



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS**



**Instituto de
Investigación en
Ciencias
Básicas y
Aplicadas**

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS
INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS**

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN INGENIERÍA
Y CIENCIAS APLICADAS**

**Fibras ópticas adelgazadas recubiertas con P3HT-RR
para aplicación de sensado**

**TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRÍA EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS**

PRESENTA:

ROEL DAVID RIVAS LOZADA

**DIRECTORES: DR. J. JESÚS CASTRELLÓN URIBE
DRA. MARÍA ELENA NICHÓ DÍAZ**

**SINODALES: DR. JUAN CARLOS GARCÍA CASTREJÓN
DR. JOSÉ GONZALO GONZÁLEZ RODRÍGUEZ
DR. ULISES LEÓN SILVA**

CUERNAVACA, MORELOS

FEBRERO, 2023

DEDICATORIAS:

Este trabajo se lo dedico exclusivamente a mi persona, a Roel David Rivas Lozada. Que solo él sabe cuánto se ha sacrificado, esforzado, esmerado y desgastado para estar muy orgulloso de su proyecto a consecuencia de momentos de angustia, infelicidad y tristeza que padeció a través del tiempo que duro su obtención de grado, pero que lo han forjado para tomar mejores decisiones y tratar de ser el buen hombre que mi familia espera.

AGRADECIMIENTOS:

Una vez más, le agradezco a Dios y a la vida que permitieron tener salud, fuerza y bienestar a mí y a mi familia donde se pasaron momentos difíciles y pasajes oscuros como también risas y alegrías.

Aplausos al Dr. J. Jesús Castellón Uribe por la paciencia, dedicación y esfuerzo que depositó en mi persona quien bajo su dirección, conocimiento y presión me transmitió el gusto por este proyecto. Mi gran profundo respeto y sincero agradecimiento.

A la Dra. María Elena Nicho Díaz por estar siempre disponible en cualquier momento de consulta, apoyo o duda generada a lo largo del trabajo realizado.

A mis sinodales; Dr. Juan Carlos García Castrejón, Dr. José Gonzalo González Rodríguez y al Dr. Ulises León Silva, quienes estuvieron al pendiente de mi progreso y finalización en este largo camino.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico mediante la beca de posgrado de maestría con solicitud 2020-000013-01NACF-06406 y No. 762319.

*A mi señora madre Rocío Lozada Fernández y mi señor padre Eloy Rivas Rodríguez quienes aún están conmigo, que me han seguido arropando y apoyando en mi sueño que quiero alcanzar.
Mi hermano José Alberto Rivas Lozada quien me ha mantenido seguro y firme en corresponder a mis ideales y en lo que soy realmente.
¡Muchas Gracias!*

Por último, a mis amigos, familiares y a las nuevas personas que me permitieron tener la dicha de relacionarme fuera del entorno profesional, debido a que me brindaron su amistad, tolerancia, empatía, carcajadas y momentos singulares.

ABSTRACT:

The present thesis addresses the theoretical research, study and modal analysis of cylindrical symmetry waveguides, describing their characteristics in a specific way, parameters and equations that govern both its operation and conditions allowing it to be a channel of transmission of electromagnetic radiation as is the monomodal optical fiber with gradual index jump, as well as the construction and manufacture of different profiles modifying their transverse geometric structure by means of the heating-stretch fusion technique giving rise to the microstructures called thinned optical fibres (*tapers*).

These manufactured microstructures have advantages for the development and applicability in optical sensors because they facilitate the reproduction of areas with more intense evanescent fields than by incorporating polymeric materials with drop casting technique electrical conductivity properties generate and reproduce a certain type of physical phenomenon at the fiber-optic interface polymer known as electromagnetic resonances.

From the advanced numerical finite element modeling technique integrated in the *COMSOL Multiphysics* simulation software of which the Modal Analysis tool is used, the results obtained by the model of four different geometric profiles are analyzed and discussed representing the thinned cross-section of an optical fibre plus the unmodified standard optical fibre profile at three different operating lengths for each in order to observe and identify the propagation modes that make up the first four groups of linearly polarized modes and distributions of incident power intensity.

Concluding, with the spectral response, absorption and transmittance curve of the thinned optical fiber that is constructed and manufactured from the experimental methodology described coated with the polymeric material and inducing microcurvaturas mechanically for the evaluation and sensitive response of these configurations for research and development of potential optical sensor systems.

RESUMEN

La presente tesis aborda la investigación teórica, el estudio y el análisis modal de las guías de onda de simetría cilíndrica describiendo de forma puntual sus características, parámetros y ecuaciones que gobiernan tanto su funcionamiento y condiciones que le permite ser un canal de transmisión de radiación electromagnética, como lo es la fibra óptica monomodal con salto de índice gradual, así como la construcción y fabricación de distintos perfiles modificando su estructura geométrica transversal mediante la técnica de fusión calentamiento-estirado dando origen a las microestructuras llamadas fibras ópticas adelgazadas (*tapers*).

Estas microestructuras fabricadas poseen ventajas para el desarrollo y aplicabilidad en sensores ópticos, debido a que facilitan la reproducción de zonas con campos evanescentes más intensos. Cuando a dichas microestructuras se incorporan mediante la técnica de depósito por goteo materiales poliméricos con propiedades de conductividad eléctrica generan y reproducen cierto tipo de fenómeno físico en la interfaz fibra óptica-polímero conocidos como resonancias electromagnéticas.

A partir de la técnica numérica avanzada modelado de elementos finitos integrada en el software de simulación *COMSOL Multiphysics*, del cual se utiliza la herramienta Análisis Modal, se analizan y discuten los resultados obtenidos por el modelo de cuatro perfiles geométricos distintos representando a la zona transversal adelgazada de una fibra óptica más el perfil de la fibra óptica estándar sin modificar a tres diferentes longitudes de operación para cada uno. Lo anterior, con el fin de observar e identificar los modos de propagación que conforman a los primeros cuatros grupos de los modos linealmente polarizados y distribuciones de la intensidad de potencia incidente.

Finalmente, se concluye con la respuesta espectral, curva de absorción y transmitancia de la fibra óptica adelgazada que se construye y fabrica a partir de la metodología experimental descrita recubierta con el material polimérico e induciendo microcurvaturas de forma mecánica para la evaluación y respuesta sensitiva de estas configuraciones para la investigación y desarrollo sensores ópticos.

ÍNDICE GENERAL

LISTA DE TABLAS:	7
LISTA DE FIGURAS:	9
1° CAPÍTULO:	16
1.1	INTRODUCCIÓN ----- 16
1.2	MOTIVACIÓN DEL TRABAJO ----- 27
1.3	JUSTIFICACIÓN ----- 27
1.4	HIPÓTESIS ----- 27
1.5	OBJETIVO GENERAL ----- 28
1.5.1	<i>Objetivos específicos</i> ----- 28
1.6	METODOLOGÍA ----- 28
1.7	ALCANCE ----- 29
MARCO TEÓRICO	30
2° CAPÍTULO:	30
2.1	FIBRAS ÓPTICAS ----- 30
2.2	PARÁMETROS CARACTERÍSTICOS DE UNA FIBRA ÓPTICA ----- 34
2.3	RAYOS CONFINADOS EN GUÍAS DE ONDA ----- 38
2.4	PROPAGACIÓN DE ONDAS ----- 40
2.5	GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS ----- 45
2.6	ECUACIONES DE MAXWELL ----- 50
2.7	PROPAGACIÓN DE ONDAS GUIADAS ----- 56
2.8	MODOS DE PROPAGACIÓN ----- 64
2.9	LA ECUACIÓN CARACTERÍSTICA DE UNA FIBRA ÓPTICA ----- 74
2.10	FIBRA DE SALTO DE ÍNDICE PEQUEÑO ----- 78
2.11	CAMPO EVANESCENTE Y CAMBIO DE FASE DURANTE LA REFLEXIÓN INTERNA TOTAL. ----- 84
3° CAPÍTULO:	88
3.1	FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS ----- 88
3.2	TÉCNICAS DE FABRICACIÓN DE LAS FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS ----- 92
3.3	TÉCNICA DEL QUEMADOR MÓVIL A TRAVÉS CALENTAMIENTO-ESTIRADO ----- 95
3.4	COMPORTAMIENTO DE LA LUZ GUIADA POR UNA FIBRA ESTRECHADA ----- 101
3.5	CRITERIO DE ADIABATICIDAD ----- 104
3.6	RESONANCIAS ELECTROMAGNÉTICAS E INVESTIGACIÓN DE SENSORES ÓPTICOS ----- 105
DESARROLLO EXPERIMENTAL Y METODOLÓGICO	117
4° CAPÍTULO:	117
4.1	DESCRIPCIÓN DEL EQUIPO UTILIZADO EN EL DESARROLLO DEL PROYECTO ----- 117
4.1.1	<i>Metodología; fabricación de microestructura de fibra óptica</i> ----- 120
4.1.2	<i>Arreglo experimental implementado para la medición de microcurvaturas utilizando fibras ópticas adelgazadas recubiertas con polímero P3HT-RR</i> ----- 124
4.1.3	<i>Construcción geométrica en COMSOL de la sección transversal (XY) para el análisis modal de una fibra óptica monomodal estándar y fibras ópticas adelgazadas de índice escalonado recubiertas con una capa de aire</i> ----- 126
RESULTADOS Y DISCUSIÓN	129
5° CAPÍTULO:	129
5.1	ANÁLISIS MODAL DE LOS DISTINTOS PERFILES GEOMÉTRICOS CONSTRUIDOS POR EL SOFTWARE <i>COMSOL</i> ----- 131

5.2 ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE LAS RESPUESTAS ESPECTRALES TRANSMITIDAS POR LA FIBRA ÓPTICA ADELGAZADA RECUBIERTA POR EL POLÍMERO P3HT-RR CON MICROCURVATURAS INDUCIDAS MECÁNICAMENTE.-----	150
CONCLUSIONES-----	158
6° CAPÍTULO:-----	158
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS-----	161
ANEXOS-----	166

LISTA DE TABLAS:

Tabla 1. Relación entre tamaño, atenuación y ancho de banda de distintas fibras ópticas [36].

Tabla 2. Parámetros característicos de la fibra óptica [37].

Tabla 3. Constantes para la identificación de la propagación en diferentes medios o materiales [46].

Tabla 4. Soluciones de la ecuación características a través de la variación de m .

Tabla 5. Valores de las raíces de las primeras cuatro ordenes de la función de Bessel que anulan a dicha función [<http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com/2009/08/aspectos-matematicos-de-las-ondas.html>, 2009].

Tabla 6. Expresiones de los campos transversales $i = 1/2$ para la región interna/externa [40].

Tabla 7. Representación de los modos linealmente polarizados con su equivalencia en modos exactos [39].

Tabla 8. Valores en la cual el perfil de la fibra óptica adelgazada tomara forma de una función lineal, parabólica o exponencial a ciertos valores de α [39].

Tabla 9. Clasificación de los tipos de fibra óptica adelgazadas [39].

Tabla 10. Resumen de las condiciones de propagación para la generación de resonancia electromagnéticas de recubrimientos de materiales sobre un sustrato [68].

Tabla 11. Similitudes entre los dos métodos de resonancias electromagnéticas más investigadas.

Tabla 12. Diferencias entre los dos métodos de resonancias electromagnéticas más investigadas.

Tabla 13. Características geométricas, mecánicas y ópticas de la fibra óptica monomodal estándar SMF-28 [88].

Tabla 14. Muestra los modos LP_{mn} con sus respectivos modos exactos, así como los valores de sus índices de refracción efectivo s/c aire.

Tabla. 15. Para los modos LP_{01} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de $125 \mu m$ a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda.

Tabla. 16. Para los modos LP_{02} los valores de la irradiancia incidente a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica, así como su región predominante de mayor valor de irradiancia incidente operando a 1550 nm de longitud de onda.

Tabla. 17. Índices de refracción efectivos de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Tabla. 18. Constantes de fases de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Tabla. 19. Longitud de batido z_b que relaciona a las constantes de fase de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Tabla. 20. Para los modos LP_{01} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de $125\text{ }\mu\text{m}$ a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100\text{ }\mu\text{m}$, II) $75\text{ }\mu\text{m}$, III) $50\text{ }\mu\text{m}$ y IV) $20\text{ }\mu\text{m}$ operando a 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda.

Tabla. 21. Para los modos LP_{02} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de $125\text{ }\mu\text{m}$ a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100\text{ }\mu\text{m}$, II) $75\text{ }\mu\text{m}$, III) $50\text{ }\mu\text{m}$ y IV) $20\text{ }\mu\text{m}$ operando a 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda.

Tabla. 22. Índices de refracción efectivos de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm y 1335 nm de longitud de onda.

Tabla. 23. Valores de las microcurvaturas inducidas provocadas por el desplazamiento de flexión en un intervalo de 0 mm a 15 mm .

LISTA DE FIGURAS:

Fig.1. Diagrama básico en la cual muestra las componentes de un sensor de fibra óptica [10].

Fig.2. Sensor de fibra óptica con recubrimiento [82].

Fig. 3. Diferentes estructuras utilizadas para el desarrollo de dispositivos ópticos: a) fibra óptica adelgazada, b) fibra óptica grabada, y c) redes de difracción de periodo largo en FO, LPG.

Fig.4. Imágenes del esquema de acoplamiento de luz de a) una FBG; b) una LPG [12].

Fig. 5. Campo evanescente en una fibra monomodo [13-32].

Fig.6. Estructuras poliméricas con respuestas optoelectrónicas, en rojo la unidad básica molecular del P3HT-RR [8].

Fig.7. Diagrama del espectro electromagnético, mostrando el tipo, longitud de onda con ejemplos, frecuencia y temperatura de emisión de cuerpo negro [De Crates. Original version in English by Inductiveload - Translation from English version, Dominio público, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3573497>, Febrero 2018].

Fig.8. Ilustración de una fibra óptica, n_{nu} y n_{rev} son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento respectivamente.

Fig. 9. Distintos perfiles de índice de refracción para cada tipo de fibra óptica [37].

Fig. 10. Esquema del ángulo y cono de aceptación [34] y II) M.F.D. para la distribución de intensidad de potencia incidente y campo eléctrico.

Fig. 11. Imágenes de representaciones de los diferentes tipos de dispersiones; a) dispersión modal, b) dispersión por efecto de guía de onda, y c) dispersión del material [37].

Fig. 12. a) Rayos reflejados totalmente sí $0 \leq \theta_i < \theta_f$. b) rayos comparte reflejada y parte refractada sí $\theta_f \leq \theta_i < \frac{\pi}{2}$ [39].

Fig. 13. **a)** trayectoria en zig-zag de un rayo meridional. **b)** trayectoria helicoidal de un rayo de inclinación junto con sus proyecciones sobre la sección transversal del núcleo [39].

Fig. 14. Los ángulos φ y θ_i son los ángulos polares esféricos relacionados por la dirección axial PQ , ω es el ángulo entre el rayo incidente y la normal QN [39].

Fig. 15. a) características generales de una onda plana en dirección x [<https://app.emaze.com/@AOTQLZZRF#/6, s/a>] b) repetición en el espacio después de un desplazamiento de λ en la dirección \vec{k} [https://luz.izt.uam.mx/wikis/mediawiki/index.php/Archivo:Fig_9.jpg, 2007].

Fig. 16. Representación del fenómeno de reflexión y refracción de una onda plana no polarizada incidente en una interfaz con dos índices de refracción distintas [<https://www.um.es/LEQ/laser/Ch-7/F7s5t1p1.htm, s/a>].

Fig. 17. Representación de la reflexión externa por medio de las ecuaciones de Fresnel [R. Nave M. Olmo, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/phyopt/reflin.html>].

Fig. 18. Representación de un rayo atravesando dos medios con distinto índice de refracción con cierto ángulo de incidencia [49].

Fig. 19. Diferentes configuraciones de estructuras para guías ondas ópticas rectangulares y circulares [49].

Fig. 20. Geometría de una guía de onda rectangular/cartesiana [49].

Fig. 21. Representación esquemática de una guía de onda tipo “slab” entre dos materiales de distinto índice de refracción [49].

Fig. 22. Modelo físico mostrando la propagación de los rayos y los patrones **correspondientes al campo eléctrico transversal** (TE) de tres modelos de orden más bajo ($m = 1, 2, 3$) en la guía dieléctrica planar [44].

Fig. 23. Distintas configuraciones de guías de onda dieléctricas con dos diferentes índices de refracción [40].

Fig. 24. La formación de un modo en una guía plana dieléctrica: a) onda plana propagada en la guía mostrada por el vector de onda o su rayo equivalente, b) interferencia de las ondas del plano en la guía formando el modo del orden más bajo o fundamental ($m=0$) [44].

Fig. 25. Caída exponencial del campo evanescente dentro del revestimiento de la guía de onda óptica [44, 49].

Fig. 26. Sistema de referencia para cualquier punto en el espacio [46].

Fig. 27. a) Onda plana en un medio sin pérdida, b) Onda plana en un medio con pérdida [47].

Fig. 28. Representación esquemática de la permitividad eléctrica en el campo de los complejos y el ángulo de pérdida δ .

Fig. 29. Diagrama del efecto skin/profundidad en la penetración de una onda electromagnética en un medio conductor [<https://slideplayer.es/slide/149303/>, 2014].

Fig. 30. Clasificación de los modos transversales que se producen en una guía con simetría cilíndrica. [<http://grupo5-guiadeondas.blogspot.com/2013/11/mododominante.html>, 2013].

Fig. 31. Esquema de la formación de un paquete de onda combinando dos ondas con una frecuencia muy cercana, esta envoltura para un grupo de ondas viajeras posee una velocidad de grupo v_g [44].

Fig. 32. Tipos de modos en una guía de onda plana. a) TE Modo transversal eléctrico. b) TM Modo transversal magnético [39].

Fig. 33. Propagación de la onda a lo largo de guía en la dirección z [39].

Fig. 34. Componentes del campo \vec{E} en coordenadas cilíndricas [35].

Fig. 35. Representación de los modos guiados, radiantes y evanescentes en una interfaz de una fibra óptica [48, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Evanescent_wave.jpg, 2006]

Fig. 36. Grafica de las primeras cinco funciones de Bessel extendidas en ambas direcciones donde se nota la simetría (cero y par) y antisimétricas (impares) [<http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com/2009/08/aspectos-matematicos-de-las-ondas.html>, 2009].

Fig. 37. Frecuencia de corte normalizada de los primeros modos de la fibra óptica de salto de índice pequeño [40].

Fig. 38. Numero de modos en una fibra óptica de índice escalonado en función del parámetro V [35].

Fig. 39. a) Simulación de los Modos LP_{mn} , b) Modos de propagación observados en fibras ópticas monomodo y multimodo de forma experimental [43], c) Dirección vectorial de los primeros cuatro modos LP_{mn} [86]

Fig. 40. Una onda incidente en la interfaz guía-revestimiento de una guía plana dieléctrica de onda. Los vectores de onda incidentes, transmitida y reflejada (\rightarrow) se indica junto con sus componentes en las direcciones " z " y " x " (\dashrightarrow)[50].

Fig. 41. Perfil de una onda evanescente [39].

Fig. 42. Esquema del perfil de una fibra óptica adelgazada [55].

Fig. 43. Ejemplo de una fibra óptica adelgazada de 4.4 mm de longitud y 3 μm de diámetro de cintura [44].

Fig. 44. *Taper* adiabático (a), *taper* no adiabático (b) de fibra larga. $\rho(z)$ es la variación a lo largo de z de la conicidad en la *zona de transición* [16].

Fig. 45. Sistema 3D para fabricación de *tapers* usando la técnica de fusión calentamiento-estirado [42, 53].

Fig. 46. Diagrama esquemático para adelgazar fibras ópticas a treves de un quemador móvil [63].

Fig. 47. Fotografía del dispositivo para la fabricación de *tapers*: 1) Controladores del flujo de gas. 2) Quemador. 3) Sistema de Barrido. 4) Sujeción de las fibras ópticas. 5) Mecanismo de estiramiento [55].

Fig. 48. Perfil longitudinal de una fibra óptica adelgazada ubicando los parámetros relevantes para el modelo teórico utilizado.

Fig. 49. a) Cintura de *taper* cilíndrico, AB es la zona de calentamiento en un tiempo t , b) en un tiempo $t + \delta t$ se ha estirado una distancia δx para formar una intura más estrecha [39].

Fig. 50. a) La fibra óptica en $t = 0$ empieza el estiramiento, PQ será la longitud L_0 que es calentada b) en un tiempo t , durante el estiramiento P y Q se separan una distancia x [39].

Fig. 51. Perfiles resultantes para las fibras ópticas adelgazadas en función del parámetro α [59].

Fig. 52. Perfiles resultantes para las fibras ópticas adelgazadas en función del parámetro α , a partir de una zona caliente variable y para los mismos valores de r_0 , L_0 y r_w [59].

Fig. 53. Propagación de la radiación electromagnética en una fibra óptica adelgazada [39].

Fig. 54. Trazo de rayo de un perfil lineal [39].

Fig. 55. Perfil del cono del *taper*, donde $\Omega(z)$ es su ángulo en un punto en z , la longitud en ese punto es indicado como z_t y r_{co} es el radio del cono a lo largo del *taper* [39].

Fig. 56. Esquema de la evolución modal en la región del cono. Línea azul la potencia inicial contenida en el modo fundamental LP_{01} . Cuando el núcleo se hace muy pequeño la radiación se escapa al revestimiento (flechas verdes), Provocando modos de orden superior excitados (línea roja) [39].

- a) Longitud del *taper* con un número entero de longitud de batido, adiabática
- b) longitud del *taper* con un número no entero de la longitud de batido, no adiabática.

Fig. 57. Proceso por goteo, la cual corresponde a la técnica empleada en este trabajo [67].

Fig. 58. Configuración de Kretschmann para obtener resonancias electromagnéticas. Insertado: sección transversal del set-up, para observar la influencia del medio en la propagación de la radiación [65].

Fig. 59. Representación de los parámetros n , k para la generación de las resonancias electromagnéticas [68].

Fig. 60. Representación esquemática de una guía de onda recubierta por un material.

Fig. 61. Simplificación del montaje experimenta para fibras ópticas basadas en *LMRs* [68].

Fig. 62. Esquema general con diferentes formas de fibras ópticas adelgazadas basadas en *LMRs* [68].

Fig. 63. Fotografía de la fibra óptica SMF-28-1000.

Fig. 64. Fotografía de la pinza removedor de plástico FIS modelo F11301T.

Fig. 65. Fotografías de la estructura interna y externa de la cortadora transversal de fibra óptica Fiber Cleaver.

Fig. 66. Fotografías de la estructura interna y externa de la empalmadora de fusión de arco eléctrico COMPTICO.

Fig. 67. Fotografías del sistema que produce la técnica de calentamiento-estirado.

Fig. 68. Fotografías del microscopio óptico de mano para medir la geometría de las fibras ópticas.

Fig. 69. Fotografía de la fuente de luz con longitud de onda de operación de 200-2000 nm, Ocean Optics.

Fig. 70. Fotografía del espectrómetro con longitud de onda 900-1700nm de detección, Ocean Optics.

Fig. 71. Representación esquemática; a) longitud inicial de corte para ambos extremos, b) Cubierta de plástico removida con longitud de 4 cm.

Fig. 72. Representación esquemática; c) longitud final de 3 cm después de pasar la sección de corte, b) longitud de empalmado de 6 cm.

Fig. 73. Fotografías tomadas por el microscopio óptico de mano: I) Fibra óptica SMF-28 original. II) Fibra óptica adelgazada. III) Fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero P3HT-RR.

Fig. 74. Fotografías de la montura micrométrica; A) posición inicial de la fibra óptica adelgazada, B) desplazamiento en dirección a la izquierda conforme al movimiento de rotación de la perilla micrométrica.

Fig. 75. Fotografía del arreglo experimental del equipo de laboratorio que se utilizó para la obtención de las respuestas espectrales de transmisión.

Fig. 76. Muestra las dimensiones geométricas y físicas de las regiones que componen la sección transversal de una fibra óptica recubierta por una microcapa de aire.

Fig. 77. Muestra las dimensiones geométricas de las cinco secciones transversales de la fibra óptica recubierta por una microcapa de aire

Fig. 78. Fabricación de distintos perfiles geométricos en función de parámetros; ROJO $\rightarrow r_w(z_0)$ y AZUL $\rightarrow z_0(r_w)$.

Fig. 79. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente LP_{01} a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu m$ de diámetro: AMARILLO \rightarrow sin recubierta, VERDE \rightarrow con recubierta de aire.

Fig. 80. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente LP_{02} a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu m$ de diámetro: AMARILLO \rightarrow sin recubierta, VERDE \rightarrow con recubierta de aire.

Fig. 81. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu m$ de diámetro sin aire: AZUL MARINO $\rightarrow LP_{11}$, NARANJA $\rightarrow LP_{21}$.

Fig. 82. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu m$ de diámetro en aire: AZUL MARINO $\rightarrow LP_{11}$, NARANJA $\rightarrow LP_{21}$.

Fig. 83. Distribución $2D$ y $3D$ de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica para el modo LP_{01} ; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda.

Fig. 84. Distribución $2D$ de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda para el modo LP_{01} .

Fig. 85. Distribución $2D$ y $3D$ de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica para el modo LP_{02} ; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda.

Fig. 86. Distribución $2D$ de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda para el modo LP_{02} .

Fig. 87. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica de 125 μm de diámetro para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO \rightarrow 1410 nm y ROJO \rightarrow 1335 nm de longitud de onda.

Fig. 87. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica a diferentes configuraciones I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm fibra óptica para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO \rightarrow 1410 nm y ROJO \rightarrow 1335 nm de longitud de onda.

Fig. 88. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica a diferentes configuraciones I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm fibra óptica para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO \rightarrow 1410 nm y ROJO \rightarrow 1335 nm de longitud de onda.

Fig. 89. Distribución 2D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica por fila; a) 125 μm , b) 75 μm y c) 20 μm , por columnas operando a 1550 nm, 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda para el modo LP_{01} .

Fig. 90. Respuesta espectral transmitida para una fibra óptica adelgazada con diámetro de 75 μm ; PÚRPURA \rightarrow sin recubrimiento, ROJO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Fig. 91. Respuesta espectral transmitida de la fibra óptica SMF-28 y para una fibra óptica adelgazada con diámetro de 75 μm ; GRIS \rightarrow sin recubrimiento, VINO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Fig. 92. Curva espectral de la respuesta de transmitancia para la fibra óptica adelgazada con diámetro de 75 μm ; PÚRPURA \rightarrow sin recubrimiento, ROJO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Fig. 93. Curva espectral de la respuesta de transmitancia y absorción para la fibra óptica adelgazada con diámetro de 75 μm ; con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Fig. 94. Respuestas espectrales de intensidad transmitida para la fibra óptica adelgazada con diámetro 75 μm con recubrimiento del polímero P3HT-RR en sistema para mediciones por desplazamiento de flexión;
1) ASCENDENTE, 2) DESCENDENTE.

Fig. 95. Curvas de calibración ascendentes para la fibra óptica adelgazada con diámetro 75 μm con recubrimiento del polímero P3HT-RR en sistema para mediciones con curvatura; A) **LONGITUD DE ONDA, λ .** B) **INTENSIDAD, I .**

Capítulo 1:

1.1 Introducción

La fibra óptica (FO) es de las herramientas tecnológicas más usadas, mayormente para la transmisión de información a gran velocidad en forma de radiación electromagnética de alguna fuente luminiscente por medio de cable hecha de fibra de material vidrioso o de plástico, a través de largas distancias. Su importancia es tan evidente que la comunicación telefónica y digital ya no puede vivir sin su rapidez ni calidad de conexión.

También, este apreciado instrumento es utilizado para la investigación, el desarrollo e inclusión a diversos campos de la física y óptica aplicada, por ejemplo; en dispositivos capaces de monitorear diversos parámetros por medio de variables físicas y químicas que existen en nuestro alrededor [1].

Estas variables físicas como químicas muestran un gran interés en el área del conocimiento, así como el aprovechamiento de ellas para la vida industrial y cotidiana. Actualmente se siguen desarrollando un gran número de dispositivos que requieren una supervisión para un buen funcionamiento por medio de una respuesta rápida y confiable para llevar a cabo cierta medición. Esto nos conduce a la persuasión de monitorear a través de dispositivos que permitan encontrar, descubrir o medir dichos parámetros y/o magnitudes (temperatura, humedad, presión, PH, molaridad, etc.) que se encuentran en el medio ambiente externo.

Es por esta razón que se continúa en la investigación y desarrollo de nuevos sistemas sensores con mejores características de desempeño como la; sensibilidad, un mayor rango de medición y una respuesta rápida [1].

En consecuencia, la combinación de la tecnología que es la fibra óptica con el desarrollo optoelectrónico han alcanzado niveles de madurez técnica, de calidad y de costo que están por mucho, alejados de aquellos actualmente disponibles como los que usan corriente eléctrica como su fuente principal para su funcionamiento dando como resultado que su uso comercial sea limitado en ambientes más hostiles provocando la exploración de alternativas que reduzcan esta limitante [2].

Un sensor es un dispositivo que está capacitado para detectar acciones o estímulos externos y responder en consecuencia. Estos instrumentos transforman las variables o magnitudes físicas y/o químicas en señales eléctricas. Un sistema sensor está compuesto por **un dispositivo emisor y un transductor, un canal de comunicación y un dispositivo receptor.**

La incorporación de la fibra óptica a un sistema sensor óptico/fotónico es nombrado comúnmente como sensor de fibra óptica, donde la fibra óptica es el canal de comunicación, y a su vez, en el dispositivo transductor que es el componente y el corazón de este tipo de sistemas ópticos.

La Fig. 1 muestra los diferentes elementos y métodos de modulación que conforman un sistema sensor basado en fibra óptica.

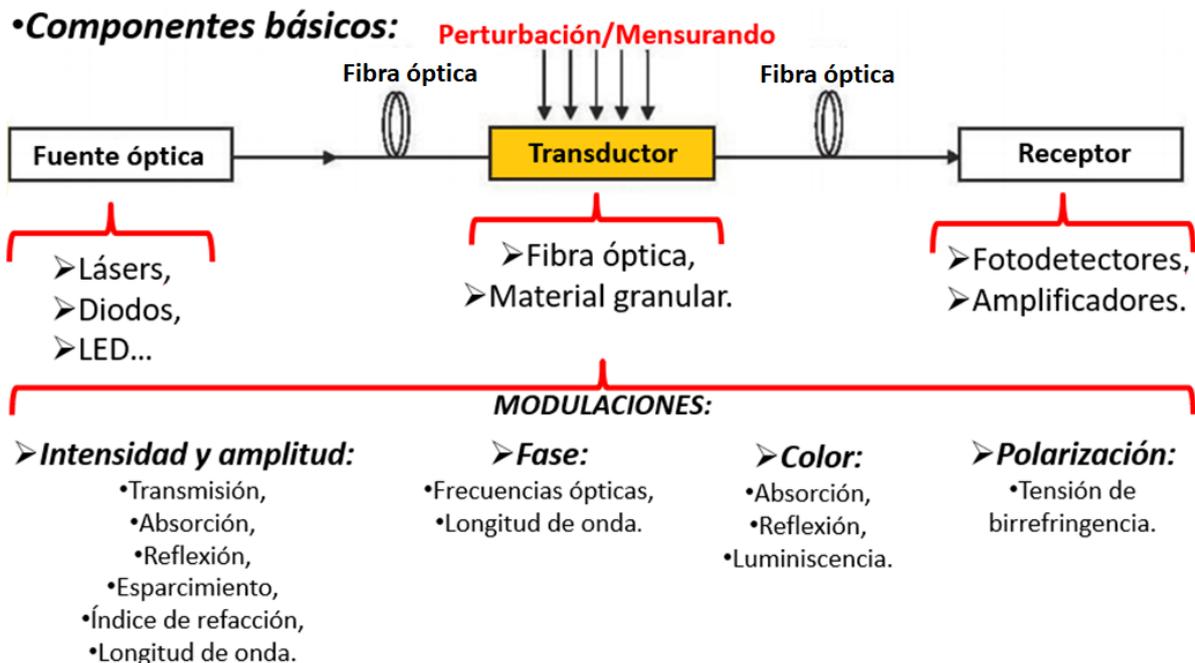


Fig.1. Diagrama básico en la cual muestra las componentes de un sensor de fibra óptica [10].

A menudo se utilizan láseres, diodos y/o LED utilizado como fuente óptica en estos dispositivos de detección. Una fibra óptica (monomodo o multimodo), fibras dopadas y/o materiales granulares se emplean como transductor (corazón del sensor).

En los sistemas sensores de fibra óptica, los parámetros ópticos que se pueden modular son la amplitud, fase, color (señal espectral), y estado de polarización, a través de dispositivos de señal de salida, como son los fotodetectores que sirven para detectar la variación en la señal óptica que es causada por la perturbación física y/o química en el sistema. [10].

Los sensores basados en fibra óptica representan una base tecnológica que pueden resolver las limitantes de los sensores tradicionales para algunas aplicaciones de sensado. Las principales ventajas de la fibra óptica que la hacen especialmente atractivo en el campo del sensado óptico, son las siguientes [3-4];

- No son eléctricos.
- Mayor sensibilidad.
- Mayor resistencia en ambientes hostiles (altas temperaturas, gases inflamables, ambientes corrosivos, exceso de ruido, traducción nuclear, corriente de alta tensión, etcétera).
- Posee un peso y tamaño relativamente pequeño.
- Gran versatilidad geométrica.
- Compatibilidad con sistemas de comunicación de datos.
- Recepción en la transmisión de datos.
- Inmune a la interferencia electromagnética y radiofrecuencias.
- Utilidad de forma vía remota.
- Permite el acceso dentro de áreas inaccesibles.

- Puede soportar temperaturas relativamente altas gracias al punto de fusión de la fibra óptica.
- Dado los tamaños y la naturaleza de la fibra óptica, se pueden fabricar transductores ópticos pequeños y ligeros, que en consecuencia dará una ventaja más importante si es que se integran a circuitos optoelectrónicos.
- La sensibilidad, el rango dinámico y la resolución pueden ser potencialmente mucho mayores a comparación de los sensores convencionales.

Un elemento principal de un sensor de fibra óptica es el dispositivo transductor y se determina según la naturaleza en la cual el sensor de fibra óptica realiza esta acción, y se puede tipificar en dos grupos [9,11]:

- **Sensores intrínsecos;** estos sensores empelan directamente a la fibra óptica como material sensible (transductor) y como medio para transmitir la señal óptica con información del entorno de perturbación a medir. Operan a través de la modulación directa de la luz guiada en la fibra óptica
- **Sensores extrínsecos;** aquí, la fibra óptica simplemente se usa para guiar la luz hacia y desde una ubicación en la que se encuentra un transductor de sensor óptico, el transductor es externo a la fibra óptica y generalmente se basa en componentes ópticos en miniaturas, que están diseñados para modular las propiedades de la luz en respuesta a los cambios en el entorno con respecto a las perturbaciones físicas/químicas de interés [10].

El uso como transductor a la fibra óptica es de vital importancia, ya que su potencial depende en qué área de la tecnología de fibra óptica se implementa debido a que en diversos campos nos ayuda a desarrollar y resolver problemas, por ejemplo:

- La medición y seguimiento en entornos como fuente de radiación electromagnética; transformadores, alternadores, motores eléctricos, hornos de inducción y microondas, así como líneas de alimentación, entre otras.
- En áreas o espacios y componentes en los que la radiación nuclear puede ser peligrosa para la salud, un claro ejemplo es en las centrales nucleares.
- Puede ser muy útil en la parte aeroespacial y transporte en la nueva generación de aeronaves tanto para la comunicación en redes y dispositivos sensores debido al bajo peso y la inmunidad a campos electromagnéticos (EMI) y la evitación de contaminantes electromagnéticos no deseadas.
- En medicina y biotecnología para la realización de mediciones médicas en vivo y en tiempo real como el monitoreo en la presión, análisis PH de sangre, temperatura, visión, centros quirúrgicos, y así podríamos mencionar muchas más aplicaciones.

- Seguimiento y monitoreo, puntual e incluso multipuntual, de compuestos químicos (metano, monóxido de carbono, dióxido de carbono, ozono, óxidos de nitrógeno, cloro o algún compuesto de los demás halogenuros, etcétera).
- Detección distribuida y/o cuasi-distribuida de demás variables (temperatura, cables, redes de cables de comunicación basados en fibra óptica, por mencionar algunos ejemplos).

Lo anterior, nos permite ramificar el desempeño y el estudio a fondo de los sistemas sensores de fibra óptica a través de la **función de transferencia**, esta es la característica más importante en el desarrollo e investigación de cualquier transductor de fibra óptica para su aplicabilidad.

Dentro de la función de transferencia existen varias partes que lo conforman, como se muestra enseguida [9].

FUNCIÓN DE TRANSFERENCIA

- ❖ Márgenes de error, bandas de error.
- ❖ Conformidad y Linealidad.
- ❖ Histéresis.
- ❖ Estabilidad y Deriva.
- ❖ Sensibilidad.
- ❖ Detectividad.
- ❖ Exactitud, Precisión y Resolución.
- ❖ Rango.
- ❖ Fiabilidad.
- ❖ Otras características.

Cada una de ellas tiene un valor importante para el estudio, investigación y el desarrollo de aplicaciones de sensado, y con esto obtener un mejor producto final.

El principio de operación de los sensores de fibra óptica desarrollados en este trabajo se basa en la interacción del **campo evanescente** con la zona del recubrimiento de la fibra óptica.

Para ser capaz de acceder al campo evanescente es necesario modificar la forma física de la fibra óptica mediante distintas técnicas de adelgazamiento que pudieran ser químicas o mecánicas, como se muestra en la *Fig. 2*.

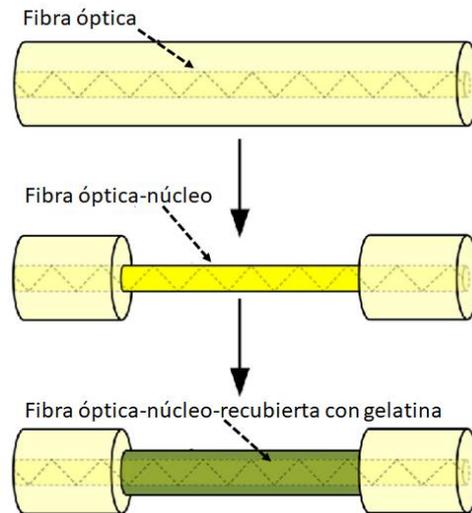


Fig.2. Sensor de fibra óptica con recubrimiento [82].

Actualmente, existen sensores ópticos basados en cambios de absorción, lo que se traduce en cambios en la potencia transmitida. Por otro lado, también se pueden generar sensores mediante redes de difracción o de resonancias, ya que ambas estructuras generan una banda de atenuación a una longitud de onda determinada, esta variación en longitud de onda de la resonancia permitirá conocer la concentración de una muestra específica que se situará en el exterior de la fibra óptica adelgazada.

Las técnicas de modulación más utilizadas en sensores de fibra óptica están basadas en el principio físico del campo evanescente [12].

Hoy en día existen diversas estructuras que permiten convertir una fibra óptica estándar en un poderoso transductor para posteriormente desarrollarlo en un sensor óptico.

La Fig. 3 muestra tres tipos de estructuras ópticas que permiten interactuar con el campo evanescente y la estructura de la imagen a) fue desarrollada en este proyecto.

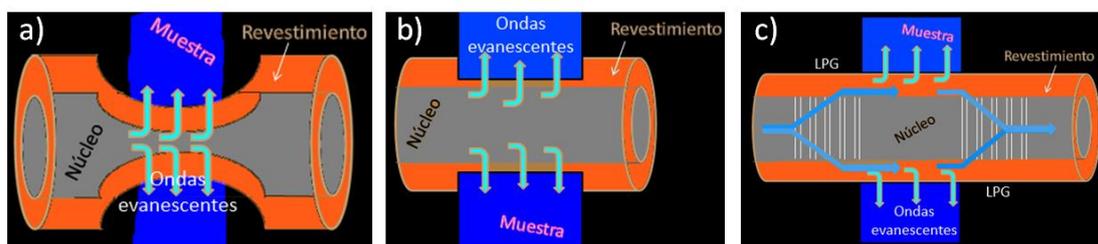


Fig. 3. Diferentes estructuras utilizadas para el desarrollo de dispositivos ópticos: a) fibra óptica adelgazada, b) fibra óptica grabada, y c) redes de difracción de periodo largo (LPG) en fibras ópticas.

Cuando se depositan recubrimientos ultrafinos en la fibra óptica (región modificada), se generan pérdidas de radiación electromagnética en determinados rangos de longitud de onda. Este efecto se conoce con el nombre de **resonancias electromagnéticas**, y es una función de la parte imaginaria del índice de refracción que forma el recubrimiento. A continuación, se mencionan los efectos [12].

- **Modos de resonancia con pérdida (Lossy Mode Resonance, LMR):** Ocurre cuando la parte real de la permitividad del material que forma el recubrimiento es positiva y superior en valor absoluto a su parte imaginaria y a la permitividad del material que rodea al recubrimiento.
- **Resonancia de plasmón superficial (Surface Plasmon Resonance, SPR):** Ocurre cuando la parte real de la permitividad del material es negativa y superior en valor absoluto a su parte imaginaria y a la permitividad del material que rodea al recubrimiento. En este caso, se produce el acoplamiento entre la luz del interior y un plasmón superficial.
- **Excitación del polaritón superficial de largo alcance (Long Range Surface Exciton Polariton, LRSEP).**

Existen otros tipos de configuraciones ópticas en donde el campo evanescente experimenta interacción:

Red bragg fibras ópticas; una red de Bragg, (Fiber Bragg Grating, FBG), es una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra que actúa como un espejo selector para una determinada longitud de onda. El periodo de modulación de la rejilla, el tamaño y la estructura de modulación del índice determinan su respuesta espectral, es decir, esas características hacen que la rejilla actúa como filtro paso-banda óptico [12].

Red de periodo largo; Las LPG son estructuras ópticas grabadas en la fibra óptica mediante alguna técnica, que convierten parte de la energía del modo luminoso fundamental guiado en el núcleo de la fibra en energía asociada a modos que se propagan en la misma dirección, pero por el revestimiento. La energía que se trasvasa al revestimiento es absorbida en un corto tramo de su recorrido debido a que no se verifican las condiciones de reflexión interna total. Esto se manifiesta en el espectro de la luz guiada por la fibra como una serie de bandas de atenuación ubicadas en las longitudes de onda correspondientes a modos que verifican una dada condición de resonancia (llamada condición de ajuste de fase). [12].

A diferencia de las redes de Bragg, las LPG no reflejan la luz, sino que se constituyen en filtros ópticos de atenuación en una región particular del espectro electromagnético. El acoplamiento de la luz en ambas estructuras puede observarse en la *Fig. 4*.

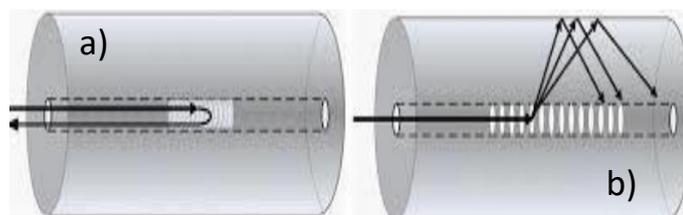


Fig.4. Imágenes del esquema de acoplamiento de luz de a) una FBG; b) una LPG [12].

Aquí, las LPG son más sensibles al cambio de índice de refracción de un medio en comparación con las FBGs, ya que en estas últimas los modos acoplados se generan en ambos sentidos, co-propagantes y contra-propagantes, por lo que

cualquier variación del índice de refracción circundante modifica el espectro de transmisión.

El **campo evanescente**, es la fracción del campo magnético o eléctrico que se localiza fuera del radio del núcleo de una guía de onda, como se observa en la Fig. 5. Cuando la fibra óptica es adelgazada el efecto de guía del núcleo original se pierde gradualmente y el campo es compartido entre el núcleo y el revestimiento. Si la fibra es lo suficientemente delgada, el campo es guiado solamente por el revestimiento y el medio externo, por lo que, la distribución del campo que se propaga fuera de la fibra óptica adelgazada o campo evanescente se incrementa y es una forma eficiente en la interacción de la zona físicamente modificada con el medio externo que lo rodea [13-32].

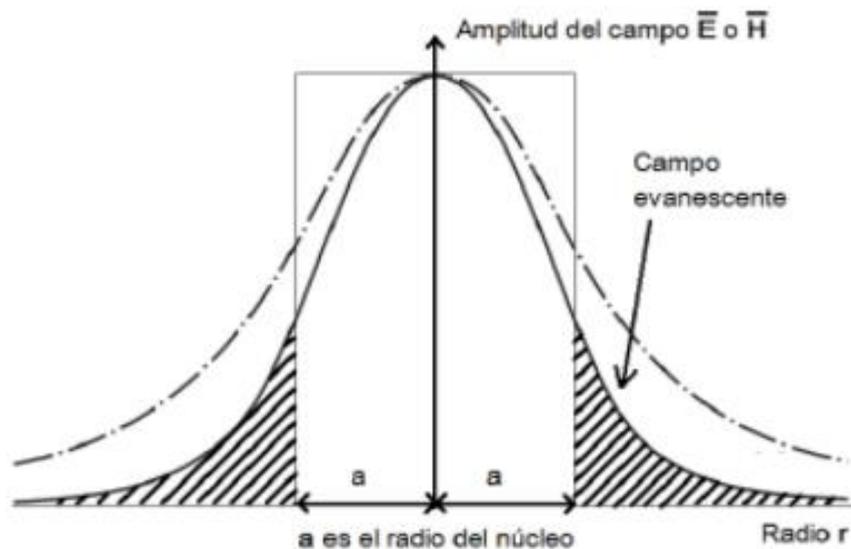


Fig. 5. Campo evanescente en una fibra monomodo [13-32].

Al obtener campos evanescentes más intensos se perciben variaciones experimentales en las condiciones de guiado como consecuencia de la alteración local del índice de refracción, provocando una mayor interacción de las variables físicas/químicas, ya antes mencionadas, con las características propias del transductor permitiendo cuantificar la cantidad de muestra involucrada a medir mediante la radiación electromagnética incidente que ha de propagarse dentro de la fibra óptica provocando una motivación al desarrollo de instrumentos donde su principio físico es la interacción de la energía electromagnética en la interfaz revestimiento-recubrimiento de material apto para investigación de sensado óptico.

1.1.1 Sensores de fibra óptica adelgazadas

La detección y la medición está orientada a diversos campos y actividades de la vida cotidiana y laboral, la idea de que la detección de fibra óptica puede resolver todos los problemas de medición han desaparecido hace tiempo. Han surgido numerosas actividades que van desde la monitorización de transitorios de presión en motores diésel hasta el uso de luz blanca en interferometría para medir la deformación en tramos largos (hasta 50 m) en sensores para ingeniería civil, para detección de presión intravenosa, para el monitoreo de relleno sanitario para fugas

de gases combustibles. El monitoreo de presión y el calor térmico en el fondo de los pozos, hasta incluso en cortadoras de césped a control remoto para franjas ultra rectas en campos de fútbol. En cuanto a la detección distribuida, también ha identificado algunos de sus investigaciones como lo es, la retrodispersión Raman distribuida ha encontrado un lugar en el canal como un sistema de alarma con procesos para monitorear los perfiles de temperatura y muchas otras aplicaciones muy especializadas donde se realizan mediciones con precisión en el campo escalar.[14].

En el tratamiento en la carga de las ruedas de los vehículos, donde la fibra utilizada tiene un diseño único con dos regiones de guía de luz concéntricas de diferentes luces de trayectoria óptica efectiva, cómo lo que tiene el potencial de permitir la medición directa de la magnitud, así como la ubicación de las fuerzas que actúan en múltiples puntos a lo largo de una sola fibra óptica [15].

Cuando se investigaron nuevas aplicaciones de las fibras ópticas con dimensiones estándar, se descubrió que las fibras ópticas con diámetros muy pequeños que aún tienen la capacidad de guiar la luz con menores pérdidas, se han descubierto nuevas posibilidades de aplicación. Estas fibras micrométricas han resultado ser muy útiles como divisores de haz, como sensores de molécula única, y en óptica integrada como acopladores; lo cual es debido a la propiedad explotada para estos casos es su capacidad para que la luz se propague en el exterior de la fibra. Cuando la luz es llevada a través de la sección adelgazada se extiende a lo largo de la fibra estrechada, y la luz será guiada como un campo en evanescente [16].

Actualmente, hay un creciente interés en el desarrollo de microestructuras basadas en fibra óptica, entre estas estructuras, se promueve el adelgazamiento de determinadas secciones llamadas *tapers* de fibra óptica monomodo estándar que son dispositivos simples y muy sensibles a los cambios del índice de refracción del medio circundante y de la longitud de onda de la luz que se propaga por ellas. Debido al campo evanescente, mencionado anteriormente, la sección estrechada de la fibra es muy sensible a las perturbaciones ambientales, por lo que dependiendo su utilidad se deberá tener en cuenta la longitud de esta. Es muy importante tener en cuenta que la forma de la sección adelgazada es la que determina la transmitancia a través de la fibra óptica modificada [16].

Estas microestructuras tienen distintas regiones, una primera región de la fibra sin modificaciones; una segunda región pertenece a la transición en la que el diámetro de la fibra va disminuyendo; la tercera región constituye a la cintura de la zona adelgazada; la cuarta región es una nueva transición en la que el diámetro de la fibra va aumentando; la quinta y última región, es nuevamente la fibra sin modificaciones.

En las fibras ópticas adelgazadas del tipo monomodal, solamente se excita el modo de propagación fundamental en la primera región que, como en cualquier modo de propagación, se pueden distinguir dos componentes del campo electromagnético, la que está dentro del núcleo y la componente evanescente que se propaga por la región del revestimiento de la fibra. Entonces, la potencia óptica transmitida por la fibra se acopla a los modos del revestimiento de la cintura de la zona adelgazada. El núcleo de la fibra prácticamente colapsa, de tal manera que se admite como un

cilindro dieléctrico multimodo, por el que se pueden excitar modos de orden superior, cuyas componentes evanescentes interactúan con el medio externo, de tal manera que la luz que alcance la segunda transición es re-acoplada en la última sección del *taper*, y así presentar pérdidas de potencia ópticas atribuidas a la interacción con el medio [16].

Con esto, las fibras ópticas adelgazadas se han utilizado intensamente para lograr una variedad de funciones fotónicas complejas que van desde la generación de supercontinuo [18], generación de armónicos [19], dispositivos selectivos de longitud de onda [20], compensación de dispersión [21], otros dispositivos fotónicos [22] y el ya mencionado sensor [22]. En comparación con varios tipos de sensores de fibra óptica, por ejemplo, fibras de rejilla del periodo largo [23], rejillas de Bragg de fibra [24], fibras con pulido lateral (tipo D) [25] y fibras sin revestimiento [26], donde las fibras cónicas/adelgazadas son dispositivos mucho más simples. Los estudios demuestran que se han utilizado fibras adelgazadas para medir el índice de refracción de un entorno externo [27].

Se ha demostrado que los conos de fibra monomodo tienen una mayor potencia fraccional que rodea la cintura de la fibra que el núcleo expuesto de las fibras sin revestimiento. La potencia fraccional de la onda evanescente es sensible a los cambios ambientales y, por lo tanto, se muestra que los *tapers* tienen una mejor sensibilidad [17-28].

Las aplicaciones de sensado por medio del campo evanescente en fibras ópticas adelgazadas se ha investigado previamente con principios de detección, incluida la medición de cambios en la potencia de salida debido a cambios en el índice de refracción [29], campo evanescente de absorción [30], fluorescencia de ondas evanescentes [31] y fenómenos de resonancias [32].

Sin embargo, la mayoría de los estudios se basan en las configuraciones de cintura de la fibra desnuda o en las deposiciones de películas delgadas para poder excitar algún fenómeno de resonancia.

Controlar y optimizar el espesor de la película depositada en toda la región de la cintura de la fibra adelgazada es comparativamente difícil y depende de la experiencia de los operadores [16].

El principio de funcionamiento de algunos dispositivos se basa en el cambio de índice de refracción debido al medio externo que lo rodea, y no es más que una característica inherente de una sustancia y su medición en ciertos entornos; lo cual es importante para diversas aplicaciones.

Sin embargo, estos dispositivos presentan el inconveniente de tener un límite superior en la detección del índice de refracción debido a que el medio a medir debe presentar un índice de refracción menor que el núcleo de la fibra óptica que se ha de utilizar. Lo anterior nos conduce a la propuesta de combinar las propiedades optoelectrónicas de los polímeros conductores para obtener respuestas espectrales más eficientes provocando que nuestro interés sea aún mayor porque puede ser útil en la capacidad de sensar sustancias con índice de refracción aún más grande que la permitida.

1.1.2 Polímeros conductores

Hoy en día el descubrimiento de los **polímeros conductores** (llamados metales sintéticos) cambió de forma radical la visión que se tenía de los materiales poliméricos y, en particular, sus posibles aplicaciones. El uso de estos polímeros conductores permite combinar, en un solo material, las propiedades eléctricas de los conductores metálicos clásicos con las múltiples ventajas de los plásticos como son: inercia química, densidad y costo bajos. Durante los últimos años se ha incrementado la investigación en polímeros conductores heterocíclicos, que pueden ser sintetizados tanto química como electrónicamente, debido a que se pueden agregar distintos grupos funcionales a los heterocíclicos, lo cual permite regular sus propiedades eléctricas, ópticas y magnéticas, entre estos destacan, a los polímeros basados en anillos de pirrol, furano y tiofeno ya que posee una estabilidad ambiental excelente además de buenas propiedades eléctricas, y para nuestro interés las ópticas [8].

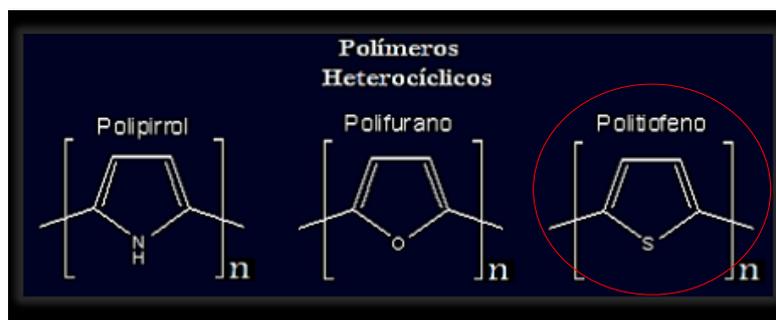


Fig.6. Estructuras poliméricas con respuestas optoelectrónicas, en rojo la unidad básica molecular del P3HT-RR [8].

Sus aplicaciones hoy en día son numerosas y variadas;

- Celdas solares.
- Baterías orgánicas.
- Visores electrocrómicos.
- Diodos emisores de luz (LED).
- Ventanas inteligentes.
- Emisores de interferencia electromagnética.
- Sensores eléctricos y químicos.

Por otro lado, los compuestos híbridos orgánicos-inorgánicos (comúnmente llamados compósitos) son una clase de materiales sintéticos muy importantes para la ciencia de los materiales y la ingeniería en general. Esos materiales híbridos formados por la combinación de estructuras orgánicas e inorgánicas tienen como propósito crear materiales poliméricos de alto rendimiento y funcionalidad, ya que al estar formado por dos o más componentes distintos físicamente, pueden presentar las propiedades mejoradas en comparación con las obtenidas por sus contrapartes individuales homogéneas. Esas propiedades dependen de la naturaleza y el grado de interacción interfacial entre las componentes [8].

Los materiales orgánicos consisten en polímeros conjugados cuya gran aportación es la absorción de luz, mientras los materiales inorgánicos se utilizan como receptores y transportadores de electrones dentro de la estructura [5]. Los

materiales inorgánicos son atractivos porque su tecnología es estable, madura, eficiente y tienen propiedades electrónicas interesantes puesto que los materiales orgánicos constituyen una nueva tecnología que presentan algunas desventajas en cuanto a las propiedades electrónicas, sin embargo tienen ventajas en sus procesos de fabricación debido a su naturaleza que pueden ser depositados a temperatura ambiente y a presión atmosférica, a diferencia de los materiales inorgánicos que se depositan a altas temperaturas y con sistemas de alto vacío [8].

Lo que busca la tecnología híbrida es tener las ventajas de los compósitos para el desarrollo tecnológico en un solo dispositivo, por lo que la combinación de estos tipos de materiales con la fibra óptica en aplicación de sensado nos implica un estímulo más que interesante para el desarrollo e investigación en su fabricación que nos permite tener una organización sensitiva, selectiva y el desempeño de este [8].

En el presente proyecto se fabricarán microestructuras de fibra óptica siendo el transductor para sistemas sensores intrínsecos mediante la deposición de materiales poliméricos sobre fibra óptica monomodal previamente adelgazada mediante la técnica físico-mecánica llamada calentamiento-estirado (una combinación de calor y manipulación mecánica). De esta manera nos permite el acceso al campo evanescente de la luz y que este interactúe con el recubrimiento y con el medio externo (depósito de un compuesto polimérico).

Una de las ventajas que ofrece el desarrollo de nuestro trabajo respecto a dispositivos convencionales es la posibilidad de la medición remota y la sensibilidad óptica. Que depende tanto de las características de la microestructura y del tipo de compuesto utilizado del cual se podrían aportar en fenómenos como la luminiscencia y la absorbancia.

1.2 Motivación del Trabajo

El desarrollo de nuestro proyecto se centra en la investigación de novedosos dispositivos basados en la medición por curvaturas inducidas para el monitoreo de diferentes parámetros físicos presentes en el entorno externo de nuestro sensor mediante el principio físico del campo evanescente.

1.3 Justificación

En la actualidad, existe la necesidad de seguir desarrollando nuevas técnicas y sistemas sensores para el control de algunos procesos industriales y el monitoreo de variables físicas como la temperatura, la presión, curvatura, el índice de refracción, color, radiación, concentración química entre otros.

Las características intrínsecas de los sensores basados en fibras ópticas resuelven parte de las necesidades de medición y monitoreo actuales. Hoy en día, la investigación de nuevos materiales con propiedades eléctricas y ópticas, tales como los polímeros conductores han mostrado un gran potencial para ser usados en sistemas sensores. Por lo anterior, la incorporación de nuevos materiales poliméricos en fibras ópticas adelgazadas (*tapers*) conduce a la posibilidad de desarrollar novedosos sistemas sensores fotónicos.

1.4 Hipótesis

Las fibras ópticas adelgazadas o ***tapers*** recubiertas de un material polimérico con propiedades de conductividad eléctrica logran manifestar el fenómeno llamado ***resonancia electromagnética de modos con pérdida (LMR)*** en la interfaz revestimiento-polímero conductor (o semiconductor) debido al incremento de su campo evanescente y la expectativa de observar bandas de atenuación en el espectro de transmisión provocados por el acoplamiento entre los modos guiados en la fibra óptica y los modos con pérdida del material polimérico.

Cuanto mayor sea las microcurvaturas inducidas mecánicamente a la fibra óptica adelgazada recubierta del polímero poli(3-hexiltiofeno)-regiorregular (P3HT-RR) la respuesta espectral óptica aumenta la posibilidad de identificar longitudes de onda e intensidades de transmisión selectivas, y evaluar la sensibilidad del posible sensor de fibra óptica de curvatura; sentando una base previa en la investigación y desarrollo para su potencial aplicabilidad.

1.5 Objetivo general

- ✓ Estudiar los modos de propagación en guías de onda y su comportamiento en fibras ópticas adelgazadas recubiertas con el polímero P3HT-RR utilizadas para la medición de curvatura.

1.5.1 Objetivos específicos

- ✓ Estudiar la propagación de ondas electromagnéticas en guías de onda ópticas (fibras ópticas) asociadas con los fenómenos de transmisión por ondas evanescentes.
- ✓ Examinar el análisis modal de la sección transversal XY para diferentes configuraciones geométricas operando a distintas longitudes de onda.
- ✓ Fabricar microestructuras de fibra óptica a través de la técnica de fusión por calentamiento-estirado. Evaluar la respuesta óptica de la fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero P3HT-RR utilizada para medición de curvatura.

1.6 Metodología

- Investigación de los modos de propagación en guías de onda dieléctricas y los distintos fenómenos físicos por resonancias electromagnéticas generadas en fibras ópticas recubiertas con material de índice de refracción compleja y permitividad eléctrica diferentes.
- Análisis modal y distribución vectorial del campo eléctrico a diferentes configuraciones geométricas operando a distintas longitudes de onda sobre la superficie bidimensional (XY) de fibra óptica.
- Fabricación y caracterización de la respuesta óptica de fibras ópticas adelgazadas recubiertas con un material polimérico.

- Respuesta y evaluación de las microestructuras de fibras ópticas (**tapers**) recubiertas con el material polimérico para aplicación en sistemas sensores ópticos de curvatura.

1.7 Alcance

En el proyecto de investigación se contempla el análisis modal en fibras ópticas adelgazadas a diferentes longitudes de operación.

Sentar una base previa al desarrollo y fabricación de microestructuras de fibra óptica para el uso experimental con o sin el material polimérico P3HT-RR.

La incorporación a la línea de investigación de sensores fotónicos por campos evanescentes basados en fibras estrechadas (**tapers**) recubiertos con nuevos materiales poliméricos induciendo mecánicamente microcurvaturas para aplicaciones de sensado óptico.

Marco Teórico

2° Capítulo:

2.1 Fibras ópticas

En este capítulo hablaremos de forma breve y concisa de las partes, características y el funcionamiento que envuelve de lo que es una fibra óptica.

Para empezar, la rama de la física en la que se desenvuelva la formación y estudio de la fibra óptica es la llamada *óptica geométrica y física*. La óptica estudia el comportamiento de la propagación de la luz y sus interacciones con medios materiales. Como la luz es una onda electromagnética, es necesario conocer sus características propias que abarca al estudio de la refracción, reflexión, interferencia, difracción, formación de imágenes, la interacción de la radiación electromagnética con la materia, entre muchos otros fenómenos [33].

La radiación electromagnética es una combinación entre el campo magnético y campo eléctrico que oscilan y se propagan formando un solo cuerpo, transportando energía y puede manifestarse de varias formas, tales como calor radiado, luz visible, rayos X o rayos Gamma.

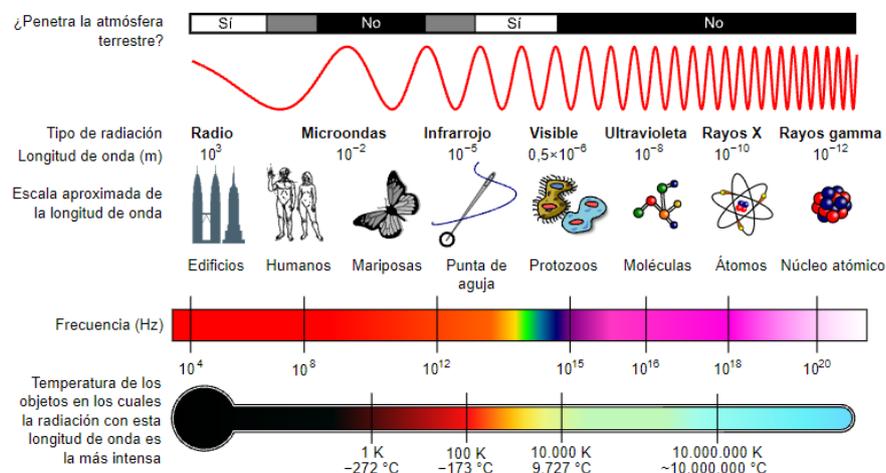


Fig.7. Diagrama del espectro electromagnético, mostrando el tipo, longitud de onda con ejemplos, frecuencia y temperatura de emisión de cuerpo negro [De Crates. Original version in English by Inductiveload - Translation from English version, Dominio público, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3573497>, Febrero 2018].

Como se ha mencionado, la luz visible es parte de la radiación electromagnética y el color que se manifiesta en los objetos que ilumina es debido a la respuesta con que estos responden a tales estímulos. La materia puede presentar absorción selectiva, fosforescencia, fluorescencia, dispersión, esparcimiento, entre otros muchos mecanismos internos posibles, dependiendo de la propia naturaleza y de las características asociadas a la iluminación como son: longitud de onda, frecuencia y energía [33]:

Al conjunto de ondas con una longitud y frecuencia dada se le conoce como espectro electromagnético como se muestra en la *Fig. 7*.

La comunicación a través de fibras ópticas emplea las longitudes de onda del espectro infrarrojo, que es la portadora de información y puede ser analizado y estudiado durante su trayecto a través de dos métodos que son [34]:

1. Campos electromagnéticos mediante las ecuaciones de Maxwell, también llamada óptica física.
2. Óptica geométrica o radial.

La fibra óptica, es una guía de onda electromagnética que opera a frecuencias ópticas, que consiste en una barra cilíndrica de material dieléctrico muy delgado y de longitud larga, rodeada por una capa concéntrica de otro material dieléctrico. La barra central se denomina núcleo y la capa que la envuelve es llamada revestimiento, A ambos los cubre otra capa para su protección llamado encapsulado/recubrimiento. El grosor total del conjunto es tan pequeño, que por su aspecto filamentario se le da el nombre de fibra [35].



Fig.8. Ilustración de una fibra óptica, n_{nu} y n_{rev} son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento respectivamente.

El diámetro de la fibra transmisora debe ser muy pequeña con el fin de minimizar la transmisión reflectora ya que la transmisora central está compuesta generalmente de vidrio de baja pérdida y con un índice de reflexión relativamente alto, y el revestimiento es un vidrio de mayor pérdida debido a su índice de refracción un poco más bajo que da soporte y absorción de rayos que puedan escapar de la fibra central/núcleo [33].

Según su fabricación, existen tipos de fibra óptica que están basados en vidrio y plástico, sus diversidades son [34]:

- ⊙ **Núcleo y revestimiento de plástico;** poseen mayor flexibilidad, fáciles de instalar debido a su peso, menos costosos, su desventaja es la atenuación que tienen.
- ⊙ **Núcleo de vidrio con revestimiento de plástico (PCS);** tinciones bajas, no presentan mayor perturbación cuando está presente radiación.
- ⊙ **Núcleo de vidrio con revestimiento de vidrio (CSC);** obtienen mejores características de propagación, cuando se exponen a radiación aumenta su atenuación.

La fibra óptica más común es la fabricada con un vidrio transparente que se obtiene a través de un proceso de refinamiento, en donde la materia prima es el de óxido de silicio. Esta materia prima puede ser dopada con otros materiales, como germanio o pentóxido de fósforo, que se usa para aumentar su índice de refracción, o bien, si se desea reducir se dopa con boro.

La diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, aun siendo pequeña, permite que la radiación electromagnética que se propaga a través de la fibra óptica por reflexiones internas sucesivas en la frontera núcleo-revestimiento, provoque que se convierta en una guía de onda excepcional de forma cilíndrica para la propagación de un cierto conjunto de ondas electromagnéticas. Su física eléctrica ya que está formado como se ha mencionado de uno o varios materiales dieléctricos, se caracteriza por carecer de materiales con propiedades conductoras [35].

Las fibras ópticas se clasifican dependiendo de la propagación interna de radiación electromagnética;

Monomodal

- Este tipo de fibra posee **un solo modo** de propagación que corresponde al **fundamental**.
- Permite que la luz viaje a todo lo largo del núcleo evitando la dispersión modal, pero sí genera una dispersión cromática.
- Generalmente, las fibras ópticas monomodal son de **índice escalonado**.
- La índice refracción es $n_{nu} \approx n_{rev}$.

Multimodal

- Permite la propagación de varios **modos de energía**.

Existen distintas estructuras de perfiles de índice de refracción para este tipo de funcionamiento modal, como pueden ser de **índice escalonado o índice gradual**.

El perfil de índice de refracción de una fibra óptica representa la distribución del cambio en el índice de refracción en la interfaz núcleo-revestimiento, ver *Fig. 8*, y se refiere a cómo se encuentra el índice de refracción en la sección transversal o cara frontal de la fibra óptica, es decir, es la variación de n en función del radio del núcleo del cable dieléctrico [34-35].

Fibras ópticas monomodal/multimodal de índice escalonado

Su núcleo de mayor diámetro lo que permite mayor abertura para que ingrese la energía de la fuente de luz, que al encontrarse con el revestimiento produce una reflexión formando un ángulo mayor que el crítico, propagándose en toda su longitud de la fibra en forma de zig-zag, cuando el rayo se refleja con un ángulo menor al crítico ésta se pierde, al existir muchas trayectorias de un rayo de luz provocando así un retardo a su salida y generando una dispersión cromática, en este caso sí ocurre dispersión modal.

Este perfil se aprecia en el cambio abrupto entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, véase en la Fig. 9 [34-35].

Fibra óptica multimodal de índice gradual

El núcleo de una fibra de índice gradual tiene un índice de refracción que varía, de tal forma que adquiere su máximo valor en el centro y decrece gradualmente hasta llegar a su menor valor en la interfaz núcleo-revestimiento, Permitiendo reducir el índice de dispersión de los diferentes modos de propagación como se observa en la Fig.9, y provocando que los rayos de la luz se van flexionando gradualmente regresando al centro del núcleo [34-36].

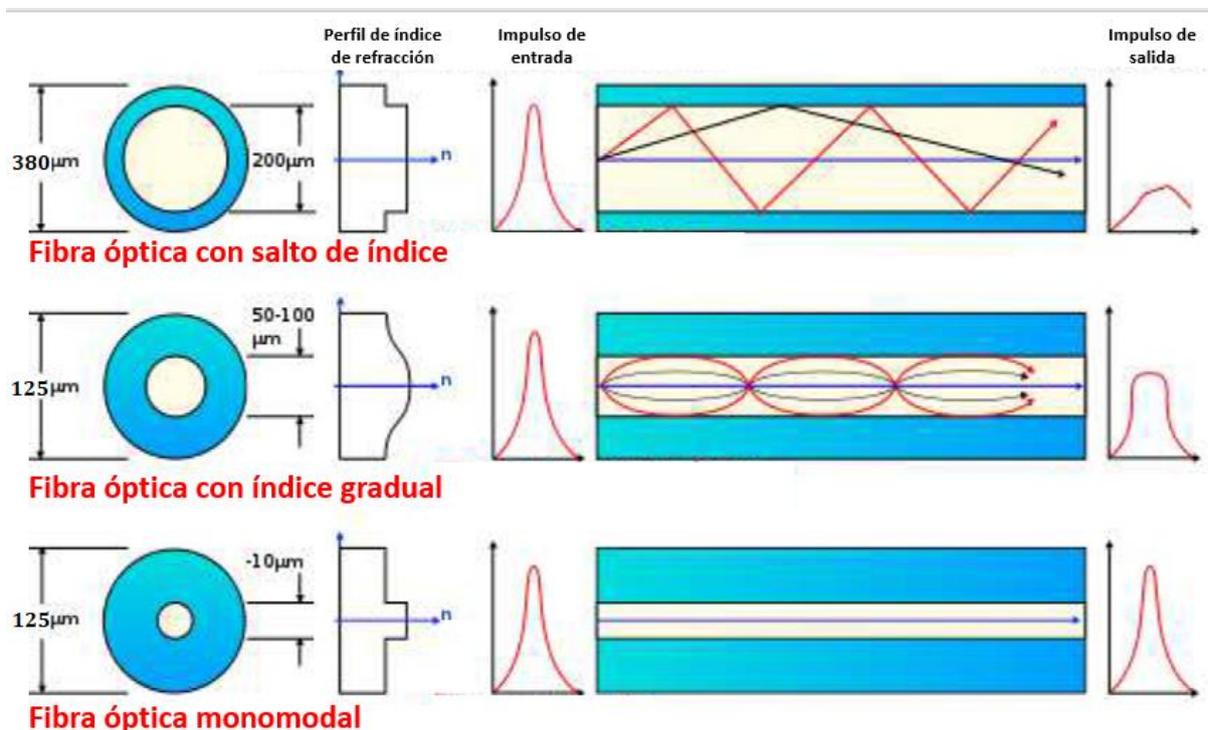


Fig. 9. Distintos perfiles de índice de refracción para cada tipo de fibra óptica [37].

En la siguiente *Tabla 1* se muestra de manera sencilla los distintos tamaños de diámetro, apertura numérica (N.A.), ancho de banda y pérdidas de los distintos tipos de fibra óptica que existen.

TAMAÑO (Núcleo/Revés) DIAMETRO	NA	ATENUACION (dB/Km.)		ANCHO DE BANDA MHZ-KM		
		830 nm	1300 nm	830 nm	1300 nm	
multimodo	100/140 μm	.29	6	3	100-400	100-400
	62.5/125 μm	.275	4	2	150-600	200-600
	50/125 μm	.20	3	1.5	100-800	400-1500
monomodo	10/125 μm	.19	.5	.5	100-1200	400-3000

Tabla 1. Relación entre tamaño, atenuación y ancho de banda de distintas fibras ópticas [36].

2.2 Parámetros característicos de una fibra óptica

En la *Tabla 2* se puede observar un resumen de los parámetros característicos que componen a la fibra óptica.

Parámetros estáticos	Ópticos	Apertura numérica Perfil del índice de refracción
	Geométricos	Diámetro del núcleo Diámetro del revestimiento Excentricidad No circularidad del núcleo No circularidad del revestimiento
Parámetros dinámicos	Atenuación	Intrínseca de la fibra Por causas externas
	Dispersión temporal	Dispersión modal Dispersión del material Dispersión por efecto de guía de onda

Tabla 2. Parámetros característicos de la fibra óptica [37].

2.2.1 Parámetros estáticos

Estos parámetros se encuentran dentro de las tolerancias propias de fabricación, son constantes a lo largo de la fibra. Y trata de las características ópticas y geométricas de la fibra, esas características geométricas van en función de la tecnología usada en su fabricación [37].

Índice de refracción

Es la relación entre la velocidad de la luz en el vacío respecto a otro medio o material, es una medida para saber cuánto se reduce la velocidad de la luz al atravesarlo y poder definir la densidad del propio material. Surge cuando el proceso de absorción y emisión de la luz provoca un retraso o adelantamiento a las fases de los fotones dispersados.

$$n = \frac{c}{v_{\text{material}}}, \quad (1)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y $v_{material}$ es la velocidad de la luz en un medio.

Por lo general, n es constante, aunque posee cierta dependencia con la temperatura, la longitud de onda hasta de la presión.

Apertura numérica

Determina la cantidad de potencia que puede admitir una fibra óptica independientemente de la calidad de información desde el exterior [34,37]

$$NA = n_0 \sin \theta_{aceptación} = \sqrt{n_{nu}^2 - n_{rev}^2}, \quad (2)$$

donde:

A.N. o **NA** varía de 0.1 A 0.5.

n_0 es el índice de refracción al medio externo que rodea a la fibra óptica.

Mientras mayor sea la apertura numérica, mayor será la cantidad de luz que acepte la fibra (mejor acoplamiento); pero la atenuación también aumentará y, por ende, su ancho de banda disminuirá.

Para que un rayo pueda propagarse a lo largo de una fibra debe estar dentro del límite, llamado coloquialmente cono de aceptación o cono de admisión a través del ángulo de aceptación que corresponde al ángulo máximo que puede tomar la fuente de luz a la que permite la fibra óptica su reflexión total y así, propagar el rayo a lo largo de su longitud, como se muestra en la Fig.10 [34,37].

Longitud de onda de corte λ_c

Corresponde a la longitud de onda por encima de la cual la fibra modal o multimodal pueda soportar solamente un modo de propagación, es decir, acota las longitudes de onda para la cual la fibra tenga un régimen operacional monomodal o multimodal.

Para que una fibra óptica opere en el régimen monomodal el valor de la longitud de onda debe ser mayor que el de la longitud de onda de corte del modo fundamental.

La longitud de corte es determinada de forma analítica, como se mostrará más adelante, debido a que depende de las especificaciones físicas de los perfiles de fibra óptica a través de la siguiente ecuación.

$$v_N = \frac{2\pi r_{adio F.O.}}{\lambda_{operacional}} NA, \quad (3)$$

$v_N = 2.405 \rightarrow$ En este punto divide las dos regiones de operación.

v_N es denominada como frecuencia de corte normalizada y se detallará más adelante.

Diámetro del campo modal de la fibra óptica (M.F.D.)

Aunque la mayor parte de la luz viaja dentro del núcleo de una fibra óptica, la radiación electromagnética en realidad se propaga a través de una sección

transversal ligeramente mayor que incluye a una parte del revestimiento de la fibra óptica. Esta área efectiva se denomina diámetro del campo modal de la fibra o MFD.

En fibra óptica, el diámetro del campo modal se puede considerar esencialmente como el diámetro de un haz cilíndrico de radiación electromagnética que transporta una potencia equivalente a la distribución de intensidad del campo óptico que decae radialmente, es decir, es el ancho de la curva donde la intensidad cae por debajo de $\frac{E(0)^2}{e^2}$ de su pico de intensidad máxima, ver Fig. 10-ii).

$$E(r) = E(0)e^{-(r/w)^2} \rightarrow \text{Expresión gaussiana} \\ \text{para la distribución del campo eléctrico,}$$

$$E(r)^2 = E(0)^2 e^{-2(r/w)^2} \rightarrow \text{Expresión gaussiana} \\ \text{para la distribución de la intensidad de la potencia óptica.}$$

Si bien sigue siendo una buena manera de visualizar el MFD, la definición ha mejorado.

El diámetro del campo modal (MFD) es importante porque, como medida del tamaño del campo óptico en sí, le permite diseñar ópticas de lanzamiento para hacer coincidir el modo de la fuente con el de la fibra y así maximizar la eficiencia de lanzamiento. La MFD está determinada por la apertura numérica (NA), la información de corte para calcular su frecuencia de corte V_{corte} y también con el diámetro del núcleo de la fibra. Para las fibras monomodo de índice escalonado, el diámetro del campo partiendo de la ecuación (3) y utilizando la ecuación (4) de Marcuse [87]:

$$M.F.D := 2w = 2a \left(0.65 + \frac{1.619}{V_N^{3/2}} + \frac{2.879}{V_N^6} \right), \quad (4)$$

donde, w es la distancia del centro del núcleo al punto cuyo valor $\frac{E(0)^2}{e^2}$ y, a corresponde al radio del núcleo de la fibra óptica, ver Fig. 10-ii).

Esto muestra que el radio del modo se vuelve más pequeño para frecuencias más altas. La ecuación (4) es bastante precisa para valores de V_N superiores a 1. Tradicionalmente, el diámetro del campo modal se definió como para haces gaussianos. La definición anterior es adecuada siempre que el perfil de intensidad del modo fundamental tenga una forma cercana a la gaussiana. Para una mayor precisión, se puede usar un ajuste gaussiano y tomar su radio como resultado, en lugar de aplicar directamente el criterio $\frac{E(0)^2}{e^2}$ al perfil de intensidad de potencia del modo fundamental.

En general, el MFD es mayor que el diámetro físico del núcleo de la fibra, lo que significa que el revestimiento de la fibra siempre guía parte de la potencia óptica, además, desempeña un papel importante en la estimación de las pérdidas por empalme, las pérdidas del acoplador de la fuente a la fibra, las pérdidas por macroflexión y microflexión, etc. Para la fabricación de fibras monomodo, el MFD se utiliza como un parámetro bastante más importante que el tamaño del núcleo de la fibra. El diámetro del campo modal es una medida de la extensión espacial del modo fundamental y solo es importante para las fibras monomodo. Su efecto es tan pequeño en fibras multimodo que realmente ya no importa.

2.2.2 Parámetros dinámicos

Son características de la fibra óptica que afectan la progresión de la señal a lo largo de la misma. Dentro de los parámetros dinámicos de la fibra se encuentran las atenuaciones, pérdidas extrínsecas e intrínsecas, así como los diferentes tipos de dispersiones que se producen a lo largo en la guía de onda dieléctrica.

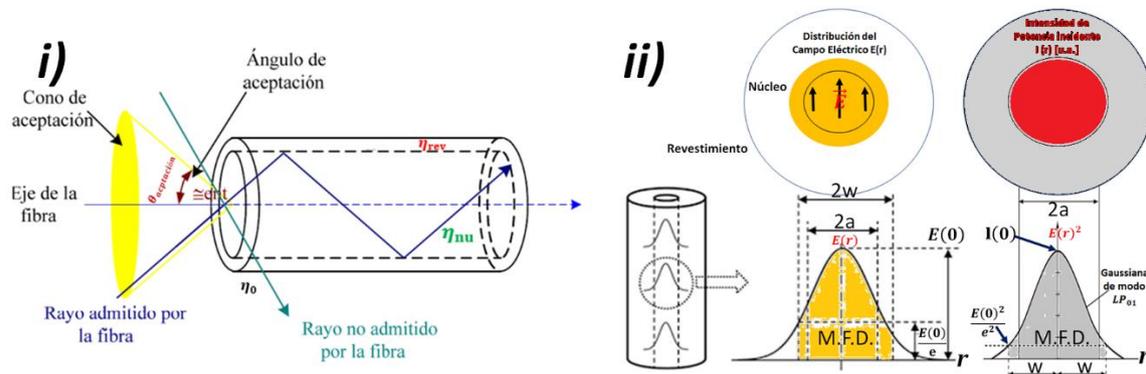


Fig. 10. Esquema del ángulo y cono de aceptación [34] y II) M.F.D. para la distribución de intensidad de potencia incidente y campo eléctrico.

Atenuación y pérdidas en la fibra

La atenuación es cualquier tipo de fenómeno que causa la disminución de la potencia de la señal propagada, pero no afecta a su forma. La atenuación aumenta exponencialmente con el aumento de la longitud de la fibra, reduciendo así el alcance de transmisión.

$$\alpha(\lambda) = \left(\frac{10}{L_{\text{longitud}}} \right) \frac{P_{\text{entrada}}}{P_{\text{salida}}} = \left[\frac{dB}{km} \right]. \quad (5)$$

α es el coeficiente de atenuación.

Las pérdidas de fibras ópticas pueden dividirse en [37]:

- Pérdidas por absorción intrínseca.
- Pérdidas por esparcimiento intrínseco.
- Pérdidas extrínsecas; se deben a defectos de fabricación.

Dispersiones

- **Dispersión cromática;** es el retardo en tiempo que experimenta el haz de luz a través de la fibra óptica
- **Dispersión temporal;** es un fenómeno que ocurre cuando un impulso luminoso se transmite a través de una fibra óptica y experimenta un ensanchamiento en el tiempo. Este ensanchamiento, cuya magnitud estará en función de la longitud de la fibra, limita el ancho de banda y por tanto la capacidad de la fibra para transmitir información.

El fenómeno de dispersión se debe principalmente a los siguientes mecanismos mostrados en la Fig. 11.

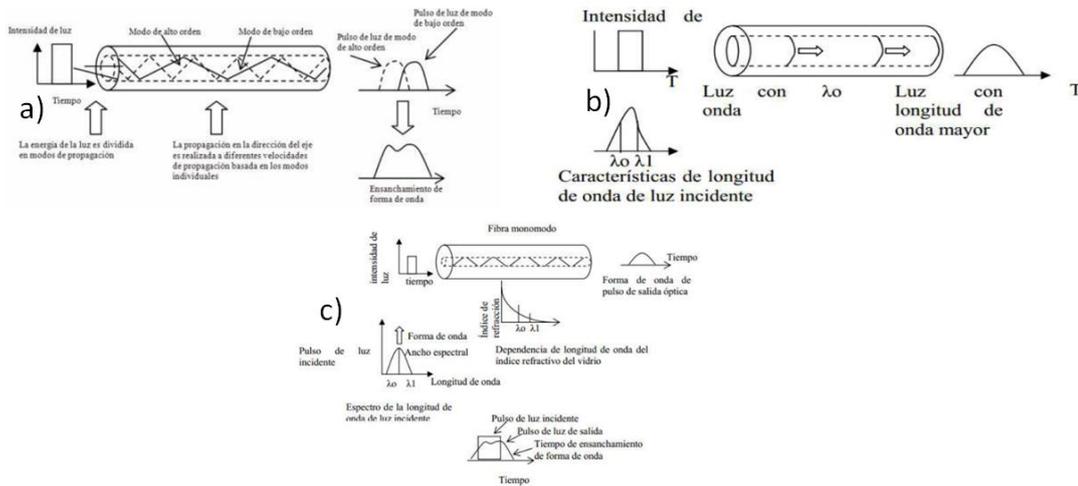


Fig. 11. Imágenes de representaciones de los diferentes tipos de dispersiones; a) dispersión modal, b) dispersión por efecto de guía de onda, y c) dispersión del material [37].

2.3 Rayos confinados en guías de onda

El estudio de propagación de la luz a través de una guía de onda se hace inicialmente por medio de la teoría geométrica o también llamada óptica geométrica, es decir a través de trazos de rayos. Empleamos el concepto de rayo como una herramienta matemática solo para facilitar la visualización de la progresión de la luz correspondiente a la dirección del flujo de la energía radiante, sin embargo, no se hace a un lado el concepto físico de lo que es una onda.

Para confinar rayos en las siguientes cavidades se pondrá la condición de:

$$n_{rev} < n_{nu}$$

Rayos confinados en guías de onda plana

En la Fig 12. el θ_i es el complemento del ángulo del rayo incidente y θ_f es el complemento del ángulo crítico, por lo que, la **LEY SNELL** para ángulos complementarios está escrita como;

$$n_{nu} \cos \theta_i = n_{rev} \cos \theta_f \tag{6}$$

$$\theta_f = \cos^{-1}(n_{rev} / n_{nu})$$

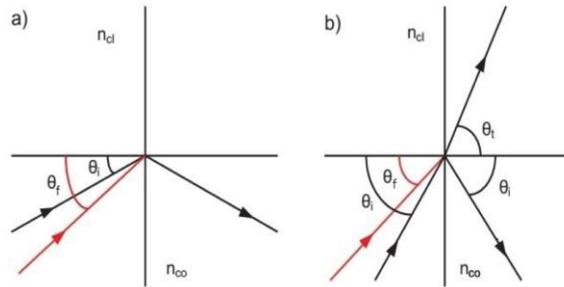


Fig. 12. a) Rayos reflejados totalmente sí $0 \leq \theta_i < \theta_f$. b) rayos comparte reflejada y parte refractada sí $\theta_f \leq \theta_i < \frac{\pi}{2}$ [39].

El ángulo θ_f es el complemento del ángulo crítico que representa el ángulo con el cual se refleja un rayo independientemente si su reflexión es total o parcial como se muestra en la Fig. 12.

Ahora, los rayos que son totalmente reflejados son llamados **rayos confinados** y estarán enteramente en el núcleo.

Los rayos que tienen una parte reflejada y otra refractada son llamados **rayos refractados** [39].

$$\text{Rayos confinados; } 0 \leq \theta_i < \theta_f. \tag{7}$$

$$\text{Rayos refractados; } \theta_f < \theta_i \leq \frac{\pi}{2}.$$

Rayos confinados en guías de onda cilíndricas

En estas estructuras las trayectorias de trazo de rayos son diferentes, como se observa en la Fig. 13. Los rayos que cruzan el eje de la fibra entre reflexiones se llaman **rayos meridionales** y los que cruzan al eje son conocidos como **rayos de inclinación**.

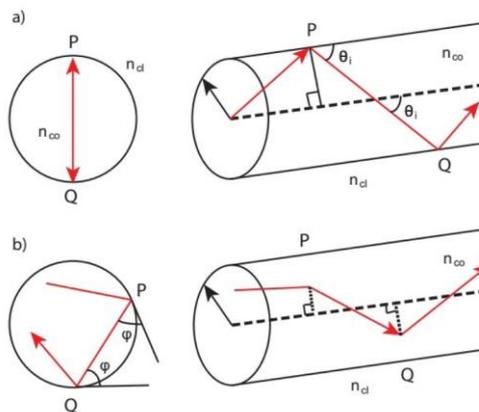


Fig. 13. a) trayectoria en zig-zag de un rayo meridional. b) trayectoria helicoidal de un rayo de inclinación junto con sus proyecciones sobre la sección transversal del núcleo [39].

Los rayos de inclinación necesitan otro ángulo adicional para describir su trayectoria, además tres proyecciones de 3 ángulos representados en la Fig. 14, podemos tener la relación;

$$\cos \omega = \text{sen}\theta_i \text{ sen}\varphi. \tag{8}$$

φ es el ángulo de inclinación y por geometría φ tiene el mismo valor en cada reflexión.

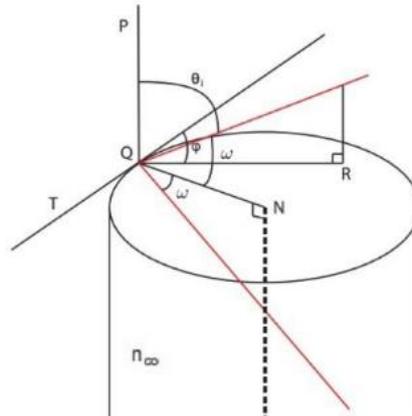


Fig. 14. Los ángulos φ y θ_i son los ángulos polares esféricos relacionados por la dirección axial PQ , ω es el ángulo entre el rayo incidente y la normal QN [39].

Utilizando la **ley de Snell** nos dice que los rayos son refractados sí $\omega < \omega_c$, donde aquí ω_c corresponde al ángulo crítico y que los rayos son reflejados sí $\omega > \omega_c$, podemos creer que todos los que cumplen esta última condición están confinados en el núcleo, pero en una fibra óptica habrá otros rayos que no cumplan esta condición que corresponden a los rayos de inclinación restantes, los cuales no están incluidos dentro de los confinados ni refractados, pertenecen a una tercera clase llamados **túnel** [38-39].

De acuerdo con lo descrito podemos clasificar los rayos en fibras ópticas de índice escalón como;

$$\text{Rayos confinados; } 0 \leq \theta_i < \theta_f,$$

$$\text{Rayos refractados; } 0 \leq \omega < \omega_c, \quad (9)$$

$$\text{Rayos túnel; } \theta_f \leq \theta_i \leq \pi / 2 \text{ y } \omega_c \leq \omega \leq \pi / 2,$$

los ángulos θ_i y φ son constantes a lo largo de la trayectoria de un rayo particular.

2.4 Propagación de ondas

Se sabe que una onda es una perturbación que se propaga en el espacio y en el tiempo, que es autónoma del medio y transporta energía. Atendiendo el aspecto fundamental que tiene la onda de propagarse, las ondas pueden ser unidimensionales, bidimensionales o tridimensionales, y se definen así por las direcciones en que se puede propagar dicha onda.

Un tipo de onda particular es la **onda plana**, se presenta cuando todos los frentes de onda forman un conjunto de planos perpendiculares a la dirección de propagación, ver *Fig. 15* [49].

Algo interesante de este tipo de onda es que puede viajar en el espacio sin cambiar su perfil, es decir, depende de una sola coordenada.

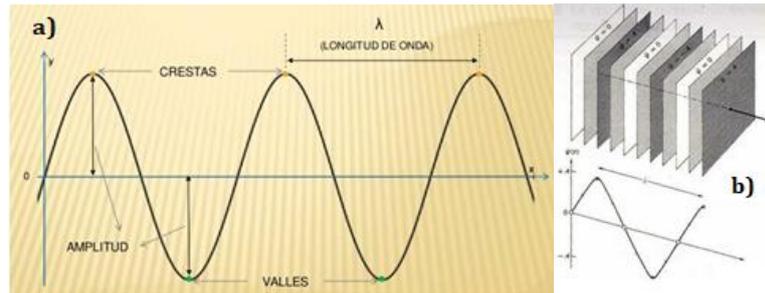


Fig. 15. a) características generales de una onda plana en dirección x [https://app.emaze.com/@AOTQLZZRF#/6, s/a] b) repetición en el espacio después de un desplazamiento de λ en la dirección \vec{k} [https://luz.izt.uam.mx/wikis/mediawiki/index.php/Archivo:Fig_9.jpg, 2007].

La ecuación diferencial de onda tridimensional se define como:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \nabla^2 \psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (10)$$

La ecuación de onda definida en (10) es una ecuación diferencial de segundo orden en derivadas parciales. En las variables espaciales y temporal, nos proporciona la información que nos interesa de una onda, es decir, nos describe como se *propaga la onda* [49].

2.4.1 Reflexión y refracción

Se describen brevemente los fenómenos de propagación de las ondas de luz mediante el modelo ondulatorio y a través de una perspectiva más específica, mientras que estos fenómenos a través del trazo de rayo de la óptica geométrica se explican en [39].

Cuando una onda incide en la interfaz entre dos medios diferentes, parte de la energía radiante se refleja y/o parte se transmite o refracta, teniendo como consecuencia los siguientes fenómenos:

Reflexión:

Nos dice que el ángulo reflejado es igual al ángulo de incidencia $\theta_i = \theta_r$, en este apartado, θ_i es el ángulo de incidencia y θ_r es el ángulo reflejado.

Refracción:

Aquí se produce un cambio y lentitud que experimenta una onda al pasar de un medio con distinto índice refractivo. Solo se produce si la onda incidente sobre la interfaz de dos medios posee índices de refracción distintos.

Si se tienen dos medios con índices de refracción distintos n_i y n_t (donde los subíndices i y t representan los índices de refracción del medio incidente y del medio transmisor respectivamente), y una onda incide en la interfaz entre los dos medios, esta misma onda continuará su trayecto pero curvándose y desviando su dirección con respecto a la inicial, entonces, la onda se refracta, este fenómeno se describe mediante la **ley de Snell** enunciada en la ecuación (11).

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t, \quad (11)$$

donde θ_t es el ángulo de transmisión o de refracción, dicha expresión nos describe cómo cambia la velocidad y la trayectoria con la que se mueve la onda al cruzar la interfaz entre un medio y otro (estableciendo el índice de refracción como medida de la velocidad de la luz). En la Fig. 16 se muestra la representación del fenómeno de reflexión y refracción de un haz de luz no polarizada [49].

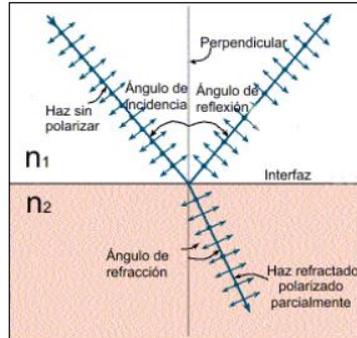


Fig. 16. Representación del fenómeno de reflexión y refracción de una onda plana no polarizada incidente en una interfaz con dos índices de refracción distintas [https://www.um.es/LEQ/laser/Ch-7/F7s5t1p1.htm, s/a].

La ley de Snell es una consecuencia de la teoría electromagnética.

2.4.2 Ondas electromagnéticas en una interfaz

Los fenómenos de propagación descritos en la sección de *Reflexión y refracción* se derivan de la naturaleza de las ondas y de que cumplan las debidas condiciones de frontera. Sin embargo, es conveniente analizar otra perspectiva, ya que propiedades como la intensidad radiante de reflexión y refracción o los cambios de fase y polarización se describen completamente a partir de la naturaleza de los campos electromagnéticos y sus condiciones de contorno [49].

De la Fig. 17 podemos establecer que el plano z paralelo a la interfaz separa los dos medios con índices de refracción n_1 y n_2 . Estos índices de refracción pueden expresarse en términos de permeabilidad y permitividad μ_i , ϵ_i y ϵ_t , μ_t , con respecto a n_1 y n_2 respectivamente, de esta manera los índices de refracción se pueden definir como:

$$n_1 = \sqrt{\mu_i \epsilon_i / \mu_0 \epsilon_0} \text{ y } n_2 = \sqrt{\mu_t \epsilon_t / \mu_0 \epsilon_0}. \quad (12)$$

Ahora, describiendo a una onda plana con vector de onda \vec{k} y frecuencia ω que incide en la interfaz entre dos medios de índices n_1 y n_2 , así como el vector de posición \vec{r} .

La onda plana incidente y transmitida, respectivamente, se expresan como:

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_t t + \epsilon_r), \quad (13)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_t t + \epsilon_t). \quad (14)$$

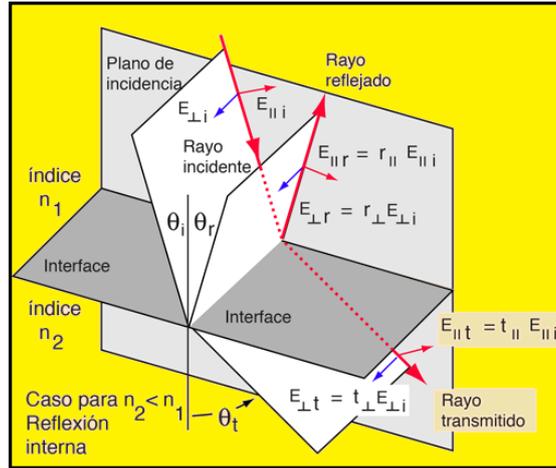


Fig. 17. Representación de la reflexión externa por medio de las ecuaciones de Fresnel [R. Nave M. Olmo, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/phyopt/reflin.html>].

La magnitud del número de onda $|\vec{k}|$ para la región incidente y transmitida se expresan como:

$$|\vec{k}_i| = |\vec{k}_r| = k_i = \omega\sqrt{\mu_i\epsilon_i}, \tag{15}$$

$$|\vec{k}_t| = k_t = \omega\sqrt{\mu_t\epsilon_t}. \tag{16}$$

Como se observa en las ecuaciones (13) y (14) se introducen las constantes de fase ϵ_r y ϵ_t como una constante relativa a \vec{E}_i porque la posición en el origen no es única.

El establecimiento de las condiciones que deben cumplir los campos, son conocidas como *condiciones de frontera o de contorno*. En particular se debe cumplir que la componente del campo eléctrico \vec{E} tangencial a la interfaz sea continua a través de él, lo mismo se espera para el campo de la intensidad magnética \vec{H} , es decir, la componente total del campo tangencial \vec{E} debe ser igual en los dos lados de la interfaz [49].

Las condiciones de frontera para $z = 0$, implican que la variación de los todos los campos debe ser la misma para $z = 0$, en este caso debemos tener la misma fase para todos los factores para $z = 0$.

$$(\vec{k}_i \cdot \vec{r})_{z=0} = (\vec{k}_r \cdot \vec{r})_{z=0} = (\vec{k}_t \cdot \vec{r})_{z=0}. \tag{17}$$

Podemos visualizar de la ecuación (17) que los tres vectores deben estar en el mismo plano de incidencia. De esta forma:

$$k_i \text{sen}\theta_i = k_r \text{sen}\theta_r = k_t \text{sen}\theta_t. \tag{18}$$

Dado que $k_i = k_r$, deducimos que $\theta_i = \theta_r$, es decir, el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión, observamos que se trata de la ley de reflexión definida con anterioridad.

En tanto que la ley de Snell se define como:

$$\frac{\text{sen}\theta_i}{\text{sen}\theta_t} = \frac{k_r}{k_i} = \sqrt{\frac{\mu_t \varepsilon_t}{\mu_i \varepsilon_i}} = \frac{n_t}{n_i}, \quad (19)$$

Considerando la simplicidad de una onda plana polarizada que incide sobre la interfaz entre dos medios transparentes con propiedades físicas diferentes. La fracción de luz reflejada depende del ángulo de incidencia, de la dirección del vector del campo eléctrico y del índice de refracción [49]. Se describen a continuación los resultados del cálculo de la intensidad de reflexión y refracción en base a la teoría electromagnética.

Si la luz incidente es polarizada con \vec{E} paralelo al plano de incidencia, entonces:

$$r_{\parallel} = \frac{\vec{E}_{0r}}{\vec{E}_{0i}} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \rightarrow \text{reflectividad}, \quad (20)$$

$$t_{\parallel} = \frac{\vec{E}_{0t}}{\vec{E}_{0i}} = \frac{2\text{sen}\theta_t \cos \theta_i}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t) \text{sen}(\theta_i - \theta_t)} \rightarrow \text{amplitud transmitida}. \quad (21)$$

Si la luz incidente es polarizada con \vec{E} perpendicular al plano de incidencia, entonces:

$$r_{\perp} = \frac{\vec{E}_{0r}}{\vec{E}_{0i}} = \frac{-\text{sen}(\theta_i - \theta_t)}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t)} \rightarrow \text{reflectividad}, \quad (22)$$

$$t_{\perp} = \frac{\vec{E}_{0t}}{\vec{E}_{0i}} = \frac{2\text{sen}\theta_i \cos \theta_t}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t)} \rightarrow \text{amplitud transmitida}. \quad (23)$$

Las relaciones (20)-(23) están relacionadas con las direcciones específicas de los campos, son conocidas como las **Ecuaciones de Fresnel** y son válidas para cualquier *medio homogéneo, isotrópico y lineal*.

2.4.3 Reflexión total interna

En base a lo expuesto en la subsección *Reflexión y refracción*, el fenómeno de reflexión interna se presenta bajo ciertas condiciones cuando la luz viaja inicialmente de un medio ópticamente más denso a uno menos denso, es decir, cuando $n_i > n_t$. Retomando esto, analizaremos una situación interesante; si una fuente esta sumergida en un medio ópticamente denso, y hacemos que el ángulo de incidencia, θ_i , aumente paulatinamente, a partir de la ley de Snell [49].

Entonces $\theta_t > \theta_i$, como inicialmente la fuente se encuentra en un medio ópticamente, la relación n_t/n_i será menor que 1, reescribiendo $n_{t/i} < 1$. Se puede apreciar en la *Fig. 18*, que, al aumentar el ángulo de incidencia, θ_i , el rayo transmitido se acerca poco a poco a la tangencia con la interfaz, la energía del rayo reflejado internamente es mayor conforme θ_i aumenta.

Se observa en la Fig. 18 que si el ángulo $\theta_t = 90^\circ$, como $\text{sen } 90^\circ = 1$, entonces:

$$\text{sen } \theta_c = \frac{n_t}{n_i} \quad (24)$$

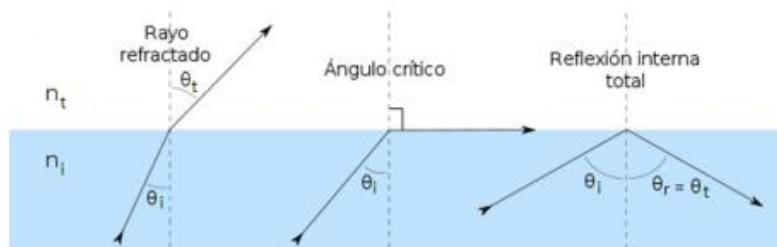


Fig. 18. Representación de un rayo atravesando dos medios con distinto índice de refracción con cierto ángulo de incidencia [49].

De la ecuación (24) podemos visualizar que para ángulos iguales o mayores que el ángulo crítico, θ_c , toda la energía incidente se refleja totalmente en el medio de índice de refracción n_i , este proceso se conoce como **Reflexión Total Interna o Reflexión Interna Total**.

2.5 Guías de onda ópticas

Existen medios para guiar energía electromagnética (**EM**) que pueden ser una línea de transmisión o una guía de onda, cuyo principio de fabricación sirve para confinar y transmitir de un punto a otro la energía **EM**, mencionando algunas diferencias entre ambos [49].

Línea de transmisión:

- Solo soporta modos electromagnéticos transversales (**TEM**).
- Pierde eficiencia cuando se trabaja en el rango de frecuencias de microondas, debido entre otras cosas a la pérdida en el dieléctrico.

Guía de onda:

- Puede guiar una diversidad de configuraciones de un campo electromagnético.
- No puede transmitir cualquier frecuencia dada, puesto que solo opera a una determinada frecuencia conocida como frecuencia de corte.

Las guías de onda ópticas desempeñan un papel importante en la fotónica pues como se mencionó antes, la razón es simple, una guía de onda conduce la luz de un punto de emisión a un punto de detección, de manera que presenten muy pocas pérdidas.

Hoy en día, la óptica guiada forma parte de la investigación, desarrollo y la implementación en las áreas como: las telecomunicaciones, sistemas de sensado, fuentes de guiado de fuentes electromagnéticas, entre otras.

Una guía de onda posee una estructura transversal arbitraria pero continua, por ejemplo, *guías de onda circulares y rectangulares* como se observan en la Fig. 19.

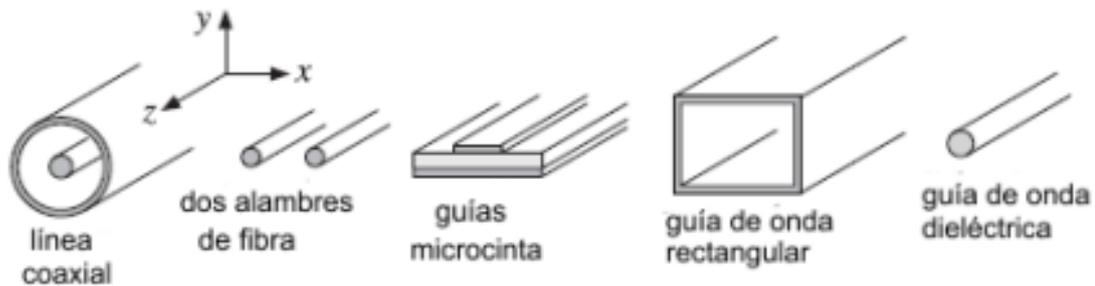


Fig. 19. Diferentes configuraciones de estructuras para guías ondas ópticas rectangulares y circulares [49].

En este apartado se hará una descripción general de las guías de onda que son objeto de estudio en este trabajo, tal es el caso de guías de onda circulares con simetría cilíndrica/tubular.

2.5.1 Guías de onda rectangulares

En primera instancia, las guías de onda rectangulares consisten en un núcleo cuadrado o rectangular, que son las más comunes en el tratado teórico. Es común que la región que rodea al núcleo de la guía de onda rectangular sea aire.

Las guías de onda rectangulares se utilizan en gran medida en óptica integrada y en circuitos optoelectrónicos [49].

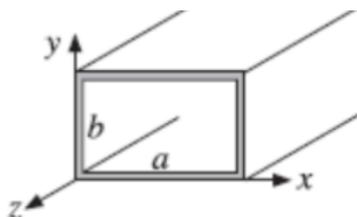


Fig. 20. Geometría de una guía de onda rectangular/cartesiana [49].

La solución analítica de las guías de onda rectangulares no ha sido desarrollada, excepto para el perfil parabólico en dos dimensiones ($2D$). Debido a que el análisis en tres dimensiones ($3D$) es indispensable para el estudio de las características de transmisión en estas guías de onda, es común el uso de simuladores numéricos para abordar el problema y hallar la solución analítica de los modos guiados, o también se emplean métodos de aproximación.

La geometría típica de una guía de onda rectangular se presenta en la Fig. 20. Por convención, la dirección de propagación es a través del eje z . La guía mide de ancho a a lo largo del eje x , y en el eje y su altura se denota como b . La geometría de la guía de onda rectangular consta de un par de paredes conductoras horizontales (a lo largo del x) y un par de paredes verticales (a lo largo del eje y) las cuales forman una frontera continua.

Esta guía de onda solo puede propagar modos transversales eléctricos (TE) y modos transversales magnéticos (TM), eso es porque se trata de una guía de onda rectangular que tiene una frontera conductora que envuelve por

completo al plano transversal, es decir, **no puede guiar modos transversales electromagnéticos (TEM)** puesto que cualquier campo eléctrico debe tener un campo tangencial que sea cero en la frontera, lo que significa que no es posible establecer un campo eléctrico que no exhiba la variación lateral que se necesita para cumplir esta condición de frontera [49].

Tanto las guías de onda tipo “slab” (estructura plana) como las guías de onda rectangulares representan guías de onda planares, son elementos clave en la construcción de circuitos ópticos integrados y láseres semiconductores [29].

Las guías de onda “slab” representan las guías de onda ópticas más simples. Debido a lo simple de su geometría la descripción de los modos guiados y radiados puede ser descrita matemáticamente de una manera muy sencilla. Por tanto, el estudio de las propiedades de este tipo de guías de onda resulta útil para el análisis de guías de onda de geometría más compleja. Además, suelen ser utilizadas para guiar la luz en dispositivos ópticos.

La Fig. 21 muestra esquemáticamente una guía de onda “slab”, y como se observa, entre dos materiales con índices de refracción n_c y n_s se encuentra el substrato central n_f , que regularmente tiene un espesor h inferior al de los substratos adyacentes.

El índice de refracción de la capa superior n_c puede ser unitario si la región por encima de la parte central es aire, o puede tener algún otro valor si la región central está rodeada por materiales dieléctricos. Para confinar los modos guiados es necesario que el índice de refracción n_f sea mayor que n_c y n_s [49].

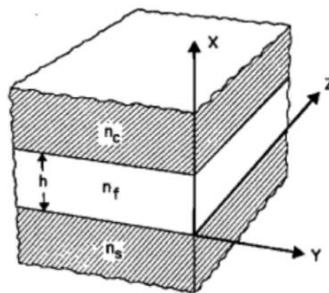


Fig. 21. Representación esquemática de una guía de onda tipo “slab” entre dos materiales de distinto índice de refracción [49].

Si la guía de onda “slab” es dieléctrica, entonces soporta un número finito de modos guiados que son clasificados en modos transversal eléctrico (TE) como se muestra Fig. 22, y el transversal magnético (TM).

Modos TE	Modos TM
$H_y = E_x = E_z = 0$	$H_x = E_y = H_z = 0$

A su vez los modos guiados TE y TM son complementados por un número continuo infinito de modos radiados no guiados.

Las guías de onda “slab” pueden ser: guías de salto índice, guías de índice gradual y guías multicapas con diferentes configuraciones, ver Fig. 23 [49].

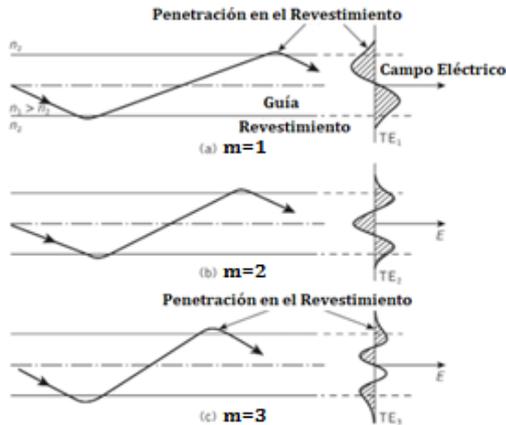


Fig. 22. Modelo físico mostrando la propagación de los rayos y los patrones **correspondientes al campo eléctrico transversal (TE)** de tres modelos de orden más bajo ($m = 1, 2, 3$) en la guía dieléctrica planar [44].

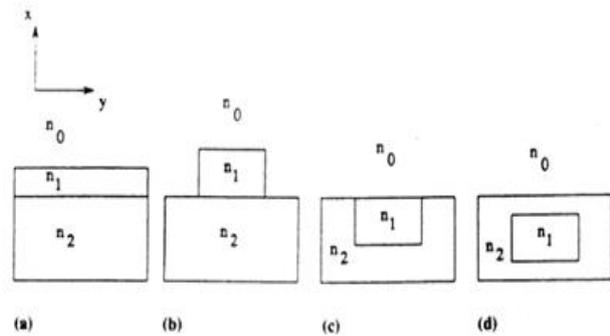


Fig. 23. Distintas configuraciones de guías de onda dieléctricas con dos diferentes índices de refracción [40].

Las guías de onda de salto índice y de índice gradual se caracterizan por la forma en como varía el índice de refracción entre la capa central y las regiones adyacentes, por otro lado, una guía de onda multicapa está compuesta por igual o más de tres capas y son empleadas para una variedad de propósitos, ver Fig. 23.

En la Fig. 24 se muestra la propagación de los primeros tres modos TE_m en una guía de onda rectangular. Las guías multicapas son usadas para realizar aproximaciones de perfil de índice gradual [49].

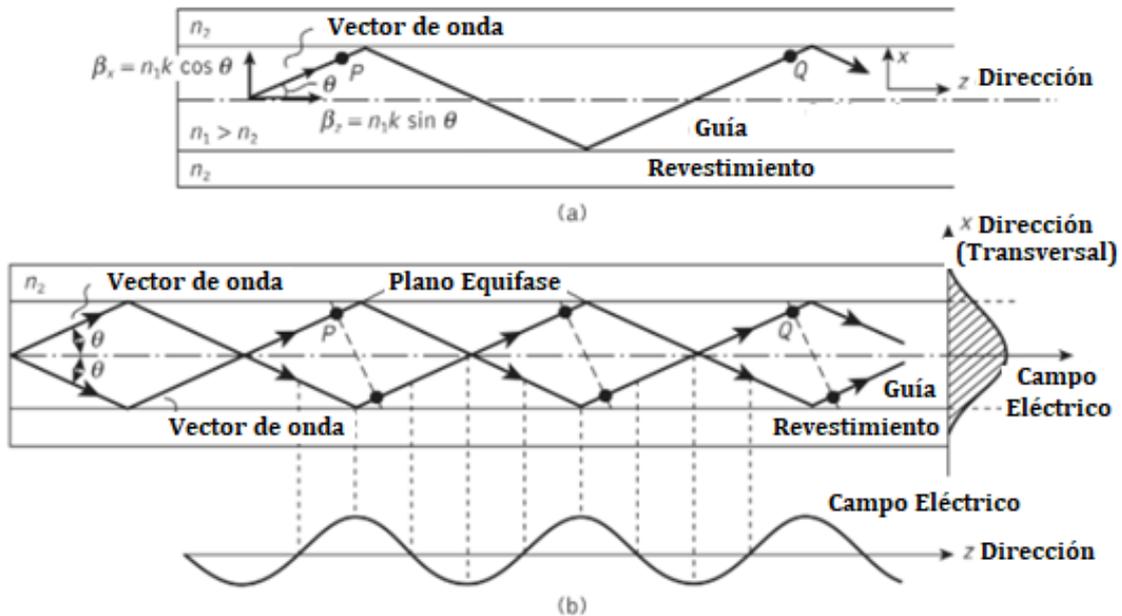


Fig. 24. La formación de un modo en una guía plana dieléctrica: a) onda plana propagada en la guía mostrada por el vector de onda o su rayo equivalente, b) interferencia de las ondas del plano en la guía formando el modo del orden más bajo o fundamental ($m=0$) [44].

2.5.2 Guías de onda cilíndricas

Se ha escrito que una guía de onda es un elemento que permite confinar y propagar radiación electromagnética.

A las soluciones estacionarias, es decir, a todas las configuraciones posibles de campo electromagnético que soporta una guía de onda se le conoce como modos.

Un modo óptico se define en base a solución específica de la ecuación de onda que satisface determinadas condiciones de contorno y tiene la propiedad de que las soluciones espaciales del campo electromagnético no cambian con el tiempo.

Por otro lado, para describir el comportamiento electromagnético en una guía de onda se empieza con las ecuaciones de campo electromagnético de Maxwell, que desprende a la ecuación de onda.

Así que, los modos electromagnéticos pueden predecirse y cuantificarse resolviendo dichas ecuaciones con las condiciones de frontera e iniciales establecidas. Es decir, la propagación ya no dependerá únicamente de una sola coordenada cuando se imponen límites en la frontera o condiciones de contorno, debido a que podrán existir otras posibilidades, como que el campo eléctrico o magnético (o ambos) estén en la dirección de propagación [49].

Se denomina modo transversal electromagnético (*TEM*) al caso en el que el campo \vec{E} y \vec{B} sean transversales a la dirección de propagación.

Es preciso mencionar que las soluciones modales de cualquier tipo de propagación resultan de superponer un modo *TE* y un modo *TM*. Además, se podrá verificarse que *en una guía de onda cilíndrica no pueden existir modos TEM debido a que no esta compuesta por al menos dos conductores* [49].

Una guía de onda cilíndrica es un conductor circular tubular. Una onda plana que se propaga a través de la guía de onda cilíndrica resulta en un modo *TE* o *TM*. Las guías de onda cilíndricas, como se ilustra en la Fig. 25, confinan la luz en dos dimensiones, (x, y) . Su representación principal son las fibras ópticas circulares, que son usadas para la transmisión de información a grandes distancias, y su canal guiado se emplea en el uso de dispositivos ópticos, que corresponde a este proyecto.

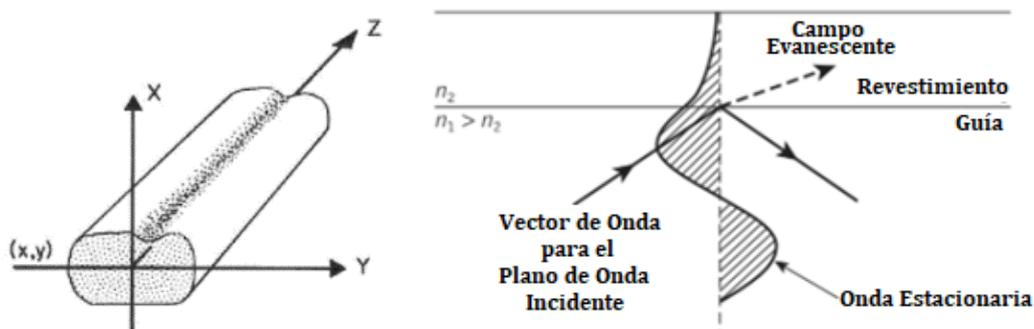


Fig. 25. Caída exponencial del campo evanescente dentro del revestimiento de la guía de onda óptica [44, 49].

2.6 Ecuaciones de Maxwell

En esta sección se hace un estudio de la propagación de la luz en fibras ópticas circulares, describiendo su ecuación de onda a partir de las ecuaciones (25)-(28) de Maxwell [49-50]. Para entender el mecanismo de propagación de la energía y potencia óptica en una fibra, es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell sujetas a las condiciones de contorno cilíndricas de la fibra óptica.

Al estudiar la propagación de ondas electromagnéticas, las ecuaciones de Maxwell nos describen el comportamiento de los fenómenos electromagnéticos debido a que relacionan al campo eléctrico y magnético.

Para medios isótropos (el medio se comporta de la misma forma en cualquier dirección), no magnéticos y sin carga libre, es decir, sin conductividad, además, en una fibra óptica la luz es propagada en un medio con características dieléctricas y debido a su naturaleza aislante se puede afirmar que la luz es propagada en un medio carente de corrientes y cargas libres, por lo tanto, las ecuaciones de Maxwell en el dominio del tiempo se expresan como [49];

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho, \quad (25)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (26)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\vec{M}(\vec{r}, t) - \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (27)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (28)$$

donde; las cantidades expresadas en el Sistema Internacional son:

\vec{E} → La intensidad del campo eléctrico [V/m].

\vec{H} → La intensidad del campo magnético [A/m].

\vec{D} → La densidad del flujo o desplazamiento eléctricos [C/m²].

\vec{B} → La densidad del flujo magnético o campo de inducción magnética [W/m²].

\vec{J} → La densidad de corriente eléctrica [A/m²].

ρ → La densidad de carga eléctrica [C/m³].

\vec{M} → Polarización inducida magnética [W/m²]

Además, para las cuatro ecuaciones de Maxwell, las características del medio en el cual el campo existe es necesario especificar el flujo en términos de campos en un medio específico [49].

Las relaciones constitutivas son:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (29), \quad \vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \vec{M} = \sigma' \vec{H} \quad (30)$$

A su vez, estos parámetros están definidos como:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0, \quad \mu = \mu_r \mu_0. \quad (31)$$

donde:

ε → Permitividad dieléctrica en un medio material.

μ → Permeabilidad magnética en un medio material.

σ → Conductividad eléctrica.

σ' → Conductividad magnética.

Estas propiedades van a afectar de distintas formas el comportamiento de la onda electromagnética a través del medio; determinará si se trata de un dieléctrico, un conductor, un material con bajas pérdidas, etc. que se detallará más adelante [50].

Añadiendo que:

μ_r → Permeabilidad relativa.

ε_r → Permitividad relativa.

\vec{P} → Polarización inducida eléctrica.

μ_0 → Permeabilidad en el vacío.

ε_0 → Permitividad en el vacío.

Anteriormente ya mencionado, los materiales dieléctricos que componen a la fibra óptica son homogéneos e isotrópicos, se establece que μ y ε son constante a lo largo de la guía onda. De modo que por definición estos materiales se caracterizan por tener una permitividad magnética relativa cercana a la unidad, $\mu_r \approx 1$, lo que implica que $\mu_r \cong \mu_0$ [35].

Continuando con la teoría de propagación electromagnéticas, la ecuación de onda que rige a los campos electromagnéticos se puede derivar de las ecuaciones (25)-(28) de Maxwell, teniendo como resultado;

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (32)$$

$$\nabla^2 \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}.$$

Las ecuaciones (32) son conocidas como ecuaciones de onda, y ∇^2 es el operador Laplaciano.

Para coordenadas cilíndricas y polares, las ecuaciones de onda para las ondas electromagnéticas se mantienen para cada componente del campo vectorial, cada componente satisface a la ecuación de onda escalar (10) [49]:

Donde ψ puede representar al campo \vec{E} o \vec{H} y v es la velocidad de fase (velocidad de propagación de un punto de fase constante en la onda) en el medio dieléctrico. Se define como:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r \mu_0 \varepsilon_0}}, \quad c_{\text{velocidad de la luz}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \cong 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (33)$$

La solución básica de la ecuación (33) de onda corresponde a una onda sinusoidal y su forma más simple es una onda plana definida como: $\psi = \Psi_0 e^{i(\omega t - cte * z)}$.

Dichas soluciones que caracterizan por resolver a la ecuación de onda electromagnética correspondiente a la dependencia temporal y de una coordenada de traslación. El interés de su estudio radica en su sencillez y en qué [46];

- a) *Permite introducir fácilmente las ideas básicas de propagación, reflexión y refracción, y estas ideas pueden manejarse en el estudio de otros fenómenos en los que intervienen estructuras de campo más complejas por ejemplo en la fibra óptica.*
- b) *Son excelentes aproximaciones de los campos realmente existentes lejos de los generadores que los originan.*
- c) *Fondos de estructuras más complicadas se pueden considerar como superposición de ondas planas.*

2.6.1 Onda plana homogénea

En estructuras con simetría cilíndrica, la propagación de estas ondas se lleva a cabo para un estudio que facilita la investigación se centra en las soluciones de la ecuación de onda electromagnética en el dominio de las frecuencias, por medio de una transformada de Fourier para llevar la conversión del dominio del tiempo al espacio de nuestro interés.

Así que, las ecuaciones de Maxwell en el dominio de las frecuencias están constituido por [40-41, 46];

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, f) = -i\omega\mu\vec{H}(\vec{r}, f), \quad (34)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, f) = -i\omega\varepsilon\vec{E}(\vec{r}, f), \quad (35)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, f) = 0, \quad (36)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, f) = 0, \quad (37)$$

donde, $\vec{E}(\vec{r}, f)$ y $\vec{H}(\vec{r}, f)$ son las transformadas de Fourier de los campos $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{H}(\vec{r}, t)$, respectivamente, además de que, μ y ε son parámetros característicos del medio (generalmente, complejos) [46].

Las ecuaciones de Maxwell correspondientes en el dominio de las frecuencias (34)-(37) al ser desarrollados por operadores matemáticos se obtienen lo siguiente;

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}, f) \\ \vec{H}(\vec{r}, f) \end{pmatrix} + \omega^2 \mu \varepsilon \begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}, f) \\ \vec{H}(\vec{r}, f) \end{pmatrix} = 0, \quad (38)$$

cuya sustitución, $\gamma^2 = -\omega^2 \mu \varepsilon = -\omega \mu (\sigma + i\omega \varepsilon)$ [40-41, 46, 50].

La ecuación (38) que debe satisfacer al campo eléctrico y magnético.

Haciendo cambios y sustituciones de variables para facilitar un poco los cálculos e interpretaciones al desarrollo del marco teórico, tenemos que; el eje sobre el que se mida la coordenada de posición \vec{r} no tiene por qué coincidir con ninguno de los ejes del sistema de referencia, denotaremos mediante el vector unitario $\hat{\zeta}$ la dirección de dicho eje y denominaremos ζ a la distancia existente entre un punto cualquiera del eje y el origen de nuestro sistema de referencia como se muestra en la Fig. 26 [41, 46].

Transformando a la variable ζ en un punto genérico del espacio cuyo vector de posición es \vec{r} y viene dada por:

$$\zeta = \hat{\zeta} \cdot \vec{r} \tag{39}$$

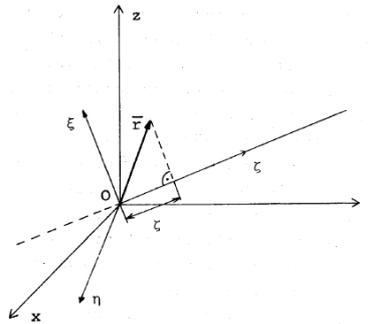


Fig. 26. Sistema de referencia para cualquier punto en el espacio [46].

Y, volviendo con las soluciones que cumplen con la ecuación de onda:

$$\vec{E}(\zeta, f) = \vec{E}_0(f)e^{-\gamma\xi} + \vec{E}'_0(f)e^{\gamma\xi}, \tag{40} \quad \vec{E}(\zeta, f) = \vec{E}_0(f)e^{-\gamma\zeta} = \vec{E}_0(f)e^{-\gamma\vec{r} \cdot (\pm\hat{\zeta})}, \tag{42}$$

$$\vec{H}(\zeta, f) = \vec{H}_0(f)e^{-\gamma\xi} + \vec{H}'_0(f)e^{\gamma\xi}. \tag{41} \quad \vec{H}(\zeta, f) = \vec{H}_0(f)e^{-\gamma\zeta} = \vec{H}_0(f)e^{-\gamma\vec{r} \cdot (\pm\hat{\zeta})}.$$

Siendo $\vec{E}_0(f)$, $\vec{E}'_0(f)$, $\vec{H}_0(f)$ y $\vec{H}'_0(f)$ vectores complejos dependientes solamente de la frecuencia, y γ también complejo.

Pero los campos buscados para satisfacer la propagación en la dirección de la coordenada constante fija (z) por la simetría del problema se toma en cuenta al término $-\gamma\xi$, cuya forma final es la ecuación (42) que definen los procesos de propagación de energía electromagnética en las direcciones $\hat{n} = \pm\hat{\zeta}$.

Lo que permite escribir en el dominio de la frecuencia la estructura básica de una onda plana homogénea referida a la dirección del flujo de energía en la forma:

$$\vec{E}(\zeta, f) = \vec{E}_0(f)e^{-\gamma\hat{n} \cdot \vec{r}}, \tag{43}$$

$$\vec{H}(\zeta, f) = \vec{H}_0(f)e^{-\gamma\hat{n} \cdot \vec{r}}.$$

2.6.2 Características generales

A través de operadores matemáticos y sustituciones en las ecuaciones de Maxwell en el dominio de las frecuencias (34)-(37) se obtienen, dos expresiones que relacionan al vector normal de propagación con el campo eléctrico tanto magnético,

dando como resultado que los campos electromagnéticos son transversales a la energía prepagada.

$\hat{n} \cdot \vec{H}_0(f) = 0$	(44)	$\hat{n} \cdot \vec{E}_0(f) = 0.$	(45)
----------------------------------	-------------	-----------------------------------	-------------

Y la relación entre un campo magnético con el campo eléctrico y viceversa [41];

$$\vec{H}_0(f) = \frac{\gamma}{i\omega\mu} \hat{n} \times \vec{E}_0(f) \quad (46) \quad \text{donde,} \quad \eta = \frac{i\omega\mu}{\gamma} = \frac{\gamma}{i\omega\varepsilon} = \sqrt{\mu/\varepsilon}, \quad (47)$$

$$= \frac{1}{\eta} \hat{n} \times \vec{E}_0(f);$$

la ecuación (47) es un parámetro con dimensiones de impedancia, característico del medio y denominado impedancia intrínseca que es *la análoga cantidad para una onda plana que viaja a través de un medio dieléctrico*.

Observar que si $\eta \in \mathbb{R}$, entonces, las componentes de los vectores $\vec{H}_0(f)$ y $\vec{E}_0(f)$ poseen la misma fase.

Y de la anterior relación (46), esto conduce de manera inmediata a [49]:

$$\vec{H}_0(f) \cdot \vec{E}_0(f) = 0. \quad (48)$$

Cuyo parámetro γ que es expresada en las ecuaciones (46)-(47) se le llama **constante de propagación**, es una función compleja de ω , cuya dimensión es el inverso de la longitud [1/m] y esta descrita como:

$$\gamma = \alpha + i\beta, \quad (49)$$

$\alpha = \text{Re}(\gamma) \rightarrow$ **Constante de atenuación** [neper/m] ($1\text{neper} = \ln\left(\frac{\text{voltaje}_1}{\text{voltaje}_2}\right)$), y caracteriza la variación de tipo exponencial que con ζ representan las amplitudes de los campos, en simetría cilíndricas describe la forma en que disminuyen las amplitudes de los campos ($\vec{H}_0(f)$, $\vec{E}_0(f)$) al desplazarse en el sentido \hat{z} [41, 46].

$\beta = \text{Im}(\gamma) \rightarrow$ **Constante de fase** [rad/m], y caracteriza la variación que con ζ representan las fases de las componentes de los campos, en simetría cilíndricas describe la forma en que varía la fase de dichos campos al alterar \hat{z} [41-46].

Añadiendo, un concepto estrechamente relacionado con la constante de fase es la longitud de onda λ y que define como la mínima distancia entre cresta y cresta o valle-valle ver Fig. 19, expresado como:

$$e^{-i\beta\zeta} = e^{-i\beta(\zeta+\lambda)}, \quad (50) \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\text{Im}(\gamma)}. \quad (51)$$

2.6.3 Propagación en diferentes medios

Se ha visto que la variación que con ζ experimentan los campos de una onda plana homogénea esta determinada por el parámetro denominado constante de propagación, que solo depende del medio y de la frecuencia ver Tabla 3 [46-47].

Sin pérdidas.	Sin pérdidas magnéticas.	Buenos dieléctricos.	Buenos conductores.
$\epsilon, \mu \in \mathbb{R}$	$\mu \in \mathbb{R}, \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \in \mathbb{C}$	$\mu \in \mathbb{R}, \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \in \mathbb{C}$	$\mu \in \mathbb{R}, \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \in \mathbb{C}$
$\gamma = \sqrt{-\omega^2 \mu \epsilon} i \omega \sqrt{\mu \epsilon}$	$\gamma^2 = -\omega^2 \mu (\epsilon' - i\epsilon'') = -\omega^2 \mu \epsilon' (1 - i \tan \delta)$	$\gamma = i \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \sqrt{1 - i \tan \delta}$	$\gamma \approx \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon' \tan \delta}{2}} (1 + i) \approx (1 + i) \sqrt{\pi f \mu \sigma} = \frac{1 + i}{\delta}$
$\alpha = 0$	$\alpha = \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\cos \delta} - 1 \right)} \geq 0$	$\alpha \approx \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \frac{\tan \delta}{2} \approx \beta \frac{\tan \delta}{2}$	$\alpha = \beta = \frac{1}{\delta} = \sqrt{\pi f \mu \sigma}$
$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \omega / c$	$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\cos \delta} + 1 \right)} \geq 0$	$\beta \approx \omega \sqrt{\mu \epsilon'}$	
$\eta = \sqrt{\mu / \epsilon} \approx 120\pi \approx 377 \in \mathbb{R}$	$\eta = \eta_r + \eta_i = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon' (1 - i \tan \delta)}}$	$\eta \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \left(1 + i \frac{\tan \delta}{2} \right)$	$\eta = \frac{i \mu \omega}{(1 + i) / \delta} = \frac{1 + i}{\sigma \delta}$
$\mu = \mu_0, \epsilon = \epsilon_0$	$\eta_{reflejado} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \frac{\sqrt{\cos \delta (1 + \cos \delta)}}{2} \geq 0$ $\eta_{incidente} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \frac{\sqrt{\cos \delta (1 - \cos \delta)}}{2} \geq 0$	$\tan \delta \ll 1$	$\tan \delta \gg 1$ $\tan \delta (\omega) \approx \frac{\sigma}{\omega \epsilon'}$ $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$ $\lambda = 2\pi \delta$

Tabla 3. Constantes para la identificación de la propagación en diferentes medios o materiales [46].

Medios sin pérdidas:

Cualquier medio que no sea el vacío siempre tiene pérdidas, aunque estas sean pequeñas, pero son muchos los que, aproximadamente, pueden considerarse como medios sin pérdidas, ver Fig. 27.

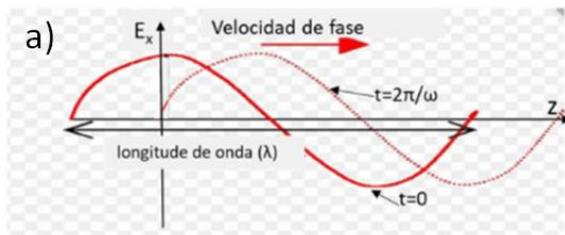
Medios sin pérdidas magnéticas:

Las expresiones obtenidas se pueden simplificar en los casos de materiales, además de no presentar pérdidas magnéticas, pueden ser considerados buenos dieléctricos o buenos conductores, ver Fig. 27.

Onda plana en un medio sin pérdidas

$$E = i E_0 e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Tomando parte real: $E_x = E_0 \cos(\omega t - \beta z)$ (v/m)



Onda plana en un medio con pérdidas

$$E = i E_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Tomando parte real: $E_x = E_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z)$ (v/m)

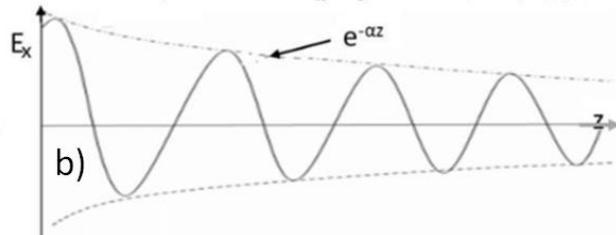


Fig. 27. a) Onda plana en un medio sin pérdida, b) Onda plana en un medio con pérdida [47].

Buenos dieléctricos:

Son materiales que se verifica cuando el tangente del ángulo de pérdidas es muy pequeño, es decir, $\tan \delta \ll 1$, ver Fig. 28.

Esta condición permite obtener expresiones más sencillas tanto para la constante de propagación como para la impedancia intrínseca [46].

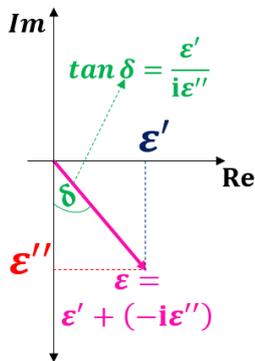


Fig. 28. Representación esquemática de la permitividad eléctrica en el campo de los complejos y el ángulo de pérdida δ .

Buenos conductores:

Estos materiales sin pérdidas magnéticas para que sean un buen conductor se verifica cuando el $\tan \delta \gg 1$.

Prácticamente, todas sus pérdidas de energía proceden del fenómeno de conducción y están fuertemente relacionado con su conductividad σ .

Además, $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$, ver Fig. 29, es un parámetro vinculado con las características propias del material denominada como profundidad de penetración con dimensiones de longitud [m].

En consecuencia, en los buenos conductores tanto la constante de atenuación α como la constante de fase β toman valores muy grandes debido al elevado valor de la conductividad, por lo que, la longitud de onda y la profundidad de penetración son proporcionales $\lambda \propto \delta$ teniendo valores muy pequeños en estos materiales [46].

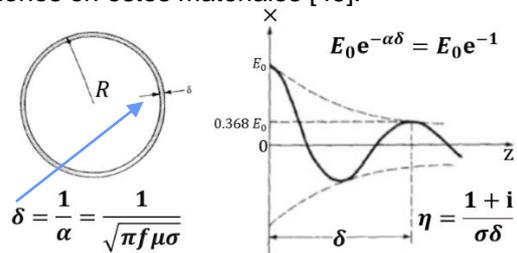


Fig. 29. Diagrama del efecto skin/profundidad en la penetración de una onda electromagnética en un medio conductor [https://slideplayer.es/slide/149303/, 2014].

2.7 Propagación de ondas guiadas

Los problemas tridimensionales son demasiados complicados para su estudio sin alguna restricción. Para ello, centraremos nuestro estudio en aquellas situaciones que puedan ser descritas en un sistema coordenado curvilíneo (u_1, u_2, u_3) que posea simetría de traslación, en otras palabras, en el que una de las familias de superficie de coordenadas, por ejemplo, la $u_3 = cte$, sea un conjunto de planos paralelos entre sí y la intersección de uno de esos planos con las otras 2 familias de superficie coordenadas, las $u_1 = cte$ y $u_2 = cte$, sea independiente del plano elegido [41].

Ejemplos típicos de esta situación son los sistemas cartesianos y cilíndricos.

El interés de este tipo de geometría estriba en que la mayor parte de las estructuras utilizadas para transmitir información por medios electromagnéticos son sensiblemente coincidentes con la situación descrita, en nuestro estudio la fibra óptica posee un perfil geométrico cilíndrico.

En los sistemas que poseen simetría de traslación contienen factores de escala h_1 , h_2 y h_3 , tales que:

$$\begin{aligned} 1) \quad & h_3 = 1 = cte, \\ 2) \quad & \frac{\partial h_1}{\partial u_3} = \frac{\partial h_2}{\partial u_3} = 0. \end{aligned}$$

Por otra parte, los vectores unitarios son, en estos sistemas, independientemente de la coordenada u_3 y, en particular, \hat{u}_3 es un vector constante. Esas propiedades conducen a una serie de simplificaciones en las ecuaciones de Maxwell (34)-(37) que facilitan su resolución [41].

En este apartado, a la coordenada $u_3 = z$, tal como suele hacerse habitualmente en las coordenadas cilíndricas.

A partir de aquí, la constante de propagación ya antes mencionada pasará de simbología de $\gamma \rightarrow \gamma_0$, por lo que las ecuaciones de onda para el campo magnético y eléctrico pasa a tener la forma de [41]:

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} + \omega^2 \mu \epsilon \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0 \rightarrow \nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} - \gamma_0^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0, \quad (52)$$

Tomaremos al campo eléctrico de la ecuación (52) para continuar con el desarrollo teórico, pero el procedimiento es similar para el campo magnético, entonces:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_t + \vec{E}_z = (E_{u_1}, E_{u_2}, 0) + (0, 0, E_z); \\ &\quad \vdots \\ \nabla^2 \vec{E}_t + \nabla^2 \vec{E}_z - \gamma_0^2 \vec{E}_t - \gamma_0^2 \vec{E}_z &= 0, \\ &\quad \vdots \\ \nabla^2 \vec{E}_t - \gamma_0^2 \vec{E}_t &= 0, \\ \nabla^2 \vec{E}_z - \gamma_0^2 \vec{E}_z &= 0. \end{aligned} \quad (53)$$

donde, \vec{E}_t se designa como la parte del \vec{E} transversal a z (la contenida en un plano $z = cte$) y con \vec{E}_z la componente en dirección \hat{z} , teniendo como resultado la ecuación de onda (53) descompuesta para ambas regiones.

Por medio de sustituciones y manipulaciones matemáticas entre las ecuaciones (53), se obtiene lo siguiente:

$$\nabla^2 E_z + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - \gamma_0^2 E_z = 0 \rightarrow E_z = F_E(u_1, u_2)Z(z). \quad (54)$$

En la ecuación (54), cuya solución a la componente en z del campo eléctrico es representada por dos funciones con dependencia a las coordenadas de traslación del sistema dado.

Aplicando la técnica de ecuaciones diferenciales parciales en la ecuación (54) y manipulando sus términos, da como resultado la siguiente expresión:

$$\frac{\nabla_t^2 F_E}{F_E} + \frac{Z''}{Z} - \gamma_0^2 = 0 \rightarrow \frac{Z''}{Z} = \gamma^2. \quad (55)$$

Donde, γ es una constante de separación que indicará las condiciones necesarias para el desarrollo matemático, y así encontrar las soluciones para distintos perfiles

geométricos que cumplan con lo anterior, y la solución para E_z posee términos exponenciales con la forma:

$$E_z = F_E(u_1, u_2)(Ae^{\gamma z} + Be^{-\gamma z}), \quad (56)$$

siendo, $F_E(u_1, u_2)$ solución de la ecuación:

$$\begin{aligned} \nabla^2 F_E - (\gamma_0^2 - \gamma^2)F_E &= 0, \\ \gamma_c^2 &= \gamma_0^2 - \gamma^2. \end{aligned} \quad (57)$$

De la ecuación (56) se elige a la exponencial con el signo negativo debido a la dirección con la que traslada dicho problema.

En sistemas con simetría de traslación de \vec{E} y \vec{H} en la dirección de invarianza obtiene la forma [40-41]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_z &= \hat{z} F_E(u_1, u_2)Be^{-\gamma z}, \\ \vec{H}_z &= \hat{z} F_H(u_1, u_2)De^{-\gamma z}, \\ &\vdots \\ \nabla_t^2 F_{E,H} - \gamma_c^2 F_{E,H} &= 0. \end{aligned} \quad (58)$$

donde, F_E y F_H son soluciones independientes de la ecuación (58).

Nótese que la constante de separación γ no tiene por qué ser la misma en \vec{E}_z que en \vec{H}_z .

2.7.1 Vector de Poynting

En el estudio de campos electrostáticos, se encuentra que $\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}$, lo que implica que el campo electrostático es conservativo; al estudiar los campos variables con el tiempo, el rotacional del campo eléctrico deja de ser nulo, $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ lo que significa que el campo eléctrico, al ser dependiente del tiempo, no es conservativo (se transforma en energía mecánica o de otro tipo).

La energía transportada por el campo electromagnético a través del espacio, depende de la energía suministrada a la fuente en la que el campo electromagnético se genera, debiendo mantenerse el equilibrio o la relación entre la velocidad de transporte de energía (propagación), la transferencia de energía al medio (efectos disipativos) y la energía asociada a los campos. Entonces, a partir del sistema de ecuaciones de Maxwell (25)-(28) se describe la energía que posee el campo electromagnético (que puede ser determinada a partir de las amplitudes de la intensidad del campo eléctrico y de intensidad magnética) [85]:

$$\int_V \vec{E} \cdot \vec{J}_{ef} dV = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \oint_V (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) dV - \oint_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{n} ds. \quad (59)$$

La ecuación (59) representa el **TEOREMA DE POYNTING** en forma integral.

El primer miembro de la igualdad es la potencia suministrada por todos los generadores existentes dentro del volumen V , resultado que representa la energía que se transforma en calor, por el efecto Joule (la densidad de corriente \vec{J}_{ef} puede ser de conducción o de convección).

El segundo miembro consta de dos sumandos, el primero, la energía almacenada en los campos eléctricos y magnéticos, y el segundo término representa la potencia transmitida o potencia irradiada, a través de ds , a la región exterior a \vec{S} . Este flujo de energía del campo electromagnético, a través de una superficie cerrada, se caracteriza por el vector \vec{S} , llamado el **vector de Poynting** que es igual a [84, 85]:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (60)$$

El vector de Poynting es otra forma de ver que las ondas electromagnéticas transportan energía a través del espacio desde un transmisor hasta un receptor.

En el producto vectorial anterior (60), los campos se suponen reales. Pero si \vec{E} y \vec{H} se expresan en forma compleja y dependen en común del tiempo ($e^{i\omega t}$), es decir, $\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}\}$ y $H(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}\}$.

Ya que en el caso general se producen pérdidas en el dieléctrico por lo cual existe una atenuación expresada a través de la constante de atenuación α que altera los campos eléctricos y magnéticos [84].

Por consiguiente, $\langle \vec{S} \rangle$ corresponde al valor medio o promedio temporal de la potencia irradiada o intensidad media de radiación está dada por;

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}^*(\vec{r})\} \quad [W/m^2]. \quad (61)$$

La $\langle \vec{S} \rangle$ es una función vectorial de la potencia de Poynting que depende de la posición, pero, por ser un promedio temporal, es invariable en el tiempo y refleja el valor de la densidad de potencia promedio que porta la onda. Donde \vec{H}^* es el complejo conjugado de la intensidad del campo magnético \vec{H} [84, 85].

2.7.2 Clasificación de soluciones

Las posibles soluciones de las ecuaciones que gobiernan \vec{E}_z y \vec{H}_z puede agruparse en familias que poseen características específicas.

Cada una de sus familias, que ya hemos denominado anteriormente como modos, cuya defenecía es la existencia o no de \vec{E}_z y/o \vec{H}_z como se muestra en la Fig. 30, y se clasifican de la siguiente manera [41], recordando que: $\gamma_0^2 = -\omega^2 \mu \epsilon$.

Modos transversales electromagnéticos (Modos TEM).

$$\text{Cuando } \vec{E}_z = 0 = \vec{H}_z.$$

Corresponde a la solución trivial de las ecuaciones para F_E y F_H .

Solo admite campos \vec{E} y \vec{H} contenidos en planos perpendiculares al eje z (\vec{E}_t y \vec{H}_t), cuya ecuación a resolver es [41]:

$$\vec{E}_{TEM} = \vec{F}_{E_t}(u_1, u_2)e^{-\gamma_0 z}, \quad (62)$$

Y \vec{F}_{E_t} cumple la ecuación:

$$\vec{\nabla}_t \times \vec{E}_t = -i\omega\mu\vec{H}_t = 0, \quad \frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial z^2} - \gamma_0^2 \vec{E}_t = 0. \quad (63)$$

El vector \vec{H} se obtiene a partir del \vec{E} mediante la relación:

$$\vec{H}_t = \frac{\gamma_0}{i\mu\omega} \hat{z} \times \vec{E}_t = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{\sqrt{\mu/\epsilon}} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{\eta}. \quad (64)$$

Se define a la impedancia intrínseca del medio como:

$$\eta = Z_{TEM} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{\vec{H}_t}. \quad (65)$$

Modos transversales magnéticos (Modos TM)

Cuando $\vec{H}_z = 0$.

Es la solución para las ecuaciones de F_E .

Solo admite campos \vec{H} contenidas en planos perpendiculares al eje z , cuya ecuación a resolver es [41]:

$$\vec{E}_z = \hat{z} F_E(u_1, u_2) e^{-\gamma z}, \quad (66)$$

donde; $F_E(u_1, u_2)$ es solución de la ecuación (67):

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 F_E - \gamma_c^2 F_E &= 0 \\ \rightarrow \gamma_c^2 &= \gamma_0^2 - \gamma^2 \end{aligned} \quad (67)$$

Al utilizar las ecuaciones (34)-(37) se obtiene;

$$-\gamma_0^2 \vec{H}_t = i\omega\epsilon \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_z + \vec{\nabla}_z \times (\vec{\nabla}_z \times \vec{H}_t),$$

notando que:

$$\vec{\nabla}_z \times (\vec{\nabla}_z \times \vec{H}_t) = \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial z^2}.$$

Para finalmente obtener;

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial z^2} - \gamma_0^2 \vec{H}_t = i\omega\epsilon \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_z. \quad (68)$$

La solución de la ecuación (62) es la homogénea que corresponde al modo TEM ya estudiado, así que los modos TM se obtienen por:

$$\vec{H}_t = \frac{i\omega\epsilon}{\gamma_c^2} \vec{\nabla}_t E_z \times \hat{z}. \quad (69)$$

A través de un proceso análogo resulta que:

$$\vec{E}_t = \frac{\gamma}{\gamma_c^2} \vec{\nabla}_t E_z$$

y, por tanto;

$$\vec{H}_t = \frac{i\omega\varepsilon}{\gamma} \hat{z} \times \vec{E}_t.$$

Consiguiendo las componentes \vec{E}_t y \vec{H}_t a partir de la componente \vec{E}_z .

Terminando con la impedancia del modo TM se define como;

$$Z_{TM} = \eta_{TM} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{\vec{H}_t} = \frac{\gamma}{i\omega\varepsilon}. \quad (70)$$

Modos transversales eléctricos (Modos TE)

Cuando $\vec{E}_z = 0$.

Aquí, corresponde a la solución de las ecuaciones para F_H .

Solo admite campos \vec{E} contenidas en planos perpendiculares al eje z , cuya ecuación a resolver es [41]:

$$\vec{H}_z = \hat{z} F_E(u_1, u_2) e^{-\gamma z}, \quad (71)$$

donde; $F_H(u_1, u_2)$ es solución de la ecuación:

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 F_H - \gamma_c^2 F_H &= 0 \\ \rightarrow \gamma_c^2 &= \gamma_0^2 - \gamma^2. \end{aligned} \quad (72)$$

Luego, utilizando nuevamente las ecuaciones (34)-(37) obtenemos;

$$\begin{aligned} -i\omega\mu\vec{H}_t &= \vec{\nabla}_z \times \vec{E}_t, \\ \vec{\nabla}_t \times \vec{H}_z + \vec{\nabla}_z \times \vec{H}_t &= i\omega\varepsilon\vec{E}_t. \end{aligned}$$

Y operando con aritmética matemática, se obtiene;

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial z^2} - \gamma_0^2 \vec{E}_t = i\omega\mu \vec{\nabla}_t \times \vec{E}_z. \quad (73)$$

Con lo que, desechado de nuevo la solución de la homogénea (modos TEM), obtenemos:

$$\vec{H}_t = \frac{\gamma}{\gamma_c^2} \vec{\nabla}_t H_z = \frac{\gamma}{i\omega\mu} \hat{z} \times \vec{E}_t,$$

y por tanto

$$\vec{E}_t = \frac{i\omega\mu}{\gamma_c^2} \vec{H}_z \times \hat{z}$$

Y así se obtienen las componentes transversales de \vec{E} y \vec{H} a partir de la componente \vec{H}_z . Para finalizar, podemos definir la impedancia del modo TE como;

$$Z_{TE} = \eta_{TE} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{\vec{H}_t} = \frac{i\omega\mu}{\gamma}. \quad (74)$$

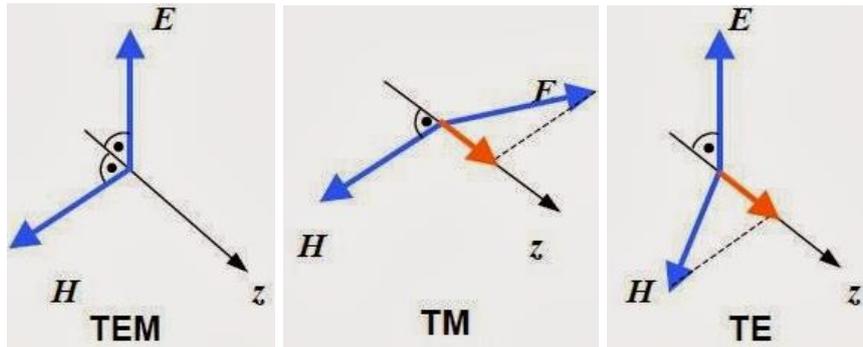


Fig. 30. Clasificación de los modos transversales que se producen en una guía con simetría cilíndrica. [<http://grupo5-guiadeondas.blogspot.com/2013/11/mododominante.html>, 2013].

Dado que \vec{E}_z y \vec{H}_z son independientes, las soluciones con $\vec{E}_z \neq 0$ y $\vec{H}_z \neq 0$ puede obtenerse como superposición de las anteriores y no forman por tanto una familia separada de las ya descritas.

La solución general del problema es combinación lineal de las soluciones *TEM*, *TE* y *TM*, siendo las condiciones de contorno o frontera las que determinan tanto las constantes de separación (γ 's) (55) y (57) como los coeficientes de la combinación adecuados al caso específico en estudio, sea en el plano cartesiano o en cualquier configuración geométrica que cumpla las condiciones ya establecidas en un principio.

Es evidente que la técnica de separación de la variable z falla en la frontera del problema en un cilindro recto, cuya sección puede ser cualquiera, con sus tapas, o las condiciones de frontera dependientes de z , ya que entonces $F(u_1, u_2)$ sería función de z , en contra de lo supuesto [41].

En los casos en que es aplicable, son las condiciones de contorno laterales las que definen la forma específica de variación de los modos con las coordenadas u_1 , u_2 y z , es decir, las F_E , F_H y γ , cuya determinación es un problema bidimensional en u_1 y u_2 , mientras que las condiciones en los planos $z = cte$ (excitación y carga) determina cuánto y cuáles son los modos que es necesario combinar y con qué coeficientes.

Lo anterior ha utilizado la solución que varía con z de la forma $e^{-\gamma z}$, donde γ es la raíz principal de γ^2 . La experiencia adquirida al estudiar las ondas planas nos permite asegurar que la solución que contiene $e^{\gamma z}$ en nada se diferencia del anterior, salvo en que los papeles de los sentidos positivo y negativo del eje z se han intercambiado.

Todas las relaciones obtenidas al analizar los modos se conservan, solamente se intercambiaría en las expresiones γ por $-\gamma$, y la definición de la impedancia debe modificarse, escribiéndose ahora [41];

$$Z_{MODO} = \frac{(-\hat{z}) \times \vec{E}_t}{\vec{H}_t}. \quad (75)$$

Recordando que, $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i\beta(\omega)$ y $\lambda(\omega) = \frac{2\pi}{\beta(\omega)}$ y definiendo a la velocidad de fase como:

$$v_f(\omega) = \omega / \beta(\omega), \quad (76)$$

o velocidad en dirección z , con que se desplazan los planos de fase constante para una onda de luz monocromática, sin embargo, en la práctica esto es imposible producir a la perfección, y la energía de la luz es generalmente compuesta por la suma de ondas planas cuyas componentes de propagación poseen diferentes frecuencias [41, 44].

Para esto, existe otra situación y es cuando un grupo de ondas con frecuencias similares se propagan dando como resultado una combinación de dos o más ondas viajeras conocidas como paquetes de onda, estos paquetes no viajan con una velocidad de fase individual, pero si son observadas a través de la velocidad de grupo, ver Fig. 31 [44].

$$v_g = \frac{\delta\omega}{\delta\beta}, \quad (77)$$

la velocidad de grupo es de gran importancia en el estudio para las características de transmisión en las fibras ópticas, así como en las características de propagación de grupos de ondas observables o paquete de luz, además de que se interpreta como la velocidad a la que el pico de un impulso temporal se propagará en ausencia de las no linealidades, en otras palabras, es la velocidad a la cual la energía de un modo en particular se propaga a través de la fibra [44, 49].

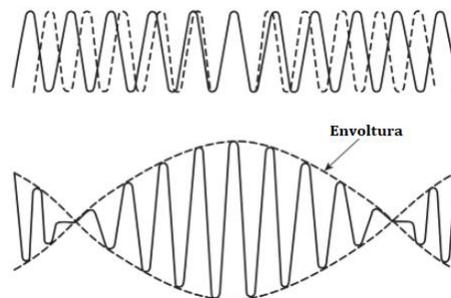


Fig. 31. Esquema de la formación de un paquete de onda combinando dos ondas con una frecuencia muy cercana, esta envolvente para un grupo de ondas viajeras posee una velocidad de grupo v_g [44].

Si la constante de atenuación es grande, los campos disminuyen muy rápidamente con z y no puede hablarse de una verdadera propagación, por lo que se distinguen dos situaciones;

- a) $\beta(\omega) > \alpha(\omega) \rightarrow$ el modo se propaga.
- b) $\beta(\omega) < \alpha(\omega) \rightarrow$ el modo no se propaga, es decir, se encuentra en la frecuencia de corte.

Añadiendo, que sólo las especificaciones de las condiciones de contorno laterales o de frontera proporcionarían información completa de las constantes de propagación [41].

2.8 Modos de propagación

2.8.1 Modos en una guía plana

Se pueden analizar los modos en una guía de onda plana como una superposición de ondas que se propagan con múltiples reflexiones, como se hizo en el apartado anterior, el análisis tendrá también resultados para una fibra óptica como se muestra en la Fig. 32 que puede existir dos tipos de modos dependiendo de la orientación del campo eléctrico \vec{E} y magnético \vec{H} en el plano.

Con la polarización del campo en el plano $x-y$, el campo eléctrico estará completamente en la dirección z , formando el modo llamado modo transversal eléctrico TE , con el mismo análisis se tiene el modo transversal magnético TM [39]

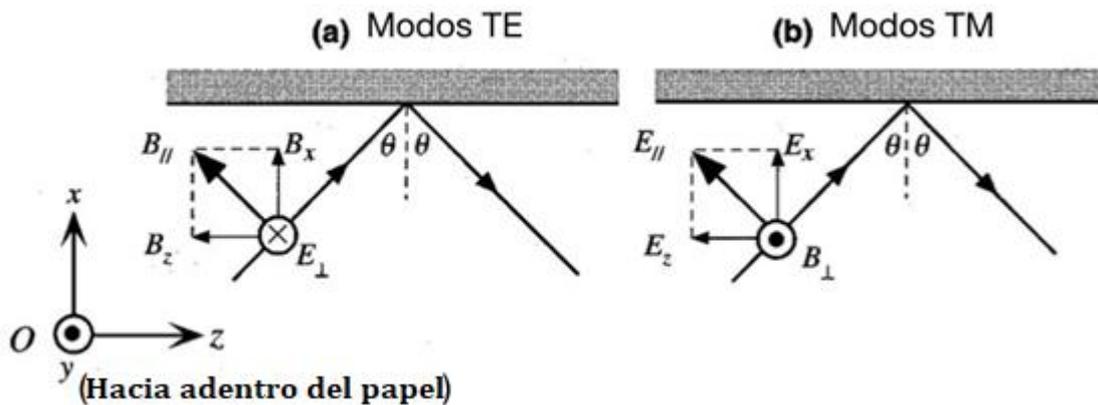


Fig. 32. Tipos de modos en una guía de onda plana. a) TE Modo transversal eléctrico. b) TM Modo transversal magnético [39].

Usando la teoría electromagnética se puede hacer análisis más detallado.

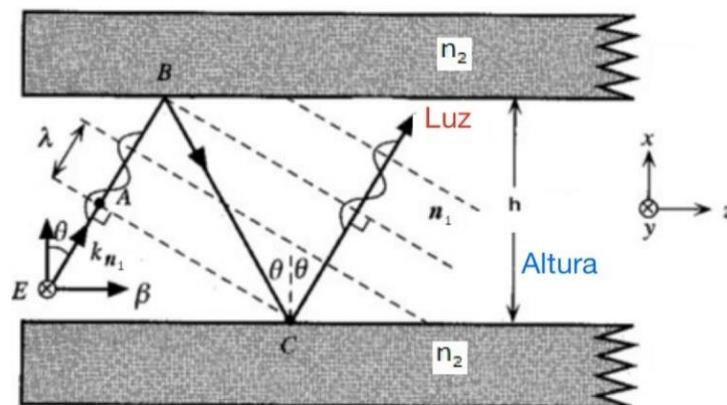


Fig. 33. Propagación de la onda a lo largo de guía en la dirección z [39].

La Fig. 33 muestra la propagación de la onda a lo largo de la guía en la dirección z .

El vector de propagación o vector de onda, que fue introducido anteriormente en la Fig. 24, en un medio con índice de refracción n_1 es;

$$\vec{k} = \vec{k}_0 n_1, \quad (78)$$

donde $|\vec{k}_0| = \beta = 2\pi/\lambda$, que corresponde la constante de propagación de fase.

El vector de propagación en una configuración planar posee dos componentes direccionales que corresponden a las constantes de propagación de fase;

$$\begin{aligned} \beta_x &= |\vec{k}_0| n_1 \sin \theta, \\ \beta_z &= |\vec{k}_0| n_1 \cos \theta, \end{aligned}$$

Sin embargo, la onda óptica es confinada efectivamente dentro de la guía y la distribución del campo eléctrico a lo largo de la dirección x no cambia mientras la onda se propaga a lo largo de z . Por lo que, la distribución de un campo estable en la dirección x es solo dependiente del periodo en z . Los rayos por los vectores de propagación con la interfaz tienen un valor particular que definen un grupo o congruencia de rayos, por lo tanto, la luz se propaga dentro de las guías planas en forma de modos discretos, cada uno tipificando por un valor distinto de θ [39, 44].

Teniendo en cuenta que los modos tienen una dependencia en z y además periódica con la forma de $e^{-i\beta z}$ y teniendo en cuenta que β_x es invariante a lo largo de la propagación, podemos asumir simplemente al parámetro $\beta_z = \beta$, que será usado para caracterizar los modos de propagación. Imaginemos que tenemos un medio infinito con índice de refracción n_1 y con una constante de propagación de fase escrita de la siguiente forma [44];

$$\beta = n_1 \frac{2\pi}{\lambda} = n_1 \frac{\omega}{c_{vel. \text{ en el vacío}}}, \quad (79)$$

donde se asume que la propagación ocurre en la dirección solamente en z , y esto va también para simetrías cilíndricas, y por tanto el $\cos \theta = 1$.

Entonces, utilizando la siguiente relación de la velocidad de fase;

$$v_f = c/n_1,$$

con la definición de velocidad de grupo para paquetes de onda tendiendo al límite $d\omega/d\beta$ y la constante de propagación de fase (79), se tiene que;

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{c}{\left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}\right)} = \frac{c}{N_g}. \quad (80)$$

El parámetro N_g se conoce como índice de grupo de la guía.

La solución general para los campos en un modo guiado dependiente de la constante de propagación de fase posee la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)},\end{aligned}\tag{81}$$

donde E y H son el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente, la frecuencia angular está dada por $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, c es la velocidad de la luz [39].

La geometría planar indica que no hay variación del campo en la dirección y , es decir $\frac{\partial(\vec{E}, \vec{H})}{\partial y} = 0$, sustituyendo las dos ecuaciones (81) en las ecuaciones de Maxwell (34)-(37) para un medio isotrópico [39]:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},\end{aligned}\tag{82}$$

Teniendo como resultado en el dominio de las frecuencias los modos:

$$\begin{aligned}TE: \quad E_y &= -\frac{\omega\mu}{\beta} H_x, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu H_z, \\ TM: \quad H_y &= -\frac{\omega\varepsilon}{\beta} E_x, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_z,\end{aligned}\tag{83}$$

Las dos ecuaciones de (83) corresponden a los modos en estados de polarización ortogonales a la dirección de su propagación (z , para este caso).

Recordando que, ver Fig. 30:

$TE(E_z = 0)$, es el modo transversal eléctrico, que involucre las componentes E_y , H_x y H_z , el campo eléctrico está polarizado en la dirección y . del mismo modo para $TM(H_z = 0)$, modo transversal magnético, que involucra a las componentes H_y , E_x y E_z , donde el campo magnético está polarizado a lo largo de la dirección y .

Cualquier otra dirección del campo eléctrico (o magnético), siempre perpendicular a la dirección de propagación, podrá descomponerse en función de dos componentes, una paralela y otra perpendicular al plano de incidencia (plano de la hoja) [39].

2.8.2 Modos en una fibra óptica

Para el caso de una fibra óptica los componentes no se separan en grupos desacoplados de ondas TE y TM como en las guías planas. La teoría nos dice que el campo eléctrico y magnético satisfacen a la ecuación (84) de la onda plana y homogénea de la onda electromagnética que desacopla al campo \vec{E} y al \vec{H} ;

$$\begin{aligned} \nabla^2(\vec{E}, \vec{H})(\vec{r}, t) &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\vec{E}, \vec{H})}{\partial t^2} \\ &\vdots \\ \nabla^2 \vec{E}(\omega, t) + \omega^2 \epsilon \mu \vec{E}(\omega, t) &= 0, \\ \nabla^2 \vec{H}(\omega, t) + \omega^2 \epsilon \mu \vec{H}(\omega, t) &= 0, \end{aligned} \quad (84)$$

La velocidad de la luz o radiación electromagnética en el vacío es denotada por $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$, aplicando la transformada de Fourier a la ecuación (84) para llevar dicha expresión del dominio del tiempo al dominio de nuestro interés que se centra en las frecuencias al par de ecuaciones (84) son conocidas como las **ecuaciones de HELMHOLTZ**, y para cada una su campo respectivamente cuyas soluciones representan la propagación de las ondas del campo electromagnético a través de cualquier medio [35, 39].

En la práctica, y en esta tesis, se ha definido a k como el número de onda en el medio de propagación por la siguiente expresión:

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = nk_0, \quad (85)$$

donde, k_0 es el número de onda en el espacio libre y es una magnitud de frecuencia que indica el número de veces que vibra o recorre una onda en una unidad de distancia $\rightarrow k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Señalando que β y k_0 a pesar de poseer la misma igualdad en valor absoluto, el significado físico suele ser diferente y se debe tener cuidado en la interpretación y uso de ellos.

Además de que, el índice de refracción del medio de propagación relacionado con la permitividad y permeabilidad relativa $\rightarrow n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$.

A partir de la ecuación de Helmholtz (77) para los campos \vec{E} y \vec{H} y de la representación del número de onda en un medio (85), se obtiene la siguiente expresión equivalente;

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E}(\omega, t) + k_0^2 n^2 \vec{E}(\omega, t) &= 0, \\ \nabla^2 \vec{H}(\omega, t) + k_0^2 n^2 \vec{H}(\omega, t) &= 0. \end{aligned} \quad (86)$$

Al conjunto de soluciones que surgen de las ecuaciones (86) son los ya mencionados *modos electromagnéticos propagados* en una guía de onda como la fibra óptica que es la base de nuestro estudio [35].

Los modos en una fibra se pueden clasificar como modos guiados o confinados, modo de radiación y modos evanescentes.

En sistemas de comunicación utilizan sólo los modos guiados, por lo que a continuación se presentará un análisis exclusivamente para fibras ópticas de índice escalonado (ya que es el tipo más comercial y con el que se ha trabajado en los siguientes capítulos) donde:

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{en el núcleo, } \rho < r, \\ n_2 & \text{en el revestimiento, } \rho > r. \end{cases}$$

Considerando ρ como el radio del núcleo en la configuración de la fibra óptica con simetría cilíndrica.

Además, al solucionar las ecuaciones (34)-(37) para una guía con simetría cilíndrica se obtiene un *número finitos de modos guiados y un número infinito de modos que no están confinados ni guiados en el núcleo*. Esos modos no confinados en el núcleo son producto de que cierta radiación incidente en la fibra óptica se encuentra fuera del cono de aceptación y por ello es refractada fuera del núcleo. Estos modos son conocidos como *modos del revestimiento o modos refractados*.

Debido a que una fibra óptica estándar de comunicaciones cuenta con radios de núcleo y de revestimientos, se detallará más adelante, y finitos, no solo los modos del núcleo se propagan, sino que también los del revestimiento. Provocando un acoplamiento entre algunos de esos modos.

Existe otro tipo de modos, llamados *modos de fuga (leaky modes)*. Estos modos son parcialmente confinados en el núcleo de la fibra y se atenúan a cortas distancias debido a las pérdidas de radiación hacia afuera del núcleo. Dicha radiación perdida se debe al *efecto túnel* [43].

En un sistema de coordenadas cilíndricas, ver Fig. 34 las componentes del campo son representadas como;

$$\begin{aligned}\vec{E} &= (E_\rho, E_\varphi, E_z), \\ \vec{H} &= (H_\rho, H_\varphi, H_z),\end{aligned}\quad (87)$$

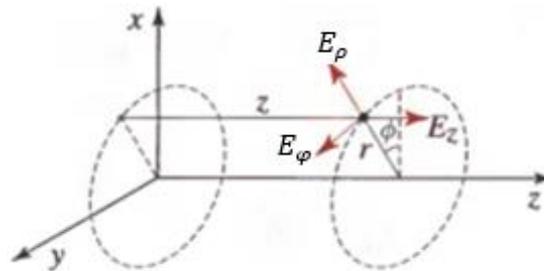


Fig. 34. Componentes del campo \vec{E} en coordenadas cilíndricas [35].

Tomando al campo eléctrico de una de las ecuaciones de Helmholtz, por simplicidad, la representación de coordenadas cilíndricas es definida por (88), cuya representación para el campo magnético es idéntica haciendo únicamente $\vec{E} \rightarrow \vec{H}$:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + (nk_0)^2 \vec{E} &= \left(\nabla^2 E_\rho - \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho} - \frac{E_\rho}{\rho^2} + (nk_0)^2 E_\rho \right) \hat{\rho} \\ &+ \left(\nabla^2 E_\varphi - \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial E_\rho}{\partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho^2} + (nk_0)^2 E_\varphi \right) \hat{\varphi} = 0 \\ &+ (\nabla^2 E_z + (nk_0)^2 E_z) \hat{z}\end{aligned}\quad (88)$$

Por lo tanto, la ecuación de Helmholtz para la componente z está descrita de siguiente forma;

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0. \quad (89)$$

Cuyo valor del operador Laplaciano en coordenadas cilíndricas es la siguiente:

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

De forma similar se puede representar para las otras componentes E_ρ, E_φ y \vec{H} [35].

La ecuación para la componente E_z (89) es resuelta por el método de separación de variables para una ecuación diferencial de derivadas parciales como se observó, expresada en tres funciones individuales para las componentes que lo conforman:

$$E_z(\rho, \varphi, z) = F(\rho)\phi(\varphi)Z(z). \quad (90)$$

Sustituyendo la ecuación (90) en la ecuación (89) y manipulando términos se obtienen tres ecuaciones diferenciales que corresponderán a cada una de las funciones $F(r)$, $\phi(\varphi)$ y $Z(z)$.

$$\left[\frac{F''(\rho)}{F(\rho)} + \frac{1}{\rho} \frac{F'(\rho)}{F(\rho)} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\phi''(\varphi)}{\phi(\varphi)} + n^2 k_0^2 \right] + \frac{Z''(z)}{Z(z)} = 0, \quad (91)$$

en consecuencia, al separar y agrupar los términos para cada función independiente se llega a definir un grupo de ecuaciones diferenciales (92)-(94) [35, 39];

$$\frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + \gamma^2 Z(z) = 0, \quad (92)$$

$$\frac{d^2 \phi(\varphi)}{d\varphi^2} + m^2 \phi(\varphi) = 0, \quad (93)$$

$$\frac{d^2 F(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF(\rho)}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \gamma^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F(\rho) = 0, \quad (94)$$

Por medio de una nueva variable γ_c que relaciona a la constante de propagación en un medio $\gamma_0 = \alpha + i\beta$ con la constante de propagación γ debido por las condiciones de frontera de la ecuación diferencial separable para la coordenada longitudinal en z , se establece las siguientes expresiones (95)-(96) que son de suma importancia [40]:

$$\gamma_c^2 = (nk_0)^2 - \gamma^2 = -\omega^2 \mu \varepsilon - \gamma^2, \quad (95)$$

$$\gamma_c^2 = \gamma_0^2 - \gamma^2 \quad \therefore \quad \gamma^2 = \gamma_0^2 - \gamma_c^2 \quad (96)$$

Resaltando que, la constante γ debe ser la misma para todas las regiones con las que se esté trabajando, en nuestro caso son dos regiones que se definió anteriormente, dado que si no fuera así no se podría satisfacer las condiciones de frontera para cualquier coordenada z .

Por lo tanto, la ecuación diferencial de $F(\rho)$ se representa como [35. 39-40, 43, 49]:

$$\frac{d^2 F(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF(\rho)}{d\rho} + \left(\gamma_c^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F(\rho) = 0. \quad (97)$$

Las soluciones a estas ecuaciones diferenciales (92)-(94) y (97) son resueltas de acuerdo con las características físicas del medio de propagación.

En el caso de una fibra óptica es necesario obtener las soluciones para el núcleo y para el revestimiento de manera independiente.

La solución de la ecuación (92) para la componente longitudinal z tiene la forma de;

$$Z(z) = e^{\pm\gamma z} \quad (98)$$

donde γ es la constante de propagación a lo largo de z [35, 39-40].

La ecuación con dependencia azimutal (93) tiene como solución a:

$$\phi(\varphi) = e^{im\varphi}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (99)$$

Teniendo en cuenta que la estructura presenta simetría de revolución en φ para valores de $\varphi = 0$ y $\varphi = 2\pi$, y que representa una familia completa de soluciones en la variable azimutal [35, 40].

La tercera ecuación (94) o ecuación (97) corresponde a la **ecuación diferencial de Bessel** y las soluciones son conocidas como funciones de Bessel de orden m , y que dependen del valor de la constante γ_c^2 . Para que su solución pueda cumplir los requisitos arriba impuestos, se deben satisfacer las condiciones:

$$\begin{aligned} -\gamma_{c_{\text{núcleo}}}^2 &\geq 0, \\ -\gamma_{c_{\text{revestimiento}}}^2 &\leq 0. \end{aligned}$$

Las soluciones radiales dependen del orden m . Debido a que viene dada por un número entero, *la solución de la ecuación de Helmholtz no es única*, y existen infinitas soluciones, cada una de las cuales dan lugar a un patrón de campo electromagnético transversal a la dirección de propagación z , el cual viene caracterizado por una variación radial y azimutal diferente. A cada uno de esos patrones es a lo que se denomina **modo** [49].

Como se mencionó anteriormente, de entre todas las posibles soluciones de campo que pueden existir en la estructura cilíndrica dieléctrica, presentan especial interés aquellas que permiten utilizar la estructura como sistema de transmisión de energía, es decir las soluciones de campo que propagan energía por el núcleo y proximidades fibra en dirección Z [40].

A estas soluciones se las denominan modos guiados o modo de superficie.

Existen otras soluciones de campo para la estructura, pero que no posee el comportamiento que se ha desarrollado como lo son, ver Fig. 35:

- ☒ **Los modos radiantes.**
- ☒ **Los modos evanescentes,**

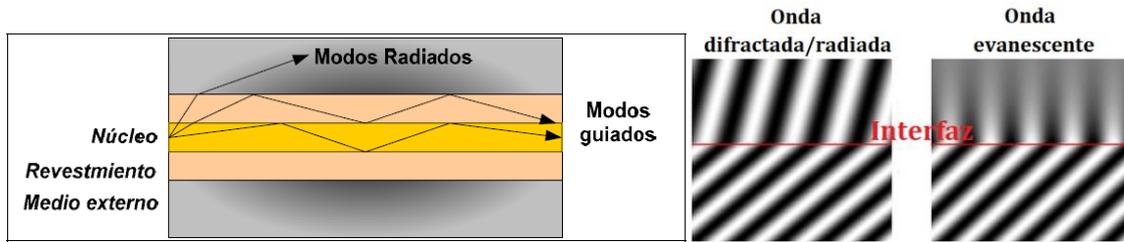


Fig. 35. Representación de los modos guiados, radiantes y evanescentes en una interfaz de una fibra óptica [48, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Evanescent_wave.jpg, 2006]

esas soluciones son además complicadas de calcular ya que constituyen al espectro continuo y no en el discreto como son los modos guiados.

Para poder satisfacer la condición donde la energía se encuentre fundamentalmente en el núcleo y sus proximidades, el campo de estos modos guiados debe decrecer a medida que se aleja del núcleo ($\rho \geq r$).

A partir de este apartado los subíndices tendrán la simbología representando una región de la fibra óptica:

$$1 \rightarrow \text{región } \rho \leq r \text{ (núcleo),}$$

$$2 \rightarrow \text{región } \rho \geq r \text{ (revestimiento).}$$

2.8.3 Solución a la ecuación de onda en el núcleo

En esta descripción teórica, la solución en esta región el signo del factor $\gamma_{c_1}^2$ es **considerado positivo**, por lo que, la consecuencia es una oscilación representada por funciones de *BESSEL DE PRIMER Y SEGUNDO TIPO*.

Teniendo en cuenta que;

$$-\gamma_{c_1}^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_1 + \gamma = \alpha^2 \quad (100)$$

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_0,$$

donde, la permeabilidad magnética para ambas regiones en la configuración cilíndrica posee el mismo valor que en el vacío como el caso más frecuentemente utilizado en la práctica [35, 40, 43, 49].

Continuando con la solución general para el núcleo corresponde a;

$$F(\rho) = C_1 J_m(\alpha\rho) + C_2 N_m(\alpha\rho). \quad (101)$$

Los términos $J_m(\alpha\rho)$ y $N_m(\alpha\rho)$ son funciones de Bessel de **orden m** de primer tipo/especie y del segundo tipo/especie también llamado como función de *Neumann* respectivamente.

Al considerar la interpretación física de la ecuación anterior, el término $N_m(\alpha\rho)$ es

2.8.4 Solución a la ecuación de onda en el revestimiento

En este apartado, la solución para la zona del revestimiento el signo del factor $\gamma_{c_2}^2$ es **considerado negativo** debido a la atenuación exponencial, las funciones de *BESSEL MODIFICADAS DE ORDEN m DE PRIMER Y SEGUNDO TIPO/ESPECIE*.

Teniendo en cuenta que;

$$+\gamma_{c_2}^2 = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_2 - \gamma = a^2. \quad (103)$$

La solución general para el revestimiento corresponde a;

$$F(\rho) = C_3 I_m(a\rho) + C_4 K_m(a\rho). \quad (104)$$

El término $I_m(a\rho)$ de orden m modificada de primer tipo/especie es eliminado debido a que crece indefinidamente con el argumento ρ , lo que provoca que en la interpretación física suponga una atenuación exponencial [40, 49, 51].

Por lo tanto, la solución general para una fibra óptica de índice escalonado en la región del revestimiento, considerando las condiciones de frontera, para la coordenada longitudinal z tiene la forma:

$$\rho \geq r = e^{im\phi} e^{\pm\gamma z} \begin{cases} E_{z_2} = A_2 K_m(a\rho) \\ H_{z_2} = B_2 K_m(a\rho) \end{cases} \quad (105)$$

eliminado porque representa una discontinuidad e impropiedad en el origen $r = 0$ [40, 49, 51].

Por lo tanto, la solución general para una fibra óptica de índice escalonado en la región del núcleo, considerando las condiciones de frontera, para la coordenada longitudinal z tiene la forma:

$$\rho \leq r = e^{im\varphi} e^{\pm i\gamma z} \cdot \begin{cases} E_{z_1} = A_1 J_m(\alpha\rho) \\ H_{z_1} = B_1 J_m(\alpha\rho) \end{cases} \quad (102)$$

donde, A_1 y B_1 son constantes que hacen cumplir a la función de satisfacer las condiciones de frontera [40].

donde, A_2 y B_2 son constantes que cumplan a la función de satisfacer las condiciones de frontera [40].

2.8.5 Condiciones de frontera/contorno

Teniendo en cuenta que la constante de propagación γ debe ser única para ambas regiones se pueden establecer la siguiente relación:

$$\alpha^2 + a^2 = \omega^2 \mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (n_1^2 - n_2^2) = k_0^2 (n_1^2 - n_2^2). \quad (106)$$

Para poder aplicar las condiciones de frontera a la onda electromagnética incidente entre los dos medios en el caso de una fibra óptica se debe cumplir que las componentes tangenciales $E_\rho, E_\varphi, H_\rho$ y H_φ de los campos electromagnéticos en ambas regiones deben ser igual en la frontera $r = \rho$ [40].

En consecuencia, las constantes que acompañan a las funciones de Bessel (102) y (105), se resuelven igualando en la frontera núcleo revestimiento tanto para el campo eléctrico como para el magnético en la componente z [40].

$$(E_{z_1} = A_1 J_m(\alpha\rho) e^{im\varphi} e^{\pm i\gamma z} = A_2 K_m(a\rho) e^{im\varphi} e^{\pm i\gamma z} = E_{z_2}) \Big|_{r=\rho}, \quad (107)$$

$$(H_{z_1} = B_1 J_m(\alpha\rho) e^{im\varphi} e^{\pm i\gamma z} = B_2 K_m(a\rho) e^{im\varphi} e^{\pm i\gamma z} = H_{z_2}) \Big|_{r=\rho}, \quad (108)$$

Obteniendo:

$$B_1 = \frac{J_m(a\rho)}{K_m(a\rho)} A_1 \quad \text{y} \quad B_2 = \frac{J_m(a\rho)}{K_m(a\rho)} A_2. \quad (109)$$

Al hallar las expresiones (102) y (105) que definen E_z y H_z para ambas regiones, el resto de las componentes son obtenidas a partir de las ecuaciones de Maxwell,

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{H} &= -i\omega\varepsilon\vec{E}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= i\omega\mu\vec{H}. \end{aligned} \quad (110)$$

Cuyas expresiones para las componentes $\vec{E}_t = (E_\rho, E_\varphi, 0)$ y $\vec{H}_t = (H_\rho, H_\varphi, 0)$ pueden ser escritas partiendo de la ecuación longitudinal usando las expresiones (111) [40]:

$$\vec{E}_t = \frac{1}{\gamma C_i} [\gamma \vec{\nabla}_t E_{z_i} + i\omega\mu_0 \vec{\nabla}_t H_{z_i} \times \hat{z}], \quad \vec{H}_t = \frac{1}{\gamma C_i} [\gamma \vec{\nabla}_t H_{z_i} - i\omega\varepsilon_i \vec{\nabla}_t E_{z_i} \times \hat{z}]. \quad (111)$$

Teniendo en cuenta que para las componentes transversales t_i :
 $t \rightarrow$ etiqueta a la componente radial ρ o la componente angular φ .
 $i = 1, 2 \rightarrow$ para asignar la región núcleo o revestimiento respectivamente.

Por ejemplo:

$$\vec{E}_{t_i} = \vec{E}_{\rho_1} = \frac{1}{\gamma^2} [\gamma \vec{\nabla}_\rho E_{z_1} + i\omega\mu_0 \vec{\nabla}_\rho H_{z_1} \times \hat{z}], \quad (112)$$

donde, $i = 1$ y tomando a $t = \rho$ como la componente radial (ρ) del vector del campo eléctrico transversal $\vec{E}_t = (E_\rho, E_\varphi, \theta)$

Continuando, el operador nabla para las componentes transversales tiene la forma $\vec{\nabla}_t = \vec{\nabla}_\rho + \vec{\nabla}_\varphi + \vec{0} = \frac{\partial}{\partial \rho} \hat{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \hat{\varphi} + 0\hat{z}$

Entonces, las expresiones (113) para los campos transversales del núcleo y del revestimiento respectivamente [35, 40], son;

$$\begin{aligned} \text{para } \rho \leq r; \begin{cases} E_{\rho_1} \\ E_{\varphi_1} \\ H_{\rho_1} \\ H_{\varphi_1} \end{cases} &= e^{im\varphi} e^{\pm\gamma z} \frac{-1}{\alpha^2} \cdot \begin{cases} \gamma\alpha A_1 J'_m(\alpha\rho) - \frac{\omega\mu_0 m}{\rho} B_1 J_m(\alpha\rho) \\ \frac{im\gamma}{\rho} A_1 J_m(\alpha\rho) - i\omega\mu_0 \alpha B_1 J'_m(\alpha\rho) \\ \gamma\alpha B_1 J'_m(\alpha\rho) + \frac{\omega\varepsilon_1 m}{\rho} A_1 J_m(\alpha\rho) \\ \frac{im\gamma}{\rho} B_1 J_m(\alpha\rho) + i\omega\varepsilon_1 \alpha A_1 J'_m(\alpha\rho) \end{cases} \\ & \quad (113) \\ \text{para } \rho \geq r; \begin{cases} E_{\rho_2} \\ E_{\varphi_2} \\ H_{\rho_2} \\ H_{\varphi_2} \end{cases} &= e^{im\varphi} e^{\pm\gamma z} \frac{1}{\alpha^2} \cdot \begin{cases} \gamma\alpha A_2 K'_m(\alpha\rho) - \frac{\omega\mu_0 m}{\rho} B_2 K_m(\alpha\rho) \\ \frac{im\gamma}{\rho} A_2 K_m(\alpha\rho) - i\omega\mu_0 \alpha B_2 K'_m(\alpha\rho) \\ \gamma\alpha B_2 K'_m(\alpha\rho) + \frac{\omega\varepsilon_2 m}{\rho} A_1 K_m(\alpha\rho) \\ \frac{im\gamma}{\rho} B_2 K_m(\alpha\rho) + i\omega\varepsilon_2 \alpha A_2 K'_m(\alpha\rho) \end{cases} \end{aligned}$$

A continuación, debe imponerse cumplimiento de las condiciones de salto en la discontinuidad de medios situada en $\rho = r$.

Donde, la continuidad de las componentes tangenciales, tanto de campo eléctrico como magnético son [40,49]:

$$\left. \begin{aligned} E_{z_1} &= E_{z_2} \\ H_{z_1} &= H_{z_2} \\ E_{\varphi_1} &= E_{\varphi_2} \\ H_{\varphi_1} &= H_{\varphi_2} \end{aligned} \right|_{\substack{\rho=r \\ \forall \varphi, z}} \quad (114)$$

Empleando a las ecuaciones tangenciales (114) para entablar las condiciones de frontera, y denominando [35, 39, 40]:

$$u = \alpha r, \quad (115)$$

$$w = \alpha r, \quad (116)$$

$$V^2 = u^2 + w^2, \quad (117)$$

con:

$$V = r[\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (n_1^2 - n_2^2)]^{\frac{1}{2}} = rk_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = rk_0 N.A. \quad (118)$$

NOTANDO QUE, a través del desarrollo teórico se establece la apertura numérica, que ya se describió anteriormente, y a V como un nuevo parámetro donde se denomina frecuencia normalizada.

2.9 La ecuación característica de una fibra óptica

En esta sección al escribir el sistema de ecuaciones que contempla a las componentes tangenciales de forma que las amplitudes complejas A_1 , A_2 , B_1 y B_2 sean las incógnitas, se obtiene el siguiente sistema homogéneo de ecuaciones [40]:

$$\begin{bmatrix} J_m(u) & -K_m(w) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_m(u) & -K_m(w) \\ \frac{-im\gamma J_m(u)}{\alpha^2 r} & \frac{-im\gamma K_m(w)}{a^2 r} & \frac{i\omega\mu_0 J'_m(u)}{\alpha} & \frac{i\omega\mu_0 K'_m(w)}{a} \\ \frac{i\omega\varepsilon_1 J'_m(u)}{\alpha} & \frac{i\omega\varepsilon_2 K'_m(w)}{a} & \frac{im\gamma J_m(u)}{\alpha^2 r} & \frac{im\gamma K_m(w)}{a^2 r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (119)$$

Para que el sistema de ecuaciones (119) posea solución distinta de la trivial ($A_1 = B_1 = A_2 = B_2 = 0$), el determinante de la matriz debe ser igual a cero. Desarrollando el valor del determinante se obtiene:

$$\left(\frac{K'_m}{aK_m} + \frac{J'_m}{\alpha J_m} \right) \left(n_1^2 \frac{J'_m}{\alpha J_m} + n_2^2 \frac{K'_m}{aK_m} \right) + \frac{m^2 k_0^2 \gamma^2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{r^2 (\alpha a)^4} = 0. \quad (120)$$

A esta ecuación se le conoce con el nombre de **ECUACIÓN DE DISPERSIÓN O ECUACIÓN CARACTERÍSTICA DE LOS MODOS DE LA FIBRA ÓPTICA CON ÍNDICE ESCALONADO** [35, 39, 40, 43, 49].

2.9.1 Parámetro V

Es definido por las siguientes ecuaciones:

$$V^2 = r^2(\alpha^2 + a^2) = rk_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = rk_0 N.A. = r \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (121)$$

El parámetro V , como se aprecia, relaciona la ecuación característica con las características físicas propias de una fibra óptica de:

- Radio del núcleo $\rightarrow r$,
- Índice de refracción del núcleo $\rightarrow n_1$,
- Índice de refracción del revestimiento $\rightarrow n_2$,
- Longitud de onda de la luz que incide/opera en la estructura cilíndrica dieléctrica $\rightarrow \lambda_{operación}$.

Este parámetro es un número adimensional y siempre que se cumpla la condición $V \leq 2.405$, la fibra óptica será considerada monomodal (propagación en un solo modo). Se propagarán más de un modo cuando se supere este valor denominando multimodal [35].

Por lo que, a una determinada frecuencia f , y para cada valor de m , existen infinitos valores de γ que satisfacen dicha ecuación, cada uno de los cuales se corresponde con un modo guiado, que denominaremos con los subíndices m y n [40].

$m \rightarrow$ indica el número de variaciones del campo con la variable angular φ .

$n \rightarrow$ corresponde con las variaciones de la solución con la variable radial ρ .

Así que, teniendo en cuenta las expresiones (116) y (117) que relacionan las constantes a y α con el radio del núcleo y la definición (118) de la frecuencia normalizada V , la ecuación característica de los modos guiados se puede describir como [40. 43, 49];

$$u^4 w^4 \left(\frac{K'_m}{wK_m} + \frac{J'_m}{uJ_m} \right) \left(n_1^2 \frac{J'_m}{uJ_m} + n_2^2 \frac{K'_m}{wK_m} \right) + \frac{m^2 \gamma^2 V^4}{k_0^2} = 0. \quad (122)$$

2.9.2 Frecuencia de corte y clasificación de los modos guiados.

Se define aquí a la *frecuencia de corte* f_c en las estructuras abiertas compuestas por dos o más materiales dieléctricos, como a aquellas para la cual la ecuación de dispersión (122) NO PROPORCIONA UNA SOLUCIÓN DE CAMPO GUIADA, es decir, *que los campos en la región exterior (revestimiento) ya no decrece con la distancia radial, y por tanto no quedan confinados en las proximidades en la región externa de la estructura ($\rho \geq r$) viene dada por $a^2 \geq 0$* . Por lo tanto, desde un punto de vista matemático se define la frecuencia de corte como aquella para la que se cumple que [40]:

$$a^2 = w^2 = 0, \quad (123)$$

y la constante de propagación a la frecuencia de corte queda en la forma:

$$\gamma^2 = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_2. \quad (124)$$

Las soluciones que encontradas por medio de la ecuación característica son conocidas como modos de propagación, cada modo corresponde a una solución asociada con su respectiva constante de propagación γ [35].

La radiación electromagnética se irradia a través de la estructura dieléctrica que se divide en distintos modos de propagación. Estos modos guiados que conservan la

misma distribución de campo electromagnético al viajar a lo largo de la guía cilíndrica.

El parámetro V (118), es directamente proporcional al número de modos de propagación ya que depende de las características físicas de la estructura cilíndrica dieléctrica y de la $\lambda_{operación}$ de la fuente de radiación electromagnética que incide en la misma o con la que se esté operando [40].

Las soluciones a la ecuación característica (119) varían dependiendo del índice m y se muestra en la *Tabla 4*;

CASO $m = 0$	CASO $m \geq 1$:
--------------	-------------------

Para este caso las configuraciones de campo se convierten invariantes con φ , es decir, la dependencia angular se vuelve constante, teniendo como existencia dos tipos de soluciones:

<p style="text-align: center;">$B_1 = B_2 = 0$ y $A_1, A_2 \neq 0$ [40]:</p> <p>Corresponde a los modos transversales magnéticos TM, cuya ecuación característica toma la forma de:</p> $\varepsilon_2 \frac{K'_0}{wK_0} + \varepsilon_1 \frac{J'_0}{uJ_0} = 0. \quad (125)$	<p style="text-align: center;">$A_1 = A_2 = 0$ y $B_1, B_2 \neq 0$ [40]:</p> <p>Corresponde a los modos transversales eléctricos TE, cuya ecuación característica toma la forma de:</p> $\frac{K'_0}{wK_0} + \frac{J'_0}{uJ_0} = 0. \quad (126)$
---	---

Al tener en cuenta las soluciones invariantes φ , se convierten en *modos* TE_{0n} y TM_{0n} . Teniendo en cuenta que, en las proximidades de la frecuencia de corte, el valor de w es muy pequeño, y que:

$$\frac{K'_0}{wK_0} = \frac{1}{w^2 \ln(0.89w)} \rightarrow \infty, \quad \text{para } w \ll 1.$$

Las ecuaciones de dispersión para estos modos se convierten en:

$$\frac{uJ_0}{J'_0} = 0, \quad (127)$$

por lo que, los ceros de esta ecuación (127) son las raíces que anulan a la función de Bessel de orden 0 localizadas en la *Tabla 5* y *Fig. 36*. Por lo tanto, los valores que anulan a la ecuación de Bessel de orden 0, son:

El cálculo de las frecuencias de corte para los modos con variación angular resulta más complicado. Es preciso señalar que en estos casos se necesita tanto de E_z y H_z . Por lo que las soluciones tienen carácter de *modos híbridos*, en la cual dependiendo quien tenga una mayor contribución de algún campo eléctrico o magnético estarán denotados por [40]:

$$EH_{mn} \text{ o } HE_{mn}.$$

La ecuación característica (122) puede verse como una ecuación de segundo grado con una variable X definida como:

$$X = \frac{w^2 J'_m(u)}{u J_m(u)}, \quad (128)$$

dando como resultado a una nueva ecuación característica expresada como [40]:

$$n_1^2 X^2 + \frac{wK'_m(w)}{K_m(w)} (n_1^2 + n_2^2) X + \left[\left(n_2 \frac{wK'_m(w)}{K_m(w)} \right)^2 + \left(\frac{m\gamma V^2}{k_0 u^2} \right)^2 \right] = 0. \quad (129)$$

Debemos tener en cuenta que a la frecuencia de corte:

$$\begin{aligned} w &\rightarrow 0, \\ \gamma^2 &\rightarrow -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_2, \\ \frac{wK'_m(w)}{K_m(w)} &\rightarrow -m. \end{aligned}$$

Por lo que las dos raíces de la nueva ecuación característica son:

$$X_1 = m \frac{n_1^2 + n_2^2}{n_1^2}, \quad (130)$$

Los modos que se obtienen de la raíz (130) corresponden a los modos híbridos EH_{mn} .

$$X_2 = \frac{\tau}{m(n_1^2 + n_2^2)}, \quad (131)$$

$$J_0(u_n) = 0$$

$$u_1 = p_{01} = 2.405$$

$$u_2 = p_{02} = 5.520$$

Mientras que en esta raíz (131) corresponden a los modos híbridos HE_{mn} , además el término independiente que hemos denotado como τ se hace muy pequeño.

Tabla 4. Soluciones de la ecuación características a través de la variación de m .

Raíces para localizar el primer cero	Orden de la función de Bessel $\rightarrow J_n, n = 0, 1, 2, \dots$			
	J_0	J_1	J_2	J_3
1 ^{era} raíz	2.4048	3.8317	5.1356	6.3802
2 ^{da} raíz	5.5201	7.0156	8.4178	9.7610
3 ^{era} raíz	8.6537	10.1735	13.3237	14.7960
4 ^{ta} raíz	11.7915	13.3237	14.7960	16.2235
5 ^{ta} raíz	14.9309	16.4706	17.9598	19.4094

Tabla 5. Valores de las raíces de las primeras cuatro ordenes de la función de Bessel que anulan a dicha función [http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com/2009/08/aspectos-matematicos-de-las-ondas.html, 2009].

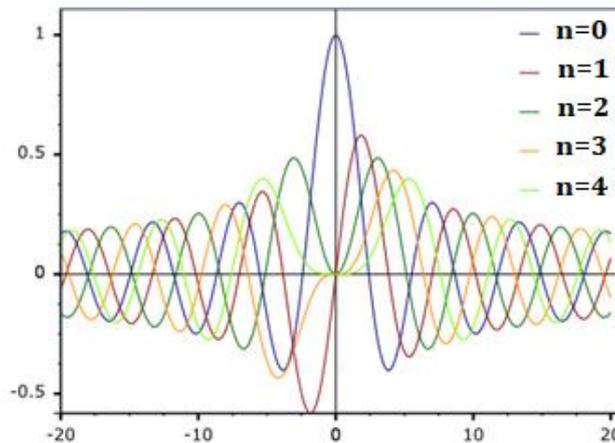


Fig. 36. Grafica de las primeras cinco funciones de Bessel extendidas en ambas direcciones donde se nota la simetría (cero y par) y antisimétricas (impares) [http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com/2009/08/aspectos-matematicos-de-las-ondas.html, 2009].

Concluyendo que, los modos transversales aparecen cuando $m = 0$ y los modos híbridos cuando toman valores enteros en $m \geq 1$.

El subíndice n es un número entero, positivo y diferente de cero que ordenan los modos de propagación/superficie de acuerdo con su constante de propagación.

El orden es de mayor a menor, de manera que $n = 1$ se asocia al modo con mayor constante de propagación y máximo valor de n corresponden al modo de con menor constante de propagación [35, 39, 40, 43].

Por ejemplo, para el caso de los modos transversales eléctricos TE se tiene la notación TE_{0n} , teniendo a TE_{1n} como el modo transversal eléctrico con mayor constante de propagación; esto es igual para los modos transversales magnéticos TM al considerar TM_{0n} .

El mismo razonamiento aplica para los modos híbridos tanto para EH_{mn} como HE_{mn} .

2.10 Fibra de salto de índice pequeño

El desarrollo de nuestra investigación tiene base a las estructuras cilíndricas dieléctricas de índice escalonado que por definición cumplen con la condición de:

$$\Delta n = n_1 - n_2 \approx 0.001 \rightarrow 0.02 \quad \therefore n_1 \approx n_2,$$

Debido a que gran parte de las fibras ópticas empleadas para la transmisión en frecuencias ópticas poseen la característica de una mínima diferencia entre $n_{\text{núcleo}}$ y $n_{\text{revestimiento}}$, a este tipo de estructura se le conoce como fibra óptica de salto de índice pequeño y exhibe la ventaja práctica de tener una dispersión pequeña [40].

Desde un punto de vista matemático en el desarrollo de nuestro marco teórico, la pequeña diferencia de índices de refracción puede utilizarse para simplificar algunas de las ecuaciones ya descritas, en concreto la ecuación característica o de dispersión ya que facilita la obtención de soluciones cuasi-analíticas para los modos guiados en la estructura, lo que permite una mejor comprensión de su funcionamiento [40].

Tomando el caso límite en el que: $n_1 \rightarrow n_2$, la ecuación de dispersión (122) queda en la forma:

$$\left(\frac{K'_m}{wK_m} + \frac{J'_m}{uJ_m} \right)^2 + \frac{m^2 \gamma^2 V^4}{k_0^2 u^4 w^4 \epsilon_1} = 0 \quad \text{o} \quad \frac{K'_m}{wK_m} + \frac{J'_m}{uJ_m} = \pm m \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right), \quad (132)$$

$$\text{donde; } \frac{-\gamma^2}{k_0^2} = \frac{n_1^2 u^2 + n_2^2 w^2}{V^2}.$$

En este caso particular, existen grupos de modos de propagación que cuentan con la misma constante de propagación [40].

La ecuación característica (132) con el doble signo \pm puede reescribirse mediante a las formulas de recurrencia de las funciones de Bessel [40, 43, 49], convirtiéndose en:

Modos híbridos EH_{mn} .	Modos híbridos EH_{mn}
Signo superior: $\frac{K_{m+1}}{wK_m} + \frac{J_{m+1}}{uJ_m} = 0, \quad (133)$	Signo inferior: $\frac{K_{m-1}}{wK_m} - \frac{J_{m-1}}{uJ_m} = 0, \quad (134)$

Empleando de nuevo una relación de recurrencia para las funciones de Bessel en ambas ecuaciones (133) y (134) que gobiernan a los modos híbridos.

La ecuación característica (135) pueden escribirse utilizando el doble signo \pm , con el signo superior para los modos híbridos EH y el inferior para los HE [40].

$$\frac{K_{m\pm 2}(w)}{K_m(w)} + \frac{J_{m\pm 2}(u)}{J_m(u)} = 0. \quad (135)$$

La expresión (135) puede facilitar a la deducción de como los modos $EH_{m-1,n}$ y los $EH_{m+1,n}$ son modos híbridos degenerados.

2.10.1 Identificación de modos en la fibra de salto de índice pequeño

Los modos se pueden identificar con sus correspondientes frecuencias de corte como se realizó para el caso general [35, 40, 43], con valores de $m = 0, 1$ y 2 ;

CASO $m = 0$:

Para los modos sin variación angular, las conclusiones son las mismas que para el caso general, es decir, las configuraciones de campo corresponden con los modos TE_{0n} y TM_{0n} , y sus frecuencias de corte corresponden a los valores de;

$$u = V,$$

que anulan la función de Bessel de orden $0 \rightarrow J_0$, ver *Tabla 5* y *Fig. 36*.

$$J_0(u_n) = 0$$

$$u_1 = p_{01} = 2.405, \quad u_2 = p_{02} = 5.520, \quad etc ...$$

CASO $m = 1$		CASO $m = 2$	
<p>Modos híbridos HE_{1n} Su ecuación característica (133), es:</p> $\frac{wK_1(w)}{K_0(w)} = \frac{uJ_1(u)}{J_0(u)}, \quad (136)$ <p>la frecuencia $w \rightarrow 0$:</p> $\lim_{w \rightarrow 0} \frac{wK_1(w)}{K_0(w)} = 0,$ <p>por lo que las posibles soluciones a la ecuación característica (136) para los modos híbridos HE_{1n} son;</p> <p>$u = 0$, entonces el modo HE_{11}, sin frecuencia de corte, se convierte en el modo fundamental de propagación en la guía dieléctrica.</p> <p>$u_n = p_{1n}$, para modos HE_{1n}, siendo p_{1n}, los diferentes ceros de la función J_1. Sus primeros valores son:</p> $u_2 = p_{12} = 3.83 \rightarrow HE_{12}$ $u_3 = p_{13} = 7.01 \rightarrow HE_{13}$ <p>etc ...</p>	<p>Modos híbridos EH_{1n} Su ecuación característica (134) es:</p> $-\frac{K_1(w)}{K_3(w)} = \frac{J_1(u)}{J_3(u)} \quad (137)$ <p>con $w \rightarrow 0$:</p> $\lim_{w \rightarrow 0} \frac{K_1(w)}{K_3(w)} = 0,$ <p>los ceros de la ecuación corresponden a los ceros de la función de Bessel de orden $1 \rightarrow J_1$, ver <i>Tabla 5</i> y <i>Fig. 36</i>, pero excluyendo el $u = 0$, ya que:</p> $\lim_{u \rightarrow 0} \frac{J_1(u)}{J_3(u)} \neq 0,$ <p>Dichos ceros son:</p> $u_1 = p_{11} = 3.83 \rightarrow EH_{11}$ $u_2 = p_{12} = 7.01 \rightarrow EH_{12}$ <p>etc ...</p>	<p>Modos HE_{2n} De la ecuación (135), signo -;</p> $-\frac{K_0(w)}{K_2(w)} = \frac{J_0(u)}{J_2(u)}, \quad (138)$ <p>teniendo en cuenta:</p> $\lim_{w \rightarrow 0} \frac{K_0(w)}{K_2(w)} = 0,$ $\lim_{w \rightarrow 0} w^2 \ln(w) = 0,$ <p>de la ecuación de dispersión, los ceros de la función de Bessel de orden $0 \rightarrow J_0$, ver <i>Tabla 5</i> y <i>Fig. 36</i>, son:</p> $u_1 = p_{01} = 2.4 \rightarrow HE_{21}$ $u_2 = p_{02} = 5.52 \rightarrow HE_{22}$ <p>etc ...</p>	<p>Modos EH_{2n} De la ecuación (135) signo +;</p> $-\frac{K_4(w)}{K_2(w)} = \frac{J_4(u)}{J_2(u)}, \quad (139)$ <p>teniendo en cuenta:</p> $\lim_{w \rightarrow 0} \frac{K_2(w)}{K_4(w)} = 0,$ $\lim_{w \rightarrow 0} w^2 = 0,$ <p>de su ecuación de dispersión (139) los ceros de la función de Bessel de orden $2 \rightarrow J_2$, ver <i>Tabla 5</i> y <i>Fig. 36</i>, son:</p> $u_1 = p_{21} = 5.13 \rightarrow EH_{21}$ $u_2 = p_{22} = 8.41 \rightarrow EH_{22}$ <p>etc ...</p>

Como puede apreciarse los modos HE_{1n} y $EH_{1,n-1}$, para $n \geq 2$, poseen la misma frecuencia de corte, sin embargo, no son modos degenerados, dado que a cualquier otra frecuencia sus constantes de propagación son diferentes.

De igual manera se irían obteniendo las frecuencias de corte de los diferentes modos propagantes en la fibra, y que como se ha visto coinciden con los ceros de las funciones de Bessel de diferentes ordenes enteros ($n = 0, 1, 2, \dots$).

2.10.2 Expresiones de los campos

Las amplitudes de los campos longitudinales de los campos eléctrico E_z y magnético H_z que corresponden a las constantes A_1, A_2, B_1 y B_2 cumplen las relaciones:

$$\frac{A_1}{B_1} = \mp i \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} = \mp i \eta_1, \quad \frac{A_2}{B_2} = \mp i \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} = \mp i \eta_2. \tag{140}$$

Modo $EH \rightarrow \text{signo} -$ y Modo $HE \rightarrow \text{signo} +$

El doble signo en la ecuación (140) indica a qué modo híbrido corresponde, recordando que η es la impedancia intrínseca [35, 40].

Como consecuencia, se puede expresar los campos transversales (ρ, φ) para ambas regiones, $i = 1/2$ para la interna/externa respectivamente, ver *Tabla 6*.

	Región 1 $\rho \leq r$	Región 2 $\rho \geq r$
$\Psi^{EH}(\rho, \varphi)$	$(\gamma / \alpha) J_{m+1}(\alpha\rho) e^{im\varphi}$	$-(\gamma / \alpha) K_{m+1}(\alpha\rho) e^{im\varphi}$
$\Psi^{HE}(\rho, \varphi)$	$(\gamma / \alpha) J_{m-1}(\alpha\rho) e^{im\varphi}$	$(\gamma / \alpha) K_{m-1}(\alpha\rho) e^{im\varphi}$
Componentes radial (ρ) y angular (φ)	Modos EH_{mn}	Modos HE_{mn}
E_ρ E_φ H_ρ H_φ	$\Psi^{EH}(\rho, \varphi)$ $\begin{cases} 1 \\ -i \\ i/\eta_i \\ 1/\eta_i \end{cases}$	$\Psi^{HE}(\rho, \varphi)$ $\begin{cases} 1 \\ i \\ -i/\eta_i \\ 1/\eta_i \end{cases}$

Tabla 6. Expresiones de los campos transversales $i = 1/2$ para la región interna/externa [40].

Las anteriores expresiones en principio válidas para $m \neq 0$ también se pueden emplear para los modos sin variación angular TE_{0n} y TM_{0n} , ya que en el caso límite de $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$, ambos modos son degenerados y se pueden reemplazar por dos combinaciones linealmente independientes que precisamente pueden ser las expresiones EH_{0n} y HE_{0n} [40].

2.10.3 Modos Linealmente Polarizados

De acuerdo con la expresión (135) de doble signo \pm , se ha visto como los modos $EH_{m-1,n}$ y $HE_{m+1,n}$ son modos degenerados ($m \geq 1$) y por lo tanto en vez de emplear dichos modos, se puede utilizar otra combinación lineal cualquiera de estos modos y considerarlas como un nuevo modo. La distribución de amplitud de los nuevos modos LP corresponden a las componentes transversales en coordenadas cartesianas de los campos eléctricos de los modos que los componen.

Hay dos formas de definir los modos LP , es función de las componentes E_x o de las componentes E_y , esto implica a continuación:

- ✓ La distribución del modo LP_{0n} se define por la componente $E_{x|y}^{HE_{1n}}$.
- ✓ La distribución del modo LP_{1n} se puede definir dos formas, por la suma de las componentes $E_{x|y}^{TE_{0n}} + E_{x|y}^{HE_{2n}}$ o por $E_{x|y}^{TM_{0n}} + E_{x|y}^{HE_{2n}}$.
- ✓ La distribución del modo LP_{mn} se define por la suma de las componentes $E_{x|y}^{HE_{m+1,n}} + E_{x|y}^{EH_{m-1,n}}$.

El superíndice de los puntos anteriores señala a qué modo corresponde la contribución de ese campo eléctrico, y el subíndice $x|y$ representa las dos componentes posibles de usar ya sea en \hat{x} o en \hat{y} para el campo eléctrico [35].

Complementando lo anterior, al usar alguna de las siguientes combinaciones (141) o (142) produce una polarización para ambas regiones [40];

Campo eléctrico en la dirección \hat{x} :	Campo eléctrico en la dirección \hat{y} :
$[EH_{m-1,n}] + [HE_{m+1,n}]$ (141)	$[EH_{m-1,n}] - [HE_{m+1,n}]$, (142)

En la Fig. 37 se presentan las frecuencias de corte normalizadas para los primeros modos.

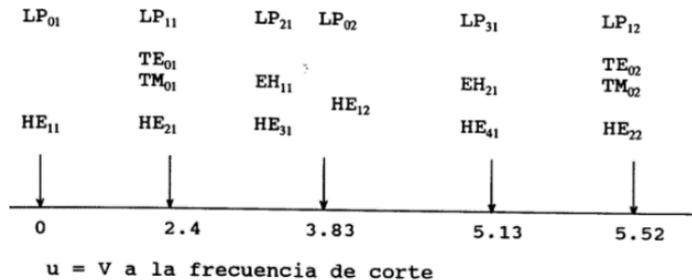


Fig. 37. Frecuencia de corte normalizada de los primeros modos de la fibra óptica de salto de índice pequeño [40].

La banda monomodo (bien entendido que existen dos modos degenerados HE_{11}) de la fibra se corresponde con la banda en frecuencias normalizadas [40]:

Este parámetro V es un número adimensional, sí se cumple;

$$\begin{aligned}
 0 \leq V \leq 2.405 &\rightarrow \text{MONOMODAL}, \\
 V > 2.405 &\rightarrow \text{MULTIMODAL}
 \end{aligned}
 \tag{143}$$

La fibra óptica tendrá ese régimen operacional.

EL parámetro ω_{corte} nos proporciona el ancho de banda en frecuencia, De acuerdo con la expresión anterior, cuanto más pequeño sea el radio r de la fibra óptica mayor es el ancho de banda monomodo.

$$\omega_{corte} = \frac{Vc}{rNA'}
 \tag{144}$$

En [52] se propuso el concepto de modos linealmente polarizados o modos LP , que consiste en identificar como modos LP a los grupos de modos que cuentan con la misma constante de propagación γ .

Resumiendo, los modos que se reproducen en el interior de una fibra óptica se clasifican de la siguiente manera [35, 39, 43, 52]:

- MODOS TRASVERSAL ELÉCTRICO: TE_{0n} .
- MODOS TRASVERSAL MAGNÉTICO: TM_{0n} .
- MODOS HÍBRIDO MAGNETO-ELÉCTRICO: HE_{mn} .
- MODOS HÍBRIDO ELECTRO-MAGNÉTICO: EH_{mn} .
- MODOS LINEALMENTE POLARIZADOS: LP_{mn} .

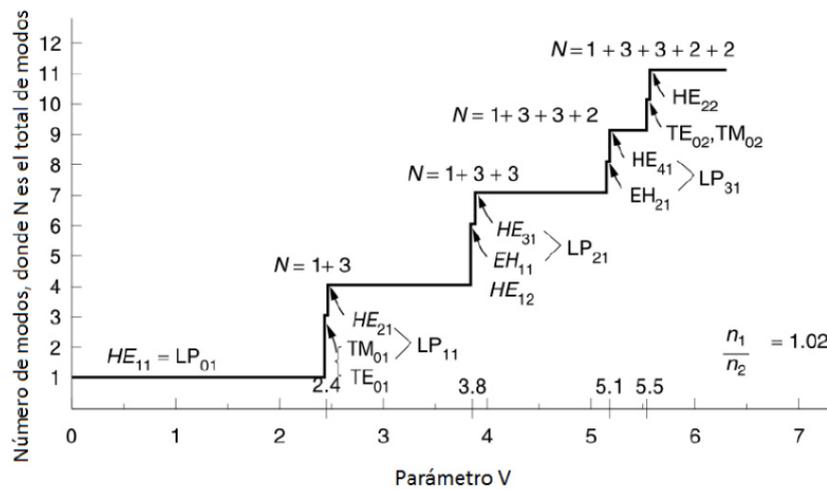


Fig. 38. Número de modos en una fibra óptica de índice escalonado en función del parámetro V [35].

Los modos linealmente polarizados (LP), poseen las siguientes reglas:

- ✓ Cada modo LP_{0n} corresponde a un modo HE_{1n} .
- ✓ Cada modo LP_{1n} corresponde a un trío de modo TE_{0n} , TM_{0n} y HE_{2n} .
- ✓ Cada modo LP_{mn} , donde $m \geq 2$, corresponde a una pareja de modos $HE_{(m+1),n}$ y $EH_{(m-1),n}$.

En la Fig. 38 se observa claramente que en una fibra óptica de índice escalonado que opera a la condición numérica de la frecuencia de corte, funcionará como una guía de propagación monomodal, propagando únicamente el modo ya antes mencionado, el HE_{11} , de caso contrario propagará varios modos convirtiéndose en una guía multimodal [35].

La notación indica que un modo LP_{mn} tiene $2m$ máximos de intensidad a lo largo del perímetro y n máximos a lo largo del radio. En la *Tabla 7* se muestra la correspondencia de algunos modos

Modos Linealmente Polarizados	Modos Exactos
LP_{01}	HE_{11}
LP_{11}	$HE_{21}, TE_{01}, TM_{01}$
LP_{21}	HE_{31}, HE_{11}
LP_{02}	HE_{12}
LP_{31}	HE_{41}, EH_{21}
LP_{12}	$HE_{22}, TE_{02}, TM_{02}$

Tabla 7. Representación de los modos linealmente polarizados con su equivalencia en modos exactos [39].

En la *Fig. 39* se muestra las contribuciones de intensidad de irradiación en el núcleo con esta notación [39] y la distribución vectorial del campo eléctrico [86]:

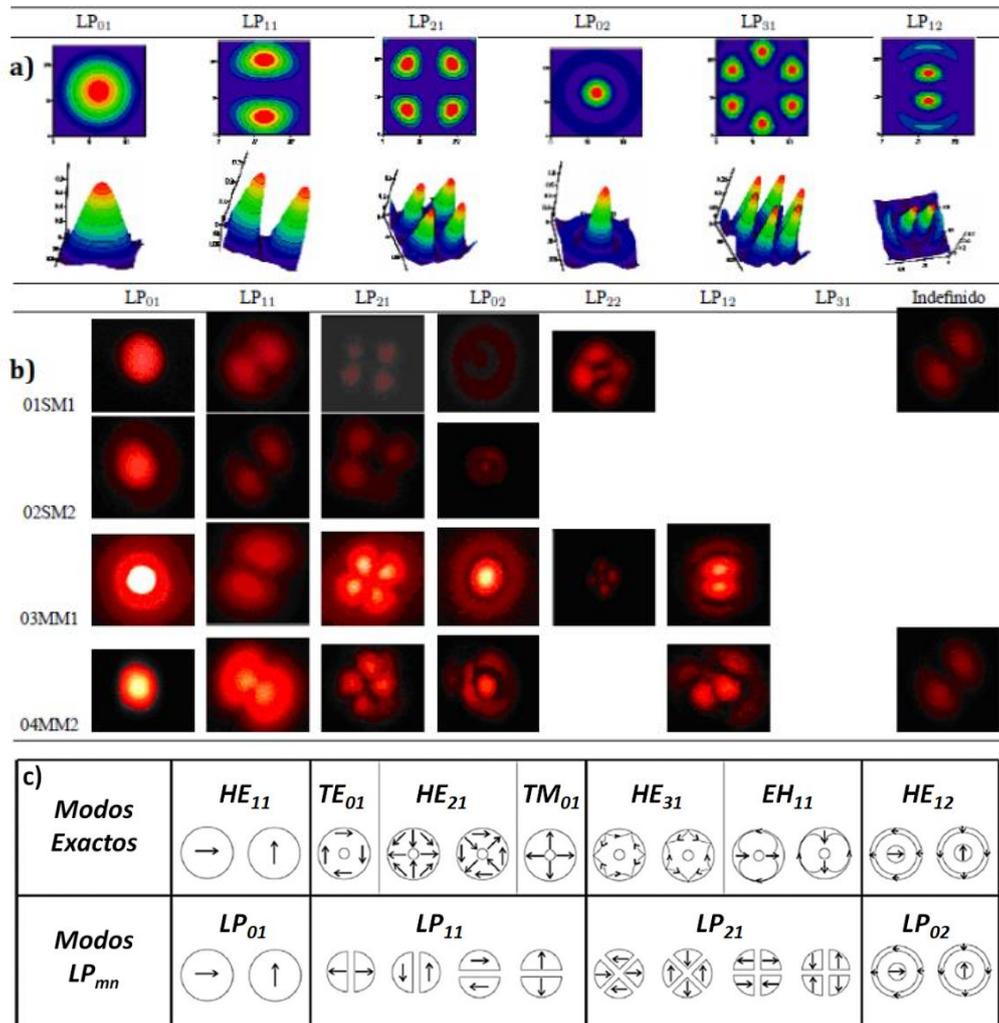


Fig. 39. a) Simulación de los Modos LP_{mn} , b) Modos de propagación observados en fibras ópticas monomodo y multimodo de forma experimental [43], c) Dirección vectorial de los primeros cuatro modos LP_{mn} [86].

2.11 Campo evanescente y cambio de fase durante la reflexión interna total.

Existe un fenómeno (evanescencia), ocurre en la interfaz guía revestimiento que no se hace evidente utilizando la teoría de rayos u óptica geométrica para explicar la propagación óptica. Ya por esta razón es necesario emplear nuevamente la teoría de ondas para la reflexión interna total en el plano de la interfaz. Esto se ilustra en la Fig. 40, en donde las flechas representan a los vectores de la propagación de onda y se muestra que una componente de la energía de onda se transmite a través de la interfaz dentro del revestimiento.

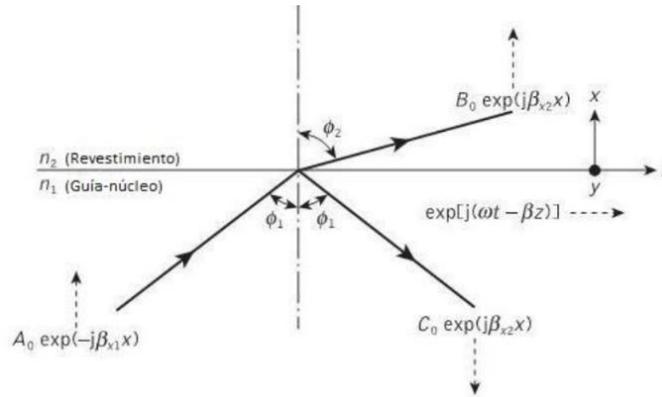


Fig. 40. Una onda incidente en la interfaz guía-revestimiento de una guía plana dieléctrica de onda. Lo vectores de onda incidentes, transmitida y reflejada (→) se indica junto con sus componentes en las direcciones "z" y "x" (→→)[50].

Mediante la configuración del plano $x - z$ que ubica a la onda incidente sobre la interfaz guía-revestimiento en su plano $y - z$, se puede asumir que la componente del campo eléctrico en y es cero, ya que los frentes de onda deben coincidir en todos sus puntos a lo largo de la interfaz en la dirección z , en la cual las tres ondas que se muestran en la figura tendrán la misma constante de propagación, en este caso, β en esta dirección. Por lo tanto, la propagación de onda en la dirección z se puede escribir como:

$$e^{i(\omega t - \beta z)}. \tag{145}$$

Además, también habrá propagación en la dirección x , teniendo como componentes en este plano:

$$\beta_{x_1} = n_1 k \cos \theta_1, \quad \beta_{x_2} = n_2 k \cos \theta_2 \tag{146}$$

Donde, β_{x_1} y β_{x_2} son las constantes de propagación en la dirección x para el núcleo y el revestimiento respectivamente. En consecuencia, las tres ondas en la guía de onda indicadas en la Fig. 40, incidente, transmitida y reflejada, con amplitudes A , B y C tendrán las formas:

$$A = A_0 e^{(-i\beta_{x_1} x)} e^{i(\omega t - \beta z)}. \tag{147}$$

$$B = B_0 e^{(-i\beta_{x_2} x)} e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (148)$$

$$C = C_0 e^{(-i\beta_{x_1} x)} e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (149)$$

Cuando una onda electromagnética es incidente sobre una interfaz entre dos medios eléctricos, las ecuaciones de Maxwell (25)-(28) requieren que tanto las componentes tangenciales de \vec{E} y \vec{H} , como las componentes normales de \vec{D} y \vec{B} sean continuas a lo largo del límite. Si el límite se define como $x = 0$, entonces ya se pueden considerar los casos de los modos transversal eléctricos (TE) y transversal magnético (TM).

Cuando ocurre propagación del centro de la guía al revestimiento, es decir, cuando β_{x_1} y β_{x_2} son reales y existen, la onda reflejada C está en fase con la onda incidente A . Esto corresponde a una reflexión parcial del haz incidente. Sin embargo, conforme aumenta el ángulo φ_1 , la componente β_z También aumenta y las componentes β_{x_1} y β_{x_2} disminuyen hasta llegar a un valor nulo, el punto en el que φ_1 ha alcanzado el ángulo crítico de la reflexión interna total. Bajo estas condiciones de reflexión, la onda reflejada tiene una amplitud igual a la onda incidente, pero sufre un corrimiento conocido como cambio de fase.

Por lo tanto, el cambio de fase que se obtiene en la reflexión interna total depende del ángulo de incidencia y de la polarización (ya sea TE o TM) de la radiación.

El segundo fenómeno de interés bajo las condiciones de reflexión interna total, que se han descrito, es la forma del campo eléctrico revestimiento de la guía. Antes de que se alcance el ángulo crítico para que ocurra el fenómeno de reflexión interna total y por consiguiente cuando sólo hay una reflexión parcial, el campo en el revestimiento tiene la forma de la ecuación (146). Sin embargo, cuando ocurre la reflexión interna total, la amplitud del campo en el revestimiento se observa que decae exponencialmente en la dirección x . Se debe notar que hay radiación que se mueve del centro de la guía hacia el interior del revestimiento, y disminuye exponencialmente la intensidad de su campo en lugar de crecer. *Tal caída exponencial en la amplitud del campo, comúnmente se conoce como **campo evanescente**.*

Un campo evanescente, ver Fig. 41, es un tipo de almacén de energía y la transporta en la dirección de la propagación que lleve la onda incidente pero no transporta energía en la dirección transversal. Sin embargo, la existencia de un campo evanescente más allá del plano de reflexión en el medio con el índice de refracción más pequeño indica que la energía óptica se está transmitiendo en el revestimiento.

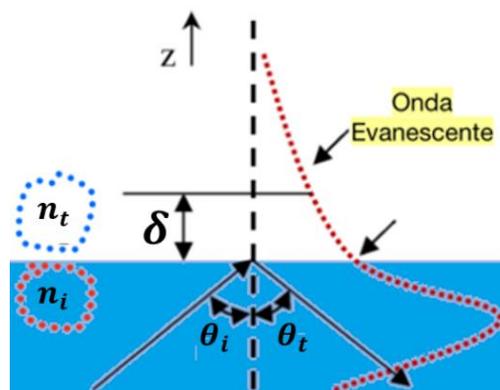


Fig. 41. Perfil de una onda evanescente [39].

Dicha penetración de energía dentro del revestimiento remarca la importancia de seleccionar el material, ver *Tabla 3* y la importancia del **ángulo de pérdidas δ** , para llevar a cabo los fenómenos que puedan producirse, que da lugar a los siguientes requisitos:

- a. El revestimiento debe ser transparente a la longitud de onda con la cual está operando la guía.
- b. Idealmente, el revestimiento debe consistir en un material sólido para evitar daños en la guía y acumulación de suciedad o impurezas en las paredes de ésta. Estos efectos degradan el proceso de reflexión por la interacción con el campo evanescente. Esto explica parcialmente el pequeño desempeño (altas pérdidas) de las primeras guías de onda óptica con aire como revestimiento.
- c. El espesor del revestimiento debe ser suficiente para permitir que el campo evanescente disminuya hasta un valor mínimo, ya que, de lo contrario, se pueden generar pérdidas de la energía penetrante. En muchos casos, la magnitud del campo cae rápidamente con la distancia a partir de la interfaz guía-revestimiento. Esto puede ocurrir en una distancia equivalente a algunas longitudes de onda de la radiación electromagnética transmitida

Por lo tanto, las fibras ópticas más ampliamente usadas consisten en un núcleo y un revestimiento, ambos hechos de vidrio o del mismo material [44,53].

2.11.1 Onda evanescente

La reflexión total interna es un tema importante cuando se habla de propagación en fibras ópticas. El nombre reflexión total infiere que la *onda transmitida es cero*. Se sabe que *no es verdad* y que *la onda transmitida en este esquema es llamada onda evanescente*. Esta onda tiene características que la hacen útil en el atrapamiento y enfriamiento de átomos [54].

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} e^{\mp\beta y} e^{i \frac{k_t x \sin \theta_t}{n_{ti}}} \quad (150)$$

La ecuación (150) es la representación matemática de la llamada *onda evanescente*, debido por su decaimiento exponencial, por ende, $\mp\beta = -\beta$ ya que es físicamente imposible una exponencial positiva, desarrollado en [54], donde;

\vec{E}_t → Campo eléctrico transmitido.

\vec{E}_{0t} → Amplitud del campo eléctrico.

$n_{ti} = n_t/n_i$ → Razón del índice de refracción entre el medio transmitido y el medio incidente de una onda electromagnética en una interfaz de dos medios distintos.

θ_t → Ángulo con referencia a la normal del interfaz de la onda transmitida.

k_t → Número de onda del vector transmitido.

β → Constante de propagación de fase

Ahora, las ondas evanescentes en una fibra óptica se forman cuando una onda es reflejada al incidir en la interfaz núcleo-revestimiento con un ángulo mayor que el ángulo crítico $\theta_i > \theta_c$, de manera que se produce reflexión total interna, pero la onda evanescente es la que, aun así, se propaga al otro lado de la interfaz, es decir, la onda compartida entre el núcleo y el revestimiento.

Cuando la luz se propaga por la fibra, las ondas son guiadas principalmente por el núcleo, pero hay una pérdida de luz en forma de onda evanescentes que decae exponencialmente en el recubrimiento [39].

A una cierta distancia la onda evanescente decae en $1/e$ de su valor en la interfaz núcleo-revestimiento, esta distancia es definida como profundidad de penetración ver *Fig. 39, 51*.

La *Fig. 41* muestra la propiedad de reflexión de dos medios de índices de refracción n_i y n_t que genera el perfil de una onda evanescente, donde se observa la distancia δ que corresponde a la profundidad de penetración.

La profundidad de penetración de la onda evanescente puede ser una fracción de la longitud de onda si la luz incidente es perpendicular a la interfaz núcleo-revestimiento y puede ser extendida a varias longitudes de onda si el ángulo incidente es el ángulo crítico. La profundidad de penetración δ es dada por [39]:

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_{nu/i}^2 \text{sen}^2 \theta_i - n_{rev/t}^2}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (151)$$

Donde θ_i es ángulo de incidencia, medida de la normal en la interfaz núcleo-revestimiento.

En una fibra óptica, las propiedades y consecuencias al uso del campo evanescente que rodea un núcleo desnudo o adelgazado se pueden utilizar en varias aplicaciones para la detección [9]

Pero, si la fibra fuese muy delgada o se modificará en su estructura física mediante a alguna técnica de adelgazamiento (que describiremos más adelante), las ondas evanescentes serán propagadas por el revestimiento y el medio exterior, de manera que estas ondas puedan interactuar con el medio que rodea a la fibra óptica delgada o adelgazada [39].

3° Capítulo:

3.1 Fibras ópticas adelgazadas

Las fibras ópticas adelgazadas fusionadas bicónicas (*Biconical Fused Optical Fiber Tapers*) o simplemente *tapers*, son fibras ópticas a las cuales se les ha reducido el diámetro a lo largo de una sección. La palabra en inglés *taper* se refiere en general a cualquier estructura con una geometría cónica [44].

Existe un diverso número de nombres para estas fibras adelgazadas, tales como “fibra óptica sublongitud de onda”, “microfibra óptica”, “nanofibra óptica”, “fibra cónica – fiber taper”, “fibra adelgazada – tapered fiber”, “nano alambre opto/fotónico”, “fibra de diámetro submicrometro” y “fibra ultra delgada” [53].

En principio, es posible conseguir fibras adelgazadas de variada configuración, cuyas magnitudes que definen al *taper* son:

- **Diámetro de su cintura (región más estrecha),**
- **Longitud de adelgazamiento**
- **Perfil de la región de transición.**

Si el adelgazamiento se ha realizado adecuadamente se puede conseguir un nivel de pérdidas muy bajo, con lo que la mayoría del campo guiado por la fibra consigue atravesar el *taper*. Es en esa *zona adelgazada* donde ese campo va a estar en contacto con el medio exterior, ya que el núcleo se habrá reducido a un diámetro prácticamente despreciable en la *zona adelgazada* y por lo tanto el campo es guiado por el revestimiento. Consiguiendo así un más fácil acceso al campo guiado por la fibra [55].

A las fibras ópticas que tienen un diámetro menor que la longitud de onda de la luz guiada también se les conoce como micro-nanoestructuras de fibras ópticas. La propagación de la luz a lo largo de una micro-nano estructura se ha resuelto en base a técnicas de aproximación analítica [49].

El *taper* puede entenderse como una estructura de guiado compuesta por 5 regiones diferentes, como puede verse en la Fig. 42.

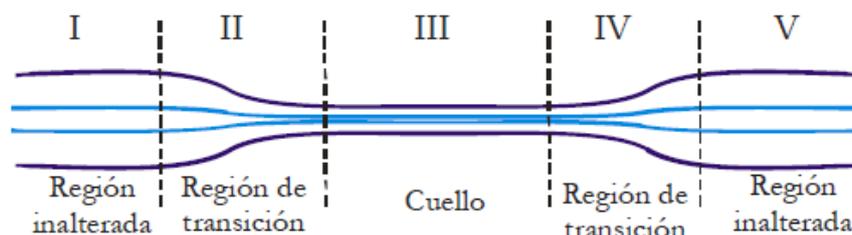


Fig. 42. Esquema del perfil de una fibra óptica adelgazada [55].

Las regiones *I* y *V* corresponden a la fibra que ha permanecido inalterada en el proceso de producción del *taper*.

- Las regiones *II* y *IV* son *zonas de transición* de diámetro decreciente y creciente, respectivamente, normalmente con *perfil de forma exponencial*.
- La región *III*, la *zona más adelgazada/estrechada*, es el cuello o cintura del *taper*.

El propósito de adelgazar la fibra es el de alterar la forma pasiva la luz que se propaga dentro de ella, por ejemplo, modificando la apertura numérica (*NA*), o alterar la densidad de potencia óptica en la superficie circundante a la cintura del *taper* [44]:

$$NA = \sqrt{n_{MNF}^2 - n_{surr}^2}, \quad (152)$$

donde:

n_{MNF}^2 → Índice de refracción al cuadrado de la fibra óptica adelgazada.
 n_{surr}^2 → Índice de refracción al cuadrado del medio circundante.

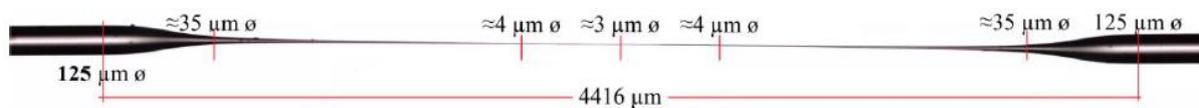


Fig. 43. Ejemplo de una fibra óptica adelgazada de 4.4 mm de longitud y 3 μm de diámetro de cintura [44].

Este tipo de fibras ópticas adelgazadas presentan grandes ventajas como su simetría cilíndrica, lo que facilita su tratamiento teórico y, lo que es más importante, hace su comportamiento independiente de la polarización de la luz incidente, lo que es una característica muy interesante a efectos prácticos dentro de la utilización del campo evanescente.

En general, el paso de la luz por la *zona adelgazada* se saldrá con pérdidas que van a depender fuertemente de las características del medio que rodea al *taper*, así como de sus características geométricas del *taper*. De ese modo, midiendo la potencia óptica transmitida por la fibra dispondremos de un dispositivo tipo sensorial cuyo comportamiento nos revela la variación de una magnitud física asociada al medio exterior (índice de refracción, por ejemplo). También es posible realizar medidas espectrales y emplear muy diversos efectos físicos en la región estrechada para acoplar la radiación, por lo que este tipo de dispositivos muestra una versatilidad poco común, lo que redundará en una potencialidad de uso muy elevada.

Aunque en un *taper* el campo va guiado por el revestimiento, la respuesta que proporciona un *taper* desnudo es a menudo insuficiente para el uso de éste como sensor. En ese caso, para que posea una sensibilidad apropiada se ha de realzar el efecto mediante el uso de un transductor adecuado, que vea modificadas sus propiedades ópticas de forma acusada con las variaciones del parámetro a medir. Así se han obtenido dos tipos de sensores, dependiendo de cómo actúe el transductor [48, 55]:

- ✓ La respuesta del transductor depende u obedece al parámetro a medir la cual será diferente cuando la geometría del *taper* es modificada. En ese caso seremos capaces de medir dicho parámetro.
- ✓ Sobre el *taper* depositamos una estructura de capas, que va a jugar el papel de transductor, siendo posible de esta manera provocar acoplamiento de modos entre la fibra y esa estructura en función de las características del medio que rodea al *taper*. En particular, las fibras estrechadas son muy sensibles a los cambios en el índice de refracción del medio exterior.

Para una fibra monomodo se cumple que $V_{nu} \leq 2.405$. Durante el proceso de adelgazamiento se reduce el valor de la frecuencia normalizada del núcleo de la fibra. Así mismo, la distribución de intensidad del modo fundamental de ésta cambia de un perfil estrecho a uno ancho, de manera que ya no podemos considerar los modos como modos del núcleo sino como modos del revestimiento. Si sigue decreciendo el diámetro del núcleo, el campo finalmente llega a introducirse completamente en el revestimiento. Cuando V_{nu} pasa a ser la unidad, la luz ya no está guiada por la frontera núcleo-revestimiento, sino que el guiado es controlado por la frontera revestimiento-medio exterior, es decir por el valor local de la *zona de transición* de $V_{rev}(z)$:

$$V_{rev}(z) = \frac{2\pi}{\lambda} \rho(z) \left(n_{nu}^2 - n_{medio\ externo}^2 \right)^{1/2} \quad (153)$$

donde $\rho(z)$ es el radio de la fibra en la zona en que $V_{co} < 1$, n_{rev} son los índices de refracción de revestimiento y de un medio externo (aire) respectivamente. El núcleo en este punto puede haber reducido de 5 a 6 veces por lo que puede ser ignorado y considerar que se tiene una guía en la que lo que era el revestimiento ahora actúa como núcleo mientras que el medio externo (aire) actúa de revestimiento [54].

Por tanto, el efecto del proceso de adelgazamiento es el de crear una región donde existan los modos del revestimiento. Esta región en la que $V_{nu} < 1$, tendrá un valor efectivo de V_{rev} mucho mayor que 2.405 ya que el radio de la fibra es mucho mayor que el del núcleo, pero también porque la diferencia de índices de refracción entre el revestimiento y el medio externo es mayor de lo que era la diferencia entre índices del núcleo y el revestimiento, y por tanto puede soportar muchos modos, por lo que la fibra pasa a ser multimodo [54].

3.1.1 Propiedades ópticas

Podemos describir las propiedades y características de las microestructuras de fibras ópticas como [49]:

- **El confinamiento óptico hermético**; permite que las guías de onda ópticas con radio de curvatura y área modal pequeña presenten ventajas en el desarrollo de dispositivos o circuitos ópticos con trayectorias ópticas cortas, pequeña dimensión y/o bajo consumo de potencia.

- **Los campos evanescentes intensos;** se presentan con mayor intensidad y rapidez en la interfaz núcleo-revestimiento, cuando la luz con una longitud de onda mayor que el núcleo de la fibra interactúa con el revestimiento, lo que implica una alta sensibilidad y/o respuesta rápida, además, el acoplamiento entre una micro-nano fibra con otra guía de onda permite fácilmente la creación de campos evanescentes.
- **Peso liviano;** ya que su masa es pequeña. Una micro-nano fibra puede presenciar y responder al cambio del momento de los fotones guiados a través de vibraciones mecánicas o de desplazamiento, con esto podemos descubrir componentes o dispositivos optomecánicos usando fibras delgadas, como un evidente acoplamiento desencadenado fotón-fotón o la conversión en estas fibras delgadas.

Parte de la descripción y modelo matemático de la propagación de una fibra óptica adelgazada se localiza en [45, 49, 48, 53, 55].

3.1.2 Tipos de fibras ópticas adelgazadas

En general, las estructuras de fibra óptica adelgazadas llamadas *tapers* podrían clasificarse en dos tipos, ver *Fig.44*:

- ❖ *Taper* abrupto (no adiabático).
- ❖ *Taper* gradual (adiabático) → de nuestro interés.

La principal diferencia entre los dos tipos de fibra óptica adelgazada se encuentra en si hay energía luminosa en el modo del núcleo excitando a los modos de revestimiento a través de la *zona/región adelgazada* que será finalmente atenuada por el recubrimiento de la fibra.

Por lo tanto, el adelgazamiento gradual se fabrica habitualmente mediante el adelgazamiento gradual de la fibra óptica con pequeños ángulos de inclinación con dependencia en $\rho(z)$ en la *zona de transición* con el fin de minimizar la pérdida de inserción y normalmente se refiere a la conicidad adiabática larga [16].

Sin embargo, cuando el ángulo de inclinación es suficientemente grande, es decir, la escala de longitud de la conicidad local es mucho más pequeña que la longitud de acoplamiento entre el modo de revestimiento fundamental y de orden superior o de mayor energía, cierta energía en la región de núcleo estará acoplada a la región de revestimiento, la estructura adelgazada forma una **conicidad abrupta** [16].

Generalmente aparece este tipo de fibras ópticas adelgazadas cuando la *zona de transición* y la *zona adelgazada* son de longitudes finales muy cortas, llamadas **fibras ópticas adelgazadas cortas** o **shorts tapers**, cuya descripción de su funcionamiento y utilidad está descrito en [16].

Para las **fibras ópticas adelgazadas largas** o **long taper**, que es de nuestro interés, el campo de onda evanescente, ya descrito brevemente con anterioridad, se desintegra significativamente en la superficie exterior del revestimiento de fibras ópticas estándar, mientras que, con la introducción de *fibras ópticas adelgazadas largas* de bajas pérdidas, la onda evanescente podría ser guiada a lo largo de la

sección de cintura adelgazada extremadamente fina con una considerable energía. La superposición parcial de la onda evanescente con el medio circundante podría utilizarse para mediciones del índice de refracción (IR), cuyas sensibilidades están determinadas por la profundidad de penetración (δ) y la intensidad de la onda evanescente [16, 56-58].

El long *taper* consiste generalmente en dos secciones:

- *Cintura.*
- *Regiones de la transición de la fibra óptica adelgazada.*

La conicidad larga disminuye en primer lugar en diámetro hasta que se alcanza una región de cintura de diámetro constante. Luego, gradualmente aumenta de nuevo al diámetro normal de la fibra [16].

Adicionalmente, las propiedades de las fibras de fibra largas podrían controlarse fácilmente ajustando las condiciones de fabricación, se detallará más adelante. La pendiente o nitidez de las regiones de transición cónicas es un factor clave que determina las características cónicas.

En general, la conicidad de *fibra óptica adelgazada larga* podría dividirse en dos categorías dependiendo de la pendiente del ángulo de conicidad [61], ver *Fig. 44: adiabática* y *no adiabática* [16], cuyo criterio se discutirá en una sección posterior.

Un perfil esquemático típico de la fibra larga cónica podría encontrarse en [59] y las imágenes de microscopio de la cintura cónica y las regiones de transición en [60].

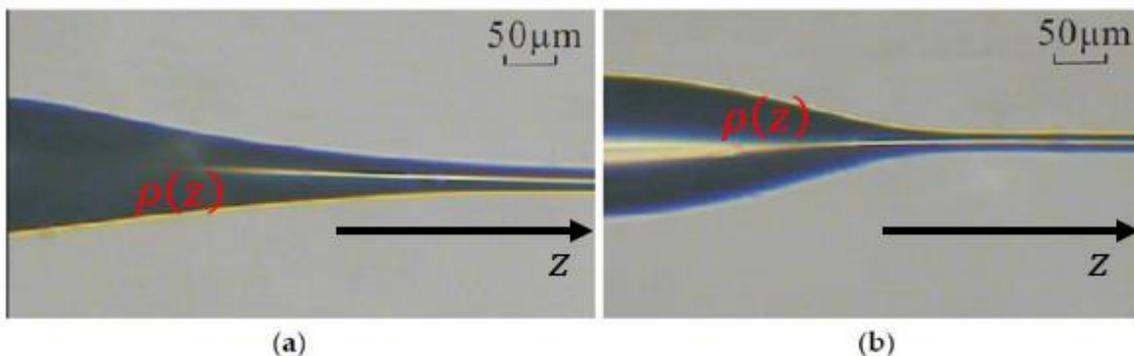


Fig. 44. *Taper* adiabático (a), *taper* no adiabático (b) de fibra larga. $\rho(z)$ es la variación a lo largo de z de la conicidad en la *zona de transición* [16].

3.2 Técnicas de fabricación de las fibras ópticas adelgazadas

En esta sección se mencionarán las principales técnicas para la fabricación de fibras ópticas adelgazada teniendo en cuenta que existen diversos procedimientos para hacer posible el acceso al campo evanescente guiado a este

tipo de estructuras, entre las cuales, desde hace años, está cobrando importancia el llamado *tapering* o *estrechamiento de las fibras ópticas* [48].

La clasificación de las fibras ópticas adelgazadas (FOA) se puede dividir en dos grupos;

- Por calentamiento.
- Por desbaste.

3.2.1 Adelgazamiento por calentamiento

Para el adelgazamiento de fibras ópticas es necesario conocer su temperatura de maleabilidad, este dependerá de la composición del material por otro lado la zona en el que se aplica el calor debe estar bien controlada, tanto en temperatura y estabilidad, así como su área geométrica, la ubicación de la fibra a la fuente y el ambiente libre de polvo [39]

A diferencia de otros materiales, el vidrio basado en sílice no tiene una temperatura exacta de fusión, sin embargo, su viscosidad se reduce considerablemente al grado de poder ser manipulable alrededor de los 1,200°C [13].

Los métodos para fabricación de fibras ópticas adelgazadas son los siguientes:

- ⊗ **Fusión y estiramiento:** Se utiliza una fuente de calor producida por combustión de gases como el hidrógeno, propano o butano [62] como combustibles y oxígeno como comburente, de manera que se pueda obtener una flama con la temperatura adecuada. La técnica se puede utilizar de dos maneras:
 - 1) el estiramiento se puede hacer de un extremo de la fibra.
 - 2) el estiramiento se puede hacer por ambos extremos de la fibra, además la fuente de calor puede estar fija o puede oscilar, por ejemplo, en la *Fig. 45*, se utilizan tres etapas de traslación [39].

El método de adelgazamiento por flama, aunque puede presentar un reto mayor, proporciona muy buena flexibilidad y estabilidad a largo plazo [42]

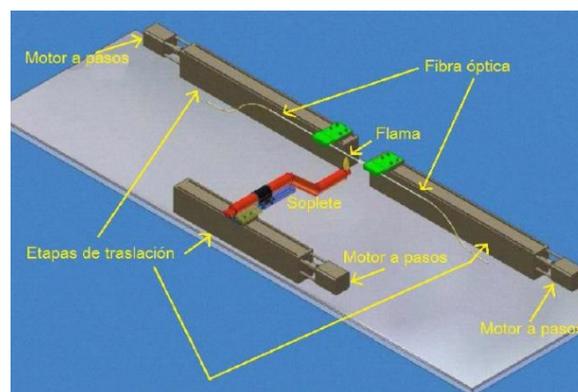


Fig. 45. Sistema 3D para fabricación de *tapers* usando la técnica de fusión calentamiento-estirado [42, 53].

Micro horno:

El micro horno de grafito consiste en hacer circular una corriente a través de un cilindro de grafito con un orificio al centro, punto de fusión 3,527°C, pero altamente inflamable con el oxígeno, como en el método anterior se debe aislar con un gas inerte como el argón [39].

Al igual que los otros métodos anteriores, la fibra se calienta predominantemente por convección térmica a través del ambiente circundante [42],

Láser de CO₂:

Debido a que las fibras a base de sílice son de una altísima pureza y transparencia en el visible y el infrarrojo cercano, es posible calentarlas con este tipo de mecanismo, que tiene una longitud de onda alrededor de 10 micrómetros, la cual es absorbida por la sílice [42].

Arco eléctrico:

Esta técnica y comúnmente la más utilizada para empalmar fibra, donde se aplica un alto voltaje a dos electrodos separados por un espacio de aire, la corriente que fluye calienta el aire. La técnica está optimizada en equipos de venta comercial (empalmadoras de fusión). Se pueden obtener buenos resultados cuando se requiere adelgazamientos menores a 1 mm de extensión, es muy efectiva para aplicaciones de empalme o fabricación de acopladores de fibra óptica [39, 42].

Filamento de fusión:

Basado en un elemento que se calienta por resistencia eléctrica, el tungsteno el más utilizado, el cual tiene punto de fusión más alto de los metales, 3,410°C, pero este se oxida rápidamente, un gas inerte rodea el filamento (normalmente argón) ofrece ventajas en el control de la temperatura y la estabilidad. Debido al gas que fluye constantemente, el método no se aplica para la fabricación de acopladores y empalmes. Pero este método ofrece ventajas en temperatura y estabilidad con respecto al método de arco eléctrico, así se puede utilizar para adelgazar fibras de mayor diámetro [39].

3.2.2 Adelgazamiento por desbaste

En este tipo de técnicas la fibra no es calentada ni estirada, la técnica consiste en remover, de forma mecánica o ataque químico, el revestimiento de manera que el núcleo quede expuesto.

Litografía por haz de electrones:

Técnica en el cual se elimina de forma selectiva una región de una superficie cubierta con una película de electrones sensibles que cambia la propiedad de solubilidad al exponerse a un haz de electrones. Mediante la inmersión en un disolvente se eliminan de las zonas expuestas [39, 55].

Maquinado por haz de iones:

Aunque esta técnica en particular es empleada para fabricar microestructuras de fibra previamente adelgazadas, no resultaría imposible la fabricación del *taper* por este medio. Sin embargo, el maquinado por haz de iones (*Ion Beam Milling*) —el cual se controlaría utilizando los principios de funcionamiento de un **CNC** para un *táper* simétrico— sería [42]:

- 1) Muy lento.
- 2) El maquinado es susceptible a fracturas con propagación de microgrietas.

Ataque químico:

En la técnica se elimina el revestimiento de la fibra con una solución ácida de alta concentración por un determinado tiempo y luego se diluye la solución para controlar el diámetro de la cintura que también depende de la temperatura, humedad y el dopaje de fibra de vidrio. De esta manera la fibra adelgazada tendrá la intercara núcleo-aire por el cual las características ópticas en este procedimiento varían [39, 55], además el índice de refracción disminuye a medida que el núcleo se elimina a través de ataque químico y es una gran diferencia entre una fibra óptica adelgazada químicamente y las adelgazadas por calor debido al confinamiento fuerte ya que puede alcanzar su máximo en el rango visible e infrarrojo cercano, cuando la dimensión de la guía onda está en nano-escalas. Las fibras ópticas adelgazadas por esta técnica se utilizan en mayor medida para las mediciones de fluorescencia [42].

Un compuesto químico normalmente utilizado para esta técnica es el ácido fluorhídrico (HF). El fluoruro amónico (NH_4F), que es una solución a partir del HF, es más utilizado ya que actúa como protector y disminuye la razón de adelgazamiento de la fibra, lo que permite un mayor control de esta. En el caso del ataque químico el control del tiempo de acción del químico sobre el vidrio de la fibra, para conseguir el diámetro deseado, depende de varios factores (concentración, volumen, presencia de impurezas) lo que dificulta establecer un método preciso [48].

Pulido mecánico en D:

Esta técnica procede a un adelgazamiento simultáneo del revestimiento y núcleo que tiene el inconveniente de la pérdida de potencia óptica dentro del núcleo por la reducción del diámetro, en algunas aplicaciones es el más conveniente en usar. Comparando con el ataque químico, donde los ángulos rodean los 8° a 41° , con el pulido se puede obtener un rango que oscila entre los 30° y los 130° con la ventaja de obtenerse superficies altamente lisas que mejoran la adherencia de películas metálicas en la zona adelgazadas que se utiliza en **plasmónica**, que corresponde al estudio de la interacción entre el campo electromagnético y los electrones libres en un metal [42].

3.3 Técnica del quemador móvil a través calentamiento-estirado

Este método consiste, ver *Fig. 46*, en la sujeción de una fibra de manera horizontal sobre una fuente de calor y, al tiempo que el quemador va barriendo la zona deseada de la fibra, el mecanismo de estiramiento inducido en la fibra óptica es producido por dos motores, uno para cada extremo de la fibra sujeta, hasta alcanzar la forma adecuada. El quemador proporciona una llama a partir de la

combustión de una mezcla de oxígeno y algún combustible como puede ser *butano*, *hidrógeno*, etc.

La velocidad de barrido del quemador debe ser mucho mayor que la velocidad de elongación de la fibra para poder simular así una llama extensa con una distribución de temperaturas lo más uniforme que pueda producirse, cuya longitud de barrido puede alterarse durante el proceso de estrechamiento para conseguir *tapers* con los perfiles deseados [55].

Mediante esta técnica se puede conseguir cualquier perfil razonable de *taper* ya que los *parámetros fundamentales* del *taper* pueden ajustarse controlando la velocidad de los carros que sostienen la fibra y el movimiento del quemador, tanto en rango como en velocidad, recurriendo a modelos teóricos, brevemente detallados a continuación, que predicen los parámetros geométricos de los *tapers* a partir de esas magnitudes.

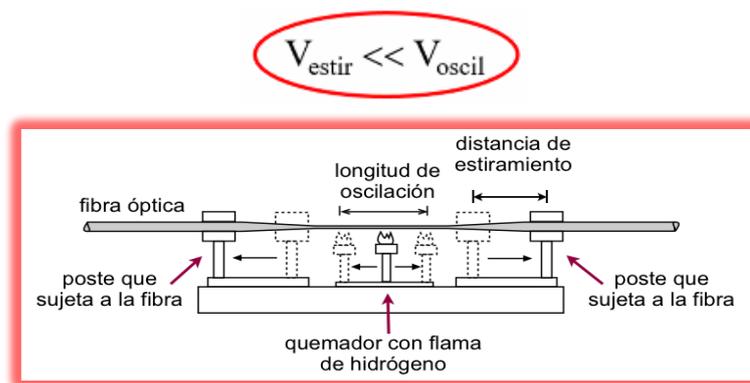


Fig. 46. Diagrama esquemático para adelgazar fibras ópticas a través de un quemador móvil [63].

Un ejemplo de dispositivo para la producción de *tapers* por medio de esta técnica es la que puede observarse en la Fig. 47 [55].

Donde, la máquina se controla mediante ordenador y consta de: *un quemador con su sistema mecánico de barrido, el mecanismo de sujeción y estirado de las fibras y el sistema de control.*

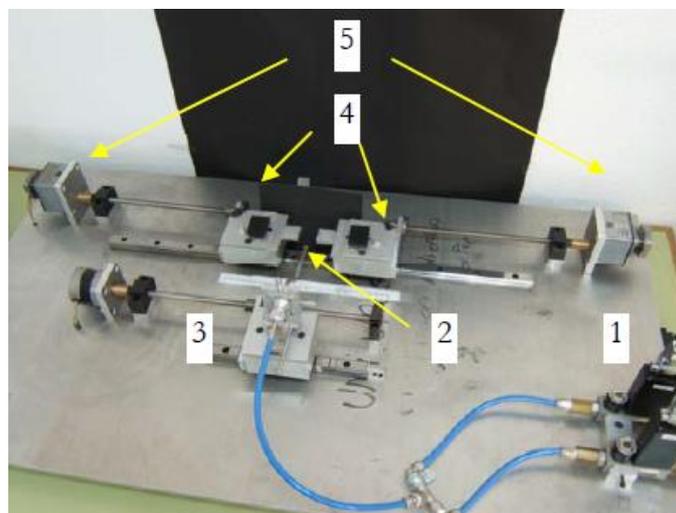


Fig. 47. Fotografía del dispositivo para la fabricación de *tapers*: 1) Controladores del flujo de gas. 2) Quemador. 3) Sistema de Barrido. 4) Sujeción de las fibras ópticas. 5) Mecanismo de estiramiento [55].

3.3.1 Modelo del perfil y ajustes de los parámetros de una fibra óptica adelgazada

El modelo teórico que se ha seguido para el ajuste de los parámetros de los *tapers* que fabricamos es el propuesto por Birks y Li [59]. El problema de encontrar el perfil particular que resulta de estrechar una fibra con una determinada fuente de calor, con su propia distribución de temperatura, es un problema más o menos complicado de mecánica de fluidos.

El modelo de Birks y Li y la interpretación concisa de su trabajo plasmada por Herrera N. [55], considera que la sección de la fibra calentada es siempre simétrica y cilíndrica en ambas *zonas/regiones de transición* y que se calienta a una temperatura uniforme (por lo tanto, la viscosidad es uniforme) de manera que no son necesarias las técnicas de mecánica de fluidos, pero tomando en cuenta la conservación de la masa (y por tanto del volumen de vidrio).

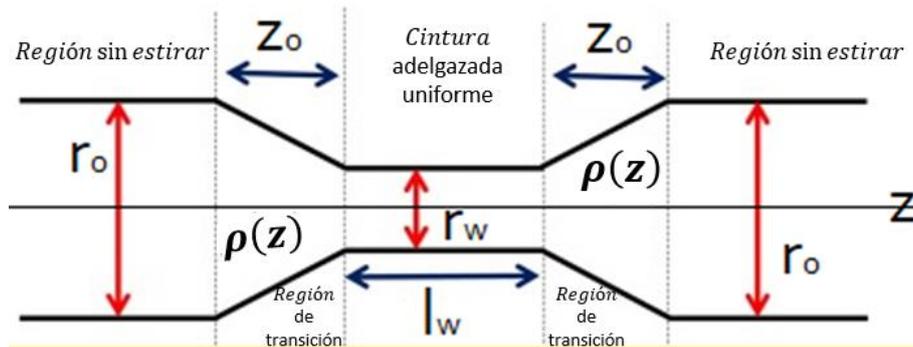


Fig. 48. Perfil longitudinal de una fibra óptica adelgazada ubicando los parámetros relevantes para el modelo teórico utilizado.

Se asume que una longitud $l_w = l_0$ de fibra se calienta uniformemente y se estira, mientras que fuera de esta zona caliente la fibra está fría y sólida.

En las Fig. 49 y 50, se muestra la manera en que la fibra óptica desde su perfil geométrico inicial cambia su forma durante un proceso de adelgazamiento, observando que L es llamado de calentamiento el cual se puede hacer variar de acuerdo al tipo de *taper* que se requiera fabricar [39].

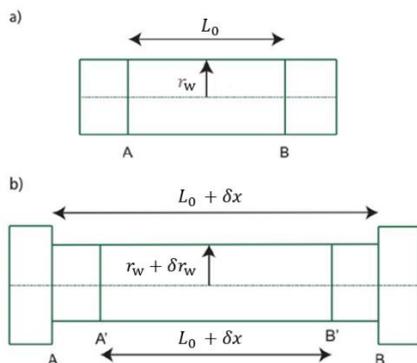


Fig. 49. a) Cinta de *taper* cilíndrico, AB es la zona de calentamiento en un tiempo t , b) en un tiempo $t + \delta t$ se ha estirado una distancia δx para formar una cinta más estrecha [39].

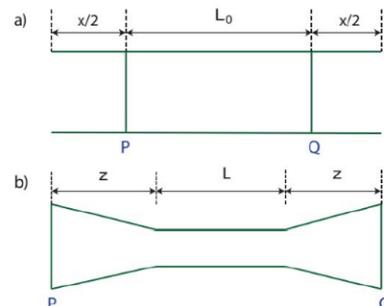


Fig. 50. a) La fibra óptica en $t = 0$ empieza el estiramiento, PQ será la longitud L_0 que es calentada b) en un tiempo t , durante el estiramiento P y Q se separan una distancia x [39].

Los parámetros empleados en el modelo se pueden ver indicados en la estructura de la fibra adelgazada que aparece en la *Fig. 48* [55].

Además, se predice que la variación del radio el cuello del *taper*, r_w , con la extensión total del *taper*, x , es:

$$r_w(x) = r_0 e^{-x/2L_0}, \quad (154)$$

donde:

r_0 → es el diámetro inicial de la fibra. L_0 → es la longitud inicial de la *zona caliente*.

El modelo predice que la forma cónica no dependerá de la velocidad de alargamiento [39].

El valor de éste en la *zona más estrecha* se calcula como $r_w(x_0)$, donde:

x_0 → es el estiramiento final del *taper*.

La longitud del cuello es de L_0 y las *regiones/zonas de transición* tienen siempre una forma exponencial:

$$\rho(z) = r_0 e^{-z/L_0}, \quad (155)$$

donde:

z → es la distancia a lo largo de la región de transición.

Para relacionar el radio de cintura con el radio inicial de la fibra, definimos al parámetro R , llamado relación de conicidad [39].

$$R = \frac{r_w}{r_0}, \quad (156)$$

El modelo se generaliza permitiendo que la longitud de la *zona caliente* varíe durante el estiramiento, proporcionando así un procedimiento por el que se pueda producir *tapers* de cualquier forma.

Si la longitud de la *zona caliente* varía linealmente como [55]:

$$L(x) = L_0 + \alpha x, \quad (157)$$

donde:

α es una constante que determina la variación de la *zona caliente* y *estiramiento* del *taper* y que debe cumplir $\alpha \leq 1$, es decir, provoca el perfil y la longitud final del *taper*.

La variación del radio del cuello se describe ahora:

$$r_w(x) = r_0 \left(1 + \frac{\alpha x}{L_0}\right)^{-\frac{1}{2\alpha}}, \quad (158)$$

y su longitud como: $l_w = l_0 + \alpha x_0$.

Además, de la ecuación $z(x) = \frac{1}{2}(1 - \alpha)x$ se puede concluir que $-1 \leq \alpha \leq 1$ para garantizar la existencia cónica del *taper*, ver *Tabla 8* y *Fig. 51*.

Función	Valores
Lineal	$\alpha = -0.5$ Y también para valores cercanos a este.
Parabólica	$-1 \leq \alpha < -0.5$
Exponencial	Se ajusta para el resto de los valores.

Tabla 8. Valores en la cual el perfil de la fibra óptica adelgazada tomará forma de una función lineal, parabólica o exponencial a ciertos valores de α [39].

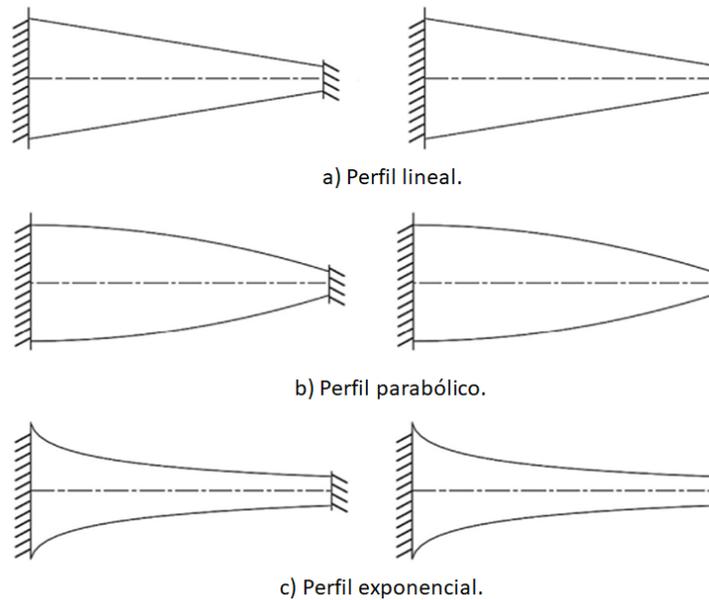


Fig. 51. Perfiles resultantes para las fibras ópticas adelgazadas en función del parámetro α [59].

Las regiones/zonas de transición del *taper* son ahora:

$$\rho(z) = r_0 \left(1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)L_0} \right)^{-\frac{1}{2\alpha}} \tag{159}$$

Si $\alpha \rightarrow 0$, se obtiene el perfil exponencial dado por (155) y *Tabla 8*.

En la *Fig. 52* se muestran los diferentes perfiles de los *tapers* en función del valor del parámetro α para unos valores dados de r_0 , L_0 y un radio de cuello de valor $r_w = r_0/4$ [55]:

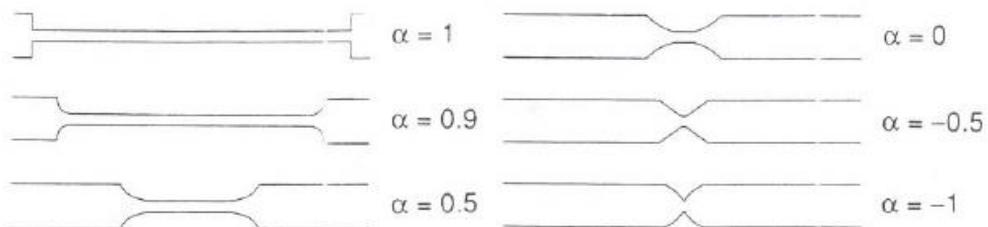


Fig. 52. Perfiles resultantes para las fibras ópticas adelgazadas en función del parámetro α , a partir de una zona caliente variable y para los mismos valores de r_0 , L_0 y r_w [59].

Se puede ver que cuanto mayor es el valor de α , mayor es la longitud del cuello del *taper*. Cuando $\alpha = 1$ la longitud del cuello es de $16L_0$ mientras que para $\alpha = 0$ es de L_0 .

La relación de conicidad para este caso con relación a la longitud de estirado debido a las ecuaciones (156) y (158) es:

$$R = \left(1 + \frac{\alpha x}{L_0}\right)^{-\frac{1}{2\alpha}}. \quad (160)$$

Aunque las premisas del modelo no se cumplen en todos los sistemas de estiramiento de fibras, por ejemplo, en el caso del quemador estacionario la no uniformidad de la distribución de temperatura de la llama hace que el perfil experimental del *taper* producido no se ajuste con el valor predicho por el modelo, se demuestra experimentalmente que la correspondencia de sus resultados con los perfiles de *tapers* producidos mediante la técnica del quemador móvil es buena [55].

3.4 Comportamiento de la luz guiada por una fibra estrechada

El comportamiento de la luz a través de cada región de un *taper*, se puede estudiar por medio del modelo de acoplamiento de los primeros modos o acoplamiento local de modos, para este modelo se considera una fibra modal de índice escalonado y los modos que se utilizan son los modos LP que se han estudiado previamente

En la **región I** de la Fig. 53 (región sin estrechar), la radiación electromagnética es guiada por la fibra a través del núcleo con el único modo que propaga, el modo fundamental LP_{01} .

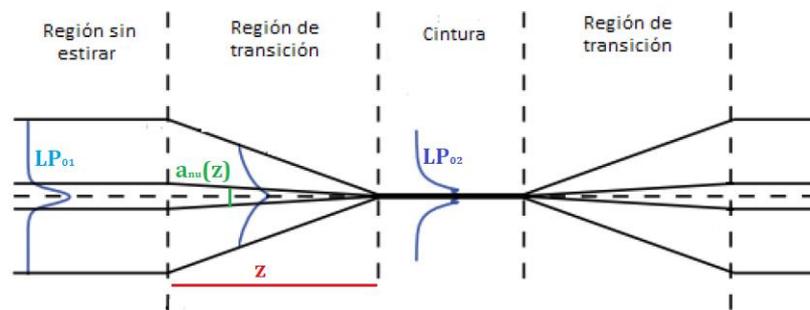


Fig. 53. Propagación de la radiación electromagnética en una fibra óptica adelgazada [39].

Región de transición/cono; el diámetro de la fibra óptica estrechada comienza a disminuir, el núcleo y el revestimiento logra mantener tamaño relativo entre ellas, y la propagación de la luz se puede describir inicialmente en términos del modo local guiado LP_{01} por el núcleo, que corresponde al modo para obtener condiciones locales determinadas, es decir, toma valores en cada punto para cada radio en concreto. Esta descripción es exacta siempre que la geometría de la fibra óptica adelgazada sea suficientemente gradual como para obtener una propagación adiabática, que se profundiza más adelante. Esta disminución del tamaño del núcleo provoca que el perfil de la distribución de intensidad del modo fundamental se ensanche provocando que para radios del núcleo lo suficientemente pequeños el campo modal se extienda hasta la intercara del revestimiento y el medio externo, logrando que la gran parte de la potencia del LP_{01} se propague por el revestimiento.

Región cintura/adelgazada uniforme; para asegurarnos que la luz se propague solamente por el revestimiento, sucede cuando el parámetro de frecuencia de corte posee un valor aproximadamente a la unidad (visto al inicio del Capítulo 3), ahora, el revestimiento será el que hace el papel de núcleo, en esta zona de la nueva guía de onda con un índice de refracción del medio que la envuelve pudiendo ser de valor bajo, obteniendo una frecuencia normalizada grande que posibilita la propagación de más modos, convirtiendo en esta región de la fibra óptica en régimen multimodal con procesos de acoplamiento entre el modo local guiado por el revestimiento LP_{01} y nuevos modos ahí mismo de orden superior LP_{0n} .

Sin embargo, este acoplamiento se produce preferentemente entre el modo LP_{01} y el modo LP_{02} , debido a que posee la misma simetría y por tanto a medida que la luz se propaga a lo largo en la zona adelgazada la energía se transfiere principalmente entre estos dos modos locales en el revestimiento.

Para una fibra adelgazada, el valor del parámetro de transición núcleo-revestimiento V_{nu-rev} es [48]:

$$V_{nu-rev-r} = \sqrt{\frac{2}{\ln(s)} \left(1 + \frac{0.26}{\ln(s)}\right)^{1/2}}, \quad \text{donde } s = \frac{r_{rev}}{r_{nu}}, \quad (161)$$

y que no depende de la longitud de onda de operación.

El valor local V del núcleo a la cualquier posición a en la zona de transición Z es función de la longitud de onda y puede ser expresada como;

$$V_n(z) = \frac{2\pi a_{nu}(z)}{\lambda} \sqrt{n_{nu}^2 - n_{rev}^2},$$

Obteniendo las siguientes condiciones;

- ❖ $v_{nu}(z) > v_{nu-rev}$; solo se propaga por el núcleo.
- ❖ $v_{nu}(z) = v_{nu-rev}$; valor de $V_{nu}(z)$ se hace también pequeño y ya no soporta la propagación solo en el núcleo.
- ❖ $v_{nu}(z) < v_{nu-rev}$; el revestimiento es el nuevo medio de guiado y la radiación electromagnética se propaga como un modo del revestimiento.

Segunda región de transición; el núcleo recupera el modo fundamental LP_{01} y la potencia de energía que transfirió al modo LP_{02} se pierde en el proceso de recuperación, como consecuencia, se ve reflejado una disminución en la transmisión de salida del *taper*.

A partir del modelo basado en el acoplamiento de modos se puede revisar una clasificación de los tipos de fibras ópticas adelgazadas, ver *Tabla 9* [39, 55]:

<p>Perfectamente adiabático; Se produce cuando no hay transferencia de potencia desde el modo fundamental a modos de orden superior, es decir la evolución del campo modal y los cambios de fase acumulados a lo largo del <i>taper</i> se describen únicamente para el modo LP_{01}.</p>	<p>Adiabático; El perfil de la fibra óptica adelgazada es lo suficientemente suave provocando que el guiado del campo modal no se vea tan afectado y las pérdidas totales de radiación transmitida sean bajas.</p>
<p>Ligeramente no adiabáticos; Aquí, el acoplamiento modal se produce predominantemente entre los modos LP_{01} y LP_{02}.</p>	<p>Abruptos; Produce una ruptura total en el acoplamiento del modo LP_{01} y varios modos de orden superior LP_{0n} del revestimiento.</p>

Tabla 9. Clasificación de los tipos de fibra óptica adelgazadas [39].

En los dos últimos casos de un *taper*, la transmisión para la potencia LP_{01} muestra un comportamiento oscilatorio en función de la elongación, el índice de refracción del medio externo y la longitud de onda, cuya amplitud de oscilación depende del perfil de índices de la fibra y la geometría, ver *Tabla 8*, del *taper* [55].

3.4.1 Campo evanescente en fibras ópticas adelgazadas

En el *Capítulo 2* se habló sobre los campos evanescentes de fibras ópticas, en esta sección la interpretación es la misma. Pero la profundidad de penetración (151) es distinta porque ahora varía con el ángulo de incidencia conforme a la geometría de la fabricación de las fibras ópticas adelgazadas.

Se define al ángulo inicial γ_0 como el ángulo del rayo propagándose dentro del *taper* y su eje de referencia. Mostrando un diagrama con trazos de rayo en la zona de transición del núcleo de la fibra óptica adelgazada, ver *Fig. 54*.

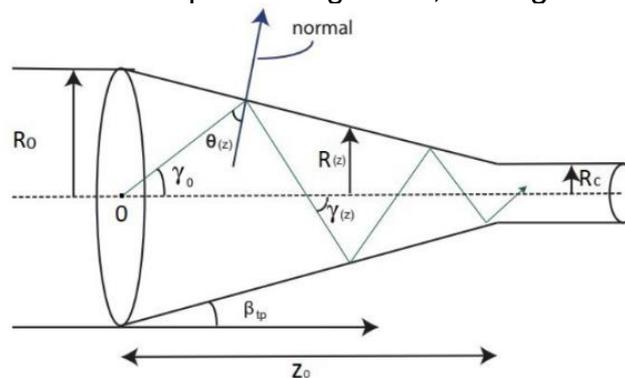


Fig. 54. Trazo de rayo de un perfil lineal [39].

La longitud del cono formado en la región de transición y tomando como referencia al cero hasta un máximo z_0 , con un radio que decrece de R_0 a R_c , y por ende γ_0 también varía.

Se puede asociar a tres tipos de geometrías en el perfil de una fibra óptica adelgazada cómo se mostró en la sección del *Modelo del perfil y ajustes de parámetros*, ver *Tabla 8*.

A través de la geometría óptica podemos observar que los rayos guiados forman un ángulo inicial γ_0 que va cambiando conforme va avanzando a lo largo de la longitud por $\gamma(z)$, esta variación tiene una relación con:

$$R_0 \text{sen}(\gamma_0) = R(z) \text{sen}(\gamma(z)) \quad (162)$$

cuyos perfiles y ángulos iniciales de la fibra óptica adelgazadas están dados por las ecuaciones [39];

LINEAL

$$R(z) = (R_c - R_0) \frac{z}{z_0} + R_0, \quad \gamma_z = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}(\gamma_0)}{(R_c/R_0 - 1)(z/z_0) + 1} \right]. \quad (163)$$

PARABÓLICA

$$R(z) = R_0 \left(1 + \frac{z}{z_0} \left[\frac{R_c^2}{R_0^2} - 1 \right] \right)^{1/2}, \quad \gamma_z = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}(\gamma_0)}{\left[1 + (z/z_0)(R_c^2/R_0^2 - 1) \right]^{1/2}} \right]. \quad (164)$$

EXPONENCIAL

$$R(z) = (R_0 - R_c) \left[\exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \frac{z}{z_0} \exp(-1) \right] + R_c$$

$$\gamma_z = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}(\gamma_0)}{\left[(1 - (R_c/R_0)) \left[\exp(z/z_0) - (z/z_0) \exp(-1) \right] + R_c/R_0 \right]} \right]. \quad (165)$$

Teniendo como un resultado [39], por ejemplo, la profundidad de penetración para un perfil lineal:

$$\delta_{lineal} = \frac{\lambda}{2\pi A \cdot N \cdot \left(1 - \frac{n_{rev}^2}{n_{nu}^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \left[\cos^2 \left[M + \tan^{-1} \left(\frac{R_0 - R_c}{z_0} \right) \right] - \frac{n_{rev}^2}{n_{nu}^2} \right]^{\frac{1}{2}}}$$

$$M = \text{sen}^{-1} \left(\frac{\gamma_0}{\left(1 + (z/z_0) \left((R_c/R_0) - 1 \right)^2 \right)} \right) \quad (166)$$

3.5 Criterio de adiabaticidad

Generalmente, un *taper* es aproximadamente adiabático cuando el ángulo de conicidad es lo suficientemente pequeño en todas partes permitiendo garantizar una pérdida insignificante de energía del modo fundamental LP_{01} a medida que se propaga a lo largo del *taper*. El acople y transferencia de energía entre todos los modos posibles dependerá esencialmente de la forma de los conos para indicar si son o no son adiabáticas.

Se dice que si un ángulo del *taper* Ω (ángulo de inclinación) es muy pequeño la transmisión es casi completa debido a que toda la energía aún se mantiene en él fundamental ver Fig. 55 [39, 59].

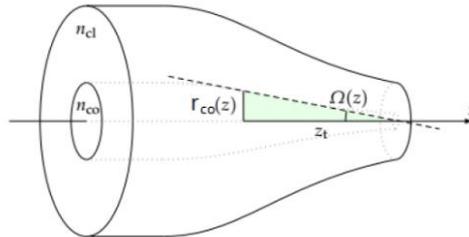


Fig. 55. Perfil del cono del *taper*, donde $\Omega(z)$ es su ángulo en un punto en z , la longitud en ese punto es indicado como z_t y r_{co} es el radio del cono a lo largo del *taper* [39].

La forma del cono es descrita por el ángulo de inclinación para cada punto a lo largo del eje z de la fibra óptica adelgazada y es definido por;

$$\Omega(z) = \frac{|dr_{co}(z)|}{|dz|} = \frac{r_{co}(z)}{z_b} \leq \frac{r_{co}(z)(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi}. \quad (167)$$

Para encontrar un ángulo límite se debe comparar la longitud del cono en cada punto de z de la fibra óptica, representado por z_t y definido por:

$$\Omega(z) = \tan^{-1}(r_{co}(z)/z_t) \approx r_{co}(z)/z_t,$$

$r_{co}(z)$ es el radio del núcleo y cuya aproximación es correcta ya que en la práctica;
 $\Omega(z) \ll 1$.

Definiendo también a la longitud de batido, donde β_1 y β_2 son las constantes de propagación del modo fundamental y del segundo modo de orden superior respectivamente. El ángulo del cono debe variar lentamente dentro de la longitud del batido, ya que de esta manera minimiza el acople de los modos teniendo como resultado $z_t \gg z_b$, en otro caso sí $z_t \ll z_b$ ocurre el acople y, por tanto, pérdidas de la intensidad de potencia de salida de la radiación electromagnética.

La desigualdad de la ecuación (167) es para producir el mínimo acoplamiento, estableciendo que sí $z_t = z_b$, se obtiene el criterio de adiabaticidad [39,59].

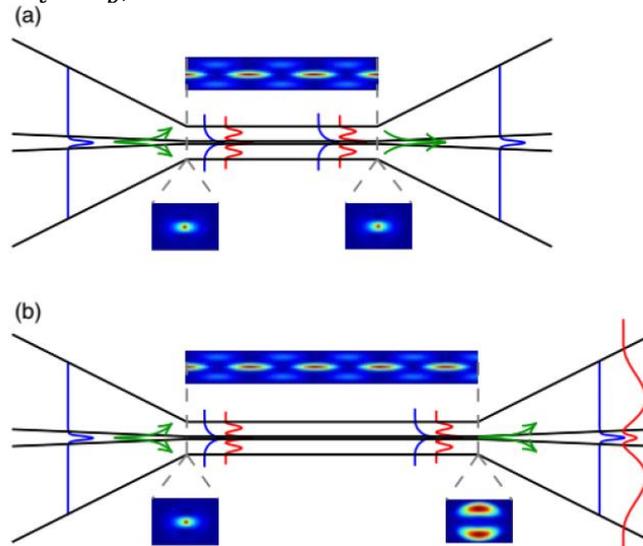


Fig. 56. Esquema de la evolución modal en la región del cono. Línea azul la potencia inicial contenida en el modo fundamental LP_{01} . Cuando el núcleo se hace muy pequeño la radiación se escapa al revestimiento (flechas verdes), Provocando modos de orden superior excitados (línea roja) [39].

- a) Longitud del *taper* con un número entero de longitud de batido, adiabática
- b) Longitud del *taper* con un número no entero de la longitud de batido, no adiabática.

3.6 Resonancias electromagnéticas e investigación de sensores ópticos

Antes de abordar los fenómenos físicos reproducibles en el apartado experimental para el desarrollo e investigación de este proyecto, que consiste en la combinación de diversas áreas del conocimiento como lo menciona nuestro título de trabajo. Ya se habló de la fibra óptica y sus características, así como un desarrollo teórico breve de la importancia que nos puede ofrecer como un medio o canal guía de onda con su forma geométrica natural y también en una estructura modificada por medio de alguna técnica de adelgazamiento para la fabricación de microestructuras de fibra óptica llamados *tapers*, y todo lo que conlleva para nuestro interés como es la obtención de campos evanescentes en determinadas zonas selectivas. Finalmente, la incorporación de la ciencia de los polímeros que poseen característica como la flexibilidad mecánica, propiedades de conductividad y absorción a ciertas longitudes de onda y respuestas espectrales tales como la

luminiscencia, hacen aún más interesante su investigación conjunta con los ya mencionados *tapers*. Esto a través de su recubrimiento con películas delgadas o depósitos de materiales poliméricos a través de las diversas técnicas de depósitos que existen actualmente sobre la zona ya adelgazada.

En este trabajo es fundamental el tipo de recubrimiento de películas delgadas sobre el sustrato que corresponde a la fibra óptica adelgazada. Una película delgada puede ser definida como una capa de espesor nanométrico de un material fijado sobre un sustrato con el objetivo de modificar determinadas propiedades del mismo. Normalmente, el tamaño de los recubrimientos o películas delgadas va desde espesores de varios nanómetros a unos pocos micrómetros dependiendo de la aplicación a utilizarse [65].

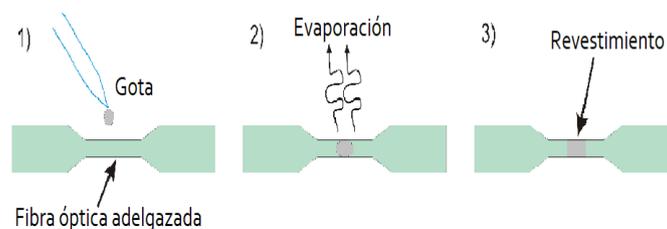


Fig. 57. Proceso por goteo, la cual corresponde a la técnica empleada en este trabajo [67].

Por otro lado, los recubrimientos por medio de películas delgadas o depósitos de materiales pueden contribuir a mejorar las propiedades de las guías de ondas aplicadas principalmente a dos campos de investigación: **las comunicaciones y los sensores**. Por ejemplo, se pueden utilizar sobre estos sustratos ópticos para la fabricación de sensores, los cuales pueden emplear respuestas selectivas a una amplia variedad de fenómenos físicos / químicos / biológicos, tales como la *radiación solar, humedad, PH, concentraciones de gases, índice de refracción* o cualquier tipo de enfermedades (65).

Concluyendo, en esta sección, con la información para desarrollar todo su potencial en el campo de los sensores fotónicos/ópticos y su principio físico que relaciona, todo lo abarcado en este marco teórico.

3.6.1 Resonancias electromagnéticas generadas en fibras ópticas recubiertas

Las guías de onda ópticas recubiertas de películas delgadas han sido un tema de gran interés durante décadas y el desarrollo de nuevos materiales y métodos de depósito a escala nanométrica trajo nueva vitalidad. Las resonancias electromagnéticas (**EMR**) se pueden generar y caracterizar mediante la adsorción de recubrimientos nanoestructurados en ondas ópticas.

Los recubrimientos a escala nanométrica con un índice de refractivo complejo (es decir, es un nanorecubrimiento con pérdida) depositados en guías de onda ópticas permiten obtener bandas de atenuación en el espectro de transmisión, este fenómeno se explicó como un acoplamiento entre los modos de guía de onda y los modos con pérdida (modos guiados con un índice efectivo complejo) de película delgada semiconductor [68].

Dependiendo de la permitividad eléctrica del recubrimiento o películas delgadas, se pueden distinguir tres respuestas principales;

- **Excitones-polaritones de superficie de largo alcance (LRSEP)** [69].
- **Resonancias de plasmón de superficie (SPR)** [70].
- **Resonancias de modos con pérdida (LMR)** [71-73].

Excitones-polaritones de superficie de largo alcance (LRSEP)

Los *LRSEP* son resonancias electromagnéticas superficiales que se encuentran confinadas en el interfaz del recubrimiento de la película delgada con un medio dieléctrico homogéneo, el potencial que tiene este tipo de tecnología aún está en etapa de investigación y probablemente sea porque está recibiendo menos atención por parte de la comunidad científica. Para conseguir la propagación de un *LRSEP* es necesario que el material que forme el recubrimiento posea un alto valor de la parte imaginaria de su permitividad eléctrica, ver *Tabla 10* (lo que significa alta conductividad y usualmente generado por recubrimientos metálicos) y una baja parte real, lo que significa que debe poseer valores similares en magnitud a los términos de su índice de refracción compleja [65].

Sin embargo, el estudio de este tipo de resonancias no es tan relevante debido al material que se necesita para su reproducción experimental.

Resonancias de plasmón de superficie (SPR)

Las *SPRs* se generan cuando la parte real de la permitividad del material que recubre a la fibra óptica es negativa y superior en magnitud a su parte imaginaria y a la parte real de la permitividad del medio externo que rodea al recubrimiento, ver *Tabla 10*. De acuerdo con la definición anterior, la transferencia de energía se produce entre el campo evanescente de la luz que se propaga dentro del sustrato y el plasmón superficial localizado sobre la superficie del recubrimiento.

El plasmón superficial para generarlo es necesario que electrones libres en la interfaz de dos materiales estén presentes. Uno de estos materiales regularmente es un metal, debido a la gran cantidad de electrones libres de conducción que presentan. Los plasmones de superficie se pueden considerar como ondas propagantes de densidad de electrones, las cuales están presentes en la interfaz entre un metal y un dieléctrico. También pueden ser vistos como ondas electromagnéticas fuertemente confinadas a esta interfaz, por lo que su utilidad en las *SPRs* es fundamental [74].

Un fotón es la partícula elemental responsable de las manifestaciones cuánticas de los fenómenos electromagnéticos y que posee todas las formas del espectro electromagnético, por lo tanto, si un fotón incide a una determinada longitud de onda (frecuencia óptica) se puede convertir en un plasmón en el material que recubre a la fibra óptica y se propagará paralelamente a la dirección de propagación de la fuente de radiación electromagnética. Esta energía ya no retorna al sustrato del que procedía, por lo que, si esto ocurre para un número determinado de longitudes de onda, se producirá una pérdida de potencia en diferentes longitudes de onda del espectro óptico.

Es común la utilización de depósitos de materiales de metales y metales nobles sobre la fibra óptica para la generación de las *SPRs* debido a las características metálicas de estos materiales. Sin embargo, algunos metales como el indio que es demasiado caro, el sodio es muy reactivo, el cobre y el aluminio generan *SPRs* muy amplias y la plata se oxida fácilmente. Esto refuerza la utilización del metal de oro como el más práctico debido a su estabilidad bajo diversas condiciones ambientales [65]

Las *SPRs* pueden ser excitadas utilizando la configuración de Kretschmann. Para ello, se necesita la utilización de una luz que se encuentre polarizada en el modo *TM* (o *polarización-p*) para poder excitar las ondas plasmónicas. La razón de ello es que las *SPRs* se pueden entender como fluctuaciones en la densidad de carga superficial del material. Esta densidad de carga necesita ser excitada por un campo eléctrico externo. La luz polarizada en modo *TM* es la única polarización que contiene un campo eléctrico perpendicular a la interfaz sílice/depósito de material. Por lo tanto, la polarización *TM* de la luz es la única manera de obtener esas densidades de carga y, en consecuencia, de excitar las *SPRs*.

Por este motivo es necesario introducir una etapa previa de polarización de la luz en los set-up para las *SPRs*, dando lugar a un aumento en el coste del dispositivo o montaje final. Además, aumentando el espesor de la película delgada, la absorción del metal también aumenta considerablemente, produciéndose un cambio apenas apreciable en la longitud de onda. Este fenómeno se produce debido a que se trata de un recubrimiento sobre la fibra óptica de metal puro sobre el sustrato. Un metal puro determina las oscilaciones plasmónicas a una frecuencia / longitud de onda predominante. En consecuencia, sólo los fotones con esa energía precisa permiten que se genere la resonancia. Por otra parte, esta situación se mantiene mientras el espesor de película se mantenga en un intervalo entre 10 y 200 nm. Para valores superiores a este espesor, la onda evanescente no es capaz de llegar a la superficie de película delgada, por lo que los plasmones no pueden ser excitados y todo el sistema se comporta como una nueva guía de ondas, por lo que desaparece la resonancia [65].

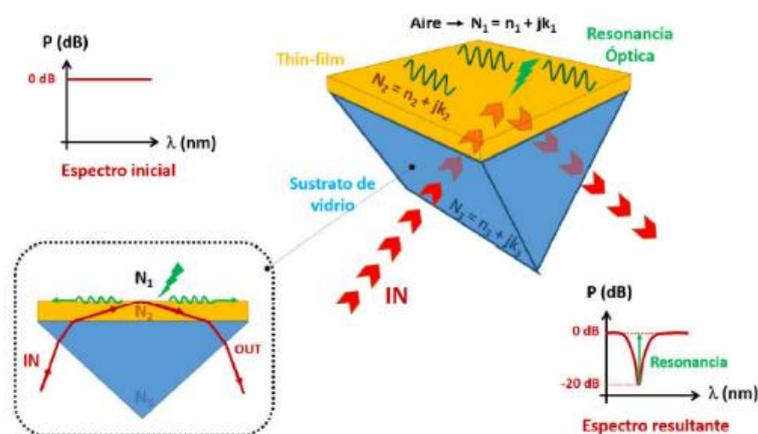


Fig. 58. Configuración de Kretschmann para obtener resonancias electromagnéticas. Insertado: sección transversal del set-up, para observar la influencia del medio en la propagación de la radiación [65].

El hecho de no ser capaz de cambiar la longitud de onda cuando la resonancia se genera provoca un inconveniente en el diseño de los dispositivos basados en *SPR*, ya que no es posible sintonizar las resonancias para una aplicación específica.

Resonancias de modos con pérdida (*LMR*)

Este fenómeno físico se genera cuando la parte real de la permitividad del material depositado es positiva y mayor que la magnitud de la permitividad del material que rodea al recubrimiento, ver *Tabla 10*, tanto en su parte imaginaria como en la parte real.

Este tipo de resonancia electromagnética ha recibido varios nombres, como el de modos guiados de amplio rango o modos con pérdidas. Este último término se utiliza en este proyecto debido que hay un acoplamiento de luz desde una guía de ondas hacia un depósito de material con un índice de refracción complejo. Como consecuencia de ello, los modos guiados por una guía de onda con índice efectivo complejo son considerados por algunos autores como modos con pérdida o *lossy modes* [65].

Esta notación, el de "modos con pérdida", es una variante que pertenece al grupo de modos guiados, como se mencionó en el apartado *Modos en una fibra óptica*.

El fenómeno *LMR* es consecuencia de un acoplamiento entre un modo de guía de onda y un modo particular de pérdida del material depositado con propiedades conductoras, que depende de dos condiciones:

- *Condición de coincidencia de fase que están suficientemente satisfechos, es decir, que las partes reales de las constantes de propagación de la onda sean iguales.*
- *Superposición considerable entre los campos de modo.*

Ambas condiciones ocurren cuando los modos que se propagan a través de la guía de onda están cerca de la condición de corte.

La condición de corte es importante ya que establece el punto donde los modos comienzan a ser guiado a través del recubrimiento y está condicionado por dos parámetros:

- *La longitud de onda de la radiación electromagnética incidente.*
- *Espesor de recubrimiento.*

De manera concisa, la propagación de la radiación electromagnética en guías de onda revestidas de algún material con propiedades conductoras experimenta algunos máximos de atenuación para valores de espesor específico del revestimiento del material y en ciertas longitudes de onda, así como el ángulo de luz incidente [68].

Por lo tanto, las resonancias correspondientes serán llamadas "resonancias asociadas a modos con pérdidas", de aquí en adelante "*LMRs*".

Como ejemplo de resonancia electromagnética, las *LMRs* también cumplen las condiciones que validan las ecuaciones de Maxwell.

En este sentido, la explicación sobre la generación de *LMRs* se resume en las siguientes líneas:

Para las *LMRs*, a medida que se fabrica una capa del material que funja como recubrimiento y se aumenta su espesor, provoca que un modo comience a ser guiado en la interfaz entre la guía de onda y el material exterior fijado. Cuando este modo está cerca de la zona de corte se produce un acoplamiento de la luz desde la

guía de onda hacia el material depositado. Este mismo comportamiento resulta análogo en función de la longitud de onda para un determinado rango de longitudes de onda que se encuentren cerca de la región de corte.

En consecuencia, habrá una falta de potencia óptica en estos rangos de longitud de onda, que se traduce en bandas de atenuación en el espectro óptico.

Por otra parte, a pesar del reciente interés en estudiar el comportamiento de las LMRs bajo la configuración de Kretschmann, ver *Fig. 58*, la mayoría de las publicaciones relacionadas con LMRs han sido desarrolladas utilizando fibra óptica como sustrato para el depósito de material conductoras. Esto se debe a que los ángulos de incidencia de la luz para excitar este tipo de resonancias son ángulos cercanos a los 90° incitando que la fibra óptica que opera con trazos de rayos incidentes cercanos al ángulo de 90° sea de gran ayuda y utilidad [65, 68].

Concluyendo con la parte de la generación de resonancias electromagnéticas, es importante mencionar y definir los conceptos que se han mencionado anteriormente como lo es la permitividad dieléctrica compleja y como se asocia al índice de refracción compleja con propiedades intrínsecas de cada material, que hacen que la radiación se propague por ellos a determinadas condiciones. Las características de estos materiales se pueden modelar por la expresión compleja de su permitividad dieléctrica, ver *Tabla 10*.

Así, la permitividad dieléctrica de un material genérico vendrá dada por la expresión

$$\varepsilon = \varepsilon' \pm i\varepsilon'', \quad (168)$$

donde, \pm depende de la convección del autor para referenciar la permitividad dieléctrica.

Este parámetro dieléctrico es dependiente de la frecuencia de onda con la que se opere, además que también es conocido como el cociente de las magnitudes de desplazamiento y campo eléctrico $\varepsilon = \frac{|D|}{|E|}$.

$\varepsilon' \rightarrow$ está relacionado con la energía almacenada en el medio material. $\varepsilon'' \rightarrow$ está relacionado con la pérdida de energía interna del material.

La permitividad dieléctrica también se puede expresar en función del índice de refracción y de la absorción de los materiales.

Por lo tanto, la ecuación (168) se puede expresar como la (169):

$$\begin{aligned} \varepsilon = N^2 = (n + ik)^2 = n^2 - k^2 + 2ink \\ \varepsilon' = n^2 - k^2, \quad \varepsilon'' = 2nk \end{aligned} \quad (169)$$

Donde, N se conoce como el índice de refracción complejo del medio/material.

$n \rightarrow$ Está relacionado con la estructura molecular interna del material, lo que conlleva que la transmisión de la luz a través de un material posea diferente velocidad de propagación.

$k \rightarrow$ Representa al coeficiente de extinción o coeficiente de absorción debido a que los materiales pueden absorber fotones/energía óptica y atenuando la intensidad de la onda incidente.

Teniendo en cuenta las consideraciones previas sobre las pérdidas producidas por los materiales, es importante remarcar que cualquier material donde sus propiedades de absorción sean despreciables, tendrá una parte imaginaria nula, y, por lo tanto, la permitividad del material y su índice de refracción tendrán magnitudes reales, que generalmente son materiales dieléctricos.

Por otro lado, los materiales con características metálicas o similares poseerán una componente con valor imaginario debido a su característica de conductividad eléctrica, ya que absorberán parte de la luz, ver sección *Propagación en diferentes medios*.

En consecuencia, tanto ε como N serán números complejos para ambos casos, cuya relación entre ellas se muestra en la ecuación (169) que se deriva a la resolución del sistema de ecuaciones:

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon'}{2}}, \quad k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon'}{2}} \quad (170)$$

Es interesante tener en cuenta las relaciones explicadas previamente, porque en función de los diferentes parámetros, la luz experimenta cambios a lo largo de su propagación a través de los materiales como lo son las fibras ópticas y la utilidad de la ley de Snell (11) y las ecuaciones de Fresnel (20)-(23).

Al poseer conceptos primordiales dentro de nuestro marco teórico, es posible entender lo que ocurre cuando la luz viaja a través de un material como es la guía de onda e incide en la superficie de contacto con otro material de diferente índice de refracción. En particular, este trabajo se centró en la investigación de la propagación de la luz cuando un frente de onda incide en la interfaz entre un sustrato de sílice (un material dieléctrico con absorción óptica despreciable) y un recubrimiento de material conductor (material absorbente) sobre el sustrato.

En este sentido, tanto los valores de la permitividad como de índice de refracción serán valores reales o con parte imaginaria despreciable para el sustrato, mientras que, dependiendo del material depositado sobre la fibra óptica, los materiales conductores presentarán índices de refracción complejos.

Se sabe que la interfaz entre dos medios con diferentes propiedades supone una discontinuidad cuando se describe la propagación de la radiación, parece lógico establecer algunas condiciones de contorno que aseguran la continuidad en la resolución de las ecuaciones de Maxwell del campo electromagnético.

Por lo tanto, esta continuidad provoca que la energía de los modos que se propagan ha de ser transferida siguiendo el principio de conservación de la energía. La solución de las ecuaciones de Maxwell no es el objetivo de esta tesis, pero se hizo un énfasis de la importancia de su estudio y comprensión en el *Capítulo 2* de este marco teórico y, cuyo desarrollo más extenso, es posible demostrar que hay una pequeña región en la que la onda estacionaria decae exponencialmente fuera de la guía de onda. Esta onda estacionaria se denomina "campo evanescente", cada uno de estos modos de propagación genera su propio campo evanescente. En consecuencia, el campo evanescente en guía de ondas es en realidad una superposición de todos estos modos posibles, que se explicó en secciones anteriores, tanto para fibras ópticas como *tapers*, y la existencia del parámetro δ

llamada profundidad/distancia de penetración (ecuación), ver Fig. 41. La utilización del campo evanescente supone una ventaja en muchas aplicaciones [81].

Entendiendo que, una resonancia óptica se define como un fenómeno físico obtenido por el acoplamiento de los modos de la luz de una guía de ondas, en las que se depositan inicialmente una película fina o un recubrimiento sobre la misma, que ya fueron descritos al principio de esta sección con algunas de sus características más notorias.

Como se puede observar en la Tabla 10 y en la Fig. 59 y Fig. 60 no sólo se muestran las condiciones para las permitividades, sino que también involucra las condiciones correspondientes para los índices de refracción complejas.

Para poder tener una visión más sencilla y distinguir a primera vista estas condiciones son;

RESONANCIA	PERMITIVIDAD	ÍNDICE DE REFRACCIÓN
Excitones-polaritones de superficie de largo alcance (LRSEP)	$\epsilon_2' \approx 0$ $\epsilon_2'' \gg 0$	$(\sqrt{2} - 1)n_2 < k_2 < (\sqrt{2} + 1)n_2$ $\therefore n_2 \approx k_2,$ $ n_2^2 - k_2^2 < N^2$
Resonancias de plasmón de superficie (SPR)	$\epsilon_2' < 0$ $ \epsilon_2' < \epsilon_2'' $ $ \epsilon_2' > \epsilon_3' $	$k_2 > (\sqrt{2} + 1)n_2$ $n_2^2 - k_2^2 > N^2$
Resonancias de modos con pérdida (LMR)	$\epsilon_2' > 0$ $ \epsilon_2' > \epsilon_2'' $ $ \epsilon_2' > \epsilon_3' $	$k_2 < (\sqrt{2} - 1)n_2$ $n_2^2 - k_2^2 > N^2$

Tabla 10. Resumen de las condiciones de propagación para la generación de resonancia electromagnéticas de recubrimientos de materiales sobre un sustrato [68].

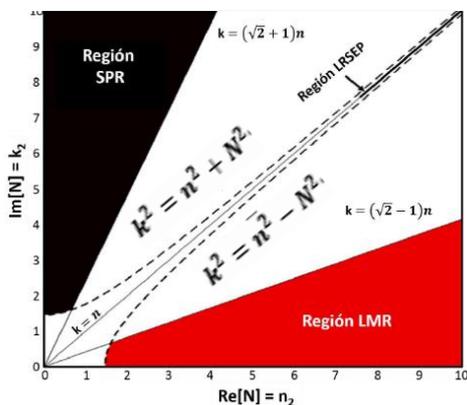


Fig. 59. Representación de los parámetros n, k para la generación de las resonancias electromagnéticas [68].



Fig. 60. Representación esquemática de una guía de onda recubierta por un material.

Para alcanzar nuestro objetivo general, aquellos modos que han sido acoplados en la interfaz dieléctrico-recubrimiento con materiales poliméricos son modulados por las características intrínsecas del recubrimiento, que está íntimamente relacionada con su permitividad (ϵ), y como lo hemos mencionado, dependiente de la frecuencia y, por lo tanto, de su índice de refracción y absorción.

Una observación dentro de los fenómenos de resonancia es que:

- Las **SPRs** son excitadas cuando la parte imaginaria del índice de refracción del recubrimiento es 2.4 veces mayor que su parte real y también mayor de la del sustrato, algo que **normalmente sucede en los metales puros**
- Las **LMRs** se generan cuando la parte real del índice de refracción del material depositado es 2.4 veces superior a su propia parte imaginaria y también a la del sustrato. Estas **condiciones se cumplen por lo general en polímeros y óxidos metálicos.**

Cuya diferencia es de gran importancia ya que en nuestro proyecto se trabajó con recubrimientos de material polimérico con propiedades conductoras, así que el fenómeno resonante que estaríamos observando en dichos experimentos sería las **resonancias de modos con pérdida (LMR)**, faltando la investigación de datos del índice de refracción y permitividad para corroborar dicho fenómeno.

Continuando con la parte que converge a todas las áreas de campo en este trabajo, se mencionan algunas diferencias, similitudes y ventajas que hay en la investigación de los *LMRs* con los *SPRs* como un potencial desarrollo en sistemas sensores ópticos.

Similitudes, diferencias entre *LMR* Y *SPR*

Similitudes	
Resonancias de modos con pérdida (LMR)	Resonancias de plasmón de superficie (SPR)
<ul style="list-style-type: none"> • La descripción básica para ambos fenómenos físicos en dispositivos de detección es debido a que poseen una capa de soporte intercalada entre el medio dieléctrico interno y medio externo a medir y generalmente de índice de refracción del medio dieléctrico interno mayor que el índice de refracción del medio circundante • Ambos dependen de parámetros como: <ul style="list-style-type: none"> • Índice de refracción del medio circundante. • Espesor del recubrimiento /depósito del material. • Índice de refracción del material depositado. • Los dispositivos de detección basados como principio de los dos fenómenos resonantes, permiten utilizar un recubrimiento adicional adherido a la capa de soporte de resonancia con el fin de detectar diversas sustancias o compuestos químicos por medio de dos tipos de operación: <ul style="list-style-type: none"> • Modo de interrogación espectral. • Modo de interrogación angular. 	

Tabla 11. Similitudes entre los dos métodos de resonancias electromagnéticas más investigadas.

Diferencias			
Resonancia;	Material para fabricación del recubrimiento conductor	Polarización de la radiación electromagnética incidente en la interfaz dieléctrico-recubrimiento	Configuración experimental de dispositivos ópticos
de modos con pérdida (LMR)	Variedad de materiales como: óxidos conductores, recubrimientos poliméricos e híbridos de nanopartículas de polímeros/óxidos metálicos.	Polarización de radiación del tipo <i>TM</i> y <i>TE</i> o la combinación de ellas	Una fuente de luz. Un espectrómetro. Analizador de espectro óptico, ver <i>Fig.71</i> o configuración de Kretschmann
de plasmón de superficie (SPR)	Metales nobles: oro y plata. Cobre, paladio, aluminio, indio y sodio. Aunque de todos los anteriores el oro es el más práctico debido a su estabilidad bajo a diversas condiciones ambientales.	Necesidad de radiación tipo p-polarizada para observar este fenómeno a través de los modos <i>TM</i> y anular los <i>TE</i> .	Excitación de la onda plasmonica utilizando configuración de Kretschmann, ver <i>Fig.69</i> .
Resonancia;	Rango espectral de valles de resonancias	Generación de resonancia	Adaptación al modo de interrogación espectral
de modos con pérdida (LMR)	Puede ubicarse en la región del espectro electromagnético visible o en el infrarrojo, dependiendo del grosor del recubrimiento	Resonancias múltiples, debido a la selección de un calor apropiado de espesor del recubrimiento y sin necesidad de modificar la geometría del sustrato	Banda de atenuación más amplia, que conduce a una reducción en la resolución de las mediciones.
de plasmón de superficie (SPR)	Se ubica en la zona del visible del espectro electromagnético.	Únicamente una resonancia además que esta desaparece cuando el espesor del recubrimiento alcanza un cierto valor.	Permite mejores bandas de atenuación, con respecto al ancho de banda y la profundidad.

Tabla 12. Diferencias entre los dos métodos de resonancias electromagnéticas más investigadas.

Con la información establecida en la *Tabla 11* y *12*, se muestran que hay ventaja en dispositivos detectores basados en *LMR* sobre los *SPR*, como es la utilización del material conductor ya que en los *LMR* su material es, comparativamente, barato, se tiene un mejor acceso. Además, es beneficioso en costo de producción para la investigación y desarrollo en masa.

También, se observa en similitudes que los parámetros característicos para la presencia de ambos fenómenos de resonancia son muy parecidos de acuerdo con sus condiciones requeridas por lo que la diferencia radica en el diseño de montaje del equipo experimental que la mejor opción son los *LMR* ya que no necesita despolarizadores y controladores de polarización como si lo requieren los diseños basados en *SPR*.

Sumando que los diseños con configuraciones Kretschmann tienen valores en ángulos de incidencia diferentes para la reproducción de ambas resonancias, para los *SPR* se obtienen típicamente ángulos que oscilan entre los 40° y 70° , en cambio, los *LMR* tienen valores cercanos a los 90° que convenientemente corresponde a los ángulos de incidencia de la energía electromagnética en el interior de una fibra óptica como guía de onda.

Por lo anterior, la combinación de las fibras ópticas, material polimérico para la zona de recubrimiento, los campos evanescentes y el fenómeno físico electromagnético *LMR* ha despertado un gran interés en la comunidad científica e industrial para el desarrollo e investigación en dispositivos de detección o sistemas sensores ópticos.

3.6.2 Desarrollo e investigación de sensores de fibra óptica adelgazadas basados en resonancia de modos con pérdida (*LMR*).

Anteriormente se mencionó a las configuraciones Kretschmann, estas configuraciones presentan algunas deficiencias que no se pueden ignorar como:

- Gran tamaño
- Presencia de piezas mecánicas frágiles

En cambio, las configuraciones en fibra óptica supera estas desventajas y añade sus propias ventajas individuales comentadas al principio de esta tesis, permitiendo la miniaturización de estos dispositivos con varias ventajas que incluyen:

- Diseño compacto
- Capacidad de detección remota
- La inmunidad de interferencia electromagnética

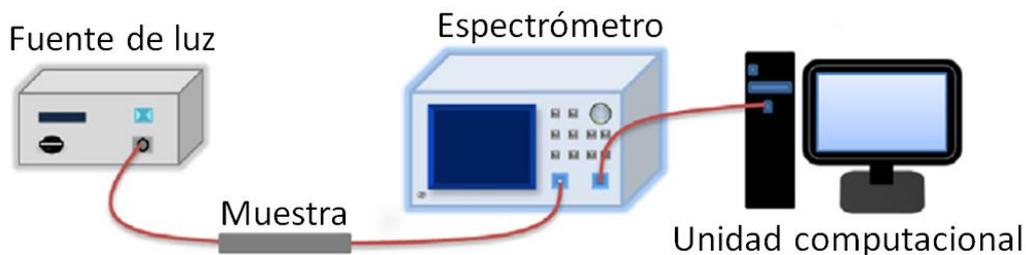


Fig. 61. Simplificación del montaje experimental para fibras ópticas basadas en *LMRs* [68].

Dando como resultado, que en los últimos 10 años se han desarrollado numerosos sensores de fibra óptica basados en *LMR*, [68] donde la primera aplicación de *LMR* en aplicaciones de detección con fibra óptica se realizó en el año 2009 propuesto por parte de Villar *et. al.* [75] y se trató de un sensor *LMR* de fibra óptica basado en ITO, a partir de ahí la investigación aumentó en refractómetros *LMR* de fibra óptica con la incorporación de óxidos metálicos y polímeros.

Complementando que los investigadores realizaron comparaciones entre los dispositivos de fibra óptica de régimen monomodal-multimodal-monomodal recubiertos de películas delgadas fibras ópticas multimodales con revestimiento eliminado [76, 77] en términos de resolución y sensibilidad del fenómeno resonante o rejilla de fibra de largo periodo recubierta de película delgada [78].

Estas comparaciones muestran que el sensor de fibra óptica basado en *LMR* tiene una aplicabilidad con un potencial enorme en una dirección de investigación prometedora.

Se ha presentado un breve desarrollo, pero necesario, a la investigación de sensores *LMR* de fibra óptica, ya que su innovación es reciente debido a las evidencias experimentales para la selección del material depositado sean compatibles con la estructura de fibra óptica y la generación de las *LMR* para optimizar el alcance de un mayor rango de sensibilidad. Tan solo el 2017 solo había dos revisiones sobre sensores *LMR* [79, 80] que resumía principalmente los tipos de sensores en términos de principio de detección y propiedades.

Los sensores *LMR* de fibra óptica tiene un gran número de aplicaciones en la detección de parámetros físicos químico y biológicos. Estos parámetros se detectan de acuerdo con el cambio de longitud de onda de resonancia, en términos generales, el cambio de longitud de onda de estas resonancias permite monitorear las variaciones del espesor del recubrimiento, así como su índice de refracción.

La sensibilidad, la precisión de detección, la repetibilidad y el rango del funcionamiento de un sensor son parámetros importantes cuando se compara con otros sistemas sensores. Teniendo como consecuencia, que el mejor sensor es el que posee una alta sensibilidad y precisión de detección con un rango de operación adecuado, además de dar resultados repetibles.

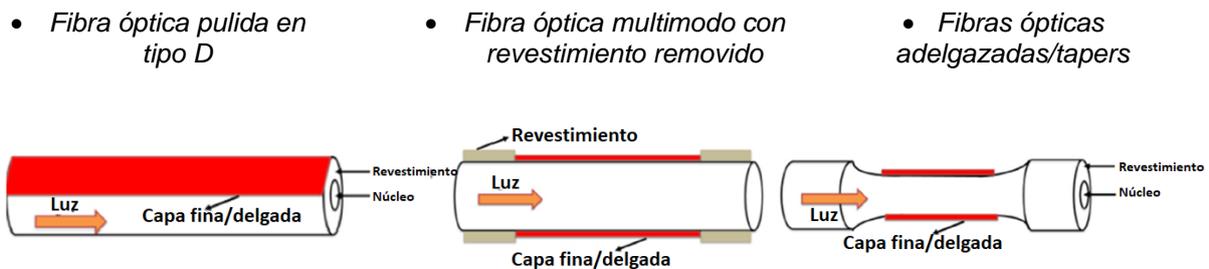


Fig. 62. Esquema general con diferentes formas de fibras ópticas adelgazadas basadas en *LMRs* [68].

Concluyendo con el marco teórico, el fenómeno *LMR* se había propuesto en 2009, mostrando un gran potencial en la utilización y amplias perspectivas de su aplicación en diversos campos por medio de los sensores de fibra óptica basados en *LMR* como un nuevo tipo de principios de detección que posee progresos preliminares, en relación con los sensores *SPR* que llevan más de medio siglo.

Teniendo una motivación e interés en la investigación y desarrollo de las nuevas arquitecturas del sensor, los medios de detección, el aumento al canal de referencia, la optimización de estructuras del recubrimiento de material conductor, la sensibilidad y la resolución, para lograr un mayor ascenso partiendo de prácticas de laboratorios a la aplicación de producción real.

DESARROLLO EXPERIMENTAL Y METODOLÓGICO

4° Capítulo:

En este apartado, se describe el desarrollo de la metodología experimental que se implementó al fabricar la fibra óptica adelgazada de $75 \mu m$ por medio de la técnica de calentamiento-estirado y las características propias del dispositivo de adelgazamiento. Posteriormente, la implementación del arreglo experimental para inducir microcurvaturas (C) de manera mecánica a través de un sistema de sujeción con plataforma móvil que es manipulado por un tornillo micrométrico.

Así como la implementación del software *COMSOL* para la visualización de los modos que han de propagarse a distintos radios de adelgazamiento de fibra óptica operando a diferentes longitudes, con el fin de identificar la irradiancia incidente y la dirección vectorial del campo eléctrico distribuida a lo ancho de su superficie transversal XY .

4.1 Descripción del equipo utilizado en el desarrollo del proyecto

A continuación, se presenta la descripción del equipo y dispositivos principales que se utilizaron para la metodología al desarrollo experimental, así como los resultados obtenidos en esta sección.

Fibra óptica monomodal/single mode fiber (SMF-28)

Para el desarrollo de este proyecto se utilizó una fibra óptica del tipo monomodal estándar modelo SMF-28 de THORLABS, ver *Fig. 72*. La fibra monomodo SMF-28-1000 de Thorlabs revestida con tubo Hytrel amarillo de $\varnothing 900 \mu m$ ofrece un alto rendimiento en un amplio rango espectral en la región de las telecomunicaciones y también presenta

especificaciones de concentricidad de núcleo/revestimientos excepcionales [88], ver *Tabla 13*.

Geometría y Mecánica	
Diámetro del núcleo	8.2 μm
Diámetro del revestimiento	125 \pm 0.7 μm
Diámetro de la cubierta plástica	242 \pm 5 μm
Concentricidad núcleo-revestimiento	\leq 0.5 μm
Concentricidad cubierta-revestimiento	\leq 12 μm
Curva de la fibra óptica	\geq 4.0 m radio de curvatura
Temperatura de operación	De -60 a 85 °C
Óptica	
Apertura numérica NA	0.14
Atenuación	\leq 0.32 dB/km @ 1310 nm \leq 0.32 dB/km @ 1383 nm** \leq 0.21 dB/km @ 1490 nm \leq 0.18 dB/km @ 1550 nm \leq 0.20 dB/km @ 1625 nm
Longitud de onda de operación	1260 - 1625 nm
Diámetro del campo modal	9.2 \pm 0.4 μm @ 1310 nm 10.4 \pm 0.5 μm @ 1550 nm
Dispersión	\leq 18.0 ps/(nm·km) @ 1550 nm \leq 22.0 ps/(nm·km) @ 1625 nm

Tabla 13. Características geométricas, mecánicas y ópticas de la fibra óptica monomodal estándar SMF-28 [88].

Pinzas mecánicas para remover cubiertas plástico de fibra óptica

Pinza desforadora (peladora) de fibra óptica de medidas de 600-900 nm, 250nm y 125nm marca FIS modelo F11301T. Permite retirar el recubrimiento, revestimiento y chaquetas de plástico que forra/cubre al núcleo de la fibra óptica, ver *Fig. 64*.

Cortadora para fibra óptica

Instrumento de corte de alta precisión para fibras monomodal o multimodal de ángulo perfecto para secciones transversales de fibra óptica perfecta. Marca Fiber Cleaver, modelo FC-6S [90], ver *Fig. 65*.

Empalmadora de fusión por arco eléctrico

Equipo de alto nivel de rendimiento que es utilizado para la unión o fusión de dos fibras ópticas independientes mediante un arco eléctrico generado por dos electrodos que funden los extremos de cada fibra óptica para obtener el empalme. El alineamiento de este dispositivo es por núcleo y consta de 4 motores para la percepción de vista del plano XY, marca COMPTCO modelo A-80S [89], ver *Fig. 66*.

Estirador de fibra óptica a través de la técnica de calentamiento-estirado

Sistema que reproduce la técnica de calentamiento-estirado, cuya función principal es la fabricación de las microestructuras de fibra óptica teniendo como

principales componentes a los postes de sujeción, el quemador móvil (soplete, mechero), los rieles de movimiento, así como sus motores correspondientes, ver Fig. 67.

Microscopio óptico de mano;

Sistema óptico compuesto que permite observar a la fibra óptica por distintas lentes de aumento, su forma más amplia, clara y nítida de la imagen, su principal funcionamiento es caracterizar los perfiles geométricos de los tapes obtenidos, marca AVEN de aumento óptico de $\times 1000$, ver Fig. 68.

Fuente de luz óptica

Esta fuente de luz usa una combinación de deuterio y lámparas halógenas, es flexible e ideal para la medición de una muestra que tiene varias características en diferentes regiones espectrales o para el análisis de una variedad de diferentes muestras en el laboratorio, rango de longitud de onda en la que opera es de 210-2500 nm, marca Ocean Optics, modelos DH-2000-BAL espectro de operación electromagnética UV-VIS-NIR [91], ver Fig. 69.

Espectrómetro

Instrumento óptico que se encarga de hacer la medición y descomposición de la luz óptica a través de la longitud de onda electromagnética, mide las diversas propiedades que tiene la radiación electromagnética sobre algún espacio o región localizable a lo largo del espectro electromagnético, su aplicabilidad se encuentra en la sensibilidad en la región del infrarrojo cercano. Marca Ocean Optics, modelo NIR-512 con longitud de operación de 900-1700nm [91], ver Fig. 70.



Fig. 63. Fotografía de la fibra óptica SMF-28-1000.



Fig. 64. Fotografía de la pinza removedor de plástico FIS modelo F11301T.



Fig. 65. Fotografías de la estructura interna y externa de la cortadora transversal de fibra óptica Fiber Cleaver.



Fig. 66. Fotografías de la estructura interna y externa de la empalmadora de fusión de arco eléctrico COMPTICO.

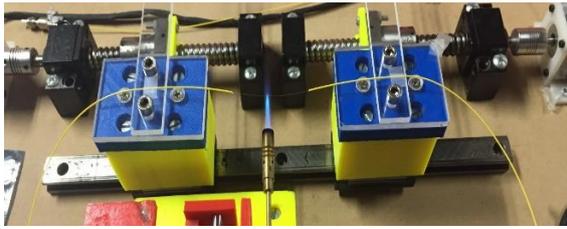


Fig. 67. Fotografías del sistema que produce la técnica de calentamiento-estirado.



Fig. 68. Fotografías del microscopio óptico de mano para medir la geometría de las fibras ópticas.



Fig. 69. Fotografía de la fuente de luz con longitud de onda de operación de 200-2000 nm, Ocean Optics.



Fig. 70. Fotografía del espectrómetro con longitud de onda 900-1700nm de detección, Ocean Optics.

Lista de fotografías correspondientes al equipo y dispositivos que se emplearon en el laboratorio para la parte experimental de este trabajo.

4.1.1 Metodología; fabricación de microestructura de fibra óptica

Se describe brevemente la preparación y fabricación de los *tapers* partiendo de la fibra óptica SMF-28 de THORLABS.

Preparación de la zona desnuda de la fibra óptica SMF-28:

Para empezar, se definió una longitud total de 80 cm para la preparación del *taper* de fibra óptica SMF-28, con la ayuda de una cinta métrica y pinzas de corte se hizo un corte simétrico a 40 cm para obtener dos extremos de igual longitud, y posteriormente producir un empalme de longitud simétrica, pero con fibra óptica desnuda, es decir, una fibra óptica sin la cubierta de plástico que envuelve al revestimiento y al núcleo.

Una vez teniendo un par de fibras ópticas de 40 cm de longitud, se traza una medida de 4 cm en un extremo para cada una de las fibras ópticas, ver Fig. 71-a), que a continuación con la ayuda de la pinza para remover plástico de fibra óptica y con cuidado se retira la cubierta de plástico tratando de no dañar al revestimiento y al núcleo de la fibra óptica ya que en caso de dañar se tendría nuevamente que trazar 4 cm para iniciar el proceso para retirar la cubierta de plástico.

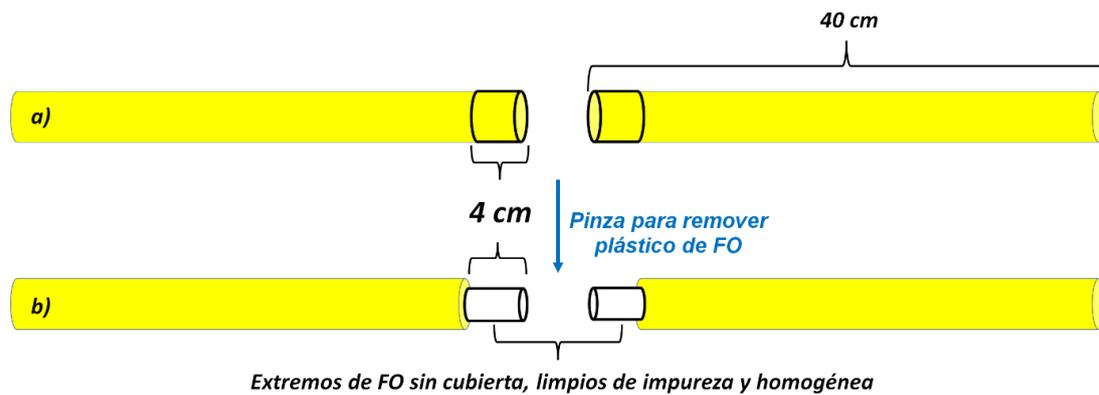


Fig. 71. Representación esquemática; a) longitud inicial de corte para ambos extremos, b) Cubierta de plástico removida con longitud de 4 cm.

Al tener en ambos extremos la fibra óptica desnuda, se limpia esa zona una vez más con un limpiador líquido de isopropilo para retirar las impurezas y partes de la cubierta que quedaron al ser retirado para obtener la sección de 4 cm de longitud homogénea, ver Fig. 71-b), teniendo en cuenta que el líquido posee una evaporación rápida.

Teniendo al par de fibra óptica desnuda limpias de impurezas se pasa a la sección de corte para obtener una sección transversal uniforme y perfecta, donde se coloca por separado un extremo de las fibras ópticas en la cortadora que se encuentra en el laboratorio, cuyo corte es de aproximadamente 1 cm de largo quedándonos únicamente para el par desnudo de fibras ópticas 3 cm de largo, que será la longitud final para iniciar el empalme de estos dos extremos, ver Fig. 72-c).

En este paso, se coloca ambos extremos de fibra óptica desnuda con mucho cuidado en el par de motores que tiene la empalmadora de fusión de arco eléctrico. Una vez puestas y fijadas las fibras ópticas desnudas con sección transversal perfectas, se inicia el programa de empalme. En la pantalla o monitor de la empalmadora de fusión de arco eléctrico se muestra el perfil final de las fibras ópticas con los procesos mencionados anteriormente, una vez iniciado y finalizado el proceso de empalme el resultado final es una nueva fibra óptica de longitud total entre 77-78 cm con una zona centrada sin cubierta de plástico de poco más de 6 cm de longitud, ver Fig. 72-d) con pérdidas, recomendadas, de 0.01 db (que nos proporciona el monitor de salida de la empalmadora de arco eléctrico).

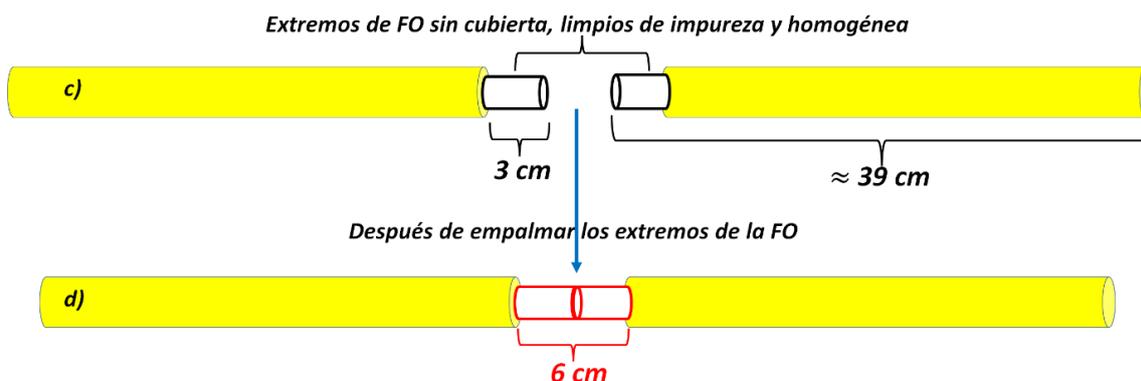


Fig. 72. Representación esquemática; c) longitud final de 3 cm después de pasar la sección de corte, b) longitud de empalme de 6 cm.

Esta zona, en rojo de la figura anterior, desnuda o sin cubierta de plástico es en donde se trabaja para fabricar los distintos perfiles geométricos de las fibras ópticas a adelgazar, para obtener finalmente las microestructuras llamadas *tapers*.

Parámetros geométricos para la fabricación de los *tapers* y equipo de la técnica calentamiento-estirado

Se usó la técnica calentamiento-estirado en este trabajo debido a su gran flexibilidad con respecto al control de sus parámetros cómo son;

- La longitud de estiramiento de la fibra óptica $\rightarrow z_0$.
- La velocidad en la cual se estira a la fibra óptica $\rightarrow v_{est}$.
- Longitud de oscilación de la flama $\rightarrow l_0$.
- Velocidad de oscilación del mechero $\rightarrow v_{flama}$.

Las fibras ópticas adelgazadas producidas por un software que fabrica con gran precisión y además con repetitividad. Estas dos características hacen que la producción de *tapers* resalte para mayor estudio sobre microestructuras con mismas dimensiones de fabricación.

Como se observa en la *Fig. 67* corresponde a la fotografía tomada durante el proceso de fabricación del *taper*, observando que es necesario remover una cierta cantidad de recubierta de la fibra óptica inicial, esa sección es la zona adelgazar.

Posteriormente es posicionada de forma horizontal en la etapa de adelgazamiento. Durante este proceso, la fuente de calor oscilará a una velocidad en cierta longitud introducida por el fabricante que irá calentando mientras que al mismo tiempo es estirada por las etapas de traslación o los postes que sujetan en cada extremo a la fibra óptica que es fijada por un soporte de abatelenguas para que la fibra óptica mantenga una rigidez lineal, mientras la flama esté suministrando el calor suficiente en la zona a adelgazar y producir un calentamiento uniforme.

A continuación, se detallan de forma concreta las partes que contiene el montaje de laboratorio de la técnica de calentamiento-estirado.

Quemador y control de la llama:

Es de suma importancia el poder controlar las características de la llama tanto para lograr una producción eficaz de los *tapers* como para conseguir una buena repetibilidad en el proceso de fabricación. La temperatura de la fibra se controla variando la temperatura de la llama mediante el cambio en la proporción del suministro del gas a emplear, o bien variando la altura del soplete, y por tanto de la llama, con respecto a la fibra [55].

Un quemador de gas está compuesto por un mechero o soplete y es una de las formas más comunes para aplicar calor a una fibra óptica.

Algo que se debe cuidar es en el daño a la estructura de la fibra óptica sin cubierta al aplicar una llama óptima o una mayor cantidad de calor debido a que provoca un mayor desgaste en su estructura produciendo un perfil inhomogéneo e incluso la destrucción de la misma, además, evitar una contaminación en la superficie de las

fibras ópticas que logran disminuir la transmisión de la radiación electromagnética que se propaga a lo largo del núcleo y revestimiento.

El propósito del quemador es tener una cámara con el gas *LP* que logre ser uniforme, homogénea y al mismo tiempo que impida el retorno del gas utilizado. Con lo anterior, se seleccionó un quemador tipo mini-soplete, que provee una mayor estabilidad de salida de la combustión de gas por medio de su válvula de ajuste.

Boquilla

La boquilla del soplete proporciona una flama adecuada para la transferencia de calor sobre la zona desnuda de la fibra óptica donde se formará el *taper*.

En este caso, la flama es colocada a una distancia de aproximadamente 1 cm de la fibra óptica, y a una altura de 102-104 mm con respecto a la base que soporta tanto al quemador móvil y los postes de sujeción para la fibra óptica, la flama posee una longitud de alcance de aproximadamente 6.5 cm. Con estas medidas, se optimiza las dimensiones requeridas en la fabricación de los *tapers* con distintos perfiles geométricos.

Gas

Cuando se manejan fibras ópticas utilizando técnicas de fusión, una fuente de atenuación de la señal es la absorción extrínseca producida por la contaminación de impureza y humedad en suspensión en los gases y en la atmósfera utilizada, además de que degrada el material de la fibra óptica reduciendo su tiempo de vida útil y en el peor de los casos, convirtiéndolas tan frágiles que se quiebran a la menor perturbación mecánica, en nuestro proyecto se suministró gas *LP*.

Sistema de barrido:

El quemador está ensamblado en un carro que se encuentra sobre unas guías y cuyo movimiento gobierna un motor. El motor está dirigido por un sistema electrónico que permite controlar su velocidad. Cambiando la polaridad de la alimentación del motor se consigue que el desplazamiento del carro invierta el sentido, lográndose así el movimiento oscilatorio de barrido [55].

Mecanismo de sujeción y de estirado de la fibra óptica

La fibra se coloca y se asegura mediante unas pinzas sobre dos carros que son arrastrados a la misma velocidad, pero en sentidos opuestos sobre un sistema de guías como el del quemador. De nuevo, dos motores idénticos de corriente continua regulan la velocidad de los carros [55].

Al transportar y saber en dónde colocar las fibras ópticas (una vez realizado el empalme) sobre el sistema del quemador móvil, se emplearon dos postes metálicos de base transversal que permiten sujetar los extremos de la fibra óptica con una separación de poste a poste de 15 cm para obtener la distancia necesaria al libre movimiento oscilatorio del mechero.

Cada poste se desplaza antiparalelamente a una cierta distancia de la posición final que es programada por el software para determinar la distancia total de estiramiento que se será efectuado sobre la fibra óptica.

Hay que tener en cuenta que la fabricación a partir de esta técnica puede dar origen a fibras ópticas adelgazadas no uniformes, antisimétricas o de geometría cónica malformada para ambas *zonas de transición*, lo cual conlleva a monitorear los componentes ya mencionados de un quemador móvil, debido que nuestro interés es obtener cuasi-perfectas y adiabáticas.

4.1.2 Arreglo experimental implementado para la medición de microcurvaturas utilizando fibras ópticas adelgazadas recubiertas con polímero P3HT-RR

En este apartado del desarrollo experimental, se explica la configuración y montaje experimental de las componentes principales para el análisis posterior de los resultados obtenidos.

A partir de la técnica de calentamiento-estirado y de una fibra óptica monomodal estándar SMF-28, se fabricó una fibra óptica adelgazada de diámetro de $\rho = r_w = 75 \mu m$, con una longitud de $L_0 = 10 mm$ de zona adelgazada constante y con zonas de transición de $Z_0 = 10 mm$, ver *Fig. 73-II*), posteriormente, se depositó por la técnica de goteo, ver *Fig. 57*, el material polimérico P3HT-RR teniendo un espesor aproximadamente de $20 \mu m$ sobre la estructura de la zona adelgazada constante, teniendo una microestructura final de $95 \mu m$ de diámetro de fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero conductor, ver *Fig. 73-III*).

Para cada inciso *I)*, *II)*, *III)*, de la *Fig. 73* se tomaron imágenes con el microscopio óptico de mano para determinar y corroborar el diámetro de la fibra a lo largo de toda la zona adelgazada.

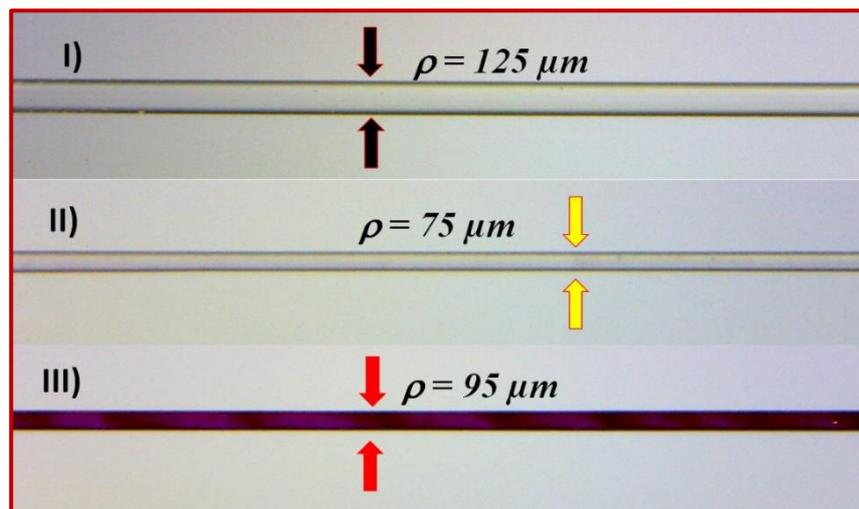


Fig. 73. Fotografías tomadas por el microscopio óptico de mano:
I) Fibra óptica SMF-28 original. II) Fibra óptica adelgazada. III) Fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero P3HT-RR.

Más tarde, la fibra óptica adelgazada recubierta con el material polimérico se colocó en una montura micrométrica compuesta de dos soportes, teniendo fijo al poste izquierdo y con libertad de movimiento lineal el soporte derecho y como se observa en la *Fig. 74-A*), teniendo una longitud de agarre inicial de $L = 22 cm$. La función principal de la montura micrométrica es inducir microcurvaturas sobre la fibra óptica adelgazada mediante el desplazamiento de flexión (d) producido por el

soporte derecho que posee un tornillo micrométrico que al rotar 50 *mm* su perilla origina un movimiento lateral de 0.5 *mm* con dirección hacia la izquierda en referencia a la Fig.74 -B).

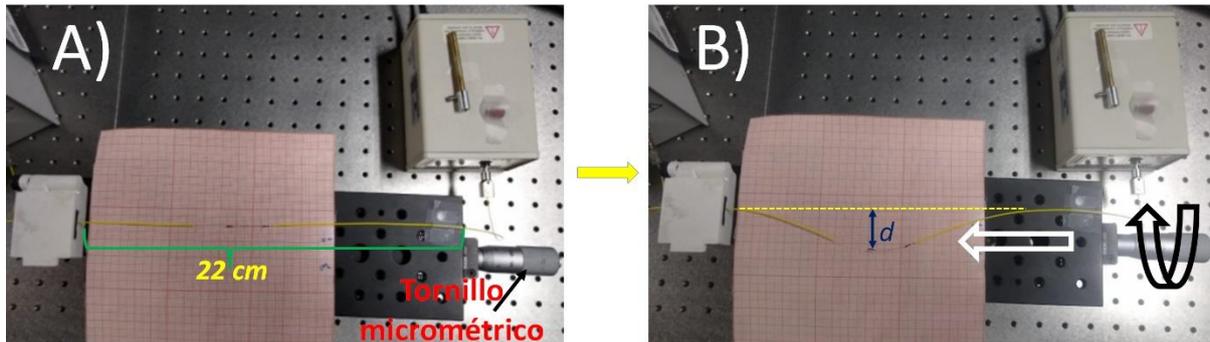


Fig. 74. Fotografías de la montura micrométrica; A) posición inicial de la fibra óptica adelgazada, B) desplazamiento en dirección a la izquierda conforme al movimiento de rotación de la perilla micrométrica.

Las microcurvaturas inducidas (C) así como los radios de curvaturas (R) están definidas por la formula [93];

$$C = \frac{1}{R} = \frac{2d}{d^2 + L^2} \quad (171)$$

El desplazamiento de flexión, d , se acotó entre la posición inicial de 0 *mm* hasta los 15 *mm* con aumentos de 2.5 *mm* en cada punto de medición.

Las respuestas espectrales de transmisión para una fibra óptica monomodal estándar SMF-28, la fibra óptica adelgaza con y sin recubrimiento del polímero P3HT-RR de 75 μm de diámetro se obtuvieron por el arreglo experimental de laboratorio mostrada por la fotografía de la la Fig. 75

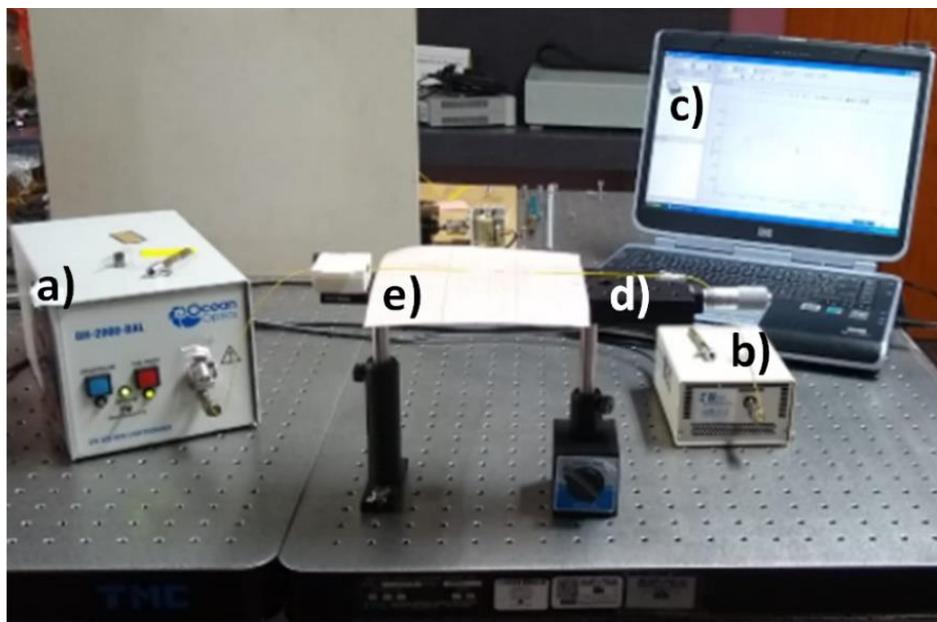


Fig. 75. Fotografía del arreglo experimental del equipo de laboratorio que se utilizó para la obtención de las respuestas espectrales de transmisión.

Antes de conectar a la fibra óptica SMF-28 y sus respectivas microestructuras adelgazadas a la fuente de luz y al espectrómetro fue necesario empalmar conectores en sus extremos.

El arreglo experimental de laboratorio tiene una microestructura de fibra óptica adelgazada recubierta con el material polimérico P3HT-RR conectado a una fuente de luz de deuterio-halógeno *a*) que emite en un rango espectral del infrarrojo cercano, mientras la fibra óptica adelgazada está fijada en un soporte móvil micrométrico *e*) que posee al tornillo micrométrico *d*). El otro extremo de la fibra óptica adelgazada se encuentra conectado al espectrómetro *b*) modelo NIR-512 para realizar las mediciones espectrales transmitidas por dicha región electromagnética que emplea la fuente de luz y son procesadas por su software en una computadora portátil.

Las mediciones de los espectros se hicieron con las luces apagadas para minimizar el ruido ambiental.

4.1.3 Construcción geométrica en COMSOL de la sección transversal (XY) para el análisis modal de una fibra óptica monomodal estándar y fibras ópticas adelgazadas de índice escalonado recubiertas con una capa de aire

Las visualizaciones gráficas que se presentan en este trabajo, se basan en resolver las ecuaciones de propagación de ondas electromagnéticas para el análisis de los modos guiados en fibras ópticas monomodal utilizando el software COMSOL Multiphysics® [98] por medio de la técnica numérica avanzada como es el modelado de elementos finitos (FEM), estas ecuaciones que gobiernan en la técnica numérica FEM son las ecuaciones de Maxwell sin fuentes cuyos campos eléctricos y magnéticos son armónicos temporales [95].

$$\vec{\nabla} \cdot (n^2 \cdot \vec{E}) = 0, \quad (172)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0, \quad (173)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} k_0 \vec{H}, \quad (174)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} k_0 n^2 \vec{E}. \quad (175)$$

Donde; $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$, $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i\omega t}$ y k_0 es el número de onda al espacio libre.

Las soluciones a las ecuaciones (172)-(175) se obtuvieron básicamente al dividir el dominio de simulación en subdominios más pequeños formado por una malla, ver Fig. 76, la herramienta de mallado estándar se usó con la configuración de malla controlada por la física y el tamaño del elemento establecido en "extremadamente fino". Luego, las ecuaciones de campo se discretizan en un sistema algebraico de ecuaciones y se resuelven para sus valores propios característicos. La implementación del método FEM en COMSOL mejora la

comprensión de la metodología numérica y analiza los factores que afectan su desempeño.

Este software se utilizó porque el resultado de la simulación nos permite identificar los modos LP_{mn} y las irradiancias incidentes que atraviesa la sección transversal XY a ciertas configuraciones geométricas de fibra óptica operando a distintas longitudes de onda incidente.

La ecuación que gobierna el campo eléctrico transversal está dada por [96],

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} - k_0^2 \epsilon_r \vec{E} = \vec{0}, \tag{176}$$

Para los resultados que se han de mostrar en la sección posterior, se detallan brevemente las componentes y características para la construcción de las fibras ópticas adelgazadas variando dos de sus parámetros: la *longitud de onda de operación* λ_{op} y el *diámetro del núcleo y revestimiento* que conforman a la fibra óptica.

Para un estudio más profundo se tiene la opción de incluir las propiedades físicas y químicas de fabricación para la construcción más real de una fibra óptica monomodal debido a que muestra soluciones más exactas porque incluye la pérdida total que sufre la fibra óptica por pérdidas de materiales y las pérdidas inducidas por la fibra.

- Las pérdidas de material consisten en dispersión de Rayleigh, absorción UV e IR, pérdidas por absorción de OH. La pérdida de Rayleigh es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda, la absorción UV resulta debido a las bandas de absorción electrónica en la región UV,
- La pérdida de empalme ocurre debido a cualquier desajuste en los índices de refracción de dos fibras adyacentes. Suponiendo un campo de modo gaussiano de fibra monomodo, esta pérdida producirá reflexión y refracción de la luz [96].

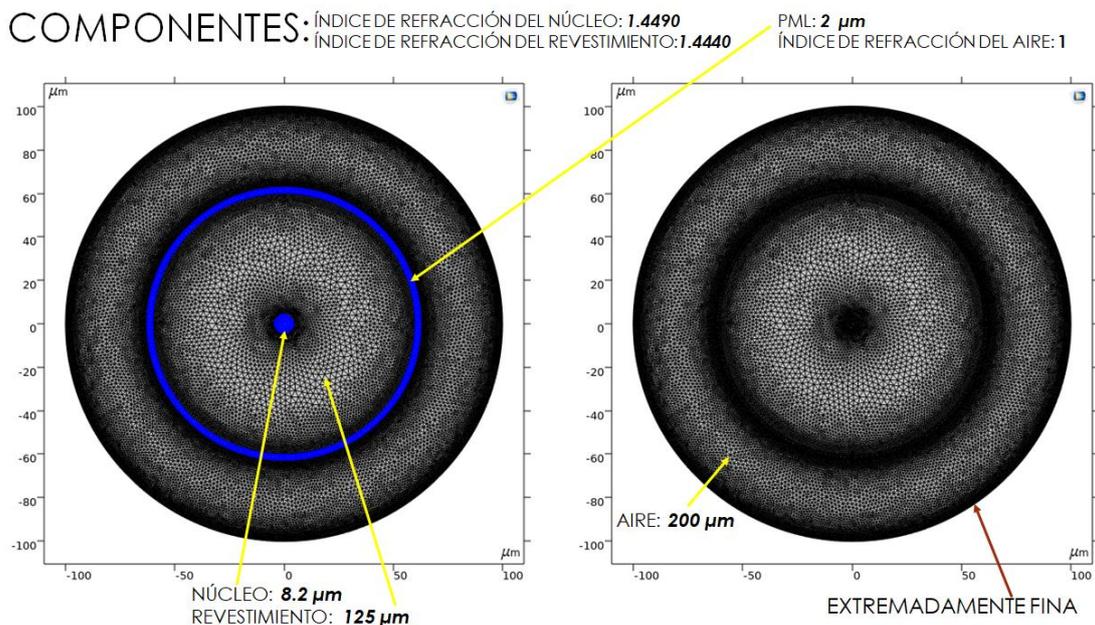


Fig. 76. Muestra las dimensiones geométricas y físicas de las regiones que componen la sección transversal de una fibra óptica recubierta por una microcapa de aire.

En la Fig. 76, anterior, se observan las cuatro regiones con sus dimensiones correspondientes; diámetro del núcleo y del revestimiento, la región que origina las condiciones de frontera (*PML*) y el diámetro de la capa/microcapa de aire que tiene como objetivo de recubrir a las fibras ópticas que se contruyeron, así como la malla de color negro que los envuelve para evaluar el computo de la simulación para cada punto del espacio utilizando la capa *extremadamente fina* que corresponde a la más fina que tiene el programa [97].

Los índices de refracción del núcleo, del revestimiento y del aire poseen valores de 1.4490, 1.4440 (tomados como base de [99]) y a la unidad respectivamente, y poseyendo un $\Delta n_{refracción} = 0.005$ que promueve a la condición de guiado débil.

En la Fig. 77, se exponen a escala fija las cinco dimensiones que se ocuparon para el análisis modal en la etapa de análisis y resultados; #1 corresponde a la dimensión geométrica de una fibra óptica monomodal estándar, así como las dimensiones de las fibras ópticas adelgazadas; #2 con diámetro de $100 \mu m$, #3 con diámetro de $75 \mu m$, #4 con diámetro de $50 \mu m$ y el #5 con diámetro de $20 \mu m$.

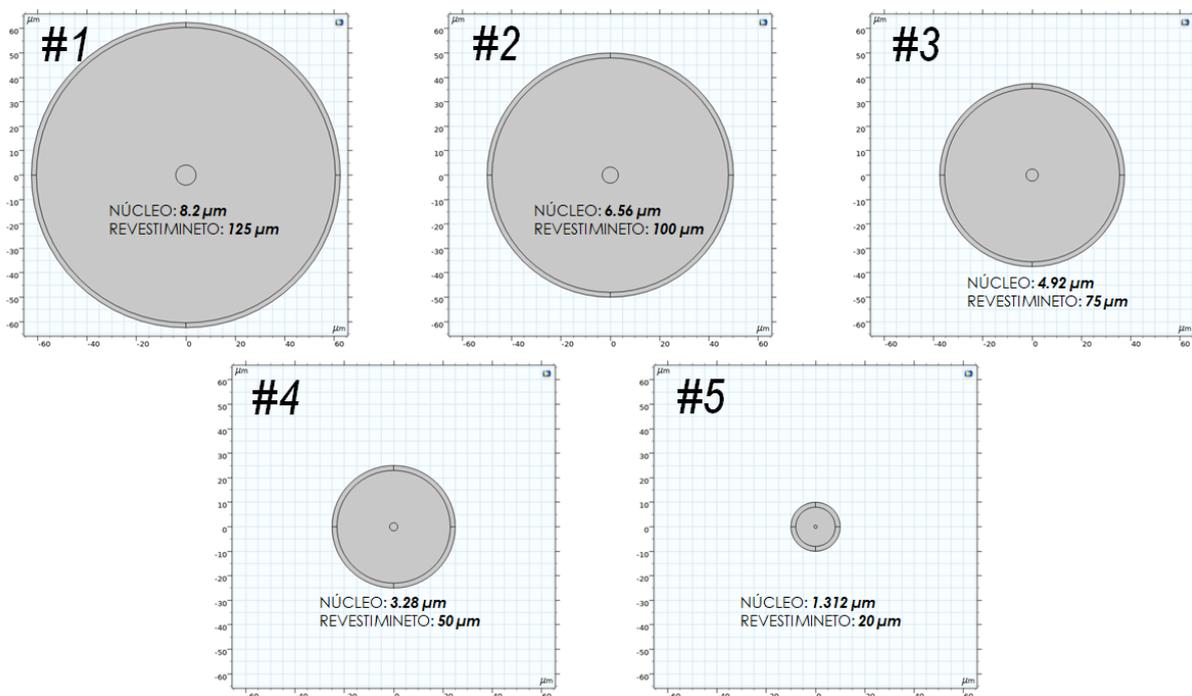


Fig. 77. Muestra las dimensiones geométricas de las cinco secciones transversales de la fibra óptica recubierta por una microcapa de aire.

Observando en que a medida que se van adelgazando las dimensiones geométricas de una fibra óptica, el núcleo va decreciendo a tal punto que será despreciable, en algún momento, para el confinamiento de la radiación electromagnética en la guía de onda, originando que el revestimiento sea el nuevo núcleo y la capa que lo recubra fuese el revestimiento cuya dependencia al valor de su índice de refracción ($n_{rev} < n_{nu}$) nos permita continuar con la condición de una guía de onda.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

5° Capítulo:

En este apartado se presenta el análisis y resultados teóricos computacionales de la irradiancia incidente (I), es decir, la distribución de la intensidad energética promedio de la onda electromagnética (valor promedio del vector de Poynting, $\langle \vec{s} \rangle$) que atraviesa la superficie transversal del plano XY [W/m^2], para cuantificar el flujo de energía asociada a cada longitud de onda que esté operando (λ_{op}) con valores de 1550 nm , 1410 nm y 1335 nm en una fibra óptica monomodal estándar y fibras ópticas monomodales adelgazadas (*tapers*) de índice escalonado con configuraciones geométricas de diámetros; $100\ \mu\text{m}$, $75\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$ y $20\ \mu\text{m}$ recubiertas por una capa de aire, así como el índice de refracción efectivo, realizado a través del programa de simulación *COMSOL* utilizando el paquete de *ondas electromagnéticas, dominio de las frecuencias* \rightarrow *análisis modal* en una computadora portátil de disco sólido con 12GB de RAM.

Asimismo, del resultado y análisis experimental de una fibra óptica adelgazada con diámetro de $75\ \mu\text{m}$ recubierta con el polímero P3HT-RR con espesor de $20\ \mu\text{m}$ inducida a microcurvaturas para asentar una base de investigación y desarrollo de un potencial sensor óptico.

Gráficas de valores para la fabricación de fibras ópticas adelgazadas monomodales en función de la longitud de la zona de transición y del diámetro adelgazado para diez longitudes finales de zona adelgazada constante.

Para la *Fig. 78*, se visualiza la gráfica de recuadro de color rojo dependiente de la ecuación (55) que muestra ciertos valores para la construcción de diferentes diámetros adelgazados en función de parámetros controlados como; la longitud de la zona de transición (Z_0) que varía de 0.5 mm a 40 mm a diez distintas longitudes finales de zona adelgazada constante de 1 mm a 10 mm correspondiente a la longitud de oscilación final del mechero/soplete (L_0) que suministra la fuente de calor, ver *Fig. 48*.

Para la gráfica de la *Fig. 78* con recuadro de color azul, ubica todos los valores posibles para obtener cualquier longitud de la zona de transición en función del valor dado del diámetro adelgazado a misma longitud final de la zona adelgazada constante a través del despeje matemático de la variable Z_0 de la ecuación (55).

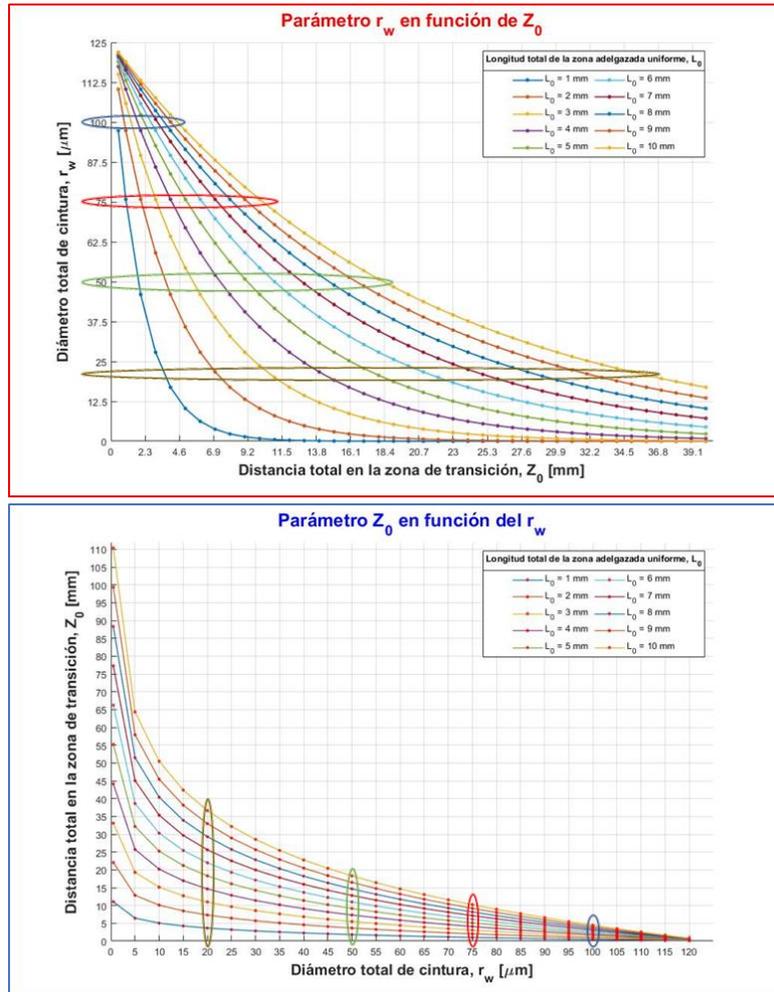


Fig. 78. Fabricación de distintos perfiles geométricos en función de parámetros; ROJO $\rightarrow r_w(z_0)$ y AZUL $\rightarrow z_0(r_w)$.

Como se observa, hay una cantidad finita para producir y fabricar diferentes dimensiones de diámetros adelgazados con distintas longitudes de la zona de transición.

Para los casos de diámetros de $100 \mu m$, $75 \mu m$, $50 \mu m$ y $20 \mu m$ existen diez configuraciones posibles con un distinto valor en su longitud de transición a misma longitud total de la zona adelgazada constante, en la cual uno debe elegir la configuración geométrica para dichos parámetros para el uso final, en nuestro proyecto necesitamos configuraciones estables para manipular mecánicamente a dicha fibra óptica fabricada, por ejemplo, una fibra óptica adelgazada óptima para este trabajo sería con dimensiones geométricas de $75 \mu m$ de $L_0 = 10 mm$ con $Z_0 = 10.57 mm$ ya que deseamos una mayor zona de recubrimiento del material polimérico en la región adelgazada y así poseer una mayor región de interacción de la distribución de la intensidad de potencia instantánea del modo fundamental con ese material aumentando la capacidad sensitiva para el estudio y desarrollo de sensores ópticos mediante el campo evanescente que se han de producirse en la interfaz revestimiento-material y con ello fenómenos físicos como resonancias electromagnéticas descritas en el apartado teórico.

5.1 Análisis modal de los distintos perfiles geométricos construidos por el software COMSOL

5.1.1 Distribución del campo vectorial eléctrico e irradiancia incidente en la sección transversal de la fibra óptica monomodal estándar de índice escalonado operando a una longitud de onda 1550 nm recubierta c/s una capa de aire.

Con la ayuda del paquete de *análisis modal* que ofrece COMSOL en su apartado de estudio de *Ondas electromagnéticas* se presentan los resultados de **12 modos guiados** que conforman **7 modos exactos** y a su vez agrupan los primeros **4 modos linealmente polarizados (LP_{mn})**, ver Fig. 39 en una fibra óptica monomodal estándar de índice escalonado.

Se presentan dos casos de estudio; el primero fue la observación de la distribución del vectorial eléctrico para cada uno de los modos guiados e identificar los modos exactos que corresponden a cada modo LP_{mn} para una fibra óptica monomodal c/s recubierta de aire, para señalar el modo fundamental (LP_{01}) y el modo LP_{02} , el segundo para identificar el flujo de energía asociada a la $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ en la dirección perpendicular a su dirección de propagación Z de la fibra óptica y observar la diferencia que existe entre ambos modos, así como su índice de refracción efectivo como objetivo de evitar un acoplamiento entre ellos, ya que uno de nuestros requisitos en este proyecto es distinguir las fibras ópticas adelgazadas adiabáticas.

A continuación, se muestran en las siguientes Fig. 79-82 el campo vectorial de los primeros **7 modos exactos**, así como la irradiancia modal incidente a una $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ para la sección transversal de fibra óptica sin recubrimiento y otra recubierta por una fina capa de aire de $75 \mu\text{m}$ de espesor que rodea al revestimiento de diámetro de $125 \mu\text{m}$.

El campo vectorial se distingue por flechas ($\nearrow \searrow \swarrow \nwarrow \rightarrow \leftarrow \uparrow \downarrow$) de color negro que indica la dirección que toma el campo eléctrico en el plano bidimensional XY , observando la distribución de la intensidad de radiación electromagnética incidente por medio de la paleta de coloración tipo gradiente (barra vertical situada en parte central inferior) siendo de color rojo la región más intensa decayendo hasta valores de la región con poca o casi nula representados por el color gris. El marco de color amarillo es para identificar a la fibra óptica sin algún recubrimiento, y para la fibra óptica recubierta con la fina capa de aire es el marco de color verde.

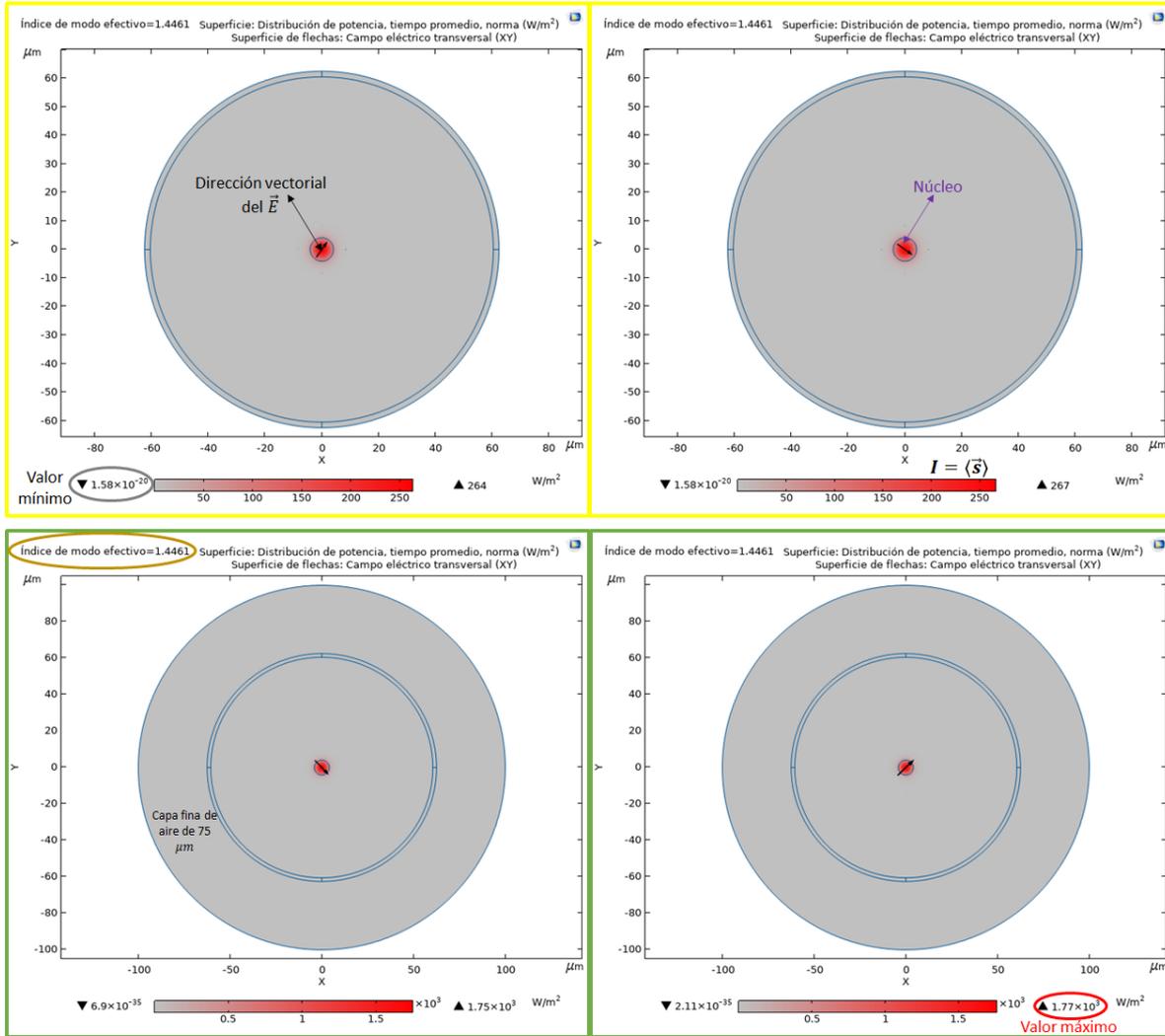


Fig. 79. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente LP_{01} a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu\text{m}$ de diámetro: AMARILLO \rightarrow sin recubierta, VERDE \rightarrow con recubierta de aire.

En la Fig. 79 muestran los modos exactos HE_{11} que corresponden al modo fundamental LP_{01} con sus respectivas direcciones vectoriales que tienen una variación angular con respecto a la dirección mostrada en la Fig. 39, en la cual no tiene alguna consecuencia para su análisis ya que previamente se mencionó que su finalidad era encontrar cada modo guiado a través de la identificación de su campo vectorial. Para ambas representaciones el índice de refracción efectivo es de 1.4461, corroborando que el modo que se visualiza en esta figura es para el modo fundamental ya que posee el mayor valor con respecto a las demás entendiendo que el índice de refracción efectivo más próximo al valor de índice de refracción del núcleo será, en la mayoría de los casos, el que este ligado al modo LP_{01} .

La distribución de la intensidad de potencia incidente, como era de esperarse, se mantiene por el núcleo pero su valor no es igual ya que en el marco de calor amarillo poseen un valor máximo de 264 y 267 $\frac{W}{m^2}$, mientras que, para el marco de color verde sus valores máximos son de 1.75×10^3 y $1.77 \times 10^3 \frac{W}{m^2}$, asumimos que esa

diferencia de valores entre ambos casos se debe principalmente al introducir la recubierta de aire pero este parámetro diferenciador lo convierte en un problema más real dentro de la experimentación con valores cercanos a lo medido.

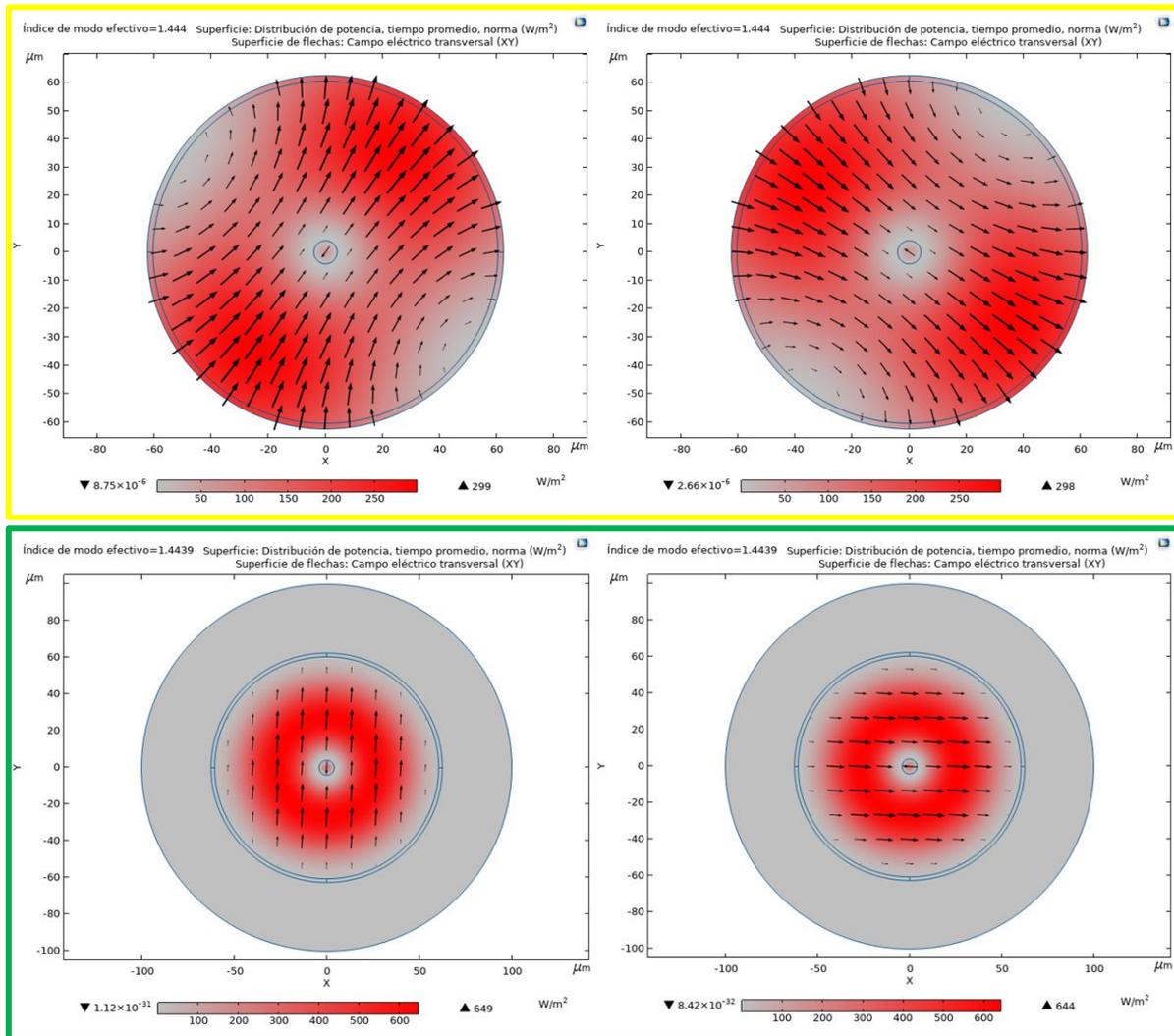


Fig. 80. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente LP_{02} a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de $125 \mu\text{m}$ de diámetro: AMARILLO→sin recubierta, VERDE→con recubierta de aire.

También, se identificaron los dos modos exactos HE_{12} que conforman al modo LP_{02} para los dos casos en la Fig. 80, cuyo campo vectorial es completamente distinto para cada marco y el valor índice refracción efectivo varía en un 0.0001 entre las dos configuraciones que es suficiente para diferenciar las imágenes obtenidas por el programa, con la consecuencia que si comparamos las imágenes del marco verde con la Fig. 39 obtenemos como resultado la representación vectorial buscada y esto da como respaldo a la afirmación que asumimos que al introducir la capa fina de aire dentro de la construcción de los parámetros físicos nos arroja valores y visualizaciones cercanas a lo real. Por lo tanto, en las siguientes secciones solo se analizó a las fibras ópticas con la incorporación de la recubierta de aire.

En las Fig. 81-82 se identificaron los últimos dos modos linealmente polarizados, LP_{11} y LP_{21} , y sus respectivos modos exactos, así como sus campos vectoriales, la distribución de la intensidad de potencia incidente e índices de refracción efectivo que muestra con más detalle la fácil degeneración modal que se produce en condiciones de guiado débil.

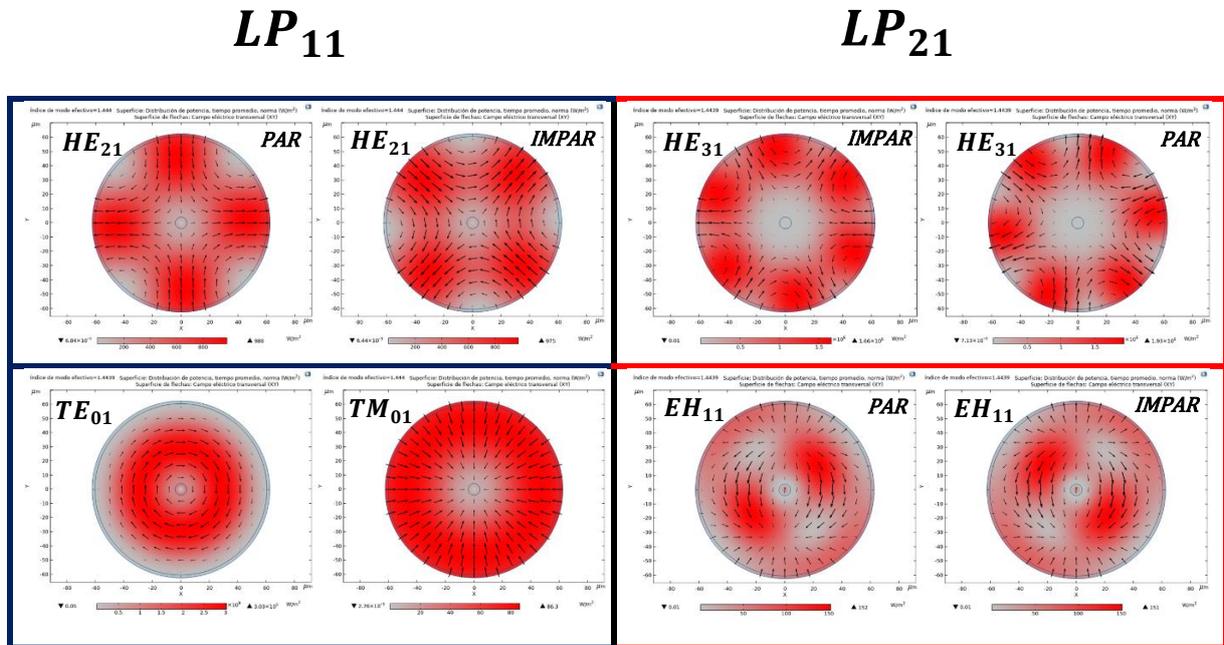


Fig. 81. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de 125 μm de diámetro sin aire: AZUL MARINO $\rightarrow LP_{11}$, NARANJA $\rightarrow LP_{21}$.

Al analizar las distribuciones de la intensidad de potencia incidente de Fig. 81 se puede deducir con más claridad a qué modo exacto se esté visualizando debido a la simetría en cómo se distribuye en toda la superficie transversal de la fibra óptica, y añadir las representaciones del campo vectorial eléctrico permite confirmar y esclarecer cualquier duda sobre que modos es el que va arrojando el programa COMSOL, a pesar que existen dos grupos con un mismo valor de índice de refracción efectiva de 1.444 y 1.4439 y pueda complicar en la identificación de los modos propagados como se muestra en la Fig. 39.

Para la Fig. 82, sucede todo lo contrario ya que para los modos LP_{11} Y LP_{21} la distribución de la intensidad de potencia incidente es visualmente casi idéntica y los índices de refracción efectivo en estos ocho modos exactos que sean de propagar por la fibra óptica poseen el mismo valor de 1.4439 que al tener la condición de guía débil, la diferencia de los índices de refracción efectivo entre estos modos sea demasiado pequeña o casi nula para distinguir a qué modo exacto de propagación nos estemos refiriendo y en consecuencia la aparición de los llamados modos degenerados. Así que, los modos degenerados que conforman a un mismo grupo modal LP_{mn} , generalmente, tienen un índice de refracción efectivo o índice modal idéntico, como se ilustra en las figuras de esta sección.

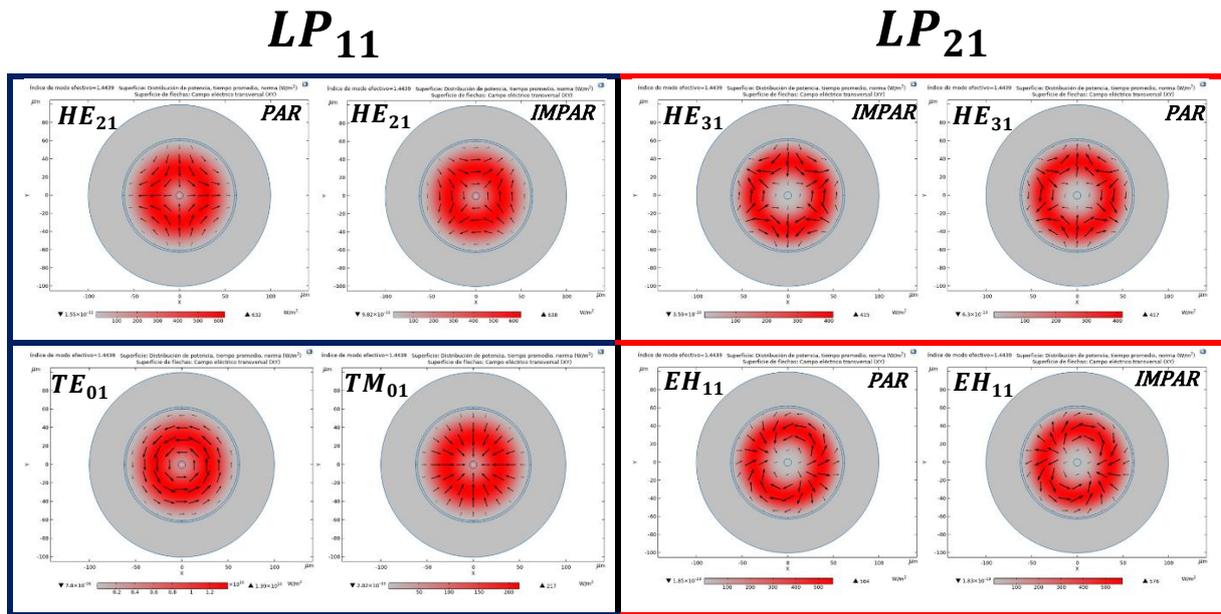


Fig. 82. Distribución vectorial del campo eléctrico y de la intensidad de potencia incidente a lo ancho de la sección transversal XY para una fibra óptica monomodal estándar de 125 μm de diámetro en aire: AZUL MARINO $\rightarrow LP_{11}$, NARANJA $\rightarrow LP_{21}$.

Asimismo, no debe confundirse con la idea que el índice de refracción efectivo es una medida o promedio de la cantidad de luz confinada en el núcleo de la guía de onda. Esta falsa impresión resulta de observar que los modos fundamentales en una fibra óptica tienen un índice modal más cercano al índice de refracción del núcleo. Por lo tanto, el análisis de la distribución del campo vectorial eléctrico en toda la superficie transversal es clave para identificar los modos exactos y a su vez los modos LP_{mn} cuando se tenga valores idénticos en sus índices modales correspondientes.

Teniendo en cuenta que al ignorar los efectos de polarización en la interfaz núcleo-revestimiento, todos los estados de polarización en un mismo grupo de modo LP_{mn} tienen un índice de refracción efectivo idéntico como se ilustra en la *Tabla 14*.

DIÁMETRO DEL REVESTIMIENTO: 125 μm			
MODO LINEALMENTE POLARIZADO	MODO EXACTO	ÍNDICE DE REFRACCIÓN EFECTIVA SIN AIRE	ÍNDICE DE REFRACCIÓN EFECTIVA CON AIRE
LP_{01}	$HE_{11} \rightarrow$	1.4461	1.4461
	$HE_{11} \uparrow$	1.4461	1.4461
LP_{11}	$HE_{21} \text{ par}$	1.444	1.4439
	$HE_{21} \text{ impar}$	1.444	1.4439
	TM_{01}	1.444	1.4439
	TE_{01}	1.4439	1.4439
LP_{21}	$HE_{31} \text{ par}$	1.4439	1.4439
	$HE_{31} \text{ impar}$	1.4439	1.4439
	$EH_{11} \text{ par}$	1.4439	1.4439
	$EH_{11} \text{ impar}$	1.4439	1.4439
LP_{02}	$HE_{12} \rightarrow$	1.444	1.4439
	$HE_{12} \uparrow$	1.444	1.4439

Tabla 14. Muestra los modos LP_{mn} con sus respectivos modos exactos, así como los valores de sus índices de refracción efectivo s/c aire.

A continuación, se muestra un conjunto de imágenes con los resultados y comparaciones acerca de las variaciones de los parámetros propuestos al inicio de este capítulo para el análisis de la distribución de la intensidad de la potencia propagada visualizada en dos y tres dimensiones, aclarando que solo serán para el modo fundamental y el LP_{02} debido a que en este modo posee una simetría casi idéntica al fundamental teniendo una mayor probabilidad de acoplamiento de energía cuando una fibra óptica es adelgazada, sin embargo, ya no se realiza una descripción detallada de los elementos gráficos para cada caso.

5.1.2 Análisis modal del modo fundamental y del modo LP_{02} en fibras ópticas adelgazadas a diferentes configuraciones geométricas recubiertas con aire operando a una longitud de onda de 1550 nm.

En esta sección, se construyeron cuatro perfiles de fibras ópticas adelgazadas a diferentes diámetros; I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm , todas operando a una longitud de onda 1550 nm.

En la Fig. 83 y Tabla 15 se presentan los resultados de la irradiancia incidente del modo fundamental (LP_{01}) que es guiada por el núcleo para cada configuración geométrica vista en un plano 2D y picos en 3D que es medido por la paleta de color gradiente rojo-gris.

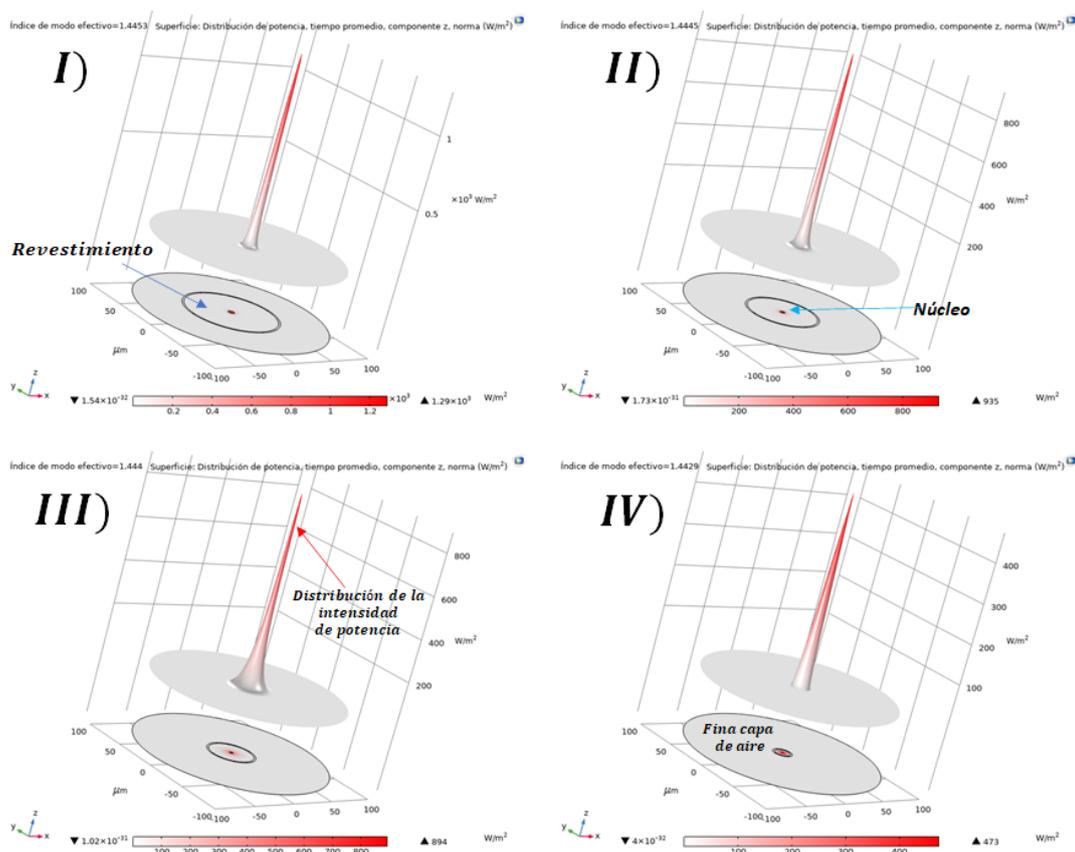


Fig. 83. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica para el modo LP_{01} ; I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm operando a 1550 nm de longitud de onda.

Como puede observarse en la *Fig. 83* la irradiancia incidente de la onda electromagnética de $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ disminuye mientras va decreciendo el diámetro de la fibra óptica, ver *Tabla 15*, también provocado por el incremento del diámetro del campo modal (*MFD*), ver *Fig. 84*, para cada configuración geométrica debido a la fuga o refracción del flujo de la energía electromagnética entre en contacto con el exterior que en este caso corresponde a la recubierta de aire, y en consecuencia que cierto porcentaje de la irradiancia incidente inicial de valor de $1.77 \times 10^3 \frac{W}{m^2}$ se disipe fuera del núcleo-revestimiento como pérdida total o como irradiancia transmitida.

MODO FUNDAMENTAL (LP_{01}) con $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$

Parámetro de salida Diámetro de la FO adelgazada	Irradiancia incidente [W/m^2]	Porcentaje de pérdida de la irradiancia incidente
100 μm	1.29 x10³	27.1187%
75 μm	935	47.1752%
50 μm	894	49.4916%
20 μm	473	73.2769%

Tabla. 15. Para los modos LP_{01} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de 125 μm a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm operando a 1550 nm de longitud de onda.

Notando que en fibras ópticas adelgazadas con diámetros entre 75-50 μm el porcentaje de pérdida es casi similar por lo que su diámetro de campo modal es casi idéntico, en tanto, a diámetros de 20 μm aún existe una cantidad considerable de la irradiancia máxima inicial que aun puede ser guiada.

La *Fig. 84* nos expone que a medida que el diámetro total de la fibra óptica va decreciendo hasta llegar a la configuración IV), el diámetro del campo modal crece causando una mayor interacción de la irradiación incidente del modo LP_{01} con la capa que recubre a la sección transversal de la fibra óptica.

Además, el diámetro del núcleo empieza a ser despreciable, ver configuración IV), para el confinamiento del flujo de energía del modo fundamental y por ende, tiende a propagarse por el revestimiento a tal grado que la zona con mayor intensidad visible (color rojo) este próximo contacto con el recubrimiento de aire. Por lo tanto, mientras más angosto sea el núcleo y el revestimiento de estas microestructuras, el campo electromagnético que conforma al modo fundamental comenzará a extenderse hasta la interfaz revestimiento-aire creando visiblemente al campo evanescente.

De ahí, la importancia de fabricar microestructuras lo suficientemente angostas para obtener el contacto directo del modo fundamental guiado con el material que sirva como recubrimiento.

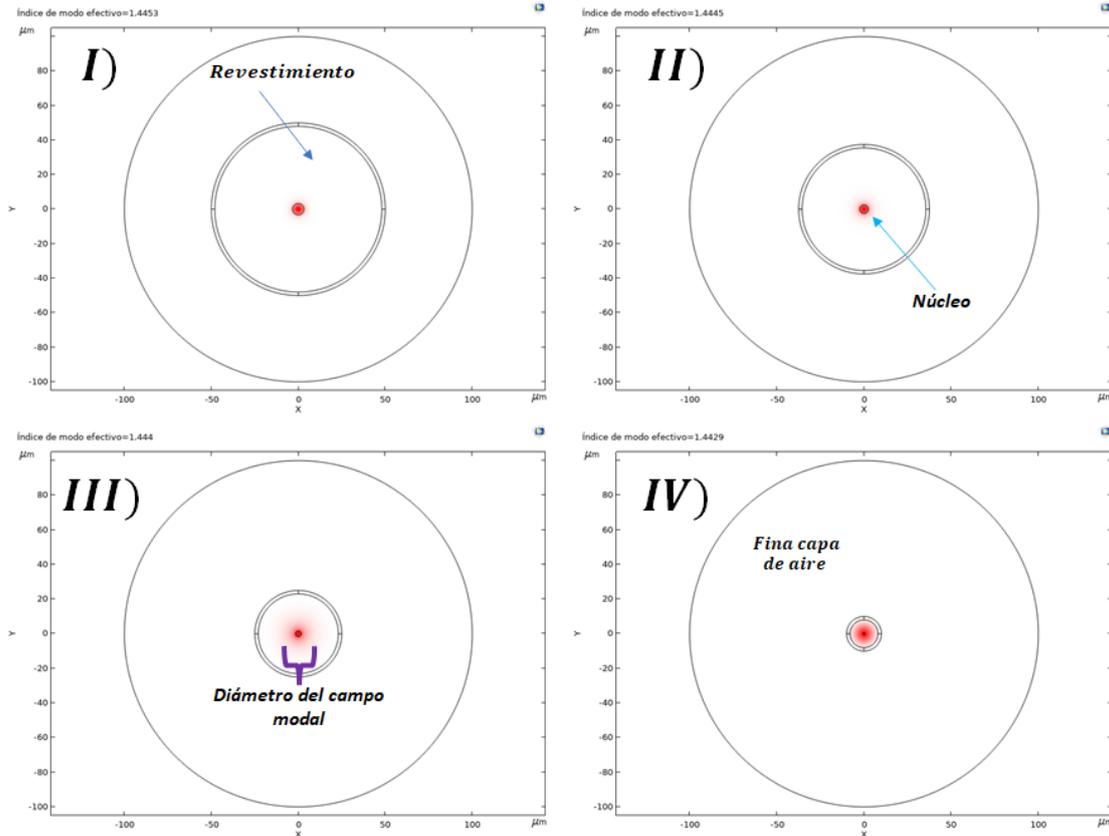


Fig. 84. Distribución 2D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm operando a 1550 nm de longitud de onda para el modo LP_{01} .

Ahora, el análisis de la distribución de la intensidad de potencia incidente se centra en el modo LP_{02} que de la misma forma al modo LP_{01} , se muestran los siguientes resultados por medio de la Fig. 85 y Tabla 16, observando que a medida que el diámetro de la fibra óptica es adelgazada el pico de la intensidad de la potencia máxima incidente en el segundo nodo (es decir, la región que gobierna el revestimiento) va disminuyendo tanto en valor, altura y volviéndose más y más angosto, poniendo como ejemplo la configuración I) contra la IV) cuya disminución es notable.

MODO LP_{02} con $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$

Parámetro de salida Diámetro de la fibra óptica	Irradiancia incidente [W/m^2]	Región con el mayor valor de irradiancia incidente
125 μm	649	Revestimiento
100 μm	358	Revestimiento
75 μm	429	Núcleo
50 μm	428	Núcleo
20 μm	78.9	Núcleo

Tabla. 16. Para los modos LP_{02} los valores de la irradiancia incidente a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica, así como su región predominante de mayor valor de irradiancia incidente operando a 1550 nm de longitud de onda.

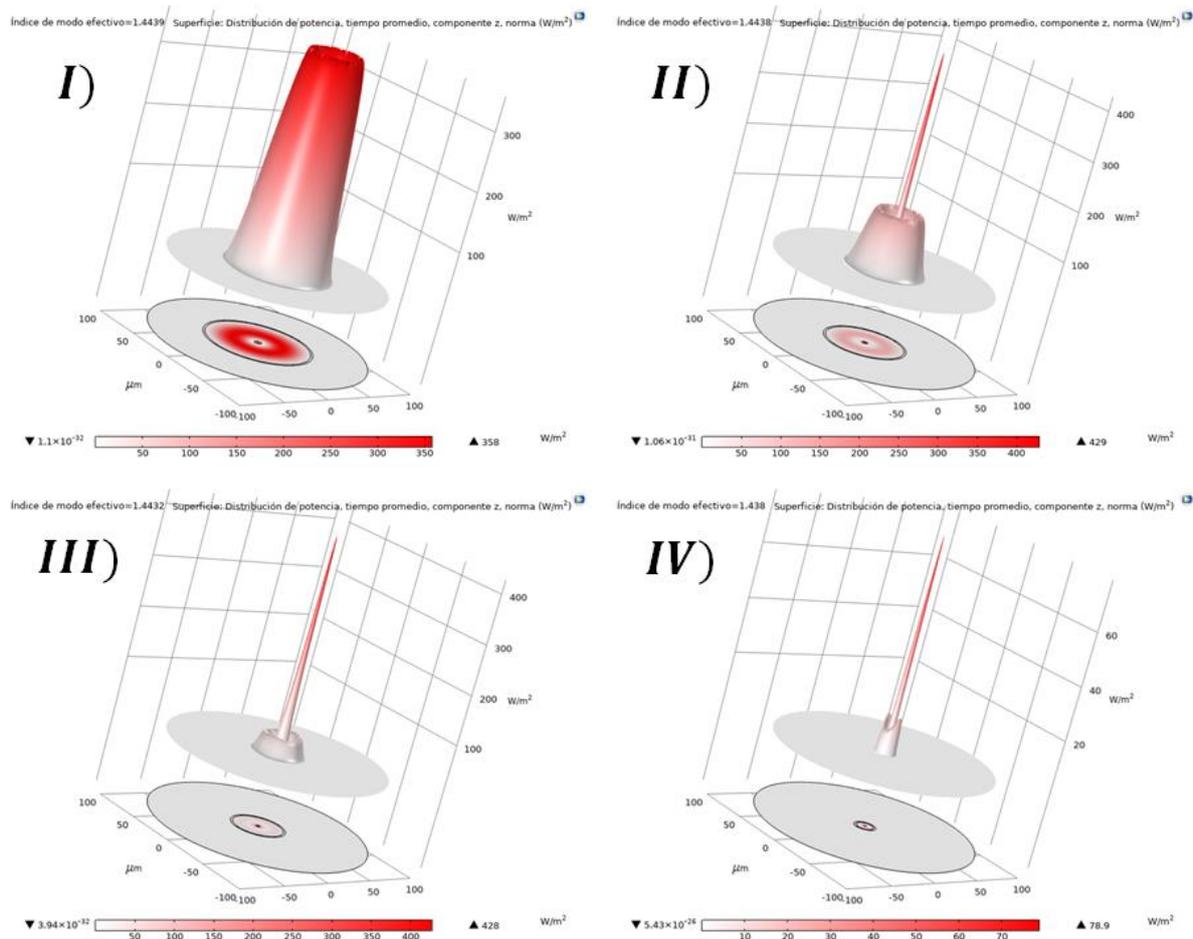


Fig. 85. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica para el modo LP_{02} ; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ operando a $1550 nm$ de longitud de onda.

Añadiendo que en la región del núcleo, los picos de distribución de la intensidad de potencia van aumentando en comparación con la región del revestimiento, causando una redistribución de la cantidad de la irradiancia incidente entre los diámetros $100-75 \mu m$, y en diámetros $< 75 \mu m$ comienza a decaer esa magnitud hasta llegar casi nulo en los $20 \mu m$ de diámetro de microestructuras de fibra óptica. Para diámetros entre $125-100 \mu m$ existe una disminución en la irradiancia incidente llegando a un valor creciente ubicado entre algún diámetro de los $100 \mu m$ a $75 \mu m$ para decrecer nuevamente a diámetros $< 75 \mu m$.

Con la Fig. 86, se comprueba que al adelgazar a la fibra óptica para las configuraciones I), II), III) y IV) existe una redistribución en la intensidad de potencia incidente de la zona del revestimiento al núcleo a esta longitud de onda de operación. Observando que la zona del revestimiento I), el color rojo intenso se va convirtiendo en un color más suave para II), III) y IV), en tanto en el núcleo va ocurriendo al contrario, pasa de un color suave pero distinguible a uno más intenso, por lo que supondría una mayor probabilidad de acoplamiento modal entre el LP_{01} y el LP_{02} a radios $< 50 \mu m$.

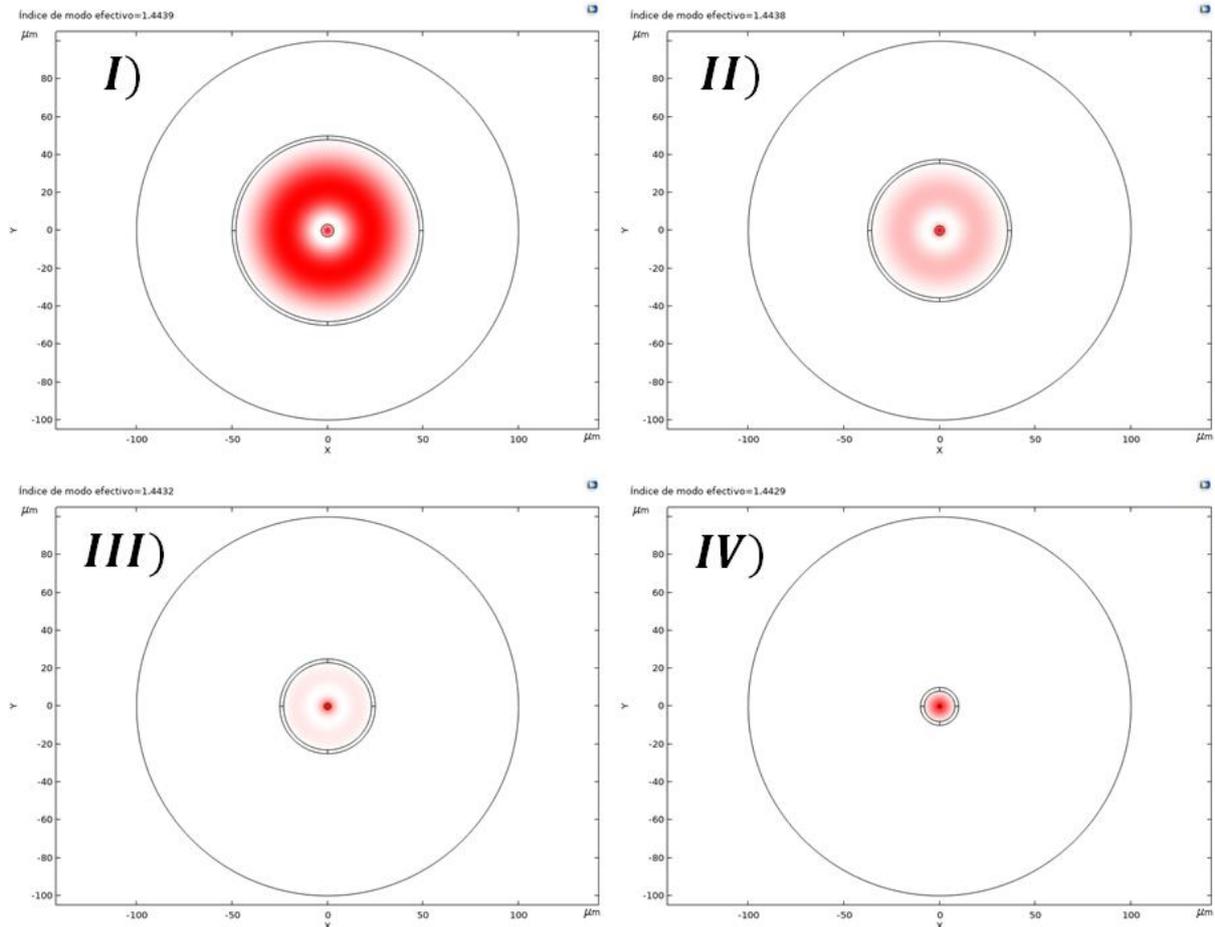


Fig. 86. Distribución 2D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm operando a 1550 nm de longitud de onda para el modo LP_{02} .

En este punto del análisis de los resultados, es relevante mencionar los valores que se obtienen de los índices de refracción efectivo para cada configuración mostrada anteriormente porque nos permite determinar el índice de refracción que experimenta los modos propagación LP_{01} y LP_{02} en razón a su velocidad de grupo. Es evidente que al analizar los números de los índices de refracción efectivos para el modo fundamental y el LP_{02} , en ambos modos sus valores van disminuyendo.

Para el modo LP_{02} es claro que el valor del índice de refracción se encuentra debajo del índice de refracción tanto del núcleo como del revestimiento en todos los diámetros construidos, pero con el modo LP_{01} es distinto, para diámetros $> 50 \mu\text{m}$ el índice de refracción efectivo se localiza entre el n_{nu} y el n_{rev} , al llegar a los 50 μm el índice de refracción del revestimiento es idéntico al índice de refracción efectivo al valor de 1.444 por lo que este modo empieza a propagarse con mayor intensidad en la interfaz núcleo-revestimiento como se logrará ver en la Fig. 84, y para diámetros $< 50 \mu\text{m}$ el valor del índice de refracción efectiva es menor al 1.444 del revestimiento por tanto el modo fundamental empieza a ser guiado en gran parte de la superficie transversal.

Diámetro de la FO adelgazada	Índice de refracción efectivo	
	LP01	LP02
100 μm	1.4453	1.4439
75 μm	1.445	1.4438
50 μm	1.444	1.4432
20 μm	1.4429	1.4429

Tabla. 17. Índices de refracción efectivos de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Otra observación ubicada en color azul de la *Tabla 17*, indica que tanto el valor del índice de refracción efectiva correspondiente al modo LP_{01} y LP_{02} es igual a los 20 μm de diámetro e incitando a una mayor posibilidad de acoplamiento entre ambos modos que se corrobora al comparar las intensidades de potencia transmitidas IV) de las *Fig. 83, 85*.

Al conocer los valores de los índices de refracción efectivos para cada diámetro contruido, se alcanzó a obtener sus posibles constantes de fase para cada modo LP_{01} y LP_{02} , ver *Tabla 18* que propaga por la guía de onda debido a su dependencia al índice de refracción efectivo por la ecuación $\beta_{mn} = n_{\text{efectivo}} \frac{2\pi}{\lambda_{\text{op}}} \left[\frac{\text{rad}}{\text{m}} \right]$, también conocido como índice modal.

Diámetro de la FO adelgazada	Índice modal	Constante de fase	Índice modal	Constante de fase
	LP01	$\beta_1 \left[\frac{\text{rad}}{\text{m}} \right]$	LP02	$\beta_2 \left[\frac{\text{rad}}{\text{m}} \right]$
100 μm	1.4453	5.8587x10⁶	1.4439	5.8353 x10⁶
75 μm	1.445	5.8575 x10⁶	1.4438	5.8526 x10⁶
50 μm	1.444	5.8534 x10⁶	1.4432	5.8502 x10⁶
20 μm	1.4429	5.849 x10⁶	1.4429	5.849 x10⁶

Tabla. 18. Constantes de fases de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Concluyendo que por medio de las constantes de fase β_1 y β_2 de forma simple podemos aproximar si existe un mínimo acoplamiento o un máximo acoplamiento o un nulo acoplamiento (condición adiabática) entre el modos LP_{01} y LP_{02} a través de los tres casos que relaciona a la longitud de batido ($z_b = \frac{2\pi}{|\beta_1 - \beta_2|} [m]$) y la longitud total de la zona de transición (z_0) que ha de corresponder a la fibra óptica adelgazada, ver *Tabla 19*:

$$z_t \ll z_b \rightarrow \text{máximo acoplamiento} \quad z_t \gg z_b \rightarrow \text{mínimo acoplamiento} \quad z_t = z_b \rightarrow \text{nulo acoplamiento}$$

<i>Diámetro de la FO adelgazada</i>	<i>Longitud de batido (z_b) [mm]</i>
100 μm	0.27199
75 μm	1.2822
50 μm	1.9634
20 μm	***

Tabla. 19. Longitud de batido z_b que relaciona a las constantes de fase de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm de longitud de onda.

Para esta simbología *** se debe a que $|\beta_1 - \beta_2| = 0$, y siendo el denominador el resultado tiende a ∞ por lo que al tomar el caso donde la diferencia es lo suficientemente pequeña, entonces, daría como resultado una longitud de batido cuyo valor sea mayor que para cualquier longitud total de transición, obteniendo una gran probabilidad de un máximo acoplamiento modal a 20 μm diámetro en una fibra óptica adelgazada.

Además, de la correlación con el ángulo de inclinación ($\Omega(z)$) en la zona de transición, ver Fig. 55, y la importancia de variar lentamente en cada punto en z para su hallar límite, ver ecuación (167), dentro de la longitud del batido, teniendo en cuenta que a un mismo valor de diámetro de fibra óptica adelgazada podemos obtener una cantidad finita de diferentes longitudes de transición en la zona del cono, ver Fig. 42,78.

5.1.3 Análisis modal del modo fundamental y del modo LP_{02} en fibras ópticas a diferentes configuraciones geométricas recubiertas con aire operando a longitudes de onda de 1410 nm y 1335 nm.

En este apartado se tomaron las siguientes configuraciones de diámetros construidos; Inicial) 125 μm , I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm , operando a longitudes de onda de 1410 nm y 1335 nm cada uno.

La Fig. 87 ilustra la distribución de la intensidad de potencia incidente y el Índice modal que envuelve al modo LP_{01} y LP_{02} de una fibra óptica monomodal estandar de índice escalonado para longitudes de onda operando a los 1410 nm con marco de color púrpura y 1355 nm con marco de color rojo oscuro.

A diámetros de 125 μm , el valor de la irradiancia incidente para los modos LP_{01} y LP_{02} son $2.4 \times 10^3 \frac{W}{m^2}$ y $877 \frac{W}{m^2}$ respectivamente a una $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$, mientras que, a $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$ toma valores de $2.69 \times 10^3 \frac{W}{m^2}$ para el LP_{01} y $1.02 \times 10^3 \frac{W}{m^2}$ para el modo LP_{01} .

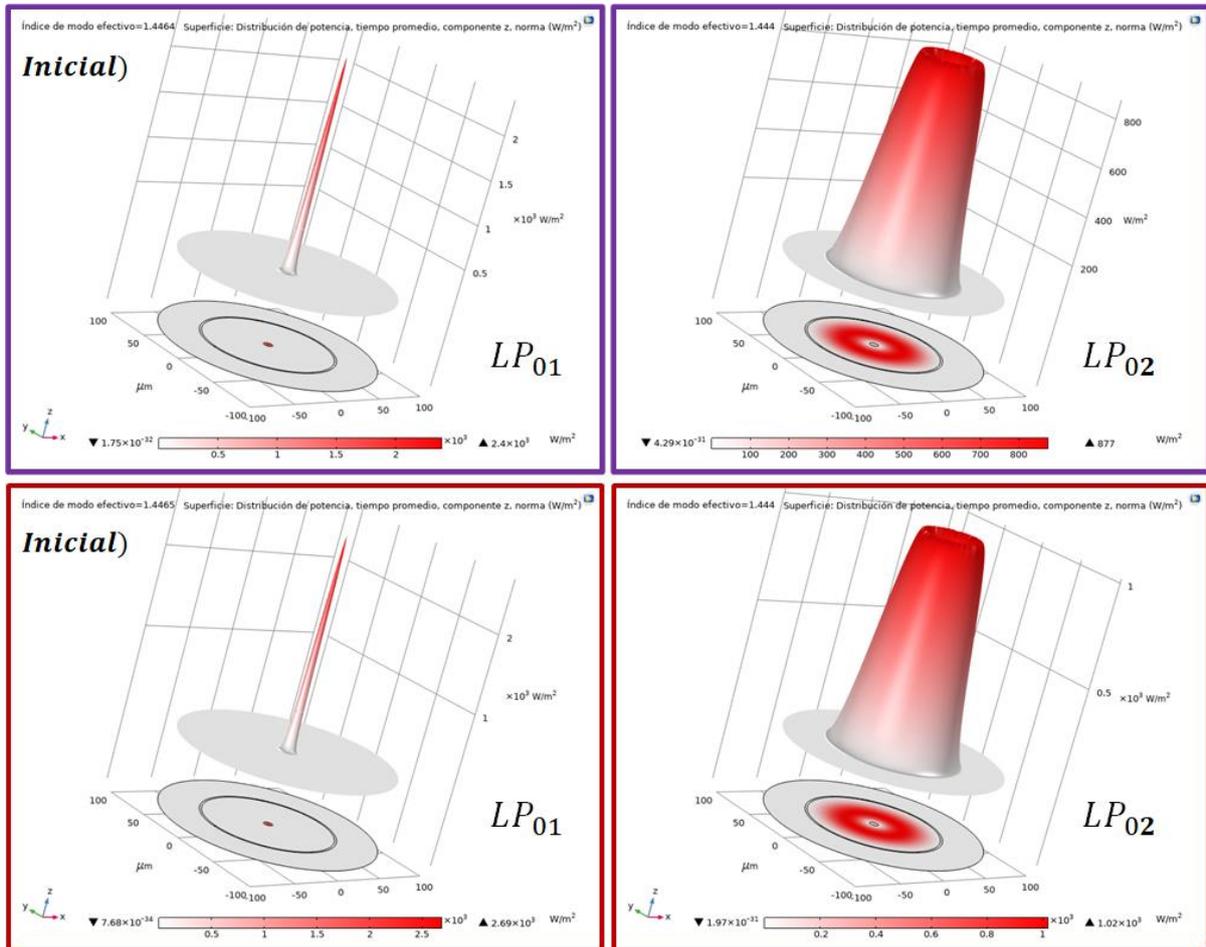


Fig. 87. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica de $125 \mu\text{m}$ de diámetro para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO $\rightarrow 1410 \text{ nm}$ y ROJO $\rightarrow 1335 \text{ nm}$ de longitud de onda.

Teniendo un incremento de la irradiancia a $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$ del 12.0833% sobre la irradiancia incidente de $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$ para el modo LP_{01} , en cambio, el modo LP_{02} ocurre un incremento del 16.3055% de las irradiancias incidentes al pasar de una $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$ a $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$, en consecuencia, el flujo de energía que atraviesa la sección transversal tiende a confinarse más por el núcleo a medida que vaya disminuyendo la longitud de onda que esté operando.

Las Fig. 88 presentan los resultados del modo LP_{01} su distribución instantánea de potencia incidente, el índice de refracción efectivo para cada diámetro adelgazado observando en la figura ya señalada la reducción de las dimensiones geométricas del revestimiento y del núcleo para una $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$ con marco de color morado y de rojo $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$.

Notando que en fibras ópticas adelgazadas con la misma configuración geométrica va aumentando en su irradiancia máxima incidente cuando la longitud de onda de operación pasa de los 1410 nm a 1335 nm , por lo tanto, hay mayor cantidad de esta irradiancia incidente al propagarse por el centro del núcleo a longitudes de onda más cortas, tal como pasa en diámetros de con $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$.

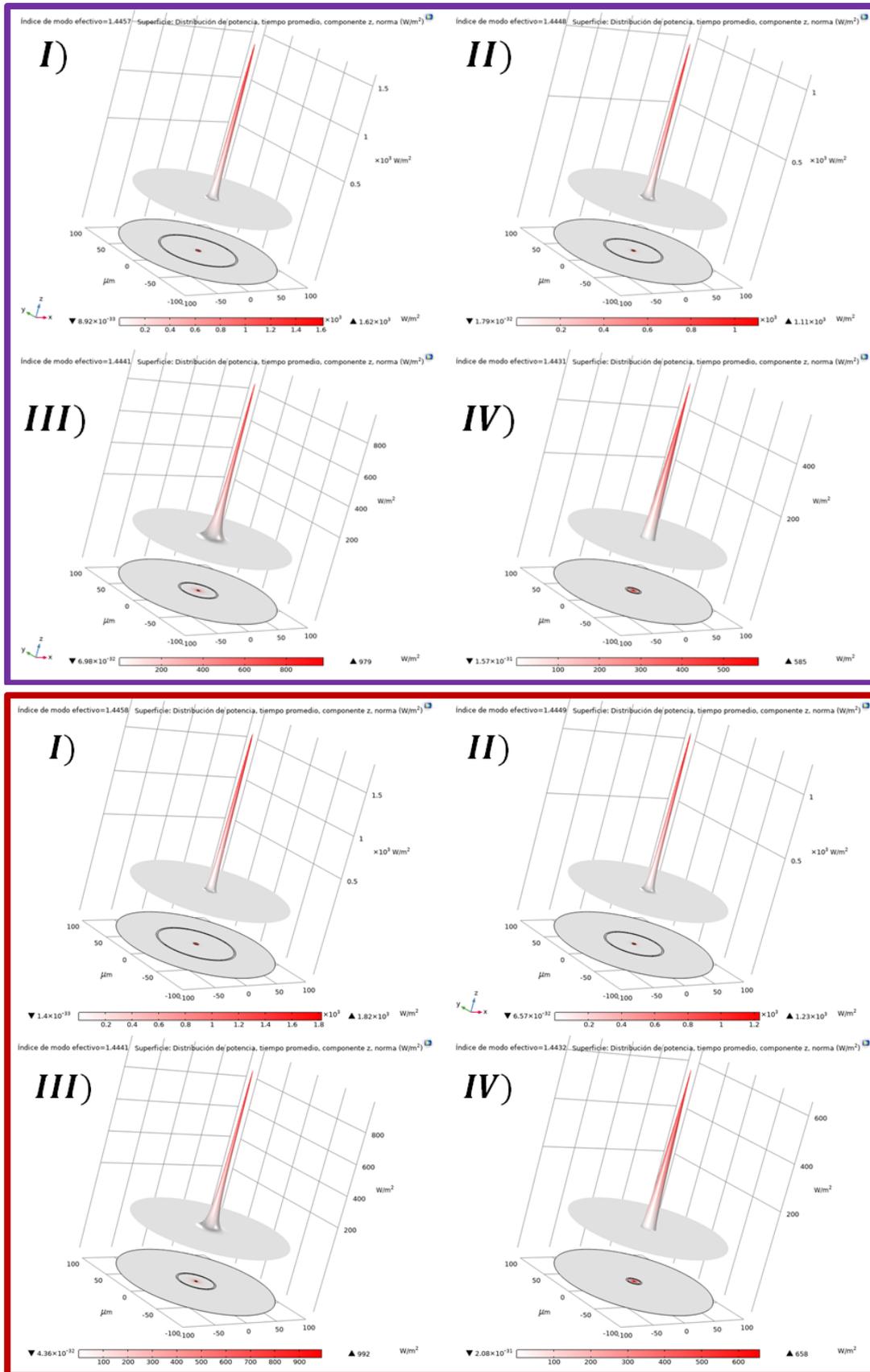


Fig. 87. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica a diferentes configuraciones I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm fibra óptica para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO \rightarrow 1410 nm y ROJO \rightarrow 1335 nm de longitud de onda.

Ocurre el mismo aumento de valor para los índices de refracción efectiva, excepto para la configuración III) que posee un número similar de 1.4441 cuya única diferencia corresponde a la irradiancia incidente de $979 \frac{W}{m^2}$ y $992 \frac{W}{m^2}$ para $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$ y $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$ respectivamente, contemplando que la diferencia entre las irradiancias es $13 \frac{W}{m^2}$ lo cual es baja teniendo en cuenta que existe una separación de $\lambda_{op} = 75 \text{ nm}$ convirtiéndola en un punto de interés para su uso en específico con este tipo de configuraciones geométricas y físicas.

La *Tabla 20* compara las cantidades de irradiancia incidente de las configuraciones construidas, así como el porcentaje de pérdida de la irradiación incidente con respecto a la máxima correspondiente a $125 \mu\text{m}$ para ambas longitudes de operación.

Diámetro de la FO adelgazada	MODO FUNDAMENTAL (LP_{01}) con $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$		MODO FUNDAMENTAL (LP_{01}) con $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$	
	Irradiancia incidente [W/m^2]	Porcentaje de pérdida de la irradiancia incidente con respecto a $125 \mu\text{m}$	Irradiancia incidente [W/m^2]	Porcentaje de pérdida de la irradiancia incidente con respecto a $125 \mu\text{m}$
$125 \mu\text{m}$	2.4×10^3	---	2.69×10^3	---
$100 \mu\text{m}$	1.62×10^3	32.5000 %	1.82×10^3	32.3420 %
$75 \mu\text{m}$	<u>1.11×10^3</u>	<u>56.7500 %</u>	<u>1.23×10^3</u>	<u>57.2751 %</u>
$50 \mu\text{m}$	<u>979</u>	<u>59.2083 %</u>	<u>992</u>	<u>63.1226 %</u>
$20 \mu\text{m}$	585	75.625 %	658	75.5390 %

Tabla. 20. Para los modos LP_{01} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de $125 \mu\text{m}$ a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100 \mu\text{m}$, II) $75 \mu\text{m}$, III) $50 \mu\text{m}$ y IV) $20 \mu\text{m}$ operando a 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda.

A diámetros de $50 \mu\text{m}$ (línea roja) la diferencia entre su porcentaje en pérdidas es relativamente mayor que a las demás, originando que el diámetro del campo modal disminuya con más facilidad conforme a la longitud de onda de operación sea más corta y, por tanto, la interacción de la distribución de la intensidad de potencia incidente con el medio circundante (aire) sea más selectiva debido al rango que se ofrece entre las longitudes de onda de 1410 nm a 1335 nm .

Para diámetros de $75 \mu\text{m}$ (línea rosa), aún se posee aproximadamente el 43% de la irradiancia incidente inicial a $125 \mu\text{m}$ propagándose por el núcleo de la fibra óptica que hace atractivo la experimentación a esta configuración geométrica porque existe un equilibrio entre la distribución de la intensidad de potencia incidente y el valor de la irradiancia transmitida para la reproducción de campos evanescentes no tan intensos como sí se harían a $20 \mu\text{m}$, añadiendo un mayor control sobre la condición adiabática y la manipulación mecánica.

Con diámetros de $20 \mu\text{m}$, el porcentaje de pérdida es casi similar mostrando un interés en su fabricación de fibras ópticas adelgazadas debido a la investigación en la reproducción de campos evanescentes de mayor intensidad, ya que aún mantiene cierta cantidad de la irradiancia incidente, lo negativo es que es más complicado mantener la condición adiabática y su manipulación mecánica debido a los parámetros L_0 y z_0 para su construcción, ver *Fig. 78*.

El análisis para los modos LP_{02} en cada configuración geométrica en ambas longitudes de onda de operación se muestra en la Fig. 88 y Tabla 21.

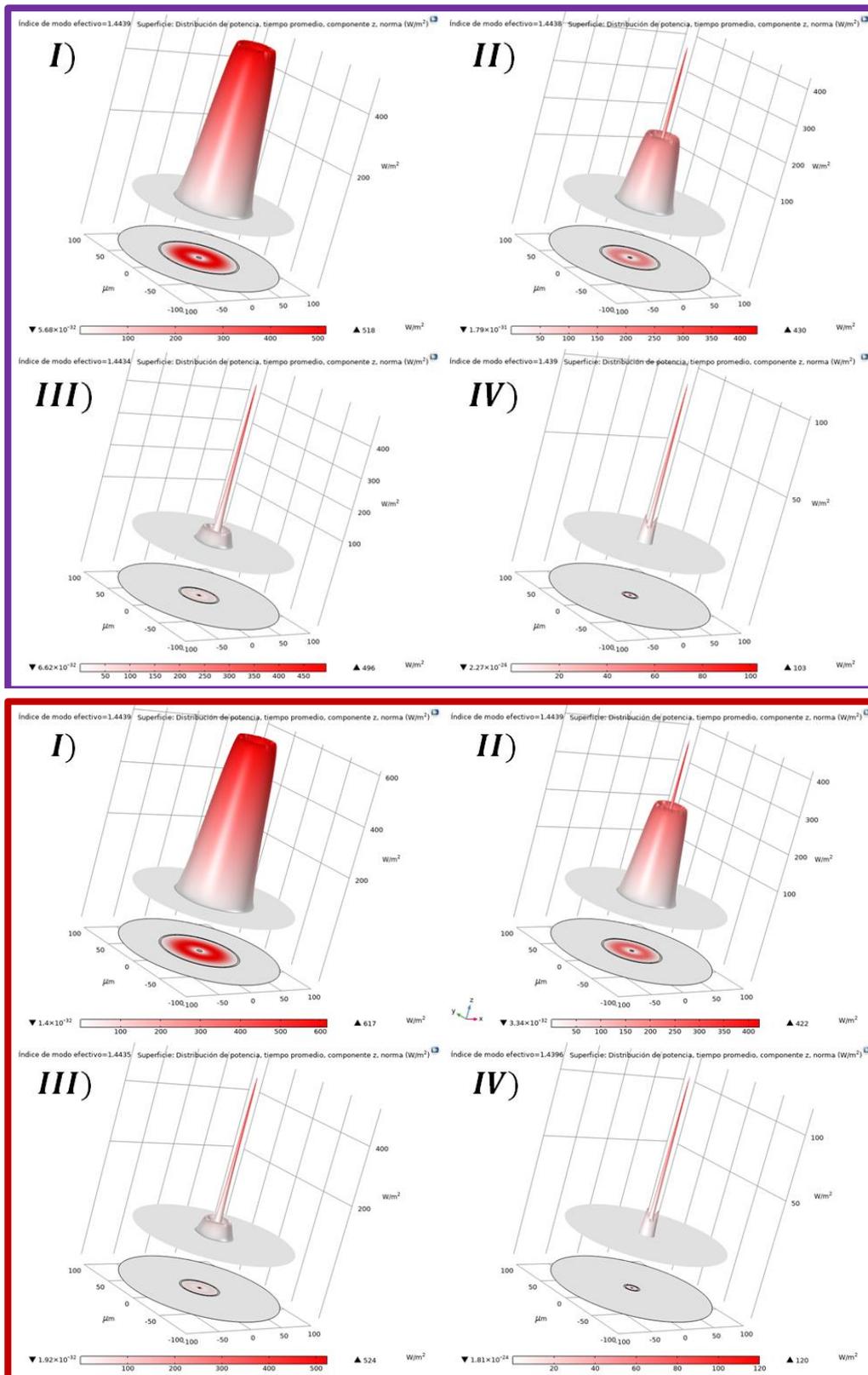


Fig. 88. Distribución 2D y 3D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal de la fibra óptica a diferentes configuraciones I) 100 μm , II) 75 μm , III) 50 μm y IV) 20 μm fibra óptica para los modos LP_{01} y LP_{02} operando a: MORADO \rightarrow 1410 nm y ROJO \rightarrow 1335 nm de longitud de onda.

Se observa en la Fig. 88 un comportamiento similar como lo fue en las configuraciones geométricas a $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ donde ocurre una redistribución de la intensidad de potencia de onda electromagnética que esté operando para el modo LP_{02} en la zona revestimiento-núcleo, específicamente entre la configuración III) y IV).

Diámetro de la fibra óptica	MODO LP_{02} con $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$		MODO LP_{02} con $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$	
	Irradiancia incidente [W/m^2]	Porcentaje de pérdida de la irradiancia incidente con respecto a $125 \mu\text{m}$	Irradiancia incidente [W/m^2]	Porcentaje de pérdida de la irradiancia incidente con respecto a $125 \mu\text{m}$
$125 \mu\text{m}$	877	---	1.03×10^3	---
$100 \mu\text{m}$	518	40.9350 %	617	40.0971 %
$75 \mu\text{m}$	430	50.9692 %	422	59.0291 %
$50 \mu\text{m}$	<u>496</u>	<u>43.4435 %</u>	<u>524</u>	<u>49.1262 %</u>
$20 \mu\text{m}$	103	88.2554 %	103	90.0000 %

Tabla. 21. Para los modos LP_{02} los valores de la irradiancia incidente, así como el porcentaje de pérdida con relación al incidente de $125 \mu\text{m}$ a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica; I) $100 \mu\text{m}$, II) $75 \mu\text{m}$, III) $50 \mu\text{m}$ y IV) $20 \mu\text{m}$ operando a 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda.

Los porcentajes de pérdidas más significativa sucede para diámetros de $75 \mu\text{m}$ de 51% para $\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$ y $\sim 59\%$ con $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$ que al compararlo con las Fig. 88 se puede aceptar a la idea de un intercambio del flujo de energía que hay en el revestimiento redirigiéndose al núcleo aumentando ahí la irradiancia incidente, donde la probabilidad de acoplamiento modal aumenta entre LP_{01} y LP_{02} con respecto a diámetros de $100 \mu\text{m}$.

Además, que a diámetros de $50 \mu\text{m}$ (línea azul) de la Tabla 21 hay un aumento en la irradiancia incidente del modo LP_{02} , algo que no sucede a los 1550 nm de longitud de onda de operación, es probable que suceda este repunte debido a la redistribución modal en el revestimiento-núcleo consecuente a longitudes de onda más cortas y cuya irradiancia incidente se esté propagando con más intensidad por la zona central de la fibra óptica.

Para configuraciones de $20 \mu\text{m}$ de diámetro, su intensidad transmitida es muy poca comparada con la inicial pero susceptible para un posible acoplamiento modal con LP_{01} ya que nuevamente su máximo valor cae dentro de la zona del núcleo.

A continuación, se muestra la Tabla 22 que indica los índices de refracción efectivo o modal para ambas longitudes de onda de operación y modos de propagación LP_{mn} , cuyo análisis es comparable a $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ que consiste en que a medida que el diámetro de la fibra óptica disminuya, el índice modal también lo hace, pero aumenta en valor cuando la longitud de onda es más corta, es decir, disminuye de arriba hacia abajo y aumenta de izquierda a derecha en dicha tabla.

Lo interesante que para el caso de $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ a diámetros de $20 \mu\text{m}$ el índice modal era idéntico y posiblemente difícil de identificar ambos modos de propagación ya que su constante de propagación de fase (β) resulta ser de igual valor, pero en estas nuevas longitudes de onda de operación dichos modos modales en ningún caso son similares, por lo tanto, es factible la identificación de sus constantes de fase para cada modo.

Diámetro de la FO adelgazada	Índice de refracción efectiva			
	$\lambda_{op} = 1410 \text{ nm}$		$\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$	
	LP01	LP02	LP01	LP02
125 μm	1.4464	1.444	1.4465	1.444
100 μm	1.4457	1.4439	1.4458	1.4439
75 μm	1.4448	1.4438	1.4449	1.4439
50 μm	1.4441	1.4434	1.4441	1.4435
20 μm	1.4431	1.439	1.4432	1.4396

Tabla. 22. Índices de refracción efectivos de los modos LP_{01} y LP_{02} para las cuatro configuraciones geométricas de fibra óptica adelgazada operando a 1550 nm y 1335 nm de longitud de onda.

Sin embargo, aislando al modo LP_{02} a diámetros entre los 100 μm y 75 μm el índice modal es idéntico en ambas longitudes de operación cuya única diferencia entre ellas sería su intensidad de potencia instantánea transmitida, ver *Tabla 21*.

De igual forma pasa para configuraciones de 50 μm donde el valor idéntico para ambas longitudes de operación recae para el modo LP_{01} y que en este caso la mejor opción para ser utilizado como medio de transmisión sería a los 1335 nm debido a que confina más energía, pero posee una mayor cantidad de pérdida de intensidad con respecto a su inicial y esto lo hace interesante en cuanto a su uso como sensor en la interacción en su interfaz materia-revestimiento, en este caso sería con la capa de aire.

En esta sección, no fue necesario analizar las constantes de fase y la longitud de batido debido a que no hay un valor idéntico en los índices modales LP_{01} con LP_{02} , por lo que se asume que existe la probabilidad de acoplamiento modales y todo depende de la longitud de la zona de transición y adelgazamiento constante, es decir, los parámetros que definan las dimensiones finales con la que esté hecha la fibra óptica adelgazada con las dimensiones transversales que hemos construidos en este proyecto. Pero si es importante, si se requiere profundizar, las características de las ondas con las que se esté operando con la constante de propagación γ .

5.1.4 Amplificación en la sección transversal del núcleo para el estudio de la propagación del modo fundamental de una fibra óptica monomodal estándar y fibras ópticas adelgazadas a dos diferentes diámetros recubiertas con aire a una longitud de onda de operación de 1550 nm.

En la siguiente *Fig. 89* se contempla el impacto al reducir el diámetro de 125 μm a 75 μm y 20 μm señalados con a), b) y c) respectivamente mostrando la intensidad de la potencia instantánea incidente del modo fundamental.

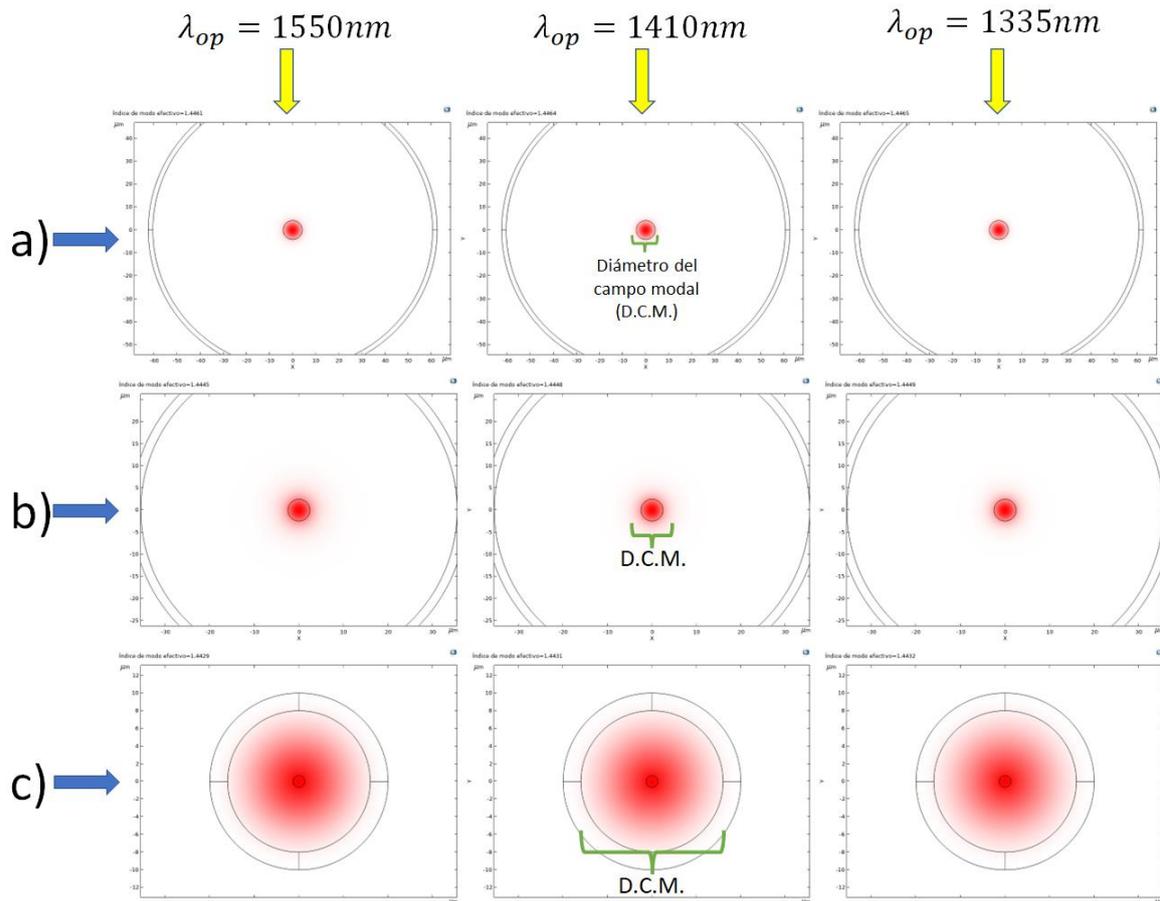


Fig. 89. Distribución 2D de la intensidad de potencia que atraviesa la sección transversal a diferentes configuraciones geométricas de fibra óptica por fila; a) $125 \mu\text{m}$, b) $75 \mu\text{m}$ y c) $20 \mu\text{m}$, por columnas operando a 1550 nm , 1410 nm y 1335 nm de longitud de onda para el modo LP_{01} .

Para cada diámetro de fibra óptica se observa poco perceptible a la vista una disminución en el diámetro del campo modal en rojo, teniendo un mayor $D.C.M.$ / MFD a $\lambda_{op} = 1550 \text{ nm}$ y de menor a $\lambda_{op} = 1335 \text{ nm}$ pero, como se analizó anteriormente, la irradiancia incidente es menor conforme la longitud de onda sea más larga y se ve reflejado por la relación que existe entre la frecuencia de corte normalizada por las ecuaciones (2)-(4).

A diámetros de $75 \mu\text{m}$ se logra ver que ya existe una pequeña zona de la distribución del modo fundamental penetrando hacia el exterior de la interfaz núcleo-revestimiento, tomando en cuenta que el diámetro del campo modal sigue siendo casi del mismo valor ya que depende de la longitud de onda en la que se este operando y de la apertura numérica, pero a diámetros igual a $20 \mu\text{m}$, el núcleo ya no es capaz de soportar el modo fundamental provocando que el revestimiento empiece a actuar como un núcleo nuevo y la capa que lo recubra se comporte como el nuevo revestimiento cuya dimensión del espesor e índice de refracción asuma de gran relevancia el guiado y transmitancia de todos los modos que se han de propagar.

Entre menor sea el diámetro del núcleo, será aun más despreciable para el confinamiento hasta llegar a un punto en el que el revestimiento sea totalmente el nuevo núcleo y dependerá del material que recubra a la fibra óptica adelgazada para poder comportarse como una guía de onda o un uso distinto como la investigación y desarrollo para la aplicabilidad de novedosos sensores ópticos a través de la transmisión de modos al exterior, energía refractada o de campos evanescentes más intensos y, también, de la generación de fenómenos físicos electromagnéticos, ver *Tabla 10-12*, ya que adquiere nuevos valores la apertura numérica y la frecuencia de corte, ecuación (152) y (153) para zonas adelgazadas.

Aclarando que mientras el diámetro que se contruya sea lo suficientemente pequeño, ver *Fig. 78*, la fibra óptica adelgazada será aún más frágil y el control sobre su estructura es un problema a resolver y que no se discutirá en este trabajo.

5.2 Análisis experimental de las respuestas espectrales transmitidas por la fibra óptica adelgazada recubierta por el polímero P3HT-RR con microcurvaturas inducidas mecánicamente.

El análisis se centró en los resultados experimentales de la respuesta espectral de una microestructura de fibra óptica de $75 \mu m$ de diámetro recubierta del material polimérico P3HT-RR en la zona adelgazada e inducida a distintos radios de microcurvatura de forma mecánica.

Los espectros de intensidad transmitidas (I [u.a.]) contra longitud de onda (λ [nm]) arrojados en este proyecto son productos del espectro incidente emitido por la fuente de luz Ocean Optics, modelo DH-2000-BAL en un intervalo de $870 nm$ a $1730 nm$ de longitud de onda que fueron procesados por el espectrómetro Ocean Optics, modelo NIR-512 para obtener la respuesta de salida a través de una computadora portátil.

5.2.1 Repuestas espectrales de la intensidad transmitida por una fibra óptica monomodal SMF-28, y microestructuras de fibra óptica de $75 \mu\text{m}$ recubierta c/s el material polimérico P3HT-RR.

La Fig. 90 muestra la respuesta espectral de dos configuraciones de fibra óptica adelgazada ambas con $75 \mu\text{m}$ de diámetro en la zona; la línea púrpura para la microestructura en aire (sin recubrimiento) y línea roja corresponde a la microestructura recubierta con el polímero P3HT-RR.

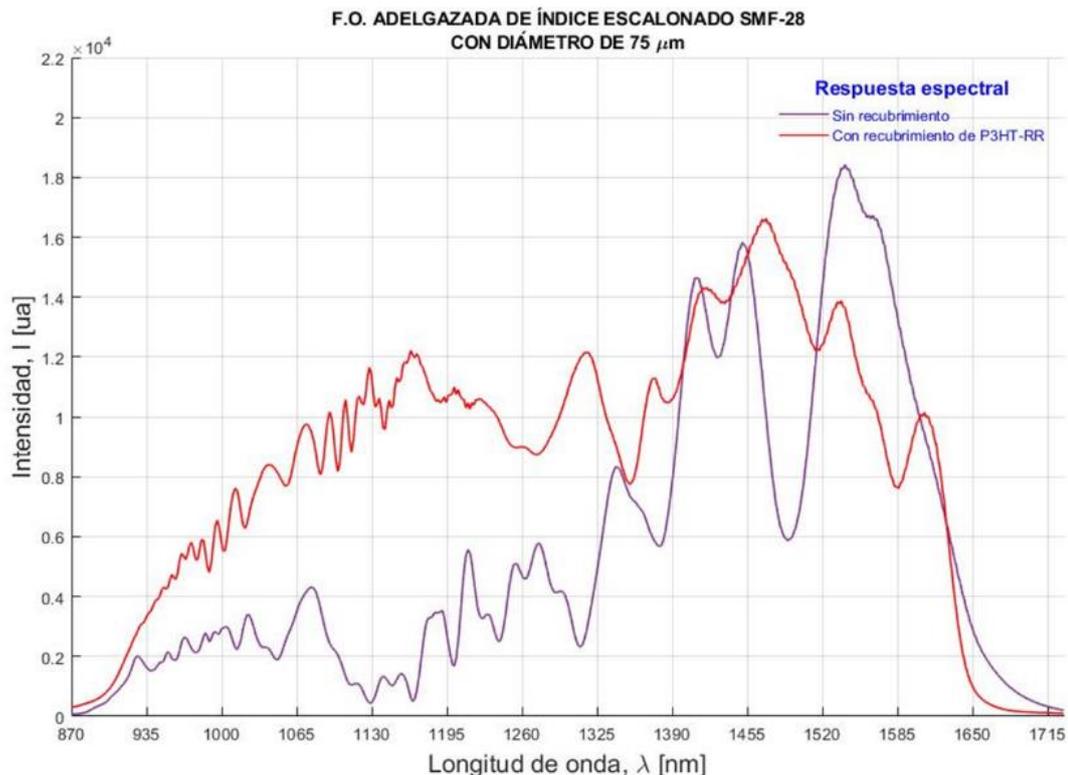


Fig. 90. Respuesta espectral transmitida para una fibra óptica adelgazada con diámetro de $75 \mu\text{m}$; PÚRPURA \rightarrow sin recubrimiento, ROJO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

En la Fig. 91, se expone la respuesta espectral de la fibra óptica monomodal estándar de índice escalonado SMF-28 cuyas características geométricas y físicas están en la Tabla 13 y de la fibra óptica adelgazada de diámetro $75 \mu\text{m}$ en aire y con recubrimiento del material polimérico, ver Fig. 73.

Se expone que en el intervalo de 929 nm a 1213 nm de longitud de onda de las Figs. 90, 91 tienen una región de respuesta espectral del tipo multimodal en la intensidad de salida/transmitida tanto en ambas estructuras adelgazadas causado por la disminución en sus dimensiones geométricas de $125 \mu\text{m}$ a $75 \mu\text{m}$ y en consecuencia una modificación en su frecuencia de corte, ecuación (3) y (153), ubicados por los múltiples picos o dientes de sierra en dichas figuras. Este intervalo se descarta para nuestro trabajo debido a que queremos evitar un acoplamiento modal entre el fundamental y modos de orden superior pero sin olvidar que dichos modos de orden superior se han de propagar en la interfaz revestimiento-P3HT-RR.

Por lo anterior, a partir de los 1250 nm , para ambas microestructuras, la respuesta espectral tiende a ser (nuevamente) de carácter monomodal

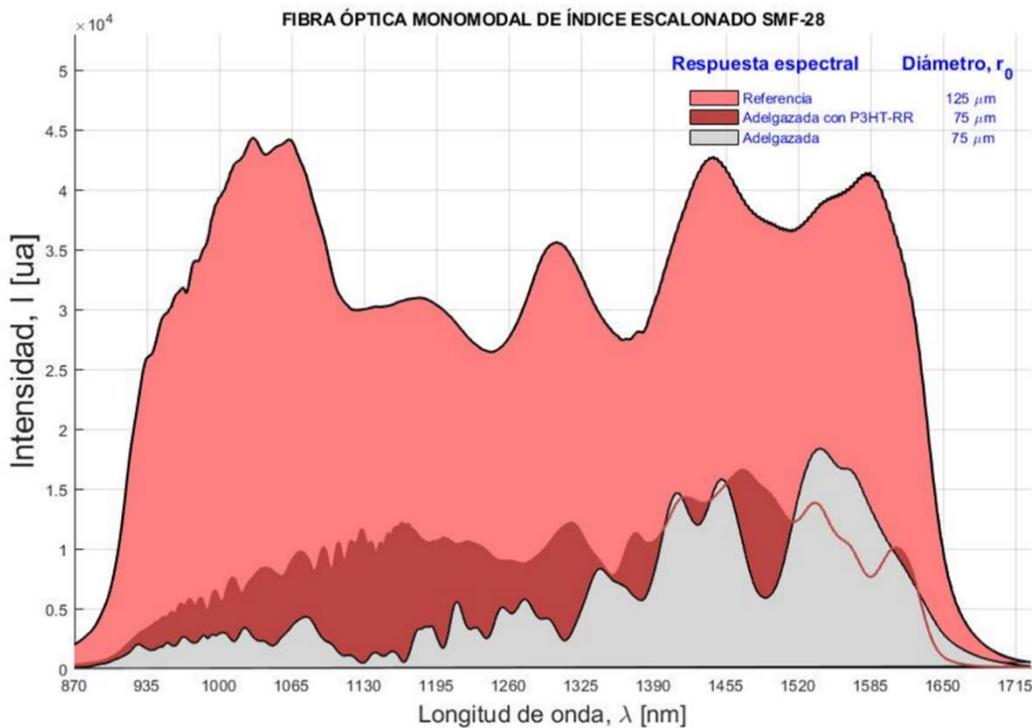


Fig. 91. Respuesta espectral transmitida de la fibra óptica SMF-28 y para una fibra óptica adelgazada con diámetro de $75 \mu\text{m}$; GRIS \rightarrow sin recubrimiento, VINO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

También se observa que recupera una parte de la irradiancia incidente inicial en la fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero con respecto a la microestructura en aire hasta los 1341 nm de longitud de onda causado por el espesor de $20 \mu\text{m}$ del polímero que se ha depositado sobre la zona adelgazada teniendo un diámetro total de $95 \mu\text{m}$, aun así, la intensidad transmitida en la microestructura con el polímero es baja en comparación con la fibra óptica de referencia. Teniendo en cuenta que la baja intensidad transmitida para la microestructura en aire se debe a las posibles pérdidas extrínsecas originadas por la manipulación y fabricación por la técnica del quemador móvil calentamiento-estirado.

A partir de los 1341 nm , las intensidades transmitidas en ambas microestructuras genera una zona de interés para su análisis y que se responde de mejor manera en curvas con respuesta de transmitancia (T) y absorbancia (A).

5.2.2 Curvas espectrales con respuesta de transmitancia (T) y absorbancia (A) para la microestructura de fibra óptica de $75 \mu\text{m}$ recubierta con el material polimérico P3HT-RR.

En la Fig. 92 se muestra la transmitancia (%) partiendo de la ecuación $T = \frac{I_T}{I_0}$, donde I_T es la intensidad transmitida arrojado por el espectrometro Ocean Optics, modelo NIR-512 para la fibra óptica adelgazada en aire y recubierta con el polímero

P3HT-RR e I_0 corresponde a los datos de la respuesta espectral de intensidad inicial por la fibra óptica estándar monomodal con diámetro de $125 \mu\text{m}$, de la Fig. 91

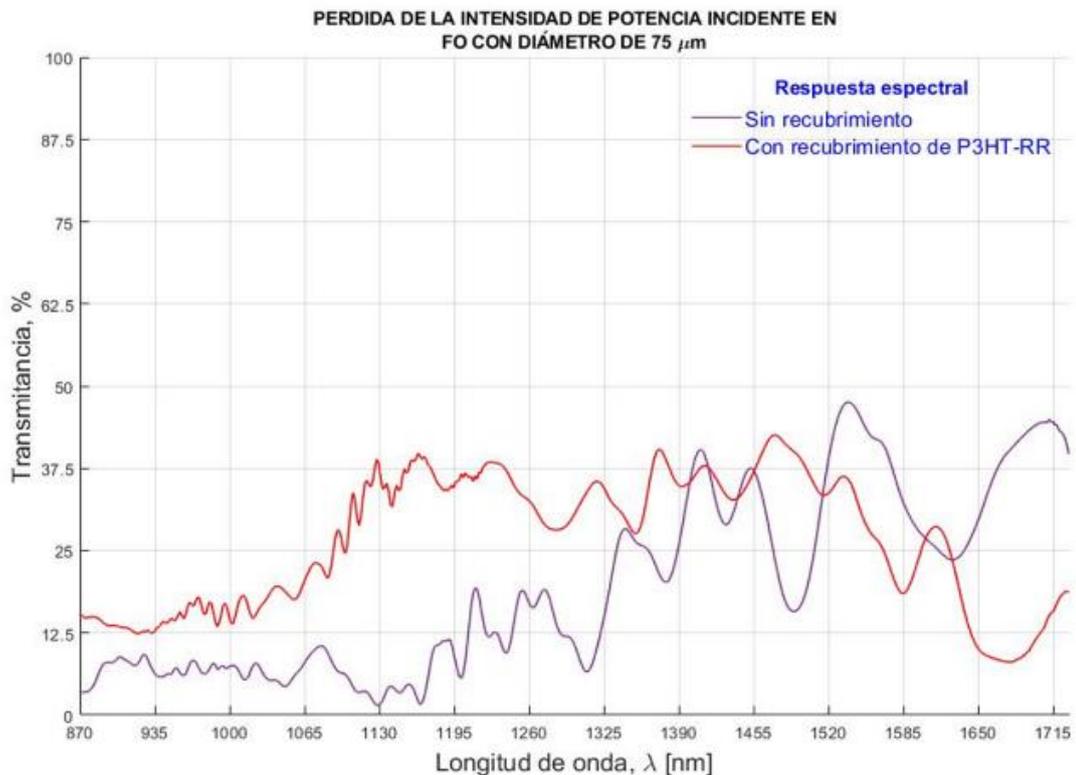


Fig. 92. Curva espectral de la respuesta de transmitancia para la fibra óptica adelgazada con diámetro de $75 \mu\text{m}$; PÚRPURA \rightarrow sin recubrimiento, ROJO \rightarrow con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Para ambas microestructuras, la cantidad de pérdida del flujo de energía transmitida al exterior es evidente debido a su poca transmitancia que se encuentra por debajo del 50%. Como se ha mencionado anteriormente, hasta la longitud de onda de 1213 nm tiene un comportamiento multimodal y los picos de transmitancia se ubican a partir de los 1250 nm .

Nuestro interés se encuentra en la microestructura recubierta con el polímero P3HT-RR cuyos mínimos o valles de transmitancia se encuentran en 1283 nm , 1353 nm , 1392 nm , 1438 nm , 1517 nm , 1584 nm y 1675 nm .

En la Fig. 93 se ubica la respuesta espectral de transmitancia y absorción por medio de la ecuación $A = -\log(T)$, que relaciona a la transmitancia, en el intervalo de interés de 1250 nm a 1715 nm para la microestructura de $75 \mu\text{m}$ recubierta con el polímero P3HT-TT.

Para los picos de absorción y valles de transmitancia ubicadas en longitudes de onda de 1283 nm , 1353 nm , 1392 nm , 1438 nm , 1517 nm , 1584 nm y 1675 nm es consecuente por el contacto con el polímero en la interfaz revestimiento-material, por lo tanto, es una zona de gran importancia para el estudio de longitudes de onda selectivas que nos permita obtener un mejor control, un mayor rango en la medición y respuestas rápidas de los posibles parámetros o magnitudes que se logren medir o monitorear para el desarrollo de sensores de fibra óptica adelgazada.

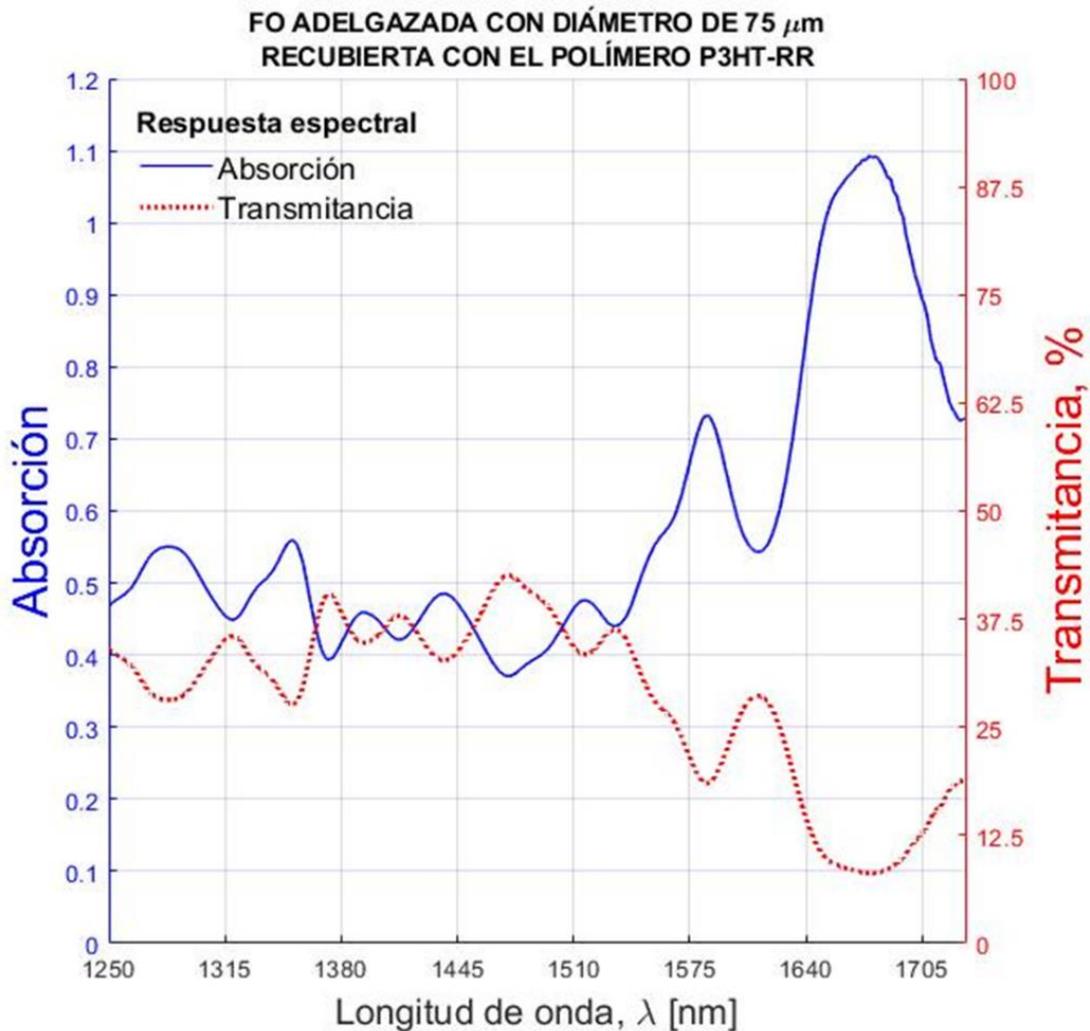


Fig. 93. Curva espectral de la respuesta de transmitancia y absorción para la fibra óptica adelgazada con diámetro de 75 μm ; con recubrimiento del polímero P3HT-RR.

Los valles de transmitancia de la *Fig. 93* que se experimenta a partir de la respuesta espectral de la intensidad transmitida, *Fig. 90*, visualiza el posible fenómeno físico de la resonancia electromagnética de modos con pérdida (*LMR*) con la justificación de que nuestro material polimérico P3HT-RR posee propiedades conductoras eléctricas y uno de los requisitos para obtener dicha resonancia es que el material tenga conductividad eléctrica.

Al mismo tiempo, se encuentre cerca de la frecuencia de corte y como observamos en la *Fig 91* coexiste una región multimodal y monomodal que provoca un posible acoplamiento entre algún modo de propagación de orden superior, y cierto modo de pérdida particular del material depositado que ha de guiarse por la interfaz revestimiento-material causado por el adelgazamiento de su diámetro inicial a 75 μm , aumentando de esta forma el diámetro del campo modal y la intensificación del campo evanescente que es dependiente de la cantidad de espesor de dicho recubrimiento (en este caso 20 μm) para reproducir dicho fenómeno físico.

Además de la información con los valores de índice de refracción y permitividad dieléctrica que posee el polímero P3HT-RR, ver *Tabla 10*, *Fig. 59, 60* para asegurar dicho análisis de los resultados mostrados.

5.2.3 Respuestas espectrales de transmisión y curvas de calibración de microcurvaturas inducidas mecánicamente sobre la fibra óptica adelgazada de diámetro $75\mu\text{m}$ recubierta con el polímero P3HT-RR.

Continuando con el análisis experimental, se acotó el intervalo de 1353 nm a 1517 nm coneciente por la proximidad de los valles de transmitancia, ver *Fig. 93*, para un estudio un poco más profundo a la respuesta espectral de la longitud de onda e intensidad transmitida pero selectiva partiendo de la sensibilidad que se produzca por la fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero P3HT-RR originado por la pérdida extrínseca de los modos propagados por microcurvaturas inducidas.

Las microcurvaturas inducidas (C) y sus radios de curvatura (R) son producidas a través del desplazamiento de doblamiento/flexión (d) por el movimiento de la plataforma de sujeción móvil, en intervalos crecientes de 2.5 mm a partir de 0 mm hasta llegar a los 15 mm . La ecuación que relaciona todo lo anterior es $C = \frac{1}{R} = \frac{2d}{d^2 + S^2}$ [93], donde S corresponde a la mitad de la distancia entre las plataformas sujetables, ver *Fig.74*.

En la *Tabla 23* se muestran los valores de las microcurvaturas y radios de curvatura inducidas por el intervalo de desplazamiento ya mencionado.

Desplazamiento de doblamiento-flexión, d [cm]	Microcurvatura, C [cm^{-1}]	Radio de curvatura, R [cm]
0	0	0
0.25	4.130×10^{-3}	2.4213×10^2
0.5	8.247×10^{-3}	1.2125×10^2
0.75	1.234×10^{-2}	81.037
1	1.639×10^{-2}	61.012
1.25	2.039×10^{-2}	49.043
1.5	2.434×10^{-2}	41.084

Tabla. 23. Valores de las microcurvaturas inducidas provocadas por el desplazamiento de flexión en un intervalo de 0 mm a 15 mm .

Al inducir las microcurvaturas sobre la microestructura física de la fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero P3HT-RR, de toda la respuesta espectral transmitida, se identificó un intervalo de longitud de onda con un desplazamiento hacia al azul, es decir, un decrecimiento en la longitud de onda recibida por el espectrómetro comparado con la longitud de onda inicial que corresponde cerca de los 1392 nm cuando la microcurvatura cambia de 0 cm^{-1} a $2.434 \times 10^{-2}\text{ cm}^{-1}$, sin embargo, existe un desplazamiento hacia al rojo cuando la microcurvatura es descendente partiendo de los $2.434 \times 10^{-2}\text{ cm}^{-1}$ hasta la posición inicial de 0 cm^{-1} como se observa en la *Fig. 94*.

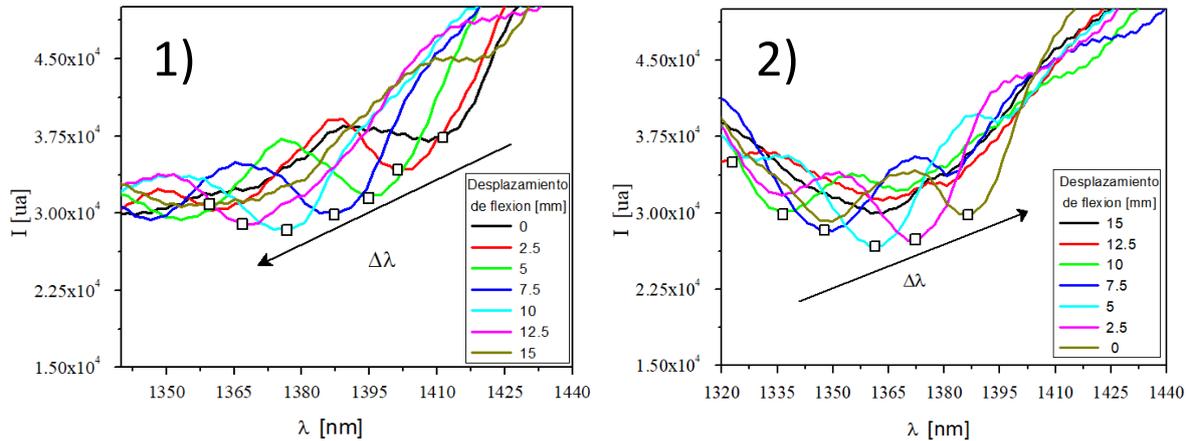


Fig. 94. Respuestas espectrales de intensidad transmitida para la fibra óptica adelgazada con diámetro 75 μm con recubrimiento del polímero P3HT-RR en sistema para mediciones por desplazamiento de flexión; **1) ASCENDENTE, 2) DESCENDENTE.**

Las intensidades transmitidas captadas de las respuestas espectrales 1) decaen conforme crece las microcurvaturas hasta llegar a los $1.639 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ donde se observa un pequeño incremento en su intensidad transmitida, para la respuestas espectrales 2) su valor máximo de la intensidad transmitida se encuentra a los $2.434 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ y su valor más bajo a los $8.247 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

El ajuste lineal para la respuestas espectrales 1) se da en la Fig. 95; A) la sensibilidad de la microcurvatura en función del desplazamiento de flexión ascendentes alcanza hasta $-2,093.65316 \text{ nm/cm}^{-1}$ con un valor de regresión lineal $R^2 = 0.99515$, teniendo una buena respuesta sensitiva al crear curvaturas contra su longitud de onda de operación.

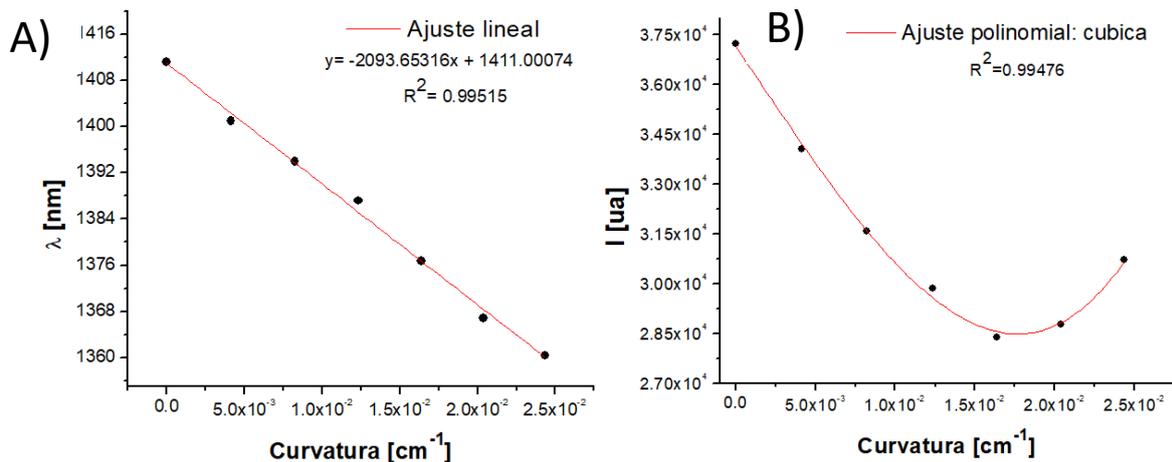


Fig. 95. Curvas de calibración ascendentes para la fibra óptica adelgazada con diámetro 75 μm con recubrimiento del polímero P3HT-RR en sistema para mediciones con curvaturas; **A) LONGITUD DE ONDA, λ . B) INTENSIDAD, I .**

En cambio, en la Fig. 95; B) no se obtuvo un ajuste lineal para el intervalo completo [0mm-15mm] de desplazamiento de flexión ascendente que ubica a la intensidad transmitida contra la curvatura, ya que existe un crecimiento en su intensidad partiendo de los 10.0 mm de desplazamiento de flexión, por lo tanto, una respuesta sensitiva poco confiable pero corregible para investigaciones futuras.

Concluyendo con el apartado experimental, existe una respuesta selectiva de longitud de onda al inducir microcurvaturas de 0 cm a $2.434 \times 10^{-2}\text{ cm}$ sobre la fibra óptica adelgazada de $75\ \mu\text{m}$ de diámetro recubierta con una capa de material polimérico P3HT-RR con espesor de $20\ \mu\text{m}$, teniendo una zona adelgazada constante de $L_0 \approx 10\ \text{cm}$ y $Z_0 \approx 10\ \text{cm}$ asentando una base en la exploración y desarrollo de sensores de fibra óptica adelgazadas recubiertas con este polímero semiconductor y que operen con el principio físico detectable de resonancias electromagnéticas de modos con pérdida (LMR), y es consecuente que al disminuir el diámetro del núcleo produce un aumento el campo evanescente con el medio circundante, para este caso, cuando entra en contacto la radiación electromagnética con la interfaz revestimiento-P3HT-RR.

También, mejorar la detección rápida de la sensibilidad y respuesta sensitiva de la fibra óptica adelgazada para ambos parámetros, tanto para cambios en las intensidades transmitidas como a longitudes de onda incidentes, conforme se le induzca mecánicamente microcurvaturas, y así obtener una mayor región selectiva y más completa a la investigación de dispositivos tipo sensor de curvatura.

CONCLUSIONES

6° Capítulo:

Las conclusiones obtenidas en este proyecto de investigación para la obtención de grado de maestro en ingeniería y ciencias aplicadas, son las siguientes:

- Este estudio fomentó a la revisión matemática e interpretación física de la propagación, comportamiento de las ondas electromagnéticas en guías de onda con diferentes geometrías y comprensión de los diferentes modos de propagación en guías de ondas cilíndricas particularmente en fibras ópticas de salto de índice gradual y en fibras ópticas adelgazadas o cónicas.
- Se presentó un modelo teórico-computacional utilizando el software *COMSOL Multiphysics®* para identificar los primeros 4 grupos modales linealmente polarizados; LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} y LP_{02} a través del comportamiento vectorial de la distribución de su campo eléctrico correspondiente.
- En el análisis computacional obtenido, los valores más reales a la irradiancia incidente experimental (I) se obtienen al construir la sección transversal XY de fibra óptica recubierta con una fina capa de aire de $75 \mu m$ de espesor debido a que el orden de magnitud de la distribución de intensidad de potencia incidente alcanzaba el $\times 10^3$ para el modo fundamental (LP_{01}), así como los índices de refracción efectivo para cada grupo modal linealmente polarizado.
- Se centró a la investigación y construcción de fibras ópticas adelgazadas adiabáticas para evitar con ello el posible acoplamiento modal entre el modo fundamental y el modo LP_{02} . En consecuencia, se construyeron cuatro perfiles de fibras ópticas adelgazadas a diferentes diámetros; I) $100 \mu m$, II) $75 \mu m$, III) $50 \mu m$ y IV) $20 \mu m$ y el de dimensión estándar de $125 \mu m$ que operaron a longitudes de onda de; $1550 nm$, $1410 nm$ y $1335 nm$ para cada perfil geométrico mencionado.
- Se determinó la irradiancia incidente del modo fundamental vista desde un plano 2D y picos 3D, obteniendo los siguientes resultados:
A medida que el perfil geométrico se adelgazaba, el porcentaje de irradiancia incidente disminuía considerablemente hasta llegar $\sim 74\%$ de pérdida. Además, la cantidad de irradiancia incidente aumentaba mientras la longitud de onda de operación disminuía obteniendo los valores de irradiancia más altos en $1335 nm$; mientras que, los valores de menor irradiancia fueron a los $1550 nm$.
- Para el modo LP_{02} , ocurre una transición y pérdida en la distribución de intensidad de potencia incidente observada a partir del perfil de $75 \mu m$ de diámetro cuyo valor más alto se encuentra próximo a la zona del núcleo.
- El análisis modal nos mostró la relevancia de fabricar fibras ópticas adelgazadas adiabáticas con el fin de evitar el acoplamiento modal ya mencionado, que a pesar de poseer valores pequeños, el modo LP_{02} para perfiles cuyo diámetro ronda los $20 \mu m$, la irradiancia incidente aún no es nula para ser despreciada.

- El índice de refracción efectivo/índice modal muestra que, a medida que se adelgaza el diámetro de la sección transversal, sus valores correspondientes disminuyen dando como resultado una diferencia pequeña entre ambos modos y, en consecuencia, esto promueve a una mayor posibilidad de acoplamiento modal.
- Por lo anterior, al reducir las dimensiones geométricas de la fibra óptica monomodal de salto de índice gradual, el diámetro del campo modal comienza a expandirse por todo el revestimiento debido a que el núcleo ya no es capaz de confinar la radiación electromagnética proporcionando campos de onda evanescentes más intensos para nuestro interés. Y obtener futuras pruebas experimentales de mejor control y calidad para el desarrollo de sensores de fibra óptica adelgazadas optimizando el nulo acoplamiento modal.
- La fabricación de estructuras a diámetros más estrechos conlleva a una difícil manipulación mecánica. Entonces, trabajar con fibras ópticas con un diámetro cuya estabilidad mecánica sea la óptima y además con campos evanescentes idóneos para la investigación y aplicación en sistemas sensores es un trabajo que requiere un estudio más profundo.
- En la sección experimental se fabricaron microestructuras basadas en fibras ópticas adelgazadas empleando la técnica de fusión calentamiento-estirado. La fibra óptica utilizada fue el modelo SMF-28 de THORLABS . Se determinó la geometría y su respuesta espectral. Posteriormente se depositó una capa de polímero P3HT-RR mediante la técnica de goteo.
- Se midió la respuesta espectral de una fibra óptica adelgazada a $75\mu m$ de diámetro recubierta con el material polimérico P3HT-RR con un espesor final de $20\mu m$.
- La curva espectral de absorción y transmitancia (%) fue determinado a partir de los 1250 nm hasta los 1715 nm de longitud de onda. Estos picos de absorción y valles de transmitancia que se encuentran ubicadas en longitudes de onda de 1283 nm , 1353 nm , 1392 nm , 1438 nm , 1517 nm , 1584 nm y 1675 nm donde la propagación de la radiación electromagnética en guías de onda revestidas del polímero P3HT-RR, experimenta algunos máximos de atenuación para valores de espesor específico ($20\mu m$) del revestimiento del material y en ciertas longitudes de onda, así como el ángulo de luz incidente que en nuestro caso son valores cercanos a los 90° .
- Lo anterior permitió visualizar la posible reproducción del fenómeno resonante electromagnético mediante los valles de transmitancia o pérdidas de la intensidad incidente. Teniendo como efecto de éste fenómeno una falta de potencia óptica en estos rangos de longitud de onda, que se traduce en bandas de atenuación en el espectro óptico.
- La fibra óptica de $75\mu m$ recubierta con el polímero P3HT-RR de espesor de $20\mu m$ fue inducida a distintos radios de microcurvatura de forma mecánica a través de desplazamientos de doblamiento-flexión. El motivo fue de conseguir campos evanescentes más intensos para promover la interacción de los modos que han de guiarse en la interfaz revestimiento-polímero y que entran en contacto con el material P3HT-RR para reproducir con mayor facilidad el fenómeno físico de resonancia electromagnética de modos con pérdida (LMR).
- Las respuestas espectrales de intensidad transmitidas al inducir desplazamientos de flexión ascendentes de 0 mm a 15 mm se identificaron desplazamientos en un intervalo de longitud de onda de 1410 nm - 1355 nm hacia al azul . Y un desplazamiento hacia al rojo entre los 1320 nm - 1390 nm de longitud de

onda cuando la microcurvatura inducida es descendente en el mismo intervalo de desplazamiento de flexión.

- Se detectó en la respuesta espectral un ligero aumento en las intensidades transmitidas de los valles desplazados para las microcurvaturas inducidas ascendentes y descendentes.

El ajuste lineal para la curva de calibración ascendente mostró una sensibilidad de $-2,093.65316 \text{ nm/cm}^{-1}$ de longitud de onda contra la curvatura generada por el desplazamiento de flexión con una regresión lineal de $R^2 = 0.99515$. Sin embargo, la curva de calibración de la intensidad transmitida contra la curvatura no fue posible el ajuste lineal obteniendo una respuesta sensitiva poco confiable pero ajustable para una curva cuyo comportamiento es tipo polinomial cúbica.

Finalmente, en este proyecto de investigación hemos establecido puntos de partida para futuros trabajos en investigación, desarrollo y aplicabilidad en sensores de microestructuras de fibras ópticas recubiertas de material polimérico conductor o semiconductor basados con el principio físico de resonancia electromagnéticas de modos con pérdida induciendo mecánicamente microcurvaturas para obtener campos evanescentes más intensos:

Mejorar la fabricación de fibras ópticas adelgazadas de perfiles homogéneos y adiabáticos variando parámetros geométricos partiendo de optimizar el montaje experimental utilizado. Así mismo, el depósito del material P3HT-RR sobre estas microestructuras con un espesor de diferentes dimensiones. Obtener mejores curvas espectrales de la respuesta de transmitancia y absorción para detectar el intervalo de longitud de onda que es sensible. En consecuencia, curvas de calibración con excelentes ajustes lineales para ser evaluadas tanto en longitud de onda e intensidades transmitidas contra microcurvaturas inducidas, con el objetivo de reproducir respuestas rápidas, remotas y selectivas.

Referencias bibliográficas

1. ARANDA, A. R. M. (2019). Elaboración de un sensor de presión de fibra óptica mediante la técnica de interferencia multimodal (MMI).
2. Francis T.S. Yu, Shizhuo Yin, *Fiber Optics Sensors*, Marcel Dekker, Inc., Nueva York, 2012.
3. Wang, Q., & Farrell, G. (2006). All-fiber multimode-interference-based refractometer sensor: proposal and design. *Optics letters*, 31(3), 317-319.
4. U. Burchard, *Mineralogical Record* 40, 141 (2009).
5. T. M. Niemczyk, *Physical Methods in Modern Chemical Analysis*, T. Kuwana, ed. (Academic, 1980) 2, 337 (1980).
6. <http://www.refractometer.pl/> (Accessed 11/07/2015).
7. T. Takeo and H. Hattori, *Japanese Journal of Applied Physics* 21, 1509 (1982).
8. Francisco Hernández Guzmán. Síntesis y caracterización fisicoquímica de Poli(3-Hexiltiofeno) regioregular con nanopartículas de sulfuro de cadmio CdS para aplicaciones en dispositivos fotovoltaicos. IICBA-CIICAP-UAEM. Tesis doctoral. Febrero 2019.
9. López-Higuera, J. M. (Ed.). (2002). *Handbook of optical fibre sensing technology*. Wiley-Blackwell
10. CASTRELLON-URIBE, Jesus. *Optical fiber sensors: An overview*. INTECH Open Access Publisher, 2012.
11. Gonzalo, F. J. S. (2012). Desarrollo de fases sensoras ópticas para el control de la calidad de aguas y vinos. Universidad de Granada.
12. Elcoso Usieto, I. (2018). Desarrollo de sensores de fibra óptica para la detección de compuestos orgánicos e inorgánicos en medio acuoso.
13. Garcés Montoya, K. (2019). Transductor de fibra óptica con potencial uso como biosensor.
14. Culshaw, B. (2000). Fiber optics in sensing and measurement. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 6(6), 1014-1021.
15. Ghetia, S., Gajjar, R., & Trivedi, P. (2013). Classification of fiber optical sensors. *Int. J. Electron. Commun. Comput. Technol*, 3(4), 442-445.
16. Planillo Carrera, M. (2017). Estudio experimental de fibras estrechadas para su uso como sensores de fibra óptica.
17. Lin, H. Y., Huang, C. H., Cheng, G. L., Chen, N. K., & Chui, H. C. (2012). Tapered optical fiber sensor based on localized surface plasmon resonance. *Optics express*, 20(19), 21693-21701.
18. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Opt. Lett.* 25(19), 1415–1417 (2000).
19. D. A. Akimov, A. A. Ivanov, A. N. Naumov, O. A. Kolevatova, M. V. Alifimov, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, A. A. Podshivalov, and A. M. Zheltikov, "Generation of a spectrally asymmetric third harmonic with unamplified 30-fs Cr:forsterite laser pulses in a tapered fiber," *Appl. Phys. B* 76(5), 515–519 (2003).
20. S. Lacroix, F. Gonthier, and J. Bures, "All-fiber wavelength filter from successive biconical tapers," *Opt. Lett.* 11(10), 671–673 (1986).

21. J. Zhang, P. Shum, X. P. Cheng, N. Q. Ngo, and S. Y. Li, "Analysis of linearly tapered fiber Bragg grating for dispersion slope compensation," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15(10), 1389–1391 (2003). 5. Z.-Z. Feng, Y.-H. Hsieh, and N.-K. Chen, "Successive asymmetric abrupt tapers for tunable narrowband fiber comb filters," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 23(7), 438–440 (2011).
22. J. Villatoro, D. Monzón-Hernández, and D. Luna-Moreno, "In-line optical fiber sensors based on cladded multimode tapered fibers," *Appl. Opt.* 43(32), 5933–5938 (2004).
23. Y.-P. Wang, L. Xiao, D. N. Wang, and W. Jin, "Highly sensitive long-period fiber-grating strain sensor with low temperature sensitivity," *Opt. Lett.* 31(23), 3414–3416 (2006).
24. S. Maguis, G. Laffont, P. Ferdinand, B. Carbonnier, K. Kham, T. Mekhalif, and M.-C. Millot, "Biofunctionalized tilted fiber Bragg gratings for label-free immunosensing," *Opt. Express* 16(23), 19049–19062 (2008).
25. S.-M. Tseng and C.-L. Chen, "Side-polished fibers," *Appl. Opt.* 31(18), 3438–3447 (1992).
26. A. Abdelghani and N. Jaffrezic-Renault, "SPR fibre sensor sensitised by fluorosiloxane polymers," *Sens. Actuators B* 74(1-3), 117–123 (2001).
27. Y.-H. Tai and P.-K. Wei, "Sensitive liquid refractive index sensors using tapered optical fiber tips," *Opt. Lett.* 35(7), 944–946 (2010).
28. H. S. MacKenzie and F. P. Payne, "Evanescent field amplification in a tapered single-mode optical fiber," *Electron. Lett.* 26(2), 130–132 (1990).
29. A. G. Mignani, R. Falciai, and L. Ciaccheri, "Evanescent wave absorption spectroscopy by means of bi-tapered multimode optical fibers," *Appl. Spectrosc.* 52(4), 546–551 (1998).
30. M. Sheeba, M. Rajesh, C. P. G. Vallabhan, V. P. N. Nampoori, and P. Radhakrishnan, "Fibre optic sensor for the detection of adulterant traces in coconut oil," *Meas. Sci. Technol.* 16(11), 2247–2250 (2005).
31. Z. M. Hale, F. P. Payne, R. S. Marks, C. R. Lowe, and M. M. Levine, "The single mode tapered optical fibre loop immunosensor," *Biosens. Bioelectron.* 11(1–2), 137–148 (1996).
32. A. K. Sharma and B. D. Gupta, "On the sensitivity and signal to noise ratio of a step-index fiber optic surface plasmon resonance sensor with bimetallic layers," *Opt. Commun.* 245(1-6), 159–169 (2005).
33. Rivas, S. B. (2013). Caracterización polarimétrica de fibras ópticas monomodo. Maestría en Optomecatrónica, CIO, León Gto.
34. Carrión Torres, W. O., & Cevallos Cuenca, D. F. (2011). Estudio y diseño de la red de fibra óptica para el transporte de aplicación triple play en el trayecto Cuenca-Girón-Pasaje (Bachelor's thesis).
35. Villanueva Vázquez, F. A. (2018). Revisión de la propagación de luz en fibras ópticas de índice escalonado (Doctoral dissertation, Universidad Autónoma de Nuevo León).
36. Villarreal Jiménez, L. R. (1997). Sistemas de comunicación a través de fibras ópticas por Leopoldo René Villarreal Jiménez.
37. Vera, C., & Fernanda, M. (2014). Análisis de la aplicación del programa OptiFiber de OptiWave para las mediciones de los parámetros de diseño de los cables de fibra óptica.
38. Hinojosa Gómez, L. C. (2007). Tópicos selectos de fibra óptica.
39. Muñoz Vásquez, A. W. (2018). Construcción de un equipo electro-mecánico automatizado para adelgazamiento de fibras ópticas, modelamientos y evaluación de primeros resultados.
40. Machain, J. M. R. (1992). Introducción a las guías dieléctricas. Universidad Politécnica de Madrid, Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación.

41. Page de la Vega, J. E. (1983). Propagación de ondas guiadas. Universidad Politécnica de Madrid, Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación.
42. Marrujo García, S. (2015). Adelgazamiento de fibra óptica monomodo de sílice y su caracterización espectral. 2015: Centro de investigación e innovación tecnológica.
43. Cerecedo-Núñez, H. H., Sánchez-Martínez, A., Padilla-Sosa, P., & Rodríguez-Zurita, G. (2009). Revisión y análisis experimental de modos LP nm en fibras ópticas. *Revista mexicana de física E*, 55(1), 15-20.
44. J. M. Senior, "Optical Fiber Communications Principles and Practice", in *Optical Fiber Communications Principles and Practice*, Harlow, Person Education Limited. 2009, pp. 1-1127.
45. ESPITIA, D. L. C. (2020). Fabricación de guías de onda ópticas por Depósito de Capas Atómicas (ALD).
46. Page de la Vega, J. E. (1984). Ondas Planas. Universidad Politécnica de Madrid, Departamento de Teoría Electromagnética.
47. Boggi, Silvina. (2020). MODELOS TEÓRICOS Y APLICACIONES TECNOLÓGICAS DE MATERIALES CONVENCIONALES Y METAMATERIALES SOMETIDOS A CAMPOS ELECTROMAGNÉTICOS THEORETICAL MODELS AND TECHNOLOGICAL APPLICATIONS OF CONVENTIONAL MATERIALS AND METAMATERIALS UNDER ELECTROMAGNETIC FIELD, Doctorado en INGENIERÍA, FIUBA, Buenos Aires, Argentina.
48. Sevilla, G. A. C. (2008). CARACTERIZACIÓN DE REJILLAS DE PERIODO LARGO INDUCIDAS MECÁNICAMENTE EN FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS (Doctoral dissertation, CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA).
49. González Sierra, N. E. (2015). Análisis de la propagación de la radiación en guías de onda ópticas con dimensiones menores a la longitud de onda de operación (Bachelor's thesis, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla).
50. García Olivo, J. R. (2008). Análisis y modelado de una guía de onda integrada en un sustrato semiconductor como interfase de comunicación ultra rápida. Maestría en Ingeniería en Telecomunicaciones, E.S.I.M.E., Ciudad de México, D.F.
51. Avila, S., Trigueros, O., & Chinchilla, R. (2014). Funciones de Bessel y Neumann. *Revista de la Escuela de Física*, 2(1), 62-65.
52. Gloge, D. (1971). Weakly guiding fibers. *Applied optics*, 10(10), 2252-2258.
53. Cisneros Chablé, D. I. (2014). Análisis de propagación de fibras ópticas adelgazadas unimodo de doble revestimiento. Maestría en Tecnología Avanzada, CIITEC-IPN, Ciudad de México, D.F.
54. de Anda, A. M. J. (2006). Análisis de ondas evanescentes en estructuras dieléctricas para manipulación de átomos fríos.
55. Herrera, N. D. (2005). Desarrollo de sensores de fibra óptica para el control "in-situ" de parámetros físicos del medio acuático (Doctoral dissertation, Universidad Complutense de Madrid)
56. A.W.Snyder, J.Love, "Optical Waveguide Theory", 1st ed., Springer Science & Business Media: Boston, MA, USA, 2012.
57. K.Tiefenthaler, W.Lukosz, "Sensitivity of grating couplers as integrated-optical chemical sensors", *J. Opt. Soc. Am. B*, 6, pp.209–220, 1989.
58. J.Love, W.Henry, "Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers", *Electron. Lett.*, 17, pp.912–914, 1986.
59. T.A.Birks, Y.W. Li, "The shape of fiber tapers", *J. Lightwave Technol.*, 10, pp.432–438, 1992.
60. T.Yadav, R.Narayanaswamy, M.A.Bakar, Y.M.Kamil, M.Mahdi, "Single mode tapered fiber-optic interferometer based refractive index sensor and its application to protein sensing", *Opt. Express*, 22, pp.22802–22807, 2014.

61. M.Zibaii, H.Latifi, M.Karami, M.Gholami, S.Hosseini, M. Ghezelayagh, "Non-adiabatic tapered optical fiber sensor for measuring the interaction between α -amino acids in aqueous carbohydrate solution", *Meas. Sci. Technol.*, 21, 105801, 2010.
62. Cascante J., Generación de supercontinuo en fibras microestructuradas con bombeos cuasicontínuos. Tesis doctoral, Departamento de física aplicada y electromagnetismo, Valencia, España, 2010.
63. CASTRELLON-URIBE, J.; GÜIZADO-RODRÍGUEZ, M.; ESPÍNDOLA-RIVERA, R. Photoluminescence analysis of a polythiophene derivative: Concentration and temperature effects. *Optical Materials*, 2016, vol. 58, p. 93-101.
64. R.P. Kenny, T.A. Birks, K.P. Oakley, "Control of optical fibre taper shape", *Electronic Letters* 27(18), 1654-1656 (1991).
65. Sánchez Zabal, P. (2017). Contribución al desarrollo de refractómetros de fibra óptica basados en resonancias de modos con pérdidas.
66. Sánchez Zabal, P. (2011). Estudio de la resonancia producida por recubrimientos de óxido de indio en sensores de fibra óptica.
67. GONZÁLEZ-SIERRA, Nancy Elizabeth, et al. Tapered optical fiber functionalized with palladium nanoparticles by drop casting and laser radiation for H₂ and volatile organic compounds sensing purposes. *Sensors*, 2017, vol. 17, no 9, p. 2039.
68. Wang, Q., & Zhao, W. M. (2018). A comprehensive review of lossy mode resonance-based fiber optic sensors. *Optics and Lasers in Engineering*, 100, 47-60.
69. Berini P. Long-range surface plasmon polaritons. *Adv Opt Photonics* 2009;1(1):484–588.
70. Oliveira LC, Lima AMN, Thirstrup C, NeffHF. Surface plasmon resonance sensors. Springer International Publishing; 2015.
71. Razansky D, Einziger PD, Adam DR. Broadband absorption spectroscopy via excitation of lossy resonance modes in thin films. *Phys Rev Lett* 2005;95(1):18101–300.
72. [7] Del Villar I, Zamarreño CR, Hernaez M, Arregui FJ, Matias IR. Generation of lossy mode resonances with absorbing thin-films. *IEEE J Lightwave Technol* 2010;28(23):3351–7.
73. Corres JM, Ignacio DelV, Arregui FJ, Matias IR. Analysis of lossy mode resonances on thin-film coated cladding removed plastic fiber. *Opt Lett* 2015;40(21):4867–70.
74. SÁNCHEZ, Y. M. E. (2018). ACTUALIZACIÓN Y PRIMERA ETAPA DE DISEÑO Y FABRICACIÓN DE UN SISTEMA DE RESONANCIA DE PLASMONES SUPERFICIALES.
75. Del Villar I, Zamarreño CR, Hernaez M, Arregui FJ, Matias IR. Lossy mode resonance generation with Indium-Tin-Oxide-coated optical fibers for sensing applications. *IEEE J Lightwave Technol* 2009;28(1):111–17.
76. Socorro AB, Hernaez M, Villar ID, Arregui FJ. A comparative study between SMS interferometers and lossy mode resonance optical fiber devices for sensing applications. *SPIE conference series*; 2015.
77. Socorro AB, Hernaez M, Villar ID, Corres JM, Arregui FJ, Matias IR. Single mode-multimode-single mode and lossy mode resonance based devices: a comparative study for sensing applications. *Microsyst Technol* 2016;22(7):1633–1638.
78. Ignacio DV, Zamarreño CR, Miguel H, Arregui FJ, Matias IR. Resonances in coated long period fiber gratings and cladding removed multimode optical fibers: a comparative study. *Opt Express* 2010;18(19):20183–9.
79. Paliwal N, John J. Lossy mode resonance (LMR) based fiber optic Sensors: a review. *IEEE Sens J* 2015;15(10):5361–71.
80. Del Villar I, Arregui FJ, Zamarreño CR, Corres J, Barriain C, Goicoeche J, et al. Optical sensors based on lossy-mode resonances. *Sens Actuators B* 2017;240(11):174–85.
81. Lechuga, Laura M. 2000. "Optical Sensors Based on Evanescent Field Sensing Part II. Integrated Optical Sensors." *Sociedad Española de Química Analítica*. <https://digital.csic.es/handle/10261/43127>.

82. Schyrr, B., Boder-Pasche, S., Ischer, R., Smajda, R., & Voirin, G. (2015). Fiber-optic protease sensor based on the degradation of thin gelatin films. *Sensing and Bio-Sensing Research*, 3, 65-73.
83. Kumar, S., Mitra, A., & Roy, H. (2015). Geometrically nonlinear free vibration analysis of axially functionally graded taper beams. *Engineering Science and Technology, an International Journal*, 18(4), 579-593.
84. Senial.(2015). Microsoft Word-Poynting. https://www.unimoron.edu.ar/static/media/doc_d3d11e1c6ebb11e5bba308002700203f_o.pdf
85. Molina Peña, R. A. Índice de refracción y coeficiente de extinción del polímero orgánico semiconductor conjugado MDMO-PPV.
86. Ma, Y., Xu, J., Gao, H., & Xiong, X. (2017). Intensity profile stabilities of high order vectorial modes of optical fibers. *Optik*, 149, 277-287.
87. Marcuse, D. (1977). Loss analysis of single-mode fiber splices. *Bell system technical journal*, 56(5), 703-718.
88. Thorlabs (2015). Single Mode Fiber With 900 μ m Hytel Jacket SMF-28. Recuperado de: <https://www.thorlabs.com/drawings/5c3c9ddf94d65b-F660FFC2-B017-7398-3D96047F9120543F/SMF-28-100-SpecSheet.pdf>
89. De fibra óptica. (2022). Tienda online de artículos de fibra. Recuperado de: <https://defibraoptica.com/fusionadora-fibra-optica/a80s-comptyco/>
90. TOOLBOOM supermarket for engineers. (2006-2022). Recuperado de: <https://toolboom.com/es/fiber-optic-cleaver-fc-6s/>
91. Ocean Insigth (1989-2022). DH-200 Deuterium-Halogen Light Source. Recuperado de: <https://www.oceaninsight.com/products/light-sources/uv-vis-nir-light-sources/dh-2000-bal/?qty=1>
92. LabX.com (1998-2022). Tienda online. Recuperado de: <https://www.labx.com/product/ocean-optics-nir-512>
93. Jin, X., Xiang, Z., Lu, C., Zhang, S., Rui, Z., Yi, Y., ... & Yuan, L. (2021). Highly sensitive vector bending sensor based on an embedded multimode D-shaped LPFG. *Optics Express*, 29(15), 22813-22822.
94. Deng, J. Effects of Bending on Mode Conversion in Few Mode Optical Fiber Verified By Simulation and Experiment.
95. Nechibvute, A., & Mudzingwa, C. (2013). Modelling of optical waveguide using COMSOL multiphysics.
96. Sahoo, S. (2020). An Analytical Simulation of Step-Index Single Mode Fiber using COMSOL and OptiFiber.
97. Faozan, Y. M. R., Mahmudin, D., Daud, P., Wijayanto, Y. N., Sugandi, G., & Pantjawati, A. B. (2019, March). Optimizations of optical polymer waveguide dimensions for ammonia sensor applications. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1191, No. 1, p. 012001). IOP Publishing.
98. Moldovean, I., Tarnovan, I. G., & Tebrean, B. (2012). Analysis of linearly polarized modes. In *COMSOL Conference 2012 Boston*.
99. Wang, Z., Tu, J., Gao, S., Li, Z., Yu, C., & Lu, C. (2021, June). Transmission and generation of orbital angular momentum modes in optical fibers. In *Photonics* (Vol. 8, No. 7, p. 246). MDPI.

ANEXO 1

Participación en el Congreso Nacional de Física en línea 2021, Tijuana, Baja California.

Óptica - LXIV-003417
Lunes

[16:00-18:00] FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS RECUBIERTAS CON POLÍMEROS CONDUCTORES PARA APLICACIÓN DE SENSORO.
 María Elena Nicho Díaz (menicho@uaem.mx), Centro de Investigación en Ingenierías y Ciencias Aplicadas, Universidad Autónoma del Estado de Morelos;
 Jesús Castellón Uribe (jcastrellon@uaem.mx), Centro de Investigación en Ingenierías y Ciencias Aplicadas, Universidad Autónoma del Estado de Morelos;
 *Roel David Rivas Lozada (roel.rivas@uaem.edu.mx), Centro de Investigación en Ingenierías y Ciencias Aplicadas, Universidad Autónoma del Estado de Morelos; *Expositor.

Actualmente, existe la necesidad de desarrollar novedosos sistemas sensores para el monitoreo y control de diversos procesos. Hoy en día, la investigación de nuevos materiales orgánicos como los polímeros conductores conjugados con propiedades ópticas y electrónicas ha conducido al desarrollo de dispositivos electro-orgánicos como las celdas solares, baterías orgánicas y diodos emisores de luz. En este trabajo, presentamos resultados de la fabricación y caracterización de fibras ópticas adelgazadas a través de la técnica de calentamiento-estirado, recubiertas con el poli(3-hexiltiofeno regiorregular) (P3HT-RR). Además, investigamos la respuesta espectral de las microestructuras ópticas con el depósito polimérico para diferentes concentraciones e inmersas en medios con distintos índices de refracción. También, la interacción de los modos de propagación entre las microestructuras de fibra óptica y el P3HT-RR son estudiados; los cuales son asociados con fenómenos producidos en un interfaz dieléctrico-conductor como la resonancia de plasmón superficial (SPR) y la resonancia de modos con pérdida (LMR). Finalmente, evaluamos la sensibilidad de estos dispositivos para el desarrollo de potenciales sistemas sensores.

FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS RECUBIERTAS CON POLÍMEROS CONDUCTORES PARA APLICACIÓN DE SENSORO.

Roel D. Rivas-Lozada¹, J. Castellón-Urbe², María E. Nicho-Díaz³
 CIIAP, Universidad Autónoma del Estado de Morelos, UAEM
 E-mail: roel.rivas@uaem.edu.mx, jcastrellon@uaem.mx, menicho@uaem.mx

 **Sociedad Mexicana de Física**
LXIV Congreso Nacional de Física en línea
Tijuana, Baja California del 3 al 8 de octubre de 2021

RESUMEN

Actualmente, existe la necesidad de desarrollar novedosos sistemas sensores para el monitoreo y control de diversos procesos. Hoy en día, la investigación de nuevos materiales orgánicos como los polímeros conductores conjugados con propiedades ópticas y electrónicas ha conducido al desarrollo de dispositivos electro-orgánicos como las celdas solares, baterías orgánicas y diodos emisores de luz. En este trabajo, presentamos resultados de la fabricación y caracterización de fibras ópticas adelgazadas a través de la técnica de calentamiento-estirado, recubiertas con el poli(3-hexiltiofeno regiorregular) (P3HT-RR). Además, investigamos la respuesta espectral de las microestructuras ópticas con el depósito polimérico para diferentes radios de curvatura inducidos. También, la interacción de los modos de propagación entre las microestructuras de fibra óptica y el P3HT-RR son estudiados; los cuales son asociados con fenómenos producidos en un interfaz dieléctrico-conductor como la resonancia de plasmón superficial (SPR) y la resonancia de modos con pérdida (LMR). Finalmente, evaluamos la sensibilidad de estos dispositivos para el desarrollo de potenciales sistemas sensores.

I. INTRODUCCIÓN

Para solucionar el problema del intercambio de información, el hombre ha inventado diferentes formas de hacerlo, y una de esas ideas fue la investigación en la fibra óptica y ha representado una revolución en el mundo de las telecomunicaciones y en la búsqueda de resolver problemas en diversas áreas del conocimiento [1-3].

Mientras los polímeros conductores, también denominados metales sintéticos, cambió de forma radical la visión que se tenía de los materiales poliméricos y, en particular en sus aplicaciones en diferentes ramas de la química y de la física. Recientemente, se ha centrado la investigación en el desarrollo de nuevos materiales orgánicos por ejemplo, los polímeros semiconductor conjugados que combinan y poseen características con la electrónica tradicional atractivos para aplicaciones en optoelectrónica [4].

Por lo tanto, hoy en día el diseño y fabricación de nuevos sensores en un medio solo cambio sino también industrial por lo que un sensor óptico nos puede brindar información acerca del parámetro a medir partiendo de un haz de luz [3]. La tecnología de sensores de fibra óptica ha estado en desarrollo durante los últimos 40 años.

Con lo anterior, el objetivo del presente proyecto es fabricar microestructuras basadas en fibras ópticas adelgazadas (taper) con la incorporación de nuevos materiales poliméricos (por ejemplo, el polímero P3HT-RR) en el taper para desarrollar novedosas investigaciones en el campo de óptica aplicada.

II. POLÍMEROS CONDUCTORES

Un polímero es un compuesto químico cuyas moléculas están formadas por cadenas en las que se repite una unidad básica y tienen la capacidad de actuar como excelentes aislantes eléctricos, pero dentro de estas microestructuras existen los polímeros electroconductores que son estructuras conjugadas, en las cuales su cadena conforma cadenas de enlaces alternados sencillos y dobles o triples que da como resultado a la delocalización de electrones que logra generar la posibilidad de conducción eléctrica [4].

III. FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS

Una fibra óptica adelgazada (taper), es una guía de onda con distintos tipos de pérdidas de energía de la radiación electromagnética, que viaja a través del núcleo. Cuando se producen cambios de índice de refracción en el entorno externo al taper, estas ondas experimentarían un cambio espectral y de intensidad. Lo que hace que estas estructuras son ideales para el desarrollo de sensores altamente sensibles [2-3].

IV. ESQUEMA ÓPTICO

V. RESULTADOS EXPERIMENTALES

VI. SUMARIO

Presentamos avances y resultados experimentales de una fibra óptica adelgazada recubierta con el polímero electroconductor P3HT-RR con la idea de ensayar y establecer una investigación a futuro para la aplicación de sensores ópticos más sensibles y respuestas espectrales por medio de un haz de luz blanca con la inclusión de diferentes microestructuras, esferas y dependientes, que se indagaron, medicamente en el centro de trabajo entre 0.5mm de radio, con esto se pudo obtener curvas de calibración para nuestro sistema y saber en qué zona del espectro de la luz inducida es sensible como se observaron en las imágenes de la Fig. 7 donde se muestra un comentario tanto a la izquierda (B) como a la derecha (B) de las respuestas espectrales teniendo en cuenta que pudimos hacer fotos en el equipo del montaje de medición, por lo que se evaluó en el siguiente análisis y resultados para así poder determinar la sensibilidad óptica del transductor.

REFERENCIAS

[1] D. L. Lee, W. H. Wang, W. J. Zhou, H. J. Bao, S. Guo, and F. Guo, "Super Single Mode Fibre and Sensor", Part 1: Materiality, Optics, IEEE Proceedings, Volume 158, No. 5, October 2010.
 [2] M. LITTONO, "The Fabrication and Working of an Advanced Integrated Tapered Optical Fiber Sensor", Applied Optics, 2003, vol. 42, no. 13, p. 2279-2283.
 [3] "Resumen de Física: Física Tecnológica", José Miguel López-García, 2014, con WPA y más, 2002.
 [4] "Optoelectrónica: Caracterización Fotofísica de Polímeros Conjugados", Investigar con nanopartículas de sulfuro de cadmio CdS para aplicaciones en dispositivos fotovoltaicos, ICAAC-ICAR, 2019, Tercer Simposio de Física.

Memoria de Congreso Nacional de Física 2021-Óptica LXIV-003417, pág. 161.
https://drive.google.com/file/1CTlofEc_i4J08ztd9On_k5v9Bj2wyZtOd/view

Poster de participación Congreso Nacional de Física 2021-Óptica LXIV-003417.
https://drive.google.com/file/d/1Z4hUvWt6SGD9nFgOKV_Vk3J9esFjQt9p/view



Constancia de participación en el Congreso Nacional de Física 2021.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS

Jefatura de Posgrado en Ingeniería y Ciencias Aplicadas



Cuernavaca, Morelos; a 06 de Marzo del 2023

DR. Arturo Molina Ocampo
COORDINADOR DEL ÁREA
P R E S E N T E

Por este medio presento la propuesta de Comisión Revisora del estudiante de Maestría en Ingeniería y Ciencias Aplicadas, **Roel David Rivas Lozada**, para turnarse a consideración de la Comisión Académica del Posgrado en Ingeniería y Ciencias Aplicadas.

- a) Título de la tesis: Fibras ópticas adelgazadas recubiertas con P3HT-RR para aplicación de sensado.

- b) Miembros a considerar para integrar la Comisión Revisora:
 1. DR. JOSÉ GONZALO GONZALES RODRÍGUEZ
 2. DR. JUAN CARLOS GARCÍA CASTREJÓN
 3. DR. ULISES LEÓN SILVA
 4. DRA. MARÍA ELENA NICHÓ DÍAZ
 5. DR. J. JESÚS CASTRELLÓN URIBE
 - 6.
 - 7.

A T E N T A M E N T E
Por una humanidad culta

- 1. DR. JOSÉ GONZALO GONZALES RODR
- 2. DR. JUAN CARLOS GARCÍA CASTREJÓ
- 3. DR. ULISES LEÓN SILVA
- 4. DRA. MARÍA ELENA NICHÓ DÍAZ
- 5. DR. J. JESÚS CASTRELLÓN URIBE

Comité Tutorial
Se anexa firma electrónica



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

Sello electrónico

J JESUS CASTRELLON URIBE | Fecha:2023-03-08 04:24:22 | Firmante

Vg9HBrJ+hC0JBr9XqUXFwsC+3j4yCi9BaDAN4EHYiXE0T8oAlvmPrJC/c8XJAKLVefmknL0sAqv3vzfmLqKBYG5H+mthqRfHGxrup6PIYmr9SLciyelGfvxPEfM0DmldpkAytEfUGK8XkPoceqEsSLg76jdzabZuWdLB7Bekl9qRG9/9GvzVNTTr/rcWErLAs7bTWk3aOAJ9e8vzP+pmeTJodNwDgiJckRaj5lvFa/0SVdS+Hxrh3lwTZNRZeLl96Tp06lqqclyKAKn3uaPO5Ry0HXZmNVW0oTUaLpoKigrkzhG2FjhlKDCJ6reh1VJx0n7untPvRgLCs+u9kPl2PQ==

MARIA ELENA NICH0 DIAZ | Fecha:2023-03-08 09:37:02 | Firmante

YcK99SRbrMAcFYGORhSxLQcm3nhJtpd4qHcqc0J1lymg8zYrUfD5Zrxo2zQZZG7FXqyApj0tsUU0tPFxDjY+7bFRAKzf5CwSYEGQ3yBqY53z3UGjKGCZX2WXzgsWfjkewMBn80PbWenYFYvkeedxDCv5jagGimIH9l3ktVVP1pjTSuHuScw47+FI/15f8hwbxmNkgQfvcJMEGdEJpVGeW+UQNZFE9E5VP5u56LLRmr3odke/0BcfE921LizSGhACiEv0cbkph7LMJfg/SiEcauwNw4r/7rObli+iiK37kn56wUr1tsVWxTWYx90GdOOnrKeYRFUkbPaYEr4Oxg==

JOSE GONZALO GONZALEZ RODRIGUEZ | Fecha:2023-03-08 10:35:37 | Firmante

chIC4h903RmO/FFDkxLrm/pVi6azYElcdZTdwADqsquv6zI0m+QWMEeHp9J9V9fawmyrdwr4ItG4B6FSQngD8FE52qEqNQ9yXPMo+1v2PM40hfvdEkJp5qoXwp/Gp4gy4uqH+BbC771ExMsMz1qYhhu2ZvzXgQEWcgOfbHjh0DvZj0JZqPH/NoomNzSxiVPyqt8VAKSnHJIDPgiHistEtEY7kj8+DPHuwlyX3niF7fnHotCVZPAcnEmumPnn5Gr21WPF8wZmWrfatFMllrcmm9+reihU06r8inskLC99aQ46+mSbSDc2RYN8NR7ygeNKeosycmEWRVsJZ+d2w==

ULISES LEON SILVA | Fecha:2023-03-08 20:32:32 | Firmante

xoBeEHJFrCeUkXhiGvmzHvFAlrs7DuCbHcQ/81B3vuETKJ2colZagriSm7oxJ5iq7eZ4ieqC5spqShOUaqBso7a8wQWnaePYOB+H0t1FysvKNDsdDpg6oSvYST5mKYtCYQ7tXppvTv15/OuUohbNYTpJIKh14ukGPHOBVkgmnBgckS1KMY3PJJSxNwLrOt14loHMxfrmZe95Wbxbm9H+pl++61BmClqMjV4PYHnzHYaX4Xer4jJXMqaoE1GA4BaMoxWMNVyNHcd3vDvFiQdZsyFRmgdT88XSPKRu5im5P2uodeeP8CK/y94kfG167Z4AKkSt2EcA3YAel59llln2cw==

JUAN CARLOS GARCIA CASTREJON | Fecha:2023-03-09 11:40:15 | Firmante

tmOO0pQV9q7jwzB6bpE8PNM67sExmlJjFvmjWzYx+5JWqwkCtkiMK7FLkP/mhh91W5XjqAyK/PFcfEh+fDkVpT+X48F2aO2KarYEYevV59ntdmP8n585isfoe1htdm6HrnLIWV1H VfisEb2j8w2GY48Le61HI/xpREIA05hsb8TjTqbQgyz1mmKtNCahiA92lru3nNzbtu94nZF9AaY5VQKBebCrfjMM6k2vDYXif4xnUTtNc9+nbw++KdUWyUubV9tZrg5e4zJHojP9ln7Wd yOezf8msidoX1kw8iULisrR8w0x8OqkHlpHiXpCozcxVbc99+3+pMrmbGSMc40qw==

Puede verificar la autenticidad del documento en la siguiente dirección electrónica o escaneando el código QR ingresando la siguiente clave:



JX5mBDTyZ

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/s19prAkyRZygiy4ZnD2CBf2KO695owg>

