

# Propiedades de antena óptica en la fotodetección coherente: teoría y experimentación con interferómetro auto-heterodino\*

FRANCISCO J. MENDIETA, MANUEL CORONA Y ARTURO ARVIZU

*División de Física Aplicada, CICESE*

*Km. 107 Carr. Tijuana-Ensenada, 22860 Ensenada, B.C. México*

*Tel.: (617) 44503, Fax: (617) 45155; email: jmendiet@cicese.mx.*

Recibido el 15 de marzo de 1996; aceptado el 14 de mayo de 1996

RESUMEN. Se presenta el tratamiento del proceso de la recepción óptica coherente utilizando nociones asociadas a la teoría de antenas de apertura; se estudian los efectos de las distribuciones espaciales complejas de los campos ópticos sobre el frente de onda. Se describe un experimento para la medición de la directividad espacial de un fotodetector heterodino y se proporcionan resultados sobre su diagrama de recepción y sus características de ruido.

ABSTRACT. The analysis of the coherent optical reception process using notions associated to the theory of aperture antennas is presented; the effects of the complex spatial distributions of the optical fields across the wavefronts are studied. An experiment for the measurement of the directivity of a heterodyne photodetector is described and results on its reception diagram and noise characteristics are given.

PACS: 06.30.Lz; 42.79.Hp

## 1. INTRODUCCIÓN

La fotodetección coherente es una técnica de mucho interés, tanto en sus aplicaciones en comunicaciones ópticas por fibras unimodales [1, 2] (en transmisión láser en el espacio libre [3]), como en espectroscopía [4]. A diferencia de la detección directa, donde la fotocorriente generada en el fotodetector constituye la salida demodulada, el receptor coherente primero mezcla la señal óptica a ser detectada con una onda casi monocromática producida por un oscilador local láser de frecuencia óptica ligeramente diferente y las superpone de manera coherente; el proceso no lineal de la fotodetección genera entonces una señal eléctrica cuyo espectro de potencia está centrado en la diferencia de frecuencias ópticas (frecuencia intermedia), donde se lleva a cabo el procesamiento postdetección: amplificación, filtraje, demodulación, etc. El caso general —donde existe diferencia de frecuencias ópticas— es llamado “heterodino”, en analogía con la técnica clásica de recepción en el dominio radioeléctrico; el caso particular donde la diferencia de frecuencias es nula es llamado “homodino”. La mezcla de ondas se realiza típicamente utilizando combinadores/separadores de haz o, en su caso, acopladores direccionales de fibra óptica unimodal.

---

\* Este trabajo fue apoyado parcialmente por CONACYT bajo el proyecto 1827A9211.

La detección coherente presenta sobre la detección directa numerosas ventajas tales como:

- a) Existencia de una ganancia de conversión por acción del oscilador local, sin compromiso en figura de ruido y estable en temperatura.
- b) A diferencia de la detección directa, en que la salida es proporcional a la intensidad óptica recibida, en la detección coherente existe una relación lineal entre el campo óptico de la señal incidente y la fotocorriente producida, lo que permite el uso de modulaciones de amplitud, frecuencia, fase e incluso polarización, que son mucho más tolerantes al ruido aditivo que la modulación directa de intensidad.
- c) Para el caso de un oscilador local relativamente intenso, puede alcanzarse un funcionamiento cercano al límite cuántico en la relación señal/ruido.
- d) Una muy alta selectividad espectral, puesto que el filtraje se realiza en el dominio eléctrico; esto permite una multicanalización densa en las aplicaciones de comunicaciones; asimismo permite un análisis de muy alta resolución en las aplicaciones espectroscópicas.
- e) Una elevada directividad espacial, lo que permite un eficiente rechazo a la radiación parásita fuera del campo visual del receptor coherente.

Sin embargo la implantación de estas técnicas afronta severas dificultades, tanto a nivel fundamental como a nivel tecnológico, relacionadas con:

a) Las inestabilidades espectrales inevitables en los láseres de semiconductor utilizados en comunicaciones ópticas constituyen un ruido de fase que degrada las características de demodulación. Además, es necesario un control estricto de la diferencia de frecuencias ópticas, lo que frecuentemente requiere de un subsistema de control automático de frecuencia (caso heterodino) o de la fase instantánea (caso homodino).

b) La diferencia en los estados de polarización entre las ondas señal y local degrada fuertemente la eficiencia de detección coherente; esto es particularmente importante en el caso de las fibras ópticas de telecomunicaciones, para las que las inhomogeneidades y anisotropía del índice, la falta de perfecta circularidad del núcleo, así como el estado térmico y mecánico del enlace, provocan un estado de polarización inestable en la salida de la fibra; esto exige un subsistema de control dinámico de polarización o un esquema de recepción por diversidad de polarización, con acopladores direccionales de fibra unimodal de polarización preservada y separadores de polarización.

c) Las distribuciones de la amplitud y fase de los dos campos sobre el frente de onda deben ser idénticas para no degradar la eficiencia de mezclado óptico, lo que exige en general un subsistema óptico para adecuar el modo espacial del campo recibido al del oscilador local [5]; debe mencionarse que los sistemas por fibra no presentan este problema, ya que la fibra misma constituye un filtro de modos; sin embargo, en los sistemas en el espacio libre este aspecto es crucial en su desempeño.

Es en este último punto donde se encuadra el presente trabajo: el estudio de los efectos de las distribuciones espaciales sobre el frente de onda de la señal láser recibida y del oscilador local sobre el desempeño del sistema de recepción coherente heterodino. El funcionamiento de un receptor de este tipo puede describirse usando las nociones asociadas a las antenas de apertura en el dominio radioeléctrico, puesto que los haces ópticos que intervienen en la fotodetección son en principio de modo espacial único, y sus efectos de interferencia sobre la superficie del detector lo convierten en un filtro de modos definido por sus propiedades

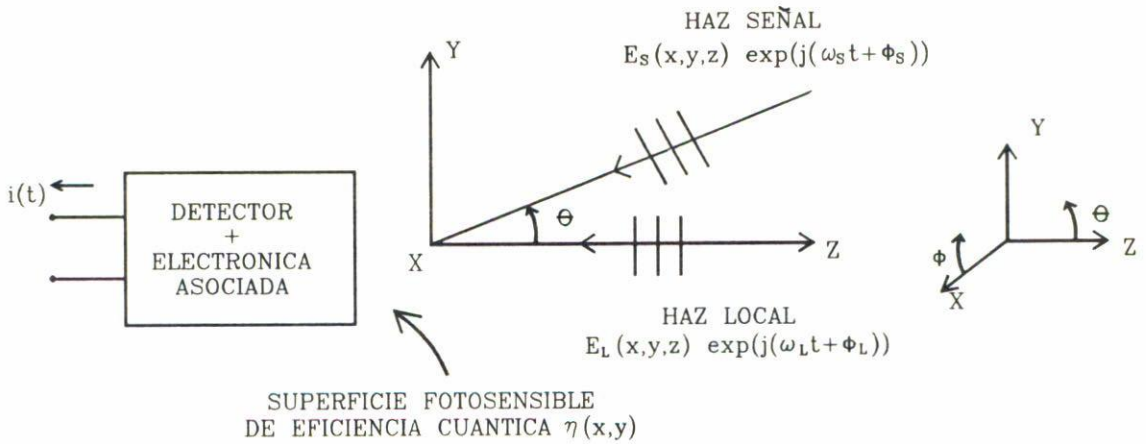


FIGURA 1. Mezclado coherente de los campos ópticos sobre el fotodetector.

optogeométricas y la distribución espacial del oscilador local sobre su superficie.

Este trabajo contiene los siguientes aspectos de aportación:

- a) Se presenta un análisis teórico de las propiedades de directividad en receptores ópticos coherentes donde un “oscilador local láser” constituye un “filtro espacial”, permitiendo aplicar las nociones utilizadas en antenas en el dominio radioeléctrico, tales como apertura efectiva, ganancia, directividad y patrón de radiación.
- b) Este análisis es verificado experimentalmente utilizando interacción acusto-óptica en un esquema interferométrico que permite la medición del diagrama de directividad de un receptor heterodino; se ha trabajado con diferentes distribuciones espaciales de los campos sobre la superficie fotosensible encontrándose una buena correspondencia entre las predicciones teóricas y los valores experimentales.
- c) Se presenta asimismo el cálculo de la relación señal/ruido ( $S/R$ ) en la fotodetección coherente definiéndose la “eficiencia de mezcla”; finalmente, con el mismo montaje se realizan mediciones de la relación  $S/R$  en términos de la potencia óptica recibida, encontrándose resultados cercanos a los predichos teóricamente, en presencia de degradaciones por potencia local insuficiente.

## 2. PROPIEDADES DE LA ANTENA ÓPTICA

La recepción óptica heterodina consiste en superponer sobre la superficie fotosensible de un detector una señal láser de representación compleja  $E_S(x, y, z, t)$  y frecuencia óptica  $\omega_S$ , y otro haz (oscilador local)  $E_L(x, y, z, t)$  de frecuencia  $\omega_L \approx \omega_S$  como se ilustra en la Fig. 1.

Se considera que el fotodetector es un dispositivo cuadrático; su respuesta (una corriente  $i(t)$ ) es proporcional a la potencia óptica total  $P$  recibida; integrada en un período de tiempo  $\tau$  tal que  $|\omega_S - \omega_L| \ll 1/\tau \ll \omega_S, \omega_L$ :

$$i(t) = \bar{\eta} \frac{q\langle P \rangle}{h\nu}, \tag{1}$$

donde  $q$  es la carga del electrón,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la frecuencia de la luz incidente y  $\bar{\eta}$  la eficiencia cuántica promedio de la superficie fotosensible (igual al número promedio de electrones producidos por fotón incidente);  $\langle \quad \rangle$  denota promedio temporal.

En general, la eficiencia cuántica no es uniforme  $\eta = \eta(x, y)$ ; y la fotocorriente es

$$i(t) = \left\langle \iint \eta(x, y) \left| E_S(x, y) \exp[j(\omega_S t + \phi_S)] + E_L(x, y) \exp[j(\omega_L t + \phi_L)] \right|^2 dA \right\rangle \frac{q}{Z_0 h \nu}, \quad (2)$$

donde  $Z_0$  es la impedancia característica del medio de propagación.

Se toma el eje  $z$  a lo largo de la normal a la superficie del detector y se supone que el haz local se propaga en este eje. No es necesario que el plano de referencia  $z = 0$  (sobre el que se expresa la mezcla entre las ondas) coincida con la superficie fotosensible, siempre que las variaciones de trayectoria óptica entre estos dos planos sean muy inferiores a la longitud de onda correspondiente a la diferencia de frecuencias  $|\omega_S - \omega_L|$ . Se supone también que  $E_S$  y  $E_L$  poseen el mismo estado de polarización. En general, si la eficiencia cuántica es isótropa, la señal puede expresarse en términos de las componentes paralela y perpendicular al campo local; esta última no contribuye al proceso de heterodinación. Si el ancho de banda del detector y de la electrónica asociada  $B = 1/(2\pi\tau)$  es tal que

$$\left| \frac{\omega_S - \omega_L}{2\pi} \right| \leq B \ll \frac{\omega_S}{2\pi}, \frac{\omega_L}{2\pi}, \quad (3)$$

la respuesta es

$$i(t) = \frac{q}{Z_0 h \nu} \left[ \frac{1}{2} \iint \eta(x, y) |E_L(x, y)|^2 dA + \frac{1}{2} \iint \eta(x, y) |E_S(x, y)|^2 dA + \iint \eta(x, y) E_S(x, y) E_L^*(x, y) \exp\{j[(\omega_S - \omega_L)t + \phi_S - \phi_L]\} dA \right] + \text{c.c.} \quad (4)$$

donde c.c. denota el complejo conjugado del término precedente.

La limitación del ancho de banda suprime términos de altas frecuencias  $2\omega_S$ ,  $2\omega_L$  y  $\omega_S + \omega_L$ . Los dos primeros términos son corrientes directas  $i_L$  e  $i_S$  inducidas por  $E_L$  y  $E_S$ . Los dos últimos representan la heterodinación: una corriente de amplitud  $i_{SL}$  a la diferencia de frecuencias  $\omega_S - \omega_L$ ; y puede escribirse

$$i(t) = i_L + i_S + i_{SL} \exp\{+j(\omega_S - \omega_L)t + \phi_S - \phi_L\} + \text{c.c.} \quad (5)$$

Si  $E_S(x, y)$  y  $E_L(x, y)$  presentan la misma variación espacial (en amplitud y fase) sobre el plano de referencia, se alcanza la mezcla óptima

$$i_{SL} = 2\sqrt{i_S i_L}. \quad (6)$$

Sin embargo, en general, la respuesta del detector depende de la distribución espacial de los campos así como de la forma y eficiencia cuántica de la superficie fotodetectora.

Supongamos que la señal incidente es una onda plana uniforme con vector de onda  $K_S = (K_x, K_y, K_z)$ , donde  $K_x = K_S \text{ sen } \theta \text{ cos } \phi$  y  $K_y = K_S \text{ sen } \theta \text{ sen } \phi$ ; la corriente a la diferencia de frecuencias está dada por

$$i_{SL} = \frac{q}{Z_0 h \nu} E_S \iint \eta(x, y) E_L^*(x, y) \exp[-j(K_x x + K_y y)] dx dy. \tag{7}$$

La eficiencia cuántica promedio es

$$\bar{\eta} = \frac{\iint \eta(x, y) |E_L(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E_L(x, y)|^2 dx dy} \tag{8}$$

y puede escribirse

$$|i_{SL}|^2 = 4i_L (\bar{\eta} |E_S|^2 A_R) \frac{q}{Z_0 h \nu}. \tag{9}$$

El producto  $\bar{\eta} |E_S|^2 \frac{q}{Z_0 h \nu}$  es la densidad de corriente que sería producida por  $E_S$  individualmente; la cantidad entre paréntesis es la corriente efectiva producida por la heterodinación que, en general, será inferior a la producida directamente por la señal:  $\bar{\eta} |E_S|^2 A_{ph} \frac{q}{Z_0 h \nu}$ ;  $A_{ph}$  designa el área física del detector. La cantidad  $A_R$  tiene las dimensiones de una superficie y se define como “el área efectiva” del detector, y es función del vector dirección de arribo de la onda  $E_S$ ;  $A_R$  está dada por

$$A_R(K_x, K_y) = A_R(\Omega) = \frac{|\iint \eta(x, y) E_L^*(x, y) \exp[-j(K_x x + K_y y)] dx dy|^2}{(\bar{\eta})^2 \iint |E_L(x, y)|^2 dx dy} \tag{10}$$

con  $\Omega =$  ángulo sólido.

De la forma de esta expresión la apertura efectiva es proporcional a la densidad espectral de potencia en el espacio de las  $K_x, K_y$  (transformada de Fourier bidimensional) de la distribución espacial  $\eta(x, y) E_L^*(x, y)$  sobre la superficie del detector (fórmula de Fraunhofer). Por ejemplo, si el campo local y la eficiencia cuántica son uniformes, el diagrama de recepción de un detector circular es una función  $J_1(x)/x$ ; con  $J_1(x) =$  función de Bessel de orden 1; para un detector cuadrado, una función  $\text{sinc}(x)$ ,  $x$  designa el factor de desalineamiento entre los dos haces.

Para obtener el valor de  $A_R$  integrada sobre todas las direcciones de arribo posibles, se supone que el receptor heterodino posee un lóbulo principal suficientemente estrecho en la dirección  $z(\theta = 0)$  de manera que, en el intervalo angular donde  $A_R(\Omega)$  es apreciable, se puede hacer la aproximación  $d\Omega = K_S^{-2} dK_x dK_y$ . Utilizando la relación de Parseval para las variables conjugadas  $K_S^2$  y  $\Omega$  se obtiene

$$\begin{aligned} \iint A_R(\Omega) d\Omega &\approx \frac{1}{K_S^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} A_R(K_x, K_y) dK_x dK_y \\ &= \left[ \frac{2\pi}{K_S} \right]^2 \frac{\iint \eta^2(x, y) |E_L(x, y)|^2 dx dy}{(\bar{\eta})^2 \iint |E_L(x, y)|^2 dx dy} = \frac{(\bar{\eta}^2)}{(\bar{\eta})^2} \lambda^2. \end{aligned} \tag{11}$$

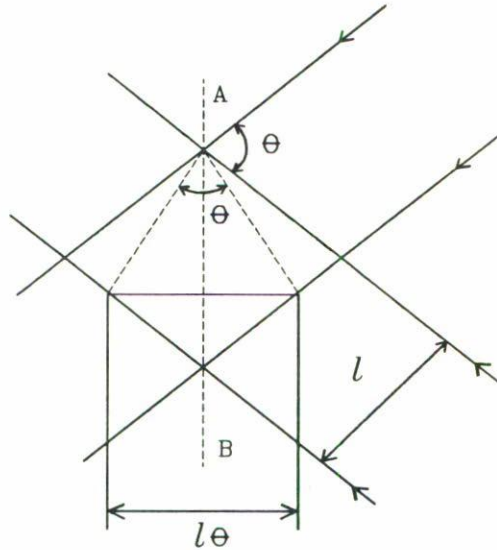


FIGURA 2. Fases de los campos en dos puntos producidas por las ondas más espaciadas angularmente.

En la mayor parte de los casos, el cociente  $\overline{\eta^2}/\bar{\eta}^2$  es cercano a la unidad si el receptor posee un sólo lóbulo de directividad cubriendo un ángulo sólido de  $\Omega_R$  esterradianes con una apertura efectiva  $A_R$  para fuentes en el campo visual y cero para fuentes fuera del mismo:

$$A_R \Omega_R \cong \lambda^2 \tag{12}$$

Esta relación es análoga a la utilizada por las antenas en el dominio de radiofrecuencias (RF). Sin embargo, en RF, el área efectiva es aproximadamente igual al área física de la apertura radiante: la totalidad de esta superficie es una superficie de coherencia. Sin embargo, a frecuencias ópticas esto no es necesariamente cierto y los campos no están en general en fase más que en una pequeña región de la apertura; en términos de mezcla constructiva de las 2 ondas, el efecto será inferior a frecuencia óptica, puesto que en general no se tiene una sola área de coherencia sino varias áreas incoherentes entre ellas. En la Fig. 2, para que los campos estén en fase sobre AB es necesario que  $l\theta \ll \lambda$ , lo que da un área de coherencia  $A_c \cong \lambda^2/\Omega$ ; así sobre la superficie física del detector, hay  $M$  áreas de coherencia independientes  $M = A_{ph}/\lambda^2/\Omega$ .

La ganancia de la antena puede definirse como la relación entre el ángulo sólido de captura de una antena isótropa ideal y el del receptor considerado:  $G = 4\pi A_R/\lambda^2 = 4\pi/\Omega_R$ ; esto implica que  $A_R = \lambda^2/\Omega_R$ , que es el área de coherencia. La intensidad resultante proviene de la contribución de  $M$  áreas, tomadas aleatoriamente. Si  $P_c$  es la potencia producida por efectos de interferencia para cada área de coherencia, la potencia efectiva total detectada es  $P_c \sqrt{M} < P_c M$ .

La condición impuesta por la Ec. (12) implica un compromiso entre la tolerancia direccional (campo de vista angular) y el área efectiva de captura. Dada la pequeñez de  $\lambda$  a frecuencias ópticas, la directividad es crítica, lo que exige una alta precisión en el

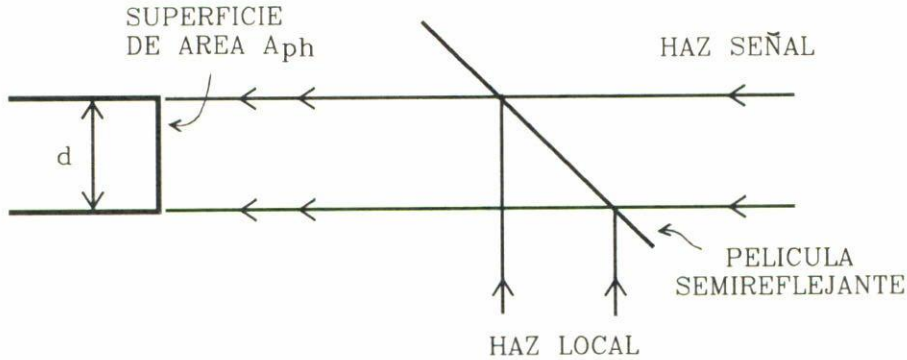


FIGURA 3. Fotodetector iluminado uniformemente por los dos campos.

alineamiento entre los dos haces. Consideremos la configuración mostrada en la Fig. 3, donde una superficie de área  $A_{ph}$  (diámetro  $d$ ) es iluminada uniformemente por el haz local (onda plana y uniforme) con un combinador de haces semirreflejante.

La apertura efectiva para el campo señal, constituido también por una onda plana y uniforme, paralela a la del oscilador local, es exactamente  $A_R = A_{ph}$ . Para que la variación de fase no exceda de una longitud de onda a lo largo del diámetro, el desalineamiento máximo permitido es aproximadamente  $\Delta\theta \approx \lambda/d$ . La señal debe entonces estar confinada a un cono de ángulo sólido  $\Omega_R \approx (\Delta\theta)^2 \approx \lambda^2/A_{ph}$ ; así,  $A_R\Omega_R = A_{ph}(\lambda^2/A_{ph}) = \lambda^2$  de acuerdo con el teorema de la antena. Por ejemplo, para  $d = 1$  cm, el desalineamiento máximo permitido es aproximadamente  $\Delta\theta \approx \pm\lambda/d = \pm 63 \mu\text{rad}$ , para  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ . Puede relajarse la sensibilidad angular (aumentar el campo visual) enfocando el haz señal, en detrimento del área efectiva. Considerando la configuración de la Fig. 4, el haz señal es concentrado sobre el área  $A_S$  en el plano focal de una lente de área  $A_L$  y distancia focal  $f$ . El haz local divergente ilumina uniformemente la superficie entera de área  $A_d$ . El campo de vista angular es entonces  $\Omega_R = A_d/f^2$ ; la apertura efectiva es  $A_R = (A_S/A_d)A_L$ ; considerando el límite por difracción  $\lambda^2/A_L \approx A_S/f^2$ , se obtiene  $A_R\Omega_R = (A_d/f^2)(A_S A_L/A_d) = A_S A_L/f^2 = \lambda^2$  de acuerdo con el teorema de la antena. Para no exceder una variación de fase de  $\lambda$ , el desalineamiento máximo permitido es aproximadamente igual a la longitud de onda dividido por el diámetro del disco de Airy  $\Delta\theta = \pm D/2.44f$ , lo que relaja el alineamiento al elegir una lente adecuada.

En general, elementos ópticos de cualquier naturaleza, colocados sobre el haz señal antes de la mezcla cambian la apertura efectiva y el campo de vista angular de forma tal que se conserva la relación  $A_R\Omega_R = \lambda^2$ . Elementos ópticos colocados en los haces local y señal, después de su combinación, no modifican  $A_R$  u  $\Omega_R$ , siempre que la totalidad de la luz continúe incidiendo sobre el elemento fotosensible.

### 3. EFICIENCIA DE MEZCLADO ÓPTICO

La corriente obtenida del fotodetector está compuesta por electrones discretos, y sometida a fluctuaciones temporales que producen un ruido cuántico cuyo valor cuadrático medio está dado por  $\langle i_G^2 \rangle = 2qB(i_L + i_S + i_a)$ , donde la  $i_a$  es la corriente producida por la

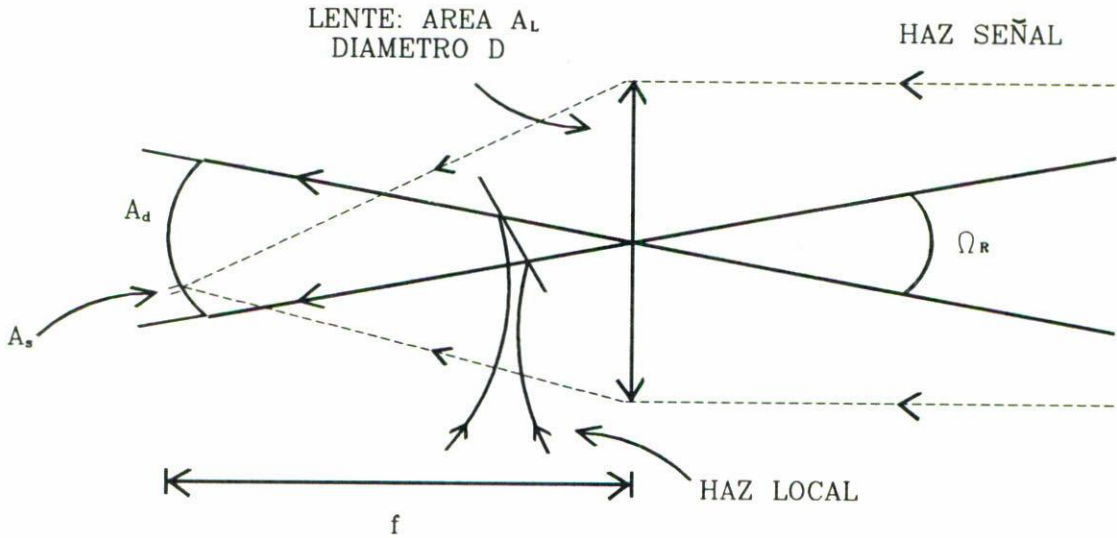


FIGURA 4. Enfocamiento del haz de la señal recibida.

radiación ambiental [6]. En el caso de una distribución espacial óptima, la corriente a la frecuencia intermedia está dada por la Ec. (6), por lo que la relación señal a ruido en potencia eléctrica es

$$\frac{S}{R} = \frac{\langle i_{SL}^2 \rangle}{\langle i_N^2 \rangle} = \frac{2i_S i_L}{2qB(i_L + i_S + i_a)}. \quad (13)$$

En principio, se deberían incluir otras fuentes de ruido, tales como el ruido de Johnson, ruido de la corriente de oscuridad, ruido en  $1/f$ , etc. Sin embargo, si la potencia del haz local es suficientemente alta ( $i_L \gg i_S, i_a$ ), su ruido cuántico asociado domina sobre todos los otros y

$$\frac{S}{R} = \frac{\bar{\eta} \langle P_S \rangle}{h\nu B}. \quad (14)$$

En general, no se tiene una distribución espacial óptima entre las dos ondas sobre el detector y se tiene que escribir:

$$\begin{aligned} \frac{S}{R} &= \frac{\langle i_{SL}^2 \rangle}{\langle i_N^2 \rangle} = \frac{\frac{q^2}{2Z^2 h^2 \nu^2} |\iint \eta E_S E_L^* dA|^2}{\frac{q^2 B}{Z_0 h \nu} \iint \eta E_L E_L^* dA} \\ &= \frac{\iint \eta^2 E_L E_L^* dA \langle P_S \rangle}{\iint \eta E_L E_L^* dA} \frac{|\iint \eta E_S E_L^* dA|^2}{\iint \eta^2 E_L E_L^* dA \iint \eta E_S E_S^* dA} \\ &= \frac{\bar{\eta} \langle P_S \rangle}{h\nu B} \gamma, \end{aligned} \quad (15)$$

donde  $\gamma$  es un coeficiente que representa el "acoplamiento" entre las dos ondas, llamado "eficiencia de mezcla" [7].



En la Ec. (15) se ha aplicado la definición de la eficiencia cuántica promedio de la Ec. (8), definiendo a  $\gamma$  como una integral de recubrimiento normalizada entre el campo recibido y el del oscilador local efectivo. Por el teorema de Schwartz:  $\gamma \leq 1$ .  $\gamma$  será unitario sólo si el campo señal  $E_S(x, y)$  tiene una polarización, amplitud y fase idénticas a las correspondientes al campo local "efectivo"  $\eta(x, y)E_L(x, y)$ , dentro de un factor escalar multiplicativo.

En general, la eficiencia de mezcla depende fuertemente del ángulo de incidencia entre las dos ondas y de sus distribuciones en amplitud complejas, así como de las características optogeométricas del fotodetector.

La Fig. 5 muestra el resultado de la eficiencia de mezcla para la detección coherente de dos ondas planas en función de su separación angular para diferentes valores de la relación  $2r_0/\lambda$ . La Fig. 6 presenta el resultado para dos ondas gaussianas de parámetro  $w_S$  y  $w_L$  sobre un fotodetector de diámetro  $r_0 \gg w_S, w_L$ .

#### 4. EXPERIMENTOS REALIZADOS

Con referencia al diagrama de bloques de la Fig. 7 y a la Fig. 8 se utilizó un láser de HeNe ( $\lambda = 633$  nm) estabilizado en frecuencia. Para evitar un láser local independiente, se dividió en dos haces con un separador de haz, con coeficientes de transmisión y reflexión de aproximadamente 25% y 75% para trabajar con una oscilación local más intensa. Para producir un haz de frecuencia óptica diferente se utilizó un modulador acustoóptico trabajando en el régimen de Bragg, lo que produce una desviación de frecuencia de 40 Mhz en una de las ramas del interferómetro. Como mezclador se utiliza otra película semirreflejante. La Fig. 9 muestra el resultado del análisis espectral en el dominio óptico realizado con un interferómetro Fabry-Perot de barrido, observándose la línea de la señal separada 40 Mhz de la del oscilador local láser.

Finalmente se realiza detección heterodina con un fotodetector p.i.n. de silicio seguido por etapas de amplificación y filtraje en frecuencia intermedia.

Para obtener el diagrama de recepción del detector en función del ángulo de desalineamiento entre los dos haces, se ha supuesto constante la eficiencia cuántica y una simetría circular para los diferentes distribuciones típicas del campo. La variación del ángulo ha sido obtenida realizando una translación del espejo A, seguida de una rotación para reubicar el centroide del haz en el centro del detector.

En la Fig. 10, suponemos que los haces están desalineados un ángulo  $\phi$  por rotación alrededor del eje  $y$ ; a la distancia  $l$ , los frentes de onda tienen una diferencia de fase de  $2\pi\phi l/\lambda$ ; la contribución del área elemental a la corriente en frecuencia intermedia es  $E_S(r)E_L(r)r dr d\theta \cos(2\pi\phi l/\lambda)$ ; y así

$$\begin{aligned} i_{SL} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} E_S(r)E_L(r) \cos(2\pi\phi r \cos \theta/\lambda) r dr d\theta \\ &= \int_0^{r_0} E_S(r)E_L(r) J_0\left(\frac{2\pi\phi r}{\lambda}\right) r dr; \end{aligned} \quad (16)$$

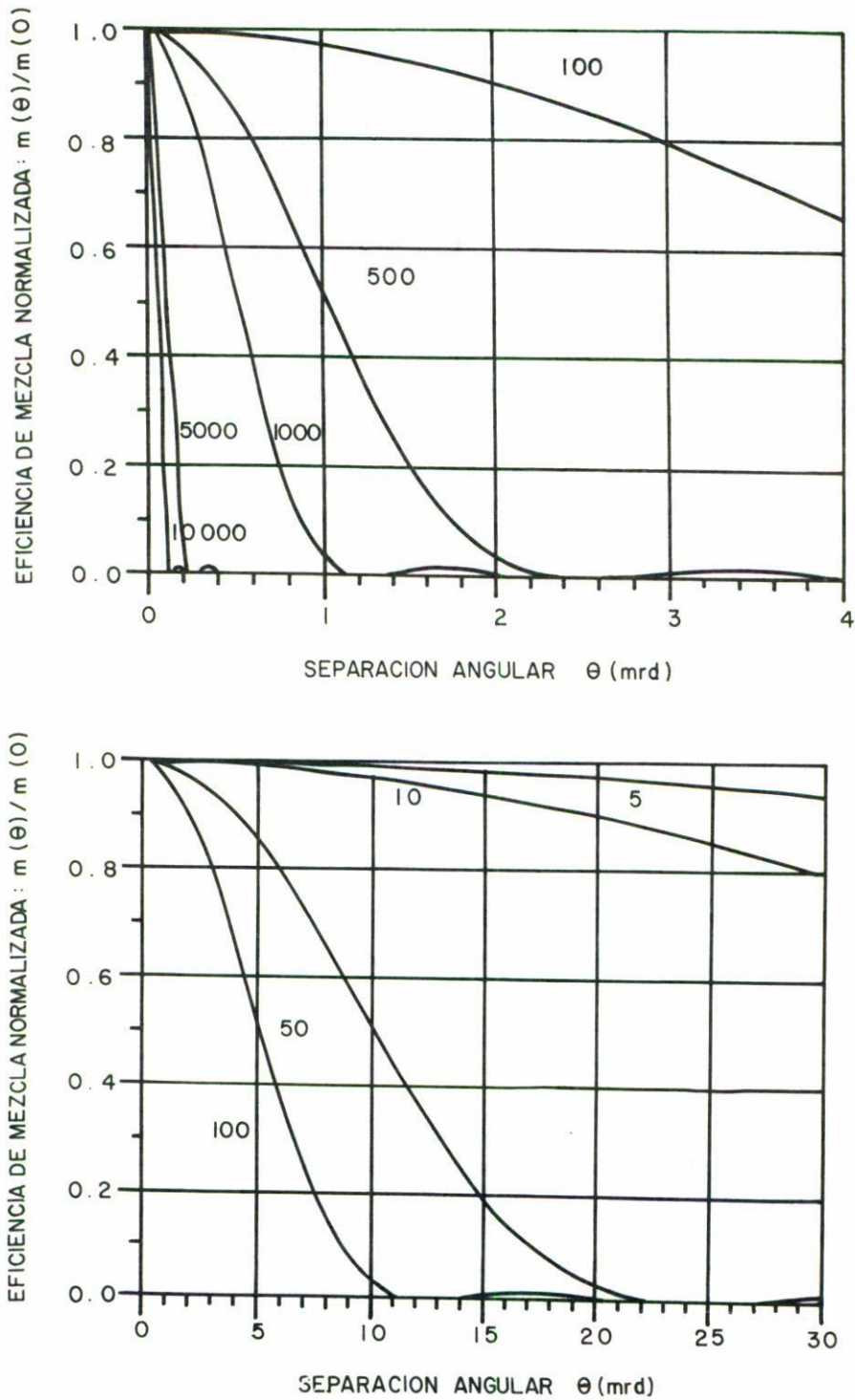


FIGURA 5. Eficiencia de mezcla de dos ondas planas sobre un fotodetector de radio  $r_0$  y diferentes valores de la relación  $2r_0/\lambda$ : a) de 10,000 a 100; b) de 100 a 5.

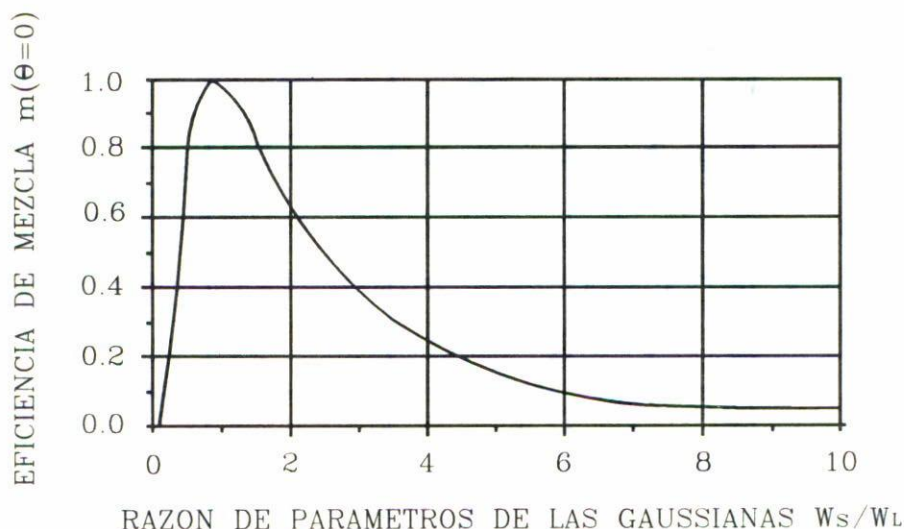


FIGURA 6. Eficiencia de mezcla de dos haces gaussianos en función de la relación de sus parámetros  $w_S/w_L$ , para  $r_0 \gg w_S, w_L$ .

y la eficiencia de mezcla

$$\gamma = \frac{\int_0^{r_0} E_S(r) E_L(r) J_0\left(\frac{2\pi\phi r}{\lambda}\right) r dr}{\int_0^{r_0} |E_S(r)|^2 r dr \int_0^{r_0} |E_L(r)|^2 r dr} \quad (17)$$

#### Caso 1. Haz local gaussiano, haz señal gaussiano

Las expresiones normalizadas de las distribuciones de los campos sobre el frente de onda son

$$E_S(r) = E_L(r) = e^{-\pi r^2/b^2}; \quad E_S(r) E_L(r) = \exp[-2\pi r^2/b^2]. \quad (18)$$

Con los valores de  $w_S = w_L = 1.4$  mm, para maximizar la relación  $S/R$  se ha colocado un diafragma frente al detector para bloquear las zonas donde la mezcla tiene un valor débil (en los pies de la gaussiana), disminuyendo así el ruido cuántico del oscilador local que depende de la superficie total expuesta a su radiación. El cálculo de la respuesta del detector [Ec. (16)] puede simplificarse considerando que el radio de la apertura del diafragma es lo suficientemente grande (3 mm) para que el límite superior de la integral pueda ser considerado como  $\infty$ ; de esta manera, el resultado es la transformada de Fourier-Bessel de orden cero del producto  $E_S(r) E_L(r)$  normalizada al valor máximo, obteniéndose

$$\frac{i_{SL}}{i_{SL_{\max}}} = \exp\left(\frac{-\pi c^2}{\lambda^2} \phi^2\right) \quad \text{donde} \quad c^2 = b^2/2. \quad (19)$$

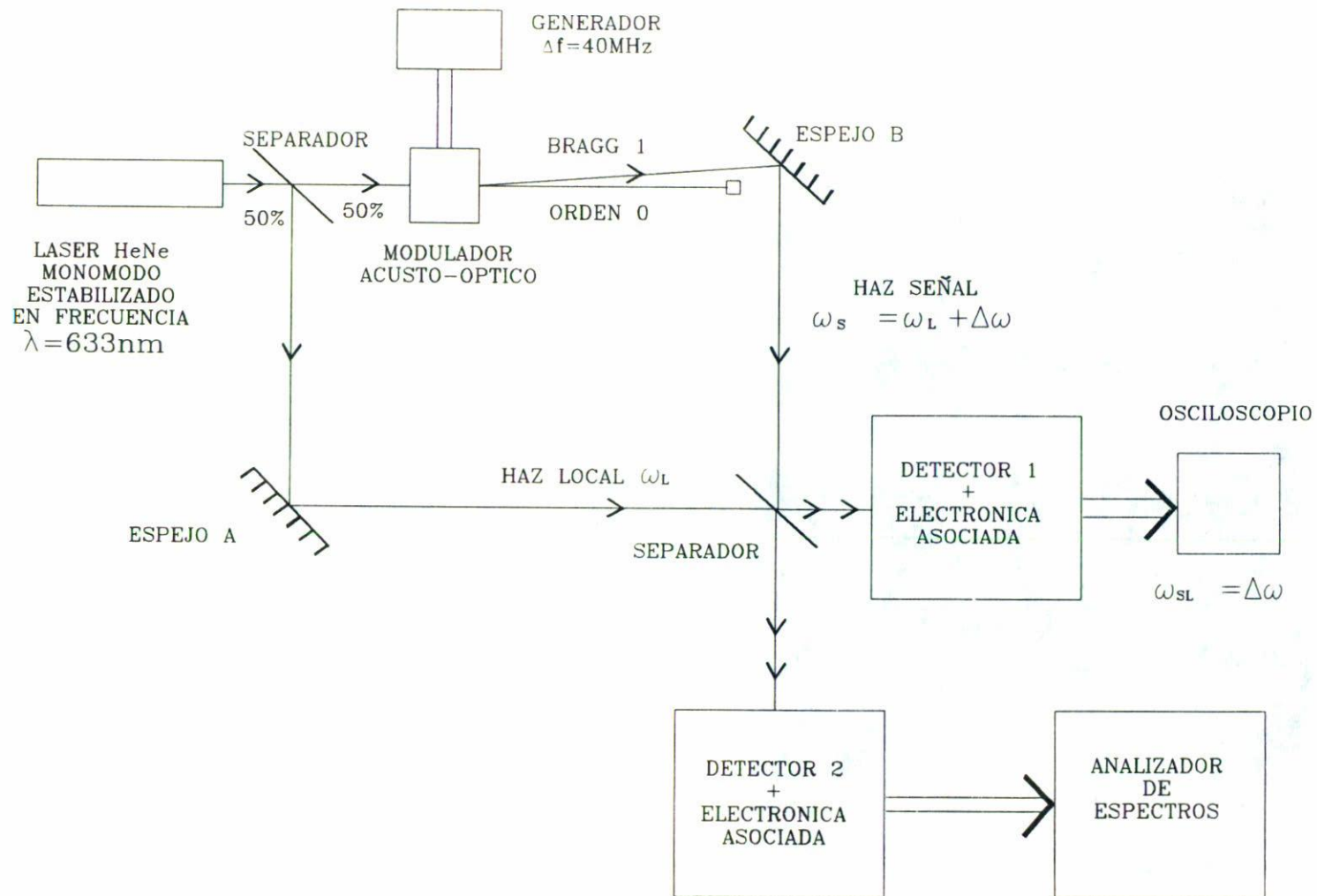


FIGURA 7. Montaje experimental realizado.

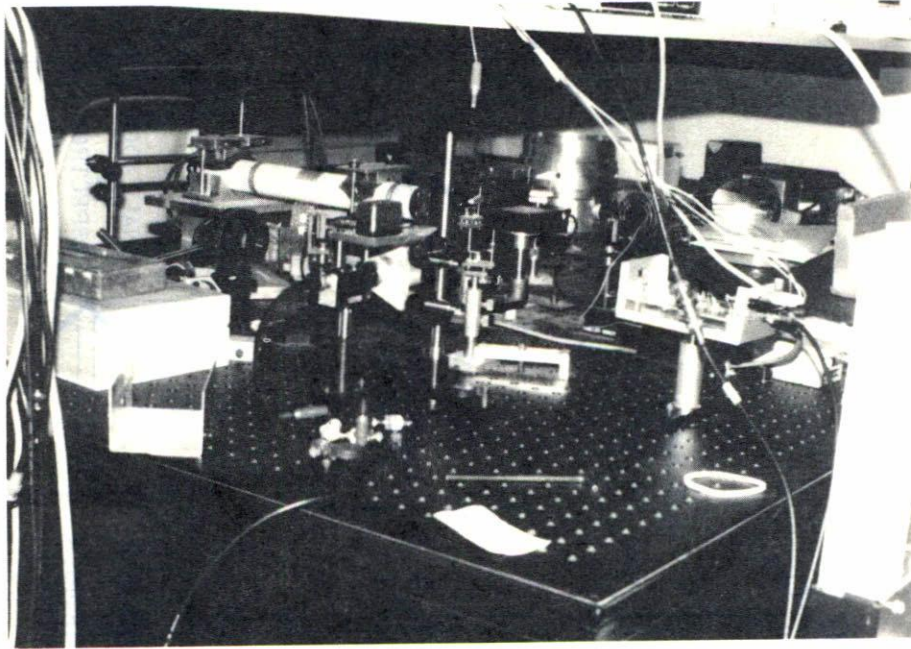


FIGURA 8. Fotografía del interferómetro.

En la Fig. 11 se muestran los resultados obtenidos experimentalmente y la curva teórica [Ec. (19)] con el valor de  $c$  calculado a media altura. Considerando los valores de  $\phi$  a  $0.7 i_{SL_{max}}$  se obtiene para la directividad, utilizando la relación clásica para las radiofrecuencias,

$$D = 10 \log \frac{16}{(2\phi_{0.7})^2} = 73 \text{ dB.} \quad (20)$$

Dada la alta directividad, el alineamiento es crítico; el enfocamiento del haz señal (Fig. 4) relaja las condiciones de alineamiento; además, el diafragma tendrá un diámetro menor, implicando una mejor eliminación del ruido cuántico del oscilador local [Ec. (17)].

*Caso 2. Haz local gaussiano, haz señal gaussiano enfocado*

Se hace pasar el haz señal por una lente ( $f = 500 \text{ mm}$ ) y se coloca el detector en su plano focal; las expresiones de los campos sobre el detector son (ahora con  $w_S = 0.7 \text{ mm}$  y  $w_L = 1.4 \text{ mm}$ )

$$E_L(r) = e^{-\pi r^2/b^2}; \quad E_S = e^{-\pi b^2 r^2/\lambda^2 f^2}. \quad (21)$$

Haciendo las mismas suposiciones que en el caso anterior respecto al diafragma, la respuesta es

$$\frac{i_{SL}}{i_{SL_{max}}} = \exp[-\pi c^2 \phi^2/\lambda^2], \quad \text{donde} \quad c^2 = \frac{\lambda^2 f^2 b^2}{b^4 + \lambda^2 f^2}. \quad (22)$$

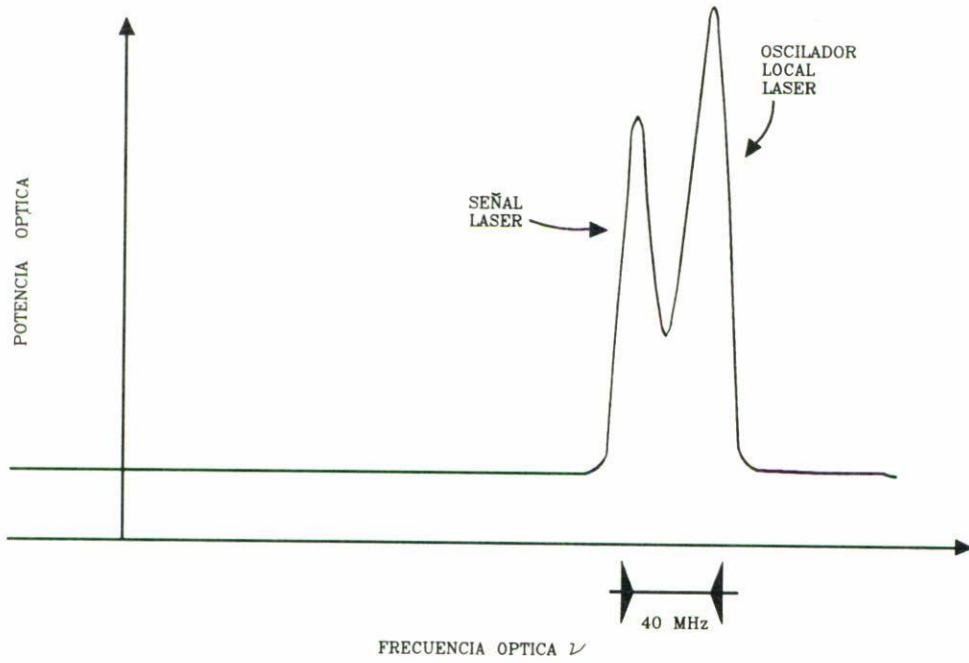


FIGURA 9. Espectro óptico de la superposición de los campos.

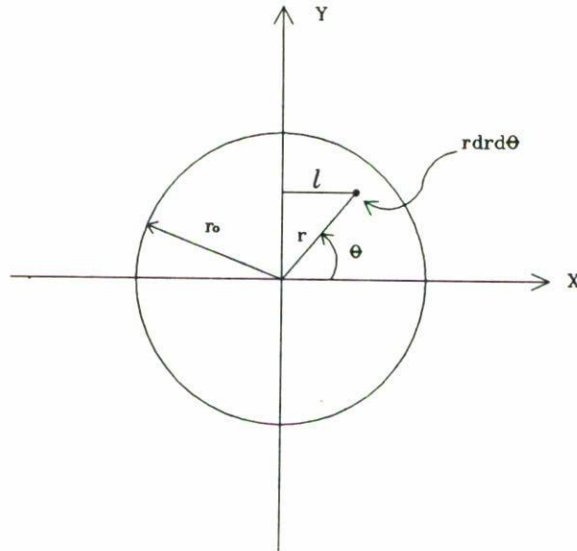


FIGURA 10. Geometría en el detector circular.

En la Fig. 11 se muestran los resultados obtenidos experimentalmente y la curva teórica [Ec. (21)] con el valor  $c$  calculado a media altura. Se obtiene para la directividad:

$$D = 10 \log \frac{16}{(2\phi_{0.7})^2} = 66 \text{ dB.} \tag{23}$$

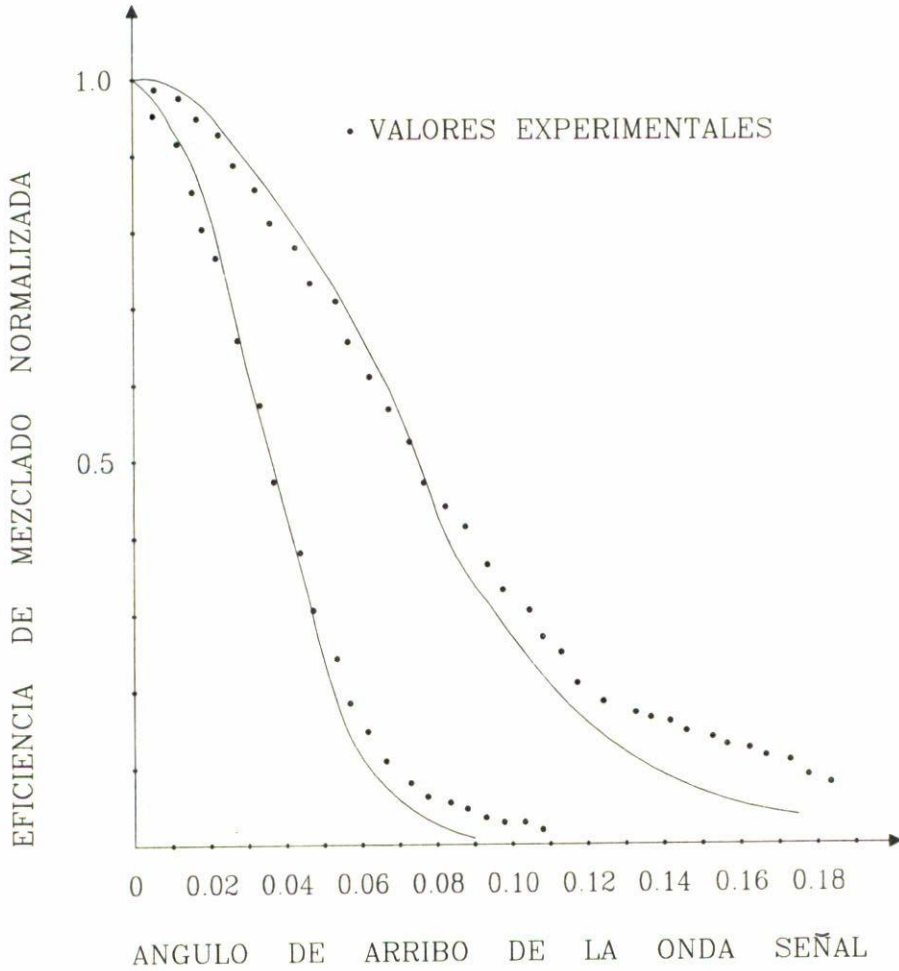


FIGURA 11. Diagrama de recepción con haz local gaussiano y: a) haz “señal” gaussiano (curva inferior); b) haz “señal” gaussiano enfocado (curva superior).

*Caso 3. Haz local gaussiano, haz señal uniforme enfocado*

Se hace pasar el haz señal por un objetivo de microscopio; se obtiene así un haz uniforme que después de pasar por una lente ( $f = 500$  mm) se convierte en una distribución de Airy sobre el detector situado en el plano focal. Las expresiones normalizadas de los campos son

$$E_L(r) = e^{-\pi r^2/b^2}; \quad E_S(r) = \frac{2J_1\left(\frac{2\pi d/2r}{\lambda f}\right)}{\frac{2\pi d/2r}{\lambda f}}, \quad (24)$$

donde  $d$  es el diámetro del haz señal antes de la lente ( $d = 8$  mm); la corriente a la diferencia de frecuencias es proporcional a

$$\int_0^{r_0} e^{-\pi r^2/b^2} J_1\left(\frac{\pi dr}{\lambda f}\right) J_0\left(\frac{2\pi \phi r}{\lambda}\right) dr. \quad (25)$$

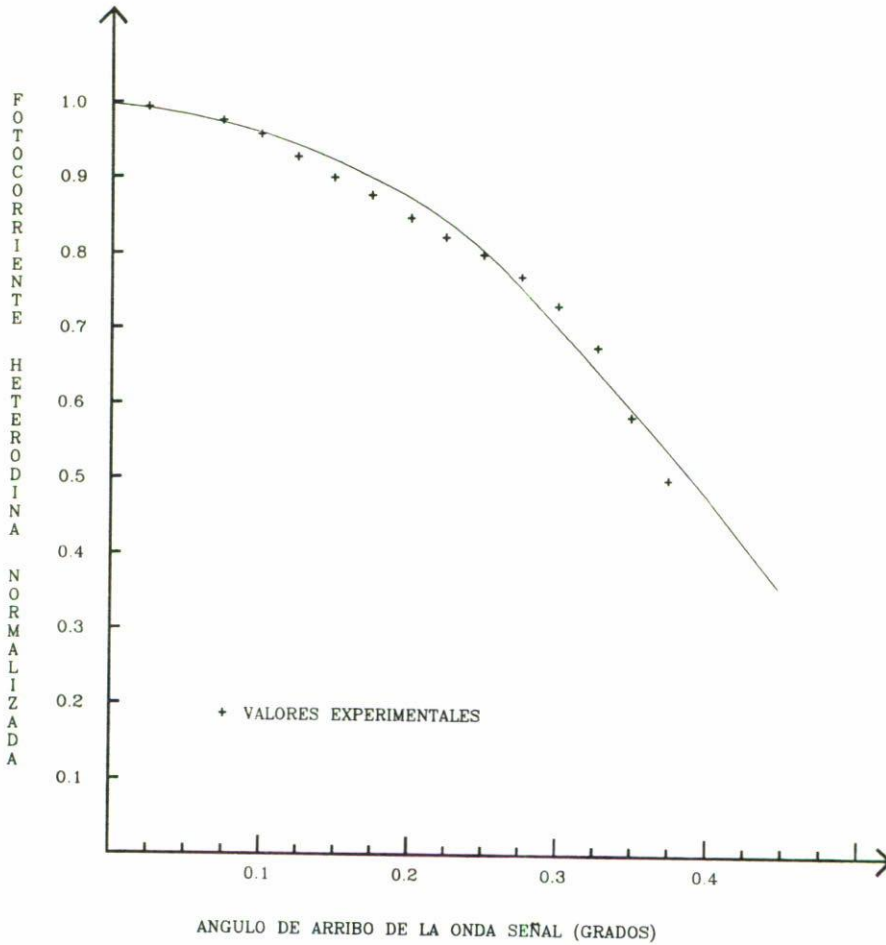


FIGURA 12. Diagrama de recepción con haz local gaussiano y haz "señal" uniforme enfocado.

Para maximizar la relación  $S/R$ , se ha utilizado una apertura de las dimensiones del disco de Airy para bloquear las zonas donde existe una contribución negativa de los discos secundarios. El ruido cuántico del oscilador local producido en las zonas no utilizadas será eliminado. En la Fig. 12, se muestran los resultados experimentales y la [Ec. (23)]. La directividad obtenida es

$$D = 10 \log \frac{16}{(2\phi_{0.7})^2} = 52 \text{ dB.} \tag{26}$$

Para variar las dimensiones del disco de Airy se colocó un diafragma en el haz señal antes de la lente de enfoque (Fig. 13). Se observó que existe un diámetro de diafragma óptimo  $d_{opt}$  para una apertura dada; en nuestro caso  $d_{opt} = 8 \text{ mm}$ . Para  $d < d_{opt}$  no hay señal suficiente para producir una corriente grande en la salida del detector; para  $d > d_{opt}$ , aunque el valor pico de la corriente permanece casi invariable, la potencia del oscilador local comienza a degradar la relación  $S/R$ .



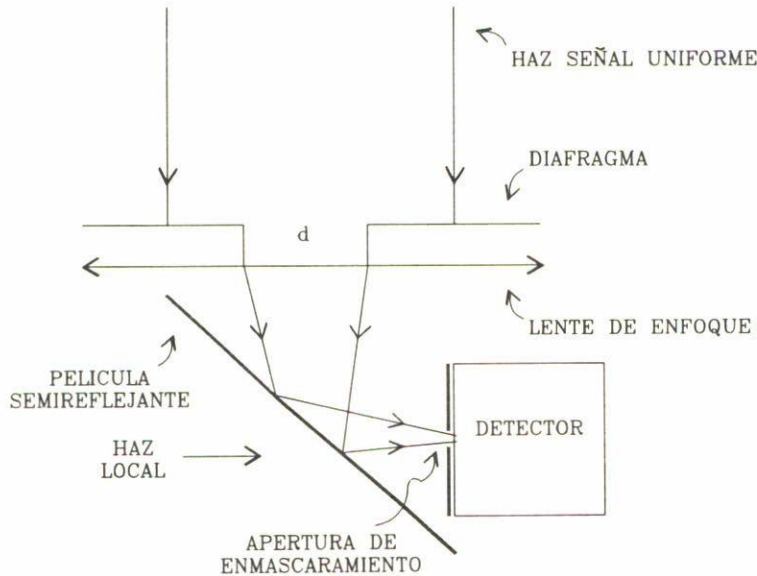


FIGURA 13. Variación de las dimensiones del disco de Airy sobre el detector.

Adicionalmente hemos efectuado experimentos sobre la sensibilidad del receptor midiendo la relación señal/ruido en el analizador de espectros en función de la potencia óptica recibida [8], la cual es variada actuando sobre la señal de radio frecuencia que maneja al modulador acusto-óptico. Utilizamos la configuración con dos haces gaussianos de mismo radio, enfocados sobre el fotodetector con una apertura de 0.25 mm, sin desalineamiento angular entre ellos.

La Fig. 14 muestra el resultado de la medición, incluyendo, a manera de comparación, además las curvas correspondientes al límite cuántico y térmico para la detección coherente e incoherente. En esta medición, tenemos insuficiencia de potencia en el oscilador local, lo que nos impide alcanzar el límite cuántico (en el Apéndice 1 se describe cuantitativamente esta diferencia).

Para esta medición se utilizó un fotodetector de silicio tipo p.i.n. de eficiencia cuántica  $\eta = 0.25$  a  $\lambda = 633$  nm con una resistencia de carga de  $R_L = 1$  k $\Omega$  para obtener un ancho de banda a 3 dB de  $B = 60$  Mhz con los 7 pF de capacitancia del fotodiodo al voltaje de polarización inversa. Se construyó un amplificador con frente de entrada bipolar dando una ganancia de 17 dB y una temperatura equivalente de ruido de  $T_e = 660$  K.

## 5. CONCLUSIONES

Se ha presentado un estudio teórico y experimental del proceso de mezclado coherente heterodino de ondas casimonocromáticas con aplicación en comunicaciones y en espectroscopía, particularizando los efectos de las distribuciones espaciales complejas del campo eléctrico óptico sobre el frente de onda para la señal recibida y el oscilador local. Del estudio experimental resulta que el diagrama de recepción de este detector coherente está dado por la transformada de Fourier bidimensional de la distribución espacial del oscilador lo-

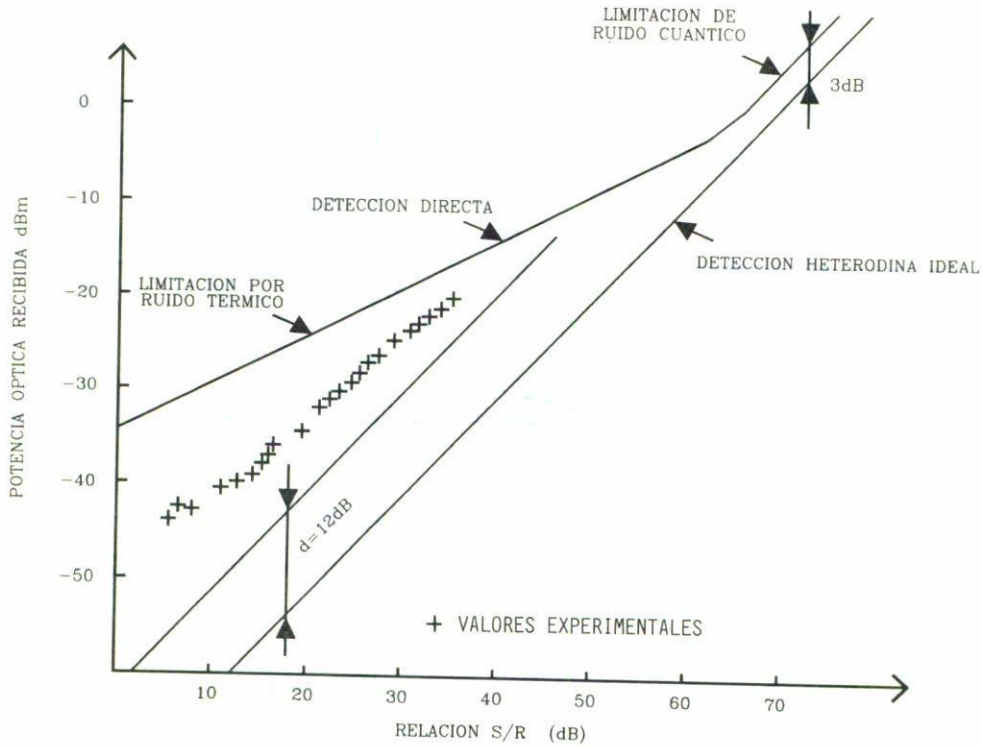


FIGURA 14. Potencia óptica requerida para obtener una relación  $S/R$  después de fotodetección.

cal sobre la superficie fotosensible, y que las nociones de antena aplicadas en el dominio radioeléctrico pueden extenderse al dominio óptico.

Se encuentra también que los receptores coherentes poseen una muy alta directividad, lo que por un lado constituye una ventaja dado el fuerte rechazo de radiación parásita fuera del campo visual del receptor, lo que los hace especialmente atractivos en las aplicaciones en el espacio libre; por otra parte, sin embargo, esta característica exige un alineamiento muy fino de los elementos del sistema de recepción.

Experimentalmente se ha medido la dependencia de la eficiencia de mezclado respecto del desajuste angular entre las dos ondas para tres diferentes distribuciones espaciales de los campos, encontrándose una buena correspondencia entre las predicciones teóricas y los resultados prácticos; estas mediciones han sido realizadas utilizando un montaje interferométrico heterodino que nos permite aislar el efecto en estudio, evitando los problemas asociados a la polarización y a las inestabilidades espectrales en las señales ópticas.

Con este mismo montaje se han efectuado experimentos adicionales, asociados a la sensibilidad del receptor coherente, con mediciones de la relación señal/ruido en función de la potencia óptica recibida, obteniéndose resultados cercanos a los predichos teóricamente.

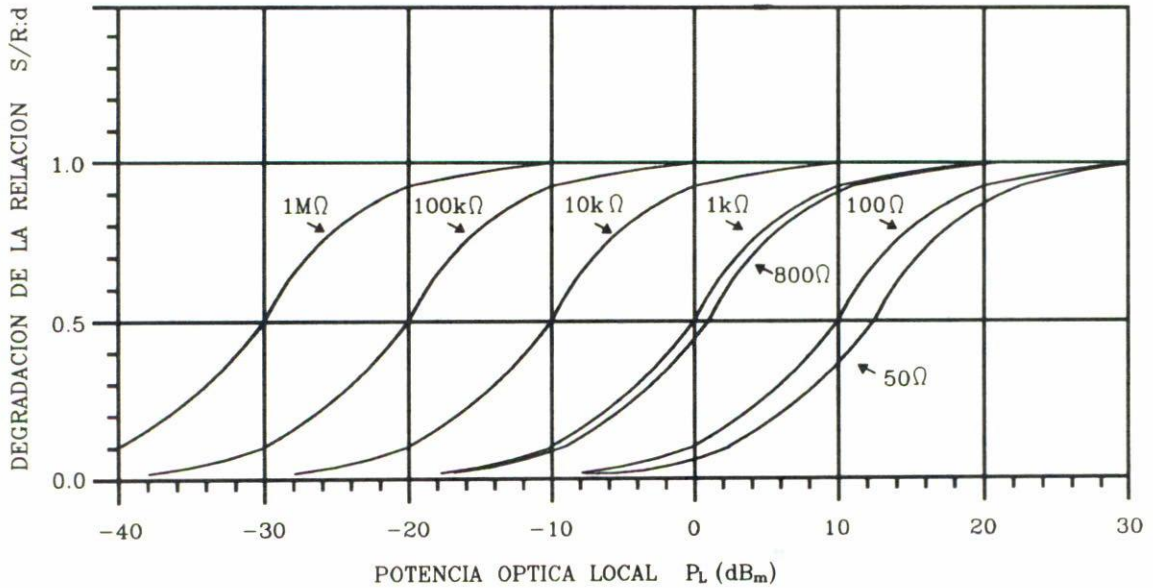


FIGURA 15. Degradación de la relación  $S/R$  por potencia local insuficiente a  $T_e = 660$  K,  $\lambda = 633$  nm,  $\eta = 0.25$ .

#### APÉNDICE 1. DEGRADACIÓN POR POTENCIA LOCAL INSUFICIENTE

La predominancia de la densidad espectral del ruido cuántico asociado al oscilador local sobre la del ruido térmico del fotodetector y su circuito de amplificación puede ser expresada por un factor  $0 < d < 1$  que representa la degradación de la relación señal a ruido por potencia local insuficiente [9]:

$$d = \left[ 1 + \frac{4kT_e h\nu Z_0}{R_L \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta E_L E_L^* d^2\bar{r}} \right]^{-1} \quad (27)$$

La Fig. 15 muestra  $d$  en términos de la potencia del oscilador local para diferentes valores de resistencia de carga  $R_L$  a una temperatura equivalente de ruido de 660 K para un fotodetector de eficiencia cuántica  $\eta = 0.25$  a 633 nm. En nuestro caso para las condiciones experimentales descritas  $d = -12$  dB, valor trasladado a la Fig. 14.

#### APÉNDICE 2. DIRECTIVIDAD EN LA FOTODETECCIÓN COHERENTE CON BASE EN EL PRINCIPIO DE INCERTIDUMBRE

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

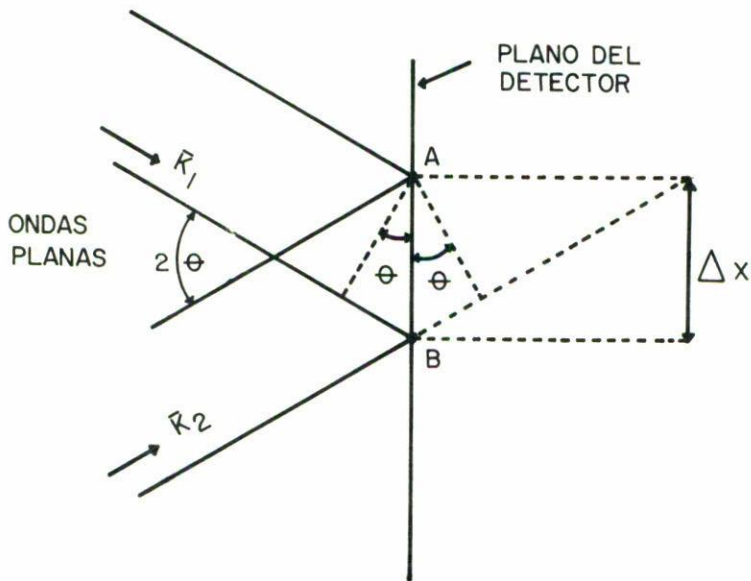


FIGURA 16. Ondas planas incidentes sobre el fotodetector.

por la relación de Heisenberg

$$\Delta E \tau_c \approx h, \text{ donde } \hbar = \frac{h}{2\pi}; \quad (28)$$

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad \tau_c \approx \frac{1}{\Delta\omega}. \quad (29)$$

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

$$N_T \approx \frac{\tau}{\tau_c} \approx \tau \Delta\omega \text{ con un mínimo de 1.} \quad (30)$$

Similarmente, y con referencia a la Fig. 16, 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:

$$\Delta p_x \Delta x \approx h, \quad (31)$$

$$p_x = \hbar k_x, \quad (32)$$

$$\Delta x \approx \frac{1}{\Delta k_x} \approx \frac{\lambda}{2\pi\theta} \approx \frac{\lambda}{2\theta}. \quad (33)$$

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

$$N_S = \frac{S \Delta \Omega}{\lambda^2} \quad (34)$$

y el número total de modos es (2 polarizaciones)

$$N = 2N_S N_T. \quad (35)$$

#### REFERENCIAS

1. Véase, por ejemplo, S. Shimada, *Coherent Lightwave Communications Technology*, Chapman & Hall, London (1995).
2. S. Betti, *Coherent optical communications systems*, John Wiley, N.Y. (1995).
3. S.G. Lambert, *Láser Communications in Space*, Artech House, Boston (1995).
4. R. Gagliardi, *Optical Communications*, 2nd. Ed. John Wiley, N.Y. (1995).
5. K.A. Winick y P. Kumar, *IEEE J. Lightwave Technol.* **6** No. 4 (1988) 513.
6. K. Tanaka y N. Saga, *Applied Optics*, **23**, No. 21 (1984) 3901.
7. J.H. Shapiro, *Applied Optics*, **26**, No. 17 (1987) 3600.
8. J. Salzman y A. Katzir, *Applied Optics* **22**, No. 6 (1983) 888.
9. K. Nosu, *IEEE Communications Magazine*, **26**, No. 2 (1988) 15.