



departamento de Física
universidad de buenos aires - exactas
Juan José Giambiagi



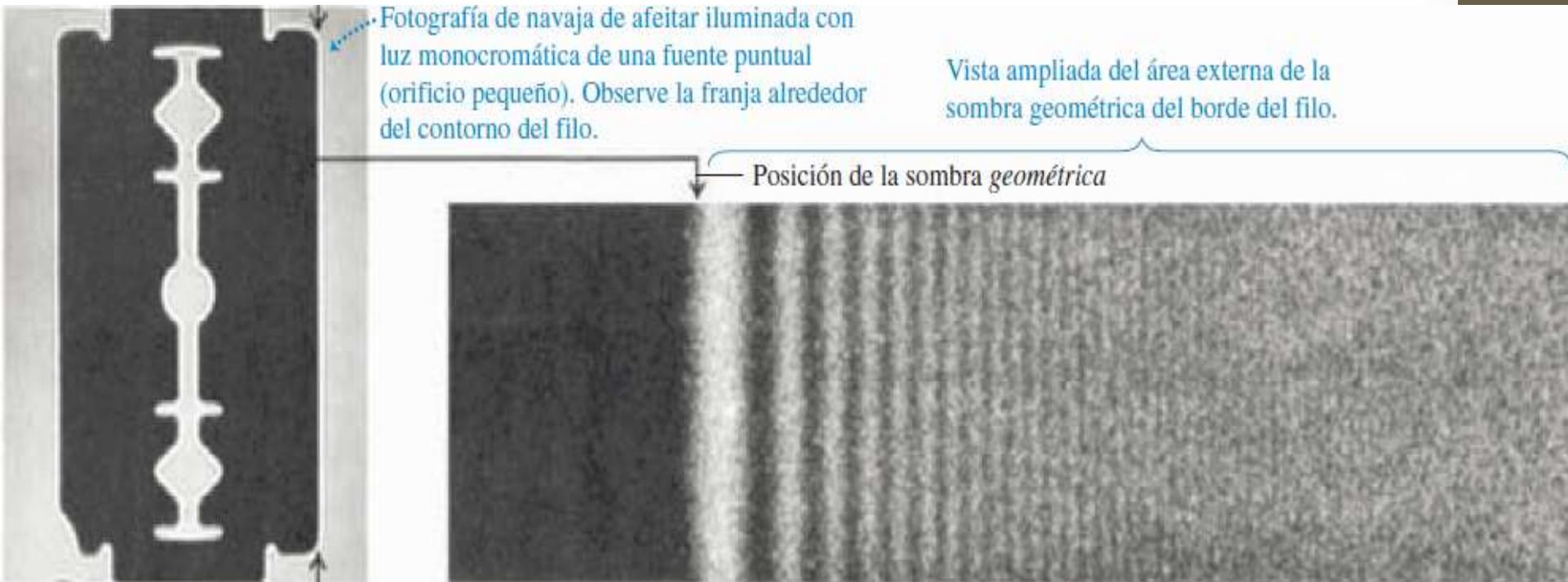
Clase 19

Difracción

Cátedra: Diego Arbó

Difracción de Fresnel y Fraunhofer

La luz que emerge de aberturas no se comporta exactamente de acuerdo con las predicciones del modelo de rayos rectilíneos de la óptica geométrica.



Difracción de Fresnel o *difracción de campo cercano*: tanto la fuente puntual como la pantalla están relativamente cerca del obstáculo que forma el patrón de difracción.

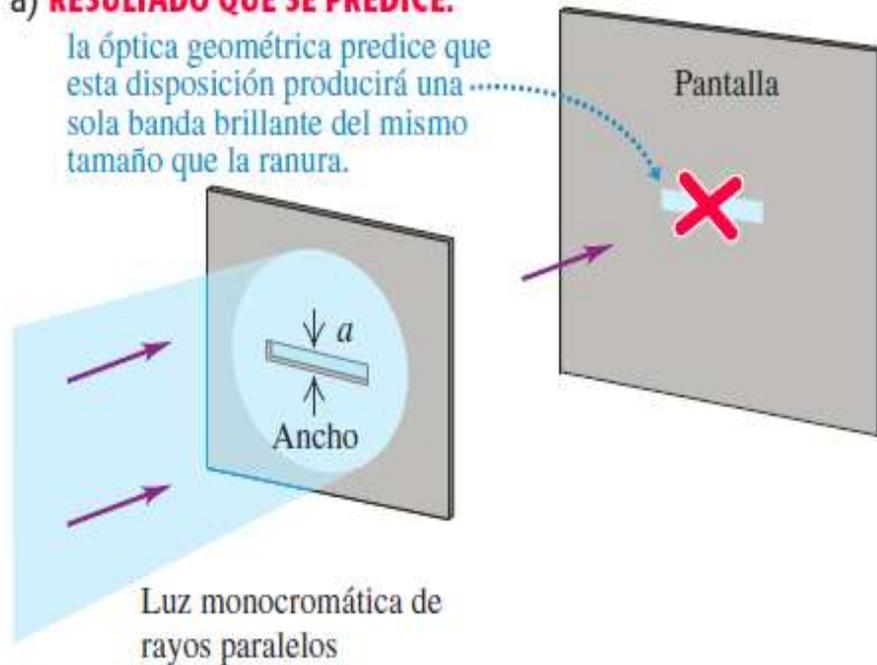
Difracción de Fraunhofer o *difracción de campo lejano*: Si la fuente, el obstáculo y la pantalla están lo suficientemente alejados para considerar como paralelas todas las líneas de la fuente al obstáculo y todas las líneas del obstáculo a un punto del patrón.

Difracción de una sola ranura

Los efectos de la interferencia debidos a la combinación de muchas (un continuo de infinitas) ondas luminosas se describen como **difracción**.

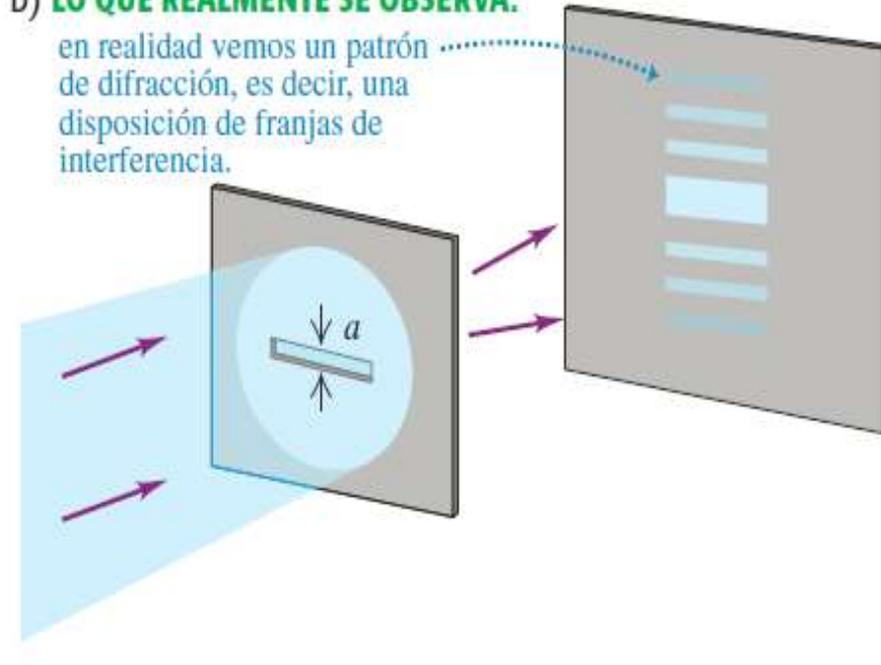
a) RESULTADO QUE SE PREDICE:

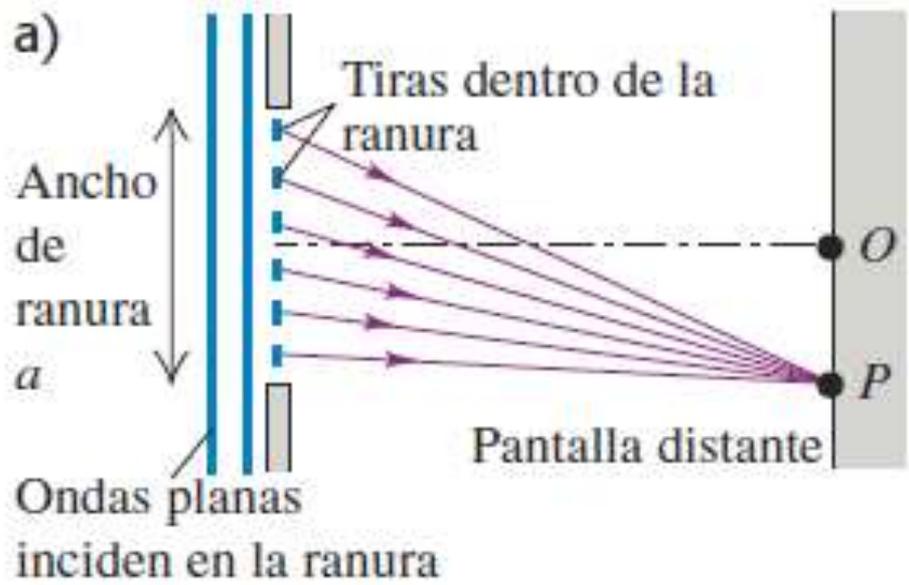
la óptica geométrica predice que esta disposición producirá una sola banda brillante del mismo tamaño que la ranura.



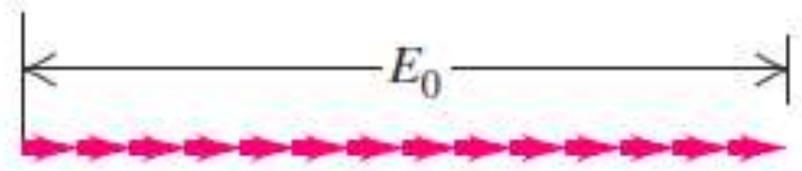
b) LO QUE REALMENTE SE OBSERVA:

en realidad vemos un patrón de difracción, es decir, una disposición de franjas de interferencia.

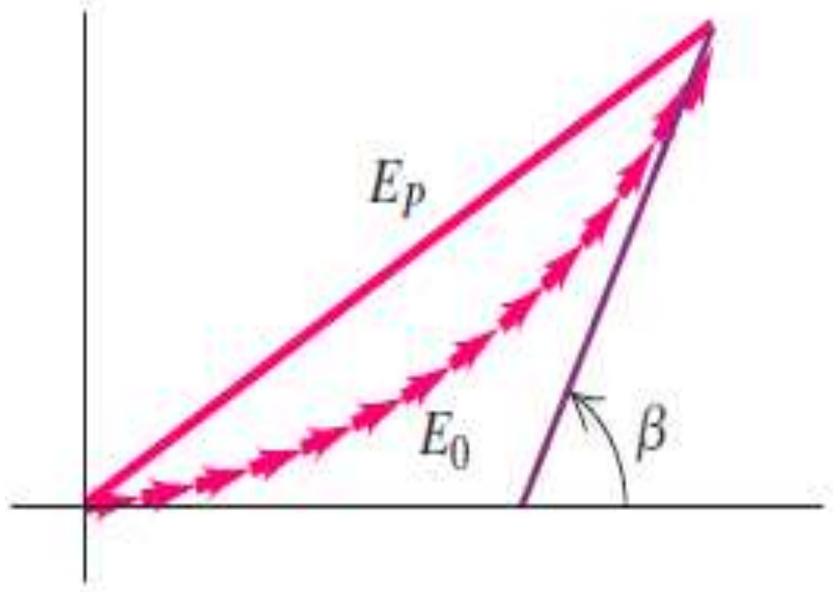




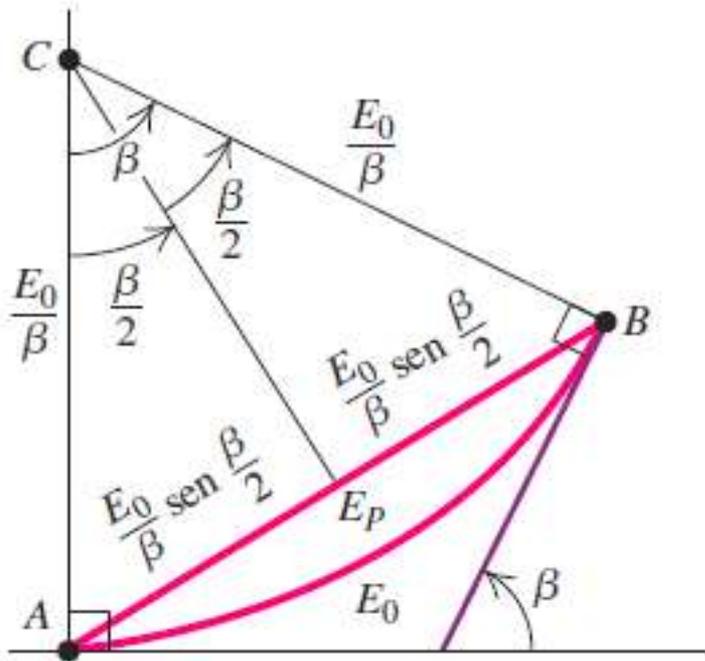
b) En el centro del patrón de difracción (punto O), los fasores de todas las tiras dentro de la ranura están en fase.



c) Diagrama del fasores en un punto ligeramente desviado del centro del patrón; β = diferencia de fase total entre los fasores primero y último.



d) Al igual que en c), pero en el límite en que la ranura se subdivide en un número infinito de tiras.



$$\text{arc} = r\beta \Rightarrow r = \frac{\text{arc}}{\beta} = \frac{E_0}{\beta}$$

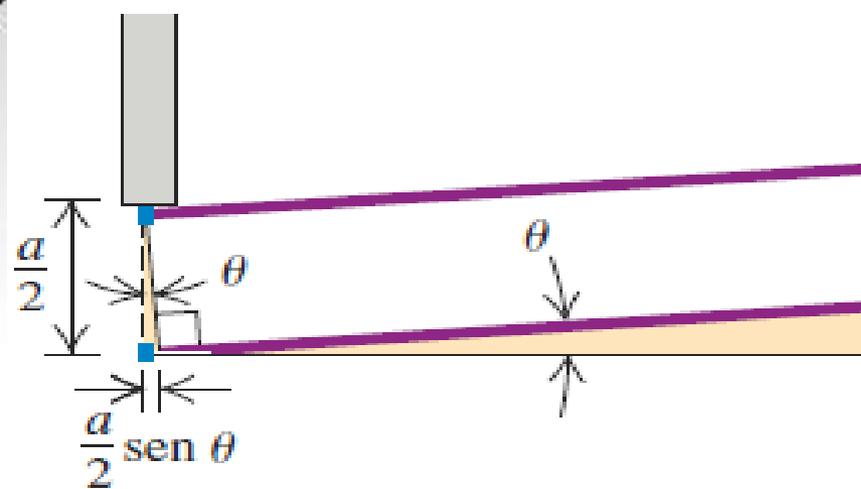
$$\sin \frac{\beta}{2} = \frac{\text{c.o.}}{\text{hyp}} \Rightarrow \text{c.o.} = \frac{E_0}{2\beta} \sin \frac{\beta}{2}$$

$$E_p = 2\text{c.o.} = \frac{E_0}{\beta} \sin \frac{\beta}{2}$$

$$E_p = E_0 \frac{\sin(\beta/2)}{\beta/2} \quad (\text{amplitud en la difracción de una sola ranura})$$

$$I = I_0 \left[\frac{\sin(\beta/2)}{\beta/2} \right]^2 \quad (\text{intensidad en la difracción de una sola ranura})$$

donde I_0 es la intensidad en la dirección hacia el frente donde $\tau = 0$ y $\beta = 0$.



$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{sen} \theta$$

$$I = I_0 \left\{ \frac{\text{sen}[\pi a (\text{sen} \theta) / \lambda]}{\pi a (\text{sen} \theta) / \lambda} \right\}^2 \quad (\text{intensidad en la difracción de una sola ranura})$$

Las franjas oscuras del patrón son los lugares donde $I = 0$. Éstos se presentan en puntos donde el numerador es cero, por lo que β es un múltiplo de 2π .

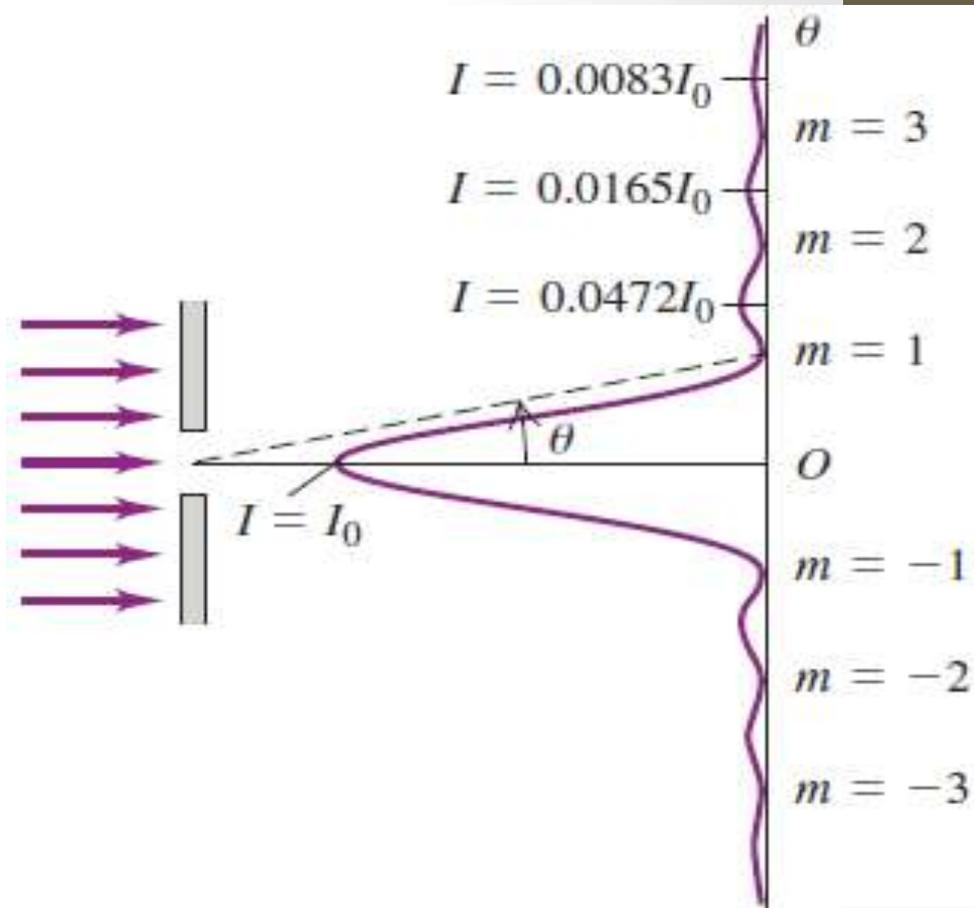
$$\frac{a \text{sen} \theta}{\lambda} = m \quad (m = \pm 1, \pm 2, \dots)$$

$$\text{sen} \theta = \frac{m\lambda}{a} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Los primeros máximos a uno y otro lado del máximo principal

son: $\beta = \pm 2.86 \pi; \beta = \pm 4.92 \pi; \dots$

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

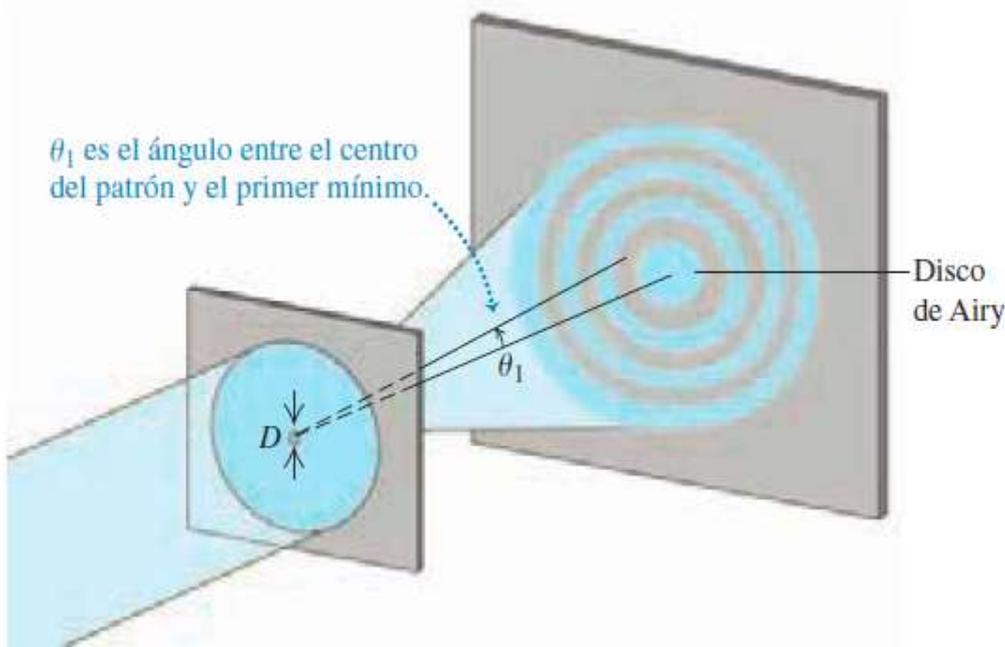


En el caso de las ondas luminosas, la longitud de onda λ suele ser mucho menor que el ancho de ranura a , y los valores de θ son tan pequeños que se puede aproximar $\sin \theta = \theta$.

El ancho de la campana principal es $2\theta_1$

$$\theta_1 = \frac{\lambda}{a}$$

Aberturas circulares



Patrón de difracción formado por una abertura circular de diámetro D .

El patrón consiste en una mancha central brillante, así como en anillos oscuros y brillantes alternos.

Se muestra el radio angular θ_1 del primer anillo oscuro.

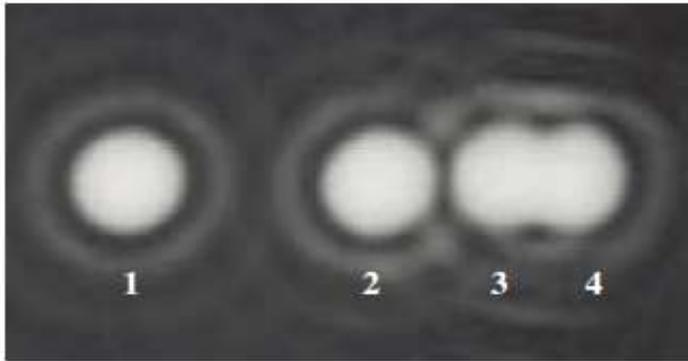
La mayoría (85%) de la energía lumínica incide dentro del disco de Airy.

$$\text{sen } \theta_1 = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad \text{sen } \theta_2 = 2.23 \frac{\lambda}{D} \quad \text{sen } \theta_3 = 3.24 \frac{\lambda}{D} \quad \text{radios de los anillos oscuros}$$

$$\text{sen } \theta = 1.63 \frac{\lambda}{D}, \quad 2.68 \frac{\lambda}{D}, \quad 3.70 \frac{\lambda}{D} \quad \text{radios de los anillos brillantes}$$

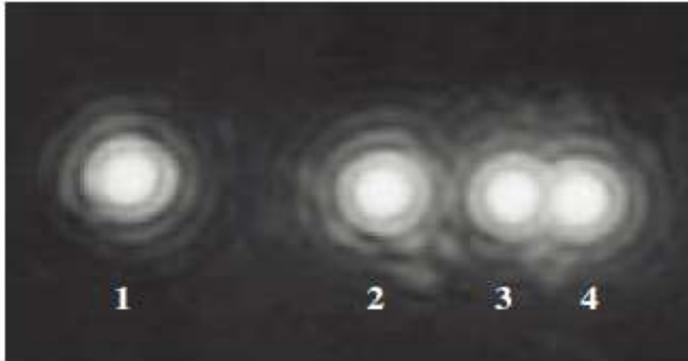
Poder de resolución

a) Abertura pequeña



El patrón de difracción que forma una abertura *circular* tiene un interés especial debido a su papel en la limitación de la capacidad de un instrumento óptico para resolver detalles finos.

b) Abertura media



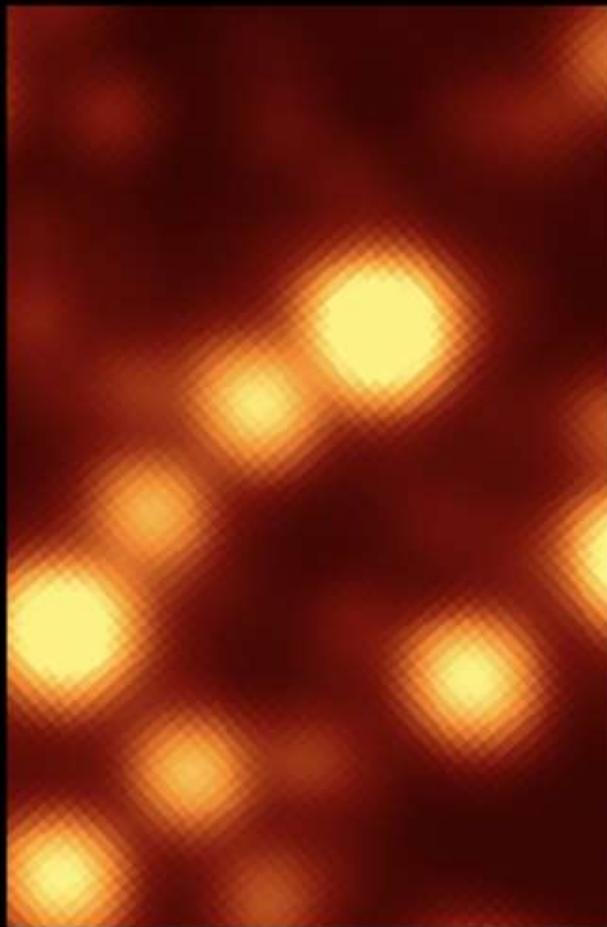
Si se tienen dos objetos puntuales, sus imágenes no son dos puntos, sino dos patrones de difracción.

c) Abertura grande

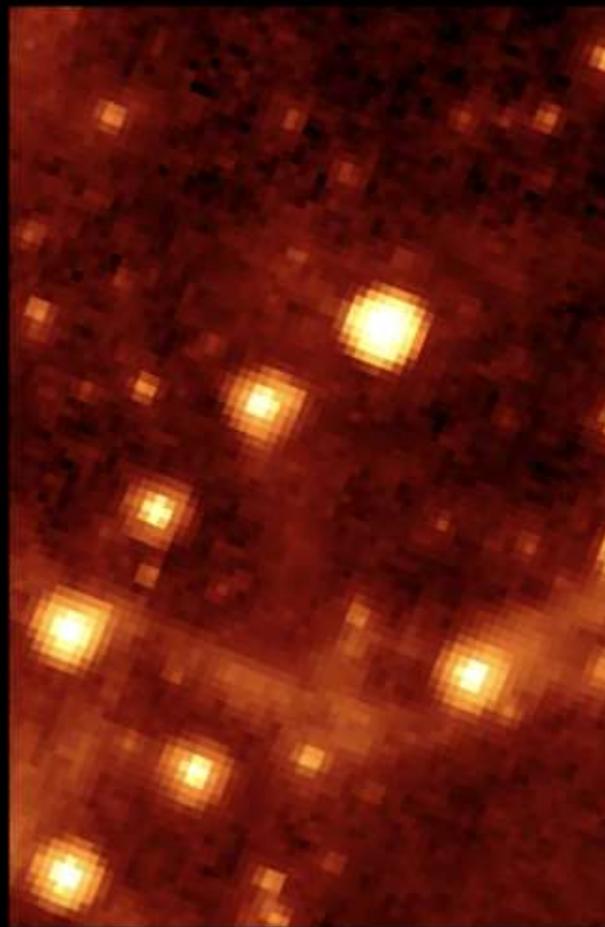


Cuando los objetos están cerca entre sí, sus patrones de difracción se solapan; si están lo suficientemente próximos, sus patrones se solapan casi totalmente y es imposible distinguirlos.

The Evolution of Infrared Space Telescopes



WISE W2 4.6 μm



Spitzer/IRAC 8.6 μm



JWST/MIRI 7.7 μm

Criterio de Rayleigh:

Los objetos están resueltos si el centro de un patrón de difracción está afuera del primer mínimo del otro.

La separación mínima de dos objetos que pueden ser apenas resueltos por un instrumento óptico es el **límite de resolución** o (definición).

Cuanto más pequeño sea el límite de resolución, mayor será la *definición*, o **poder de resolución**, del instrumento.

$$\text{sen } \theta_1 = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

El criterio de Rayleigh combinado con la ecuación muestra que la definición (poder de resolución) mejora al aumentar el diámetro; también mejora con longitudes de onda más cortas.