



**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN INTERFE-  
ROMETRO TIPO MICHELSON-SAGNAC PARA  
MEDIR LONGITUD DE ONDA**

**T E S I S**  
Que para obtener el Título de  
**F I S I C O**  
P r e s e n t a

**Florentino Almeida Martínez**



Esta tesis se realizó dentro del proyecto  
**CONACYT PCCCBEU-102238**

**México, D. F.**

**1985**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

# I N D I C E

## INTRODUCCION

## CAPITULO I

### REVISION DE CONCEPTOS ELECTROMAGNETICOS CONCERNIENTES A UN MEDIDOR DE ONDA.

- 1.- Radiación Electromagnética ..... 1
- 2.- Ecuación de Onda ..... 3
- 3.- Interferencia y Coherencia ..... 5

## CAPITULO II

### DISEÑO DEL MEDIDOR DE LONGITUD DE ONDA CONSTRUIDO EN EL LABORATORIO.

- 1.- Medidor de longitud de Onda .....15
- 2.- Descripción del Medidor de  
Longitud de Onda Construido  
y de sus Elementos Opticos .....17
- 3.- Alineamiento del Sistema .....39

## CAPITULO III

- MEDIDAS Y CONCLUSIONES .....42
- BIBLIOGRAFIA .....47

## INTRODUCCION

En esta tesis se describe el diseño y construcción de un medidor de longitudes de onda que se realizó en el laboratorio de Colisiones Atómicas y Moleculares del Instituto de Física de la U.N.A.M.

Actualmente, el laboratorio cuenta con equipo para realizar investigaciones de espectroscopía atómica y se espera que en poco tiempo se pueda efectuar fotodisociación molecular, utilizando para esto un láser entonable de onda continua (O.C.). Este tipo de trabajos requiere conocer con una aproximación de algunas partes en un millón la longitud de onda que proporciona el láser, por consiguiente se tuvo la necesidad de construir un dispositivo que realizara dicha medida.

Esta medición se lleva a efecto con un instrumento que compara longitudes de onda de dos láseres de onda continua, en donde uno de ellos es un láser de frecuencia estabilizada y el otro, el proveniente de un láser de tinta (dye). Este dispositivo es un interferómetro para un doble haz, del tipo de divisor de amplitud, semejante al interferómetro de Michelson. A diferencia de este último el primero da la longitud de onda de una manera más directa y automatizada.

En el Capítulo I, se presentan los conceptos de electromagnetismo necesarios para la comprensión de este trabajo.

En el Capítulo II, se hace la descripción detallada del medidor de longitud de onda construido y la comparación con otros medidores ya realizados.

En el Capítulo III, se presentan resultados y se determinó la precisión del instrumento, además se dan las conclusiones de esta tesis.

## CAPITULO I

### REVISION DE CONCEPTOS ELECTROMAGNETICOS CONCERNIENTES A UN MEDIDOR DE LONGITUD DE ONDA.

#### 1.- Radiación Electromagnética.

Del conjunto de ecuaciones de Maxwell se deduce la expresión de la radiación electromagnética cuando se propaga a través de un medio material. Esta expresión conduce de una forma directa a las relaciones de Interferencia y Coherencia, partes fundamentales para la comprensión y realización del fenómeno óptico que se produce en el dispositivo diseñado para la determinación de la longitud de onda del láser entonces.

Las ecuaciones de Maxwell, en el sistema M.K.S. son:

$$I.1) \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho$$

$$I.2) \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$I.3) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$I.4) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

Donde  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico,  $\mathbf{B}$  es la inducción magnética,  $\mathbf{H}$  es la intensidad magnética,  $\mathbf{D}$  es el desplazamiento eléctrico,  $\rho$  es la densidad de carga y  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente.

Las dos últimas expresiones las podemos escribir en términos de los vectores de polarización eléctrica ( $\vec{P}$ ) y magnética ( $\vec{M}$ ), de la siguiente forma:

$$I.3') \quad \nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{H}) - \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{M})$$

$$I.4') \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{P})$$

donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad y permeabilidad en el vacío - respectivamente, combinando las dos ecuaciones anteriores mediante algunas operaciones algebraicas y el teorema de Gauss se obtiene la siguiente relación.

$$I.5) \quad - \int_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \hat{n} \, d\Omega = \int_V \vec{J} \cdot \vec{E} \, dV + \int_V \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\epsilon_0}{2} \vec{E} \cdot \vec{E} + \frac{\mu_0}{2} (\vec{M} \cdot \vec{M}) \right] dV + \int_V \left[ \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \mu_0 \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] dV$$

En donde la integral de superficie denota la rapidez con que la energía electromagnética atraviesa la superficie cerrada, y el vector ( $\vec{E} \times \vec{H}$ ) se conoce como el vector de Poynting. La primera integral de volumen representa la potencia disipada o generada dentro de V en todo instante, la segunda integral de volumen indica la rapidez con que aumenta la energía electromagnética total dentro del volumen, y la última integral se interpreta como la potencia por unidad de volumen -- consumida por el campo en los dipolos eléctrico y magnético.

## 2.- ECUACION DE ONDA

De las ecuaciones de Maxwell se deduce la ecuación para una onda que se propaga a través de un medio lineal homogéneo e isotrópico con una densidad de carga y una conductividad igual a cero, la cual se expresa de la siguiente manera:

$$1.6) \quad \nabla^2 \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

esta última expresión es la ecuación de onda en términos del campo eléctrico y en forma similar se encuentra la ecuación de onda en términos del vector de intensidad magnético<sup>(2)</sup>, ya que ambas expresiones son simétricas con respecto a  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ , cuando no hay cargas libres ni corrientes de conducción, por consiguiente la ecuación tiene la forma:

$$1.7) \quad \nabla^2 \vec{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$$

Las soluciones que nos interesan para las dos últimas ecuaciones diferenciales, son las conocidas para una onda plana monocromática, linealmente polarizada y que se propaga en un medio dieléctrico. Este interés se fundamenta en que se emplearán láseres cuyas ondas emitidas se pueden considerar aproximadamente de amplitud constante para todo punto de cualquier plano perpendicular a la dirección de desplazamiento de la onda, además que dichas ondas están caracteri-

zadas por una sola frecuencia y se encuentran polarizadas linealmente y su propagación es a través de un medio dieléctrico, que en este caso será el aire. Por lo tanto, las soluciones para estas ecuaciones cuando las ondas se desplazan en la dirección + Z y utilizando los métodos de variable compleja, son de la forma:

$$I.8) \quad E_x(\bar{z}, t) = E_{0x} e^{i(\omega t - \hat{k} \cdot \bar{z})}$$

$$I.9) \quad H_y(\bar{z}, t) = \sqrt{\epsilon/\mu} \left[ E_{0x} e^{i(\omega t - \hat{k} \cdot \bar{z})} \right]$$

donde  $\omega$  representa la frecuencia angular,  $\hat{k}$  el vector de propagación y  $E_{0x}$  la amplitud (compleja) del campo. Las ecuaciones (I.8) y (I.9) describen el movimiento de una onda transversal en la dirección de  $\hat{k}$ .

El vector de Poynting oscila entre máximos y mínimos a frecuencias ópticas de aproximadamente  $10^{15}$  ciclos por segundo y no hay ningún detector de radiación electromagnética tan sensitivo que pueda medir tales oscilaciones, el más rápido responde a un tiempo de casi  $10^{-10}$  segundos, por consiguiente los detectores responden únicamente al promedio de  $\bar{E} \times \bar{H}$ , a este promedio se le conoce como la Irradiancia y está dada por la parte real del vector de Poynting complejo, esto es:

$$I.10) \quad I = \langle |\bar{E} \times \bar{H}| \rangle$$

Si  $\bar{E}$  es paralelo al eje X,  $\bar{H}$  es paralelo al eje Y y al utilizar la relación

$$\bar{H}_y(\bar{z}, t) = \pm \sqrt{\epsilon/\mu} \bar{E}_x$$

la ecuación I.10 queda expresada de la siguiente manera:

$$I.11) \quad I = \sqrt{\epsilon/\mu} \langle E^2 \rangle$$

que representa la irradiancia en términos del campo eléctrico.

### 3.- INTERFERENCIA Y COHERENCIA

La interferencia óptica se lleva a cabo cuando dos o más ondas de luz se superponen produciendo una irradiancia resultante, la cual es la suma de las irradiancias de las componentes más una corrección. La interferencia puede ser constructiva o destructiva, cuando el valor de la corrección sea positiva o negativa, respectivamente. Así que, para determinar el valor de esta corrección se inicia con la expresión general para la superposición de dos ondas electromagnéticas senoidales<sup>(4)</sup>, la cual está dada de la siguiente manera:

$$I.12) \quad E = E_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

donde:

$$I.13) \quad E_0^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos \theta$$

$$I.14) \quad \tan \alpha = \frac{E_{01} \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) + E_{02} \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2)}{E_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) + E_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2)}$$

Y

$$E_1 = E_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_2)$$

$$\theta = \phi_1 - \phi_2 + (\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})$$

donde  $\bar{E}_1$  y  $\bar{E}_2$  son las variaciones del campo eléctrico de las ondas que se superponen en el espacio y tiempo,  $k_1$  y  $k_2$  los números de onda de dichos campos y  $\phi_1$  y  $\phi_2$  las fases iniciales de las ondas, respectivamente.

Y ya que los detectores de luz responden solamente a la irradiancia, que es el promedio en el tiempo del cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, podemos emplear la ecuación (I.13) para evaluar el término de la irradiancia:

$$I.15) \quad I = \frac{1}{2} |E_1|^2 + \frac{1}{2} |E_2|^2 + 2 E_1 E_2 \cos \theta = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta$$

haciendo  $\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}$  igual a  $\Delta$  se tiene:

$$\theta = \phi_1 - \phi_2 + \Delta$$

que se conoce como la fase relativa total entre las dos ondas

en un punto de observación, que consiste de dos partes:  $(\phi_2 - \phi_1)$  que proviene de la fase relativa de las dos fuentes y la otra,  $\Delta$  que viene de la diferencia de longitudes en la trayectoria óptica.

Al término:

$$I.16) \quad 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta ,$$

se le llama término de interferencia. Indica que la irradiancia puede ser mayor, igual o menor que la suma  $I_1 + I_2$  dependiendo de  $\theta$ . Cuando la fase relativa total es igual a un múltiplo entero par de  $\pi$  se dice que hay interferencia constructiva, y cuando es igual a un múltiplo entero impar de  $\pi$  se habla de interferencia destructiva. A estas variaciones de la irradiancia se les conoce como el patrón de franjas o patrón de interferencia, en el cual se están generando alternativamente franjas brillantes y oscuras.

Para observar este patrón de franjas es necesario que la fase relativa total  $\theta$  no cambie durante el tiempo de medición. La variación de  $\Delta$  puede ser eliminada mediante una montura mecánica firme de los componentes y esto nos deja solamente la variación de  $(\phi_1 - \phi_2)$ , que viene de las fuentes. A fin de observar el patrón de franjas la fase relativa,  $(\phi_1 - \phi_2)$  deberá permanecer constante durante el tiempo de medición, esto es que

las fuentes sean mutuamente coherentes. Si las fuentes fueran mutuamente incoherentes entonces la cantidad  $(\phi_1 - \phi_2)$  variaría de una manera aleatoria, que en el mejor de los casos, el patrón de interferencia resultante será constante en un espacio de tiempo de  $10^{-8}$  seg, tal que el valor medio del  $\cos \theta$  es igual a cero.

Se considera que la medición de la visibilidad de las franjas nos proporciona una medida del grado de coherencia, la cual está definida como la razón:

$$I.17) \quad V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

que también se puede expresar mediante la función de correlación normalizada  $\gamma_{12}$  definida como

$$\gamma_{12}(t) = \frac{T_{12}(t)}{\sqrt{T_{11}(0) T_{22}(0)}} = \frac{T_{12}(t)}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

donde:

$$T_{12}(t) = \langle E_1(t) E_2^*(t+t') \rangle$$

se conoce como la función de correlación mutua, y a su vez ésta se encuentra expresada en función del término de interferencia, de la siguiente manera

$$2 \operatorname{Re} T_{12}(t) = 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta$$

por consiguiente

$$I.18) \quad V = \frac{2 \sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|}{I_1 + I_2}$$

donde el término de  $|\gamma_{12}|$  proporciona el grado de coherencia:

- $|\gamma_{12}| = 1$  coherencia completa
- $0 < |\gamma_{12}| < 1$  coherencia parcial
- $|\gamma_{12}| = 0$  incoherencia completa.

Para el caso particular de  $I_1 = I_2$  se tiene que

$$V = |\gamma_{12}|$$

esto es, la visibilidad de franjas es igual al módulo del grado de coherencia.

La coherencia espacial se aprecia fácilmente si hacemos uso del experimento de Young<sup>(\*)</sup>, en el cual una fuente primaria puntual monocromática ilumina a dos orificios para producir dos fuentes secundarias las cuales mantienen una fase relativa constante. Si dos puntos receptores desplazados lateralmente están situados sobre el mismo frente de onda en un tiempo dado, los campos producidos por cada una de las fuentes secundarias deberán ser exactamente los mismos en cada uno de los puntos, para que sean espacialmente coherentes.

Además de la coherencia transversal o coherencia espacial, las ondas poseen algún grado de coherencia longitudinal o temporal. Este tipo de coherencia se refiere a la correlación entre la onda en un punto y la onda en el mismo punto pero en un tiempo posterior, esto es, la relación entre los campos  $E(X_1, Y_1, Z_1, t_A)$  y el campo  $E(X_1, Y_1, Z_1, t_B)$ . Una variación del experimento de Young puede ser construida para observar esta relación. Una separación en el tiempo en el campo eléctrico de la onda corresponde a la distancia a lo largo de la dirección de propagación, la dirección  $Z$ , por ejemplo: puesto que la velocidad de onda es  $c$ , la distancia recorrida por la onda durante el intervalo  $(t_B - t_A)$  está dado por

$$\Delta Z = c (t_B - t_A)$$

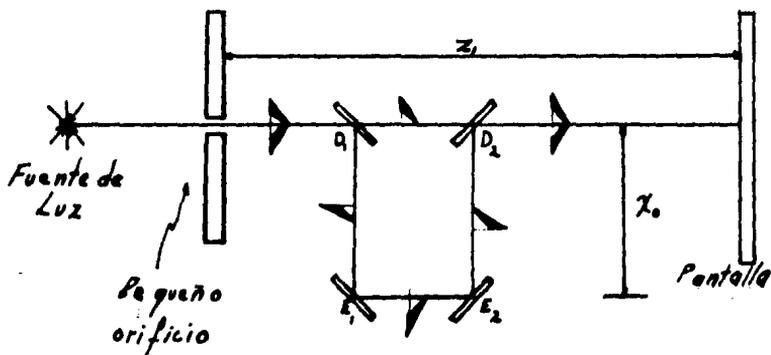


fig. 1

Por consiguiente debemos modificar el experimento de Young para mirar en puntos separados por  $\Delta Z$  a lo largo de la dirección de propagación. Esto se lleva a cabo por un arreglo de divisores de haz y espejos móviles como se ilustra en la figura (1).

La luz pasa por un pequeño agujero y es dividido en dos haces por un espejo semi-plateado. La luz es más tarde recombinada en un segundo espejo semi-plateado. Una parte incide en la pantalla después de viajar un tiempo  $Z_1/c$ . La otra porción es retrasada y llega a la pantalla después de viajar un tiempo  $(Z_1 + 2X_0)/c$ , variando  $X_0$  se puede explorar la correlación de la onda para diferentes tiempos de retraso.

Para valores muy pequeños  $X_0$  la visibilidad de las franjas es más intensa, de lo cual se concluye que la coherencia mutua para segmentos de onda aproximadamente espaciados en el tiempo es casi la unidad. Cuando  $X_0$  se incrementa la visibilidad de las franjas disminuye, y fácilmente alcanzan una separación donde las franjas desaparecen completamente. Esta distancia se define como la longitud de coherencia de la radiación,  $l_c$ . Si la rapidez de la luz en el medio es  $c$ , entonces el correspondiente tiempo de retraso, conocido como el tiempo de coherencia de la fuente,  $\tau_c$ , está dado por

$$\tau_c = \frac{l_c}{c}$$

En la práctica no existen fuentes de luz completamente monocromáticas. Siempre se encuentra una dispersión finita de la frecuencia, centrada alrededor de alguna frecuencia intermedia. Para hallar la relación entre la frecuencia dispersada o anchura de línea y la coherencia de una fuente de luz, hacemos uso de la expresión para un campo cuasimonocromático en términos de números complejos.

$$E(t) = E_0 e^{i\alpha} (\tilde{E}^{i\omega t})$$

donde  $\alpha$  es el ángulo de fase, y empleando el teorema de integrales de Fourier

$$I.19a) \quad f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) \tilde{E}^{i\omega t} d\omega$$

$$I.19b) \quad g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \tilde{E}^{i\omega t} dt$$

donde las funciones  $f(t)$  y  $g(\omega)$  son las transformadas de Fourier de cada una de ellas, en nuestro caso, las variables  $t$  y  $\omega$  son el tiempo y la frecuencia, respectivamente.

La función  $g(\omega)$  entonces constituye una frecuencia de resolución de la función dependiente en el tiempo  $f(t)$ , que expresado de otra manera,  $g(\omega)$  representa la función en el dominio de la frecuencia.

Considerando el caso particular en el cual  $f(t)$  representa un solo tren de onda de duración finita  $\tau_0$ . La variación de este tren de onda está dado por la función

$$\text{I.20) } f(t) = e^{-i\omega_0 t} \quad -\frac{1}{2}\tau_0 < t < \frac{1}{2}\tau_0$$

=0 otro caso,

tomando la transformada de Fourier, obtenemos:

$$\text{I.21) } g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} e^{i(\omega-\omega_0)t} dt = \frac{1}{\pi} \frac{\text{sen}\left[\frac{1}{2}\tau_0(\omega-\omega_0)\right]}{\omega-\omega_0}$$

Por último al considerar la potencia espectral o distribución de energía espectral, que es una medida de la energía radiada por unidad de intervalo de frecuencia temporal, para un frente de onda finito, se tiene

$$\text{I.22) } G(\omega) = |g(\omega)|^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{\text{sen}^2\left[\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)\tau_0\right]}{\omega-\omega_0}$$

Como la mayoría de la energía está contenida en la región entre los dos primeros mínimos, uno en cada uno de los lados del máximo central. La amplitud  $\Delta\omega$  de la distribución de frecuencia está dado por

$$\text{I.23) } \Delta\omega = \frac{2}{\tau_0}$$

o

$$\Delta f = \frac{1}{\tau_0}$$

Quando se considera una secuencia de trenes de onda y los pulsos no tienen la misma duración, esto es, si  $\tau_0$  cambiara pulso a pulso se toma un tiempo promedio  $\langle \tau_0 \rangle$ . La forma de la distribución espectral es diferente al de un solo pulso, pero la amplitud de la frecuencia espectral correspondiente es aproximadamente  $\langle \tau_0 \rangle^{-1}$ . Luego si una fuente espectral tiene una anchura de línea  $\Delta f$ , entonces el correspondiente tiempo de coherencia  $\langle \tau_0 \rangle$  está dado por

$$I.24) \quad \langle \tau_0 \rangle = \frac{1}{\Delta f}$$

y la longitud de coherencia  $l_c$  es

$$I.25a) \quad l_c = c \langle \tau_0 \rangle = \frac{c}{\Delta f}$$

$$I.25b) \quad l_c = \frac{c}{\Delta \lambda}$$

ya que

$$\frac{\Delta f}{f} = - \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

donde  $\Delta \lambda$  es la anchura de la línea espectral.

Para los láseres la longitud de coherencia llega a ser de alrededor de 50 km, mientras que para algunas fuentes incandescentes la longitud de coherencia puede ser de apenas 1 m.

## CAPITULO II

### DISEÑO DEL MEDIDOR DE LONGITUD DE ONDA CONSTRUIDO EN EL LABORATORIO.

#### 1.- Medidor de Longitud de Onda.

En las aplicaciones espectroscópicas del láser de tinta (dye) sintonizables de onda continua (cw), se enfrenta a problemas como el de determinar la longitud de onda sintonizada, ya que el láser de tinta puede continuamente sintonizarse sobre la mayor parte de algunas líneas ensanchadas por absorción Doppler, pero hay aproximadamente 100 intervalos semejantes por angstroms. Se han desarrollado varios modelos de medidores de longitud de onda, los cuales tienen la capacidad de una lectura rápida y confiable de la medición de la longitud de onda. Hay medidores que son precisos cerca de una parte en un millón, la cual es suficiente para realizar experimentos de espectroscopía dentro del intervalo de las anchuras de línea Doppler típicas, y hay algunos otros medidores que han logrado tener precisiones demostradas de alrededor de una parte en  $10^8$ , con los que se puede realizar espectroscopía subdoppler<sup>(12)</sup>.

El medidor de longitud de onda es un interferómetro semejante al de doble haz del tipo divisor de amplitud, en los cuales la onda primaria es dividida en dos segmentos que viajan

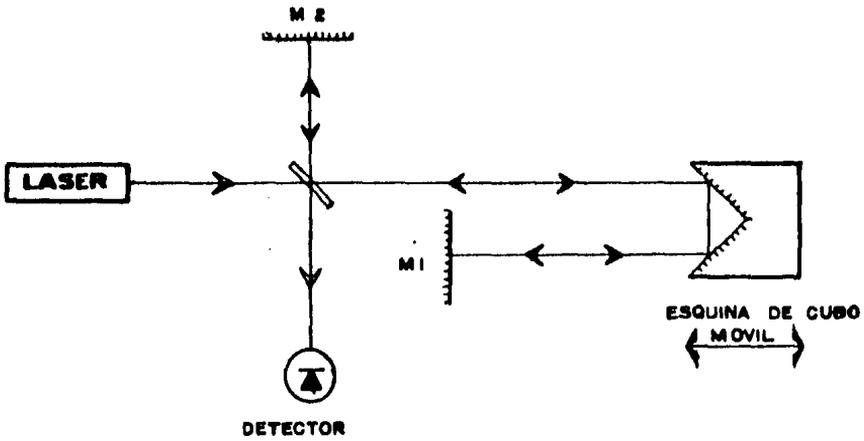
por diferentes caminos antes de recombinarse e interferir fig (2 ). El medidor de longitud de onda (wavemeter) tiene la diferencia de que dos haces provenientes de dos láseres, uno de ellos un láser estabilizado y el otro un láser de longitud de onda desconocida, viajan por trayectorias idénticas y en direcciones opuestas y cada haz interfiere consigo mismo en su propio detector. Este aparato compara la longitud de onda desconocida con la de una longitud de onda de un láser de referencia por medio del conteo de el número de franjas de interferencia para cada haz, mientras un espejo reflector se mueve una distancia conocida.

Utilizando como base los medidores de longitud de onda realizados por Xia Hui-Rong <sup>(10)</sup> fig. (3) y F.V. Kowalski <sup>(11), (12)</sup> fig. (4), se diseñó y construyó el medidor descrito en la siguiente sección.

## 2.- Descripción del Medidor de Longitud de Onda

### Construido y de sus Elementos Opticos.

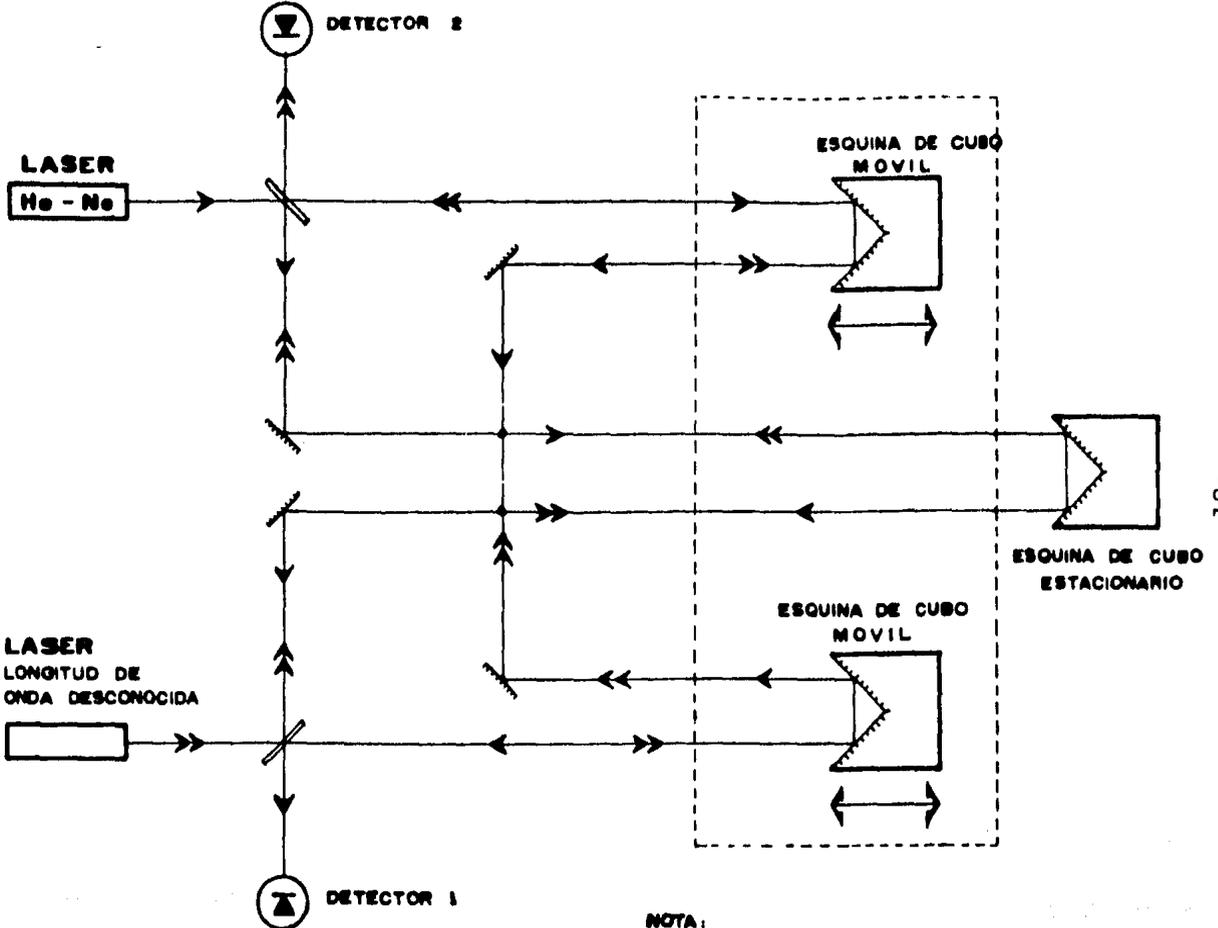
El sistema mecánico del interferómetro (rieles, bandas planas, poleas abombadas, motor síncrono, etc.) se encuentra sobre una placa maciza de acero de 1.27 cm de espesor y de 146.5 cm de largo por 31.5 cm de ancho. Además se agregó un segundo piso con una placa de aluminio de 1.0 cm de espesor y



NOTA:  
ESQUINA DE CUBO (CORNER CUBE)



-6/-



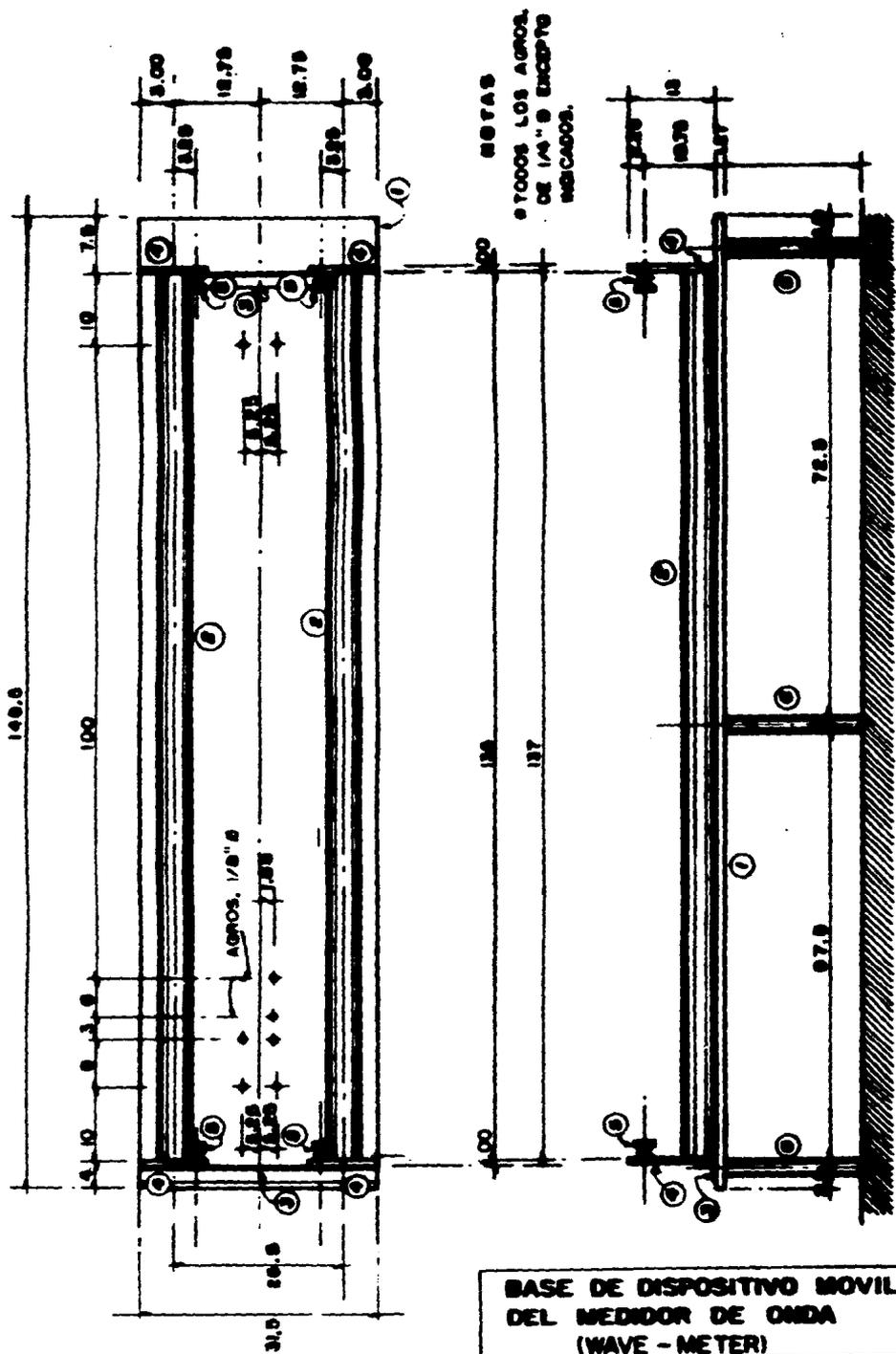
-6/-

NOTA:  
ESQUINA DE CUBO (CORNER CUBE)

FIGURA 5

de 75.5 cm de largo por 21 cm de ancho, a una altura de 12,2cm sobre la placa de acero y de dos ángulos tipo L. Sostenida la placa de aluminio por medio de 6 barras fijas de bronce de 1.27 cm de diámetro, colocada en uno de los extremos de la placa de acero transversalmente, este segundo piso contiene los elementos ópticos como son: un espejo tipo esquina de cubo (E.C.), espejos planos, divisores de haz, lentes, así como los amplificadores y los fotodiodos. La placa de acero se encuentra a una altura de 37 cm sobre una mesa óptica y soportada por 8 barras de 2.54 cm de diámetro.

En la placa de acero se encuentran descansando dos tubos paralelos de acero inoxidable, separados por una distancia de 25.5 cm de eje a eje de los tubos (para más detalle ver fig. 5). Se utilizan como rieles y fueron cuidadosamente rectificadas para proveer de esta manera un movimiento aproximadamente liso, sobre los cuales se mueve el carro (fig. 6), que transporta un esquina de cubo y que rueda mediante 6 pequeños baleros de 2.2 cm de diámetro exterior y 0.7 cm de espesor, colocando 3 baleros en la parte delantera y 3 atrás, la disposición de las medidas del sistema de rodamiento se pueden ver en las figs. 6b, 6c y 7. Esta disposición del sistema se utilizó por ser una de las que permiten tener mayor seguridad de que el carro mantenga siempre la misma posición durante el trayecto y los baleros siempre estén haciendo contacto con los rieles.

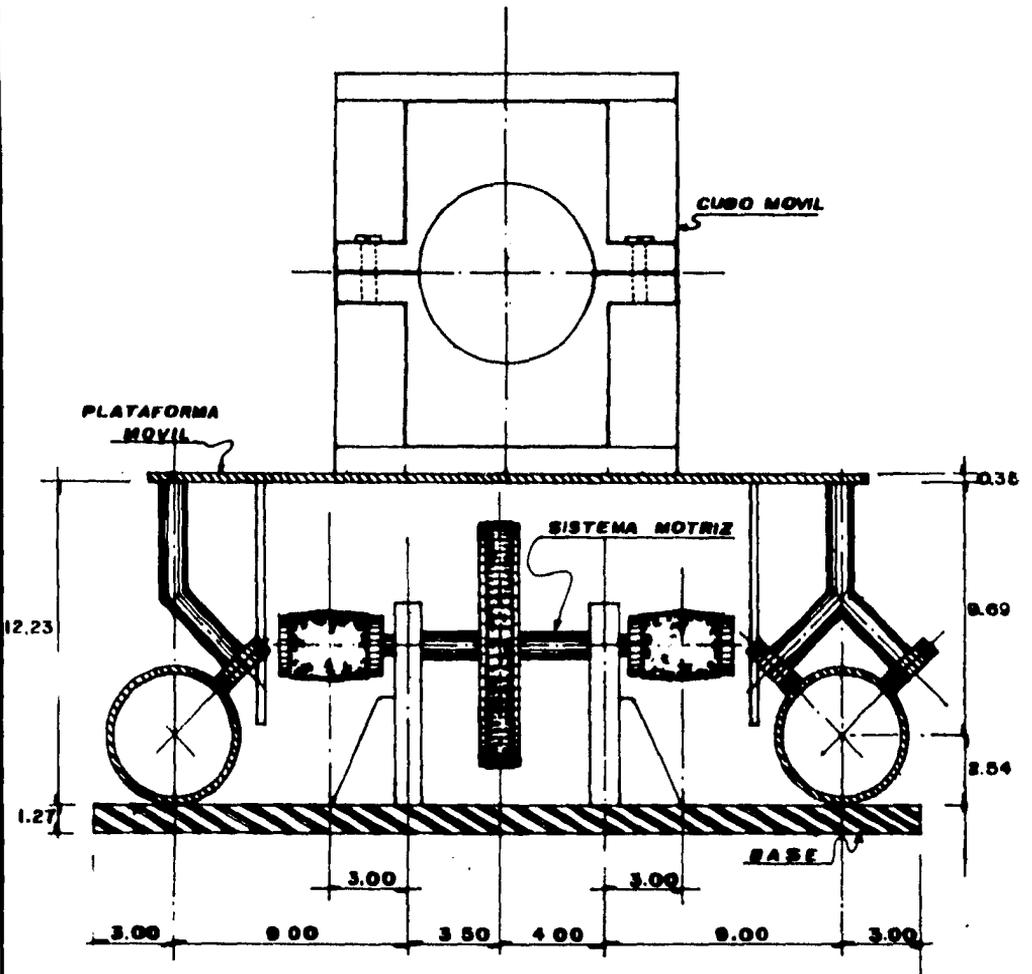


**BASE DE DISPOSITIVO MOVIL  
DEL MEDIDOR DE ONDA  
(WAVE - METER)**

PROY. F. ALMEIDA MTZ.	ACOT. cm.	ESC. 1:8
--------------------------	--------------	-------------

FIGURA 5  
-21-



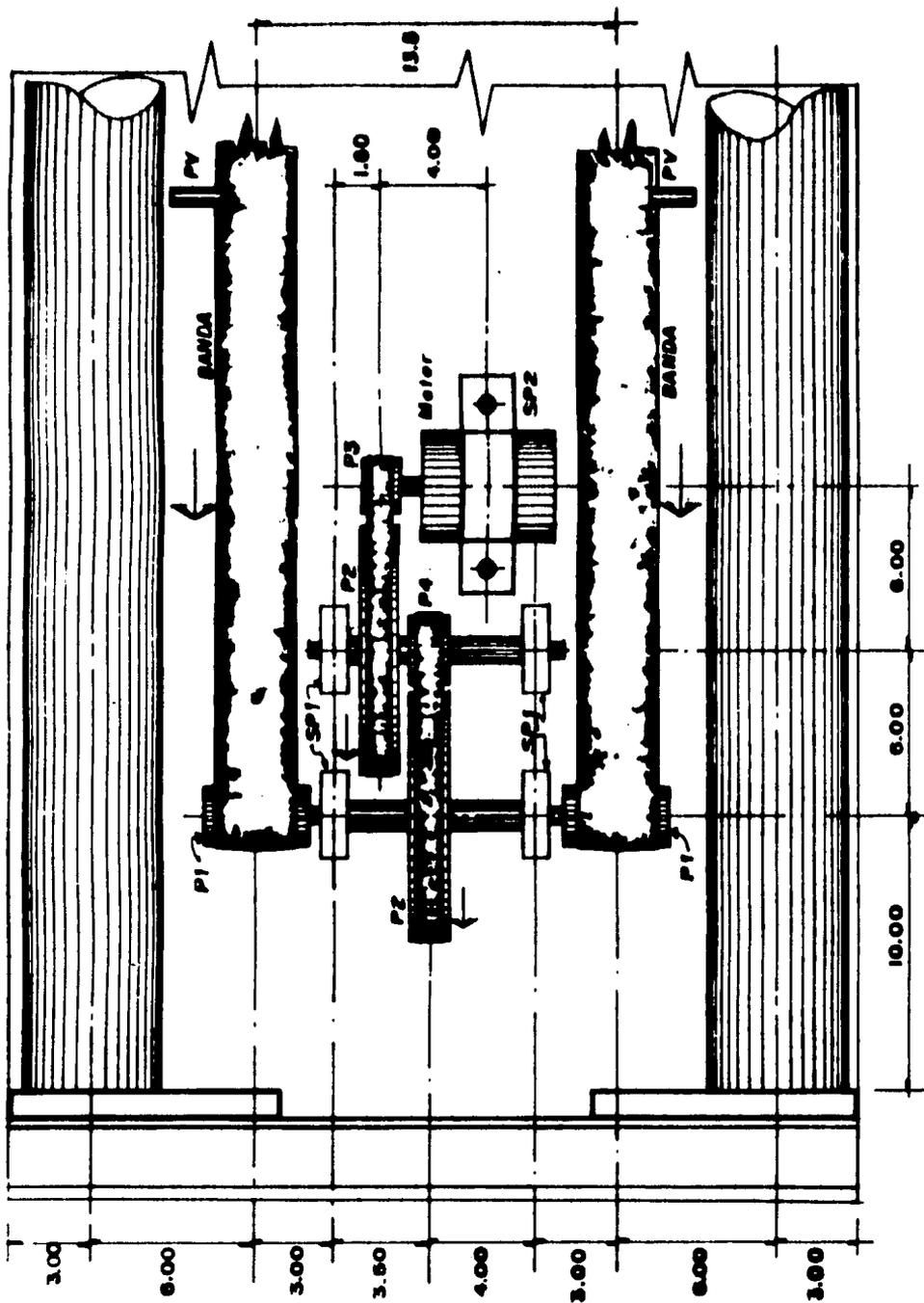


**SECCION DE DISPOSITO MOVIL  
 DEL MEDIDOR DE ONDA  
 (WAVE-METER)**

PROY.	ACOT.	ESC.
F. ALMEIDA MTZ.	cm.	1:2

La transmisión del movimiento del dispositivo móvil del medidor de longitud de onda se lleva a cabo por medio de un motor síncrono, cuya característica principal consiste en que la velocidad de rotación está controlada estrictamente por la frecuencia de la potencia de la corriente alterna aplicada y el número de polos principales, los motores síncronos <sup>(14)</sup> tienden a mantener su velocidad con un alto grado de precisión. En el rotor del motor se encuentra montada una polea  $P_3$  que transmite su movimiento a la polea  $P_2$  mediante una banda, la polea  $P_2$  a través de su eje de transmisión mueve a la polea  $P_4$  y ésta transmite su movimiento a la segunda polea  $P_2$  por medio de una segunda banda, esta polea  $P_2$  a través de su eje de transmisión mueve a las dos poleas  $P_1$  colocadas una de cada lado de los extremos del eje (ver fig. 8). Como las bandas son planas y de hule, todas las poleas son del tipo abombado, esto es, las poleas llevan una pequeña curvatura que dificulta el desmonte espontáneo de la banda. Las poleas  $P_1$  producirán el movimiento del carro por medio de dos bandas planas de lona, cada banda lleva sujeto un pequeño pivote de lucita, éstos se insertan en un vástago cada uno, los vástagos se encuentran colocados en la parte inferior y en cada uno de los extremos del carro (fig. 9).

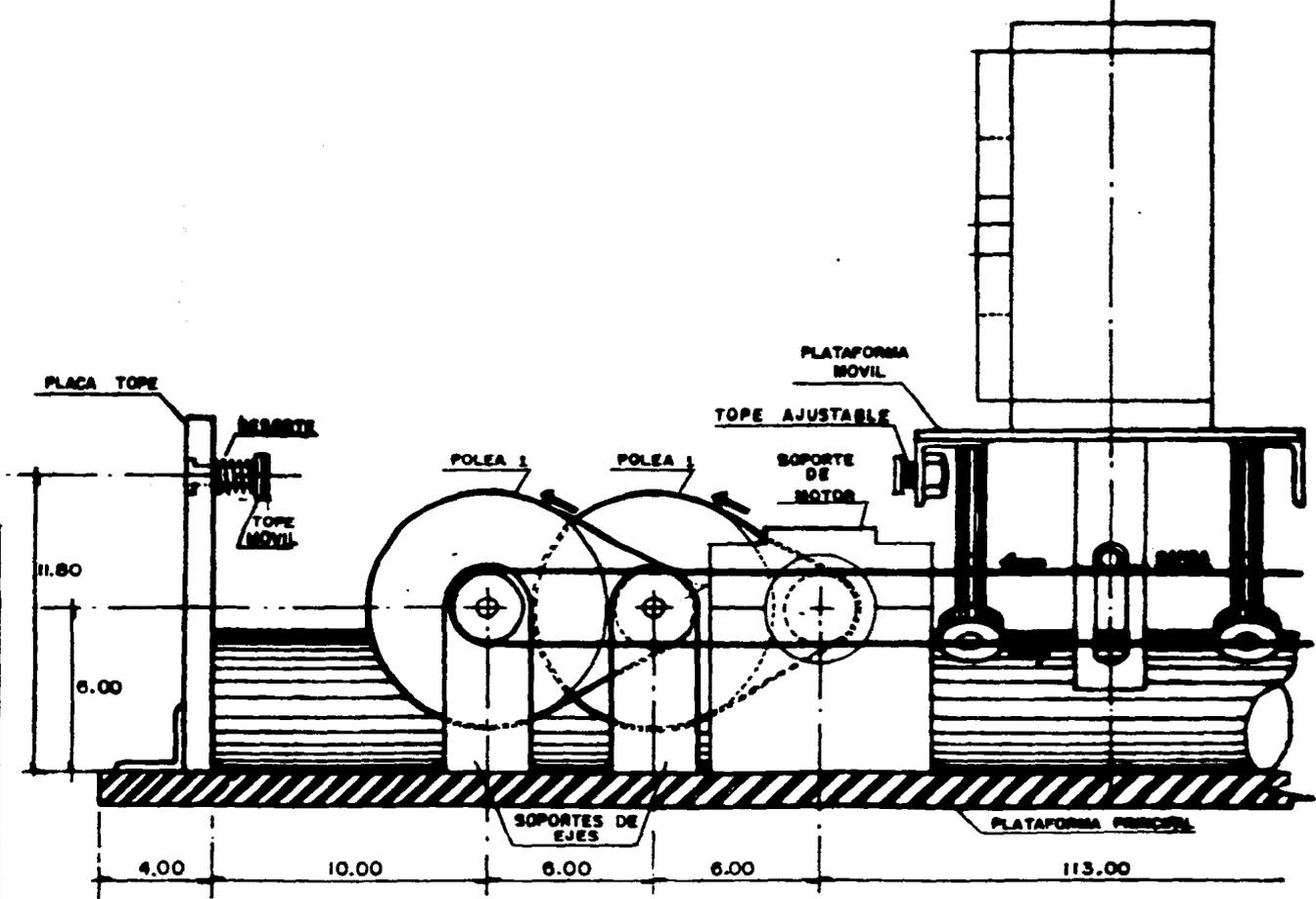
El sistema de poleas mencionado tiene como objetivo el modificar la velocidad de rotación que tiene el motor, movimiento que se convertirá en movimiento de traslación del carro.



**SISTEMA MOTRIZ DE  
DISPOSITIVO MOVIL DEL  
MEDIDOR DE ONDA (WAVE-METER)**

PROY. F. ALMEIDA MTZ.	ACOT. cm.	ESC. 1:2
--------------------------	--------------	-------------

FIGURA 9.



CORTE DEL SISTEMA MOTRIZ DEL DISPOSITIVO MOVIL DE MEDIDOR DE ONDA (WAVE-METER)		
PROYECTO: F. ALMEIDA M.	ACOT: cm	ESCALA: 1:2

En nuestro caso se emplean para disminuir la rapidez con la que se desplaza el carro a lo largo de los rieles, esta reducción de la velocidad la podemos calcular haciendo uso de la siguiente relación:

$$V_T = \frac{w r_3 r_4 r_1}{r_2^2}$$

Para:

$$r_1 = 1.0 \text{ cm} \quad r_3 = 0.7 \text{ cm} \quad \text{y} \quad w = 60(2\pi) \text{ rad/seg}$$

$$r_2 = 4.5 \text{ cm} \quad r_4 = 1.0 \text{ cm}$$

Tenemos que:

$$V_T = 13 \text{ cm/seg.}$$

donde  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$ ,  $r_4$ , son los radios de las poleas  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_4$ , respectivamente y  $w$  es la frecuencia angular a la cual gira la polea  $P_3$ .

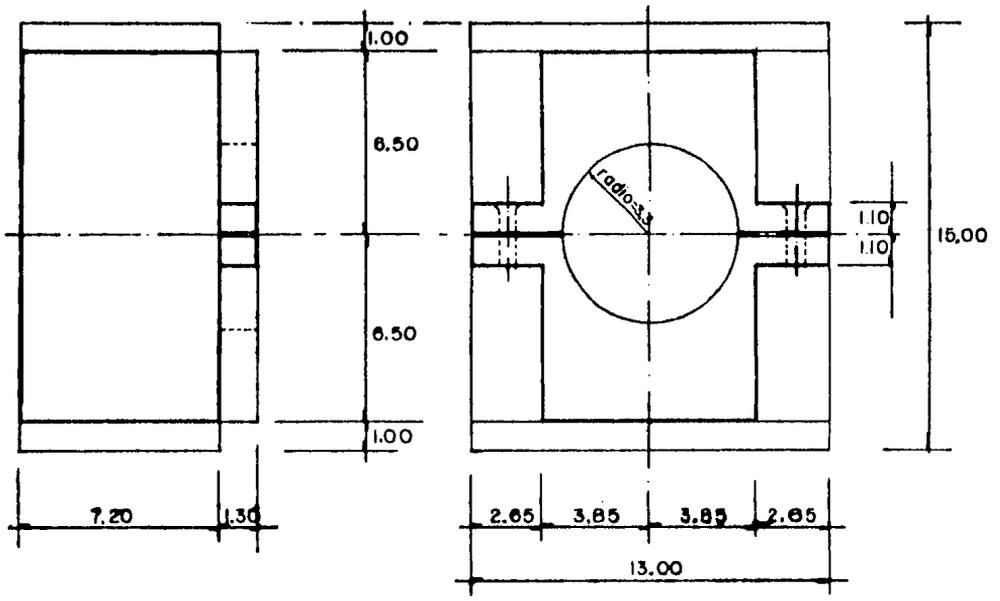
Además de la reducción de la velocidad hay un incremento en la torca resultante, obteniéndose su valor de la siguiente expresión:

$$\tau_1 = \frac{r_2^2}{r_3 r_4} \tau_3$$

donde  $\mathcal{J}$ , es la torca que proporciona el motor y es de aproximadamente 30.6 g cm para una frecuencia de 60 Hz, los radios  $r_2$ ,  $r_3$ ,  $r_4$ , son de las poleas respectivas y  $\mathcal{M}$ , es la torca resultante en las poleas  $P_1$  y cuyo valor es de 885 g cm.

Los E.C. se encuentran alojados cada uno en una caja -- hecha de lucita, que es un material resistente y no produce -- daños al esquina de cubo en la sección donde hacen contacto. Esta sección que tiene la caja es una ventana circular de -- diámetro 3.3 cm que sirve para sostener al E.C. y permitir el paso del haz del láser. El diseño de la caja tiene la característica de dar seguridad en la fijación del E.C. a más de proteger del polvo a las caras laterales, y la posibilidad de colocar en la superficie de contacto, entre el E.C. y la caja, una capa de hule espuma o de corcho para aislarlo de algunas vibraciones parásitas, principalmente las vibraciones rápidas, si fuese necesario (fig. 10).

Los E.C. estan montados uno sobre la placa de aluminio y el otro sobre el carro móvil sujetados rígidamente por medio de tornillos. El carro móvil recorre una distancia aproximada de 132.5 cm para cubrir la longitud de los rieles en cada uno de los extremos de los rieles se encuentran pequeñas placas de acero, en las cuales se colocan unos topes con resorte (fig 9), situados a una altura de 10.75 cm de la base y a la mitad de cada uno de los ejes, estos topes tienen como



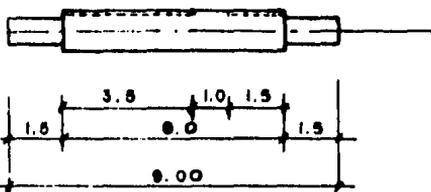
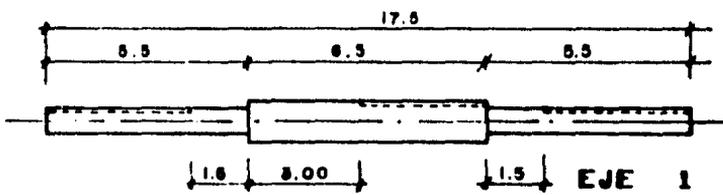
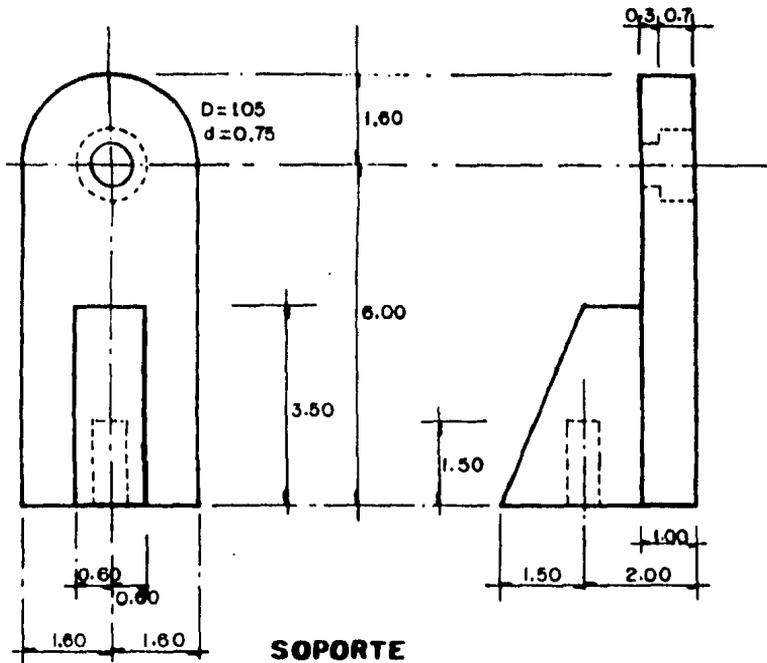
<b>PORTA - ESPEJO</b>		
<b>TIPO ESQUINA DE CUBO</b>		
PROYECTO F. ALMEIDA M.	ACOT: cm	ESC: 1:2

función amortiguar la rapidez del carro a la hora de realizar el cambio de sentido, el cual se lleva a cabo en las poleas -  $P_1$ , este cambio de sentido se realiza al girar los pivotes - que se encuentran sujetos a las bandas de lona alrededor de las poleas  $P_1$ .

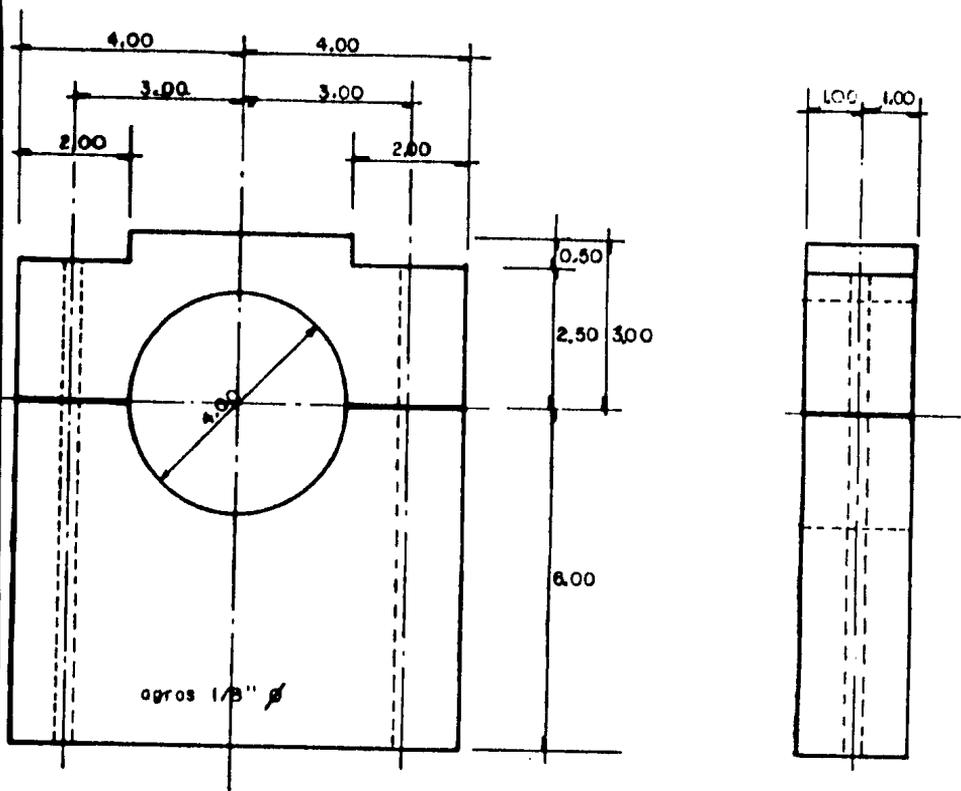
Por último las figs. (11, 12) describen los diseños y características de los soportes (chumaceras) y de los ejes del sistema motriz, así como el soporte del motor.

La disposición de los elementos ópticos, así como la trayectoria óptica que siguen los haces de luz de los láseres de He-Ne estabilizado y de tinta, se pueden observar en la fig. (13), además en la figura se encuentra la lista de los componentes ópticos y su nomenclatura utilizada. La disposición de los componentes ópticos es semejante al realizado por Xia Hui-Rong, a excepción de las lentes de enfoque ( $L_1, L_2$ ), de un polarizador lineal y de una placa de cuarto de onda para sodio que se han agregado al sistema.

El interferómetro consiste de dos haces que recorren colinealmente la misma trayectoria óptica, pero en direcciones opuestas. Inicialmente en el divisor de haz  $D_1$  se produce una reflexión y una transmisión hacia los espejos tipo esquina de cubo E. C. y E. C. M. según el haz, los E.C. y E.C.M. reflejan los rayos a los espejos  $M_1$  y  $M_2$  respectivamente, éstos ú



<b>SOPORTE DE EJES DEL SISTEMA MOTRIZ DE DISPOSITIVO MOVIL DEL MEDIDOR DE ONDA (WAVE-METER)</b>		
PROYECTO F ALMEIDA M	ACOT: cm.	ESC: 1:1



-32- FIGURA 12

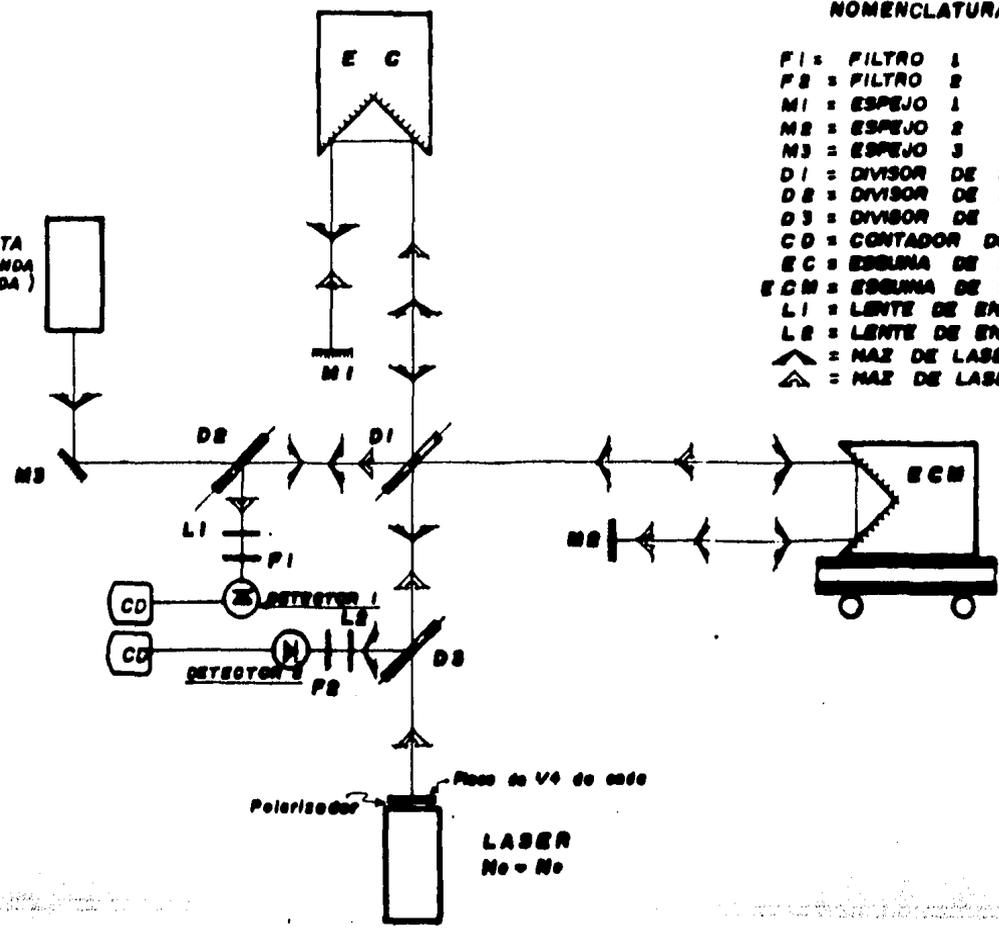
SOPORTE DE MOTOR DEL SISTEMA MOTRIZ DE DISPOSITIVO MOVIL DEL MEDIDOR DE ONDA (WAVE-METER)		
PROY. F ALMEIDA M	ACOT. cm	ESC. 1:2

**NOMENCLATURA**

- F1 = FILTRO 1
- F2 = FILTRO 2
- M1 = ESPEJO 1
- M2 = ESPEJO 2
- M3 = ESPEJO 3
- D1 = DIVISOR DE MAZ 1
- D2 = DIVISOR DE MAZ 2
- D3 = DIVISOR DE MAZ 3
- CD = CONTADOR DIGITAL
- EC = ESQUINA DE CUBO
- ECM = ESQUINA DE CUBO MOVIL
- L1 = LENTE DE ENFOQUE 1
- L2 = LENTE DE ENFOQUE 2
- ▲ = MAZ DE LASER DE TINTA
- △ = MAZ DE LASER No - No

— 33 —

LASER DE TINTA  
(LONGITUD DE ONDA  
DESCONOCIDA)



**FIGURA 12**

timos harán retornar los rayos por la misma trayectoria para que en  $D_1$  interfieran los rayos divididos, de cada uno de los láseres. Los divisores  $D_2$  y  $D_3$  se colocaron para que reflejen los haces a los detectores a través de las lentes de enfoque y los filtros  $F_1$  y  $F_2$ . Las lentes de enfoque se utilizaron para concentrar los haces de ambos láseres exactamente en el área activa de los fotodetectores, y que los haces de luz lleguen difusos a los fotodetectores, debido a las varias reflexiones que sufren al recorrer la trayectoria óptica, las lentes tienen una distancia focal de 2.5 cm y se encuentran situados enfrente de cada uno de los fotodetectores. Los filtros  $F_1$  y  $F_2$  se requieren para separar los dos haces que viajan colinealmente.

El detector 1 recibe la señal de el láser de He-Ne, mientras el detector 2 recibe la de el láser de tinta. Los detectores están conectados directamente a sus correspondientes amplificadores y estos a su vez mandan la señal al contador digital. El contador digital proporcionará la razón del número de franjas contadas, la cual va a ser igual a la razón del número de onda de los haces, esto es:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{K_1}{K_2}$$

donde:

$K_1$  = al número de onda del haz conocido

$K_2$  = al número de onda del haz desconocido

$N_1$  = al número de franjas del haz conocido

$N_2$  = al número de franjas del haz desconocido

como:

$$K_1 = \frac{1}{\lambda_1} \quad \text{y} \quad K_2 = \frac{1}{\lambda_2}$$

entonces:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

donde  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  son las longitudes de onda de los haces de longitud de onda conocida y desconocida, respectivamente.

El polarizador lineal y la placa de cuarto de onda para sodio, se emplearon para evitar la desestabilización del láser de He-Ne, dado que: cuando el sistema se encuentra alineado, el haz del mismo láser retorna por la misma trayectoria óptica retroalimentándose a su vez y provocando su desestabilización.

La placa de un cuarto de onda tiene la característica de hacer que un haz que incide linealmente polarizado lo descompone en dos componentes ortogonales de luz linealmente polari

zada y con un defasamiento de  $\pi/2$  entre los dos componentes, para producir luz cicular o elípticamente polarizada. Similarmente un haz que entra cicular o elíptico emergerá de la placa linealmente polarizado. Para que se produzca luz cicularmente polarizada, el ángulo  $\theta$  entre el eje de transmisión de el polarizador y el eje rápido de la placa de cuarto de onda debe estar de  $45^\circ$  o  $135^\circ$ . Si  $\theta$  no es ninguno de los dos, la polarización de la luz emergente será elíptica.

En el sistema óptico desarrollado, tenemos inicialmente un haz que sale del láser de He-Ne linealmente polarizado, que atravieza un polarizador y una placa de cuarto de onda, de don de emerge elípticamente polarizado, después de realizar su recorrido óptico el haz cruza nuevamente la placa produciéndose otra vez un haz linealmente polarizado pero rotado  $180^\circ$  respecto al haz de salida, para que de esta manera al pasar por el polarizador se anule, además hay que tener los dos E.C. colocados con la misma alineación para garantizar que los haces de luz que se reflejan emerjan con la misma orientación, y así evitar la desestabilización del láser.

Los fotodetectores son fotodiodos planos de silicio de la Hewlett-Packard modelo 5082-4204, los cuales son detectores ultrarápidos para un amplio intervalo espectral, que va de la radiación visible hasta cerca del infrarojo. La rapidez de respuesta es menor que un nanosegundo. El área activa para la

luz es de  $2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ . Su respuesta máxima al flujo es de 0.5 ~~mA/W~~ para una longitud de onda de 770 nm y tiene una respuesta de 0.35 ~~mA/W~~ para una longitud de onda de casi 600 nm, alrededor de esta longitud de onda se hicieron las primeras pruebas. La máxima potencia de disipación de estos fotodiodos es de 100 mw.

Los divisores de haz  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  son Melles Griot serie 03 BT F 007, tienen la característica de reflejar el 50 por ciento y de transmitir el 50 por ciento, para un intervalo de longitud de onda de 500 a 600 nm, para un ángulo de incidencia del haz de  $45^\circ$ . El recubrimiento de la superficie frontal de los divisores de haz es una capa dieléctrica reflejante y la superficie trasera tiene un recubrimiento antirreflejante Hebbarth para  $45^\circ$ , con lo cual se evitan las imágenes falsas o imágenes fantasmas. <sup>(10)</sup>

El espejo o prisma tipo esquina de cubo (E. C.) utilizado es Melles Griot modelo 02 CCG 008. El cual consiste de tres espejos o superficies cuyas caras frontales son mutuamente perpendiculares. La E. C. tienen la propiedad de ser retroreflectores, esto es, cualquier haz que entra será reflejado y emergerá por la superficie paralelo y en dirección opuesta al haz de entrada <sup>(20)</sup>. En particular este modelo tiene una precisión en la manufactura que asegura un paralelismo entre el haz incidente y el que retorna en unos 5 segundos de arco

o menos.

El contador de frecuencia es modelo 5332A de la Hewlett-Packard. El contador tiene un intervalo de 10 Hz a 225 MHz, - una precisión de  $\pm 1$  cuenta y una sensibilidad de 25 y 50 mv en los intervalos de 30 Hz a 10 MHz y de 10 Hz a 225 MHz respectivamente. Este contador puede medir la razón entre las frecuencias de dos señales, si de las señales es aplicada al conector del oscilador externo de entrada y la otra señal al conector de entrada. El valor presentado por el contador -- será la razón de una frecuencia respecto a la otra, mostrada por la siguiente expresión: <sup>(19)</sup>

$$\frac{\text{frec. de entrada}}{\text{frec. de osc. ext. de entrada}} = \frac{\text{valor mostrado en el display}}{X}$$

donde:

X = 10 si la regulación del tiempo es de 0.1 seg.

=  $10^4$  si la regulación del tiempo es de 1 seg.

=  $10^7$  si la regulación del tiempo es de 10 seg.

Especificaciones principales de los láseres, los tres láseres son de la Spectra-Physics modelos 171, 380 D y 117. <sup>(16, 17, 18)</sup> El primero, es un láser de Argón/18W, teniendo una estabilidad de frecuencia de 50 MHz/ $^{\circ}$ C, una polarización vertical y el diámetro del haz de 1.58 mm. El segundo se trata de un láser de

tinta de frecuencia estabilizada, con una anchura de línea de 1 MHz y una polarización horizontal, el modo del haz de salida es de T E M<sub>00</sub> y su potencia de salida funcionando al 60% que es de aproximadamente 800mw. El tercero es un láser de He-Ne estabilizado, con una estabilidad de frecuencia mayor que una parte en 10<sup>8</sup>, el modo del haz es de T E M<sub>00</sub>, un diámetro de haz de 0.5 mm y polarización lineal.

Por último, en la fig. (14), se muestra el diagrama de bloques del sistema.

### 3.- Alineamiento del Sistema.

El alineamiento del sistema se lleva a cabo de la siguiente manera:

1.- Se hace incidir el láser de He-Ne sobre el E. C. M., el cual se encuentra cubierto con una hoja de papel, y en movimiento, se hace que la mancha producida por el haz del láser sobre el papel se mantenga en el mismo punto durante el recorrido del E. C. M.

2.- Se quita el papel del E. C. M. y la luz pasa al M<sub>2</sub>, se ajusta este espejo hasta que el haz reflejado coincida colinealmente con el haz incidente.

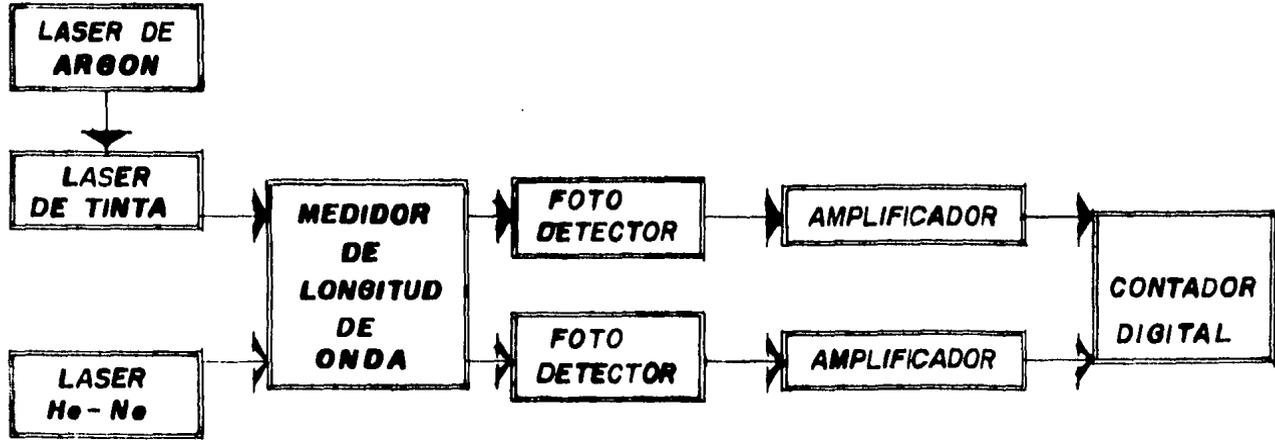


FIGURA 19

3.- El haz que incide sobre el E. C. y el  $M_1$  se alinean, ajustando este último, de tal manera que sólo se tenga un haz en esta trayectoria.

4.- Los haces provenientes del E. C. M. y del E. C. deben hacerse coincidir en un mismo punto sobre el  $D_1$ , para que se produzcan las franjas de interferencia.

5.- Por último, para producir las franjas de interferencia del láser de tinta, sólo se requiere hacer coincidir este haz con el de He-Ne. Este alineamiento se realiza mediante el  $M_3$ . Con éste último queda alineado el sistema.

### CAPITULO III

#### MEDICIONES Y CONCLUSIONES

Con el medidor de longitud de onda diseñado se efectuaron las medidas de longitud de onda para las frecuencias de resonancia del sodio, con estas mediciones a su vez obtuvimos la longitud de separación del doblete de sodio, así como la longitud de onda del láser de He-Ne. Utilizando los valores de las longitudes de onda proporcionados por la Atomic Energy Levels<sup>(2)</sup> (A. E. L.) como datos de referencia para determinar la precisión del medidor.

Los valores proporcionados por la A. E. L., para las longitudes de onda de las frecuencias de resonancia del sodio, que corresponden a las transiciones

a)  $3\ ^2P_{3/2} \rightarrow 3\ ^2S_{1/2}$  es de  $5891.58\ \text{\AA}$

b)  $3\ ^2P_{1/2} \rightarrow 3\ ^2S_{1/2}$  es de  $5897.55\ \text{\AA}$

y la distancia de separación del doblete es de:

c)  $5.97\ \text{\AA}$

Además, se consideró el valor de la longitud de onda

del neón, que es el responsable de la acción del láser de He-Ne, en la transición<sup>(\*)</sup>

$$d) \quad 3 S_1 \longrightarrow 2 P_1 \text{ con } 6329.92 \text{ \AA}$$

Los resultados de las mediciones efectuadas son las siguientes:

El número de franjas de interferencia producidas por el interferómetro realizado, y contadas mediante el frecuencímetro, para la frecuencia de resonancia del sodio de una de sus líneas fue de:

$$i) \quad 930754 \pm 1$$

y el número de franjas contadas para la segunda frecuencia de resonancia del sodio es de:

$$ii) \quad 931696 \pm 1 .$$

Empleando el dato de la longitud de onda del neón (inciso d) y la siguiente expresión

$$\lambda_d = N \lambda_c$$

donde:

$\lambda_d$  = long. de onda del láser de onda desconocida.

$\lambda_c$  = long. de onda del láser de onda conocida.

N = a la razón de las frecuencias de los dos láseres

obtenemos el valor de la longitud de onda para una de las líneas del sodio.

$$\text{iii) } \lambda_{Na_1} = (0.930754) 6329.92 \text{ \AA} = 5891.59 \text{ \AA}$$

para la segunda línea del sodio, su longitud de onda se obtiene en forma semejante:

$$\text{iv) } \lambda_{Na_2} = 5897.56 \text{ \AA}$$

Por otra parte, ocupando los dos resultados anteriores se obtiene que la distancia del doblete del sodio es de:

$$\text{v) } 5.97 \text{ \AA}$$

En el último cálculo realizado, es para determinar la longitud de onda del láser de He-Ne, se consideró en este caso la longitud de onda desconocida como la del láser de He-Ne y la conocida, el valor medio de la longitud de onda de las dos líneas del doblete de sodio ( $\bar{\lambda}_{Na}$ ), usando los valores de

los incisos (a) y (b), e igualmente se tomó el valor medio del conteo de franjas ( $\bar{N}$ ), para ambas líneas que se encuentran indicadas en los incisos (i) y (ii), por consiguiente tenemos que:

$$\lambda_{\mu_a - \mu_b} = \frac{\bar{\lambda}_{\mu_a}}{\bar{N}}$$

esto es:

$$\lambda_{\mu_a - \mu_b} = \frac{5894.56 \text{ \AA}}{0931225} = 6329.90 \text{ \AA}$$

Así, al comparar los valores obtenidos con el medidor de longitud de onda incisos (iii), (iv), (v) y (vi) con los de A. E. L., se observa que la precisión lograda es de una parte en  $10^6$ . Esta precisión es suficiente para sintonizar el láser de tinta dentro de la anchura Doppler para transiciones atómicas y moleculares.

La precisión del medidor de longitud de onda se puede mejorar, si se mantiene el movimiento del brazo móvil del interferómetro a baja velocidad y constante, aproximadamente de 5 cm/seg, un mecanismo para realizar esto, es mediante un circuito electrónico arrancador de dos fases, como los utilizados para impulsar los platos giratorios de los tocadiscos, en los cuales se modifica la velocidad del motor al variar la

frecuencia aplicada. También se puede aumentar la resolución del interferómetro si se aumenta la longitud del recorrido del E. C. M. y que los haces efectúen múltiples reflexiones para acrecentar la longitud de la trayectoria óptica.

Por último, se debe mantener completamente limpios todos los elementos ópticos, para evitar que los haces de luz se difundan en cada reflexión o transmisión que sufren con dichos elementos y así evitar que las pérdidas de potencia de los haces que llegan a los fotodetectores sean considerables.

## BIBLIOGRAFIA

- 1.- A. Yariv, Introduction to Optical Electronics, Ed. Holt, Rinehart and Winston, 1971.
- 2.- J. R. Reitz, F. J. Milford, Fundamentos de la Teoria Electromagnética. Ed. UTEHA, 1979.
- 3.- J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Ed. Wiley, 1962.
- 4.- A. Yariv, Quantum Electronics, Ed. Wiley, 1967.
- 5.- E. Hecht, A. Zajac, Optica. Ed. Fondo Educativo Interamericano, 1977.
- 6.- M. V. Klein, Optics. Ed. Wiley 1970.
- 7.- O'Shea, Callen, Rhodes. An Introduction to Lasers and their Applications, Ed. Wesley, 1978.
- 8.- G. R. Fowles, Introduction to Modern Optics, Ed. Holt, Rinehart and Winston, 1968.
- 9.- J. P. Monchalín, " Desarrollo de una técnica de medición de longitudes de onda para láseres y sus aplicaciones a la medición de la rapidez de luz y espectroscopía" (Te-

sis-Doctoral, Instituto Tecnológico de Massachusetts).

- 10.- X. Hui- Rong S. V. Benson, and T. W. Hansch, Lasers Focus March, 1981.
- 11.- F. V. Kowalski, R. T. Hawkins and A. L. Schawlow. J. Opt. Soc. Am., Vol. 66, No. 9 (1976) 965.
- 12.- F. V. Kowalski, R. E. Teets, W. Demtroder and A. L. Schowlow, J. Opt. Soc. Am., Vol. 68, No. 11, (1968) 1611.
- 13.- J. J. Snyder, Laser Focus, May. 1982.
- 14.- J. L. Hall and S. A. Lee, Appl. Phys. Lett., 29, No. 26 (1976) 369.
- 15.- H. Mileaf, Electricidad, Vol. 7, Ed. Limusa, 1982.
- 16.- Manual del láser de He-Ne estabilizado de Spectra Physics Modelo 117.
- 17.- Manual del Láser de ión Argón/18 de Spectra Physics modelo 171.
- 18.- Manual del Dye Laser de Spectra-Physics, modelo 380 D.

- 19.- Manual del Frequency Counter de la H. P. Modelo 5382 A.
- 20.- Manual del Melles Griot "Optics".
- 21.- C. E. Moore, N S R D S - N B S , Atomic Energy Levels  
35/Vol. 1, 1H, 23 V.