



**HAL**  
open science

## Optique Ondulatoire

Nicolas Fressengeas

► **To cite this version:**

| Nicolas Fressengeas. Optique Ondulatoire. Licence / L2. 2011. sfo-00539125v2

**HAL Id: sfo-00539125**

**<https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-00539125v2>**

Submitted on 11 Apr 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# L2PC — UE P42

## Optique Ondulatoire

N. Fressengeas

Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes  
Unité de Recherche commune à l'Université Paul Verlaine Metz et à Supélec

Document téléchargeable sur :  
<http://moodle.univ-metz.fr/>



# Le professeur

## Nicolas Fressengeas

- Professeur à l'Université Paul-Verlaine Metz depuis 2004
- Enseignant-Chercheur à Supélec entre 1998 et 2004
- Membre du Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
  - <http://www.lmops.supelec.fr/>
- Plus de détails : <http://www.fressengeas.fr>

## Domaines de recherche

- Optique Non Linéaire
- Matériaux pour l'optique et l'électronique

# Le professeur

## Nicolas Fressengeas

- Professeur à l'Université Paul-Verlaine Metz depuis 2004
- Enseignant-Chercheur à Supélec entre 1998 et 2004
- Membre du Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
  - <http://www.lmops.supelec.fr/>
- Plus de détails : <http://www.fressengeas.fr>

## Domaines de recherche

- Optique Non Linéaire
- Matériaux pour l'optique et l'électronique



# Le cours d'optique physique

## Contenu

- Nature de la lumière
- Une expérience particulière : l'expérience d'Young
- Interférences à deux ondes
- Notions de cohérence
- Interférences à ondes multiples
- Diffraction

Cours, TD... et <http://moodle.univ-metz.fr>

- Ecoutez, comprenez, **interagissez**
- De vive voix en cours et TD
- via **forums** et **wiki** sur **moodle**
- Cours et TD disponibles sur **moodle**

# Le cours d'optique physique

## Contenu

- Nature de la lumière
- Une expérience particulière : l'expérience d'Young
- Interférences à deux ondes
- Notions de cohérence
- Interférences à ondes multiples
- Diffraction

## Cours, TD... et <http://moodle.univ-metz.fr>

- Ecoutez, comprenez, **interagissez**
- De vive voix en cours et TD
- via **forums** et **wiki** sur **moodle**
- Cours et TD disponibles sur **moodle**

Rendons à César...

CC

SOME RIGHTS RESERVED

Toutes les illustrations proviennent de Wikipedia  
sous licence Creative Commons

S'il ne fallait qu'un ouvrage. . .

[Tai06]



Richard Taillet.

*Optique Physique.*

De Boeck & Larcier, 2006.

## Partie I

# Nature ondulatoire de la lumière

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Arc-en-ciel

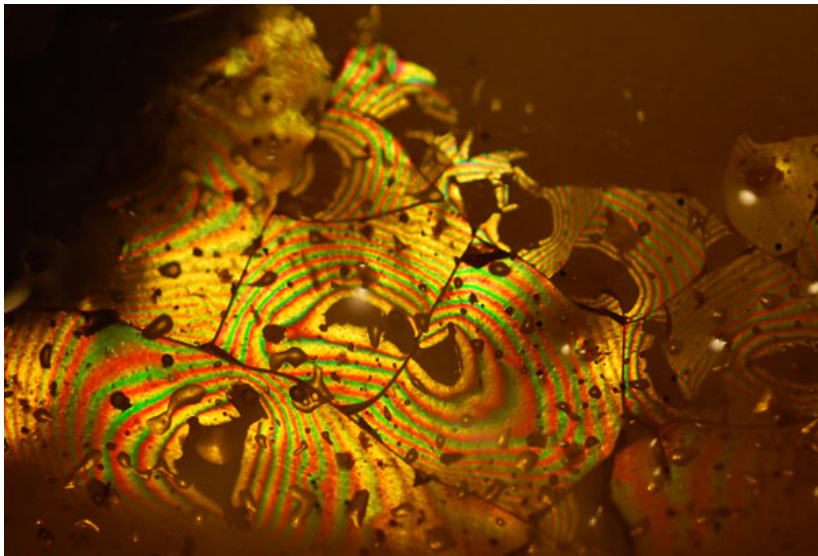




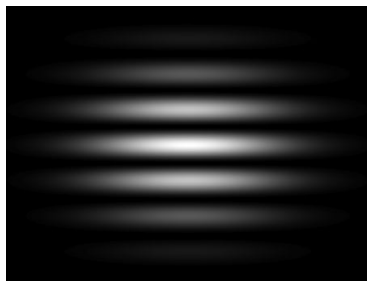
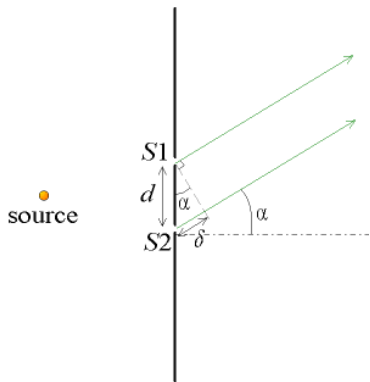
## Tache d'essence



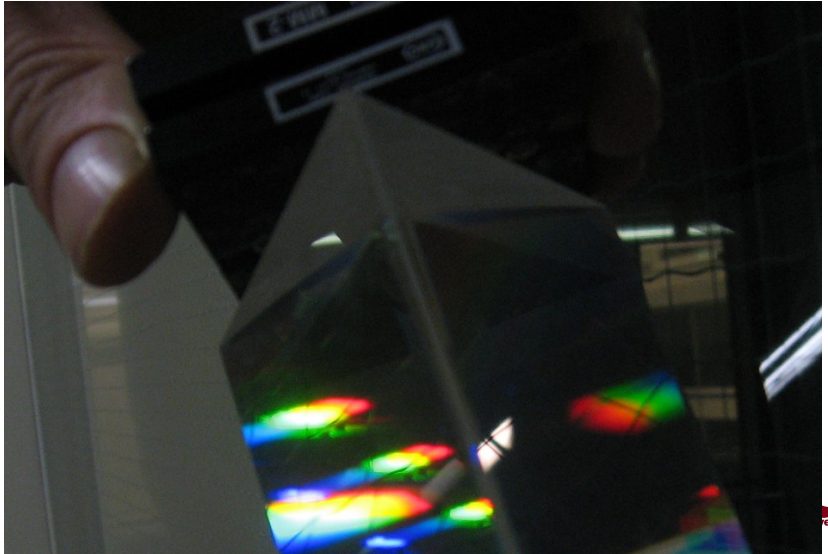
## Caramel au fond d'une assiette



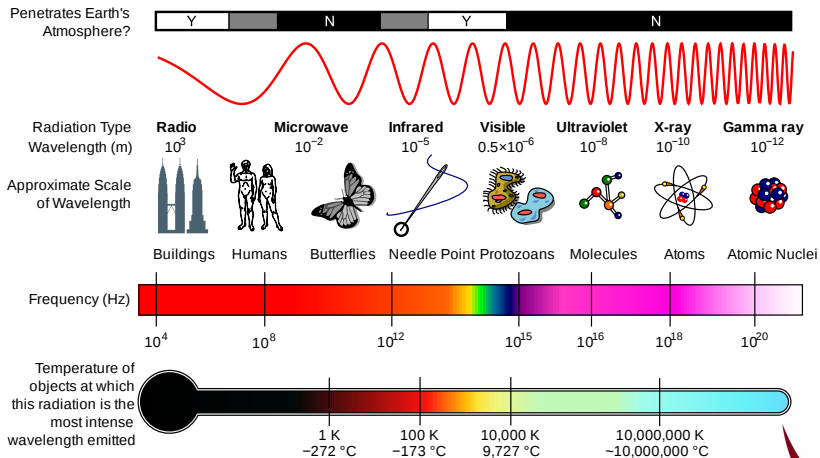
# Expérience d'Young



## Décomposition de la lumière par un prisme



# Spectre électromagnétique



# Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

## Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

## La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

# Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

## Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

## La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

# Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

## Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

## La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

## A tenter vous-même

Comment se réfléchit un LASER sur un CD ?



# I Nature ondulatoire de la lumière

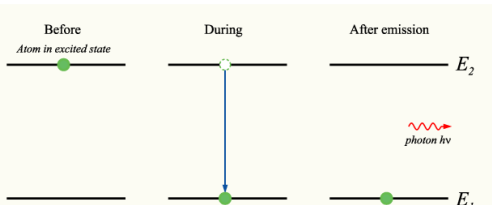
- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Émission spontanée

## Principe

### Émission par désexcitation électronique

- Excitation d'un atome par
  - Chaleur
  - Courant électrique
  - Lumière ...
- Désexcitation spontanée
  - Non radiative : émission d'un phonon (chaleur)
  - **Radiative** : émission d'un photon (lumière)



# Émission spontanée

## Sources

### Source conventionnelles

- Lampes à filament : excitation par la chaleur
- Tubes fluorescents : excitation par arc électrique



# Émission spontanée

## Sources

### Source conventionnelles

- Lampes à filament : excitation par la chaleur
- Tubes fluorescents : excitation par arc électrique

### Sources Diodes Electro-Luminescentes LED

- Dispositif à semi-conducteur
- Excitation par injection électronique
- Désexcitation spontanée autour de la bande interdite

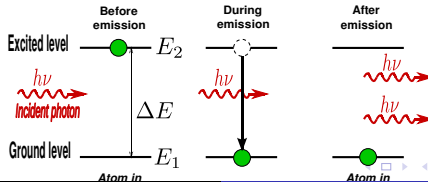


# Émission stimulée

## Principe

### Émission stimulée par un photon incident

- Excitation par
  - Injection électronique
  - Flash lumineux
- Désexcitation radiative stimulée par un photon
  - Émission d'un photon **en phase** avec le photon incident
  - Amplification lumineuse
  - Principe du LASER : nombreuses amplifications dans une cavité



# Sources à Émission stimulée

## Lasers

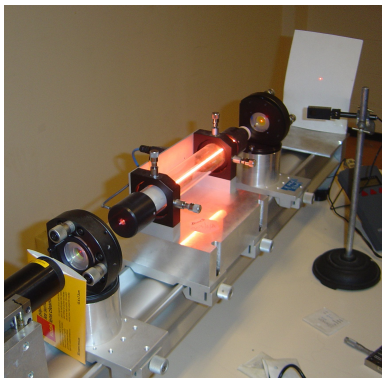


Fig.: Laser à Gaz (He-Ne)

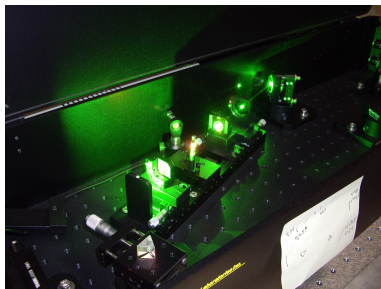


Fig.: Laser à Solide (Ti-Sa)

# Sources à Émission stimulée

## Laser à semi-conducteur



Fig.: Laser semi-conducteur  
(Diode Laser)

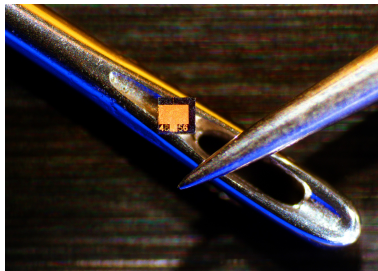


Fig.: Diode Laser sans la  
connectique

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes



# Les différentes descriptions de la lumière

## Modèles quantiques

### Modèle standard

1970

- La lumière est transportée par des photons
- Les photons sont des particules quantiques
- Elles sont le support de la force électromagnétique

### Modèle quantique

début XX<sup>e</sup>

- La lumière est transportée par des photons
- Ce sont des quanta<sup>1</sup> énergétiques

---

<sup>1</sup>Quantum : unité indivisible d'énergie

# Les différentes descriptions de la lumière

## Modèles quantiques

### Modèle standard

1970

- La lumière est transportée par des photons
- Les photons sont des particules quantiques
- Elles sont le support de la force électromagnétique

### Modèle quantique

début XX<sup>e</sup>

- La lumière est transportée par des photons
- Ce sont des quanta<sup>1</sup> énergétiques

<sup>1</sup>Quantum : unité indivisible d'énergie

# Les différentes descriptions de la lumière

## Modèles continus

### Modèle Électromagnétique de Maxwell

fin XIX<sup>e</sup>

- Modèle différentiel de la propagation électromagnétique
- Équations de Maxwell
- La lumière est une onde électromagnétique

### Principe de Huygens

fin XVIII<sup>e</sup>

- Modèle scalaire
- Superposition d'ondes sphériques

# Les différentes descriptions de la lumière

## Modèles continus

### Modèle Électromagnétique de Maxwell

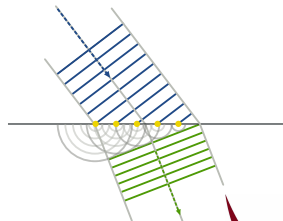
fin XIX<sup>e</sup>

- Modèle différentiel de la propagation électromagnétique
- Équations de Maxwell
- La lumière est une onde électromagnétique

### Principe de Huygens

fin XVIII<sup>e</sup>

- Modèle scalaire
- Superposition d'ondes sphériques



# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Modèle de Maxwell

## Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

# Modèle de Maxwell

## Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont **vectoriels**
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

# Modèle de Maxwell

## Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...



# Modèle de Maxwell

## Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

# Notion de célérité

## Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde



# Notion de célérité

## Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des **fronts d'onde**



# Notion de célérité

## Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde



## Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

# Notion de célérité

## Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde



## Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

# Notion de célérité

## Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde



## Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

# Onde plane

Une onde dont les fronts d'onde sont plans

## Fronts d'onde plans

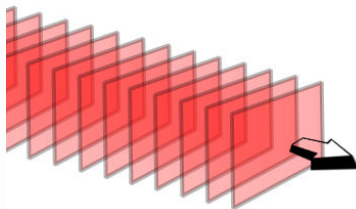
- La grandeur qui caractérise l'onde est constante sur un plan
- Un repère est choisi perpendiculaire à ce plan

### Onde 3D

$$s(t, M)$$

### Onde Plane

$$s(t, z)$$



# Onde plane

Une onde dont les fronts d'onde sont plans

## Fronts d'onde plans

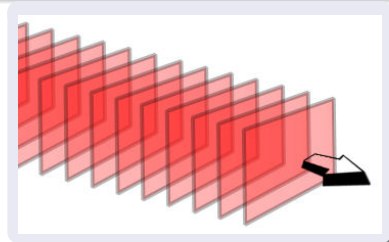
- La grandeur qui caractérise l'onde est constante sur un plan
- Un repère est choisi perpendiculaire à ce plan

## Onde 3D

$$s(t, M)$$

## Onde Plane

$$s(t, z)$$





# Onde plane monochromatique

Célérité  $c$

## Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence  $f$
- Une onde sinusoïdale

Expression mathématique :  $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde
- $\varphi_0$  est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de  $2\pi$

Période temporelle :  $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$

Période spatiale :  $\frac{2\pi}{k} = \Lambda$

Propagation dans le sens des  $z$  croissants

Si  $t$  augmente,  $z$  augmente aussi pour garder la grandeur constante

# Onde plane monochromatique

Célérité  $c$

## Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence  $f$
- Une onde sinusoïdale

## Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde
- $\varphi_0$  est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de  $2\pi$

Période temporelle :  $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$

Période spatiale :  $\frac{2\pi}{k} = \Lambda$

Propagation dans le sens des  $z$  croissants

Si  $t$  augmente,  $z$  augmente aussi pour garder la grandeur constante

# Onde plane monochromatique

Célérité  $c$

## Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence  $f$
- Une onde sinusoïdale

## Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde
- $\varphi_0$  est la phase à l'origine

## Périodicité : variation de phase de $2\pi$

Période temporelle :  $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$

Période spatiale :  $\frac{2\pi}{k} = \Lambda$

Propagation dans le sens des  $z$  croissants

Si  $t$  augmente,  $z$  augmente aussi pour garder la grandeur constante

# Onde plane monochromatique

Célérité  $c$

## Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence  $f$
- Une onde sinusoïdale

## Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde
- $\varphi_0$  est la phase à l'origine

## Périodicité : variation de phase de $2\pi$

Période temporelle :  $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$

Période spatiale :  $\frac{2\pi}{K} = \Lambda$

## Propagation dans le sens des $z$ croissants

Si  $t$  augmente,  $z$  augmente aussi pour garder la grandeur constante

# Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant  $z$  par  $r$

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en  $r^2$
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en  $1/r$

$$\frac{1}{r} \cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$

# Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant  $z$  par  $r$

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en  $r^2$
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en  $1/r$

$$\frac{1}{r} \cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$

# Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant  $z$  par  $r$

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en  $r^2$
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en  $1/r$

$$\frac{1}{r} \cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$

# Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant  $z$  par  $r$

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en  $r^2$
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en  $1/r$

$$\frac{1}{r} \cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$



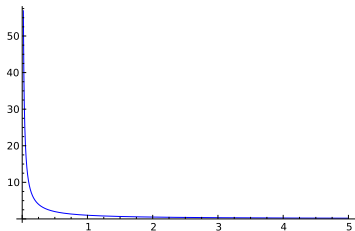
# Onde sphérique : approximation

Loin de la source, l'amplitude décroît lentement

## Loin de la source

$$r \gg \lambda$$

- Sur une distance de  $\lambda$ 
  - $1/r$  varie peu
  - $kr$  prend toutes les valeurs
- Approximation par une quasi-onde plane



## Onde quasi plane

$$\cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$

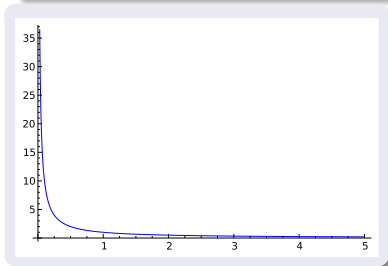
## Onde sphérique : approximation

Loin de la source, l'amplitude décroît lentement

### Loin de la source

$$r \gg \lambda$$

- Sur une distance de  $\lambda$ 
  - $1/r$  varie peu
  - $kr$  prend toutes les valeurs
- Approximation par une quasi-onde plane



### Onde quasi plane

$$\cos(kr - \omega t + \varphi_0)$$

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

## Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des bouts de sinusoides sont émis

# Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

## Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- **Impossible**

Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des bouts de sinusoides sont émis
- Ce sont les trains d'onde

# Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

## Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

## Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les trains d'onde

# Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

## Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

## Émission par trains d'onde par les sources physiques

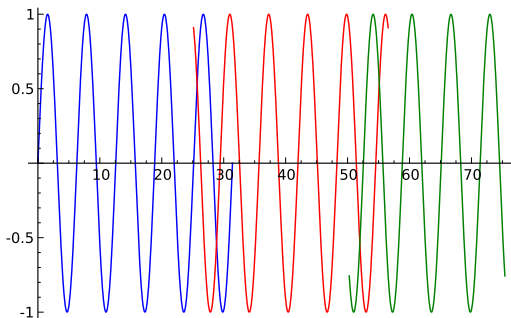
- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les **trains d'onde**

# Un train d'onde peut en cacher un autre

## Origine des trains d'onde

## Émission spontanée

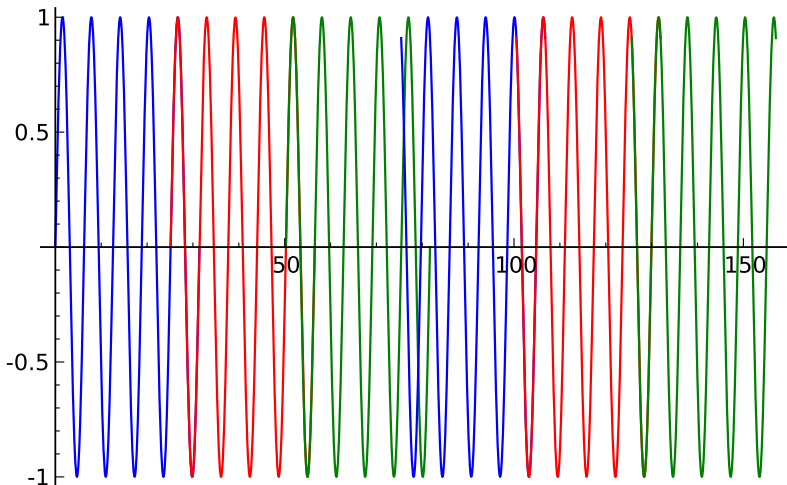
- Un photon peut être vu comme un train d'onde
- Deux photons successifs *ne se connaissent pas*
- Ils ne sont pas en phase





# L'émission stimulée peut arranger les choses

Elle permet l'émission de plusieurs photons en phase



# Longueur de cohérence

## Et temps de cohérence

### Longueur de cohérence

$L_C$

- Longueur sur laquelle la sinusoïde est continue
- $L_C \gg \lambda$

### Temps de cohérence

$T_C$

- Temps pendant lequel la sinusoïde est continue
- $T_C = L_C/c$

# Longueur de cohérence

## Et temps de cohérence

### Longueur de cohérence

$L_C$

- Longueur sur laquelle la sinusoïde est continue
- $L_C \gg \lambda$

### Temps de cohérence

$T_C$

- Temps pendant lequel la sinusoïde est continue
- $T_C = L_C/c$

# Cohérence et phase aléatoire

## Représentation mathématique d'un saut aléatoire

$$\cos(kz - \omega t + \tilde{\varphi}(t))$$

$\tilde{\varphi}(t)$

- $\tilde{\varphi}(t)$  : phase aléatoire
- Constante sur un temps  $T_C$

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Pourquoi utiliser des complexes ?

Un changement de notation pour simplifier les calculs

## Superposition de deux ondes : sommes de cosinus

- $\cos(kr_0 - \omega t + \varphi_0) + \cos(kr_1 - \omega t + \varphi_1)$
- Utilisation intensive des formules trigonométriques
- Difficultés à se représenter la phase

Un cosinus est la partie réelle d'une exponentielle complexe

$$\cos(kr - \omega t + \varphi) = \text{Re} \left( e^{i(kr - \omega t + \varphi)} \right)$$

# Pourquoi utiliser des complexes ?

Un changement de notation pour simplifier les calculs

Superposition de deux ondes : sommes de cosinus

- $\cos(kr_0 - \omega t + \varphi_0) + \cos(kr_1 - \omega t + \varphi_1)$
- Utilisation intensive des formules trigonométriques
- Difficultés à se représenter la phase

Un cosinus est la partie réelle d'une exponentielle complexe

$$\cos(kr - \omega t + \varphi) = \operatorname{Re} \left( e^{i(kr - \omega t + \varphi)} \right)$$

## Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A} \cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \operatorname{Re}(\underline{s}(t))$$

$$\underline{s}(t) = \mathcal{A} e^{i(kr - \omega t + \varphi)}$$

Amplitude complexe

$$\underline{s}(t) = \underline{s} e^{i(-\omega t)}$$

$$\underline{s} = \mathcal{A} e^{i(kr + \varphi)}$$



## Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A} \cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \mathcal{R}e \left( \underline{s(t)} \right)$$

$$\underline{s(t)} = \mathcal{A} e^{i(kr - \omega t + \varphi)}$$

Amplitude complexe

$$\underline{s(t)} = \underline{s} e^{i(-\omega t)}$$

$$\underline{s} = \mathcal{A} e^{i(kr + \varphi)}$$

## Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A} \cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \mathcal{R}e \left( \underline{s(t)} \right)$$

$$\underline{s(t)} = \mathcal{A} e^{i(kr - \omega t + \varphi)}$$

Amplitude complexe

$$\underline{s(t)} = \underline{s} e^{i(-\omega t)}$$

$$\underline{s} = \mathcal{A} e^{i(kr + \varphi)}$$

# Utilisation de l'amplitude complexe



La dépendance temporelle a disparu

OK si elle est identique dans tous les signaux

Un usage très général

- A utiliser tout le temps
- Pour représenter l'amplitude dans tous l'espace
- Servira à faire aisément des sommes
- Permettra de calculer des intensités
- SAUF si plusieurs longueurs d'onde sont à considérer

# Utilisation de l'amplitude complexe

S

La dépendance temporelle a disparu

OK si elle est identique dans tous les signaux

Un usage très général

- A utiliser tout le temps
- Pour représenter l'amplitude dans tous l'espace
- Servira à faire aisément des sommes
- Permettra de calculer des intensités
- SAUF si plusieurs longueurs d'onde sont à considérer

# Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance  $d$

amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique :  $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation :  $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation :  $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)} e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance  $d$  induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\Lambda} d$$

# Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance  $d$

amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique :  $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation :  $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation :  $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)} e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance  $d$  induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\lambda} d$$

# Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance  $d$

amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique :  $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation :  $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation :  $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)} e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance  $d$  induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\Lambda} d$$

## Propagation dans un milieu d'indice $n$

### La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur  $n$
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde  $\Lambda$  est donc raccourcie d'un facteur  $n$
- Le vecteur d'onde  $k$  est multiplié par  $n$
- Le déphasage induit est multiplié par  $n$

### Le déphasage est toujours de $kd$

- $k = nk_0$ , avec  $k_0$  vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$ , avec  $\Lambda_0$  longueur d'onde dans le vide



## Propagation dans un milieu d'indice $n$

### La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur  $n$
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde  $\Lambda$  est donc raccourcie d'un facteur  $n$
- Le vecteur d'onde  $k$  est multiplié par  $n$
- Le déphasage induit est multiplié par  $n$

### Le déphasage est toujours de $kd$

- $k = nk_0$ , avec  $k_0$  vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$ , avec  $\Lambda_0$  longueur d'onde dans le vide

## Propagation dans un milieu d'indice $n$

### La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur  $n$
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde  $\Lambda$  est donc raccourcie d'un facteur  $n$
- Le vecteur d'onde  $k$  est multiplié par  $n$
- Le déphasage induit est multiplié par  $n$

### Le déphasage est toujours de $kd$

- $k = nk_0$ , avec  $k_0$  vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$ , avec  $\Lambda_0$  longueur d'onde dans le vide

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Notion d'intensité optique

## L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

## Le vecteur de Poynting

$$\vec{S}_p = \vec{E} \wedge \vec{H}$$

## Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un  $\cos^2$
- $\langle \|\vec{S}_p\| \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \|\vec{E} \wedge \vec{H}^*\| \right)$

# Notion d'intensité optique

## L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

## Le vecteur de Poynting

$$\vec{S}_p = \vec{E} \wedge \vec{H}$$

## Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un  $\cos^2$
- $\langle \|\vec{S}_p\| \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \|\vec{E} \wedge \vec{H}^*\| \right)$

# Notion d'intensité optique

## L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

## Le vecteur de Poynting

$$\vec{S}_p = \vec{E} \wedge \vec{H}$$

## Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un  $\cos^2$
- $\langle \|\vec{S}_p\| \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \|\vec{E} \wedge \vec{H}^*\| \right)$

# Intensité d'une onde plane ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  en phase : proportionnels

$$\|\vec{S}_p\| \propto \|\vec{E}\|^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué

# Intensité d'une onde plane ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  en phase : proportionnels

$$\|\vec{S}_p\| \propto \|\vec{E}\|^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué



# Intensité d'une onde plane ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  en phase : proportionnels

$$\|\vec{S}_p\| \propto \|\vec{E}\|^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué

# I Nature ondulatoire de la lumière

- 1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
  - Quelques expériences
  - Sources de lumière
  - Nature électromagnétique de la lumière
- 2 La lumière est une onde électromagnétique
  - Propagation d'une onde
  - Cohérence
- 3 Représentation mathématique
  - Notation complexe
  - Amplitude du champ et intensité optique
  - Interférence à deux ondes

# Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

## Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 :  $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 :  $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Interférence

somme

- Superposition des deux ondes :  $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Intensité des interférences

- $\underline{s} \underline{s}^* = (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}) (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)})^*$

# Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

## Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 :  $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 :  $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Interférence

somme

- Superposition des deux ondes :  $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}) (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)})^*$

# Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

## Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 :  $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 :  $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Interférence

somme

- Superposition des deux ondes :  $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

## Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}) (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)})^*$

# Calcul de l'intensité

$$\mathcal{I} = \underline{ss}^*$$

## Intensité des interférences

- $\underline{ss}^* = (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}) (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)})^*$

## Développement

$$\underline{ss}^* = \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}$$

## Regroupement

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + C.C.$$

# Calcul de l'intensité

$$\mathcal{I} = \underline{ss}^*$$

## Intensité des interférences

- $\underline{ss}^* = (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}) (\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)})^*$

## Développement

$$\underline{ss}^* = \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}$$

## Regroupement

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + C.C.$$

# Interférences de deux ondes cohérentes

Quand la différence de phase est une constante

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$$

## Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + \text{C.C.}$$

## Rappel sur les phases $\varphi_1$ et $\varphi_2$

Ce sont des grandeurs qui dépendent **aléatoirement** du temps  
Elles ne sont constantes que pendant le **temps de cohérence**

Interférences entre ondes cohérentes

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$



# Interférences de deux ondes cohérentes

Quand la différence de phase est une constante

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$$

## Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + \text{C.C.}$$

## Rappel sur les phases $\varphi_1$ et $\varphi_2$

Ce sont des grandeurs qui dépendent **aléatoirement** du temps  
Elles ne sont constantes que pendant le **temps de cohérence**

## Interférences entre ondes cohérentes

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$

# Non-Interférence de deux ondes incohérentes

Quand la différence de phase est aléatoire

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + C.C.$$

Valeur moyenne d'une exponentielle complexe à argument aléatoire

$$\langle e^{i(\tilde{\varphi}(t))} \rangle = 0$$

Interférences entre ondes incohérentes

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$$

# Non-Interférence de deux ondes incohérentes

Quand la différence de phase est aléatoire

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left( \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) + C.C.$$

Valeur moyenne d'une exponentielle complexe à argument aléatoire

$$\langle e^{i(\tilde{\varphi}(t))} \rangle = 0$$

Interférences entre ondes incohérentes

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$$

# Interférences de deux ondes de fréquences différentes

A vous...

Ce sujet est laissé à votre sagacité...

## Partie II

# L'expérience d'Young

## II L'expérience d'Young

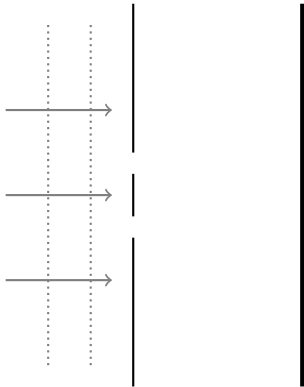
- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

## II L'expérience d'Young

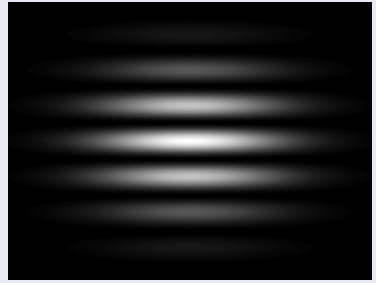
- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

# Expérience à deux trous

Des phénomènes particuliers apparaissent lorsque les trous sont suffisamment petits et rapprochés



## Observation sur l'écran





# L'optique géométrique est mise en défaut

## Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

## Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Diffraction

# L'optique géométrique est mise en défaut

## Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- **Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous**

## Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectillignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

# L'optique géométrique est mise en défaut

## Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

## Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

# L'optique géométrique est mise en défaut

## Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

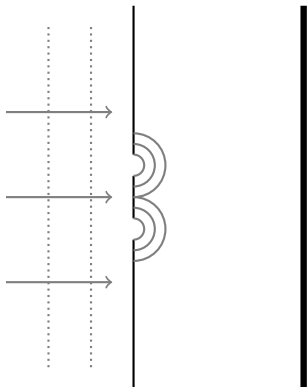
## Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- **Optique géométrique mise en défaut**

## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - **Interprétation par le déphasage**
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

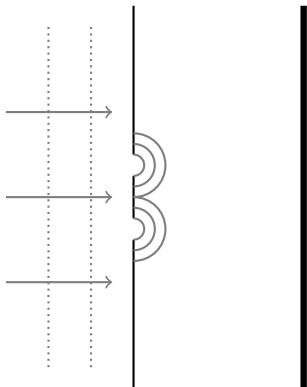
## Rappel : principe de Huygens



### Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes sphériques
- Les deux sources sont en phase
- Car elles sont en phase avec l'onde plane

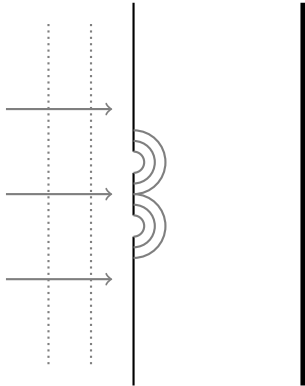
## Rappel : principe de Huygens



### Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes **sphériques**
- Les deux sources sont en phase
- Car elles sont en phase avec l'onde plane

## Rappel : principe de Huygens

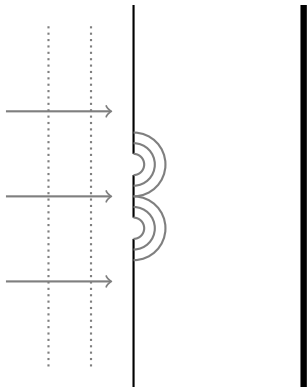


### Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes sphériques
- Les deux sources sont **en phase**
- Car elles sont en phase avec l'onde plane



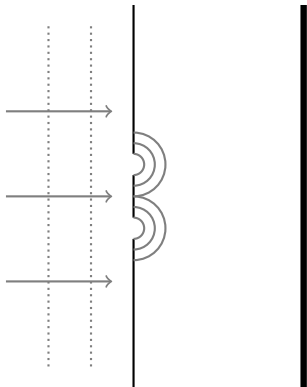
## Expérience d'Young et cohérence



### Des sources secondaires cohérentes

- Chaque source **ré-émet** l'onde plane
- Elles sont identiques
- Donc cohérentes

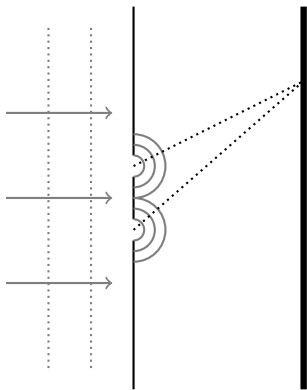
## Expérience d'Young et cohérence



### Des sources secondaires cohérentes

- Chaque source **ré-émet** l'onde plane
- Elles sont identiques
- **Donc cohérentes**

## Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase  $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$

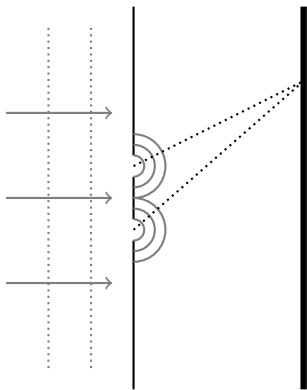
Intensités égales

$$2\mathcal{I} (1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer  $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

## Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase  $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$

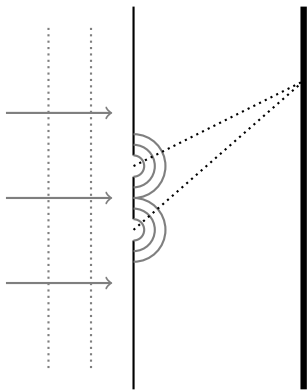
Intensités égales

$$2\mathcal{I} (1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer  $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

## Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase  $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$

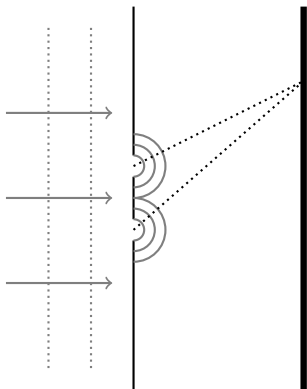
Intensités égales

$$2\mathcal{I} (1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer  $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

## Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase  $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\Delta\varphi)$$

Intensités égales

$$2\mathcal{I} (1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer  $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

# Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

## Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

## Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la **différence de marche**  $\delta$
- En déduire la **différence de phase**  $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$



# Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

## Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

## Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la **différence de marche**  $\delta$
- En déduire la **différence de phase**  $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

# Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

## Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

## Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la **différence de marche**  $\delta$
- En déduire la **différence de phase**  $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

# Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

## Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

## Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la **différence de marche**  $\delta$
- En déduire la **différence de phase**  $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

## Dans notre cas

### Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

### Distances de propagation

$$r_1^2 = S_1 H_1^2 + H_1 M^2$$

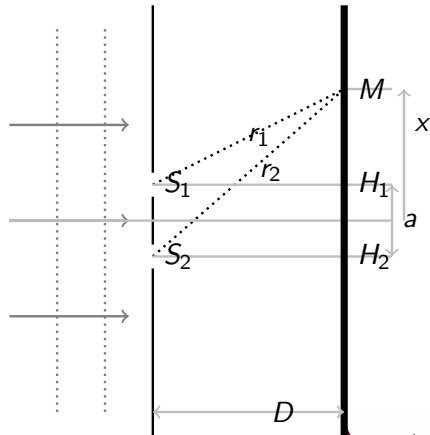
$$r_2^2 =$$

$$\sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

$$r_2^2 = S_2 H_2^2 + H_2 M^2$$

$$r_2^2 =$$

$$\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$$



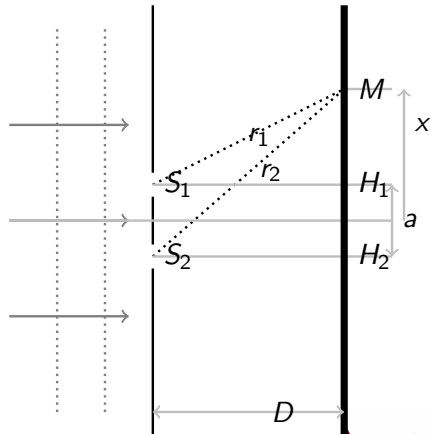
## Dans notre cas

### Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

### Distances de propagation

- $r_1^2 = S_1 H_1^2 + H_1 M^2$
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2}$
- $r_2^2 = S_2 H_2^2 + H_2 M^2$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2}$



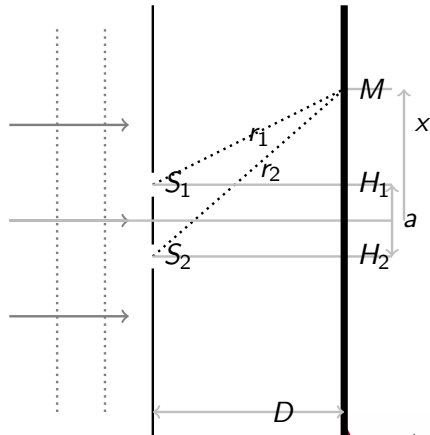
## Dans notre cas

### Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

### Distances de propagation

- $r_1^2 = S_1 H_1^2 + H_1 M^2$
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2}$
- $r_2^2 = S_2 H_2^2 + H_2 M^2$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2}$



# Différence de marche

## Différence de phase

### Différence de marche

- Nous avons trouvé  $r_1$  et  $r_2$

- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$

- Et si on prenait  $r_1 - r_2$  ?<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Réfléchissez...

### Différence de phase au point $M$

$$\Delta\varphi = k\delta = \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) k =$$
$$\frac{2 \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) \pi}{\lambda}$$

# Différence de marche

## Différence de phase

### Différence de marche

- Nous avons trouvé  $r_1$  et  $r_2$
- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- Et si on prenait  $r_1 - r_2$ ?<sup>a</sup>

---

<sup>a</sup>Réfléchissez...

### Différence de phase au point $M$

$$\Delta\varphi = k\delta = \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) k =$$
$$\frac{2 \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) \pi}{\lambda}$$



# Différence de marche

## Différence de phase

### Différence de marche

- Nous avons trouvé  $r_1$  et  $r_2$
- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- Et si on prenait  $r_1 - r_2$ ?<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Réfléchissez...

### Différence de phase au point $M$

$$\Delta\varphi = k\delta = \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) k = \frac{2 \left( \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2} \right) \pi}{\lambda}$$

## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

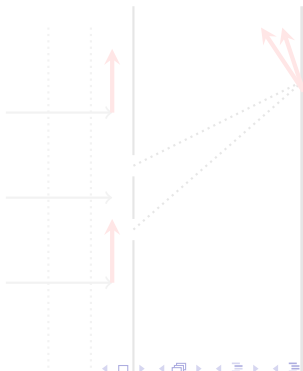
# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

• Champs transversaux



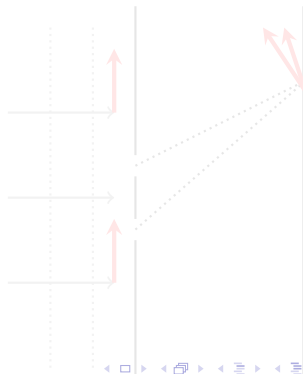
# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont **même direction**.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible



# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

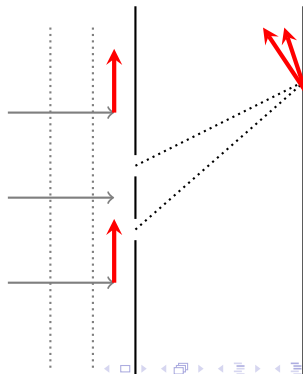
## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
  - Directions non parallèles
  - Approximation scalaire impossible

## Approximation des grandes distances

- L'écran est loin



# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

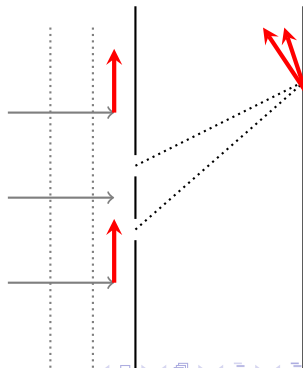
Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.
- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- **Approximation scalaire impossible**

## Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

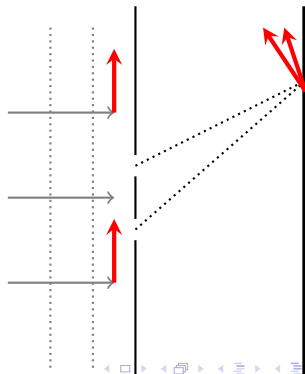
## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

## Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



# Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

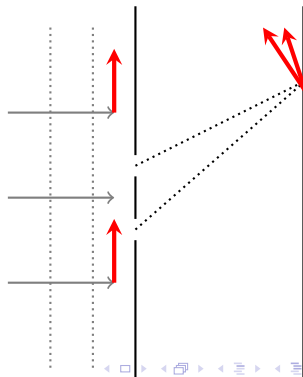
## L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

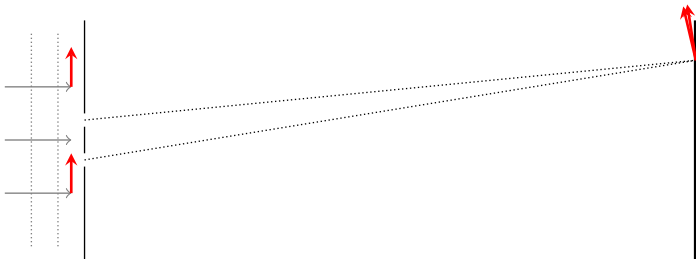
## Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous





## Approximation des grandes distances



- L'écran est loin
- Les angles sont faibles : les rayons sont proches de l'axe
- Approximation paraxiale

## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

# Interférences et cohérences

## Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les  $\varphi$  sont aléatoires, constantes pendant  $T_C$

## Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec  $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$  à la référence de phase

## Cohérence temporelle

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$

# Interférences et cohérences

## Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les  $\varphi$  sont aléatoires, constantes pendant  $T_C$

## Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec  $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$  à la référence de phase

## Cohérence temporelle

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche plus petite que la longueur de cohérence

# Interférences et cohérences

## Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les  $\varphi$  sont aléatoires, constantes pendant  $T_C$

## Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec  $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$  à la référence de phase

## Cohérence temporelle

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  pas aléatoire

- $|(t - r_1/c) - (t - r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_c$
- Différence de marche **plus petite** que la longueur de cohérence

# Interférences et cohérences

## Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les  $\varphi$  sont aléatoires, constantes pendant  $T_C$

## Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec  $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$  à la référence de phase

## Cohérence temporelle

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche **plus petite** que la longueur de cohérence

## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

# Les approximations de l'Optique Physique

## Grandes distances

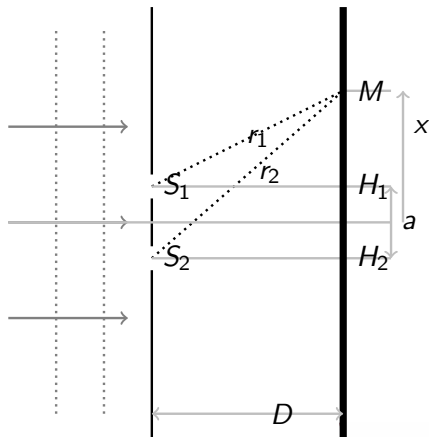
Écran loin  $a \ll D$

## Cohérence

$r_1 \approx r_2$   $x \ll D$

## Simplifications...

Développement limité





## Les approximations de l'Optique Physique

Grandes distances

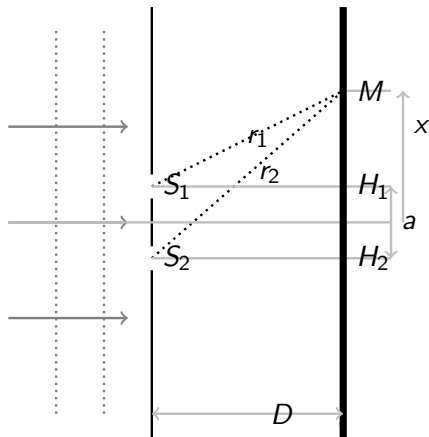
Écran loin  $a \ll D$

Cohérence

$r_1 \approx r_2$   $x \ll D$

Simplifications...

Développement limité



## Les approximations de l'Optique Physique

Grandes distances

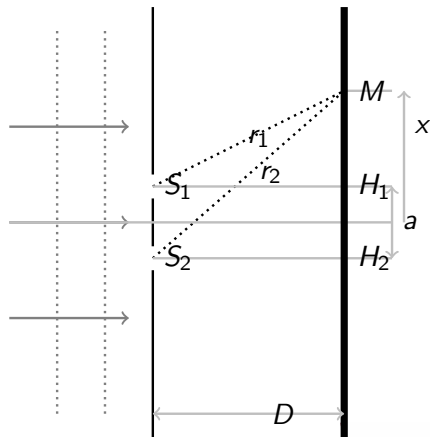
Écran loin  $a \ll D$

Cohérence

$r_1 \approx r_2$   $x \ll D$

Simplifications...

Développement limité



## Reprenons le calcul

### Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de  $\sqrt{\epsilon+1}$  autour de  $\epsilon=0$  à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour  $a \ll D$  et  $x \ll D$

- Factorisation par  $D$
- Développement de  $\sqrt{\epsilon+1}$  pour  $\frac{a}{D} \ll 1$  et  $\frac{x}{D} \ll 1$

$$\bullet r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

$$\delta \approx \frac{ax}{D}$$

$$\bullet r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

## Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de  $\sqrt{\epsilon+1}$  autour de  $\epsilon=0$  à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour  $a \ll D$  et  $x \ll D$

- Factorisation par  $D$
- Développement de  $\sqrt{\epsilon+1}$  pour  $\frac{a}{D} \ll 1$  et  $\frac{x}{D} \ll 1$

$$\bullet r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

$$\delta \approx \frac{ax}{D}$$

$$\bullet r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

## Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de  $\sqrt{\epsilon+1}$  autour de  $\epsilon=0$  à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour  $a \ll D$  et  $x \ll D$

- Factorisation par  $D$
- Développement de  $\sqrt{\epsilon+1}$  pour  $\frac{a}{D} \ll 1$  et  $\frac{x}{D} \ll 1$

$$\bullet r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

$$\bullet r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

$$\delta \approx \frac{ax}{D}$$

## Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de  $\sqrt{\epsilon+1}$  autour de  $\epsilon=0$  à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour  $a \ll D$  et  $x \ll D$

- Factorisation par  $D$
- Développement de  $\sqrt{\epsilon+1}$  pour  $\frac{a}{D} \ll 1$  et  $\frac{x}{D} \ll 1$

$$\bullet r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

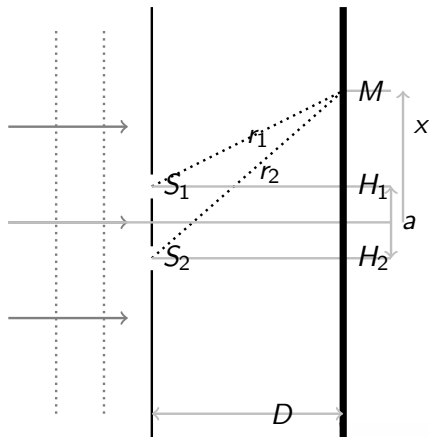
$$\bullet r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$$

$$\delta \approx \frac{ax}{D}$$

## Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point  $M$

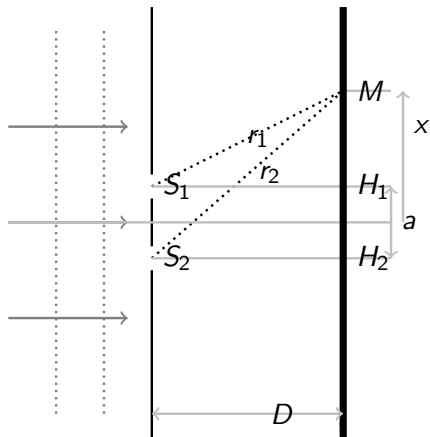
$$2I (1 + \cos(k\delta))$$



## Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point  $M$

$$2I \left( 1 + \cos \left( k \frac{ax}{D} \right) \right)$$

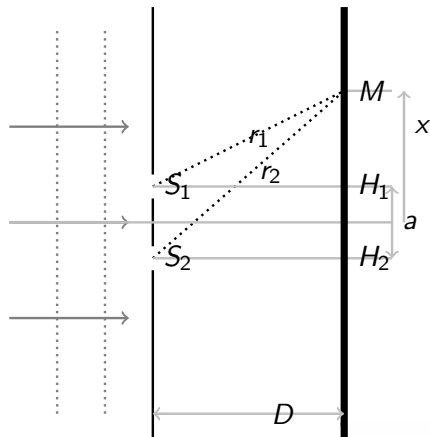




## Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point  $M$

$$2I \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} \right) \right)$$



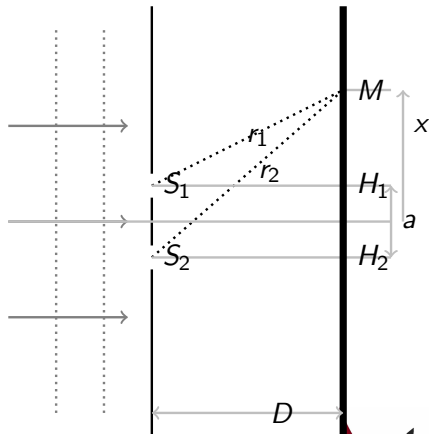
# On a oublié la troisième dimension

Un oubli qui ne change rien

y pointe vers vous

## Différence de marche

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2 + y^2}$
- D.L.  $(x, y, a) \ll D$
- $\delta \approx \frac{ax}{D}$



# Interférences lumineuses sur l'écran

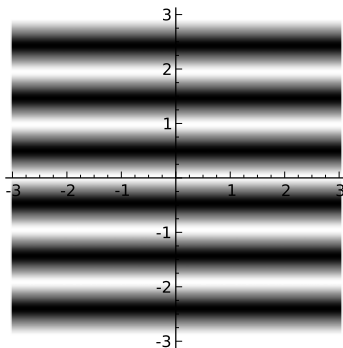
Franges, interfrange. . .

## Intensité lumineuse sur l'écran

$$2I \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} \right) \right)$$

## Interfrange

- Période spatiale
- Espacement des maxima
- ici :  $\lambda \frac{D}{a}$



# Interférences lumineuses sur l'écran

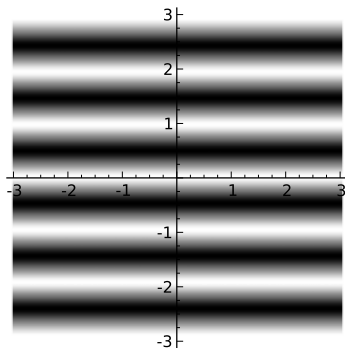
Franges, interfrange. . .

## Intensité lumineuse sur l'écran

$$2I \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} \frac{ax}{D} \right) \right)$$

## Interfrange

- Période spatiale
- Espacement des maxima
- ici :  $\Lambda \frac{D}{a}$



## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
  
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
  
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

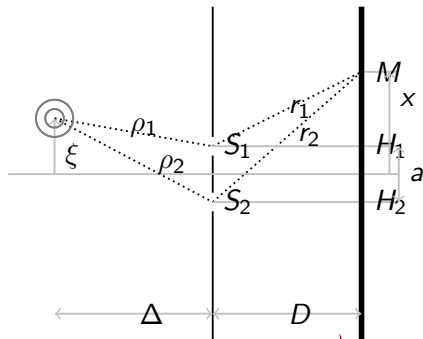
## Expérience d'Young avec une source ponctuelle

### Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

### Différence de marche

$$\delta = (\rho_2 + r_2) - (\rho_1 + r_1)$$



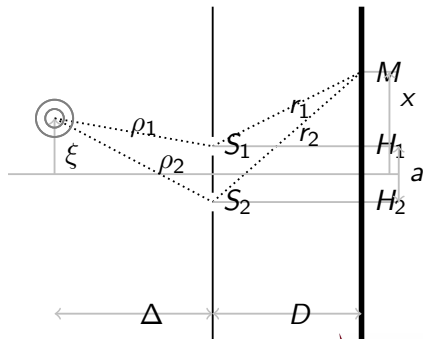
## Expérience d'Young avec une source ponctuelle

### Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

### Différence de marche

- $\delta = (\rho_2 + r_2) - (\rho_1 + r_1)$



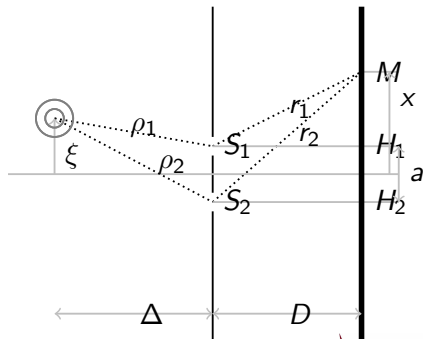
## Expérience d'Young avec une source ponctuelle

### Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

### Différence de marche

- $\delta = (r_2 - r_1) + (\rho_2 - \rho_1)$





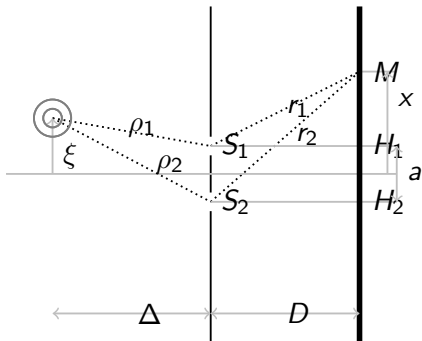
## Calcul direct

### Déjà calculés

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2}$

### A calculer

- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2\xi)^2 + \Delta^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2\xi)^2 + \Delta^2}$



D.L.  $x, \xi, a \ll D$

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

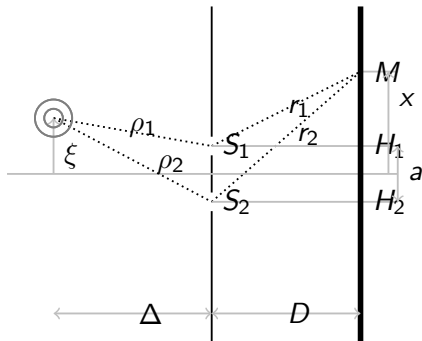
## Calcul direct

### Déjà calculés

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2}$

### A calculer

- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2\xi)^2 + \Delta^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2\xi)^2 + \Delta^2}$



D.L.

$x, \xi, a \ll D$

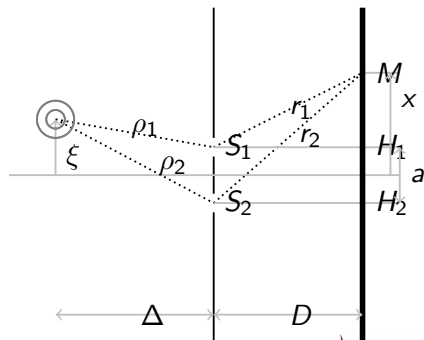
$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

## On aurait pu se passer du calcul

Géométries identiques à droite et à gauche du masque

D.L.  $x, \xi, a \ll D$

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

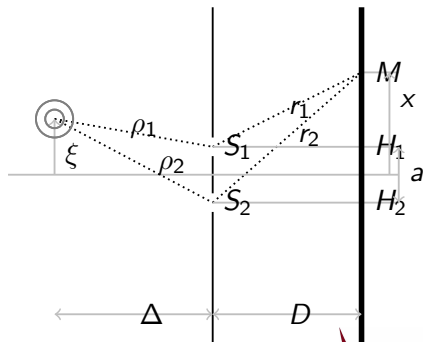
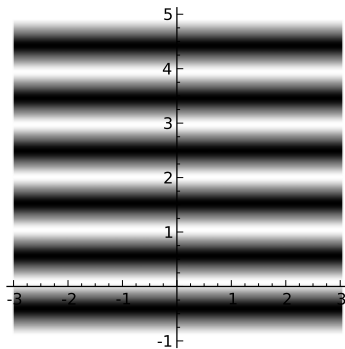


# Observation

D.L.

$x, \xi, a \ll D$

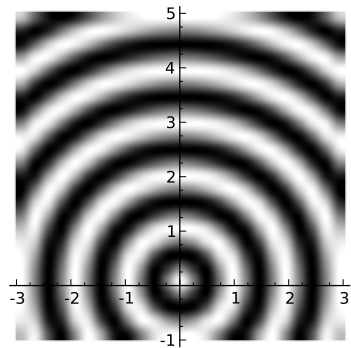
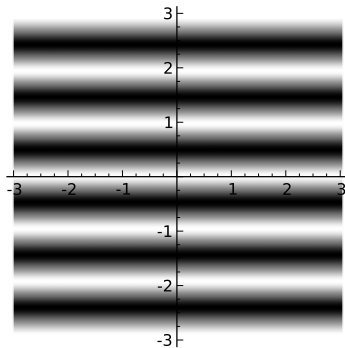
$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$



## II L'expérience d'Young

- 4 L'expérience d'Young
  - Expérience et observation
  - Interprétation par le déphasage
  - Calcul de la figure d'interférence
- 5 Les hypothèses de l'optique physique
  - Approximation des grandes distances
  - Approximation liée à la cohérence
- 6 Le calcul approché
  - L'expérience que nous venons de voir
  - Et si on mettait une source ponctuelle ?
  - Franges, interfrange, ordres des franges

# Franges



Périodicité de la figure d'interférence

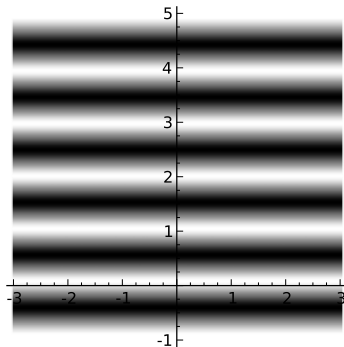
# Interfrange

## Différence de marche

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

## Interfrange

- Période spatiale
- Espace entre deux maxima
- Ici :  $i = \Lambda \frac{D}{a}$



## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(k\delta)$$

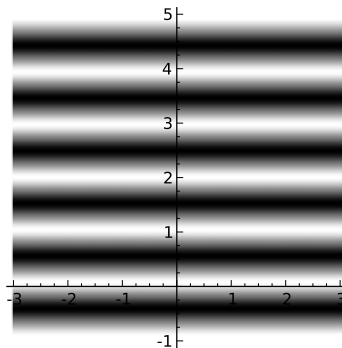
- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est  $p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$

### Quand $p$ varie de 1

- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$





## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right)$$

- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

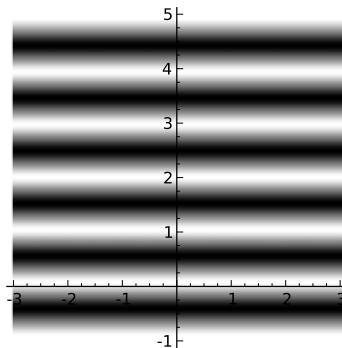
- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$

- L'ordre est

$$p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$$

### Quand $p$ varie de 1

- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$



## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos\left(2\pi\frac{\delta}{\Lambda}\right)$$

- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

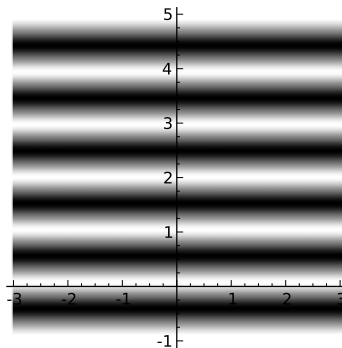
- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$

- L'ordre est

$$p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$$

### Quand $p$ varie de 1

- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$



## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(2\pi p)$$

- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

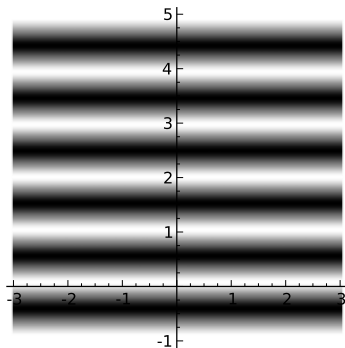
- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$

- L'ordre est

$$p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$$

### Quand $p$ varie de 1

- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$



## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(2\pi p)$$

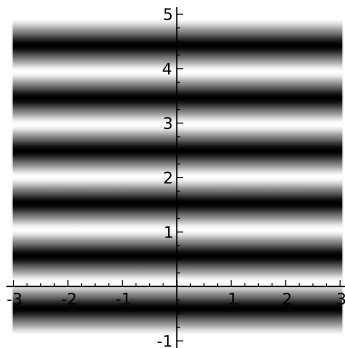
- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est  
$$p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$$

### Quand $p$ varie de 1

- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$



## Ordre des franges

### Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes :  $\delta$  multiple de  $\Lambda$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(2\pi p)$$

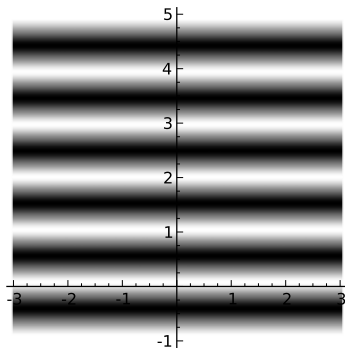
- Ordre  $p$  :  $\delta = p\Lambda$ ,  $p \in \mathbb{Z}$

### Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est  
$$p = \frac{1}{\Lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$$

### Quand $p$ varie de 1

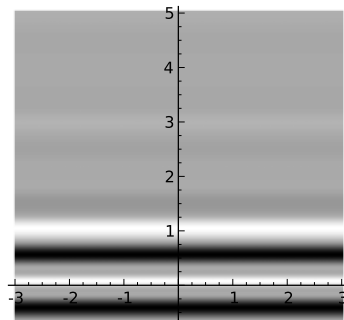
- $\delta$  varie de  $\Lambda$
- $\Delta\varphi$  varie de  $2\pi$



## Cas particulier de la frange brillante d'ordre 0

C'est la frange pour un déphasage nul

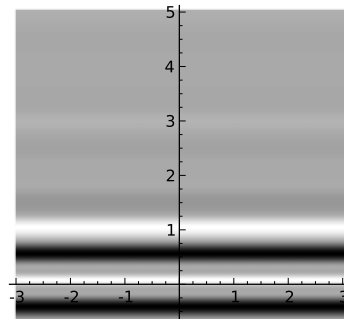
- Différence de marche nulle
- Les trains d'onde se superposent exactement
- Le contraste est le meilleur
- C'est la frange la plus brillante



## Cas particulier de la frange brillante d'ordre 0

C'est la frange pour un déphasage nul

- Différence de marche nulle
- Les trains d'onde se superposent exactement
- Le contraste est le meilleur
- C'est la frange la plus brillante



## Position des franges d'ordre $N$

### Ordre 0

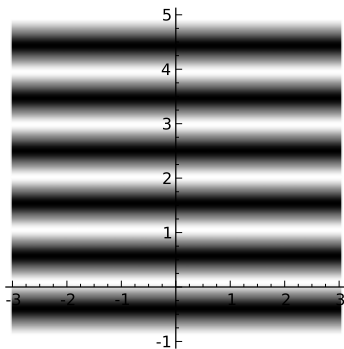
- $p = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[ x = -\frac{D\xi}{\Delta} \right]$

### Ordre $N$

$$x = \frac{D\lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

### Relation avec l'interfrange

- Interfrange  $i = \lambda \frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$





## Position des franges d'ordre $N$

### Ordre 0

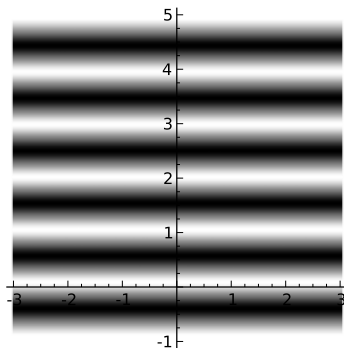
- $p = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[ x = -\frac{D\xi}{\Delta} \right]$

### Ordre $N$

$$x = \frac{D\lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

### Relation avec l'interfrange

- Interfrange  $i = \lambda \frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$



## Position des franges d'ordre $N$

### Ordre 0

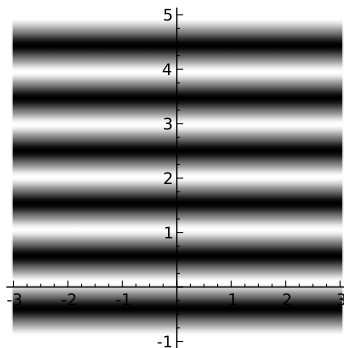
- $p = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[ x = -\frac{D\xi}{\Delta} \right]$

### Ordre $N$

$$x = \frac{D\lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

### Relation avec l'interfrange

- Interfrange  $i = \lambda \frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$



## Partie III

# Interférences entre deux ondes planes

## III Interférences entre deux ondes planes

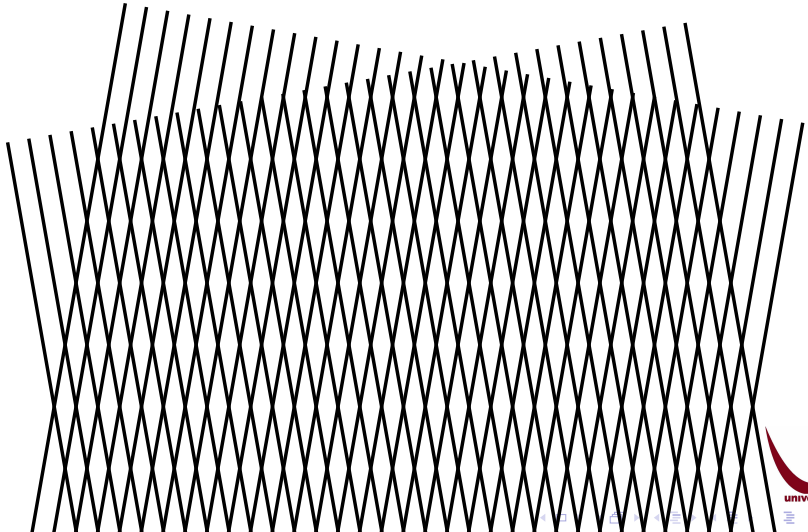
- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

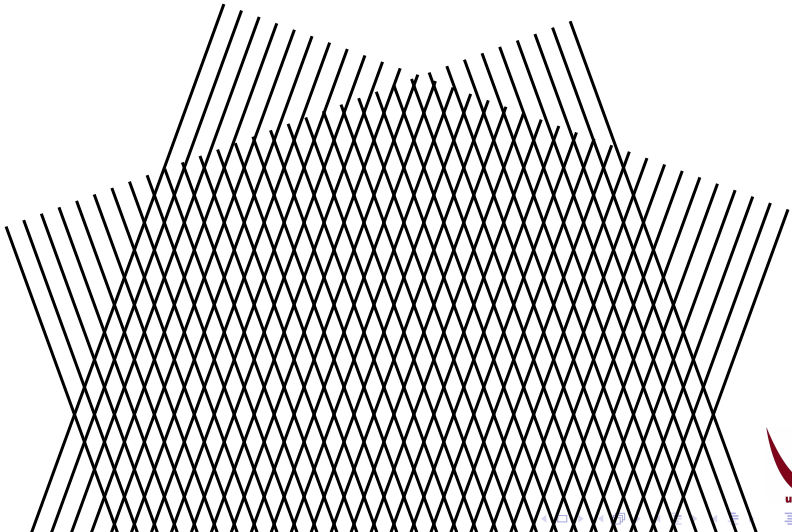
# Forme des franges

L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans



# Forme des franges

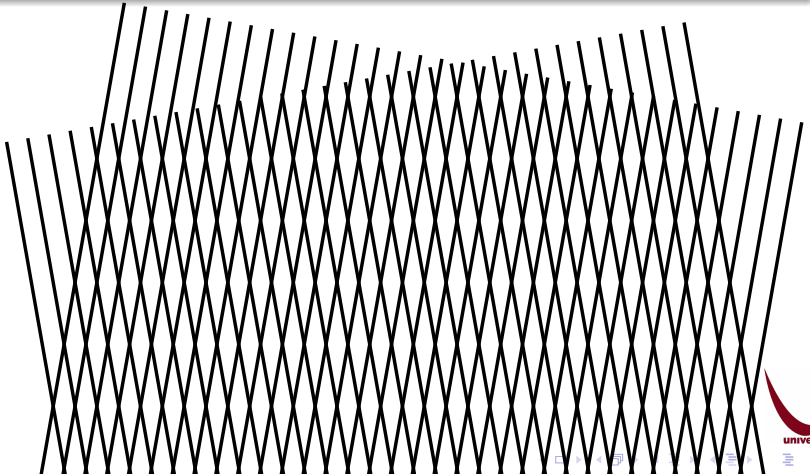
L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans



# Forme des franges

L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans

L'interfrange dépend de l'angle entre les deux



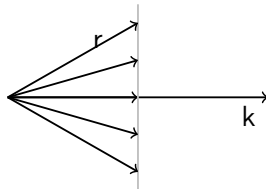


# Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est quelconque

Fronts d'onde plans  $\perp \vec{k}$

- Champ constant sur les plans
- $(\vec{k} \cdot \vec{r})$  l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde  $\vec{k}$

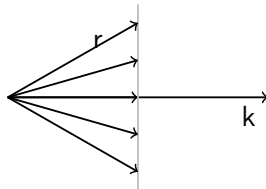
$$Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)}$$

# Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est quelconque

Fronts d'onde plans  $\perp \vec{k}$

- Champ constant sur les plans
- $(\vec{k} \cdot \vec{r})$  l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde  $\vec{k}$

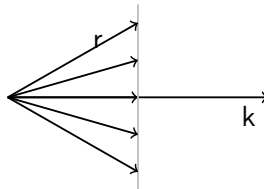
$$Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)}$$

# Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est quelconque

Fronts d'onde plans  $\perp \vec{k}$

- Champ constant sur les plans
- $(\vec{k} \cdot \vec{r})$  l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde  $\vec{k}$

$$Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)}$$

# Interférences entre deux ondes planes

## Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$

## Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos\left(\left(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1\right) - \left(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2\right)\right)$$

# Interférences entre deux ondes planes

## Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$

## Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos \left( \left( \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1 \right) - \left( \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2 \right) \right)$$

# Interférences entre deux ondes planes

## Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$

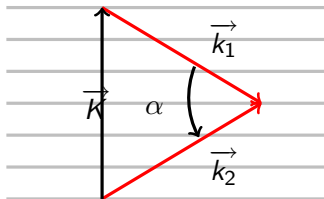
## Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos\left(\left(\vec{k}_1 - \vec{k}_2\right) \cdot \vec{r} + \varphi_1 - \varphi_2\right)$$

# Interférences entre deux ondes planes

## Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$



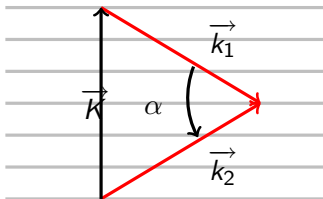
## Interférences

- $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \varphi)$
- Plans parallèles  $\perp \vec{K}$  espacés de  $i_0 = 2\pi/\|\vec{K}\|$
- $\|\vec{K}\| = K = 2\|\vec{k}\| \sin(\alpha/2) = 2k \sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\lambda}{\alpha}$

## Interférences entre deux ondes planes

### Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$



### Interférences

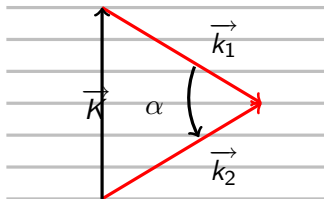
- $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \varphi)$
- Plans parallèles  $\perp \vec{K}$  espacés de  $i_0 = 2\pi/\|\vec{K}\|$
- $\|\vec{K}\| = K = 2\|\vec{k}\| \sin(\alpha/2) = 2k \sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\lambda}{\alpha}$



## Interférences entre deux ondes planes

### Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$



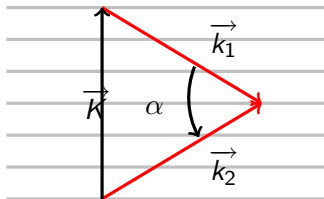
### Interférences

- $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \varphi)$
- Plans parallèles  $\perp \vec{K}$  espacés de  $i_0 = 2\pi/\|\vec{K}\|$
- $\|\vec{K}\| = K = 2\|\vec{k}\| \sin(\alpha/2) = 2k \sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\lambda}{\alpha}$

# Interférences entre deux ondes planes

## Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)}$



## Interférences

- $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} + \varphi)$
- Plans parallèles  $\perp \vec{K}$  espacés de  $i_0 = 2\pi/\|\vec{K}\|$
- $\|\vec{K}\| = K = 2\|\vec{k}\| \sin(\alpha/2) = 2k \sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\Lambda}{\alpha}$

# Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est **localement** maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans **toutes les directions**
- Notamment vers l'œil

Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence  
tridimensionnelle

# Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

## Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est **localement** maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

## Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans **toutes les directions**
- Notamment vers l'œil

## Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence  
tridimensionnelle

# Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est **localement** maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans **toutes les directions**
- Notamment vers l'œil

Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence  
tridimensionnelle

# Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

## Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est **localement** maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

## Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans **toutes les directions**
- Notamment vers l'œil

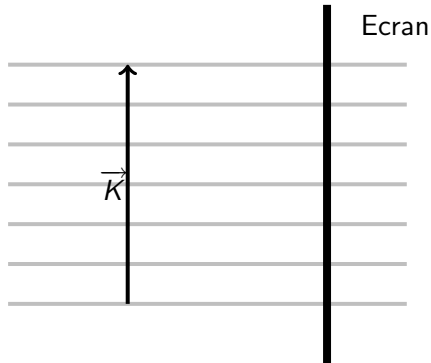
## Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence tridimensionnelle

## Position de l'écran

Écran contenant  $\vec{K}$

- Franges rectilignes
- Interfrange  $i_0 = 2\pi/K$



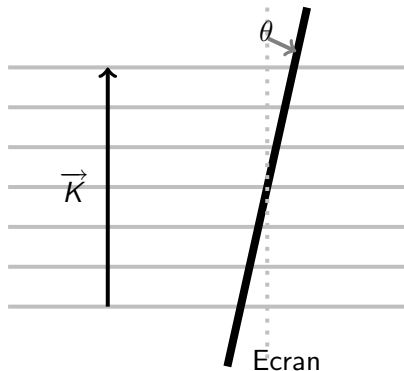
## Position de l'écran

### Écran contenant $\vec{K}$

- Franges rectilignes
- Interfrange  $i_0 = 2\pi/K$

### Écran ne contenant pas $\vec{K}$

- Angle  $\theta$  avec  $\vec{K}$
- Franges rectilignes
- Interfrange  
$$i = i_0 / \cos(\theta) = \frac{2\pi}{K \cos(\theta)}$$

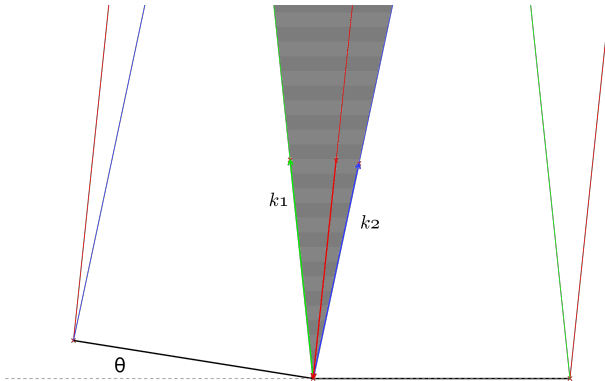




## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

# Miroirs de Fresnel



## 2 ondes planes réfléchies

$$\widehat{\vec{k}_1 \vec{k}_2} = 2\theta$$

$$\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$$

$$i_0 \approx \frac{\pi}{k\theta} = \frac{\Lambda}{2\theta}$$

# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

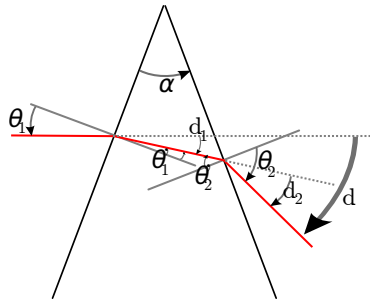
## Somme des angles

$$\alpha + \left(\frac{\pi}{2} - \theta'_1\right) + \left(\frac{\pi}{2} + \theta'_2\right) = \pi$$

Descartes  $\alpha \ll 1$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

## Déviation



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

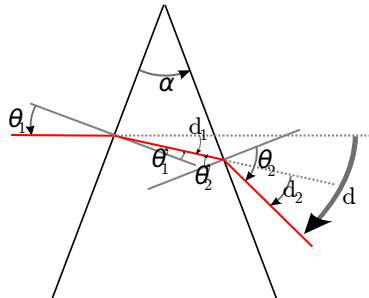
Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes  $\alpha \ll 1$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

Déviation



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes

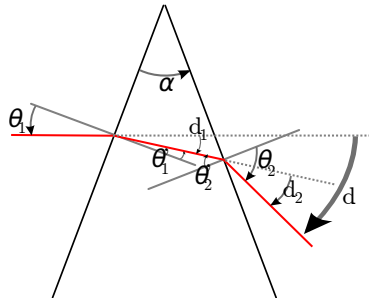
$$\alpha \ll 1$$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

Déviation

$$\delta_1 = \theta_2 - \theta_1$$

$$\delta_2 = \theta_2 - \theta'_2$$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

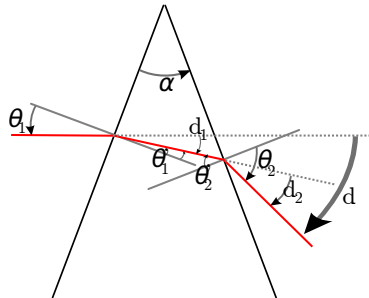
Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta_2 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

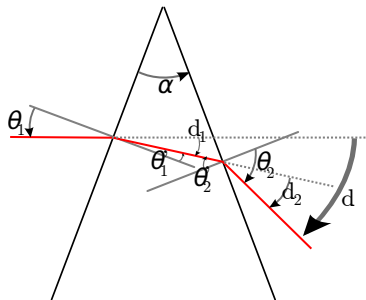
Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

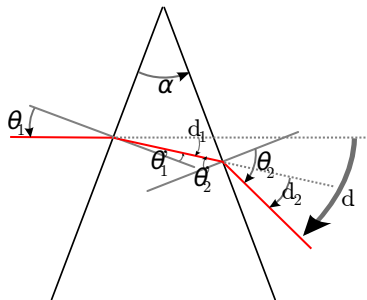
Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$





# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

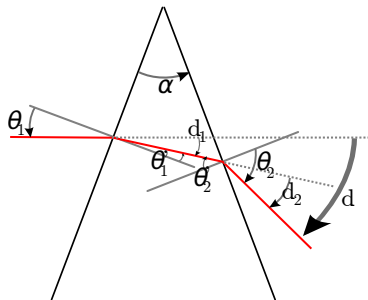
Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

## Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

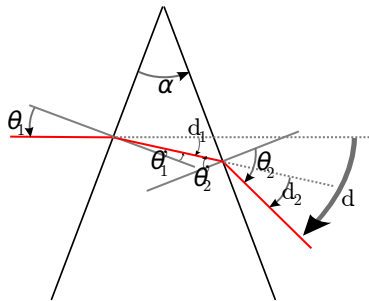
## Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

## Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \theta'_1 (1 - n) + \theta'_2 (n - 1)$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

## Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

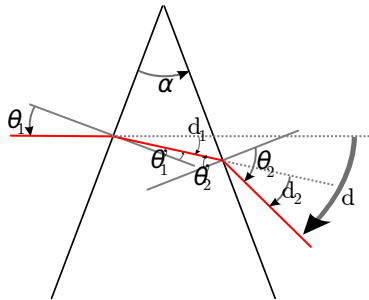
## Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

## Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \theta'_1 (1 - n) + (\theta'_1 - \alpha) (n - 1)$



# Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

## Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

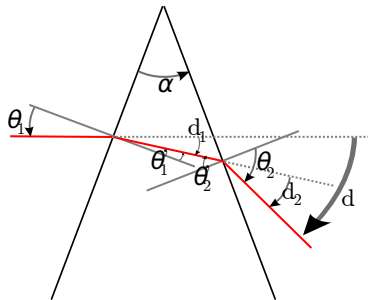
## Descartes

$$\alpha \ll 1$$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

## Déviation

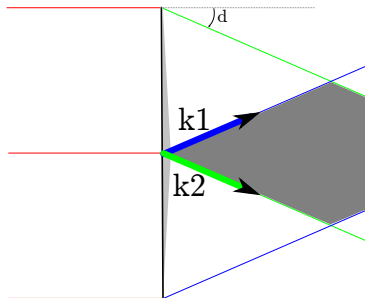
- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \alpha (1 - n)$



# Bi-prisme de Fresnel

## 2 ondes planes réfléchies

- $\widehat{k_1 k_2} = 2d$
- $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$
- $i_0 \approx \frac{\pi}{kd} = \frac{\Lambda}{2d}$



## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

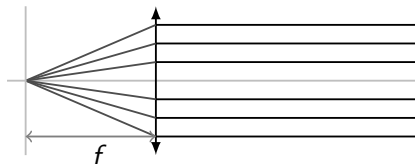
## Montage simplissime à une lentille

### Source

- Source ponctuelle au foyer d'une lentille
- Rayons concentriques

### Après la lentille

Rayons parallèles



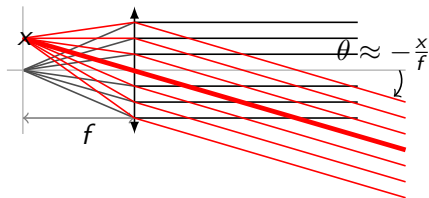
# Déplacement de la source dans le plan normal

## Source à la distance $x$ de l'axe

- Source ponctuelle dans le plan focal
- Rayons concentriques

## Après la lentille

- Rayons parallèles
- Déviés d'un angle  $\theta$
- $\tan(\theta) = -x/f$
- $\theta \approx -x/f$



Effet du déplacement  
de la source

Modification de l'angle des  
faisceaux



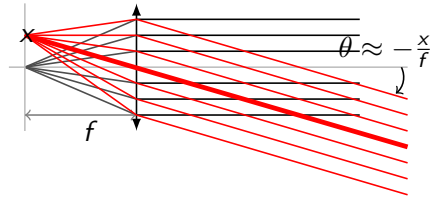
# Déplacement de la source dans le plan normal

## Source à la distance $x$ de l'axe

- Source ponctuelle dans le plan focal
- Rayons concentriques

## Après la lentille

- Rayons parallèles
- Déviés d'un angle  $\theta$
- $\tan(\theta) = -x/f$
- $\theta \approx -x/f$



Effet du déplacement  
de la source

Modification de l'angle des  
faisceaux

## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - **Interprétation Ondulatoire**
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

# Des ondes sphériques et des ondes planes

## Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Rayons

# Des ondes sphériques et des ondes planes

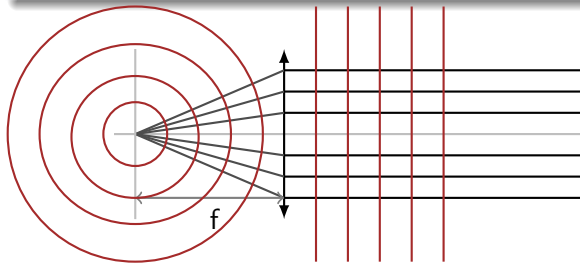
## Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Rayons

# Des ondes sphériques et des ondes planes

## Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde  $\perp$  Rayons

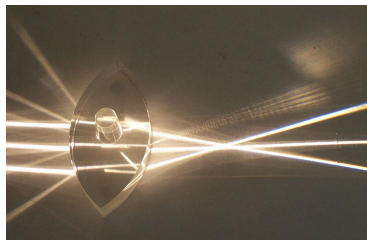


# Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

## Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre

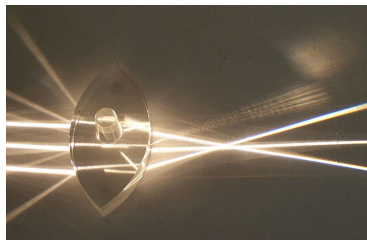


# Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

## Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre

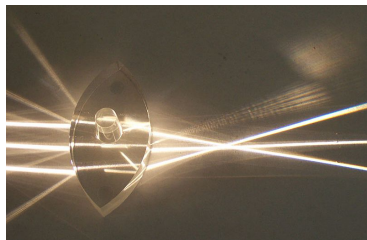


# Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

## Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre





## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

# Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

## Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

## Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille

# Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

## Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

## Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille

# Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

## Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

## Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille

# Observation à l'infini

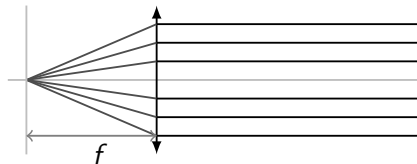
Une digression sur le thème des ondes planes

## Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

## Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille



## Détermination des phases respectives

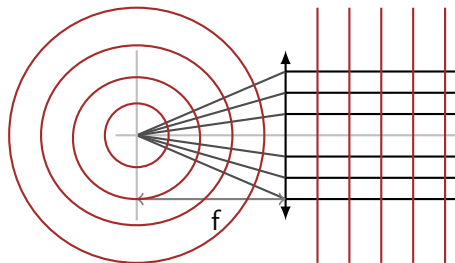
Faire comme si l'onde était plane. . .

### Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant **et** après la lentille

### Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde



# Détermination des phases respectives

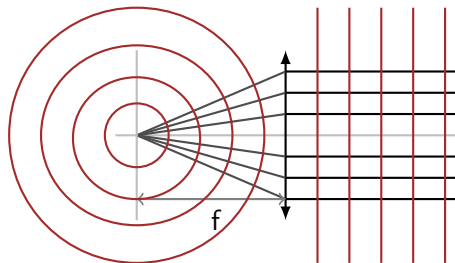
Faire comme si l'onde était plane. . .

## Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant **et** après la lentille

## Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi



# Détermination des phases respectives

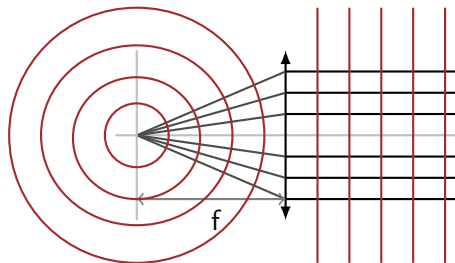
Faire comme si l'onde était plane. . .

## Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant **et** après la lentille

## Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi





## Détermination des phases respectives

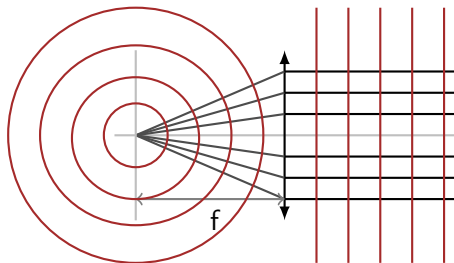
Faire comme si l'onde était plane. . .

### Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant **et** après la lentille

### Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- **Un front d'onde bien choisi**



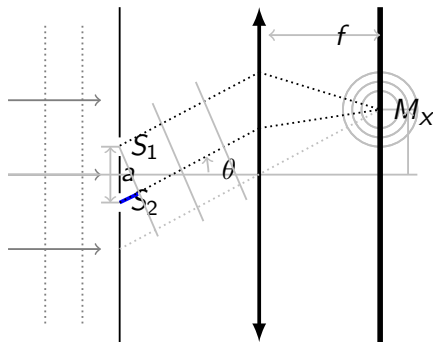
## III Interférences entre deux ondes planes

- 7 Calcul des interférences
  - Franges tridimensionnelles
  - Montages interférentiels
  
- 8 De la source ponctuelle à l'onde plane
  - Un peu d'optique géométrique
  - Interprétation Ondulatoire
  
- 9 Observation à l'infini
  - Quand deux droites parallèles se coupent
  - Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

## Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

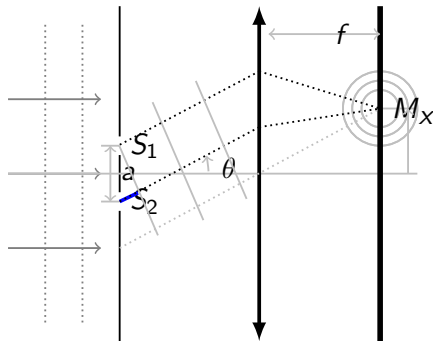
- $\delta$  sur l'écran ?
- $\delta$  sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



## Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

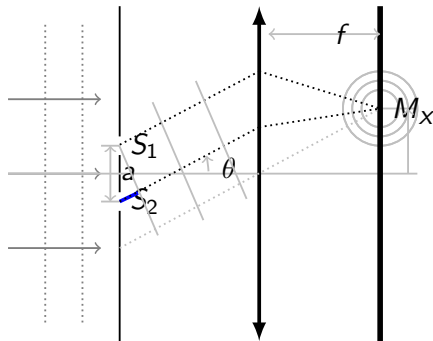
- $\delta$  sur l'écran ?
- $\delta$  sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



# Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

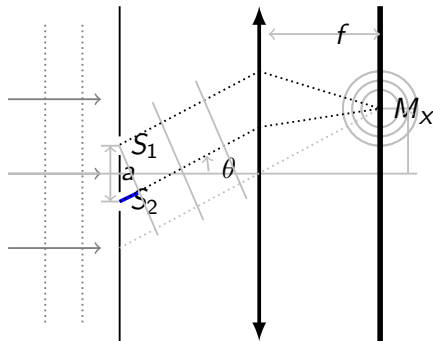
- $\delta$  sur l'écran ?
- $\delta$  sur un *front d'onde*
- **Bien choisi !**
- $\delta = a \sin(\theta)$



## Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

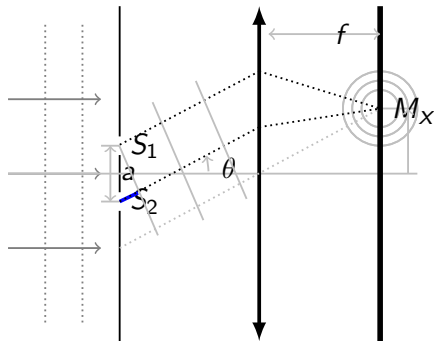
- $\delta$  sur l'écran ?
- $\delta$  sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



## Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

- $\delta$  sur l'écran ?
- $\delta$  sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta) \approx a \frac{x}{f}$



## Partie IV

# Interférences entre deux ondes sphériques



## IV Interférences entre deux ondes sphériques

### 10 Interférences tridimensionnelles

- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

### 11 Division de front d'onde

- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

### 12 Division d'amplitude

- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

## IV Interférences entre deux ondes sphériques

### 10 Interférences tridimensionnelles

- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

### 11 Division de front d'onde

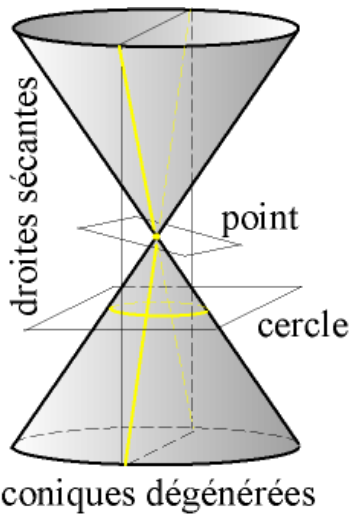
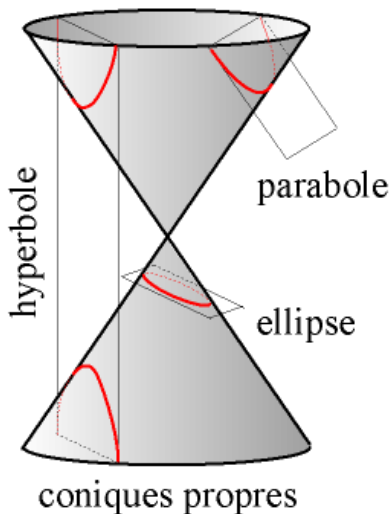
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

### 12 Division d'amplitude

- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

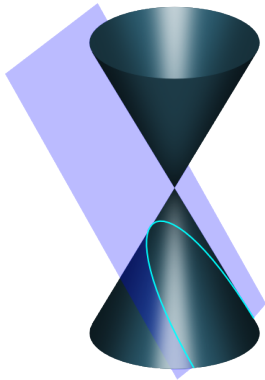
## Préambule : les coniques

Des intersections entre un cône et un plan

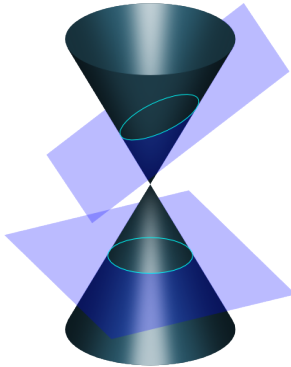


# Des intersections entre un cône et un plan

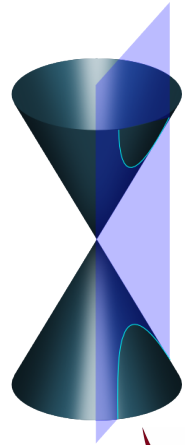
Une autre représentation



①



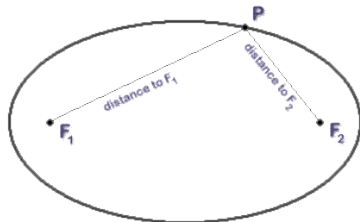
②



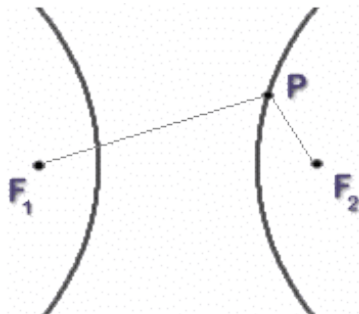
③

# Définition des coniques par leurs foyers

## Ellipse et Hyperbole



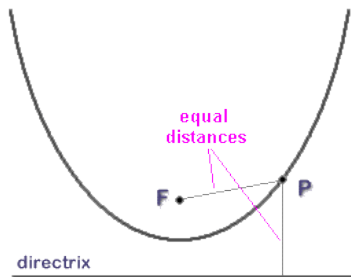
distance to  $F_1$  + distance to  $F_2$  = a constant



$PF_1 - PF_2 = \text{a constant}$

# Définition des coniques par leurs foyers

## Ellipse et Hyperbole



Cas particulier de la parabole

# Interférences de deux ondes sphériques

## 2 sources d'onde sphériques

- 2 sources **ponctuelles**
- Cohérentes et **en phase**
- Appelons les  $S_1$  et  $S_2$

## Forme des franges

- Lieu du point  $M$  tel que la différence de marche  $\delta$  soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange,  $|S_1M - S_2M|$  est une constante

# Interférences de deux ondes sphériques

## 2 sources d'onde sphériques

- 2 sources **ponctuelles**
- Cohérentes et **en phase**
- Appelons les  $S_1$  et  $S_2$

## Forme des franges

- Lieu du point  $M$  tel que la différence de marche  $\delta$  soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange,  $|S_1M - S_2M|$  est une constante



# Interférences de deux ondes sphériques

## 2 sources d'onde sphériques

- 2 sources **ponctuelles**
- Cohérentes et **en phase**
- Appelons les  $S_1$  et  $S_2$

## Forme des franges

- Lieu du point  $M$  tel que la différence de marche  $\delta$  soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange,  $|S_1M - S_2M|$  est une constante

# Interférences de deux ondes sphériques

## 2 sources d'onde sphériques

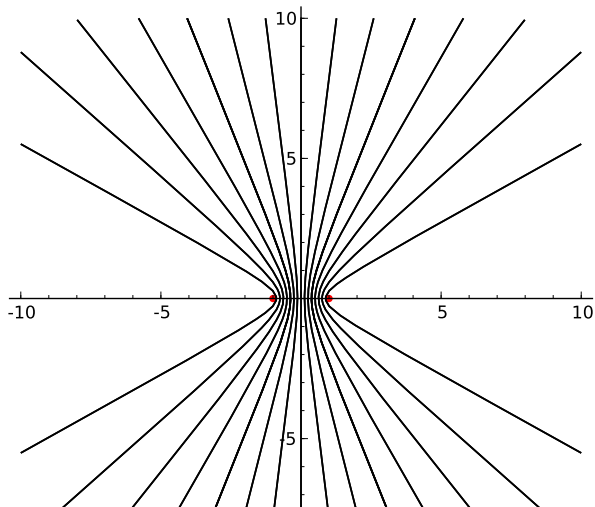
- 2 sources **ponctuelles**
- Cohérentes et **en phase**
- Appelons les  $S_1$  et  $S_2$

## Forme des franges

- Lieu du point  $M$  tel que la différence de marche  $\delta$  soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange,  $|S_1M - S_2M|$  est une constante

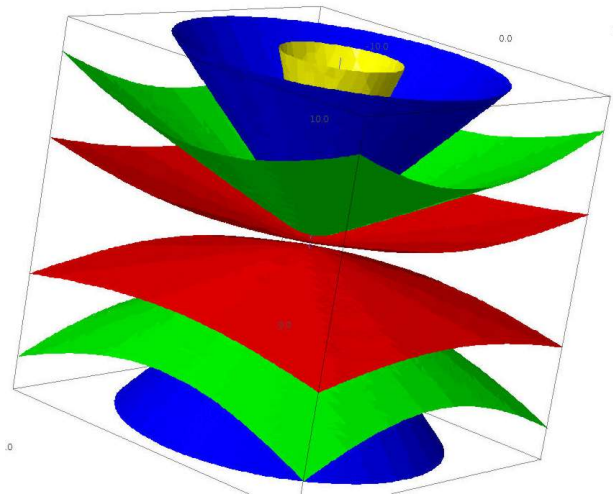
## Dans un plan, des hyperboles

$$\delta = |S_1M - S_2M| \text{ multiple de } \Lambda$$

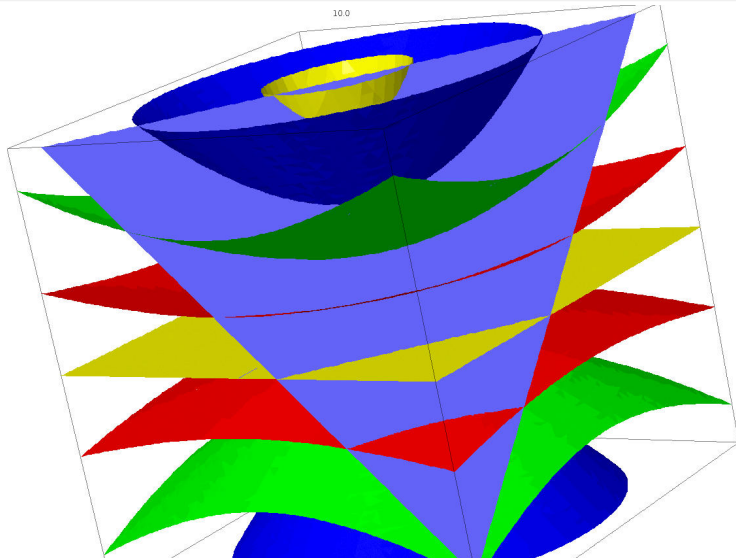


# Dans l'espace, des hyperboloïdes de révolution

Axe de révolution : l'axe des source



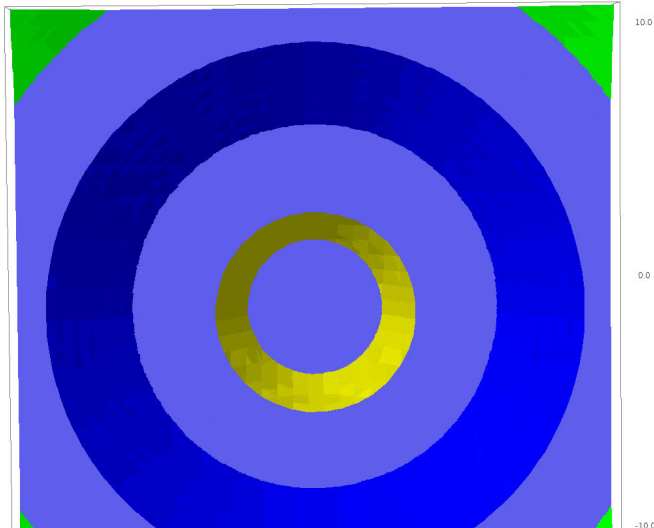
## Intersection avec l'écran



# Intersection avec l'écran

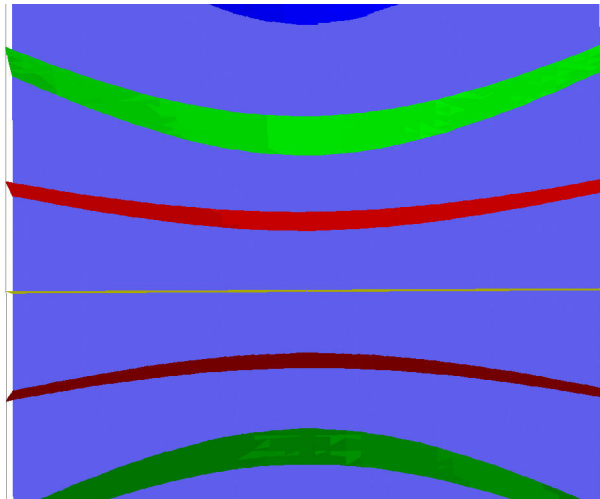
Écran perpendiculaire à l'axe des sources

Franges circulaires



# Intersection avec l'écran

Écran parallèle à l'axe des sources



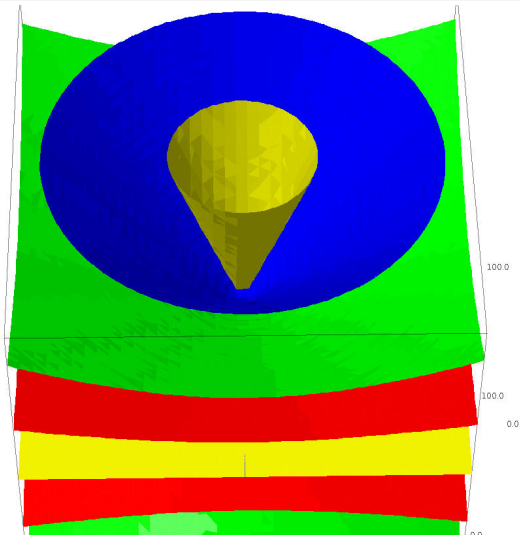
Interférences tridimensionnelles  
Division de front d'onde  
Division d'amplitude

Des hyperboloïdes de révolution  
Écran parallèle à l'axe des sources  
Écran perpendiculaire à l'axe des sources  
Des miroirs et des sources secondaires

# Approximation des grandes distances

## Hyperboloïdes de révolution vus de loin

Des cônes





## IV Interférences entre deux ondes sphériques

### 10 Interférences tridimensionnelles

- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

### 11 Division de front d'onde

- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

### 12 Division d'amplitude

- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

# L'expérience d'Young

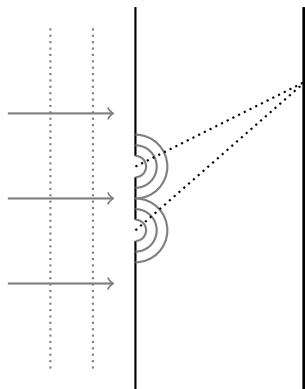
Les franges sont-elles rectilignes ?

## Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

## Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



# L'expérience d'Young

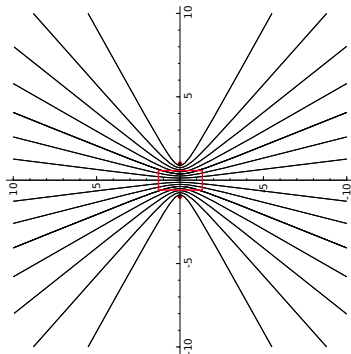
Les franges sont-elles rectilignes ?

## Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

## Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



# L'expérience d'Young

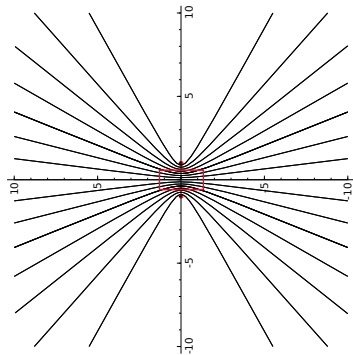
Les franges sont-elles rectilignes ?

## Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

## Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



## Interfrange déjà calculé

$$i = \Lambda \frac{D}{a}$$

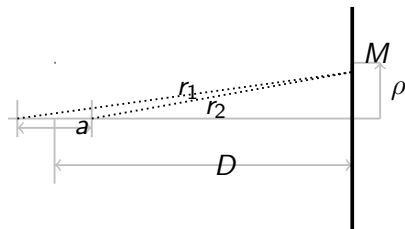
## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air

## Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

### Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D - a)^2 + \rho^2}$



### Approximation des grandes distances

$(\rho, a) \ll D$

$$\bullet r_1 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} - \frac{a\rho^2}{4D^2} + \frac{1}{2}a$$

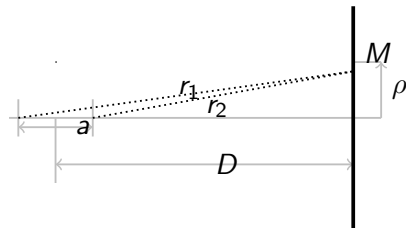
$$\bullet r_2 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} + \frac{a\rho^2}{4D^2} - \frac{1}{2}a$$

$$\bullet \delta = r_2 - r_1 \approx \frac{a\rho^2}{2D^2} - a$$

## Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

### Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D - a)^2 + \rho^2}$



### Approximation des grandes distances

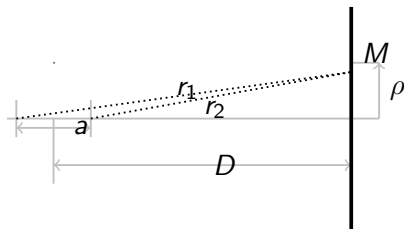
$(\rho, a) \ll D$

- Rappel :  $\sqrt{\epsilon + 1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$
- Rappel :  $(\epsilon + 1)^n \approx \epsilon n + 1$

## Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

### Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4} (2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4} (2D - a)^2 + \rho^2}$



### Approximation des grandes distances

$(\rho, a) \ll D$

- $r_1 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} - \frac{a\rho^2}{4D^2} + \frac{1}{2} a$
- $r_2 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} + \frac{a\rho^2}{4D^2} - \frac{1}{2} a$
- $\delta = r_2 - r_1 \approx \frac{a\rho^2}{2D^2} - a$



## Franges d'interférence circulaires

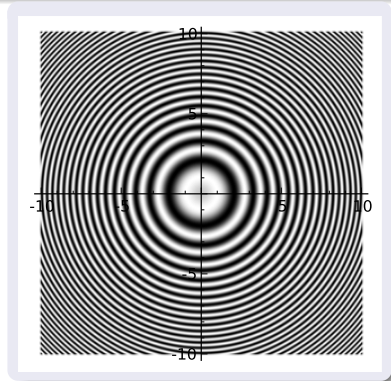
Expression

$$I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k\delta)$$

$$I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a\rho^2}{2D^2} - a\right)\right)$$

Franges brillantes

- $\frac{1}{\lambda} \left(\frac{a\rho^2}{2D^2} - a\right) \in \mathbb{Z}$
- $\frac{a\rho^2}{2D^2} - a = \Lambda N$
- $\rho = \sqrt{\frac{\Lambda N}{a} + 1} \sqrt{2} D$



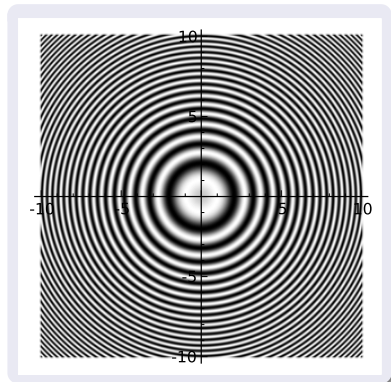
# Calcul de l'interfrange

## Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2D^2\lambda} - \frac{a}{\lambda}$
- Non Linéaire en  $\rho$
- Interfrange variable

## Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial \rho}{\partial \nu}$  : augmentation de l'ordre par unité de  $\nu$
- $\frac{\partial \rho}{\partial \nu} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial \nu}\right)^{-1}$  : augmentation de  $\nu$  par unité d'ordre



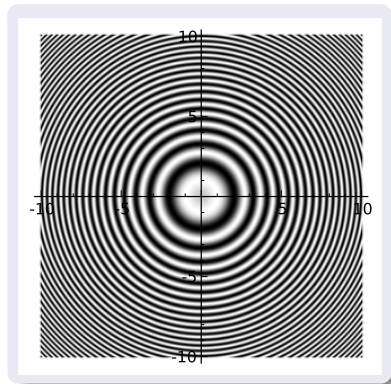
## Calcul de l'interfrange

### Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2D^2\lambda} - \frac{a}{\lambda}$
- Non Linéaire en  $\rho$
- Interfrange variable

### Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$  : augmentation de l'ordre par unité de  $\rho$
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$   
augmentation de  $\rho$  par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\lambda}{a\rho}$



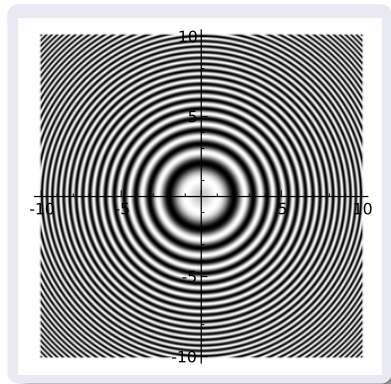
## Calcul de l'interfrange

### Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2D^2\lambda} - \frac{a}{\lambda}$
- Non Linéaire en  $\rho$
- Interfrange variable

### Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$  : augmentation de l'ordre par unité de  $\rho$
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$   
augmentation de  $\rho$  par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\lambda}{a\rho}$



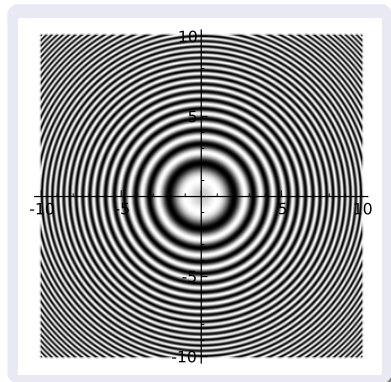
## Calcul de l'interfrange

### Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2D^2\lambda} - \frac{a}{\lambda}$
- Non Linéaire en  $\rho$
- Interfrange variable

### Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$  : augmentation de l'ordre par unité de  $\rho$
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$   
augmentation de  $\rho$  par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\lambda}{a\rho}$



## IV Interférences entre deux ondes sphériques

### 10 Interférences tridimensionnelles

- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

### 11 Division de front d'onde

- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

### 12 Division d'amplitude

- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

## Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

### La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

### La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

### Sources secondaires

- Des sources secondaires **virtuelles** sont créées
- Elles participent aux interférences

## Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

### La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

### La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

### Sources secondaires

- Des sources secondaires **virtuelles** sont créées
- Elles participent aux interférences



## Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

### La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

### La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

### Sources secondaires

- Des sources secondaires **virtuelles** sont créées
- Elles participent aux interférences

# Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

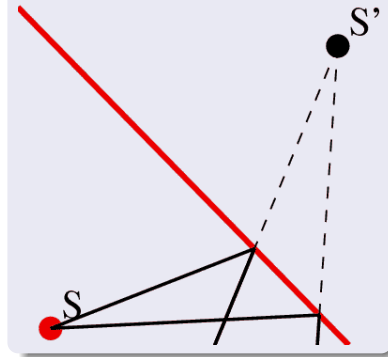
## Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source **secondaire virtuelle**

## Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

## Miroir et source secondaire



# Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

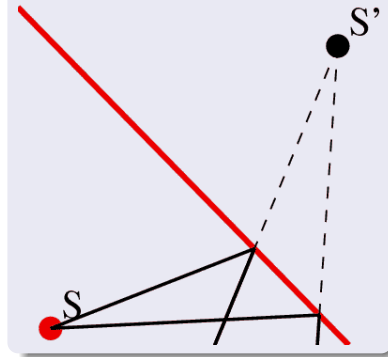
## Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source **secondaire virtuelle**

## Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

## Miroir et source secondaire



# Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

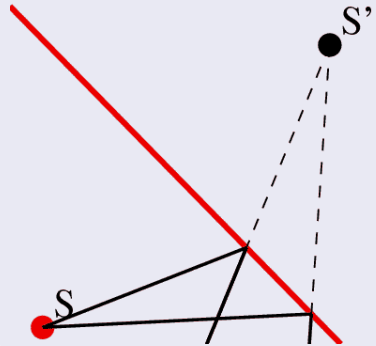
## Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source **secondaire virtuelle**

## Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

## Miroir et source secondaire



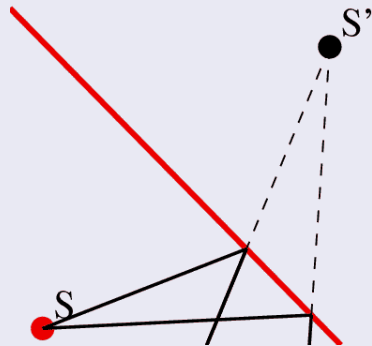
## Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

### A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de  $\pi$
- Trajet virtuel supplémentaire de  $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- Mais pas toujours

### Miroir et source secondaire



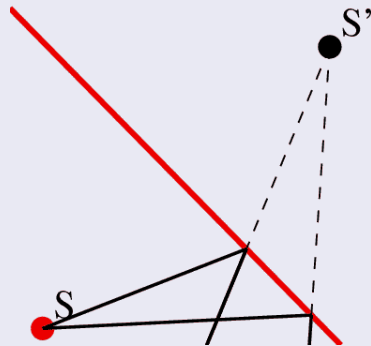
## Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

### A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de  $\pi$
- Trajet virtuel supplémentaire de  $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- Mais pas toujours

### Miroir et source secondaire



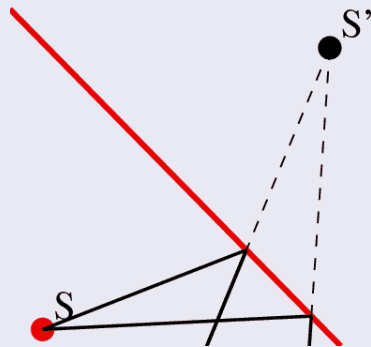
## Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

### A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de  $\pi$
- Trajet virtuel supplémentaire de  $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- Mais pas toujours

### Miroir et source secondaire



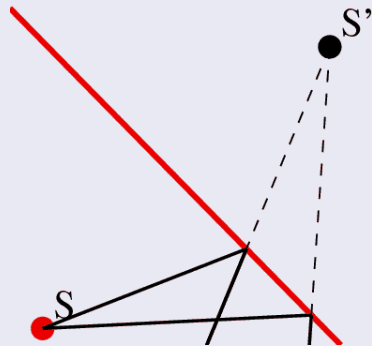
## Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

### A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de  $\pi$
- Trajet virtuel supplémentaire de  $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- **Mais pas toujours**

### Miroir et source secondaire





# Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

## Nous savons déterminer...

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **parallèle** à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **perpendiculaire** à l'axe des sources
- la position des **sources secondaires**

# Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

## Nous savons déterminer...

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **parallèle** à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **perpendiculaire** à l'axe des sources
- la position des **sources secondaires**

# Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

## Nous savons déterminer...

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **parallèle** à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **perpendiculaire** à l'axe des sources
- la position des **sources secondaires**

# Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

## Nous savons déterminer...

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **parallèle** à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange... sur un écran **perpendiculaire** à l'axe des sources
- la position des **sources secondaires**

# Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à...

- Déterminer la **position des 2 sources** qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Dédurre de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange...

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

# Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à . . .

- Déterminer la **position des 2 sources** qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Dédurre de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange. . .

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

# Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à...

- Déterminer la **position des 2 sources** qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange...

UNE LIGNE DE CALCUL

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

# Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à...

- Déterminer la **position des 2 sources** qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- **Déduire de tout cela**
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange...
  - UNE LIGNE DE CALCUL

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?



# Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à . . .

- Déterminer la **position des 2 sources** qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange. . .
  - **UNE LIGNE DE CALCUL**

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air

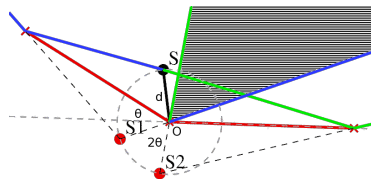
# Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

## Sources secondaires

- $S_1$  et  $S_2$
- Symétriques de  $S$
- Par rapport aux miroirs

## Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$  : angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$  : angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



## Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

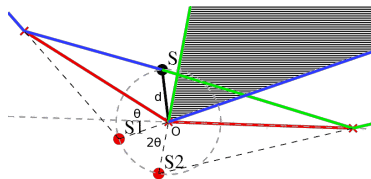
# Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

## Sources secondaires

- $S_1$  et  $S_2$
- Symétriques de  $S$
- Par rapport aux miroirs

## Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$  : angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$  : angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



## Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

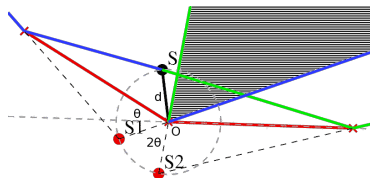
# Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

## Sources secondaires

- $S_1$  et  $S_2$
- Symétriques de  $S$
- Par rapport aux miroirs

## Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$  : angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$  : angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



## Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

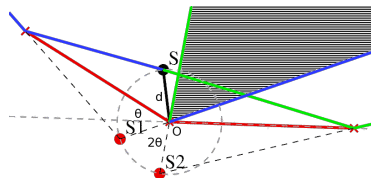
# Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

## Sources secondaires

- $S_1$  et  $S_2$
- Symétriques de  $S$
- Par rapport aux miroirs

## Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$  : angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$  : angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



## Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

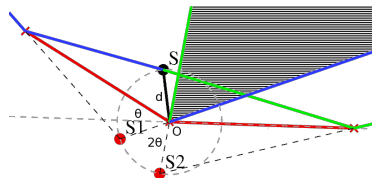
## Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

### Sources secondaires

- $S_1$  et  $S_2$
- Symétriques de  $S$
- Par rapport aux miroirs

### Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$  : angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$  : angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



### Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

### Il ne reste plus qu'à placer un écran

- Dans le champs d'interférence
- Parallèle à l'axe des sources

## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air



# Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

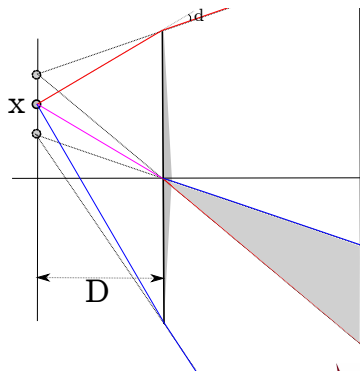
Détermination de la position des sources secondaires

## Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

## Ordonnées

- Angle  $\pm d$



# Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

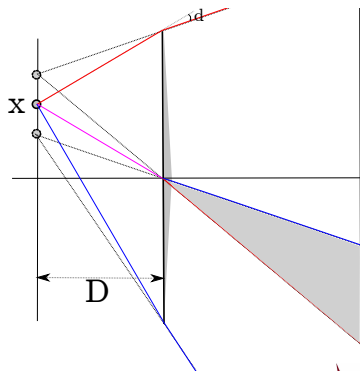
Détermination de la position des sources secondaires

## Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- **Grandes distances**
- Abscisses identiques

## Ordonnées

- Angle  $\pm d$
- Ordonnée  $\pm d \times D$



# Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

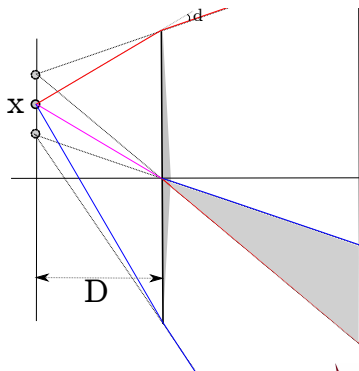
Détermination de la position des sources secondaires

## Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

## Ordonnées

- Angle  $\pm d$
- Ordonnée  $\pm d \times D$



# Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

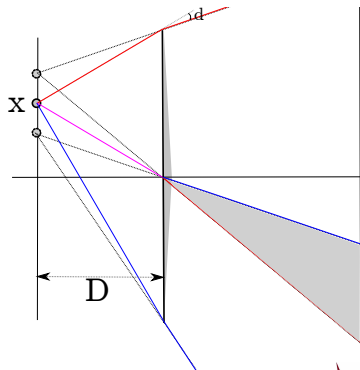
Détermination de la position des sources secondaires

## Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

## Ordonnées

- Angle  $\pm d$
- Ordonnée  $\pm d \times D$

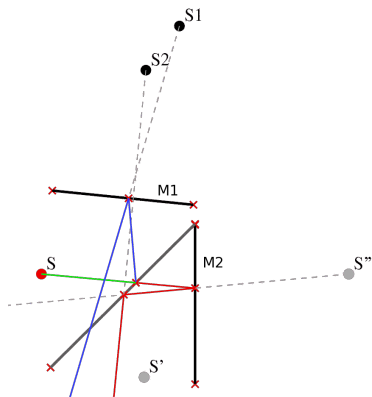


## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air

# Principe de l'interféromètre de Michelson

## Division d'amplitude et double réflexion



# Principe de l'interféromètre de Michelson

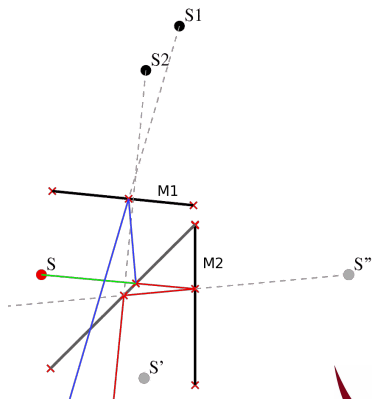
Division d'amplitude et double réflexion

## Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- **Source secondaire**  
 $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur  $M_1$
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

## Transmission par la lame

- Réflexion sur  $M_2$
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2}(S')$
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S_2)$



# Principe de l'interféromètre de Michelson

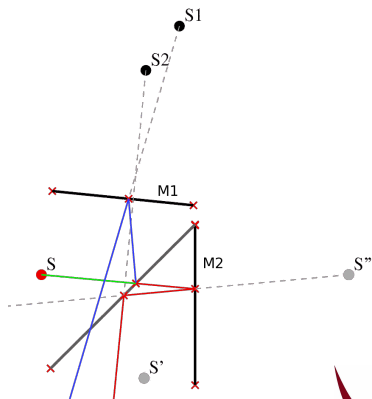
Division d'amplitude et double réflexion

## Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur  $M_1$
- **Source secondaire**  
 $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

## Transmission par la lame

- Réflexion sur  $M_2$
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$





# Principe de l'interféromètre de Michelson

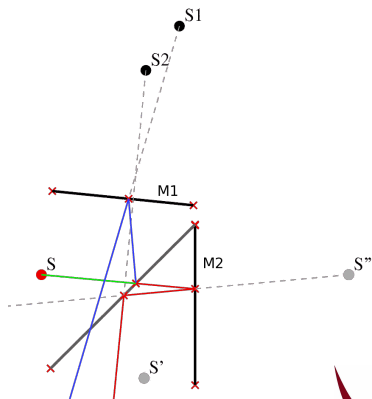
Division d'amplitude et double réflexion

## Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur  $M_1$
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

## Transmission par la lame

- Réflexion sur  $M_2$
- **Source secondaire**  
 $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



# Principe de l'interféromètre de Michelson

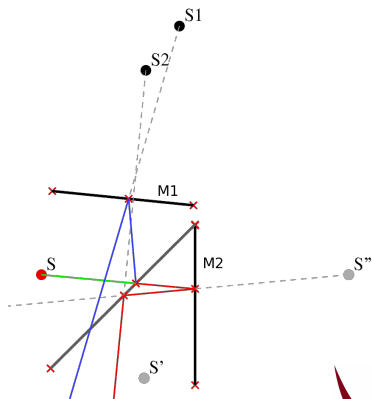
Division d'amplitude et double réflexion

## Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur  $M_1$
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

## Transmission par la lame

- Réflexion sur  $M_2$
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- **Source secondaire**  
 $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air

# Michelson : réglage en lame d'air

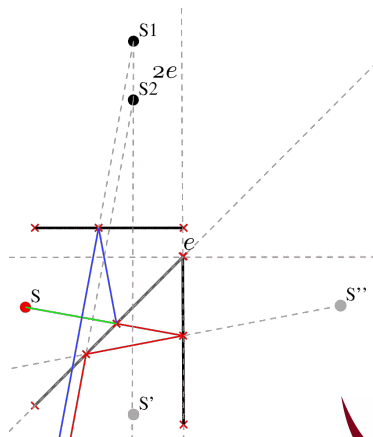
Les miroirs sont orthogonaux

## Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

## Quand $e \neq 0$

- $S_1$  et  $S_2$  s'écartent de  $2e$
- Avec un écran  $\perp (S_1S_2)$
- Franges circulaires



# Michelson : réglage en lame d'air

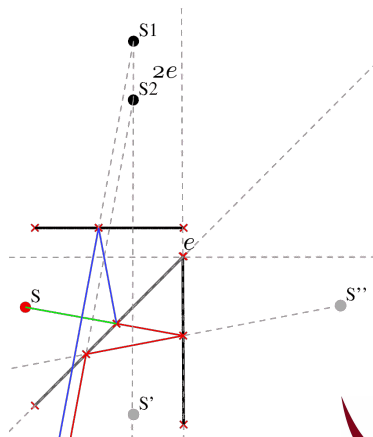
Les miroirs sont orthogonaux

## Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

## Quand $e \neq 0$

- $S_1$  et  $S_2$  s'écartent de  $2e$
- Avec un écran  $\perp (S_1S_2)$
- Franges circulaires



# Michelson : réglage en lame d'air

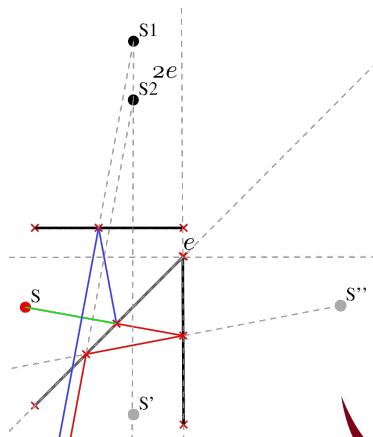
Les miroirs sont orthogonaux

## Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

## Quand $e \neq 0$

- $S_1$  et  $S_2$  s'écartent de  $2e$
- Avec un écran  $\perp (S_1 S_2)$
- Franges circulaires



# Michelson : réglage en lame d'air

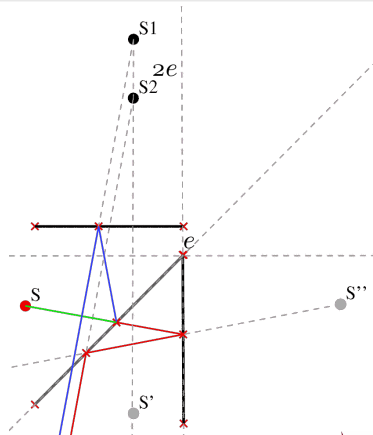
Les miroirs sont orthogonaux

## Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

## Quand $e \neq 0$

- $S_1$  et  $S_2$  s'écartent de  $2e$
- Avec un écran  $\perp (S_1S_2)$
- Franges circulaires



## Calcul des autres distances

Quelques réflexions sur la symétrie... à vous de jouer

## IV Interférences entre deux ondes sphériques

- 10 Interférences tridimensionnelles
  - Des hyperboloïdes de révolution
  - Écran parallèle à l'axe des sources
  - Écran perpendiculaire à l'axe des sources
  - Des miroirs et des sources secondaires
  
- 11 Division de front d'onde
  - Miroirs de Fresnel
  - Bi-prisme de Fresnel
  
- 12 Division d'amplitude
  - Interféromètre de Michelson
  - Montage en lame d'air
  - Montage en coin d'air

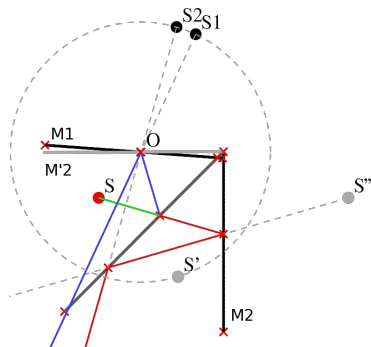


## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M'_2}(S')$

Tous en cercle



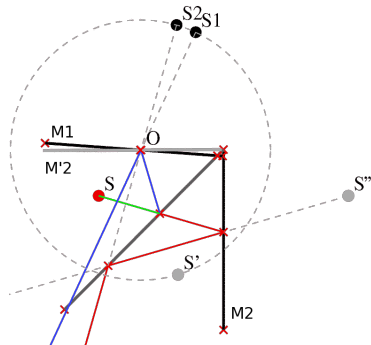
## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = S_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = S_{M_1}(S')$
- $S_2 = S_{M'_2}(S')$

### Tous en cercle

- Cercle  $C$ 
  - Centre  $O$
  - Contenant  $S'$



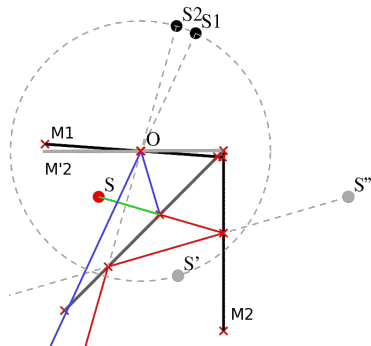
## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M'_2}(S')$

### Tous en cercle

- Cercle  $\mathcal{C}$ 
  - Centre  $O$
  - Contenant  $S'$
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



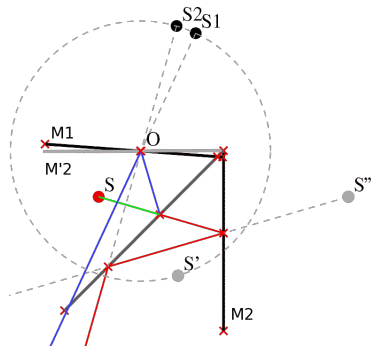
## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M'_2}(S')$

### Tous en cercle

- Cercle  $\mathcal{C}$ 
  - Centre  $O$
  - Contenant  $S'$
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



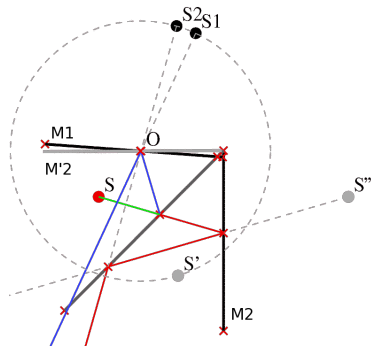
## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M'_2}(S')$

### Tous en cercle

- Cercle  $\mathcal{C}$ 
  - Centre  $O$
  - Contenant  $S'$
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



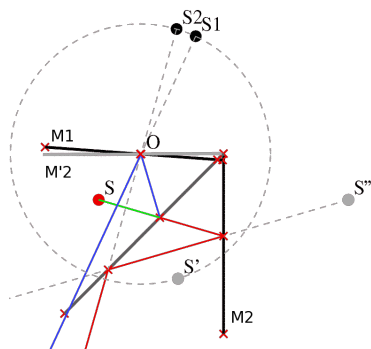
## Michelson : réglage en coin d'air

### Un miroir virtuel

- $M'_2 = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si  $M'_2$  était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M'_2}(S')$

### Tous en cercle

- Cercle  $\mathcal{C}$ 
  - Centre  $O$
  - Contenant  $S'$
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



### Espacement des sources

$$S_1 S_2 \approx \widehat{S_1 S_2} = OS' \times 2\widehat{M_1 M'_2}$$

## Partie V

# Sources étendues et polychromatiques

# V Sources étendues et polychromatiques

## 13 Interférences avec une source étendue

- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

## 14 Source polychromatique

- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche



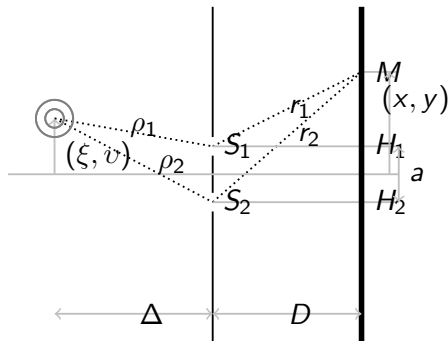
## V Sources étendues et polychromatiques

- 13 Interférences avec une source étendue
  - Expérience des Fentes d'Young
  - Source étendue dans l'expérience d'Young
  - Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini
  
- 14 Source polychromatique
  - Un double spectral dans l'expérience d'Young
  - Interférences en lumière blanche

## Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

### Différence de marche

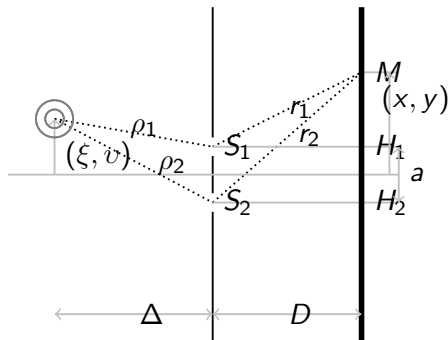
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a - 2\xi)^2 + \Delta^2 + v^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a + 2\xi)^2 + \Delta^2 + v^2}$



## Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

### Différence de marche

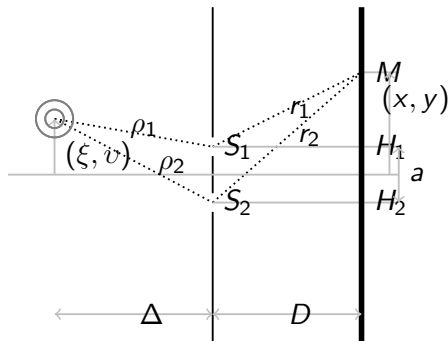
- $r_1 \approx D + \frac{a^2 - 4ax + 4x^2 + 4y^2}{8D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2 + 4ax + 4x^2 + 4y^2}{8D}$
- $\rho_1 \approx \Delta + \frac{a^2 - 4a\xi + 4v^2 + 4\xi^2}{8\Delta}$
- $\rho_2 \approx \Delta + \frac{a^2 + 4a\xi + 4v^2 + 4\xi^2}{8\Delta}$
- $\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$



# Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

## Différence de marche

- $r_1 \approx D + \frac{a^2 - 4ax + 4x^2 + 4y^2}{8D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2 + 4ax + 4x^2 + 4y^2}{8D}$
- $\rho_1 \approx \Delta + \frac{a^2 - 4a\xi + 4v^2 + 4\xi^2}{8\Delta}$
- $\rho_2 \approx \Delta + \frac{a^2 + 4a\xi + 4v^2 + 4\xi^2}{8\Delta}$
- $\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$



# Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

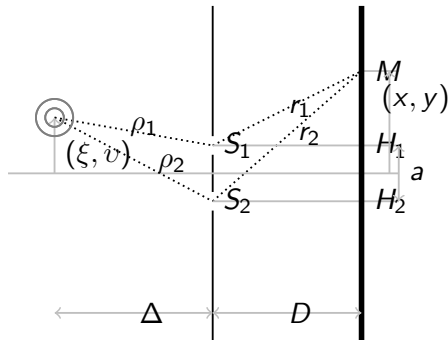
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$y$  et  $v$  n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$  :  
franges identiques
- Déplacement des trous  
dans la même direction :  
franges identiques



# Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

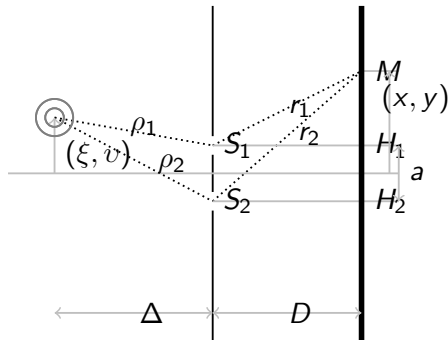
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$y$  et  $v$  n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$  :  
**franges identiques**
- Déplacement des trous  
dans la même direction :  
**franges identiques**



## Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

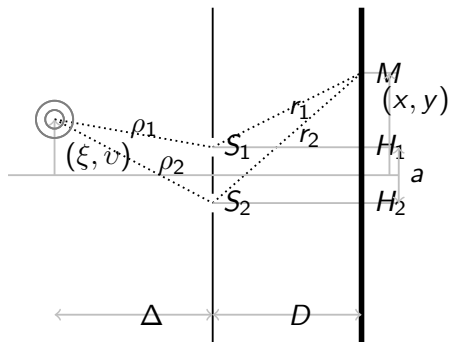
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

### Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$y$  et  $v$  n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$  :  
**franges identiques**
- Déplacement des trous  
dans la même direction :  
**franges identiques**



Remplaçons les trous par des fentes dans la même direction

- Une fente, c'est une infinité de trous juxtaposés
- **franges identiques**, seulement plus lumineuses

## V Sources étendues et polychromatiques

- 13 Interférences avec une source étendue
  - Expérience des Fentes d'Young
  - Source étendue dans l'expérience d'Young
  - Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini
  
- 14 Source polychromatique
  - Un double spectral dans l'expérience d'Young
  - Interférences en lumière blanche



# Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

## Pourquoi une source étendue

- Les sources ponctuelles n'existent pas
- Les sources étendues sont plus lumineuses

## Modélisation d'une source étendue incohérente

≠ LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

## Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se **somment en intensité**

# Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

## Pourquoi une source étendue

- Les sources ponctuelles n'existent pas
- Les sources étendues sont plus lumineuses

## Modélisation d'une source étendue incohérente

≠LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

## Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se **somment en intensité**

# Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

## Pourquoi une source étendue

- Les sources ponctuelles n'existent pas
- Les sources étendues sont plus lumineuses

## Modélisation d'une source étendue incohérente

≠LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

## Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se **somment en intensité**

# Fine source étendue parallèle aux Fentes d'Young

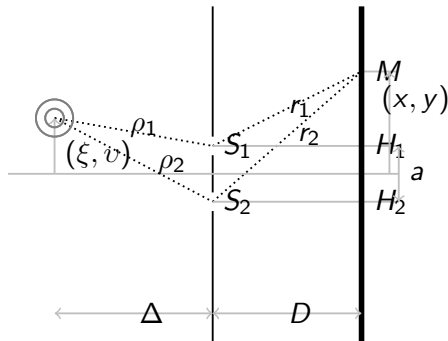
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

Dans la direction de  $v$

- Somme de franges identiques  $\forall v$
- Franges inchangées
- Plus lumineuses



# Fine source étendue parallèle aux Fentes d'Young

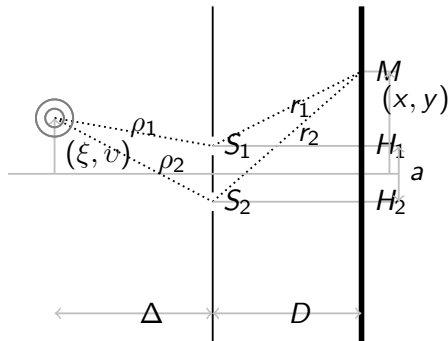
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

## Dans la direction de $v$

- Somme de franges identiques  $\forall v$
- **Franges inchangées**
- Plus lumineuses

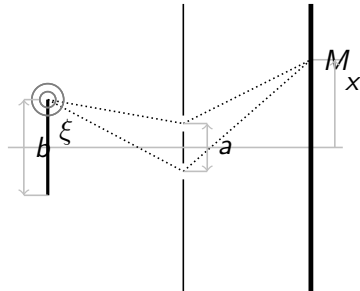


# Source étendue sur un rectangle perpendiculaire à l'axe

La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Interférence source ponctuelle

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$
$$2\mathcal{I} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right)$$



## Sommation continue

## Une intégrale

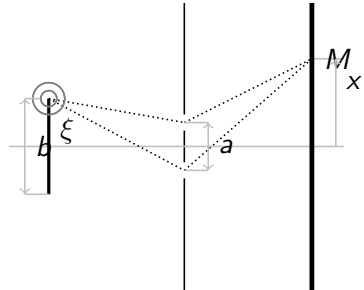
$$\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2 \frac{\mathcal{I}}{b} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right) d\xi$$

# Source étendue sur un rectangle perpendiculaire à l'axe

La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

## Interférence source ponctuelle

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$
$$2\mathcal{I} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right)$$



## Sommation continue

## Une intégrale

$$\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2 \frac{\mathcal{I}}{b} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right) d\xi$$

# Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

## Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2 \frac{\mathcal{I}}{b} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right) d\xi$
- $2\mathcal{I} \left( 1 + 2 \frac{\Delta}{abk} \sin \left( \frac{abk}{2\Delta} \right) \cos \left( k \frac{ax}{D} \right) \right)$



# Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

## Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2 \frac{\mathcal{I}}{b} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right) d\xi$
- $2\mathcal{I} \left( 1 + \text{sinc} \left( \pi \frac{ab}{\lambda\Delta} \right) \cos \left( 2\pi \frac{ax}{\lambda D} \right) \right)$

# Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

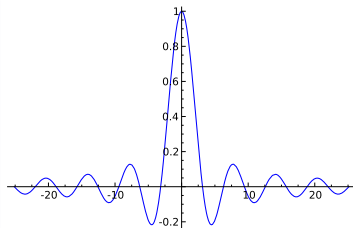
## Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2 \frac{\mathcal{I}}{b} \left( 1 + \cos \left( k \left( \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta} \right) \right) \right) d\xi$
- $2\mathcal{I} \left( 1 + \text{sinc} \left( \pi \frac{ab}{\Lambda\Delta} \right) \cos \left( 2\pi \frac{ax}{\Lambda D} \right) \right)$

## Visibilité des franges

- Modulation par  $\text{sinc} \left( \pi \frac{ab}{\Lambda\Delta} \right)$
- $\frac{ab}{\Lambda\Delta}$  pas trop grand

sinc de  $-8\pi$  à  $8\pi$



## V Sources étendues et polychromatiques

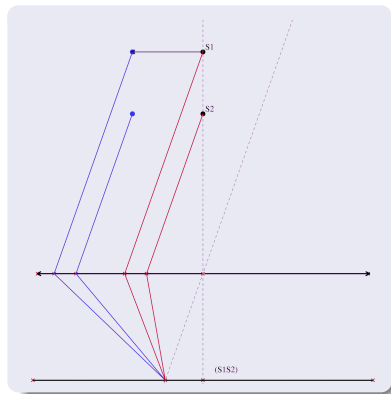
- 13 Interférences avec une source étendue
  - Expérience des Fentes d'Young
  - Source étendue dans l'expérience d'Young
  - Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini
  
- 14 Source polychromatique
  - Un double spectral dans l'expérience d'Young
  - Interférences en lumière blanche

# Interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

Division d'amplitude : une source étendue pour améliorer le contraste des franges

## Écran $\perp (S_1S_2)$

- Translation  $\parallel$  Écran
- Angles inchangés
- Franges superposées
- Contraste amélioré

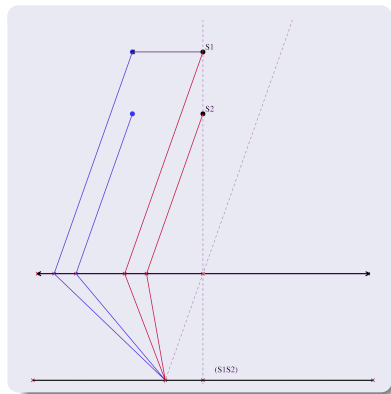


# Interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

Division d'amplitude : une source étendue pour améliorer le contraste des franges

Écran  $\perp (S_1S_2)$

- Translation  $\parallel$  Écran
- Angles inchangés
- Franges superposées
- **Contraste amélioré**



# V Sources étendues et polychromatiques

- 13 Interférences avec une source étendue
  - Expérience des Fentes d'Young
  - Source étendue dans l'expérience d'Young
  - Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini
  
- 14 Source polychromatique
  - Un double spectral dans l'expérience d'Young
  - Interférences en lumière blanche

# Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

## Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos((\omega_2 - \omega_1)t + k\delta + \tilde{\varphi}(t))$
- Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont incohérentes entre elles

► Revoir

# Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

## Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos((\omega_2 - \omega_1)t + k\delta + \tilde{\varphi}(t))$
- **Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent**
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont incohérentes entre elles

▶ Revoir



# Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

## Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2} \cos((\omega_2 - \omega_1)t + k\delta + \tilde{\varphi}(t))$
- Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont **incohérentes** entre elles

▶ Revoir

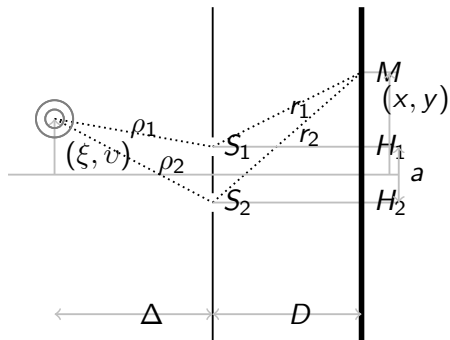
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2I_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2I_2 (1 + \cos(k_2\delta))$



# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

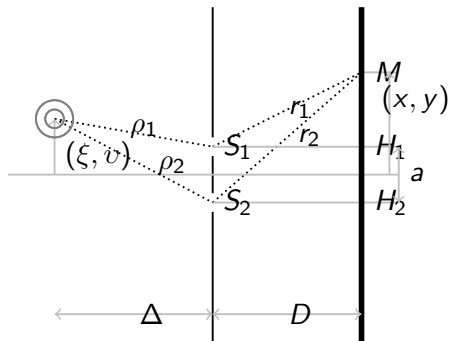
$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2I_1 (1 + \cos(k_1\delta))$

- $\Lambda_2 : 2I_2 (1 + \cos(k_2\delta))$

- Somme



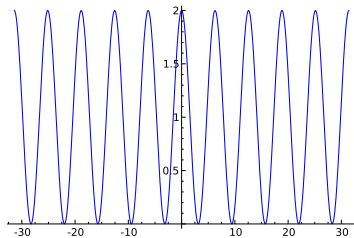
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2I_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2I_2 (1 + \cos(k_2\delta))$
- Somme



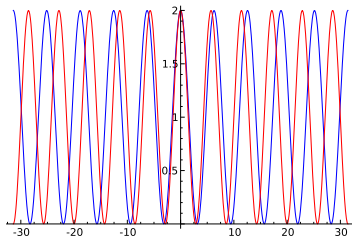
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2\delta))$
- Somme



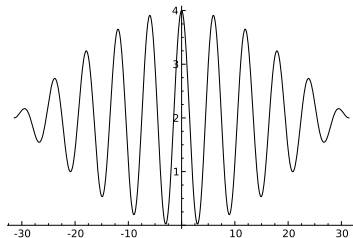
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2I_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2I_2 (1 + \cos(k_2\delta))$
- **Somme**



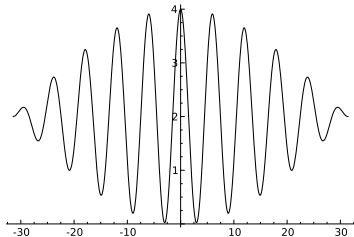
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2\delta))$



Cas où les intensités sont égales

$$\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2$$

- Avec  $\Delta\Lambda = |\Lambda_2 - \Lambda_1|$ ,  $\Lambda = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$ ,  $\Delta\Lambda \ll \Lambda$
- $4\mathcal{I} + 2\mathcal{I} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1}\delta\right) + 2\mathcal{I} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2}\delta\right) \approx$   
 $4\mathcal{I} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right) \cos\left(\pi\delta\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2}\right) \right]$

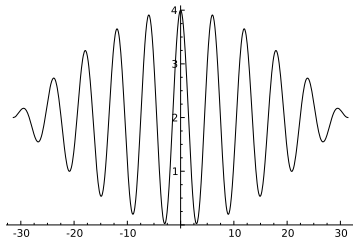
# L'expérience d'Young éclairée par un doublet ( $\Lambda_1, \Lambda_2$ )

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$k$  différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1\delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2\delta))$



Cas où les intensités sont égales

$$\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2$$

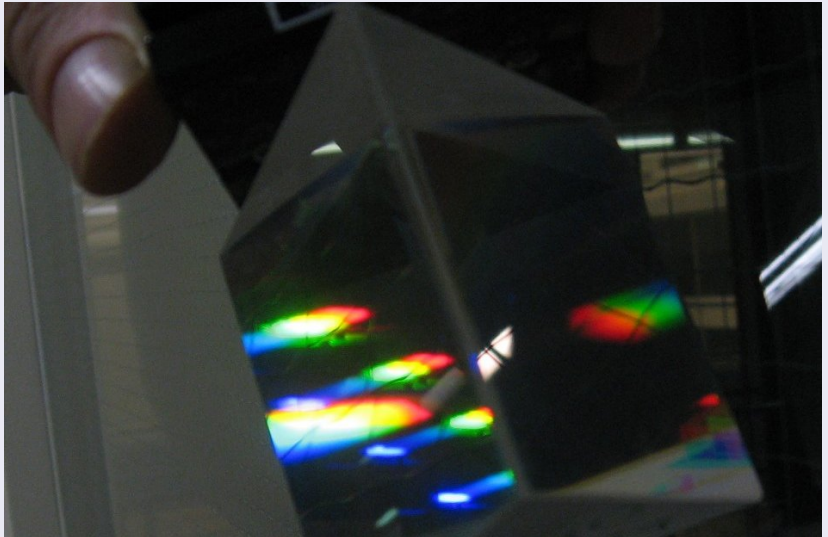
- Avec  $\Delta\Lambda = |\Lambda_2 - \Lambda_1|$ ,  $\Lambda = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$ ,  $\Delta\Lambda \ll \Lambda$
- $4\mathcal{I} + 2\mathcal{I} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1}\delta\right) + 2\mathcal{I} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2}\delta\right) \approx$   
 $4\mathcal{I} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right) \cos\left(\pi\delta\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2}\right) \right]$



# V Sources étendues et polychromatiques

- 13 Interférences avec une source étendue
  - Expérience des Fentes d'Young
  - Source étendue dans l'expérience d'Young
  - Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini
  
- 14 Source polychromatique
  - Un double spectral dans l'expérience d'Young
  - Interférences en lumière blanche

## Interférences en lumière blanche



## Partie VI

# Interférences à ondes multiples à l'infini

## VI Interférences à ondes multiples à l'infini

- 15 Réseaux de fentes fines
  - Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
  - Réseaux finis
  
- 16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
  - Principe du Fabry-Pérot
  - Intensité transmise

## VI Interférences à ondes multiples à l'infini

- 15 Réseaux de fentes fines
  - Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
  - Réseaux finis
  
- 16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
  - Principe du Fabry-Pérot
  - Intensité transmise

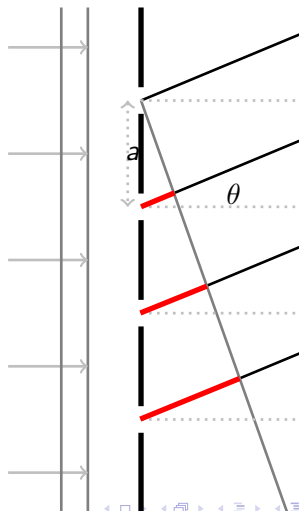
# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane et observé à l'infini

## Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

## Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque



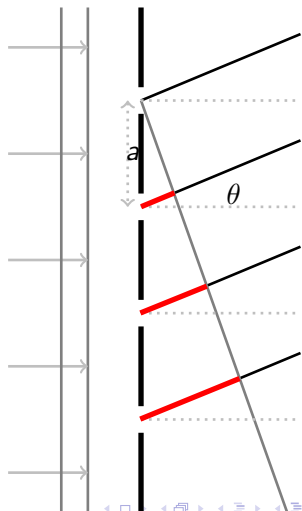
# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane et observé à l'infini

## Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- **Somme infinie**

## Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous :  
 $\delta = a \sin(\theta)$



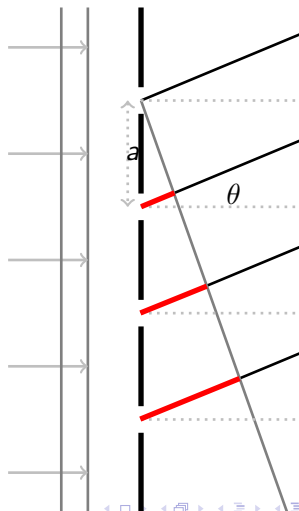
# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane et observé à l'infini

## Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

## Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous :  
 $\delta = a \sin(\theta)$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na \sin(\theta)$





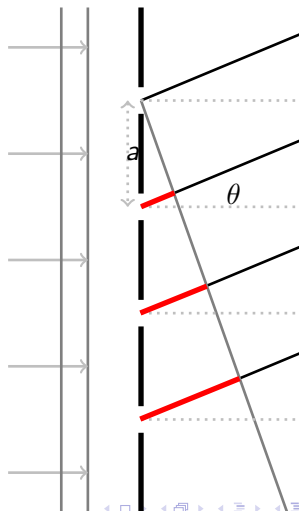
# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane et observé à l'infini

## Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

## Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous :  
 $\delta = a \sin(\theta)$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na \sin(\theta)$



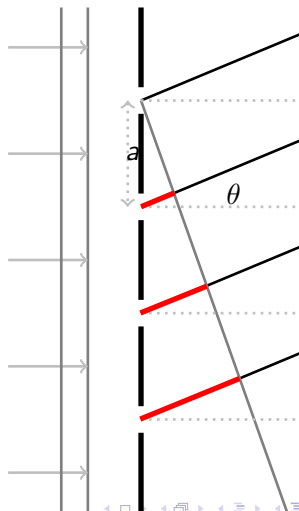
# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane et observé à l'infini

## Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

## Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous :  
 $\delta = a \sin(\theta)$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na \sin(\theta)$



# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

Interférences à l'infini

## Phases

- Faisceau issu du trou  $n$  :

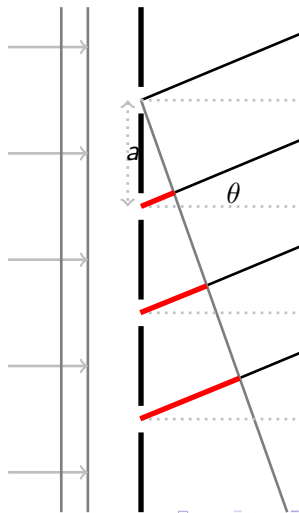
$$\varphi = nka \sin(\theta)$$

- Amplitude complexe :

$$\mathcal{A}e^{i(nka \sin(\theta))}$$

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka \sin(\theta))}$$



# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

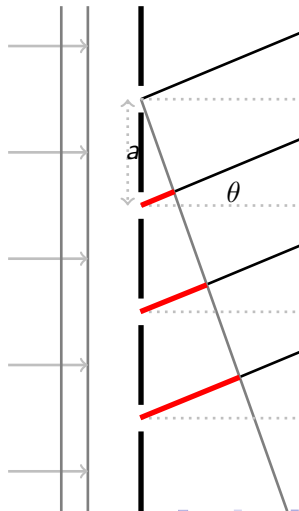
Interférences à l'infini

## Phases

- Faisceau issu du trou  $n$  :  
 $\varphi = nka \sin(\theta)$
- Amplitude complexe :  
 $\mathcal{A}e^{i(nka \sin(\theta))}$

## Amplitude complexe

- $\mathcal{A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka \sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général



# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

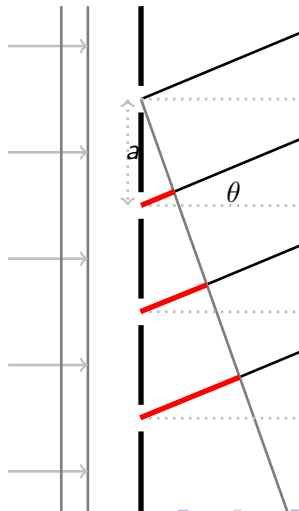
Interférences à l'infini

## Phases

- Faisceau issu du trou  $n$  :  
 $\varphi = nka \sin(\theta)$
- Amplitude complexe :  
 $\mathcal{A}e^{i(nka \sin(\theta))}$

## Amplitude complexe

- $\mathcal{A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka \sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  $ka \sin(\theta) = 0 [2\pi]$



# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

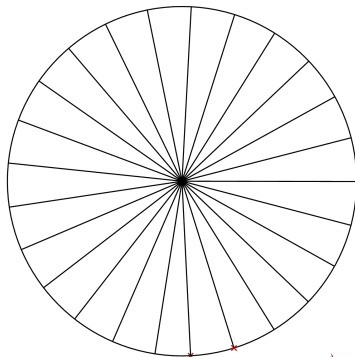
Interférences à l'infini

## Phases

- Faisceau issu du trou  $n$  :  
$$\varphi = nka \sin(\theta)$$
- Amplitude complexe :  
$$\mathcal{A}e^{i(nka \sin(\theta))}$$

## Amplitude complexe

- $$\mathcal{A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka \sin(\theta))}$$
- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  $ka \sin(\theta) = 0 [2\pi]$



# Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

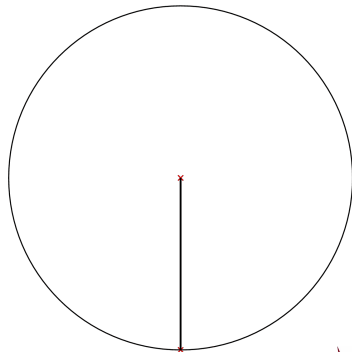
Interférences à l'infini

## Phases

- Faisceau issu du trou  $n$  :  
 $\varphi = nka \sin(\theta)$
- Amplitude complexe :  
 $\mathcal{A}e^{i(nka \sin(\theta))}$

## Amplitude complexe

- $\mathcal{A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka \sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  $ka \sin(\theta) = 0 [2\pi]$

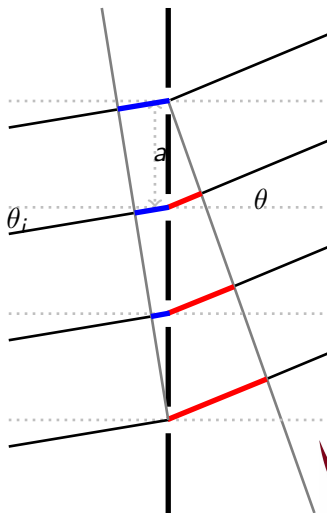


## Onde plane d'incidence quelconque

### Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$

### Interférences





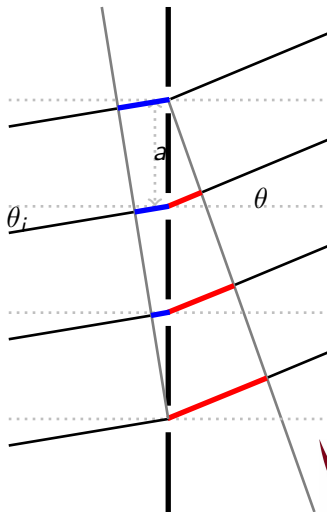
# Onde plane d'incidence quelconque

## Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$

## Interférences

- 0 dans le cas général



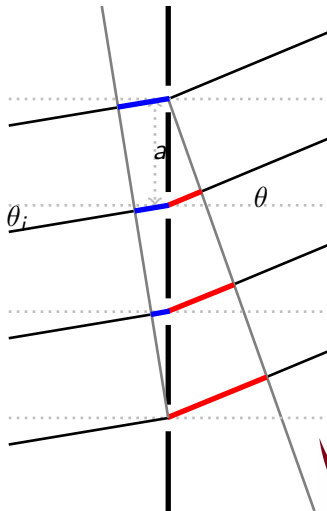
## Onde plane d'incidence quelconque

### Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$

### Interférences

- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  
 $ka (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0 [2\pi]$



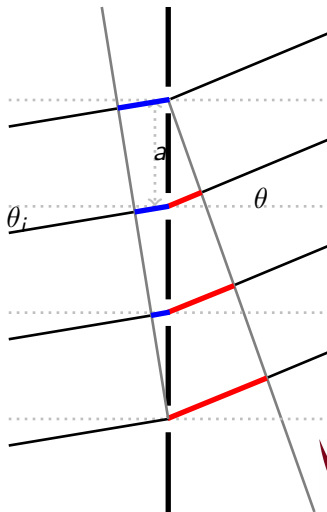
# Onde plane d'incidence quelconque

## Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$

## Interférences

- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  
 $ka (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0 [2\pi]$



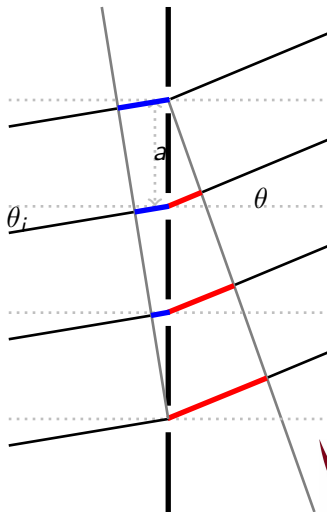
## Onde plane d'incidence quelconque

### Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$

### Interférences

- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  
 $ka (\sin (\theta) - \sin (\theta_i)) = 0 [2\pi]$



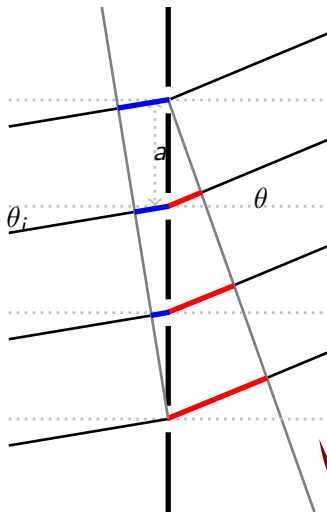
## Onde plane d'incidence quelconque

### Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  
 $\delta = a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$
- $n$  trous en dessous :  
 $\delta = na (\sin (\theta) - \sin (\theta_i))$

### Interférences

- 0 dans le cas général
- $\infty$  si  
 $a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i)) =$   
 $0 [\lambda]$



## Relation fondamentale des réseaux

Angle d'incidence  $\theta_i$       pas  $a$       angle de *diffraction*  $\theta$

$$a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i)) = 0 [\Lambda]$$

### Interprétation

Pour un angle d'incidence  $\theta_i$  et un nombre de fentes suffisamment grand, seules les directions  $\theta$  respectant cette relation porteront de l'intensité lumineuse.

## Relation fondamentale des réseaux

Angle d'incidence  $\theta_i$       pas  $a$       angle de *diffraction*  $\theta$

$$a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i)) = 0 [\Lambda]$$

### Interprétation

Pour un angle d'incidence  $\theta_i$  et un nombre de fentes suffisamment grand, seules les directions  $\theta$  respectant cette relation porteront de l'intensité lumineuse.

## VI Interférences à ondes multiples à l'infini

### 15 Réseaux de fentes fines

- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

### 16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini

- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise



# Réseaux finis à l'infini

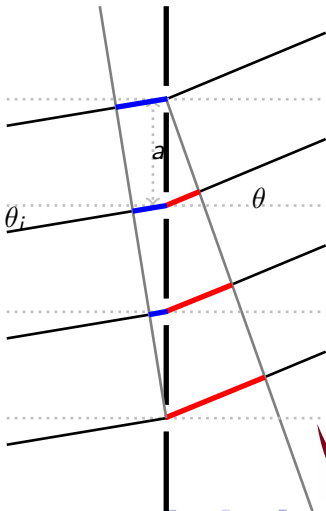
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

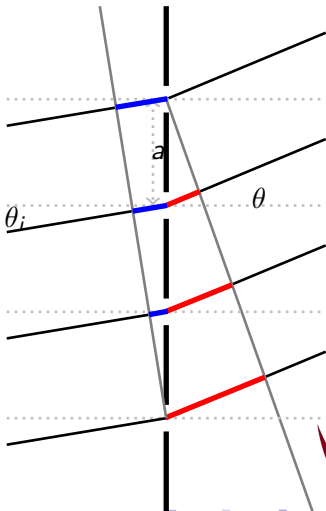
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

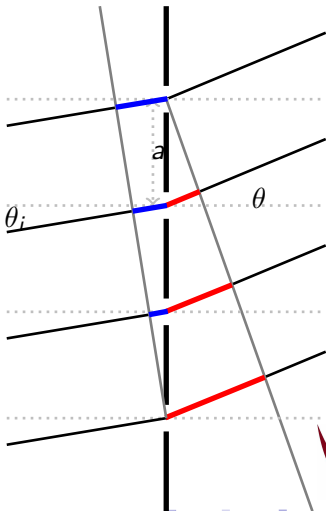
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

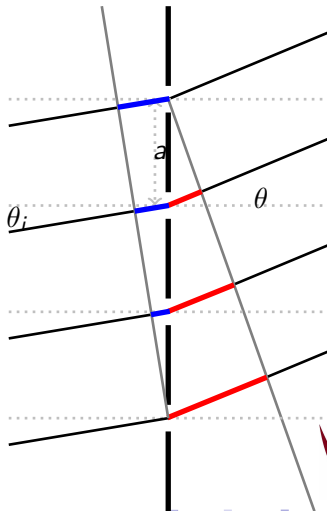
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

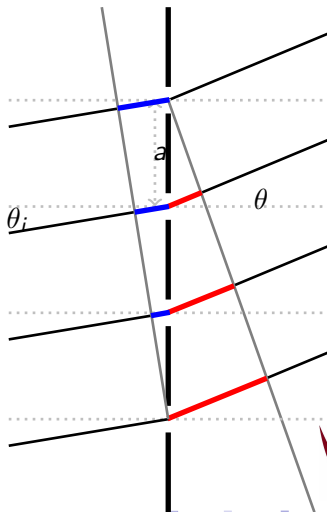
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

Fonction de  $\theta$



# Réseaux finis à l'infini

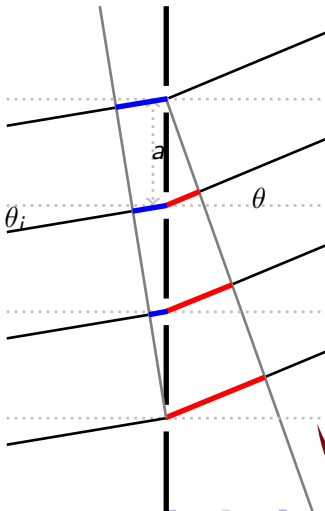
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

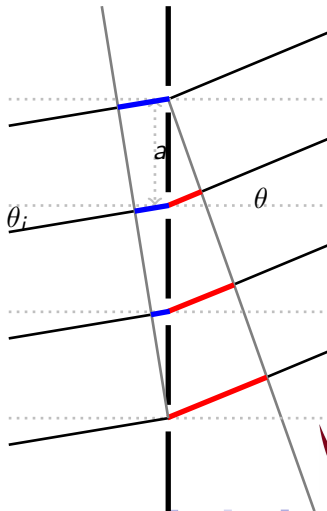
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \sum_{n=0}^{N-1} q^n \quad q = e^{i(\varphi)}$$



# Réseaux finis à l'infini

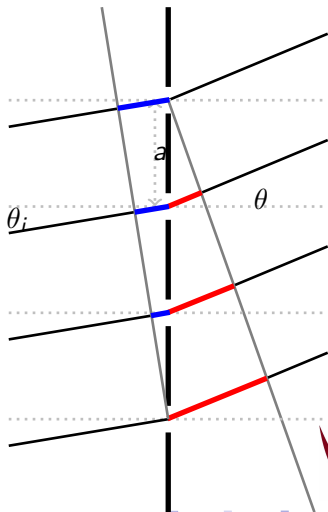
Reprenons le calcul avec  $N$  fentes

## Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous :  $k\delta = ak(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- Posons  $k\delta = \varphi$
- $n$  trous en dessous :  $n\varphi$

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \frac{1 - q^N}{1 - q} \quad q = e^{i(\varphi)}$$





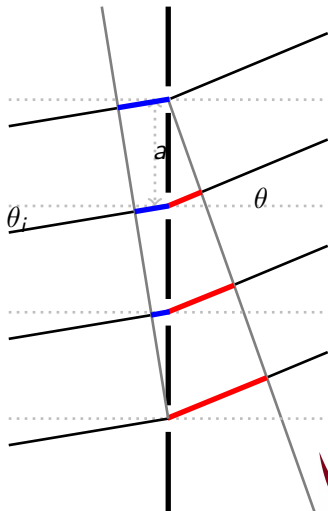
# Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \frac{1 - q^N}{1 - q}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



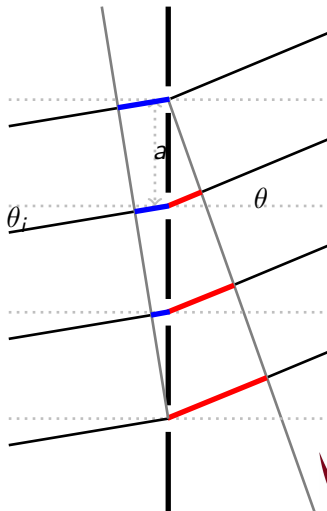
# Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \frac{1 - q^N}{1 - q}$$
$$\mathcal{A} \frac{q^{\frac{N}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \times \frac{q^{-\frac{N}{2}} - q^{\frac{N}{2}}}{q^{-\frac{1}{2}} - q^{\frac{1}{2}}}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



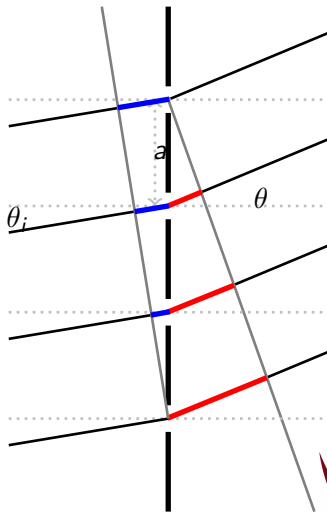
# Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \frac{q^{\frac{N}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \times \frac{q^{-\frac{N}{2}} - q^{\frac{N}{2}}}{q^{-\frac{1}{2}} - q^{\frac{1}{2}}}$$
$$\mathcal{A} \frac{e^{i(\frac{N}{2}\varphi)}}{e^{i(\frac{1}{2}\varphi)}} \times \frac{e^{i(-\frac{N}{2}\varphi)} - e^{i(\frac{N}{2}\varphi)}}{e^{i(-\frac{1}{2}\varphi)} - e^{i(\frac{1}{2}\varphi)}}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



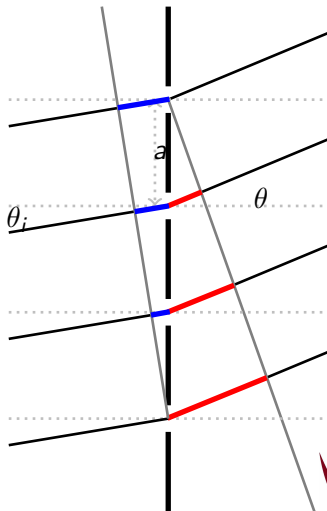
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} \frac{e^{i(\frac{N}{2}\varphi)}}{e^{i(\frac{1}{2}\varphi)}} \times \frac{e^{i(-\frac{N}{2}\varphi)} - e^{i(\frac{N}{2}\varphi)}}{e^{i(-\frac{1}{2}\varphi)} - e^{i(\frac{1}{2}\varphi)}}$$
$$\mathcal{A} e^{i(\frac{N-1}{2}\varphi)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



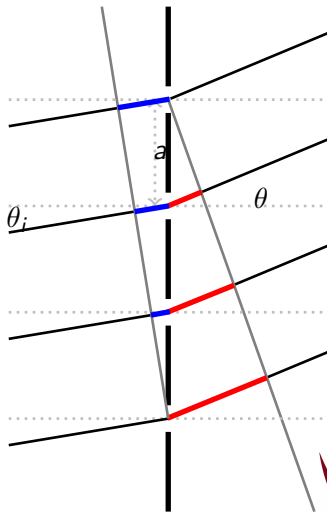
# Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

Multiplions par le **complexe  
conjugué**



# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

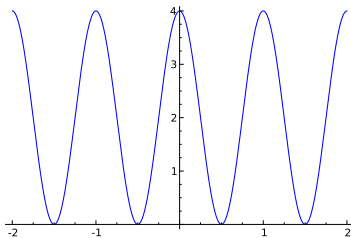
$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

$\mathcal{I}(\rho) / \mathcal{I}$

$N = 2$



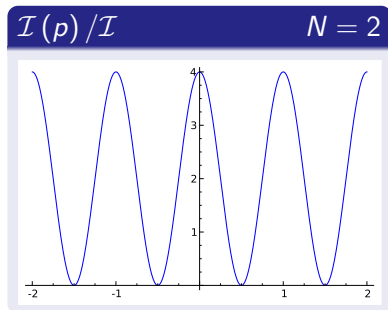
# Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



Expérience d'Young

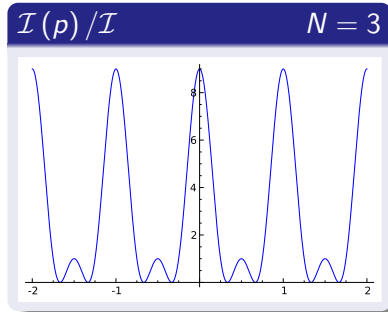
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$





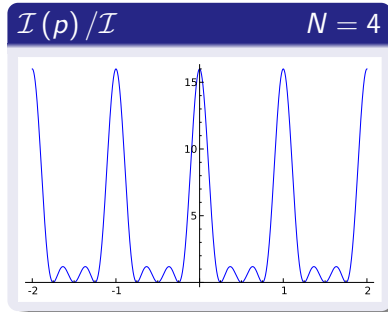
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



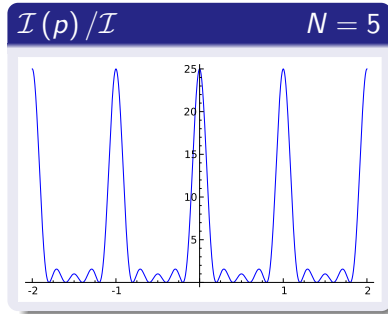
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



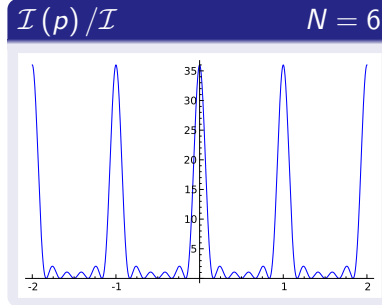
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



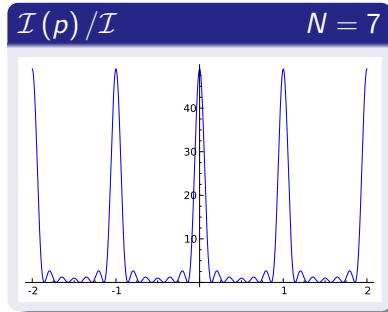
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



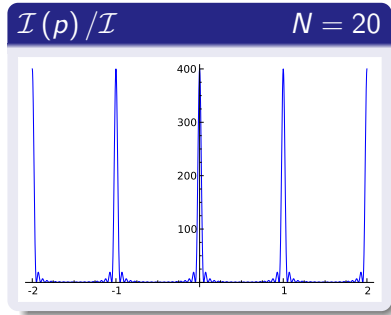
# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

$$\mathcal{A} e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$



# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

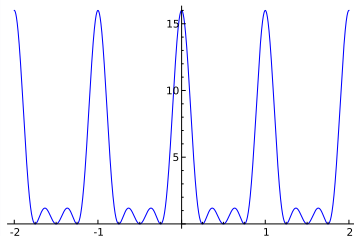
$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$

$N = 4$



- Maxima principaux :

$$p \in \mathbb{Z} \quad \mathcal{I} \propto N^2$$

Comme Young : Relation  
Fondamentale

- Annulation tous les  $1/N$

# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

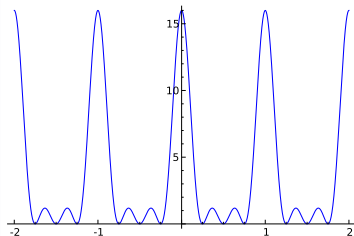
$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$

$N = 4$



- Maxima principaux :

$$p \in \mathbb{Z} \quad \mathcal{I} \propto N^2$$

Comme Young : **Relation  
Fondamentale**

- Annulation tous les  $1/N$

# Intensité diffractée à l'infini

## Amplitude complexe

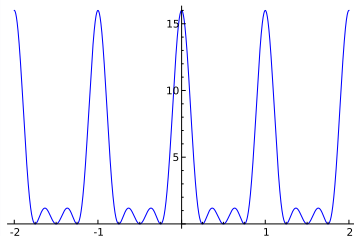
$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

## Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I} \frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$

$N = 4$



- Maxima principaux :

$$p \in \mathbb{Z} \quad \mathcal{I} \propto N^2$$

Comme Young : **Relation  
Fondamentale**

- Annulation tous les  $1/N$



# Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence  $\theta_i$                       pas  $a$                       angle de *diffraction*  $\theta$

$$a (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0 [\Lambda]$$

## Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

## Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

# Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence  $\theta_i$                       pas  $a$                       angle de *diffraction*  $\theta$

$$a (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0 [\Lambda]$$

## Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

## Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

# Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence  $\theta_i$                       pas  $a$                       angle de *diffraction*  $\theta$

$$a (\sin (\theta) - \sin (\theta_i)) = 0 [\Lambda]$$

## Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

## Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

# Comparaison avec le prisme

Utilisation en spectroscopie

## Avantage des réseaux

- Pas d'indice qui dépend de  $\lambda$
- Pouvoirs dispersifs plus importants avec plus de fentes

## Inconvénients

- Puissance perdue dans l'ordre 0
- Chevauchement éventuel des différents ordres

# Comparaison avec le prisme

Utilisation en spectroscopie

## Avantage des réseaux

- Pas d'indice qui dépend de  $\Lambda$
- Pouvoirs dispersifs plus importants avec plus de fentes

## Inconvénients

- Puissance perdue dans l'ordre 0
- Chevauchement éventuel des différents ordres

## VI Interférences à ondes multiples à l'infini

- 15 Réseaux de fentes fines
  - Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
  - Réseaux finis
  
- 16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
  - Principe du Fabry-Pérot
  - Intensité transmise

# Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

## Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence :  $\theta$

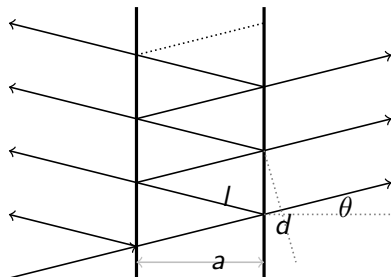
## Un peu de géométrie

• Dans la cavité :

$$l = a / \cos(\theta)$$

• En dehors :

$$d = (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$$



# Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

## Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence :  $\theta$

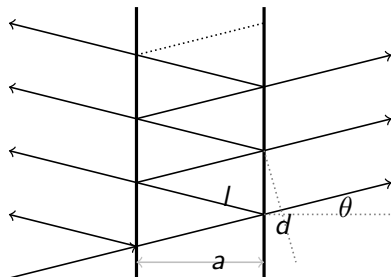
## Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

$$l = a / \cos(\theta)$$

- En dehors :

$$d = (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$$





# Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

## Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence :  $\theta$

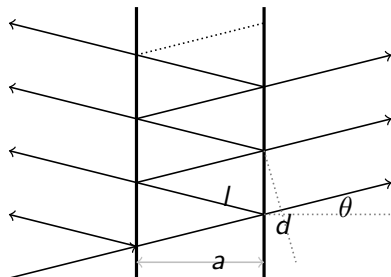
## Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

$$l = a / \cos(\theta)$$

- En dehors :

$$d = (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$$



# Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

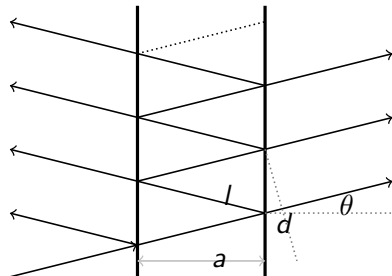
Source et observation sont à l'infini

## Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence :  $\theta$

## Un peu de géométrie

- Dans la cavité :  
 $l = a / \cos(\theta)$
- En dehors :  
 $d = (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$



## Coefs des miroirs

- Coefficients en amplitude
- Transmission :  $t$
- Réflexion :  $r$

# Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

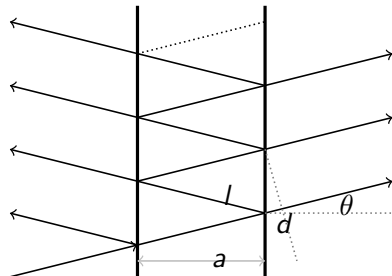
Source et observation sont à l'infini

## Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence :  $\theta$

## Un peu de géométrie

- Dans la cavité :  
 $l = a / \cos(\theta)$
- En dehors :  
 $d = (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$



## Coefs des miroirs

- Coefficients en amplitude
- Transmission :  $t$
- Réflexion :  $r$

# Premier rayon transmis

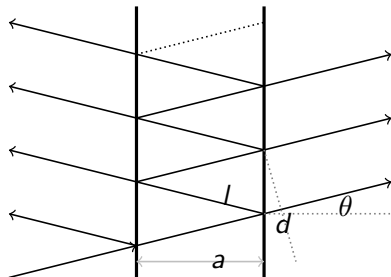
Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

• Amplitude incidente :  $A$

• Transmission :  $tA$



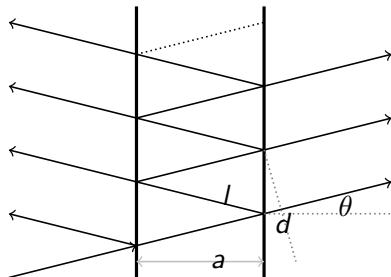
# Premier rayon transmis

## Référence de phase

Point d'entrée

## Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



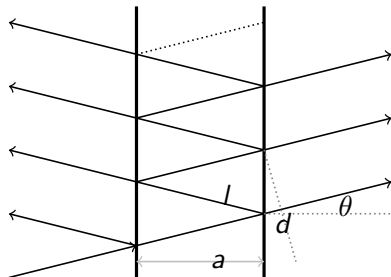
# Premier rayon transmis

## Référence de phase

Point d'entrée

## Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



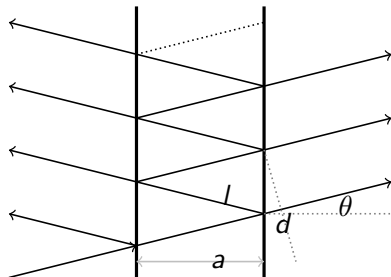
# Premier rayon transmis

## Référence de phase

Point d'entrée

## Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $t e^{i(kl)} \mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2 e^{i(kl)} \mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2 e^{i(kl)} * e^{i(kd)} \mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A}$



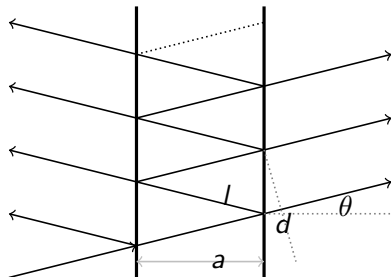
## Premier rayon transmis

### Référence de phase

Point d'entrée

### Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$





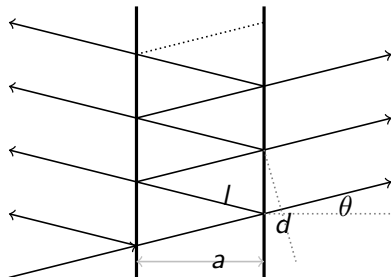
## Premier rayon transmis

### Référence de phase

Point d'entrée

### Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



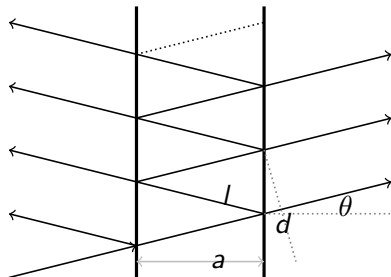
## Premier rayon transmis

### Référence de phase

Point d'entrée

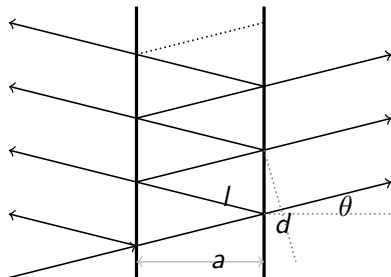
### Premier rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de  $d$  :  
 $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente :  
 $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



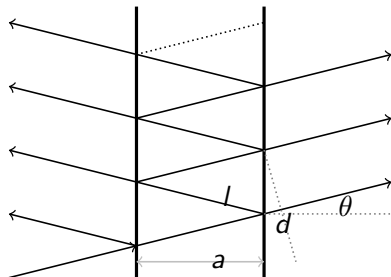
## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2 e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



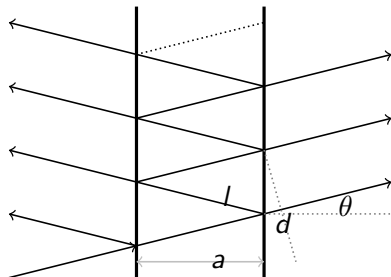
## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



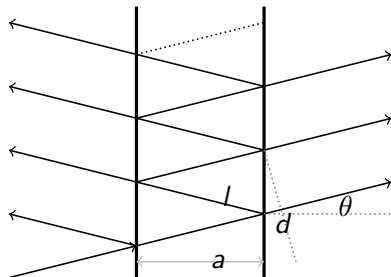
## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2 e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



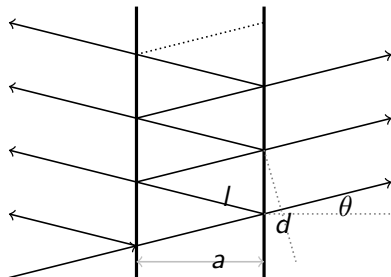
## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



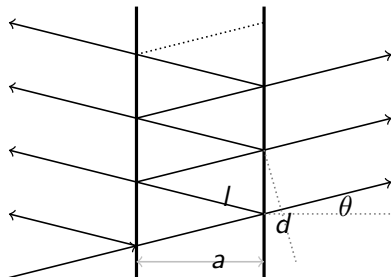
## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



## Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente :  $\mathcal{A}$
- Transmission :  $t\mathcal{A}$
- Propagation :  $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion :  $tr^2 e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation :  $tr^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission :  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A}$





## VI Interférences à ondes multiples à l'infini

- 15 Réseaux de fentes fines
  - Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
  - Réseaux finis
  
- 16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
  - Principe du Fabry-Pérot
  - Intensité transmise

## Les deux premiers faisceaux

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :

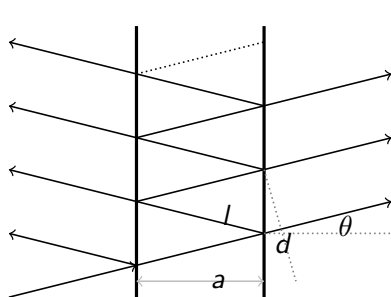
$$t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$$

- Deuxième faisceau :

$$t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$$

- Rapport entre les deux :

$$q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$$



## Les deux premiers faisceaux

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :

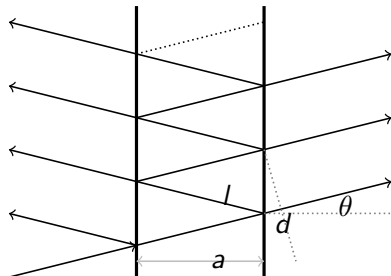
$$t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$$

- Deuxième faisceau :

$$t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$$

- Rapport entre les deux :

$$q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$$

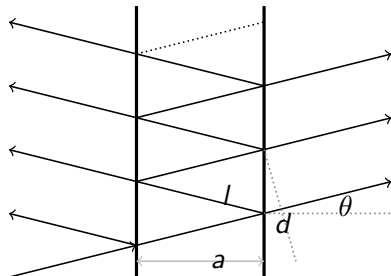


## Les deux premiers faisceaux

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :  
 $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :

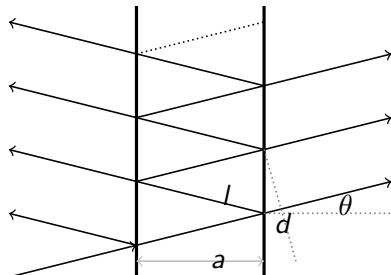
$$q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$$



# Les deux premiers faisceaux

## Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :  
 $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :  
 $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$

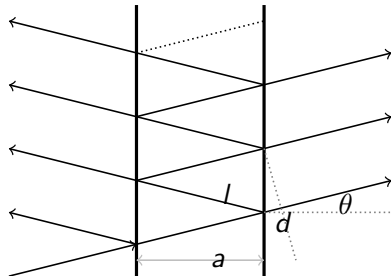

 $2l - d$ 

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - (2a \tan(\theta)) \sin(\theta)$$

## Les deux premiers faisceaux

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :  
 $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :  
 $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



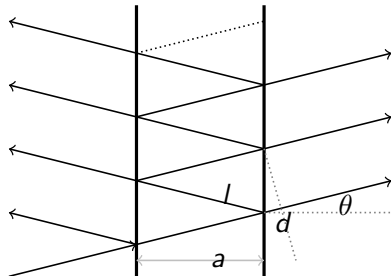
$2l - d$

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - 2a \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}$$

# Les deux premiers faisceaux

## Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :  
 $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :  
 $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



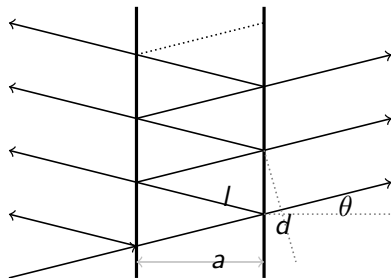
$2l - d$

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - 2a \frac{1 - \cos^2(\theta)}{\cos(\theta)}$$

## Les deux premiers faisceaux

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  
 $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :  
 $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :  
 $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



$$2l - d$$

$$2a \times \cos(\theta)$$



# Amplitude complexe résultante

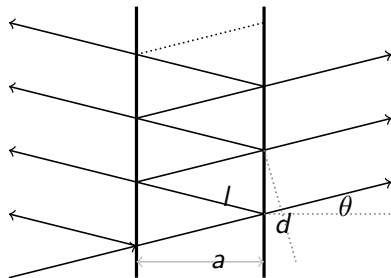
## Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

### Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 :  $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau  $n$  :  $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

### Une somme infinie

$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1 - q}$$



# Amplitude complexe résultante

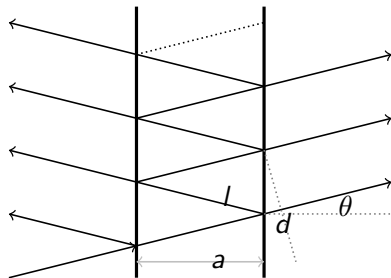
Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

## Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 :  $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau  $n$  :  $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

## Une somme infinie

$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1 - q}$$



# Amplitude complexe résultante

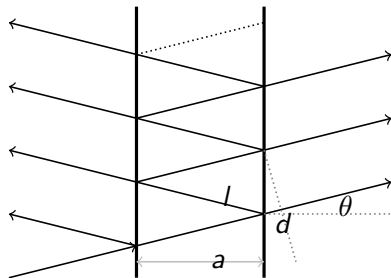
Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

## Amplitudes complexes

- Premier faisceau :  $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 :  $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau  $n$  :  $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

## Une somme infinie

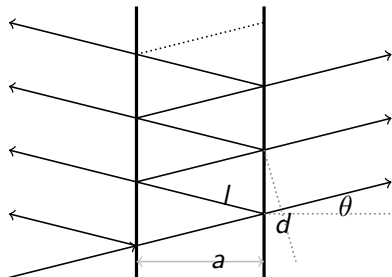
$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1 - q}$$



# Intensité transmise

## Intensité transmise

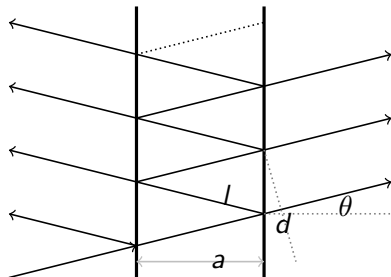
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $\mathcal{A}_0 \mathcal{A}_0^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



# Intensité transmise

## Intensité transmise

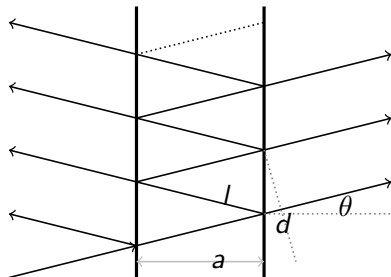
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $\mathcal{A}_0 \mathcal{A}_0^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



# Intensité transmise

## Intensité transmise

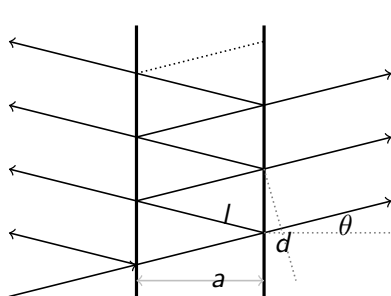
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $\mathcal{A}_0 \mathcal{A}_0^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



## Intensité transmise

### Intensité transmise

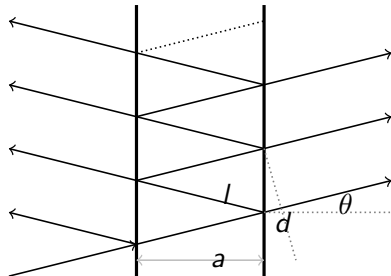
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2 - 2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2 - 2\mathcal{R}e(q)}$



## Toujours l'intensité

$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

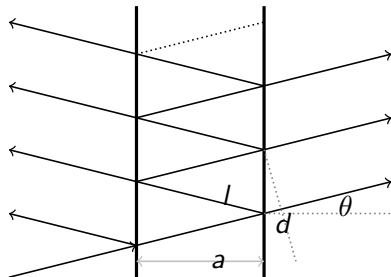
- $\mathcal{I} \frac{|t|^4}{1+|r|^4 - 2|r|^2 \cos(2ka \cos(\theta))}$



# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2 - 2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2 - 2\text{Re}(q)}$



## Toujours l'intensité

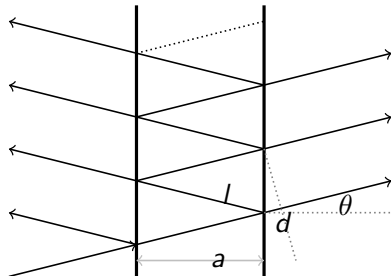
$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

- $\mathcal{I} \frac{T^2}{1+R^2 - 2R \cos(2ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



## Toujours l'intensité

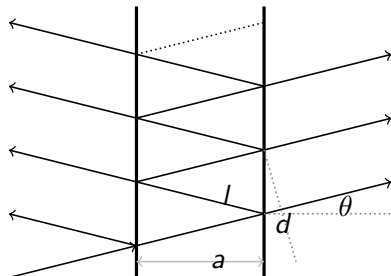
$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R(1-2\sin^2(ka \cos(\theta)))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



## Toujours l'intensité

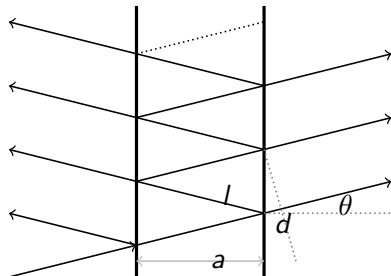
$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R+4R \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



## Toujours l'intensité

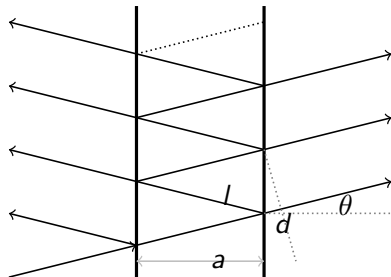
$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\text{Re}(q)}$



## Toujours l'intensité

$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

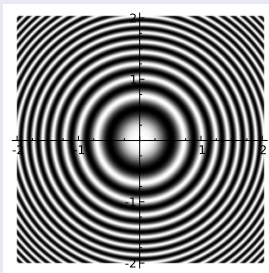
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1, F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.1$



## Toujours l'intensité

$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

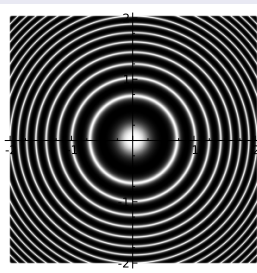
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1, F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

# Intensité transmise

## Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.5$



## Toujours l'intensité

$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

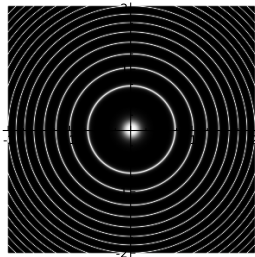
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2, T = |t|^2, R + T = 1, F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

## Intensité transmise

### Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left( \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.8$



### Toujours l'intensité

$$q = r^2 e^{2ika \cos(\theta)}$$

- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F \sin^2(ka \cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$ ,  $T = |t|^2$ ,  $R + T = 1$ ,  $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$



## Partie VII

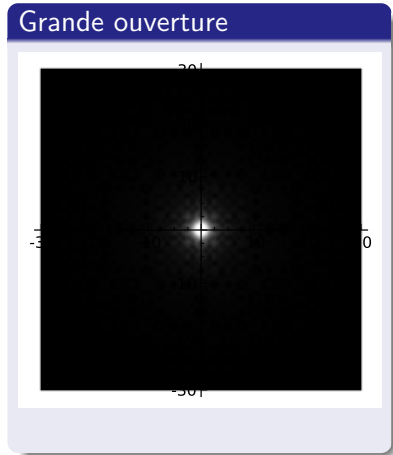
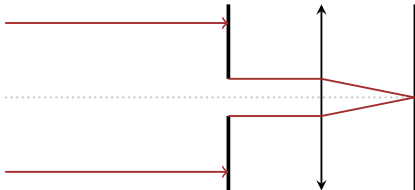
# Diffraction à l'infini

## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

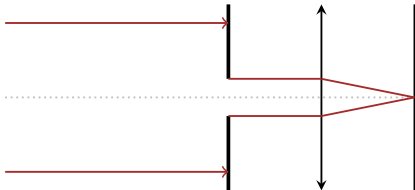
# Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

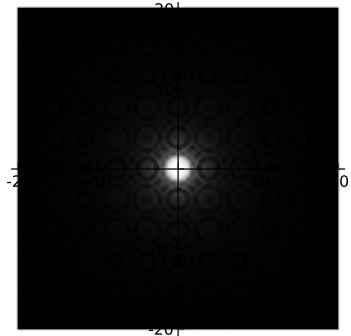


# Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

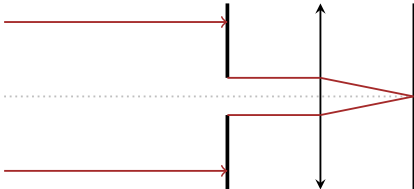


Je diminue l'ouverture

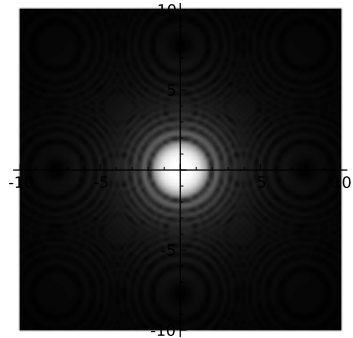


# Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

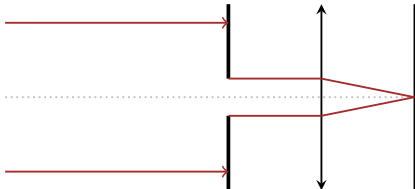


Je diminue l'ouverture

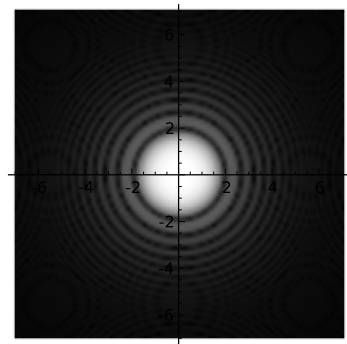


# Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

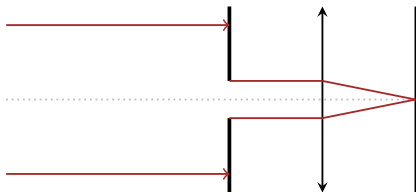


Je diminue l'ouverture

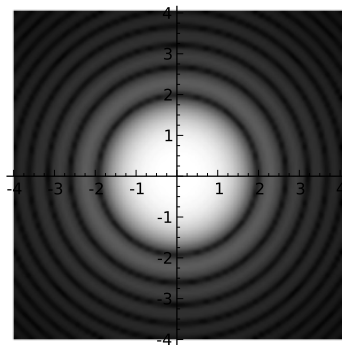


# Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction



Petite ouverture



## VII Diffraction à l'infini

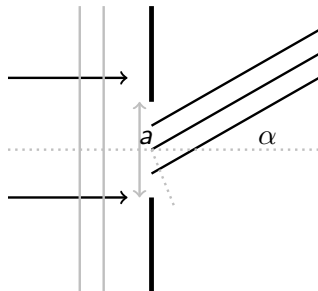
- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet



# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

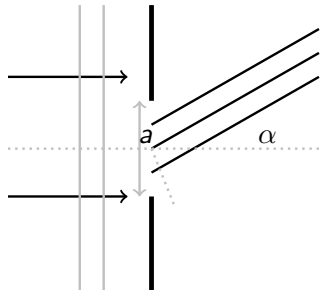
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

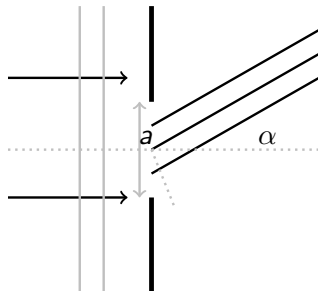
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une **infinité**
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

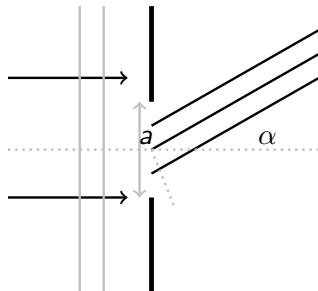
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont **cohérentes** entre elles
- Elles interfèrent toutes



# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

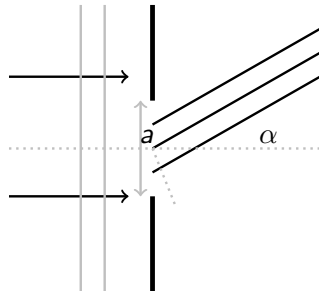
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



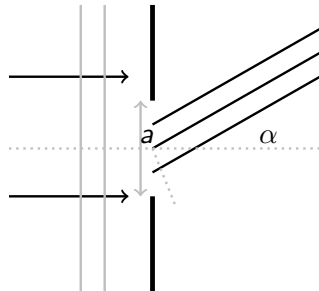
## Ce sont des interférences à ondes multiples

- Mais on ne peut pas faire de somme discrète
- Il faut faire une somme continue sur l'ouverture : une intégrale

# Diffraction par une ouverture

## Principe de Huygens

- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



## Ce sont des interférences à ondes multiples

- Mais on ne peut pas faire de somme discrète
- Il faut faire une somme continue sur l'ouverture : **une intégrale**

## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

# Diffraction : une intégrale

Référence de phase

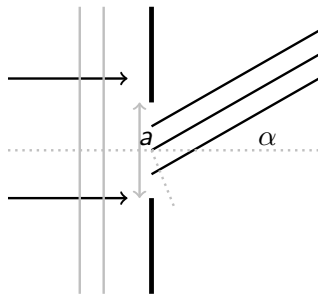
Intersection axe/masque

Différence de marche

• Faisceau d'ordonnée  $x$

•  $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$

Amplitudes complexes





# Diffraction : une intégrale

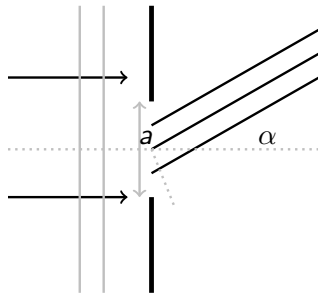
## Référence de phase

Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$ 
  - $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
  - $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes



# Diffraction : une intégrale

## Référence de phase

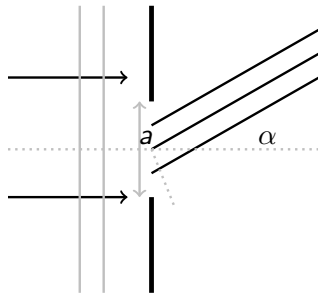
Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes

• Faisceau d'ordonnée  $x$



# Diffraction : une intégrale

## Référence de phase

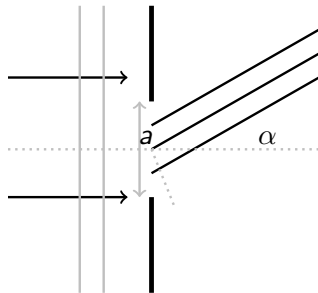
Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $(A(x)) e^{i(-kx \sin \alpha)}$



# Diffraction : une intégrale

## Référence de phase

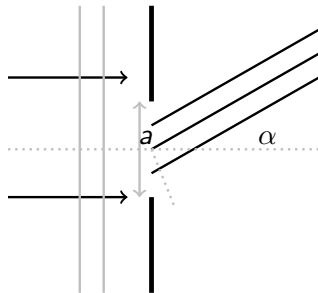
Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $(A dx) e^{i(-kx\alpha)}$



# Diffraction : une intégrale

## Référence de phase

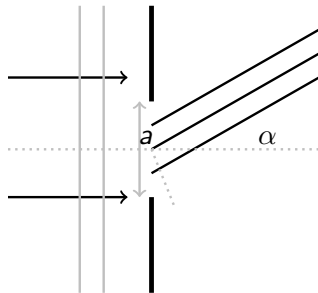
Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $(\mathcal{A}dx) e^{i(-kx\alpha)}$



# Diffraction : une intégrale

## Référence de phase

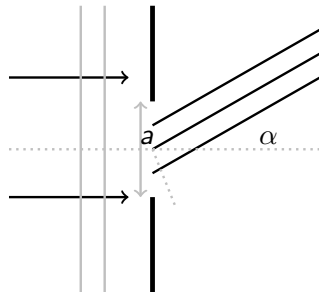
Intersection axe/masque

## Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

## Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée  $x$
- $(\mathcal{A}dx) e^{i(-kx\alpha)}$



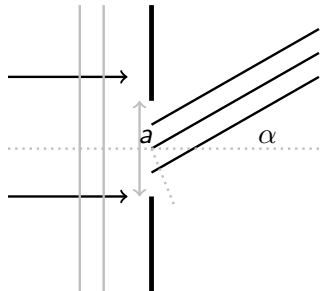
## Amplitude diffractée

$$\mathcal{A} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)} dx$$

## Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

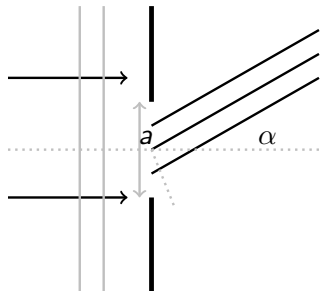
$$A \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)} dx$$



## Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

$$A \frac{e^{i\left(\frac{ak\alpha}{2}\right)} - e^{i\left(-\frac{ak\alpha}{2}\right)}}{ik\alpha}$$

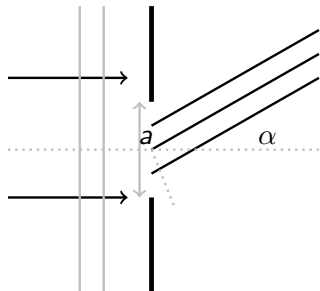




## Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

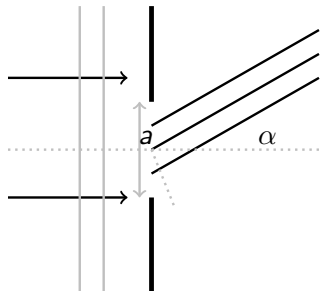
$$A \frac{2 \sin\left(\frac{a k \alpha}{2}\right)}{k \alpha}$$



## Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

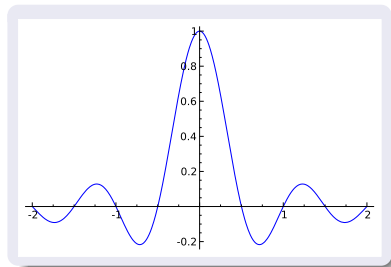
$$A a \operatorname{sinc} \left( \frac{a k \alpha}{2} \right)$$



# Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

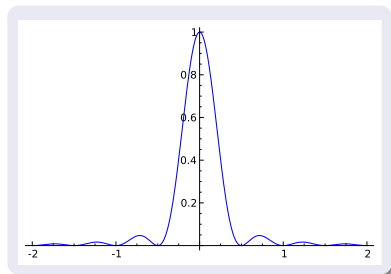
$$A \operatorname{sinc} \left( \pi \frac{a}{\Lambda} \alpha \right)$$



# Calcul de l'intensité diffractée

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 a^2 \text{sinc}^2 \left( \pi \frac{a}{\lambda} \alpha \right)$$



# Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

## Amplitude diffractée

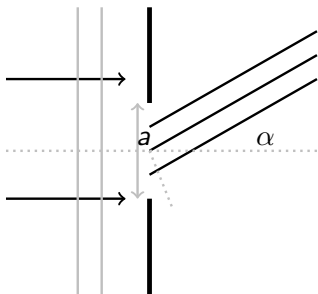
$$x = \frac{a}{2}$$

$$y = \frac{b}{2}$$

$$\mathcal{A} \iint e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

$$x = -\frac{a}{2}$$

$$y = -\frac{b}{2}$$

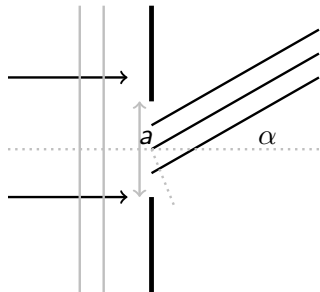


# Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

## Amplitude diffractée

$$\begin{aligned}x &= \frac{a}{2} \\ y &= \frac{b}{2} \\ \mathcal{A} & \iint e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy \\ x &= -\frac{a}{2} \\ y &= -\frac{b}{2}\end{aligned}$$



$$\mathcal{A} \int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)} dx \times \int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-ky\beta)} dy$$

# Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

## Amplitude diffractée

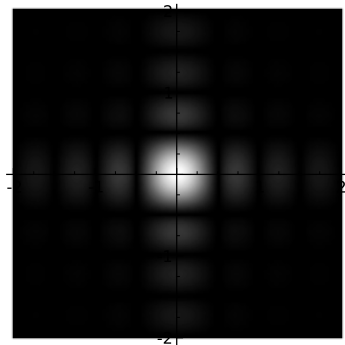
$$x = \frac{a}{2}$$

$$y = \frac{b}{2}$$

$$A \iint e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

$$x = -\frac{a}{2}$$

$$y = -\frac{b}{2}$$



## Intensité diffractée

$$A^2 a^2 b^2 \text{sinc}^2 \left( \pi \frac{a}{\lambda} \alpha \right) \text{sinc}^2 \left( \pi \frac{b}{\lambda} \beta \right)$$

# Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

## Amplitude diffractée

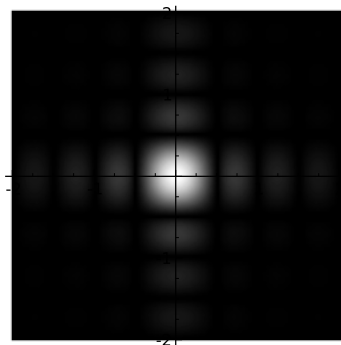
$$x = \frac{a}{2}$$

$$y = \frac{b}{2}$$

$$A \iint e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

$$x = -\frac{a}{2}$$

$$y = -\frac{b}{2}$$



## Intensité diffractée

incidence  $(\alpha_i, \beta_i)$

$$A^2 a^2 b^2 \text{sinc}^2 \left( \pi \frac{a}{\lambda} (\alpha - \alpha_i) \right) \text{sinc}^2 \left( \pi \frac{b}{\lambda} (\beta - \beta_i) \right)$$



## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \rightleftharpoons b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

### Diffraction à l'infini

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini

### Diffraction à l'infini

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Delta}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Delta f}{D}$ )

### Diffraction à l'infini

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Delta}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Delta f}{a}$ )

### Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Lambda f}{a}$ )

### Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Lambda f}{a}$ )

### Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent. . .

## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Lambda f}{a}$ )

### Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent. . .



## Quelques remarques. . .

### Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central :  $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes :  $a \leftrightarrow b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

### Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central :  $2\frac{\Lambda f}{a}$ )

### Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent. . .

## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

# Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

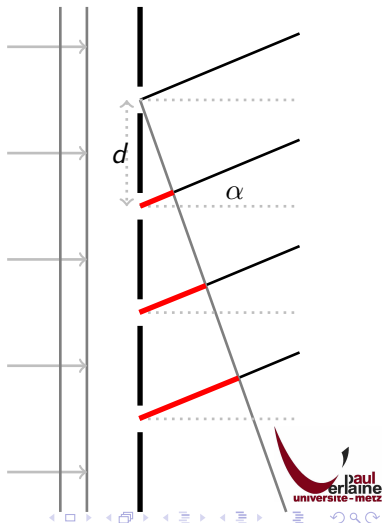
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{\lambda} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{b}{\lambda} \beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(kd\alpha)}$
- $\pi$  au dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(nkd\alpha)}$$



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

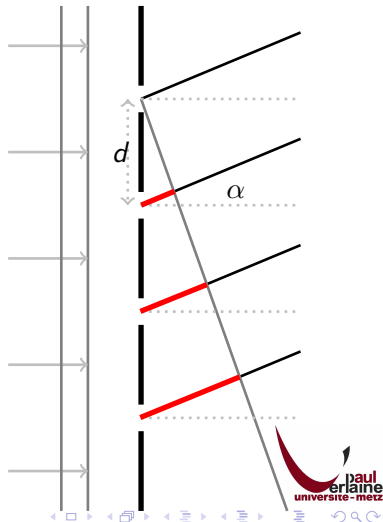
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{\lambda} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{b}{\lambda} \beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(kd\alpha)}$
- $n$  au dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(nkd\alpha)}$$



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

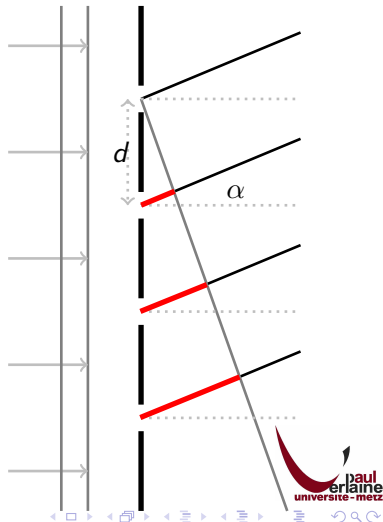
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{\lambda} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{b}{\lambda} \beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(kd\alpha)}$
- $n$  au dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(nkd\alpha)}$$



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

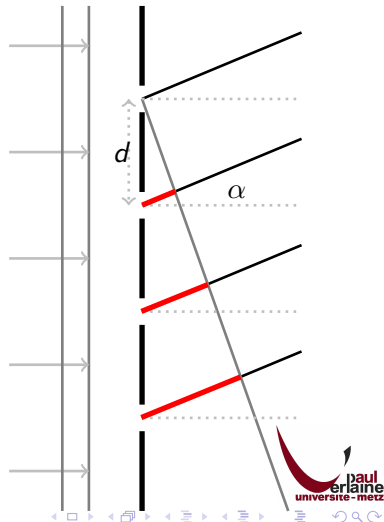
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{\lambda} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{b}{\lambda} \beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(kd\alpha)}$
- $n$  au dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(nkd\alpha)}$$



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

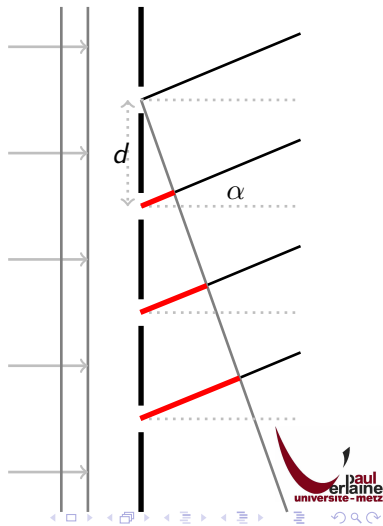
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A} b \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{\lambda} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{b}{\lambda} \beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(kd\alpha)}$
- $n$  au dessous :  $\mathcal{A}_{\mathcal{F}} e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \times e^{i\left(\frac{N-1}{2} kd\alpha\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

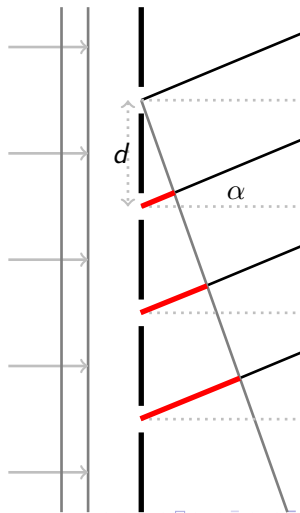
Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \times e^{i\left(\frac{N-1}{2}kd\alpha\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction  
du réseau par celle de la fente





# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

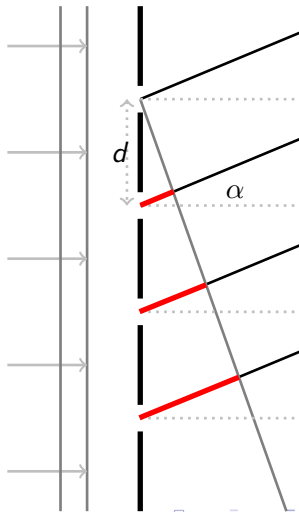
Calcul de l'intensité diffractée

Intensité

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}^2 \times \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction  
du réseau par celle de la fente



# Réseau de $N$ fentes de dimensions $a \times b$

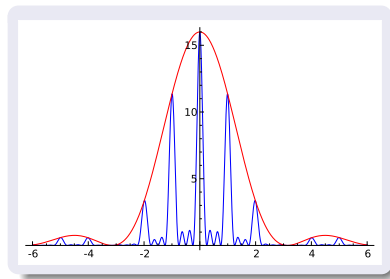
Calcul de l'intensité diffractée

Intensité

$$A_{\mathcal{F}}^2 \times \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction  
du réseau par celle de la fente



## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

## Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$\begin{aligned}x &= \frac{a}{2} \\ y &= \frac{b}{2} \\ \mathcal{A} &= \iint e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy \\ x &= -\frac{a}{2} \\ y &= -\frac{b}{2}\end{aligned}$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \rightarrow r \cos(\theta)$
  - $y \rightarrow r \sin(\theta)$

## Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$A \iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dx dy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \rightarrow r \cos(\theta)$
  - $y \rightarrow r \sin(\theta)$

- $$A \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \int_{r=0}^{r=R} e^{i(-kr \cos(\theta)\alpha)} r dr d\theta$$

## Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$A \iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dx dy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \rightarrow r \cos(\theta)$
  - $y \rightarrow r \sin(\theta)$

$$\bullet A \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \int_{r=0}^{r=R} e^{i(-kr \cos(\theta)\alpha)} r dr d\theta$$

## Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$A \iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dx dy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \rightarrow r \cos(\theta)$
  - $y \rightarrow r \sin(\theta)$

- $$A \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \int_{r=0}^{r=R} e^{i(-kr \cos(\theta)\alpha)} r dr d\theta$$

# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$



# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$

# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

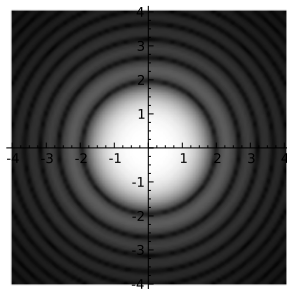
Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

## Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

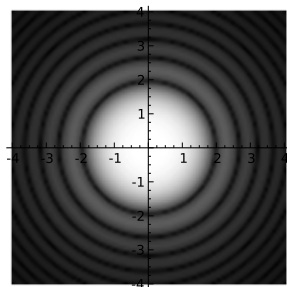
## Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

## Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$

## Tache d'Airy



## Ouverture angulaire centrale

$$\frac{7.66}{kR}$$

# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

## Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

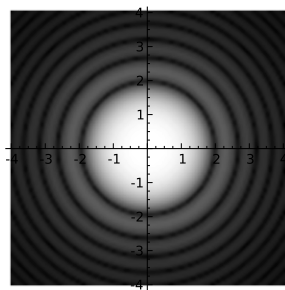
## Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

## Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$

## Tache d'Airy



## Diamètre central

$$\frac{7.66f}{kR}$$

# Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel

$J_n$

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\phi)} d\phi = 2\pi J_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} xJ_1(x)$

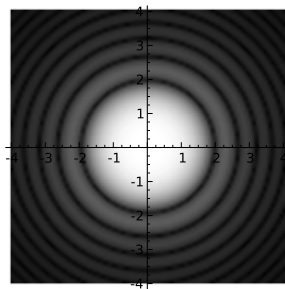
Amplitude diffractée

$$\frac{J_1(x)}{x} \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad x = kR \sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



Diamètre central

$$\frac{1.22\lambda f}{R}$$

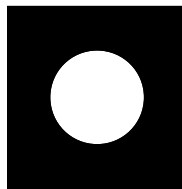
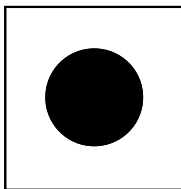
## VII Diffraction à l'infini

- 17 Diffraction par une fente rectangulaire
  - Principe de Huygens
  - Calcul de la figure de diffraction
  - Observons
  
- 18 Diffraction par d'autres ouvertures
  - Diffraction par un réseau de fentes
  - Diffraction par une ouverture circulaire
  - Théorème de Babinet

## Définition d'une ouverture complémentaire

### Une ouverture complémentaire ?

- Si  $\mathcal{O}$  est une ouverture donnée,
- $\overline{\mathcal{O}}$  est l'ouverture complémentaire :
  - elle est transparente là où l'autre est opaque
  - exemple : l'ouverture complémentaire d'un trou circulaire est un disque opaque



# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle



# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par  $\overline{\mathcal{O}}$

$$\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = \mathcal{A} \iint \overline{\mathcal{O}}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)

# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$  sauf pour  $x = y = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$  sauf pour  $x = y = 0$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

# Théorème de de Babinet

## Diffraction par une ouverture complémentaire

### Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x, y) e^{i(-k(x\alpha + y\beta))} dx dy$$

### Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)

- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$

- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$

- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

sauf pour  $x = y = 0$

# Théorème de Babinet

Mis en mots...

## Diffraction par une ouverture complémentaire

L'ordre 0 mis à part, la diffraction à l'infini par une ouverture ou sa complémentaire sont identiques.

Réseaux d'ouvertures ou de traits ?

- Les réseaux commercialisés sont des réseaux de **traits** fins
- Équivalents à des réseaux de **fentes** fines

# Théorème de Babinet

Mis en mots...

## Diffraction par une ouverture complémentaire

L'ordre 0 mis à part, la diffraction à l'infini par une ouverture ou sa complémentaire sont identiques.

## Réseaux d'ouvertures ou de traits ?

- Les réseaux commercialisés sont des réseaux de **traits** fins
- Équivalents à des réseaux de **fentes** fines



## Partie VIII

# Epilogue

## VIII Epilogue

- 19 Mise en page
- 20 Mathématiques
- 21 Dessin vectoriel
- 22 Dessin BitMap

# Mise en page

<http://www.latex-project.org/>

<http://fr.wikipedia.org/wiki/Beamer>

**L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**

A document preparation  
system



**Classe Beamer**

**Beamer** is a L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X class for  
creating presentations that  
are held using a projector,  
but it can also be used to  
create transparency slides.



# Mathématiques

<http://www.sagemath.org/>

## Sage

Mission : Création d'une alternative viable libre et open source Magma, Maple, Mathematica et Matlab<sup>2</sup>.



## SageTeX

La puissance de Sage au sein de L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X et Beamer

---

<sup>2</sup>Sage permet de faire des mathématiques générales et avancées, pures et appliquées. Il couvre une vaste gamme de mathématiques, dont l'algèbre, l'analyse, la théorie des nombres, la cryptographie, l'analyse numérique, l'algèbre commutative, la théorie des groupes, la combinatoire, la théorie des graphes, l'algèbre linéaire formelle. . .

# Mathématiques

<http://www.sagemath.org/>

## Sage

Mission : Création d'une alternative viable libre et open source Magma, Maple, Mathematica et Matlab<sup>2</sup>.



## SageT<sub>E</sub>X

La puissance de Sage au sein de L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X et Beamer

<sup>2</sup>Sage permet de faire des mathématiques générales et avancées, pures et appliquées. Il couvre une vaste gamme de mathématiques, dont l'algèbre, l'analyse, la théorie des nombres, la cryptographie, l'analyse numérique, l'algèbre commutative, la théorie des groupes, la combinatoire, la théorie des graphes, l'algèbre linéaire formelle. . .

# Dessin vectoriel, l'incontournable

<http://inkscape.org/>

## Inkscape

doté de capacités similaires à  
Illustrator, Freehand,  
CorelDraw ou Xara X,  
utilisant le format de fichiers  
Scalable Vector Graphics  
(SVG) standard du W3C



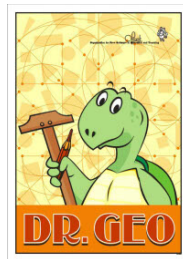
# Dessin vectoriel, les petits génies

<http://projects.gnome.org/dia/>

<http://www.ofset.org/drgeo>

Dr Geo

Géométrie interactive et  
pédagogique



Dia

A Drawing Program



# The GNU Image Manipulation Program

<http://www.gimp.org/>

