



UNIVERSIDAD
COMPLUTENSE
MADRID

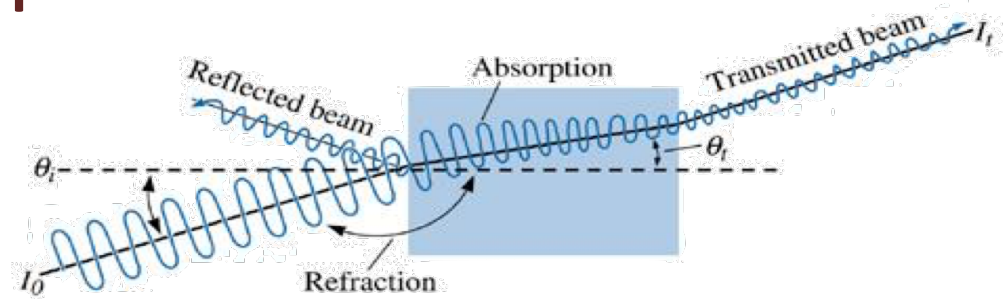
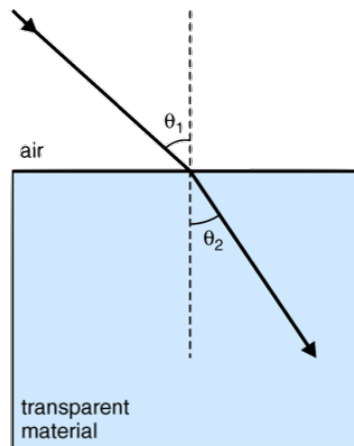
5.- PROPIEDADES ÓPTICAS DE LOS MATERIALES

4. Propiedades Ópticas de los Materiales

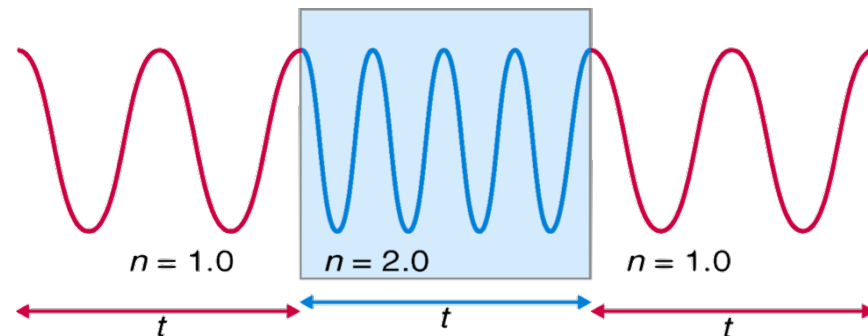
- Absorción y emisión de luz.
- Color de los materiales.
- Interacción de luz con los materiales.
- Efectos ópticos no lineales.

Refracción y Reflexión

Refracción

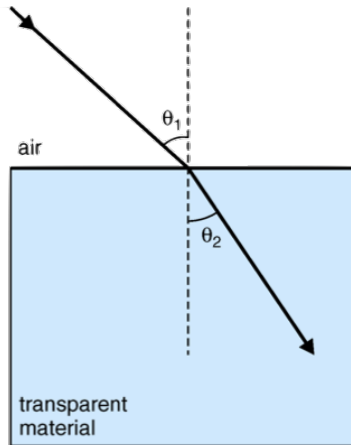


- (a) Cuando un rayo de luz pasa del material 1 al material 2, si el índice de refracción del material 1 (n_1) es mayor que el del material 2 (n_2), entonces el rayo se aleja de la normal y se acerca a la superficie.
- (b) La longitud de onda disminuye al pasar a un medio de mayor n .



Refracción y Reflexión

Refracción



Ley de la Refracción :

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$n = \frac{\text{Velocidad de la luz en el vacío } (c)}{\text{Velocidad de la luz en el medio } (v)}$$

$$\text{velocidad} = \lambda \cdot \nu \quad (\text{long.de onda} * \text{frecuencia})$$



$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_{\text{vacío}}}{\lambda_{\text{medio}}}$$

Refracción y Reflexión

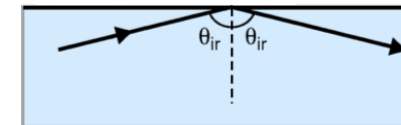
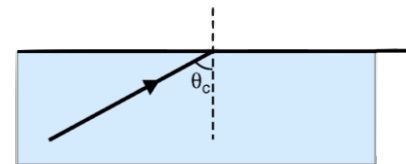
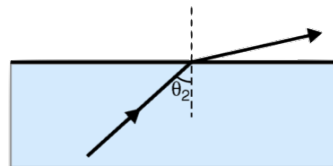
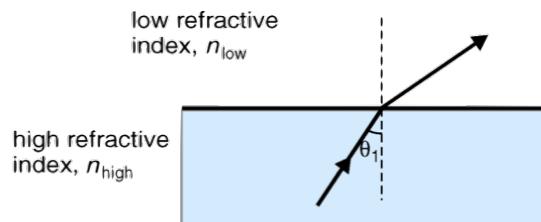
Refracción

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

Table 14.3 Some refractive indices

Substance	Refractive index ^a	Substance	Refractive index ^d
Vacuum	1.0 ^b	Dry air, 1 atm, 15 °C	1.00027
Water	1.3324	Na ₃ AlF ₆ (cryolite)	1.338 ^c
MgF ₂	1.382 ^c	Fused silica (SiO ₂)	1.4601
KCl (sylvite)	1.490	Crown glass	1.522
Extra-light flint glass ^d	1.543	NaCl (halite)	1.544
Flint glass ^d	1.607	MgO (periclase)	1.735
Dense flint glass ^d	1.746	Al ₂ O ₃ (corundum)	1.765 ^c
ZrO ₂ (zirconia)	2.160 ^c	C (diamond)	2.418
CaTiO ₃ (perovskite)	2.740	TiO ₂ (rutile)	2.755 ^c

Reflexión total interna de un haz en un medio de n mayor que el medio que lo rodea.



Ángulo Crítico

Reflexión Interna

$$\sin \theta_c = \frac{n(\text{low})}{n(\text{high})}$$

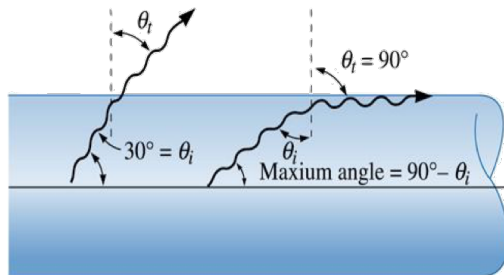


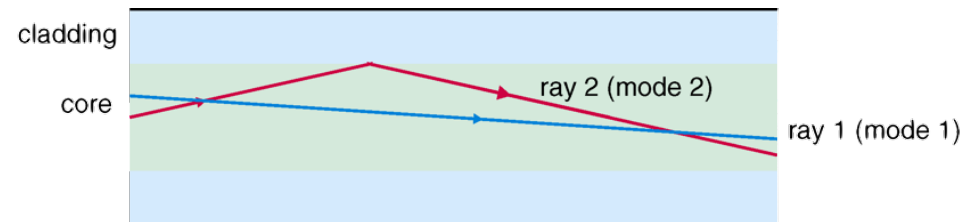
Diagrama de un rayo de luz en una fibra de vidrio

Refracción y Reflexión

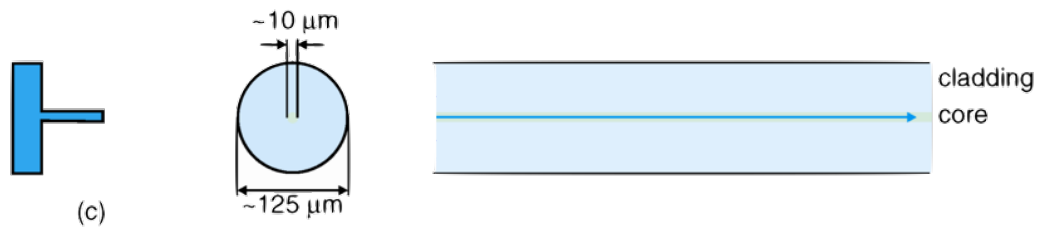
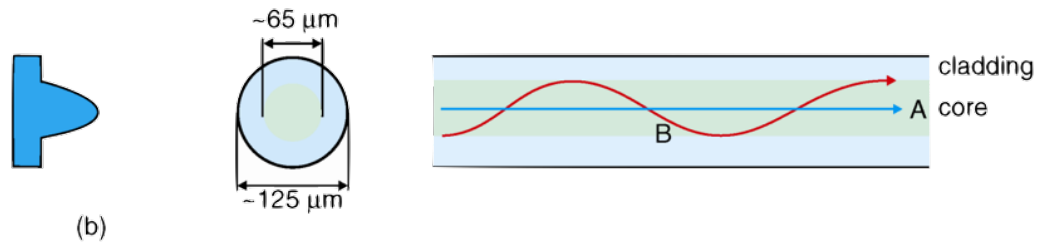
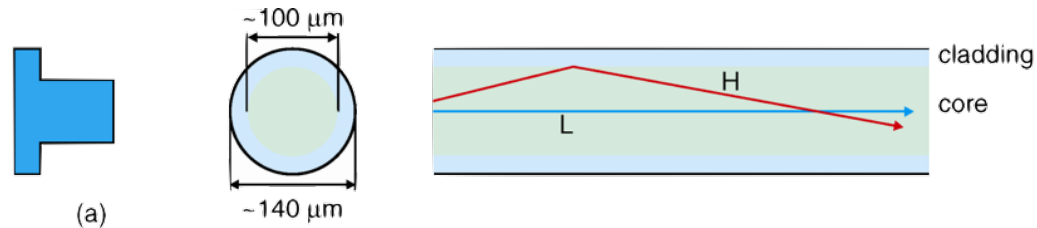


Estructura de una fibra óptica. El núcleo es de un material de alto índice de refracción típicamente vidrio. El recubrimiento, también de vidrio tiene un índice de refracción ligeramente más bajo y una cubierta de plástico para proteger el conjunto.

A cada uno de los posibles caminos de la luz dentro de una fibra se les denomina “modos”. Aunque dibujadas como trayectorias de rayos, en realidad son patrones alternativos de ondas de luz en el núcleo.



Refracción y Reflexión



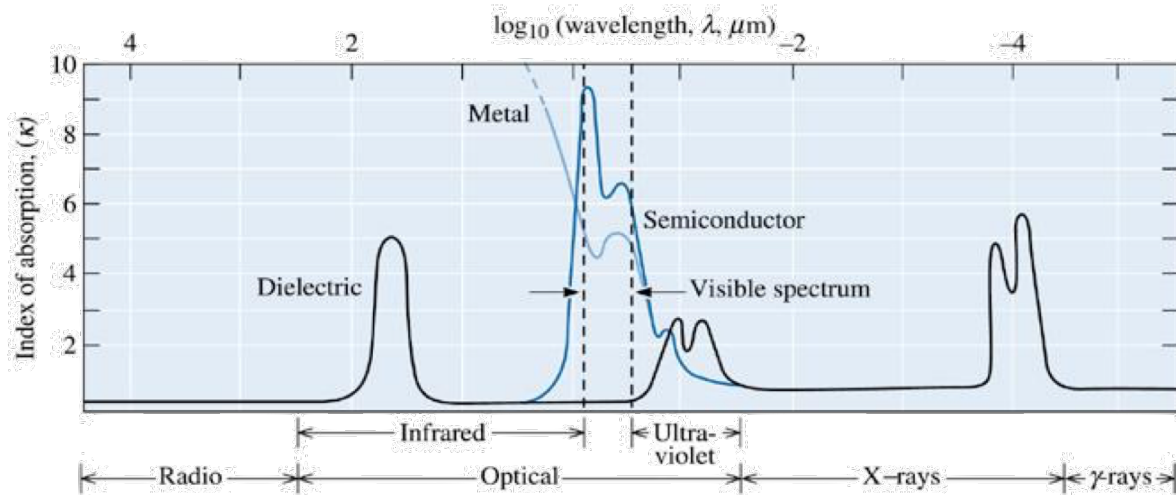
→
 Refractive
 index n

Tipos de fibra óptica:

- a) Fibra de índice escalonado.
- b) Fibra de índice graduada.
- c) Fibra monomodo.

Refracción y Reflexión

En la transmisión de la radiación, hay pérdidas que dependen del material utilizado.



$$\begin{aligned}
 \text{loss (dB)} &= 10 \log_{10} \left(\frac{\text{power in}}{\text{power out}} \right) \\
 &= -10 \log_{10} \left(\frac{P(x)}{P(0)} \right)
 \end{aligned}$$

Donde $P(0)$ es la potencia de entrada en $x=0$ y $P(x)$ es la potencia en un punto "x" remoto

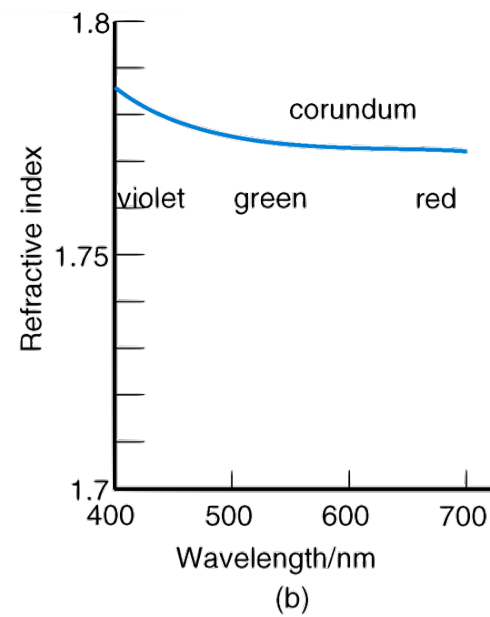
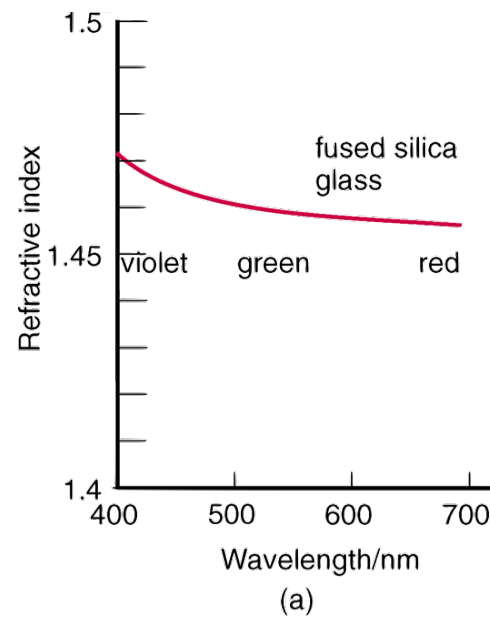
Definimos la ATENUACIÓN como las pérdidas por kilómetro de fibra

$$\text{atenuación} = -\frac{10}{x} \log_{10} \left(\frac{P(x)}{P(0)} \right) \quad \text{unidades: } \text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$$

Donde $P(x)$ es la potencia en un punto a "x" kilómetros de distancia

Refracción y Reflexión

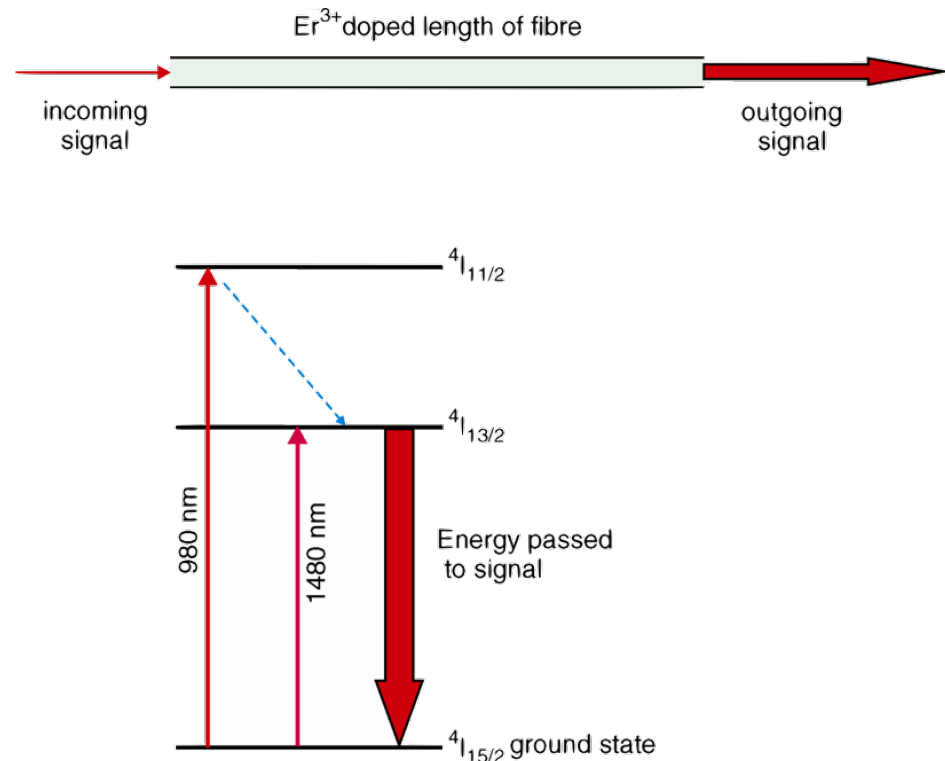
Dispersión de la luz en (a) Fused Silica y (b) en Corundum (Al_2O_3).



Refracción y Reflexión

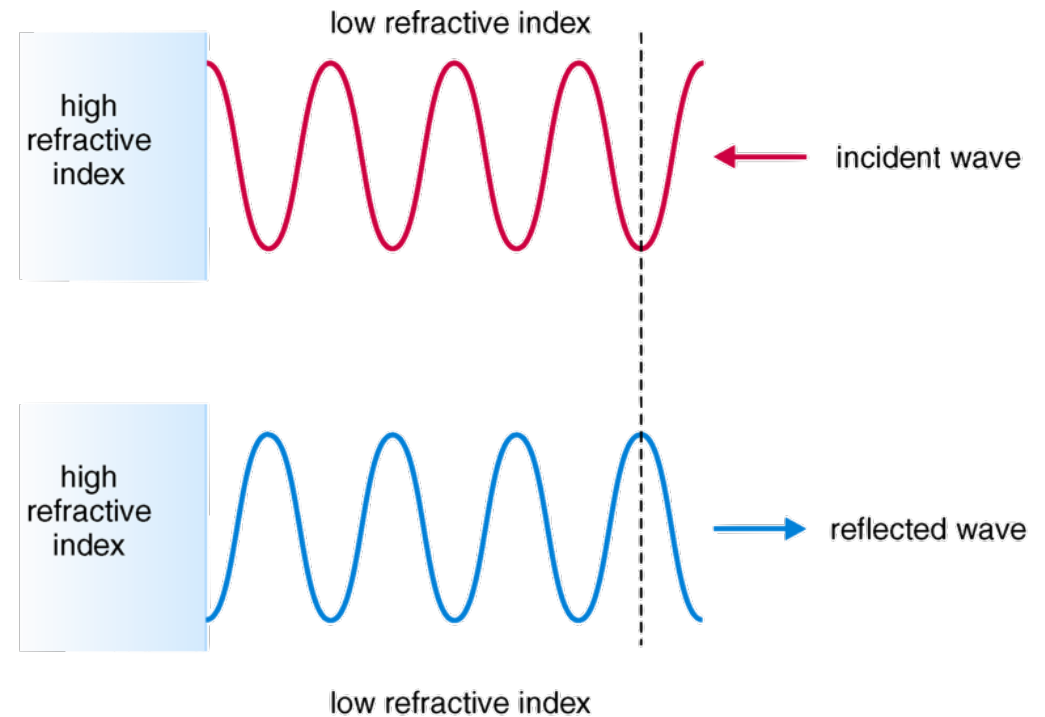
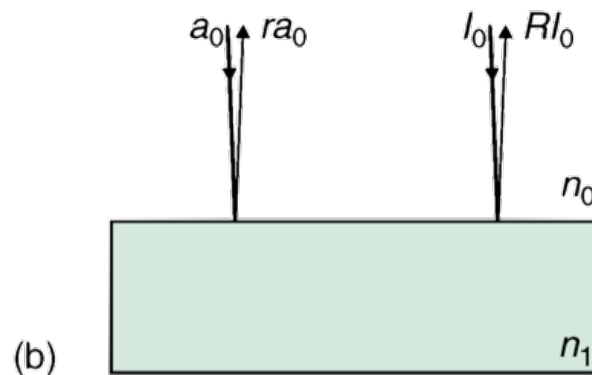
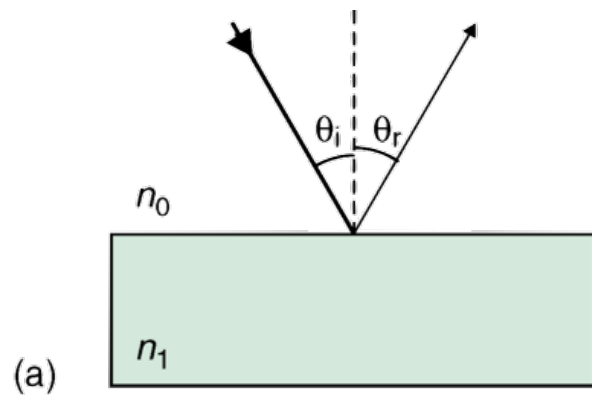
Procesos de **AMPLIFICACIÓN ÓPTICA**

Una señal débil de entrada es amplificada al pasar por una determinada zona de la fibra, la cual ha sido dopada con iones de Erblio (Er^{+3}). La excitación con longitudes de onda de 980 nm y 1480 nm excitan los iones al nivel $4I_{13/2}$ que transferirá la energía a la señal amplificándola.



Refracción y Reflexión

Reflexión



Donde:

r – Coeficiente de reflexión a incidencia normal

R – Reflectividad = n^2

Refracción y Reflexión

Reflexión

Coeficiente de reflexión en incidencia normal : $r = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}$

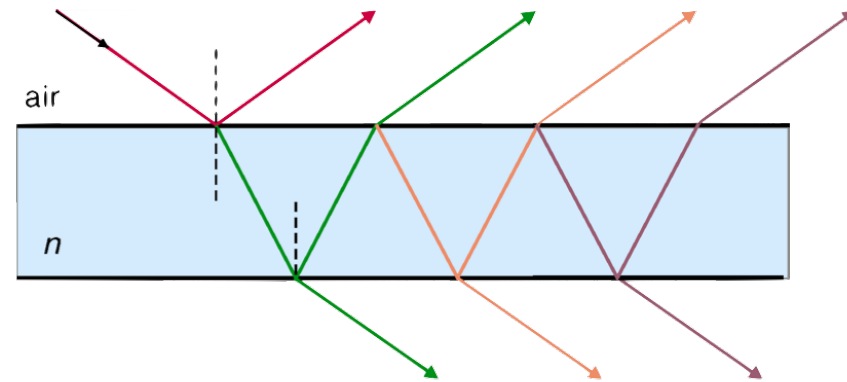
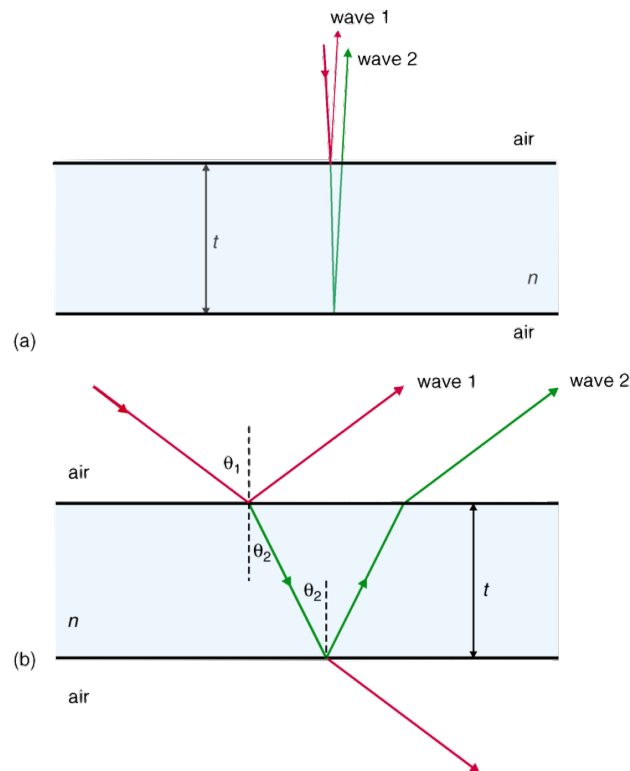
Como n depende de la longitud de onda, la reflectividad variará a través del espectro. Cuando la superficie reflectante es un metal, es necesario utilizar el índice de refracción complejo $n = n_1 + ik$. En este caso, la reflectividad de una superficie metálica en incidencia normal es:

$$R = \frac{(n_0 - n_1)^2 + k^2}{(n_0 + n_1)^2 + k^2}$$

Refracción y Reflexión

Reflexión

Múltiples reflexiones en las superficies superior e inferior de una muestra.



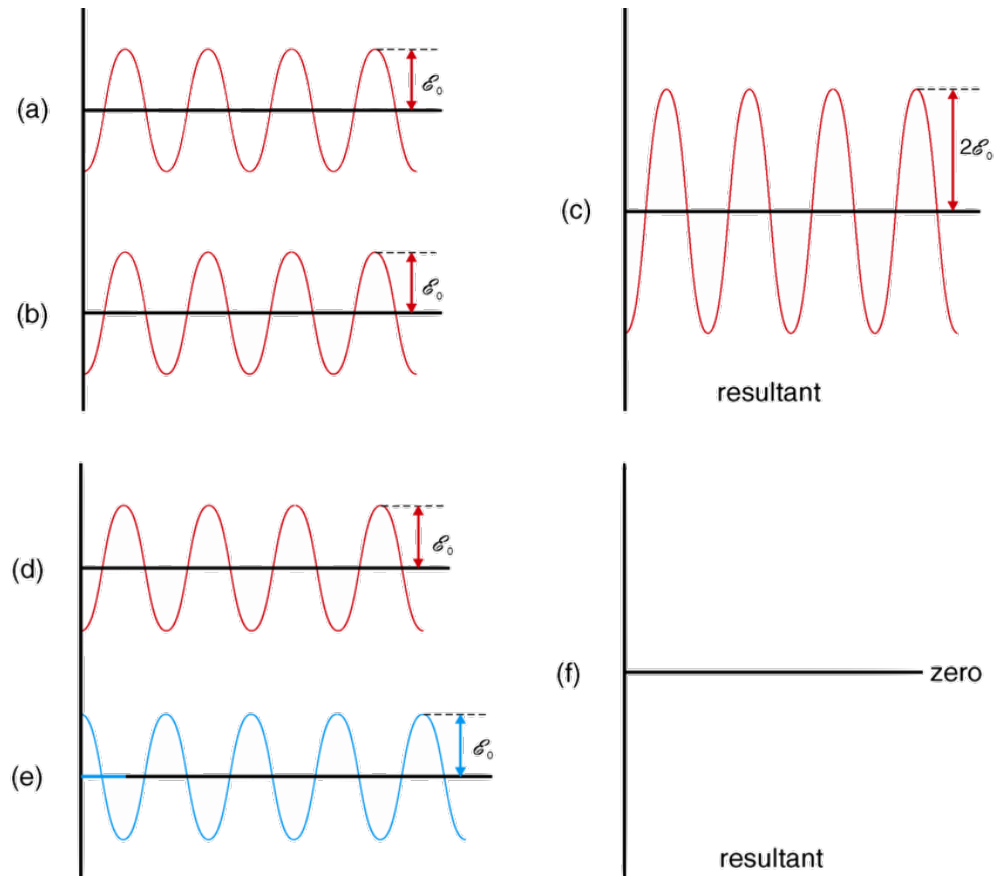
Reflexiones en una lámina delgada en aire:

(a) Incidencia perpendicular.

(b) Incidencia en un cierto ángulo.

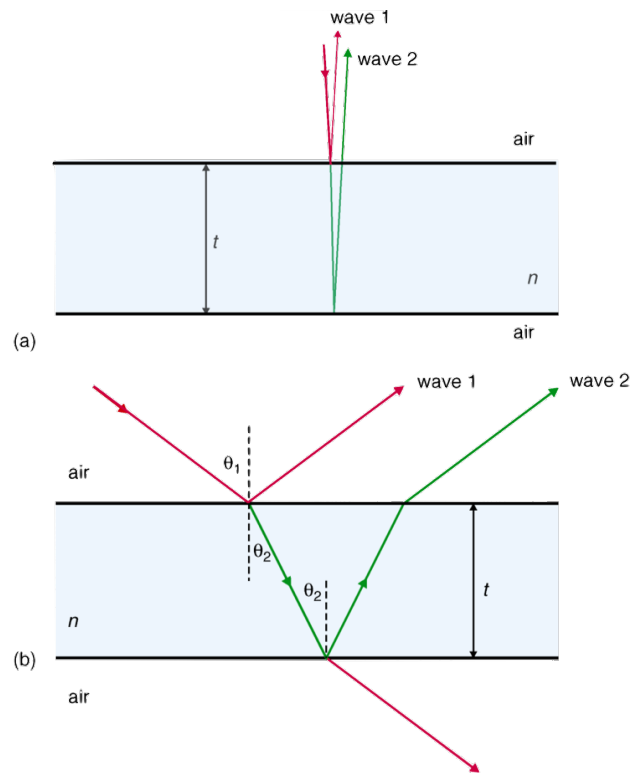
Refracción y Reflexión

Recordamos lo siguiente:



Refracción y Reflexión

Recordamos lo siguiente:



Si d es el espesor de la muestra, n su índice de refracción y θ' el ángulo de refracción:

$$2nd \cdot \cos\theta' = m\lambda \quad (\text{Destructiva})$$

$$2nd \cdot \cos\theta' = (m + 1/2) \lambda \quad (\text{Constructiva})$$

Refracción y Reflexión

La reflectividad de una película delgada en el aire será diferente de la de una placa gruesa, ya que también deben considerarse los efectos de interferencia de la superficie inferior. Para la luz en incidencia normal sobre un sólido transparente, la reflectividad está dada por:

$$R = \frac{2r_1^2 - 2r_1^2 \cos 2\delta}{1 - 2r_1^2 \cos 2\delta + r_1^4}$$

Donde: $r_1 = \frac{n_0 - n_f}{n_0 + n_f}$ n_0 es el índice que rodea a la lámina delgada de índice n_f

$\delta = \frac{2\pi n_f d}{\lambda}$ d es el espesor de la muestra

Refracción y Reflexión

Si la película delgada está depositada sobre un sustrato con un índice de refracción mayor que el propio material de la película, las expresiones se ven modificadas por un cambio de fase en la onda reflejada en la superficie inferior.

$$R = \frac{r_1^2 + 2r_1r_2 \cos 2\delta + r_2^2}{1 + 2r_1r_2 \cos 2\delta + r_1^2r_2^2}$$

Donde: $r_1 = \frac{n_0 - n_f}{n_0 + n_f}$

$$r_2 = \frac{n_f - n_s}{n_f + n_s}$$

$$\delta = \frac{2\pi n_f d}{\lambda}$$

n_0 es el índice que rodea a la lámina delgada de índice n_f y n_s es el índice de refracción del sustrato

d es el espesor de la muestra

Refracción y Reflexión

Cuando la lámina delgada tiene un espesor óptico de $n_f d = \lambda/4, 3\lambda/4, \dots$

$$R = \left(\frac{n_f^2 - n_0 n_s}{n_f^2 + n_0 n_s} \right)^2$$

La reflectancia muestra máximos y mínimos. Cuando $n_0 < n_f > n_s$ la reflectividad del sustrato será máximo y cuando $n_0 < n_f < n_s$ la reflectividad tendrá un mínimo.

Para hacer un recubrimiento no reflectante (revestimiento antirreflejo) sobre una superficie de vidrio en aire, el valor de n_f debe estar entre el del aire y el vidrio. La reflectividad será mínima para una película de $\lambda/4$. Poner R igual a cero produce un valor del índice de refracción de una película que no dará ninguna reflexión en absoluto:

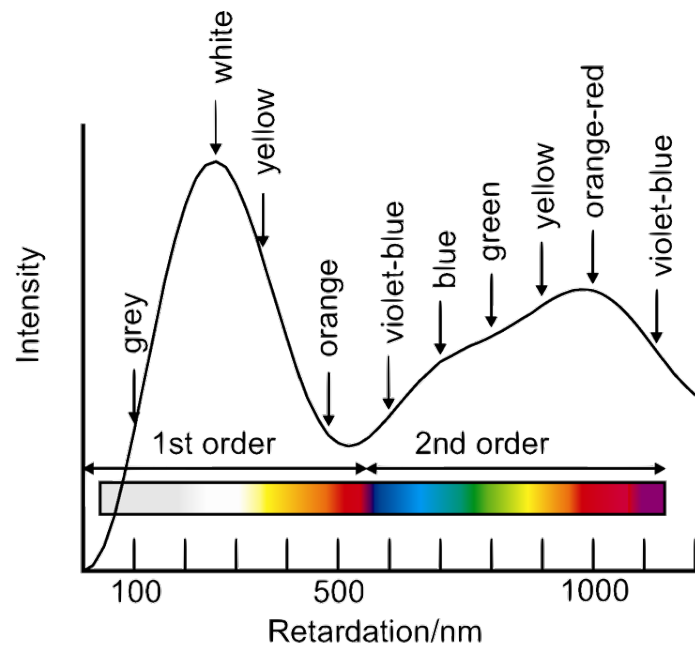
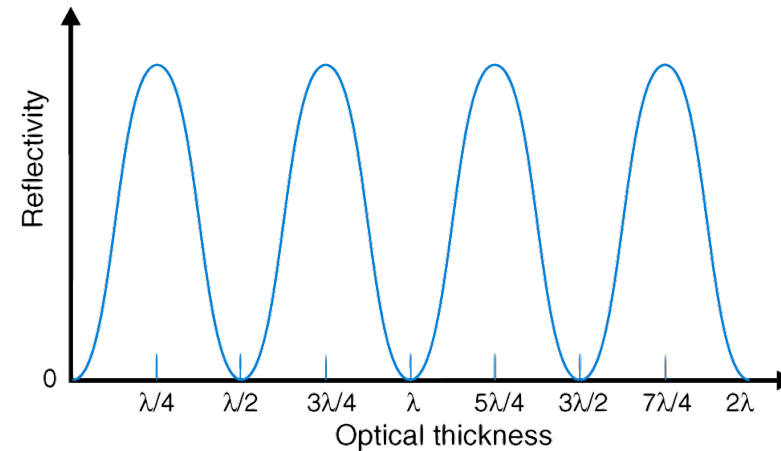
$$n_f = \sqrt{n_s}$$

Para el vidrio, n_s es de aproximadamente 1.5, por lo que la película anti-reflectante debe tener un índice de refracción de 1.225

Refracción y Reflexión

Como resultado la interferencia de las ondas reflejadas puede ser constructiva o destructiva.

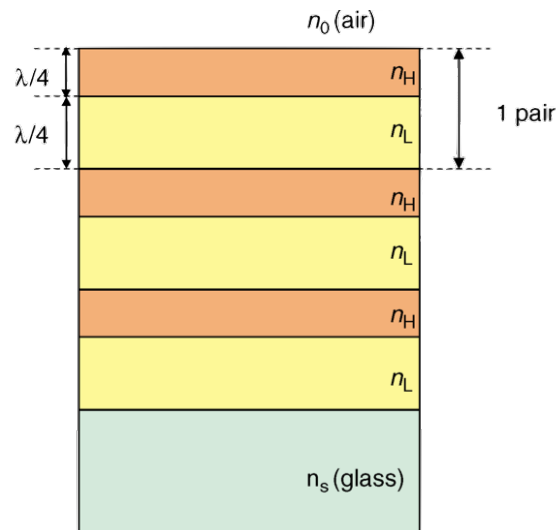
Variación sinusoidal de la reflectividad de una lámina delgada.



Color aproximado de una película delgada cuando es observada directamente desde arriba en función del espesor de la película.

Refracción y Reflexión

Estos fenómenos permiten fabricar los denominados espejos dieléctricos

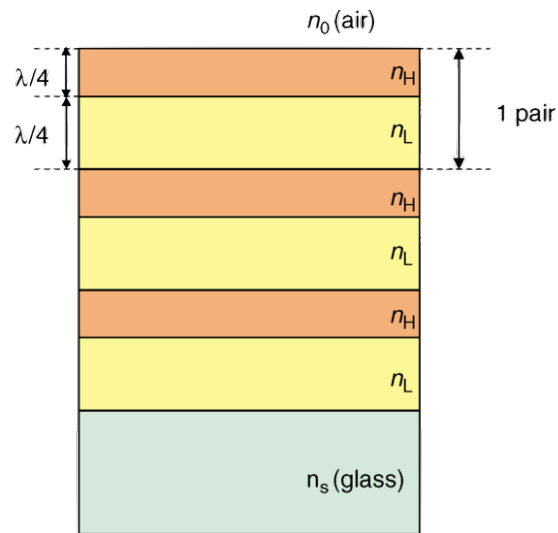


$$R = \left(\frac{f n_s - n_0}{f n_s + n_0} \right)^2 \quad \text{donde } f = (n_H/n_L)^{2N}$$

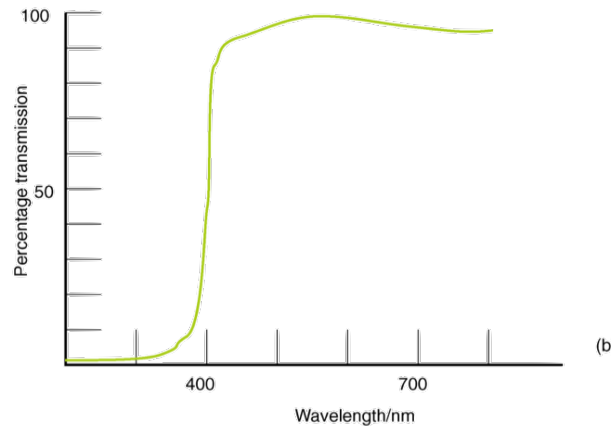
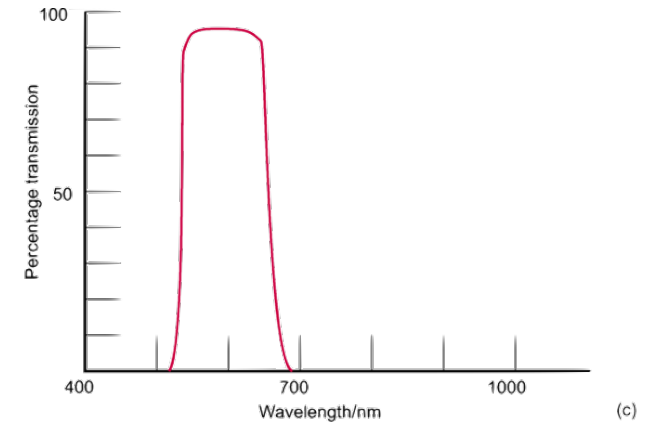
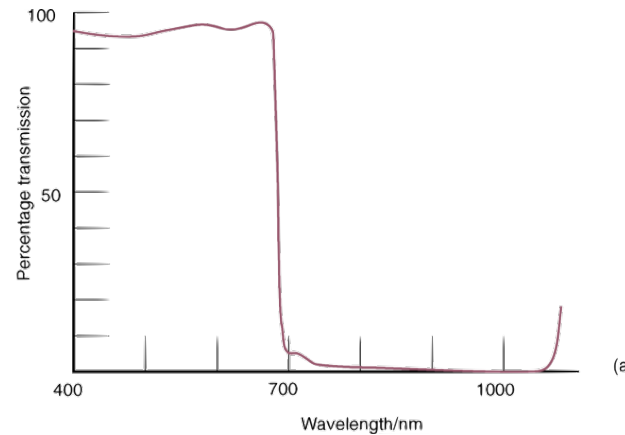
Apilamiento de láminas $\lambda/4$ con un alto y un bajo índice de refracción cada una

Refracción y Reflexión

Estos fenómenos permiten fabricar los llamados FILTROS DE INTERFERENCIA



Apilamiento de láminas $\lambda/4$ con un alto y un bajo índice de refracción cada una



Filtros de interferencia:

- (a) Filtro pasa-baja (shortpass)
- (b) Filtro pasa-alta (longpass)
- (c) Filtro pasa-banda (bandpass)

Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN RAYLEIGH

Si un medio transparente contiene centros de dispersión, la intensidad de luz que atraviesa el medio en la dirección incidente caerá gradualmente a medida que la luz se dispersa en otras direcciones. La reducción de la intensidad viene dada por:

$$I = I_0 \exp(-\alpha_s x)$$

I = Intensidad tras atravesar una distancia x

I_0 = Intensidad incidente

α_s = coeficiente de dispersión lineal (**experimental**)

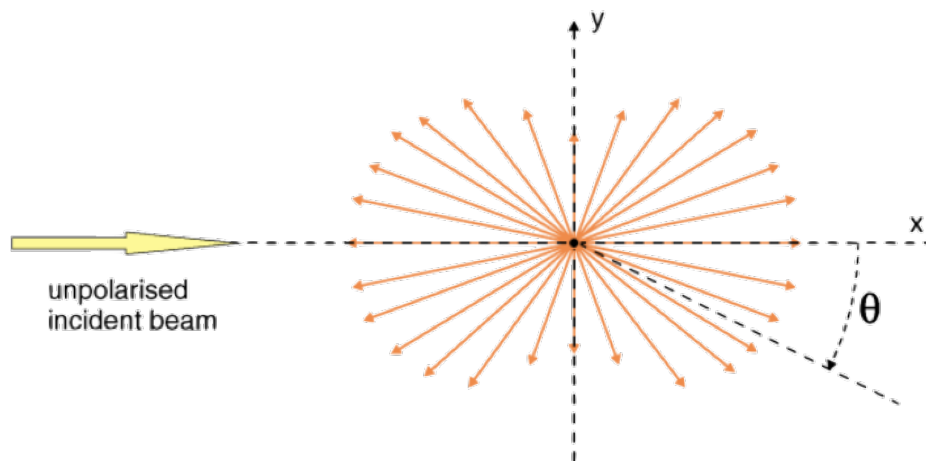
La dispersión Rayleigh se aplica a **partículas esféricas aislantes** con un diámetro *inferior o igual a una **décima parte** de la longitud de onda de la radiación incidente*.

Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN RAYLEIGH

Supongamos un único centro dispersor, esférico, sobre el que incide una intensidad I_0 no polarizada. La intensidad de la luz dispersada, I_s , a una distancia “x” de este centro viene dada por:

$$I_s = I_0 \left(\frac{9\pi^2 V^2}{2r^2 \lambda^4} \right) \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) (1 + \cos^2 \theta)$$



V = Volumen de la partícula

λ = Longitud de la radiación incidente

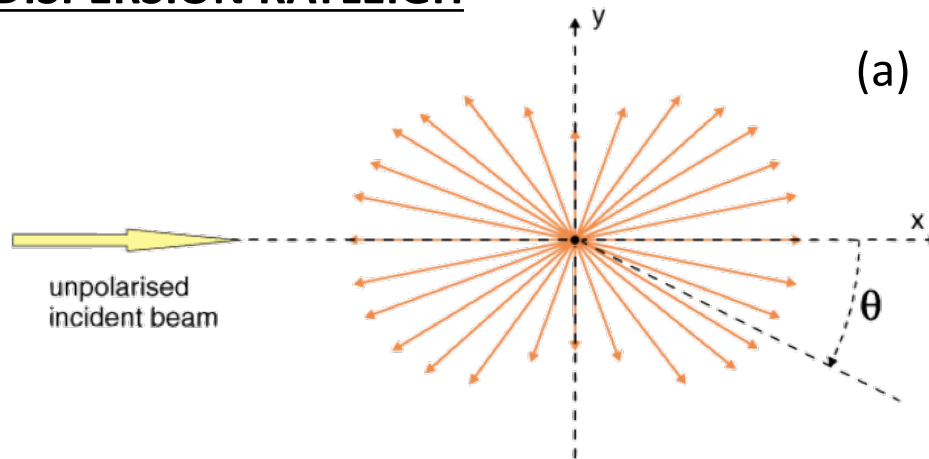
θ = Ángulo entre radiación incidente y dispersada.

m = Índice de refracción relativo de la partícula

definido como $m = \frac{n_{partícula}}{n_{medio}}$

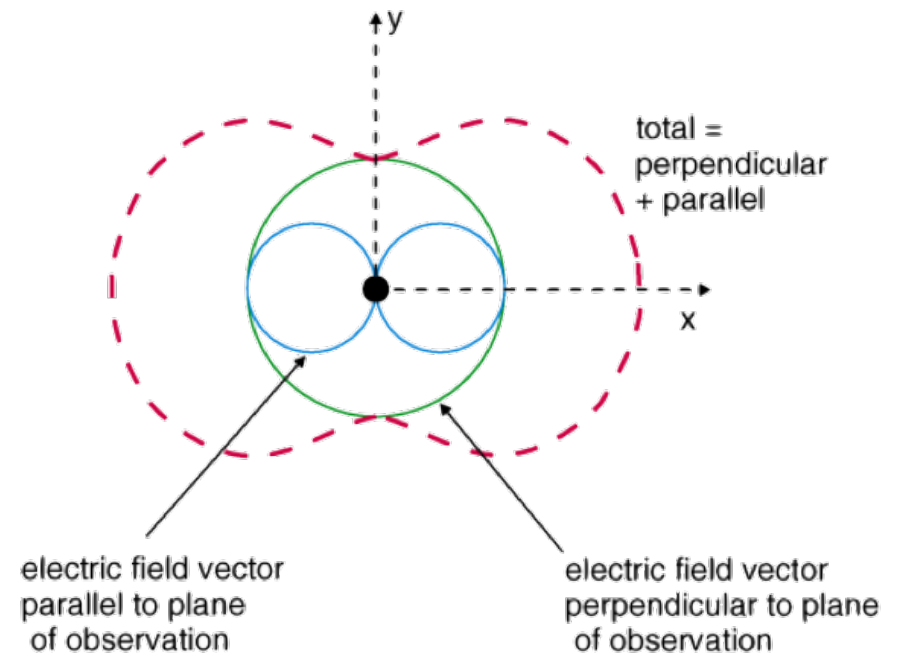
Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN RAYLEIGH



El esquema mostrado en (a) no es nada más que la suma de la radiación dispersada con su vector campo eléctrico paralelo y perpendicular al plano de observación.

Casi toda la radiación es dispersada en la dirección de incidencia y sólo aproximadamente la mitad es dispersada en la dirección perpendicular.



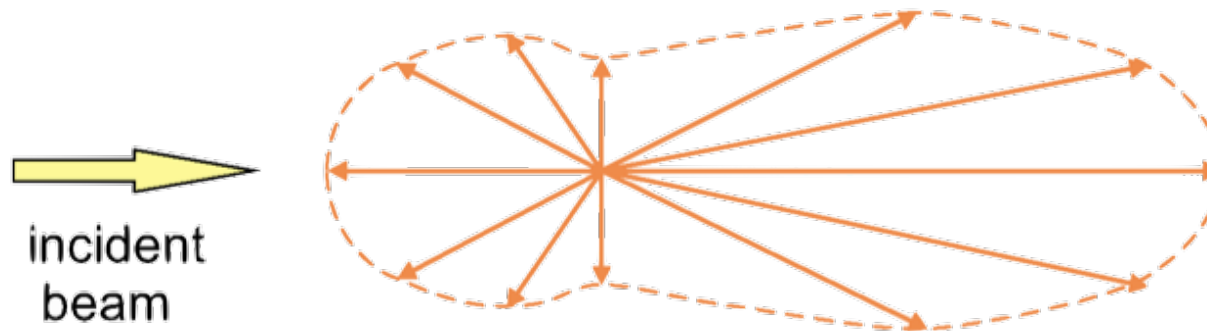
Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN MIE

¿Qué sucede si no podemos aplicar la dispersión de Rayleigh porque la partícula tiene un tamaño mayor?

(1/3 de la longitud de onda o más)

La dispersión en la dirección de incidencia domina sobre la dirección opuesta.

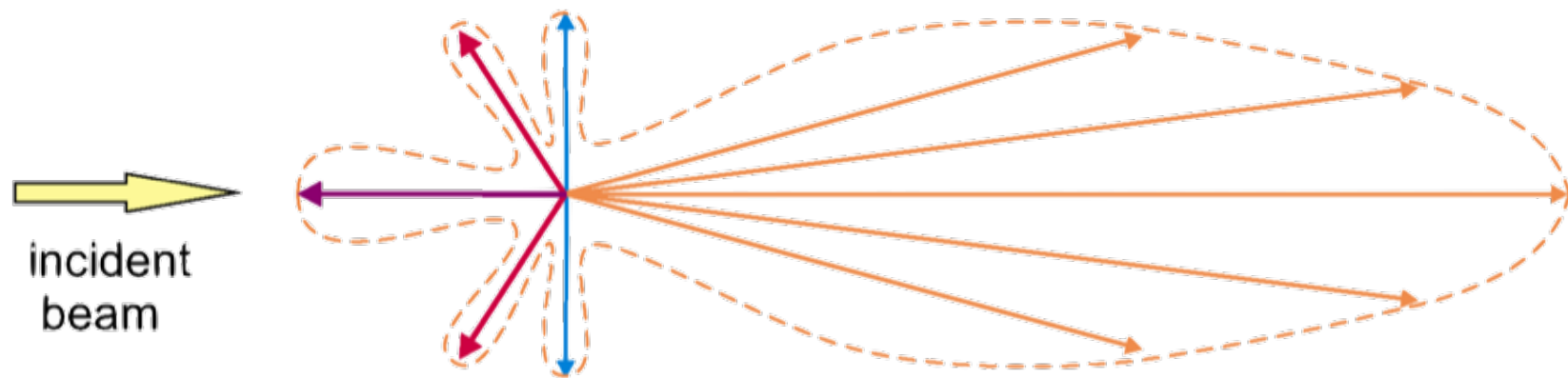


Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN MIE

(mayor que la longitud de onda)

A medida que el tamaño de partícula pasa la longitud de onda de la luz, los lóbulos de dispersión hacia delante aumentan aún más, y las bandas laterales se desarrollan, debido a los máximos y mínimos de dispersión en ángulos definidos.



Scattering (Dispersión)

DISPERSIÓN MIE

(mayor que la longitud de onda)

La posición de estos lóbulos depende de la longitud de onda de la luz dispersada y están fuertemente coloreados. Estas bandas coloreadas dependen del tamaño de la partícula.



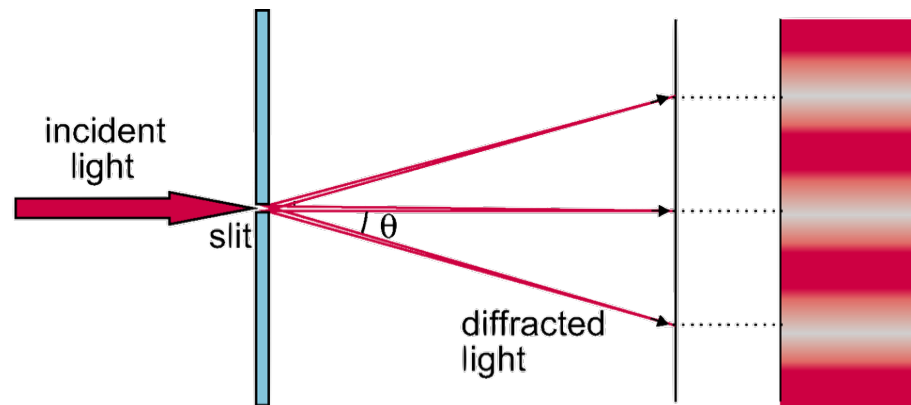
Cristal de Rubi: Su color es debido a la dispersión Mie por partículas de oro.

Si el **tamaño es aún mayor**, la luz blanca pasa a ser reflejada más que dispersada en todas direcciones como sucede con la niebla.

Difracción

Los efectos de difracción ocurren cuando las ondas interactúan con objetos que tienen un tamaño similar a la longitud de onda de la radiación. En general, podemos hablar de

1. Difracción Fresnel: cuando ocurre muy cercana del objeto que interactúa con la luz.
2. Difracción Fraunhofer: los efectos de la difracción ocurren lejos del objeto que interactúa con la luz.



El patrón de difracción de una hendidura delgada muestra regiones de mayor e menor intensidad

Difracción

DIFRACCIÓN POR UNA APERTURA

Si una apertura estrecha y larga se ilumina con luz monocromática, el patrón de intensidad observado lejos de la apertura (el patrón de difracción de Fraunhofer) viene dado por la expresión:

$$I_x = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi w \cdot \sin\theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi w \cdot \sin\theta}{\lambda}} \right]^2$$

Donde λ es la longitud de onda incidente, θ el ángulo respecto del haz central y w la anchura de la apertura.

La posición de los máximos es difícil de hallar (están aproximadamente entre dos mínimos) pero la posición de los mínimos obedece a la siguiente expresión:

$$\sin\theta_{min} = \frac{m\lambda}{w} \quad \text{con } m = 0, 1, 2, \dots$$

La dependencia con λ ocasiona la separación de colores (formación de espectros).

Difracción

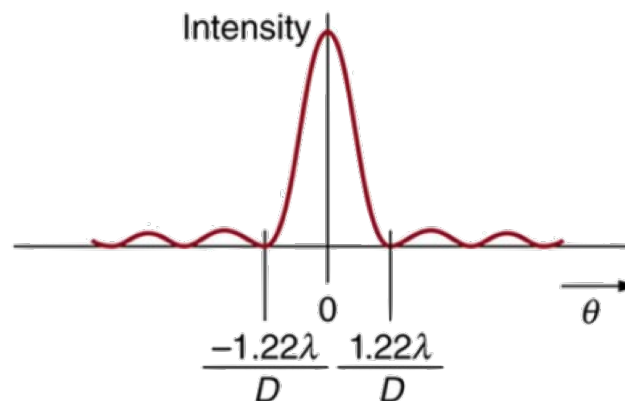
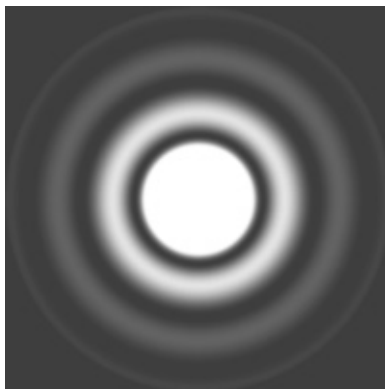
DIFRACCIÓN POR UNA APERTURA

La forma del patrón de difracción producido por una abertura circular consiste en una serie de círculos brillantes y oscuros concéntricos con la abertura original. El espaciamiento de los máximos y mínimos está dado por:

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{d}$$

La dependencia con λ ocasiona la separación de colores (formación de espectros).

Donde λ es la longitud de onda incidente, θ el ángulo respecto del haz central y d el diámetro de la abertura. Ahora n no es un número entero sino que es algo más complejo: 0 (spot central brillante), 1.220 (primer anillo oscuro), 1.635 (primer anillo brillante), 2.333 (segundo anillo oscuro), 2.679 (segundo anillo brillante) and 3.238 (tercer anillo oscuro).



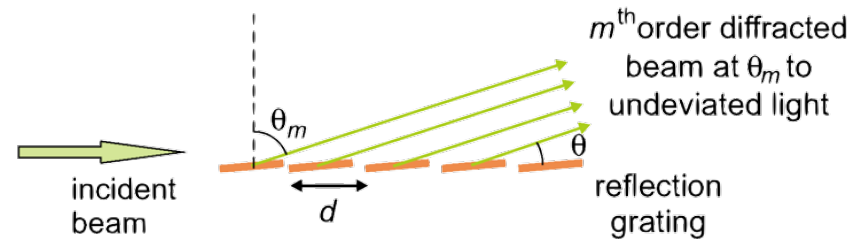
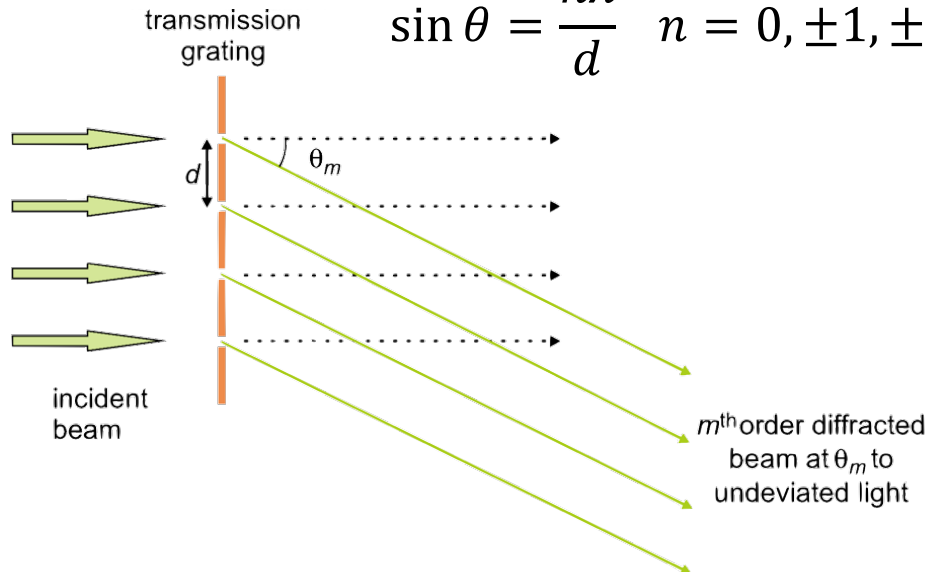
Difracción

DIFRACCIÓN POR UNA REJILLA

Las rejillas de difracción planar consisten en un conjunto de líneas paralelas con una separación similar a la de la longitud de onda de la luz. Una rejilla de transmisión tiene alternadas líneas claras y opacas, y se observan efectos de difracción en la luz transmitida. Una rejilla de reflexión consiste en un conjunto de ranuras donde se observan efectos de difracción en la luz reflejada desde la superficie. La eficacia de una rejilla es la misma si la luz se transmite a través de ella o se refleja de ella.

Máximos

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{d} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$



Máximos

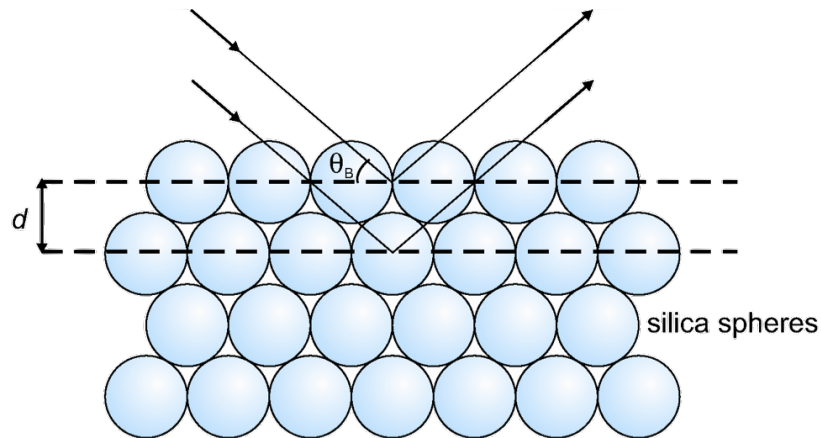
$$1 - \cos \theta = \frac{n\lambda}{d} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Difracción

DIFRACCIÓN POR ESTRUCTURAS CRYSTAL-LIKE

Ley de Bragg en cristales: $2d \sin\theta = n\lambda$

Válida para cualquier matriz tridimensional, independientemente del tamaño de los átomos. Cualquier disposición de partículas, o incluso huecos, que estén espaciados por distancias similares a la longitud de onda de la luz, la difractará de acuerdo con la ley de Bragg. Si se utiliza luz blanca, cada longitud de onda se difractará en un ángulo ligeramente diferente, y se producirán colores (**ejemplo los ópalos**)

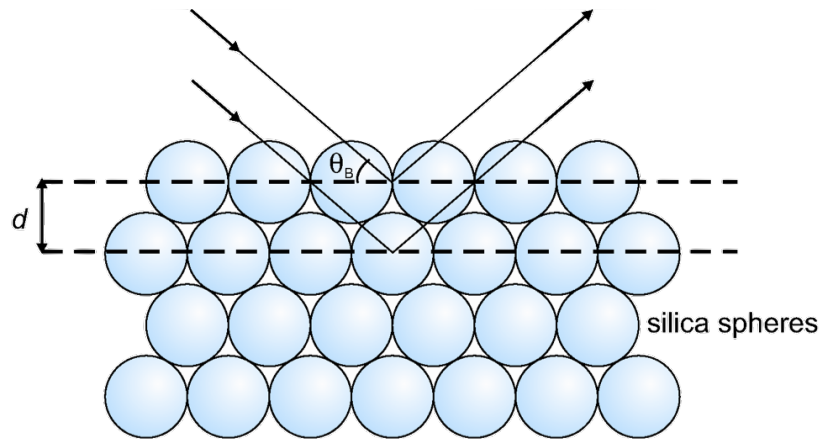


La ley de Bragg sigue siendo válida si cambiamos (d) por el espesor óptico ($n_s d$) donde n_s es el índice de refracción del material.

$$2n_s d \sin\theta = n\lambda$$

Difracción

DIFRACCIÓN POR ESTRUCTURAS CRYSTAL-LIKE (Ejemplo)



Esferas de SiO_2 ordenadas y empaquetadas en una matriz amorfa.

$$2n_s d \sin\theta = n\lambda$$

$$n_s^{\text{Silica}} = 1.45 \Rightarrow n\lambda \approx 2.9 d \sin\theta$$

La relación entre el radio de las esferas, r , y la distancia entre capas, d , dependerá de la geometría exacta del empaquetamiento. Si cada capa de esferas está dispuesta en un empaquetamiento hexagonal compacto, la relación entre r y d será:

$$d = \frac{2\sqrt{2}r}{\sqrt{3}} = 1.633r \Rightarrow n\lambda \approx 2.9 d \sin\theta \rightarrow \lambda_{\max} = 2.9d = 4.74r$$

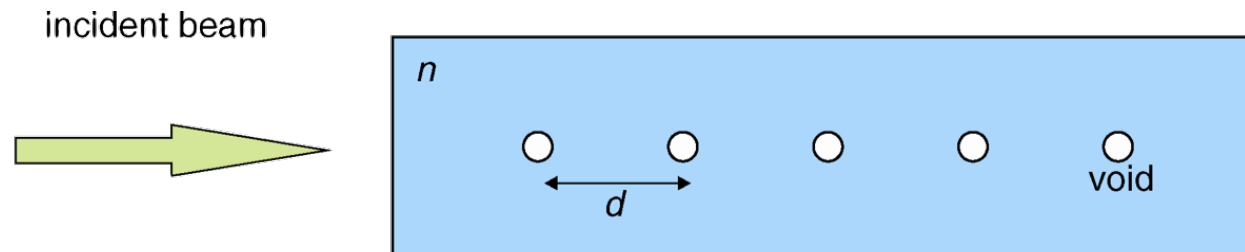
Una relación general útil es que el radio de las esferas se da, a una aproximación razonable, por un quinto de la longitud de onda del color observado a la incidencia normal.

Cristales Fotónicos

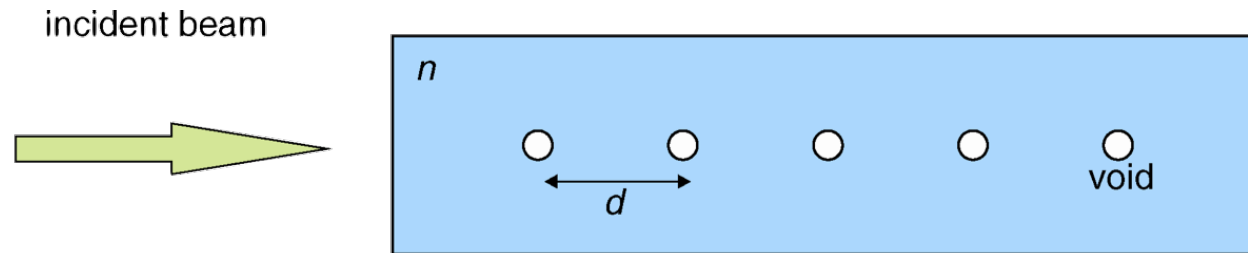
Los cristales fotónicos son estructuras artificiales que difractan la luz de manera específica. Las dimensiones de los centros de difracción en los «cristales» son aproximadamente iguales a la longitud de onda de la luz, y la difracción puede entenderse generalmente en términos de la ecuación de Bragg.

La terminología empleada para describir la difracción en los cristales fotónicos es la de la física de los semiconductores. La transición de una descripción de difracción a una descripción física se puede ilustrar con respecto a un cristal fotográfico unidimensional.

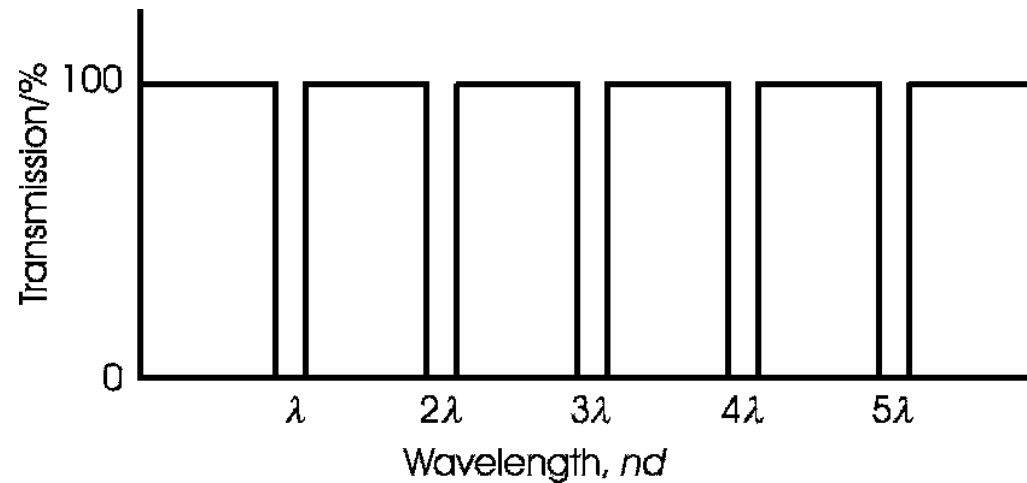
Un cristal fotónico unidimensional es simplemente una pila de capas transparentes de diferentes índices de refracción. Cuando un haz de luz incide será difractada cuando se obedezca la ley de Bragg:



Cristales Fotónicos



$$2n_s d \sin\theta = \lambda \Rightarrow \text{En incidencia Normal} \Rightarrow 2n_s d = \lambda$$



Óptica no Lineal

El campo eléctrico de un haz de luz induce una polarización en un sólido. Para los haces de luz de intensidad ordinaria la polarización, P , es una función lineal del campo eléctrico, E :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$$

Esta aproximación es perfectamente adecuada para la óptica normal, pero los láser pueden estar asociados con campos eléctricos muy altos y, en este caso, es necesario escribir la polarización como una serie:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} (\vec{E})^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} (\vec{E})^3 + \dots$$

Los términos "no lineales" adicionales sólo son lo suficientemente altos como para ser de importancia en relativamente pocos materiales. Además, todos los términos pares, son cero en los cristales centrosimétricos. Los de segundo orden, tiene un valor distinto de cero en cristales no centrométricos, y son estos que se conocen generalmente como materiales ópticos no lineales.

Óptica no Lineal

Si el campo eléctrico incidente varía con el tiempo de la forma $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t)$ tenemos que:

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} (E_0 \cos(\omega t))^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_0 \cos(\omega t))^3 + \dots = \\ &= A + B \cos(\omega t) + C \cos(2\omega t) + D \cos(3\omega t) + \dots\end{aligned}$$

Siendo A,B,C... constantes. Como vemos, la onda emergente no sólo tiene la frecuencia de la onda incidente sino frecuencias mayores si la simetría es adecuada !!!!.

Si se utilizan dos ondas de entrada, puede producirse una mezcla de frecuencias. Supongamos que el cristal es irradiado con dos haces simultáneamente:

$$\left. \begin{aligned}\vec{E}_1 &= E_0 \cos(\omega_1 t) \\ \vec{E}_2 &= E_0 \cos(\omega_2 t)\end{aligned} \right\} \Rightarrow \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

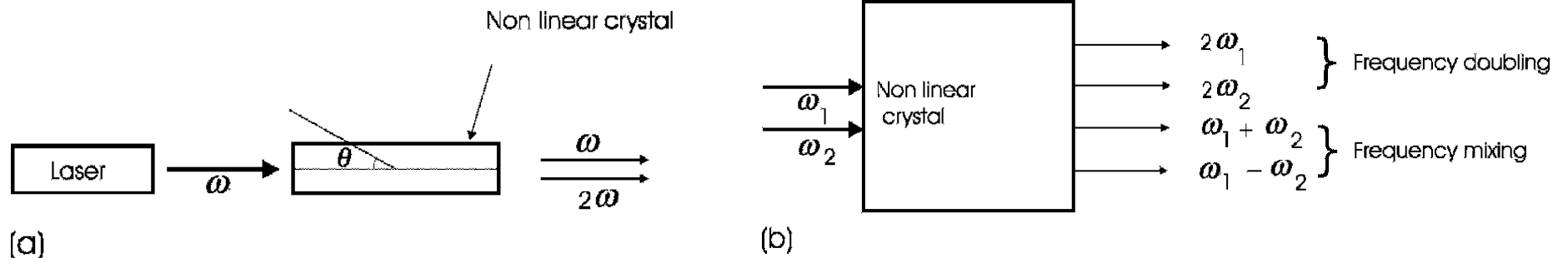
El segundo orden de la polarización será

$$\begin{aligned}\mathbf{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} [(\mathbf{E}_{01} \cos \omega_1 t)(\mathbf{E}_{02} \cos \omega_2 t)] \\ &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \frac{1}{2} [\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t])\end{aligned}$$

Óptica no Lineal

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} [(\mathbf{E}_{01} \cos \omega_1 t)(\mathbf{E}_{02} \cos \omega_2 t)] \\ &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \frac{1}{2} [\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t]) \end{aligned}$$

Donde vemos que el término en coseno corresponde a dos ondas a la salida una con frecuencia suma de las dos de entrada y otra con frecuencia diferencia de las de entrada.



- (a) Doblado de frecuencia por un cristal no lineal: una señal de entrada de frecuencia angular ω , de un láser, se convierte en parte en una señal con frecuencia angular 2ω al pasar a través del cristal.
- (b) Mezclado de frecuencia por un cristal no lineal: las señales de las frecuencias angulares ω_1 y ω_2 se mezclan parcialmente para producir señales $(\omega_1 + \omega_2)$ y $(\omega_1 - \omega_2)$ al pasar a través de un cristal no lineal así como producir un doblado de las frecuencias de entrada.

