

Ingénierie optique

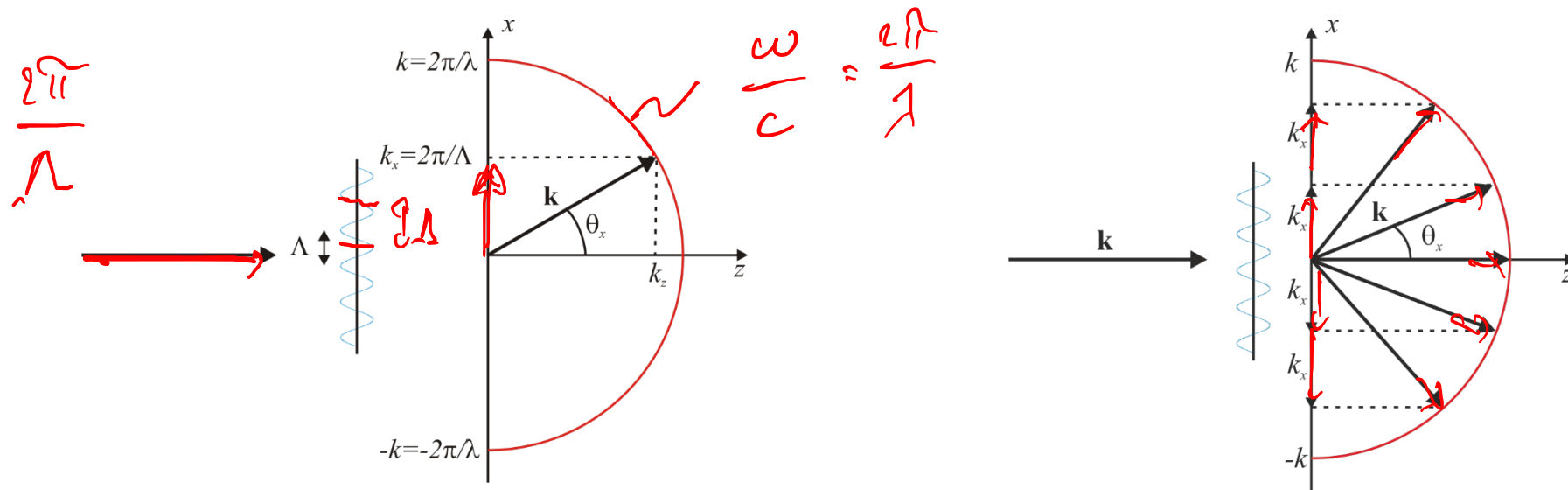
Semaine 6 – partie 1

Olivier J.F. Martin
Laboratoire de Nanophotonique et Métrologie



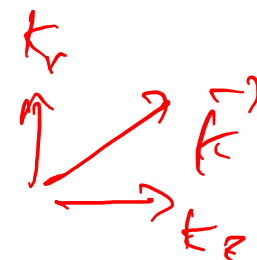
Optique de Fourier

- Une onde se propageant dans une direction donnée a une composante transverse k_x de son vecteur d'onde, qui correspond à une périodicité transverse λ_x : $k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$
- Un phénomène similaire se produit lorsqu'une onde arrive sur une surface périodique de période Λ : son vecteur d'onde acquiert une composante transverse k_x qui dépend de la périodicité: $k_x = \frac{2\pi}{\Lambda}$
- En fait, une multitude d'ondes diffractées sont ainsi créées, avec chacune un multiple de k_x comme composante transverse du vecteur de propagation $\mathbf{k}$ (qui reste sur le cercle!)



Onde évanescence causée par une grande composante transverse de $\mathbf{k}$

- On considère un cas à deux dimensions $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z) = (k_x, 0, k_z)$



- Or, on doit satisfaire l'équation d'Helmholtz $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_x^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$

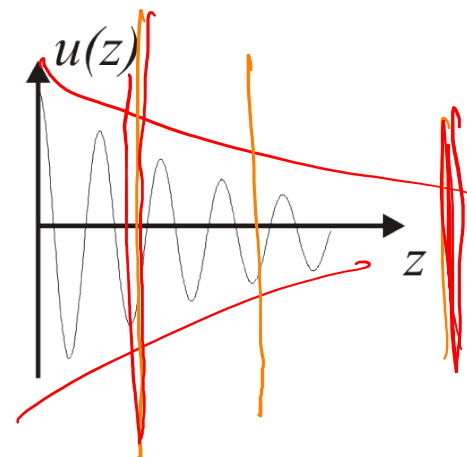
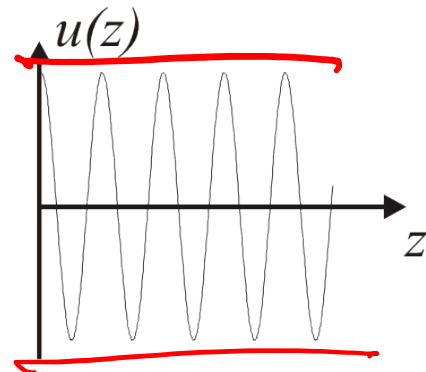
$$k_z = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2}$$

- Lorsque $k_x^2 \leq \frac{\omega^2}{c^2}$, k_z est réel et l'onde se propage

dans la direction z

- Lorsque $k_x^2 > \frac{\omega^2}{c^2}$, k_z est imaginaire et l'onde est

évanescence dans la direction z

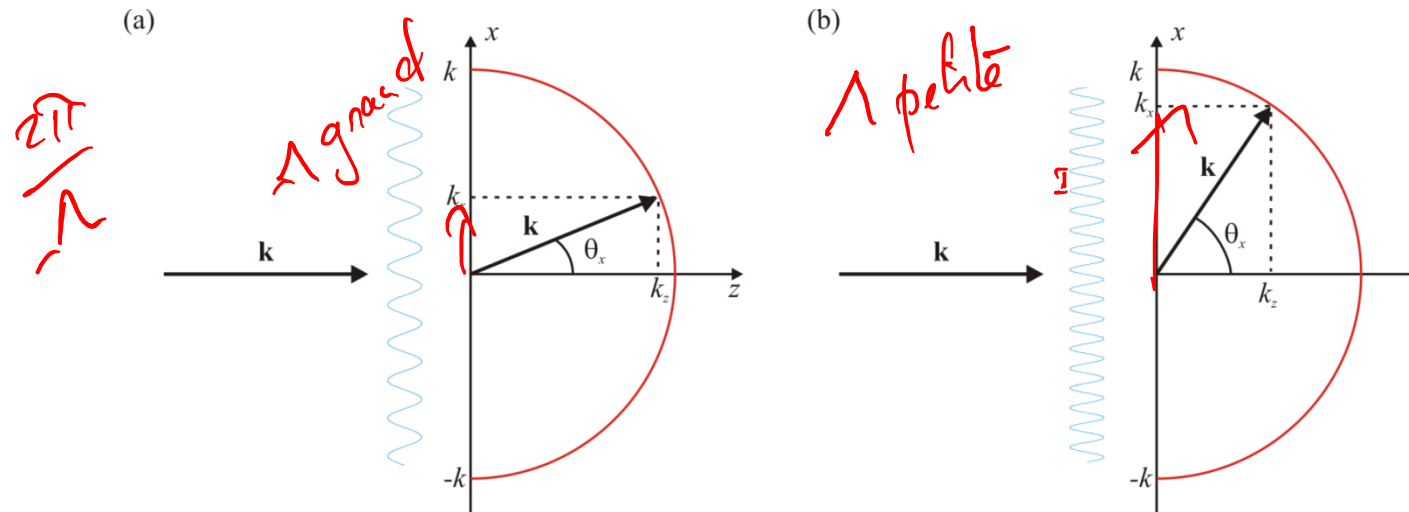


$$e^{-j(k_z^2 z)} = e^{-j(k_x^2 z)}$$

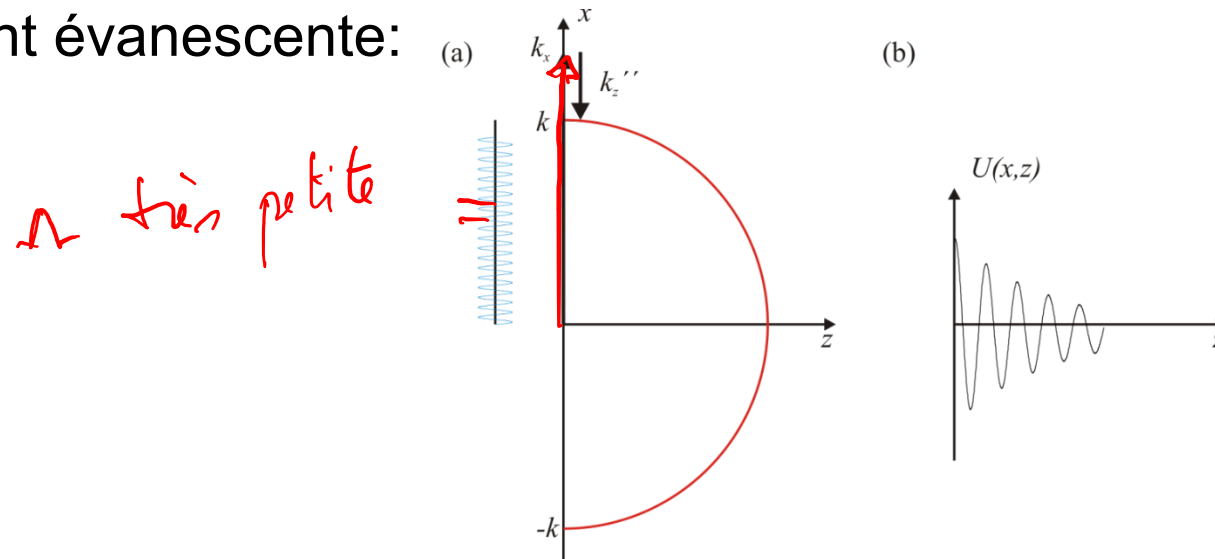
direction de propagation

Surface avec un profil particulièrement séré

- Plus la période spatiale est importante, plus l'onde est déviée...

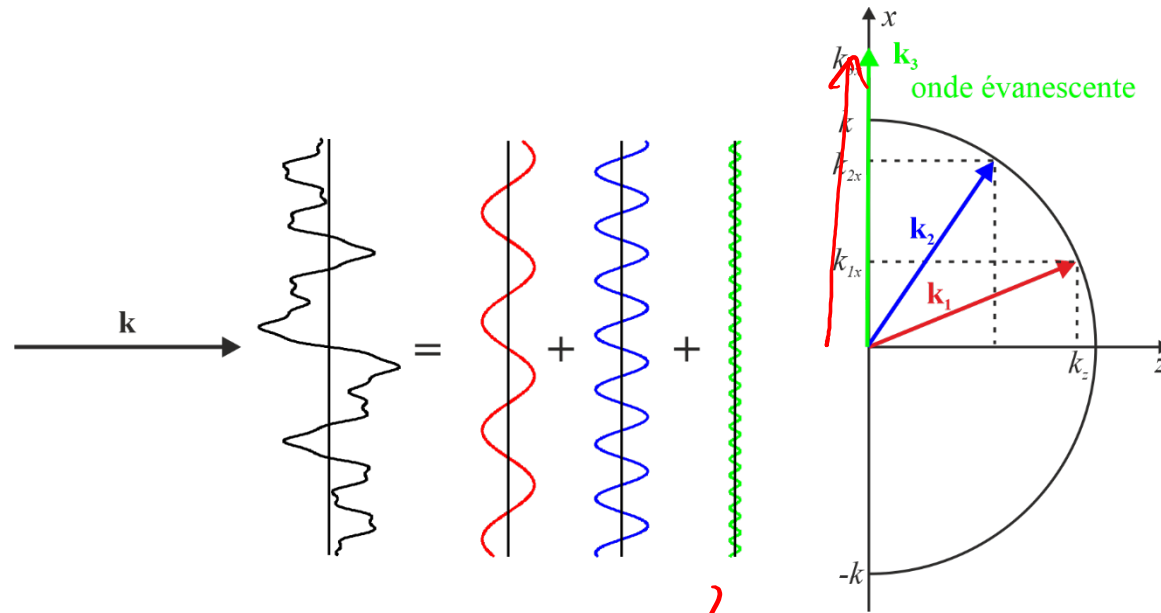


- ... lorsque le profil est trop rapide, il arrive un moment où "on sort du cercle" et l'onde devient évanescente:



Surface avec un profil arbitraire

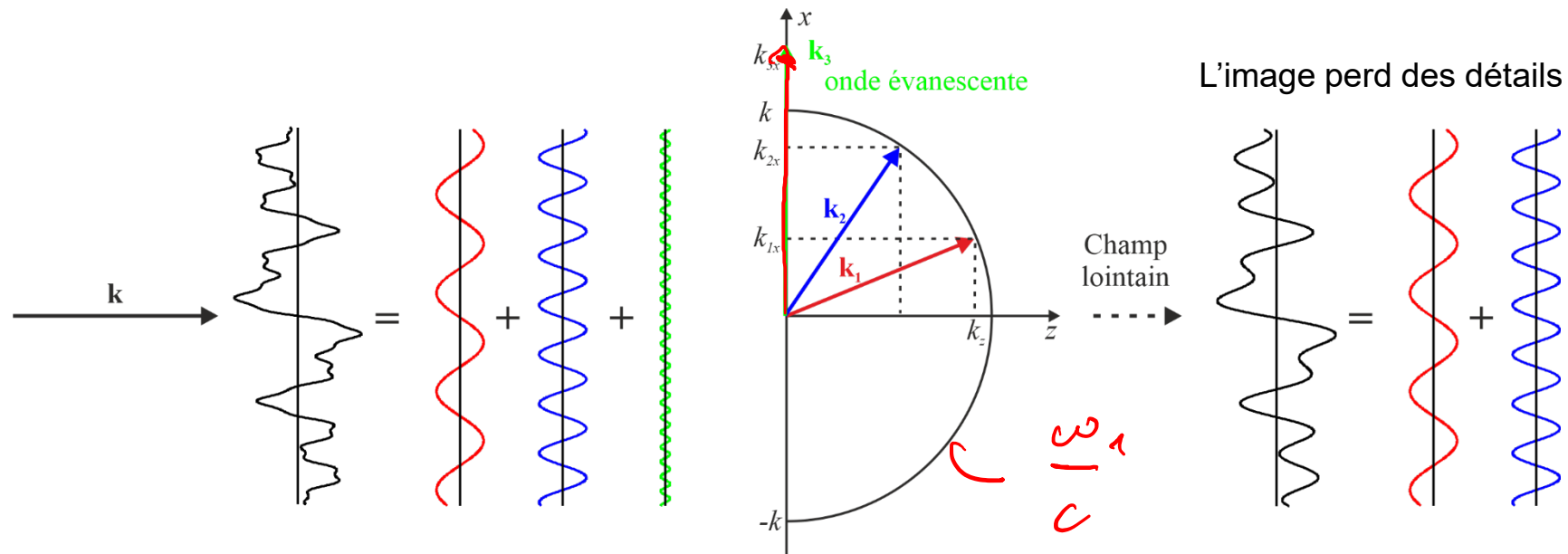
- Pour une image arbitraire, on obtient dans le champ lointain la transformée de Fourier, qui correspond aux différentes fréquences spatiales
- Les fréquences spatiales trop rapides sont évanescentes et disparaissent après propagation sur quelques longueurs d'onde, dans le champ lointain



periode $\sim$ très
petite

Surface avec un profil arbitraire

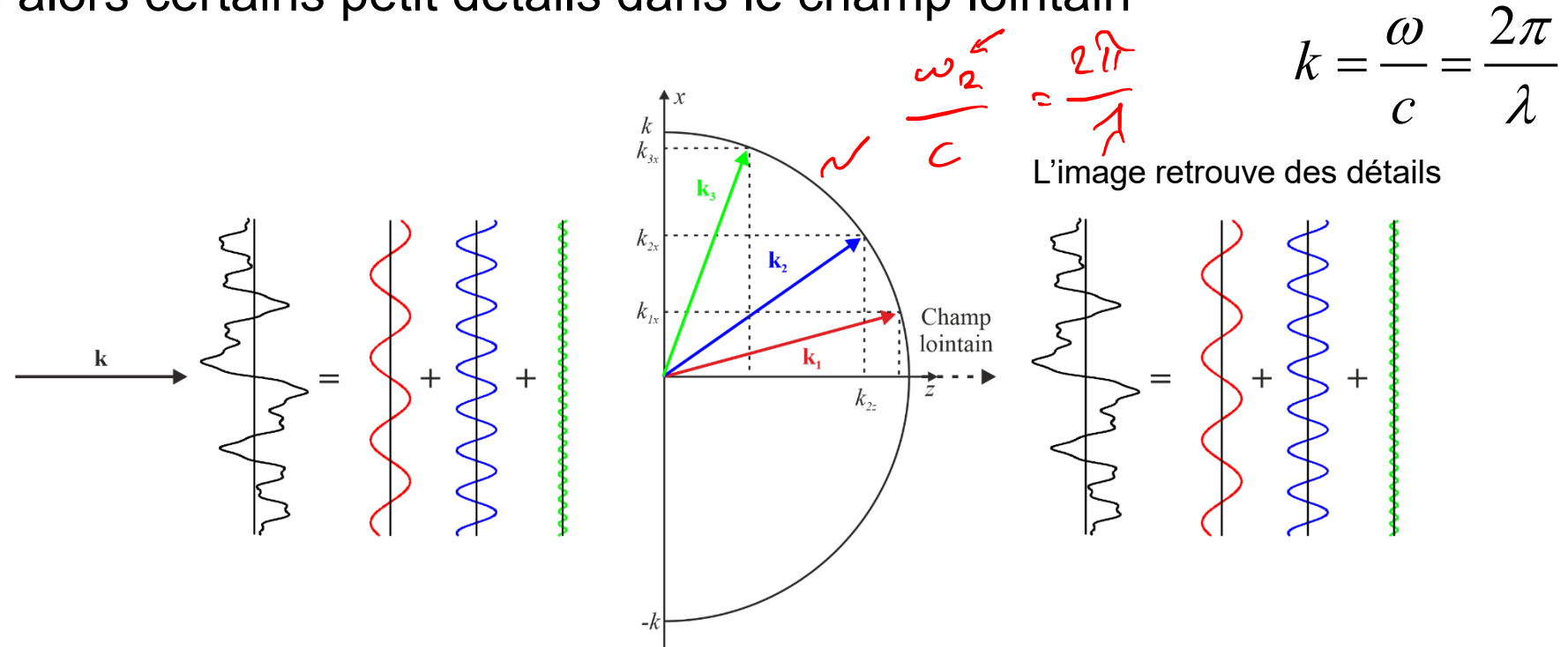
- Pour une image arbitraire, on obtient dans le champ lointain la transformée de Fourier, qui correspond aux différentes fréquences spatiales
- Les fréquences spatiales trop rapides sont évanescentes et disparaissent après propagation sur quelques longueurs d'onde, dans le champ lointain



- On a perdu tous les éléments qui ne peuvent se propager et correspondent aux détails de l'objet

Est-il possible de retrouver les hautes fréquences spatiales?

- En utilisant une fréquence plus élevée (ou une longueur d'onde plus courte) on élargit le cercle du vecteur k et des ondes qui étaient évanescentes sont propagées
- On retrouve alors certains petit détails dans le champ lointain



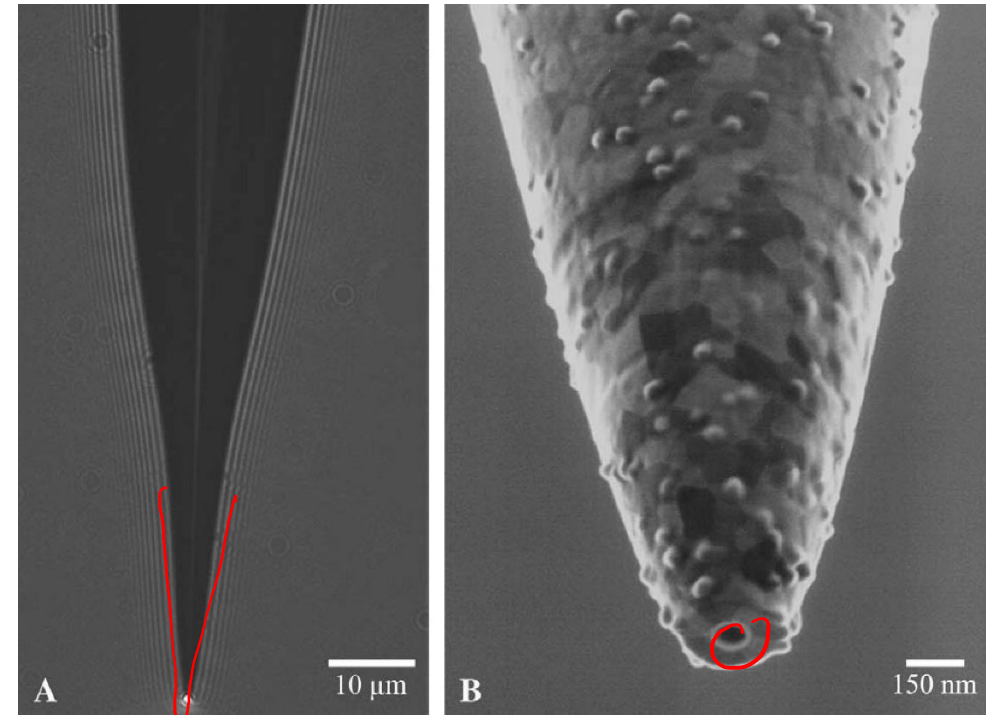
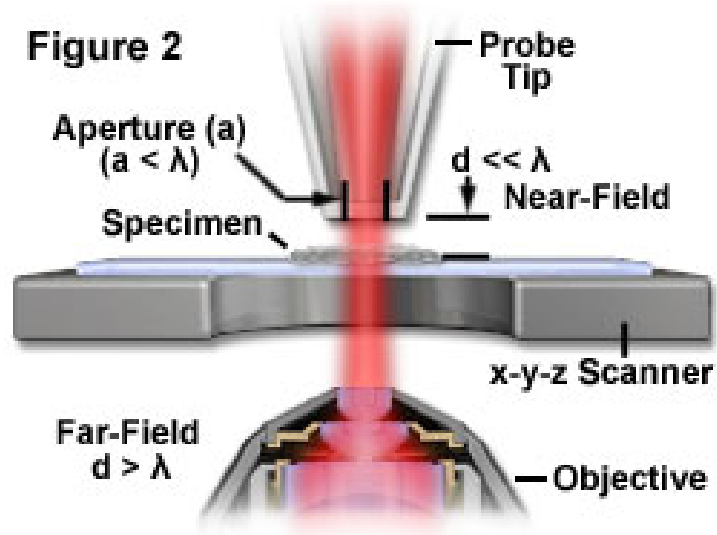
- D'un point de vue pratique, on ne peut pas toujours utiliser une longueur d'onde plus petite

Est-il possible de retrouver les hautes fréquences spatiales?

- En évitant de se propager trop loin → microscope optique de champ proche (scanning near-field optical microscope, SNOM)
- Microscope à force atomique (AFM) utilisant une fibre optique comme sonde

Near-Field Imaging Scheme

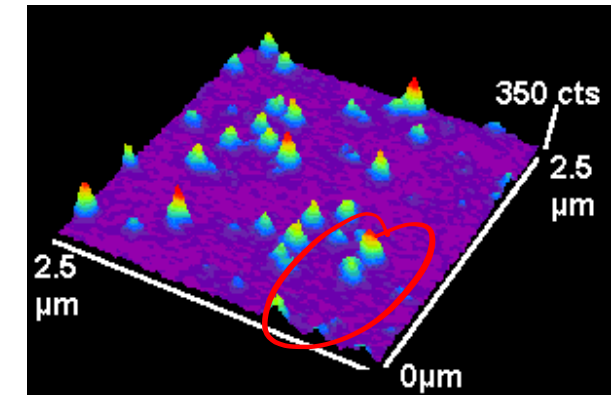
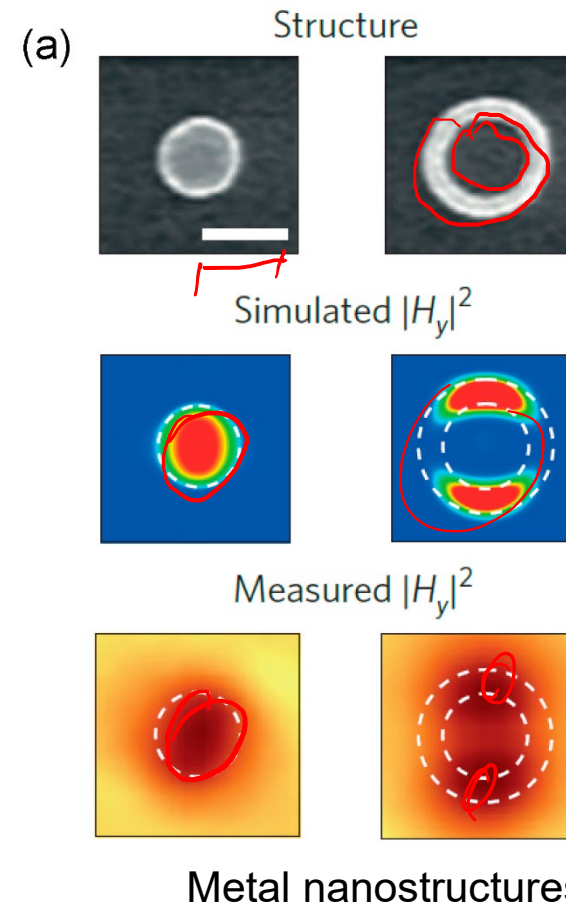
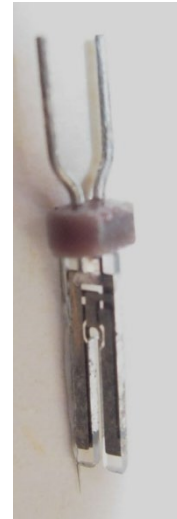
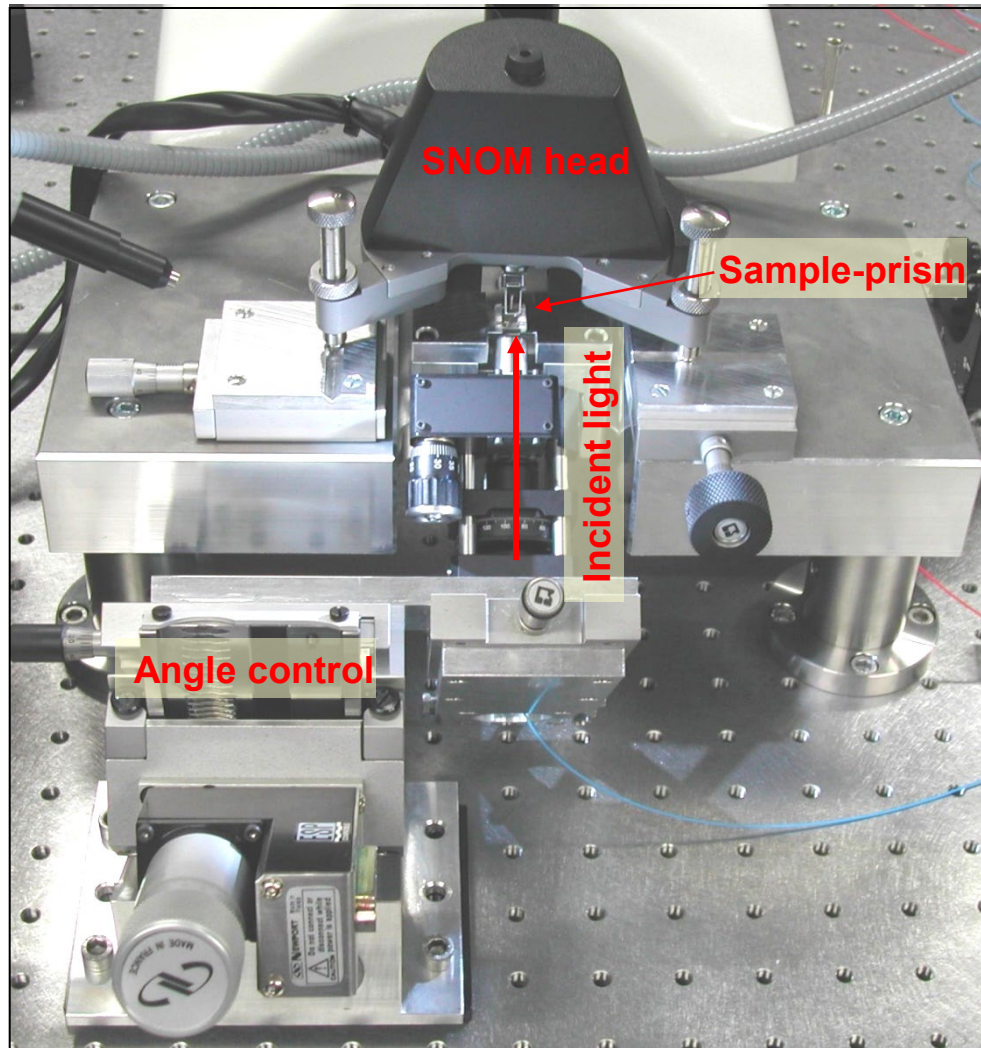
Figure 2



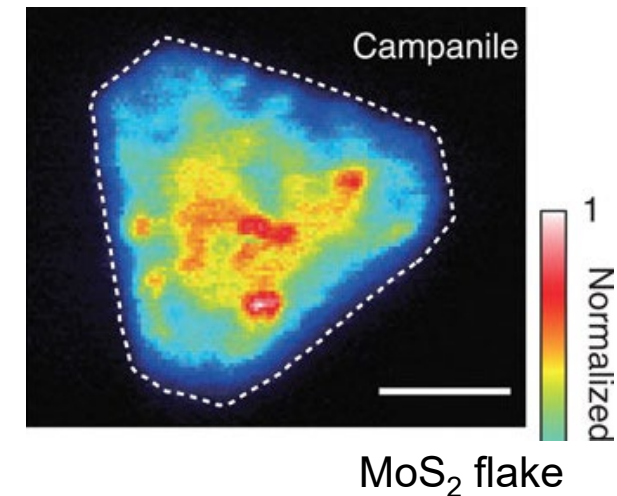
O.L. Mooren, Journal of the Association for Laboratory Automation vol. 11, p. 268 (2006)

Microscope optique de champ proche

- On peut obtenir une résolution de l'ordre de $\lambda/10$... ou mieux...



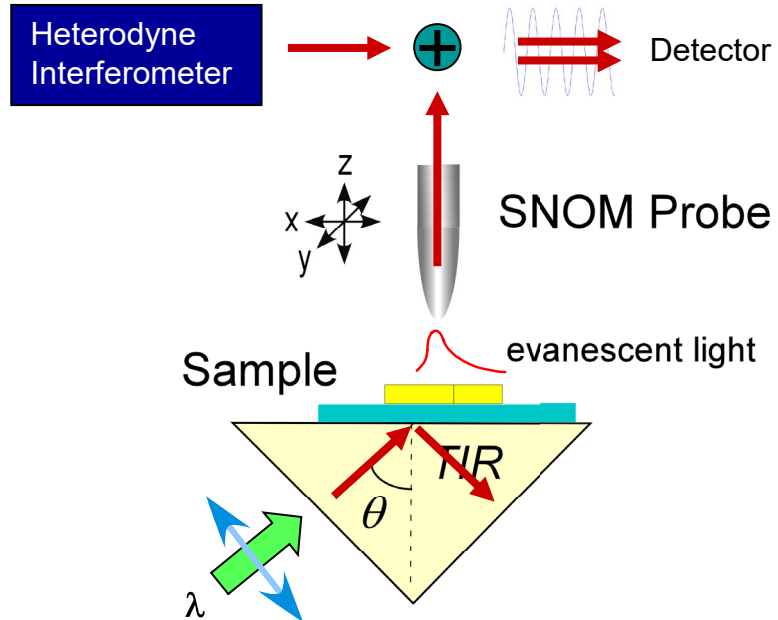
Single molecules



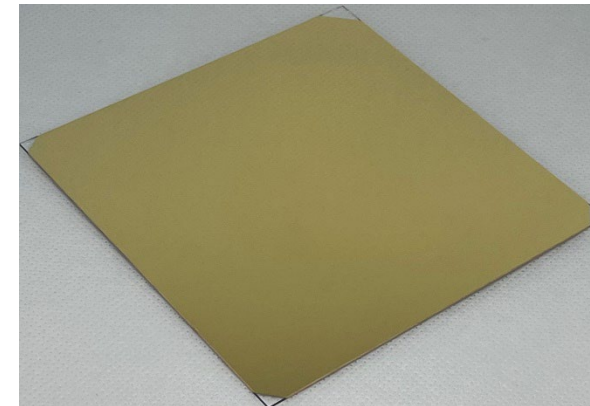
P. Bazylewski, Applied Science vol. 7, p. 973 (2017)

Microscope optique de champ proche

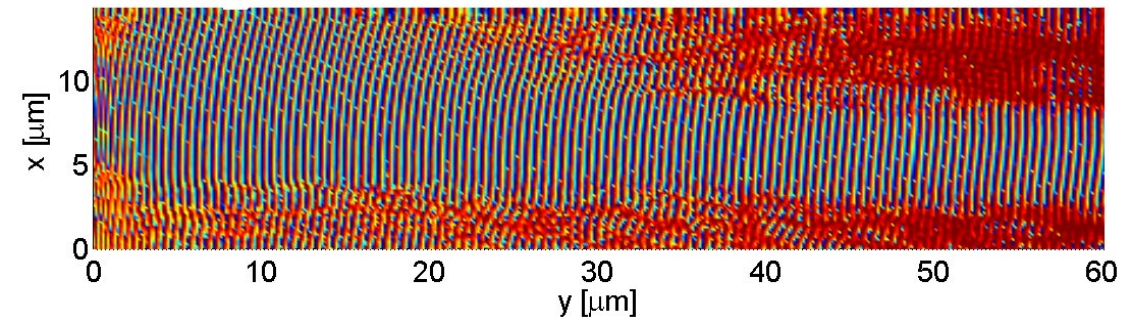
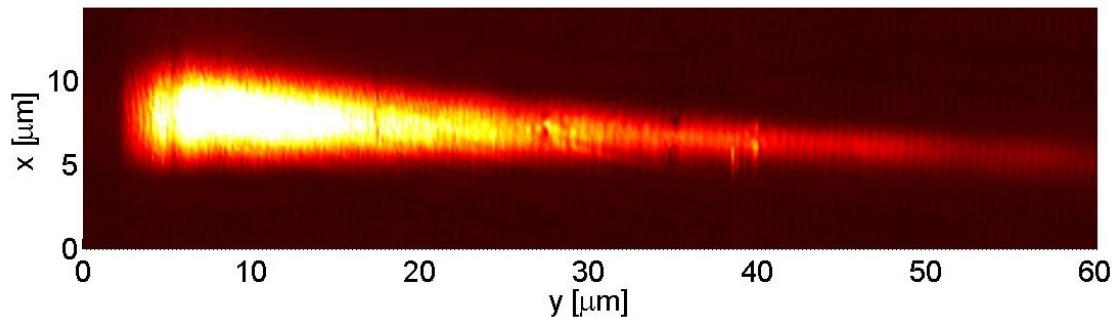
- Mesure d'une onde de surface se propageant sur un film d'or (surface plasmon)



Dans le champ lointain, on ne voit que le film d'or:



Dans le champ proche, on peut mesurer l'amplitude et la phase de l'onde qui se propage à la surface du film d'or:



Ingénierie optique

Semaine 6 – partie 2

Olivier J.F. Martin
Laboratoire de Nanophotonique et Métrologie



Optique de Maxwell

- Que peuvent les équations de Maxwell pour l'optique?
 - Equation d'onde
 - Conditions limites aux interfaces
 - Polarisation de la lumière

Optique de Maxwell

- Le champ électromagnétique:

	Symbole	Champ	Unité SI
→	$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$	champ électrique	V/m
	$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$	champ magnétique	A/m
→	$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$	champ de déplacement électrique	As/m^2
	$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$	champ d'induction magnétique	Vs/m^2

- Système d'unités MKSA ou SI
- Champs vectoriels, dépendant du système de coordonnées:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} E_x(x, y, z, t) \\ E_y(x, y, z, t) \\ E_z(x, y, z, t) \end{pmatrix} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} E_r(r, \theta, \phi, t) \\ E_\theta(r, \theta, \phi, t) \\ E_\phi(r, \theta, \phi, t) \end{pmatrix} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} E_\rho(\rho, \phi, z, t) \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ E_z(\rho, \phi, z, t) \end{pmatrix}$$

- Utiliser aussi les formes correspondantes pour ∇ , $\nabla \times$, $\nabla \cdot$ et ∇^2

Equations de Maxwell

- En toute généralité:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0.$$

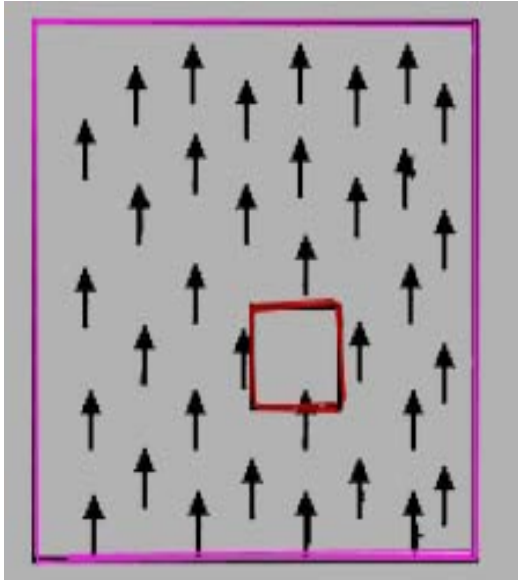
$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu_r(\mathbf{r}, t) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$$

- Deux termes source:
 - densité de courant J (unités A/m^2)
 - densité de charges ρ (unités As/m^3)

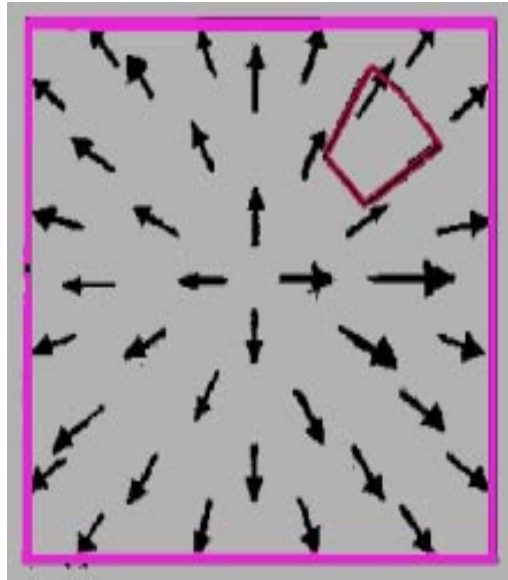
$\nabla \cdot$, $\nabla \times$, etc....

- Les opérateurs vectoriels ont un sens physique concret:



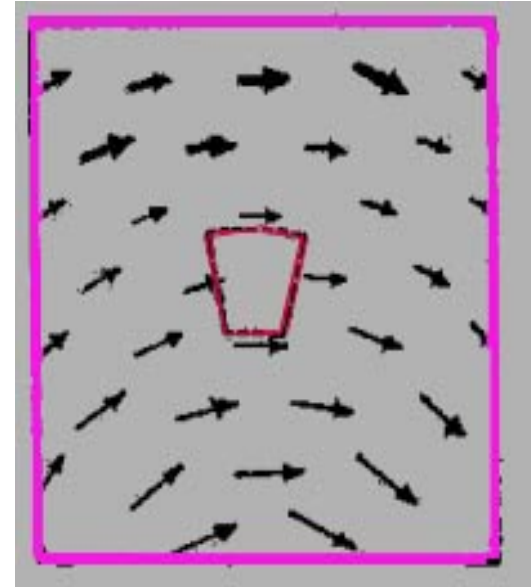
$$\nabla \cdot \mathbf{F} = ? \quad \neq 0$$

$$\nabla \times \mathbf{F} = ? \quad = 0$$



$$\nabla \cdot \mathbf{F} = ? \quad \neq 0$$

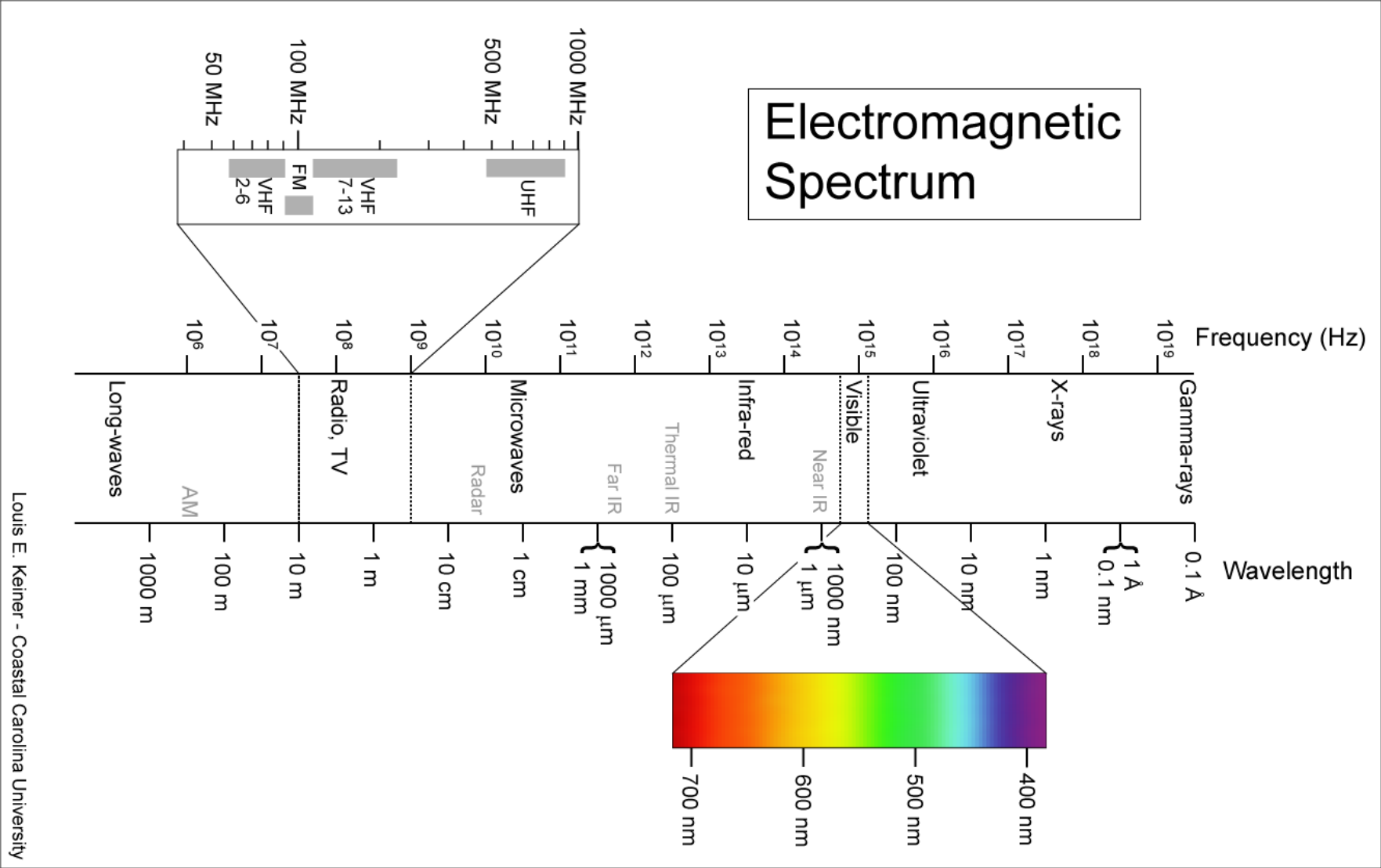
$$\nabla \times \mathbf{F} = ? \quad = 0$$



$$\nabla \cdot \mathbf{F} = ? \quad = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{F} = ? \quad \neq 0$$

Les équations de Maxwell sont valables sur l'entier du spectre électromagnétique



Louis E. Keiner - Coastal Carolina University

Equations de Maxwell

- En optique, on utilise les équations de Maxwell sans source:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t).$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0;$$

- La permittivité et la perméabilité sont reliées à la vitesse de la lumière (dans le système d'unités MKSA):

$$\epsilon_0 \mu_0 = 1/c_0^2$$

$$\epsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c_0^2} \simeq 8.8541878 \cdot 10^{-12} \text{ F/m},$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}.$$

$$[\epsilon_0 \mu_0] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$$

Equation d'onde dans le vide

- Se déduit directement des équations de Maxwell
- Equation vectorielle !

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

- Une équation par composante du champ:

$$\nabla^2 E_y - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{H}) =$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$$

$$= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c_0^2}$$

Equation d'onde dans un milieu different du vide

- Si ($\epsilon_r \neq 1$ et/ou $\mu_r \neq 1$)

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon_r \mu_r}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

- Vitesse dans le milieu:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

- Indice de réfraction: $n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{\mu}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$
- En général pour l'optique: ($\mu_r = 1$, soit $\mu = \mu_0$)

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{\epsilon_r}$$

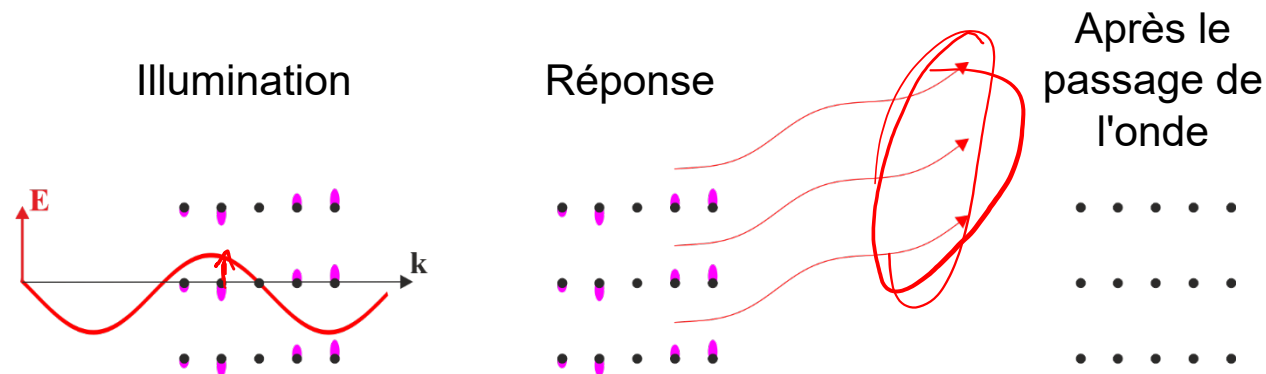
Propriétés optiques d'un milieu

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

- C'est le terme $\mathbf{D}$ qui contient la réponse du milieu et caractérise ses propriétés:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 (1 + \chi(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

- La polarisation $\mathbf{P}$ représente la réponse du milieu au champ (lumière) incident
- Il existe un modèle très usité pour cette polarisation: le modèle de Lorentz qui représente la matière comme une collection d'oscillateurs harmoniques
- Lorsque de la lumière est incidente sur la matière, le **nuage d'électrons** autour de chaque atome se déplace légèrement sous l'action du champ électrique associé à l'onde lumineuse, ce mouvement crée la réponse de la matière

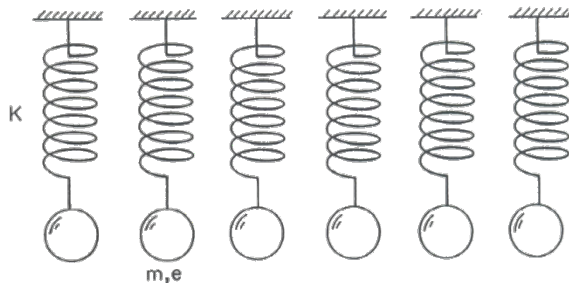


Propriétés optiques d'un milieu

- C'est le terme **D** qui contient la réponse du milieu et caractérise ses propriétés:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 (1 + \chi(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

- Bien que la réponse de chaque atome soit très petite, comme on a un nombre extrêmement élevé d'atomes dans la matière ($N_{\text{avogadro}} = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), leurs contributions s'additionnent pour produire la réponse totale (polarisation **P**), dont on peut déduire la permittivité ϵ_r (grandeur complexe: $\epsilon_r = \epsilon'_r + j \epsilon''_r$)

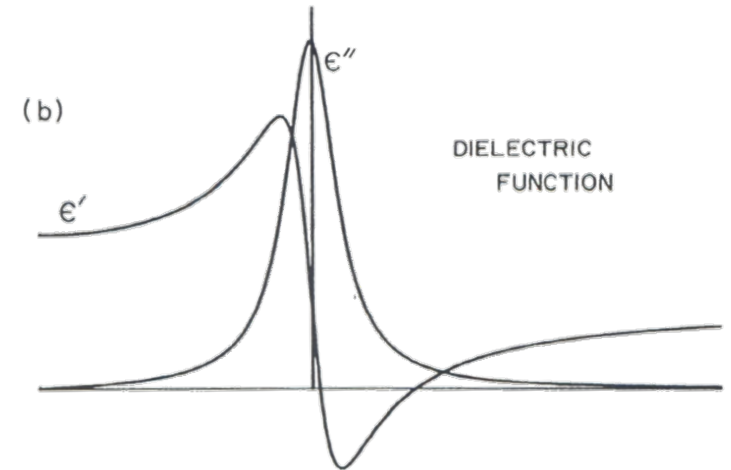


$$m\ddot{\mathbf{x}} + b\dot{\mathbf{x}} + K\mathbf{x} = e\mathbf{E}$$

$$\mathbf{P} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma\omega} \epsilon_0 \mathbf{E}$$

Réponse Lorentzienne:

$$\epsilon_r = 1 + \chi = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma\omega}$$



Onde plane monochromatique

- Forme particulière des équations de Maxwell (sans source) pour une onde plane harmonique monochromatique:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + j\omega t}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + j\omega t}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0;$$

$$-\mu_0 j\omega \vec{H}$$

$$-j\mathbf{k} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}),$$

$$-j\mathbf{k} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = j\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}),$$

$$-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0,$$

$$-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0.$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \\ - \\ - \end{pmatrix} = \underline{-j E_{0z} k_y + j E_{0y} k_z}$$

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z) + j\omega t}$$

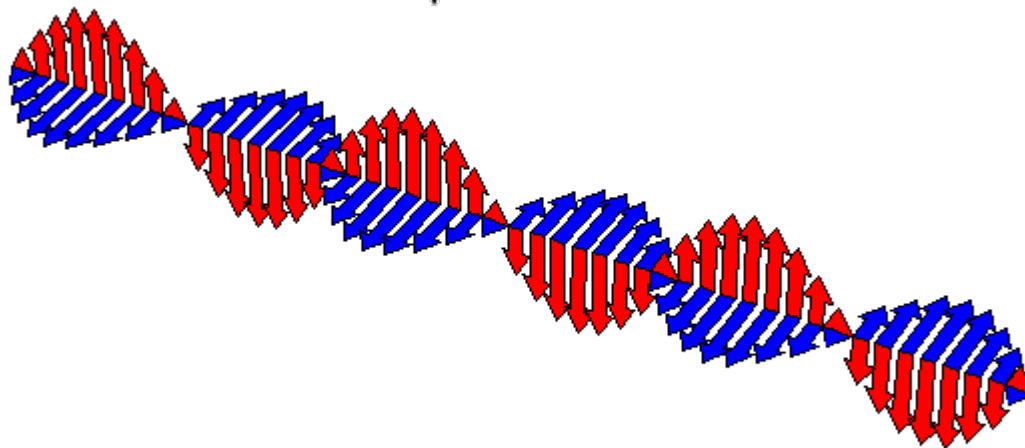
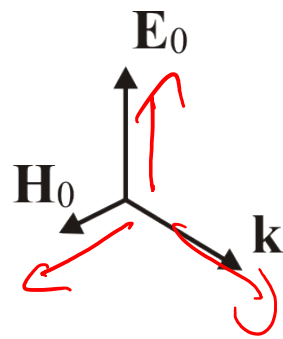
$$-j k_x \vec{E} = \begin{vmatrix} \cancel{E_x} & E_y & E_z \\ -j k_x & \cancel{-j k_y} & \cancel{-j k_z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} =$$

$$\underline{-j k_y E_z + j k_z E_y}$$

Onde plane monochromatique

- On a de plus pour les amplitudes:
$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 &= \omega \mu \mathbf{H}_0, \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H}_0 &= -\omega \epsilon \mathbf{E}_0. \end{aligned}$$
- $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ et $\mathbf{k}$ forment un triplet droitier
- Impédance (rapport des champs $\mathbf{E}/\mathbf{H}$): $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}}$
- Le vide oppose une certaine résistance à la propagation des ondes électromagnétiques

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \simeq 376.6 \, \Omega$$



Vecteur de Poynting

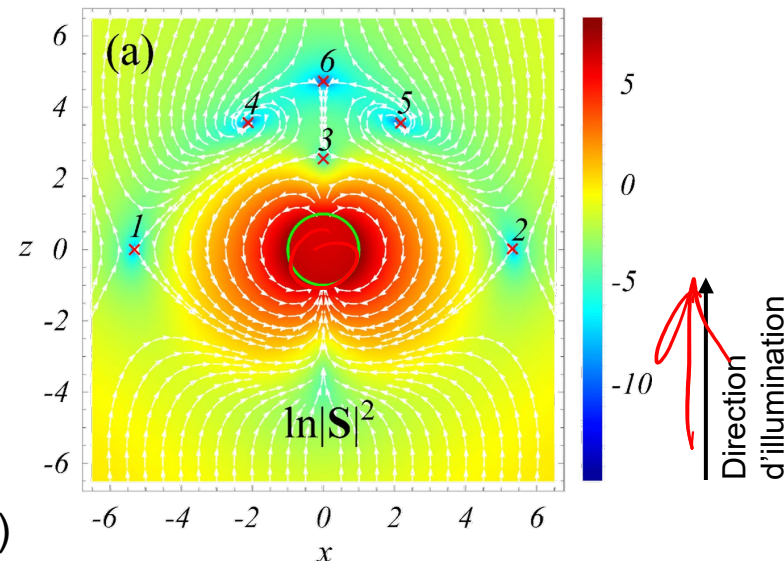
- Le vecteur de Poynting donne le flux d'énergie par unité de temps et de surface:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

- Pour des champs harmoniques ($e^{j\omega t}$), on calcule en général la moyenne temporelle (sur une période) du vecteur de Poynting:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$$

- Le flux d'énergie peut être très complexe (diffusion de la lumière sur une sphère métallique dans le vide):



Ingénierie optique

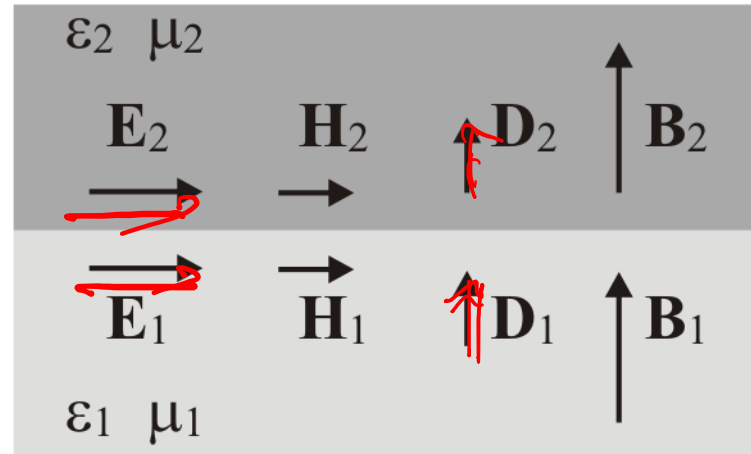
Semaine 6 – partie 3

Olivier J.F. Martin
Laboratoire de Nanophotonique et Métrologie



Conditions d'interface

- Ces conditions sont le moteur de la plupart des phénomènes observés en optique et permettent de déduire les coefficients de Fresnel



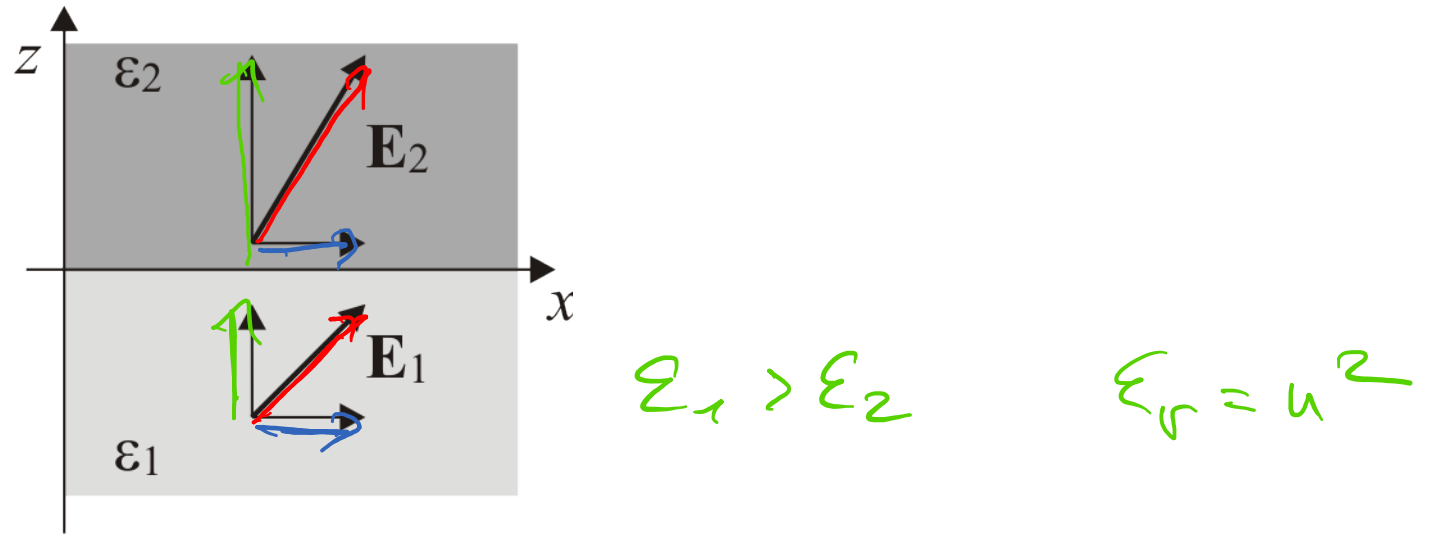
$$\epsilon_0 \epsilon_r E_2$$

$$\epsilon_0 \epsilon_r E_1$$

Champ	Composante continue
$\mathbf{E}$	parallèle
$\mathbf{H}$	parallèle
$\mathbf{D}$	perpendiculaire
$\mathbf{B}$	perpendiculaire

Conditions d'interface

- Construction du champ dans le deuxième milieu en le connaissant dans le premier milieu:

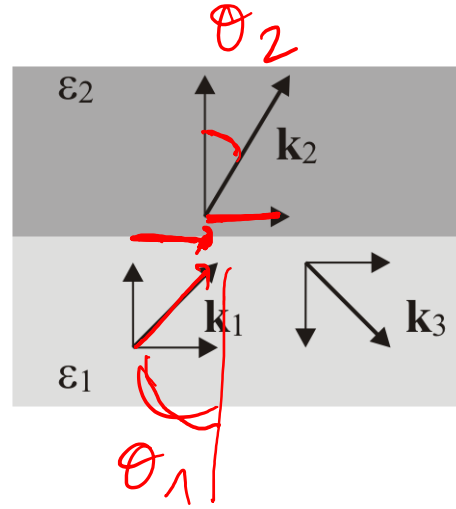


$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_1 &= (\underline{E_{1x}}, 0, E_{1z}) & \longrightarrow & \mathbf{E}_2 = (\underline{E_{1x}}, 0, E_{2z}) \\
 \mathbf{D}_1 &= (\epsilon_1 E_{1x}, 0, \epsilon_1 E_{1z}) \\
 \mathbf{D}_2 &= (\epsilon_2 E_{2x}, \epsilon_2 E_{2x}, \epsilon_2 E_{2z})
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} \mathbf{D}_1 \\ \mathbf{D}_2 \end{aligned}} \right\} \longrightarrow E_{2z} = \epsilon_1 E_{1z} / \epsilon_2$$

$$\mathbf{E}_2 = (E_{1x}, 0, \epsilon_1 E_{1z} / \epsilon_2)$$

Conditions d'interface - Réfraction

- La loi de Snell se déduit aussi des équations de Maxwell



$$\underbrace{n_1 \sin \theta_1}_{k_1 = n_1 k_0} = \underbrace{n_2 \sin \theta_2}_{k_2 = n_2 k_0}$$

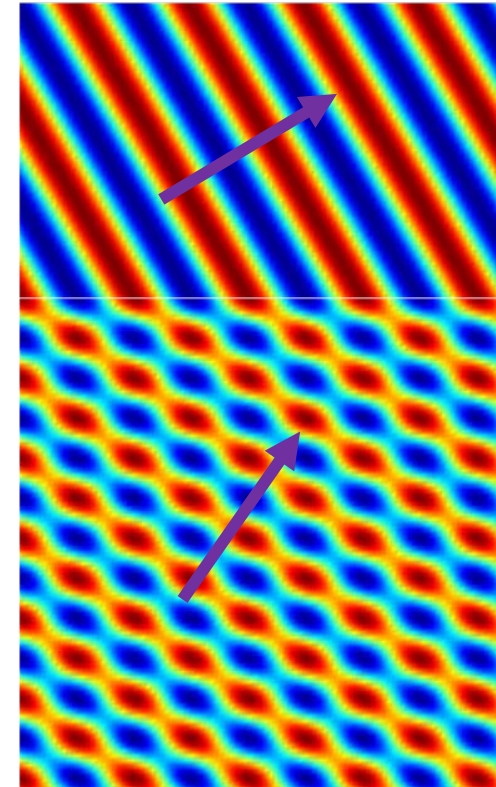
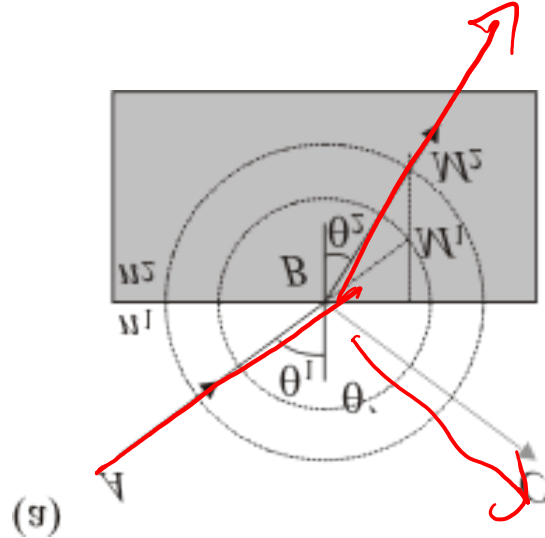
$$\frac{c_0}{c_0}$$

$$n_1 k_0 \sin \theta_1 = n_2 k_0 \sin \theta_2$$

- Continuité de la composante parallèle à l'interface du vecteur d'onde
- Conservation de la quantité de mouvement

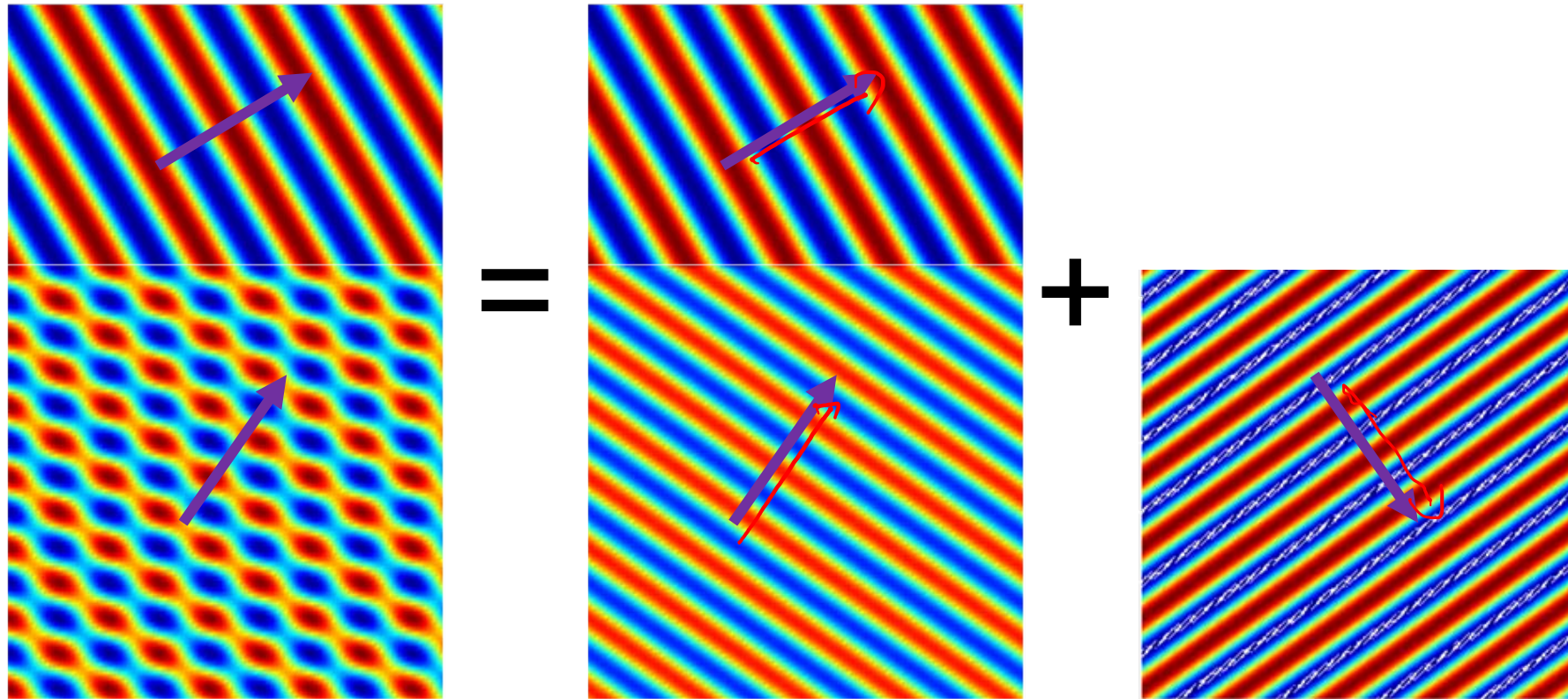
Différence optique géométrique – optique de Maxwell

- Loi de Snell (détermine seulement les directions)
- Coefficients de Fresnel (déterminent aussi les amplitudes des différentes ondes)



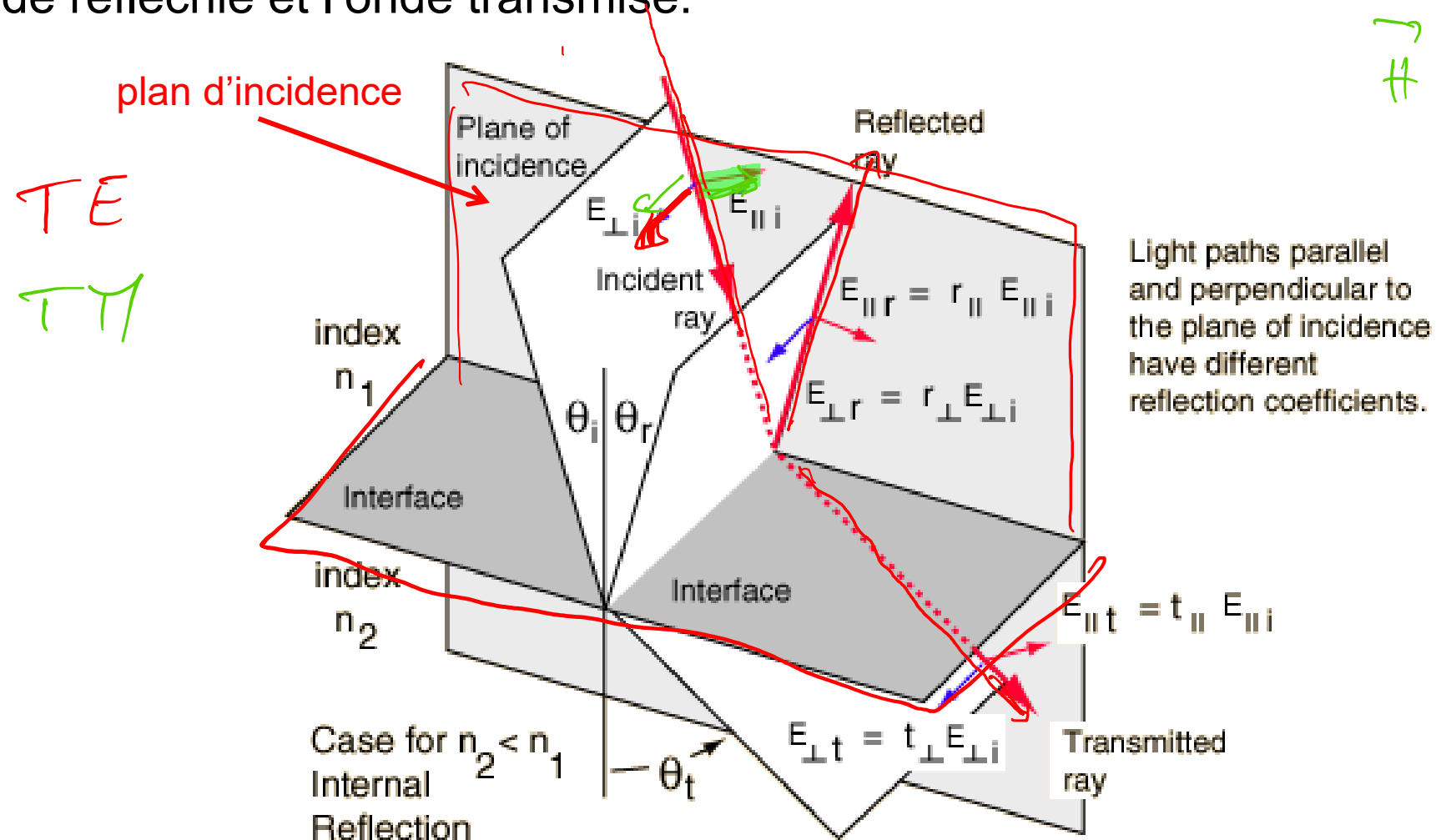
Optique de Maxwell

- Champ total = Incident + Réfléchi



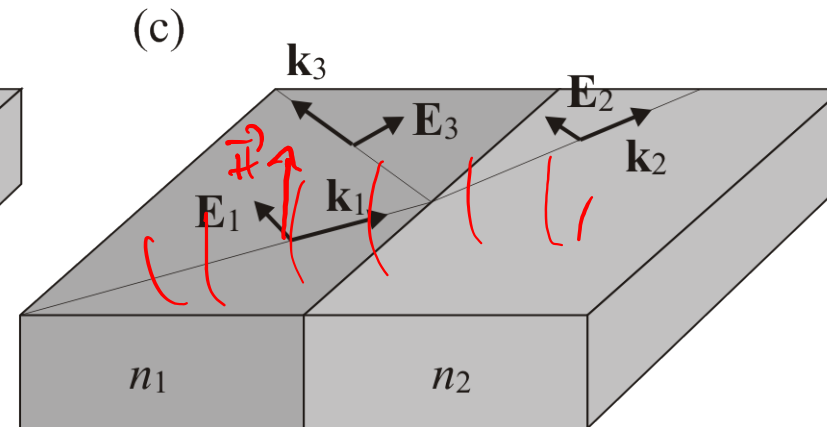
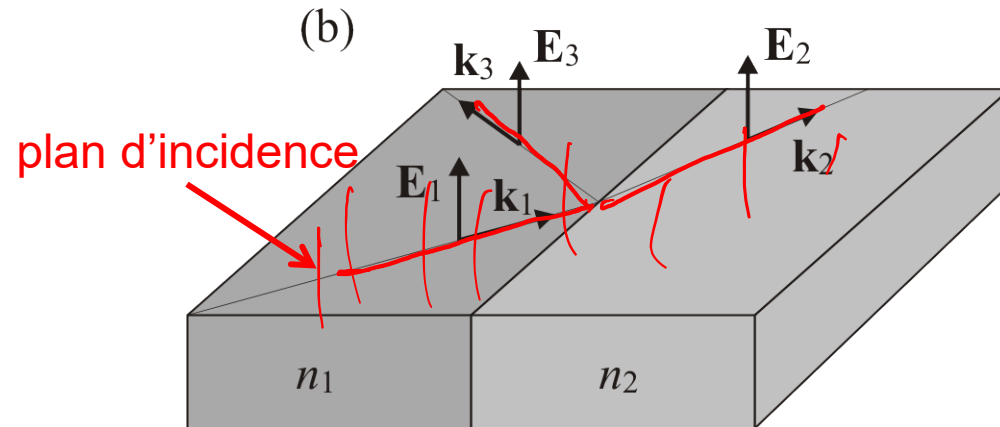
Coefficients de Fresnel

- Le vecteur de propagation de l'onde incidente définit un plan dans lequel se trouve l'onde réfléchie et l'onde transmise:



Coefficients de Fresnel

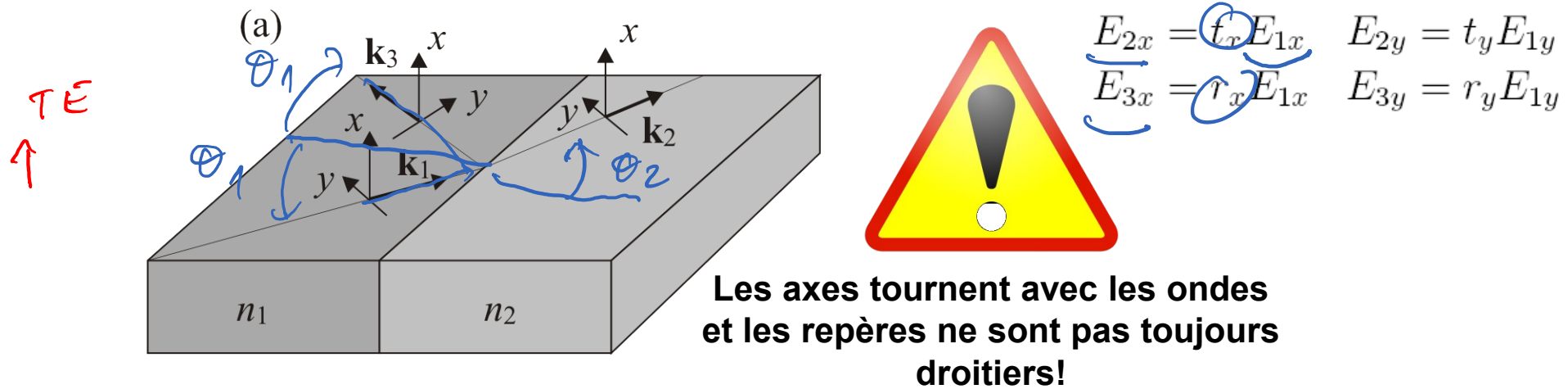
- Deux polarisations distinctes définies par rapport au plan d'incidence:
Transverse électrique TE
ou s (senkrecht)
Transverse magnétique TM
ou p (parallel)



- Tout champ incident peut (doit) être décomposé en TE et TM.
- Chaque composante est conservée (par exemple, un champ incident TE donne lieu à des champs transmis (réfractés) et réfléchis TE)
- Les coefficients de Fresnel donnent les amplitudes des champs transmis et réfléchis

Coefficients de Fresnel

- Sont complexes (amplitude et phase)
- Relient les champs transmis et réfléchis au champ incident:



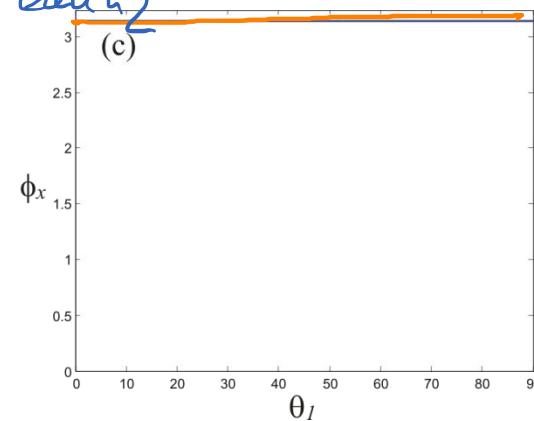
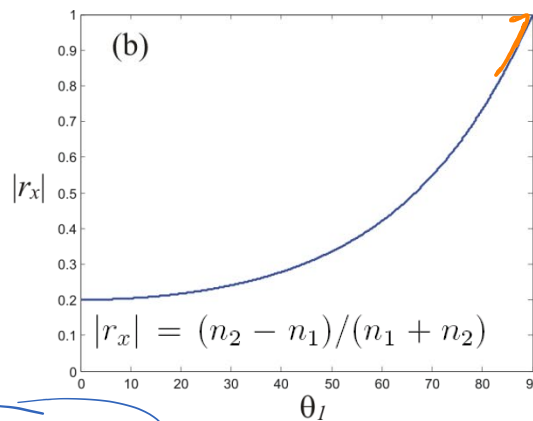
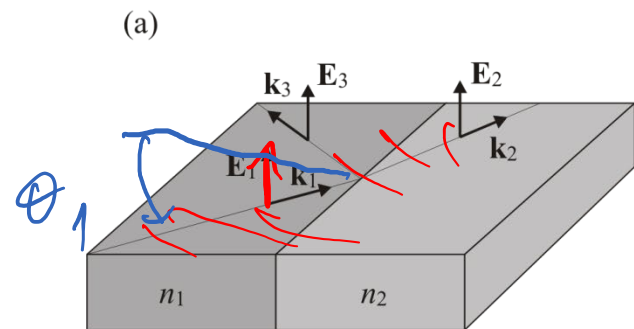
- Cas particulier pour l'optique (non-magnétique, pas de perte):

$$\begin{aligned} r_x &= \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} & t_x &= 1 + r_x & \text{polarisation TE} \\ r_y &= \frac{n_1 \sec \theta_1 - n_2 \sec \theta_2}{n_1 \sec \theta_1 + n_2 \sec \theta_2} & t_y &= (1 + r_y) \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} & \text{polarisation TM.} \end{aligned}$$

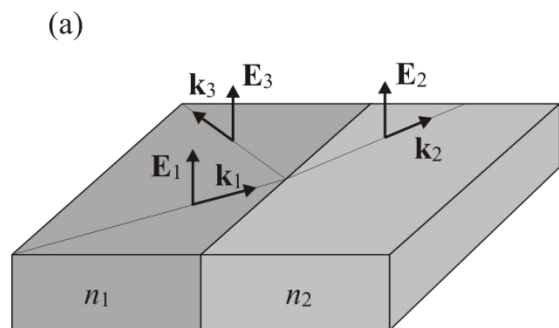
$\sec = \cos^{-1}$

Coefficients de Fresnel – Champ TE

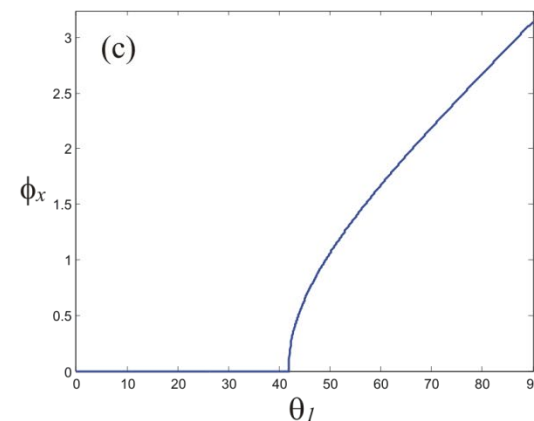
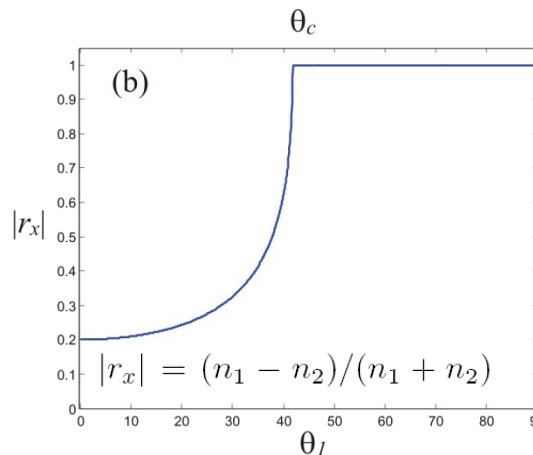
- Réflexion externe ($n_1 < n_2$)



- Réflexion interne ($n_1 > n_2$)



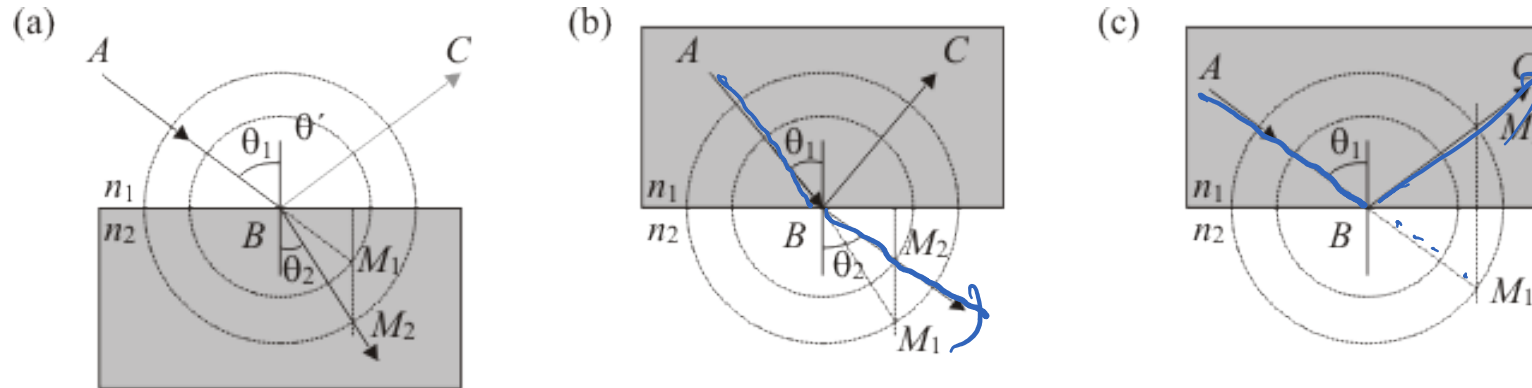
verre air



charlotte-mouttier.com

Réflexion interne totale

- Il existe un angle limite au-delà duquel l'onde est entièrement réfléchie

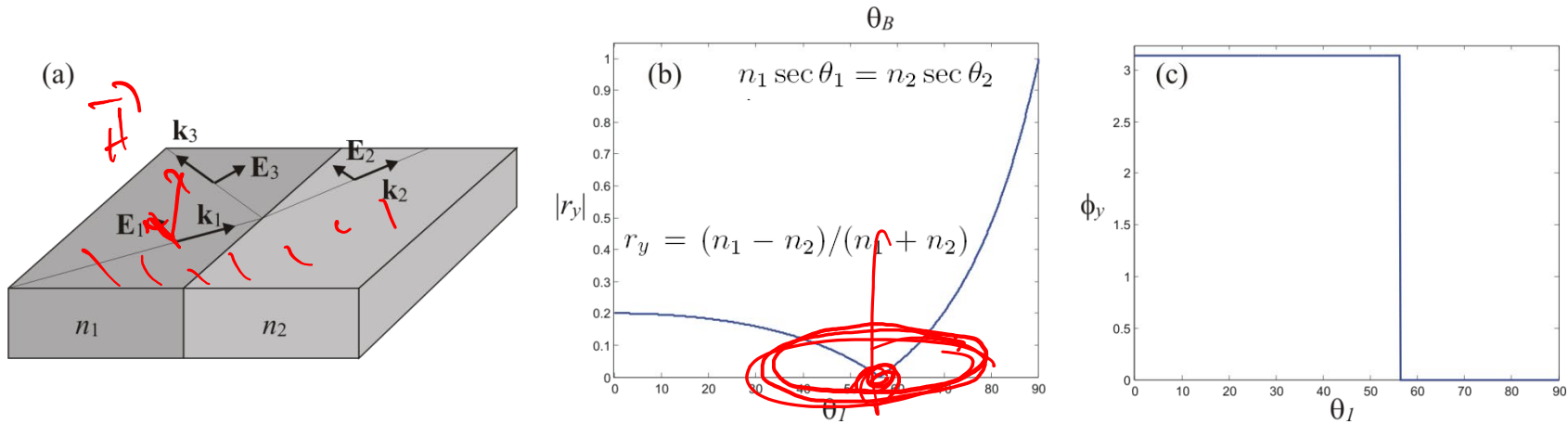


$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$$

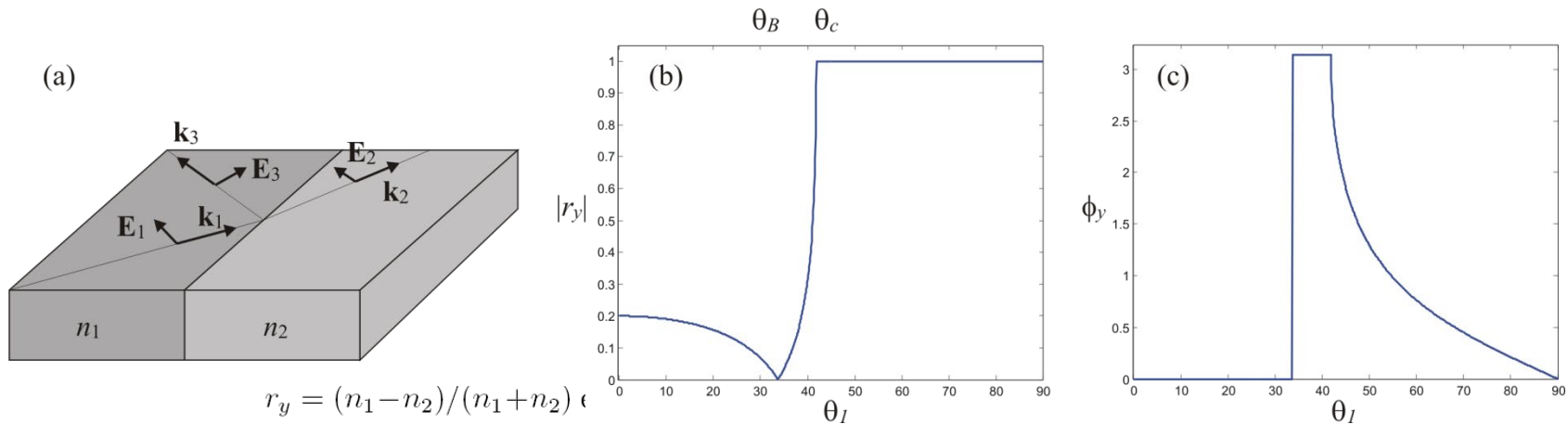
Coefficients de Fresnel – Champ TM

- Réflexion externe ($n_1 < n_2$)



$$\theta_B = \arctan(n_2/n_1) \quad \text{Angle de Brewster}$$

- Réflexion interne ($n_1 > n_2$)



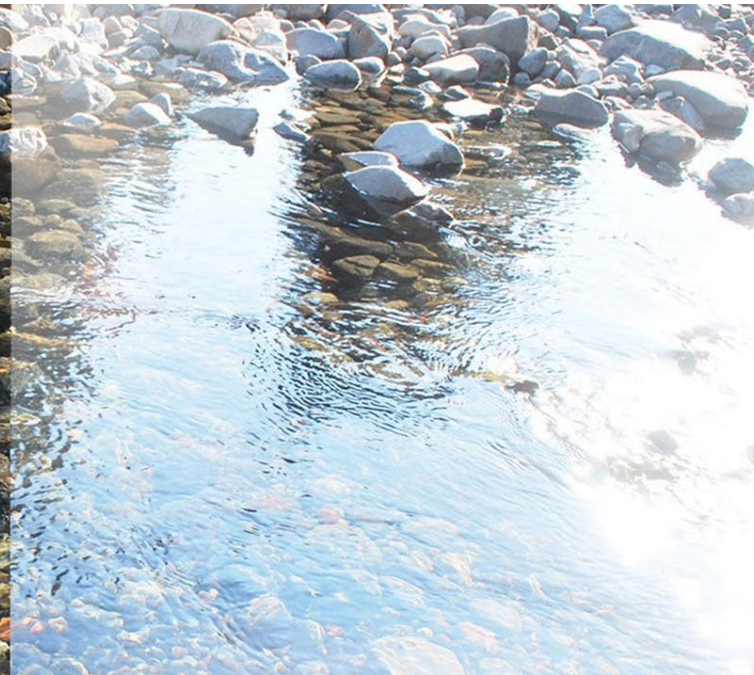
Angle de Brewster et polarisation

- La lumière réfléchie par une surfaces horizontale est polarisée préférentiellement parallèlement à cette surface
- Des lunettes polarisantes permettent d'éliminer cette polarisation, donc de diminuer ces réflexions parasites et d'augmenter le contraste

Avec lunettes



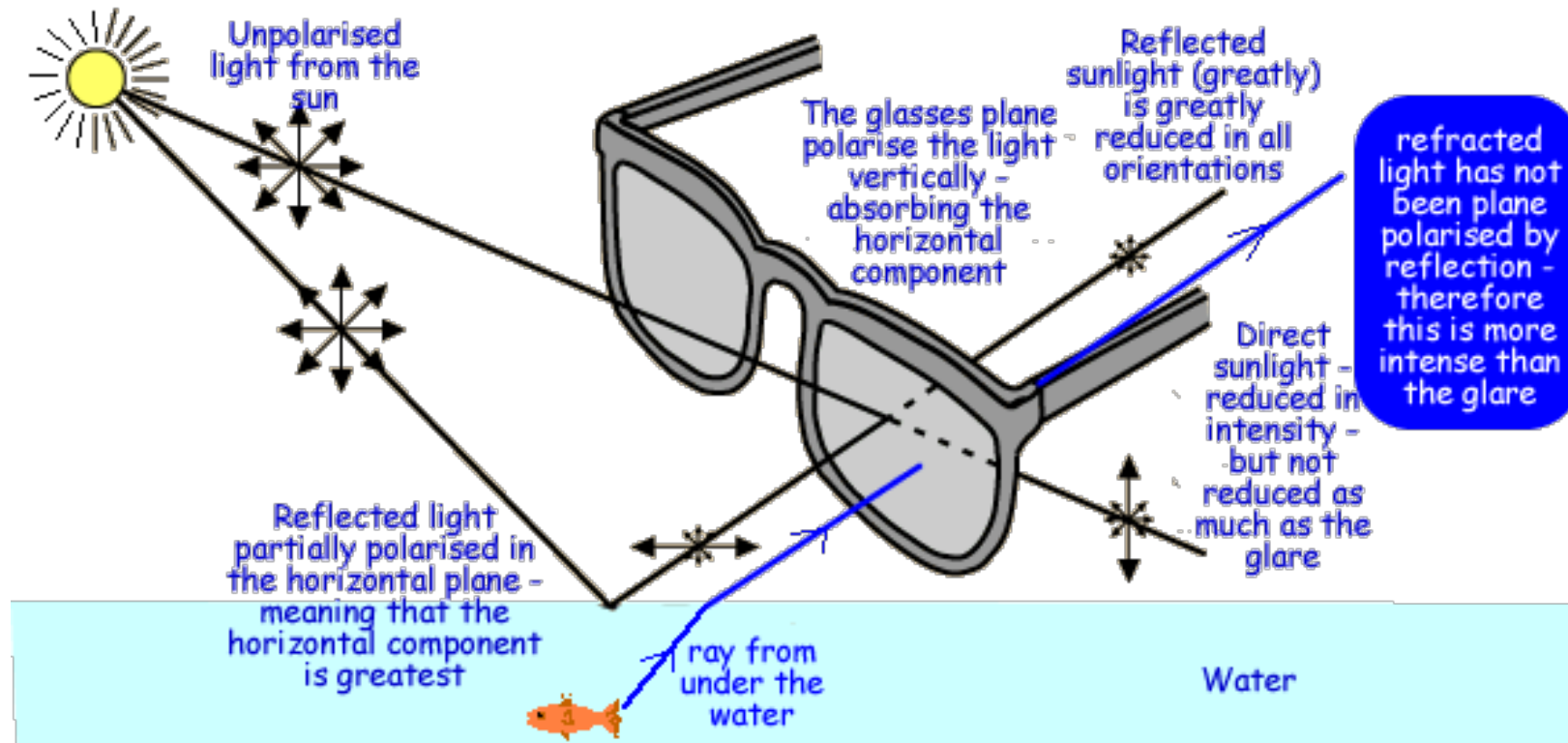
Sans lunettes



blinkvision.com

Angle de Brewster et polarisation

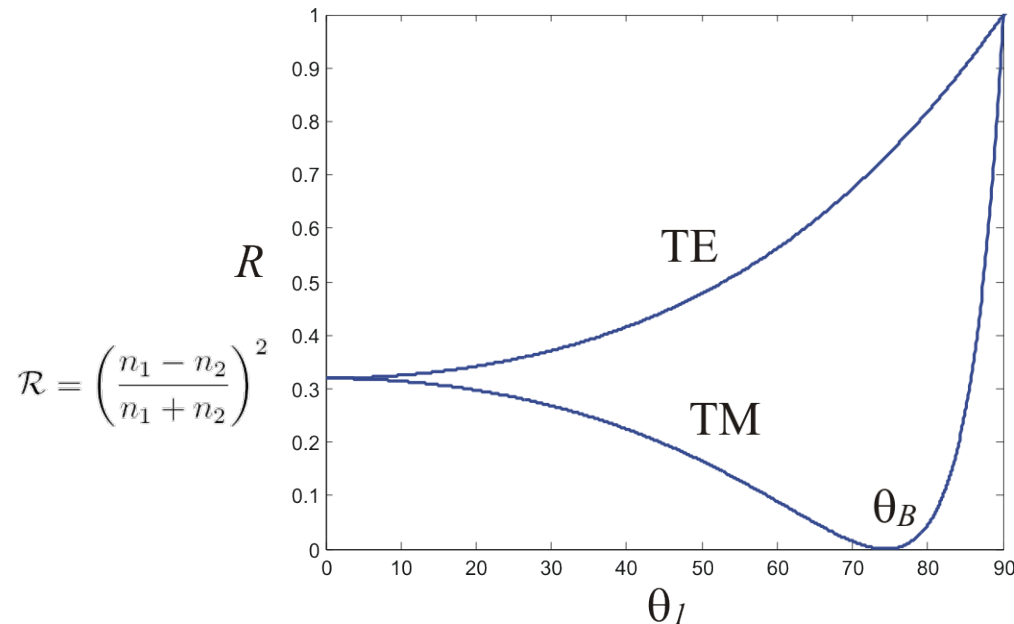
- La lumière réfléchiée par une surfaces horizontale est polarisée préférentiellement parallèlement à cette surface
- Des lunettes polarisantes permettent d'éliminer cette polarisation, donc de diminuer ces réflexions parasites et d'augmenter le contraste



Réflectance et transmittance

- Jusqu'à présent, on a étudié l'amplitude des ondes transmises/réfléchies; maintenant, on s'intéresse au flux d'énergie optique
- On définit d'abord la réflectance: $\mathcal{R} = |r|^2$ r. f*
- Et la transmittance par conservation de l'énergie (milieu sans perte): $\mathcal{T} = 1 - \mathcal{R}$
- Par exemple entre l'air et un semiconducteur:

$$\mathcal{T} + \mathcal{R} = 1$$



Ingénierie optique

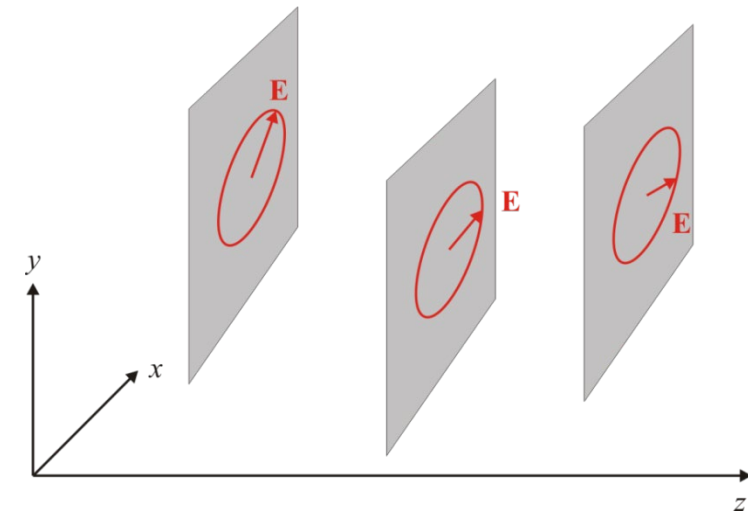
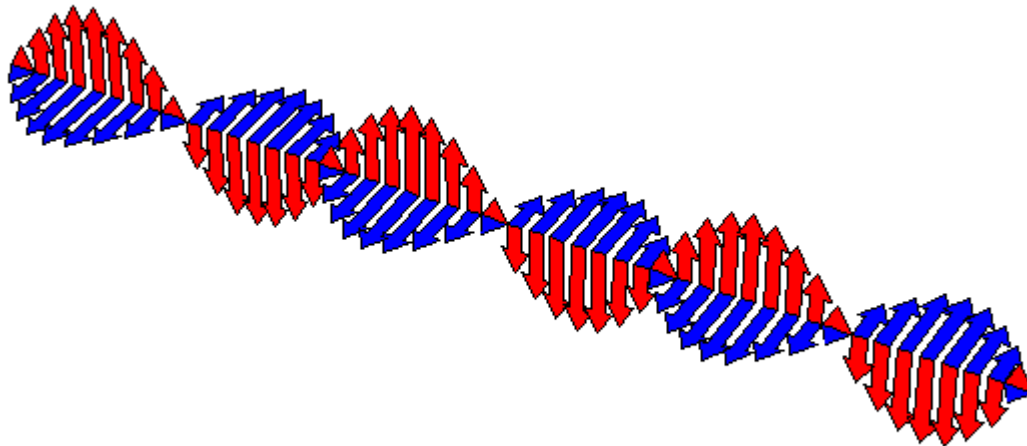
Semaine 6 – partie 4

Olivier J.F. Martin
Laboratoire de Nanophotonique et Métrologie



Polarisation de la lumière

- La polarisation linéaire est un cas très particulier, où l'extrémité du vecteur du champ électrique décrit une ligne
- En général, la polarisation est elliptique: l'extrémité du champ électrique décrit une ellipse
- On peut décomposer cette ellipse selon deux axes → deux composantes du champ électrique
- La différence de phase ϕ entre ces deux composantes détermine la polarisation de la lumière



Polarisation de la lumière

- Les deux composantes du champ électrique s'écrivent:

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \end{pmatrix} = \mathbf{A} e^{-jkz} e^{j\omega t} = \begin{pmatrix} \tilde{a}_x \\ \tilde{a}_y \end{pmatrix} e^{-jkz} e^{j\omega t} = \begin{pmatrix} a_x e^{j\phi_x} \\ a_y e^{j\phi_y} \end{pmatrix} e^{-jkz} e^{j\omega t} = \begin{pmatrix} a_x e^{j(-kz + \omega t + \phi_x)} \\ a_y e^{j(-kz + \omega t + \phi_y)} \end{pmatrix}$$

- En prenant les parties réelles: $E_x(z, t) = a_x \cos(-kz + \omega t + \phi_x)$
 $E_y(z, t) = a_y \cos(-kz + \omega t + \phi_y)$
- Les phases ϕ_x et ϕ_y sont constantes et ce qui va être déterminant est la différence de phase $\phi = \phi_y - \phi_x$
- Une composante est en avance ou en retard par rapport à l'autre et dans un milieu isotrope les deux composantes vont à la même vitesse (l'avance ou le retard est constant la polarisation ne change pas)
- Le sens de rotation est différent dans le temps et l'espace (signe différent pour le temps et l'espace dans l'équation d'onde) !



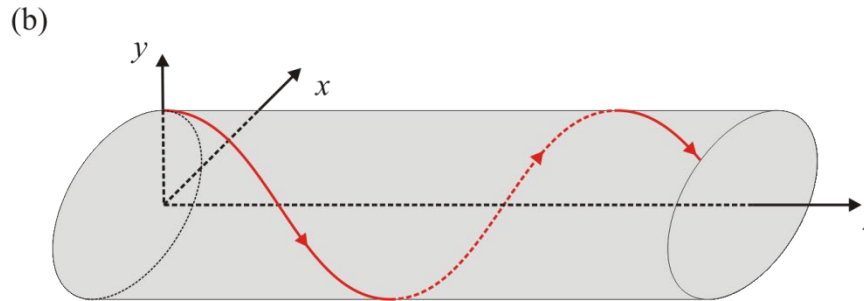
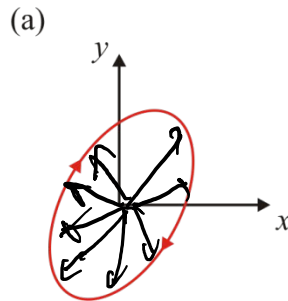
Polarisation de la lumière

- Le vecteur du champ électrique tourne
- Son sens de rotation est différent dans le temps et dans l'espace (signes différents pour le temps et l'espace dans les équations)



$$E_x(z, t) = a_x \cos(-\underbrace{kz} + \underbrace{\omega t} + \phi_x)$$

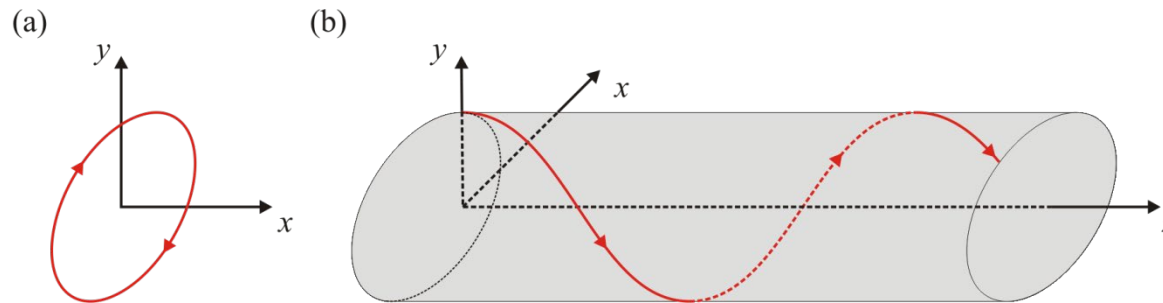
$$E_y(z, t) = a_y \cos(-kz + \omega t + \phi_y)$$



depositphotos.com

Polarisation à droite ou à gauche?

- On se place en un endroit fixe (par exemple en $z = 0$)
- On regarde l'onde venir vers nous et on regarde comment elle tourne dans le temps:
 - Rotation dans le sens des aiguilles d'une montre → polarisation à droite
 - Rotation dans le sens contraire des aiguilles d'une montre → polarisation à gauche



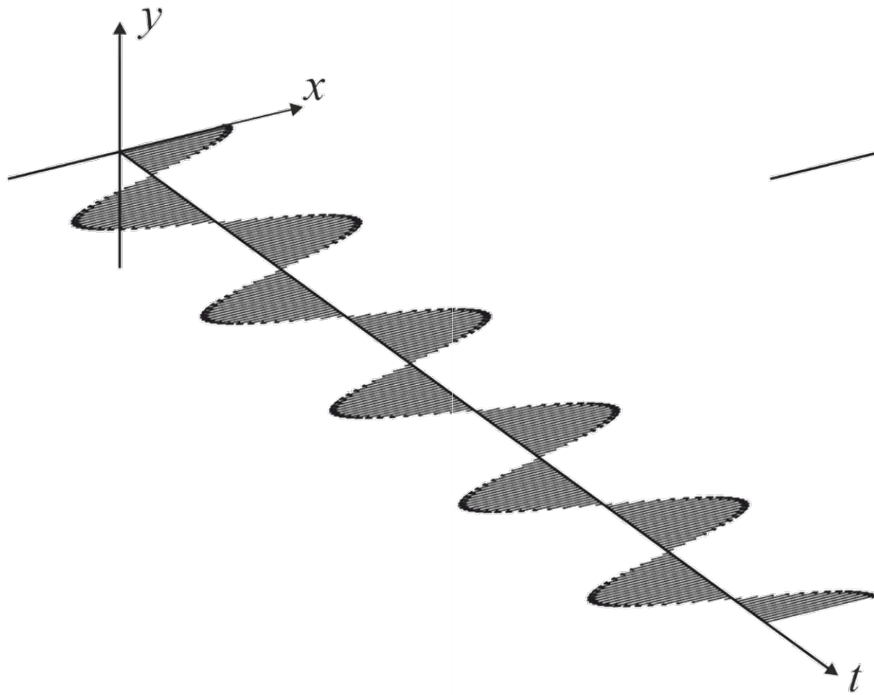
depositphotos.com

- Cette convention dépend du choix que nous avons fait pour $e^{\pm j\omega t}$

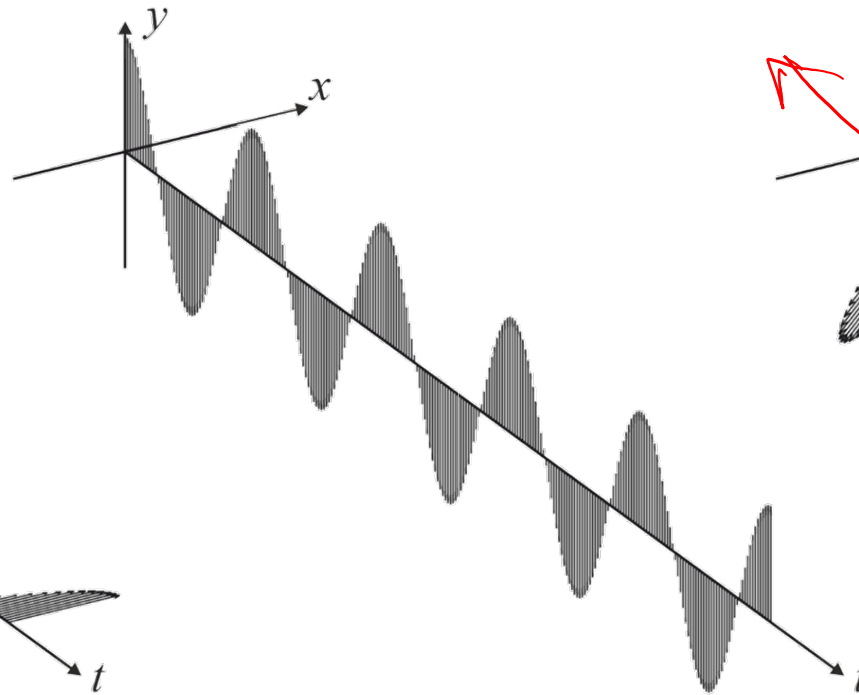
Onde polarisée linéairement (évolution dans le temps)

- Différentes possibilités:

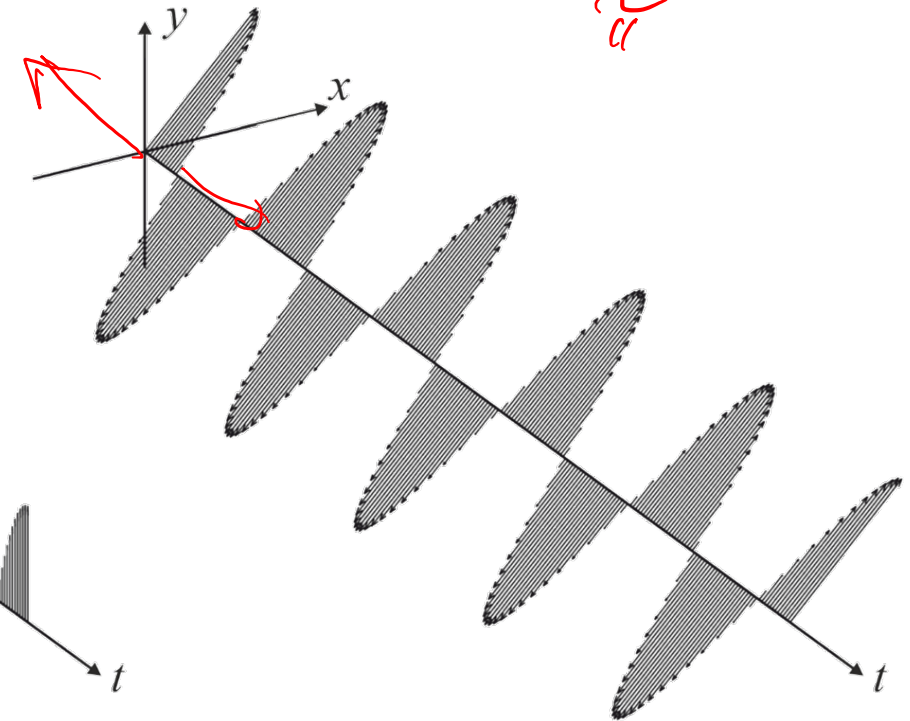
$$a_x = 1, a_y = 0, \phi = 0$$



$$a_x = 0, a_y = 1, \phi = 0$$



$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = 0$$



Onde polarisée circulairement

- Condition $\phi = \pm\pi/2$ et $a_x = a_y = a_0$,

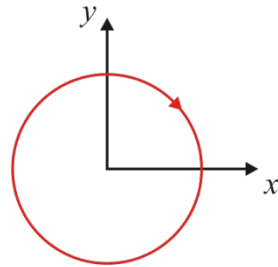
$$E_x(z,t) = a_0 \cos(-kz + \omega t + \phi_x)$$

$$E_y(z,t) = a_0 \cos(-kz + \omega t + \phi_y)$$

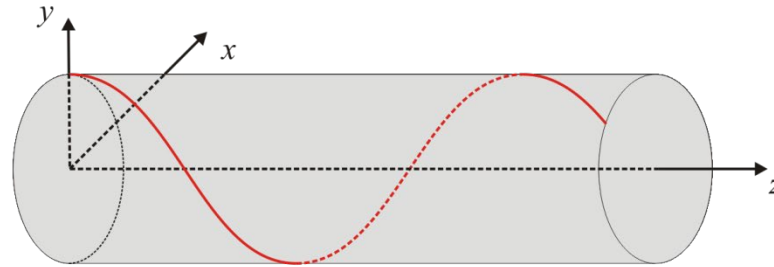
$$\phi = \phi_y - \phi_x$$

$\phi = \pi/2$
Polarisation
à droite

Dans le temps:

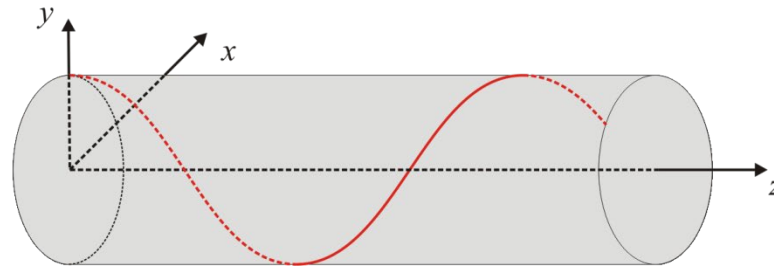
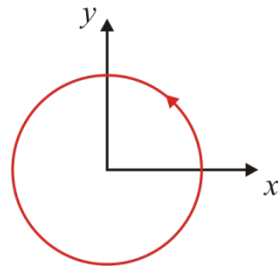


Dans l'espace:



$\phi = -\pi/2$
Polarisation
à gauche

(b)

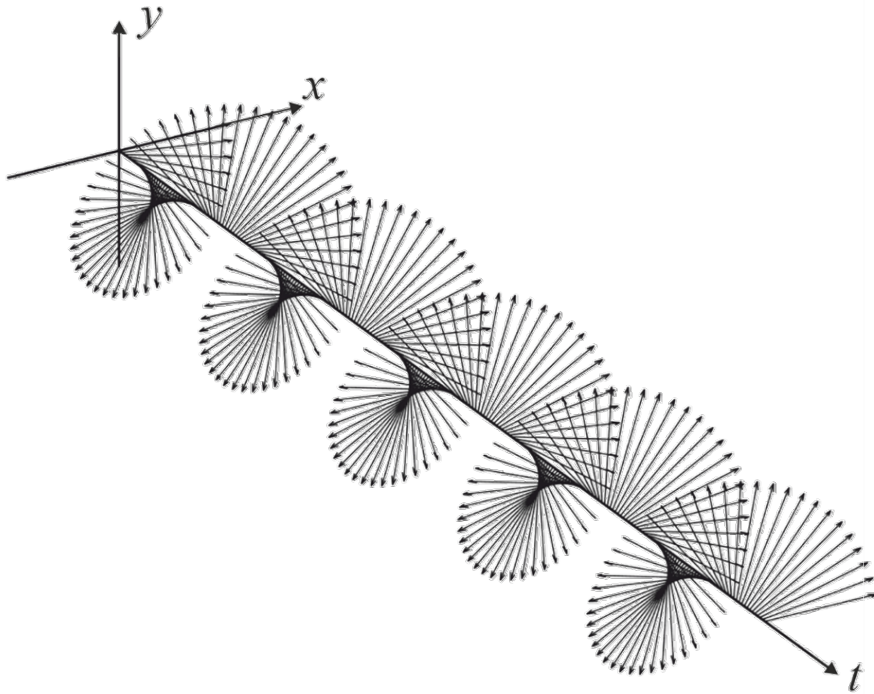


Onde polarisée circulairement (évolution dans le temps)

- Différentes possibilités:

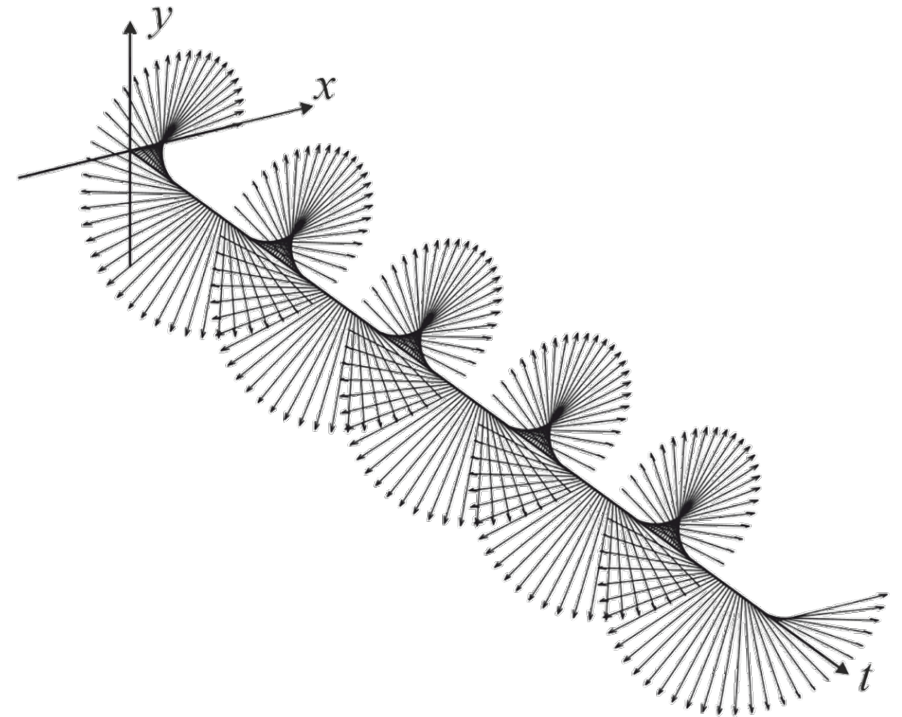
$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = \pi / 2$$

(rotation dans le temps dans le sens des aiguilles d'une montre → polarisation à droite)



$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = -\pi / 2$$

(rotation dans le temps dans le sens contraire des aiguilles d'une montre → polarisation à gauche)

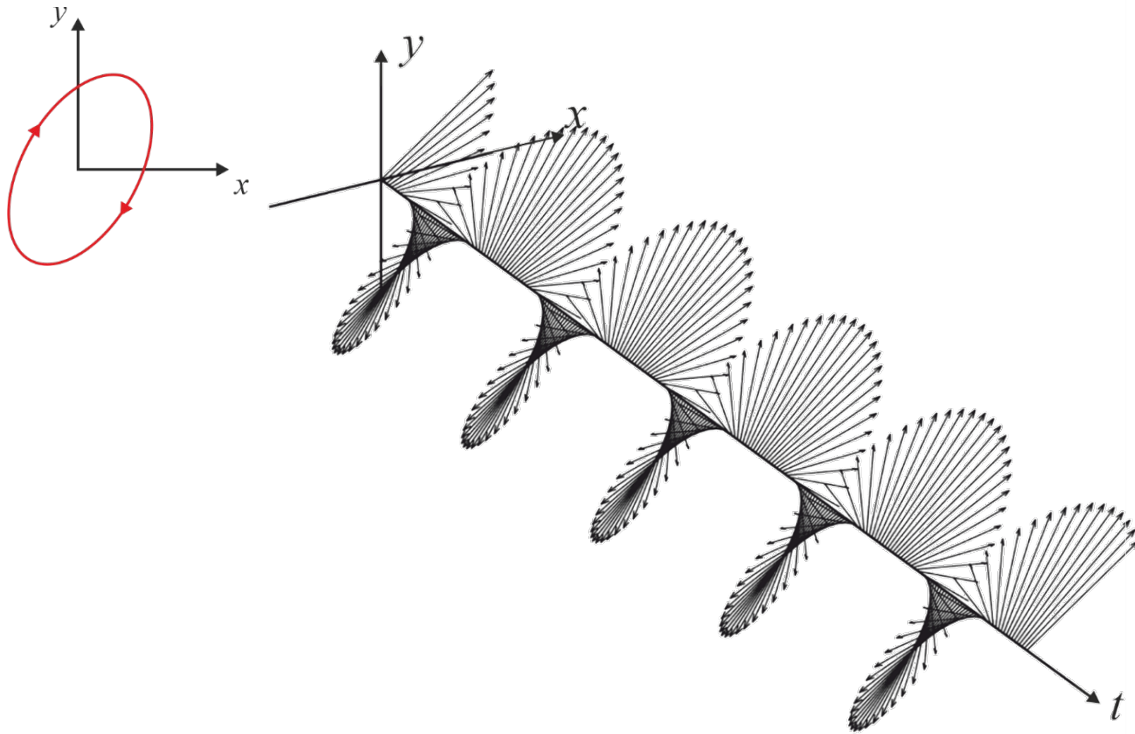


Onde polarisée elliptiquement (évolution dans le temps)

- Le champ électrique décrit une ellipse

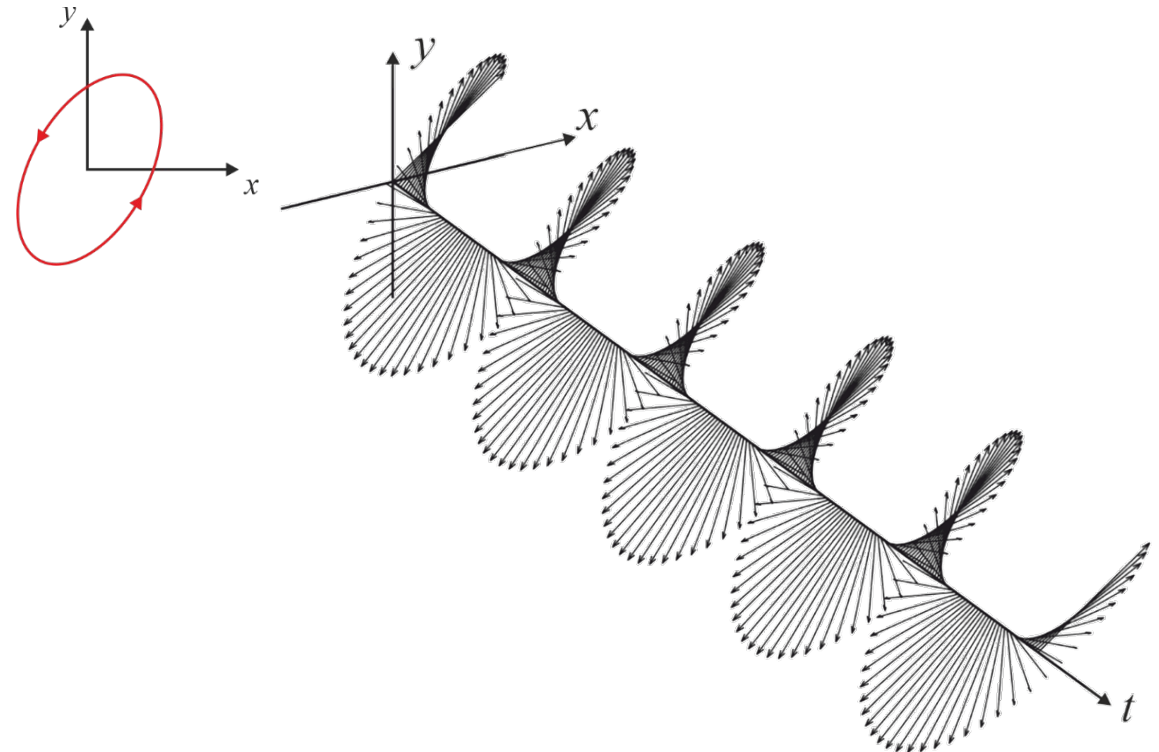
$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = \pi / 4$$

(rotation dans le temps dans le sens des aiguilles d'une montre → polarisation à droite)



$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = -\pi / 4$$

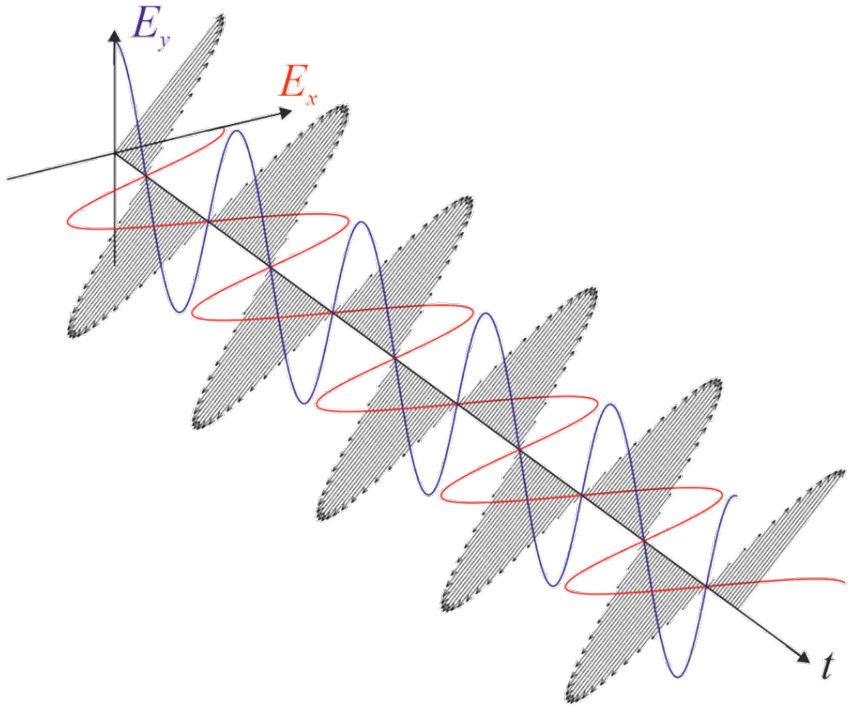
(rotation dans le temps dans le sens contraire des aiguilles d'une montre → polarisation à gauche)



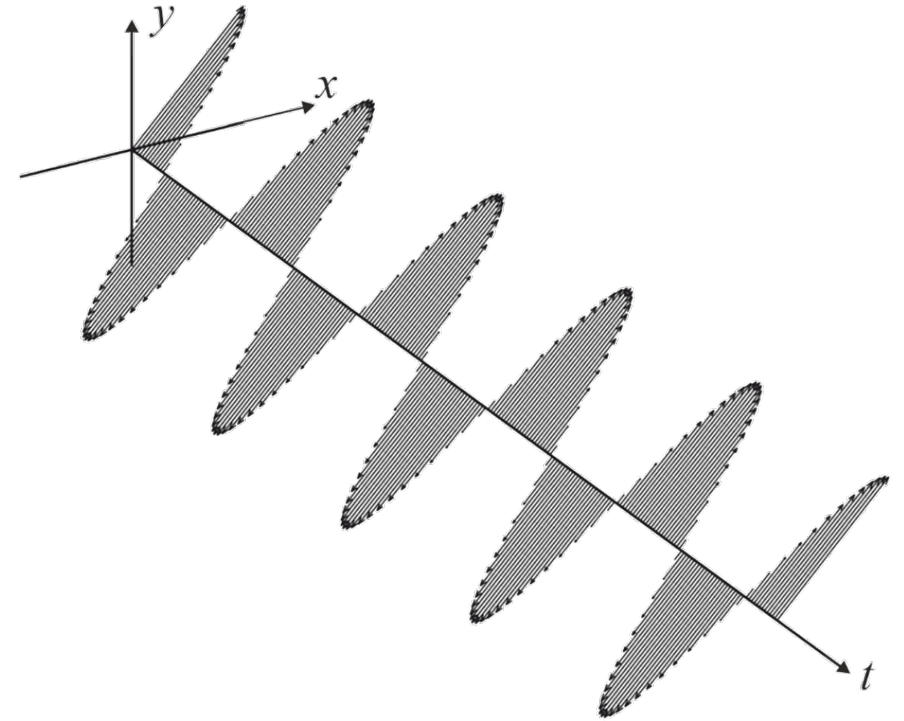
Onde polarisée linéairement (évolution dans le temps)

- Il est intéressant d'observer l'évolution de chaque composante du champ:

$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = 0$$



$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = 0$$



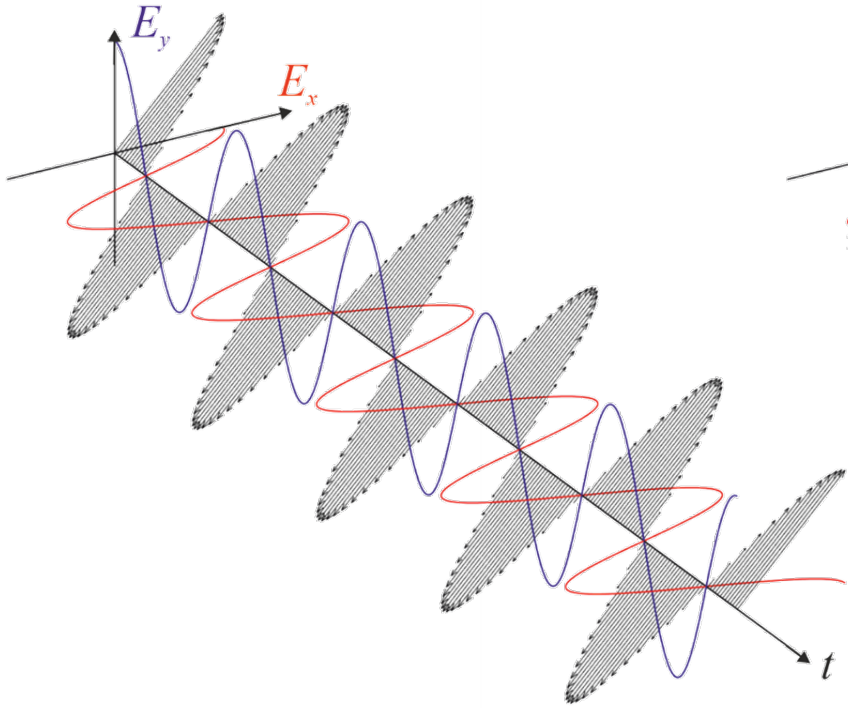
Onde polarisée linéairement (évolution dans le temps)

- Il est intéressant d'observer l'évolution de chaque composante du champ:

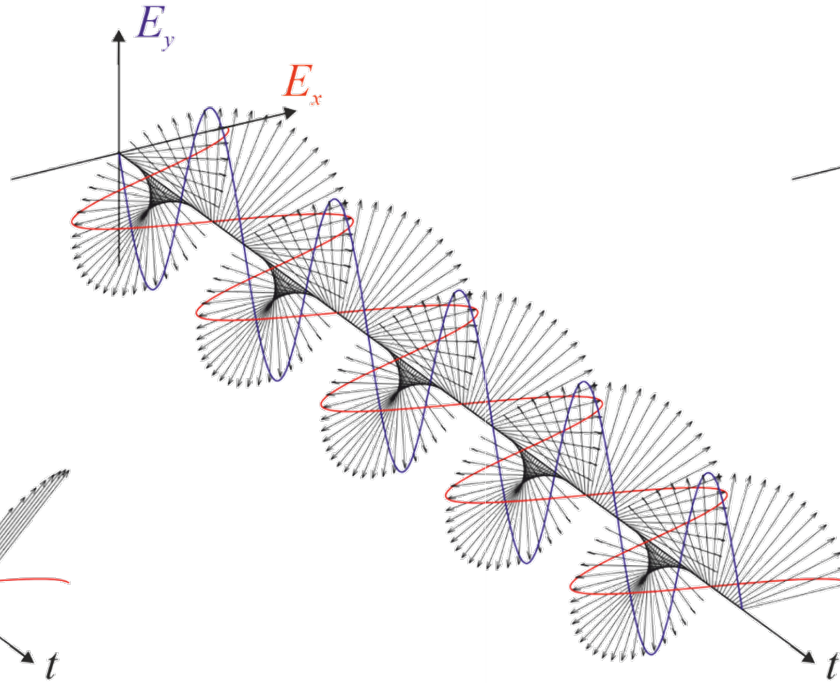
$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = 0$$

$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = \pi / 2$$

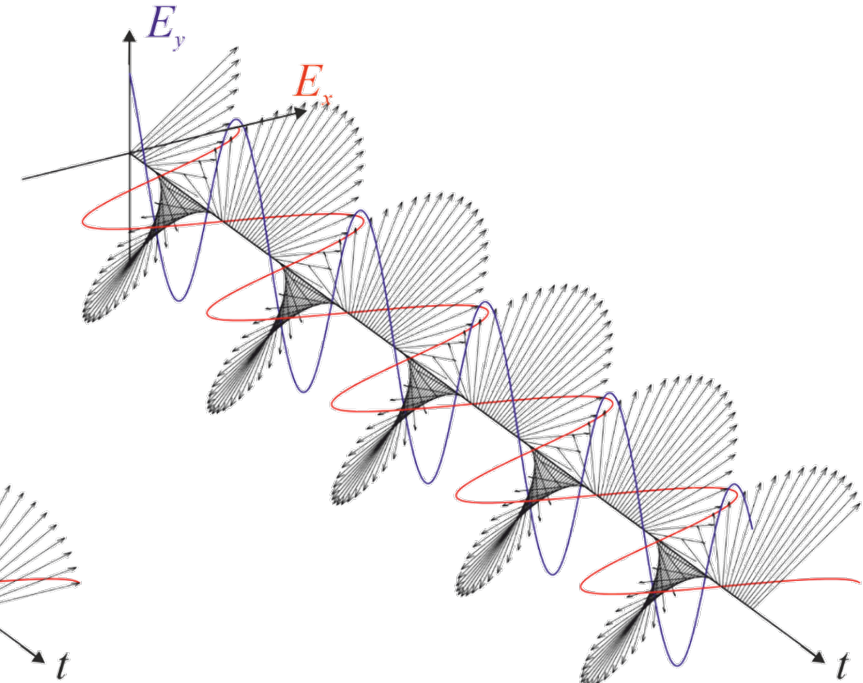
$$a_x = 1, a_y = 1, \phi = \pi / 4$$



Polarisation linéaire à 45°



Polarisation circulaire à droite
(rotation dans le sens des aiguilles d'une
montre)



Polarisation elliptique à droite
(rotation dans le sens des aiguilles d'une
montre)