

E.T.S. de Ingeniería Industrial,  
Informática y de Telecomunicación

# Divisores de potencia en óptica integrada



Grado en Ingeniería  
en Tecnologías de Telecomunicación

Trabajo Fin de Grado

Alumno: David Esparza Berrozpe

Directores: Ángel Ortega Gómez

Pamplona, 8 de Junio de 2023

upna

Universidad Pública de Navarra  
Nafarroako Unibertsitate Publikoa

## RESUMEN

Este trabajo basado en óptica integrada se centra en el estudio y diseño de un acoplador de interferencia multi-modal (MMI). Para comprender este concepto, es necesario analizar los fundamentos teóricos de la luz en una guía de ondas. Estas guías permiten la propagación de la luz a través de medios dieléctricos, confinándola en una estructura microscópica. Posteriormente, se examinan los acopladores direccionales, que consisten en dos guías de ondas cercanas entre sí. Estos acopladores permiten la transferencia eficiente de luz de una guía a otra. Se analizan los principios de funcionamiento y los factores que afectan a la eficiencia de acoplamiento. Finalmente, se aborda el diseño del acoplador de interferencia multi-modal (MMI). Este dispositivo es capaz de dividir la luz incidente en varias salidas, utilizando interferencia constructiva y destructiva. Se exploran las características de diseño, como las dimensiones de la estructura, el índice de refracción del material y la longitud de onda de operación. El objetivo es lograr un acoplador MMI eficiente y de bajas pérdidas, adecuado para aplicaciones de comunicación óptica.

## SUMMARY

This work based on integrated optics focuses on the study and design of a multi-mode interference (MMI) coupler. To understand this concept, it is necessary to analyse the theoretical foundations of light in a waveguide. These waveguides allow the propagation of light through dielectric media, confining it in a microscopic structure. Subsequently, directional couplers, which consist of two waveguides close to each other, are examined. These couplers allow the efficient transfer of light from one guide to the other. The principles of operation and factors affecting coupling efficiency are discussed. Finally, the design of the multi-mode interference (MMI) coupler is discussed. This device is capable of splitting incident light into several outputs, using constructive and destructive interference. Design features such as the dimensions of the structure, the refractive index of the material and the operating wavelength are explored. The aim is to achieve an efficient, low-loss MMI coupler suitable for optical communication applications.

## LISTA DE PALABRAS CLAVE

- Guía de onda
- Substrato
- Núcleo/película
- Cubierta
- Reflexión
- Refracción
- Slab
- Modos transversales eléctricos y magnéticos
- Índice de refracción efectivo
- Acopladores simétricos y asimétricos
- Acoplamiento de modos
- Modos híbridos
- Matriz de transferencia
- Interferencias constructivas y destructivas
- Taper
- Imágenes

## CONTENIDO

<b>RESUMEN</b> .....	2
<b>SUMMARY</b> .....	2
<b>LISTA DE PALABRAS CLAVE</b> .....	3
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	6
<b>1. INTRODUCCIÓN</b> .....	8
<b>2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b> .....	10
<b>2.1 Guías de ondas planas</b> .....	10
<b>2.2 Ecuación de onda</b> .....	11
<b>2.3 Ley de Snell</b> .....	14
<b>2.4 Reflexión y refracción en una guía de onda</b> .....	15
<b>2.5 Condición de reflexión total interna</b> .....	16
<b>2.6 Guía onda de índice escalonado</b> .....	17
<b>2.7 Modos transversales</b> .....	19
<b>2.7.1 Modos transversales eléctricos</b> .....	19
<b>2.7.2 Modos transversales magnéticos</b> .....	20
<b>2.7.4 Propagación de los modos en una guía</b> .....	21
<b>2.7.5 Simulación de los modos de una guía en EIMS</b> .....	22
<b>2.8 Guía onda en 3D con contornos rectangulares</b> .....	27
<b>2.8.1 Campos y modos guiados en guía ondas rectangulares</b> .....	28
<b>2.8.2 Campos y modos guiados en guía ondas rectangulares con ANSYS</b> .....	28
<b>3. ACOPLADORES ÓPTICOS DIRECCIONALES</b> .....	31
<b>3.1 Fundamentos teóricos</b> .....	31
<b>3.2 Acopladores direccionales con sección uniforme y con espaciado constante</b> ..	33
<b>3.2.1 Matriz de transferencia</b> .....	33
<b>3.2.2 Acopladores simétricos</b> .....	36
<b>3.2.3 Acoplador 3dB</b> .....	40
<b>3.3 Acopladores asimétricos</b> .....	41
<b>3.3.1 Acoplador direccional con distinto índice de refracción entre las guías</b> ....	41
<b>3.3.2 Acoplador direccional con diferente geometría</b> .....	43
<b>4. ACOPLADOR MMI</b> .....	45

<b>4.1 Fundamentos teóricos.....</b>	<b>45</b>
<b>4.2 Modificaciones geométricas de un acoplador MMI .....</b>	<b>48</b>
<b>4.2.1 Modificación de la anchura del núcleo en un acoplador MMI .....</b>	<b>49</b>
<b>4.2.2 Modificaciones de los tapers en un acoplador MMI .....</b>	<b>51</b>
<b>4.3 Acoplador MMI 50:50 de 1x2.....</b>	<b>52</b>
<b>5. CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS .....</b>	<b>55</b>
<b>6. BIBLIOGRAFÍA .....</b>	<b>56</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Representación de una guía de onda plana .....	11
Figura 2. Reflexión y refracción en una frontera plana.....	15
Figura 3. Propagación de un rayo en una guía de onda plana.....	17
Figura 4. Guía de ondas de película fina con índice escalonado .....	18
Figura 5. Cuatro tipos de guías de ondas dieléctricas. (a) Guía de onda de película fina, (b) Channel waveguide, (c) Rib waveguide, y (d) Embedded strip waveguide.....	18
Figura 6. Características de la guía de onda en 2D en EIMS .....	22
Figura 7. Índices efectivos y constantes de propagación de los ocho primeros modos que aparecen en la guía de onda .....	22
Figura 8. Representación de la componente $ E_y ^2$ del modo $TE_{00}$ .....	23
Figura 9. Representación de la componente $ H_x ^2$ del modo $TE_{00}$ .....	23
Figura 10. Representación de la componente $ H_z ^2$ del modo $TE_{00}$ .....	24
Figura 11. Distribución de potencia de las componentes $H_x$ (a), $E_y$ (b) y $H_z$ (c) del modo $TE_{00}$ .....	24
Figura 12. Representación de la componente $ H_y ^2$ del modo $TM_{00}$ .....	25
Figura 13. Representación de la componente $ E_x ^2$ del modo $TM_{00}$ .....	25
Figura 14. Representación de la componente $ E_z ^2$ del modo $TM_{00}$ .....	26
Figura 15. Distribución de potencia de las componentes $E_z$ (a), $E_x$ (b) y $H_y$ (c) del modo $TM_{00}$ .....	26
Figura 16. Guía de onda de película fina en 3D.....	27
Figura 17. Barrido de la anchura del slab para los principales modos .....	29
Figura 18. Barrido de la altura del slab para los principales modos.....	30
Figura 19. Representación de los modos simétricos y asimétricos de un acoplador direccional de dos guías .....	31
Figura 20. Acoplador direccional con sección uniforme y espaciado constante .....	33
Figura 21. Distribución de la potencia en un acoplador simétrico.....	36
Figura 22. Acoplador direccional simétrico y su orientación .....	37
Figura 23. Representación en 3D del acoplador direccional .....	37
Figura 24. Primeros 10 modos de la simulación del acoplador.....	38
Figura 25. Representación de la componente $E_x$ del modo fundamental TE .....	38
Figura 26. Representación del campo eléctrico $ E $ en función de la longitud ( $L_{0100\%}$ ). 40	
Figura 27. Índices efectivos de los primeros 10 modos variando el $N_{eff}$ de la guía izquierda .....	42
Figura 28. Representación de la $ E $ del modo fundamental TE .....	42
Figura 29. Índices efectivos de los primeros 10 modos variando la anchura de la guía izquierda .....	43
Figura 30. Representación de la componente $E_x$ de los dos primeros modos. a) Modo $TE_0$ , b) Modo $TE_1$ .....	44
Figura 31. Representación visual de un acoplador MMI de 1x2. ....	45

Figura 32. Representación de los campos dentro del MMI de los correspondientes modos excitados .....	46
Figura 33. Representación de los planos imágenes de diferentes imágenes generadas en el MMI.....	47
Figura 34. Parámetros $S_{21}$ y $S_{31}$ de un MMI para diferentes anchuras .....	49
Figura 35. Representación del $ E $ en un MMI de $4.25 \mu m$ de anchura del núcleo y longitud de $32 \mu m$ .....	50
Figura 36. Representación del $ E $ en un MMI de $10 \mu m$ de anchura del núcleo y longitud de $32 \mu m$ .....	50
Figura 37. Geometría de dispositivo MMI 1x2 con relación del 50:50 en su salidas .....	52
Figura 38. Parámetros S en función de la frecuencia del dispositivo final MMI .....	53
Figura 39. Ampliación de la figura 39 con los valores de $\lambda$ , $S_{21}$ y $S_{31}$ .....	53
Figura 40. Distribución de los campos en el acoplador MMI 1x2 50:50 .....	54

## 1. INTRODUCCIÓN

El sector de las telecomunicaciones ha experimentado un crecimiento sin precedentes en los últimos años, con un aumento exponencial en el volumen de los datos que se generan y se procesan a diario. La popularización de los teléfonos móviles, las redes sociales, el streaming de video y audio, y el Internet de las Cosas ha generado una demanda cada vez mayor de infraestructura y capacidad de almacenamiento de datos en las redes de telecomunicación, así como el transporte eficaz y rápido de estos datos. Para manejar este volumen creciente de datos, se requiere una infraestructura de red cada vez más sofisticada y eficiente. Es aquí donde la tecnología de la óptica integrada juega un papel clave, al permitir la integración de múltiples componentes ópticos en un único chip, lo que permite aumentar la capacidad de procesamiento de datos y la velocidad de transmisión de información en las redes de telecomunicación. En este contexto, la óptica integrada se presenta como una herramienta esencial para el desarrollo y la mejora de las redes de telecomunicación en un futuro cercano.

Las comunicaciones ópticas resultan una alternativa atractiva para cualquier compañía que ofrezca guardar y/o trasladar los datos eficientemente. Esto es debido principalmente a las ventajas que puede ofrecer el espectro óptico (gran ancho de banda, pocas pérdidas de transmisión, inmunidad a interferencia electromagnética, etc.). La fibra óptica es una guía de onda que ha revolucionado el traslado de información a distancias grandes (miles de kilómetros) y actualmente se tiene una red de fibras que permite la comunicación instantánea de nuestra sociedad. Adicionalmente, la fibra óptica ha encontrado aplicaciones en la medicina e industria manufacturera, donde explotan las ventajas ópticas ya mencionadas. Por otro lado, la óptica integrada intenta replicar el éxito de las fibras ópticas, pero en distancias menores, por ejemplo, en un microcircuito óptico. La óptica integrada ha desarrollado diversos componentes para realizar operaciones ópticas, tales como: divisores de señal, moduladores, rotadores de polarización, amplificadores, etc.

En este documento hablaremos de la caracterización de dispositivos que empleen óptica integrada. Primero, se realiza una introducción de los conceptos teóricos de una guía de onda, en la que se introduce un haz de luz llegando a caracterizar dicho comportamiento, describiendo por tanto los principales fundamentos de propagación de la luz en una guía. En el siguientes capítulo, se describen diversos dispositivos básicos de la óptica integrada, como lo son los acopladores ópticos, es decir, dispositivos que poseen dos guías de ondas paralelas separadas una distancia, por las que se va trasladando potencia de una guía a otra.



Finalmente, se analizará un acoplador de interferencia multi-modal (MMI), el cual posee, un puerto de entrada, un núcleo que es donde se excitarán nuevos modos y dos puertos de salida para distribuir como se prefiera la potencia entre ellos.

Todos estos dispositivos han sido caracterizados mediante simuladores como lo son el “2-D variational effective index mode solver” (EIMS), el cual es un visualizador de modos en dos dimensiones para guías de onda ópticas integradas dieléctricas con confinamiento bidimensional de la luz. Para una configuración de guía de onda especificada en términos de índices de refracción, espesores de capa, anchos de corte y longitud de onda de vacío, el simulador calcula las constantes de propagación / índices efectivos de los modos guiados y permite observar los patrones de campo óptico correspondientes. Está pensado como herramienta básica para el diseño de óptica integrada, en particular para fines de demostración. También se hará uso de otro simulador como lo es Ansys, el cual es un simulador que se emplea en las grandes industrias y en investigación que necesitan realizar cálculos voluminosos y dar solución a problemas tanto lineales como no lineales para las estructuras.

## 2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Las guías de ondas son actualmente un componente esencial de las comunicaciones ópticas a través de las cuales se transmiten y/o manipulan las señales de interés. En este capítulo se describe la teoría de la guía de ondas de la óptica integrada. Estas guías tienen la propiedad de transmitir señales ópticas a distancias menores a  $1\text{cm}$ , y se esfuerzan constantemente por reducir las dimensiones laterales de sus núcleos para aumentar la densidad de componentes de los dispositivos. Estas guías de onda de óptica integrada dependiendo de la aplicación, pueden operar en el espectro ultravioleta cercano (UV), en el espectro visible o en el infrarrojo cercano (NIR). Las ecuaciones que se van a presentar durante el documento describen el comportamiento óptico de estructuras de guías de onda  $\text{SiO}_2$  cuando operan en el rango espectral de interés (UV-visible-NIR) y con las geometrías transversales propuestas.

### 2.1 Guías de ondas planas

Las guías de ondas ópticas son dispositivos que confinan la luz en una o dos dimensiones. Según esta propiedad, podemos dividir la guía de onda en guía de onda plana (1D) y guía de onda de canal (2D). Una estructura de guía de ondas típica consta de un núcleo de material con un índice de refracción  $n_f$  rodeado por un material con un índice de refracción más bajo. Esta sección presenta la teoría de las guías de ondas planas, donde  $n_f$ ,  $n_s$  y  $n_c$  son los índices de refracción del núcleo, sustrato y cubierta, respectivamente, asumidos como dieléctricos, homogéneos e isotrópicos. Este núcleo tiene un perfil de índice de refracción cuadrático.[1] Estas consideraciones caracterizan las propiedades de los materiales investigados, que serán el Si (Silicio) para el núcleo con un índice de refracción de 3.4, conformando el sustrato tendremos el  $\text{SiO}_2$  (Dióxido de Silicio o Sílice) cuyo respectivo índice de refracción es de 1.46 y finalmente para la cubierta consideramos que hay aire con un índice de refracción de 1.[2]

---

[1] Tan, «Determination of Refractive Index of Silica Glass for Infrared Wavelengths by IR Spectroscopy».

[2] Becerra, «Éder Germán Lizárraga Medina».

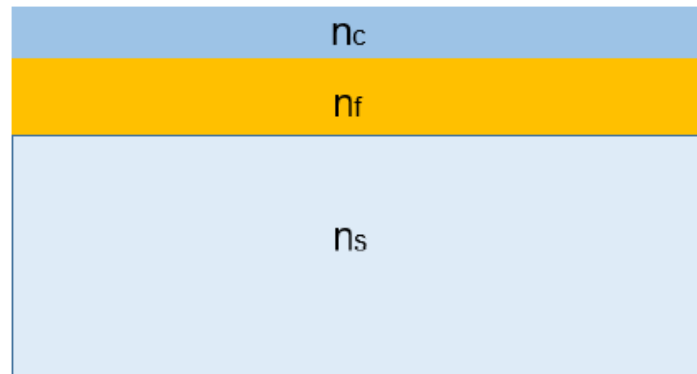


Figura 1. Representación de una guía de onda plana

Para que exista una guía de ondas, el núcleo debe tener el índice de refracción más alto y el sustrato debe ser mayor o igual que el índice de refracción de la cubierta  $n_f > n_s \geq n_c$  ( $3.4 > 1.46 \geq 1$ ); dependiendo de esta última condición, la guía será asimétrica o simétrica. Para entender el comportamiento de la propagación de la luz por estas guías, comenzaremos explicando la ecuación de onda y finalizaremos con la distribución de los modos de propagación.

## 2.2 Ecuación de onda

Las ecuaciones de Maxwell describen el comportamiento de las ondas electromagnéticas en el vacío. En este trabajo, el medio es dieléctrico (sin carga,  $\rho=0$ ), isótropo, no magnético (permeabilidad magnética  $\mu=1$ ), homogéneo (perfil refractario del núcleo de  $\text{SiO}_2$ ) y será estudiado linealmente. Dadas las propiedades de los materiales, tenemos las ecuaciones de Maxwell expresadas de la siguiente manera.

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Ecuación 2.1})$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{Ecuación 2.2})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Ecuación 2.3})$$

$$\nabla \times \vec{E} = \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Ecuación 2.4})$$

Donde  $\varepsilon_0$  es el valor de la permitividad en el vacío ( $\approx 1/36\pi \times 10^{-9} F/m$ ),  $n_f$  es el índice de refracción del medio,  $\vec{E}$  es el vector campo eléctrico,  $\vec{H}$  es el vector campo magnético y  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío ( $= 4\pi \times 10^{-7} H/m$ ).

Aplicando el operador vectorial rotacional a las ecuaciones 2.3 y 2.4, y teniendo en cuenta identidades vectoriales e intercambiando el orden del operador rotacional por la derivada temporal se obtiene las ecuaciones de onda para medios homogéneos.[3]

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{Ecuación 2.5})$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \varepsilon_0 n_f^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (\text{Ecuación 2.6})$$

Las soluciones a estas ecuaciones son ondas electromagnéticas que se propagan en un medio con índice de refracción  $n_f$ . Se propone una solución de campo electromagnético que oscila a una sola frecuencia angular  $\omega$ .

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_o(\vec{r}) \cos(\omega t + \varphi(\vec{r})) \quad (\text{Ecuación 2.7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_o(\vec{r}) \cos(\omega t + \varphi(\vec{r})) \quad (\text{Ecuación 2.8})$$

Esta ecuación de onda puede ser expresada en notación compleja como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{E}_o(\vec{r}) e^{j\omega t}) \quad (\text{Ecuación 2.9})$$

---

[3] Born y Wolf, *Principles of Optics*.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{E}_o(\vec{r})e^{j\omega t}) \quad (\text{Ecuación 2.10})$$

Donde  $\vec{E}(\vec{r})$  y  $\vec{H}(\vec{r})$  son las amplitudes complejas de los campos, y su uso facilita el desarrollo matemático debido a que las derivadas parciales con respecto al tiempo pueden obtenerse directamente multiplicando por un factor  $j\omega$ . Por ende, sustituyendo la amplitud compleja del campo eléctrico y magnético en las ecuaciones de onda anteriores, obtenemos la ecuación de Helmholtz.

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{Ecuación 2.11})$$

$$\nabla^2 \vec{H}(\vec{r}) + k^2 \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{Ecuación 2.12})$$

Considerando el número de onda en el medio,  $k = k_0 n_f = \omega n_f / c = 2\pi n_f / \lambda$  donde  $k_0$  es el número de onda en el vacío,  $\lambda$  es la longitud de onda en el vacío y  $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$  es la velocidad de la luz en el vacío.[4]

En la óptica integrada, donde se trabaja a escalas muy pequeñas, como en guías de onda y dispositivos microscópicos, las ecuaciones de Helmholtz son fundamentales para comprender y diseñar el comportamiento de la luz. Estas ecuaciones relacionan el campo eléctrico o magnético con la frecuencia de la onda y cómo se propaga en un medio dado. Al aplicar las ecuaciones de Helmholtz en la óptica integrada, se pueden obtener soluciones que describen cómo la luz se propaga y se confina en guías de ondas y otros componentes. Estas soluciones permiten analizar y optimizar la propagación de la luz con estructuras y materiales específicos.

---

[4] «Brief Review of Electromagnetics and Guided Waves».

## 2.3 Ley de Snell

Otra forma de ver la propagación en las guías es mediante la ley de Snell, también conocida como ley de refracción, describe cómo se refracta la luz cuando viaja de un medio a otro con un índice de refracción diferente, destacando el principal inconveniente, el cual es que no describe el comportamiento total de propagación de la onda. La ley establece que el ángulo de incidencia, el ángulo formado por la dirección de la luz incidente y la normal (una línea perpendicular) a la superficie de separación entre los dos medios, está relacionado con el ángulo de refracción, el ángulo formado por la dirección de la luz refractada y la normal a la superficie, por la siguiente fórmula.

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (\text{Ecuación 2.13})$$

Donde  $n_1$  es el índice de refracción del medio 1,  $n_2$  es el índice de refracción del medio 2, y  $\phi_1$  y  $\phi_2$  son los ángulos de incidencia y refracción respectivamente.

Esta ley implica que, si la luz pasa de un medio con un índice de refracción menor a uno con un índice de refracción mayor, el rayo de luz se refractará hacia la normal, lo que significa que se acercará a la línea perpendicular. Por el contrario, si la luz pasa de un medio con un índice de refracción mayor a uno con un índice de refracción menor, el rayo de luz se refractará alejándose de la normal, es decir, se alejará de la línea perpendicular.[5]

---

[5] «La Ley de Snell».

## 2.4 Reflexión y refracción en una guía de onda

En un medio homogéneo e isotrópico, una onda plana uniforme se propaga a lo largo de un camino hasta que se encuentran con la frontera. En la frontera, las ondas son fuertemente reflejados y refractados. En esta sección analizamos estas reflexiones y refracciones de una onda plana uniforme en un límite plano que separa dos medios dieléctricos, con índices  $n_1$  y  $n_2$ . Estas ondas planas uniformes se propagan por  $\mathbf{k}_{in}$  antes de impactar en la frontera. Tenga en cuenta que  $\mathbf{k}_{in} = k\hat{\mathbf{k}}_{in}$  y  $k = \omega/c$  es el vector de onda en el vacío de la misma frecuencia angular. Es conveniente referirse a múltiples componentes de campo del plano incidente, definido por el vector unitario  $\hat{\mathbf{n}}_1$  normal a la frontera y el vector de onda incidente  $n_1\mathbf{k}_{in}$ . Para la geometría mostrada en la figura 2, el plano de incidencia es el plano  $xz$ . Una onda plana incidente arbitraria se puede dividir en dos polarizaciones ortogonales. Una de las polarizaciones contiene el campo eléctrico normal al plano de incidencia, y la otra contiene el campo eléctrico paralelo al plano de incidencia. A continuación, identificaremos las dos componentes de campo  $E_{\perp}$  y  $E_{\parallel}$ , respectivamente.

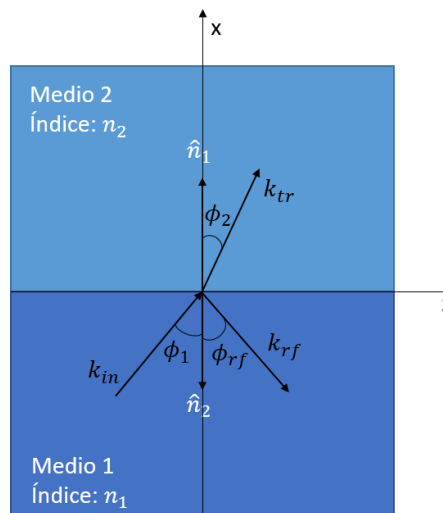


Figura 2. Reflexión y refracción en una frontera plana

En este punto se va a definir las componentes que aparecen al incidir un rayo sobre el plano de incidencia como aparece en las figuras anterior.

La onda se propaga por el plano  $z$  con una componente perpendicular  $E_{\perp}$  y otra componente paralela  $E_{\parallel}$ . Una vez la onda  $\mathbf{k}_{in}$  alcanza los límites de la región de propagación, aparecen dos componentes nuevas las cuales pertenecen a la parte del rayo que impacta con el contorno y se refleja  $\mathbf{k}_{rf}$ , y otra que al incidir con este límite se refracta, es decir, atraviesa la frontera entre los materiales  $\mathbf{k}_{tr}$ . Esta última componente

solo aparecerá en caso de que el ángulo de incidencia sea menor que un ángulo crítico. Cada una de estas componentes dependen únicamente del ángulo de incidencia del rayo incidente y de los índices de refracción que poseen los materiales que conforman la estructura. El ángulo de la onda incidente se denomina  $\phi_1$ , el perteneciente a la onda refractada  $\phi_2$  y el de la onda reflejada  $\phi_{rf}$ . A continuación, se muestran las ecuaciones que describen estas tres componentes que se acaban de comentar.

$$k_{in} = (\hat{x} \cos \phi_1 + \hat{z} \sin \phi_1)k \quad (\text{Ecuación 2.14})$$

$$k_{rf} = (-\hat{x} \cos \phi_{rf} + \hat{z} \sin \phi_{rf})k \quad (\text{Ecuación 2.15})$$

$$k_{tr} = (\hat{x} \cos \phi_2 + \hat{z} \sin \phi_2)k \quad (\text{Ecuación 2.16})$$

## 2.5 Condición de reflexión total interna

Desde el punto de vista de la óptica geométrica, la luz se propaga principalmente en el núcleo ( $n_f$ ) y la dirección  $z$  se refleja en la interfaz entre la cubierta ( $n_c$ ) y el substrato ( $n_s$ ), ver figura 3. El requisito límite para que la luz se propague en una guía de ondas es que el ángulo de incidencia ( $\theta'$ ) a la guía satisfice la condición de reflexión:

$$\theta' \leq \sin^{-1} \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (\text{Ecuación 2.17})$$



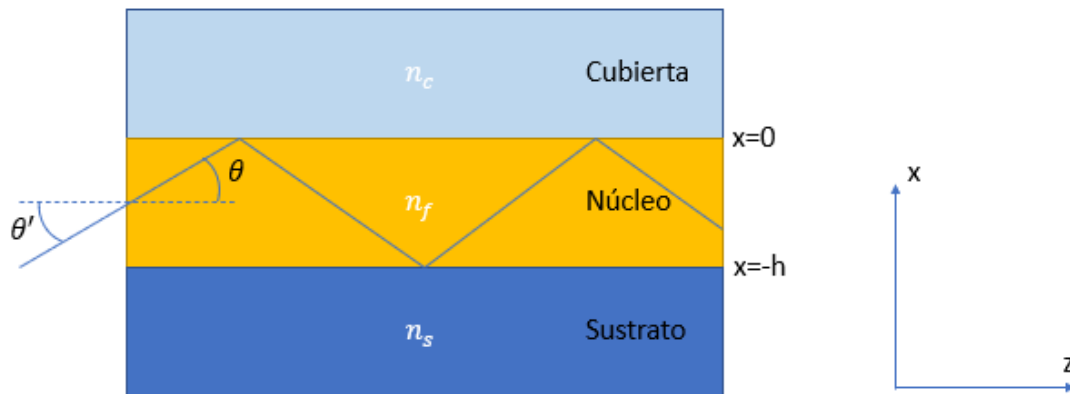


Figura 3. Propagación de un rayo en una guía de onda plana

Las dimensiones de las guías de onda utilizadas en óptica integrada corresponden a la longitud de onda de operación, por lo que el tratamiento de la teoría de rayos es insuficiente para describir completamente la propagación de la luz. Por lo tanto, a continuación, se presentará la teoría electromagnética, que permite el estudio de distribuciones de luz como guía de ondas.[6]

## 2.6 Guía onda de índice escalonado

En su forma más simple, una guía de onda óptica es una estructura larga que tiene tres regiones dieléctricas, como se muestra en la figura 4. Estas regiones dieléctricas se componen de una capa gruesa de índice  $n_s$ , una capa fina de índice  $n_f$ , y una región gruesa de índice  $n_c$ . La capa fina tiene el índice mayor y se denomina región de la película. La región gruesa con el índice más pequeño es la región de la cubierta. La región que tiene índice más bajo es la región del substrato. A lo largo de nuestras discusiones supondremos como ya hemos comentado en el capítulo anterior  $n_f > n_s \geq n_c$ . Dado que la región de la película tiene el mayor índice  $n_f$ , los campos están principalmente confinados en esta región. El grosor de la película  $h$  es comparable a la longitud de onda de funcionamiento  $\lambda$ . En cambio, las regiones de la cubierta y del substrato son mucho más gruesas que  $\lambda$ . Tomamos las dos regiones gruesas como infinitamente gruesas como una aproximación.

[6] Sosa, «Design of Silicon Photonic Multimode Interference Couplers».

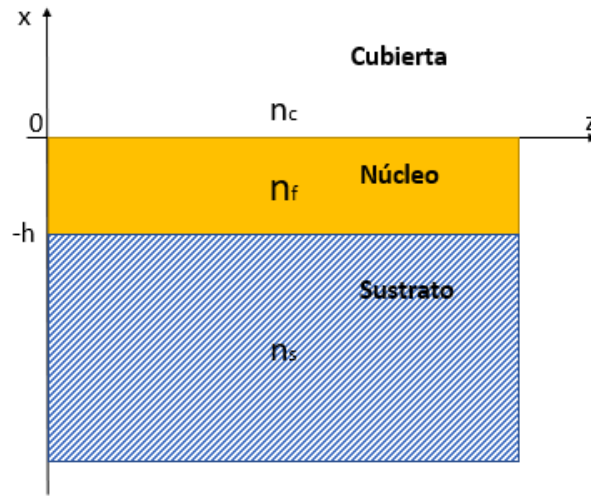


Figura 4. Guía de ondas de película fina con índice escalonado

Podemos encontrarnos con guías de todo tipo de forma cuando hablamos de guía de ondas, pero en esta sección nos centraremos en las que son de la forma indicada en la figura 5 que llamaremos *guía onda de película fina* (Figura 5b).

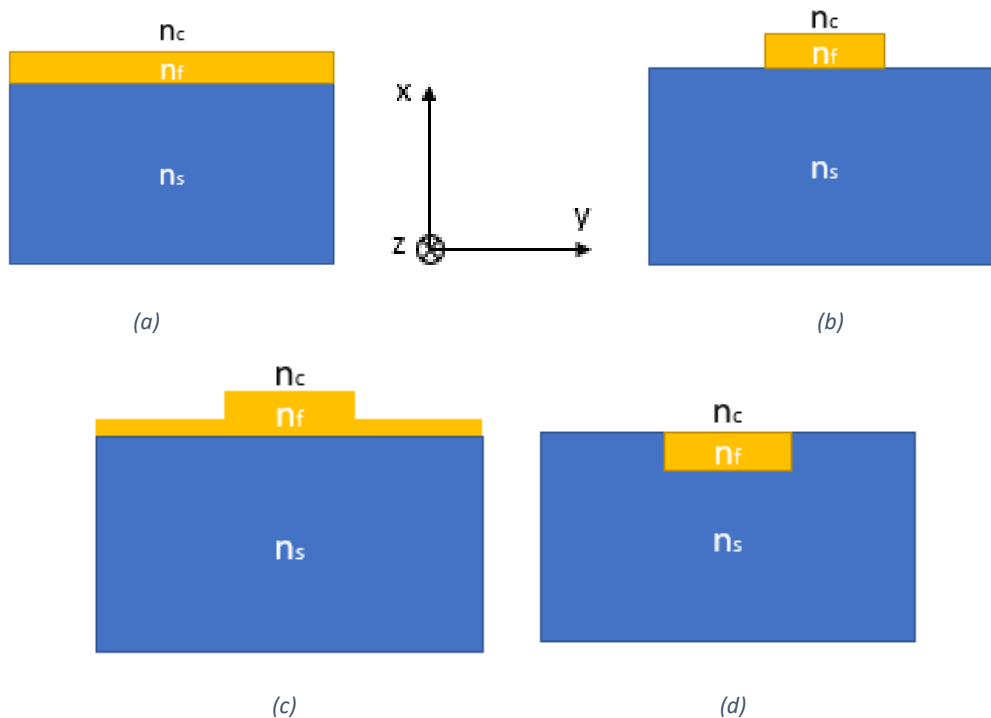


Figura 5. Cuatro tipo de guías de ondas dieléctricas. (a) Guía de onda de película fina, (b) Channel waveguide, (c) Rib waveguide, y (d) Embedded strip waveguide

En la que podemos observar que la dirección de propagación se encuentra en el eje z.  
[7]

[7] «Step-Index Thin-Film Waveguides».

## 2.7 Modos transversales

Los modos transversales eléctricos y magnéticos (TEM, por sus siglas en inglés) son modos de propagación de ondas electromagnéticas que se producen en guías de onda y líneas de transmisión. En estos modos, el campo eléctrico y magnético están ambos perpendiculares a la dirección de propagación de la onda. Como en estas guías el campo eléctrico se encuentra en la dirección  $y$ , la cual es perpendicular a la dirección de propagación  $z$ , nos referiremos a este grupo de campos como *modos transversales eléctricos* (TE). Si, por el contrario, se encuentra el campo magnético en la dirección  $y$ , llamaremos a este grupo de campos como *modos transversales magnéticos* (TM).

### 2.7.1 Modos transversales eléctricos

Según la geometría que posee la guía en la figura 5a, y las ecuaciones de Maxwell mencionadas, se puede afirmar que todos los campos son independientes de  $y$ . Esto implica que tengamos en este grupo de modos tres componentes únicamente que serían  $e_y$ ,  $h_x$  y  $h_z$ . En particular, la componente de campo eléctrico es paralelo a la superficie de la guía onda y perpendicular a la dirección de propagación. Las dos componentes de campo magnético pueden ser expresadas en términos de campo eléctrico de la siguiente forma.

$$h_x(x) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} e_y(x) \quad (\text{Ecuación 2.18})$$

$$h_z(x) = j \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{de_y(x)}{dx} \quad (\text{Ecuación 2.19})$$

Donde  $\beta$  es la constante de propagación del modo y las demás variables han sido definidas anteriormente. Para la expresión del campo eléctrico en un modo TE puede ser expresada en función de una constante de campo eléctrico en la cubierta  $E_c$  y dependiente de la ubicación en el componente.

En la siguiente subsección a través del simulador EIMS, podremos representar y analizar estos modos de manera visual, observando la distribución de campo que poseen cada una de las componentes.

$$e_y(x) = \begin{cases} E_c e^{-\gamma_c x} & x \geq 0 \\ E_c \left[ \cos k_f x - \frac{\gamma_c}{k_f} \sin k_f x \right] & -h \leq x \leq 0 \\ E_c \left[ \cos k_f h + \frac{\gamma_c}{k_f} \sin k_f h \right] e^{\gamma_s(x+h)} & x \leq -h \end{cases} \quad (\text{Ecuación 2.20})$$

Donde  $\gamma_s = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}$ ,  $\gamma_c = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_c^2}$ ,  $k_f = \sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2}$  y  $k$  determina el factor de acoplamiento.[8]

### 2.7.2 Modos transversales magnéticos

En este tipo de modos TM como en los TE vamos a tener tres componentes con los que somos capaces de caracterizarlos. Estas tres componentes son  $h_y$ ,  $e_x$  y  $e_z$ . La componente de campo transversal eléctrico  $e_x$  es perpendicular a la superficie de la guía y a la dirección de propagación. Las dos componentes de campo eléctrico pueden ser expresadas en términos de  $h_y$  de la siguiente manera.

$$e_x(x) = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} h_y(x) \quad (\text{Ecuación 2.21})$$

$$e_z(x) = -j \frac{1}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{dh_y(x)}{dx} \quad (\text{Ecuación 2.22})$$

Para la expresión del campo magnético en un modo TM puede ser expresada en función de una constante de campo magnético  $H_c$  y dependiente de la ubicación en el componente.

---

[8] Hunsperger, «Optical Waveguide Modes».

$$h_y(x) = \begin{cases} H_c e^{-\gamma_c x} & x \geq 0 \\ H_c \left[ \cos k_f x - \frac{n_f^2 \gamma_c}{n_c^2 k_f} \sin k_f x \right] & -h \leq x \leq 0 \\ H_c \left[ \cos k_f h + \frac{n_f^2 \gamma_c}{n_c^2 k_f} \sin k_f h \right] e^{\gamma_c (x+h)} & x \leq -h \end{cases} \quad (\text{Ecuación 2.23})$$

A partir de las ecuaciones 2.20 y 2.23, podemos explicar la forma que van a tener los campos tanto dentro como fuera de la guía, es decir, la distribución de estos campos. Se observa que fuera de la guía la forma que van a tener estos campos es exponencial tanto negativa como positiva, pero dentro de la guía lo que tenemos es una forma cosenoidal, el cual poseerá diferentes periodos en función del modo que estemos analizando. Aquí se introduce la diferencia principal que poseen los modos transversales eléctricos de los magnéticos, que sería una discontinuidad que se produce en los contornos de la guía cuando nos introducimos dentro de ella que en los modos eléctricos observamos que no existe y que la evolución de estos campos vemos que es continua.

#### 2.7.4 Propagación de los modos en una guía

En este subapartado se tratará el funcionamiento por el cual un modo es capaz de propagar por la guía. Primero vamos a introducir el término de *índice de refracción efectivo del modo*, el cual poseerá un valor determinado dependiendo del modo que estamos analizando, de la constante de propagación ( $\beta$ ) y de la frecuencia a la que estemos trabajando expresada en términos de longitud de onda ( $\lambda$ ).

$$n_{eff} = 2\pi \frac{\lambda}{\beta} \quad (\text{Ecuación 2.24})$$

Una vez conocido este valor de índice efectivo, para saber si ese modo se propaga o no, deberá de cumplir que este índice efectivo esté entre los valores de índice de refracción de la sílice y del silicio, en otras palabras, que el índice de refracción efectivo del modo se encuentre entre los valores de índice de refracción del substrato y de la película.

$$n_{sílice} < n_{eff} < n_{silicio} \quad (\text{Ecuación 2.25})$$

$$n_s < n_{eff} < n_f \quad (\text{Ecuación 2.26})$$

$$1.46 < n_{eff} < 3.4 \quad (\text{Ecuación 2.27})$$

### 2.7.5 Simulación de los modos de una guía en EIMS

Para observar los campos pertenecientes a los modos TE y TM deberemos simular la guía onda deseada, en este caso simularemos una guía de onda de película fina, a la frecuencia a la que se vaya a trabajar (3ª ventana = 1550nm), con las características de contorno, sustrato y película, añadiendo, por ende, sus correspondientes índices de refracción de cada capa. En nuestro caso definiremos las capas de la siguiente forma.[9]

Vacuum wavelength: 1.55  $\mu\text{m}$   
Polarization:  TE&TM  TE  TM  
Number of interior layers: 1 ... slices: 1  
Refractive index      Thickness  
Cover | 1 | 1 | 1  
Layer 1 | 1 | 3.4 | 1 | 0.5  $\mu\text{m}$   
Substrate | 1.45 | 1.45 | 1.45  
Slice 1  
Width | 1  $\mu\text{m}$

Figura 6. Características de la guía onda en 2D en EIMS

Una vez realizado esto, procederemos a simular todos los modos propagantes que aparecen a la frecuencia de trabajo junto con sus correspondientes índices efectivos y constantes de propagación.

<input checked="" type="radio"/>	TE <sub>0,0</sub> :	$N_{\text{eff}} = 3.09519447,$	$\beta = 12.54689059 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TM <sub>0,0</sub> :	$N_{\text{eff}} = 2.944105877,$	$\beta = 11.93442761 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TE <sub>0,1</sub> :	$N_{\text{eff}} = 2.788843211,$	$\beta = 11.30504432 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TM <sub>0,1</sub> :	$N_{\text{eff}} = 2.549141092,$	$\beta = 10.33337152 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TE <sub>1,0</sub> :	$N_{\text{eff}} = 2.364740487,$	$\beta = 9.585872698 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TE <sub>0,2</sub> :	$N_{\text{eff}} = 2.18467686,$	$\beta = 8.855954546 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TE <sub>1,1</sub> :	$N_{\text{eff}} = 1.858182812,$	$\beta = 7.532456093 \mu\text{m}^{-1}$
<input type="radio"/>	TM <sub>0,2</sub> :	$N_{\text{eff}} = 1.552957059,$	$\beta = 6.295172242 \mu\text{m}^{-1}$

Figura 7. Índices efectivos y constantes de propagación de los ocho primeros modos que aparecen en la guía onda

[9] «EIMS».

Durante todo el documento solo se analizarán los modos transversales fundamentales tanto eléctrico como magnético, tales como el  $TE_{00}$  y el  $TM_{00}$ , respectivamente.

### 2.7.5.1 Modo TE 00

Como bien se ha explicado en puntos anteriores, los modos transversales eléctricos ( $TE$ ), solo poseen una componente de campo  $E_y$ , y dos componentes de campo magnético  $H_x$  y  $H_z$ . A continuación, se ilustran estas tres componentes mencionadas observadas tanto en su representación visual de luz, como su distribución de potencia en la guía.

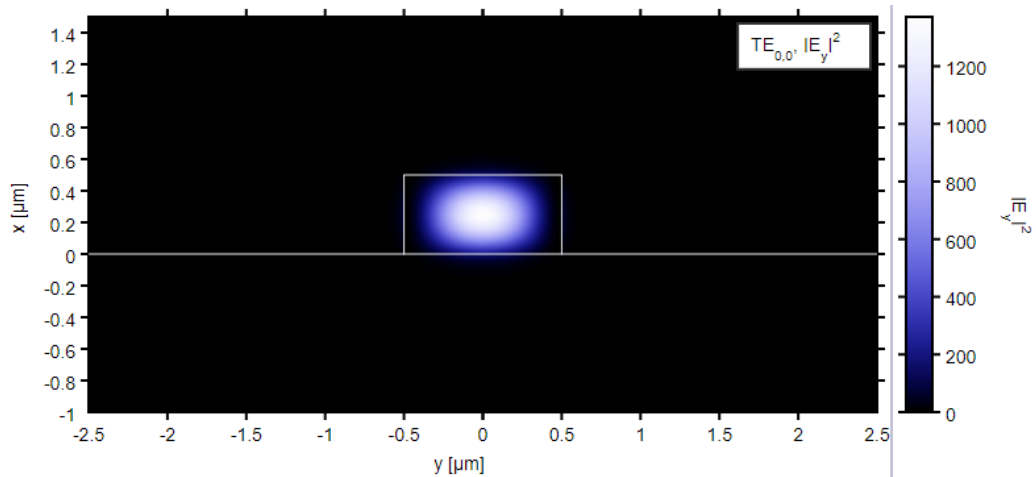


Figura 8. Representación de la componente  $|E_y|^2$  del modo  $TE_{00}$

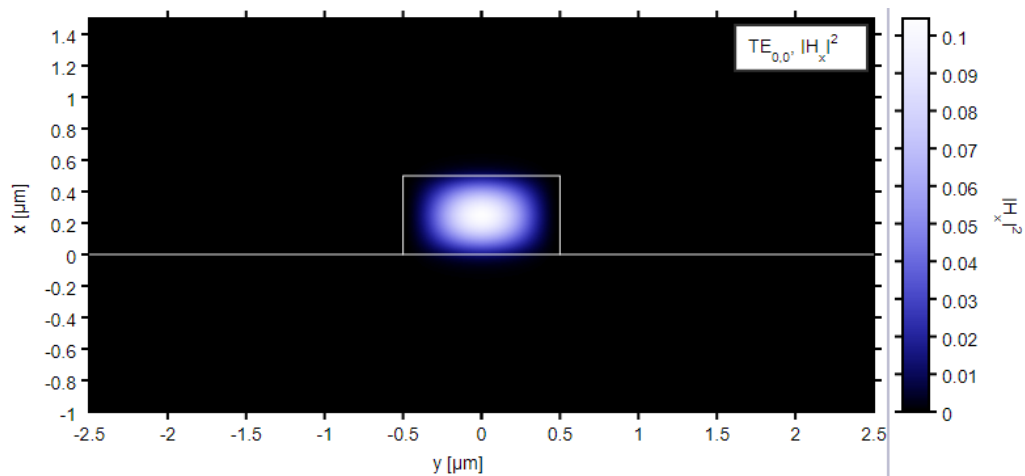


Figura 9. Representación de la componente  $|H_x|^2$  del modo  $TE_{00}$

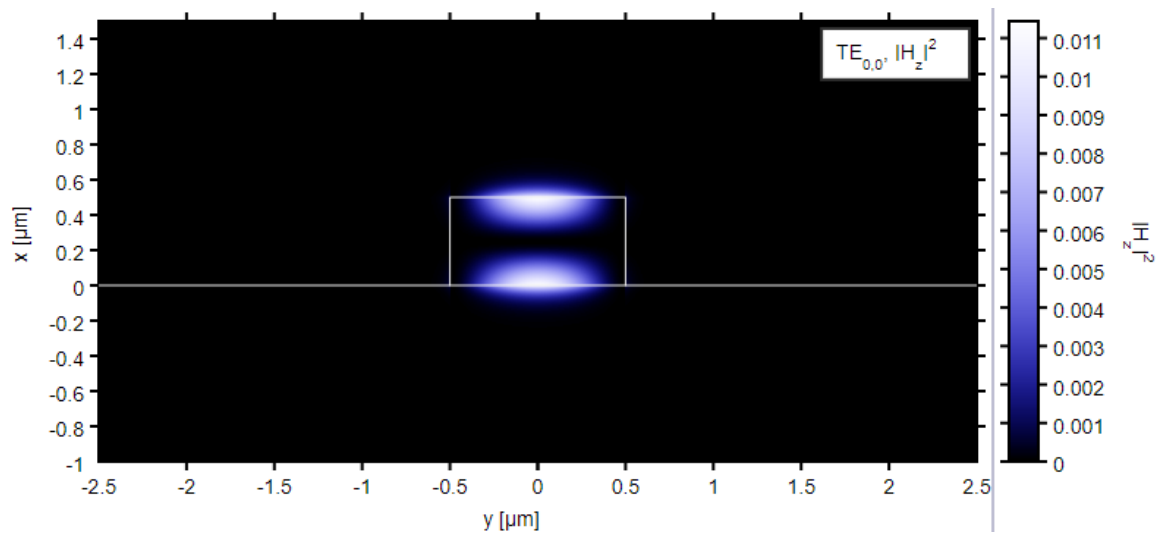


Figura 10. Representación de la componente  $|H_z|^2$  del modo  $TE_{00}$

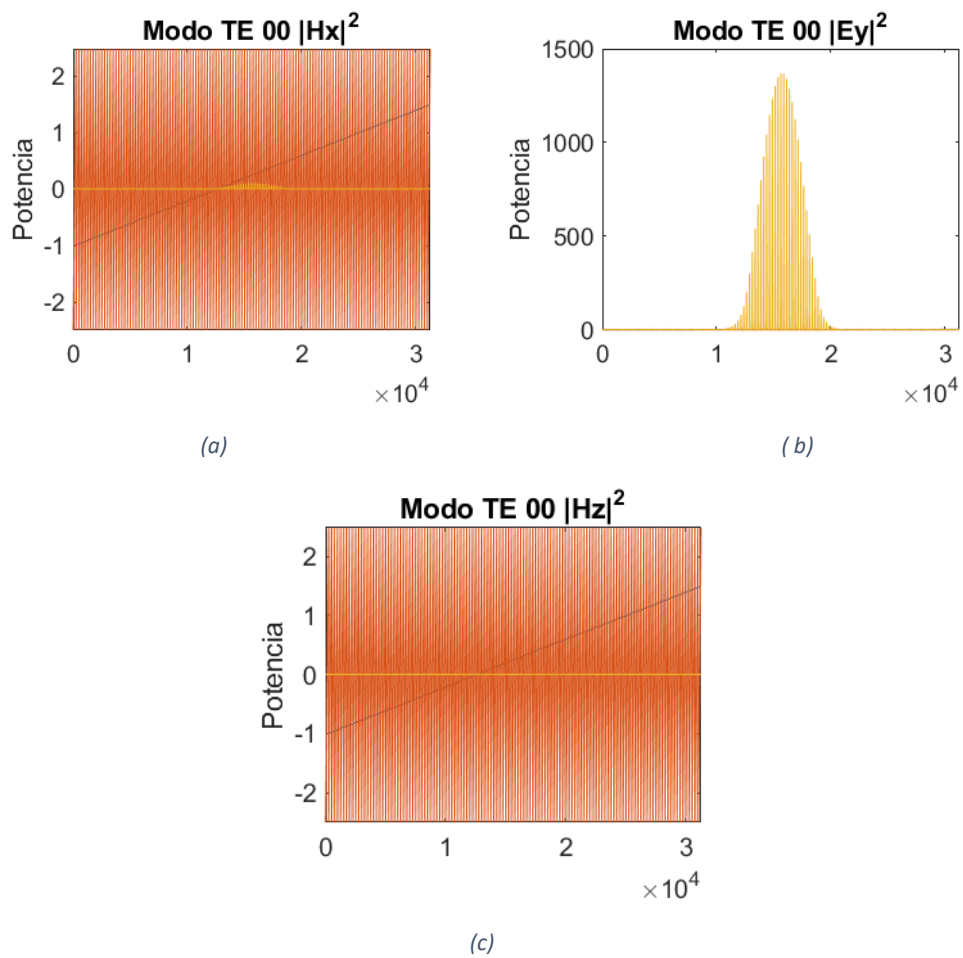


Figura 11. Distribución de potencia de las componentes  $H_x$  (a),  $E_y$  (b) y  $H_z$  (c) del modo  $TE_{00}$ . [10]

[10] «MATLAB - El lenguaje del cálculo técnico».



### 2.7.5.2 Modo TM-00

Los modos transversales magnéticos (TM), al igual que en los eléctricos, solo poseen tres componentes de campo, las cuales son, una componente de campo  $H_y$ , y dos componentes de campo magnético  $E_x$  y  $E_z$ . Como para el modo TE, también representaremos tanto el modo en la guía como su distribución de potencia dentro de ella.

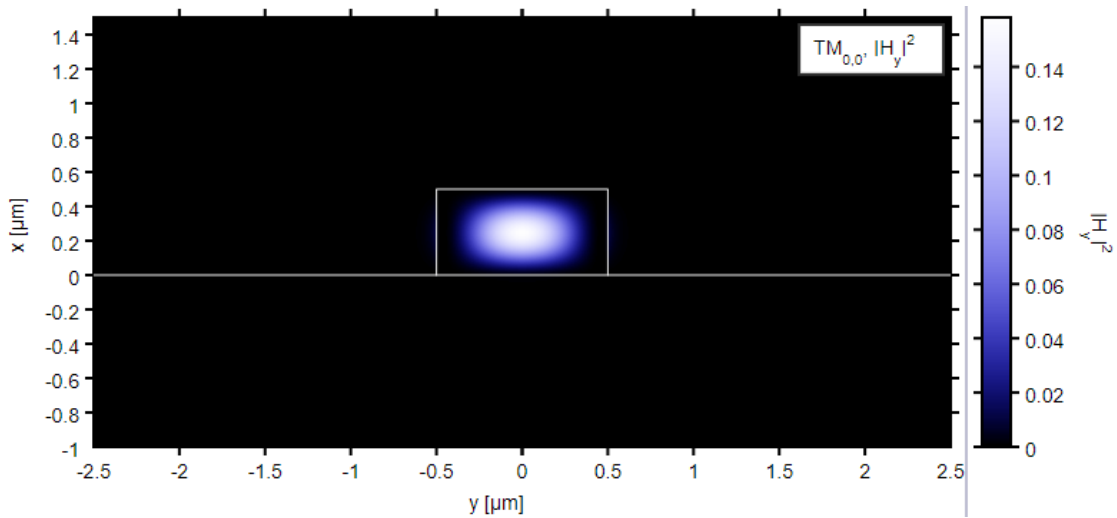


Figura 12. Representación de la componente  $|H_y|^2$  del modo  $TM_{00}$

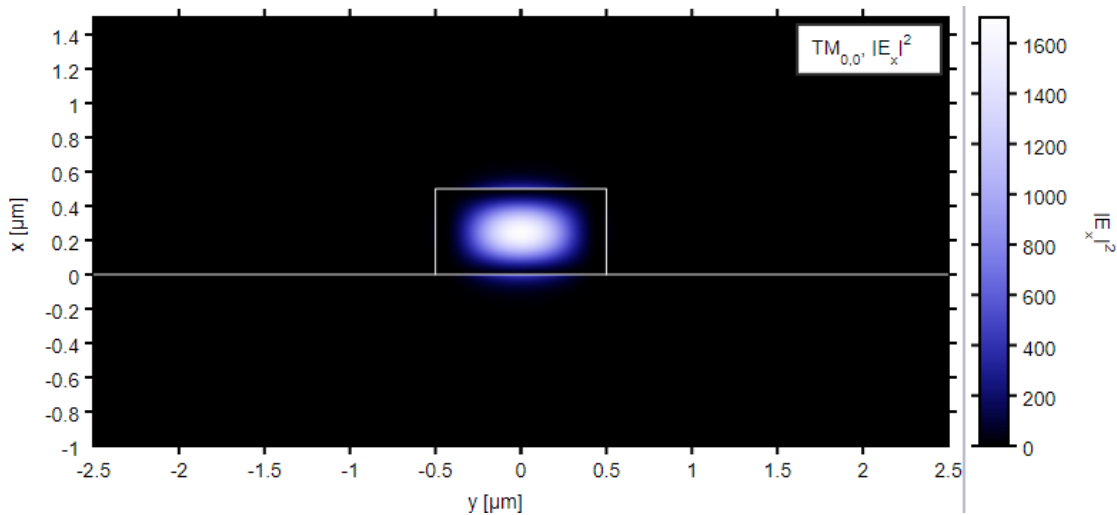


Figura 13. Representación de la componente  $|E_x|^2$  del modo  $TM_{00}$

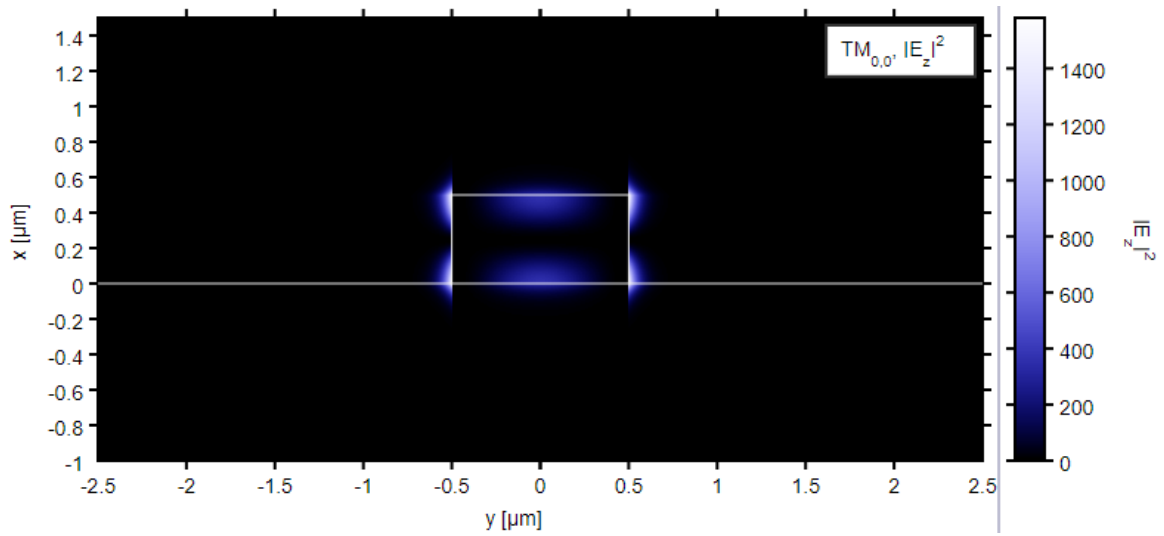


Figura 14. Representación de la componente  $|E_z|^2$  del modo  $TM_{00}$

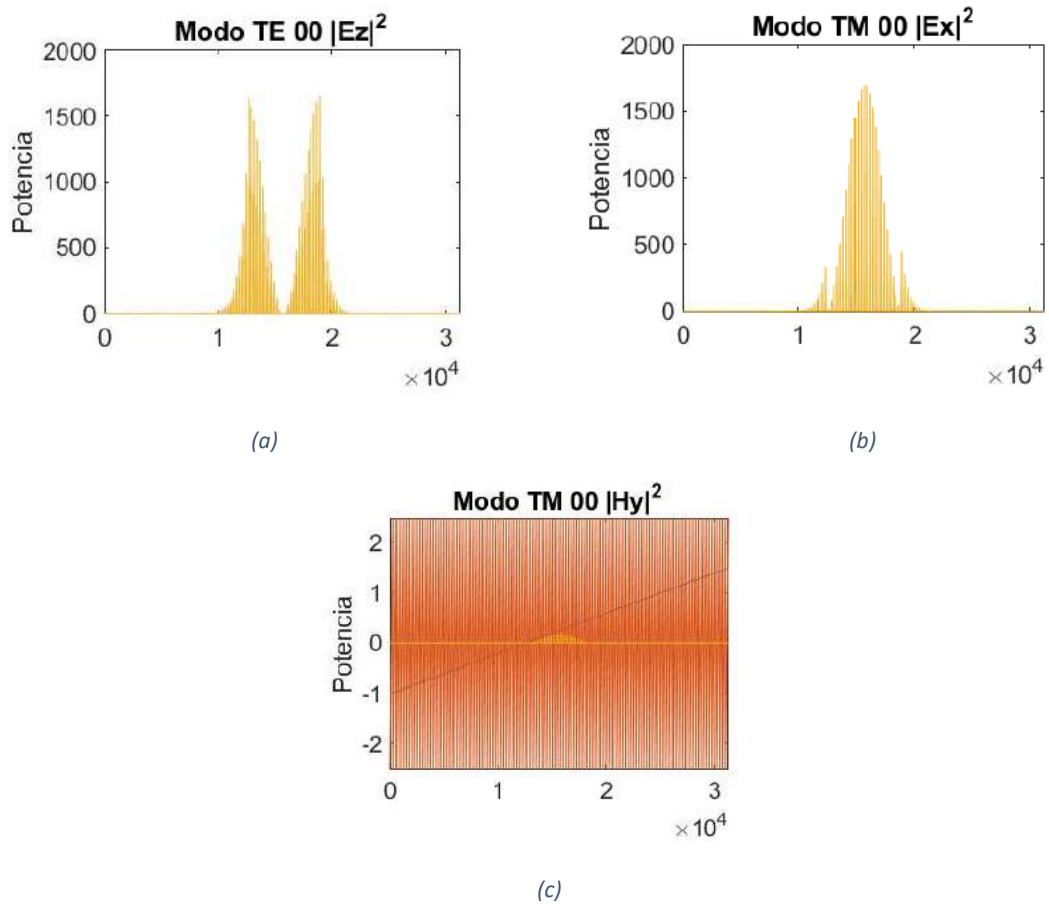


Figura 15. Distribución de potencia de las componentes  $E_z$  (a),  $E_x$  (b) y  $H_y$  (c) del modo  $TM_{00}$

## 2.8 Guía onda en 3D con contornos rectangulares

Las geometrías, los perfiles de índice y los campos de las guías de ondas de película fina que se han analizado en anteriores capítulos son independientes de una de las direcciones transversales, la dirección  $y$ . Estas guías de ondas suelen denominarse guías de ondas bidimensionales.

Las propiedades de las guías de ondas bidimensionales (2D) son relativamente sencillas y sus expresiones pueden escribirse en formas cerradas. Esto es particularmente cierto para las guías de onda de índice escalonado. Por lo tanto, las guías de ondas bidimensionales son aceptadas desde el punto de vista teórico, entendiendo las representaciones 2D como una simplificación. Esto es debido a que en la realidad no se pueden tener planos infinitos como suponemos en las aproximaciones bidimensionales.

Por lo tanto, los campos en la dirección  $y$  deben limitarse de alguna manera, para restringir los campos en las direcciones transversales, los límites geométricos y/o las discontinuidades de índice en las dos direcciones transversales. Esto conduce a guías de ondas tridimensionales (3D), las cuales son de vital importancia si se desean unos resultados más rigurosos en comparación a las bidimensionales.

En este capítulo, vamos a analizar los modos guiados en guía ondas en 3D con geometría rectangular. Existen diversidad de guía ondas rectangulares con diferente geometría, pero todas ellas se basan en los mismos principios. En este capítulo seguiremos analizando una guía onda de película fina, pero en este caso llevada al 3D. [11]

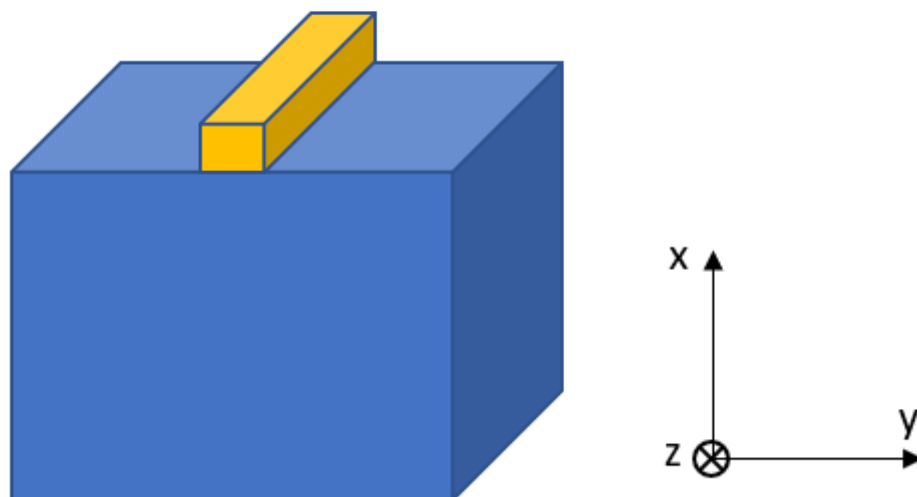


Figura 16. Guía onda de película fina en 3D

---

[11] «Three-Dimensional Waveguides with Rectangular Boundaries».

### 2.8.1 Campos y modos guiados en guía ondas rectangulares

En una guía de ondas 2D, una de las dimensiones es transversal a la dirección de propagación. Esta es muy grande en comparación con la longitud de onda operativa. El ancho de la guía de ondas en la dirección  $y$  se considera infinito. Por lo tanto, el campo guiado por una guía de ondas dieléctrica 2D se puede clasificar como un campo transversal eléctrico (TE) o transversal magnético (TM) como ya hemos descrito en capítulos anteriores.

En el estado TE, la componente longitudinal  $E_z$  del campo eléctrico es cero, y todas las demás componentes del campo se pueden expresar en función de  $H_z$ . Para los modos TM,  $H_z$  desaparece, todas las demás componentes del campo pueden ser representados por  $E_z$ . En una guía dieléctrica 3D, el ancho y la altura de la guía de ondas son comparables a la longitud de onda operativa. Ni el ancho ni el alto de la guía pueden considerarse infinitos. Así, los modos de una guía de ondas dieléctrica 3D no son modos TE ni TM. En general se llaman *modos híbridos*. Dado que todas las componentes del campo están presentes, el análisis de los modos híbridos es muy complicado. A menudo se requieren cálculos numéricos intensivos.

En muchas estructuras de guía de ondas dieléctricas, la diferencia en el índice de refracción es pequeña. Como resultado, una componente del campo eléctrico transversal es mucho más fuerte que la otra componente del campo eléctrico transversal. Goell presenta un esquema físicamente intuitivo el cual es capaz de describir los modos híbridos. En dicho esquema, un modo híbrido se caracteriza por la dirección y distribución de la componente de intensidad de campo eléctrico transversal. Si la componente dominante del campo eléctrico está en la dirección  $x$  (o  $y$ ), y si la distribución del campo eléctrico tiene  $p - 1$  ceros en la dirección  $x$ , y  $q - 1$  ceros en la dirección  $y$ , entonces se conoce al modo híbrido como modo  $E_{pq}^x$  (o  $E_{pq}^y$ ).

### 2.8.2 Campos y modos guiados en guía ondas rectangulares con ANSYS

En este apartado se va a estudiar el comportamiento de una guía onda slab rectangular, es decir, la guía onda de película fina, como lo hemos hecho anteriormente en el simulador EIMS, pero no vamos a repetir el estudio de los modos en guías bidimensionales. En esta ocasión nos vamos a centrar en estudiar cómo afecta un cambio tanto en la anchura como en la altura del slab a los diversos modos que se propagan.

Gracias al simulador de Ansys, podemos simular que pasaría cuando realizamos un barrido de la anchura del slab, viendo así, como se comporta este ante cambios en su geometría. El barrido que realizaremos será en un intervalo comprendido entre 0.2 y 0.8 micras. A continuación, se muestra la variación del índice de refracción efectivo normalizado de los modos fundamentales, en la que se puede observar que el modo fundamental TE, empieza a propagar por la guía cuando esta tiene una anchura de 0.28 micras; así como el modo fundamental TM se excitará a partir de unos 0.33 micras.[12]

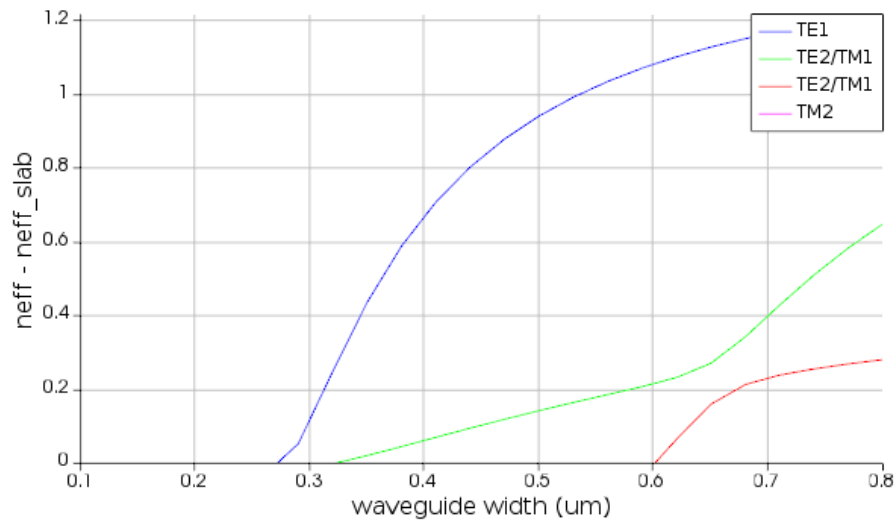


Figura 17. Barrido de la anchura del slab para los principales modos

Esta vez, vamos a realizar el mismo barrido que anteriormente, pero recorriendo la variable de altura de la guía, dándole unos valores comprendidos entre 0.14 y 0.28 micras para ver los modos que estaría excitando la guía. En este caso, podemos observar como el modo fundamental de TE propaga por la guía a una altura de guía muy pequeña y que el modo fundamental de TM empieza a propagar a una a altura de guía de 0.2 micras.

[12] «Ansys | Engineering Simulation Software».

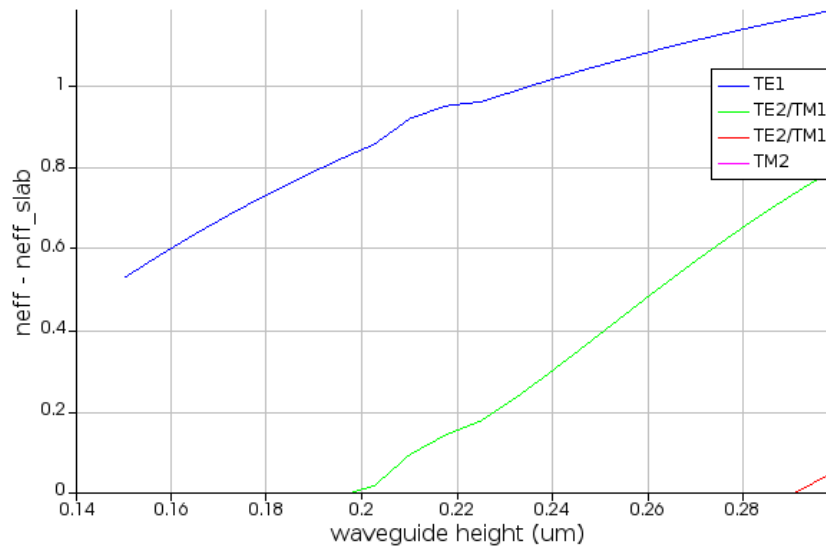


Figura 18. Barrido de la altura del slab para los principales modos

A partir de la figura 18 se puede decir que la altura del slab no es un factor tan limitante como lo es la anchura de este mismo. Podemos apreciar que incluso con  $0.14 \mu m$  de altura, el modo fundamental TE ya estaría propagando mientras que el fundamental de TM empieza a propagar a partir de los  $0.2 \mu m$  de altura.

### 3. ACOPLADORES ÓPTICOS DIRECCIONALES

#### 3.1 Fundamentos teóricos

En los capítulos anteriores hemos estudiado los modos de guías de onda aisladas. En este capítulo, consideramos las ondas guiadas por dos o más guías de ondas acopladas. Cuando varias guías de ondas ópticas se sitúan una al lado de la otra, surge una interacción significativa entre las guías de ondas que puede conducir a un intercambio de potencia significativo entre ellas. El intercambio de potencia es sustancial si las guías de onda que interactúan están en paralelo y los modos guiados se propagan con la misma velocidad de fase. En condiciones ideales, la potencia transferida de una guía de ondas a otra se acumula de forma coherente. Como resultado, una fracción significativa de la potencia, o la potencia total en determinadas condiciones, se transfiere de una guía de ondas a la otra. Estos dispositivos se denominan acopladores direccionales. En este capítulo se estudia el principio de funcionamiento y las aplicaciones de los acopladores direccionales.

Tratamos las guías de ondas acopladas como una estructura de guía de ondas compuesta. En principio podríamos, y de hecho podemos en muchos casos, analizar los modos guiados por la guía de ondas compuesta de forma rigurosa. Las expresiones de campo deberán cumplir las ecuaciones de Maxwell y cumplirían todas las condiciones de contorno de la estructura compuesta. Nos referiremos a estos modos como los modos normales de la guía de ondas compuesta. Entonces, los campos guiados por la guía de ondas compuesta son la superposición de los campos de los modos normales. En las estructuras en las que las dos guías de ondas acopladas son idénticas, los campos de los modos normales son simétricos o asimétricos con respecto a la línea central de la estructura compuesta.

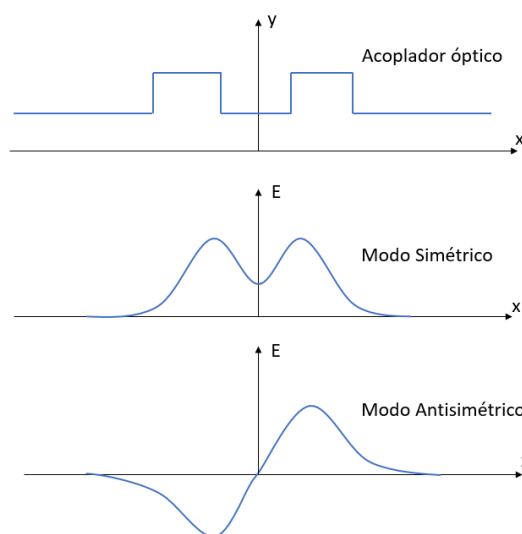


Figura 19. Representación de los modos simétricos y asimétricos de un acoplador direccional de dos guías

Describimos los campos de dos modos normales y sus constantes de propagación como,  $e_{s(x,y)}$ ,  $e_{a(x,y)}$ ,  $\beta_s$  y  $\beta_a$  respectivamente. Si las dos guías de onda no son idénticas, los campos no son ni simétricos ni asimétricos. En resumen, los subíndices  $s$  y  $a$  no tienen significado físico a menos que las dos guías de onda que interactúan sean idénticas. En términos de  $e_{s(x,y)}$  y  $e_{a(x,y)}$ , el campo guiado en la estructura se puede expresar como:

$$E(x, y, z) = a_{s0}e_s(x, y)e^{-j\beta_s z} + a_{a0}e_a(x, y)e^{-j\beta_a z} \quad (\text{Ecuación 3.1})$$

donde  $a_{s0}$  y  $a_{a0}$  son funciones de amplitud de los modos normales. A medida que los dos modos normales se propagan en la estructura de guía de ondas compuesta, interfieren continuamente. Este intercambio de potencia continuo y periódico entre las dos guías de onda se debe a la interferencia de los dos modos normales.

Los términos de la expresión anterior se pueden agrupar en términos para obtener diferentes conjuntos de ecuaciones de modo acoplado de forma que la expresión de campo resulte de la siguiente forma.

$$E(x, y, z) = a_1(z)e_1(x, y)e^{-j\beta_1 z} + a_2(z)e_2(x, y)e^{-j\beta_2 z} \quad (\text{Ecuación 3.2})$$

De forma que  $e_1(x, y)$  sea la expresión de campo de una de las guías y  $e_2(x, y)$  la de la otra. También deberemos definir  $a_1(z)$  y  $a_2(z)$ , las cuales son funciones de amplitud dependientes de la longitud de propagación.[13]

$$a_1(z) = (a_{s0}e^{-j\sigma z} + a_{a0}e^{j\sigma z})e^{j\delta z} \quad (\text{Ecuación 3.3})$$

$$a_2(z) = (a_{s0}r_s e^{-j\sigma z} + a_{a0}r_a e^{j\sigma z})e^{-j\delta z} \quad (\text{Ecuación 3.4})$$

---

[13] Syms, «Improved Coupled-Mode Theory for Codirectionally and Contradirectionally Coupled Waveguide Arrays».



Donde  $r_s$  y  $r_a$  son constantes indefinidas de los modos de propagación. Se hace referencia también a una variable que expresa el desajuste de la constante de propagación entre las dos guías ( $\delta$ ), la cual se definirá tal que así:

$$\delta \equiv \frac{\Delta\beta}{2} = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \quad (\text{Ecuación 3.5})$$

La última variable que necesitamos conocer para resolver las funciones de amplitud de los modos es  $\sigma$ , la cual se definirá en el siguiente apartado, el cual habla sobre la matriz de transferencia. Si en la ecuación 3.5 suponemos que  $\beta_1 = \beta_2$ , esto quiere decir que los índices de refracción efectivos de las guías son idénticos. En consecuencia, la potencia se dividirá de forma equitativa por las dos guías, además de conseguir acoplamiento máximo entre ellas.

## 3.2 Acopladores direccionales con sección uniforme y con espaciado constante

### 3.2.1 Matriz de transferencia

Para estudiar las propiedades esenciales de los acopladores ópticos direccionales, consideramos un acoplador direccional con una sección transversal uniforme y un espaciado de guía de ondas como se muestra esquemáticamente en la figura 20. Suponemos que la interacción significativa tiene lugar en una región de interacción de longitud  $L$  e ignoramos por completo la interacción fuera de esta región.

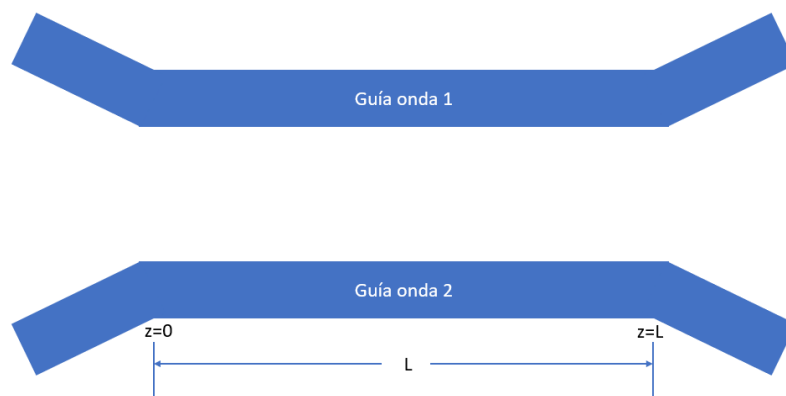


Figura 20. Acoplador direccional con sección uniforme y espaciado constante

Introduciremos dos funciones auxiliares para definir la matriz de transferencia de esta estructura compuesta por dos guías. Estas dos funciones serán  $\mathcal{R}(z) = a_1(z)e^{+j\delta z}$  y  $\mathcal{S}(z) = a_1(z)e^{+j\delta z}$ . En términos de  $\mathcal{R}(z)$  y  $\mathcal{S}(z)$ , las ecuaciones de modos acoplados quedarán de la siguiente forma.

$$\frac{d^2\mathcal{R}(z)}{dz^2} + (k_1k_2 + \delta^2) \mathcal{R}(z) = 0 \quad (\text{Ecuación 3.6})$$

$$\frac{d^2\mathcal{S}(z)}{dz^2} + (k_1k_2 + \delta^2) \mathcal{S}(z) = 0 \quad (\text{Ecuación 3.7})$$

Donde  $k_1$  y  $k_2$  son los factores de acoplamiento, es decir, la constante de acoplamiento  $k_1$  describe la cantidad de campo que se transfiere desde la guía 2 a la guía 1. Por ende,  $k_2$  describe la cantidad de campo que se transfiere desde la guía 1 a la 2.[14]

Se va a definir también una variable más que nos servirá más adelante para definir la matriz de transferencia. Esta variable es el parámetro de desajuste ( $d$ ).

$$d \equiv \frac{\delta}{\sqrt{k_1k_2}} \equiv \frac{\Delta\beta}{2\sqrt{k_1k_2}} \equiv \frac{\beta_1 - \beta_2}{2\sqrt{k_1k_2}} \quad (\text{Ecuación 3.8})$$

Donde  $s$  es la sección transversal del acoplador.

A partir de esto último comentado, se puede definir la relación de Marcatelli, la cual establece una conexión entre los factores de acoplamiento y el solapamiento integral y el de desajuste de tal forma.

$$\sqrt{\frac{k_1}{k_2}} - \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} = 2cd \quad (\text{Ecuación 3.9})$$

---

[14] «Optical Directional Couplers and Their Applications».

Resolviendo  $k_1/k_2$ , obtenemos:

$$\frac{k_1}{k_2} = (cd + \sqrt{1 + c^2 d^2})^2 = e^{\sinh^{-1} cd} \quad (\text{Ecuación 3.10})$$

Hay que comentar que el parámetro  $c = \int_s e_1(x, y) \cdot e_2(x, y) ds$ , hace referencia al solapamiento integral, esto es, la superposición de los modos de dos o más guías, aunque en este trabajo nos centraremos solo en dos guías.

Si empleamos los términos  $\mathcal{R}(0)$  y  $\mathcal{S}(0)$ , de forma que estas dos variables sean las funciones de transferencia de cada una de las guías en el inicio de la zona uniforme del acoplador como bien se ve en la figura 20, podemos escribir la matriz.

$$\begin{bmatrix} \mathcal{R}(z) \\ \mathcal{S}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \sigma z - \frac{j\delta}{\sigma} \sin \sigma z & -\frac{jk_2}{\sigma} \sin \sigma z \\ -\frac{jk_1}{\sigma} \sin \sigma z & \cos \sigma z + \frac{j\delta}{\sigma} \sin \sigma z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{R}(0) \\ \mathcal{S}(0) \end{bmatrix} \quad (\text{Ecuación 3.11})$$

Donde  $\sigma$  es

$$\sigma = \sqrt{k_1 k_2 (1 + d^2)} = \sqrt{k_1 k_2 + \delta^2} \quad (\text{Ecuación 3.12})$$

Esta matriz de 2x2 se denomina comúnmente como matriz de transferencia. Parece lógico tratar a  $k_1$ ,  $k_2$  y  $\delta$  como tres parámetros independientes, pero en realidad,  $k_1$  y  $k_2$  no son independientes entre sí ya que  $k_1/k_2$  es una función de  $cd$  como se indica en la ecuación 3.9.

En cualquier caso,  $\mathcal{R}(z)$  y  $\mathcal{S}(z)$  se calculan fácilmente una vez conocida la matriz de transferencia y conocidos los valores iniciales  $\mathcal{R}(0)$  y  $\mathcal{S}(0)$ . Si se desea,  $a_1(z)$  y  $a_2(z)$  pueden ser recuperadas a partir de  $\mathcal{R}(z)$  y  $\mathcal{S}(z)$ . Las potencias transportadas por las dos guías de onda son  $|a_1(z)|^2$  y  $|a_2(z)|^2$  que son, respectivamente,  $|\mathcal{R}(z)|^2$  y  $|\mathcal{S}(z)|^2$ .

Esto completa la teoría básica de acopladores direccionales con una sección transversal uniforme y un espaciado de guía de ondas constante.

### 3.2.2 Acopladores simétricos

En esta sección se van a describir acopladores que poseen el mismo factor de acoplamiento. Por brevedad, definimos  $k = \sqrt{k_1 k_2}$ . Para muchos acopladores direccionales de interés práctico, las dos guías de onda son idénticas, similares o están muy separadas. Entonces  $k \approx k_1 \approx k_2$  y  $c \approx 0$ . Si suponemos que la potencia de entrada se introduce solo por una de las dos guías de ondas, digamos la guía 1, entonces  $\mathcal{R}(0) = 1$  y  $\mathcal{S}(0) = 0$ . Sustituyendo en la matriz de transferencia obtenemos las siguientes expresiones simplificadas.

$$\mathcal{R}(z) = \cos \sigma z - \frac{j\delta}{\sigma} \sin \sigma z \quad (\text{Ecuación 3.14})$$

$$\mathcal{S}(z) = -\frac{j\delta}{\sigma} \sin \sigma z \quad (\text{Ecuación 3.15})$$

Cabe recordar que  $\sigma = \sqrt{k_1 k_2 + \delta^2} = \sqrt{k^2 + \delta^2}$ . [15]

Se muestra una gráfica que representa la distribución de la potencia por las dos guías cuando estas son simétricas, viéndose en esta, que cuando existe un mínimo de potencia en una de las guías, en la otra existe un máximo y viceversa. En dicha gráfica se puede observar también la longitud de acoplo que sería la diferencia entre un máximo y un mínimo en una de las trazas.

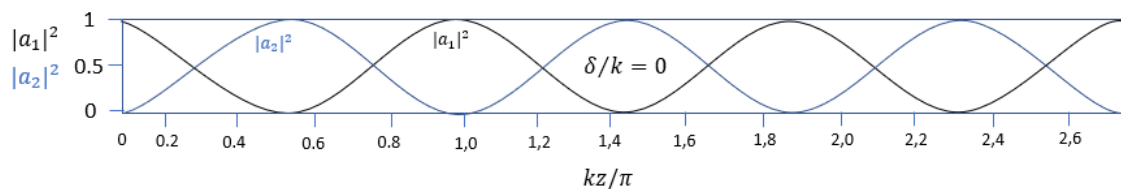


Figura 21. Distribución de la potencia en un acoplador simétrico

[15] Molter-Orr y Haus, «Multiple Coupled Waveguide Switches Using Alternating  $\Delta\beta$  Phase Mismatch».

A continuación, se van a obtener resultados experimentales de la interacción de un acoplador simétrico. Este dispositivo consistirá en dos guías de ondas idénticas y paralelas, separadas una longitud  $0.05 \mu\text{m}$ . En las figuras 22 y 23 se representa la geometría de este acoplador.

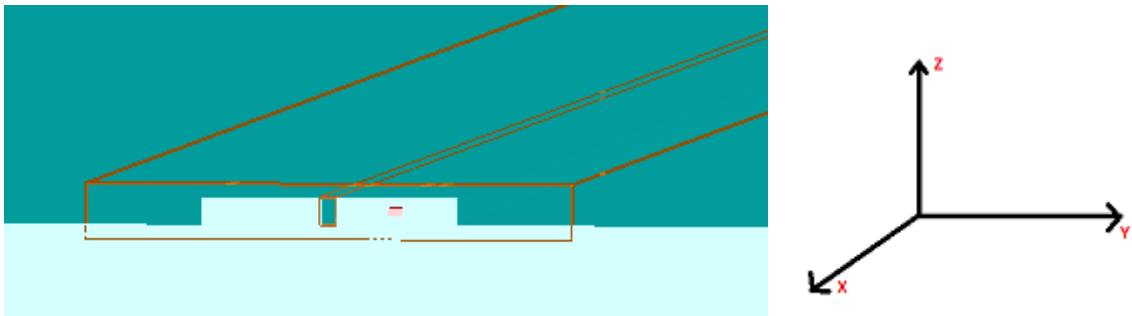


Figura 22. Acoplador direccional simétrico y su orientación

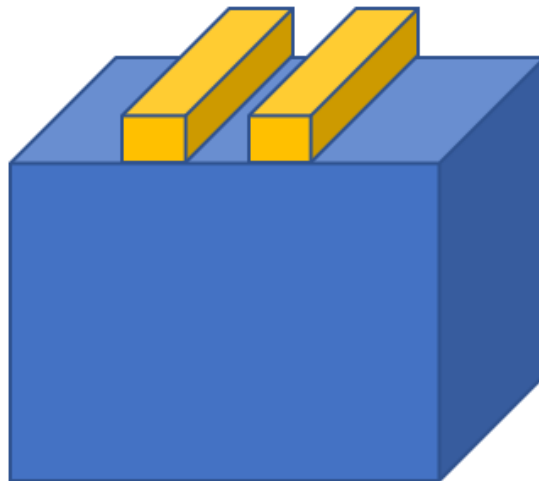


Figura 23. Representación en 3D del acoplador direccional

Seguidamente, se realiza una simulación de los modos que aparecen en dichas guías cuando trabajamos a una longitud de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . Para que los modos se propaguen por las guías deben cumplir con la condición anteriormente mencionada en la que se fija que  $N_{\text{silice}} < N_{\text{eff}} < N_{\text{silicio}}$ .

mode #	effective index	wavelength (μm)	loss (dB/cm)	group index	TE polarization fraction (Ey)	waveguide TE/TM fraction (%)	effective area (μm <sup>2</sup> )
1	2.378259	1.55	0.00000	3.973125	98	83.72 / 79.48	0.178368
2	2.318165	1.55	0.00000	4.281889	98	69.98 / 81.8	0.334627
3	1.635753	1.55	0.00000	2.950608	3	73.51 / 93.7	0.63835
4	1.473511	1.55	0.00000	2.690955	45	85.66 / 87.73	0.510604
5	1.461740	1.55	0.00000	1.572793	0	96.96 / 96.74	2.5924
6	1.453477	1.55	0.00000	1.721557	90	97.31 / 91.6	4.62411
7	1.435881	1.55	0.00000	1.564944	100	96.81 / 95.26	3.11155
8	1.392351	1.55	0.00000	1.711698	5	97.01 / 87.86	2.68694
9	1.361013	1.55	0.00000	1.660846	99	86.3 / 95.99	3.45494
10	1.341518	1.55	0.00000	1.859481	1	80.04 / 94.88	3.9055

Figura 24. Primeros 10 modos de la simulación del acoplador

A la vista de los resultados obtenidos, se ha de comentar que la cantidad de modos que se propagan y que, por lo tanto, cumplen la condición anterior, es un total de 5 modos. Como ya se ha comentado, solo vamos a analizar el modo fundamental que en este caso posee un índice de refracción efectivo de  $N_{eff} = 2.378529$ . La figura 25, hace referencia a la representación de la componente  $E_x$  del modo TE fundamental.

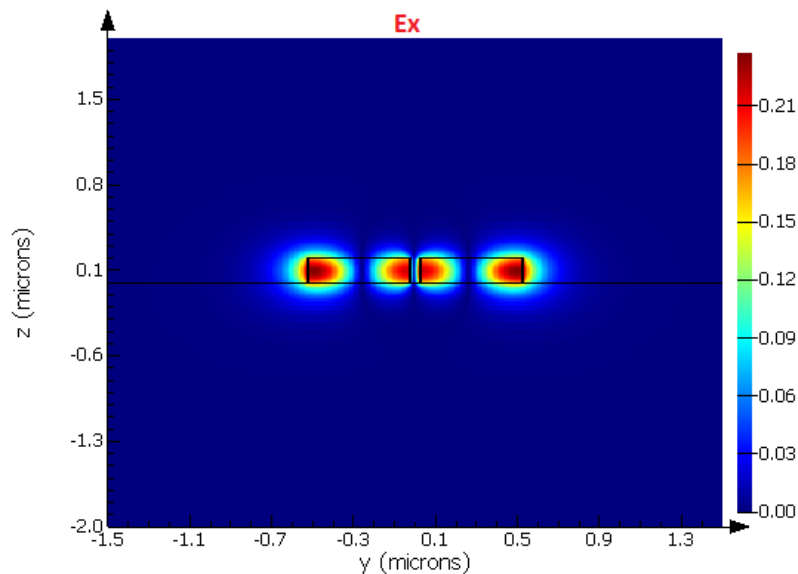


Figura 25. Representación de la componente  $E_x$  del modo fundamental TE

Se puede observar con la anterior figura que el modo TE interactúa entre las dos guías por igual, transfiriéndose potencia de una guía a otra sin pérdida alguna (columna *loss* de la figura 24).

Respecto a todo lo comentado en este apartado, se pueden obtener las siguientes conclusiones.

- La potencia total de un acoplador direccional con una sección transversal uniforme se conserva ya que  $|a_1(z)|^2 + |a_2(z)|^2 = |\mathcal{R}(z)|^2 + |\mathcal{S}(z)|^2$ . Esto era de esperar ya que estamos bajo el supuesto de que las dos guías son libres de pérdidas.
- Una transferencia de potencia completa de una guía de ondas a otra sólo es posible si  $\delta$  desaparece por completo. En otras palabras, el cruce de potencia es total sólo si las dos guías de ondas coinciden en velocidad de fase.
- Esta transferencia total de potencia solo ocurre bajo el supuesto de que estemos en lugares donde  $z = \pi/2k, 3\pi/2k, 5\pi/2k, 7\pi/2k, \dots$
- Se emplea la variable  $l_c = \pi/2k$  como la longitud de acoplo, es decir, la transferencia de potencia es total solo si las dos guías están sincronizadas y la longitud de interacción es un múltiplo impar de la longitud de acoplo.
- Independientemente del desajuste de la constante de propagación, toda la potencia vuelve a la guía en  $z = \pi/\sigma, 2\pi/\sigma, 3\pi/\sigma, \dots$
- También hay que comentar que se puede conocer la longitud de acoplo conociendo la relación de potencias que deseamos normalizadas, la frecuencia de trabajo y la diferencia de los índices de refracción de los dos que deseamos.

$$L_o = \frac{\lambda_0}{\pi\Delta_n} \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{P_2}{P_0}} \right) \quad (\text{Ecuación 3.16})$$

Para terminar con esta sección, se va a proceder a demostrar la ecuación 3.16 empleando el simulador. Para ello, vamos a calcular cual sería la longitud de acoplo del 100% de acoplo de potencia de una guía a otra, es decir, cual es la longitud en la que la potencia en la que se encuentra en una guía es transferida por completo a la otra guía del acoplador. Para calcular esta distancia, debemos asignar un valor de  $P_0 = 1$  a la potencia de entrada normalizada por una de las guías, y  $P_2 = 1$  a la potencia de salida normalizada de la otra guía. También debemos conocer la longitud de onda a la que estemos trabajando, que en nuestro caso es tercera ventana por lo que  $\lambda_0 = 1.55 \mu m$  y por último, introducir la diferencia entre los índices de refracción efectivos de los dos modos más propagantes.

$$\begin{aligned} L_{0_{100\%}} &= \frac{\lambda_0}{\pi\Delta_n} \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{P_2}{P_0}} \right) = \frac{1.55 \mu m}{\pi(2.378529 - 2.318165)} \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{1}{1}} \right) \\ &= \frac{1.55 \mu m}{\pi \cdot 0.060094} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{1.55 \mu m}{2 \cdot 0.060094} = 12.48 \mu m \end{aligned}$$

A la vista de este resultado, se va a comparar con la longitud que podemos medir en el simulador a través de la representación del campo eléctrico en función de la longitud de la guía como observamos en la figura 26.

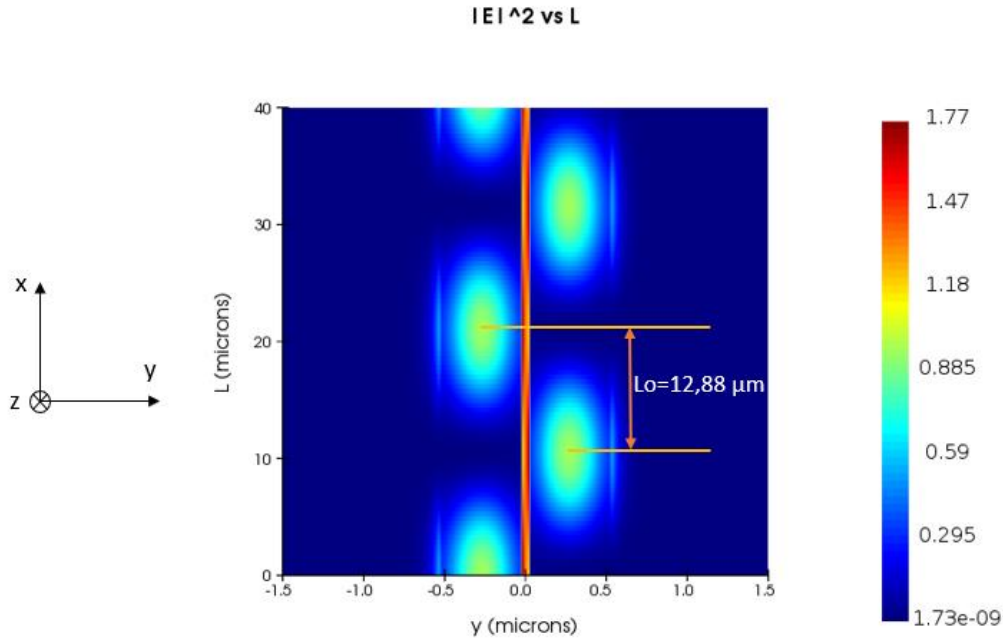


Figura 26. Representación del campo eléctrico  $|E|$  en función de la longitud ( $L_{0100\%}$ )

El resultado obtenido con el simulador es de  $12.88 \mu m$ , por lo que podemos concluir este apartado diciendo que los cálculos están bien hechos ya que el error que existe es mínimo.

### 3.2.3 Acoplador 3dB

En esta sección consideramos un acoplador direccional conformada por dos guías de ondas paralelas e idénticas ( $\delta = 0$ ), las cuales son capaces de distribuir la potencia que se encuentra en su interior de tal forma que la mitad de esta potencia se encuentre en el final de una de las dos guías y la otra mitad en la otra guía. Suponemos también que la longitud del acoplador es un múltiplo par de la longitud de acoplamiento.  $[L = (m + \frac{1}{2})l_c]$ . Con esta condición, podemos resolver la matriz de transferencia para acopladores de -3dB de la siguiente forma.

$$\begin{bmatrix} \mathcal{R}(z) \\ \mathcal{S}(z) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{R}(0) \\ \mathcal{S}(0) \end{bmatrix} \quad (\text{Ecuación 3.17})$$



De hecho, los acopladores direccionales de 3 dB se utilizan a menudo como divisores o combinadores de potencia.

Vamos a aplicar en este apartado, como hemos hecho en el anterior, la ecuación 3.16 para saber cuál tiene que ser la longitud de acoplo de las guías del acoplador -3dB, es decir, para que tengan la misma proporción de potencia a las salidas de las guías.

$$\begin{aligned} L_{0_{50\%}} &= \frac{\lambda_0}{\pi \Delta n} \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{P_2}{P_0}} \right) = \frac{1.55 \mu m}{\pi (2.378529 - 2.318165)} \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{0.5}{1}} \right) \\ &= \frac{1.55 \mu m}{\pi \cdot 0.060094} \cdot 0.785398 = 6.24 \mu m \end{aligned}$$

Como conclusión se comenta que, al tratarse de un acoplador simétrico, tiene sentido que la longitud de acoplo del 50% sea la mitad que la longitud de acoplo del 100%.

### 3.3 Acopladores asimétricos

La estructura básica de un acoplador óptico no simétrico consta de dos guías cercanas, donde la energía óptica se acopla de una guía de onda a otra. Estas guías de onda pueden tener diferentes características y modos de propagación, lo que implica una interacción compleja entre los campos ópticos en las guías. Cada guía de onda tiene sus propios modos de propagación, que son patrones específicos en los que se distribuye la energía óptica a medida que se propaga a lo largo de la guía. En el acoplador óptico no simétrico, estos modos de propagación pueden ser diferentes en cada guía, lo que resulta en una asimetría en la distribución de la energía óptica.

#### 3.3.1 Acoplador direccional con distinto índice de refracción entre las guías

En este apartado, realizaremos la misma simulación que antes, pero en este caso vamos a variar el índice de refracción de una de las guías pasando de un valor de 3.4 como sea mencionado hasta ahora en el documento, a un índice de refracción de 2 en la guía de la izquierda. Teóricamente, deberíamos observar que la luz se confina en su mayoría en la guía de mayor índice de refracción y, por ende, la cantidad de modos propagantes en la guía izquierda disminuye en comparación con los de la guía derecha.

mode #	effective index	wavelength (μm)	loss (dB/cm)	group index	TE polarization fraction (E <sub>y</sub> )	waveguide TE/TM fraction (%)	effective area (μm <sup>2</sup> )
1	2.339966	1.55	0.00000	4.168603	98	75.37 / 80.58	0.180362
2	1.558168	1.55	0.00000	2.566110	11	81.36 / 91.46	0.499868
3	1.461040	1.55	0.00000	1.585909	19	97.54 / 95.82	3.28961
4	1.458868	1.55	0.00000	1.568836	83	98.62 / 95.19	5.08475
5	1.437250	1.55	0.00000	1.573164	99	95.91 / 95.91	3.18444
6	1.397648	1.55	0.00000	1.611404	0	98.71 / 88.05	3.07496
7	1.374240	1.55	0.00000	1.796650	92	87.44 / 93.4	2.30625
8	1.349277	1.55	0.00000	1.756476	66	88.55 / 91.07	3.87985
9	1.343066	1.55	0.00000	1.822950	44	88.79 / 88.18	3.96221
10	1.312593	1.55	0.00000	1.750980	93	95.94 / 81.52	2.13431

Figura 27. Índices efectivos de los primeros 10 modos variando el  $N_{eff}$  de la guía izquierda

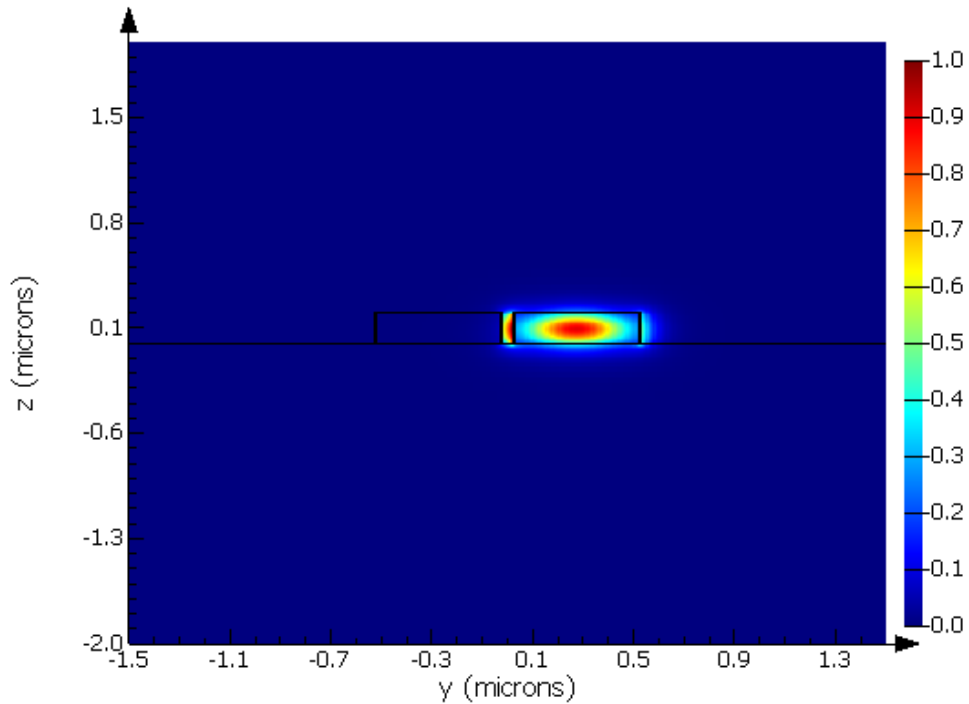


Figura 28. Representación de la  $|E|$  del modo fundamental TE

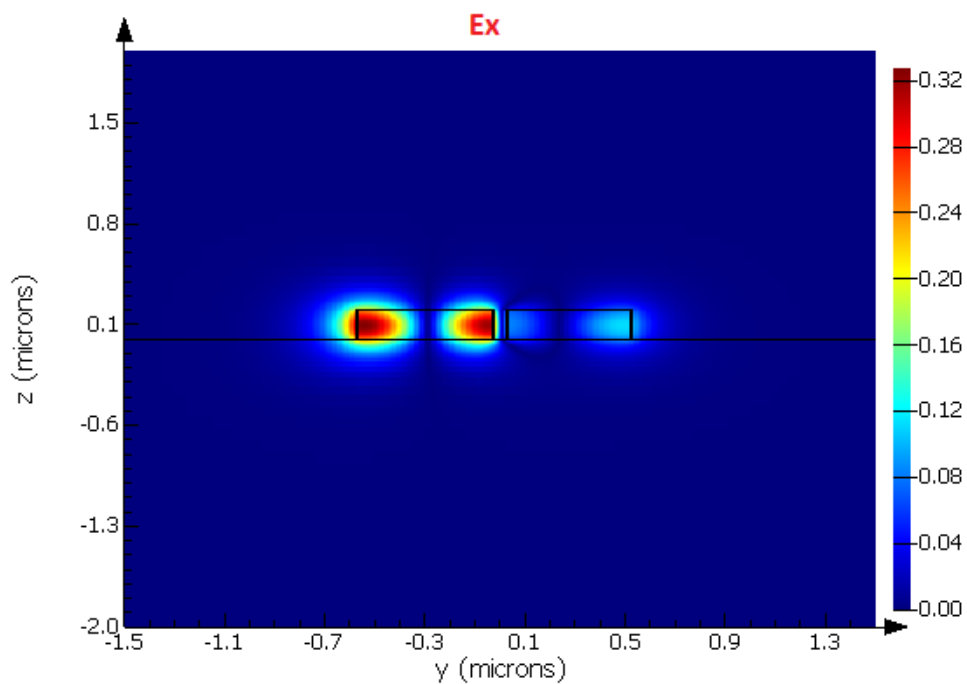
Observando las figuras 27 y 28, diremos que estábamos en lo cierto con las afirmaciones que hemos realizado, ya que el número de modos propagantes en este caso ha disminuido a 3, y la luz se confina únicamente en la guía de la derecha.

### 3.3.2 Acoplador direccional con diferente geometría

En este apartado, se va a simular un acoplador direccional con dos guías de diferente anchura. En este caso, variaremos la anchura de la guía izquierda ampliándola un 10% respecto a las medidas anteriores. En este caso, al estar analizando un acoplador asimétrico, deberíamos observar los modos par e impar (“odd and even”) en cada una de las guías, y notar como en el punto anterior que el número de modos propagantes disminuye respecto al acoplador simétrico. Para ver estos modos, representaremos la componente  $E_x$  de los dos primeros modos propagantes.

mode #	effective index	wavelength (μm)	loss (dB/cm)	group index	TE polarization fraction (Ey)	waveguide TE/TM fraction (%)	effective area (μm <sup>2</sup> )
1	2.299636	1.55	0.00000	3.826132	98	83.71 / 79.4	0.177672
2	2.221430	1.55	0.00000	4.132373	98	70.8 / 81.58	0.293135
3	1.603783	1.55	0.00000	2.693546	3	76.2 / 93.89	0.700604
4	1.461006	1.55	0.00000	1.610241	7	96.46 / 96.15	2.92817
5	1.459925	1.55	0.00000	1.827335	75	95.36 / 92.75	2.85275
6	1.445460	1.55	0.00000	2.291655	48	89.62 / 87.1	1.24876
7	1.435679	1.55	0.00000	1.566635	100	96.74 / 95.24	3.10963
8	1.390323	1.55	0.00000	1.751089	8	96.27 / 87.55	2.65849
9	1.360743	1.55	0.00000	1.660493	98	86.11 / 96.15	3.47285
10	1.337098	1.55	0.00000	1.863967	1	79.58 / 94.63	3.9216

Figura 29. Índices efectivos de los primeros 10 modos variando la anchura de la guía izquierda



(a)

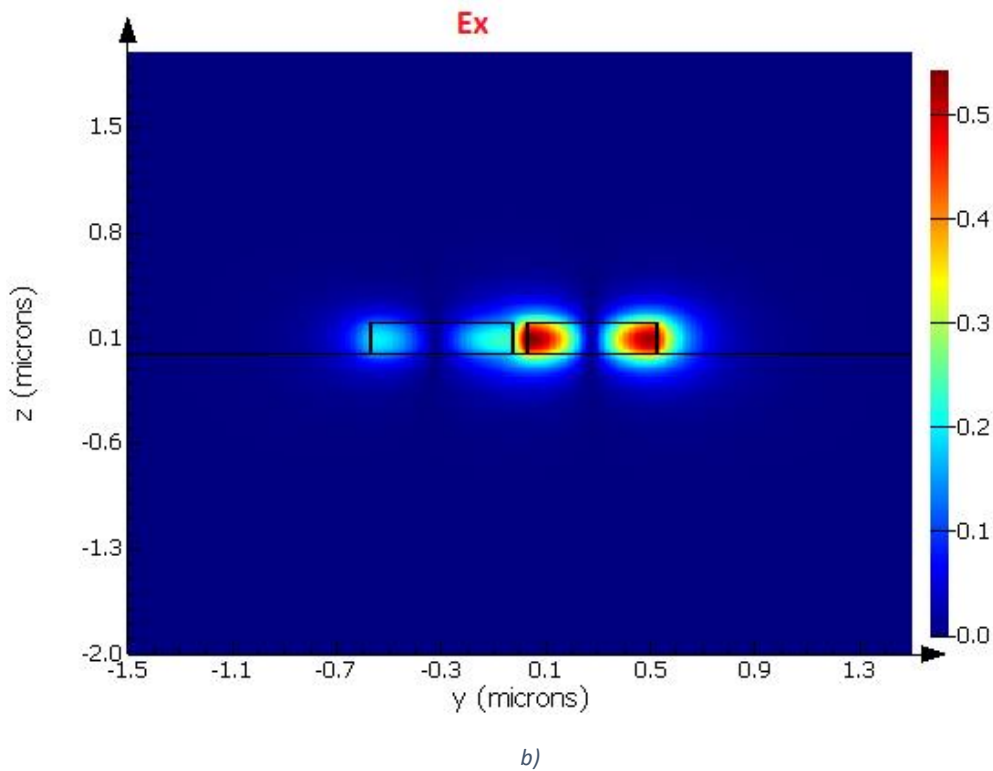


Figura 30. Representación de la componente  $E_x$  de los dos primeros modos. a) Modo  $TE_0$ , b) Modo  $TE_1$

Como podemos observar con las figuras 29 y 30, el número de modos propagantes se ha visto disminuido hasta llegar a propagar únicamente 4 modos. Hay que comentar que, se pueden observar en las dos figuras 30a y 30b los modos par e impar que hemos mencionado.

Se han realizado más simulaciones aumentando la anchura de la guía izquierda, y a la conclusión a la que se llega es que, cuanto más grande se hace una de las dos guías, los campos E del modo  $TE_0$ , cada vez se van confinando más en la guía que hemos ensanchado. A diferencia del modo  $TE_1$ , que es, al contrario, cuanto más ampliemos una de las guías, los campos de este modo se van a confinar más en la guía de menores dimensiones.

## 4.ACOPLADOR MMI

### 4.1 Fundamentos teóricos

Un acoplador MMI es un divisor óptico, el cual consta de  $N \times M$  puertos, siendo  $N$  los puertos de entrada y  $M$  los puertos de salida. La estructura principal del dispositivo MMI es una guía de ondas multimodo, que tiene la propiedad de poder propagar una cantidad elevada de modos. Para poder excitar estos modos es necesario incorporar a dicha estructura los segmentos o guías de onda de entrada y salida que serán monomodo.

A grandes rasgos un acoplador MMI funciona de forma que, mediante una señal de entrada, es decir, una onda guiada que se introduce por un puerto de entrada sea capaz de descomponerse en partes iguales en los puertos de salida. Asimismo, se pueden utilizar este tipo de componentes para aumentar el ancho de banda, o para la propagación de otros modos si nuestra aplicación lo precisa.

Por lo tanto, un acoplador MMI, es un divisor óptico que constará de una estructura monomodo de entrada por la que entrará la luz al dispositivo, las estructuras de salida que queramos en la que nuestra luz se divida y un núcleo que será la parte del componente en la que se empezarán a propagar más modos ya que tiene dimensiones bastante superiores a las estructuras de entrada y salida.

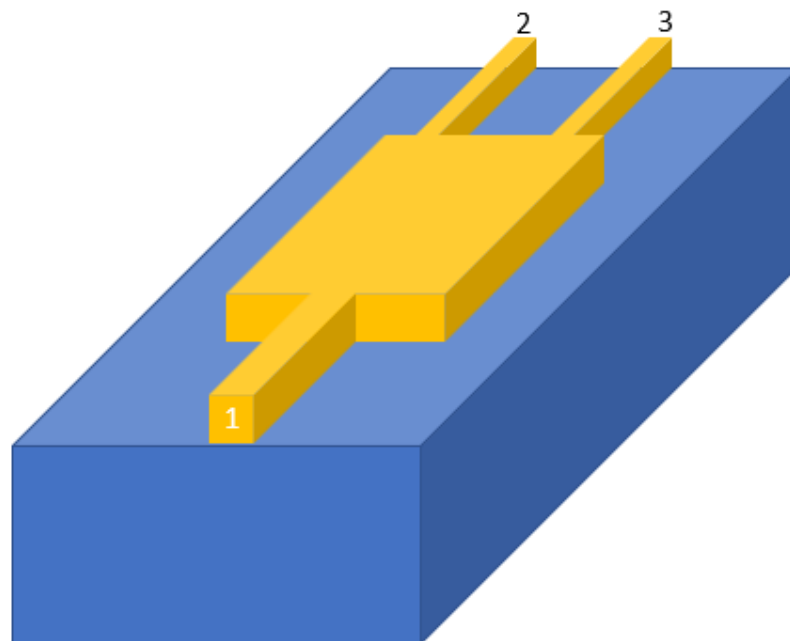


Figura 31. Representación visual de un acoplador MMI de 1x2.

Como se observa en la figura 31, la conexión entre los puertos de entrada y salida con el núcleo no se realiza de manera abrupta ya que de esa forma estaríamos excitando demasiados modos y puede ser de alguna forma agravante a la funcionalidad del acoplador. Esta conexión entre puertos de entrada y el núcleo tiene el nombre de *taper*, el cual se estudiará más a fondo en el apartado 4.3.

En un MMI, el núcleo es capaz de excitar  $m$  modos cada uno asignándole un número como marca la variable  $\nu$  en la figura 32.[16]

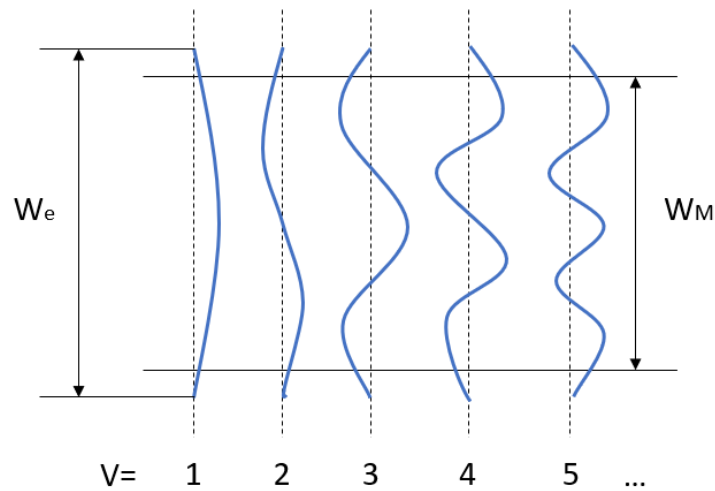


Figura 32. Representación de los campos dentro del MMI de los correspondientes modos excitados

Se puede apreciar que  $W_m$  hace referencia a la anchura física del núcleo de nuestro MMI, y  $W_e$  indica la anchura efectiva del modo que estemos analizando, en otras palabras, la anchura efectiva es una medida del tamaño promedio de los modos en el acoplador. A diferencia de la anchura física, la anchura efectiva tiene en cuenta la distribución de la intensidad de la luz dentro del modo. Ambas magnitudes se relacionan mediante la ecuación 4.1.

$$W_e = W_m + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \cdot \left(\frac{n_c}{n_f}\right)^{2\sigma} \cdot (n_f^2 - n_c^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{Ecuación 4.1})$$

Donde  $n_c$  y  $n_f$ , hace referencia al índice de refracción de la cubierta y del núcleo, respectivamente. La variable  $\sigma$  podrá tener dos valores (0 ó 1) dependiendo del tipo de modo que estemos analizando, es decir, modo TE o modo TM. Para los modos transversales eléctricos (TE) el valor de  $\sigma$  es 0, y para los modos transversales magnéticos (TM) este valor será de 1.

[16] Soldano y Pennings, «Optical multi-mode interference devices based on self-imaging».

En un acoplador MMI, cuando la luz incide sobre él, se producen interferencias entre los distintos modos de propagación que se excitan cuando pasamos de una guía estrecha a otra más ancha como es el caso del MMI, en otras palabras, se excitan nuevos modos al pasar de una guía monomodo a otra multimodo. Estas interferencias pueden ser constructivas o destructivas y dan lugar a lo que llamaremos imágenes. Estas imágenes se distribuyen a lo largo de la dirección transversal de la guía de ondas multimodo, es decir, del núcleo. Las podemos clasificar como imágenes pares o impares dependiendo de su distribución de intensidad en relación con el centro del núcleo de nuestro acoplador. Cada modo de los excitados viaja por el núcleo a una velocidad de fase diferente determinada, lo que da lugar a que los modos se desfasen entre sí. Definiremos como plano imagen, al corte transversal del núcleo, a una distancia  $z$  del origen, en el que la diferencia de fase entre dos modos cualesquiera es múltiplo de  $2\pi$ . [17]

Se procede a definir la ecuación que define las constantes de propagación para los diferentes modos, dependiente del orden del modo ( $v$ ), el índice de refracción del MMI y la frecuencia de funcionamiento.

$$\beta_v \simeq k_o \cdot n_f - \frac{(v + 1)^2 \cdot \pi \cdot \lambda_o}{4 \cdot n_f \cdot W_e^2} \simeq k_o \cdot n_f - \frac{(v + 1)^2 \cdot \pi}{3 \cdot L_\pi} \quad \text{(Ecuación 4.2)}$$

Donde definimos la longitud de batido o acoplamiento entre los modos de orden inferior como  $L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1}$ .  $k_o = \frac{\lambda_o}{2\pi}$  es la longitud de onda en el vacío a la frecuencia de trabajo.

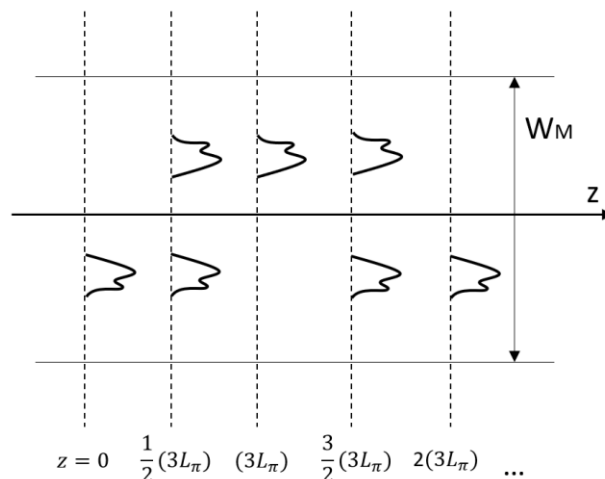


Figura 33. Representación de los planos imágenes de diferentes imágenes generadas en el MMI

[17] Vázquez García, «Contribución al desarrollo de dispositivos y estructuras fotónicas con amplificación para procesado óptico.»

Como se observa en la figura 33, según el valor de  $z$ , es decir, dependiendo del punto en el que nos encontremos de la guía, pueden surgir diferentes interacciones con el plano imagen.

- $Z = 2p(3L_\pi)$ , con  $p$  como un entero cualquiera. En esta situación, todos los modos llegan en fase aportando interferencias constructivas y produciendo en dicho plano imagen una réplica del campo de entrada.

- $Z = (2p + 1)(3L_\pi)$ , los desfases son múltiplos pares e impares de  $\pi$ . Esto da lugar a una imagen invertida del campo de entrada.

- $Z = (2p + \frac{1}{2})(3L_\pi)$ , en este caso los desfases son tales que el campo imagen corresponde a una combinación del campo de entrada y el inverso del mismo con un desfase de  $\frac{\pi}{2}$ , es decir, un acoplador 3dB, que es el que veremos en el siguiente apartado.

La división en imágenes pares e impares tiene implicaciones importantes en la funcionalidad y aplicaciones del acoplador óptico MMI. Por ejemplo, la interferencia constructiva entre las imágenes pares puede aumentar la eficiencia de acoplamiento óptico en ciertos rangos de longitud de onda, mientras que la interferencia destructiva entre las imágenes impares puede influir en la atenuación o supresión de ciertas longitudes de onda.[18]

## 4.2 Modificaciones geométricas de un acoplador MMI

En esta sección se van a variar algunos de los parámetros de la estructura del acoplador para observar cómo afectan estas variaciones a distintos parámetros que mediremos para caracterizar el comportamiento del acoplador. Se empezará midiendo los parámetros  $S_{pV}$ , donde  $P$  hace referencia al puerto de salida y  $V$  al puerto de entrada. Este parámetro  $S$  proporciona una descripción completa del comportamiento del dispositivo óptico en función de sus propiedades de dispersión y transferencia. Permite a su vez analizar y comprender cómo la señal óptica se transfiere, se atenúa o se modifica a medida que pasa a través del dispositivo. En este documento, como se está tratando un acoplador MMI de 1x2 puertos, los parámetros que nos interesan son el  $S_{21}$  y  $S_{31}$ . También se representará la distribución de los campos de los modos dentro del MMI.

Esta sección nos ayudará para la realización de nuestro dispositivo final. En el primer subapartado vamos a analizar variaciones en la anchura del núcleo del MMI y en el siguiente subapartado se estudiarán las mismas propiedades que para la anchura del acoplador, pero en este caso modificando la unión de los puertos con el núcleo, dicho de otra forma, modificaremos los tapers del MMI.

---

[18] «Resolution of self-images in planar optical waveguides\*».



#### 4.2.1 Modificación de la anchura del núcleo en un acoplador MMI

Los primero que veremos en este apartado será como afecta a nuestro dispositivo, un incremento en la anchura física del núcleo. Según lo visto en capítulos anteriores, al aumentar la anchura del núcleo, se debería ver incrementado el número de modos excitados dentro del núcleo, así como la anchura efectiva de estos modos que también debería ser mayor, tal como se demuestra en la ecuación 4.1. De la misma forma, la constante de propagación de los modos disminuye como afirma la ecuación 4.2 y aumenta el periodo de las imágenes dentro del dispositivo.

Para demostrar esto, vamos a hacer un barrido de la anchura del núcleo en función de los parámetros  $S_{21}$  y  $S_{31}$ . El barrido de la anchura física del núcleo se realizará desde una longitud de  $0 \mu m$  a  $6 \mu m$ .

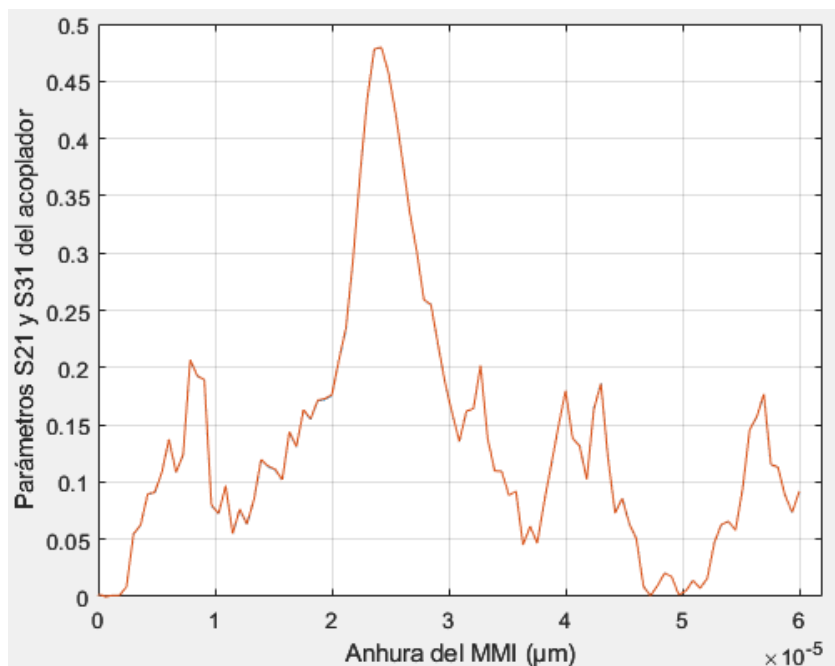


Figura 34. Parámetros  $S_{21}$  y  $S_{31}$  de un MMI para diferentes anchuras

Según la figura 34, se puede observar que el dispositivo MMI, según están situados los tapers en el conjunto, debería tener una anchura de  $2.4 \mu m$  ya que en este valor es en el que se hace máximo los parámetros  $S_{21}$  y  $S_{31}$ , en otras palabras, con esa medida de anchura podemos extraer unos valores de 0.475 para las dos variables S, lo que implica tener casi una distribución de potencia de 50% en cada uno de los puertos de salida. Este valor lo tendremos en cuenta a la hora de realizar nuestro dispositivo final.

Acto seguido, se va a realizar una representación de los campos de los diferentes modos excitados dentro del acoplador para una anchura de  $4.25 \mu\text{m}$  y de  $10 \mu\text{m}$  del núcleo.

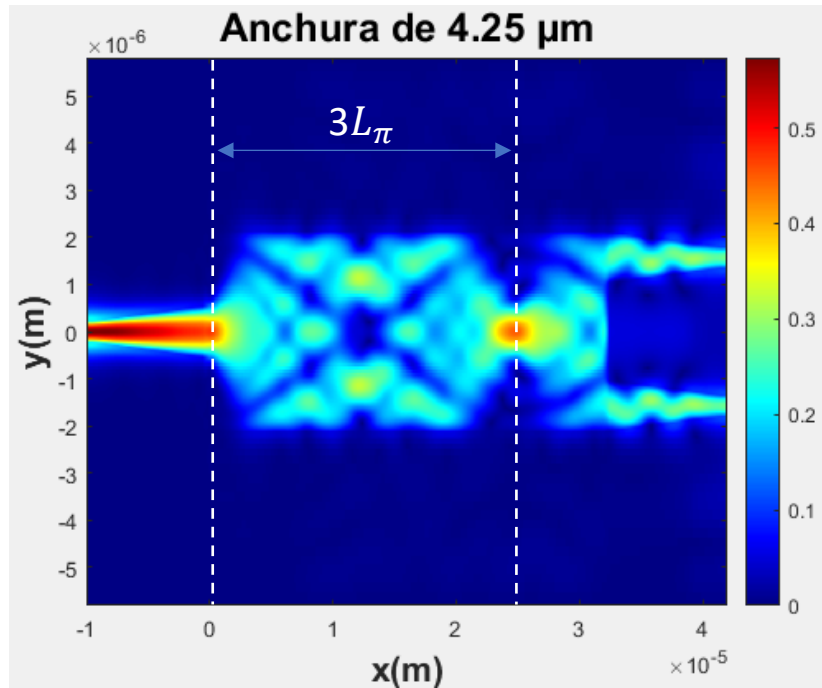


Figura 35. Representación del  $|E|$  en un MMI de  $4.25 \mu\text{m}$  de anchura del núcleo y longitud de  $32 \mu\text{m}$

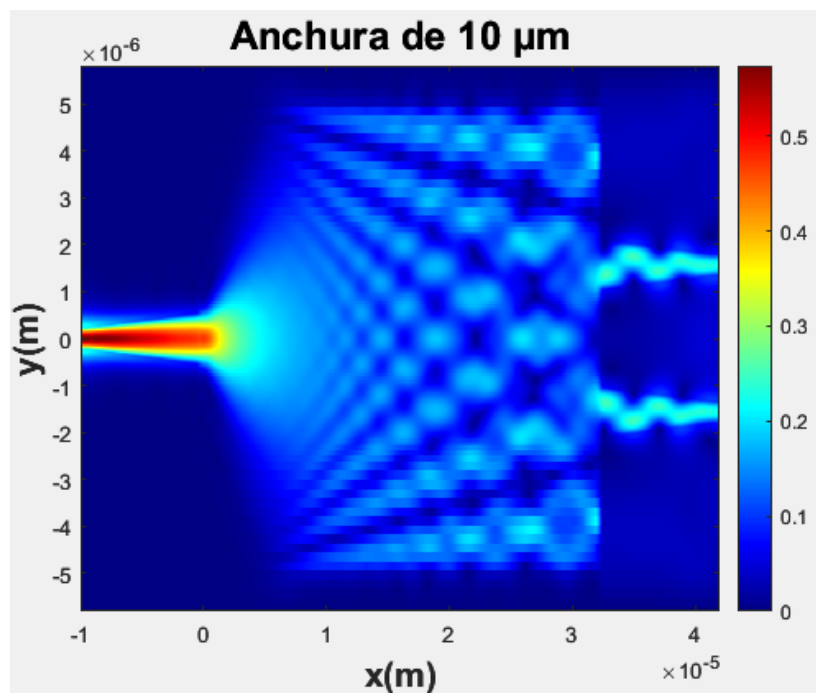


Figura 36. Representación del  $|E|$  en un MMI de  $10 \mu\text{m}$  de anchura del núcleo y longitud de  $32 \mu\text{m}$

Como se ilustra en las figuras 35 y 36 y de acuerdo con la teoría mencionada, si nos encontramos ante un acoplador muy estrecho, la potencia de los modos estará más concentrada en el interior del núcleo debido al acoplo de interferencias entre ellos. De igual forma, se puede apreciar que la periodicidad de las imágenes disminuye a medida que se disminuye la anchura del núcleo. Una forma de ver esto es fijarnos en la figura 35, y más exactamente en la medida de  $2.5 \mu m$ , ya que en esta posición si hiciésemos un corte transversal al dispositivo para extraer su plano imagen, se podría apreciar cómo se repite la misma imagen que en el punto  $Z=0 \mu m$  del acoplador.

#### 4.2.2 Modificaciones de los tapers en un acoplador MMI

En esta sección, se va a analizar en profundidad el funcionamiento de los tapers en el acoplador. Para ello hablaremos de cómo afecta la largura de los tapers de entrada y salida y la separación entre los tapers de salida del acoplador 1x2.

Si la longitud del taper de entrada no es lo suficientemente larga, puede afectar al acoplamiento de la luz desde la guía de ondas hacia la región del núcleo del MMI. Si esta longitud fuese demasiado pequeña podría producir pérdidas de acoplamiento, reducción de la eficiencia y posible desalineación entre los modos de propagación llegando a excitar un número excesivo de modos debido al cambio abrupto de una guía monomodo a otra multimodo. De igual forma, si la longitud de los tapers de salida es demasiado pequeña, podría producir una pérdida de potencia en los puertos de salida.

A la hora de hablar acerca de la distancia en la que se deben situar los tapers de salida, diremos que estos se deben colocar una vez estudiado la propagación de los campos dentro del núcleo del MMI, conociendo como afectan las interferencias constructivas y destructivas entre los modos a fin de conseguir la relación de potencias deseada a la salida.

### 4.3 Acoplador MMI 50:50 de 1x2

En este apartado se va a tratar de diseñar un acoplador direccional MMI, de tal forma que, mediante una entrada y dos salidas, se consiga una relación de potencia a la salida de 50:50, o lo más cercana a ella. Después de estudiar en profundidad diferentes variaciones geométricas en el dispositivo como puede ser la anchura de la guía, la longitud de esta misma y tanto la posición como longitud de los tapers, se ha conseguido diseñar un dispositivo acoplador MMI de -3dB en su salidas.

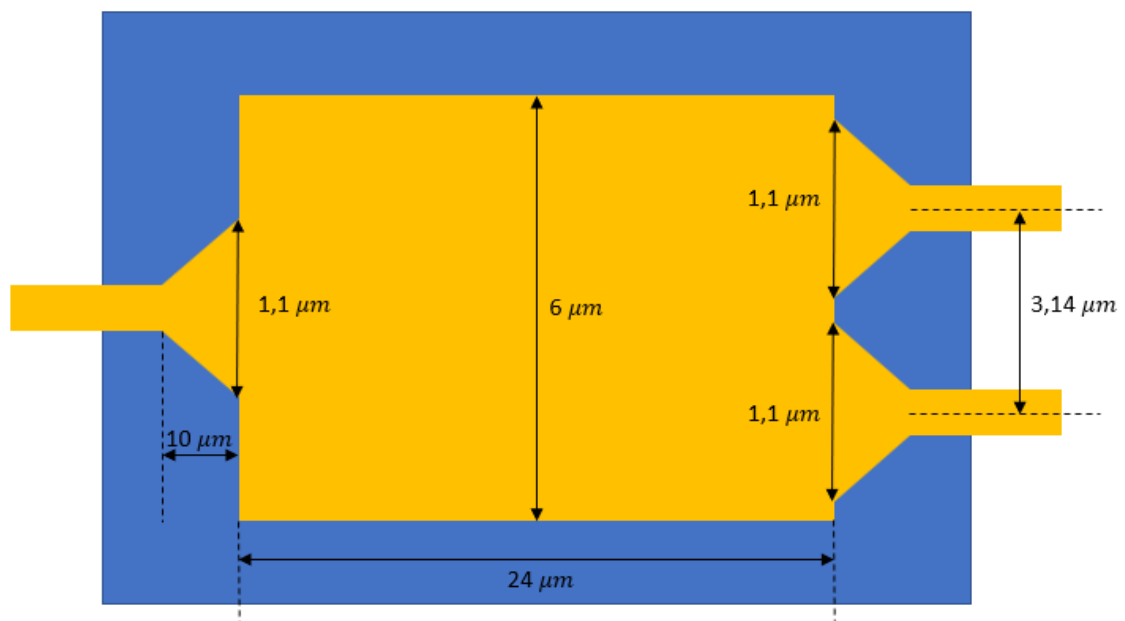


Figura 37. Geometría de dispositivo MMI 1x2 con relación del 50:50 en su salidas

Una vez definida la geometría del dispositivo, se va a demostrar su funcionamiento. Para ello se realizará un barrido en frecuencia en función de los parámetros S y también se observará la distribución de los campos dentro del dispositivo.

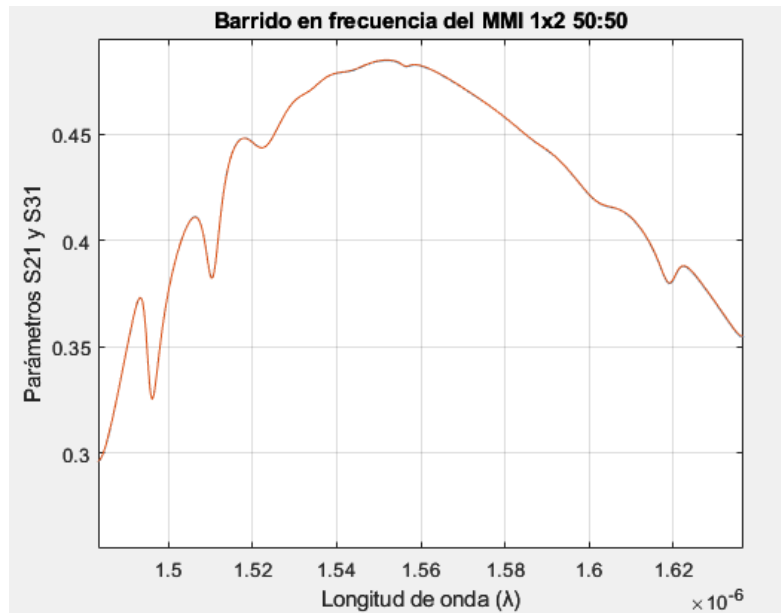


Figura 38. Parámetros S en función de la frecuencia del dispositivo final MMI

En la figura 38 se aprecia la realización de un barrido en frecuencia en la tercera ventana, vemos que hay una curva notable en la gráfica, esto implica, que nuestro dispositivo deberá trabajar lo más cercano al pico de dicha curva. Si realizamos un aumento en la ventana de la gráfica, se pueden observar cual es el valor de longitud de onda para el cual la distribución de potencia a la salida es máxima, en otros términos, en dicha longitud de onda se encontrarán los parámetros  $S_{21}$  y  $S_{31}$  más cercanos al 0.5, lo que implicaría una distribución perfecta de la potencia de entrada por los puertos de salida.

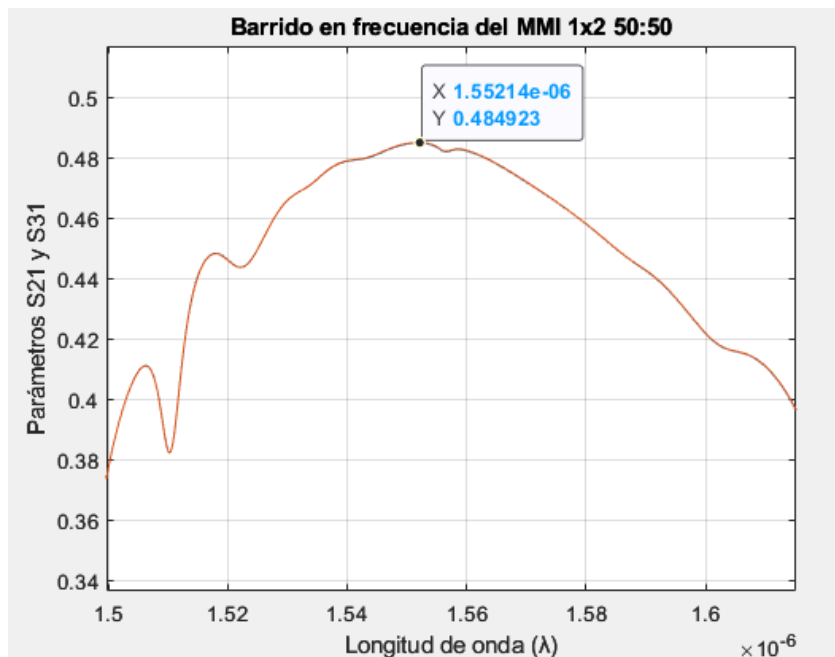


Figura 39. Ampliación de la figura 39 con los valores de  $\lambda$ ,  $S_{21}$  y  $S_{31}$

A partir de la figura 39, conocemos el valor de longitud de onda de trabajo de nuestro dispositivo, la cual tendrá un valor de  $1.55214 \mu m$ . A su vez, en la misma gráfica se pueden extraer los valores de  $S_{21}$  y  $S_{31}$  que en nuestro dispositivo tendrán un valor de 0.484923. Estos valores no son de 0.5 como habíamos comentado anteriormente que debían ser, esto se debe principalmente a que nuestros dispositivos no son ideales. Alguno de los parámetros que afectan a la no funcionamiento ideal son las siguientes.

- Reflexiones: Incluso en las mejores condiciones, siempre habrá una pequeña cantidad de reflexión de la luz en las interfaces del acoplador óptico. Estas reflexiones generan pérdidas de energía en el proceso de acoplamiento de la luz
- Dispersión: La dispersión ocurre cuando diferentes longitudes de onda de la luz se propagan a diferentes velocidades. En un acoplador óptico, esto puede causar una variación en la fase y la amplitud de la luz, lo que resulta en pérdidas de energía
- Imperfecciones del material: Las impurezas, defectos o irregularidades en el material utilizado para fabricar el acoplador óptico pueden causar pérdidas de energía debido a la absorción o dispersión de la luz.

Para finalizar con la caracterización del acoplador MMI, se va a representar la distribución del módulo de campo eléctrico dentro del dispositivo.

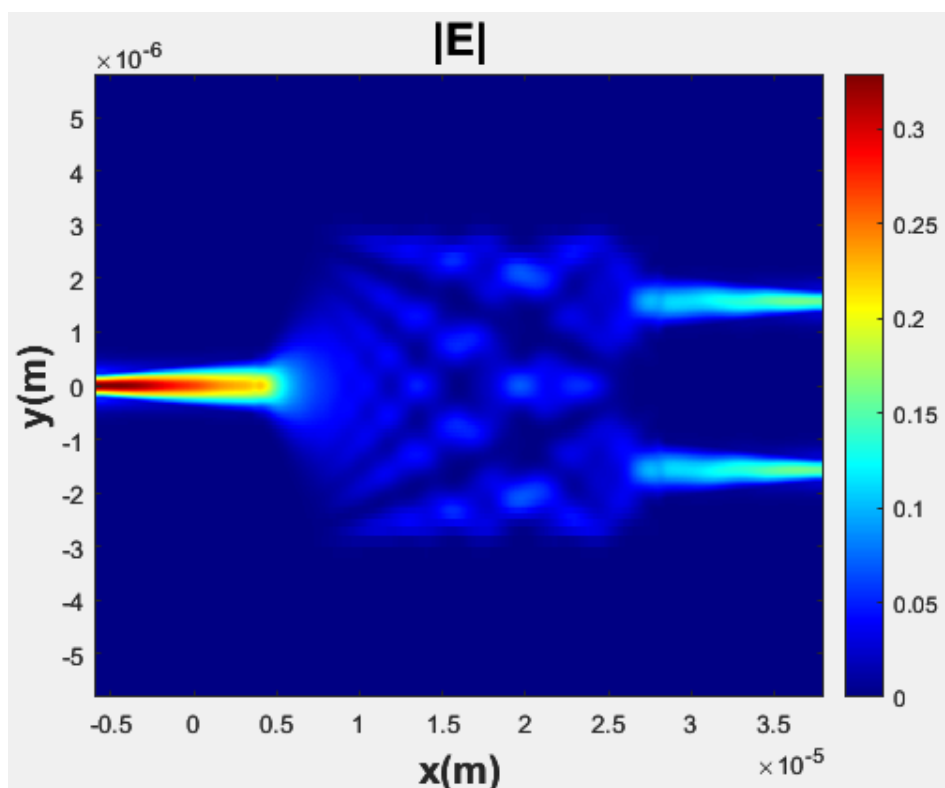


Figura 40. Distribución de los campos en el acoplador MMI 1x2 50:50

## 5. CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

A través del desarrollo de este trabajo, se ha explicado y experimentado a cerca de la óptica integrada, haciendo énfasis en una primera parte general de fundamentos de la luz, seguido del estudio de la estructura más simple de la óptica integrada como es el slab o la guía onda con contornos rectangulares. Tras esto, se define la teoría de acoplamiento en guías direccionales tanto simétricas como antisimétricas, apartado de vital importancia para el desarrollo del dispositivo final. Se finaliza el trabajo, con el estudio y diseño de una acoplador direccional MMI. Para realizar cada uno de estos capítulos, fue necesario entender a través de libros y artículos el funcionamiento de la óptica integrada y de sus principales componentes. Para la parte experimental del trabajo se hizo empleo de dos simuladores tanto en 2D, el simulador EIMS, como en 3D, el simulador Ansys. Esto llevó a investigar en simulaciones basadas en análisis numéricos, con el fin de probar el diseño preciso y fiable de cada uno de los componentes.

El dispositivo final diseñado como ya se ha comentado ha sido un acoplador óptico MMI, en el cual hemos conseguido una distribución de potencia en sus salidas casi ideal. Se eligió el estudio de este dispositivo debido a que es un dispositivo de banda ancha, ya que puede trabajar en un rango amplio de longitudes de onda y debido a que se puede fabricar de forma sencilla utilizando técnicas de fabricación de guía de onda plana. La principal desventaja de este dispositivo es, aunque parezca impensable, su tamaño. Esto es debido a que existen otros componentes de óptica integrada que pueden realizar esta función del acoplador MMI pero con medidas más pequeñas. Uno de los dispositivos más competente frente al nuestro sería el divisor óptico, ya que este dispositivo a diferencia del MMI que emplea la interferencia constructiva y destructiva de sus modos para la división de la señal, el acoplador óptico, consigue redirigir la potencia de entrada por las salidas que se deseen, con las mínimas pérdidas posibles.

A la hora de hablar sobre trabajos futuros, se puede hacer referencia al estudio más en profundidad sobre los acopladores asimétricos debido a que con este tipo de acopladores se incrementan las aplicaciones en este tipo de dispositivos. Una de las aplicaciones que se podría hacer en un futuro con un acoplador asimétrico sería la de filtrado de señal. También sería interesante para un futuro trabajo, intentar incrementar el ancho de banda de nuestro dispositivo MMI, aunque como ya hemos comentado, el MMI ya posee gran banda ancha por sí mismo. Otras estructuras para diseñar en un futuro pueden ser divisores como, por ejemplo, el Y-Juncion, ya que permite debido a su tamaño, una mejor integración en dispositivos ópticos de menor tamaño, además de poseer menores pérdidas de inserción en comparación al MMI.

## 6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] Tan, C.Z. «Determination of Refractive Index of Silica Glass for Infrared Wavelengths by IR Spectroscopy». *Journal of Non-Crystalline Solids* 223, n.º 1-2 (enero de 1998): 158-63. [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(97\)00438-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(97)00438-9)
- [2] Becerra, Dr Heriberto Márquez. «Éder Germán Lizárraga Medina», s. f.
- [3] Born, Max, y Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Elsevier, 2013.
- [4] «Brief Review of Electromagnetics and Guided Waves». En *Foundations for Guided-Wave Optics*, 1-23. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. <https://doi.org/10.1002/9780470042229.ch1>
- [5] «La Ley de Snell». <https://www.goodreads.com/book/show/15830783-la-ley-de-snell>
- [6] Sosa, Andrés. «Design of Silicon Photonic Multimode Interference Couplers», s. f.
- [7] «Step-Index Thin-Film Waveguides». En *Foundations for Guided-Wave Optics*, 25-50. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. <https://doi.org/10.1002/9780470042229.ch2>
- [8] Hunsperger, Robert G. «Optical Waveguide Modes». En *Integrated Optics: Theory and Technology*, editado por Robert G. Hunsperger, 18-31. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995. [https://doi.org/10.1007/978-3-662-03159-9\\_2](https://doi.org/10.1007/978-3-662-03159-9_2)
- [9] «EIMS». <https://www.computational-photonics.eu/eims.html>
- [10] «MATLAB - El lenguaje del cálculo técnico». <https://es.mathworks.com/products/matlab.html>
- [11] «Three-Dimensional Waveguides with Rectangular Boundaries». En *Foundations for Guided-Wave Optics*, 93-120. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. <https://doi.org/10.1002/9780470042229.ch5>.
- [12] «Ansys | Engineering Simulation Software». <https://www.ansys.com/>
- [13] Syms, R. R. A. «Improved Coupled-Mode Theory for Codirectionally and Contradirectionally Coupled Waveguide Arrays». *JOSA A* 8, n.º 7 (1 de julio de 1991): 1062-69. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.8.001062>
- [14] «Optical Directional Couplers and Their Applications». En *Foundations for Guided-Wave Optics*, 121-67. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. <https://doi.org/10.1002/9780470042229.ch6>
- [15] Molter-Orr, L. A., y H. A. Haus. «Multiple Coupled Waveguide Switches Using Alternating  $\Delta\beta$  Phase Mismatch». *Applied Optics* 24, n.º 9 (1 de mayo de 1985): 1260. <https://doi.org/10.1364/AO.24.001260>
- [16] Soldano, L.B., y E.C.M. Pennings. «Optical multi-mode interference devices based on self- imaging: principles and applications». *Journal of Lightwave Technology* 13, n.º 4 (abril de 1995): 615-27. <https://doi.org/10.1109/50.372474>
- [17] Vázquez García, Carmen. «Contribución al desarrollo de dispositivos y estructuras fotónicas con amplificación para procesado óptico.» PhD Thesis, Universidad Politécnica de Madrid, 1995. <https://doi.org/10.20868/UPM.thesis.973>
- [18] «Resolution of self-images in planar optical waveguides\*». <https://opg.optica.org/josa/fulltext.cfm?uri=josa-68-5-583&id=56987>