



9
2ej'

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES
CUAUTITLAN

Principios de la Comunicación Electronica por
Medio de Fibras Opticas empleando Laser

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA

P R E S E N T A N

RUBEN HERNANDEZ VARGAS
JUAN MANUEL TORRES MERINO

Director de Tesis: Fis. José de Jesús Cruz Guzmán



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Cuautitlán Izcalli Edo. de México,

1991



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

INTRODUCCION	III
CAPITULO 1	
TIPOS DE FIBRA OPTICA	1
1.1 Introduccion.	1
1.2 Analisis electromagnetico de la guia de onda más sencilla.	2
1.3 Características en las guías de ondas.	13
1.4 La fibra óptica y las guías de ondas.	19
1.5 Tipos de conductores.	33
1.6 Características de las fibras ópticas.	35
1.7 Construcción de las fibras ópticas.	36
CAPITULO 2	
FISICA DEL LASER Y TIPOS	43
2.1 Introduccion.	43
2.2 Los coeficientes de Einstein.	44
2.3 Amplificación de luz.	48
2.4 Condición de umbral.	50
2.5 Las ecuaciones de los niveles del laser.	52
2.6 Variación del laser alrededor del umbral.	59
2.7 Modos de una cavidad rectangular y de un resonador planar abierto.	62
2.8 El factor de calidad.	65
2.9 Selección de modos.	67
2.10 Interrupción-Q.	68
2.11 Algunos tipos de lasers.	70

CAPITULO 3

	PRINCIPIOS DE MODULACION	84
3.1	Introducción.	84
3.2	Técnicas de modulación.	65
3.3	Señales digitales y códigos.	93
3.4	Filtrado para reducir interferencia en la información.	97
3.5	Modulando la fuente óptica.	69

CAPITULO 4

	PRINCIPIOS DE LA TRANSMISION DE LA INFORMACION	116
4.1	Introducción.	116
4.2	El producto ancho de banda-longitud (CBL).	116
4.3	Consideraciones de diseño de sistemas de comunicación por fibra óptica.	120
4.4	Sistemas de comunicación analógicos por fibra óptica.	134
4.5	Sistemas de comunicación digital por fibra óptica.	136

	CONCLUSIONES	142
--	--------------	-----

APENDICE A

	SOLUCION DE LA ECUACION DIF. DE 1 ^{ER} ORDEN	144
--	---	-----

APENDICE B

	SOLUCION A LA ECUACION DE ONDA	146
--	--------------------------------	-----

	BIBLIOGRAFIA	149
--	--------------	-----

INTRODUCCION

Desde que empezó la existencia del hombre en la tierra, la luz ha estado siempre con nosotros. El desarrollo de las comunicaciones empleando luz ocurren tempranamente en nuestra evolución, desde que la humanidad tuvo la necesidad de comunicarse a base de señales manuales.

Como podemos observar este es un tipo de comunicación óptica; el querer trabajar en la obscuridad no es posible. Durante el día, el sol es la fuente de luz para este sistema. Un movimiento en el cuerpo modifica la luz, en la cual la información es portada a través del movimiento de la mano, dicho movimiento requirió un medio en el cual enviar la información, siendo el aire el medio transmisor, la información es portada desde el emisor (persona en movimiento) al receptor (persona que ve el fenómeno) debido a la luz que envía el sol, mientras que el ojo humano observa los cambios en el movimiento, tal acción corresponde a la observación de la acción, pero para poder definir los cambios en el movimiento se requiere que esta información sea procesada por el cerebro. La transferencia de la información para tal sistema es lenta, la distancia de transmisión es limitada, y las posibilidades de error son grandes. Un posterior sistema óptico, usado para la transmisión de largas distancias son las señales de humo. El mensaje era enviado por variaciones de los patrones de humo extraídos desde el fuego. Este patrón uso la luz solar como portadora de la señal. Este sistema requiere que un método de codificación sea desarrollado y aprendido tanto por el comunicador como el receptor del mensaje. Todo esto es comparable a un moderno sistema digital que usa el código de pulsos.

Al comienzo hablaremos de la fibra óptica como una guía de onda empleando un análisis electromagnético de una onda plana, tomando en cuenta las características de las fibras para su construcción, así como sus propiedades físicas, como también las ventajas que ofrece en la transmisión de la información. El estudio del laser es necesario para conocer el medio que transportará la información, como también conocer el

comportamiento de los diferentes tipos de lasers y determinar el uso del led laser para emplearlo como fuente óptica. El estudio de los principios en las técnicas de modulación es necesario para definir cual de ellas es la más conveniente. Así, en la última parte tomamos en cuenta la transferencia de información teniendo en consideración el tipo de modulación, además de la correspondiente longitud de la línea y de ahí definir los tipos de elementos idóneos para tal fin.

CAPITULO I

TIPOS DE FIBRA OPTICA

1.1 Introducción.

Una guía de onda es aquella que guía y que además contiene un haz luminoso mediante un proceso de reflexión interna total. La guía de onda que presenta dicha característica es la fibra óptica de tipo simplex (monomodo), que consiste de un núcleo central cilíndrico, cubierto por un material con un índice de refracción menor.

Consideremos el caso en que tenemos un núcleo y una parte que cubre al núcleo y además tomemos en cuenta que sus índices de refracción en cada uno son n_1 y n_2 respectivamente, y considerando un haz que penetra en la fibra, y se presenta que si el ángulo de incidencia (en el límite del núcleo y la cubierta) en donde ϕ es mayor que el ángulo crítico:

$$\phi_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1) \quad (1.1)$$

entonces el haz presentará una reflexión interna total, la cual se repetirá sucesivamente, mientras este sea guiado a través del núcleo. Siendo el principio básico de la conducción de la luz a través de la fibra óptica.

La guía de onda óptica más sencilla en el análisis es la guía de onda planar, la cual consiste de una película dieléctrica delgada (de índice de refracción n_1) atrapada entre materiales de índices de refracción ligeramente menor.

El siguiente punto a desarrollar es un análisis electromagnético de una guía de onda planar simétrica para lo cual los índices de refracción de los materiales en las partes inferior y superior son supuestamente iguales, no obstante la mayoría de las guías de ondas empleadas en la óptica son asimétricas por

naturaleza.

1.2 Análisis electromagnético de la guía de onda más sencilla.

Algo interesante en el análisis electromagnético de una guía de onda simétrica, es que es más fácil de comprender y al mismo tiempo nos presenta casi todos los puntos más relevantes asociados con los modos de la guía de onda, esto facilita la comprensión de los principios físicos a estructuras con un tipo de conducción más complicados.

En este desarrollo consideramos a la película como el medio de conducción de la luz a través de una guía de onda simétrica planar. Suponemos que la película se extiende al infinito en la dirección y . La propagación es considerada en la dirección z . Consideramos que lanzamos un paquete de haces en la película de la guía de onda. Si ϕ representa el ángulo con el que incide un haz con el eje x , entonces para que ocurra la reflexión interna total en la interface de la película y la capa deberemos tener:

$$n_2/n_1 < \sin \phi < 1 \quad (1.2)$$

Entonces, si θ es el ángulo con el que incide el haz con el eje z , y para que ocurra reflexión interna total (o para que la conducción de luz tenga lugar) debemos tener:

$$n_2/n_1 < \cos \theta < 1 \quad (1.3)$$

Además tenemos que:

$$\cos \theta < n_2/n_1 \quad (1.4)$$

El ángulo de incidencia en la interface película-capa será menor que el ángulo crítico y el haz será parcialmente reflejado y parcialmente refractado. Más adelante, bajo varias reflexiones parciales que presentan el mismo comportamiento, el haz viajará dentro de la guía de onda.

En particular, mostraremos que la distribución del índice de refracción depende solamente de la coordenada x , i.e., para:

$$n^2 = n^2(x) \quad (1.5)$$

las ecuaciones de Maxwell se reducen a dos conjuntos de ecuaciones independientes: El primer conjunto corresponde a los modos TE (Transverse Electric), y el segundo conjunto a los modos TM (Transverse Magnetic) donde los campos eléctrico y magnético no tienen componente longitudinal. En particular, para una guía de onda simétrica (ver figura 1.1) y para la cual:

$$n^2(-x) = n^2(x) \quad (1.6)$$

ambos modos TE y TM, son clasificados siempre bajo dos categorías: una simétrica en x y la otra antisimétrica en x .

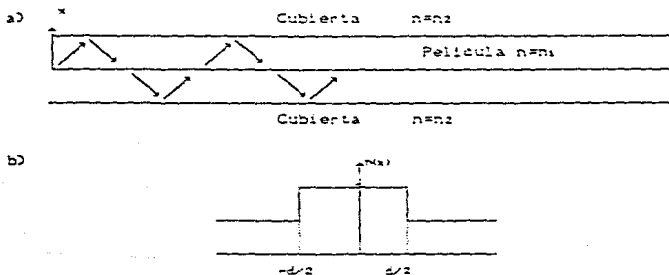


Figura 1.1

- a) La más simple guía de onda plana consiste de una película plana cubierta entre dos materiales de bajo índice de refracción.
 b) La distribución del índice de refracción para una onda simétrica plana.

1.2.1 Clasificación de los modos para una guía de onda plana.

Aquí obtendremos un análisis modal detallado para un perfil

especifico.

Cuando el índice de refracción depende solamente de la coordenada x , los campos eléctrico y magnético asociados a una onda electromagnética que se propaga, pueden ser escritos en la forma siguiente:

$$\mathcal{E}_j = E_j(x) e^{i(\omega t - \beta z)}; \quad j = x, y, z \quad (1.7)$$

$$\mathcal{K}_j = H_j(x) e^{i(\omega t - \beta z)}; \quad j = x, y, z \quad (1.8)$$

En donde ω representa la frecuencia angular de la onda y β es conocida como la constante de propagación.

Si sustituimos las formas anteriores en los campos eléctrico y magnético en las siguientes ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathcal{E} = - \partial \mathcal{B} / \partial t = - \mu_0 \partial \mathcal{K} / \partial t \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \mathcal{K} = - \partial \mathcal{D} / \partial t = - \epsilon_0 n^2 \partial \mathcal{E} / \partial t \quad (1.10)$$

se puede mostrar fácilmente que las diferentes componentes de los campos eléctrico y magnético están relacionadas mediante las siguientes ecuaciones:

$$H_x = - \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (1.11)$$

$$H_z = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (1.12)$$

$$-i \beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i \omega \epsilon_0 K(x) E_y \quad (1.13)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 K(x)} H_y \quad (1.14)$$

$$E_z = \frac{1}{i \omega \epsilon_0 K(x)} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad \text{Modos TM} \quad (1.15)$$

$$i \beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \omega \mu_0 H_y \quad (1.16)$$

En donde $K(x) = n^2(x)$, ϵ_0 y μ_0 son la permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética del vacío. Como puede verse, las primeras tres ecuaciones ((1.11) a la (1.13)), involucran a E_y , H_x y H_z , estos términos son los modos transversales eléctricos (TE), las tres últimas ecuaciones ((1.14) a la (1.16)), involucran a las variables E_x , E_z , y H_y , los cuales son los modos transversales magnéticos (TM). Así, debemos considerar que tanto el campo eléctrico, como el magnético tienen solamente una componente transversal. La propagación de ondas en tal guía de onda planar puede ser así descrita en términos de los modos TE y TM.

1.2.2 Modos TE de una guía de onda planar modo simple.

En ésta y en la sección siguiente desarrollaremos un análisis modal detallado de una guía de onda simétrica planar modo simple. consideremos primero el modo TE: substituyamos H_x y H_z de las siguientes ecuaciones (1.11) y (1.12) en (1.13), obtenemos:

$$d^2 E_y / dx^2 + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.17)$$

en donde:

$$k_0 = \omega (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} = \omega / c \quad (1.18)$$

El cual corresponde al número de onda en el vacío y $c = 1/(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$ es la velocidad de la luz en el vacío.

Hasta el momento, el análisis ha sido válido para un perfil dependiente de x arbitrario.

Supongamos ahora un perfil específico dado por:

$$n(x) = \begin{cases} n_1 & |x| < d/2 \\ n_2 & |x| > d/2 \end{cases} \quad (1.19)$$

Empleando estas ecuaciones resolveremos la ecuación (1.17) sujeta a las condiciones de frontera apropiadas en las discontinuidades, ya que E_y y H_z representan las componentes tangenciales sobre los planos $x = \pm d/2$, deben ser continuas en $x = \pm d/2$ y dado que H_z es proporcional a dE_y/dx en la ecuación (1.12), debemos tener:

$$E_y \text{ y } dE_y/dx \text{ continuas en } x = \pm d/2 \quad (1.20)$$

La condición anterior representa la condición de frontera que tiene que ser satisfecha. Substituyendo $n(x)$ en la ec. (1.17), obtenemos:

$$d^2E_y/dx^2 + [k_0^2 n_1^2 - \beta^2] E_y = 0; \quad |x| < d/2 \text{ película} \quad (1.21)$$

$$d^2E_y/dx^2 + [k_0^2 n_2^2 - \beta^2] E_y = 0; \quad |x| > d/2 \text{ cubierta} \quad (1.22)$$

Para modos guiados requerimos que el campo decaiga en la cubierta (i.e., en la región $|x| > d/2$), tal que la mayoría de la energía asociada con el modo se mantenga dentro de la película. Así tenemos:

$$\beta^2 > k_0^2 n_2^2 \quad (1.23)$$

Además, también debemos tener $\beta^2 < k_0^2 n_1^2$, de otra manera las condiciones de frontera no podrán ser satisfechas en $x = \pm d/2$. Así para modos guiados debemos tener:

$$k_0^2 n_2^2 < \beta^2 < k_0^2 n_1^2 \quad (1.24)$$

Por lo tanto escribimos las ecuaciones (1.21) y (1.22) en la forma siguiente:

$$d^2 E_y / dx^2 + \kappa^2 E_y = 0; \quad |x| < d/2 \text{ película} \quad (1.25)$$

$$d^2 E_y / dx^2 - \gamma^2 E_y = 0; \quad |x| > d/2 \text{ cubierta} \quad (1.26)$$

donde:

$$\kappa^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (1.27)$$

y

$$\gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2 \quad (1.28)$$

La solución de la ecuación (1.23) puede ser escrita en la forma:

$$E_y(x) = A \cos \kappa x + B \sin \kappa x; \quad |x| < d/2 \quad (1.29)$$

donde A y B son constantes. En la región $x > d/2$ y $x < -d/2$ las soluciones son $e^{-\gamma x}$ y si despreciamos la amplificación exponencial, obtendremos:

$$E_y(x) = \begin{cases} C e^{\gamma x}; & x < -d/2 \\ D e^{-\gamma x}; & x > d/2 \end{cases} \quad (1.30)$$

Aplicamos las condiciones de frontera y continuidad de E_y y dE_y/dx (en $x = \pm d/2$), y obtendremos cuatro ecuaciones desde las cuales podemos obtener la ecuación trascendental, la cual determinará los valores permitidos de β . Cuando la distribución del índice de refracción es simétrica alrededor de $x = 0$, i. e., cuando:

$$n^2(-x) = n^2(x) \quad (1.31)$$

$$E_y(-x) = E_y(x) \quad \text{modos simétricos} \quad (1.32)$$

$$E_y(-x) = -E_y(x) \quad \text{modos antisimétricos} \quad (1.33)$$

Para el modo simétrico debemos tener:

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cos kx; & |x| < d/2 & (1.34) \\ C e^{-\gamma|x|}; & |x| > d/2 & (1.35) \end{cases}$$

La continuidad de $E_y(x)$ y de dE_y/dx en $x = \pm d/2$ nos da:

$$A \cos(k d/2) = C e^{-\gamma d/2} \quad (1.36)$$

y

$$-kA \sin(k d/2) = -\gamma C e^{-\gamma d/2} \quad (1.37)$$

respectivamente. Dividiendo (1.37) entre (1.36) y multiplicando por $-d/2$ obtenemos ecuación (1.38):

$$(k d/2) \tan(k d/2) = (\gamma d/2) \quad (1.38)$$

y ya que (1.39):

$$\gamma^2 = \beta^2 - k^2 n_1^2 = k^2(n_1^2 - n_2^2) - k^2 \quad (1.39)$$

podemos escribir (1.40):

$$\gamma d/2 = (V^2/4 - \xi^2)^{1/2} \quad (1.40)$$

donde (1.41):

$$\xi = k d/2 = [k^2 n_1^2 - \beta^2]^{1/2} d/2 \quad (1.41)$$

y la ecuación (1.42):

$$V = k d [n_1^2 - n_2^2]^{1/2} \quad (1.42)$$

donde V es conocida como el parámetro adimensional de guía de onda. Así la ecuación (1.38) puede ser puesta en la forma siguiente:

$$\xi \tan \xi = (V^2/4 - \xi^2)^{1/2} \quad (1.43)$$

Similarmente para el modo antisimétrico tendremos:

$$E_y(x) = \begin{cases} B \sin \alpha x & ; & |x| < d/2 & (1.44) \\ \frac{x}{|x|} D e^{-\gamma |x|} & ; & |x| > d/2 & (1.45) \end{cases}$$

Siguiendo un procedimiento de igual manera obtenemos:

$$-\xi \cot \xi = (V^2/4 - \xi^2)^{1/2} \quad (1.46)$$

Así tenemos:

$$\xi \tan \xi = (V^2/4 - \xi^2)^{1/2} \quad \text{caso simétrico} \quad (1.47)$$

$$-\xi \tan \xi = (V^2/4 - \xi^2)^{1/2} \quad \text{caso antisimétrico} \quad (1.48)$$

En donde:

$$V_0 = V/2 = k_0 d (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / 2 \quad (1.49)$$

1.2.3 Modos TM de una guía de onda planar modo simplex.

En la discusión anterior consideramos los modos TE de la guía de ondas. Un análisis exactamente similar puede ser llevado a cabo para los modos TM que son caracterizados por componentes del campo E_x , E_z y H_y , ver las ecuaciones para los modos TM, si sustituimos para E_x y E_z de las ecuaciones (1.12) y (1.13) en la ecuación (1.14) obtendremos:

$$n^2(x) \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{n^2(x)} \frac{dH_y}{dx} \right] + (k_0 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (1.50)$$

lo que puede ser escrito como:

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} - \left[\frac{1}{n^2(x)} \frac{dn^2}{dx} \right] \frac{dH_y}{dx} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] H_y(x) = 0 \quad (1.51)$$

la ecuación anterior es de una forma un poco diferente de la ecuación satisfecha por E_y para modos TE. A saber de la ecuación (1.17), más sin embargo, para la guía de onda de modo simple mostrada en la figura 1.1. el índice de refracción es constante en cada región y por lo tanto:

$$d^2 H_y / dx^2 + (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) H_y(x) = 0 ; \quad |x| < d/2 \quad (1.52)$$

y

$$d^2 H_y / dx^2 - (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) H_y(x) = 0 ; \quad |x| > d/2 \quad (1.53)$$

Debemos tener cuidado por las condiciones de frontera. Ya que H_y y E_z son componentes tangenciales sobre los planos $x = \pm d/2$, debemos tener que:

$$H_y \text{ y } \frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \text{ continuos en } x = \pm \frac{d}{2} \quad (1.54)$$

Las soluciones de las ecuaciones (1.52) y (1.53) pueden ser escritas inmediatamente. Considerando primero los modos simétricos tenemos:

$$H_y(x) = \begin{cases} A \cos kx & ; \quad |x| < d/2 & (1.55) \\ B e^{-\gamma|x|} & ; \quad |x| > d/2 & (1.56) \end{cases}$$

donde x y y están dados por las ecuaciones (1.27) y (1.28).

Las condiciones de frontera dadas por (1.52) nos dan:

$$A \cos(kd/2) = B e^{-\gamma d/2} \quad (1.57)$$

$$\frac{1}{n_1^2} \left[-A k \sin \frac{kd}{2} \right] = \frac{1}{n_2^2} \left[-B \gamma e^{-\gamma d/2} \right] \quad (1.58)$$

dividiendo las ecuaciones (1.57) y (1.58) obtenemos:

$$k \tan(kd/2) = (n_1^2/n_2^2) \gamma \quad (1.59)$$

la cual puede ser escrita en la forma:

$$\xi \tan \xi = (n_1^2/n_2^2)(V_0^2 - \xi^2)^{1/2} \quad \text{modos TM simétricos} \quad (1.60)$$

una derivación similar nos da:

$$-\xi \cot \xi = (n_1^2/n_2^2)(V_0^2 - \xi^2)^{1/2} \quad \text{modos TM antisimétricos} \quad (1.61)$$

en donde como antes ξ y V_0 están dados por las ecuaciones (1.41) y (1.42).

Las soluciones numéricas de (1.60) y (1.61) se pueden discutir de manera exactamente similar al caso TE con la diferencia de que el lado derecho de las ecuaciones (1.60) y (1.61) ahora representan una elipse cuyo eje mayor (a lo largo de la dirección de n) es de magnitud $(n_1/n_2)V_0$ y cuyo eje menor (a lo largo de la dirección de ξ) es de magnitud V_0 .

1.2.4 Potencia asociada a un modo.

En esta sección discutiremos la potencia asociada con el modo TE. El flujo de potencia está dado por la siguiente ecuación:

$$\langle S \rangle = (1/2) \operatorname{Re} \langle \mathbf{y} \times \mathbf{x}^* \rangle \quad (1.62)$$

Ahora para el modo TE tenemos (ver las ecuaciones de la (1.11) a la (1.13)).

$$\mathbf{y}_y = E_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.63)$$

$$\mathbf{x}_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} \mathbf{y}_y = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.64)$$

y

$$\mathbf{x}_z = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial \mathbf{y}_y}{\partial x} = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{dE_y}{dx} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.65)$$

Empleando las ecuaciones anteriores tenemos:

$$\langle S_y \rangle = 0$$

y

$$\langle S_x \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\gamma_y \alpha_z^*) = 0 \quad (1.66)$$

$$\langle S_z \rangle = -\frac{\beta}{2\omega\mu_0} |E_y| \quad (1.67)$$

No obstante que la expresión anterior es rigurosamente válida sólo para el modo TE en una guía de onda planar, es aproximadamente válida para todas las guías de onda en una débil aproximación de lo guiado.

La potencia asociada con el modo (por unidad de longitud en la dirección y) está dada por:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\omega \mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y|^2 dx \quad (1.68)$$

Consideramos el modo simétrico (ver ecuaciones (1.34) y (1.35), para lo cual:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\omega \mu_0} 2 \left[A^2 \int_0^{d/2} \cos^2 kx dx + C^2 \int_{d/2}^{+\infty} e^{-2\gamma x} dx \right] \quad (1.69)$$

ó:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\omega \mu_0} A^2 \left[\frac{d}{2} + \frac{1}{2k} \operatorname{sen} kd - \frac{C^2}{A^2} \frac{1}{\gamma} e^{-\gamma d} \right] \quad (1.70)$$

Si ahora usamos la ecuación (1.36) para C/A obtenemos:

$$P = \frac{\beta A^2}{4\omega\mu_0} \left\{ d + \frac{2\operatorname{sen}(kd/2)\cos(kd/2)}{k} - \frac{2}{\gamma} [1 - \operatorname{sen}^2(kd/2)] \right\}$$

$$= \frac{\beta A^2}{4\omega\mu_0} \left\{ d + \frac{z}{\gamma} + \frac{2\text{sen}(xd/2)\cos(xd/2)}{\gamma x} [\gamma - x \tan(xd/2)] \right\}$$

$$= \frac{\beta A^2}{4\omega\mu_0} \left(d + \frac{z}{\gamma} \right) \quad (1.71)$$

en donde empleamos la ecuación (1.38).

1.3 Características en las guías de ondas.

Primero consideramos una onda planar incidente en la interfase de dos dieléctricos como se muestran en la figura 1.2 y entonces consideramos $n_2 < n_1$. Obviamente, si el ángulo de incidencia i es más grande que el ángulo crítico ($i_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1)$) entonces (aunque una onda que desaparece existirá en un segundo medio) la onda está sujeta a una reflexión interna total en la interfase. Ahora si tenemos un tercer medio con índice de refracción n_3 (ver figura 1.2(b)) entonces para $i > i_c$, una parte de la energía entrará a través de un túnel de un medio raro y aparecerá en el último medio. Esto es conocido como la reflexión interna total frustrada y el fenómeno es muy similar al túnelo cuántico de una partícula a través de una barrera de energía potencial.

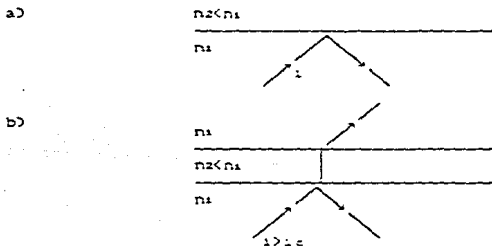


Figura 1.2

- a) Reflexión interna total en la interfase.
b) Reflexión interna total frustrada.

¿Por qué este fenómeno de reflexión interna total frustrada?, la estructura mostrada en la figura 1.3 no puede soportar un modo guía; aunque, si la distancia dz (ver figura 1.3) es grande, entonces si la potencia es colocada dentro del núcleo de la estructura, ésta energía gradualmente saldrá del núcleo. Hablaremos de la disminución de potencia en el núcleo, así como las pérdidas por curvatura.

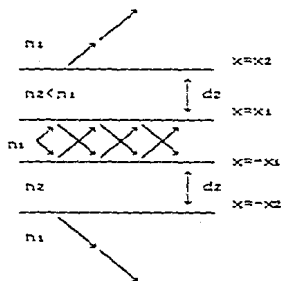


Figura 1.3

Una estructura planar de escape.

1.3.1 Calculando las pérdidas por curvatura en las guías de onda.

Calcular pérdidas por curvatura es una parte de interés en las guías de onda ópticas. Mostraremos que una guía de onda curva es esencialmente una estructura de escape y va más allá de la teoría.

Consideremos una guía de onda planar la cual es doblada a lo largo de un arco de círculo de radio p como se muestra en la figura 1.4. Consideramos la validez de la ecuación de onda escalar:

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 n^2 \psi = 0 \quad (1.72)$$

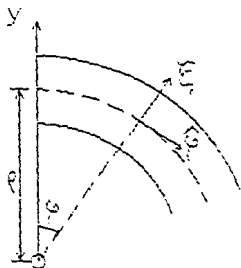


Figura 1.4

El sistema coordinado para una guía de onda plana en curva.

Usaremos un sistema cilíndrico de coordenadas (r, ϕ, z) cuyo origen está en el centro del arco. El índice de refracción depende solamente de r , y asumimos que la guía de onda es de extensión infinita en la dirección de z , pudiésemos olvidar la dependencia de z en los campos. Así consideramos una solución de la forma:

$$v = R(r) e^{-i\beta z} \quad (1.73)$$

y substituyendo en la ecuación 1.72 obtendremos:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dR}{dr} \right] + \left[k_0^2 n^2(r) - \frac{\beta^2 r^2}{r^2} \right] R(r) = 0 \quad (1.74)$$

Obviamente en el límite de $\rho \rightarrow \infty$, β corresponderá a la constante de propagación de la guía recta. Si escribimos:

$$R(r) = (1/r^{1/2}) u(r) \quad (1.75)$$

la ecuación 1.74 llega a ser:

$$d^2u/dr^2 - [k_0^2 R^2(r) - \beta^2] u(r) = 0 \quad (1.76)$$

donde $\xi = r - \rho$

$$K^2(\xi) = n^2(r) + \left\{ \frac{\beta^2}{k_0^2} \left[1 - \frac{\rho^2}{(\rho + \xi)^2} \right] + \frac{1}{4k_0^2(\rho - \xi)^2} \right\} \quad (1.77)$$

La guía de onda está más allá escapándose y pudieramos usar el método matricial para determinar las pérdidas por curvatura. La cantidad $|E_j/E_i|^2$ será muy aguda cercana al quasi-modo y será una función Lorentziana dada por:

$$\left| \frac{E_j}{E_i} \right|^2 \sim \frac{1}{(\beta - \beta_g)^2 + \Gamma^2} \quad (1.78)$$

donde β_g es la constante de propagación del quasi-modo y 2Γ (el cual representa la FWHM de la Lorentziana) representa las pérdidas por escape del modo, i.e. la potencia dentro del núcleo decrecería como $P(\rho) = P(0) e^{-2\Gamma\rho}$. Dado que β^2 también se presenta en la expresión para $K^2(\xi)$.

1.3.1.1 Un perfil nuevo para pequeñas pérdidas por curvatura.

La curvatura en las guías de ondas juega un papel importante en la optimización de espacio del sustrato y la integración de varios dispositivos ópticos integrados sobre un solo chip, y más adelante la reducción de pérdidas por doblamiento es de considerable interés en óptica integrada (Korotky, Marcattili, Vasek y Bosworth, 1985). Daremos aquí un adelanto para el cálculo de pérdidas arbitrarias por pequeños doblamientos.

$$n(x) = \begin{cases} n_1; & -a < x < a \\ n_2 = n_1^2/x; & a < x < d \\ n_2; & x > d \end{cases} \quad (1.80)$$

El índice de refracción en la región $x < -a$ puede ser arbitrario pero menor que n_1 . Para un valor dado del parámetro a , pero ρ más grande que un radio crítico ρ_c , el término a^2/ξ será más grande que el segundo término de la derecha de la ecuación (1.77); por

estará dado por:

$$\psi(x, z) = \int \phi(\beta) \psi_\beta(x) e^{-i\beta z} d\beta \quad (1.83)$$

Con objeto de determinar $\phi(\beta)$, multiplicamos la ecuación (1.82) por $\psi_\beta^*(x)$ e integramos sobre x para obtener:

$$\int \psi_\beta^*(x) \psi_\beta(x) dx = \int d\beta' \phi(\beta') \int dx \psi_\beta^*(x) \psi_{\beta'}(x) \quad (1.84)$$

$$= \int d\beta' \phi(\beta') \delta(\beta - \beta') = \phi(\beta) \quad (1.85)$$

donde hemos hecho uso de la ecuación siguiente:

$$\int_0^\infty \psi_\beta^*(x) \psi_{\beta'}(x) dx = \delta(\beta - \beta') \quad (1.86)$$

nos queda:

$$\phi(\beta) = \int_0^\infty \psi_\beta^*(x) \psi_\beta(x) dx \quad (1.87)$$

donde:

$$\Gamma = \frac{4 \alpha_g \gamma_g}{\beta_g \delta^*} \frac{e^{-2\gamma_g(x_2 - x_1)}}{(1 + \gamma_g x_1)} \quad (1.88)$$

$$\beta_g' = \beta_g + \Delta\beta \quad (1.89)$$

$$\Delta\beta = - \frac{\Gamma \cos^2 - \gamma_g^2}{2 \alpha_g \gamma_g} \quad (1.90)$$

La fracción de potencia $W(z)$ que permanece dentro del núcleo sobre el eje z está aproximadamente dada por:

$$W(z) \approx \left| \int_0^{\infty} \psi^*(x,0) \psi(x,z) dx \right|^2 \quad (1.91)$$

la cual puede ser calculada y nos da (ver solución apéndice E de Optical Electronics):

$$W(z) = e^{-2\Gamma z} \quad (1.92)$$

La ecuación de arriba muestra como la potencia dentro del núcleo gotea dentro de la región III. la ecuación (1.88) nos da una expresión analítica para el coeficiente de atenuación de los "quasi-modos". Esto notaría que como $x_2 \rightarrow \infty$, $\Gamma \rightarrow 0$ y no hay potencia de goteo.

Ahora (ver apéndice E, Optical Electronics) tenemos algo que muestra que:

$$\left| \frac{A}{D} \right|^2 \approx \frac{4\alpha\gamma_3 \Gamma}{\beta_3(1 + \gamma_3 x_1)} \frac{1}{(\beta - \beta_3^2)^2 + \Gamma^2} \quad (1.93)$$

Así, si somos capaces de calcular $|A/D|^2$ como una función de β obtendríamos una serie Lorentziana, cada Lorentziana corresponde a los quasi-modos de la estructura. Por llenado cada pico de una Lorentziana, podemos obtener los valores de β_3 y Γ .

1.4 La fibra óptica y las guías de ondas.

Dado que las frecuencias ópticas son demasiado grandes ($\sim 10^{14}$ Hz), comparadas con las ondas de radio ($\sim 10^8$ Hz) y microondas ($\sim 10^{10}$ Hz), los haces de luz actúan como un portador de onda capaz de enviar información más lejos en comparación a las ondas de radio ó las microondas. Es de esperarse que en un futuro no lejano, la demanda del flujo de la información sea tan alta que solamente una onda de luz, habilite la posibilidad de efectuar dicha operación.

Algunos experimentos preliminares sobre la propagación de

ondas, a atmósfera abierta, pero se llegó a la conclusión que los caprichos de la atmósfera terrestre (lluvia, niebla, etc.) con objeto de tener un eficiente y confiable sistema de comunicaciones, uno requería un medio guía, en el cual las ondas de luz portadoras de la información pudiesen ser transmitidas. Este medio guía es la fibra óptica tan delgada como un cabello delgado y guía el haz de luz de un lugar a otro. En suma, portar una enorme cantidad de información, fibras fabricadas en reciente desarrollo de tecnología están caracterizadas por bajas pérdidas ($\sim 0.2 \text{ dB/km}$), como una consecuencia de la cual la distancia entre dos repetidoras consecutivas, teniéndose que usar para un renovamiento de señales que pueda ser tan distante (cercano a los 250 Km). En un reciente desarrollo del sistema de la fibra óptica ha sido posible enviar 140 Mbit/seg de información a lo largo de 220 Km ligados a una fibra óptica, esto es equivalente a alrededor de 450,000 canales de voces por kilómetro. Resumiendo, en los sistemas de comunicaciones de larga distancia, las fibras ópticas son también usadas en forma masiva por redes de área local de comunicación (LANs). Así como en las redes, ahora comienzan a emplearse en el alambrado de líneas telefónicas, televisores, computadoras o robots en oficinas y ciudades.

1.4.1 La fibra óptica.

La figura 1.6(a) muestra una fibra de vidrio que consiste de un núcleo central (cilíndrico) cubierto por un material de índice de refracción ligeramente menor que el del núcleo. La distribución correspondiente del índice de refracción se muestra en la figura 1.6(b) y está dada por :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 ; & r < a \\ n_2 ; & r > a \end{cases} \quad (1.94)$$

Para un haz que entra en la fibra, si el ángulo de incidencia (en la interfaz núcleo - cubierta) ϕ es mayor que el ángulo crítico ϕ_c ($= \text{sen}^{-1}(n_2/n_1)$) entonces el haz sufrirá una

reflexión interna total en esa interfaz. Luego, la simetría cilíndrica de la estructura de la fibra, el haz sufrirá reflexión interna total en la interfaz más baja y por lo tanto será guiado a través del núcleo mediante reflexiones internas totales repetidas.

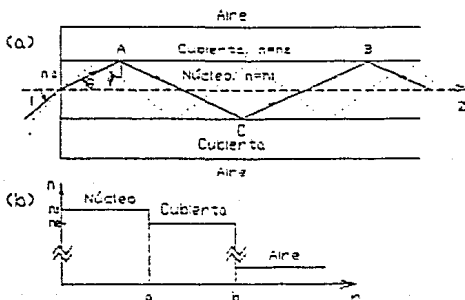


Figura 1.6

Una fibra óptica la cual consiste de un núcleo cilíndrico, cubierta por un material con un índice de refracción menor. En el cual los rayos entran y se desfasan.

Fue necesario usar una fibra cubierta (como la mostrada en la figura 1.6) en lugar de una fibra desnuda debido al hecho que para la transmisión de la luz de un lugar a otro, la fibra debe estar sujeta, y las estructuras de sujeción pueden distorsionar considerablemente la fibra y por lo tanto afectar grandemente la conducción de la luz. Esto puede evitarse escogiendo una cubierta suficientemente gruesa.

Además, en un paquete de fibras, en ausencia de cubiertas, las luz puede "escurrir" de una fibra a otra.

1.4.2 La apertura numérica (NA).

Regresando a la figura 1.6(a) y considerando un haz incidente sobre la fibra, formando un ángulo i con el eje z de la fibra. El

haz refractado hace un ángulo θ con el mismo eje. Suponiendo que el medio exterior con un índice de refracción n_0 (el cual para la mayoría de los casos prácticos es igual a la unidad), obtenemos:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } \theta} = \frac{n_1}{n_0} \quad (1.95)$$

Obviamente si el haz tiene que sufrir refracción interna total en la interfaz núcleo - cubierta, es:

$$\text{sen } \phi (= \cos \theta) > n_2/n_1$$

Así:

$$\text{sen } \theta < [1 - (n_2/n_1)^2]^{1/2}$$

y debemos tener:

$$\text{sen } i < (n_1/n_2)[1 - (n_2/n_1)^2]^{1/2} = (n_1^2 - n_2^2/n_0^2)^{1/2}$$

si $(n_1^2 - n_2^2) \geq n_0^2$ entonces para todos los valores de i ocurrirá reflexión interna total. Suponiendo $n_0 = 1$, el valor máximo de $\text{sen } i$ para un haz ha de ser guiado está dado por:

$$\text{sen } i_m = \begin{cases} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} & \text{cuando } n_1^2 < n_2^2 + 1 \\ 1 & \text{cuando } n_1^2 > n_2^2 + 1 \end{cases} \quad (1.96)$$

Así, si un cono de luz está incidiendo en uno de los extremos de la fibra será guiado este, dado que el semiángulo del cono es menor que i_m . Este ángulo es una medida de la potencia luminosa recogida por la fibra y como tal, se define la apertura numérica (NA) de la fibra por la ecuación siguiente:

$$NA = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = n_1 (\Delta)^{1/2} \quad (1.97)$$

donde:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1.98)$$

y en el último paso hemos supuesto que $n_1 \approx n_2$, que es el caso para todas las fibras ópticas prácticas.

1.4.3 Dispersión de pulsos en fibras.

Como se observó en la figura 1.6, la forma más fácil que tiene una fibra óptica, es que consiste de una estructura cilíndrica delgada de vidrio transparente con un índice de refracción uniforme n_1 , cubierta de otro material y que también cuenta con un índice de refracción uniforme pero ligeramente menor " n_2 ". Debido a la discontinuidad del perfil de la distribución del índice en la interfase del núcleo-cubierta, estas fibras son llamadas fibras de índice de paso.

En sistemas de comunicación digital, la información a enviarse, primero es codificada en forma de pulsos y luego estos pulsos de luz son transmitidos desde el transmisor al receptor donde la información es decodificada. El ancho es el número de pulsos que pueden ser enviados por unidad de tiempo y ser interpretados en el extremo receptor, el ancho es la capacidad de transmisión del sistema. Un pulso de luz enviado dentro de la fibra aumenta en tiempo cuando se propaga en la fibra; este fenómeno es conocido como "dispersión del pulso" y sucede debido a los diferentes tiempos tomados por diferentes haces para propagarse a través de la fibra; por ejemplo, en la fibra mostrada en la figura 1.6 los haces que hacen ángulos mayores con el eje tienen que recorrer un camino óptico mayor tomando un mayor tiempo para alcanzar el extremo de salida. Consecuentemente el pulso se ensancha a medida que se propaga en la fibra (ver fig 1.7). Luego, aun cuando dos pulsos puedan ser enviados en un extremo, debido al ensanchamiento que sufren los pulsos, estos se traslapan, por lo cual existe interferencia en el otro extremo, por lo que los pulsos de salida no serán legibles, ninguna información puede ser recuperada. Por lo que entre más reducida sea la dispersión del pulso, más grande será la capacidad portadora de información del sistema.

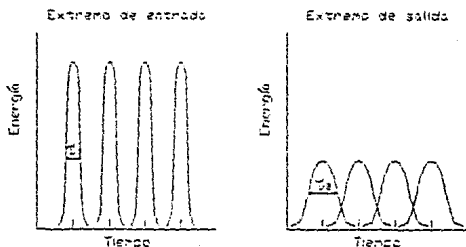


Figura 1.7

Serie de pulsos de ancho τ_1 . Si la amplitud de los pulsos es grande, entonces los pulsos adyacentes se traslaparán a la salida y ello tiene como consecuencia que no sea legible la información.

En seguida calcularemos la cantidad de dispersión en una fibra monomodo, refiriéndonos a la figura 1.6, para un haz que realiza un ángulo θ con el eje, la distancia AB es recorrida en un tiempo:

$$t = \frac{AC + CB}{c/n_1} = \frac{n_1 (AB)}{c \cos \theta}$$

donde c/n_1 representa la velocidad de la luz en un medio con un índice de refracción n_1 , c siendo la velocidad de la luz en el vacío. Ya que las trayectorias de los haces se repetirán, el tiempo tomado por un haz para recorrer la distancia L de la fibra será:

$$t = n_1 L / c \cos \theta \quad (1.99)$$

La expresión anterior muestra que el tiempo tomado por un haz es una función del ángulo θ hecho por el haz con el eje z que lleva a la dispersión del pulso. Si suponemos que todos los haces entre 0 y θ_c están presentes, entonces el tiempo tomado por los haces que corresponden respectivamente a $\theta=0$ y $\theta = \theta_c = \cos^{-1}(n_2/n_1)$ será dado por:

$$t_{\max} = n_1 L / c \quad (1.100)$$

$$t_{\min} = L n_1^2 / c n_2 \quad (1.101)$$

De aquí, si todos los haces que entran fueran excitados simultáneamente, los haces consumirían un intervalo de tiempo en el extremo de salida con una duración:

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \quad (1.102)$$

1.4.4 Fibras de índice graduado multimodo.

A diferencia de un núcleo de índice de refracción uniforme, en un índice de refracción graduado, el núcleo decrece en forma parabólica, a partir del centro del núcleo a la interfase del núcleo-cubierta (ver figura 1.8). Debido al decremento gradual en el índice de refracción a medida que uno se aleja del centro del núcleo, un haz que entra en la fibra, continuamente es curvado hacia el eje de la fibra (ver figura 1.8(b)). Esto se explica de

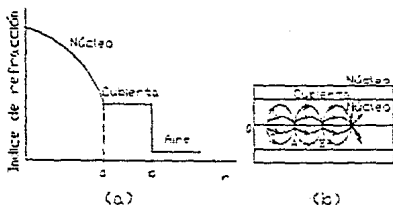


Figura 1.8

- (a) Un decremento parabólico en un índice de refracción desde un máximo en el centro del núcleo hasta un valor constante en la cubierta.
 (b) Típicos caminos de los rayos meridionales en una fibra de índice parabólico.

la ley de Snell, ya que como los haces tienden a alejarse del eje, continuamente encuentran un medio de índice de refracción menor y por tanto se curvan alejándose de la normal al eje de la fibra.

i.e., se aproximan hacia el eje de la fibra. Dicha fibra de índice graduado reduce el tiempo de tránsito de los haces recorriendo oblicuamente su trayectoria, proveyendo una velocidad mayor (debido a un menor índice de refracción) la cual compensa parcialmente la longitud relativamente grande del camino óptico que el haz tiene que recorrer. La dispersión debida a las diferencias en el tiempo de tránsito de los diferentes haces en tal fibra se puede mostrar a ser extremadamente baja, del orden de 0.05 ns/Km. que es casi 1000 veces mejor que una fibra equivalente de modo simple. Por tanto tales fibras perfiladas de índice de refracción graduado podrían proveer una capacidad portadora de información extremadamente grande.

1.4.5 Fibras de modo único

En la discusión anterior consideramos la propagación de la luz en el interior de la fibra como una multitud de haces rebotando hacia adelante y hacia atrás en la interfaz núcleo cubierta. Tales fibras que permiten un gran número de trayectorias de haces ópticos guiadas son conocidas como fibras de modo múltiple. Sin embargo, se puede mostrar que si el diámetro de la fibra encoge o si la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y de la cubierta decrece, el número de posibles caminos para la conducción de ondas se reduce. Podemos recordar que mientras consideramos guías de ondas planares, mostramos explícitamente que los resultados obtenidos resolviendo las ecuaciones de Maxwell podían ser interpretados suponiendo que los haces podían propagarse en ángulos discretos específicos a partir del eje z. Cada ángulo discreto corresponde a un modo específico de la guía de onda (ver sección 1.2):

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} a n_1 (2\Delta)^{1/2} \quad (1.103)$$

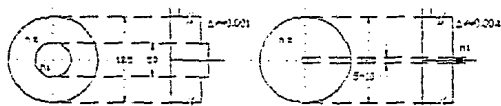
es menor que 2.4048 entonces solo un modo guiado (implicando que sólo hay un valor de θ) es posible y la fibra es conocida como una fibra de modo único. Las fibras de modo único en la práctica

tienen una Δ variando desde 0.2 % a 0.5 % y los diámetros típicos del núcleo en el rango de 10 - 5 μm .

Ahora, puesto que sólo es posible un único camino para el haz en una fibra de modo único, la dispersión, que es causada por las diferencias de las velocidades en los diferentes haces en una fibra multimodo, estarán completamente ausentes y por tanto la capacidad de transmisión de información de tal fibra de modo único deberá ser mucho mayor que la de una fibra multimodo. Sin embargo, igualmente en la ausencia de esta fuente de dispersión temporal, la dispersión en una fibra de modo único es todavía limitada debido a que son conocidas como dispersiones del material y de la guía de onda. Típicamente en una fibra de modo único la dispersión es del orden de pocos picosegundos por kilómetro y de esta manera fibras de modo único obviamente son más convenientes para usos en los cuales hay un número mayor de información.

La figura 1.9 muestra dimensiones típicas y perfiles de índices de refracción de diferentes tipos de fibras ópticas que han sido y están siendo usadas en sistemas de comunicación ópticos.

(a) Modo múltiple de índice de paso (b) Modo simple (índice de paso graduado)



(c) Modo múltiple (refracción en el cono) (d) Modo simple (refracción múltiple)

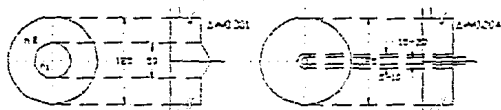


Figura 1.9

Dimensiones típicas y perfiles de los índices de refracción de los diferentes tipos de fibras ópticas.

1.4.6 Ecuación escalar de onda y modos de una fibra.

Se puede mostrar que para un medio no homogéneo el campo eléctrico \mathcal{E} satisface la ecuación:

$$\nabla^2 \mathcal{E} + \nabla \left(\frac{\nabla n^2}{n^2} \cdot \mathcal{E} \right) - \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.104)$$

y una ecuación similar para el campo magnético \mathcal{H} . La ecuación anterior nos dice que las diferentes componentes del campo eléctrico están ligadas.

Ahora, para un medio homogéneo infinitamente extenso, el segundo término del lado izquierdo de la igualdad es cero, cada componente cartesiana del campo eléctrico en todas partes satisface la ecuación escalar de onda:

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \epsilon_0 \mu_0 n^2 (\partial^2 \mathcal{E} / \partial t^2) \quad (1.105)$$

La solución de la ecuación anterior puede ser escrita en forma de ondas planas y usando las ecuaciones de Maxwell fácilmente se puede mostrar que las ondas son transversales (ver Introduction to Microwave Theory). Para un medio teniendo homogeneidad débil (i.e., la variación de n es pequeña en una región $\sim \lambda$) el segundo término del lado izquierdo de la ecuación (1.104) puede ser supuestamente despreciable y las ondas pueden suponerse casi transversales con respecto a la componente transversal del campo eléctrico satisfaciendo la ecuación (1.105). La ecuación anterior, se obtiene después de haber despreciado el término dependiente de ∇n^2 en la ecuación (1.104). Esta es conocida como la ecuación escalar de onda y en esta aproximación los modos han sido supuestos a ser casi transversales y pueden tener un estado de polarización arbitrario. Así los dos conjuntos independientes de modos pueden ser supuestos a ser polarizados en x y polarizados en y , y en la aproximación escalar tienen las mismas constantes de propagación. Estos modos linealmente polarizados son usualmente conocidos como modos LP, y son

transversales y las constantes de propagación de los modos TE y TM son casi iguales.

Para n^2 que depende sólo de las coordenadas transversales (r, ϕ) , podemos escribir:

$$\psi(r, \phi, z, t) = \psi(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.105)$$

donde ω es la frecuencia angular y β es conocida como la constante de propagación. La ecuación anterior representa los modos del sistema. Substituyendo en la ecuación (1.105) obtenemos rápidamente:

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi = \left[\frac{\omega^2}{c^2} n^2(r, \phi) - \beta^2 \right] \psi = 0 \quad (1.107)$$

En las fibras más prácticas n^2 depende solamente de la coordenada cilíndrica r y por tanto es conveniente usar el sistema de coordenadas cilíndricas para obtener:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + [k_0^2 n^2(r) - \beta^2] \psi = 0 \quad (1.108)$$

donde:

$$k_0 = \omega / c = 2\pi / \lambda_0 \quad (1.109)$$

k_0 es el número de onda en el espacio libre. Ya que el medio tiene simetría cilíndrica podemos resolver la ecuación (1.108) por el método de separación de variables:

$$\psi(r, \phi) = R(r) \Phi(\phi) \quad (1.110)$$

substituyendo y dividiendo entre ψ , obtenemos:

$$\frac{r^2}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + r^2 n^2(r) k_0^2 - \beta^2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -l^2 \quad (1.111)$$

donde l es una constante. La dependencia de ϕ será de la forma $\cos l\phi$ o $\sin l\phi$ y para la función de valor único (i.e., $\psi(\phi + 2\pi) = \psi(\phi)$) debemos tener:

$$l = 0, 1, 2, \dots, \text{etc} \quad (1.112)$$

(Valores negativos de l corresponden a la misma distribución de campo). Ya que para cada valor de l , pueden haber dos estados independientes de polarización; modos con $l \geq 1$ son modos degenerados de cuatro "pliegues"; modos con $l = 0$ son ϕ independientes y tienen degeneración de dos pliegues. La parte radial de la ecuación nos da:

$$r^2 \left(\frac{d^2 R}{dr^2} - r \frac{dR}{dr} - (n^2(r)k_0^2 - \beta^2)r^2 - l^2 \right) R = 0 \quad (1.113)$$

Podemos hacer algunos comentarios generales acerca de la solución de la ecuación (1.113) para un perfil simétrico arbitrariamente cilíndrico teniendo un índice de refracción que decrece monótonicamente desde un valor n_1 del eje a un valor constante n_2 hasta la interfaz núcleo-cubierta $r = a$.

Las soluciones de la ecuación (1.113) pueden ser divididas en dos distintas clases:

$$a) \quad k_0^2 n_1^2 > \beta^2 > k_0^2 n_2^2 \quad (1.114)$$

Para β^2 estando en el rango anterior, los campos $R(r)$ están oscilatoriamente en el núcleo y decaen en la cubierta y β^2 toma sólo valores discretos; estos son conocidos como los "modos guiados" del sistema. Para un valor dado de l , habrán varios "modos guiados" que son denotados modos LP $_m$ ($m = 1, 2, 3, \dots$); LP representa o significa linealmente polarizados. Además, puesto los modos son soluciones de la ecuación escalar de onda, puede suponerse que satisfacen la condición de ortonormalidad siguiente:

$$\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \psi_{lm}^*(r, \phi) \psi_{l'm'}(r, \phi) r dr d\phi = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (1.115)$$

$$b) \quad \beta^2 < k_0^2 n_2^2 \quad (1.116)$$

Para tales valores de β , los campos son igualmente oscilatorios en la cubierta y β puede tomar un continuo de valores. Estos son conocidos como los "modos de radiación".

Los modos guiados y de radiación forman un conjunto completo de modos en el sentido que una distribución arbitraria de campo puede ser extendida en términos de estos modos, i.e..

$$\psi(x, y, z) = \sum_v a_v \psi(x, y) e^{-i\beta_v z} + \int a(\beta) \psi(\beta, x, y) e^{-i\beta z} d\beta \quad (1.117)$$

donde el primer término representa una suma de modos discretos y el segundo término una integral de los modos continuos. La cantidad $|a_v|^2$ es proporcional a la potencia portada por el modo v^{th} ésimo, las constantes a_v pueden ser determinadas conociendo el campo de incidente en $z = 0$ y usando la "condición de ortonormalidad".

El cálculo de las distribuciones modales de campo y las correspondientes constantes de propagación (β) son de importancia extrema en el estudio de las guías de onda. Por ejemplo, conociendo la dependencia de la frecuencia de la constante de propagación (β) se puede calcular el ensanchamiento temporal de un pulso lo que determina la capacidad de portar información. El conocimiento de la distribución modal de campo es esencial para el cálculo de eficiencias de excitación, pérdidas de acoplamiento en uniones y en el desarrollo de nuevos dispositivos de fibra óptica como lo son los acopladores direccionales, etc. Ahora presentaremos un análisis modal para distribuciones de modo sencillo e índice de refracción parabólico.

1.4.7 Análisis modal para una fibra de modo simple.

En esta sección obtendremos los campos modales y sus correspondientes constantes de propagación para una fibra modo simple para la cual la variación del índice de refracción está dada por la ecuación (1.1). Para tal fibra es posible obtener soluciones rigurosas de las ecuaciones vectoriales. Sin embargo, las fibras más prácticamente usadas en comunicaciones son las llamadas guiadas débilmente i.e., la diferencia relativa de índices de refracción $(n_1 - n_2) / n_1 \ll 1$ y en tal caso la parte radial de la componente transversal del campo eléctrico satisface la ecuación siguiente (ver ecuación 1.113):

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} - ((n^2(r)k_0^2 - \beta^2)r^2 - 1) R = 0 \quad (1.118)$$

y el campo completo transversal está dado por:

$$w(r, \phi, z, t) = R(r) e^{i(\omega t - \beta z)} \begin{cases} \cos l\phi \\ \sin l\phi \end{cases} \quad (1.119)$$

si sustituimos en la ecuación (1.116) por $n^2(r)$ tenemos:

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} - r \frac{dR}{dr} - (U^2 \frac{r^2}{a^2} - 1) R = 0 ; r < a \quad (1.120)$$

y

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} - (W^2 \frac{r^2}{a^2} - 1) R = 0 ; r > a \quad (1.121)$$

donde:

$$U = a (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (1.122)$$

$$W = a (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2} \quad (1.123)$$

y el parámetro de guía de onda normalizado V está definido por

$$V = (U^2 + W^2)^{1/2} = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.124)$$

Los modos guiados corresponden a $n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2$ y por lo tanto para modos guiados ambos U y W son reales.

1.5 Tipos de conductores.

La silica esta caracterizada por un alto módulo de Young y tiene un rango muy elástico. Tomando en cuenta que la sección transversal del cable de la fibra es generalmente pequeño, tal que su contribución sobre toda la tensión del cable es mínima, en lugar de un módulo alto. Esto va más allá de lo usual que incorporar elementos de altos módulos como miembros de tensión.

En cables convencionales con conductores de cobre, los conductores actúan, como miembros de tensión y pudieran ser forzados a algunos porcentajes de tensión durante una carga extrema. Todos los elementos de cables se acomodan por una deformación plástica. Por que las fibras opticas están sujetas a una fatiga estática, como es esencial que todos los elementos del cable sean usados dentro del rango elástico permita cualquier tipo de elongación elástica, la cual en forma dramática acortaría la vida de la fibra. Tenemos que los miembros a la tensión tendrían lo siguiente:

- 1.- Alto módulo de Young.
- 2.- Una gran tensión que produzca la máxima tensión sobre el cable.
- 3.- Bajo peso por unidad de longitud.
- 4.- Flexibilidad.

Otras propiedades pudieran ser relevantes, incluyendo estabilidad de propiedades sobre un amplio rango de temperatura, alto módulo de compresión, y baja conductividad. Los últimos cinco tipos de materiales que han sido considerados en la construcción de miembros de tensión son:

- 1.- Alambres de acero.

2. - Monofilamentos de plástico.
3. - Fibras textiles.
4. - Fibras de vidrio.
5. - Fibras de carbono.

De los cinco tipos mencionados, su costo es muy alto en longitudes largas, aun en relación con las más exóticas fibras ópticas. Aunque los monofilamentos de plástico alineados fuerón ampliamente usados en los primeros días, las dificultades con el desarrollo de altos rangos de temperatura limitarán sus aplicaciones. Hablaremos de tres tipos de miembros de tensión.

1.5.1 Alambres de acero.

El acero presenta dos desventajas potenciales como el esfuerzo a la tensión para cables ópticos.

- 1.- Este no puede ser usado en aplicaciones donde la naturaleza dieléctrica de las guías de ondas serán totalmente probadas para asegurar la no conductividad del cable.
- 2.- Este es de alta gravedad especifica lo cual incrementa substancialmente el peso del cable.

1.5.2 Fibras textiles.

La industria constructora del cable convencional, ha hecho uso del hilado y tejido de muchos filamentos de fibras de diferentes materiales. Normalmente, estos filamentos son cercanos a 10 μm de diámetro. Las moléculas del filamento pueden ser altamente orientadas durante la manufactura para dar altos módulos de elasticidad longitudinal y de tensión.

Una notable excepcion es Kevlar, un poliéster aromático desarrollado por Dupont. Este existe en dos formas, pero este es de un módulo de tensión alta, Kevlar 49, que es el cable optico mas interesante. Básicamente, Kevlar 49 es producido como un

filamento de $12\mu\text{m}$ con una gravedad específica cercana al 1.45, un coeficiente de tensión mayor a 2.7 GN/m^2 . Kevlar es un muy atractivo miembro de tensión. Estas propiedades son marcadamente uniformes sobre un amplio rango de temperatura y este presenta solamente, un coeficiente negativo de expansión. La principal desventaja del Kevlar, es el bajo índice de compresión, el cual es del orden de 3 veces la magnitud que este modulo de tensión es totalmente despreciable cuando este es usado en forma de hilo. Esto nos permite mencionar que el Kevlar provee excelente flexibilidad de cable.

1.5.3 Plástico de vidrio reforzado.

Muchos tipos de miembros de tensión basados en vidrio existen. La cantidad correspondiente de vidrio dentro de cada estructura varía considerablemente. El módulo de tensión de plástico de vidrio reforzado es grandemente determinado por el tipo de vidrio usado para reforzamiento y el factor del llenado del vidrio. vidrio-S, con un módulo de tensión de 72 GN/m^2 , y vidrio-E, con un módulo de 78 GN/m^2 , son los tipos más comunes de vidrio usado. Miembros de vidrio-S tienen el coeficiente más bajo de expansión térmica, pero muchos vidrios están debajo del coeficiente para acero.

1.6 Características de las fibras ópticas.

- a) Bajas pérdidas y amplio ancho de banda.
- b) Tamaño y radio de curvatura pequeño.
- c) No conductor, no radiactivo y no inductivo.
- d) Peso ligero.

1.6.1 Medidas de pérdidas de transmisión.

Las pérdidas por absorción y mecanismos de dispersión contribuyen a las pérdidas de transmisión de una fibra óptica. Datos obtenidos de estas mediciones serían usados para un diseño de diagnóstico de problemas en el proceso de fabricación y

comprobar las características de la fibra. Por otro lado, un Ingeniero cuyo trabajo es el diseño de un sistema de fibra óptica está interesado en obtener datos relativos a las pérdidas totales de transmisión de una fibra.

1.6.2 Medición de pérdidas por absorción y dispersión.

Cuando un espectro de medición de pérdidas de transmisión de una fibra que no entrega suficiente información a un diseñador de fibras, independientemente de que las mediciones de pérdidas por absorción y dispersión estén también hechas.

Medir las pérdidas por dispersión de una fibra, la dispersión de luz de una longitud corta de una fibra es reunida y comparada con la luz que viaja en el núcleo de la fibra como se muestra en la figura 1.10.

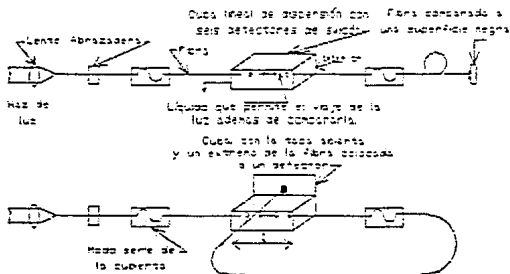


Figura 1.10

Método para determinar las pérdidas en las fibras ópticas.

1.7 Construcción de las fibras ópticas.

Las fibras han sido fabricadas por diferentes técnicas. Aquí se describe un método del doble crisol: En una vasija que está

añadiendose a los crisoles, haciendo lo posible por obtener largas longitudes continuas de fibra.

1.7.1.1 Silica dopada depositada.

El proceso de fabricación de mayor uso empleado, involucra la construcción de la fibra preformada por depositación de vapor de los constituyentes del vidrio. Este proceso es llamado silica dopada depositada (Doped Deposited Silica: DDS), depositación de vapor químico (Chemical Vapor Deposition: CVD), ó oxidación de fase de vapor (Vapor Phase Oxidation: VPO). Silica pura es usada como una base y pequeñas cantidades de dopantes (como son GeO_2 , B_2O_3 y P_2O_5) son añadidos para producir pequeños cambios en el índice de refracción que es requerido. La preforma resultante tiene la variación deseada del índice de refracción, pero esta área del corte seccional es muchas veces el fin de la fibra. Una preforma representativa tiene un metro de longitud y dos cms. de diámetro. Este diámetro es 160 veces más que una fibra que tiene $125 \mu m$ del diámetro de la cubierta. Fibras continuas de algunos kilómetros pueden ser alargadas a este tamaño. Describiremos tres procesos DDS: Depositación externa, depositación axial y depositación interna.

1.7.1.2 Depositación externa.

La depositación externa por flaneo de hidrólisis, como se muestra en la figura 1.12, corresponde a cómo la depositación de vapor químico externo (CDV externo), vapor fase de oxidación externo (Outside Vapor Phase Oxidation: OVPO), depositación de vapor externo (Outside Vapor Deposition: OVP), y probablemente otros nombres. El material vaporizado es oxidado en una llama. La lámpara se mueve lateralmente, depositando las partículas de vidrio sobre un anuelo que rota que también es conocido como mandril. Las formas de depositación de polvo u óxido sobre el mandril, después que la depositación ha sido completada, el material es sintetizado y el anuelo es removido. El tubo resultante es entonces térmicamente condensado (por calor a

temperaturas suficientemente altas para suavizarlo), creando una preforma sólida.

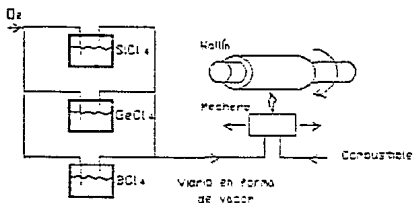


Figura 1.12

Deposición externa de vapor químico.

1.7.1.3 Deposición axial.

Deposición axial está ilustrada en la figura 1.13. Este proceso, conocido como deposición de vapor axial (AVD) o deposición axial de vapor (VAD), es otra forma de deposición externa. En este caso, la deposición ocurre al final del anzuelo que rota, el cual está construyendo la preforma. En una preforma muy larga, el núcleo puede ser construido de esta manera. La cubierta puede ser depositada sobre el núcleo, por hidrólisis de flama. De otra forma, una cubierta de fibra puede ser construida insertando la preforma del núcleo dentro del tubo de vidrio con un índice menor de refracción y tomando la fibra del tubo. Esto es la configuración vástago en tubo.

El proceso VAD produce fibras GRIN y SI. Las fibras GRIN resultan cuando la densidad de partículas varían durante los gradientes de temperatura en el plano perpendicular al eje del núcleo.

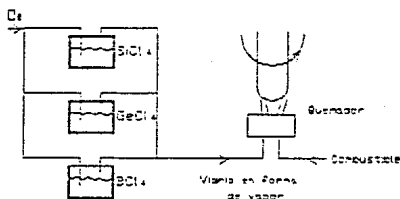


Figura 1.13

Deposición de vapor axial.

1.7.1.4 Deposición Interna.

La deposición interna es ilustrada en la figura 1.14. Esta es llamada deposición interna de vapor químico (interna CDV), deposición de vapor modificado químico (MCVD), y deposición interior de vapor (IVD). En este proceso, los vapores químicos están depositados sobre la parte interior del tubo de vidrio que esta rotando en un vidrio. Una flama de óxido de hidrógeno que se mueve lo largo del tubo, fundiendo el material depositado para formar una película de vidrio transparente. Se tiene que cubierta sobre cubierta está depositada, como la flama repetidamente atraviesa la longitud del tubo. Típicamente, de 30 a 100 cubiertas son depositadas. Por el cambio de concentración de dopantes, el índice de refracción puede ser cambiado de cubierta a cubierta, creando un perfil de índice múltiple. Un control muy fino del perfil puede ser obtenido por esta técnica.

La deposición es completada ante el cierre del tubo. El tubo es termicamente colapsado dentro de una sólida preforma antes que la fibra sea alargada.

Rangos de incrementos en la fabricación pueden ser obtenidos por el mejoramiento del proceso plasma MCDV (PCVD), mostrado en la figura 1.14. El plasma, que en una región de gases eléctricamente ionizados por el calor, incrementa la reacción química dentro del tubo. El proceso de depositación es más rápido que con el convencional MCDV.

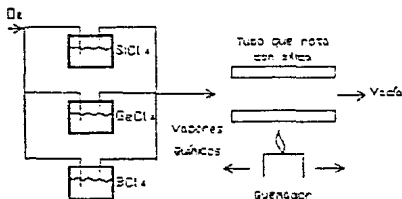


Figura 1.14

Deposición de vapor químico modificado.

1.7.1.5 Alargamiento de la fibra.

Las preformas son dibujadas dentro de las fibras por estructuras como las mostradas en la figura 1.15. La preforma es atacada a una alimentación de precisión que mueve esto dentro del horno en la velocidad apropiada. El proceso de alargamiento está diseñado para producir fibras con una pequeña variante en el diámetro como sea posible. Esto minimiza la atenuación en la fibra y mejorará la tensión, para un control preciso del diámetro, es también necesario, que para construir fibras compatibles con la precisión del conector, diseñado para bajas pérdidas de conexión. Durante el estiramiento, el diámetro es continuamente monitoreado por un dispositivo exacto, tal como un micrómetro laser.

Como se muestra en la figura 1.15, una cubierta primaria es aplicada a la fibra inmediatamente después que esta ha sido estirada y medida. La cubierta es un amortiguador necesario para proteger a la fibra de la humedad y corrosión. Cubiertas apropiadas de materiales son Kynar, epóxica, silicón RTV, y resina UV como remedio.

Por razones económicas, un rápido estiramiento es deseable. Un rango de 1 m/s es moderadamente rápido. Incrementos en la velocidad son posibles con torres especiales de estiramiento.

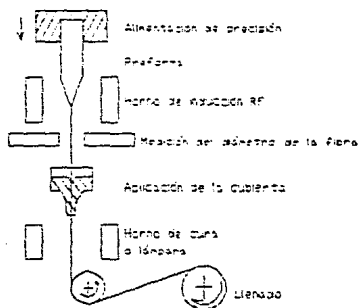


Figura 1.15

Sistema de cobertura y alargamiento de la fibra óptica.

1.7.1.6 Cubierta de sílica plástica.

Las fibras de PCS pueden ser hechas para alargar una preforma de sílica pura, en la manera mostrada en la figura 1.15. La aplicación de la cubierta mostrada en la figura anterior, contiene el material plástico de la cubierta.

CAPITULO 2

FISICA DEL LASER Y TIPOS

2.1 Introducción.

LASER es un acrónimo de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" cuyo nombre en español es: Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación.

Albert Einstein en 1917, fué quien predijo la existencia de dos formas en el comportamiento de la radiación del átomo, el cual puede emitir radiación de dos formas, las cuales le dió el nombre de emisión espontánea y emisión estimulada.

Este hecho (fenómeno de radiación) fué desarrollado por Townes y Schawlow por los E.U.A., Basov y Prochorov por la U.R.S.S., finalmente en 1960 Maiman desarrolló el primer sistema laser, desde entonces se han producido con gases, líquidos, sólidos, electrones libres, semiconductores, y otros.

El laser está compuesto en forma básica de tres componentes, los cuales son; el medio amplificador, la cavidad resonante y la fuente. El medio amplificador consiste de átomos, los iones o moléculas, las cuales actúan como un medio amplificador para las ondas de luz. Bajo condiciones normales el número de átomos que se encuentran en un estado de energía menor, es siempre mayor que el número de átomos en el estado excitado de energía, al suceder esto la onda simplemente se atenúa, debido a que habrá una mayor absorción de átomos que emisión de estos. Para poder realizar la amplificación es necesario contar con una inversión de población (entre dos estados atómicos) y esto sólo es posible si existe un mayor número de átomos en el nivel más alto de energía, esto comparándolo con un nivel de energía menor. Por lo tanto si una onda pasa a través de un medio, el cual cuenta con inversión de población, la onda tendrá un mayor número de emisiones que de absorciones, entonces la onda será amplificada. La fuente, como su

nombre lo indica, es la encargada de mantener la inversión de población. La cavidad resonante se encarga de realizar la retroalimentación óptica al amplificador, siendo su trabajo actuar como una fuente de radiación.

2.2 Los coeficientes de Einstein.

Consideremos un sistema en el cual sólo contamos con dos niveles de energía como se muestra en la figura 2.1:

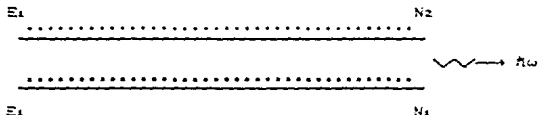


Figura 2.1

Dos estados de un átomo con energías E_1 y E_2 .

(a) Si la radiación en una frecuencia correspondiente a la diferencia de energías ($E_2 - E_1$), cae en el sistema atómico:

$$r_{12} = B_{12} u(\omega) N_2 \quad (2.1)$$

donde B_{12} es una constante de proporcionalidad y depende de los niveles de energía de E_1 y E_2 . $u(\omega)$ tiene las unidades de densidad de energía por intervalo de frecuencia.

(b) Para un proceso inverso la desexcitación del átomo de E_2 a E_1 , Einstein postuló que un átomo puede realizar una transición de E_2 a E_1 a través de dos distintos procesos, la emisión estimulada y la emisión espontánea. En el caso de emisión estimulada la radiación incide en el átomo estimulándolo a emitir radiación y la razón de transición a un nivel de energía menor es proporcional a la densidad de energía de radiación en la frecuencia ω . El número de emisiones estimuladas por unidad de tiempo por unidad de volumen será:

$$\Gamma_{21} = B_{21} u(\omega) N_2 \quad (2.2)$$

donde B_{21} es el coeficiente de proporcionalidad y depende sobre los niveles de energía.

(c) Un átomo, el cual está en un nivel más alto de energía puede realizar una emisión espontánea; este rango será proporcional a N_2 , tenemos solamente que para el número de átomos que realizan emisiones espontáneas por unidad de tiempo por unidad de volumen es:

$$U_{21} = A_{21} N_2 \quad (2.3)$$

de aquí el equilibrio térmico:

$$N_1 B_{12} u(\omega) = N_2 A_{21} + N_1 B_{21} u(\omega) \quad (2.4)$$

despejando tenemos:

$$u(\omega) = \frac{A_{21}}{(N_1/N_2)B_{12} - B_{21}} \quad (2.5)$$

Empleando la ley de Boltzmann, el equilibrio de las poblaciones de los niveles 1 y 2 a una temperatura T es:

$$N_1/N_2 = \exp [(E_2 - E_1)/k_B T] = \exp [h\nu/k_B T] \quad (2.6)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$). De aquí tenemos:

$$u(\omega) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp [h\nu/k_B T] - B_{21}} \quad (2.7)$$

ahora de acuerdo a ley de Planck:

$$u(\omega) = \frac{A^3 \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp [h\nu/k_B T] - 1} \quad (2.8)$$

donde c es la velocidad de la luz en el espacio libre y n_0 es el

índice de refracción del medio.

Sabemos que $B_{12} = B_{21} = B$ con ello comparamos las ecuaciones (2.7) y (2.8) y nos queda:

$$A_{21}/B_{21} = A_{21} n_0^3 / \pi^2 c^3 \quad (2.9)$$

Los coeficientes A y B corresponden a los llamados coeficientes A y B de Einstein. En equilibrio térmico, la razón del número de emisiones espontáneas a emisiones estimuladas esta dada por:

$$R = A_{21} N_2 / B_{21} N_2 u(\omega) = \exp [A_{21} / k_B T] - 1 \quad (2.10)$$

Así para un equilibrio térmico a una temperatura T, para frecuencias $\omega \gg k_B T / \hbar$, el número de emisiones espontáneas a lo mucho excede el número de emisiones estimuladas.

Ahora obtendremos las relaciones entre el coeficiente de Einstein A y el tiempo de vida espontáneo del nivel 2, el número de átomos realizando transiciones espontáneas por unidad de tiempo por unidad de volumen es $A_{21} N_2$, escribiríamos la razón de cambio de la inversión de población del nivel 2 con respecto al tiempo del nivel 2 durante la emisión espontánea como:

$$dN_2/dt = - A_{21} N_2 \quad (2.11)$$

cuya solución es:

$$N_2(t) = N_2(0) \exp(-A_{21}t) \quad (2.12)$$

Así la población del nivel 2 se reduce por $1/e$ en un tiempo $t_{sp} = 1/A_{21}$ el cual es llamado el tiempo de vida espontáneo asociado con la transición 2-1.

La siguiente función es conocida como la función gaussiana y esta representada por $g(\omega)$. La función esta normalizada de acuerdo

a:

$$\int g(\omega) d\omega = 1 \quad (2.13)$$

De lo de anterior podemos mencionar que del total, N_2 y N_1 son átomos por unidad de volumen, solamente $N_2 g(\omega)d\omega$ y $N_1 g(\omega)d\omega$ son átomos por unidad de volumen y serán capaces de interactuar con la frecuencia de radiación estando entre ω y $\omega+d\omega$. El número de emisiones estimuladas por unidad de tiempo por unidad de volumen ahora está dado por:

$$\Gamma_{21} = \int B_{21} u(\omega) N_2 g(\omega) d\omega$$

$$\Gamma_{21} = N_2 \frac{\pi^2 c^3}{A n^3 t_{sp}} \int \frac{u(\omega) N_2 g(\omega) d\omega}{\omega^3} \quad (2.14)$$

$$A_{21} = 1/t_{sp}.$$

Consideremos dos casos específicos:

(1) Si los átomos están interactuando con la radiación cuyo espectro es muy amplio comparado al que tiene $g(\omega)$, entonces uno consideraría que sobre la región de integración donde esta $g(\omega)$, es de tomar en cuenta que $u(\omega) \omega^3$ es esencialmente constante. Empleando la integral de normalización, llegamos a tener:

$$\Gamma_{21} = N_2 \frac{\pi^2 c^3}{A n^3 t_{sp} \omega^3} u(\omega) \quad (2.15)$$

donde ω ahora representa la frecuencia de transición. Así la ecuación última representa la razón de emisiones estimuladas por unidad de volumen cuando el átomo interactúa con la radiación de la banda ancha.

(2) Consideremos el otro caso extremo en cual el átomo está interactuando con radiación cercana al monocromático. Si la frecuencia de la radiación incidente es ω' , la curva $u(\omega)$ será

extremadamente aguda en el punto $\omega = \omega'$, que comparada con $g(\omega)$, donde $g(\omega) \omega^3$, se puede obtener de la integral para obtener:

$$\begin{aligned} \Gamma_{21} &= N_2 \frac{\pi^2 c^3}{A n_0^3 t_{sp} \omega^3} g(\omega) \int u(\omega) d\omega \\ &= N_2 \frac{\pi^2 c^3}{A n_0^3 t_{sp} \omega^3} g(\omega') u \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde:

$$u = \int u(\omega) d\omega \quad (2.17)$$

es la densidad de energía de la radiación incidente, cercana al monocromático. Notaría que u tiene dimensiones de energía por unidad de volumen por unidad de frecuencia y no como $u(\omega)$, la cual tiene dimensiones de energía por unidad de volumen por unidad de frecuencia.

De manera análoga, el número de absorciones estimuladas por unidad de tiempo por unidad de volumen será:

$$\Gamma_{12} = N_1 \frac{\pi^2 c^3}{A n_0^3 t_{sp} \omega^3} g(\omega') u \quad (2.18)$$

las ecuaciones de arriba las emplearemos más adelante.

2.3 Amplificación de luz.

Consideremos dos planos P_1 y P_2 del área situada en z y $z+dz$. Si $I(z)$ e $I(z+dz)$ representan a la intensidad de radiación en z y $z+dz$ respectivamente, entonces la cantidad neta que entra en el volumen Sdz entre P_1 y P_2 será:

$$\begin{aligned} \{I(z) - I(z+dz)\}S &= \{I(z) - [I(z) - (dI/dz)dz]\}S \\ &= -(dI/dz)Sdz \end{aligned} \quad (2.19)$$

Así debemos igualar a la energía neta absorbida por los átomos en el volumen Sdz . La energía absorbida por los átomos del nivel 1 al nivel 2 será $\Gamma_{12}Sdz/h\nu'$, donde $h\nu'$ es la energía absorbida cuando un átomo va del nivel 1 al nivel 2. De manera análoga la energía desarrollada del nivel 2 al nivel 1 será $\Gamma_{21}Sdz/h\nu'$. Así, de la fracción de emisiones espontáneas en la cual se obtendría las radiaciones de frecuencias ω' y viajaría a lo largo de la dirección del eje z , además de ser muy pequeña. Por lo tanto la energía neta absorbida por la unidad de tiempo en el volumen Sdz será:

$$\begin{aligned} (\Gamma_{12} - \Gamma_{21})/h\nu' Sdz &= \frac{\pi^2 c^3}{n^3 \tau_{sp} \omega'^2} u g(\omega') (N_1 - N_2) / h\nu' Sdz \\ &= \frac{\pi^2 c^3}{n^3 \tau_{sp} \omega'^2} u g(\omega') (N_1 - N_2) Sdz \quad (2.20) \end{aligned}$$

la densidad de energía u y la intensidad de radiación I están relacionados a través de la siguiente ecuación:

$$I = vu = (c/n) u \quad (2.21)$$

($v = c/n$) es la velocidad de la radiación en el medio del índice de refracción n .

Así empleando ecuaciones (2.19) a la (2.21), tenemos:

$$dI/dz = -\alpha I \quad (2.22)$$

donde:

$$\alpha = \frac{\pi^2 c^2}{n^3 \tau_{sp} \omega'^2} g(\omega) (N_1 - N_2) \quad (2.23)$$

hemos eliminado la prima sobre ω , entendiendo que ω representa la frecuencia de la radiación incidente. Si $N_1 > N_2$, α es positiva y la intensidad decrece con z , encabezando una atenuación del haz. Si $N_1 < N_2$, α es negativa y el haz es amplificado con z . La condición

$N_2 > N_1$ es conocida como la inversión de población y ésta está bajo la condición que uno puede obtener amplificación óptica. En la ecuación (2.23) si $(N_1 - N_2)$ es independiente de I , entonces tenemos de la ecuación (2.22):

$$I(z) = I(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.24)$$

Una atenuación exponencial cuando $N_1 > N_2$ y una amplificación exponencial cuando $N_1 < N_2$, para grandes intensidades de saturación activadas y $(N_1 - N_2)$ no es más grande que la independiente.

2.4 Condición de umbral.

Notamos que un medio es capaz de amplificar una radiación incidente, uno podría crear un estado de inversión de población en el medio. Para poder generar este tipo de amplificación, colocamos dos espejos colocados uno frente a otro, muy parecidos a los etalones de Fabry-Perot. El cual puede tener pérdidas por la dispersión y difracción. Así el mínimo de la densidad de inversión de población que es requerido para cubrir las pérdidas es conocido como el umbral para que exista la inversión de población.

Para obtener una expresión que nos indique el umbral de la inversión de población tenemos dos espejos separados una distancia d , R_1 y R_2 con sus respectivas reflectividades de cada espejo.

Consideremos α el promedio de las pérdidas por unidad de longitud, consideremos la intensidad de radiación I dejando el espejo 1, este se propaga y alcanza el segundo espejo con una ganancia dada por $e^{-\alpha d}$ y sufre pérdidas a razón de $e^{-\alpha d}$; para un medio amplificador α es negativo y $e^{-\alpha d} > 1$. La intensidad del haz reflejado en el segundo espejo será $I R_2 e^{-\alpha d}$. Para que aquí la oscilación laser tome lugar, tenemos:

$$R_1 R_2 \exp[-2(\alpha - \alpha) d] \geq 1 \quad (2.25)$$

si el miembro de la izquierda es mayor de la unidad el viaje total

de ganancia será mayor que el viaje de pérdidas. lo cual repercutirá en la ganancia de amplificación hasta que se presenten los efectos de saturación. Así nuevamente la ganancia regresará a su valor de umbral, lo cual podemos escribir como:

$$-a \geq a_1 - (1/2d) \ln R_1 R_2 \quad (2.26)$$

el término de la derecha depende de los parámetros pasivos de la cavidad, esto puede ser relacionado con el tiempo de vida de la cavidad t_c , el cual es tiempo en el que la energía de la cavidad se reduce en un factor de $1/e$. En la ausencia de un medio amplificador, la intensidad en un punto se reduce por un factor de $R_1 R_2 \exp[-2ad] = \exp[-(2ad - \ln R_1 R_2)]$ correspondiente a la trayectoria efectuada por una vuelta, así que el tiempo correspondiente que toma un viaje es: $t = 2d/(c/n_0) = 2dn_0/c$. De aquí si la intensidad se reduce en $\exp(-t/t_c)$, tenemos:

$$\exp[-(2ad - \ln R_1 R_2)] = \exp[-2dn_0/ct_c]$$

o:

$$\frac{1}{t_c} = \frac{c}{2dn_0} (2ad - \ln R_1 R_2) \quad (2.27)$$

empleando las ecuaciones (2.23) y (2.27), la ecuación (2.26) nos queda:

$$(N_2 - N_1) \geq \frac{4v^2 n_0^2}{c^2} \frac{t_{sp}}{t_c} \frac{1}{g(\omega)} \quad (2.28)$$

con respecto al signo nos indica el valor cuando ocurre el umbral de la inversión de población necesaria para la oscilación laser.

(a) El valor de t_c sería muy grande, donde las pérdidas en la cavidad deben ser pequeñas.

(b) Desde que $g(\omega)$ está normalizado en la ec. (2.13) el valor pico de esta función será inversamente proporcional al ancho $\Delta\omega$ de la función $g(\omega)$.

(c) Menores valores de t_{sp} , también tendrán valores pequeños del punto de la inversión del umbral. Al mismo tiempo que el tiempo de relajación es más pequeño se requiere una mayor potencia de bombeo para mantener la inversión de población. De hecho es más sencillo conseguir la inversión de población en tiempos de relación mayores.

(d) El valor de $g(\omega)$ en el centro de la línea es inversamente proporcional a $\Delta\omega$. De esta forma la inversión de población se incrementa en ω^3 , lo que observamos inmediatamente es el por que es más fácil desarrollar lasers que actúen en la región del infrarrojo que en la región ultravioleta.

2.5 Las ecuaciones de los niveles del laser.

Es importante considerar las relaciones de las ecuaciones de los niveles del laser, donde los niveles de población cambian con la presencia de la emisión estimulada y la emisión espontánea. La razón de ecuaciones que provienen de un estudio conveniente de la variación de la población atómica.

2.5.1 El sistema laser de segundo nivel.

Consideremos un sistema de dos niveles de energía E_1 y E_2 con N_1 y N_2 como el número de átomos por unidad de volumen respectivamente. Consideremos la frecuencia (ω) , con una densidad de energía "u" sea incidente sobre el sistema. El número de átomos por unidad de volumen el cual absorbe la radiación y será excitado al nivel más alto:

$$\Gamma_{12} = \frac{\pi^2 c^3}{A \rho^3 t_{sp} \omega^3} u g(\omega) N_1 = W_{12} N_1 \quad (2.29)$$

donde:

$$W_{12} = \frac{\pi^2 c^3}{A \rho^3 t_{sp} \omega^3} u g(\omega) \quad (2.30)$$

el número de átomos que están pasando por emisiones estimuladas de E_2 a E_1 por unidad de volumen por unidad de tiempo será:

$$\Gamma_{21} = W_{12} N_1 = W_{21} N_2 \quad (2.31)$$

Si A_{21} y S_{21} representan los rangos de transición radiactiva y no radiactiva de E_2 a E_1 entonces el número de átomos que atraviesan las transiciones espontáneas de E_2 a E_1 será $T_{21}N_2$ donde:

$$T_{21} = A_{21} + S_{21} \quad (2.32)$$

así hemos escrito los cambios de energía en la población en los niveles E_2 a E_1 .

$$d N_2/dt = W_{12} (N_1 - N_2) - T_{21} N_2 \quad (2.33)$$

$$d N_1/dt = - W_{12} (N_1 - N_2) + T_{21} N_2 \quad (2.34)$$

como podemos ver de (2.33) y (2.34):

$$(d/dt)(N_1 - N_2) = 0$$

$$\rightarrow N_1 - N_2 = \text{una constante} = N \quad (2.35)$$

lo cual no es nada, pero el hecho del número total de átomos N por unidad de volumen es constante. En estado estable:

$$d N_1/dt = 0 = d N_2/dt \quad (2.36)$$

lo cual nos da:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{12}}{W_{12} + T_{21}} \quad (2.37)$$

$$\frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} = - \frac{W_{12}}{2W_{12} + T_{21}}$$

ó si escribimos $\Delta N = N_2 - N_1$, tenemos:

$$\frac{\Delta N}{N} = - \frac{1}{1 + 2W_{12}/T_{21}} \quad (2.38)$$

tomando en cuenta a la ecuación (2.38), que es de una forma ligeramente diferente, debemos primero considerar que la transición de 2 a 1 es mayormente radioactiva, i.e. $A_{21} \gg S_{21}$ y $T_{21} \approx A_{21}$ así como consideramos a la función de línea $\tilde{g}(\omega)$ la cual normalizamos a la unidad en el punto $\omega = \omega_0$ en el centro de la línea, i.e.:

$$\tilde{g}(\omega) = g(\omega)/g(\omega_0) \quad (2.39)$$

Desde que $g(\omega) \leq g(\omega_0)$ para todo $0 \leq \tilde{g}(\omega) \leq 1$. Substituyendo el valor de W_{12} en términos de u de la ecuación (2.30) y observando que $u = n_0 I/c$ donde I es la intensidad de la radiación incidente en ω , tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{W_{12}}{T_{21}} &= \frac{\pi^2 c^3}{A \omega^3 n_0^3 t_{sp}} I \frac{n_0}{c} \tilde{g}(\omega) g(\omega_0) \frac{1}{A_{21}} \\ &= \frac{\pi^2 c^2}{A \omega^3 n_0^2} \tilde{g}(\omega) g(\omega_0) I \end{aligned} \quad (2.40)$$

donde hemos considerado el hecho que $A_{21} t_{sp} = 1$. De aquí, la ecuación (2.38) llegamos a tener:

$$\frac{\Delta N}{N} = - \frac{1}{1 + (I/I_s) \tilde{g}(\omega)} \quad (2.41)$$

donde:

$$I_s = A \omega^3 n_0^2 / 2\pi^2 c^2 g(\omega_0) \quad (2.42)$$

es llamado la intensidad de saturación nos representa un sistema

monocromático en frecuencia ω_0 interactuando con un sistema laser de segundo nivel.

Mostramos en la sección 2.3 que el coeficiente para una diferencia de ganancia/pérdida en una inversión de población $\Delta N = N_2 - N_1$ entre dos niveles está dado por:

$$\alpha = - \frac{\pi^2 c^2}{n_0^2 t_{sp} \omega^2} g(\omega) \Delta N \quad (2.43)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + (l/l_0) \tilde{g}(\omega)}$$

donde:

$$\alpha_0 = \frac{\pi^2 c^2}{n_0^2 t_{sp} \omega^2} g(\omega) N$$

que corresponde a las pérdidas de la señal.

2.5.2 El sistema laser de tercer nivel.

Así para producir un estado de inversión de población, uno puede hacer uso de cualquier sistema laser de tercer o cuarto nivel.

Consideremos un sistema laser con los niveles E_1 , E_2 y E_3 . Permitamos tener N_1 , N_2 y N_3 representando las densidades de población de los tres niveles. La fuente es considerada la encargada de cargar los átomos del nivel 1 al nivel 3 del cual decaen rápidamente al nivel 2 a través de algunos procesos no radiactivos. La fuente efectivamente transfiere átomos de tierra del nivel 1 al nivel excitado 2 el cual esta ahora en el nivel más alto del laser; el nivel más bajo del laser es el estado base 1. Si el nivel de relajación de 3 al nivel 2 es muy rápido, entonces los átomos se relajarian e irian del nivel 2 más que al nivel 1. Desde que el más alto nivel 3 no es un nivel laser, este puede ser un nivel ancho.

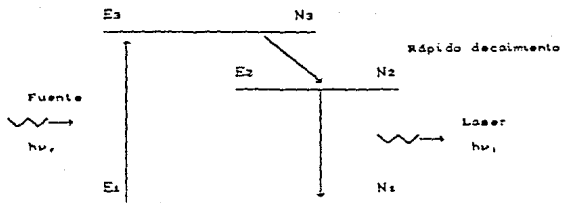


Figura 2.2

El láser de tercer nivel excita los átomos del nivel E1 a E3 y la acción láser toma lugar entre los niveles E2 y E1.

Considerando un sistema láser de 3 niveles tenemos:

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.44)$$

donde N representa el número total de átomos por unidad de volumen.

Pudieramos escribir las ecuaciones de cambio de N_1 , N_2 y N_3 . Por ejemplo, la razón de cambio de N_3 es:

$$dN_3/dt = W_p (N_1 - N_3) - T_{32} N_3 \quad (2.45)$$

donde W_p es la razón de bombeo por átomo del nivel 1 al nivel 3 dependiendo de la intensidad del bombeo. El primer término representa transiciones estimuladas entre los niveles 1 y 3 y $T_{32} N_3$ representando la transición espontánea del nivel 3 al nivel 2:

$$T_{32} = A_{32} + S_{32} \quad (2.46)$$

A_{32} y S_{32} corresponden a los rangos de radiación radiactiva y no radiactiva respectivamente entre los niveles 3 y 2, en la ecuación (2.46), habiendonos olvidado del término $T_{32} N_3$ el cual corresponde a las transiciones espontáneas entre los niveles 3 y 1

desde que muchos átomos alcanzan al nivel 3 realizando transiciones aún más altas que en el nivel 1.

El análisis correspondiente al sistema laser de tercer nivel lo dejamos, ya que la intención es mostrar que su análisis es de la misma manera que la desarrollada para el laser de segundo nivel.

2.5.3 El sistema laser de cuarto nivel.

En la última sección vimos que el más bajo nivel es el estado base (tierra), uno debe levantar el 50% de los átomos para obtener la inversión de población desde el nivel base. Este problema puede sobrepasarse empleando otro nivel del sistema atómico como se muestra en la figura 2.3. Donde el nivel 1 es el nivel base o nivel tierra y los niveles 2,3, y 4 son lo niveles excitados del sistema. Los átomos del nivel 1 son bombeados al nivel 4 de donde no hay una relajación radiactiva entre el nivel 4 y el nivel 3. El nivel 3 el cual corresponde al laser de más alto nivel, esta un nivel normalmente metaestable teniendo un largo tiempo de vida. La transición del nivel 3 al nivel 2 forma la transición laser. La importancia de que los átomos no se acumulen en el nivel 2 y de aquí destruyan la inversión de población entre los niveles 3 y 2, nivel 2 debe tener un muy pequeño tiempo de vida, tal que los átomos del nivel 2 son rápidamente removidos al nivel 1 listos para ser bombeados al nivel 4. Si la razón de relajación de átomos del nivel 2 al nivel 1 es más rápida que la razón de la llegada de los átomos al nivel 2 entonces uno puede obtener inversión de población entre los niveles 3 y 2 aún para una potencia de bombeo muy pequeña. El nivel 4 puede ser una colección de un gran número de niveles o un nivel muy ancho. En tal caso una fuente óptica de bombeo emite sobre un amplio rango de frecuencias puede ser usado para bombear átomos del nivel 1 al nivel 4 en forma efectiva. En suma, el nivel 2 es requerido estar lo suficientemente abajo del nivel tierra tal que, en temperaturas ordinarias, el nivel 2 es casi no poblado. La población del nivel 2 puede también ser reducida por baja de temperatura del sistema.

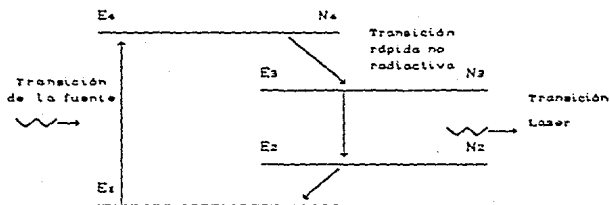


Figura 2.3

El sistema láser de cuarto nivel, la fuente carga los átomos del nivel E_1 al E_4 y el efecto láser toma lugar entre los niveles E_3 y E_2 .

Ahora escribiremos las ecuaciones de razón correspondientes a las poblaciones de los cuatro niveles. Tenemos N_1 , N_2 , N_3 y N_4 sean las densidades de población de los niveles 1, 2, 3 y 4 en forma respectiva. La razón de cambio de N_4 puede ser escrita como:

$$\frac{dN_4}{dt} = W_p (N_1 - N_4) - T_{43} N_4 \quad (2.47)$$

donde, como antes, W ó N_1 es el número de átomos que están siendo bombeados por unidad de tiempo por unidad de volumen, $W_p N_4$ es la razón de emisión estimulada por unidad de volumen:

$$T_{43} = A_{43} + S_{43} \quad (2.48)$$

es la medida de relajación del nivel 4 al nivel 3 y es la suma de las medidas radiactiva (A_{43}) y no radiactiva (S_{43}). En la ecuación (2.47) hemos olvidado T_{42} y T_{41} en comparación a T_{43} , esto debido a que hemos considerado que los átomos se relajan más rápidamente del nivel 4 al nivel 3 que de los niveles 2 y 1.

De igual forma el análisis correspondiente para un sistema láser de cuarto nivel es análogo al sistema láser de segundo nivel.

2.6 Variación del laser alrededor del umbral

En esta sección discutiremos la variación de la potencia en la transición laser como la razón del bombeo a través del umbral.

Consideremos dos niveles envueltos en la transición laser en un laser de cuarto nivel, y considerar que un laser de menor nivel tiene una medida de relajación más rápida, a menores niveles tal, que este es esencialmente no poblado. Si la densidad de población del más alto nivel es N_2 , entonces el número de átomos están sujetos a las emisiones estimuladas del nivel 2 al nivel 1 por unidad de tiempo será:

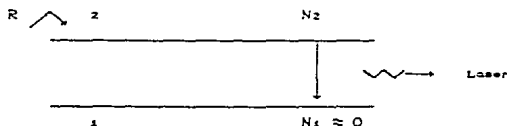


Figura 2.4

El menor nivel en la transición laser, es apropiada para no ser poblada durante una rápida relajación a otros menores niveles. El más alto nivel está siendo bombeado a una razón R por unidad de volumen y tiene una densidad de población N_2 .

$$F_{21} = \Gamma_{21} V = \frac{\pi^2 c^3}{n n_0^3 \omega^3} A_{21} u g(\omega) N_2 V \quad (2.49)$$

donde u es la densidad de radiación en la oscilación en el modo de frecuencia ω , V representa el volumen en el medio activo y n_0 es el índice de refracción del medio. La densidad de energía, introduce el número de fotones n en el modo oscilador. Desde que cada fotón porta una energía $h\omega$, el número de fotones n será dado por:

$$n = uV/h\omega \quad (2.50)$$

Así:

$$F_{21} = \frac{\pi^2 c^3}{n_0^3 \omega^3} A_{21} g(\omega) N_2 n = K n N_2 \quad (2.51)$$

donde:

$$K = \frac{\pi^2 c^3}{n_0^3 \omega^3} A_{21} g(\omega) \quad (2.52)$$

la relajación espontánea del nivel 2 a el nivel 1 en el volumen total será $T_{21} N_2 V$ donde recordamos ecuación (2.32):

$$T_{21} = A_{21} + S_{21} \quad (2.32)$$

las componentes radiactiva (A_{21}) y no radiactiva (S_{21}), de aquí tenemos que para la razón neta del cambio de población del nivel 2 es:

$$d(N_2 V)/dt = -K n N_2 - T_{21} N_2 V + R V$$

o:

$$d N_2/dt = - (K n N_2)/V - T_{21} N_2 + R \quad (2.53)$$

escribir una ecuación describiendo la variación del número de fotón n en el modo de oscilación en la cavidad, notando que n cambia durante:

a) Todas las emisiones estimuladas causadas por n fotones que estan en la resultante del modo de la cavidad en la razón de incremento de n de $K n N_2$:

$$G_{21} d\omega = A_{21} g(\omega) N_2 d\omega V \quad (2.54)$$

donde el número de modos que están oscilando en el intervalo de frecuencias ω y $\omega+d\omega$ es:

$$N(\omega) d\omega = \frac{n_0^3 \omega^3}{\pi^2 c^3} V d\omega \quad (2.55)$$

donde n_0 es el índice de refracción del medio. Así la emisión espontánea por modo de oscilación en la frecuencia ω es:

$$S_{21} = \frac{G_{21} d\omega}{Nc(\omega) d\omega} = \frac{\pi^2 c^3}{n_0^3 \omega^2} A_{21} g(\omega) N_2 \quad (2.56)$$

$$= K N_2$$

de esta manera podemos escribir que el rango total de cambio de n es:

$$d n/dt = K n N_2 = K N_2 - n/t_c \quad (2.57)$$

donde ecuaciones (2.53) y (2.57) representan el par acoplado de ecuaciones describiendo la variación de N_2 y n con el tiempo.

Bajo condiciones de estado estable, las derivaciones en tiempo son cero. Así tenemos de la ecuación (2.57) que:

$$N_2 = \frac{n}{n+1} \frac{1}{K t_c} \quad (2.58)$$

de las ecuaciones de arriba que bajo condiciones de estado estable $N_2 \leq 1/Kt_c$. Cuando el laser está oscilando y bajo condiciones de estado estable $n \gg 1$ y $N_2 \approx 1/Kt_c$. Si sustituimos el valor de K en la ecuación (2.52) encontramos (para $n \gg 1$) que:

$$N_2 \approx \frac{n_0^3 \omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{t_{sp}}{t_c} \frac{1}{g(\omega)} \quad (2.59)$$

la ecuación (2.58) implica que cuando el laser oscila bajo condiciones de estado estable, la densidad de inversión de población es casi la misma y uno nunca puede excederse del valor del umbral (ver ecuación (2.59)).

Substituyendo de la ecuación (2.58) en (2.53) y tomando en cuenta que $dN_2/dt = 0$, obtenemos:

$$\frac{K}{V T_{21}} n^2 + n \left[1 - \frac{R}{R_t} \right] - \frac{R}{R_t} = 0 \quad (2.60)$$

donde:

$$R_t = T_{21} / K t_e \quad (2.61)$$

a lo que la solución de la ecuación de arriba, dando un valor positivo de n es:

$$n = \frac{V T_{21}}{2K} \left\{ \left[\frac{R}{R_t} - 1 \right] + \left[\left[1 - \frac{R}{R_t} \right]^2 - \frac{4K}{V T_{21}} \frac{R}{R_t} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.62)$$

la ecuación de arriba da el número de fotones en la cavidad bajo condiciones de estado estable para un bombeo con una razón R .

2.7 Modos de una cavidad rectangular y de un resonador planar abierto.

Consideremos una cavidad cerrada rectangular de dimensiones $2a \times 2b \times d$ con perfecta conducción en las paredes (ver figura 2.5). El campo dentro de la cavidad debe satisfacer la ecuación de onda dada por:

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.63)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el vacío. Si \hat{n} representa la unidad normal a la pared de la superficie entonces debemos tener:

$$\psi \times \hat{n} = 0 \quad (2.64)$$

Considerando cada ecuación cartesiana de la ecuación (2.63), uno puede demostrar que las componentes x , y y z , son dependientes de funciones senoideas y cosenoideas. Así podemos escribir:

$$\psi_x = (A_1 \sin k_x x - B_1 \cos k_x x) \cdot (A_2 \sin k_y y - B_2 \cos k_y y) \cdot (A_3 \sin k_z z + B_3 \cos k_z z) e^{i\omega t} \quad (2.65)$$

donde k_x , k_y y k_z , son las componentes de propagación del vector \hat{k} tenemos:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 - k_z^2 = \omega^2/c^2 \quad (2.66)$$

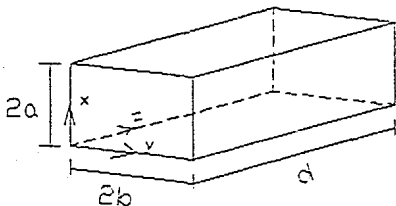


Figura 2.5

Una cavidad cerrada rectangular limitada paredes perfectamente conductoras.

ahora, \mathfrak{E}_x es una componente tangencial sobre los planos $y=0$, $y=2b$, $z=0$ y $z=d$, este tiene que desaparecer sobre estos planos. Así tenemos de la ecuación (2.65):

$$B_z=0, \quad B_x=0 \quad (2.67)$$

$$\text{sen}(k_y 2b)=0 \quad (2.68)$$

$$\text{sen}(k_z d)=0 \quad (2.69)$$

las dos últimas implican que:

$$k_y = n\pi/2b, \quad k_z = q\pi/d; \quad n, q = 0, 1, 2, \dots \quad (2.70)$$

donde el valor de cero se ha dado intencionalmente, el cual pudiera ser una solución trivial de \mathfrak{E}_x . De cualquier manera podemos mostrar que la x y z son dependientes de \mathfrak{E}_y , serán $\text{sen}k_x x$ y $\text{sen}k_z z$ de manera respectiva con lo siguiente:

$$k_x = m\pi/2a; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.71)$$

y k_z dado nuevamente por (2.70). De igual forma, ahora x dependen de \mathfrak{y} y \mathfrak{z} . $\partial\mathfrak{y}/\partial y$ y $\partial\mathfrak{z}/\partial z$, el cual desaparecerá en la superficie de $x=0$ y $x=2a$. De aquí sobre los planos $x=0$ y $x=2a$, la condición de $\nabla \cdot \mathfrak{E}=0$ encabeza a $\partial\mathfrak{E}_x/\partial x=0$. De aquí la dependencia de x de \mathfrak{E}_x debe ser de la forma $\cos k_x x$ con k_x dado por la ecuación (2.71). Note que el caso $m=0$ ahora no corresponde a la solución no trivial.

La solución completa para \mathfrak{E}_y y \mathfrak{E}_z , dentro de la cavidad puede ser escrita como:

$$E_x = E_{0x} \cos k_x x \sin k_y y \cos k_z z \quad (2.72)$$

$$E_y = E_{0y} \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \quad (2.73)$$

$$E_z = E_{0z} \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \quad (2.74)$$

donde E_{0x} , E_{0y} y E_{0z} son constantes. Desde que k_x , k_y y k_z están dados por (2.70) y (2.71), las siguientes frecuencias de oscilación en la cavidad son:

$$\omega = ck = c\pi \left[\frac{m^2}{4a^2} + \frac{n^2}{4b^2} + \frac{q^2}{d^2} \right]^{1/2} \quad (2.75)$$

las configuraciones del campo dado por las ecuaciones (2.72) a la (2.74) son llamados los modos de la cavidad y corresponden a patrones de ondas estables en la cavidad.

Si empleamos las ecuaciones (2.72)-(2.74) a lo largo con la ecuación $\nabla \cdot \mathfrak{E} = 0$, tendremos:

$$E_0 \cdot \hat{k} = 0 \quad (2.75)$$

donde $\hat{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ y $E_0 = E_{0x} \hat{x} + E_{0y} \hat{y} + E_{0z} \hat{z}$. Donde los coeficientes E_{0x} , E_{0y} y E_{0z} han satisfecho la ecuación (2.75), esto sigue para un modo dado, i.e., para un valor dado de m, n y q .

solamente dos de los componentes de E_0 pueden escogerse independientemente. Así un modo dado puede tener dos estados independientes de polarización.

Las frecuencias de oscilación de los diferentes modos de la cavidad cerrada están dados por la ecuación (2.75). En orden a obtener un valor aproximado para la oscilación de frecuencias de una cavidad abierta, pudieramos nuevamente emplear la ecuación (2.75) con la condición $m, n \ll q$. Esto realizando una expansión binomial en ecuación (2.75), obtenemos:

$$\omega = \frac{c}{2} \left[\frac{q}{d} + \left[\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right] \frac{d}{8q} \right] \quad (2.77)$$

la diferencia en frecuencias entre dos modos adyacentes teniendo los mismos de m y n y difieren en q por unidad será muy cercano a:

$$\Delta \nu_q \approx c / 2d \quad (2.78)$$

el cual corresponde al espacio del modo longitudinal. En suma, si hemos completamente olvidado el término que contiene a m y n , debemos obtener:

$$\nu_q \approx (c/2d)q \quad (2.79)$$

la ecuación de arriba es similar a las frecuencias de oscilación de un "stretched string" de longitud d .

El uso de espejos curvos en lugar de espejos planos en el resonador tiene la ventaja de tener menores pérdidas de difracción. De hecho, si los espejos son lo suficientemente grandes en las dimensiones transversales, las pérdidas por difracción pueden no ser tomadas en cuenta.

2.8 El factor de calidad.

Un resonador óptico es una cavidad abierta, todos los modos

sufren pérdidas. Estas pérdidas alcanzadas de los tamaños finitos de los espejos, durante el cual hay difracción total, las reflectividades finitas de los espejos y la dispersión y absorción por un medio que llena la cavidad resonante. Uno puede también describir las pérdidas en la cavidad debido a que conocido como el factor de calidad. Este está definido por:

$$Q = \omega \frac{\text{Energía almacenada en el modo}}{\text{Energía perdida por unidad de tiempo}} \quad (2.80)$$

donde ω es la frecuencia de oscilación de modo. Si $W(t)$ representa la energía en el modo en un tiempo t , entonces la ecuación (2.80), obtenemos:

$$Q = \omega \frac{W(t)}{-dW/dt}$$

$$\text{ó:} \quad \frac{dW}{dt} = -\frac{\omega}{Q} W(t) \quad (2.81)$$

cuya solución es:

$$W(t) = W(0) e^{-\omega t/Q} \quad (2.82)$$

si t_c representa el tiempo de vida de la cavidad, i.e., el tiempo en el cual la energía en el modo decrece por un factor $1/e$, entonces:

$$t_c = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{2\pi\nu_0} \quad (2.83)$$

podemos escribir para el campo asociado con el modo:

$$E(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} e^{-\omega_0 t/2Q} \quad (2.84)$$

entonces el FWHM (Full Width Half Medium) del espectro es:

$$\Delta\nu_p = \nu_0/Q \quad (2.85)$$

Derivamos una expresión de Q en términos de la longitud del resonador y la reflectividad de los espejos. Así empleando ecuaciones (2.27), (2.83) y (2.85), tenemos:

$$Q = \frac{4\pi\nu_0 n_0 d}{c} \frac{1}{2\alpha_{id} - \ln R_1 R_2} \quad (2.86)$$

y

$$\Delta\nu_p = \frac{c}{4\pi\nu_0 n_0 d} (2\alpha_{id} - \ln R_1 R_2) \quad (2.87)$$

2.9 Selección de modos.

Desde que los resonadores ópticos tienen dimensiones en las cuales son grandes comparadas a las longitudes de onda, hay en general un gran número de modos los cuales caen dentro del ancho de línea atómico y el cual pueden oscilar en el laser. De ahí la salida pudiera consistir de varios modos transversales y longitudinales a oscilar en el laser.

2.9.1 Selección de modos transversales.

Las distribuciones del campo transversal en la parte media del los diferentes modos son funciones de Hermite-Gauss dadas por:

$$E_{mn}(x, y) = E_0 H_m(\sqrt{2}x/w_0) H_n(\sqrt{2}y/w_0) e^{-\alpha^2(x^2 + y^2)/w_0^2} \quad (2.88)$$

donde m, n representan los números de los modos transversales. $H_m(\sqrt{2}x/w_0)$ y $H_n(\sqrt{2}y/w_0)$ representan los polinomios de Hermite y w_0 es el ancho del modo característico, el cual depende sobre la operación de la longitud de onda y las dimensiones del resonador tales como la curvatura del radio de los dos espejos y la distancia entre ellos. Los modos transversales fundamentales corresponden a $m=0, n=0$ para los cuales obtenemos:

$$E_{00}(x,y) = E_0 e^{-x^2 - y^2 / v_0^2} \quad (2.89)$$

Diferentes aplicaciones con laser, como holografía, telémetro, experimentos de óptica no lineal, requieren que el laser oscile en el modo transversal fundamental el cual es una distribución Gaussiana del campo.

2.9.2 Selección de modos longitudinales.

Vimos en la sección 2.7 que los diferentes modos longitudinales corresponden a un modo transversal que está aproximadamente separado por $c/2d$, donde d es la separación entre los espejos de la cavidad. De aquí consideramos i.e., un laser de HE-Ne operando a una $\lambda_0 = 6329\text{\AA}$ (típico) y teniendo un ancho de banda de oscilación de 1500 MHz entonces el modo longitudinal será:

$$\Delta\nu = c/2d = 300 \text{ MHz} \quad (2.90)$$

esto es cuando el laser opera sólo en el modo transversal fundamental.

2.10 Interrupción-Q.

Como se apuntó en la sección 2.8, el factor de calidad (Q factor Q) de la cavidad resonante está determinada por las pérdidas en la cavidad; la más pequeña de las pérdidas, el valor Q es mas grande. Considerar una cavidad laser en el cual un obturador es instalado en frente de uno de los espejos como se muestra en la figura 2.6. Si el medio laser es continuamente energizado, la inversión de población en la cavidad irá incrementandose y alcanzará un valor muy alto. Este valor sería mucho más grande que el valor requerido para la existencia de una inversión de población para el mismo laser en la ausencia del obturador. Si el obturador es rápidamente abierto, entonces la existencia de la inversión de población corresponderá a un valor mayor de la oscilación del umbral. Así la ganancia por viaje será

muchas veces la pérdida por vuelta y la radiación en el modo de la cavidad se refuerza rápidamente, este incremento rápido es el

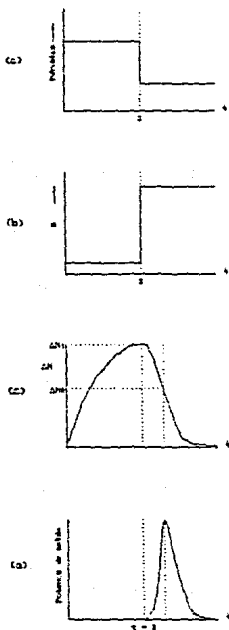


Figura 2.6

Representación esquemática de como las diferentes cantidades llamadas:

- pérdidas.
- Q.
- Inversión de población ΔN .
- La potencia de salida del laser varía con el tiempo cuando el laser esta cambiando Q.

incremento en la intensidad, que consumirá la inversión de la población el cual irá debajo del umbral. Desde que el valor Q de la cavidad esta siendo cambiado de un valor pequeño a un valor grande, la técnica de arriba esta determinada como un cambio Q . La siguiente figura muestra en forma el tiempo de variación de las pérdidas de la cavidad, cavidad Q , la inversión de población y la potencia de salida, como se muestra en la figura, una intensidad de pulso es generada con la intensidad de picos que aparecen cuando la inversión de población en la cavidad igual al valor del umbral.

2.11 Algunos tipos de lasers.

En la actualidad podemos contar con una extensa variedad y diferentes tipos de lasers, los cuales, en su operación física, presentan un comportamiento similar al descrito en los puntos anteriores.

Podemos encontrar lasers en los tres estados de la materia, sólido, líquido y en gas. Esto presenta un reto hoy día, debido al crecimiento y complejo de la tecnología, se han encontrado diferentes aplicaciones. Los lasers de los cuales platicaremos en esta sección son los siguientes:

- (a) Lasers de estado sólido: Ruby, Nd:YAG, Nd:Cristal.,
- (b) Lasers de Gas: He;Ne, Argón y CO₂.
- (c) Laser líquido: Dyes.
- (d) Laser Excímero.
- (e) Laser de Semiconductores.

2.11.1 Lasers de Ruby.

Algo que históricamente debe recordarse que el primer laser fue producido por Maiman en 1960 y obviamente el laser que produjo fue de Ruby, en el cual el medio laser, consiste de una matriz de óxido de aluminio en el cual algunos de los iones de aluminio son

reemplazados por iones de cromo. Esto es que los niveles de energía de los iones de cromo toman parte en la acción laser. El bombeo de los iones de cromo esta desarrollado con el auxilio de lámparas centellantes (e.g. una lámpara de xenón o criptón) y los iones de cromo están en el estado base absorbiendo radiación cercano a las longitudes de onda de 5500 Å y 4000 Å y son excitados en dos niveles correspondientes a los niveles marcados como E₁ y E₂. Los iones de cromo excitados en los niveles E₁ y E₂ caen rápidamente a través de una transición no radiactiva (aproximadamente en un tiempo $\sim 10^{-8}$ - $\sim 10^{-9}$ segundos) a un nivel marcado M el cual es el más alto nivel laser. El nivel M es metaestable con un tiempo de vida de ~ 3 ms. La emisión laser ocurre entre el nivel M y el estado tierra G en una longitud de onda con salida de $\lambda_0 = 6943$ Å.

De este tipo de laser, podemos encontrar aplicaciones en holografía pulsada, en rangos de laser por citar algunas aplicaciones.

2.11.2 Neodimio base Laser (Nd).

El laser de Nd:YAG (YAG permanece para granate de aluminio e itrio, cuya fórmula química es $Y_3Al_5O_{12}$) y el laser de Cristal:Nd son dos importantes sistemas de lasers sólido en el cual los niveles de energía del ion de neodimio toman parte en la emisión laser. Ambos pertenecen a un laser de cuarto nivel. Empleando iones de neodimio en un medio YAG o de Cristal presenta ventajas específicas y aplicaciones.

Cuando se desea un rango de repetición muy alto de pulsos el laser de Nd:YAG será seleccionado sobre el laser de Nd:Cristal, ahora para una operación de alta energía pulsada, el laser de Nd:Cristal sería preferido. En la siguiente sección hablaremos de manera particular de ambos tipos de lasers.

2.11.2.1 Nd:YAG LASER.

El laser de Nd:YAG es un laser de cuarto nivel. La emisión laser ocurre en $\lambda \approx 1.06 \mu\text{m}$. Desde que la diferencia de energía entre un laser de menor nivel y el nivel tierra es $\sim 0.25 \text{ eV}$, la razón de esta población a el estado tierra a una temperatura ambiente ($T=300 \text{ }^\circ\text{K}$) es $e^{-\Delta E/k_B T} \approx e^{-9} \ll 1$. Así el laser de menor nivel esta casi sin población y de aquí la inversión es fácil de obtener. Las principales bandas de bombeo para la excitación del neodimio son en las regiones de las longitudes de onda desde $0.81 \mu\text{m}$ y $0.75 \mu\text{m}$ y el bombeo es hecho por el arco de lámparas (e.g., la lámpara de arco de Kriptón). Típicas concentraciones de iones de neodimio acostumbran estar en $\sim 1.38 \mu\text{m} \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Lasers de Nd:Yag encuentran muchas aplicaciones en iluminadores con operación de cambio-Q desde los 10 a los 50 pulsos por segundo con una energía de salida en un rango de 100mJ por pulso y un ancho de pulso de $\sim 10 \text{ ns}$. Este tipo de laser encuentra aplicaciones en arreglo de resistencias, trazador, operaciones de microcorte también como el soldado o perforado de orificios.

2.11.2.2 Nd:Cristal LASER.

El laser de Nd:Cristal es también un sistema laser de cuarto nivel con una emisión laser cercana a $1.06 \mu\text{m}$. Las concentraciones típicas de los iones de neodimio son $\sim 2.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y diferentes cristales como son silicatos o fosfatos son acostumbrados emplearlos como el material del medio. Desde que los cristales tienen una estructura amorfa diferente los iones de neodimio están situados en diferentes lugares teniendo diferentes circunstancias externas. Esto encabeza a una dispersión inhomogenea y el resultado del ancho de línea es $\Delta\nu \sim 7.5 \times 10^{12} \text{ Hz}$ el cual corresponde a $\Delta\lambda \sim 250 \text{ \AA}$. Este ancho es mucho mas grande que en lasers de Nd:YAG y consecuentemente la potencia de bombeo del umbral son también más grandes. El tiempo de vida espontáneo de una transición es $\sim 300 \mu\text{s}$. Lasers de Nd:Cristal son más recomendables para

operaciones pulsadas a altas energías tales como una fusión laser donde lo requerido son pulsos de subnanosegundos con un contenido de energía de algunos kilojoules. Otro tipo de aplicaciones son en operaciones de soldado o corte requiriendo pulsos de alta energía.

2.11.3 Laser de Helio-Neón.

El primer laser de gas que operó con éxito fue un laser de Helio-Neón. En los lasers de gas los átomos se caracterizan por niveles de energía muy agudos (estrechos) comparado al de los laser sólido, uno normalmente emplea una descarga eléctrica para el bombeo de átomos.

El laser de He-Ne consiste de un largo y estrecho tubo de descarga (con un diametro ~2-8 mm y longitud 10-100 cm) el cual es llenado con helio y neón, normalmente a una presión de 1 mmHg y 0.1 mmHg. Algo importante de comentar que el laser de He-Ne, es de los dos tipos de longitudes de ondas del laser de He-Ne y son 1.15 μ m y 3.39 μ m, así como también la longitud de onda de salida de un laser típico de He-Ne y el cual es 6328Å.

Las aplicaciones que se presentan en este tipo de laser es para pruebas de fibras ópticas (ganancia, pérdidas).

2.11.4 Laser de iones de Argón.

En el laser de argón, uno emplea los niveles de energía de los átomos ionizados de argón y el laser emite líneas discretas diferentes en el siguiente intervalo de longitudes de onda: 3500-5200Å.

Los átomos de argón primero deben ser excitados y entonces enviarlos a un nivel de energía mayor. Esto es debido a que altos niveles de energía se descargan en forma intensa; valores típicos son 40 A a 165 V. La salida de potencia de este laser en una onda continua es de 3-5 W. Algunas importantes longitudes de onda de emisión incluyen 4579Å, 4765Å, 4880Å, 4965Å y 5145Å.

2.11.5 Laser de CO₂

En el laser de CO₂ uno emplea las transiciones que ocurren entre los diferentes estados vibracionales de las moléculas de dióxido de carbono. El proceso de un laser de CO₂ tiene una extrema eficiencia, ~30%. Esto es por una gran eficiencia de bombeo, y por que todos los niveles de energía envueltos están cercanos al nivel tierra.

La potencia de salida de algunos Watts a kiloWatts, se pueden obtener de lasers de CO₂. Lasers de CO₂ pueden encontrar aplicaciones en procesado de materiales, soldado, perforación, corte, por su alta potencia de operación. En suma, la atenuación atmosférica es tan baja a 10.6 μ m lo cual pudiera presentarse el uso de lasers de CO₂ en comunicaciones aéreas.

2.11.6 Laser de Colorante.

Uno de los más empleados lasers "sintonizables" es el laser de colorante en la región visible, es el laser de colorante orgánico. Los colorantes empleados en los lasers son substancias orgánicas estando disueltas en solventes como los son agua, alcohol etílico, metanol. Estos colorantes presentan una fuerte y amplia absorción, y un espectro fluorescente y por tal razón los hace "sintonizables". Para seleccionar los diferentes colorantes uno puede obtener sintonía de 3000Å a 1.2 μ m.

La potencia de bombeo del umbral depende de las pérdidas del resonador y del tamaño de la mancha en el enfoque de la fuente, aunque esta es de 1mW a 1W. Potencias de salida de 1-4 pueden obtenerse de estos lasers.

2.11.7 Laser Exímero.

Los lasers exímeros tienen moléculas las cuales están limitadas en sus estados electrónicos pero no son estables en su

estado base. Ejemplos de lasers eximeros son fluoruro de argón, cloruro de criptón, fluoruro de criptón, bromuro de xenón. Ya que los lasers eximeros no son estables en su estado base, ellos son ideales para formar un medio activo para lasers desde que el menor nivel puede estar en un estado base en el cual la molécula está inestable y de ahí la inversión de población puede ser automáticamente mantenida. El bombeo está normalmente acompañado por rápidas descargas o a través de un alto voltaje, altas corrientes de electrones. Lasers eximeros son sintonizables y emiten mayormente en la región del ultravioleta. (120-150 nm).

2.11.8 Laser de semiconductor.

El laser de semiconductor (también conocido como laser de juntura o diodo laser) es hoy en día uno de los más importantes tipos de lasers con el que se pueden efectuar las comunicaciones vía fibra óptica. Este tipo de lasers así como el medio laser están caracterizados por ventajas específicas, tales como la capacidad de modulación directa dentro de la región de los gigahertz, tamaño pequeño y bajo costo, el contar con la integración monolítica con circuitería electrónica, bombeo directo con circuitería electrónica convencional y compatibilidad con fibras ópticas.

El mecanismo básico responsable para la emisión de luz de un semiconductor es la recombinación de los electrones y pozos en las junturas p-n, esto cuando una corriente pasa a través del diodo. Como en los demás procesos laser, ahí existen tres procesos:

(a) Un electrón en la valencia de banda puede absorber la radiación incidente y ser excitado en la banda de conducción dando lugar a generar un par de pozo-electrón.

(b) Un electrón puede realizar transición espontánea en la cual este se combine con un pozo, i.e., este realiza una transición de la conducción a la valencia de banda y en el proceso este emite radiación.

(c) Una emisión estimulada ocurriría cuando la radiación incidente estimula un electrón en la banda de conducción y realiza una transición a la valencia de banda y en el proceso emite la radiación.

Si ahora por algún mecanismo una gran densidad de electrones es creada en el máximo de la banda de valencia entonces un haz óptico con una frecuencia ligeramente mayor que E_g/h , donde E_g es el espacio de energía, que causará un gran número de emisiones estimuladas como comparar las absorciones y así obtener la amplificación. En orden a convertir un medio amplificador dentro del laser, uno debe probar la realimentación óptica la cual es usualmente hecha por unión o pulido de los extremos de la juntura p-n del diodo en los ángulos correctos a la juntura.

Así, cuando una corriente pasa a través de una juntura p-n bajo polarización directa, los electrones inyectados en los pozos incrementarán la densidad de electrones en la banda de conducción y pozos en la banda de valencia y en algún valor de corriente, la la proporción de emisión estimulada excederá la proporción de absorción y la amplificación comenzará. Como la corriente más adelante se incrementará, en algún valor de corriente de umbral, la amplificación supera las pérdidas en la cavidad y el laser comenzará a emitir radiación coherente.

Los primeros lasers se basaron sobre las junturas p-n formadas sobre el mismo material por un adecuado dopado y estas se refieren a lasers de homojuntura. Durante la ausencia de cualquier barrera de potencial para la limitación de portadores o ruptura de las discontinuidades del índice de refracción para limitar la radiación óptica, estas estructuras laser requieren grandes densidades de corrientes de umbral ($\sim 50000 \text{ A/cm}^2$). La carencia de limitar los portadores, es resultado de una difusión de la juntura p-n plana durante la cual, una considerable ganancia óptica esta disponible sólo sobre una muy pequeña región cercana a la juntura. La ausencia de cualquier limitación óptica, dió como resultado que

la energía óptica penetre más allá de la región de ganancia donde esta fue absorbida. Así grandes cantidades de densidad de corriente fueron requeridas para la operación laser.

Un importante reducción en la densidad de corriente del umbral fue conseguida por la formación de las heterojunturas. Una heterojuntura es una juntura formada entre dos semiconductores diferentes. Hoy en día los lasers están basados sobre una doble heterojuntura de la cual, hay una cubierta activa de un semiconductor con un hueco estrecho, quedando en medio de dos huecos de semiconductores como se muestra en la figura 2.7:

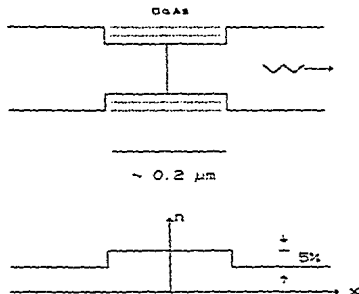


Figura 2.7

Diagrama de energía de una doble heteroestructura del laser.

en esta configuración las regiones en las cuales los electrones y pozos se recombinan y está limitado a una región activa. Fortuitamente el índice de refracción del semiconductor decrece cuando se incrementa el hueco. Así el índice de refracción de la cubierta central activa es mayor que las dos regiones cercanas (normalmente ~5-10% mayor que). Como el perfil de un índice de refracción esta limitado a la emisión de radiación óptica, en donde la región activa actúa en el mecanismo de las guías de ondas, lo cual ocurre durante las reflexiones internas totales

tomando lugar en los límites correspondientes. En suma, desde que las cubiertas rodean la región central activa, estas tienen grandes espacios de bandas. El campo óptico, el cual penetra dentro de la región que rodea, es también no absorbido. El empleo de heterojunturas dobles, es el resultado en una reducción de la densidad de corriente de umbral a $\sim 2000-4000 \text{ A/cm}^2$. Tomando una cavidad típica de longitud de $300 \mu\text{m}$ y un ancho de $100 \mu\text{m}$ (ver figura 2.8), la corriente de umbral requerida para una densidad de corriente de umbral de 4000 A/cm^2 será $I_{th} \approx 300 \times 100 \times 10^{-4} \times 4000 = 1.2 \text{ A}$.

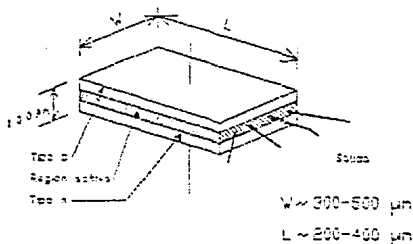


Figura 2.8

Una típica área ancho del láser de pinta p-n mostrando las dimensiones del láser.

En la estructura láser discutida arriba, los portadores y las ondas ópticas están confinadas sólo a lo largo de una dirección. Uno puede proveer en suma una limitante en la dirección lateral también. En tal láser, la región activa tendrá una sección rectangular transversal y será limitada por espacios de banda de materiales más grandes sobre todos los lados. Tal tipo de láser, toma en cuenta a heteroestructuras escondidas, el cual puede operar con corrientes de umbral mucho menores. Así si la corriente está restringida a flujo transversal una dimensión lateral de $\sim 5 \mu\text{m}$, entonces la corriente de umbral para una densidad de

corriente de umbral de 4000 A/cm^2 será $I_{th} \approx 5 \times 300 \times 10^{-4} \times 4000 = 60$ mA. Lo cual es una importante reducción en la corriente de umbral.

Muchos lasers de semiconductores pueden operar entre la siguiente región del espectro: $0.8-0.9 \mu\text{m}$ o en $1-1.7 \mu\text{m}$. Donde la emisión de la longitud de onda está determinado por el hueco, donde diferentes semiconductores son empleados para el uso de dos regiones del espectro. Lasers que operan en la región espectral de $0.8-0.9 \mu\text{m}$ están basados en arseniuro de galio. Por reemplazo de una fracción de átomos de galio por aluminio, los huecos pueden ser incrementados. Así, uno puede efectuar heterojunturas con las combinaciones de GaAlAs y GaAs, las cuales pueden proveer ambas limitaciones de las portadoras y las guías de ondas ópticas. Para los lasers que operan en la banda de $1-1.7 \mu\text{m}$, el material semiconductor es InP con el uso de Galio y Arsénico para el reemplazo de fracciones de indio y fósforo respectivamente. La región arriba mencionada es de extrema importancia en la conexión con las comunicaciones via fibra óptica, desde que la sílica es la base de las fibras ópticas, que presentan bajas pérdidas y un muy amplio ancho de banda, cercano a los $1.55 \mu\text{m}$.

Las características de salida típicas nos indican que para modulación digital de los diodos laser, deben estar polarizados ligeramente arriba de la corriente de umbral y sobre esta polarización está superpuesta los pulsos de corrientes correspondientes a los datos digitales. Así la señal eléctrica puede ser directamente codificada dentro de una señal óptica. Para la modulación analógica, el laser es normalmente polarizado arriba del umbral y la señal analógica es alimentada en la forma de variaciones de corrientes. Lasers con anchos de banda más grandes que los 6 GHz están disponibles comercialmente. Como una importante característica del laser es su modo de oscilación y puede ser dividido dentro del patrón de modo transversal y longitudinal (sección 2.9). El patrón del campo de modo consiste de la distribución de modo transversal (perpendicular al plano de juntura, y al modo de distribución lateral). La distribución del modo fundamental del laser exhibe no ceros cercano al patrón de

campo y está caracterizado por un pico cercano al patrón de campo lejano. Durante el muy pequeño grosor de la región activa ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) del laser normalmente oscila en el fundamental modo transversal. La oscilación del modo fundamental lateral puede ser también obtenida por restricciones del ancho de la región activa en el plano de juntura a valores pequeños ($\sim 1-2 \mu\text{m}$) en el caso de lasers de heteroestructura escondida. Para lasers típicos el ancho total angular a un medio de su potencia en el campo lejano es $\approx 35-50^\circ$ perpendicular a el plano de juntura y $\approx 5-10^\circ$ paralelo al plano de juntura.

Otro aspecto interesante del diodo laser es el ancho del espectro de emisión. El espectro de emisión espontánea es muy amplio con un ancho de aproximadamente $\sim 200-300 \text{ \AA}$. Como se vió en la sección (2.7), las frecuencias de oscilación están dadas por la ecuación (2.79), mientras que en los lasers de semiconductor la

$$v_q \approx (c/2d)q \quad (2.79)$$

variación de n con v , que es muy importante y uno puede mostrar que el espacio intermodal es:

$$\Delta v \approx \frac{c}{2nd} \left[1 - \frac{v}{n} \frac{dn}{dv} \right]^{-1} \quad (2.81)$$

donde valores típicos de $n \approx 3.5$, $d \approx 250 \mu\text{m}$, $(v/n)(dn/dv) \approx 0.38$ y de ahí obtenemos:

$$\Delta v \approx 125 \text{ GHz} \quad (2.82)$$

para una $\lambda_0 \approx 0.9 \mu\text{m}$, el modo correspondiente de separación es ≈ 3.41 .

La disipación térmica en los diodos laser es un parámetro importante que no se debe dejar de tomar en cuenta, ya que afectan la potencia de emisión y la resistencia térmica, la dependencia de temperatura del umbral, la eficiencia cuántica y la resistencia eléctrica. Aunque, para los lasers de heterojuntura casi como

lasers de homojuntura), la dependencia de temperatura de la corriente de umbral es aproximadamente por la siguiente ecuación práctica:

$$I_{th} \propto e^{(T-T_0)/T_0} \quad (2.93)$$

donde T_0 varia desde 50 a 100 K.

2.11.8.1 Método epitaxial.

Algo importante que uno debe conocer antes de aprender el método de fabricación de un lasers de semiconductor es una tecnología llamada el método epitaxial, el cual produce dispositivos de heterojuntura, que incluye fase líquida epitaxial (LPE), fase de vapor epitaxial (VPE), y haz molecular epitaxial (MBE). La tecnología del LPE es la más simple de la variedad de los elementos (tabla periódica de los elementos) III-V y ha sido usada más ampliamente para diodos laser de heterojuntura. Haz molecular epitaxial (básicamente una técnica de evaporación que requiere una alta tecnología del vacío) potencialmente ofrece el más amplio rango de posibilidades de materiales y un mejor control de cubiertas sobre una escala cercana al atómico. Fase de vapor epitaxial es ampliamente empleado para el uso de producción comercial de Ga (ASP) LEDs y además ofrece un amplio rango de posibilidades con requerimientos de equipo que son más simples que los requeridos para MBE, pero más complejos que para LPE.

La técnica de la fase líquida epitaxial comienza con la preparación de Ge para los tuneles de diodos, la depositación de películas de semiconductor por fase líquida epitaxial ha sido desarrollada dentro de una técnica útil para la preparación de muchos compuestos III-V por que este ofrece ventajas únicas en la preparación de materiales seguros, por ejemplo, Ga As y (Al Ga) As para diodos emisores de luz. LPE tiene las siguientes ventajas sobre otras técnicas epitaxiales:

- 1.- Equipo sencillo.
- 2.- Rangos generalmente grandes de depositación.

- 3.- Eliminación de riesgos durante el uso del reactivo de gases y sus reacciones de productos, el cual presentan alta toxicidad, explosividad o corrosión.
- 4.- Gran selección de dopantes que pueden ser verdaderamente incorporados dentro del epitaxial.
- 5.- No requiere equipo de vacío.

La técnica de la fase de vapor epitaxial, es ampliamente empleada y usa sistemas de tubos abiertos en la cual la fuente primaria química es predominantemente gaseosa en temperatura normal. Esto ofrece un alto grado de flexibilidad en la introducción de dopantes dentro del material como el control de gradientes de composición con una medición exacta del flujo.

El haz molecular epitaxial tiene una historia relativamente larga en la preparación de películas de semiconductor por evaporación. Por ejemplo, Schoclar y Zemel, formaron con PbS por este método en 1964. Aunque el mayor énfasis sobre estructuras optoelectrónicas de heterojuntura, comenzarán en 1970, ahí se había incrementado el énfasis sobre métodos de evaporación, el cual consistía primordialmente de preparar estructuras complejas multicapas de heterojuntura con extremo control.

2.11.8.2 Fabricación del diodo laser.

En la construcción de un diodo laser se incluye los siguientes pasos más importantes:

- 1.- La composición del sustrato, el cual normalmente consiste de una superficie pulida, empleando combinaciones de procedimientos químicos y mecánicos.
- 2.- Crecimiento de las diferentes capas epitaxiales, necesarias para la formación de la juntura. De manera alternativa, la difusión directa dentro del sustrato puede ser desarrollada para los diodos de homojuntura. De manera global, para la fabricación de homojuntura es preferible crecer una cubierta epitaxial la cual es como estar estructuralmente superior a el sustrato.

Continuando, el grosor de la cubierta es normalmente reducida a 75-100 μm .

3.- La delimitación de la juntura si el contacto de las líneas que son usadas.

4.- La metalización de la cubierta sobre ambos lados.

5.- La separación de barras de 200-300 μm de ancho para formar la cavidad de Fabry-Perot.

6.- Aislamiento de chips individuales por corte con una sierra de alambre para lasers de áreas amplias, o separando de los chips si las líneas de contacto son utilizadas.

7.- El diodo es montado sobre una cabeza y los contactos son sujetados, ligeras soldaduras, tales como el Indio, son empleados para evitar un daño a los diodos.

Los diodos laser de otro tipo de materiales dependen mucho de la tecnología, pero con variantes en el crecimiento del material y la formación de junturas. La fabricación de LEDs de heterojuntura es similar en muchos aspectos.

CAPITULO 3

PRINCIPIOS DE MODULACION

3.1 Introducción.

La modulación, en el caso de fibras ópticas, es el proceso por el cual la información está impresa sobre una portadora óptica para ser transmitida por la fibra. La demodulación es el proceso por el cual la información es obtenida de la portadora en la recepción, al final de la fibra.

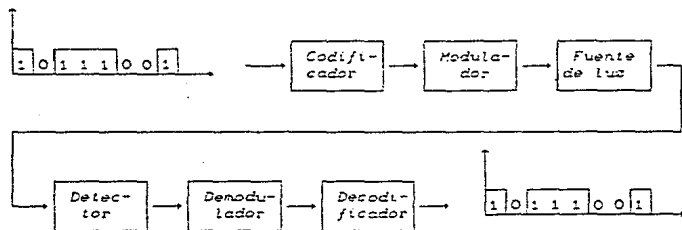


Figura 3.1

Sistema típico de comunicación digital por fibra óptica.

Muchos sistemas de comunicaciones por fibra óptica emplean modulación digital, como se presenta por el típico sistema de comunicaciones digitales por fibra óptica, como se muestra en la figura 3.1. La información a ser transmitida se distribuye en las series de unos y ceros, y un modulador actúa sobre estos datos por medio de la corriente que cambia a un LED (Light-Emitting Diode - Diodo Emisor de Luz) o un diodo láser en encendido o apagado. El resultado de la información que contiene la luz, es transmitida a lo largo de la fibra. En el receptor, un detector convierte los pulsos de luz dentro de los pulsos de corriente. Un demodulador obtiene la información de los pulsos eléctricos.

Una variedad de formas de onda puede ser usada para representar datos binarios. El mapeo de los datos binarios a una forma de onda es llamada código. Imprimiendo la información correspondiente a el código sobre la energía óptica es conocida como modulación. La transmisión de la información requiere de un modulador, una fuente óptica, un camino de transmisión de la fibra, un detector, un demodulador como se muestra en la figura 3.1.

3.2 Técnicas de modulación.

La modulación es un proceso de impresión de la información sobre la señal óptica, la amplitud, la fase, o la frecuencia de una forma de onda óptica puede ser cambiada para representar la información a ser transmitida. La modulación digital es el cambio de uno o más de los parámetros de las guías de ondas ópticas (amplitud, fase, o frecuencia) entre los valores discretos. La modulación analógica es la continua variación de uno o más de los parámetros en las formas de ondas ópticas.

Una señal ideal, representada por $S(t)$, es una senoidal con frecuencia ω , amplitud A , y fase θ :

$$S(t) = A \cos(\omega t - \theta) \quad (3.1)$$

Un LED o diodo laser a la, salida es la suma de las componentes en series de frecuencias determinadas por las resonancias de la estructura del diodo. La modulación coherente puede usar la frecuencia, la fase, o la amplitud de la señal a portar la información. El desarrollo de diodos lasers de modo sencillo ha permitido el desarrollo de sistemas coherentes. Muchos sistemas de comunicaciones via fibra óptica están basados sobre modulación en amplitud de señales ópticas, arregladas de muchos términos discretos sinusoidales. La modulación en amplitud no requiere una sola frecuencia sinusoidal que permita un complejo espectro ha ser usado por los lasers y LEDs .

Las frecuencias ópticas son altas. Por ejemplo, una longitud de onda de $1.15 \mu\text{m}$ representa una frecuencia de 2.6×10^{14} Hz, tal frecuencia es extremosa, una portadora a una alta frecuencia permite trabajar con frecuencias de alta modulación y por ende rangos de datos más altos.

3.2.1 Modulación en amplitud.

La amplitud modulada directa (AMD) de la potencia de salida de un diodo emisor de luz es obtenida por la variación de corriente a través de un dispositivo. Normalmente la señal modulada es una forma de onda digital, pero esta puede también ser una variación continua de la señal. Las propiedades de una señal pura sinusoidal con una amplitud que es variable, es en respuesta a una función modulada que está siendo examinada. La función modulada esta referida a la señal de banda base. La señal de banda base puede extenderse sobre una banda ancha, como esta se emplea para el caso de un código de no regreso a cero (NRZ) con una razón de bit, en el rango de los gigabits por segundo.

Modulación de doble banda lateral es una forma de modulación en amplitud que resulta cuando la amplitud de la portadora es proporcional a la señal modulada $f(t)$:

$$S(t) = f(t) \cos(\omega_c t) \quad (3.2)$$

donde ω_c es la frecuencia de la portadora en radianes por segundo. La transformada de fourier de $f(t)$, de la función modulada. El proceso de modulación ha cambiado a $F(\omega)$ a los límites de ω_c . Tomar en cuenta que, $S(t)$ es una función real del tiempo, la magnitud de $S(\omega)$ es también una función de ω y contiene componentes en ambos valores, positivos y negativos de ω . El espectro $S(\omega)$ está dividido entre las bandas de los lados máximos y mínimos. La banda del lado mayor, es aquella parte del espectro que descansa en la región $|\omega| > \omega_c$. La parte del espectro que permanece en la región $|\omega| < \omega_c$ es llamada banda del lado bajo.

La forma clásica de modulación en amplitud, es la transmisión del doble lado de banda. La transmisión de la portadora simplifica la demodulación. la portadora es retenida cuando la constante es añadida a la función de modulación $f(t)$:

$$S(t) = K [1 + m f(t)] \cos(\omega_c t) \quad (3.2)$$

donde K = Constante dependiente del nivel de potencia.

m = Índice de modulación.

ω_c = Frecuencia portadora, rad/seg.

está asume que $f(t)$ tiene un pico de magnitud igual a 1 y m es un número menor que o igual a 1. Esto asegura que el término $1 - mf(t)$ nunca es negativo, la función de modulación $F(t)$ y la amplitud de la señal modulada $S(t)$ están mostradas en la figura 3.2, en su forma respectiva.

El espectro de frecuencias de $S(t)$ contiene la frecuencia portadora ω_c y los lados de banda superiores e inferiores, durante el producto $Km(t) \cos(\omega_c t)$. Un ejemplo del espectro del clásico AM es mostrado en la figura 3.3.

Una señal de banda lateral única (SSB) contiene sólo la banda del lado superior ó inferior. Desde que los lados de la banda contienen información redundante, solo uno es requerido para reproducir la señal en el receptor.

Los sistemas de doble lado de banda, tienen el inconveniente que ellos no pueden transmitir un espectro de frecuencias hacia cero. La característica de la agudeza del filtro, para un filtrado de salida de la banda lateral, es que también filtra a la salida las frecuencias bajas de la señal de la banda base. Algunos sistemas digitales requieren C.D. para ser retenidas. El filtro también introduce distorsión que pueden ser algunos problemas en algunos sistemas.

La modulación en Banda Lateral Vestigial (VSB) es un esquema

de una modulación en amplitud que sobrepasa estas dificultades por el uso de un filtro que tiene una simetría dispereja cercana a ω_c y pasa de una baja frecuencia a una banda lateral no deseada. Cuando se demodula, la energía en la banda lateral llena, en la energía perdida de la banda lateral deseada. No hay pérdidas en la información, tan largo como las características del filtro tiene una simetría no cercana a ω_c . La presencia de una pequeña cantidad de energía en la banda lateral no deseada, incrementa el ancho de banda necesario para efectuar una transmisión de lo requerido para SSB. Los requerimientos de la potencia para VSB son los mismos que para SSB.

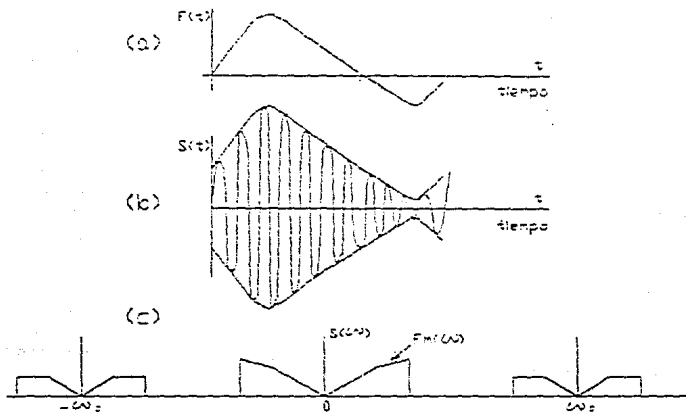


Figura 3.2

- La portadora de la amplitud modulada y su espectro de frecuencias.
 (A) Señal moduladora en banda base.
 (B) Portadora de la modulación en amplitud.
 (C) Espectro de frecuencias de la portadora de amplitud modulada.

3.2.2 Modulación en frecuencia.

Modulación en frecuencia directa (FMD) de una onda óptica donde la frecuencia o fase óptica es variada en respuesta a la señal de banda lateral, requiere las técnicas de las comunicaciones ópticas coherentes. Los sistemas no coherentes también emplean modulación por frecuencia y fase. Para estos sistemas, una señal modulada en fase ó frecuencia es empleada para modular en amplitud una onda óptica incoherente.

Una señal modulada en frecuencia está representada por:

$$S(t) = A \cos(2\pi [f_c + \Delta f f(t)]t) \quad (3.4)$$

donde A es la amplitud, f_c es la frecuencia portadora, Δf es la desviación de frecuencia, y $f(t)$ es la señal de la banda lateral. El valor absoluto de $f(t)$ es menor que 1.

La señal de FM tiene que contar con elementos no lineales como los LEDs, los lasers y los detectores que distorsionan las señales. Las señales en FM tienen una inmunidad inherente a distorsiones introducidas por elementos no lineales. Considerando una señal de FM del siguiente tipo, tenemos:

$$S(t) = A \cos \theta \quad (3.5)$$

donde $\theta = \omega_c t - 2\pi \Delta f f(t)t$. La entrada, como se ve en la figura 3.4, al dispositivo no lineal es $S(t)$ y la salida del dispositivo es $Y(t)$. Desde que $S(t)$ es una función periódica de θ , $Y(t)$ también será periódica en θ , y más adelante sería representada por una serie de Fourier con una variable independiente de θ :

$$Y(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \cos(n\theta + \phi_n) \quad (3.6)$$

donde B_n y ϕ_n son las componentes de amplitud y fase

respectivamente, siendo las constantes determinadas por la no linealidad.

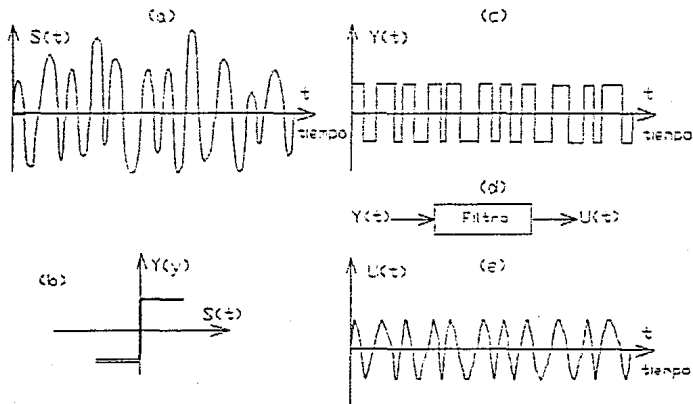


Figura 3.3

- (a) Amplitud distorsionada de la señal de FM.
- (b) Límite característico.
- (c) Salida de onda cuadrada del limitador.
- (d) Filtro pasa bajas.
- (e) Señal sin distorsión de FM.

$$f_c > 3(\Delta f + f_m) \tag{3.7}$$

donde f_c = frecuencia portadora en Hz.

Δf = desviación de frecuencia pico en Hz.

f_m = máxima frecuencia pico de la señal modulada en Hz.

La modulación de tono en FM, es cuando la frecuencia del espectro de una señal modulada en FM o en fase es compleja. Esta se ilustra por un ejemplo sencillo de modulación en frecuencia por una sinusoidal. Cuando la función de la señal modulada es:

$$S(t) = A \cos \left[\omega_c t - \left(\frac{\Delta f}{f_m} \right) \sin (\omega_m t) \right] \quad (3.8)$$

donde ω_c = frecuencia portadora en rad/seg.

Δf = desviación de frecuencia pico en Hz.

f_m = frecuencia del tono de modulación en Hz.

ω_m = $2\pi f_m$ en rad/seg.

3.3.3 Modulación digital.

La información digital, codificada de acuerdo a los esquemas con un código como el de no regreso a cero (NRZ) ó el código de Manchester, está impresa sobre una señal óptica por técnicas de modulación. Para códigos digitales, la modulación es el cambio desde un parámetro de forma de onda óptica entre niveles. Este imprime el código, y más adelante la información, sobre la luz.

MANIPULACION POR CORRIMIENTO EN AMPLITUD

Las interrupciones en la amplitud de una señal óptica entre los niveles discretos es importante comentarlo como manipulación por corrimiento en amplitud (ASK). Normalmente hay dos niveles. Un nivel es muy bajo y el otro es alto. Diferentes niveles de amplitudes ópticas representan diferentes niveles de potencia. La modulación en amplitud es la modulación de la potencia de la fuente de salida.

Una importante propiedad de cualquier modulación, es la característica de su espectro. Esto determina el ancho de banda requerido para la transmisión. Algunos efectos de distorsiones de frecuencia, tales como banda limitada, pueden ser vistos de las características de sus espectros. El espectro de una señal de amplitud modulada puede ser obtenida empleando el teorema de la transformada de Fourier. La transformada de Fourier de una señal multiplicada por una función exponencial es la transformada de Fourier de la señal original transformada en frecuencia. Esto es,

si la función $f(t)$ tiene una transformada de Fourier $F(\omega)$, entonces la transformada de Fourier de $e^{j\omega_c t} f(t)$ es $F(\omega - \omega_c)$, donde j es $\sqrt{-1}$, t es el tiempo, ω_c es una frecuencia constante, y ω es la señal de frecuencia en radianes por segundo. Considerando las siguientes señales con la variación en el tiempo de variación en amplitud:

$$S(t) = f(t) \cos(\omega_c t) \quad (3.9)$$

donde ω_c es la frecuencia de la portadora en radianes por segundo. Si $\cos(\omega_c t)$ está escrito en la forma exponencial y los teoremas de las transformadas de Fourier es empleando la transformada de Fourier para $S(t)$, esta puede ser escrita como:

$$S(\omega) = \frac{F(\omega - \omega_c) + F(\omega + \omega_c)}{2} \quad (3.10)$$

donde $F(\omega)$ es la transformada de Fourier de $f(t)$, la función de modulación. Note que, desde que $f(t)$ y $S(t)$ son funciones reales del tiempo, las magnitudes de $F(\omega)$ y $S(\omega)$ son exactamente funciones de ω y ambas contienen componentes en los valores positivos y negativos, el ancho de banda requerido para transmitir la portadora de modulación en amplitud $S(t)$ es dos veces el ancho de banda de la señal de modulación $f(t)$.

MANIPULACION POR CORRIMIENTO EN FRECUENCIA.

Una manipulación por corrimiento en frecuencia (FSK), una la señal representa en cada nivel discreto un código para una frecuencia específica. Un código binario con dos niveles es representado por dos frecuencias discretas. Normalmente una frecuencia representa un 1 lógico y la otra un 0 lógico. Para un flujo de bit consistente en alternar 1's y 0's, la FSK es sinusoidal, cambiando entre las dos frecuencias. Esta puede ser considerada ser la suma de dos señales ASK. Por ejemplo, un 1 es enviado para transmitir la señal de frecuencia f_1 y un 0 para transmitir la señal de frecuencia f_2 . El espectro de frecuencias

de una señal FSK portando por un flujo de bits alternando 1's o 0's como se muestra en la figura 3.4. Es una simple suma del espectro de las dos señales.

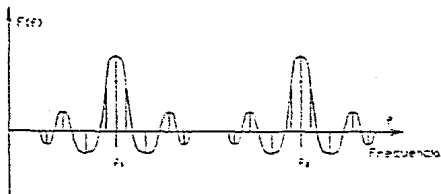


Figura 3.4

Espectro de frecuencia de una señal ASK
consistente en cambiar 1's y 0's.

En la práctica en sistemas ópticos no coherentes, una señal FSK es formada y empleada para modular en amplitud más que la modulación de una FSK en la portadora óptica.

3.3 Señales digitales y códigos.

Entender señales digitales y códigos, es útil el conocerlas, la definición de los términos empleados, como señal digital, elemento de señal, unipolar, polar, razón de datos y razón de modulación. Una señal digital es una serie de pulsos de voltajes discretos. Cada pulso individual es un elemento de señal.

Todos los elementos pudieran no ser pulsos de voltajes positivos. Si ambos pulsos de voltaje, positivo y negativo que presenta la señal es bipolar. Si solamente una polaridad del voltaje está presente en la señal es unipolar. La razón de datos es la transmisión de datos en bits por segundo. La cantidad de tiempo que toma al transmisor enviar un bit, es la duración del bit. La duración del bit es $1/R$ donde R es la razón de datos. La

razón de modulación es el número de señales eléctricas por segundo. Este está expresado en bauds.

Codificación es el mapeo de los bits de datos a elementos de señal. Algunos de los más comunes esquemas de codificación como se muestran en la figura (3.5):

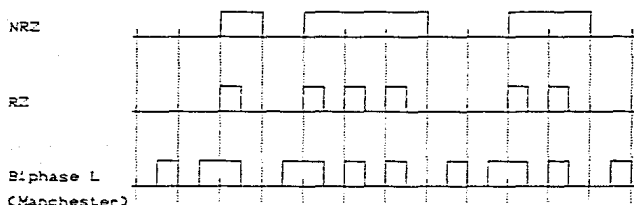


Figura 3.5

Esquemas comunes de codificación.

- Non Return to zero (NRZ), no regreso a cero.
- Return to zero (RZ), regreso a cero.
- Biphase
- Miller

Los diferentes códigos tienen diferentes propiedades y ventajas en diversas situaciones, las propiedades incluyen: el espectro, capacidad de sincronización, inmunidad al ruido, capacidad de detección de errores, y la complejidad.

El espectro de la señal determina el ancho de banda requerido, si el espectro tiene una componente de C.D., la conexión directa entre los dispositivos del sistema es requerido. Si los componentes de C.D. no están presentes, un acoplamiento sencillo de C.A. es usado. Si el código con componentes de C.D. está usado en un sistema con acoplamiento C.A., una tendencia en los niveles de los resultados para señales seguras, tales como una variable de unos.

La sincronización es importante para el receptor. El receptor debe decidir si el elemento de señal es con un 1 o con un 0. Un elemento de señal está tomando lugar. Muchos sistemas de comunicaciones digitales emplean una línea separada de reloj. Aunque, esto requiere un canal óptico extra. Esto normalmente se evita en sistemas de fibra óptica por extracción de la señal de reloj de la señal. Algunos códigos están diseñados para una fácil identificación del tiempo de información y señales de reloj.

Señales que están trabajando en un entorno con ruido emplean un código de detección de errores o capacidad de corrección.

3.3.1 No regreso a cero (NRZ).

La más común representación de un dato binario es la forma del código del no regreso a cero (NRZ). Muchas computadoras usan el no regreso al nivel cero (NRZ-L) común 1, que es representado por un voltaje de nivel alto, y el cero que representa un voltaje de nivel bajo.

Algunos códigos de no regreso a cero, como marca de no regreso a cero (NRZ-M) y espacio de no regreso a cero (NRZ-S), son conocidos como códigos diferenciales. La presencia de un 1 ó 0 está determinado con respecto al valor del voltaje de alto nivel durante el intervalo de tiempo previo. Si el código es (NRZ-M) y el nivel de voltaje del presente es diferente que el voltaje previo, entonces un 1 está siendo transmitido. Si no hay transición al comienzo de los intervalos, entonces un 0 será transmitido. Por lo que para un (NRZ-S) lo inverso es verdad.

Por comparación, si la polaridad de un código (NRZ), es cambiada, todos los 1's serán 0's y los 0's serán 1's. Los códigos (NRZ) son convenientes de usar y realizar el uso eficiente del ancho de banda. El código del (NRZ) para esto es un cuarto de onda con un período igual a dos intervalos de bit. Los códigos (NRZ) presentan una desventaja de tener una componente de C.D. y ello

disminuye las oportunidades de obtener la señal de reloj. Una variable larga de 1's o 0's representa un voltaje constante y esto es difícil, debido al sentido del voltaje y a la ausencia de información en el tiempo de la señal

3.3.2 Regreso a cero (RZ).

El código de (RZ) difiere del código de (NRZ) en que solamente una mitad de la duración del intervalo de bit es empleado para los datos. El voltaje es cero durante la segunda mitad del intervalo de bit. Si la variable de 1's está siendo enviada, la representación del código es una serie de pulsos de cada uno teniendo una duración igual a la mitad del rango de bit. La razón de modulación está definida como el número de elementos de señales por segundo. Desde que hay dos elementos de señal (dato y espacio) por período, el máximo rango de modulación para códigos (RZ) es dos veces la razón de bits. Los códigos (RZ) tienen los mismos problemas con los niveles de C.D. y la sincronía.

3.3.3 Bifase.

Los códigos bifásicos tienen a lo menos una transición por intervalo de bit. Los códigos bifásicos incluyen, bifase-L (Manchester), bifase-S (S=Espacio), y la bifase-M (M=Marca). Los códigos bifásicos son atractivos en los sistemas de fibras ópticas. Dominan la componente de C.D. y los problemas de sincronía de los códigos (NRZ) y (RZ). Para muchas aplicaciones en fibras ópticas, el ancho de banda está disponible para un intercambio sencillo en la sincronización y de paso eliminar la componente de C.D., el número máximo de transiciones por intervalo de bit es dos. Así, el máximo rango de modulación es dos veces la razón de bits.

El código de Manchester tiene una transición en la mitad del intervalo de bit, el nivel de voltaje es alto para un 1 y bajo para un 0. Más adelante, una transición del alto al bajo en la mitad del intervalo de bit representa un 1 y una transición del

bajo al alto representa un 0.

Los códigos bifásicos tienen ventajas de fácil sincronía, no tienen componente de C.D., y algunas facilidades inherentes para la detección de errores. Hay una transición predecible en cada uno de los códigos bifásicos sobre el cual el receptor puede sincronizarse. Los códigos bifásicos son conocidos como códigos de auto-reloj. La ausencia de una componente de C.D. en el código permite un acoplamiento de C.A., eliminando errores causados por un nivel de C.D. en circuitos electrónicos.

Aunque los códigos (NRZ) son más comunes, los códigos de Manchester, son ampliamente usados en sistemas con fibras ópticas. El código de Manchester ha sido registrado por el Instituto de Ingenieros Electricistas y en Electrónica (IEEE), Standard 802.3 para banda base de cable coaxial empleando sentido portador, múltiples accesos con detección de colisiones (CSMA/cd). Este ha sido también usado en la armada de U.S.A. con la militar standard MIL-STD-1553B, para un bus de par enredado para comportamientos con ruido. La diferencial de Manchester ha sido especificado para el IEEE-802.5 anillo de marca.

3.3.4 Miller.

El código de Miller incorpora a por lo menos una transición (pero no más de dos transiciones) por cada dos bits. Esto da las propiedades de auto-reloj pero no incrementa los rangos de modulación arriba del rango de bits (el máximo rango para (NRZ)). Un 1 es representado por una transición en la mitad del intervalo de bit. Un 0 está representado por una no transición en la mitad del intervalo de bit. Si el bit siguiente es cero, una transición se añade al final del intervalo de bits representando un 0.

3.4 Filtrado para reducir interferencia de la información.

En un sistema de comunicaciones con fibra óptica donde los datos son enviados como pulsos de luz, la corta duración en los

pulsos de luz es posible por que las fibras ópticas tienen un amplio ancho de banda. Hay una relación reciproca entre el ancho de banda y la duracion de los pulsos. Cuando el ancho de banda del pulso es limitado, este se dispersará y empleará más tiempo. La interferencia de las señales ocurren cuando un pulso se dispersa sobre el tiempo que está alojado otro pulso.

Quando el espectro de una señal que viene y presenta propiedades especificas, la interferencia de las señales puede ser reducida, de manera especifica, los pulsos han sido anulados en los instantes marcados por otros pulsos. Considerando el espectro de frecuencias mostrado en la figura 3.6a tenemos:

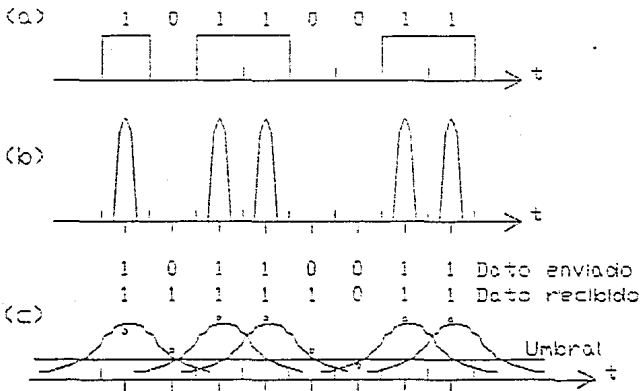


Figura 3.6

Una señal experimentando una interferencia de intersímbolos durante la dispersión de un pulso.

- (a) Dato enviado.
- (b) Pulsos ópticos transmitidos.
- (c) Pulsos ópticos recibidos mostrando dispersión.

$$\begin{aligned}
 HC(\omega) &= 1 && \text{para } \omega < \omega_c \\
 HC(\omega) &= 0 && \text{cualquier otro caso}
 \end{aligned}
 \tag{3.11}$$

donde $\omega_c = 2\pi B$ y $B =$ ancho de banda. La transformada inversa de

Fourier de $H(\omega)$, $h(t)$, es mostrada en la figura 3.5b. Note que $h(t)$ ha sido uniformemente anulada a lo largo del eje del tiempo, separado por $1/28$ s. Si cada pulso representa un bit de información, este corresponde a una razón de bits de 28 B/s. Siendo esto físicamente no realizable por que las dos desventajas de un espectro ideal pasa bajas es:

- 1.- Un filtro pasa bajas ideal con un corte vertical no es posible de obtener.
- 2.- La señal de energía estando nula es sensible a un reloj no seguro.

3.5 Modulando la fuente óptica.

Las fuentes ópticas, los detectores y las fibras ópticas, ellos mismos tienen las características que influyen en los sistemas de modulación y detección.

En esta sección, las características físicas de los dispositivos que producen un sistema de comunicaciones por fibra óptica son recibidos para el propósito de ilustrar sus efectos sobre los métodos de detección y modulación.

3.5.1 Modulando diodos emisores de luz.

La luz es producida en los diodos emisores de luz por una combinación de electrones y pozos en la juntura pn . Estos electrones y pozos entran en la juntura como componentes de una corriente que pasa a través del dispositivo. La recombinación es el movimiento de un electrón de un estado de conducción dentro de una valencia en estado vacante de un átomo. Este estado vacante es conocido como pozo.

La longitud de onda pico λ emitida por una transición directa LED esta relacionada a las espacios de energía E_g de este material semiconductor por:

$$\lambda = \frac{h c}{E_g} \quad (3.12)$$

donde h = la constante de Planck (6.62×10^{-34} J·s) y c = velocidad de la luz (3×10^8 m/s). La longitud de onda pico emitida por una transición indirecta, el LED varía con el nivel de impurezas presentadas. Las longitudes de onda de algunos tipos de LEDs se muestran en la siguiente tabla:

TIPO DE LED	LONGITUD DE ONDA PICO.	TRANSICION
	nm	
Ge	1880	Indirecta
Si	1140	Indirecta
GaAs	910	Directa
GaP	560	Indirecta
GaAs. 60P. 40	660	Directa

$$P_{opt}(\omega) = P_{opt}(0) [1 - (\omega \tau)^2]^{-1/2} \quad (3.13)$$

el ancho de banda modulado es $\Delta\omega_{3dB}$, por lo que tenemos más adelante:

$$\Delta\omega_{3dB} = 1/\tau \quad (3.14)$$

la subscripción del término 3-dB aparece en la modulación del ancho de banda. Tomando en cuenta que la caída de 1.5 dB en una potencia óptica de salida, que se convierte a una caída de 3-dB en la potencia eléctrica, que es detectada por el receptor. De aquí el ancho de banda modulado es también la frecuencia en cual la potencia eléctrica detectada es igual a $1/2 P_e(0)$, ó:

$$1/2 P_e(\omega) = 1/2 P_e(0) \quad (3.15)$$

Las constantes del tiempo del diodo (RC) y del circuito limitador de corriente la respuesta al pulso de corriente de un LED. La capacitancia de un LED tiene dos componentes, el tiempo de carga del capacitor del área de la juntura y la difusión de la capacitancia del área activa donde la recombinación toma lugar.

La corriente (C.D.) de polarización puede ser usada para reducir los efectos de descarga del capacitor. Si la capacitancia del diodo C_d es conocida, un simple circuito en serie RC pudiera ser usado para estimular la respuesta del diodo. La resistencia del diodo puede ser calculada de la siguiente manera:

$$R_d = \tau_f / C_d \quad (3.16)$$

donde τ_f es el tiempo de vida de la portadora.

La luz radiada incoherente del LED sobre un amplio espectro de emisión. No como los diodos laser, que ellos operan en la región de la emisión espontánea. Las hojas de datos de un LED de los fabricantes normalmente incluyen información tal como la longitud pico λ_p , una gráfica de la longitud de onda contra la intensidad relativa, la capacitancia del diodo medida en una frecuencia correspondiente entre el ánodo y el cátodo con la polarización de la corriente correspondiente, la respuesta a la potencia óptica relativa contra la frecuencia, la intensidad de radiación relativa contra el eje subtendido del diodo, la potencia óptica relativa de salida contra la corriente promedio, y la dependencia de la temperatura de una potencia óptica de salida.

Modulación y circuitos con Diodo Emisor de Luz.

¿Sería impráctico describir cuando una pequeña fracción de los circuitos utilizados, o propuestos, para la modulación de LEDs?, en cambio, presentaremos los requerimientos básicos de la modulación y estrategias e ilustraremos estas con algunos circuitos.

Modulación analógica de diodos LED's.

La figura 3.7 ilustra los requerimientos básicos para la modulación analógica de un LED. La corriente total de modulación y el resultado de la potencia óptica, que se ilustra en la figura

3.8, está dada por:

$$i = I_{dc} + I_{sp} \text{ sen } \omega t \quad (3.17)$$

y

$$P = P_{dc} + P_{sp} \text{ sen } \omega t \quad (3.18)$$

en estas ecuaciones el primer término es la polarización de C.D. y el segundo representa la señal de información. Como está hecho en el análisis del sistema, usaremos una forma de onda sinusoidal (representada por una función senoidal o cosenoidal) para determinar el desarrollo neto.

El factor de modulación m' es la corriente pico de excursión relativa a la corriente promedio, dividida por la corriente promedio, está es:

$$m' = \frac{I_{sp}}{I_{dc}} \quad (3.19a)$$

Desde que la corriente pico total y mínima son, $I_{dc} + I_{sp}$ y $I_{dc} - I_{sp}$, en forma respectiva, la señal de amplitud I_{sp} puede tener esta su más grande valor si la polarización de C.D. es la mitad de la corriente de diodo máxima permisible. Así, $I_{sp} = I_{dc}$, para este caso produce una corriente pico de $2I_{dc}$, y un mínimo de corriente de cero, y un factor de modulación de la unidad.

Definiremos el *factor de modulación óptica* en términos de la potencia óptica. Tenemos:

$$m = \frac{I_{sp}}{I_{dc}} \quad (3.19b)$$

permitiéndonos escribir a la potencia óptica como:

$$P = P_{dc} (1 + m \text{ sen } \omega t) \quad (3.20)$$

combinando las ecuaciones (3.19a), (3.19b) nos queda:

$$m = \frac{m'}{\sqrt{1 - \omega^2 \tau^2}} \quad (3.21)$$

mostrando como el factor de modulación óptica con la frecuencia de modulación. Para $\omega \tau \ll 1$ (modulación correcta debajo del ancho de banda del LED de 3 db), $m = m'$.

Una variedad de circuitos de modulación analógica existen. Describiremos uno sencillo, el amplificador del transistor dibujado en la figura 3.7. La corriente de colector del transistor i_c es la corriente de conducción del LED. Cuando es usado como un amplificador convencional, una resistencia de carga reemplaza al LED en el circuito y un capacitor sirve de suspensión de paso (bypass) a la resistencia R_c . Podemos entender la operación del modulador con el auxilio de las características del transistor en la figura 3.8. El voltaje de alimentación V_{cc} , junto con las resistencias R_a y R_b , proveen la corriente de base I_b (letras mayúsculas denotan las cantidades de C.D. en este análisis). I_b

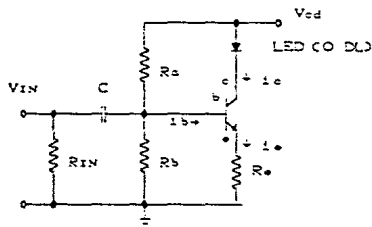


Figura 3.7

Modulador analógico.

polariza en adelante la juntura base-emisor, encendiendo el transistor (que es el causante de flujo de la corriente de colector). Este resultado nos indica que una corriente de colector es $I_c = \beta I_b$, donde β es el factor de amplificación de la corriente. I_c es la corriente de polarización del LED, etiquetada

Idc en la ecuación 3.17. Con que la señal no entre, el transistor opera en la región Q en la figura 3.8. Esto ilustra la amplificación tipo A, definida como la condición en la cual el punto Q está debajo de la corriente de colector de corte. El corte ocurre cuando la corriente cae a cero.

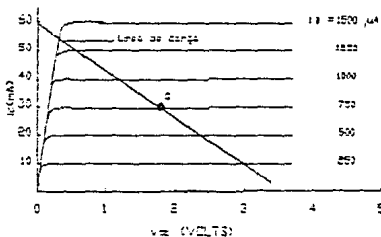


Figura 3.8

Características del transistor $\beta = \Delta i_c / \Delta i_b = 40$.

La señal de voltaje V_{in} produce una variación en el tiempo en la corriente de base que se añade a I_b . El tiempo en que varía la corriente de colector es una amplificación idéntica a la corriente de base de C.A.. El punto Q es escogido tal que la corriente de base total también nunca aísia al transistor durante la oscilación negativa que no conduce al transistor a la saturación durante una oscilación positiva. La resistencia R_e estabiliza el punto de operación.

Un ejemplo que ilustra el diseño de un modulador analógico, empleando un transistor de las características de la figura 3.8. También, tenemos que $V_{cc} = 5$ V, $R_1 = 2k\Omega$, $R_2 = 5k\Omega$, $R_{in} = 500\Omega$, y $R_e = 500\Omega$. De la figura 3.8, observamos que la β es cercana a 40. El voltaje V_o a través de la polarización directa en la juntura de la base-emisor es cercana a 0.6V para silicio (0.2V para germanio). El equivalente paralelo de R_1 y R_2 es:

$$R_1 = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$$

estas dos resistencias dividen la fuente de voltaje, produciendo el siguiente voltaje equivalente:

$$V_1 = \frac{R_a \cdot R_b}{R_a + R_b} V_{dc} = 3.57V \quad (3.23)$$

en serie con la R_1 , la corriente de colector es:

$$I_c = \frac{\beta (V_1 - V_o)}{R_1 + (1-\beta)R_e} \quad (3.24)$$

y la corriente de base de C.D. es $I_b = I_c / \beta = 763 \mu A$. La línea de carga está determinada por la ecuación del circuito:

$$I_c R_e - V_{ce} - V_d = V_{cd} \quad (3.25)$$

donde V_d es el voltaje de diodo y la pequeña corriente de base a través de R_e es ignorada (que es, considerada $i_b \approx i_c$). El voltaje de diodo es una constante cercana para corrientes directas de más de unos pocos miliamperes. Tomaremos el valor de 1.4 V en este ejemplo. La ecuación de la línea de carga ahora se reduce a:

$$I_c R_e - V_{ce} = 3.6 \quad (3.25a)$$

podemos fácilmente encontrar las coordenadas de algunos puntos sobre esta línea. Cuando $V_{ce} = 0$, entonces $I_c = 3.6/60 = 60mA$, dando las coordenadas del punto superior sobre la línea de carga. En el punto Q , $I_c = I_{cd} = 31 mA$, tal que:

$$V_{ce} = 3.6 - 0.031(60) = 1.7 V$$

Ahora tenemos las coordenadas en el punto Q y dibujamos la línea de carga sobre la curva del transistor en la figura 3.8. De la figura podemos ver que la corriente de base no puede exceder los 1400 μA , sin saturarlo con la corriente de colector. Este corresponde a la máxima corriente de colector de 55mA. Entonces

tenemos que, la señal pico de la corriente del diodo puede ser tan grande como $I_{sp} = 55 - 31 = 24 \text{ mA}$, como resultado del factor de modulación $m = 24/31 \approx 0.80$. Este circuito opera al 80% de la modulación.

Moduladores analógicos producen variaciones de potencia ópticas que se parecen a las formas de onda de los voltajes (o corrientes) de entrada tan cercanamente como es posible. Derivaciones ocurren si la características de la potencia de la corriente de la fuente no es una línea perfectamente recta. La temperatura en la juntura es la principal causa de la no linealidad en los LEDs.

Encontramos que la no linealidad de los LEDs por características de modelado, su salida es:

$$P = P_{dc} + a_1 i_s + a_2 i_s^2 \quad (3.26)$$

donde i_s es la corriente de la señal y P_{dc} es la potencia constante producida por la corriente. El último término expresa separación de la linealidad. Términos adicionales, involucran potencias mayores de la corriente, uno puede añadir si se desea una mayor precisión. Una entrada senoidal, $i_s = I \sin \omega t$, produce potencia óptica como sigue:

$$P = P_{dc} + 0.5 a_2 I^2 + a_1 I \sin \omega t + 0.5 a_2 I^2 \cos 2\omega t \quad (3.27)$$

cuando añadimos esto en la ecuación (3.26), el último término, oscila dos veces la señal de frecuencia, que agrega la distorsión de la segunda armónica.

Definiremos la distorsión total armónica (TDH) en términos de la potencia eléctrica del receptor.

$$TDH = \frac{\text{Potencia eléctrica en las armónicas.}}{\text{Potencia eléctrica en la fundamental.}} \quad (3.28)$$

Por que la potencia eléctrica es proporcional al cuadrado de la potencia óptica incidente, THD puede ser escrita en la forma siguiente:

$$\text{THD} = \frac{(\text{Potencia óptica en las armónicas.})^2}{(\text{Potencia óptica en la fundamental.})^2} \quad (3.29)$$

cuando lo expresamos en decibeles,

$$\text{THDdb} = -10 \log \text{THD} \quad (3.30)$$

para la entrada sinusoidal, empleamos la ecuación (3.27) a encontrar $\text{THD} = 0.25 (a_2 I / a_1)^2$. Las cantidades no lineales, varían enormemente sobre la disponibilidad del LED. Las distorsiones de 30 y 60 dB debajo de los niveles de la señal son representativos.

Como corriente de entrada, $i_a = I_1 \sin \omega_1 t + I_2 \sin \omega_2 t$, conteniendo dos frecuencias, produciendo una potencia de salida:

$$\begin{aligned} P = P_{ed} &= 0.5 a_2 (I_1^2 + I_2^2) + a_3 (I_1 \sin \omega_1 t + I_2 \sin \omega_2 t) \\ &- 0.5 a_2 (I_1^2 \cos 2\omega_1 t + I_2^2 \cos 2\omega_2 t) \quad (3.31) \\ &+ a_2 I_1 I_2 [\cos (\omega_1 - \omega_2) t - \cos (\omega_1 + \omega_2) t] \end{aligned}$$

En suma a las armónicas, la potencia del espectro contiene combinaciones (suma y diferencia, en este ejemplo) de las frecuencias de entrada. Estas combinaciones ilustran la distorsión de intermodulación.

La fuente de luz produce la no linealidad, en un sistema de fibras, como los fotodetectores tienen una extrema linealidad y los transistores son lineales, por lo que el diseño de circuitos lineales con transistores pueden ser diseñados.

Modulación digital de diodos LED's.

Los moduladores digitales, no son como los moduladores analógicos, no necesitan suministrar corrientes de polarización de C.D.. El circuito lo único que efectúa es encender o apagar el

LED. Permaneciendo en el estado apagado, la emisión del LED sería baja, creando una gran razón de potencia entre los niveles de encendido a apagado. En el estado encendido, este es deseable que la corriente de conducción sea independiente de la magnitud de la señal de entrada. Entonces la potencia de salida será la misma para cada pulso, en el cual las entradas sucesivas de las señales varían un poco.

los circuitos de la figura 3.9 ilustran dos conceptos para el encuentro de los requisitos siguientes. Para un circuito serie, un interruptor no permite el paso de la corriente, apagando el LED. El cual cerrando el interruptor da paso a la corriente.

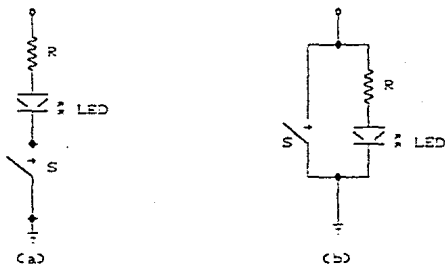


Figura 3.9

Esquema de moduladores digitales para

(a) interrupción en serie y (b) interrupción en paralelo.

$$I = \frac{V_{cd} - V_d}{R} \quad (3.32)$$

donde V_d es el voltaje del diodo en la caída en polarización directa de voltaje, la resistencia R y la fuente de voltaje determinan la corriente para un diodo dado. Un interruptor ideal (uno puede olvidarse de la resistencia y, así olvidarse de la caída de voltaje cuando es cerrado) no afectando a la corriente de amplitud. La resistencia R funciona como un limitador, protegiendo

al diodo de corrientes excesivas. El modulador en interrupción en paralelo en la figura 3.9b trabaja de manera similar al circuito serie. Cerrando el interruptor apaga el LED por la razón del "bypass" que la corriente se desvía hacia la tierra. Abriendo el interruptor envía toda la corriente a través de la sección en que esta el LED, encendiéndolo.

En circuitos prácticos, los transistores a veces proveen el mecanismo de interrupción. La figura 3.10 nos ilustra la modulación del circuito transistorizado en interrupción. Las características del transistor en la figura 3.11 muestra que la corriente de colector es pequeña cuando la corriente de base es cero (correspondiente a un interruptor abierto) y el voltaje de colector-emisor es pequeño (≤ 0.3 V) cuando la corriente de base es grande (esta condición corresponde a un interruptor cerrado). La corriente en la condición de encendido es:

$$I_c = \frac{V_{dc} - v_d - 0.3}{R} \quad (3.33)$$

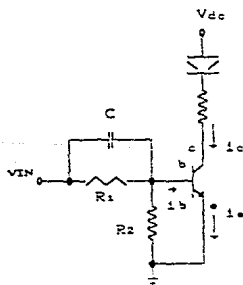


Figura 3.10

Modulador digital de un LED empleando un transistor interruptor.

Esto cierra un resultado ideal de la ecuación 3.32. El transistor no solamente produce interrupciones, también este entrega amplificación. Una pequeña entrada de corriente (~ 1 mA)

controla las grandes corrientes (50 a 100 mA) requerida por el LED. R_1 y R_2 en la figura 3.10 esta escogida para una impedancia que iguale la señal fuente a la del transistor. La entrada del capacitor C incrementa la velocidad del circuito, si es necesario. Este modulador puede trabajar a 30 MHz.

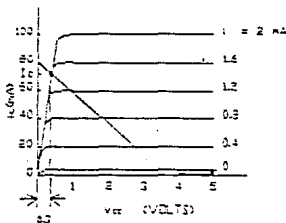


Figura 3.11

Características del transistor interruptor.

3.5.2 Modulando diodos laser.

Los diodos laser emplean realimentación óptica para obtener una recombinación de pares de pozos de electrones en la región activa. La realimentación óptica es normalmente obtenida en superficies reflejantes. Una parte de la luz producida por el diodo es reflejada a través de un área activa para producir un estímulo adicional de la recombinación de electrón-pozo. Un fotón producido por emisión estimulada tiene las características del fotón estimulado. La frecuencia y la propagación es en la dirección del fotón estimulado. El incrementar el índice de refracción confina la luz en la región del aluminio dopado, donde los espacios de banda son reducidos. Abajo de la corriente de umbral, la potencia de salida del laser es una función lineal de una corriente de conducción.

La respuesta al pulso de un diodo laser esta influenciada por la interacción de la energía óptica en la cavidad y la carga almacenada en la región activa. Cuando el pulso de la corriente es

aplicada al diodo, hay un retardo de 1 a 2 ns antes de que la luz sea emitida. Durante este tiempo, la carga está en proceso en la juntura. Para una acción laser la ganancia experimentada por la luz realizando un viaje en el resonador deberá ser más grande que las pérdidas.

Hay dos mecanismos para almacenar energía en el laser que interactúa una sobrecorriente y afecte en la salida. Estos mecanismos actúan juntos como la oscilación de un péndulo con la energía potencial y cinética almacenada. La energía almacenada como fotón en la cavidad óptica y como portadora en la región activa. Cuando un péndulo oscila, la energía cambia entre la potencial y cinética. En el laser, la oscilación a la salida resulta de cambios entre la energía almacenada en portadores y la energía almacenada como fotón en la cavidad óptica. Cuando el laser es encendido y el umbral ha sido alcanzado, hay pocos fotones y un exceso de portadores. Como el procedimiento de operación del laser, fotones adicionales son producidos de tal forma que agotan a las portadoras a través de la recombinación estimulada. Esto procede hasta que hay un exceso de fotones y una correspondiente deficiencia de la portadora.

Muchos tipos de diodos laser existen. En la figura 3.12 está un típico espectro óptico y anchos de líneas de algunos lasers importantes. La ganancia guiada del laser consiste de una región activa intermedia de la juntura pn, como se muestra en la figura 2.8 del capítulo 2.

Modulación y circuitos con diodo laser.

Los diodos laser presentan más problemas al diseñador del circuito que de LED's. Estos problemas son a partir de:

- 1.- La existencia de una corriente de umbral.
- 2.- La dependencia de la edad de la corriente de umbral.
- 3.- La dependencia de la temperatura de la corriente de umbral.
- 4.- La dependencia en la emisión de la longitud de onda por la

temperatura.

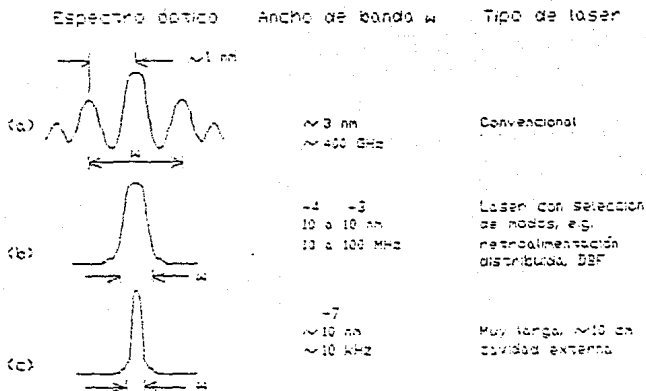


Figura 3.12

Típico espectro óptico y anchos de banda de diferentes tipos de láser.

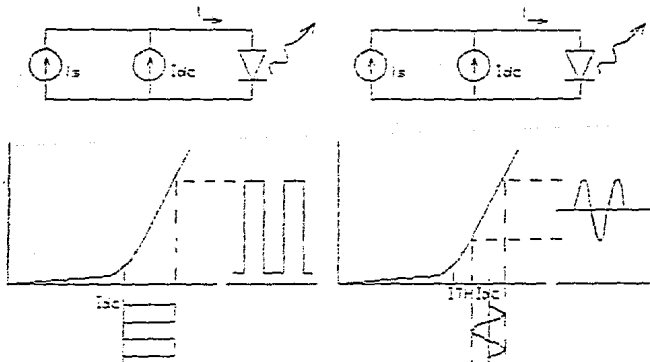


Figura 3.13

Modulación digital de un diodo láser.

Figura 3.14

Modulación analógica de un diodo láser.

Los sistemas digitales normalmente operan exactamente debajo del umbral en el estado apagado. La corriente de C.D. es $I_{dc} \approx I_{TH}$, como se ilustra en la figura 3.13. La operación cercana al umbral (con mayor razón que la corriente cero) minimiza el retardo de encendido. Sistemas analógicos requieren de una corriente de polarización en suma a la corriente de umbral para obtener la operación lineal, como se muestra en la figura 3.14. El incremento en la corriente del umbral durante un incremento de temperatura alcanza un razonable decremento en la potencia de salida si la corriente se mantiene fija.

La longitud de onda portadora cambia sobre el orden de $0.2 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Esto corresponde a una frecuencia de cambio de $69 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$ a $82 \text{ } \mu\text{m}$. Para algunas aplicaciones los cambios son insignificantes, mientras que para otros este pudiera ser importante. Para operaciones de lazo cercano al mínimo de longitud de onda de dispersión, un cambio en el camino de la longitud de onda óptimo, contribuye a un decrecimiento en el ancho de banda del sistema. Sistemas con longitudes de onda multiplexadas también requieren un alto grado de estabilidad en la longitud de onda portadora que minimice un cruce de mensajes entre los canales adyacentes.

La dependencia de temperatura puede ser superada por enfriamiento del diodo. Las estrategias incluyen una adecuada control de calor y enfriamiento termoelectrónico, las variaciones del umbral pueden ser corregidas por incremento (o decremento) de la corriente de C.D., para compensar la temperatura o cambios inducidos en la edad en las características del laser. Esta última solución, está acompañada automáticamente por un control automático.

Los circuitos que siguen, presentan técnicas básicas para modulación analógica y digital de diodos laser. Aunque ellos no contienen la complejidad del control por realimentación, estos circuitos son prácticos cuando la temperatura y el envejecimiento son importantes. Esto es a veces el caso, por ejemplo, en las

pruebas de laboratorio en el cual la edad no es un factor y en el cual el operador puede checar la salida del laser y ajustar la corriente de conducción manualmente, esto para mantener el nivel de potencia deseado. Finalmente, este circuito puede ser construido en la sección de modulación de una red que realice un control realimentado.

Modulación analógica.

El circuito de la figura 3.7 es adecuado para una modulación analógica de un diodo laser.

Como en los sistemas LED, la linealidad debe ser considerada para conexiones analógicas de alta calidad de los diodos laser. El calor en la juntura origina desviaciones de la linealidad en las características de la potencia de la corriente que están abajo del umbral. Las distorsiones de 30 dB o mas debajo de la señal puede ser esperado de buenos diodos laser.

Modulación digital.

El circuito de la figura 3.15, empleando un tiristor de Ga As (MESFET) que es conveniente para modulaciones digitales de alta velocidad. Rangos mayores que 1 Gbps pueden ser obtenidos.

El circuito mostrado es un ejemplo de un modulador de interrupción paralelo. El voltaje de la compuerta vos (puede ser cero o negativo) controla el flujo de corriente en el circuito. Cuando vos es pequeña, la resistencia del transistor del drenador al canal de la fuente es bajo, donde un gran voltaje negativo produce una alta resistencia del canal. El modulador en el estado de apagado, el voltaje de la compuerta es bajo, y permite que una fracción de la corriente en la resistencia R_1 un "bypass" en la rama que contiene el LD y fluya a través del transistor. El voltaje de la compuerta sees ajustado tal que la corriente del LD este en el valor del umbral. Un incremento (más negativo) del voltaje de la compuerta enciende el laser. Ahora mucha de la

corriente suministrada pasa a través del diodo por la alta resistencia que presenta el MESFET.

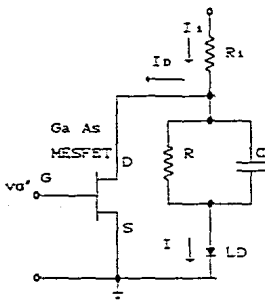


Figura 3.15

Modulador de un diodo laser digital.

El voltaje del diodo (típicamente menor que 2 V) es más pequeño que el voltaje del drenador-fuente v_{DS} requerido para la operación del MESFET. La resistencia R , en serie con el diodo, asegura que v_{DS} es lo suficientemente grande en los dos estados de apagado y encendido. El capacitor C mejora la velocidad de la interrupción del circuito.

La linealidad de las características del diodo laser no es problema para moduladores digitales. Aunque, el circuito modulador aseguraría que la corriente de conducción del diodo (y por tanto la potencia óptica transmitida) sea la misma en cada pulso. El circuito de la figura 3.15 obtiene esto. Cuando v_{GS} es alta, la corriente del drenador I_D es tan pequeña que esta no afecta el valor de la corriente del laser I . Casi toda la corriente suministrada por V_{DS} fluye a través del diodo. Bajo estas condiciones, el voltaje suministrado y las resistencias R_1 y R_2 definen la corriente del diodo laser. Por lo que la corriente del diodo laser no depende de la señal de voltaje v_{GS} tan grande como este voltaje está abajo del nivel mínimo.

CAPITULO 4

PRINCIPIOS DE LA TRANSMISION DE LA INFORMACION

4.1 Introducción.

En todo sistema de comunicación es importante el definir los parámetros más relevantes en cuestión de llevarse a efecto el diseño de una línea de transmisión de información.

En el presente capítulo tomaremos en cuenta la importancia de los puntos correspondientes a la toma de una decisión sobre el diseño de un sistema en el que involucre la comunicación por medio de la fibra óptica, ello tomando en consideración los correspondientes componentes, sus características, costo, la disponibilidad, el tipo más conveniente de dispositivo para su aplicación, así como las características del tipo de modulación ideal para el diseño correspondiente.

Al comienzo de este capítulo describimos el producto BL, este punto es relevante por que el concepto lo continuaremos usando a lo largo del capítulo, también realizamos una comparación entre los sistemas de comunicaciones con microondas y uno empleando fibra óptica. Seguido de esto, tomamos en cuenta las características del diseño de comunicaciones con fibra óptica, tomando en cuenta que el diseño de comunicaciones analógico con fibra óptica y finalmente los criterios para selección de un sistema de comunicaciones digital para fibra óptica.

4.2 El producto ancho de banda-longitud (BL).

En este capítulo se describirá una metodología en la cual los tres componentes básicos (fuente, fibra, detector) de un sistema de comunicación por fibra óptica pueden ser acoplados, para lograr sistemas que reúnan varias especificaciones de funcionamiento. Un parámetro importante al especificar un sistema de fibra óptica es el llamado producto ancho de banda-longitud (BL). Donde B

representa la velocidad de transmisión (bits/segundo) y L la distancia entre los repetidores o la longitud total de la línea entre la fuente y el detector.

4.2.1 Descripción de sistemas de fibra óptica.

Todo sistema de comunicación por fibra óptica puede ser representado según la configuración básica siguiente:

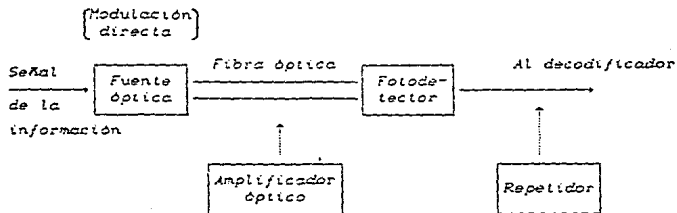


Figura 4.1

Diagrama de bloques básico de un sistema de comunicaciones por fibra óptica.

donde se muestra:

- La fuente óptica.- Pudiendo ser esta un laser de semiconductor o un diodo emisor de luz (LED).
- La fibra óptica.
- El fotodetector.- pudiendo ser un fotodiodo PIN o un diodo avalancha (APD).
- y con la posibilidad de usar dos bloques:
 - Un repetidor.
 - Un amplificador óptico.

El repetidor que toma la señal óptica la amplifica electrónicamente y la retransmite ópticamente, esto es muy usado cuando se trata de transmisiones a grandes distancias Centre

ciudades y entre continentes), para subsanar los efectos de atenuación y dispersión de la señal en la fibra. Pero la desventaja de estos repetidores, es que son muy caros y representan la tercera parte del costo de algunos sistemas de comunicación. La alternativa está en el uso de amplificadores ópticos que en principio son más sencillos y menos caros que los repetidores, y que amplifican ópticamente la señal atenuada. Estos amplificadores ópticos aún están en etapa de investigación y la implantación de tal sistema también está bajo investigación desde 1987.

4.2.2 Comparación de los sistemas de comunicación por microondas y por fibra óptica.

A continuación se muestra una tabla comparativa, tomando en cuenta seis características del diseño en un sistema por microondas y en un sistema por fibra óptica.

Parámetro.	Sistema de microondas.	Sistema de fibra óptica.
-Longitud L del cable de enlace.	2-4 Km.	10-300 Km.
-Producto BL.	50 MHz·Km	2-1000 GHz·Km
-Ancho de banda relativo para la frecuencia de la portadora.	1	0.001
-Razón de la dispersión de la frecuencia de la portadora.	$\approx 10^4$	≈ 240 (LD) ≈ 5000 (LED)
-Componentes en el circuito.	Muchos	Pocos y caros.
-Multiplexado.	Si	Modo simple. pocas longitudes de onda)

Tabla 4.1

Comparación entre sistemas de microondas y de fibra óptica.

En la tabla anterior se puede apreciar lo siguiente:

1.-Los cables para sistemas de microondas tienen atenuaciones

mayores que los cables de fibra óptica. Por lo tanto, la longitud L de los sistemas de fibra óptica pueden ser mayor que la de los sistemas de microondas.

- 2.-El ancho de banda de las fibras de modo único es alto, ya que la dispersión puede ser llevada a un valor cercano a cero, en la región de 1.3 a 1.5 μm , región donde las pérdidas de la fibra son mínimas. Por lo tanto el producto BL , en los sistemas de fibra óptica es de mayor magnitud que aquel de los sistemas de microondas.

Es importante notar, en cuanto a L y al producto BL , que los sistemas por fibra óptica son superiores a los sistemas de microondas debido a las propiedades de atenuación que son muy pequeñas y la dispersión de la fibra es casi cero.

- 3.-Los sistemas de microondas tienen una frecuencia de la portadora de 10^9 Hertz, mientras que los sistemas de fibra óptica es de alrededor de 10^{14} Hertz. Los sistemas de microondas actuales usan el 1% de la frecuencia de la portadora como ancho de banda, de 100 MHz. Mientras que los sistemas por fibra óptica usan el 0.001% de la frecuencia de portadora de 1 GHz.
- 4.-La razón de la dispersión de la frecuencia de portadora ancho de banda.

La razón $\Delta f/B$ da una medida indirecta de la pureza espectral (o monocromática) de la fuente. Para sistemas de microondas las fuentes son muy monocromáticas, manejando valores de la dispersión de la frecuencia de la portadora de 100 Hertz, dando como resultado una $\Delta f/B$ de 10^4 .

En contraste, las fuentes disponibles para sistemas de fibra óptica no son muy monocromáticas.

- 5.-Para sistemas de comunicación ópticos, existe una gran variedad

de componentes, de circuitos, a precios razonables en el mercado, mientras que para sistemas de fibra óptica, existen relativamente pocos componentes que esten disponibles y además son muy caros.

- 6.-En los sistemas de microondas, cientos de canales pueden ser multiplexados como en la actualidad se trabaja en los enlaces con satélites. El multiplexado y la selectividad del canal en sistemas de comunicación por radio están desarrolladas.

En contraste, con lo anterior, los sistemas de comunicación actuales por fibra óptica sólo pueden multiplexar unas cuantas longitudes de onda.

4.2.3 Perspectivas.

Con la evolución tecnológica de dispositivos laser y de los dispositivos activos y pasivos, se esperan grandes mejoras en el funcionamiento y en los campos de aplicación de los sistemas de comunicación por fibra óptica.

4.3 Consideraciones de diseño de sistemas de comunicación por fibra óptica.

4.3.1 Componentes de sistema de detección directa.

Al diseñar un sistema de comunicación por fibra óptica se deben tomar en cuenta los siguientes aspectos para obtener una mayor eficiencia, confiabilidad y con el costo correspondiente a el sistema.

- 1.-La naturaleza aleatoria del proceso de comunicación.
- 2.-Aspectos no ideales del medio de transmisión.
- 3.-Aspectos no ideales de los diferentes componentes activos y pasivos en el sistema.

Los componentes de intensidad modulada, detección directa de

los sistemas de comunicaciones que son mostrados en la figura 4.2:

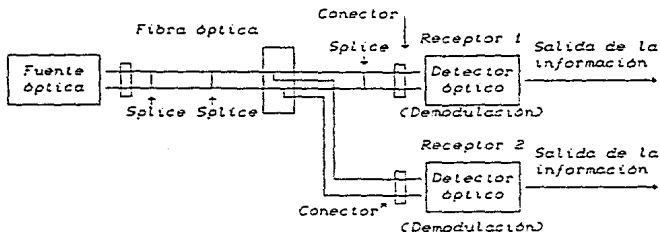


Figura 4.2

Componentes de un sistema de comunicaciones por fibra óptica de detección directa.

es empleado en la modulación óptica directa de la fuente óptica del semiconductor que produce la luz, la cual es ópticamente modulada.

4.3.2 Criterio de diseño del sistema.

Las diversas formas de la calidad en los medios de transmisión dan alcance directo a problemas de sistemas de comunicación por fibra óptica, existen dos parámetros los cuales tienden a ser considerados parámetros del criterio de diseño. Estos son:

- 1.-La razón de bit o frecuencia B , e.g., en las unidades de kb/s, kHz, Mb/s o MHz.
- 2.-La distancia de la transmisión o longitud de unión L o la longitud entre las repetidoras, esto en metros o kilómetros.

B está directamente ligado a la dispersión en la fibra y L a su atenuación. En suma otros sistemas básicos deberán ser especificados en el diseño. Algunos de los parámetros más

importantes son:

- 1.-Forma de modulación, ya sea analógica o digital.
- 2.-Sistema confiable de fidelidad.
- 3.-Costo del sistema, el cual incluye el costo de los tres componentes básicos, el costo de la instalación y los costos del mantenimiento durante el ciclo de vida del sistema.
- 4.-Confiabilidad del sistema (el sistema TAT-8, por citar un ejemplo, instalado 1989 a través del oceano atlántico entre los E.U.A. y el Reino Unido y Francia, tiene una confiabilidad específica de las fallas de los tres componentes)
- 5.-Probabilidad de crecimiento del equipo.

Sumandose a la construcción del sistema, dos consideraciones importantes aplicadas al diseño de los sistemas de fibra optica. Estos son:

- 1.-Desarrollo tecnológico.
- 2.-Disponibilidad comercial.

la tecnología de los tres primeros componentes esta envuelta en un progreso hecho.

4.3.3 Consideraciones de la fuente óptica.

La siguiente tabla muestra una comparación entre los diodos emisores de luz y los diodos laser, en términos de estas características las cuales afectan directamente el diseño del sistema. De la tabla 4.2, esta es obvia que los diodos laser son mejores en los siguientes términos:

Características de las fuentes ópticas.

Opciones del dispositivo:

- Diodo emisor de luz en superficie (SLED).
- Diodo emisor de luz en límite (ELED).
- Diodo laser (LD).

Materiales:

Ga Al As.
In Ga As P.

Características:

Longitud de onda pico (850,1300,1580 nm).
Espectro del ancho de línea.
Potencia de salida y brillantez.
Linealidad.
Respuesta en frecuencia.
Estabilidad (Control realimentado).
Confiabilidad (tiempo de vida).
Costo.
Graduabilidad superior.
Disponibilidad.

Modo de transmisión:

Razón de extinción.
Propiedades térmicas.
Requerimientos de conducción eléctricos.
Pulso del ciclo de confiabilidad.
Potencia consumida.
Formas de modulación (analógica, digital).
Código de línea.
Interfase eléctrica (RS, TTL, ECL).
Propiedades mecánicas.
Otros campos de consideraciones.

Tabla 4.2

Características de la fuente óptica.

Comparación de las características ópticas.

En la siguiente sección tomaremos en cuenta los siguientes parámetros:

- Alta potencia de salida.
- Alta potencia de envío dentro de la fibra.
- Bajo ancho del espectro.
- Alta radiancia.
- Rápida respuesta en el tiempo.
- Rápida respuesta a altas frecuencias.

Parámetro	LED	Diodo Laser
Corriente de umbral (mA)	No aplicable	5-250
Corriente de conducción (mA)	50-300	10-300
Voltaje de caída (V)	1.5-2.5	1.5-2.0
Potencia de salida (mW)	1-10	1-100
Potencia de envío dentro de la fibra (mW)	0.0005-0.5	0.5-5
Ancho del espectro. (rms) valor en nm.	35-50 (en 0.8 μm) 70-100 (en 1.3 μm)	2-3 (en 0.8 μm) 3-5 (en 1.3 μm)
Radiancia W/(cm ² sr)	1-10 (SLED) 10-100 (ELED)	$\approx 10^7$
Respuesta en el tiempo (ns)	5-50 (SLED) 2-20 (ELED)	<1
Respuesta en frecuencia. -3 dB. MHz.	<500	>500

Tabla 4.3

Comparación de las características de la fuente óptica.

Pero tomando en cuenta la tabla 4.2 dentro de las consideraciones, los lasers actualmente tienen las siguientes desventajas:

- Alta complejidad en el proceso del chip.
- Alta complejidad en el empaquetamiento.
- Alto costo.
- Requerimientos de la estabilización por realimentación (desde que la corriente de umbral es altamente dependiente de la temperatura; también los lasers pueden sufrir de rizados y la no

linealidad).

-Baja confiabilidad (principalmente tiempo a fallas-Mean Time To Failure MTF) no permanece comparable a los LED's que emiten en la superficie (SLED's) y a los LED's que emiten en los límites (ELED's), especialmente para dispositivos que operan en las regiones de 1.3 a 1.55 μm de longitud de onda.

Considerando los problemas de arriba con lasers, muchos diseños de sistemas están empleando diodos emisores de luz, especialmente del tipo de emisión limitada. Para las aplicaciones con un grado de dificultad mayor en estos sistemas, se trabaja con lasers, cuando estos están disponibles. Esto abre la puerta hasta que haya un mayor desarrollo tecnológico del laser y pueda competir en todo tipo de diseño de comunicación vía fibra óptica y tomando en cuenta el precio actual de un LED.

4.3.4 Consideraciones de la fibra óptica.

Las diferentes opciones del tipo de fibra, los materiales de la fibra y las características del cable de la fibra son listadas en la tabla 4.4.

Consideraciones de fibras ópticas.

Opciones de Fibra:

Fibra de modos múltiples.

Índice de paso.

Índice graduado.

Fibra de modo simple.

No dispersión a los cambios.

Dispersión a los cambios.

Dispersión aplanada.

Materiales de las Fibras:

Vidrio.

Sílice.

Plástico.

Polimero.

Características de las fibras ópticas:

Consideraciones de diseño de la cubierta del cable.
 Número de fibras por cable.
 Atenuación.
 Dispersión.
 Pérdidas extrínsecas.
 (microcurvaturas, macrocurvaturas y empalmes).
 Coeficiente de temperatura de la fibra.
 Coeficiente de tensión.
 Potencia de realimentación.
 Fácil en su instalación, operación y mantenimiento.
 Costo.
 Mejoramiento.
 Especiales características para aplicaciones especiales.

Tabla 4.4

Consideraciones de la fibra óptica.

La capacidad de un sistema para acomodar un mayor producto BL con un mínimo de costo adicional es de importante consideración.

- 1.-Una fibra del modo simple tiene una gran capacidad de envío de información, porque esta dispersión es insignificante, la cual permite el diseño de sistemas que usen LED's en cientos de megabits por segundo sobre distancias de 5 a 10 Km, y las cuales pueden ser mejoradas por el empleo de los diodos laser en muchos gigabits por segundo, sobre distancias similares o aun más grandes. Esta habilidad de mejorar no es posible con fibras multimodo.
- 2.-Las fibras de modo simple tienen las menores pérdidas y menor costo que las fibras multimodo, porque muchos millones de

kilómetros están siendo producidos en masa cada año. Con un adelanto en los procesos de fabricación y un incremento en la producción total, esto da por hecho que la fibra del modo simple cueste tan poco como un par de alambres de cobre en un futuro no lejano.

- 3.-Las fibras de modo simple tendrán un costo único de instalación. Los sistemas sólo requerirán cambios en los módulos de transmisión y recepción.
- 4.-El mejoramiento del sistema a un mayor producto de BL puede ser hecho por el uso de mayores velocidades de transmisión en una longitud de onda, donde la dispersión de una longitud de onda es muy pequeña.
- 5.-Las fibras de modo simple no presentan los problemas modales de ruido, esto último presente en las fibras multimodo.
- 6.-Las fibras de modo único en el cambio de red serán compatibles con un largo acarreo en la red ($L > 20 \text{ Km}$), lo cual es con el uso de una fibra de modo simple.
- 7.-La fibra de modo sencillo es también compatible con los dispositivos de óptica integrada planeados para futuros sistemas de comunicaciones. La integración de diversos dispositivos y la producción de circuitos ópto-electrónicamente integrados pudiera ser crítico en sistemas futuros, lo cual repercutiría en un incremento de velocidad, menor costo, tamaño reducido y una mayor confiabilidad.
- 8.-Las fibras de modo simple son también compatibles con futuros sistemas de comunicación coherentes por fibra óptica. Ya que estos sistemas coherentes ofrecen mejoras en la sensibilidad receptora (5 a 20 dB) y más importante, mejorar la selección del receptor (100 MHz comparado desde 100 a 1000 GHz), el ancho de banda muy grande de una fibra de modo simple (cercano a 24 THz) puede ser usado de forma efectiva.
- 9.-El empleo de fibra de modo simple a través de una red pública también facilitará la eventual estandarización de una amplia banda integrada de servicios de red digital (ISND) del futuro con un cercano potencial ilimitado de servicio.

4.3.5 Consideraciones para el detector óptico y receptor.

Las diferentes opciones, materiales, características, y consideraciones de diseño están contempladas en la tabla 4.5.

Algo importante en la selección de los fotodetectores se muestran a continuación de la tabla.

Consideraciones de los detectores y receptores ópticos.

Opciones de los dispositivos:

Diodo PIN.
Fotodiodo de avalancha.

Materiales:

Silicón.
Germanio.
In Ga As.

Características:

Diámetro del detector activo.
Rango de operación de la longitud de onda.
Respuesta (Eficiencia cuántica).
Sensibilidad a la longitud de onda pico.
Ancho de banda (velocidad de respuesta).
Voltaje de polarización.
Potencia consumida.
Ganancia de avalancha y ruido.
Corriente oscura.
Control de realimentación.
Costo, disponibilidad, mejoramiento.

Diseño del receptor:

El preamplificador y amplificador principal.
Filtrado y compensación.
Fuentes y límites del ruido.

Opciones de impedancia entrada-salida.

Alta impedancia.

Sistemas de fidelidad.

Sistemas dinámicos de rango.

Sensitividad del receptor.

Restriciones de los formatos de datos.

Tiempo de adquisición.

Potencia consumida.

Transparencia de la razón de bits.

Transparencia del patrón de bits.

Tabla 4.5

Consideraciones del receptor y detector óptico.

- 1.-APD's ofrecen una mayor sensibilidad (5 a 15 dB) que los diodos PIN y ofrecen amplios receptores en un rango dinámico a través del control de la ganancia de avalancha.
- 2.-APD's presentan las siguientes desventajas:
 - a.-La ganancia es sensitiva a la temperatura.
 - b.-Altos voltajes de polarización son necesarias para obtener la corriente necesaria de avalancha.
 - c.-Cuestan más que los diodos PIN.
 - d.-La corriente oscura y el exceso de ruido de una longitud de onda larga (1.3 - 1.55 μm) los APD's permanecen altos.
- 3.-Aunque los diodos PIN tienen una menor sensibilidad a la recepción y un menor rango dinámico, son fáciles de usar y tiene un bajo costo. De aquí, debería ser el primer dispositivo en ser seleccionado si el sistema lo permite. (Para líneas pequeñas <math>L < 10 \text{ Km}</math>, los diodos PIN pueden usarse con seguridad).
- 4.-Para aplicaciones en una longitud de onda corta (0.8 - 0.9 μm) fuentes ópticas son usadas, tanto los diodos PIN y los APD's en la tecnología del silicón ha tenido un desarrollo excelente (Estos pueden ir más allá de un producto BL cuando $BL \approx 1000 \text{ (Mb/s) \cdot Km}$).
- 5.-Para aplicaciones en largas longitudes de onda (1.3 - 1.6 μm), los diodos PIN en tecnología de Indio, Galio y Arsenico (In Ga As) han ido madurando considerablemente y ofrecen un excelente

desarrollo. Los APD's hechos con una tecnología de germanio han madurado, pero esta permanece con un exceso de ruido, alta corriente oscura, y una ganancia del producto de la ganancia con ancho de banda limitada. Los In Ga As y APD's tienen un mejor comportamiento que el germanio de APD's, pero es más difícil fabricarlos.

Parametro	Diodos PIN		
	Si	Ge	In Ga As
Rango de la longitud de onda (μm)	0.4-1.1	0.5-1.8	1.0-1.8
Sensibilidad de la longitud de onda pico, μm .	0.85	1.5	1.25
Eficiencia cuántica, %	80	50	70
Tiempo de reacción, ps	50	300	100
Votaje de polarización, V	18	8	10
Ganancia de avalancha	1.0	1.0	1.0

Parámetro	APN's	
	Si	Ge
Rango de la longitud de onda (μm)	0.4-1.1	0.5-1.8
Sensibilidad de la longitud de onda pico, μm .	0.85	1.5
Eficiencia cuántica, %	60	80
Tiempo de reacción, ps	300	500
Votaje de polarización, V	170	40
Ganancia de avalancha	80-150	80-150

Tabla 4.8

Comparación de las características típicas de los fotodetectores ópticos.

4.3.6 Consideraciones de la modulación.

Las técnicas de modulación empleadas en los sistemas de comunicaciones en fibra óptica están caracterizadas como

analógicas o digitales. Las técnicas en las cuales pueden ser usadas la categoría analógica incluyen:

- 1.-Modulación directa de la fuente óptica.
- 2.-La modulación de la subportadora eléctrica empleando uno de los siguientes parámetros como una variable:
 - a. Intensidad.
 - b. Doble banda lateral.
 - c. Frecuencia.
 - d. Fase.
- 3.-La modulación del pulso analógico empleando uno de los siguientes parámetros:
 - a. Amplitud.
 - b. Ancho.
 - c. Posición.
 - d. Frecuencia.

La técnica más ampliamente usada en la modulación digital es la modulación de pulsos codificados (PCM).

Ventajas de la modulación por pulsos codificados.

El uso extendido de los PCM's en sistemas de fibra óptica puede ser entendido en términos de las siguientes ventajas:

- 1.-Los sistemas de comunicación digital pueden tolerar muchos más grandes daños comparados a los sistemas analógicos. En un receptor digital, con señales binarias, solamente una decisión tiene que ser acompañada. Más adelante, los sistemas digitales de fibras ópticas pueden, implícitamente, operar sobre longitudes más grandes que los sistemas de fibra óptica analógicos, y por tal razón predominan hoy en día, largas distancias de transportación ($L < 20$ Km), en el mercado de las telecomunicaciones.
- 2.-Desde que comercialmente han sido disponibles las fuentes ópticas de semiconductores (diodos laser y LEDs) pueden apagarse y prenderse rápidamente (el diodo laser tiene la

capacidad de muchos giga-Hertz y el LED tiene la capacidad de muchos mega-Hertz), ello puede ser modulado directamente con un tren de pulsos binario generado por el código de la modulación de la amplitud de pulsos (PAM).

- 3.-Un sistema de fibra digital empleando la forma PCM puede manejar todo tipo de señales de información, canales de voz, video, datos. Cada una de estas señales puede ser primero codificada para producir su propio tren de pulsos eléctricos. De aquí un sistema de fibra óptica digital puede manejar una variedad de señales sin una técnica especial para diferentes tipos de señales o pérdidas de ancho de banda del canal.
- 4.-Es importante el considerar que un receptor digital normalmente diferencia un 1 de un 0, la forma de onda de un pulso o su forma particular de onda no es usualmente importante. Un sistema analógico típico requiere que una forma de onda sea precisa para ser transmitida y debe mantenerse, a menos que la razón de la señal de ruido (SNR) sea reducida.
- 5.-La electrónica en un terminal de PCM puede ser compartida por todos los canales. Esto se aplica a cuantizadores y codificadores. De aquí, cuando transmitimos cientos de canales, el costo por canal del equipo de la terminal puede ser reducido.

Desventajas de la modulación por pulsos codificados.

El PCM tiene algunas desventajas cuando se aplica a la transmisión de señales la cual es originalmente analógica. Algunas de esta desventajas se discuten a continuación:

- 1.-En un sistema típico de fibra óptica digital, la señal analógica es convertida a una señal digital para producir primero un tren de pulsos PAM por prueba en dos veces la mayor componente de la frecuencia. Entonces un tren PCM binario es producido por código el tren PAM. De aquí el ancho de banda requerido para transmitir la señal analógica digitalizada es mucho mayor que el ancho de banda de la señal analógica original.

- 2.-Las señales analógicas deben ser codificadas antes de ser transmitidas sobre un sistema de fibra óptica digital.
- 3.-En los sistemas restringidos de fibra óptica digital son muy diferentes de un sistema analógico porque la codificación, el procesado digital, y la decodificación de señales analógicas dan alcance a mecanismos de ruido los cuales son muy diferentes de los considerados en sistemas analógicos.
- 4.-Los costos y complejidades de los sistemas están incrementandose en la transmisión digital porque se hace uso de equipo para conversión analógica-digital y digital-analógica.

Modulación analógica.

Las razones para escoger un formato de modulación analógico son normalmente relativos a las economías. Dos aplicaciones conocidas de las técnicas analógicas de la fibra óptica son:

- 1.-Canal de voz individual de 4 KHz.
- 2.-Muchas frecuencias en multiplexado (FDM) en canales de 5 MHz en video.

Un sistema de fibra óptica analógico sería preferible a una larga red de comunicación analógica, tal como una retransmisión de microondas. También la intensidad de modulación analógica es fácil de aplicar en forma comparativa, aunque, hay muchas desventajas de la modulación analógica:

- 1.-Un receptor analógico requiere en forma comparativa un alto SNR (a lo menos 40 dB). De aquí que el uso de los sistemas analógicos este limitado a un relativo estrecho de longitudes de onda. (pocos megabits) y aplicaciones de corta distancia (aproximadamente de 10 a 20 Km).
- 2.-La intensidad de modulación en las señales son muy susceptibles a distorsiones armónicas porque las no linealidades en las características de la fuente de luz. Aunque, las técnicas son válidas a una linealidad de la entrada y la salida. Entre esta

aplicando la predistorsión o emplea los diferentes esquemas de modulación.

- 3.-Las señales de fase modulada pueden ser usadas para reducir la fuente de las no linealidades, pero entonces los más altos anchos de banda en las transmisiones es requerido, como es de costoso y complejo el equipo terminal.

4.4 Sistemas de comunicación analógicos por fibra óptica.

Los sistemas de comunicación por fibra óptica pueden ser atractivos, especialmente para la transmisión de video sobre un conexión de transporte corto y medio, porque su simplicidad y eficiencia-costo. Ello no es normalmente usado para conexiones de una gran longitud, donde las técnicas digitales, con la fibra de modo simple, es normalmente superior, cuando un equipo de terminal caro para codificar, multiplexar. Esto es porque un sistema analógico de fibra óptica requiere de 20 a 30 dB más alto que SNR que es lo típico comparado para un sistema digital de fibra óptica.

La necesidad para un mayor requerimiento de SNR tiene en detrimento las siguientes consecuencias para sistemas analógicos de fibra óptica:

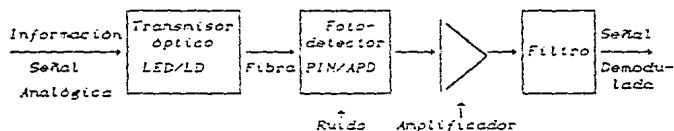
- Una alta potencia óptica ha ser probada en el detector para asegurar un alto SNR.
- Ruido en el receptor causa un deterioro en las pérdidas de transmisión, porque se requiere una potencia más alta que está siendo transmitida, esto sobre los sistemas analógicos de fibras ópticas.

Tomando en cuenta la alta sensibilidad de un sistema digital de fibra óptica y las pocas pérdidas de las fibras ópticas, esto puede ser dicho, como una tecnología de las comunicaciones, la fibra óptica es más confortable para una transmisión digital. La transmisión de canales de video ha sido la más común aplicación

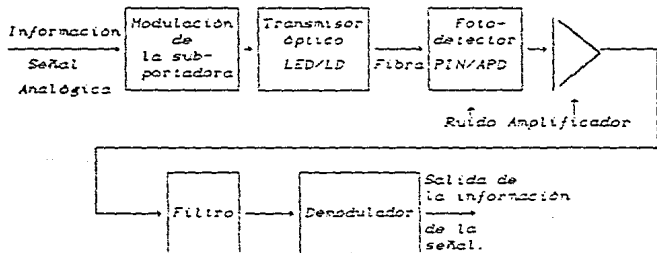
para un sistema de datos de un sistema analógico de fibra óptica, esta es una de las más fuertes aplicaciones analógicas, porque se requiere para:

- Un alto SNR.
- Una respuesta en frecuencia la cual es verdaderamente controlada.
- Una alta potencia óptica lineal contra la corriente característica de la fuente óptica.

Los sistemas analógicos de fibras ópticas pueden ser clasificados en dos tipos diferentes: y estos los presentamos en la figura 4.3.



Tipo I



Tipo II

Figura 4.3

Sistemas analógicos de comunicaciones por fibra óptica.

El tipo I es un sistema simple, y la salida de la intensidad

de luz de la fuente optica del semiconductor (diodo laser o LED) es directamente modulado por la informacion de la señal portadora analógica. Esta luz modulada entonces viaja a través de la guía de onda optica y esta es demodulada en el receptor con un fotodiodo, un amplificador y un filtro. las características del filtro dependen de la naturaleza de la señal original analógica; si este es un filtro pasa-bajas para una señal de banda base y un filtro pasa-bandas para señales de radio frecuencia.

El comportamiento de sistema, en especial el SNR, puede ser evaluado considerando la potencia de entrada óptica al detector y las contribuciones del ruido del amplificador. También presentamos el tipo II de un sistema analógico de fibras ópticas, donde una subportadora, la cual ha sido modulada por el acarreo de informacion de una señal analógica, los conductores de la fuente óptica, y de aquí la modulación. Este está hecho con objeto de manejar dos importantes consideraciones del sistema, llamados, SNR y razón de distorsión de la señal (SDR), con el ancho de banda de la guía de onda optica. Varias formas de la modulación de la subportadora se pueden usar y estas incluyen la modulación en amplitud, modulación en frecuencia, modulación en fase, modulación por frecuencia de pulsos (PFMD), o modulación por posición de puntos (PPM). Los formatos AM y FM son los tipos de modulación más ampliamente usados. Las señales moduladas entonces están lanzandose dentro de la guía de onda optica y esta es recuperada en el receptor con un fotodetector, un amplificador, y un filtro pasabandas. El punto final consiste de un demodulador el cual regresa la señal a la banda base a su forma original.

4.5 Sistemas de comunicación digital por fibra óptica.

En todo diseño de un sistema de comunicaciones por fibra óptica es importante considerar la tabla 4.7 que contiene los elementos necesarios para el diseño de un sistema por fibra optica.

Parámetro	Opciones
Fuente óptica.	LED, Diodo Laser.
Fibra óptica.	Modo múltiple, modo simple.
Detector óptico.	PIN, APN.
Rango de las longitudes de onda.	0.8-0.9 μm , 1.3-1.6 μm
Modulación.	Análogica. Modulación directa. Modulación subportadora. Modulación por pulsos.
	Digital. Dos niveles. Multinivel.
Multiplexado.	División de frecuencia (eléctrica). División de tiempo (eléctrica). División de la longitud de onda (óptica). División de espacio (óptica, fibras múltiples).

Tabla 4.7

Opciones fundamentales para el diseño de un sistema de fibra óptica.

Las ventajas de los sistemas digitales de transmisión han sido discutidos previamente. Estos sistemas han sido empleados ampliamente en redes de líneas telefónicas durante la mitad de los 80's. En esta sección mostraremos el diseño de los sistemas BL por tabla cuadrículada. Algunos nuevos aprovechamientos al diseño del sistema, los cuales permanecen en las investigaciones de fase.

4.5.1 Diseño de longitud y ancho de banda por tabla cuadrículada.

El diseño digital por tabla cuadrículada se muestra en la figura 4.4, donde la conexión de la longitud (L) está dividida

dentro de ocho secciones convenientes desde una distancia de 1 m a más de 100 Km. De manera similar, la razón de transmisión (B) ha sido dividida, cubriendo desde menos de los 10 Kb/s a más de un 1 Gb/s.

B \ L		L ₁	L ₂	L ₃	L ₄	L ₅	L ₆	L ₇	L ₈
		1 - 10 m	10 - 100 m	100 - 1000 m	1 - 3 Km	3 - 10 Km	10 - 50 Km	50 - 100 Km	>100 Km
B ₁	< 10 Kb/s								
B ₂	10 - 100 Kb/s							VII	
B ₃	100 - 1000 Kb/s			I					V
B ₄	1 - 10 Mb/s								
B ₅	10 - 50 Mb/s								
B ₆	50 - 500 Mb/s				II				
B ₇	500 - 1000 Mb/s			IV				VI	
B ₈	> 1 Gb/s	...							

Figura 4.4

El diseño del sistema digital BL a cuadros

- I. SLED CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE DE PASO.
- II LED O DIODO LASER CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE DE PASO O INDICE GRADUADO.
- III DIODO LASER O ELED CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE DE PASO.
- IV DIODO LASER O ELED CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE GRADUADO.
- V DIODO LASER CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE GRADUADO.
- VI DIODO LASER CON FIBRA DE MODO SENCILLO.
- VII DIODO LASER CON FIBRA MULTIMODO DE INDICE DE PASO.

Una vez que el producto BL es conocido, el diseñador puede identificar la región correspondiente sobre los cuadros y entonces proceder a estudiar el método que se describirá más adelante. Estudiando las diferentes opciones disponibles para cambiar la

fuelle, la fibra, o el detector (y por tanto el diseño del receptor), el diseñador puede determinar un diseño óptimo. La figura 4.4 identifica siete regiones diferentes las cuales presentan una combinación por igual de la fuente y la fibra.

Las regiones I y IV están muy bien definidas, como ellas corresponden a dos extremos del sistema. La región II requiere consideraciones de mayor cuidado para un diseño óptimo del sistema. En la aplicación de este método de diseño están consideradas a la aplicación de sincronía, digital, sistemas de comunicaciones punto a punto. Estos sistemas permiten a ellos mismos ir más adelante en el análisis y, al mismo tiempo, proveen una base para examinar arquitectura más complejas, como serían redes multiterminales de datos y división de longitudes de onda en multicanales multiplexadas (WDM) en sistemas de comunicaciones digitales por fibra óptica.

4.5.2 Procedimiento para un diseño de sistema digital.

Los procedimientos para el diseño de sistemas digitales para diferentes configuraciones por fibra óptica son muy similares cuando se tienen muchas opciones y están disponibles para los tres componentes básicos. Los siguientes pasos pudiesen aplicarse en un sistema típico de diseño:

- 1.-Determine el máximo rango tolerable de bits de error para el sistema. BER es la probabilidad que un error fuera hecho en la detección de un bit recibido. Esto dependerá del desarrollo deseado del sistema, pero un BER de 10^{-9} es comunmente usado en sistemas digitales por fibra óptica. Algunas computadoras requieren un BER $\leq 10^{-12}$.
- 2.-Determinar el producto BL del sistema. El objetivo del diseñador es transmitir los datos deseados B sobre la línea con longitud L y obtener las especificaciones del BER.
- 3.-Determine la región apropiada para el sistema sobre los cuadros del producto BL.
- 4.-Identificar la fuente recomendada, en todo caso el diodo laser

o diodo emisor de luz, y determine la potencia promedio P_s en dBm (nivel de potencia en decibeles referente a 1 mW). Valores típicos de potencia (figura 4.5) para los diodos están en el rango de 0.1 a 5 mW (-10 a 7 dBm), mientras los valores típicos para los LED's son de -10 a -25 dBm.

- 5.-Determinar el rango de sensibilidad P_R para obtener un BER de 10^{-4} en el rango requerido, también en dBm. La sensibilidad del receptor para PIN FET (1.1 a 1.6 μm) y para receptores de silicón ($\lambda \leq 1 \mu\text{m}$) es presentado en la figura 4.5 para un rango de bits entre los 10 a 1000 Mb/s (el cual cubren un mayor número rango de datos). Los valores típicos par un rango de P_R es de -50 a -30 dBm.
- 6.-Determinar el máximo de pérdidas α_{max} del sistema tomando la diferencia entre P_s y P_R ($\alpha_{\text{max}} = P_s - P_R$). Si por alguna razón las pérdidas del sistema son más grandes que α_{max} , el BER deberá exceder 10^{-4} (o considerar otra especificación).
- 7.-Determinar las pérdidas totales α_s de todos las uniones en la línea, en decibeles.
- 8.-Determinar las pérdidas totales α_c de todos los conectores en la línea, en decibeles.
- 9.-Determinar el margen de potencia α_{mar} en decibeles para el sistema. Esto se incluye siempre como un factor de seguridad que permite que para incrementos imprevistos en las pérdidas totales de la línea y para parámetros de ruido.
- 10.-Determine las pérdidas (α_f que pueden permitir a la fibra en la línea, realizando la siguiente diferencia:

$$\alpha_f = \alpha_{\text{max}} - (\alpha_a + \alpha_c + \alpha_{\text{mar}}) \text{ dB} \quad (4.1)$$

- 11.-Determine las pérdidas típicas normalizadas (α_n dB/Km) del cable de la fibra a ser usado en la operación de la longitud de onda de la fuente optica seleccionada para el sistema.
- 12.-Determine la máxima longitud L_{max} de la línea (o la longitud entre repetidoras) por medio de la siguiente división:

$$L_{\text{max}} = \frac{\alpha_f}{\alpha_n} \quad (4.2)$$

- 13.-Si $L_{max} \geq L$, como se especifica en el paso 3 del diseño inicial, entonces el sistema diseñado es satisfactorio y otros factores como: costo, disponibilidad, confiabilidad, opción de crecimiento, etc., pudieran añadirse.
- 14.-Si $L_{max} < L$, entonces el diseño del sistema no es satisfactorio y el diseñador debe considerar las opciones para incrementar la potencia de la fuente en la transmisión, incrementar la sensibilidad del receptor y reducir la atenuación de la fibra normalizada (con dB/Km) y determinar de cualquier modo $\alpha_{o,c}$ y $\alpha_{m,x}$, pueden reducirse también. Es mejor llevar a efecto este análisis de presupuesto-potencia que usar el peor caso de datos para los diferentes parámetros previamente discutidos y un razonable margen de potencia.

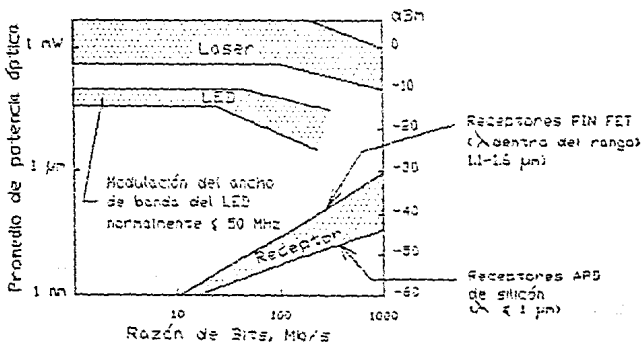


Figura 4.5

Margen de transmisión v.s. razón de bits para un sistema de comunicaciones digital por fibra óptica.

CONCLUSIONES

La importancia en un mundo que tiene un desarrollo tecnológico acelerado nos condujo a tener como primera meta el desarrollo de un estudio sobre los principios de comunicación por medio de fibra óptica empleando laser (LD).

En primer lugar determinamos que se debía conocer el medio conductor, en este caso la fibra óptica, así que se definió la importancia del medio modulador, realizándose un estudio, apoyándonos en la teoría electromagnética en el desarrollo de los tipos de modos (TE y TM), esta teoría es aun aplicable al tipo de laser que se desee diseñar.

Se desarrollo un estudio de la Física del laser debido a que el comportamiento de un diodo laser es semejante a cualquier otro tipo de laser (sólido, líquido, gas) por lo que constatamos que la teoría estudiada aquí es aplicable a cualquier laser que se quiera estudiar o diseñar.

En el estudio correspondiente a los principios de modulación se definió la importancia de las técnicas correspondientes que existen, así como de la importancia de las señales digitales y sus códigos correspondientes, además el poder construir un sencillo diseño empleando elementos electrónicos para tal fin.

Finalmente agrupamos el estudio previo para definir la importancia de los elementos que se deben considerar para el diseño de una línea de comunicaciones que transfiera la información que uno desea, empleando los elementos que trabajarán con una mayor eficiencia, para el caso particular que se desee diseñar. Esto sienta las bases para la transmisión de cualquier tipo de información que se pueda modular.

Tomando en cuenta que si se desea transferir información debemos tener en consideración la cantidad de información que se desea enviar (en bauds/seg), y la longitud de la línea para poder

determinar el tipo de fibra óptica que tendrá una mayor eficiencia, así como la fuente óptica que este a la altura del diseño, tomando en cuenta la técnica de modulación más adecuada.

El siguiente paso al presente trabajo es el diseño del controlador de temperatura y envejecimiento de un LD, además de un desarrollo sobre los fotodiodos, relevantes en la recepción de la información, y construir el diseño correspondiente.

APENDICE A

SOLUCION DE LA ECUACION DIFERENCIAL DE 1^{ER} ORDEN

Tenemos una ecuación diferencial de la siguiente forma; de primer orden, lineal de coeficientes constantes y no homogénea, como se muestra a continuación:

$$\frac{d \zeta(t)}{dt} - A \zeta(t) = B \quad A \text{ \& B = constantes} \quad (\text{A.1})$$

donde despejamos el miembro del lado izquierdo mostrándose de la siguiente manera:

$$\frac{d \zeta(t)}{dt} = B - A \zeta(t) \quad (\text{A.2})$$

sacamos como factor común a la A y factorizamos, despejando esto último:

$$\frac{d \zeta(t)}{\zeta(t) - B/A} = -A dt \quad (\text{A.3})$$

tomando en cuenta las condiciones iniciales del problema tenemos:

$$\begin{aligned} \zeta(t=0) &= \zeta_0 \\ \zeta(t=t) &= \zeta(t) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

substituyendo en la ecuación integral siguiente:

$$\int_{\zeta_0}^{\zeta(t)} \frac{d \zeta(t)}{\zeta(t) - B/A} = -A \int_0^t dt \quad (\text{A.5})$$

integrando nos da:

$$\ln \left[\frac{\zeta(t) - B/A}{\zeta_0 - B/A} \right] = -At \quad (A.6)$$

cuya solución final es:

$$\zeta(t) = \zeta_0 e^{-At} + B/A(1 - e^{-At}) \quad (A.7)$$

si $B = 0$ entonces la solución final nos queda

$$\zeta(t) = \zeta_0 e^{-At} \quad (A.8)$$

APENDICE B

SOLUCION A LA ECUACION DE ONDA

Consideremos la ecuación de onda en una dimensión:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (\text{B.1})$$

la solución más general de la ecuación de arriba es:

$$\psi = f(x - vt) + g(x + vt) \quad (\text{B.2})$$

donde f y g son arbitrarios de sus argumentos. El primer término sobre el lado derecho de la ecuación de arriba representa un pulso sin distorsión propagándose en la dirección del eje $+x$ con velocidad v ; de manera similar el segundo término representa un pulso propagándose en la dirección del eje $-x$ con la misma velocidad v . Así somos capaces de obtener una ecuación del tipo:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (\text{B.3})$$

esto nos lleva a la siguiente relación, en la cual las ondas se propagan a la velocidad siguiente:

$$v = 1/(\epsilon \mu)^{1/2} \quad (\text{B.4})$$

Las soluciones a las ondas planas de la ecuación (B.1) están dadas por:

$$\psi(x, t) = e^{i(\omega t - kx)} \quad (\text{B.5})$$

donde:

$$\omega/k = v \quad (\text{B.6})$$

Consideremos una ecuación de onda en tres dimensiones:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (B.7)$$

esta la resolvemos por el metodo de separación de variables

$$\Psi(x,y,z,t) = X(x)Y(y)Z(z)T(t) \quad (B.8)$$

substituyendo en ecuación (B.7) y dividiendo por Ψ obtenemos:

$$\left[\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} \right] + \left[\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} \right] + \left[\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} \right] = \frac{1}{v^2} \left[\frac{1}{T} \frac{d^2 T}{dt^2} \right] \quad (B.9)$$

las variable pueden ser separadas y resolverse de manera independiente:

$$\begin{aligned} \frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} &= -k_x^2 \\ \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} &= -k_y^2 \\ \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} &= -k_z^2 \\ \frac{1}{T} \frac{d^2 T}{dt^2} &= -\omega^2 \end{aligned} \quad (B.10)$$

donde:

$$\omega^2/v^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (B.11)$$

las soluciones de las ecuaciones de arriba pueden ser escritas en términos de funciones exponenciales y pudieran escribirse:

$$\Psi(x,y,z,t) = A e^{i(\omega t - kx)} \quad (B.12)$$

$$= A e^{i(vt - (k_x x + k_y y + k_z z))} \quad (B.13)$$

los signos de arriba y abajo corresponden a la propagación a favor y opuesta a k en forma respectiva.

Ahora tomando en cuenta una onda esférica la solución a la ecuación (B.7) es:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right] = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (B.14)$$

substituyendo $\Psi = (1/r) u(r)$ obtenemos:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (B.15)$$

el cual es de la misma forma que la ecuación (B1). Entonces la solución general de la ecuación (B.15) es:

$$\Psi = \frac{f(r - vt)}{r} + \frac{g(r + vt)}{r} \quad (B.16)$$

el cual representa las ondas esféricas que entran y salen.

BIBLIOGRAFIA:

AMPLIFICADORES CON CONTROL AUTOMATICO DE
GANANCIA PARA RECEPTORES OPTICOS

LINARES Y M., R., JARDON A., H. Y FONSECA A., Walter.
Informe Tecnico CINVESTAV-IPN, Serie Amarilla. 1988 No. 74

AN INTRODUCTION TO OPTICAL FIBERS.

CHERIN, Allen H.
Mc Graw Hill, 1965

ANALISIS DE FOURIER

HSU, Hwei P.
Addison-Wesley Iberoamericana, 1970

FIBER OPTIC COMMUNICATIONS.

PALAIS, Joseph C.
Second Edition. Prentice Hall, 1968.

FIBER OPTICS HANDBOOK.

ALLAPD, Frederick C.
Mc Graw Hill, 1990

HIGH-POWER LASERS: IMPROVEMENTS AND
APLICACIONES A literature study.

SIGMOND, J. & Tierspra, Marten.
Elsevier Applied Science, 1988

INTRODUCTION TO MICROWAVE THEORY.

ATWATER, H. A.
Mc Graw Hill, 1962

THE LASER COOKBOOK.

McCOMB, Gordon.
TAB Books, 1988.

LASER DEVICES AND APPLICATIONS.

KAMINOW, Ivan P. and SIEGMAN, Anthony E.
IEEE PRESS, 1973

LASER EXPERIMENTER'S.

HORN, Delton T.
TAB Books, 2nd. Ed., 1986

THE LASER GUIDEBOOK.

HETCH, Jeff
Mc Graw Hill, 1986

LASERS

SIEGMAN, Anthony E.
University Science Book, 1986

MODERN DIGITAL AND ANALOG COMMUNICATION SYSTEMS

LATHI, B.P.
CBS COLLEGE PUBLISHING, 1980

OPTICA

HECHT, Eugene y ZAJAC, Alfred
Addison-Wesley Iberoamericana, 1974

OPTICAL ELECTRONICS.

GHATAK, A.K and Thyagarajan, K.
Cambridge, 1989

OPTICAL FIBER TRANSMISSION.

BASH, Bert.
Howard W. Sams, 1987

OPTICS GUIDE.

MELLES GRIOT
Melles Griot, 1988

SEMICONDUCTOR LASERS AND HETEROJUNCTION LEDs.

KRESSEL, Henry and BUTLER, J.K.

Academic Press, 1977

TRANSMISION DE INFORMACION, MODULACION Y RUIDO.

SCHWARTZ, Mischa

Mc Graw Hill, 1983

TRANSMISORES Y RECEPTORES PARA SISTEMAS DE
TELECOMUNICACIONES VIA FIBRA OPTICA.

LINARES Y M., R., JARDON A., H. Y FERMOSE R., R.

Informe Tecnico CINVESTAV-IPN, Serie Amarilla, 1990 No. 96

VARIABLE COMPLEJA

HAUSER, Arthur

Addison-Wesley Iberoamericana, 1971