

OPTICA ONDULATORIA

FISICA III

2020

CAPÍTULO 2

ÓPTICA ONDULATORIA

2.1. INTRODUCCIÓN

El alumno ya ha estudiado la óptica geométrica, suponiendo que la luz se propaga por RAYOS, que en un medio ópticamente homogéneo (por ej. el vacío) son rectilíneos. Ahora bien, la óptica geométrica tiene un alcance predictivo limitado, inclusive en ciertas situaciones conduce a resultados erróneos respecto de los hechos experimentales. Por ejemplo en la fig.1-1, se tiene una fuente puntual S de luz, de la cual parten infinitos rayos, una pantalla con un orificio O y una pantalla receptora P .

Según la óptica geométrica en la pantalla P debe producirse una "mancha" luminosa semejante al orificio, con el perímetro que separa la zona iluminada de la sombra bien definido. En la fig.1-2 se ha agregado una lente convergente con el foco sobre S , de modo que los rayos salen paralelos y así la mancha luminosa debería ser de igual diámetro que el orificio. Se ha agregado a las figuras los diagramas de iluminación I a lo largo de la pantalla.

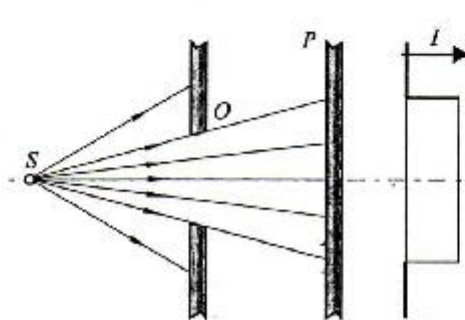


FIGURA 2-1

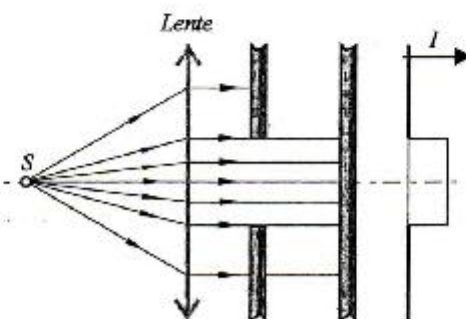


FIGURA 2-2

Pero en la realidad no es así, la distribución de la iluminación I es mas complicada: la mancha luminosa es mas compleja, hay una mancha central que se va debilitando a medida que nos alejamos del centro, hasta la oscuridad, pero más lejos aún del centro aparecen "halos" de luz, aunque más débiles. La intensidad I tiene la forma que se indica en la fig.2-3. Adelantamos que éste fenómeno se denomina DIFRACCIÓN de la luz y no puede ser predicho por la óptica geométrica.

Precisamente es tarea de la óptica ondulatoria hacer plausible tales fenómenos.

A los fines de la óptica ondulatoria basta considerar que la luz es una onda TRANSVERSAL (desde MAXWELL sabemos que es una onda electromagnética). El carácter también corpuscular no nos hará falta en ésta ocasión.

Suponemos que el alumno conoce los parámetros que caracterizan a una onda, como ser velocidad de propagación, longitud de onda (λ), frecuencia (f ó ν), período $T = \frac{1}{f}$, fase, amplitud, intensidad.

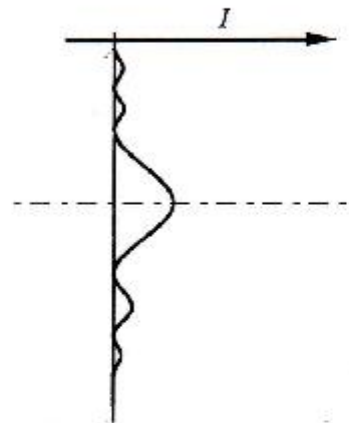


FIGURA 2-3

Respecto a esta última noción, recordemos que la intensidad de una onda es proporcional al cuadrado de la amplitud y que para una dada frecuencia de intensidad está directamente relacionada con la potencia que la onda transporta por unidad de área transversal a la velocidad.

Recordemos además que se denomina **frente de onda** a una superficie formada por todos los puntos del espacio que poseen igual fase. Es claro que dada la periodicidad de las ondas hay múltiples frentes de ondas que pueden estar separados por una longitud de onda λ entre sí.

La onda mas sencilla es la que tiene una variación del campo eléctrico **armónica** tanto en el tiempo como en el espacio.

Desde un punto de vista riguroso los problemas que se plantean en óptica ondulatoria son arduos: consisten en resolver la ecuación diferencial a derivadas parciales de la propagación de ondas (derivada de las ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo), con las **condiciones de contorno** que imponen los obstáculos que se le presentan a la onda. Es decir, dada la fuente de ondas y los obstáculos (p.ej. una pantalla con un orificio) se trata de hallar la "estructura" del campo u onda electromagnética del "otro lado" del orificio.

Esta tarea requiere un amplio dominio de las ecuaciones del electromagnetismo y de los recursos matemáticos inherentes a ecuaciones en derivadas parciales.

Esta tarea será evitada aquí; en cambio, y como es normal en la bibliografía elemental, recurriremos a métodos sencillos y provenientes de una época en la cual no se conocían los elaborados recursos del análisis. El método que emplearemos es el debido a Huyghens y Fresnel.

2.2. MÉTODO DE HUYGHENS - FRESNEL

Sea (fig.1-4) un frente de onda "primario" S , parcialmente obturado por una pantalla con orificio de forma cualquiera. La amplitud y fase de la onda en un punto P se puede obtener superponiendo convenientemente las ondas secundarias que parten de distintos elementos dS del frente principal S y llegan a P .

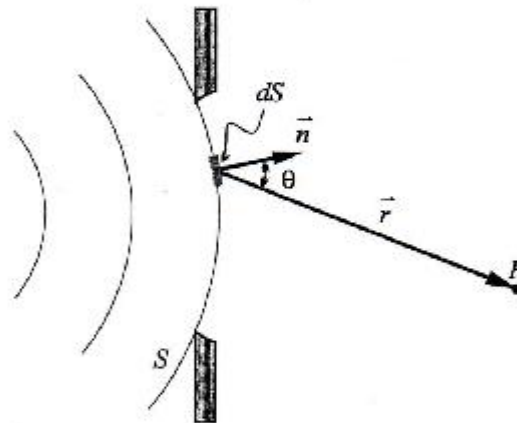


FIGURA 2-4

La superposición es vectorial. Los vectores tienen por módulo la amplitud y por argumento la fase de las ondas secundarias (algunos autores denominan "fasores" a estos vectores, son los mismos que se utilizan en corriente alterna, en vibraciones, etc.)

La amplitud en P de las ondas secundarias es $|\Delta \vec{E}| = \frac{A}{r} \times f(\theta) \times dS$, es decir, depende de la amplitud A de la onda primaria, del área elemental dS , de la distancia r y cierta función del ángulo ϑ entre la normal \vec{n} y \vec{r} . Esta función es máxima para $\theta = 0$ y nula para $\theta \geq \frac{\pi}{2}$.

Para hallar la fase en P hay que considerar la distancia r y que la onda secundaria parte con fase $\pi/2$ desde dS .

Generalmente las fases interesan en valor relativo, no absoluto. Las partes de la onda primaria obturada por la pantalla no contribuyen a la onda en P .

Ondas (o luz) COHERENTES

Si dos o más **fuentes puntuales** de ondas (ó luz) emiten de forma tal que los "trenes" de ondas mantienen entre sí una relación de fase constante en el tiempo (sea cual sea el valor de tal relación) diremos que las ondas son **COHERENTES**. De lo contrario diremos que son **INCOHERENTES**. Sólo las ondas coherentes producen patrones de interferencia y difracción definidos.

Una **fente extensa LASER**, por ejemplo, es coherente, en cambio la luz proveniente de fuentes extensas "**naturales**", como ser el sol, estrellas, el filamento de una lámpara, etc., es incoherente pues sus distintos puntos emisores emiten en forma incoherente, es decir, no mantienen una relación de fase constante, por el contrario, esta relación puede suponerse cambia bruscamente en un orden de 10^{-8} seg. Esto es así por el "**azar**" que impera a nivel atómico. Como luego veremos, es posible a partir de luz incoherente, producir coherencia (con orificios muy pequeños, espejos, espejos "semiplatedados", etc.). Aquí trabajaremos siempre con ondas coherentes, luego se comparará el resultado con el caso que fueran incoherentes.

2.3. DIFRACCIÓN

Hay dos formas o situaciones distintas en el estudio de la difracción: la de **FRESNEL** (fig.2-5) y la de **FRAUNHOFER** (fig.2-6(a) y 2-6(b)). En la situación de Fresnel la fuente y la pantalla receptora están a distancia finita del obstáculo. En la situación de Fraunhofer estas distancias se han hecho infinitamente grandes (paralelizándose las direcciones de avance de los frentes secundarios), fig.2-6(a) ó bien se han interpuesto lentes, fig.2-6(b) produciendo el mismo efecto en las direcciones de avance. Esta situación es más sencilla de estudiar que la de Fresnel.

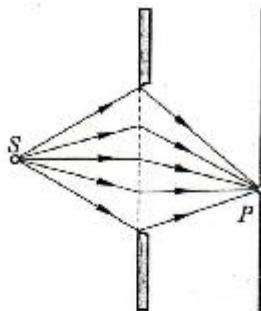


FIGURA 2-5

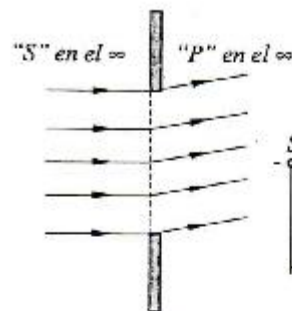


FIGURA 2-6(a)

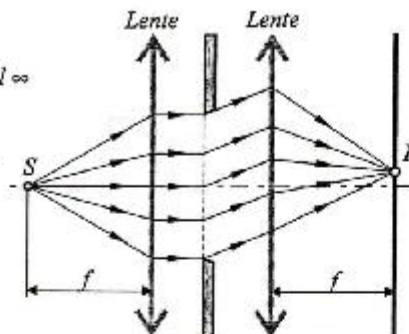


FIGURA 2-6(b)

2.3.1. Difracción de Fresnel producida por un orificio

Presentaremos este tema en forma muy resumida, resaltando los principales aspectos, (para mayores detalles demostrativos consultar Frish-Timoreva, tomo III).

En la fig.2-7(a) se han representado una pantalla con un orificio obturador, una fuente puntual S y un punto P en el eje de simetría. En la fig. 2-7(b) se observa lo mismo pero de perfil. Para aplicar el método debido a Fresnel, el frente primario, aquí esférico, se divide en ZONAS, llamadas ZONAS DE FRESNEL, de modo que las diferencias de distancias r entre los bordes circulares de las zonas contiguas y el punto P sea de $\lambda/2$ (fig.2-7b).

Para los valores de R (radio de orificio), d_s (distancia de la fuente a la pantalla), d_p (distancia del punto P a la pantalla) y λ (longitud de onda de la luz) que se han supuesto en la fig., han entrado 3 ZONAS de Fresnel en el orificio. Variando cualquier valor variará el número de zonas en el orificio. Es fácil cambiar la distancia d_p o d_s , pero también con un diafragma (tipo cámara fotográfica) se puede cambiar R .

Ahora bien, la amplitud de la onda en P se obtiene aplicando el método de Huyghens-Fresnel: dividimos CADA zona de Fresnel en elementos dS que aquí conviene también sean **anulares**. Cada elemento dS produce una onda secundaria cuya amplitud y fase está dada por vectores (ó "fasores" $\Delta \vec{E}_1$).

Si $\frac{\sqrt{b\lambda}}{a} \ll 1$ (ranura "ancha") se tiene la distribución de intensidad de la fig.2-16.

FIGURA 2-15

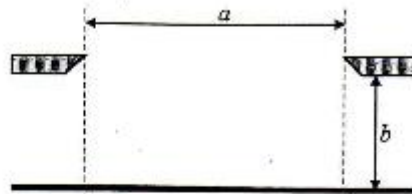


FIGURA 2-16

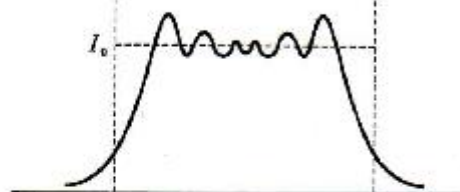
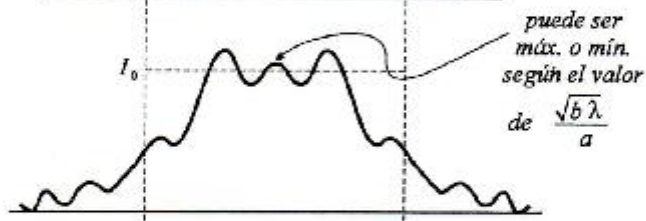


FIGURA 2-17



Si $\frac{\sqrt{b\lambda}}{a} \approx 1$ (ranura "media") se pueden tener fluctuaciones de la intensidad en la zona de la sombra geométrica. (fig.2-17).

Si $\frac{\sqrt{b\lambda}}{a} \gg 1$ (ranura muy fina) se tienen los resultados análogos a la difracción de Fraunhofer que luego veremos.

Con esto damos por terminado la difracción al "estilo" de Fresnel. Veamos ahora la de Fraunhofer que es relativamente mas sencilla.

2.4. DIFRACCIÓN DE FRAUNHOFER PARA UNA RANURA

Para que se cumplan las condiciones de Fraunhofer se colocan lentes convergentes L_1, L_2 de modo que L_1 tenga su foco objeto sobre la fuente puntual S de luz y el L_2 su foco imagen sobre la pantalla receptora, así el frente de onda que recibe la ranura es plano (fig.2-18).

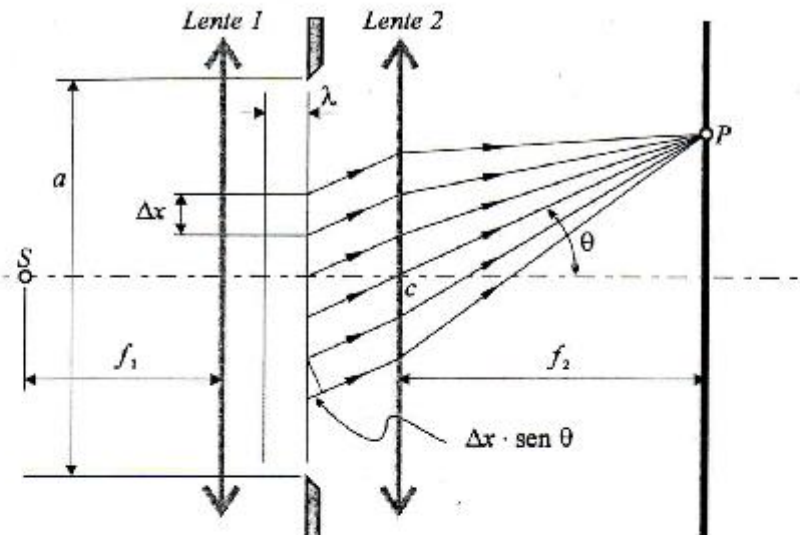


FIGURA 2-18

Aplicamos otra vez el método de Huyghens-Fresnel. Para ello se divide el frente de onda que incide en la ranura en elementos dS de ancho $\Delta x = \frac{a}{N}$ donde a es el ancho de la ranura y N un número que debe ser elevado (en el límite $N \rightarrow \infty$).

Si el ángulo θ entre el eje de simetría y la recta formada por el punto P de la pantalla y el centro óptico C no supera, digamos, los 3° ó 4° , podemos suponer que las amplitudes $|\Delta \vec{E}_i|$ de las ondas secundarias que parten de los elementos dS y llegan a P son todas iguales. La amplitud resultante en el punto P la obtenemos, como siempre, sumando los $N \Delta \vec{E}_i$. En la fig 2-19 se observa una suma para cierto número N , (aquí N no es muy elevado). La suma da el vector $\vec{E}(\theta)$. Entre dos $\Delta \vec{E}_i$ consecutivos, hay una diferencia de fase $\Delta \phi$ debido a la diferencia de recorrido $\Delta x \sin \theta$ entre dos ondas secundarias de elementos dS vecinos. Es claro que la diferencia de fase entre el primer $\Delta \vec{E}_i$ y el último es $\phi = N \Delta \phi$. A su vez $\Delta \phi$ guarda la siguiente relación con la diferencia de recorrido $\Delta x \sin \theta$:

$$\frac{\Delta \phi}{2\pi} = \frac{\Delta x \sin \theta}{\lambda}$$

reemplazando $\Delta x = \frac{a}{N}$

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{a}{N\lambda} \sin\theta,$$

es decir, al ser $N\Delta\varphi = \varphi$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin\theta,$$

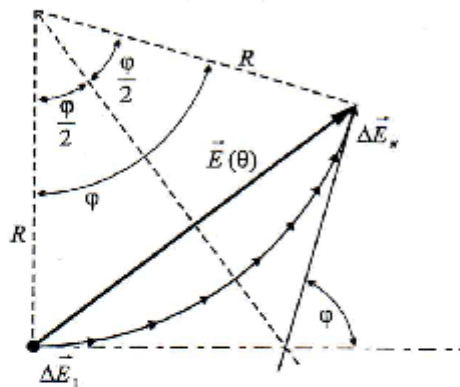


FIGURA 2-1

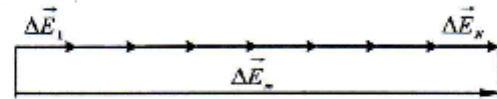


FIGURA 2-2

de modo que el desfase φ es función de la inclinación θ y así resulta que el valor $|\vec{E}(\theta)|$ es función de θ . No así la longitud del arco formado por los $\Delta\vec{E}_i$. Esta longitud no depende de θ , es la misma que para $\theta = 0$ (fig.2-20) y la denominaremos E_m (amplitud máxima, se tiene en el eje de simetría).

De la fig.2-19 obtenemos:

$E_m = R \varphi$, además

$$E(\theta) = 2R \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right),$$

reemplazando $R = \frac{E_m}{\varphi}$

$$E(\theta) = 2 \frac{E_m}{\varphi} \sin \frac{\varphi}{2}$$

ó bien

$$E(\theta) = E_m \cdot \left[\frac{\text{sen } \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} \right]$$

y para las intensidades

$$I(\theta) = I_m \cdot \left[\frac{\text{sen } \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} \right]^2$$

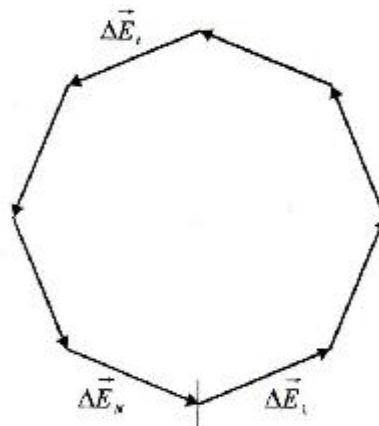


FIGURA 2-21

Primer mínimo: Cuando el polígono de vectores $\Delta \vec{E}_i$ se cierre "por primera vez" (fig. 21) se tiene $\vec{E}(\theta_1) = 0$. Esto ocurre para $\varphi = 2\pi$, es decir,

$$\varphi = 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ sen } \theta_1$$

de modo que el primer mínimo se produce en un punto P de la pantalla que forma un ángulo $\theta_1 = \text{arc sen } \left(\frac{\lambda}{a} \right)$

$$1^{\text{er}} \text{ mínimo: } \theta_1 = \text{arc sen} \left(\frac{\lambda}{a} \right)$$

Segundo mínimo: El segundo cierre del polígono se produce para $\varphi = 4\pi$. Resultando:

$$2^{\text{do}} \text{ mínimo: } \theta_2 = \text{arc sen} \left(\frac{2\lambda}{a} \right)$$

En general, para un mínimo de orden m se tiene

$$\theta_m = \text{arc sen} \left(\frac{m\lambda}{a} \right)$$

En las figuras 2-22 (a, b, c) se muestran los polígonos de vectores $\overline{\Delta E_i}$ como círculos, correspondientes a los mínimos sucesivos. Sus diámetros deben disminuir porque la longitud debe conservarse en el valor E_m .

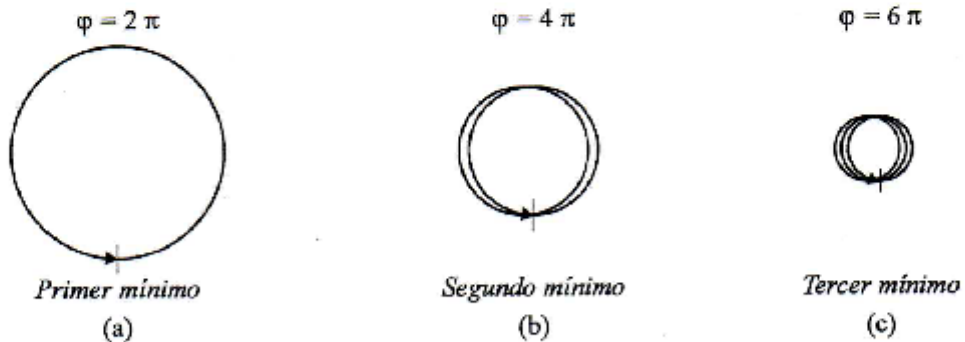


FIGURA 2-22. En realidad los círculos están superpuestos, aquí se los dibuja separados para que el lector los observe

Intensidad de los máximos sucesivos:

Los máximos se encuentran entre los mínimos y cómo en estos se cumple:

$$\text{mínimos } \varphi = m2\pi \quad (m = 1, 2, \dots)$$

para los máximos es:

$$\text{máximos } \varphi = (m + 1/2) 2\pi,$$

reemplazando en:

$$I(\theta) = I_m \cdot \left[\frac{\text{sen } \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} \right]^2$$

resulta:

$$I_{\text{máx}}(\theta) = I_{m,0} \cdot \left[\frac{\text{sen} \left(m + \frac{1}{2} \right) \pi}{\left(m + \frac{1}{2} \right) \pi} \right]^2$$

pero $\text{sen} (m+1/2) \pi = 1$, luego:

$$I_{\text{máx}}(\theta) = I_{m,0} \cdot \frac{1}{\left(\left(m + \frac{1}{2} \right) \pi \right)^2}$$

para $m=1$:

$$I_{\text{máx}1}(\theta) = \frac{I_{m,0}}{\frac{9}{4}\pi^2} \approx 0,045 I_{m,0}, \quad \text{etc.,}$$

($I_{m,0}$ = máx central)

Es importante resaltar que cuando el ancho de la ranura a es igual a λ , el 1^{er} mínimo se va a infinito, lo que significa que la pantalla queda totalmente iluminada, aunque débilmente (fig.2-23). En las figuras siguientes (2-24 y 2-25) se ha tomado por convención $I_{m,0} = 1$.

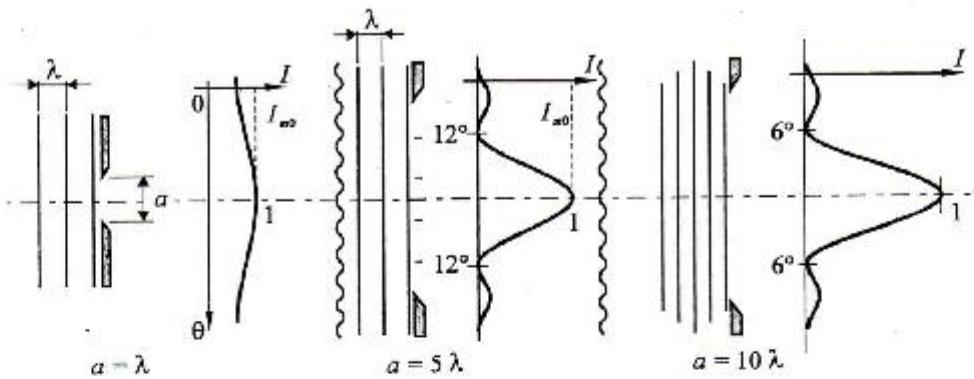


FIGURA 2-23

FIGURA 2-24

FIGURA 2-25

Note el alumno las diferencias entre la difracción de Fresnel con Fraunhofer.

Suspendemos momentáneamente el tema difracción para ocuparnos ahora de otro fenómeno: la **INTERFERENCIA** de ondas. Se trabaja en forma parecida a la difracción, es más, podemos decir que la **Difracción ocurre por INTERFERENCIA entre las ondas secundarias coherentes**, en cambio la **interferencia propiamente dicha resulta de superponer las propias ondas primarias provenientes de fuentes coherentes**. Por ello es que seguiremos utilizando los vectores (o fasores).

Insistamos en que para tener un "patrón" definido en la pantalla receptora las ondas (primarias y/o secundarias) deben provenir de fuentes coherentes entre sí. Pero normalmente las fuentes comunes son incoherentes... entonces ¿cómo obtener fuentes coherentes? Hay varios métodos tradicionales (dejando de lado por ahora el moderno LASER).

2.4.1. Método De Los Espejos De Fresnel

Se produce una doble imagen S_1 y S_2 de la fuente de luz S , con 2 espejos e_1, e_2 que forman un ángulo α entre sí. Es claro que para un punto (un observador) en P las ondas primarias que parten virtualmente de S_1 y S_2 son coherentes entre sí (pues en realidad son producidas por una única fuente S).

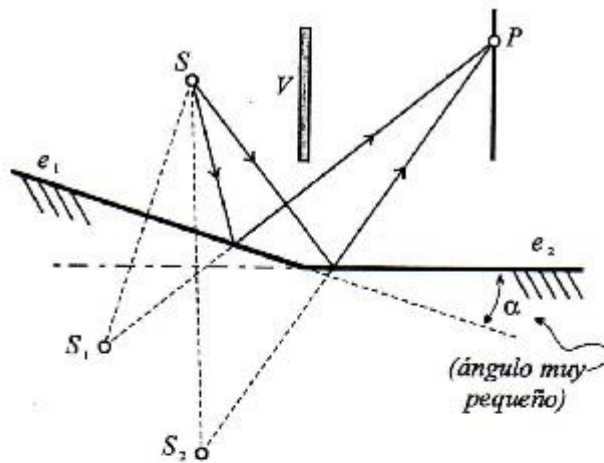


FIGURA 2-26

De modo que la superposición en P será bien definida, es decir, perdurable: si llegan en fase se tendrá un máximo, si llega en contrafase un mínimo. En general deberán sumarse los vectores ya conocidos. Las posibles diferencias de fase surgen de la diferencia de recorridos entre $S_1 P$ y $S_2 P$. La pantalla V impide que lleguen ondas incoherentes directas de S a P .

2.4.2. Biprismas De Fresnel

Algo análogo a lo anterior se puede lograr con dos prismas opuestos por la base (fig.2-27).

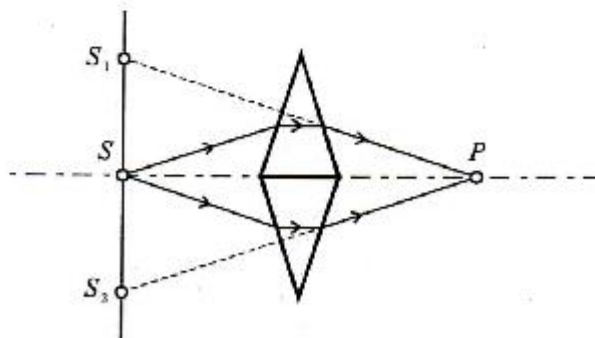


FIGURA 2-27

2.4.3. Espejo De Lloyd

Para los rayos "razantes" SIP hay interferencia con el directo SP (fig.2-28)

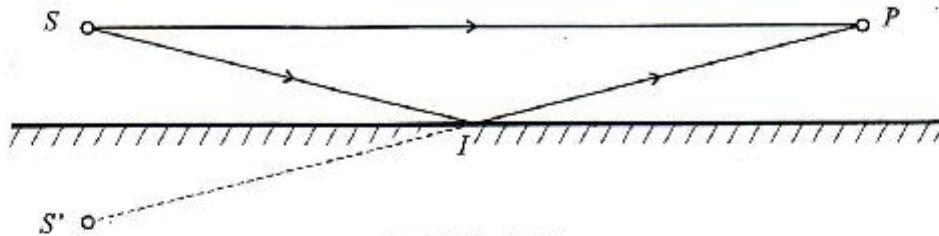


FIGURA 2-28

2.4.4. Método de LINNIK

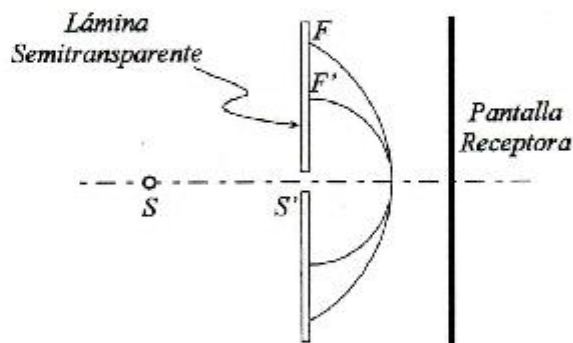


FIGURA 2-29

Entre una pantalla receptora y una fuente de luz S se interpone una lámina plana semitransparente, con un pequeñísimo orificio S' . El frente F proveniente directamente de la fuente S es coherente con el frente F' proveniente del orificio S' y por lo tanto interfieren produciendo franjas circulares de máximos y mínimos.

2.4.5. Interferencia en láminas transparentes

Es muy frecuente que se produzca el fenómeno de interferencia entre la onda que se refleja en la primera superficie que encuentra (fig.2-30) con la que se refleja en la segunda superficie. Es decir, y si el espesor e no es muy superior a λ , los rayos 1 y 2 son coherentes. Esto es observable en películas de aceite en el agua.

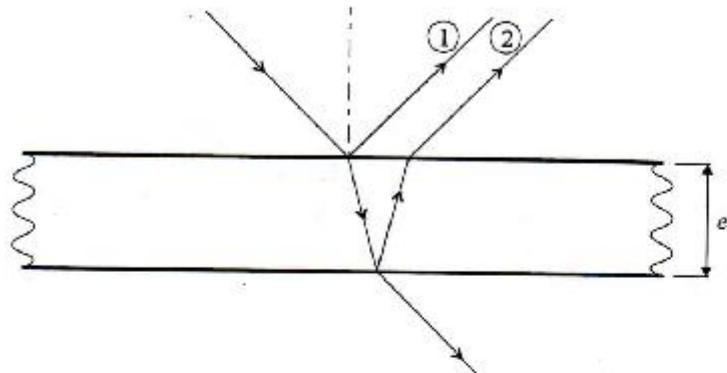


FIGURA 2-30

2.4.6. Cambio de fase por reflexión

Admitiremos sin demostrar (aunque la demostración es factible) que cuando una onda incide en un medio donde su velocidad de propagación V es menor (o sea el índice de refracción $n = \frac{c}{V}$ es mayor) la onda reflejada sufre un cambio de fase de π (ó $\lambda/2$), fig.2-31.

La onda refractada no sufre ningún cambio de fase. Si la onda encuentra un medio de velocidad mayor (menor índice) tampoco cambia de fase. Todo esto hay que tenerlo presente cuando se analizan cuantitativamente los máximos y mínimos por interferencia.

El cambio de fase también se produce en los espejos.

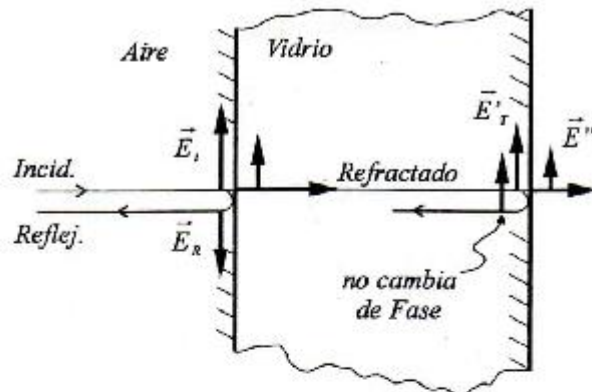


FIGURA 2-31

Nota:

Aunque las fuentes sean coherentes si son EXTENSAS, por ejemplo, de largo h fig.2-32, puede ocurrir que las ondas provenientes de algunas partes de las fuentes produzcan máximos sobre los mínimos de las ondas provenientes de otras partes y desaparezca así el patrón de interferencia constituido por franjas de máximos y mínimos, o al menos pierda nitidez. Es fácil comprobar que para evitar tal cosa debe cumplirse:

$$h \leq \frac{1}{2} \lambda \frac{L}{d},$$

por ejemplo si:

$$\lambda = 5000 \text{ \AA} \text{ (luz verde amarillenta), } L = 1 \text{ m } \text{ y } d = 5 \text{ mm}$$

$$h \leq 0,05 \text{ mm}$$

Para conseguir esto se suele interponer ante las fuentes pantallas con pequeñísimos orificios o ranuras.

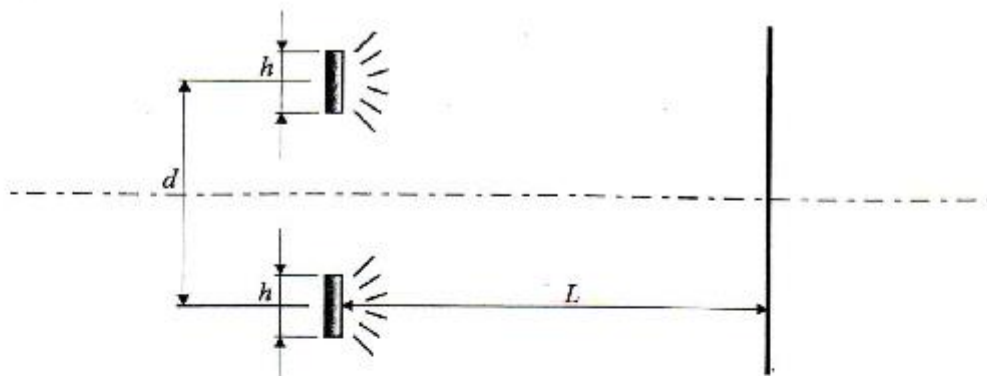


FIGURA 2-32

Con estas nociones previas sobre interferencias abordemos el estudio algo más cuantitativamente.

2.5. INTERFERENCIA EN DOBLE RANURA. EXPERIENCIA DE YOUNG-FRESNEL

Sea una fuente puntual S (fig.2-33) y una pantalla con ranuras R_1, R_2 , paralelas. Por ahora supondremos que el ancho de las ranuras $a \approx \lambda$ para que se produzca difracción total, es decir el 1^{er} mínimo en el ∞ . De este modo estando tapada una ranura, la otra iluminará toda la pantalla receptora. Estando las dos destapadas se producirá interferencia entre las ondas que provienen de cada ranura. L_1 y L_2 son lentes convergentes para tener la situación de Fraunhofer. Para un punto P cualquiera, tal que \overline{PC} forma con el eje de simetría un ángulo θ , se tendrá una amplitud y fase dadas por la suma de los vectores \overline{E}_1 y \overline{E}_2 de las ondas que provienen de las ranuras R_1 y R_2 respectivamente (fig.2-34).

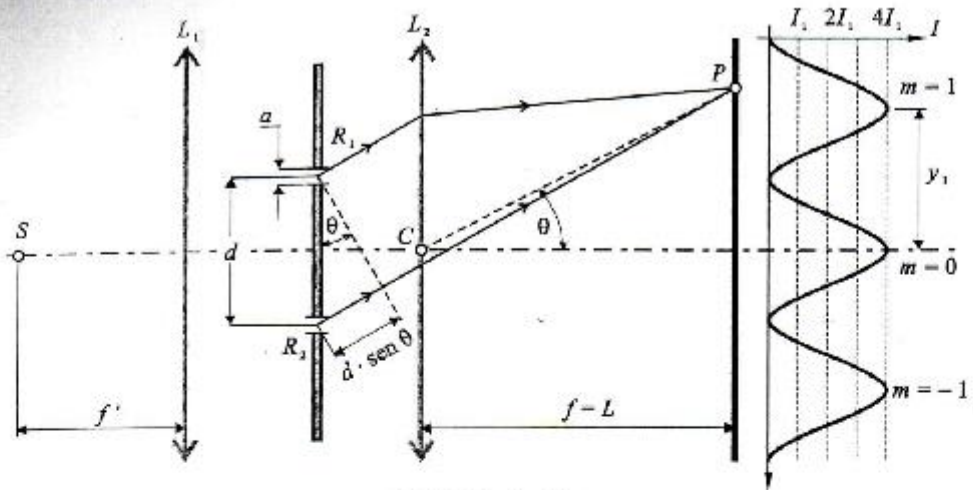


FIGURA 2-33

Si los ángulos θ no son muy grandes (solo 3° ó 4°) podemos suponer, al igual que en la difracción, que $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$. El desfase φ depende de la diferencia de recorridos entre las ondas, es decir, depende de $\Delta = d \text{ sen } \theta$. Ya sabemos que se cumple la relación:

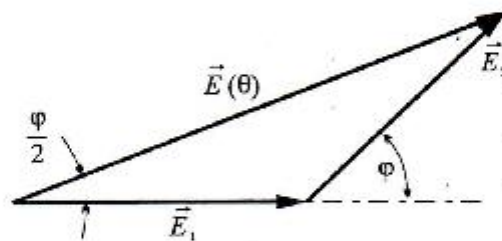


FIGURA 2-34

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{d \text{ sen } \theta}{\lambda}$$

o sea:

$$\varphi = \frac{2\pi d \text{ sen } \theta}{\lambda}$$

Para tener **máximos** es claro que debe cumplirse:

$$(\text{máx}) : d \text{ sen } \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

$$\text{máximo central: } m=0; \quad \theta = 0; \quad \varphi=0; \quad E_{(0)} = 2E_1,$$

luego

$$I_{(0)} = 4I_1$$

donde I_1 es la intensidad "casi" uniforme que se tendría si *solo una* ranura estuviese destapada.

$$\text{Primer máximo: } m = 1 \text{ (ó } -1); \quad \theta_1 = \text{arc sen } (\lambda/d); \quad \varphi_1 = 2\pi; \quad I(\theta_1) = 4 I_1.$$

$$\text{máximo orden } m: \theta_m = \text{arc sen } (m \lambda/d); \quad \varphi_m = 2 m\pi; \quad I(\theta_m) = 4 I_1$$

Los **mínimos** ocurren para $d \text{ sen } \theta = (m+1/2) \lambda$.

Comentario importante:

Hemos dicho que si sólo una ranura está destapada la iluminación es I_1 . Siendo **COHERENTES** las ondas de R_1 y R_2 tenemos "picos" de iluminación de valor $4I_1$, pero en contraparte zonas de mínimo cero. Si la luz proveniente de R_1 y R_2 **fuese INCOHERENTE** estando las 2 ranuras destapadas se tendría una iluminación "casi" uniforme de valor $2I_1$. He aquí otra importante propiedad asociada a la coherencia.

Con **coherencia** la suma debe ser **primero vectorial**, luego se puede tomar módulo y elevar al cuadrado.

Con **incoherencia**: se puede sumar directamente los cuadrados de los vectores (ó módulos):

$$I \propto E_1^2 + E_2^2 = 2E_1^2 = 2I_1$$

Distancia entre máximos (ó mín). Para pequeños ángulos θ se tiene:

$$\text{tg } \vartheta_m = \text{sen } \theta_m = \frac{y_m}{L} \quad (\text{ver fig. 33})$$

y_m es la "altura" del máx. de orden m . De modo que podemos escribir:

$$(\text{máx.}): d \frac{y_m}{L} = m\lambda$$

para el máx. de orden $(m+1)$:

$$d \frac{y_{m+1}}{L} = m\lambda + \lambda,$$

restando $m.a.m.$ y llamando Δy la distancia entre máximos consecutivos:

$$\Delta y = \frac{L}{d} \lambda$$

Esta sencilla expresión tiene **gran importancia histórica**, pues midiendo Δy , d , L permitió a Young y Fresnel calcular λ de la luz (monocromática).

Como la distancia entre máximos Δy es función directa de la longitud de onda λ se tiene que si se ilumina con luz blanca (mezcla de longitudes) los máximos de los distintos colores tendrán distintas distancias, es decir, la interferencia producirá una descomposición de la luz blanca, **salvo en el máx. central**. En la fig.2-35 se tiene el patrón de interferencia supuesto dos longitudes, por ej. rojo y violeta ($\lambda_R > \lambda_V$).

En este principio se basa la descomposición de la luz por **REDES de difracción** (que debería llamarse a mi criterio redes de interferencia).

Vemos, en efecto, que una **red de difracción** puede ser concebida como un **conjunto muy numeroso de ranuras** muy finas ($a = \lambda$).

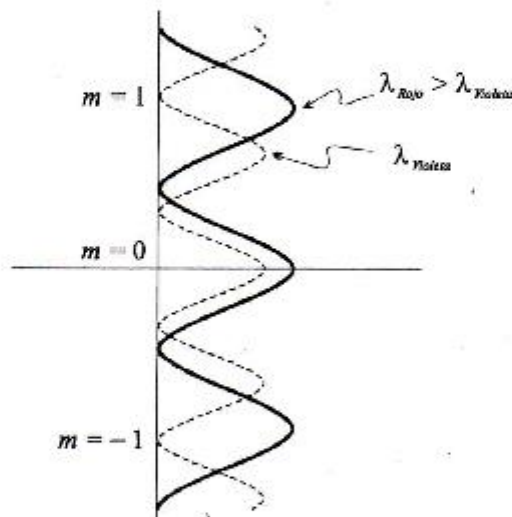


FIGURA 2-35

2.6. INTERFERENCIA EN N RANURAS

Como generalización del caso de 2 ranuras sea un conjunto de N ranuras paralelas, de ancho $a = \lambda$, igualmente espaciadas por una distancia d (fig.2-36). Aquí suponemos $N = 5$. Si θ no es muy grande podemos suponer otra vez que los vectores $\Delta \bar{E}_i$ correspondientes a cada onda que parte de cada ranura tienen igual módulo (amplitud). Como siempre, en un punto P de la pantalla receptora, la amplitud y fase estarán dada por la suma vectorial de los $\Delta \bar{E}_i$ ($i = 1, \dots, N$). La diferencia de fase $\Delta \phi$ entre los $\Delta \bar{E}_i$ consecutivos está igualmente dada por la diferencia de recorridos $d \text{ sen } \theta$ entre dos ondas de ranuras consecutivas (fig.1-36), de modo que otra vez se tiene:

$$\frac{\Delta \phi}{2\pi} = \frac{d \text{ sen } \theta}{\lambda}, \quad \text{ó} \quad \Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \text{ sen } \theta$$

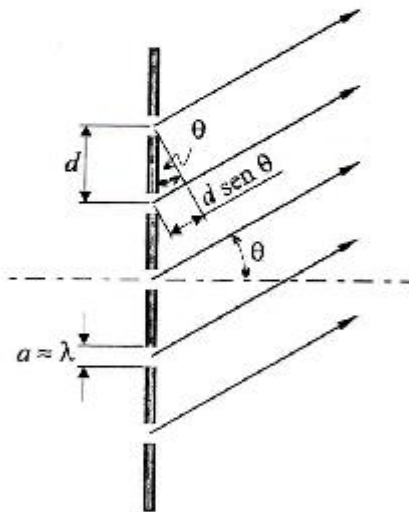


FIGURA 2-36

Máximos principales:

Ya sabemos que si $d \text{ sen } \theta = m\lambda$ ($\pm m = 0, 1, 2, \dots$) se tienen máximos que, por algo que luego se entenderá, llamaremos **principales**.

Que $d \sin \theta = m\lambda$ implica que $\Delta\lambda = m \times 2\pi$, de modo que la suma de los $\Delta\vec{E}_i$ da $\vec{E}_m = N\Delta\vec{E}_1$. En nuestro caso $\vec{E}_m = 5\Delta\vec{E}_1$ (fig.1-37). De modo que la intensidad de estos máx. principales es $I_m \propto E_m^2$, o sea $I_m \propto N^2 \Delta E_1^2$. Entonccs, cuanto mayor es N mayor es la intensidad de los máximos.

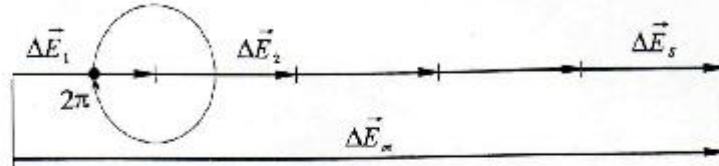


FIGURA 2-37

Mínimos:

Quando se cumple $N \Delta\phi = m \times 2\pi$ el polígono de los $\Delta\vec{E}_i$ se cierra ($\vec{E}_{\text{res}} = 0$), fig.1-38 y se tienen mínimos ($I = 0$). Pero hay excepciones pues al ser: $\Delta\phi = (m \times 2\pi / N)$, cuando $m = 0, N, 2N, 3N$, otra vez es $\Delta\phi$ un N° entero de 2π y se tienen máximos en lugar de mínimos. (En nuestro caso para $m = 0, 5, 10, 15$, etc.).

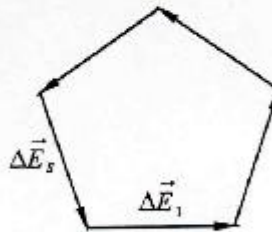


FIGURA 2-38

Máximos secundarios:

Si "partimos" de un máximo principal, p.ej. del central ($\theta = 0^\circ$), y recorremos la pantalla hacia arriba o hacia abajo del máximo principal pasaremos gradualmente a un mínimo (el primer mín. es el de la fig.2-38), mas luego el polígono de los $\Delta\vec{E}_i$ no se cierra, aumentando nuevamente la amplitud resultante hasta llegar a un **máx. secundario**, el primero ocurre para $\Delta\phi = 110^\circ$ (fig.2-39), luego prosiguiendo el polígono se cierra nuevamente y así sucesivamente hasta llegar a otro máximo principal. (Para mayores detalles gráficos, consultar Resnick-Halliday en el tema Redes y Espectros). En la fig.2-40 se tiene la distribución de

intensidad $I(\theta)$. En general entre 2 máx. principales hay $(N-1)$ mínimos y $(N-2)$ máx. secundarios. (Esta conclusión sale de un estudio detallado de los $\Delta \vec{E}_i$).

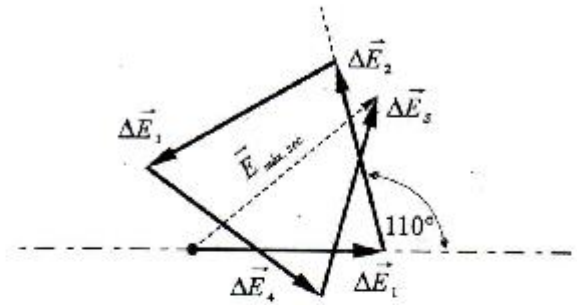


FIGURA 2-39

La distancia Δy entre máx. principales prácticamente no depende de N y vale, como en el caso

$N=2$: $\Delta y = (L\lambda / d)$. En la fig.2-40 se compara $I(\theta)$ para $N=5$ y $N=2$.

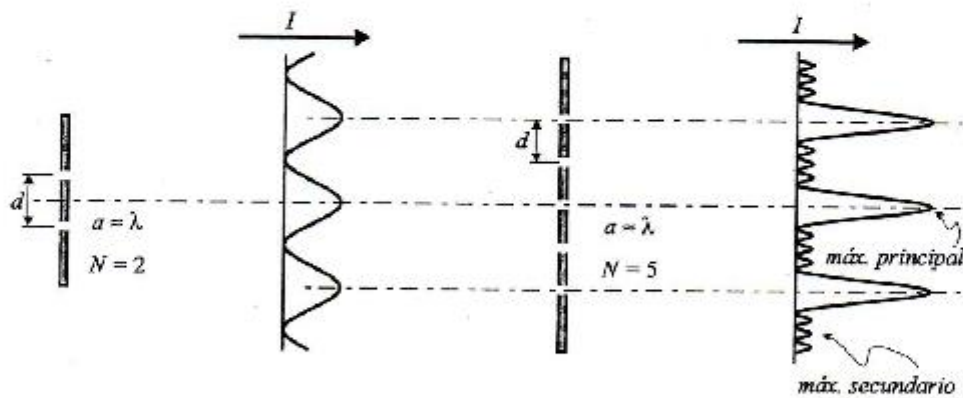


FIGURA 2-40

Cuánto mayor es N más "agudos" son los máx. principales. Esto es esencial para luego comprender las REDES.

Veamos antes que ocurre cuando $a > \lambda$.

Simplemente diremos que cuando $a > \lambda$ el "patrón" de intensidad $I(\theta)$ de **interferencia** queda "modulado" por el patrón de **difracción** de una ranura. En la fig.2-41 se **resume** el resultado.

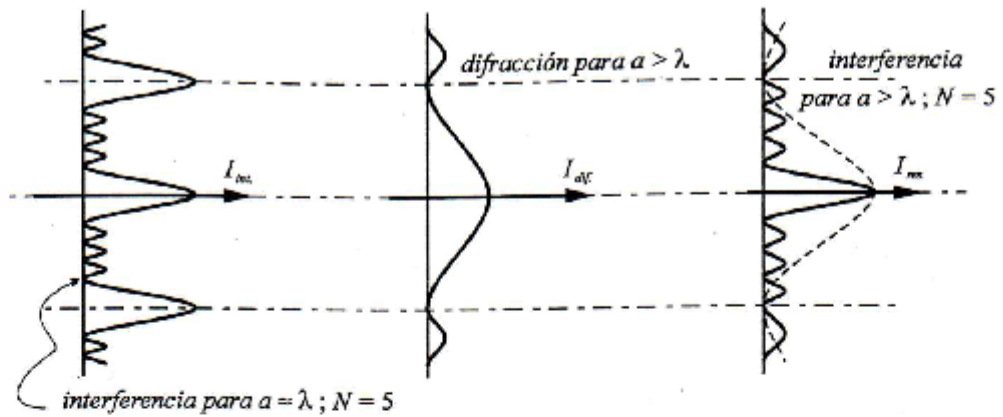


FIGURA 2-41

Note que la difracción puede hacer desaparecer o atenuar máximos. Podemos decir que:

$$I_{Res.} = I_{difr} \times I_{int.(a=\lambda)} \quad int.(a > \lambda)$$

2.6.1. Redes de Difracción

Una placa transparente tal que en una de sus caras se han practicado un número N elevado de rayas paralelas, equidistantes una distancia d , fig.2-42, constituye una red. El número de rayas por centímetro es de MILES.

El comportamiento es análogo a un conjunto de N ranuras, pero el desfase se produce aquí por ser diferente el recorrido en material de los rayos 1 y 2 (fig.2-42). Esta es una red transparente o de "fasc". También hay redes que actúan por reflexión (fig.2-43) y redes de escalones (fig.2-44).

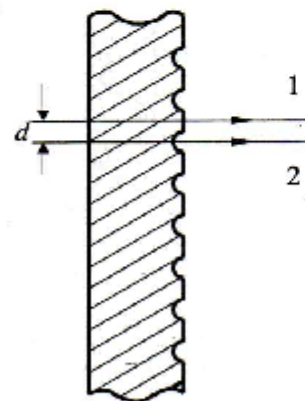


FIGURA 2-42

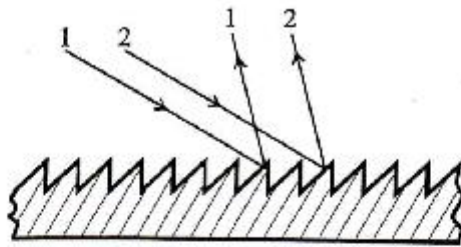


FIGURA 2-43

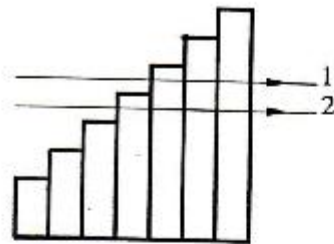


FIGURA 2-44

Principio de funcionamiento

Ya hemos visto que N ranuras producen máximos principales más intensos y "delgados" cuánto mayor es el número N , pero cada máximo corresponde a cada longitud de onda λ (la distancia entre ellos es función inversa de d), de modo que cuando se ilumina con luz blanca, ésta, al pasar por las ranuras, se descompone dando un **espectro** colorado.

Poder Dispersivo de una red

Es el cociente $D = \frac{d\theta}{d\lambda}$, donde $d\theta$ (fig.1-45) es la diferencia angular sustentada por dos máximos principales correspondientes a dos ondas componentes de longitud λ y $(\lambda + d\lambda)$.

Siendo $d \sin \theta = m\lambda$, es decir,

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{d},$$

resulta diferenciando *m.a.m.*:

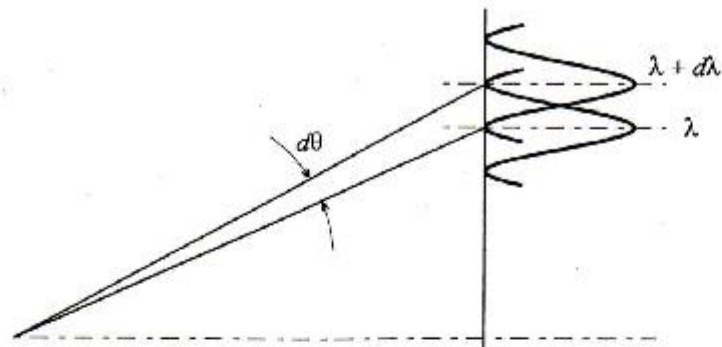


FIGURA 2-45

$$\cos \theta \, d\theta = m \frac{d\lambda}{d}$$

luego:

$$D = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta}$$

Para $m = 0$ no hay dispersión.

Vemos que el poder dispersivo NO DEPENDE del número de ranuras o rayas N .

Poder resolutivo o separador de una red.

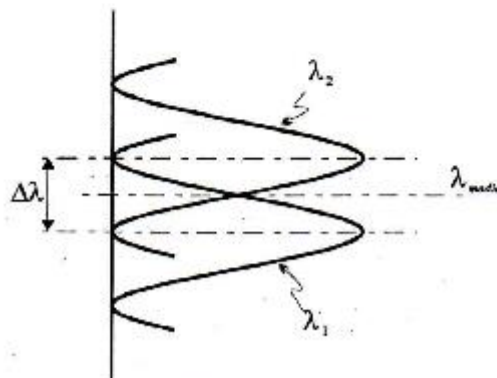


FIGURA 2-46

Sean dos máximos principales correspondientes a dos componentes de longitud λ_1 , λ_2 (fig.2-46), por ejemplo los máximos correspondientes al "doblete" del sodio ($\lambda_1 = 5890,0 \text{ \AA}$; $\lambda_2 = 5895,9 \text{ \AA}$), y supongamos que estos dos máximos "APENAS" se distinguen como efectivamente máximos distintos, es decir, que están en el límite de visión diferenciada. Con un criterio "algo exagerado" podemos afirmar que resulta así si el máximo correspondiente a una longitud "cae" sobre el mínimo de la otra longitud (criterio de Lord Rayleigh). Ahora bien, definimos como Poder Resolutivo o Separador a:

$$R = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\lambda_{\text{medio}}}{\Delta\lambda}$$

Es posible demostrar (basándose en las expresiones de máximos y mínimos y el criterio de Rayleigh) que el poder resolutivo es igual al producto del número de orden m por el número de rayas N y no depende de la distancia d entre rayas:

$$R = \frac{\lambda_m}{\Delta\lambda} = mN$$

Vemos que para $m = 0$, al igual que el poder dispersivo, no hay poder resolutivo, de modo que la red no puede separar entre sí los máximos centrales, es decir, para $m = 0$ la red no descompone la luz blanca (fig.2-47).

Para cada valor de $m \neq 0$ la red produce un espectro completo (fig.2-47).

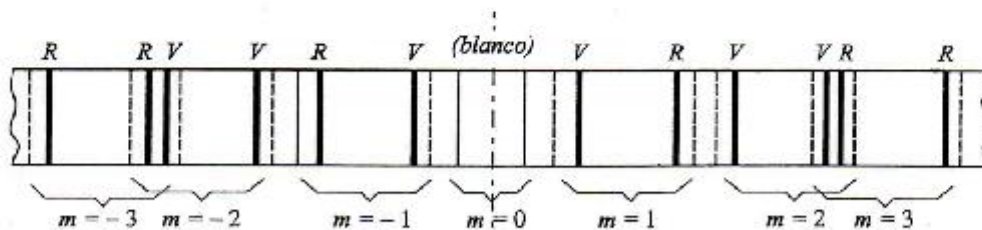


FIGURA 2-47

Se tiene el inconveniente que los espectros para $m = 2, 3, \dots$ se solapan y por otro lado esta multiplicidad de espectros implica una repartición de la energía luminosa entre ellos, de modo que hay pérdida de luminosidad. De todos modos las redes modernas aventajan a los prismas por su gran poder dispersivo y resolutivo.

Para familiarizarnos con el concepto de poder dispersivo (D) y poder resolutivo (R) comparemos 3 redes A, B, C . Para todas ellas suponemos

$$\begin{array}{llll} \text{Red } a: & = 10.000, & d = 25400 \text{ \AA}, & R = N = 10.000, & D = \\ & & & & 2,32 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \end{array}$$

$$\begin{array}{llll} \text{Red } b: & = 20.000, & d = 25400 \text{ \AA}, & R = N = 20.000, & D = \\ & & & & 2,32 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \end{array}$$

$$\begin{array}{llll} \text{Red } c: & = 10.000, & d = 13700 \text{ \AA}, & R = N = 10.000, & D = \\ & & & & 4,64 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \end{array}$$

En la fig.2-48 se muestra el efecto de estas tres redes sobre el doblete del SODIO:

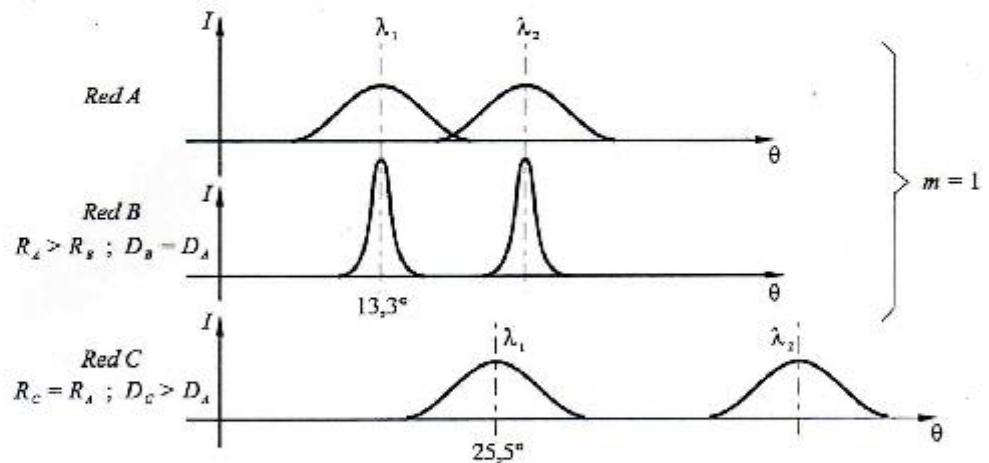


FIGURA 2-48

En resumidas cuentas podemos decir que el PODER DISPERSIVO (D) tiene que ver con la separación angular de los "ejes" de los máximos principales y el PODER RESOLUTIVO con la "delgadez" de dichos máximos.