-2008-

± 2

2

Transmisión en fibras ópticas

2.1 ÓPTICA GEOMÉTRICA

En primer lugar, la propagación de la luz en una fibra óptica puede analizarse mediante el empleo de las leyes de la óptica geométrica. Esta primera aproximación permite definir simplemente una característica importante de la fibra óptica: su apertura numérica. La luz se compone de ondas electromagnéticas que se propagan en el vacío a una velocidad ν del orden de 300 000 km/s. Estas ondas transportan energía y se caracterizan por sus frecuencias de oscilación f; asimismo, pueden determinarse por medio de otro parámetro: la longitud de onda λ, que se define como la relación entre su velocidad de propagación y su frecuencia.

$$\lambda = \frac{\nu}{f} \tag{2.1}$$

Si su longitud de onda está comprendida entre 0.4 μm (4×10^{-7} m) y 0.8 μm, las ondas electromagnéticas tienen la particularidad de excitar al ojo humano, y de esta forma pueden ser visibles. En tal caso se les designa con el nombre de luz.

La óptica es la parte de la física que estudia las propiedades de la luz. Si sólo se tienen en cuenta las trayectorias seguidas por la luz (los rayos), sin considerar la naturaleza física de las ondas electromagnéticas, entonces su estudio pertenece al campo de la óptica geométrica. Este será el primer paso que se dará.

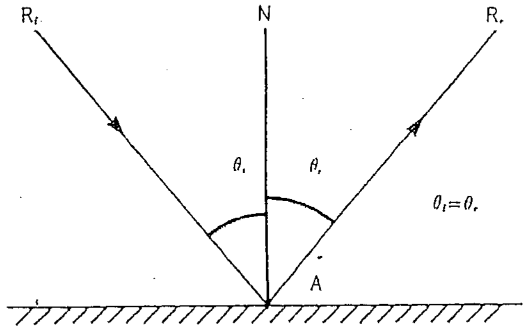

Figura 2.1. Reflexión de la luz en un espejo. $\theta_i = \theta_r$.

2.1.1 REFLEXIÓN Y REFRACCIÓN DE LA LUZ

La luz puede transmitirse, reflejarse o refractarse en la superficie de separación que existe entre dos medios diferentes (aire, vidrio, plástico...), es decir, su dirección inicial sufre una desviación. En seguida se verán las principales propiedades de la reflexión y de la refracción de la luz.

Leyes de la reflexión

a) Si la luz incide sobre un espejo (en general metálico), el ángulo de reflexión θ_r es igual al ángulo de incidencia θ_i (véase la Fig. 2.1). Los ángulos se midieron con respecto a la perpendicular a la superficie reflectora (AN), en el punto de incidencia A. Esta recta se llama *la normal* a la superficie en el punto A.

b) El rayo incidente R_i, el rayo reflejado R_r y la normal AN pertenecen a un mismo plano llamado plano de incidencia.

Leyes de la refracción

a) En un medio dieléctrico (aislante eléctrico), la luz se propaga a una velocidad v menor, en comparación con la que alcanza en el vacío. La velocidad de propagación en el vacío (c), es aproximadamente igual a 300 000 km/s (3×10^8 m/s). La relación entre la velocidad de la luz en el vacío (c) y la velocidad en el dieléctrico se llama *índice de refracción* del dieléctrico. Este índice de refracción n es una característica específica del medio. Se tiene entonces:

$$\frac{c}{v} = n \qquad \text{con } n > 1 \tag{2.2}$$

PROBLEMA:

¿Cuál es la velocidad de la luz en un vidrio, cuyo índice de refracción es igual a 1.5?

RESPUESTA:

$$v = \frac{3 \times 10^8}{1.5} = 2 \times 10^8 \text{ m/s.}$$

b) La luz se desvía (se refracta) cuando atraviesa la interfaz de dos diferentes medios dieléctricos (cuyos índices son n_1 y n_2), de tal forma que (véase la Fig. 2.2):

- El rayo incidente R_1, el rayo refractado R_2 y la normal AN están en un mismo plano llamado plano de incidencia.
- La relación entre el seno del ángulo de incidencia θ_1 y el seno del ángulo de refracción θ_2 es constante y se define por:

$$\frac{\operatorname{sen}\theta_1}{\operatorname{sen}\theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{o} \quad n_1 \operatorname{sen}\theta_1 = n_2 \operatorname{sen}\theta_2 \tag{2.3}$$

La cual se conoce como *ley de Snell.*

Consecuencias de las leyes de refracción

1er. Caso: $n_1 < n_2$ (véase la Fig. 2.3).

La luz pasa de un medio a otro que tiene un índice mayor (por ejemplo del aire al vidrio).

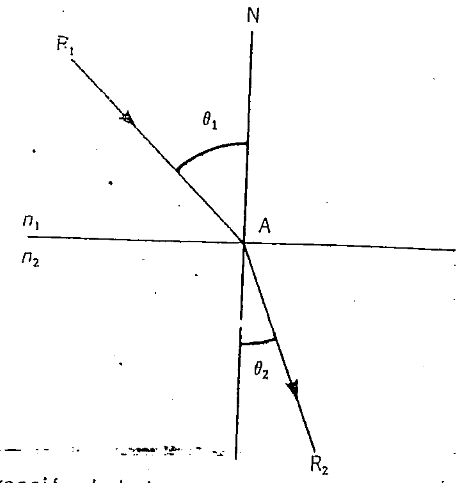

Figura 2.2. Refracción de la luz.

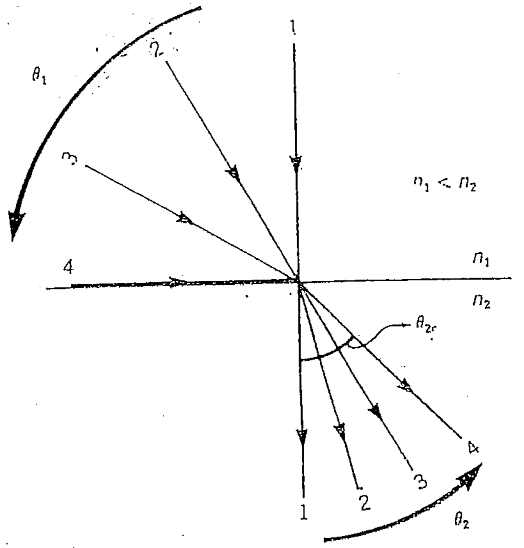

Figura 2.3. Ángulo crítico de refracción ($n_1 < n_2$). Cuando θ_1 aumenta, θ_2 aumenta, pero no sobrepasa a θ_{2c}.

Se tiene sen $\theta_2 = \dfrac{n_1}{n_2}$ sen θ_1

En este caso existe un valor máximo del ángulo de refracción θ_{2c}, valor que corresponde a sen $\theta_1 = 1 (\theta_1 = 90°)$.

$$\theta_{2c} = \text{arcsen}\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \tag{2.4}$$

θ_{2c} se conoce como el *ángulo crítico de refracción.*

PROBLEMA:

Determínese el ángulo crítico de refracción cuando la luz pasa del aire ($n_1 = 1$) al vidrio ($n_2 = 1.5$).

RESPUESTA:

El ángulo de refracción es máximo cuando la luz pasa debajo de la incidencia rasante ($\theta_1 = 90°$). Lo que es igual a:

$$\theta_{2c} = \text{arcsen}\left(\frac{1}{1.5}\right) = 41.8°$$

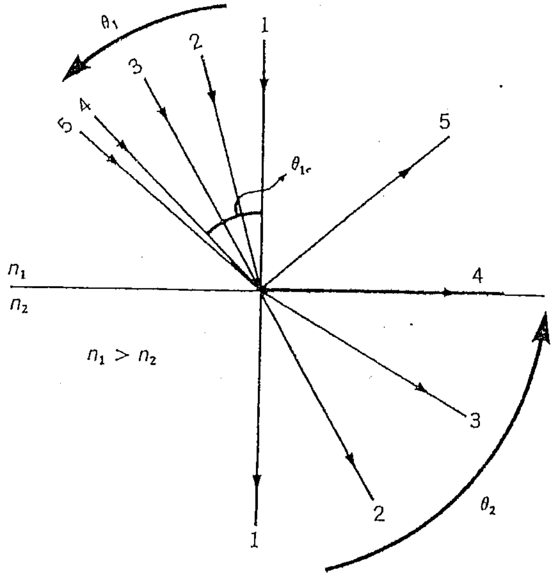

Figura 2.4 Reflexión total interna ($n_1 > n_2$). Cuando θ_1 es mayor que θ_{1c} (rayo 5), la luz deja de ser refractada por lo que se refleja totalmente.

2do. Caso: $n_1 > n_2$ (véase la Fig. 2.4).
La luz pasa de un medio a otro que tiene un índice menor (por ejemplo del vidrio al aire).

$$\text{sen}\,\theta_2 = \frac{n_1}{n_2}\text{sen}\,\theta_1$$

Como la función seno no puede ser mayor que uno y la relación n_1/n_2 sí lo es, entonces sen θ_1 tiene como límite superior a sen θ_{1c}.

$$1 = \frac{n_1}{n_2}\text{sen}\,\theta_{1c}$$

$$\theta_{1c} = \text{arcsen}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{2.5}$$

Si $\theta_1 > \theta_{1c}$, la luz ya no se refracta, por el contrario, se refleja totalmente en el medio original cuyo índice es $n_1 \cdot \theta_{1c}$ se conoce como *ángulo crítico* o *ángulo mínimo de reflexión total interna.* Se tendrá entonces una reflexión total interna, si la luz alcanza la interfaz ($n_1 > n_2$) con un ángulo superior al ángulo crítico.

PROBLEMA:

¿Cuál debe ser el ángulo mínimo de incidencia para que la luz que se propaga en el vidrio ($n_1 = 1.5$) no pueda pasar al aire?

RESPUESTA:

Si θ_1 es mayor que θ_{1c}, la luz sufre una reflexión total en la interfaz y permanece en el vidrio. θ_{1c}, que es el ángulo mínimo de reflexión total interna, es igual a:

$$\theta_{1c} = \text{arcsen}\left(\frac{1}{1.5}\right) = 41.8°$$

Todo rayo que incida con un ángulo inferior a 41.8° se refracta y penetra en el aire.
Cualquier rayo que llegue con un ángulo superior a 41.8° se refleja totalmente y permanece en el vidrio.

Estas nociones básicas de la refracción y la reflexión interna total van a ser de gran ayuda para comprender la forma en que la luz puede propagarse en una fibra óptica.

2.1.2 UTILIZACIÓN DE LA REFLEXIÓN TOTAL INTERNA

En el capítulo precedente se vio que la propagación de la luz entre dos puntos muy distantes entre sí debe hacerse necesariamente en un medio transparente y no en la atmósfera. Para que la luz permanezca en este canal material de transmisión, debe sufrir reflexiones cada vez que llegue a una interfaz entre el canal y el medio circundante, que suele estar constituido por aire. Supóngase que el canal de transmisión es una fibra de vidrio, para que la luz no pueda salir de la fibra, sólo basta recubrir la pared externa con una capa metálica. La luz experimenta reflexiones sucesivas sobre el espejo así creado, y luego se propaga en la fibra. Sin embargo, esta solución tan simple tiene un gran defecto que la hace impracticable. En efecto, en el momento de la reflexión sobre una superficie metálica, no se refleja toda la luz. Una porción se pierde debido a la absorción en el metal. Para un espejo de aluminio, esta pérdida de reflexión es del orden del 10%. Por lo que, después de algunas decenas de reflexiones, prácticamente ya no hay luz.

Por suerte existe otra forma de confinar la luz, a saber: la reflexión total interna. En la fibra de vidrio ($n = 1.5$), cuando la luz alcanza la interfaz

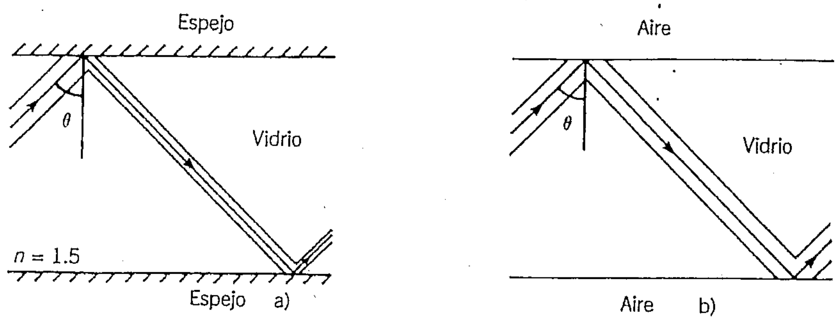

Figura 2.5. Propagación por medio de reflexiones. a) Reflexiones sucesivas sobre espejos. θ puede ser cualquiera, aunque hay pérdida de luz en cada reflexión. b) Reflexiones internas totales; es necesario que $\theta > 42°$, pero no hay ninguna pérdida de luz causada por la reflexión interna total.

vidrio-aire con un ángulo mayor que 41.8°, se refleja totalmente hacia el interior de la fibra. De esta forma, la luz podrá propagarse a todo lo largo de la fibra, gracias a una serie de reflexiones totales internas. En seguida es necesario señalar que sólo se propagará la luz que llega a la interfaz con un ángulo mayor que 41.8°. Así pues, no todas las inclinaciones son adecuadas ($\theta > 42°$), contrariamente a lo que sucede en la reflexión metálica (para cualquier valor de θ) (véase la Fig. 2.5). Sin embargo, la reflexión total interna —como su nombre lo indica— se hace sin pérdidas; ésta no ocasiona ninguna atenuación por lo que la propagación por medio de reflexión total interna es la única que se toma en cuenta para transmisiones a larga distancia (véase la Fig. 2.5).

La propagación mediante reflexión total interna permite explicar el fenómeno conocido con el nombre de fuente luminosa (véase la Fig. 2.6). Se deja al lector la explicación del funcionamiento de la fuente luminosa, a partir del hecho de que el índice de refracción del agua es mayor que el del aire.

2.1.3 FIBRA ÓPTICA. APERTURA NUMÉRICA

Una fibra óptica es un cilindro de material dieléctrico transparente en el que el índice de refracción n_1 es superior al del medio circundante. Como el fenómeno de reflexión interna total se produce en la interfaz entre la fibra y del medio exterior, esta superficie debe definirse bien, no debe tener defectos. La luz que se propaga en la fibra óptica cumple las condiciones de la reflexión total, es decir: llega a la interfaz con un ángulo mayor que el ángulo crítico θ_{1c}. Si existe algún defecto en la interfaz tal vez esta condición no

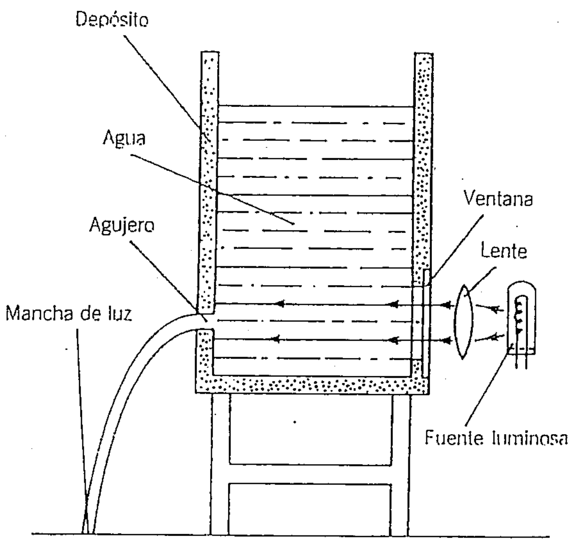

Figura 2.6. Fuente luminosa. La luz se propaga en línea recta, ¿por qué hay una mancha de luz en el suelo?

se cumpla, por lo que la luz puede refractarse fuera de la fibra y, en consecuencia, perderse (véase la Fig. 2.7).

Para evitar este inconveniente, se envuelve la fibra con otro dieléctrico, así que ésta se presenta ahora en forma de dos cilindros concéntricos.

El cilindro interno, con índice n_1, se llama núcleo de la fibra.

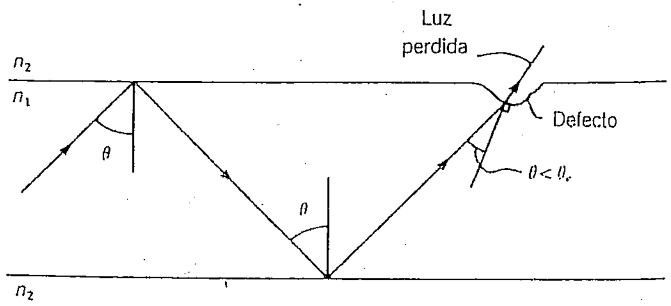

Figura 2.7. Efecto de una imperfección en la interfaz. Como $\theta < \theta_c$ en la imperfección, no hay reflexión interna total y la luz sale de la fibra.

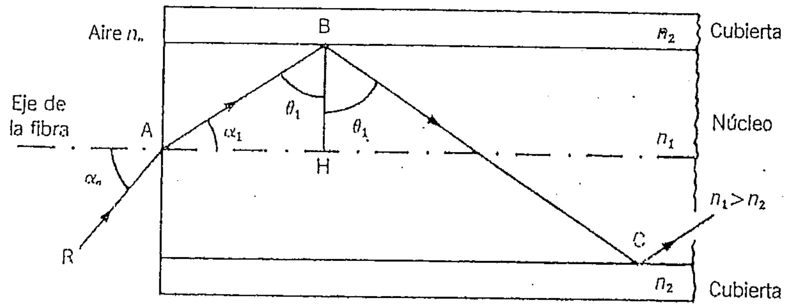

Figura 2.8. Corte longitudinal de una fibra óptica.

El cilindro externo, con índice n_2, se conoce como la *cubierta* o vaina de la fibra.

En la interfaz núcleo-cubierta se producirá la reflexión total interna. Por tanto, siempre es necesario que $n_1 > n_2$. La figura 2.8 ilustra el corte longitudinal de una fibra de ese tipo.

Un rayo luminoso R, procedente de un medio con un índice n_o (pudiera ser el aire) penetra la fibra en A. Este rayo se refracta en ese punto. En B, el rayo experimenta una reflexión total, tendrá otra reflexión total en C y así sucesivamente. Por medio de una sucesión de reflexiones totales, la luz se propaga en zig-zag en la fibra. Se verá para cuáles valores del ángulo de entrada α_o puede ocurrir la propagación.

En A, la ley de Snell señala:

$$n_o \operatorname{sen} \alpha_o = n_1 \operatorname{sen} \alpha_1 \tag{2.6}$$

Para tener reflexión total en B (después C, D...) se debe tener:

$$\operatorname{sen} \theta_1 \geq \frac{n_1}{n_2} \qquad \frac{n_2}{n_1} \tag{2.7}$$

Como $\operatorname{sen}^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_1 = 1$, la condición (2.7) puede escribirse también de la forma:

$$\cos \theta_1 \leq \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \tag{2.8}$$

Como $\cos \theta_1 = \operatorname{sen} \alpha_1$, (2.6) puede escribirse:

$$n_o \operatorname{sen} \alpha_o = n_1 \cos \theta_1 \tag{2.9}$$

De (2.8) y (2.9) se obtiene:

$$\operatorname{sen} \alpha_o \leq \frac{1}{n_o} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad (2.10)$$

La desigualdad (2.10) establece el valor máximo del ángulo de entrada α_o para que la luz pueda reflejarse totalmente en B y pueda, de esa forma, propagarse.

El ángulo máximo de entrada α_{oM} está dado por:

$$\operatorname{sen} \alpha_{oM} = \frac{1}{n_o} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad (2.11)$$

Todo rayo luminoso que llegue a la cara de entrada de la fibra con un ángulo menor que α_{oM} —definido por la ecuación (2.11)— se propagará. Esta luz está contenida en un cono, cuyo ángulo medio con vértice es α_{oM}, llamado *cono de admisión* o *cono de aceptación* (véase la Fig. 2.9).

En general, el medio que rodea a la fibra está constituido por aire y, por tanto, puede tomar $n_o = 1.0$.

Entonces, el ángulo máximo de entrada está dado por:

$$\operatorname{sen} \alpha_{oM} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad (2.12)$$

Este importante ángulo determina la capacidad de la fibra para propagar la luz. Por analogía con los instrumentos de óptica, se define un parámetro llamado *apertura numérica* geométrica de la fibra, y que es igual a $n_o \operatorname{sen} \alpha_{oM}$. En el caso en que el medio externo sea el aire, la apertura numérica ($A.N$) está dada por.

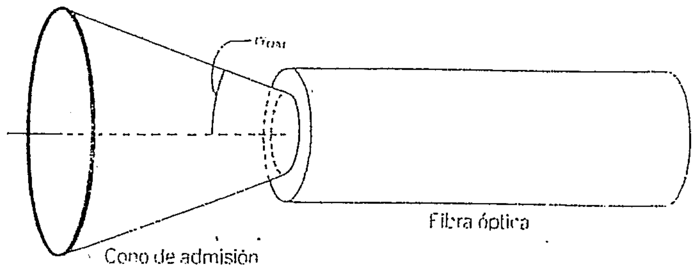

Figura 2.9. Cono de admisión de una fibra. Todo rayo de luz que entra con un ángulo α_o inferior a α_{oM} se propaga en la fibra.

$$A.N. = \operatorname{sen} \alpha_{oM} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad (2.13)$$

El concepto de apertura numérica es de extrema importancia, ya que corresponde a la propiedad de la fibra para recolectar la luz y propagarla. Por ejemplo, una fibra que tiene una apertura numérica de 0.3 propaga toda la luz que incide sobre su cara de entrada con un ángulo menor que α_{oM} = arcsen 0.3, es decir, para todo ángulo menor que 17.5° aproximadamente. Como se observa al examinar la ecuación (2.13), la apertura numérica de una fibra depende de los índices de refracción del núcleo (n_1) y de la cubierta (n_2), pero no de sus dimensiones. Por una parte, se podría aumentar $A.N$ si se escogieran los dos índices, y por consecuencia aumentar la cantidad de luz que puede entrar en la fibra, y por otra parte, se podría disminuir bastante las dimensiones de la fibra, lo que tendría como ventaja hacerla flexible.

PROBLEMA:

Una fibra tiene un núcleo con índice $n_1 = 1.5$ y una cubierta con índice $n_2 = 1.4$. ¿Cuál es la apertura numérica de esta fibra?

RESPUESTA:

$$A.N = \sqrt{(1.5)^2 - (1.4)^2} = 0.54$$

$$\alpha_{oM} = \text{arcsen}\, 0.54 = 32.6°$$

Las aperturas numéricas de las fibras comerciales varían entre 0.1 y 0.6. Cuanto mayor sea la diferencia entre el índice del núcleo y el de la cubierta, mayor será la apertura numérica, por lo que aumentará el número de ángulos de entrada que permiten la propagación de la luz.

Aproximaciones. Si la diferencia de índices entre el núcleo y la cubierta es pequeña, se utilizará un parámetro Δ, definido por:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

En el caso en que $n_1 \approx n_2$, la apertura numérica puede escribirse:

$$A.N = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{\frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \cdot (n_1 + n_2) \cdot n_1} \approx$$

$$\sqrt{\frac{n_1 - n_2}{n_1} \cdot 2n_1^2} = \sqrt{\Delta 2 n_1^2} = n_1 \sqrt{2\Delta}$$

$$A.N. \approx n_1 \sqrt{2\Delta}$$

PROBLEMA:

¿Cuál es la apertura numérica de una fibra óptica que tiene un parámetro Δ de 1% y un núcleo con índice $n_1 = 1.45$?

RESPUESTA:

$$A.N \approx 1.45\sqrt{2 \times 0.01}$$
$$A.N \approx 0.20$$

El parámetro Δ por lo regular se denomina *diferencia relativa de índice.*

2.2 ÓPTICA ONDULATORIA

En el capítulo precedente no se tomó en cuenta la naturaleza de las ondas electromagnéticas que constituyen la luz. Sólo se examinaron las trayectorias seguidas por estas ondas; tal es el punto de vista de la óptica geométrica. Sin embargo, este enfoque es insuficiente, ya que no da información sobre las propiedades energéticas de la luz: Además, la óptica geométrica resulta menos válida cuando la luz tiene una longitud de onda comparable a las dimensiones del medio en el que se propaga. En tal caso, es necesario utilizar la teoría ondulatoria de la luz.

2.2.1 NOCIÓN DE MODO DE PROPAGACIÓN

La óptica geométrica muestra que la luz puede propagarse en una fibra por medio de una sucesión de reflexiones totales internas. Sin embargo, la naturaleza ondulatoria de la luz hace que existan interferencias entre diversas ondas en el interior de la fibra. Para que exista propagación efectiva de energía, estas interferencias deben ser constructivas, es decir, que no provoquen la anulación del campo eléctrico (o magnético) y por consecuencia de la energía. De hecho, esta condición de interferencia hace que ciertas direcciones de propagación que permitía la óptica geométrica, no puedan ocurrir en la realidad. Es lo que se va a demostrar por medio de un ejemplo simple, al utilizar la propagación entre dos planos en lugar de una fibra óptica.

Considérese una lámina de material dieléctrico de espesor a, con índice de refracción n_1, sobre cuyas caras se han depositado dos capas de un medio dieléctrico, con índice n_2 inferior a n_1 (véase la Fig. 2.10). La luz se propaga y sufre reflexiones en A, B, C.

Supóngase que una onda llega al punto A en un instante t. Su campo eléctrico E_1 se encuentra en un plano perpendicular a su dirección de propagación,

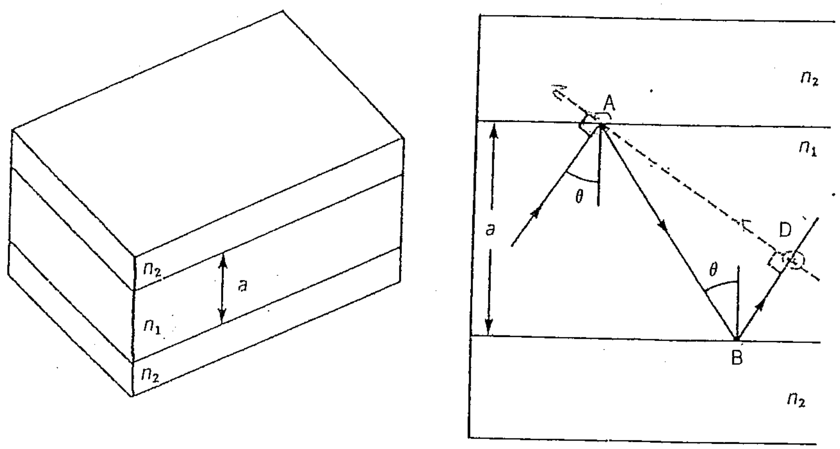

Figura 2.10. Guía de onda plana con espesor a.

indicado con línea punteada en la figura 2.10. La ecuación del campo eléctrico de esta onda puede escribirse: $E_1 = E_o \operatorname{sen} 2\pi ft$. Otra onda se propaga siguiendo la misma trayectoria, cuando llega a D tiene su campo eléctrico E_2 en el mismo plano punteado que la anterior. En esas condiciones habrá interferencia entre estos dos campos eléctricos en el plano punteado. Para que haya propagación de la energía, la interferencia entre estas dos ondas debe ser constructiva, es decir, las variaciones en el tiempo en los campos debe estar en fase. La onda que llegó a D sufrió dos reflexiones totales de más (en A y en B) que en la onda que llegó a A, y además recorrió la distancia A B D. La ecuación del campo eléctrico de esta onda puede escribirse: $E_2 = E_o \operatorname{sen}(2\pi ft + \varphi)$ en donde φ es el defasamiento entre las dos ondas. Por consiguiente, hay un defasamiento φ.

$$\varphi = 2\varphi_1 + \varphi_2$$

φ_1 defasamiento introducido por una reflexión total;

φ_2 defasamiento introducido por la diferencia en el recorrido.

Calcúlese φ_2. La onda se propaga a la velocidad $v = c/n_1$. Un simple cálculo geométrico muestra que A B D $= 2a\cos\theta$. El tiempo tomado para recorrer A B D es entonces:

$$\Delta t = \frac{\text{ABD}}{v} = \frac{(2a\cos\theta)n_1}{c} = \frac{2n_1 a\cos\theta}{c}$$

El defasamiento φ_2 es igual a $2\pi f\Delta t = 2\pi \dfrac{c}{\lambda}\Delta t$.

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{\lambda} n_1 a \cos\theta$$

El defasamiento total φ es entonces:

$$\varphi = 2\varphi_1 + \frac{4\pi}{\lambda} n_1 a \cos\theta$$

Para que la interferencia sea constructiva, el defasamiento debe ser un múltiplo de 2π.

$$\varphi = 2\varphi_1 + 4\pi n_1 \frac{a}{\lambda}\cos\theta = 2\pi m \qquad \text{con } m = 0, 1, 2\ldots \qquad (2.14)$$

Esta importante relación muestra que la propagación no puede producirse más que para ciertos valores del ángulo θ. Estas direcciones permitidas de propagación constituyen lo que se llama *modos de propagación*. A cada valor de m le corresponde un valor de θ y, por tanto, un modo. La relación (2.14) pone en evidencia cierto número de propiedades:

1) Mientras más grande sea el espesor a con respecto a λ ($a/\lambda \gg 1$), habrá más valores posibles de m que satisfagan la ecuación (2.14) y, por consecuencia, más modos. En tal caso, hay una multitud de ángulos θ posibles que constituyen una pseudocontinuidad de manera que se obtienen los mismos resultados que proporciona la óptica geométrica.
2) Inversamente, para una longitud de onda λ dada, si se disminuye el espesor se podrá hacer de tal forma que sólo pueda propagarse un modo. La óptica geométrica no permite llegar a este resultado.

Debe señalarse que los diversos ángulos θ posibles deben satisfacer igualmente las condiciones de la reflexión total. Se debe tener también:

$$\theta > \operatorname{arcsen} \frac{n_2}{n_1}$$

La teoría electromagnética de la reflexión total en la interfaz de dos medios dieléctricos con índices n_1 y n_2 muestra que el defasamiento φ_2 φ_1 debido a esta reflexión aumenta cuando crece la diferencia de los índices $(n_1 - n_2)$. Por tanto, se puede reducir el número de modos al disminuir esta diferencia de índices.

Los diversos resultados obtenidos en el caso de lo que se puede llamar una guía de onda plana son igualmente válidos para las fibras ópticas que son guías circulares de onda. Tómese el ejemplo de la guía de onda plana, debido a su sencillez geométrica.

PROBLEMA:

Una guía de onda plana tiene 50 μm de espesor. Se inyecta luz de 1 μm de longitud de onda. ¿Cuál será, aproximadamente, el número de modos que pueden propagarse, si $n_1 = 1.5$ y $n_2 = 1.4$? Se deprecian los defasamientos introducidos por las reflexiones totales.

RESPUESTA:

Las condiciones de propagación son:

$$4\pi n_1 \frac{a}{\lambda}\cos\theta = 2\pi m \qquad (\varphi_1 \approx 0)$$

$$\theta > \operatorname{arcsen}\frac{n_2}{n_1}$$

Se debe tener entonces:

$$\theta > 69^\circ$$

El valor máximo de m es:

$m = 2n_1 \frac{a}{\lambda}\cos 69^\circ \approx 53.8$ que puede aproximarse a 53 si m es un entero.

Así, el número de modos es 54 cuando es necesario añadir un modo correspondiente a $m = 0$.
La diferencia de ángulos entre dos modos sucesivos es aproximadamente 0.4°, es decir (90° — 69°)/54.

El modo $m = 0$ corresponde a la propagación con $\theta = 90°$, por lo que es paralela al eje de los planos, sin reflexión total. El coeficiente m se llama *orden del modo*. Los modos que corresponden a los valores pequeños de m, que sufren pocas reflexiones totales, se llaman *modos de orden pequeños*. Los que corresponden a los grandes de m se llaman *modos de orden elevado*.

2.2.2 PRINCIPALES RESULTADOS DE LA TEORÍA MODAL

Una fibra óptica es una guía de onda de forma cilíndrica. Las propiedades de conducción sólo pueden determinarse con rigor si se aplican las ecuaciones de Maxwell en este medio dieléctrico de geometría cilíndrica. Es un problema complejo por lo que aquí sólo se darán los principales resultados prácticos de este estudio.

Modos de propagación

Por causa de la geometría cilíndrica, los modos (ondas) que se propagan en una fibra óptica siempre tienen componentes de campos eléctricos o magnéticos a lo largo del eje de la fibra. Sin embargo, estos componentes longitudinales son menores que los componentes transversales.

Además de los modos normales que se propagan en el núcleo, ciertos modos —llamados *modos de fuga*— pueden propagarse si siguen parcialmente las trayectorias helicoidales en el núcleo de la fibra, pero sobre todo, si esto sucede en la cubierta. Su propagación depende de la naturaleza de la interfaz entre la cubierta y el exterior (aire o capa protectora de la fibra). Los modos pueden subsistir en distancias que varían desde algunos milímetros hasta varios metros, en función de las fibras.

Frecuencia normalizada

Con el fin de generalizar y de poder comparar los fenómenos de propagación en las fibras que tienen radios de núcleo a diferentes, e índices de núcleo n_1 y de cubierta n_2 diferentes, se introduce un parámetro llamado *frecuencia normalizada* V definida como sigue:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad (2.15)$$

Este parámetro puede asociarse con la apertura numérica geométrica A.N, que es un parámetro característico de la fibra.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a (A.N) \qquad (2.16)$$

PROBLEMA:

Encuéntrese la frecuencia normalizada de una fibra óptica que tiene un radio del núcleo de 50 μm y una apertura numérica de 0.3 si en ella se propaga luz de longitud de onda $\lambda = 0.9\ \mu$m.

RESPUESTA:

$$V = \frac{2\pi}{0.9} \times 50 \times 0.3 = 104.7$$

Es un número adimensional.

Igualmente se puede determinar el número de modos M

$$M = \frac{V^2}{2} \qquad (2.17)$$

Para el caso precedente, el número de modos M es aproximadamente igual a 5 500.

Potencia transportada

La aplicación de la teoría electromagnética muestra que, para un modo dado en una fibra óptica, una parte de la potencia transportada se encuentra en la cubierta. La relación entre la potencia total del modo y la potencia transportada efectivamente en la cubierta aumenta a medida que el orden del modo disminuye. Esto tiene consecuencias en la fabricación de la fibra, ya que es necesario que la cubierta sea de muy buena calidad para evitar que se perturbe la propagación. Esto es tan cierto como que el número de modos transportados es pequeño. Para una fibra que tiene un gran número de modos, casi toda la potencia óptica se transporta en el núcleo de la fibra; lo cual tiene concordancia con los resultados de la óptica geométrica para fibras cuyos diámetros son grandes con respecto a la longitud de onda.

Acoplamiento de modos. Distancia de equilibrio

Al inyectar luz en una fibra óptica siguiendo una dirección determinada, se introduce un modo bien definido en la fibra. Quizá se piense que no se re-

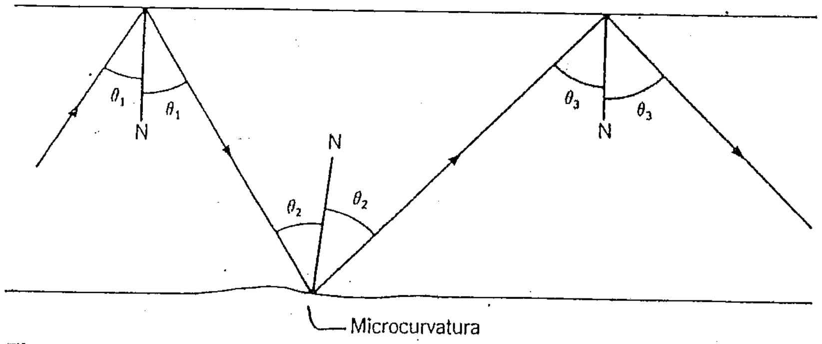

Figura 2.11. Acoplamiento de modos causado por una microcurvatura. El ángulo de reflexión total (θ) pasa del valor θ_1 al valor θ_3 debido a la curvatura. Por tanto, no es el mismo modo antes que después de la microcurvatura.

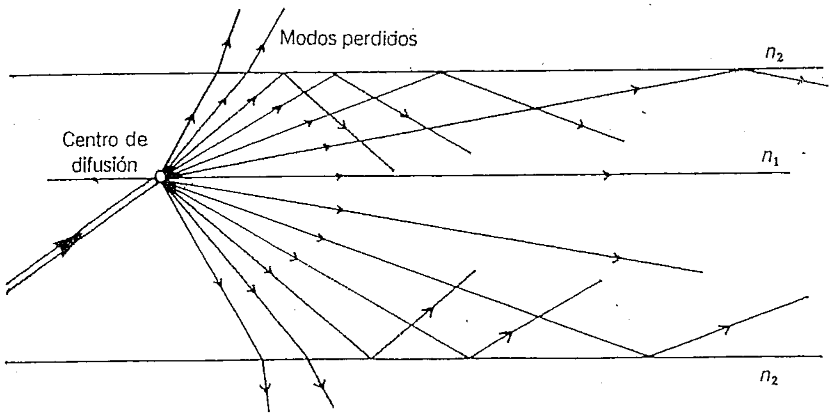

Figura 2.12. Acoplamiento de modos por un centro de difusión. El centro de difusión transforma un solo modo en muchos. Únicamente se propagarán los que obedezcan la ley de reflexión total.

cobrará más que este modo o esta dirección de propagación al final de la fibra. Esto sería cierto en el caso de una fibra ideal, sin defectos. En la práctica, una fibra presenta cierto número de defectos que hacen que se produzca una mezcla entre las diversas direcciones o ángulos de propagación permitidos; en esas condiciones se dice que hay *acoplamiento de modos*. Los defectos principales que pueden dar origen a este acoplamiento de modos son las microcurvaturas y la difusión.

Microcurvaturas. Durante la fabricación, el diámetro de una fibra puede sufrir ligeras variaciones, lo que produce curvaturas en la interfaz núcleo-cubierta (véase la Fig. 2.11).
Para un modo dado (θ_1 fijo), la reflexión total sobre la microcurvatura se hace con un ángulo θ_2 diferente de θ_1. Así se tiene un cambio de dirección y de modo. En el caso de la figura 2.11, el modo de orden elevado cambió de un modo de orden más bajo ($\theta_3 > \theta_1$). Lo contrario habría podido producirse ($\theta_3 < \theta_1$), pero si $\theta_3 < \theta_{1c}$, la condición de reflexión total ya no se cumple, por lo que el modo penetra en la cubierta y se pierde para la propagación. Estas microcurvaturas pueden crear tanto acoplamiento de modos como atenuación.

Difusión. Ciertos defectos en el núcleo de la fibra pueden reaccionar como centros de difusión (véase la Fig. 2.12). Un modo que llegue sobre dicho núcleo será absorbido y reemitido en la misma longitud de onda, pero en direcciones diferentes a la dirección de llegada. El modo inicial se transformó en otros modos. Así como ciertas direcciones quizá no satisfagan las

condiciones de reflexión total, se perderán ciertos modos para la propagación.

Debido a la difusión y a las microcurvaturas, hay acoplamiento de modos en una fibra óptica. Si se tiene una distribución de modos en la entrada de la fibra, esta distribución se modificará. La modificación será mayor según aumente el número de defectos. A partir de cierta distancia en la fibra, la distribución de los modos no depende tanto de las condiciones de inyección de los modos, como de la propia fibra. Se dice entonces que se alcanzó la *distancia de equilibrio* L_e, de la fibra. Si la fibra presenta demasiados defectos por unidad de longitud, el acoplamiento de modos tiene lugar en una distancia corta. Una fibra de mala calidad tiene una distancia de equilibrio corta. La distancia de equilibrio puede variar desde unos cuantos metros hasta algunos kilómetros, según sea la calidad de la fibra.

2.3 DISPERSIÓN EN UNA FIBRA ÓPTICA

En un sistema de telecomunicaciones, la fibra óptica constituye el canal de transmisión. Este canal debe estar en condiciones de transportar el máximo de información por unidad de tiempo. Como ya se había mencionado, la frecuencia de la luz posibilita una extraordinaria capacidad de transporte de información. Es importante saber si el hecho de canalizar la luz en una fibra no reduce la banda pasante del canal óptico, y comprender la forma en que se puede remediar este defecto.

2.3.1 DEFINICIÓN DE DISPERSIÓN

La fibra óptica se utiliza como canal de transmisión de información; es necesario que la luz introducida a la fibra pueda modularse a muy alta frecuencia, e igualmente el detector debe tener un tiempo de respuesta sumamente rápido para poder seguir la señal óptica procedente de la fibra. Es importante saber si la fibra tiene un ancho de banda suficiente y ver cuáles serían los fenómenos físicos que pudiesen limitar esta banda de paso.
Se puede realizar la transmisión digital en la fibra óptica, en cuyo caso, la información que circula por la fibra tiene la forma de pulsos de luz. Al "cero" numérico —o señal baja— le corresponde una ausencia de luz, mientras que al "uno" numérico —o señal alta— le corresponde una presencia de luz. La información se transmite entonces por secuencias de pulsos luminosos en la fibra. Entre más pulsos luminosos por unidad de tiempo sea posible inyectar, mayor será la capacidad de transmisión de la fibra. Para que la in-

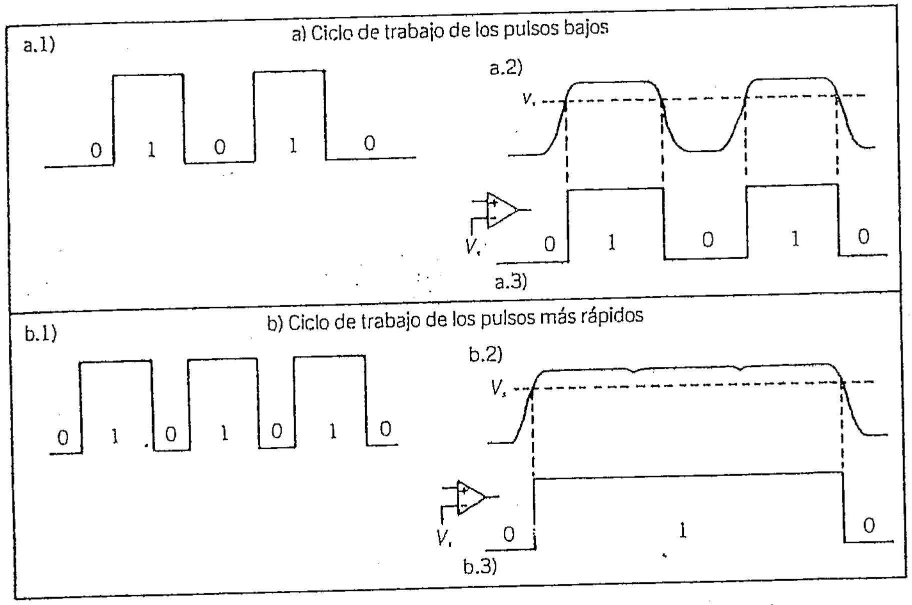

Figura 2.13. Pérdida de información debida al alargamiento de pulsión. a) Caso en el que el ciclo de trabajo del pulso es bajo: 1. Forma de los pulsos iniciales; 2. Forma de los pulsos alargados; 3. Forma de los pulsos reconstruidos con la ayuda de un comparador. (Cuando la amplitud del pulso es superior al umbral de detección V_r, la señal de salida del comparador es alta.) b) Caso en que el ciclo de trabajo de los pulsos es elevado: 1. Forma de los pulsos iniciales; 2. Forma de los pulsos alargados (hay superposición); 3. Forma de los pulsos reconstruidos; se perdió la secuencia 010101.

formación luminosa pueda utilizarse en un extremo de la fibra, es necesario, primero, que la atenuación de la luz no sea demasiado grande, y además que la información pueda reconocerse; es decir, que pueda distinguirse si la señal que llega es alta o baja. Es necesario que la información no haya sido modificada, de manera que puedan diferenciarse los pulsos. Si en la fibra se llega a producir un alargamiento en la duración de los pulsos luminosos, pueden mezclarse dos puntos sucesivos diferentes en la entrada de la fibra y con esto hacer que la información se pierda (véase la Fig. 2.13).

Este alargamiento de los pulsos obliga a aumentar el tiempo entre dos pulsos sucesivos, por tanto, a reducir su ciclo de trabajo y en consecuencia la capacidad de transmisión de información. A este alargamiento de los pulsos se le llama *dispersión temporal*, la cual limita la banda pasante. Las fibras ópticas presentan este inconveniente. La duración del pulso luminoso

aumentará durante su trayecto en la fibra. Veamos con mayor detalle cómo pueden asociarse el alargamiento del pulso luminoso y la capacidad de la fibra para transportar información.

Consideremos un sistema que emite pulsos de luz L de muy breves duraciones en una fibra óptica de longitud L, a una frecuencia f. Estos pulsos están separados por un tiempo $T = 1/f$. En el otro extremo de la fibra, estos pulsos se alargan y alcanzan una longitud a media altura ΔT (véase la Fig. 2.14).

Cuando $T \gg \Delta T$, en baja frecuencia, los pulsos de salida pueden distinguirse bien. P_o será la amplitud del pulso en este caso (véase la Fig. 2.14a). Si se aumenta la frecuencia f en un momento dado, los pulsos comenzarán a encimarse. La amplitud de los pulsos disminuye cuando la frecuencia aumenta (véase la Fig. 2.14b). Existe entonces una relación entre la frecuencia f, la longitud ΔT de los pulsos y su amplitud P. Se define la atenuación de la amplitud de los pulsos como:

$$A(\mathrm{dB}) = 10 \lg \frac{P}{P_o}$$

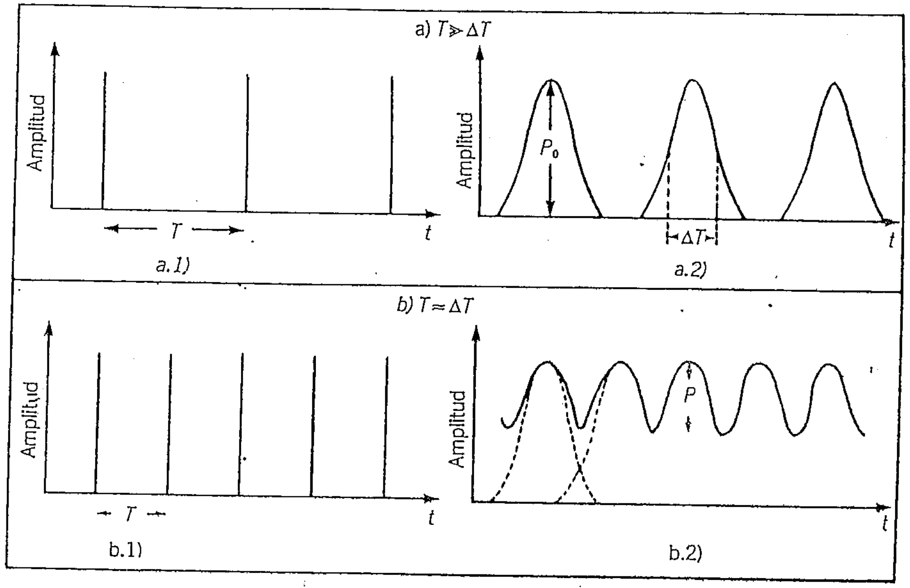

Figura 2.14. Variación de la amplitud de los pulsos, en función de la frecuencia, debido al alargamiento de los pulsos.
a) Si el tiempo T entre dos pulsos es muy grande con relación a ΔT, los pulsos tienen una amplitud máxima (P_o).
b) Si T es del orden de magnitud de ΔT, la señal no puede descender a cero entre dos pulsos, lo que reduce la amplitud de los pulsos (P).

Cuando $\Delta T \ll T$, se tiene $\dfrac{P}{P_o} = 1$, es decir $A = 0$ dB.

Después se tendrá que $A < A_o$ cuando los pulsos se confundan. La figura 2.15 muestra cómo varía A en función de la frecuencia.

Se puede definir una frecuencia f_c para la cual los pulsos se reducen a la mitad $P/P_o = 0.5$, es decir $A = -3$ dB. Por analogía con los filtros electrónicos, se le asocia a esta frecuencia un ancho de banda Δf_l igual a f_c, puesto que no hay frecuencia de corte en bajas. Entre más pequeña sea ΔT, más grande será Δf.

Para pulsos de formas gaussianas, lo que es generalmente el caso en las transmisiones por fibras ópticas, se puede hacer la siguiente aproximación:

$$\Delta f \approx \frac{0.35}{\Delta T} \tag{2.18}$$

donde Δf es la banda de paso a -3 dB.

ΔT es la longitud a media altura del pulso gaussiano. Se tiene otra aproximación cuando el pulso de salida posee una duración a media altura ΔT_1; si el pulso de llegada tiene una duración a media altura ΔT_2, el alargamiento del pulso ΔT está dado por:

$$\Delta T = (\Delta T_2^2 - \Delta T_1^2)^{1/2} \tag{2.19}$$

PROBLEMA:

Se inyecta un pulso de luz de duración $\Delta T = 3$ ns en una fibra. En la llegada, este pulso tiene una duración de 14 ns. ¿A qué frecuencia la amplitud del impulso se reducirá a la mitad?

RESPUESTA:

Calcúlese el alargamiento de los pulsos ΔT.

$$\Delta T = \left((14)^2 - (3)^2\right)^{1/2} = 13.7 \text{ ns}$$

$$\Delta f \approx \frac{0.35}{13.7 \times 10^{-9}} = 26 \text{ MHz.} \qquad f_c \approx 26 \text{ MHz}$$

Sin el alargamiento causado por la fibra, la frecuencia de corte habría sido:

$$f_c \approx \frac{0.35}{3 \times 10^{-9}} = 117 \text{ MHz}$$

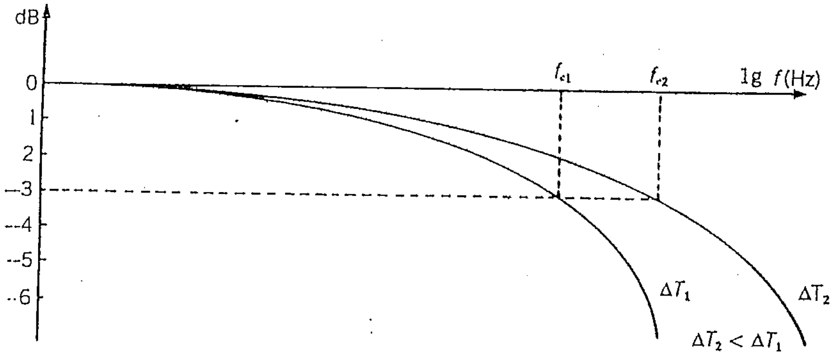

Figura 2.15. Variación de la atenuación de los pulsos (en dB), en función del logaritmo de la frecuencia de los pulsos, para dos valores ΔT_1 y ΔT_2 de la duración de los pulsos.

El alargamiento provocado por la fibra reduce de manera considerable, en este caso, la frecuencia máxima a la cual es posible emitir pulsos y, por tanto, limita la capacidad de una fibra para transportar información. Considérese ahora las razones del alargamiento del pulso luminoso en la fibra y obsérvese cómo se puede remediar este defecto.

2.3.2 DISPERSIÓN MODAL

En una fibra óptica no todos los modos se propagan siguiendo las mismas trayectorias. Los modos de orden pequeño van prácticamente en línea recta,

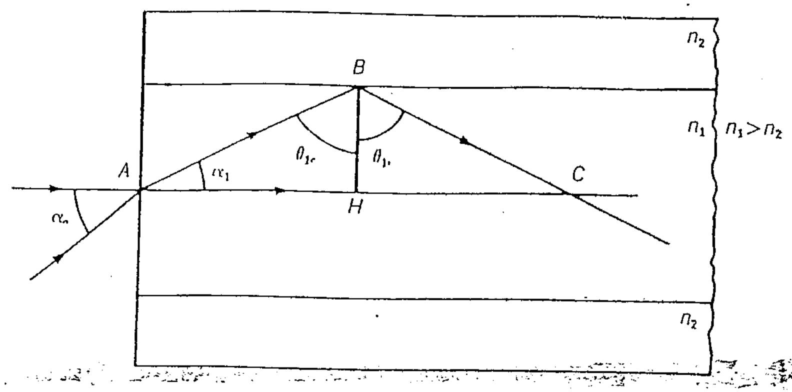

Figura 2.16. Corte longitudinal de una fibra.

mientras que los de orden elevado reciben un gran número de reflexiones totales, así que tienen trayectorias en zig-zag.

Tómese una fibra óptica y calcúlese la diferencia entre las distancias recorridas por el modo cuyo orden es el más bajo, y aquel cuyo orden es el más elevado (véase la Fig. 2.16).

El primer modo considerado corresponde a una trayectoria paralela al eje de la fibra, es decir, sigue la dirección AC hasta el final de la fibra. El otro modo considerado es el que conserva el ángulo crítico límite para la reflexión total, el cual es θ_{1c} = arcsen (n_2/n_1). Este modo sigue la trayectoria ABC y alcanza el final de la fibra por una ilación de reflexiones totales sucesivas. Sobre una longitud de fibra igual a AH, un modo recorre la distancia AH y el otro la distancia AB. Si la longitud se duplica e iguala a AC, un modo recorre la distancia AC y el otro la distancia ABC, que es igual a 2 AB. La relación entre las distancias recorridas por estos dos modos es:

$$\frac{2AB}{2AH} = \frac{AB}{AH} = \frac{1}{\text{sen } \theta_{lc}} = \frac{n_l}{n_2}$$

Esta relación es la misma, independientemente del número de segmentos AH contenidos en la longitud total de la fibra. Este número es siempre muy grande, por lo que se puede decir que la relación es constante, sea cual fuere la longitud de la fibra.

PROBLEMA:

En una fibra óptica que tiene un diámetro del núcleo de 50 μm, un núcleo con índice n_1 = 1.5, una cubierta de índice n_2 = 1.4 y una longitud de 1 m, calcúlese el número de segmentos AH en 1 m de fibra. Dedúzcase el número máximo de reflexiones totales.

RESPUESTA:

Si se considera la figura 2.16, se observará que:

$$\text{tg } \theta_{1c} = \frac{AH}{BH} \text{ y, por tanto, AH} = \text{BH tg } \theta_{1c}$$

Se sabe también que θ_{1c} = arcsen (n_2/n_1)

$= \text{arcsen}(1.4/1.5) = 69°$

$AH = 25 \times 10^{-6} \text{ tg } 69° = 65.1 \times 10^{-6}$ m

En un metro de fibra el número de segmentos AH es igual a $1/65.1 \times 10^{-6}$ = 15 355. Este número es grande para una fibra tan corta. Como se tiene una reflexión total para cada porción AC = 2 AH, el número máximo de reflexiones totales por metro de fibra es igual a 15 355/2 = 7677.

PROBLEMA:

Determínese la longitud de la trayectoria más larga en una fibra de 1 km que tiene un núcleo con índice n_1 = 1.5 y una cubierta cuyo índice es 1.4.

RESPUESTA:

$$\text{Se tiene que } \frac{n_1}{n_2} = \frac{1.5}{1.4} = 1.071$$

La trayectoria más larga será entonces 1 071 m. Las demás trayectorias tendrán longitudes intermedias entre 1 000 y 1 071 m.

PROBLEMA:

Para la misma fibra, calcúlese el tiempo recorrido más corto y el más largo por la luz.

RESPUESTA:

La velocidad de la luz en el núcleo de la fibra es:

$$v = \frac{c}{n_1} = \frac{3 \times 10^8}{1.5} = 2 \times 10^8 \text{ m/s}$$

El modo que recorre 1 km tomará un tiempo t_1 igual a:

$$t_1 = \frac{1\,000}{2 \times 10^8} = 5.0 \times 10^{-6} \text{ s.}$$

El modo que recorre 1 071 m tomará un tiempo t_2 igual a:

$$t_2 = \frac{1\,071}{2 \times 10^8} = 5.35 \times 10^{-6} \text{ s.}$$

Por tanto, si los dos modos se inyectan en el mismo instante en la entrada de la fibra, el modo de orden más elevado llegará 350 ns después que el modo que se propaga en línea recta. Si la fibra midiera 2 km (AH = 2 km), este intervalo sería del doble, es decir 700 ns.

Esta diferencia de tiempo que tardan los diversos modos en recorrer una longitud dada de fibra es la *dispersión modal* de una fibra.

Calcúlese el retardo máximo Δt_m que corresponde a una longitud AH de fibra. Sea t_{AH} el tiempo de recorrido de la distancia AH y t_{AB} el tiempo de recorrido de la distancia AB.

$$\Delta t_m = t_{AB} - t_{AH} = t_{AH}\left(\frac{t_{AB}}{t_{AH}} - 1\right)$$

Como los dos modos viajan a la misma velocidad ($v = c/n_1$), se tiene:

$$\frac{t_{AB}}{t_{AH}} = \frac{AB}{AH} = \frac{n_1}{n_2}$$

$$t_{AH} = \frac{AH}{v} = \frac{AH}{c} n_1$$

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{c} AH \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)$$

Para una longitud de fibra cualquiera L, el retardo es:

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{c} L \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right) = \frac{n_1}{c} L \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right)$$

En el caso de una fibra para la cual es pequeña la diferencia entre los índices del núcleo y de la cubierta, se tiene:

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{c} L\Delta \tag{2.20}$$

Como en este caso se tiene que la A.N $\approx n_1\sqrt{2\Delta}$ se puede expresar el retardo en función de la apertura numérica.

$$\Delta t_m = \frac{L}{2cn_1} (A.N)^2 \tag{2.21}$$

PROBLEMA:

Calcúlese Δt para una fibra de 1 km de largo, cuyo índice del núcleo, n_1 es igual a 1.45, una apertura numérica de 0.20 y un Δ de 1%.

RESPUESTA:

Como Δ es pequeño, se puede utilizar la fórmula:

$$\Delta t_m = \frac{L}{2cn_1} (A.N)^2$$

$$\Delta t_m = \frac{1\,000}{2 \times (3 \times 10^8) \times 1.45} \times (0.20)^2 = 4.6 \times 10^{-8}\ \text{s}$$

$$= 46\ \text{ns}$$

Para una fibra como ésta, se calcula experimentalmente un retardo del orden de 20 a 30 ns por kilómetro. Esto se debe a que la medida obtenida ex-

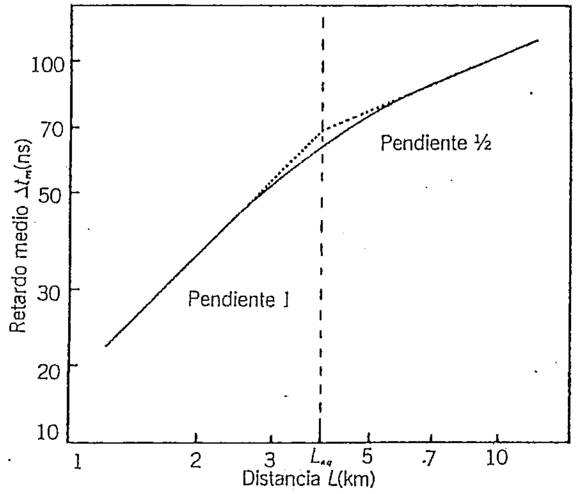

Figura 2.17. Variación del retraso medio modal Δt_m en función de la longitud L de la fibra. Variación lineal para $L < L_{eq}$.

perimentalmente no es la del retardo máximo dado por la fórmula, sino que es la del retardo medio de todos los modos. Además, debido al acoplamiento de los modos sobre los defectos, aun si se inyectara sólo el modo de orden más elevado se tendrían en la salida modos de orden menor y, por tanto, un retardo medio inferior al retardo que se hubiese obtenido sin acoplamiento de modos. El acoplamiento de los modos reduce, por consecuencia, la dispersión en una fibra óptica.

El retardo Δt_m aumenta linealmente con la longitud L de la fibra. Experimentalmente resulta que el retardo medio debido al acoplamiento de los dos, varía linealmente con la distancia L, cuando L es inferior a la distancia de equilibrio L_{eq} de la fibra. Para $L > L_{eq}$, el retardo medio varía proporcionalmente a la raíz cuadrada de la longitud L (véase la Fig. 2.17).

2.3.3 DISPERSIÓN CROMÁTICA

Las fuentes de la luz nunca son monocromáticas. La luz emitida por estas fuentes está constituida por la suma de ondas de diversas longitudes (véase la Fig. 2.18).

El índice de refracción del material que forma a la fibra varía con la longitud de onda, lo que da por resultado una velocidad de propagación diferente para cada longitud de onda. Si se inyecta luz de diversas longitudes en

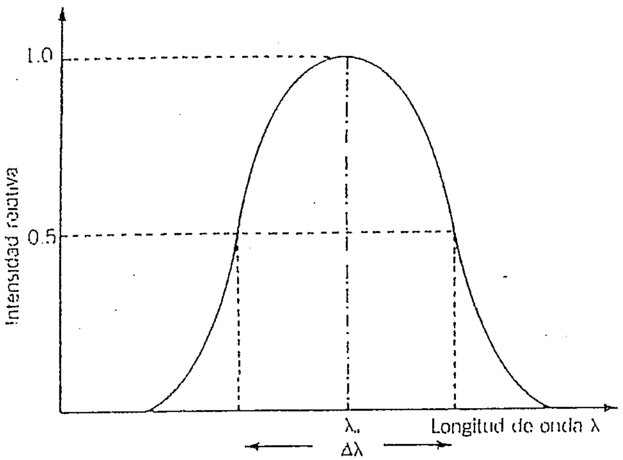

Figura 2.18. Distribución espectral de una fuente.

una dirección dada (modo especificado), esta luz se propaga a diferentes velocidades, según sea la longitud de onda, y si se descompone en función del tiempo, da como resultado un retardo entre las diferentes longitudes de onda en el extremo de la fibra, aun cuando se hayan inyectado en el mismo instante. A esta dispersión se le llama *dispersión cromática* o *dispersión material*. Es posible demostrar teóricamente que el retardo se calcula por medio de la siguiente fórmula (véase la Fig. 2.18):

$$\Delta t_c = \frac{\lambda_o \, \Delta\lambda}{c} \left(\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_o} \cdot L \qquad (2.22)$$

donde λ_o es la longitud de onda central de la fuente;

$\Delta\lambda$ el ancho de banda espectral de la fuente (ancho de banda a media intensidad);

$\left(\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_o}$ la segunda derivada del índice del núcleo en relación con la longitud de onda, calculada a la longitud de onda λ_o.

El retardo Δt_c debido a la dispersión cromática depende, por tanto, del ancho de banda de la fuente y de una propiedad física del núcleo de la fibra expresada por el término $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}$.

He aquí un ejemplo:

Una fuente de luz comúnmente utilizada en las telecomunicaciones ópticas es el diodo electroluminescente hecho de GaAs. Ésta emite en $\lambda_o = 820$ nm con ancho de banda espectral de 35 nm aproximadamente. Para esta longitud de onda se tiene que $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \approx 5 \times 10^{10}\ \text{m}^{-2}$.

Así que para una longitud L de 1 km:

$$\Delta t_c = \frac{(820 \times 10^{-9}) \times (350 \times 10^{-10})}{3 \times 10^{8}} \times (5 \times 10^{10}) \times 10^{3} = 4.8 \times 10^{-9}\text{s}.$$

$$\Delta t_c \approx 5 \text{ ns para 1 km de fibra.}$$

Si la fuente hubiese sido de un láser que emite a la misma longitud de onda pero con una amplitud espectral de 3.5 nm, el retraso Δt_c debido a la dispersión cromática hubiera sido del orden de 500 ps para 1 km de fibra. Sin embargo, cualquiera que sea la fuente, la dispersión modal es más importante que la dispersión cromática para una fibra típica. El retraso total Δt_t se calcula con la fórmula siguiente:

$$\Delta t_t = \left[(\Delta t_m)^2 + (\Delta t_c)^2\right]^{1/2} \qquad (2.23)$$

PROBLEMA:

¿Cuál es el retardo total causado por las dispersiones modal y cromática para una fibra de 1 km? Se da $n_1 = 1.46$, $\Delta = 1\%$, $\lambda_o = 820$ nm, $\Delta\lambda = 35$ nm.

RESPUESTA:

De los problemas previos se tiene que:

$$\Delta t_m \approx 50 \text{ ns}$$

$$\Delta t_c \approx 5 \text{ ns}$$

$$\Delta t_t = \left[(50)^2 + (5)^2\right]^{1/2} = 50.2 \text{ ns} \approx 50 \text{ ns}$$

Se ve que el retardo total depende principalmente de la dispersión modal.

2.3.4 REDUCCIÓN DE LA DISPERSIÓN

La dispersión impone un límite a la capacidad de una fibra para transportar información. El retardo introducido por la dispersión determina una separación mínima al tiempo transcurrido entre dos pulsos sucesivos, o expresado en términos de frecuencia, hay una frecuencia máxima por arriba de la cual en la recepción se perderá la información transmitida a causa de la superposición de dos pulsos sucesivos. Como el retardo aumenta con la distancia, la frecuencia máxima se reduce a medida que la longitud de la fibra aumenta. De aquí el interés por disminuir la dispersión, con el fin de aumentar la capacidad de la fibra.

2.3.4.1 Fibra de índice gradual

La dispersión modal en una fibra óptica típica como se había visto, se debe a la diferencia entre los tiempos de recorrido de los diferentes modos que se propagan en la fibra. Con el fin de igualar los tiempos de recorrido de los diferentes modos se utilizan fibras para las cuales el índice de refracción del núcleo n_1 no es el mismo en todo el núcleo, sino que disminuye gradualmente del centro del núcleo hacia la cubierta. La variación del índice con respecto a la distancia se conoce como *perfil del índice* y es de forma parabólica (véase la Fig. 2.19a). Se le llama *fibra de índice gradual* a una fibra cuyo índice aumenta gradualmente de la cubierta hacia el centro del núcleo. A la fibra clásica se la llama *fibra de índice escalonado,* ya que el índice experimenta un salto ($n_2 < n_1$) cuando pasa de la cubierta al núcleo (véase la Fig. 2.19).

Se verá cómo en una fibra óptica de índice gradual puede reducirse la dispersión modal. Para simplificar el razonamiento, imagínese que el índice del núcleo en lugar de variar en forma continua del centro a la cubierta, disminuye en pequeños saltos sucesivos (véase la Fig. 2.20). Supóngase prime-

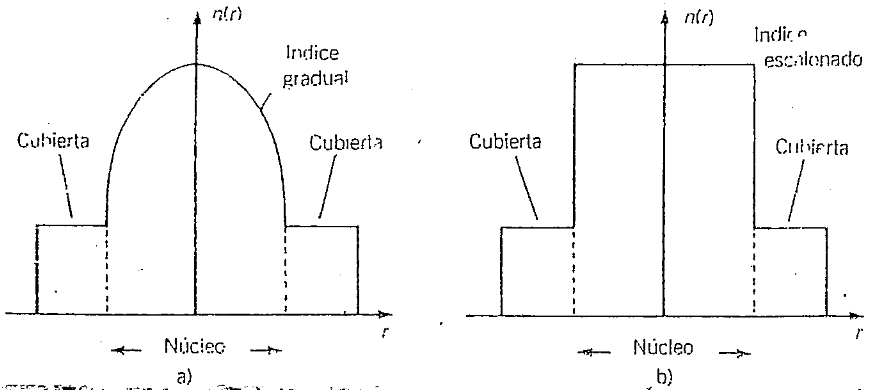

Figura 2.19. Perfil del índice: a) fibra de índice gradual, b) fibra clásica de índice escalonado.

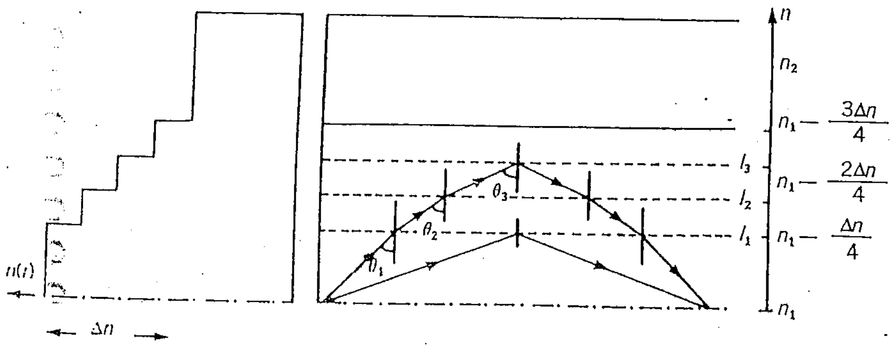

Figura 2.20. Fibra con cuatro escalones del índice.

ro que el índice del núcleo tiene cuatro saltos sucesivos igualmente espaciados para pasar de n_2 hacia el valor máximo de n_1 (véase la Fig. 2.20). Un rayo de luz que parte del centro de la fibra y se dirige hacia la cubierta se encontrará con tres escalones en el valor del índice. La luz pasa de un medio con índice elevado hacia uno de menor índice. Sobre la primera interfaz I_1, la luz pasa de un medio con índice n_1 a otro con índice $n_1 - (\Delta n/4)$ donde $\Delta n = n_1 - n_2$.

Supóngase que $\theta_1 < \theta_{1c}$, lo que es fácilmente realizable cuando la diferencia de índice es pequeña. El rayo luminoso se refracta y abandona I_1 con un ángulo θ_2 más grande que θ_1. Este rayo alcanza la interfaz I_2 con un ángulo θ_2. Si se tiene que $\theta_2 < \theta_{2c}$, se produce la refracción nuevamente. En seguida se alcanza a I_3 con un ángulo θ_3. Como θ_3 es muy grande, se puede tener reflexión total sobre I_3, por lo que el rayo se regresa hacia el centro de la fibra mediante refracciones inversas. El rayo tiene entonces una curvatura gradual ($\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$). Si el índice varía por 10 saltos sucesivos en lugar de 4,

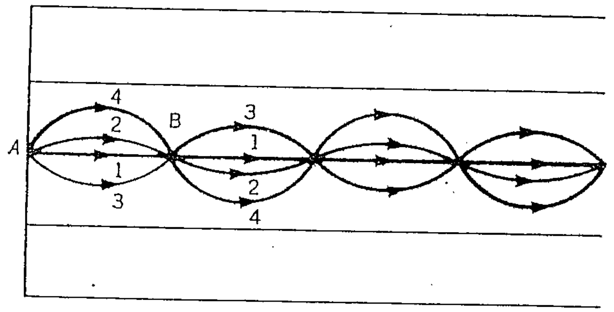

Figura 2.21. Trayectorias de los diferentes modos en una fibra de índice gradual.

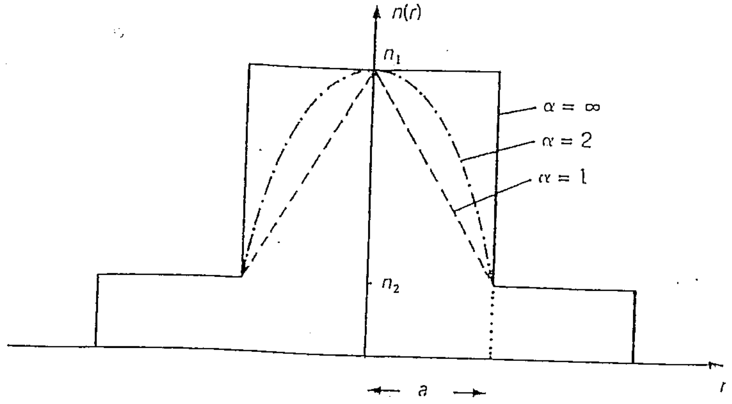

Figura 2.22. Perfiles del índice, para diferentes valores del parámetro α.

las diferencias entre los ángulos sucesivos serán más pequeñas. De esta forma se deduce que en el límite —cuando el índice varía en forma continua— la trayectoria, en lugar de formarse mediante variaciones de ángulos sucesivos y pequeños, es una curva continua. Si el ángulo inicial θ_1 es muy grande, se produce la reflexión total más rápido, y el rayo luminoso queda más cerca del centro del núcleo. Las trayectorias para una fibra de índice gradual tienen, por tanto, una forma como las que se muestran en la figura 2.21. El rayo 1 (véase la Fig. 2.21) se propaga en el centro del núcleo en línea recta. La distancia recorrida es corta pero la luz se propaga a baja velocidad porque el índice de refracción es máximo en el centro. El rayo 2 recorre una distancia un poco más larga que la del rayo 1. Sin embargo, su velocidad media es mayor puesto que se propaga en una zona del núcleo en donde el índice es más pequeño que en el centro. De hecho, si se escoge bien el perfil del índice del núcleo se puede hacer que las diferencias en la longitud de las trayectorias se compensen por las diferencias de velocidad. Así, los rayos luminosos que parten en el mismo instante del punto A, llegan al mismo tiempo a los puntos B, C... hasta el extremo de la fibra. Esto se produce sin importar cuál sea la trayectoria y, por tanto, sin importar cuál sea el modo. En una fibra como ésta, todos los modos tardan el mismo tiempo en recorrer la fibra y, como consecuencia, ya no se tiene dispersión modal.

El perfil del índice puede describirse mediante una ecuación del tipo (véase la Fig. 2.22):

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha}\right]^{1/2} \qquad 0 \leq r \leq a \qquad (2.24)$$

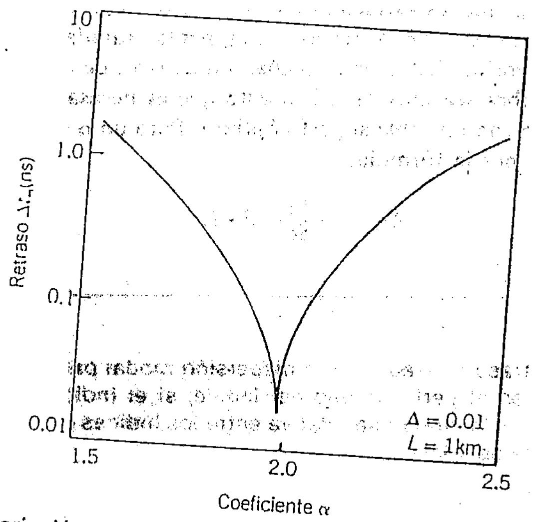

Figura 2.23. Variación del retraso modal Δt_m en función del parámetro α. Δt_m es máximo para α = 1.98. Cuando tiende al infinito, Δt_m tiende a 50 ns, que es el retraso modal de una fibra de índice escalonado ($\alpha = \infty$).

$$n(r) = n_1[1 - 2\Delta]^{1/2} \qquad r \geq a$$

$$\text{con } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1$$

Recuérdese que $(1 - x)^b \approx 1 - bx$ si $x \ll 1$. En la ecuación 2.24, r es la distancia axial considerada a partir del centro de la fibra, α es un coeficiente que caracteriza al perfil, n_1 es el valor del índice del núcleo para $r = 0$, n_2 es el valor del índice de la cubierta, a es el radio del núcleo.

Para $\alpha = \infty$ y $(r/a) < 1$, se tiene $n(r) = n_1$. Se tiene por tanto, el perfil de una fibra de índice escalonado. Para $\alpha = 2$, el perfil de índice es parabólico y corresponde al de una fibra de índice gradual. Para una fibra de índice gradual no se puede definir más que una apertura numérica local, puesto que el índice de refracción del núcleo está en función de la distancia r. Se tiene:

$$A.N = \text{sen}\, \alpha_{oM}(r) = \sqrt{n^2(r) - n^2(a)}$$

Elección del perfil de índice (α) (véase la Fig. 2.23)

La dispersión modal será mínima para $\alpha = 2(1 - \Delta)$. Para una fibra, Δ es del orden del 1%. Es, por tanto, un perfil casi parabólico que dará la más baja dispersión modal. La dispersión modal es muy sensible a las variaciones de α. Las pequeñas variaciones de α alrededor del valor de α óptimo para las cuales se tiene el menor retraso Δt aumentan rápidamente la dispersión. Esta gran sensibilidad a las pequeñas variaciones de α hace que la fabricación de la fibra sea muy difícil, puesto que es necesario que el perfil real sea lo más cercano posible al perfil óptimo. Para un α óptimo, el retraso Δt_m está dado por la fórmula:

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{8c} \Delta^2 \cdot L \tag{2.25}$$

PROBLEMA:

Calcúlese el retraso causado por la dispersión modal para una fibra de índice gradual en el perfil óptimo del índice, si el índice máximo del núcleo $n_1 = 1.46$ y la diferencia relativa entre los índices es $\Delta = 10^{-2}$. Se tomará una fibra de 1 km.

RESPUESTA:

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{8c} \Delta^2 \cdot L$$

$$= \frac{1.46}{8 \times (3 \times 10^8)} (10^{-2})^2 \times 1\,000 \approx 60 \text{ ps}$$

Una fibra de índice escalonado ($n_1 = 1.46$, $\Delta = 10^{-2}$, 1 km) tendría un retraso modal de:

$$\Delta t_m = \frac{n_1}{c} \Delta \cdot L$$

$$= \frac{1.46}{3 \times 10^8} \times 10^{-2} \times 10^3 \approx 50 \text{ ns}$$

El retraso modal se reduce entonces 800 veces.

PROBLEMA:

Calcúlese el retraso total para una fibra de índice gradual.
Si $n_1 = 1.46$, $\Delta = 10^{-2}$, $L = 1$ km, $\lambda_o = 820$ nm, $\Delta\lambda = 3.5$ nm.

RESPUESTA:

Δt_c se calculó en un problema precedente: $\Delta t_c \approx 500$ ps. $\Delta t_m = 60$ ps.

$$\Delta t_t = [\Delta t_c^2 + \Delta t_m^2]^{1/2} = [(500)^2 + (60)^2]^{1/2} \approx 504 \text{ ps.}$$

Por tanto, para una fibra de índice gradual, el retraso debido a la dispersión cromática es el que más influye sobre la dispersión total, aun en el caso de una fuente con pequeño ancho de banda espectral. Sin embargo, el índice de refracción varía con la longitud de onda, de modo que un perfil optimizado del índice, a una longitud de onda dada, no lo será para una longitud de onda vecina. Si la fuente de luz tiene un gran ancho de banda espectral (LED) —aun cuando la fibra se optimice para la longitud de onda central λ_o de tal fuente— la dispersión será elevada debido a las contribuciones de las longitudes de onda diferentes a λ_o. Un diodo láser que tiene un ancho de banda muy pequeño producirá una dispersión mucho menor.

En conclusión, la fibra de índice gradual reduce la dispersión modal. Sin embargo, la dispersión modal de tal fibra es muy sensible a las desviaciones del valor del coeficiente α en relación con el coeficiente α óptimo, lo que obliga a una cuidadosa fabricación de la fibra. Además, por causa de la variación del índice de refracción con respecto a la longitud de onda, el perfil óptimo (α) depende de la longitud de onda. Por ello, es indispensable asegurarse de que la fuente utilizada en una longitud de onda de emisión λ_o corresponda a la de la fibra de dispersión mínima. Aun si esta condición se cumple, una fuente que tiene una longitud espectral $\Delta\lambda$, grande respecto λ_o, tendrá una dispersión más elevada que cuando dicha fuente tenga una longitud espectral pequeña. La fibra de índice gradual queda, sin embargo, sujeta a la dispersión cromática que predomina aun cuando la fibra se utilice a una longitud de onda cuyo perfil de índice se haya optimizado.

2.3.4.2 Fibra monomodo

Ya que la dispersión modal en una fibra por salto de índice se debe a que los modos recorren trayectorias diferentes, una solución para reducir la dispersión es hacer que sólo se tenga un único modo en la fibra. La teoría modal aplicada a una fibra de índice escalonado demuestra que esta fibra no puede transportar más que un solo modo cuando la frecuencia normalizada V de la fibra es inferior o igual a 2.405.

Condición para que sólo haya un modo (fibra llamada monomodo):

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \, (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \leq 2.405 \tag{2.26}$$

Si $\Delta = \dfrac{n_1 - n_2}{n_2}$ es pequeño, esta relación puede escribirse:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \, (A.N) = \frac{2\pi}{\lambda} a \, n_1 (2\Delta)^{1/2} \leq 2.405 \tag{2.27}$$

Para que una fibra sea monomodo a una longitud de onda determinada, se puede actuar ya sea sobre la dimensión a del radio del núcleo, o sobre la di-

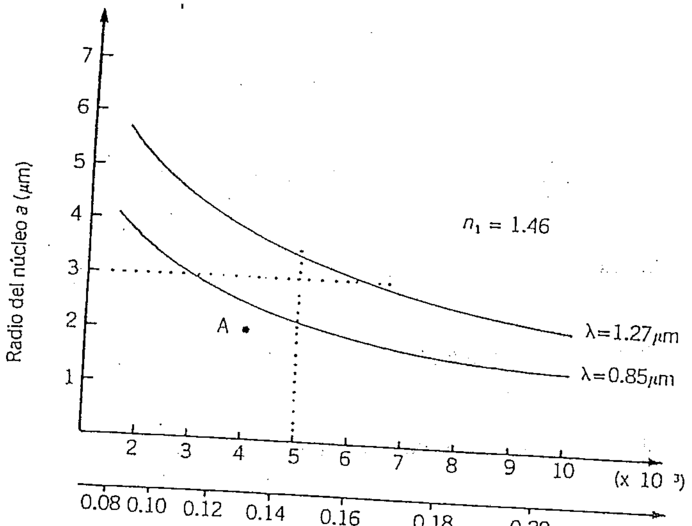

Figura 2.24. Fibra monomodo. Valores que deben tener los parámetros físicos a y Δ para que una fibra sea monomodo a una longitud de onda determinada.

ferencia relativa de índice Δ. En la figura 2.24 se trazaron —para dos longitudes de onda (0.85 y 1.27 μm)— las curvas $(2\pi/\lambda)\ a\ n_1\ (2\Delta)^{1/2} = 2.405$. Para una longitud de onda dada, por ejemplo $\lambda = 0.85\ \mu$m, si el punto que corresponde a un radio a y una Δ dados se encuentra por debajo de la curva correspondiente, la fibra es monomodo.

PROBLEMA:

Utilícese la gráfica (véase la Fig. 2.24), y determínese si, para $\lambda = 0.85\ \mu$m, una fibra posee un radio del núcleo de 2 μm, un índice de núcleo $n_1 = 1.46$ y una Δ de 4×10^{-3} es monomodo.

RESPUESTA:

Esta fibra corresponde al punto A sobre la gráfica. Como este punto se encuentra por debajo de la curva corresponde a $\lambda = 0.85\ \mu$m, la fibra es monomodo.

Si $a = 3\mu$, una fibra es monomodo:
1) si $\Delta < 3 \times 10^{-3}$ con $\lambda = 0.85\ \mu$m,
2) si $\Delta < 6 \times 10^{-3}$ con $\lambda = 1.27\ \mu$m.

Si $\Delta = 5 \times 10^{-3}$, una fibra es monomodo:
1) si $a < 2.23\ \mu$m con $\lambda = 0.85\ \mu$m,
2) si $a < 3.41\ \mu$m con $\lambda = 1.24\ \mu$m.

Si una fibra tiene una Δ grande ($\approx 10^{-2}$), debe tener un diámetro pequeño ($\approx 3\ \mu$m a $\lambda = 0.85\ \mu$m). Un núcleo de dimensión tan pequeña dificulta tanto la inyección de luz como la soldadura o conexión de dos fibras.

Si una fibra tiene una Δ muy pequeña ($\approx 10^{-4}$), su diámetro puede ser muy grande ($\approx$ 30 μm para $\lambda = 0.85\ \mu$m). Sin embargo, si Δ es muy pequeña, el ángulo crítico de reflexión total es muy grande ($\theta_{1c} \approx 89°$). En tal caso, cualquier curvatura de la fibra hace que no se cumpla la condición de reflexión total $\theta > \theta_{1c}$ y se tenga una fibra muy sensible a las curvaturas y muy difícil de manipular o cablear, por lo que, en general, es necesario tomar una posición intermedia entre estos dos extremos. Se consideran como valores típicos de los diámetros los que varían entre 6 y 15μm y las diferencias relativas de índice, las que varíen de 2×10^{-3} a 10^{-2}.

Como se señaló en el apartado 2.2.2, entre más pequeño sea el orden del modo, mayor será la porción de potencia óptica transportada en la cubierta. Para $V = 2.405$, la potencia transportada en la cubierta es 16% de la potencia total del modo. Esta proporción aumenta de manera visible si V disminuye y puede alcanzar el 70% para $V = 1$. Debido a este fenómeno, es necesario que en una fibra monomodo se tenga un diámetro de cubierta 5 a 10 veces mayor que el del núcleo para evitar interacciones entre el modo y el revestimiento de la cubierta. Una fibra monomodo no tiene dimensiones externas muy diferentes a las de las fibras multimodos, aunque el diámetro del núcleo sea más pequeño. En una fibra monomodo no hay dispersión modal; la única dispersión que persiste es la cromática.

2.4 TRES PRINCIPALES TIPOS DE FIBRAS

La fibra clásica cuya fabricación es más fácil, es la fibra multimodo de índice escalonado. Ésta tiene una gran dispersión y para reducirla se crearon otros dos tipos de fibras.

2.4.1 FIBRA DE ÍNDICE ESCALONADO

(Véase la Fig. 2.25)

La fibra de índice escalonado puede no tener cubierta; es la más simple, pero también la de menor eficiencia.

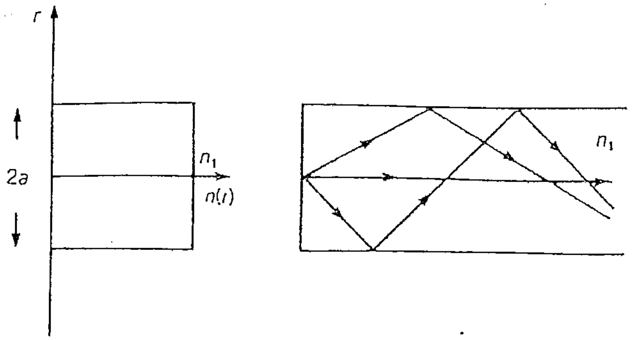

Figura 2.25. Fibra de índice escalonado sin cubierta.

Esta fibra puede tener un diámetro $2a$, hasta de un milímetro o más. La fibra de índice escalonado de buena calidad posee cubierta (véase la Fig. 2.26).

Estas fibras, utilizadas por lo general para uniones de corta distancia, tienen diámetros del núcleo $2a$ que varían de 10 a 200 μm y diámetros de cubierta $2b$ que varían de 150 a 250 μm. Su apertura numérica es de alrededor de 0.3. Para un kilómetro de fibra el retraso Δt varía de 20 a 2 ns y la banda pasante de 20 a 200 MHz.

2.4.2 LA FIBRA DE ÍNDICE GRADUAL

(Véase la Fig. 2.27)

La fibra de índice gradual es más difícil de fabricar y se utiliza en los enlaces de más alta capacidad de información.

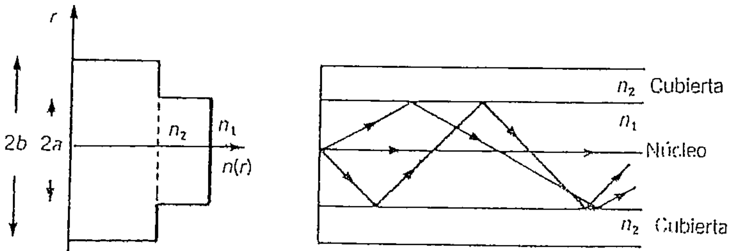

Figura 2.26. Fibra de índice escalonado.

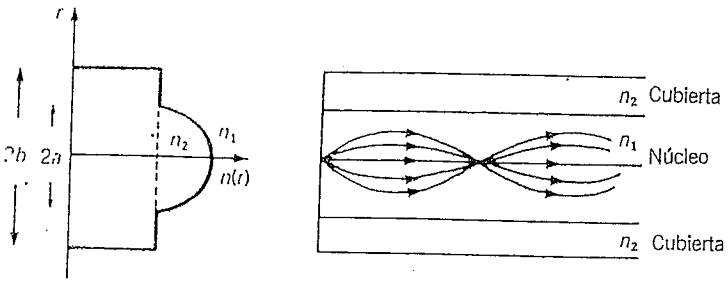

Figura 2.27. Fibra de índice gradual.

El perfil del índice es pseudoparabólico. El diámetro del núcleo $2a$ es generalmente de 50 μm y el de la cubierta de 125 μm. La apertura numérica es de alrededor de 0.2. El retraso está en función de la optimización del perfil del índice, del ancho de banda espectral y de la longitud de onda de la fuente luminosa utilizada. Para un kilómetro de fibra, el retraso Δt varía de 800 a 200 ps y la banda pasante de 500 a 1 500 MHz.

2.4.3 LA FIBRA MONOMODO

(Véase la Fig. 2.28)

Este tipo de fibra que promete en las telecomunicaciones a gran distancia con elevada eficiencia, todavía permanece dentro del campo de las investigaciones.

El diámetro del núcleo $2a$ es de alrededor de 6 a 8 μm, mientras que el diámetro de la cubierta es de 125μm. La diferencia relativa de índice Δ es

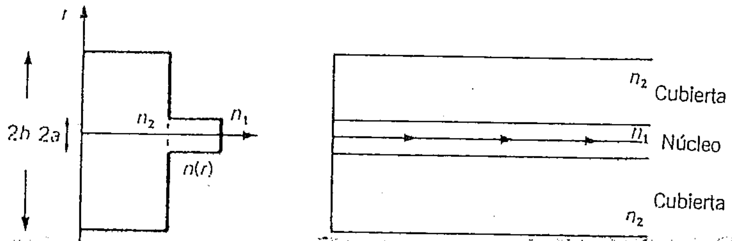

Figura 2.28. Fibra monomodo.

del orden de 0.005. Recuérdese que una fibra no es monomodo más que a una cierta longitud de onda, puesto que debe satisfacer la ecuación $\lambda \geq 3.69\, a\, n_1(\Delta)^{1/2} = \lambda_c$, λ_c se llama *longitud de onda crítica* de la fibra.

Para este tipo de fibra se consideran posibles bandas pasantes superiores a los 50 GHz por kilómetro.

3

Tecnología de fabricación

3.1 ELECCIÓN DE MATERIALES

Como se vio en el capítulo 2, una fibra óptica está constituida por dos cilindros concéntricos de materiales dieléctricos. Para que haya propagación de la luz por reflexiones internas totales, el índice de refracción del material que constituye el cilindro interior (núcleo de la fibra) debe ser ligeramente superior al índice de refracción del material que constituye el cilindro exterior (cubierta de la fibra). El perfil del índice puede variar bruscamente en la interfaz núcleo-cubierta (fibra de índice escalonado) o aumentar gradualmente de la cubierta hacia el centro (fibra de índice gradual).

Los materiales que intervienen en la fabricación de fibras ópticas deben satisfacer un cierto número de características. En primer lugar deben ser elásticos para poder tomar la forma de fibra. También deben ser transparentes para las longitudes de onda luminosa que se inyecten a la fibra. A causa de las fuentes y de los detectores de luz que se utilizan, esta gama de longitudes de onda varía de 0.6 a 1.6 μm. En una palabra, el material que constituye el núcleo debe tener un índice de refracción superior al del material que forma la cubierta. Estos tres principales criterios, que no son los únicos, son suficientemente restrictivos, como para limitar la elección de vidrios, materiales plásticos y líquidos. La utilización de líquidos (como el tetracloruro de carbono CCl_4) se volvió obsoleta debido a las grandes dificultades técnicas. Las materias plásticas tienen una atenuación relativamente elevada a las longitudes de onda utilizadas, por lo que los vidrios son los mejores materiales.

Los vidrios utilizables, es decir, los vidrios transparentes dentro de la gama de longitudes de onda entre 0.6 y 1.6 μm, están constituidos por