Diffraction à l'∞ d'une onde plane limitée par un diaphragme plan.

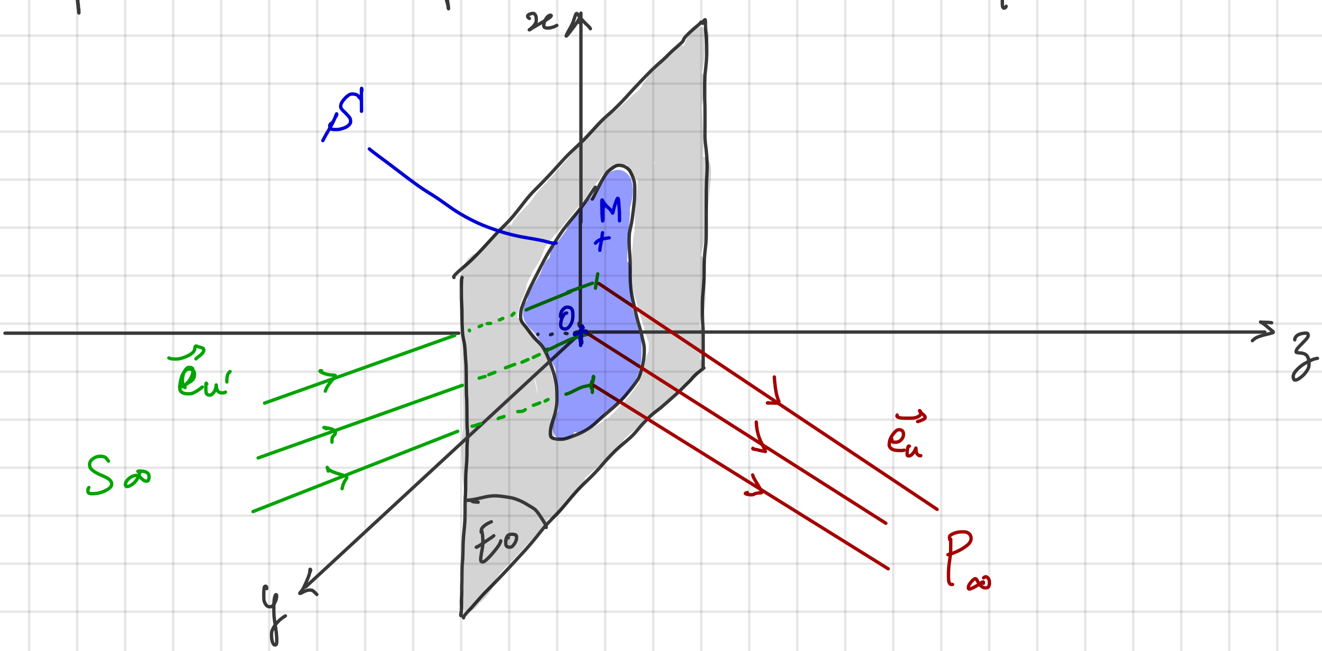
- Dans le régime de diffraction de Fraunhoffer, la condition de parallélisme entre les rayons issus d'un point M de $\mathcal{S}$ et arrivant en un point d'observation P est vérifiée. On peut donc sommer les différentes contributions de $\mathcal{S}$ dans le modèle scalaire de la lumière sans précaution particulière, étant entendu que $\mathcal{S}$ est éclairée par une même source.

- Le modèle scalaire est valide si la distance de la source S à $\mathcal{S}$ et la distance de $\mathcal{S}$ à l'écran d'observation sont grandes devant λ.
  Dans le régime de Fraunhoffer $S \to -\infty$ et $P \to +\infty$ p/r à $\mathcal{S}$ donc là aussi les hypothèses sont vérifiées.

- Notons aussi que dans le régime de diffraction de Fraunhoffer le facteur d'obliquité χ est parfaitement constant puisque tous les rayons issus de M arrivant en P sont parallèles.

Diffraction à l'∞ d'une ouverture plane par une OPPM

En optique on sera souvent amené à considérer la diffraction à l'infini d'un diaphragme plan par une onde plane monochromatique.



On prend pour origine des phases la phase du rayon diffracté en O.

Le principe de Huygens-Fresnel assure que la diffraction ne change pas la nature de l'onde diffractée : l'onde diffractée est plane si l'onde incidente l'est.

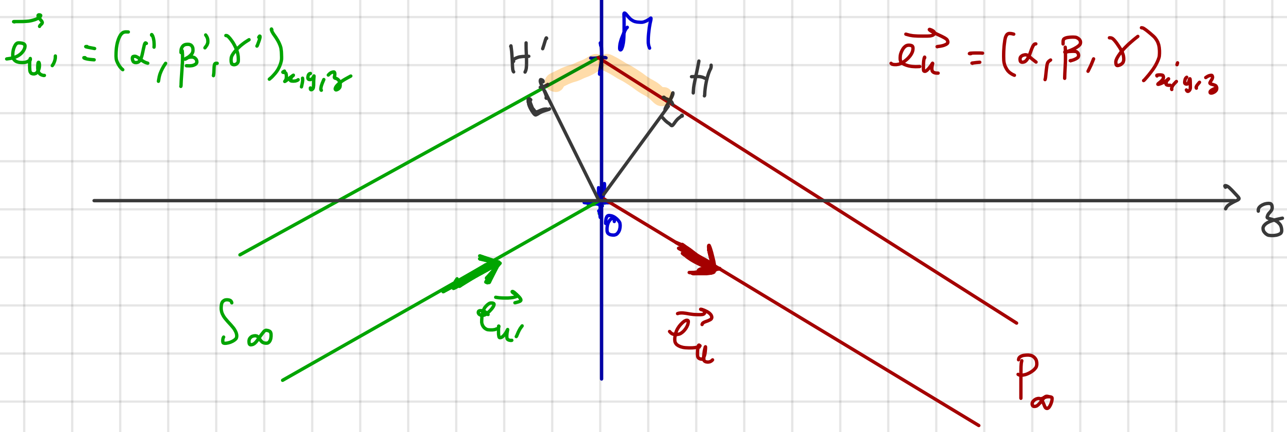
$$\Psi(P_\infty) \simeq A \iint_{\mathcal{S}} \Psi(M)\, e^{i\varphi}\, dS$$

φ ← déphasage dû à la propagation de M à P_∞

état vibratoire d'une onde plane ⟸ état vibratoire d'une onde plane

La phase d'un rayon diffracté en un point M, relativement à cette origine, peut se calculer à l'aide de la différence de marche géométrique.

$\overrightarrow{OM} = x\vec{e_x} + y\vec{e_y} + 0\,\vec{e_z} = (x,y,0)_{x,y,z}$



$\delta = H'M + MH$

$\delta = \overrightarrow{OM}\cdot\vec{e_{u'}} + \overrightarrow{OM}\cdot(-\vec{e_u})$

$\delta = \overrightarrow{OM}\cdot(\vec{e_{u'}} - \vec{e_u})$

$\Rightarrow \quad \varphi := k\delta$ devient : $\varphi = (\vec{k'} - \vec{k})\cdot\overrightarrow{OM}$

point pris pour l'origine des phases

soit : $\boxed{\varphi = k\left[(\alpha'-\alpha)x + (\beta'-\beta)y\right]}$.

On obtient alors :

$$\boxed{\psi(P_\infty) \simeq A \iint_{xy} \psi(M)\, e^{ik\left[(\alpha'-\alpha)x + (\beta'-\beta)y\right]}\, dx\,dy}$$

χ = cste vrai ds la diffra ∞,

mais : $\frac{1}{r} \simeq$ cste , d'où le $\psi(P_\infty) \simeq \ldots$

trajet MP varie peu entre les diff. rayons

Rq : On peut introduire un coefficient de transmission en amplitude $t(x,y)$ propre à $\mathcal{S}'$. Il est contenu dans $\psi(M)$.