

INTERFERENCIA: La ecuación de onda y el principio de superposición

La suma de dos ondas electromagnéticas es también una onda. Recordemos que los campos eléctricos (y magnéticos) satisfacen la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Ecuación de onda para el campo eléctrico en cierto medio

Supongamos que $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ y $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ satisfacen cada una la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \vec{E}_1 = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} \quad \nabla^2 \vec{E}_2 = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_2}{\partial t^2}$$

Ahora sumemos esas dos ecuaciones de onda [usamos que $\partial_u^n f + \partial_u^n g = \partial_u^n (f + g)$]:

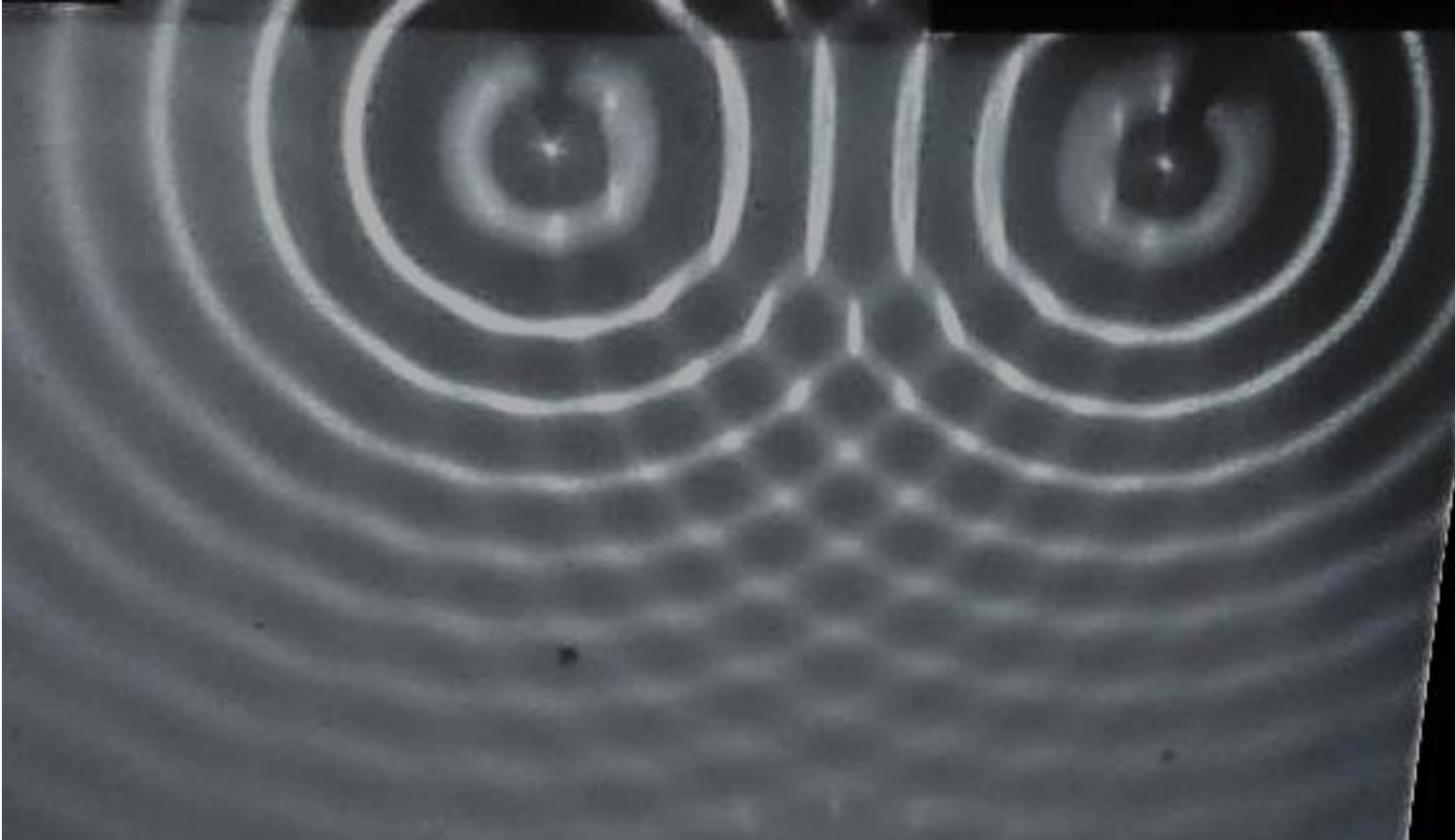
$$\begin{array}{r} \nabla^2 \vec{E}_1 = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} \\ + \\ \nabla^2 \vec{E}_2 = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_2}{\partial t^2} \end{array}$$

$$\nabla^2 (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$$

- El campo eléctrico resultante en un punto en el espacio donde dos o más ondas luminosas se superponen es igual a la suma vectorial de las ondas individuales.
- La interferencia óptica es una interacción de dos o más ondas de luz que producen una intensidad resultante, la cual se desvía de la simple suma de las intensidades individuales.

¡La suma $\vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t)$ satisface la ecuación de onda!

Interferencia de ondas mecánicas en una superficie de agua, generada por **dos fuentes puntuales coherentes** (pequeñas puntas que golpean sincrónicamente la superficie del líquido). Las zonas brillantes son máximos (crestas), mientras que las zonas oscuras son mínimos (valles).



Ondas monocromáticas

Una *fente monocromática* es aquella que emite luz con una única frecuencia (o longitud de onda).

Recordemos que una onda plana monocromática linealmente polarizada en el eje **y** que se propaga en un medio transparente en el sentido de **+x** con velocidad **v** tiene un campo eléctrico que se puede expresar así:

$$\vec{E}(x, t) = E_0 \sin(kx - \omega t) \hat{j} \quad \text{donde} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad v = \frac{\omega}{k}$$

De una manera más general: $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)$

- \vec{E}_0 es un vector **constante**. $\vec{E}_0 \perp \vec{k}$.
Su módulo $\|\vec{E}_0\| = E_0$ es la amplitud de la onda (su valor máximo).
- \vec{k} es el vector de propagación ($\|\vec{k}\| = 2\pi/\lambda$).
- El plano de polarización es el plano determinado por \vec{E}_0 y \vec{k} .
- \vec{r} es el punto de observación y ϕ es una fase **constante**.

Diferencia de fase entre dos ondas

Dadas dos ondas, definimos la diferencia de fase como la diferencia entre las fases (argumentos) de sus funciones armónicas:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \sin(\text{Fase}_1) \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \sin(\text{Fase}_2) \end{aligned} \right\} \delta = \text{Fase}_2 - \text{Fase}_1$$

Ejemplos:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1(x, t) &= E_{01} \sin(kx - \omega t + \phi_1) \hat{j} \\ \vec{E}_2(x, t) &= E_{02} \sin(kx - \omega t + \phi_2) \hat{j} \end{aligned} \right\} \delta = \phi_2 - \phi_1$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{01} \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_1) \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{02} \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_2) \end{aligned} \right\} \delta = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_2 - \phi_1$$

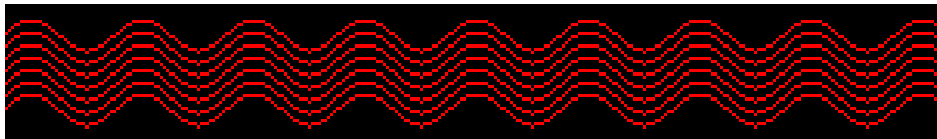
Coherencia

Dos fuentes monocromáticas se dicen **coherentes** cuando emiten luz con la misma frecuencia y tienen una **diferencia de fase definida y constante**

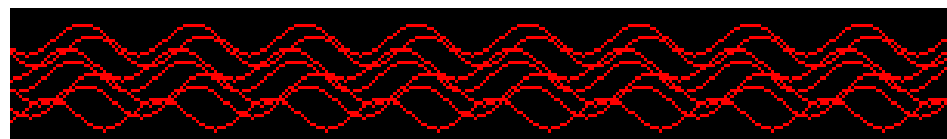
$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1(x, t) &= E_{01} \sin(kx - \omega t + \phi_1) \vec{j} \\ \vec{E}_2(x, t) &= E_{02} \sin(kx - \omega t + \phi_2) \vec{j} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Son coherentes entre sí} \\ (\delta = \phi_2 - \phi_1) = \text{constante} \end{array}$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1(x, t) &= \vec{E}_{01} \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_1) \\ \vec{E}_2(x, t) &= \vec{E}_{02} \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_2) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Son coherentes entre sí} \\ (\delta = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_2 - \phi_1) = \text{constante} \end{array}$$

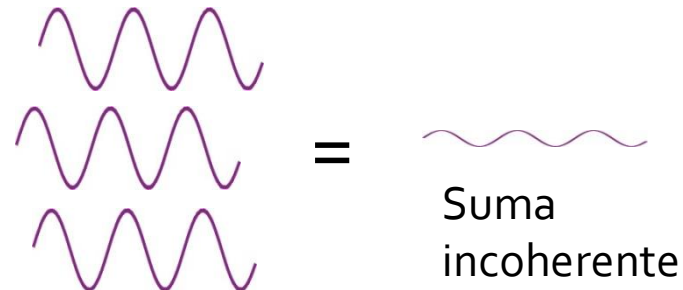
Luz coherente (láser)



Luz incoherente (lámparas de filamento, sol, una vela)



Cuando muchas ondas se combinan con diferentes fases aleatorias en su mayor parte se cancelan y la resultante presenta una baja visibilidad.



Interferencia entre dos ondas electromagnéticas

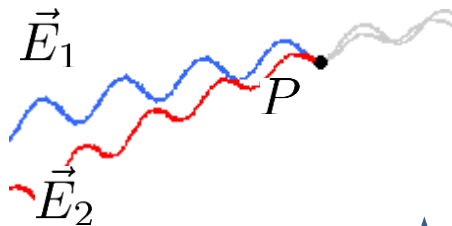
Supongamos una onda plana monocromática observada en el punto P , donde el campo eléctrico está descrito por $\vec{E}(P, t)$. El módulo de su vector de Poynting es:

$$\|\vec{S}(P, t)\| = v\epsilon \vec{E} \cdot \vec{E} = v\epsilon \|\vec{E}\|^2 \quad \longrightarrow \quad I(P) = \langle \|\vec{S}\| \rangle = v\epsilon \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle = \frac{v\epsilon}{2} E_0^2$$

$$\langle f(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt' \quad \text{Irradiancia (intensidad lumínica observada)}$$

Supongamos ahora que el campo eléctrico de esta onda es en realidad interferencia (suma) de otras dos: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. La intensidad vista en P será entonces:

$$\begin{aligned} I(P) &= v\epsilon \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle = v\epsilon \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \rangle \\ &= v\epsilon \langle \|\vec{E}_1\|^2 \rangle + v\epsilon \langle \|\vec{E}_2\|^2 \rangle + 2v\epsilon \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle \\ &= \underbrace{\frac{v\epsilon}{2} E_{01}^2}_{I_1(P)} + \underbrace{\frac{v\epsilon}{2} E_{02}^2}_{I_2(P)} + \underbrace{2v\epsilon \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle}_{I_{12}(P)} \end{aligned}$$



$$\star \quad I(P) = I_1(P) + I_2(P) + I_{12}(P)$$

término de interferencia

Para fuentes *incoherentes* no existe una relación de fase definida entre E_1 y E_2 y el término de interferencia es cero.

El término de interferencia

Calcularemos específicamente la forma del término de interferencia I_{12} si el punto P se encuentra determinado por el vector posición \vec{r} y las dos ondas tienen exactamente la misma frecuencia ω :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_1) \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_2) \end{array} \right. \quad (\delta = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_2 - \phi_1)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 &= (\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}) \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_1) \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_2) \\ &= (\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}) \left[\sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) \cos(\omega t) - \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) \sin(\omega t) \right] \times \dots \\ &\quad \left[\sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2) \cos(\omega t) - \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2) \sin(\omega t) \right] \end{aligned}$$

Después de multiplicar y sacar el promedio temporal, obtenemos:

$$I_{12}(P) = 2v\epsilon \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = v\epsilon \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_2 - \phi_1)$$



$$I_{12}(P) = v\epsilon \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\delta)$$

El término de interferencia: el caso usual

La situación de trabajo más corriente es que ambas ondas tengan la misma polarización: que las amplitudes \vec{E}_{01} y \vec{E}_{02} sean **paralelas**. Es decir: $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} = E_{01}E_{02}$. Así:

$$I_{12} = v\epsilon \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\delta) = v\epsilon E_{01}E_{02} \cos(\delta)$$

Por otro lado, podemos notar que:

$$I_1 = \frac{v\epsilon}{2} E_{01}^2 \implies E_{01} = \sqrt{\frac{2I_1}{v\epsilon}} \quad I_2 = \frac{v\epsilon}{2} E_{02}^2 \implies E_{02} = \sqrt{\frac{2I_2}{v\epsilon}}$$

Reemplazando:

$$\implies I_{12}(P) = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta)$$

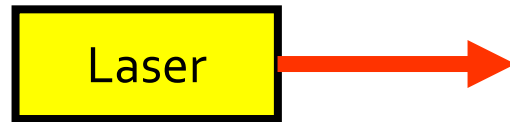
La interferencia total en el punto P es:

$$\implies I(P) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta)$$

(I_1 e I_2 están evaluadas en el punto P).

- Donde $\delta = \pm 2m\pi$ ($m = 1, 2, \dots$) hay un **máximo de intensidad**.
- Donde $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ ($m = 1, 2, \dots$) hay un **mínimo de intensidad**.

LA INTERFERENCIA SE OBSERVA UNICAMENTE EN EL CASO DE ONDAS PROCEDENTES DE FUENTES COHERENTES.



Luz coherente:

La intensidad total es el módulo cuadrado de la suma de los campos individuales.

$$E_{total} = E_1 + E_2 + \dots + E_n$$



Luz incoherente:

La intensidad total es la suma de las intensidades individuales.

$$I_{total} = I_1 + I_2 + \dots + I_n$$

En la región de radio frecuencia es posible tener dos fuentes cuyas fases iniciales son gobernables.

En cambio en el rango óptico, las fuentes no son fácilmente gobernables.

Interferencia de ondas de igual amplitud

Dada la expresión general para la interferencia de dos ondas en un :

$$I(P) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta)$$

Consideremos el caso en que las amplitudes son iguales $E_{01} = E_{02}$, entonces $I_1 = I_2 = I_0$; por lo tanto:

$$I(P) = I_0 + I_0 + 2I_0 \cos(\delta) = I_0 2 [1 + \cos(\delta)] \quad (*)$$

$$(*) [1 + \cos(A)] = 2 \cos^2(A/2)$$

$$\Rightarrow I(P) = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right)$$

Interferencia de ondas de igual
amplitud

Métodos para inducir un desfase entre dos ondas electromagnéticas

1. Diferencia de camino óptico: los dos haces se propagan por el mismo medio, pero recorren trayectorias de distinta longitud.
2. Que las ondas recorran materiales con diferente índice de refracción.
2. Que alguna se refleje en un medio con mayor índice de refracción que el medio incidente.

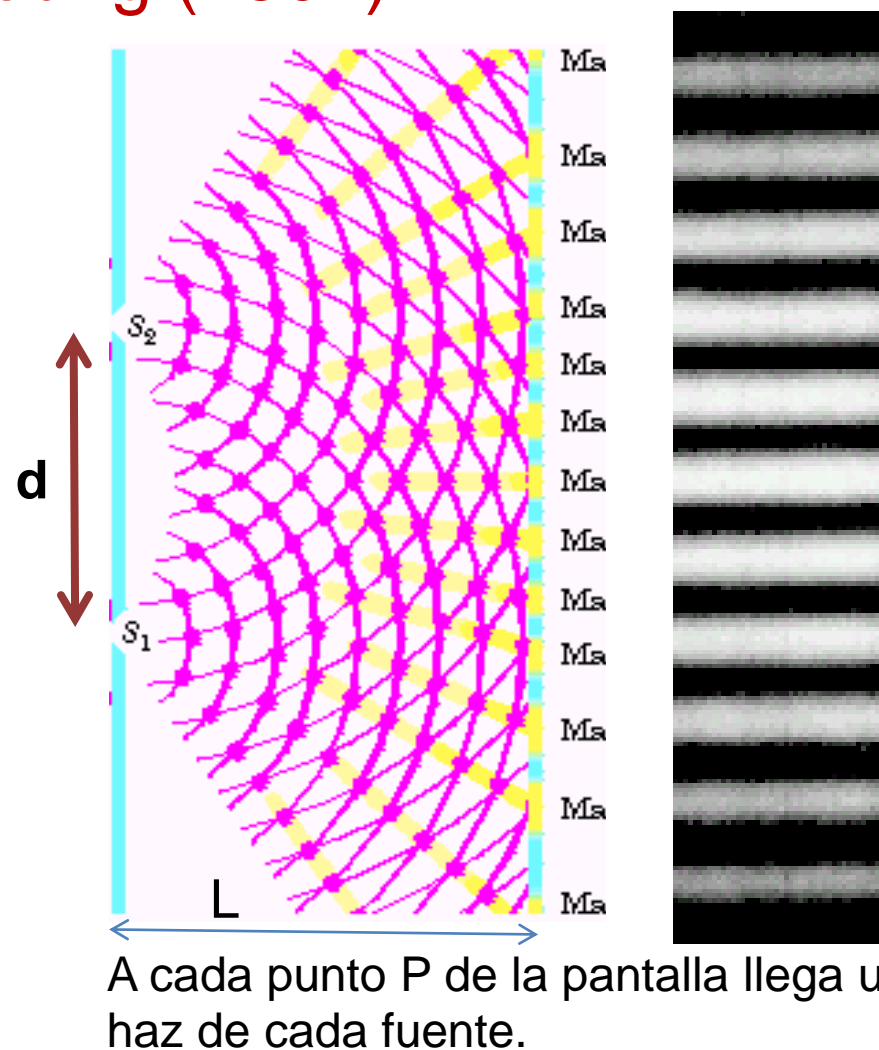
El Experimento de Young (1802)

Se hace pasar luz monocromática por dos pequeñas ranuras separadas una distancia **d** (dos haces).

Las ranuras funcionan como dos fuentes coherentes S_1 y S_2 de igual intensidad, estado de polarización y fase inicial.

$$\|\vec{k}_1\| = \|\vec{k}_2\| = k = 2\pi/\lambda \quad \phi_2 = \phi_1$$

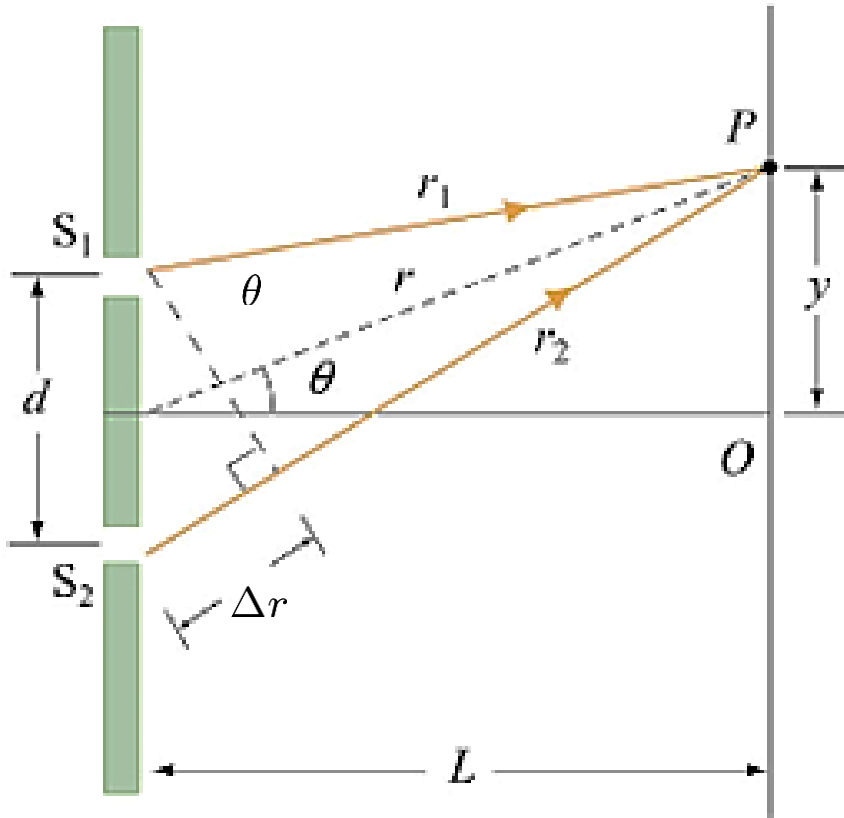
Las interferencias entre los dos haces se observan en una pantalla situada a una distancia L de las rendijas.



A cada punto P de la pantalla llega un haz de cada fuente.

Sobre la pantalla se produce interferencia constructiva en los puntos donde las ondas llegan con un desfase de λ (máximo de intensidad luminosa) e interferencia destructiva si el desfase es $\lambda/2$ (mínimo de intensidad luminosa).

El Experimento de Young: diferencia geométrica de camino



El punto P sobre la pantalla:

- Se encuentra a una distancia r_1 de S_1 .
- Se encuentra a una distancia r_2 de S_2 .
- Está a una distancia y del eje de simetría.

Si L es lo suficientemente grande

- $r_1 \approx r_2 \approx r$ $\|\vec{k}_1\| = \|\vec{k}_2\| = k = 2\pi/\lambda$
- $\Delta r = d \sin(\theta)$ $\phi_2 = \phi_1$

$$\Rightarrow \delta = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_2 - \phi_1 \equiv k r_2 - k r_1 = k(r_2 - r_1) = k\Delta r = \boxed{k d \sin(\theta)}$$

Si y es pequeña (**región central**): $\sin(\theta) \approx \tan(\theta) = y/L \Rightarrow \delta = \boxed{\frac{2\pi}{\lambda} d \frac{y}{L}}$

La diferencia de caminos ópticos entre los rayos procedentes de las dos fuentes causa un desfase

$$\delta = \Delta r \frac{2\pi}{\lambda} = d \sin \theta \frac{2\pi}{\lambda}$$

Interferencia constructiva

$$\delta = 0, \pm 2 m \pi \quad \text{Máximo} \quad d \sin \theta = m \lambda \quad m=0, 1, 2, \dots$$

Interferencia destructiva

$$\delta = \pi, \pm (2 m+1) \pi \quad \text{Mínimo} \quad d \sin \theta = (2 m+1) \lambda / 2 \quad m=0, 1, 2, \dots$$

a) Interferencia constructiva (máximos de intensidad)

$$d \sin(\theta) = m\lambda; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

$$\sin(\theta) \approx \tan(\theta) = \frac{y}{L}$$



$$y_m^{\text{máx}} = m \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$$

Posición de los máximos de intensidad sobre la pantalla (simétricos respecto del origen)

m	0	1	2	3
$y_m^{\text{máx}}$	0	$\frac{\lambda L}{d}$	$2 \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$	$3 \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$

b) Interferencia destructiva (mínimos de intensidad)

$$d \sin(\theta) = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

$$\sin(\theta) \approx \tan(\theta) = \frac{y}{L}$$



$$y_m^{\text{mín}} = \left(\frac{2m + 1}{2} \right) \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$$

Posición de los mínimos de intensidad sobre la pantalla (simétricos respecto del origen)

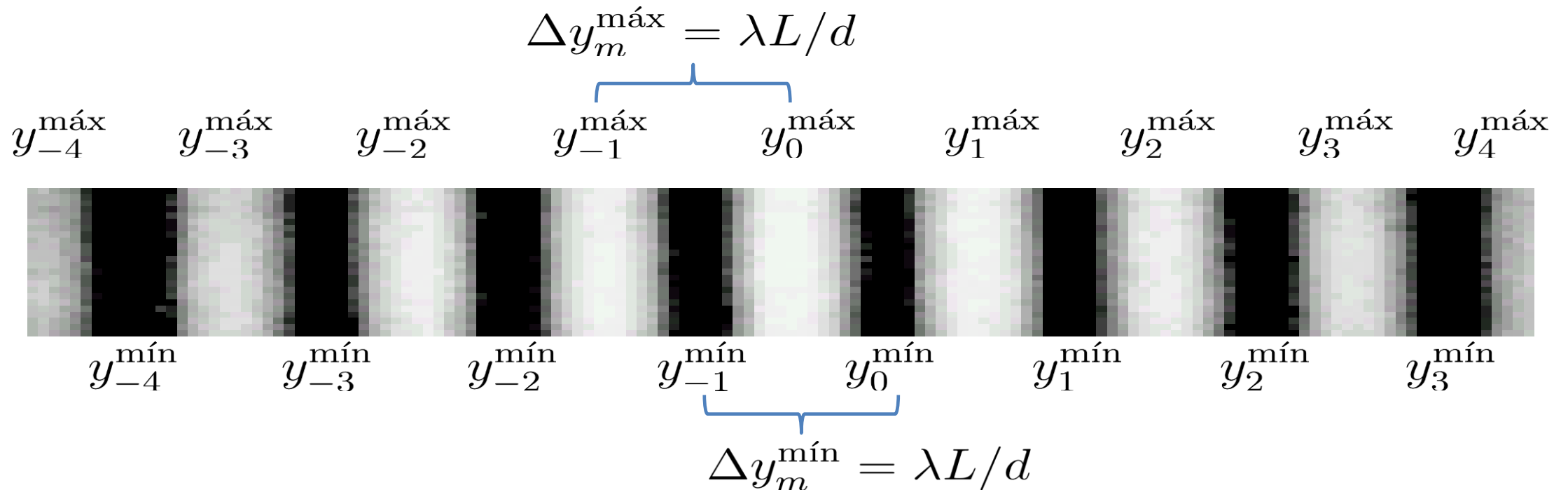
m	0	1	2	3
$y_m^{\text{mín}}$	$\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$	$\frac{3}{2} \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$	$\frac{5}{2} \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$	$\frac{7}{2} \left(\frac{\lambda L}{d} \right)$

Distancia entre máximos sucesivos

$$y_m^{\text{máx}} = m \left(\frac{\lambda L}{d} \right) \longrightarrow \Delta y_m^{\text{máx}} = y_{m+1}^{\text{máx}} - y_m^{\text{máx}} = \frac{\lambda L}{d}$$

Distancia entre mínimos sucesivos

$$y_m^{\text{mín}} = \left(\frac{2m+1}{2} \right) \left(\frac{\lambda L}{d} \right) \longrightarrow \Delta y_m^{\text{mín}} = y_{m+1}^{\text{mín}} - y_m^{\text{mín}} = \frac{\lambda L}{d}$$



Intensidad observada sobre la pantalla

Si las dos ranuras son iguales y la intensidad luminosa que pasa por ambas es la misma, sabemos que la distribución de intensidad sobre un punto P de la pantalla es:

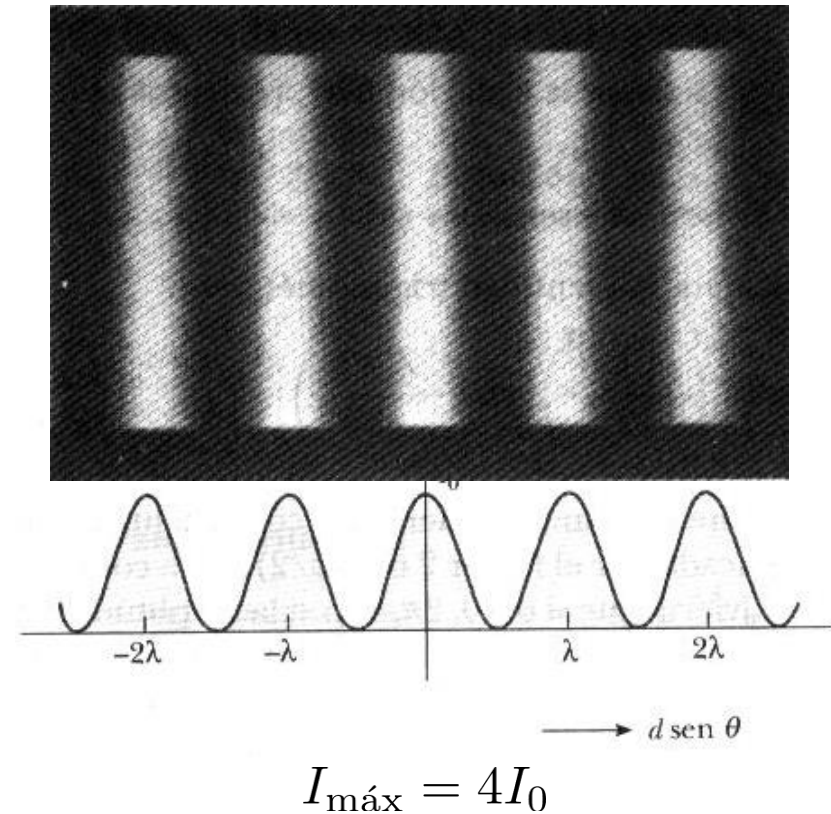
$$I(P) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\theta) \approx \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{y}{L}$$

↑
Región central

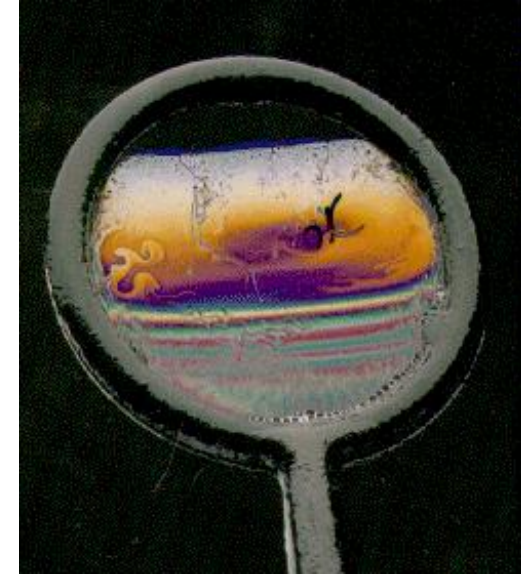
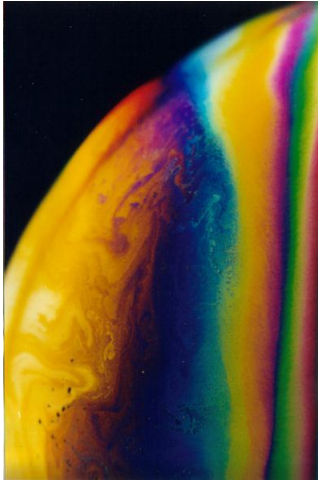


$$I(P) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d y}{L \lambda} \right)$$



Interferencia en láminas delgadas

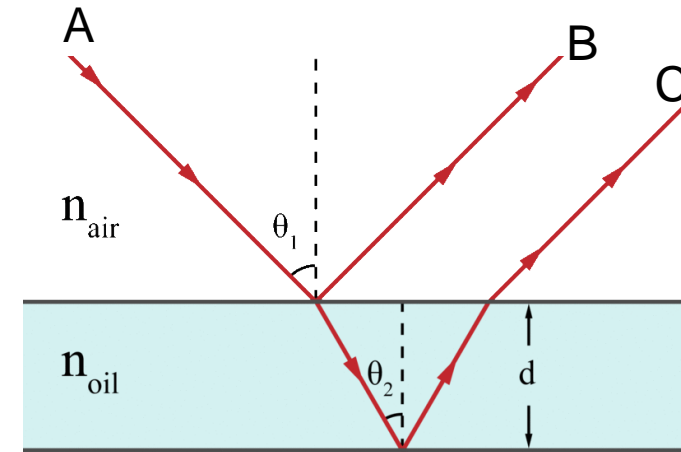
- Pompas/películas de jabón
- Manchas de aceite



Respecto del rayo incidente A

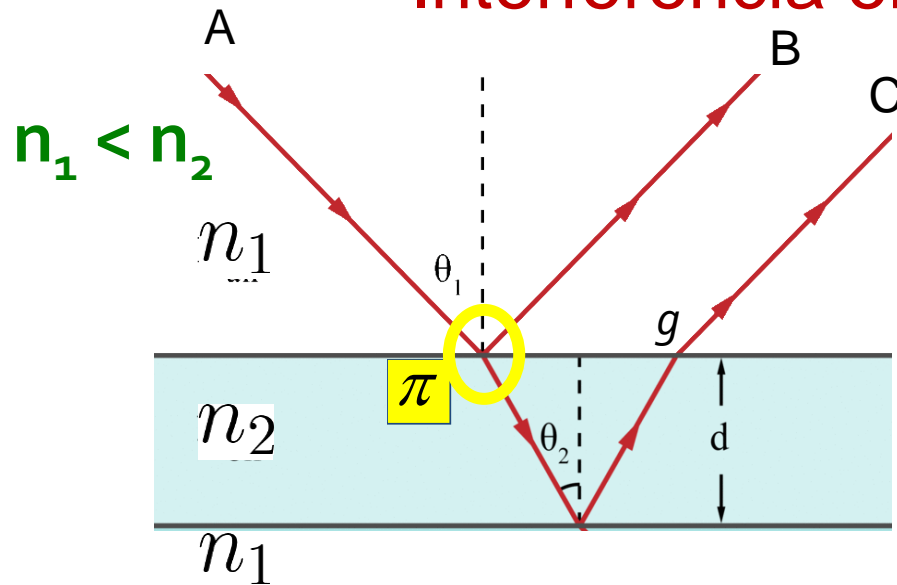
B: cambio de fase

C: cambio de fase + diferencia de camino óptico



Sólo consideramos las primeras reflexiones

Interferencia en películas delgadas por reflexión



Si $n_2 > n_1$ (reflexión externa) el rayo B tiene una diferencia de fase $\delta_{AB} = \pi$ (rad) respecto del rayo A (E_{\perp}).

En el punto g (reflexión interna) el rayo C no se desfasa del rayo A (E_{\perp}).

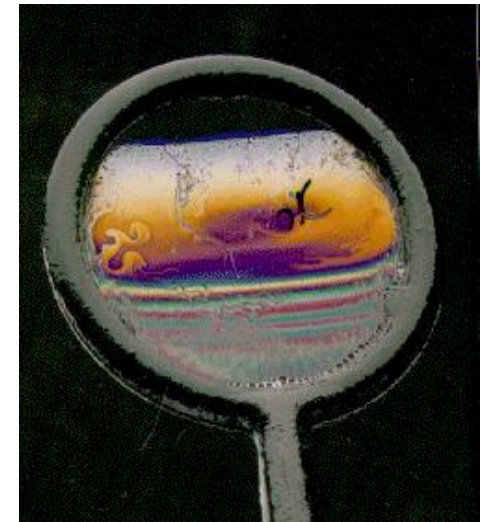
La diferencia de fase del C respecto de A es $\delta_{AC} = k \cdot LCO$;

Si el ángulo es pequeño, la $LCO = n_2 2d$

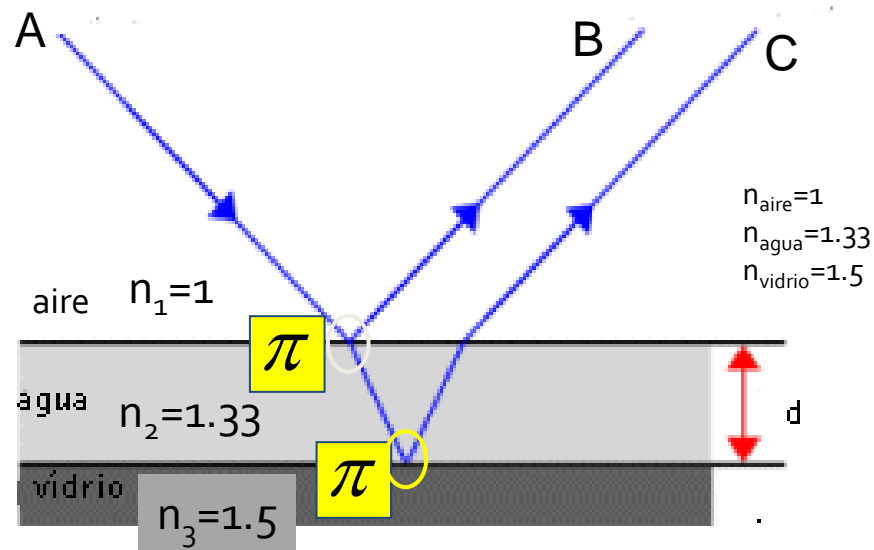
Diferencia de caminos ópticos para ángulos pequeños = $2 d n_2 \rightarrow$ la diferencia de fase total entre los rayos reflejados 1 y 2 es:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 2d + \pi$$

Si $n_1 < n_2$ el desfasaje en π lo produce la reflexión interfase superior



Interferencia en películas delgadas por reflexión (3 capas)



Si $n_1 < n_2 < n_3$

Los rayos B y C tienen un desfase de π respecto al rayo A (la reflexión se produce en ambos casos desde un medio con un índice de refracción menor a otro transmitido con índice mayor).

$$\delta_{BC} = \delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_2 2d$$

Interferencia constructiva:

$$\delta = 2m\pi; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Se puede hallar λ en cada caso:

$$\longrightarrow \lambda = 2d/m$$

Interferencia destructiva:

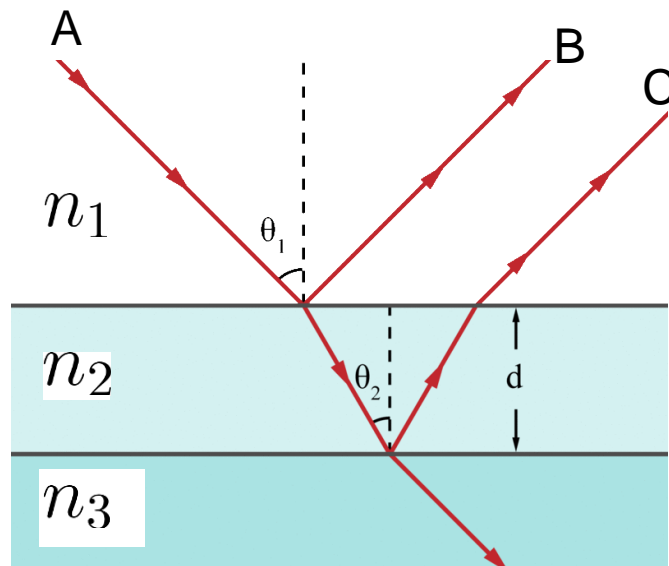
$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \longrightarrow \lambda = 4d/(2m + 1)$$

Películas antirreflectantes

Las *películas antirreflectantes* son capas de dieléctrico que se colocan en la interfase entre dos medios transparentes y minimizan la reflexión en las superficies.

Ejemplo: “coating” (recubrimiento) en cámaras fotográficas, telescopios, etc.

En este caso $n_1 < n_2 < n_3$.



$$\delta_{AB} = \pi \text{ (refl. en medio más denso)}$$

$$\delta_{AC} = (2\pi/\lambda)2n_2d + \pi \text{ (dif. camino óptico)}$$

$$\delta_{BC} = \delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda}n_2 2d$$

Interferencia destructiva:

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Imponemos la condición de mínimo porque queremos que se refleje la *menor* intensidad luminosa posible.

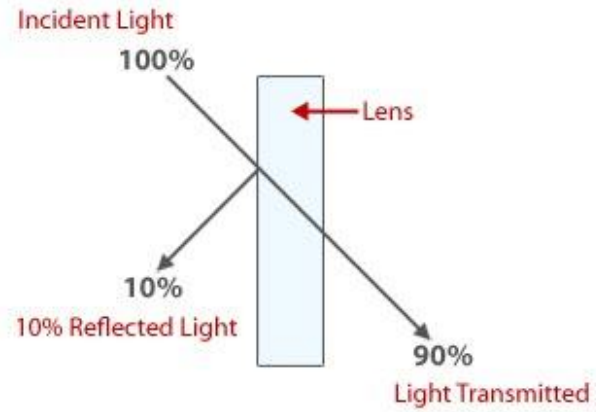


$$d = \frac{\lambda}{4n_2}$$

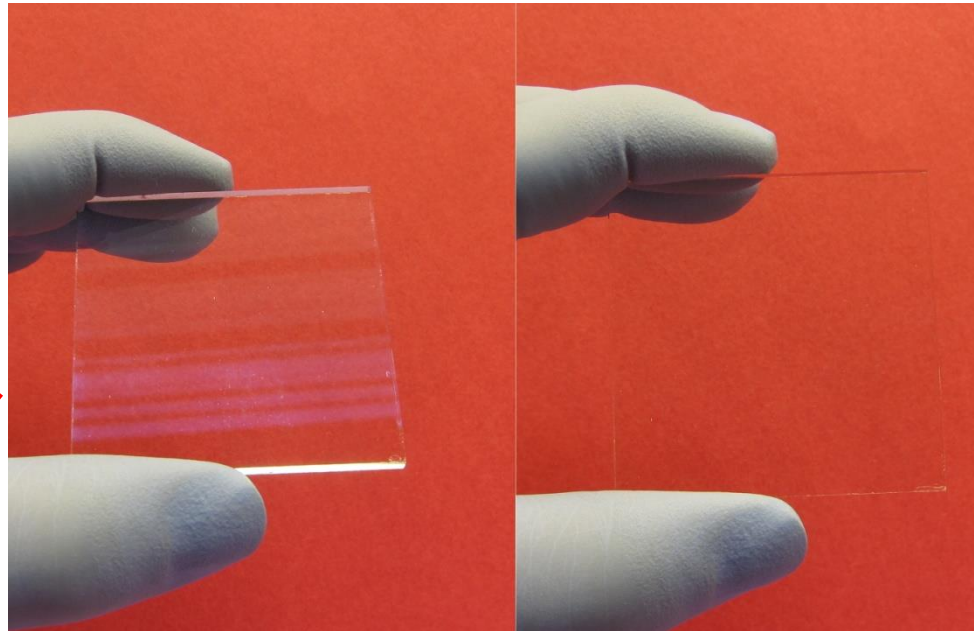
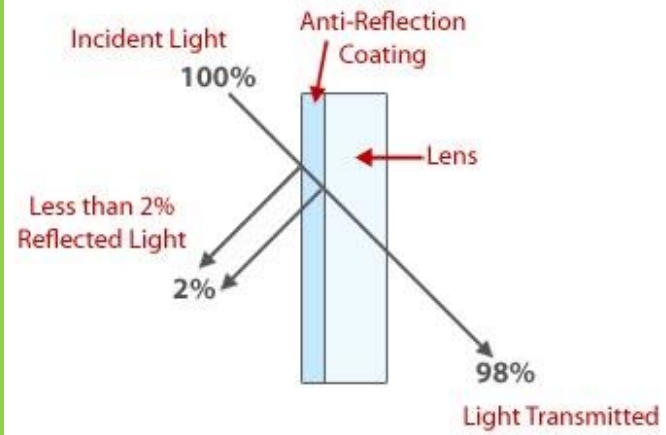
Espesor mínimo de la película para atenuar .

Películas antirreflectantes

Lens Without Anti-Reflection Coating



Lens With Anti-Reflection Coating



Cuñas ópticas

Consideramos el caso una cuña de aire u otro medio que forma un ángulo β (pequeño) entre dos vidrios (basta que el índice de refracción del medio cumpla que $n_a < n_v$). El mismo razonamiento se puede repetir para una cuña de vidrio en aire. Para una onda monocromática y caso de observación por reflexión en una cuña de aire:

$$\delta_{AB} = 0 \text{ (refl. en medio menos denso)}$$

$$\delta_{AC} = (2\pi/\lambda)2n_a d + \pi \text{ (dif. camino óptico + refl.)}$$

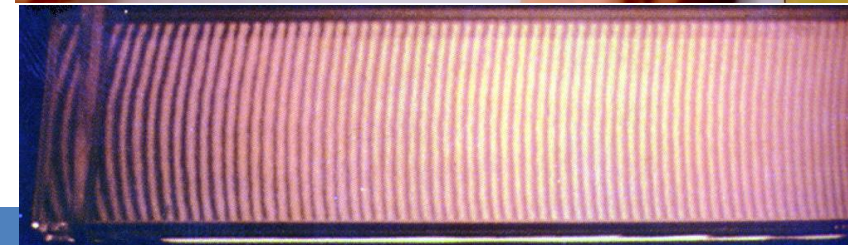
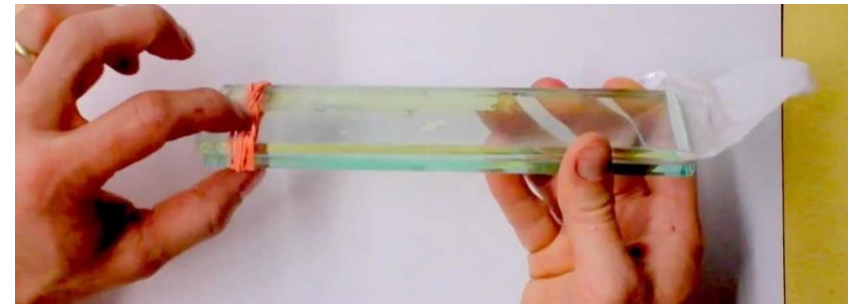
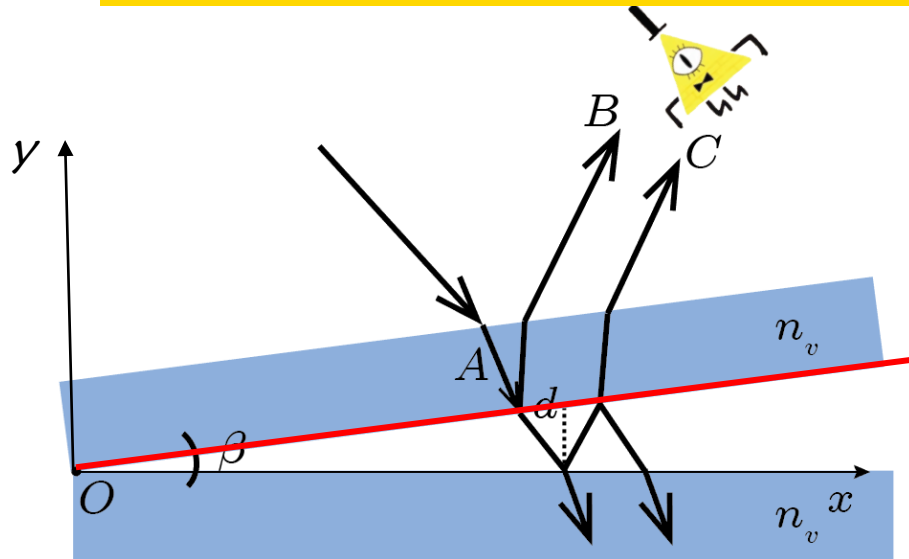
$$\delta_{BC} = \delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2d + \pi$$

Interferencia constructiva

$$\delta = 2m\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Interferencia destructiva:

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$



Cuñas ópticas

Como el vidrio de arriba es plano, el espesor d en función de x se encuentra como:

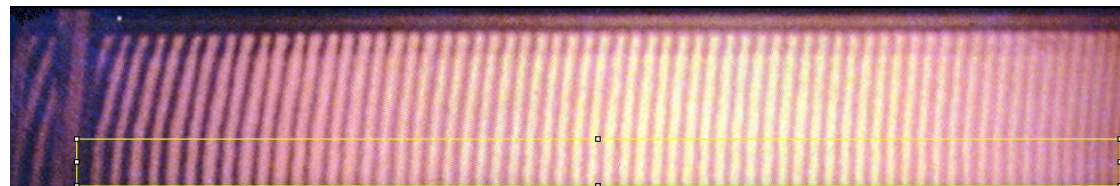
$$d(x) = \tan(\beta)x \approx \beta x$$

pues si $\beta \approx 0 \rightarrow \tan(\beta) \approx \beta$

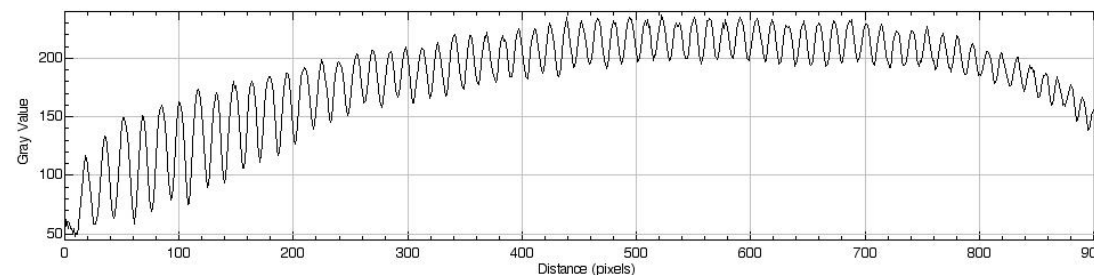
$$\delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2d + \pi = \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2\beta x + \pi$$

De las condiciones de interferencia constructiva y destructiva, podemos encontrar las posiciones de los máximos y mínimos de intensidad:

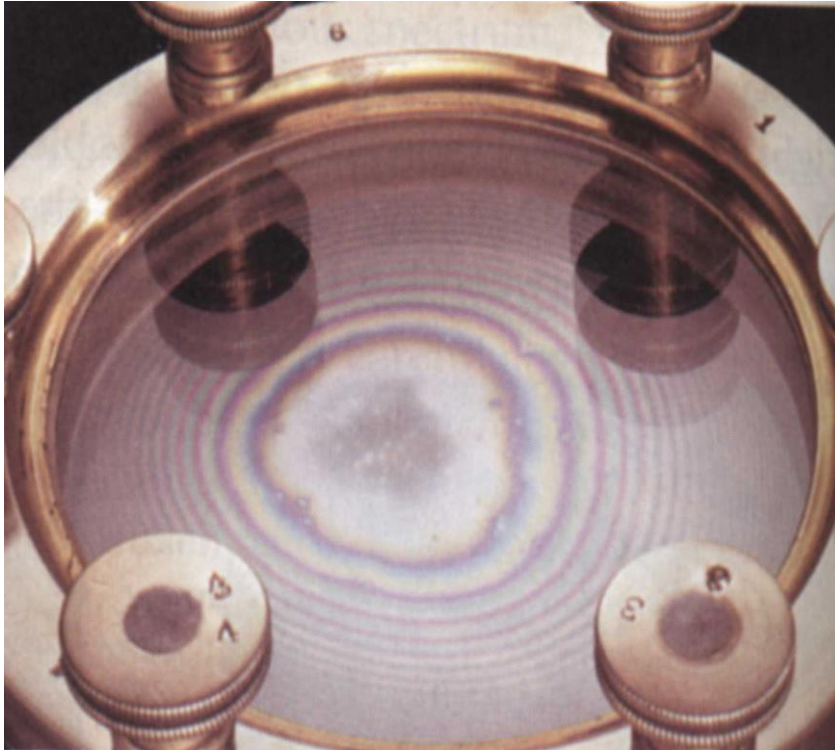
$$x_{\text{máx}} = (2m - 1) \frac{\lambda}{4n_a\beta}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad x_{\text{mín}} = m \frac{\lambda}{2n_a\beta}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$



Plot of air_wedge_pattern2
993.83x248.76 pixels (996x255); 8-bit; 248K



Anillos de Newton

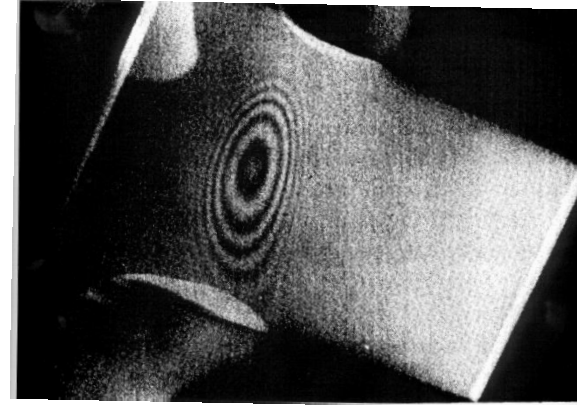
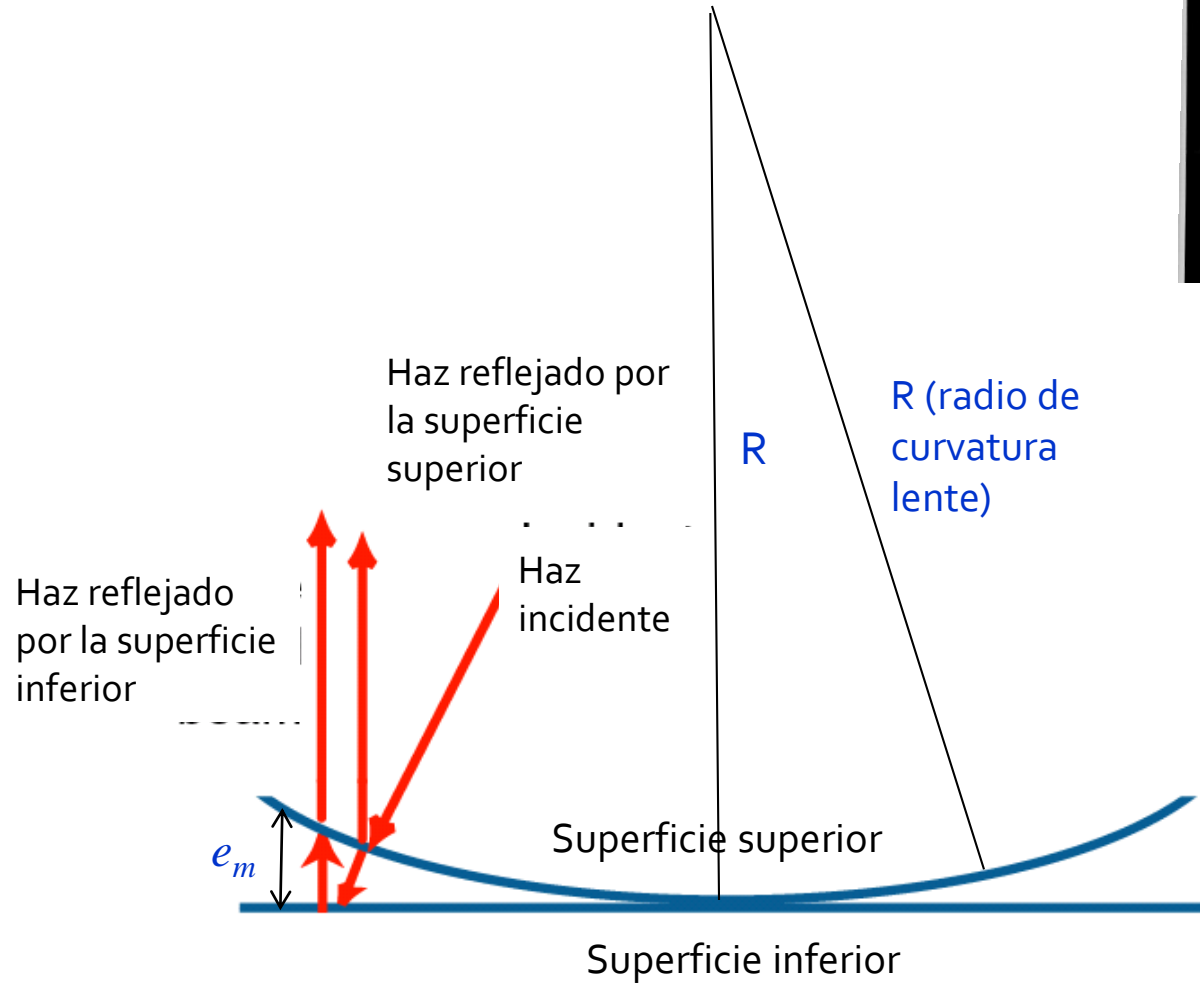


Se utiliza para testear
elementos ópticos tales
como lentes.

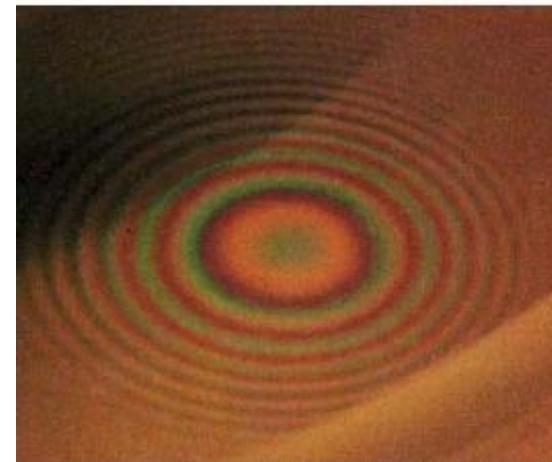
Cuando una superficie curva de vidrio se coloca en contacto con una superficie plana de vidrio, se ve una serie de anillos concéntricos cuando se ilumina.

Estos anillos son los patrones de interferencia generados a partir de la delgada capa de un fluido (aire por ejemplo) que queda alojada entre las dos superficies de distinta curvatura.

Anillos de Newton



Se observa una franja brillante cuando se produce una interferencia constructiva.



Anillos de Newton

A diferencia de la cuña, ahora la superficie de arriba es esférica de radio R . Consideramos el caso del espacio entre vidrios lleno de aire u otro medio (basta que el índice de refracción del medio cumpla que $n_a < n_v$). Para una onda monocromática y caso de observación por reflexión a incidencia cuasi-normal:

$$\delta_{AB} = 0 \text{ (refl. en medio menos denso)}$$

$$\delta_{AC} = (2\pi/\lambda)2n_a d + \pi \text{ (dif. camino óptico + refl.)}$$

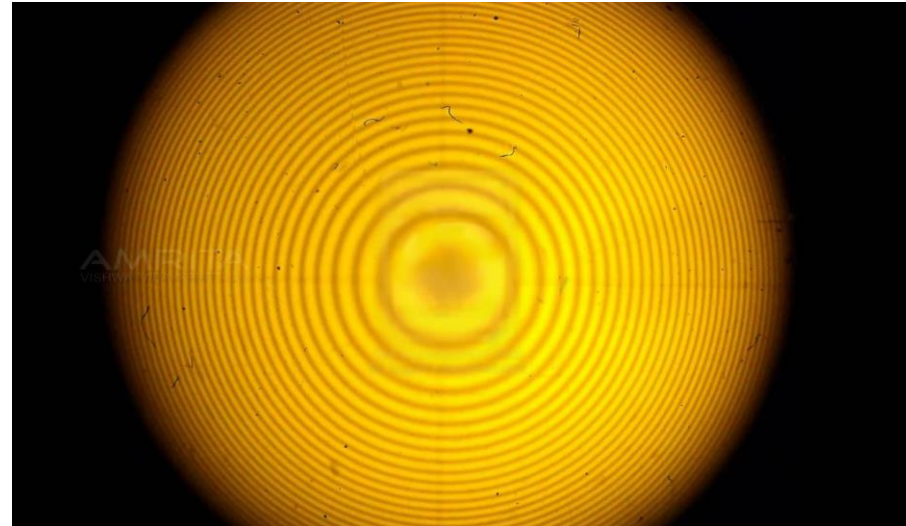
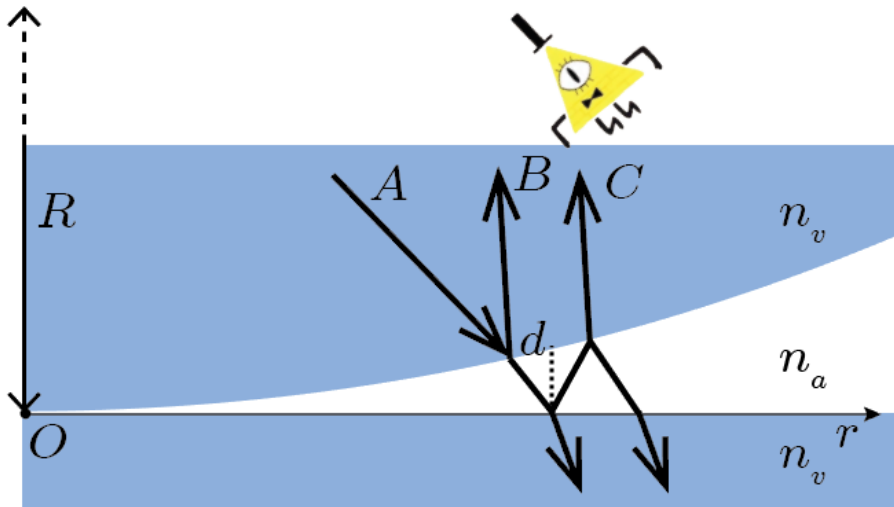
$$\delta_{BC} = \delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2d + \pi$$

Interferencia constructiva:

$$\delta = 2m\pi; \quad m = 1, 2, \dots$$

Interferencia destructiva:

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad m = 1, 2, \dots$$



Anillos de Newton (por reflexión)

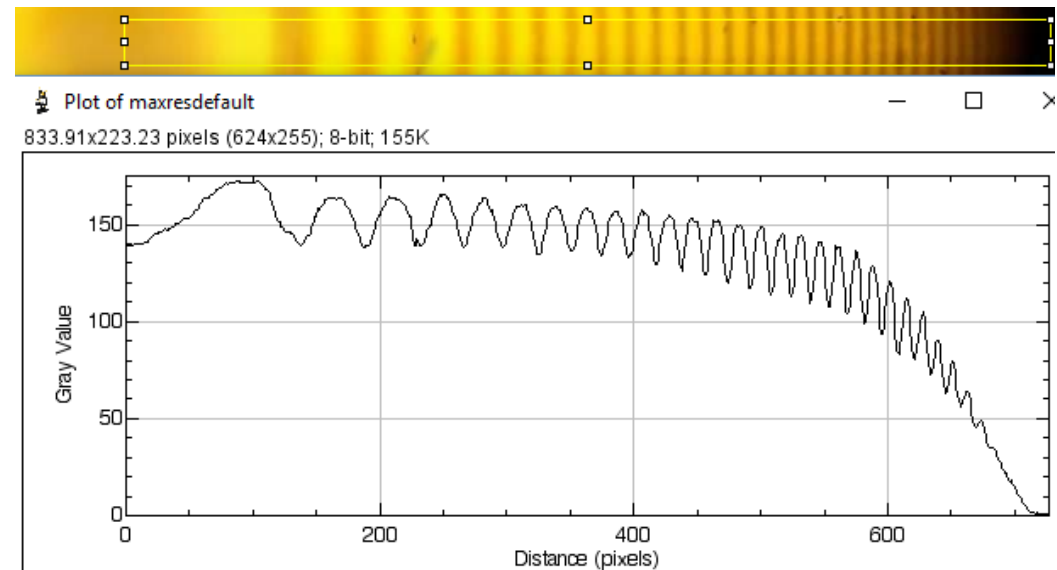
Como el vidrio de arriba es esférico, el espesor d en función de r se encuentra de la ecuación de una circunferencia:

$$r^2 + (R - d)^2 = R^2 \implies r^2 \approx 2Rd \quad (\text{si } d^2 \ll 2Rd)$$

$$\delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2d + \pi = \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2 \left(\frac{r^2}{2R} \right) + \pi$$

$$r_{\text{máx}} = \sqrt{(2m - 1) \frac{R\lambda}{2n_a}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad r_{\text{mín}} = \sqrt{m \frac{R\lambda}{n_a}}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Por reflexión, el centro es una mancha oscura



Anillos de Newton (por transmisión)

$$\delta_{AD} = 0$$

$$\delta_{AE} = (2\pi/\lambda)2n_a d + 2\pi \text{ (dif. camino óptico + 2 refl.)}$$

$$\delta_{DE} = \delta \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2d = \frac{2\pi}{\lambda} n_a 2 \left(\frac{r^2}{2R} \right)$$

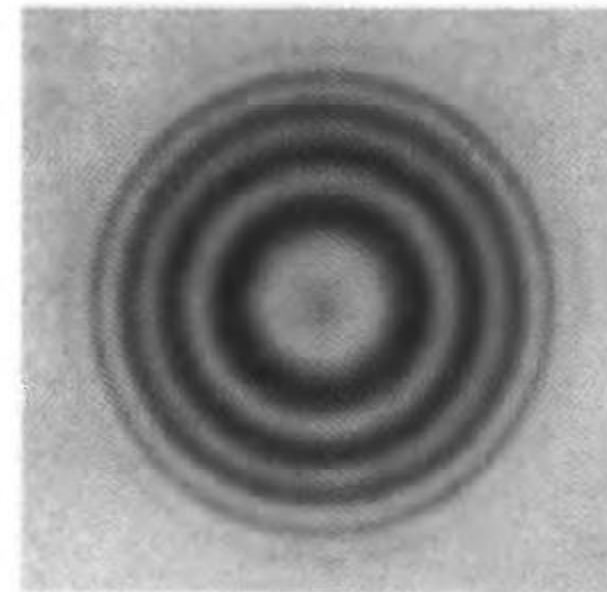
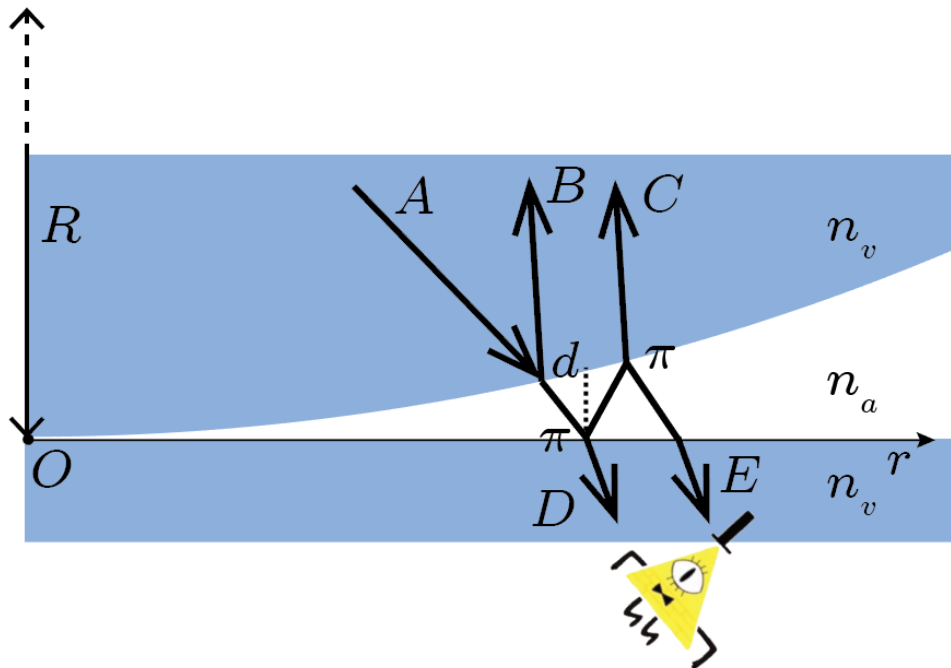
Interferencia constructiva:

$$\delta = 2m\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

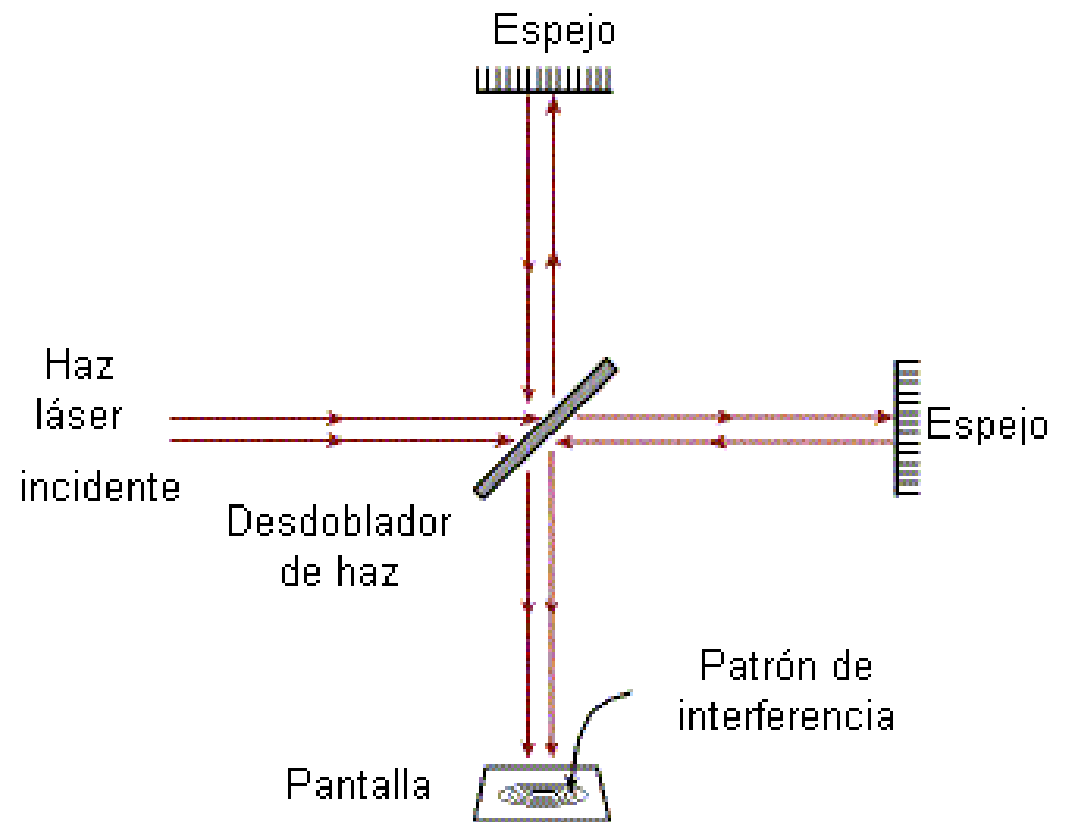
Interferencia destructiva:

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Por transmisión, el centro es una mancha brillante



Interferómetro de Michelson (1887)



Espejo móvil con accionamiento micrométrico preciso

El espejo medio plateado pasa la mitad de la luz y refleja la mitad al espejo móvil.

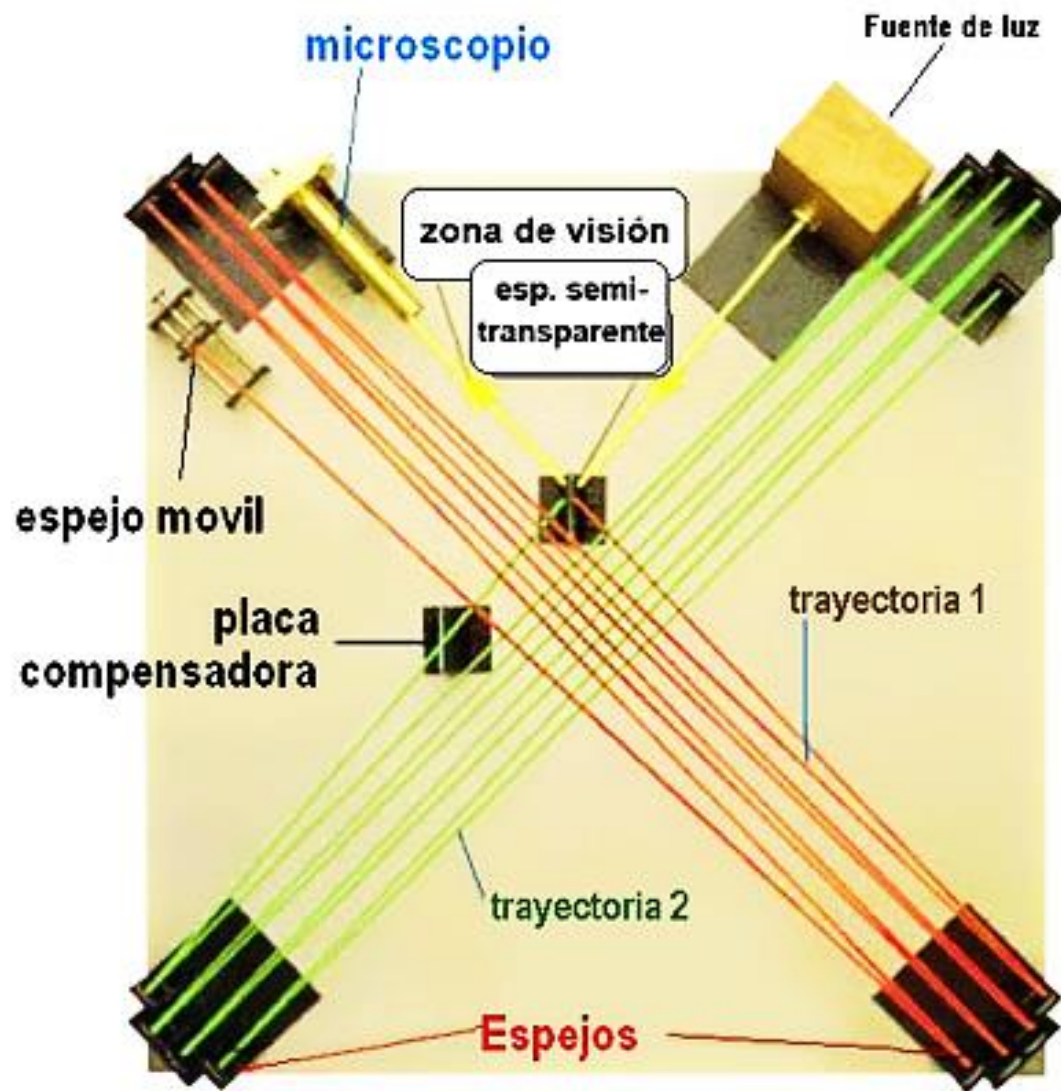
Fuente de luz monocromática difusa

El observador ve patrones de interferencia de los haces recombinados que han recorrido una distancia diferente.

Placa de compensación del mismo espesor y material que la placa de espejo para que los haces en ambos brazos pasen por el mismo grosor de vidrio.



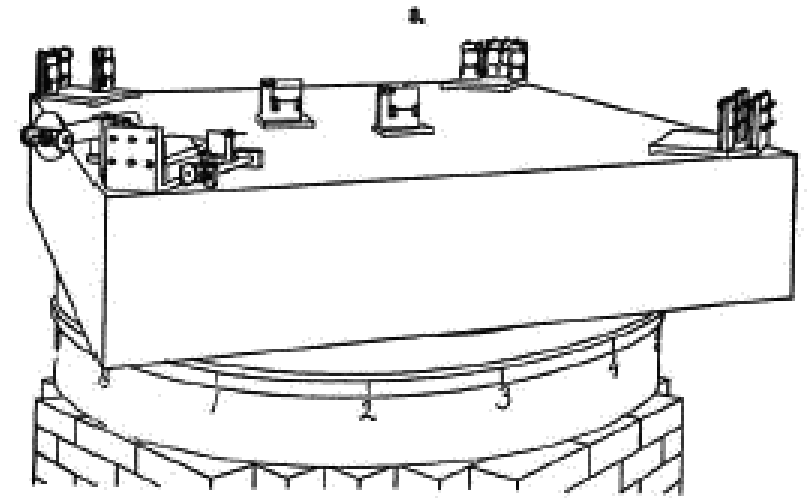
Interferómetro de Michelson (1887)



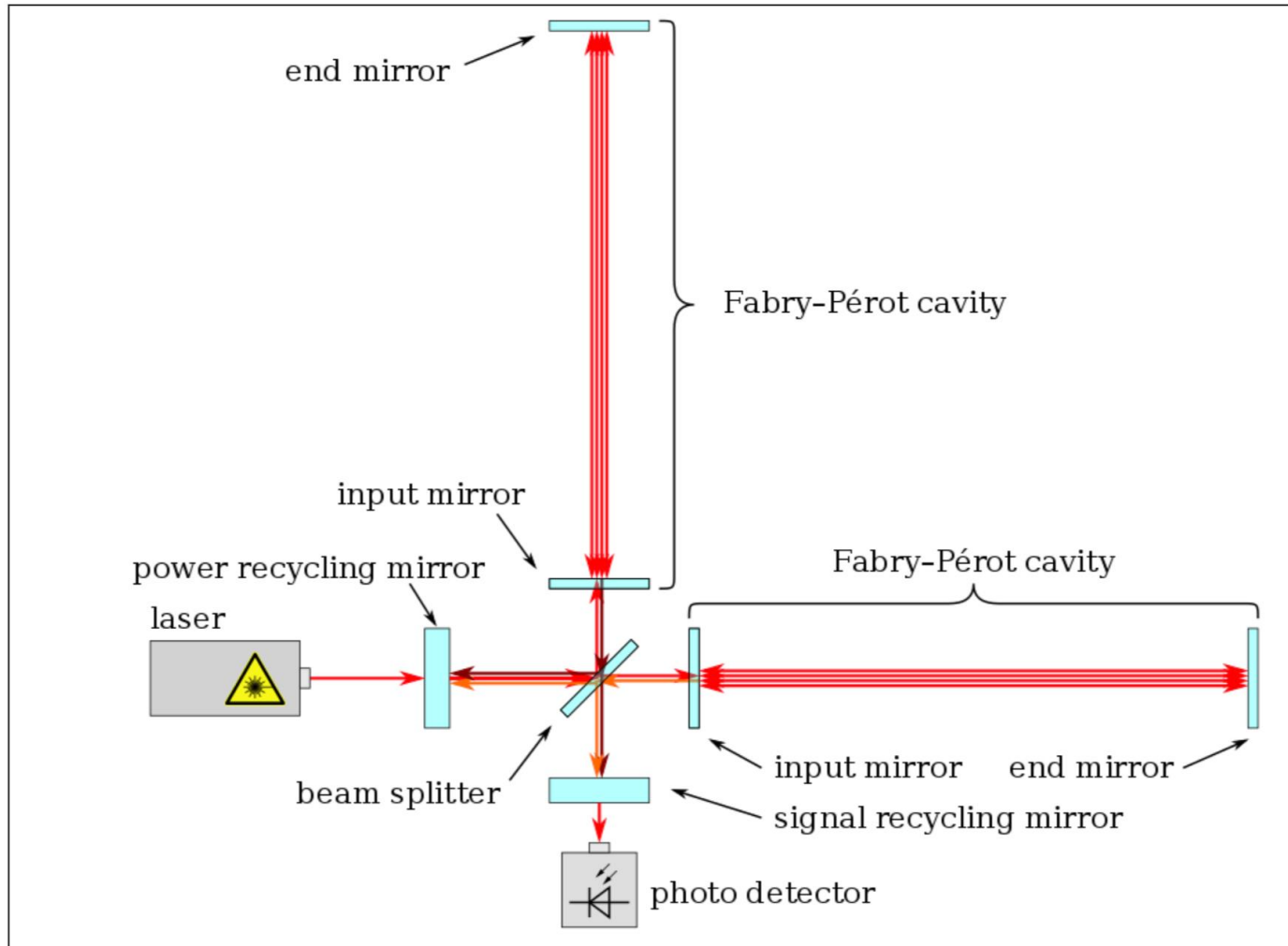
Mesa óptica usada por Michelson y Morley para su experimento. La luz procedente de una fuente incide en un espejo semitransparente y se divide en dos trayectos. La parte transmitida (color rojo) denominada trayectoria 1 y la parte reflejada (color verde) denominada trayectoria 2. Cada una es reflejada de esquina a esquina por cuatro espejos recorriendo un total de 11 metros cada una. Finalmente ambas trayectorias vuelven a unirse originándose un patrón de interferencias observable por el microscopio.

Este dibujo ha sido adaptado y modificado a partir del existente en la dirección

http://www.geocities.com/athens/academy/3926/relatividad/m_m.htm

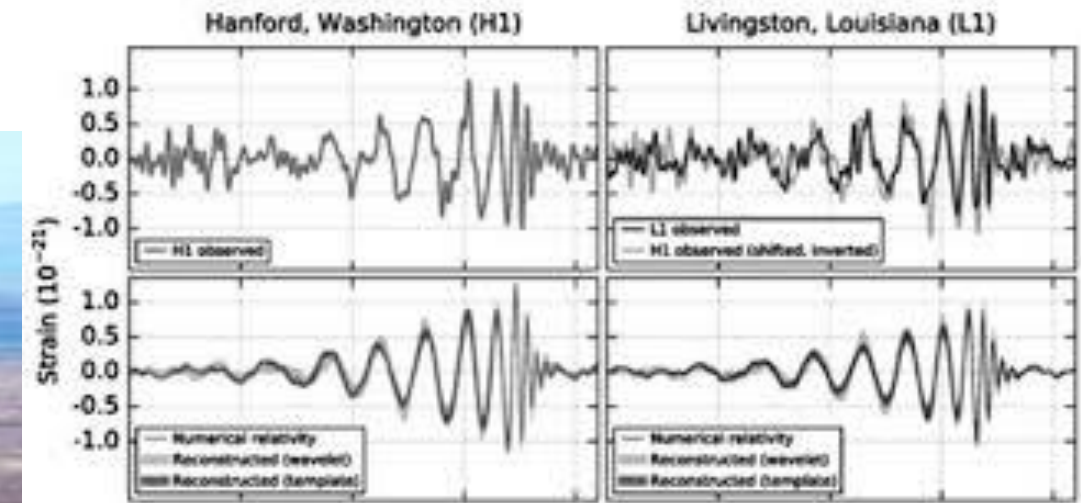
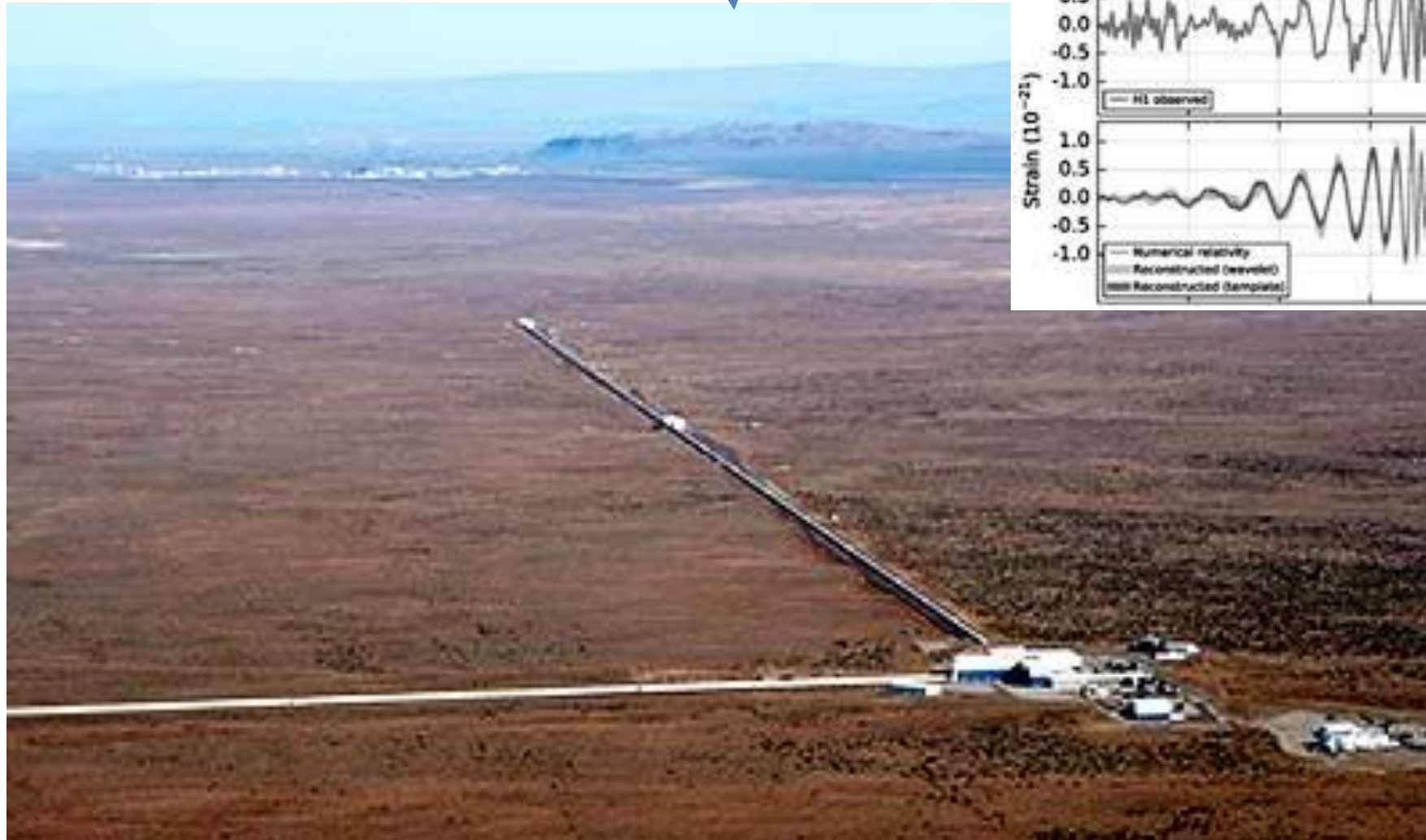


Laser Interferometry Gravitational waves Observatory LIGO



Esquema del interferómetro del interior del LIGO. Un laser envía al interferómetro un rayo de luz con una frecuencia e intensidad constantes. Al llegar al divisor de haz (*beam splitter*, en la figura) el rayo se divide en dos: la mitad de la luz atraviesa el divisor y sigue recta por el brazo horizontal, y la otra mitad es reflejada hacia el brazo vertical. Ambos rayos son reflejados de vuelta por un espejo situado al final de cada brazo (*end mirror*). Para incrementar la sensibilidad del instrumento manteniendo la «razonable» longitud de 4 km, cada brazo contiene una cavidad de Fabry-Pérot, en la que la luz se queda rebotando entre el espejo final (*end mirror*) y otro intermedio (*input mirror*, en la figura). Después de un determinado número de rebotes, la luz de los dos haces se dirige de nuevo al divisor (*beam splitter*), que los mezcla y los manda al detector. Allí se analiza la intensidad de luz recibida, que depende de la diferencia de camino recorrido por los haces en cada brazo.

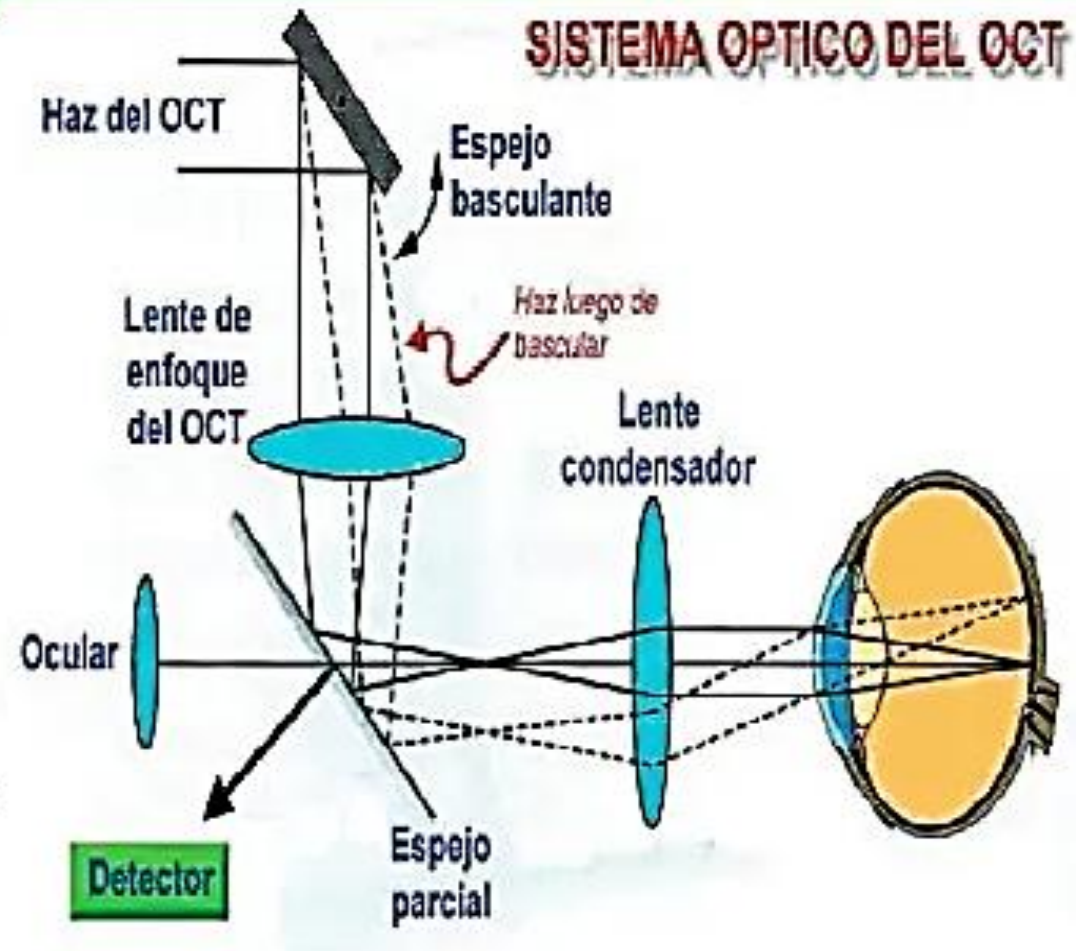
Emplazamiento laboratorio LIGO



Señales de interferometría de dos agujeros negros colisionando y formando pulsos de ondas gravitacionales

Tomografía de Coherencia Óptica (OCT)

- Se basa en la interferometría de Michelson baja o mínima.
- Fuente de luz (láser de diodo, emite un haz luminoso de banda ancha en el espectro infrarrojo, 820 a 830 nm, según la generación del equipo)
- divisor de haces.
- espejo de referencia
- detector.
- Las distancias y las medidas de las diferentes estructuras en el ojo se determinan por la medición del tiempo del "eco" de la luz que tarda en reflejarse.



Resultados típicos de OCT: puede penetrar micrones dentro del tejido

