

## Tiempo de coherencia

Retomemos el resultado final del ej. 2 de la guía de interferencia, donde dos ondas coincidían en un punto, sin embargo su diferencia de fase inicial cambiaba aproximadamente cada  $T_c$  (llamado tiempo de coherencia).

Ya demostramos que durante un solo  $T_c$  tendré:

$$I = I_1 + I_2 + cte \cdot \cos(\varphi_0)$$

donde  $\varphi_0$  es llamada la "Diferencia de fase inicial" tal que  $\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01}$  (por simplicidad en la demostración es suficiente colocar la dif. de fase inicial en sola una de las ondas).

Finalmente el resultado fue que dado que el ojo humano no es capaz de detectar variaciones tan rápidas, uno debe tomar el promedio de intensidades en una ventana de 1 segundo (mucho más razonable para el ojo humano).

Es así que el término del coseno cambiará aleatoriamente en cada intervalo, y al promediarlos en la cantidad de intervalos de long  $T_c$  que hay en 1 segundo (100000000 intervalos) dará prácticamente cero. Eso se vio en el resumen anterior

**Dos ondas se dicen COHERENTES (temporalmente) cuando su diferencia de fase no depende del tiempo.-**

Defino entonces:

**TIEMPO DE COHERENCIA ( $T_c$ ):** tiempo durante el cual una fuente emite con fase inicial constante, luego del cual la fase inicial cambia aleatoriamente y repentinamente.

**LONGITUD DE COHERENCIA ( $L_c$ ):** distancia que recorre una onda desde su punto emisor durante  $T_c$ .

Es decir que si un frente de onda A es emitido con una fase inicial, al transcurrir  $T_c$  serán emitidos frentes de onda B con una fase inicial diferente.

Vemos entonces que  $L_c$  y  $T_c$  son dos caras de una misma moneda.

$$L_c = T_c \cdot c$$

## ¿Como utilizar $L_c$ o $T_c$ ?

Dos rayos emitidos de fuentes distintas (con el mismo  $T_c$ ):

$\varphi_{01}$  **cambia cada  $T_c$**

$\varphi_{02}$  **cambia cada  $T_c$**

$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \varphi_0$  **cambia cada  $T_c$**

Vemos que independientemente del retraso de las dos ondas, siempre su diferencia de fase inicial cambiara luego de  $T_c$ , porque incluso si emergen al mismo tiempo de sus fuentes,  $\varphi_{02}$  no es igual a  $\varphi_{01}$  **porque son fuentes independientes.**

Un rayo fue emitido con  $\varphi_{01}$  de un punto, y otro rayo fue emitido del mismo punto mas tarde, obviamente al ser la misma fuente, puede ser que si el siguiente rayo salga antes de que la fase inicial cambia, y asi se cumpliría que sean coherentes.

**Si el segundo rayo fue emitido a  $t > T_c$  (o el primer rayo recorrió  $L_c$ ) seguro tuvo que ser emitido con otra fase inicial  $\rightarrow$  no son coherentes**

$\varphi_{01} \neq \varphi_{02} \Rightarrow \varphi_{02} - \varphi_{01} = \varphi_0$  *cambia aleatoriamente cada  $T_c$*

**Si el segundo rayo fue emitido a  $t \ll T_c$  (o el primero recorrió  $\ll L_c$ ) es muy probable que hayan salido con la misma fase inicial.**

Se usa  $\ll$  porque tal vez algún rayo sale JUSTO antes de que cambie  $T_c$ , asi que pedir que sea mucho mas chico, seria pedir que la mayoría de los rayos salgan coherentes.

Vemos entonces qué pasa en el ejercicio 3 con la diferencia de fase (solo quiero ver si salen coherentes o no los rayos)

3) a)

Son dos rayos originados en puntos diferentes, sabemos que cada uno de ellos cambia independientemente cada  $T_c$  la fase inicial, por lo tanto

$\varphi_{01}$  **cambia cada  $T_c$**

$\varphi_{02}$  **cambia cada  $T_c$  (indep del rayo 1)**

$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \varphi_0$  **cambia cada  $T_c$**

### no son coherentes

b) Aquí tratan de resolver ese problema haciendo interferir dos rayos que provienen del mismo punto, así que **tal vez** sean coherentes, y como me dan la diferencia de camino  $\Delta r$  (el recorrido adicional que recorre uno de ellos) usaré  $L_c$  que es lo más directo.

$$T_c = 10^{-14}$$

$$L_c = 10^{-14} s \cdot 3 \cdot 10^8 m/s = 3 \cdot 10^{-6}$$

$$\Delta r = 10^{-2} m$$

$$10^{-2} m > 3 \cdot 10^{-6}$$

$$\Delta r > L_c$$

### no son coherentes

Otra forma de verlo es con el tiempo (ver qué tan después sale el segundo rayo)

$$\Delta t = \frac{\Delta r}{c} = 3,33 \cdot 10^{-11} > T_c$$

por lo tanto llegué a la misma conclusión, no son coherentes.

### c) Mismo ejercicio pero esta vez

$$\Delta r = 10^{-7} m$$

$$10^{-7} m \ll 3 \cdot 10^{-6} m$$

### Las consideramos coherentes

d) Ahora tenemos dos rayos emitidos por un laser. Nuevamente el mismo problema que en a), solo que la longitud de coherencia de un laser es mucho mayor que la de un tubo fluorescente. La longitud de coherencia de un laser (wikipedia) puede ser del orden de centímetros, hasta de 100 metros ( $T_c = \frac{1}{3} \mu s$ ). Sin embargo el

problema sigue siendo que son dos fuentes distintas y su  $\phi_0$  cambiara cada  $T_c$ , y también el  $T_c$  asociado sigue siendo mucho menor a la ventana de 1 segundo. Obviamente es dañino al ojo comprobarlo. (no lo hagan)

Bien, con una ventana de 1 segundo es imposible de verlo, ¿pero que pasa si uso otro dispositivo de detección de luz? Un fotodiodo rápido podría detectar fácilmente ya que su respuesta es del orden de los ns ( $10^{-9}s$ ) ..Podríamos decir entonces que su “ventana” estaría en los 10 ns lo cual para un laser de  $T_c = \frac{1}{3}\mu s$  sería muy conveniente, ya que el fotodiodo sería más rápido que lo tarda el láser en cambiar su diferencia de fase.

Obviamente, la manera típica de usar un láser para observar interferencia no es usar dos láser independientes, sino tomar el frente de onda de uno, y partirlo y así obtener los dos rayos que usaré, similar a como en el ejercicio c utilizan el mismo punto del tubo fluorescente para generar los dos rayos, solo que un láser tiene muchas ventajas (long de coherencia mayor, monocromaticidad, etc)

*Comentario:*

*En gral el tiempo de coherencia depende del modo en el que esa luz es originada, siendo la luz natural emitida por la estructura atómica de las superficies en las que rebota (o la forma en que es generada en el Sol si es directa), un tubo fluorescente emite luz debido al gas ionizado dentro del tubo, y un laser (la fuente de luz más coherente que se conoce) sería producido por un fenómeno llamado emisión estimulada, adjunto un video de 3 minutos que habla por arriba de ese proceso. (solo para el curioso)*

<https://www.youtube.com/watch?v=YHmGNDMV1cY>

## Interferencia:

Entonces ahora que hemos hablado de coherencia, podemos decir que nos interesa entonces saber que si dos rayos coherentes coinciden en un punto, qué es lo que sucede con la intensidad : es la suma de la intensidad de cada rayo individual? es cero?

Introduciendo entonces, un término muy similar al visto en el ejercicio 2.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$\text{Si } I_2 = I_1 = I_0$$

$$I = 2I_0(1 + \cos(k_2 r_2 - k_1 r_1 + \varphi_0)) = 2I_0(1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Podemos ver que la intensidad final dependerá de ese término adicional, llamado **término de interferencia**.

vemos que cuando el coseno sea -1 la intensidad será cero (**INTERF DESTRUCTIVA**)

cuando el coseno sea cero veré la suma común de las intensidades de cada rayo. (**INTERF NULA**)

cuando el coseno sea 1 veré 2 veces la intensidad de su suma (o 4  $I_0$ ) (**INTERF CONSTRUCTIVA**)

Obviamente eso depende de  $k_1$ ,  $k_2$  (de las long de onda de cada rayo) de su diferencia de distancias, de su diferencia de fase inicial etc, etc. )

Sin embargo hay una manera más práctica y directa para calcular cuándo tendré interferencia constructiva o destructiva (máximos y mínimos).

## Camino óptico:

Defino el camino óptico de la siguiente manera:

$$X = \sum_i^{\text{medios}} n_i x_i$$

Es decir que el camino óptico de un rayo es la suma de cada distancia que recorre en cada medio de índice  $n_i$ .

Eso sería para un rayo, y obviamente cada rayo tendrá su camino óptico. Me interesa la diferencia de camino óptico ya que eso será análogo a la diferencia de fase que mencioné antes.

$$\Delta X = X_2 - X_1$$

**Cuando  $\Delta X = m\lambda$  tendré máximos (\*\*\*)  
(interf. constructiva)**

**Cuando  $\Delta X = (m + \frac{1}{2}) \lambda$  tendré mínimos (\*\*\*)  
(interf. destructiva)**

con m un entero

\*\*\* A MENOS que haya un desfase de  $\pi$  (en cuyo caso máximos serán mínimos y viceversa)

**¿Cuándo sucederá eso?**

cuando un rayo se refleja de una superficie que tiene índice superior al incidente  
( $n'_{\text{sup. que refleja}} > n_{\text{incidente}}$ )

Eso significa que cuando haya una reflexión  $\pi$  tendré  $\Delta X = m\lambda$  mínimos. (  
 $\Delta X = (m + \frac{1}{2}) \lambda$  máximos)

Si tengo dos reflexiones  $\pi$ ,  $\Delta X = m\lambda$  serán máximos nuevamente.

Multiplos impares de  $\pi$  invierten la “regla” original, y los múltiplos pares no cambian nada.

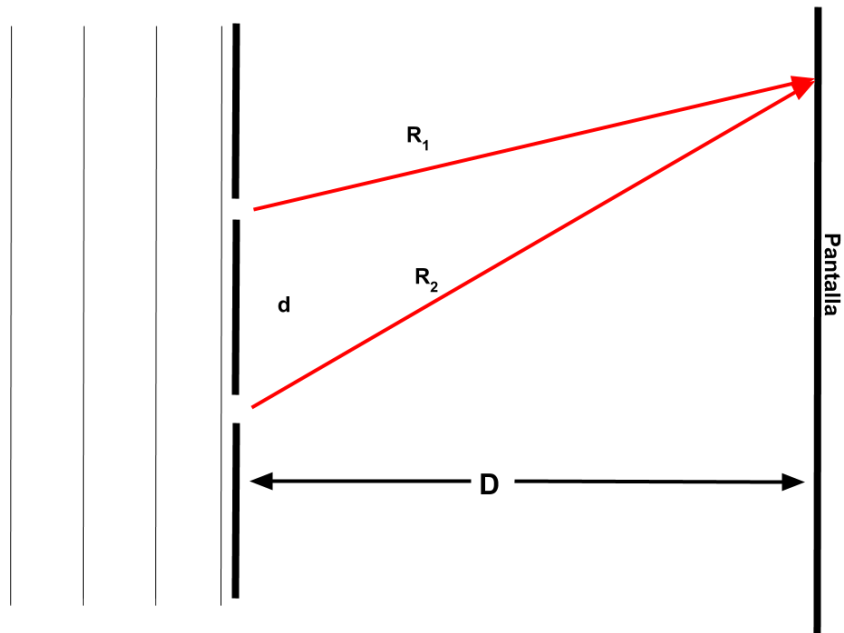
La diferencia de caminos ópticos intermedios serán sólo interferencia parcial.

Recordar que la interferencia es un “extra” a la suma de las intensidades de los dos rayos.

## Experimento de Young

Una onda plana (rayos paralelos) incide sobre dos rendijas. Las rendijas son pequeñas, y se considera que se comportan como fuentes puntuales. Deseo entonces analizar su interferencia sobre una pantalla lejana.

Mi objetivo sería encontrar la diferencia de camino óptico de los dos rayos que convergen en cada punto de una pantalla.



En primer lugar, la aproximación que usaré será que la pantalla está a una distancia mucho mayor que la separación entre las rendijas, de ese modo los dos rayos serán prácticamente paralelos, lo que simplifica las cuentas de la siguiente manera:



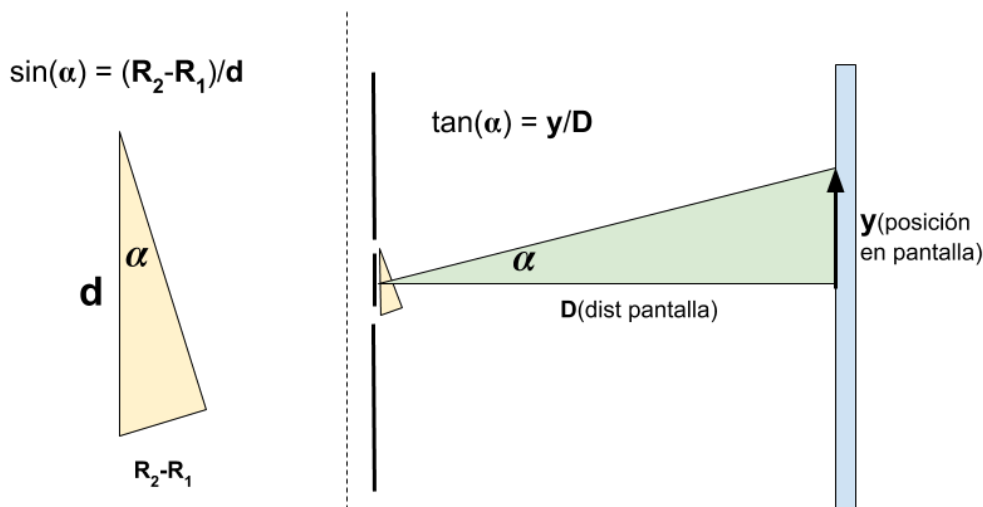


Como sabemos que no hay ningun salto de  $\pi$  las condiciones para máximos y mínimos para el camino óptico serán

$$\Delta X_{max} = m\lambda \text{ (máximos de intensidad)}$$

$$\Delta X_{min} = (m + \frac{1}{2})\lambda \text{ (mínimos de intensidad)}$$

Hasta ahí vamos bien, nos falta conectar el ángulo en el que estoy mirando, con la distancia en la pantalla, y allí es donde utilizo un triángulo adicional:



(a la izquierda repasamos el primer triángulo que se utiliza entre las rendijas, y a la derecha se muestra ambos, el amarillo y el nuevo verde, que conecta la tangente con la posición “y” en la pantalla)

Ahora que tenemos ese triángulo nuevo podemos utilizar la aproximación paraxial:

**Aproximación paraxial(  $\alpha$  pequeño):**

$$\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) \approx \alpha$$

Utilizamos la primer igualdad para comparar los dos triángulos:

$$\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha) = \frac{y}{D}$$

Ahora si, junto todo para encontrar las posiciones de máximos y mínimos en la pantalla

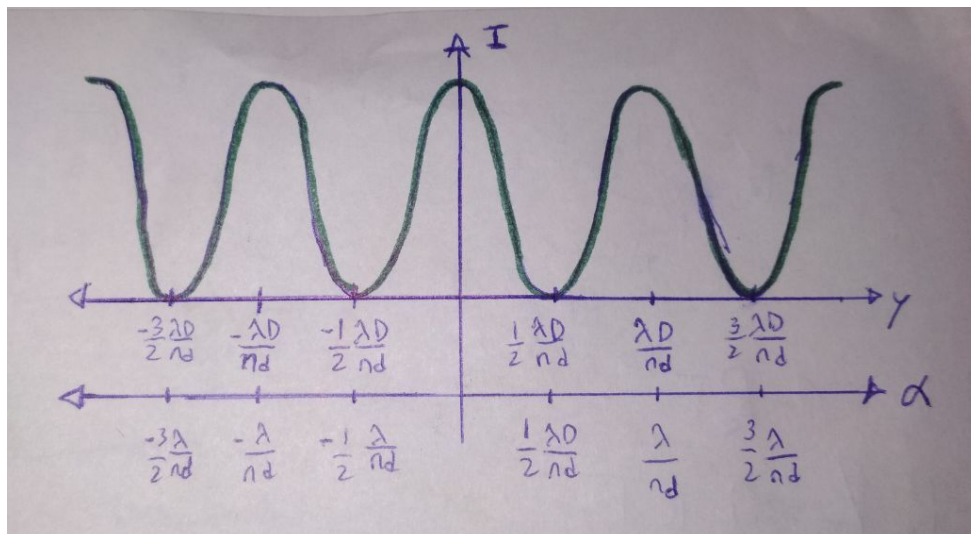
$$\text{(máximos)} \quad n.d.\sin(\alpha_{max}) \approx n.d.\frac{y_{max}}{D} \approx m.\lambda \Rightarrow y_{max} = \frac{m.\lambda.D}{n.d}$$

$$\text{(mínimos)} \quad n.d.\sin(\alpha_{min}) \approx n.d.\frac{y_{min}}{D} \approx (m + \frac{1}{2})\lambda \Rightarrow y_{min} = \frac{(m+\frac{1}{2}).\lambda.D}{n.d}$$

Podemos ver entonces que si tomo dos posiciones de máximos contiguas, y las resto obtendré la distancia entre máximos (y si hago lo mismo entre las posiciones de dos mínimos obtendré lo mismo).

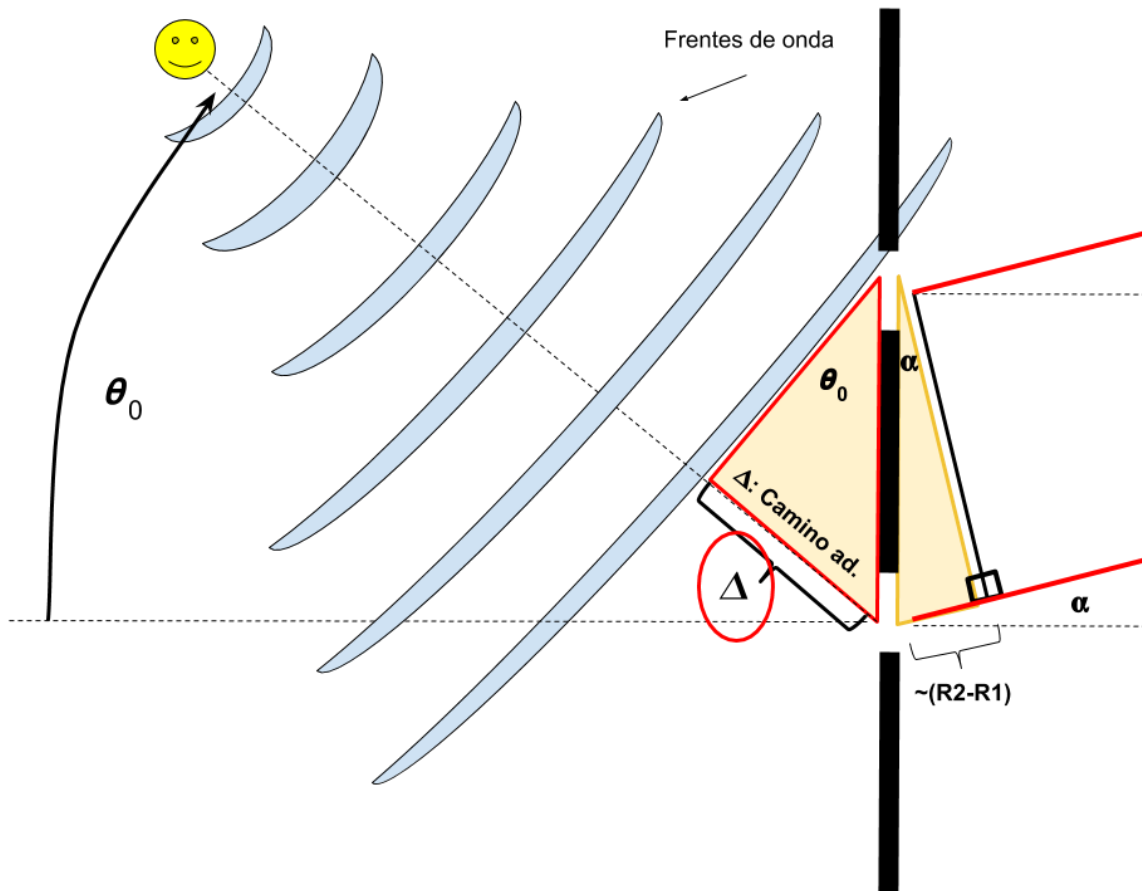
$$y_{max,m=1} - y_{max,m=0} = dist_{max} = \frac{\lambda \cdot D}{n \cdot d}$$

Y así obtenemos la figura de intensidad (respecto de  $y$ , y también de  $\alpha$ )



**Pregunta:** ¿qué sucede si el frente de onda llega en ángulo  $\theta_0$  a las rendijas?  
(levanto la fuente)

eso significa que una de las rendijas tendrá un camino óptico mayor que la otra, tómesese como ejemplo lo siguiente:



Vemos que el  $\Delta$  es un recorrido que la fuente 2 recorre adicional (relativo al frente de onda que llega a la rendija superior). Eso es porque podemos ver que los frentes de onda (rayas en celeste) todos poseen la misma fase, y en la figura podemos ver que si llega primero a una de las rendijas, el trayecto que todavía le resta recorrer es un trecho que debo sumar al camino óptico de la fuente 2 (si el ángulo  $\theta_0$  es negativo eso significa que ocurre lo opuesto, llega primero a la fuente 2 el frente, por lo tanto termina restando).

Mostremos la cuenta:

$$\Delta X = X_2 - X_1 = (n.R_2 + n.d.\sin(\theta_0)) - n.R_1 = n.d.\sin(\theta_0) + n.d.\sin(\alpha)$$

Miremos como cambia la ecuación final (para los máximos por ej.)

$$n.d.\frac{y_{max}}{D} + n.d.\sin(\theta_0) \approx m.\lambda \Rightarrow y_{max} = \frac{m.\lambda.D}{n.d} - D.\sin(\theta_0)$$

Vemos entonces que las posiciones de los máximos se corren hacia “abajo” si  $\theta_0$  es positivo, y hacia “arriba” en el caso contrario.

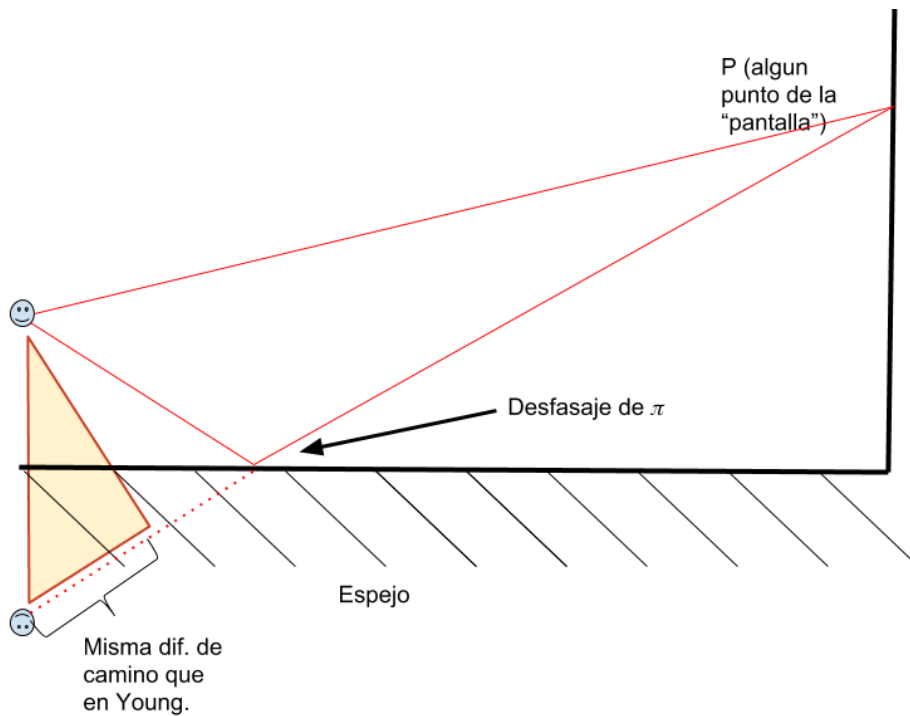
Vemos también que es una constante que no depende de la posición que estemos mirando de la pantalla, por lo tanto eso significa que TODO el espectro se mueve esa distancia.

Para futura referencia, el espectro se correrá hacia el lado de la fuente sobre la cual se ha agregado camino óptico, es un truco intuitivo para recordar sin hacer ninguna cuenta.

OJO:

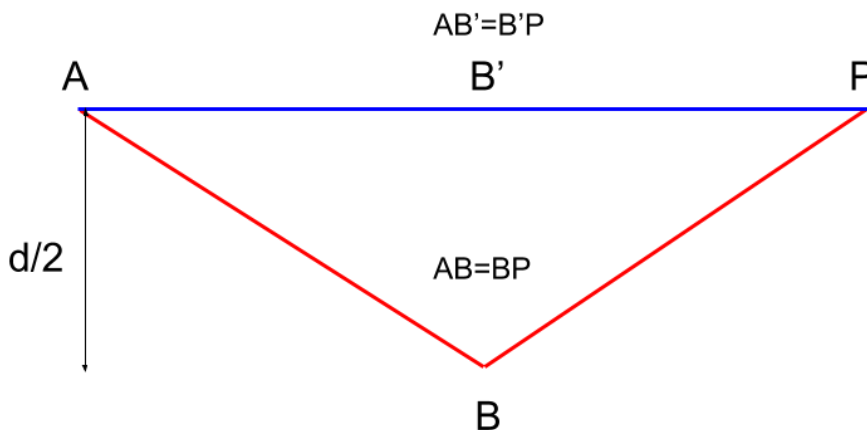
$\theta_0$  No es  $\alpha$  :  $\theta_0$  depende de la fuente ,  $\alpha$  depende del punto de la pantalla que estamos mirando

# Espejo de Lloyd



El espejo de Lloyd es tratado como si hubiera una imagen especular de la fuente debido al espejo, y de esa forma se puede considerar como si el espejo no existiera y esto fuera un experimento de Young (dos fuentes puntuales que interfieren en una pantalla) a excepción que hay un salto de  $\pi$  (se considera el índice del espejo como mayor que al de el medio, como si fuera infinito). Debido al salto  $\pi$  los máximos de interferencia de Young serán los mínimos de interferencia de Lloyd (en el punto inferior de la pantalla tendré un mínimo entonces).

La cuenta del punto P es un punto importante porque puede calcularse la diferencia de camino sin necesidad de hacer ninguna aproximación



$\overline{AB} = \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (D/2)^2}$	Uso pitágoras en ABB', considerando que AP=D (dist a la pantalla)
$\Delta X = n(\overline{AB} + \overline{BP} - \overline{AP})$	Busco la diferencia de camino hasta P
$\Delta X_P = n(2\sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2} - D)$	Reemplazo con lo visto
$\Delta X_P = n.1, \overline{6}.10^{-7}$	Conozco d/2=1mm, conozco D=12m, simplemente calculo.

Para el ejercicio a) me piden que en P exista un mínimo. Como sé que un mínimo de Lloyd sigue la ecuación contraria por tener un salto  $\pi$ , escribo entonces.

$$n.1, \overline{6}.10^{-7} = m\lambda = (m)520.10^{-9}$$

Simplemente despejo y veré los posibles valores de n (uno por cada m).

b) Cuando el ejercicio pide que un máximo en el punto P colocando un vidrio en el camino del rayo superior, pide que el máximo sea el de orden cero... Aquí habrá problemas en las cuentas, ya que si se calcula la posición del primer máximo (m=0) de Lloyd se encontrará arriba del punto P ( $y = \frac{\lambda * D}{2d} = 1.56mm$  (recordar que d=2mm, pero la altura de P es 1mm)). Sin embargo ese máximo nunca descenderá colocando un vidrio en el rayo 1, ya que (como vimos en la fuente corrida de Young) el rayo que es retrasado, o se le agrega camino optico, es la dirección en la que se correrá el espectro.

Es decir que si retrasamos el rayo superior, el espectro se correrá hacia arriba, y eso significa que el ejercicio me esta pidiendo algo problemático. Entonces:

A) El ejercicio en realidad se refería a que corriéramos un **mínimo** de Lloyd de m=0 (lo cual tendría sentido porque sería y=0) hasta P

o

B) el primer máximo que podré colocar en P será el que originalmente estaba en y negativo. (m=-1 para nosotros). O tal vez la guía utiliza otra ecuación de mínimos  $(m - \frac{1}{2})\lambda$ .

Sea que se asume el caso A o el caso B la idea es quitar el espesor de la lámina del camino 1, y agregar un camino con ese espesor e índice 1.5 .

### Opción A

$$\Delta X_P' = \Delta X_P - (e * 1.5 - e) = \Delta X_P - e(0.5) = m\lambda = 0$$
$$1.6 \cdot 10^{-7} - 0.5e = 0 \Rightarrow e = 3,33 \cdot 10^{-7}$$

(se resta porque se lo agregamos a R1, pero R1 es restado en la diferencia de camino)

### Opción B

Muestro en la siguiente cuenta por qué  $m=0$  en P (usando la ecuación que se mostró en la práctica) es un absurdo.

$$\Delta X_P - e(0.5) = (m + \frac{1}{2})\lambda = \frac{1}{2} \lambda$$
$$e = \frac{1,6 \cdot 10^{-7} - 2,6 \cdot 10^{-7}}{0.5} \text{ (Absurdo } e < 0)$$

Corrección: Si en realidad el ejercicio espera que se use otra ecuación de mínimos (es otra convención) tal que sea  $(m - \frac{1}{2})\lambda$

$$\Delta X_P - e(0.5) = (m - \frac{1}{2})\lambda = -\frac{1}{2} \lambda = -520 \cdot 10^{-9} / 2$$

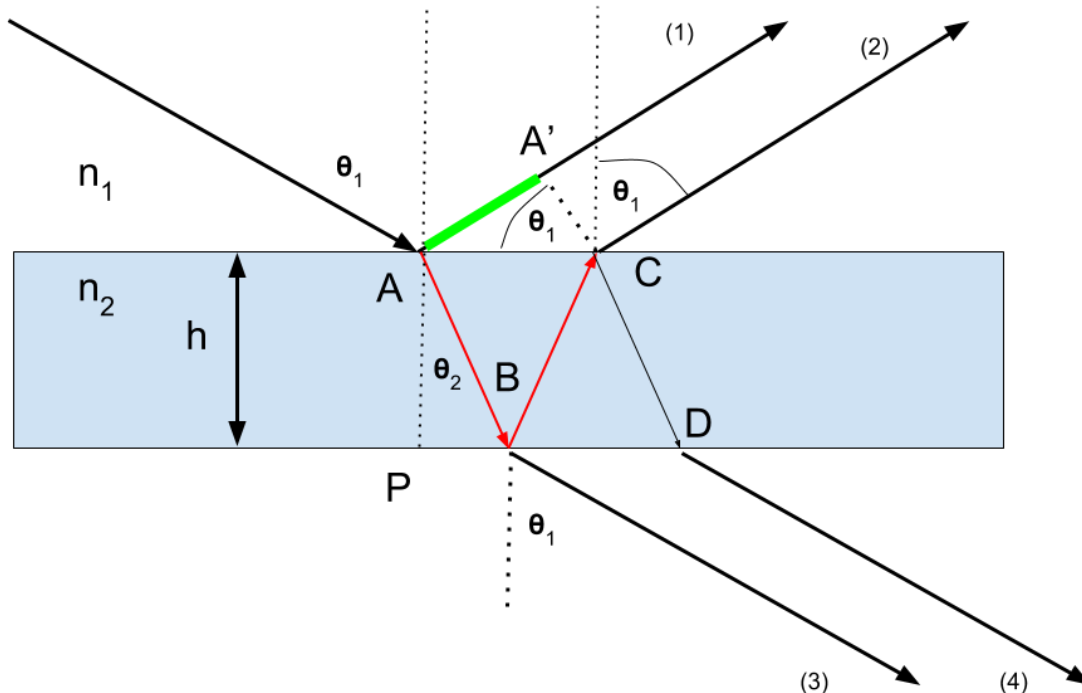
$$e = 8,532 \cdot 10^{-7}$$



## Láminas paralelas.

Otro ejercicio de calcular caminos ópticos es el de láminas paralelas.

Aquí la idea es seguir a los rayos a partir del punto en el que se separan (vemos que sucede en A para (1) y (2) y luego podemos ver que otro punto sería B para (3) y (4).



Tomemos por ejemplo los rayos (1) y (2).

El rayo inicial incide en A, parte del rayo se refleja con el mismo ángulo  $\theta_1$ , y parte se refracta con ángulo  $\theta_2$ . A partir del punto A, comenzamos a mirar qué camino óptico realiza cada rayo. Vemos que el rayo (2) continúa en el medio 2, se refleja en la segunda interfaz (generando también el rayo (3) que no nos importa por ahora) y finalmente refracta en C. Ese es un punto que consideraremos importante, ya que su fase será la misma que en A' (por ser el mismo frente de onda rayos paralelos se asume convergen en el infinito). Por lo tanto solo es necesario calcular hasta C y será suficiente para comparar con el camino óptico del rayo 1 hasta A'.

Como se ve en la figura

$$X^1 = \overline{AA'}.n_1$$

$$X^2 = (\overline{AB} + \overline{BC}).n_2 = 2.\overline{AB}.n_2$$

Nos interesa el segmento  $\overline{AC}$  ya que es importante para obtener  $\overline{AA'}$

Asi es que tomamos primero el rayo 2 y vemos que:

$$\tan(\theta_2) = \frac{\overline{AC}}{2} \frac{1}{h} = \frac{\overline{AC}}{2h} \Rightarrow \overline{AC} = 2.h.\tan(\theta_2)$$

Bueno, ese era el segmento difícil, ahora solo miro los triángulos APB y ACA'

De APB necesito la hipotenusa, y el cateto ady ya lo conozco:

$$\cos(\theta_2) = \frac{h}{\overline{AB}} \Rightarrow \overline{AB} = \frac{h}{\cos(\theta_2)}$$

De ACA' necesito el cateto opuesto y ya tengo la hipotenusa (k)

$$\sin(\theta_1) = \frac{\overline{AA'}}{\overline{AC}} \Rightarrow \overline{AA'} = \overline{AC}.\sin(\theta_1) = 2.h.\tan(\theta_2).\sin(\theta_1)$$

Y ahora junto todo

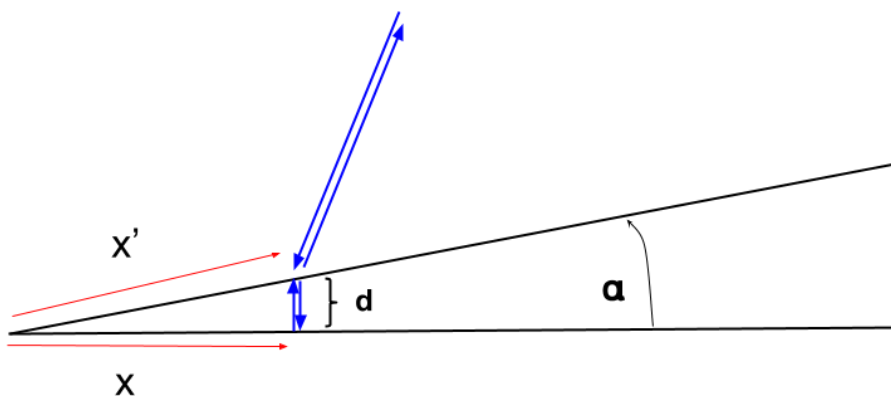
$$\Delta X = X^2 - X^1 = 2.\overline{AB}.n_2 - \overline{AA'}.n_1 = 2.\frac{h.n_2}{\cos(\theta_2)} - 2.h.\tan(\theta_2).\sin(\theta_1).n_1$$

$2.\frac{h.n_2}{\cos(\theta_2)} - 2.h.\frac{\sin(\theta_2)}{\cos(\theta_2)}.\sin(\theta_1).n_1$	primero paso todo a $\theta_2$
$2.\frac{h.n_2}{\cos(\theta_2)} - 2.h.\frac{\sin(\theta_2)}{\cos(\theta_2)}.\sin(\theta_2).n_2$	uso ley de snell $\sin(\theta_2).n_2 = \sin(\theta_1).n_1$
$2.\frac{h.n_2}{\cos(\theta_2)}(1 - \sin(\theta_2)^2)$	usamos que $1 - \sin(\theta_2)^2 = \cos(\theta_2)^2$
$2.h.n_2.\cos(\theta_2)$	tachamos
$2.h.n_2\sqrt{1 - \sin(\theta_2)^2}$	necesito convertir a sin
$2.h.n_2\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\sin(\theta_1)^2}$	Y ahora volvemos a $\theta_1$
$2.h\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin(\theta_1)^2}$	Tadaa!

## Cuña

Aquí usamos la aproximación que utiliza el Hecht, donde se asume que  $\alpha$  es tan pequeño, y estamos cerca del vértice, de manera de poder considerar que el rayo entra y sale como si fuera un par de láminas paralelas. Es decir que la diferencia de camino óptico es solo dos veces el espesor en ese punto.

A pesar de lo que dije de la aproximación, no quiero dibujar un diagrama de rayos que simplemente irreal, así que en vez de hacer los rayos verticales, elegí dibujarlos con un ángulo leve (exagerado) donde efectivamente van y vuelven por  $d$  (bajo la aproximación de  $\alpha$  pequeño ese ángulo es mínimo).



$$\Delta X = 2.n.d = 2.n.(x.\tan(\alpha)) \approx 2.n.x.\alpha \quad (\alpha \text{ pequeño})$$

Comentario: era lo mismo medir distancias en  $x$  y en  $x'$  ya que

$$\tan(\alpha) \approx \sin(\alpha) \Rightarrow \frac{d}{x} \approx \frac{d}{x'} \Rightarrow x' \approx x$$

Dist entre máximos:

$$2n\alpha x_{max} = m\lambda \quad (\text{cada maximo}) \Rightarrow \Delta x_{max} = \frac{\lambda}{2n\alpha}$$

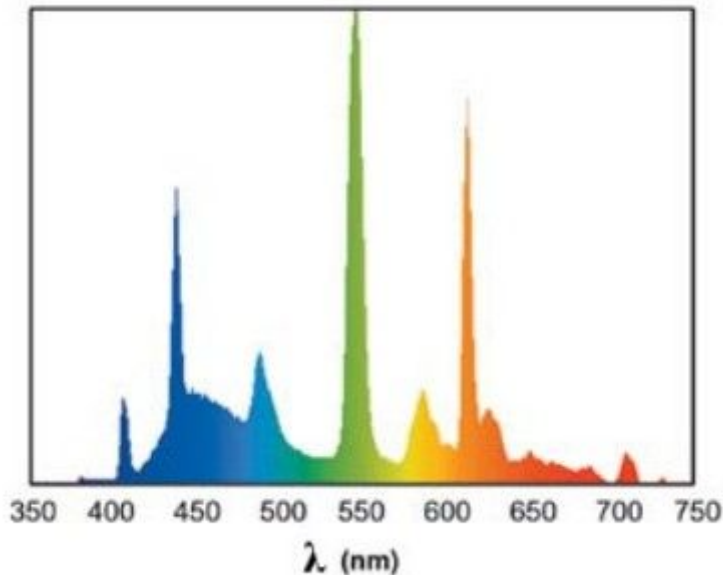
Y ya esta, me dan la dist entre mínimos, el índice del medio y la longitud de onda, resta despejar  $\alpha$

Este tipo de interferencia está presente por ejemplo en las capas de aceite que uno a veces encuentra en la calle, donde se observan franjas de colores, eso es porque las finas láminas de aceite suspendidas sobre agua presentan diferentes franjas de interferencia dependiendo de la longitud (color) de la luz incidente.

## Adicional

Volviendo al ej.3 en el ejercicio c) cuál sería la interferencia de esos rayos que supuestamente son coherentes?

Bueno... aquí hay un pequeño problema y es que la luz de un tubo fluorescente no contiene una única longitud de onda... Podemos ver que es todo un espectro de intensidades que se encuentra entre 400nm-650nm



(asumo  $n=1$  para ambos rayos)

$$\Delta X = X_2 - X_1 = n\Delta r = 10^{-7} \text{ metros}$$

podemos ver el coseno de interferencia

$$\cos(k_2 r_2 - k_1 r_1 + \phi_0) = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta r)\right)$$

Obviamente que al ser un espectro la cuenta exacta es tomar cada componente en cada longitud e integrar todo, nosotros para simplificar tomamos los tres picos mayores.

450nm  $\rightarrow \cos(\dots)=0.17$  (no colabora mucho para la interferencia)

550nm  $\rightarrow \cos(\dots)=0.42$  (notaríamos un 40% más para esta long de onda)

625nm  $\rightarrow \cos(\dots)=0.54$  (notaríamos un 53% más para esta long de onda)

Vemos que el espectro en gral dará una interferencia parcial (positiva, es decir que se notará un poco más de la suma de los dos rayos)