Universidad Carlos III de Madrid
www.uc3m.es

TEMA 2:
INTERFEROMETRIA

FOTONICA

Grado en Ingeniería en Tecnologías de Telecomunicación

1.-FENOMENOS INTERFERENCIALES DE 2 ONDAS

2.-INTERFEROMETROS DE DIVISION DE FRENTE DE ONDA

3.-INTERFEROMETROS DE DIVISION DE AMPLITUD

3.1.-Interferómetro de Michelson

3.2.-Interferómetro de Mach-Zehnder

4.-INTERFEROMETROS DE ONDAS MULTIPLES

4.1.-Interferómetro de Fabry-Perot

1.-FENOMENOS INTERFERENCIALES DE 2 ONDAS

Sean 2 Campos Electromagnéticos que interfieren en el punto P (ver Figura 2.1):

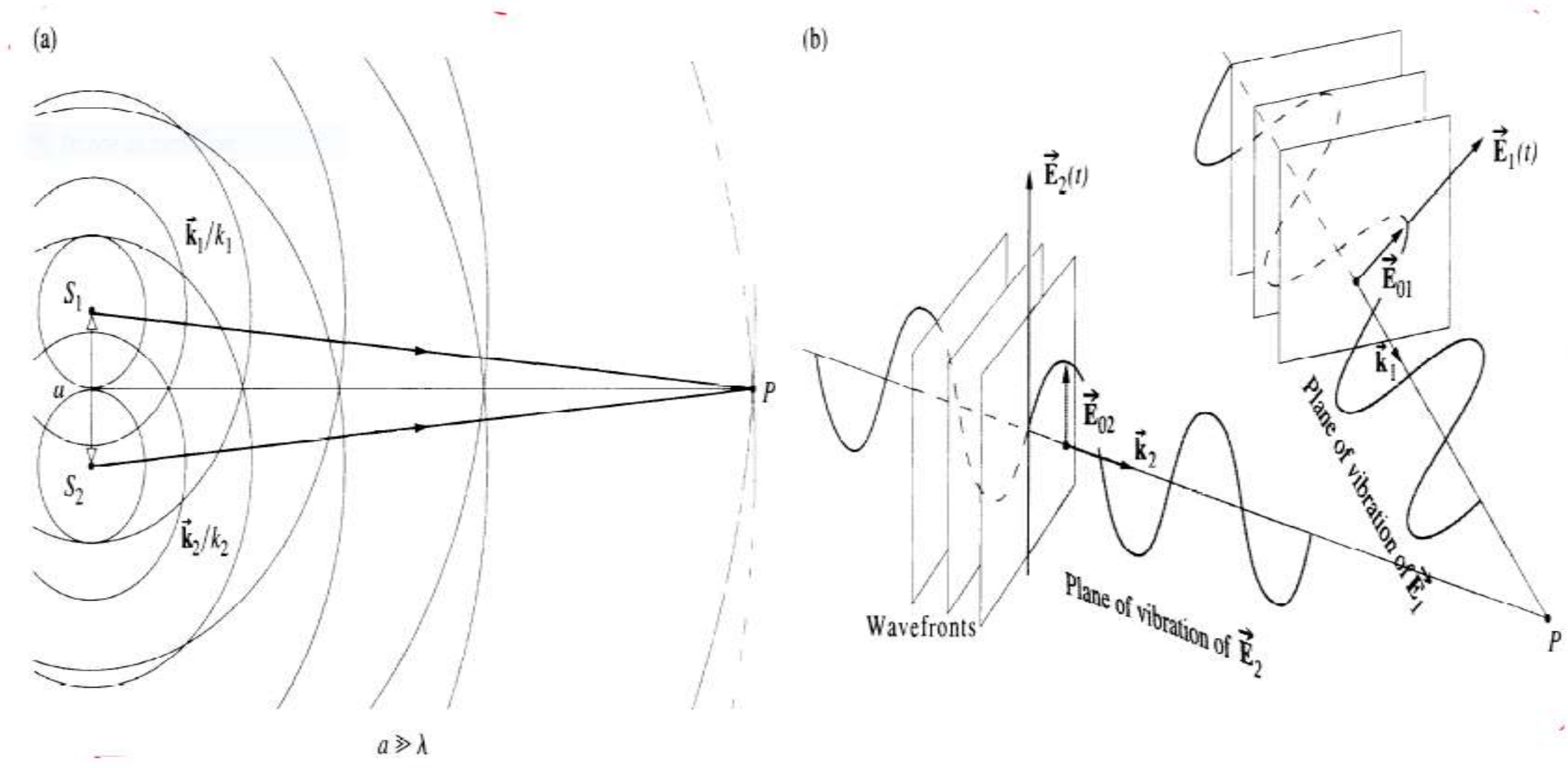


Figura 2.1.-Los 2 Frentes de onda E_1 y E_2 partiendo de los 2 Puntos Fuente S_1 y S_2 interfiriendo en el punto P.

En consecuencia, tenemos como suma de los Campos Electromagnéticos E_1 y E_2 en el Punto P según la Figura 2.1:

$$\left\{\begin{aligned}\vec{E}_1\left(\vec{r}_1,t\right) &= E_{01}\cos\left(\vec{K}_1\vec{r}_1-\omega t+\varepsilon_1\right)\\ \vec{E}_2\left(\vec{r}_2,t\right) &= E_{02}\cos\left(\vec{K}_2\vec{r}_2-\omega t+\varepsilon_2\right)\end{aligned}\right. \rightarrow \vec{E}\left(\vec{r},t\right)=\vec{E}_1\left(\vec{r},t\right)+\vec{E}_2\left(\vec{r},t\right)$$

Si medimos la irradiancia, podemos decir que: $I=<\vec{E}^2>$ dado que nos interesan los campos rápidos para que la energía sea grande $E=h\nu$

Por tanto,

$$\vec{E}^2=\vec{E}.\vec{E}=\vec{E}_1^2+\vec{E}_2^2+2\vec{E}_1\vec{E}_2$$

$$I = <\vec{E}> = <\vec{E}_1^2> + <\vec{E}_2^2> + <2\vec{E}_1\vec{E}_2> = I_1 + I_2 + I_{12}$$

Donde el término de interferencia es $I_{12} = <2\vec{E}_1\vec{E}_2>$

Desarrollando los factores:

$$\vec{E}_1 . \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} . \vec{E}_{02} \cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 - \omega t + \varepsilon_1\right) \cos\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 - \omega t + \varepsilon_2\right) =$$

$$= \vec{E}_{01} . \vec{E}_{02} \left[\cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right)\cos(\omega t) + \sin\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right)\sin(\omega t)\right].$$

$$\left[\cos\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right)\cos(\omega t) + \sin\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right)\sin(\omega t)\right] =$$

$$= \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \Big[\cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right) \cos\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right) \cos^2(\omega t) +$$

$$+ \cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right) \sin\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right) \cos(\omega t) \sin(\omega t) + \sin\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right) \cos\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right) \sin(\omega t) \cos(\omega t) +$$

$$+ \sin\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1\right) \sin\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2\right) \sin^2(\omega t) \Big]$$

Teniendo en cuenta que:

$$< \cos(\omega t) \sin(\omega t) >= 0$$

$$< \cos^2(\omega t) >= 1/2$$

$$< \sin^2(\omega t) >= 1/2$$

Nos queda:

$$I_{12} = \langle \vec{E}_1 . \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} \vec{E}_{01} . \vec{E}_{02} \left[\cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1 \right) \cos\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2 \right) + \sin\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1 \right) \sin\left(\vec{K}_2 \vec{r}_2 + \varepsilon_2 \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \vec{E}_{01} . \vec{E}_{02} \cos\left(\vec{K}_1 \vec{r}_1 + \varepsilon_1 - \vec{K}_2 \vec{r}_2 - \varepsilon_2 \right)$$

Sabiendo que:

$$I_1 = \frac{E_{01}^2}{2}$$

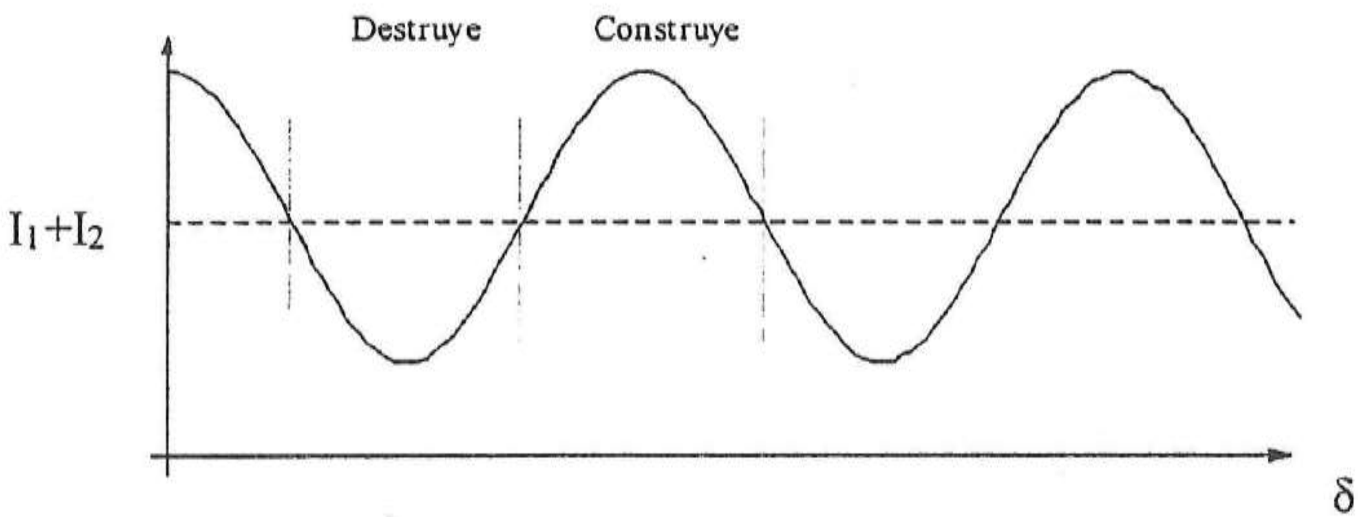
$$I_2 = \frac{E_{02}^2}{2}$$

Obtenemos:

$$\boxed{I_1 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\delta)}\text{, donde } \delta = \underbrace{\vec{K}_1 \vec{r}_1 - \vec{K}_2 \vec{r}_2}_{(1)} + \underbrace{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}_{(2)}$$

Donde (1) es la diferencia del camino óptico y (2) es la diferencia de fase.

Vamos a analizar este resultado:



Tipos de interferencias:

δ	$\cos(\delta)$	
0	1	Totalmente Constructiva
$\pi/2$	0	
π	-1	Totalmente Destructiva
$3\pi/2$	0	
2π	1	Totalmente Constructiva

Entonces la irradiancia quedará:

i) Totalmente constructiva: $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ $\delta=0,2\pi,4\pi,\ldots$

ii) Totalmente destructiva: $I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$ $\delta=\pi,3\pi,5\pi,\ldots$

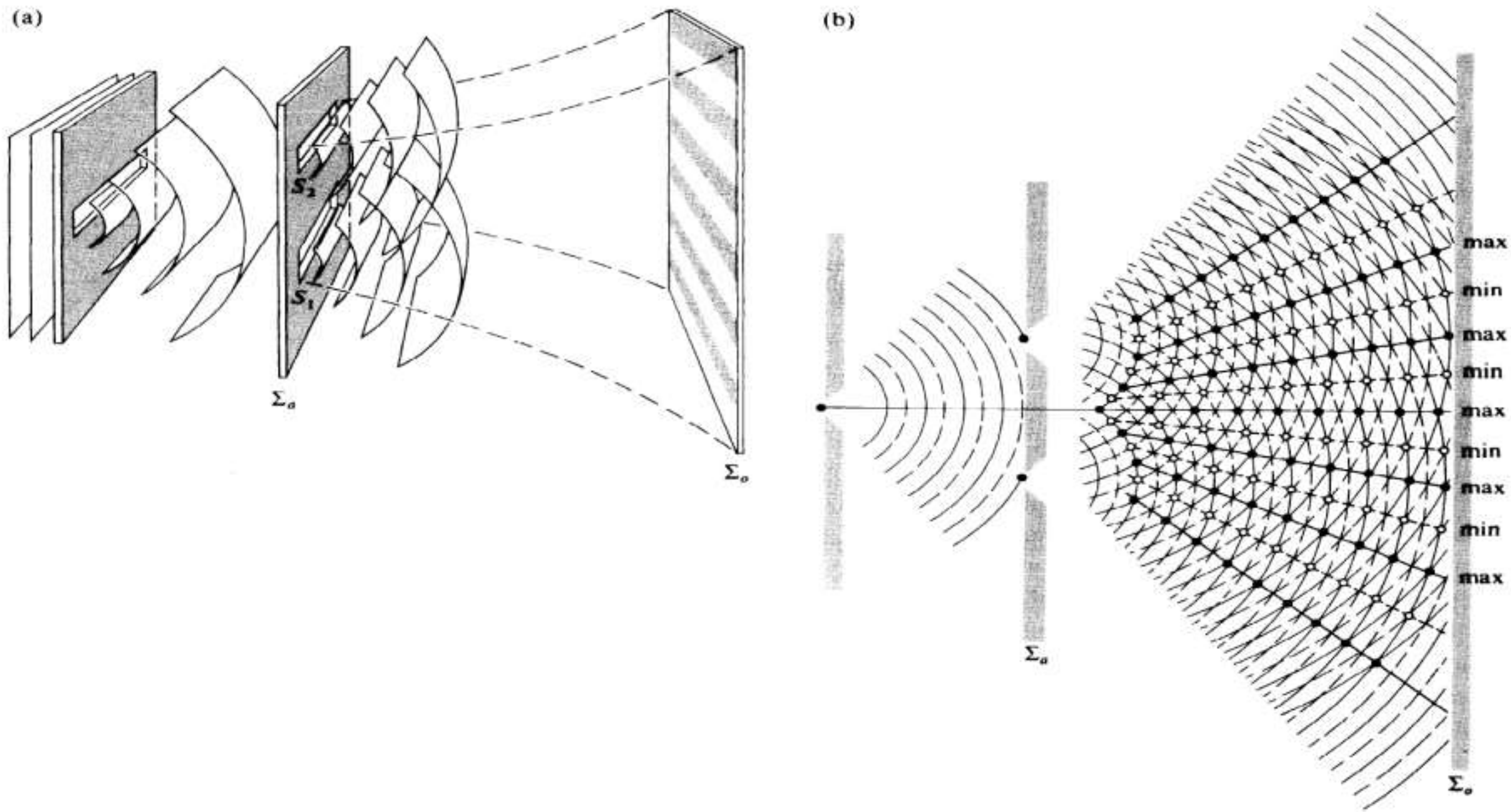
Un caso particular es cuando $E_{01}=E_{02}$ y $K_1=K_2$, tendremos:

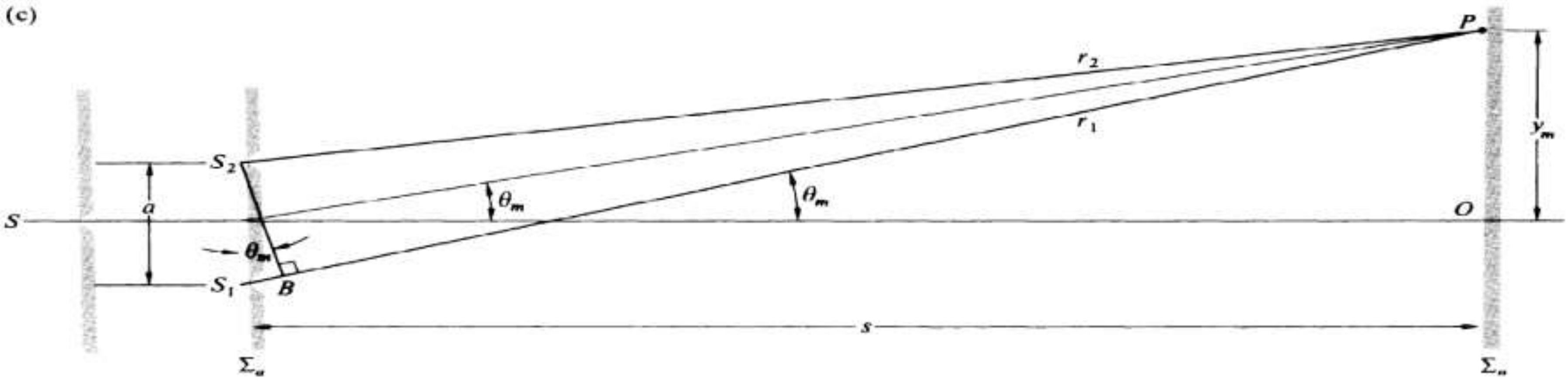
$$I = I_0 + I_0 + 2\sqrt{I_0 I_0}\cos(\delta) = 4I_0\cos^2\left(\tfrac{\delta}{2}\right)$$

$$\delta = \vec{K}_1\vec{r}_1 - \vec{K}_2\vec{r}_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = K(r_1 - r_2) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$$

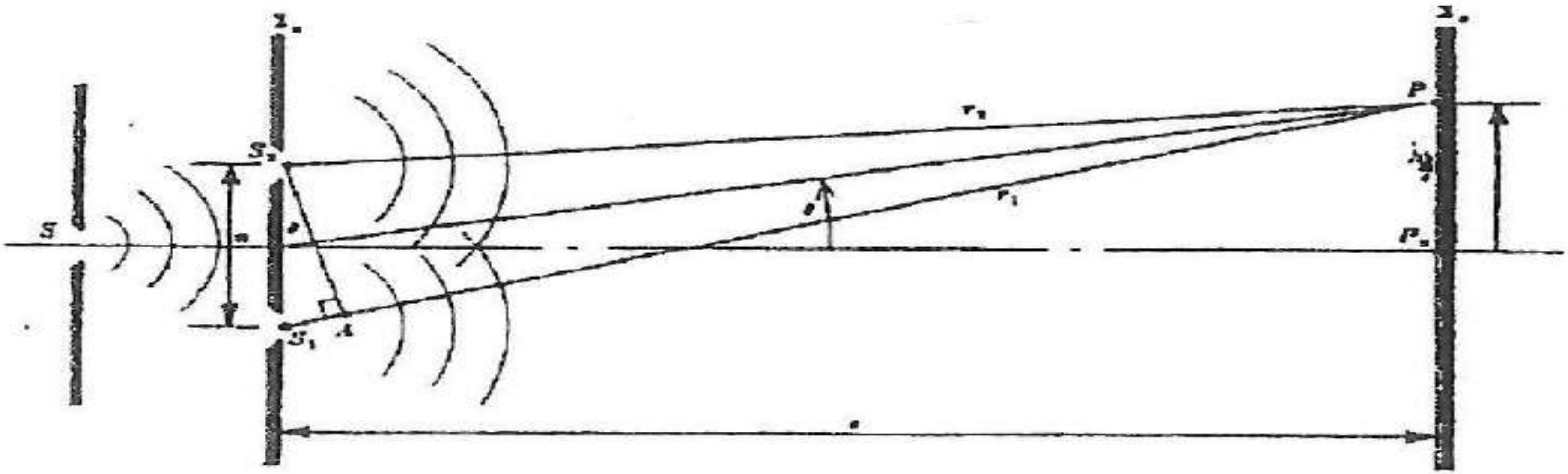
2.-INTERFEROMETROS DE DIVISION DE FRENTE DE ONDA

2.1.-Interferómetro de Young





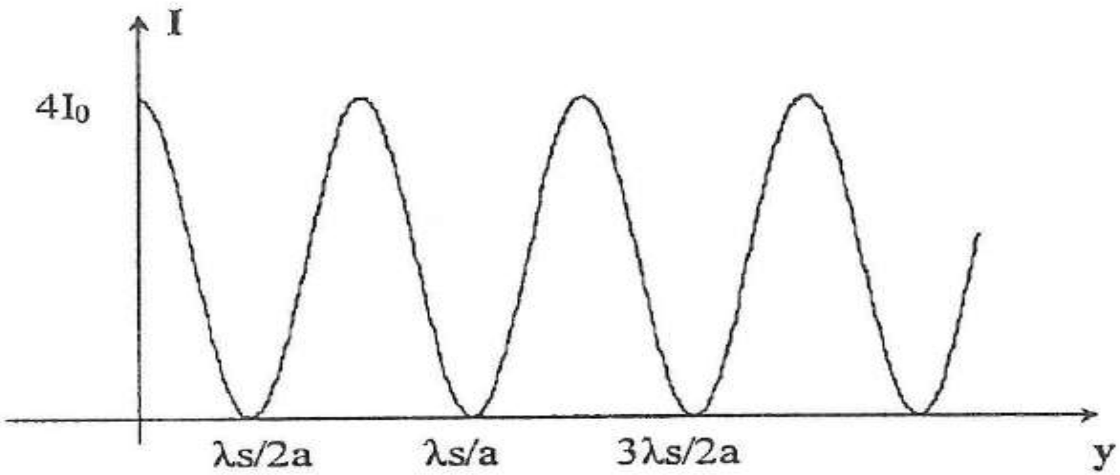
2.1.a-Generación de Interferencias de Young mediante Frentes de Onda Esféricos



En este caso, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=0$ entonces $\delta = K(r_1 - r_2)$

Como el ángulo θ es muy pequeño $\sin\theta \approx \theta$. Entonces:

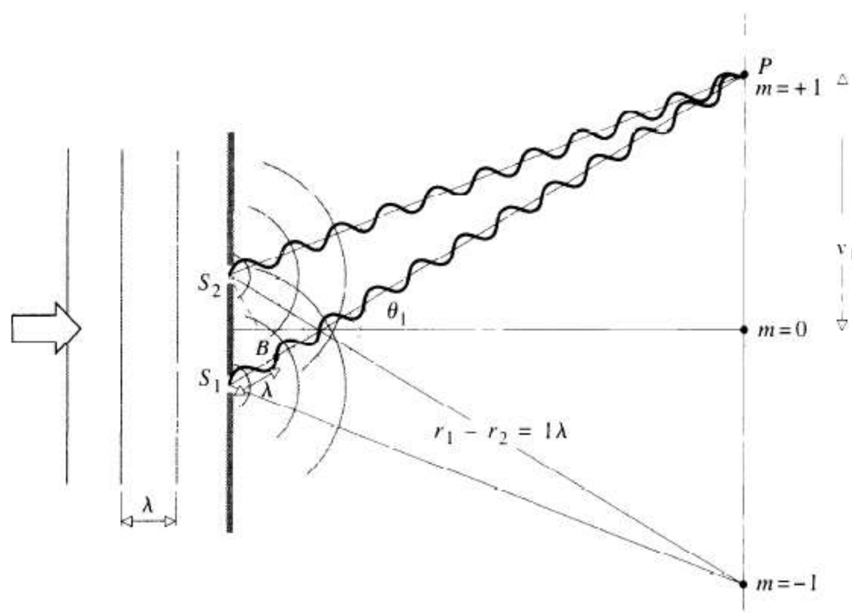
$$\left.\begin{aligned} \tan(\theta) &= \frac{y}{s} \approx \theta \\ \sin(\theta) &= \frac{r_1 - r_2}{a} \approx \theta \end{aligned}\right\} \Rightarrow r_1 - r_2 = \frac{ay}{s} \Rightarrow \boxed{I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi a y}{\lambda s}\right)}$$



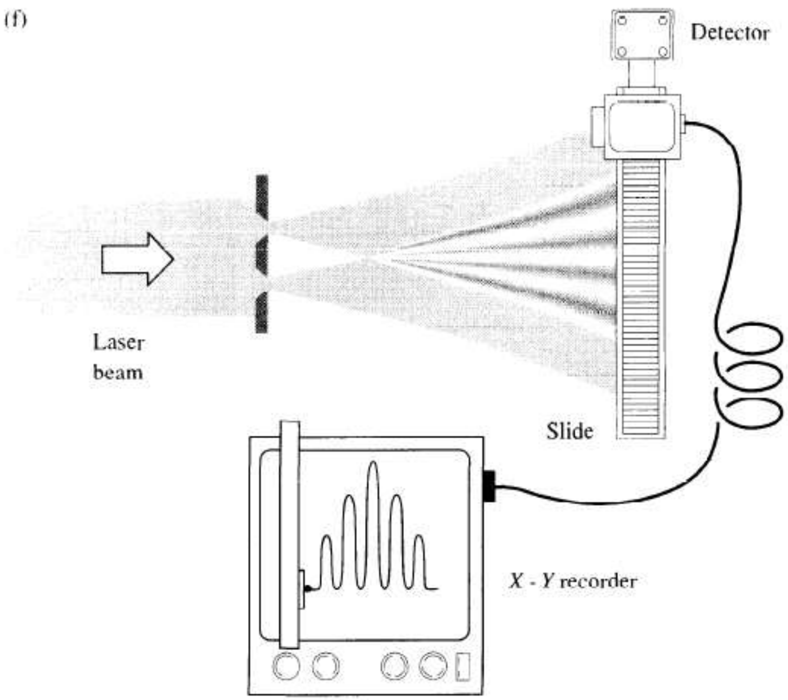
Se observa que la distancia entre dos máximos es: $\Delta y = s\lambda/a$

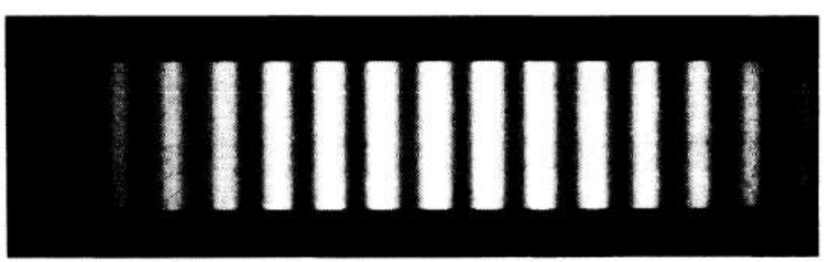
2.1.b-Generación de Interferencias de Young mediante Frentes de Onda Planos

(d)



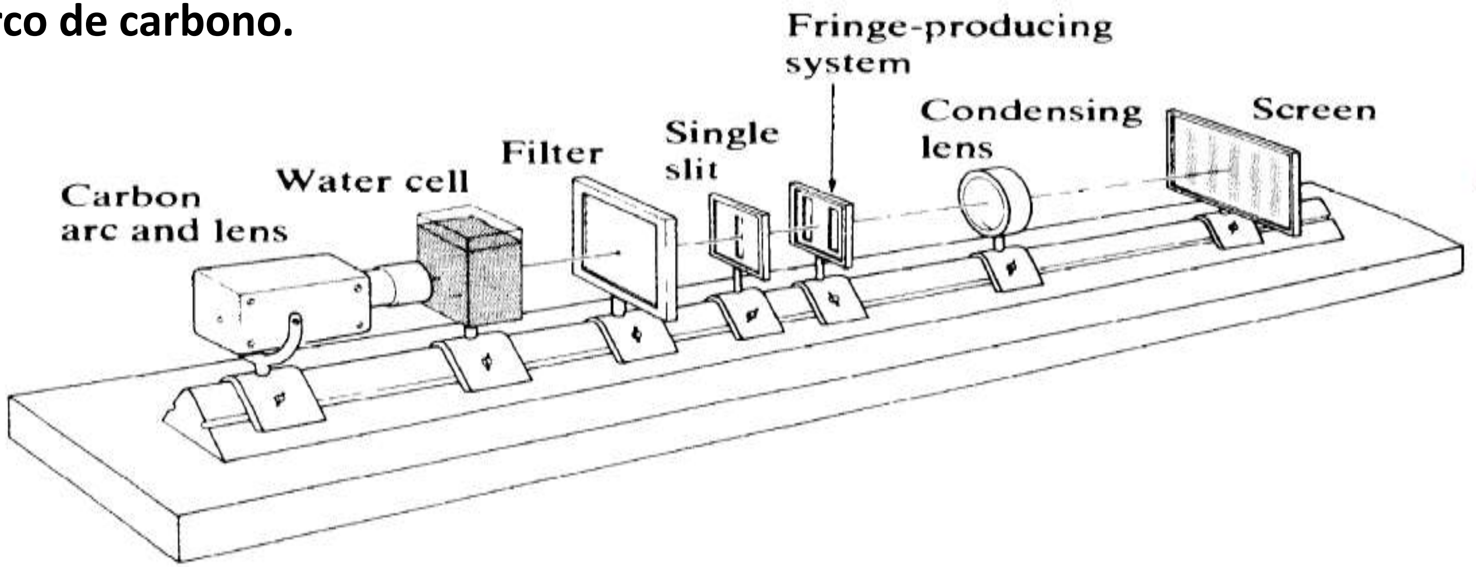
(f)



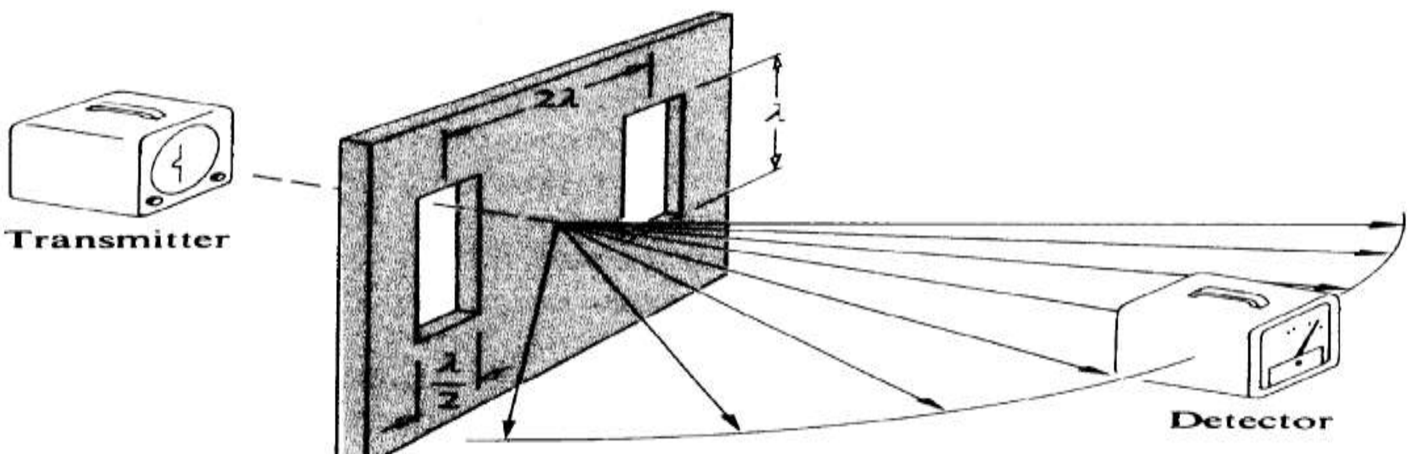


(e)

2.1.c-Setup para estudiar las Interferencias de Young mediante una lámpara de arco de carbono.

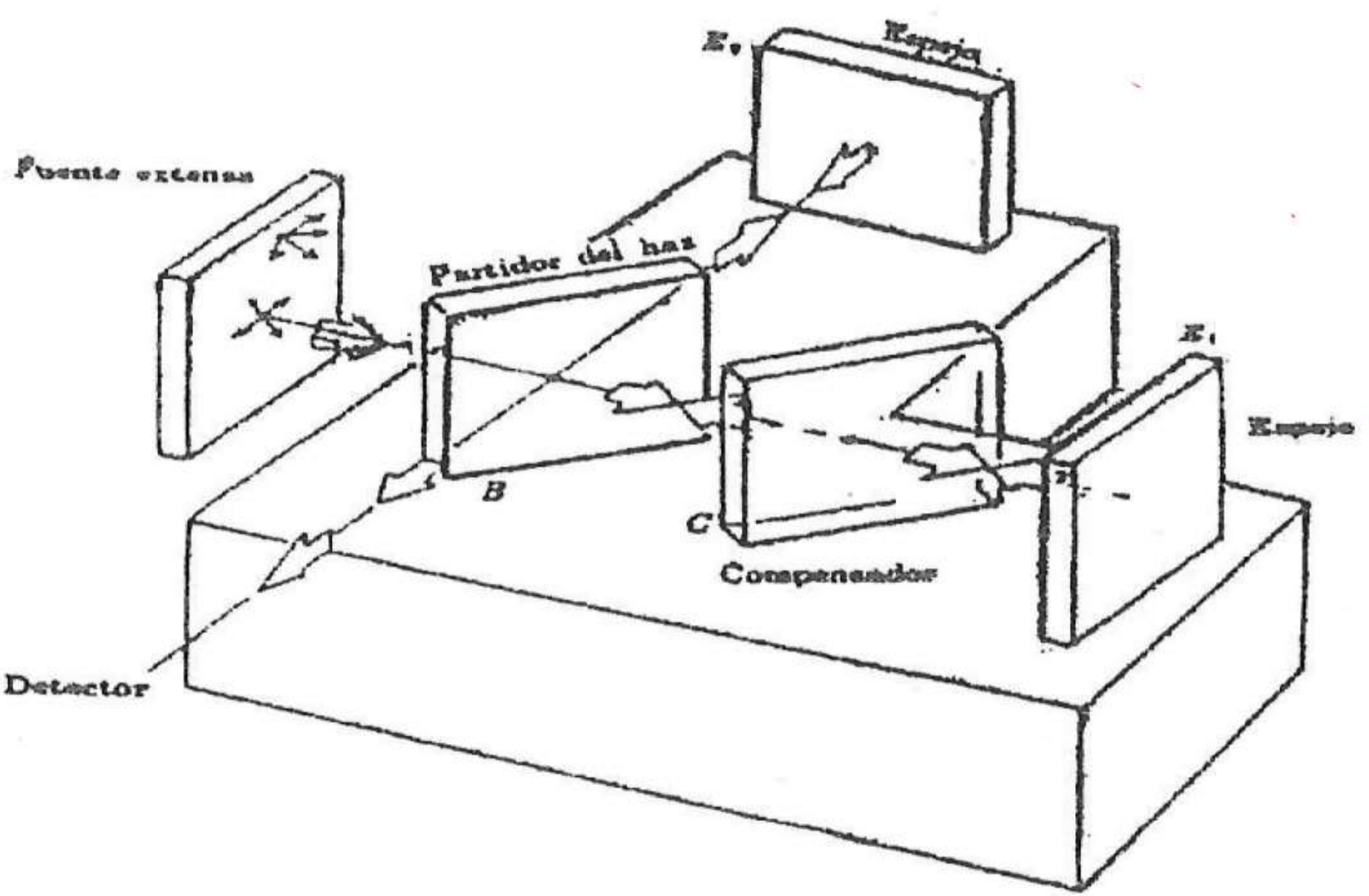


2.1.d-Interferferómetro de Young de Microondas.



3.-INTERFEROMETROS DE DIVISION DE AMPLITUD

3.1.-Interferómetro de Michelson



$\boxed{\delta = K(2d\cos\theta) - \pi}$ donde d es la diferencia de caminos.

Los máximos de la irradiancia se encontrarán en $\delta = m2\pi$ para m=0,1,2,…, y los mínimos en $\delta = m\pi$ para m=1,3,5,… Por tanto, sustiuyendo en la expresión de delta, obtenemos:

$$\text{MÍNIMOS}: \lambda(m+1) = 2d\cos\theta \quad \text{para m} = 1,3,5,...$$

$$\text{MÁXIMOS}: \lambda(2m+1) = 2d\cos\theta \quad \text{para m} = 0,1,2,...$$

Lo que veremos en la pantalla serán una seria de anillos que se mueven al variar la distancia entre espejos. Se crean nuevos anillos por fuera y se "cuelan" por el centro.

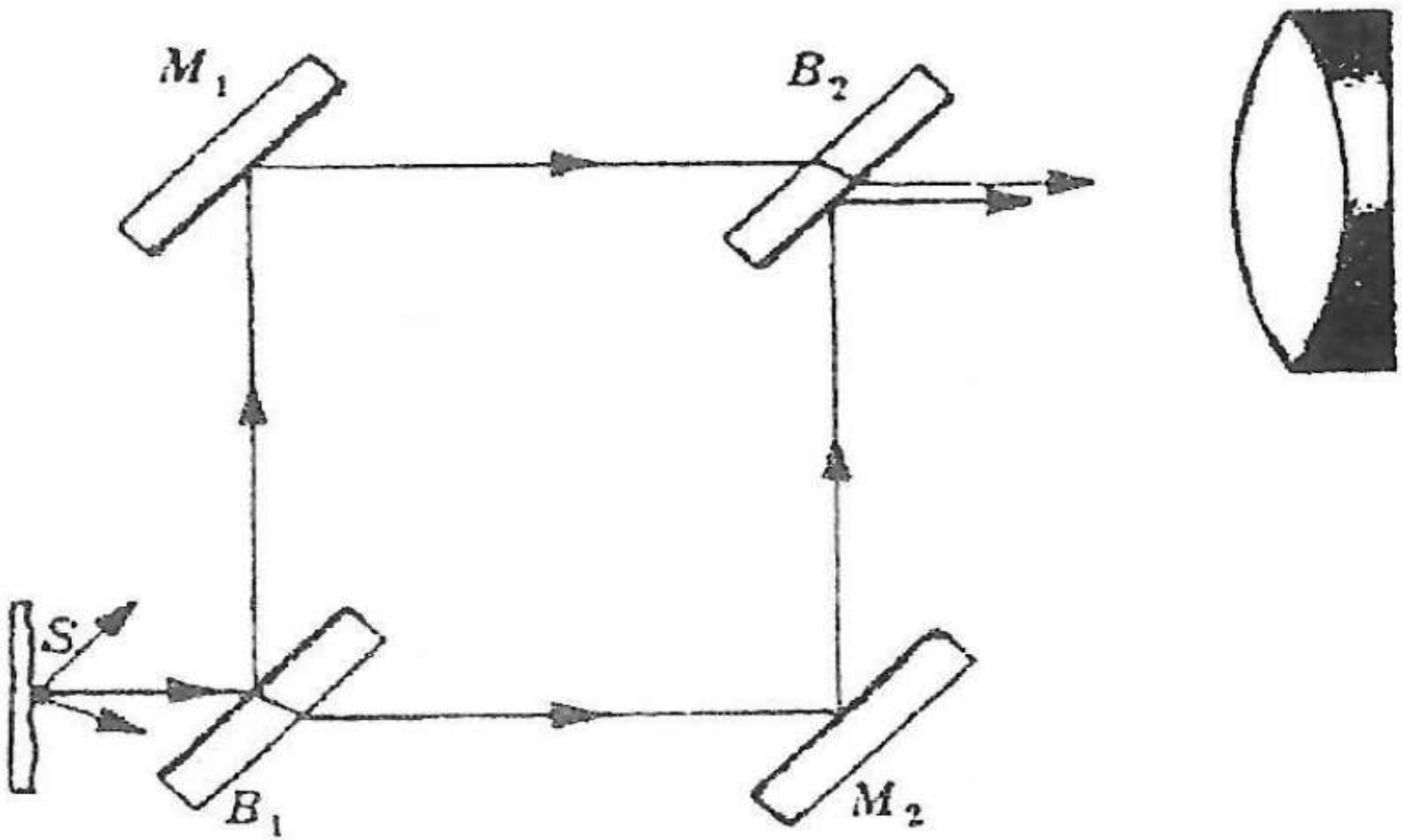
¿Cuánto tenemos que variar la distancia d para que el anillo m-1 se mueva hasta m?

$$\begin{cases} 2d\cos\theta_{m-1} = (m-1)\lambda \Rightarrow \cos\theta_{m-1} = \dfrac{(m-1)\lambda}{2d} \\ 2(d+\Delta d)\cos\theta_m = m\lambda \Rightarrow \cos\theta_m = \dfrac{m\lambda}{2(d+\Delta d)} \end{cases}$$

Los ángulos deben ser iguales, por tanto, si restamos las dos ecuaciones resulta:

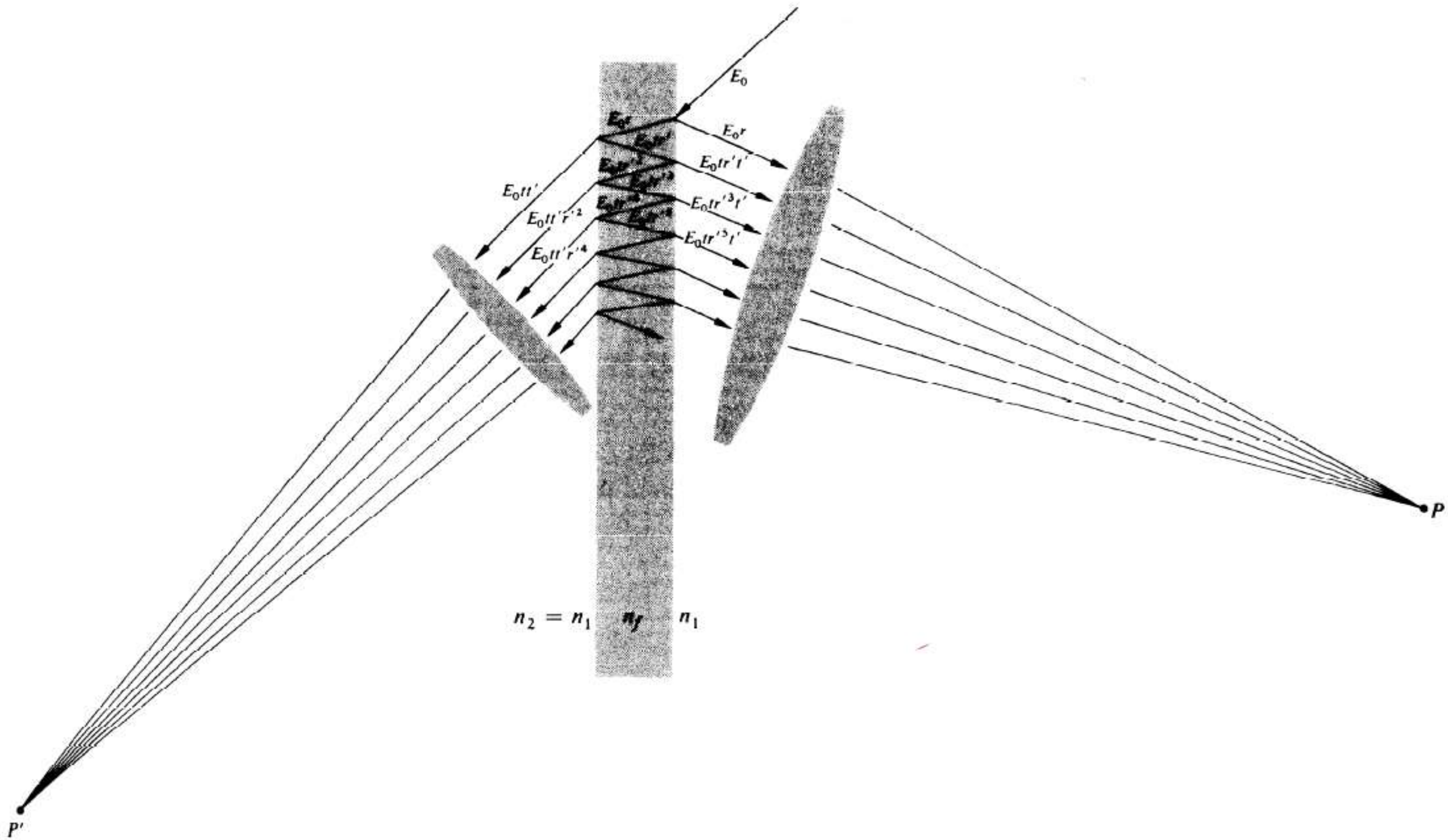
$\boxed{\Delta d = \dfrac{\lambda}{2} N}$ donde N es el número de anillos que pasan.

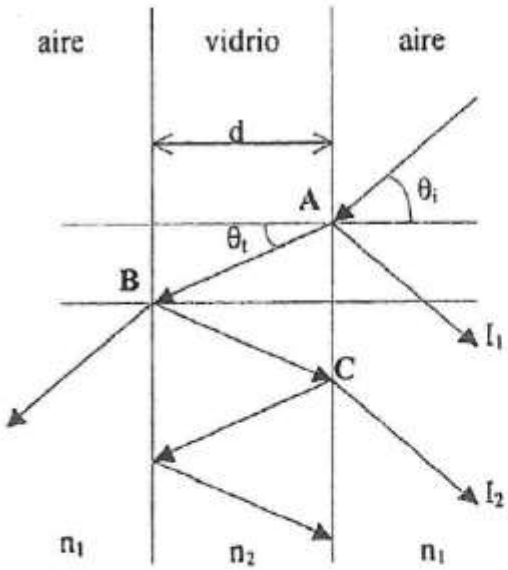
3.2.-Interferómetro de Mach-Zehnder



4.-INTERFEROMETROS DE ONDAS MULTIPLES

4.1.-Interferómetro de Fabry-Perot: Es un Interferómetro de Ondas Múltiples





En este caso podemos controlar la distancia entre las placas y/o el índice de refracción en el interior.

Vamos a ver cuál es el desfase entre I_1 e I_2

$$\delta = Kx_2 - Kx_1 = K\left(n_2x_2 - n_1x_1\right) =$$

$$\zeta = n_2\left(\overline{AB} + \overline{BC}\right) - n_1\overline{AD} = n_2\frac{2d}{\cos(\theta_t)} - n_2\frac{2d\sin^2(\theta_t)}{\cos(\theta_t)} = n_2\frac{2d}{\cos(\theta_t)}\left(1 - \sin^2(\theta_t)\right) = n_2 2d\cos(\theta_t)$$

Partiendo de las expresión de la diferencia de fase tenemos:

$$\delta = Kx_2 - Kx_1 = K\left(n_2 x_2 - n_1 x_1\right) =$$

$$\zeta = n_2\left(\overline{AB} + \overline{BC}\right) - n_1\overline{AD} = n_2\frac{2d}{\cos(\theta_t)} - n_2\frac{2d\sin^2(\theta_t)}{\cos(\theta_t)} = n_2\frac{2d}{\cos(\theta_t)}\left(1 - \sin^2(\theta_t)\right) = n_2 2d\cos(\theta_t)$$

Para ángulos pequeños hay un cambio de fase en la reflexión de π:

$$\delta = \frac{4\pi n_2}{\lambda}d\cos(\theta_t) - \pi \rightarrow \boxed{\delta = \frac{4\pi d}{\lambda_0}\left(n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_i\right)^{1/2} - \pi}$$

Obteniendo como Resultado Final:

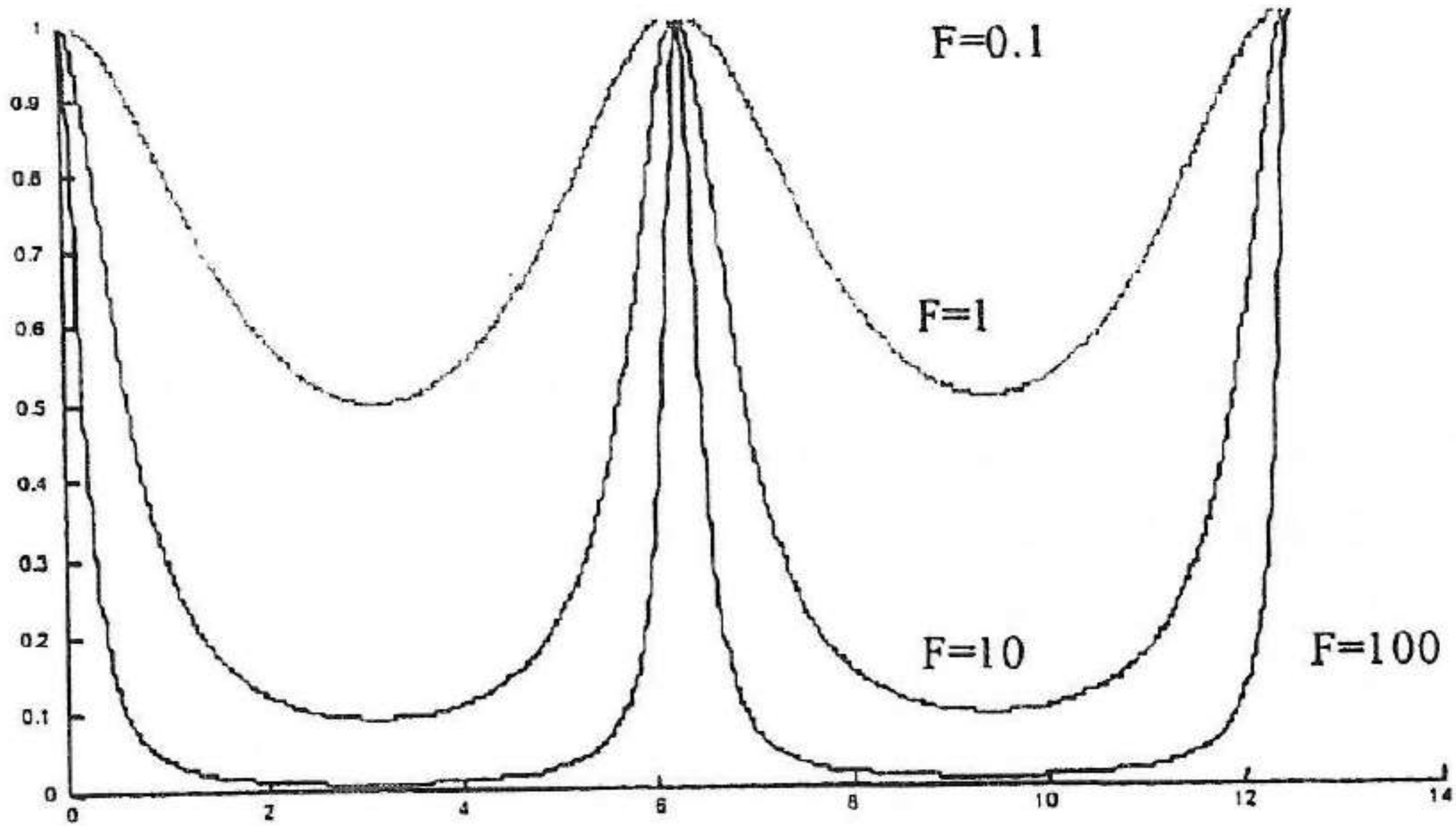
$$\boxed{\begin{aligned}\frac{I_t}{I_i} &= \frac{1}{1+F\sin^2\left(\delta/2\right)} = A(\theta) \text{ función de Airy}\\ \frac{I_r}{I_i} &= \frac{F\sin^2\left(\delta/2\right)}{1+F\sin^2\left(\delta/2\right)} = 1-A(\theta)\end{aligned}}$$

El factor F o factor de fuerza (Finesse) depende de la reflectividad de los espejos:

$$\boxed{F = \left(\frac{2r}{1-r^2}\right)^2}$$

Si la reflectividad es muy alta, el factor F será grande, y hará que la función de transferencia I_t/I_i tenga unos picos muy estrechos. Variando su valor vemos cómo evoluciona la función:

Función de Airy como resultado de la Función de Transferencia del Interferómetro de Fabry-Perot en función de Factor de Finesse F:



Para caracterizar la Función de Transferencia del Interferómetro de Fabry-Perot empleamos la Anchura a -3Bs. En consecuencia, tenemos:

$$\frac{1}{1+F\sin^2(\delta/2)} = \frac{1}{2} \rightarrow F\sin^2(\delta/2) = 1 \rightarrow \frac{\delta}{2} \approx \frac{1}{\sqrt{F}} \rightarrow \delta = \frac{2}{\sqrt{F}}$$

Siendo la Anchura de Pico:

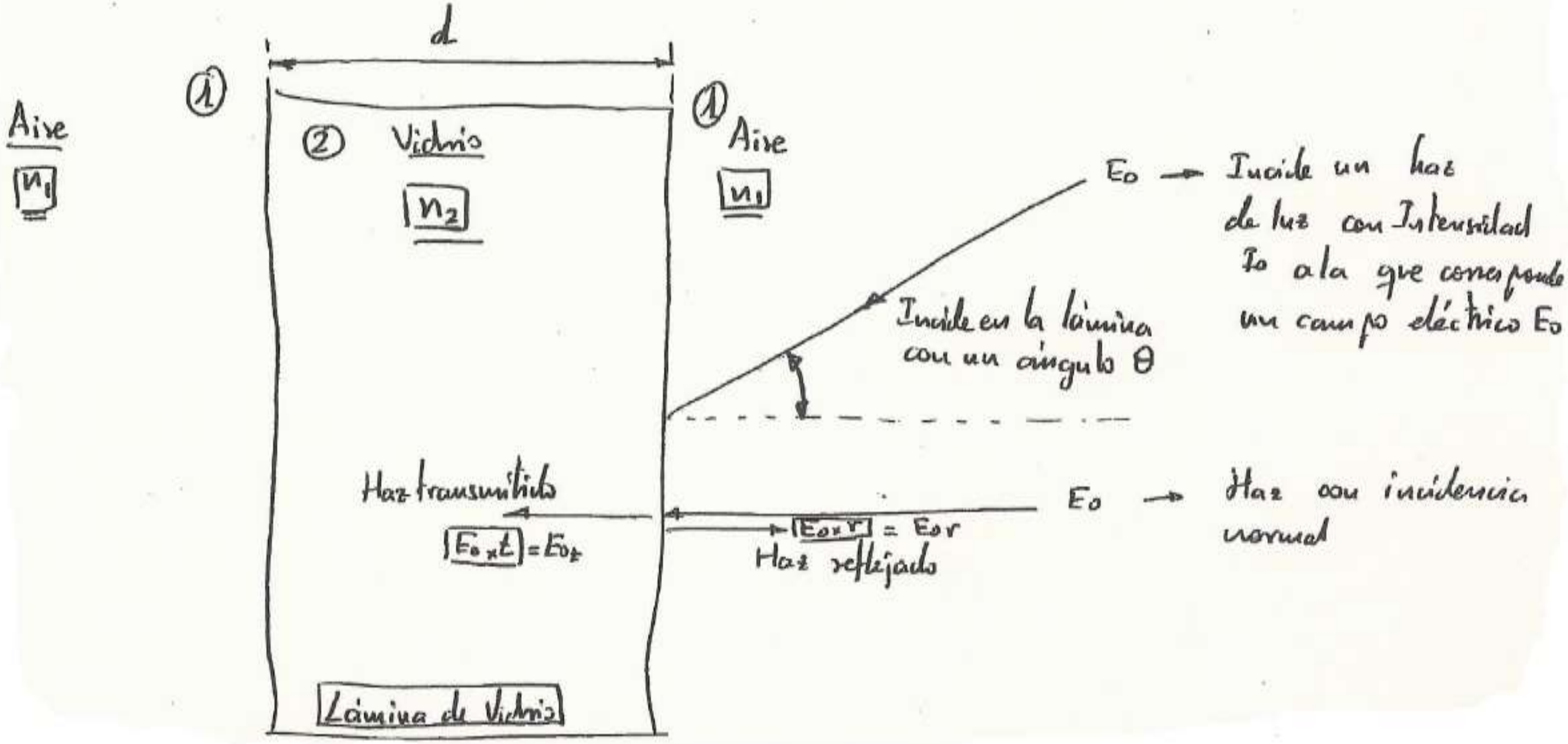
$$\boxed{\gamma = \frac{4}{\sqrt{F}}}$$

ANEXO: Interferometría de Fabry-Perot

Interferometría de ondas múltiples ó interferometría de Fabry-Perot.

① CONSIDERACIONES PARA SU IMPLEMENTACION

- Tenemos una lámina de vidrio en contacto con el aire de índice de refracción: $n_1 = 1$ y cuyo espesor es "d" con índice de refracción: n_2 ($\approx 1,4$)



2 DEFINICION DE LOS COEFICIENTES DE REFLEXION Y DE TRANSMISION

a Coeficiente de Reflexión (Incidencia Normal): 1º Aire - Lámina (Vidrio): $r = \frac{E_{0r}}{E_0} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$

2º Lámina (Vidrio) - Aire: $r' = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} = -\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -r$

En consecuencia, $\boxed{r = -r'}$

Los coeficientes que relacionan los coeficientes de reflexión del campo eléctrico son inversos (con incidencia normal).

No obstante, como la Intensidad Luminosa (W) ó Irradiancia $\left(\frac{W}{m^2}\right)$ es proporcional al campo eléctrico tenemos: $I \propto \langle E^2 \rangle$

$R_1 = r^2$

$R_2 = r'^2 = (-r)^2 = r^2$

Por tanto los coeficientes de reflexión para intensidad de luz son: $\boxed{R_1 = R_2 = R = r^2}$

(b) Coeficiente de Transmisión (Incidencia Normal): (1º) Aire-Lámina (Vidrio): $t = \frac{E_{0t}}{E_0} = \frac{2n_1}{n_1+n_2}$

(2º) Lámina-Aire: $t' = \frac{2n_2}{n_1+n_2}$

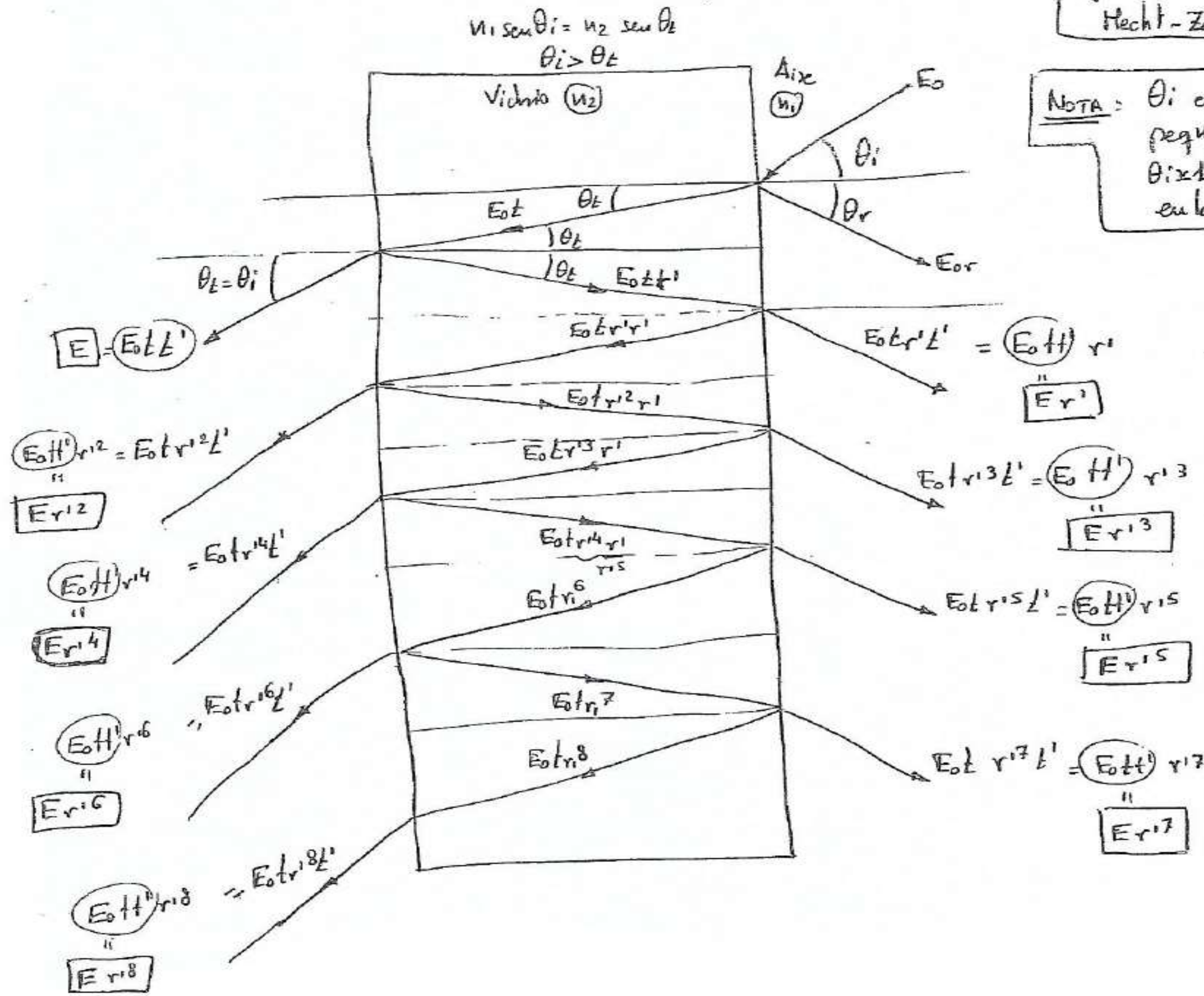
Estos coeficientes son distintos

Una vez obtenidos los coeficientes de reflexión y transmisión vamos a ver cómo se obtienen las interferencias por ondas múltiples en una lámina de vidrio

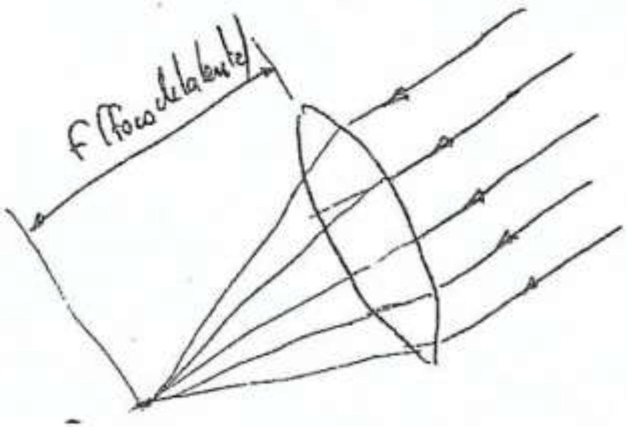
(3) Obtención de un Sistema de Ondas Múltiples

Según la Fig. 9.40 Hecht-Zajac

Nota: θ_i es muy pequeño $\theta_i \approx 1^\circ$ no como en la Figura



Vamos a estudiar las ondas transmitidas llamando $E_0tt' = E$ y su interferencia se va a localizar en el infinito, que es equivalente al foco de una lente (f). Por tanto tenemos:



$E_0tt' = E$

$E_0tt'r'^2 = Er'^2$

$E_0tt'r'^4 = Er'^4$

$E_0tt'r'^6 = Er'^6$

$E_0tt'r'^8 = Er'^8$

→ Con un desfase entre los 2 campos que hemos introducido por la inclinación θ_i. Este desfase vale δ

→ Desfase δ

Siendo $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \times \underbrace{2d\, n_2 \times \cos\theta_t}_{r_1 - r_2}$

$\theta_t = 0°$ en incidencia normal.

ó $\theta_t \simeq 0°$ en incidencia cuasinormal → $\cos\theta_t = 1$

Por tanto, el desfase entre cada 2 ondas vale:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \times 2 d n_2 \quad , \text{ para } n_2 = n, \text{ índice del vidrio}$$

$$\boxed{\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \times 2dn}$$

(4) CALCULO DEL SUMATORIO DE CAMPOS ELECTRICOS O INTERFERENCIA DE ONDAS MULTIPLES EN EL PUNTO P

Si suponemos $E = \hat{E}\, e^{j(Kr - wt)} = \hat{E}\, e^{jKr} \times e^{-jwt}$

e^{jKr}: Variación con la distancia

e^{-jwt}: Variación con el tiempo

$E = \hat{E}\, e^{j\theta}$

θ: Fase

$$E_0 t = \bar{E}\, e^{-j\omega t} = E \rightarrow \text{desfase } 0^\circ \rightarrow e^{jK r} = e^{j0} = 1$$

$$E_1 t = \bar{E}\, e^{-j\omega t} \times \underbrace{r'^2}_{\text{Atenuación}} \times \underbrace{e^{+j\delta}}_{\text{desfase}}$$

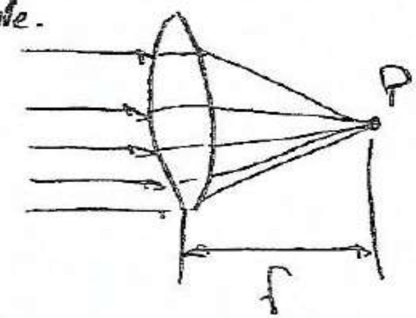
$$E_2 t = \bar{E}\, e^{-j\omega t} \times r'^4 \times e^{+j2\delta}$$

$$E_3 t = \bar{E}\, e^{-j\omega t} \times r'^6 \times e^{+j3\delta}$$

$$E_4 t = \bar{E}\, e^{-j\omega t} \times r'^8 \times e^{+j4\delta}$$

$$\vdots \qquad \vdots$$

→ La suma del campo eléctrico en el infinito corresponde al punto P de la lente.



Por tanto, el campo eléctrico en el punto P vale:

$$E_P = \bar{E} \cdot e^{-j\omega t} \left(1 + r'^2 \times e^{j\delta} + r'^4 \times e^{+2j\delta} + r'^6 \times e^{+3j\delta} + r'^8 \times e^{4j\delta} + \ldots \right)$$

Sabemos también que $e^{j\delta} = \cos\delta + j \,\mathrm{sen}\,\delta$

En consecuencia, tenemos

$$E_p = E\Big(\underbrace{1 + r'^2 \cos\delta + r'^4 \cos 2\delta + r'^6 \cos 3\delta + r'^8 \cos 4\delta + \cdots}_{\text{Parte Real}} + j\underbrace{(r'^2 \operatorname{sen}\delta + r'^4 \operatorname{sen} 2\delta + r'^6 \operatorname{sen} 3\delta + r'^8 \operatorname{sen} 4\delta + \cdots}_{\text{Parte Imaginaria}}$$

Para el cálculo de la parte real y la parte imaginaria sabemos

$$\left.\frac{1}{1+x}\right|_{-1<x<1} = 1 - x + x^2 - x^3 + x^4 + \cdots$$

$$\frac{1}{1+\underbrace{(-r'^2 e^{j\delta})}_{x}} \longrightarrow \boxed{\begin{array}{l}\text{Como } r'^2<1\\ x<1\end{array}} = 1 - \underbrace{(-r'^2 e^{j\delta})}_{x} + \underbrace{r'^4 e^{j2\delta}}_{x^2} - \underbrace{(-r'^6 e^{j3\delta})}_{x^3} + \underbrace{r'^8 e^{j4\delta}}_{x^4} + \cdots$$

Lo que tenemos (*)

Sabemos también:

$$\frac{1}{1-r'^2 e^{j\delta}} = \frac{1}{1-r'^2 e^{j\delta}} \times \frac{1-r'^2 e^{-j\delta}}{1-r'^2 e^{-j\delta}} = \frac{1-r'^2 e^{-j\delta}}{1-r'^2\left(e^{j\delta}+e^{-j\delta}\right)+r'^4}$$

$$e^{\pm j\delta} = \cos\delta \pm j\,\mathrm{sen}\,\delta$$

$$e^{j\delta} = \cos\delta + j\,\mathrm{sen}\,\delta$$

$$e^{-j\delta} = \cos\delta - j\,\mathrm{sen}\,\delta$$

$$e^{j\delta}+e^{-j\delta} = 2\cos\delta \longrightarrow \cos\delta = \frac{e^{j\delta}+e^{-j\delta}}{2}$$

$$\frac{1}{1-r'^2 e^{j\delta}} = \frac{1-r'^2\cos\delta + j r'^2\,\mathrm{sen}\,\delta}{1-r'^2 2\cos\delta + r'^4} = \frac{1-r'^2\cos\delta}{1-r'^2 2\cos\delta+r'^4} + j\,\frac{r'^2\,\mathrm{sen}\,\delta}{1-r'^2 2\cos\delta+r'^4}$$

Por tanto, Parte Real:

$$\frac{1-r'^2\cos\delta}{1-r'^2 2\cos\delta+r'^4} = 1+r'^2\cos\delta + r'^4\cos 2\delta + r'^6\cos 3\delta + r'^8\cos 4\delta + \dots$$

Parte Imaginaria: $\dfrac{r'^2\,\mathrm{sen}\,\delta}{1-r'^2 2\cos\delta+r'^4} = r'^2\,\mathrm{sen}\,\delta + r'^4\,\mathrm{sen}\,2\delta + r'^6\,\mathrm{sen}\,3\delta + r'^8\,\mathrm{sen}\,4\delta + \dots$

(5) · CALCULO DE LA INTENSIDAD OPTICA EN EL PUNTO P

Como nos interesa la intensidad óptica transmitida tenemos:

$$I = \langle E^2 \rangle = \langle E_p \, E_p^* \rangle$$

$$(x+jy)(x-jy) = x^2+y^2 \longrightarrow$$ Suma de los cuadrados de la parte real y de la parte imaginaria.

Por tanto:

$$I_p = E^2 \left[\frac{(1 - r'^2 \cos\delta)^2 + (r'^2 \,\text{sen}\,\delta)^2}{(1 - r'^2\, 2\cos\delta + r'^4)^2} \right]$$

$$I_p = E^2 \left[\frac{1 - 2r'^2 \cos\delta + r'^4 \cos^2\delta + r'^4 \,\text{sen}^2\delta \;= 1}{(1 - r'^2\, 2\cos\delta + r'^4)^2} \right]$$

$$\boxed{I_p = E^2 \left[\frac{\cancel{1 - 2r'^2 \cos\delta} + r'^4}{(1 - 2r'^2 \cos\delta + r'^4)^2} \right]} = \boxed{\frac{E^2}{1 - r'^2\, 2\cos\delta + r'^4}} \quad (1)$$

Expresión 9.32 del Libro de Óptica (Hecht - Zajac)

Por otro lado, tenemos también:

$$1-r'^2\, 2\cos\delta + r'^4 = 1-r'^2\, 2\cos\delta + r'^4 - 2r'^2 + 2r'^2$$

$$= 2r'^2(1-\cos\delta) + 1 - 2r'^2 + r'^4$$

$$= 2r'^2(1-\cos\delta) + (1-r'^2)^2$$

$$\left(\begin{array}{l} 1+\cos\delta = 2\cos^2 \delta/2 \\ 1-\cos\delta = 2\,\mathrm{sen}^2\, \delta/2 \end{array}\right)$$

$$1-r'^2\, 2\cos\delta + r'^4 = 4r'^2\,\mathrm{sen}^2\frac{\delta}{2} + (1-r'^2)^2$$

Donde la Ecuación (1) para Ip se transforma en:

$$I_p = \frac{E^2}{(1-r'^2)^2 + 4r'^2\,\mathrm{sen}^2\frac{\delta}{2}}$$

Para $\frac{\delta}{2} = 0, \pi, 2\pi$ se anula

ó bien para $\delta = 0, 2\pi, 4\pi$

En consecuencia, la Expresión para Imax resultante es:

$$\boxed{I_{max}\Big|_{0,\,2\pi,\,4\pi} = \frac{E^2}{(1-r'^2)^2}}$$

Siendo por tanto:

$$I_p = \frac{\dfrac{E^2}{(1-r'^2)^2}}{1+\underbrace{\dfrac{4r'^2}{(1-r'^2)^2}}_{F}\operatorname{sen}^2\delta/2} = \frac{I_{max}}{1+F\operatorname{sen}^2\delta/2}$$

En donde, $I_{max} = \dfrac{E^2}{(1-r'^2)^2}$ y $F \equiv \text{Finesse} = \left[\dfrac{2r'}{1-r'^2}\right]^2$

Finalmente, tenemos:

$$\frac{I_p}{I_{max}} = \frac{1}{1+F\operatorname{sen}^2(\delta/2)}$$

Expresión (9.40) del Libro Optica (Hecht-Zajac)

Expresión de Airy muy utilizada en fotónica.

El perfil interferencial que se obtiene es por tanto (Función de Airy):

a) Perfil interferencial por transmisión (Función de Airy)

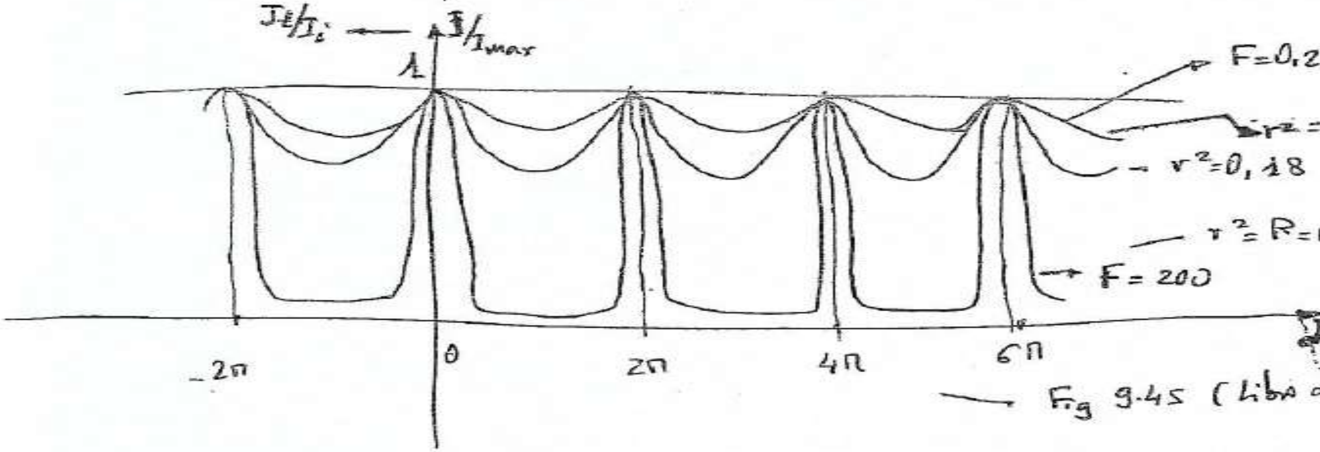


Fig 9.45 (Libro de Optica)

b) Perfil interferencial por reflexión

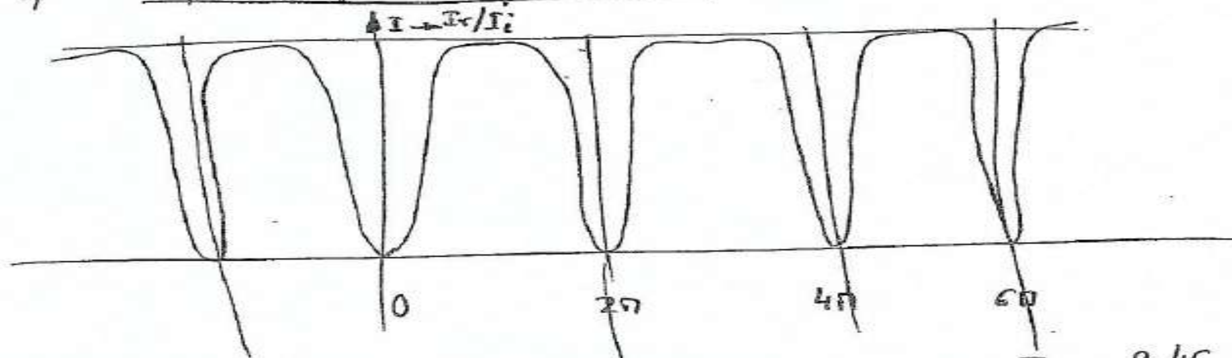


Fig. 9.46 (Libro de Optica)

Es de notar que estas 2 funciones son complementarias, es decir, su suma es igual a 1.