

Física Experimental IV  
2017

**Óptica de Fourier  
e  
Computador Óptico**

Mais detalhes e  
informações complementares

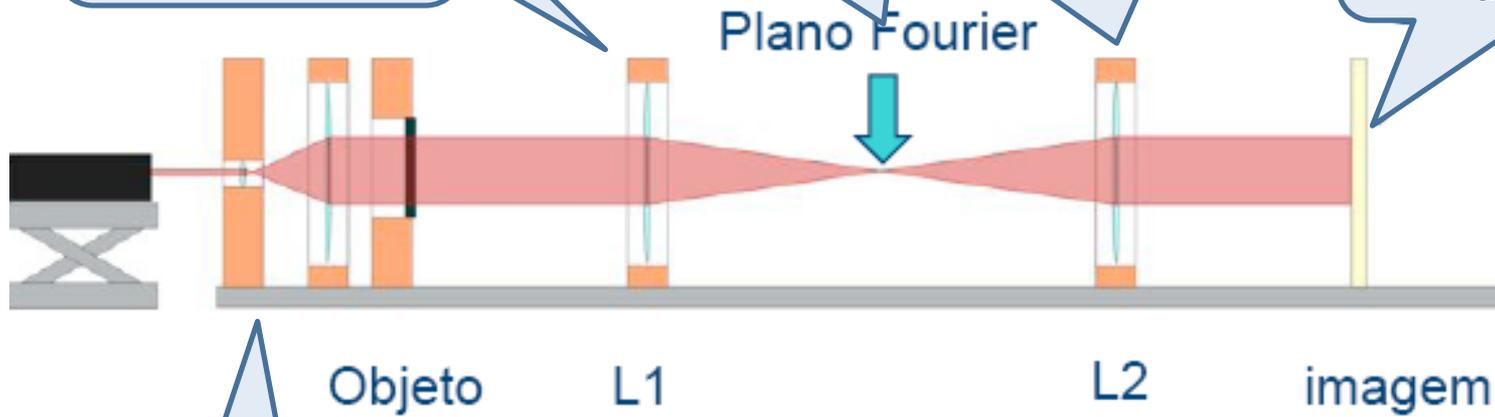
# Como funciona?

A 1ª lente faz a transformada de Fourier

... que aparece no plano de Fourier e pode ser filtrada

A 2ª lente faz a transformada inversa

Projetamos a imagem filtrada no anteparo



o laser ilumina o objeto

**COMPUTADOR  
ÓTICO**

Arranjo na sala 114



# Relembrando a Fenda Simples:

## Intensidade

- A intensidade para o caso da fenda simples apresenta mínimos:

$$I = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad \beta = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta$$

- Que ocorrem quando:

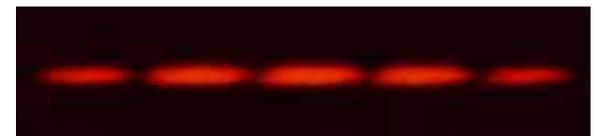
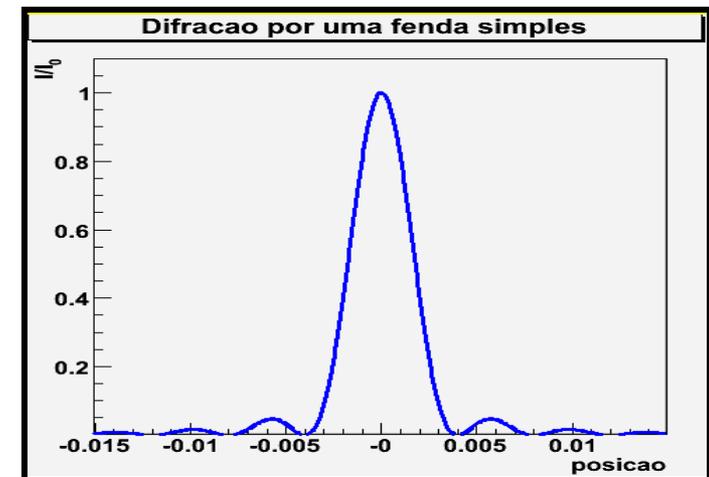
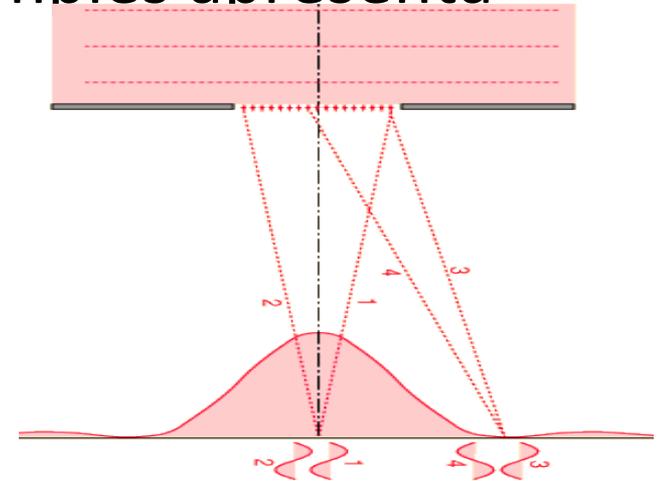
$$m\beta = 0, \beta \neq 0 \Rightarrow \beta = \pm m\pi, m=1,2,3, \dots$$

- Ou seja:

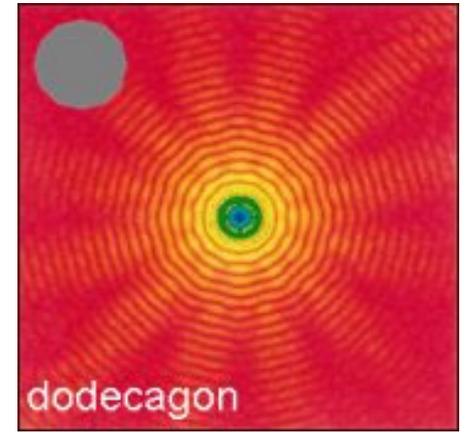
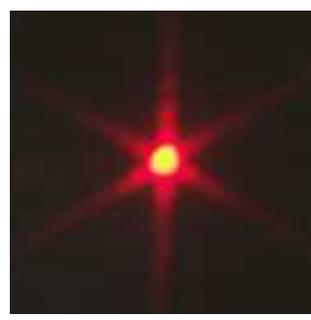
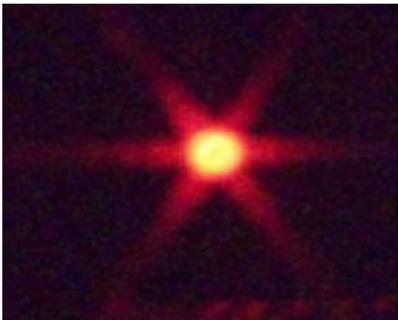
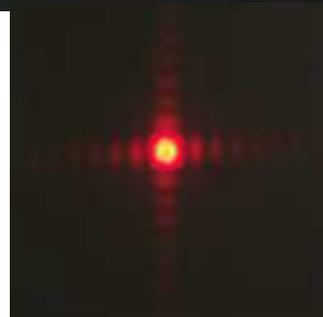
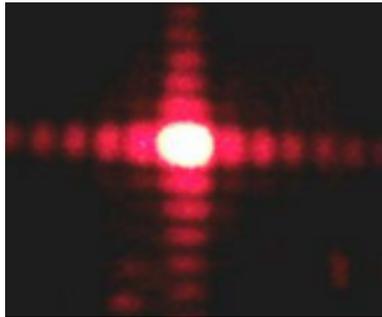
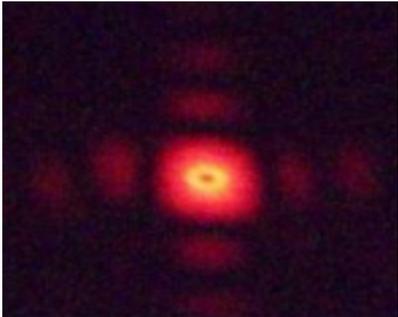
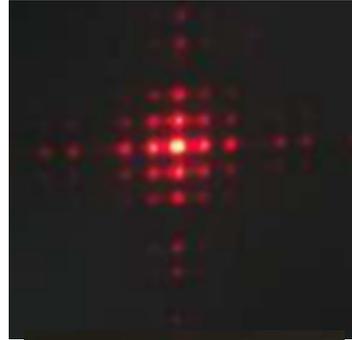
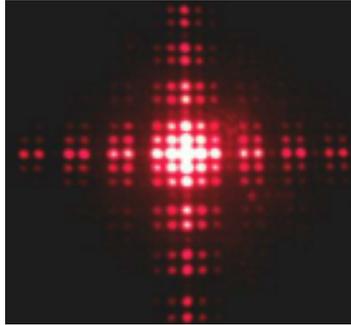
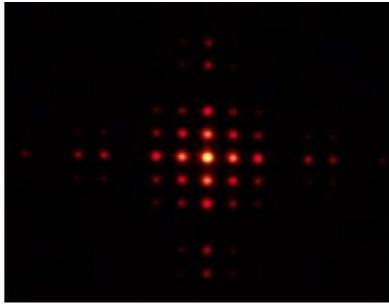
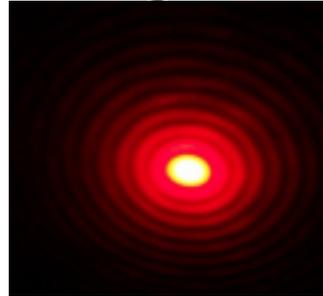
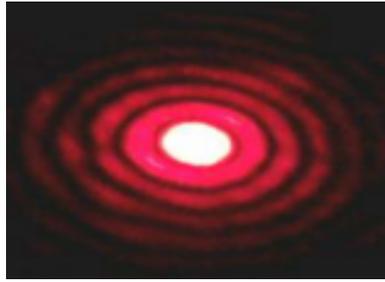
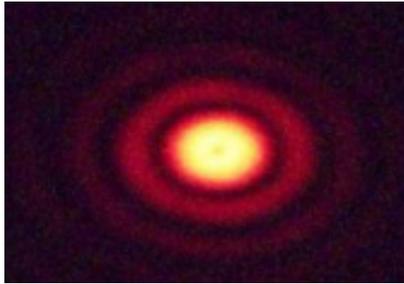
$$d \sin \theta = \pm m\lambda, m=1,2,3, \dots$$

- Para  $m=0$  temos um máximo pois:

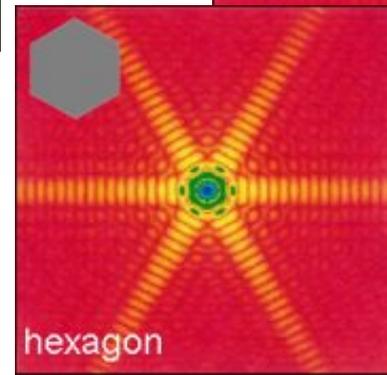
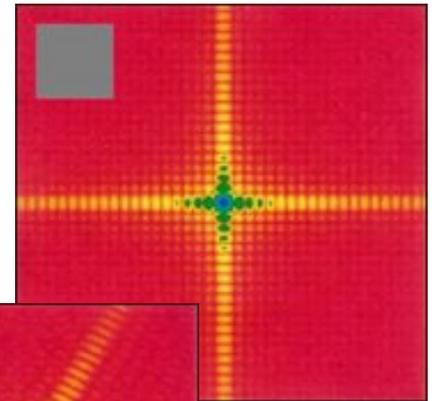
$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$$



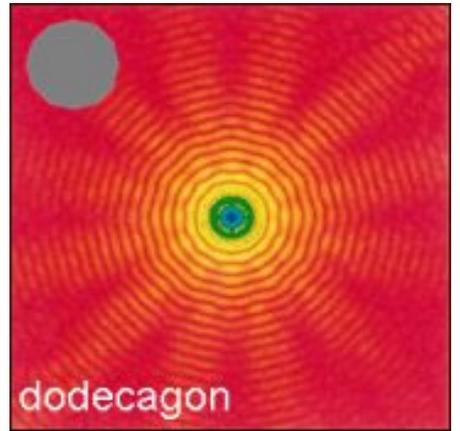
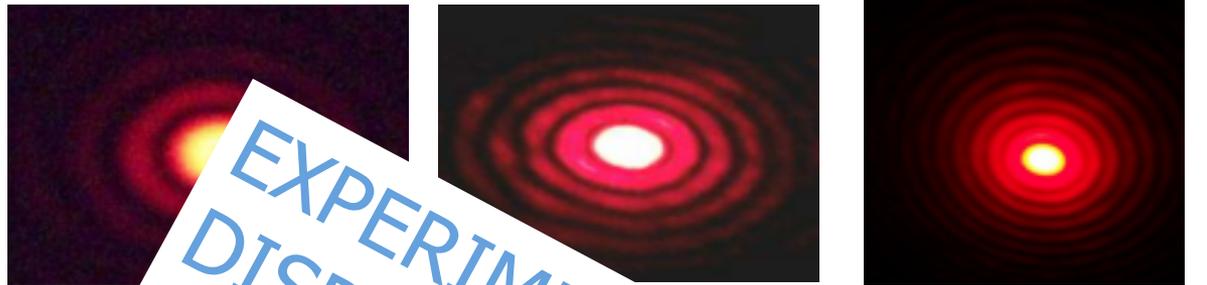
# Outras figuras



Rede de difração

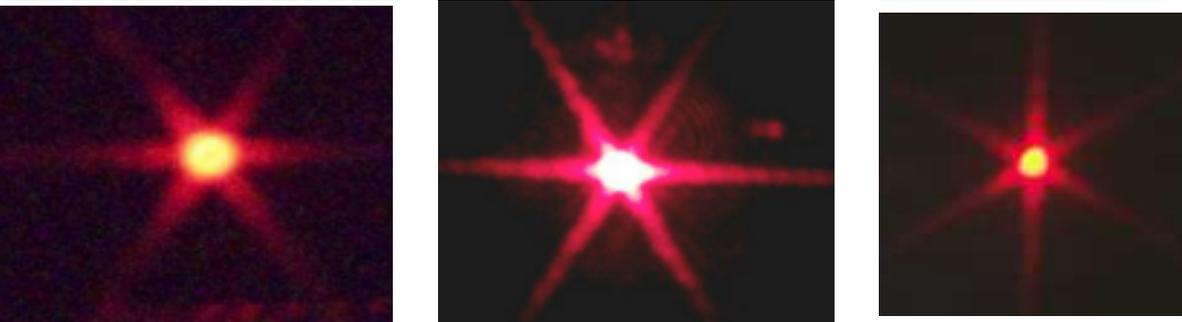
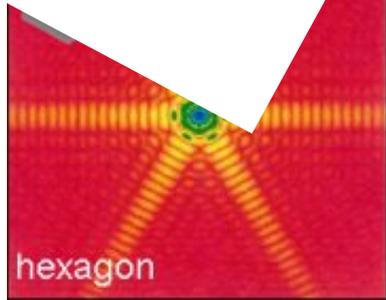
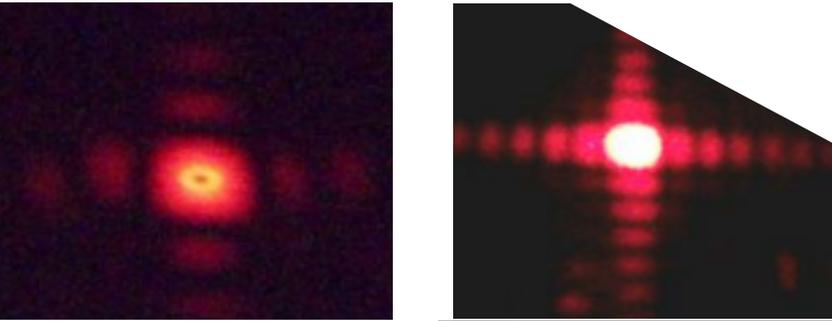
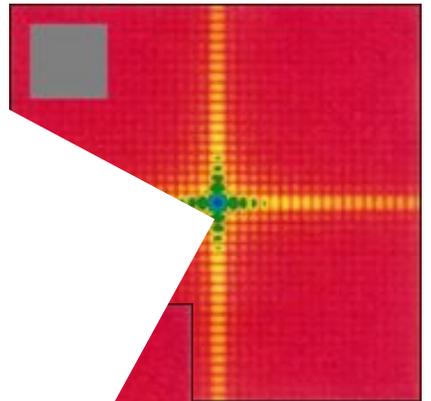


# Outras figuras

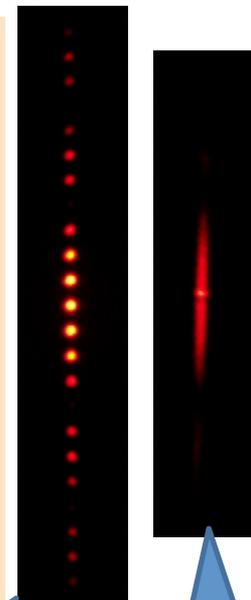
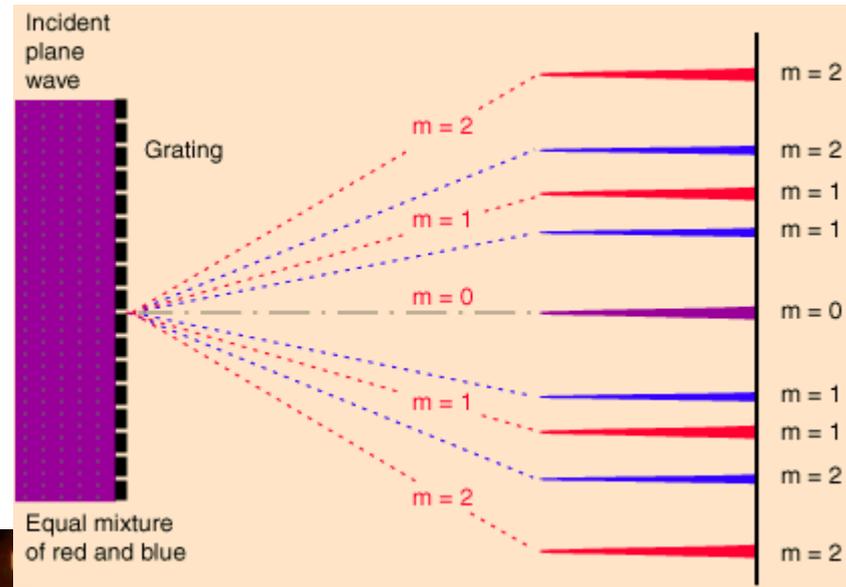


Rede de difração

EXPERIMENTE COM A SLIDE DISPONIVÉL NO LABORATORIO! TEM VÁRIAS..

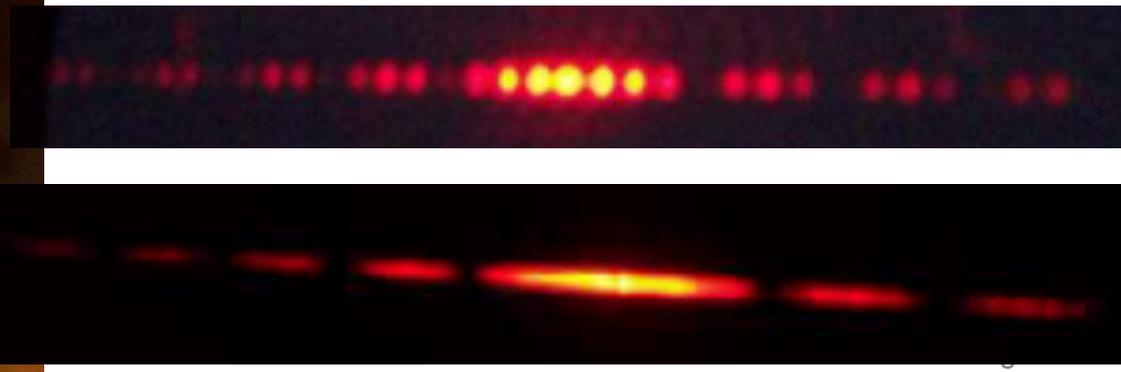
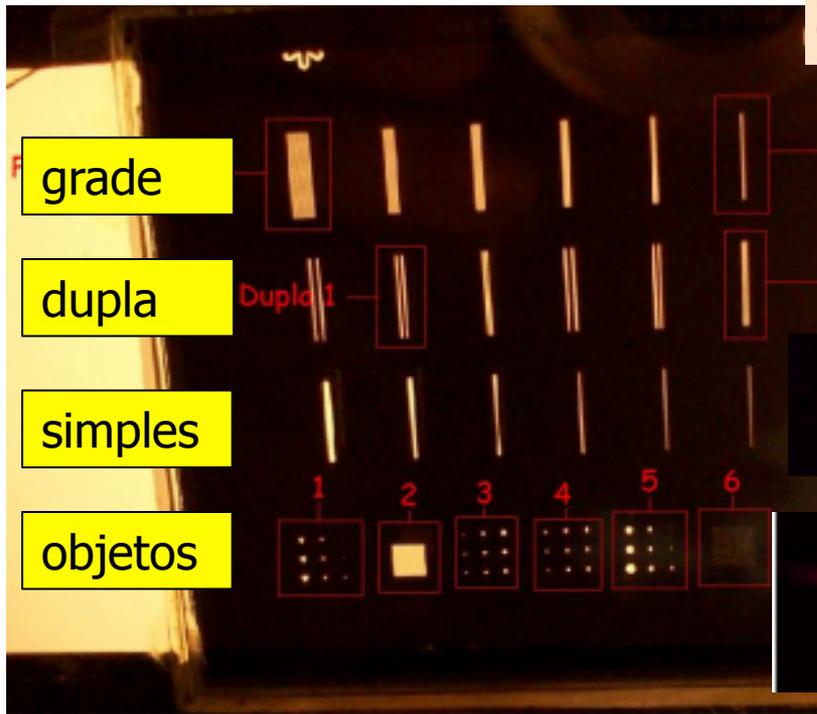


# A(s) slide(s) no laboratório..



grade

fenda





# Computador Óptico

Essência: Transformada de Fourier  
2D

# Computador Óptico

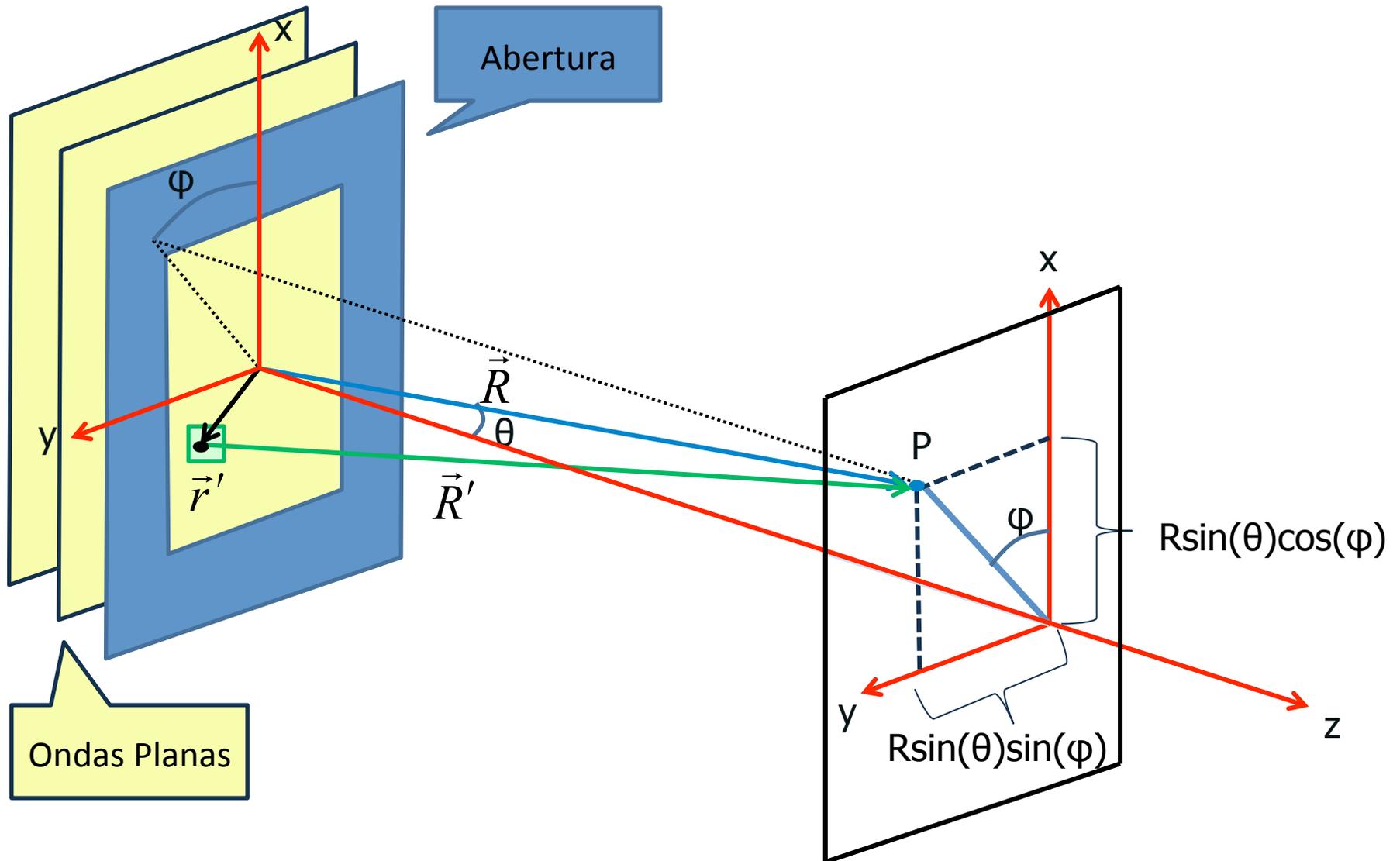
(arreglo sala 114)



# Construção ...

- Primeiro precisamos iluminar o objeto de forma uniforme
  - Qualquer tipo luz está ok?
- Precisamos ser capazes de, experimentalmente, obter a transformada de Fourier da imagem deste objeto
- Precisamos criar filtros que atuem de forma diferente em cada componente da T.F.
- Precisamos reconstruir a imagem a partir das componentes já filtradas.

# Generalizando a difração



# Difração: o campo elétrico

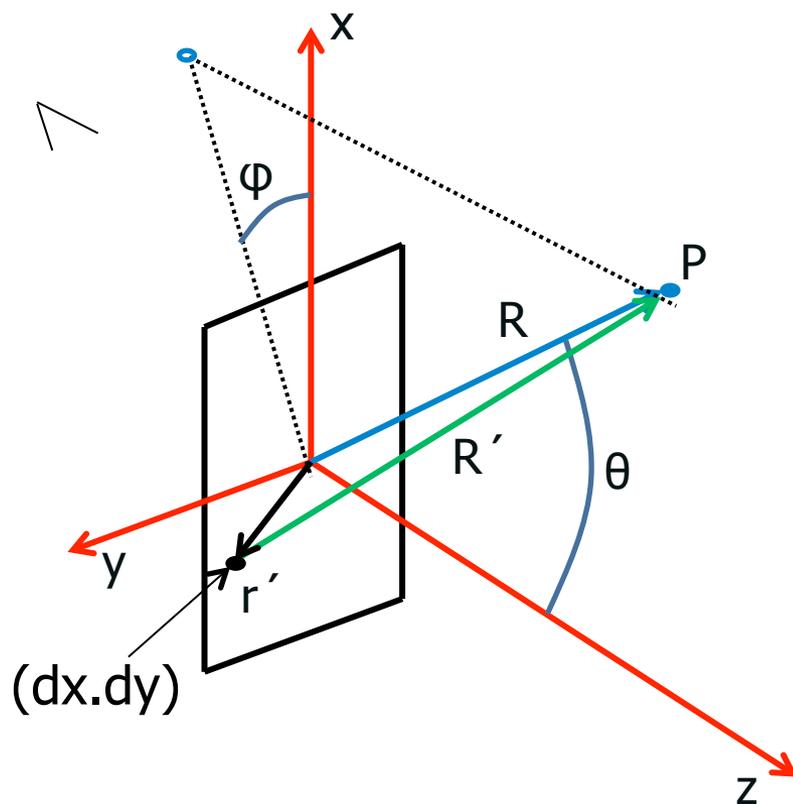
- Campo elétrico incidente no objeto: onda plana

$$\hat{E} = E_0 e^{j\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t}$$

- Por simplicidade:

$$\hat{E} = E_0 e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

- Qual o campo elétrico no ponto P?



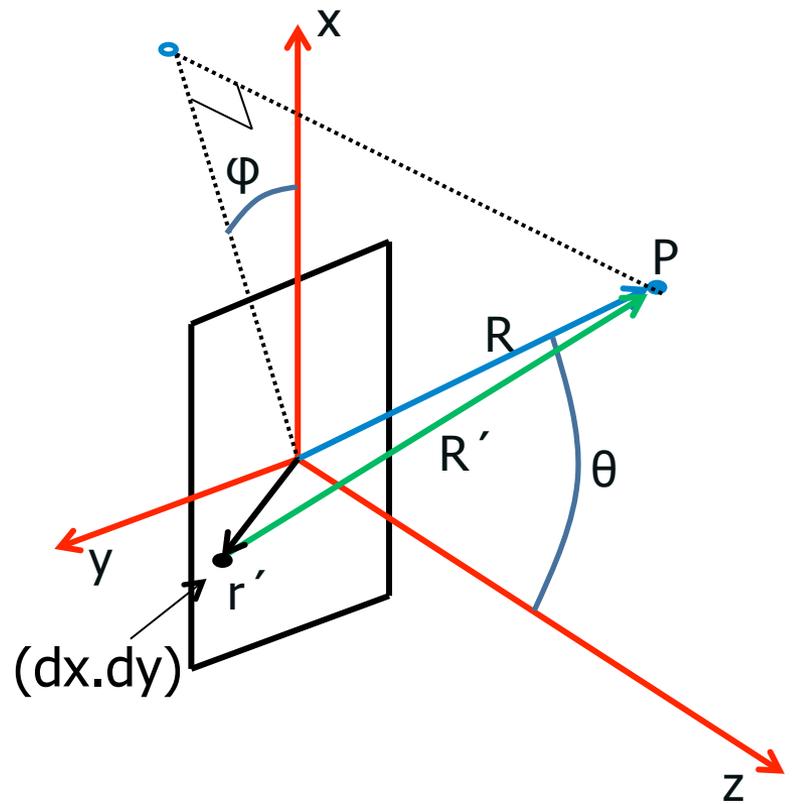
# Difração: o campo elétrico

- Na posição P, o campo devido ao elemento de área da fenda em  $r'$  vale:

$$\hat{E}_{r'}(\vec{R}) = \frac{E_0(r')}{R'} e^{j\vec{k} \cdot \vec{R}'}$$

- E o campo total fica:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \int_{abertura} \frac{E_0(r')}{R'} e^{j\vec{k} \cdot \vec{R}'} dx dy$$



# Difração de Fraunhofer

- Para grandes distâncias, i.e., limite de Fraunhofer, temos:

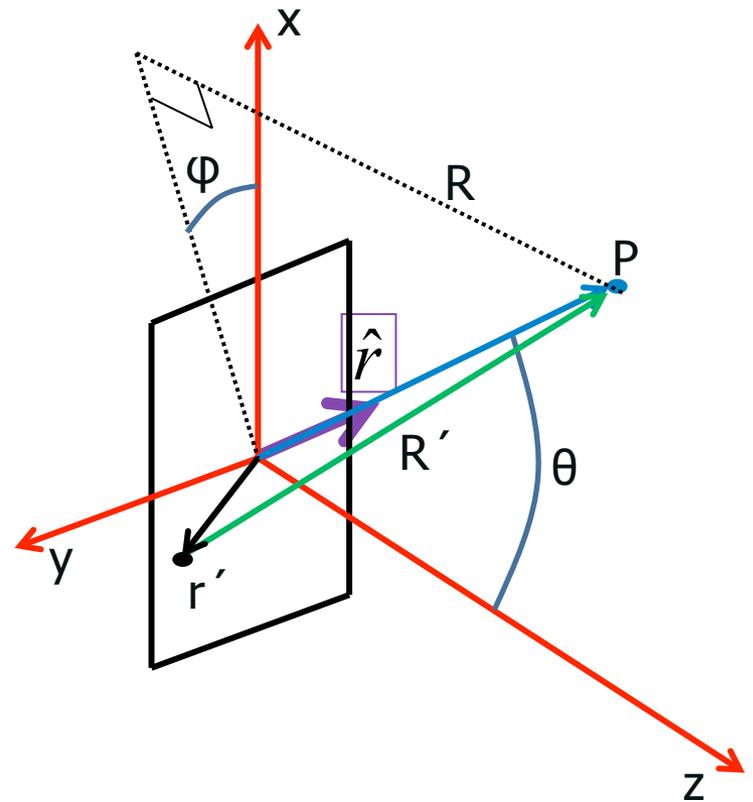
$$\vec{k} \approx k\hat{r}$$

$$\vec{R}' = \vec{R} - \vec{r}' = R\hat{r} - \vec{r}'$$

- Assim:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \int \frac{E_0(r')}{R'} e^{jkR - \vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$

$$\hat{E}(\vec{R}) = e^{jkR} \int \frac{E_0(r')}{R'} e^{-\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$



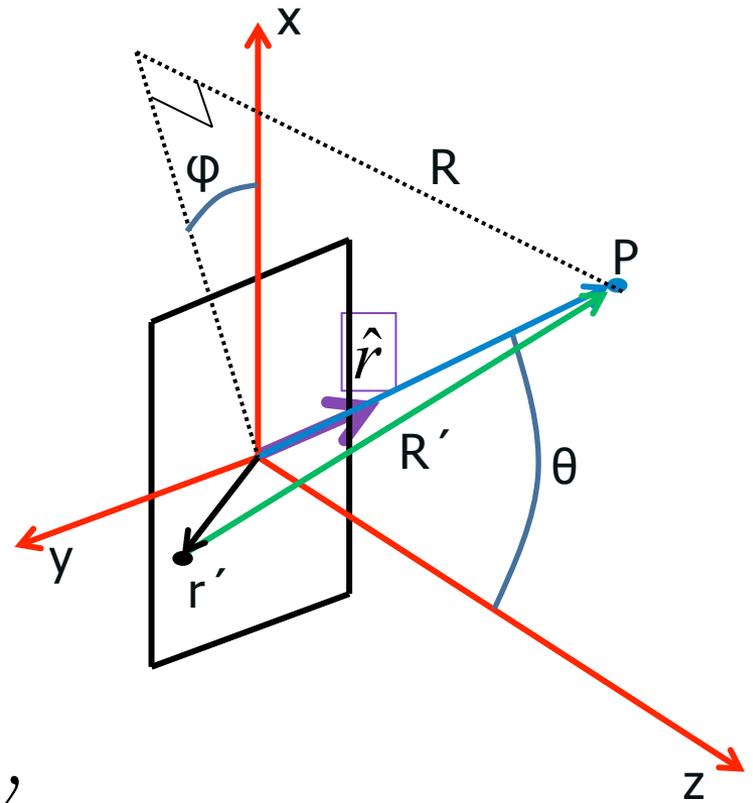
# Difração de Fraunhofer: o campo

- Mas, para grandes distâncias  $R \gg r'$ , temos:

$$R' \approx R$$

- Assim:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} \int E_0(r') e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$



# Difração: vetor $k$

- Quem é  $\vec{k} \cdot \vec{r}'$  ?

$$\vec{r}' = x\hat{x} + y\hat{y}$$

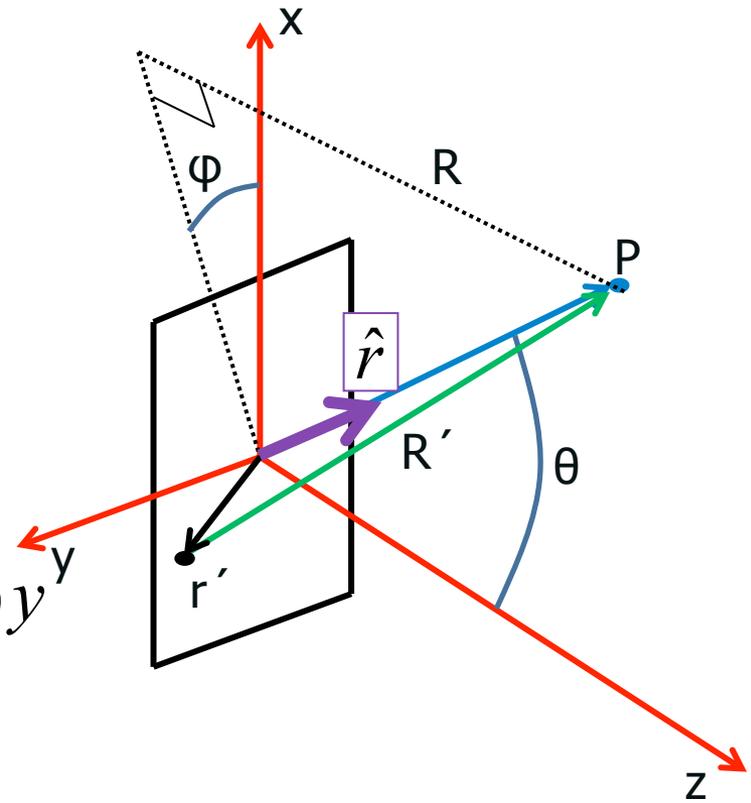
$$\vec{k} = k\hat{r} = (k \sin \theta \cos \varphi)\hat{x} + (k \sin \theta \sin \varphi)\hat{y} + (k \cos \theta)\hat{z}$$

- Assim:

$$\vec{k} \cdot \vec{r}' = (k \sin \theta \cos \varphi)x + (k \sin \theta \sin \varphi)y$$

- Para facilitar vamos definir:

$$\begin{cases} k_x = (k \sin \theta \cos \varphi) \\ k_y = (k \sin \theta \sin \varphi) \end{cases} \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{r}' = k_x x + k_y y$$



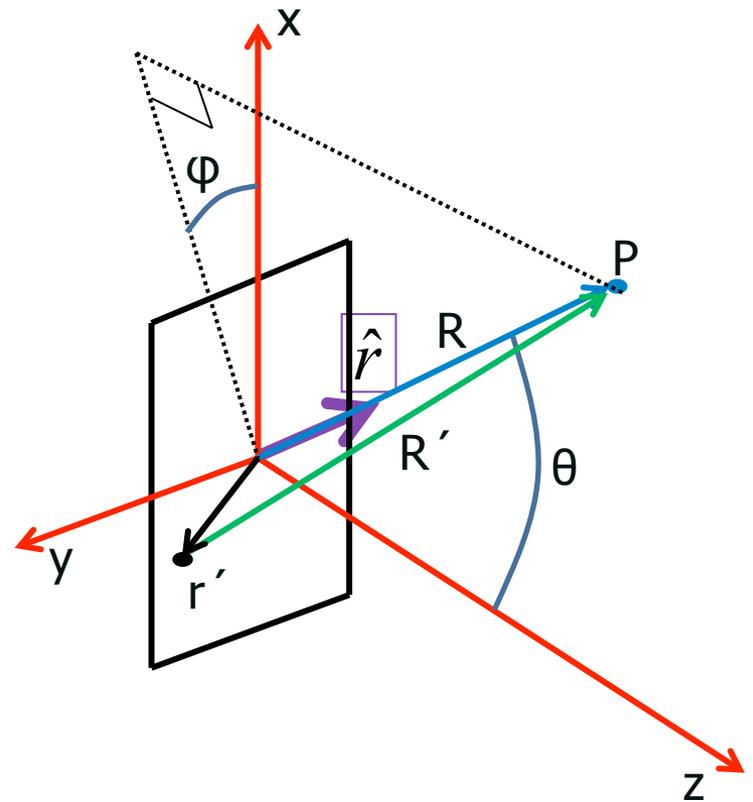
# Difração: o campo elétrico

- A expressão para o campo era assim:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} \int E_0(r') e^{-\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$

- E agora pode ser escrita como:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} \int E_0(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$



# Série de Fourier bidimensional

- A transformada de Fourier em 2D, no plano  $x,y$ :

$$f(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_{nm} e^{j(nx+my)}$$

$$c_{nm} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x, y) e^{-j(nx+my)} dx dy$$

- Vimos que na difração de Fraunhofer:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} \int E_0(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

# Difração e transformada de Fourier

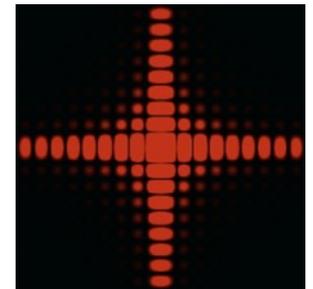
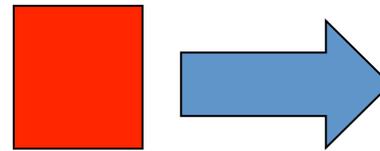
- Portanto, a figura de difração está relacionada à transformada de Fourier do objeto iluminado

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} \int E_0(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

- A intensidade luminosa em uma dada posição está relacionada às intensidades de cada frequência espacial

$$\hat{E}(\vec{R}) \rightarrow E(R_x, R_y) \rightarrow E(k_x, k_y)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \phi \\ k_y = k \sin \theta \sin \phi \end{cases}$$



# Generalizando ainda mais

- Para uma onda plana incidente:
  - $E_0(x,y)$  é constante.
- Uma onda qualquer pode ser decomposta numa soma de ondas planas.
  - Então já consideramos todos os casos?
- **Não!** E se a abertura **não** for uma fenda? E se houver uma lente ou um **objeto opaco** que modifique **a amplitude** ou **a fase** de  $E(x,y)$  em cada ponto?

# O campo elétrico da figura de difração

- Se houver uma lente, o que interessa é o campo transformado por ela, ou seja:

$$E_0(x, y) \xRightarrow{\text{LENTE}} \varepsilon(x, y)$$

A função da abertura é o campo incidente transformado pelo objeto/fenda/lente/etc onde ocorre a difração.

- A distribuição de campo elétrico na figura de difração de Fraunhofer é a transformada de Fourier da distribuição do campo elétrico na abertura.

$$\hat{E}(k_x, k_y) = \iint \varepsilon(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$\varepsilon(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint E(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

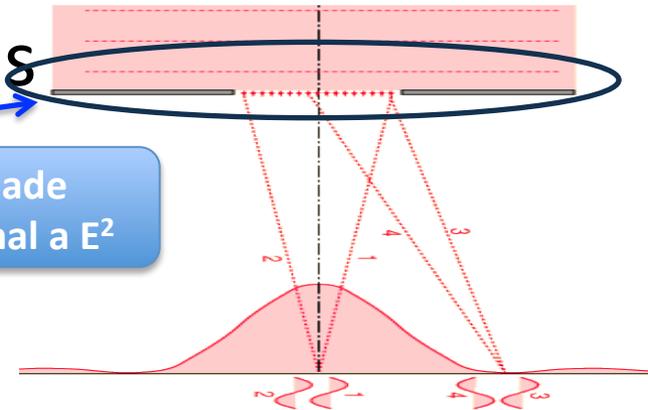
# Exemplo: Fenda Simples

- Na fenda simples, temos apenas

$$\hat{E}(k_x) = \int \varepsilon(x) e^{-jk_x x} dx$$

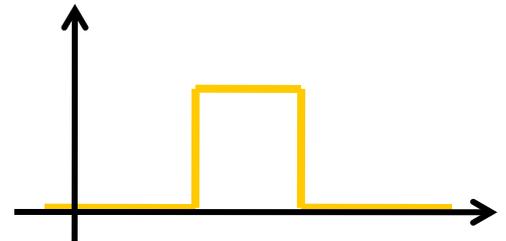
$$\varepsilon(x) = \frac{1}{2\pi} \int E(k) e^{jk_x x} dk$$

Intensidade  
proporcional a  $E^2$



- A função da abertura é a onda quadrada!

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} E_0, & \text{se } |x| < \frac{d}{2} \\ 0, & \text{se } |x| > \frac{d}{2} \end{cases}$$



# Fenda Simples: o campo elétrico

- Vamos fazer a integral da onda quadrada:

$$\hat{E}(k) = \int \varepsilon(x) e^{-jk_x x} dx = E_0 \int_{-d/2}^{d/2} e^{-jk_x x} dx = E_0 \left[ \frac{e^{-jk_x x}}{-jk_x} \right]_{-d/2}^{d/2}$$

- Lembrando da notação complexa para o seno:

$$\hat{E}(k) = \frac{E_0}{k_x} \frac{(e^{+jk_x d/2} - e^{-jk_x d/2})}{j} = 2 \frac{E_0}{k_x} \sin(k_x d / 2)$$

- Multiplicando e dividindo por  $d$ , temos:

$$\hat{E}(k) = E_0 d \frac{\sin(k_x d / 2)}{k_x d / 2}$$

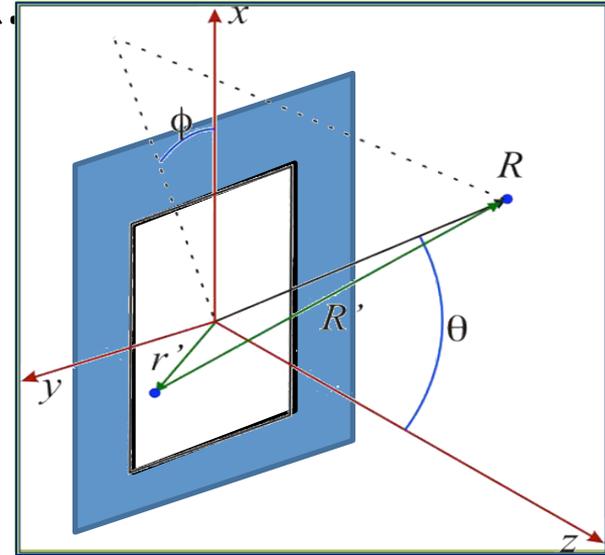
# Fenda Simples: a irradiância

- O  $k_x$  é a projeção do vetor de onda em  $x$ :

$$k_x = k \sin(\theta) \cos(\varphi)$$

- Como só temos 1 dimensão:

$$k_x = k \sin(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta)$$



- E o campo elétrico fica dado por:

$$\hat{E}(k) = E_0 d \frac{\sin \beta}{\beta}, \quad \beta = \frac{k_x d}{2} = \pi \frac{d}{\lambda} \sin(\theta)$$

A intensidade depende da largura da fenda

$$\Rightarrow I = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$$

Exatamente o que tínhamos antes!

# A posição dos máximos

- Será que a posição e a intensidade dos máximos são o que esperamos?

$$I = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad \beta = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta$$

- Para os máximos SECUNDÁRIOS,  **$\sin(\beta)=\pm 1$**

$$\sin \beta = 1 \Rightarrow \beta = \pm(2m + 1) \frac{\pi}{2}, m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta = \pm(2m + 1) \frac{\pi}{2}$$

- E as posições são:

$$\Rightarrow \sin \theta_{\text{máx}} = \pm \mathbf{1} \frac{\lambda}{2d}, \pm \mathbf{3} \frac{\lambda}{2d}, \pm \mathbf{5} \frac{\lambda}{2d}, \dots$$

Lembram da T.F. da onda quadrada ??

# A intensidade e a transformada de Fourier

- A intensidade é: 
$$I = I_0 \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$$

- Portanto os máximos SECUNDÁRIOS ficam:

$$I(\theta_{\max}) = \frac{I_0}{\beta^2} = \frac{1}{(2m+1)^2} \frac{4I_0}{\pi^2} = 1 \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{9} \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{25} \frac{4I_0}{\pi^2}, \dots$$

- Assim, o campo elétrico é:

$$|\hat{E}| = \sqrt{I} \Rightarrow \frac{|\hat{E}|}{\sqrt{\frac{4I_0}{\pi^2}}} = 1, \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \dots$$

Lembram da T.F. da onda quadrada ??

# Computador Óptico

## Plano de Fourier

# Difração x Computador óptico

- A condição de Fraunhofer estará satisfeita se o anteparo estiver a uma distância muito grande em comparação às dimensões da abertura. No caso das fendas utilizadas no experimento anterior esse é o caso:
  - A nossa bancada é suficientemente longa se comparada às dimensões das fendas utilizadas ( $\mu\text{m}$ )
- Mas no caso de objetos maiores, não é possível observar a figura de difração de Fraunhofer, pois o comprimento de onda é pequeno e a bancada é curta em relação às dimensões do objeto.

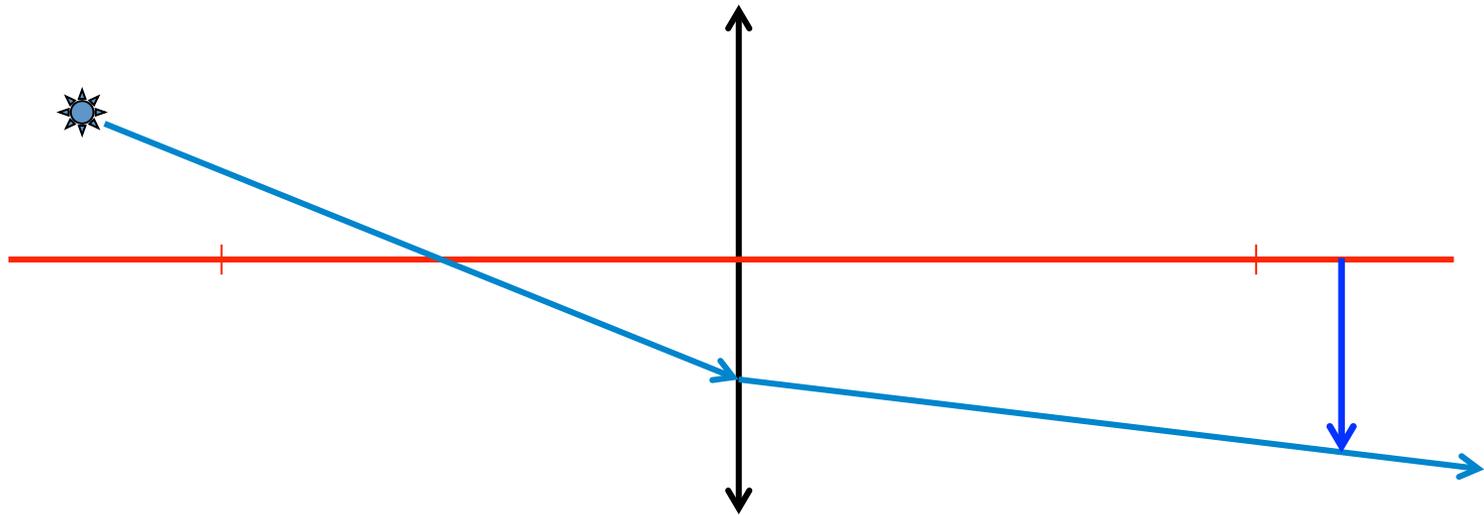
# O que as lentes fazem

- Então, como fazer a transformada de Fourier da imagem do nosso objeto macroscópico?
- Sabemos que quando a lente forma a imagem do objeto, em algum lugar do lado imagem, vai ter uma intensidade luminosa que é o quadrado de  $E(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y)$ , que, por sua vez, é a transformada de Fourier do objeto descrito por  $\varepsilon(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  (chamada de função da abertura).
- Para saber o que vai acontecer exatamente, é preciso considerar como a lente modifica a amplitude e a fase de  $E_0$  em cada ponto  $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ .
  - Ref: site da Rice University, Physics 332, Fourier optics, seção C. Optics, E. Hecht, cap

O que acontece é que a transformada de Fourier aparece no plano focal da lente.

# Lente delgada convergente

- Seja uma fonte pontual em um sistema óptico do tipo:



- Vamos relembrar como tratamos as lentes...

# O método matricial

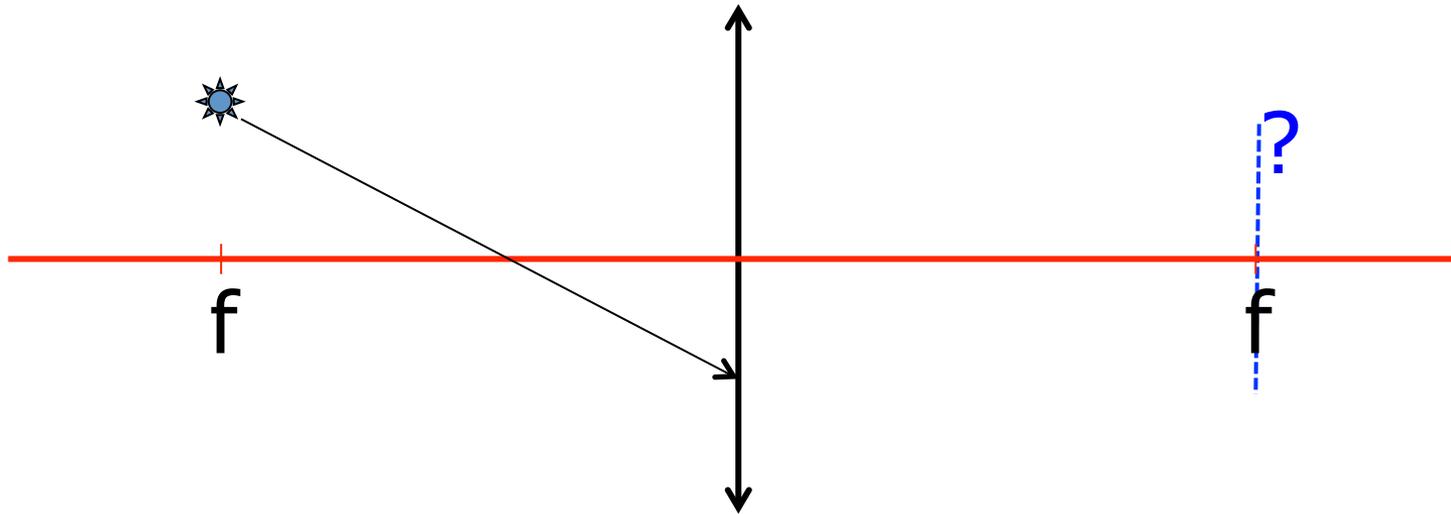
- Seja uma transformação do tipo:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} r_2 = Ar_1 + B\phi_1 \\ \phi_2 = Cr_1 + D\phi_1 \end{cases}$$

- Se  $\mathbf{A} = \mathbf{0}$ , todos os raios de mesmo ângulo passam pelo mesmo ponto  $\mathbf{r}_2$ .
- Se  $\mathbf{D} = \mathbf{0}$ , todos os raios de mesmo ponto de origem emergem com o mesmo ângulo do sistema óptico.

# Lente convergente delgada

- Agora vamos considerar uma fonte pontual no plano focal...



- O que acontece no ponto a uma distância  $f$  da lente?

# Calculando a matriz de transformação

- É fácil, a matriz de transformação é:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix}$$

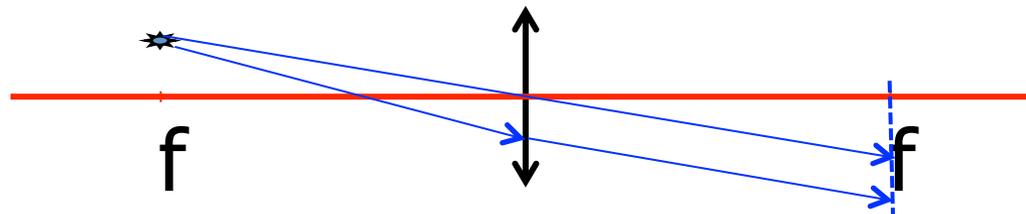
$$= \begin{pmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix}$$



$$r_2 = f\phi_1$$

$$\phi_2 = -\frac{1}{f}r_1$$

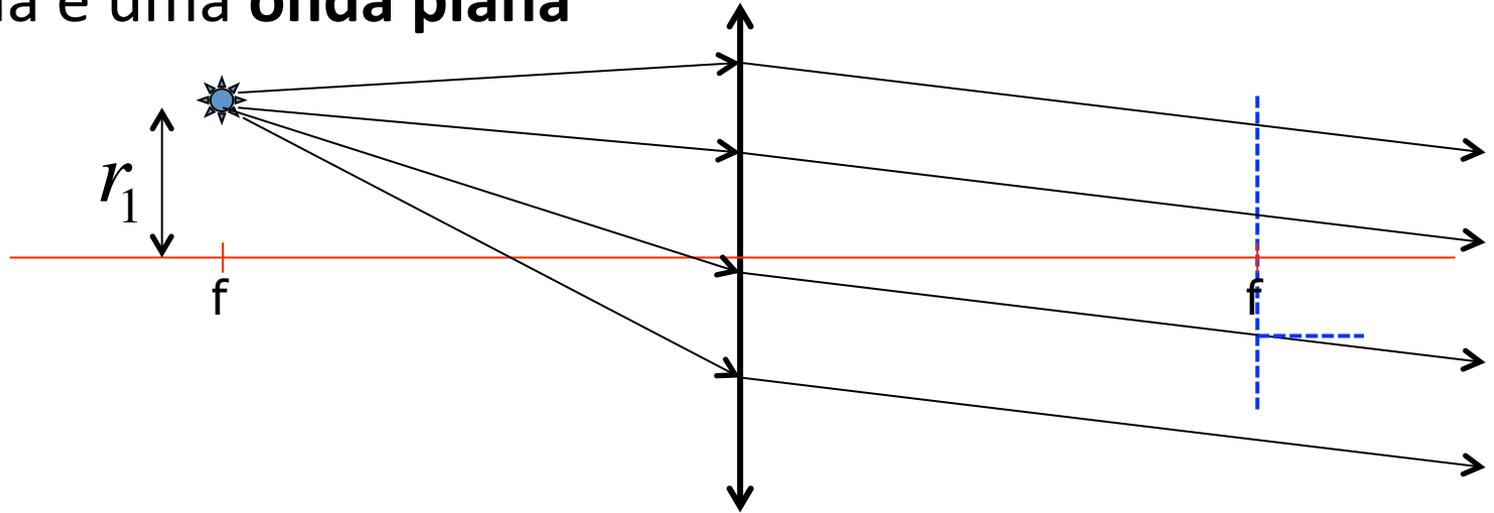
O ângulo no qual o raio de luz emerge depende apenas da posição da fonte, ou seja, os raios emergem paralelos → onda plana



# Lente convergente: caso especial

- Fonte pontual no plano focal.
  - Todos os raios emergem com o mesmo ângulo → saída é uma **onda plana**

$$r_2 = f\phi_1$$
$$\phi_2 = -\frac{1}{f}r_1$$



- O que está acontecendo? Porque um fonte pontual se transforma em uma onda plana??

# Transformadas de Fourier: função delta

- Uma fonte pontual é uma função delta:

$$f(r) = \delta(r - b)$$

- Cuja transformada de Fourier é:

$$\text{FT}\{\delta(r - b)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r - b) e^{-2\pi i k r} dr = e^{-2\pi i k b} \quad \text{= onda plana}$$

- Conseqüentemente, a transformada de Fourier de uma onda plana será uma função delta!

# Onda plana

- Onda plana de direção bem definida (não necessariamente no eixo óptico do sistema):

$$E = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{ikr\sin\phi} \sim e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r\phi} = e^{2\pi i\mu r}, \quad \mu = \frac{\phi}{\lambda}$$

- A transformada de Fourier é:

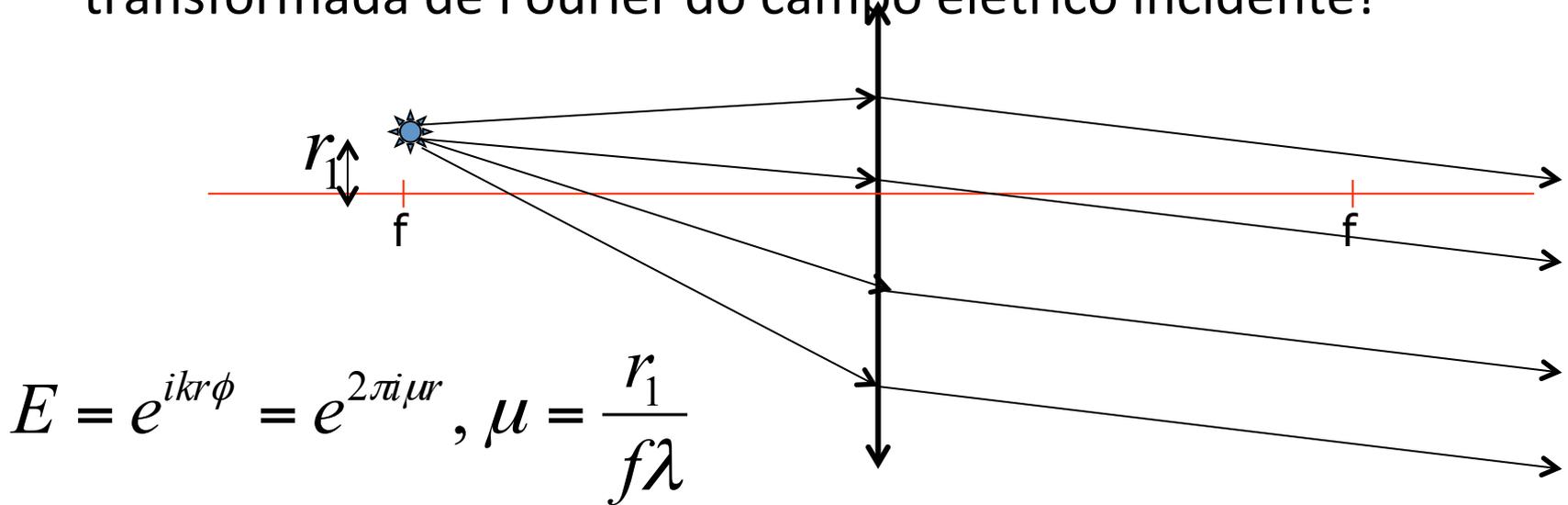
$$FT\left\{e^{2\pi i\mu r}\right\} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i\mu r} e^{-2\pi i\xi r} dr = \delta(\mu - \xi)$$

Vamos trocar  $k$  por  $\mu$   
que tem dimensão de freq:  
é a frequência espacial

a transformada de Fourier de uma onda  
plana é uma função delta localizada em  $\xi$

# Lente simples: objeto no plano focal

- Fonte pontual no plano focal: a lente está fazendo a uma distribuição de intensidade luminosa que é proporcional à transformada de Fourier do campo elétrico incidente!



NOTA: colocamos todas as distâncias =  $f$ , por isso aparece a transformada de Fourier exata. Se uma delas fosse diferente, apareceria uma **fase**. Mas como estamos medindo apenas o quadrado da amplitude, não percebemos isso no lab!

# O reverso se aplica

- Se um conjunto de raios paralelos atinge uma lente em um ângulo bem definido, eles se cruzam em algum ponto do plano focal de tal modo que essa posição vale:

$$r_2 = f\lambda\mu = f\phi_1$$

- Como  $\mu$  é uma frequência espacial, (ver onda plana, alguns slides atrás), com dimensão de  $1/[\text{comprimento}]$ , podemos escrever:

$$\lambda\mu = \phi_1 \Rightarrow \frac{\lambda}{d} = \phi_1 \Rightarrow d\phi_1 = \lambda$$

d=dimensão  
característica do  
objeto

# Finalmente...

- A equação de primeira ordem de um objeto difrator é:

$$d\phi_1 = \lambda$$

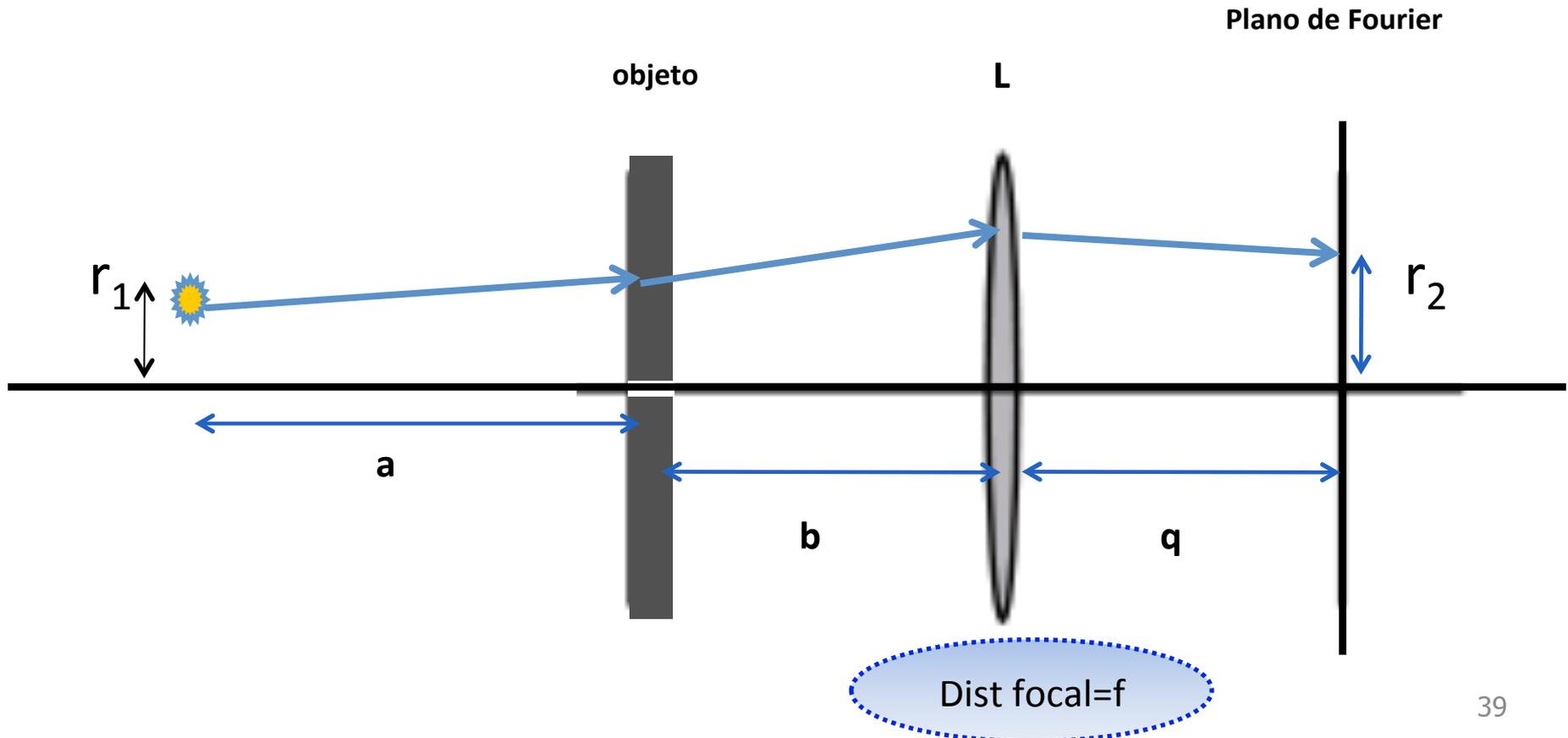
Lembrar da equação da difração de fenda simples:

$$d \sin \theta = m\lambda$$

- Como o padrão de difração é proporcional à transformada de Fourier do campo elétrico, a lente funciona como um elemento que permite obter essa TF.

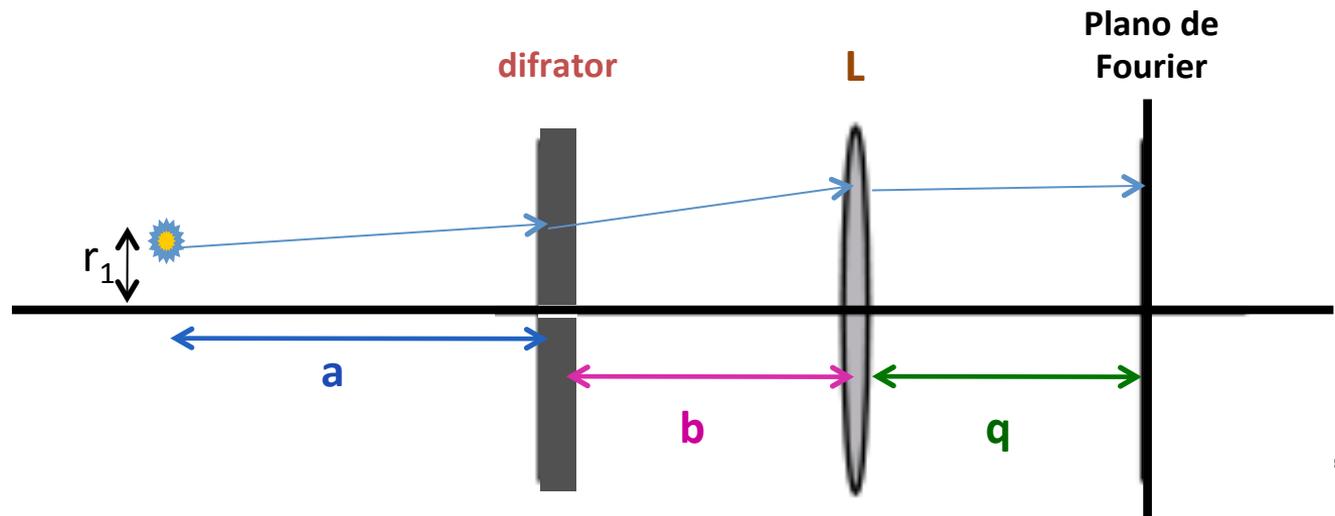
# Generalizando...

- Iluminando o objeto com uma fonte pontual numa posição qualquer:



# Caso geral

- A fonte pontual está numa distância qualquer da do objeto difrator:
  - ela dista  $a$  do difrator e está  $r_1$  acima do eixo de simetria da lente
- A matriz de transferência desse sistema:
  - é a matriz do espaço livre “ $a$ ” da fonte ao difrator X a matriz do difrator X a matriz do espaço livre “ $b$ ” do difrator à lente X a matriz da lente X a matriz do espaço livre “ $q$ ” da lente ao plano da transformada.

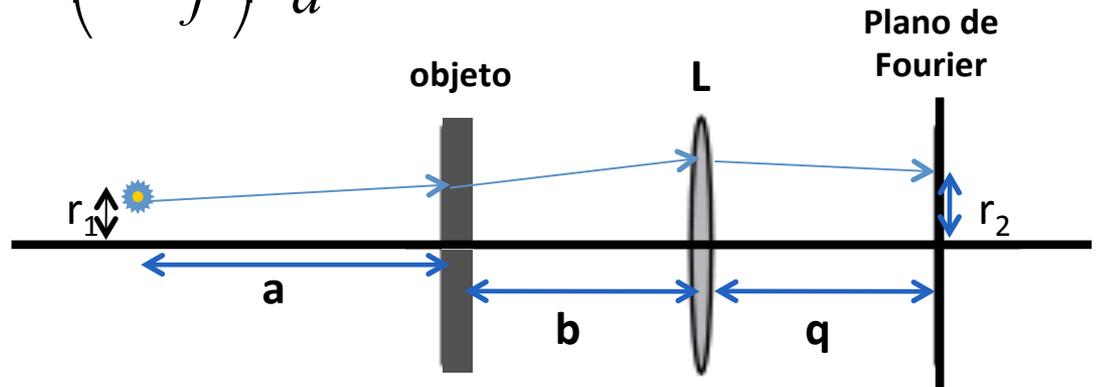


# A matriz de transferência

- Se calcularmos a matriz de transferência dessa situação (deduzam), vamos obter:

$$r_2 = \left(1 - \frac{q}{f}\right)r_1 + \left(a + b - \frac{aq}{f} - \frac{bq}{f} + q\right)\varphi_1 + \left(b + q - \frac{bq}{f}\right)\frac{m\lambda}{d}$$

$$\varphi_2 = -\frac{r_1}{f} + \left(-\frac{a}{f} - \frac{b}{f} + 1\right)\varphi_1 + \left(1 - \frac{b}{f}\right)\frac{m\lambda}{d}$$



o padrão de difração (que é prop à transformada de Fourier) deve depender do espaçamento  $d$  da rede (ou de uma fenda), mas não da direção dos raios que são emitidos pela fonte, portanto ele deve ser independente de  $\phi_1$ .

## As conclusões:

- $r_2$  deve ser independente de  $\varphi_1$ :

$$a + b - (a + b) \frac{q}{f} + q = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{q} + \frac{1}{a + b}$$

- Se a fonte está no infinito, ou seja, o objeto está iluminado por uma onda plana:

$$a \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{1}{f} = \frac{1}{q} + \frac{1}{a + b} \Rightarrow q = f$$

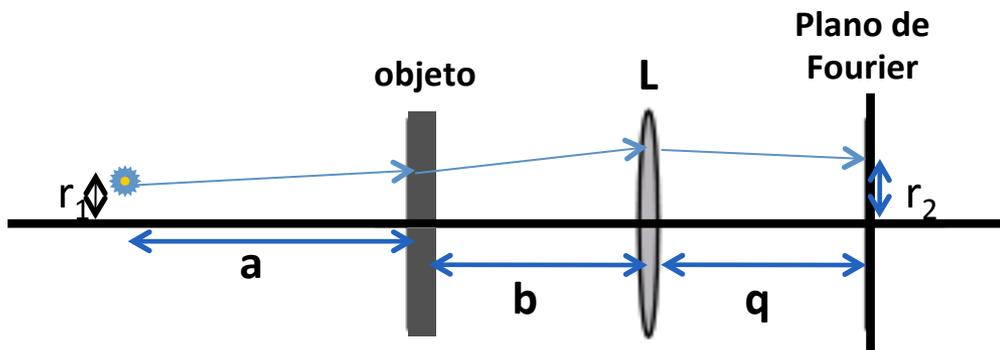
1 / a + b ⇒ =0

# Posição do plano de Fourier

- A posição do plano de Fourier de uma lente depende tanto da posição da fonte quanto do objeto:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a+b}$$

- Caso a fonte esteja no infinito, (onda plana), o plano de Fourier encontra-se na distância focal da lente e INDEPENDENTE da posição do objeto, b:



$$q = f$$

# “Tamanho” da transformada

- Se a fonte está no eixo óptico ( $r_1=0$ ), a posição de convergência dos raios é:

$$r_1 = 0 \quad \Rightarrow \quad r_2 = \left( b + q - \frac{bq}{f} \right) \frac{m\lambda}{d}$$

- Substituindo a expressão para a distância focal, temos:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{q} + \frac{1}{a+b} \quad r_2 = \left( \frac{qa}{a+b} \right) \frac{m\lambda}{d}$$

- Se o objeto está na distância focal,  $\mathbf{b=f}$ , e:  $r_2 = f \frac{m\lambda}{d}$

# Etápa “Plano de Fourier”

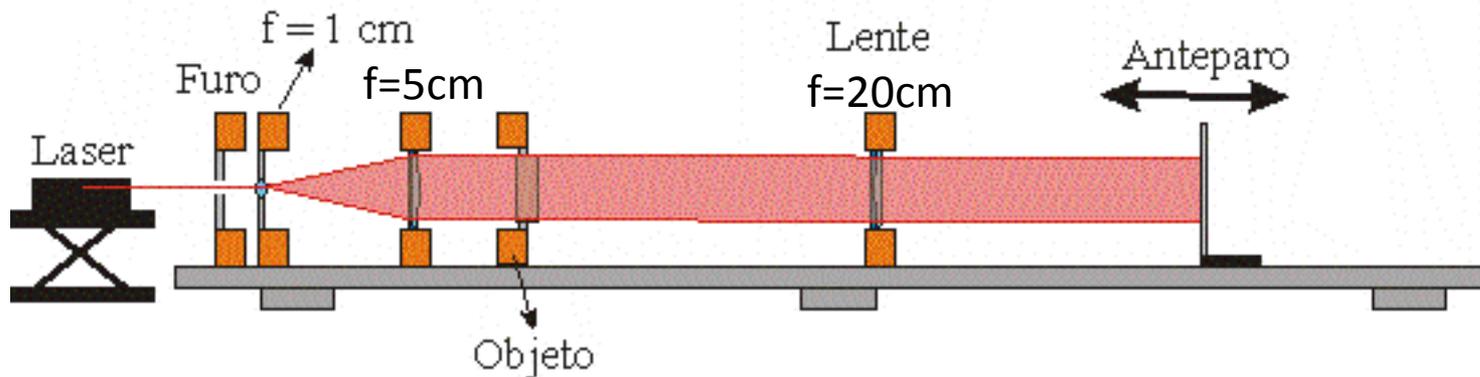
- Estudar o plano de Fourier de uma lente delgada convergente.

- Posição do plano  $\frac{1}{q} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a+b}$

- Tamanho da T.F.
  - Objeto no foco  $r_2 = f \frac{m\lambda}{d}$

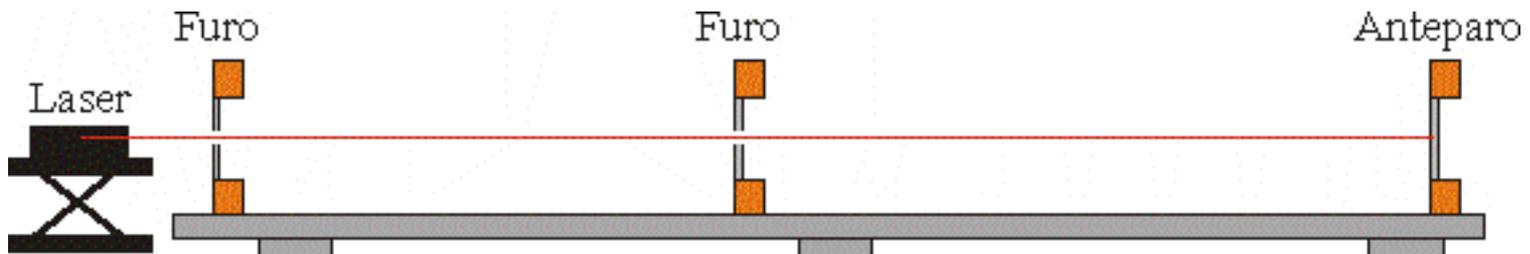
# Arranjo experimental

- Laser e orifícios para alinhamento
- Lentes (para mudar o diâmetro do laser) e fazer a transformada
- Objeto (rede de difração) e anteparos

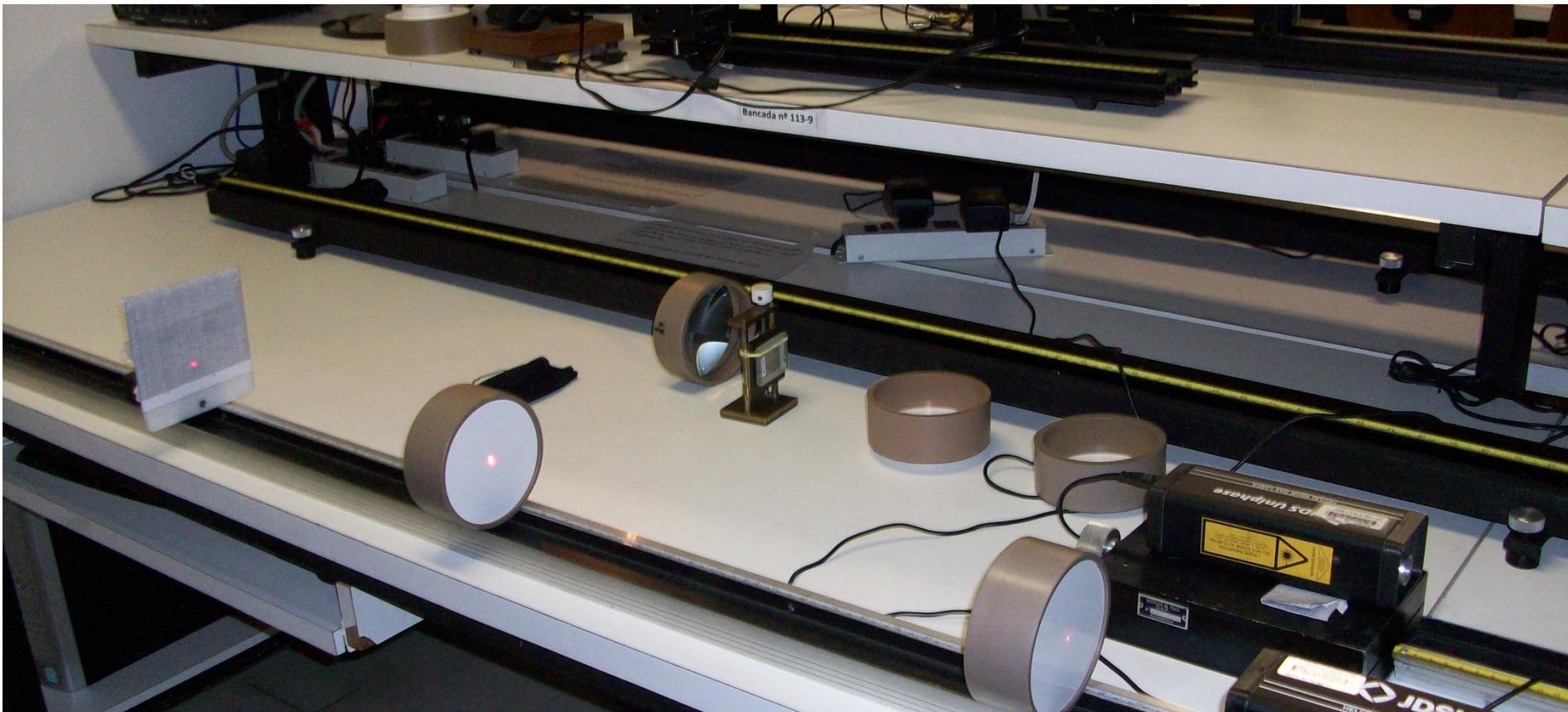


# Montagem

- Alinhamento do sistema óptico:
  - Montar, no trilho, dois orifícios e um anteparo rebaixado no centro.
  - Alinhar o laser, fazendo o feixe passar por todos os furos e atingir o centro do anteparo:
    - vocês não precisam usar o trilho inteiro, então, precisam se preocupar em manter o alinhamento até ~1m de trilho.

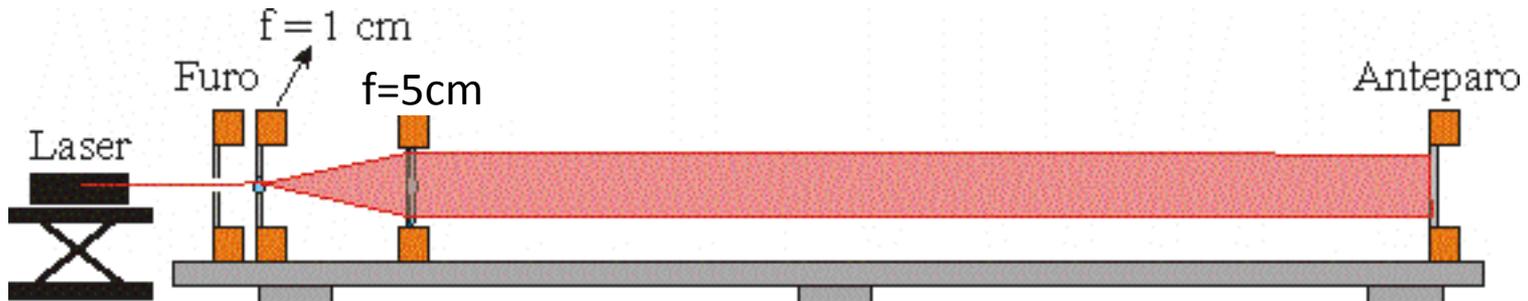


# Montagem na Sala 114



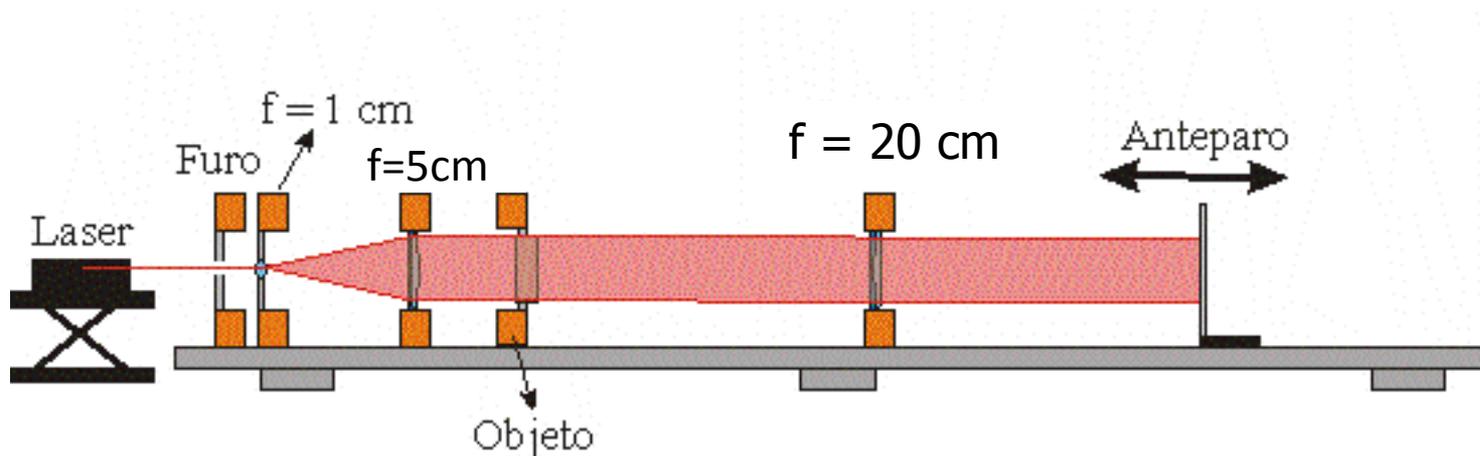
# Montagem: fonte no infinito

- Alargar o laser para poder incidir no objeto:
  - usar as lentes de  $f = 1 \text{ cm}$  e  $f = 5 \text{ cm}$
  - Aumento do laser =  $5/1 = 5$  vezes
  - Lembre da experiência de lentes para saber como determinar a distância entre as lentes.
    - A primeira lente pode ser bem próxima ao furo, e, vocês devem garantir o feixe paralelo até  $\sim 1\text{m}$  das lentes.

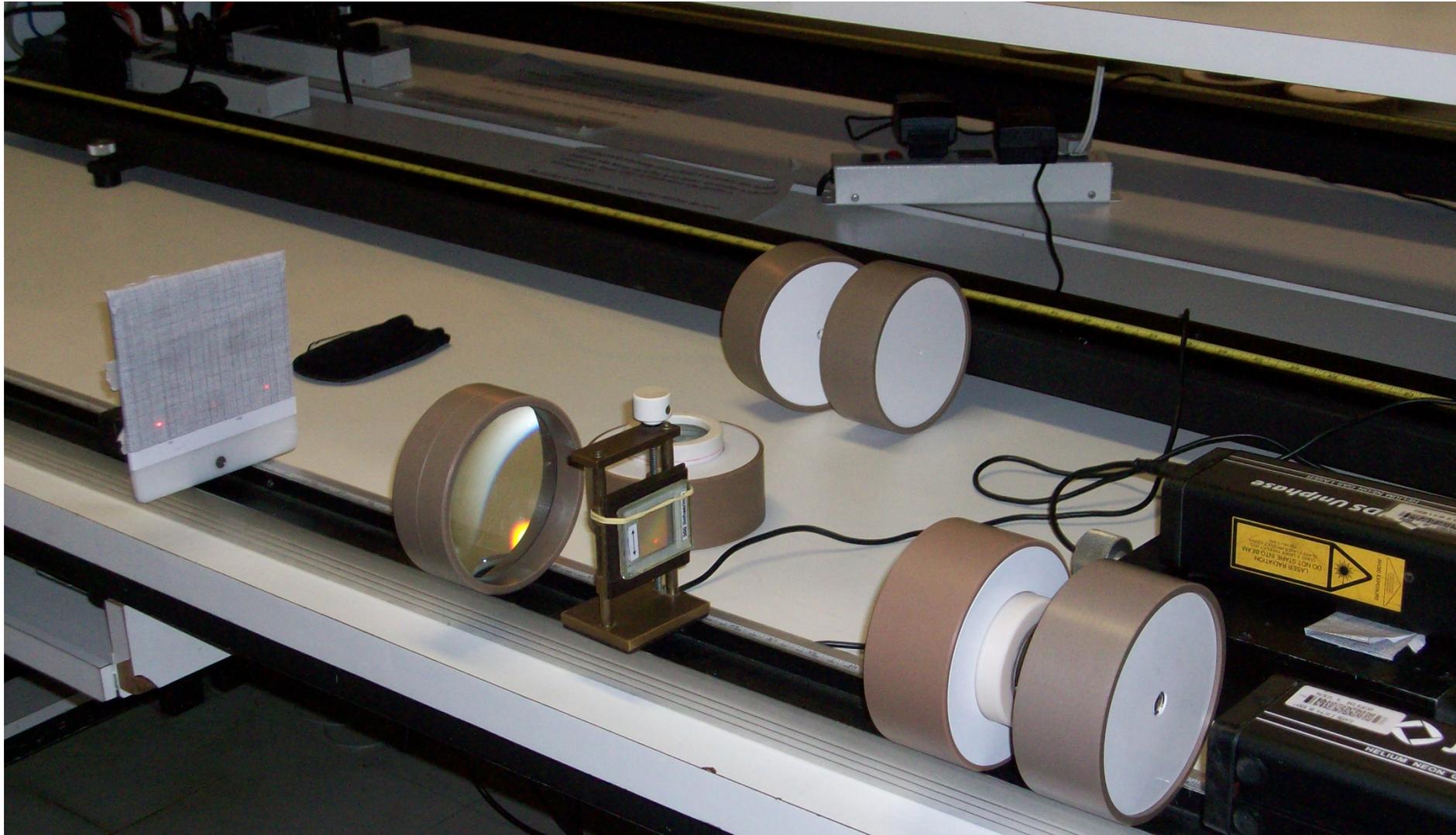


# Montagem: fonte no infinito

- Montar o computador óptico:
  - Colocar o objeto (no caso, a rede) na posição vertical.
  - Colocar a lente de  $f = 20$  cm com a face plana para o objeto
  - Posicionar o objeto à distância apropriada da lente.
  - Posicionar o anteparo de modo a determinar o plano de Fourier

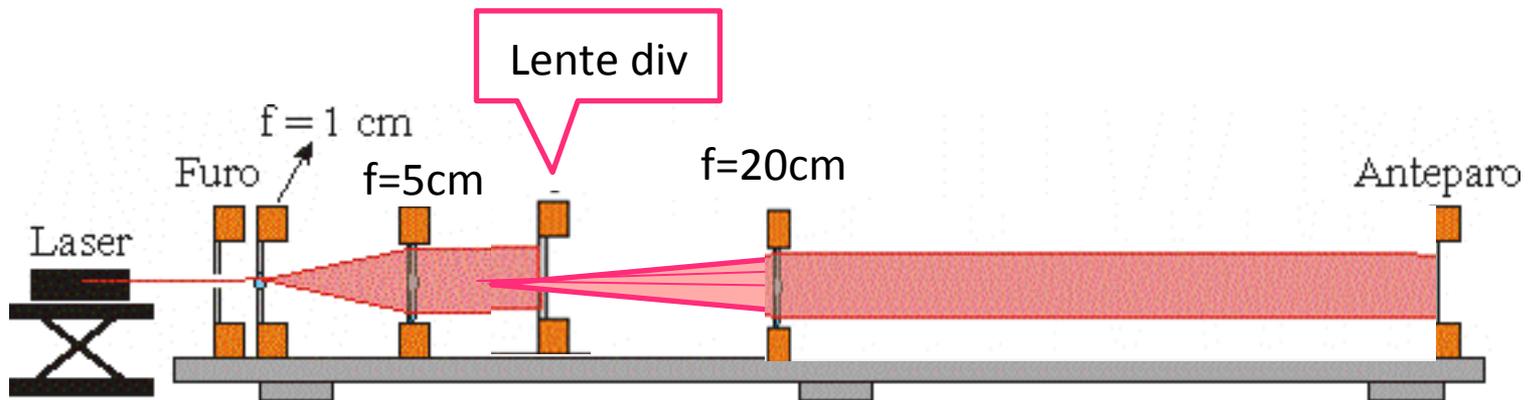


# Montagem na Sala 114



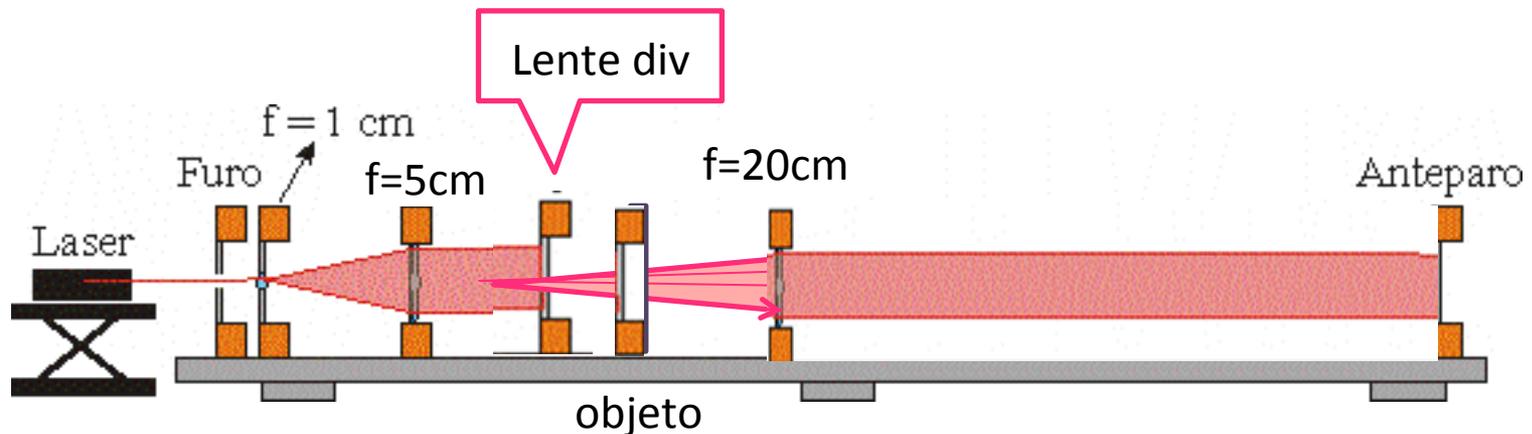
# Montagem: fonte pontual

- Uma fonte pontual a uma distância FINITA (e sobre o eixo), pode ser obtida ajustando a posição de uma lente divergente ( $f \sim 10\text{cm}$ ), depois da lente de 5 cm, causando uma divergência controlada do feixe.



# Montagem: fonte pontual

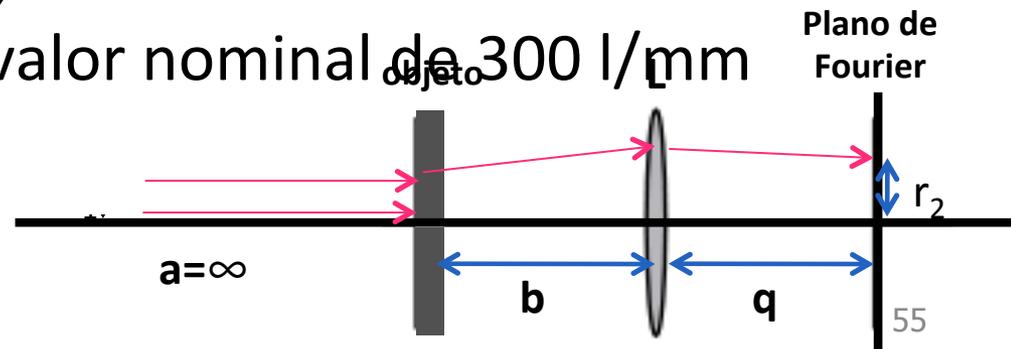
- Montar o computador óptico:
  - Colocar a lente divergente próxima à lente de 5cm (você vai ter que ajustar)
  - Colocar o objeto (no caso, a rede) na posição vertical.
  - Colocar a lente de  $f = 20$  cm com a face plana para o objeto
  - Posicionar o objeto à distância apropriada da lente.
  - Posicionar o anteparo de modo a determinar o plano de Fourier





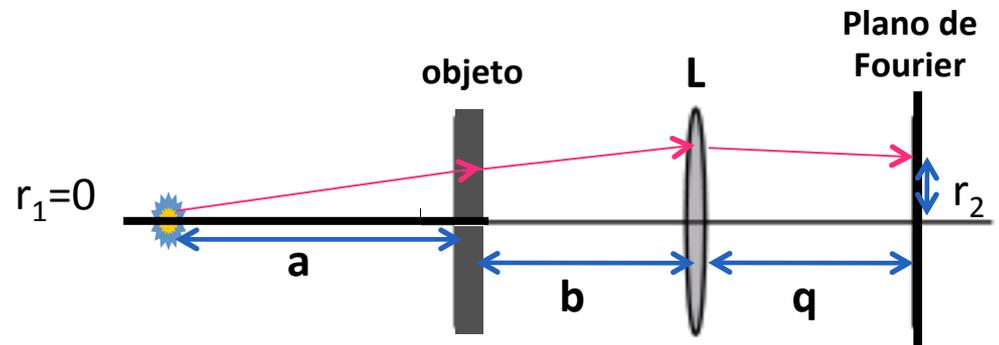
# Parte 1 - Feixe incidente paralelo

- Ilumine, com o feixe paralelo, o objeto
  - Use a grade de 300 linhas/mm como objeto
- Identifique o plano de Fourier  $q=f$
- Verifique que a posição do plano de Fourier não depende da posição do objeto em relação à lente
  - Faça pelo menos 3 medidas
- A partir das medidas das posições dos máximos ( $r_2$ ) da transformada de Fourier, determine as dimensões da grade e compare com o valor nominal de 300 l/mm
- Comente os resultados.



# Parte 2 - Fonte pontual

- Crie uma fonte pontual, ajustando a divergência do feixe
  - Para o relatório: calcule a posição dessa fonte
- Coloque a fenda no foco da convergente, isto é,  $b=f$
- Determine a posição do plano de Fourier em função da posição da fonte pontual e compare com o previsto teoricamente
  - repita o procedimento para pelo menos 3 posições diferentes para fontes pontuais para comparar com a previsão teórica
- Verifique que, se o objeto estiver no foco  $b=f$ , as posições dos máximos não variam: independem da posição da fonte em relação ao difrator



# Fim

- Graças a:

**Jean Baptiste Joseph Fourier  
(1768 - 1830)**

