

CONCEPTOS DE ÓPTICA FÍSICA

- 1 Introducción a las ondas electromagnéticas
- 2 Polarización de la luz
- 3 Interferencias luminosas
- 4 Difracción: Fresnel y Fraunhofer

La **Óptica Física u Ondulatoria**, es la parte de la Óptica que explica los fenómenos en los que la luz experimenta polarización, interferencias y difracción.

1 Introducción a las ondas electromagnéticas

Las ondas electromagnéticas son ondas transversales compuestas de dos campos, uno eléctrico \vec{E} y otro magnético \vec{B} , variables con el tiempo, que se propagan simultáneamente sin ser entidades independientes, de modo que uno requiere la existencia del otro. Un campo eléctrico variable con el tiempo engendra un campo magnético y a su vez, el campo magnético variable con el tiempo crea un campo eléctrico. Estas singulares propiedades vienen recogidas en unas maravillosas ecuaciones, debidas al escocés Maxwell.

Considerando una onda electromagnética que se propaga en el vacío en la dirección del eje X, su velocidad se puede expresar $\vec{v} = c \vec{i}$ donde c es el módulo de la velocidad de la luz en el vacío a la que asigna en el S.I. de unidades el valor de 300.000 km/s . Una imagen de una onda electromagnética plano-polarizada, se representa en la Fig.1.

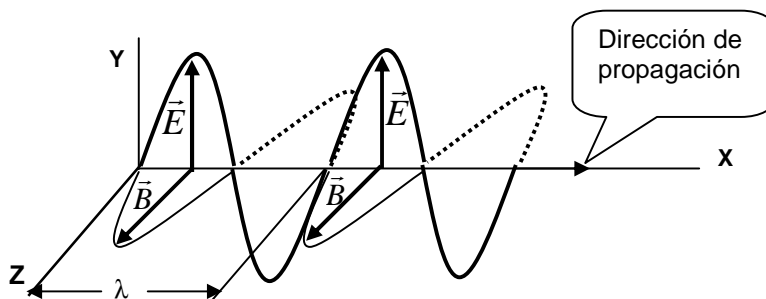


Fig.1

Las ecuaciones de la onda representada en la Fig.1 obedecen a la de propagación de un fenómeno periódico y armónico, así para cada uno de los campos si sus amplitudes son respectivamente E_o y B_o , la frecuencia ν y la longitud de onda λ resulta:

$$E_y = E_o \operatorname{sen} 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \qquad B_z = B_o \operatorname{sen} 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right)$$

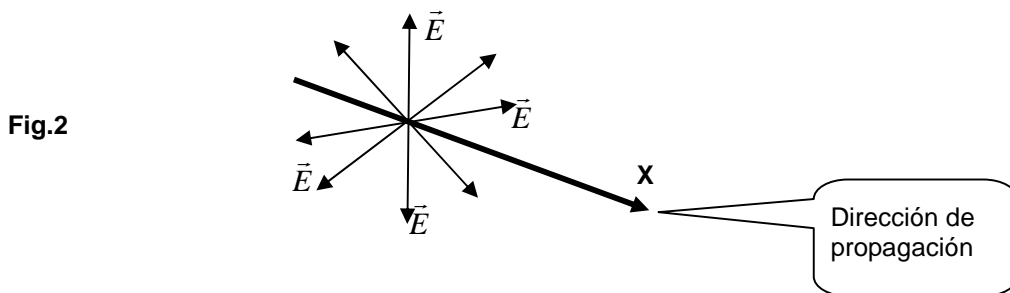
Siendo además: $E_y = c \cdot B_z$

En general para representar a la onda electromagnética basta con el campo eléctrico ya que ambos están íntimamente relacionados entre sí por las ecuaciones de Maxwell.

2 Polarización

La polarización es una propiedad exclusiva de las ondas transversales, de modo que las ondas electromagnéticas pueden experimentarla.

Una onda electromagnética que de ahora en adelante representaremos únicamente por el campo eléctrico y mediante el vector \vec{E} , en general, a medida que se propaga el vector \vec{E} está cambiando de dirección de modo que no solo se desplaza dentro del plano **XY** como se ve en la Fig.1. Sin embargo, por la dificultad que supone dibujar la onda a medida que los campos \vec{E} y \vec{B} van girando, la representaremos mediante un vector giratorio solo con el campo eléctrico \vec{E} , cuyo módulo también puede variar con el tiempo, **Fig.2**.



Una onda electromagnética en la que el vector luminoso \vec{E} vibra en cualquier dirección, se llama *polarizada al azar* (aunque también se usa no polarizada). Sin embargo, si el vector \vec{E} vibra dentro del mismo plano, como en la Fig.1 el plano **XY** y mantiene también paralela su dirección de vibración a un cierto eje, como sucede con el eje **Y**, entonces se dice que la luz está *linealmente-polarizada*.

En una onda linealmente-polarizada, el plano que contiene a las componentes del campo eléctrico se llama *plano de vibración*, en la Fig.1 es el plano **XY**. El plano perpendicular al de vibración, el plano **XZ**, se conoce como *plano de polarización*.

Cuando en una onda polarizada al azar, el extremo del vector luminoso se mantiene vibrando en planos paralelos a uno de referencia, como el **YZ** de la Fig.1, y la proyección del extremo del vector luminoso sobre el citado plano, describe una elipse, **Fig.3a**, se dice que la luz está polarizada elípticamente, si en cambio describe una circunferencia, se dice que está polarizada circularmente **Fig.3b**. En aquellos casos, en los que el campo eléctrico vibra en una dirección que es paralela a un cierto plano, se llama genéricamente *luz plano-polarizada*.

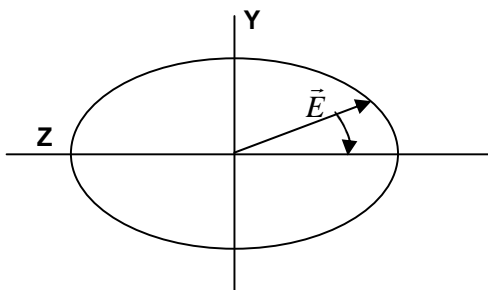


Fig.3.a

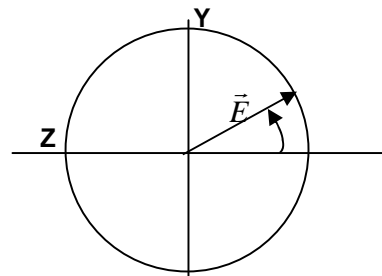


Fig.3.b

Si el extremo del vector \vec{E} gira en el sentido de las agujas del reloj, se dice que está plano-polarizada a derechas, cuando gira en el sentido contrario al de las agujas del reloj, se dice que está plano-polarizada a izquierdas.

Se puede conseguir polarizar linealmente una onda luminosa al azar, por distintos procedimientos, aquí hablaremos de la absorción selectiva y de la polarización por reflexión.

2.1 Polarización por absorción selectiva

Ciertas sustancias llamadas láminas de polarización, (polaroid) están formadas por largas cadenas de moléculas orgánicas, en las que se han incluido átomos de Yodo. La conducción de electrones asociada con el Yodo permite el movimiento de los electrones a lo largo de las cadenas, de un modo similar, al que tendrían los electrones en unos alambres, Fig.4.

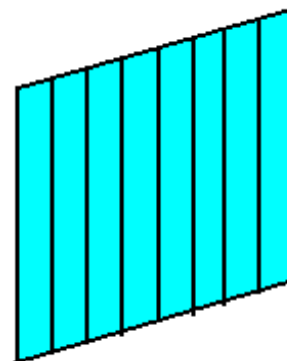


Fig.4

Disposición de las cadenas de moléculas, en una lámina de polarización.

La absorción de determinadas componentes del campo eléctrico puede efectuarlas la lámina de polarización. El campo eléctrico \vec{E} que llega vibrando en cualquier dirección a la lámina Fig.5 se descompone en dos componentes: una E_y en la dirección de las cadenas moleculares que están según el eje vertical, y otra en la dirección transversal E_z .

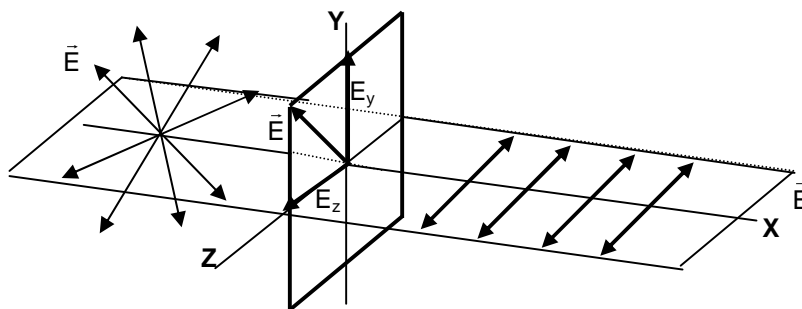


Fig.5

Las componentes del campo E_y en la dirección de las cadenas moleculares, ponen en movimiento a los electrones cediéndoles su energía, y quedan absorbidas. La otra componente transversal E_z no es absorbida y sale vibrando en el plano ZX , como luz linealmente-polarizada. La lámina de polarización por producir la absorción de una de las componentes del campo, hace una *absorción selectiva*. La dirección de la lámina paralela al campo transmitido, da el *eje de transmisión del polarizador*, que en este caso es el eje Z .

Una prueba para determinar el carácter transversal de la luz

Si yuxtapuesta a esta lámina, se sitúa otra con su eje de transmisión según el eje Y , ¿pasará algo de energía luminosa?. La respuesta es no, si la luz es una onda transversal pues deberá producirse la extinción total de la luz por estar cruzados los ejes de transmisión de los dos polarizadores.

Se llaman sustancias ópticamente activas, aquellas que pueden hacer girar el plano de vibración de la luz linealmente-polarizada cambiando su orientación, bien hacia la derecha dextrógira, o a la izquierda levógiras. Así una disolución acuosa de glucosa o de azúcar es dextrógira, dependiendo el ángulo girado de la concentración de azúcar, mientras que un disolvente como el aguarrás es levógiro.

2.2 Ley de Malus

La componente del campo eléctrico de la luz puede expresarse por la ecuación de una onda armónica

$$E = E_o \text{sen } 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Donde E_o es la amplitud de la onda luminosa.

Como la intensidad de un movimiento ondulatorio es proporcional al cuadrado de la amplitud, resulta para la intensidad.

$$I_o = k \cdot E_o^2$$

Consideremos un polarizador cuyo eje de transmisión sea el eje **Z** y sobre el que incide luz polarizada al azar, **Fig.6**.

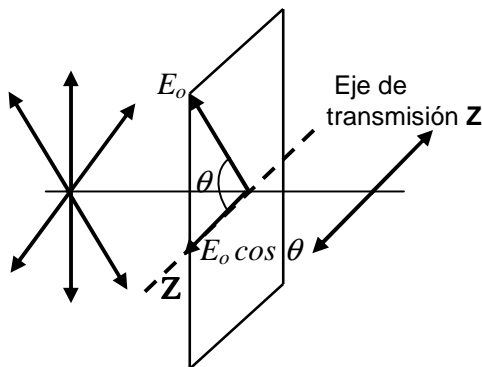


Fig.6

La luz que llega al polarizador plano-polarizada sale del mismo linealmente-polarizada, vibrando en la dirección de su eje de transmisión **Z**.

La amplitud de las vibraciones será la proyección del campo eléctrico E_o en la dirección del eje de transmisión, es decir, $E_o \cos \theta$.

La intensidad de la onda luminosa también se verá afectada por la polarización. En efecto su valor será ahora.

$$I = k [E_o \cos \theta]^2 = k E_o^2 \cos^2 \theta = I_o \cos^2 \theta \quad [1]$$

La anterior ecuación se conoce como la *Ley de Malus*.

Si luz linealmente-polarizada se hace incidir sobre un segundo polarizador, solo pasará la componente del campo eléctrico en la dirección del nuevo eje de transmisión y la intensidad correspondiente según la Ley de Malus. Se pueden dar dos casos límites: a) Que el eje de transmisión sea paralelo al campo eléctrico, en tal caso la intensidad no se ve afectada, pues $\theta = 0^\circ$. b) Que el eje de transmisión se encuentre situado perpendicularmente a la dirección de vibración del campo eléctrico, $\theta = 90^\circ$ y en este caso toda la intensidad es absorbida y no saldrá nada de luz.

2.3 Polarización de la luz por reflexión. Ángulo de Brewster

Cuando la luz polarizada al azar incide sobre una superficie dieléctrica como por ejemplo una lámina de vidrio, parte es reflejada y parte transmitida, siendo en general los estados de polarización de estas luces muy distinto. Daremos una explicación sencilla del fenómeno.

Para iniciar la explicación, **Fig.7**, consideremos la dirección de propagación de la luz representada por el Rayo I, que forma con la normal a la superficie N , un ángulo de incidencia \hat{i} . El rayo reflejado, Rayo RE y el rayo refractado Rayo RF, que definen con la normal N y el rayo incidente, Rayo I, el plano de incidencia, situado al fondo de la figura.

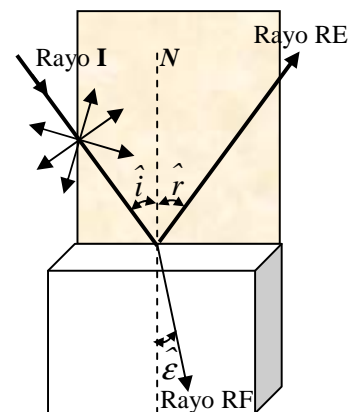


Fig.7

El vector campo eléctrico de la onda incidente, Rayo I, se descompone en dos componentes, una situada en la dirección perpendicular al plano de incidencia, **Fig.8** y otra que vibra dentro del plano de incidencia **Fig.9**.

Las componentes del campo que llegan vibrando perpendicularmente al plano incidente, actúan sobre los electrones del dieléctrico haciéndolos oscilar en dirección normal al plano. Estos a su vez, irradian de nuevo un campo eléctrico reflejado y otro refractado, con el mismo estado de vibración, es decir vibrando su campo eléctrico en dirección perpendicular al plano incidente.

Sin embargo, para el campo que vibra dentro del plano de incidencia **Fig.9**, el campo eléctrico en el rayo reflejado Rayo RE vibra perpendicularmente al rayo y tiene muy poca intensidad. De este modo la mayor parte de la intensidad está en el rayo refractado.

Variando el ángulo de incidencia del Rayo I, se puede conseguir que el rayo reflejado forme con el refractado 90° y entonces en el rayo reflejado no hay componente del campo eléctrico que se encuentre contenida en el plano de incidencia. Desde luego que si la habrá en la dirección de vibración normal a éste plano.

Al ángulo de incidencia \hat{i} para el cual el rayo reflejado en la superficie del dieléctrico, sale formando 90° con el rayo refractado \hat{e} , se le designa como ángulo de Brewster, \hat{i}_B **Fig.10**. Como en la reflexión, el rayo reflejado forma con la normal el mismo ángulo que el rayo incidente, $\hat{r} = \hat{i}$, el ángulo de Brewster verifica:

$$\hat{r} + \hat{e} = \hat{i}_B + \hat{e} = 90^\circ; \quad \hat{e} = 90^\circ - \hat{i}_B$$

Considerando que el primer medio tiene de índice de refracción n y el dieléctrico n' , aplicando la ley de Snell de la refracción resulta:

$$n \cdot \text{sen} \hat{i}_B = n' \cdot \text{sen} \hat{e}$$

$$n \cdot \text{sen} \hat{i}_B = n' \cdot \text{sen} (90^\circ - \hat{i}_B) = n' \cdot \text{cos} \hat{i}_B$$

De donde:
$$\text{tg} \hat{i}_B = \frac{n'}{n} \quad [2]$$

Se conoce como *Ley de Brewster*.

Cuando incide sobre la superficie de un dieléctrico luz polarizada aleatoriamente, formando con la normal el ángulo de Brewster, solo la componente en la dirección perpendicular al plano de incidencia será reflejada, saliendo plano-polarizada y vibrando su campo eléctrico en una dirección paralela a la superficie reflectora. La luz refractada no está plano-polarizada.

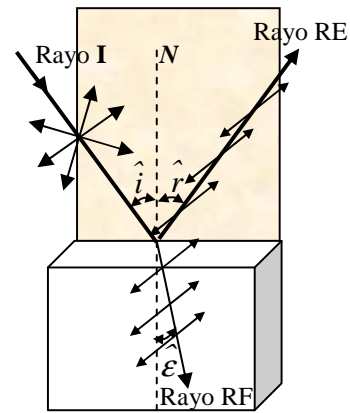


Fig.8

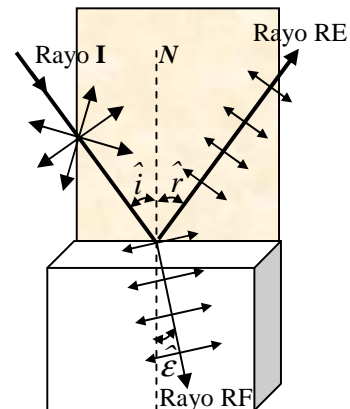


Fig.9

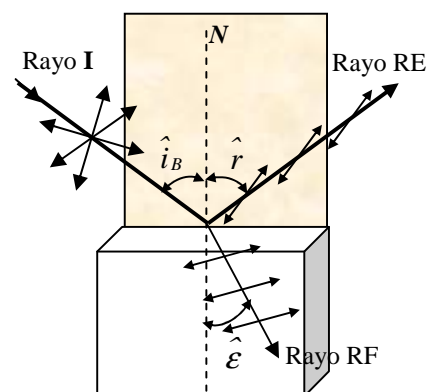


Fig.10

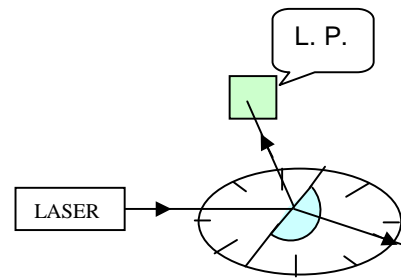
Ejemplo: Con un LASER de luz polarizada al azar se envía se envían rayos sobre la cara plana de una lente semicilíndrica, situada sobre un disco graduado giratorio. Con una lámina de polarización L.P. cuyo eje de transmisión está situado horizontalmente, se encuentra experimentalmente que la extinción se produce cuando el ángulo de refracción $\hat{\varepsilon}$ y el de Brewster i_B valen respectivamente:

$$\hat{\varepsilon} = 33^\circ \pm 1^\circ; \quad i_B = 57^\circ \pm 1^\circ$$

Sabiendo que los rayos inciden desde el aire de índice de refracción $n = 1$ hasta la lente de $n' = 1,5$. Determina el error relativo de la medida experimental del ángulo de Brewster, respecto del valor teórico.

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{n'}{n} = \frac{1,5}{1} = 1,5; \quad i_B = \operatorname{arc} \operatorname{tg} 1,5 = 56,3^\circ \approx 56^\circ$$

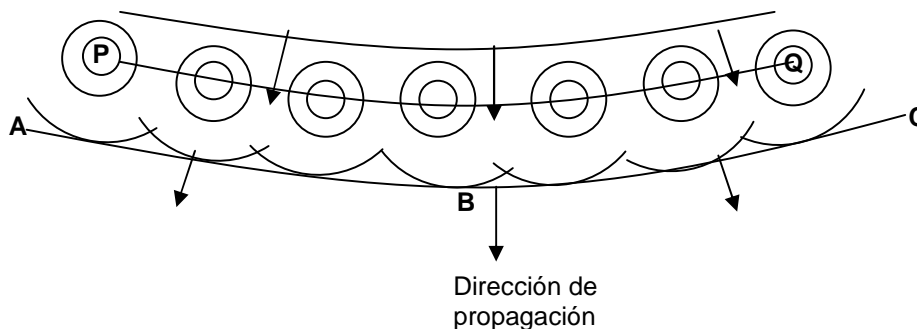
$$e_r = \frac{57^\circ - 56^\circ}{56^\circ} 100\% = 2\%$$



3 Principio de Huygens

Para describir el modo de propagación de las ondas en un medio, Huygens en 1690, trazó en cada punto de un frente de ondas, pequeñas superficies esféricas, conocidas como ondas elementales, con las que enunció el siguiente principio:

Los puntos de un frente de ondas, (PQ en la figura), se convierten en centros emisores de ondas elementales, de modo que el nuevo frente de ondas ABC, es la superficie tangente (envolvente), de todas las ondas emitidas en la superficie anterior.



4 Interferencias luminosas

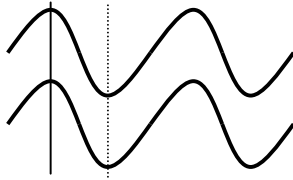
Con el término general de interferencias, se designan las variaciones de amplitud, y por tanto de intensidad luminosa, producidas cuando dos trenes de ondas se superponen en diversos puntos del espacio, después, cada onda continúa su marcha, sin haber sufrido ninguna modificación.

Condiciones para observar las interferencias luminosas

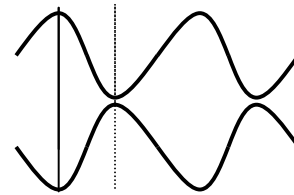
Para que los fenómenos de interferencias luminosas puedan ser observados, los trenes de ondas deben cumplir ciertas condiciones

a) *La coherencia espacial*, al ser emitidas por sus respectivos focos luminosos, las ondas deben conservar una diferencia de fase constante.

b) *La coherencia temporal*, que está asegurada si se emiten luces monocromáticas, es decir, de la misma longitud de onda λ .



Coherencia espacial de ondas. Los máximos viajan en fase con los máximos, los mínimos con los mínimos, etc.



Ondas incoherentes. Hay un desfase espacial.

Si dos focos F_1 y F_2 emiten ondas esféricas, (en la Fig.11, se representan sus intersecciones con un plano), y las superficies de onda se dibujan cada media longitud de onda, en línea continua las crestas y discontinua los valles, Fig.12. La intersección de dos líneas en un punto, Fig.11 simboliza las interferencias, así el cruce de dos líneas continuas entre sí, o bien de dos discontinuas, produce un máximo en ese punto **M**, y allí hay intensidad luminosa. La intersección de una cresta y de un valle, es decir, de una línea continua con una discontinua produce un mínimo **m**, donde no hay luz. Solo se han marcado algunos puntos.

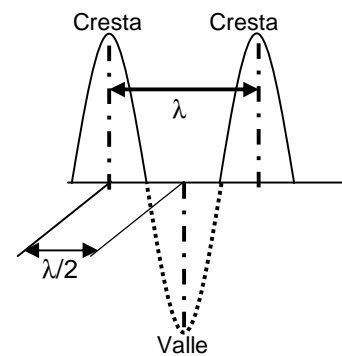


Fig.12. Una onda completa mostrando la cresta y el valle; y la distancia entre ellos medida en longitudes de onda.

Debido a las interferencias, en los puntos del medio hay distinta intensidad luminosa, y su valor va a depender de sus posiciones respecto de los focos F_1 y F_2 .

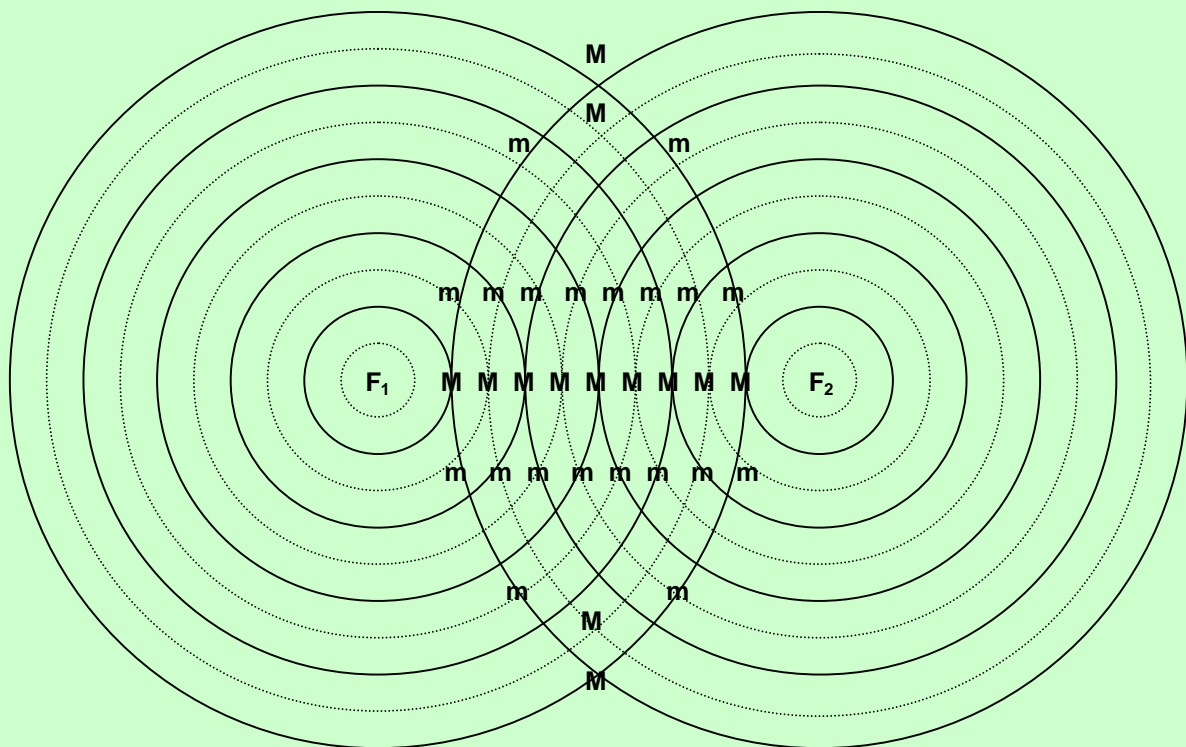


Fig.11

¿Se pueden observar interferencias con dos bombillas?

Al encender una bombilla los átomos individuales del filamento empiezan a emitir “luz blanca” (luces de muchas frecuencias), y se sabe que solo son ondas coherentes en intervalos de tiempo del orden de 10^{-9} s; mientras que el ojo precisa como $5 \cdot 10^{-2}$ s, de persistencia de una imagen en la retina para poder observarla. Con dos bombillas encendidas va a resultar imposible ver las interferencias, y lo que en realidad se observa es un valor medio de la intensidad luminosa más o menos uniforme. Aún disponiendo de dos LASERES que emitan el mismo color, resulta casi imposible conseguir ondas coherentes por la simple superposición de la luz de cada LASER. Hay que recurrir a otros métodos para poder observarlas, estos son:

-División del frente de ondas, cuando el haz de luz se divide mediante dos rendijas paralelas muy próximas. Experimento de Young.

-División de la amplitud, cuando el haz se divide en dos por una superficie reflectante, (lámina semitransparente) en la que parte de la luz es reflejada y parte transmitida. Experimento de Phol.

4.1 Interferencias producidas por dos rendijas paralelas. Experimento de Young

Fue realizado en 1801 por el inglés Thomas Young (1773-1829), resultando la prueba definitiva para demostrar el carácter ondulatorio de la luz.

El experimento consiste en dos rendijas paralelas F_1 y F_2 ; Fig.13, que son iluminadas desde un solo foco F equidistante de las dos, con el fin de conseguir la coherencia de la luz que llega a las dos rendijas. Los grupos de ondas que salen de F_1 y F_2 interfieren entre sí, formando una figura simétrica en la pantalla, que deberá estar situada a una distancia D muy grande, frente a la anchura “ a ” de las rendijas. Designamos con “ d ” a la distancia entre dos puntos homólogos de las dos rendijas.

Para hacer un estudio matemático de las interferencias, se considera un punto P en la pantalla, que está situado a las distancias x_1 y x_2 de los focos.

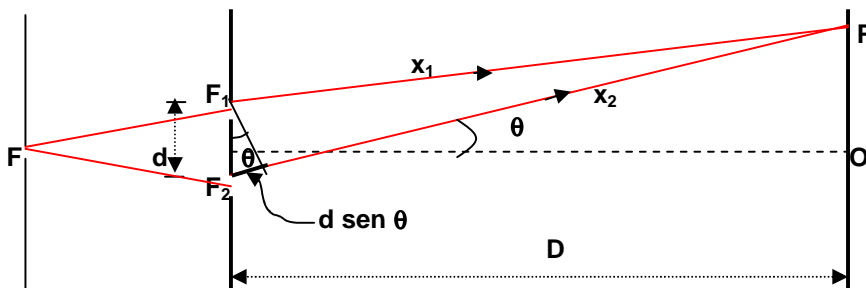


Fig.13

Ecuaciones de los trenes de ondas

El estado luminoso del punto P en el que hay interferencias, va a depender de las distancias x_1 y x_2 a los focos, porque éstas determinan el tiempo que tarda cada tren de ondas en llegar al punto P y esto va a producir una diferencia de fase entre ellos. Como los focos son coherentes (misma T y λ) y además emiten en fase (la diferencia de fase entre las ondas emitidas es cero). Las ecuaciones de las ondas luminosas en los focos F_1 y F_2 son respectivamente:

$$E_{10} = E_0 \text{ sen } \frac{2\pi}{T} t ; \quad E_{20} = E_0 \text{ sen } \frac{2\pi}{T} t$$

Ahora bien, hasta llegar a **P** cada onda recorre un trayecto diferente y si es v la velocidad de propagación, los tiempos invertidos por cada tren de ondas es distinto: $t_1 = x_1/v$; y $t_2 = x_2/v$, lo que ocasiona que lleguen a **P** con una diferencia de fase, siendo la ecuación de cada tren de ondas:

$$E_1 = E_0 \quad \text{sen} \quad \frac{2\pi}{T}(t-t_1) = E_0 \quad \text{sen} \quad 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{vT}\right) = E_0 \quad \text{sen} \quad 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda}\right)$$

$$E_2 = E_0 \quad \text{sen} \quad \frac{2\pi}{T}(t-t_2) = E_0 \quad \text{sen} \quad 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{vT}\right) = E_0 \quad \text{sen} \quad 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda}\right)$$

La diferencia de fase entre los dos trenes de ondas en **P, se calcula restando las dos fases:**

$$2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda}\right) = 2\pi\frac{(x_2 - x_1)}{\lambda}$$

Para conocer el estado luminoso en los puntos en los que se han producido las interferencias, se aplica el principio de superposición, sumando los estados vibratorios producidos en **P**, por cada una de las ondas consideradas como vectores, $\vec{E}_R = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$.

Resulta entonces una función armónica del mismo periodo T , pero con una amplitud E_R , que se calcula mediante la construcción de Fresnel –ver apéndice- cuya ecuación es:

$$E_R = \sqrt{2E_0^2 \left(1 + \cos 2\pi\frac{(x_2 - x_1)}{\lambda}\right)} \quad [3]$$

De su análisis se comprende que no todos los puntos de la pantalla tienen igual amplitud E_R , porque ésta depende de la diferencia de distancias $(x_2 - x_1)$ de **P**, a los focos **F**₁ y **F**₂.

Posiciones de los máximos de interferencias

La ecuación [3] da distintos resultados dependiendo del valor que tome el coseno, y como el valor máximo que éste puede tener es la unidad, resulta:

$$\cos 2\pi\frac{(x_2 - x_1)}{\lambda} = 1 ; \quad 2\pi\frac{(x_2 - x_1)}{\lambda} = 2k\pi ; \quad \text{con } k = 0, 1, 2, \dots$$

Y la posición de los máximos es: $x_2 - x_1 = k \cdot \lambda$ [4]

Los máximos se encuentran situados en los puntos, donde la diferencia de distancias a los focos, es un número entero de longitudes de onda.

Ahora bien, para saber la posición de los máximos respecto del punto 0, situado en el centro de la pantalla, y enfrente de las dos rendijas **Fig.14**, es necesario observar en la **Fig.13** que la diferencia de caminos entre los rayos es también:

$$x_2 - x_1 = d \cdot \text{sen } \theta \quad [5]$$

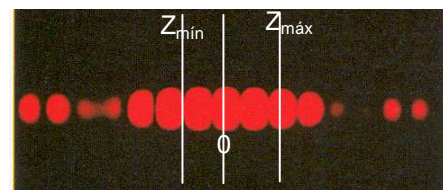


Fig.14. Figura de interferencias producida por dos rendijas paralelas. En rojo los máximos de intensidad luminosa separados por los mínimos, sin luz.. Se ha tomado un punto de referencia 0 en el centro de la figura, para a partir de él determinar la posición de los otros máximos y mínimos de interferencias.

Siendo d , la distancia entre punto homólogos de las dos rendijas, que es mucho menor que la distancia D a la pantalla. En la práctica, el ángulo θ es pequeño y de la **Fig.13** se deduce: $\text{sen } \theta \approx \text{tg } \theta = OP/D$ y si allí hay un máximo es $OP = Z_{\text{máx}}$. Resultando:

$$\text{sen } \theta = Z_{\text{máx}}/D \quad [6]$$

Combinando [4], [5] y [6] se obtiene para las posiciones de los máximos sobre la pantalla.

$$Z_{\text{máx}} = k \frac{\lambda D}{d} \quad [7]$$

La amplitud de la onda luminosa resultante vale en los máximos:

$$E_R = \sqrt{2E_0^2 (I+I)} = \sqrt{(4E_0^2)} = 2E_0 \quad [8]$$

Que es el doble de la amplitud producida por cada onda luminosa por separado. Se dice que en estos puntos la interferencia es constructiva.

En relación a la intensidad como es proporcional al cuadrado de la amplitud. En los máximos:

$$I = k \cdot E_R^2 = k \cdot (2E_0)^2 = 4kE_0^2 = 4I_0$$

Resulta 4 veces la que produce cada onda por separado, a saber $I_0 = k \cdot E_0^2$

La intensidad luminosa en los máximos es cuatro veces la que produce cada onda por separado.

Posiciones de los mínimos de interferencias

La ecuación [3] toma el valor mínimo, cuando el coseno vale -1.

$$\cos 2\pi \frac{(x_2 - x_1)}{\lambda} = -1 ; \quad 2\pi \frac{(x_2 - x_1)}{\lambda} = (2k + 1)\pi ; \quad \text{con } k = 0, 1, 2, \dots$$

Y la posición de los mínimos en la pantalla: $x_2 - x_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ [9]

Los mínimos están situados en los puntos, en los que la diferencia de distancias a los focos, es un número impar de media longitud de onda.

Para determinar la posición de los mínimos respecto del punto 0, es ahora, $OP = Z_{\text{mín}}$; resultando

$$\text{sen } \theta = Z_{\text{mín}}/D \quad [10]$$

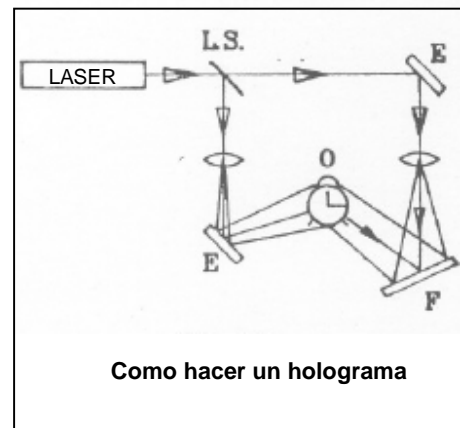
Combinando [5] con [9] y [10] resulta para la posición de los mínimos, medida desde 0:

$$Z_{\text{mín}} = \frac{(2k + 1) \lambda D}{2d} \quad [11]$$

La amplitud en los mínimos: $E_R = \sqrt{2E_0^2 (I-I)} = 0$

Es nula, lo mismo que la intensidad I . Se dice que la interferencia es destructiva y allí luz + luz igual a oscuridad. Esta es una propiedad específica de las ondas.

Una importante aplicación de las interferencias es la holografía. Un haz de luz coherente y monocromática se divide en dos mediante una lámina semitransparente LS, de forma que una parte sigue recta y después de cambiar su dirección 90°, se lleva como haz de referencia hasta una placa sensible a la luz F, mientras que la otra se refleja en el espejo E y se dirige al objeto O iluminándolo y reflejándose en él. Después, en la placa se produce la interferencia de estos dos haces de luz, registrándose además de variaciones de amplitud, diferencias de fase.



4.2 La red de difracción

Una red de difracción, **Fig.15**, se construye haciendo rayas iguales, paralelas e igualmente espaciadas, en una superficie plana. Si es un espejo metálico resulta una red por reflexión, mientras que si es de vidrio, se trata de una red por transmisión. Al rayar el vidrio con la punta de un diamante, la lesión producida hace que se disperse la luz y se hace opaca de manera que el vidrio entre dos ranuras actúa como si fuera una rendija. Designaremos por N , el número de rayas por milímetro, (un valor normal es 600/mm, conocida como red de Rowland). Otro parámetro importante de la red es la **constante de la red** d , que da la distancia entre puntos homólogos de dos rendijas. Se verifica entre estas dos magnitudes.

$$d = \frac{1}{N} \quad [12]$$

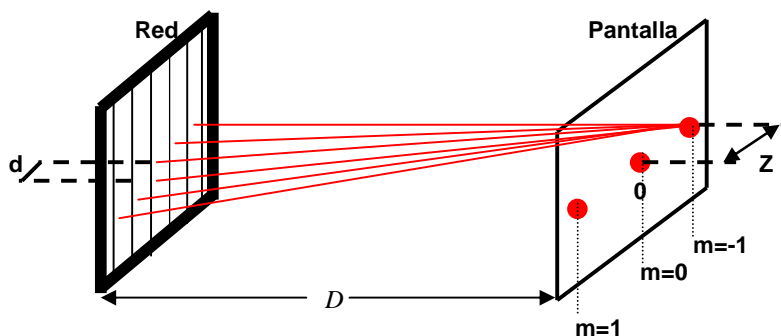


Fig.15

En la **Fig.15**, una red de difracción iluminada por luz monocromática y coherente, como por ejemplo un LASER, forma en la pantalla situada a una distancia D una imagen, con un máximo principal en el centro en 0 y con numerosos máximos de orden superior, llamados de primer orden, segundo orden, etc. situados simétricamente respecto del máximo principal. La posición de un máximo respecto de 0 , viene determinada por la ecuación.

$$Z = m \frac{\lambda D}{d} \quad [13]$$

Donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ nos da el orden del máximo de difracción.

Hay dos máximos para cada orden, uno situado a la derecha de 0 y otro a la izquierda.

La ecuación [13] indica que cuantas más líneas o rayas N tenga la red, menor es d , ver la ecuación [12] y por lo tanto de [13] se deduce que mayor es la separación entre máximos.

Qué sucede cuando se ilumina una red con luz policromática?.

Si la red es iluminada por un haz de luces de varios colores, al haber distintas longitudes de onda λ , según la ecuación [13], los máximos de cada color sufren distintas desviaciones dentro de cada orden, produciéndose su separación y alejándose tanto más de **0**, los colores de mayores longitudes de onda. Este fenómeno se conoce como *dispersión*, de modo que la red de difracción se utiliza para producir espectros luminosos.



Una red de Rowland tiene 600 líneas/mm y se ilumina con un haz de luz que contiene dos colores: luz roja de $\lambda= 650 \text{ nm}$ y luz azul de 470 nm . Determinar la separación entre los máximos de primer orden, sobre una pantalla situada a 10 cm de la red.

La constante de la red:
$$d = \frac{1}{N} = \frac{1 \text{ mm}}{600} = 1,66 \cdot 10^{-3} \text{ mm} = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Haciendo en [13] $m = +1$; que es el valor que toma para los máximos de primer orden

$$Z_{\text{Roja}} = 1 \frac{650 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 0,1 \text{ m}}{1,66 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 0,041 \text{ m} = 41 \text{ mm} ;$$

$$Z_{\text{Azul}} = 1 \frac{470 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 0,1 \text{ m}}{1,66 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 0,028 \text{ m} = 28 \text{ mm}$$

La separación será: $\Delta Z = 41 \text{ mm} - 28 \text{ mm} = 13 \text{ mm}$

4.3 Interferencias por división de la amplitud.

Si desde una fuente puntual se envía un haz de luz coherente **I**, con una cierta inclinación sobre una superficie plana de vidrio **A**, parte se refleja y la otra sufre refracción, propagándose por dentro del vidrio hasta la cara posterior **B**. Tanto la onda reflejada **R** como la transmitida, tendrán una amplitud inferior a la original (se dice figuradamente que la amplitud se ha dividido). A su vez en la cara **B**, hay de nuevo reflexión y refracción, de forma que parte del haz vuelve a atravesar el vidrio en sentido contrario, saliendo por la cara anterior **A**, es la onda indicada con **T** Fig.16

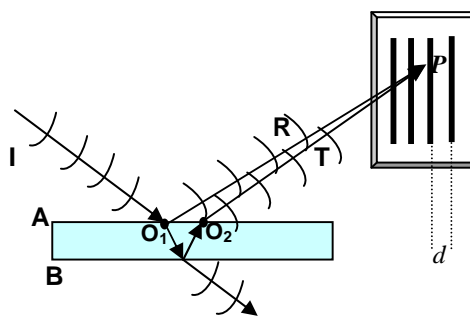


Fig.16

Desde un punto de vista ondulatorio, la luz que atraviesa la lámina en los dos sentidos **T** debe sufrir un retraso de tiempo respecto de la luz reflejada directamente **R**, por que le originará un desfase de los dos trenes de ondas al superponerse en la pantalla e interferir, Estos dos trenes de ondas al superponerse originan *las interferencias de Phol*.

El experimento es similar a otro en el que hubiera dos focos puntuales coherentes O_1 y O_2 de los que parten ondas que van a interferir. Bajo este punto de vista la diferencia de fase en P está motivada por la diferencia de caminos $O_2P - O_1P$ que recorren los rayos hasta interferir.

La lámina tiene un determinado espesor e y la distancia de la lámina a la pantalla es L . Si se mide la distancia entre mínimos d en la figura de interferencias y se determina experimentalmente el ángulo formado entre el rayo incidente y el reflejado que designamos con 2α , se puede demostrar que entre el espesor de la lámina y las restantes magnitudes se cumple la ecuación.

$$e \approx \frac{nL\lambda}{2d \operatorname{sen}\alpha} \quad [14]$$

Donde n es el índice de refracción de la lámina y λ la longitud de onda de la luz.

Un vidrio portaobjetos de índice de refracción $n = 1,5$, se encuentra situado sobre un disco graduado. El ángulo girado por el disco para conseguir una figura de interferencias por reflexión en una pantalla es $2\alpha = 30^\circ$ y la pantalla está situada a $3,50 \text{ m}$ de la lámina, siendo la distancia entre dos máximos consecutivos de $7,1 \text{ mm}$. Determine el espesor de la lámina y el error relativo cometido en la medida, sabiendo que su valor medido con un calibrador fue de $0,95 \pm 0,05 \text{ mm}$

$$e \approx \frac{nL\lambda}{2d \operatorname{sen}\alpha} = \frac{1,5 \cdot 3,50 \text{ m} \cdot 6,32 \cdot 10^{-7} \text{ m}}{2 \cdot 7,1 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \operatorname{sen} 15^\circ} = 0,90 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Tomando como valor más probable el medido con el calibrador resulta para el error relativo.

$$e_r = \frac{0,95 - 0,90}{0,95} 100\% = 5,3\% \approx 6\%$$

5 Difracción

Cuando la luz se propaga por un medio homogéneo e isótropo, y se encuentra a distancias muy grandes del foco emisor, el frente de ondas se puede considerar plano y su propagación rectilínea. Si se aplica el principio de Huygens se pueden determinar los frentes de onda después de atravesar una rendija mucho más ancha que su longitud de onda. En la **Fig.17** se puede observar que el frente de onda no sufre modificación y su propagación sigue siendo rectilínea.

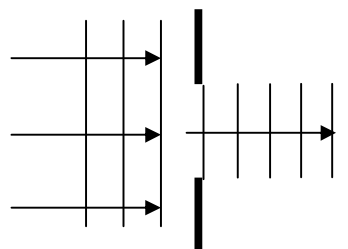


Fig.17

Sin embargo, cuando la luz incide sobre una rendija estrecha, de tamaño comparable con su longitud de onda, entonces la experiencia enseña que la propagación de los frentes de onda sucede de otro modo. De acuerdo con el principio de Huygens al convertirse cada punto de la rendija en un centro emisor de ondas elementales, sucede que el frente de onda se curva y la propagación de la luz deja de ser rectilínea, **Fig.18a**. Análogamente sucede cuando la luz en su propagación encuentra un pequeño obstáculo **Fig.18b**, o el borde muy estrecho de un objeto

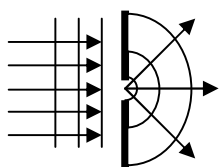


Fig.18a

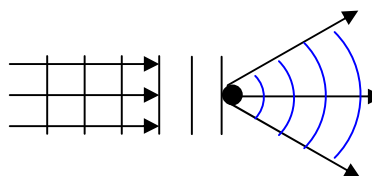


Fig.18b

¿Qué es la difracción?

Es un fenómeno, en el que la luz al interactuar con objetos de dimensiones comparables a su longitud de onda, deja de propagarse rectilíneamente. El frente de ondas se modifica y como cada punto se convierte en un foco emisor de nuevas ondas que se superponen en el espacio. Si son observadas en una pantalla, dan lugar a las imágenes de difracción. Contienen zonas intensamente iluminadas, los máximos, y otras carentes de luz, conocidas como mínimos nulos. En la **Fig.19** se observa la imagen de difracción producida por un orificio de diámetro 0,12 mm.

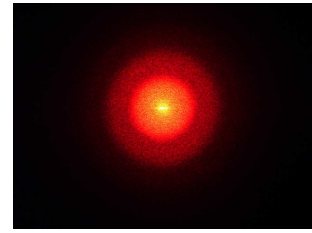


Fig.19

5.1 Difracción de Fresnel y de Fraunhofer

La difracción de la luz puede ser *de Fresnel* o *de Fraunhofer*. Daremos una información muy elemental de la primera, por su gran dificultad. En las explicaciones y fotografías mostradas, se considera que se emplea como fuente luminosa el LASER de helio-neón, que proporciona luz monocromática y coherente, de longitud de onda 632 nm (en el rojo).

5.2 Difracción de Fresnel

Se produce, cuando la fuente de luz y la pantalla, se encuentran a poca distancia del elemento, en el que tiene lugar la difracción.

Empleando un LASER hay que utilizar una lente L de pequeña distancia focal +5 mm, situada a unos centímetros del objeto para que sea alcanzado por un haz luminoso divergente, así es como si el foco luminoso estuviera a una distancia corta del elemento difractante, ver la **Fig.20**. La pantalla puede situarse a 1 m del objeto, sin embargo, al dar a ésta pequeños desplazamientos se van recogiendo distintas imágenes de difracción **Fig.21**. También moviendo el objeto y dejando fija la pantalla, se modifica la figura de difracción.

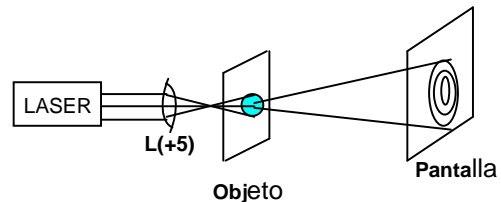


Fig.20

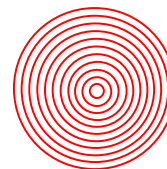


Fig.21. Imagen de la difracción de Fresnel por un orificio circular.

5.3 Difracción de Fraunhofer

Tiene lugar, cuando tanto el foco luminoso como la pantalla, se encuentran a una distancia teóricamente infinita del obstáculo. Empleando el LASER, y situando la pantalla a unos cuantos metros, se cumplen con buena aproximación tales requisitos, de manera que para estudiarla únicamente son necesarios los elementos que están en la **Fig.22**: LASER, objeto y pantalla.

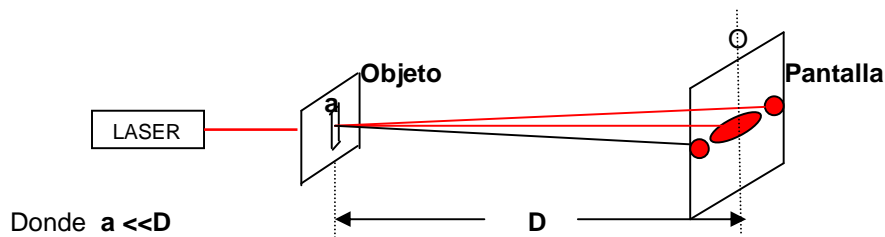


Fig.22

a) Difracción de Fraunhofer por una rendija rectangular muy estrecha.

Sea una rendija de anchura a , cuya imagen de difracción **Fig.23**, contiene un máximo principal en el centro señalado con M.P, limitado por dos mínimos nulos y a continuación una secuencia de máximos secundarios, separados entre sí por más mínimos nulos. La interpretación del fenómeno la da el principio de Huygens, en la **Fig.24** se tiene una vista superior del experimento, con dos puntos A y B, de los que salen trenes de ondas que se superponen en la pantalla, y que según sea la longitud del camino recorrido hasta la misma, llegarán con igual fase produciendo un máximo, o en oposición de fase originando un mínimo nulo.

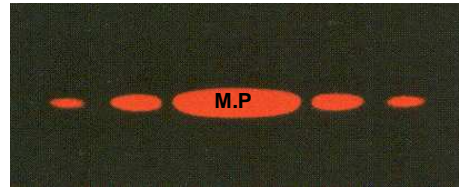


Fig.23

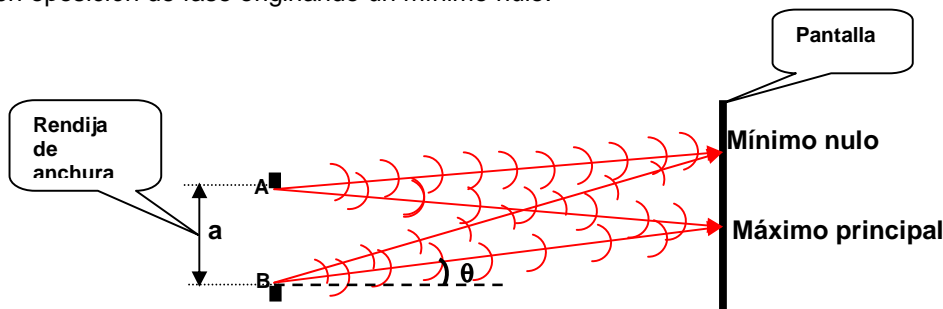


Fig.24. Vista superior de la rendija

La intensidad en el máximo principal M.P. es muy alta y se puede demostrar que viene dada por la ecuación.

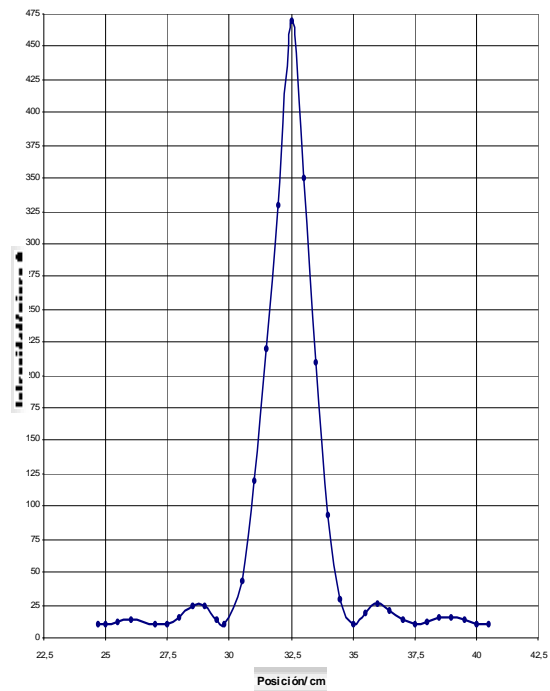
$$I = I_m \left[\frac{\text{sen} \frac{a\pi \text{sen} \theta}{\lambda}}{\frac{a\pi \text{sen} \theta}{\lambda}} \right]^2 \quad [15]$$

Donde I_m es la intensidad en el centro del máximo principal.

En los máximos secundarios la intensidad viene dada por la ecuación.

$$I = I_m \frac{1}{(2n + 1)^2 (\pi / 2)^2} \quad [16]$$

La intensidad en un máximo secundario disminuye muy rápidamente en relación a la del máximo principal. En la **Fig.25** se muestra una curva experimental, de la variación de la intensidad a lo largo de la imagen de difracción para la fotografía que vemos en la **Fig.23**.



Aproximadamente el 87% de la intensidad luminosa de la figura de difracción está en el máximo principal.

Posición de los mínimos nulos

Si la rendija tiene una anchura a y su distancia a la pantalla es D , siendo $a \ll D$, se demuestra que la posición de los mínimos nulos medidos desde el centro del máximo principal O , véase la Fig.22, viene dada por la ecuación:

$$z_{min} = n \frac{D\lambda}{a} \quad [17]$$

Con $n = \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$ Según se encuentren a un lado o al otro, del máximo principal.

¿Cuál es la anchura del máximo principal?

Basta restar las posiciones de los dos primeros mínimos nulos que lo limitan. Se obtiene para valores de n , iguales a $+1$ y -1 .

$$\text{Anchura del máximo principal: } \Delta M = 1 \frac{\lambda D}{a} - (-1) \frac{\lambda D}{a} = \frac{2\lambda D}{a} \quad [18]$$

¿Cuál es la anchura de un máximo secundario?

Los máximos secundarios están limitados por dos mínimos nulos consecutivos, los obtenidos por ejemplo para $n = 2$ y $n = 1$.

$$\text{La anchura de un máximo secundario es: } \Delta m = 2 \frac{\lambda D}{a} - \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda D}{a} \quad [19]$$

Comparando [19] con [18] se deduce: *Un máximo secundario, es la mitad de ancho que un máximo principal.*

b) Difracción por un orificio circular

Si un orificio pequeño se ilumina con luz monocromática y coherente se produce la difracción. En la Fig.25 aparece su imagen y como se puede observar “tiene memoria”, pues su forma está en relación con la geometría del agujero.

Se compone de un disco luminoso central, el máximo principal, rodeado de un anillo negro, el mínimo nulo, y a continuación una secuencia de máximos y mínimos. De nuevo, la mayor parte de la intensidad luminosa está en el máximo principal y la gráfica de la variación de la intensidad es similar a la de la figura anterior.

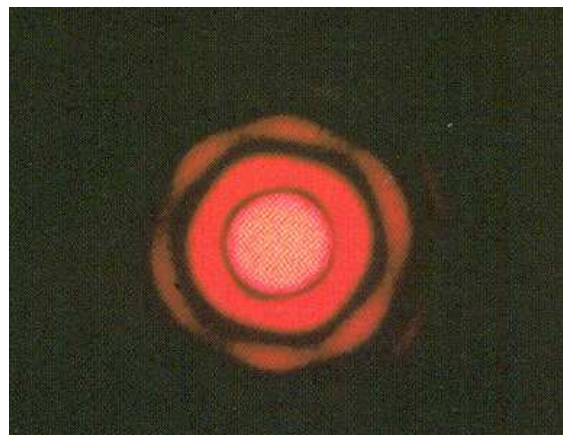


Fig.25. Imagen de difracción de Fraunhofer producida por un orificio circular.

Si se considera un agujero de diámetro a , y se analiza la imagen de difracción en una pantalla situada a una distancia D , siendo $a \ll D$, **Fig.26**

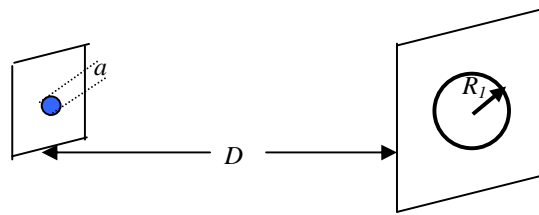


Fig.26. Radio del primer mínimo nulo

El radio R_1 del primer mínimo nulo viene dado por: $R_1 = 1,22 \frac{\lambda D}{a}$ [20]

Que varía inversamente al diámetro del agujero. El coeficiente cambia según el orden del mínimo nulo, para el primero vale 1,22.

Para medir el diámetro de los glóbulos rojos se preparó un frotis y se situó el vidrio con los glóbulos rojos delante de un LASER de longitud de onda de 632 nm . Se emplazó una pantalla para recoger la imagen de difracción situada a una distancia del frotis de 50 cm .

Observando que la imagen de difracción es similar a la producida por un orificio circular se midió el radio del primer mínimo nulo, obteniéndose $5,04 \text{ cm}$. Calcular el diámetro de los glóbulos rojos.

Aplicando la ecuación [20] para despejar a se tiene:

$$a = 1,22 \frac{\lambda D}{R_1} = 1,22 \frac{632 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 0,50 \text{ m}}{5,04 \cdot 10^{-2} \text{ m}} = 7,6 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 7,6 \mu\text{m}$$

El valor obtenido es de $7,6$ micrómetros

APÉNDICE

Composición de dos movimientos ondulatorios de la misma dirección y frecuencia. Construcción de FRESNEL.

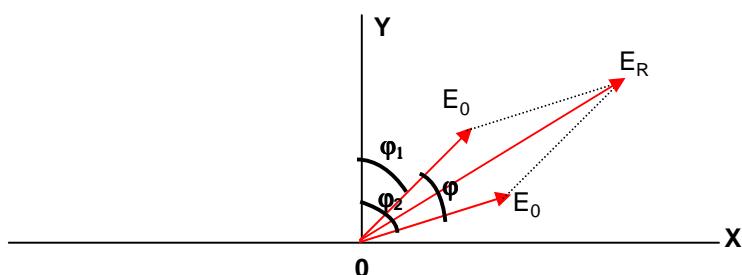
Cuando dos movimientos vibratorios de igual frecuencia y dirección, que se superponen en puntos del espacio, el estado de la interferencia producida, se puede determinar mediante la construcción de Fresnel, o con el también llamado diagrama de fasores. Sean E_1 y E_2 las ecuaciones correspondientes a los movimientos componentes.

$$E_1 = E_0 \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right) \quad E_2 = E_0 \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right)$$

El movimiento resultante es por el principio de superposición:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right) + E_0 \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right)$$

Para hacer la composición, se consideran dos vectores situados en el plano del papel (**XY**), cuyos módulos son del mismo valor, e iguales a las amplitudes E_0 . Los vectores se dibujan formando con el eje **Y**, un ángulo igual a la fase inicial de cada ecuación, que por necesidad de situarlas en el dibujo se han llamado φ_1 y φ_2 respectivamente. Después se suman por la regla del paralelogramo.



Si es φ el ángulo formado por los dos vectores, se deduce de la figura, que

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right) - 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right) = 2\pi \left(\frac{x_2 - x_1}{\lambda} \right) = 2\pi \left(\frac{x_2 - x_1}{\lambda} \right)$$

Aplicando el teorema del coseno para hallar E_R resulta:

$$E_R^2 = E_0^2 + E_0^2 + 2E_0 \cdot E_0 \cos \varphi = 2 E_0^2 + 2E_0^2 \cos 2\pi \left(\frac{x_2 - x_1}{\lambda} \right)$$

$$E_R^2 = 2E_0^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi(x_2 - x_1)}{\lambda} \right)$$

Que es la ecuación de la amplitud utilizada en las interferencias producidas por una doble rendija.