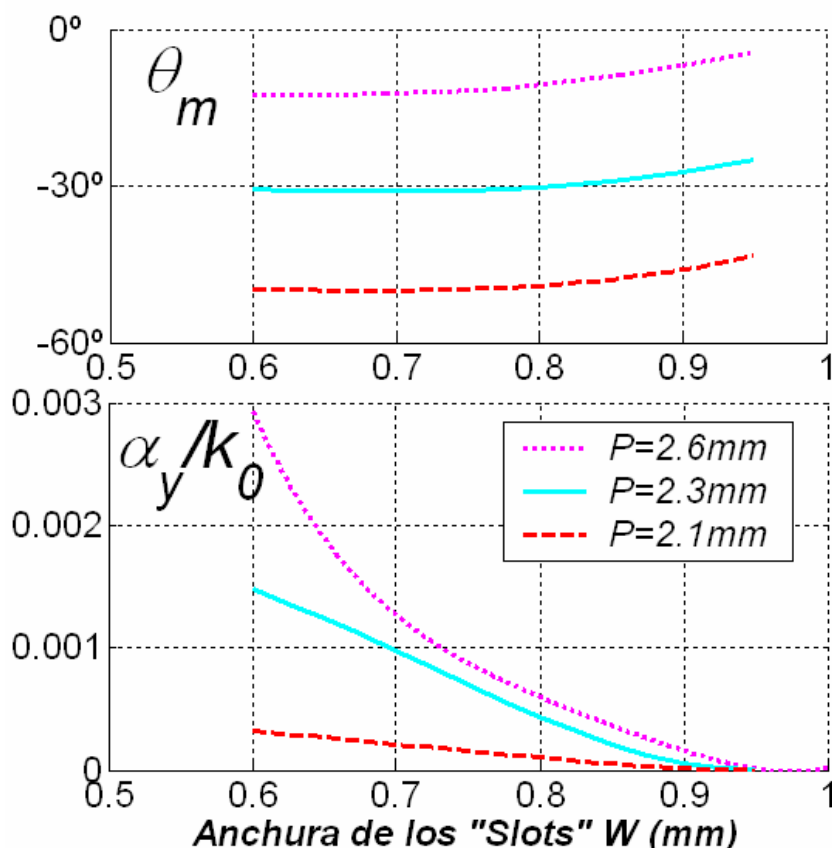


Figura 5.46-Control de  $\alpha_y/k_0$  con  $W$  por Asimetría para Diferentes Valores de  $P$  ( $Q/P=0.36$ ).

Las dimensiones de la antena son las mismas que se usaron para obtener las gráficas anteriores, y la frecuencia de análisis es de 50GHz. Observemos que  $\theta_m$  apenas es *modificado al variar W*. Los pequeños *errores de fase* observados en el ángulo de apuntamiento *pueden ser corregidos modificando la posición del "slot" (d)*, tal y como se hizo en el diseño de la antena periódica "taper" anteriormente. De nuevo este *control independiente de la respuesta de  $\theta_m$  y la de  $\alpha_y/k_0$  es posible gracias a la separación entre las funciones de las dimensiones longitudinales (P y Q) y las dimensiones transversas (W y d) del circuito impreso periódico.*

De esta forma vamos a diseñar tres antenas basadas en una misma guía de onda ( $a=1.4\text{mm}$ ,  $D=0.84\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=9$ ,  $L=0.5\text{mm}$ ), de manera que a la frecuencia de 50GHz obtengamos tres diagramas de radiación distintos al añadirle tres circuitos impresos diferentes. Los tres diseños deben tener *iluminación de tipo coseno* para reducir el nivel de lóbulos secundarios, y *cada uno va a radiar en un ángulo diferente*. Usando los

datos de la figura 5.46, vamos a usar tres periodicidades diferentes ( $P=2.6mm$ ,  $P=2.3mm$  y  $P=2.1mm$ ) que harán que el diagrama de radiación obtenido apunte a tres ángulos distintos ( $\theta_m=-12^\circ$ ,  $\theta_m=-32^\circ$  y  $\theta_m=-51^\circ$ ). Las tres antenas tienen una longitud  $L_A=10\lambda_0=60mm$ , trabajando a la frecuencia  $f=50GHz$ .

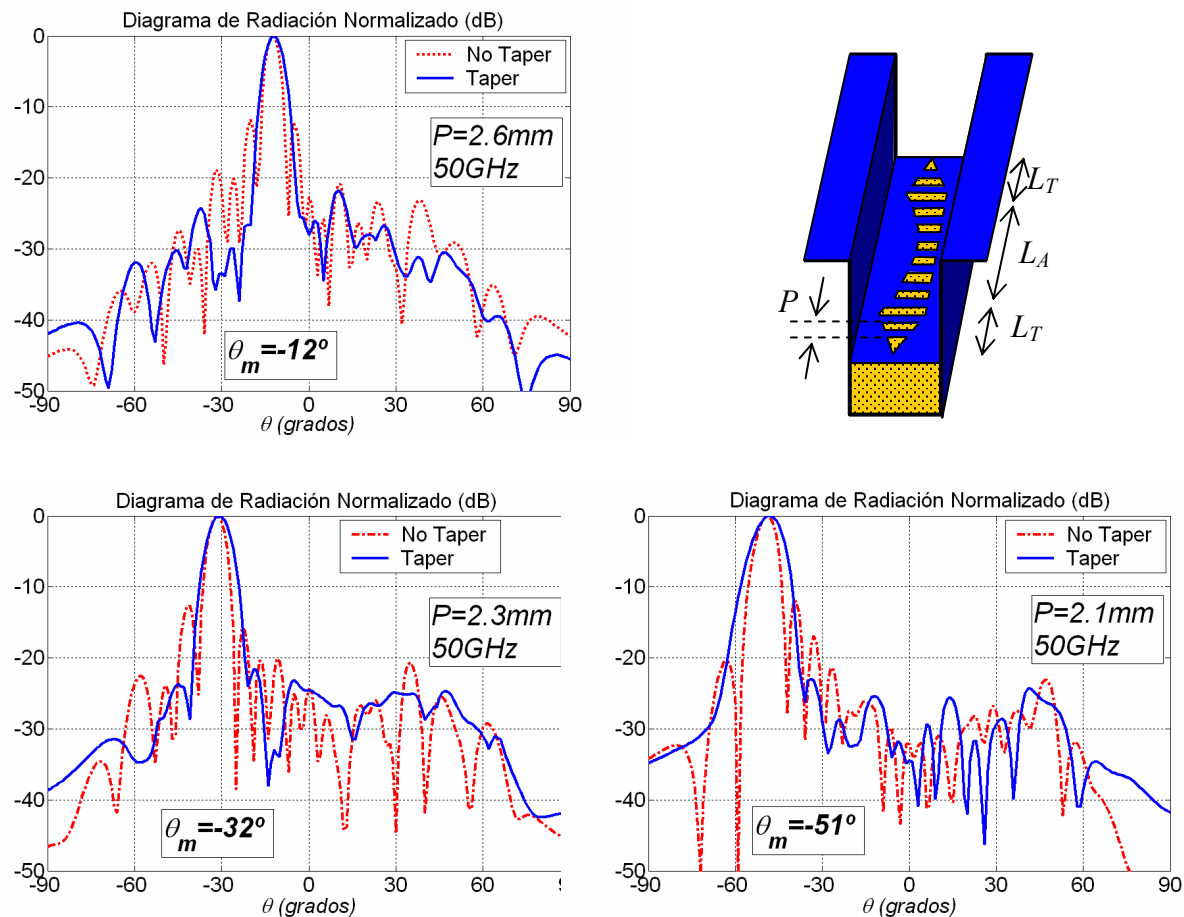


Figura 5.47-Comprobación con HFSS de la Habilidad de Control Simultáneo e Independiente del Ángulo de Apuntamiento y de la Iluminación.

Tras obtener las dimensiones del layout del circuito periódico de tipo “slot” para cada uno de los tres diseños, *introducimos las antenas en HFSS* y obtenemos los diagramas de radiación normalizados, que se representan en la figura 5.47. Se confirma el *control del ángulo de apuntamiento  $\theta_m$  al modificar la periodicidad*, obteniendo las *direcciones predichas por el análisis del modo de fuga* de la figura 5.44 ( $\theta_m=-12^\circ$ ,  $-32^\circ$  y  $-51^\circ$  para  $P=2.6mm$ ,  $2.3mm$  and  $2.1mm$ , respectivamente). Se han analizado tanto el diseño “taper” con iluminación de tipo coseno como la antena sin “taper”, de manera que se demuestra la *mejora en el nivel de lóbulos secundarios* (de  $-13dB$  sin “taper” a

-20dB como mínimo con “taper”) *para los tres ángulos de apuntamiento* sacrificando un poco la directividad de la antena. Como se muestra en el esquema del layout del circuito impreso añadido a la guía de onda, se han usado *transiciones triangulares de longitud  $L_T=2\lambda_0$*  en ambos extremos de la antena para *reducir las reflexiones en las discontinuidades*.

Con los resultados obtenidos en la figura 5.44 se demuestra la *habilidad que presenta la tecnología híbrida de controlar de una manera simultánea e independiente el ángulo de apuntamiento y la iluminación de la antena “leaky-wave” periódica*. Este control se realiza variando las dimensiones del circuito impreso, sin tener que modificar las dimensiones de la guía de onda. De esta manera se *facilita el diseño y la fabricación de la antena*, pues se pueden diseñar y fabricar de una manera sencilla (por procesos fotolitográficos) *diferentes circuitos planares para ser usados sobre una misma guía dieléctrica* “soporte” o “portadora” del modo  $TE_{10}$  que se va a perturbar con el circuito impreso. Las *dimensiones de la guía* de onda controlan la *banda de frecuencias de trabajo*, de forma que para una misma banda se puede usar una única guía. Por su lado las *dimensiones longitudinales del circuito impreso* se diseñan para cumplir las *especificaciones de apuntamiento y barrido en frecuencia (y control del “bandgap”)*, mientras que las *dimensiones transversas* se modifican para sintetizar una determinada *iluminación que reduzca el nivel de lóbulos secundarios*.

La antena diseñada en este capítulo presenta una importante ventaja respecto de las antenas no periódicas estudiadas en el capítulo 4. *Las antenas uniformes no eran capaces de controlar el ángulo de apuntamiento en un rango tan amplio simplemente modificando el circuito impreso*, sino que se hacía necesario modificar la anchura de la guía dieléctrica. Por otro lado, las antenas periódicas en tecnología híbrida mejoran las características eléctricas de anteriores antenas “leaky-wave” implementadas en diferentes tecnologías a la propuesta en esta tesis. *En anteriores diseños*, el control de la iluminación y del apuntamiento (y del “bandgap”) se realizaba con las dimensiones longitudinales de las discontinuidades periódicas (periodo  $P$  y longitud  $Q$ ). Por lo tanto *no se podía controlar de manera independiente la iluminación y el apuntamiento*.

El uso de *placas paralelas* en la tecnología presentada en esta tesis permite utilizar el *mecanismo de radiación por asimetría para controlar la iluminación*. Las dimensiones transversas (anchura  $W$  y posición  $d$ ) de las discontinuidades periódicas son las responsables de controlar la iluminación, mientras que de manera independiente se puede controlar el apuntamiento y el “bandgap” con las dimensiones longitudinales del circuito impreso (periodo  $P$  y longitud  $Q$ ).

Hay que destacar que el diseño de estas nuevas antenas ha sido posible gracias al desarrollo de un *método de análisis bidimensional*, específicamente concebido para la *obtención de la constante de propagación compleja de los modos de fuga*. Se ha usado una técnica de ecuación integral aplicada sobre el circuito impreso de la celda unidad, usando condiciones de contorno de placas paralelas en el eje “ $x$ ” y periodicidad en el eje “ $y$ ”. De esta forma se ha desarrollado un método de análisis con una *alta carga analítica*, que permite obtener las *curvas de dispersión de los modos de fuga* de una manera rápida y a la vez exacta. Una vez obtenida la dispersión de la constante de propagación del modo de fuga con la frecuencia y las dimensiones de la antena, se puede diseñar una *estructura tridimensional* que cumpla unas determinadas *especificaciones de radiación* (apuntamiento, eficiencia, nivel de lóbulos secundarios). El diseño de la estructura tridimensional a partir de los resultados obtenidos del análisis bidimensional del modo de fuga se explica con más detalle en el siguiente y último capítulo de esta tesis doctoral (capítulo 6). En este último capítulo se describe una herramienta de diseño asistido por ordenador (CAD), con la cual se han obtenido todos los diseños de antenas presentados en esta tesis doctoral. Si bien todos *los diseños han sido validados* usando una herramienta comercial de análisis electromagnético tridimensional (*HFSS*), hay que decir que el diseño de las antenas habría sido mucho más costoso si se hubiera intentado diseñar las antenas usando directamente HFSS. Debido a las *grandes dimensiones eléctricas de las antenas analizadas* (de longitud  $L_A=10\lambda_0$ ) y al *gran número de parámetros a optimizar* (por ejemplo, la última antena periódica tenía 22 “*slots*”, *cada uno con su propia posición y anchura a determinar*), el diseño y optimización con HFSS habría llevado un tiempo de cálculo varios órdenes de magnitud superior al que se necesita con la herramienta CAD descrita en el capítulo 6.

### **5.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 5.**

A continuación se resumen las principales contribuciones al análisis y diseño de antenas “leaky-wave” periódicas que se han obtenido en el trabajo desarrollado en el capítulo 5 de esta tesis doctoral:

1. Se ha modificado el método de análisis del capítulo 3, de manera que se ha extendido al *análisis de modos de fuga en estructuras periódicas en tecnología híbrida*.
2. Se ha estudiado con detalle una nueva tecnología híbrida guía de onda con circuito impreso periódico para implementar *nuevas antenas de tipo “leaky-wave”*.
3. Se ha demostrado que esta tecnología permite *controlar de manera independiente la iluminación de la antena* (diseño “taper” para reducir el nivel de lóbulos secundarios) *y la respuesta en frecuencia de la antena* (apuntamiento y bandas prohibidas). Esto ha sido posible gracias a que se usa el *modo de fuga  $TE_{10}$*  y el *mecanismo de control de la radiación por asimetría*. Así se pueden separar las funciones de las dimensiones longitudinales y transversas del circuito impreso.
4. Además este control se consigue con sólo variar la máscara del circuito impreso, sin tener que modificar las dimensiones de la guía de onda “portadora” del modo  $TE_{10}$ . Esto añade una *gran flexibilidad en el diseño y la fabricación de este tipo de antenas*, ya que se pueden fabricar usando procesos fotolitográficos varios circuitos planares de bajo coste, que son añadidos sobre una misma guía de onda portadora para sintetizar diferentes respuestas de la antena (apuntamiento e iluminación) dentro de una misma banda de frecuencias.

Las publicaciones derivadas del trabajo desarrollado en este capítulo han sido *1 congreso nacional, 3 congresos internacionales y 2 trabajos enviados a revistas internacionales*, que se enumeran a continuación:

Revistas Internacionales:

1. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas for the Millimeter Waveband in Hybrid Waveguide-Planar Technology", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published.
2. J. L. Gómez, D. Cañete and A.Á. Melcón, "Printed-Circuit Leaky-Wave Antenna with Pointing and Illumination Flexibility", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, submitted.

Congresos Internacionales:

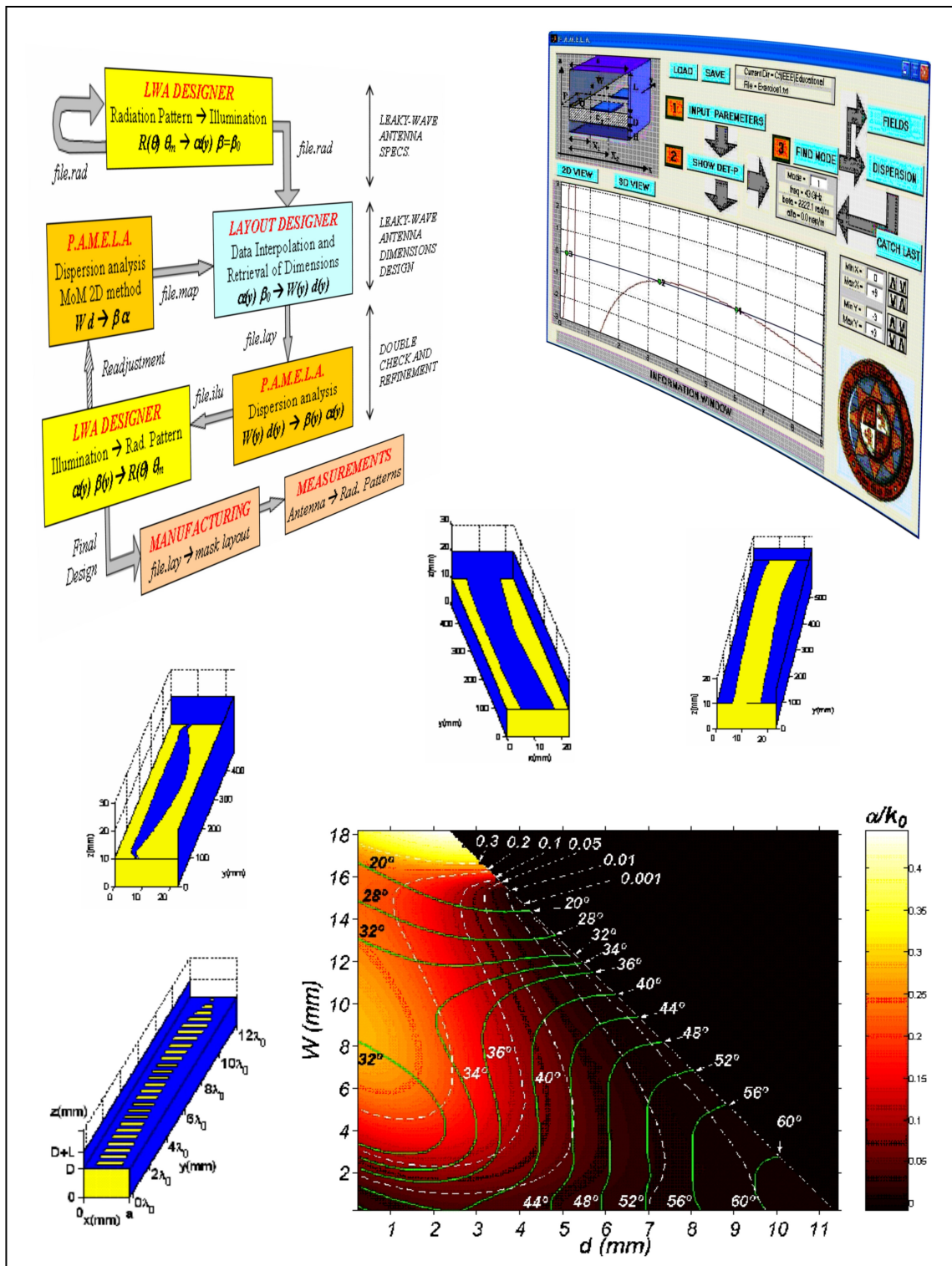
1. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 555-562, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.
2. J.L. Gómez, M. Padilla and A.A. Melcón, "Design of Backfire to Endfire Periodic Leaky-Wave Antennas for Millimeter-Wave Band Applications", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 47-54, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.
3. J.L. Gómez, M. Padilla, G. Goussetis, A.P. Feresidis and J.C. Vardaxoglou, "A New Tapering Procedure for the Dielectric-Inset Periodic Leaky-Wave Antenna", *2005 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Washington D.C, Washington, July 3-8, 2005.

Congresos Nacionales:

1. J.L. Gómez, M. Padilla, F. Quesada, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave Periódicas en Guía Rectangular con Capacidad de Scanning de Backward-Endfire a Forward-Endfire", *Actas URSI 2004*, pp. 87, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.

# CAPÍTULO 6

## DESARROLLO DE HERRAMIENTAS CAD PARA EL ANÁLISIS DE MODOS DE FUGA Y DISEÑO DE ANTENAS “LEAKY-WAVE”







# ÍNDICE CAPÍTULO 6

## ***CAPÍTULO 6: DESARROLLO DE HERRAMIENTAS CAD PARA EL ANÁLISIS DE MODOS DE FUGA Y DISEÑO DE ANTENAS “LEAKY-WAVE”. ..... 308***

<b>6.1 PAMELA: Programa de Análisis Modal en Estructuras Lateralmente Apantalladas .....</b>	<b>309</b>
6.1.1- Análisis de Modos Reales en Guías Cerradas .....	313
6.1.2- Análisis de Guías Abiertas: Modos de Fuga y Modos de Superficie.....	317
6.1.3- Obtención de Curvas de Dispersión. ....	321
6.1.4- Análisis de Estructuras Periódicas: Armónicos Espaciales.....	329
<b>6.2 Desarrollo de una Herramienta CAD basada en PAMELA. ....</b>	<b>336</b>
6.2.1- Teoría de “Taper” de Modos de Fuga. ....	338
6.2.2- Descripción de la Herramienta de Diseño. ....	342
<b>6.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 6. ....</b>	<b>366</b>

## **CAPÍTULO 6: DESARROLLO DE HERRAMIENTAS CAD PARA EL ANÁLISIS DE MODOS DE FUGA Y DISEÑO DE ANTENAS “LEAKY-WAVE”.**

---

En los capítulos anteriores de esta tesis doctoral se ha desarrollado un método de análisis de un tipo concreto de estructuras electromagnéticas abiertas, con las cuales se puede concebir un nuevo tipo de antenas “leaky-wave”. En este capítulo se mostrará cómo se ha integrado este método de análisis en dos *entornos gráficos programados en MATLAB v.6.5*.

El primer entorno es una *herramienta ideada para facilitar el análisis de los modos de fuga* que pueden existir en las guías abiertas en tecnología híbrida estudiadas en esta tesis. Esta herramienta de análisis presenta un interfaz gráfico amigable al usuario, de manera que se puede obtener de manera visual e interactiva las curvas de dispersión y los campos de los modos de fuga. Esta herramienta, llamada PAMELA, se describe en la sección 6.1 Por otro lado, la sección 6.2 describe una *herramienta de diseño asistido por ordenados* (CAD, “Computer Aided Design”) que hace uso de PAMELA para permitir el diseño *de antenas “leaky-wave”* basadas en la radiación de los modos de fuga en las mencionadas guías abiertas. Por último el apartado 6.3 resumirá las contribuciones y publicaciones derivadas del trabajo descrito en este capítulo 6.

## 6.1 PAMELA: Programa de Análisis Modal en Estructuras Lateralmente Apantalladas

Como se ha demostrado a lo largo del trabajo desarrollado en esta tesis doctoral, el *análisis de la constante de propagación compleja de los modos de fuga* asociados a líneas de transmisión abiertas permite estudiar muchos fenómenos interesantes. Así, se pueden *predecir pérdidas por radiación* indeseadas en circuitos de microondas, o *diseñar antenas “leaky-wave”* basadas en la radiación controlada de los modos de fuga. En cualquier caso, es imprescindible conocer bajo qué condiciones una guía de onda abierta soporta la propagación de modos de fuga, así como estudiar la influencia de las dimensiones de la guía de onda y de la frecuencia en las características de dichos modos de fuga.

El *análisis modal de guías de onda cerradas* es uno de los temas básicos en cualquier curso de ingeniería de microondas. Guías de onda con dimensiones canónicas (como la guía rectangular o la guía circular), permiten un estudio analítico de los modos que pueden propagar. Son bien conocidas las condiciones bajo las cuales los modos en dichas guías canónicas se propagan (modos con constante de propagación real) o están al corte (constante de propagación imaginaria). Sin embargo, la existencia de *modos de fuga y ondas de superficie en guías abiertas* no es un tópico tan bien conocido en el ámbito académico. En esta sección se presenta una interfaz gráfica desarrollada en MATLAB que permite analizar los modos que se pueden propagar en las estructuras en tecnología híbrida estudiadas en esta tesis, mostradas en la figura 6.1.

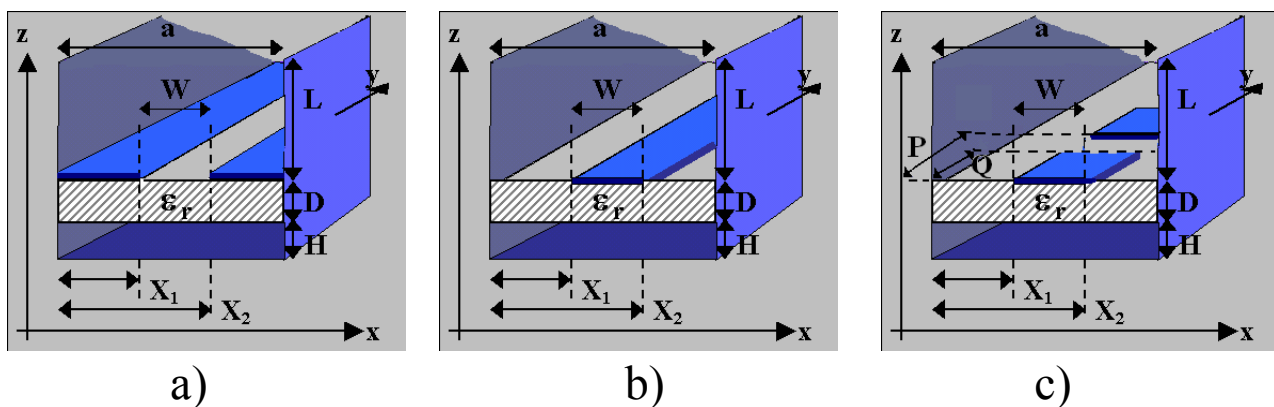


Figura 6.1- Guías de Onda Abiertas en Tecnología Híbrida.

Esta herramienta de análisis ha sido llamada *P.A.M.E.L.A*, acrónimo de Programa de Análisis Modal de Estructuras Lateralmente Apantalladas. El entorno gráfico ha sido desarrollado con la herramienta *GUIDE de MATLAB*. El usuario de este programa puede seleccionar entre una gran variedad de tipos de análisis para obtener de manera rápida e interactiva diferentes resultados gráficos, que le ayudarán a entender la *naturaleza de los modos de fuga*. El “kernel” o núcleo de análisis numérico es un código que implementa en el lenguaje matricial de MATLAB el método desarrollado en esta tesis. El lenguaje matricial de MATLAB se adapta muy bien a la naturaleza analítica y vectorial del método descrito en los capítulos anteriores de esta tesis. Además, MATLAB ofrece muchas facilidades gráficas para desarrollar un *entorno visual, amigable e interactivo*. El aspecto de la ventana principal de la interfaz de PAMELA se observa en la figura 6.2.

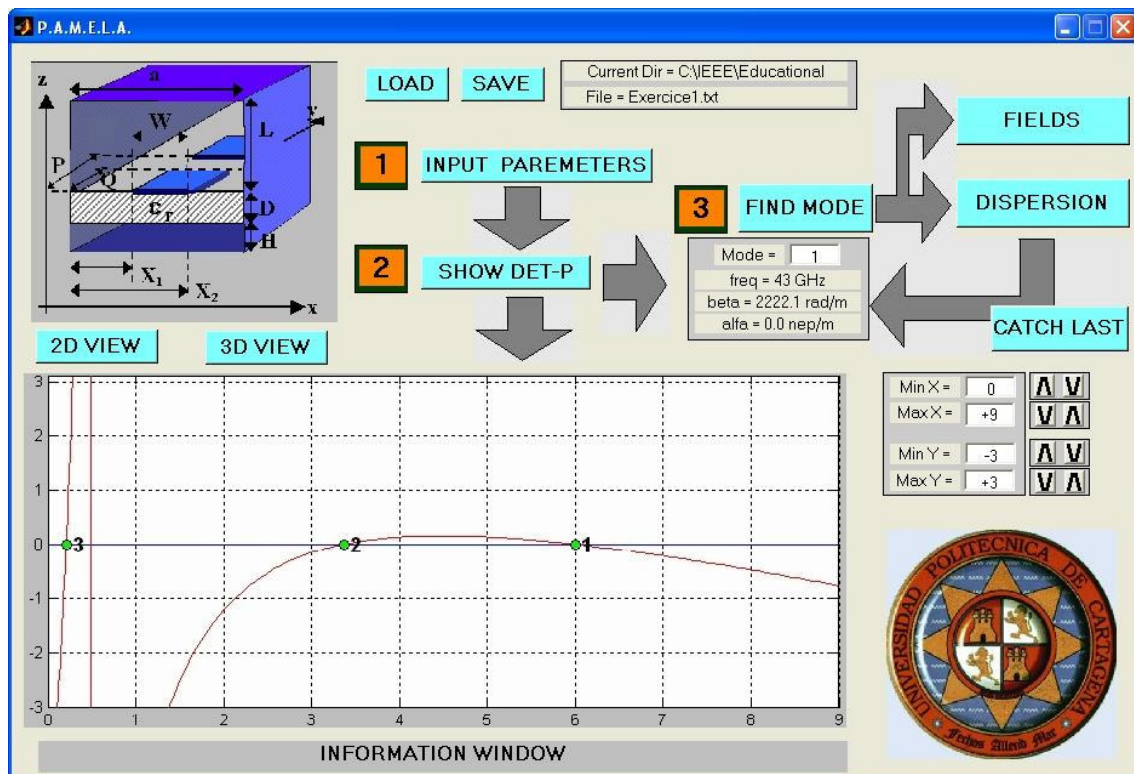


Figura 6.2- Ventana Principal de PAMELA.

El diagrama de flujo que describe el funcionamiento de PAMELA se muestra en la figura 6.3. El usuario es guiado a lo largo de una serie de pasos *para analizar los modos que se pueden propagar* en diferentes tipos de líneas de transmisión abiertas en tecnología híbrida guía de onda circuito impreso.

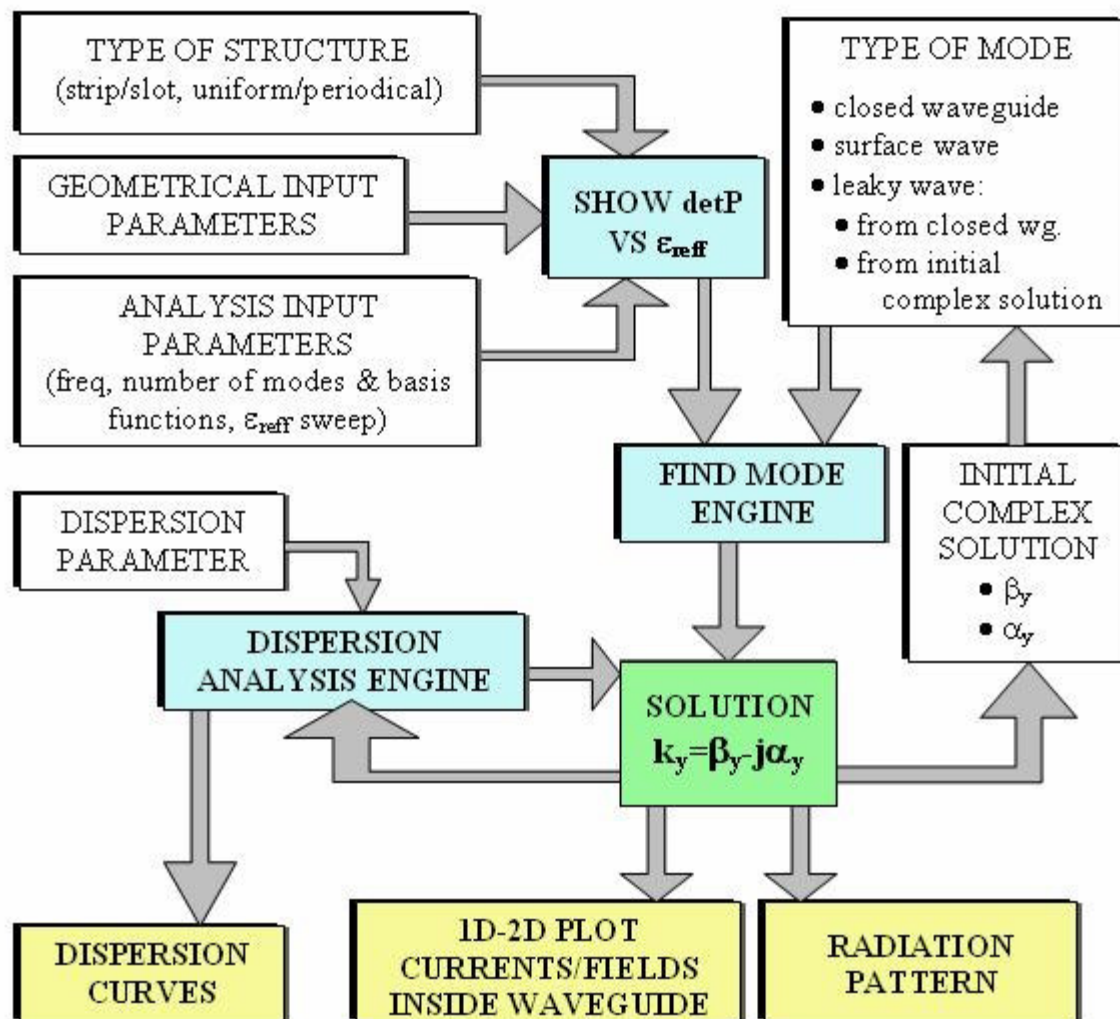


Figura 6.3- Diagrama Funcional de PAMELA.

El usuario debe primeramente escoger el *tipo de estructura a estudiar*, seleccionando entre circuito impreso de tipo “slot” (figura 6.1-a) o tipo “strip” (figura 6.1-b), así como la posibilidad de que el circuito impreso presente discontinuidades periódicas (figura 6.1-c). También debe introducir las *dimensiones geométricas* de la estructura, según los esquemas mostrados en la figura 6.1. De igual manera será necesario que se introduzcan los *parámetros necesarios para el análisis numérico* (frecuencia, número de modos PPM y de Floquet, número de funciones base...). Toda esta información se introduce mediante la ventana “Input Parameters” que aparece cuando el usuario pulsa con el ratón sobre el botón con el número 1 de la ventana principal de PAMELA (figura 6.2). En la parte superior izquierda de la ventana principal aparece un dibujo con el tipo de estructura seleccionada por el usuario.

Los parámetros introducidos podrán ser guardados y recuperados usando los botones “load” y “save” que también se pueden observar en la ventana principal (figura 6.2). Como se describió en el capítulo 3, las *soluciones modales* de una estructura determinada por un conjunto de parámetros geométricos y una frecuencia de análisis dada se corresponden con los *valores de  $k_y$  que anulan el determinante de la matriz del método de los momentos P*:

$$\det P = \Phi(G, f, k_y) = 0 \quad (6.1)$$

Cuando el usuario pulse el botón 2 de la ventana principal (“Det-P”), el programa visualizará en los ejes inferiores una gráfica con el valor que toma el determinante de la matriz P (parte real e imaginaria) al variar la incógnita  $k_y$ , en un rango de valores reales determinados por la *constante dieléctrica efectiva modal,  $\epsilon_{reff}$* :

$$k_y = \beta_y = k_0 \sqrt{\epsilon_{reff}} \quad (6.2)$$

Los valores iniciales y finales de  $\epsilon_{reff}$  se escogen en la ventana de inserción de parámetros (“Input Parameters”, botón 1 de la ventana principal). Al representar la función  $\Phi(\beta_y)$  podremos determinar las soluciones modales reales como aquellos valores de  $\beta_y$  donde se anula tanto la parte real como la imaginaria del determinante de la matriz P. Utilizando el botón número 3 de la ventana principal (“Find Mode”), el usuario podrá encontrar un determinado *nulo de la función  $\Phi(\beta_y)$* , que se corresponderá con una determinada *solución modal* real. Por ejemplo, en la figura 6.2 se representa una simulación en la que aparecen tres modos reales en una estructura microstrip totalmente apantallada. Como será explicado a lo largo de este capítulo, a partir de los modos reales de la estructura cerrada el usuario será capaz de encontrar los modos complejos de la estructura abierta (modos de fuga).

Una vez que el usuario halla encontrado una determinada solución modal (un valor de  $k_y$  que satisface la ecuación (6.1)), los *campos asociados a ese modo podrán ser representados* usando el botón “Fields” de la ventana principal (ver figura 6.2). Se podrá escoger entre una representación en una dimensión ó en dos dimensiones de las corrientes, los campos eléctricos y magnéticos, y la densidad de potencia propagada y radiada. Los campos se representarán en nuevas ventanas, que podrán ser guardadas o enviadas a imprimir.

De la misma manera, una vez que se ha encontrado una determinada solución modal para unos determinados valores geométricos y una determinada frecuencia, el usuario podrá hacer un *estudio de la dispersión de la constante de propagación*. Usando el botón “Dispersión”, el usuario podrá elegir entre *barrer la frecuencia o cualquier parámetro geométrico de la estructura*, de forma que se obtenga la variación o curva de dispersión de la constante de propagación modal. Para entender el funcionamiento del programa, a continuación se presentarán varios ejemplos ilustrativos en forma de ejercicio. Cada ejercicio se utilizará para *describir algún concepto teórico sobre los modos de fuga*, de manera que el usuario deberá obtener unas conclusiones al final del mismo que le ayuden a entender el mecanismo de radiación de los modos de fuga y sus aplicaciones.

### 6.1.1- Análisis de Modos Reales en Guías Cerradas.

Para entender el mecanismo de radiación de los modos de fuga en estructuras abiertas es mejor comenzar con el estudio de los modos reales que aparecen en las mismas estructuras, pero completamente cerradas. Posteriormente se abrirá la guía de onda en su parte superior para entender cómo afecta esta modificación a los modos reales. Vamos a analizar una guía dieléctrica perturbada con un “strip” o tira metálica uniforme, como se muestra en la figura 6.1-b. El usuario debe seleccionar este tipo de estructura e introducir el valor de los parámetros geométricos de la misma. Para ello debe pulsar el botón 1 (“Input Parameters”), de forma que se desplegará la ventana mostrada en la figura 6.4.

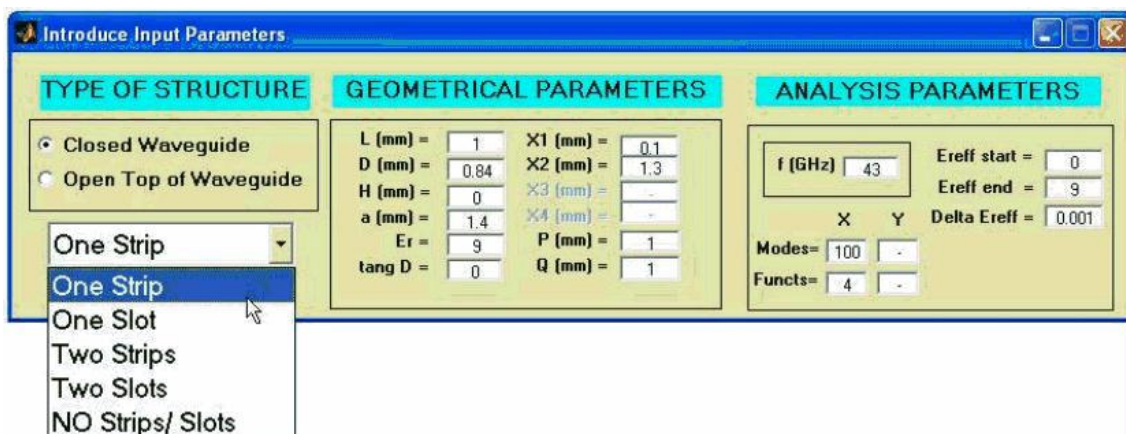


Figura 6.4- Ventana de Parámetros de Análisis (“Input Parameters”).

La estructura propuesta en este ejercicio se basa en una guía dieléctrica de permitividad relativa  $\epsilon_r=9$ , con una tira impresa de anchura  $W=1.2mm$  situada asimétricamente respecto de las placas paralelas de anchura  $a=1.4mm$ . Para poder encontrar todos los modos que se propagan por esta línea de transmisión, el usuario debe **barrer la constante dieléctrica efectiva modal,  $\epsilon_{r\text{eff}}$** , desde 0 hasta 9. La frecuencia de análisis será  $f=43GHz$ . Al pulsar el botón “Show Det-P”, el programa calculará la función (6.1), barriendo en el eje real la constante de propagación  $k_y=\beta_y$ , según (6.2). El resultado de dicho barrido se representa en los ejes inferiores de la ventana principal de PAMELA. La gráfica obtenida se muestra en la figura 6.5.

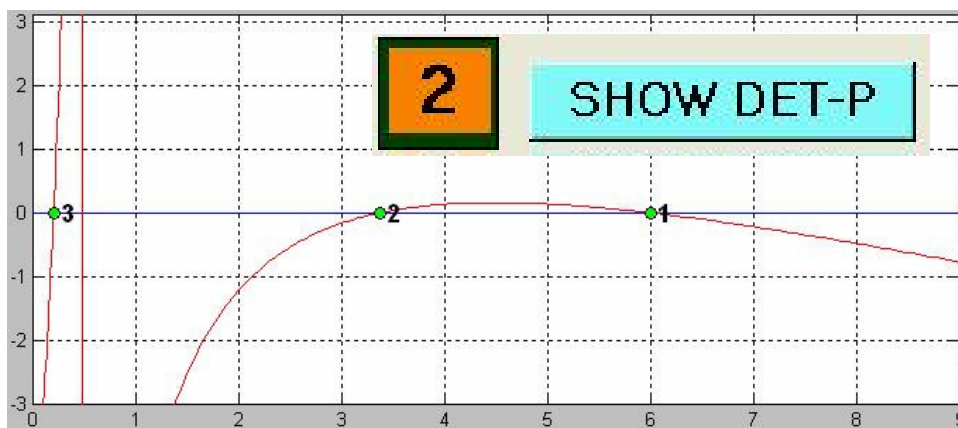


Figura 6.5- Barrido del Determinante de la Matriz P en el Eje Real para Guía Cerrada.

Como se puede observar en la figura 6.5, la estructura analizada permite la propagación de tres modos reales a la frecuencia de  $43GHz$ . Cada modo real se corresponde con un cero del determinante de la matriz P en el eje real  $k_y=\beta_y$ . Los **modos de orden superior** son los que aparecen más a la izquierda en este eje, ya que se corresponden con menores valores de la constante de propagación  $\beta_y$ .

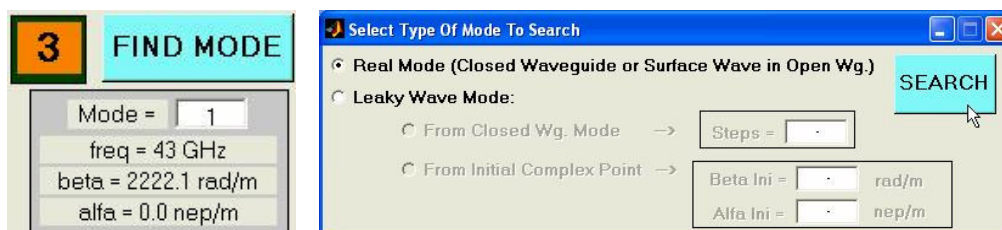


Figura 6.6- Menús para Seleccionar y Encontrar un Modo Real.



Para *encontrar un modo determinado*, el usuario debe seleccionar el orden del modo que quiere analizar usando el menú mostrado en la figura 6.6. Al pulsar el botón “Find Mode” (al lado del número 3 en la ventana principal, mostrada en la figura 6.2), aparecerá una nueva ventana que permite escoger el tipo de modo que se quiere buscar. Esta ventana está mostrada en la figura 6.6. En este primer ejemplo estamos interesados en el estudio de los modos reales, ya que la estructura está completamente cerrada, con lo que no pueden existir modos de fuga complejos. Una vez escogido *el orden y el tipo del modo*, el usuario debe pulsar con el ratón sobre el botón “Search”, lo cual pondrá en marcha el algoritmo numérico de búsqueda de ceros de PAMELA. Bajo el botón “Find Mode” se representará el valor de la parte real ( $\beta_y$ ) e imaginaria ( $\alpha_y$ ) de la constante de propagación del modo encontrado, así como la frecuencia de análisis. En la figura 6.6 aparecen los resultados obtenidos al encontrar el primer modo real ( $\beta_y=2222.1 \text{ rad/m}$ ,  $\alpha_y=0 \text{ nep/m}$ ) a la frecuencia de 43GHz.

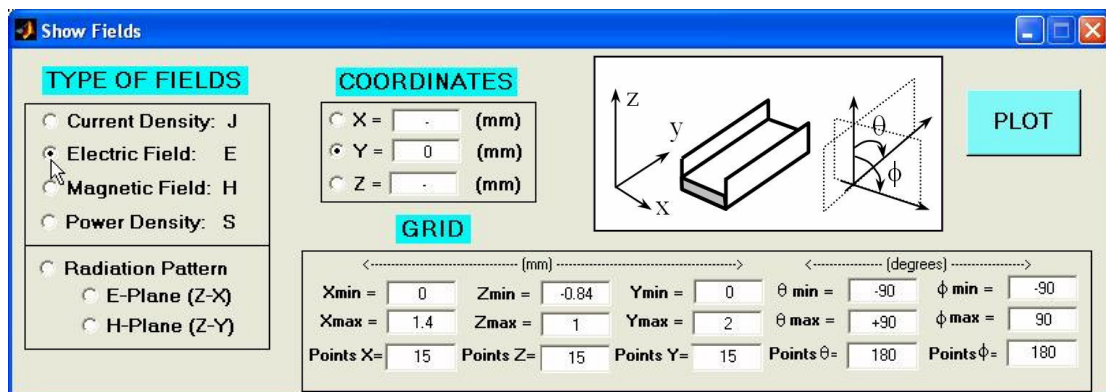


Figura 6.7- Menús para Representar los Campos Electromagnéticos de un Modo.

Una vez seleccionado y hallado uno de los modos soportados por la estructura, podemos *representar los campos electromagnéticos de dicho modo*. Usando el botón “Fields” se abre una nueva ventana, mostrada en la figura 6.7, que permite seleccionar entre los diferentes tipos de campos a visualizar, así como el tipo de gráfica. Esta ventana también determinará la rejilla (“grid”) utilizada en la representación de los campos. En la figura 6.7 se muestra cómo representar el campo eléctrico en la sección transversal de la guía cerrada (plano Z-X,  $y=0$ ). Al pulsar el botón “Plot”, se abrirán nuevas ventanas donde se mostrarán las diferentes componentes de los campos electromagnéticos seleccionados.

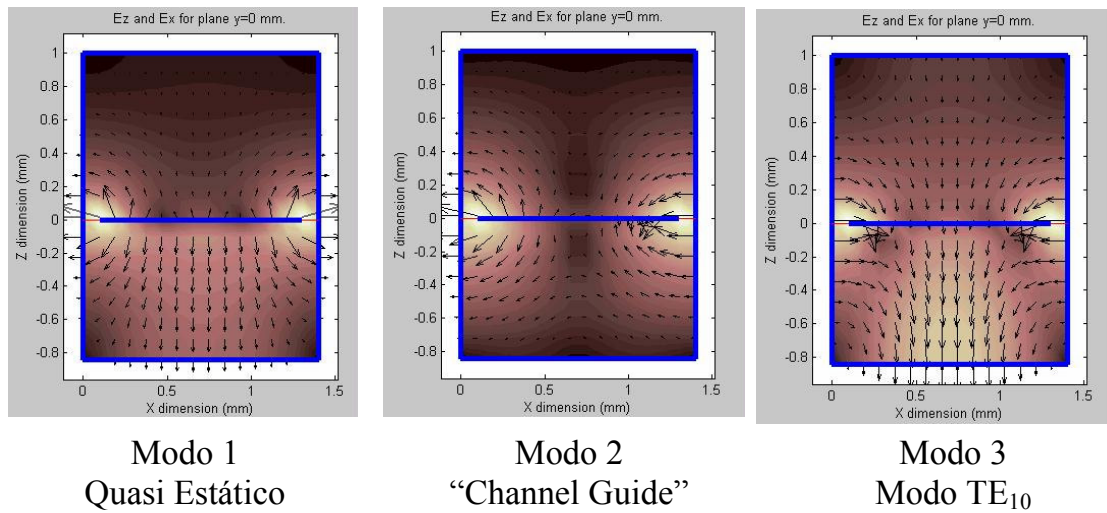


Figura 6.8- Menús para Representar los Campos Electromagnéticos de un Modo.

Como se ha demostrado en esta tesis, la representación de los campos es necesaria para poder conocer *la naturaleza y características de cada uno de los modos*. La figura 6.8 muestra las componentes transversas (dirigidas en “x” e “y”) del campo eléctrico en el plano  $y=0$ , para cada uno de los tres modos encontrados en la estructura estudiada a  $43GHz$ . El primer modo se corresponde a la solución quasi estática, ya que la estructura analizada contiene dos conductores separados. Se puede ver que el campo eléctrico va desde el “strip” a la caja rectangular que apantalla la estructura. Se puede ver que hay un mayor acoplo de campo a las paredes laterales que a la pared inferior, debido a las dimensiones particulares de la estructura analizada. El segundo modo es un modo “channel-guide”, como se observa por su campo eléctrico horizontal, que va desde una pared lateral a la otra. La tira impresa atrae las líneas de campo eléctrico que deben entrar perpendicular al “strip”. El tercer modo es el modo TE<sub>10</sub> de la guía dieléctrica, cuyas líneas de campo vertical también están perturbadas por la discontinuidad que presenta la tira impresa. Como se explicó en el capítulo 4, el modo TE<sub>10</sub> es el que se utiliza en las antenas diseñadas en esta tesis debido a su simetría en el eje horizontal.

### 6.1.2- Análisis de Guías Abiertas: Modos de Fuga y Modos de Superficie.

En este segundo ejemplo vamos a *abrir la tapa superior de la estructura analizada*. Para ello el usuario debe seleccionar “Open Top of Waveguide” en la ventana “Input Parameters”, que fue mostrada en la figura 6.4. A continuación vamos a ver cómo afecta esta modificación en las soluciones modales. Tras pulsar el botón “Show Det-P”, se obtiene la gráfica mostrada en la figura 6.9.



Figura 6.9- Barrido del Determinante de la Matriz P en el Eje Real para Guía Abierta y Simétrica.

La gráfica obtenida parece no variar mucho respecto de la que se obtuvo para la estructura cerrada (figura 6.5), observándose los mismos tres modos en la guía abierta. Sin embargo hay que notar que la parte real del determinante de la matriz P (línea azul en la figura 6.9) ya no es nulo en todo el barrido de  $\epsilon_{\text{eff}}$ . Para  $\epsilon_{\text{eff}} < 1$  se observa que tanto la parte real del determinante de P como la imaginaria tienen valores diferentes de cero. Justo en un cierto valor de  $\epsilon_{\text{eff}}$  ambas curvas se hacen cero, creando el modo número 3 mostrado en la figura 6.9. Esta variación de la parte real del determinante de la matriz de los momentos es debido a la presencia de la apertura en la parte superior de la guía. Sin embargo el modo 3 sigue siendo un modo real, es decir, no radiativo. Esto es debido a que la *estructura analizada es completamente simétrica* ( $X_1=0.1\text{mm}$ ,  $X_2=1.3\text{mm}$ ).

Como se ha explicado a lo largo de esta tesis, *el modo  $TE_{10}$  sólo es capaz de radiar si se cumplen dos condiciones:*

1. Debe estar en la banda de frecuencias de *onda rápida*, es decir, su constante de fase debe cumplir:

$$\beta_y < k_0 \rightarrow \epsilon_{refff} < 1 \rightarrow v_p = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{refff}}} > c_0 \quad (6.3)$$

2. Debe existir *alguna perturbación asimétrica* en la guía de onda, de manera que se excite el modo de placas paralelas sin variación en “x” ( $m_x=0$ ). La constante de propagación transversa de este modo viene dada por:

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_y^2} \quad (6.4)$$

De esta manera, al excitar el modo de  $m_x=0$  de las placas paralelas y cumplirse la condición (6.3), dicho modo será capaz de propagarse por las placas paralelas y llegar a la apertura, causando la radiación del modo  $TE_{10}$

Para ilustrar estas condiciones de radiación, vamos a variar la posición del circuito impreso, de manera que toque una de las paredes laterales ( $X_1=0mm$ ,  $X_2=1.1mm$ ). La nueva gráfica del determinante de P obtenida se muestra en la figura 6.10.



Figura 6.10- Barrido del Determinante de la Matriz P en el Eje Real para Guía Abierta y Asimétrica.

Se observan dos grandes diferencias entre las figuras 6.9 y 6.10. Primeramente, al colocar la tira metálica pegada a una pared *ha desaparecido el modo quasi estático*, ya que ya no hay dos metales separados que soporten una diferencia de potencial estática.

En segundo lugar, la solución del modo  $TE_{10}$  ya no está en el eje real. El *modo  $TE_{10}$  se ha convertido en un modo de fuga*, con una constante de propagación compleja. Observemos que, sin embargo, el modo “channel-guide” sigue siendo un modo real debido a que su constante dieléctrica efectiva no cumple la condición (6.3). Efectivamente, la solución del modo “channel-guide” es la única que queda en el eje real, con una constante dieléctrica efectiva  $\epsilon_{reff}=5.5>1$ . Este modo es una *onda de superficie*, ya que sus campos no son capaces de propagarse en la dirección transversa fuera del dieléctrico. Según la ecuación (6.4), la constante de propagación  $k_z$  será imaginaria, de manera que los campos tendrán un comportamiento evanescente. Conforme nos alejemos por encima de la guía dieléctrica, la amplitud de los campos decae exponencialmente, dando lugar a una onda superficial en la interfaz dieléctrico-aire.

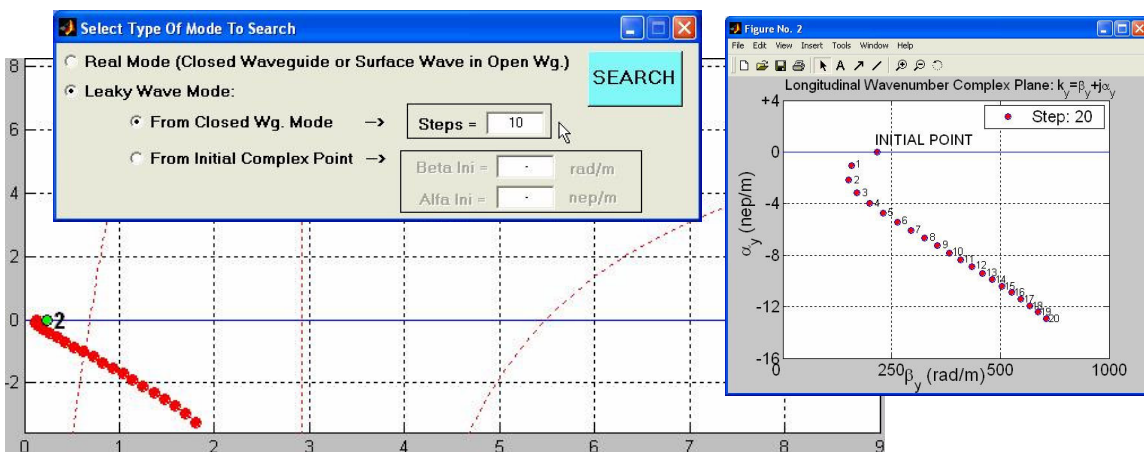


Figura 6.11-Búsqueda de Modo de Fuga Complejo para Guía Abierta y Asimétrica.

Para encontrar la *constante de propagación compleja del modo de fuga  $TE_{10}$* , el usuario debe seleccionar la opción “Leaky-Wave Mode” en la ventana de búsqueda de modos (botón “Find Mode”). La búsqueda se puede realizar de dos maneras distintas. Se pueden dar las coordenadas (parte real  $\beta_y$  y parte imaginaria  $\alpha_y$ ) de un punto complejo que sirva como *estimación inicial* (opción “From Initial Complex Point”), o bien usar una *búsqueda iterativa* que parte de la solución real de la estructura cerrada (“From Closed Waveguide Mode”). El algoritmo de búsqueda iterativa fue explicado en el capítulo 3 de esta tesis. Al final se obtiene el valor de la constante compleja:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y \tag{6.5}$$

El usuario introduce el número de pasos (“steps”). El programa encuentra el modo real de la guía cerrada y luego va *abriendo la tapa de arriba gradualmente*. De esta manera se puede *encontrar el camino en el plano complejo*, desde la solución real de la estructura totalmente cerrada a la solución compleja del modo de fuga en la guía totalmente abierta. La figura 6.11 muestra la búsqueda del modo de fuga  $TE_{10}$  en 10 pasos. Una nueva ventana se abre mostrando paso a paso la evolución del proceso de búsqueda en el plano complejo. Al final se llega a una constante de propagación compleja de dicho modo a la frecuencia de  $43GHz$  de valor  $k_y=747.6-j12.5 (m^{-1})$ .

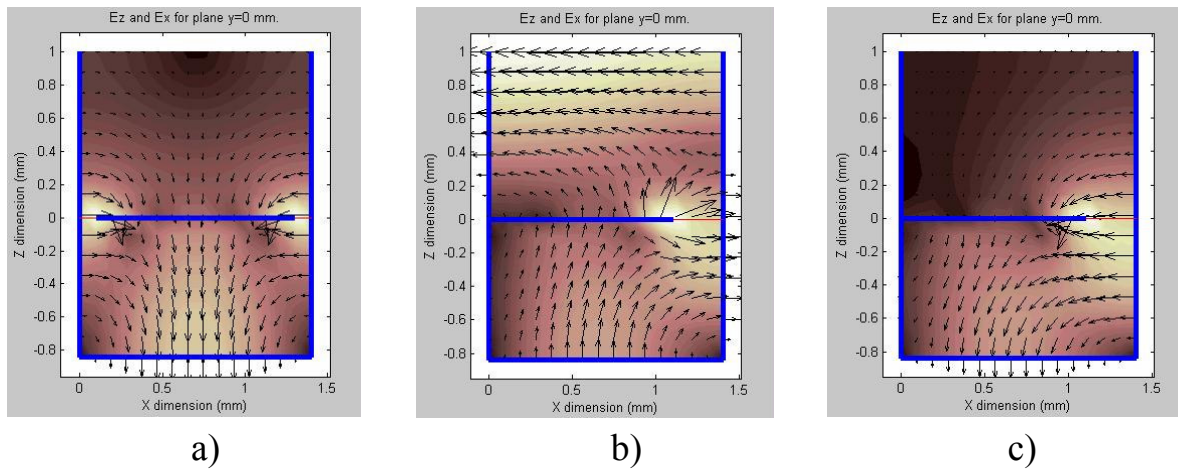


Figura 6.12- Distribución de Campo Eléctrico del modo  $TE_{10}$  para:

- a) “Strip” simétrico a  $43GHz \rightarrow$  Onda de Superficie
- b) “Strip” asimétrico a  $43GHz \rightarrow$  Onda de Fuga
- c) “Strip” simétrico a  $60GHz \rightarrow$  Onda de Superficie

Para ilustrar las dos condiciones de radiación expuestas anteriormente, el usuario puede hacer el ejercicio de obtener la distribución de campo del modo  $TE_{10}$  para tres situaciones diferentes, mostradas en la figura 6.12. A la frecuencia de  $43GHz$  se debe analizar el modo  $TE_{10}$  con el “strip” simétrico. Como se observa en las figuras 6.12-a, los campos decaen fuera de la guía dieléctrica, de manera que no hay radiación y el modo es puramente real. Aunque a esta frecuencia de  $43GHz$  se cumple la condición de onda rápida (6.3), no hay radiación al no estar excitado el modo de placas paralelas. En cambio, con el “strip” asimétrico (figura 6.12-b) se observa que a  $43GHz$  se *excita la componente horizontal de campo*, que es capaz de llegar a la apertura superior de la guía, generando la *radiación de energía electromagnética*.

Por último, la figura 6.12-c muestra como *la onda de fuga se ha convertido en una onda de superficie al aumentar bastante la frecuencia*, de manera que ya no se cumple la condición (6.3). Aunque la estructura es asimétrica, los campos fuera del dieléctrico son reactivos, de manera que el modo  $TE_{10}$  vuelve a ser un modo superficial, sin radiación.

Con estos ejemplos se han podido ilustrar los siguientes conceptos sobre los modos de fuga en líneas de transmisión abiertas en tecnología híbrida:

1. Al unir la tira impresa a una pared lateral desaparece el modo cuasiestático.
2. Para que un modo de la estructura abierta se convierta en una *onda de fuga*, su constante de propagación debe cumplir la *condición de radiación*  $\beta_y/k_0 < 1$ , también conocida como *condición de onda rápida*.
3. Además, el modo debe excitar la *componente horizontal* (modo de placas paralelas con  $k_{xm}=0$ ), ya que este modo es el único que *puede propagarse en la región de placas paralelas y llegar a la apertura*.
4. En el caso del modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica, *debemos introducir alguna asimetría* en la guía para que se excite el modo de las placas paralelas. Si la estructura es simétrica, el modo  $TE_{10}$  será una onda de superficie aunque estemos en la banda de frecuencias de onda rápida ( $\beta_y/k_0 < 1$ ).

### 6.1.3- Obtención de Curvas de Dispersión.

Como se acaba de ilustrar en el último ejemplo (figura 6.12), cada modo tienen un cierto *rango de frecuencias* en el que potencialmente puede radiar. Para conocer con exactitud el comportamiento de los modos de la guía abierta hay que hacer un estudio de la *dispersión en frecuencia de sus constantes de propagación*. Este estudio se puede hacer de manera sencilla con PAMELA. Una vez se ha encontrado la solución de un determinado modo a una cierta frecuencia, el usuario puede pulsar el botón “Dispersion” de la ventana principal. La ventana de análisis dispersivo (“Dispersion Analysis”) mostrada en la figura 6.13 se abrirá. En esta ventana se encuentran una serie de menús con los que el usuario puede determinar la *variable que quiere barrer* (la *frecuencia* o cualquier *parámetro geométrico* de la estructura), el *rango de barrido* y el tipo de gráficas que quiere obtener.

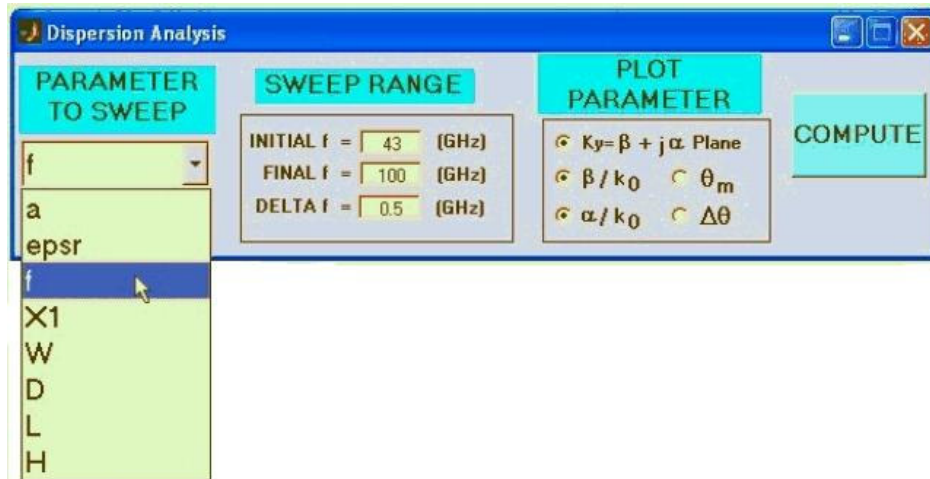


Figura 6.13-Ventana de Análisis Dispersivo: Barrido en Frecuencia.

En nuestro caso vamos a seleccionar un barrido en frecuencia desde  $43\text{GHz}$  a  $100\text{GHz}$ . Se puede seleccionar entre la representación de la dispersión de la constante de propagación en el plano complejo ( $k=\beta-j\alpha$ ), o representar por separado la dispersión de la constante de fase y de atenuación normalizadas ( $\beta/k_0$  y  $\alpha/k_0$ ), o sus equivalentes en ángulo de apuntamiento ( $\theta_m$ ) y ancho de haz ( $\Delta\theta$ ). Al pulsar el botón “Compute” se realizará la búsqueda numérica de la **variación de la solución modal para cada punto en frecuencia**. La figura 6.14 muestra la gráfica obtenida al representar la variación de la constante de propagación del modo de fuga  $\text{TE}_{10}$  desde  $10\text{GHz}$  a  $100\text{GHz}$ . El usuario puede unir varios barridos utilizando como punto inicial de un análisis dispersivo el último punto del barrido anterior. Para ello se utiliza el botón “Catch Last” de la ventana principal (figura 6.2).

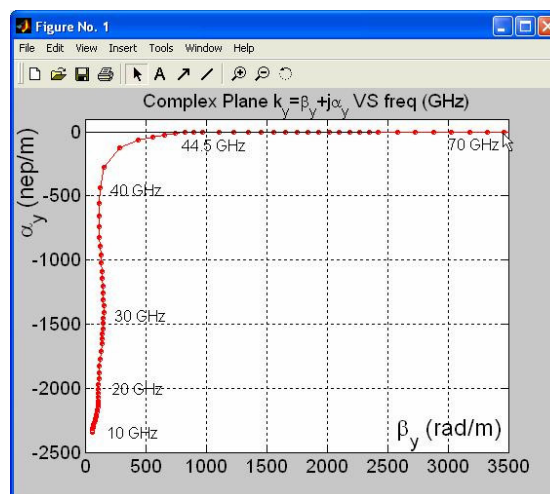


Figura 6.14-Dispersión en Frecuencia de la Constante de Propagación en el Plano Complejo.



Del resultado de la figura 6.14 se puede observar cómo a la frecuencia de  $44.5\text{GHz}$  el *modo de fuga  $TE_{10}$  se convierte en un modo de superficie*, ya que pasa de ser un modo complejo a un modo con constante de propagación real. Las gráficas de la constante de fase y la de atenuación por separado ayudarán a entender los diferentes regímenes de propagación de los modos de fuga. La figura 6.15-a muestra la variación de la constante de fase normalizada para el modo  $TE_{10}$  en dos situaciones: con la guía cerrada (línea discontinua) y con la guía abierta (línea continua). La figura 6.15-b muestra la constante de atenuación normalizada en las mismas dos situaciones.

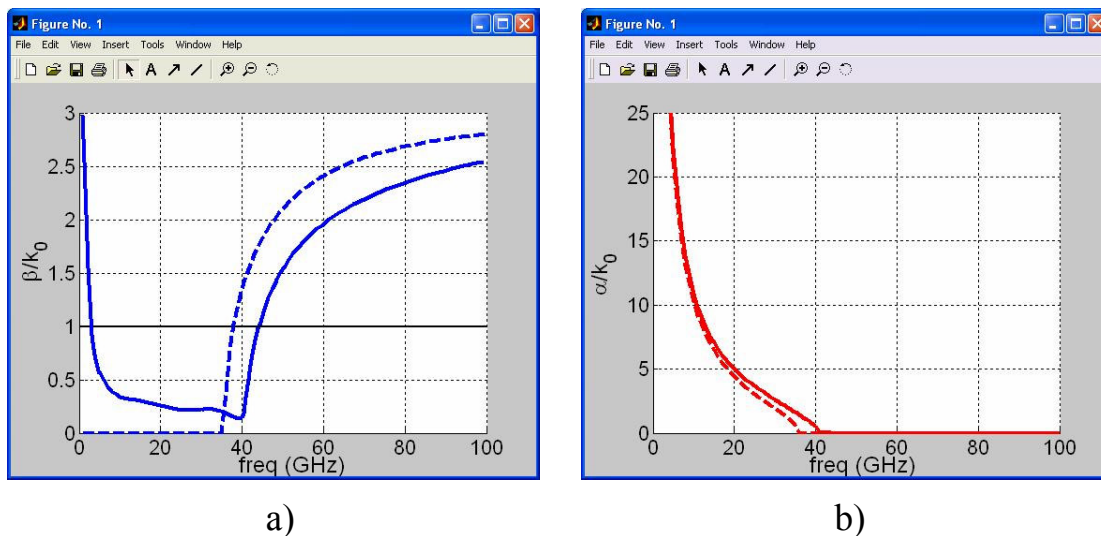


Figura 6.15-Variación de la Constante de Fase y Atenuación del Modo  $TE_{10}$  en Guía Abierta (Línea Continua) y en Guía Cerrada (Línea Discontinua).

Cuando la guía está cerrada el modo  $TE_{10}$  tiene el comportamiento conocido de cualquier modo no radiativo. Por encima de su frecuencia de corte ( $35\text{GHz}$ ) el modo es propagativo, con una constante de propagación puramente real ( $k_y = \beta_y$ ), mientras que por debajo de la frecuencia de corte el modo es evanescente, con una constante de propagación imaginaria negativa ( $k_y = -j\alpha_y$ ). Cuando tratamos con una estructura abierta, el *modo de fuga  $TE_{10}$  tiene también una frecuencia de corte*, por debajo de la cual la constante de atenuación aumenta al disminuir la frecuencia de la misma manera que lo hace el modo al corte de la guía cerrada, como se aprecia en la figura 6.15-b. Hay que observar que a diferencia de los modos al corte en guías cerradas, un modo de fuga al corte tiene una constante de fase (parte real de  $k_y$ ,  $\beta_y$ , no nula) además de la parte imaginaria debida a la atenuación de la onda por estar al corte (reflexión de la onda).

Por encima de la frecuencia de corte, el modo de fuga sigue teniendo una constante de propagación compleja. Por lo tanto, la parte imaginaria de la constante de propagación de un modo de fuga se puede dividir en dos contribuciones bien distintas, tal y como se explicó en el capítulo 3 de esta tesis. Por un lado la **atenuación de la onda puede ser debida a pérdidas de energía por radiación ( $\alpha_y^{RAD}$ )**, y además puede haber una **contribución reactiva debida a que el modo está al corte (atenuación por reflexión de la onda,  $\alpha_y^{REF}$ )**:

$$\alpha_y = \alpha_y^{RAD} + \alpha_y^{REF} \quad (6.6)$$

Por otro lado, cuando se supera la frecuencia de transición de modo de fuga a modo de superficie, el modo  $TE_{10}$  de la guía abierta se convierte en un **modo puramente real (onda de superficie)**, de manera que se anula la constante de atenuación. La figura 6.16 muestra un detalle de la banda de frecuencias comprendida entre el corte y la transición de onda de fuga a onda de superficie.

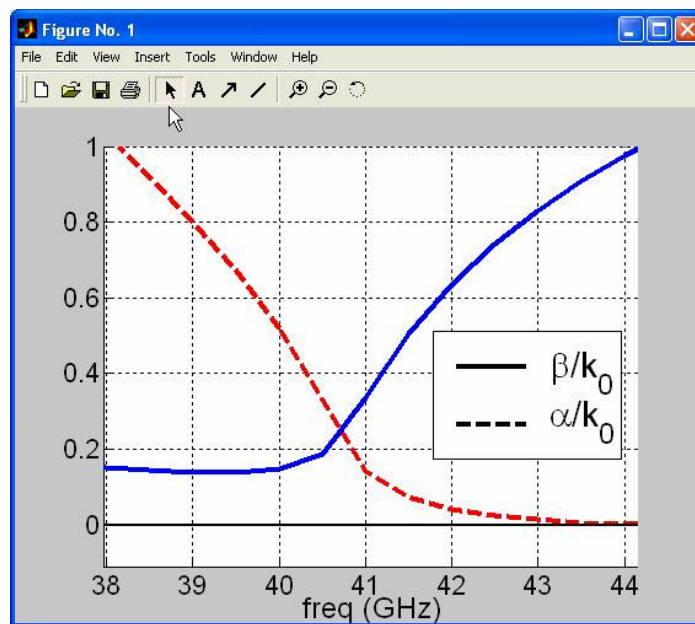


Figura 6.16-Banda de Frecuencias de Radiación de Modo de Fuga  $TE_{10}$ .

La frecuencia de 44GHz determina la **transformación de la onda de fuga en una onda de superficie**, observándose que **se anula la constante de atenuación ( $\alpha_y=0$ )** y que la **constante de fase normalizada se hace mayor que uno ( $\beta_y/k_0>1$ )**. Recordemos que la ecuación (6.3) determinaba la condición de radiación que debe cumplir la constante de fase de un modo de fuga (condición de onda rápida).

Por otro lado, la *zona de corte* se puede fijar con la siguiente condición, como se explicó en el capítulo 3:

$$\frac{\alpha_y}{k_0} > \frac{\beta_y}{k_0} \tag{6.7}$$

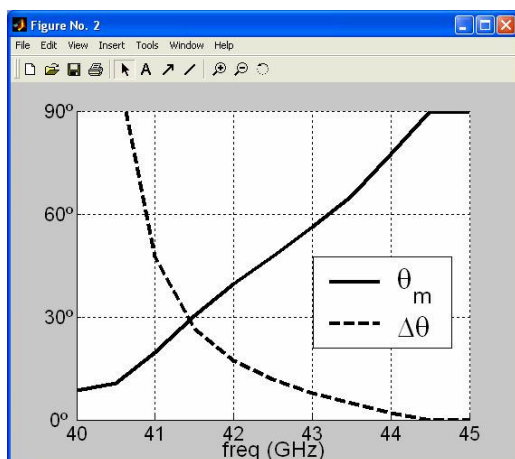
De esta manera, la *zona de radiación de un modo de fuga* queda determinada a partir de la dispersión en frecuencia de su constante de propagación compleja por los siguientes límites:

$$\frac{\alpha_y}{k_0} < \frac{\beta_y}{k_0} < 1 \tag{6.8}$$

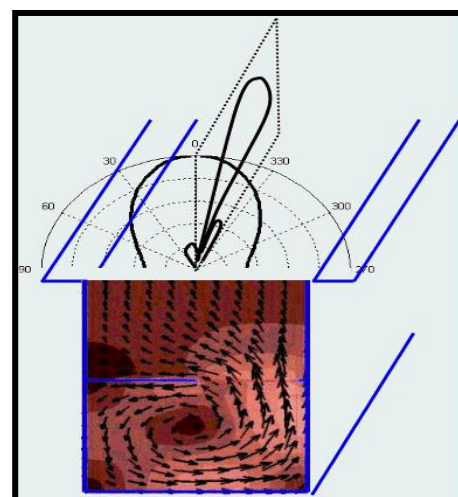
Estos límites, comprendidos entre la frecuencia de corte del modo de fuga y la frecuencia de transición a onda de superficie, determinan el *rango de funcionamiento de una antena “leaky-wave”*, que está basada en la radiación creada por un modo de fuga. Las siguientes ecuaciones permiten determinar el ángulo de apuntamiento y el ancho del haz radiado por un modo de fuga en su zona de radiación [Oliner 1993]:

$$\sin \theta_m \cong \frac{\beta_y}{k_0} \tag{6.9}$$

$$\Delta\theta \cong \frac{1}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_m} \approx \frac{\alpha_y/k_0}{0.183 \cdot \cos \theta_m} \tag{6.10}$$



a)



b)

Figura 6.17-Dispersión del Ángulo de Apuntamiento y del Ancho de Haz y Distribución de Potencia en la Guía y en Campo Lejano.

La figura 6.17-a muestra la *dispersión en frecuencia del ángulo de apuntamiento y del ancho de haz* para el modo  $TE_{10}$  estudiado, mientras que la figura 6.17-b muestra la distribución de densidad de potencia (vector de Poynting). Se puede ver el *flujo de energía en el interior de la guía abierta*, que da lugar al *diagrama de radiación en campo lejano*. La ecuación (6.9) relaciona el ángulo de apuntamiento con la constante de fase del modo de fuga. De la variación de la constante de fase mostrada en la figura 6.16 se deriva el *barrido del ángulo de apuntamiento al variar la frecuencia* mostrado en la figura 6.17-a. Esta propiedad de barrido en frecuencia de la dirección de apuntamiento es común a todas las antenas “leaky-wave”. Conforme aumenta la frecuencia se pasa de una radiación dirigida en la dirección “broadside” ( $\theta_m=0^\circ$ ) a la dirección “endfire” ( $\theta_m=90^\circ$ ). Esta propiedad permite usar estas antenas en muchas aplicaciones, como RADAR o “tracking” (seguimiento). Sin embargo, se puede apreciar un problema en la figura 6.17-b: *al variar la frecuencia (y por tanto el ángulo de apuntamiento), también varía el ancho de haz*, de manera que al aumentar el ángulo de apuntamiento disminuye notablemente el ancho de haz.

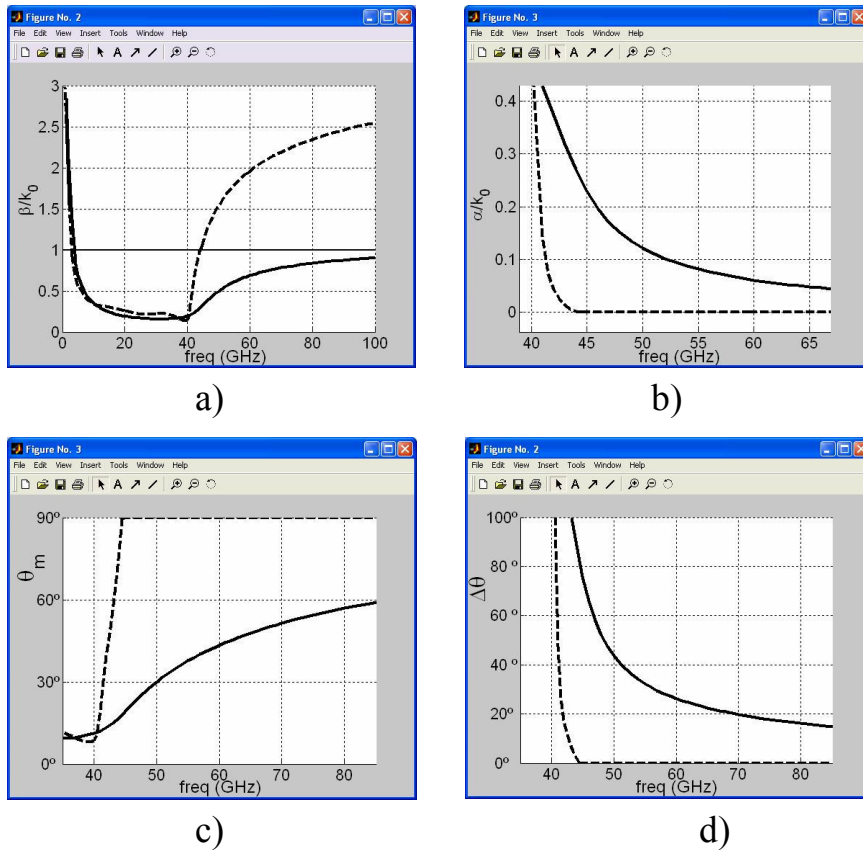


Figura 6.18-Diferencias entre Antena Inhomogénea (Línea Discontinua) y Antena Homogénea (Línea Continua).

Para obtener una respuesta menos variable del ancho del haz radiado para los diferentes ángulos de apuntamiento conviene usar una estructura completamente vacía, es decir, que no utilice una guía dieléctrica en su interior. Las siguientes expresiones teóricas muestran esta propiedad de las *antenas “leaky-wave” homogéneas*, y se han obtenido del capítulo sobre antenas “leaky-wave” de Arthur A. Oliner [Oliner 1993]. Primeramente expresamos la siguiente relación aproximada entre las constantes de propagación transversas y longitudinales en un modo de fuga:

$$k_0^2 = k_y^2 + (k_x^2 + k_z^2) = k_y^2 + k_t^2 \approx \beta_y^2 + k_t^2 \quad (6.11)$$

Por otro lado, usando (6.9) y (6.10), el ancho de haz radiado por el modo de fuga se puede escribir como:

$$\Delta\theta \cong \frac{l}{\frac{L_A}{\lambda_0} \cos \theta_m} = \frac{\lambda_0}{L_A} \frac{l}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_m}} \quad (6.12)$$

Finalmente, usando (6.9) y (6.11), se obtiene la siguiente igualdad:

$$\sqrt{1 - \sin^2 \theta_m} = 1 - \left(\frac{\beta_y}{k_0}\right)^2 \approx \left(\frac{k_t}{k_0}\right)^2 \quad (6.13)$$

que al introducirla en (6.12) permite reescribir la expresión del ancho de haz como:

$$\Delta\theta \cong \frac{\lambda_0}{L_A} \frac{k_0}{k_t} = \frac{2\pi}{k_t \cdot L_A} \quad (6.14)$$

Como la constante de propagación transversa  $k_t$  es constante en una estructura sin dieléctrico (antena homogénea), resulta que teóricamente el *ancho de haz* (6.14) **no varía al cambiar la dirección de apuntamiento**. En una antena inhomogénea,  $k_t$  depende de la frecuencia, debido al fenómeno de refracción al pasar la onda radiada de la guía dieléctrica al vacío. Esto hace que varíe el ancho de haz para diferentes ángulos de apuntamiento (y diferentes frecuencias). Los resultados mostrados en la figura 6.18 son obtenidos por PAMELA al comparar el modo de fuga  $TE_{10}$  en la estructura inhomogénea estudiada con su equivalente en una estructura totalmente vacía (de dimensiones  $a=4.2mm$ ,  $D=2.52mm$ ,  $L=3mm$ ,  $X_1=0mm$  and  $X_2=3.3mm$  y con  $\epsilon_r=1$ ). Se puede observar en la figura 6.18-d la menor variación de  $\Delta\theta$  para el modo  $TE_{10}$  en la antena homogénea (línea continua).

Sin embargo, las *antenas homogéneas no permiten un barrido uniforme del ángulo de apuntamiento con la frecuencia*. Esto es debido a que la constante de fase normalizada del modo de fuga en la antena homogénea tiende a  $\beta/k_0=1$  al aumentar la frecuencia (ver figura 6.18-a). Esto hace que no se llegue a alcanzar el ángulo de radiación “endfire” ( $\theta_m=90^\circ$ ) al aumentar la frecuencia, tal y como se observa en la figura 6.18-c (línea continua). Sin embargo, para el caso de la estructura inhomogénea (línea discontinua), se consigue una respuesta en frecuencia lineal y con una mayor sensibilidad de variación desde  $\theta_m=10^\circ$  hasta  $\theta_m=90^\circ$ .

Los siguientes conceptos han sido ilustrados usando la herramienta de dispersión en frecuencia de PAMELA:

1. La *banda de radiación* de un modo de fuga viene limitada por la *frecuencia de corte* y por la *frecuencia de transición a onda de superficie*.
2. La constante de *atenuación de un modo de fuga* se puede dividir en una contribución debida a las *pérdidas por radiación* más otra parte debido a *atenuación reactiva de la señal por reflexión*. La primera contribución es dominante en la zona de radiación del modo de fuga, mientras que la segunda es la que domina cuando el modo de fuga está al corte.
3. Las antenas “leaky-wave” tiene un *elevado ancho de banda* debido a que están basadas en la radiación de una onda rápida. Esto diferencia a las *antenas de onda progresiva* de otras antenas como las de parche, que tienen un ancho de banda mucho más limitado debido a su naturaleza resonante.
4. Otra característica de las antenas “leaky-wave” es que presentan la capacidad de *barrer la dirección de apuntamiento de “broadside” a “endfire” al aumentar la frecuencia* de excitación del modo de fuga.
5. Las *antenas “leaky-wave” inhomogéneas* presentan mejor respuesta de barrido de apuntamiento que las antenas homogéneas, aunque estas últimas tienen la ventaja de proporcionar una menor variación del ancho del haz radiado para diferentes ángulos de apuntamiento.

Al igual que se ha realizado un estudio de la dispersión de la constante de propagación del modo de fuga al variar la frecuencia, se puede hacer un estudio análogo *variando cualquier parámetro geométrico de la antena*. Este tipo de estudio será *esencial para diseñar antenas “leaky-wave”*, como se mostrará en la sección 6.2 de este capítulo.

#### 6.1.4- Análisis de Estructuras Periódicas: Armónicos Espaciales.

Como último ejemplo, se va a estudiar con PAMELA una *estructura periódica* para poder ilustrar la *aparición de armónicos espaciales* y su aplicación para *diseñar antenas “leaky-wave” periódicas con capacidad de barrido de “backward” a “forward”*, tal y como se describió en el capítulo 5 de esta tesis doctoral. Para ello, en la ventana de “Input Parameters” se introducen los siguientes valores en los parámetros geométricos de la línea impresa:  $P=3.38mm$ ,  $Q=2.366mm$ ,  $L=1mm$ ,  $D=1.4mm$ ,  $H=0mm$ ,  $\epsilon_r=9mm$ ,  $W=0.84mm$ ,  $f=42GHz$ . Al usar una longitud del “strip” ( $Q$ ) menor al periodo ( $P$ ), PAMELA interpreta automáticamente que se trata de una estructura periódica (ver figura 6.1-c).

Como se describió en el capítulo 5, en las estructuras periódicas no se puede hablar propiamente de modos de propagación, sino de *familias de armónicos espaciales*. Todos los armónicos de una misma familia presentan la siguiente relación entre sus constantes de fase:

$$\beta_{ym_y} = \beta_{y0} + m_y \frac{2\pi}{P} \quad m_y = -\infty, \dots, -2, -1, 0, +1, +2, \dots, +\infty \quad (6.15)$$

El usuario debe representar el determinante de la matriz de los momentos en el eje real (botón “Show Det-P”), barriendo  $\epsilon_{\text{reff}}$  desde -9 a +9. Observemos que ahora la *constante de propagación de un determinado armónico puede ser negativa*, ya que el índice  $m_y$  puede tomar valores negativos. El resultado obtenido a la frecuencia de 42GHz se muestra en la figura 6.19. La estructura está totalmente cerrada, con lo que se observan seis soluciones modales reales. A primera vista, no podríamos saber si se trata de seis soluciones pertenecientes a la misma familia de armónicos o no.



Figura 6.19-Soluciones de los Armónicos Espaciales en Estructura Periódica Cerrada ( $f=42\text{GHz}$ ).

Para despejar esta duda, realizamos unas sencillas operaciones matemáticas. Primeramente observamos que las soluciones 2, 4 y 6 están relacionadas por la siguiente ecuación:

$$\beta_{ym_y} = 1275.2 + m_y \frac{2\pi}{3.38} 10^3 \text{ (rad/m)} \quad (6.16)$$

donde  $P=3.38\text{mm}$  es la periodicidad espacial de la estructura. La constante de propagación del **armónico principal** ( $\beta_y=+1275.2 \text{ rad/m}$ ) se corresponde con la solución número 2, de manera que las soluciones 4 y 6 se corresponden, respectivamente, con los **armónicos**  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$ . De la misma forma, existe la siguiente relación entre las soluciones 1, 3 y 5, siendo la solución 5 el armónico principal ( $m_y=0$ ) y las soluciones número 3 y 1 los armónicos  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$ , respectivamente:

$$\beta_{ym_y} = -1275.2 - m_y \frac{2\pi}{3.38} 10^3 \text{ (rad/m)} \quad (6.17)$$

Además, las ecuaciones (6.16) y (6.17) están relacionadas, pues representan las **mismas constantes de propagación pero cambiadas de signo**. Debemos recordar que al estudiar las soluciones modales con las ecuaciones de Maxwell siempre se obtienen parejas de soluciones con los signos cambiados. Cada solución corresponde al mismo



modo pero con sentidos opuestos es la **velocidad de fase**, que recordemos que se calcula como:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta_y} \tag{6.18}$$

Por lo tanto podemos concluir que las seis soluciones mostradas en la figura 6.19 se corresponden con armónicos de una misma familia, teniendo algunos de ellos velocidad de fase positiva (aquellos que tiene una constante de fase  $\beta_{ymy}$  positiva), mientras que otros armónicos tienen velocidad de fase negativa.

Cuando se estudian las soluciones modales de una guía de onda, normalmente se descartan aquellas soluciones que no tienen sentido físico. Por ejemplo, se suele considerar que la guía está siendo excitada desde un extremo, de manera que **la energía debe fluir desde la fuente a lo largo de la guía de onda por la dirección longitudinal positiva**. En nuestro caso eso implica que estamos interesados en aquellas soluciones matemáticas que representan **ondas progresivas**. Para determinar qué soluciones debemos descartar, tenemos que calcular el **sentido de flujo de la energía transportada** por cada uno de los seis armónicos hallados. Dicho sentido se puede determinar por el signo de la **velocidad de grupo**, calculado como:

$$\text{Dirección Pr opagación Energía} = \text{signo}\left(\frac{\partial\beta_y}{\partial\omega}\right)\hat{y} \tag{6.19}$$



Figura 6.20- Variación de las Soluciones de los Armónicos Espaciales al Variar la Frecuencia de 40GHz a 42GHz.

Para calcular el sentido de propagación de la energía de cada armónico se ha representado en la figura 6.20 la variación de los ceros del determinante de la matriz P al pasar de una frecuencia de 40GHz a 42GHz. Las flechas indican el cambio de cada cero al aumentar la frecuencia 2GHz. La figura 6.20 muestra que los ceros con números 2, 4 y 6 se corresponden con *armónicos espaciales progresivos*, cuya energía viaja en la dirección “+y”. Por el contrario, los armónicos 1, 3 y 5 propagan la energía en el sentido opuesto (dirección “-y”, disminución de  $\beta_y$  al aumentar la frecuencia), siendo por tanto ondas regresivas que no nos interesan.

Número de Cero	$\beta_y$ (rad/m)	Índice del Armónico	Dirección de Flujo de Energía	Dirección del Frente de Onda
2	+ 1275.2	$m_y=0$	Progresivo, +y	“Forward”, +y
4	- 582.6	$m_y=-1$	Progresivo, +y	“Backward”, -y
6	- 2433.9	$m_y=-2$	Progresivo, +y	“Backward”, -y
1	+ 2433.9	$m_y=-2$	Regresivo, -y	“Backward”, +y
3	+ 582.6	$m_y=-1$	Regresivo, -y	“Backward”, +y
5	-1275.2	$m_y=0$	Regresivo, -y	“Forward”, -y

Figura 6.21- Clasificación de las Soluciones Encontradas.

Por otro lado, algunos de los *armónicos progresivos* pueden tener una *velocidad de fase positiva* (armónico 2) mientras que otros pueden tener una *velocidad de fase negativa* (armónicos 4 y 6). El sentido de la velocidad de fase (6.18) viene dado por el signo de la constante de fase, e indica la dirección y el *sentido en el que avanza el frente de onda*. Por tanto se pueden distinguir dos tipos de armónicos atendiendo a la relación existente entre su velocidad de fase (sentido del frente de onda) y su velocidad de grupo (sentido del flujo de energía). *Las ondas “forward” son aquellas en las que la fase viaja en la misma dirección que la energía*. El armónico 2 es una onda “forward”, ya que la energía se propaga en “+y”, y la fase también avanza en esa dirección. Los armónicos 4 y 6 son ondas “backward”, ya que aunque la energía que transportan viaje en “+y” (como debe ser, ya que la energía se debe alejar de la fuente), en cambio su fase es antiparalela y avanza en el sentido opuesto (“-y”). La tabla de la figura 6.21 clasifica las seis soluciones halladas según este criterio.

La *existencia de ondas “backward”* es un fenómeno muy interesante conocido desde hace décadas ([Veselago 1968], [Schwering 1983], [Schwering 1988], [Oliner

1993]), aunque en los dos últimos años ha vuelto a recuperar el interés en la comunidad científica debido a las aplicaciones de los metamateriales [Smith 2001]. Con la herramienta de análisis PAMELA se puede analizar la utilidad de estas estructuras periódicas para concebir *antenas “leaky-wave” con capacidad de radiación en la dirección “backward”*. La *condición de radiación* estudiada para modos de fuga se extiende al permitir *valores negativos de la constante de fase*, de manera que se obtiene la siguiente condición para que un armónico espacial pueda radiar:

$$-1 < \frac{\beta_{ym,y}}{k_0} < +1 \tag{6.20}$$

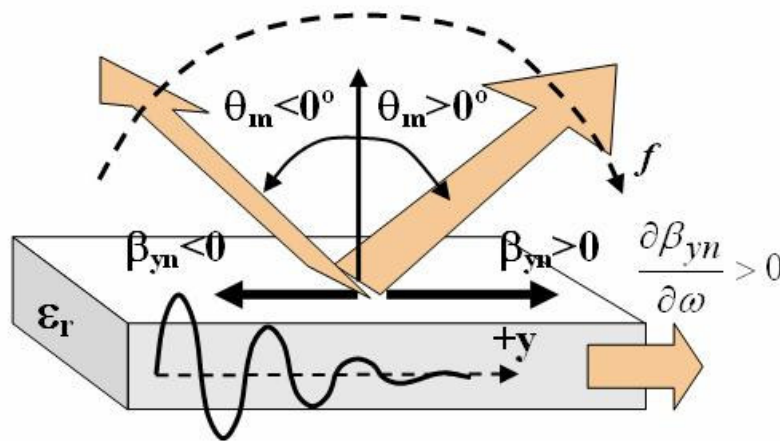


Figura 6.22- Barrido del Apuntamiento de “Backward” a “Forward”.

Como se describió en el capítulo 5, estudiando la dispersión en frecuencia de los diferentes armónicos se puede observar que el armónico  $m_y=-1$  puede radiar desde la dirección “backward” ( $\theta_m < 0^\circ$ ) a la “forward” ( $\theta_m > 0^\circ$ ) al aumentar la frecuencia, tal y como muestra la figura 6.22. Usando la opción de dispersión en frecuencia, PAMELA permite obtener la variación de la constante de fase de los armónicos  $m_y=0$ ,  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$  (ceros complejos 2, 4 y 6) de la estructura estudiada cuando está abierta. Dicho resultado se muestra en la figura 6.23.

Se puede ver que los tres armónicos se corresponden a la *familia de ondas progresivas*, ya que las tres curvas de dispersión cumplen que la *variación de la constante de fase al aumentar la frecuencia es positiva* ( $\partial\beta/\partial\omega > 0$ ). Dependiendo de la frecuencia, cada armónico tiene su *constante de fase positiva o negativa*.

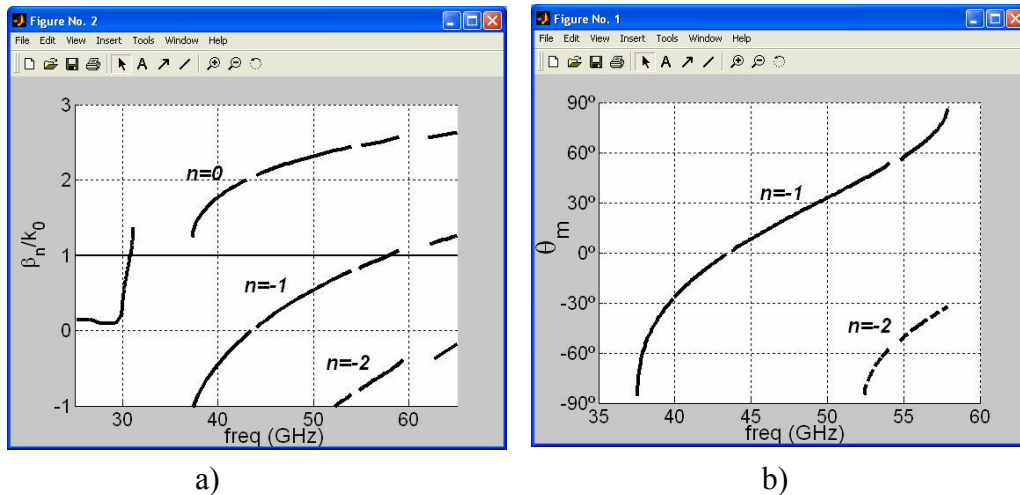


Figura 6.23-Dispersión en Frecuencia de la Constante de Fase de los Tres Armónicos Estudiados.

El **armónico principal** ( $m_y=0$ ) se corresponde con el de mayor constante de fase, y su curva de dispersión es muy parecida a la del modo correspondiente en la guía sin perturbaciones periódicas. Este armónico, por lo tanto, tiene una **constante de fase que es positiva a cualquier frecuencia**. Al añadir la periodicidad aparecen **los armónicos de orden superior**. Los armónico  $m_y=-1$  y  $m_y=-2$  están representados en la figura 6.23-a. Se observa que su constante de fase comienza siendo negativa para bajas frecuencias y evoluciona hacia valores positivos al aumentar la frecuencia. Cuando la constante de fase de cualquier armónico satisface la condición (6.20) entra en la zona de radiación, y mediante la siguiente expresión se puede calcular su ángulo de apuntamiento  $\theta_m$ :

$$\sin \theta_m \cong \frac{\beta_{ym_y}}{k_0} \quad (6.21)$$

En la figura 6.23-b se representa el **ángulo de apuntamiento de cada armónico**. Se observa que el armónico  $m_y=-1$  es capaz de radiar en la región “backward” en la banda de frecuencias de 37GHz a 44GHz. En la zona de radiación “forward” de dicho armónico, la figura 6.23-b muestra un barrido del ángulo de apuntamiento desde 44GHz hasta 52GHz. En 52GHz aparece el armónico  $m_y=-2$  radiando en la zona “backward”. Una parte importante en el diseño de las antenas “leaky-wave” periódicas consiste en seleccionar las dimensiones adecuadas para que **no se solape la radiación de más de un armónico en una cierta banda de frecuencias**, como fue explicado en el capítulo 5.

Otro aspecto importante es el de los “*bandgaps*” o *bandas prohibidas*, en las cuales no se permite la propagación del armónico ya que la variación de su constante de fase con la frecuencia es nula, de manera que la velocidad de grupo (6.19) también se hace cero. Los “bandgaps” se representan en la figura 6.23-a como zonas vacías en las cruvas de dispersión de la constante de fase.

Con este último ejemplo, se han podido ilustrar de manera gráfica los siguientes conceptos teóricos básicos acerca de antenas “leaky-wave” periódicas:

1. Las *guías periódicas* se pueden analizar usando la *teoría de armónicos espaciales*.
2. En el caso de que la guía periódica sea una estructura abierta, cualquier armónico espacial puede radiar siempre y cuando su constante de fase cumpla la *condición de radiación* (6.20).
3. El *armónico  $m_y=-1$*  se puede usar para conseguir un *barrido en frecuencia desde “backward” a “forward”*.
4. Diferentes *bandas prohibidas* pueden aparecer en determinados rangos de frecuencia, en los cuales los armónicos no se pueden propagar. En estas frecuencias y en sus correspondientes ángulos de radiación las antenas “leaky-wave” periódicas no pueden funcionar.
5. También se debe tener cuidado con la *radiación simultánea de varios armónicos*, que provoca la aparición de lóbulos indeseados en el diagrama de radiación total de la antena.

Al igual que se han obtenido las curvas de dispersión con la frecuencia, PAMELA permite obtener las *curvas de dispersión de los armónicos al variar las dimensiones de la estructura periódica*. Este análisis permitirá obtener las dimensiones de la antena necesarias para cumplir unas determinadas especificaciones eléctricas. En la siguiente sección se describe una herramienta CAD, de *diseño de antenas “leaky-wave”* asistido por ordenador, que usa PAMELA como motor de análisis.

## 6.2 Desarrollo de una Herramienta CAD basada en PAMELA.

El programa PAMELA es una herramienta de análisis de los modos de fuga que se pueden propagar en las líneas de transmisión en tecnología híbrida guía de onda circuito impreso estudiada en esta tesis. Como se ha demostrado, con *PAMELA* se puede obtener de una manera visual e interactiva las *curvas de dispersión de la constante de propagación de los modos de fuga al variar la frecuencia o cualquier parámetro geométrico de la antena “leaky-wave”*.

En esta sección se va a presentar una herramienta de *diseño asistido por ordenador (CAD, “Computer Aided Design”) de antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida*. El programa CAD hará uso de PAMELA para obtener las curvas de dispersión de los modos de fuga. Estos resultados serán usados por otras herramientas de cálculo incluidas en el CAD, de forma que se diseñen las *dimensiones del circuito impreso necesarias para obtener unas determinadas especificaciones eléctricas*. Las especificaciones eléctricas que se pretenden obtener hacen referencia al diagrama de radiación de la antena, que como se explicó en el capítulo 4, se puede definir por el ángulo de apuntamiento, el ancho de haz y el nivel de lóbulos secundarios, que a su vez depende de la iluminación de la antena.

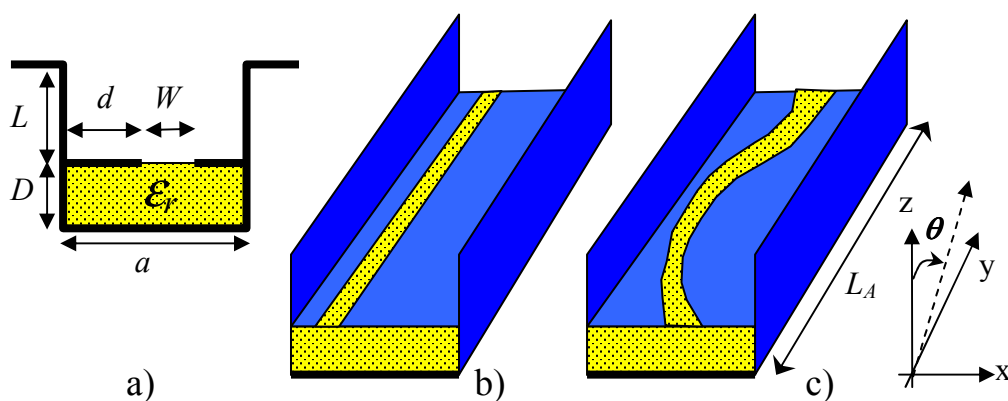


Figura 6.24-Variación de las Dimensiones de Circuito Impreso de Tipo “slot” para Conseguir un Diseño “Taper”.

Si la sección transversal de la antena (figura 6.24-a) es constante a lo largo de la longitud de la antena  $L_A$  (figura 6.24-b), la tasa de radiación del modo de fuga que se propaga por la antena ( $\alpha_r$ ) será también constante. La amplitud de la iluminación de la

apertura de la antena variará de manera exponencial, produciendo un nivel de lóbulos secundarios de  $-13dB$  respecto del lóbulo principal. Este nivel es demasiado alto para la mayoría de aplicaciones. Para reducir el nivel de lóbulos secundarios es necesario **modificar la iluminación de la antena**, para lo cual hay que modificar las dimensiones de la antena a lo largo de su longitud, tal y como se muestra en la figura 6.24-c.

El diseño de antenas “leaky-wave” se puede realizar de una manera sencilla usando la **constante de propagación del modo de fuga responsable de la radiación de la antena**. Las fases de diseño pueden ser divididas en tres pasos:

1. Primeramente se **selecciona el diagrama de radiación** que se quiere obtener, definido por el ángulo de apuntamiento, el ancho de haz y la distribución de lóbulos secundarios. El nivel de lóbulos secundarios determinará a su vez el tipo de iluminación que la antena debe sintetizar en su apertura.
2. Seguidamente hay que relacionar estas especificaciones con la **variación de la constante de propagación del modo de fuga a lo largo de la antena**. Básicamente, el ángulo de apuntamiento vendrá determinado por la constante de fase ( $\beta_y$ ), que deberá ser la misma a lo largo de toda la longitud de la antena para que todas las secciones de la misma radien en la misma dirección. Por otro lado, la variación de la constante de radiación del modo de fuga ( $\alpha_y$ ) determinará el tipo de iluminación, y la longitud de la antena  $L_A$  fijará el ancho de haz y la eficiencia de la antena.
3. El tercer y último paso es el más complicado, pues consiste en relacionar cómo deben **variar a lo largo de la antena las dimensiones del circuito impreso** para obtener la variación de  $\alpha_y$  requerida y mantener  $\beta_y$  constante.

En esta sección se describirá primeramente la teoría de “taper” de modos de fuga para obtener una determinada iluminación sin que se afecte al apuntamiento del diagrama de radiación. Seguidamente se presentará la herramienta CAD desarrollada, describiendo las diferentes partes que la componen y sus funciones. Como ejemplo se diseñará una antena “leaky-wave” con circuito impreso de tipo “slot” operando en la banda de  $5.5GHz$  y con una iluminación triangular.

### 6.2.1- Teoría de “Taper” de Modos de Fuga.

Para modificar la iluminación exponencial de un modo de fuga uniforme hay que *variar la constante de radiación del modo de fuga a lo largo de la longitud de la antena*. Por otro lado recordemos que la *constante de fase del modo de fuga debe permanecer invariada a lo largo de la longitud de la antena*, de manera que todas las secciones radien en la misma dirección de apuntamiento, dada por el ángulo  $\theta_m$ :

$$\beta_y(y) = \beta_{y0} \rightarrow \theta_m = \arcsin \frac{\beta_{y0}}{k_0} \quad (6.22)$$

Una vez escogido la amplitud de la *iluminación* ( $|M(y)|$ ) para obtener una determinada *distribución de lóbulos secundarios*, la función matemática compleja que describe la iluminación que queremos sintetizar es la siguiente:

$$M(y) = |M(y)| \cdot e^{-j\beta_{y0}y} \quad (6.23)$$

Al variar las dimensiones de la sección de la antena de una manera suave (diseño “taper”, ver figura 6.24-c), la constante de propagación compleja del modo de fuga también se puede describir como una función continua que depende de la posición longitudinal de la antena (coordenada “y”):

$$k_y = k_y(y) = \beta_y(y) - j\alpha_y(y) \quad (m^{-1}) \quad (6.24)$$

Como se ha expresado en (6.22), la constante de fase debe permanecer lo más constante posible a lo largo de toda la longitud de la antena. Ahora debemos determinar la variación de la constante de radiación,  $\alpha_y(y)$  (nep/m). Para ello vamos a proceder de la siguiente manera, extraída de [Oliner 1993]. La constante de atenuación  $\alpha_y$  determina las pérdidas por radiación a lo largo de la longitud de la antena, y por lo tanto permiten expresar de la siguiente manera la pérdida de *potencia transmitida* desde el inicio de la antena a cualquier posición longitudinal de la antena,  $P_Y(y)$ :

$$P_Y(y = y_0) = P_Y(y = 0) \cdot e^{-2 \cdot \int_{y=0}^{y=y_0} \alpha(y) \cdot dy} \quad (W) \quad (6.25)$$



Por otro lado, la densidad de **potencia radiada** por la antena en una determinada sección de la misma,  $S^{RAD}(y=y_0)$  ( $W/m$ ), se puede calcular a partir de las disminución o variación de potencia transmitida por unidad de longitud:

$$S^{RAD}(y = y_0) = -\frac{\partial P_Y(y = y_0)}{\partial y} \quad (W/m) \quad (6.26)$$

La densidad de potencia radiada,  $S^{RAD}$ , se relaciona proporcionalmente con la **iluminación de la antena**, ya que la densidad de potencia radiada se calcularía a partir del vector de Poynting en la apertura, que a su vez depende del cuadrado del módulo de la iluminación en dicha apertura:

$$S^{RAD}(y = y_0) = \xi \cdot |M(y = y_0)|^2 \quad (W/m) \quad (6.27)$$

donde  $\xi$  es una constante que se extraería de la integral del vector de Poynting. Comparando (6.27) con (6.26), y tras derivar la potencia transmitida  $P_Y(y)$  (6.25), se obtiene la siguiente identidad:

$$\xi \cdot |M(y = y_0)|^2 = -\frac{\partial P_Y(y = y_0)}{\partial y} = 2 \cdot \alpha(y = y_0) \cdot P_Y(y = y_0) \quad (6.28)$$

La ecuación (6.28) permite despejar el valor que debe tomar la constante de pérdidas en cada punto de la antena ( $\alpha(y)$ ), a partir del tipo de iluminación seleccionada ( $|M(y)|$ ) y de la potencia transmitida por el modo de fuga,  $P_Y(y)$ :

$$\alpha(y = y_0) = \xi \cdot \frac{1}{2} \frac{|M(y = y_0)|^2}{P_Z(y = y_0)} \quad (nep/m) \quad (6.29)$$

Para eliminar la constante desconocida  $\xi$ , se integra la primera identidad de la igualdad (6.28) entre dos límites de integración diferentes:

$$P_Y(0) - P_Y(L_A) = - \int_{y=0}^{y=L_A} \frac{\partial P_Y(y)}{\partial y} \cdot \partial y = \xi \cdot \int_{y=0}^{y=L_A} |M(y)|^2 \cdot \partial y \quad (6.30)$$

$$P_Y(0) - P_Y(y_0) = - \int_{y=0}^{y_0} \frac{\partial P_Y(y)}{\partial y} \cdot \partial y = \xi \cdot \int_{y=0}^{y=y_0} |M(y)|^2 \cdot \partial y \quad (6.31)$$

A continuación usamos (6.31) para sustituir  $P_Y(y=y_0)$  en (6.29), y empleamos (6.30) para eliminar la constante  $\xi$  de nuestra expresiones. De esta manera se ha obtiene la siguiente expresión:

$$\alpha_y(y = y_0) = \frac{1}{2} \frac{|M(y = y_0)|^2}{\frac{P_Y(0)}{P_Y(0) - P_Y(L_A)} \cdot \int_{y=0}^{y=L_A} |M(y)|^2 \cdot \partial y - \int_{y=0}^{y=y_0} |M(y)|^2 \cdot \partial y} \quad (6.32)$$

Esta expresión relaciona la función de iluminación que queremos sintetizar con la **variación que debe sufrir la constante de atenuación del modo de fuga a lo largo de la antena** ( $\alpha(y)$ ). Debemos notar que la relación entre la potencia inyectada por el modo de fuga al inicio de la antena ( $P_Y(0)$ ) y la potencia que llega al final de la misma ( $P_Y(L_A)$ ) determinan **la eficiencia de radiación de la antena** ( $\eta$ ), que a su vez se puede expresar a partir del valor medio de la constante de atenuación ( $\bar{\alpha}_y$ ):

$$\eta = 1 - \frac{P_Y(L_A)}{P_Y(0)} \approx 1 - e^{-2 \cdot \bar{\alpha}_y \cdot L_A} = 1 - e^{-4\pi \cdot \frac{\bar{\alpha}_y \cdot L_A}{k_0 \cdot \lambda_0}} \quad (6.33)$$

De esta manera, la eficiencia de la antena  $\eta$  quedará determinada por el valor de la tasa de radiación que se obtenga del modo de fuga y por la longitud de la antena. Como se explicó en el capítulo 4, dicha **eficiencia se suele escoger en torno al 90%, ya que una mayor eficiencia complica el diseño al exigir funciones  $\alpha_y(y)$  que no son realizables en la práctica**. Una vez seleccionada la eficiencia de la antena, la variación de la constante de atenuación del modo de fuga queda determinada por el tipo de iluminación:

$$\alpha_y(y = y_0) = \frac{1}{2} \frac{|M(y = y_0)|^2}{\frac{1}{\eta} \cdot \int_{y=0}^{y=L_A} |M(y)|^2 \cdot \partial y - \int_{y=0}^{y=y_0} |M(y)|^2 \cdot \partial y} \quad (6.34)$$

Como se comentó en la introducción de esta sección, la determinación de la función  $\alpha_y(y)$  a implementar es un paso directo (paso 2), una vez conocida la iluminación que se desea ( $|M(y)|$ ). Sin embargo, el tercer paso es más complicado, pues supone **obtener las dimensiones del “taper” de la antena que permiten obtener dicha función  $\alpha_y(y)$  manteniendo la constante de fase lo más invariante posible a lo largo de la antena**, según expresa la ecuación (6.22).

Una vez diseñada una determinada estructura “taper” también se puede realizar el proceso inverso a la síntesis: el análisis. Se puede analizar *cómo afectan las dimensiones diseñadas a la variación de la constante de propagación del modo de fuga que viaja por la antena*. Una vez determinada la variación de la constante de fase y atenuación del modo de fuga (ecuación 6.24), se puede determinar su diagrama de radiación. Para ello hay que calcular primeramente la iluminación creada por ese modo de fuga, que vendrá determinada por una variación en amplitud y una variación de fase:

$$\overline{M}(y) = \left| \overline{M}(y) \right| \cdot e^{-j\beta_y(y) \cdot y} \quad (6.35)$$

Hemos expresado la *iluminación normalizada*, que es suficiente para conocer el diagrama de radiación (que está también normalizado respecto de la potencia total radiada). De esta manera, la fase de la iluminación viene directamente determinada por la constante de fase del modo de fuga ( $\beta_y(y)$ ), tal y como se expresa en (6.35). La amplitud normalizada de la iluminación se puede obtener a partir de la constante de atenuación del modo de fuga a partir de (6.28) y (6.25) como:

$$\left| \overline{M}(y) \right| = \frac{\sqrt{-\frac{\partial P_Y(y)}{\partial y}}}{\max \left\{ \sqrt{-\frac{\partial P_Y(y)}{\partial y}} \right\}} \quad \text{con} \quad P_Y(y) = P_Y(0) \cdot e^{-2 \cdot \int_{y=0}^y \alpha(y) \cdot \partial y} \quad (6.36)$$

Finalmente, el *diagrama de radiación generado por la iluminación del modo de fuga “taper”* vendrá dado por la transformada de Fourier siguiente:

$$R(\theta) = 20 \cdot \log \left\{ \int_{y=0}^{L_A} \overline{M}(y) \cdot e^{jk_0 y \sin(\theta)} \cdot \partial y \right\} \quad (dB) \quad (6.37)$$

Con todas las expresiones derivadas en esta sección se puede realizar el diseño y el análisis de la radiación de un modo de fuga, una vez conocida la variación de su constante de propagación compleja a lo largo de la longitud de la antena “taper”. En el siguiente apartado se va a presentar la herramienta CAD desarrollada en esta tesis. Su función principal es *ayudar al diseñador de antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida en el último paso del diseño*, que es el más complicado. Se trata de *determinar*

*las dimensiones de la antena para conseguir una variación de la constante de propagación del modo de fuga, que a su vez proporcione unas especificaciones de radiación dadas.*

### 6.2.2- Descripción de la Herramienta de Diseño.

El *proceso de “taper”* descrito anteriormente es *común a cualquier tipo de antena “leaky-wave”* en la que se quiera *controlar la iluminación*. Se ha aplicado a diferentes tipos de antenas en diversos trabajos publicados en la literatura ([Encinar 1988], [Oliner 1988], [Di Nallo 1997-II]). Sin embargo, hasta la fecha *no se ha publicado ningún trabajo en el que se automatice el proceso de diseño*. En todos los trabajos anteriores, el éxito del diseño “taper” depende de la *habilidad del diseñador para identificar alguna manera de controlar la constante de atenuación del modo de fuga sin afectar a su constante de fase*, tal y como se describió en el capítulo 4 de esta tesis para el caso de la tecnología híbrida.

El diseñador debe encontrar *alguna dimensión de la antena que permita variar  $\alpha$ , sin afectar a  $\beta$* . En la mayoría de los casos esto no es posible, y la variación de las dimensiones de la antena afecta tanto a  $\alpha$  como a  $\beta$ . *Cualquier error de fase introducido por el “taper” debe ser corregido manualmente variando de nuevo las dimensiones de la antena*. De esta manera, el proceso de diseño de las dimensiones de la antena se puede hacer bastante complicado, requiriendo varias iteraciones hasta lograr la respuesta definitiva.

Esta *dificultad de diseño fue lo que motivó el desarrollo de una herramienta CAD que permita realizar de una manera semiautomática el diseño de las dimensiones de la antena para obtener una determinada función de radiación  $\alpha(\gamma)$  para un ángulo de apuntamiento constante (determinado por una  $\beta_0$  constante)*. El programa también permite predecir el diagrama de radiación que se obtiene de las dimensiones diseñadas, de manera que se pueda corregir automáticamente cualquier efecto indeseado debido a aberraciones de fase.

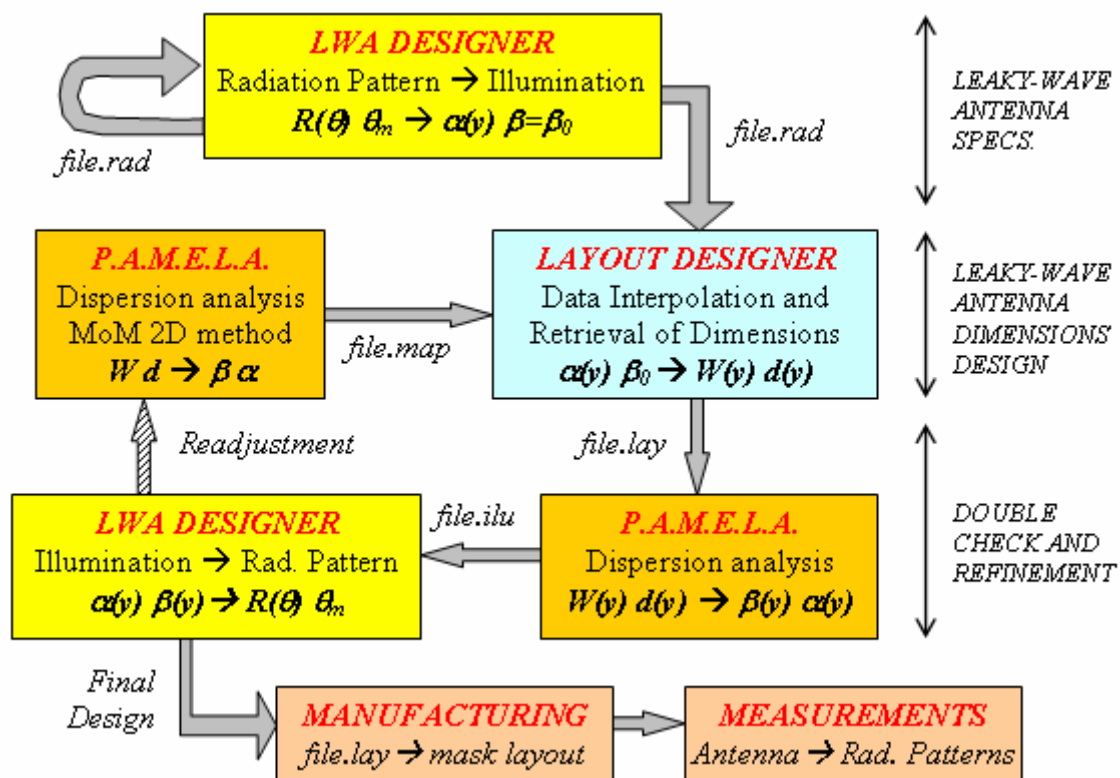


Figura 6.25-Diagrama de Comunicación de los Diferentes Módulos de la Herramienta CAD.

La herramienta de Diseño está basada en la comunicación vía ficheros entre diferentes módulos. Todos los módulos están programados con MATLAB, y cada uno tiene su propia interfaz gráfica, que va guiando al diseñador a lo largo de diferentes pasos. El diagrama de flujo y de comunicación entre los diferentes módulos se esquematiza en la figura 6.25.

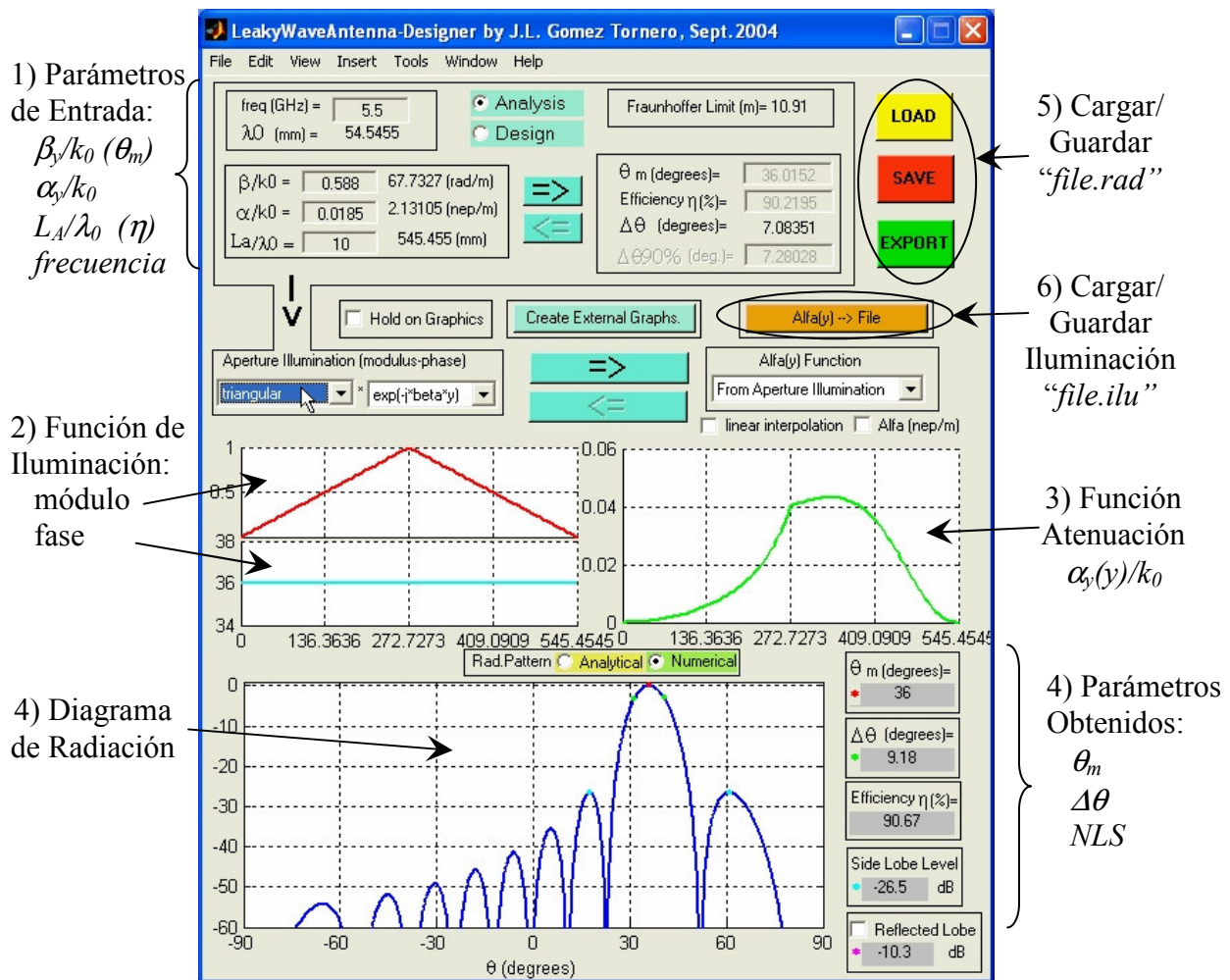


Figura 6.26-Entorno Gráfico de la Herramienta "LWA Designer".

La primera herramienta es llamada "**LWA Designer**" (Diseñador de Antenas Leaky Wave). Su función es la de **obtener una determinada función de atenuación  $\alpha_y(y)$  para sintetizar un determinado diagrama de radiación**. La ventana de la interfaz gráfica de "LWA Designer" se muestra en la figura 6.26. Tal y como se describe con la ecuación (6.34), la función  $\alpha_y(y)$  dependerá del tipo de iluminación ( $|M(y)|$ ), la longitud de la antena ( $L_A$ ) y la eficiencia de radiación de la misma ( $\eta$ ). Por ello el usuario debe comenzar introduciendo los siguientes parámetros de entrada: la frecuencia de operación, la longitud de la antena ( $L_A$ ), la dirección de apuntamiento ( $\theta_m$ , o alternativamente la constante de fase normalizada,  $\beta_y/k_0$ ) y la eficiencia de la antena ( $\eta$ , o alternativamente el valor medio de la constante de atenuación,  $\bar{\alpha}_y/k_0$ ).

Así mismo, el usuario puede escoger entre *diferentes tipos de funciones de iluminación normalizadas* (uniforme, coseno, coseno al cuadrado o triangular). Para cada tipo de iluminación se calculará automáticamente el diagrama de radiación (6.37) y la función de la constante de atenuación del modo de fuga,  $\alpha_y(y)$  (6.34). Ambas gráficas se representarán en la ventana de la interfaz, junto con la representación de la iluminación seleccionada (módulo o fase). El usuario puede incluso crear su propia función de iluminación, para la cual obtendrá su respectivo diagrama de radiación y la función  $\alpha_y(y)$  necesaria, de manera que no queda limitado al diseño de funciones tabuladas. En la figura 6.27 se muestra el diagrama de radiación y la función  $\alpha_y(y)$  para tres antenas de longitud  $L_A=10\lambda_0=545.5mm$  a  $5.5GHz$ , con iluminación de tipo exponencial, coseno y triangular, con un ángulo de apuntamiento  $\theta_m=36^\circ$  ( $\beta/k_0=0.58$ ) y una eficiencia  $\eta=90\%$  ( $\bar{\alpha}_y/k_0 = 0.0185$ ). Se observa que la iluminación de tipo coseno al cuadrado proporciona el menor nivel de lóbulos secundarios (NLS), aunque a costa de un mayor ancho de haz ( $\Delta\theta$ ) para la misma longitud de antena.

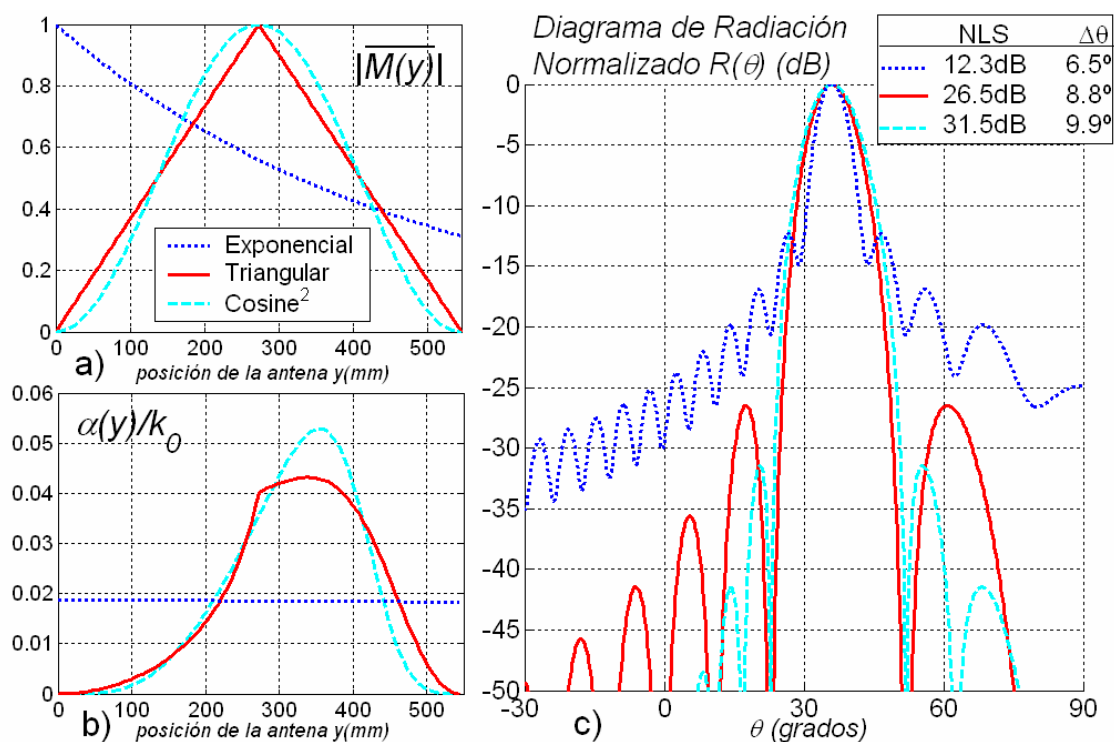


Figura 6.27-Diferencias Entre Distintos Tipos de Iluminación.

Las características de la antena diseñada ( $L_A$ ,  $\eta$ ,  $\theta_m$ ,  $\beta/k_0$ ,  $M(z)$ ,  $\alpha(z)/k_0$ ,  $R(\theta)$ ...) pueden ser guardadas en un fichero de tipo “file.rad”, que podrá ser recuperado posteriormente con este mismo programa. Así mismo, la función  $\alpha_y(y)/k_0$  obtenida se debe guardar en un fichero de tipo “file.ilu”, que será usado posteriormente.

El siguiente paso del diseño es *transformar la variación de la constante de atenuación del modo de fuga ( $\alpha_y(y)/k_0$ ) en una variación de las dimensiones del circuito impreso a lo largo de la antena*. Para ello, primeramente hay que estudiar cómo afectan las diferentes dimensiones de la antena a la constante de propagación del modo de fuga que vayamos a usar como fuente de radiación. Dependiendo del tipo de antena y del tipo de modo de fuga, se obtendrán unas curvas de dispersión u otras. En el caso de la tecnología híbrida, será el programa **PAMELA** el encargado de obtener las *curvas de dispersión del modo de fuga  $TE_{10}$  al variar las dimensiones del circuito impreso*. En concreto, se seleccionarán unas dimensiones de la guía dieléctrica ( $a, D, \epsilon_r$ ) y de la guía de placas paralelas ( $L$ ) para determinar la banda de frecuencia de radiación del modo de fuga  $TE_{10}$ . Una vez elegidas las dimensiones de la guía, se escogerá la frecuencia de análisis a la cual se debe obtener el apuntamiento de la antena  $\theta_m$  especificado. Por otro lado el circuito impreso es el responsable de controlar la iluminación de la antena, tal y como se explicó en el capítulo 4 de esta tesis doctoral.

Estos *resultados del análisis de dispersión* se almacenarán en un fichero de tipo “file.map”, que básicamente contiene una *tabla con la variación de  $\theta_m$  y de  $\alpha_y/k_0$  al variar tanto la anchura ( $W$ ) como la posición ( $d$ ) del circuito impreso*. Estos datos serán los que permitirán obtener las dimensiones del circuito impreso necesarias para sintetizar el diagrama de radiación escogido con la herramienta “LWA Designer” (ángulo de apuntamiento, nivel de lóbulos secundarios, eficiencia). Para ello, la herramienta “**Layout Designer**” será la encargada de combinar la información de “**LWA Designer**” y de “**PAMELA**”. El aspecto de la ventana principal del entorno del programa “Layout Designer” se muestra en la figura 6.28,



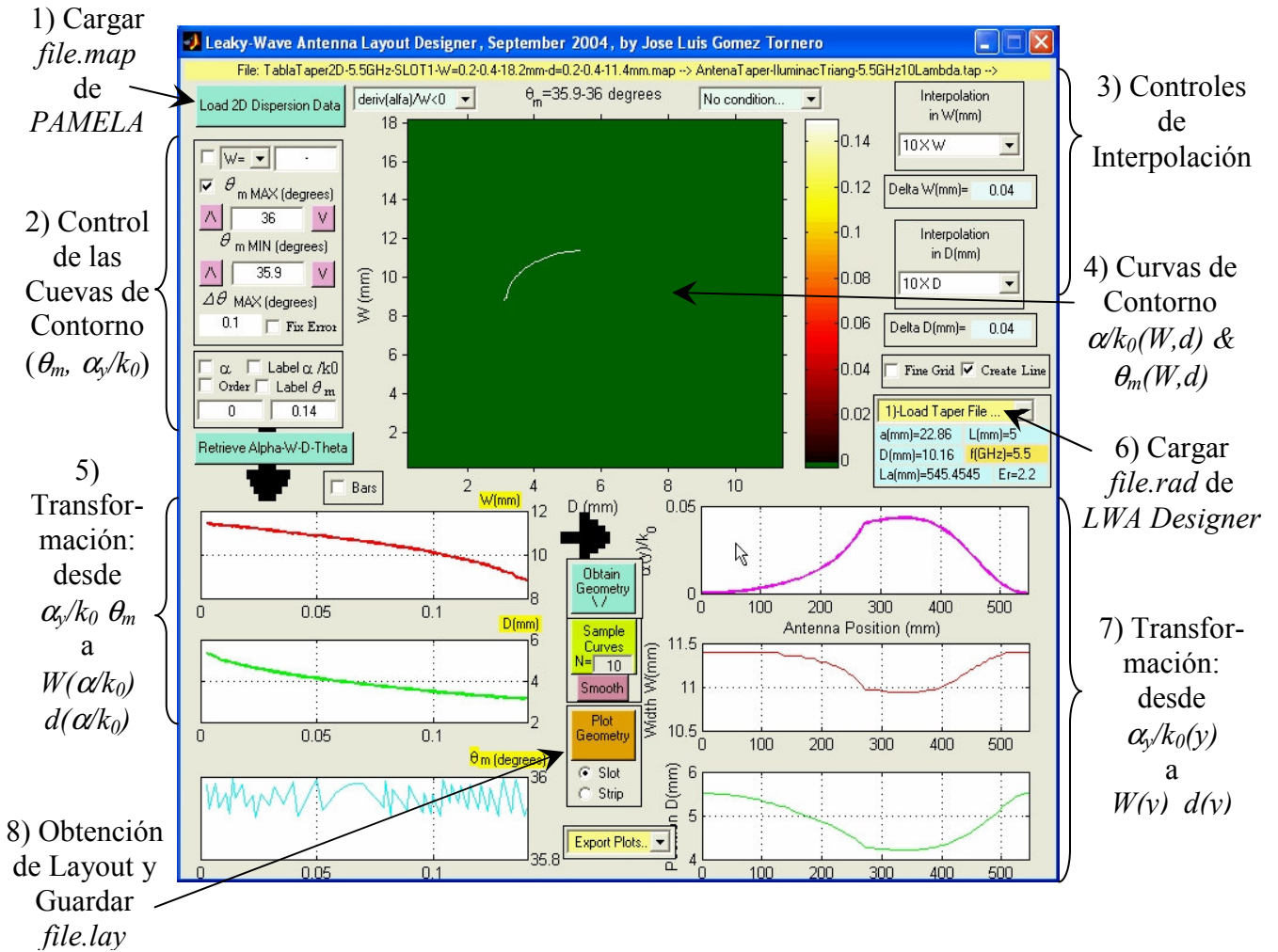


Figura 6.28- Entorno Gráfico de la Herramienta “Layout Designer”.

Para poder *transformar las especificaciones eléctricas de la antena en las dimensiones de la misma*, primeramente debemos cargar en “Layout Designer” el fichero “file.rad” que fue creado con el módulo “LWA Designer”. Recordemos que este fichero contenía la función  $\alpha_y(y)/k_0$  que permitía sintetizar una determinada iluminación en una antena de una cierta longitud  $L_A$ . El proceso de obtención de las dimensiones “taper” del circuito impreso semi-automático, y conlleva los siguientes pasos. El usuario debe cargar los datos del análisis dispersivo realizado con PAMELA (fichero “file.map”), que contiene la variación del ángulo de apuntamiento y la constante de radiación del modo de fuga al variar las dimensiones del circuito impreso,  $\theta_m(W,d)$  y  $\alpha_y/k_0(W,d)$ . De esta manera, “Layout Designer” podrá crear unas *curvas de contorno que representan las dimensiones del circuito impreso necesarias para obtener un valor de constante de  $\theta_m$* , así como las curvas de contorno en las que  $\alpha_y/k_0$  se mantiene constante.

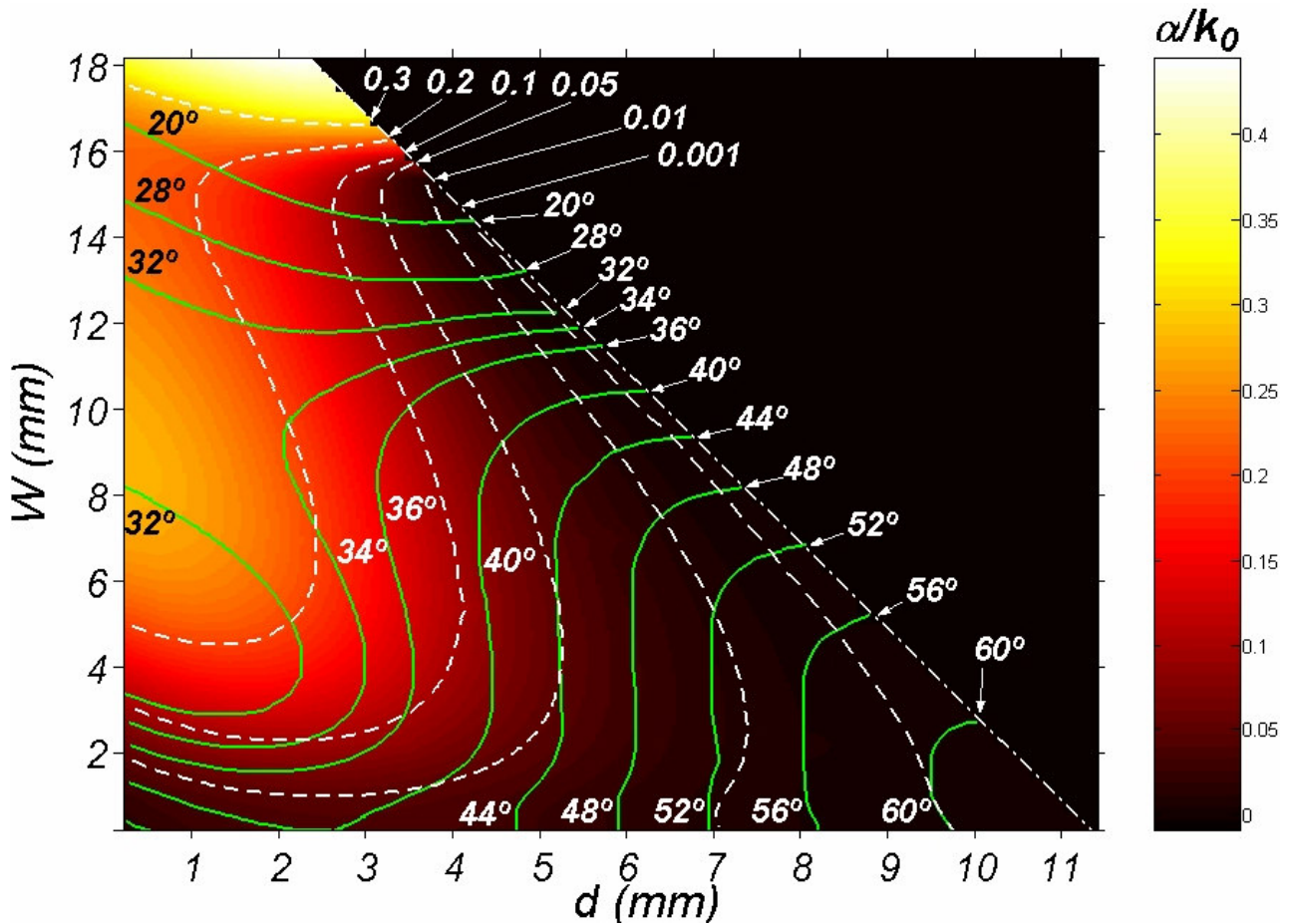


Figura 6.29- Curvas de Contorno Obtenidas por “Layout Designer” para una Antena con “Slot” a 5.5GHz ( $a=22.86\text{mm}$ ,  $D=10.16\text{mm}$ ,  $L=5\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=2.2$ ).

La figura 6.29 muestra las curvas de dispersión obtenidas para un circuito planar de tipo “slot” impreso sobre una guía dieléctrica de dimensiones  $a=22.86\text{mm}$ ,  $D=10.16\text{mm}$  rellena con PTFE ( $\epsilon_r=2.2$ ) y con unas placas paralelas de altura  $L=5\text{mm}$ , a la frecuencia de análisis de 5.5GHz. El usuario puede escoger la **visualización de cualquier curva de contorno**, bien especificando el valor de  $\theta_m$  y el rango de variación de  $\alpha_y/k_0$  o bien escogiendo una curva de  $\alpha_y/k_0$  constante y determinando la variación del ángulo de apuntamiento. En cualquier caso, es necesario **interpolar los resultados obtenidos con PAMELA para obtener unas curvas de contorno con suficiente resolución**. El proceso de interpolación se muestra en la figura 6.30, y se controla con el menú de interpolación de la ventana principal de “Layout Designer”.

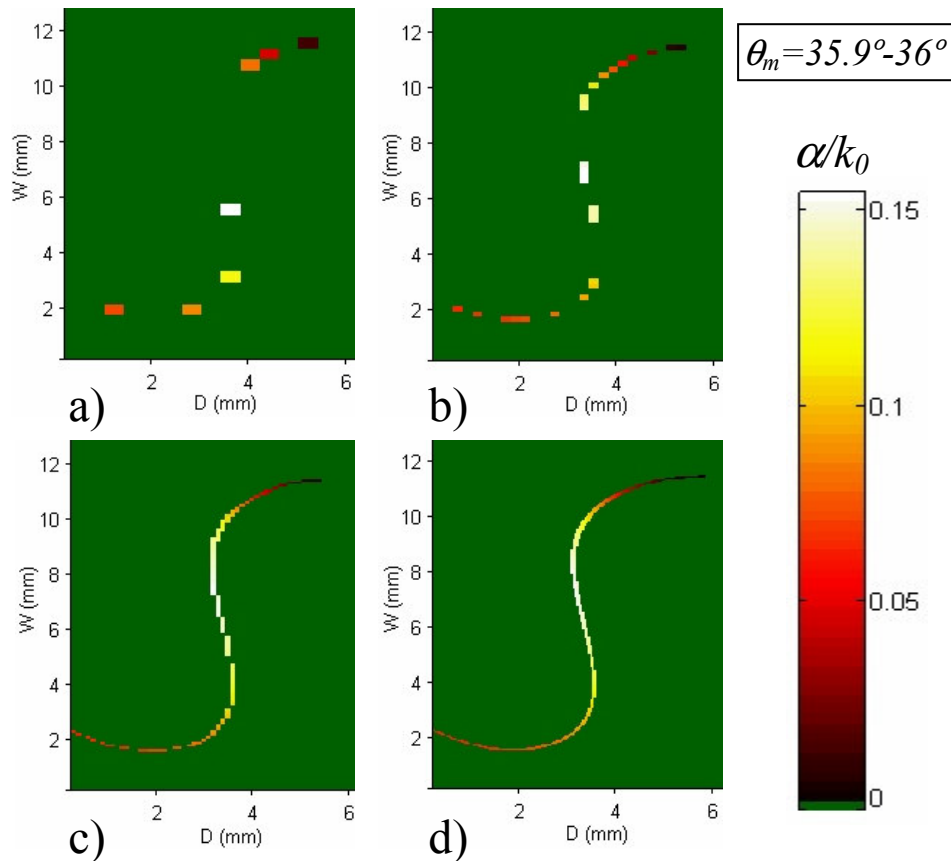


Figura 6.30- Interpolación de los Datos Analizados con PAMELA.

En la figura 6.30 se muestra la **obtención de la curva de contorno con  $\theta_m$  constante** de valor  $36^\circ$ . Para obtenerla el usuario debe primero cargar el fichero “file.map” obtenido con PAMELA. El análisis dispersivo realizado con PAMELA se ha hecho con una **resolución en la variación de la anchura y de la posición del “slot”** de  $\Delta W=0.4mm$  y  $\Delta d=0.4mm$ . Cuanto mayor sea la resolución (menores valores de  $\Delta W$  y  $\Delta d$ ) mejor se obtendrán las curvas de contorno, que se corresponden con las dimensiones exactas ( $W$  y  $d$ ) que proporcionan un valor constante de  $\theta_m$  para diferentes valores de  $\alpha_j/k_0$ . Sin embargo, a mayor resolución más puntos se deben analizar con PAMELA, y el tiempo de cálculo será mayor. Sin embargo se puede **optimizar el tiempo de cálculo usando la opción de interpolación**. Como se puede ver en la figura 6.30-a, con una resolución de  $0.4mm$  para  $W$  y  $d$ , la curva de  $\theta_m=36^\circ$  está compuesta por sólo unos cuantos puntos. Estos puntos son los que cumplen que  $\theta_m=36^\circ$ , dentro de las dimensiones que ha analizado PAMELA. La figura 6.30-b muestra la curva al interpolar los puntos simulados con PAMELA X2, y la figura 6.30-c con una interpolación X4.

Conforme se aumenta el número de puntos interpolados se obtiene una curva más precisa. Con una interpolación X10 (figura 6.30-d) se obtiene una curva continua, que contiene los valores exactos de dimensiones del circuito impreso ( $W$  y  $d$ ) capaces de proporcionar un apuntamiento constante entre  $\theta_m=35.9^\circ$  y  $\theta_m=36^\circ$ . No ha hecho falta multiplicar por 10 el número de puntos simulados con PAMELA, sino que es suficiente con hacer una interpolación de la tabla obtenida con PAMELA. La herramienta “Layout Designer” permite controlar la interpolación para obtener unas curvas de contorno lo suficientemente suaves como para que no haya incertidumbre o saltos por falta de puntos de análisis, como se veía en la figura 6.30-a.

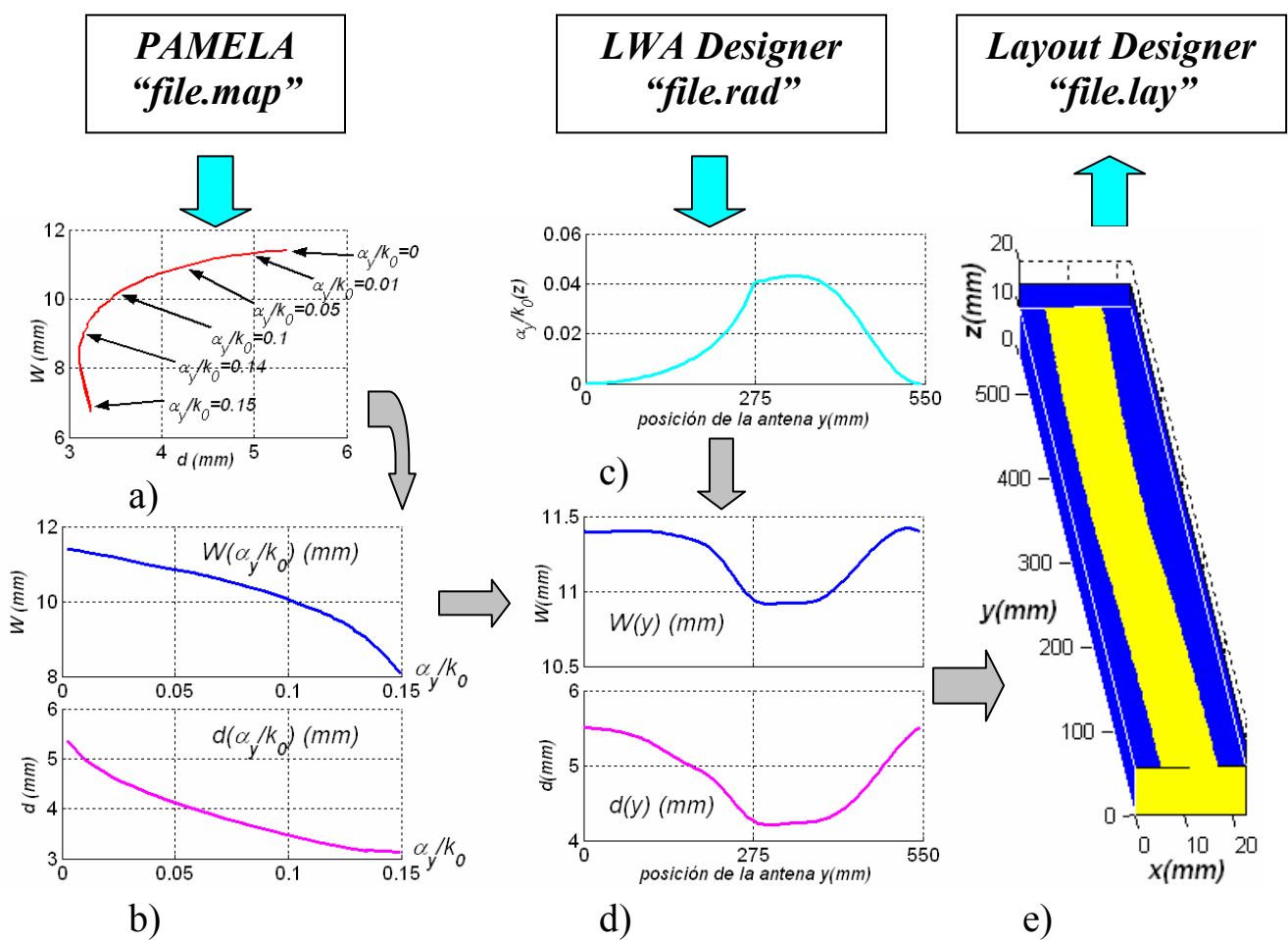


Figura 6.31- Proceso de Diseño de “Layout Designer”.

Una vez obtenida la curva de contorno ya tenemos las dimensiones del circuito impreso que proporcionan diferentes valores de  $\alpha_y/k_0$ , manteniendo constante la dirección de apuntamiento en  $\theta_m=32^\circ$ , como se exigía en las especificaciones de la antena. El proceso de diseño se esquematiza en la figura 6.31.

En el ejemplo representado en la figura 6.31 se presenta el proceso de diseño a  $5.5GHz$  de una antena uniforme con circuito impreso de tipo “slot” de longitud  $L_A=10\lambda_0=545.45mm$ , con iluminación triangular,  $\eta=90\%$  de eficiencia y radiando en la dirección  $\theta_m=32^\circ$ . A partir del análisis de PAMELA (fichero “file.map”) se obtiene la **curva de contorno para  $\theta_m=32^\circ$** , que se muestra en la figura 6.31-a. Como se aprecia, con el circuito impreso de tipo “slot” (a esta frecuencia de  $5.5GHz$ , y con un apuntamiento de  $\theta_m=32^\circ$ ), se puede **variar la constante de atenuación del modo de fuga  $TE_{10}$  desde  $\alpha_y/k_0=0$  hasta una tasa máxima de radiación de  $\alpha_y/k_0=0.15$** . Como se muestra en la figura 6.30-b, el módulo “Layout Designer” proporciona automáticamente las curvas funciones  $W(\alpha_y/k_0)$  y  $d(\alpha_y/k_0)$ . Estas funciones determinan cómo hay que **variar tanto la anchura  $W$  como la posición  $d$  del “slot” para obtener cualquier valor de  $\alpha_y/k_0$  en este rango, y siempre manteniendo constante la dirección de radiación del modo de fuga**.

Por otro lado, con el módulo “LWA Designer” se obtuvo la función de **variación de la tasa de radiación del modo de fuga a lo largo de la longitud de la antena  $\alpha_y(y)/k_0$** , para obtener la **iluminación triangular** deseada y con una **eficiencia del 90%**. Esta función se puede recuperar a partir del fichero “file.rad”, y se muestra en la figura 6.31-c. Se observa que se necesita un valor máximo de tasa de radiación de  $\alpha_y/k_0=0.042$  para implementar una iluminación triangular en una antena de  $L_A=10\lambda_0$  y con un 90% de eficiencia. Por lo tanto se puede sintetizar esta función usando el circuito impreso de tipo “slot” a  $5.5GHz$ , ya que el valor máximo que es capaz de proporcionar el “slot” es de  $\alpha_y/k_0=0.15$  (figura 6.30-a). El último paso de diseño es automático, puesto que el programa “Layout Designer” **compara las curvas  $W(\alpha_y/k_0)$  y  $d(\alpha_y/k_0)$  con la curva  $\alpha_y(y)/k_0$ , de manera que obtiene directamente las curvas  $W(y)$  y  $d(y)$** , mostradas en la figura 6.31-d. Estas funciones relacionan cada posición de la antena (“y”) con las dimensiones que debe tener el circuito impreso ( $W$  y  $d$ ) para conseguir la iluminación triangular deseada y un apuntamiento constante de  $\theta_m=32^\circ$ . Por último, **el “layout” (esquema del circuito impreso) se puede visualizar en una representación tridimensional de la antena**, que se muestra en la figura 6.31-e. Las dimensiones diseñadas se pueden guardar en un fichero “file.lay”, que será usado en el último paso del proceso de diseño (ver esquema del proceso de diseño en la figura 6.25).

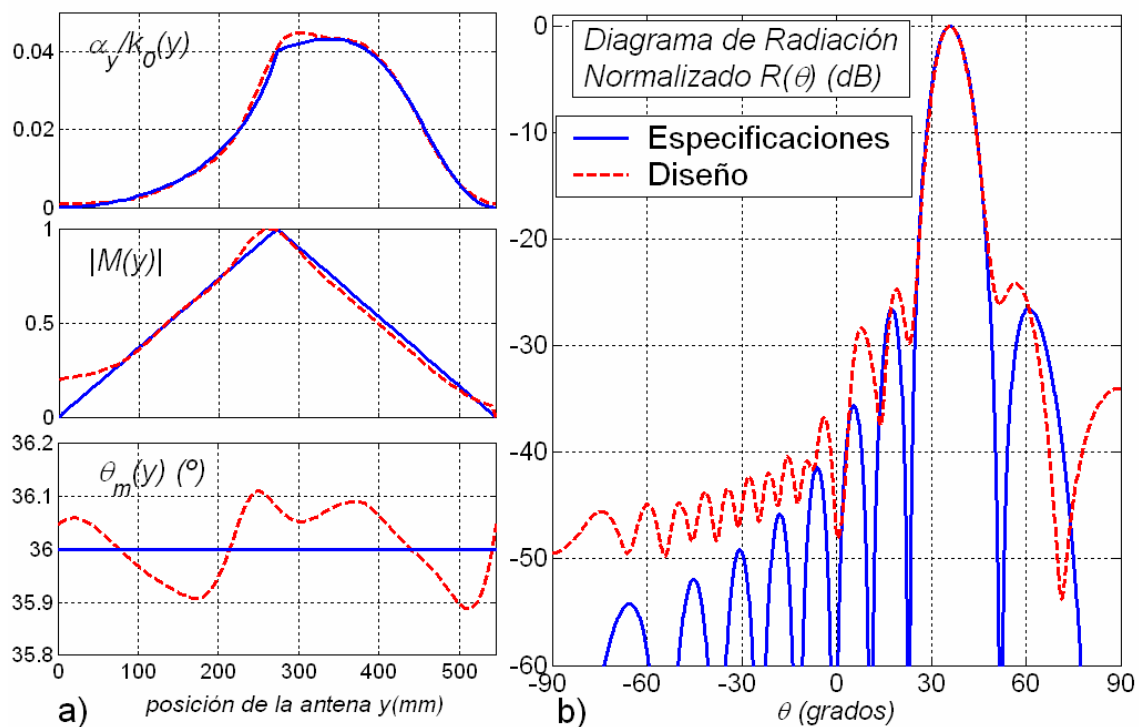


Figura 6.32- Comparación entre Especificaciones Iniciales y Resultado del Diseño.

El último paso consiste en **comprobar que las dimensiones de la antena “taper” diseñada proporcionan el diagrama de radiación especificado** al inicio del proceso de diseño. Para ello, el fichero “file.lay” que fue creado por el módulo “Layout Designer” será cargado por PAMELA. De esta manera, PAMELA hará un análisis del valor que toma la constante de propagación compleja del modo de fuga a lo largo de la antena “taper”. Para ello tomará las **dimensiones del circuito impreso** en cada una de las posiciones longitudinales de la antena (eje “y”), y obtendrá tanto **la constante de fase  $\beta_y$ , como la constante de atenuación  $\alpha_y$** . A partir de estos datos se obtendrá la **iluminación de la antena**, tal y como se describió en las ecuaciones (6.35)-(6.36). Como se puede ver en la figura 6.32-a, la iluminación puede tener un **cierto error, tanto en módulo como en fase**, respecto de la iluminación triangular ideal con fase constante de  $\theta_m=32^\circ$  que se pretendía obtener. Estos errores son debidos al proceso de **interpolación** que se realizó con la herramienta “Layout Designer”. Sin embargo, tal y como se aprecia en la figura 6.32-a, estos errores son muy pequeños, observando una aberración de fase de menos de  $0.1^\circ$  a lo largo de toda la antena, y una buena amplitud de tipo triangular.

A partir de esta iluminación se obtendrá, calculando (6.27), el **diagrama de radiación normalizado de la antena diseñada**. Como se aprecia en la figura 6.32-b, el diagrama de radiación es bastante **fiel a las especificaciones iniciales**, con un ángulo de apuntamiento de  $\theta_m=32^\circ$  y un nivel de lóbulos secundarios por debajo de  $-24dB$  (la iluminación triangular ideal proporciona  $-26.5dB$ ). El aumento de  $2.5dB$  ha sido debido a los pequeños errores de iluminación derivados de la interpolación. En cualquier caso, el diseño ha sido satisfactorio, pues mejora en más de  $10dB$  los  $-13dB$  de nivel de lóbulos secundarios que proporcionaría la antena sin “taper” (iluminación exponencial).

Este error de fase se podría reajustar para mejorar la respuesta volviendo a la herramienta PAMELA para que simulara más puntos en el análisis de la dispersión del modo de fuga al variar las dimensiones del circuito impreso, tal y como se muestra en el y esquema de la figura 6.25.

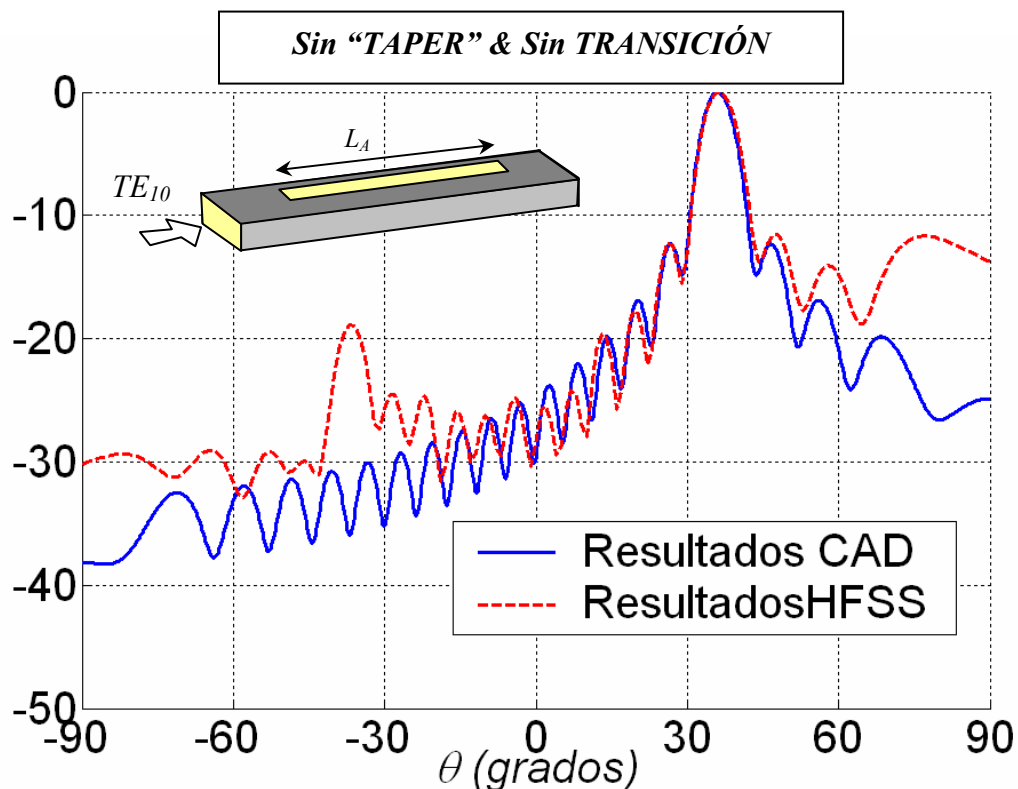


Figura 6.33- Comparación entre el Diseño de la Antena Realizado con el CAD y el Análisis con HFSS para Antena Sin “Taper” y Sin Transición.

Para **validar los resultados** obtenidos usando esta herramienta CAD, vamos a introducir el diseño de la antena “leaky-wave” con iluminación triangular en un programa comercial de **análisis electromagnético tridimensional, HFSS de Ansoft**. Esta herramienta de análisis es muy exacta, por lo que se utiliza comúnmente en la comunidad científica para validar otros métodos de análisis o para comprobar el correcto funcionamiento de los diseños antes de su fabricación.

La figura 6.33 muestra los resultados obtenidos al comparar el diagrama de radiación predicho por el método de análisis y diseño desarrollado en esta tesis y el resultado obtenido tras simular la antena con HFSS. Hay que notar que en HFSS hay que **excitar la antena** usando para ello un “**waveguide port**” con el modo  $TE_{10}$  de la guía cerrada, tal y como se muestra en el esquema insertado en la figura 6.33. La figura 6.33 muestra el resultado obtenido al simular la antena sin “taper”. Se observa que el diagrama de radiación coincide con el obtenido por la herramienta CAD, con un ángulo de apuntamiento de  $\theta_m=32^\circ$  y un pobre nivel de lóbulo secundarios ( $-13dB$ ) debido a la iluminación exponencial. Merece la pena destacar que HFSS es capaz de simular varios **efectos que ocurren en la estructura tridimensional** y que **no son tenidos en cuenta en el análisis del método desarrollado en esta tesis**, que está **basado en la propagación de la onda de fuga en una antena “taper” sin discontinuidades**.

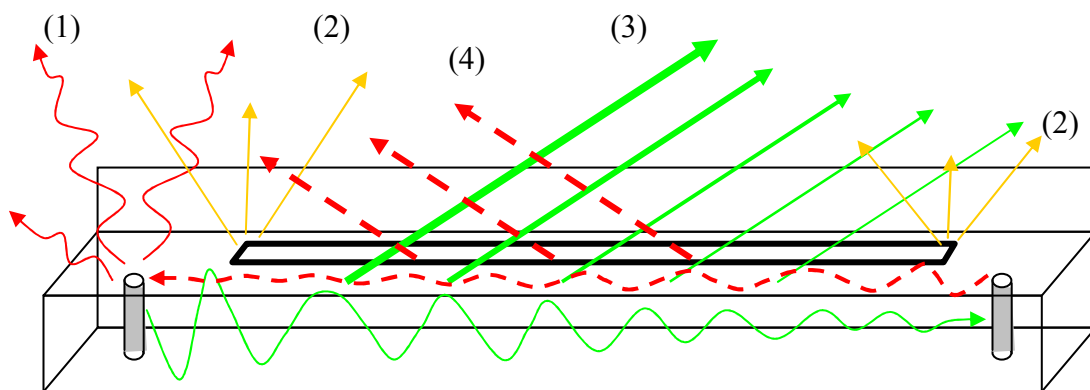


Figura 6.34- Diferentes Fuentes de Radiación en Antena “Leaky-Wave”;

- 1) Radiación Directa de la Sonda Excitadora del Modo  $TE_{10}$ .
- 2) Radiación Debida a las Discontinuidades del Cto. Impreso.
- 3) Radiación del Onda de Fuga (Modo  $TE_{10}$ ) Progresiva.
- 4) Radiación del Onda de Fuga (Modo  $TE_{10}$ ) Reflejada.



La figura 6.34 muestra las *diferentes fuentes de radiación que se pueden originar en una antena “leaky-wave” en tecnología híbrida*. El mecanismo de radiación de estas antenas está basado en la propagación del *modo de fuga TE<sub>10</sub>*, de manera que conforme se propaga la onda de fuga a lo largo de la guía abierta va radiando (líneas con el número 3 en la figura 6.34). Sin embargo, pueden aparecer otros *mecanismos de radiación indeseados*, que interfieran con la onda de fuga y deterioren el diagrama de radiación que se queríamos obtener. Una contribución indeseada es la producida por la fuente de excitación del modo TE<sub>10</sub>. En una antena real hay que excitar el modo TE<sub>10</sub> de alguna forma, normalmente usando una sonda coaxial. Esta sonda puede producir *radiación directa al espacio libre* si no estuviera bien apantallada (líneas marcadas con el número 1 en la figura 6.34), por ejemplo en el caso de la antena basada en guía NRD estudiada al final del capítulo 4. Otro mecanismo de radiación indeseada sería el producido por la *discontinuidad de circuito impreso* que encuentra la onda que se propaga por la guía no radiativa al encontrarse con la guía radiativa (líneas marcadas con el número 2 en la figura 6.34).

Todas las fuentes de radiación anteriores producen el llamado “espectro continuo” de radiación, es decir, una radiación en todas las direcciones que no es atribuible a una onda de fuga (que sería la radiación denominada de “espectro discreto”, ([Mesa 1999], [Villegas 1999], [Jackson 2000], [Mesa 2002-I], [Mesa 2002-II]). Sin embargo, hay otra fuente indeseada de radiación cuya naturaleza es de espectro discreto y que se puede identificar nada más ver el diagrama de radiación. Se trata de la *onda de fuga reflejada que se crea en las discontinuidades del final de la antena* (líneas marcadas con el número 4 en la figura 6.34). Así, si la onda de fuga no se ha extinguido al final de la antena (si no se ha radiado toda su energía), la onda remanente debería ser absorbida por una carga adaptada al final de la antena. Sin embargo, las discontinuidades que puedan existir al final de la antena provocarían que esta onda de fuga se reflejara, creando una onda de fuga regresiva. Esta onda regresiva creará un lóbulo de radiación en el ángulo complementario al que radiaba la onda progresiva. Este es el origen del lóbulo de  $-19\text{dB}$  que se observa para el ángulo  $\theta = -32^\circ$  en las simulación de HFSS de la figura 6.33.

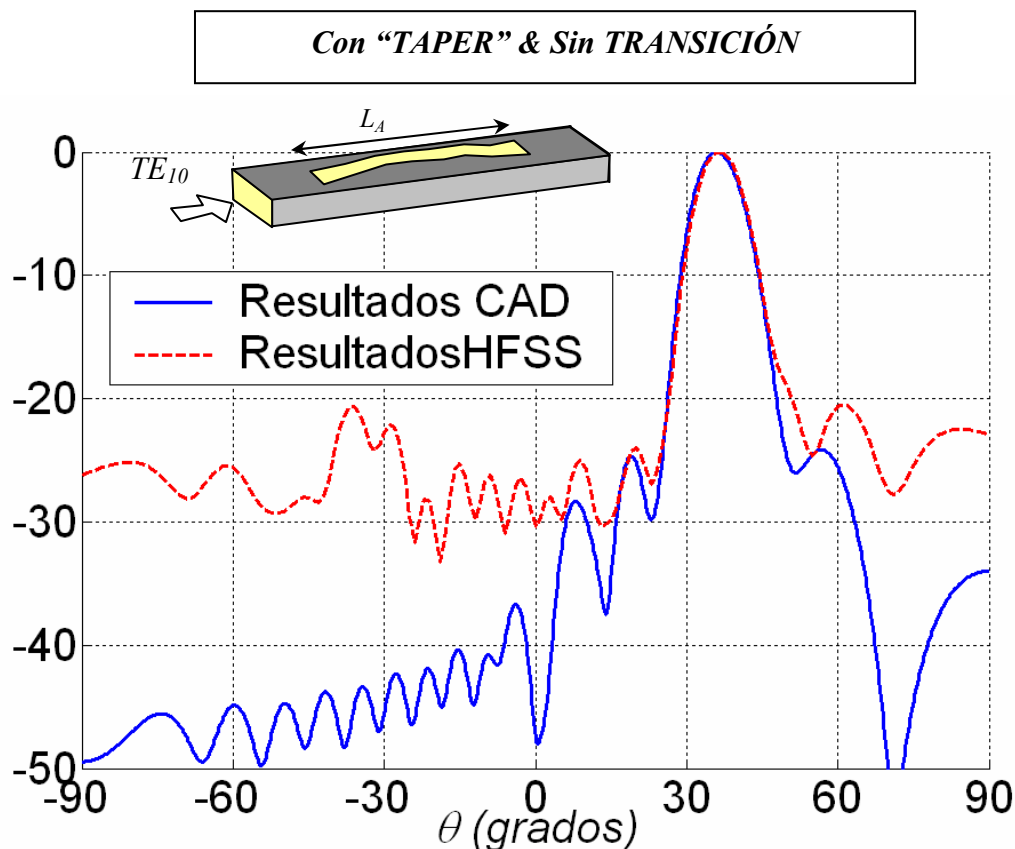


Figura 6.35- Comparación entre el Diseño de la Antena Realizado con el CAD y el Análisis con HFSS para Antena Con "Taper" y Sin Transición.

En la figura 6.35 muestra la comparación de resultados para el caso del diseño de la antena "taper". De nuevo los resultados en el cuadrante "forward" ( $\theta > 0^\circ$ ) son similares, observando la mejoría del nivel de lóbulos secundarios por debajo de  $20\text{dB}$ , y manteniendo el apuntamiento de la antena en  $\theta_m = +32^\circ$  y con un ancho de haz de  $\Delta\theta = 9^\circ$ . Sin embargo, este diseño de la antena "taper" sigue presentando el efecto indeseado del lóbulo reflejado en  $\theta = -32^\circ$ , tal y como se observa en los resultados de HFSS. De nuevo esto es debido a la discontinuidad que ve la onda de fuga al llegar al final del "slot". **Este lóbulo no deseado no es predicho por el método de análisis y diseño desarrollado en esta tesis, que supone condiciones ideales de propagación de una onda de fuga a lo largo de una antena sin discontinuidades.** Para reducir las discontinuidades, se va diseñar una **transición triangular en los extremos de la antena**, de manera que el circuito impreso de tipo "slot" no acabe en una discontinuidad.

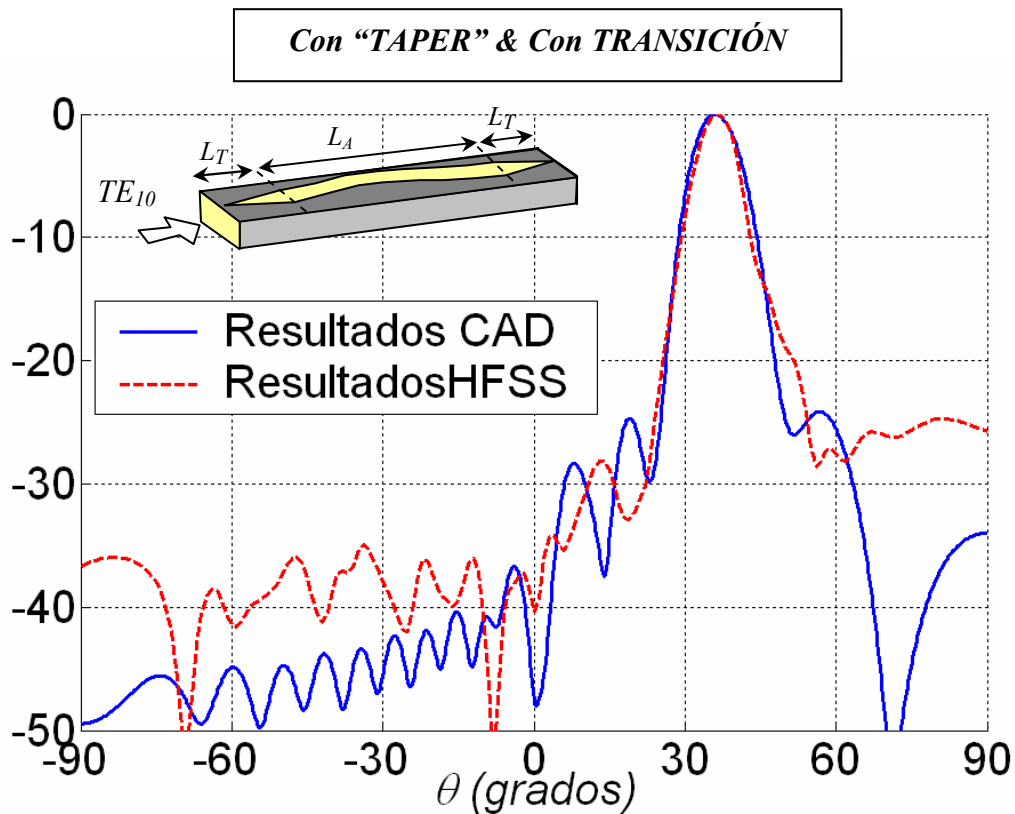


Figura 6.36- Comparación entre el Diseño de la Antena Realizado con el CAD y el Análisis con HFSS para Antena Con "Taper" y Con Transición.

El esquema del aspecto del circuito impreso con "taper" y con transición de muestra en la figura 6.36, donde se comparan el resultado de HFSS con el del diseño realizado con la herramienta CAD. Ahora se parece mucho más el diagrama de radiación predicho por HFSS con las especificaciones de la antena, ya que **el lóbulo reflejado se ha reducido por debajo de  $-35\text{dB}$** . De esta manera se ha conseguido una iluminación triangular que produce un diagrama de radiación en el que todos los lóbulos secundarios están al menos  $-23\text{dB}$  por debajo del principal. Las transiciones son de longitud  $L_T=2\lambda_0$ , y no suponen un aumento de la longitud efectiva de la antena, ya que estas secciones no radian al ser completamente simétricas.

Otro estudio importante que se puede hacer con HFSS y que no permite la herramienta de análisis y diseño desarrollada es el de los *parámetros S de la antena diseñada*. El método desarrollado está basado en la suposición de que hemos logrado excitar el modo de fuga  $TE_{10}$  de la guía abierta. Si esto se consigue en la práctica, el análisis del modo de fuga predice el diagrama de radiación de la antena que fue mostrado en la figura 6.36, y una eficiencia del 90%. Este último dato implica que el 10% de la energía inyectada llega al final de la antena. Para comprobar que somos capaces de excitar el modo de fuga  $TE_{10}$ , vamos a estudiar la antena en tres situaciones diferentes, mostradas en la figura 6.37.

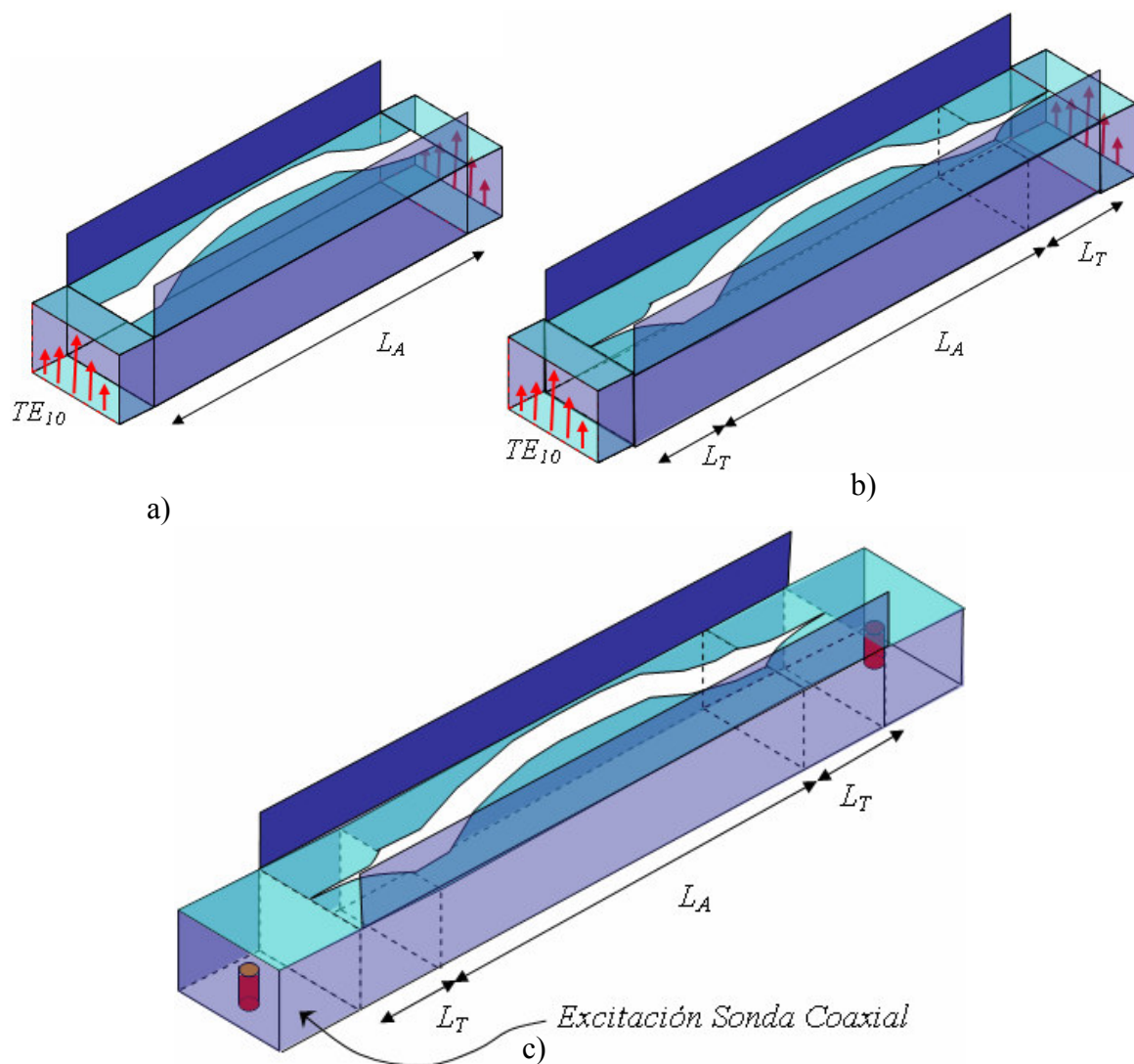


Figura 6.37- Diferentes Modelos de Excitación del Modo de Fuga  $TE_{10}$  en la Antena “Leaky-Wave” Diseñada en Tecnología Híbrida.

La primera situación es mostrada en la figura 6.37-a. La antena “taper” es excitada directamente desde una guía rectangular dieléctrica completamente cerrada, en la que se supone que viaja el modo  $TE_{10}$ . En la segunda situación (figura 6.37-b), se añade la ya comentada transición triangular para disminuir la discontinuidad del circuito impreso de tipo “slot”. La disminución de la discontinuidad debe influir no sólo al diagrama de radiación sino también al parámetro  $S_{11}$ . Por último, en la figura 6.37-c se muestra el modelo de excitación más realista, en el que se usa una *sonda coaxial para excitar el modo  $TE_{10}$  de la guía dieléctrica cerrada*, que a su vez debe excitar al modo de fuga  $TE_{10}$  de la antena.

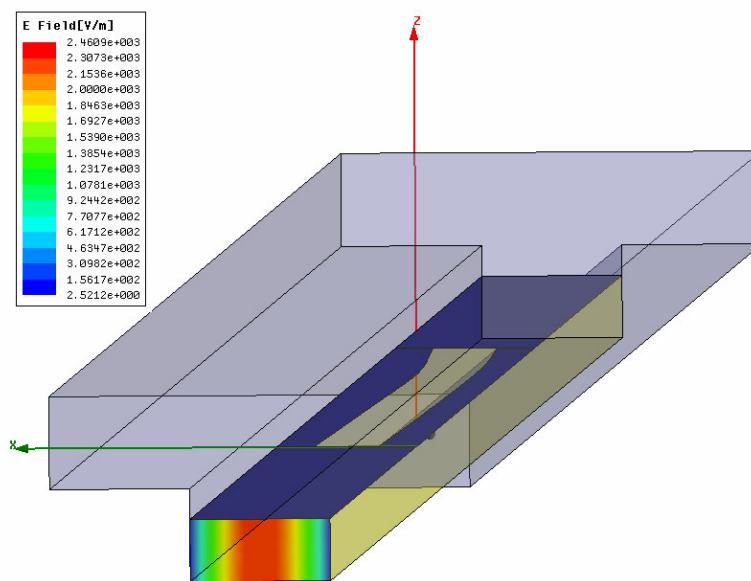


Figura 6.38- Modelo de Excitación Usado en HFSS con “Waveguide Port” y Antena sin Transición Triangular.

En la figura 6.38 se muestra el modelo de antena introducido en HFSS para estudiar el primer caso de excitación. En HFSS se usa una *excitación de tipo “waveguide port”, por el que se propaga el modo  $TE_{10}$* , como se puede ver por la distribución de campo eléctrico mostrada en la sección de la guía de entrada. El resultado obtenido al analizar en HFSS los parámetros S de esta estructura se muestra en la figura 6.39. Se observa el corte del modo  $TE_{10}$  por debajo de  $4.9GHz$ . En la frecuencia de diseño de  $5.5GHz$  la *adaptación es buena ( $S_{11}=-13dB$ )*, y se confirman el valor de  $S_{21}=-10dB$  debido al **90% de eficiencia de la antena**.

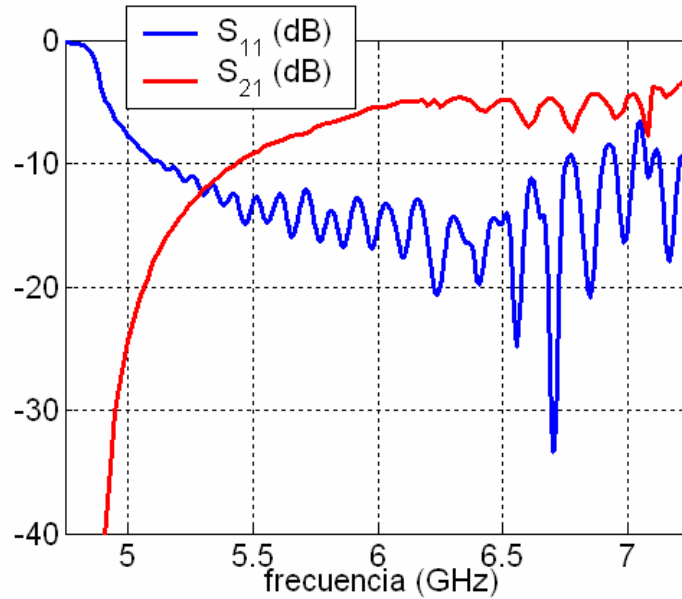


Figura 6.39- Parámetros S con Excitación “Waveguide Port” y Antena sin Transición Triangular.

Por lo tanto se puede usar una guía rectangular dieléctrica excitada con el modo TE<sub>10</sub> para alimentar la antena “leaky-wave” diseñada. Sin embargo, se demostró que el diagrama de radiación presentaba un lóbulo debido a la onda reflejada por la discontinuidad (figura 6.35). Es por ello que añadimos una *transición triangular al modelo de HFSS*, tal y como se muestra en la figura 6.40.

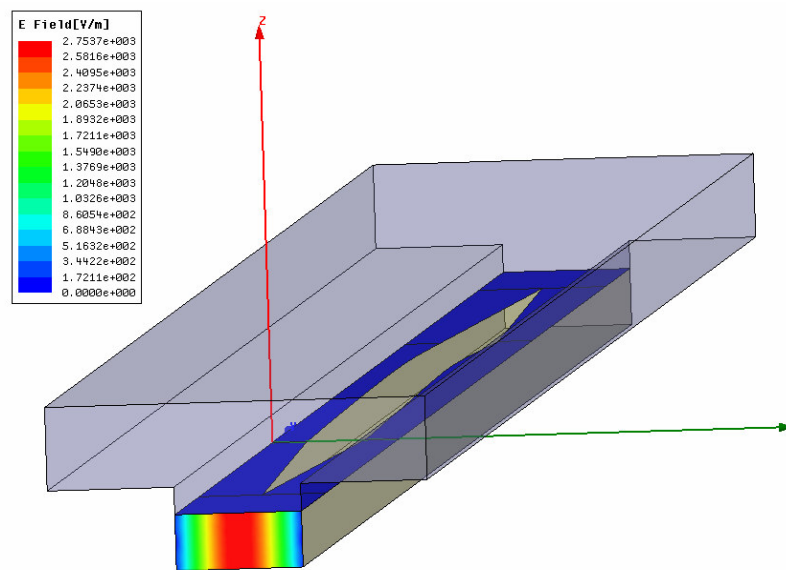


Figura 6.40- Modelo de Excitación Usado en HFSS con “Waveguide Port” y Antena con Transición Triangular.

El “waveguide port” usado en el modelo de excitación sigue generando el modo  $TE_{10}$ , tal y como se observa en la distribución de campo eléctrico mostrada en la figura 6.40. Como se mostró en la figura 6.36, *la transición triangular de longitud  $L_T=2\lambda_0$  reducía considerablemente el lóbulo producido por la onda de fuga reflejada*. Esta reducción se observa también en el coeficiente de reflexión  $S_{11}$ , que se muestra en la figura 6.41.

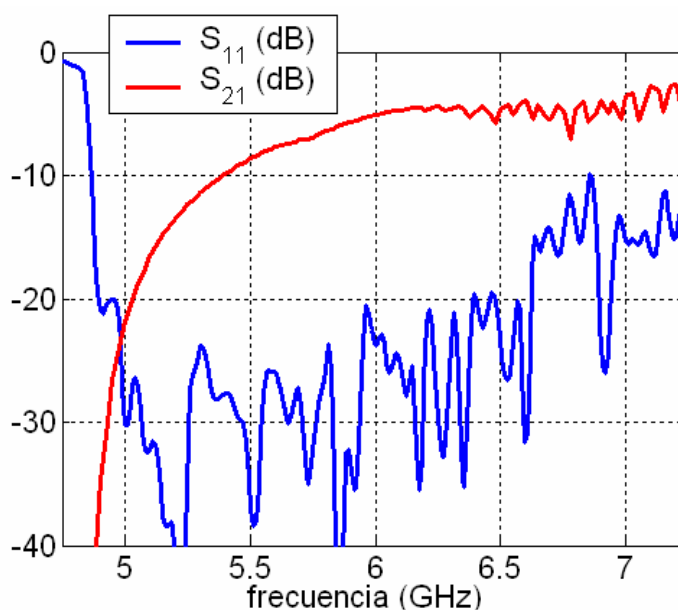
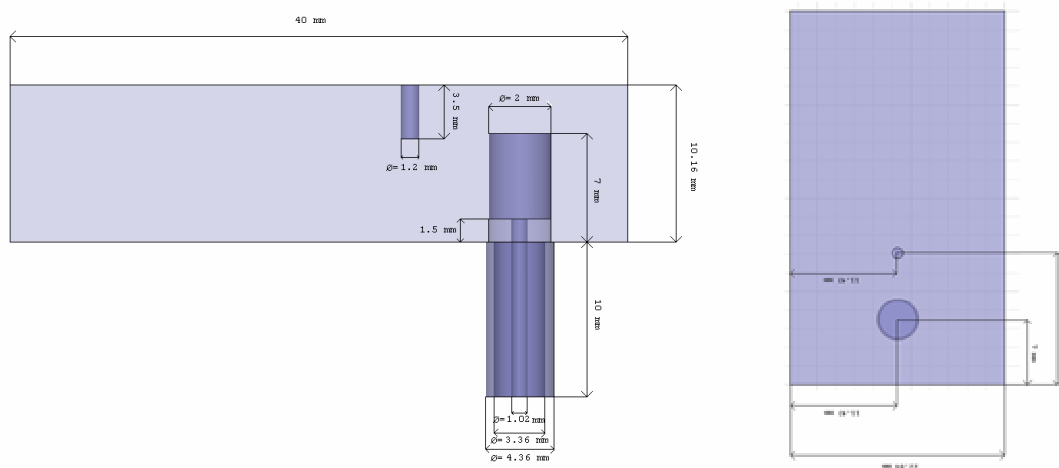
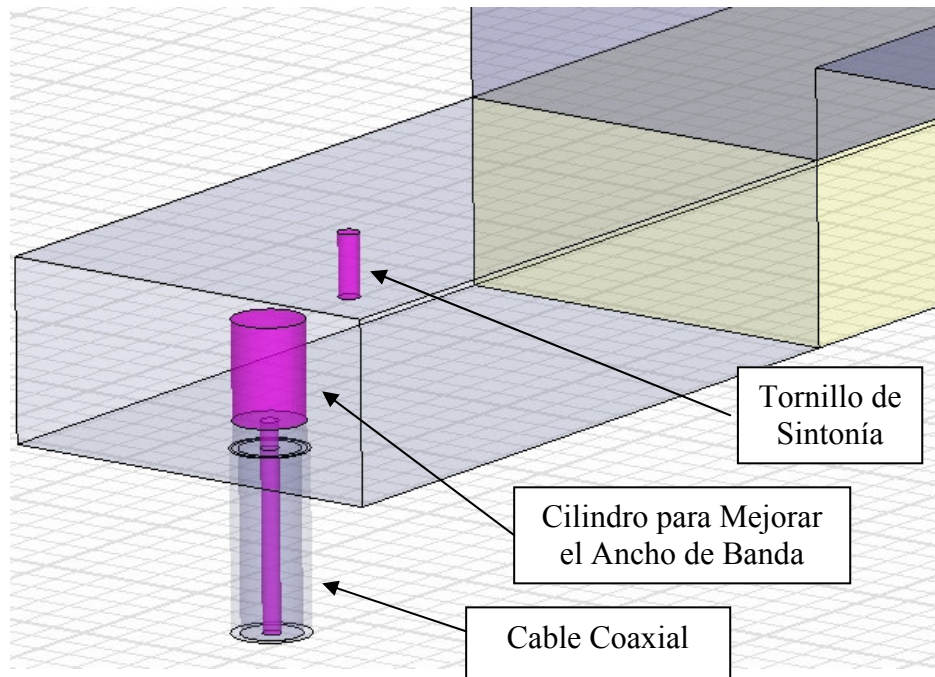


Figura 6.41- Parámetros  $S$  con Excitación “Waveguide Port” y Antena con Transición Triangular.

Se observa una notable *mejora del parámetro  $S_{11}$ , que a la frecuencia de 5.5GHz ha disminuido más de 20dB con respecto a la antena sin transición triangular* (figura 6.39). Así se ha conseguido una adaptación por debajo de -30dB, y se sigue confirmado el 90% de eficiencia de la antena a 5.5GHz ( $S_{21}\approx 10dB$ ). Por lo tanto se puede decir que es una buena aproximación la realizada por el método de análisis y diseño, al suponer que somos capaces de excitar una onda de fuga que viaja por la antena sin discontinuidades. Simplemente *excitando el modo  $TE_{10}$  de la guía rectangular cerrada se consigue excitar el modo de fuga de la antena*, ya que tiene la misma naturaleza de un modo  $TE_{10}$ .

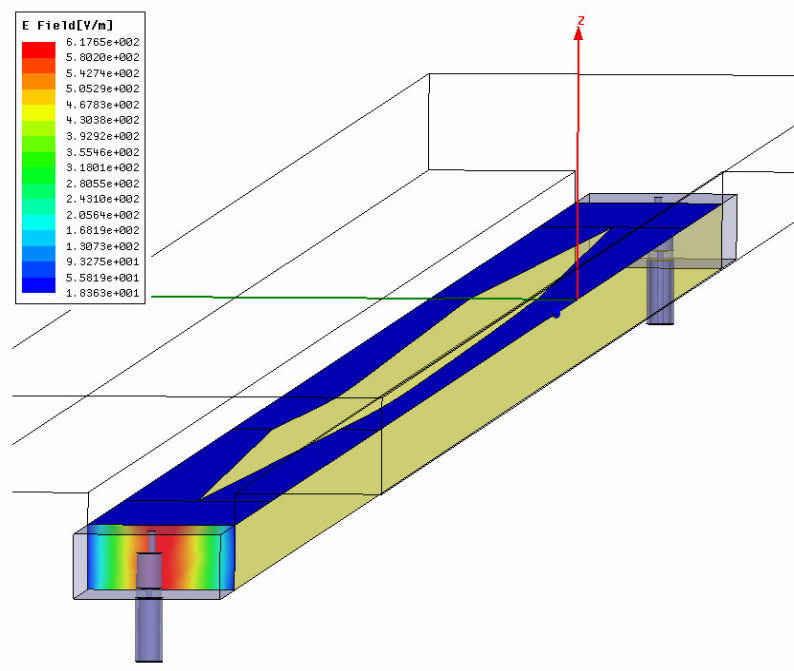
Para confirmar la facilidad de excitación del modo  $TE_{10}$  en la guía cerrada que sirve de alimentación a la antena, a continuación *se diseña una sonda de excitación coaxial*. El esquema del circuito de excitación se muestra en la figura 6.42.



*Figura 6.42- Excitación del Modo de  $TE_{10}$  en la Guía Rectangular Dieléctrica Completamente Cerrada que Alimenta a la Antena “Leaky-Wave”.*

Se ha usado un cable coaxial comercial que propaga el modo TEM. El conductor interior sobresale en el centro de la guía rectangular rellena de dieléctrico (Teflón,  $\epsilon_r=2.2$ ). La posición de la sonda coaxial se ha optimizado para centrar la respuesta de la adaptación en  $5.5GHz$ . Se ha añadido un cilindro en la parte superior del coaxial, de manera que se aumenta el ancho de banda. También se ha usado un tornillo de sintonía, en el que variando su posición y la profundidad de penetración se consigue optimizar la respuesta total. Los detalles del diseño se encuentran en el proyecto fin de carrera de Alejandro Martínez [Martínez 2005].





*Figura 6.43- Modelo de Excitación Usado en HFSS con Sonda Coaxial y Antena con Transición Triangular.*

La figura 6.43 muestra el esquema de la antena con las sondas coaxiales en ambos extremos. También se ha representado la amplitud del campo eléctrico en la sección de la guía cerrada que alimenta a la antena. Como se puede ver, la sonda coaxial logra excitar el patrón del modo  $TE_{10}$ . La figura 6.44 muestra los parámetros S obtenidos en la antena con excitación con sonda coaxial y con la transición triangular para minimizar las discontinuidades. Se observa una respuesta análoga a la obtenida cuando se excitaba directamente el modo  $TE_{10}$  con el “waveguide port” (figura 6.41). **La adaptación está por debajo de -20dB y la antena radia un 90% de la energía a 5.5GHz.**

Por lo tanto **queda demostrada la capacidad de excitar con eficiencia el modo de fuga  $TE_{10}$  de la antena.** La herramienta CAD desarrollada se basa en esta suposición. La antena diseñada con esta herramienta se puede implementar en la práctica siempre y cuando se tengan en cuenta dos efectos que no son modelados. Hay que **reducir las posibles discontinuidades y usar cualquier mecanismo para excitar del modo  $TE_{10}$  de la guía cerrada.** Como se ha comprobado usando HFSS, una vez resueltos estos dos puntos la antena diseñada se comporta como predice la herramienta CAD.

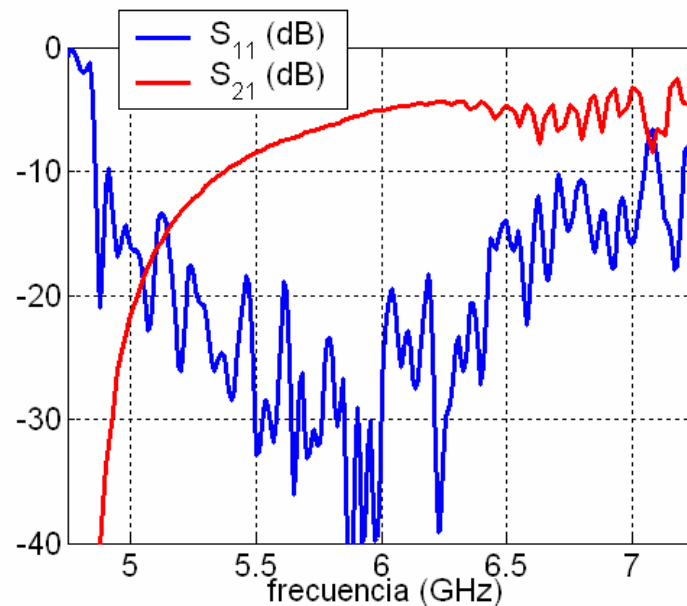


Figura 6.44- Parámetros  $S$  con Excitación con Sonda Coaxial y Antena con Transición Triangular.

Aunque el programa HFSS ha permitido analizar y validar las antenas diseñadas, hay que hacer notar que el diseño habría sido muy costoso si se hubiera intentado realizar usando HFSS. Este programa de análisis está basado en el método de elementos finitos, y permite estudiar una gran variedad de estructuras electromagnéticas, con cualquier geometría y dimensiones. ***Su enorme versatilidad se ve enfrentada con el alto coste computacional en cada simulación.*** Para hacer un diseño por optimización necesitaríamos partir de un diseño inicial bastante cercano al final y realizar decenas de simulaciones hasta encontrar las dimensiones de la antena que proporcionan la respuesta buscada. La herramienta CAD desarrollada, por el contrario, proporciona diseños interactivos en pocos minutos, debido a que ha sido específicamente concebida para diseñar un tipo concreto de estructuras; las antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida. Además, al basarse en un análisis modal, sólo necesita estudiar la sección transversa de la antena, de manera que se evita el análisis directo de la estructura tridimensional.

Por ejemplo, el ***cálculo de las curvas de contorno*** mostradas en la figura 6.29 tardó ***13 minutos*** en un ordenador con procesador Pentium 4, con 384MB de memoria RAM y 2GHz de velocidad de reloj de CPU. Una vez que se han calculado estas curvas de dispersión, estos ***datos son procesados en pocos segundos*** por herramienta CAD desarrollada para ***obtener las dimensiones de la antena*** que cumplen unas determinadas

especificaciones eléctricas. Además, *las mismas curvas de contorno pueden ser usadas para obtener diferentes diseños, sin mayor coste computacional.*

Las ventajas de este procedimiento de diseño (basado en el estudio de la dispersión del modo de fuga), se hacen más evidentes cuando se desean diseñar *estructuras grandes*, como es el caso habitual para antenas “leaky-wave” (que típicamente tienen varias longitudes de onda de largo). Como ejemplo ilustrativo, un análisis electromagnético con HFSS de la antena diseñada en este capítulo ( $L_A=10\lambda_0$  a 5.5GHz), tarda al menos 20 minutos usando el mismo sistema informático. Por lo tanto, un diseño basado en optimización iterativa con HFSS podría llevar varias horas de cálculo, pues supondría varias decenas de análisis. Además se deben *optimizar muchas variables* (la posición y la anchura del circuito impreso para cada posición de la antena), lo cual puede hacer incluso que no convergiera el proceso de diseño por optimización.

Todas las antenas “leaky-wave” presentadas en esta tesis (tanto las uniformes del capítulo 4 como las periódicas del capítulo 5) han sido diseñadas con esta herramienta, que ha resultado de enorme utilidad para la finalización de esta tesis doctoral.

### **6.3 Resumen de Contribuciones del Capítulo 6.**

A continuación se resumen las principales contribuciones que se han obtenido en el trabajo desarrollado en el capítulo 6 de esta tesis doctoral:

1. Se ha desarrollado una *herramienta de análisis de los modos de fuga* en estructuras basadas en la tecnología híbrida guía de onda circuito impreso. El programa, denominado **PAMELA** (“Programa de Análisis Modal de Estructuras Lateralmente Apantalladas”), presenta *un entorno gráfico* para estudiar muchos conceptos teóricos sobre los modos de fuga en estructuras uniformes y periódicas.
2. Usando los resultados de dispersión de PAMELA se han desarrollado otros módulos para *diseñar antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida*. Por un lado “Leaky-Wave Designer” permite especificar el diagrama de radiación que se desea obtener (ángulo de apuntamiento, ancho de haz, nivel de lóbulos secundarios) y convertir esas especificaciones en la variación que debe sufrir la constante de propagación del modo de fuga ( $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ ) a lo largo de la antena. El tercer módulo es “Layout Designer”, que es capaz de transformar la variación de la constante de propagación del modo de fuga en las dimensiones “taper” del circuito impreso.
3. Estos tres módulos se comunican entre sí, de manera que mediante un entorno visual el usuario puede diseñar antenas “leaky-wave” de forma automatizada y rápida. *Se ha diseñado una estructura y se ha validado su funcionamiento mediante análisis con HFSS*. El análisis tridimensional ha permitido detectar fenómenos que acontecen en la estructura real y que no son tenidos en cuenta en el diseño ideal. Sin embargo, se ha demostrado que estos fenómenos indeseados se pueden reducir fácilmente, de manera que el diseño realizado funcione correctamente.

El trabajo desarrollado en este capítulo ha sido enviado a *dos publicaciones en revistas internacionales*, que se enumeran a continuación:

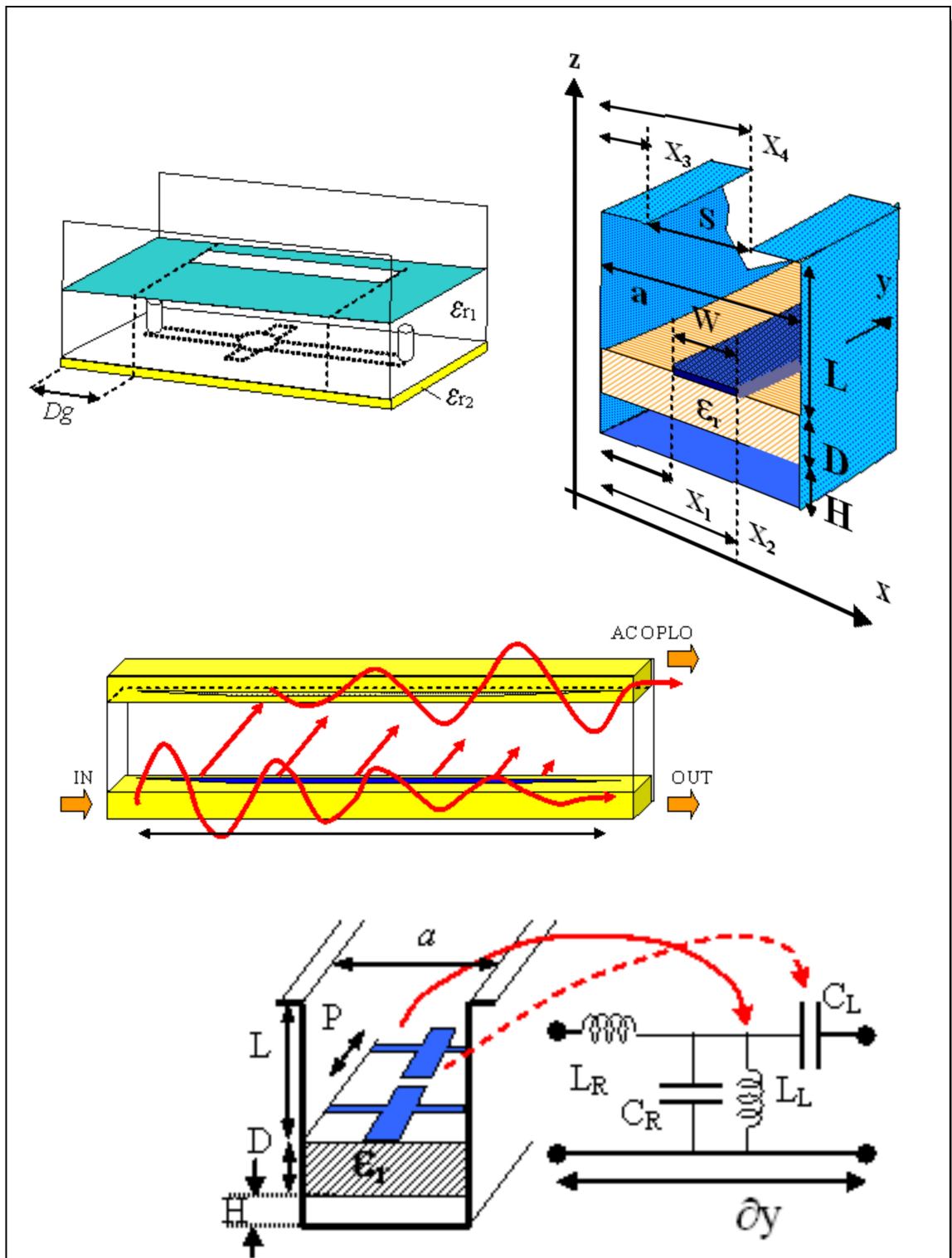
Revistas Internacionales:

1. J.L. Gómez, D. Cañete, F.D. Quesada, J. Pascual and A.A. Melcón, "P.A.M.E.L.A: A Useful Tool for the Study of Leaky-Wave Modes", *IEEE Antennas and Propagat. Magazine*, submitted.
2. J.L. Gómez, J. Pascual and A.A. Melcón, "A Novel Full-Wave CAD for the Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide Printed-Circuit Technology", *Int. Journal of RF and Microwave Computer Aided Engineering*, to be published.



# CAPÍTULO 7

## CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN







# **ÍNDICE CAPÍTULO 7**

## ***CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN 372***

<b>7.1 Conclusiones.....</b>	<b>372</b>
<b>7.2 Lista de Publicaciones Derivadas de Esta Tesis.....</b>	<b>375</b>
7.2.1 Revistas Internacionales. ....	375
7.2.2 Congresos Internacionales. ....	376
7.2.3 Congresos Nacionales.....	378
<b>7.3 Premio “Rosina Ribalta”. ....</b>	<b>378</b>
<b>7.4 Líneas Futuras de Investigación.....</b>	<b>381</b>
7.4.1- Modelado Riguroso de la Apertura. ....	381
7.4.2- Estudio de Discontinuidades Radiantes desde el Punto de Vista de la Excitación de Ondas de Fuga. ....	384
7.4.3- Antenas “Leaky-Wave” Activas. ....	387
7.4.4- Acopladores “Leaky-Wave”.....	390
7.4.5- Metamateriales. ....	393
7.4.6- Agrupación de Antenas “Leaky-Wave”. ....	396

## CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS DE INVESTIGACIÓN

---

En este capítulo se resumen las conclusiones del trabajo realizado en esta tesis, exponiendo las nuevas aportaciones al estudio de modos de fuga y diseño de antenas “leaky-wave”. Así mismo se referencian los trabajos publicados en congresos y revistas internacionales, así como el premio “Rosina Ribalta” que recibió el proyecto de esta tesis doctoral. Por último se comentan posibles líneas de investigación con las que se puede continuar el trabajo realizado durante el desarrollo de esta tesis doctoral.

### **7.1 Conclusiones**

En los siguientes puntos se resumen las conclusiones y principales contribuciones derivadas del trabajo realizado durante esta tesis doctoral:

1. Se ha desarrollado, mediante la *formulación de la función de Green*, un método de análisis de circuitos impresos apantallados lateralmente. El método hace uso de unas *líneas de transmisión acopladas equivalentes* totalmente novedosas, así como de un *nuevo modelado de la condición de radiación*.

2. Este ***método es riguroso***, de manera que se tienen en cuenta todos los fenómenos y efectos de orden superior que pueden producirse en este tipo de estructuras. Por primera vez se han podido analizar estas estructuras ***sin ninguna limitación en las dimensiones del circuito impreso***, y teniendo en cuenta la ***radiación de los modos de placas paralelas de orden superior***.
3. Se ha propuesto un ***algoritmo totalmente novedoso para la búsqueda de los modos de fuga*** (modos complejos) a partir de los modos reales de la estructura completamente apantallada.
4. Como consecuencia de este método de análisis basado en la expansión de modos de placas paralelas, se ha definido el ***espectro discreto de radiación y propagación*** de los modos de fuga. Esta nueva visión permite estudiar de manera más eficiente diferentes ***parámetros con aplicación práctica*** en el estudio de los modos de fuga (frecuencia de corte, pureza de radiación, acoplo entre modos de fuga...).
5. Todos estos avances en el estudio de los modos de fuga se han aprovechado para ***diseñar nuevas antenas “leaky-wave” uniformes*** basadas en la tecnología híbrida, que combina circuitos planares uniformes (“slots” o “strips”) impresos sobre una guía rectangular dieléctrica apantallada lateralmente por una guía de placas paralelas.
6. Se ha demostrado que esta nueva tecnología permite ***diseñar antenas “leaky-wave” con “taper”***, en las que se puede ***controlar la iluminación sin afectar al ángulo de apuntamiento***. Además esta tecnología proporciona ***mayor flexibilidad de diseño*** que otros tipos de antenas “leaky-wave”, ya que el circuito impreso es el responsable de controlar la radiación de la antena. Se puede usar una misma guía para diferentes diseños, en los que se añaden diferentes “layouts” de circuitos impresos. También se consigue ***reducir los costes de fabricación***, ya que no hay que modular las dimensiones de la guía para hacer el “taper”, evitando los costosos y complicados procesos de mecanizado. Con procesos fotolitográficos convencionales se puede crear una máscara de circuito impreso para cumplir las especificaciones de cada diseño.

7. Se ha extendido el método de análisis para permitir el *estudio de circuitos impresos periódicos*. Para ello se ha combinado la expansión de modos de placas paralelas con la expansión de armónicos espaciales de Floquet. Es la primera vez que se desarrolla un método de análisis para este tipo de estructuras periódicas radiantes *totalmente riguroso*, sin ningún tipo de restricción.
8. Como consecuencia se ha propuesto un *nuevo tipo de antena “leaky-wave” periódica*. Este tipo de antena supone dos mejoras importantes respecto de anteriores diseños.
  - a. Por primera vez se puede *controlar de manera independiente el ángulo de apuntamiento y el tipo de iluminación*. Las discontinuidades longitudinales periódicas controlan el apuntamiento y las bandas prohibidas (“bandgaps”), mientras que las discontinuidades transversales controlan la iluminación por el mecanismo de radiación por asimetría. De esta manera el diseño es más sencillo, al independizar la función de cada dimensión del circuito impreso.
  - b. No hace falta modificar la estructura de la guía de onda para conseguir las especificaciones deseadas. La guía de onda determinará la banda de frecuencias, mientras que el circuito impreso fijará la respuesta de la antena (apuntamiento y distribución de lóbulos secundarios). Por lo tanto la *fabricación es más flexible y menos costosa*, como ocurría con el caso de las antenas uniformes.
9. Se ha desarrollado una *herramienta de análisis de modos de fuga*, denominada PAMELA. Esta herramienta permite ilustrar de una manera totalmente visual e interactiva importantes conceptos sobre la propagación y la radiación de los modos de fuga.
10. También se ha desarrollado *una herramienta de diseño asistido por ordenador (CAD)* para antenas “leaky-wave” en tecnología híbrida. Este CAD guía al diseñador a lo largo de los diferentes pasos del proceso de diseño. De una manera semiautomática e interactiva se obtienen las dimensiones del circuito

impreso necesarias para cumplir unas determinadas especificaciones (apuntamiento, eficiencia y nivel de lóbulos secundarios). Los resultados obtenidos han sido validados con HFSS.

## **7.2 Lista de Publicaciones Derivadas de Esta Tesis.**

El trabajo desarrollado a lo largo de esta tesis doctoral ha dado lugar a la siguiente lista de publicaciones, compuesta por **4 presentaciones en congresos nacionales**, **8 presentaciones en congresos internacionales** y **12 trabajos en revistas internacionales**. Todas las publicaciones están basadas en el trabajo descrito a lo largo de los diferentes capítulos de esta tesis doctoral, siendo el autor de esta tesis el autor principal en todas las publicaciones presentadas a continuación.

### **7.2.1 Revistas Internacionales.**

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Leaky and Surface Waves In Multilayered Laterally-Shielded Microstrip Transmission Lines", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, N° 2, pp. 88-93, Abril 2003
2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations between Complex-Hybrid-Modes: an Application for the Leaky-Wave Analysis of Laterally-Shielded Top-Open Planar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 52, No.3, pp. 760-767, Marzo 2004.
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part I: Theory", *Radio Science*, Vol.39, RS3005 pp.1-11, Junio 2004.
4. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part II: Applications", *Radio Science*, Vol.39, RS3006 pp.1-10, Junio 2004.
5. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Full-Wave Space-Domain Method for the Analysis of Leaky-Wave modes in Multilayered Planar Open Parallel-Plate Waveguides", *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol.15, No.1, pp.128-139, January 2005.

6. J.L. Gómez , A. de la Torre, D. Cañete, M. Gugliemi and A.A. Melcón, "Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide-Planar Technology for Millimeter Waveband Applications", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published, July 2005.
7. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A. Melcón, "Application of the High-Gain Substrate-Superstrate Configuration to Dielectric Leaky-Wave Antennas", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, to be published, Vol.15, No.4, April 2005.
8. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas for the Millimeter Waveband in Hybrid Waveguide-Planar Technology", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published.
9. J.L. Gómez, J. Pascual and A.A. Melcón, "A Novel Full-Wave CAD for the Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide Printed-Circuit Technology", *Int. Journal of RF and Microwave Computer Aided Engineering*, to be published.
10. J. L. Gómez, J. Pascual and A. Álvarez-Melcón, "A Novel Leaky-Wave Antenna Combining an Image NRD Guide and a Strip Circuit", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett.*, submitted.
11. J. L. Gómez, D. Cañete and A.Á. Melcón, "Printed-Circuit Leaky-Wave Antenna with Pointing and Illumination Flexibility", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, submitted.
12. J.L. Gómez, D. Cañete, F.D. Quesada, J. Pascual and A.A. Melcón, "P.A.M.E.L.A: A Useful Tool for the Study of Leaky-Wave Modes", *IEEE Antennas and Propagat. Magazine*, submitted.

### 7.2.2 Congresos Internacionales.

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Integral Equation Analysis of Multilayered Shielded Transmission Lines", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, p. 616, Cambridge, Massachusetts, July 1-5, 2002.

2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations Between Complex Hybrid Modes: An Application for the Leaky-Wave Analysis of a Laterally-Shielded Top-Open Suspended Microstrip Line", *2003 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 681-684, Philadelphia, Pennsylvania, June 8-13, 2003.
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines", *2003 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol. 1, pp. 753-756. Columbus, Ohio, June 22-27, 2003.
4. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Laterally-Shielded Multilayered Planar Leaky-Wave Antennas", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, pp.603-606 , Pisa, Italy, 28-31 March 2004.
5. J. L. Gómez, A. de la Torre and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Printed-Circuit Laterally-Shielded Leaky-Wave Antennas with High-Gain Substrate-Superstrate Configuration", *2004 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol 1, pp. 3221-3224, Monterey, California, June 20-26, 2004.
6. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 555-562, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.
7. J.L. Gómez, M. Padilla and A.A. Melcón, "Design of Backfire to Endfire Periodic Leaky-Wave Antennas for Millimeter-Wave Band Applications", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 47-54, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.
8. J.L. Gómez, M. Padilla, G. Goussetis, A.P. Feresidis and J.C. Vardaxoglou, "A New Tapering Procedure for the Dielectric-Inset Periodic Leaky-Wave Antenna", *2005 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Washington D.C, Washington, July 3-8, 2005.

### 7.2.3 Congresos Nacionales.

1. J.L. Gómez, F.D. Quesada y A.A. Melcón, "Análisis de Modos de Propagación Complejos en Estructuras Guiadas Radiantes", *Actas URSI 2002*, pp. 517-518, Alcalá de Henares, 11-13 Septiembre 2002.
2. J.L. Gómez, A.A. Melcón y F.D. Quesada, "Espectros Discretos de Propagación y Radiación en Líneas de Transmisión Apantalladas Lateralmente: Relación con el Espectro Continuo de Radiación", *Actas URSI 2003*, p. 168, La Coruña, 10-12 Septiembre 2003.
3. J.L. Gómez, A.de la Torre Martínez, D. Cañete, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave para Bandas Milimétricas en Tecnología Guiada con Metalizaciones Planares", *Actas URSI 2004*, pp. 86, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.
4. J.L. Gómez, M. Padilla, F. Quesada, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave Periódicas en Guía Rectangular con Capacidad de Scanning de Backward-Endfire a Forward-Endfire", *Actas URSI 2004*, pp. 87, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.

### 7.3 Premio "Rosina Ribalta".

Además hay que destacar el segundo premio otorgado por la fundación EPSON-Ibérica al mejor proyecto de tesis nacional en el ámbito de las Tecnologías de la Información y las Comunicaciones

1. VI Edición de los *Premios Rosina Ribalta* (curso 2003-2004), concedidos por la fundación EPSON Ibérica a los mejores proyectos de tesis doctoral españoles y portugueses dentro del ámbito de las Tecnologías de la Información y las Comunicaciones. El segundo premio fue concedido al proyecto de tesis "*Análisis de modos de fuga en estructuras planares apantalladas lateralmente y diseño de nuevas antenas "Leaky-Wave" en tecnología híbrida impresa-apantallada*". El premio fue concedido en junio del 2004. Se adjunta el certificado del premio.



Gran de Gràcia 140, pral. 2a 08012 Barcelona  
T +34 93 237 34 00 F +34 93 237 34 19  
www.fundacion-epson.es

Fundació EPSON | INSTITUT DE TECNOÈTICA 

Barcelona, 7 de junio 2004

Estimado amigo,

El pasado 4 de junio se reunió el jurado de los VI Premios Rosina Ribalta de la Fundació EPSON para decidir quiénes iban a ser los galardonados de esta convocatoria 2003-2004.

Nos complace comunicarte que tu proyecto de tesis doctoral:

**Análisis de modos de fuga en estructuras planares apantalladas lateralmente y diseño de nuevas antenas "Leaky-Wave" en tecnología híbrida impresa-apantallada**

ha sido distinguido con el segundo premio.

La ceremonia de entrega de los premios será el próximo lunes 5 de julio, a las 20 horas, durante una cena en el Gran Teatre del Liceu de Barcelona. En el transcurso del acto se harán públicos los galardonados de los *V Premios José Cantero* y el *IV Premio de Ensayo Eusebi Colomer*. Esperemos contar con tu asistencia.

A continuación te indicamos cuál ha sido la composición del jurado y cuáles han sido los premiados:

Jurado:

Josep Amat Girbau, catedrático de la Facultat d'Informàtica de la Universitat Politècnica de Catalunya (que ha actuado como presidente); Ramon Ollé Ribalta, Presidente de la Fundació EPSON; Eduardo Fernández Camacho, catedrático de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales de la Universidad de Sevilla; Juan Antonio de la Puente Alfaro, catedrático de la Escuela Técnica Superior de Ingeniería de la Universidad Politécnica de Madrid y Josep Maria Garrell Guiu, Vicerector de Recerca y Tecnologia de La Salle - Universitat Ramon Llull.

Gran de Gràcia 140, pral. 2a 08012 Barcelona  
T +34 93 237 34 00 F +34 93 237 34 19  
www.fundacion-epson.es

Fundació EPSON | INSTITUT DE TECNOÈTICA 

Después de evaluar la documentación de los 32 candidatos presentados; considerando la calidad y planificación de los proyectos, el interés social y científico de su planteamiento, así como los méritos de los candidatos, se toma la decisión por unanimidad de conceder el primer premio al proyecto de tesis:

**“Electromagnetic Band Gap Technology for Millimetre Wave Applications”**, proyecto de tesis doctoral de *Iñigo Ederra Urzainqui*, doctorando por la *Universidad Pública de Navarra - Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales y de Telecomunicación*, dirigido por el *Dr. Ramón Gonzalo García*.

El segundo premio al proyecto de tesis:

**“Análisis de modos de fuga en estructuras planares apantalladas lateralmente y diseño de nuevas antenas “Leaky-Wave” en tecnología híbrida impresa-apantallada”**, proyecto de tesis doctoral de *José Luis Gómez Tomero*, doctorando por *Universidad Politécnica de Cartagena*, dirigido por el *Dr. Alejandro Álvarez Melcón*.

Esperamos poder felicitarte personalmente,



José Martínez  
Coordinador de los Premios de la Fundación EPSON  
jmartinez@fundacion-epson.es

### 7.4 Líneas Futuras de Investigación

El trabajo de investigación desarrollado en esta tesis abre las puertas a varias líneas de investigación interesantes. Cada línea supone una mejora o expansión del método de análisis, o bien una nueva aplicación de la propagación de modos de fuga en las estructuras en la tecnología híbrida presentada en esta tesis (o una combinación de ambas). A continuación se describe cada una de las líneas propuestas.

#### 7.4.1- Modelado Riguroso de la Apertura.

Una posible mejora sería la del *modelado riguroso de la condición de contorno de radiación de la apertura*. Las estructura en tecnología híbrida analizadas presentan una apertura al final del tramo de placas paralelas. Como se explicó en el capítulo 3 de esta tesis, la apertura ha sido modelada con una impedancia equivalente de radiación, que a su vez se obtuvo a partir del modelo de Marcuvitz [Marcuvitz 1951]. Este modelo se puede mejorar si se estudia la discontinuidad de la apertura de una manera más rigurosa, como se describe a continuación.

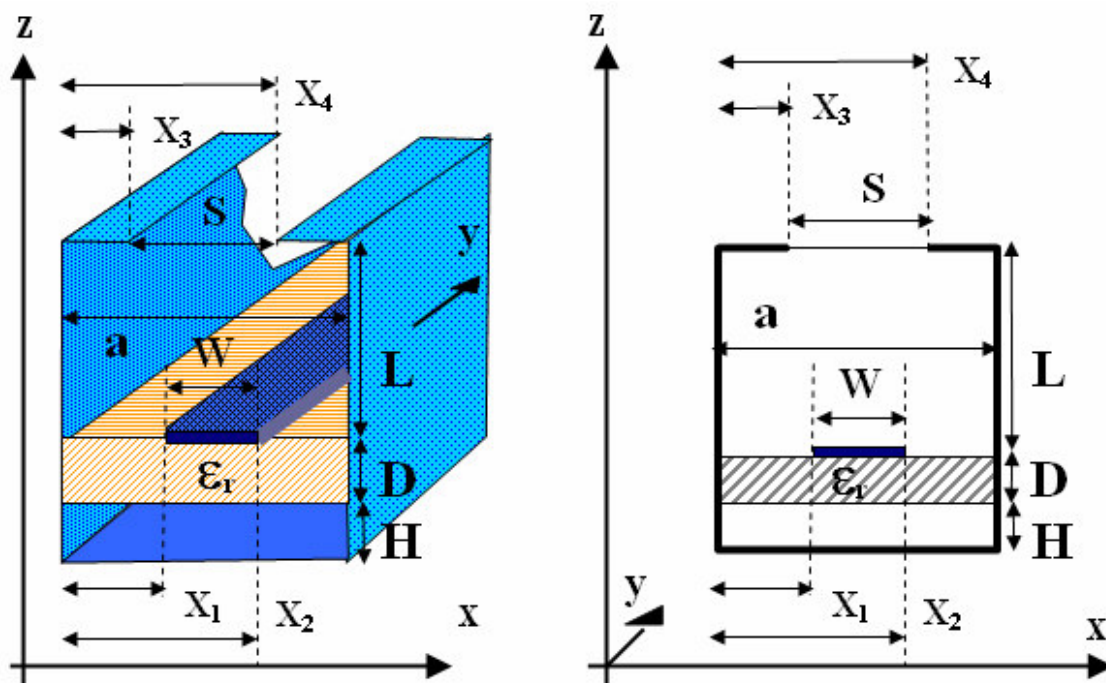


Figura 7.1- Línea Impresa Apantallada con Apertura en la Parte Superior.

Como muestra la figura 7.1, se pretende analizar una guía abierta, con la diferencia de que ahora se permite *cualquier anchura  $S$  y posición  $X_3$  de la apertura*. En el método implementado en esta tesis la apertura tiene una anchura igual a la separación de las placas paralelas,  $a$ . Además, el modelado de la apertura no es del todo riguroso, pues está basado en las aproximaciones de Marcuvitz, como se explicó en el capítulo 3.

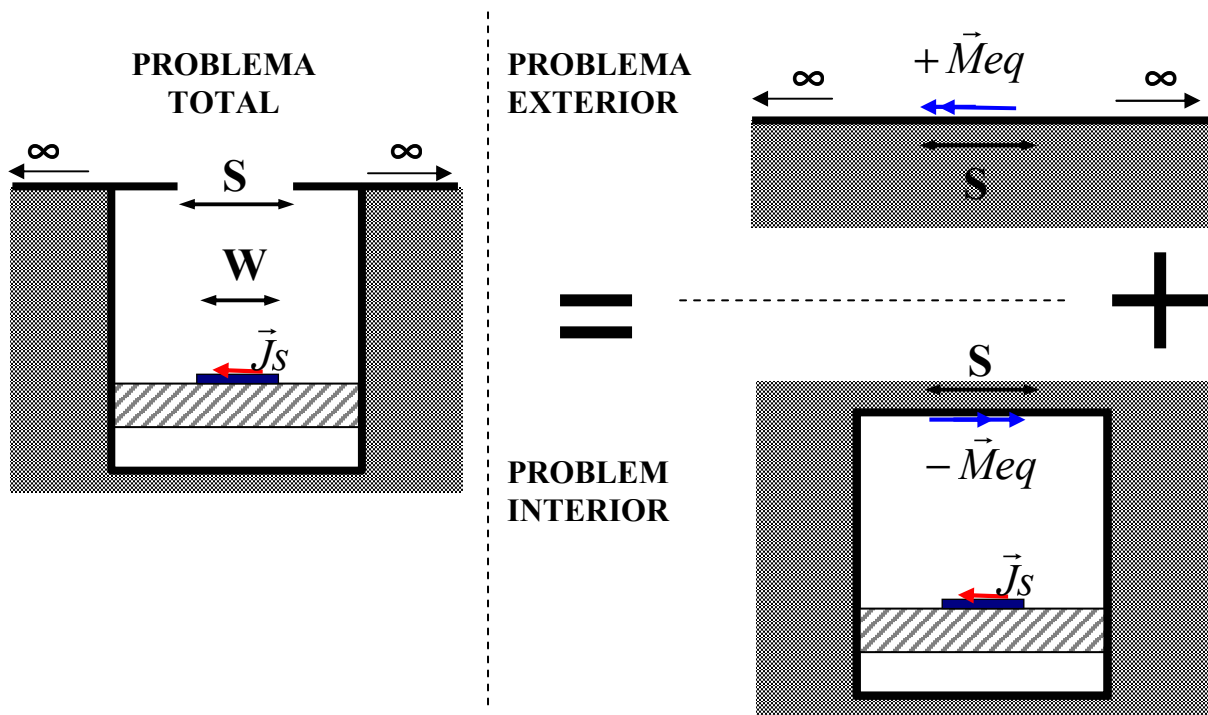


Figura 7.2- Aplicación del Teorema de Equivalencia para Tratar con Rigor la Apertura.

Para modelar de manera rigurosa la apertura, y permitiendo cualquier anchura y posición de la misma, se puede usar el **teorema de Equivalencia** [Balanis 1982]. Dicho teorema se esquematiza en la figura 7.2. El problema total se divide en dos problemas auxiliares, que se obtienen al separar la estructura en dos regiones, una en el exterior de la guía abierta y otra en su interior. Para modelar la apertura se deben usar las **corrientes magnéticas equivalentes**,  $M_{eq}$ , que serán las fuentes de los campos electromagnéticos junto con las corrientes eléctricas del circuito impreso,  $J_s$ .

El problema interior se trata con las mismas funciones de Green desarrolladas en esta tesis (expansión de modos de placas paralelas), pero ahora estudiando una guía cerrada con dos fuentes de campos,  $J_s$  y  $M_{eq}$ , tal y como se muestra en la figura 7.3

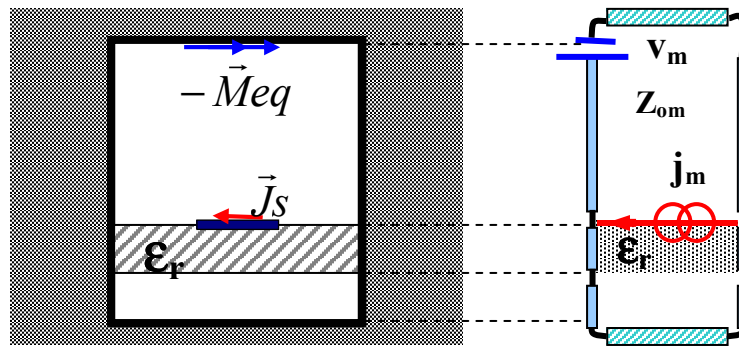


Figura 7.3- Circuito Equivalente para Estudiar el Problema Interior.

Como se ve en la figura 7.3, se pueden obtener unas líneas de transmisión equivalentes en las que las corrientes eléctricas  $J_s$  son modeladas con generadores de corriente en paralelo, mientras que las corrientes magnéticas  $Meq$  se modelan con generadores de tensión en serie. Por otro lado, el problema exterior es el de unas corrientes magnéticas radiando sobre un plano de masa, como se muestra en la figura 7.4. Las funciones de Green en esta situación se corresponden con funciones de Hankel.

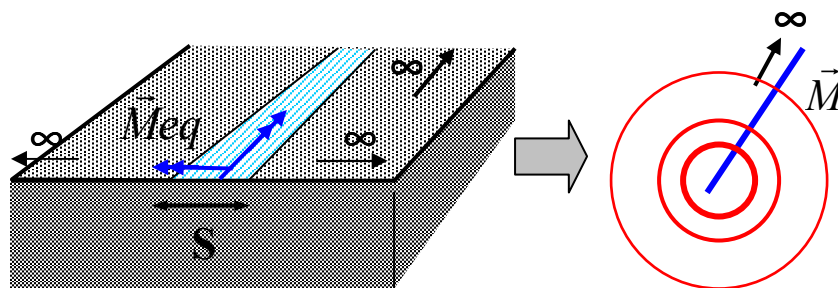


Figura 7.4- Circuito Equivalente para Estudiar el Problema Exterior.

Se debe aplicar una ecuación integral de campo eléctrico (EFIE, “Electric Field Integral Equation”) para la tira impresa y una ecuación de campo magnético para la apertura (MFIE, “Magnetic Field Integral Equation”). La EFIE debe hacer que la componente tangente de los campos eléctricos generados por  $J_s$  y  $Meq$  se anule sobre la tira impresa. La MFIE debe hacer que los campos magnéticos tangentes a la apertura sean continuos a ambos lados de la misma. La MFIE acopla el problema interno y el externo, ya que se debe mantener la continuidad de los campos magnéticos a ambos lados de la apertura.

De esta manera se podría tratar la apertura de manera rigurosa, y sin limitación alguna sobre su anchura o su posición. Estos nuevos grados de libertad podrían dar lugar a nuevos diseños de antenas que hagan uso del mecanismo de radiación por asimetría. La *asimetría* ya no estaría producida sólo por el *circuito impreso*, sino también por la *apertura superior*. Además, al tener en cuenta todos los efectos de orden superior, se podría diseñar una antena en la que no sólo radiara el modo de placas paralelas  $m_x=0$ , sino también el modo  $m_x=1$ . Como se estudió en el capítulo 3 de esta tesis, el modo  $m_x=1$  tiene componente crosplar, de manera que la combinación de ambos modos podría dar lugar a una *antena con polarización circular*.

#### 7.4.2- Estudio de Discontinuidades Radiantes desde el Punto de Vista de la Excitación de Ondas de Fuga.

Como es bien sabido, las guías de onda se pueden caracterizar a partir de sus modos de propagación 2D. El conjunto de modos que se pueden propagar en una guía de onda configuran su llamado espectro discreto de modos, a partir del cual, por la *propiedad de completitud y ortogonalidad*, se puede recuperar o describir cualquier campo electromagnético 3D que exista en dicha guía de onda [Collin, 1960]. Una de las aplicaciones más importantes es la de poder expandir el campo en una discontinuidad en guía, y por lo tanto, describir el comportamiento electromagnético de las discontinuidades en guías cerradas ([Katehi 1985], [Uzunoglu 1988], [Dunleavy 1988-I] [Capsalis 1993], [Meyer 1995-I], [Meyer 1995-II]).

Es sabido que las *discontinuidades producen radiaciones y acoplos indeseados* [Katehi 1987; Dunleavy 1988-II]. Bajo esta perspectiva es muy interesante estudiar la *excitación de modos leaky-wave en discontinuidades en guías abiertas* [Lo 1994; Cina 1995]. Así, en una antena de parche apantallada lateralmente, como la mostrada en la figura 7.5, se puede intentar analizar el coeficiente de reflexión a partir del *acoplo entre modos de superficie y modos leaky-wave* en las diferentes discontinuidades y regiones, tal y como se haría en la técnica de “*Mode-Matching*” o cualquier otra técnica que use acoplos modales (Matriz de Admitancia Generalizada...).

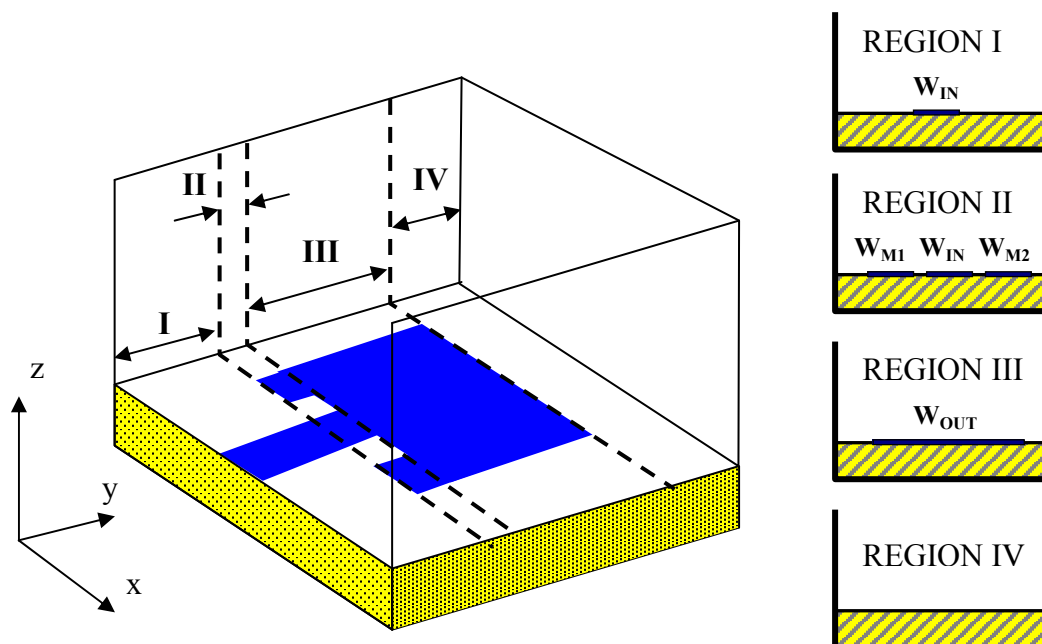


Figura 7.5- Estudio de una Antena de Parche Apantallada a Partir de la Radiación de Modos de Fuga Generados en las Discontinuidades.

El principal inconveniente que pensamos que existe es el debido al llamado “cono de luz y zona de sombra” de los modos “leaky-wave”. Este fenómeno fue ya predicho por Tamir [Tamir 1973] para explicar la *naturaleza no espectral o impropia* de las ondas de fuga, y comprobado y estudiado con más detalle en los excelentes trabajos del grupo de la Universidad de Sevilla y Houston ([Villegas 1999], [Jackson 2000], [Mesa 2002-I]). Dicho fenómeno ya fue comentado en el capítulo 2 de esta tesis. Consiste en que los campos de los modos de fuga parecen crecer exponencialmente conforme el punto de observación se aleja en la dirección transversa a la guía de onda, tal y como se muestra en la figura 7.6.

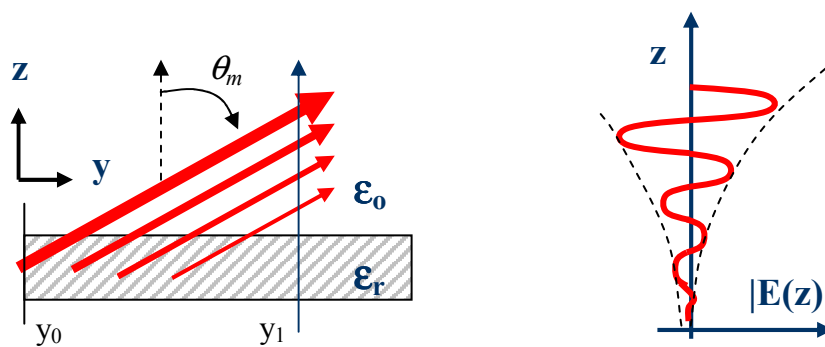


Figura 7.6- Explicación por óptica geométrica del fenómeno de campo impropio o no espectral de un modo de fuga.

Este fenómeno causó controversia entre los investigadores de los modos de fugas hace cuatro décadas, ya que parecía no tener sentido al estar estudiando una onda en un medio no activo, pero al final se le dio una interpretación física. Si suponemos que el modo de fugas es excitado en un punto “ $y_0$ ” de la guía, la energía radiada por dicho modo se puede describir a nivel de rayos tal y como muestra la figura 7.6. Se puede observar que los rayos van atenuándose en amplitud conforme avanzamos en la dirección “ $y$ ” de la guía, debido a la pérdida de energía por radiación. De esta forma, los rayos originados en el punto de excitación serán más fuertes que los que están más alejados de la fuente. Por otro lado, dichos rayos irán dirigidos en un ángulo  $\theta_m$  determinado por la constante de propagación del modo de fuga. Así, si observamos la distribución de campo a lo largo de la dirección transversa “ $z$ ” para un punto “ $y_1$ ”, se obtiene que el campo efectivo crece conforme nos alejamos en “ $z$ ”. Por otro lado, si estamos cerca de la fuente de excitación del modo leaky-wave, se observa que dicho campo decrece bruscamente en la dirección “ $\rho$ ” cuando pasamos una altura, que establece el límite entre el *cono de sombra* y el *cono de luz*.

Este fenómeno parece tener una importante limitación para la aplicación de los modos de fugas en estructuras 3D; puesto que dichos modos crecen indefinidamente en “ $z$ ”, esto implica que *la fuente o lugar de excitación del modo de fuga debe estar infinitamente alejada en la dirección axial del punto de observación*. Por otro lado, en una estructura abierta, además del espectro discreto de modos leaky-wave y ondas de superficie, existe una contribución del denominado *espectro continuo* de radiación, o radiación directa de la discontinuidad ([Rozzi, 1997], [Jackson 2000]). Este espectro continuo no puede ser descrito a partir de soluciones modales discretas (modos de fuga), y su contribución puede ser más o menos importante dependiendo del tipo de discontinuidad y la frecuencia de análisis [Di Nallo, 1998].

Estos dos aspectos limitan el *análisis de discontinuidades 3D usando modos de fuga 2D*. Sin embargo, desde un punto de vista teórico, sería muy interesante encontrar si la excitación y el acoplo de modos leaky-wave puede llegar a describir, aunque sea de una manera cualitativa, los fenómenos electromagnéticos que acontecen en dichas discontinuidades, y por ende la radiación de antenas de parche. Así se podría explicar, desde el punto de vista de propagación de modos de fuga, los fenómenos de radiación no sólo en antenas “leaky-wave”, sino en general, unificando de una manera elegante la



teoría de propagación y radiación. No seríamos los primeros en tratar de unir ambas teorías, como se puede leer en las referencias ([Rozzi, 1997], [Tzuang 1999], [Burghignoli 2000]).

### 7.4.3- Antenas “Leaky-Wave” Activas.

Una de las aplicaciones de las antenas “leaky-wave”, debido a su facilidad de interconexión con circuitos de microondas, es la de ser integradas dentro de sistemas transmisores o receptores, dando lugar a *antenas activas* ([Lin 1994;], [Pobanz 1995], [Navarro 1996]). Así en la literatura se encuentran numerosos ejemplos de antenas activas en *tecnología puramente impresa*, donde la integración con circuitos en un mismo sustrato es directa ([Chang 1988], [Melcón 1999]). La antena deja de ser un subsistema independiente del oscilador, y pasa a ser una parte constitutiva del mismo.

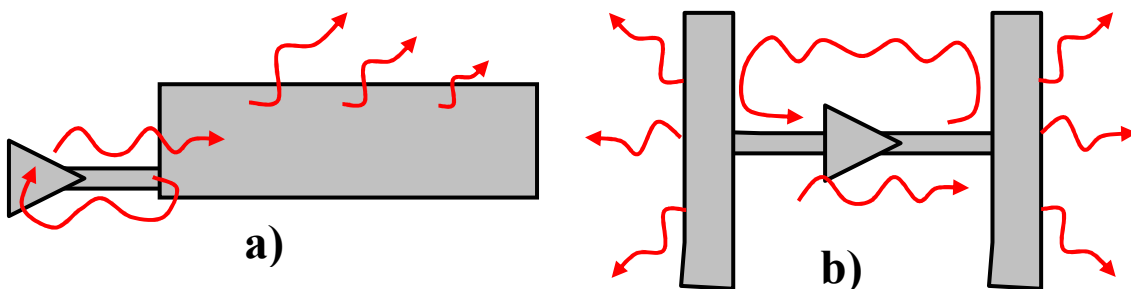


Figura 7.7- Antenas activas en configuración de oscilador  
a) por reflexión b) por transmisión

La configuración utilizada para este tipo de antenas activas es la del *oscilador en reflexión*, en la que la antena actúa como una carga para el circuito activo, encargada de radiar la señal originada por el oscilador. En la figura 7.7-a se puede observar el esquema de dicha configuración en reflexión, donde se ha presentado una *antena “leaky-wave” en tecnología impresa*. Se pueden encontrar varias implementaciones y aplicaciones de antenas “leaky-wave” activas en la literatura ([Chou 1996-I], [Chou 1996-II], [Hu 1998-I], [Wang 1998], [Hu 1998-II], [Wang 1999], [Kam 2000], [Hu 2000-I], [Hu 2000-II], [Huang 2000], [Wang 2000-I], [Wang 2000-II], [Wang 2001-I], [Wang 2001-II], [Wang 2003]), todas ellas del tipo mostrado en la figura 7.7-a.

Otro tipo de configuración, representada en la figura 7.7-b, es aquella denominada de *oscilador en transmisión* [Chang 1988]. Ahora la antena juega un papel más crítico, pues forma parte del propio bucle de realimentación positiva de la antena. El ejemplo mostrado en la figura 7.7-b se corresponde a una antena activa en tecnología impresa de tipo “doble loop” [Melcón 1999], cuya misión no es sólo la de radiar la energía generada por el oscilador, sino además cerrar el bucle de realimentación mediante la energía que se acopla de una antena a otra. Este último tipo de antenas activas tienen una serie de ventajas respecto de la configuración en reflexión. La principal es que la parte activa puede ser implementada con un simple *amplificador lineal* (por ejemplo un MMIC convenientemente polarizado). En la configuración por reflexión, sin embargo, es necesario que la parte activa presente resistencia negativa, lo cual complica la red de polarización y además implica un funcionamiento claramente no lineal, haciendo que el análisis y el diseño del oscilador sean más complicados.

Una línea futura de investigación sería la aplicación directa de las antenas “leaky-wave” para conseguir un oscilador en transmisión. La propia antena actúa como una *línea de transmisión con pérdidas* (debidas a radiación), de manera que parte de la energía inyectada en el terminal de entrada es radiada, y la otra parte llega al puerto de salida, que es el encargado de cerrar el bucle de realimentación por transmisión. El esquema de funcionamiento se muestra en la figura 7.8-a, donde además se ha añadido una realización práctica en tecnología híbrida.

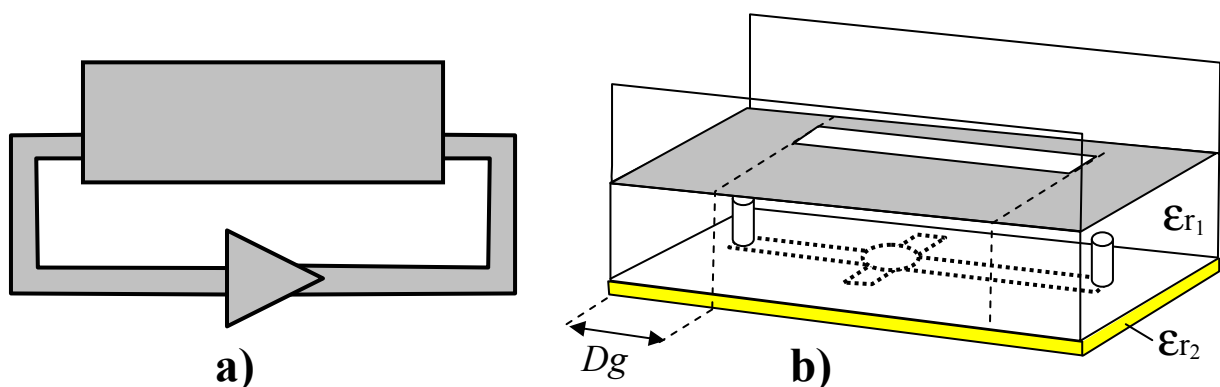


Figura 7.8.- Antena activa “leaky-wave” en configuración por transmisión.  
a) Esquema básico b) Implementación práctica en tecnología híbrida.

Las ventajas de este diseño original son varias. Se puede ver cómo el mismo suelo metálico de la guía de la antena “leaky” actúa como plano de masa del substrato del

circuito activo colocado en la parte inferior de la antena, consiguiendo un *circuito compacto e integrado*. Además, el circuito activo está muy bien *aislado* del circuito radiante, evitando acoplos indeseados. La antena es altamente directiva y las placas paralelas ayudan a enfocar la radiación, *evitando el “back scattering”* usual en antenas de parche. Al actuar la antena “leaky-wave” como elemento radiante y de realimentación, *la onda de fuga no radiada debe ser utilizada para realimentar al oscilador*. En las aplicaciones convencionales de antenas “leaky-wave”, se usa una carga adaptada al final de la antena para absorber la energía que no haya sido radiada y evitar cualquier reflexión que interfiera en el diagrama de radiación de la antena. Además, al ser un oscilador por transmisión, el diseño de la parte activa es sencillo, pudiendo utilizar un *amplificador MMIC lineal* [Melcón 1999] que se encargue de amplificar la señal generada.

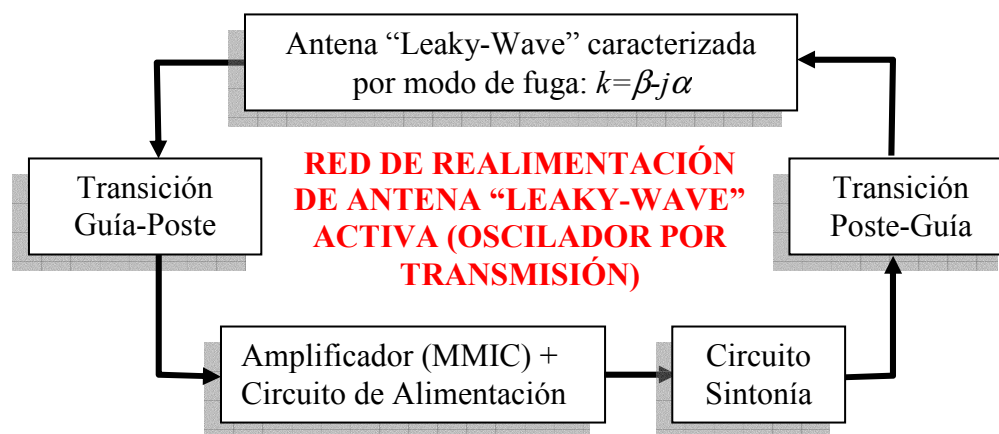


Figura 7.9.- Diagrama de bloques funcionales de Antena Activa “Leaky-Wave” en Configuración por Transmisión.

En la figura 7.9 se refleja un diagrama de bloques con las partes constitutivas de la antena activa mostrada en la figura 7.8-b. Así, la antena “leaky-wave” se caracterizará por el *modo de fuga* deseado, que debe dotarla con unas determinadas propiedades de radiación y propagación electromagnética. El estudio de la constante de propagación del modo de fuga se realizará con el software de simulación desarrollado. Por otro lado, habrá que garantizar la *correcta excitación* de dicho modo de fuga, evitando desadaptaciones o acoplos con otros modos no deseados. Para ello usaremos los conocimientos obtenidos sobre *alimentación de antenas “leaky-wave”*. La excitación del modo de fuga será caracterizada con el bloque denominado transición guía-poste,

cuyo comportamiento electromagnético debemos haber obtenido. Una vez llegados a este punto tendremos la antena completamente caracterizada, incluyendo la excitación de la misma. El *circuito radiante* debe unirse al *circuito activo*, de forma que se cierre el bucle de realimentación y se consiga generar un oscilador. Con software de simulación de circuitos de microondas (ADS, Microwave Office...) se podrá simular el funcionamiento del circuito activo, y unirlo a las características de la parte radiante (también llamada *circuito reactivo*), para comprobar si se cumple la condición de arranque y estabilidad de la oscilación. Cabe notar, por último, que el modo de fuga juega un papel fundamental no sólo a nivel de radiación de la antena “leaky-wave”, sino también en el diseño del oscilador, pues su *constante de propagación compleja* ( $k = \beta - j\alpha$ ) *determinarán el punto de oscilación*.

#### 7.4.4- Acopladores “Leaky-Wave”.

Otra aplicación de las guías abiertas en tecnología híbrida estudiadas en esta tesis es la de usarlas para diseñar *nuevos acopladores de microondas basados en el fenómeno de propagación de la onda de fuga*. La idea no es nueva, ya que en aplicaciones ópticas se han diseñado acopladores basados en estructuras “leaky-wave” [Tamir 1973].

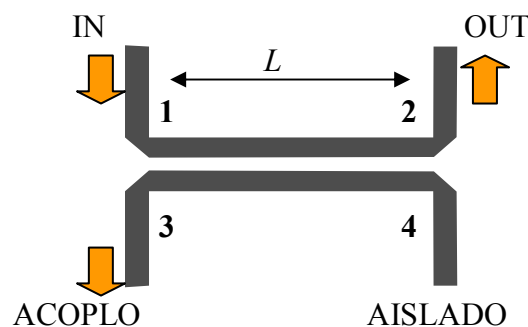


Figura 7.10.- Líneas Acopladas en Tecnología “microstrip”.

Las líneas acopladas basan su funcionamiento en el acoplo por proximidad, tal y como se muestra en la figura 7.10 para unas líneas acopladas en tecnología “microstrip”. Existen otros acopladores basados en la propagación de un modo de superficie, como el mostrado en la figura 7.11 en tecnología de guía NRD (“Non Radiative Dielectric” guide) ([Yoneyama 1981-I], [Yoneyama 1981-II]).

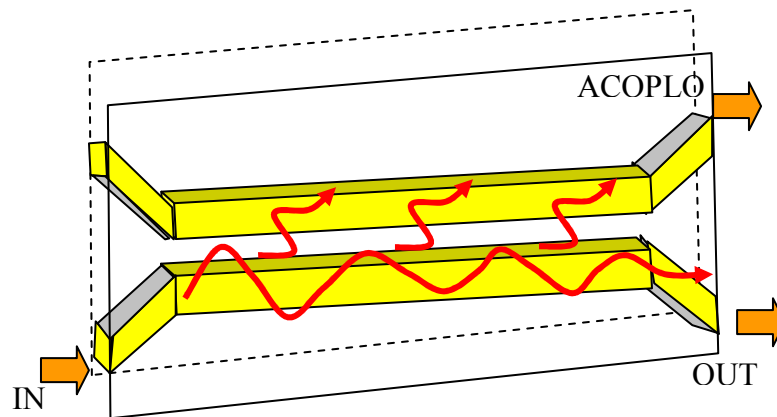


Figura 7.11.- Líneas Acopladas en Tecnología NRD.

En este caso el fenómeno de acoplo también es por cercanía, pero a través de los campos evanescentes del modo de superficie que se propaga en la interfaz dieléctrico-aire de cada guía. Si las dos guías están suficientemente cerca, el campo del modo de superficie podrá acoplarse de una guía a otra, tal y como se muestra en la figura 7.11. En cualquier caso, la cantidad de acoplo que se puede conseguir usando el *mecanismo de acoplo por cercanía*, depende de la posibilidad de acercar las líneas de transmisión. *Tecnológicamente existen límites de fabricación que limitan los acoplos máximos.*

Sin embargo, si usamos las estructuras “leaky-wave” estudiadas en esta tesis se podría excitar una onda de fuga capaz de viajar entre las placas paralelas, y *acoplar energía entre dos guías “leaky” aunque estén alejadas* ([Tamir 1975], [Tamir 1977], [Brazas 1995], [Pascal 1997]). Usando asimetrías se puede controlar el nivel de excitación de la onda de fuga, tal y como se ha demostrado a lo largo de esta tesis doctoral. El esquema del acoplador con guías “leaky-wave” se muestra en la figura 7.12.

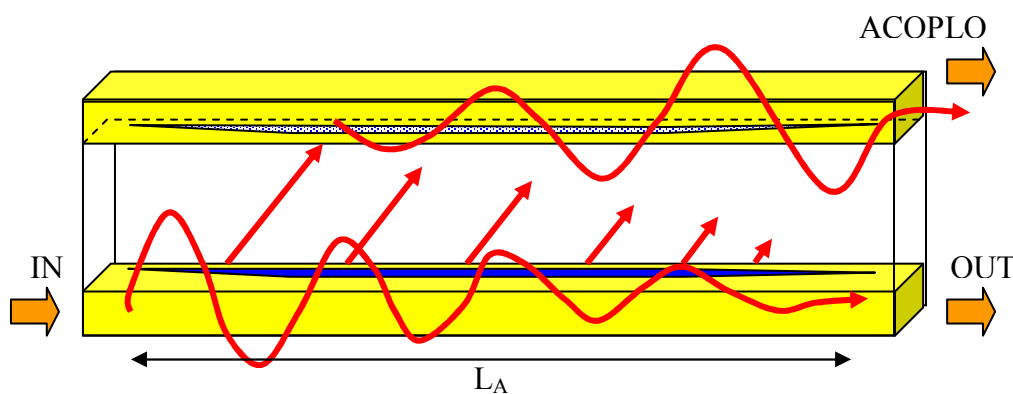


Figura 7.12.- Líneas “Leaky-Wave” Acopladas en Tecnología Híbrida.

La onda de fuga es la encargada de extraer la energía de la guía inferior y acoplarla a la guía superior. **Si se usa una guía suficientemente larga, se puede conseguir que toda la energía electromagnética introducida en la guía inferior se acople a la guía superior**, de manera que no obtengamos señal por el puerto señalado con “OUT” en la figura 7.12. Una posible aplicación de este tipo de acoplador se muestra en la figura 7.13. Se ha colocado una superficie selectiva en frecuencia (FSS, “Frequency Selective Surface”), que se comporta como un cortocircuito a una frecuencia dada ( $f_r$ ) y cuando incide una onda plana en un ángulo de dirección dado ( $\theta_r$ ). Debemos recordar que la onda de fuga viaja en un ángulo  $\theta_m$  que aumenta con la frecuencia de excitación. De esta manera, si se hace coincidir la **frecuencia de resonancia de la FSS** con la frecuencia a la que la onda de fuga radia justo en el ángulo de resonancia  $\theta_r$ , se puede conseguir el **efecto de filtrado** mostrado en la figura 7.13.

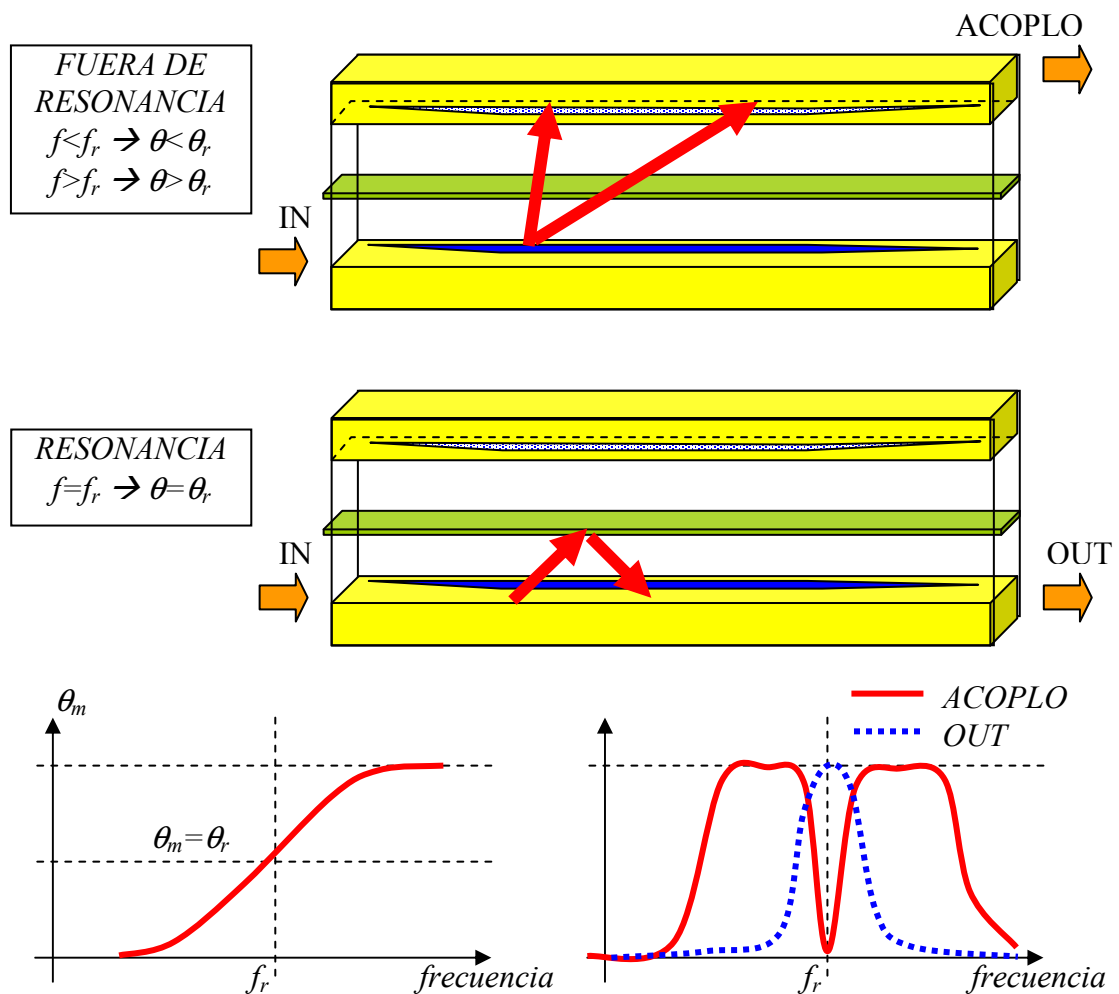


Figura 7.13.- Funcionamiento de Filtro con Líneas Acopladas "Leaky-Wave" y FSS.

Fuera de la frecuencia de resonancia, la guía de abajo genera una onda de fuga que se propaga en un ángulo  $\theta_m$  diferente al ángulo de resonancia  $\theta_r$ , de manera que la lámina FSS se comporta como una *superficie transparente*. La onda de fuga atraviesa la lámina y llega a la guía de arriba, que por el *principio de reciprocidad* es capaz de recibir la onda de fuga igual que la guía de abajo es capaz de generar o transmitir esa onda de fuga. Por lo tanto, si se diseñan las líneas para que se acople toda la energía inyectada, fuera de la frecuencia de resonancia el acoplo será máximo y la salida directa nula. A la frecuencia de resonancia de la lámina FSS ( $f_r$ ), las guías “leaky-wave” acopladas deben estar diseñadas para que la onda de fuga que generen se propague con en el ángulo de resonancia de la lámina FSS,  $\theta_m = \theta_r$ . Si esto se consigue, justo a la frecuencia de resonancia la lámina se comportará como una superficie reflectante que no permitirá que la onda de fuga creada por la guía inferior se acopla a la guía superior. Como resultado, a la frecuencia de resonancia conseguiremos que el acoplo sea nulo y toda la energía salga por la salida directa. La respuesta en frecuencia de cada puerto de salida (directa y acoplada) se muestra en la figura 7.13. Se podría conseguir así un *filtrado paso banda y elimina banda*, respectivamente, utilizando el fenómeno de propagación de modos de fuga.

#### 7.4.5- Metamateriales.

En el capítulo 5 se extendió el método de análisis de la tecnología híbrida a estructuras periódicas, y así mismo se propuso y se diseñó un nuevo tipo de antena “leaky-wave” periódica. Como se comentó en el capítulo 5 y en el capítulo 6, este tipo de antenas está basada en la *excitación del armónico espacial  $m_y = -1$*  del modo  $TE_{10}$ . La constante de propagación de este armónico espacial puede tomar valores positivos o negativos, dependiendo de la frecuencia de trabajo. Usando este armónico como fuente de radiación, se podía conseguir barrer el ángulo de apuntamiento de la antena desde el cuadrante “backward” al “forward”, tal y como muestra la figura 7.14.

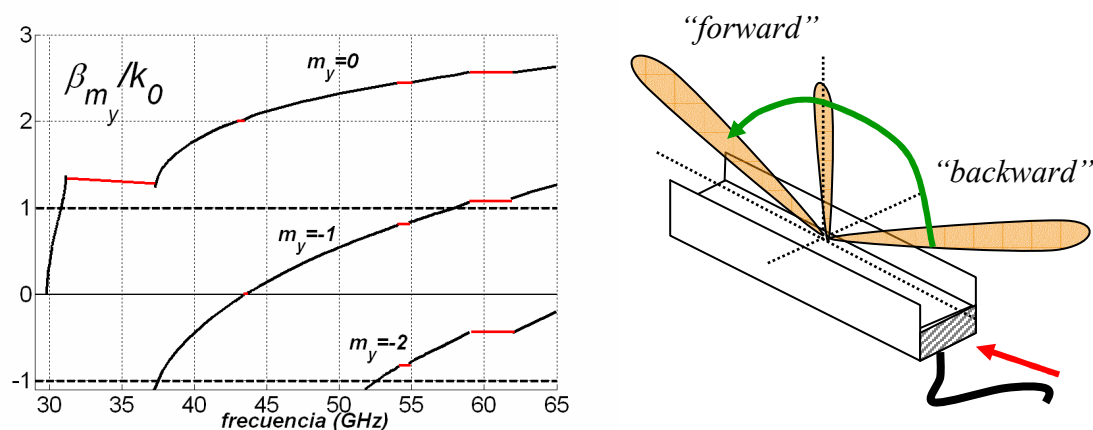


Figura 7.14.-Radiación de Armónico Espacial  $m_y=-1$  en Antenas “Leaky-Wave” Periódicas.

Este tipo de estructuras periódicas guardan una estrecha relación con los *crisales fotónicos* (PBG “Photonic Band Gap materials” y EBG “Electromagnetic Band Gap materials”) [Yablonovitch, 1987] y los *metamateriales con propiedades zurdas* (“Left-Handed materials”) [Veselago, 1968]. En los metamateriales se puede conseguir, a través del diseño de determinadas estructuras periódicas, que el armónico principal viaje en la dirección “backward” (constante de propagación negativa y velocidad de grupo positiva). Observemos que a diferencia de las antenas periódicas estudiadas en esta tesis, no tenemos que recurrir al armónico  $m_y=-1$  para conseguir este efecto de propagación antiparalela de la fase respecto de la energía, ya que *el armónico principal es capaz de ser una onda “backward”*. Esto implica una ventaja, y es que al trabajar con el armónico  $m_y=0$  la antena tendrá menores dimensiones para una misma frecuencia de trabajo que si trabajáramos con el armónico  $m_y=-1$ , que tiene una mayor frecuencia de corte.

El tema de los metamateriales ha vuelto a resurgir en los dos últimos años tras haber conseguido llevar a la práctica dichos materiales [Smith, 2000; Shelby, 2001; Smith 2001]. En el área de las microondas, son varios los grupos embarcados en el desarrollo de dichos medios zurdos y de nuevas aplicaciones [Caloz 2001; Eleftheriades 2002; Marqués 2002; Caloz 2002; Caloz 2003]. En concreto, es de interés para esta tesis el desarrollo de nuevas antenas “leaky-wave” con interesantes propiedades “zurdas”, como las de barrido en apuntamiento de  $180^\circ$  [Liu, 2002; Grbic 2002-I; Grbic 2002-II]. Son por lo tanto estas antenas periódicas objeto de investigación con mucho interés en la



actualidad, tal y como lo muestra la cantidad de trabajos publicados al respecto en los últimos tres años. Como ejemplo mostramos en la figura 7.15 una *antena “leaky-wave” con propiedades zurdas basada en una línea “microstrip” periódica*. Esta antena fue propuesta en [Liu 2002], mientras que en [Grbic 2002-II] se propuso una versión en guía coplanar. El diseño de la antena se basa en la teoría de líneas “left-handed”, en las que se implementa un condensador en serie y una bobina en paralelo a masa para conseguir el signo negativo de la constante de fase ([Caloz 2002-I], [Caloz 2002-II], [Eleftheriades 2002], [Eleftheriades 2003], [Sanada 2004]). Un excelente resumen de esta teoría y sus diversas aplicaciones se puede encontrar en [Lai 2004].

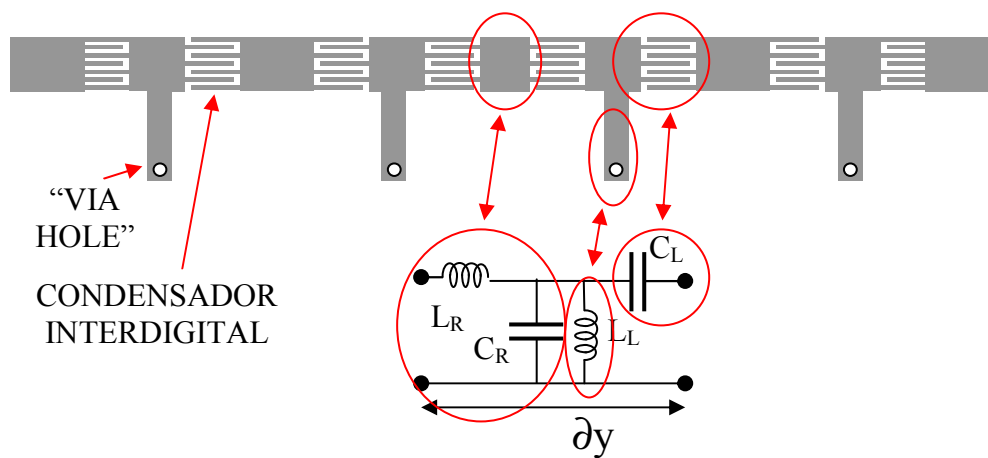


Figura 7.15.-Antena “Leaky-Wave” basada en Línea “Microstrip” “Left-Handed”.

Por otro lado, la *tecnología híbrida* propuesta en esta tesis no se ha aplicado aún a este tipo de antenas basadas en las propiedades de los metamateriales. La figura 7.16 muestra una implementación de una antena basada en la línea “microstrip left-handed”, pero haciendo uso de unas placas paralelas (tecnología híbrida guía circuito impreso). Este tipo de estructura puede presentar muchas *ventajas respecto a las antenas basadas en metamateriales propuestas en la literatura*. Por un lado, las placas paralelas permiten poder conectar directamente las bobinas en paralelo a masa sin tener que usar “via holes”, como se observa en la figura 7.16. Además, las placas paralelas introducirían el efecto de filtrado estudiado con detalle en esta tesis. Este efecto haría que sólo el modo fundamental de las placas paralelas ( $m_x=0$ ) pudiera llegar a la apertura superior y provocar la radiación. Como la excitación de este modo de placas paralelas se controla por la asimetría del circuito impreso, podríamos conseguir una *antena con propiedades de metamaterial y además añadiendo la capacidad de “taper” o control de la iluminación por asimetría*.

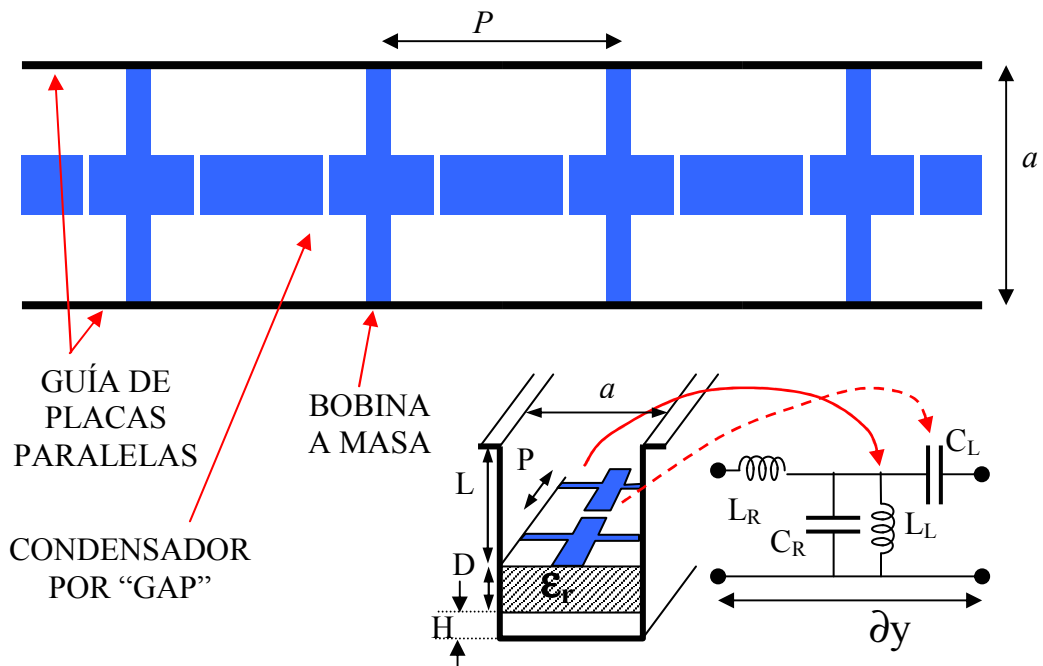


Figura 7.16.-Antena "Leaky-Wave" basada en Línea "Microstrip" "Left-Handed" y con Guía de Placas Paralelas para Permitir el "Taper" por Asimetría.

Por otro lado, para analizar las estructuras basadas en metamateriales y su comportamiento zurdo, hasta ahora sólo se han utilizado *programas comerciales* (HFSS, Momentum, Ensemble...) que usan métodos de análisis "full-wave" genéricos y muy lentos, y por lo tanto no aptos para el diseño asistido por ordenador. El método desarrollado en este trabajo permitiría estudiar este tipo concreto de antenas en tecnología híbrida con rigurosidad y eficacia. Debido a la velocidad de cálculo podría ser utilizado dentro de una herramienta de *diseño automatizado por ordenador* de antenas periódicas, tal y como se hizo en el capítulo 6 de esta tesis. Esto supondría una contribución muy importante al estudio de metamateriales en la tecnología híbrida para diferentes aplicaciones, como las antenas "leaky-wave" periódicas.

#### 7.4.6- Agrupación de Antenas "Leaky-Wave".

Una última, pero no menos importante extensión del trabajo realizado en esta tesis consistiría en el estudio de la agrupación o "array" de antenas "leaky-wave", tal y como se muestra en la figura 7.17-a. Como se comentó en el capítulo 4, una de las ventajas de las antenas "leaky-wave" es que permiten barrer de manera electrónica el ángulo de

apuntamiento de elevación,  $\theta_m$  (variando la frecuencia) y proporcionan una alta directividad en el plano de elevación (bajos anchos de haz,  $\Delta\theta$ ). De esta manera, una antena “leaky-wave” equivale a un “*array continuo unidimensional*” de antenas convencionales (antenas que no sean de onda progresiva, como las antenas de parche o los dipolos). Para conseguir *aumentar la directividad en el plano de azimut*, y a la vez *poder barrer la dirección de apuntamiento en el ángulo azimutal  $\phi_m$* , se debe usar una “array” bidimensional. En el caso de antenas convencionales, esto se consigue con una agrupación bidimensional de elementos radiantes, como se observa en la figura 7.17-b para el caso de antenas de parche. Se necesita una compleja red de alimentación para introducir las amplitudes y desfases adecuados para poder conseguir el diagrama de radiación bidimensional deseado (apuntamiento en elevación y azimut,  $\theta_m$  y  $\phi_m$ ) [James 1977]. Sin embargo, en el caso de una agrupación de antenas “leaky-wave”, es suficiente con colocar un conjunto de antenas en paralelo. La *red de alimentación* del “phased array” resultante es *mucho más sencilla*, pues es una red de alimentación unidimensional (varias antenas en paralelo), en contraste con la red de alimentación de la matriz de antenas para el caso del “array” de antenas de parche.

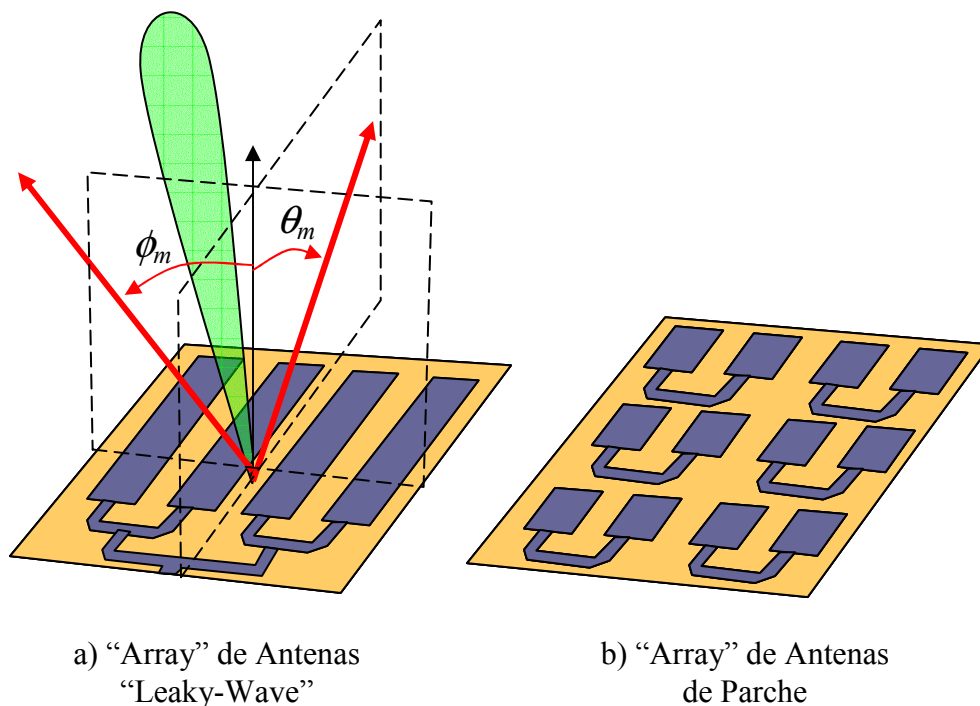


Figura 7.17.-Agrupación o “Array” Bidimensional de Antenas a) “Leaky-Wave” b) Antenas de Parche.

Muchos trabajos se han hecho estudiando las propiedades de los “arrays” de antenas “leaky-wave” ([Lampariello 1987-II], [Oliner, 1988], [Frezza 1995], [Hu 1999-I], [Hu 1999-II], [Hu 2000-I], [Hu 2000-II], [Hu 2000-III], [Hung 2001], [Baccarelli 2002-I], [Grbic 2002-II]). Para que el estudio sea riguroso, se deben tener en cuenta los *fenómenos de acoplos electromagnéticos entre elementos del “array”*. En nuestro caso deberíamos expandir las corrientes en las aperturas del “array” en una serie de armónicos espaciales o modos de Floquet. De esta manera se podría analizar cada antena por separado, aplicando las apropiadas *condiciones de contorno de periodicidad en las paredes laterales*, como se muestra en la figura 7.18.

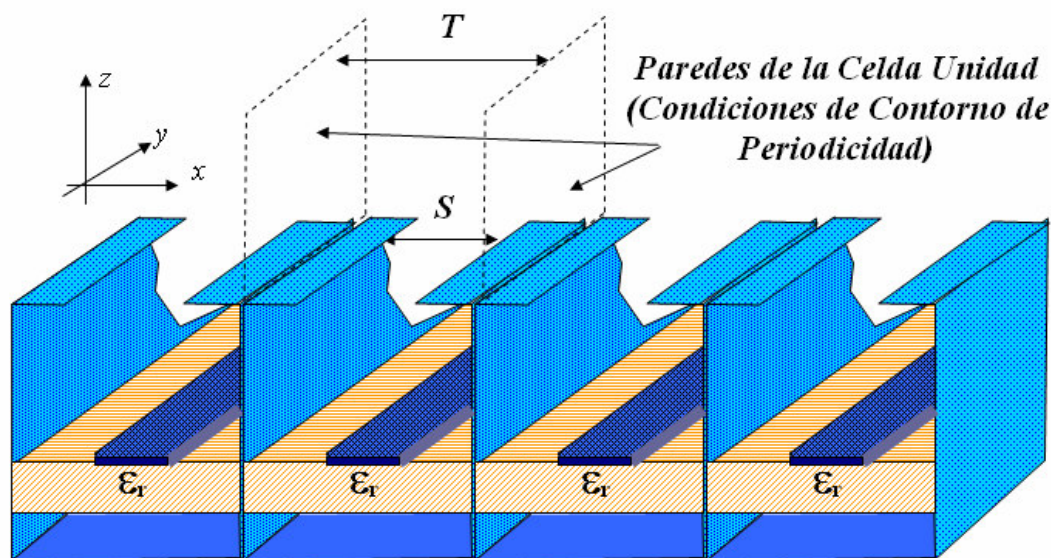


Figura 7.18.-Estudio del “Array” de Antenas “Leaky-Wave” en Tecnología Híbrida.

También hay que mencionar que se ha reavivado el interés por el *estudio del fenómeno de los puntos ciegos (“blind spots”) en los “arrays” de antenas*. Una explicación de este fenómeno basado en la propagación de ondas de fuga fue dada por Knittel en 1968 ([Knittel 1968]). En los últimos años, han aparecido varios estudios sobre la relación de las ondas de fuga y los puntos ciegos en “arrays” de antenas “leaky-wave”, donde la relación es aún más evidente ([Baccarelli 2002-III], [Baccarelli 2003]). Por lo tanto, otra línea de investigación futura podría ser el estudio de las agrupaciones de antenas en la nueva tecnología híbrida, así como los posibles fenómenos electromagnéticos existentes en este escenario.

# APPENDIX: SUMMARY IN ENGLISH

## SUMMARY IN ENGLISH

---

The main goal of this thesis is the study of the propagation and radiation properties of leaky-wave modes in a particular type of open waveguides. This type of waveguides is formed by a rectangular dielectric waveguide, laterally shielded by parallel plates, and open to the free space in its upper region. The interface of the dielectric guide is printed with planar circuitry, therefore creating a hybrid structure which combines waveguide and planar technologies. This hybrid technology is going to be used to conceive novel leaky-wave antennas designs. A scheme of these new antennas is shown in figure 1.

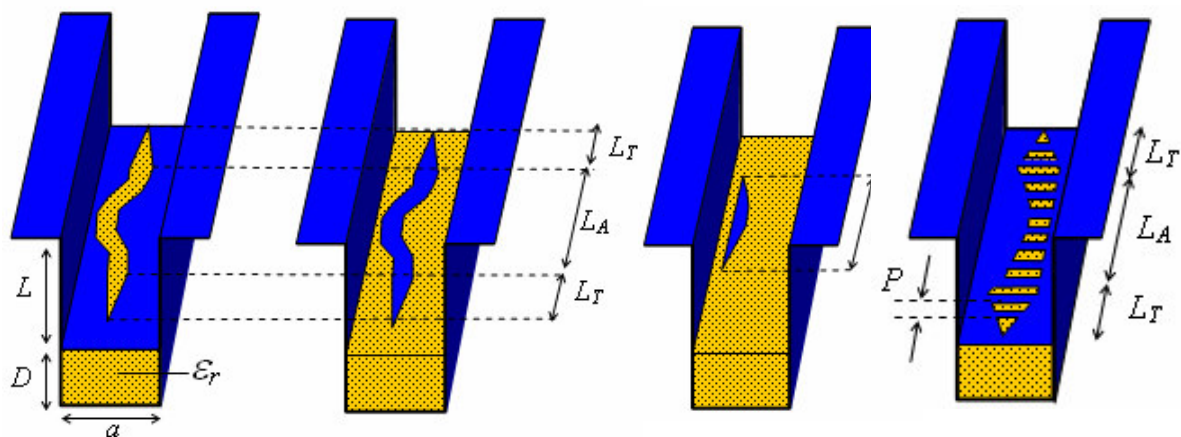


Figure 1- Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide-Planar Technology

Chapter 2 of this thesis presents an introduction about leaky-wave modes and their applications. The history of leaky-waves was full of skepticism. Leaky-waves theoretically have ***diverging amplitude in the transverse direction***, which is against the Sommerfield radiation condition. This strange behavior was lately explained in physical terms, due to the fact that leaky-waves only exist in the near-field region. In this region, it is defined a light zone in which the electromagnetic fields amplitude increases due to the accumulative addition of radiated energy. The consolidation in 1956 of a theoretical basis allowed for the study of the leaky-waves as a type of ***eigenvalue solutions in open waveguides***. The leaky-waves could be studied as conventional modes, but having a ***complex propagation constant*** in the longitudinal direction of the open waveguide ( $k_y = \beta_y - j\alpha_y$ ), which accounted not only for the propagation phenomenon ( $\beta_y$ ), but also for the radiation losses ( $\alpha_y$ ). In the transverse direction, the propagation constant is also complex, but having an improper or non spectral nature ( $k_z = \beta_z + j\alpha_z$ ), as illustrated in figure 2.

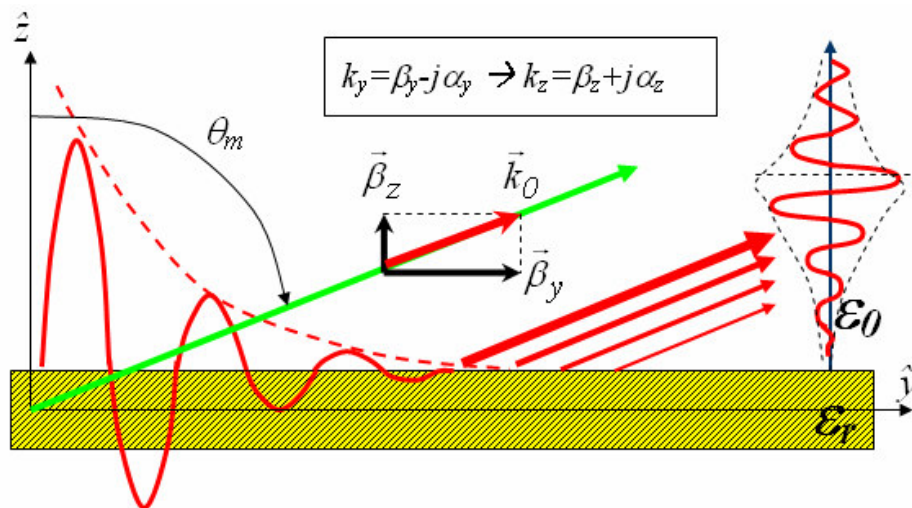


Figure 2- Scheme Representing the Propagation and Radiation of a Leaky-Wave

As it is also explained in Chapter 2, Maxwell's equations must be solved for the particular geometry of the open waveguide cross section in order to find the complex leaky-mode solutions. The study of the ***open waveguide cross-section*** in terms of ***equivalent microwave networks*** plays a fundamental role in the success of this objective. The equivalent microwave networks allow to model the constituent sections and discontinuities of the waveguide cross-section in terms of equivalent transmission lines and lumped elements, respectively. This makes ***much easier to deal with the electromagnetic problem***, and to obtain the leaky-wave modal solutions. Once the

leaky-modes have been found, the analysis of the propagation and radiation characteristics can be used to *study many different physical phenomena* (radiation losses in discontinuities, cross-talk between adjacent circuits, Cerenkov & Smith-Purcell radiation, blind spots in phased arrays, optic grating couplers...). A summary of the applications of leaky-wave modes is made in Chapter 2 of this thesis. One of the main applications of leaky-wave modes is the analysis and design of a type of antennas, in which the radiation is primarily due to the excitation of a leaky-wave mode. These antennas are therefore called *leaky-wave antennas*, and exhibit interesting properties due to their non-resonant *traveling wave nature*, as high bandwidth, high directivity, frequency beam-scanning and high radiation efficiency. Moreover, a linear array of leaky-wave antennas can be used to obtain a two-dimensional phased-array, which has a much simpler structure and feeding network than conventional two-dimensional antennas arrays.

The objectives of this thesis can be divided in two different purposes. The first is to *develop an accurate microwave equivalent circuit to model the cross section of the proposed open transmission lines in hybrid waveguide-planar technology*. From this equivalent model, one must be capable to *find the constituent leaky-wave modes*, obtaining their *complex propagation constants*. Once the leaky-wave modes have been accurately obtained and their behavior and properties have been analyzed, the second objective is to *design leaky-wave antennas* based on the radiation from these leaky-modes.

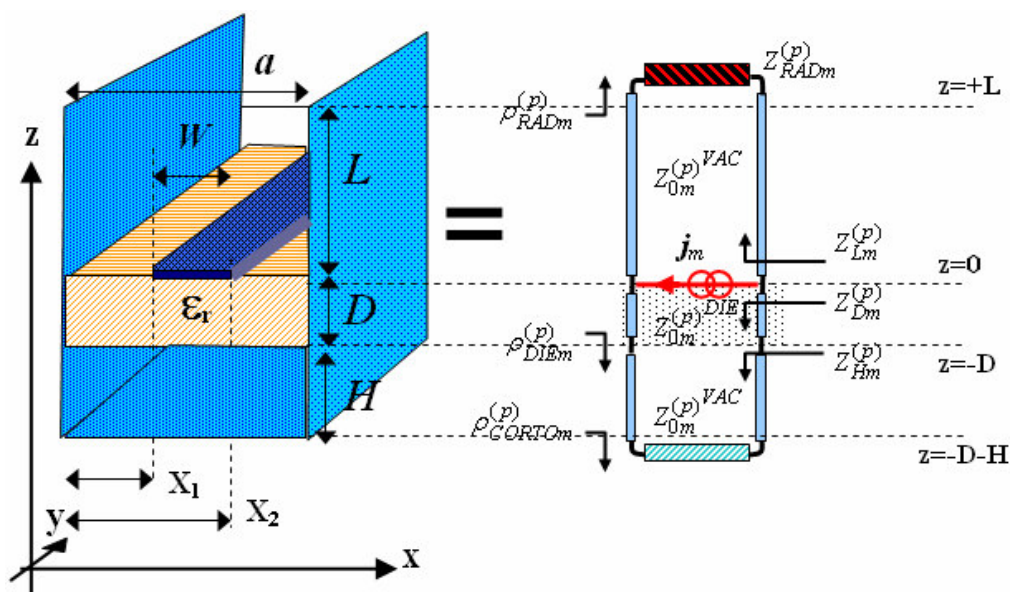


Figure 3- Novel Equivalent Network for Uniform Leaky-Wave Structure.

In Chapter 3 of this thesis, *an equivalent network is developed for the analysis of leaky-wave modes in uniform transmission lines based on the proposed hybrid technology*. An example for the case of a uniform microstrip circuit printed on a suspended dielectric slab is shown in figure 3. This equivalent network makes use of a set of *coupled transmission lines, which are completely original*. For the development of this model, the Greens' functions of the multilayered parallel-plate waveguide are obtained by expanding the fields in terms of a series of parallel-plate modes. An *EFIE/MFIE* (Electric/Magnetic Field Integral Equation) is expressed for the planar circuitry (strip or slot), and it is solved using the *Method of Moments* (Galerkin procedure). Entire domain basis functions are used to expand the electric/magnetic currents on the strip/slot uniform planar circuits.

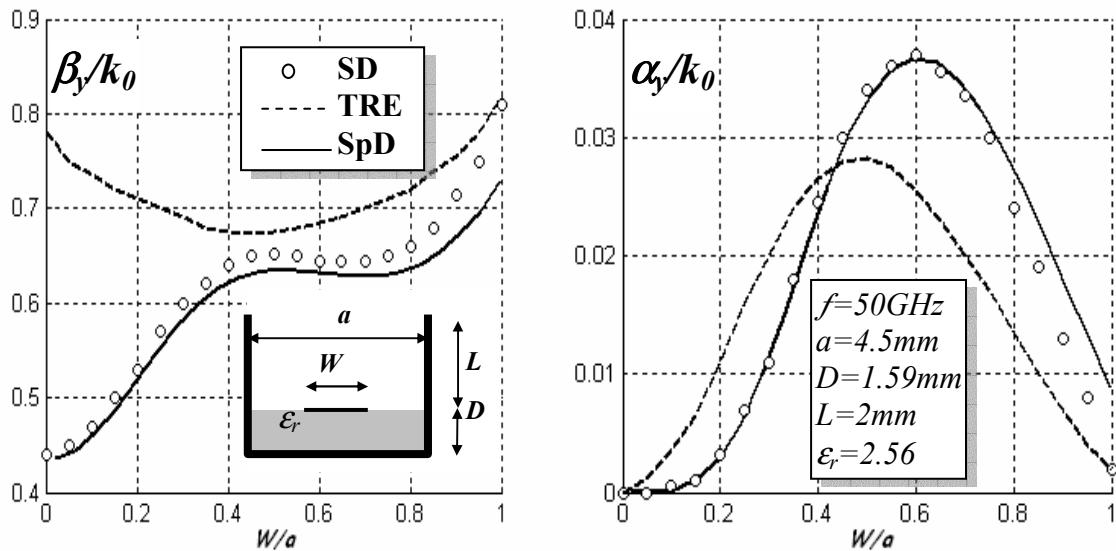


Figure 4- Validation of the Leaky-Mode Analysis Method.

This *analysis method has been validated by comparing with results published in the literature*, which were obtained with other analysis approaches. The analysis method developed in thesis allows to study the leaky-mode *without any geometrical restriction, for both the printed circuit and the aperture discontinuities*. Previous approaches were based on some approximations for the dimensions of these discontinuities, as the transverse resonance equation (TRE) technique. On the other hand, other published works dealt with totally open transmission lines (without lateral walls). In these cases, it is needed to work in the spectral domain (SD). The method



developed in this thesis can express the Greens functions in the space domain (SpD) due to the existence of the parallel-plates (which allow for a parallel-plate modes expansion). In this way, the complicated inverse Fourier integrals associated to the spectral domain techniques are avoided. Figure 4 shows comparisons for the dispersion curves of the first higher-order leaky-mode in a laterally shielded microstrip line.

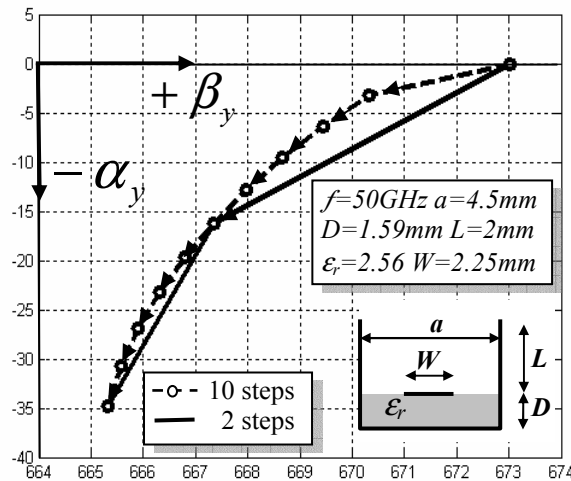


Figure 5- A Novel Iterative Algorithm has been developed for the Search of Complex Leaky-Modes Roots.

Moreover, another important advantage of the proposed method is its **high analytical nature**. All the computations are analytical, with exception of the **numerical search of the complex leaky-modes roots**. A **novel iterative search algorithm** has been conceived to assist in the complicated search of leaky-wave poles in the complex plane. Figure 5 illustrates this iterative process. Besides, the **decomposition of the electromagnetic fields in terms of parallel-plate modes** allows to explain some interesting features of leaky-wave modes (radiation purity, coupling between leaky-modes, cut-off region...) using a **totally original perspective**. This original point of view is based on the definition of the “discrete propagation and radiation parallel-plate modes spectra”, which are developed in Chapter 3 of this thesis.

Chapter 4 is focused on the study of the behavior of the leaky-wave modes which exist in the open transmission lines in hybrid technology. Particularly, the **TE<sub>10</sub> leaky-mode** is of special interest, since its **radiation can be controlled due to the asymmetry leakage mechanism**, illustrated in figure 6.

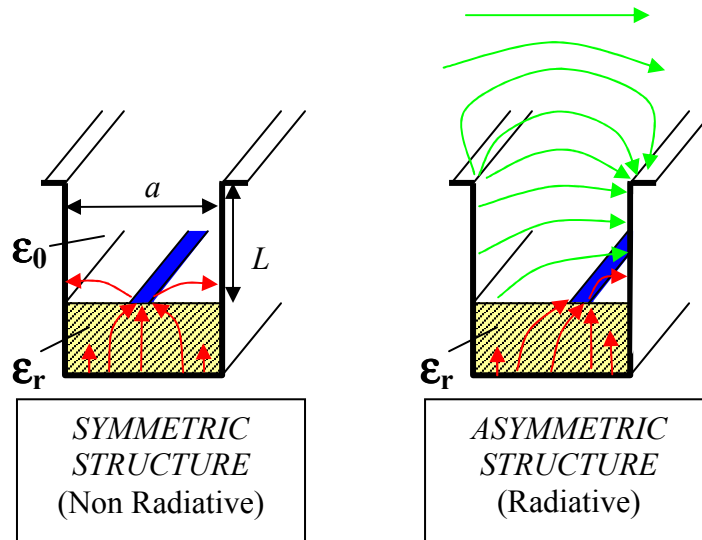


Figure 6- The Leaky-Wave Antennas Studied in this Thesis are Based on the Asymmetry Radiation Mechanism.

When the printed circuit is symmetrically located with respect to the parallel-plates, the  $TE_{10}$  mode is a bounded mode (also known as a *surface-wave*), providing no radiation. As the level of asymmetry is increased due to the printed-circuit, the  $TE_{10}$  mode is perturbed and it turns into a *leaky-wave mode*. In this way, one can control the leakage rate of the leaky-mode ( $\alpha_y$ ) by modifying the asymmetry level. This is of much importance since *a practical leaky-wave antenna must be tapered to reduce the sidelobes level*. The *leakage rate of the leaky-mode* ( $\alpha_y$ ) must be varied along the antenna length to synthesize a given *illumination function* at the antenna aperture. At the same time, the *phase constant* ( $\beta_y$ ) must be kept unchanged, so all the sections of the antenna radiate at the same *pointing direction*,  $\theta_m$  (the relation between  $\beta_y$  and  $\theta_m$  is  $\sin \theta_m = \beta_y / k_0$ ).

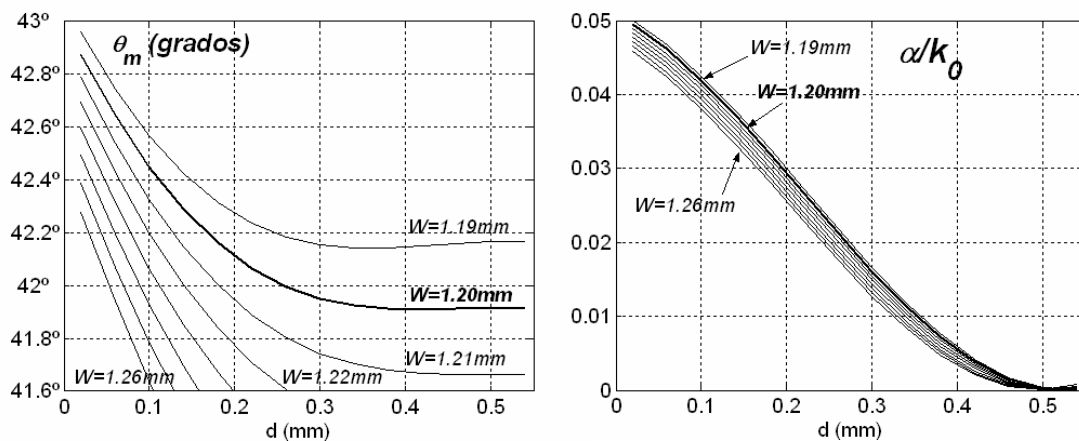


Figure 7- Dispersion Curves of  $TE_{10}$  leaky-mode.

Therefore, the design of a tapered leaky-wave antenna involves the study of the **dispersion curves of the leaky-mode** (variation of  $\beta_y$  and  $\alpha_y$  when the dimensions of the antenna cross section are modified), as the ones shown in figure 7. The designer must identify the way to alter  $\alpha_y$  along the antenna length in a specified fashion, while negligibly perturbing  $\beta_y$ . In chapter 4 of this thesis, a deep study is done to identify the best taper topology in the proposed hybrid technology. Figure 8 illustrates the differences between a non-tapered slot-circuit leaky-wave antenna, and its tapered counterpart.

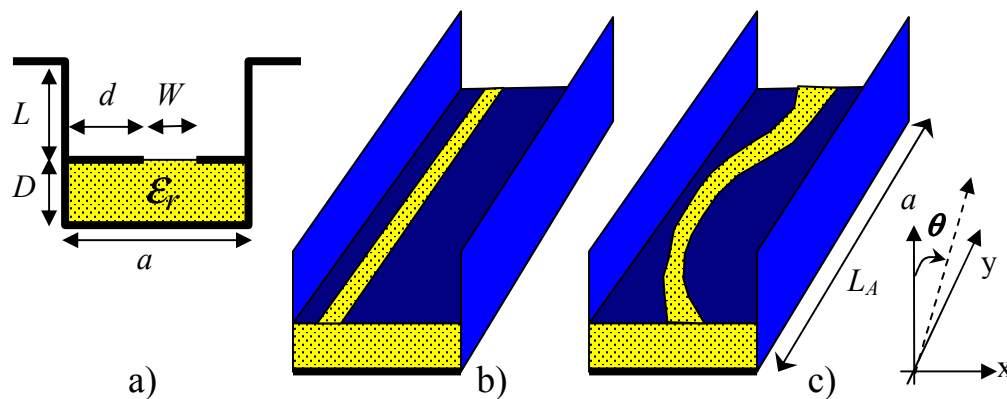


Figure 8- Slot LWA a) Cross-Section b) Non Tapered Antenna c) Tapered Antenna.

As a result, different **novel uniform tapered leaky-wave antennas are designed** in chapter 4, using slot and strip circuits as shown in figure 9. Different designs are performed at **microwave (5GHz)** and **millimeter-wave frequencies (50GHz)**. **The proposed technology has some important advantages** when compared with previously studied tapered leaky-wave antennas. Firstly, the proposed technology allows for **a more flexible design**. This is due to the fact that **the printed circuit is the only responsible for the control of the illumination**, and therefore the sidelobes distribution. The dielectric guide determined the range of frequencies of operation. Therefore, one can design a set of antennas, all of them sharing **the same waveguiding structure**, and lately **adding different printed circuits**. This is much more flexible than changing the whole antenna structure. In addition, the **fabrication costs are reduced**, since standard **photolithographic processes** can be used to manufacture the different **planar circuit masks** to conform a given electrical specification. In previous technologies, the robust waveguide dimensions had to be tapered along the antenna length, introducing expensive mechanizing processes. This can be critical at high frequencies, which are much more sensitive to fabrication tolerances.

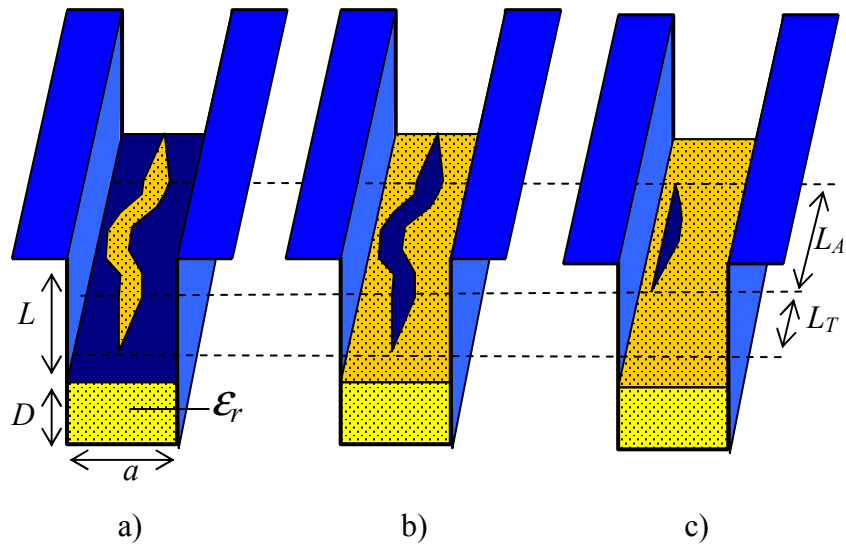


Figure 9- Novel Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Technology.

*The designs have been validated by comparing with HFSS analysis.* HFSS is a three-dimensional full-wave electromagnetic solver, which allows to analyze a high variety of structures without geometrical restrictions. However, the computational cost is much higher than the one needed by the method developed in this thesis, which is specifically conceived for this particular type of electromagnetic structures. ***Our results and the ones obtained with HFSS analysis are in very good agreement***, as it is illustrated in figure 10. It is also illustrated in this figure how the sidelobes level is decreased from  $-13\text{dB}$  to  $-20\text{dB}$  when the tapering is applied to the antenna.

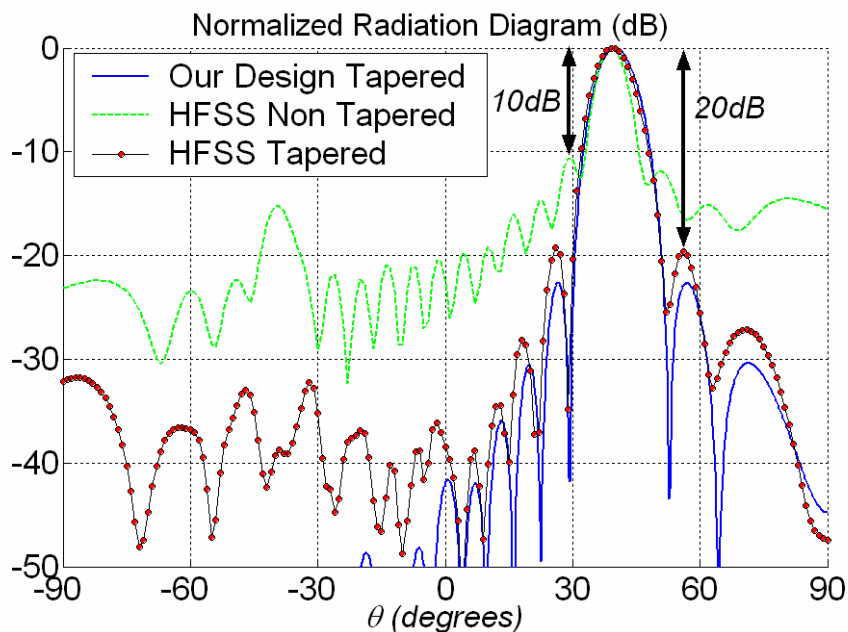


Figure 10- The Designs were validated with HFSS.

The antennas designed in this thesis are *based on the radiation of the  $TE_{10}$  leaky-wave mode*. The aperture illumination created by this leaky-mode can be tapered using the aforementioned asymmetry mechanism. Our analysis method assumes that *this leaky-wave mode has been correctly excited by a proper feeding*, and it is the only radiating source in the antenna. A rectangular waveguide port, excited by its main  $TE_{10}$  bounded mode, has been used to model the feeding mechanism, as illustrated in the inset of figure 11. The  $TE_{10}$  mode of the closed waveguide transforms into the  $TE_{10}$  leaky-mode when the waveguide is perturbed by the slot printed-circuit. The leaky-mode travels along the antenna length  $L_A$ , creating the desired aperture illumination. Figure 11 shows the  $-20dB$  sidelobes level radiation pattern created by a triangular illumination, pointing at  $\theta_m=36^\circ$ , with  $L_A=10\lambda_0$  at 5.5GHz.

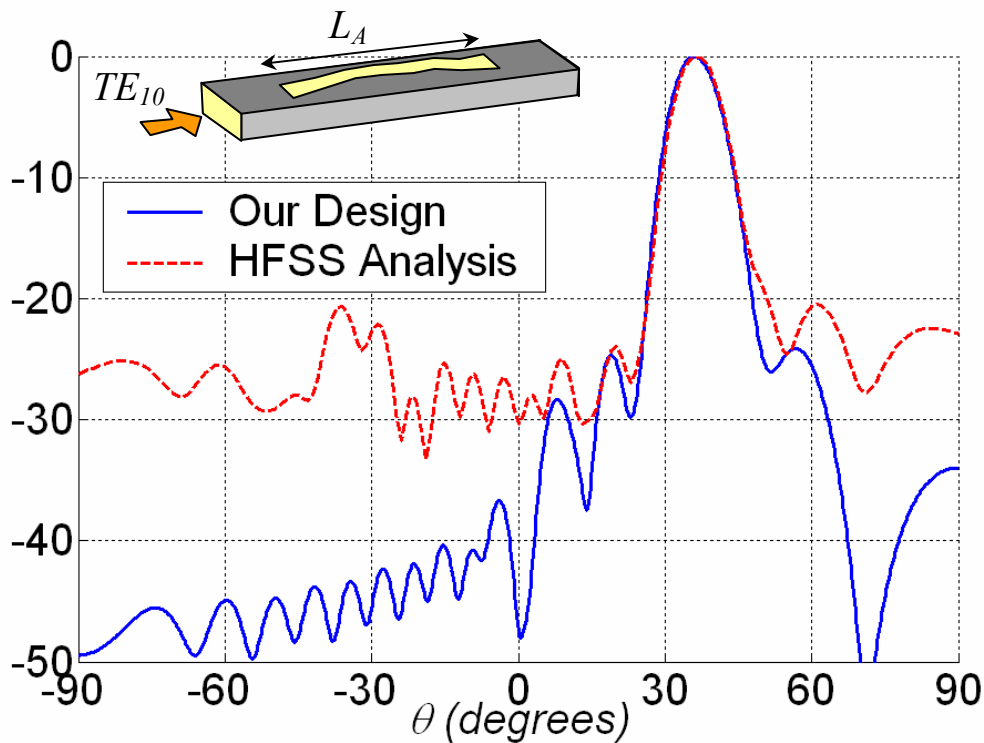


Figure 11- Results for a Tapered LWA without Feeding Transition.

The results obtained by HFSS are in good agreement (pointing direction, beamwidth, sidelobes level) with the ones predicted by the method developed in this thesis. However, a high-level radiated beam appears in the complementary direction of the main beam ( $\theta=-\theta_m=-36^\circ$ ). This *undesired beam is due to the reflected leaky-wave which is created at the end of the antenna*, and it spoils the tapered illumination.

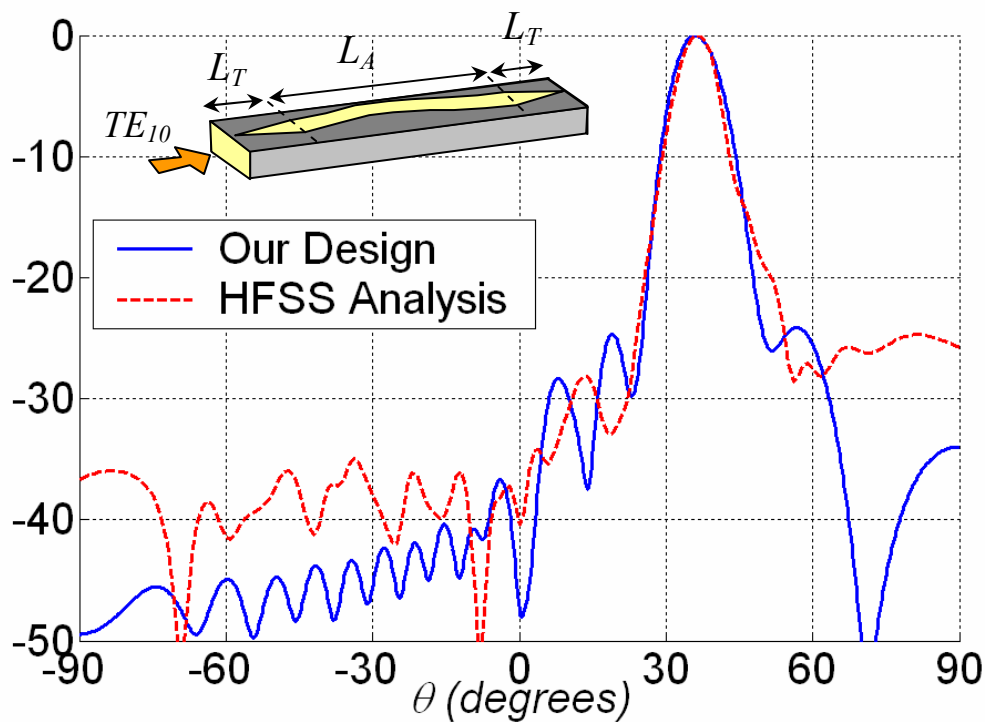


Figure 12- Results for a Tapered LWA with Feeding Transition.

To reduced this reflection, a **feeding transition of length  $L_T = \lambda_0$  can be used**, as illustrated in the inset of figure 12. In this way, the  $TE_{10}$  mode sees a smooth transition from the closed to the open waveguide, **avoiding reflections due to discontinuities**. The results shown in figure 12 show how the reflected beam has decreased with the feeding transition. In this situation, the results obtained with HFSS are much more similar to those predicted by the analysis tool developed in this thesis, since **the progressive leaky-wave is the only source of radiation** present in the actual antenna.

Besides, the feeding transitions improve the mismatch losses of these antennas. Figure 13 shows the S-parameters obtained from HFSS. It can be seen how the reflection coefficient  $S_{11}$  at 5.5GHz decreases from -12dB to -30dB when the transition is added. It can also be checked in both cases that the antenna efficiency is about 90% at the design frequency of 5.5GHz ( $S_{21} \approx 10dB$ ). This result is also in accordance with the electrical specifications predicted by the LWA analysis approach developed in this thesis.

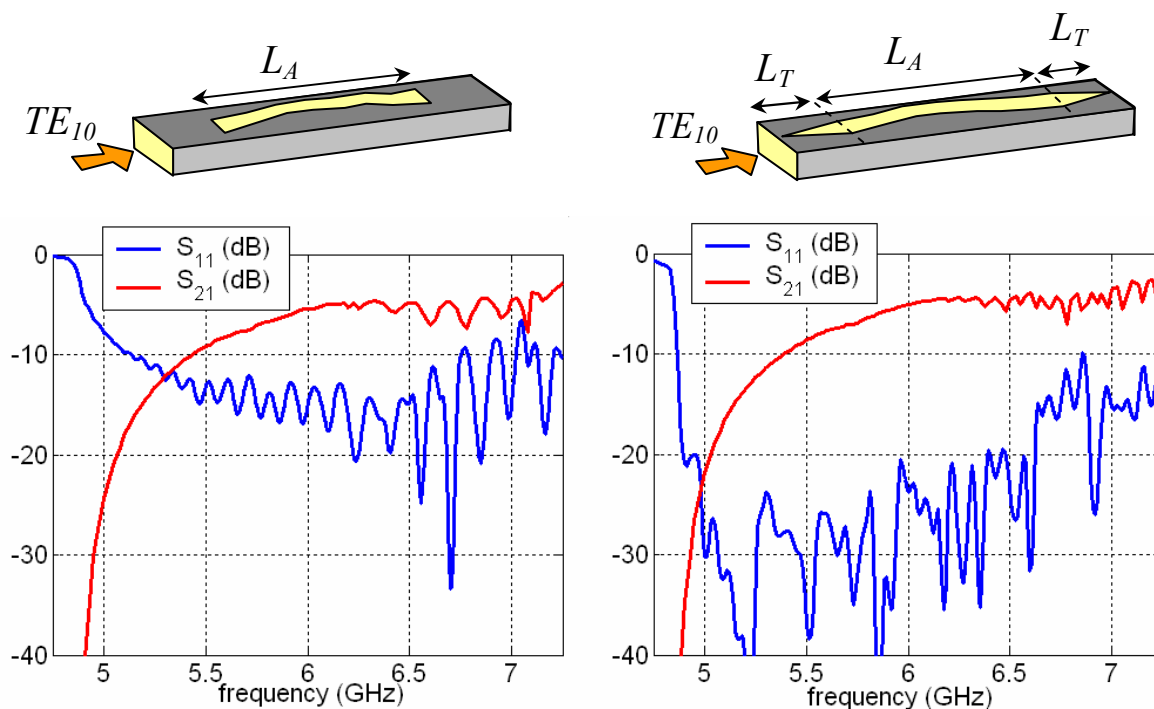


Figure 13- S-parameters obtained with HFSS.

A real feeding mechanism has also been designed in this thesis. It is **based on a coaxial probe and a tuning screw**, as shown in figure 14. The dimensions of the probe and the tuning screw were optimized to maximize the operation bandwidth and minimize the reflections.

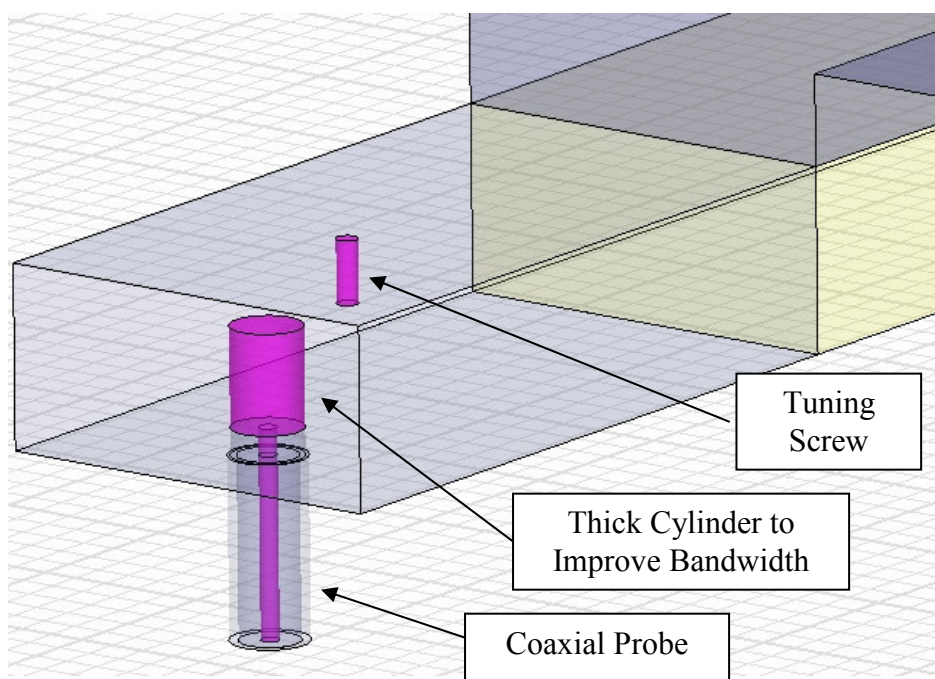


Figure 14- Coaxial Feeding to Excite the  $TE_{10}$  leaky-wave mode.

As it is shown in figure 15, the coaxial feeding can properly excite the  $TE_{10}$  mode of the closed waveguide, which will transform into the  $TE_{10}$  leaky-mode of the open radiating waveguide. A good input matching (below  $-15dB$ ) is obtained from  $5GHz$  to  $6.5GHz$ .

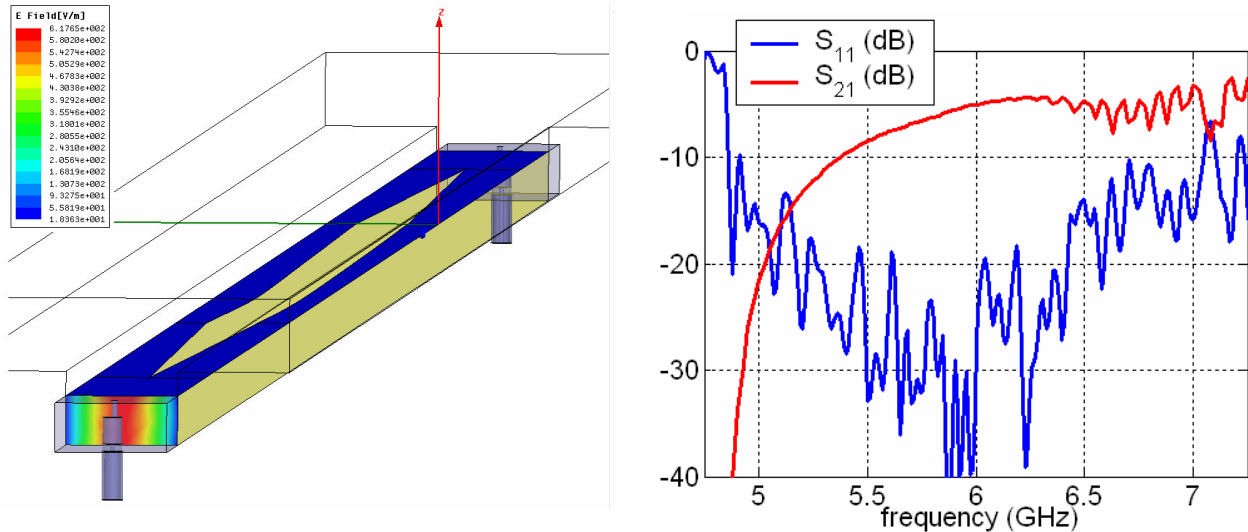


Figure 15- Results obtained with HFSS for the Coaxial Feeding.

All previous results were obtained for the slot-circuit LWA. In chapter 4 of this thesis, also *a completely original LWA based on a NRD (Non Radiative Dielectric) guide and a printed strip-circuit is designed*. This antenna is better suited to work at millimeter frequencies than the slot-circuit LWA, since it makes use of an image NRD guide instead of a closed waveguide. The results for this antenna operating at  $6.5GHz$  are shown in figure 16.

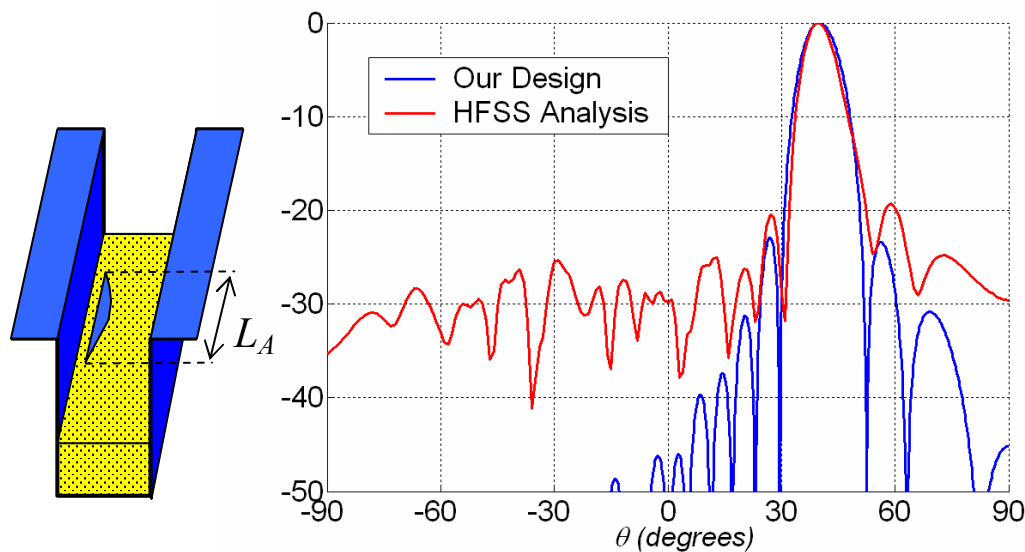


Figure 16- Results obtained for the Novel NRD-strip LWA.



Finally, it must be mentioned that *all these designs are scalable to higher frequencies* by only reducing the dielectric guide dimensions (or increasing the substrate relative permittivity,  $\epsilon_r$ ). Once the *dielectric guide dimensions have been selected to operate at a certain frequency band*, the *printed circuit dimensions must be designed to taper the antenna illumination in a specified fashion*. Different illumination functions (cosine, triangular, squared cosine, tailor...) can be obtained by perturbing the dielectric guide with the appropriate printed planar-circuit. It can be said that *the dielectric guide is the host guide which propagates the  $TE_{10}$  mode, which is perturbed by the printed-circuit to make it radiate in a specified fashion*. Figure 17-a shows the results obtained for a cosine illuminated slot-circuit antenna working in the millimeter-wave band (50GHz), with  $L_A=10\lambda_0$ .

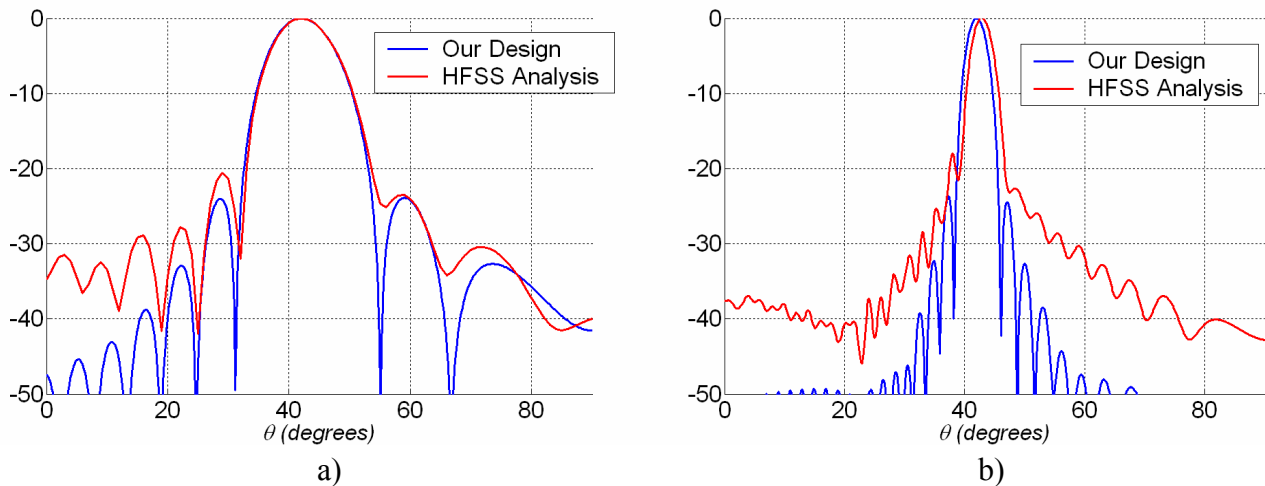


Figure 17- Results obtained for LWA at 50GHz with  $L_A=10\lambda_0$  and  $L_A=30\lambda_0$ .

To *increase the gain of the antenna* (decrease beamwidth), a longer effective radiating aperture must be synthesized by *decreasing the leakage rate and increasing the antenna length  $L_A$* . Figure 17-b shows the results obtained for a cosine illuminated antenna radiating at 50GHz with  $L_A=30\lambda_0$ . As previously commented, the leaky-wave antennas proposed in this thesis allow for *high flexibility in the designs*, being *capable to synthesize any electrical response* (pointing direction, beamwidth, sidelobes distribution) *at any operating frequency*. In addition, it must be again highlighted that *the tapering mechanism is much easier and cheaper than in other proposed technologies*, since it is based on the *printed circuit dimensions*.

Chapter 4 also makes a *totally original study on the suspended leaky-wave antenna configuration*, shown in figure 18. This original configuration has shown to improve the frequency response of the dielectric leaky-wave antennas. The main advantage is that *the beamwidth can be maintained nearly unchanged in a certain frequency band*. This makes possible to radiate at different directions with the same beamwidth. This is not possible in conventional dielectric leaky-wave antennas. The substrate-superstrate configuration was proposed in previous works to improve the gain of printed circuit antennas, as the multilayered patch antenna shown in the top-left of figure 18. In chapter 4, *this high-gain resonance condition has been applied for the first time to a dielectric leaky-wave antenna*.

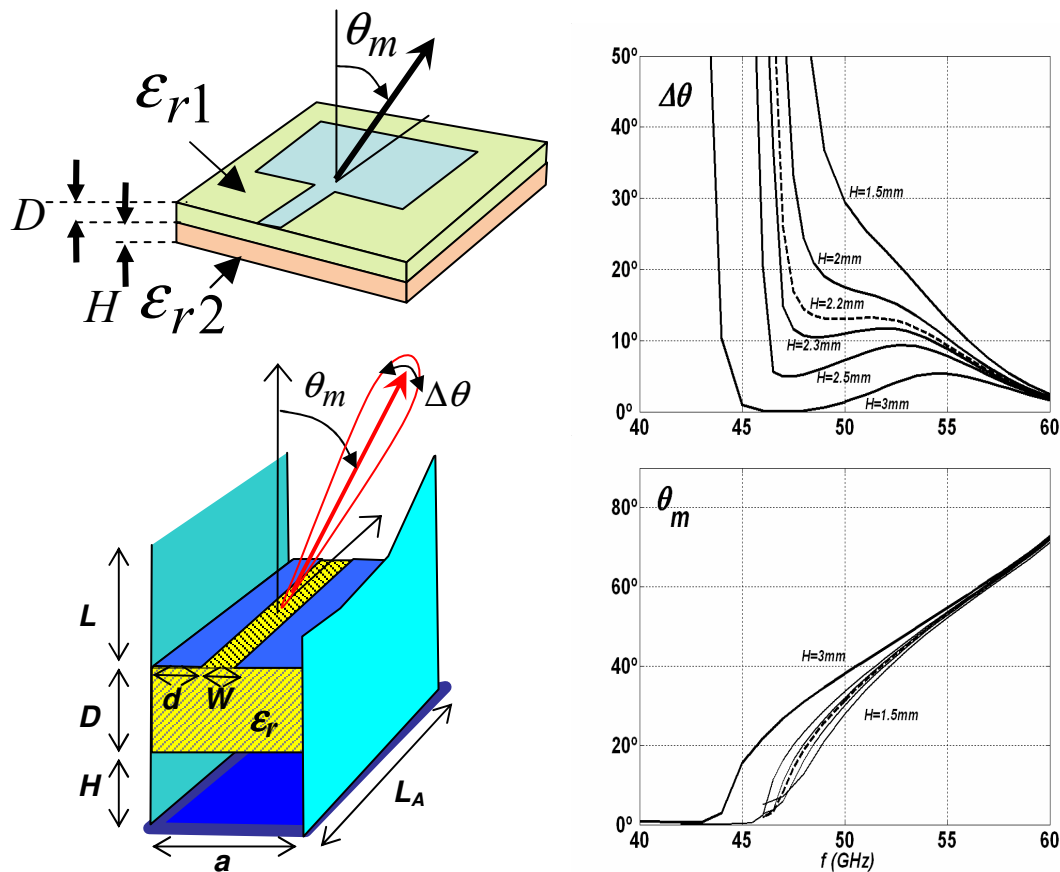


Figure 18- The Novel Suspended Leaky-Wave Antenna working in the High-Gain Resonance Condition.

The working mechanism of uniform leaky-wave antennas in hybrid technology has been completely studied in chapter 4 of this thesis. As a summary, figure 19 illustrated *the function of each part of these antennas*.

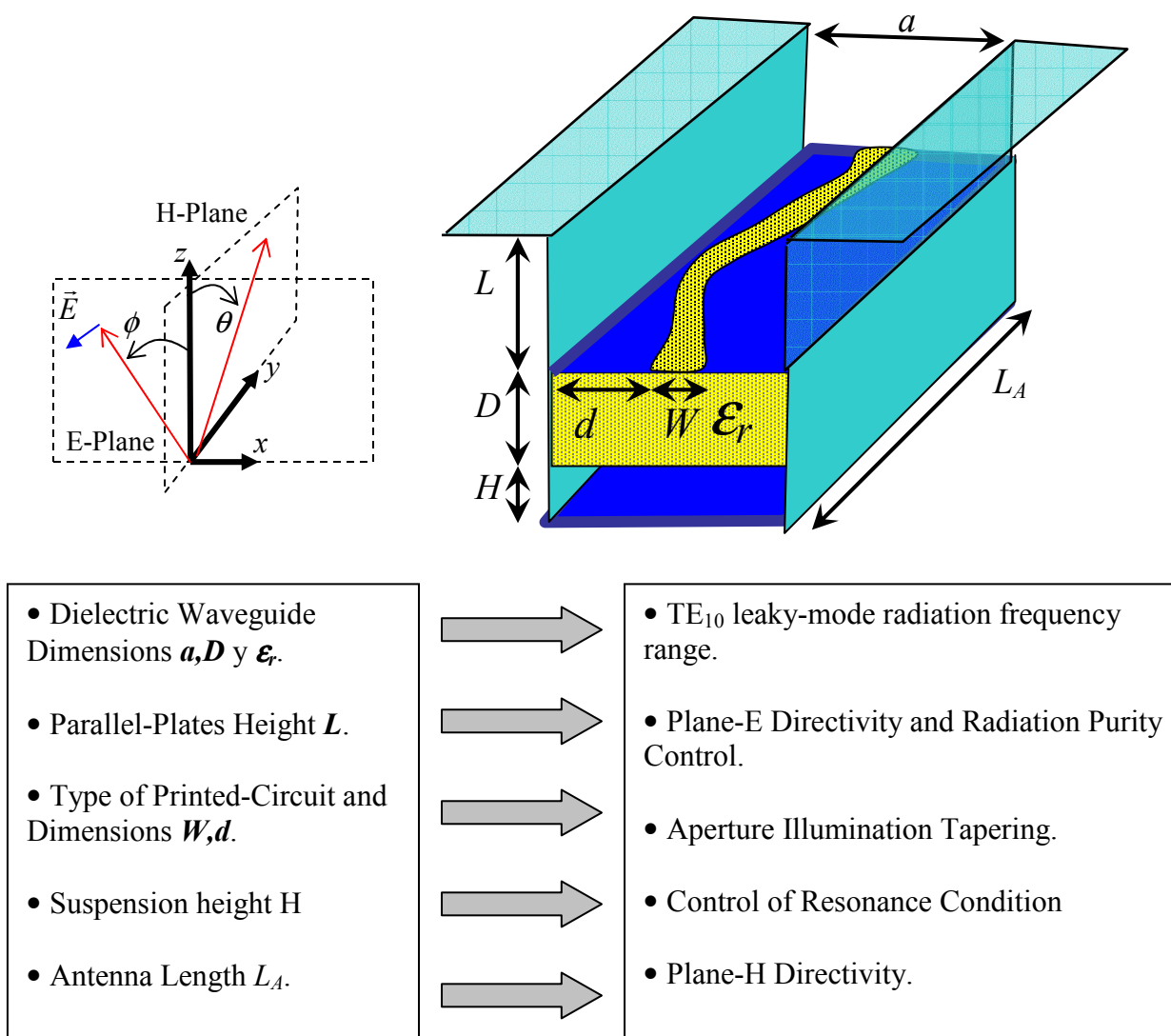


Figure 19- Function of each Part of the Uniform Leaky-Wave Antenna in Hybrid Dielectric-Guide Printed-Circuit Technology.

Chapter 5 is devoted to the *analysis and design of periodic leaky-wave antennas*, based on the proposed hybrid technology. A scheme of the type of periodic antennas studied in this thesis is shown in figure 20. Periodic leaky-wave antennas in different technologies (microstrip, dielectric grating, dielectric slab loaded with a periodic set of printed lines...) have been analyzed in previous works. A periodic leaky-wave antenna which makes use of a dielectric inset waveguide surrounded by parallel plates and loaded with transverse strips was proposed by Marco Guglielmi in 1991. This antenna is shown in figure 20-a, and it has been improved with the new designs shown in figure 20-b and 20-c, as it will be explained in this summary.

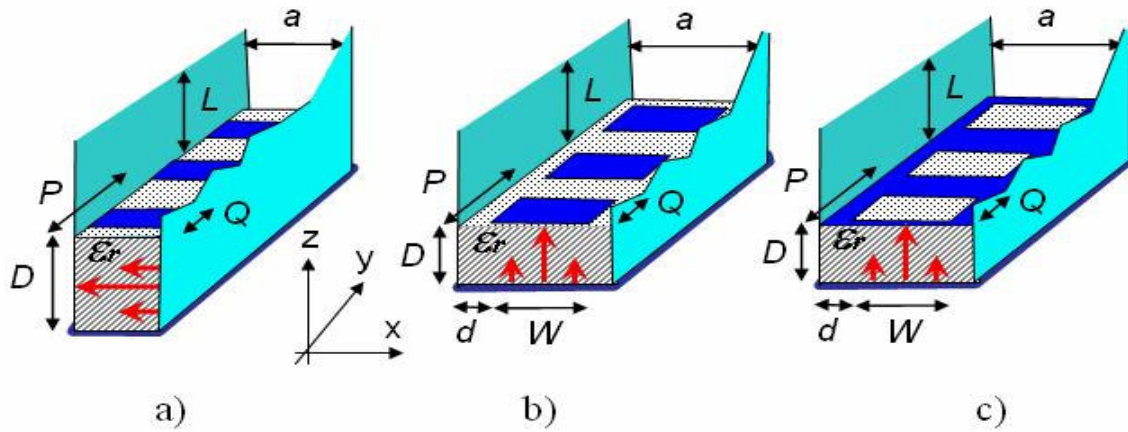


Figure 20- Periodic Leaky-Wave Antennas in Hybrid Dielectric-Guide Printed-Circuit Technology.

To study this type of antennas, *the analysis method developed in chapter 3 of this thesis for uniform LWA has been extended in chapter 5, for the case in which the printed circuits are periodic*. Basically, the Green's functions have been obtained by *expanding the fields as a contribution of parallel-plate modes in the transverse x-direction, and a series of Floquet modes (also known as space-harmonics) in the longitudinal y-direction*. The scheme of the unit cell is shown in figure 21 for the case of a periodic strip printed on the top side of the dielectric guide. The *EFIE/MFIE* on the printed circuit discontinuity is solved using the Method of Moments (*MoM*). In figure 21-a the currents obtained from the *MoM* are plotted, and compared with the currents induced from the magnetic fields discontinuities ( $\vec{J} = (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) \times \hat{z}$ ), which are shown in figure 21-b. Excellent agreement is obtained, checking the correctness of the boundaries conditions imposed by the periodic discontinuity.

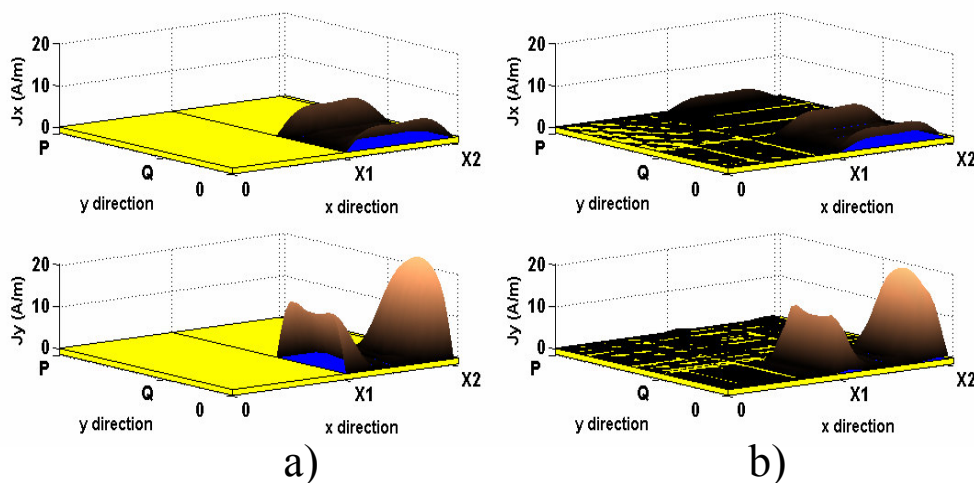


Figure 21- Currents on a Periodic Strip.

Figure 22 shows the electric field components behavior at the level of the periodic strip (interface dielectric guide-air). It is shown in figure 22-a that the fields satisfy the boundary conditions created by the discontinuities in the transverse x-direction. In figure 22-b, it is shown the periodic behavior in the longitudinal y-direction. The fields amplitude decay in the longitudinal direction due to the leakage losses of the leaky-wave.

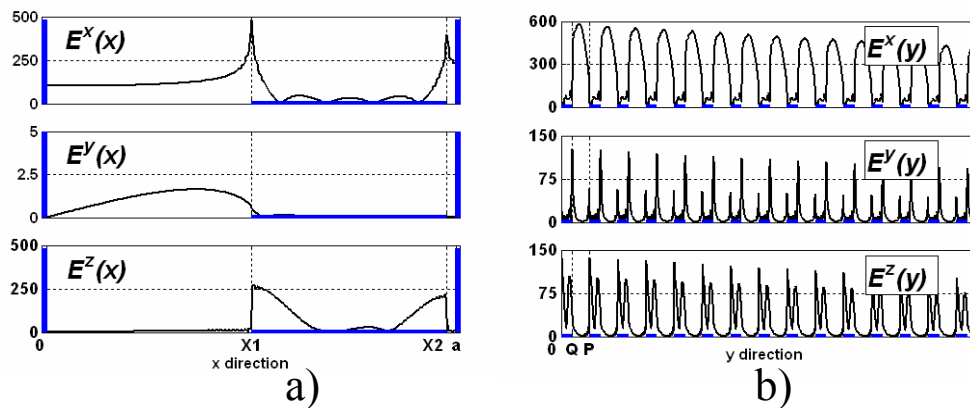


Figure 22- Checking the Behavior of the Electric Field in the Periodic Printed Circuit.

The *analysis method was validated by comparing the results for the leaky-wave antenna studied by Marco Guglielmi* (figure 20-a). As previously commented, this is the only periodic LWA in hybrid technology studied in past works. However, the analysis method developed for the study of this antenna only dealt with periodic discontinuities in the longitudinal y-direction. As it can be seen in figure 20-a, the strips filled the full width of the parallel plates in the dielectric inset antenna studied by Guglielmi. Therefore, *the method developed in this thesis is the first one applied to the analysis of two-dimensional periodic printed-circuit discontinuities surrounded by parallel-plates*. Nevertheless, the proposed method can also analyze the one-dimensional periodic antenna shown in figure 20-a, in order to compare our results with those obtained by Guglielmi. As it can be seen in figure 23, *excellent agreement is shown between the two analysis methods*.

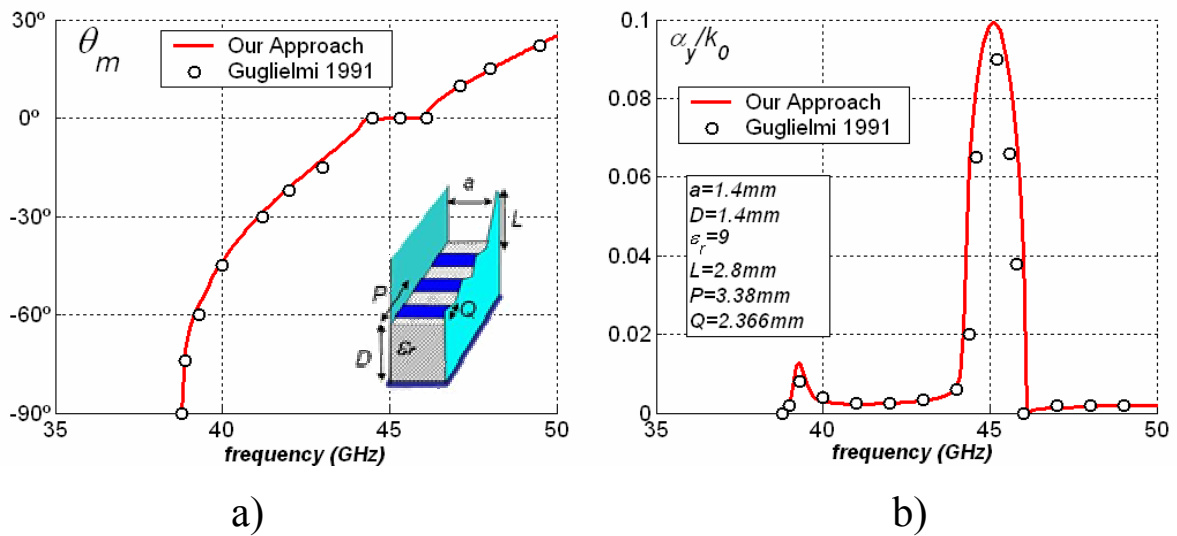


Figure 23- Comparisons of Results for the Dielectric Inset Periodic LWA.

As it can be seen in figure 23-a, the pointing direction  $\theta_m$  can be scanned from negative to positive angles, as the frequency is increased. This is one characteristic of periodic leaky-wave antennas. When the structure is periodic, the set of higher order space-harmonics appear in addition to the main harmonic of the waveguide. By selecting the  $m_y=-1$  space-harmonic, one can obtain negative radiating angles. In this way, **backward to forward frequency-scanning response** is obtained in this type of antennas, as it is illustrated in figure 24.

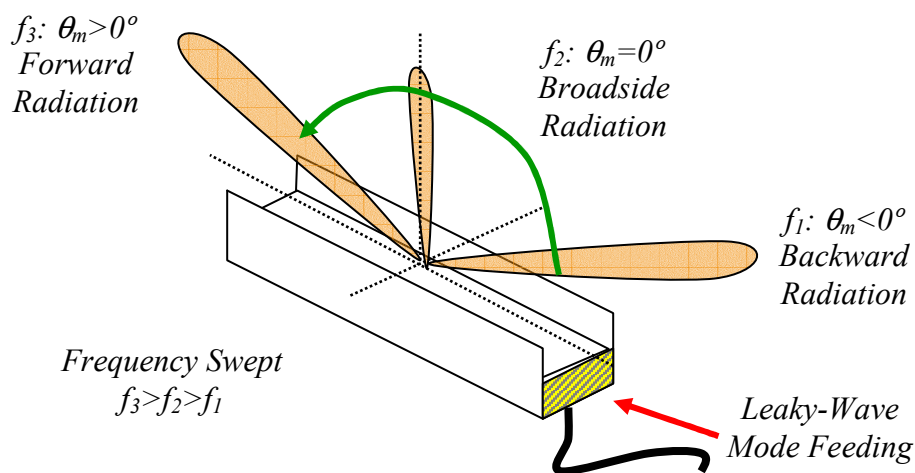


Figure 24- Backward to Forward Frequency-Scanning Response in Periodic Leaky-Wave Antennas.

It can also be seen in figure 23 the *appearance of spectral bandgaps* in periodic leaky-wave antennas. At certain frequency bands, the leaky-mode cannot propagate nor radiate, due to a reactive response of the antenna, which reflects all the energy back to the source. Particularly, there is one *bandgap associated to the broadside pointing frequency*, as it can be seen in figure 23. To control the prohibited bandwidth, one must vary the longitudinal dimensions of the periodic printed circuit, as it is shown in figure 25 for the case of the dielectric LWA studied by Guglielmi. *The periodic slot length,  $Q$ , is varied to find the optimum value which minimizes the stopband.*

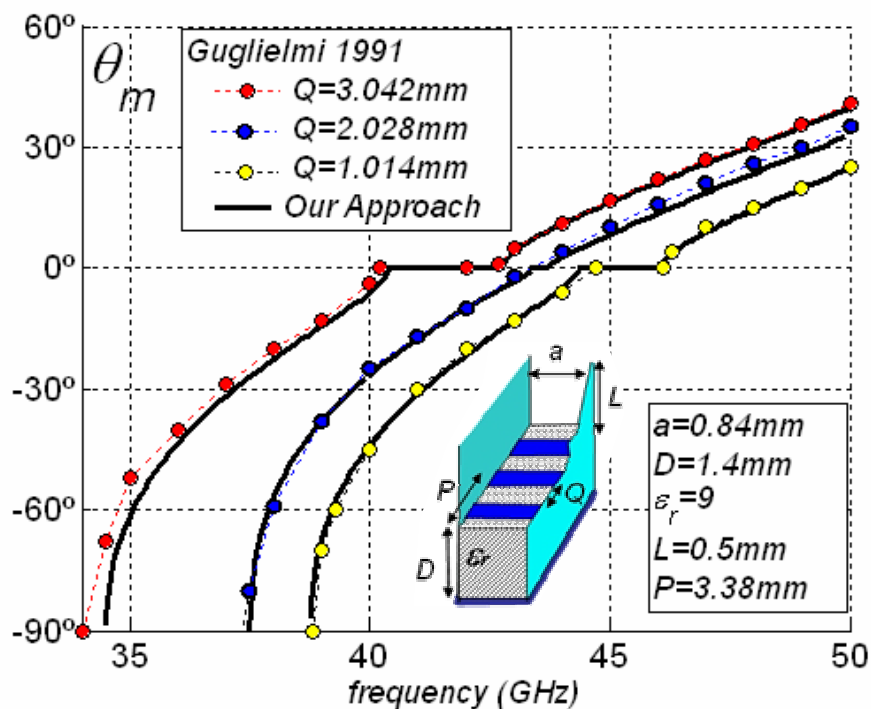


Figure 25- Bandgap Control in Dielectric Inset Periodic LWA.

On the other hand, the antenna must be capable to vary  $\alpha_y$  without affecting to  $\theta_m$  in order to *taper the antenna aperture illumination*, as it was discussed for the case of uniform LWA. Figure 26 shows the tapering mechanism proposed in the dielectric inset periodic LWA. As it can be seen in figure 26-b, the slot length  $Q$  allows to vary  $\alpha_y$  from zero to a maximum reachable value. However, this tapering mechanism has two important disadvantages. The first is that the pointing direction  $\theta_m$  is greatly affected, as it can be seen in figure 26-a. The second is that this tapering mechanism is the same used to control the stopband width.

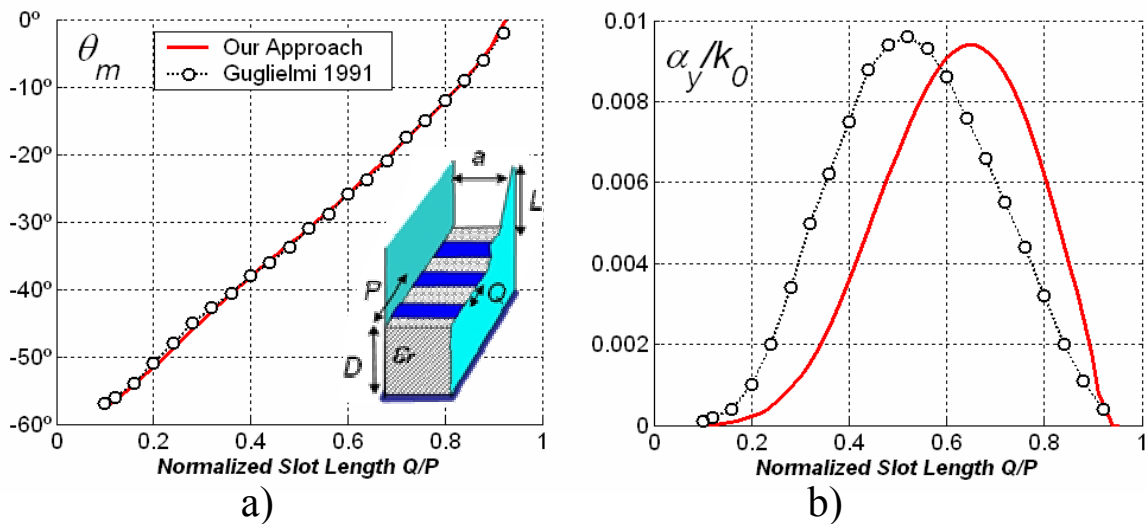


Figure 26- Illumination Tapering Mechanism in Dielectric Inset Periodic LWA .

In chapter 5 of this thesis, *a completely original periodic leaky-wave antenna is proposed*. This antenna is *capable to improve the electrical features of the dielectric inset periodic LWA*. The scheme of this antenna is shown in figure 27-a and 27-b. Its geometry is quite similar to the dielectric inset LWA, shown in figure 27-c, but its working mechanism is totally different from the one used in the dielectric inset LWA. First of all, the novel periodic LWA *is based on radiation from the  $TE_{10}$  leaky-mode*, and not the  $TE_{01}$  leaky-mode used in the dielectric inset LWA. As it was demonstrated for uniform LWA, the  $TE_{10}$  mode is bounded if the printed circuit is symmetrically located with respect to the parallel plates, as it is shown in figure 27-a. *Radiation from the  $TE_{10}$  mode is induced when the periodic printed-circuit is asymmetrically located*, as illustrated in figure 27-b. In the dielectric inset LWA, radiation is not caused by asymmetry, since the  $TE_{01}$  mode is leaky in any case, as it is illustrated in figure 27-c.

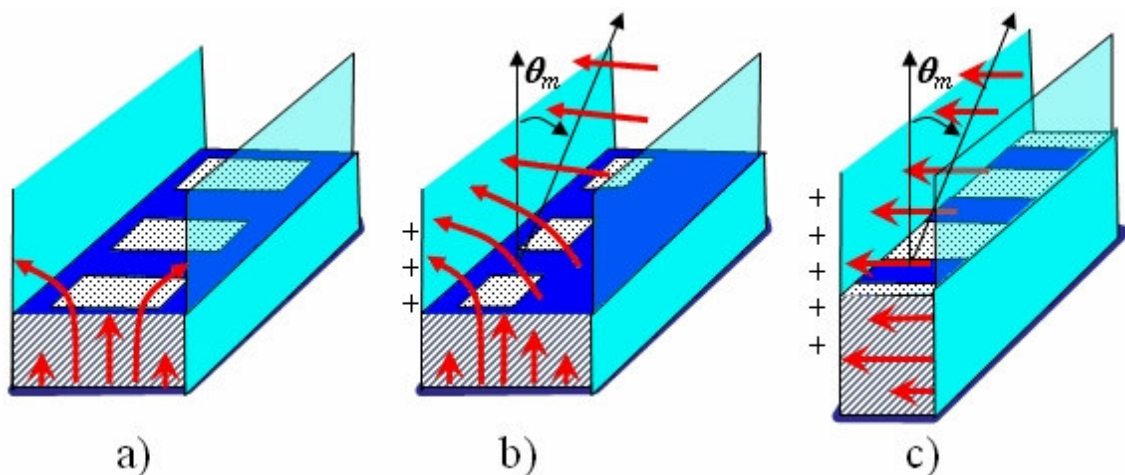


Figure 27- Asymmetry Radiation Mechanism in the Novel Periodic LWA.



The new antenna allows to control the stopband width in the same way that in the case of the dielectric inset LWA, as it is illustrated in figure 28. By modifying the longitudinal dimension of the slot ( $Q$ ), the bandgap can be minimized.

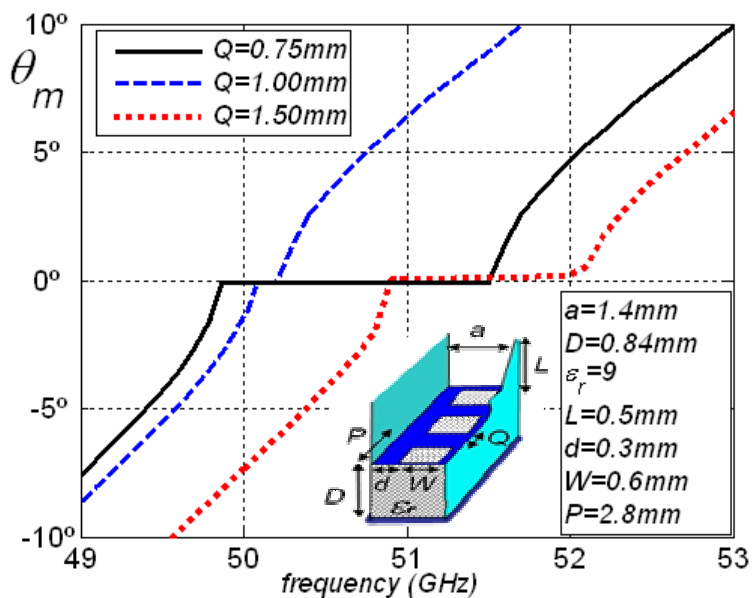


Figure 28- Bandgap Control in the Novel Periodic LWA.

In this way, a *smooth frequency-scanning response from backward to forward* can be obtained, as it is shown in figure 29.

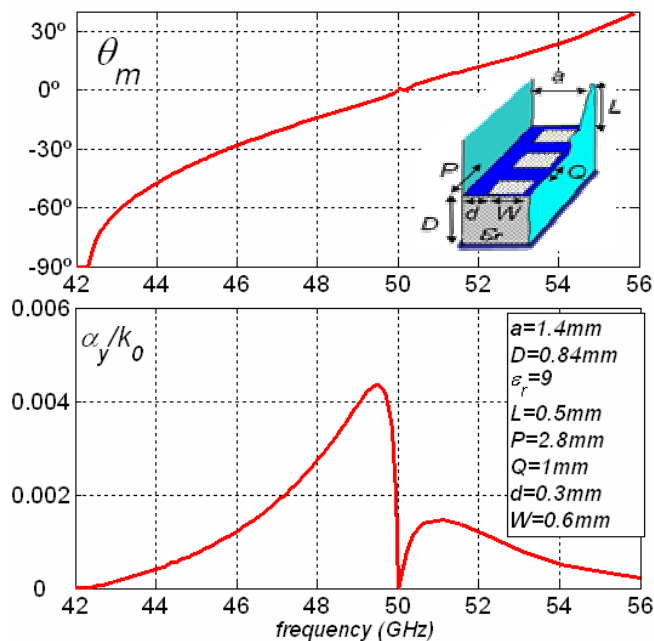


Figure 29- Backward to Forward Frequency-Scanning Response in the Novel Periodic Leaky-Wave Antenna

On the other hand, the *illumination can be controlled independently, by modifying the transverse dimensions of the periodic printed circuit*. As an example, the variation of the pointing direction ( $\theta_m$ ) and the normalized leakage rate ( $\alpha_y/k_0$ ) for the novel periodic LWA are shown in figure 30. This leakage control is *based on the asymmetry radiation mechanism*.

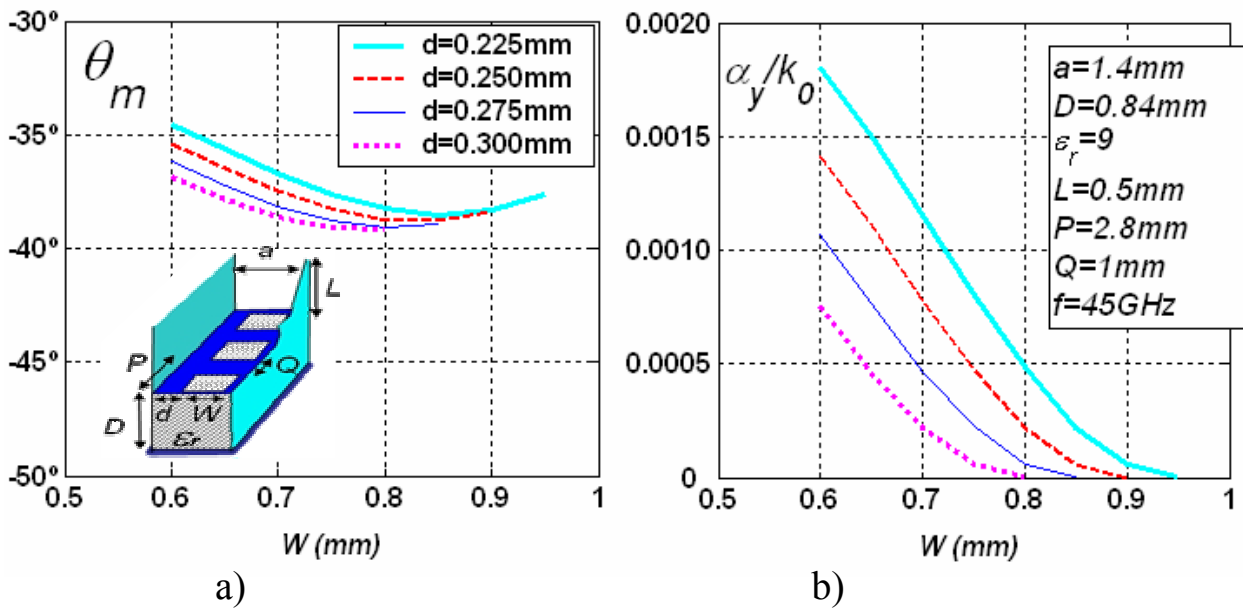


Figure 30- Illumination Tapering Mechanism in the Novel Periodic LWA .

As previously commented, this mechanism introduces *two main advantages* when compared to the conventional slot-length based tapering control (illustrated in figure 26). The first is that the *bandgap and the tapering are controlled in independent ways*, using respectively the *longitudinal and the transverse dimensions* of the periodic printed-circuit. The second advantage is that *the asymmetry tapering mechanism introduces a lower variation in the pointing angle* than in the case of the dielectric inset antenna tapering procedure (it can be seen in figure 30-a that  $\theta_m$  varies 5°, while in the case of the dielectric inset LWA the variation of  $\theta_m$  is around 30°, see figure 26-a). However, a *disadvantage of the novel periodic LWA is that the maximum reachable leakage rate is 10 times lower than in the case of the dielectric inset LWA* ( $\alpha_y/k_0$  reaches 0.0015 in the case of the novel antenna, see figure 30-b, while the dielectric inset LWA allows for values of  $\alpha_y/k_0$  near 0.01, see figure 26-b).

To *validate the leaky-wave mode analysis* performed for the proposed periodic structure, *HFSS simulations have been performed*. Figure 31 shows the normalized radiation diagram obtained for the novel antenna (with  $L_A=10\lambda_0$ ) working at 45GHz, without tapering. It can be seen that the pointing direction, beamwidth and sidelobes level are *in very good agreement* between the two electromagnetic analysis approaches. The antenna is pointing in the backward region ( $\theta_m=-38^\circ$ ), and has  $-13dB$  sidelobes level due to the *non-tapered exponential illumination*. It can be seen the layout of the non-tapered antenna (uniform dimensions of the periodic printed-circuit) in the inset of figure 31.

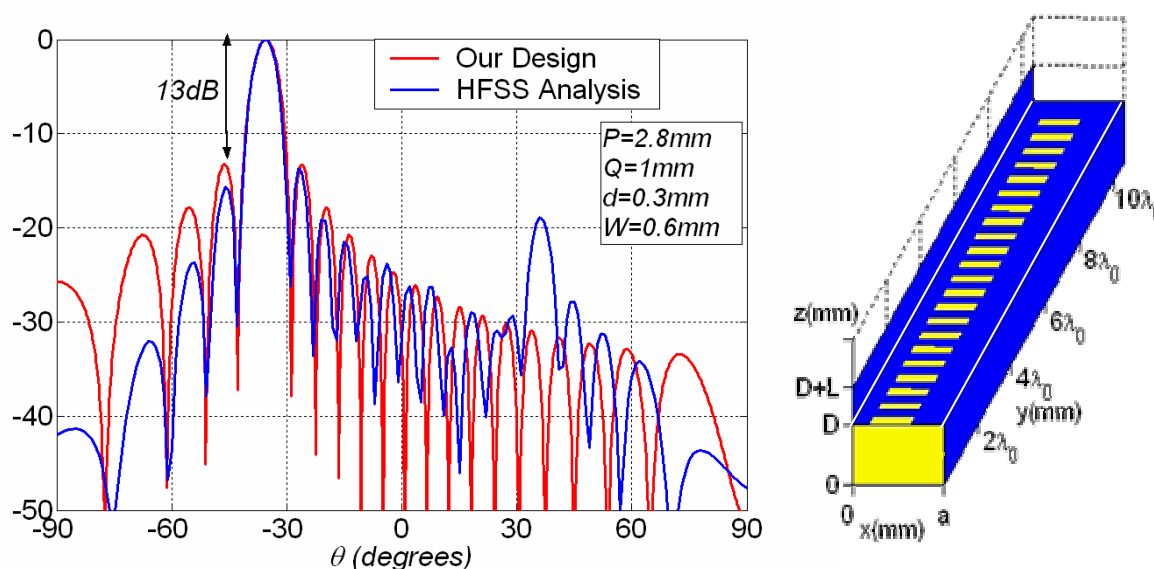


Figure 31- Comparisons for a Non-Tapered Design using the Novel Periodic LWA.

Using the dispersion curves obtained for the  $m_y=-1$  space-harmonic of the TE<sub>10</sub> leaky-wave (figure 30), a *tapered periodic LWA can be designed*. Figure 32 shows the contour line which determines the appropriate dimensions to keep  $\theta_m$  constant at  $-38^\circ$  and vary  $\alpha_y/k_0$  as much as possible. Using this information, a cosine-tapered antenna is designed, as shown in figure 32. Again, very good agreement is shown between the results based on the leaky-mode analysis technique developed in this thesis and those results obtained from HFSS 3D electromagnetic analysis. Particularly, it can be seen the sidelobes level reduction from  $-13dB$  to  $-23dB$ . Also, it can be seen a lobe in the complementary direction of the main lobe ( $\theta=-\theta_m=+38^\circ$ ), due to the reflected backward leaky-wave created in the discontinuity at the end of the antenna.

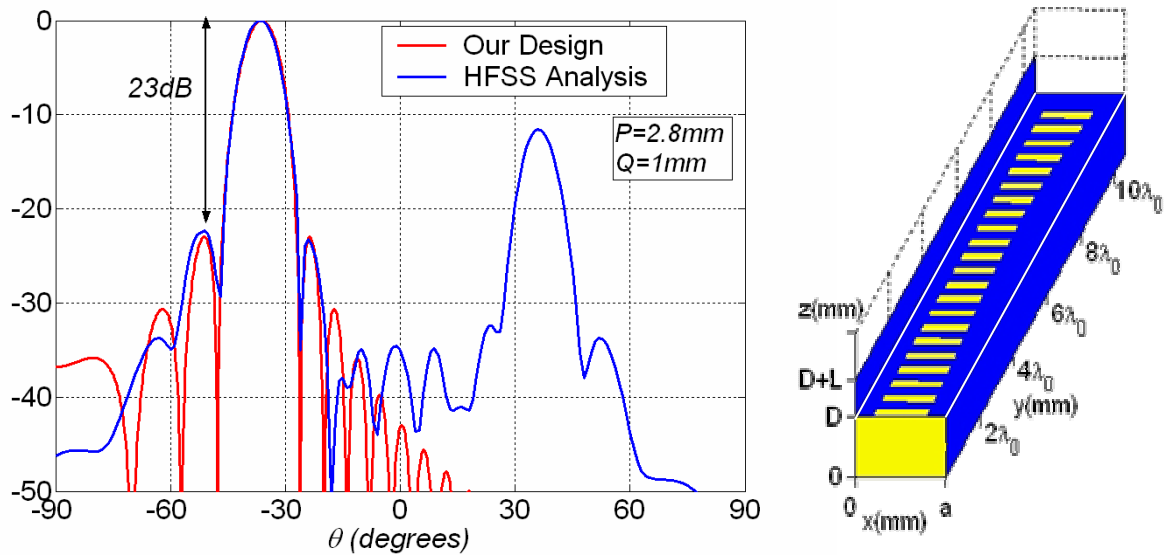


Figure 32- Comparisons for a Tapered Design using the Novel Periodic LWA, without Transition at the end of the Antenna.

To reduce this lobe, a smooth triangular transition of length  $L_T=2\lambda_0$  is added, as it can be seen in the inset of figure 33. Figure 33 also represents the normalized radiation diagram obtained for the tapered periodic LWA with the transition. It can be seen that the reflected lobe is reduced from  $-11\text{dB}$  to  $-23\text{dB}$ , therefore not spoiling the low sidelobes radiation diagram obtained with the cosine tapered illumination.

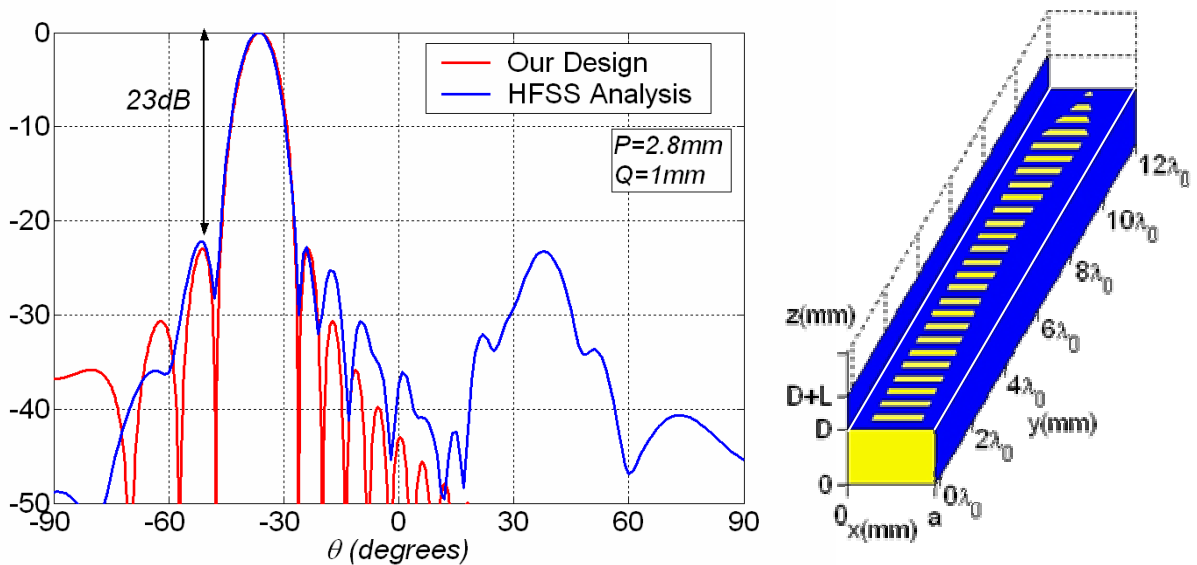


Figure 33- Comparisons for a Tapered Design using the Novel Periodic LWA, with Transition at the end of the Antenna.

The proposed novel periodic leaky-wave antenna presents very nice electrical features, since it is *capable to obtain a backward to forward frequency-scanning response with a tapered illumination*. Due to the independent control of the scanning response and the sidelobes level, the *design is easier and more flexible than in previous periodic LWA*.

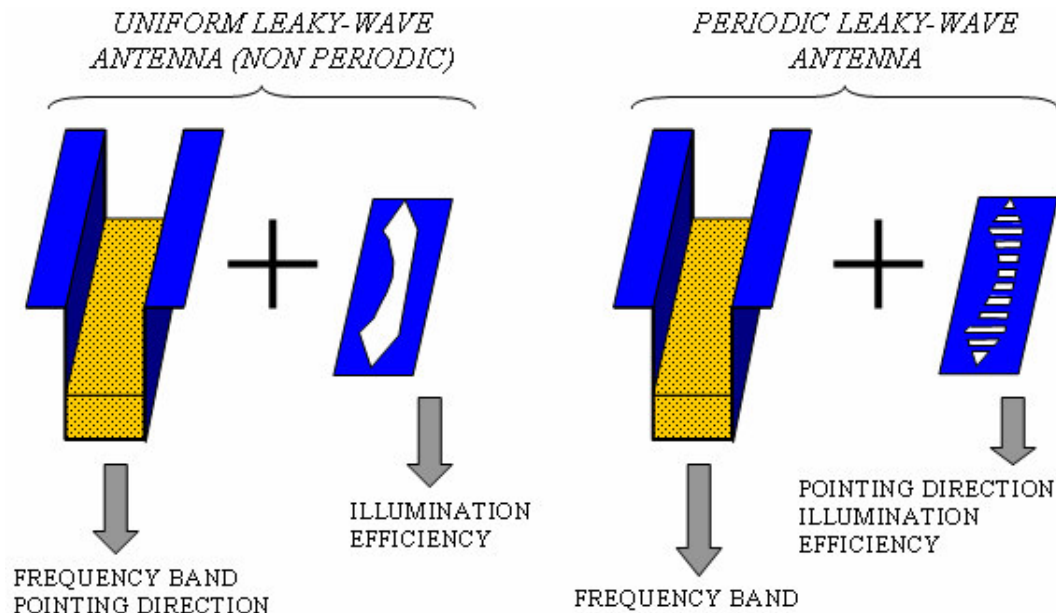


Figure 34- Ability to control the Electrical Feature in Hybrid Waveguide Printed-Circuit Technology.

Another interesting advantage of the proposed antenna is due to its hybrid technology. Uniform leaky-wave antennas were capable to control the aperture illumination (as well as the radiation efficiency) by only modifying the printed-circuit. The host dielectric guide was responsible for the propagation of the  $TE_{10}$  mode, and therefore its dimensions mainly determined the operating frequencies and the pointing direction of the antenna (which are based on the dispersion curve of the  $TE_{10}$  mode of the dielectric guide). When the printed-circuit has periodic perturbations and the  $m_y = -1$  space-harmonic is used to obtain radiation, the periodicity length ( $P$ ) can control the pointing direction. In this way, *the printed-circuit layout can modify both the sidelobes level and the pointing direction*, as sketched in figure 34. From this point of view, *the design is cheaper than in other technologies, since the printed-circuit can tune the antenna response* (in other technologies, as dielectric grating or full waveguide-based antennas, the designer must modify the robust guiding structure to control and readjust the electrical specifications).

This feature can be used for applications in which the same host dielectric waveguide is used to obtain different radiation specifications. As commented, the pointing direction of the  $m_y=-1$  radiating space-harmonic ( $\theta_m$ ) can be varied modifying the printed-circuit periodicity ( $P$ ). As illustrated in figure 35-a, when  $P$  is increased, the dispersion curve of the  $m_y=-1$  space-harmonic is shifted to lower frequencies (the dependence is  $\beta_{y-1} = \beta_0 - \frac{2\pi}{P}$ ).

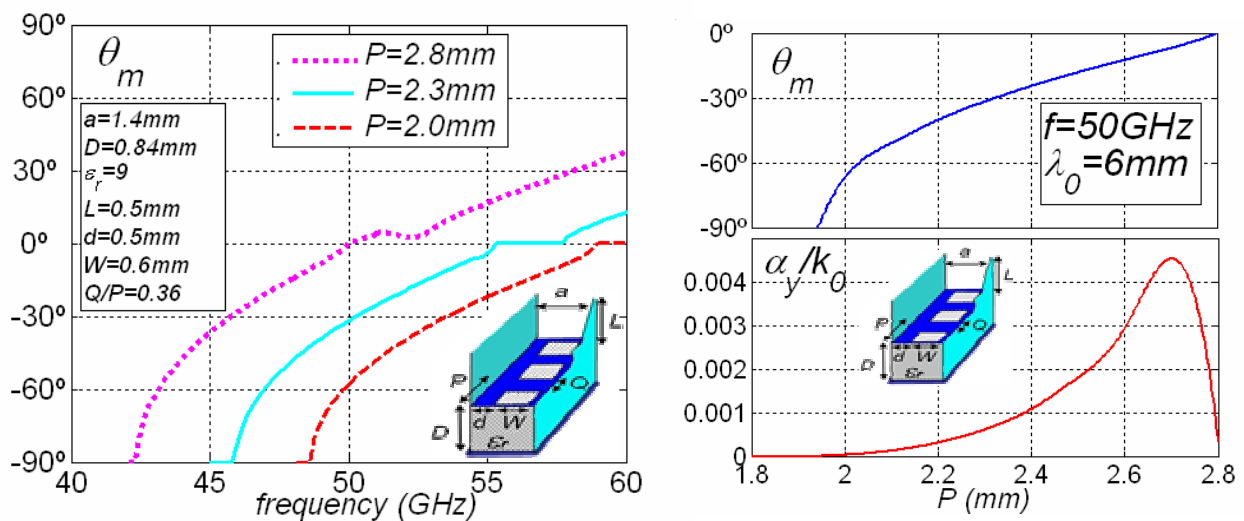


Figure 35- The  $m_y=-1$  Space-Harmonic Scanning Response is Shifted to Lower Frequencies as the Periodicity is Increased.

This makes that, at a given fixed frequency, the pointing direction moved from backward-endfire ( $\theta_m=-90^\circ$ ) to broadside ( $\theta_m=0^\circ$ ) as the periodicity is increased, as it is illustrated in figure 35-b (for  $f=50\text{GHz}$ ). In this way, **the periodic printed-circuit allows to independently control the pointing direction and the sidelobes level, at a given fixed frequency of design**. Note that this application is different from the usual frequency-scanning response. Figure 36 shows the results obtained with HFSS for different printed-circuit layouts added to the same host dielectric guide. Low sidelobes tapered illuminations with different pointing directions are synthesized at the fixed frequency of  $50\text{GHz}$ . Also the non-tapered designs results are plotted to illustrate the sidelobes level reduction due to the tapered illumination.

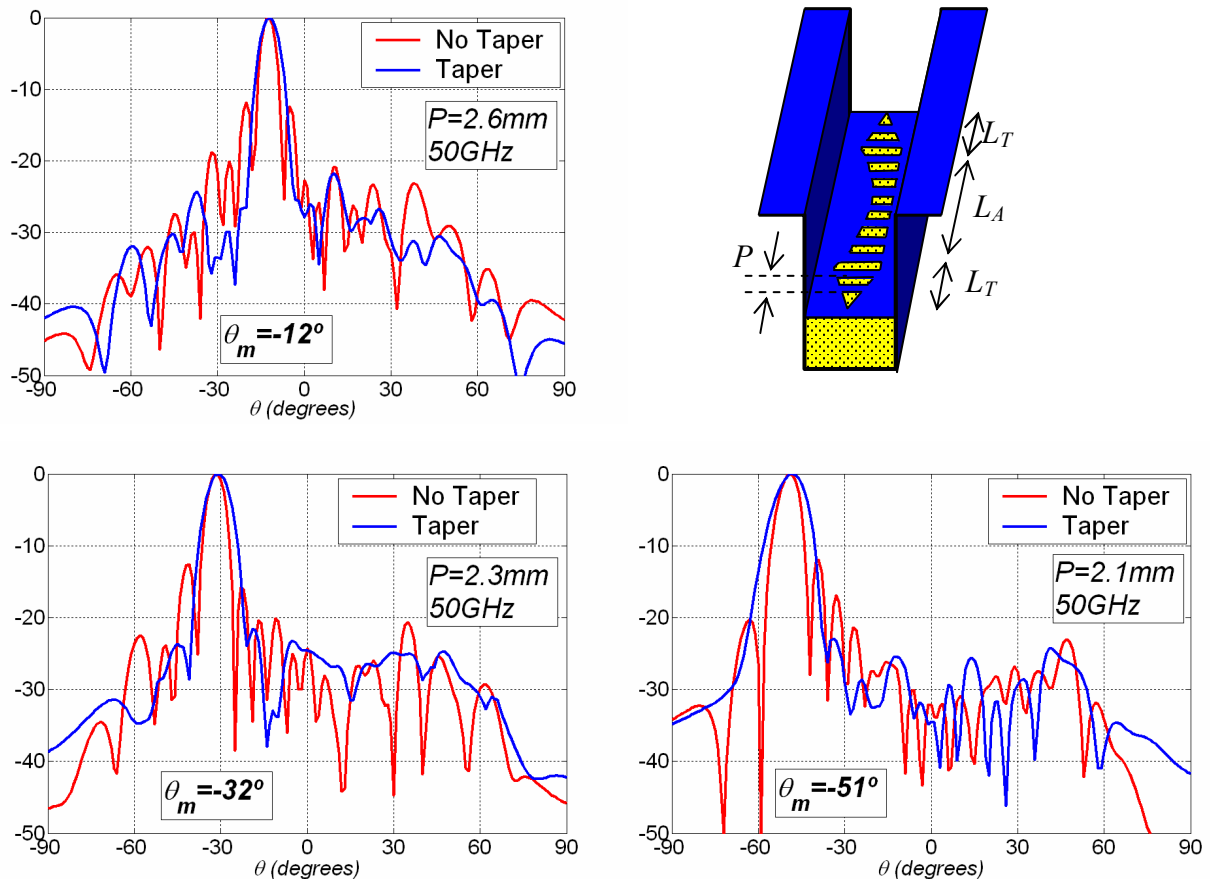


Figure 36- The Periodic Printed-Circuit Allows to Independently Control the Pointing Direction and the Sidelobes Level at a Fixed Frequency.

To obtain all the tapered leaky-wave antennas designs, two *GUIs* (Graphical User Interfaces) have been developed in this thesis. Chapter 6 of the thesis is devoted to describe these tools, which were created using *MATLAB v.6.5* and *GUIDE* (GUI Development Environment tool). The first tool is named *PAMELA* (acronym for “Program for the Modal Analysis of Laterally Shielded Structures”, in Spanish), and it is devoted *to find the leaky-modes which exist in the open waveguide in hybrid technology* studied in this thesis. *PAMELA* can be used *to help in the teaching of many important and stimulating concepts about surface- and leaky-waves*. A view of *PAMELA* main window is shown in figure 37, together with the plot which shows the transformation of a volumic real-mode into a leaky complex-mode when the top wall of a waveguide is open. Once the complex leaky-mode solution has been found, the electromagnetic fields, currents and energy flux can be plotted in 2D and 3D graphs, as illustrated in figure 37.

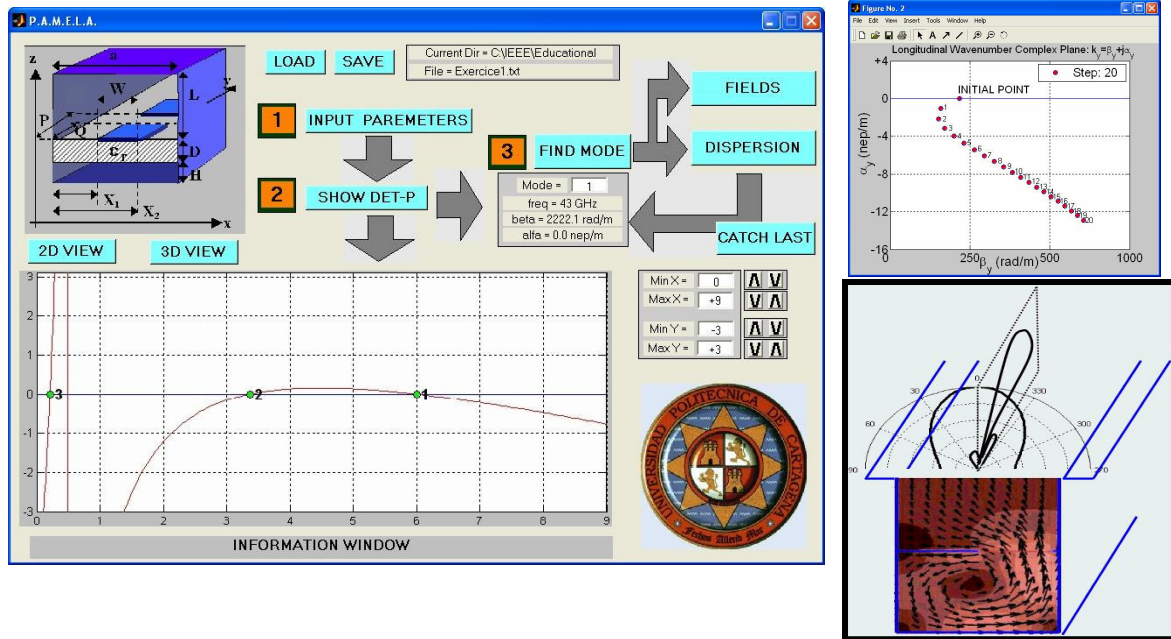


Figure 37- Main Window of PAMELA and Two Results Windows (Search of Complex Leaky-Modes and Plot of Fields Distribution).

PAMELA also allows to make **dispersion analysis** (variation of the complex propagation constant of the leaky-mode), by varying the frequency or any geometrical parameter of the structure. Figure 38 shows the frequency dispersion results obtained for a uniform structure and a periodic structure analyzed with PAMELA.

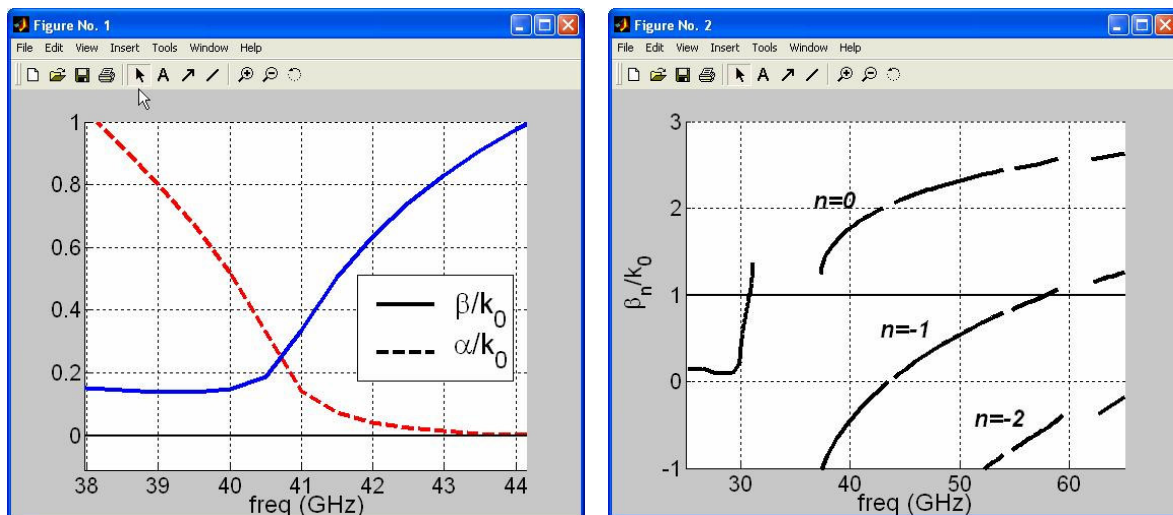


Figure 38- Frequency Dispersion Results Obtained with PAMELA.



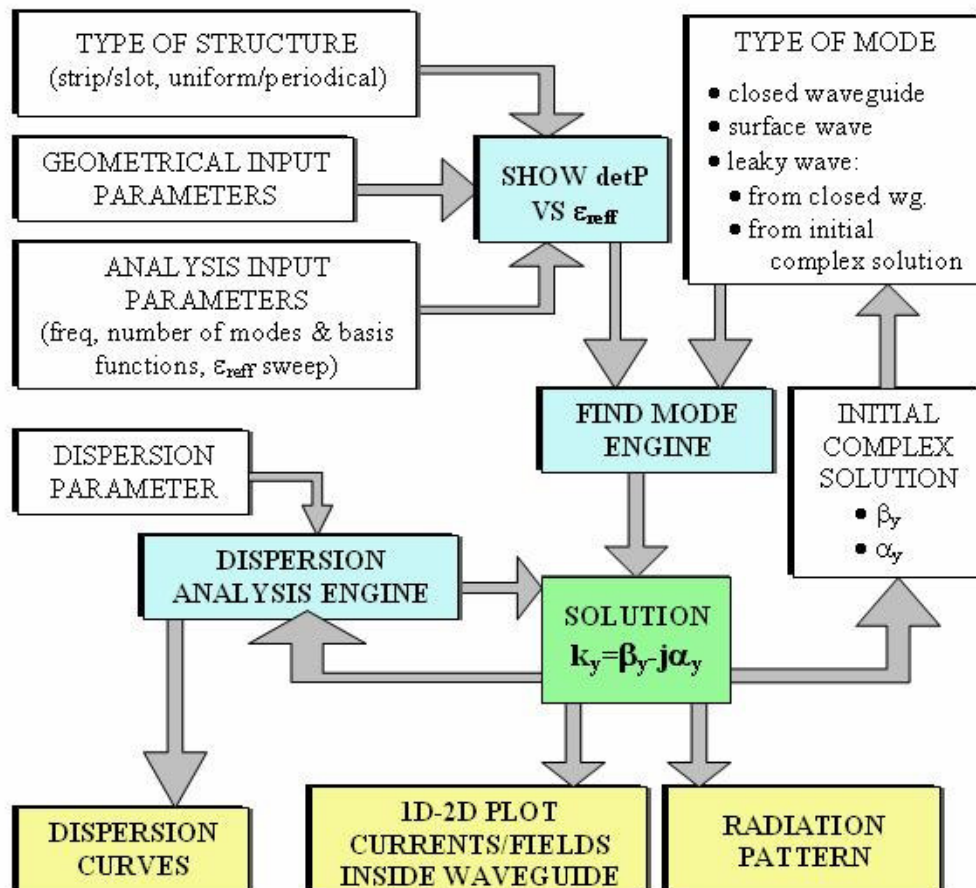


Figure 39- Functional Diagram of PAMELA.

The functional diagram of PAMELA is schematized in figure 39. *PAMELA is used as a part of a CAD (Computer Aided Design) software which has also been developed in this thesis.* The CAD (which is described in chapter 6 of this thesis) is *devoted to the design of tapered leaky-wave antennas in the new hybrid technology.* The design of leaky-wave antennas involves three basic points:

1. The first step is to decide the radiation pattern that we want (angle of the beam maximum  $\theta_m$ , the beamwidth  $\Delta\theta$ , the radiation efficiency  $\eta$ , and the sidelobes level).
2. The second step is to obtain the variation of  $\beta$  and  $\alpha$  of the leaky-mode which creates the desired radiation pattern. Basically,  $\beta$  must be kept constant along the antenna length in order to have the radiation from all parts of the antenna pointing in the same direction, given by

$\sin \theta_m = \beta/k_0$ . The beamwidth is given by the antenna length  $L_A$  and the type of illumination, and the sidelobes distribution is determined by the antenna aperture illumination function. This illumination function establishes the variation of  $\alpha$  along the antenna length. Finally, the antenna efficiency will be given by the mean value of the leakage rate,  $\bar{\alpha}$ .

These two first steps make use of standard formulas, which are the same for any kind of leaky-wave antennas.

3. The third step is to determine the way in which the antenna cross-section must be varied along the antenna length corresponding to the required variation of  $\alpha$ , while keeping  $\beta$  constant to avoid any pointing aberration.

The third step is the hardest part of the design procedure. In our case, this step involves the *election of the variation of the printed-circuit dimensions along the antenna length to synthesize the desired radiation pattern*. The CAD developed in this thesis assist in this complicated design process, making it easier and semi-automated. The functional diagram is sketched in figure 40. As commented, several tools are connected to share different information which is used to success in the final design.

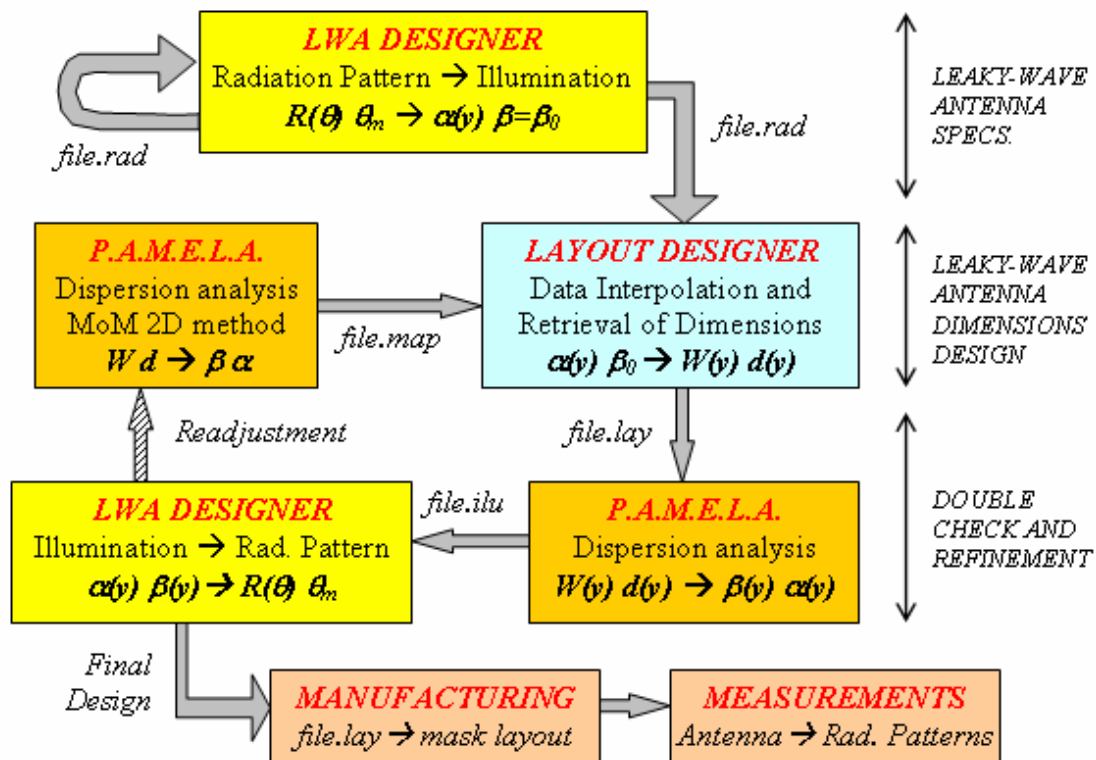


Figure 40- Functional Diagram of the CAD Software.

From the dispersion analysis performed with PAMELA, the CAD allows to obtain a two-dimensional plot with the *contour curves of constant  $\theta_m$* , as shown in figure 41. This graph represents the dimensions of the printed-circuit (position  $d$  and width  $W$ ) to obtain a given constant value of  $\theta_m$  (constant  $\beta$ ) while varying  $\alpha$ .

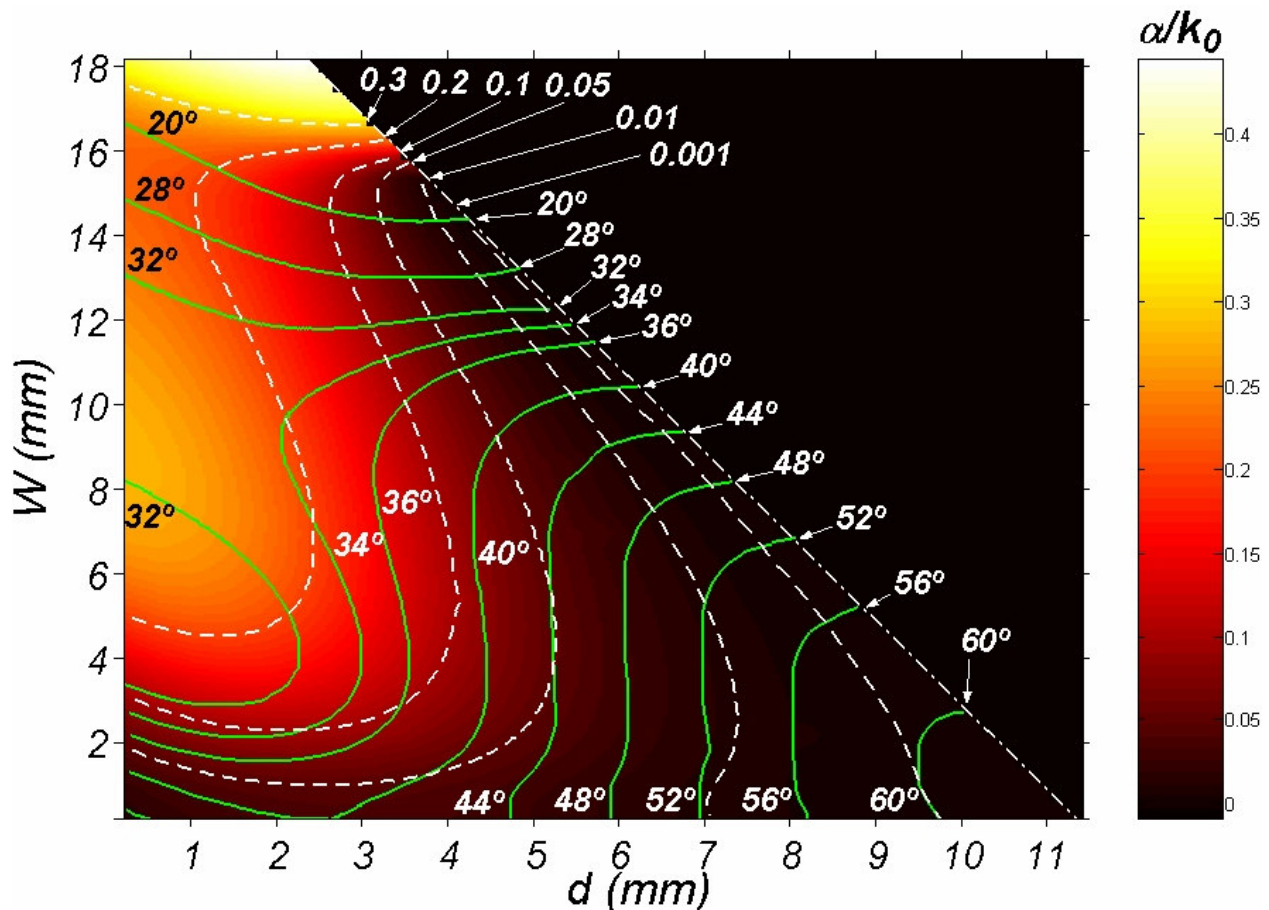


Figure 41- Constant  $\theta_m$  and constant  $\alpha/k_0$  contour curves.

Using this graph, the CAD software is capable to extract the dimensions needed to obtain a given radiation pattern. For this purpose, the user must proceed using different tools, sketched in figure 42. First, one of the contour curves obtained from PAMELA must be selected to obtain a constant pointing direction  $\theta_m$  along all the tapered antenna length (figure 42-a). From this curve, a tool called “*Layout Designer*” automatically obtains the dimensions ( $W$  and  $d$ ) needed to vary  $\alpha/k_0$  from zero to the maximum reachable value (figure 42-b).

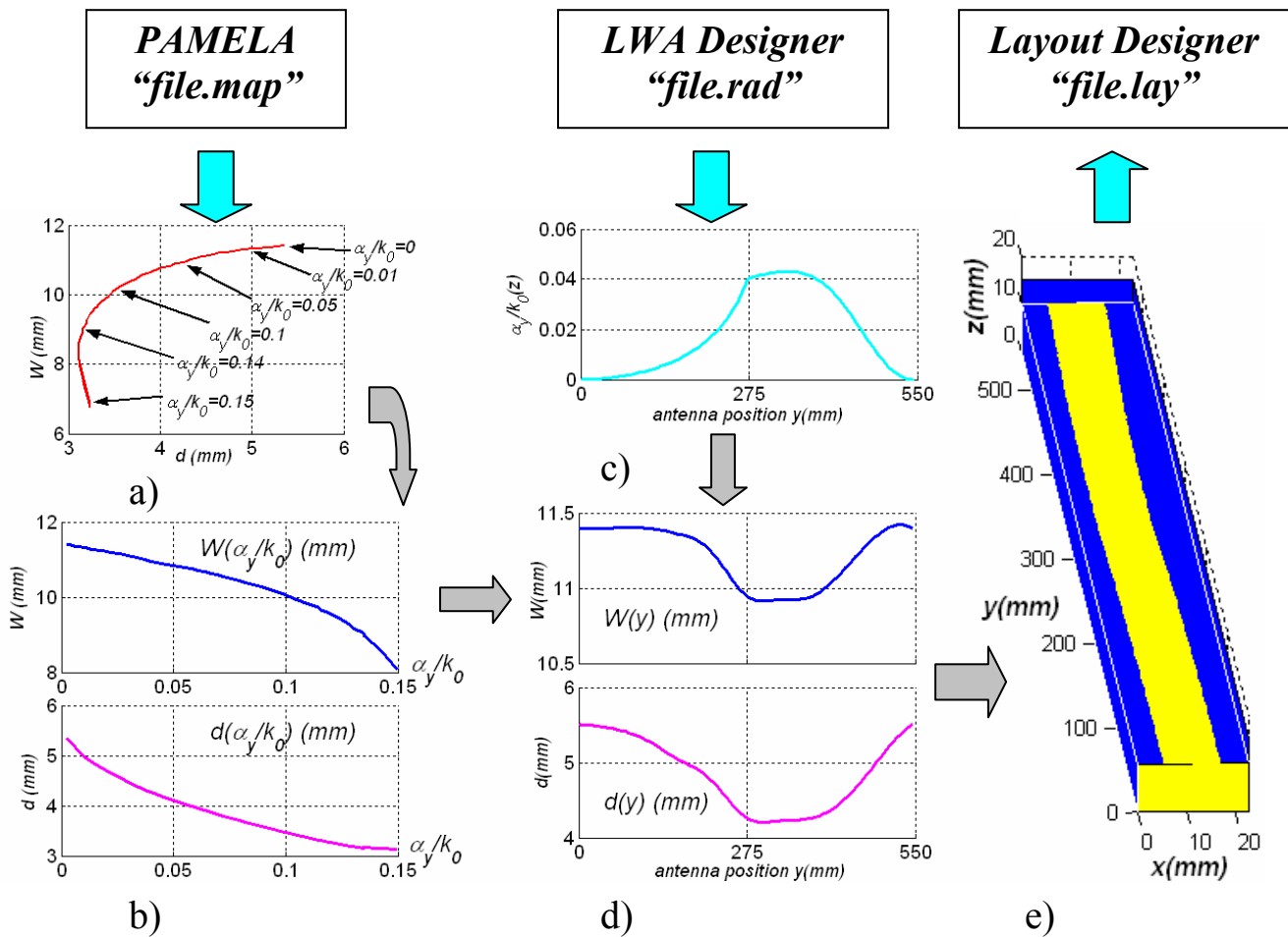


Figure 42- Tapered LWA Design Process with the CAD Developed in this Thesis.

A third tool called “*LWA Designer*” is devoted to obtain the variation of  $\alpha/k_0$  along the antenna length to synthesize the desired radiation pattern (figure 42-c). Combining this information with the previously obtained curves (values of  $W$  and  $d$  to obtain the different values of  $\alpha/k_0$ ), the “*Layout Designer*” tool automatically creates the variation of  $W$  and  $d$  along the antenna length needed to synthesize the desired radiation pattern (figure 42-d). As a result, a three-dimensional scheme of the tapered antenna is automatically produced, showing the layout of the tapered printed-circuit as illustrated in figure 42-e.

This CAD tool has been of much importance for the successful design of the antennas presented in this thesis. It must be taken into account that the analyses performed with PAMELA are *fast and accurate*, due to its *full-wave high analytical nature*, specifically conceived for the analysis of *leaky-wave modes in hybrid technology*. The method has to analyze the two-dimensional cross-section of the

antenna to obtain the leaky-modes, therefore avoiding the analysis of the full three-dimensional structure. All these aspects make *the proposed analysis method much faster than analysis with commercial 3D electromagnetic solvers*, such as HFSS.

For these reasons, *the proposed CAD tool has shown to lead to fast and accurate designs*, which would require *much more time using any optimization technique based on a completely three-dimensional electromagnetic analysis tool*. For example, the computation of the dispersion plots shown in figure 41 took 13 minutes on a Pentium 4, 384MB RAM with 2GHz clock speed. Once the dispersion behavior of the leaky-mode has been obtained, the dimensions of the printed circuit needed for a given set of antenna specifications (pointing direction, illumination and efficiency) are directly obtained, as explained in this summary (figure 42). Moreover, the same dispersion analysis can be used to obtain different antenna specifications, without extra computational cost. The advantages of this design procedure are more evident when large structures are to be designed, which is the case of leaky-wave antennas (which are typically many wavelengths long). As an illustrative example, a single analysis of a leaky-wave antenna ( $L_A=10\lambda_0@5.5GHz$ ) with HFSS takes 20 minutes (using the same computer system). A design based on iterative optimization with HFSS would not be affordable, since it would require many analysis steps, each one involving the optimization of several parameters (the offset and the width of the printed circuit for each antenna position). A total design process with HFSS can therefore take several hours of computational time.

## **LIST OF PUBLICATIONS.**

The work of this thesis has resulted into *4 presentations in national symposia, 8 presentations in international symposia, and 12 works for international journals.* Besides, the thesis project was granted in June 2004 with the *second prize of the VI Rosina Ribalta awards for the best national thesis projects in the area of telecommunications and information technologies*, offered by *EPSON-Ibérica foundation.*

The next *12 publications in international journals* have been derived from the work presented in this thesis (the list of publications is divided according to the chapter of the thesis in which the work appears):

### **Chapter 3:**

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Leaky and Surface Waves In Multilayered Laterally-Shielded Microstrip Transmission Lines", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, N° 2, pp. 88-93, April 2003
2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations between Complex-Hybrid-Modes: an Application for the Leaky-Wave Analysis of Laterally-Shielded Top-Open Planar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 52, No.3, pp. 760-767, March 2004.
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part I: Theory", *Radio Science*, Vol.39, RS3005 pp.1-11, June 2004.
4. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines. Part II: Applications", *Radio Science*, Vol.39, RS3006 pp.1-10, June 2004.
5. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Full-Wave Space-Domain Method for the Analysis of Leaky-Wave modes in Multilayered Planar Open Parallel-Plate Waveguides", *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Vol.15, No.1, pp.128-139, January 2005.

**Chapter 4:**

6. J.L. Gómez , A. de la Torre, D. Cañete, M. Gugliemi and A.A. Melcón, "Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide-Planar Technology for Millimeter Waveband Applications", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published, July 2005.
7. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A Melcón, "Application of the High-Gain Substrate-Superstrate Configuration to Dielectric Leaky-Wave Antennas", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, to be published, Vol.15, No.4, April 2005.
8. J. L. Gómez, J. Pascual and A. Álvarez-Melcón, "A Novel Leaky-Wave Antenna Combining an Image NRD Guide and a Strip Circuit", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett.*, submitted.

**Chapter 5:**

9. J.L. Gómez, F.D. Quesada and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas for the Millimeter Waveband in Hybrid Waveguide-Planar Technology", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, to be published.
10. J. L. Gómez, D. Cañete and A.Á. Melcón, "Printed-Circuit Leaky-Wave Antenna with Pointing and Illumination Flexibility", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, submitted.

**Chapter 6:**

11. J.L. Gómez, J. Pascual and A.A. Melcón, "A Novel Full-Wave CAD for the Design of Tapered Leaky-Wave Antennas in Hybrid Waveguide Printed-Circuit Technology", *Int. Journal of RF and Microwave Computer Aided Engineering*, to be published.
12. J.L. Gómez, D. Cañete, F.D. Quesada, J. Pascual and A.A. Melcón, "P.A.M.E.L.A: A Useful Tool for the Study of Leaky-Wave Modes", *IEEE Antennas and Propagat. Magazine*, submitted.

The next **8 publications in international symposia** have been derived from the work presented in this thesis:

### **Chapter 3:**

1. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Integral Equation Analysis of Multilayered Shielded Transmission Lines", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, p. 616, Cambridge, Massachusetts, July 1-5, 2002.
2. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Non-Orthogonality Relations Between Complex Hybrid Modes: An Application for the Leaky-Wave Analysis of a Laterally-Shielded Top-Open Suspended Microstrip Line", *2003 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 681-684, Philadelphia, Pennsylvania, June 8-13, 2003.
3. J.L. Gómez and A.A. Melcón, "Radiation Analysis in the Space Domain of Laterally-Shielded Planar Transmission Lines", *2003 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol. 1, pp. 753-756. Columbus, Ohio, June 22-27, 2003.
4. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Laterally-Shielded Multilayered Planar Leaky-Wave Antennas", *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Digest*, pp.603-606, Pisa, Italy, 28-31 March 2004.

### **Chapter 4:**

5. J. L. Gómez, A. de la Torre and A.A. Melcón, "Analysis and Design of Printed-Circuit Laterally-Shielded Leaky-Wave Antennas with High-Gain Substrate-Superstrate Configuration", *2004 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Vol 1, pp. 3221-3224, Monterey, California, June 20-26, 2004.

### **Chapter 5:**

6. J.L. Gómez, A.A. Melcón and F.D. Quesada, "A Fast and Accurate Method for Analysis and Design of Periodic Leaky-Wave Antennas", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 555-562, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.



7. J.L. Gómez, M. Padilla and A.A. Melcón, "Design of Backfire to Endfire Periodic Leaky-Wave Antennas for Millimeter-Wave Band Applications", *27th ESA Antenna Technology Workshop on Innovative Periodic Antennas Digest*, pp. 47-54, Santiago de Compostela, Spain, 9-11 March 2004.
8. J.L. Gómez, M. Padilla, G. Goussetis, A.P. Feresidis and J.C. Vardaxoglou, "A New Tapering Procedure for the Dielectric-Inset Periodic Leaky-Wave Antenna", *2005 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Washington D.C, Washington, July 3-8, 2005.

Finally, the next **4 publications in national symposia** have been derived from the work presented in this thesis:

### Chapter 3:

1. J.L. Gómez, F.D. Quesada y A.A. Melcón, "Análisis de Modos de Propagación Complejos en Estructuras Guiadas Radiantes", *Actas URSI 2002*, pp. 517-518, Alcalá de Henares, 11-13 Septiembre 2002.
2. J.L. Gómez, A.A. Melcón y F.D. Quesada, "Espectros Discretos de Propagación y Radiación en Líneas de Transmisión Apantalladas Lateralmente: Relación con el Espectro Continuo de Radiación", *Actas URSI 2003*, p. 168, La Coruña, 10-12 Septiembre 2003.

### Chapter 4:

3. J.L. Gómez, A.de la Torre Martínez, D. Cañete, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave para Bandas Milimétricas en Tecnología Guiada con Metalizaciones Planares", *Actas URSI 2004*, pp. 86, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.

### Chapter 5:

4. J.L. Gómez, M. Padilla, F. Quesada, J. Pascual y A.Á. Melcón, "Diseño de Antenas Leaky-Wave Periódicas en Guía Rectangular con Capacidad de Scanning de Backward-Endfire a Forward-Endfire", *Actas URSI 2004*, pp. 87, Barcelona, 8-10 Septiembre 2004.

## FUTURE LINES.

The work developed in this thesis opens several future research lines about the *analysis and design of leaky-wave structures and their applications*. In the next point, some of them are summarized.

- Extension of the analysis method to *rigorously model the antenna aperture* using equivalent magnetic currents.

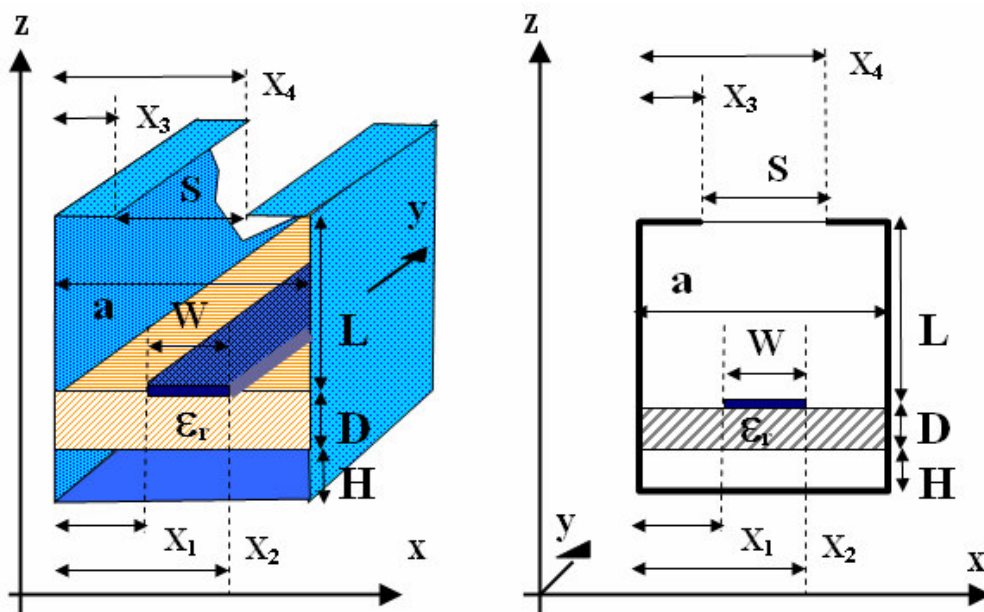


Figure 43- Leaky-Wave Structure with Arbitrary width Aperture.

In the leaky-mode analysis method developed in this thesis, the top aperture is modeled using the equivalent radiation impedance of a parallel-plate open-end. One possible improvement is to model the antenna aperture using the *equivalence principle*, by expanding the *equivalent magnetic currents* in the waveguide to free-space discontinuity. This model must yield accurate results, and it also allows to study any aperture width  $S$  and offset  $X_3$ , as illustrated in figure 43 (the equivalent radiation impedance used in this thesis is only valid when  $S=a$ , that is, when the parallel-plates are completely open to the free-space).

- Other interesting extension is the *analysis of leaky-wave antenna phased arrays*.

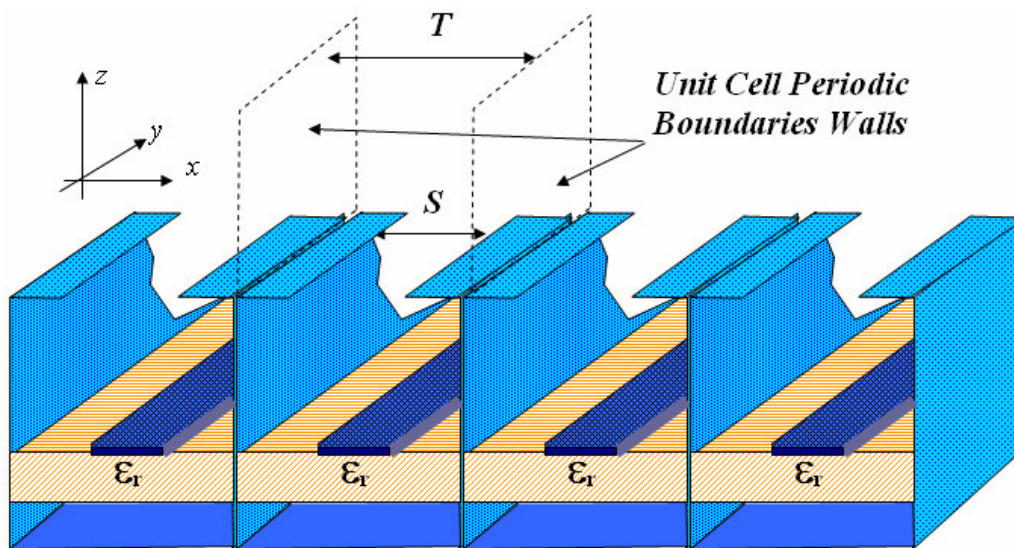


Figure 44- Leaky-Wave Phased Array.

For this purpose, the appropriate *phase-shift boundary conditions* must be used in the junction between leaky-wave antennas, as shown in figure 44. Leaky-wave phased arrays are used in many practical applications (tracking systems, radar...), since they allow to obtain elevation ( $\theta_m$ ) and azimuth ( $\phi_m$ ) beam-scanning with much simpler feeding networks than in conventional two-dimensional arrays (with radiators as monopoles or patches antennas, as illustrated in figure 45).

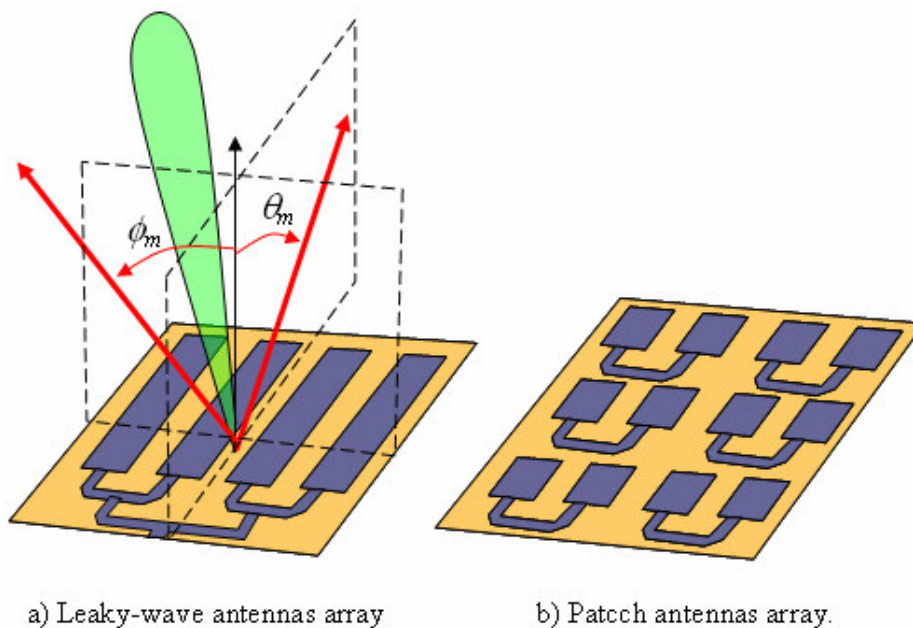


Figure 45- Comparison between Leaky-Wave Array and Conventional Array.

- Another possible future research is *the study of radiation from encapsulated printed-circuit discontinuities in terms of leaky-modes excitation*.

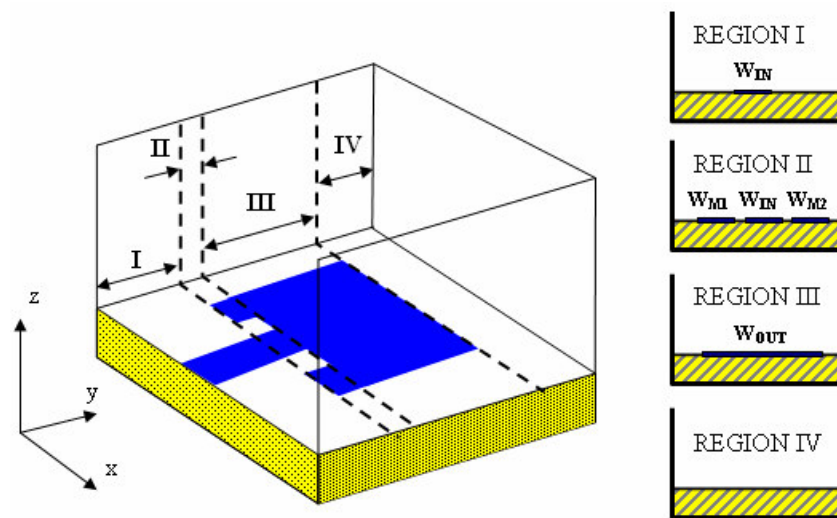


Figure 46- Encapsulated Patch-Antenna Studied in terms of Leaky-Modes.

By applying mode-matching or any other *coupling-mode technique*, it could be investigated how discontinuities create the excitation of leaky-modes. The leaky-modes excited in the discontinuities would be responsible for the associated radiation phenomena. By connecting the different sections, it could be explained the radiation of an encapsulated patch antenna in terms of leaky-wave modes, as illustrated in figure 46.

- The knowledge of leaky-wave antennas can be combined with active circuits (amplifiers) to conceive original *active leaky-wave antennas in hybrid waveguide printed-circuit technology*, as the one shown in figure 47.

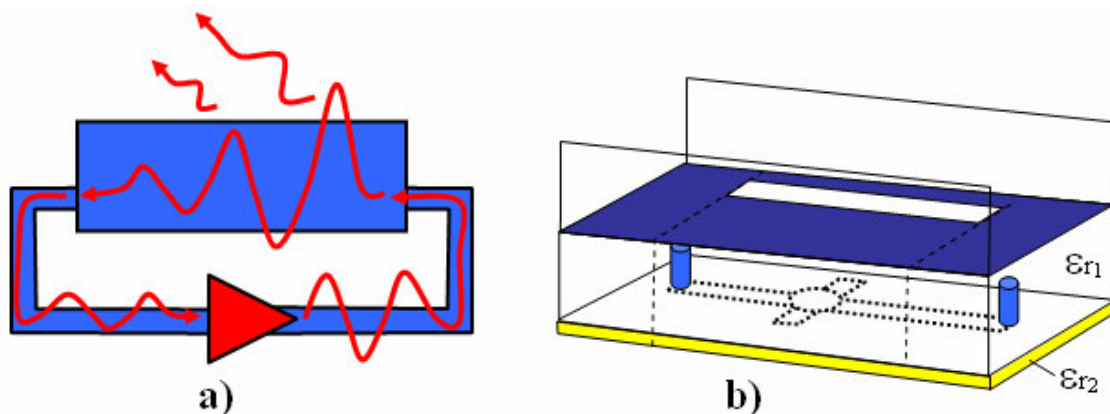


Figure 47- Active Leaky-Wave Antenna in Hybrid Technology.

An active antenna is an oscillator with a built-in antenna. Particularly, the proposed active leaky-wave antenna is based on a *transmission-type oscillator*. The leaky-wave antenna acts as a part of the feedback network of the oscillator and provides at the same time the radiation mechanism, as shown in figure 47-a. The proposed hybrid technology allows to use the bottom layer of the structure to build the active printed-circuit, which must excite the hybrid waveguide planar-circuit LWA located in the top part of the whole structure, as shown in figure 47-b.

- Another possible future application of the antennas studied in this thesis is the development of *leaky-wave couplers in hybrid dielectric-guide printed-circuit technology*, as the one shown in figure 48.

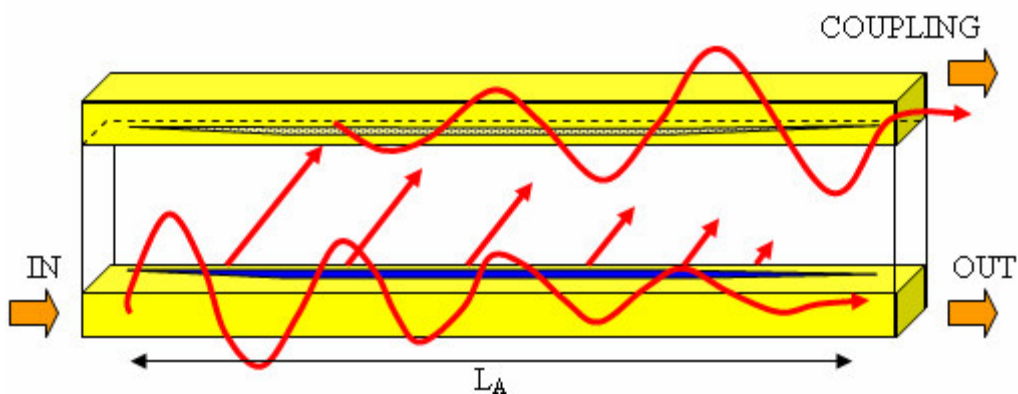


Figure 48- Leaky-Wave Coupler in Hybrid Technology.

Common coupled lines are based on *coupling by proximity*; the two coupled lines must be closely located to obtain coupling. This type of couplers cannot obtain coupling higher than  $-10\text{dB}$ , due to technological limitations. Another type of coupled lines are based on coupling due to the energy leakage of the input line (output coupler) and reception of this energy by another leaky-mode line (input coupler). This phenomenon is illustrated in figure 48. In this way, very high coupling efficiencies can be obtained in an easy manner. To design a *leaky-wave coupler*, the leaky-wave modes propagation characteristics of the input and output waveguides must be known. The knowledge obtained from this thesis must be enough to design leaky-wave couplers in the proposed hybrid technology.

- The last possible extension of the work done in this thesis is based on the application of the hybrid technology to conceive a *new type of leaky-wave antenna with left-handed properties*.

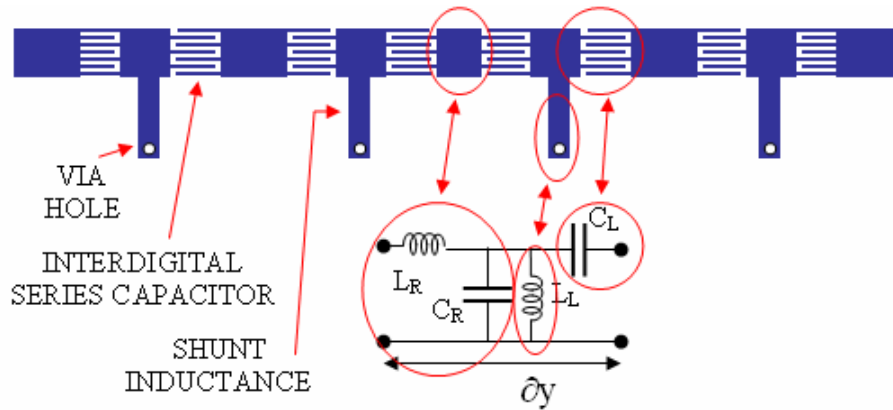


Figure 49- Left-Handed Leaky-Wave Antenna in Microstrip Technology.

Figure 49 shows a composite left-handed/right-handed transmission line in microstrip technology. This type of open transmission line changes the frequency dispersion nature of the main mode of the microstrip line. In this way, the main mode of the modified transmission line becomes leaky in a given frequency-band. Moreover, this main mode has the ability to scan from backward to forward, as in conventional periodic leaky-wave antennas, but *without needing to work with higher-order space-harmonics*. This theory can also be applied to the hybrid waveguide printed-circuit technology studied in this thesis, as it is shown in figure 50.

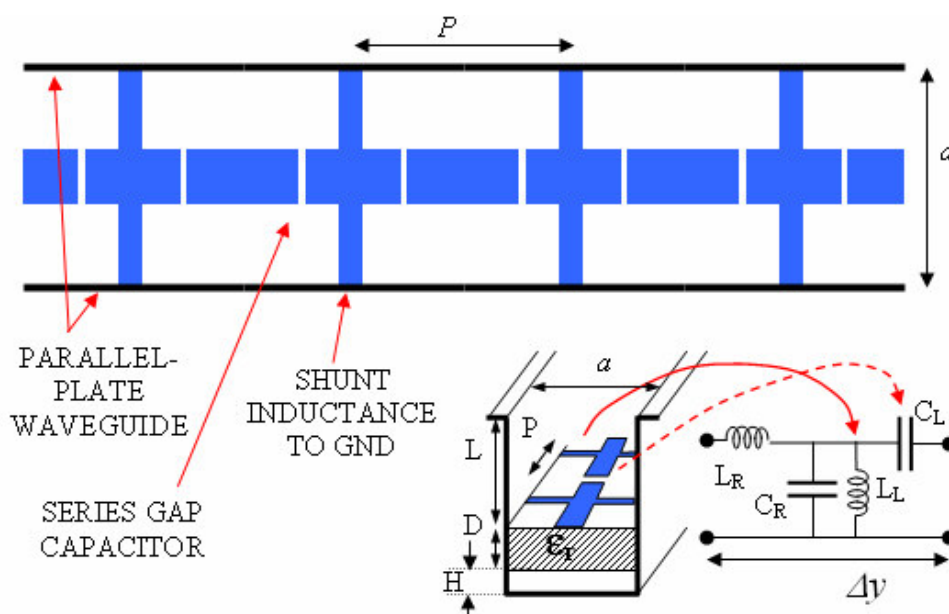


Figure 50- Left-Handed Leaky-Wave Antenna in Hybrid Technology.

The proposed technology might have some important advantages with respect to the LWA in completely planar technology. First, it can be mentioned that there is *no need of via holes* to connect the shunt inductances to ground, since the inductance lines can be directly connected to the side walls. The second advantage is the most important. The parallel-plates must act as a filtering mechanism that let only the main parallel-plate reach the top aperture. As explained in this thesis, the main parallel-plate mode amplitude can be controlled by the asymmetry level which the printed-circuit introduces in the parallel-plate waveguide. Therefore, *modifying this asymmetry level it might be possible to control the leakage rate of the leaky-mode of the left-handed LWA*. In this way, *the asymmetry radiation mechanism can be used to taper the antenna illumination*. This is an important advantage, since all previously studied left-handed LWA cannot taper the antenna aperture illumination, therefore having  $-13dB$  sidelobes level. In this way, a completely *novel tapered left-handed LWA could be achieved*.

In order to analyze the novel left-handed leaky-wave structure, the analysis method for periodic structures developed in chapter 5 of this thesis should be extended to periodic printed-circuits with cross shape, as shown in figure 50. The same Green's functions developed in this thesis could be used, by taking into account the new geometry of the planar circuit in the periodic unit-cell.

## **ACKNOWLEDGEMENT.**

The author of this thesis wishes to thank all the people and institutions which made possible the successful realization of this work. Particularly, this thesis would have not been possible without the help of my supervisor, Dr. Alejandro Álvarez-Melcón, and the warm support of my family and friends.

The author also wants to thank all the colleagues of the *Departamento de Tecnologías de la Información y las Comunicaciones*, from the *Technical University of Cartagena*, with whom I have shared during these four years the difficult task to set-up a new Telecommunication Engineer degree. I have also in my mind and in my heart all the colleagues from the *Technical University of Valencia*, the *University of Valencia*, *Alcatel Spacio S.A*, and the *University of Loughborough*. They have always made me feel like in home.

The work of this thesis was partially supported by several national projects (TIC2000-0591-C03-03, ESP2001-4546-PE and TEC2004-04313-C0202-TCM) and the Séneca Foundation regional project 2002 PB/4/FS/02. The author wants to thank *Epson-Ibérica Foundation*; it is an honour to have been awarded with the prestigious *Rosina Ribalta* grant. This tribute stimulated to finish this thesis with the maximum effort, trying to be at the level of the expectation held in this work.

Cartagena, April 8<sup>th</sup>, 2005



**BIBLIOGRAFÍA**  
**(ORDENADA POR ORDEN ALFABÉTICO Y AÑO DE**  
**PUBLICACIÓN)**

---

<b>A-E .....</b>	<b>444</b>
<b>F-J.....</b>	<b>448</b>
<b>K-L .....</b>	<b>452</b>
<b>M-O .....</b>	<b>454</b>
<b>P-T.....</b>	<b>459</b>
<b>U-Z .....</b>	<b>463</b>

**A-E**

- [Alexopoulos 1984] N.G. Alexopoulos and D.R. Jackson, "Fundamental superstrate (cover) effects on printed circuit antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.32, pp.807-816, August 1984.
- [Altschuler 1960] Altschuler H.M. and A.A. Oliner, "Discontinuities in the Center Conductor of Symmetric Strip Transmission Line", *IRE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.8, pp.328-339, May 1960.
- [Anemogiannis 1999] Anemogiannis E., E.N. Glytsis and T.K. Gaylord, "Determination of guided and leaky modes in lossless and lossy planar multilayered optical waveguides", *Journal of Lightwave Technol.*, Vol.17, No.5, pp.929-941, 1999.
- [Baccarelli 2002-I] Baccarelli P., P. Burghignoli, C. Di Nallo, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello and G. Ruggieri, "Full-Wave Analysis of Printed Leaky-Wave Phase Arrays", *RF and Microwave Computer Aided Eng.*, Vol.12, Issue 3, pp.272-285, May 2002
- [Baccarelli 2002-II] Baccarelli P., P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli, G. Lovat and D.R. Jackson, "Approximate Analytical Evaluation of the Continuous Spectrum in a Substrate-Superstrate Dielectric Waveguide", *2002 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig*, Vol.2, pp.953-956, 2002.
- [Baccarelli 2002-III] Baccarelli P., P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli and P. Lampariello, "The Nature of the End-of-Scanning Region in Printed-Circuit Arrays of Leaky-Wave Antennas", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.1, pp.60-63, 2002.
- [Baccarelli 2003] Baccarelli P., P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli and P. Lampariello, "Novel Modal Properties and Relevant Scanning Behaviors of Phased Arrays of Microstrip Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.51, No.12, pp.3228-3238, December 2003.
- [Bagby 1993] Bagby J.S., C. Lee, D.P. Nyquist and Y. Yuan, "Identification of propagation regimes on integrated microstrip transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol.41, No.11, pp.1887-1894, November 1993
- [Balanis 1982] Balanis C.A., *Antenna Theory*, Singapore: John Wiley and Sons, 1982, pp.453-454.
- [Barlow 1953] Barlow H.M. and A.L. Cullen, "Surface Waves", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol.100, pt. III, pp.329-347, November 1953.
- [Barlow 1962] Barlow H.M. and J.Brown, *Radio Surface Waves*, Oxford at the Clarendon Press, England, 1962.
- [Barret 1952] Barret, R.M., "Etched Sheets Serve as Microwave Components", *Electronics*, Vol.25, pp.114-118, June 1952.
- [Barret 1955] Barret, R.M., "Microwave Printed Circuits – A Historical Survey", *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.3, pp.1-9, March 1955.
- [Barrow 1936] Barrow, W.L., "Transmission of Electromagnetic Waves in Hollow Tubes of Metal", *Proc. IRE*, Vol.24, pp.1298-1398, October 1936.

- [Booker 1947] Booker, S.A., "The Elements of Wave Propagation Using the Impedance Concept", *J. Inst. Elec. Eng., London*, part III, Vol.94, No.29, pp.171-198, May 1947.
- [Bowden 1993] C.M. Bowden, J.P. Dowling, and H.O. Everitt, "Development and Applications of Materials Exhibiting Photonic Band Gaps", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol.10, February 1993, special issue.
- [Brazas 1995] Brazas J. C. and L. Li, "Analysis of Input-Grating Coupler Having Finite Lengths", *Appl. Opt.*, No.34, pp.3786, 1995.
- [Brillouin 1936] Brillouin L., "Propagation d'ondes électromagnétiques dans un Tuyau", *Rev. Gén. De l'Elec.*, Vol.40, pp.227-239, August 1936.
- [Brillouin 1946] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures: Electric Filters and Crystal Lattices*, Ed. McGraw Hill, New York, 1946.
- [Brillouin 1960] L. Brillouin, *Wave Propagation and Group Velocity*, Ed. Academic Press, New York, 1960.
- [Burghignoli 2000] Burghignoli P., C. Di Nallo, F. Frezza, A. Galli, and P. Lampariello, "Efficient Description of Impedance and Radiation Features in Printed-Circuit Leaky-Wave Structures—An Unconventional Scattering-Matrix Approach", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.48, No.10, pp.1661-1672, October 2000.
- [Burghignoli 2001] Burghignoli P., P. Baccarelli, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello and A.A. Oliner, "Low-Frequency Dispersion Features of a New Complex Mode for a Periodic Strip Grating on a Grounded Dielectric Slab", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig.*, Vol.2, pp.719-722, 2001
- [Caloz 2001] C. Caloz, C.-C. Chang and T. Itoh, "Full-Wave Verification of the Fundamental Properties of Left-Handed Materials in Waveguide Configurations", *J. App.Phys.*, Vol 90, NO. 11, pp.5483-5486, December 2001
- [Caloz 2002-I] C. Caloz H. Okabe, T. Iwai and T. Itoh, "Transmission Line Approach of Left-Handed (LH) Metamaterials", in *Proc. USNC/URSI National Radio Science Meeting*, San Antonio, TX, Vol.1, p.39, June 2002.
- [Caloz 2002-II] C. Caloz and T. Itoh, "Application of the Transmission Line Theory of Left-Handed (LH) Materials to the Realization of a Microstrip 'LH Line' ", *2002 USCN/URSI Meeting Digest*, pp.412-415, June 2002
- [Caloz 2003] C. Caloz and T. Itoh, "Novel Microwave Devices and Structures Based on the Transmission Line Approach of Meta-Materials", *2003 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp.195-198, July 2003
- [Capsalis 1993] C.N. Capsalis, N.K. Uzunoglu, C.P. Chronopoulos and Y.D. Sigourou, "A Rigorous Analysis of a Shielded Microstrip Asymmetric Step Discontinuity", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.41, No.3, pp.520-523, March 1993
- [Carin 1993] Carin L., G.W. Slade, K.J. Webb and A.A. Oliner, "Packaged Printed Transmission Lines: Modal Phenomena and Relation to Leakage", *1993 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp.1195-1198
- [Chang 1988] K. Chang, K.A. Hummer and G. Gopalakrishnan, "Active Radiating Element Using FET Source Integrated with Microstrip Patch Antenna", *Electron. Lett.*, Vol.24, No.21, pp.1347-1348, October 1988

- [Chen, 2001] T.-L. Chen, Y.D. Lin and J.-W. Sheen, "Microstrip-Fed Microstrip Second Higher Order Leaky-Mode Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.49, No.6, pp.855-857, June 2001
- [Chou 1996-I] G.-J. Chou and C.-K.C. Tzuang, "An integrated quasi-planar leaky-wave antenna," *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.44, pp.1078-1085, August 1996.
- [Chou 1996-II] G.-J. Chou and C.-K.C. Tzuang, "Oscillator-Type Active-Integrated Antenna: The Leaky-Mode Approach", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.44, No.12, pp.2265-2272, December 1996.
- [Chu 1938] Chu L.J. and W.L. Barrow, "Electromagnetic Waves in Hollow Metal Tubes of Rectangular Cross Section", *Proc. IRE*, Vol.26, pp.1520-1555, December 1938.
- [Cina 1995] J.L. Cina and L. Carin, "Mode Conversion and Leaky-Wave Excitation at Open-End Coupled-Microstrip Discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.43, No.9, pp.2066-2072, September 1995
- [Clarricoats, 1966] P.J.B. Clarricoats, P.E. Green and A.A. Oliner, "Slot-Mode Propagation in Rectangular Waveguide", *Electron. Lett.*, No. 2, pp.307-308, 1966.
- [Cohn 1958] Cohn S.B. et al., "Design Criteria for Microwave Filters and Coupling Structures", *Stanford Research Inst., Menlo Park, CA, SRI Project 2326, Tech. Rep. 3*, pp.23-29, August 1958.
- [Collin 1960] Collin R.E., *Field Theory of Guided Waves*, New York: McGraw-Hill, 1960.
- [Collin 1969] Collins R.E. and F.J. Zucker, *Antenna Theory, part 2*. New York: McGraw-Hill, 1969, ch. 19, 20.
- [Cullen 1949] Cullen A. L., "On the channel section waveguide radiator", *Phil. Mag.*, Vol.40, pp.417-428, Apr. 1949.
- [Cullen 1954] Cullen A.L., "The Excitation of Plane Surface Waves", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol.101, pt. IV, pp.225-234, August 1954.
- [Das 1991] Das N.K. and D.M. Pozar, "Full-Wave Spectral-Domain Computation of Material, Radiation, and Guided Wave Losses in Infinite Multilayered Printed Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.39, No. 1, pp.54-63, January 1991.
- [Di Nallo 1994] Di Nallo C., F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello and A.A. Oliner, "Properties of NRD-guide and H-guide higher-order modes: physical and nonphysical ranges", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.42, No. 12, pp.2429-2434, Dec. 1994.
- [Di Nallo 1995] Di Nallo C., F. Frezza, A. Galli and P. Lampariello, "Complete Characterisation of Leaky-Wave Antennas Based on Stepped Rectangular Waveguides", *Proc. 25<sup>th</sup> European Microwave Conf.*, Bologna, Italy, pp.1062-1067, Sept. 1995.
- [Di Nallo 1996] Di Nallo C., F. Frezza, A. Galli, G. Gerosa and P. Lampariello, "Stepped Leaky-Wave Antennas for Microwave and Millimeterwave applications", *Proc. Int. Workshop on Millimeter Waves*, Orvieto, Italy, pp.85-86, Apr. 1996.

- [Di Nallo 1997-I] Di Nallo C., F. Frezza, A. Galli and P. Lampariello, "Theoretical and experimental investigations on the 'stepped' leaky-wave antennas", *Antennas and Propagation Society International Symposium*, 1997. IEEE., 1997 Digest, vol 2, pp.1446-1449, 1997.
- [Di Nallo 1997-II] Di Nallo C., F. Frezza, A. Galli, G. Gerosa, and P. Lampariello, "Stepped leaky-wave antennas for microwave and millimeter-wave applications," *Ann. Télécommun.*, 52: 202-208, March 1997.
- [Di Nallo 1998] Di Nallo C., F. Mesa and D.R. Jackson, "Excitation of leaky modes on multilayered stripline structures", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol.46, No. 8, pp.1062-1071, August 1998
- [Dunleavy 1988-I] L.P. Dunleavy and P.B. Katehi, "A Generalized Method for Analyzing Shielded Thin Microstrip Discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.36, No. 12, pp.1758-1766, December 1988
- [Dunleavy 1988-II] L.P. Dunleavy and P.B. Katehi, "Shielding Effects in Microstrip Discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.36, No.12, pp.1767-1774, December 1988
- [Eleftheriades 2002] G.V. Eleftheriades, A.K. Iyer and P.C. Kremer, "Planar Negative Refractive Index Media using Periodically L-C Loaded Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.50, pp.2702-2712, 2002.
- [Eleftheriades 2003] G.V. Eleftheriades, O. Siddikqui and P.C. Kremer, "Transmission Line Models for Negative Refractive Index Media and Associated Implementations without Excess Resonators", *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.*, Vol.3, pp.51-53, February 2003.
- [Encinar, 1988] Encinar J.A., M. Guglielmi and A.A. Oliner, "Taper Optimization for sidelobe control in millimeter-wave metal-strip-loaded dielectric antennas", 1988 *URSI Radio Sci. Meet. Dig.*, Syracuse, NY; June 1988, p. 397.
- [Encinar 1990] Encinar J.A., "Mode-Matching and Point-Matching Techniques Applied to the Analysis of Metal-Strip-Loaded Dielectric Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.38, No.9, pp.1405-1412, September 1990.
- [Ermet 1976] Ermet H., "Guided Modes and Radiation Characteristics of Covered Microstrip Lines", *Arch. Elektr. Uebertrag Tech.*, Vol.30, pp.65-70, February 1976.
- [Ermet 1979] Ermet H., "Guiding and Radiation Characteristics of Planar Waveguides", *IEE Microwave, Optics and Acoustics*, Vol.3, pp.59-62, March 1979.

**F-J**

- [Fralich 1992] Fralich R. and J. Litva, "Beam-Steerable Active Array Antenna", *Electronics Lett.*, Vol.28, pp.184-185, January 1992.
- [Frezza 1989] Frezza F., M. Guglielmi and P. Lampariello, "Complex guidance properties of the slitted asymmetric ridge waveguide", *1989 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 927-930, 1989
- [Frezza 1994] Frezza F., M. Guglielmi and P. Lampariello, "Millimeter-wave leaky-wave antennas based on slitted asymmetric ridge waveguides", *IEE Proceedings, Part H: Microwaves, Antennas and Propagation*, Vol.141, pp.175-180, June 1994
- [Frezza 1995] Frezza F., M. Guglielmi and P. Lampariello, "Linear Phase Array Based on Slitted Asymmetric Ridge Waveguides", *IEE Proceedings Microwave Antenna and Propagation*, Vol.142 1, pp.47-51, Feb. 1995
- [Galdi 2000-I] Galdi V. and I. M. Pinto, "A simple algorithm for accurate location of leaky-wave poles for grounded inhomogeneous dielectric slabs", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, January 2000.
- [Galdi 2000-II] Galdi V. and I. M. Pinto, "Efficient computation of leaky-wave poles for grounded inhomogeneous dielectric slab", *Antennas and Propagation Conference*, September 2000
- [Garg, 1995] R. Garg and K.C. Gupta, "Suppression of Slot Mode in Slotted Waveguide Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol.23, No. 9, pp.730-732, 1975
- [Ghomi 1989] M. Ghomi and H. Baudrand, "Full-Wave Analysis of Microstrip Leaky-Wave Antenna", *Elect. Letters*, Vol.25, No.13, pp.870-871, June 1989.
- [Ghomi 1993] Ghomi M., B. Lejay, J.L. Amalric and H. Baudrand, "Radiation Characteristics of Uniform and Nonuniform Dielectric Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagation*, Vol.41, pp.1177-1186, September 1993.
- [Glandorf 1987] F. J. Glandorf and I. Wolff, "A spectral-domain analysis of periodically nonuniform microstrip lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol 35, No.3, pp.336-343, March 1987.
- [Goldstone 1959] Goldstone L. O. and A.A. Oliner, "Leaky-Wave Antennas I: Rectangular waveguides", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.7, pp.307-319, October 1959.
- [Goldstone 1961] Goldstone L. O. and A.A Oliner, "Leaky-Wave antennas II: Circular Waveguides", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.9, pp.280-290, May 1961.
- [Goubau 1950] Goubau G., "Surface Waves and Their Application to Transmission Lines", *J. App.Phys.*, Vol.21, pp.1119-1128, November 1950.
- [Goubau 1951] Goubau G., "Single-Conductor Surface Wave Transmission Lines", *Proc. IRE*, Vol.39, pp.619-624, June 1951.
- [Grbic 2002-I] A. Grbic and G.V. Eleftheriades, "Experimental Verification of Backward-Wave Radiation from a Negative Refractive Index Metamaterial", *Journal of Applied Physics*, Vol.92, pp.5930-5935, November 2002.

- [Grbic 2002-II] A. Grbic and G.V. Eleftheriades, "Leaky CPW-Based Slot Antenna Array for Millimeter-Wave Applications", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol.50, No.11, pp.1494-1504, November 2002.
- [Grieg 1952] Grieg D.D. and H.F. Engelmann, "Microstrip – A New Transmission Technique for the Kilomegacycle Range", *Proc. IRE*, Vol.40, pp.1644-1650, December 1952.
- [Grimm 1993] Grimm J.M. and D.P. Nyquist, "Spectral Analysis Considerations Relevant to Radiation and Leaky Modes of Open-Boundary Microstrip Transmission Line", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.41, No.1, pp.150-153, January 1993
- [Guglielmi 1989-I] Guglielmi M. and A.A. Oliner , "Multimode Network Description of a Planar Periodic Metal-Strip Grating at a Dielectric Interface. Part I: Rigorous Network Formulation", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.37, pp.534-541, March 1989.
- [Guglielmi 1989-II] Guglielmi M. and A.A. Oliner , "Multimode Network Description of a Planar Periodic Metal-Strip Grating at a Dielectric Interface. Part II: Small-Aperture and Small-Obstacle Approximations", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.37, pp.542-551, March 1989.
- [Guglielmi 1989-III] Guglielmi M. and H. Hochstadt, "Multimode Network Description of a Planar Periodic Metal-Strip Grating at a Dielectric Interface. Part III: Rigorous Solution", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.37, pp.902-909, May 1989.
- [Guglielmi 1990-I] Guglielmi M., Z.M. Lu, J.A. Encinar, S.T. Peng, and A.A. Oliner, "Metal-strip-loaded rectangular dielectric rod leaky-wave antennas: Experimental verification of a new simple theory", *1990 IEEE AP-S International Symposium*, Dallas, May 1990, pp.1922-1925.
- [Guglielmi 1990-II] Guglielmi M. and D.R. Jackson, "Low-frequency location of the leaky-wave poles for a dielectric layer", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.38, No.11, pp.1743-1746, November 1990
- [Guglielmi 1991-I] Guglielmi M. and G. Boccalone, "A Novel Theory for Dielectric-Inset Waveguide Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.49, pp.497-504, 1991.
- [Guglielmi 1991-II] Guglielmi M. and D.R. Jackson, "Scattering from Double-Strip Grating: Rigorous Equivalent Network Formulation", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.39, pp.1479-1487, October 1991
- [Guglielmi 1993] Guglielmi M. and D.R. Jackson, "Broadside Radiation from Periodic Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.41, No.1, pp.31-37, Jan. 1993.
- [Guglielmi 1994] Guglielmi M. and A. Alvarez-Melcón, "PLANT. A Software Tool for the Analysis and Design of Planar Transmission Lines", *European Space Agency. ESTEC Working Paper*, No. 1809, December 1994, Noordwijk, The Netherlands.
- [Guglielmi 1995] Guglielmi M. and A. Alvarez-Melcón, "Multimode Network Analysis of Planar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.43, No. 11, pp.2621-2626, November 1995
- [Hansen 1940] Hansen W.W., "*Radiating Electromagnetic Waveguide*", U.S. Patent No. 2.402.622, 1940.

- [Heaviside 1901] Heaviside O., *Encyclopedia Britannica*, Vol.13, 1902.
- [Hessel 1965] Hessel A. and A. A. Oliner, "A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings", *Appl. Opt.*, Vol.4, pp.1275–1297, October 1965.
- [Hines 1953] Hines J. N., V. H. Rumsey and C. H. Walter, "Traveling-Wave Slot Antennas", *Proc. IRE*, Vol.41, pp.1624–1631, November 1953.
- [Hu 1998-I] C.-C. Hu, J.J. Wu and C.F. Jou, "An Active Frequency-Tuned Beam-Scanning Leaky-Wave Antenna", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.17, No. 1, pp.43-45, January 1998
- [Hu 1998-II] C.-C. Hu, C.F. Jou, C.-J. Wang, S.-H. Lee and J.-J. Wu, "Coplanar Waveguide to Coplanar Strips-Fed Active Leaky-Wave Antenna", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.19, No. 5, pp.335-338, December 1998
- [Hu 1999-I] Hu C.-N. and C.-K. C. Tzuang, "High-Efficiency Closely Coupled Microstrip Leaky-Mode Antenna Array", *Microwave Conference, Asia Pacific*, Vol.1, pp.72-75, 1999.
- [Hu 1999-II] Hu C.-C., C.-F. Jou, J.-J. Wu and S.-T. Peng, "An Aperture Coupled Linear LWA Array with 2-D Dual-Beam Capability", *Microwave Conference, Asia Pacific*, Vol.1, pp.100-102, 1999
- [Hu 2000-I] Hu C.-N., C.-K. C. Tzuang and S.-D. Chen, "A Novel Design for the Microstrip Leaky-Mode Antenna Array with High-Efficiency", *Phased Array Systems Technology, Proceedings on*, pp.247-250, 2000
- [Hu 2000-II] C.-C. Hu, C.F. Jou, J.-J. Wu and S.T. Peng, "A Back-to-Back Active Microstrip Leaky-Wave Antenna Array with Mode-Switching Capability", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.24, No.3, pp.195-197, February 2000.
- [Hu 2000-III] C.-C. Hu, J.-J. Wu and C.F. Jou, "An Aperture-Coupled Linear Leaky-Wave Antenna Array with 2-D Dual-Beam Scanning Capability", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.25, No. 1, pp.52-53, April 2000.
- [Huang 2000] L. Huang, J.-C. Chiao and M.P. De Lisio, "An Electronically Switchable Leaky Wave Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.48, No.11, pp.1769-1772, November 2000
- [Huang 2001] Huang K.-F. and C.-K. Tzuang, "Non-Uniform Vertically Stacked Microstrip of High Radiation Efficiency at Millimeter Waves", *Microwave Conference, APMC 2001*, Vol.3, pp.1167-1170, 2001
- [Hung 2001] Hung T.-P. and C.-K. Tzuang, "38 GHz High-Directivity Planar Leaky-Mode Antenna Array", *Microwave Conference, APMC 2001*, Vol.2, pp.962-965, 2001.
- [Hsu 1991] Hsu C.G., R.F. Harrington, J.R. Mautz and T.K. Sarkar, "On the location of leaky wave poles for a grounded dielectric slab", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.39, No.2, pp.346-349, February 1991
- [Hong 2002] Hong W. and Y.-D. Lin, "Single-Conductor Strip Leaky-Wave Antenna", *Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, Vol.1, pp.498-501, 2002.
- [Horn 1980] Horn R.E., H. Jacobs, E. Freibergs and K.L. Klohn, "Electronic Modulated Beam-Steerable Silicon Waveguide Array Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.28, pp.647-655, June 1980.



- [Ip 1990] Ip A. and D.R. Jackson, "Radiation from cylindrical leaky waves", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.38, pp.482-488, April 1990.
- [Itoh 1976] Itoh T., "Inverted Strip Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.24, pp.821-827, November 1976.
- [Jackson 1985] Jackson D.R. and N.G. Alexopoulos, "Gain enhancement methods for printed circuit antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.33, pp.976-987, Sept. 1985.
- [Jackson 1988] D.R. Jackson and A.A. Oliner, "A leaky-wave analysis of the high-gain printed antenna configuration", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.36, No.7, pp.905-910, July 1988.
- [Jackson 1989] Jackson D.R., *Plane Wave Propagation and Reflection*, University of Houston, pp.3-12
- [Jackson 1993] Jackson D.R. and A.A. Oliner, "Leaky-Wave Propagation and Radiation for a Narrow-Beam Multiple-Layer Dielectric Structure", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.41, No.3, pp.344-348, March 1993
- [Jackson 2000] Jackson D.R., F. Mesa, M. Freire, D.P. Nyquist and C.Di Nallo, "An Excitation Theory for Bound Modes, Leaky Modes and Residual-Wave Currents on Stripline Structures", *Radio Sci.*, Vol.35, No.2, pp.495-510, March-April 2000
- [Jacobsen 1970] Jacobsen J., "Analytical, Numerical and Experimental Investigation of Guided Waves on a Periodically Strip-Loaded Dielectric Slab", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.18, pp.379-387, May 1970.
- [James 1977] James J.R. and P. S. Hall, "Microstrip Antennas and Arrays, Part 2: New Array-Design Technique", *IEE J. Microwaves, Optics and Antennas*, No.1, pp.175-181, 1977.
- [Joubert, 1999] Joubert J. and J.A.G. Malherbe, "Moment Method Calculation of the propagation constant for leaky-wave modes in slotted rectangular waveguide", *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, Vol.146, No. 6, pp.411-415, December 1999

**K-L**

- [Kalhor 1988] Kalhor H.A., "Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Strips Over a Ground Plane", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.36, pp.147-151, January 1988.
- [Kam 2000] K.W. Kam and E.K.N. Yung, "An Innovate Leaky-Wave Antenna for Indoor Cellular Mobile Communications", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.24, No. 1, pp.19-20, January 2000
- [Katehi 1985] P. Katehi and N. Alexopoulos, "Frequency Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities in Millimeter-wave Integrated Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.MTT-33, No. 10, pp.1029-1035, October 1985
- [Katehi 1987] P.B. Katehi, "Radiation Losses in mm-wave open microstrip filters", *Electromagnetics*, Vol.7, pp.137-152, 1987.
- [Kim 2000] Kim J.K., J.I. Lee and Y.K. Cho, "Slit-Coupled Microstrip Leaky-Wave Antenna", *Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol 3, pp.1458-1461, 2000.
- [King 1955] King D. D., "Circuit Components in Dielectric Image Lines", *IRE Trans. Microwave Theoiy Tech.*, Vol.3, pp.35-39, December 1955.
- [Klohn 1978] Klohn K.L., R.E. Horn, H.J. Jacobs and E. Freibergs, "Silicon Waveguide Frequency Scanning Linear Array Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.26, pp. 764--773, October 1978.
- [Knittel 1968] Knittel G. H., A. Hessel, and A. A. Oliner, "Element Pattern Nulls in Phased Arrays and Their Relation to Guided Waves", *Proc. IEEE*, Vol.56, pp.1822-1836, November 1968.
- [Knox 1970] Knox R. M. and P. P. Toullos, "Integrated Circuits for the Millimeter Wave through Optical Frequency Range," in *Proc. Symp. Submillimeter Waves*, (Microwave Research Institute, Polytechnic Institute of Brooklyn), April 1970, pp.497-516.
- [Kobayashi 1981] Kobayashi S., R. Lampe, R. Mittra and S. Ray, "Dielectric Rod Leaky-Wave Antennas for Millimeter-Wave Applications", *IEEE Trans. Antennas Propagation*, Vol.29, pp. 822-824, Sept. 1981.
- [Kunoli 2001] Kunoli F., A. Takada, M. Eguchi and T. Yoneyama, "Radiation Charactristics of NRD compatible pyramidal horn antenna for multiple acces LAN application at 60 GHz", *Microwave Conference, APMC 2001*, Vol.3, pp.1490-1493, 2001
- [Kurizki 1994] G. Kurizki and J.W. Haus, "Photonic Band Structures", *Journal of Modern Optics*, Vol.41, No. 2, February 1994, special issue.
- [Lai 2004] Lai A., C. Caloz and T. Itoh, "Composite Right/Left Handed Transmission Line Metamaterials", *IEEE Microwave Magazine*, Vol.5, No.3, pp. 34-50, September 2004.
- [Lampariello 1985-I] Lampariello P. and A.A. Oliner, "A new Leaky-Wave Antenna for Millimeter Waves Using an Asymmetric Strip in Groove Guide. Part I: Theory", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol.33, pp.1285-1294, 1985.

- [Lampariello 1985-II] Lampariello P. and A.A. Oliner, "A new Leaky-Wave Antenna for Millimeter Waves Using an Asymmetric Strip in Groove Guide. Part II: Design consideration", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol.33, pp.1295-1303, 1985
- [Lampariello 1987-I] Lampariello P., F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji and A.A. Oliner, "Guidance and Leakage Properties of Offset Groove Guide", *1987 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig*, 731-734, 1987.
- [Lampariello 1987-II] Lampariello P. and A.A. Oliner, "A Novel Phase Array of Printed-Circuit Leaky Wave Lines Sources", *Proceedings of 17th European Microwave Conference*, Rome, Italy, pp.555-560,1987.
- [Lampariello 1990] Lampariello P., F. Frezza and A.A. Oliner, "The Transition Region Between Bound-Wave and Leaky-Wave Ranges for a Partially Dielectric-Loaded Open Guiding Structure", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.38, No 12, pp.1831-1836, December 1990.
- [Lampariello 1997] Lampariello P., "New millimeter-wave leaky-wave antennas", *Microwave Conference Proceedings*, 1997, vol.1 pp.405-408. APMC '97, 1997 Asia-Pacific, 1997
- [Lampariello 1998-I] Lampariello P., F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji and A.A. Oliner, "A versatile leaky-wave antenna based on stub-loaded rectangular waveguide. Part I: Theory", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.46, No.7, pp.1032-1041, July 1998.
- [Lampariello 1998-II] Lampariello P., F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji and A.A. Oliner, "A versatile leaky-wave antenna based on stub-loaded rectangular waveguide. Part II- Effects of flanges and finite stub length", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.46, No.7, pp.1042-1046, July 1998.
- [Lampariello 1998-III] Lampariello P., F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji and A.A. Oliner, "A versatile leaky-wave antenna based on stub-loaded rectangular waveguide. Part III- Comparison with measurements", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.46, No.7, pp.1047-1055, July 1998.
- [Langston 2000] Langston W.L., J.T. Williams, D.R. Jackson and F. Mesa, "Frequency Dependent Characteristic of a Radiation from a Voltage Source on a Covered Microstrip Line", *Radio Science*, January 2000.
- [Lin 1988] C.S. Lin, S.S. Zhong, J.H. Shi and Y. Wang, "Gain enhancement technique for microstrip antennas", in *Proc. IEEE Antennas Propagat.*, Vol.36, pp.905-910, July 1988.
- [Lin 1996] Y.-D. Lin, J.-W. Sheen and C.-K. C. Tzuang, "Analysis and Design of Feeding Structures for Microstrip Leaky Wave Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.44, pp.1540-1547, September 1996
- [Lee 1997-I] C.S. Lee, "Planar Leaky-Wave Microstrip Antenna", *Antennas and Propagation Society International Symposium, Digest*, pp.1126-1129, 1997.
- [Lee 2000] Lee M.T., K.M. Luk, S.J. Xu and E.K.N. Yung, "Leaky Wave Antenna Based on Image NRD guide with staircase shaped dielectric slab", *Electronic Letters*, Vol.36, No. 13, pp.1102-1103, June 2000
- [Leone 2001] Leone R. and H.Y.D. Yang, "Design of Surface-Wave Band-Gaps for Planar Integrated Circuits Using Multiple Periodic Metallic Patch Arrays", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig*, Vol.2, pp.1213-1216, 2001

- [Lin 1994] J. Lin and T. Itoh, "Active Integrated Antennas", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.42, pp.2186-2194, December 1994.
- [Lin 1997] Lin Y.-D. and J.-W. Sheen, "Mode Distinction and Radiation Efficiency Analysis of Planar Leaky-Wave Sources", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.45, pp.1672-1680, October 1997
- [Liu 2002] L. Liu, C. Caloz and T. Itoh, "Dominant Mode (DM) Leaky Wave Antenna with Backfire-to-Endfire Scanning Capability", *Electron. Lett.*, Vol.38, No. 23, pp.1414-1416, November 2002
- [Lo 1994] W.-T. Lo, C.-K.C. Tzuang, S.-T. Peng and C.-H. Lin, "Full-Wave and Experimental Investigations of Resonant and Leaky Phenomena of Microstrip Step Discontinuity Problems with and without Top Cover", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig.*, pp.473-476, 1994

### M-O

- [Ma 1992-I] Ma Z., E. Yamashita and S. Xu, "Modal Analysis of Open Groove Guide with Arbitrary Groove Profile", *IEEE Microwave Guided Wave Letters*, Vol.2, pp.364-366, September 1992.
- [Ma 1992-II] Ma Z. and E. Yamashita, "A New Method for the Characterization of Groove-Guide Leaky-Wave Antenna with an Asymmetrical Located Metal Strip", *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol.2, No. 12, pp.489-491, 1992.
- [Ma 1993-I] Ma Z. and E. Yamashita, "Hybrid-Mode Analysis of Planar Transmission Lines with Arbitrary Metallization Cross Sections", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.41, No. 3, pp.491-497, March 1993.
- [Ma 1993-II] Ma Z. and E. Yamashita, "Wave Leakage from Groove NRD Structures", *Microwave and Guided Wave Letter*, Vol.3, No. 6, pp.170-172, June 1993.
- [Ma 1994-I] Ma Z. and E. Yamashita, "Leakage Characteristics of Groove Guide Having a Conductor Strip", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.42, No. 10, pp.1925-1931, 1994.
- [Ma 1994-II] Ma Z. and E. Yamashita, "Space Wave Leakage from Higher Order Modes on Various Planar Transmission Lines Structures", *1994 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, Vol 2, pp.1033-1036, 1994
- [Machác 2000] Machác J. and Ján Zehentner, "Space Leakage of Power from Uniplanar Transmission Lines", *13th Int-Conf. on Microwave, Radar and Wireless Communications*, NIKON-2000, vol.2, pp.565-568, 2000
- [Machác 2002] Machác J. and Ján Zehentner, "Comments on Representation of Surface Leaky Waves on Uniplanar Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.50, pp.583-585, Feb. 2002.
- [McLevlge 1975], McLevlge W. V., T. Itoh, and R. Mittra, "New Waveguide Structures for Millimeter-Wave and Optical Integrated Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.23, pp.788-794, October 1975.
- [Maheri 1988] Maheri H., M. Tsutsumi and N. Kumagi, "Experimental Studies of Magnetically Scannable Leaky-Wave Antennas Having a Corrugated Ferrite Slab/Dielectric Layer Structure", *IEEE Trans. Antennas Propagation*, Vol.36, pp. 911-917, November 1988.

- [Majumder 1997-I] Majumder S., D.R. Jackson, A.A. Oliner and M. Guglielmi, "The Nature of the Spectral Gap for Leaky Waves on Periodic Strip-Grating Structure", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.47, No.12, pp.2296-2307, 1997.
- [Majumder 1997-II] Majumder S. and D.R. Jackson, "Radiation Characteristics of One-Dimensional Periodic Leaky-Wave Antennas", *AP-S 1997 Digest*, Vol.1, pp.452-455, 1997.
- [Malherbe 1988] Malherbe J.A.G., "A leaky-wave antenna in nonradiative dielectric waveguide", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.36, No. 9, pp.1231-1235, September 1988
- [Malherbe, 1998] J.A.G. Malherbe and J. Joubert, "Radiation Properties of a Long Slot in the Broad Wall of a Waveguide", *Electron. Lett.*, Vol.34, No. 6, pp.568-570, March 1998
- [Marcuvitz 1956] Marcuvitz N., "On field representation in terms of leaky modes", *IRE Trans.*, Vol.AP-4, pp.192-194, 1956.
- [Marin 1990] Marin M.A., S. Barkeshly and P.H. Pathak, "On the location of proper and improper surface wave poles for the grounded dielectric slab", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.38, pp.570-573, April 1990.
- [Marcuvitz 1948] Marcuvitz, N., "On the Representation and Measurements of Waveguide Discontinuities", *Proc. IRE*, Vol.36, pp.728-735, June 1948.
- [Marcuvitz 1949] Marcuvitz, N., "The Representation, Measurement, and Calculation of Equivalent Circuits for Waveguide Discontinuities with Application to Rectangular Slots", *MRI, PIB Report, under Contract No. WLENG W28-099-ac-146 with the Air Force*, 1949.
- [Marcuvitz 1951-I] Marcuvitz, N. *Waveguide Handbook* (MIT Radiation Laboratory Series Vol.10), New York, McGraw Hill, 1951.
- [Marcuvitz 1951-II] Marcuvitz, N. and J. Schwinger, "On the Representation of Electric and Magnetic Fields Produced by Currents and Discontinuities in Waveguides", *J. App. Phys.*, Vol.22, pp.806-829, June 1951.
- [Marcuvitz 1956] Marcuvitz N., "On Field Representations in Terms of Leaky Modes or Eigenmodes", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.4, pp.192-194, July 1956
- [Marqués 2002] Marqués R., J. Martel, F. Mesa and F. Medina, "Left-Handed Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength split-ring-resonator-loaded Metallic Waveguides", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.89(18), pp.183901/1-4, 2002.
- [Martínez 2005] Martínez A, "Diseño del Circuito de Alimentación de Antenas Leaky-Wave en Tecnología Híbrida Guía Dieléctrica Circuito Impreso", *Proyecto Fin de Carrera UPCT*, Director: J.L. Gómez Tornero, Junio 2005.
- [Matsumoto 1987] Matsumoto M. and M. Tsutsumi, "Radiation Characteristics of a Dielectric Slab Waveguide Periodically Loaded with Thick Metal Strips", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.35, pp.89-95, February 1987.
- [Maxwell 1873] Maxwell, J.C., *Treatise on Electricity and Electromagnetism*, 3<sup>rd</sup> Edition, Dover, New York, 1873.
- [McMillan 1997] McMillan L.O., N.V. Shuley and P.W. Davis, "Leaky fields on microstrip", *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 17, 323-337, 1997

- [Melcón 1998] Melcón A.A., "Applications of the integral equation technique to the analysis and synthesis of multilayered printed shielded microwave circuits and cavity backed antennas", *Thèse EPFL No. 1901*, 1998. Director de Tesis: Prof. J. Mosig
- [Melcón 1999] A.A. Melcón, V. Campos, J.-F. Zürcher and J.R. Mosig, "A Simple Low-Cost Coplanar Twin-Oscillator Active Antenna Oscillator for Wireless Applications", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.23, No. 1, pp.18-25, October 1999.
- [Menzel 1979] Menzel W., "A New Travelling-Wave Antenna in Microstrip", *Arch. Elektr. Uebertrag Tech.*, Vol.33, pp.137-140, April 1979.
- [Mesa 1999] Mesa F., C.Di Nallo and D.R. Jackson, "The Theory of Surface-Wave and Space-Wave Leaky-Mode Excitation on Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.47, No.2, pp.207-215, February 1999
- [Mesa 2000] Mesa F., A.A. Oliner, D.R. Jackson and M.J. Freire, "The Influence of a Top Cover on the Leakage from Microstrip Line", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.48, No.12, pp.2240-2248, December 2000
- [Mesa 2002-I] Mesa F., D.R. Jackson and M.J. Freire, "Evolution of Leaky Modes on Printed-Circuit Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.50, No.1, pp.94-104, January 2002.
- [Mesa 2002-II] Mesa F. and D.R. Jackson, "Investigation of Integration Paths in the Spectral-Domain Analysis of Leaky Modes on Printed Circuit Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.50, No.10, pp.2267-2275, October 2002
- [Meyer 1995-I] P.Meyer, "Solving Microstrip Discontinuities with a Combined Mode-Matching and Method-of-Lines Procedure", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.8,no. 1,pp.4-8, January 1995
- [Meyer 1995-II] P.Meyer, "Analysis of Microstrip Filters with a Combined Mode-Matching and Method-of-Lines Procedure", *1995 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.*, May 1995
- [Michalski 1986] Michalski K.A. and D. Zheng, "On the choice of branch cuts and integration paths in the analysis of open microstrip structures", *Electron. Lett.*, 1986.
- [Michalski 1989-I] Michalski K.A. and D. Zheng, "On the leaky modes of open microstrip lines", *Microwave Opt. Tech, Lett.*, Vol.2, No.1, pp.6-8, January 1989.
- [Michalski 1989-II] Michalski K.A. and D. Zheng, "Rigorous analysis of open microstrip lines of arbitrary cross section in bound and leaky regimes", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.37, No.12, pp.2005-2010, December 1989.
- [Michalski 1997] K.A. Michalski and J.R. Mosig, "Multilayered media Green's functions in integral equation formulations", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, pp.508-519, March 1997.
- [Mittra 1972] Mittra R., T. Itoh, and Ti-Shu Li, "Analytical and Numerical Studies of the Relative Convergence Phenomenon Arising in the Solution of an Integral Equation by the Moment Method", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.20, No. 2, pp.96- 104, Feb 1972.
- [Mittra 1981] Mittra R. and R. Kastner , "A Spectral Domain Approach for Computing the Radiation Characteristics of a Leaky-Wave Antenna for Millimeter Waves", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.29, pp.652-654, July 1981.

- [Munk 2000] B.A. Munk, *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*, Ed. John Wiley & Sons, Inc., 2000, ISBN 0-471-37047-9
- [Navarro, 1996] J.A. Navarro and K.Chang, *Integrated Active Antennas and Spatial Power Combining*, 1996, Ed. Wiley and Sons
- [Nghiem 1991] Nghiem D., J.T. Williams, D.R. Jackson and A.A. Oliner, "Proper and Improper Modal Solutions for Inhomogeneous Stripline", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig*, 567-570, June 1991
- [Nghiem 1993] Nghiem D., J.T. Williams, D.R. Jackson and A.A. Oliner, "Proper and improper dominant mode solutions for stripline with an air gap", *Radio Sci.*, Vol.28, No.6, pp.1163-1180, December 1993
- [Nghiem 1995-I] Nghiem D., J.T. Williams, D.R. Jackson and A.A. Oliner, "Leakage of the Dominant Mode on Stripline with a Small Air Gap", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.43, No.11, pp.2549-2556, Nov. 1995.
- [Nghiem 1995-II] Nghiem D., J.T. Williams, D.R. Jackson and A.A. Oline, "The Effect of Substrate Anisotropy on the Dominant-Mode Leakage from Stripline with an Air Gap", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.43, No.12, pp.2831-2838, December 1995
- [Nghiem 1996] Nghiem D., J.T. Williams, D.R. Jackson and A.A. Oliner, "Existence of a Leaky Dominant Mode on Microstrip Line With an Isotropic Substrate: Theory and Measurements", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.44, No.10, pp.1710-1715, October 1996
- [Oliner 1951] Oliner, A.A., "Equivalent Circuits for Slots in Rectangular Waveguides", *MRI, PIB Report, under Contract No. AF19(122)-3 with the Air Force Cambridge Research Center*, August 1951.
- [Oliner 1955] Oliner, A.A., "Equivalent Circuits for Discontinuities in Balanced Strip Transmission Line", *IRE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.3, pp.134-143, March 1955.
- [Oliner 1957] Oliner, A.A., "The Impedance Properties of Narrow Radiating Slots in the Broad Face of Rectangular Waveguide, Part I – Theory; Part II – Comparison with Measurement", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.5, pp.4-20, January 1957.
- [Oliner 1962] Oliner A. A. and T. Tamir, "Backward Waves on Isotropic Plasma Slabs", *J. Appl. Phys.*, Vol.33, pp.231–233, January 1962.
- [Oliner 1964] Oliner A. A. and T. Tamir, "Radiation from Semi-Infinite Slot Excited Plasma-Sheath Configurations", in *Electromagnetic Aspects of Hypersonic Flight.*, Baltimore, MD: Spartan Books, 1964, pp.32-48.
- [Oliner 1965] Oliner A.A., "Guided Complex Waves on Slow-Wave Periodic Structures", *Proc. Symp. Electromagnetic Wave Theory*, pp.467-476, 1965.
- [Oliner 1976] Oliner, A.A., "Acoustic Surface Waveguides and Comparison with Optical Waveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.24, No.12, pp.914-920, December 1976.
- [Oliner 1984] Oliner, A.A., "Historical Perspectives on Microwave Field Theory", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.32, No.9, pp.1022-1045, September 1984.

- [Oliner 1985] Oliner A.A., S. T. Peng and K. M. Shang, "Leakage from a Gap in NRD Guide", *IEEE MTT International Microwave Symposium Digest*, pp.619-621, St. Louis, MO, June 1985.
- [Oliner 1986-I] Oliner A.A. and K.S. Lee, "The nature of leakage from higher order modes on microstrip lines", *IEEE Int. Microwave Symp. Dig.*, pp 57-60, June 1986.
- [Oliner 1986-II] Oliner A.A. and P. Lampariello, "A Simple Leaky Wave Antenna that Permits Flexibility in Beam Width", *National Radio Science Meeting (URSI) Digest*, p. 26, June 1986.
- [Oliner 1987] Oliner A.A., "Leakage from higher modes on microstrip line with application to antennas", *Radio Sci.*, Vol.22, No.6, pp.907-912, November 1987.
- [Oliner, 1988] Oliner A.A., "A novel array of printed-circuit uniform leaky-wave line sources", Vol.II, Ch. X in *Scannable millimeter wave arrays*, Weber Res. Inst., Polytechnic University, Tech. Rep. Poly-WRI-1543-88, Sept. 30, 1988.
- [Oliner 1991] Oliner A.A., "Physical Description of Parasitic Mode Effects and Their Influence on Crosstalk and Package Effects", *Proc. Workshop on Loss, Crosstalk and Package Effects in Microwave and Milimeter-Wave Integrated Circuits*, 1991 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig,
- [Oliner 1993] Oliner A.A., "Leaky-wave antennas", in *Antenna Engineering Handbook*, 3rd ed, R.C. Johnson, Ed. New York, McGraw-Hill, 1993, Ch. 10.
- [Oliner 1997] Oliner A.A., "Leaky Waves: Basic Properties and Applications", *1997 Asia Pacific Microwave Conference*, pp.397-400, September 1997.
- [Oliner 2000] Oliner A.A., "Types and Basic Properties of Leaky Modes in Microwave and Milimeter-Wave Integrated Circuits", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E83-C, No. 5, pp.675-686, May 2000.
- [Omar 1984] Omar A.S. and K. Schuenemann, "Space-Domain Decoupling of LSE and LSM Fields in Generalized Planar Guiding Structures", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.MTT-32, No.12, pp.1626-1632, December 1984.
- [Omar 1985] Omar A. S. and K. Schünemann, "Formulation of the singular integral equation technique for planar transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.MTT-33, pp.1313-1322, December 1985.
- [Omar 1986] Omar A. S. and K. Schünemann, "The Effect of Complex Modes at Finline Discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.34, pp.1508-1514, December 1986.
- [Omar 1987] Omar A.S. and K. Schuenemann, "Complex and Backward-Wave Modes in Inhomogeneously and Anisotropically Filled Waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.MTT-35, No.3, pp.268-275, March 1987.
- [Ostner 1993] Ostner H., J. Detlefsen and D.R. Jackson, "Investigation of the Radiation from Finite-Size One-Dimensional Leaky-Wave Antennas", *Antennas and Propagation*, 8th Int. Conference on, Vol.2, pp.643-646, 1993
- [Ostner 1995] H. Ostner, J. Detlefsen and D.R. Jackson, "Radiation from One-Dimensional Dielectric Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol.43, No. 4, pp.331-339, April 1995.



**P-T**

- [Palócz 1965] Palócz I. and A. A. Oliner, "Leaky Space Charge Waves I: Cerenkov Radiation", *Proc. IEEE*, Vol.53, pp.24-36, January 1965.
- [Palócz 1967] Palócz I. and A. A. Oliner, "Leaky Space Charge Waves II: Smith-Purcell Radiation", *Proc. IEEE*, Vol.55, pp.46-56, January 1967.
- [Pan 1994] S.G. Pan and I. Wolff, "Scalarization of dyadic spectral Green's functions and network formalism for three-dimensional full-wave analysis of planar lines and antennas", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.MTT-42, pp.2118-2127, November 1994.
- [Pascal 1997] Pascal D., R. Orobtcchouk, A. Layadi, A. Koster, and S. Laval, "Optimized Coupling of a Gaussian Beam into an Optical Waveguide with a Grating Coupler: Comparison of Experimental and Theoretical Results", *Appl. Opt.*, No.36, pp.2443, 1997.
- [Peng 1981-I] Peng S.T. and A.A. Oliner, "Guidance and Leakage Properties of a Class of Open Dielectric Waveguides, Part I: Mathematical Formulations", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.29 (Special Issue on Open Guided Wave Structures), pp.843-855, Sep. 1981
- [Peng 1981-II] Peng S.T. and A.A. Oliner, "Guidance and Leakage Properties of a Class of Open Dielectric Waveguides, Part II: New Physical Effects", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.29 (Special Issue on Open Guided Wave Structures), pp.855-869, Sep. 1981.
- [Pobanz 1995] C.W. Pobanz, J. Lin and T. Itoh, "Active Integrated Antennas for Microwave Wireless Systems", *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp.1-3, May 1995.
- [Pozar 1982] Pozar D.M., "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol.30, No. 6, pp.1191-1196, November 1982.
- [Qian, 1999] Y. Qian, B.C.C. Chang, T. Itoh, K.C. Chen and C.K.C. Tzuang, "High Efficiency and Broadband Excitation of Leaky Mode in Microstrip Structures", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig.*, pp.1422-1429, 1999.
- [Rayleigh 1897] Rayleigh, Lord, "On the Passage of Electric Waves Through Tubes, or the Vibration of Dielectric Cylinders", *Phil. Mag.*, Vol.43, pp.125-132, February 1897.
- [Rodríguez 2004] Rodríguez-Berral R., F. Mesa and F. Medina, "Systematic and Efficient Root Finder for Computing the Modal Spectrum of Planar Layered Waveguides", *Int J RF and Microwave CAE*, Vol.14, pp.73-83, 2004.
- [Rong 1991] Rong A. S. and Z. L. Sun, "Radiation of Millimeter Waves from NRD Leaky Wave Antennas with Tapered Transition and Tuning Aperture", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.39, No. 9, pp.1366-1371, September 1991
- [Rozzi 1987-I] Rozzi T. and L. Ma, "Scattering by Dipoles in Inset Dielectric Guide and Application to Millimetric Leaky Wave Antennas", *Proc. 17th European Microwave Conference*, (Rome, Italy), Sept. 1987, pp.543-548.

- [Rozzi 1987-II] T. Rozzi and S.J. Hedges, "Rigorous Analysis and Network Modeling of the Inset Dielectric Guide", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.35, pp.823-834, September 1987.
- [Rozzi 1997] Rozzi T. and M. Mongiardo, Open Electromagnetic Waveguides, *IEE Electromagnetic Waves Series*, Vol.43, 1997, pp.73-97
- [Rozzi 1989] Rozzi T., R. De Leo and A. Morini, "Analysis of the microstrip-loaded inset dielectric waveguide", *1989 IEEE Microwave Theory Tech. Soc. Int. Symposium. Dig.*, Long Beach, CA, June 1989, pp.923-926.
- [Rumsey 1953] Rumsey V. H., "Traveling Wave Slot Antennas", *J. Appl. Phys.*, Vol.24, pp.1358-1365, November 1953.
- [Sanada 2004] Sanada A, C. Caloz and T. Itoh, "Planar Distributed Structures with Negative Refractive Properties", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.52, pp.1252-1263, April 2004.
- [Sanchez 1984] Sanchez A. and A.A. Oliner, "Microwave Network Analysis of a Leaky-Wave Structure in Non-Radiative Dielectric Waveguide", *IEEE MTT International Microwave Symposium Digest*, pp.118-120, 1984
- [Sanchez 1987-I] Sanchez A. and A.A. Oliner, "A New Leaky Waveguide for Millimeter Waves Using Nonradiative Dielectric (NRD) Waveguide- Part I: Accurate Theory", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.35, No. 8, pp.737-747, August 1987.
- [Sanchez 1987-II] Sanchez A. and A.A. Oliner, "A New Leaky Waveguide for Millimeter Waves Using Nonradiative Dielectric (NRD) Waveguide- Part II: Comparison with Experiments", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.35, No. 8, pp.748-752, August 1987.
- [Schwering 1983] Schwering F. and S.T. Peng, "Design of Dielectric Grating Antennas for Millimeter-Wave Applications", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.31, pp.199-209, February 1983.
- [Schwering 1988] Schwering F. and A.A. Oliner, "Millimeter-Wave Antennas", in *Antenna Handbook*, Y.T. Lo and S.W. Lee, Eds. New York: Van Nostrand Reinhold, 1988, Ch. 17.
- [Sheen 1998] Sheen J.-W. and Y.-D. Lin, "Propagation Characteristics of the Slotline First Higher Order Mode", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.46, No. 11, pp.1774-1781, November 1998
- [Shelby 2001] R.A. Shelby, D.R. Smith and S. Schultz, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction", *Science*, 292, pp.77-79, 2001.
- [Shelkunoff 1937] Shelkunoff S.A., "Transmisi3n Theory of Plane Electromagnetic Waves", *Proc. IRE*, Vol.22, pp.1457-1492, November 1937.
- [Shelkunoff 1938] Shelkunoff S.A., "The Impedance Concept and Its Application to Problems of Reflection, Refraction, Shielding and Power Absorption", *Bell Syst. Tech. J.*, Vol.17, pp.17-48. January 1938.
- [Shelkunoff 1943] Shelkunoff S.A., *Electromagnetic Waves*, New York, Van Nostrand, 1943.

- [Shen 1995] X.-H. Shen, G.A.E. Vandenbosch, A. Van de Capelle, "Study of gain enhancement method for microstrip antennas using moment method", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.43, No.3, pp.227-231, March 1995.
- [Shigesawa 1983] Shigesawa H., M. Tsuji, H.S. Myung, S.T. Peng and A.A. Oliner, "Direct experimental confirmation of new leakage effects on open dielectric strip waveguides", *Dig. Int. MTT Symp.*, pp.293-295, 1983
- [Shigesawa 1986] Shigesawa H., M. Tsuji and A.A. Oliner, "Effects of air gap and finite metal plate width on NRD guide", *IEEE MTT International Microwave Symposium Digest*, pp.119-122, Baltimore, MD, June 1986.
- [Shigesawa 1989] Shigesawa H., M. Tsuji and A.A. Oliner, "Dominant mode power leakage from printed-circuit waveguides", *Proc. Int. Radio Sci. Symp.*, pp.527-529, August 1989
- [Shigesawa 1990] Shigesawa H. and M. Tsuji, "A New Mode-Coupling Effect on Coplanar Waveguides of Finite Width", *1990 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1063-1066, 1990.
- [Shigesawa 1993] Shigesawa H., M. Tsuji and A.A. Oliner, "The Nature of the Spectral-Gap between Bound and Leaky Solution when Dielectric Loss is Present in Printed-Circuit Lines", *Radio Sci.*, vol 28, pp.1235-1243, Nov.-Dec. 1993
- [Shigesawa 1994] Shigesawa H., M. Tsuji, P. Lampariello, F. Frezza and A. A. Oliner, "Coupling between different leaky-mode types in stub-loaded leaky waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.MTT-42, pp.1548-1560, August 1994
- [Shigesawa 1995] Shigesawa H., M. Tsuji and A.A. Oliner, "Simultaneous Propagation of Bound and Leaky Dominant Modes on Printed-Circuit Lines: A New General Effect", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.43, No.12, pp.3007-3019, December 1995
- [Shigesawa 2001] Shigesawa H. and M. Tsuji, "Leaky-Wave Phenomena and Their Unfavorable Effect in Millimeter-Wave Circuit Devices", *Microwave Conference, 2001 APMC*, vol.1, pp.53-58, 2001.
- [Sievenpiper 1999] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexópoulos, and E. Yablanovitch, "High-Impedance Electromagnetic Surfaces with a Forbidden Frequency Band," *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.47, No.11, November 1999, pp.2059-2074.
- [Slade 1998] Slade G.W., L. Carin, Q. Xu, S.E. Borchardt and K.J. Webb, "A Study of Slotline Leaky-Wave Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol.46, no. 7, pp.1042-1046, July 1998
- [Smith 2000] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S.Schultz, "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.84, pp.4184-4187, May 2000.
- [Smith 2001] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, R. Shelby, S.C. Nemat-Nasser, N. Kroll and S. Schultz, "Left Handed Metamaterials", *Photonic Crystals and Light Focalization*, Costas M. Soukoulis Ed. (Kluwer Academic, Dordrecht, 2001), p.351., 2001.
- [Solbach 1983] Solbach K. and B. Adelseck, "Dielectric Image Leaky-Wave Antennas for Broadside Radiation", *Electron. Lett.*, Vol.19, pp.640-644, August 1983.

- [Southworth 1936] Southworth, G.C., "Hyper-Frequency Wave-Guides – General Considerations and Experimental Results", *Bell Syst. Tech. J.*, Vol.15, pp.284-309, April 1936.
- [Southworth 1937] Southworth, G.C., "Some Fundamental Experiments with Wave Guides", *Proc. IRE*, Vol.25, pp.807-822, July 1937.
- [Tamir 1962] Tamir T. and A.A. Oliner, "The influence of complex waves on the radiation field of a line source above a dielectric slab", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.AP-10, pp.55-65, January 1962.
- [Tamir 1962-II] Tamir T. and A.A. Oliner, "The Influence of Complex Waves on the Radiation Field of a Slot-Excited Plasma layer", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.10, pp.55-65, January 1962.
- [Tamir 1963-I] Tamir T. and A. A. Oliner, "The Spectrum of Electromagnetic Waves Guided by a Plasma Layer", *Proc. IEEE*, Vol.51, pp.317-332, February 1963.
- [Tamir 1963-II] Tamir T. and A. A. Oliner, "Guided Complex Waves, Part I: Fields at an Interface", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol.110, pp.310–324, February 1963.
- [Tamir 1963-III] Tamir T. and A. A. Oliner, "Guided Complex Waves, Part II: Relation to Radiation Patterns", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol.110, pp.325-334, February 1963.
- [Tamir 1965] Tamir T. and L. Felsen, "On lateral waves in slab configurations and their relation to other wave types", *IEEE Trans. on Antennas Propagat.*, Vol.13, No.3, pp.410-422, May 1965.
- [Tamir 1971] Tamir T. and H. L. Bertoni, "Lateral Displacement of Optical Beams at Multilayered and Periodic Structures", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.61, pp.1397–1413, October 1971.
- [Tamir 1973] Tamir T., "Inhomogeneous Waves Types at Planar Interfaces: III-Leaky Waves", *OPTIK*, Vol.38, No.3, pp.269-297, February 1973.
- [Tamir 1975] Tamir T., *Integrated Optics*, Springer, New York, Chap.3, 1975.
- [Tamir 1977] Tamir T. and S. T. Peng, "Analysis and Design of Grating Couplers", *Appl. Phys.*, No.14, 235-254, 1977.
- [Teo 2002] Teo S.-A., M.-S.Leong, S.-T.Chew, and B.-L.Ooi, "Complete location of poles for thick lossy grounded dielectric slab", *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, Vol.50, pp.440 –445, 2002.
- [Tischer 1959] Tischer F. J., "Properties of the H-guide at Microwave and Millimeter-Wave Regions", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, Vol.106, pp.47–53, January 1959.
- [Trinh 1981] Trinh T.N., R. Mittra, R.J. Paleta, "Horn Image-Guide Leaky-Wave Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.29, pp. 1310-1314, December 1981.
- [Tsuji 1991] Tsuji M., H. Shigesawa and A.A. Oliner, "New Interesting Leakage Behavior on Coplanar Waveguide of Finite and Infinite Widths", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.39, No.12, pp.2130-2137, December 1991
- [Tsuji 2000-I] Tsuji M. and H. Shigesawa, "Simultaneous-Propagation Effect in Conductor-Backed Coplanar Strips and Its Experimental Verification", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E38-C, No.5, pp.742-749, May 2000.

- [Tsuji 2000-II] Tsuji M. and H. Shigesawa, "Behavioral Feature of the Space-Wave Leaky Mode, the Surface-Wave Leaky Mode and the Bound Mode", *2000 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig*, Vol.3, pp.1671-1674, 2000.
- [Tsuji 2000-III] Tsuji M. and H. Shigesawa, "Mysterious Behavior of the Excited Near Fields on Printed-Circuit Transmission Lines: Physical Contribution of a Non-Physical Solution", *Proceedings on Antenna, Propagation and EM Theory, ISAPE 2000, 5th Int. Symp. On*, pp.402-405, 2000.
- [Tsuji 2002] M. Tsuji, S. Ueki and H. Shigesawa, "Significant Contribution of Nonphysical Leaky Mode to the Fields Excited by a Practical Source in Printed-circuit Transmission Lines", *2002 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig*, vol.2, 957-960, 2002
- [Tzuan 1999] C.-K.C. Tzuan, "Leaky Mode Perspective on Printed Antenna", *Proc. Natl. Sci. Counc. ROC(A)*, Vol 23, No. 4, pp.544-549, 1999
- [Tzuan 2000] Tzuan C.-K. C. and Y.-C. Chen, "Dispersion Characteristics of Microstrip with Periodic Perturbations", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig*, Vol.3, pp.1537-1540, 2000

## U-Z

- [Uzunoglu 1988] N.K. Uzunoglu, C.N. Capsalis, and C.P. Chronopoulos, "Frequency-Dependent Analysis of a Shielded Microstrip Step Discontinuity Using an Efficient Mode-Matching Technique", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.36, No. 6, pp.976-984, June 1988
- [Vardaxoglou 1997] Vardaxoglou J.C., A. Blanos and D. Trincherro, "Leaky-Wave Performance of Rectangular Frequency Selective Guides", *Antennas and Propagation, 10th Int. Conference on*, Vol 1, pp.318-321, 1997
- [Veselago 1968] V.G. Veselago, "Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative values of  $\mu$  and  $\epsilon$ ", *Soviet Physics Uspekhi*, Vol.10, pp.509-514, January-February 1968
- [Villegas 1999] Villegas F.J., D.R. Jackson, J.T. Williams, A.A. Oliner, "Leakage Fields from Planar Semi-Infinite Transmission Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* Vol.47, No.4, pp.443-454, April 1999.
- [Villegas 2003] Villegas F.J., D.R. Jackson, J.T. Williams, A.A. Oliner, "Radiation Properties of Leaky modes Near the Spectral Gap Region for Semi-Infinite Printed Circuit-Lines", *Radio Sci.* Vol.38, No 3, Paper 17, pp.17-1-17-13, June 2003
- [Walter, 1965] Walter C.H., *Traveling Wave Antennas*, New York, McGraw-Hill, 1965.
- [Wang 1998] C.-J. Wang and C.F. Jou, "X-Band Active Two-Terminal Leaky-Wave Antenna", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.19, No. 2, pp.100-103, October 1998
- [Wang 1999] C.-J. Wang, C.F. Jou and J.-J. Wu, "Scanning Leaky-Wave Antenna Integrated with Self-Oscillating Doubler", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.22, No. 2, pp.108-111, July 1999

- [Wang 2000-I] Wang C.-J., C.F. Jou, J.-J. Wu and S.-T. Peng, "An Active Microstrip Antenna for Satellite Communications", *Vehicular Technology Conference Proceedings, VIC-Int Symp.*, Vol.2, pp.1386-1389, 2000.
- [Wang 2000-II] Wang C.-J., C.F. Jou and Y.-C. Shih, "A Microstrip Leaky-Wave Antenna with Beam-Switchable Scanning Radiation", *Microwave Conference, Asia Pacific*, pp.1339-1342, 2000.
- [Wang 2001-I] Wang C.-J., C.F. Jou and I.-Y. Chen, "Electronically Switchable Beam Patterns Using Leaky-Wave Antenna", *Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol 4, pp.780-783, 2001.
- [Wang 2001-II] C.-J. Wang, Y.-H. Sheu and C.F. Jou, "A Dual-Beam Asymmetrically Scanning Leaky-Wave Antenna by Utilizing a HEMT Resistive Upconverter", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol.11, No. 12, pp.492-494, December 2001.
- [Wang 2003] C.-J. Wang, H.-L. Guan and C.F. Jou, "A Novel Method for Short Leaky-Wave Antennas to Suppress the Reflected Wave", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.36, No. 2, pp.129-131, January 2003
- [Werner 1998] D.H. Werner, "A Method of Moments Approach for the Efficient and Accurate Modeling of Moderately Thick Cylindrical Wire Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.46, No.3, pp.373-382, March 1998
- [Whetten, 1991] F.L. Whetten and C.A. Balanis, "Meandering Long Slot Leaky-Wave Waveguide Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.39, No. 11, pp.1553-1560, 1991.
- [Whetten, 1996] F.L. Whetten and C.A. Balanis, "Effects of Dielectric Coating on Leaky-Wave Long-Slot Waveguide Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol.44, No. 8, pp.1166-1171, 1996.
- [Wu 1988] K. Wu, V. Dzougaiev and P. Saguet, "Complete theoretical and experimental analysis on properties of planar periodic waveguides," *IEE Proc.*, Vol.135, pp.27-33, 1988.
- [Wu 1991] Wu L.-K. and Y.-C. Chang, "Characterization of the Shielding Effects on the Frequency-Dependent Effective Dielectric Constant of a Waveguide-Shielded microstrip Structure Using the Finite-Difference Time-Domain Method", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.39, No.10, pp.1688-1693, October 1991
- [Xu 1998] Xu S.J., X.-Y. Zeng, K. Wu and K.-M. Luk, "Characteristics and design consideration of leaky-wave NRD-guides for use as millimeter-wave antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol.46, pp.2450-2456, Dec.1998.
- [Yang 1987] Yang H.Y. and N.G. Alexopoulos, "Gain enhancement methods for printed circuit antennas through multiple superstrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.35, pp.860-863, July 1987.
- [Yang 1997] Yang H.-Y. D., N.G. Alexopoulos and E. Yablonovitch, "Photonic Band-Gap Materials for High-Gain Printed Circuit Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.45, No, 1, pp.185-187, Jan. 1997
- [Yang 2000] Yang H.Y.D., R. Kim and D.R. Jackson, "Surface-Wave Band Gaps and Leaky Modes on Integrated Circuit Structures with Planar Periodic Metallic Elements", *IEEE Microwave Int. Symp. Dig*, Vol.3, pp.1521-1524, 2000.

- [Yariv 1984] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*, Ed. Wiley, New York, 1984.
- [Yoneyama 1981-I] Yoneyama T. and S. Nishida, "Nonradiative Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits", *IEEE Tran. Microwave Theory Tech.*, Vol.29, pp.1188–1192, Nov. 1981.
- [Yoneyama 1981-II] T. Yoneyama and S. Nishida, "Nonradiative Dielectric Waveguide Circuit Components", presented at *Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves*, (Miami, FL), December 1981.
- [Zehentner 2000] Zehentner J. and J. Machác, "Properties of CPW in the sub-m Wave Range and its Potential to Radiate", *2000 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol.2, 1061-1064, 2000.
- [Zehentner 2001-I] Ján Zehentner, J. Machác and Petr Lorenz, "Space Leakage of Power from the Slotline", *2001 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, Vol.2, 1217-1220. 2001
- [Zehentner 2001-II] Zehentner J., J. Machác, Petr Lorenz and Jan Mrkvica, "Leaky Wave Radiation of a Printed Slotline Antenna", *Proceedings of APMC 2001 Microwave Conference*, Vol.3, pp.1175-1178, 2001
- [Zehentner 2002] Zehentner J., J. Machác and Jan Mrkvica, "Novel Selected Modes on the Conductor-Backed Slotline", *2002 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol.2, 961-964, 2002.
- [Zeng 2000] Zeng X.;S.J., Xu; Luk Kwai-Man and Wu Ke, "A new wedge-offset NRD guide leaky wave antenna" , *Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2000, Vol.2, pp.694-697, 2000.
- [Zeng 2001] Zeng X.-Y., K.-M. Luk and S.-J. Xu, "A novel leaky NRD guide with a double-layer dielectric slab ", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, Vol.49, pp.585-588, April 2001.
- [Zhang 1987] Zhang W.X. and L. Zhu, "New leaky-Wave Antenna for Millimeter Waves Constructed from Groove NRD waveguide", *Electron. Lett.*, Vol.23, pp.1191-1192, October 1987.
- [Zhang 1989] Zhang X.-X. and S. Jin, "Study of horn NRD leaky-wave antenna", *Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol 3, pp.1490-1493, June 1989
- [Zucker 1954] Zucker, F.J., "The Guiding and Radiation os Surface Waves", in *Proc. Symp. Modern Advances in Microwave Techniques*, (Microwave Research Institute, Polytechnic Institute of Brooklyn), November 8-10, 1954, pp.403-435.
- [Zucker 1961-I] Zucker, F.J., "Surface-Wave Antennas", in *Antenna Theory*, Vol.II, R.E. Collin and F.J. Zucker, Eds. New York: McGraw-Hill, 1961, Ch. 21, pp.298-348.
- [Zucker 1961-II] Zucker, F.J., "Surface and Leaky-Wave Antennas", in *Antenna Engineering Handbook*, H. Jasik, Eds. New York: McGraw-Hill, 1961, Ch. 16, pp.16-1 – 16-57..
- [Zucker 1969] Zucker F.J., "Surface- and Leaky-Wave Antennas", in *Antenna Engineering Handbook*, 1 st ed, H. Jasik, New York, McGraw-Hill, 1969, Ch. 16.







