

01170

1  
204

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO DE

LA FACULTAD DE INGENIERIA (DEPFI)

" TRANSMISION OPTICA

CON DEFECCION SINCRONA. "

TESIS QUE PARA OBTENER EL TITULO

DE MAESTRO EN INGENIERIA (ELECTRICA)

PRESENTA:

ARTURO ARVIZU MONDRAGON

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JAVIER MENDIETA JIMENEZ

MEXICO

1990

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



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.

#### I.- COMUNICACIONES OPTICAS COHERENTES.

- 1.1 Introducción, propiedades fundamentales, ventajas y problemas asociados.
  - 1.1.1 Detección heterodina.
  - 1.1.2 Sistemas de transmisión ópticos coherentes.
  - 1.1.3 Ventajas de la detección heterodina.
  - 1.1.4 Problemas asociados a la detección heterodina.
- 1.2 Principales sistemas de comunicaciones ópticas.
  - 1.2.1 Modulación analógica.
    - 1.2.1.1 Detección no coherente.
    - 1.2.1.2 Detección coherente.
  - 1.2.2 Modulación digital.
    - 1.2.2.1 Detección no coherente.
    - 1.2.2.2 Detección heterodina.
  - 1.2.3 Sistemas Multicanalizados (FDM).
- 1.3 Limitaciones fundamentales en las comunicaciones ópticas.
  - 1.3.1 Limitaciones asociadas al transmisor.
  - 1.3.2 Limitaciones asociadas con el canal de transmisión.
  - 1.3.3 Limitaciones asociadas con el receptor.

Referencias del capítulo I.

#### II.- PORTADORAS OPTICAS.

- 2.1 Generación de radiación óptica por fuentes semiconductoras.
  - 2.1.1 Láseres de semiconductor.
  - 2.1.2 Umbral de emisión y eficiencia.
  - 2.1.3 Espectro óptico de emisión.
- 2.2 Ruido, fluctuaciones y coherencia en principales fuentes ópticas láser.
  - 2.2.1 Densidad espectral del campo óptico, análisis teórico.
  - 2.2.2 Densidad espectral de la corriente generada en el fotorreceptor.
    - 2.2.2.1 Aplicación a la detección heterodina.
    - 2.2.2.2 Aplicación a un sistema de comunicaciones coherentes DPSK.
  - 2.2.3 Medición del espectro del campo óptico.
  - 2.2.4 Procedimiento experimental.
- 2.3 Estabilización frecuencial de láseres de semiconductor.
  - 2.3.1 Influencia de la temperatura.
  - 2.3.2 Influencia de la corriente de inyección.
  - 2.3.3 Sistema de control de temperatura.

- 2.3.4 Sistema de control de corriente.
- 2.3.5 Discusión.
- Referencias del capítulo II.
- III.- FOTODETECCION COHERENTE.
  - 3.1 Aspectos espaciales y de polarización.
    - 3.1.1 Influencia de la distribución espacial de las ondas recibidas.
  - 3.2 Aspectos temporales de la mezcla óptica.
  - 3.3 Detección diferencial.
    - 3.3.1 Esquema de principio.
    - 3.3.2 Rechazo de ruido en modo común.
  - 3.4 Efectos de la polarización.
- Referencias del capítulo III.
- IV.- SINCRONIZACION DE PORTADORA.
  - 4.1 Lazos de sincronización para sistemas de portadora suprimida.
    - 4.1.1 Método del lazo cuadrador.
    - 4.1.2 Lazo de Costas.
    - 4.1.3 PLL con ayuda de datos.
  - 4.2 Criterios de diseño para demodulación de fase.
    - 4.2.1 Diseño de un Lazo de Costas.
  - 4.3 Demoduladores de frecuencia.
    - 4.3.1 Demodulación F.M. por detección de envolvente.
    - 4.3.2 Demoduladores de frecuencia realimentados.
- Referencias del capítulo IV.
- V.- DISEÑO DE UN PLL OPTICO.
  - 5.1 PLL óptico con ayuda de datos.
  - 5.2 Ruidos del receptor y sus propiedades.
    - 5.2.1 Ruido de fase  $\phi_n(t)$ .
    - 5.2.2 Ruido cuántico  $n(t)$ .
  - 5.3 Modelo linealizado del PLL.
  - 5.4 Impacto del ruido cuántico en el desempeño del PLL.
  - 5.5 Impacto del ruido de fase en el desempeño del PLL.
  - 5.6 Desempeño del sistema completo.
  - 5.7 Diseño del lazo óptimo.
  - 5.8 Requerimientos del ancho de línea del láser.
- Referencias del capítulo V.
- VI.- EXPERIMENTACION.
  - 6.1 Montaje óptico.
  - 6.2 Modulación-demodulación de fase (BPSK).
  - 6.3 Modulación-demodulación de frecuencia (FSK).
- Referencias del capítulo VI.
- VII.- SINCRONIZACION DE BIT.
  - 7.1 Sincronizadores de bit de filtrado no lineal.
  - 7.2 Sincronización de símbolo para señales ópticas digitales a alta velocidad.
    - 7.2.1 Circuito de sincronización.
    - 7.2.2 Circuito no lineal.
    - 7.2.3 Diseño del circuito sincronizador.
    - 7.2.4 Circuito de decisión.
  - 7.3 Aplicación de la sincronía de bit en sistemas PSK.
- Referencias del capítulo VII.

## VIII.- SINCRONIZACION ESPACIAL.

- 8.1 Apuntamiento óptico.
- 8.2 Adquisición espacial.
  - 8.2.1 Rastreo de antena.
  - 8.2.2 Rastreo del plano focal.
  - 8.2.3 Arreglos del plano focal.
    - 8.2.4.1 Búsqueda secuencial con arreglos (procesamiento paralelo).
    - 8.2.4.2 Búsqueda secuencial con arreglos fijos (procesamiento serie).
- 8.3 Rastreo espacial.
- 8.4 Aspectos sobre sistemas y componentes utilizables.  
Referencias del capítulo VIII.

### APLICACIONES, CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO.

- A1.- APENDICE I.
- A2.- APENDICE II.

## INTRODUCCION.

Este trabajo comprende actividades de estudio conceptual y experimentación en comunicaciones ópticas coherentes. Actualmente este campo presenta un desarrollo acelerado en una diversidad de aspectos que van desde el estudio y conceptualización sobre los fundamentos de generación de radiación óptica, su modulación, codificación, propagación, detección, amplificación, estimación, sincronización, hasta desarrollos tecnológicos en sistemas de telecomunicaciones analógicos y digitales de gran distancia y gran capacidad, sistemas multicanalizados, redes de distribución coherente, transmisión en el espacio libre, radar óptico y, en menor grado, en instrumentación industrial con los sensores de fibra óptica.

En este trabajo se abordan particularmente los aspectos de detección de la portadora óptica, sincronización, modulación y demodulación angular, desde el punto de vista teórico y experimental; sin embargo, no se dejan de mencionar los conceptos fundamentales de la generación y propagación de la radiación óptica.

En el capítulo I se presentan los principios de funcionamiento de los sistemas de telecomunicaciones ópticos con fotodetección coherente, iniciando con la descripción espectral de las señales que intervienen en dicho proceso. A continuación se ilustran los esquemas típicos de transmisión heterodina, incluyendo los subsistemas de generación, modulación, mezcla, detección y demodulación. Posteriormente se hacen manifiestas las ventajas de la fotodetección heterodina respecto a la recepción directa tradicional en términos de los parámetros del sistema de comunicaciones. Asimismo, se mencionan las principales dificultades en su realización. Se exponen las limitaciones fundamentales en los sistemas de comunicaciones ópticas, asociadas al transmisor, al medio de propagación y al receptor.

Además en este capítulo se describen los principios de operación de los principales sistemas de comunicaciones ópticas y se introducen los sistemas con modulación analógica directa de la intensidad de la portadora óptica y de la amplitud, frecuencia y fase de subportadoras de radiofrecuencia. A continuación se presentan los sistemas analógicos con fotodetección heterodina, con modulación

lineal y angular de la portadora óptica. Posteriormente se describe la modulación digital de intensidad del campo óptico y su detección directa, así como la modulación ASK, PSK y FSK de la portadora óptica para fotodetección coherente. Finalmente, se mencionan aspectos generales de sistemas ópticos coherentes multicanalizados.

En el capítulo II se presentan brevemente los principios de funcionamiento de los láseres de semiconductor, que constituyen las principales fuentes de radiación óptica utilizadas en sistemas de transmisión heterodina, dadas sus propiedades concernientes a la coherencia espacial y temporal del campo óptico emitido, así como a la posibilidad de control y modulación de su amplitud, frecuencia y fase. La incidencia del ruido y fluctuaciones en el campo óptico recibido por el detector (compuesto por la superposición de la señal óptica portadora de información y el oscilador local) sobre la corriente eléctrica resultante es analizada, conduciendo al establecimiento de las severas condiciones de coherencia y estabilización frecuencial de los láseres transmisor y oscilador local. Estos efectos se ilustran con un montaje experimental para la observación de la repercusión del ancho de línea de la fuente sobre la dispersión del espectro de potencia de la señal fotodetectada. Asimismo se introducen los sistemas de estabilización a largo plazo de los láseres, basado en el control de su temperatura y de su corriente de inyección.

El funcionamiento de un sistema de fotodetección coherente es dependiente de las características espaciales y temporales de los campos ópticos recibidos. En el capítulo III se presenta primeramente la influencia de las distribuciones espaciales de los haces incidentes sobre la eficiencia de mezcla óptica, conduciendo a las estrictas condiciones de directividad y de superposición de frentes de onda en este proceso. A continuación se describe la repercusión del ruido cuántico inherente al flujo luminoso y de la distribución espectral de su potencia sobre la señal eléctrica post-detección. Finalmente se propone un esquema optoelectrónico diferencial para el mejoramiento de las características de la fotodetección heterodina con la reducción de ruidos en modo común.

En el capítulo IV se presentan las técnicas de sincronización de portadoras ópticas moduladas en el contexto de la fotodetección coherente, precisando los métodos para sincronización de señales con portadora suprimida tales como el lazo cuadrador, el lazo de Costas y el PLL con ayuda de datos, con el estudio de su comportamiento en presencia de ruido. Se describen, además, brevemente, los demoduladores de frecuencia coherentes e

incoherentes.

Los criterios de diseño de un PLL óptico con ayuda de datos son presentados en el capítulo V, con orientación a la demodulación PSK en sistemas ópticos heterodinios. La incidencia de los diferentes ruidos que intervienen en el sistema es considerada, incluyendo al ruido de fase y al ruido cuántico, conduciendo al establecimiento del compromiso existente entre el error de fase y el ancho espectral de la fuente óptica. Posteriormente se describe el diseño de lazos subóptimos. Finalmente se obtienen los requerimientos de ancho de línea espectral del láser para sistemas heterodinios funcionando a diferentes velocidades de transmisión.

En el capítulo VI se describe el trabajo experimental realizado, que comprende: a) un montaje óptico que simula un sistema de transmisión óptico coherente, b) el diseño y realización de un modulador de frecuencia FSK y manejador de un modulador acustoóptico (amplificador de potencia que soporte dicha modulación) así como de un demodulador de frecuencia FSK, c) el diseño y realización de un modulador de fase PSK y manejador para el modulador acustoóptico (capaz de soportar la modulación de fase) así como el circuito demodulador de fase PSK. Se presentan resultados en la operación bajo diferentes condiciones, en presencia de modulación digital.

En el capítulo VII se presentan las técnicas de sincronización de símbolo en los sistemas de transmisión digital a alta velocidad, proponiendo e ilustrando experimentalmente circuitos de extracción de sincronía basados en PLLs y de decisión, acordes con los compromisos entre los ruidos de fase y los intervalos de adquisición, rastreo y encadenamiento.

Finalmente en el capítulo VIII se presentan aspectos específicos involucrados en las transmisiones ópticas en el espacio libre: el apuntamiento del transmisor, la adquisición espacial y el seguimiento en el receptor.

## CAPITULO I COMUNICACIONES OPTICAS COHERENTES.

### 1.1.-INTRODUCCION,PROPIEDADES FUNDAMENTALES,

#### VENTAJAS Y PROBLEMAS ASOCIADOS.

En este capítulo se presentan los principios de funcionamiento de los sistemas de telecomunicaciones ópticas con fotodetección coherente, iniciando con la descripción espectral de las señales que intervienen en dicho proceso. A continuación se ilustran los esquemas típicos de transmisión heterodina, incluyendo los subsistemas de generación, modulación, mezcla, detección y demodulación. Posteriormente se hacen manifiestas las ventajas de la fotodetección heterodina respecto a la recepción directa tradicional en términos de los parámetros del sistema de comunicaciones. Asimismo, se mencionan las principales dificultades en su realización. Se exponen las limitaciones fundamentales en los sistemas de comunicaciones ópticas, asociadas al transmisor, al medio de propagación y al receptor.

Además en este capítulo se describen los principios de operación de los principales sistemas de comunicaciones ópticas y se introducen los sistemas con modulación analógica directa de la intensidad de la portadora óptica y de la amplitud, frecuencia y fase de subportadoras de radiofrecuencia. A continuación se presentan los sistemas analógicos con fotodetección heterodina, con modulación lineal y angular de la portadora óptica. Posteriormente se describe la modulación digital de intensidad del campo óptico y su detección directa, así como la modulación ASK, PSK y FSK de la portadora óptica para fotodetección coherente. Finalmente, se mencionan aspectos generales de sistemas ópticos coherentes multicanalizados.

La historia de los sistemas de comunicación usando ondas lumínicas coherentes es bastante larga. Precisamente después de la invención del láser en 1960, se hizo un intento de usar ondas de luz en una forma tan sofisticada como la usada con las ondas de radio. En los años 60 los ingenieros y científicos intentaron expandir la tecnología de las comunicaciones de las ondas de radio en el área de las ondas de luz, y se establecieron los conceptos básicos de detección heterodina/homodina y de la multicanalización óptica por división de frecuencia [1.], [2.]. Por ejemplo, la detección óptica heterodina de una señal óptica AM de 84 kHz

fue llevada a cabo a lo largo de 64 km de guías de onda de lentes en 1967 [1.37]. Un experimento de la transmisión de señales ópticas FDM con un espaciamiento de 30 GHz fue llevado a cabo en 1973 [1.37]. Sin embargo, se halló que estos sistemas no eran prácticos, dado que utilizaban láseres de gas o de estado sólido, los cuales son difíciles de manejar fuera del laboratorio.

En los años 70, los sistemas con modulación de intensidad y detección directa fueron rápidamente desarrollados después de que fue lograda la operación continua del láser a temperatura ambiente y se fabricaron fibras de sílice de bajas pérdidas. Actualmente están siendo conectadas líneas troncales que manejan velocidades de Gbit/s en las más grandes ciudades de Estados Unidos y Japón. También están siendo usados cables de fibra óptica para comunicaciones trans-oceánicas.

El desarrollo de sistemas de transmisión de velocidades más altas ha resultado en el avance reciente de diodos láser de semiconductor coherentes (fig. 1.1).

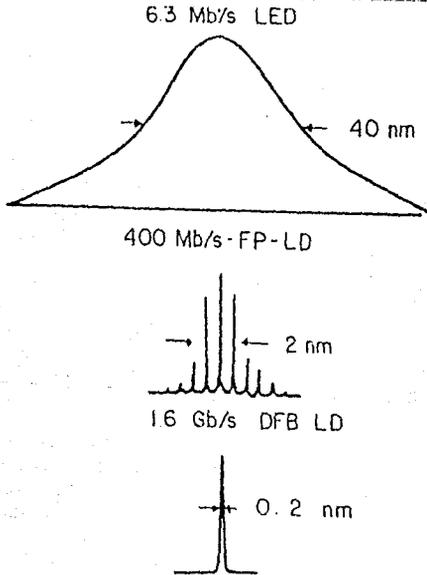


Fig. 1.1 Espectro de fuentes de luz de semiconductor.

donde LED: diodo emisor de luz, FP-LD: diodo láser Fabry-Perot,

DFB-LD: diodo láser de cavidad realimentada.

Como resultado del avance en diodos láser con una coherencia más grande, están siendo desarrolladas tecnologías de detección óptica heterodinas/homodinas, de multiplexaje óptico por división de frecuencia y otras tecnologías ópticas avanzadas que serán usadas en las redes de telecomunicaciones del futuro [1.4, 1.5, 1.6]. Como se muestra en la figura 1.2, la capacidad (en bits\*km) de los experimentos ópticos heterodinos recientes se está aproximando rápidamente a los datos experimentales previos de los sistemas con modulación intermedia-y-detección directa. Las metas de investigación actuales para las comunicaciones ópticas avanzadas se enfocan en tres áreas como se ilustra en la figura 1.3: mayor separación entre repetidores, alta velocidad de transmisión, y multiplexaje óptico denso. El área sombreada muestra el estado del arte y el cubo indica las metas de investigación futuras. La tecnología clave para un mayor espaciado entre repetidores y una transmisión óptica de más alta velocidad es la detección óptica heterodina/homodina. La tecnología clave para un multiplexaje óptico más denso es la FDM óptica.



### 1.1.1.- DETECCION HETERODINA.

En la figura 1.4 se muestran los diagramas a bloques de un receptor para comunicaciones ópticas con detección directa y un receptor con detección heterodina.

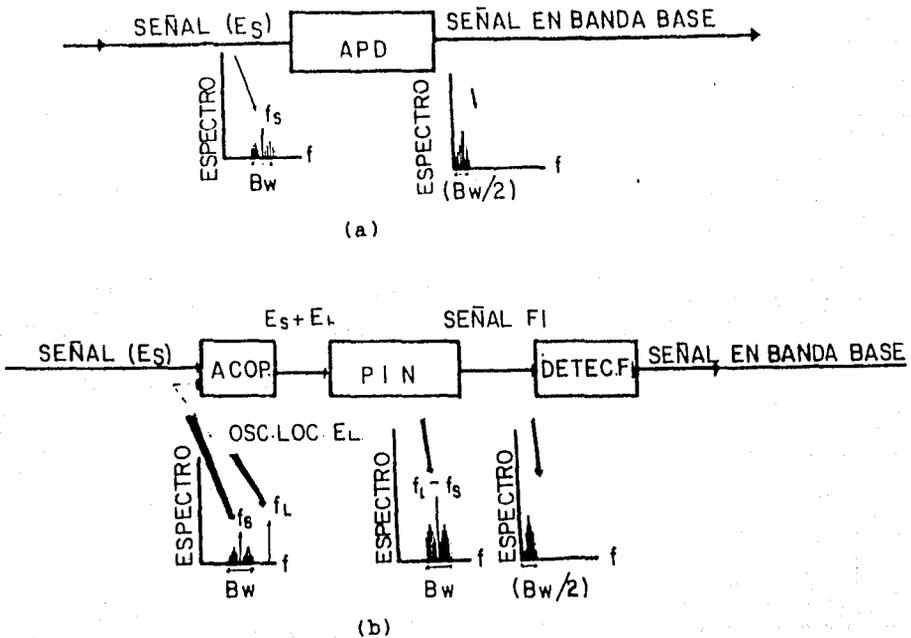


Fig.1.4 Diagrama a bloques de un receptor óptico usando: a) detección directa; b) detección heterodina. Donde APD: fotodiodo de avalancha, ACOP.: acoplador óptico, PIN: diodo PIN, DETEC. FI: detector de frecuencia intermedia.

En un receptor heterodino, la señal de datos y la señal del oscilador local son combinadas en un acoplador óptico y superpuestas en los detectores de tal forma que dos campos eléctricos son sumados juntos. La salida de frecuencia intermedia (F.I.) es convertida a una señal de banda base. En la figura 1.4.b, la señal  $f_L$  representa al oscilador local y  $f_s$  es la señal de datos. El oscilador local y la señal pueden ser representados como  $E_L = A_0 \cos \omega_0 t$  y  $E_s = A_1 \cos \omega_1 t$ , respectivamente. La corriente a la salida del fotodetector (detector de ley cuadrática) viene dada por:

$$i = a(A_0 \cos \omega_0 t + A_1 \cos \omega_1 t)^2 \quad (1.1.1.1)$$

Como resultado del proceso cuadrático en (1.1.1.1) hay productos cruzados entre los dos términos que incluyen las sumas y diferencias de estas frecuencias. Las sumas de frecuencias son demasiado altas para poder ser pasadas a través del detector óptico y pueden ser despreciadas. Esto da como resultado la siguiente ecuación:

$$i = a \left[ \frac{A_0^2 + A_1^2}{2} + A_0 A_1 \cos(\omega_0 - \omega_1)t \right] \quad (1.1.1.2)$$

El término  $A_0 A_1 \cos(\omega_0 - \omega_1)t$  representa el batimiento entre el oscilador local y la señal y es una portadora deseable de frecuencia intermedia (F.I.). La potencia de la portadora de F.I. depende del producto de la potencia lumínica del oscilador local  $P_0$  y la potencia lumínica de la señal  $P_1$ , mientras que la potencia eléctrica de salida del detector directo es proporcional únicamente al cuadrado de la potencia óptica de la señal de datos.

Además de la corriente de directa y la corriente de F.I. deseada se tiene el ruido cuántico que acompaña a la corriente directa  $i_{sn}$  y la corriente de ruido térmico  $i_{tn}$ :

$$(i_{sn})^2 = 2aq(P_0 + P_1)B \quad (1.1.1.3)$$

$$(i_{tn})^2 = i_{eq}^2 B \quad (1.1.1.4)$$

donde B es el ancho de banda de la señal e  $i_{eq}$  la densidad de corriente de ruido de entrada equivalente. La relación de la portadora de F.I. al ruido, C/R viene dada por:

$$\frac{C}{R} = \frac{2a^2 P_o P_s}{2aq(P_o + P_s)B + i_{eq}^2 2B} \quad (1.1.1.5)$$

Po puede ser usualmente mucho más grande que Ps y puede ser lo suficientemente grande para hacer que el ruido cuántico enmascare al ruido térmico. Bajo estas condiciones el único ruido a considerar es el ruido de disparo producido por el oscilador local y entonces:

$$\frac{C}{R} = \frac{aP_s}{qB} \quad (1.1.1.6)$$

La relación señal a ruido de un detector directo tipo avalancha APD viene dada aproximadamente por:

$$\frac{S}{R} = \frac{2a^2 P_o P_s}{2aqP_s M^2 + xB + i_{eq}^2 B} \quad (1.1.1.7)$$

donde M es la ganancia de multiplicación del APD, x es un parámetro de exceso de ruido:

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{S}{R} = \frac{aP_s}{qB} \quad (1.1.1.8)$$

En principio, la detección heterodina puede alcanzar el límite cuántico incrementando la potencia del oscilador local, mientras que la detección directa requiere un APD con una alta ganancia de multiplicación y bajo ruido. En la tabla 1.1 se muestra el estado del arte para receptores en longitudes de onda de 1.3 a 1.5 micrómetros (febrero de 1988).

TABLA 1.1

ESTADO PRESENTE Y LIMITES DE RECEPTORES OPTICOS

COMPARACION DE LA SENSITIVIDAD

DEL RECEPTOR (1.3 A 1.5  $\mu\text{m}$ )

MOD/DEM	LIMITE TEORICO	ESTADO DEL ARTE
	(FOTONES/BIT)	PRESENTE (FOTONES/BIT)
PSK HOMODINO	9	34
PSK HETERODINO	18	45
MODULACION INDIRECTA	10	1000
DETECCION DIRECTA		

\*Donde MOD/DEM:modulación/demodulación.

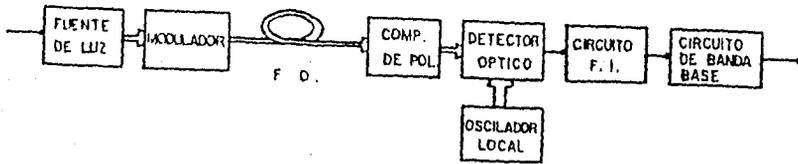
Aunque la detección heterodina emplea circuitos ópticos y eléctricos bastante complicados, tiene varias ventajas sobre la detección directa. Entre estas ventajas se encuentran las mejoras en sensibilidad, además, dado que la detección heterodina responde a la fase o la frecuencia de las ondas de luz, se pueden utilizar esquemas de modulación más sofisticados.

En un receptor heterodino, la distorsión de la forma de onda de la señal óptica debida a la dispersión cromática de la fibra puede ser compensada por un ecualizador de fase eléctrico en una banda eléctrica de f.i. Otra aplicación del procesamiento de señal eléctrico en la banda de f.i. es el FDM óptico. Aún para sistemas de filtrado óptico, el filtrado eléctrico en la banda eléctrica de f.i. puede suprimir la diafonía de canales adyacentes en sistemas ópticos FDM con espaciamentos muy angostos, compensando la pobre característica de corte de los filtros ópticos presentes.

### 1.1.2.- SISTEMAS DE TRANSMISION OPTICOS COHERENTES.

En la figura 1.5 se ilustra el diagrama a bloques de un sistema de transmisión coherente así como las tecnologías usadas para los diversos elementos del sistema.

Esquema de modulación	2 Fuente de luz	3 Modulador
ASK	Diódo láser	Modulación directa (FSK)
FSK	Láser de estado sólido	Modulación externa (ASK,PSK)
PSK	Láser de gas	
DPSK		



Medio de transmisión

Fibra convencional

Fibra que mantiene

la polarización

6 Detección óptica

Detección heterodina (ASK,FSK,PSK)

Detección homodina (ASK,PSK)

Compensación de polarización

Compensación óptica

Compensación eléctrica

7 Detección de banda f.i.

ASK

FSK

PSK

DPSK

Fig.1.5 Diagrama a bloques de un sistema de transmisión óptico coherente. Donde: comp. de pol.:compensación de polarización,F.O.:fibra óptica.

En la figura 1.7 se muestran los circuitos típicos de modulación y demodulación. Hasta ahora se han usado moduladores externos para experimentos ASK y PSK, mientras que la modulación directa de diodos láser ha sido usada para experimentos FSK. La uniformidad de modulación con la frecuencia es el problema más significativo en la modulación directa de diodos láser. Para los moduladores externos, además del problema anterior, se tiene el problema de las pérdidas por inserción y el cual es un objetivo de desarrollo importante.

La detección óptica heterodina requiere circuitos eléctricos y un fotodetector con un ancho de banda mayor que el de la detección directa. Por lo tanto, es necesario desarrollar circuitos eléctricos de bajo ruido, especialmente preamplificadores, para realizar transmisión coherente de alta velocidad. Por otro lado el ancho de banda para un receptor con detección homodina es casi el mismo que el de un receptor con detección directa. Sin embargo, la detección homodina requiere lazos de adquisición de fase de la onda portadora óptica extremadamente finos.

La compensación de polarización es requerida, a menos que se utilicen fibras que mantengan la polarización. En las fibras convencionales, el estado de polarización cambia lentamente pero con una rotación sin fin, y su distribución de desviación crece con la longitud del cable y con el tiempo.

Desde un punto de vista práctico, hay dos formas de compensar un cambio en el estado de polarización. Ópticamente, la combinación de una placa de un cuarto de onda y una placa de un medio de onda en un retardador de fibra o dispositivos electroópticos puede potencialmente realizar compensación. Eléctricamente la diversidad de polarización realiza compensación de la polarización.

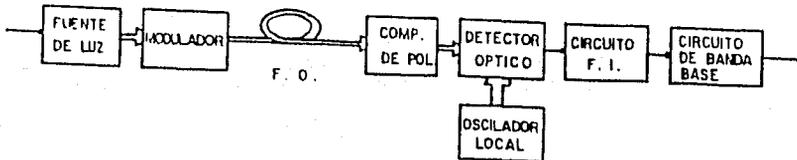
Otro problema relacionado al medio de transmisión es la distorsión por dispersión cromática de la fibra. Debido a la variación en la velocidad de grupo con la frecuencia óptica ocasionada por la dispersión cromática de la fibra, las señales ópticas moduladas son distorsionadas aún cuando un diodo láser tiene suficiente coherencia. En las señales FSK, por ejemplo, este fenómeno da lugar a una conversión de modulación de frecuencia-a-modulación de amplitud. En la detección heterodina, la diferencia en retardo de propagación cromático puede ser compensada por un circuito eléctrico de frecuencia intermedia.

### 1.1.2.- SISTEMAS DE TRANSMISION OPTICOS COHERENTES.

En la figura 1.5 se ilustra el diagrama a bloques de un sistema de transmisión coherente así como las tecnologías usadas para los diversos elementos del sistema.

Esquema de modulación	2 Fuente de luz	3 Modulador
ASK	Díodo láser	Modulación directa (FSK)
FSK	Láser de estado sólido	Modulación externa (ASK,PSK)
PSK	Láser de gas	

DPSK



Medio de transmisión

Fibra convencional

Fibra que mantiene

la polarización

6 Detección óptica

Detección heterodina (ASK,FSK,PSK)

Detección homodina (ASK,PSK)

Compensación de polarización

Compensación óptica

Compensación eléctrica

7 Detección de banda f.i.

ASK

FSK

PSK

DPSK

Fig.1.5 Diagrama a bloques de un sistema de transmisión óptica coherente. Donde: comp.de pol.:compensación de polarización,F.O.:fibra óptica.

En la figura 1.7 se muestran los circuitos típicos de modulación y demodulación. Hasta ahora se han usado moduladores externos para experimentos ASK y PSK, mientras que la modulación directa de diodos láser ha sido usada para experimentos FSK. La uniformidad de modulación con la frecuencia es el problema más significativo en la modulación directa de diodos láser. Para los moduladores externos, además del problema anterior, se tiene el problema de las pérdidas por inserción y el cual es un objetivo de desarrollo importante.

La detección óptica heterodina requiere circuitos eléctricos y un fotodetector con un ancho de banda mayor que el de la detección directa. Por lo tanto, es necesario desarrollar circuitos eléctricos de bajo ruido, especialmente preamplificadores, para realizar transmisión coherente de alta velocidad. Por otro lado el ancho de banda para un receptor con detección homodina es casi el mismo que el de un receptor con detección directa. Sin embargo, la detección homodina requiere lazos de adquisición de fase de la onda portadora óptica extremadamente finos.

La compensación de polarización es requerida, a menos que se utilicen fibras que mantengan la polarización. En las fibras convencionales, el estado de polarización cambia lentamente pero con una rotación sin fin, y su distribución de desviación crece con la longitud del cable y con el tiempo.

Desde un punto de vista práctico, hay dos formas de compensar un cambio en el estado de polarización. Ópticamente, la combinación de una placa de un cuarto de onda y una placa de un medio de onda en un retardador de fibra o dispositivos electroópticos puede potencialmente realizar compensación. Eléctricamente la diversidad de polarización realiza compensación de la polarización.

Otro problema relacionado al medio de transmisión es la distorsión por dispersión cromática de la fibra. Debido a la variación en la velocidad de grupo con la frecuencia óptica ocasionada por la dispersión cromática de la fibra, las señales ópticas moduladas son distorsionadas aún cuando un diodo láser tiene suficiente coherencia. En las señales FSK, por ejemplo, este fenómeno da lugar a una conversión de modulación de frecuencia-a-modulación de amplitud. En la detección heterodina, la diferencia en retardo de propagación cromático puede ser compensada por un circuito eléctrico de frecuencia intermedia.

Como puede observarse en el diagrama a bloques, en principio se tienen varias alternativas para fuentes emisoras de luz (diodo láser, láser de estado sólido, láser de gas, etc.), sin embargo, como se verá más adelante la fuente luminica más deseable es el láser semiconductor. También se puede ver que la modulación de la fuente óptica puede realizarse de forma directa manipulando la corriente del láser o utilizando un modulador externo.

El ruido FM/PM del diodo láser, es decir, el ancho espectral finito, es más significativo. El requerimiento del ancho espectral del diodo depende de los esquemas de transmisión, modulación y demodulación utilizados, tal como se muestra en la figura 1.6. En la figura 1.7.a se muestran las diferentes alternativas de circuitos moduladores-demoduladores. Los datos de experimentos recientes de transmisión de alta capacidad y alta velocidad son mostrados en la fig. 1.7.b. Los círculos vacíos denotan los experimentos con detección óptica heterodina y los círculos negros denotan los experimentos con detección directa. La detección heterodina ha logrado mejor desempeño en transmisión que la detección directa hasta 2 Gbits/seg.

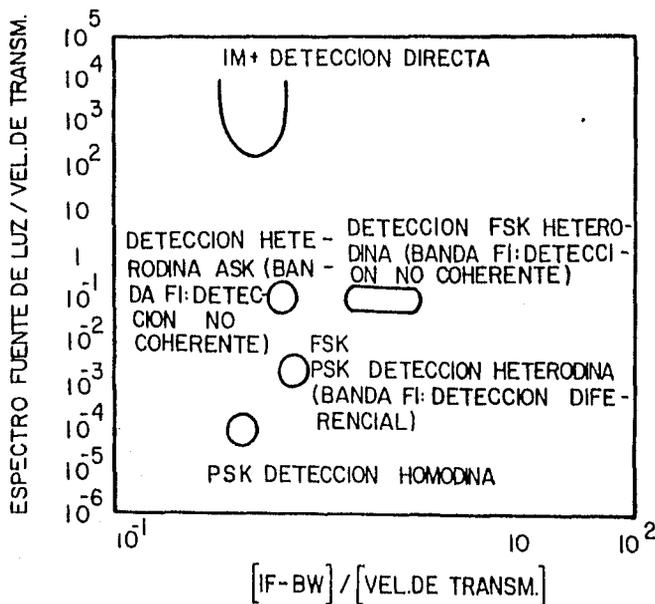
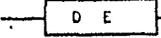
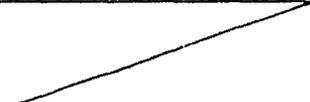
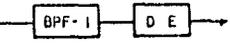
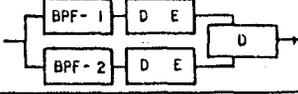
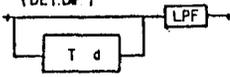
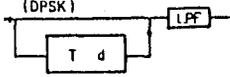
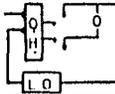
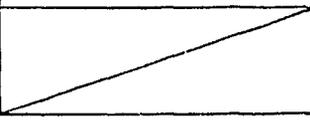


Fig.1.6 Ancho espectral de un diodo láser contra ancho de banda del circuito eléctrico [IF-BW].

ESQUEMA DE MODULACION	DISPOSITIVO MODULADOR	CIRCUITO DE MODULACION
ASK (OOK)	MODULADOR E-O	
	LD DE INYECCION ENCADENADA (L-LD)	
	MODULACION DIRECTA	
FSK	MODULACION DIRECTA	
	MODULADOR E-O	
PSK	MODULADOR E-O	
	IL-LD	

Fig.1.7 Diferentes alternativas de circuitos moduladores y demoduladores. Donde: COMP.DE POLAR.: compensación de polarización, L.O.: oscilador local, F.L.: fuente de luz, E-O: electro-óptico, M-LD: diodo láser maestro, E-LD: diodo láser esclavo, S: señal, M: modulador, DC: polarización de corriente directa, DE: detector de envolvente, Td: retardo, LPF: filtro paso bajas, BPF: filtro paso banda, D: circuito de decisión, O.H.: híbrido óptico, O.T.: tanque óptico.

ESQUEMA DE MODULACION	DE	DEMODULACION OPTICA	CIRCUITO DE DEMODULACION
ASK	HETERODINO	COMP. DE POLAR. 	
	HOMODINO		
FSK	HETERODINO	COMP. DE POLAR. 	(FILTRO DE SEÑAL) 
			(FILTRO DUAL) 
			(DET. D.F.) 
PSK	HETERODINO	COMP. DE POLAR. 	(DPSK) 
	HOMODINO		

196

La detección óptica heterodina requiere circuitos eléctricos y un fotodetector con anchos de banda mayores que los requeridos para la detección directa. Por lo tanto se requieren circuitos eléctricos de bajo ruido, especialmente preamplificadores, para realizar transmisión coherente de alta velocidad.

La compensación de polarización es requerida, a menos que se utilicen fibras que mantienen el estado de polarización. En las fibras convencionales, el estado de polarización cambia lentamente y su distribución de desviación se expande con la longitud del cable y el tiempo.

### 1.1.3 VENTAJAS DE LA DETECCION HETERODINA.

La fotodetección heterodina presenta, sobre la detección directa, numerosas ventajas [1.7]:

1) Existencia de una ganancia de conversión proporcional al cociente  $P_o/P_s$  de las potencias ópticas recibidas. Esta ganancia se obtiene sin compromiso en la figura de ruido y es estable en temperatura.

Para una potencia  $P_o$  del oscilador local elevada, puede obtenerse el límite cuántico con un fotodiodo sin ganancia interna, caracterizándose por la relación señal a ruido:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s}{h\nu \Delta f} \quad (1.1.3.1)$$

donde  $\eta$  es la eficiencia cuántica,  $h$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia óptica y  $\Delta f$  es el ancho de banda electrónico.

2) Independencia del ruido respecto a la señal recibida: para una alta potencia de la oscilación local, su densidad espectral de ruido cuántico asociada:

$$2e \frac{\eta P_l}{h\nu} \quad (1.1.3.2)$$

predomina sobre la de todos los otros ruidos que intervienen en la fotodetección (ruido térmico, de oscuridad, etc.). De modo que esto implica una independencia del ruido respecto a la potencia óptica recibida, lo que permite capitalizar las nociones de receptor adaptado y receptor óptimo de radiofrecuencias.

3) Dependencia lineal de la fotocorriente respecto a la amplitud de la onda señal; las modulaciones de amplitud, fase y frecuencia de la luz son, entonces, detectables.

4) Transposición frecuencial del espectro de modulación a la frecuencia intermedia. Es entonces posible utilizar una modulación en banda base de densidad espectral no nula en el origen.

5) Selectividad óptica elevada, lo que permite una fuerte discriminación en longitud de onda de la señal recibida. Es entonces posible, efectuar una multicanalización en longitud de onda con espaciamientos pequeños.

6) Directividad elevada, lo que permite, en el caso de la detección de una onda no guiada, un fuerte rechazo espacial de las señales detectadas.

La sensibilidad de un sistema de fotodetección heterodina puede ser transcrita en términos de potencia mínima detectable y, por consiguiente, en espaciamiento entre repetidores de un sistema de transmisión por fibra unimodal [1.8]. Estas características han sido evaluadas en función de la velocidad de transmisión  $1/T$  para diferentes tipos de modulación binaria: ASK, FSK y PSK; se supone un ritmo de errores de  $10^{-4}$  y una potencia inyectada de 0 dBm en una fibra cuya atenuación por unidad de longitud es de 0.5 dB/km a 1.3 micrómetros y 0.2 dB/km a 1.55 micrómetros. Se han elegido valores típicos actuales para las características del fotodetector [1.9, 1.10]:

eficiencia cuántica:  $\eta = 0.45$

exponente de exceso de ruido:  $x = 0.8$

capacitancia equivalente:  $C_e = 2 \text{ pF}$

temperatura equivalente:  $T_e = 330 \text{ }^\circ\text{K}$

La potencia mínima detectable se obtiene a partir de la relación señal a ruido necesaria para garantizar el ritmo de errores en cada tipo de modulación, con detección a posteriori óptima, que puede encontrarse en diversas referencias [1.11].

1. En el caso de la fotodetección directa (incoherente) con un detector con ganancia de avalancha óptima, la relación señal a ruido es:

$$\frac{S}{R} = \frac{a P_s^2 M^2}{(2\epsilon \alpha P_s M^{2-x} + \frac{4kT_e}{R_e}) \Delta f} \quad (1.1.3.3)$$

donde

$\alpha = (\eta e) / (h\nu)$ : responsividad del detector

M: ganancia de avalancha

k: constante de Boltzmann

R: resistencia equivalente del detector

$\Delta f = 1/T$ : ancho de banda electrónico

2. En el caso de la fotodetección heterodina, se supone la limitación cuántica en la relación señal a ruido:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s}{h\nu\Delta f} \quad (1.1.3.4)$$

En ambos casos las dos ondas se consideran perfectamente monocromáticas con eficiencia de mezcla unitaria. Los efectos de dispersión y de polarización de la fibra no son incluidos.

La fig.1.8 presenta la potencia óptica incidente requerida para obtener una relación señal a ruido dada inmediatamente después del fotodetector, para el caso de una detección directa y para el caso de una detección heterodina limitada por el ruido cuántico, observándose una ganancia apreciable en cuanto a requerimientos de potencia óptica.

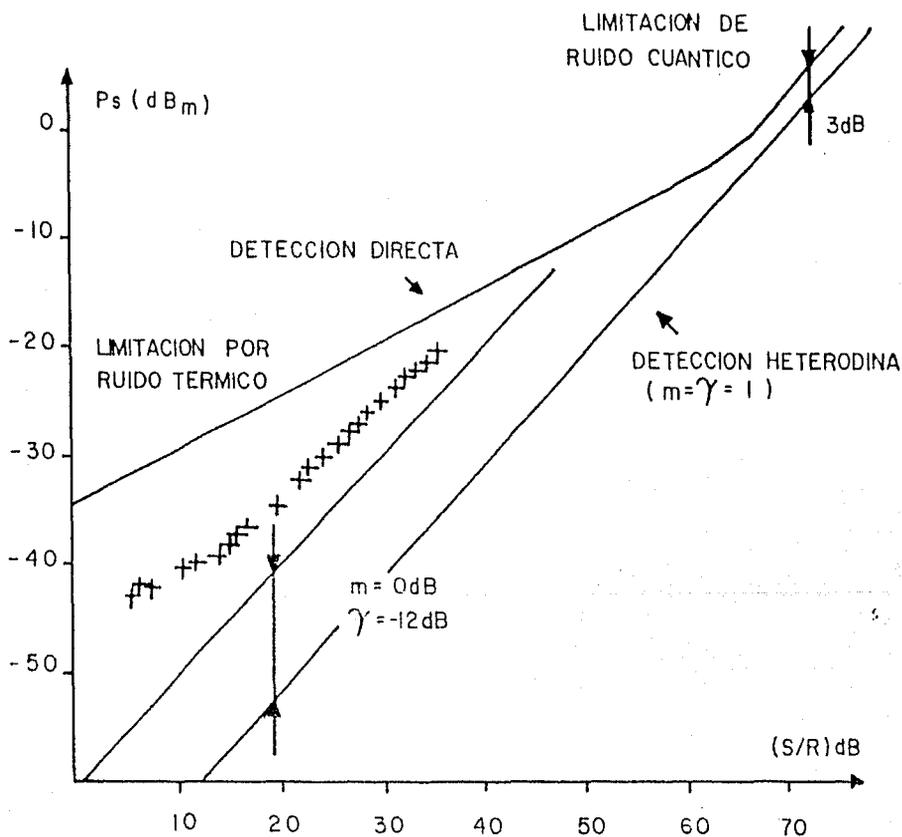


Fig.1.8 Potencia óptica incidente requerida para obtener una S/R dada inmediatamente después del fotodetector. Donde  $m$ : eficiencia de mezcla,  $\gamma$ : degradación de la S/R por insuficiencia de la oscilación local.

La fig.1.9 ilustra la aplicación de los resultados anteriores a diversos sistemas de transmisión digital óptica. En ella se presenta la potencia mínima necesaria para obtener una tasa de errores de  $10^{-9}$  para diferentes velocidades de transmisión digital.

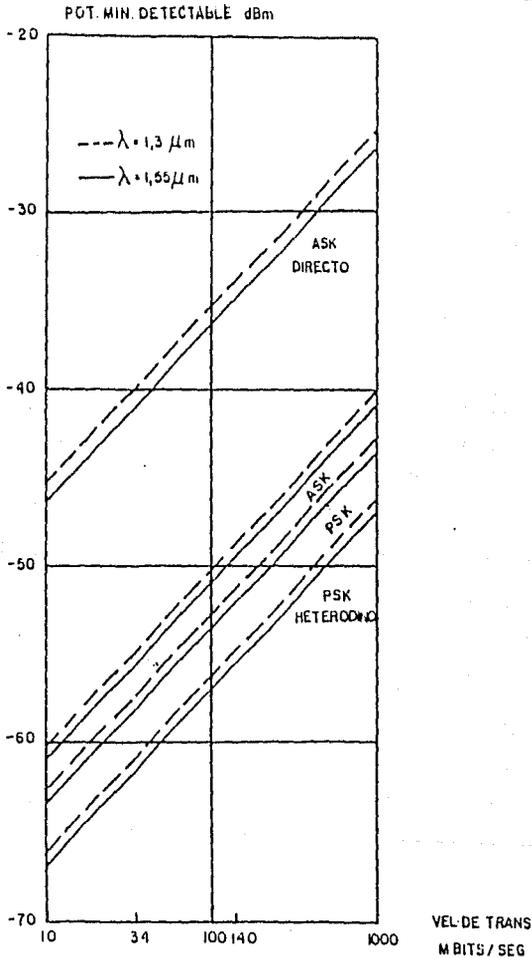


Fig.1.9 Potencia mínima detectable para garantizar una probabilidad de error de  $10^{-9}$  en función de la velocidad de transmisión.

Finalmente la fig.1.10.a transcribe los requerimientos de potencia en términos de espaciamiento entre repetidores a las dos longitudes de onda preferentemente utilizadas en sistemas de fibra óptica, también en función de la velocidad de transmisión digital.

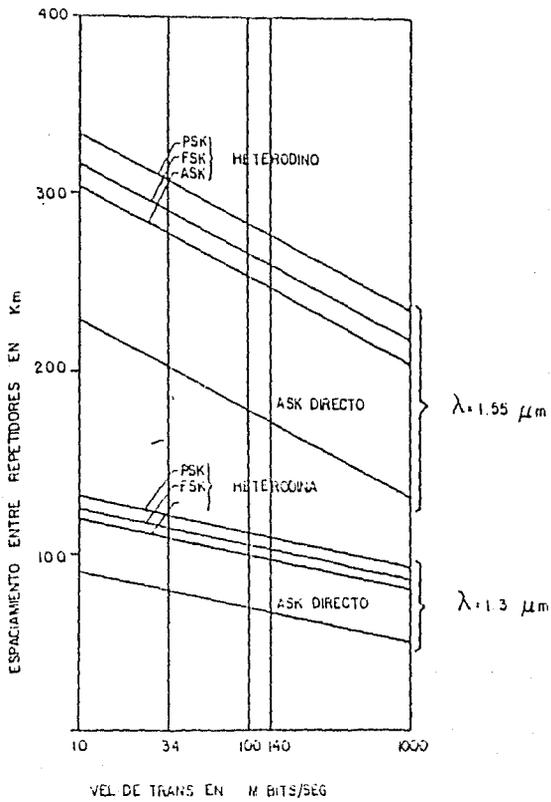


Fig.1.10.a Requerimientos de potencia en términos del espaciamiento entre repetidores en función de la velocidad de transmisión.

#### 1.1.4.- Problemas asociados a la detección heterodina.

En el párrafo anterior se observa que la técnica de detección heterodina aporta una mejora significativa en los sistemas de fibra óptica. Sin embargo, la realización de dichos sistemas se enfrenta a algunas dificultades, entre las más críticas están:

1) Ruido de fase de los láser: los sistemas de transmisión coherente por fibras unimodales son sensibles al ruido de fase modulando a la onda portadora y a la onda local; el ancho espectral de la fotocorriente a frecuencia intermedia es, de manera general, la suma de el de las dos ondas [1.12]. La fig. 1.10.b es el resultado de la medición en analizador espectral de la fotocorriente producida utilizando un láser de semiconductor comercial [1.13] (ver sección 2.1).

La fig. 1.11 muestra el ancho espectral de la fotocorriente necesario para garantizar un ritmo de errores en un sistema PSK diferencial [1.14].

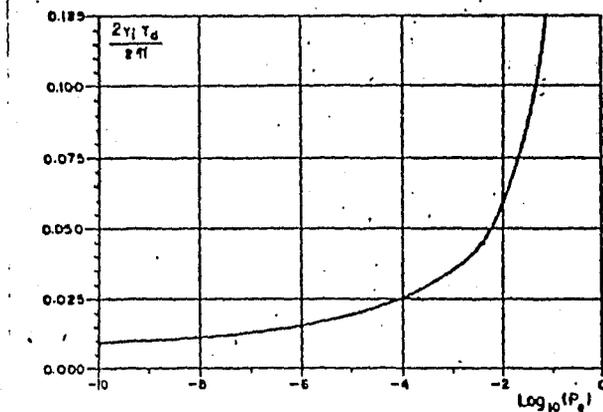
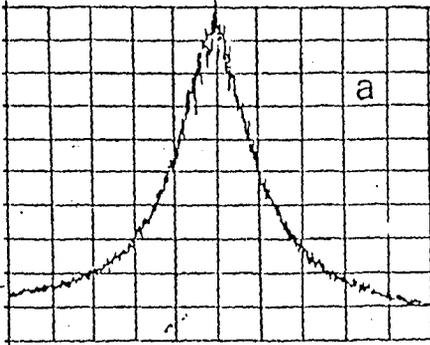


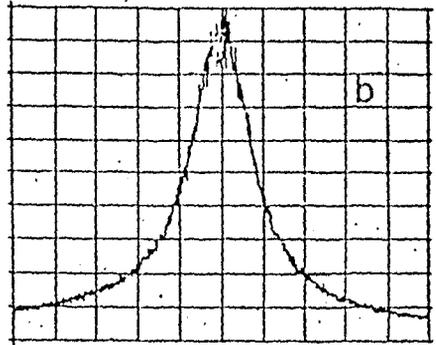
Fig. 1.11 Ancho espectral de la fotocorriente necesario para garantizar un ritmo de errores en un sistema PSK diferencial. Donde  $2\gamma_1$ : ancho de línea del espectro de la fotocorriente heterodina,  $\tau_d$ : velocidad de bit [rad/seg].

RES BW 100 kHz LINEAR



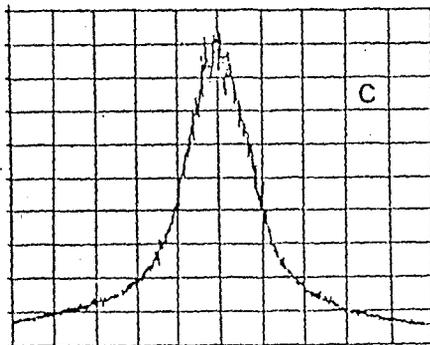
START 35.00 MHz STOP 45.00 MHz

RES BW 100 kHz LINEAR



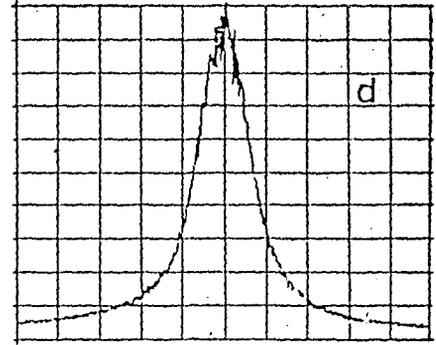
START 35.00 MHz STOP 45.00 MHz

RES BW 100 kHz LINEAR



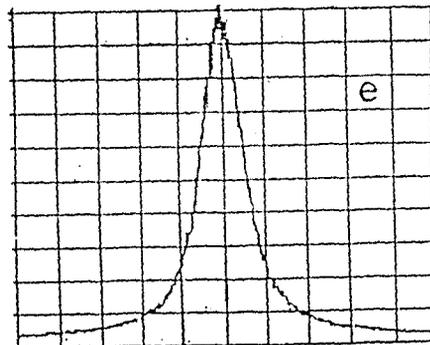
START 35.00 MHz STOP 45.00 MHz

RES BW 100 kHz LINEAR



START 35.00 MHz STOP 45.00 MHz

RES BW 100 kHz LINEAR



START 35.00 MHz STOP 45.00 MHz

ESPECTRO	POTENCIA $P_o$ [mW]	ANCHO ESPECTRAL [MHz]
a	5,5	2,5
b	7	2
c	8	1,8
d	10,3	1,6
e	11,5	1,3

Fig.1.10.b Espectro de la fotocorriente producida utilizando un láser de semiconductor comercial.

El ruido de fase juega también un papel determinante en diferentes sistemas heterodinos para los cuales existe una correlación entre las ondas detectadas; es por ejemplo el caso de los sensores interferométricos de fibra óptica con diferencia de camino óptico [1.12].

Es también el caso de los sistemas de transmisión incoherente con dispersión de polarización, donde la detección cuadrática efectúa una conversión del ruido de fase sobre los modos propios en ruido de intensidad.

Es por último, importante en los futuros sistemas de transmisión heterodinos, en los que una parte de la onda incidente es utilizada para generar la oscilación local (por amplificación óptica, por ejemplo).

2) Estabilización en frecuencia: utilizando un control automático de frecuencia (CAF) de lasers, se pueden reducir las fluctuaciones a largo plazo a menos de 10 Mhz [1.15]. Esto permite prever sistemas de transmisión con CAF para la estabilización mutua de los dos lasers (ver sección 2.2).

3) La polarización: mientras que el campo producido por un láser de semiconductor posee un estado de polarización rectilínea estable, que no es el caso para el campo que emerge de una fibra unimodal de longitud apreciable, para una fibra unimodal ideal perfectamente circular e isotrópica, en el plano de una sección transversal las dos polarizaciones posibles del modo  $HE_{11}$  son degeneradas, y todo campo de polarización rectilínea es un vector propio, y no es, entonces, afectado por la propagación.

En una fibra real, las inhomogeneidades del índice y la elipticidad del núcleo suprimen la degeneración, resultando en velocidades de fase y de grupo diferentes para campos de polarizaciones rectilíneas ortogonales: la fibra es entonces bimodal. El campo que emerge de la fibra es, en general, de polarización elíptica. Además, ella depende del ambiente mecánico y térmico de la fibra.

4) Nivel de oscilación local: un alto nivel de oscilación local es necesario para la obtención de la limitación por ruido cuántico. La fig. 1.11 muestra que, para un detector de baja capacitancia, una potencia local de algunos miliwatts es suficiente [1.14].

## 1.2.- PRINCIPALES SISTEMAS DE COMUNICACIONES OPTICAS.

### 1.2.1.- MODULACION ANALOGICA.

#### 1.2.1.1.- DETECCION NO COHERENTE.

a) GENERALIDADES: el diagrama de un receptor óptico no coherente es mostrado en la fig.1.12. Dado que el fotodetector es un dispositivo cuadrático, su respuesta será proporcional a la potencia óptica captada por su superficie sensible  $A_r$ , suponiéndose plana con una eficiencia cuántica  $\eta$  uniforme. Suponemos además que la señal detectada es una onda plana monocromática de frecuencia  $\omega_s$ , modulada en intensidad, de incidencia normal a la superficie.

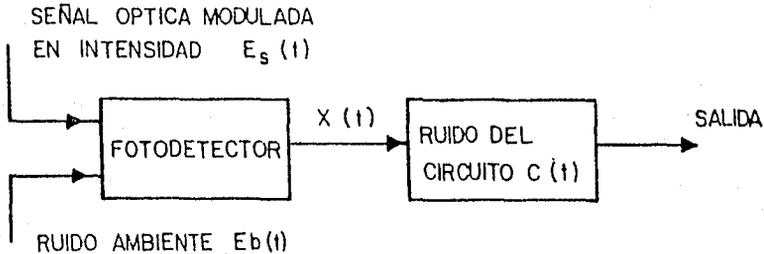


Fig.1.12 Receptor óptico no coherente.

La radiación recibida puede ser representada por un escalar:

$$E(t) = \text{Re}\{[E_s(t) + E_b(t)]e^{j\omega t}\} \quad (1.2.1.1.1)$$

donde  $E_s(t)$  es la envolvente compleja de la señal transmitida y  $\text{Re}\{ \}$  designa la parte real de  $\{ \}$ .  $E_s(t)$  está relacionada con la intensidad por la expresión  $|E_s(t)|^2 = \frac{1}{2} I_0 [1 + m(t)]$ , donde  $I_0$  es la intensidad óptica media,  $\frac{1}{2}$  es la impedancia característica del medio (la mayoría de las veces el vacío) y  $m(t)$  es la información (suponiendo la normalización:  $m(t) < 1$ ) de densidad espectral simétrica de potencia  $S_m(\omega)$ , de banda  $B_m$ , y por lo tanto:

$$P_m = \int_{-2\pi B_m}^{2\pi B_m} S_m(\omega) d\omega \leq 1 \quad (1.2.1.1.2)$$

b) Ruidos en la detección: a la salida del detector se tiene el ruido cuántico:

$$x(t) = \sum_{j=1}^{k(0,t)} h(t-t_j) \quad (1.2.1.1.3)$$

donde la función  $h(t)$  define el ancho de banda del receptor, la función  $k(0,t)$  es el número aleatorio de electrones durante el intervalo de tiempo  $(0,t)$ . El número medio de estos fotones está relacionado con los campos recibidos por la expresión:

$$\eta(t) = \frac{\eta A_e |E_s(t) + E_b(t)|^2}{h\nu z_0} \quad (1.2.1.1.4)$$

donde  $\eta/h\nu$  es la sensibilidad (número de electrones producidos por watt recibido). La densidad espectral de este proceso es:

$$S_x(\omega) = |H(\omega)|^2 \{ \langle \bar{n} \rangle + S_n(\omega) \} \quad (1.2.1.1.5)$$

donde  $H(\omega)$  es la transformada de Fourier de  $h(t)$ ,  $S_n(\omega)$  es el espectro de intensidad de  $n(t)$  y  $\langle \bar{n} \rangle$  es la media temporal  $\langle \bar{n} \rangle$  de la media estadística de  $n(t)$ :

$$\langle \bar{n} \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T n(t) dt = \frac{\eta A_e \int |E_s(t)|^2 + |E_b(t)|^2}{h\nu z_0} \quad (1.2.1.1.6)$$

ya que  $E_s(t)$  y  $E_b(t)$  no están correlacionados. Para un ruido ambiental estacionario, el último término de (1.2.1.1.6) no depende de  $t$ , para el modelo de cuerpo negro este ruido tiene un espectro de potencia plano de nivel  $N_b = (h\nu) / [\exp(h\nu/KT) - 1] \approx KT$ . La potencia de ruido "colectada" en la banda  $B_0$  del detector es  $\delta b = N_b B_0$ . Si  $m(t)$  tiene un valor medio nulo, se obtiene:

$$\langle \bar{n} \rangle = \frac{\eta P_s}{h\nu} + \frac{\eta \sigma_b^2}{h\nu} \quad (1.2.1.1.7)$$

donde  $P_s = I_s A_r$  es la potencia media de señal "colectada" por el receptor.

c) ESPECTRO: el espectro de potencia de  $n(t)$  puede ser determinado sacando la transformada de su función de correlación:

$$S_{n(t)} = \left(\frac{h}{\eta\nu}\right)^2 [S_s(\omega) + S_b(\omega) + S_{sb}(\omega) + R_0 2\pi\delta(\omega)] \quad (1.2.1.1.8) \quad \text{con} \quad R_0 = 2P_s \sigma_b^2 \quad \text{y}$$

$$S_s(\omega) = P_s^2 [2\pi\delta(\omega) + S_m(\omega)] \quad \text{y (1.2.1.1.5) queda:}$$

$$S_z(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{\eta(P_s + \sigma_b^2)}{h\nu} + \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 S_b(\omega) + \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 S_{sb}(\omega) + \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 [R_0 + \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 P_s^2] 2\pi\delta(\omega) + \left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 P_s S_m(\omega) \right\} \quad (1.2.1.1.9)$$

La salida del detector contiene los componentes espectrales de el ruido cuántico (1er término), ruido ambiente (2do término), el producto cruzado señal-ruido (3er término), la potencia a frecuencia cero (4to término), y la señal de información (último término). En la práctica, la banda de ruido ambiente  $B_0$  es en general mucho más grande que la de la señal  $E_s(t)$ . Esto provoca que  $S_{sb}(\omega)$  sea aproximadamente plana sobre la banda óptica con un nivel espectral  $[(\eta P_s)/h\nu] N_b$ . Similarmente, la intensidad del ruido ambiente tiene un espectro que se distribuye dos veces en la banda óptica, con un valor pico  $[(\eta P_s)/(h\nu)] B_0$ , luego, para las bandas de señal muy inferiores a las bandas ópticas, el proceso  $|E_b(t)|^2$  presenta un espectro plano y es aproximadamente:

$$S_z(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{\eta P_s (1 + \frac{\eta N_b}{h\nu})}{h\nu} + \frac{\eta N_b B_0 (1 + \frac{\eta N_b}{h\nu})}{h\nu} + \left(\frac{\eta P_s}{h\nu}\right)^2 S_m(\omega) + \left(\frac{\eta (R_0 + P_s)}{h\nu}\right)^2 2\pi\delta(\omega) \right\} \quad (1.2.1.1.10)$$

este espectro está representado en la fig.1.13 (la radiación de cuerpo negro en la región óptica tiene un valor  $(\eta N_b)/(h\nu) \ll 1$ , el nivel espectral del ruido cuántico puede ser simplificado como  $(\eta/h\nu)(P_s + N_b B_0)$  ).

d) RELACION SEÑAL A RUIDO: el ruido térmico del circuito tiene una densidad espectral simétrica  $2kT/RL$ , donde T es la temperatura equivalente del detector en grados Kelvin y RL es la impedancia efectiva de carga. Si el proceso de postdetección se compone de un filtro pasobanda con función de transferencia  $F(\omega)$ , el espectro a la salida del circuito estará dada por  $|F(\omega)|^2 [S_x(\omega) + 2kT/RL]$ . Si el filtro es rectangular de altura unitaria el ancho de banda de la modulación  $B_m$  (muy inferior a la del detector  $H(\omega)$ ), la potencia de señal a la salida es:

$$P_{so} \left( \frac{\eta}{h\nu} \right)^2 \frac{P_s^2 \epsilon^2}{2\pi} \int_{-2\pi B_m}^{2\pi B_m} S_m(\omega) d\omega = \left( \frac{\eta \epsilon}{h\nu} \right)^2 P_s^2 P_m \quad (1.2.1.1.11)$$

la potencia de ruido es:

$$P_{bo} = \left( \frac{\eta(P_s + \sigma_b^2) \epsilon^2}{h\nu} + \frac{2kT}{R_l} \right) 2B_m \quad (1.2.1.1.12)$$

así, la razón señal a ruido en potencia será:

$$\frac{S}{R} = \frac{P_{so}}{P_{bo}} = \frac{\eta P_s P_m}{2h B_m \nu \left( 1 + \frac{\sigma_b^2}{P_s} + \frac{2kT h \nu}{\eta R_l P_s \epsilon^2} \right)} \quad (1.2.1.1.13)$$

si  $(\eta/h\nu) P_s \gg (2kT/RL)$  limitación para el ruido cuántico):

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s P_m}{h\nu \epsilon^2 B_m \left( 1 + \frac{\sigma_b^2}{P_s} \right)} \quad (1.2.1.1.14)$$

si  $P_s \gg \sigma_b^2$  (potencia recibida muy superior al ruido ambiental) y si el índice de modulación es máximo ( $P_m=1$ ), se tendrán las condiciones de detección limitada por el ruido cuántico:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s}{2h\nu B_m} \quad (1.2.1.1.15)$$

Para  $P_s(\omega)$  se tiene la condición de detección limitada por el ruido ambiental:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s^2 P_m}{2\sigma_i^2 B_m h\nu} \quad (1.2.1.1.16)$$

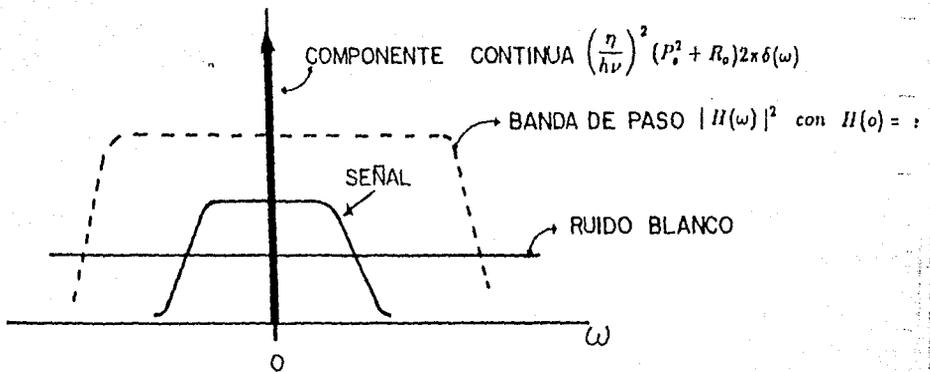


Fig.1.13 Espectro de potencia del proceso cuántico para IM.

e) FOTOMULTIPLICACION: típicamente, la potencia de recepción está limitada y la condición cuántica es difícilmente obtenida, para lograr esta situación se utilizan etapas adicionales de fotomultiplicación en el proceso de postdetección. El efecto consiste en modificar la densidad espectral del ruido cuántico de la manera siguiente:

$$S_r(\omega) = Q(\omega) |H(\omega)|^2 \{ \overline{\lambda^2} \langle \bar{n} \rangle + \overline{\lambda^2}^2 S_n(\omega) \} \quad (1.2.1.17)$$

donde M es la ganancia variable y Q(ω) es el filtraje introducido por la dispersión inherente a los tiempos de tránsito en el interior del dispositivo multiplicador. Para un dispositivo ideal, Q(ω)=1 y M=cte. (M=M, M=M). Si Q(ω)=1 sobre la banda de Sm(ω) se tendrá:

$$\frac{S}{R} = \frac{\left(\frac{\eta}{h\nu}\right)^2 \overline{\lambda^2}^2 P_s^2 P_m}{2B_m \left[ \frac{\eta \Delta \lambda^2 (P_s + \sigma_s^2)}{h\nu} + \frac{2kT_c e^2}{R_L} \right]} \quad (1.2.1.18)$$

si  $\overline{M} \gg [ (2kT/RL) / ( (\eta/h\nu) P_s e^2 ) ]$  se llega a la limitación por ruido cuántico:

$$\frac{S}{R} = \frac{\overline{\lambda^2}^2 \eta P_s P_m}{2h B_m \nu \overline{\lambda^2}^2 (1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s})} \quad (1.2.1.19)$$

que es simplemente la ecuación (1.2.1.14) multiplicada por 1/F, donde F es el factor de ruido del fotomultiplicador:

$$F = \frac{\overline{\lambda^2}^2}{\overline{\lambda^2}^2} = 1 + \frac{\Delta \overline{\lambda^2}^2}{\overline{\lambda^2}^2} \quad (1.2.1.20)$$

así, el ruido del circuito (fig.1.12) puede ser enmascarado por la introducción de un dispositivo con ganancia M. La relación señal a ruido se encuentra entonces multiplicada por el factor de ruido F.

f) MODULACION DE UNA SUBPORTADORA: los resultados anteriores caracterizan un sistema óptico en el que la información modula directamente a la portadora en intensidad. Una alternativa consiste en utilizar una subportadora auxiliar (fig.1.14).

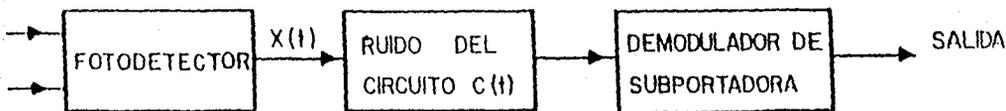


Fig.1.14 Recepción de una onda modulada en intensidad por una subportadora.

La onda de información modula la subportadora en amplitud, frecuencia, etc., después, ésta modula a la portadora óptica en intensidad. En el receptor se recupera la subportadora y a continuación se demodula para obtener la información. La ventaja de esta técnica es la mejora posible del proceso del tratamiento de la señal obtenida durante la demodulación de la subportadora, lo cual no es posible cuando se tiene solamente la modulación directa de intensidad.

-Sistema AM-IM.

Considérese un sistema de modulación que utiliza modulación previa en amplitud de una subportadora de frecuencia  $\omega_p$ , la cual modula en intensidad a la portadora óptica, la señal base tiene la forma:

$$m(t) = c[1 + d(t)]\sin\omega_p t \quad (1.2.1.1.21)$$

donde la forma de onda de la información está designada por  $d(t)$ , de potencia normalizada  $P_d \ll 1$ , la onda subportadora ocupa una banda  $B_m = 2B_d$ . Para evitar la sobremodulación, se tiene la restricción  $|m(t)| \ll 1$ , y  $c \ll 1/2$ , de manera que  $P_m = c(1 + P_d/2) \ll (1 + P_d)/8$ . La relación señal a ruido en la banda de la subportadora, a la entrada del demodulador es entonces (ec. 1.2.1.1.13):

$$\left(\frac{S}{R}\right)_e = \frac{P_s P_d \eta}{16 B_m h\nu \left[1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s} + \frac{2KT h\nu}{\eta P_s c^2 R_s}\right]} \quad (1.2.1.1.22)$$

un demodulador de amplitud ideal dará a la salida una relación:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_d = \frac{P_s P_d \eta}{8 B_d h\nu \left[1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s} + \frac{2KT h\nu}{\eta P_s c^2 R_s}\right]} \quad (1.2.1.1.23)$$

Es interesante comparar estos resultados con los que se obtendrían si  $d(t)$  modulara directamente en intensidad la portadora óptica. En ese caso la relación señal a ruido estará dada por la ec. (1.2.1.1.13) con  $B_m = B_d$  y  $P_m = P_d$ , que es igual al término entre paréntesis en la ec. (1.2.1.1.23), entonces la relación señal a ruido es degradada por un factor de 6 dB. Esto puede explicarse por el hecho de que se obtiene muy poca mejora del proceso de tratamiento en el canal de la subportadora: comparando las ecs. (1.2.1.1.23) y (1.2.1.1.13) para  $P_d = 1$  se obtiene:  $(S/R)_d = 2(S/R)_{e_p}$ , suponiendo una mejora de 3 dB solamente, lo mismo que con un demodulador de amplitud ideal. Esta es la razón por la cual los sistemas AM-IM no son considerados como eficaces y son preferidos los sistemas

-SISTEMA CON MODULACION DE FRECUENCIA-MODULACION DE INTENSIDAD (FM-IM).

En este tipo de comunicación, la subportadora está modulada en frecuencia:

$$m(t) = c \sin[\omega_c t + \Delta f \int d(t) dt] \quad (1.2.1.1.24)$$

donde  $\Delta f$  es la desviación de frecuencia. Para evitar la sobremodulación se tiene la restricción  $c < 1$ . La subportadora ocupa una banda  $B_m = 2(\beta + 1)B_d$ , donde  $\beta = \Delta f / (2\pi B_d)$  es el índice de modulación. La relación señal a ruido es entonces:

$$\left(\frac{S}{R}\right) = \frac{P_s c^2 \eta}{4B_m h\nu \left[1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{\eta P_s c^2 R_L}\right]} = \frac{P_s \eta}{4B_m h\nu \left[1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{\eta P_s c^2 R_L}\right]} \quad (1.2.1.1.25)$$

después de la demodulación de frecuencia se obtiene:

$$\frac{S}{R} = \frac{3\beta^2 P_s c^2 \eta}{2B_d h\nu \left[1 + \frac{\sigma_s^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{\eta P_s c^2 R_L}\right]} = 6\beta^2 \frac{B_m}{B_d} \left(\frac{S}{R}\right)_p \quad (1.2.1.1.26)$$

La mejora posible depende de la desviación de frecuencia. Para obtener una relación superior a la que corresponde a la modulación directa de intensidad es necesario utilizar una subportadora de banda ancha.

### 1.2.1.2.- Detección heterodina.

a) Generalidades: en la fig.1.15 se representa el esquema de un receptor heterodino. Suponiendo que el haz local EL es una onda plana monocromática de frecuencia  $\omega_L$  con la misma polarización y dirección de propagación que el haz de señal  $E_s$ , perfectamente estabilizado en amplitud, frecuencia y fase. Suponemos así que el detector y la electrónica asociada tiene un tiempo de resolución  $\tau$  tal que la banda de paso  $\Delta f = 1/2\tau$  sea  $|\omega_s - \omega_L| \ll 2\pi\Delta f \ll (\omega_s, \omega_L)$ . El campo total tiene la forma:

$$E(t) = \text{Re}\{E_R(t)e^{j(\omega_s t - \theta_R(t))} + E_L e^{j(\omega_L t - \theta_L)}\} \quad (1.2.1.2.1)$$

donde  $E_R(t) = E_s(t) + E_b(t)$  y  $E_L$  designa la amplitud de la onda local, la intensidad del ruido cuántico será:

$$I(t) = \frac{\eta A_r |E_R(t)|^2}{h\nu z_0} + \frac{\eta A_r |E_L(t)|^2}{h\nu z_0} + \frac{2\eta A_r |E_L(t)| |E_R| \cos[\omega_{SL}t + \theta_R(t) - \theta_L]}{h\nu z_0} \quad (1.2.1.2.2)$$

donde  $\omega_{SL} = \omega_s - \omega_L$ , si la fuente local es mucho más potente que el campo de señal recibido, uno puede despreciar el primer término.

b) Espectro; el espectro de potencia del ruido cuántico es:

$$S_i(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{\eta P_L}{h\nu} + \left( \frac{\eta P_L}{h\nu} \right)^2 2\pi \delta(\omega) + \left( \frac{\eta}{h\nu} \right)^2 A_r P_L [S_s(\omega - \omega_{SL}) + S_s(-\omega - \omega_{SL}) + S_b(\omega - \omega_{SL}) + S_b(-\omega - \omega_{SL})] \right\} \quad (1.2.1.2.3)$$

donde  $P_L$  es la potencia de la onda local. Este espectro es mostrado en la fig.1.16.

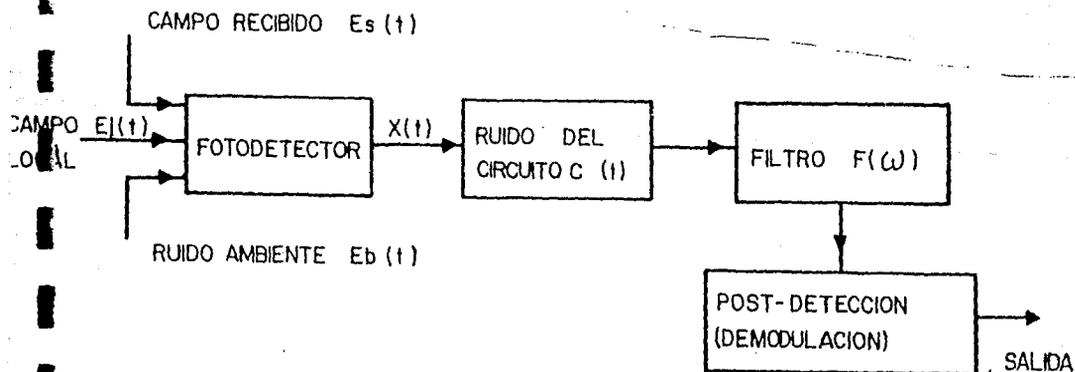


Fig.1.15 Receptor heterodino.

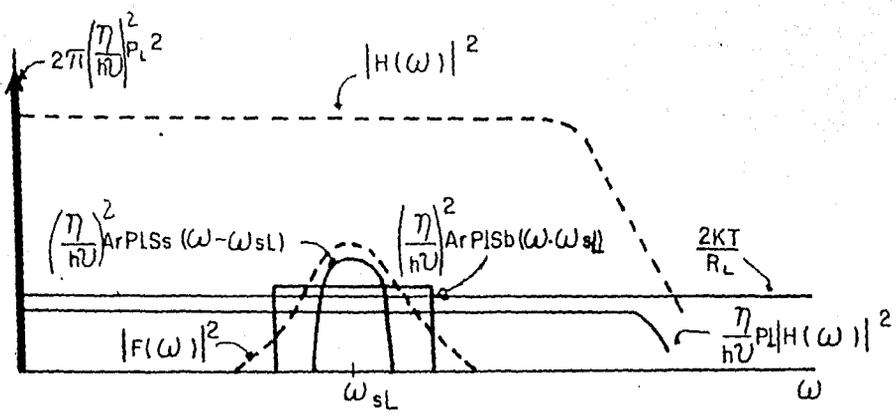


Fig.1.16 Espectro a la salida de un receptor heterodino.

La distribución espectral en la vecindad de  $\omega_{SL}$  está compuesta de: 1) ruido cuántico de nivel  $\eta P_L/h\nu$ , 2) espectro de señal trasladado a  $\omega_{SL}$ , 3) espectro de ruido ambiental trasladado también a  $\omega_{SL}$ , proporcional a  $A_r$ .

En el caso del homodinaje ( $\omega_s = \omega_L$ ) se tiene:

$$S_r(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{\eta P_L}{h\nu} + \left( \frac{\eta P_L}{h\nu} \right)^2 2\pi \delta(\omega) + \left( \frac{2\eta P_L A_r}{h\nu} [S_s(\omega) + S_s(\omega)] \right) \right\} \quad (1.2.1.2.4)$$

el homodinaje produce entonces una intensidad que contiene el espectro de señal exacto.

c) Relación señal a ruido: al espectro de ruido cuántico  $S_x(\omega)$ , se añade el ruido térmico con un nivel espectral  $2kT/RL$ , cuando la salida del detector es filtrada a la frecuencia  $\omega_{SL}$  con la ayuda de un filtro con función de transferencia  $F(\omega)$  (Fig. 1.16), el espectro toma la forma:

$$S_f(\omega) = |F(\omega)|^2 \left\{ S_x(\omega) + \frac{2kT}{RL} \right\} \quad (1.2.1.2.5)$$

si suponemos una banda óptica grande  $H(\omega) = e$  y una función de filtro plana sobre la banda de señal  $F(\omega) = 1$ , se tiene después del filtraje:

$$P_s = \left( \frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 \frac{A_r P_L}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 [S_s(\omega - \omega_{SL}) + S_s(-\omega - \omega_{SL})] d\omega = 2P_r P_L \left( \frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 \quad (1.2.1.2.6)$$

Si el ruido ambiente se supone blanco, la potencia total de ruido en la banda de señal  $B_s$  es:

$$P_t = \left\{ \frac{\eta P_L e^2}{h\nu} - 2P_L N_b \left( \frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 + \frac{2kT}{RL} \right\} 2B_s \quad (1.2.1.2.7)$$

así:

$$\frac{S}{R} = \frac{\frac{\eta P_r}{h\nu B_s}}{1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} + \frac{2kT R_L h\nu}{\eta^2 P_L e^2}} \quad (1.2.1.2.8)$$

Es interesante comparar esta relación con la correspondiente a la de la detección directa (ec. 1.2.1.1.13). La potencia detectada en recepción no coherente es reducida por un factor  $P_m \ll 1$  pues la portadora óptica debe estar modulada en intensidad, no en amplitud.  $B_s$

y  $B_m$  representan las bandas ocupadas por la información después de la demodulación, sin embargo  $B_s$  se refiere a la banda óptica de modulación de intensidad y  $B_m$  es la banda base de la información antes de la modulación de intensidad.

El ruido del circuito puede ser eliminado y pueden ser alcanzadas las condiciones de limitación para el ruido cuántico utilizando una fuente local con suficiente potencia tal que  $[(\eta\gamma)/(h\nu)JPL] \gg (2KT)/RL$ . En este sentido, PL juega el rol de señal fotomultiplicada (ec.1.2.1.1.18) aportando amplificación del campo recibido. Cuando, esta amplificación no hace despreciable al ruido ambiente, la ec.(1.2.1.2.8) llega a ser:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s}{h\nu B_s} \left( 1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} \right) \quad (1.2.1.2.9)$$

en la práctica  $\eta N_b / h\nu \ll 1$  se puede afirmar que se alcanza el límite cuántico:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta P_s}{h\nu B_s} \quad (1.2.1.2.10)$$

Por otro lado, para las fuentes a temperatura elevada tal que se obtiene la limitación por el ruido ambiental:

$$\frac{S}{R} = \frac{P_s}{2N_b B_s} \quad (1.2.1.2.11)$$

d) Relación señal a ruido de la información: las expresiones para la relación señal a ruido obtenidas (ecs.1.2.1.2.8 a 1.2.1.2.11) se refieren a las señales a la salida del filtro  $F(\omega)$  (fig.1.15). Es importante conocer también la relación señal a ruido de la información tomando en cuenta el proceso de postdetección.

-Modulación de amplitud.

Puede escribirse (ec.1.2.1.2.1):

$$E_s(t) = \sqrt{z_0 I_s} (1 + d(t)) \quad (1.2.1.2.12)$$

donde se tiene la restricción  $|d(t)| \ll 1$  para evitar la sobremodulación. El espectro de potencia será:

$$S_s(\omega) = I_s [2\pi\delta(\omega) + S_d(\omega)] \quad (1.2.1.2.13)$$

la potencia total en el campo recibido será:

$$P_r = \frac{I_s A_r (1 + P_d)}{2} \quad (1.2.1.2.14)$$

la banda ocupada por la envolvente  $E_s(t)$  (y por lo tanto por el término en  $\omega_s L$ ) es  $B_s = 2B_d$ . Después de fotodetección y filtraje, la señal heterodinada, en ausencia de ruido, aparece como una señal modulada en amplitud a una frecuencia portadora  $\omega_s L$  con una banda  $2B_d$ . De la ec. (1.2.1.2.10), la relación señal a ruido limitada por el ruido cuántico es:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_{\omega_s L} = \frac{\eta P_s P_d}{h\nu B_s} = \frac{\eta P_s P_d}{2h\nu B_d} \quad (1.2.1.2.15)$$

si  $P_d = 1$ , la relación señal a ruido es:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_d = 2 \left(\frac{S}{R}\right)_{\omega_s L} = \frac{\eta P_s}{h\nu B_d} \quad (1.2.1.2.16)$$

lo que representa el límite superior para la relación señal a ruido de la información después del heterodinaje y la demodulación ideal de amplitud. Si se comparan estos resultados con aquellos correspondientes a la detección directa AM-IM (ec. 1.2.1.1.23), se puede ver una mejora de un factor de 8 con un heterodinaje perfecto, mejora explicable por el hecho de que la información modula la onda óptica en amplitud, no en intensidad.

Un método alternativo consiste en utilizar homodinaje óptico, el cual no requiere una demodulación de amplitud después de la fotodetección. En ese caso la salida filtrada del fotodetector posee el espectro dado por la ec. (1.2.1.2.13) en ausencia de ruido ambiental. La relación señal a ruido limitada por el ruido cuántico es:

$$\frac{S}{R} = \frac{\eta A_r I_s P_d (2 |E_L|)^2}{4h\nu B_d |E_L|^2} = \frac{\eta P_s P_d}{h\nu B_d} \quad (1.2.1.2.17)$$

que es idéntica a aquella dada por la ec. (1.2.1.2.16) para  $P_d = 1$ . Por lo tanto, puede verse que para el caso de modulación de amplitud no hay ninguna diferencia entre las detecciones homodina y heterodina.

## -MODULACION DE FRECUENCIA.

Si la información modula en frecuencia la portadora óptica, la envolvente compleja tendrá la forma:

$$E_s(t) = \sqrt{z_0 I_s} \exp[-j\Delta\omega \int d(t)dt] \quad (1.2.1.2.18)$$

donde  $\Delta\omega$  designa a la desviación de frecuencia transmitida. La banda ocupada por la envolvente es aproximadamente  $B_s = 2(\beta+1)B_d$ , donde  $\beta = \Delta\omega / 2\pi B_d$  es el índice de modulación.

Después del heterodinaje y el filtraje, la relación señal a ruido (límite cuántico) está dada por:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_{\omega_{SL}} = \frac{\eta P_s}{h\nu B_s} \quad (1.2.1.2.19)$$

después de la demodulación de frecuencia se obtiene:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_d = \frac{3\beta^2 B_s}{B_d} \left(\frac{S}{R}\right)_{\omega_{SL}} = 6\beta^2 \left[\frac{\eta P_s}{2h\nu B_d}\right] \quad (1.2.1.2.20)$$

La relación señal a ruido a la salida puede entonces ser mejorada utilizando modulación de banda ancha. Este resultado es superior por un factor de 2 a aquel correspondiente a la detección directa (ec. 1.2.1.1.26).

La tabla 1.2 agrupa los resultados para la relación señal a ruido correspondientes a los sistemas analógicos descritos en esta sección.

TABLA 1.2  
RELACION S/R ANTES Y DESPUES DE DEMODULACION  
PARA DIVERSOS SISTEMAS DE TRANSMISION  
OPTICA Y ANALOGICA

TIPO DE MODULACION Y DETECCION UTILIZADA	RELACION S/R A LA SALIDA DEL FOTODETECTOR	RELACION ENTRE ANCHOS DE BANDA	RELACION S/R DESPUES DE DEMODULACION IDEAL
DETECCION DIRECTA DE UNA ONDA MODULADA DIRECTAMENTE Y A 100% DE INTENSIDAD	$\frac{\eta P_s}{h\nu 2B_m} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$	$B_m = B_d$	$\frac{\eta P_s}{h\nu 2B_d} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$
DETECCION DIRECTA DE UNA ONDA MODULADA A 100% EN INTENSIDAD POR SUBPORTADORA, ESTA ULTIMA MODULADA A 100% EN AMPLITUD	$\frac{1}{4} \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_m} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$	$B_m = 2B_d$	$\frac{1}{4} \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_d} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$
DETECCION DIRECTA DE UNA ONDA MODULADA A 100% EN INTENSIDAD POR SUBPORTADORA, ESTA ULTIMA MODULADA EN FRECUENCIA CON INDICE $\beta$	$\frac{1}{2} \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_m} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$	$B_m = 2(\beta + 1)B_d$	$3\beta^2 \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_d} \left[ 1 + \frac{\sigma_B^2}{P_s} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$
DETECCION HETERODINA DE UNA ONDA MODULADA A 100% EN AMPLITUD	$2 \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_s} \left[ 1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$	$B_s = 2B_d$	$2 \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_d} \left[ 1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$
DETECCION HETERODINA DE UNA ONDA MODULADA EN FRECUENCIA CON INDICE $\beta$	$2 \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_s} \left[ 1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$	$B_s = 2(\beta + 1)B_d$	$6\beta^2 \frac{\eta P_s}{h\nu 2B_d} \left[ 1 + \frac{2\eta N_b}{h\nu} + \frac{2kTh\nu}{R_L P_s \eta c^2} \right]^{-1}$

## 1.2.2.- MODULACION DIGITAL.

### 1.2.2.1.- DETECCION NO COHERENTE.

a) GENERALIDADES: la onda luminosa a detectar está constituida de fotones discretos de energía  $h\nu$  que, en el momento de la recepción, producto de estos fotoelectrones tienen una distribución aleatoria poissoniana de densidad  $n_s(t) = \eta P_s(t) / h\nu$ : los números de electrones producidos durante dos intervalos de tiempo disjuntos son independientes y la probabilidad de obtener  $k$  fotoelectrones entre los instantes  $t$  y  $t+\tau$  está dada por:

$$P(n_s = k) = \frac{|\langle \bar{n}_s(t) \rangle|^k e^{-\langle \bar{n}_s(t) \rangle}}{k!} \quad (1.2.2.1.1)$$

donde  $\langle \bar{n}(t) \rangle$  designa a la media temporal de la media estadística de  $n(t)$ . La señal recibida y la radiación ambiental producen procesos independientes, la distribución de probabilidad de emisión de fotoelectrones resultante es así poissoniana de media igual a la suma de las medias de los procesos individuales:

$$P(n = k) = P(i_s + i_b = \frac{\eta K e}{h\nu\tau}) = \frac{(n_s + n_b)^k \exp(-(n_s + n_b))}{k!} \quad (1.2.2.1.2)$$

donde  $n_s$  y  $n_b$  son los números medios de emisión de fotoelectrones de la señal y de la radiación ambiental respectivamente, durante un período  $\tau$ ,  $i_s$  e  $i_b$  son las corrientes medias producidas por la señal y el ruido ambiente producidas independientemente.

El ruido térmico que se añade a la salida del detector posee una distribución gaussiana con media cero y varianza  $\sigma_c^2$  proporcional a la potencia total, su densidad de probabilidad es:

$$P(i_c) = \left( \exp\left(-\frac{i_c^2}{2\sigma_c^2}\right) \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \right) \quad (1.2.2.1.3)$$

Si se utiliza fotomultiplicación con ganancia elevada, se obtendrá la limitación por el ruido cuántico, en caso contrario la detección está limitada por el ruido térmico y, para tener una relación señal a ruido suficientemente grande es necesario aumentar la intensidad de la onda portadora hasta un nivel en el cual la emisión de electrones debida al ruido ambiental resulte despreciable. Así, la densidad de probabilidad de corriente de la señal

puede ser considerada como gaussiana:

$$P(i_s) = \left( \frac{2\pi\epsilon^2 n_s}{r} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[ -\frac{(i_s - \frac{en_s}{r})^2 r^2}{2\epsilon^2 n_s} \right] \quad (1.2.2.1.4)$$

la densidad de probabilidad de corriente total es:

$$P(i_s + i_c) = \left[ \frac{2\pi(\epsilon^2 n_s + \sigma_c^2 r^2)}{r^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \exp \left[ \frac{-(r(i_s + i_c) - en_s)^2}{2(\epsilon n_s + r^2 + \sigma_c^2)} \right] \quad (1.2.2.1.5)$$

si la varianza del ruido térmico es dominante, se tiene:

$$P(i_s + i_c) = \left( \exp \left[ -\frac{(r(i_s + i_c) - en_s)^2}{2r^2\sigma_c^2} \right] \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \right) \quad (1.2.2.1.6)$$

En el sistema óptico de detección, si la salida del fotodetector excede un valor de umbral preestablecido, se afirma que está presente una señal. La elección de este valor será óptima si minimiza la relación señal a ruido.

-Limitación por el ruido cuántico.

Para la detección limitada por el ruido cuántico se supone que la electrónica de postdetección consiste de un filtro integrador ideal tal que los fotoelectrones son todos simplemente contados sobre el intervalo de detección  $\tau$ , se juzga que una señal está presente si:

$$\frac{P(n_s + n_b = k)}{P(n_b = k)} = \frac{(n_s + n_b)^k \exp(-(n_s + n_b))}{n_b^k \exp(-n_b)} \geq \frac{1 - P(s)}{P(s)} \quad (1.2.2.1.7)$$

donde  $P(s)$  es la probabilidad a priori de presencia de una señal. El umbral para el cual existe la igualdad es:

$$k_l = \frac{n_s + \ln \left[ \frac{1 - P(s)}{P(s)} \right]}{\ln \left[ 1 - \frac{n_b}{n_s} \right]} \quad (1.2.2.1.8)$$

y en general se escoge el valor entero superior. Durante cada intervalo de decisión se tiene:  $P_{sb}$  = probabilidad de que el umbral de decisión sea sobrepasado por la señal y el ruido, y  $P_b$  = probabilidad de que el umbral sea sobrepasado por el ruido solo:

$$P_{sb} = \sum_{k=k_l}^{\infty} \frac{(n_s + n_b)^k \exp(-(n_s + n_b))}{k!} \quad (1.2.2.1.9)$$

$$P_b = \sum_{k=k_l}^{\infty} \frac{n_b^k \exp(-n_b)}{k!} \quad (1.2.2.1.10)$$

-Limitación por el ruido térmico.

Para la limitación por ruido térmico se supone un filtro pasabanda de postdetección entre  $-B_0$  y  $B_0$ , la condición de presencia de señal es:

$$\frac{P(i/s)}{P(i/\bar{s})} = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \right) \left( \exp \left[ \frac{-(ir - n_s c)^2}{2r^2\sigma_c^2} \right] \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \exp \left[ \frac{-i^2}{2\sigma_c^2} \right] \right)^{-1} \geq \frac{1 - P(s)}{P(s)} \quad (1.2.2.1.11)$$

donde  $P(i/s)$  y  $P(i/\bar{s})$  son las probabilidades condicionales de corriente filtrada si la señal está presente o ausente, respectivamente. El valor umbral de  $i$  es:

$$i = \frac{cn_s}{r} + \frac{r\sigma_c^2}{cn_s} \ln \left[ \frac{1 - P(s)}{P(s)} \right] \quad (1.2.2.1.12)$$

Las probabilidades de detección son:

$$P_{db} = \int_{i_0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \exp \left[ \frac{-(ir - cn_s)^2}{2r^2\sigma_c^2} \right] di \quad (1.2.2.1.13)$$

$$P_b = \int_{i_0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}} \exp \left[ \frac{-i^2}{2\sigma_c^2} \right] di \quad (1.2.2.1.14)$$

b) Sistema con modulación de intensidad: un diagrama a bloques de un sistema de comunicaciones numérico con modulación de intensidad está representado en la fig.1.17.

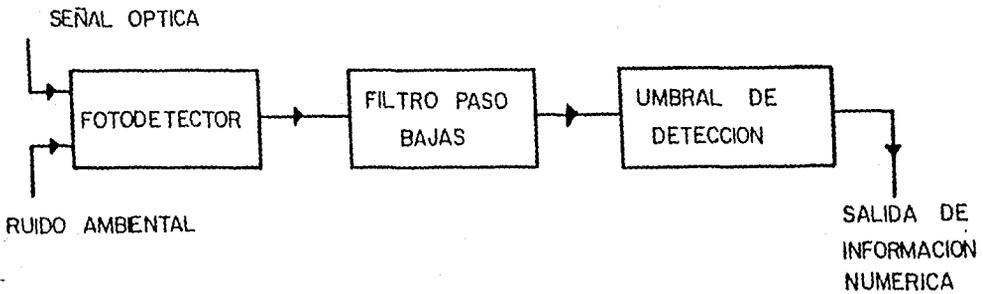


Fig.1.17 Sistema con modulación de intensidad.

En este sistema el bit "1" está representado por la presencia de la portadora y el bit "0" por su ausencia. Durante el intervalo de un bit, la probabilidad de hacer una decisión incorrecta es:

$$P_e = P(s)(1 - P_{10}) - (1 - P(s))P_{01} \quad (1.2.2.1.15)$$

para una transmisión equiprobable de unos y de ceros:

$$P_e = \frac{(1 - P_{10}) - P_{01}}{2} \quad (1.2.2.1.16)$$

-Limitación por el ruido cuántico.

Las probabilidades de detección para un contador de electrones ideal están dadas por las ecs. (1.2.2.1.9) y (1.2.2.1.10), así que la ec. (1.2.2.1.16) llega a ser:

$$P_e = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_{k=k^1}^{\infty} \frac{\exp(-n_s)}{k!} \left[ (n_s + n_b)^k \exp(-n_s) - n_b^k \right] \right\} \quad (1.2.2.1.17)$$

para  $P(s)=1/2$  el umbral  $k^1$  es (ec. 1.2.2.1.8):

$$k^1 = \frac{n_s}{\ln \left( 1 + \frac{n_s}{n_b} \right)} \quad (1.2.2.1.18)$$

Las figs. 1.18 y 1.19 muestran  $k^1$  y  $P_e$  en función del número de fotoelectrones por bit de señal y de ruido.

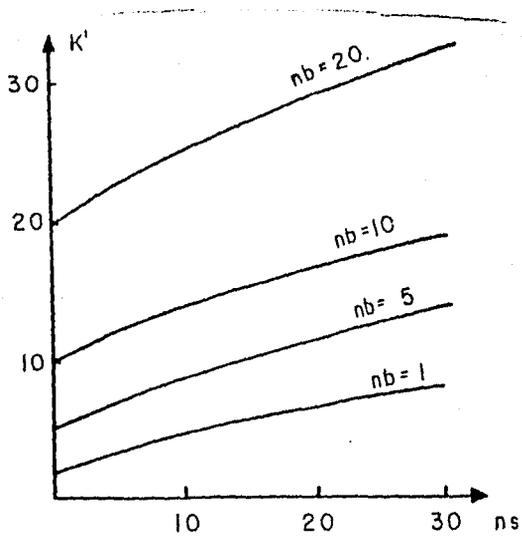


Fig.1.18 Umbral de detección para un sistema con modulación de intensidad con recepción limitada por el ruido cuántico para  $ns$ =no.medio de fotoelectrones de señal por bit.

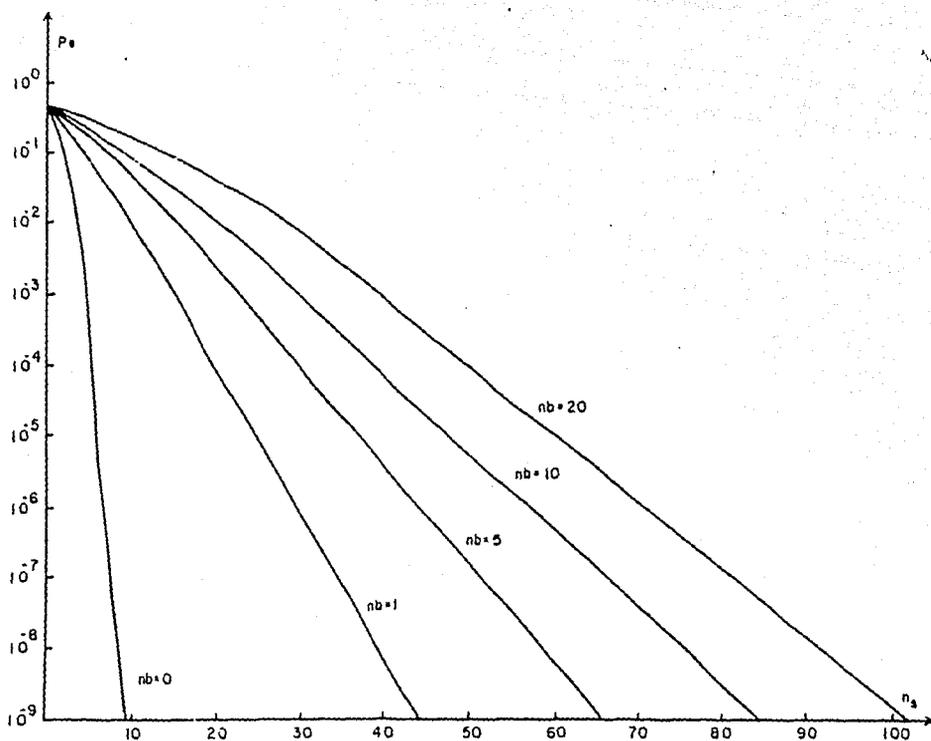


Fig.1.19 Probabilidad de error para un sistema con modulación de intensidad con recepción limitada por el ruido cuántico.  $nb = n_o \cdot \text{medio}$  de fotoelectrones debidos al ruido ambiental por bit.

-Limitación por el ruido térmico.

Las probabilidades de detección para la recepción limitada por el ruido térmico están dadas por las ecs.(1.2.2.1.13) y (1.2.2.1.14), el umbral de decisión para  $P(s)=1/2$  es:

$$i' = \frac{en_s}{2\tau} \quad (1.2.2.1.19)$$

la probabilidad de error puede ser expresada en términos de la función de error:

$$P_e = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{en_s}{2\sqrt{2}\tau\sigma_c} \right) \right] \quad (1.2.2.1.20)$$

para un filtro paso-banda ideal de 0 a  $B=1/\tau$  hertz, la varianza de corriente del ruido térmico es:

$$\sigma_c^2 = \frac{4kTB}{R_L} = \frac{4kT}{\tau R_L} \quad (1.2.2.1.21)$$

y la ec.(1.2.2.1.1.10) llega a ser:

$$P_e = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{en_s R_L}{4\sqrt{2}kT\tau} \right) \right] \quad (1.2.2.1.22)$$

Las figs.1.20 y 1.21 muestran  $i'$  y  $P_e$  en función del número de fotoelectrones por bit de señal y de ruido. Puede verse que el sistema limitado por el ruido cuántico es considerablemente más eficiente que el limitado térmicamente. Es, sin embargo, difícil de realizar para valores bajos de potencia.

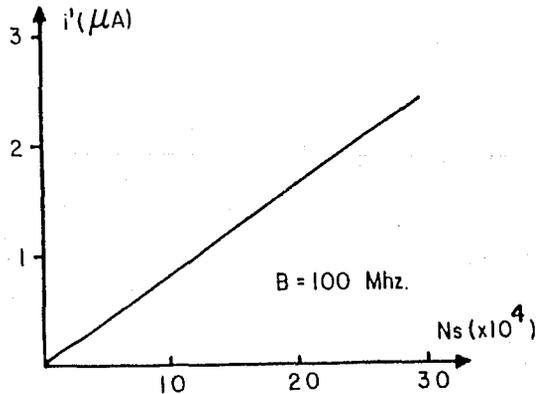


Fig.1.20 Umbral de detección para un sistema con modulación de intensidad con recepción limitada por el ruido térmico.

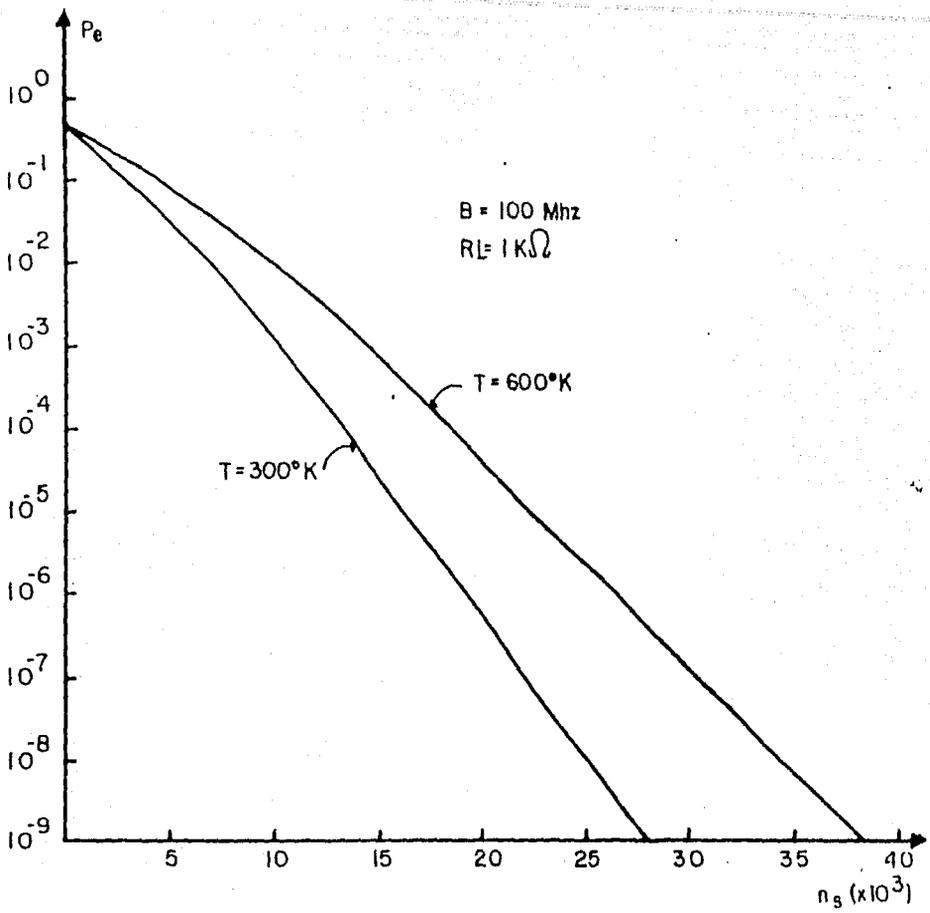


Fig.1.21 Probabilidad de error para un sistema con modulación de intensidad con recepción limitada por el ruido térmico.

### 1.2.2.2.-DETECCION HETERODINA.

a) SISTEMA CON MODULACION DE AMPLITUD: en la fig.1.22 se muestra un sistema de recepción heterodino. A la salida del filtro situado después de fotodetección se tendrá una onda a la diferencia de frecuencias  $\omega_{SL}$  más ruido del detector si se transmite un "1", para un "0" sólo el ruido estará presente. La tensión a la salida del filtro es de la forma (ec.1.2.1.2.2):

$$v_{SL} = A \cos(\omega_{SL}t - \phi_{SL}) \quad (1.2.2.2.1)$$

donde  $A = \frac{2\eta e A_s E_L E_s R_L}{h\nu_{\omega_0}}$

El ruido a la salida del filtro se supone gaussiano de banda angosta:

$$v_{vSL} = X_1(t) \cos(\omega_{SL}t + \phi_{SL}) - X_2(t) \sin(\omega_{SL}t + \phi_{SL}) \quad (1.2.2.2.2)$$

donde las varianzas de  $X_1(t)$  y  $X_2(t)$  son iguales:  $\sigma_{X1}^2 = \sigma_{X2}^2 = \sigma_X^2 = N_s L R_L$ , donde  $N_s L$  designa la potencia de ruido a la diferencia de frecuencias, la suma  $v_{SL} + v_{vSL}$  puede ser escrita:

$$v_{SL} - v_{vSL} = R(t) \cos(\omega_{SL}t + \phi_{SL} + \varphi(t)) \quad (1.2.2.2.3)$$

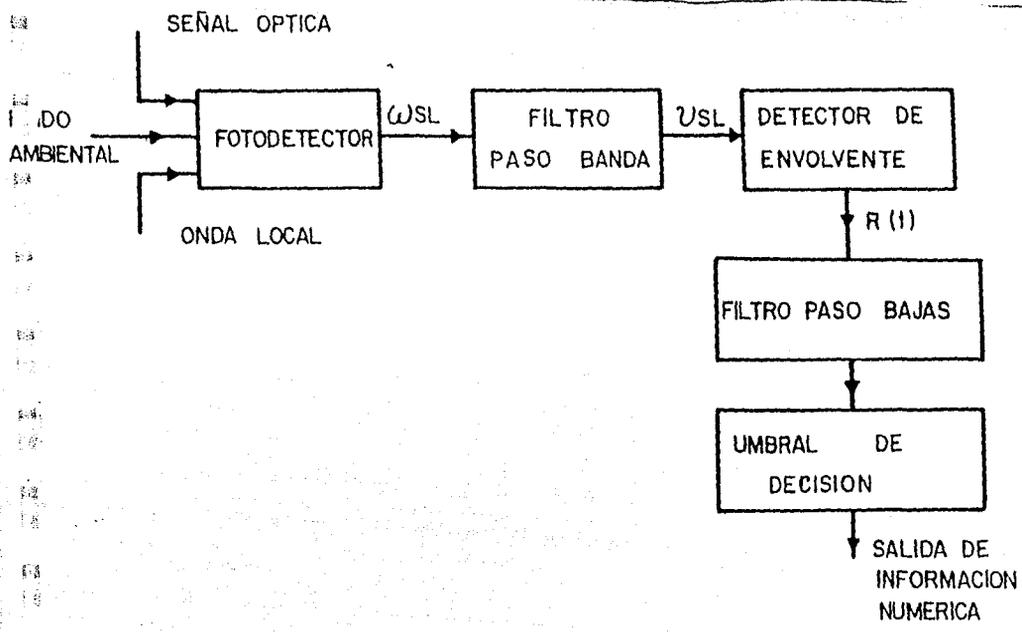


Fig.1.22 Sistema heterodino con modulación de amplitud.

1.44

donde  $R(t)$  es la envolvente de la señal más ruido:

$$R(t) = \sqrt{[\lambda_1(t) + A]^2 + \lambda_2(t)^2} \quad (1.2.2.2.4)$$

Las densidades condicionales de probabilidad de la envolvente para un "1" y un "0" son, como se muestra en la fig. 1.23:

$$P(R/S) = \frac{R}{\sigma_z^2} \exp\left[-\frac{R^2 + A^2}{2\sigma_z^2}\right] I_0\left[\frac{AR}{\sigma_z^2}\right] \quad (1.2.2.2.5)$$

$$P(R/\bar{S}) = \frac{R}{\sigma_z^2} \exp\left[-\frac{R^2}{2\sigma_z^2}\right]$$

donde  $I_0$  es la función de Bessel modificada de orden cero:

$$I_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(\omega \cos \varphi) d\varphi \quad (1.2.2.2.6)$$

Se considera que una señal a la diferencia de frecuencias está presente si:

$$\frac{P(R/S)}{P(R/\bar{S})} \geq \frac{1 - P(s)}{P(s)} \quad (1.2.2.2.7)$$

Para  $P(s) = 1/2$  el umbral de detección es, aproximadamente:

$$R_t \approx \sigma_z \sqrt{2 + \frac{A^2}{4\sigma_z^2}} \quad (1.2.2.2.8)$$

la probabilidad de que la envolvente de señal más ruido exceda el umbral y la probabilidad de que el ruido solo lo exceda son, respectivamente:

$$P_{sb} = \int_{R_t}^{\infty} \frac{R}{\sigma_z^2} \exp\left[-\frac{R^2 + A^2}{2\sigma_z^2}\right] I_0\left(\frac{AR}{\sigma_z^2}\right) dR = Q\left(\frac{A}{\sigma_z}, \frac{R_s}{\sigma_z}\right) \quad (1.2.2.2.9)$$

donde 
$$P_b = \int_{R_t}^{\infty} \frac{R}{\sigma_z^2} \exp\left[-\frac{R^2}{2\sigma_z^2}\right] dR \quad (1.2.2.2.10)$$

$$Q(a, b) = \int_b^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{a^2 + x^2}{2}\right)\right] I_0(ax) dx \quad (1.2.2.2.11)$$

es la función Q de Marcum, la probabilidad de error para  $P(s)=1/2$  es (ec.1.2.2.1.16):

$$P_e = \frac{1}{2} \left[ 1 + Q\left(0, \frac{R_s}{\sigma_r}\right) - Q\left(\frac{A}{\sigma_s}, \frac{R_s}{\sigma_s}\right) \right] \quad (1.2.2.2.12)$$

el cociente  $A/\sigma_x$  es igual a la relación señal a ruido a la diferencia de frecuencias y, para un nivel alto de amplitud local, se obtiene  $(S/R)_{S_L} = (\eta P_s)/(h\nu B_s L)$ , para  $B_s = 2B_o = 2/\tau$  y utilizando la aproximación de (1.2.2.28), la probabilidad de error viene a ser:

$$P_e = \frac{1}{2} \left[ 1 + Q\left(0, \sqrt{2 + \frac{n_s}{4}}\right) - Q\left(\sqrt{n_s}, \sqrt{2 + \frac{n_s}{4}}\right) \right] \quad (1.2.2.2.13.a)$$

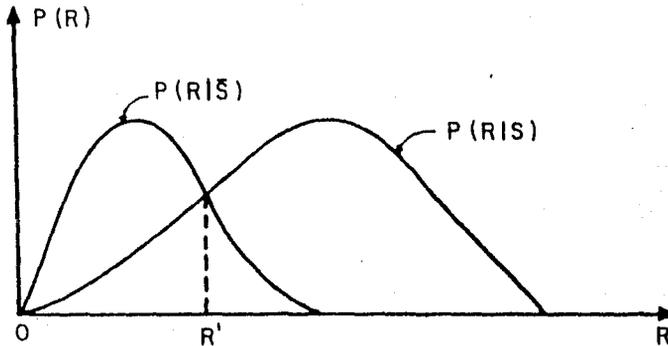


Fig.1.23 Densidades de probabilidad condicional para un sistema heterodino con modulación de amplitud.

La fig.1.24 representa  $P_e$  en función del número de fotoelectrones por bit  $n_s$ , para  $n_s$  grande,  $P_e$  llega a ser:

$$P_e = \frac{\exp(-\frac{n_s}{2})}{2} \quad (1.2.2.2.13.b)$$

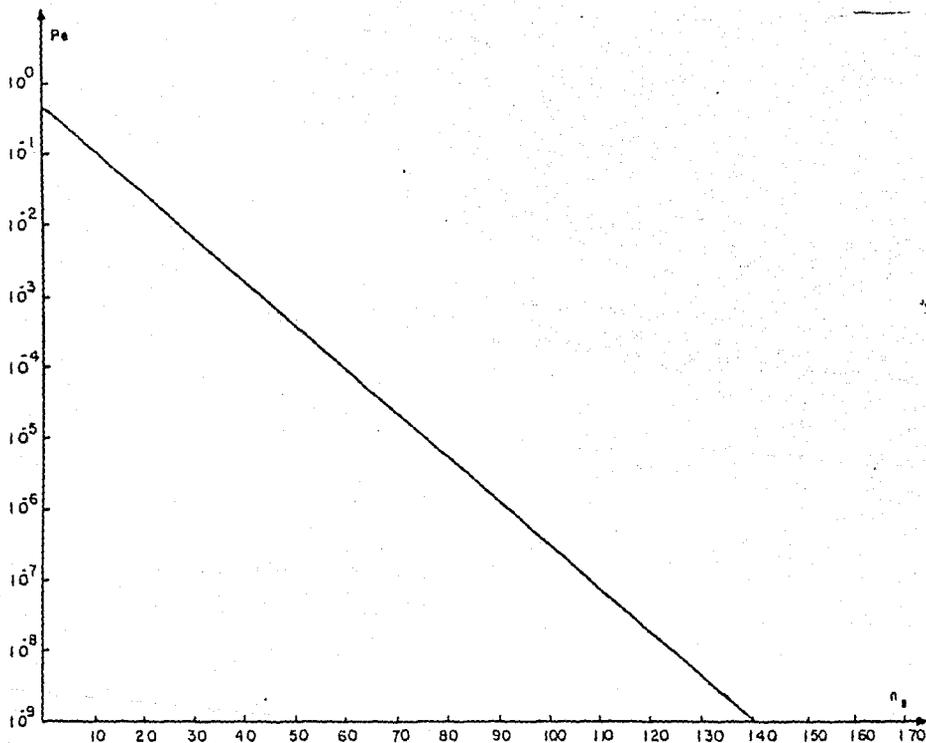


Fig.1.24 Probabilidad de error para un sistema heterodino con modulación de amplitud en función del número de fotoelectrones por bit.

b) SISTEMA CON MODULACION DE FRECUENCIA: un diagrama de un sistema heterodino con modulaci3n de frecuencia est3 representado en la fig.1.25. La frecuencia de una onda l3ser continua es desviada con la ayuda de un modulador controlado por la se1al de informaci3n. En el receptor, la se1al incidente es mezclada con el oscilador local para trasladar la informaci3n a la frecuencia.  $\omega_{SL}$ . La demodulaci3n es obtenida en el receptor FM, constituido por dos filtros paso-banda centrados sobre las frecuencias asociadas con los bits "1" y "0". Despu3s de pasar por los detectores de envolvente lineales las se1ales son comparadas y la decisi3n se hace considerando la se1al de diferencia. La tensi3n a la salida del fotodetector es:

$$v_{SL} = \begin{cases} A \cos[(\omega_L - \omega_c - \omega d)t + (\phi_L - \phi_c)] & \text{para un "1"} & (1.2.2.2.14) \\ A \cos[(\omega_L - \omega_c + \omega d)t + (\phi_L - \phi_c)] & \text{para un "0"} & (1.2.2.2.15) \end{cases}$$

La salida de uno de estos filtros est3 compuesta de ruido gaussiano de banda angosta y de la se1al a la diferencia de frecuencias, la salida del otro consiste solamente de ruido, por lo tanto las densidades de probabilidad condicional a la salida de los detectores de envolvente son:

$$P(R_1/S_1) = P(R_2/S_2) = \frac{R_c}{\sigma_f^2} \exp \left[ -\frac{R_c^2 + A^2}{2\sigma_f^2} \right] I_0 \left( \frac{AR_c}{\sigma_f^2} \right) \quad (1.2.2.2.16)$$

$$P(R_2/S_1) = P(R_1/S_2) = \frac{R_c}{\sigma_f^2} \exp \left[ -\frac{R_c^2}{2\sigma_f^2} \right] \quad (1.2.2.2.17)$$

Para unos y ceros transmitidos con la misma probabilidad, por simetría del canal, el umbral para la se1al de diferencia es cero. Por lo tanto, existe un error si  $R_2 > R_1$  si  $S_1$  es transmitida, y si  $R_1 > R_2$  si  $S_2$  es transmitida. Ya que el ruido entre canales est3 descorrelacionado, la densidad conjunta de  $R_1$  y  $R_2$  es:

$$P(R_1, R_2/S_i) = P(R_1/S_i)P(R_2/S_i) \quad (1.2.2.2.18)$$

la probabilidad de error llega a ser:

$$\begin{aligned} &= P(R_2 > R_1) = \int_{R_1=0}^{\infty} \int_{R_2=R_1}^{\infty} \frac{R_1}{\sigma_f^2} \exp \left[ -\frac{R_1^2 + A^2}{2\sigma_f^2} \right] I_0 \left( \frac{AR_1}{\sigma_f^2} \right) \exp \left[ -\frac{R_2^2}{2\sigma_f^2} \right] dR_1 dR_2 \\ &= \int_{R_1=0}^{\infty} \frac{R_1}{\sigma_f^2} \exp \left[ -\frac{2R_1^2 + A^2}{2\sigma_f^2} \right] I_0 \left( \frac{AR_1}{\sigma_f^2} \right) dR_1 = \frac{1}{2} \exp \left[ -\frac{A^2}{4\sigma_f^2} \right] \end{aligned} \quad (1.2.2.2.19)$$

el argumento de la funci3n exponencial es la relaci3n

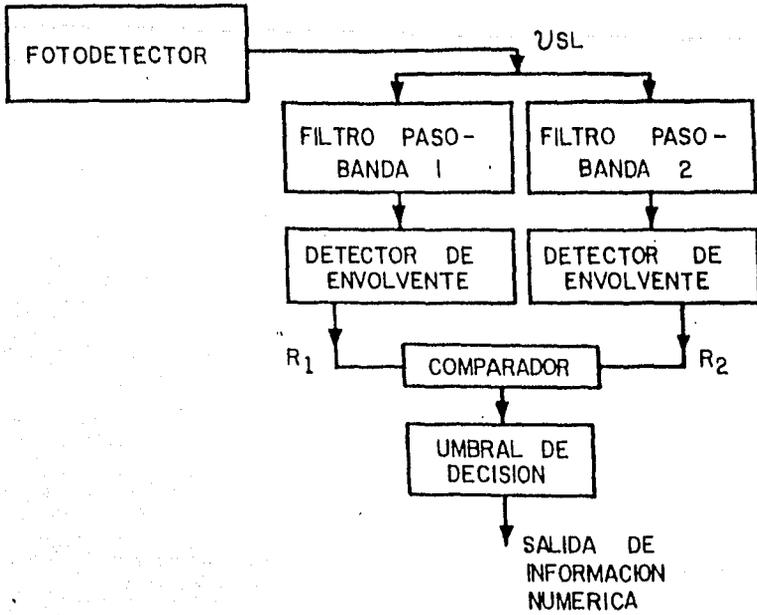


Fig.1.25 Sistema heterodino con modulaci3n de frecuencia.

(S/R)sL, para un campo local fuerte se tiene:

$$P_i = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{n_s}{4}\right] \quad (1.2.2.2.20)$$

funci3n que est1 representada en la fig.1.26.

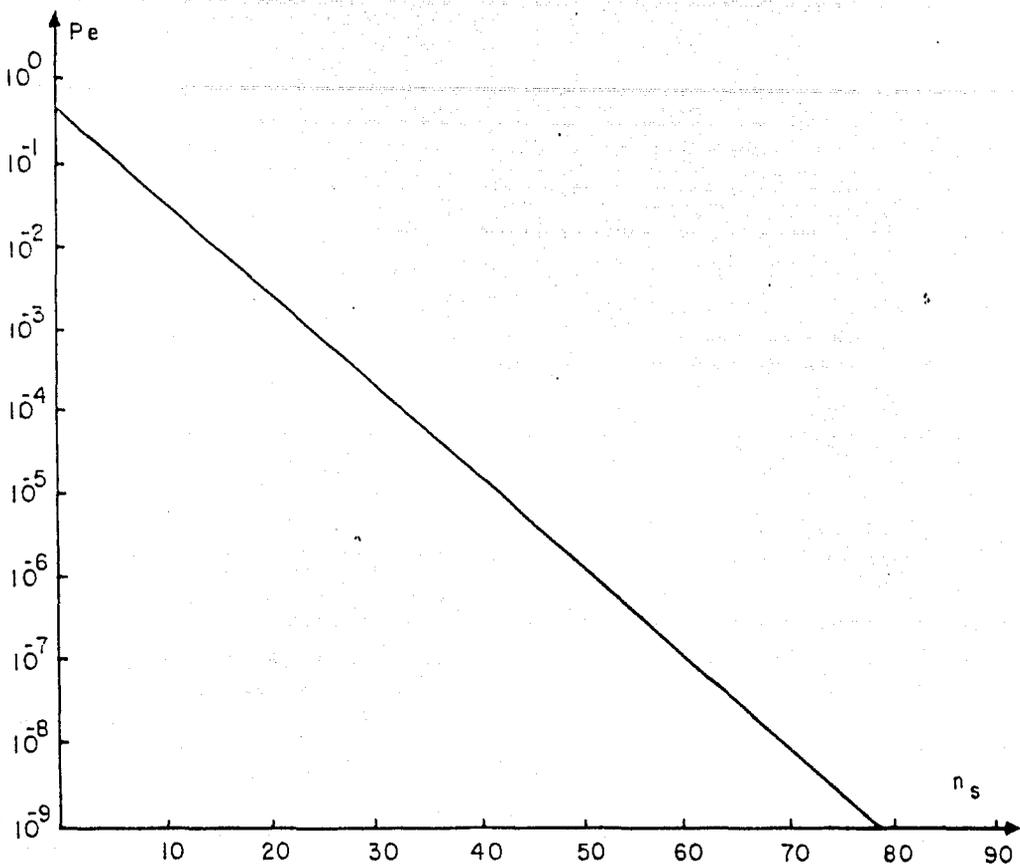


Fig.1.26 Probabilidad de error para un sistema heterodino con modulación de frecuencia en función del número de fotoelectrones por bit.

c) SISTEMA CON MODULACION DE FASE el diagrama de un sistema homodino con modulaci3n de fase es mostrado en la fig.1.27. La fase de la onda portadora 3ptica con relaci3n a una referencia arbitraria ser3 igual a 0 o a  $\pi$  rads para representar los bits. La tensi3n a la salida del receptor es:

$$v = A \cos(\phi_L - \phi_s) \quad (1.2.2.2.21)$$

la fase del oscilador local es tal que  $v=A$  para un "1" y  $v=-A$  para un "0". Para una alta potencia local las emisiones son consideradas como gaussianas de variancia  $\sigma_v^2 = [(4\eta e^2)/(h\nu)](Ar/Z_0)B_0ELRL$ . Las distribuciones de probabilidad condicional de la tensi3n  $v$  son:

$$P(v/S_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} \exp\left[-\frac{(v-A)^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (1.2.2.2.22)$$

$$P(v/S_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} \exp\left[-\frac{(v+A)^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (1.2.2.2.23)$$

Para los unos y ceros transmitidos con la misma probabilidad, el umbral de decisi3n es cero. Se juzga que un "1" ha sido transmitido si  $v > 0$  y un "0" si  $v < 0$ . La probabilidad de error es:

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 P(v/S_1) dv + \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} P(v/S_0) dv = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{A^2}{2\sigma_v^2}} \right] \\ &= \frac{1}{2} [1 - \operatorname{erf} \sqrt{n_s}] = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\eta P_s}{2h\nu B_0}} \right] \quad (1.2.2.2.24) \end{aligned}$$

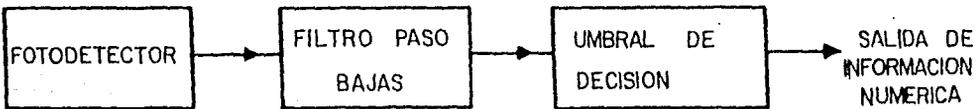


Fig.1.27 Sistema homodino con modulaci3n de fase.

La fig.1.28 ilustra  $P_e$  en función del número  $n_s$  de fotoelectrones requeridos por bit.

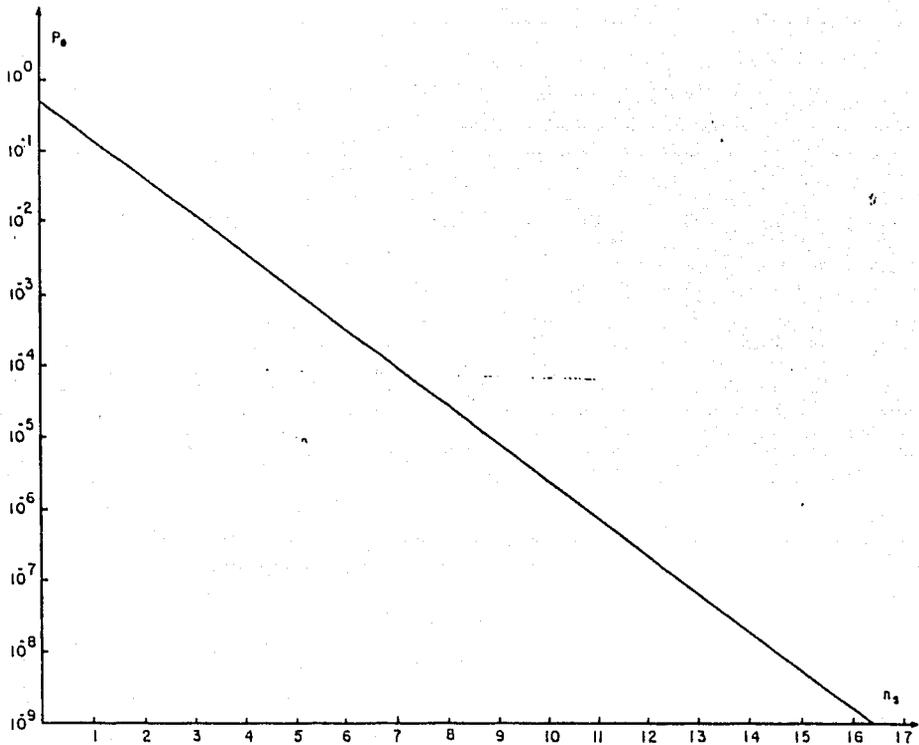


Fig.1.28 Probabilidad de error para un sistema homodino con modulación de fase en función del número de fotoelectrones por bit.

### 1.2.3.- SISTEMAS MULTICANALIZADOS (FDM).

La multicanalización óptica por división de frecuencia (FDM) o multicanalización óptica por división de longitud de onda (WDM), en la cual se transmite simultáneamente un número de señales ópticas para diferentes frecuencias de portadora, tendrá aplicaciones futuras en redes de telecomunicaciones de alta capacidad y de distribución de información de banda ancha. Antes de seguir adelante, el término "FDM óptico" requiere una explicación. El concepto de "WDM óptico" es el mismo que el de multiplexaje por división de frecuencia en el sentido de que la frecuencia de una onda electromagnética corresponde a una longitud de onda única. Como se muestra en la fig. 1.29, para espaciamentos grandes entre portadoras ópticas, tales como 20000 Ghz de espaciamiento frecuencial ( $0.1 \mu\text{m}$  de espaciamiento de longitud de onda), resulta más conveniente usar el término "longitud de onda" en el diseño de sistemas y dispositivos. Por otro lado, para un espaciamiento angosto entre canales, por ejemplo, 5 Ghz de espaciamiento frecuencial ( $0.00004 \mu\text{m}$  o  $0.04 \text{ nm}$  de espaciamiento de longitud de onda), es más conveniente usar el término "frecuencia". Por lo tanto, usaremos el término "FDM óptico" para el multiplexaje óptico denso. FDM óptico tiene dos ventajas sobre WDM óptico: una pequeña diferencia de las características del dispositivo óptico entre canales ópticos, y un incremento en el número de canales ópticos.

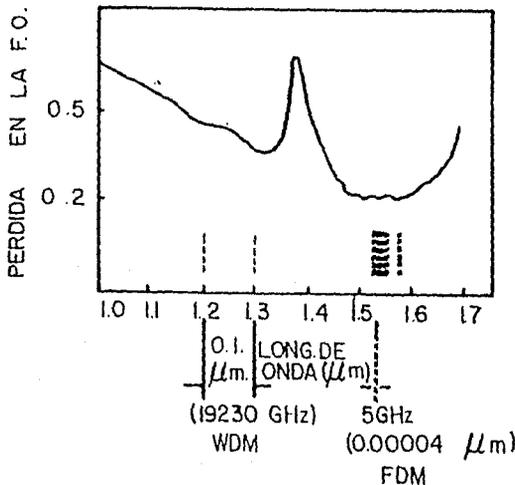


Fig.1.29 Comparación entre WDM óptico y FDM óptico.

Las pérdidas de la fibra dependen de la longitud de onda, como se muestra en la fig.1.29. La dispersión de la fibra y de otros parámetros de los componentes y dispositivos ópticos dependen en general, de la longitud de onda.

La relación entre el número de canales multiplexados y la eficiencia en la utilización de frecuencias de experimentos de multiplexaje óptico es mostrada en la fig.1.30. La eficiencia en la utilización de frecuencias es la relación de la capacidad de transmisión total al ancho de banda utilizado.

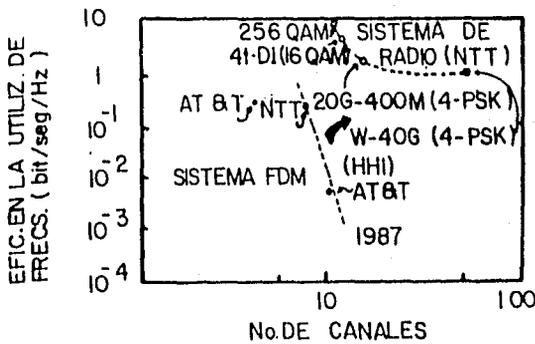


Fig.1.30 Avance actual en tecnología de FDM óptico.

Hay dos formas de separar señales ópticas con espaciamentos muy angostos, como se muestra en la fig. 1.31. Una es el filtrado óptico. La segunda es el filtrado de banda F.I. eléctrico en la detección óptica heterodina.

En el método de filtrado óptico, puede utilizarse ya sea detección directa o detección heterodina.

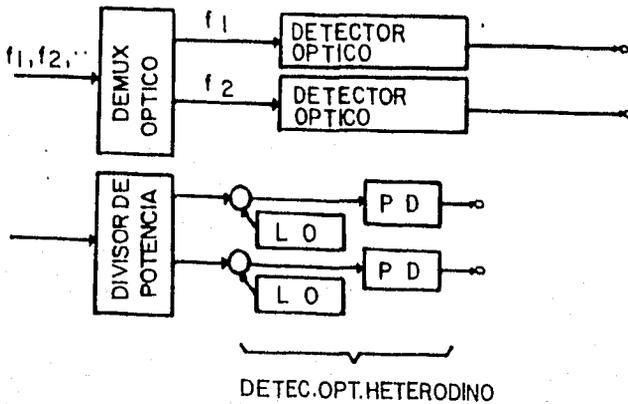


Fig. 1.31 Métodos de separación de señales ópticas con espaciamento muy angosto. Donde PD: fotodetector, L0: oscilador local.

### 1.2.3.1.- SISTEMAS OPTICOS FDM.

En la fig.1.32 se ilustran algunas aplicaciones del FDM óptico. En la transmisión punto a punto, donde se asignan frecuencias ópticas para servicio, un usuario puede seleccionar una de varias señales de entre las señales distribuidas. Hay dos métodos de selección de canales. El primero utiliza filtros ópticos sintonizables y detección directa. El segundo utiliza detección heterodina con un láser sintonizable.

En sistemas de transmisión multipunto a multipunto, las señales ópticas son derivadas de, o insertadas en, un troncal común a través de filtros ópticos fijos o variables.

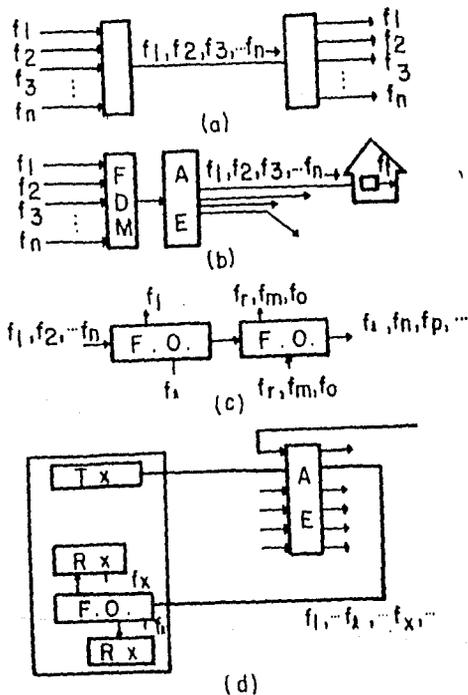


Fig.1.32 Aplicaciones de FDM óptico; a) sistema de transmisión punto a punto, b) transmisión punto a multipunto, c) sistema multipunto con configuración de bus, d) sistema multipunto con configuración de estrella. Donde: Tx: transmisor, Rx: receptor, F.O.: fibra óptica, AE: acoplador de estrella, L0: oscilador local, PD: fotodetector.

### 1.3.- LIMITACIONES FUNDAMENTALES EN LAS COMUNICACIONES OPTICAS..

#### 1.3.1.- LIMITACIONES ASOCIADAS AL TRANSMISOR.

a) GANANCIA EN LA RADIACION: una antena emisora está definida por su patrón de radiación, el que describe la densidad de potencia (potencia por unidad de ángulo sólido) emitida en cada dirección. La ganancia está relacionada con la máxima densidad de potencia del patrón de radiación y, formalmente está definida por:

$$G = \frac{\text{densidad de pot. max. del patrón de radiación}}{\text{densidad de pot. debida a una antena isotrópica}} \quad (1.3.1.1)$$

Si se dispone de una potencia total P, una isométrica transmitirá una densidad  $P/4\pi$  [watts/str.].

En el sistema mostrado en la fig. 1.33.

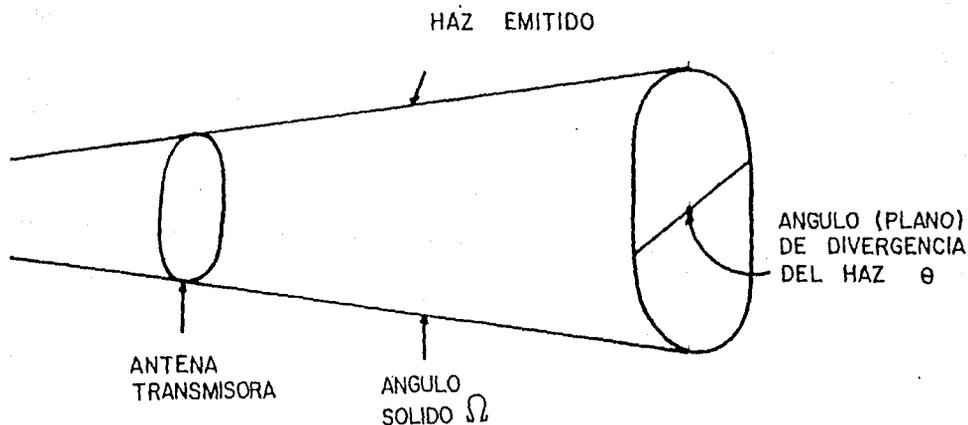


Fig. 1.33 Patrón de radiación de una antena óptica.

el ángulo del haz  $\Omega$  es el ángulo sólido medido desde la antena, dentro del cual debe concentrarse la máxima densidad de potencia para obtener la misma potencia total, así:

$$G \left( \frac{P}{4\pi} \right) \Omega = P \quad \text{o} \quad \Omega = \frac{4\pi}{G} \quad (1.3.1.2)$$

$\Omega$  indica el ángulo sólido dentro del cual fluye la mayor parte de la potencia transmitida.

Para un lente circular de diámetro  $D$ , transmitiendo una longitud de onda  $\lambda$ , el ángulo de divergencia y la ganancia están dados aproximadamente por:

$$\theta_0 \approx \frac{\lambda}{D} \quad (1.3.1.3)$$

$$G_0 \approx \left[ \frac{4d}{\lambda} \right]^2 \quad (1.3.1.4)$$

La fig.1.34 muestra estos parámetros en función del diámetro para varias frecuencias.

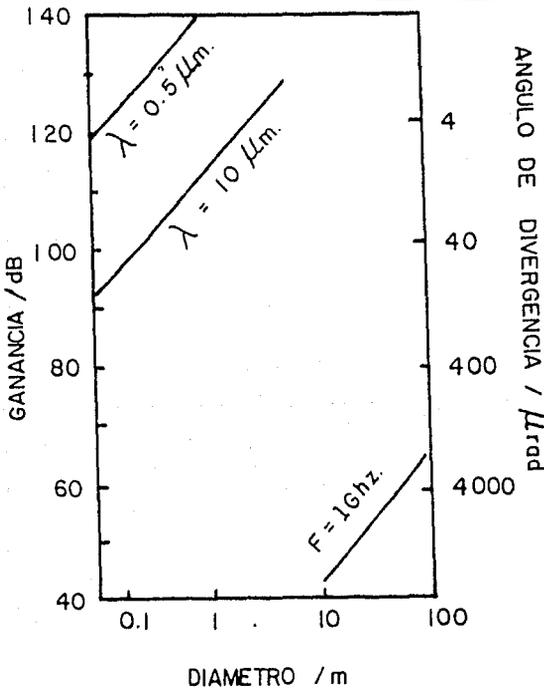


Fig.1.34 Ganancia y ángulo de divergencia en función del diámetro.

b) COHERENCIA: en los sistemas radioeléctricos, el transmisor puede modelarse como un dispositivo que produce una señal senoidal con una cantidad moderada de ruido en su amplitud y en fase; sin embargo, las fuentes ópticas en general presentan anchos de banda espectrales apreciables, lo que limita las posibilidades de modulación de su fase o frecuencia, cosa que ha implicado que en los sistemas convencionales con detección directa únicamente la potencia óptica pueda ser modulada con posibilidades de fotodetección eficiente.

Si se modula la potencia de salida de estas fuentes ruidosas, su aleatoriedad intrínseca puede confundirse con el mensaje transmitido. Pero, dado que la salida óptica en diferentes modos espaciales y a diferentes tiempos está estadísticamente descorrelacionada consigo misma, para velocidades de modulación moderadas, estos efectos se reducen por la realización de un promedio estadístico.

El desarrollo actual de fuentes láser de semiconductor de alta coherencia permite realizar modulaciones de fase o frecuencia de la luz, pero requieren de fotodetección heterodina.

c) MODULACION: en los sistemas prácticos, la fuente óptica es modulada directamente, por ejemplo; en los dispositivos semiconductores de inyección, las variaciones en la corriente de excitación modulan la potencia óptica emitida. En estos dispositivos, la luz es generada por la recombinación espontánea o estimulada de huecos y electrones. Entonces, por ejemplo, cuando se extingue la corriente de excitación, los portadores que aún están presentes dentro del dispositivo deben recombinarse antes de que el dispositivo deje de emitir luz, este tiempo de recombinación, para fuentes convencionales de GaAs, varía entre algunos picosegundos y algunos nanosegundos, implicando anchos de banda entre decenas de Mhz y algunos Ghz.

### 1.3.2.- LIMITES ASOCIADOS CON EL CANAL DE TRANSMISION.

a) ESPACIO LIBRE: en el espacio libre, el límite fundamental está dado por la difracción; no es posible colimar una onda electromagnética con una antena de tamaño finito. La mínima divergencia de la radiación emitida por una fuente de diámetro  $D_t$  con perfecta coherencia espacial está dada por  $\lambda/D_t$  (Fig. 1.35):

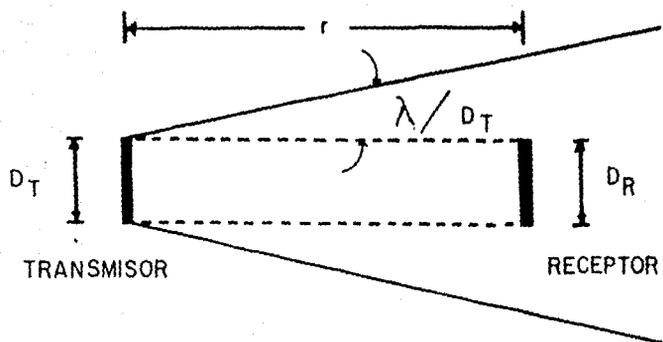


Fig.1.35 Mínima divergencia de la radiación emitida por una fuente de diámetro  $D_T$ .

1.60

El valor mínimo de las pérdidas entre el transmisor y el receptor separados por r es:

$$-10 \log \frac{\pi D_R^2}{4} \left[ \pi \left( \frac{\lambda r}{D_T} \right)^2 \right]^{-1} = \underbrace{-10 \log \frac{\pi D_R^2}{4 \lambda^2}}_{\text{ganancia de la antena receptora}} - \underbrace{-10 \log \frac{\pi D_T^2}{4 \lambda^2}}_{\text{ganancia de la antena emisora}} + \underbrace{-10 \log \frac{\pi r^2}{4 \lambda^2}}_{\text{pérdidas por propagación}} \quad (1.3.2.1)$$

(con un valor mínimo de 0 dB, caso en el que la antena receptora captura la totalidad de la potencia).

La diferencia entre los canales ópticos y radioeléctricos es que las ganancias de las antenas ópticas son en general muy altas dada la pequeñez de las longitudes de onda. Por ejemplo: una antena de 10 cm de diámetro radiando a 1  $\mu\text{m}$  tiene una ganancia de 105 dB.

b) FUERA DEL ESPACIO LIBRE: fuera del espacio libre la onda electromagnética sufre alteraciones debidas a la interacción con las inhomogeneidades y a la presencia de partículas.

La absorción y la difusión producen efectos en la amplitud de la onda y en su distribución espacial.

b.1) EFECTOS SOBRE LA AMPLITUD: éstos se presentan en la variación temporal del campo y comprenden, en general, pérdida de potencia, fluctuaciones en la potencia y filtraje frecuencial.

Una parte de la reducción de la potencia transmitida se debe a las pérdidas por propagación ya discutidas. Pérdidas adicionales se producen por la absorción y la difusión, cuyos efectos son mucho más importantes en el dominio óptico que en el dominio radioeléctrico.

La "transmisividad" del medio es  $\exp(-\alpha L)$ , donde L es la distancia de propagación y  $\alpha$  es el coeficiente de pérdidas por unidad de longitud que, expresado en términos de los coeficientes de absorción  $\alpha_a$  y  $\alpha_d$ , es:

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_d \quad (1.3.2.2)$$

$\alpha_a$  y  $\alpha_d$  son funciones de  $\lambda$ .

El coeficiente de difusión  $\alpha_d$  involucra dos fenómenos: la difusión de Rayleigh, causada por la presencia de partículas pequeñas (de dimensiones inferiores a  $\lambda$ ) y la difusión de Mie causada por partículas de dimensiones superiores a  $\lambda$ . Estos efectos representan un factor de pérdidas promedio, sin embargo, el efecto instantáneo de la difusión por partículas es la producción de un fenómeno de multitrayectorias que aparece como una fluctuación en la potencia de la onda recibida (scintillation).

Además de estos fenómenos, el campo es susceptible a experimentar desviaciones no lineales de la fase debidas a que las variaciones del índice de refracción con  $\lambda$  producen tiempos de propagación de las frecuencias de la forma de onda modulada, causando un límite superior en el ancho de banda de modulación. En la atmósfera, se han obtenido anchos de banda superiores a 100 Ghz.

En canales con difusión elevada, ocurre un segundo tipo de distorsión por retardo; cuando la difusión produce efectos multitrayectoria, obteniéndose señales que llegan con diferentes tiempos de retardo, y pueden interferir en el receptor. Cuando la máxima diferencia de retardo entre las trayectorias es comparable con el periodo de las frecuencias de interés, habrá limitaciones en ancho de banda (que puede ser tan bajo como aproximadamente Mhz).

b.2) EFECTOS ESPACIALES: la difusión también produce efectos sobre la distribución espacial del campo, teniéndose:

i) EFECTOS DE DIFUSION BAJA: producen fluctuaciones en la dirección de propagación, cambios en la orientación del frente de onda y ensanchamiento del haz (en estos efectos, el ancho del haz es mucho más angosto que la sección de corte de las inhomogeneidades).

ii) EFECTOS DE DIFUSION ALTA: cuando el haz es mucho más ancho que la sección de corte de las inhomogeneidades, cada partícula actúa como un difusor independiente para diferentes puntos del haz, degradando el frente de onda (variación aleatoria de la amplitud y la fase sobre el frente de onda).

### 1.3.3.- LIMITES ASOCIADOS CON EL RECEPTOR.

a) AUSENCIA DE PREAMPLIFICACION OPTICA EFICIENTE: en el dominio de radiofrecuencias, los sistemas de detección están en general precedidos de un amplificador (eventualmente cambiador de frecuencia), que lleva a la señal incidente a un nivel suficiente para sobrepasar al ruido propio del detector. Esto es posible porque el ruido introducido por estos amplificadores es muy inferior al que sería

introducido por el detector en un sistema con detección directa.

En el dominio óptico, el único dispositivo amplificador actualmente es el laser, en el cual el mecanismo de la emisión estimulada pone en juego una transición radiante de electrones en el medio amplificador entre dos niveles de energía  $E_2$  y  $E_1$ , la transición se acompaña con la emisión de un fotón de frecuencia  $\nu$  y definida por  $h\nu = E_2 - E_1$ , y puede tener dos orígenes:

a.1) EMISIÓN ESTIMULADA (O INDUCIDA), CREADA POR LA RADIACIÓN INCIDENTE: los fotones emitidos tienen las mismas características (fase, dirección, polarización,) que los fotones incidentes. Si la reabsorción de fotones es baja, su número se hace superior al número de los que los produjeron: se tiene entonces amplificación.

a.2) EMISIÓN ESPONTÁNEA, INDEPENDIENTE DE LA RADIACIÓN INCIDENTE: los fotones así emitidos no guardan ninguna relación con los emitidos de manera inducida y corresponden a un ruido.

La mecánica estadística permite calcular la relación entre las probabilidades de emisión inducida y espontánea:

$$\frac{\text{Prob. (emisión inducida)}}{\text{Prob. (emisión espontánea)}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} U_\nu \quad (1.3.3.1)$$

donde  $U_\nu$  designa la densidad espectral de potencia de la radiación inductora. Se observa que la importancia relativa de la emisión espontánea (ruido) crece con el cubo de la frecuencia. En el dominio de las radiofrecuencias este ruido es débil, lo que permite la realización de amplificadores MASER. En el dominio óptico, la existencia de este ruido es la limitación para la utilización del laser en la realización de un amplificador.

La detección óptica es, por lo tanto, una detección directa o, en todo caso, una detección heterodina (detección con cambio de frecuencia).

b) CUADRATICIDAD DE LA DETECCIÓN: por la naturaleza de los principios físicos que están en juego, los fotodetectores no pueden responder a las variaciones instantáneas del campo electromagnético que tiene lugar a frecuencias ópticas. En efecto, en los mecanismos de la fotodetección intervienen fenómenos de transporte y relajación, de los que resultan tiempos de respuesta muy superiores al periodo de la señal óptica.

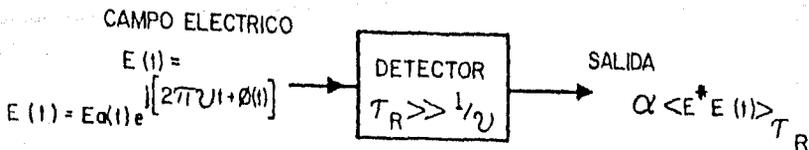


Fig.1.36 Fotodetector cuadrático.

Un fotodetector es entonces cuadrático: su señal de salida es proporcional a la energía promedio recibida durante un cierto intervalo de tiempo  $\tau_R$  (tiempo de respuesta) el que, además, impide que el detector responda a las variaciones rápidas de la potencia óptica promedio recibida.

c) MULTIPLICIDAD DE MODOS : la pequeñez de las longitudes de onda en el dominio óptico hace difícil la fabricación de "circuitos" monomodo análogos a los del dominio radioeléctrico (exceptuando los "circuitos" en óptica integrada). Resulta que los dispositivos ópticos y, en particular, los receptores hacen intervenir un gran número de modos. La respuesta dada por un receptor óptico sometido a un campo electromagnético no corresponde al valor instantáneo de este campo en un punto dado, sino a su integración, en el espacio, sobre su superficie y, en el tiempo, durante su tiempo de resolución.

La amplitud compleja  $E(\vec{r}, t)$  del campo eléctrico recibido por un detector de superficie  $S$  y tiempo de resolución  $\tau$  puede descomponerse en una base de funciones ortogonales  $E_i(\vec{r}, t)$ :

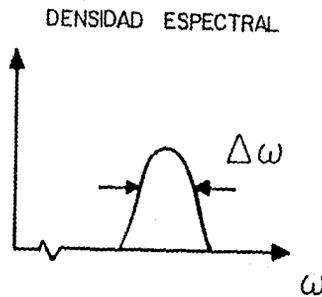
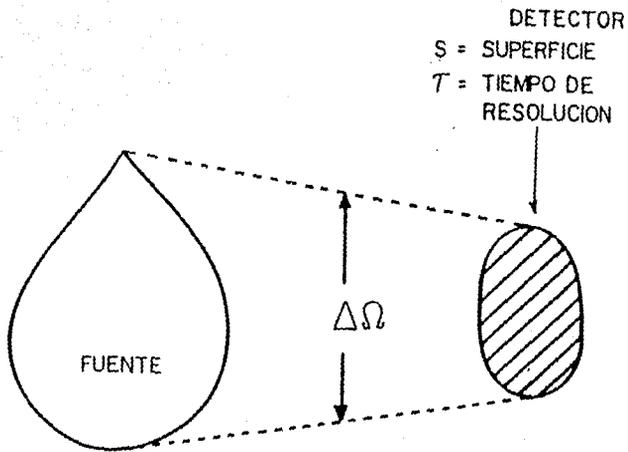
$$E(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \epsilon_i E_i(\vec{r}, t) \quad \text{para } \begin{cases} \vec{r} \in S \\ 0 < t < \tau \end{cases} \quad (1.3.3.2)$$

y la energía  $W$  recibida durante el tiempo  $\tau$  es:

$$2z_0 W = \int_0^{\tau} \int_S E^* E ds dt = \sum_i |\epsilon_i|^2 \quad (1.3.3.3)$$

c.1) INTENTO DE CALCULAR EL NUMERO DE MODOS DE UN DETECTOR : que recibe radiación de una fuente emitiendo en el intervalo espectral  $\Delta\omega$ , vista por el detector bajo un ángulo sólido  $\Delta\Omega$ , como se ilustra en la fig. 1.37:

ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA



1.37 Detector recibiendo radiación de una fuente emitiendo en el intervalo espectral  $\Delta\omega$ , vista por el detector bajo un ángulo sólido  $\Omega$ .

1.65

i)MODOS TEMPORALES: la amplitud compleja de las señales emitidas por una fuente de anchura espectral  $\Delta\omega$  no varía en el tiempo de manera significativa sobre toda duración de observación inferior a un tiempo de coherencia  $\tau_c \approx 1/\Delta\omega$ , característico de la fuente. Durante una observación de duración  $\tau$ , el número  $N_t$  de señales temporalmente "diferentes" (ortogonales) recibidas es:

$$N_t \approx \begin{cases} \frac{\tau}{\tau_c} \approx \tau \Delta\omega & , \text{para } \tau > \tau_c \\ 1 & , \text{para } \tau \leq \tau_c \end{cases} \quad (1.3.3.4)$$

ii)MODOS ESPACIALES: la amplitud compleja de las señales recibidas de la fuente en el ángulo sólido  $\Delta\omega$  no varía en el espacio de manera significativa entre todo par de puntos pertenecientes a una superficie crítica  $S_c$ , llamada superficie de coherencia.

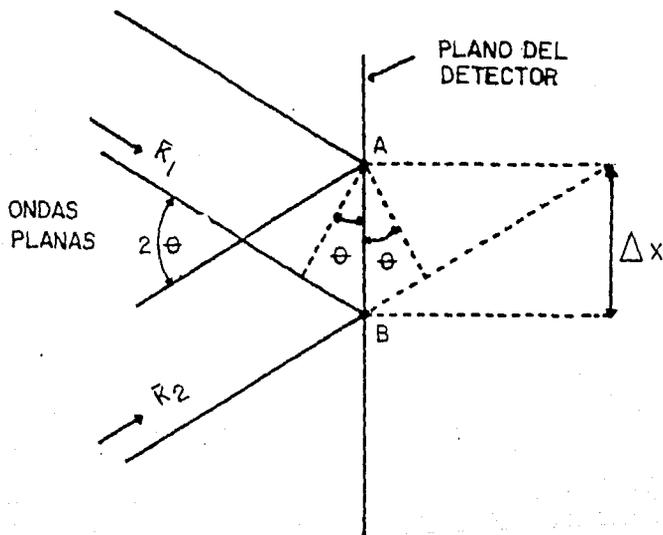


Fig.1.38 Ondas planas incidiendo en una superficie de coherencia.

Entre dos puntos A y B, distantes  $\Delta x$ , la diferencia del camino óptico entre dos ondas planas formando un ángulo  $2\theta$  entre ellas, es:

$$\delta = 2\theta\Delta x \quad (1.3.3.5)$$

Esta diferencia de marcha se mantiene pequeña en comparación con  $\lambda$  para distancias  $\Delta x$  inferiores a una distancia crítica  $\Delta x_c$  definida por:

$$\Delta x_c = \frac{\lambda}{2\theta} \quad (1.3.3.6)$$

La superficie de coherencia anteriormente definida es, entonces:

$$S_c = \pi(\Delta x_c)^2 = \frac{\pi\lambda^2}{4\theta^2} \quad (1.3.3.7)$$

El ángulo máximo a considerar está relacionado con el ángulo sólido  $\Delta\Omega$  por la relación:

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) \approx \pi\theta^2 \quad (1.3.3.8)$$

La superficie de coherencia es entonces:

$$S_c = \frac{\pi^2\lambda^2}{16\Omega} \approx \lambda^2 4\Omega \quad (1.3.3.9)$$

Para un detector de superficie S, el número  $N_s$  de señales espacialmente "diferentes" (ortogonales) recibidas es:

$$N_s \approx \begin{cases} \frac{S}{S_c} \approx \frac{S\Delta\Omega}{\lambda^2} & , \text{ para } S > S_c \\ 1 & , \text{ para } S \leq S_c \end{cases} \quad (1.3.3.10)$$

En el dominio radioeléctrico (hasta centenas de Ghz aproximadamente), los receptores pueden tener una superficie pequeña en comparación con las superficies de coherencia usuales resultando  $N_s=1$  (para una polarización dada).

En el dominio óptico,  $S \gg S_c$  (con excepción de los receptores heterodinos). Por ejemplo, para un detector de superficie circular de 1 mm de radio de apertura  $1'' \times 1''$  ( $2.5 \times 10^{-4}$  str.) y para una frecuencia de  $6 \times 10^{14}$  Hz ( $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ) tenemos  $N_s = 10^3$ .

1) Modos espacio temporales: el número total de modos ortogonales (integración en tiempo y en espacio) de un detector es, entonces:

$$N = N_s N_T \approx \frac{\tau_s}{\tau_c \delta_c} \approx \frac{\delta T \Delta \Omega \Delta \omega}{\lambda^2} \quad (1.3.3.11)$$

Este resultado debe multiplicarse por 2 para tomar en cuenta las dos polarizaciones ortogonales posibles.

c.2) Tratamiento cuántico: en mecánica cuántica, el tiempo de coherencia  $\tau_c$  es interpretado como la duración del paquete de ondas representando a un fotón. Esta duración, que es también la imprecisión sobre su localización en el tiempo, está relacionada con la imprecisión sobre su energía por la relación de Heisenberg:

$$\Delta E \quad \tau_c \approx h \quad \text{donde} \quad h = \frac{h}{2\pi} \quad (1.3.3.12)$$

$$E = h\nu = h\omega \quad \tau_c \approx \frac{1}{\Delta\omega} \quad (1.3.3.13)$$

Para una duración de observación  $\tau$ , el número de estados cuánticos en juego no es más que el número de modos temporales:

$$N_T \approx \frac{\tau}{\tau_c} \approx \tau \Delta\omega \quad (1.3.3.14)$$

Similarmente, la incertidumbre  $\Delta p_x$  para la componente  $p_x$  (en el plano del detector) de la cantidad de movimiento  $p$  de los fotones está ligada a la incertidumbre  $\Delta x$  de la posición en este plano por la relación de Heisenberg:

$$\Delta p_x \Delta x \approx h \quad (1.3.3.15)$$

$$p_x = h k_x \quad (1.3.3.16)$$

$$\Delta x \approx \frac{1}{\Delta k_x} \approx \frac{\lambda}{2\pi\theta} \approx \frac{\lambda}{2\theta} \quad (1.3.3.17)$$

En dos dimensiones, esta incertidumbre conduce a una superficie  $\pi(\Delta x)^2$ . Para una superficie S, el número de estados cuánticos posibles no es más que el número de modos espaciales:

$$N_s = \frac{s\Delta\Omega}{\lambda^2} \quad (1.3.3.18)$$

$$N = 2N_s N_T \quad (1.3.3.19)$$

d) Importancia de los efectos cuánticos.

d.1) Límite de la aproximación de Nyquist: la teoría cuántica asocia a cada fotón de frecuencia  $\nu$  una energía  $W=h\nu$  donde  $h$  designa la constante de Planck ( $h=6.62 \times 10^{-24}$  joulesxseg).

En el dominio radioeléctrico, la energía  $h\nu$  de los fotones es muy débil a las temperaturas usuales en comparación con la energía promedio  $kT$  que la mecánica estadística asocia a un oscilador con dos grados de libertad;  $k$  designa la constante de Boltzmann ( $k=1.38 \times 10^{-23}$  joules/°K);  $h\nu \ll kT$ .

De aquí resulta que la potencia media de ruido térmico:

$$W = \int_{\nu}^{\nu+B} \frac{h\nu}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} d\nu \quad (1.3.3.20)$$

disponible para cada modo de propagación en un circuito pasobanda en el intervalo espectral  $[\nu, \nu+B]$  puede escribirse aproximadamente:

$$W = kTB \quad (\text{formula de Nyquist}) \quad (1.3.3.21)$$

Esta relación justifica la utilización de la temperatura para caracterizar la potencia de ruido que le es proporcional.

En el dominio óptico, esta aproximación ya no es válida puesto que  $h\nu \gg kT$ . Por ejemplo, a la mitad del espectro visible ( $\lambda=0.5 \mu\text{m}$ ), a una temperatura de  $300^\circ\text{K}$  se tiene:  $h\nu=100kT$ . La aproximación de Nyquist ya no es

aplicable salvo para niveles de ruido muy elevados.

d.2) ASPECTO CORPUSCULAR DE LA RADIACION: dado que cada fotón, en el dominio óptico, transporta una energía  $h\nu$  de valor elevado, no es posible, en particular para flujos luminosos débiles, que la radiación conserve un carácter continuo, por el pequeño número de fotones en juego.

Si se considera, por ejemplo, el número  $n$  de fotones en la observación de un ruido térmico  $W$  en un ancho de banda óptico  $B$ , durante el tiempo  $\tau = 1/B$ , este número es:

$$n = \frac{W}{h\nu B} \quad (1.3.3.22)$$

Con una temperatura de ruido de 700 °K, la aproximación de Nyquist conduce a:

TABLA 1.3

$n$	$\nu$	$\lambda$
1500 fotones	10 GHz	3 cm
1/40 (1 fotón cada 40 $\tau$ )	$6 \times 10^{14}$ Hz	0.5 $\mu$ m

## REFERENCIAS DEL CAPITULO I

1.1.- O.B.DeLange, "Optical heterodyne detection", IEEE Spectrum, Vol.5, oct.1968.

1.2.- O.B.DeLange, "Wideband optical communication systems: part II-frequency-division-multiplexing", Proc.IEEE, Vol.58, no.10, oct.1970.

1.3.- T.Kimura, M.Saruwatari, K.Otsuka, "Birefringent branching filters for wideband optical FDM communications", Applied Optics, Vol.12, feb.1973.

1.4.- Y.Yamamoto, T.Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems", IEEE J.Quant.Electron., Vol.QE-17, no.6, june 1981.

1.5.- J.E.Midwinter, "Coherent status of optical communications technology", IEEE J.Lightw.Techn., Vol.LT-3, no.5, oct.1985.

1.6.- H.Toba, K.Inoue, K.Nosu, "A conceptional design on optical frequency division multiplexing distribution systems with optical tunable filters", IEEE J.Select. Areas Communi., SAC-4, no.9, dec.1986.

1.7.- P.Gallion, M.Attia, F.J.Mendieta, "Experimental study of some fundamental properties of an optical heterodyne receiver", Proc.European Conf.on Optical Systems and Applications, Utrecht, pp.451-457, 1980.

1.8.- R.Leconte, P.Gallion, C.Chabran, F.J.Mendieta, "Evaluation du pas de régénération dans un système de transmission numérique grand débit par fibre monomode, utilisant une photodétection hétérodyne", Opto, france, No.19, pp.29-31, 1982.

1.9.- T.Kimura, "Single mode digital transmission technology", Proc.IEEE, Vol.68, No. 10, (oct.1980).

1.10.- R.G.Smith, "Photodetectors for fiber transmission systems", Proc.IEEE, Vol.68, No. 10, (oct.1980).

1.11.- R.M.Gagliardi, S.Karp, "Optical communications", John Wiley and Sons, N.Y.(1976).

1.12.- P.Gallion, F.J.Mendieta, R.Leconte, "Single frequency laser phase noise limitation in single-mode optical-fiber coherent detection systems with correlated fields", J.Opt.Soc.Am., 72, 1167-1170, (1982).

1.13.- F.J.Mendieta,P.Gallion, "Propiedades espectrales de la emisión de lasers de semiconductor monofrecuencia", IEEE Mexican 83, pp.19-2-1 a 19-2-4, (1983).

1.14.- F.Havre, D.Le Guen, "High frequency stability of laser diode for heterodyne communications systems", Elect.Lett., Vol.16, No.18 (1980).

1.15.- F.J.Mendieta, Thèse Docteur-Ingénieur, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, France 1982.

1.16- Attia M., Gallion P., "Réception optique hétérodyne pour une liaison laser à l'air libre: intérêt et difficultés de mise en oeuvre", Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST-D-79017, septembre 1979.

1.17.- Fried D.L., Seidman J.B., "Heterodyne and photon-counting receivers for optical communications", Applied Optics, Vol.6, No.2, February 1967.

1.18.- Jacobs S., "The optical heterodyne", Electronics, july 1963.

1.19.- Oliver B.M., "Signal-to-noise ratios in photoelectric mixing", Proc.of the IEEE, december 1960.

1.20.- Oliver B.M., "Thermal and quantum noise", Proc.of the IEEE, February 1965.

1.21.- Panter P.F., "Modulation, noise and spectral analysis", McGraw-Hill, N.Y.1965.

1.22.- Pratt W.K., "Laser communication systems", John Wiley and Sons, N.Y.1969.

1.23.- Rabinowitz P. et al., "Homodyne detection of phase-modulated light", Proc. of the IRE, september 1962.

1.24.- Schwartz M., Bennett W.R., Stein S., "Communication systems and techniques", McGraw-Hill, N.Y.1966.

## CAPITULO II PORTADORAS OPTICAS.

En este capítulo se presentan brevemente los principios de funcionamiento de los láseres de semiconductor, que constituyen las principales fuentes de radiación óptica, utilizadas en sistemas de transmisión heterodina, dadas sus propiedades concernientes a la coherencia espacial y temporal del campo óptico emitido, así como a la posibilidad de control y modulación de su amplitud, frecuencia y fase. La incidencia del ruido y fluctuaciones en el campo óptico recibido por el detector (compuesto por la superposición de la señal óptica portadora de información y el oscilador local) sobre la corriente eléctrica resultante es analizada, conduciendo al establecimiento de las severas condiciones de coherencia y estabilización frecuencial de los láseres transmisor y oscilador local. Estos efectos se ilustran con un montaje experimental para la observación de la repercusión del ancho de línea de la fuente sobre la dispersión del espectro de potencia de la señal fotodetectada. Asimismo se introducen los sistemas de estabilización a largo plazo de los láseres, basado en el control de su temperatura y de su corriente de inyección.

## 2.1.- GENERACION DE RADIACION OPTICA POR FUENTES SEMICONDUCTORAS.

### 2.1.1.- LASERES DE SEMICONDUCTOR.

Los estados de energía en un semiconductor forman bandas de niveles parcialmente llenas; la de menor energía es llamada banda de valencia, y la de más alta energía, banda de conducción (fig.2.1).

Los electrones en la banda de valencia pueden experimentar una transición al estado de energía inferior y recombinarse con huecos en la banda de valencia produciendo la emisión de luz con la diferencia de energía  $\star: E_g = E_c - E_v$  y frecuencia  $\nu = E_g/h$ , donde  $h$  es la constante de Planck.

En el arseniuro de galio GaAs, el mínimo de la banda de conducción coincide con el máximo de la banda de valencia, de modo que la transición se lleva a cabo de manera más eficiente (sin la emisión de "fonones" [2.1]).

Para poder fijar la energía del gap y el índice de refracción, al arseniuro de galio se le añade una fracción de aluminio, para formar el compuesto ternario  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , donde  $x$  es la fracción molar de Al; la fig.2.2 muestra la variación de la longitud de onda emitida  $\lambda = c/\nu$ , y del índice de refracción con  $x$ .

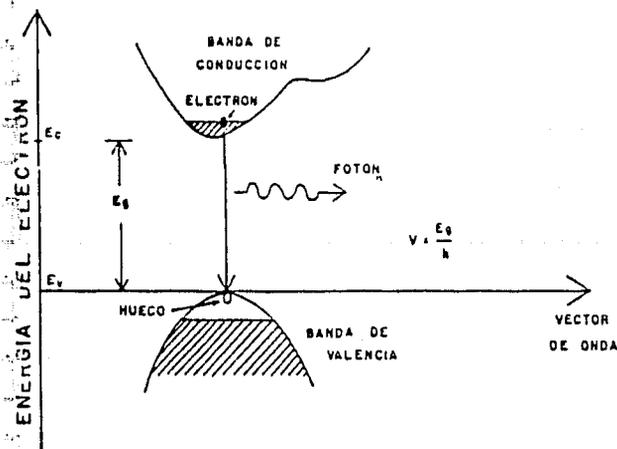


Fig.2.1 Transiciones en un semiconductor.

\* energía de gap (separación)

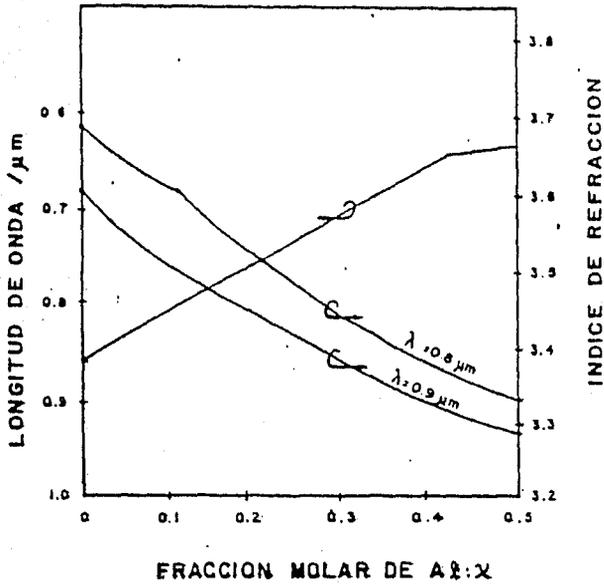


Fig.2.2 Variación de la longitud de onda emitida y del índice de refracción con la fracción molar de aluminio en Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As.

La fig.2.3 ilustra el mecanismo de emisión de luz por un laser de semiconductor de doble heteroestructura; las cinco capas mostradas son ① la oblea de GaAs tipo n; ② una capa de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  tipo n; ③ una capa de GaAs tipo p ó n; ④ una capa de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  tipo p, y ⑤ GaAs tipo p. Las capas 2-5 son crecidas sucesivamente sobre la oblea. La capa 3 es la región activa para la oscilación laser, mientras que la unión entre las capas 2 y 3 (o entre 3 y 4) es la heterounión p-n y la unión entre las capas 3 y 4 (o entre 2 y 3 es la unión aislante).

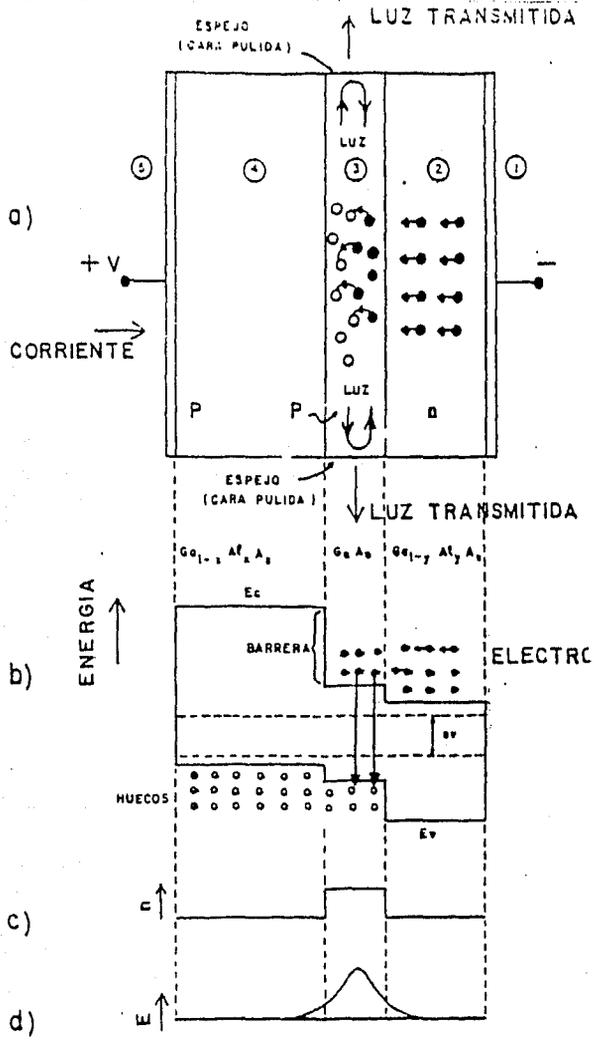


Fig.2.3 a) Estructura del láser de doble heteroestructura; b) bandas de energía ; c) índice de refracción ; d) campo eléctrico.

Quando se aplica un voltaje  $V$  correspondiente a la diferencia de energía\*, un gran número de electrones (o huecos) son inyectados en la capa activa y la oscilación laser se inicia. Usualmente la fracción molar  $x$  es del orden de 0.35 a 0.5, de modo que el índice de refracción de las capas ② y ④ es ligeramente diferente al de la capa activa ③ (=5% a 10%), con lo que se forma una guía de ondas y la luz es confinada en esta zona.

Este tipo de dispositivos de doble heteroestructura causan confinamiento de los portadores y de la radiación óptica, de modo que la densidad de corriente de operación requerida no es muy alta y su eficiencia aumenta.

### 2.1.2.- UMBRAL DE EMISION Y EFICIENCIA.

Con referencia a la fig.2.3, si las pérdidas por absorción en el semiconductor por unidad de longitud son  $\alpha$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] y la reflectividad de los espejos  $R$ , si el medio activo ocupa una longitud  $L$  del resonador, en cada recorrido completo, la pérdida fraccional de energía es:

$$\exp(-2\alpha L)R^2 \quad (2.1.2.1)$$

Por otro lado si la ganancia por unidad de longitud debida a la emisión estimulada es  $g$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], la ganancia fraccional en cada recorrido completo es:

$$\exp(-2g L) \quad (2.1.2.2)$$

Para iniciar la oscilación estas dos ecuaciones deben ser iguales, de modo que la ganancia en el umbral es:

$$g_{th} = \underbrace{\alpha}_{\substack{\text{absorción en} \\ \text{el medio} \\ \text{laser} = 10 \text{ cm}^{-1} \\ \text{para GaAs}}} + \underbrace{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R^2}}_{\text{reflectividad de espejos} < 1} \quad (2.1.2.3)$$

Si  $n=3.5$ ,  $R=(n-1)^2/(n+1)^2$ ,  $L=300 \mu\text{m}$ , el segundo término vale  $39 \text{ cm}^{-1}$ , con lo que  $g_{th}=49 \text{ cm}^{-1}$ .

La fig.2.4 muestra una característica típica de emisión de un laser de semiconductor de doble heteroestructura: la potencia emitida  $P$  se incrementa rápidamente cuando la corriente de inyección  $I$  sobrepasa la corriente de umbral

\* energía de gap (separación)

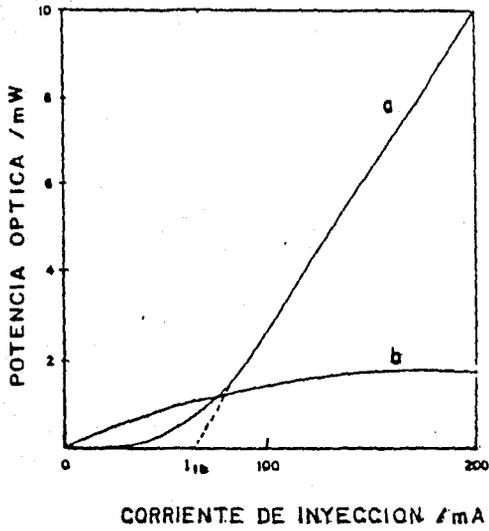


Fig.2.4 Característica típica potencia - corriente de: a) un láser semiconductor; b) un diodo emisor de luz (LED).

I<sub>th</sub>.

La corriente de umbral depende grandemente de la temperatura de operación, a través de la relación siguiente [2.3]:

$$I_{th} = K \exp\left(\frac{T}{\theta}\right) \quad (2.1.24)$$

donde K [Amperes] y  $\theta$  [°K] dependen del dispositivo en particular.

Alrededor de la temperatura ambiente, la variación de I<sub>th</sub> con T ha sido medida, obteniéndose [2.4]:

$$\frac{\Delta I_{th}}{\Delta T} \approx \frac{1 \text{ mA}}{1^\circ \text{C}} \quad (2.1.25)$$

La corriente de umbral también se degrada con el envejecimiento del dispositivo; se ha medido, con envejecimiento acelerado, el siguiente valor [2.4], [2.5]:

$$\frac{\Delta I_{th}}{\Delta T} \approx \frac{1 \text{ mA}}{1000 \text{ horas}} \quad (2.1.26)$$

La eficiencia, definida como la pendiente en la figura 2.4:

$$\eta = \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad [\text{W/A}] \quad (2.1.27)$$

depende también de la temperatura; experimentalmente se ha observado que varía de 20% a 35% entre 5 °C y 55 °C [2.5]. También depende del envejecimiento habiéndose observado una degradación del 50% en 10000 horas de operación [2.4].

### 2.1.3.- ESPECTRO OPTICO DE EMISION.

El espectro de emisión de un diodo laser de doble heteroestructura consiste de varios modos longitudinales cuyas características están determinadas por las propiedades optogeométricas de la cavidad laser.

Realizando una aproximación unidimensional, la condición de resonancia en la dirección axial es:

$$L = \frac{q\lambda}{2q} \quad (2.1.3.1)$$

Ignorando la dispersión geométrica, la separación  $\delta\lambda$  entre picos de resonancia se obtiene derivando esta ecuación con respecto a  $\lambda$  para  $q=1$  (10,11):

$$\delta\lambda = \lambda_q - \lambda_{q+1} = \frac{\lambda^2}{2n\lambda} \left[ 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right]^{-1} = \frac{\lambda^2}{2[nc]} \quad (2.1.3.2)$$

donde  $nc$  es el índice equivalente del material.

La fig. 2.4 muestra un espectro típico de emisión de un laser de AlGaAs (12).

## 2.2.- RUIDO, FLUCTUACIONES Y COHERENCIA EN

### PRINCIPALES FUENTES OPTICAS LASER.

A causa de la emisión espontánea que se superpone a la emisión estimulada, el campo emitido por un laser monofrecuencia estabilizado en amplitud y funcionando muy por encima del umbral es afectado por fluctuaciones aleatorias de fase, imponiéndole una anchura espectral apreciable; constituyendo así una limitación fundamental para diversos sistemas ópticos: transmisiones coherentes por fibra unimodal, sensores de fibra óptica, sistemas interferométricos, sistemas de espectroscopía heterodina, etc.

#### 2.2.1.- DENSIDAD ESPECTRAL DEL CAMPO OPTICO, ANALISIS TEORICO.

El campo quasi-monocromático  $E(t)$ , de frecuencia central  $\omega = \omega_0/2\pi$ , emitido por un laser estabilizado en amplitud, funcionando lejos del umbral, afectado por fluctuaciones de fase puede representarse por:

$$E(t) = \text{Re}[E_0 e^{i(\omega_0 t + \phi(t))}] \quad (2.2.1)$$

$\phi(t)$  es un proceso estocástico representando las fluctuaciones de fase y frecuencia.

La función de coherencia de primer orden del campo es:

$$g_L^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle} = \exp[-j\Delta\phi(t, t+\tau)] \exp[-\Delta\nu\tau] \quad (2.2.1.2)$$

Si la fluctuación de fase  $\Delta\phi(t, t+\tau)$  entre  $t$  y  $t+\tau$  es un proceso estocástico gaussiano de promedio nulo [2.71]:

$$g_L^{(1)}(\tau) = \exp\left[-\frac{1}{2} \langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle\right] \exp[-\Delta\nu\tau] \quad (2.2.1.3)$$

donde el valor medio cuadrático de la fluctuación de fase es obtenido a partir del modelo de Vander Pol para un laser monofrecuencia [2.8], considerándolo como un oscilador no lineal, de ganancia saturable y excitado por el ruido de emisión espontánea (ruido de fase de origen cuántico):

$$\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle = 2\pi^2(\Delta\nu_c) h\nu_0 n_{sp} P^{-1} |\tau| \quad (2.2.1.4)$$

$\Delta\nu_c$  es el ancho espectral de la cavidad pasiva:

$$\Delta\nu_c = c[\alpha L - \ln R](2\pi nL)^{-1} \quad (2.2.1.5)$$

donde  $L$  es la longitud de la cavidad;  $n$  es el índice de refracción;  $\alpha$  es la absorción y  $R$  es la reflectividad de los espejos;  $n_{sp}$  es el factor de emisión espontánea [2.8];  $P$  es la potencia intracavidad, relacionada con la potencia emitida por cara  $P_0$  por [2.9]:

$$P_0 = \ln\left[\frac{1}{\sqrt{R}}\right] (\alpha L - \ln R)^{-1} P \quad (2.2.1.6)$$

La densidad espectral del campo es (ecs. 2.2.1.4, 2.2.1.5 y 2.2.1.6):

$$S_E(\omega) = \frac{E_0^2 \gamma}{\gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.2.1.7)$$

$$\frac{\gamma}{2\pi} = \Delta\nu = \frac{h\nu}{8\pi P_0} \left[\frac{c}{n}\right]^2 \frac{1}{L^2} \left(\alpha L - \ln\left[\frac{1}{R}\right]\right) \ln\left[\frac{1}{R}\right] n_{sp} \quad (2.2.1.8)$$

Se trata de una curva lorentziana de anchura frecuencial total a media altura  $\Delta\nu$  (expresión de Schawlow Tones modificada por Lax).

Esta relación ha sido a su vez modificada por Henry [2.10], considerando la contribución al ruido de fase de las fluctuaciones de índice inducidas por las fluctuaciones de intensidad del láser. La corrección consiste en: a) sustitución de velocidad de fase  $c/n$  por la de grupo  $v_g$  y b) introducción de un término multiplicativo  $(1+a')$  donde  $a'/a$ , el cociente de las partes real e imaginaria del índice;  $a'$  es entre 10 y 100 veces superior a la prevista por la expresión de Schawlow-Townes [2.11].

Las características espectrales del campo son, sin embargo, fuertemente modificadas cuando una parte de la potencia es realimentada al interior de la cavidad [2.12].

### 2.2.2.- DENSIDAD ESPECTRAL DE LA CORRIENTE GENERADA EN EL FOTORRECEPTOR.

El proceso de emisión de fotoelectrones por un fotodetector de eficiencia cuántica  $\alpha$  iluminado por un campo óptico total  $E(t)$  puede ser representado por un tren de impulsiones localizadas en instantes de tiempo aleatorios [2.13, 2.14]. Si la radiación óptica detectada es cuasi-monocromática, estacionaria, de intensidad  $I(t) = E(t)E^*(t)$ , y si el tiempo de respuesta del detector es muy inferior al tiempo de coherencia de la radiación, su respuesta impulsional se aproxima a  $e\delta(t)$  y la función de autocorrelación de la fotocorriente  $i(t)$  es característica de un ruido cuántico [2.15]:

$$R_i(\tau) = \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{ET}^{(2)}(\tau) \quad (2.2.2.1)$$

$$g_{ET}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E_T^*(t)E_T(t)E_T^*(t+\tau)E_T(t+\tau) \rangle}{\langle E_T^*(t)E_T(t) \rangle^2} \quad (2.2.2.2)$$

representa la función de coherencia de segundo orden del campo detectado.

#### 2.2.2.1.- APLICACION A LA DETECCION HETERODINA.

El campo incidente (onda señal)  $E(t)$  de frecuencia  $\omega$  es superpuesto a una onda local  $E_L(t)$  de frecuencia  $\omega - \Omega$ . Se supone que las dos ondas son monofrecuencia y poseen una perfecta coherencia espacial sobre el detector [2.16], y que sus estados de polarización son idénticos.

$$E_T(t) = E(t) + E_L(t) \quad (2.2.2.1.1)$$

$$E(t) = E_0 \exp[j(\omega_0 t + \phi(t))] \quad (2.2.2.1.2)$$

$$E_L(t) = E_{0L} \exp[j(\omega_c - \Omega)t + \phi_L(t)] \quad (2.2.2.1.3)$$

Si no hay correlación temporal entre los dos campos, y si la razón de intensidades de las ondas  $\alpha = (E_0/E_{0L}) \ll 1$  (2.17), se obtiene (ecs. 2.2.2.1 y 2.2.2.2):

$$R_i(\tau) = \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{EL}^{(2)}(\tau) + \alpha^2 \langle i \rangle^2 g_E^{(1)}(\tau) g_{EL}^{(1)}(\tau) + \alpha^2 \langle i \rangle^2 g_{EL}^{(1)}(\tau) g_E^{(1)}(\tau) \quad (2.2.2.1.4)$$

Los dos últimos términos representan la pulsación (heterodina) entre las dos ondas; la componente espectral correspondiente es proporcional a la transformada de Fourier del producto de las funciones de coherencia de primer orden de las dos ondas y, por lo tanto, proporcional a la convolución de los dos espectros ópticos. El modelo del campo estabilizado en amplitud (ec. 2.2.1.1)  $g_{EL}^{(1)}(\tau) = 1$ , y la suposición del ruido de fase de origen cuántico (ec. 2.2.1.7), da el espectro:

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{c}{2\pi} \langle i \rangle + \frac{\alpha^2 \langle i \rangle^2 \left[ \frac{\gamma + \gamma_L}{\pi} \right]}{[\gamma + \gamma_L]^2 + (\omega - \Omega)^2} \quad (2.2.2.1.5)$$

que consta de ruido cuántico (segundo término) asociado a la componente continua (primer término); el último término (pulsación) corresponde a la convolución de los perfiles espectrales de los dos campos, centrado en  $\Omega$ : una curva lorentziana de ancho espectral total a media altura  $2\gamma = 2\gamma + 2\gamma_L$ .

2.2.2.2.- APLICACION A UN SISTEMA DE  
COMUNICACIONES COHERENTES DPSK.

En un sistema a modulación de fase diferencial, la demodulación de un bit utiliza como referencia la fase del bit precedente [2.18]. Si  $\tau_d$  es la duración del bit (inverso de la velocidad de transmisión) el "jitter" de fase  $\Delta\phi_i$  que afecta a la fotocorriente entre  $t$  y  $t + \tau_d$  posee una distribución de probabilidad gaussiana con varianza  $2\gamma_j\tau_d$ ; en un sistema a dos estados de fase separados por  $\pi$  la tasa de error es (fig.2.5):

$$P_e = \text{Prob} \left[ \Delta\phi_i > \frac{\pi}{2} \right] = \text{erfc} \left[ \sqrt{\frac{\pi^2}{8(2\gamma_j\tau_d)}} \right] \quad (2.2.2.1)$$

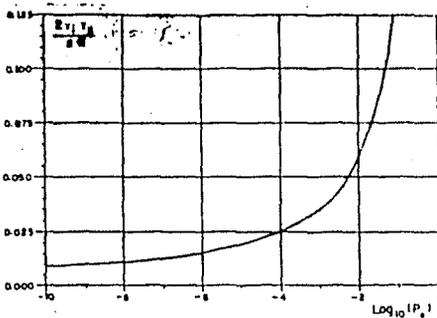


Fig.2.5 Tasa de error para un sistema DPSK en función del ancho espectral de la fotocorriente normalizado a la velocidad de transmisión  $1/\tau_d$ . Donde  $2\gamma_j$ : ancho de línea del espectro de la fotocorriente heterodina.

### 2.2.3.- MEDICION DEL ESPECTRO DEL CAMPO OPTICO.

Varios métodos han sido utilizados para investigar el perfil espectral, ofreciendo mejor resolución que los interferómetros Fabry-Perot de barrido [2.19], tales como los interferómetros desequilibrados homodinos [2.20], y heterodinos [2.21]. En un interferómetro heterodino, el campo óptico es dividido en dos haces, uno de los cuales es desviado en frecuencia. Después de propagarse con una diferencia de camino óptico, las dos ondas son mezcladas sobre el fotodetector, generándose una fotocorriente de pulsación cuyo espectro está centrado a la diferencia de frecuencias ópticas.

El campo total detectado  $E_T(t)$  es la superposición de un campo dado por la ec. (2.2.1.1) y de una imagen de sí mismo, desplazado en frecuencia una cantidad  $\Omega$  y retardado en el tiempo una cantidad  $\tau_0$ .

$$E_T(t) = E(t) + \alpha E(t + \tau_0) e^{j\Omega t} \quad (2.2.3.1)$$

donde  $\alpha$  representa la amplitud relativa entre los dos campos. Cuando el tiempo de retardo óptico es mucho mayor que el tiempo de coherencia de la fuente:  $\tau_0 \gg 1/2\gamma$ , la cross-correlación entre los dos campos se anula. Si además  $\alpha \ll 1$  se tiene, como en la ec. (2.2.2.1.5):

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{\alpha^2}{2\pi} \langle i \rangle + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \frac{2\gamma}{(2\gamma)^2 + (\omega - \Omega)^2} \quad (2.2.3.2)$$

Se obtiene una transposición radioeléctrica de la autoconvolución del espectro del laser, centrado en la frecuencia  $\Omega$ . El ancho espectral  $4\gamma$  de la fotocorriente es entonces dos veces el del campo óptico  $2\gamma$  [2.22]. Cuando el interferómetro no está totalmente desequilibrado ( $\tau_0 \lesssim 1/2\gamma$ ), la aproximación de la ec. (2.2.3.2) no es válida y  $S_i(\omega)$  comprende una componente impulsiva a la frecuencia  $\Omega$ , representando la cross-correlación residual entre las dos ondas, y una componente lorentziana, pero de ancho espectral superior a  $4\gamma$  [2.23]. Este resultado tiene aplicación en el estudio de los sensores a fibra óptica y de los sistemas de transmisión coherente a control automático de frecuencia óptica.

### 2.2.4.- PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL [2.17].

El laser de semiconductor utilizado es a doble heteroestructura CSP, de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  de emisión monofrecuencia a  $0.45.3 \mu m$ . La energía de gap:  $E_g = 1.47 \text{ eV}$ ; la fracción molar de Al [2.24]:  $x = 0.04$ ; el índice [2.41]:  $n = 3.56$ ; el largo de la cavidad [2.42]:  $L = 300 \mu m$ ; la reflectividad de espejos  $R = 0.32$ ;  $\partial n / \partial \lambda = -1.6 \mu m$ ; el intervalo intermodal  $\Delta \nu = 102 \text{ GHz}$ ; la absorción [2.41]:  $\alpha = 45 \text{ cm}^{-1}$ ; el ancho espectral de la cavidad:  $\Delta \nu_c = 110 \text{ GHz}$ . La temperatura del laser es estabilizada dentro de  $0.01^\circ K$ . La corriente de inyección es estabilizada dentro de  $10 \mu A$  [2.21].

Un monocromador, seguido de una matriz de fotodiodos de barrido secuencial, es usado para observar en tiempo real el espectro longitudinal del laser. El sistema interferométrico utilizado es de tipo Mach-Zehnder, (fig. 2.6). El haz emitido por la cara anterior es dividido por una placa semirreflejante. La frecuencia de la vía 1 es desviada por interacción acustoóptica bajo las condiciones de Bragg (modulación a banda lateral única); el haz de orden 1 (desviación  $40 \text{ Mhz}$ ) es inyectado en una fibra óptica unimodal de longitud mayor que la longitud de coherencia de la fuente.

A la salida de la fibra (onda señal), el campo atraviesa un compensador de Babinet a fin de igualar su estado de polarización con el del haz de la vía 2 (oscilador local). El mezclador consiste en una placa semirreflejante y la detección es realizada en un esquema diferencial. Se realiza el análisis espectral de la señal detectada.

Se ha obtenido el espectro de potencia de la fotocorriente para varios valores de la potencia emitida por el laser (fig. 2.7).

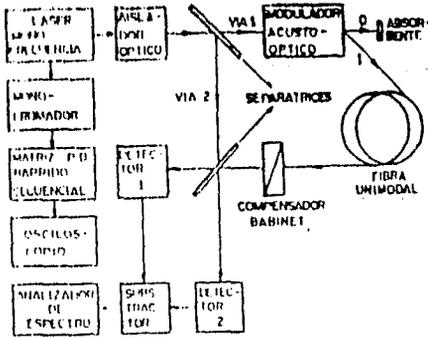


Fig.2.6 Dispositivo experimental.

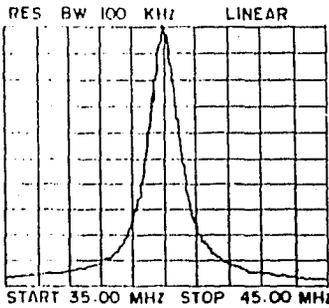


Fig.2.7 Espectro de la fotocorriente heterodina para 11.5 mW de potencia emitida por el láser.

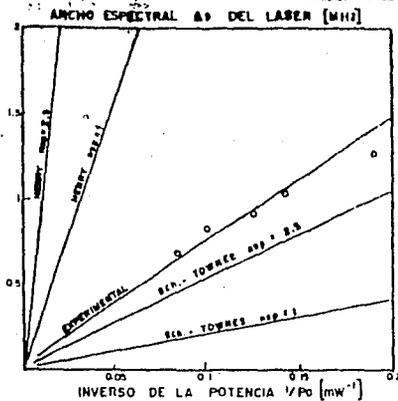


Fig.2.8 Ancho espectral del láser en función del inverso de la potencia emitida.

Después de la propagación por 500 m de fibra la cross-correlación entre los campos es prácticamente nula; el ancho espectral del laser es entonces la mitad de el de la fotocorriente. La fig. 2.8 agrupa los resultados teóricos (ec. 2.2.1.8) y experimentales.

#### Conclusión.

La medición de la densidad espectral del campo emitido por un laser semiconductor monofrecuencia ha sido realizada por espectroscopía heterodina, técnica de alta resolución que consiste en la superposición sobre el detector del campo óptico de la fuente a analizar y de una imagen de sí mismo desviada frecuencial y temporalmente. Cuando la correlación mutua es nula, el interferómetro actúa como un detector de producto óptico, permitiendo la transposición espectral del producto de autoconvolución del perfil espectral de la fuente.

La anchura espectral del campo laser ha sido determinada experimentalmente para diversos valores de la potencia emitida, utilizando un interferómetro heterodino con fibra unimodal. Se ha observado un producto (ancho espectral) x (potencia emitida) del orden de  $10 \text{ (Mhz)} \times \text{(mw)}$ .

Estos resultados son similares de los obtenidos por otros autores [2.2], pero aparecen ligeramente inferiores con respecto a los modelos más recientes; la presencia de realimentación óptica podría ser la causa de las diferencias.

### 2.3.- ESTABILIZACION FRECUENCIAL DE LASERES DE SEMICONDUCTOR.

Los laseres de semiconductor monofrecuenciales constituyen emisores ópticos con propiedades atractivas en su aplicación en diversos sistemas optoelectrónicos, tales como: comunicaciones ópticas coherentes (fig.2.9), sensores de fibra óptica interferométricos, referencias de frecuencia óptica, espectroscopía laser, radar óptico coherente, etc.. La tabla 2.1 agrupa las propiedades de este tipo de dispositivos que repercuten en dichas aplicaciones [2.25].

Los principales compuestos semiconductores utilizados en la fabricación de este tipo de laseres son: a) el arseniuro de galio GaAs, para operación a longitudes de onda de entre 800 y 910 nm y b) el InGaAsP para longitud de onda superior. La tecnología de elaboración de laseres de semiconductores se encuentra en una etapa madura en lo referente a la operación multifrecuencia; sin embargo la operación monofrecuencia (es decir, la oscilación de un modo único de la cavidad resonante) se encuentra en una etapa experimental, sobre todo en el caso de dispositivos con realimentación óptica localizada o distribuida en la zona activa. Para obtener un funcionamiento óptimo, diversas estructuras optogeométricas han sido propuestas y desarrolladas. En todos los casos se demuestra teóricamente y se observa experimentalmente, que las propiedades de emisión de los laseres monofrecuenciales son seriamente afectadas por la temperatura y la corriente de inyección; en efecto, la potencia óptica emitida, la longitud de onda central y la anchura espectral, entre otras características, varían sustancialmente con las cantidades mencionadas.

Diversos esquemas de estabilización, regulación y control de dichas propiedades han sido propuestos y desarrollados, dependiendo de las aplicaciones del laser.

#### 2.3.1.- INFLUENCIA DE LA TEMPERATURA.

La temperatura influye de dos maneras fenomenológicamente diferentes pero bastante correlacionadas entre sí: a) variación de la energía de separación del semiconductor Eg, b) variación y, eventualmente, salto de modo de la cavidad electromagnética, producida por variaciones del índice de refracción n y de la longitud L de la cavidad en función de T.

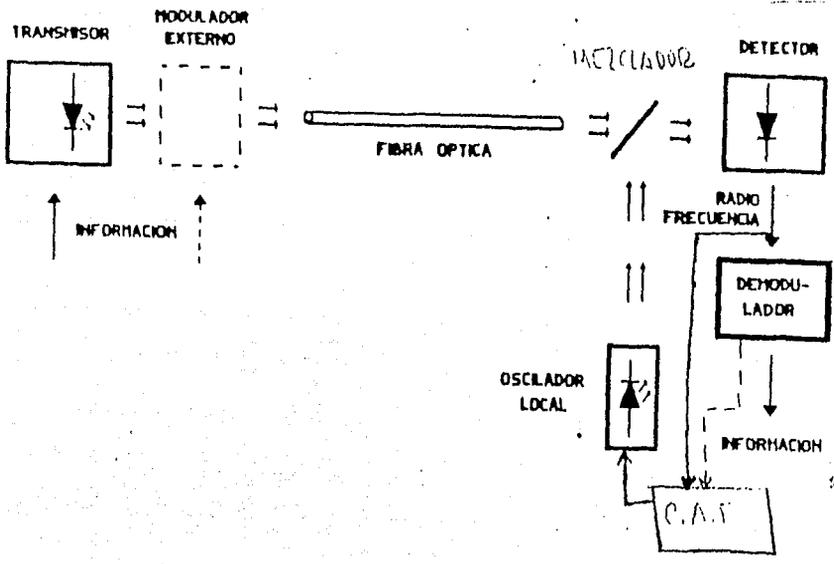


Fig.2.9 Esquematzación del sistema de comunicaciones ópticas coherentes con un láser de semiconductor como oscilador local.

TABLA 2.1: PROPIEDADES DE LOS LASERES DE SEMICONDUCTOR MONOFRECUENCIALES, ATRACTIVAS EN SU APLICACION EN SISTEMAS DE COMUNICACION E INSTRUMENTACION

PROPIEDAD DEL LASER DE SEMICONDUCTOR	IMPLICACION EN EL SISTEMA
1. TAMAÑO Y PESO REDUCIDOS.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. MEJORAS EN LA INTEGRACION DEL COMPONENTE.</li> <li>2. COMPONENTES OPTICOS MAS PEQUEÑOS.</li> <li>3. REDUCCION DE REQUERIMIENTOS TECNICOS.</li> </ol>
2. MODULACION DIRECTA CON LA SEÑAL DE INYECCION.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. SIMPLIFICACION DE LA ESTRUCTURA DEL LASER.</li> <li>2. ELIMINA MODULADOR SEPARADO Y OPTICA DE ACOPLAMIENTO.</li> <li>3. SIMPLIFICACION DE LA ELECTRONICA.</li> </ol>
3. EMISION MONOFRECUENCIAL.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. DISMINUCION DE PERDIDAS OPTICAS.</li> <li>2. POSIBILIDAD DE DETECCION COHERENTE.</li> </ol>
4. ANCHURA ESPECTRAL REDUCIDA.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. POSIBILIDAD DE DETECCION COHERENTE.</li> <li>2. POSIBILIDAD DE MODULACION ANGULAR OPTICA.</li> </ol>
5. LONGITUD DE ONDA SINTONIZABLE.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. POSIBILIDAD DE MULTICANALIZACION OPTICA.</li> </ol>
6. DISPOSITIVO SEMICONDUCTOR.	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. ALTA EFICIENCIA.</li> <li>2. INHERENTE CONFIABILIDAD</li> <li>3. LARGO TIEMPO DE VIDA.</li> <li>4. BAJOS NIVELES REQUERIDOS DE VOLTAJE Y CORRIENTE.</li> </ol>

Estudios teóricos y experimentales [2.26] han demostrado que, para la mayoría de los semiconductores, la energía de separación  $E_g$  decrece con la temperatura según una ley de la forma:

$$E_g(T) = E_g(0) \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.3.1.1)$$

En el caso del AlGaAs alrededor de 300 °K se tiene [2.27]:

$$\frac{\partial E_g}{\partial T} \approx -0.45 \times 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{°K}} \quad (2.3.1.2)$$

En general, aunque con diferencia de algunas centésimas de eV, el máximo de la curva de ganancia del laser presenta una variación en la temperatura del mismo orden de magnitud, lo que nos resulta, respectivamente para la variación en longitud de onda  $\lambda$  y en frecuencia  $\nu$ , producidas únicamente por variaciones en  $E_g$ :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} \approx 0.3 \frac{\text{nm}}{\text{°K}} \quad (2.3.1.3)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} \approx -120 \frac{\text{GHz}}{\text{°K}} \quad (2.3.1.4)$$

Sin embargo para un modo longitudinal de orden  $q$  del laser, la longitud de onda no está enteramente determinada por las variaciones en  $E_g$  dado que ella está en parte compensada por la variación impuesta por la cavidad electromagnética. Esta última es calculable a partir de las condiciones de resonancia:

$$L = \frac{q \lambda_q}{2n(\lambda_q)} \quad (2.3.1.5)$$

derivando respecto a la temperatura:

$$\frac{1}{\lambda_q} \frac{\partial \lambda_q}{\partial T} = \frac{1}{n} \left[ \frac{\partial n}{\partial \lambda_q} \right]_T \left[ \frac{\partial \lambda_q}{\partial T} \right] + \frac{1}{n} \left[ \frac{\partial n}{\partial T} \right]_{\lambda} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \quad (2.3.1.6)$$

para el GaAlAs, el término de dilatación es muy pequeño  $\approx 7 \times 10^{-6}$  (31), por lo que la dependencia del modo respecto a la temperatura es únicamente influenciada por las variaciones del índice  $n$ , lo que nos da:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = \frac{\lambda}{n} \left[ \frac{\partial n}{\partial T} \right]_{\lambda} \left\{ 1 - \frac{\lambda}{n} \left[ \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right]_{T} \right\}^{-1} \quad (2.3.1.7)$$

De estos dos efectos, resulta que la dependencia de  $\lambda$  y  $\nu$  respecto a  $T$  es, respectivamente:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} \approx 0.05 \frac{\text{nm}}{\text{°K}} \quad (2.3.1.8)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} \approx -20 \frac{\text{GHz}}{\text{°K}} \quad (2.3.1.9)$$

Ahora, para variaciones de temperatura importantes, la variación de la energía de separación puede conducir a una diferencia grande entre el máximo de la curva de ganancia y la longitud de onda de resonancia de orden  $q$  de la cavidad. Se produce entonces un fenómeno "brutal" de "Salto de modo", esto es, la excitación inmediata de un modo adyacente  $q \pm 1$ . Resulta entonces una variación brusca de la longitud de onda  $\Delta \lambda$  igual al intervalo intermodal de la cavidad [2.28].

La fig. 2.10 presenta la curva  $\lambda(t)$  típica para un láser semiconductor GaAlAs [2.29, 2.30].

Una estabilización en temperatura dentro de  $0.5 \text{ °K}$  permite entonces evitar saltos de modo, y una estabilización a  $0.05 \text{ °K}$  conduce a una precisión de aproximadamente  $1 \text{ Chz}$  en la frecuencia central.

### 2.2.2.- INFLUENCIA DE LA CORRIENTE DE INYECCION.

La longitud de onda del laser es también dependiente de la corriente de inyección, de dos maneras fenomenológicamente diferentes: a) aumento de la temperatura de la unión con la corriente (para una temperatura constante en el disipador), un valor  $\partial T / \partial i = 0.06 \text{ °K/mA}$  ha sido publicado [2.29, 2.30]. El efecto de este fenómeno, aisladamente, es similar al descrito en la sección anterior. b) aumento de la ganancia laser con la corriente y, en

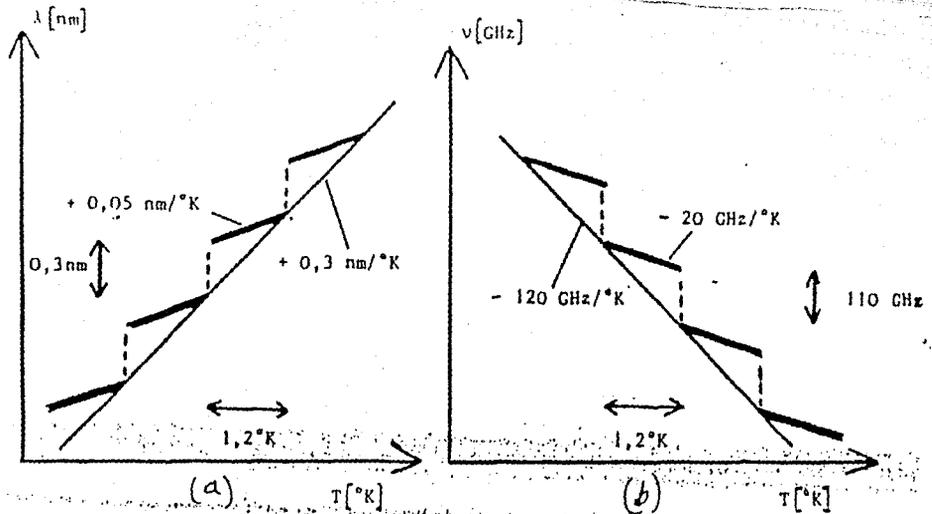


Fig.2.10 Curva típica de la variación de la longitud de onda de un láser de semiconductor GaAlAs con: a) la temperatura ; b) la frecuencia.

consecuencia, de las partes real e imaginaria del índice de refracción. Este fenómeno puede aprovecharse para la obtención de una modulación directa de la frecuencia del laser [2.31, 2.32].

De estos dos fenómenos resulta:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial i} \approx 0.007 \frac{\text{nm}}{\text{mA}} \quad (2.3.2.1)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial i} \approx -3 \frac{\text{GHz}}{\text{mA}} \quad (2.3.2.2)$$

estos valores corresponden al caso estático, y son mucho más pequeños para modulaciones rápidas en la corriente (sobre todo debido a la disminución del primer fenómeno). Una estabilización de la corriente dentro de 300  $\mu\text{A}$  da una precisión de 1 GHz en la frecuencia central (a temperatura constante).

### 2.3.3.- SISTEMA DE CONTROL DE TEMPERATURA [2.39].

El laser semiconductor utilizado es del tipo sustrato acanalado planar, con longitud de onda central alrededor de 845 nm y con corriente de umbral aproximadamente de 65 mA a temperatura ambiente. El laser se encuentra adherido ómicamente por el ánodo a un montaje de cobre, el que constituye la primera etapa de disipación térmica, además de la tierra eléctrica. Este dispositivo está en contacto térmico con una de las caras de un elemento térmico de tipo Peltier [2.33], el que, al ser excitado por una corriente eléctrica produce flujo de calor desde o hacia el laser. La otra cara está adherida a un bloque de cobre que constituye una masa de alta conductividad térmica. En contacto con el laser se encuentra también un sensor de temperatura integrado AD590 [2.34], que se comporta como una fuente de corriente controlada por la temperatura.

El sistema electrónico consiste básicamente en un lazo de control realimentado de tipo PID, en el cual se tiene la posibilidad de asignar diferentes pesos (ganancias), a cada una de las partes (proporcional, integral y diferencial), siendo incluso posible eliminar la contribución de cualquiera de ellas. Esto permite una gran flexibilidad para poder implantar el sistema de control más adecuado, dependiendo del comportamiento térmico del dispositivo que se desea estabilizar. La fig. 2.11.a esquematiza un diagrama a bloques.

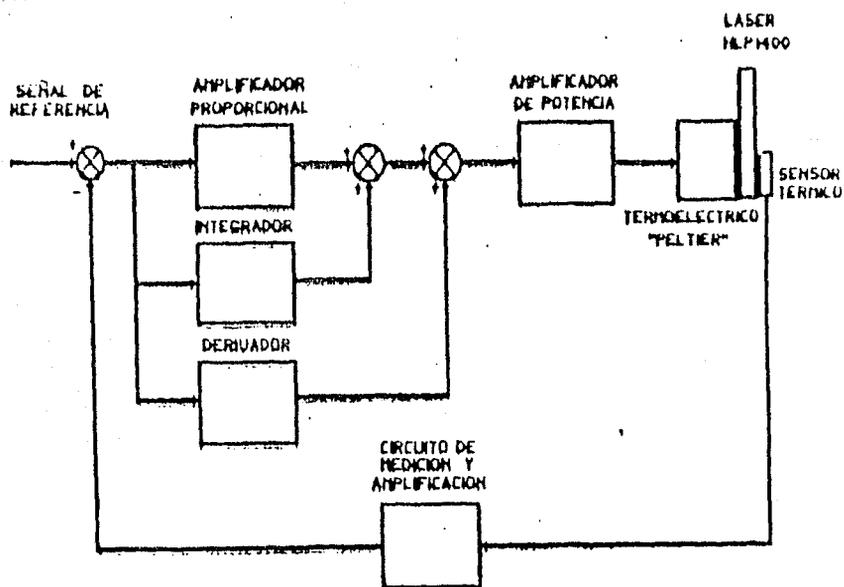


Fig.2.11.a Diagrama a bloques del sistema de control de temperatura del láser.

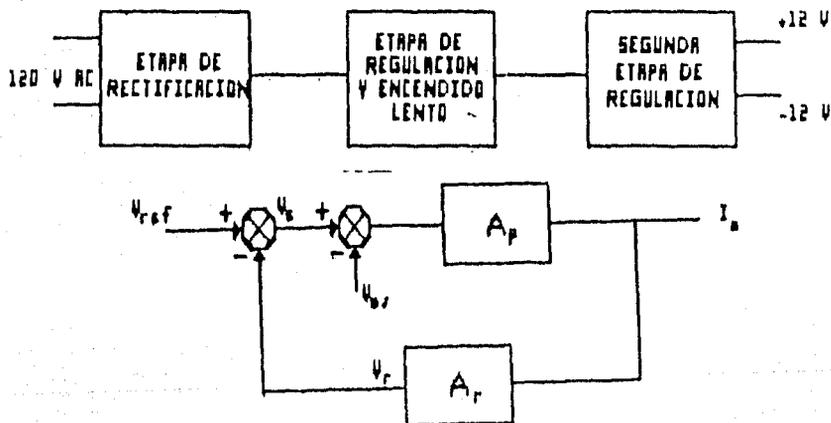


Fig.2.11.b Diagrama a bloques del sistema de control de corriente del láser.

223

El sistema fue utilizado para estabilizar térmicamente un laser de semiconductor (HLP-1400) [2.30], obteniéndose fluctuaciones de valor inferior a  $0.05 \text{ }^\circ\text{K}$ .

#### 2.3.4.- SISTEMA DE CONTROL DE CORRIENTE [2.39].

La fuente de corriente regulada que se presenta, utiliza un par Darlington como fuente de corriente controlada por voltaje. La corriente que circula por la carga, es sensada y convertida en voltaje para ser comparada con otro voltaje de referencia proporcional a la corriente deseada. La diferencia es realimentada a la base del par Darlington. Se añade además un voltaje de "offset" variable, que permite ajustar el rango de operación de la fuente. La fig. 2.11.b presenta un diagrama a bloques.

La fuente de corriente emplea una fuente de alimentación de bajo ruido con encendido lento. Esta fuente consiste básicamente en una etapa de rectificación, una primera etapa de regulación y de encendido lento y una segunda etapa de regulación en base a amplificadores operacionales. La etapa de encendido lento minimiza la posibilidad de transitorios bruscos que pueden fácilmente dañar a cualquier laser de semiconductor.

El equipo cuenta también con una entrada externa analógica para control automático con una señal proveniente de una medición independiente, o bien para modulación de la corriente de inyección a baja frecuencia (cf. diagrama de la fig. 2.11.b).

Este prototipo ha sido utilizado para operar un laser semiconductor (HLP-1400) [2.30], obteniéndose valores típicos de ruido r.m.s. de  $20 \text{ } \mu\text{A}$ .

#### 2.3.5.- DISCUSION.

Se ha presentado un sistema de regulación en temperatura y en corriente de inyección para lasers de semiconductor monofrecuenciales. Se han logrado reducir las fluctuaciones térmicas (de montura primaria del laser) a menos de  $0.05 \text{ }^\circ\text{K}$  y las fluctuaciones en la corriente de inyección a menos de  $20 \text{ } \mu\text{A}$ . Estos valores permiten que el laser funcione de manera apropiada en una gran cantidad de aplicaciones prácticas, sin embargo, el equipo construido se basa únicamente en lazos de realimentación óptica proveniente de una medición externa. Esto último es

importante en el caso de los sistemas de comunicaciones heterodinos con un laser local independiente, donde la señal de error para el comando de la fuente de corriente de inyección o de la corriente de excitación del elemento "Peltier" proviene de la medición de una diferencia de frecuencias ópticas efectuada con técnicas de heterodinación óptica y discriminación electrónica [2.36]. Este modo de operación es también requerido si una estabilización metroológica es necesaria, cosa que puede llevarse a cabo usando un interferómetro de Fabry-Pérot externo [2.35], o un sistema de encadenamiento frecuencial basado en el efecto optogalvánico [2.37].

Desde el punto de vista teórico un modelo de primer orden ha sido usado para la impedancia térmica del sistema laser-disipador, sin embargo, es deseable, sobre todo para tener en cuenta los fenómenos transitorios, la aplicación de un modelo más completo [2.38].

## REFERENCIAS DEL CAPITULO 2

2.1.- J.I.Pankove, "Optical Processes in semiconductors", Dover Publications Inc., N.Y., 1971.

2.2.- M.B.Panish, "Heterostructure injection lasers", Proc.IEEE, vol.64, no.10,pp. 1512, october 1976.

2.3.- H.C.Casey ,M.B.Panish, "Composition dependence of the Ga AlxAs direct and indirect energy gaps", J.of Appl. Phys, vol.40,no.12,pp.4190,(1969).

2.4.- F.T.Arechi, E.O.Schulz-Dubois, Editors, "Laser Handbook", Vol.I, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1972.

2.5.- P.W.Shumate Jr., F.S.Chen, P.W.Dorman, "GaAlAs laser transmitter for lightwave transmission systems", BSTJ, vol.57, july-august 1978.

2.6 D.W.Smith, T.G.Hodgkinson, "Laser level control for high bit rate optical fibre systems", 13th. Intl. Symp. Circuits Syst., Houston, Texas, 1980.

2.7.- H.E.Rowe, "Signal and noise in communication systems", Van Nostrand, Princeton N.J., 1965.

2.8.- A.Yariv, "Quantum Electronics", 2nd.edition, John Wiley and Sons, N.Y., 1975.

2.9.- M.Lax, "Physics of quantum electronics", PL.Kelley, B.Lax and PE.Tannerval, Eds.McGraw-Hill, New York, 1966.

2.10.- C.H.Henry, "Theory of linewidth of semiconductor lasers", IEEE J.Quantum Electronics, QE-18, 259-264, 1982.

2.11.- M.W.Fleming, A.Mooradian, "Fundamental line broadening of single-mode GaAlAs diode lasers", Appl.Phys.Lett.38, 511-513, 1981.

2.12.- S.Saito, O.Nilason, Y.Yamamoto, "Oscillation center frequency tuning, quantum FM noise, and direct frequency modulation characteristics in external grating loaded semiconductor laser", IEEE J.Quantum Electronics, QE-18, 961-970, 1982.

2.13.- F.T.Arecchi, V.Degiorgio, "Statistical properties of optical fields", in Laser Handbook, Vol.J, F.T.Arecchi, E.O.Schulz-Dubois, Ed.North-Holland Pub.Co., Amsterdam, 1972.

2.14.- L.Mandel, "Fluctuations of light beams", in progress in Optics, Vol.II, E.Wolf, Ed.North-Holland Pub.Co., 1963.

2.15.- H.Z.Cummins, H.L.Swinney, "Line beating spectroscopy", in progress in Optics, E.Wolf, Ed.North-Holland, Amsterdam, 1970.

2.16.- P.Gallion, M.Attia, F.J.Mendieta, "Experimental study of some fundamental properties of an optical heterodyne receiver", Proc.European Conf.on Optical Systems and Applications, Utrecht, pp.451-457, 1980.

2.17.- R.Leconte, P.Gallion, C.Chabran, F.J.Mendieta, "Evaluation du pas de régénération dans un système de transmission numérique grand débit par fibre monomode, utilisant une photodétection hétérodyne", Opto, France, No.19, pp.29-31, 1982.

2.18.- Y.Yamamoto, T.Kimura, "Coherent Optical fibre transmission systems", IEEE J. Quantum Electronics, QE-17, pp.919-935, 1981.

2.19.- T.Takakura, K.Iga, T.Tako, "Linewidth measurements of a single longitudinal mode AlGaAs laser with a Fabry-Perot interferometer", Jpn.J.Appl.Phys. L 725- L 727, 1980.

2.20.- K.Petermann, E.Weidel, "Semiconductor laser noise in an interferometer system", IEEE J.Quantum Electronics, QE-17, pp.1251-1256, 1981.

2.21.- F.J.Mendieta, "Bruit de phase de lasers semiconducteurs dans les systèmes hétérodynes a fibre unimodale", Thèse Docteur-Ingénieur, Ecole Nationale Supérieure Télécommunications, Paris, France, 1982.

2.22.- T.Okoshi, K.Kikuchi, A.Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output", Electron.Lett.16, pp.630-631, 1980.

2.23.- P.Gallion, F.J.Mendieta, R.Leconte, "Single frequency laser phase noise limitation in single mode optical-fiber coherent detection systems with correlated fields", J.Opt.Soc.Am., 72, pp.1167-1170, 1982.

2.24.- H.C.Casey Jr., M.R.Panish, "Heterostructure lasers", Academic Press, N.Y. 1978.

2.25.- J.D.Barry, "Design and system requirements imposed by the selection of GaAs/GaAlAs single mode laser diodes for free space optical communications", IEEE J.Quantum Electronics, Vol.QE-20, No.5, pp.478-491, May 1984.

2.26.- S.M.Sze, "Physics of semiconductor devices", 2nd.edition, John Wiley, N.Y., 1981.

2.27.- H.Kressel, J.K.Butler, "Semiconductor lasers and heterojunction leds", Acad. Press, N.Y., 1977.

2.28.- A.R.Reisinger et al., "Coherence of a room temperature C.W. GaAs/GaAlAs injection laser", IEEE J.Quantum Electronics, Vol.QE-15, pp.1382-1387, 1979.

2.29.- M.Nakamura et al., "Longitudinal mode behaviour of mode-stabilized AlGaAs injection lasers", Journal of applied Physics, Vol.49, No.9, pp.4644- 4648, 1978.

2.30.- Hitachi laser diode HLP-1000, 2000 and 3000 series Application Manual, Hitachi LTD 1986.

2.31.- J.M.Osterwalder, B.J.Rickett, "Frequency modulation of GaAlAs injection lasers at microwave frequency rates", IEEE J.Quantum Electronics, QE-16.No.3, 1980.

2.32.- S.Kabayashi et al., "Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor laser", IEEE J.Quantum Electronics, Vol.QE-18, 1982.

2.33.- Marlow Industries Application Manual 1986.

2.34.- Analog Devices Technical Data Book 1986.

2.35.- J.E.Kaufmann, "Phase and frequency tracking considerations for heterodyne optical communications", Proc.International Telecommunications Conference, San Diego, CA., sept.1982.

2.36.- K.Kikuchi et al., "Achievement of 1 Mhz frequency stability of semiconductor lasers by double loop AFC scheme", Electronics Letters, Vol.17.No.5, pp.515-516, July 1981.

2.37.- S.Yamaguchi et al., "Simultaneous stabilization of the frequency and power of an AlGaAs semiconductor laser by use of the optogalvanic effect of Kr", IEEE J.Quantum Electronics, Vol.QE-19, No.10, pp.1514-1519, october 1983.

2.38.- M.Ito et al., "Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes", IEEE J.Quantum Electronics, Vol.QE-17, No.5, pp.787-795, may 1981.

2.39.- E.Mora et al., "Sistema de inyección para láser semiconductor para uso en sistemas de fibra óptica", IEEE Mexican 89, México D.F.

2.40.- F.J.Mendieta, "Propiedades espectrales de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuencia", IEEE Mexican 83, 19-2-1 a 19-2-4, Cuernavaca,Mor., 1983.

2.41.- D.D.Sell, H.C.Casey Jr., and K.W. Wecht, "Concentration dependance of the refractive index for n and p type GaAs between 1,2 and 1,8 eV", J. Appl. Phys. 45, 2650 (1974).

2.42.- Hitachi laser diode test data sheet serial No. 1k252 (figure 2).

### CAPÍTULO III FOTODETECCIÓN COHERENTE.

El funcionamiento de un sistema de fotodetección coherente es dependiente de las características espaciales y temporales de los campos ópticos recibidos. En el capítulo III se presenta primeramente la influencia de las distribuciones espaciales de los haces incidentes sobre la eficiencia de mezcla óptica, conduciendo a las estrictas condiciones de directividad y de superposición de frentes de onda en este proceso. A continuación se describe la repercusión del ruido cuántico inherente al flujo luminoso y de la distribución espectral de su potencia sobre la señal eléctrica post-detección. Finalmente se propone un esquema optoelectrónico diferencial para el mejoramiento de las características de la fotodetección heterodina con la reducción de ruidos en modo común.

### 3.1.1.- Aspectos espaciales y de polarización.

#### 3.1.1.1.- Influencia de la distribución

espacial de las ondas recibidas.

En el caso de una dependencia espacial de los campos y de la eficiencia cuántica, las fotocorrientes  $i_L$  e  $i_{f.s.}(t)$  están dadas por:

$$i_L = \frac{e}{h\nu} \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta(x,y) E_i(x,y) E_i^*(x,y) dA}{2z_0} \quad (3.1.1.1.1)$$

$$i_{f.s.}(t) = \frac{e}{h\nu} \left[ \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta(x,y) E_i(x,y) E_i^*(x,y) dA}{2z_0} \right] \cos(\omega_{f.s.} t + \phi_{f.s.}) \quad (3.1.1.1.2)$$

$\eta(x,y)$  es supuesta nula en el exterior de la superficie (A) del fotodetector. El valor cuadrático medio de  $i_{f.s.}(t)$  es entonces:

$$\overline{i_{f.s.}^2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{e}{h\nu} \right]^2 \left[ \frac{1}{z_0} \right]^2 \left| \int \int_{-\infty}^{\infty} \eta(x,y) E_i E_i^* dA \right|^2 \quad (3.1.1.1.3)$$

Suponiendo la oscilación local suficientemente intensa para asegurar la preponderancia de su ruido cuántico, la relación señal a ruido puede escribirse:

$$\left( \frac{S}{R} \right)_H = \frac{\overline{i_{f.s.}^2}}{2e i_L \Delta f} = \frac{e}{2h z_0 \nu} \frac{\left| \int \int_{-\infty}^{\infty} \eta(x,y) E_i(x,y) E_i^*(x,y) dA \right|^2}{\Delta f \int \int_{-\infty}^{\infty} \eta(x,y) E_i(x,y) E_i^*(x,y) dA} \quad (3.1.1.1.4)$$

Teniendo en cuenta la relación:

$$P_s = \frac{1}{2z_0} \int \int_{-\infty}^{\infty} E_s(x,y) E_s^*(x,y) dA \quad (3.1.1.1.5)$$

la relación señal a ruido se escribe:

$$\left( \frac{S}{R} \right)_H = \frac{\pi P_s}{h\nu \Delta f} m \quad (3.1.1.1.6)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2 E_1(x,y) E_1^*(x,y) dA}{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta E_1(x,y) E_1^*(x,y) dA} \quad (3.1.1.7)$$

$$m = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta E_1(x,y) E_1^*(x,y) dA|^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2 E_1 E_1^* dA \int \int_{-\infty}^{\infty} E_1 E_1^* dA} \quad (3.1.1.8)$$

$\bar{\eta}$  aparece como la eficiencia cuántica media y se identifica con  $\eta$  en el caso donde ésta última no varía espacialmente,  $m$  representa "la eficiencia de mezcla". Este factor representa la capacidad mutua de los dos campos para producir el batimiento. Su papel es similar al factor de coherencia temporal mutua de dos campos representando su capacidad de interferir. La desigualdad de Schwarz impone:

$$\left| \int \int_{-\infty}^{\infty} \eta E_1 E_1^* dA \right|^2 \leq \int \int_{-\infty}^{\infty} |\eta E_1|^2 dA \int \int_{-\infty}^{\infty} |E_1|^2 dA \quad (3.1.1.9)$$

se tiene necesariamente que:

$$m \leq 1$$

$m$  toma su valor máximo 1 cuando:

$$E_s(x,y) = \alpha \eta(x,y) E_l(x,y) \quad (3.1.1.10)$$

donde  $\alpha$  designa una constante compleja cualquiera. Las variaciones de  $E_s(x,y)$  y  $\eta(x,y) E_l(x,y)$  son entonces similares tanto en amplitud como en fase. En el caso general, la eficiencia de mezcla será mejor en la medida que las funciones  $E_s(x,y)$  y  $\eta(x,y) E_l(x,y)$  tengan una función de correlación importante en el origen. El detector junto con su oscilación local aparece entonces como un filtro en el dominio espacial para la onda señal. La directividad que resulta aparece más claramente utilizando el teorema de Parseval para escribirlo en la forma:

$$m = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} T.F.(\eta E_1)_{(f_x, f_y)} T.F.(E_s)_{(f_x, f_y)} df_x df_y}{\int \int_{-\infty}^{\infty} \eta E_1 E_1^* dA \int \int_{-\infty}^{\infty} E_s E_s^* dA} \quad (3.1.1.11)$$

donde  $T.F.(x)(f)$  designa la transformada de Fourier de  $x$

para la variable  $f$ . Las frecuencias espaciales  $f_x$  y  $f_y$  son directamente proporcionales a los ángulos de las direcciones de propagación de las ondas local y señal. Sólomente la región del espectro de frecuencias espaciales donde la señal  $E_s$  y la onda local efectiva  $\eta E_l$  coinciden contribuye a la mezcla de los dos haces. El detector junto con su oscilación local entonces selecciona el campo recibido en el dominio de las frecuencias espaciales. Las propiedades de directividad.

-Observaciones:

1) La eficiencia de mezcla no es afectada si se coloca en el plano del fotodetector un filtro de fase (lente, prisma, placa angosta, etc..) actuando idénticamente sobre las ondas detectadas (filtros no dispersivos). Sea  $t(x,y) = \exp(j\phi(x,y))$  la transmitancia de este filtro. La multiplicación por  $t(x,y)$  deja invariantes los productos  $E_l E_s^*$ ,  $E_l E_l^*$  y  $E_s E_s^*$ . No afecta entonces la eficiencia de mezcla.

2) La eficiencia de mezcla es invariante por una traslación  $\Delta z$  del fotodetector, perpendicularmente a su plano y tal que reciba en su nueva posición el conjunto de las radiaciones a detectar. En la aproximación de Fresnel, la función de transferencia representando la propagación a lo largo de la distancia  $\Delta z$  es:

$$H(f_x, f_y, \Delta z) = \exp\left(j\frac{2\pi\Delta z}{\lambda}\right) \exp\left(-j2\pi\lambda\Delta z(f_x^2 + f_y^2)\right) \quad (3.1.1.12)$$

Se tiene evidentemente que  $H \cdot H^* = 1$  y la propagación sobre la distancia  $\Delta z$  deja entonces invariantes los productos  $E_s E_s^*$ ,  $E_l E_l^*$  y  $E_l E_s^*$ . Ello no afecta entonces a la eficiencia de la mezcla. Las curvas de las páginas siguientes dan dos ejemplos de las variaciones de  $m$ , respecto al ángulo entre los dos haces y de las formas de onda utilizadas (Figs. 3.1 y 3.2).

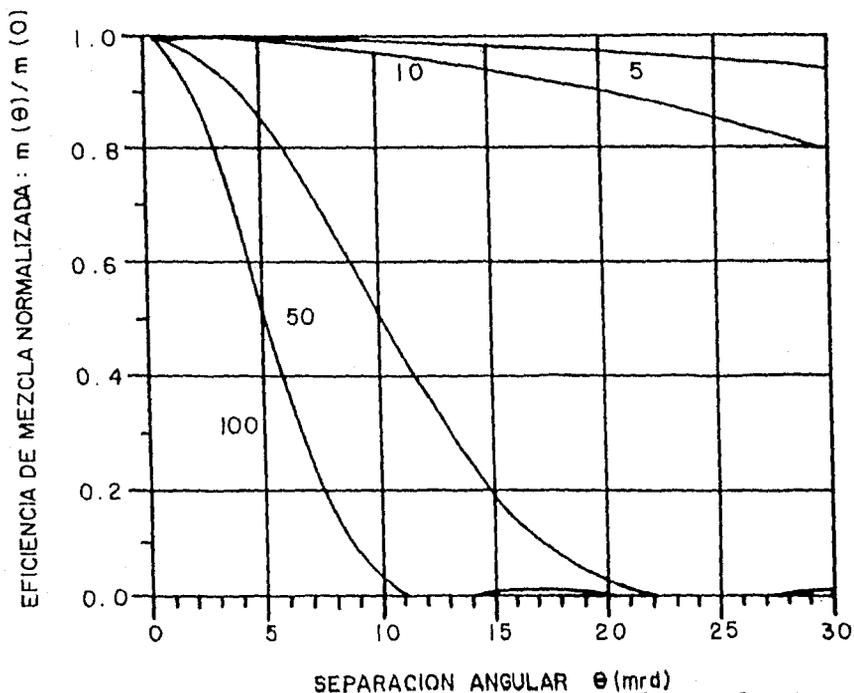
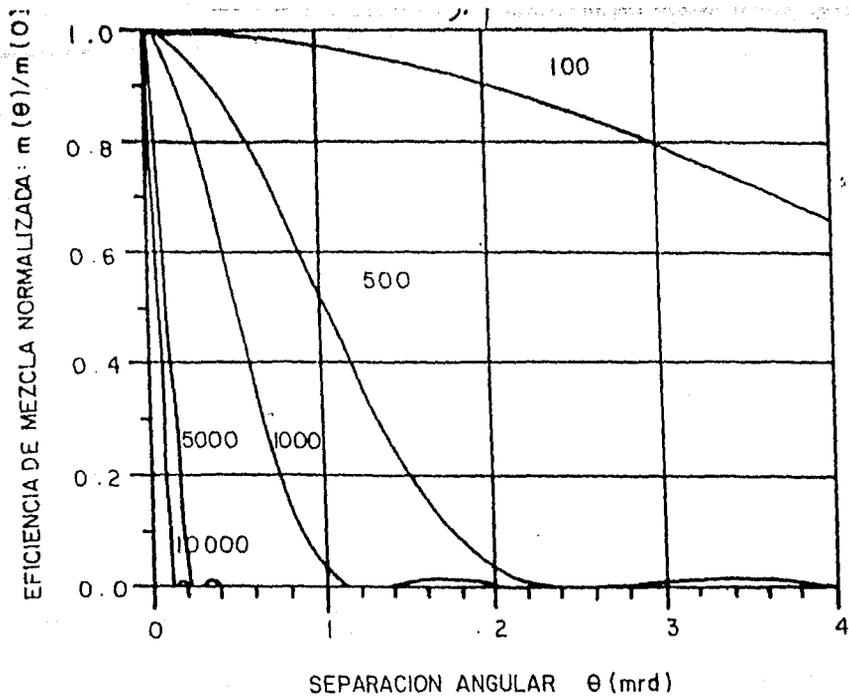


Fig. 3.1 Eficiencia de mezcla de dos ondas planas sobre un fotodetector de radio  $r_0$  y diferentes valores de la relación  $2r_0/\lambda$ . 121

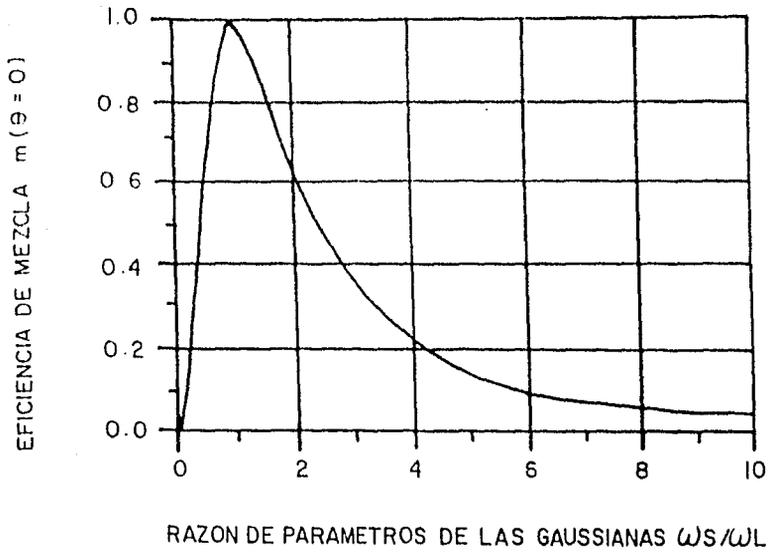


Fig. 3.2 Eficiencia de mezcla de dos haces gaussianos en función de la relación de sus parámetros  $\omega_S/\omega_L$ . en el caso en el que el radio  $r_0$  del fotodetector es mucho mayor que  $\omega_S$  y  $\omega_L$ .

La directividad de la detección heterodina puede estudiarse de manera menos rigurosa pero más simple:

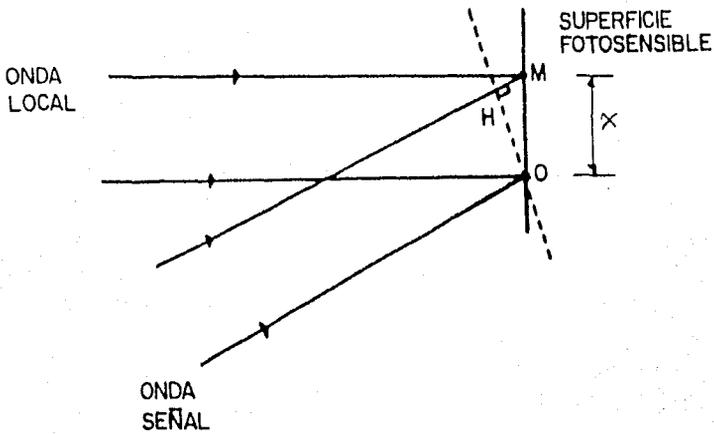


Fig.3.3 Diagrama para el estudio de la directividad de la detección heterodina.

Sea  $x$  la distancia entre dos puntos de la superficie fotosensible y  $\theta$  el ángulo entre las ondas local y señal, supuestas planas; la diferencia de fase en  $M$  entre las dos ondas recibidas es:

$$\Delta\varphi = \frac{2\eta}{\lambda} = \frac{2\eta}{\lambda} x\theta \quad (3.1.1.13)$$

Para un detector de dimensión  $X_0$  esta diferencia de fase será despreciable para todo  $M$  si:

$$2\eta > \frac{2\pi}{\lambda} x_c\theta \quad (3.1.1.14)$$

de donde:

$$\theta < \theta_{\max} = \frac{\lambda}{x_c} \quad (3.1.1.15)$$

Para  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  y  $X_0 = 1 \text{ mm}$ , esto conduce a una directividad  $\theta_{\max}$  del orden de  $10^{-4}$  radianes.

Un fotodetector heterodino no detecta más que un sólo modo espacial de la radiación, determinado por la oscilación local.

### 3.1.2.- Aspectos temporales en la mezcla óptica.

a) Densidad espectral de la fotocorriente: el proceso de emisión de fotoelectrones por un fotodetector iluminado por un campo óptico  $E(t)$  puede representarse con un tren de impulsos, localizados en instantes de tiempo aleatorios  $t_k$ :

$$x(t) = \sum_k \delta(t - t_k) \quad (3.1.2.1)$$

Si el campo óptico es cuasi-monocromático, espacialmente coherente y de intensidad instantánea  $I(t) = E^*(t)E(t)$ , la probabilidad de emisión de un fotoelectrón en el intervalo comprendido entre  $t$  y  $t + dt$  es:

$$P_1(t, t+dt) = \sigma I(t) dt \quad (3.1.2.2)$$

donde  $\sigma$  representa la eficiencia cuántica del fotodetector (supuesta constante en el intervalo espectral ocupado por el campo).

La probabilidad de obtener  $n$  fotoelectrones emitidos entre los instantes  $t$  y  $t + T$  es una distribución de Poisson:

$$P_n(t, t+T) = \frac{1}{n!} \left[ \sigma \int_t^{t+T} I(t) dt \right]^n \exp \left[ -\sigma \int_t^{t+T} I(t) dt \right] \quad (3.1.2.3)$$

Si la radiación óptica detectada es estacionaria, el valor medio temporal del proceso  $x(t)$  es igual al número medio de electrones por unidad de tiempo y, de acuerdo a las propiedades de esta distribución, proporcional a la intensidad óptica media recibida:

$$\langle x \rangle = \left\langle \sum_k \delta(t - t_k) \right\rangle = \sigma \langle I \rangle \quad (3.1.2.4)$$

La función de autocorrelación del proceso de emisión es característica de un ruido cuántico:

$$R_x(\tau) = \langle x'(t)x(t+\tau) \rangle = \left\langle \sum_k \sum_l \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_l) \right\rangle \quad (3.1.2.5)$$

$$= \left\langle \sum_k \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_k) \right\rangle + \left\langle \sum_{k \neq l} \sum_l \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_l) \right\rangle$$

$$= \langle x \rangle \delta(\tau) + \langle x^2 \rangle g_E^{(2)}(\tau) \quad (3.1.2.6)$$

El primer término corresponde a la contribución de la emisión de un mismo fotoelectrón en los instantes  $t$  y  $t+\tau$ , y el segundo, a la contribución de electrones diferentes:

$$g_E^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E'(t)E(t)E'(t+\tau)E(t+\tau) \rangle}{\langle E'(t)E(t) \rangle^2} \quad (3.1.2.7)$$

representa la función de coherencia de segundo orden del campo detectado (función de autocorrelación normalizada de la intensidad del campo). La relación entre  $g^{(2)}(\tau)$  y  $g^{(1)}(\tau)$  depende de la estadística del campo; para campos gaussianos, la intensidad posee una distribución  $\chi$ , y se tiene (relación de Siegert):

$$g_E^{(2)}(\tau) = 1 + [g_E^{(1)}(\tau)]^2 \quad (3.1.2.8)$$

$R_x(\tau)$  contiene la información de las propiedades de coherencia de primer orden del campo. Sin embargo, para campos no gaussianos, no hay relación directa entre  $g^{(2)}$  y  $g^{(1)}$ ; por ejemplo, para el campo emitido por un laser funcionando muy por encima del umbral,  $g^{(1)}_E(\tau) = 1$ : la función  $g^{(1)}_E(\tau)$  no puede obtenerse a partir de  $R_x(\tau)$ .

El fotodetector, considerado como un filtro lineal estocástico, puede describirse por su respuesta impulsiva  $h(t)$  (señal de salida correspondiente a la emisión de un electrón en  $t=0$ ). La integral  $\int h(t)dt = e$  es la carga del electrón. El tiempo de tránsito de cada electrón es finito, entonces  $h(t)$  está limitada en el tiempo a un cierto intervalo  $th$  que es del orden del inverso del ancho de banda del detector.

La corriente de salida  $i(t)$  es la convolución  $x(t) * h(t)$ :

$$i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t-u)h(u)du = \sum_k \delta(t-t_k) \cdot h_k(t) \quad (3.1.2.9)$$

Si las propiedades estadísticas del fotodetector son independientes de las de  $x(t)$ , y si  $h_k(t)$  es independiente de  $h_j(T)$  para  $j \neq k$ , la función de autocorrelación de la corriente es:

$$R_i(\tau) = \langle i^*(t)i(t+\tau) \rangle = \langle x \rangle C_h(\tau) + \langle x^2 \rangle g_E^{(2)}(\tau) \cdot G_h(\tau) \quad (3.1.2.10)$$

$$C_h(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle h^*(t)h(t+\tau) \rangle dt$$

$$G_h(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle h^*(t) \rangle \langle h(t+\tau) \rangle dt$$

Si el ancho de banda del detector es suficientemente grande para responder a las fluctuaciones del campo recibido (si el tiempo de respuesta  $t_h$  es muy inferior al tiempo de coherencia  $t_c$ ), puede hacerse la aproximación  $h(t) \approx e\delta(t)$ :

$$R_i(\tau) = e \langle i \rangle \delta(t) + \langle i \rangle^2 g_E^{(2)}(\tau) \quad (3.1.2.11)$$

Si  $y_e^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(\tau) - 1$ , la densidad espectral de potencia de la fotocorriente es:

$$S_i(\omega) = \frac{e}{2\pi} \langle i \rangle + \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \langle i^2 \rangle T(\omega) \quad (3.1.2.12)$$

b) Aplicación a la detección coherente: en el proceso de la detección coherente (heterodina), el campo incidente (onda señal)  $E_s(t)$  se superpone a un campo producido localmente (onda local)  $E_l(t)$ . Se supone que las dos ondas son monofrecuencia, que poseen perfecta coherencia espacial sobre la superficie del fotodetector y que sus estados de

polarización son idénticos:

$$E_S(t) = E_S \exp[j(\omega_s t + \phi_s(t))] \quad (3.1.2.13)$$

$$E(t) = E_S + E_L(t) \quad (3.1.2.14)$$

$$E_L(t) = E_L \exp[j(\omega_0 - \Omega)t + \phi_L(t)] \quad (3.1.2.15)$$

$\Omega$  representa la frecuencia angular intermedia. Si no existe correlación entre los dos campos, al calcular los promedios temporales que intervienen en  $g^{(2)}(\tau)$ , la media de todos los términos que dependen explícitamente del tiempo en la forma  $\exp(j\Omega t)$  es nula; además, si la relación de intensidad de las dos ondas  $\alpha = E_S^2/E_L^2 \ll 1$  (oscilación local intensa):

$$g_E^{(2)}(\tau) = g_{EL}^{(2)}(\tau) + \frac{\langle E_S^*(t)E_S(t+\tau) \rangle \langle E_L(t)E_L^*(t+\tau) \rangle}{\langle E_L^*(t)E_L(t) \rangle^2} + c.c. \quad (3.1.2.16)$$

la función de autocorrelación de la corriente es:

$$R_I(\tau) = e \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{EL}^{(2)}(\tau) + \alpha^2 \langle i \rangle^2 g_{ES}^{(1)}(\tau) g_{EL}^{*(1)}(\tau) + c.c. \quad (3.1.2.17)$$

Los dos últimos términos corresponden al batimiento entre las dos ondas; la componente espectral correspondiente es proporcional a la transformada de Fourier del producto de funciones de coherencia correspondientes y, por lo tanto, proporcional a la convolución de los dos espectros ópticos.

Si se utiliza para las dos ondas el modelo del campo monofrecuencia estabilizado en amplitud, experimentando fluctuaciones de fase de origen cuántico:

$$g_{EL}^{(2)}(\tau) = 1$$

$$g_{ES}^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma_s |\tau|) \exp(j\omega_s \tau) \quad (3.1.2.18)$$

$$g_{EL}^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma_L |\tau|) \exp(j(\omega_0 - \Omega)\tau) \quad (3.1.2.19)$$

los perfiles espectrales correspondientes son:

$$S_{ES}(\omega) = E_{sv}^2 \frac{\gamma_s}{\gamma_s^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.1.2.20)$$

$$S_{EL}(\omega) = E_{LO}^2 \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + (\omega - \omega_0 + \Omega)^2} \quad (3.1.2.21)$$

la función de autocorrelación de la corriente es:

$$R_i(\tau) = \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp[-(\gamma_s + \gamma_L) |\tau|] \cos \Omega \tau \quad (3.1.2.22)$$

y la densidad espectral de potencia:

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{c}{2\pi} \langle i \rangle + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \frac{\gamma_s + \gamma_L}{(\gamma_s + \gamma_L)^2 + (\omega - \Omega)^2} \quad (3.1.2.23)$$

el último término corresponde al batimiento (la convolución de dos curvas de Lorentz de anchos  $2\gamma_s$  y  $2\gamma_L$  resulta en otra curva de Lorentz de ancho  $2\gamma_s + 2\gamma_L$ ).

En el caso ideal de un oscilador local perfectamente monocromático:

$$g_{EL}^{(2)}(\tau) = \exp[j(\omega_0 - \Omega)\tau] \quad 0 \leq \tau < \infty \quad \gamma_L = 0$$

el perfil espectral  $Se(\omega)$  se reproduce en  $Si(\omega)$ .

Para el caso de campos monofrecuencia de perfil espectral gaussiano, los resultados son similares.

### 3.1.3.- Detección diferencial.

#### 3.1.3.1.- Esquema de principio.

Considérese el montaje de la fig.3.4 y supóngase que el separador de haz está caracterizado por sus coeficientes de reflexión:

$$r = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i \frac{\pi}{4}) \quad (3.1.3.1.1)$$

y de transmisión

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i \frac{-\pi}{4}) \quad (3.1.3.1.2)$$

supóngase también, para simplificar el formalismo, que el campo local es de la forma:

$$e_L = E_L \exp[j(\omega_L t + \frac{\pi}{4})] \quad (3.1.3.1.3)$$

y la señal

$$e_s = E_s \exp[j(\omega_s t - \frac{\pi}{4})] \quad (3.1.3.1.4)$$

en estas condiciones se tiene:

$$\begin{bmatrix} e_{L1} \\ e_{L2} \end{bmatrix} = e_L \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{E_L}{\sqrt{2}} \exp[j\omega_L t] \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.1.3.1.5)$$

$$\begin{bmatrix} e_{s1} \\ e_{s2} \end{bmatrix} = e_s \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} = \frac{E_s}{\sqrt{2}} \exp[j\omega_s t] \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (3.1.3.1.6)$$

los campos  $e_{L1}$  y  $e_{L2}$  incidentes sobre los detectores están entonces en cuadratura, lo mismo para las señales  $e_{s1}$  y

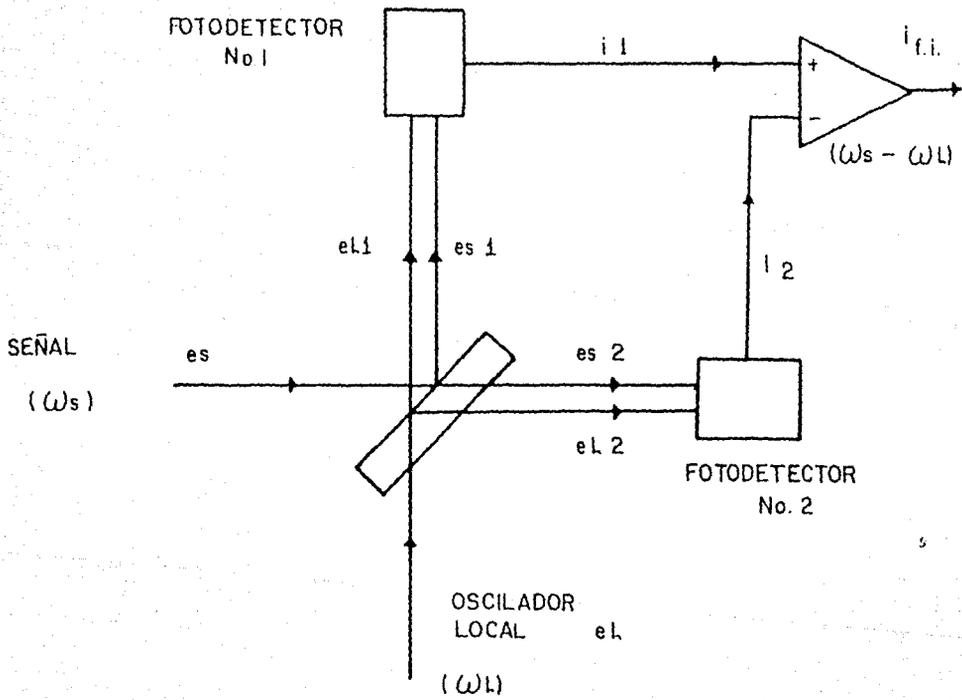


Fig.3.4 Esquema del principio de un mezclador diferencial equilibrado.

es 2. La linealidad de cada fotodetector heterodino respecto a la fase conduce entonces a dos fotocorrientes en oposición de fase.

Sea  $Z_0$  la impedancia del medio,  $A$ , la superficie de los fotodetectores (supuestos idénticos), y  $\eta$ , su eficiencia cuántica, las fotocorrientes producidas en los detectores 1 y 2 son, respectivamente:

$$i_1 = i_{L1} + \frac{\eta e A |E_L E_s|}{h\nu z_0} \cos(\omega_L - \omega_s)t \quad (3.1.3.1.7)$$

$$i_2 = i_{L2} - \frac{\eta e A |E_L E_s|}{h\nu z_0} \cos(\omega_L - \omega_s)t \quad (3.1.3.1.8)$$

$$i_{L1} = i_{L2} = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} |E_L|^2 \quad (3.1.3.1.9)$$

las corrientes  $i_1$  e  $i_2$  entran respectivamente a la entrada no inversora y a la inversora de un amplificador diferencial de ganancia unitaria; la corriente de salida es:

$$i_{f.s.} = i_1 - i_2 = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} |E_L E_s| \cos(\omega_L - \omega_s)t \quad (3.1.3.1.10)$$

Despreciando las pérdidas al nivel del separador de haz, este montaje conduce a la obtención de una corriente de frecuencia intermedia igual a la de un fotodetector heterodino no diferencial, pero con un rechazo del ruido en modo común.

Nota: el cálculo anterior desprecia todo defasamiento entre los campos (de longitudes de onda diferentes) introducidos por propagación entre el separador de haz y los fotodetectores; supone entonces idénticos a los campos en cada rama del esquema.

### 3.1.3.2.- Rechazo de ruido en modo común.

Este dispositivo es muy similar a la "T" analógica encontrada en sistemas de microondas. Presenta la propiedad de rechazar todos los ruidos aportados por los haces ópticos que dan lugar a señales eléctricas para las cuales no se conserva la oposición de fase: estas señales entran al amplificador diferencial en modo común. Este montaje difiere ligeramente al utilizado en microondas, dada la perfecta simetría en las vías local y señal.

Los ruidos rechazados son, por ejemplo:

a) batimientos inter-modales producidos por un laser local (o señal) no perfectamente monofrecuencial.

b) señales parásitas producidas por la detección del ruido ambiente.

Consideremos, por ejemplo, el caso en que el campo local  $e_L$  es la superposición de una componente perfectamente senoidal  $e_{LO}$  y de una componente de ruido  $e_{LR}$ :

$$e_L = e_{LO} + e_{LR} \quad (3.1.3.2.1)$$

suponiendo

$$|e_{LR}| \ll |e_{LO}| \quad (3.1.3.2.2)$$

$$|e_L| \approx |e_{LO}|$$

y despreciando la componente directa, la fotocorriente producida por una configuración heterodina simple es:

$$i_{f1} = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} \{ (e_L e_{LO} + e_L^* e_{LO}^*) + (e_{LO} e_{LR}^* - e_{LO}^* e_{LR}) \} \quad (3.1.3.2.3)$$

el primer término es la fotocorriente portadora de información, y el segundo, el ruido aportado por el oscilador local.

Considérese ahora la detección de los mismos campos, pero con el montaje de la fig. 3.4; las dos fotocorrientes son:

$$i_1 = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} \{ r e_L^* e_{LO} + r^* e_L e_{LO}^* - r' (e_{LO} e_{LR}^* + e_{LO}^* e_{LR}) \} \quad (3.1.3.2.4)$$

$$i_2 = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} \{ t e_L^* e_{LO} + t^* e_L e_{LO}^* + r r' (e_{LO} e_{LR}^* - e_{LO}^* e_{LR}) \} \quad (3.1.3.2.5)$$

ahora, con las hipótesis anteriores:

$$r r^* = r r' = \frac{1}{2} \quad r t^* = \frac{1}{2} \quad r' t = \frac{-1}{2} \quad (3.1.3.2.6)$$

entonces:

$$i_1 = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} \frac{1}{2} \{ i (e_L e_{LO}^* - e_L^* e_{LO}) + (e_{LO} e_{LR}^* + e_{LO}^* e_{LR}) \} \quad (3.1.3.2.7)$$

$$i_2 = \frac{\eta e A}{h\nu z_0} \frac{1}{2} \{ -i (e_L e_{LO}^* - e_L^* e_{LO}) + (e_{LO} e_{LR}^* + e_{LO}^* e_{LR}) \} \quad (3.1.3.2.8)$$

a la salida del amplificador diferencial la corriente es:

$$i_{f.d.} = i_1 - ki_2 \quad (3.1.3.2.9)$$

donde k designa una constante (aproximadamente igual a 1) indicando una asimetría residual del montaje; en estas condiciones:

$$i_{f.d.} = \frac{\eta e A}{h\nu z_c} [e_{LO}^2 (1-k) + (1-k)(e_{LO}^2 - e_{LO}^2) + (1-k)(e_{LO}^2 + e_{LO}^2)] \quad (3.1.3.2.10)$$

para una configuración perfectamente simétrica,  $k=1$ , y el ruido de oscilación local ( $e_{LO}^2 + e_{LO}^2$ ) es rechazado totalmente. En el caso contrario, la señal útil se ve afectada por un factor multiplicativo  $(1+k)/2$  y el ruido se reduce por un factor  $(1-k)$ .

Prácticamente, los separadores de haz que utilizan reflexión total interna entre dos prismas no necesariamente proporcionan la cuadratura de fase requerida entre los haces transmitido y reflejado. Para este efecto, diferentes técnicas han sido propuestas, tales como: a) la utilización de un prisma de Wollaston; b) ajuste electroóptico de la fase de uno de los haces ópticos en una de las vías del esquema.

### 3.4.- EFECTOS DE LA POLARIZACION.

Una fibra óptica monomodo típica mantiene realmente dos modos de polarización ortogonales y, aunque la salida luminica de los láser semiconductores está polarizada linealmente, el estado de polarización de la señal óptica no es preservada durante la transmisión a través de la fibra. Cuando la señal es detectada en forma heterodina pueden resultar desvanecimientos profundos. Actualmente siguen reportándose avances en fibras con preservación de polarización [3.1], pero ya se encuentra instalada mucha fibra cilíndricamente simétrica, de tal forma que se necesita una solución al problema de deriva en polarización. Como las fluctuaciones en el estado de polarización resultantes del movimiento de la fibra o de los cambios de temperatura son lentas, los esquemas de compensación de polarización automáticos basados en dispositivos mecánicos o electroópticos han sido demostrados exitosamente para sistemas de gran capacidad [3.2,3.3]. Para redes multicanal, la adquisición de polarización limitaría los tiempos de conmutación, de tal forma que es deseable construir un receptor heterodino que sea insensible al estado de polarización recibido.

Dos técnicas que realizan recepción por diversidad de polarización han sido demostradas: aquéllas que incluyen conmutación o aleatorización de polarización [3.4,3.5]; y aquéllas que detectan independientemente dos estados de polarización ortogonales y combinan las señales de f.i. resultantes [3.6]. La aleatorización tiene la ventaja de requerir solamente un detector pero, desafortunadamente, introduce una penalización óptica de 3 dB. El esquema de detección dual puede ser, en principio, implantado para FSK con sólo una mínima (aproximadamente 0.5 dB) penalización a costa del diseño de un receptor más complejo.

Implícito en la discusión anterior de sensibilidad del receptor está la suposición de que las fuentes láser no producen más ruido cuántico que el esperado en el fotodetector. Este no es, en general, el caso [3.7,3.8]. Dado que es deseable acoplar el oscilador láser local (L.O) muy cercano al detector, cualquier ruido de intensidad que pueda estar presente en la señal L.O será convertido eficientemente a la banda f.i. y degradará el desempeño del receptor.

### REFERENCIAS DEL CAPITULO III

3.1.- Y.Sasaki, "Long-lenght low-loss polarization-maintaining fibers", Tech.Digest, OFC 87, Reno, NV, invited paper WF1, 1987.

3.2.- T.Okoshi, "Polarization state control schemes for heterodyne or homodyne optical fiber communications", J.Light.Tech., vol.LT-3, no.6, 1985.

3.3.- G.R.Walker, et al, "Rugged all-fiber endless polarization controller", Elect. Lett., vol.24, no.22, 1988.

3.4.- T.C.Hodkinson, et al, "Polarization insensitive heterodyne detection using polarization scrambling", Elect.Lett., vol.23, no.10, 1987.

3.5.- J.L.Cimini, et al, "Polarization-insensitive coherent lightwave system using wide-deviation FSK and data-induced polarization switching", Elect.Lett., vol.24, no.6, 1988.

3.6.- B.Glance, "Polarization independent coherent optical receiver", J.Light. Techn., vol.IT-5, no.2, 1987.

3.7.- Y.Yamamoto, "AM and FM quantum noise in semiconductor lasers-Part I", IEEE J.Quant.Elect., Vol.QE-19, 1983.

3.8.- Y.Yamamoto, et al, "AM and FM quantum noise in semiconductor lasers-Part II", IEEE J.Quant.Elect., Vol.QE-19, 1983.

3.9 H.Van de Stadt, "Astronomy and astrophysics", vol.36, 1974.

#### CAPITULO IV SINCRONIZACION DE PORTADORA.

En este capítulo se presentan las técnicas de sincronización de portadoras ópticas moduladas en el contexto de la fotodetección coherente, precisando los métodos para sincronización de señales con portadora suprimida tales como el lazo cuadrador, el lazo de Costas y el PLL, con ayuda de datos, con el estudio de su comportamiento en presencia de ruido. Se describen, además, brevemente, los demoduladores de frecuencia coherentes e incoherentes.

#### 4.- Sincronización de portadora.

La sincronización en las comunicaciones coherentes consiste en la estimación de dos parámetros de la señal recibida, la frecuencia y el tiempo. Generalmente, en la operación de sistemas de comunicaciones digitales se pueden distinguir entre varios tipos de sincronización. Algunos de estos son, la sincronización de reloj, la sincronización de portadora, la sincronización de nodo y de palabra de código, la sincronización de trama, y la sincronización de red. La sincronización de portadora es requerida para la operación de un demodulador coherente. La detección de datos eficiente requiere que el receptor conozca cuándo termina un dato y cuándo empieza el otro (sincronización de reloj). Si la codificación es una parte del diseño de la forma de onda, entonces el decodificador no puede operar a menos que los símbolos recuperados puedan ser separados en grupos apropiados. Cuando se utiliza codificación convolucional se requiere que el decodificador realice y mantenga sincronía de nodo; por otro lado, si se utiliza codificación de bloques el decodificador debe realizar y mantener la sincronía de palabra. Además para la reconstrucción adecuada de los datos a partir de sus muestras de tiempo originales, el regenerador debe (si se utiliza multicanalización por división de tiempo) ser sincronizado con las muestras de los datos. Este proceso de alineamiento en la escala de tiempo es llamado sincronización de trama. Finalmente, alguna forma de sincronía de red es requerida cuando los datos digitales son recibidos de varias fuentes, procesados y retransmitidos a uno o más usuarios, por ejemplo en la red SONET ("Synchronous optical network").

Dependiendo del sistema bajo consideración se encontrarán más arriba en la jerarquía, problemas de sincronización de palabra, trama, paquete y red. Una característica que distingue estos últimos problemas de aquellos de sincronización de bit y de portadora es que usualmente son resueltos por medio del diseño especial del formato del mensaje, incluyendo la inserción repetitiva de bits o palabras en la secuencia de datos solamente para propósitos de sincronización. Por otro lado, es deseable que la sincronización de bit y de portadora sea efectuada sin utilizar señales especiales de temporización multiplexadas conjuntamente con la señal de datos.

En las comunicaciones digitales hay una jerarquía de problemas de sincronización a considerar. En primer lugar, existe el problema de sincronización de portadora el cual se refiere a la generación de una señal de referencia con una fase muy cercana a la de la señal de datos. Esta señal de referencia es usada en el receptor para realizar la operación de demodulación coherente, produciendo así una señal de datos en banda base. En seguida viene el problema de sincronización de reloj del receptor con la secuencia de datos de banda base. A esta operación se le llama comúnmente sincronización de bit, aún cuando el alfabeto utilizado no sea binario.

Los sistemas de comunicaciones digitales que son eficientes en utilización de la potencia y empleo de ancho de banda utilizan pulsos de señalización sincrónicos (uniformemente espaciados) y demodulación coherente de la señal recibida. La demodulación adecuada de la señal pasobanda requiere una portadora local de referencia que tenga una fase y frecuencia que guarden una relación apropiada respecto a la portadora recibida. La detección adecuada de la señal de datos requiere un reloj local que esté perfectamente alineado en tiempo con los pulsos recibidos. Los componentes del sistema que generan las referencias necesarias son conocidos como sincronizadores de portadora y de reloj.

En los sistemas de mayor interés la portadora local y el reloj de referencia deben ser derivados de la señal de entrada. El diseño eficiente de la señal hace usualmente que cualquier componente discreto de la portadora o el reloj deban ser suprimidos; la potencia transmitida es entonces utilizada únicamente para los datos. En este caso los sincronizadores deben regenerar una portadora y el reloj a partir de una señal que no contiene ninguna de las dos en forma explícita. Se necesitan por lo general dispositivos no lineales para regenerar una referencia discreta de una señal en la cual han sido suprimidos la portadora y el reloj.

#### 4.1.- Lazos de sincronización para sistemas de portadora suprimida.

Como se mencionó en el inciso anterior, los sistemas de comunicación más eficientes no contienen componente espectral ya sea a la frecuencia de la portadora o a la frecuencia de reloj.

En este tipo de sistemas la señal transmitida toma usualmente la forma  $s(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} m(t) \sin[\omega_c t + \theta(t)]$  donde la modulación lineal  $m(t)$  no contiene componente de c.d. en

su espectro de potencia, por lo tanto no es posible utilizar un PLL convencional para recuperar la portadora a partir de la señal recibida. En la ecuación anterior  $\omega_0$  y  $\theta(t)$  son la frecuencia y la fase de la portadora respectivamente.

Sin embargo, han sido propuestos una diversidad de métodos para generar una portadora de referencia a partir de la forma de onda recibida la cual contiene una componente de señal de la portadora suprimida. A continuación se mencionarán varios de estos métodos.

El primero de estos es el método del lazo cuadrador ("squaring loop method"), otro método es el propuesto por Costas y es equivalente teóricamente al lazo cuadrador.

El procedimiento básico es como sigue: primero, se hace un estimado de la portadora, y entonces, utilizando este estimado se hace un intento por eliminar la modulación de la portadora y dejar una senoidal con la menor cantidad de modulación residual posible de tal manera que pueda ser sincronizada con un PLL.

#### 4.1.1.- Método del lazo cuadrador.

El objetivo de este método es el obtener una portadora de referencia coherente para la extracción de la modulación. La mecanización de un lazo cuadrador típico es ilustrada en la fig.4.1.

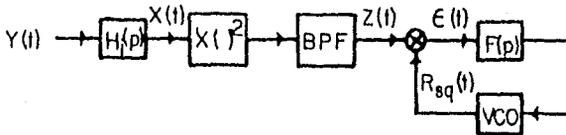


Fig.4.1 Lazo cuadrador.

La señal recibida  $y(t)$  es filtrada utilizando un filtro paso-banda y elevada al cuadrado para eliminar la modulación  $m(t)$  y después de ser filtrada por otro filtro paso-banda, el término de doble frecuencia resultante es sincronizado por medio de un PLL. Cuando la salida del PLL es dividida entre dos se tiene disponible entonces una señal de referencia coherente para propósitos de demodulación y sincronización.

Sea  $y(t)$  la señal observada dada por:

$$y(t) = \sqrt{2S}m(t)\text{sen}\Phi(t) + n(t) = s(t) + n(t) \quad (4.1.1.1)$$

donde  $\Phi(t) = \omega_0 t + \theta(t)$ ,  $m(t)$  es la señal de modulación y  $n(t)$  es el ruido aditivo del canal.

La señal recibida es entonces filtrada utilizando un filtro paso-banda  $H_i(s)$  con la salida  $x(t)$  resultante dada por:

$$x(t) = \sqrt{2S}m(t)\text{sen}\Phi(t) + n_i(t) \quad (4.1.1.2)$$

donde el ancho de banda  $W_i$  de  $H_i(s)$  ha sido supuesto lo suficientemente grande para dejar pasar la modulación  $m(t)$  sin distorsión. Para el caso de una transmisión binaria digital la modulación estará en la forma de un tren de pulsos (con amplitud 1) con un intervalo de bit  $T_b$ . Además si  $W_i \ll \omega_0/\pi$  entonces el ruido  $n_i(t)$  puede ser expresado en la forma de un proceso de banda angosta alrededor de la frecuencia central de los datos de entrada observados:

$$n_i(t) = \sqrt{2}\{N_c(t)\cos[\omega_0 t + \theta(t)] - N_s(t)\text{sen}[\omega_0 t + \theta(t)]\}$$

donde

$$N_c(t) = n_c(t)\cos\theta(t) + n_s(t)\text{sen}\theta(t)$$

$$N_s(t) = -n_c(t)\text{sen}\theta(t) + n_s(t)\cos\theta(t)$$

Suponiendo un dispositivo de ley cuadrática perfecto la entrada al PLL es (manteniendo solamente los términos alrededor de  $2\omega_0$ ):

$$z(t) = x^2(t) = [-Sm^2(t) + N_c^2(t) - N_s^2(t) + 2\sqrt{S}m(t)N_s(t)]\cos^2\Phi(t)$$

$$+ |2\sqrt{S}m(t)N_c(t) - 2N_c(t)N_s(t)|\text{sen}2\Phi(t)$$

(4.1.1.3)

4/3

La señal de referencia  $r_{sq}(t)$  viene dada por:

$$r_{sq}(t) = 2K_1 \text{sen} 2\hat{\phi}(t) - 2K_1 \text{sen}^2 \omega_0 t - 2\theta(t) \quad (4.1.1.4)$$

donde  $\hat{\phi}$  y  $\hat{\theta}$  son estimados de la fase.

La señal de error dinámico viene dada por (manteniendo solamente los componentes de banda base):

$$\begin{aligned} e(t) = & K_m z(t) r_{sq}(t) - K_m K_1 [S m^2(t) - N_c^2(t) + N_s^2(t) - 2\sqrt{S} m(t) N_s(t)] \text{sen}(2\varphi(t)) \\ & - [2\sqrt{S} m(t) N_c(t) - 2N_c(t) N_s(t) \cos(2\varphi(t))] \end{aligned} \quad (4.1.1.5)$$

La frecuencia instantánea a la salida del VCO viene dada por:

$$\frac{2d\hat{\phi}(t)}{dt} = K_v [F(p)e(t)] + 2\omega_0 \quad (4.1.1.6)$$

y por lo tanto la ecuación estocástica integro-diferencial de operación de la figura 4.1 viene dada por:

$$\frac{2\varphi(t)}{dt} = 2\Omega_0 - KF(p)[S m^2(t) \text{sen} 2\varphi(t) + \nu_2[t, 2\varphi(t)]] \quad (4.1.1.7)$$

donde

$$\begin{aligned} \nu_2[t, 2\varphi(t)] = & [-N_c^2(t) - N_s^2(t) - 2\sqrt{S} m(t) N_s(t)] \text{sen} 2\varphi(t) \\ & + 2\sqrt{S} m(t) N_c(t) - 2N_c(t) N_s(t) \cos 2\varphi(t) \end{aligned} \quad (4.1.1.8)$$

Donde  $2\psi(t)$  representa el error de fase real que va a ser sincronizado por el lazo.

Un parámetro importante para la caracterización de un lazo de recuperación de portadora es el conocido como parámetro de pérdida cuadrática de lazo y se define como:

$$b_L \equiv \left[ 1 - \frac{2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{NC}^2(\tau) d\tau}{S N_v} \right]^{-1} \quad (4.1.1.9)$$

donde

$$R_{NC}(\tau) = \overline{N_c(t)N_c(t+\tau)} = \frac{N_c}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |H(j2\pi f)|^2 \exp(j2\pi f\tau) df \quad (4.1.1.10)$$

y  $H_L(j\omega)$  es el equivalente paso-bajas de  $H_i(j\omega)$ .

#### 4.1.2.- Lazo de Costas.

En el Lazo de Costas (fig.4.2), la fase de la portadora de datos es extraída a partir de la señal de portadora suprimida  $s(t)$  más ruido  $n(t)$ , multiplicando los voltajes de entrada de los dos detectores de fase (multiplicadores) con la señal producida a la salida del VCO y con una versión con 90 grados de defasamiento de la misma, filtrando los resultados, y usando esta señal para controlar la fase y frecuencia del VCO del lazo.

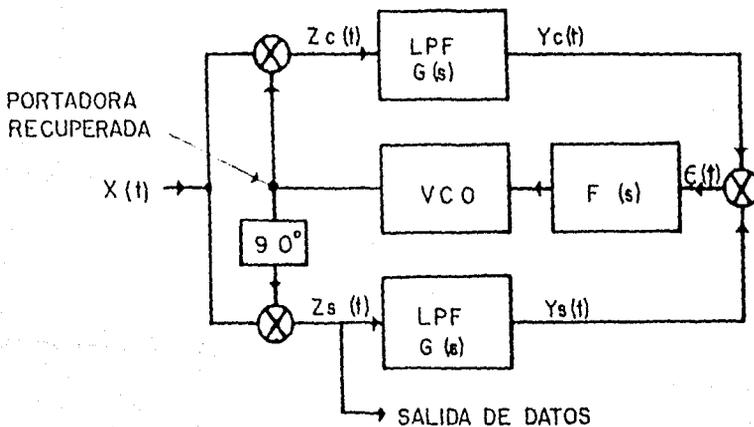


Fig.4.2 Lazo de Costas.

superior del lazo (ganancia  $K_m$ ) por  $Z_c(t)$  y la salida del multiplicador de la rama inferior del lazo (ganancia  $K_m$ ) por  $Z_s(t)$  (fig.4.2), entonces la salida  $Z_c(t)$  es:

$$z_c(t) = \tau(t) [2\sqrt{K_1 K_m} \cos\phi(t)] \quad (4.1.2.1)$$

mientras que la salida de los filtros paso-bajas viene dada por [4.5]:

$$Y_c(t) = \sqrt{2K_1 K_m} [\sqrt{S_m(t)} - N_s(t)] \cos\varphi(t) - \sqrt{2K_1 K_m} N_c(t) \cos\varphi(t) \quad (4.1.2.2)$$

cuando la ecuación (4.1.1,2) es sustituida en (4.1.2.1) y todos los términos de doble frecuencia son despreciados. Similarmente, la salida  $Y_s(t)$  está dada por [4.5]:

$$Y_s(t) = \sqrt{2K_1 K_m} [\sqrt{S_m(t)} - N_s(t)] \cos\varphi(t) - \sqrt{2K_1 K_m} N_c(t) \sin\varphi(t) \quad (4.1.2.3)$$

Multiplicando las salidas de los dos filtros paso-bajas nos da la señal de error dinámico:

$$\begin{aligned} e(t) = & K_1 K_m [(\sqrt{S_m(t)} - N_s(t))^2 - N_c^2(t)] \sin 2\varphi(t) \\ & + 2K_1 K_m N_c(t) [\sqrt{S_m(t)} - N_s(t)] \cos 2\varphi(t) \end{aligned} \quad (4.1.2.4)$$

Comparando esta ecuación con (4.1.1.5), es claro que las dos señales de error dinámico son idénticas suponiendo que la forma del espectro de ruido producida por  $G(s)$  en la figura 4.2 es equivalente a la producida por el equivalente

paso-bajas de  $H_i(s)$  en la figura 4.1. Además si el filtro de lazo es idéntico al usado en el lazo cuadrador, entonces la ecuación estocástica integro-diferencial que describe el comportamiento del Lazo de Costas es la misma [4.5]. Por lo tanto, el desempeño como circuitos de sincronización de ambos esquemas es el mismo.

El Lazo de Costas puede ser implantado con circuitos de integración y descarga (integrate and dump) reemplazando los filtros paso-bajas en las ramas de fase y cuadratura, obteniéndose por lo tanto una inmunidad al ruido mejorada. Cuando se utilizan este tipo de circuitos, debe suplirse información de temporización a estos circuitos-estos es, el instante en el cual iniciar y terminar la integración [4.5].

Por otro lado, si por cuestiones de simplicidad, se desea utilizar filtros paso-bajas en las ramas de fase y cuadratura, entonces los filtros pueden ser diseñados para aproximar la integración y descarga haciendo  $W_i = 2T_b$ . Ambos métodos de sincronización de portadora (Lazo cuadrador y Lazo de Costas) exhiben la ambigüedad de fase usual de 180 grados inherente en todos los sistemas que intentan recuperar la fase de la portadora a partir de una señal con modulación bifásica.

Algunos métodos usados frecuentemente en la práctica para distinguir entre el mensaje verdadero y su inverso incluyen: (1) sincronización de portadora suprimida y uso de codificación diferencial de los datos - es decir, la información a ser transmitida está representada en términos de los cambios entre datos sucesivos en lugar de los propios símbolos; (2) el uso de la redundancia natural insertada en la cadena de datos para propósitos de sincronización de trama; (3) uso de la redundancia insertada en la cadena de datos para control de errores; (4) sincronización de la portadora suprimida y retención de una pequeña componente de la portadora para la resolución de la ambigüedad; (5) empleo de codificación tipo Miller (modulación por retardo).

El lazo de Costas es único en que realiza tanto la reconstrucción de portadora de fase coherente como la detección de datos síncrona dentro del lazo. El lazo superior es denominado el "lazo en cuadratura o de sincronización y funciona como un PLL típico entregando una señal de error "corrupta"  $Y_c(t)$ . El lazo inferior, en fase o de decisión provee la extracción de los datos a la salida del mezclador inferior y corrige la "corrupción" de  $Y_c(t)$ . La señal de error corregida,  $e_o(t)$  es aplicada a través del filtro de lazo  $F(s)$  al VCO el cual tiene un estimado de fase de la forma  $\text{Cos}\phi(t)$ .

El Lazo de Costas es frecuentemente preferido sobre el Lazo Cuadrador debido a que sus circuitos son menos sensibles a desviaciones de la frecuencia central y son generalmente capaces de operar en un ancho de banda más amplio. Una desviación grande de frecuencia puede ser tolerada sin ampliar el ancho de banda de los filtros paso-bajas en cada canal debido a que la operación de lazo

cerrado del VCO puede sincronizar y eliminar las desviaciones lentas de frecuencia antes de que la señal entre al filtro paso-bajas. Sin embargo, debe tenerse cuidado en que el retardo de grupo en ambos canales sea el mismo. Los filtros de fase y cuadratura de banda base del canal realizan la operación equivalente al de un filtro paso-banda que sincroniza la señal en la frecuencia central. En la técnica del lazo cuadrador por otro lado, el lazo debe estar precedido por un filtro paso-banda lo suficientemente ancho para acomodar tanto la deriva de frecuencia como el espectro de la señal o debe usarse un lazo de control automático de frecuencia (AFC) alrededor del filtro paso-banda.

En ausencia de una deriva de frecuencia, los filtros paso-bajas son el equivalente paso-banda del filtro paso-banda en el lazo cuadrador, y el desempeño es idéntico en ambos.

### 4.1.3 PLL con ayuda de datos.

En los incisos anteriores se han mencionado dos métodos para recuperación de portadora en sistemas de portadora suprimida; el lazo cuadrador, y el lazo de Costas, otro método es el llamado PLL con ayuda de datos, el cual es una variante del lazo de Costas.

En el lazo cuadrador se elimina la modulación y se crea una componente espectral al doble de frecuencia de la portadora suprimida.

El lazo de Costas genera una referencia de fase coherente independiente de la modulación binaria usando las ramas en fase y cuadratura del mismo. La rama en fase elimina los efectos de la modulación del error de la rama en cuadratura.

El desempeño del lazo de Costas puede ser mejorado [4.3] usando un PLL con ayuda de datos (fig.4.3), donde se hacen decisiones con un circuito de integración y descarga ("integrate and dump") en la rama en fase. La señal de error de la rama en cuadratura debe ser entonces retrasada por un período de un bit antes de realizar la operación de multiplicación.

El análisis cuantitativo de un PLL con ayuda de datos para señales ópticas es realizado más adelante.

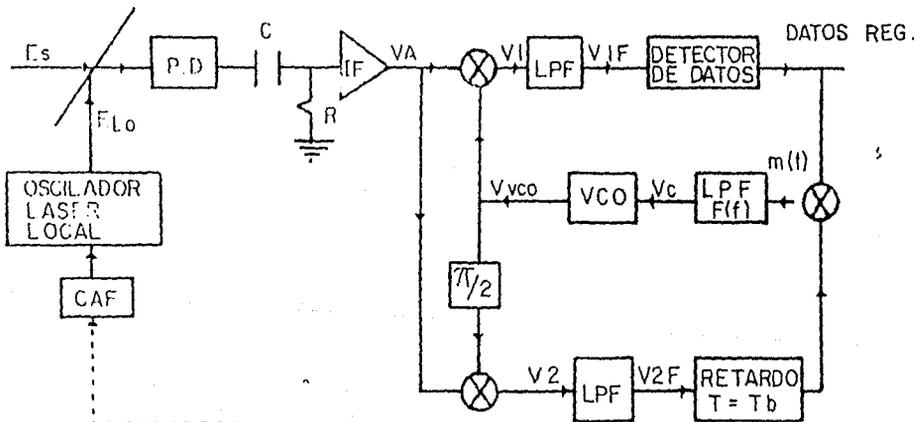


Fig.4.3 PLL con ayuda de datos.

#### 4.2.-Criterios de diseño para demodulación de fase.

La complejidad teórica de los diversos circuitos demoduladores de fase (lazo cuadrador, lazo de Costas, entre otros) complica el desarrollo de una metodología de diseño general. Sin embargo, pueden encontrarse en la literatura [4.1] algunas "cartas de flujo" para diseño de un Lazo de Costas como demodulador de fase en aplicaciones de comunicaciones digitales vía satélite (el cual reproduciremos aquí con fines ilustrativos), o el diseño de un Lazo demodulador de fase del tipo "data-aided" para comunicaciones ópticas (el cual es tratado más adelante) utilizando como parámetros de diseño los datos del oscilador láser utilizado [4.2]. Pero, para fines de demostración experimental en cuanto a la factibilidad técnica del diseño e implantación de un sistema de comunicaciones ópticas coherentes con modulación bifásica y por cuestiones obvias de simplicidad se procedió a utilizar un criterio de diseño heurístico basado en algunas "recomendaciones" encontradas en diversos artículos [4.3,4.4] en combinación con algunos puntos de la carta de flujo de Steber [4.1].

En el siguiente inciso procederemos a detallar el diseño de un Lazo de Costas, siguiendo en primer lugar la metodología recomendada por Steber [4.1], y, en seguida plantearemos los puntos importantes del "diseño heurístico".

##### 4.2.1.- Diseño de un Lazo de Costas.

La metodología sugerida por Steber [4.1] se basa en el desarrollo matemático realizado por Lindsey y Simon [4.5], que fue incluido en incisos anteriores del presente capítulo, y como se mencionó anteriormente esta metodología está orientada para el diseño de demoduladores de fase para aplicación en comunicaciones vía satélite.

1.- Como primer paso utilizamos la siguiente relación lineal del lazo para determinar el ancho de banda de lazo requerido:

$$\sigma_c^2 = \frac{N_o B_L}{S} = \frac{N_o B_L T'}{E_b} = \frac{N_o B_L}{E_b R_s} \quad (4.2.1.1)$$
$$B_L = \frac{\sigma_c^2 E_b}{N_o R_s}$$

donde

$\sigma_c$  = máximo jitter de fase rms (rads)

$E_b/N_o$  = relación de energía a densidad de ruido

requerida para una probabilidad de error dada

Rs=velocidad de bit (símbolos/seg)

2.- A continuación, son determinadas las características transitorias del lazo. Usando gráficas para PLLs de segundo orden se selecciona un factor de amortiguamiento  $\zeta$ . Entonces, la frecuencia natural del lazo es calculada.

$$\omega_n = \frac{2B_L}{\zeta + \frac{1}{4}} \quad (4.2.1.2)$$

3.- La expresión aproximada para el tiempo de adquisición:

$$T_{acq} = \frac{\Omega_o^2}{2\zeta\omega_n^3} \quad (4.2.1.3)$$

$\Omega_o$  : máxima desintonía de frec. (rads).

es usada para determinar si los requerimientos de adquisición han sido cumplidos; si no, el factor de amortiguamiento debe ser ajustado o los requerimientos de jitter de fase deben ser relajados.

4.- Usando las expresiones de forma cerrada desarrolladas por Simon [4.5], los valores de  $DmKdKl$  y la pérdida cuadrática son calculadas.

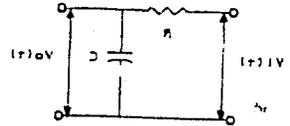
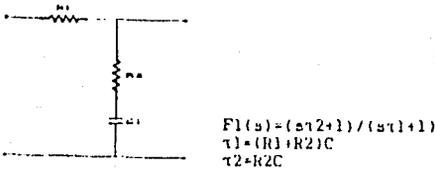
5.- Usando la expresión:

$$\sigma_\phi = \sqrt{\frac{B_L N_o}{F_b R S_L}} \quad (4.2.1.4)$$

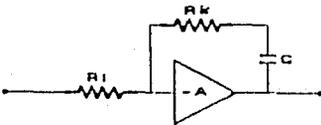
una determinación debe ser hecha para ver si los requerimientos de jitter de fase rms son satisfechos. Si no  $B_L$  o  $B_i$  (el ancho de banda del filtro de rama del lazo) debe ser ajustado iterativamente hasta que el criterio de jitter es satisfecho.

El diseño heurístico se basa en parte en esta "carta de flujo". Lo importante en ambos casos es el diseño de los diversos filtros de ambas ramas y del PLL del lazo. Los filtros paso bajas de las ramas se diseñan bajo el criterio de un ancho de banda ligeramente mayor al de la razón de bit, mientras que el filtro del PLL se diseña como el de cualquier PLL donde se toman como parámetros de lazo la frecuencia natural del sistema y el factor de amortiguamiento. En la figura 4.4 mostramos los filtros RC de las ramas más utilizados así como el filtro paso-bajas del PLL y las ecuaciones utilizadas para el diseño del mismo. Es importante mencionar que el diseño heurístico se basa en la experiencia de diversos diseñadores que han manipulado tanto los circuitos como las ecuaciones estudiadas anteriormente, por lo tanto, en principio decidió recurrirse al diseño heurístico como una solución simple y práctica, quedando como alternativa la utilización de las ecuaciones más sofisticadas para el caso de problema de mal funcionamiento.

a) Filtro pasivo.



b) Filtro activo.



$F2(s) = -\frac{(s\tau_2 + 1)}{s\tau_1}$   
 $\tau_2 = R2C \quad \tau_1 = R1C$   
 para valores grandes de A.  
 En general  $F2(s) = -\frac{A(sCk\tau_2 + 1)}{(sCR_2 + 1)(1 + A)sCR_1}$

(c)

Fig.4.4 Filtros paso-bajas más usuales en PLLs ((a) y (b)) y en Lazos de Costas ((c)).

4.13

#### 4.3.-Demoduladores de frecuencia.

La demodulación de una señal modulada en frecuencia requiere un circuito que suministre una salida proporcional a la desviación de frecuencia de la entrada como se muestra en la figura 4.5. Estos circuitos se conocen como discriminadores.

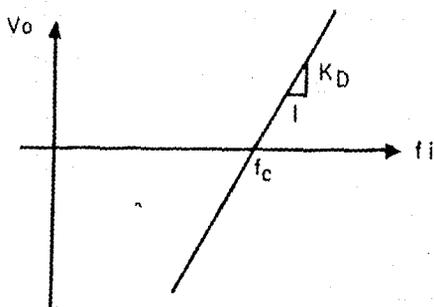


Fig.4.5 Característica ideal de un discriminador.

Si la entrada a un discriminador es la señal de modulación angular:

$$X_r(t) = A_c \cos[\omega_c t + \phi(t)] \quad (4.3.1)$$

la salida del discriminador ideal será:

$$Y_D(t) = \frac{K_D}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \quad (4.3.2)$$

La constante  $K_D$  se conoce como la constante del discriminador que tiene por unidades volts por hertz.

Existen básicamente dos técnicas principales para realizar el proceso de la demodulación frecuencial: (a) la demodulación por detección de envolvente, que consiste en convertir la señal modulada en frecuencia a una señal modulada en amplitud y demodularla utilizando un detector de AM, (b) la demodulación con demoduladores realimentados, que consiste en utilizar un lazo de encadenamiento de fase para realizar el proceso de demodulación de frecuencia.

La técnica de demodulación de frecuencia por detección de envolvente es una técnica de fácil diseño e implantación por lo cual antes del advenimiento de los circuitos PLL integrados era muy popular [4.6] de hecho dicha técnica sigue utilizándose corrientemente [4.7], sin embargo, el desempeño del demodulador de frecuencia utilizando un PLL es superior cuando se tiene una relación señal a ruido baja [4.8], es por este motivo que en el presente trabajo se prefirió el diseño y utilización de dicho circuito, sin embargo, a continuación procederemos a explicar en mayor detalle el principio de funcionamiento de ambos demoduladores.

#### 4.3.1.- Demodulación F.M. por detección de envolvente.

Para una modulación FM, la señal  $\phi(t)$  de la ecuación (4.3.2) viene dada por:

$$\phi(t) = 2\pi f_d \int^t m(u) du$$

de manera que (4.3.2) se convierte en:

$$Y_D(t) = K_D f_d(t) \dot{\phi}(t) \quad (4.3.1.1)$$

4.15

Como un discriminador ideal entrega una señal de salida proporcional a la desviación de frecuencia de una portadora, tiene una función lineal de transferencia de frecuencia a voltaje; esta función pasa por cero cuando  $f=f_c$ . Esto se ilustra en la figura 4.5.

Se puede obtener una aproximación a las características que se ilustran en la figura 4.5, por el uso de un diferenciador seguido por un detector de envolvente, como se ilustra en la figura 4.6.

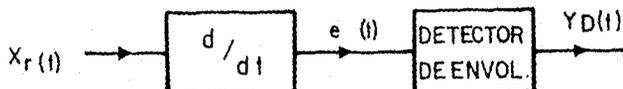


Fig.4.6 Diagrama a bloques de un demodulador de frecuencia por detección de envolvente.

Si la entrada al diferenciador es la señal (4.3.1), la salida del diferenciador es:

$$e(t) = -A_c \left( \omega_c + \frac{d\phi}{dt} \right) \text{sen}[\omega_c t + \phi(t)] \quad (4.3.1.2)$$

Esto tiene exactamente la misma forma de una señal AM, excepto por la desviación de fase,  $\phi(t)$ . Por tanto, después de la diferenciación la detección de envolvente puede utilizarse para recuperar la señal. La envolvente de  $e(t)$  es:

$$V(t) = A_c \left( \omega_c + \frac{d\phi}{dt} \right)$$

y será siempre positiva si:

$$\frac{d\phi}{dt} < \omega_c$$

lo que, es ciertamente el caso típico. Con esta suposición la salida del detector de envolvente será:

$$V_D(t) = A_c \frac{d\phi}{dt} = 2\pi A_c f_d m(t) \quad (4.3.1.3)$$

suponiendo que el término de c.d.,  $A_c \omega_c$ , se elimina. La constante de discriminación para este discriminador es:

$$K_D = 2\pi A_c$$

4.1.2

En la fig.4.7 se muestra una implantación sencilla de un circuito demodulador de frecuencia con detección de envolvente.

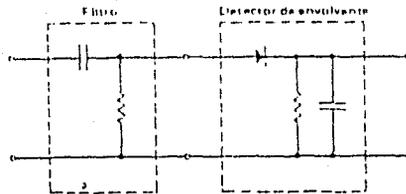


Fig.4.7 Implantación práctica de un demodulador de frecuencia por detección de envolvente.

#### 4.3.2.- Demoduladores de frecuencia realimentados.

El demodulador de frecuencia realimentado (PLL) es mostrado en la fig.4.8.

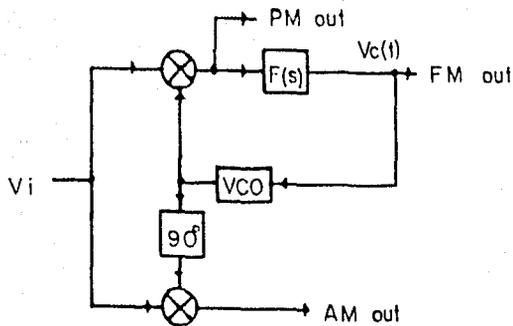


Fig.4.8 PLL como demodulador.

Supóngase que es aplicada una señal modulada en frecuencia a la entrada de un PLL. Para que el lazo permanezca "encadenado", es necesario que la frecuencia del VCO siga las variaciones de frecuencia de la señal de entrada. La frecuencia del VCO es proporcional al voltaje de control ( $V_c$  en la fig. 4.8) de tal manera que el voltaje debe ser una réplica de la modulación de la señal. La modulación puede ser recuperada por lo tanto del voltaje de control del VCO. Este es el principio de funcionamiento del demodulador FM realimentado. A continuación realizaremos un análisis un poco más detallado del mismo.

La función de transferencia que relaciona al voltaje de control  $V_c(s)$  con la modulación de fase de la señal  $\theta_i(s)$  es [4.8]:

$$V_c(s) = \frac{s\theta_i(s)K_2F(s)}{s - K_r K_d F(s)} = \frac{s\theta_i(s)H(s)}{K_e} \quad (4.3.2.1)$$

Denotamos la modulación de frecuencia instantánea por  $m(t)$  en radianes/seg. Las modulaciones de fase y frecuencia están relacionadas por  $m(t) = d\theta_i(t)/dt$ , dado que la frecuencia es simplemente la derivada de la fase. Aplicando la transformada de Laplace obtenemos:

$$L\{m(t)\} = M(s) = s\theta_i(s) \quad (4.3.2.2)$$

y sustituyendo en (4.3.2.1) da:

$$V_c(s) = \frac{M(s)H(s)}{K_e} \quad (4.3.2.3)$$

la cual muestra la función de transferencia entre la modulación de frecuencia y el voltaje de control del VCO resultante. El mensaje recuperado es equivalente al mensaje original, filtrado por la función de transferencia de lazo cerrado  $H(s)$  y escalado por el factor de ganancia del VCO  $K_e$ . Si el lazo es lineal y su ancho de banda es lo suficientemente grande comparado con el ancho de banda del mensaje,  $V_c(t)$  es una reproducción fiel de  $m(t)$  (este es el criterio para el diseño del demodulador de frecuencia realimentado).

#### REFERENCIAS DEL CAPITULO 4

4.1.- J.Mark Steher,"PSK demodulation techniques provide lowest probability of error",MSK,June 1984.

4.2.- Leonid G.Kazovski,"Performance analysis and laser linewidth requirements for optical PSK heterodyne communications systems",J.of Lightwave Tech., Vol.LT-4,No.4,April 1986.

4.3.- James J.Spilker,"Digital communications by satellite",Prentice-Hall, Electrical Engineering Series,Englewood Cliffs,New Jersey,1977.

4.4.- Marvin K.Simon,William C.Lindsey,"Optimum performance of suppressed carrier receivers with Costas loop tracking",IEEE Trans.on Comm.,Vol.COM-25,No.2, February 1977.

4.5.- William C.Lindsey,"Synchronization systems in communication and control", Prentice-Hall,Englewood Cliffs,New Jersey,1972.

4.6.- Keneth K.Clarke,Donald T.Hess,"Communication circuits:analysis and design",Addison-Wesley Publishing Company,Philippines,1971.

4.7.- Arturo Arvizu M.,Daniel Sánchez D.,"Equipo de transmisión-recepción de señales analógicas hasta 200 kHz por fibra óptica por modulación en frecuencia con alta linealidad", Electro 89,23-27 octubre 1989,Chihuahua, Chih.,México.

4.8.- F.M.Gardner,"Phaselock Techniques",John Wiley and Sons,New York,1979.

## CAPITULO V DISEÑO DE UN PLL OPTICO.

Los criterios de diseño de un PLL óptico con ayuda de datos son presentados en este capítulo, con orientación a la demodulación PSK en sistemas ópticos heterodinos. La incidencia de los diferentes ruidos que intervienen en el sistema es considerada, incluyendo al ruido de fase y al ruido cuántico, conduciendo al establecimiento del compromiso existente entre el error de fase y el ancho espectral de la fuente óptica.

Posteriormente se describe el diseño de un lazo subóptimo. Finalmente se obtienen los requerimientos de ancho de línea espectral del láser para sistemas heterodinos funcionando a diferentes velocidades de transmisión.

## CAPITULO V DISEÑO DE UN PLL OPTICO.

Los criterios de diseño de un PLL óptico con ayuda de datos son presentados en este capítulo, con orientación a la demodulación PSE en sistemas ópticos heterodinos. La incidencia de los diferentes ruidos que intervienen en el sistema es considerada, incluyendo al ruido de fase y al ruido cuántico, conduciendo al establecimiento del compromiso existente entre el error de fase y el ancho espectral de la fuente óptica.

Posteriormente se describe el diseño de un lazo subóptimo. Finalmente se obtienen los requerimientos de ancho de línea espectral del láser para sistemas heterodinos funcionando a diferentes velocidades de transmisión.

## 5.-Diseño de un PLL óptico.

Se han analizado teóricamente y reportado diversos experimentos sobre sistemas de comunicaciones ópticas homodinas [5.9] y heterodinas [5.15] donde se muestra la superioridad de los sistemas homodinos en cuanto a desempeño, sin embargo, se ha visto asimismo la dificultad tecnológica mayor para lograr la operación eficiente de un sistema homodino, dadas las fuertes restricciones en cuanto al ancho espectral del láser se refiere. Es por esta razón que en la realización del presente trabajo se decidió optar por la implantación de un sistema heterodino.

En este capítulo se presentan los principios de diseño de un demodulador PSK para un sistema óptico heterodino utilizando la técnica de PLL con ayuda de datos.

### 5.1.- PLL óptico con ayuda de datos.

Un receptor PSK debe incorporar un oscilador local encadenado en fase a la señal del receptor si se desea el mejor desempeño. El encadenamiento de fase puede ser logrado por medio de un PLL. Una alternativa al PLL es la técnica de encadenamiento por inyección. Sin embargo, en esta técnica se requieren niveles de potencia de señal muy altos [5.1]. En el capítulo 4 se analizaron varias técnicas que pueden ser usadas para la recuperación de portadora. A continuación analizaremos un receptor óptico PSK heterodino basado en el PLL con ayuda de datos.

La fig.5.1 muestra el diagrama a bloques del receptor. El receptor procesa la señal óptica recibida:

$$E_r \equiv \sqrt{2P_s} \cos(\omega_s t + \phi_s) \quad (5.1.1)$$

donde  $P_s$ ,  $\omega_s$ , y  $\phi_s$  son la potencia de la señal recibida, la frecuencia y la fase, respectivamente. El receptor incorpora un oscilador local láser cuya salida es:

$$E_{LO} \equiv \sqrt{2P_{LO}} \cos(\omega_{LO} t + \phi_{NLO}) \quad (5.1.2)$$

donde  $P_{LO}$ ,  $\omega_{LO}$  y  $\phi_{NLO}$  son la potencia del oscilador local, la frecuencia y la fase del ruido, respectivamente. Las

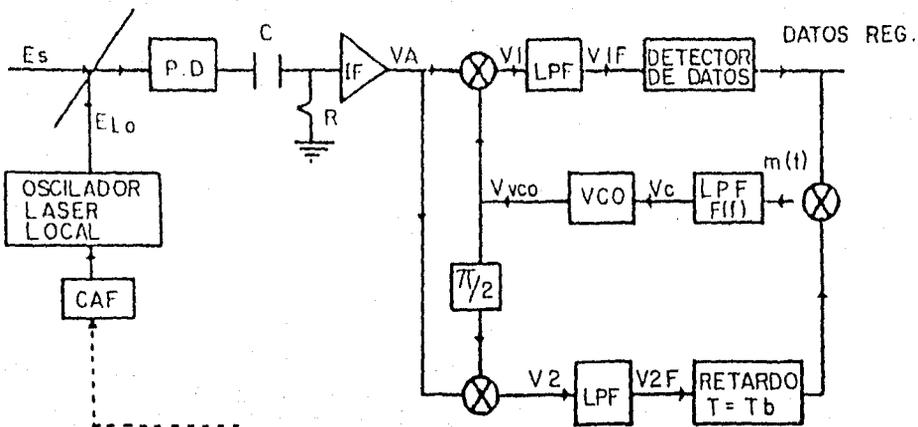


Fig.5.1 Diagrama a bloques de un receptor PSK basado en un PLL con ayuda de datos.

señales  $E_s$  y  $E_{LO}$  son combinadas e inciden sobre el fotodetector. La señal óptica en el fotodetector es:

$$E = E_s + E_{LO} \quad (5.1.3)$$

La corriente de salida del fotodetector  $i$  contiene cuatro componentes: a) la corriente de directa debida a  $E_s$ ; b) la corriente de directa debida a  $E_{LO}$ ; c) la corriente de ruido; y d) la corriente de frecuencia intermedia (f.i.) a la frecuencia:

$$\omega_{if} = \omega_s - \omega_{LO} \quad (5.1.4)$$

Dado que las componentes de corriente directa son eliminadas por el circuito con acoplamiento de corriente alterna (ver fig.5.1), el voltaje generado a la salida del amplificador de f.i. (suponiendo  $\omega_s \gg \omega_{LO}$ ) es:

$$V_A(t) = 2G_A R r \sqrt{P_s P_{LO}} \cos(\omega_{if} t + \phi_s - \phi_{NLO}) + n(t) \quad (5.1.5)$$

donde  $G_A$  es la ganancia del amplificador de f.i.,  $R$  [A/W] es la responsividad del detector,  $r(\Omega)$  es el valor de la impedancia de carga a la frecuencia  $\omega_{if}$ , y  $n(t)$  es el proceso de ruido cuántico amplificado; se supone una operación limitada por el ruido cuántico.

Además del oscilador láser, el receptor incorpora también un oscilador controlado por voltaje (VCO) electrónico de f.i. cuya salida es:

$$V_{vco}(t) = A_{vco} \cos(\omega_{if} t + \phi_{vco}) \quad (5.1.6)$$

donde  $A_{vco}$  y  $\phi_{vco}$  son la amplitud y la fase del VCO respectivamente. La fase del VCO depende del voltaje de control  $V_c(t)$  [5.2, 5.3]:

$$\phi_{vco}(t) = G_{vco} \int_{-\infty}^t V_c(t) dt \quad (5.1.7)$$

donde  $G_{vco}$  [rad/(Volts-seg.)] es la ganancia del VCO. La salida del defasador (ver fig.5.1) es:

$$V_{ps}(t) = -A_{vco} \sin(\omega_{if} t + \phi_{vco}) \quad (5.1.8)$$

Entonces las señales de salida de los filtros paso bajas son (ver fig.5.11):

$$V_{1F}(t) = A_S \cos(\phi_s - \phi_{NLO} - \phi_{vco}) + n_{1F}(t) \quad (5.1.9)$$

$$V_{2F}(t) = A_S \sin(\phi_s - \phi_{NLO} - \phi_{vco}) + n_{2F}(t) \quad (5.1.10)$$

En (5.1.9) y (5.1.10),  $A_S$  es la amplitud de la señal, y  $n_{1f}(t)$  y  $n_{2f}(t)$  son las versiones filtradas de  $n_1(t)$  y  $n_2(t)$ , respectivamente, definidas por las siguientes expresiones:

$$n_1(t) \equiv n(t) A_{vco} G_M \cos(\omega_c t + \phi_{vco}) \quad (5.1.11)$$

$$n_2(t) \equiv -n(t) A_{vco} G_M \sin(\omega_c t + \phi_{vco}) \quad (5.1.12)$$

donde  $G_M$  (1/volts) es la ganancia del multiplicador. La amplitud de la señal  $A_S$  (V) está dada por la expresión siguiente:

$$A_s \equiv G_M R r \sqrt{P_r P_{LO}} A_{vco} G_A \quad (5.1.13)$$

Si se usa el formato de modulación PSK en el transmisor entonces la fase  $\phi_s$  de la señal recibida está dada por la siguiente expresión:

$$\phi_s = \phi_d(t) + \phi_{NT}(t) \quad (5.1.14)$$

donde  $\phi_{NT}(t)$  es el ruido de fase del láser transmisor, y  $\phi_d(t)$  depende de los datos  $d$  que están siendo transmitidos:

$$\phi_d(t) = \begin{cases} 0 & ; \text{ si } d=1 \\ \pi & ; \text{ si } d=-1 \end{cases} \quad (5.1.15)$$

donde  $d = -1$  o  $1$  dependiendo del bit transmitido. Sustituyendo (5.1.14) y (5.1.15) en (5.1.9) y (5.1.10), se obtiene después de transformaciones:

$$V_{1F} = A_d \cos[\phi_N(t) - \phi_{LCO}(t)] + n_{1F}(t) \quad (5.1.16)$$

$$V_{2F} = A_d \sin[\phi_N(t) - \phi_{LCO}(t)] + n_{2F}(t) \quad (5.1.17)$$

donde  $\phi_n(t)$  es el ruido de fase total:

$$\phi_N(t) = \phi_{N1}(t) - \phi_{N10}(t) \quad (5.1.18)$$

Regresando a la fig. 5.1 se tiene que la señal de salida del detector de datos  $\hat{dT}$  es el estimado de los datos  $d$  retrasados un bit, por lo tanto el subíndice  $T$  donde  $T$  es la duración de bit. Para compensar este retardo se usa una línea de retardo en el brazo de encadenamiento de fase del receptor; el tiempo de retardo de esta línea debe ser igual a la duración de bit  $T$ . En los sistemas prácticos la probabilidad de error es mucho menor que  $1$ , de tal forma que  $\hat{dT} = dT$  con probabilidad cercana a  $1$ . Por lo tanto la salida del multiplicador es:

$$m(t) = \hat{d}_T V_{2F}(t-T) \approx d_T V_{2F}(t-T) \quad (5.1.19)$$

Sustituyendo (5.1.17) en (5.1.19), obtenemos:

$$m(t) = A_d \sin[\phi_N(t-T) - \phi_{LCO}(t-T)] + n_{2F}(t-T) d_T \quad (5.1.20)$$

donde hemos usado el hecho de que  $d_T^2 = d^2 = 1$ . La señal  $m(t)$  es procesada por el filtro de lazo (ver fig. 5.1), y es usada entonces para controlar el VCO electrónico. La discusión anterior y las ecs. (5.1.16)-(5.1.20) indican que el desempeño del sistema es afectado por los ruidos  $n_{1F}(t)$  y  $n_{2F}(t)$  (ambos términos son debidos al ruido cuántico  $n(t)$ -veáanse las ecs. (5.1.11) y (5.1.12)), y por el ruido de fase  $\phi_n(t)$ , por lo tanto a continuación enunciaremos los distintos ruidos y su repercusión sobre el sistema.

## 5.2.- Ruidos del receptor y sus propiedades.

### 5.2.1.- Ruido de fase $\phi_n(t)$ .

Crea un error de fase entre la señal de f.i. y la señal del VCO electrónico (véase ec. (5.1.16)). A menos que sea cancelado por el PLL, el ruido de fase puede causar errores adicionales en la cadena de datos de salida.

La densidad espectral de potencia (DEP) del ruido de fase característico de un láser semiconductor operando en el régimen cuántico muy por encima del umbral de emisión estimulada es: [5.4, 5.5-5.9]

$$S_{\phi n}(f) = \frac{2\Delta\nu}{\pi f^2} 0.5 f \cdot x \quad (5.2.1)$$

donde  $S_{\phi n}(f)$  [rad<sup>2</sup>/Hz] es la densidad unilateral DEP del ruido de fase  $\phi_n(t)$ , y  $\Delta\nu$  es el ancho de línea del láser (FWHM). El factor 2 en (5.2.1) se deriva del hecho que  $\phi_n(t)$  es generado por dos ruidos de fase independientes (el transmisor y el oscilador local), así como por (5.1.18). La forma de la densidad espectral de potencia dada por (5.2.1) implica una forma de línea del láser de tipo Lorentziana [5.4, 5.5-5.9]. Notamos que aunque la forma de línea Lorentziana ha sido observada experimentalmente [5.5]  $S_{\phi n}(f)$  puede ser diferente de (5.2.1) en dos aspectos [5.4, 5.6-5.9]: primero, el ruido de "parpadeo" (flicker) a bajas frecuencias; y en segundo lugar un pico a la frecuencia de resonancia de la cavidad del láser, la cual es típicamente de varios (1-10) GHz. El impacto del ruido de parpadeo es discutido y analizado más adelante. En general, la frecuencia de resonancia del láser está bastante arriba del ancho de banda del sistema. Así (5.2.1) es aceptada como un modelo válido en la mayor parte del análisis siguiente. El impacto de  $\phi_n(t)$  con la DEP (5.2.1) es discutido y analizado también más adelante. Finalmente notamos que el ruido de fase con una DEP como en (5.2.1) corresponde al ruido de frecuencia blanco [5.4, 5.5-5.9, 5.11, 5.12].

### 5.2.2.- Ruido cuántico $n(t)$ .

Contamina la señal de salida del amplificador de f.i.  $V_a(t)$  así como por (5.1.5). La DEP de  $n(t)$  está dada por la expresión sig. [5.14]:

$$S_{sN} = G^2 A_q R P_{LO} r^2: f_L < |f| < f_H \quad (5.2.2)$$

donde  $S_{sN}(f)$  [V<sup>2</sup>/Hz] es la DEP doble lateral del ruido cuántico  $n(t)$ ,  $q$  [C] es la carga del electrón, y  $f_L$  y  $f_H$  son las frecuencias de corte del amplificador de f.i. El

ruido cuántico  $n(t)$  genera dos procesos de ruido- $n1f(t)$  y  $n2f(t)$ . Tanto  $n1f(t)$  como  $n2f(t)$  tienen la misma densidad espectral de potencia la cual está dada por la expresión siguiente:

$$S_{n1f}(f) = W \cdot 0.5 \cdot f \cdot B_{1PF} \quad (5.2.2.2)$$

$$S_{n2f}(f) = 0.5B_{2f} \cdot B_{1PF} \cdot f \cdot B_{1PF} \quad (5.2.2.3.a)$$

$$W = qRP_{Lo}^2 A_{1c}^2 C_{1M}^2 \sigma_{1c}^2 \quad (5.2.2.3.b)$$

y donde  $S_f(f)$  [V<sup>2</sup>/Hz] es la DEP de  $n1f(t)$  y de  $n2f(t)$ . Tanto  $n1f(t)$  como  $n2f(t)$  afectan el desempeño del receptor de la manera siguiente.

El primer ruido  $n1f(t)$  se agrega directamente a la señal de datos (véase la ec. 5.16), y causa errores en la cadena de datos de salida. El impacto de  $n1f(t)$  en el desempeño del receptor está bien entendido; se sabe que la tasa de error debida al ruido  $n1f(t)$  es [5.14]:

$$BER = Q\left(\sqrt{\frac{2RP_s}{R_b q}}\right) \quad (5.2.2.4)$$

donde  $RCA/W$  es la responsividad del receptor,  $P_s[W]$  es la potencia de la señal recibida,  $R_b$ (bits/segs) es la velocidad de transmisión del sistema,  $q$ (As) es la carga del electrón y  $Q[\cdot]$  es la función  $Q$  definida como:

$$Q(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\beta}^{\infty} \exp\left(-\frac{\lambda^2}{2}\right) d\lambda \quad (5.2.2.5)$$

Debemos enfatizar que (5.2.2.4) no toma en cuenta la degradación adicional del error de fase residual debido al encadenamiento de fase imperfecto. El segundo de los dos ruidos cuánticos  $n2f(t)$  causa un error de fase adicional dado que afecta la operación del PLL, véase las ecs. (5.1.17) y (5.1.20).

Dado que el impacto de  $n1f(t)$  en el desempeño del receptor está bien entendido [5.14], concentraremos nuestros esfuerzos en  $n2f(t)$ , y el ruido de fase  $\phi_n(t)$ . Estos dos ruidos afectan el desempeño del receptor a través de su impacto en el PLL. Así para facilitar el análisis derivaremos un modelo linealizado del PLL.

### 5.3.- Modelo linealizado del PLL.

Para simplificar el análisis, supondremos que el lazo permanece encadenado con un error de fase pequeño:

$$\phi_e \ll \pi \quad (5.3.1)$$

donde

$$\phi_e = \phi_N(t) - \phi_{VCO}(t) \quad (5.3.1.a)$$

entonces (5.1.20) puede ser linealizada usando la aproximación  $\sin x \approx x$ :

$$m(t) = A_s [\phi_N(t-T) - \phi_{in}(t-T)] + X(t) \quad (5.3.2)$$

donde  $A_s(V)$  es la amplitud de señal dada por (5.1.13), y  $X(t)$  está definida como sigue:

$$X(t) = \int_{-\infty}^t m(\tau) d\tau \quad (5.3.3)$$

además, podemos escribir

$$V_c(f) = M(f)F(f) \quad (5.3.4)$$

donde  $F(f)$  es la función de transferencia del filtro de lazo, y  $V_c(f)$  y  $M(f)$  son las transformadas de Fourier del voltaje de control del VCO  $V_c(t)$  y de la señal de salida del multiplicador  $m(t)$ , respectivamente. Tomándolas juntas las ecs. (5.1.7), (5.3.2), (5.3.3) y (5.3.4) describen un modelo linealizado clásico de un PLL con retardo mostrado en la figura 5.2.

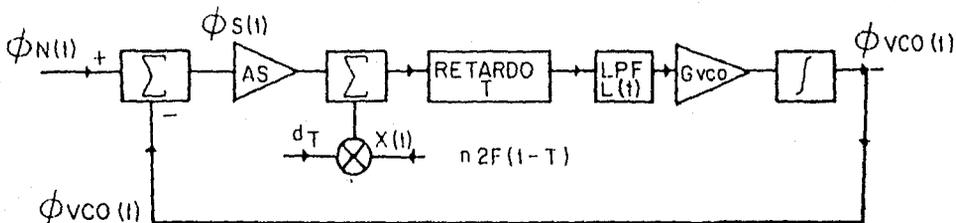


Fig.5.2 Modelo linealizado del PLL con ayuda de datos.

El desempeño del PLL puede ser caracterizado por la varianza del error de fase definido como sigue:

$$\sigma^2 = E\{\phi_e^2(t)\} = E\{\phi_N(t) - \phi_{vco}(t)\}^2 \quad (5.3.5)$$

donde  $\phi_e(t)$  es el error de fase. Dado que el modelo mostrado en la figura 5.2 es lineal, podemos analizar el impacto de los dos ruidos -  $\phi_N(t)$  y  $n2f(t)$  separadamente.

#### 5.4.- Impacto del ruido cuántico en el desempeño del PLL.

Evaluaremos a continuación la varianza del error de fase debido al ruido  $n2f(t)$ , para lo cual usaremos el modelo linealizado desarrollado en el inciso anterior. Como en este inciso sólo estamos interesados en el impacto del ruido cuántico, hacemos:

$$\phi_N(t) = 0 \quad (5.4.1)$$

Entonces (5.3.5) nos da:

$$\sigma_{\phi_N}^2 = E\{\phi_{vco}^2\} \quad (5.4.2)$$

donde el subíndice  $\phi_N$  se utiliza para el ruido cuántico. Evaluemos  $\sigma_{\phi_N}^2$ . Usando técnicas estándar de análisis de sistemas lineales, puede mostrarse que la densidad espectral de  $\phi_{vco}(t)$  debida al ruido cuántico  $n2f(t)$  es:

$$S_{\phi_{vco}}(f) = \frac{H(f)^2 S_z(f)}{A_s^2}, \quad 0 < f < \infty \quad (5.4.3)$$

donde  $S_{vco}(f)$  es la DEP de  $\phi_{vco}(t)$  debida al ruido cuántico  $n2f(t)$ ,  $S_x(f)$  es la DEP de  $X(t)$  (véase la fig. 5.2),  $A_s$  es la amplitud de la señal dada por (5.1.13), y  $H(f)$  es la función de transferencia de lazo cerrado del PLL definida por:

$$H(f) = \frac{\phi_{vco}(f)}{\phi_N(f)} \quad (5.4.4)$$

donde  $\phi_{vco}(f)$  y  $\phi_N(f)$  son las transformadas de Fourier de  $\phi_{vco}(t)$  y  $\phi_N(t)$  respectivamente. Para el lazo considerado  $H(f)$  está dada por:

$$H(f) = \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) \exp(-j2\pi f T)}{1 + G(j2\pi f)^{-1} F(f) \exp(-j2\pi f T)} \quad (5.4.5)$$

donde  $G$  (Hz) es la ganancia de lazo:

$$G \equiv A_s G_{vco} = G_A G_{VCO} A_{VCO} G_M R_{rN} \sqrt{P_s P_{L0}}$$

La varianza del error de fase puede ahora ser evaluada:

$$\sigma_{SN}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_{vco}(f) df = \frac{1}{A_s^2} \int_{-\infty}^{\infty} S_i(f) |H(f)|^2 df \approx \frac{W B_n}{A_s^2} \quad (5.4.6)$$

donde la segunda igualdad es obtenida sustituyendo (5.4.3) y la deducción de la tercera igualdad puede ser consultada en [5.15]. El ancho de banda de ruido del PLL  $B_n$  está definido por:

$$B_n \equiv \int_0^{\infty} H(f)^2 df \quad (5.4.7)$$

Sustituyendo (5.2.2.3b) y (5.1.13) en (5.4.6), obtenemos:

$$\sigma_{SN}^2 = \frac{q B_n}{R P_s} = \frac{B_n}{P_n} \quad (5.4.8)$$

donde

$$P_n \equiv \frac{R P_s}{q} \quad (5.4.8.a)$$

La cantidad  $P_n$  será denominada como la potencia de señal normalizada, la cual es proporcional a la potencia de señal y específica el número de electrones/s de señal liberados del fotodetector. La varianza del error de fase es directamente proporcional al ancho de banda del lazo, de tal forma que el mejor desempeño es obtenido con el mínimo valor

posible  $B_n$  -el cual es cero. En otras palabras, en cuanto a lo concerniente al ruido cuántico, lo mejor que puede hacerse es desconectar completamente el PLL. Por supuesto, no podemos hacer tal cosa debido al ruido de fase, el cual será tratado más adelante.

El valor del ancho de banda de ruido  $B_n$  depende de la estructura del filtro de lazo buscada. La figura 5.3 muestra un filtro simple y popular de primer orden el cual lleva a un PLL de segundo orden. Este filtro tiene buenas características de estabilidad y ruido y es ampliamente usado en la práctica [5.16-5.18].

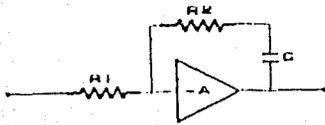


Fig. 5.3 Filtros más usuales en un PLL.

La función de transferencia del filtro es:

$$F(f) = \frac{1}{2\pi f \tau_1} \frac{R_2}{R_1} \quad (5.4.9)$$

$$\tau_1 = R_1 C_1 \quad (5.4.10)$$

Sustituyendo (5.4.9) en (5.4.5), y entonces (5.4.5) en (5.4.7), obtenemos el ancho de banda de ruido del PLL para un filtro particular escogido:

$$B_n = \int_0^{\infty} \frac{1 + (2\eta x)^2}{(1 - x^2 \cos^2 \alpha x)^2 + (2\eta x + x^2 \sin^2 \alpha x)^2} dx \quad (5.4.11)$$

donde  $\alpha$  es el tiempo de retardo normalizado:

$$\alpha = 2\pi T f_n \quad (5.4.12)$$

y  $f_n$  y  $\eta$  son la frecuencia natural del lazo y el coeficiente de amortiguamiento, respectivamente, definidos como sigue [5.12, 5.13] :

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{C_1} \quad (5.4.13)$$

$$\eta = \pi f_n \tau_2 \quad (5.4.14)$$

$$\tau_2 = f_n C_1 \quad (5.4.15)$$

Es conveniente introducir  $B_{no}$  como el valor de  $B_n$  con  $\alpha=0$ . En otras palabras,  $B_{no}$  es el ancho de banda de ruido de un PLL convencional con tiempo de retardo nulo:  $T=0$ . Es sabido [5.12, 5.13] que:

$$B_{no} = \frac{\pi f_n (1 + 4\eta^2)}{4\eta} \quad (5.4.16)$$

Si usamos la expresión (5.4.16) como una aproximación de la expresión más compleja (5.4.11), la inexactitud resultante es:

$$\epsilon = \frac{B_n - B_{no}}{B_n} \quad (5.4.17)$$

Se muestra en [5.9] que, para valores prácticos de parámetros,  $\delta < 4\%$ . Por lo tanto, la expresión (5.4.16) es una buena aproximación de (5.4.11).

### 5.5.- Impacto del ruido de fase en el desempeño del PLL.

Dado que estamos interesados en evaluar el impacto del ruido de fase en el desempeño del PLL hacemos:

$$n_i(t) = 0 \quad (5.5.1)$$

Entonces la varianza del error de fase debido al ruido de fase es [5.12] :

$$\sigma_{PN}^2 = \int_0^{\infty} S_{PN}(f) |1 - H(f)|^2 df \quad (5.5.2)$$

donde el subíndice PN se utiliza para el ruido de fase,  $S_{PN}(f)$ , es la DEP del ruido de fase, y  $H(f)$  es la función de transferencia de lazo cerrado del PLL; para el lazo considerado,  $H(f)$  está dada por (5.4.5). La ecuación (5.5.2) es válida para cualquier forma de DEP del ruido de fase. Nos interesan en particular dos formas de DEP: el ruido blanco que corresponde a la DEP (5.2.1.1), y el ruido de "parpadeo" (flicker).

La DEP del ruido de fase  $\phi_N(t)$  correspondiente al ruido blanco en  $f$  está dada por (5.2.1.1). Sustituyendo (5.2.1.1) en (5.4.5) y (5.5.2), obtenemos:

$$\sigma_{WFN}^2 = \frac{2\Delta\nu}{\pi} \int_0^{\infty} \{f^2 [1 + G(j2\pi f)^{-1} F(f) \exp(-j2\pi fT)]^2\}^{-1} df \quad (5.5.3)$$

donde el subíndice WFN es utilizado para el ruido blanco. La ecuación (5.5.3) es bastante general: es válida para un filtro de lazo arbitrario  $F(f)$ , y para un tiempo de retardo arbitrario  $T$ . Sin embargo, no provee mucha información sobre la operación del lazo. Consideremos por lo tanto el filtro particular de primer orden mostrado en la figura 5.3. Además, suponemos que la duración de bit  $T$  es pequeña comparada con la constante de tiempo del filtro  $\tau_l$  :

$$T \ll \tau_l \quad (5.5.4)$$

Sustituyendo (5.4.9) en (5.5.3) nos da después de varias operaciones:

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \frac{\Delta\nu}{2\eta f_n} \frac{\pi(1+4\eta^2)\Delta\nu}{8\eta^2 B_n} \quad (5.5.5)$$

La ecuación (5.5.5) muestra que la varianza del error de fase debido al ruido de fase es directamente proporcional al ancho de banda del lazo. Es interesante comparar este resultado con (5.4.8) que nos da la varianza del error de fase debido al ruido cuántico. Cuando  $B_n$  se incrementa  $\sigma_{\Delta\phi}^2$  decrece pero  $\sigma_{\Delta\phi}^2$  se incrementa. Existe por lo tanto un compromiso entre  $\sigma_{\Delta\phi}^2$  y  $\sigma_{\Delta\phi}^2$ , y a un cierto valor de  $B_n$ , la varianza del error de fase total será mínima.

La ecuación (5.5.5) permite evaluar el ancho de banda de ruido de lazo necesario  $B_n$ :

$$B_n = \frac{\pi(1+4\eta^2)\Delta\nu}{8\eta^2\sigma_{\Delta\phi}^2} \quad (5.5.6)$$

Por ejemplo, si  $\sigma_{\Delta\phi} = 0.1$  rad y  $\eta = 0.7$ , entonces (5.52) nos da:

$$B_n \approx 237\Delta\nu \quad (5.5.7)$$

Así, el ancho de banda del lazo debe ser sustancialmente más grande que el ancho de línea del láser para una adecuada sincronización de fase.

La DEP del ruido de fase  $\phi_N(t)$  debida al ruido de "parpadeo" es [5.12] :

$$S_{FN}(f) = \frac{K a}{f^2} \cdot 0 \cdot f \cdot \infty \quad (5.5.8)$$

donde el subíndice FN se refiere a ruido de parpadeo, y  $ka$  es la medida de la intensidad del ruido de parpadeo. En general, la varianza del error de fase debido al ruido de parpadeo puede ser hallada usando (5.5.3). Una expresión cerrada puede ser obtenida para el filtro de primer orden mostrado en la figura 5.3 si  $\eta = 0.7071$  y  $T \ll \tau_1$ ; en

este caso:

$$\sigma_{fN}^2 = \frac{8.71Ka}{P_n} \quad (5.5.9)$$

Entonces el valor máximo permitido de Ka es :

$$Ka = \frac{\sigma_{fN}^2 B_n}{8.71} = 0.0011 B_n \quad (5.5.10)$$

$$\sigma_{fN} = 0.1 \text{ rad}$$

### 5.6.-Desempeño del sistema completo.

La varianza del error de fase total es obtenida sumando (5.4.8), (5.5.5) y (5.5.9):

$$\sigma^2 = \sigma_{SN}^2 + \sigma_{WFN}^2 + \sigma_{fN}^2 \quad (5.6.1)$$

Si la contribución del ruido de parpadeo es pequeña, entonces (5.6.1) nos da:

$$\sigma^2 \approx \sigma_{SN}^2 + \sigma_{WFN}^2 = \frac{\Delta\nu B_n}{P_n \Delta\nu} + \frac{\pi(1+4\eta^2)\Delta\nu}{8\eta^2 B_n} \quad (5.6.2)$$

La segunda línea de (5.6.2) es válida sólo para lazos de segundo orden con  $\tau_1 \gg T$ ; es obtenida sustituyendo (5.4.8) en (5.5.5). Para un filtro de lazo arbitrario, (5.5.2) debe ser usada para la contribución del ruido de fase.

La figura 5.4 muestra la desviación estándar del error de fase  $\sigma$  contra  $B_n/\Delta\nu$  para varios valores fijos de la relación potencia a ancho de línea  $PLR = P_n/\Delta\nu$ ; el caso de  $\eta = 0.7$  es ilustrado. Una inspección de la figura 5.4 nos muestra que para un ancho de banda de lazo pequeño,  $\sigma$  es grande e independiente de la potencia de señal dado que el error de fase es dominado por el ruido de fase. Para un ancho de banda de lazo grande,  $\sigma$  es dominada por el ruido cuántico y es también grande. Hay un valor óptimo de  $B_n$  que minimiza  $\sigma$  para valores dados de  $\Delta\nu, P_n$ , y  $\eta$ .

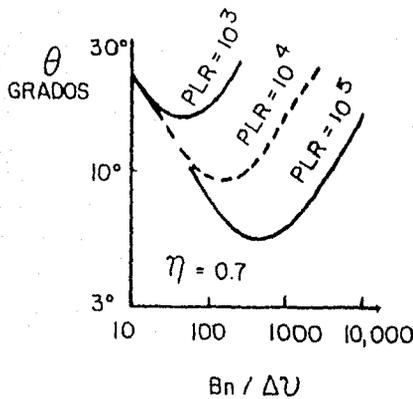


Fig.5.4 Desviación estándar del error de fase  $\sigma$  (grados) contra el ancho de banda de lazo normalizado  $B_n/\Delta\nu$  para varios valores de la relación potencia a ancho de línea  $PLR = P_n/\Delta\nu$ .

### 5.7.- Diseño del lazo óptimo.

Primero, evaluemos el ancho de banda de lazo óptimo. El valor óptimo de  $B_n$  puede ser hallado tomando la primera derivada de  $\sigma$  con respecto a  $B_n$ , igualándola a cero, y resolviendo la ecuación resultante. Si el ruido de parpadeo es pequeño, entonces  $\sigma$  para lazos de segundo orden con  $\eta = 0.7$  está dada por la expresión (5.6.2), y el procedimiento mencionado antes nos lleva a:

$$B_{n, \text{opt}} = \sqrt{\frac{2\pi\Delta\nu(1 + \frac{1}{4\eta^2})}{P_n}} \quad (5.7.1)$$

Sustituyendo (5.7.1) en (5.6.2), obtenemos la mínima varianza del error de fase posible con el PLL investigado y  $\eta$  arbitraria:

$$\sigma_{\text{min}}^2 = \sqrt{\frac{2\pi\Delta\nu(1 + \frac{1}{4\eta^2})}{P_n}} \quad (5.7.2)$$

La ecuación (5.7.2) muestra que, en lo referente al error de fase rms, la mejor elección para el factor de amortiguamiento es  $\eta \rightarrow \infty$  (por supuesto, esto es no realista), y el correspondiente mínimo valor de  $\sigma$  es:

$$\sigma_{\text{min}}^2 = \sqrt{\frac{2\pi\Delta\nu}{P_n}}; \text{ si } \eta \rightarrow \infty \quad (5.7.3)$$

En un diseño de lazo práctico, la varianza del error de fase (de estado estable) no es la única consideración. El comportamiento de adquisición y sincronización deben ser considerados; el último es caracterizado frecuentemente por la respuesta del lazo a varias señales de prueba, tales como un escalón de fase, escalón de frecuencia, y rampa de frecuencia. Estos tópicos son analizados en detalle en varios libros [5.12, 5.13, 5.19, 5.20] con los resultados siguientes [5.13, pp.143] : "No hay un lazo óptimo único, ni tampoco hay un procedimiento de optimización único". A pesar de todo, ciertos diseños de lazos son más populares que otros. Lazos de segundo orden con  $\eta = 0.7$  son particularmente populares [5.12, 5.13, 5.19, 5.20]. Una razón es que para  $\eta = 0.7$ , la respuesta del lazo a un escalón de frecuencia cae más rápido [5.20, pp.49]. Si el factor de amortiguamiento es seleccionado igual a 0.7, entonces (5.7.1) y (5.7.3) nos dan, respectivamente:

$$B_{\text{opt}} = \sqrt{0.75\pi P_n \Delta\nu}; \text{ si } \eta = 0.7 \quad (5.7.4)$$

$$\sigma_{\text{min}}^2 = \sqrt{\frac{3\pi \Delta\nu}{P_n}}; \text{ si } \eta = 0.7 \quad (5.7.5)$$

Una comparación de (5.7.5) con (5.7.3) muestra que la selección de  $\eta = 0.7$  en lugar del valor óptimo (en el sentido de la mínima  $\sigma$ )  $\eta \rightarrow \infty$  lleva a una penalización de potencia de 1.76 dB. Ahora evaluemos los requerimientos de potencia del PLL. La potencia necesitada depende del error de fase permitido. Los receptores PSK binarios incurrir en una penalización de potencia de aproximadamente 0.5 dB si el error de fase rms  $\sigma = 10$  grados = 0.175 rads [5.15]. Se sigue de (5.7.2), (5.7.3) y (5.7.5) que el valor de  $P_n$  necesitado para obtener  $\sigma = 10$  grados es:

$$P_n = 6771 \Delta\nu \left(1 + \frac{1}{4\eta^2}\right) \eta \quad (5.7.6)$$

$$P_n > 6771 \Delta\nu; \eta \rightarrow \infty \quad (5.7.7)$$

$$P_n > 10157 \Delta\nu; \eta = 0.7 \quad (5.7.8)$$

Así, para un encadenamiento de fase confiable ( $\sigma = 10$  grados), los lazos heterodinos de segundo orden requieren la potencia de señal normalizada de al menos 6771 electrones/s por cada Hert de ancho de línea del láser. Este número corresponde al límite  $\eta \rightarrow \infty$ ; si  $\eta = 0.7$ , entonces la potencia normalizada requerida es alrededor de 10000 electrones/s por Hert de ancho de línea del láser. Si el detector tiene una eficiencia cuántica de  $\lambda = 1.5$  micrómetros, los números mencionados anteriormente dan 0.9 pW/kHz (para  $\eta \rightarrow \infty$ ) y 1.35 pW/kHz (para  $\eta = 0.7$ ), respectivamente. Nótese que el ancho de banda de lazo requerido es también demasiado grande. Sustituyendo (5.66a) en (5.7.4) nos da:

$$B_n \geq 103 \left(1 + \frac{1}{4\eta^2}\right) \Delta\nu; \eta \quad (5.7.9)$$

$$B_n > 103 \Delta\nu; \eta \rightarrow \infty \quad (5.7.10)$$

$$B_n > 155 \Delta\nu; \eta = 0.7 \quad (5.7.11)$$

### 5.8.- Requerimientos del ancho de línea del láser.

La figura 5.5 muestra la potencia normalizada  $P_n$  necesitada para obtener  $\sigma=10$  grados contra  $\Delta\nu$  para el PLL de segundo orden (computada usando (5.7.7) y (5.7.8)). Se indica también en la fig.5.5 los niveles de potencia necesitados para un receptor de datos cercano al límite cuántico con  $BER=10^{-4}$ ; las intersecciones de estos niveles de potencia con las curvas de desempeño del PLL dan una idea acerca del ancho de línea del láser necesitado para receptores heterodinos. Más precisamente, el ancho de línea de láser puede ser evaluado como sigue. La potencia de señal normalizada necesitada para lograr una BER preseleccionada es, de (5.2.2.4) y (5.38a):

$$P_n = 0.5 R_b [Q^{-1}(BER)]^2 \quad (5.8.1)$$

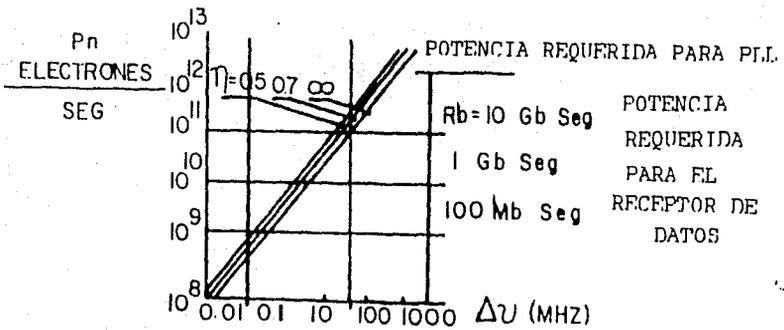


Fig.5.5 Potencia normalizada  $P_n$  necesaria para obtener  $\sigma=10$  grados contra  $\Delta\nu$  para un PLL de segundo orden.

La ecuación (5.8.1) no toma en cuenta la degradación adicional del error de fase residual debida al encadenamiento de fase imperfecto. Diseñemos el receptor para operar con  $\sigma=10$  grados. Esto corresponde a la penalización de potencia de 0.5 dB. Por lo tanto, (5.8.1) tiene que ser modificada como sigue:

$$P_n = (1.122)0.5R_b Q^{-1}(BER)^2 \quad (5.8.2)$$

donde el coeficiente 1.122 refleja la penalización de potencia de 0.5 dB debida al encadenamiento de fase imperfecto. Combinando (5.7.6) con (5.8.2) y resolviendo para  $\Delta\nu$ , obtenemos:

$$\Delta\nu \leq 8.3 \times 10^{-5} R_b Q^{-1}(BER)^2 \left(1 + \frac{1}{4\eta^2}\right)^{-1} \quad (5.8.3)$$

Para  $BER=10^{-1}$  y  $\eta=0.7$  (5.8.3) da:

$$\Delta\nu \leq 2.26 \times 10^{-3} R_b \quad (5.8.4)$$

Para  $R_b=100$  Mbits/s, (5.8.4) da  $\Delta\nu < 226$  kHz. Anchos de línea como este o mejores han sido demostrados con láseres con cavidades externas de laboratorio [5.21, 5.16, 5.17].

## REFERENCIAS DEL CAPITULO 5

5.1.-K.Kikuchi,T.Okoshi,M.Nagamatsu,N.Henmi,"Degradation of bit-error rate in coherent optical communications due to spectral spread of the transmitter and the local oscillator",J.Lightwave Techn.,Vol.LT-2,No.6,December 1984.

5.2.-F.M.Gardner,"Phaselock Techniques",John Wiley and Sons,2nd.Edition,New York 1979.

5.3.-Ronald E.Best,"Phase-Locked Loops,Theory,Design,and Applications",McGraw-Hill Book Company,U.S.A.,1984.

5.4.-M.Tamburrini,P.Spano,S.Piazzola,"Influence of semiconductor-laser phase noise on coherent optical communication systems",Opt.Lett.,Vol.8,No.3,March 1983.

5.5.-S.Saito,Y.Yamamoto,"Direct observation of Lorentzian lineshape of semiconductor laser and linewidth reduction with external grating feedback",Electron.Lett.,Vol.17,No.9,April 1981.

5.6.-L.L.Jeromin,V.W.S.Chan,"Modulation design for heterodyne optical communication systems",Proc.GlobCom,1983.

5.7.-V.W.S.Chan,L.L.Jeromin,J.E.Kaufman,"Heterodyne lasercom systems using GaAs lasers for ISL applications",IEEE Int.Conf.Commun.,ICC-83,(Boston,MA),June 19-22,1983.

5.8.-J.G.Kazovsky,"Impact of laser phase noise on optical heterodyne communication systems",J.Opt.Commun.,Vol.7,No.1,March 1986.

5.9.-L.G.Kazovsky,"Decision-driven phase-locked loop for optical homodyne receivers:Performance analysis and laser linewidth requirements",J.Lightwave Techn.,Vol.LT-3,No.6,December 1985.

5.11.-K.Kikuchi,T.Okoshi,M.Nagamatsu,H.Henmi,"Bit-error rate of PSK heterodyne optical communication systems and its degradation due to spectral spread of transmitter and local

oscillator", Electron. Lett., Vol. 19, No. 11, May 1983.

5.12.-J.J. Spilker Jr., "Digital communications by satellite", Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1977.

5.14.-T. Okoshi, "Recent progress in heterodyne/coherent optical fiber communications", J. Lightwave Techn., Vol. LT-2, No. 4, August 1984.

5.15.-L.G. Kazovsky, "Performance analysis and laser linewidth requirements for optical PSK heterodyne communications systems", J. Lightwave Techn., Vol. LT-4, No. 4, April 1986.

5.16.-R. Wyatt, W.J. Devlin, "10 kHz linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range", Electron. Lett., Vol. 19, no. 3, February 1983.

5.17.-I.D. Henning et al., "Measurements of the linewidth of ridge-guide DFB lasers", Electron. Lett., Vol. 20, No. 21, October 1984.

5.18.-T.P. Lee, C.A. Burrus, D.P. Wilt, "Spectral linewidth of a variable gap C3 laser", OFC/OFS-85, (San Diego, CA), 1985.

5.19.-A.J. Viterbi, "Principles of coherent communications", New York, McGraw-Hill, 1966.

5.20.-R.E. Best, "Phase locked loops, theory, design, and applications", New York, McGraw-Hill, 1984.

5.21.-M.R. Matthews, K.H. Cameron, R. Wyatt, W.J. Devlin, "Packaged frequency-stable tunable 20-kHz linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP external cavity laser", Elect. Lett., Vol. 21, No. 3, January 1985.

## CAPITULO VI EXPERIMENTACION.

En este capítulo se describe el trabajo experimental realizado que comprende: a) un montaje óptico que simula un sistema de transmisión óptico coherente, b) el diseño y realización de un modulador de frecuencia FSK y manejador de modulador acustoóptico (amplificador de potencia que soporte dicha modulación) así como de un demodulador de frecuencia FSK, c) el diseño y realización de un modulador de fase PSK y manejador para el modulador acustoóptico (capaz de soportar la modulación de fase) así como el circuito demodulador de fase PSK. Se presentan resultados en la operación bajo diferentes condiciones, en presencia de modulación digital.

## 6.1.- Montaje Óptico.

En la figura 6.1 se muestra un diagrama a bloques del experimento realizado. En primer lugar tenemos el láser utilizado, cuyo haz es dividido en dos ramas para poder realizar la simulación de dos láseres distintos. El haz que refleja en el espejo 2 juega el papel del oscilador local, mientras que el haz que refleja en el espejo 1 es la señal modulada en fase o frecuencia por los datos. A continuación son mezclados tanto el oscilador local como la señal de datos en el divisor de haz 2. La señal obtenida de esta mezcla incide sobre un fotodetector para obtener así la señal de frecuencia intermedia deseada, la cual es amplificada y demodulada utilizando el demodulador adecuado (de fase o de frecuencia, según sea el caso) para entregar la cadena de datos deseada. La modulación (en fase o en frecuencia) se realiza en primer lugar sobre una portadora eléctrica de 40 Mhz, la cual es utilizada para modular el haz lumínico con ayuda de un modulador acustoóptico. El uso de un amplificador de potencia se hace necesario ya que el cristal acustoóptico requiere alrededor de 1 watt de potencia eléctrica sobre una carga de 50 ohms para operar adecuadamente (además su frecuencia de operación es alrededor de 40 Mhz). Se incluye también en el montaje un atenuador óptico cuya función es simular la atenuación de la señal óptica a lo largo de su trayectoria a través del enlace de comunicaciones. En las figuras 6.2 y 6.3 se muestran fotos del montaje realizado. El láser utilizado es de HeNe polarizado, emitiendo aproximadamente 5 mW a una longitud de onda de 633 nm. El fotodetector consiste en un fotodiodo de avalancha de silicio con diferentes resistencias de carga de acuerdo a la ganancia deseada y el ancho de banda requerido. Los separadores de haz son de tipo prisma y los espejos son de superficie frontal.

62

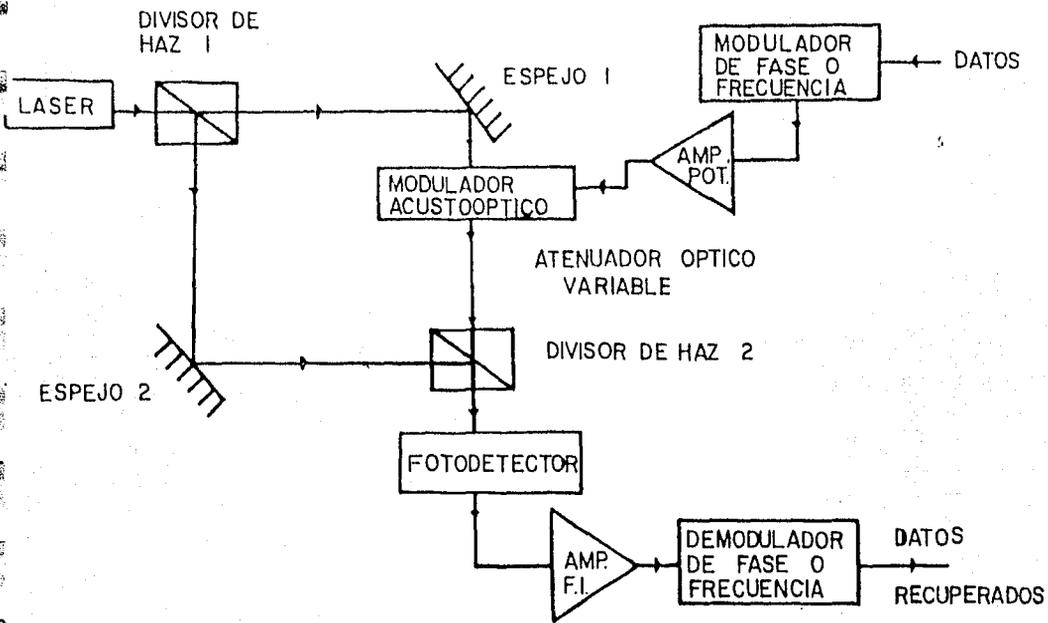


Fig.6.1 Diagrama a bloques del experimento realizado.

6.3

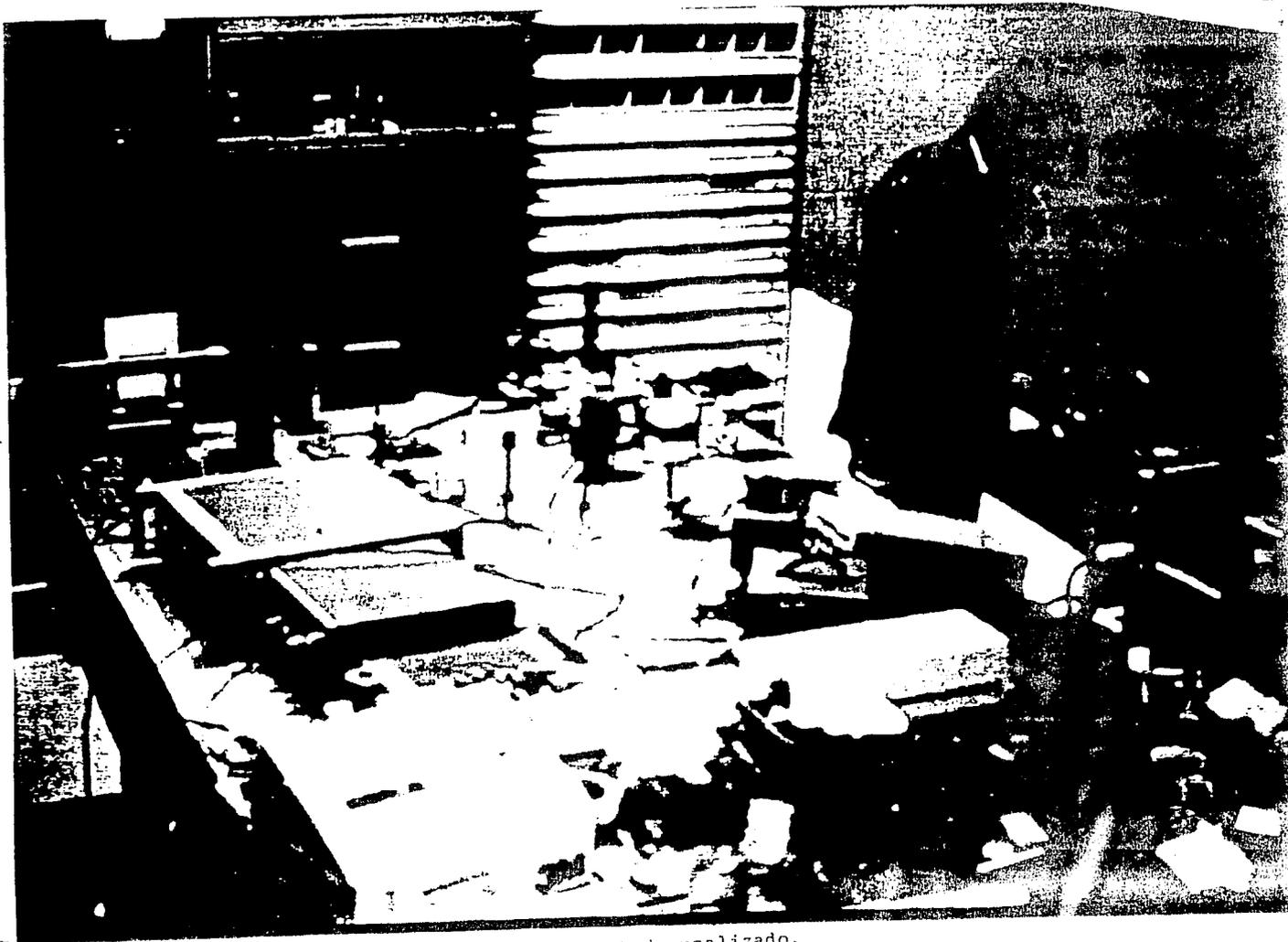
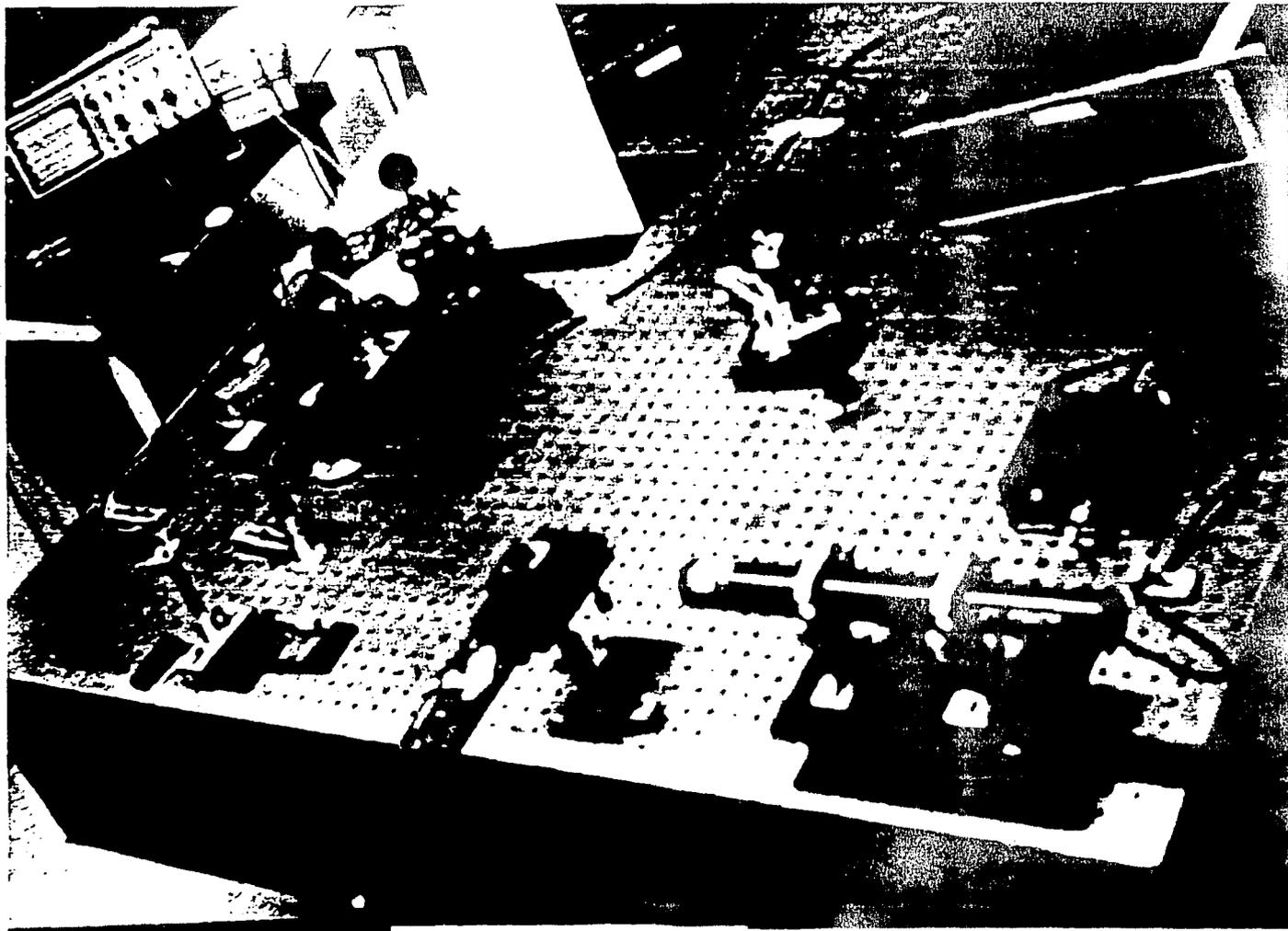


Fig. 6.2 Montaje realizado.



6.2.- Modulación-demodulación  
de fase (BPSK).

Para realizar la modulación bifásica (BPSK) de la portadora óptica usamos un esquema tradicional utilizado en comunicaciones vía satélite [6.1] para modular una portadora eléctrica que será utilizada vía un modulador acustoóptico para generar la modulación bifásica del haz láser deseada. En las figs. 6.4, 6.5 y 6.6 se muestran el diagrama a bloques de dicho modulador, el diagrama eléctrico del mismo, y el circuito realizado respectivamente.

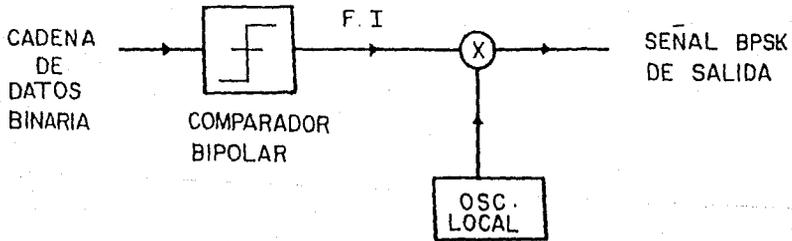
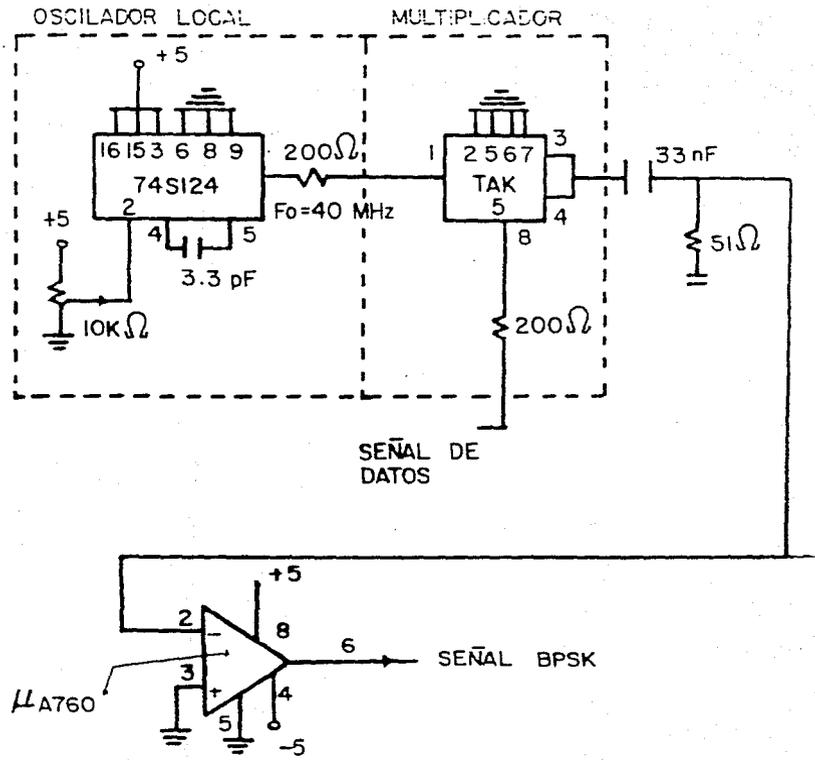


Fig.6.4 Diagrama a bloques de un modulador BPSK.

Fig. 6.5 Diagrama eléctrico del modulador BPSK implantado.



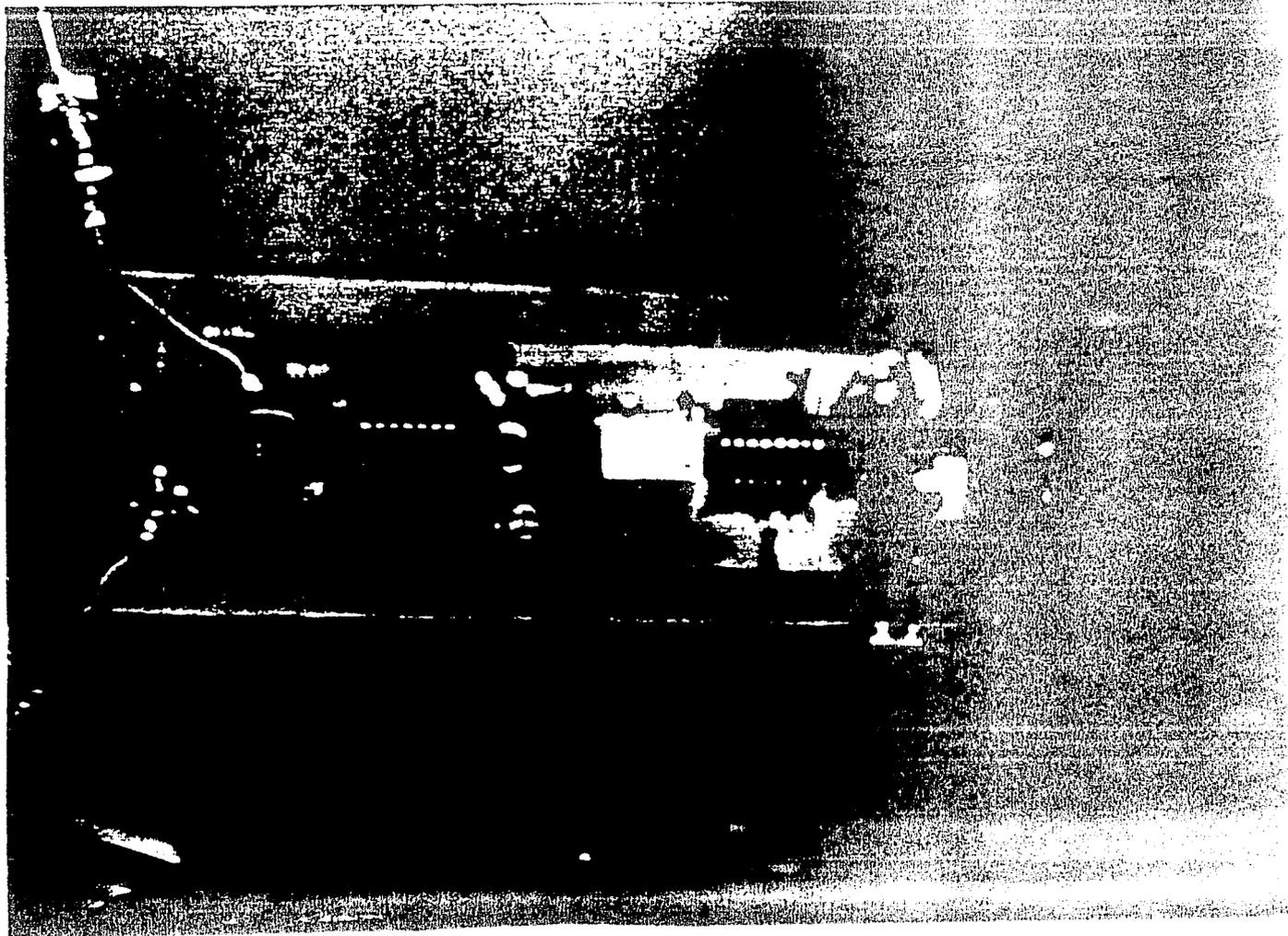


Fig. 1. Method of using the device.

Tanto para la modulación de fase como para la modulación de frecuencia del haz láser utilizando un modulador acustoóptico es necesario a su vez usar un amplificador de potencia. El amplificador de potencia implantado (fig.6.7) se basa en una configuración típica [6.2]. Dicho amplificador fue utilizado para realizar algunas pruebas, sin embargo, fue sustituido más adelante debido a que presentaba problemas de interferencia.

El amplificador de potencia utilizado para el experimento es un equipo adquirido especialmente para el manejo del modulador acustoóptico.

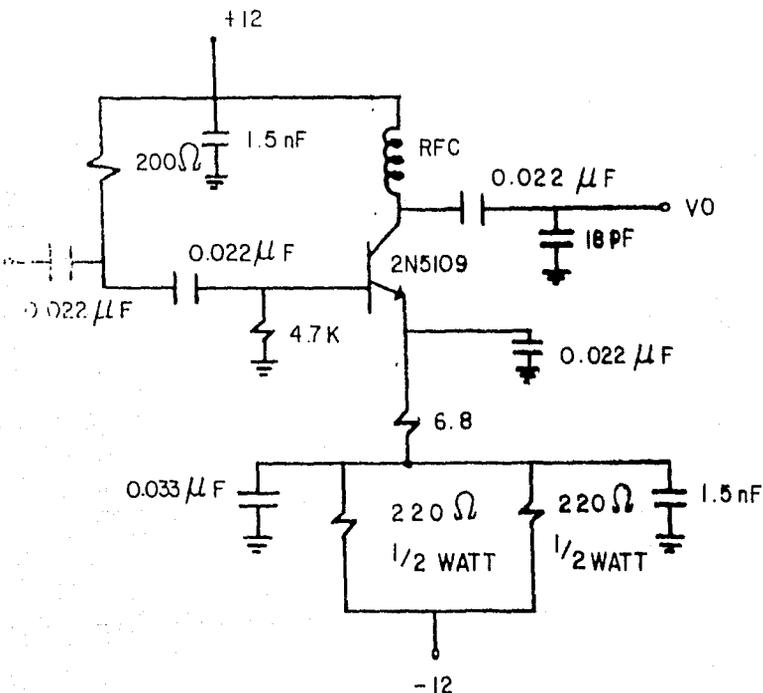


Fig.6.7 Amplificador de potencia implantado.

El circuito demodulador de fase se basa en la utilización de un lazo de Costas y fue diseñado utilizando el método de diseño heurístico mencionado en el inciso 4.2.1. El diagrama eléctrico del lazo de Costas diseñado es mostrado en la fig.6.8.

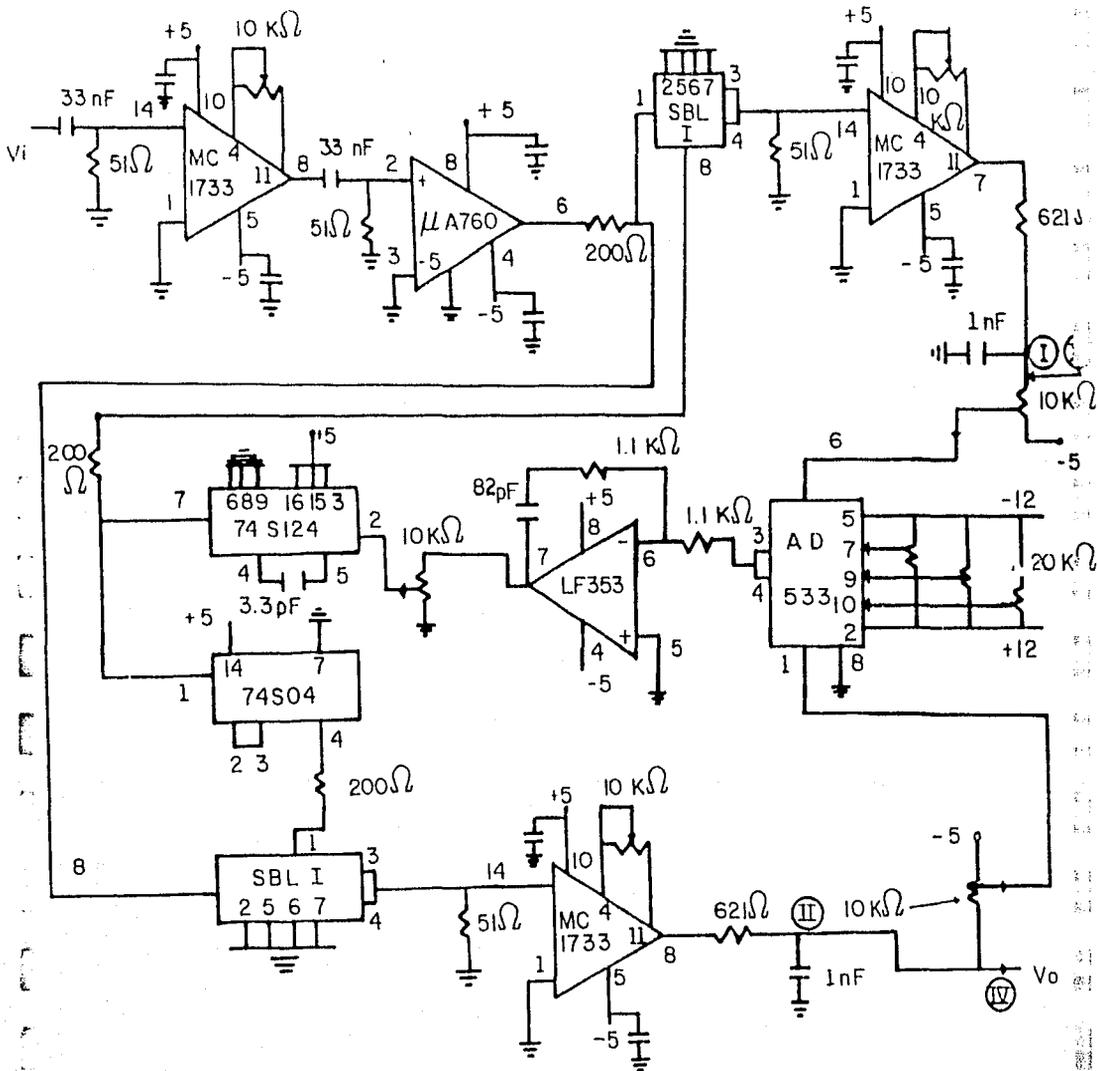


Fig.6.8 Diagrama eléctrico del Lazo de Costas implantado.

6.2

15

El ancho de banda de los filtros de las ramas se fijó para una señal de 256 Kbit/s, dado que esta iba a ser la frecuencia de los datos transmitidos. Se tomó un ancho de banda de 256 kHz y un factor de amortiguamiento de 0.7 para el PLL del lazo. Se escogió una velocidad de 256 kbit/s ya que el ancho de banda del multiplicador AD533 está limitado (alrededor de 750 Khz a plena potencia de señal senoidal). Como puede verse en la figura 6.8 los filtros paso-bajas utilizados en las ramas son simples filtros RC, y por lo tanto, su diseño es inmediato haciendo uso de la conocida ecuación  $f_0 = 1/(2\pi RC)$ . El filtro de lazo del PLL es un filtro paso-bajas de atraso-adelanto activo típico para PLL's de segundo orden, y fue mencionado anteriormente (fig. 4.4.b), así como sus ecuaciones de diseño. Para el diseño del PLL nos basamos en el uso de una fórmula aproximada para el ancho de banda [6.3]:

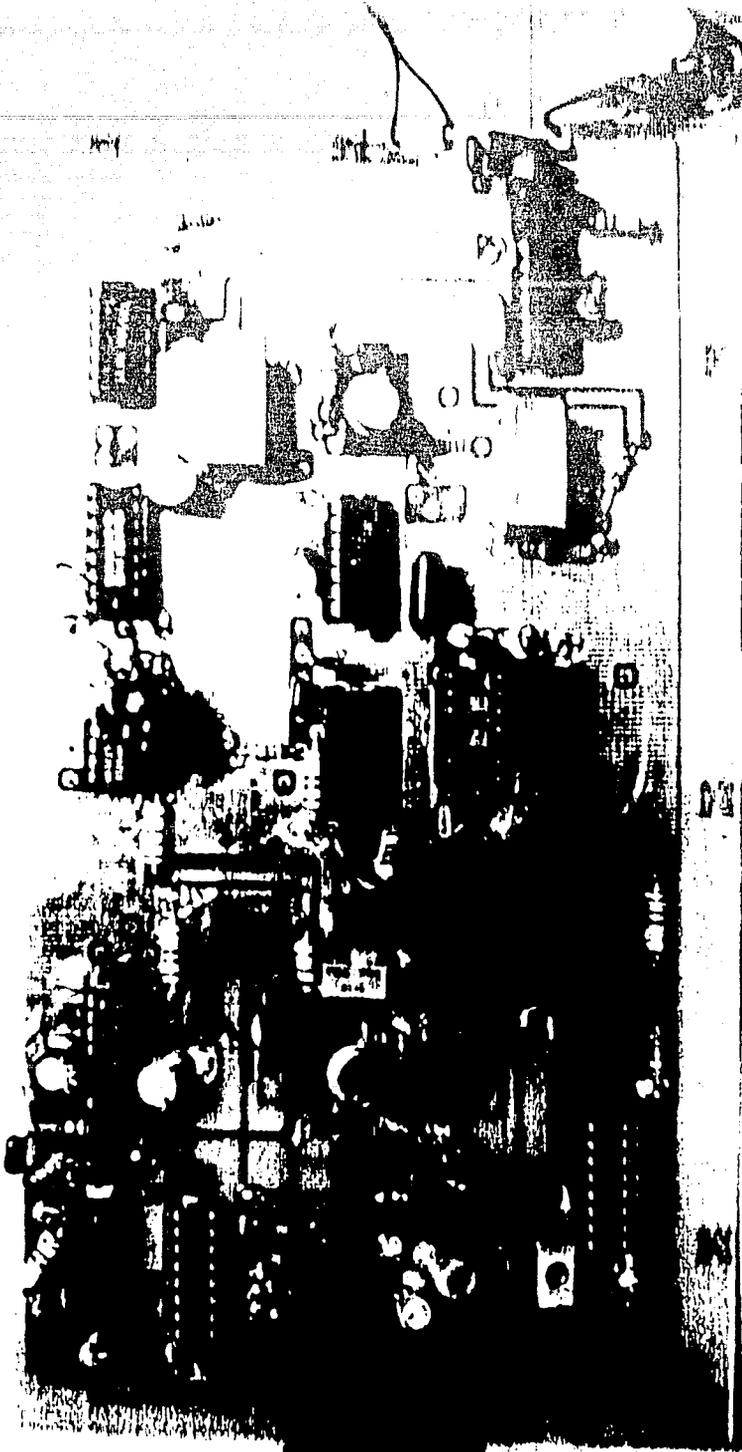
$$BW \approx 2.4 \dots$$

(6.1)

Para elegir el VCO tomamos en cuenta en primer lugar la frecuencia libre de operación (40 Mhz), asimismo nos basamos en experiencias previas con dicha clase de circuitos [6.4, 6.5]. El VCO utilizado es el C.I. de la familia lógica TTL 74S124 cuya frecuencia máxima de operación es 85 Mhz. Los C.I. MC1733 son amplificadores diferenciales de video cuya única función es amplificar la señal entregada por los mezcladores balanceados SBL-I en las ramas del lazo, y de amplificar la señal entregada por el fotodetector para que pueda ser cuadrada por el comparador  $\mu A760$ . El circuito 74S04 es utilizado solamente como una línea de retardo, de tal manera que a 40 Mhz nos entregue una versión defasada 90 grados del VCO. Los mezcladores balanceados SBL-I son circuitos de la compañía Mini Circuits y permiten realizar multiplicación de señales de hasta 500 Mhz típicamente.

En este diseño como en el de los siguientes circuitos se mencionan de una manera muy somera las características más relevantes de los circuitos utilizados, sin embargo, en el apéndice 2 se incluyen algunas hojas de especificaciones para el lector interesado.

En la fig. 6.9 se muestra una foto del circuito implantado, mientras que en las figs. 6.10, 6.11, 6.12, 6.13 y 6.14, se muestran el espectro de la señal de frecuencia intermedia entregada por el fotodetector, el espectro de la modulación bifásica (BPSK) obtenida en el receptor, el oscilograma de la portadora modulada en fase (modulación BPSK), el diagrama de ojo de los datos a la salida del lazo



... de costar...

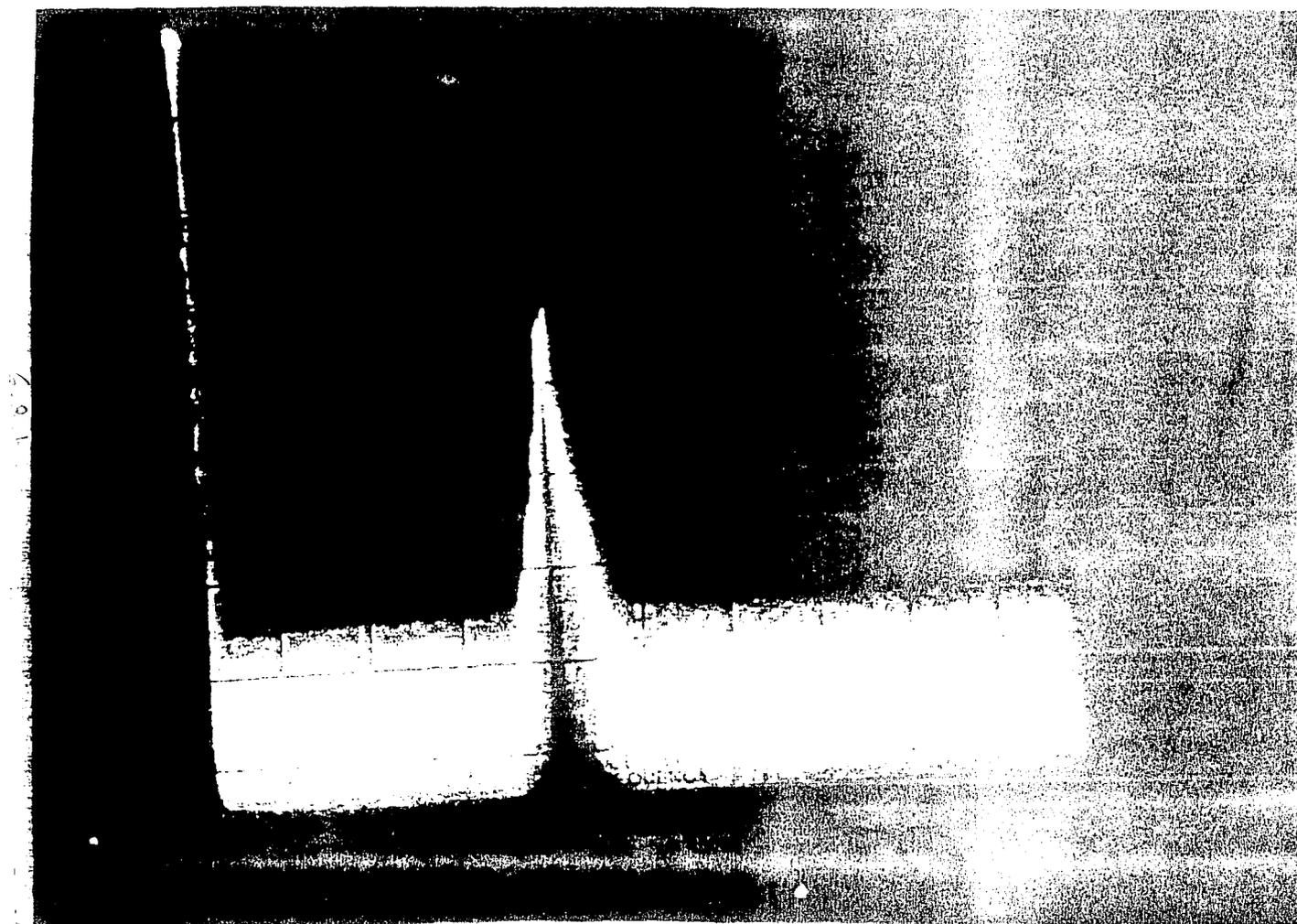


Fig.6.10 Espectro de la señal de f.i. entregada por el receptor.

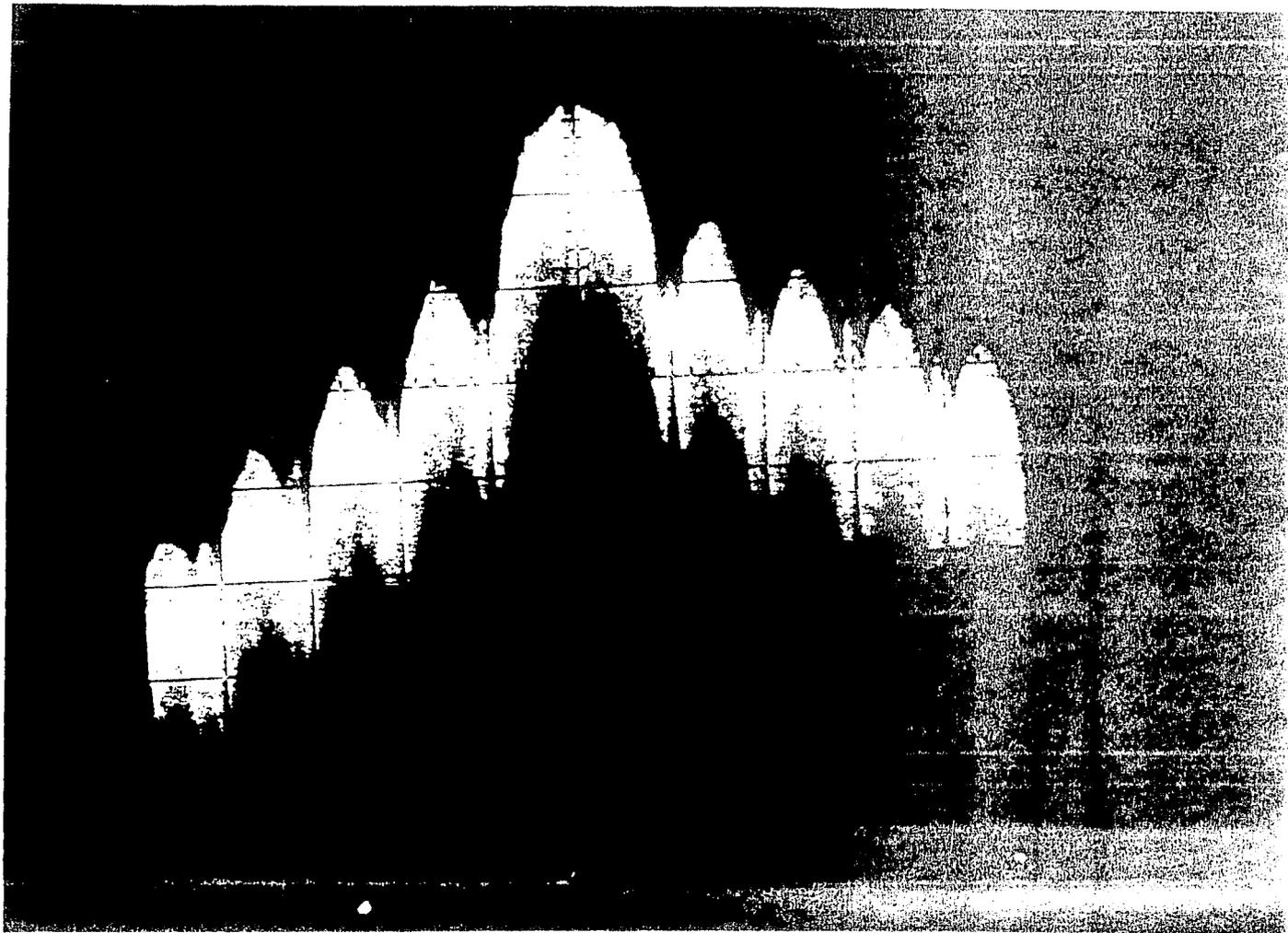


Fig. 1. The entrance of the building. (a) - the entrance of the building.

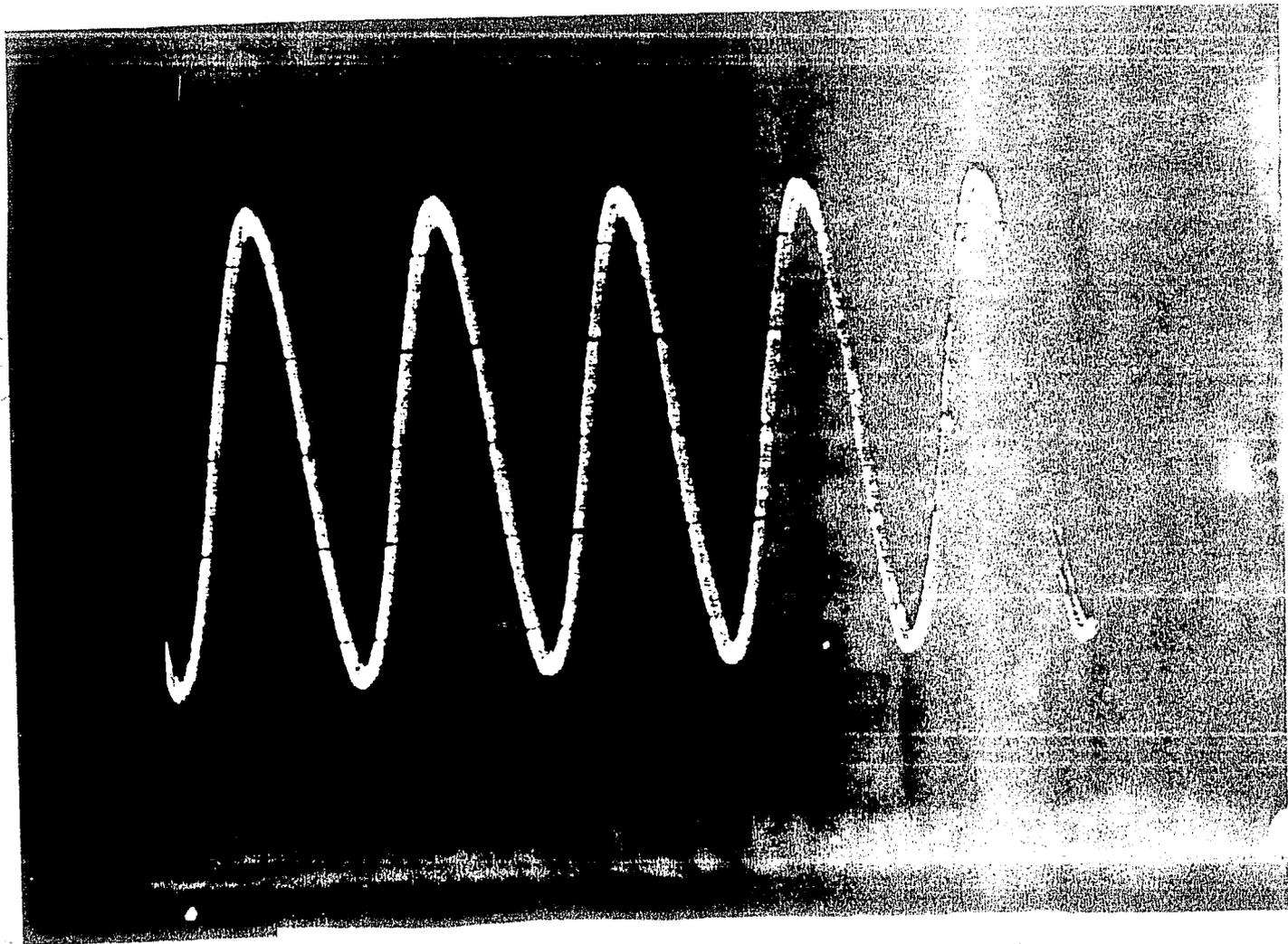


Fig. 1.1. Oscillations of the contact metal in the metal-metal contact.

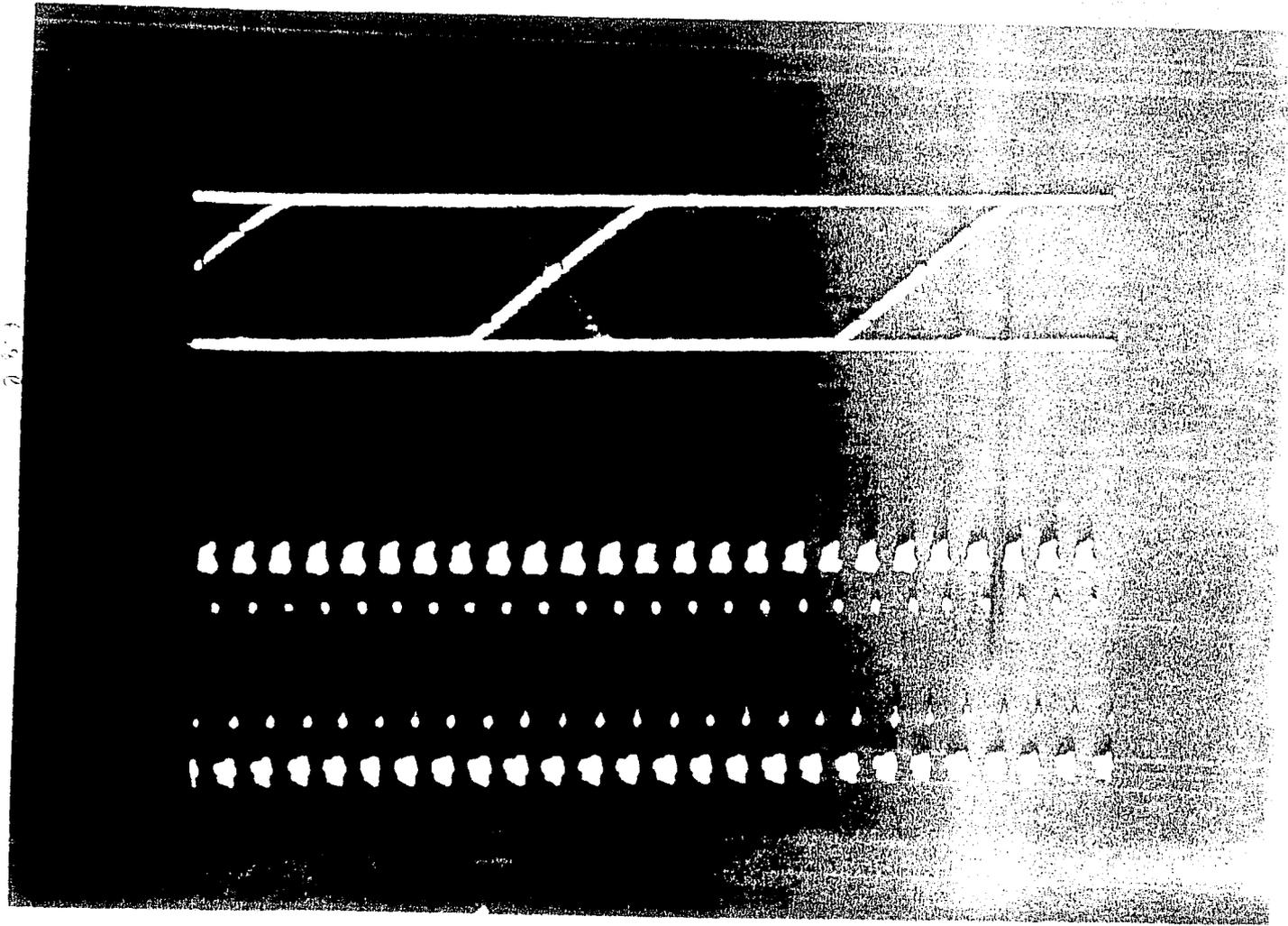


Fig. 1. Diagrama de albe de... (The text is partially obscured and difficult to read due to the image quality.)

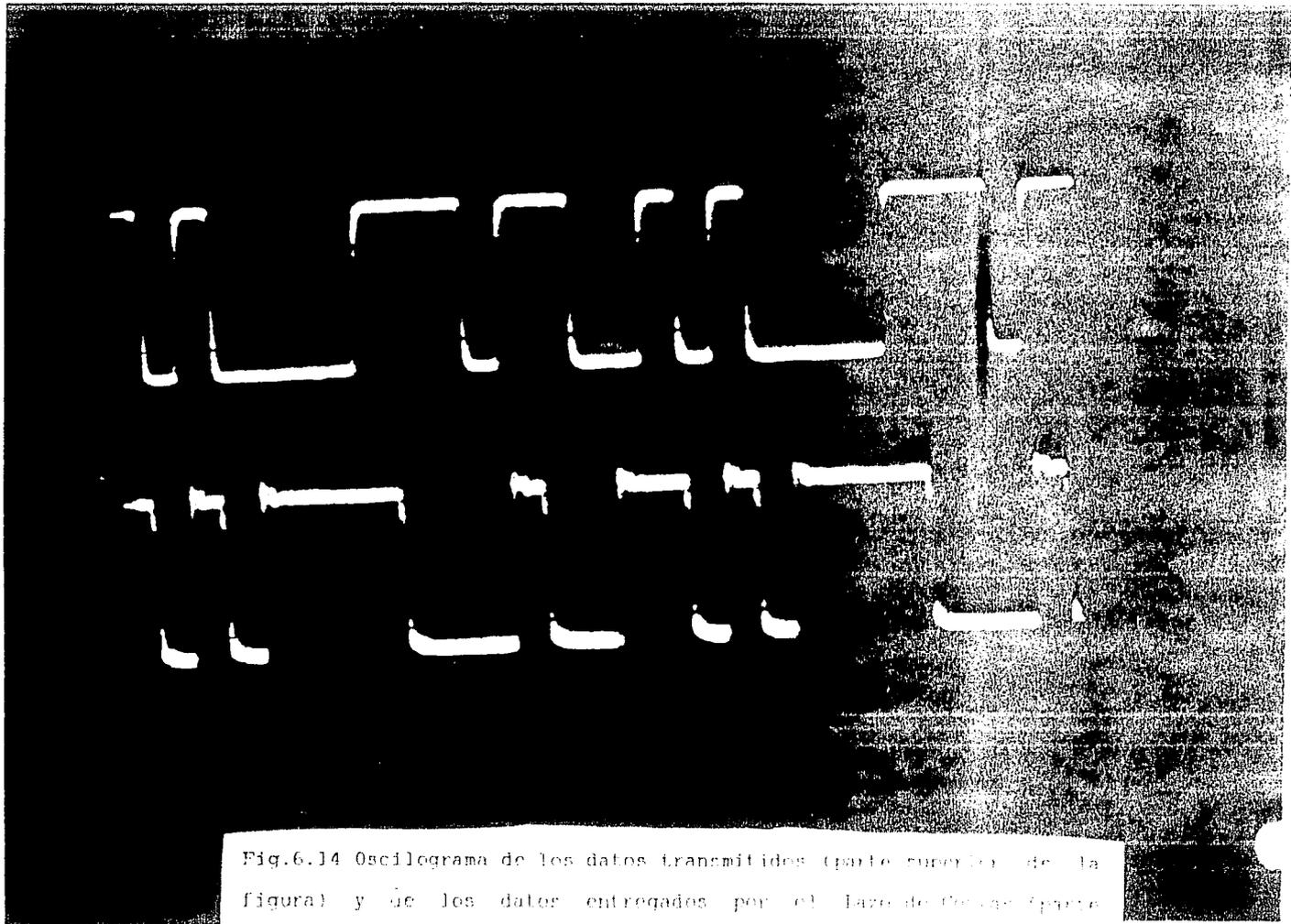


Fig.6.14 Oscilograma de los datos transmitidos (parte superior de la figura) y de los datos entregados por el lazo de fibras (parte inferior de la figura).

de Costas, así como un oscilograma de los datos transmitidos y los datos entregados a la salida del lazo de Costas, respectivamente. Es importante mencionar que la transmisión fue realizada a una tasa de bit de 256 Kbits/s.

### 6.3.- MODULACION-DEMODULACION

#### DE FRECUENCIA (FSK).

De manera semejante al caso anterior (BPSK), en primer lugar modulamos en frecuencia una portadora eléctrica que será utilizada para modular el haz lumínico vía el modulador acustoóptico. Para realizar la modulación de la portadora eléctrica de 40 Mhz utilizamos un VCO (el C.I. 74S124 mencionado en el inciso anterior) el cual es conmutado entre dos frecuencias distintas por el tren de datos binario. El diagrama eléctrico del modulador implantado es mostrado en la fig. 6.15, mientras que en la fig. 6.16 se muestra una foto del circuito realizado.

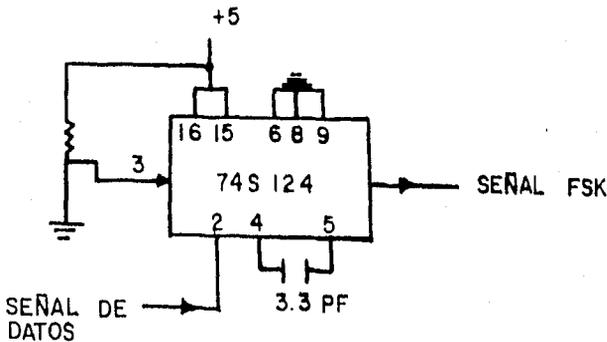
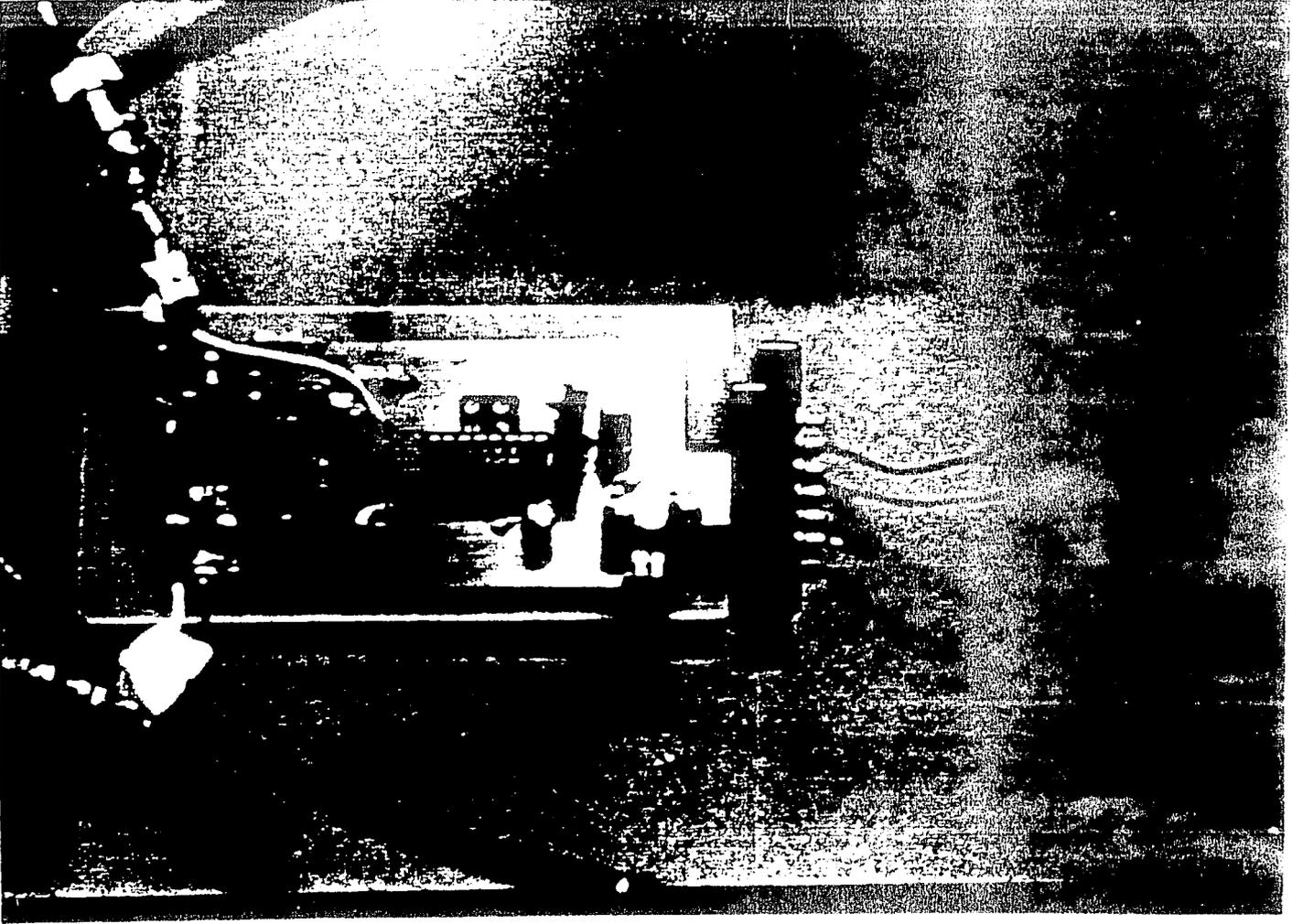


Fig. 6.15 Diagrama eléctrico del modulador FSK implantado.

6.9

6.9 a



158

Fig.6.16 Modulador FSK realizado.

Para realizar la demodulación de frecuencia utilizamos la técnica del demodulador realimentado ya que como se mencionó en el inciso 4.3.2 tiene un desempeño superior sobre el demodulador por detección de envolvente. El criterio de diseño es muy sencillo y fue mencionado en el mismo inciso, y se basa en el hecho de que el ancho de banda del lazo debe ser mayor a la velocidad de bit así pues utilizando nuevamente la ec.(6.1) el diseño es inmediato. En la fig.6.17 se muestra el diagrama eléctrico del demodulador diseñado.

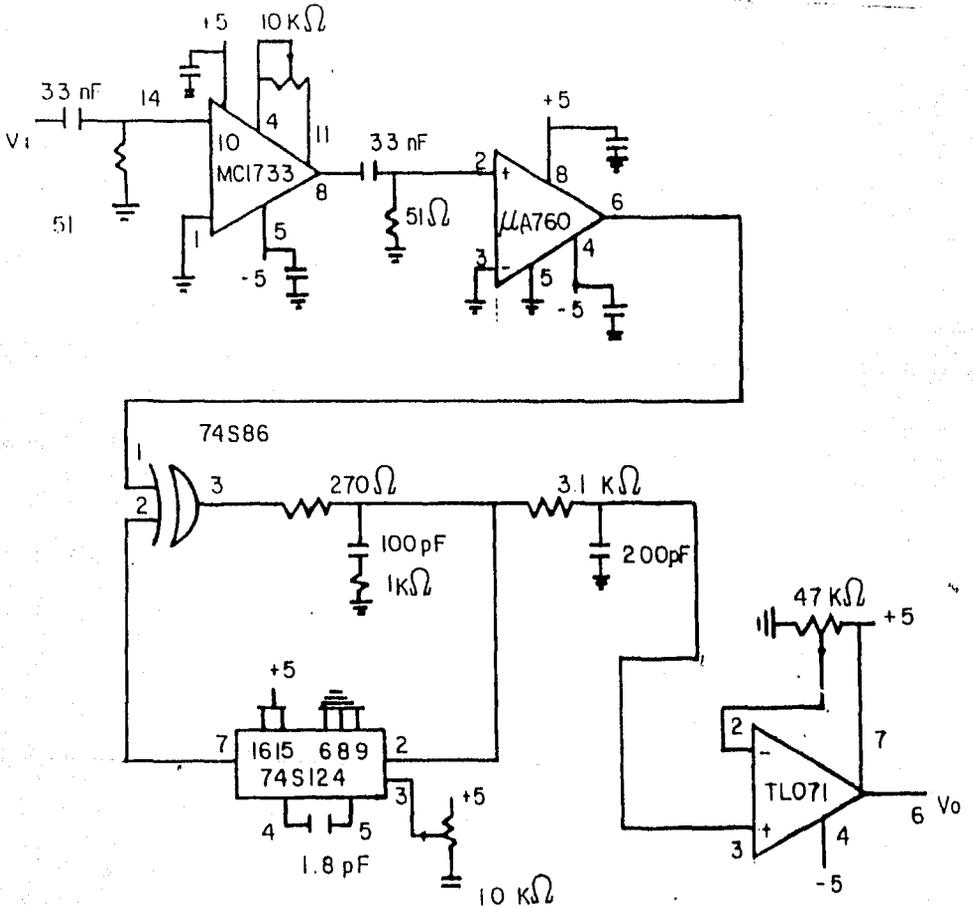


Fig.6.17 Diagrama eléctrico del demodulador FSK diseñado.

6.10

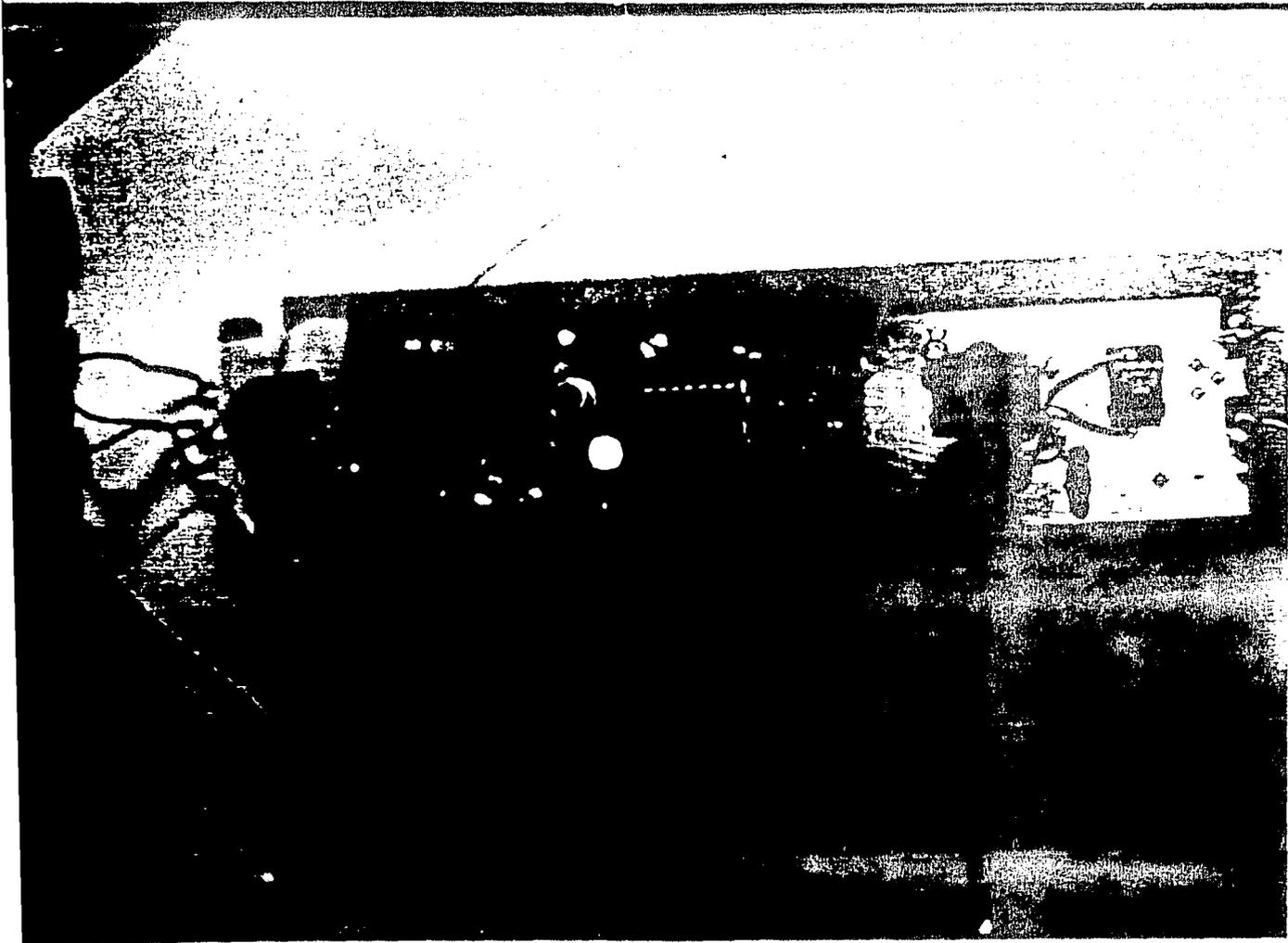


Fig.6.17.a Demodulador FSK realizado.

En este caso podemos utilizar un detector de fase tipo X-OR [6.6] dado que la señal manejada es una señal digital. La implantación del demodulador se realizó usando circuitos de la familia lógica TTL Schottky dada la frecuencia de portadora a que se trabajó (40 Mhz). ya que los circuitos Schottky tienen un ancho de banda nominal de 125 Mhz. Nuevamente se utilizó una etapa de amplificación (MC1733) y un circuito cuadrador ( $\mu$ A760) para adecuar el nivel de la señal entregada por el fotodetector. El filtro paso-bajas y el cuadrador TL071 se utilizan para obtener la señal de datos deseada. En las figs. 6.18, 6.19, 6.20, y 6.21, se muestran, el espectro de la señal FSK obtenida en el receptor, el oscilograma de la misma señal, el diagrama de ojo de los datos a la salida del demodulador, así como un oscilograma de los datos transmitidos y los datos entregados por el demodulador, respectivamente.

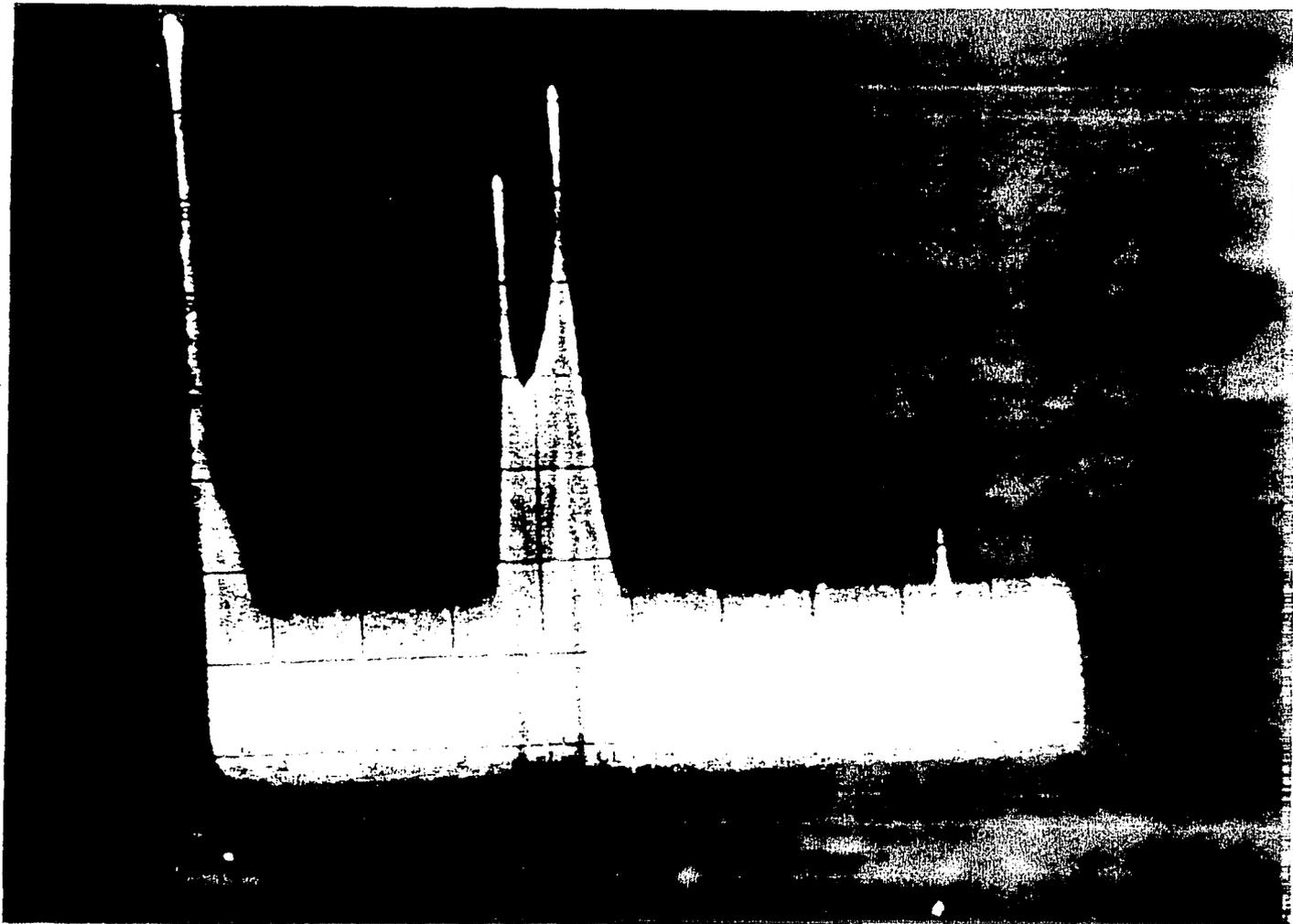


Fig.6.18 Espectro de la señal FSK obtenida en el receptor.

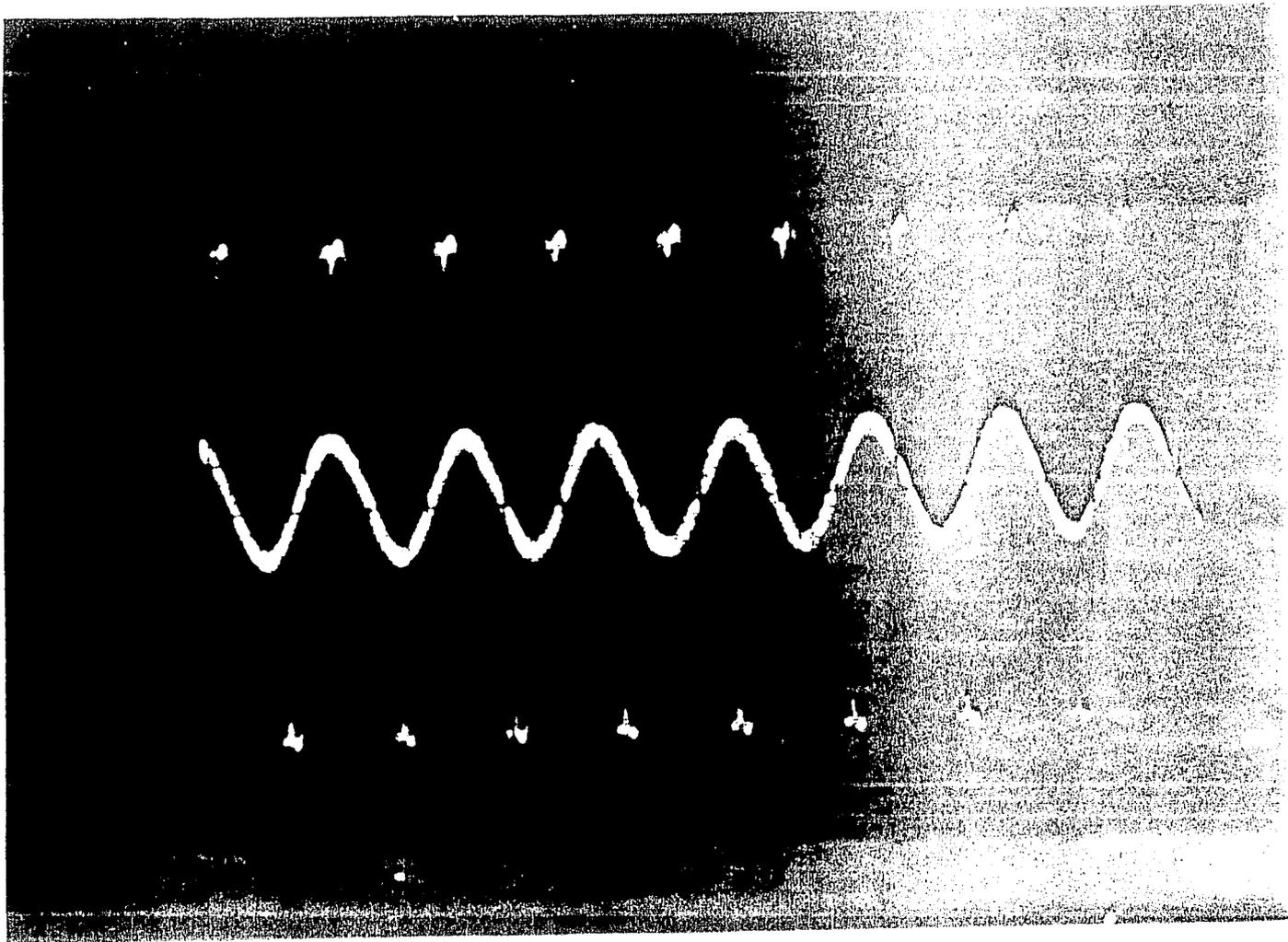


Fig. 19 Oscilograma de la señal FM a 100 kHz con una modulación de 10 kHz.

6.20

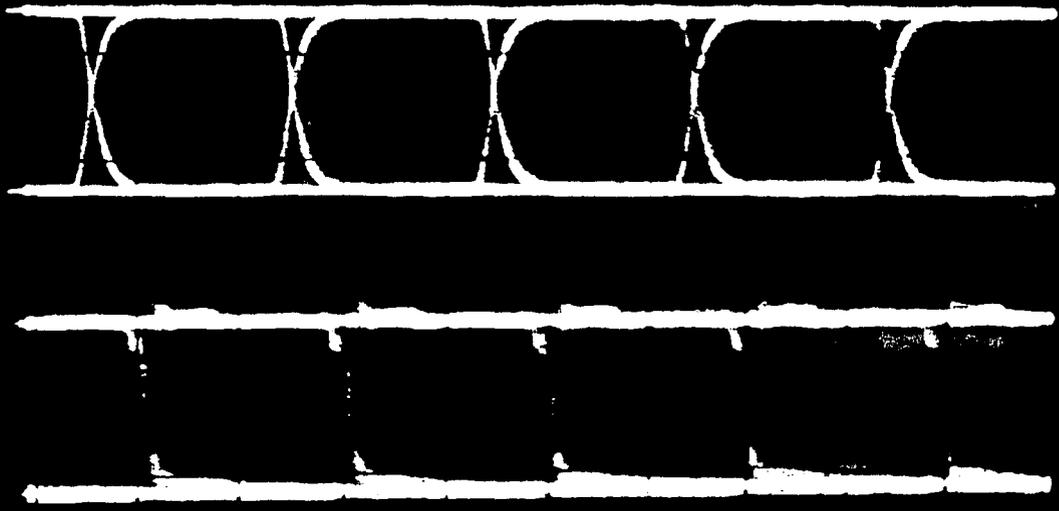


Fig.6.20 Diagrama de ojo de los datos a la entrada del transmisor (parte superior de la figura) y a la salida del demodulador (parte inferior de la figura).

6.20

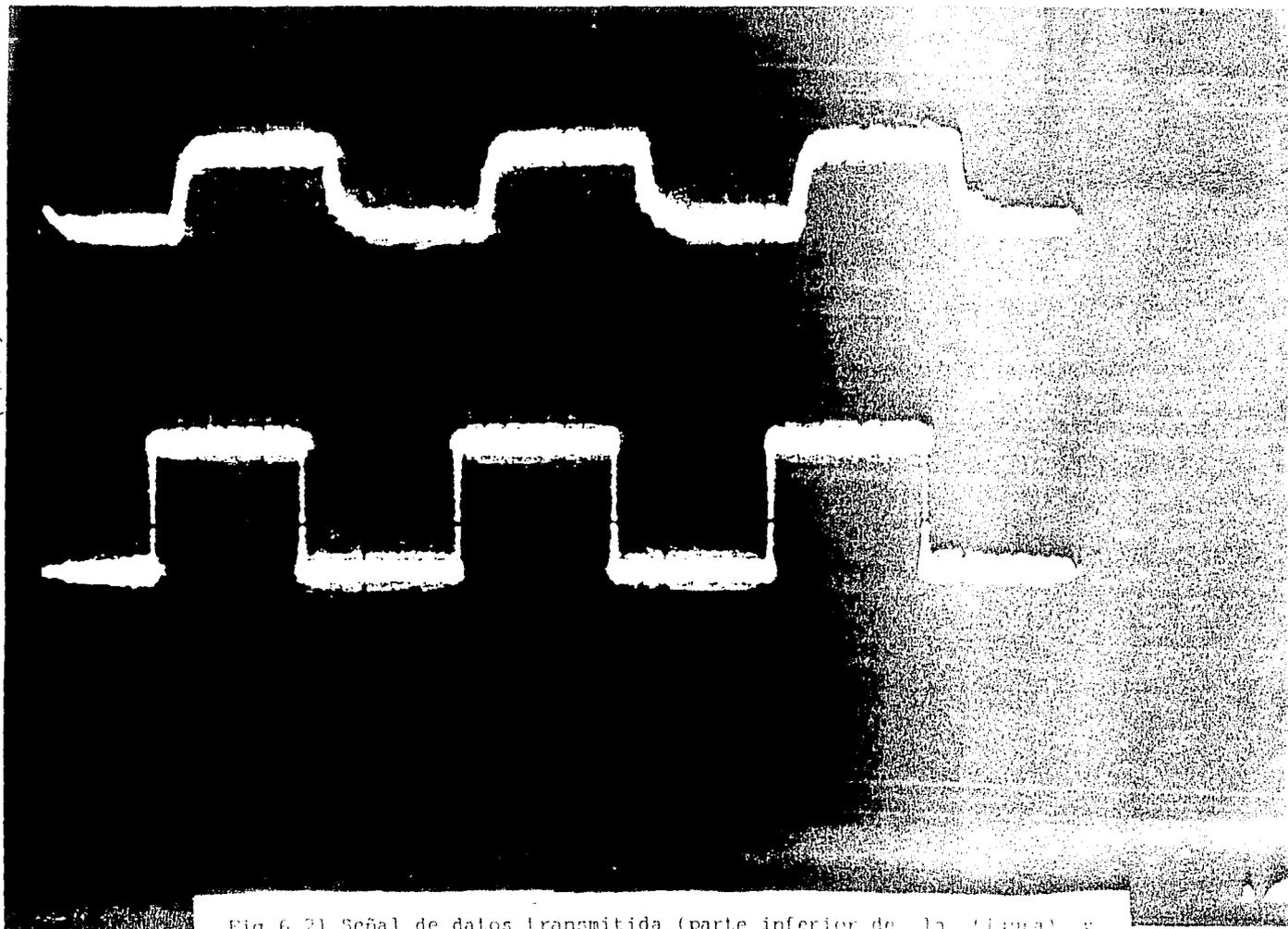


Fig.6.21 Señal de datos transmitida (parte inferior de la figura) y esta señal por el decodificador (parte superior de la figura).

## REFERENCIAS DEL CAPITULO 6

6.1.- J.Mark Steber, "PSK demodulation techniques provide lowest probability of error", MSN: June 1984.

6.2.- "Motorola RF Device Data Volume 1", Phoenix AZ, 1988.

6.3.- A.B.Grebene, "The monolithic phase locked loop a versatile building block", IEEE Spectrum, March 1971.

6.4.- Arturo Arvizu M., Daniel Sánchez D., "Equipo de transmisión-recepción de señales analógicas hasta 200 kHz por fibra óptica por modulación en frecuencia con alta linealidad", Electro 89, 23-27 octubre 1989, Chihuahua, Chih., México.

6.5.- Iván G. Portugal A., "Diseño y realización de un sistema de sincronización para telecomunicaciones digitales a alta velocidad por fibra óptica", Tesis de Licenciatura, UAP, Puebla, Pue., 1988.

6.6.- F.M.Gardner, "Phaselock techniques", John Wiley and sons, New York, 1979.

## CAPITULO VII SINCRONIZACION DE BIT.

En este capítulo VII se presentan las técnicas de sincronización de símbolo en los sistemas de transmisión digital a alta velocidad, proponiendo e ilustrando experimentalmente circuitos de extracción de sincronía basados en PLLs y de decisión, acordes con los compromisos entre los ruidos de fase y los intervalos de adquisición, rastreo y encadenamiento.

## 7.- Sincronización de bit.

Los receptores digitales eficientes en cuanto a requerimientos de potencia requieren generalmente la existencia de un reloj digital sincronizado a la cadena de bits recibidos ya sea para controlar los filtros de integración y descarga (integrate and dump) o para controlar la temporización de la cadena de bits de salida. Los sincronizadores de bit son requeridos también cuando es recibida una cadena de bits cuasi-síncrona en un sistema de transmisión por cable y debe ser detectada y por lo tanto multiplexada con otras cadenas de bit paralelas. También, el reloj obtenido a partir de los datos tiene algo de "jitter" y desviaciones de frecuencia correspondientes al ruido de fase del oscilador y a la velocidad de cambio de la trayectoria.

La sincronización de bit discutida en este capítulo está restringida a las técnicas que extraen el reloj directamente a partir de una cadena ruidosa de datos no retorno a cero (NRZ). Este formato de bit no tiene componente espectral a la velocidad de bit o a sus frecuencias armónicas para secuencias de bit con una densidad de transición del 50 por ciento.

Para aleatorizar las secuencias de bit se dispone de aleatorizadores (scramblers) cuya función es evitar la ocurrencia de cadenas grandes de unos o ceros. El aleatorizador mejora también el desempeño de los sincronizadores de bit que obtienen la señal de sincronía a partir de los datos. En otras técnicas de sincronización una parte de la energía de la señal es dedicada solamente a la sincronización, como por ejemplo cuando se transmite un patrón de bit conocido o una componente senoidal junto con los datos.

A continuación se mencionan cuatro de las técnicas de sincronización de bit más importantes:

### 1.- EL SINCRONIZADOR DE FILTRO NO LINEAL.

Este tipo de sincronizador de lazo abierto funciona filtrando linealmente la cadena de bits recibida para reducir el ruido y magnificar la observabilidad de las transiciones de bit. La salida del filtro es pasada entonces a través de una no-linealidad de orden par para producir una componente espectral a la velocidad de bit. Este tipo de sincronizador es usado comúnmente en enlaces con una alta razón de bit y en enlaces que normalmente operan con una relación señal a ruido (SNR) alta.

### 2.- SINCRONIZADOR EN FASE/FASE MEDIA.

También se le llama sincronizador de transición de datos. Este sincronizador opera en lazo cerrado y combina las operaciones de detección y sincronización de bit. El detector de bit determina qué bits representan un cambio de los bits previos y ya sea si ha ocurrido una transición (10) o (01). Esta información de transición es utilizada entonces para proveer el signo correcto a un canal de error de sincronía. El sincronizador IP/MP puede ser empleado aún a velocidades medias de bit y a relaciones de señal a ruido bajas. Opera bien aún en presencia de tiempos de transición grandes.

### 3.- SINCRONIZADOR DE BIT TEMPRANO-TARDE.

Este tipo de sincronizador de bit es similar a la técnica IP/MP. Incluye también un sistema de lazo cerrado pero tiene un método algo diferente de obtener el estimado del error en la sincronización de bit.

### 4.- SINCRONIZADOR OPTIMO (MAXIMA VEROSIMILITUD).

Este tipo de sincronizador es un medio óptimo para buscar la celda de tiempo para la sincronización correcta durante la adquisición. Este sincronizador es un sistema de lazo abierto en lugar de una técnica de amarre. Esta técnica no es generalmente práctica; solamente representa una frontera en el desempeño obtenible.

Dado que la técnica de sincronización utilizada en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica es la mencionada en el punto 1, solamente estudiaremos en detalle dicha técnica.

Dado que la técnica de sincronización utilizada en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica es la mencionada en el punto 1, solamente estudiaremos en detalle dicha técnica.

### 7.1 Sincronizadores de bit de filtrado no lineal.

En la figura 7.1 se muestran tres tipos diferentes de sincronizadores de bit del tipo de filtrado no lineal.

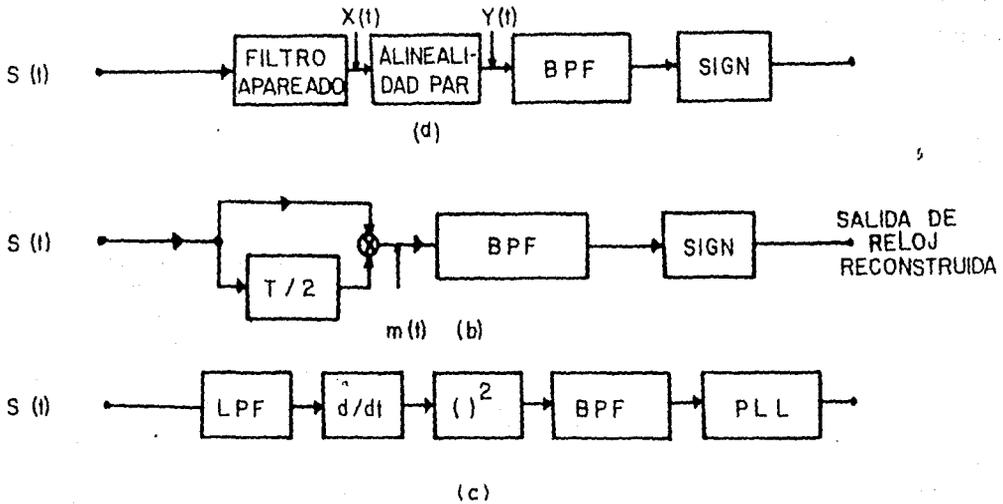


Fig.7.1 Diferentes tipos de sincronizadores de bit de filtrado no lineal:

a) filtrado no lineal usando un filtro apareado y una no linealidad par;

b) sincronizador de retardo y multiplicador;

c) sincronizador de derivador y cuadrador.

Estos sincronizadores están constituidos por un filtro lineal y una no-linealidad instantánea en cascada. Se pueden tener otras variaciones de estas técnicas usando diferentes filtros y no-linealidades. El primero (fig. 7.1.a) opera sobre la cadena ruidosa de bits recibida pasándola en primer lugar a través de un filtro apareado a la forma de onda de bit. La salida del filtro apareado es pasada entonces a través de una no-linealidad de orden par. El segundo tipo de sincronizador de bit (fig. 7.1.b) forma el producto de la forma de onda de entrada y la versión retardada de la misma. Las dos no-linealidades mencionadas anteriormente producen ambas una componente espectral a la frecuencia de reloj. El tercer tipo (fig. 7.1.c) opera diferenciando la forma de onda después de realizar un filtrado paso-banda para producir una secuencia de espigas negativas o positivas en las transiciones. Un dispositivo de ley cuadrática convierte entonces estas espigas bifásicas a pulsos unipolares los cuales tienen una componente espectral a la frecuencia de reloj.

Un circuito sincronizador de bit como el mostrado en la figura 7.1.c ha sido desarrollado en el Instituto de Investigaciones Eléctricas para velocidades de 8.448 Mbps y 34.368 Mbps el cual será discutido en el siguiente inciso.

## 7.2.- Sincronización de símbolo para señales

### Ópticas digitales de alta velocidad.

La función de un circuito de sincronización de símbolo o de bit es, obtener la referencia de fase adecuada-alrededor de la frecuencia nominal de operación-para muestrear periódicamente el tren digital de datos recibido, en los momentos óptimos de decisión. El principio de detección síncrona requiere que en el momento en que la decisión secuencial sea tomada coincida para cada bit con el punto de la forma de onda de salida del filtro de recepción y registre la más alta relación entre la señal y la interferencia entre símbolos (ISI) causada por los bits precedentes.

La frecuencia y por lo tanto, la fase de la señal recibida puede cambiar en forma aleatoria debido a la ocurrencia impredecible de unos y ceros o en forma parcialmente aleatoria debido a las operaciones de justificación en multiplexores que pueden o no ocurrir en momentos precisos de tiempo [7.1]. Ambos cambios tienen una dinámica completamente diferente. Los cambios de fase debidos

al caracter aleatorio del tren digital se presentan en frecuencias cercanas a la nominal de transmisión, para disminuir su efecto basta que el circuito de recuperación de sincronía trate de seguir la frecuencia promedio de la señal recibida, tomando este promedio en tiempos relativamente largos.

Esta lentitud para determinar la frecuencia promedio recibida es, sin embargo, insuficiente para seguir las variaciones de fase por multiplexaje mucho más rápidas que este tiempo de promediación requerido para minimizar el error por la aleatoriedad del tren de pulsos. Es necesario, entonces, disminuir el tiempo de promediación a fin de que las variaciones parcialmente aleatorias debidas a los multiplexores puedan seguirse. No importa cuál tiempo de promediación escojamos, en general siempre tendremos un compromiso entre dos objetivos irreconciliables. Si aumentamos el tiempo de promediación el error debido a la imposibilidad de seguir las variaciones por multiplexaje aumentará y el error debido a las variaciones por la aleatoriedad de los bits disminuirá. Si disminuimos el tiempo de promediación sucederá lo contrario. El problema es uno típico de decisión con objetivos no reconciliables que puede tener una solución óptima si podemos modelar matemáticamente los dos fenómenos (el aleatorio y el semialeatorio) siendo la solución el filtro óptimo. La perturbación de fase causada por los eventos aleatorios en la transmisión (no por la aleatoriedad de los datos) es conocido como "jitter" y es uno de los principales factores de errores en la transmisión de datos en redes digitales. La normalización internacional dictada por la CCITT ha propuesto como solución el cumplimiento de una máscara de "jitter" máximo admisible para sistemas PCM como lo muestra la figura 7.2.

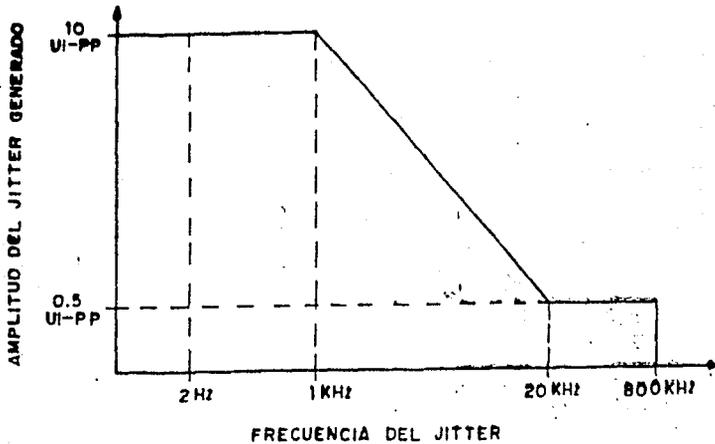


Fig.7.2 Máscara de jitter para 34.368 Mbps según la norma CCITT.

Esta máscara implica que el circuito de sincronía debe reaccionar con la rapidez necesaria para soportar las perturbaciones de fase deterministas (no aleatorias) determinadas por la máscara que fue diseñada para los casos más desfavorables. Sin embargo, las perturbaciones de fase en general no llegan al nivel de la máscara y por lo tanto el filtro óptimo tendría un mejor comportamiento que la máscara. Sin embargo, CCITT manda mientras no se cambie la norma. Por nuestra parte resolvemos aquí el problema teórico necesario para cumplir con la máscara y estimamos a qué perturbación aleatoria correspondería en caso de usar un filtro óptimo. Como se verá ésta tiene una magnitud superior a todo caso práctico.

La figura 7.3 muestra algunos casos prácticos de medición de jitter al nivel DS1 de CCITT 2.048 Mbps. Como se ve el ruido real está siempre muy abajo de la máscara de especificación [7.9].

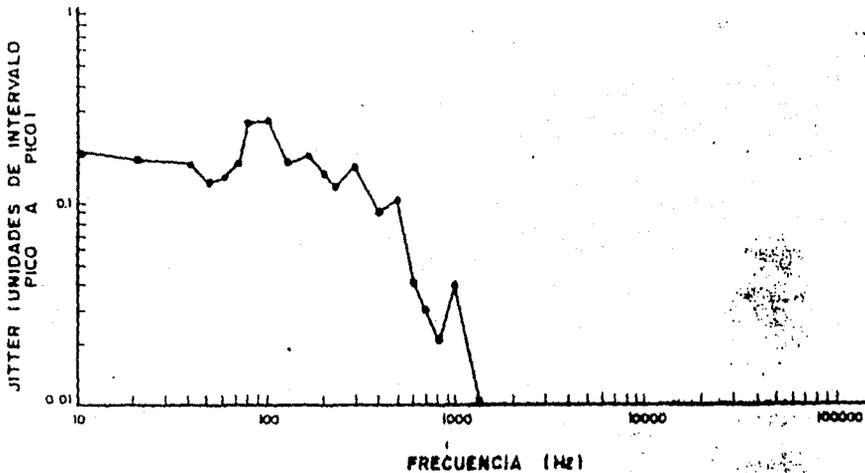


Fig.7.3 Gráfica real de la amplitud del jitter contra frecuencia en un enlace entre Nueva York y California.

El problema matemático se plantea de la siguiente forma: la señal de salida del filtro de recepción está diseñada para optimizar el comportamiento del receptor de dos formas. Primero minimiza la relación entre el momento óptimo de decisión respecto de la combinación de interferencia entre símbolos (ISI) y ruido en ese instante. En segundo lugar, pretende la maximización de la apertura del ojo en el diagrama de ojo de la señal recibida. Esto se logra mediante una caída en frecuencia del filtro paso-bajas tan suave como sea posible. La minimización de la apertura tiene como consecuencia que el intervalo temporal alrededor del punto óptimo de decisión en el que es posible muestrear la señal sin incurrir en una degradación sensible del receptor sea amplia. Determinado este intervalo de muestreo seguro  $\Delta\tau$  como lo muestra la figura 7.4 se cuenta con la especificación de la restricción básica para el circuito de sincronía: el ruido de fase permitido en el reloj recuperado  $\Delta\tau$  en términos temporales o  $(\Delta\tau/T)\pi$  en grados.

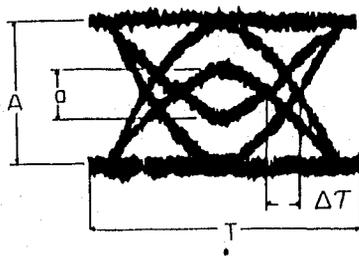


Fig.7.4 Ejemplo de diagrama de ojo.

El reloj de muestreo no debe tener una perturbación de fase mayor a esta figura en los términos que desee medirse (RMS o máximo) a pesar de las perturbaciones de fase que presente la señal de entrada. La perturbación de fase del reloj puede modelarse como un ruido cicloestacionario que promediado sobre un periodo sería estacionario con valor rms:

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_c(\omega) |H_c(\omega)|^2 d\omega \quad (7.1)$$

donde

$\sigma_c^2$  es el valor cuadrático medio de la perturbación de fase

$S_c(\omega)$  es la densidad espectral de potencia de la perturbación de fase en la señal de entrada.

$H_c(\omega)$  es la función de transferencia de fase del sistema de recuperación de sincronía.

$$\sigma_c^2 \leq \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2$$

Si „la perturbación de fase no afectará sensiblemente el comportamiento del receptor y el objetivo del circuito de sincronía se habrá cumplido.

Lo que más interesa para determinar la función de transferencia  $H\phi(\omega)$  que nos lleve al objetivo es la función de densidad espectral de potencia de ruido de fase  $S\phi(\omega)$ . Como lo mencionamos, dos tipos de perturbaciones de índole y dinámicas muy diferentes deben ser consideradas: la perturbación de fase debido al carácter aleatorio de los datos y la perturbación de fase debido a las operaciones de justificación. Podemos considerar que estos ruidos son independientes y tratar el problema de los dos tipos de perturbación en forma independiente.

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_{\phi 1}(\omega) |H(\omega)|^2 d\omega - \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_{\phi 2}(\omega) |H(\omega)|^2 d\omega \quad (7.2)$$

$S_{\phi_1}(\omega)$  Densidad espectral de potencia de la perturbación de fase debida al carácter aleatorio del tren de pulsos.

$S_{\phi_2}(\omega)$  Densidad espectral de potencia de la perturbación de fase debida a las operaciones de justificación.

La máscara recomendada por CCITT no corresponde necesariamente a  $S_{\phi_2}(\omega)$  y dado que se trata de una modulación de tipo determinista podemos considerar para cumplirla la perturbación de fase ocasionada por el peor caso presentado en esta máscara de la manera siguiente:

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} S_{\phi_1}(\omega) |H(\omega)|^2 d\omega + \Delta\phi_{muz} \quad (7.3)$$

$$\Delta\phi_{muz} = |\phi_0(t) - \phi_1(t)|_{max} \quad (7.4)$$

donde

$$\phi_1(t) = \frac{2\pi \Delta f_i \text{sen}(\omega t + \theta_i)}{\Omega} \quad (7.5)$$

es la modulación en fase de la señal de sincronía de entrada y:

$$\phi_0(t) = \Delta f_o \cos(\omega t + \theta_o)$$

$$\Delta f_o = \Delta f_i |H(j\omega)| \quad (7.6)$$

$$\theta_o = \theta_i + \text{Arg} |H(j\omega)|$$

Escogiendo  $H(j\omega)$  para que  $a_c^2$  esté dentro de los límites especificados por la forma de onda recibida dado el  $\Delta f_i$  y  $\theta_i$  máximos de las máscaras el problema estará resuelto.

### 7.2.1.- Circuito de sincronización.

El circuito de sincronización realizado se basa en el esquema utilizado tradicionalmente para recuperación de reloj a partir de los datos transmitidos en formato NRZ [7.2] el cual se muestra en la figura 7.5.

El circuito de sincronización (fig.7.5) consta de un circuito no lineal, cuya función es producir una señal RZ modificada [7.3], que contiene una componente espectral a la frecuencia del reloj de transmisión, la que originariamente no se encuentra de manera explícita en los datos NRZ recibidos [7.1], además se incluye también un lazo de encadenamiento de fase (PLL) que extrae la componente espectral de reloj.

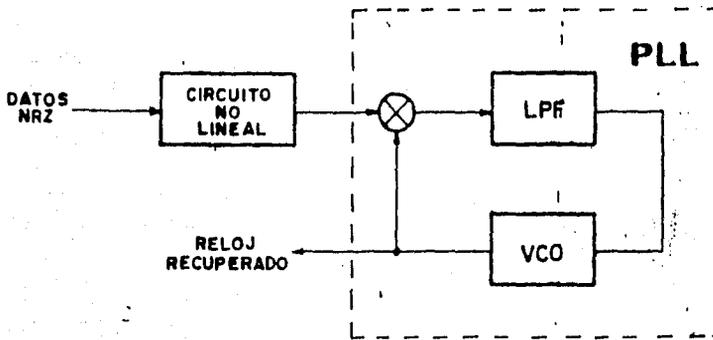


Fig.7.5 Esquema utilizado para recuperación de reloj.

### 7.2.2.- Circuito no lineal.

Puede demostrarse que la función realizada por el circuito no lineal es obtenida también utilizando un circuito detector de transición [7.4].

Para el orden de frecuencias que se realizó el presente trabajo (varias decenas de Megahertz) es más sencilla la implantación de un circuito detector de transición que un circuito no lineal, por lo cual se decidió utilizar un detector de transición. En la figura 7.6 vemos una implantación práctica del circuito detector de transición para una frecuencia de línea de 34.368 Mhz.

Los circuitos utilizados son circuitos de mediana escala de integración TTL Schottky con un ancho de banda nominal de 125 Mhz. El retardo se realizó utilizando compuertas 74S04 con un retardo típico de 3 nseg. El retardo necesario para que la componente de reloj sea máximo es de 90 grados [7.2]. Para lograr este retardo (7.3 nseg. para una frecuencia de 34.368 Mhz), se utilizaron dos compuertas 74S04 y un circuito RC que nos permite hacer ajustes finos de dicho retardo.

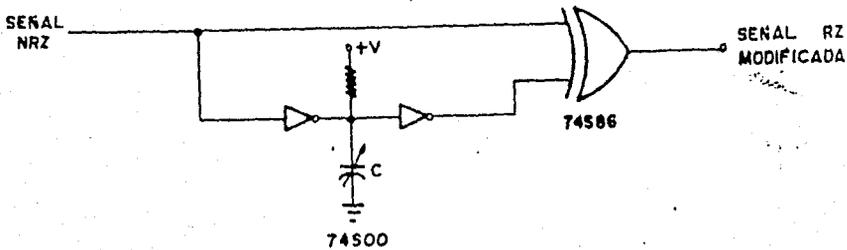


Fig.7.6 Detector de transición implantado.

La señal retardada se compara con la señal original en una compuerta X-OR 74S86 obteniéndose a la salida de la misma la señal RZ modificada deseada. En las figuras 7.7 y 7.8 podemos ver el espectro de los datos a la entrada y salida del detector de transición respectivamente.

El circuito detector de transición está compuesto básicamente de circuitos integrados lógicos, por lo que la implantación del mismo a una velocidad de 140 Mbps (que es la siguiente velocidad en la jerarquía CCITT) es muy sencilla utilizando únicamente una familia lógica más rápida que es el caso de la serie MECL10KH [7.5], que tiene un ancho de banda nominal de 250 Mhz.

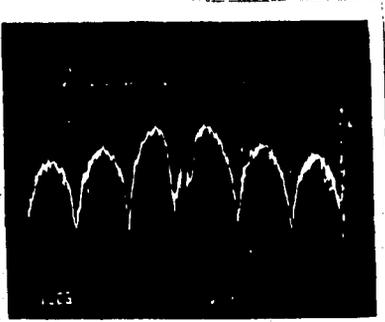


Fig.7.7 Espectro de la señal NRZ.

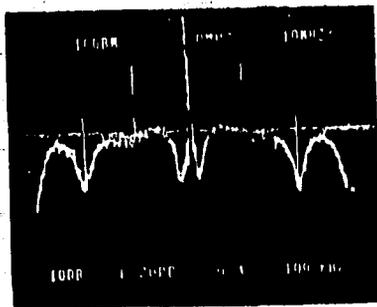


Fig.7.8 Espectro de la señal RZ modificada.

### 7.2.3.- Diseño del circuito sincronizador.

Para extraer la componente frecuencial de reloj contenida en el espectro de la señal RZ modificada se tienen varias opciones:

- a) Utilizar un circuito resonante RLC [7.6].
- b) Utilizar un circuito PLL [7.2].
- c) Utilizar un filtro SAW [7.7],[7.8].

En nuestro caso, se decidió utilizar un PLL ya que tiene un desempeño superior sobre el circuito resonante RLC [7.4], además es más económico que un filtro SAW.

La filosofía de diseño seguida para el circuito de sincronización fue en primer lugar minimizar la perturbación de fase o "jitter" en la señal entregada por el mismo y en segundo lugar utilizar circuitos de mediana escala de integración y alta velocidad, los cuales son relativamente baratos.

Para poder diseñar el PLL a utilizarse, es necesario conocer el jitter máximo admisible a su salida.

El jitter entregado por el extractor de sincronía es muy importante ya que determina la variación de los instantes de muestreo en el circuito de decisión, los cuales, en conjunción con la relación señal a ruido del circuito receptor determinan la probabilidad de error del sistema de recepción.

EL jitter a la salida de un PLL viene determinado principalmente por dos factores que son:

- a) el jitter de multiplexaje [7.1],[7.9]
- b) el jitter debido al carácter aleatorio de los datos [7.10]

El control sobre el jitter entregado por el PLL viene determinado básicamente por el filtro de lazo, por lo que el diseño del mismo es fundamental. A continuación detallaremos el diseño del PLL implantado. El detector de fase es una compuerta X-OR 74S86 cuya característica de detección de fase es mostrada en la figura 7.9. El VCO utilizado es el circuito 74S124 cuya característica frecuencia de salida vs. voltaje de entrada es mostrada en la figura 7.10 para las frecuencias de interés.

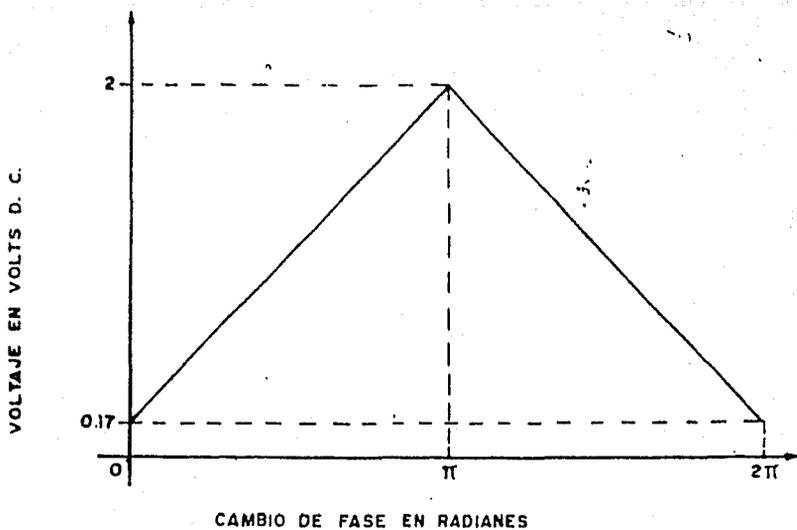


Fig.7.9 Característica de detección de fase de una compuerta X-OR 74S86.

2.15

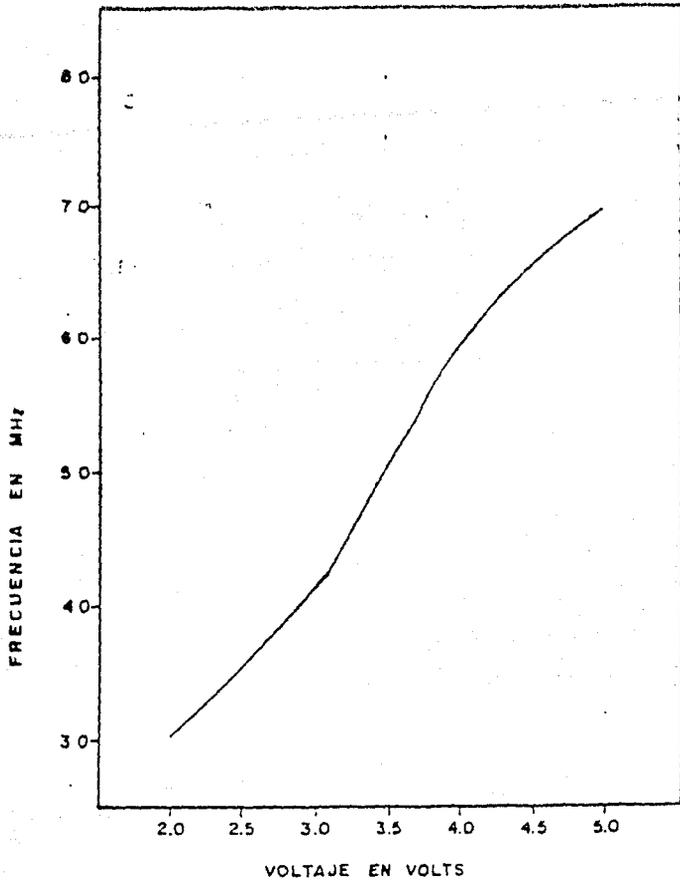


Fig.7.10 Característica de frecuencia de salida contra voltaje de entrada del VCO 74S124.

Para diseñar el filtro de lazo adecuado es necesario saber el máximo jitter admisible a la salida, el cual es un dato obtenido del diagrama de ojo del receptor.

Otro dato importante para el diseño del filtro paso-bajas es el rango de adquisición de frecuencia del PLL que viene determinado por el jitter de multiplexaje [7.4]. El jitter a la salida del PLL ocasionado por el carácter aleatorio de los datos puede ser modelado de manera lineal e invariante en el tiempo [7.4]. Este modelo nos permite calcular numéricamente el jitter de carácter aleatorio. El apéndice 1 incluye el programa utilizado para calcular el jitter aleatorio. El jitter de multiplexaje está normalizado por la CCITT con la utilización de la llamada máscara de jitter (fig. 7.2).

Si consideramos un punto cualquiera de la máscara, la modulación senoidal de la portadora ocasiona un error de fase determinista y no aleatorio. Desde el punto de vista de la prueba esta excitación determinista contiene los peores casos posibles en el sistema real aleatorio y por esto la contribución a la perturbación de fase en el momento de decisión de esta componente puede obtenerse del modelo lineal [7.4]. El valor del jitter total a la salida del sincronizador (incluyendo el efecto de aleatoriedad de los datos y el efecto de multiplexaje) máximo es [7.4]:

$$J_{maz} = \sqrt{\int_0^{\infty} S\theta_i(f) |G(f)|^2 + m_o} = J_{aleat} + J_{mux} \quad (7.7)$$

donde

$$S\theta_i(f) = \frac{2a^2 t_d^2 \text{senc}^2(\frac{\pi f t_d}{2})}{T} \quad (7.8)$$

a: amplitud de la señal del reloj [volts]

td: retardo del detector de transición [segs]

T: período del reloj [segs]

$|G(f)|^2$ : es la magnitud al cuadrado de la función de transferencia del filtro paso-bajas equivalente para datos aleatorios [7.4]:

$$m_o = m_1 \sqrt{\frac{(1 + (2\zeta - \frac{\zeta^2}{K})^2 (\frac{\Omega}{\omega_n})^2)}{(1 - (\frac{\Omega}{\omega_n})^2)^2 + 4\zeta^2 (\frac{\Omega}{\omega_n})^2}} \quad (7.9)$$

y  $m$  es el índice de modulación a la salida de un PLL con filtro pasivo para una modulación de fase senoidal con índice de modulación  $m_i$  [7.12].

- $\Omega$  : frecuencia angular de modulación [rad/seg]
- $\zeta$  : factor de amortiguamiento del PLL
- $\omega_n$  : frecuencia natural del PLL [rad/seg]

La máxima desviación de frecuencia en la señal de entrada debida a la variación de fase por el efecto de multiplexaje es [7.4]:

$$\Delta\omega_{max} = m_i \Omega \tag{7.10}$$

Entonces, para nuestro caso, tomando los datos  $m_i, \Omega$  de la máscara de jitter (fig.7.2), tenemos:

$$\Delta\omega_{max} = 0.5\pi \times 800 \times 10^3 = 1.26 \times 10^6$$

y el rango de captura mínimo es:

$$2\Delta\omega_{max} = 2.52 \times 10^6$$

$$2\Delta f_{max} = \frac{2\Delta\omega_{max}}{2\pi} = 402 kHz$$

El rango de captura de un PLL puede calcularse utilizando la siguiente fórmula recursiva aproximada [7.13]:

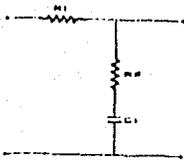
$$\omega_c = K |F(j\omega_c)| \tag{7.11}$$

donde

$2\omega_c$ : rango de adquisición [rad/seg]

K: ganancia de lazo abierto del PLL [rad/seg]

$|F(j\omega_c)|$  :magnitud de la amplitud de la respuesta  
del filtro paso-bajas equivalente  
valuada en  $\omega_c$ .



$$F1(s) = (s\tau_2 + 1) / (s\tau_1 + 1)$$
$$\tau_1 = (R1 + R2)C$$
$$\tau_2 = R2C$$

Fig.7.11 Filtro paso-bajas utilizado.

En el apéndice 1 se incluye el programa utilizado para calcular el rango de captura. Después de una serie de iteraciones computacionales, teniendo como datos  $K=K_oK_d=44.6 \times 10^5$  rad/seg (obtenida experimentalmente),  $m_1, \Omega$  de la máscara de jitter obtuvimos los siguientes resultados:

$$\tau_1 = 1.261 \cdot 10^{-4}$$

$$J_{total} = 24.73$$

$$\tau_2 = 1.165 \cdot 10^{-4}$$

$$\zeta = 1.1$$

$$J_{m.c.} = 35.58^5$$

$$F_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = 300 \text{ kHz}$$

$$J_{m.c.} = 10.85^5$$

donde para el LPF utilizado (fig. 7.11)

$$\omega_n = \sqrt{\frac{K_o K_d}{\tau_1}}$$

$$C = 2.2 \text{ nF}$$

$$\zeta = \frac{\omega_n}{2} \tau_2 - \frac{1}{K_o K_d}$$

$$R_1 = 120 \Omega$$

$$\tau_1 = (R_1 + R_2)C$$

$$R_2 = 5.6 \text{ k}\Omega$$

$$\tau_2 = R_2 C$$

Con estos valores de  $\zeta$  y una  $\omega_n = 2\pi f_n$  se obtuvo un rango de captura teórico de 7 Mhz. El circuito sincronizador se implantó utilizando circuitos TTL Schottky.

#### 7.2.4.- Circuito de decisión.

La función del circuito de decisión es regenerar los datos entregados por el receptor con una probabilidad de error baja [7.11]. Los instantes de muestreo vienen determinados por el reloj recuperado. En la figura 7.12 se ilustra el circuito de decisión implantado. El retardo es ajustado con base al diagrama de ojo del receptor para tener una tasa de error mínima. El circuito de decisión fue implantado utilizando circuitos de la familia TTL Schottky.

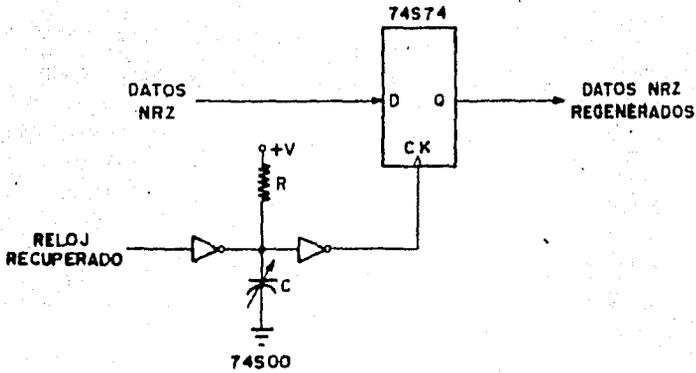


Fig.7.12 Circuito decidor implantado.

En la fig.7.13 se muestra una fotografía de los circuitos receptor, sincronizador y decidor implantados a 34.368 Mbps.

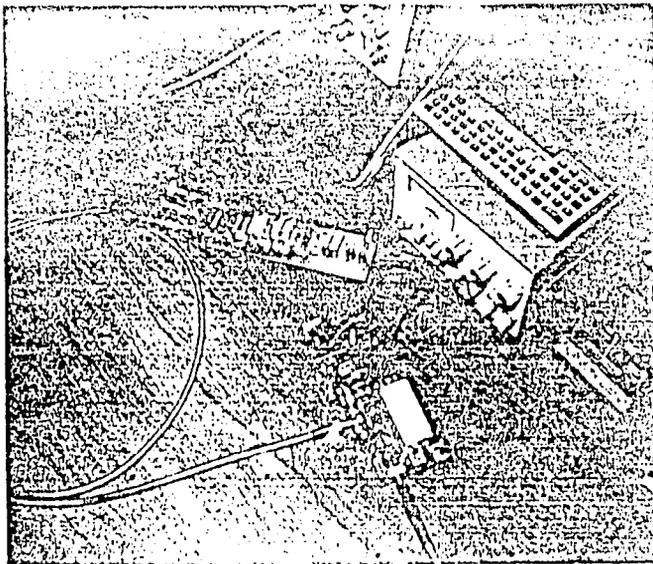


Fig.7.13 Circuitos receptor, sincronizador y decidor implantados a 34.368 Mbps.

### 7.3.- Aplicación de la sincronía de bit en sistemas PSK.

Cómo se vió anteriormente, la función de un circuito demodulador de fase en un sistema de comunicaciones PSK es obtener una secuencia de datos a partir de la portadora modulada en fase, sin embargo, dichos datos aún no han sido regenerados (para el caso de demoduladores como el Lazo de Costas o el Lazo cuadrador) por lo cual se hace necesaria la utilización de la sincronía de bit. En la figura 7.14 se muestra un ejemplo de la aplicación de dicho principio a un sistema de comunicaciones ópticas PSK.

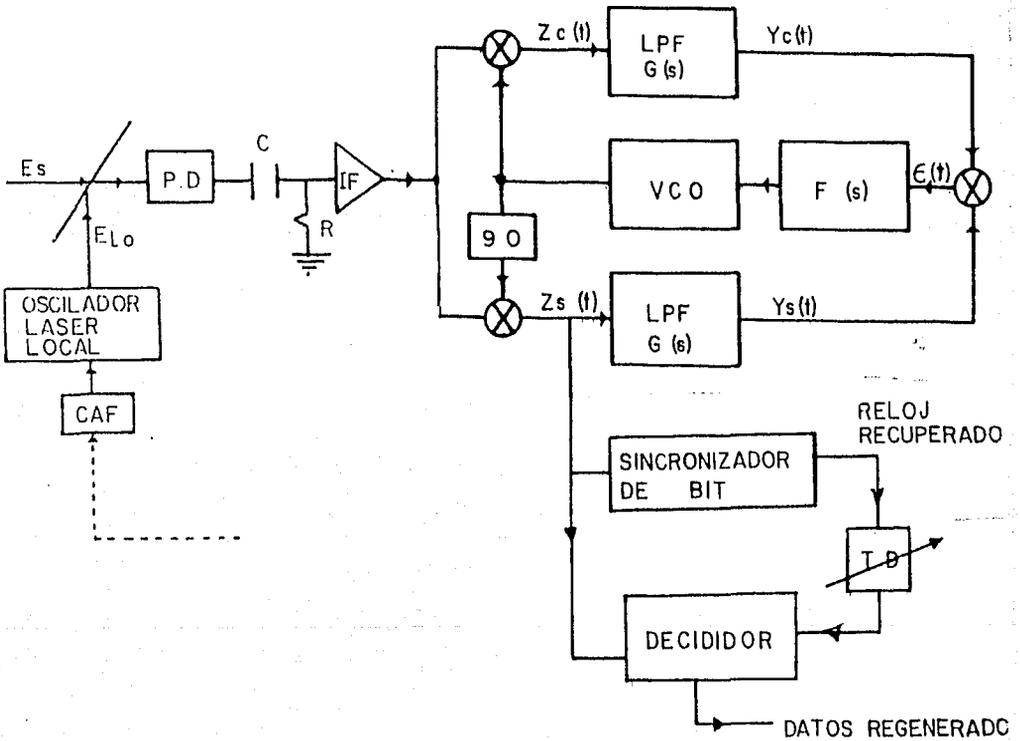


Fig.7.14 Aplicación de la sincronización de bit en sistemas ópticos PSK.



## REFERENCIAS DEL CAPITULO VII

- 7.1.- F. Rylansky, D.G.W. Ingram, "Digital transmission systems", Revised Edition 1980, Peter Peregrinus LTD.
- 7.2.- F.M. Gardner, "Phase-lock Techniques", John Wiley and sons, 2nd. Edition, New York, 1979.
- 7.3.- Tho Le-Ngoc, Kamilo Feher, "A digital approach to symbol timing recovery systems", IEEE Trans. on Comm., Vol. COM-28, No. 12, December 1980.
- 7.4.- Arturo Arvizu M., "Desarrollo de un circuito de sincronización de símbolo para PCM a 34 Mbs", Tesis de Licenciatura, Fac. de Ing., U.N.A.M., 1986.
- 7.5.- "MECL Device Data", Motorola Inc., Phoenix AZ, 1983.
- 7.6.- F. Andreucci, U. Mengali, "Timing extraction in optical transmissions", Optical and Quantum Electronics (1978).
- 7.7.- "High Performance SAW Components", Sawtek Incorporated, 1988.
- 7.8.- A. Stevenson, S. Whitt, R. Rowley, "A 280 Mbit/s monomode optical trunk transmission systems", IEEE/Elsevier Science Publishers B.V., North Holland, 1984.
- 7.9.- Kevin Flynn, "What you don't know about T) jitter can give you the jitter" Data Communications, May 1987.
- 7.10.- D.L. Duttweiler, "The jitter performance of phase locked loops extracting timing from baseband data waveforms", BSTJ, Vol. 55, January 1976.
- 7.11.- T.L. Maione, D.D. Sell, D.H. Wolaver, "Atlanta fiber system experiment; practical 45 Mb/s regenerator for lightwave transmission", BSTJ, Vol. 57, No. 6, July-August 1978.

7.25

7.12.- A. Blanchard, "Phase locked loops, application to coherent receiver design", John Wiley and sons, N.Y., 1976.

7.13.- A.B. Grebene, "The monolithic phase locked loop a versatile building block", IEEE Spectrum, March 1971.

7.14.- R.E. Best, "Phase locked loops, theory, design, and applications", McGraw-Hill, 1984, U.S.A.

7.15.- Iván G. Portugal A., "Diseño y realización de un sistema de sincronización para telecomunicaciones digitales a alta velocidad por fibra óptica", Tesis de Licenciatura, UAP, Puebla, Pue., 1988.

## CAPITULO VIII SINCRONIZACION ESPACIAL

Antes de que pueda llevarse a cabo cualquier proceso de sincronización o de transmisión de datos es necesario, por supuesto, que la potencia del campo transmitido alcance realmente al detector del receptor. Esto significa que el campo transmitido, además de tener que vencer los efectos de la atenuación a través de la trayectoria de propagación, debe también ser apuntado adecuadamente hacia el receptor. Asimismo, el detector del receptor debe determinar la dirección de llegada del haz transmitido. La operación de apuntar un transmisor en la dirección adecuada es conocida como apuntamiento. La operación del receptor de determinar la dirección de llegada de un haz incidente es conocida como la adquisición espacial. La operación subsiguiente de mantener el apuntamiento y la adquisición espacial a través del periodo de tiempo de la comunicación es llamada seguimiento espacial. Los problemas asociados con el apuntamiento, la adquisición y el seguimiento de un campo transmitido llegan a ser particularmente agudos cuando se trata con campos que tienen anchos de haz extremadamente angostos y distancias de propagación grandes. Dado que estas dos propiedades caracterizan los sistemas ópticos de rango amplio, estas operaciones representan un aspecto importante de las consideraciones de diseño generales.

### 8.1.- APUNTAMIENTO OPTICO.

Un haz óptico típico puede ser confinado a un ancho de haz angular de una fracción de un segundo de arco. Si este haz óptico va a ser detectado en un receptor, entonces este haz debe ser apuntado aproximadamente a la mitad de este ancho de haz. Alternativamente, si el haz puede ser apuntado hacia un receptor deseado (considerado como punto) con una exactitud de digamos  $\psi_e$  rads, entonces el ancho de haz debe ser al menos  $2\psi_e$  rads para asegurar la recepción del receptor como se muestra en la figura 8.1. Para enfatizar numéricamente este resultado, supóngase que este haz está asociado con un transmisor de satélite apuntado a la Tierra desde una altura de 35200 km de altura. Una exactitud de 50  $\mu$ rad de apuntamiento a esta distancia corresponde a una distancia a la Tierra de  $(50 \times 10^{-6})(35200) = 1.76$  Km. Esto es, el centro del haz satelital debe intersectar a la Tierra dentro de 1.76 Km del receptor. En contraste una antena de RF tiene un ancho de haz típico de alrededor de 10 grados, y una cobertura terrestre de alrededor de 6400 Km. El apuntamiento en RF necesita estar sólo dentro de 3200 Km, lo cual es una reducción significativa en la exactitud requerida.

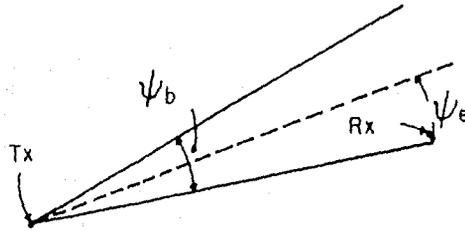


Fig. 8.1 Anchos de haz y errores de apuntamiento en sistemas transmisor-receptor. Donde  $\psi_b$ : ancho de haz óptico, Tx: transmisor, Rx: receptor,  $\psi_e$ : error de apuntamiento.

El incrementar el ancho de haz para compensar los errores del apuntamiento provoca que se diluya la potencia transmitida para los receptores. Si  $P_{rb}$  es la potencia colectada en el receptor cuando el ancho de haz es  $\psi_b$  rad, entonces al compensar para un error de apuntamiento de  $\psi_e$  rad incrementando el ancho de haz a  $\psi_b + 2\psi_e$  rads resulta en una potencia de receptor, reducida de:

$$P_r = P_{rb} \left( \frac{\psi_b}{\psi_b + 2\psi_e} \right)^2 = P_{rb} \left( \frac{1}{1 + \frac{2\psi_e}{\psi_b}} \right)^2 \quad (8.1.1)$$

Nótese que una pérdida de potencia significativa ocurrirá cuando la exactitud del apuntamiento se aproxime o exceda el ancho de haz óptico.

Las inexactitudes al apuntar un haz de antena en una dirección específica sobre distancias grandes son producidas por varias causas básicas. La primera causa es la falta de habilidad para determinar exactamente la dirección deseada. Una segunda causa de los errores de apuntamiento son los errores en los aparatos utilizados para el apuntamiento. La tercera causa es la falta de habilidad para compensar exactamente el movimiento del receptor y/o transmisor. La atmósfera terrestre es la cuarta causa de los errores de apuntamiento cuando tratamos con transmisores o receptores terrestres.

## 8.2.- Adquisición espacial.

La adquisición espacial requiere apuntar la antena receptora en la dirección de llegada del campo óptico. Es decir, debe alinearse el vector normal al área superficial de la antena con el ángulo de llegada del haz óptico. Frecuentemente este alineamiento es aceptable con algún grado de exactitud. Es decir, el ángulo de llegada puede estar dentro de un ángulo sólido especificado del vector normal. Este ángulo aceptable es llamado el ángulo de resolución ( o ancho de haz de resolución ) del procedimiento de adquisición, y se denotará como  $\Omega_r$ . El ángulo de resolución mínimo es obviamente el campo de vista limitado por difracción, pero en el diseño práctico la resolución deseada es generalmente más grande.

La adquisición puede ser dividida en procedimientos de un camino y dos caminos. La adquisición de un camino es mostrada en la fig. 8.2.a.

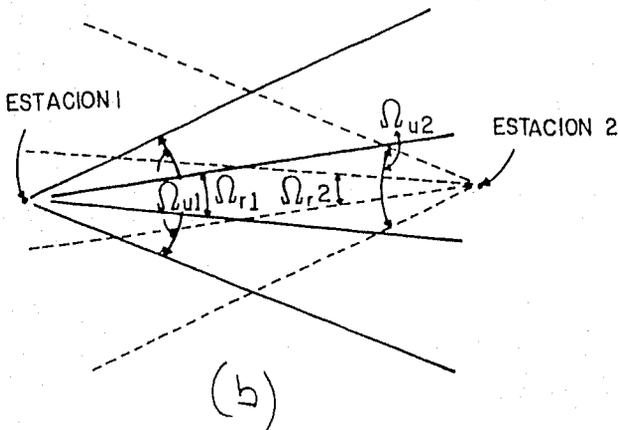
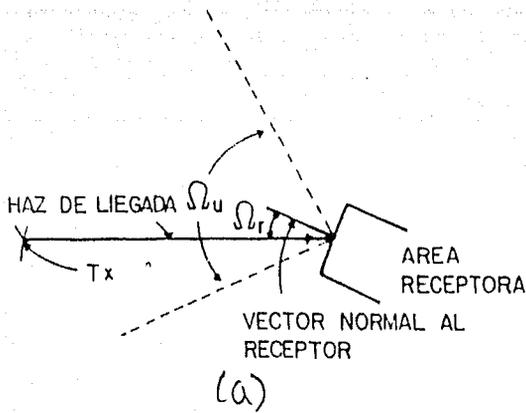


Fig.8.2 a) Geometría de la adquisición de un camino; b) geometría de la adquisición de dos caminos.

Un transmisor sencillo, localizado en un punto, es usado para transmitir a un receptor sencillo localizado en otro punto. Si se ha logrado un apuntamiento satisfactorio ( o equivalentemente, si el ancho de haz del transmisor cubre los errores del apuntamiento ), el haz óptico iluminará el punto receptor. El receptor conoce la dirección del transmisor dentro de algún ángulo sólido incierto  $\Omega_1$ , definido desde el lugar del receptor. Es deseable que el receptor dirija su antena normalmente a la dirección del campo arribante dentro de algún ángulo sólido de resolución preasignado  $\Omega_r$ , es decir, se desea que el vector normal a la antena apunte dentro de  $\Omega_r$  desde la línea del transmisor del vector de vista. En general,  $\Omega_r \ll \Omega_1$ , de tal forma que el receptor debe realizar una búsqueda de adquisición sobre el ángulo incierto para adquirir al transmisor con la resolución deseada.

En la adquisición de dos caminos ambas estaciones de comunicación contienen tanto un transmisor como un receptor, como se muestra en la fig. 8.2.b. Ambas estaciones deben realizar adquisición espacial para formar un enlace de comunicaciones de dos caminos. En situaciones típicas una de las estaciones tiene un conocimiento exacto de la localización de la otra, y puede por lo tanto transmitir un haz lo suficientemente ancho para cubrir sus errores de apuntamiento. Dicha estación usa una antena receptora con un campo de vista similar a lo largo de la línea de vista del haz transmitido. La segunda estación puede no tener el conocimiento a priori para el apuntamiento, y debe buscar por lo tanto su campo de vista incierto  $\Omega_2$  a adquirir. Después de una adquisición espacial exitosa con resolución  $\Omega_{r2}$  la segunda estación transmite con un ancho de haz  $\Omega_{t2}$  a la primera estación, usando la dirección de llegada obtenida de la adquisición. La segunda estación ha realizado ahora la adquisición y está apuntada adecuadamente. La primera estación puede ahora adquirir el haz de retorno con su resolución deseada  $\Omega_{r1}$ . El enlace está ahora completo con las resoluciones deseadas, y la comunicación puede empezar. La operación puede ser repetida con haces más angostos para posterior refinamiento, si se desea. La primera estación estrecharía ahora sus haces transmisor y receptor, y la segunda estación reduciría su requerimiento de resolución  $\Omega_{r2}$ , readquiriría y retransmitiría con un haz más angosto.

Es evidente que la operación clave en la adquisición espacial de uno o dos caminos es la búsqueda sobre el ángulo incierto  $\Omega_1$  para determinar la dirección de llegada. Tal y como en la sincronización temporal, se desea que la adquisición espacial sea realizada en un tiempo tan corto como sea posible, manteniendo una fidelidad deseada, es decir, la probabilidad de una adquisición exitosa. A continuación examinaremos cuatro procedimientos de búsqueda

de adquisición comunes:

1.- Rastreo de antena, en el cual el sistema receptor (lente de antena más fotodetector) es barrido sobre el campo de vista incierto para hallar el haz transmitido.

2.- Rastreo del plano focal, en el cual el lente de antena y el receptor son rígidos, con un campo de vista ancho, y el plano focal es rastreado para localizar el haz.

3.- Arreglos del plano focal, en los cuales un arreglo de detectores fijos es usado para cubrir el plano focal.

4.- Búsqueda secuencial, en la cual un arreglo de detectores fijos es usado, y el campo de vista es reajustado en pasos secuenciales para "enfocar" al transmisor.

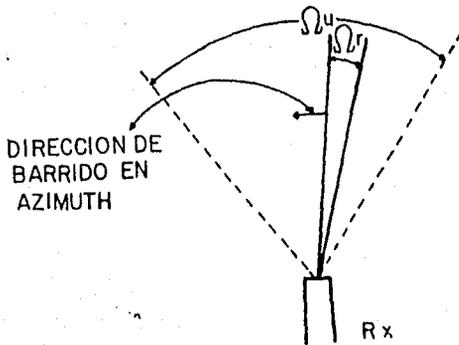


Fig.8.3 Rastreo de antena.

### 8.2.1.- Rastreo de antena.

Considérese un sistema que usa un lente receptor y un fotodetector con un campo de vista fijo de  $\Omega_r$ . El sistema receptor es barrido sobre la región de incertidumbre  $\Omega_u$ , como se muestra en la fig. 8.3. Por simplicidad considérese sólo una búsqueda azimuthal (horizontal), pero los resultados pueden ser fácilmente extensibles a búsquedas de elevación. Conforme es hecho el rastreo la salida del fotodetector es monitoreada continuamente hasta que se cree que el haz ha sido observado. Esta decisión es llevada a cabo por una prueba de umbral en la señal de salida del detector. La operación puede ser modelada como sigue. Considérese que el campo transmitido va a ser una fuente puntual monocromática, transmitida continuamente y produciendo una razón de conteo promedio en el receptor de  $n_s = \alpha P_r$ , donde  $P_r$  es la potencia de la señal óptica del receptor. Suponemos un modelo de conteo multimodo con el ruido de fondo sumado al ruido de la razón de conteo de  $N_b$ . Si el campo transmitido está en el campo de vista del receptor por  $T$  segs, una señal promedio de conteo de  $K_s = n_s T$  es generada. La probabilidad de Adquirir correctamente el haz es entonces [8.1]:

$$PAC = \frac{\Gamma(k_T, K_s - K_t)}{\Gamma(k_T, \infty)} \quad (8.2.1.1)$$

donde  $K_b = n_b T$ ,  $k_t$  es el umbral, y  $\Gamma(a, b)$  es la función gamma definida como [8.1]:

$$\Gamma(a, b) = \int_0^b e^{-t} t^{a-1} dt \quad (8.2.1.2)$$

El umbral es seleccionado de tal forma que la probabilidad de una adquisición falsa PFA esté a un valor deseado, donde [8.1]:

$$PFA = \frac{\Gamma(k_T, K_t)}{\Gamma(k_T, \infty)} \quad (8.2.1.3)$$

La señal y el ruido de conteo están dadas, respectivamente por [8.1]:

$$K_s = n_s T$$

(8.2.1.4)

$$K_b = n_b T = n_{bo} D_{ar} T$$

donde  $n_{bo}$  es el ruido de la razón de conteo por modo espacial, y  $D_{ar}$  es el número de modos espaciales en el campo de vista de resolución  $\Delta r$ . Podemos relacionar  $T$ , el tiempo que el transmisor está en el campo de vista, a la razón de barrido angular de azimuth,  $\Omega$ , rad/seg, por la aproximación:

$$T \approx \frac{\sqrt{\Omega}}{\Omega} \text{ segs.} \quad (8.2.1.5)$$

Las ecs. (8.2.1.1 a 8.2.1.5) definen la relación entre los parámetros clave del sistema. Las probabilidades de desempeño determinan los valores de diseño de  $K_s$  y  $K_b$ , a partir de los cuales puede determinarse el campo de vista del detector y la razón de barrido.

#### 8.2.2.- Rastreo del plano focal.

En el rastreo del plano focal el mecanismo de búsqueda es diferente, pero el efecto total es idéntico al del rastreo de antena. Un lente óptico fijo transfiere el campo de vista incierto al plano focal, y la búsqueda es llevada a cabo por un simple detector explorado sobre el plano focal. El análisis del sistema es idéntico al del rastreo de antena, y por lo tanto su desempeño es también descrito por las ecs. (8.2.1.1 a 8.2.1.5).

#### 8.2.3.- Arreglos del plano focal.

El uso de arreglos de detectores en el plano focal permite que sea llevado a cabo un procesamiento paralelo, y por lo tanto reduce los tiempos de adquisición. Cada detector del arreglo examinaría una cierta porción de la región incierta, como se muestra en la fig. 8.4.

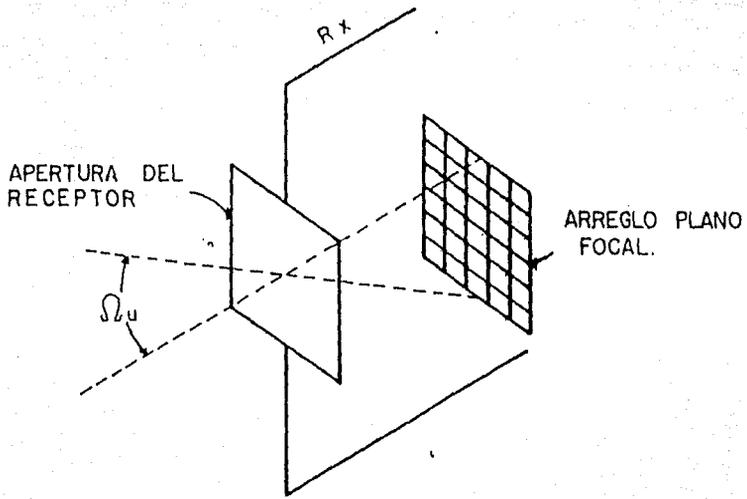


Fig.8.4 Arreglo del plano focal para rastreo focal.

La colección de las salidas de los detectores individuales después de un tiempo de observación fijo permite una prueba de comparación de conteo para localización del transmisor. El detector con la cuenta más grande es considerado para estar viendo al haz recibido. Cada detector debe operar independientemente y su cuenta debe ser catalogada adecuadamente, incrementando de ese modo la complejidad. Por lo tanto, el tiempo de adquisición se reduce a un sólo tiempo de observación  $T$ , dado que el conteo es hecho en paralelo. Considérese el caso de un arreglo que tiene  $S$  detectores, de tal forma que el ángulo incierto puede ser subdividido en  $\Omega/S$  áreas de resolución. Es obvio que  $S$  debe ser extremadamente grande para obtener celdas de resolución en el orden de aquellos en los métodos de rastreo. El plano focal es dividido por lo tanto en  $S$  áreas, y se tiene, por lo tanto [8.1]:

$$\Omega_i = \frac{\Omega_c}{S} \quad (8.2.3.1)$$

$$T_i = T$$

Dado que el tiempo de búsqueda ahora es esencialmente independiente del tamaño del arreglo  $S$ , es deseable usar un arreglo tan grande como sea posible para una mejor resolución. El compromiso está directamente en términos de la complejidad del receptor, dado que los elementos del arreglo deben ser procesados en paralelo.

#### 8.2.4.1- Búsqueda secuencial con arreglos (procesamiento paralelo).

La dificultad con una búsqueda de un arreglo de rastreo sencillo es que la resolución lograda (8.2.3.1) es generalmente más grande que la deseada, a menos que  $S$  sea bastante grande. Esto puede mejorarse, por lo tanto, repitiendo la búsqueda de un arreglo hasta que la resolución deseada es lograda. Cuando se lleva a cabo una secuencia de búsquedas con el mismo arreglo recibe el nombre de adquisición secuencial. Una búsqueda espacial secuencial es obtenida usando un arreglo detector fijo, y ajustando continuamente el campo de vista de tal forma que se encuentra al haz con la resolución deseada. En cada paso de la búsqueda, el campo de vista es dividido en sectores por el arreglo, y una decisión paralela es hecha conforme el sector está observando el haz. El campo de vista es entonces reducido (magnificación incrementada) al sector decidido, y la decisión del arreglo

paralelo es repetida. La resolución final lograda dependerá por lo tanto del número de veces que la prueba es repetida, por lo tanto la operación total está restringida por el rango permisible de magnificación que el sistema del lente receptor permitirá, esto es, el rango de "enfoco" del receptor. El tiempo de búsqueda para adquirir con un arreglo de detector-S y adquisición secuencial es mostrado en la fig. 8.5. En la fig. 8.6 se muestra el tamaño de un arreglo contra el tiempo de búsqueda total para una adquisición secuencial.

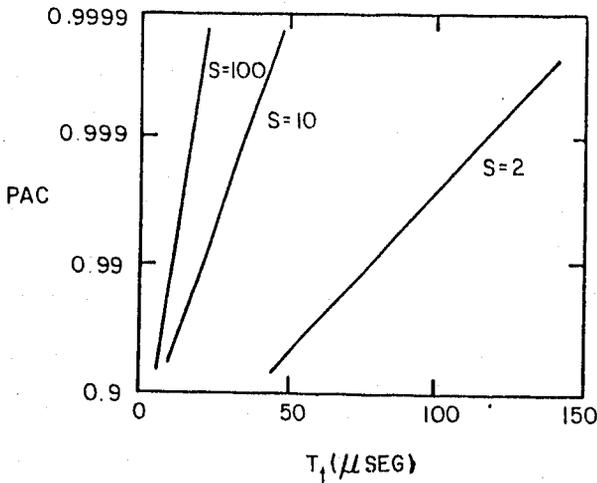


Fig. 8.5 Tiempo de búsqueda total para adquirir con un arreglo detector S y adquisición secuencial.

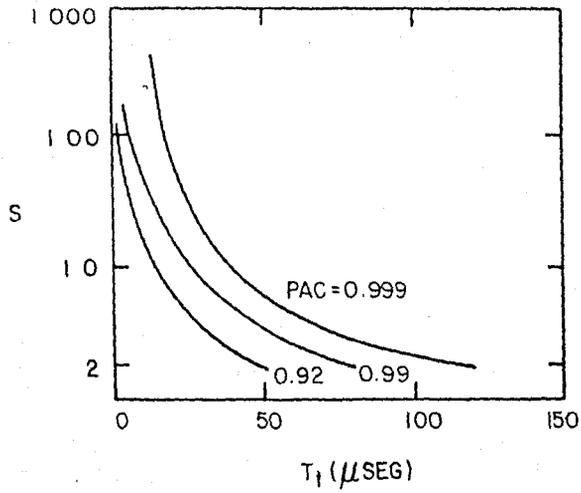


Fig.8.6 Tamaño del arreglo contra tiempo de búsqueda total, adquisición secuencial

#### 8.2.4.2.- Búsqueda secuencial con arreglos fijos

(procesamiento serie).

El procesamiento paralelo sobre un número grande de detectores puede ser físicamente difícil. Una alternativa es rastrear secuencialmente el arreglo para la salida máxima en cada iteración en lugar de un examen paralelo. La complejidad del receptor se reduce a expensas de un tiempo de búsqueda ligeramente más grande. Para un tiempo de observación fijo de  $T$  segs., un arreglo con  $S$  detectores se requieren ahora  $ST$  segs. para realizar una sola iteración, con  $r$  iteraciones necesarias para completar la búsqueda. El tiempo de búsqueda total es ahora [8.1]:

$$T_t = rST \left( \frac{S}{\log S} \right) T \log \left( \frac{\Omega_u}{\Omega_r} \right) \quad (8.2.4.2.1)$$

Al hablar de adquisición espacial se requiere implícitamente un cambio de magnificación (campo de vista) en cada paso. Es importante reconocer que se requiere tiempo para cambiar la potencia del lente. Además, hay un rango de magnificación máximo,  $M$ , sobre el cual se puede esperar que opere un sistema telescópico. A mínima potencia (primer paso de la búsqueda de adquisición) se cubriría un campo de  $D_s = \Omega_u / \Omega_d L$  modos, o un ángulo sólido de  $\Omega_u$  srads. A potencia máxima (el último paso) se cubre un campo de  $S$  modos. Por lo tanto el cambio de potencia debe ocurrir en  $\log(D_s) - 1$  pasos, y requerimos que a cada paso la potencia cambie por la cantidad  $S$ . Entonces, la magnificación  $M$  está dada por [8.1]:

$$M = \sqrt{\frac{D_s}{S}} \quad (8.2.4.2.2)$$

En conclusión, puede verse que la operación de la adquisición espacial incluye un compromiso de los objetivos de diseño del sistema. Una vez que se especifica una apertura del receptor (el campo de vista limitado por difracción  $\Omega_d L$ ) y un ángulo incierto ( $\Omega_u$ ), la dimensión espacial total,  $D_s = \Omega_u / \Omega_d L$ , de la búsqueda está especificada.

### 8.3.- Rastreo espacial.

Después de que el apuntamiento y la adquisición espacial han sido llevadas a cabo, permanece el compromiso de mantener el haz transmitido en el área del detector a pesar de la deriva del haz o el movimiento relativo entre transmisor y receptor. La operación de mantener orientada adecuadamente en relación al campo de la señal óptica arribante es llamada rastreo espacial. El rastreo espacial está gobernado por el mismo principio utilizado en sincronización. Un sensor óptico es usado para generar un voltaje de error relativo a cualquier offset del error de alineamiento entre el receptor y el campo arribante que pueda ocurrir. Este voltaje de error es entonces usado para realinear el eje del lente receptor (y el lente transmisor si se usa una comunicación de dos caminos). El sistema se complica por el hecho de que se necesitan señales de error para controlar tanto el alineamiento del azimuth como de la elevación y se necesitan dos operaciones de rastreo separadas. Un sistema de rastreo espacial típico se muestra en la fig. 8.7. el error de rastreo es determinado instantáneamente tanto por las coordenadas de azimuth como de elevación por medio del sensor de error de posición. El voltaje de error de las coordenadas espaciales es usado entonces para controlar el eje de alineamiento del lente receptor. Esto es llevado a cabo por algún tipo de lazo de control dinámico, generalmente con dos lazos servo separados para el control individual de los ejes de elevación y azimuth. Las funciones del lazo de control son típicamente de la forma de algún tipo de filtro paso-bajas que suaviza la señal de error para el adecuado control. Los anchos de banda de lazo deben ser lo suficientemente angostos para permitir que el rastreador siga el movimiento de haz esperado, permitiendo todavía efectos de ruido mínimos dentro del lazo. Nótese que el sensor del error óptico, y por lo tanto sus características, es una parte integral del lazo de rastreo espacial.

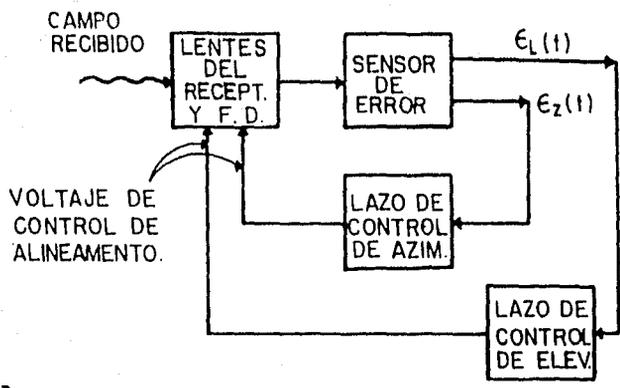


Fig.8.7 Subsistema de ratreo espacial.

REFERENCIAS DEL CAPITULO 8

8.1.- R.M.Gagliardi, S.Karp, "Optical communications",  
John Wiley and sons, New York, 1976.

## CONCLUSION

En este trabajo se ha realizado un estudio teórico-experimental sobre algunos aspectos de la transmisión coherente óptica con detección síncrona, asociados al transmisor óptico, al mezclador óptico, al receptor optoelectrónico y al subsistema electrónico de amplificación y demodulación.

Se ha determinado cómo las características de las señales ópticas que intervienen en dichos sistemas afectan la operación de las etapas electrónicas post-fotodetección; de lo que se derivan las estrictas condiciones para el transmisor láser y el oscilador local en lo referente a sus propiedades de ruido de fase y estabilidad espectral, principalmente.

Asimismo se han determinado los efectos de una mezcla heterodina imperfecta en lo referente a la distribución espacial, la polarización y la fase de los campos ópticos detectados, esto último siendo de mayor importancia en el caso de los sistemas heterodinios con detección óptica diferencial.

A partir de las características particulares de este tipo de transmisión se han generado criterios para el diseño de los subsistemas de post-fotodetección y especialmente de los bloques de demodulación para los casos de modulación digital en frecuencia y fase de la señal óptica portadora de información.

La tecnología de la transmisión óptica coherente se basa en el mejoramiento constante de las propiedades de los dispositivos ópticos para oscilación, modulación, mezcla óptica, fotodetección y control de fase y polarización; asimismo, para la explotación adecuada de sus muy atractivas características (citadas en el capítulo I), exige del diseño y desarrollo de subsistemas de post-detección con características particulares.

Es en este último rubro donde se ha avocado este trabajo, en efecto, se ha realizado un montaje experimental de un sistema óptico con detección heterodina simulando el oscilador local usando un sólo láser, con una derivación óptica de una parte de su potencia modulada acusto-ópticamente en un esquema interferométrico, y se han establecido los criterios de un diseño de los subsistemas de demodulación PSK y FSK, a partir de los cuales, se han

desarrollado, caracterizado e integrado al sistema completo diversos elementos moduladores- demoduladores, obteniéndose operación aceptable en las condiciones experimentales simuladas.

Quedan naturalmente numerosos aspectos por abordar teórica y experimentalmente, tales como :

- a) Operación con un oscilador local independientemente en un lazo de CAF.
- b) Incorporación de lazos síncronos de demodulación más sofisticados, como el manejado por decisión.
- c) Estudio experimental de un sistema heterodino.
- d) Operación de este tipo de sistemas a frecuencias intermedias superiores y altas velocidades de transmisión.
- e) Introducción de subsistemas de recepción diferencial.
- f) Introducción de esquemas de detección por diversidad de fase y polarización.

Estos últimos puntos están en la línea de investigación actual a nivel internacional, donde se prevén importantes progresos en el futuro cercano, tendientes a la incorporación de la tecnología de la transmisión óptica coherente en diversas aplicaciones: Sistemas de transmisión troncal de alta velocidad y gran distancia; sistemas con multicanalización densa en frecuencia óptica; redes de área local y área amplia de distribución coherente, y, a mediano plazo, en la transmisión coherente en el espacio libre.

APENDICE I PROGRAMAS PARA CALCULAR  
EL JITTER TOTAL EN UN PLL, Y EL  
RANGO DE CAPTURA

```

*)
*)
*) PROGRAMA PARA CALCULAR EL JITTER A LA SALIDA *)
*) DE UN PLL DERIVADO A LA ALEATORIDAD DE LAS *)
*) TRANSICIONES : AL MULTIPLEXAJE *)
*)

PROGRAM JITTER (INPUT,OUTPUT);
CONST

    PI=3.14159;
    RAD=57.29578;

VAR
    TAB1,TAB2,K,PSI,DM_N,P,B1,B2,A,B,C,D,E,G,W,SUMA,CONT,INC,MAX_JIT,
    GRAB,SIGMA,VARIANZA,ESPECTRO,AREA,FREC_NAT,INC_FREC,PSI_IN,
    IND_MOD,FREC_JIT,FREC1_JIT,F11,F12,JIT_TOT,LIM_SUP,LIM_INF,
    AMPLITUD,FRECUENCIA,VAL_FIN,VAL_IN,FI,PSI_FIN,INC_PSI:QUADRUPLE;
    N:INTEGER;

FUNCTION DENSIDAD (AMPLITUD,          (* ESTA FUNCION SIRVE *)
    FRECUENCIA:QUADRUPLE) (* PARA CALCULAR LA *)
    :QUADRUPLE;          (* DENSIDAD DE POTENCIA*)
    (* DE LOS DATOS *)
    (* SEGUN FEHER *)
BEGIN
    DENSIDAD:=(2*AMPLITUD**2)/(PI**2*FRECUENCIA);
END;

FUNCTION Y (F:QUADRUPLE):QUADRUPLE; (* ESTA FUNCION EVALUA *)
    BEGIN (* LA FUNCION DE MAGNITUD*)
        W:=((A+B**F**2)**2) + (* DEL FILTRO PASO-BAJAS *)
            ((C**F**2+D**F)**2); (* EQUIVALENTE *)
        Y:=W/((B**F**2+(E-G**F**2)**2)**2);
    END;

BEGIN (* INICIO PROGRAMA PRINCIPAL*)

    WRITE ('DAME LA AMPLITUD (VOLTS) '); (* LECTURA DE DATOS*)
    READ (AMPLITUD);
    WRITE ('DAME EL BIT RATE(Hz) ');
    READ (FRECUENCIA);
    WRITE ('DAME EL VALOR DE LA PROBABILIDAD DE TRANSICION ');
    READ(P);
    WRITE ('DAME EL INDICE DE MODULACION DE JITTER (CCITT) ');
    READ(IND_MOD);
    WRITE ('DAME LA FRECUENCIA DE LA MASCARA DE JITTER (CCITT) ');
    READ(FREC_JIT);
    WRITE ('DAME NO.DE INTERVALOS DE LA INTEGRAL(DEBE SER PAR) ');
    READ (N);
    WRITE ('DAME LOS LIMITES DE INTEGRACION LIM_INF,LIM_SUP ');
    READLN(LIM_INF,LIM_SUP);
    WRITE ('DAME EL VALOR DE K(Rad/seg) ');
    READ (K);
    WRITE ('DAME EL VALOR INICIAL DE FREC.NAT (HZ) ');
    READ (VAL_IN);
    WRITE ('DAME EL VALOR FINAL DE FREC.NAT (HZ) ');
    READ (VAL_FIN);
    WRITE ('DAME EL VALOR DEL INCREMENTO DE FREC.NAT (HZ) ');

```

```

READ (INC_FREQ);
WRITE ('DAME EL VALOR INICIAL DEL AMORTIGUAMIENTO ');
READ (PSI_IN);
WRITE ('DAME EL VALOR FINAL DEL AMORTIGUAMIENTO ');
READ (PSI_FIN);
WRITE ('DAME EL VALOR DEL INCREMENTO DEL AMORTIGUAMIENTO ');
READ (INC_PSI);
WRITE ('DAME EL VALOR DEL JITTER MAXIMO ADMISIBLE (GRADOS) ');
READ (MAX_JIT);
PSI:=PSI_IN; (*INICIALIZACION DEL FACTOR DE AMORTIGUAMIENTO*)

REPEAT (* INICIO CICLO ITERATIVO CON *)
      (* RESPECTO AL FACTOR DE AMORTIGUAMIENTO*)

  FREQ_NAT:=VAL_IN;(*INICIALIZACION DE LA FRECUENCIA NATURAL*)

  REPEAT (* INICIO CICLO ITERATIVO CON *)
        (* RESPECTO A LA FRECUENCIA NATURAL*)

    FREC1_JIT:=FREQ_JIT/FREQ_NAT; (*CALCULO DELA*)
    F11:=FREC1_JIT**4 + (FREQ_NAT/K)**2*FREC1_JIT**2; (* JITTER *)
    F12:=(1-FREC1_JIT**2)**2+4*PSI**2*FREC1_JIT**2; (* DEBIDO A *)
    F1:=(IND_MOD*PI*ASQRT(F11/F12) (*MULTIPLIXAJEA*)

    OM_N:=2*PI*FREQ_NAT; (* CALCULO DE *)
    A:=P**2*A**2; (*LAS CONSTANTES*)
    B1:=P**4*PI**2*(2*PSI*K-OM_N)/OM_N**3; (*DE LA MAGNITUDA*)
    B2:=OM_N**2+2*PSI*P*K*OM_N-P*OM_N**2-K; (*AL CUADRADO DE*)
    B:=B1*B2; (*LA FUNCION DE *)
    C:=(8*PI**3*P*K**2/OM_N**2)*(2*PSI/OM_N-1/K);(*TRANSFERENCIA *)
    D:=2*PI*P*K; (* DEL FILTRO *)
    E:=P*K; (* EQUIVALENTE *)
    G:=4*PI**2*K/OM_N**2;

    TAU1:=K/OM_N**2; (*CALCULO DE LAS CONSTANTES*)
    TAU2:=2*PSI/OM_N-1/K; (* DEL FILTRO DEL LAZO *)

    AREA:=(LIM_SUP-LIM_INF)/N; (*CALCULO DE LA INTEGRAL*)
    SUMA:= Y(LIM_INF) + Y(LIM_SUP); (* POR EL METODO DE *)
    INC:=LIM_SUP/N; (* SIMPSON 1/3 *)
    CONT:=INC;
    N:=1;

    REPEAT (*INICIO CICLO ITERATIVO PARA CALCULO DE LA INT.*)

      IF ODD(N) THEN
        SUMA:=SUMA+4*Y(CONT)
      ELSE
        SUMA:=SUMA+2*Y(CONT);
        CONT:=CONT + INC;
        N:=N+1;
    UNTIL CONT =LIM_SUP; (*FIN CICLO ITERATIVO INTEGRACION*)

    AREA:=AREA*SUMA/3; (*VALOR DE LA INTEGRAL*)

    ESPECTRO:=DENSIDAD(AMPLITUD,FRECUENCIA);

    VARIANZA:=AREA*ESPECTRO; (*CALCULO DEL JITTER RMS *)
    SIGMA:=SQRT(VARIANZA); (*DEBIDO A LA ALEATORIDAD*)
    GRAD:=SIGMA*RAD; (* DE LOS DATOS *)

```

```

FI:=FIARAD;

JIT_TOT:=FI + GRAD;      (AVALOR DEL JITTER TOTALA)

PAGE(OUTPUT);           (*ESCRITURA DE RESULTADOSA)
WRITELN('PARA PSI =',PSI:10:4,' FREC. NAT = ',FREC_NAT:10:2);
WRITELN('JITTER RMS TRANSICIONES(GRAD) = ',GRAD:10:4);
WRITELN('JITTER DERIDO A MUX (GRAD)= ',FI:10:4);
WRITELN('JITTER TOTAL (GRAD) = ',JIT_TOT:10:4);
WRITELN('TAU1=',TAU1:10:8);
WRITELN('TAU2=',TAU2:10:8);
FREC_NAT:=FREC_NAT + INC_FREC; (*INCREMENTO DE LA*)
                                (* FRECUENCIA *)
                                (* NATURAL *)
UNTIL((FREC_NAT =VAL_FIN)OR (JIT_TOT<=MAX_JIT));
                                (*FIN CICLO ITERATIVO CON RESPECTO*)
                                (* A LA FRECUENCIA NATURAL *)

PSI:=PSI + INC_PSI;      (*INCREMENTO DEL FACTOR*)
                                (* DE AMORTIGUAMIENTO *)

UNTIL ((PSI=PSI_FIN)OR(JIT_TOT<=MAX_JIT))
                                (*FIN CICLO ITERATIVO CON RESPECTO*)
                                (* AL FACTOR DE AMORTIGUAMIENTO *)

END. (*FIN PROGRAMA PRINCIPAL*)

```

```
PROGRAMA PARA CALCULAR EL RANGO DE }
CAPTURA DE UN PLL CON FILTRO PASIVO }
UTILIZANDO SU FILTRO PASO-BAJAS }
EQUIVALENTE }
Y UN METODO ITERATIVO EN EL CUAL EL }
RANGO DE CAPTURA(2Wc) SE ENCUENTRA }
CUANDO  $w_c = K|F(jw_c)|$  DONDE  $|F(jw_c)|$  }
ES LA MAGNITUD DE LA FUNCION DE }
TRANSFERENCIA DEL FILTRO }
EQUIVALENTE EVALUADA EN  $w=w_c$  }
```

```
PROGRAM CAPTURA(INPUT,OUTPUT);
```

```
CONST
PI = 3.1416;
```

```
VAR
INC,K,PSI,OM_NAT,P,B1,FREC_NAT,DIF_FREC,
RANGO_CAPT,B2,A,R,C,D,E,G,W,FREC,RANGO:QUADRUPLE;
```

```
FUNCION Y (F:QUADRUPLE):QUADRUPLE;
BEGIN
W:=((A+B*F**2)**2) + ((C*E**2*F-D*F)**2); { TRANSFERENCIA DEL }
Y:=W/((B*F**2+(E-G*F**2)**2)**2); { FILTRO EQUIVALENTE}
END;
```

```
BEGIN {INICIO DEL PROGRAMA PRINCIPAL}
WRITE ('DAME LA FREC.NATURAL (HZ) '); { LECTURA DE DATOS }
READ (FREC_NAT);
WRITE ('DAME EL AMORTIGUAMIENTO ');
READ (PSI);
WRITELN('DAME EL VALOR DE LA PROBABILIDAD DE TRANSICION ');
READ(P);
WRITE('DAME K (RAD/SEG) ');
READ(K);
WRITE('DAME LA FRECUENCIA SEMILLA (Hz) ');
READ(FREC);
WRITE('DAME EL VALOR DE ERROR DE FRECUENCIA (Hz) ');
READ(DIF_FREC);
WRITE('DAME EL VALOR DEL INCREMENTO DE FRECUENCIA (Hz) ');
READ(INC);
OM_NAT:=2*PI*FREC_NAT;
```

```
REPEAT { INICIO DEL CICLO ITERATIVO }
```

```
A:=P**2*K**2 { CALCULO DE }
B1:=P**4*PI**2*(2*PSI**2-K)/OM_NAT**3; { LAS CONSTANTES }
B2:=OM_NAT**2+2*PSI*P*K*OM_NAT-P*OM_NAT**2-K; { DE LA FUNCION }
B:=B1*B2; { DE TRANSFERENCIA}
C:=(B*PI**3*P*K**2/OM_NAT**2)*(2*PSI/OM_NAT-1/K);
D:=2*PI*P*K;
E:=P*K;
G:=4*PI**2*K/OM_NAT**2;
RANGO:=Y(FREC)*K/(2*PI);
WRITELN('PARA F=',FREC:10:1,' RANGO DE CAPTURA(Hz) ',RANGO:10:4);
FREC:=FREC+INC;
```

```
UNTIL (ABS(FREC -RANGO))<=DIF_FIN; { FIN CICLO ITERATIVO }
```

A J 4

**APENDICE II ESPECIFICACIONES DE C.I.s**

Most widely-used

# Frequency Mixers

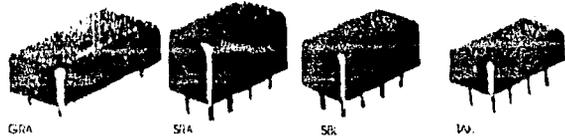
LEVEL 7 (+7 dBm LO, up to +1 dBm RF)

performance data

convert tables Max to Min in section 2

case style selection

see outline drawings for details

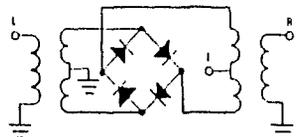


MODEL NO	FREQUENCY MHz		CONVERSION LOSS dB				LO-RF ISOLATION dB			LO-IF ISOLATION dB			PRICE \$								
	LO	IF	Mid Band		Total Range		L	M	U	L	M	U	Eq	Qty							
	$f_{LO}$	$f_{IF}$	Typ	Max	Typ	Max	Typ	Min	Typ	Min	Typ	Min									
GRA <small>case 102</small>	GRA 1	1.5-200	DC-500	5.5	7.0	6.5	8.5	50	45	45	35	45	35	43	25	30	20	12.95	(1.49)		
	GRA 3	0.05-200	DC-200	5.5	7.0	6.5	8.5	60	50	45	35	35	25	45	35	30	20	15.95	(1.49)		
	GRA 6	0.05-100	DC-100	5.5	7.0	6.5	8.5	60	50	45	35	35	25	60	45	40	25	22.95	(1.74)		
	GRA 8	0.05-10	DC-10	6.5	7.5	7.0	8.5	60	50	50	40	45	35	60	50	50	45	25.95	(1.74)		
SRA <small>case 101</small>	SRA 1	1.5-200	DC-500	5.5	7.0	6.5	8.5	50	45	40	30	35	25	45	35	40	25	30	20	11.95	(1.49)
	SRA 11X	1.5-200	DC-500	5.5	7.0	6.5	8.5	50	45	45	30	35	25	45	35	40	25	30	20	47.95	(1.47)
	SRA 1W	1.5-200	DC-250	5.5	7.5	6.5	8.5	50	45	45	30	35	25	45	30	40	25	30	20	14.95	(1.74)
	SRA 1-1	1.5-200	DC-500	5.5	7.5	6.5	8.5	50	45	45	30	35	25	45	35	40	25	30	20	13.95	(1.74)
	SRA 2	1.1-200	5-500	5.5	7.5	6.5	8.5	45	30	35	20	30	20	45	30	30	20	30	20	14.95	(1.74)
	SRA 2CM	5-1000	DC-1000	6.0	7.0	6.5	8.5	60	50	35	30	30	25	50	45	30	25	25	20	14.95	(1.49)
	SRA 3	0.05-200	DC-200	5.5	7.5	6.5	8.5	60	50	45	35	35	25	45	35	40	30	20	14.95	(1.74)	
	SRA 4	5-1250	5-500	5.5	7.5	6.5	8.5	50	40	40	20	30	20	50	40	40	20	30	20	16.95	(1.74)
	SRA 5	5-1500	10-600	7.0	8.0	7.5	8.5	50	45	35	30	30	20	45	40	30	25	25	20	21.95	(1.74)
	SRA 6	0.05-100	DC-100	5.5	7.5	6.5	8.5	60	50	45	35	35	25	60	45	40	25	30	20	21.95	(1.74)
SRA 8	0.05-10	DC-10	6.5	7.5	7.0	8.5	60	50	50	40	45	35	60	50	50	40	45	35	26.95	(1.74)	
case 103	SRA 11	5-2000	10-600	7.0	8.5	7.5	9.0	50	45	35	25	30	20	45	40	30	20	25	15	26.95	(1.74)
	SRA 12	800-2000	50-200	5.5	6.5	6.0	7.5	32	25	35	25	35	25	45	35	40	30	20	14.95	(1.74)	
	SRA 2000	100-2000	DC-600	6.0	8.0	7.0	9.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	30	20	31.95	(1.74)	
SBL <small>case 104</small>	SBL 1	1.5-200	DC-500	5.5	7.0	6.5	8.0	60	45	45	35	40	25	45	35	40	25	30	20	4.50	(10.47)
	SBL 17	10-1000	5-500	6.0	7.5	7.0	8.0	50	40	40	30	30	20	50	45	40	35	35	25	5.95	(10.47)
	SBL 17 1/2W	10-1000	DC-500	6.5	7.5	7.0	8.0	50	40	35	25	25	20	40	25	25	18	19	15	6.95	(10.49)
	SBL 11 1/2W	0.1-400	DC-400	5.5	7.0	6.0	8.0	50	45	45	30	35	25	45	30	40	25	30	20	6.50	(10.47)
SBL 3 1/2W	0.05-200	DC-200	5.5	7.5	6.0	8.5	55	50	45	30	35	25	45	35	40	30	20	7.50	(10.47)		
TAK <small>case 105</small>	TAK 5	0.1-250	DC-250	5.5	7.0	6.5	8.5	60	50	50	35	40	35	55	45	45	30	35	25	18.95	(1.4)
	TAK 5R	0.05-200	DC-200	5.5	6.5	6.5	8.0	55	50	45	35	45	35	50	45	40	30	40	30	15.95	(1.74)
	TAK 6	5-600	DC-600	5.5	7.5	6.5	8.5	60	50	50	40	40	25	55	45	45	30	30	20	18.95	(1.4)
	TAK 6R	5-600	DC-600	6.0	7.0	6.5	8.0	55	50	45	40	35	30	45	40	40	25	30	20	15.95	(1.74)
	TAK 7	2-1000	5-500	5.5	7.5	6.5	8.5	45	30	35	20	30	20	45	30	35	20	30	20	20.95	(1.4)

L = low range (1 to 10  $f_L$ )      M = mid range (10  $f_L$  to  $f_U/2$ )      U = upper range ( $f_U/2$  to  $f_U$ )  
 m = mid band (2  $f_L$  to  $f_U/2$ )

- HiFi tested, 3 year guarantee
- FAXN HERMATIC
- 1. For quality control procedures, environmental specifications and full test, M, and TX description see section 1
- 2. Absolute Maximum Ratings  
 If power 50 mW peak if current 40 mA, see section 1
- 3. PAM 42 protected under patent 4,430,758
- 4. Prices and specifications subject to change without notice

### schematic



### pin connections

see case style outline drawings

Series	GRA	SRA					SBL			TAK			
OP modes	-1	-2	-6	-1W	-5	-1	-1X	-1Z	-5	-7	-5R	-6R	
models	-11X	-4	-8	-2CM	-11	-1-1			-6				
	-1-1				-12								
	-3				-2000	-3							
LO	1	6	8	8	8	8	6	8	1	8	8	8	1
RF	6	1	3.4	1	1	1	1	3.4	8	1	3.4	1	8
IF	4	3.4*	1	3.4*	3.4*	3	3.4*	1	3	3.4*	1	3.4*	5.6*
GND	2,3,5	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,5,6,7	2,3,4,7
CASE GND	—	2	2,5,6,7	—	2,5,6,7	2,5,6,7	—	2,5,6,7	2,5,6,7	2	2,5,6,7	—	3,4,7

\*pins must be connected together externally



P.O. BOX 166, Brooklyn, New York 11235 (718) 934-1100

# Frequency Mixers Models

LEVEL 7 (+7dBm LO, up to +1dBm RF)

SBL-1



computer-automated performance data  
Typical production unit / for data of other models consult factory

## mixer conversion loss and isolation

RF MHz	LO MHz	Conversion Loss (dB)			Isolation I-R (dB)			Isolation I-L (dB)		
		+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm
1 (10)	33 (10)	6.92	6.61	6.45	62.73	>67.00	68.01	61.88	65.61	70.00
2 (10)	35 (10)	6.59	6.26	6.05	61.86	>67.00	67.46	61.93	>67.00	>70.00
5 (10)	35 (10)	5.96	5.74	5.61	61.73	64.84	65.12	62.43	>67.00	>70.00
10 (10)	40 (10)	5.85	5.58	5.46	61.35	64.19	65.15	61.72	64.11	66.04
20 (10)	50 (10)	5.96	5.67	5.51	60.14	62.22	62.01	60.33	61.69	61.30
32 (10)	67 (10)	5.86	5.60	5.51	58.85	59.04	58.97	58.22	57.74	57.02
50 (10)	100 (10)	5.84	5.60	5.49	56.98	56.71	56.75	54.84	54.37	53.61
70 (10)	100 (10)	5.83	5.56	5.48	54.05	52.71	50.75	51.16	49.61	48.53
100 (10)	70 (10)	5.74	5.52	5.43	51.30	49.41	48.31	48.54	46.90	46.10
150 (10)	126 (9)	5.69	5.53	5.47	45.18	44.20	43.99	42.72	41.06	41.56
200 (10)	170 (9)	5.85	5.68	5.60	41.85	41.56	41.75	39.00	38.98	39.65
203 (7.5)	123 (7)	5.83	5.67	5.56	41.46	41.05	41.34	38.60	38.52	39.23
250 (10)	250 (10)	5.89	5.63	5.47	40.14	40.04	40.21	37.21	37.29	37.77
257 (2.0)	267 (2)	5.72	5.61	5.48	36.89	36.90	37.90	33.86	33.97	34.68
300 (10)	310 (0)	5.93	5.81	5.72	36.80	37.11	37.44	33.43	33.88	34.36
350 (20)	305 (20)	6.28	6.13	5.97	34.83	36.02	37.25	31.69	32.70	34.20
400 (40)	316 (40)	6.27	6.15	6.07	33.09	34.80	36.66	29.68	31.05	32.79
450 (60)	401 (60)	6.39	6.08	5.85	32.48	33.79	35.38	29.38	29.39	31.81
500 (80)	434 (80)	6.48	6.00	5.73	32.24	32.80	34.05	29.76	30.12	30.96
500 (100)	470 (100)	6.90	6.31	5.99	32.48	32.36	33.04	30.19	30.37	30.65

## mixer VSWR

## ϕ detection

freq MHz	VSWR, RF port			VSWR, LO port			VSWR, IF port			Freq (MHz)	max. DC output mV	DC offset mV
	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm			
1 (10)	1.83	1.80	1.86	2.45	3.75	5.47	1.67	1.44	1.30	10 (00)	-233.19	+0.00
10 (10)	1.71	1.67	1.70	1.92	2.81	3.95	1.68	1.45	1.31	20 (00)	-230.80	0.01
20 (10)	1.66	1.14	1.20	1.94	2.89	3.95	1.68	1.44	1.31	38 (00)	-225.55	+0.00
11 (24)	1.66	1.14	1.20	1.93	2.83	3.88	1.68	1.44	1.32	56 (00)	-225.92	+0.00
30 (10)	1.67	1.15	1.20	1.83	2.69	3.54	1.69	1.46	1.33	66 (00)	-226.43	+0.00
76 (20)	1.69	1.16	1.21	1.84	2.72	3.70	1.71	1.48	1.36	80 (00)	-236.22	+0.01
100 (10)	1.69	1.17	1.22	1.82	2.62	3.38	1.74	1.52	1.39	150 (00)	-231.26	+0.03
125 (10)	1.11	1.16	1.24	1.82	2.62	3.53	1.79	1.55	1.42	138 (00)	-229.89	+0.04
152 (10)	1.13	1.20	1.25	1.88	2.66	3.42	1.85	1.62	1.50	178 (00)	-223.93	+0.17
182 (50)	1.15	1.22	1.27	1.83	2.62	3.21	1.93	1.69	1.57	200 (00)	-223.43	+0.15
200 (10)	1.12	1.26	1.27	1.87	2.58	3.22	1.98	1.77	1.62	234 (00)	-223.85	+0.13
250 (10)	1.19	1.25	1.32	1.89	2.56	3.19	2.11	1.88	1.74	267 (00)	-229.61	+0.25
273 (10)	1.21	1.28	1.34	1.90	2.59	3.17	2.21	1.99	1.86	304 (00)	-218.66	+0.32
318 (50)	1.23	1.30	1.35	1.99	2.64	3.25	2.35	2.11	1.95	300 (00)	-194.91	+0.72
338 (70)	1.24	1.31	1.36	2.01	2.59	3.18	2.38	2.15	2.03	407 (00)	-179.58	+0.97
379 (30)	1.24	1.31	1.34	2.03	2.60	3.15	2.45	2.24	2.09	444 (00)	-163.75	+1.88
400 (70)	1.23	1.28	1.32	2.12	2.72	3.19	2.48	2.24	2.11	458 (00)	-160.12	+1.78
400 (30)	1.21	1.27	1.31	2.20	2.77	3.27	2.50	2.30	2.16	472 (00)	-155.46	+1.60
400 (60)	1.19	1.24	1.28	2.30	2.82	3.34	2.46	2.32	2.14	485 (00)	-150.45	+1.39
500 (10)	1.16	1.21	1.25	2.40	3.01	3.54	2.43	2.23	2.12	500 (00)	-142.53	+1.23

Measurements at IF & LO power +7 dBm



**Mini-Circuits** P.O. BOX 166, Brooklyn, New York 11235 (718) 934 4500

263

1 to 500 MHz



00-08

mixer harmonic intermodulation  
(relative to desired IF output)

PF ORDER HARMONIC	RF CAL											
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
0	>3											
1	>3	>20										
2	>74	>57	>51	>71	>61	>64	>53	>72	>61	>71	>54	>75
3	>81	>44	>33	>44	>35	>54	>36	>61	>36	>64	>37	>51
4	>93	>67	>70	>66	>55	>75	>62	>74	>54	>78	>64	>76
5	>93	>61	>46	>62	>54	>57	>63	>63	>67	>66	>53	>65
6	>93	>60	>76	>76	>74	>75	>64	>75	>70	>78	>66	>76
7	>93	>81	>64	>67	>63	>73	>56	>71	>56	>78	>55	>64
8	>93	>68	>84	>85	>84	>85	>83	>80	>76	>81	>78	>81
9	>93	>62	>83	>83	>75	>74	>67	>75	>64	>84	>60	>77
10	>93	>87	>87	>86	>85	>85	>85	>85	>86	>81	>86	

PF ORDER HARMONIC	RF CAL											
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
0	>84											
1	>84	>75										
2	>87	>63	>55	>68	>54	>66	>57	>64	>57	>66	>54	>74
3	>84	>66	>53	>66	>56	>71	>55	>75	>57	>65	>54	>73
4	>84	>76	>75	>76	>75	>77	>76	>77	>75	>76	>74	>76
5	>84	>76	>76	>76	>76	>76	>76	>77	>77	>73	>76	>76
6	>84	>78	>76	>76	>76	>76	>76	>76	>76	>76	>76	>76
7	>84	>78	>78	>78	>78	>78	>76	>76	>76	>76	>76	>76
8	>84	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78
9	>84	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78
10	>83	>77	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78	>78

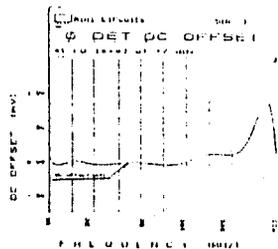
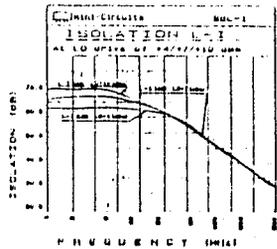
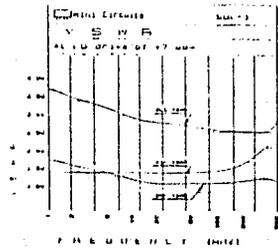
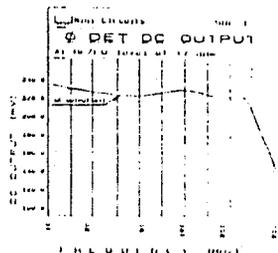
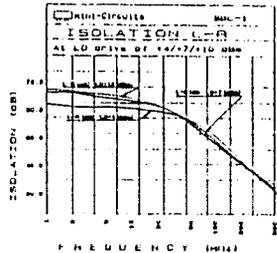
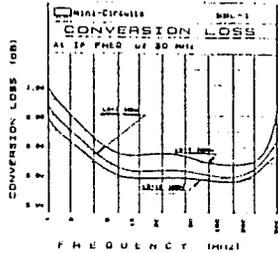
Harmonic LO Order

Harmonic LO Order

test conditions RF = 155.100 MHz FFWT P = 1.000dBm  
LO = 155.010 MHz FFWT P = 1.692dBm  
F = 30.000 MHz F AMPL = -0.11 dBm

test conditions RF = 155.100 MHz FFWT P = -10.000dBm  
LO = 155.010 MHz FFWT P = 1.692dBm  
F = 30.000 MHz F AMPL = -15.84 dBm

typical performance curves  
(production unit)



most widely used

# Frequency Mixers Model

LEVEL 7 (+7dBm LO, up to +1dBm RF)

TAK-5



computer-automated performance data  
typical production unit / for data of other models consult factory

## mixer conversion loss and isolation

RF MHz	LO MHz	Conversion Loss (dB)			Isolation L-R (dB)			Isolation L-L (dB)		
		+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm
010	30 01	7 28	7 11	6 93	56 97	58 08	57 43	57 65	53 36	52 26
281	30 20	4 82	4 71	4 57	58 23	59 34	59 43	51 70	52 17	51 68
1 030	31 00	4 71	4 56	4 42	58 08	59 46	59 35	51 73	51 84	51 83
1 030	35 00	4 87	4 60	4 47	57 90	59 26	59 05	51 61	51 76	51 55
19 240	49 24	4 85	4 71	4 59	56 84	56 47	56 67	51 69	52 25	51 97
78 815	58 86	4 79	4 65	4 53	55 16	54 43	53 81	51 50	52 17	51 71
48 195	78 09	4 76	4 63	4 51	50 43	50 19	50 28	49 40	50 36	50 77
67 315	97 37	4 72	4 60	4 53	47 21	47 74	47 74	46 37	48 07	48 91
86 545	56 55	4 65	4 59	4 50	43 70	44 08	45 60	43 38	45 40	46 91
143 000	70 00	4 72	4 63	4 56	42 85	43 92	44 75	41 42	43 20	44 52
116 300	86 39	4 82	4 75	4 75	41 68	43 05	44 47	40 17	42 22	44 18
134 620	104 62	4 96	4 85	4 85	37 26	38 26	39 58	38 65	40 16	41 69
144 240	114 24	5 10	5 07	4 88	36 67	37 90	39 26	37 73	39 27	40 59
163 470	133 47	5 25	5 14	5 10	36 21	38 05	39 74	36 23	37 81	39 07
182 700	152 70	5 35	5 30	5 26	36 79	38 71	39 42	34 35	34 70	34 66
200 000	170 00	5 52	5 38	5 30	38 74	39 71	39 63	33 89	33 53	33 11
221 160	191 16	5 65	5 36	5 16	41 33	40 47	39 12	33 81	32 38	31 11
240 770	200 77	5 73	5 32	5 04	42 79	40 93	38 79	33 73	31 70	29 71
260 300	210 39	5 96	5 38	5 07	42 40	40 98	38 11	33 46	31 63	28 69
270 000	220 00	6 33	5 61	5 19	41 37	40 47	38 66	32 96	31 55	28 79

## mixer VSWR

## ϕ detection

freq MHz	VSWR, RF port			VSWR, LO port			VSWR, IF port			freq (MHz)	max. DC output mV	DC offset mV
	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm	+4dBm	+7dBm	+10dBm			
5 001	1 19	1 07	1 02	1 89	2 97	4 39	1 64	1 43	1 31	010	-235 95	- 02
10 000	1 20	1 07	1 01	1 86	2 78	4 21	1 65	1 43	1 32	050	-230 90	- 13
19 412	1 20	1 07	1 00	1 76	2 59	3 92	1 67	1 46	1 34	1 000	-234 34	- 24
26 618	1 19	1 07	1 01	1 82	2 67	3 95	1 69	1 48	1 36	9 025	-234 17	- 23
48 235	1 17	1 05	1 03	1 87	2 72	3 99	1 78	1 57	1 46	19 240	-234 76	- 23
55 441	1 16	1 04	1 04	1 83	2 71	3 88	1 83	1 61	1 50	28 855	-235 42	- 22
77 069	1 13	1 03	1 07	1 79	2 56	3 60	2 00	1 78	1 64	48 085	-236 45	- 19
84 265	1 12	1 04	1 09	1 78	2 55	3 58	2 05	1 82	1 70	57 700	-236 67	- 17
98 816	1 09	1 06	1 12	1 81	2 50	3 47	2 20	1 95	1 80	76 930	-235 16	- 10
105 880	1 08	1 07	1 14	1 79	2 51	3 48	2 27	2 01	1 87	96 160	-230 58	- 06
113 090	1 08	1 09	1 16	1 81	2 56	3 58	2 37	2 08	1 94	105 780	-231 51	- 09
134 710	1 09	1 15	1 22	1 89	2 60	3 51	2 61	2 33	2 16	115 390	-231 91	1 02
156 320	1 13	1 21	1 29	1 91	2 62	3 49	2 83	2 55	2 39	134 620	-234 05	1 00 00
177 940	1 18	1 27	1 34	1 94	2 64	3 54	3 04	2 79	2 62	153 850	-227 02	1 40
197 340	1 21	1 29	1 35	2 03	2 67	3 51	3 19	2 93	2 74	173 080	-215 95	1 75
200 000	1 22	1 30	1 35	2 06	2 72	3 54	3 18	2 96	2 79	192 310	-209 85	1 07
213 970	1 22	1 29	1 33	2 16	2 78	3 57	3 22	2 99	2 83	200 000	-205 42	1 15
228 380	1 21	1 27	1 29	2 23	2 90	3 72	3 24	2 99	2 82	211 540	-196 29	1 72
242 790	1 18	1 22	1 23	2 26	3 00	3 83	3 26	3 00	2 81	230 770	-181 60	1 87
250 000	1 17	1 20	1 21	2 26	3 02	3 80	3 27	2 99	2 81	250 000	-167 99	1 25

Measurements at RF & LO Power: +7 dBm



**Mini-Circuits**

P.O. BOX 166, Brooklyn, New York 11235 (718) 934-4500

## mixer harmonic intermodulation

(relative to 0 dBm I/F output)

RF CAL	13	24	35	46	57	68	79	90	101	112	
0											
1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	
2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	
3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	
4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	
5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	
6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	
7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	
8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	
9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	
10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Harmonic LO Order

TEST CONDITIONS: I/F = 14 MHz, 155 MHz DRIVE = 0.97 dBm  
 LO = 14 MHz, 155 MHz DRIVE = 0.97 dBm  
 F = MEASURED FREQUENCY (MHz) AND -V OF DATA

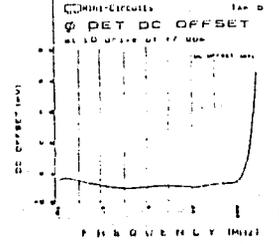
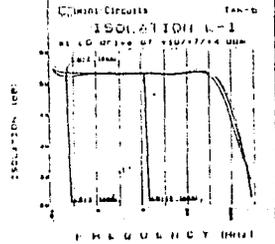
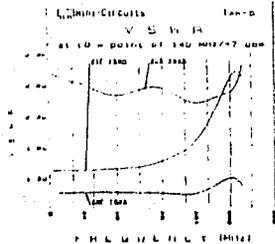
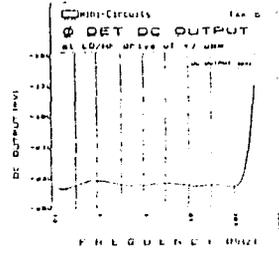
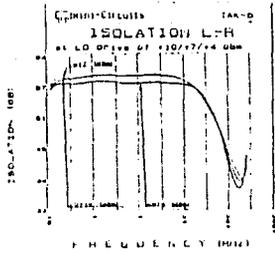
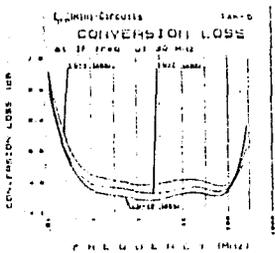
RF CAL	22	33	44	55	66	77	88	99	110	121	
0											
1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	
2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	
3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	-3	
4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	
5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	
6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	
7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	-7	
8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	-8	
9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	-9	
10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	-10	
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Harmonic LO Order

TEST CONDITIONS: I/F = 14 MHz, 155 MHz DRIVE = 0.97 dBm  
 LO = 14 MHz, 155 MHz DRIVE = 0.97 dBm  
 F = MEASURED FREQUENCY (MHz) AND -V OF DATA

## typical performance curves

(PRODUCTION LOT)



87