

Rej: 8



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**INTERFEROMETRIA FABRY-PEROT DE ORDEN VARIABLE.  
UNA APLICACION ASTRONOMICA**

**T E S I S**

Que para obtener el Titulo de

**F I S I C O**

p r e s e n t a :

**BERTHA ESPERANZA CARRASCO LICEA**

**MEXICO, D. F.**

**1983**



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 esta 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.

15/8

I N D I C E

	Página
INTRODUCCION	I
I. INTERFEROMETRO FABRY-PEROT	1
Una aplicación astronómica	10
II. DETECTOR BIDIMENSIONAL	13
Fotocátodo	14
Placas Microcanales	14
Anodo Resistivo	21
Descripción del detector	22
III. DESCRIPCION DEL INSTRUMENTO	29
Optica	29
Electrónica	31
Interferómetro F-P y Sistema CS100	32
Minicomputadora NOVA 1200	35
Interfaz	37

	Página
IV. ADQUISICION DE DATOS OBSERVACIONALES, INTERPRETACION Y RESULTADOS	39
"Finesse" efectiva	39
Calibración del orden de interferencia	42
Poder de resolución	46
Intervalo espectral libre	48
Reflejos	48
Programas de observación	52
Programas de reducción	55
Observaciones y resultados	57
Conclusión	62
...	
APENDICE I	63
BIBLIOGRAFIA	69

## INTRODUCCION

En astronomía la determinación de velocidades radiales en nebulosas difusas y en galaxias es de fundamental importancia para el conocimiento de la cinemática de tales sistemas.

El principio en la obtención de estas velocidades consiste en medir la longitud de onda  $\lambda'$  de la nebulosa mediante algún dispositivo adecuado. Compararla después con la longitud de onda  $\lambda$  de una fuente en la misma línea espectral en la tierra, medida antes y/o después de la observación del objeto y la diferencia  $\lambda' - \lambda = \delta\lambda$  debida a los movimientos de la nebulosa respecto a la tierra, da directamente la velocidad radial del objeto en el punto observado, a través del efecto Doppler.

La interferometría Fabry-Perot (F-P) es un medio eficiente para obtener longitudes de onda y por ende velocidades radiales de precisión de objetos extendidos. Tiene la ventaja sobre un espectrógrafo de que cubre un campo completo aunque la información está concentrada en una pequeña parte del espectro. Mientras que el espectrógrafo puede ver todos los elementos espectrales pero solo cubre una región muy pequeña del campo.

En México hasta ahora se trabaja con un inter-

ferómetro F-P cuyos espejos tiene una distancia de separación fija. El método empleado consiste en fotografiar la región del cielo observada modulada por las franjas de interferencia. La información de los campos de velocidades se obtiene a partir del radio de los anillos sobre la nebulosa comparándolo con el de los anillos de una fuente monocromática en reposo.

Sin embargo, la imagen obtenida de la nebulosa no es uniforme y se refleja en la forma de los anillos. Estos resultan ser convoluciones de la imagen de la nebulosa y del perfil instrumental de los anillos de interferencia. La convolución de ellos puede introducir errores considerables en las velocidades en especial si el detalle de la nebulosa es pequeño respecto al ancho instrumental del anillo.

Es entonces inevitable hacer una comparación de las regiones medidas en el anillo con la imagen directa para desechar las velocidades espurias o bien llevar a cabo una deconvolución analíticamente. Este último proceso es tan engorroso que es necesario recurrir a otro tipo de interferometría.

La interferometría alternativa está basada en un interferómetro F-P en el cual la distancia entre las placas es variable y se le conoce como interferómetro F-P de barrido.

El espectro se observa haciendo desfilas las

franjas de interferencia produciendo un cambio de camino óptico en el interferómetro por medio de un desplazamiento de sus espejos. Esto permite conocer para un punto dado de la nebulosa la estructura de velocidades, es decir, la distribución de velocidades en la dirección de observación.

La información se obtiene en forma de un perfil, intensidad de la radiación incidente contra longitud de onda, del cual se desprenden fundamentalmente dos resultados:

- a) El máximo de la curva da la velocidad representativa de esa región de la nebulosa. La velocidad así obtenida, a diferencia de la obtenida fotográficamente es mucho más precisa ya que carece de la limitación impuesta por la convolución.
  
- b) El ancho del perfil da información sobre la dispersión de velocidades en la dirección observada de la nebulosa. Con un F-P fijo sólo se puede conocer un punto del perfil lo cual hace imposible obtener información de este tipo.

En este trabajo se describe el desarrollo de un sistema Fabry-Perot con el detector bidimensional MEPSICRON, cuyas siglas indican: Sensor multicanal de posición de electrones con resolución temporal.

El interferómetro tiene asociado un servo sistema de control para modificar la distancia entre sus placas.

El detector es un contador bidimensional de fotones que permite obtener la localización de fotoeventos individuales con una alta resolución temporal y espacial. La electrónica asociada al detector da lugar a una resolución de  $1024 \times 1024$  elementos de imagen.

En el detector la imagen de la fuente se modifica por el patrón de anillos del F-P. Conforme se varía la distancia entre las placas el patrón de anillos se mueve radialmente a través del campo y cada pixel del detector mapea el perfil de una línea espectral dentro del ancho de banda del filtro de interferencia. Lo cual permite obtener velocidades radiales para cada punto de la imagen.

En el capítulo I se desarrolla la teoría del interferómetro Fabry-Perot. En el capítulo II se describe el funcionamiento y las características del detector. En el capítulo III se describen las componentes del arreglo instrumental. En el capítulo IV se dan las características del interferómetro medidas experimentalmente así como los programas de observación, reducción y los resultados.

## CAPITULO I

### INTERFEROMETRO FABRY-PEROT

El interferómetro Fabry-Perot consiste esencialmente de dos placas  $P_1$  y  $P_2$  planas y paralelas cuyas superficies interiores están recubiertas por películas semireflejantes de alta reflectividad. A este par de placas se le llama también etalón.

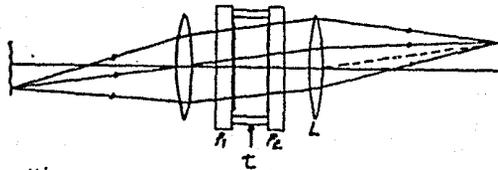


Figura 1.1 Interferómetro Fabry-Perot

Cuando el interferómetro es iluminado por un haz colimado de una fuente extendida de luz monocromática, como se muestra en la figura (1.1), se forma un patrón de anillos brillantes y delgados en el plano focal de la lente  $L$ , con centrados con respecto al eje óptico.

Las placas del interferómetro son ligeramente prismáticas para que los anillos producidos por las superficies externas no recubiertas sean desviados fuera del campo.

Las características de transmisión, para interferencia múltiple dadas por la razón de la intensidad transmitida a la intensidad incidente están expresadas por la función de Airy(\*):

$$I = \frac{I_t}{I_i} = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 \frac{1}{1 + F \operatorname{sen}^2 (\psi/2)} \quad (1.1)$$

donde:

A y R son los coeficientes de absorción y reflexión del recubrimiento de las placas y satisfacen la relación

$$A + R + T = 1 \quad (1.2)$$

donde T es el coeficiente de transmisión.

F es el contraste y se define como

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (1.3)$$

$\psi$  representa la diferencia de fase entre dos rayos luminosos debida a la diferencia de camino óptico ( $\Delta$ ) y a las reflexiones internas ( $-2\phi$ ). (fig.1.2)

---

(\*) En el apéndice I se presenta la deducción de la Función de Airy.

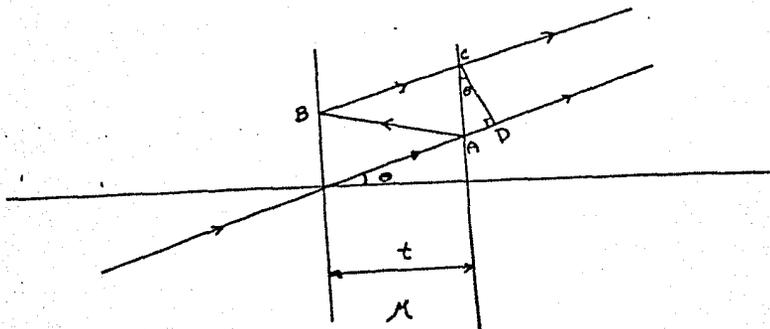


Figura 1.2 Diferencia de camino óptico entre dos rayos paralelos

$$\psi = \Delta - 2\phi$$

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (2AB - AD) = \frac{4\pi}{\lambda} \mu t \cos \theta$$

$$\psi = \frac{4\pi\mu t \cos \theta}{\lambda} - 2\phi \quad (1.4)$$

donde:

- $\mu$  es el índice de refracción del medio entre las placas (normalmente aire).
- $\theta$  es el ángulo de inclinación del rayo incidente respecto a la normal a las superficies.
- $t$  distancia de separación entre las placas.
- $\lambda$  longitud de onda de la radiación incidente.
- $\phi$  es el cambio de fase producido por una sola reflexión.

Ya que la función de Airy es periódica tiene sus máximos cuando el  $\text{sen}^2 (\psi/2) = 0$ , entonces

$$I_{\text{max}} = \left( 1 - \frac{A}{1 - R} \right)^2 \quad (1.5)$$

produciéndose, en este caso, interferencia constructiva, que corresponde a un anillo brillante del patrón.

Cuando el  $\text{sen}^2 (\psi/2) = 1$  se tiene que  $I = I_{\text{min}}$  donde

$$I_{\text{min}} = \left( 1 - \frac{A}{1 - R} \right)^2 \frac{1}{1 + F} \quad (1.6)$$

produciéndose interferencia destructiva que corresponde a un anillo oscuro.

La primera de estas condiciones se cumple cuando

$$\psi = 2m\pi$$

con  $m$  entero y la segunda cuando  $m$  es semientero. De la ecuación (1.4).

$$\psi = \frac{4\pi\mu t \cos \theta}{\lambda} - 2\phi = 2m\pi$$

La contribución de  $\phi$  al cambio de fase total es generalmente

muy pequeña por lo que puede despreciarse, entonces

$$\psi \approx \frac{4\pi\mu t \cos \theta}{\lambda} = 2m\pi$$

se obtiene

$$2\mu t \cos \theta = m\lambda \quad (1.7)$$

Así habrá un máximo de interferencia cuando la diferencia de camino óptico entre las placas sea un múltiplo entero de la longitud de onda. Al número  $m$  se le llama el orden de interferencia. Cuando  $\theta = 0$ ,  $m = m_{\max}$  y se le conoce como orden central o bien como orden de interferencia del etalón.

En la fig. 1.3 se ilustra el carácter periódico de la función de Airy.

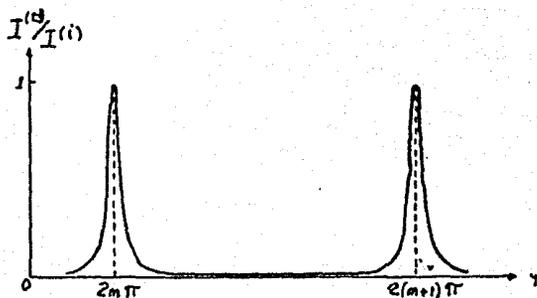


Figura 1.3 Función de Airy

De las ecuaciones (1.5) y (1.6) se ve que

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 1 + F \quad (1.8)$$

esta razón será grande cuando  $F$  lo sea y como  $F$  sólo depende del coeficiente de reflexión  $R$  (ecuación (1.3)) conforme  $R \rightarrow 1$  el contraste será mayor. El patrón de luz transmitida consistirá entonces de anillos brillantes y delgados sobre un fondo oscuro.

En la fig. (1.4) se muestra la función de Airy para diferentes valores de  $R$

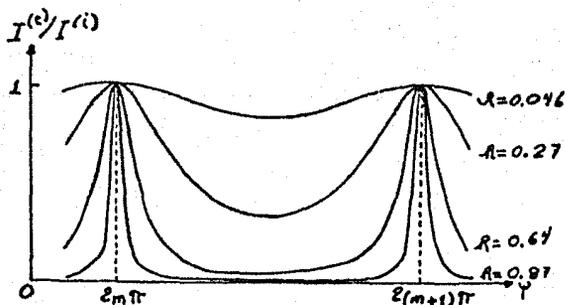


Figura 1.4 Razón  $(I_t/I_i)_{\max}$  en función de la diferencia de fase para distintos valores del coeficiente de Reflexión.

Considerando un perfil de  $I_{\max}$ , se define como "ancho del perfil" al ancho de esta  $I_{\max}$  medido a partir de la mitad de su altura.

Si  $\lambda$  varía por una cierta cantidad  $\Delta\lambda$ , llamada intervalo espectral libre, el anillo de  $m$ -ésimo orden para  $(\lambda + \Delta\lambda)$  coincide con el anillo de orden  $(m + 1)$  para  $\lambda$ , es decir

$$(m + 1) \lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

de donde

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} \quad (1.9)$$

$\Delta\lambda$  corresponde a la región en la que no hay superposición de espectros de orden diferente. Sustituyendo ahora la ecuación (1.7) se encuentra que

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\mu t \cos \theta} \quad (1.10)$$

El cociente del intervalo espectral libre al ancho del perfil se define como la "finesse"

$$\mathcal{F} \equiv \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi \sqrt{F}}{2} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R} \quad (1.11)$$

y depende únicamente del coeficiente de reflexión, por lo

que se le conoce como "finesse" reflectiva. Comparando esta expresión con la de la intensidad transmitida máxima -  $I_{\max}$  (ecuación (1.5)) se observa que cuando  $R$  aumenta,  $\delta\lambda$  también lo hace, mientras que  $I_{\max}$  disminuye por lo que es necesario establecer un compromiso entre ellas.

Como dos líneas de igual intensidad pueden traslaparse, es importante utilizar algún criterio para poder diferenciarlas, esto es, definir un poder de resolución. El criterio de Rayleigh establece que dos líneas se pueden resolver cuando la posición del máximo de intensidad principal de una coincide con el primer mínimo de intensidad de la otra (fig. 1.5)

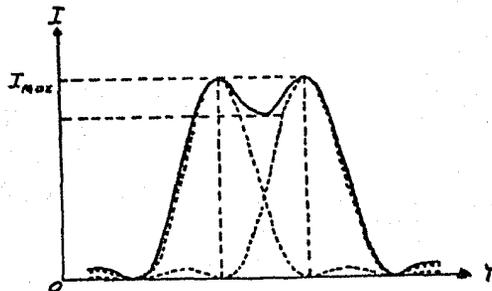


Figura 1.5 Dos componentes monocromáticas en el límite de resolución según el criterio de Rayleigh

y se define como:

$$\mathcal{R} \equiv \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\mu t}{\lambda} \quad (1.12)$$

de donde se observa que mientras mayor sea la "finesse" mayor será el poder de resolución.

Por otra parte, el intervalo espectral libre (ecuación (1.10)) es inversamente proporcional a  $t$ , mientras que el poder de resolución es proporcional a  $t$ . Se debe entonces establecer una situación de compromiso entre un poder de resolución elevado y un intervalo espectral libre grande.

Una vez definidos los parámetros fundamentales de un interferómetro F - P es importante destacar que mediante tal instrumento es posible realizar un análisis espectroscópico, ya que se puede obtener una variación en la longitud de onda transmitida produciendo un cambio en el camino óptico. De la ecuación (1.7):

$$2\mu t \cos \theta = m\lambda$$

se ve que esa variación puede obtenerse ya sea cambiando el ángulo de inclinación ( $\theta$ ), el índice de refracción ( $\mu$ ), o bien la separación entre las placas ( $t$ ).

UNA APLICACION ASTRONOMICA

A partir de lo anterior se ve que es posible obtener perfiles de líneas espectrales para una fuente al cambiar la distancia entre las placas, ya que una variación en  $t$  manteniendo constantes los demás parámetros conduce directamente a un cambio en  $\lambda$ ; cada punto del perfil corresponde a un valor de  $t$ .

El tener estos perfiles adquiere particular importancia cuando se quiere medir el corrimiento espectral de una fuente luminosa relacionado con el efecto Doppler. Cuando se observa una fuente luminosa en movimiento respecto al observador la longitud de onda percibida por éste difiere de la longitud de onda de la fuente. Para medir esta diferencia se compara el perfil de la fuente en movimiento con el perfil de la fuente en reposo. Esta diferencia en longitud de onda  $\lambda' - \lambda = \delta\lambda$  lleva directamente a la velocidad radial  $u$  del objeto observado ya que

$$u = c \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \quad (1.13)$$

donde

- $c$  es la velocidad de la luz  
 $\lambda'$  es la longitud de onda de la fuente en movimiento  
 $\lambda$  es la longitud de onda de la fuente en reposo

Se puede calibrar la separación de las placas para establecer una relación entre ésta y la diferencia en longitud de onda  $y$ , por consiguiente, una relación entre la separación y la velocidad radial.

Para ver esto supongamos que la fuente en reposo con longitud de onda  $\lambda$  incide normalmente ( $\theta = 0$ ) en el interferómetro y que el medio entre las placas es aire ( $\mu = 1$ ), entonces de la ecuación (1.7)

$$2t = m_0 \lambda \quad (1.14)$$

Si se produce un cambio en el camino óptico  $\Delta t$  tal que

$$2(t + \Delta t) = (m_0 + 1) \lambda \quad (1.15)$$

y sustituyendo (1.14) en (1.15) se encuentra

$$\Delta t = \frac{\lambda}{2} \quad (1.16)$$

Sea  $\delta t$  el cambio en la separación de las placas que equivale a la diferencia en longitud de onda  $(\lambda' - \lambda) = \delta\lambda$  entre la fuente en movimiento y la fuente en reposo, es decir

$$2(t + \delta t) = m_0 (\lambda + \delta\lambda) \quad (1.17)$$

y nuevamente de la ecuación (1.14)

$$2\delta t = m_0 \delta \lambda = m_0 (\lambda' - \lambda)$$

(1.18)

dividiendo esta ecuación por  $\lambda$

$$2 \frac{\delta t}{\lambda} = m_0 \frac{(\lambda' - \lambda)}{\lambda}$$

y sustituyendo la ecuación (1.16), se obtiene

$$\frac{\delta t}{\Delta t} \frac{1}{m_0} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

(1.19)

Vemos entonces que es necesario conocer el orden  $m_0$  para determinar  $v$ .

La aplicación del interferómetro F - P a problemas astronómicos permite la determinación de velocidades radiales punto por punto de objetos extendidos en emisión, nebulosas galácticas y extragalácticas.

## CAPITULO II

### DETECTOR BIDIMENSIONAL

El detector utilizado en este trabajo es un contador bidimensional de fotones muy novedoso con un desarrollo muy reciente (\*). Está compuesto de un fotocátodo multicalino, un arreglo de placas microcanal y un ánodo resistivo. El arreglo de las placas presenta una configuración en "V" seguida de una en "Z" (fig. 2.1).

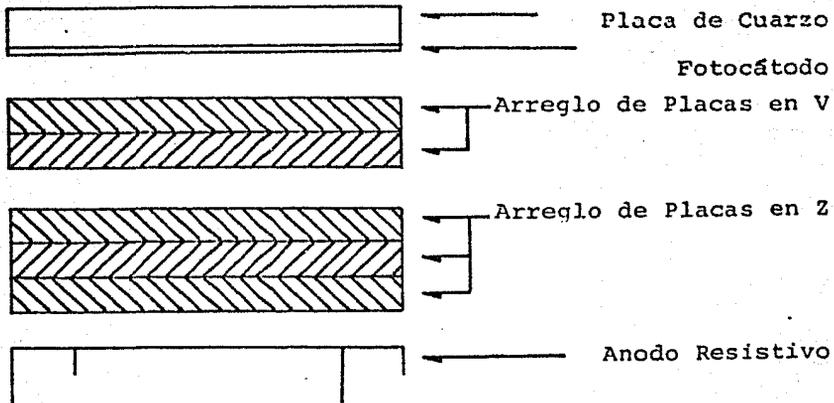


Figura 2.1 Esquema del detector

\* C. Firmani, E. Ruiz et al, "High-resolution imaging with a two-dimensional resistive anode photon counter". Rev. Sci. Instrum. 53 (5), May 1982.

### FOTOCATODO

Al incidir los fotones sobre el fotocátodo tiene lugar el proceso de fotoemisión en el que los electrones son liberados de la superficie del material al interactuar con los fotones. Cuando un fotón es absorbido por el material hay una transferencia de energía hacia el electrón. Si esta energía es suficiente para sobrepasar la barrera de potencial superficial, el electrón puede escapar, es decir, se produce la emisión de un fotoelectrón.

### PLACAS MICROCANALES

Una Placa Microcanal (PMC) es un arreglo en paralelo de canales multiplicadores de electrones, capaz de amplificar considerablemente imágenes fotoelectrónicas (Fig 2.2).

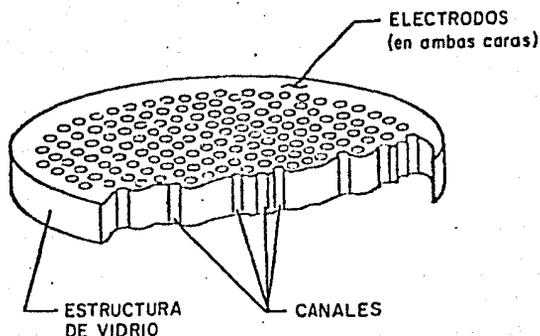


Figura 2.2. Corte de una Placa Microcanal

Un canal multiplicador es un tubo de vidrio equipado en sus extremos con una conexión eléctrica para mantener un campo electrostático apropiado que permita que el fenómeno de emisión secundaria tenga lugar. Este fenómeno consiste en lo siguiente: los fotoelectrones incidentes son acelerados por el campo electrostático e interactúan con los electrones del material excitándolos a estados de mayor energía, esto provoca su movimiento a la interfaz vacio-sólido. Los que llegan a la superficie con energías mayores que la representada por la barrera de potencial son emitidos al vacío. El proceso se repite cuando los electrones secundarios chocan en algún otro punto de la pared formándose una cascada que crece a lo largo del canal (fig. 2.3)

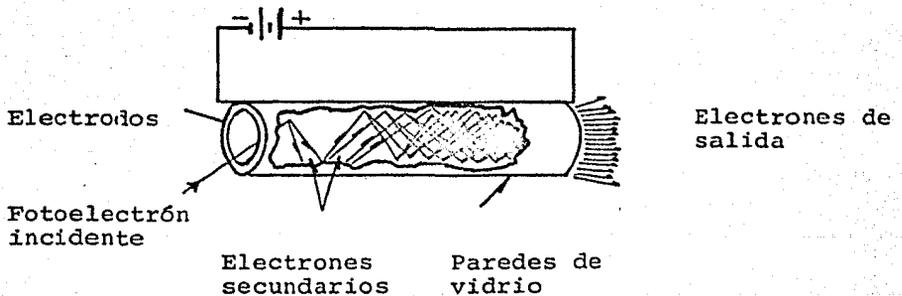


Figura 2.3 Canal multiplicador de electrones

La emisión secundaria aumenta con la energía primaria y los electrones excitados se producen cerca de la superficie donde la probabilidad de escape es mayor. A medida que la energía de los electrones primarios crece también lo hace el número de electrones excitados, sin embargo la excitación ocurre a mayores profundidades en el material y aquí el escape es mucho menos probable. Consecuentemente la emisión secundaria llega a un máximo y después disminuye con la energía primaria.

El factor de amplificación de un canal depende del voltaje aplicado y de su razón longitud/diámetro. Una multiplicación eficiente requiere que la paredes del canal sean ligeramente conductoras, con un coeficiente de emisión secundaria entre 2 y 3. La resistividad de la pared pone un límite a la corriente de salida del canal ya que la ganancia disminuye conforme la razón de conteo se incrementa más allá de cierto valor.

Una Placa Microcanal se fabrica uniendo canales multiplicadores sencillos con un vidrio suave de bajo punto de fusión y se les evapora a ambos lados los electrodos metálicos.

Una PMC o un apilamiento de ellas en cascada permite obtener factores de amplificación de electrones de  $10^4$  -  $10^7$  con una alta resolución temporal (100 pseg.) y espacial, esta última está limitada únicamente por las dimensiones y el espaciamiento de los canales. Son típicos los canales

con una razón longitud/diámetro de 40:1, diámetro de  $12\mu\text{m}$  y distancia centro a centro de  $15\mu\text{m}$ .

Usualmente los ejes de los canales forman pequeños ángulos ( $\approx 8^\circ$ ) con la normal a la superficie de la PMC para garantizar que los electrones sufran colisiones con las paredes. El ángulo de corte afecta a la distribución de altura de pulsos así como a la eficiencia cuántica,

Para una PMC con canales rectos, la distribución de altura de pulsos se aproxima a una exponencial negativa operando a ganancias típicas de  $10^3 - 10^5$ ; el límite superior lo impone entre otros factores el fenómeno de retroalimentación iónica: conforme aumenta la ganancia también lo hace la probabilidad de que se produzcan iones positivos por colisiones de electrones con moléculas de gas residual. Esta probabilidad es mayor a la salida del canal donde la densidad de carga es más alta. Los iones son acelerados hacia el extremo de entrada y pueden producir electrones secundarios adicionales.

La eliminación del fenómeno de retroalimentación iónica permite la operación de los canales multiplicadores a mayores ganancias y se encuentra que la distribución de altura de pulsos cambia de una exponencial negativa a una forma cuasi-gaussiana con una ganancia pico de aproximadamente  $10^6$  (para PMC con una razón longitud/diámetro mayor que 100:1). Tal comportamiento es el resultado de la saturación de carga espacial cerca de la salida del canal.

La ganancia del canal está entonces limitada por la densidad de carga espacial que a su vez está definida por la geometría del canal y los voltajes aplicados.

Una forma de limitar este fenómeno de retroalimentación iónica es poner obstáculos en la trayectoria de los iones. Con este fin se han desarrollado diferentes configuraciones como es la que utiliza dos PMC orientadas de forma tal que los canales de la primera formen ciertos ángulos con los de la segunda (fig. 2.4)

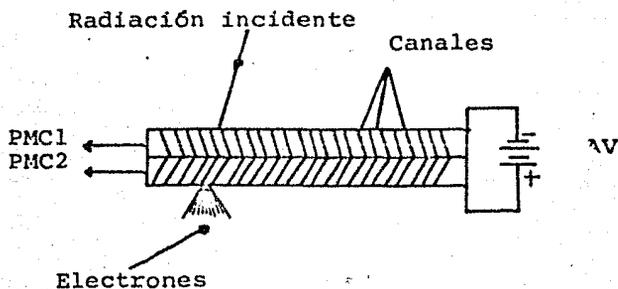


Figura 2.4 Configuración "Chevron" de dos PMCs.

Con esta configuración llamada "V" o "Chevron" cada arreglo opera con una ganancia total de  $10^3 - 10^4$  y se obtiene una ganancia total de  $10^5$ .

También se ha desarrollado un apilamiento de tres placas microcanales (configuración "Z") que mejora la distribución de altura de pulsos. En las figuras 2.5 y 2.6 se

muestran las ganancias de estos dos tipos de acoplamientos de PMCs en función del voltaje entre sus terminales.

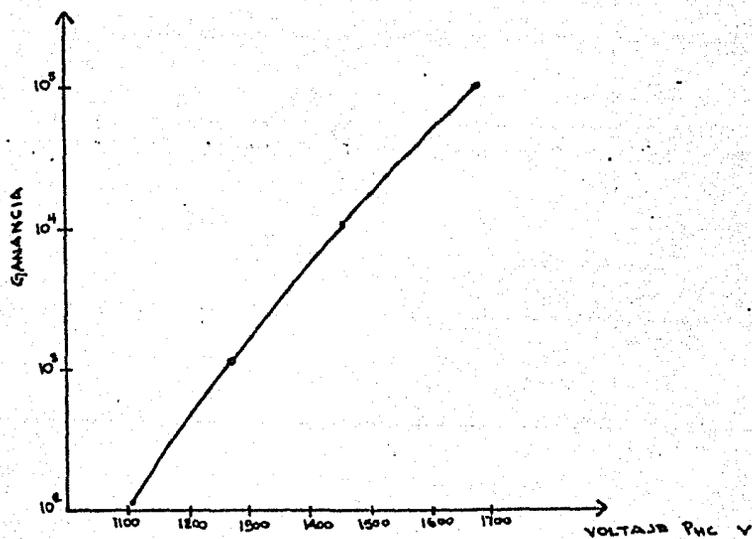


Figura 2.5 Ganancia para una configuración en "V" de PMCs,

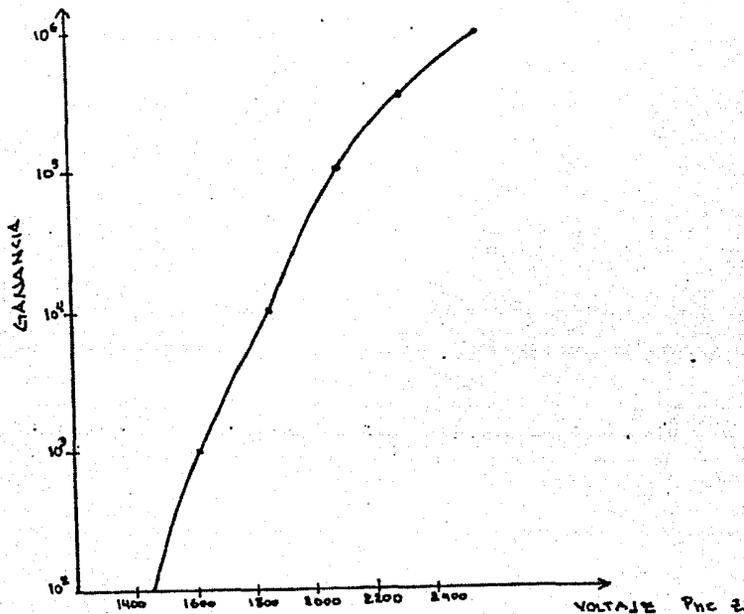


Figura 2.6 Ganancia de una configuración en "Z" de PMCs.

#### ANODO RESISTIVO

A la salida de las PMCs se instala un ánodo resistivo. (fig. 2.7). Este es un ánodo con bordes curvos que tienen una resistencia por unidad de longitud  $R$  tal que

$$R = \frac{r}{a}$$

donde  $r$  es la resistividad del ánodo

y  $a$  es el radio de curvatura de los bordes.

Estas condiciones garantizan que el ánodo carezca de distorsión como lo establece el teorema de Gear. (\*)

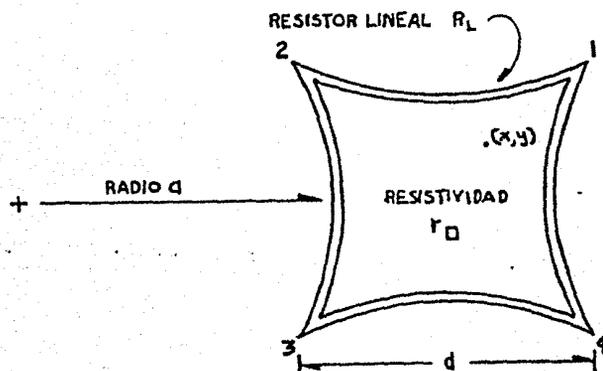


Figura 2.7 Anodo resistivo

Cuando el ánodo intercepta la nube de electrones codifica la posición de este evento distribuyendo la señal de carga entre sus cuatro terminales de salida. Se ha demostrado que la corriente que sale por dos vértices adyacentes respecto a la corriente total es una función lineal de la posición  $(x,y)$  del evento, esto es, si se mide la corriente que

(\*) C.S. Gear, Proc. for the Skytop Conf. on Computer Systems in Experimental Nuclear Phys., 1969, USAC Conf-670301, p. 552., citado por M. Lampton y C.W. Carlson en "Low-distortion resistive anodes for two-dimensional position-sensitive MCP systems". Rev. Sci. Instrum., 50(9), Sept. 1979.

llega a los vértices 1 y 4 se encuentra que:

$$\frac{I_1 + I_4}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} = \frac{x}{d}$$

donde  $d$  es la distancia entre vértices adyacentes

similarmente para 1 y 2

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} = \frac{y}{d}$$

La electrónica asociada a las terminales decodifica entonces la posición de cada evento para una representación analógica o digital posterior.

#### DESCRIPCION DEL DETECTOR

El detector (fig. 2.8) está compuesto de un fotocátodo multialcalino con una respuesta espectral entre 1600-7500 Å (fig. 2.9). De un arreglo de PMCs en configuración "V" con una película de óxido de aluminio antiiónica a la entrada. Le sigue otro arreglo de PMCs en configuración "Z". Entre las caras de ambas configuraciones se aplica una diferencia de potencial pero se invierte la polarización del campo en el espacio que hay entre ellas para controlar la distribución estadística; de esta manera se logra una distribución de altura de pulsos gaussiana con una ganancia pico de aproximadamente  $10^8$  (fig. 2.10). Al final es-

tá el ánodo resistivo.

Estos elementos encapsulados al vacío constituyen el detector MEPSICRON.

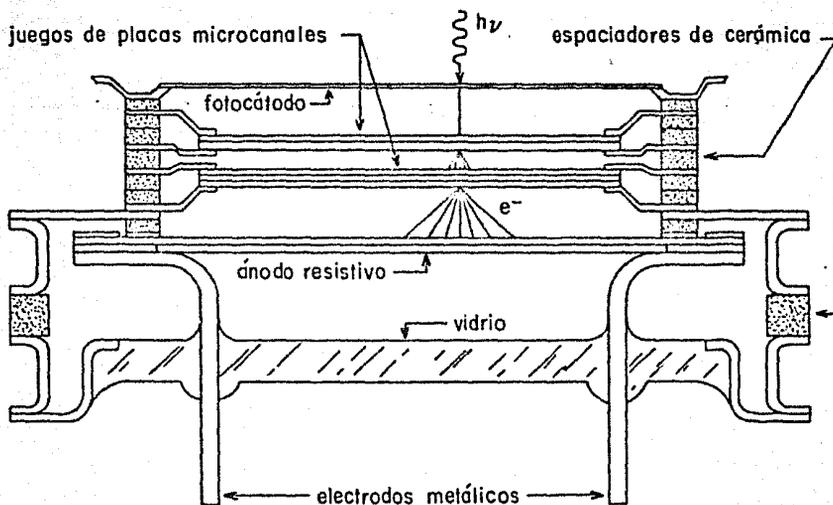


Figura 2.8 EL MEPSICRON

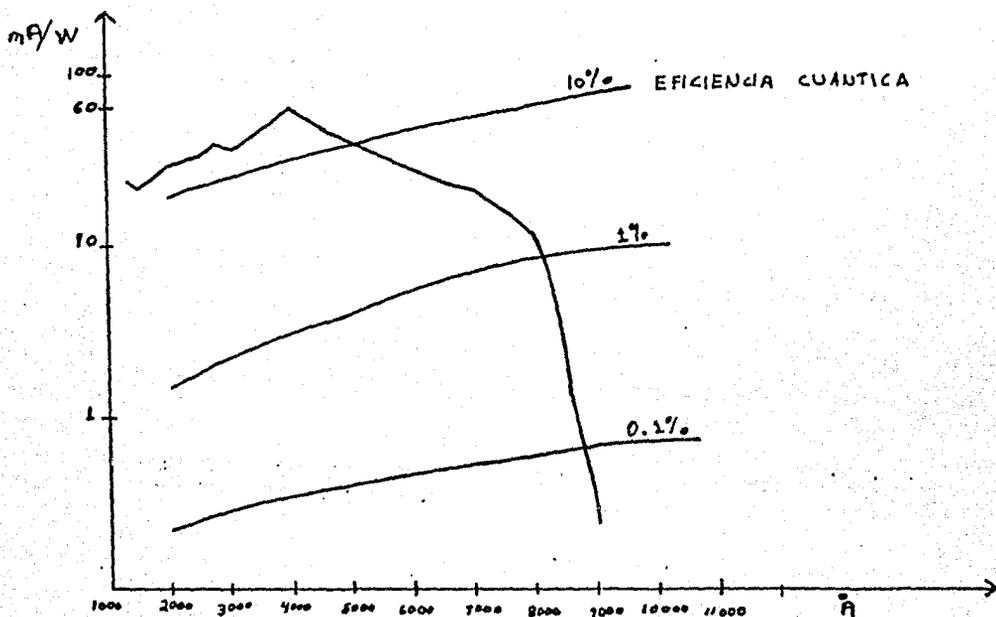


Figura 2.9 Respuesta espectral del Fotocátodo

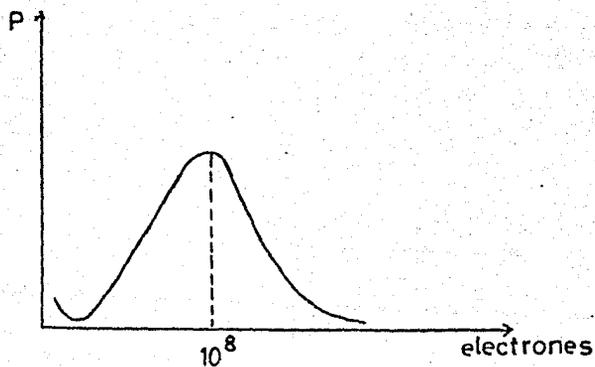


Figura 2.10 Distribución de altura de pulsos del detector

## ELECTRONICA ASOCIADA AL DETECTOR

Las corrientes que se registran en las cuatro terminales del ánodo llegan al Analizador de Posición de Pulsos (APP) cuya tarea es encontrar las coordenadas (x,y) del centroide del evento de manera digital.

En la fig. 2.11 se muestra un diagrama de bloques del APP. El proceso puede dividirse a grandes rasgos en cinco etapas.

### 1a. Etapa

Las señales de entrada  $I_1, I_2, I_3, I_4$  son integradas; se hace la conversión de carga a voltaje.

### 2a. Etapa

Los voltajes obtenidos son amplificados. Se forma un lazo con el circuito restaurador de la línea base (CLB1) para tener un voltaje de referencia estable.

### 3a. Etapa

Las cuatro señales provenientes de los amplificadores son sumadas convenientemente y se obtienen tanto la suma total  $I_1 + I_2 + I_3 + I_4$  como las parciales  $I_1 + I_4$  e  $I_1 + I_2$  necesarias para encontrar las coordenadas (x,y) del evento. Estas señales son amplificadas.

4a. Etapa

La lógica de control se encarga de verificar si la suma total está entre los dos umbrales previamente seleccionados (de 3 a 10 v aproximadamente) Si es así genera:

1. un pulso que deshabilita el circuito restaurador de la línea base (CLB2) a la vez que mantiene la señal de salida del muestreador (Track & Hold) durante el tiempo en que se realiza la conversión analógico-digital.
2. un pulso de RESTABLECER (REST) que llega a los integradores.
3. un pulso de CONV para que se inicie la conversión A/D de 12 bits.

5a. Etapa

Las tres señales ya digitalizadas entran al divisor digital y se obtienen las coordenadas (x,y) del evento mediante los cocientes

$$x = \frac{I_1 + I_4}{\sum_{n=1}^4 I_n}$$

$$y = \frac{I_1 + I_2}{\sum_{n=1}^4 I_n}$$

Estas coordenadas son de 10 bits cada una y permiten obtener una matriz de  $2^{10} * 2^{10}$  (1024\*1024) elementos de imagen.

Las señales se transmiten en serie hacia la computadora, junto con una señal de sincronía.

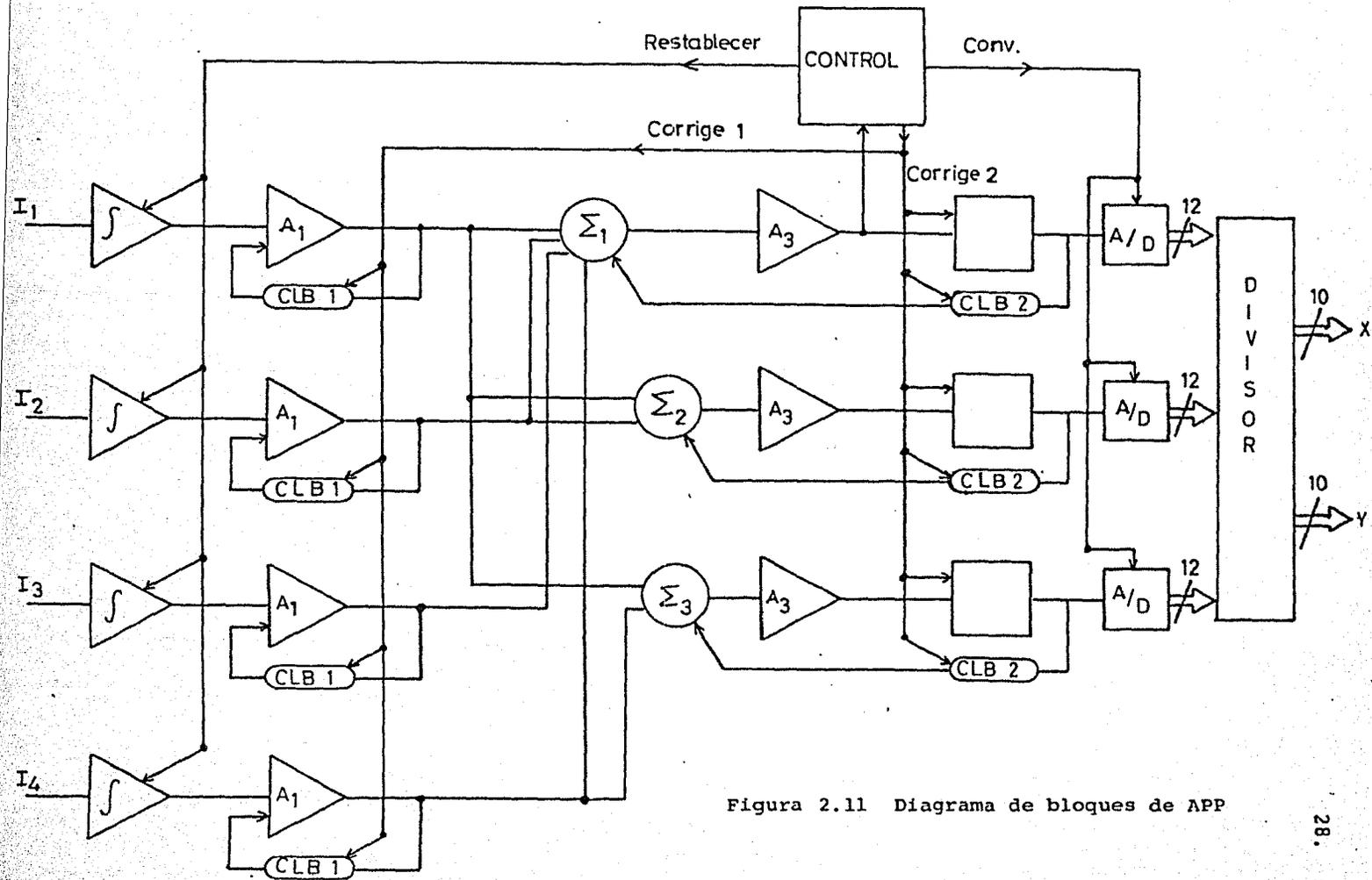


Figura 2.11 Diagrama de bloques de APP

## CAPITULO III

### DESCRIPCION DEL INSTRUMENTO

La descripción del instrumento se hará en 2 etapas: primero la óptica y enseguida la electrónica.

#### OPTICA

El arreglo óptico consta de las siguientes componentes (fig. 3.1)

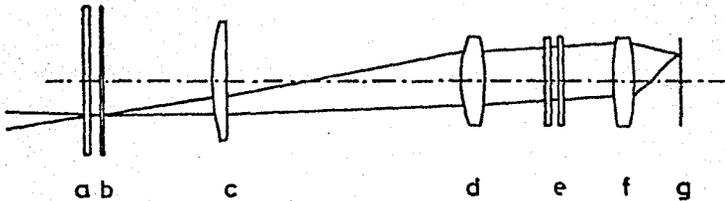


Figura 3.1 Esquema del arreglo óptico

- a) filtro de interferencia
- b) plano focal del telescopio
- c) lente de campo
- d) lente colimadora
- e) etalón
- f) objetivo
- g) detector

El filtro de interferencia se introduce para aislar la banda óptica (líneas de emisión) que se desea estudiar. Es necesario usar filtros centrados en diferentes longitudes de onda dependiendo de la velocidad del objeto observado. Se cuenta con varios filtros cuyo ancho a media transmisión es de  $10 \text{ \AA}$  aproximadamente.

La lente de campo y la lente colimadora pueden considerarse como un solo sistema (llamado reductor focal) cuya función es hacer que los rayos que incidan en el etalón sean paralelos. El acoplamiento ideal se obtiene igualando la razón focal de este sistema con la del telescopio.

Lograr que la luz incidente sobre el interferómetro sea monocromática y paralela, garantiza un buen funcionamiento del mismo.

La función del objetivo es formar la imagen de los rayos que salen del interferómetro; esta imagen es proyectada sobre el área fotosensible del detector. En nues-

tro caso el área útil de éste es circular y tiene un diámetro de 25mm y la distancia focal del objetivo es de 85mm.

El telescopio es de tipo reflector cuyo espejo primario tiene 2.1 m de diámetro con un secundario que define una razón focal  $f/\# = 13.5$ . Con el arreglo óptico utilizado se obtiene una escala de placa en el detector de 30"/mm.

### ELECTRONICA

En la figura 3.2 se muestra un diagrama de bloques del arreglo electrónico y a continuación se describen brevemente las características de sus componentes

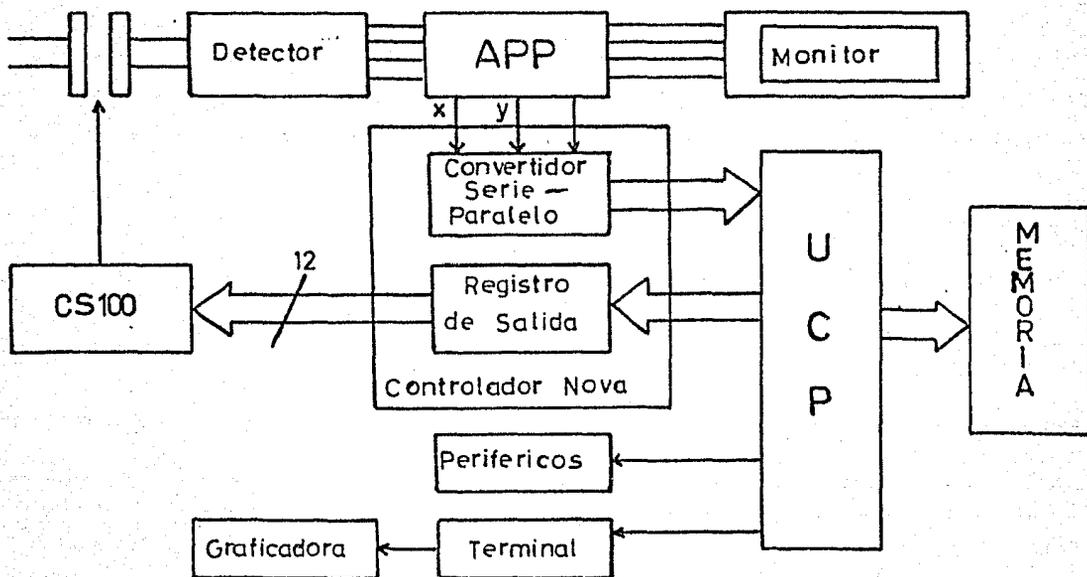


Figura 3.2

El interferómetro se controla por medio del servo sistema CS100, la adquisición y procesamiento de datos fotométricos se realiza a través de una minicomputadora NOVA 1200.

#### INTERFEROMETRO F-P Y SISTEMA CS100 (\*)

El interferómetro está formado por dos placas de vidrio óptico, cuyas superficies interiores tienen un recubrimiento dieléctrico con un ancho de banda de  $1000 \text{ \AA}$  centrado en  $6000 \text{ \AA}$  y un coeficiente de reflexión de  $94.5 \pm 0.5\%$ . El espaciamiento entre las placas es de  $100 \mu \pm 3\mu$ .

Las placas del interferómetro están separadas por tres cilindros de cerámica piezo-eléctrica A, B y C como se muestra en la figura (3.3).

Los capacitores CX1, CX2, CY1, CY2, y CZ son formados evaporando películas de oro sobre las circunferencias de las caras internas del etalón. La presencia de una misma disposición de estas películas sobre la otra cara interna del etalón hace de cada par de ellas un capacitor.

El sistema electrónico CS100 detecta las variaciones del paralelismo comparando CX1 con CX2 (canal X) y CY1 con CY2 (canal Y) y aplica los voltajes necesarios a

---

(\*) CS100 Stabilization System  
Queensgate Instruments Ltd.

los transductores piezo-eléctricos para corregir los errores debidos a un mal paralelismo.

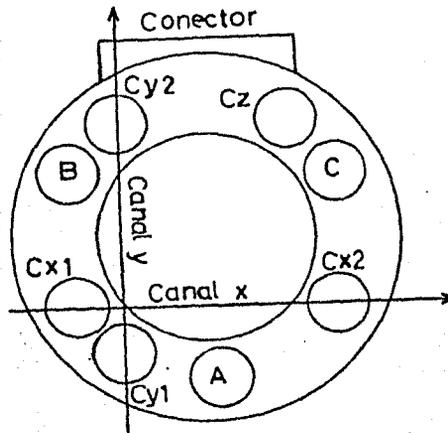


Figura 3.3 Esquema del Etalón

Para controlar la distancia entre las placas se compara CZ con un capacitor de referencia externo CREF. Un cambio de posición se efectúa aplicando una diferencia de potencial que simula una diferencia de capacidad en CREF; la distancia entre las placas entonces se modifica para corregir esta diferencia.

El voltaje que se aplica a CREF es la suma algebraica del voltaje suministrado manualmente por medio del panel frontal y el voltaje aplicado digitalmente a través de un convertidor A/D de 12 bits. Estos últimos constituyen

la entrada digital de la componente Z que permite hacer el barrido automáticamente. La separación entre las placas puede variarse  $2\mu$  en 4096 pasos, el incremento más pequeño corresponde a  $5 \text{ \AA}$ .

Para obtener la variación deseada del camino óptico, la computadora debe dar una secuencia de números (contador digital). Por ejemplo: si se quiere producir un cambio en la separación de los espejos de  $2500 \text{ \AA}$ , esto puede hacerse en 500 incrementos de 1 paso, en 250 incrementos de 2 pasos, etc. dependiendo de los requerimientos de observación.

Después de cada incremento es necesario esperar un período de tiempo ( $\approx 12$  mseg.) antes de empezar la colección de datos para permitir que el servo-sistema se establezca en esa posición.

Los errores en la separación y en el paralelismo de las placas introducidos por cambios en la capacidad por variaciones de la constante dieléctrica del aire entre las placas (debidas a cambios de presión, temperatura y humedad) son menores que  $10 \text{ \AA}$ .

Por otro lado, la histéresis del sistema es mucho menor que  $5 \text{ \AA}$ , por lo que se pueden obtener posiciones reproducibles independientemente de la dirección del barrido.

## MINICOMPUTADORA NOVA 1200 .(\*)

Tiene una capacidad de memoria de 32 K (1 K = 1024) palabras de 16 bits cada una.

La Unidad Central de Procesamiento (UCP) contiene el contador del programa (CP), 4 acumuladores, la unidad aritmética, la unidad lógica y un oscilador de 23 MHz del cual se obtienen todas las frecuencias necesarias para secuenciar el programa así como sincronizar las señales de control para memoria y dispositivos externos.

La UCP puede manejar 186 instrucciones en lenguaje de máquina. La duración de los ciclos de máquina es de aproximadamente  $1.2 \times 10^{-6}$  seg.

Para comunicarse con los dispositivos externos se requiere de una tarjeta llamada controlador o puerto para cada dispositivo. Se tienen las siguientes tarjetas controladoras:

- 1) Una tarjeta que contiene cuatro puertos en serie, dos de entrada y dos de salida. Controla dos terminales.
- 2) Una tarjeta para controlar una unidad doble de discos flexibles (floppies) marca DGC modelo 6030.
- 3) Una tarjeta para controlar la Datarram (unidad de memoria magnética que simula un disco)

---

(\*) NOVA es una marca registrada por DATA GENERAL CORPORATION

- 4) Una tarjeta para controlar la unidad de cinta.
- 5) Una tarjeta MDB - GPIB (tarjeta de propósito general) que contienen la lógica necesaria para decodificar el número de puerto, manejar las señales de sincronía para interrupciones y también para acoplarse al ducto de datos; tiene dos registros/contadores para entrada y dos para salida. Esta tarjeta se usa para comunicarse con el sistema CS100 y el detector.

La capacidad de puertos para entrada y salida programada o acceso directo a memoria (DMA) es de 63. En esta última modalidad se tiene una capacidad de transferencia de aproximadamente 300 000 bytes/seg.

El sistema operativo con el que trabaja la computadora se denomina RDOS (Real Time Disk Operating System). Es un sistema que opera en tiempo real. A través de un programa llamado CLI (Comand Line Interpreter), el cual se ejecuta por el sistema operativo, el usuario puede comunicarse con dicho sistema y así manejar archivos de discos, ejecutar programas, guardarlos en disco, etc.

Se cuenta además con varios editores, un ensamblador, compiladores de FORTRAN y ALGOL, cargador relocable e intérprete de BASIC,

## INTERFAZ

En la figura 3.4 se muestra un diagrama de bloques de la interfaz desarrollada para enlazar el sistema CS100 y el APP a la computadora.

Esta interfaz está construída en una tarjeta impresa de propósito general y consta básicamente de dos secciones. La primera está compuesta por un registro de 12 bits que gobierna la separación de las placas del interferómetro, por medio del sistema CS100 y la segunda es una sección receptora de los datos transmitidos del detector a través del APP.

El registro de 12 bits constituye un puerto programado de salida de la UCP alambrado en esta tarjeta.

En la sección receptora existen registros de conmutamiento que convierten la información transmitida en serie, a paralelo. Como se ha mencionado el APP genera las coordenadas (x, y) del fotón incidente en 10 bits cada una y las transmite en serie simultáneamente por dos canales diferentes hacia esta tarjeta. Además transmite una señal de sincronía para recibir la información anterior con un alto grado de certidumbre; la capacidad de cada canal es de 10 Mbits/seg.

Después de los convertidores de serie a paralelo hay unos registros para comunicar esta información, ya en paralelo, al ducto de datos de la UCP. Estos registros

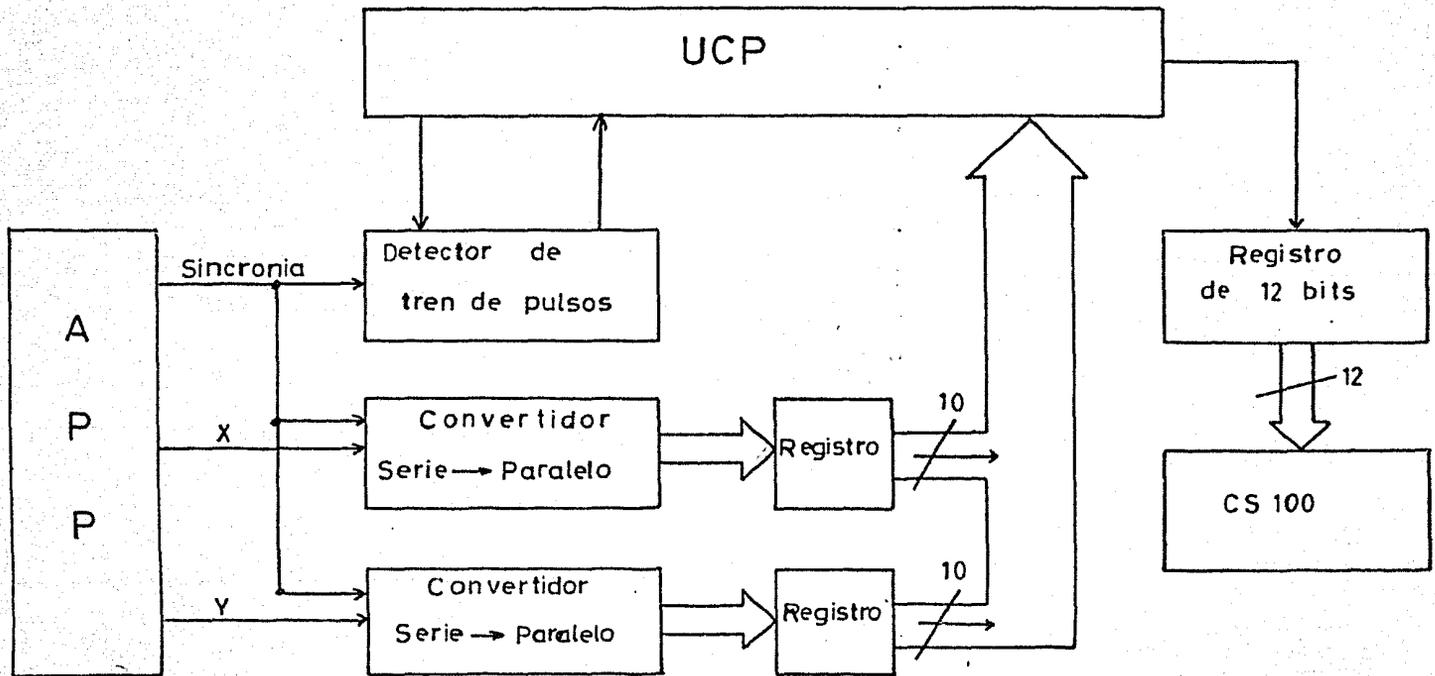


Figura 3.4 Diagrama de bloque de la Interfaz

constituyen en realidad un puerto programado de entrada.

En la sección receptora fue necesario construir un circuito especial para establecer un diálogo entre ella y la UCP de tal manera que esta última pueda saber cuándo tiene que leer un dato debido a un evento registrado.

## CAPITULO IV

### ADQUISICION DE DATOS OBSERVACIONALES. INTERPRETACION Y RESULTADOS

Es necesario determinar experimentalmente los parámetros fundamentales del interferómetro. Estos son: la "finesse" efectiva, el orden de interferencia, la distancia entre las placas, el poder de resolución y el intervalo espectral libre.

Asimismo se necesita mencionar el efecto de las reflexiones en las caras externas no recubiertas del etalón sobre la imagen central.

#### "FINESSE" EFECTIVA

En el caso ideal un interferómetro F - P tiene sus superficies interiores perfectamente planas y paralelas. En la práctica esto es imposible de obtener y en consecuencia la separación entre las placas varía sobre su apertura. Si la distancia entre las placas no es constante la longitud de onda transmitida no será la misma para diferentes regiones del área efectiva, provocando un ensanchamiento de las franjas de interferencia.

Es necesario entonces medir la "finesse" efectiva del etalón que será menor que la "finesse" reflectiva debido a este tipo de defectos.

Con este propósito se hizo el arreglo experimental mostrado en la figura 4.1.

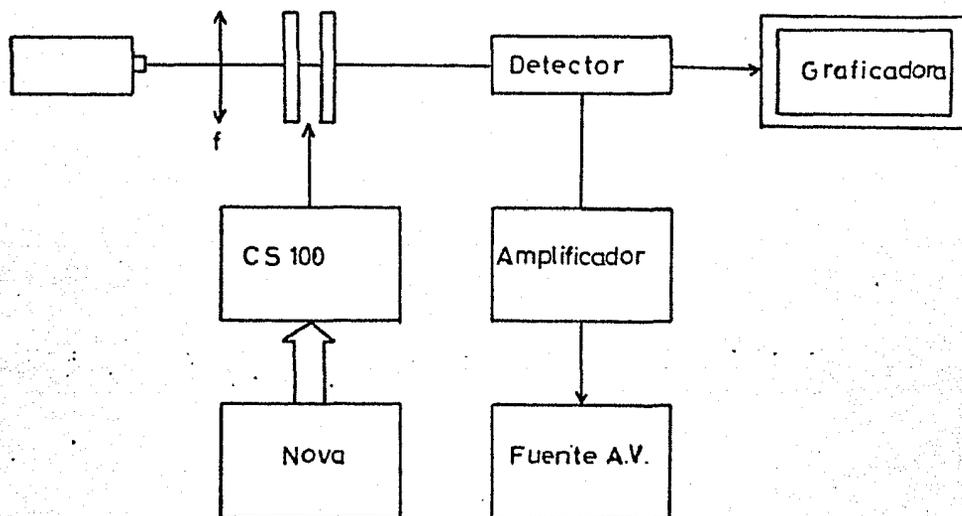


Figura 4.1 Arreglo experimental

La fuente luminosa es un laser ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ),  $f$  denota los filtros neutros introducidos para atenuar la intensidad de la fuente; el detector es un tubo fotomultiplicador 1P21.

Al ir variando la separación de los espejos por medio de un programa se obtienen perfiles como los que se muestran en la figura 4.2.

La "finesse" efectiva se calcula midiendo

$$\bar{F}_e = \frac{\Delta t}{\delta t}$$

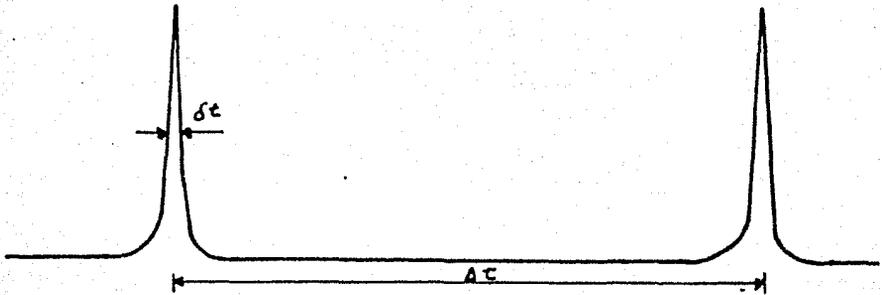


Figura 4.2

donde

$\Delta t$  es la separación entre los espejos correspondiente a dos máximos sucesivos

$\delta t$  es la separación entre los espejos correspondiente al ancho a la mitad de la altura máxima.

se encuentra

$$\bar{F}_E = 47,83$$

mientras que la "finesse" reflectiva

$$F_R = 50.2$$

#### CALIBRACION DEL ORDEN DE INTERFERENCIA

La determinación del orden  $m_0$  es indispensable para poder medir las diferencias en longitud de onda. De

la ecuación (1.19)

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{m_0} \frac{\delta t}{\Delta t}$$

conociendo el orden de interferencia podemos conocer también la distancia  $t$  entre las placas, ya que

$$t = \frac{m_0 \lambda}{2 \mu}$$

Para poder determinar el orden central se utilizó una lámpara de Neón que tiene tres líneas con longitudes de onda cercanas:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 6598.9529 \text{ \AA} \\ \lambda_2 &= 6532.8824 \text{ \AA} \\ \lambda_3 &= 6506.5279 \text{ \AA} \end{aligned}$$

y una lámpara de Hidrógeno con una longitud de onda

$$\lambda_\alpha = 6563 \text{ \AA}$$

Las lámparas se proyectaron sobre el dispositivo óptico (reductor + etalón + detector) con varios filtros para identificar cada una de las longitudes de onda y se barrieron dos órdenes de interferencia; Los filtros usados

están centrados en las siguientes longitudes de onda:

filtro	I	6548 Å
	II	6563 Å
	III	6570 Å
	IV	6584 Å

En la gráfica se muestra la posición de estos

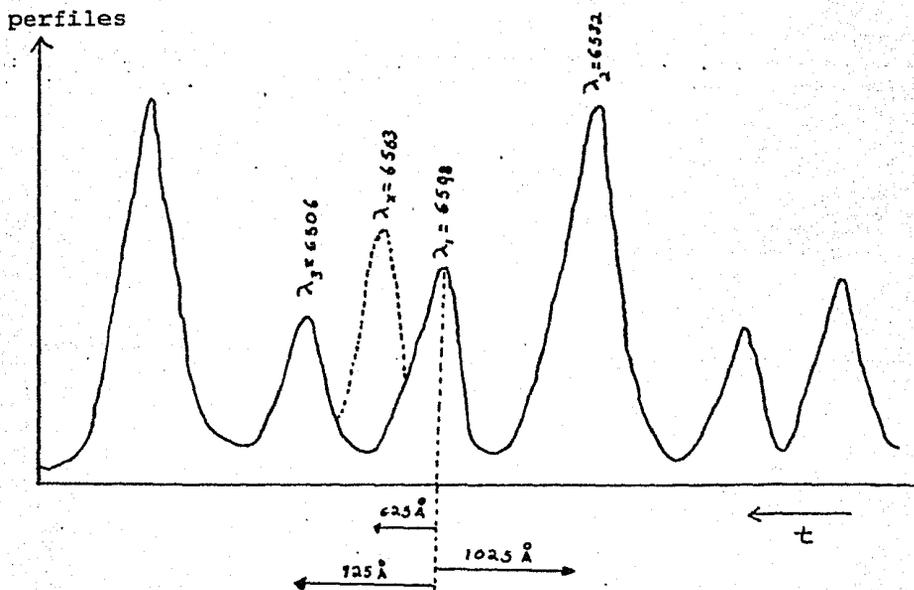


Figura 4,3

No se conocen las distancias absolutas entre las placas del interferómetro a las que interfieren constructi-

vamente cada una de estas longitudes de onda ni tampoco los órdenes a los que están interfiriendo. Lo que sí se conoce son las distancias relativas, que se dan en la figura 4.3; estas distancias están referidas a  $\lambda_1$  que pudo identificarse con los filtros.

Se definen

$$t_1 = \frac{m_1 \lambda_1}{2} \quad (4.1)$$

$$t_2 = \frac{m_2 \lambda_2}{2} \quad (4.2)$$

$$t_3 = \frac{m_3 \lambda_3}{2} \quad (4.3)$$

$$t_\alpha = \frac{m_\alpha \lambda_\alpha}{2} \quad (4.4)$$

Este es un sistema de cuatro ecuaciones con ocho incógnitas y se sabe que las  $m_i$ 's son números enteros. Ahora bien, de la gráfica se sabe que

$$t_2 = t_1 - 1025 \text{ \AA} \quad (4.5)$$

$$t_3 = t_1 + 925 \text{ \AA} \quad (4.6)$$

$$t_\alpha = t_1 + 625 \text{ \AA} \quad (4.7)$$

Se dan algunos valores a  $m_1$  y de la ecuación (4.1) se calcula  $t_1$ , conociendo  $t_1$  de la ecuación (4.5) se calcula  $t_2$ , de ahí  $m_2$  y así sucesivamente.

Se prueban las diferentes posibilidades de acuerdo a las características del instrumento tales que satisfagan la condición de que las  $m_1$ 's sean enteros simultáneamente. Las que cumplen mejor estas condiciones se muestran en la siguiente tabla:

$m_1$	$m_\alpha$	$m_2$	$m_3$
325	326.9734	327.9807	329.9085
326	327.9790	328.9907	330.9226
327	328.9844	330.0008	331.9370
328	329.9900	331.0110	332.9512
329	330.9954	332.0210	333.9654
330	332.0010	333.0313	334.9795
331	333.0064	334.0413	335.9937
332	334.0120	335.0513	337.0081
333	335.0174	336.0615	338.0222
334	336.0230	337.0716	339.0364
335	337.0284	338.0818	340.0506

Tabla 4.1

Luego, se encuentra que

$$m_\alpha = 331 \pm 1$$

$$t_\alpha = 108.61 \mu$$

#### PODER DE RESOLUCION

Conocida  $t_\alpha$  y  $\tilde{f}_E$  se puede calcular el poder de resolución según el criterio de Rayleigh, que determina cuando dos líneas de igual intensidad se pueden resolver

de la ecuación (1.12)

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda'} = \frac{2\mu t}{\lambda}$$

donde  $\delta\lambda'$  es el intervalo espectral mínimo entre las dos líneas que se pueden separar. Se encuentra que para  $\lambda = 6563$ ,  $\delta\lambda' = 0.41 \text{ \AA}$ , que equivale en velocidad a

$$v = c \frac{\delta\lambda'}{\lambda} = 18 \text{ km/seg}$$

Sin embargo lo que nos interesa es comparar el perfil del objeto observado con un perfil de calibración por lo que se puede obtener una resolución en velocidad mucho mayor.

La resolución en longitud de onda y en velocidad que corresponde al mínimo incremento en la separación de las placas, es decir a  $5 \text{ \AA}$ , se obtiene a partir de la ecuación

$$\frac{v}{c} = \frac{1}{m_0} \frac{\delta t}{\Delta t} = \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

y se encuentra

$$\delta\lambda = 0.03 \text{ \AA}$$

y

$$v = 1.5 \text{ km/seg}$$

### INTERVALO ESPECTRAL LIBRE

Finalmente para calcular el intervalo espectral libre recordemos

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = 19.68 \text{ \AA}$$

que corresponde en velocidad a

$$v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 900 \text{ Km/seg}$$

### REFLEJOS

Como se ha mencionado las placas del interferómetro son ligeramente prismáticas con el fin de evitar que las reflexiones en las superficies externas no recubiertas interfieran con el sistema principal.

Para ver este efecto consideremos la situación mostrada en la figura 4.4.

Sean A B y A' B' las caras recubiertas y no recubiertas de la primera y segunda placa respectivamente.

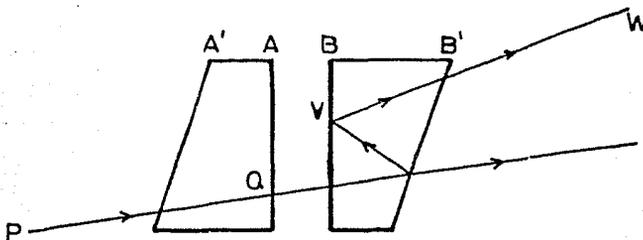


Figura 4.4

Un rayo incidente en la dirección PQ emerge como un grupo de rayos paralelos de menor intensidad. La colección de éstos por una lente lleva a la proyección de los anillos en el plano focal.

Un porcentaje muy pequeño de cada rayo es reflejado en la superficie de vidrio B' y parte de éste, en la superficie recubierta B en una dirección paralela a VW, por lo que emergen en esta dirección un conjunto de rayos idénticos a aquellos paralelos a PQ pero con una intensidad mucho menor que estos últimos y haciendo un ángulo con ellos que depende del ángulo entre B y B'. Luego en el plano focal de la lente además del sistema principal PQ hay un sistema secundario VW. Sin embargo, como VW y PQ no son paralelos, el centro de los anillos secundarios no coincide con el de los anillos principales.

Un efecto similar se presenta en la primera pla-

ca, (fig. 4,5)

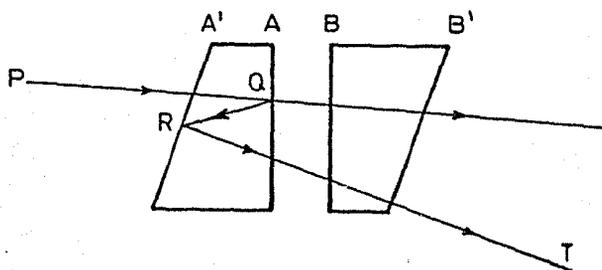


Figura 4.5

La diferencia es que los rayos paralelos a RT producidos por las reflexiones en las caras A y A' no son idénticos a aquellos paralelos a PQ con una intensidad menor, ya que la diferencia de fase ocasionada por la diferencia de camino óptico y las reflexiones en las caras recubiertas A y B, es distinta para cada uno de ellos. El resultado sin embargo es también además del sistema principal PQ un sistema secundario RT.

El efecto conjunto producido por las dos placas se muestra en la figura 4.6.

Para medir la intensidad de los puntos secundarios respecto al punto principal, se usó el mismo arreglo experimental que para medir la "finesse" efectiva. Por medio de diafragmas se midió la intensidad de cada uno de los puntos; se encontró que la razón de la intensidad del prin-

principal a cada uno de los secundarios es de 20:1, es decir, un 5%.

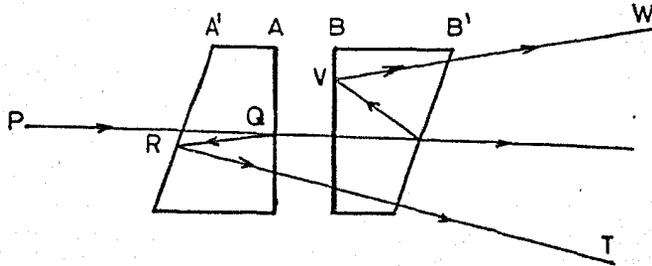


Figura 4.6

Sin embargo, la distancia angular entre cada uno de los reflejos y la imagen central es solo de  $\approx 23''$ . Lo cual quiere decir que para objetos extendidos cuyo tamaño angular sea mayor que  $23''$ , la imagen obtenida será una superposición de la imagen principal y de las imágenes secundarias que aunque serán mucho más débiles, pueden introducir errores en la determinación de las velocidades.

PROGRAMAS DE OBSERVACION

El hecho de disponer de un detector bidimensional permite obtener una imagen para cada posición de los espejos y posteriormente hacer un análisis pixel por pixel en todas las posiciones.

Ahora bien, cuando la resolución óptica de la imagen en el detector no requiere un análisis pixel por pixel puede hacerse un promedio, por programa, del contenido de varios pixeles. Este procedimiento tiene la ventaja de que el promedio ocupa una sola localidad de memoria y la capacidad de memoria en la NOVA disponible para la adquisición de datos fotométricos es de 7000 localidades (palabras).

Los programas de observación permiten elegir de todo el campo del detector uno o varios sectores en función de las regiones de interés del objeto observado. Además dan la posibilidad de escoger el número de pixeles a promediar y la manera de hacer el barrido.

Si se elige un sector con una longitud en x, NI; una longitud en y, NJ y se quiere promediar LI pixeles en x y LJ pixeles en y, se debe entonces cumplir

$$\frac{NI}{LI} * \frac{NJ}{LJ} < 7000$$

Definidos estos parámetros se selecciona la for-

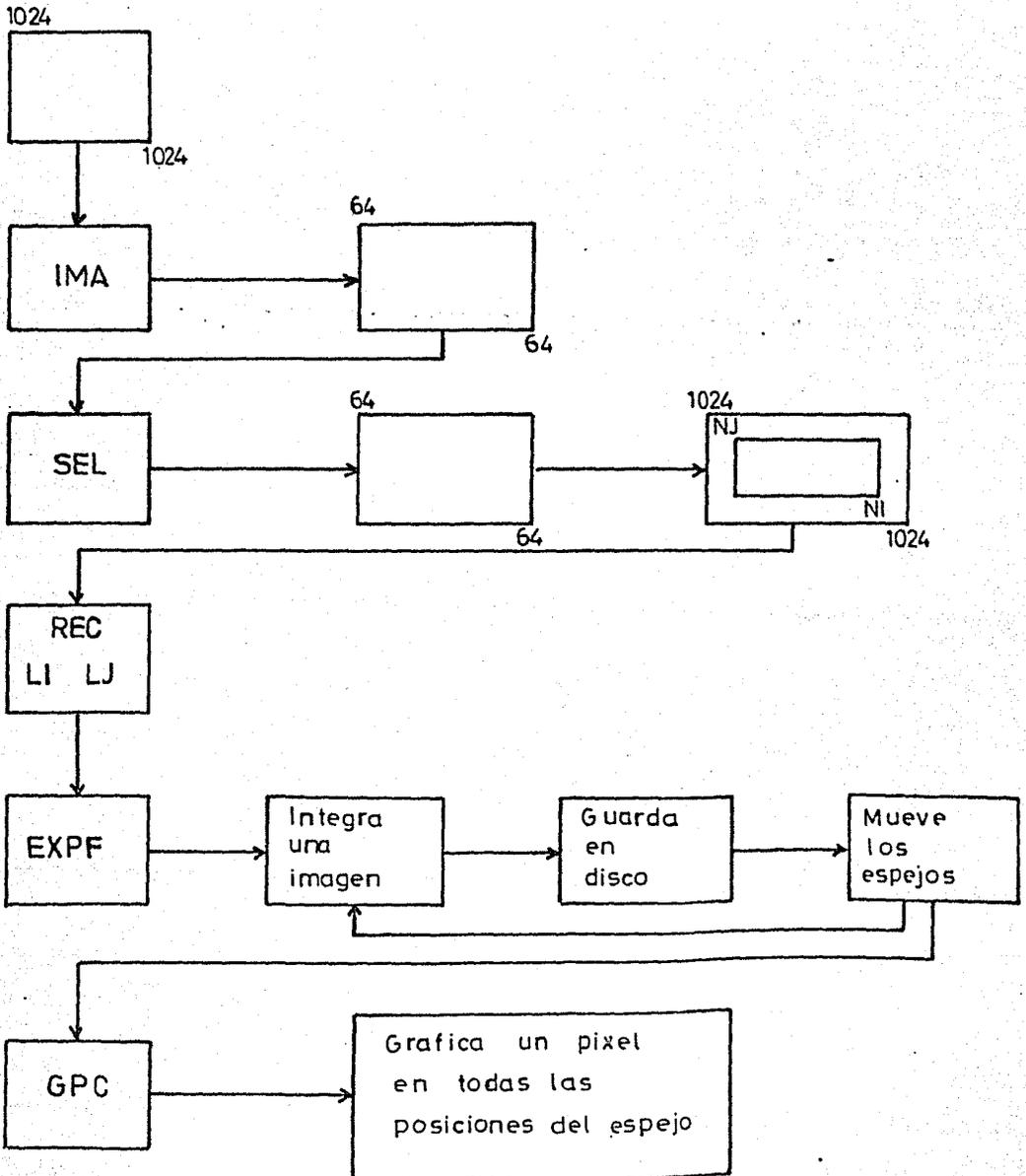
ma de desplazar los espejos del interferómetro, es decir, se definen:

- 1) la posición inicial (P0)
- 2) la separación entre posiciones sucesivas (LP)
- 3) el número de posiciones (NP)

En la figura 4.7 se da un diagrama de bloques de los programas de observación que permiten realizar este proceso y a continuación se explica brevemente lo que hace cada programa.

- IMA Integra una imagen completa del MEPSICRON (1024 x 1024). Hace un promedio de 16 pixeles en x y en y. Crea un archivo de 64x64.
- SEL Lee la matriz generada por IMA y despliega en la pantalla curvas de nivel (isofotas) que permiten definir sectores con el cursor en dimensiones reales.
- REC Rectifica el tamaño de los sectores NI, NJ para que sean múltiples de  $2^n$ . Se elige el número de pixeles a promediar LI, LJ.

Figura 4.7 Diagrama de bloques de los programas de observación.



- EXPF Mueve los espejos e integra durante el tiempo previamente seleccionado, guarda en disco; mueve los espejos a la posición adyacente y repite el proceso hasta cubrir todas las posiciones del espejo. Este programa se vuelve a correr para la lámpara de calibración con los mismos parámetros.
- GPC Grafica un pixel de interés en todas las posiciones del espejo.

#### PROGRAMAS DE REDUCCION

Los programas de reducción permiten obtener la velocidad radial en cada punto del objeto observado.

Para cada posición de los espejos se tienen una imagen. Si se grafica la intensidad registrada por un pixel en todas las posiciones del etalón se obtiene el perfil de una línea espectral para esa parte del objeto. Comparándolo con el perfil correspondiente al mismo pixel de la lámpara de calibración se obtiene la velocidad radial en ese punto.

Para hacer la comparación se procede de la siguiente manera:

- 1) Se grafica el perfil obtenido para un pixel del objeto. Este perfil puede presentar más de una componente de velocidad; se consideran entonces los dos máximos más significativos como representativos de dos longitudes de onda y se calcula el centro de cada línea.
- 2) Se grafica el perfil correspondiente para ese mismo pixel de la lámpara de calibración y se encuentra el centro de la línea.
- 3) La diferencia de cada uno de los centros de las líneas del objeto respecto al centro de la línea de la lámpara de calibración conduce directamente a la velocidad radial de cada línea ya que como se ha visto

$$\frac{v}{c} = \left( \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \right) \quad \delta t = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$$

Este proceso se repite para cada uno de los pixeles de la imagen y se obtienen entonces dos imágenes de velocidades.

Por otra parte, sumando la intensidad registrada por cada uno de los pixeles en todas las posiciones del etalón se obtiene la imagen del objeto observado como si el interferómetro no estuviera en el sistema.

Con ayuda de un procesador de imágenes se pueden desplegar en un monitor tanto las imágenes de velocidades como la imagen del objeto, con el fin de analizar las velocidades para diferentes puntos del objeto.

### OBSERVACIONES Y RESULTADOS

Las observaciones se llevaron a cabo durante el mes de mayo de 1983 en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, B. C., en el telescopio de 2.1 m.

Se observaron las nebulosas planetarias M1-67 y NGC 6210. En la tabla 4.2 se muestran los parámetros elegidos para la adquisición de datos.

En las figuras 4.8 y 4.9 se muestran las curvas de isovelocidades obtenidas para cada componente de M1-67. De ellas puede apreciarse el gradiente de velocidades en diferentes regiones de la nebulosa.

Ahora bien, distinguir dos componentes de velocidades en cada pixel de la imagen permite obtener información de la dispersión de velocidades en la dirección que se está observando. Sin embargo, hay que mencionar que hay un cierto grado de incertidumbre en el proceso de ubicación de una de las componentes dentro de un sistema, ya que los perfiles que se consideran como representativos de dos diferentes velocidades pueden pertenecer a un solo sistema de velo-

objeto	$\alpha$			$\delta$			fecha 1983	H.	S.	NI	NJ	LI	LJ	PO	LP	NP	t (*) seg	filtro
	h	m	s	°	'	"		h	m									
M1 - 67	19	09	16	+16	46	32	24/V	18	55	128	128	4	4	0	10	60	10	H $_{\alpha}$
NGC 6210	16	42	23	+23	53	24	25/V	16	30	128	64	2	2	0	10	60	10	H $_{\alpha}$

T A B L A 4.2

(\*) t denota el tiempo de  
integración por posición

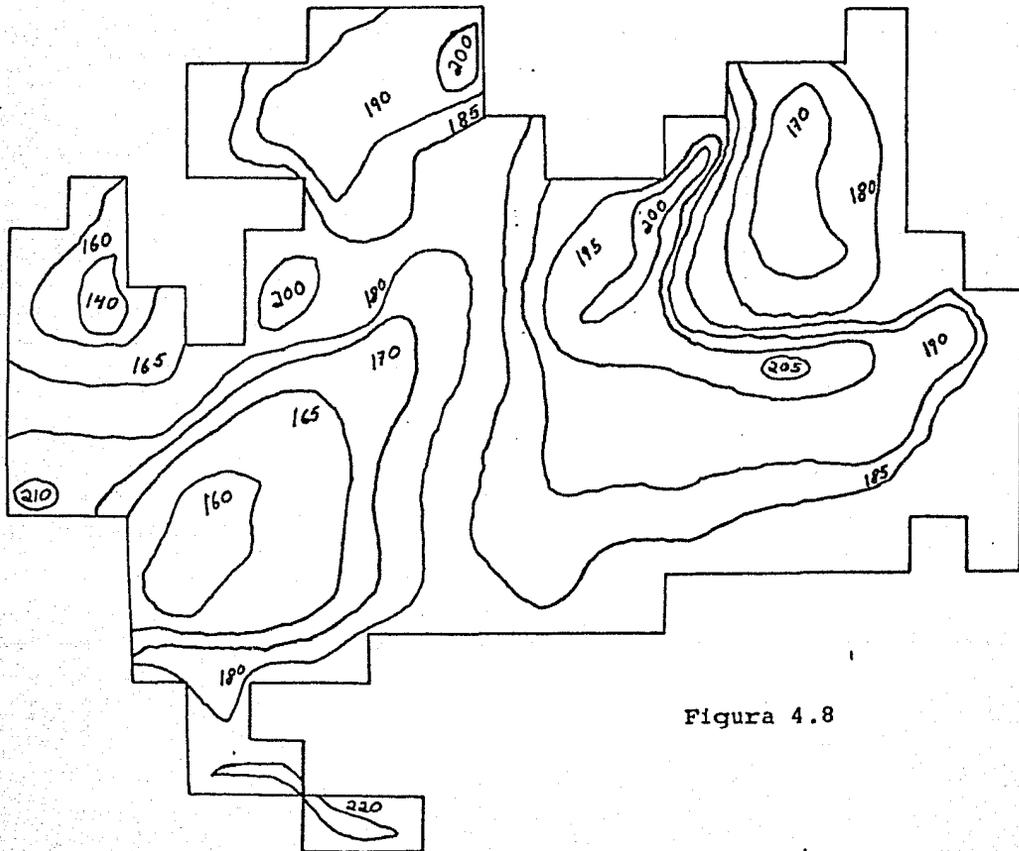


Figura 4.8

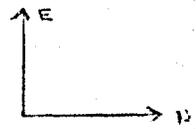
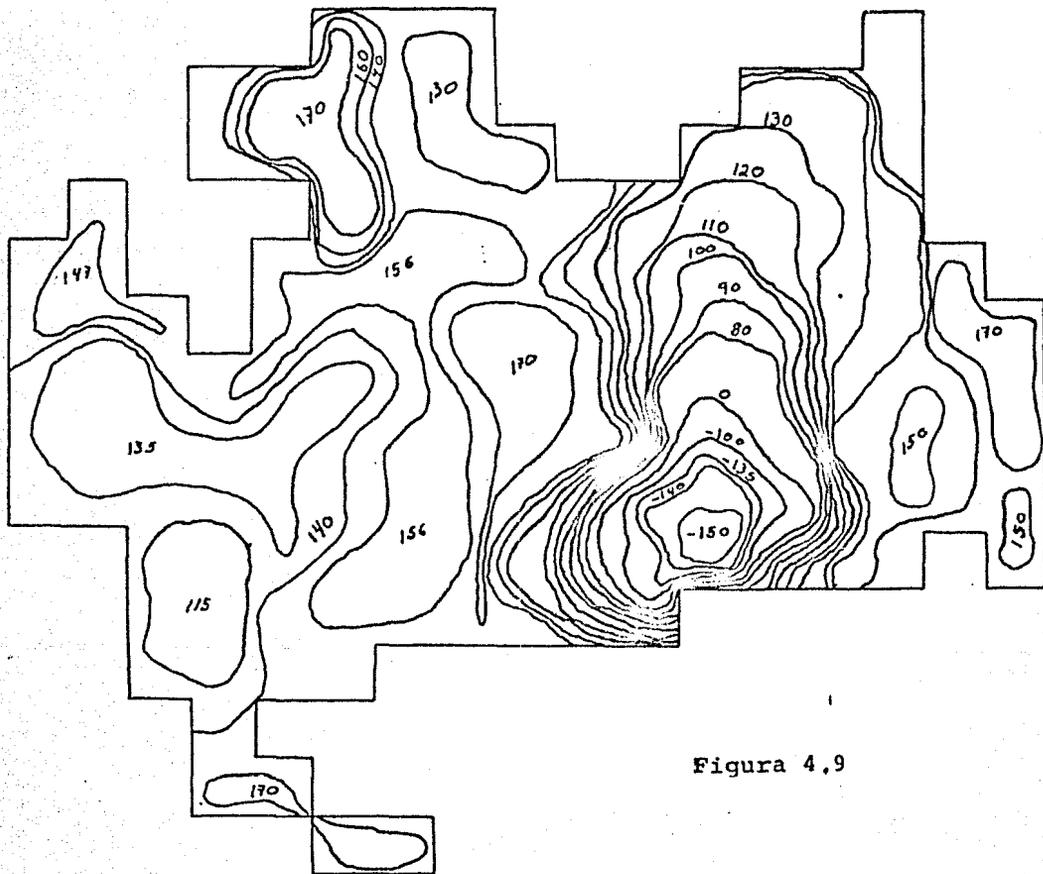


Figura 4.9

idades o bien a un tercero o cuarto sistema.

Es necesario entonces, seguir trabajando en el problema de reducción de datos para ubicar con mayor precisión las diferentes componentes de velocidades.

## C O N C L U S I O N

En este trabajo se ha desarrollado el acoplamiento de un interferómetro Fabry-Perot con un contador de fotones bidimensional y se ha estudiado su funcionamiento para obtener velocidades radiales punto por punto de un objeto extendido.

Experimentalmente se midieron las características del instrumento y se hicieron pruebas astronómicas.

Los resultados muestran las grandes ventajas de este tipo de interferometría respecto a la desarrollada anteriormente, así como las posibilidades que ofrece el instrumento.

Es necesario seguir estudiando las características del interferómetro para disminuir los errores en la determinación de velocidades, introducidos por las imperfecciones inherentes a su fabricación.

Asimismo queda mucho por hacer en cuanto se refiere al problema de reducción de datos por procesamiento digital de imágenes.

Sin duda alguna, este trabajo es sólo un punto de partida.

## APENDICE I

### Función de Airy

Consideremos dos placas planas y paralelas cuyas superficies interiores están recubiertas por películas semirreflejantes con un coeficiente de reflexión  $R$ . Sea  $n_2$  el índice de refracción del medio entre las placas y  $n_1$  el correspondiente al medio fuera de ellas.

Supongamos que una onda plana de luz monocromática incide sobre una de las placas formando un ángulo  $\theta$  respecto a la normal, como se muestra en la figura I.1.

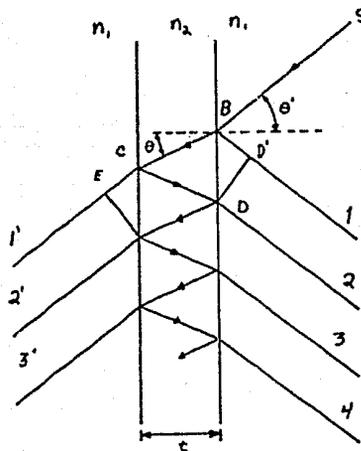


Figura I.1

Supongamos que  $SB$  representa la dirección de propagación de la onda incidente. En la primera superficie esta onda se divide en dos ondas planas, una reflejada en la dirección  $BD'$  y la otra transmitida en la dirección  $BC$ . Esta última incide en la segunda superficie haciendo un ángulo  $\theta$  y se divide en dos ondas planas, una transmitida en la dirección  $CE$  y la otra reflejada en la dirección  $CD$ ; el proceso de división de la onda continua en el interior de las placas como se indica en la figura.

Para cada miembro del conjunto de ondas transmitidas y reflejadas, la fase de la función de onda difiere de la del miembro que la precede por una cantidad que corresponde a la diferencia de camino óptico debida a las reflexiones sufridas en el interior de las placas. Esta diferencia de fase es

$$\Delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 t \cos \theta$$

donde  $t$  es la distancia de separación entre las placas y  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación incidente.

Para una onda que incide sobre la placa, sea  $\rho$  el coeficiente de reflexión de amplitud (razón de la amplitud reflejada a la incidente), y  $\tau$  el coeficiente de transmisión de amplitud (razón de la amplitud transmitida a la incidente); sean  $\rho'$  y  $\tau'$  los coeficientes correspondien-

tes al medio entre las placas,

Sea  $E_0 \exp(i\omega t)$  el campo complejo en B; el campo eléctrico de los rayos reflejados y transmitidos se obtiene multiplicando

$$E_0 \exp(i\omega t - ik_1 \widehat{BD})$$

por los siguientes coeficientes:

reflejados

- 1:  $\rho$
- 2:  $\tau\tau' \rho' \exp(-i\Delta)$
- 3:  $\tau\tau' \rho'^3 \exp(-2i\Delta)$

transmitidos

- 1':  $\tau\tau' \exp(-ik_2 \widehat{BC})$
- 2':  $\tau\tau' \rho'^2 \exp(-ik_2 \widehat{BC} - i\Delta)$
- 3':  $\tau\tau' \rho'^4 \exp(-ik_2 \widehat{BC} - 2i\Delta)$
- ⋮

El campo eléctrico reflejado total será:

$$\tilde{E}_{\tau\tau'}^R = \left\{ E_0 \rho + E_0 \tau\tau' \rho' \exp(-i\Delta) \left( 1 + \rho'^2 \exp(-i\Delta) + \rho'^4 \exp(-2i\Delta) + \dots \right) \right\} \times \exp(i\omega t - ik_1 \widehat{BD}).$$

Si se producen un gran número de reflexiones, entonces:

$$\tilde{E}_{T\sigma T}^R \equiv \tilde{E}_{T\sigma T}^A(\infty) = \left( E_0 \rho + \frac{E_0 \tau \tau' \rho' \exp(-i\Delta)}{1 - \rho'^2 \exp(-i\Delta)} \right) \exp(i\omega t - ik_1 \widehat{BD})$$

De manera similar se obtiene el campo eléctrico - transmitido total:

$$\tilde{E}_{T\sigma T}^T = E_0 \tau \tau' \left( 1 + \rho'^2 \exp(-i\Delta) + \rho'^4 \exp(-2i\Delta) + \dots \right) \times \exp(i\omega t - ik_2 \widehat{BC} - ik_1 \widehat{BD})$$

$$\tilde{E}_{T\sigma T}^T = \left( \frac{E_0 \tau \tau'}{1 - \rho'^2 \exp(-i\Delta)} \right) \exp(i\omega t - ik_2 \widehat{BC} - ik_1 \widehat{BD})$$

Ahora bien, para cualquier esquema de detección - lo importante es la densidad de flujo transmitido; ésta es proporcional al cuadrado del valor absoluto del campo eléctrico complejo total. Como el medio que rodea a ambas pla - cas es el mismo, la constante de proporcionalidad será --- igual, y el coeficiente de transmisión de energía estará da do por:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{|\tilde{E}_{T\sigma T}^T|^2}{|E_0|^2} = \frac{|\tau \tau'|^2}{|1 - \rho'^2 \exp(-i\Delta)|^2}$$

El coeficiente de reflexión de amplitud es en ge - neral una cantidad compleja por lo que puede escribirse co - mo:

$$\rho' = \rho'_0 \exp(i\phi)$$

donde  $\rho'_0$  es real y positivo;  $\phi$  es el ángulo que representa el cambio en la fase de una onda en una reflexión en la interfaz 2-1. Desarrollemos ahora:

$$\left| 1 - \rho'^2 \exp(-i\Delta) \right|^2 = 1 + (\rho'_0)^4 - 2(\rho'_0)^2 \cos(\Delta - 2\phi)$$

Sea

$$\delta = \Delta - 2\phi$$

que representa la disminución total en la fase de dos rayos adyacentes. Parte de esta fase resulta de la propagación -- ( $\Delta$ ) y parte de la reflexión ( $-2\phi$ ).

Introducimos ahora el coeficiente de reflexión - de intensidad para una sola reflexión en la interfaz 2-1, - dado por:

$$R = |\rho'|^2 = (\rho'_0)^2$$

que representa la razón de la intensidad reflejada a la intensidad incidente en una sola reflexión. Análogamente introducimos el coeficiente de transmisión de intensidad  $T$  - que es la razón de la intensidad transmitida a la intensidad incidente en una sola reflexión y que satisface la relación:

$$T = \tau \tau'$$

Con estos nuevos coeficientes, el coeficiente de transmisión de energía se transforma en:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta}$$

Y reorganizando se obtiene:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \delta/2}$$

ecuación que es conocida como la fórmula de Airy.

Tomando en cuenta que el contraste  $F$  se define --  
como:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}$$

y considerando que el principio de conservación de la energía establece que

$$R + T + A = 1$$

donde  $A$  es el coeficiente de absorción; la fórmula de Airy puede escribirse

$$\frac{I_t}{I_i} = \left(1 - \frac{A}{(1 - R_1)}\right)^2 \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta/2}$$

B I B L I O G R A F I A

- BORN, M & WOLF, E      Principles of optics, Pergamon Press, Sixth edition, England 1980.
- FIRMANI, C.  
RUIZ, E et al      "High-resolution imaging with a two-dimensional resistive anode photon counter". Rev. Sci. Instrum. 53(5), 1982
- HECHT, E. & ZAJAC, A      Optics, Addison-Wesley publishing company, USA 1979.
- KLEIN, M.      Optics, John Wiley and Sons, USA 1970.
- LAMPTON M. & CARLSON C.      "Low-distortion resistive anodes for two-dimensional position-sensitive MCP systems". Rev. Sci. Instrum. 50(9). Sept. 1979.
- MEABURN, J.      Detection and spectrometry of faint light, Dordrecht-Holland, Boston, USA 1976.
- PIŞMIŞ, P.      "La interferometría Fabry-Perot: Aplicaciones astronómicas." Revista Mexicana de Física 29 no. 1, 1982.
- ROSSI, B      Fundamentos de Óptica, Editorial Reverté, Barcelona, España 1978.
- VAUGHAN, H.      "Astronomical Fabry-Perot interference spectroscopy". Ann. Rev. Astr. and AP., 5, 139, 1967
- YARIV, A.      Introduction to optical electronics, Holt, Rinehart and Winston, Inc., USA 1971.

- ARSENAULT, R. Un spectrophotometre interférentiel de Fabry-Pérot, These présentée pour l'obtention du grade de maitre es sciences, Université du Québec a Rimouski, Canada 1982.
- SALAS, L. Control por minicomputadora del telescopio de 2m. de San Pedro Martir, B. C. Tesis, Facultad de Ciencias, UNAM, 1982.
- DATA GENERAL CORPORATION How to use the Nova computer, Southboro, Massachusetts, USA 1974.
- HEWLETT-PACKARD OPTOELECTRONICS DIVISION Optoelectronics applications Manual, USA 1977.
- QUEENSGATE INSTRUMENTS LTD. Instruction Manual CS100 stabilization system, London, England 1981.
- RCA Photomultiplier Manual, USA 1970.