

Física de láseres

Haces ópticos guiados

Rafael Páez López

Introducción

Después de la invención del láser, se valoraron enseguida los beneficios potenciales proporcionados por la transmisión de información de un lugar a otro recurriendo a la luz.

No fue preciso esperar mucho tiempo para que se pusiera en relieve la posibilidad de acoplar láseres con las fibras ópticas para comunicaciones a larga distancia.

Introducción

Debido a su transmisión con pocas perdidas, a su capacidad para transportar mucha información, su pequeño tamaño y peso, así como la abundante disponibilidad de las materias primas necesarias (es decir, arena), las fibras de vidrio se han convertido en los principales medios de comunicación.



Introducción

Para la determinación de los modos electromagnéticos de una fibra se requiere usar las ecuaciones de Maxwell y condiciones a la frontera.

Vamos a manejar un caso muy simple, pero los resultados son similares en todos los casos; esto es, porque hay como distribuciones de haces para los campos guiados por la variación de índice en la fibra, dejando la fase constante β la cual depende de λ , y de la geometría.

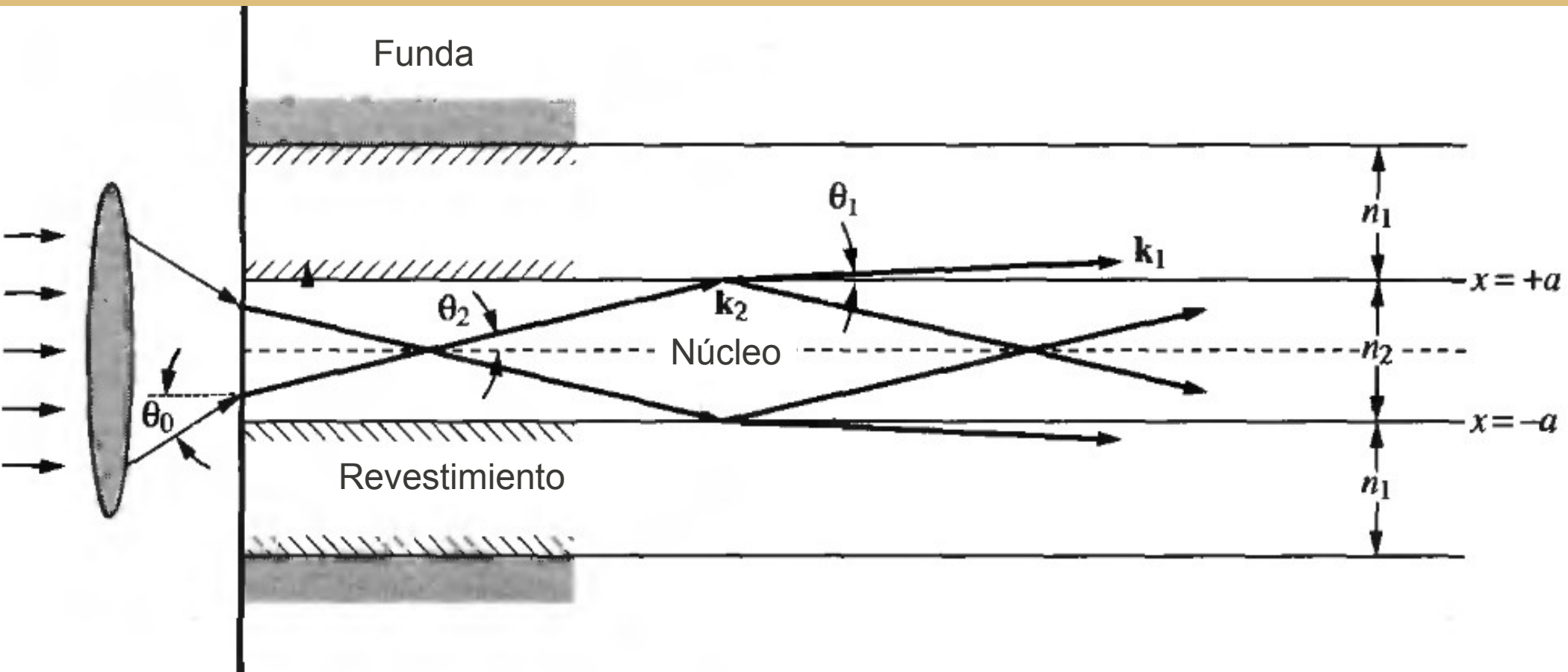
Fibras ópticas: modelo de un paquete de ondas guiadas

Las fibras más comunes son pequeñas con un índice de refracción que disminuye radialmente. El objetivo es transmitir información en forma de energía óptica con una pérdida despreciable.

El análisis de este tipo de líneas de transmisiones ópticas requiere manejar las funciones Bessel.

Sin embargo, la mayor parte de la física de las ondas guiadas está contenida en el paquete más simple de ondas mostrado en la Figura 1.

Figura 1



Análisis Zig-Zag

Este análisis comienza considerando el modelo mostrado en la Figura 1, con el nucleo central teniendo un índice de refracción ligeramente mayor. Esto es usualmente realizado por añadir un dopante al silicio.

Una lente es usada para coleccionar y enfocar el haz hacia el núcleo, el cual se somete a la reflexión total interna en la interface núcleo-revestimiento y por tanto sigue un camino “zig-zagueado” mientras se avanza a lo largo de la dirección z .

Análisis Zig-Zag

Para mostrar que tales modos existen, es suficiente con demostrar que las ondas experimentan reflexión interna total si θ_2 es suficientemente pequeño. Esto es fácilmente mostrado al emparejarse la fase tangencial de las ondas en el núcleo y en el revestimiento.

$$\frac{\omega}{c} n_2 \cos \theta_2 = \frac{\omega}{c} n_1 \cos \theta_1$$

$$\text{ó} \quad \cos \theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \cos \theta_2.$$

Análisis Zig-Zag

Obviamente, si θ_2 es lo suficiente pequeña, $\cos\theta_2 \approx 1$, y si $n_2 > n_1$, luego $\cos\theta_1 > 1$. Esto quiere decir que la onda esta confinada al núcleo y que aqui esta una atenuación de la amplitud del campo en la dirección x pero no pierde poder a lo largo del eje z. Para demostrar esto último, consideramos una onda propagandose en la dirección θ_1 en el material del revestimiento:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \exp(-j \vec{k}_1 \cdot \vec{r}),$$

donde
$$\vec{k}_1 = \frac{\omega}{c} n_1 (\cos \theta_1 \vec{a}_z + \sin \theta_1 \vec{a}_x).$$

Análisis Zig-Zag

Se usa Ley de Snell para expresar k_1 en términos de θ_2 . Además, como $\sin^2\theta + \cos^2\theta = 1$ para todos los ángulos, encontramos que $\sin\theta_1$ debe ser un número imaginario.

$$\sin \theta_1 = (1 - \cos^2 \theta_1)^{1/2} = \pm j \left[\left(\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_2 \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

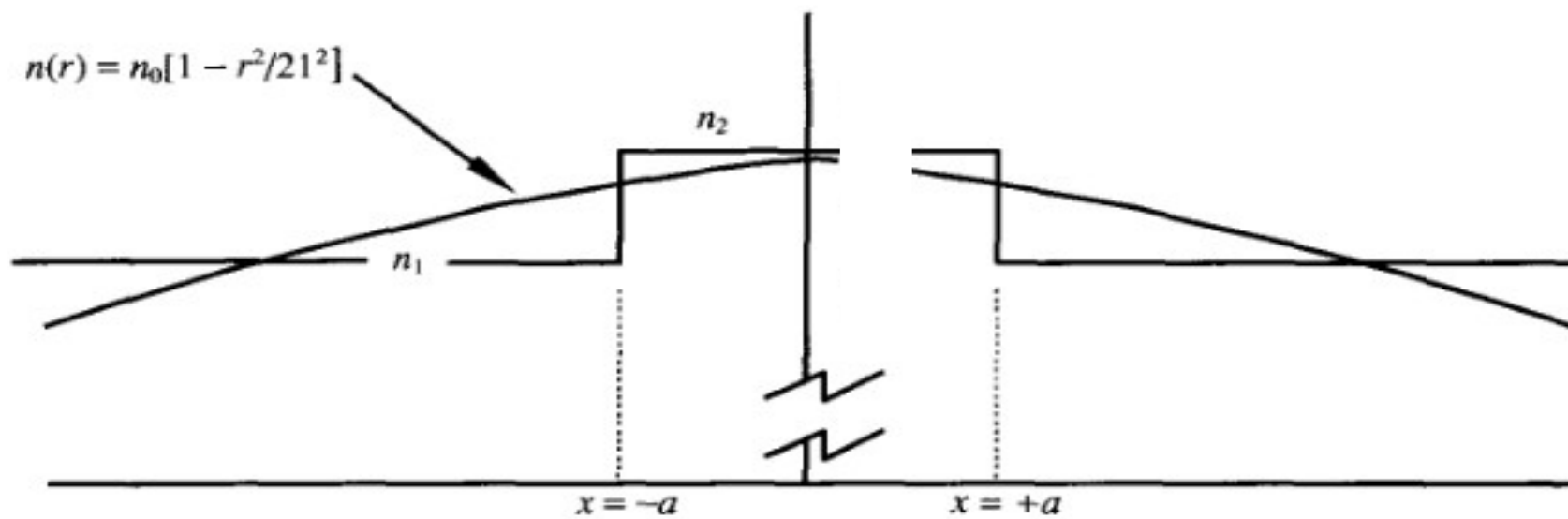
El ángulo θ_1 es útil sólo en la medida en que describa el campo, y el campo es perfectamente bien comportado

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \exp \left\{ \frac{-\omega}{c} n_1 \left[\left(\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_2 \right)^2 - 1 \right]^{1/2} (x - a) \right\} \exp \left[-j \frac{\omega}{c} n_1 \left(\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_2 \right) z \right]$$

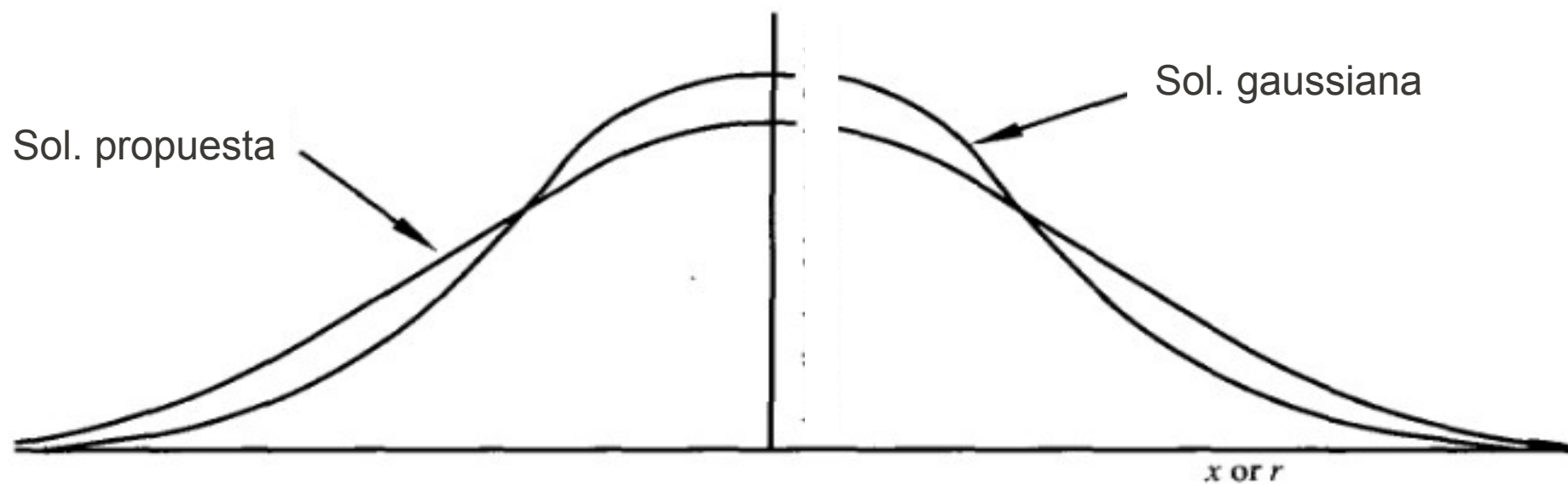
Análisis Zig-Zag

Por esto el campo en la región $x > a$ decae exponencialmente desde la interface. Sin embargo, no hay flujo de poder en la dirección de x ya que la energía debe estar guiada por el núcleo central, con una mínima cantidad contenida en el revestimiento y casi nada en la funda.

Una representación de la variación del índice de refracción y el campo para este paquete de ondas es mostrado por las curvas en la Figura 2.



(a)



(b)

Conclusión

La direccionalidad del haz es causada por la discontinuidad del dieléctrico en $|x|=a$, en particular por la disminución del índice en ese lugar.

No nos debe sorprender que si la configuración del campo resulta ser similar al de un haz gaussiano.

Referencias

Verdeyen, J. *Laser electronics*. 3ra. Edición. 2000.

Hecht, E. *Óptica*. 3ra. Edición. 1998.