



ECOLE  
POLYTECHNIQUE  
DE BRUXELLES

UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

SYNTHÈSE

---

# Éléments d'optique physique

## PHYS-H-302

---

*Auteur :*  
Nicolas ENGLEBERT

*Professeur :*  
Marc HAELTERMAN

Année 2015 - 2016

# Appel à contribution

## Synthèse Open Source



Ce document est grandement inspiré de l'excellent cours donné par Marc Haelterman à l'EPB (École Polytechnique de Bruxelles), faculté de l'ULB (Université Libre de Bruxelles). Il est écrit par les auteurs susnommés avec l'aide de tous les autres étudiants et votre aide est la bienvenue ! En effet, il y a toujours moyen de l'améliorer

surtout que si le cours change, la synthèse doit être changée en conséquence. On peut retrouver le code source à l'adresse suivante

<https://github.com/nenglebert/Syntheses>

Pour contribuer à cette synthèse, il vous suffira de créer un compte sur *Github.com*. De légères modifications (petites coquilles, orthographe, ...) peuvent directement être faites sur le site ! Vous avez vu une petite faute ? Si oui, la corriger de cette façon ne prendra que quelques secondes, une bonne raison de le faire !

Pour de plus longues modifications, il est intéressant de disposer des fichiers : il vous faudra pour cela installer  $\text{\LaTeX}$ , mais aussi *git*. Si cela pose problème, nous sommes évidemment ouverts à des contributeurs envoyant leur changement par mail ou n'importe quel autre moyen.

Le lien donné ci-dessus contient aussi le README contient de plus amples informations, vous êtes invités à le lire si vous voulez faire avancer ce projet !

## Licence Creative Commons

Le contenu de ce document est sous la licence Creative Commons : *Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International (CC BY-NC-SA 4.0)*. Celle-ci vous autorise à l'exploiter pleinement, compte- tenu de trois choses :



1. *Attribution* ; si vous utilisez/modifiez ce document vous devez signaler le(s) nom(s) de(s) auteur(s).
2. *Non Commercial* ; interdiction de tirer un profit commercial de l'œuvre sans autorisation de l'auteur
3. *Share alike* ; partage de l'œuvre, avec obligation de rediffuser selon la même licence ou une licence similaire

Si vous voulez en savoir plus sur cette licence :

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

**Merci !**

# Chapitre 0

## Transformée de Fourier

### 0.1 Dirac

Nous allons commencer par l'étude de la distribution de Dirac, dernier grand physicien théoricien du 20<sup>e</sup> siècle, notamment en découvrant le positron, ... Ici on va insister sur la *distribution* que l'on peut voir comme une généralisation de la notion de fonction. Afin de l'introduire, étudions la fonction carrée (ou fenêtre) :

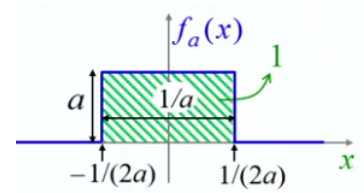


FIGURE 1

$$f_a(x) = \begin{cases} a & \text{si } |x| \leq \frac{1}{2a} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{1}{2a} \end{cases} \quad (1)$$

donnant un carré de hauteur  $a$  et de largeur  $1/a$ , sa surface vaut dès lors l'unité.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_a(x) dx = 1 \quad (2)$$

La distribution de dirac peut être définie à partir de cette fonction en prenant la limite de  $a$  tendant vers l'infini : sa hauteur tend vers l'infini tandis que sa largeur tend vers zéro.

$$\delta(x) = \lim_{a \rightarrow \infty} f_a(x) \quad (3)$$

On va appeler cette distribution  $\delta(x)$  qui représente un pic placé en zéro, l'origine est le seul point où l'on trouve une valeur particulière. On peut néanmoins dire que la surface sous la courbe vaut l'unité. Cela se voit à partir de (2) : la surface sous la courbe ne dépend pas du paramètre  $a$ , d'où la surface unitaire :

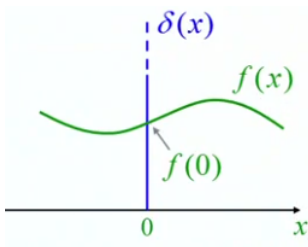


FIGURE 2

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1 \quad (4)$$

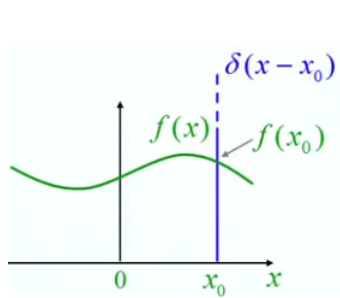
L'intérêt de cette distribution ne se remarque que par combinaison avec d'autres fonction. Considérons le produit d'une fonction quelconque avec la fonction de Dirac. La seule fonction qui sera considérée est celle qui se trouve en zéro :

$$f(x)\delta(x) = f(0)\delta(x) \quad (5)$$

Toutes les valeurs autres que celle de  $x$  n'entre pas en ligne de compte. En intégrant ce produit

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(0)\delta(x) dx = f(0) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = f(0) \quad (6)$$

On voit que cette intégrale comme le "produit-scalaire" de  $f$  avec  $\delta$  qui sélectionne la valeur de la fonction à l'origine. En résumé



$$\delta(x) = \begin{cases} \infty & \text{si } x = 0 \\ 0 & \text{si } x \neq 0 \end{cases} \quad (7)$$

Cette notion peut être généralisée en déplaçant la distribution par translation en changeant l'argument  $x$  en  $x - x_0$  :

$$\delta(x - x_0) = \begin{cases} \infty & \text{si } x = x_0 \\ 0 & \text{si } x \neq x_0 \end{cases} \quad (8)$$

Cette distribution tradatée multipliée par  $f$  sélectionnera dès lors  $f(x_0)$ . La distribution de Dirac peut être définie par une infinité de fonction, tendant vers cette fameuse distribution lorsque le paramètre  $a$  tend vers zéro. On peut par exemple prendre la distribution gaussienne

$$\delta_a(x) = \frac{1}{a\sqrt{\pi}} e^{-x^2/a^2} \quad (9)$$

Lorsque  $a$  tend vers zéro, on obtient un *pic* tendant vers l'infini. On peut montrer que cette gaussienne, pour cette limite, tend bien vers la distribution de Dirac. Dans le cadre de ce cours, consacré à l'optique de Fourier, la distribution intéressante est la suivante

$$\delta_a(x) = \frac{1}{\pi x} \sin\left(\frac{x}{a}\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1/a}^{1/a} \cos(kx) dk \quad (10)$$

Il s'agit d'une définition particulière, la suite du cours justifiera pleinement l'utilisation de celle-ci (les transformées de Fourier impliquent les fonction harmoniques). On va pouvoir trouver la distribution de Dirac à partir de

$$f(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha x) dx \quad (11)$$

La résultat dépendra de  $\alpha$ , ce résultat pourrait bien être une fonction de  $\alpha$  qui se rapprochera très fortement de la distribution recherchée. Par intégration

$$f(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha x) dx = \frac{1}{\alpha} [\sin(\alpha x)]_{-\infty}^{\infty} = \frac{1}{\alpha} [\sin(\infty) - \sin(-\infty)] \quad (12)$$

Nous sommes face ici à une indétermination, cette intégrale généralisée n'est pas directement calculable. Il est préférable de travailler avec la fonction d'intégrale de Riemann aux bornes réelles pour ensuite faire tendre celle ci vers l'infini

$$\begin{aligned} f(\alpha) = \int_{-L}^L \cos(\alpha x) dx &= \frac{1}{\alpha} [\sin(\alpha L) - \sin(-\alpha L)] \\ &= \frac{1}{\alpha} [\sin(\alpha L) + \sin(+\alpha L)] \\ &= 2 \frac{\sin(\alpha L)}{\alpha} \end{aligned} \quad (13)$$

Considérons l'artifice mathématique suivant, permettant de faire apparaître le sinus cardinal ( $\equiv \sin x / x$ ) :

$$\begin{aligned} f(\alpha) &= 2L \frac{\sin(\alpha L)}{\alpha L} \\ &= 2L \text{sinc}(\alpha L) \end{aligned} \quad (14)$$

La fonction sinus cardinal tend vers zéro à l'infini, il s'agit d'une fonction paire dont la valeur à l'origine vaut l'unité (valeur donnée par la levée de l'indétermination). Cette fonction a des zéros multiples que l'on retrouve à chaque multiple de  $\pi$ .

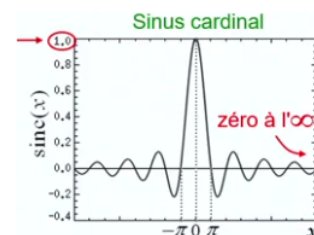


FIGURE 4

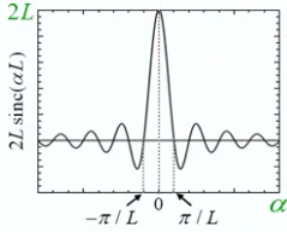


FIGURE 5

Intéressons nous ce qui se passe lorsque  $L \rightarrow \infty$ . Remarquons premièrement qu'une diminution de  $L$  correspond à un *aplatissement* et *élargissement* du graphe. Inversement, lorsque  $L$  augmente elle gagne en hauteur et les zéros se rapprochent de l'origine. Que devient cette fonction pour  $L \rightarrow \infty$ ? Montrons que l'on obtient, à un facteur près, la distribution de Dirac

$$f(a) = \lim_{L \rightarrow \infty} \int_{-L}^L \cos(\alpha x) dx = \lim_{L \rightarrow \infty} [2L \text{sinc}(\alpha L)] \quad (15)$$

Cette limite n'est pas facile à appréhender, l'étude du graphe n'est pas fort utile. A défaut, on peut s'intéresser à la surface du graphe de cette fonction en étudiant l'aire sous la courbe du sinus cardinal :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(\alpha x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\alpha x)}{\alpha x} dx = \frac{\pi}{a} \quad (16)$$

⚠ Il ne faut pas confondre la variable  $\alpha$  avec celle d'intégration,  $x$ . Nous montrons ici que  $f(\alpha)$  peut être associée à la distribution. Dans (16) remplaçons  $x$  par  $\alpha$  par "l'ancien  $\alpha$  jouera le rôle du paramètre  $L$  :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(L\alpha) d\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(L\alpha)}{L\alpha} d\alpha = \frac{\pi}{L} \quad (17)$$

En multipliant par  $2L$  (pouvant directement rentrer dans l'intégrale) :

$$\int_{-\infty}^{\infty} 2L \text{sinc}(L\alpha) d\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(L\alpha)}{L\alpha} d\alpha = 2\pi \quad (18)$$

Cette surface vaut  $2\pi$ , mais ce qui est important est que celui-ci est indépendant du paramètre  $L$  exactement comme on l'avait pour la fonction fenêtre avec l'aire unitaire ; faire tendre  $L$  vers l'infini ne change dès lors rien. Les caractéristiques sont celles de la fonction de Dirac. Pour retrouver cette distribution, il nous suffit de diviser par  $2\pi$ .

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lim_{L \rightarrow \infty} \left[ \frac{2L}{2\pi} \text{sinc}(\alpha L) \right] d\alpha = \frac{2\pi}{2\pi} = 1 \quad (19)$$

On peut ainsi assimiler ce résultat à la distribution de Dirac :

$$\text{Distribution de Dirac : } \delta(\alpha) = \lim_{L \rightarrow \infty} \left[ \frac{L}{\pi} \text{sinc}(\alpha L) \right] \quad (20)$$

Cette fonction est *piquée* à l'origine et une largeur tendant vers zéro dont l'aire sous la courbe faut bien 1. On peut dès lors écrire

$$f(a) = \lim_{L \rightarrow \infty} \int_{-L}^L \cos(\alpha x) dx = \lim_{L \rightarrow \infty} [2L \text{sinc}(\alpha L)] = 2\pi \delta(\alpha) \quad (21)$$

Revenons à nos moutons. Notre fonction sinus cardinal à pour argument  $\alpha L$  : les zéros de la fonction d'origine se voient tous divisés par  $L$  et l'ordonnée à l'origine vaut  $2L$ . Une fois que  $\alpha$  n'est plus nul, on redescend brusquement vers un premier zéro (les oscillations se comprennent très facilement en interprétant l'aire sous la courbe en faisant augmenter  $\alpha$ ).

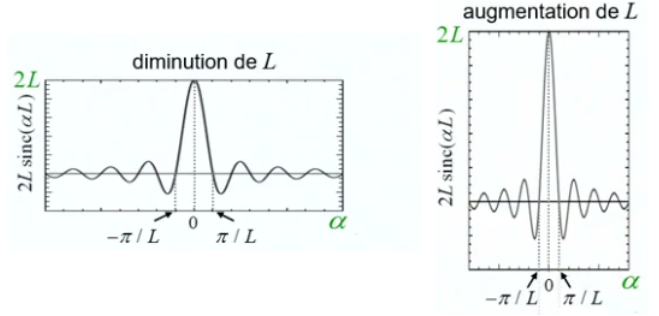


FIGURE 6

Sous la forme d'une intégrale généralisée, résultat pratique pour l'étude des transformées de Fourier.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha x) \, dx = 2\pi\delta(\alpha) \quad (22)$$

Notons qu'il n'est pas nécessaire de déterminer précisément ce que vaut  $\alpha$ , la "définition" ci-dessous est auto-suffisante

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)\delta(\alpha) \, d\alpha = f(0) \quad (23)$$

Généralisons quelque peu ce que nous venons de faire en vue de passer à la transformée de Fourier. La notion de phaseur, exponentielle imaginaire est fondamentale :

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x} \, dx = \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha x) \, dx + i \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\alpha x) \, dx \quad (24)$$

Cette exponentielle imaginaire cache la fonction  $\cos(\alpha x)$  que nous venons d'étudier avec en plus une partie imaginaire. Que vaut la contribution de la partie imaginaire ?

$$\int_{-L}^L \sin(\alpha x) \, dx = -\frac{1}{\alpha} [\cos(\alpha x)]_{-L}^L = 0 \quad (25)$$

Il n'est même pas ici nécessaire de faire tendre  $L \rightarrow \infty$ , le cosinus étant une fonction paire cela donne tout simplement zéro (directement visible, car l'intégration d'une fonction impaire aux bornes centrées sur zéro est identiquement nulle).

En conclusion :

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x} \, dx = \delta(\alpha) \quad (26)$$

## 0.2 Transformée de Fourier : introduction

La transformée de Fourier s'applique à une fonction  $f(x)$ . Pour transformer celle-ci, il faut préalablement multiplier par  $e^{i\alpha x}$  puis intégration :

$$TF(f) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\alpha x} dx = F(\alpha) \quad (27)$$

où  $F(\alpha)$  est la transformée de Fourier de  $f(x)$ . Le résultat est bien une fonction du paramètre  $\alpha$  ! Afin d'illustrer cette définition, reconsidérons le premier exemple du chapitre, la fonction fenêtre, cette fois-ci non normalisée.

$$f_a(x) = \begin{cases} a & \text{si } |x| \leq L \\ 0 & \text{si } |x| > L \end{cases} \quad (28)$$

Calculons sa transformée de Fourier

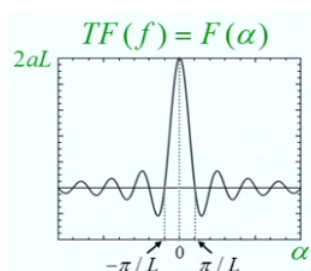


FIGURE 7

$$\begin{aligned} TF(f) &= \int_{-L}^L a e^{i\alpha x} dx = a \left[ \frac{1}{i\alpha} e^{i\alpha x} \right]_{-L}^L \\ &= a \frac{1}{i\alpha} [e^{i\alpha L} - e^{-i\alpha L}] = 2a \frac{\sin(\alpha L)}{\alpha} \end{aligned} \quad (29)$$

On reconnaît ce que l'on trouvait pour la fonction de Dirac. En multipliant par  $L/L$ , on obtient la transformée de Fourier de la fonction fenêtre

$$TF(f) = 2aL \text{sinc}(\alpha L) \quad (30)$$

Il n'y a pour l'instant pas grand chose à comprendre, il ne s'agit que de l'application d'une définition. Quel est l'intérêt mathématique de cette transformation ? Cette transformation est-elle réversible ? Oui, c'est son intérêt majeur : la transformée de Fourier inverse.

Pour y arriver, étudions la fonction suivante

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha = g(x) \quad (31)$$

△ Il s'agit bien d'un moins, d'où le *inverse*. Le but est de calculer cette intégrale pour déterminer notre fameuse inverse dont le résultat sera une fonction de  $x$ . Remplaçons  $F(\alpha)$  par son expression (on note  $x'$  pour ne pas confondre les variables)

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x') e^{i\alpha x'} dx' e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (32)$$

Par Fubini

$$\begin{aligned} g(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x') \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x'} e^{-i\alpha x} d\alpha dx' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x') \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha(x'-x)} d\alpha dx' \end{aligned} \quad (33)$$

En utilisant une des définition de la distribution de Dirac :  $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x} dx = \delta(\alpha)$  en remplaçant  $\alpha$  par  $x$  et l'ancien  $\alpha$  par  $L$  :

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x') 2\pi \delta(x' - x) dx' = 2\pi f(x) \quad (34)$$

Cette intégrale ne sélectionne que la valeur de la fonction  $f$  lorsque  $x = x'$ .

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha = g(x) = 2\pi f(x) \quad (35)$$

La **transformée de Fourier inverse** est donnée par

$$TF^{-1}(F) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha = f(x) \quad (36)$$

Petite relation intéressante :

$$TF^{-1}[TF(f)] = f(x) \quad (37)$$

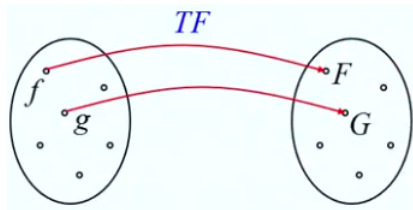


FIGURE 8

Ceci montre que la transformée de Fourier est une bijection dans l'espace des fonctions. A quelques restrictions près, on peut transformer toutes les fonctions par Fourier. Il s'agit d'une bijection car deux fonctions distinctes donneront deux transformées différentes, ceci vient de l'existence de la transformée inverse.

*Démonstration.*

$$\begin{aligned} TF(f) = F &\implies TF^{-1}[TF(f)] = TF^{-1}[F] = f \\ TF(g) = F &\implies TF^{-1}[TF(g)] = TF^{-1}[F] = f = g \end{aligned} \quad (38)$$

□

Il sera dès lors toujours possible de "défaire" une transformée de Fourier de façon univoque. Illustrons à nouveau, cette fois-ci avec une gaussienne :

$$f(x) = e^{-x^2/x_0^2} \xleftrightarrow{\mathcal{F}} F(\alpha) = x_0 \sqrt{\pi} e^{-\alpha^2 x_0^2/4} \quad (39)$$

Résultat un peu plus compliqué à trouver, il est nécessaire d'utiliser l'analyse complexe. On remarque que le résultat est également une gaussienne dont la largeur est inversement proportionnelle à  $x_0$ . Plus la gaussienne est étroite, plus  $x_0$  est petit, plus la transformée inverse sera large<sup>1</sup>. Plus la fonction est large, plus sa transformée est étroite et vice-versa la règle est vraiment très générale.

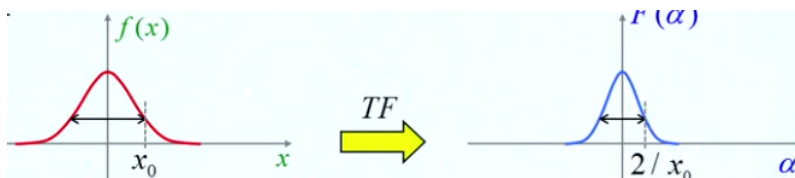


FIGURE 9

En faisant tendre  $x_0 \rightarrow 0$  et en supposant une normalisation, on retrouve le delta de Dirac  $f(x) = \delta(x)$ . On peut montrer que si on fait ça, la gaussienne dans le domaine de Fourier tend vers l'infini : c'est une constante. Pour trouver la valeur de celle-ci, calculons

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) e^{i\alpha x} dx = 1 \quad (40)$$

Considérons un autre exemple :  $f(x) = e^{-i\alpha_0 x}$ . Par application de la définition

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\alpha - \alpha_0)x} dx = 2\pi \delta(\alpha - \alpha_0) \quad (41)$$

1. Aussi valable pour la fonction fenêtre.



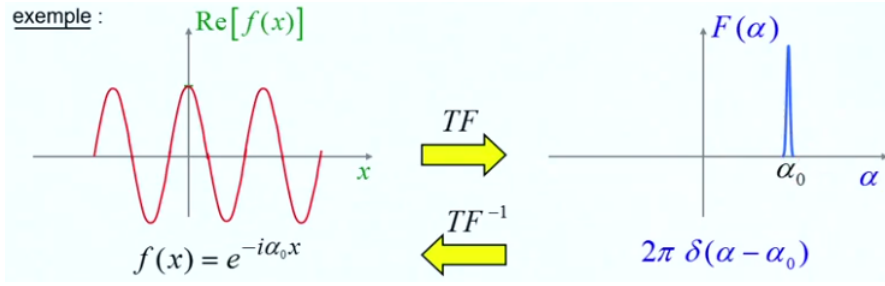


FIGURE 10

Le  $\alpha_0$  imposant la périodicité de la fonction harmonique localise le "pic" du delta de Dirac. La transformée de Fourier de l'exponentielle imaginaire donne directement le delta de Dirac. Plutôt que de prendre l'exponentielle je peux faire de même avec le cosinus directement :

$$f(x) = \cos(\alpha_0 x) = \frac{e^{i\alpha_0 x} + e^{-i\alpha_0 x}}{2} \quad (42)$$

La seule différence est la contribution de la partie imaginaire

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\alpha x} dx = \pi [\delta(\alpha + \alpha_0) + \delta(\alpha - \alpha_0)] \quad (43)$$

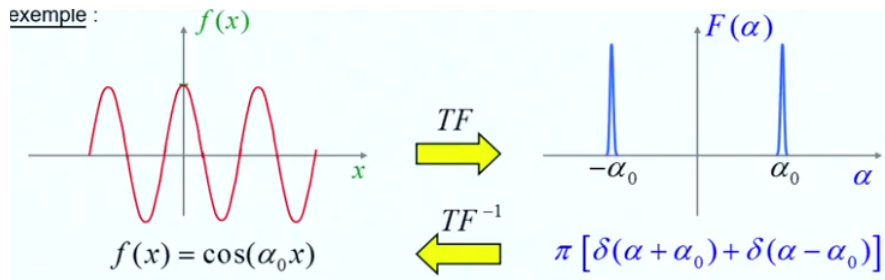


FIGURE 11

Dans le cas d'un sinus, il faudra mettre un signe négatif entre les delta et diviser par  $i$ .

Passons en revues les propriétés des transformées de Fourier. Soit la transformée de Fourier

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\alpha x} dx \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad TF[f(x - x_0)] &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x - x_0) e^{i\alpha x} dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x') e^{i\alpha(x' + x_0)} dx' \\ &= e^{i\alpha x_0} \int_{-\infty}^{\infty} f(x') dx' \\ &= F(\alpha) e^{i\alpha x_0} \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad TF^{-1}[F(\alpha - \alpha_0)] &= f(x) e^{-i\alpha_0 x} \\ \bullet \quad TF[f(x) e^{-i\alpha_0 x}] &= F(\alpha - \alpha_0) \end{aligned}$$

Ceci peut se résumer avec la fonction de Dirac

$$TF[\delta(x - x_0)] = e^{i\alpha x_0}, \quad TF[e^{-i\alpha_0 x}] = \delta(\alpha - \alpha_0) \quad (46)$$

Intéressons-nous maintenant à la transformée de Fourier de la dérivée de  $f(x)$ . Le plus simple est d'utiliser la notion de transformée de Fourier inverse

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (47)$$

En dérivant

$$\begin{aligned}\frac{df(x)}{dx} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\alpha F(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha \\ &= TF^{-1}[-i\alpha F(\alpha)]\end{aligned}\quad (48)$$

On a donc

$$TF\left[\frac{df(x)}{dx}\right] = -i\alpha F(\alpha)\quad (49)$$

Pour une dérivée seconde, on trouvera  $(-i\alpha)^2, \dots$

Terminons la section par une généralisation de la transformée de Fourier à deux dimensions. Considérons une fonction à deux variables que l'on va multiplier par deux exponentielles de sorte à avoir deux variables de Fourier (dites conjuguées, l'une à  $x$ , l'autre à  $y$ ) :

$$F(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{i\alpha x} e^{i\beta y} dx dy\quad (50)$$

A condition de montrer que  $f(x, y)$  peut être écrite à partir de la transformée de Fourier inverse, on obtient la transformée de Fourier inverse à deux dimensions

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha, \beta) e^{-i\alpha x} e^{-i\beta y} d\alpha d\beta\quad (51)$$

Ceci est cohérent et pour s'en rendre compte, substituons l'expression de  $F(\alpha, \beta)$  :

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') e^{i\alpha x'} e^{i\beta y'} e^{-i\alpha x} e^{-i\beta y} d\alpha d\beta dx' dy'\quad (52)$$

Par Fubini

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha x'} e^{i\beta y'} e^{-i\alpha x} e^{-i\beta y} d\alpha d\beta dx' dy'\quad (53)$$

En intégrant sur  $\alpha$

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha(x'-x)} d\alpha}_{2\pi\delta(x'-x)} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\beta(y'-y)} d\beta}_{2\pi\delta(y'-y)} dx' dy'\quad (54)$$

On voit apparaître la distribution de Dirac, de sorte à pouvoir écrire

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \delta(x' - x) \delta(y' - y) dx' dy'\quad (55)$$

En appliquant la notion de Distribution de Dirac qui "sélectionne" l'argument de la fonction tel que l'argument de la fonction de Dirac s'annule c'est à dire que  $x' = x$  et  $y' = y$ . Ce résultat-ci est bien  $f(x, y)$ , pas besoin d'aller plus loin. Ceci prouve que le résultat est cohérent.

### 0.3 Transformée de Fourier : convolution

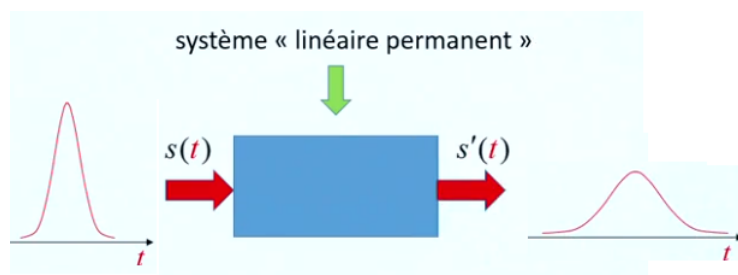


FIGURE 12

ce SLP soit une fibre optique dans laquelle on peut faire rentrer une impulsion lumineuse. Au cours de sa propagation elle va subir des transformations de sorte à avoir une sortie modifiée. Le système est dit linéaire, il obéit au principe de superposition. Permanent, c'est lorsque ce système reste inchangé dans le temps.

On peut appliquer le théorème de superposition

$$s(t) = \sum_n s_n(t) \implies \text{SLP} \implies s'(t) = \sum_n s'_n(t) \quad (56)$$

L'idée est de construire une grosse impulsion à partir de la somme d'impulsions plus petites d'amplitude progressive pour créer une grosse amplitude gaussienne à partir de la somme de petites gaussiennes

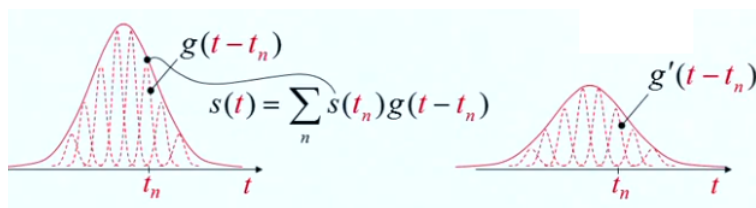


FIGURE 13

$g(t)$  chacune centrée en  $t_n$  donnant lieu à l'enveloppe du signal  $s(t)$ . Comme on peut le voir, l'amplitude d'une gaussienne donne à peu près l'amplitude du champ. Le signal d'entrée peut alors être écrit comme étant la somme de toutes ces petites gaussiennes centrées en  $t_1, t_2, \dots$  chaque fois avec une amplitude qui va donner l'amplitude de l'enveloppe en ce  $t_n$ <sup>2</sup> :

$$s(t) = \sum_n s(t_n)g(t - t_n) \quad (57)$$

A la sortie du SLP, on retrouvera la sortie à chacune des gaussiennes prises séparément.

$$s'(t) = \sum_n s(t_n)g'(t - t_n) \quad (58)$$

△ On retrouve bien  $s(t_n)$  et pas  $s'(t_n)$  car si l'on place un facteur  $a$ , par linéarité, on retrouvera celui-ci à la sortie.

En sommant des gaussiennes, nous n'aurons pas exactement un signal très lisse, il y aura forcément des bosses, défauts, ... Pour représenter des détails arbitrairement fins, on va passer de gaussiennes à des distributions de Dirac  $g(t - t_n) \rightarrow \delta(t - t_n)$ , changeant les sommes en intégrales

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t_n)\delta(t - t_n) dt_n \quad (59)$$

2.  $s(t_n)$  est l'amplitude de la Gaussienne.

L'amplitude est donnée par  $s(t_n)$  et on multiplie par la Dirac en suivant le même raisonnement qu'avec des gaussiennes : un continuum de fonction de Dirac

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t') \delta(t-t') dt' \quad (60)$$

Comment interpréter ça ? En effet, la fonction de Dirac monte jusqu'à l'infini et est arbitrairement étroite, ça a du sens ? Oui, le delta de Dirac sélectionne la valeur de la fonction pour laquelle celui-ci s'annule, on retrouve bien  $s(t) = s(t)$  pour  $t' = t$ , le raisonnement intuitif suivi ici est bien rigoureux. Cette intégrale désigne le *produit de convolution*. On peut alors voir  $s(t)$  comme sa convolution avec le delta de Dirac. Ceci sera vu en détail plus tard, l'importance est de voir ici la cohérence mathématique. En appliquant le principe de superposition on retrouve aisément la sortie

$$s'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t') g'(t-t') dt' \quad (61)$$

Illustrons en considérant que le signal d'entrée est une impulsion de Dirac  $s(t) = \delta(t)$ , il en sortira une certaine réponse  $g'(t)$ , la *réponse impulsionnelle*, souvent notée  $h(t)$ . La sortie sera alors donnée par la convolution de la réponse impulsionnelle multipliée par le signal d'entrée

$$\begin{cases} s(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} s(t') \delta(t-t') dt' \\ s'(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} s(t') h(t-t') dt' \end{cases} \quad (62)$$

Une fonction peut être vue comme une combinaison de delta de Dirac multiplié par la fonction elle-même. Cela peut paraître trivial mais aussi utile. La sortie sera simplement donnée par la fonction d'entrée multipliée par la réponse impulsionnelle ; ce sont les *produits de convolution*.

En toute généralité, le système sera entièrement caractérisé par sa réponse impulsionnelle, c'est-à-dire si je connais  $h(t)$  tout le système est caractérisé ; tout signal d'entrée sera transformé en signal de sortie au travers de cette convolution.

Hélas le produit de convolution peut être difficile à calculer. Nous allons ici montrer qu'il peut être appréhendé de façon simple à partir de la notion de transformée de Fourier en introduisant les transformations de  $s$  et  $h$  via la transformation inverse :

$$\begin{cases} s(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \\ h(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \end{cases} \quad (63)$$

En ré-écrivant l'intégrale de convolution (substituer  $t$  par  $t'$ ) :

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t') h(t-t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\omega t'} d\omega \right] h(t-t') dt' \quad (64)$$

En faisant de même pour  $h(t-t')$  (en substituant  $t$  par  $t-t'$ )

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t') h(t-t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\omega t'} d\omega \right] \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega') e^{-i\omega'(t-t')} d\omega' \right] dt' \quad (65)$$

En passant à des notations efficaces

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t') h(t-t') dt' = \int_{t'} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} S(\omega) e^{-i\omega t'} d\omega \right] \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{\omega'} H(\omega') e^{-i\omega'(t-t')} d\omega' \right] dt' \quad (66)$$

Commençons par aborder l'intégrale sur  $t'$  (et en sortant le terme en  $t$ )

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t') h(t-t') dt' = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} \int_{\omega'} S(\omega) H(\omega') \frac{1}{2\pi} \int_{t'} e^{-i\omega t'} e^{+i\omega' t'} dt' e^{-i\omega' t} d\omega' d\omega \quad (67)$$

Par propriété des exponentielles

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t')h(t-t') dt' = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} \int_{\omega'} S(\omega)H(\omega') \underbrace{\frac{1}{2\pi} \int_{t'} e^{-i(\omega-\omega')t'} dt'}_{\delta(\omega-\omega')} e^{-i\omega't} d\omega' d\omega \quad (68)$$

On retrouve la définition de delta de Dirac grâce au facteur  $2\pi$  restant.

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t')h(t-t') dt' = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} \int_{\omega'} S(\omega)H(\omega') \delta(\omega-\omega') e^{-i\omega't} d\omega' d\omega \quad (69)$$

Effectuons l'intégrale en  $\omega'$ . Cette intégrale contenant un delta de Dirac, elle n'est non nulle qu'en  $\omega' = \omega$ .

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(t')h(t-t') dt' = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} S(\omega)H(\omega)e^{-i\omega t} d\omega = TF^{-1}[S(\omega)H(\omega)] \quad (70)$$

On reconnaît la transformée de Fourier inverse du produit algébrique de  $S$  par  $H$ .

$$s(t) \otimes h(t) = TF^{-1}[S(\omega)H(\omega)] \quad (71)$$

Où encore

$$TF[s(t) \otimes h(t)] = S(\omega)H(\omega) \quad (72)$$

C'est le **théorème de convolution**, fondamental d'un point de vue pratique. En effet, plutôt que de devoir effectuer une intégrale contenant une fonction  $h$  difficilement trouvable on se rapporte à un simple produit dans l'espace de Fourier de la transformée de Fourier de la fonction d'entrée par la transformée de Fourier de la fonction de transfert qui est bien plus simple à trouver :  $H(\omega)$  suffit à caractériser tout le système.

Considérons le delta de Dirac dans le domaine spectral  $S(\omega) = \delta(\omega - \omega_0)$ . La sortie sera donnée par  $S'(\omega) = \delta(\omega - \omega_0)H(\omega)$  qui n'est rien d'autre que  $H(\omega_0)\delta(\omega - \omega_0)$  ! Si l'on repasse dans le domaine temporel, on trouve  $s(t) = e^{-i\omega_0 t}$ . A ce signal harmonique correspond une certaine sortie donnée par la réponse elle-même donnée par la transformée inverse de  $S'(\omega)$ , c'est à dire  $H(\omega_0)e^{-i\omega_0 t}$ . Un système linéaire va conserver le caractère harmonique de l'entrée à un facteur près,  $H(\omega_0)$ .

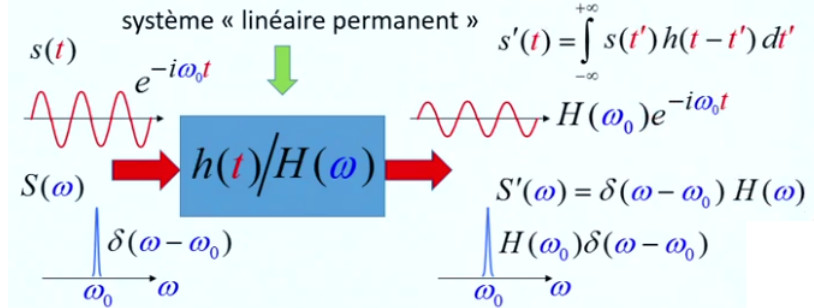


FIGURE 14

Un système linéaire va conserver le caractère harmonique de l'entrée à un facteur près,  $H(\omega_0)$ .

Pour connaître  $H(\omega)$ , on sait déjà que la fréquence de sortie sera la même : la mesure des amplitudes donnera la fonction de transfert. Le système linéaire effectue un transfert du signal, une "propagation" entre les deux : un signal harmonique le reste, mais l'amplitude se verra être modifiée.

En pratique, on ne se contentera pas du domaine temporel. Remontrons la convolution en partant depuis l'espace de Fourier pour montrer que ce théorème s'applique aussi pour la transformée de Fourier inverse.

$$\begin{cases} F(\alpha) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{i\alpha x} dx \\ G(\alpha) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(x)e^{i\alpha x} dx \end{cases} \quad (73)$$

Montrons que l'on peut, de façon similaire, écrire

$$H(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x)e^{i\alpha x} dx \quad (74)$$

Pour se faire, écrivons nos deux fonctions via leurs transformées de Fourier inverse

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha)e^{-i\alpha x} d\alpha, \quad g(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\alpha)e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (75)$$

En substituant

$$H(\alpha) = \int_x \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha'} F(\alpha)e^{-i\alpha'x} d\alpha' \right] \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\alpha''} G(\alpha'')e^{-i\alpha''x} d\alpha'' \right] \quad (76)$$

En commençant par l'intégrale pourtant sur les  $x$  afin de refaire apparaître le delta de Dirac

$$H(\alpha) = \int_{\alpha'} \int_{\alpha''} F(\alpha')G(\alpha'') \underbrace{\left[ \frac{1}{2\pi} \int_x e^{-i(\alpha'+\alpha''-\alpha)x} dx \right]}_{\delta(\alpha'+\alpha''-\alpha)} d\alpha' d\alpha'' \quad (77)$$

En faisant l'intégrale sur  $\alpha''$ , avec le delta de Dirac il faudra que  $\alpha'' = \alpha - \alpha'$ . On retrouve comme résultat la convolution des deux spectres, des deux transformées de Fourier de départ

$$H(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha'} F(\alpha')G(\alpha - \alpha') d\alpha' \quad (78)$$

Représentons ces deux variables et faisons le produit. On peut voir ce produit comme un recouvrement, les valeurs ne seront non-nulles que là où elles se recouvrent. Ce recouvrement est représenté en bleu ci-contre (vision intuitive). Le résultat de  $H(\alpha)$  représente ce recouvrement en fonction de  $\alpha$  : cette variable représente la **position** de la fonction  $G$  retournée (car  $-\alpha$  en argument). Plus  $\alpha$  est proche de  $F$ , plus je me rapproche du recouvrement de mes fonction : c'est ça que représente la convolution ; un recouvrement de fonctions dont l'une a été renversée. En conclusion

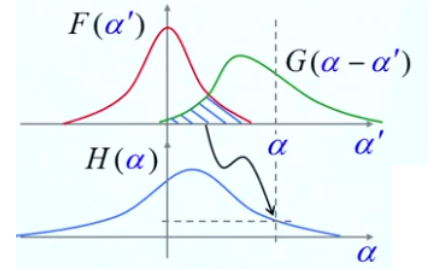


FIGURE 15

$$TF[f(x)g(x)] = \frac{1}{2\pi} F(\alpha) \otimes G(\alpha) \quad (79)$$

## 0.4 La transformée de Fourier : illustration

Le but de cette section est d'illustrer l'intérêt de cette transformée. On s'intéressera ici au cas de la transformée de Fourier temporelle

$$TF(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt = F(\omega) \quad (80)$$

où le  $\omega$  est vu comme la pulsation des composantes harmoniques du signal. Par la transformée inverse

$$TF^{-1}(F) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = f(t) \quad (81)$$

qui n'est rien d'autre qu'une somme d'onde d'amplitude  $F(\omega)$ .

On se propose d'étudier la propagation d'impulsions lumineuses en fibre optique. On utilisera pour ça un laser de fréquence  $\omega_0$  extrêmement élevé monochromatique : si c'est le cas, la distribution des fréquences sera un delta de Dirac. Décrivons l'onde électromagnétique de la façon suivante

$$E(z, t) = a e^{ik(\omega_0)z} e^{-i\omega_0 t} \quad (82)$$

où  $k$ , le nombre d'onde, impose la périodicité spatiale. Quand  $z$  progresse de  $2\pi/k$ , on progresse bien d'une période. Si l'on ne regarde pas la dépendance temporelle, on retrouve bien le phaseur de l'onde à une dimension. Ce qui est important c'est le nombre d'onde

$$k = k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (83)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction, dépendant de la dynamique des nuages électroniques. Ce  $n(\omega)$  conditionne la propagation en "cachant" toute la complexité microscopique. En pratique, il est intéressant de moduler le faisceau laser de sorte à coder des informations. Le champ s'en voit dès lors modulée, l'amplitude devient fonction du temps

$$E(0, t) = a(0, t) e^{-i\omega_0 t} \quad (84)$$

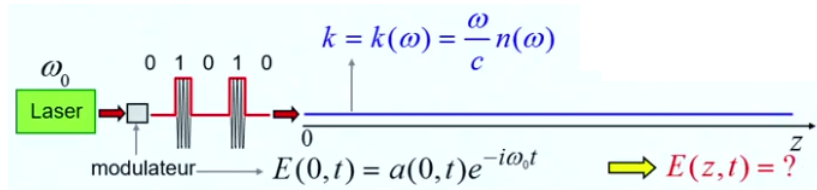


FIGURE 16

Ce qui est intéressant est de connaître la sortie du système, que l'on peut considérer comme un SLP dont la sortie se trouve en  $z$ . Introduisons la notion de transformée de Fourier temporelle

$$TF(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\Omega t} dt = F(\Omega) \quad (85)$$

où l'on utilise  $\Omega$  car on s'intéresse à la pulsation de l'enveloppe et pas à la pulsation rapide  $\omega_0$  donnant lieu à cette enveloppe. De même pour la transformée inverse

$$TF^{-1}(F) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega = f(t) \quad (86)$$

Ceci étant fait, on définit le **spectre** de l'impulsion d'entrée, c'est-à-dire la transformée de Fourier suivante

$$A(\Omega) = TF[a(0, t)] \quad (87)$$

où

$$a(0, t) = \begin{cases} a_0 & \text{si } |t| \leq T \\ 0 & \text{si } |t| > T \end{cases} \Rightarrow TF[a(0, t)] = 2a_0 T \text{sinc}(\Omega T) = A(\Omega) \quad (88)$$

Rappelons qu'une fonction étroite donne une transformée de Fourier large et vice-versa. Nous allons maintenant exprimer la fonction comme étant la transformée de Fourier inverse de son spectre

$$a(0, t) = TF^{-1}[A(\Omega)] \quad (89)$$

Dès lors

$$E(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega e^{-i\omega_0 t} \quad (90)$$

En rentrant le facteur exponentiel, il est possible d'interpréter physiquement le résultat

$$E(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} d\Omega \quad (91)$$

Le champ à l'entrée de la fibre est donnée par une somme d'onde harmonique dont la pulsation n'est plus  $\omega_0$  mais  $\omega_0 + \Omega$  et chacune de ces ondes a une amplitude  $A(\Omega)$  est donnée par la fonction sinus cardinal qui possède un maximum en 0.

A l'entrée de la fibre, nous retrouvons un *paquet d'onde*. Comment le justifier ? On peut intuitivement montré que toute fonction du temps peut être représentée par une somme d'onde harmonique (transformée de Fourier inverse). Représentons une somme de cosinus d'amplitude différente. A l'origine, les ondes sont en phases sur le maximum. Après un certain éloignement, on retrouve des interférences destructives. La combinaison des ondes harmoniques peut donner une forme quelconque. Revenons à notre problème physique.

$$E(0, t) = a(0, t) e^{-i\omega_0 t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} d\Omega \quad (92)$$

La fonction de modulation est donnée par la fonction fenêtre dont nous connaissons la transformée de Fourier (sinc). Rappelons qu'une amplitude donnée va bien représenter l'amplitude de chacune des ondes harmoniques qui composent le signal. Ceci n'est pas que mathématique mais traduit la physique.

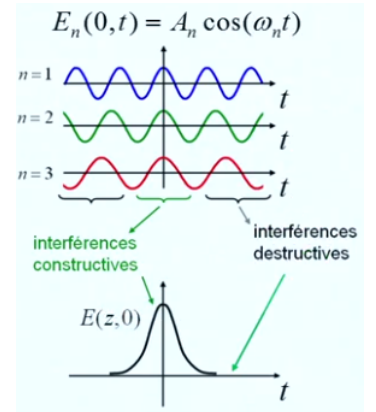


FIGURE 17

Notre laser émet des photons à la pulsation  $\omega_0$ . Ils rentrent dans le modulateur et la théorie de Fourier nous dit que oui, la pulsation de l'onde sera changée. Ceci est bien physique, il y a réellement une modification de la fréquence du laser<sup>3</sup> → l'action du modulateur crée de nouveaux photons, une nouvelle distribution d'énergie des photons autour de l'énergie centrale donnée par  $\hbar\omega_0$ . La transformée de Fourier traduit ainsi très bien cette réalité physique.

3. Ceci se vérifie expérimentalement avec un prisme.



Quel est dès lors le champ pour tout temps, en tout  $z$  ? Chaque onde harmonique se propage et la façon dont une onde électromagnétique se propage est bien connue : il suffit de rajouter le nombre d'onde

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{ik(\omega_0 + \Omega)z} e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} d\Omega \quad (93)$$

La seule différence entre cette sortie et l'entrée est un facteur exponentiel correspondant, comme vu précédemment, à la **fonction de transfert** du système. Or, la fonction  $k(\omega_0 + \Omega)$  est connue, la fonction de transfert, le *propagateur* est connu. Pour tout  $z$  on introduit la fonction de transfert qui est un simple facteur de phase qui est connu car l'indice de réfraction de la fibre est connue. Simplifions l'expression par son approximation au premier ordre

$$k(\omega_0 + \Omega) \approx k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Omega + \dots \quad \left(k' = \frac{dk}{d\omega}\right) \quad (94)$$

Par substitution

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{i(k_0 + k'_0\Omega)z} e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} d\Omega \quad (95)$$

Sortons tout ce qui ne dépend pas de  $\Omega$

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{ik'_0\Omega z} e^{-i\Omega t} d\Omega \quad e^{ik_0 z} e^{-i\omega_0 t} \quad (96)$$

Regroupons les exponentielles

$$E(z, t) = \underbrace{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\Omega) e^{i\Omega(t - k'_0 z)} d\Omega}_{a(0, t - k'_0 z)} e^{ik_0 z} e^{-i\omega_0 t} \quad (97)$$

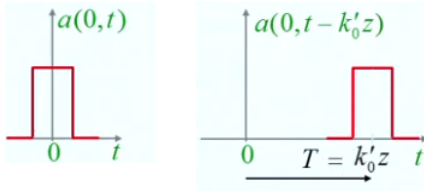


FIGURE 18

Cette expression n'est que la transformée de Fourier inverse du spectre du modulateur à laquelle on rajoute le propagateur de chacune des ondes harmoniques. Dès lors, en "oubliant" le  $k'_0 z$  on reconnaît la transformée inverse. La seule différence avec le signal de départ est une translation temporelle de  $k'_0 z$ .

$$E(z, t) = a(0, t - k'_0 z) e^{ik_0 z} e^{-i\omega_0 t} \quad (98)$$

En sortie, on retrouvera en  $z$  le signal ci-dessus. Ce n'est rien d'autre que le signal d'entrée translaté de  $k'_0 z$ . Que représente cette translation ? Il se cache là dedans la notion de vitesse de groupe. Si le temps  $k'_0 z$ , l'impulsion s'est déplacée de  $z$ . On peut faire apparaître la notion de vitesse de groupe

$$v_g = \frac{z}{T} = \frac{1}{k'_0} = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0}^{-1} \quad (99)$$

où  $T = k'_0 z$  est le temps de propagation. Ce résultat est obtenu par approche au premier ordre. Un développement au second ordre mettrait en évidence le phénomène de dispersion.

# Chapitre 1

## La diffraction

Un faisceau laser se propageant à tendance à s'élargir et se déformer : il s'agit du phénomène de diffraction. Ce phénomène est bien précis et peut être décrit mathématiquement. Il dépend notamment de la forme du laser. En faisant passer un laser par une section carrée, on sera amené à observer des distributions d'intensités particulières.



FIGURE 1.1

### 1.1 Équations de Maxwell et transformée de Fourier

La linéarité des équations de Maxwell permet un traitement efficace par les transformées de Fourier. Voici les fameuses équations dans le vide

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{E} = 0 \\ \text{rot } \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Sachant que  $\text{rot}[\text{rot } \vec{E}] = \nabla[\nabla \cdot \vec{E}] - \Delta \vec{E}$  où  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  dans le vide on retrouve l'équation d'onde électromagnétique

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{où } \Delta \vec{E} = \Delta E_x \vec{1}_x + \Delta E_y \vec{1}_y + \Delta E_z \vec{1}_z \quad (1.2)$$

On ne considérera ici que la composante en  $x$  du champ

$$\Delta E_x = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

On remplacera souvent  $E_x, E_y$  ou  $E_z$  par  $E$  mais il faut garder à l'idée qu'il ne s'agit qu'une seule des composantes du champ. L'équation d'onde scalaire s'écrit

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

Cette équation est *linéaire*,  $E$  n'apparaissant qu'à la première puissance. Si  $E_1$  et  $E_2$  sont solution, une combinaison de ces deux solutions est également solution. On va profiter de cette linéarité pour exprimer la solution de cette équation comme une somme d'onde harmonique, d'où l'utilité des transformées de Fourier. Le champ électrique se verra décomposé en une somme de *fonctions harmoniques*<sup>1</sup> :

$$E(x, y, z, t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(k_x, k_y, k_z, \omega) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} dk_x dk_y dk_z d\omega \quad (1.5)$$

---

1. Écrit ci-dessous dans le domaine des phaseurs.

Si le facteur harmonique  $e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t}$  est solution des équations de Maxwell  $\forall k_i, \omega$ , alors  $E$  sera solution. La résolution de ces équations ne sont pas aisées. Pour le faire de façon analytique, on travaillera avec la décomposition. Vérifions que ces fonctions harmoniques sont bien solution

$$\frac{\partial^2 e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t}}{\partial x^2} = -k_x^2 e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (1.6)$$

En faisant de même pour les deux autres dérivées partielles pour obtenir

$$(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} = -\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} \quad (1.7)$$

C'est-à-dire

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \quad (1.8)$$

Il s'agit d'une **contrainte** sur les modes de Fourier. On peut voir l'expression de  $E$  comme une transformée de Fourier où  $\tilde{E}$  est le spectre de Fourier généralisé à 4 dimensions. En terme de transformée de Fourier, on peut dire qu'il s'agit d'une contrainte sur les *modes de Fourier* (les quatre facteurs exponentiels), soit une **relation de dispersion généralisée**. Si les modes satisfont cette contrainte,  $E$  sera solution.

Intéressons-nous aux aspects physiques sous-jacent à cette décomposition de Fourier du champ électrique. Commençons par la ré-écriture suivante en supposant que les  $k_i$  sont les composantes d'un vecteur

$$\tilde{E}(k_x, k_y, k_z, \omega) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} = \tilde{E}(\vec{k}, \omega) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (1.9)$$

$\Delta \vec{r}$  est le vecteur position, il désigne le point de l'espace considéré. On peut ainsi exprimer la condition pour laquelle le mode de Fourier satisfait les équations de Maxwell :

$$|\vec{k}|^2 = k^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \quad (1.10)$$

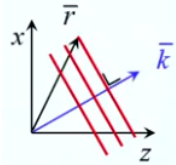


FIGURE 1.3

Cela signifie que le vecteur d'onde est tendu d'être sur une sphère de rayon  $k = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \omega$ . Figeons le temps et cherchons le lieux des points de phase constante. Pour avoir une phase constante,  $\vec{k} \cdot \vec{r}$  doit être constant : tous les points qui ont la même projection auront la même phase, il s'agit d'une *onde plane*. Ci-contre, la représentation des fronts d'ondes. Analysons cela de façon analytique

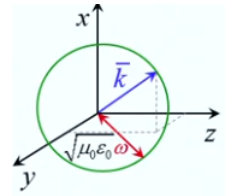


FIGURE 1.2

$$\varphi = \vec{k} \cdot \vec{r} = \text{cste} \Rightarrow k_x x + k_y y + k_z z = \text{cste} \quad (1.11)$$

Il s'agit de l'équation d'un plan perpendiculaire au vecteur d'onde. Les modes de Fourier représentent bien une onde plane dont la direction  $\vec{k}/k$ . On peut toujours considérer  $\vec{k}/k = \vec{1}_z \rightarrow \vec{k} = k \vec{1}_z$  de sorte à écrire

$$E = \tilde{E} e^{ikz} e^{-i\omega t} \quad (1.12)$$

Ceci montre que lorsque  $z$  est fixé, le champ ne varie pas en  $x$ . Si l'on considère la partie réelle de ceci, on retrouve  $\tilde{E} \cos(kz - \omega t)$  ce qui est bien l'équation d'une onde plane.

Que se passe-t-il si on libère le temps ? Intéressons-nous d'abord à la périodicité en  $z$  :  $\lambda = 2\pi/k$  ce qui correspond à l'espacement des fronts d'ondes. Considérons une phase constante

$$\text{Front d'onde : } \varphi = \text{cste} \Rightarrow kz - \omega t = \text{cste} \iff z = \frac{\omega}{k} t + \frac{\text{cste}}{k} \quad (1.13)$$

Pour garder la constante, quand le temps augmente  $z$  doit également augmenter. On obtient ici la *vitesse de phase*  $\omega/k = v_\phi$  où  $k = \sqrt{\mu_0\epsilon_0}\omega$ . Cette dernière condition est obligatoire pour avoir quelque chose de physique vérifiant les équations de Maxwell. Par substitution

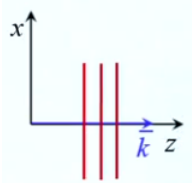
$$v_\phi = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \equiv c \quad (1.14)$$

On en tire que  $k = \omega/c$ .

Remarque. Considérons un champ scalaire solution des équations d'ondes

$$\vec{E} = (A_x \vec{1}_x + A_y \vec{1}_y + A_z \vec{1}_z) e^{ikz} e^{-i\omega t} \quad (1.15)$$

où les amplitudes  $A_i$  ne sont pas nécessairement connues. Nous allons voir qu'il y a une contrainte sur ces amplitudes. Appliquons la divergence nulle du champ électrique dans le vide



$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \implies \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (1.16)$$

Or, il n'y a pas de dépendance en  $x$  et  $y$  comme le montre le schéma ci-contre. Avoir une composante selon  $y$ , ici  $A_y$  n'implique pas une dépendance en  $y$  ! Dès lors, seule la dérivée par rapport à  $z$  est non-nulle. On en tire

FIGURE 1.4

$$iA_z k e^{ikz} e^{-i\omega t} = 0 \quad \forall z, t \quad (1.17)$$

Il en résulte que  $A_z = 0$ . Conclusion : le champ électrique est toujours transverse à l'axe  $z$  pour une onde se déplaçant sur ce même axe.

Revenons à la description mathématique de la SG des EDP de Maxwell. Rappelons la **contrainte sur les modes de Fourier**

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (1.18)$$

Le vecteur d'onde doit obligatoirement se balader sur une sphère :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.19)$$

Rentrons cette contrainte dans l'expression de  $E$ . Or, nous n'avons que trois dimension : on fait le choix d'exprimer  $k_z$  en fonction de la contrainte :

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (1.20)$$

Si  $k_z$  satisfait cette relation, c'est gagné. Pour être solution, il faut que le spectre ai la forme particulière définie ci-dessous, qui ne dépend plus de  $k_z$  la variable ayant été "sacrifiée" :

$$\tilde{E}(k_x, k_y, k_z, \omega) = \tilde{E}(k_x, k_y, \omega) \delta \left( k_z - \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right) \quad (1.21)$$

où l'on introduit le delta de Dirac : si le spectre est limité à des spectres de cette forme là, d'office ce sera solution des équations de Maxwell<sup>2</sup>. En substituant dans mon équation  $\iiint$ , une des intégrales sera simplifiée par le delta de Dirac.

$$E(x, y, z, t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(k_x, k_y, \omega) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} e^{-i\omega t} dk_x dk_y d\omega \quad (1.22)$$

2. C'est une façon mathématique d'imposer la valeur de  $k_z$ .

Ce qui n'est rien d'autre que la solution générale des équations de Maxwell. Nous allons nous limiter à des ondes monochromatiques, c'est à dire pour un seul  $\omega_0$ . On se limite ainsi à un spectre spatial pour une fréquence donnée

$$\tilde{E}(k_x, k_y, \omega) = A(k_x, k_y) \delta(\omega - \omega_0) \quad (1.23)$$

Notre intégrale triple devient

$$E(x, y, z, t) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y e^{-i\omega_0 t} \quad (1.24)$$

où  $\omega$  n'apparaît plus : il est caché dans la définition de  $k$ . On considère ici des ondes monochromatiques, on va dès lors s'affranchir du caractère temporel qui ne nous intéresse pas ici. Soit

$$E(x, y, z, t) = a(x, y, z) e^{-i\omega_0 t} \quad (1.25)$$

où  $a$  est l'amplitude indépendante du temps. On a donc

$$a(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y) e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y \quad (1.26)$$

où  $k^2 = \omega_0^2/c^2$ . Ceci est à coup sur une solution des équations de Maxwell. Allégeons les notations :  $k_x = \rho, k_y = \sigma, k_z = \beta = \sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2}$  pour avoir

$$a(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z} d\rho d\sigma \quad (1.27)$$

Il s'agit d'une intégrale de Fourier, une combinaison linéaire d'onde plane qui ont certaines amplitudes qui représentent le spectre du champ. Il s'agit de l'expression d'une *solution générale des équations de Maxwell pour une onde monochromatique*, le point de départ de la théorie de diffraction.

## 1.2 Diffraction et transformée de Fourier

Histoire de nous habituer aux notations, reprenons la définition de la transformée de Fourier

$$F(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i\rho x} dx \quad (1.28)$$

△ Il y a un signe négatif. Ce signe ne change physiquement rien, il faudra simplement inverser le signe de la transformée inverse. Il faut juste remarquer que le  $i$  de l'exponentielle n'a pas le même signe dans la partie temporelle et spatiale : pour le temporelle, on utilise un moins et pour les variations spatiales un plus<sup>3</sup>. La transformée inverse vaudra alors

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\rho) e^{i\rho x} d\rho = TF^{-1}[F(\rho)] \quad (1.29)$$

Il faut remarquer que  $a(x, y; z)$  est une transformée inverse. L'idée est que comme nous ne nous mesurerons jamais de valeur précise, il n'est pas utile de garder le facteur  $1/2\pi$ .

On remarque que le rôle de  $z$  est différente des autres variables, les bornes d'intégrations ne portent pas sur lui : il n'apparaît que comme un simple paramètre. Il s'agit donc bien d'une fonction de  $x$  et  $y$ . On remarque que l'on calcule la transformée inverse d'une fonction dans l'expression de  $a(x, y; z)$  :

$$A(\rho, \sigma) e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z} \quad (1.30)$$

Il s'agit du *spectre de Fourier* de la distribution transverse du champ en une valeur  $z$ ,  $a(x, y; z)$ . Les  $\rho, \sigma$  sont les fréquences spatiales. On peut ainsi écrire

$$a(x, y; z) = TF^{-1} \left[ A(\rho, \sigma) \underbrace{e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z}}_{(*)} \right] \quad (1.31)$$

Commençons l'étude en  $z = 0$  (C.I., connue)

$$a(x, y; z) = TF^{-1} [A(\rho, \sigma)] \Rightarrow A(\rho, \sigma) = TF[a(x, y; 0)] \quad (1.32)$$

On remarque que ceci n'est rien autre que le spectre de la transformée de Fourier de la distribution initiale. Le problème de diffraction est que connaissant la distribution initiale, on veut connaître la distribution  $a(x, y; z)$  pour tout  $z$ . Si  $z \neq 0$ , un facteur exponentiel supplémentaire apparaît : ce n'est rien d'autre que le **propagateur**  $(*)$  de spectre. Le spectre initial est multiplié par un simple facteur de phase, une sorte de phaseur. Hélas, s'exprimer dans le spectre ne donne pas grand chose, le problème est la conversion spatiale.

Intéressons-nous avant tout à l'interprétation physique de la S.G., rappelée ici

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z} d\rho d\sigma \quad (1.33)$$

Posons  $\beta = \sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2}$

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i(\rho x + \sigma y + \beta z)} d\rho d\sigma \quad (1.34)$$

---

3. Confusion, à éclaircir

On peut alors dire que le phaseur a une phase  $\varphi\rho x + \sigma y + \beta z$ . Si on considère cette phase constante, on considère le lieu des points vérifiant

$$\varphi\rho x + \sigma y + \beta z = 2m\pi \quad (1.35)$$

Il s'agit d'une équation de plan dont  $\rho, \sigma$  et  $\beta$  sont les cosinus directeur, les composantes du vecteur  $k$ . Ce phaseur n'est qu'une onde plane qui se propage avec un certain angle par rapport à l'axe  $z$ . Analysons l'intégrale dans sa globalité en faisant passer le faisceau laser par une fonction fenêtre (une fente infinie en  $y$ ) :

$$\begin{cases} a(x'; 0) = a_0 & \text{si } |x'| < l \\ a(x'; 0) = 0 & \text{si } |x'| > l \end{cases} \Rightarrow A(\rho) = 2l \operatorname{sinc}(l\rho) \quad (1.36)$$

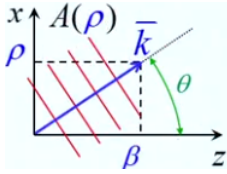


FIGURE 1.5

Admettons que l'on rentre le spectre dans l'intégrale, on remarque que pour des valeurs de  $z > 0$ , le champ peut s'exprimer comme une sorte d'onde plane. Chaque valeur de  $\rho$  représente un certain angle  $\theta$  (projection sur  $x$ ) et à chaque valeur de  $\rho$  est associé une certaine amplitude : à chaque angle est associé une amplitude. Les équations de Maxwell (ici, sa solution) dit que l'on peut représenter par une somme d'onde plane dont l'amplitude est donnée par la transformée de Fourier.

Pour des  $z > 0$ , on a une ensemble d'onde plane dont l'amplitude est donnée par la transformée de Fourier de la condition initiale :  $\rho$  représente l'angle qui est  $\theta = \arcsin(\rho/k)$ . On a bien une somme d'onde plane qui donne lieu au phénomène de diffraction. Passons en revue quelques exemples triviaux.

1. Onde plane en  $z = 0$  :  $a(x, y; 0) = a_0$ .

Le spectre recherché est le spectre de la condition initiale, c'est-à-dire la constante  $a_0$ <sup>4</sup>

$$A(\rho, \sigma) = TF[a(x, y; 0)] = a_0 \delta(\rho, \sigma) \quad (1.37)$$

Après substitution

$$a(x, y; z) = a_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \delta(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2}z} d\rho d\sigma \quad (1.38)$$

Dès lors

$$a(x, y; z) = a_0 e^{ikz} \quad (1.39)$$

Ce qui est bien la réponse attendue. Il n'y a pas de diffraction, c'est un "mode de propagation" qui est invariant.

2. Onde plane inclinée selon  $x = a(x, y; 0) = a_0 e^{i\rho_0 x}$ .

Ceci représente bien une onde avec un certain angle car  $\rho_0 = l \sin \theta_0$ . Après substitution (on choisit  $\sigma = 0$ ).

$$A(\rho, \sigma) = a_0 \int e^{i\rho_0 x} e^{-i\rho x} dx \int e^{-i\sigma y} dy \quad (1.40)$$

On obtient le produit de deux Dirac, noté

$$A(\rho, \sigma) = a_0 \delta(\rho - \rho_0, \sigma) \quad (1.41)$$

On retrouve une onde plane qui ne sera pas non plus modifiée par sa propagation

$$a(x, y; z) = a_0 e^{i\rho_0 x} e^{i\sqrt{k^2 - \rho_0^2}z} \quad (1.42)$$

---

4.  $A(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} a_0 e^{-i\rho x} dx = 2\pi a_0 \delta(\rho)$

Notons que  $\beta_0 = k \cos \theta_0$ . Les fronts d'onde seront les lieux de phase constantes

$$\varphi = k \sin \theta_0 x + k \cos \theta_0 z = 2m\pi \quad (1.43)$$

Un mode de Fourier est une onde plane, il s'agit de quelque chose qui ne se déforme pas.

3. Modulation harmonique transverse :  $a(x, y; 0) = a_0 \cos(\rho_0 x)$ .

On retrouvera le même résultat si on se souvient que l'on peut écrire

$$a(x, y; 0) = a_0 \frac{e^{i\rho_0 x} + e^{-i\rho_0 x}}{2} \quad (1.44)$$

Le spectre vaut

$$A(\rho, \sigma) = a_0 \frac{\delta(\rho - \rho_0, \sigma) + \delta(\rho + \rho_0, \sigma)}{2} \quad (1.45)$$

Le spectre est composé de deux delta de Dirac qui sélectionneront deux  $\rho_0$  et  $\sigma$  sera toujours bien nul :

$$a(x, y; z) = a_0 \cos(\rho_0 x) e^{i\sqrt{k^2 - \rho_0^2} z} \quad (1.46)$$

Il s'agit d'un autre mode. Le cosinus n'est la somme de deux ondes planes : une se déplaçant à un angle  $\theta_0$  et l'autre avec un angle  $-\theta_0$ .

4. Diffraction par une fente infinie. En  $z = 0$  :

$$\begin{cases} a(x; 0) = a_0 & \text{si } |x| < l \\ a(x; 0) = 0 & \text{si } |x| > l \end{cases} \quad (1.47)$$

On considère une onde plane sur un écran qui va l'absorber sauf sur une largeur  $2l$ . Réduisons le problème en  $2D$  ( $x$  et  $z$  : rien ne change en  $y$ , la fente est infinie. La transformée de Fourier est bien connue

$$A(\rho) = 2l \operatorname{sinc}(\rho l) \quad a_0 = 1 \quad (1.48)$$

Ci-dessous, la densité spectrale du spectre  $|A(\rho)|^2$ .

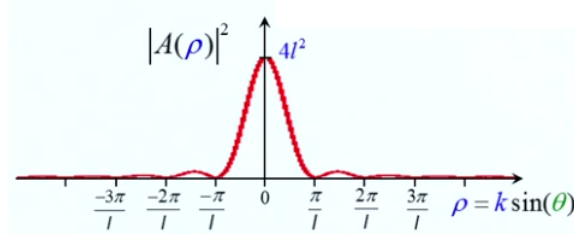


FIGURE 1.6 – L'angle en abscisse (indirect) est celui de propagation. Pour une certaine direction, ceci donne l'amplitude correspondante.

Cette fois-ci, la fonction est moins triviale : on ne calculera pas on se contentera de la physique. Si l'on place un détecteur, un certain  $\rho$  va sélectionner un certain  $\theta$  et cette valeur donne une certaine amplitude. On tombe sur une difficulté conceptuelle : on trouve la valeur de  $k$  puis  $\rho$  dépasse  $k$  ; on recherche l'arc dont le sinus est supérieur à 1<sup>5</sup>.

Regardons le problème de la diffraction

$$a(x; z) = \int 2l \operatorname{sinc}(l\rho) e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2} z} e^{i\rho x} d\rho \quad (1.49)$$

5.  $\theta = \arcsin \frac{\rho}{k}$



A cause des bornes d'intégration, nous aurons d'office des valeurs de  $\rho$  dépassant  $k$ . Passons outre et calculons :

$$\text{Si } \rho > k \text{ alors } \beta = \sqrt{k^2 - \rho^2} = i\sqrt{\rho^2 - k^2} = i\alpha \quad (1.50)$$

Ceci implique que l'exponentielle imaginaire présente dans  $a(x; z)$  devient réelle :

$$e^{i\beta z} = e^{-\alpha z} \quad (1.51)$$

On a ce que l'on appelle des **ondes évanescentes** : plutôt que d'avoir un comportement périodique à un comportement amorti. Ce que l'on va faire, c'est séparer l'intégrale en deux parties :

$$a(x; z) = \int_{-k}^k 2l \operatorname{sinc}(l\rho) e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2}z} e^{i\rho x} d\rho + \int_{|\rho| > k} 2l \operatorname{sinc}(l\rho) e^{-\sqrt{\rho^2 - k^2}z} e^{i\rho x} d\rho \quad (1.52)$$

Le deuxième terme somme des ondes évanescentes. En  $z$ , elles évoluent en exponentielles négatives. Quelle est cette absorption ? Il s'agit d'un phénomène de réflexion (il représente des photons qui passent l'écran et retournent de là où ils viennent).

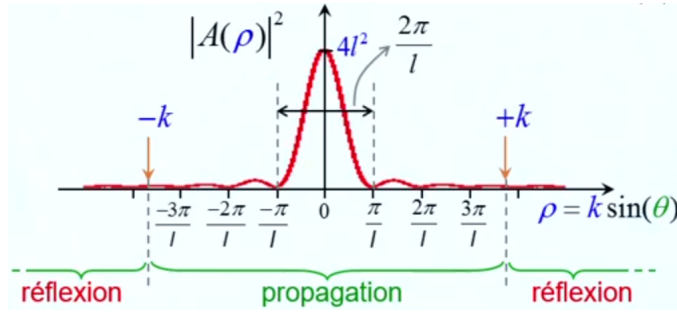


FIGURE 1.7

Par simplification, on ne va s'arranger pour qu'elles soient négligeables. Pour se faire, analysons le spectre. La fonction sinus cardinal a un lobe principal : toute l'énergie est proche de l'origine. Nous allons travailler de sorte que les objets diffractant vérifient

$$\frac{2\pi}{l} \ll k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.53)$$

A ce moment là, le spectre est fort ramené à l'origine de sorte à ce que les ondes évanescentes soient négligées. Autrement dit

$$\int_{|\rho| > l} |A(\rho)|^2 d\rho \ll \int_{-k}^{+k} |A(\rho)|^2 d\rho \quad (1.54)$$

Ce qui exprime que le spectre soit centrée sur l'origine et très étroit. Il faut dès lors que les objets diffractant sont significativement plus grand que la longueur d'onde :  $\lambda \ll l$ .

Le calcul de l'intégrale n'est pas évident (le facteur de phase gêne). Nous allons utiliser l'approximation faite pour les ondes évanescentes :

$$\rho \approx \frac{2\pi}{l} \ll k \quad (1.55)$$

On va pouvoir approximer le propagateur permettant de ce cas, mais ceci est l'objet de la suivante section.

### 1.3 Formule de diffraction de Fresnel

Nous nous attarderons ici à reconstruire la fameuse formule de diffraction proposée par Fresnel sans se baser sur la transformée de Fourier (juste naissant) et les équations de Mawell (n'existant pas encore). Cependant, dans le cadre de ce cours, nous utiliserons ces deux outils.

Repartons de l'approximation de la solution générale des équations de Maxwell (on retrouve bien la contrainte sur les modes de Fourier)

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z} d\rho d\sigma \quad (1.56)$$

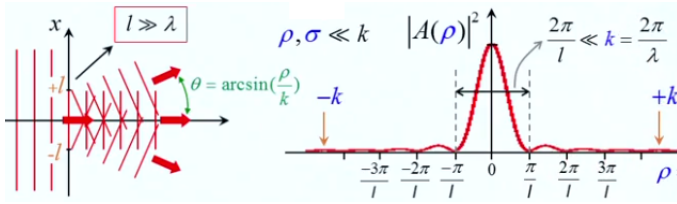


FIGURE 1.8

Nous allons ici approcher l'expression du propagateur. Une onde plane arrivée sur un écran percé. Chacune de ces ondes possédant un certain poids ( $A$ ) se propage avec un certain angle ( $\rho$  par rapport à  $x$  et  $\sigma$  par rapport à  $y$ ). Nous travaillons dans la limite  $\lambda \ll l$  pour négliger les ondes évanescentes de sorte à ce que les seules valeurs significatives<sup>6</sup> de  $\rho$  soient incluent dans  $[-\frac{\pi}{l}; \frac{\pi}{l}]$ .

⚠ Le spectre limite les valeurs de  $\rho$  et  $\sigma$ , ne pas confondre avec les (grandes) bornes d'intégration : le spectre sera bien toujours étroit et donc notre fonction est large.

Intéressons-nous à l'*approximation paraxiale* : petits angles  $\rho, \sigma \ll k$ . En effet, lorsque  $\rho, \sigma \ll k$  on travaille avec un arcsinus très faible, d'où le *petits angles*. Ceci va permettre d'éliminer la racine, bien gênante dans notre S.G.

$$\beta = \sqrt{l^2 - \rho^2 - \sigma^2} = k \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{k^2} - \frac{\sigma^2}{k^2}} \quad (1.57)$$

On peut dès lors utiliser l'approximation de McLaurin  $\sqrt{1 + \epsilon} \approx 1 + \frac{1}{2}\epsilon$  :

$$\beta \approx k \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{k^2} - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{k^2} \right] = k - \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{k} - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{k} \quad \beta \in \mathbb{R} \quad \forall (\rho, \sigma) \quad (1.58)$$

Le  $\beta$  (la composante en  $z$  du vecteur d'onde) obtenu est toujours réelle : la possibilité d'avoir des ondes évanescentes a été éliminée. Nous avons donc remplacé la contrainte sur les modes de Fourier (le vecteur d'onde devant se déplacer sur une sphère) a été changée en une contrainte de type parabolique. Ceci n'est valable que si la distribution angulaire est limitée ce qui n'est vrai que si la taille de l'objet est significativement grande devant la longueur d'onde.

Effectuons cette approximation par substitution :

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\frac{\rho^2}{2k} z - i\frac{\sigma^2}{2k} z} d\rho d\sigma e^{ikz} \quad (1.59)$$

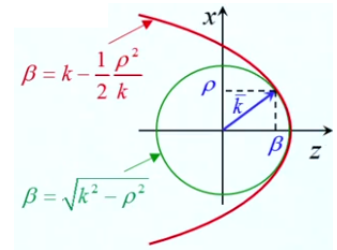


FIGURE 1.9

6. La pondération, c'est-à-dire l'amplitude  $A$ , n'est significative que pour les valeurs de  $\rho$  proche de l'origine :  $\rho, \sigma \ll k$

Ceci est une simplification considérable, il va être possible de traiter ce terme de phase. Il suffit pour cela de remarquer que cette intégrale n'est que la transformée de Fourier inverse du spectre initial multiplié par le propageur

$$a(x, y; z) = TF^{-1} \left[ A(\rho, \sigma) e^{-i \frac{z}{2k} (\rho^2 + \sigma^2)} \right] e^{ikz} \quad (1.60)$$

Le facteur de phase étant quadratique, il est traitable analytiquement. Simplifions le problème en considérant que rien ne se passe en  $y$  (le spectre est une delta de Dirac en  $\sigma$ ) :

$$a(x; z) = TF^{-1} \left[ A(\rho) \underbrace{e^{-i \frac{z}{2k} \rho^2}}_{H_z(\rho)} \right] e^{ikz} \quad (1.61)$$

On peut considérer que notre plaque percée obéit à la fonction fenêtre, suffisamment large devant la longueur d'onde<sup>7</sup>. Plus proprement :

$$a(x; z) = TF^{-1} [A(\rho) H_z(\rho)] e^{ikz} \quad (1.62)$$

Cette écriture nous permet d'utiliser le théorème de convolution de Fourier

$$a(x; z) = TF^{-1} [A(\rho)] \otimes TF^{-1} [H_z(\rho)] e^{ikz} \quad (1.63)$$

Ou encore

$$a(x; z) = a(x; 0) \otimes h_z(x) e^{ikz} \quad (1.64)$$

où  $a(x; 0)$  est le champ initial, à l'endroit du plan diffractant. Avec la transformée de Fourier inverse (pour le peu que l'on intègre sur  $\rho$ ) :

$$h_z(x) = \int e^{-i \frac{z}{2k} \rho^2} e^{i \rho x} d\rho \quad (1.65)$$

Les tables mathématiques peuvent directement nous donner la solution de cette intégrale

$$h_z(x) = \sqrt{\frac{2k}{z}} e^{-i \frac{\pi}{4}} e^{i \frac{k}{2z} x^2} \quad (1.66)$$

Ceci étant fait, explicitons la convolution à effectuer

$$a(x; z) = \int a(x'; 0) h_z(x - x') dx' e^{ikz} \quad (1.67)$$

Après substitution

$$a(x; z) = \sqrt{\frac{2k}{z}} \int a(x'; 0) e^{-i \frac{\pi}{4}} e^{i \frac{k}{2z} (x - x')^2} dx' \quad (1.68)$$

Il est aisé d'en dériver le résultat à deux dimensions transverses

$$h_z(x, y) = \sqrt{\frac{2k}{z}} e^{-i \frac{\pi}{4}} e^{i \frac{k}{2z} x^2} \times \sqrt{\frac{2k}{z}} e^{-i \frac{\pi}{4}} e^{i \frac{k}{2z} y^2} \quad (1.69)$$

Après substitution

$$a(x, y; z) = \frac{2k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{i \frac{k}{2z} (x - x')^2} e^{i \frac{k}{2z} (y - y')^2} dx' dy' e^{-i \frac{\pi}{2}} e^{ikz} \quad (1.70)$$

---

7.  $z$  est un paramètre dans cette analyse.

Ne faisant ici que du qualitatif, nous pouvons nous débarrasser des constantes. Intéressons nous à cette fonction dont nous effectuons la convolution en incluant cette fois-ci le facteur de phase (la convolution ne portant que sur  $x, y$  cela ne change rien)

$$a(x, y; z) = a(x, y; z) \otimes \left( h_z(x, y) e^{ikz} \right) \quad (1.71)$$

où l'on s'intéresse à

$$h_z(x, y) e^{ikz} = \frac{k}{z} e^{i \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)} e^{ikz} \quad (1.72)$$

Qu'est ce que cette fonction ? Nous savons qu'il s'agit de la fonction permettant de décrire le champ diffracté. C'est intéressant, mais qu'est ce qui permet de faire ça ? Analysons la phase (quadratique, voir même parabolique) de ce terme

$$\varphi = \frac{k}{2z} x^2 + \frac{k}{2z} y^2 + kz \quad (1.73)$$

Analysons la répartition de champ d'une onde sphérique  $\frac{1}{r} e^{ikr}$  décrite en  $kr$  où  $k$  est un **nombre** d'onde (et pas un vecteur). On s'intéresse ici à la phase de cette onde : exprimons les lieux de phases constantes ou, autrement dit, les fronts d'ondes

$$\varphi = kr = 2m\pi \quad (1.74)$$

où  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ . En se plaçant dans des conditions paraxiales (très proche de l'axe  $z$ ) :  $x, y \ll z$ . On se propose donc d'analyser la phase d'une onde sphérique dans la zone où les conditions paraxiales sont réunies. On peut approximer la racine

$$r \sqrt{1 + \frac{x^2}{z^2} + \frac{y^2}{z^2}} \Rightarrow \left[ 1 + \frac{x^2}{2z^2} + \frac{y^2}{2z^2} \right] \quad (1.75)$$

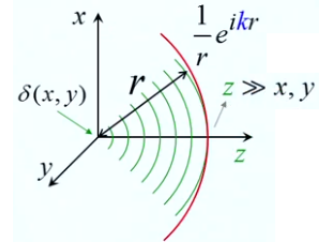


FIGURE 1.10

Dès lors

$$\varphi = kr = kz + \frac{k}{2z} x^2 + \frac{k}{2z} y^2 = 2m\pi \quad (1.76)$$

Il s'agit d'un paraboloïde, c'est bien une approximation parabolique de fronts d'onde sphériques, généralement générés par des petites sources ponctuelles d'ondes électromagnétiques assimilables à des delta de Dirac, le champ magnétique vibre en un point de l'espace et génère une onde sphérique.

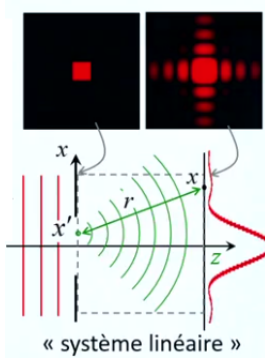


FIGURE 1.11

Revenons à notre problème. Le champ initial est la fameuse fonction fenêtre. Après une certaine distance parcourue, on récupère un certain profil donné par (ici) un profil à deux dimensions. Nous pouvons voir ça comme un système linéaire (en effet, des ondes rentrent et en sortent modifiées). Nous avons déjà rencontré ce système en utilisant le principe de superposition, les équations de Maxwell étant linéaires dans le vide<sup>8</sup>.

Le champ est un produit de convolution du champ d'entrée avec une fonction de phase quadratique qui ne représente rien d'autre qu'une phase

8. On peut voir toute onde comme une combi d'ondes harmoniques

sphérique. Nous voyons une sommes d'ondes sphériques en approximation paraboliques mis sous la forme d'une convolution. En effet, le  $x - x'$  représente le fait que l'onde ne vient plus de l'origine (comme dans  $h_z$ ) mais désigne un point qui n'est plus à l'origine mais au point  $(x', y')$ .

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + z^2} \quad (1.77)$$

En approchant ceci par l'approximation parabolique

$$r \approx z + \frac{(x - x')^2}{2z} \quad (1.78)$$

Ceci est précisément ce qui apparaît dans notre convolution <sup>9</sup> :

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{i \frac{k}{2z}(x-x')^2} e^{i \frac{k}{2z}(y-y')^2} dx' dy' e^{ikz} \quad (1.79)$$

Nous ne travaillons finalement que avec la "réponse impulsionnelle" du système où l'impulsion est cette source ponctuelle située en  $(x', y')$ . Nous avons en effet la réponse à une source ponctuelle (un delta, cette fois ci non temporel mais spatial) générant l'onde  $h_z$  (l'onde sphérique approchée de façon parabolique) → réponse impulsionnelle.

Un point source donne lieu à une certaine répartition de champ. La réponse globale s'obtient en prenant la convolution avec cette réponse, c'est-à-dire en considérant que chaque point a une certaine amplitude  $a(x', y'; 0)$  : l'objet à une certaine amplitude et chaque de ces amplitude rayonne une onde sphérique partant de  $(x', y')$  ou l'on a une certaine amplitude.

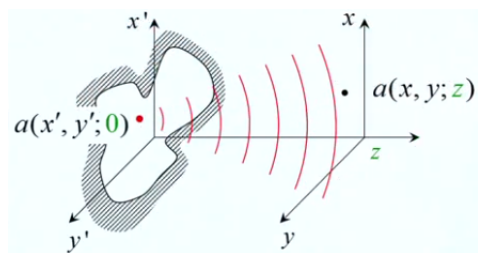


FIGURE 1.12

la figure de diffraction résultera des interférences entre toutes ces ondes sphériques (seulement une est représentée ci-contre).

On retrouve le principe de Huygens : un écran laisse passé un trou laissant passé la lumière avec une certaine amplitude dépendant de  $x'$  et  $y'$ . Chaque point de cet objet peut être considéré comme un point source générant une onde sphérique pouvant être approchée paraboliquement. En  $z$ , nous sommes (à travers l'intégrale) les champs de chacune de ces ondes sphériques. Nous avons une superposition d'onde sphérique d'amplitude donnée par l'amplitude de l'objet de départ :

Ceci est ainsi de la formule de diffraction de Fresnel, cette intégrale de Fresnel ne représente rien d'autre qu'une superposition d'ondelettes de Huygens.

$$a(x, y; z) = \frac{2k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{i \frac{k}{2z}(x-x')^2} e^{i \frac{k}{2z}(y-y')^2} dx' dy' e^{-i \frac{\pi}{2}} e^{ikz} \quad (1.80)$$

Analysons les amplitudes des ondelettes de Huygens, ici en analysant leur amplitude. Considérons une de ces ondes, celle venant de l'origine ( $x' = y' = 0$ ) :

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} e^{i \frac{k}{2z}(x^2+y^2)} e^{ikz} \quad (1.81)$$

9. Débarrassée des constantes.

Il s'agit de la fonction  $h_z$  que nous avons précédemment <sup>10</sup>

Nous avons une onde sphérique approchée par une onde parabolique dont le profil d'intensité (le module carré du champ) est donné par

$$I(x, y; z) = |a(x, y; z)|^2 \propto \frac{1}{z^2} \quad (1.82)$$

Ceci peut paraître curieux car la décroissance réelle d'une onde est en  $\frac{1}{r^2}$ .

$$I(x, y; z) \propto \frac{1}{r^2} \quad (1.83)$$

Pourquoi donc ? Il ne faut pas oublier que la notion d'intensité est locale : c'est la densité de flux énergétique de l'onde ( $W/m^2$ ). S'il y a une certaine radiation la puissance totale s'obtient par l'intégration de cette radiation sur une sphère : on obtient la puissance radiée par la source (on obtient de  $W$ ). La puissance rayonnée au travers de cette sphère est donnée par  $4\pi r^2 I$  où  $r$  est le rayon de la sphère sur laquelle on intègre. Or, cette intensité doit bien être constante (indépendante de  $r$ ) : peu importe la sphère, la puissance émise de la source est constante, d'où la variation en  $r^{-2}$ .

Or, nous obtenons  $1/z^2$  et non pas  $1/r^2$ . Analysons pour cela l'onde sphérique en un point de coordonnée  $(x, y, z)$  correspondant à un certain rayon : il y a une différence entre  $z$  et  $r$  (voir schéma ci-contre). Faisons la comparaison. Considérons  $r$  dans le cadre de l'approximation paraxiale  $x, y \ll z$  :

$$r = z + \frac{1}{2z}(x^2 + y^2) + \mathcal{O}(2) \quad (1.84)$$

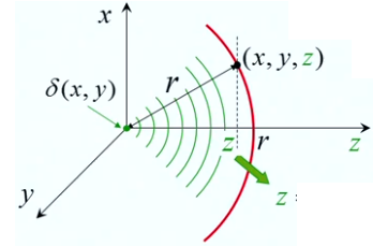


FIGURE 1.13

En réalité, pour décrire cette onde, le front d'onde en  $e^{ikz}$  a été approché : la sphère a été approché par une parabole, l'ordre un du développement a été gardé. Or, nous sommes passé de  $1/r$  à  $1/z$  car nous n'avons pas fait la même approximation. Pour la phase on considère que  $r = z + \frac{1}{2z}(x^2 + y^2)$  et pour l'amplitude on dit que  $r = z$  (l'ordre un pour l'amplitude a été supprimé). Ceci peut paraître paradoxal, mais c'est parce que nous avons considéré

$$\frac{1}{z^2} \approx \frac{1}{r^2} \quad (1.85)$$

On peut se permettre de faire ça car une petite erreur sur la phase peut résulter en de grandes erreurs du profil diffracté. Mais si on se trompe sur la valeur de  $r$  (petite erreur :  $\delta r \approx 10^{-6}m \approx \lambda$ ) peut créer une erreur sur la phase de l'ordre de 100% alors que sur l'amplitude, cela ne change quasiment rien. Il est donc tout à fait légitime de garder l'approximation d'ordre 1 pour évaluer la distance dans le terme de phase et de se contenter de l'approximation d'ordre 0 pour l'amplitude.

---

10. Pq ?

## 1.4 Formule de diffraction de Fraunhofer

Pour établir cette nouvelle formule, repartons de la formule de diffraction de Fresnel

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{i \frac{k}{2z} (x-x')^2} e^{i \frac{k}{2z} (y-y')^2} dx' dy' e^{ikz} \quad (1.86)$$

Rappelons l'interprétation physique de cette formule. A partir de la connaissance du champ électromagnétique lumineux dans un certain plan ( $z = 0$ ) on peut connaître le champ en toute position  $z$  grâce à cette formule. Dans celle-ci nous retrouvons la phase des ondelettes de Huygens. Ce phaseur d'ondelette est multiplié par une amplitude puis on sommera tout via les intégrales. Intéressons-nous à la phase de ces ondelettes où les carrés ont été développés

$$\varphi = kz + \frac{k}{2z} [x^2 + y^2 + x'^2 + y'^2 - 2xx' - 2yy'] \quad (1.87)$$

La diffraction de Fraunhofer fait un pas supplémentaire dans l'approximation de ces ondelettes : on va négliger les termes<sup>11</sup>  $x'^2$  et  $y'^2$  (mais on les garde au premier ordre). Pour se faire, nous allons limiter la taille de l'objet

$$x', y' \ll x, y \quad (1.88)$$

En réalité, c'est la phase  $\frac{kx'^2}{2z}$  que l'on choisi de négliger, c'est-à-dire

$$e^{i \frac{k}{2z} \|\vec{x}'\|_{\max}^2} \approx 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{k}{2z} \|\vec{x}'\|_{\max}^2 \ll 1 \quad (1.89)$$

où  $\|\vec{x}'\|_{\max}^2$  est la plus grande distance depuis l'origine à l'extrémité de l'objet. Si ce facteur de phase est proche de l'unité, ce terme en prim' carré peut bien être supprimé. On peut écrire

$$\frac{k}{2} \|\vec{x}'\|_{\max}^2 \ll z \quad (1.90)$$

Or  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , dès lors

$$\frac{\pi}{\lambda} \|\vec{x}'\|_{\max}^2 \ll z \quad (1.91)$$

Si la distance  $z$  est plus grande que la taille de l'objet au carré divisée par la longueur d'onde (le facteur pi ne change pas l'ordre de grandeur), cette approximation est bien valide et on parlera de *zone de Fraunhofer*. Il ne reste que des termes linéaires dans notre phase

$$\varphi = kz + \frac{k}{2z} [x^2 + y^2 - 2xx' - 2yy'] \quad (1.92)$$

Après substitution

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{i \frac{k}{2} (x^2 + y^2)} e^{-i \frac{k}{z} (xx' + yy')} dx' dy' e^{ikz} \quad (1.93)$$

En regroupant les termes de phases, on peut écrire

$$a(x, y; z) e^{ikz} e^{i \frac{k}{2} (x^2 + y^2)} = \frac{k}{z} \int a(x', y'; 0) e^{-i \frac{k}{z} (xx' + yy')} dx' dy' \quad (1.94)$$

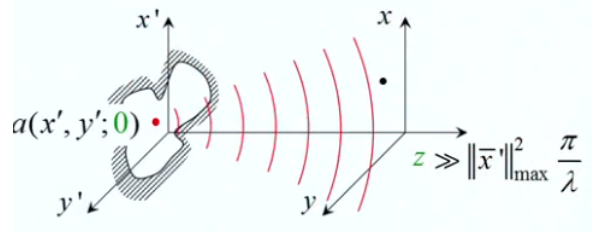


FIGURE 1.14

11. Les axes en prim' sont ceux du repère attaché à l'objet diffractant.

En séparant le terme de phase en deux

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} e^{ikz} e^{i\frac{k}{2}(x^2+y^2)} \underbrace{\int a(x', y'; 0) e^{-i\frac{k}{z}xx'} e^{-i\frac{k}{z}yy'} dx' dy'}_{A\left(\frac{kx}{z}, \frac{ky}{z}\right)} \quad (1.95)$$

En posant  $\rho = k/zx$  et  $\sigma = k/zy$  on retrouve la définition de la transformée de Fourier  $A(\rho, \sigma)$  : il s'agit de la transformée de Fourier du champ objet. Dès lors

**A retenir : Formule de diffraction de Fraunhofer**

$$a(x, y; z) = \frac{k}{z} e^{ikz} e^{i\frac{k}{2}(x^2+y^2)} A\left(\frac{kx}{z}, \frac{ky}{z}\right) \quad (1.96)$$

où  $A$  est la transformée de Fourier du champ objet en  $z = 0$ .

Ce qui n'est rien d'autre qu'un facteur de phase multiplié par un certain spectre aux variables un peu plus particulière que d'habitude. Le profil d'intensité sera ainsi directement proportionnel à la densité spectrale

$$I(x, y) \propto \left| \left( \frac{kx}{z}, \frac{ky}{z} \right) \right|^2 \quad (1.97)$$

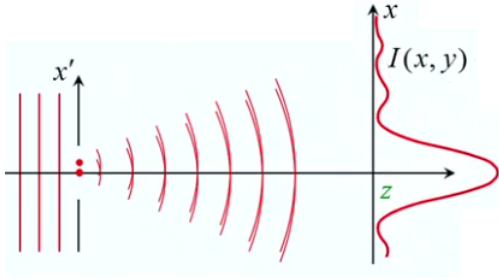


FIGURE 1.15

Intéressons-nous à l'interprétation physique de cette formule. Plutôt que de considérer le problème tri-dimensionnel des ondelettes de Huygens, revenons à un cas plus simple (une dimension transverse  $x'$ ). Commençons par interpréter le premier facteur. Considérons "l'ondelette centrale" c'est-à-dire celle donnée par la formule de Fresnel en  $x' = y' = 0$  : dans ce cas, la phase est identique à celle présente dans le terme de phase de la formule de diffraction de Fraunhofer. On reconnaît donc l'ondelette de Huygens pour un point centré à l'origine. Ceci est normal, car à grande distance les deux sources ponctuelles ne semblent former qu'une de sorte à ce qu'à grande distance, les fronts d'ondes soient superposés. La répartition de phase est très proche de celle de l'ondelette d'Huygens centrée à l'origine, avec le fameux décroissement en  $1/z^2$ .

Le second terme, la modulation d'amplitude, est plus délicat à interpréter. Pour se faire, repartons du point de départ de l'établissement de la formule de diffraction de Fresnel :

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2}z} d\rho d\sigma \quad (1.98)$$

Ce qui n'est rien d'autre que la S.G. de Maxwell. Passons à une dimension transverse (une delta pour le  $\sigma$ )  $x'$  :

$$a(x; z) = \int A(\rho) e^{i\rho x} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2}z} d\rho \quad (1.99)$$

De même, le résultat de Fraunhofer devient

$$I(x) \propto \left| A\left(\frac{kx}{z}\right) \right|^2 \quad (1.100)$$

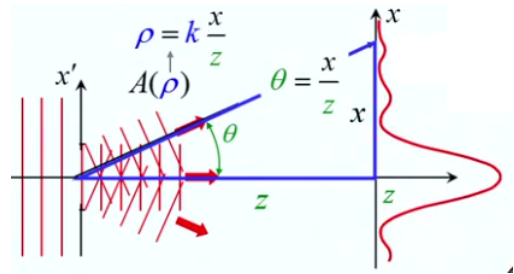


FIGURE 1.16



Dans Fresnel,  $A(\rho)$  est le spectre en  $z = 0$ , chaque valeur de  $\rho$  représentant une onde plane avec un certain angle ( $\rho = k \sin \theta$ , soit la projection en  $x$  du vecteur d'onde)(comme nous travaillons à petit angle :  $\rho = k\theta$ ). L'intensité à une certaine hauteur  $x$  vient d'une onde possédant un certain angle  $\theta$ . On en tire

$$\tan \theta = \frac{x}{z} \quad \rightarrow \quad \rho = k \frac{x}{z} \quad (1.101)$$

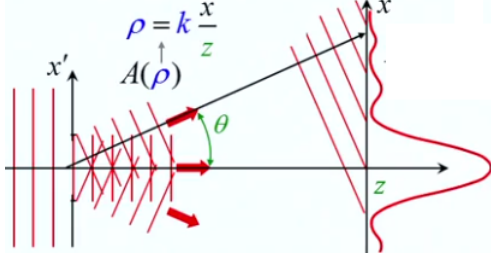


FIGURE 1.17

On sélectionne ainsi l'onde plane ayant pour valeur de  $\rho = kx/z$ . On comprend maintenant bien pourquoi on observe ce  $A(kx/z)$ . Hélas, sur notre schéma ci-dessous les ondes planes sont dessinées "limitées". Or, en réalité, elles ont bien une extension infinie ce qui rend l'interprétation physique bien moins satisfaisante. Du moins, c'est ce que l'on pourrait croire (que l'onde plane éclaire tout le plan) mais c'est faux (ouf!). Comment le justifier ? Pourquoi n'éclaire-t-elle qu'un seul point ? Il faut aller plus loin dans l'interprétation. Pour

se faire, il est nécessaire d'utiliser le *théorème des phases stationnaires*.

#### 1.4.1 Théorème des phases stationnaires

Nous allons appliquer ce théorème au calcul de l'intégrale de Fourier suivante

$$a(x; z) = \int A(\rho) e^{i\rho x} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2} z} d\rho \quad (1.102)$$

sur laquelle nous appliquer l'approximation paraxiale

$$\sqrt{k^2 - \rho^2} = k - \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{k} \quad (1.103)$$

Après substitution

$$a(x; z) = \int A(\rho) e^{i\rho x} e^{-i\frac{z}{2k}\rho^2} d\rho e^{ikz} \quad (1.104)$$

Intéressons-nous à la phase de cette intégrande

$$\varphi(\rho) = \rho x - \frac{z}{2k} \rho^2 \quad (1.105)$$

Il s'agit d'une parabole, la dépendance de  $\varphi$  en  $\rho$  présente bien un maximum. Regardons le phaseur (l'exponentielle de  $i\varphi$ ). Représentons la partie réelle de cette exponentielle (par facilité, mais n'oublions pas qu'il existe une partie imaginaire). Au moment du maximum,  $\varphi$  ne varie que peu et l'on observe un état "stationnaire" du cosinus. Lorsque  $\varphi$  varie rapidement, on observe bien des oscillations rapide du cosinus. Comme nous avons considéré un objet petit, le spectre sera forcément large. Or, nous avons le produit du spectre par l'exponentielle imaginaire représentée par le cosinus. Dans les zones de variation rapide, le produit sera approximativement nul, la seule partie ayant une contribution notable est celle correspondant à une variation lente du cosinus, donnant quelque chose de proportionnel au spectre (le cosinus valant  $\approx 1$ ). On nomme ci-contre  $\rho^*$  la valeur pour laquelle nous avons la stationnarité de la phase, c'est-à-dire

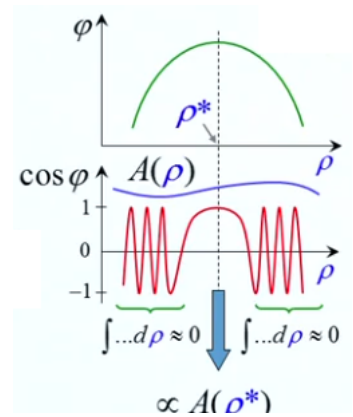


FIGURE 1.18

$$\varphi'(\rho^*) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \rho^* = \frac{kx}{z} \quad (1.106)$$

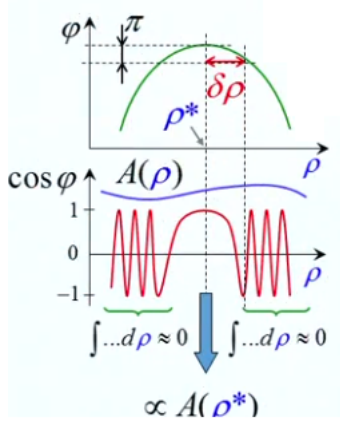


FIGURE 1.19

On retrouve le résultat de Fraunhofer,  $a(x; z) \propto A\left(\frac{kx}{z}\right)$ . Il faut maintenant vérifier que nous sommes dans les conditions de notre approximation. Considérons la phase stationnaire et descendons de  $\pi$  (car au déla, les oscillations sont rapides, le résultat du produit est nul). Ceci correspond à une largeur  $\delta\rho$  (la largeur de la fonction cosinus). Or, il est possible d'évaluer ce  $\delta\rho$  car nous avons connaissance de l'expression de notre parabole

$$\frac{z}{2k}\delta\rho^2 = \pi \quad \Leftrightarrow \quad \delta\rho^2 = \frac{2\pi k}{z} \quad (1.107)$$

Pour que le théorème des phases soit variable, il faut que le  $\delta\rho$  soit beaucoup plus petite que la variation du spectre (on considère que le spectre est constant sur  $\Delta\rho$  (extension spectrale suffisamment grande)

$$\delta\rho^2 = \frac{2\pi k}{z} \ll \Delta\rho^2 \quad (1.108)$$

Or, la largeur spectrale de notre fonction fenêtre vaut  $2\pi/l$ , on peut dire que  $\Delta\rho \approx \frac{2\pi}{\|\vec{x}'\|_{\max}}$ . Dès lors

$$\frac{2\pi k}{z} \ll \frac{4\pi^2}{\|\vec{x}'\|_{\max}^2} \quad (1.109)$$

En explicitant  $k = 2\pi/\lambda$ , en simplifiant :  $\frac{\|\vec{x}'\|_{\max}^2}{\lambda} \ll z$  ce qui est la zone de Fraunhofer ! Ce théorème est donc applicable.

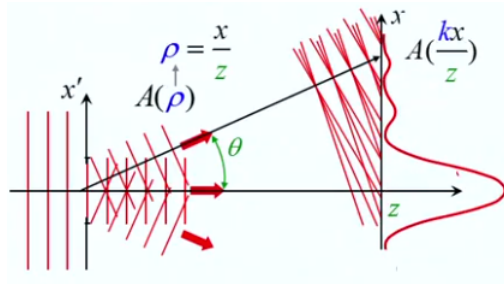


FIGURE 1.20

Le théorème des phases stationnaires nous dit que si l'on observe  $A\left(\frac{kx}{z}\right)$  à un seul point (et non pas tout l'écran) c'est parce que en ce point là il va y avoir interférences constructives entre les ondes. Représentons une onde plane qui a une valeur de  $\rho$  légèrement supérieure. Ces ondes ont des interférences constructives au point considéré et quelconques ailleurs : toutes les zones au  $\rho$  proche vont construire un champ important au point  $x$ . Aux autre points, on somme des champs aléatoires pour obtenir finalement zéro. C'est ce que

dit notre théorème, nous n'avons interférences constructives que proche de  $\rho \approx \rho^*$ , le reste ne contribue pas.

# Chapitre 2

## Les lentilles

### 2.1 Propagation dans les diélectriques

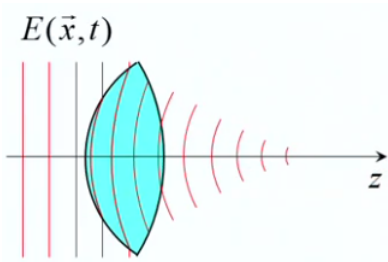


FIGURE 2.1

Les lentilles étant faites en matériau diélectriques, il est intéressant de s'y attarder. Un diélectrique est un milieu constitués d'atomes qui conservent leurs électrons (à la différence des conducteurs). Si on place un atome dans un champ électrique, les deux vont se de façon opposés (étant de charge opposée) sur une distance  $x(t)$  (le champ électrique dépendant du temps). Ceci donne lieu à un dipôle oscillant.

Dans un matériau diélectrique, on aura une vibration  $\vec{x}(z, t)$  où  $z$  est la coordonnée de propagation. Ceci donne lieu à des mouvements de charges dépendant de la position et du temps. Comme ces charges bougent, elles créent une densité de courant. On définit ainsi la *densité de courant des charges liées*

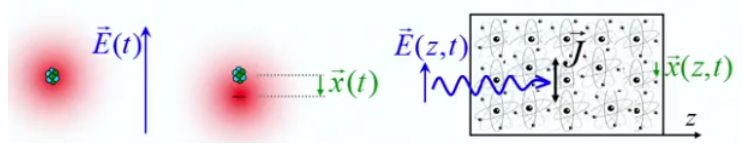


FIGURE 2.2

$$\vec{J} = \eta_a q \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} \quad (2.1)$$

L'idée est d'abord ça avec les équations de Maxwell

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.2)$$

En prenant le rotationnel de la première équation

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\frac{\partial \text{rot } \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

La divergence étant nulle, le rotationnel du rotationnel donne  $-\Delta$  ce qui donne, après simplification des signes négatifs

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.4)$$

En considérant le cas à une dimension en en faisant passer le second terme dans le membre de gauche :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (2.5)$$

On retrouve exactement l'équation d'onde sans le terme de densité de courant de charges liées : le milieu introduit un terme en  $\vec{J}$  un peu comme un terme de source. Avec l'expression de  $\vec{J}$  :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \eta_a q \frac{\partial^2 \vec{x}}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

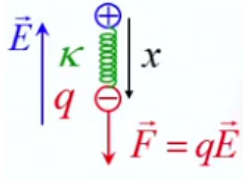


FIGURE 2.3

On voit apparaître l'accélération des charges et non pas un mouvement de translation qui génère des ondes. Notons que  $\vec{x}$  est bien fonction du champ : comment  $\vec{x}$  évolue en fonction du champ. Ceci permettra de "fermer" l'équation et ainsi de la résoudre. Pour se faire, adoptons le modèle des ressorts de Lorentz : le nuage électronique est lié aux noyaux comme une masse fixée à un ressort. Il est dès lors possible de lier ces deux variables. En faisant ceci, on réalise que l'on peut obtenir la solution suivante<sup>1</sup>

$$E(z, t) = E_\omega \cos[k(\omega)z - \omega t] \quad (2.7)$$

La seule différence par rapport à la propagation dans le vide est que l'expression  $k(\omega)$  est non triviale (dans le vide  $k = \omega/c$ ). La résolution de l'équation d'onde (dérivée double par rapport à  $z$ ) donne lieu à

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \chi(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} [1 + \chi(\omega)] \quad (2.8)$$

où  $\chi(\omega)$  est la susceptibilité du milieu. Cette simple fonction contient l'information relative au mouvement des charges dans le diélectrique. En utilisant la *perméabilité relative du milieu*  $\epsilon_r = [1 + \chi(\omega)]$ , on peut écrire

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r(\omega)} = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (2.9)$$

où  $n(\omega) \equiv \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$  est l'indice de réfraction. Il s'agit d'une fonction qui contient toute la dynamique des charges mises en mouvement par le champ électrique lui même, elle reforme toute la complexité microscopique. On peut montrer que  $c/n(\omega)$  est la *vitesse de propagation (phase) de la lumière dans un diélectrique*<sup>2</sup>

$$\hookrightarrow k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r(\omega)} = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \frac{\omega}{v} \quad (2.10)$$

L'indice de réfraction est le facteur de diminution de la vitesse de l'onde dans un diélectrique, l'indice de réfraction étant toujours plus grande que l'unité.

$$v = \frac{c}{n} \quad (2.11)$$

Tout se base la dessus. Étudions une lame de matériau diélectrique (verre) traversée par une onde plane monochromatique :

$$E(z, t) = E_\omega \cos[kz - \omega t] \quad (2.12)$$

1. Les détails ne sont pas repris ici, c'est du rappel (cf. BA1).

2. Pour le voir, mettre  $k(\omega)$  en évidence dans la solution de l'équation d'onde  $E(z, t)$ .

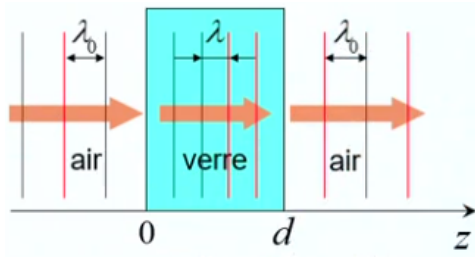


FIGURE 2.4

Interprétons ceci en nous basant sur la vitesse dans le diélectrique

$$v = \frac{\omega}{n} = \frac{\omega}{k_0 n} = \frac{c}{n} \quad (2.13)$$

La vitesse dans le diélectrique est moindre (les fronts d'ondes paraissent plus rapprochés), mais la période reste bien sûr inchangée. Le diélectrique cause un *déphasage* : dans le diélectrique un front d'onde va "moins loin" que s'il était dans le vide (les fronts d'ondes seraient plus espacés), il y a donc distorsion de phase.

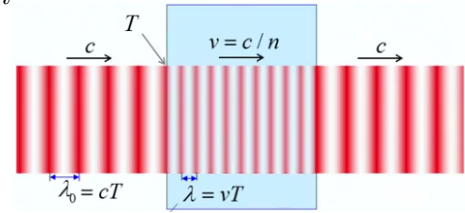


FIGURE 2.5 – Dans le vide  $\lambda_0 = cT$  et dans le verre  $\lambda = vT$ .

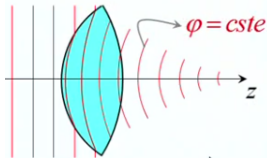


FIGURE 2.6

Comme nous nous intéressons à la phase, aux fronts d'onde, regardons le phaseur

$$E(z, t) = E_\omega e^{ikz} e^{-i\omega t} \quad (2.14)$$

La phase accumulée sur l'épaisseur  $d$  sera forcément  $\varphi = kd = nk_0 d$ . Sans la lame de verre  $\varphi = k_0 d$ . Le *retard de phase (déphasage)* est obtenu en comparant la phase accumulée dans le verre avec celle dans le vide pour la même longueur traversée c'est à dire  $d$

$$\Delta\varphi = k_0 d(n - 1) \quad (2.15)$$

**Remarque** : un retard de phase est une phase qui évolue plus vite dans le diélectrique, mais il faut se souvenir que pour une distance donnée on a une "plus grande densité de fronts d'onde". Phase qui évolue rapidement veut dire retard de phase.

## 2.2 Fonction de transfert d'une lentille "mince"

Le terme *mince* a été introduit pour faire plusieurs approximations, on verra ça plus tard ! Le but de la fonction de transfert est de connaître le champ transmis par un simple produit avec le champ incident.

$$E_t(\vec{x}) = T(x, y) \times E_i(\vec{x}) \quad (2.16)$$

### 2.2.1 Lentilles à surfaces sphériques

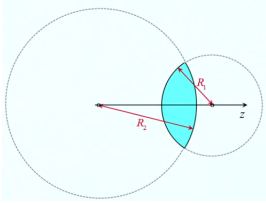


FIGURE 2.7

L'idée d'une telle surface est que la surface est constituée de "morceau de surface de sphère", la lentille peut être vue comme l'intersection de deux sphères. On nomme l'axe  $z$  l'*axe optique* (axe reliant le centre des deux sphères) de la lentille (voir ci-contre). L'épaisseur est variable en fonction de la position dans le plan transverse : son épaisseur maximale est nommée  $\Delta_0$ .

Pour l'analyse, décomposons la lentille en deux :  $\Delta_0 = \Delta_{01} + \Delta_{02}$ . Ceci est pour la hauteur maximale, mais on peut faire de même pour toute épaisseur

$$\Delta(x, y) = \Delta_1(x, y) + \Delta_2(x, y) \quad (2.17)$$

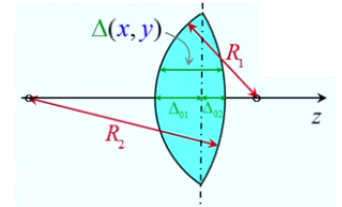


FIGURE 2.8

Commençons par décrire la fonction  $\Delta_1(x, y)$ . Considérons un point du plan transverse  $(x, y)$ . On se situe à  $R_1$  du centre de courbure, que vaut cette épaisseur ? Faisons un peu de géométrie. La distance de l'axe optique vaut  $\sqrt{x^2 + y^2}$  et celle depuis le centre de courbure vaut  $\sqrt{R_1^2 - x^2 - y^2}$  (par Pythagore). La distance entre l'extérieur de la lentille et la coordonnée en  $z$  de  $(x, y)$  vaut  $R_1 - \sqrt{R_1^2 - x^2 - y^2}$ . Pour exprimer  $\Delta_1$ , il suffit de retirer à  $\Delta_{01}$  cette distance que nous venons de calculer

$$\Delta_1(x, y) = \Delta_{01} - \left[ R_1 - \sqrt{R_1^2 - x^2 - y^2} \right] \quad (2.18)$$

De façon similaire, on trouve

$$\Delta_2(x, y) = \Delta_{02} - \left[ R_2 - \sqrt{R_2^2 - x^2 - y^2} \right] \quad (2.19)$$

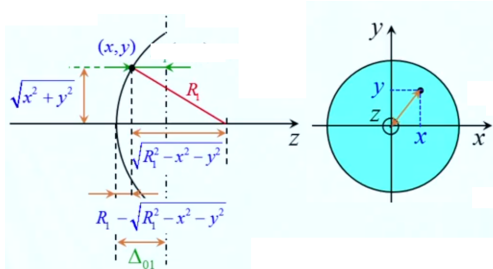


FIGURE 2.9

Comme nous l'avons précisé, nous allons considérer des lentilles *minces* : fondamental pour simplifier ces expressions. Il s'agit d'une lentille dont les rayons de courbures sont très importants. Une lentille est mince lorsque sa distance transverse (taille de la lentille) est petite par rapports aux rayons de courbures de ses surfaces

$$\text{Lentilles "minces"} \implies x^2 + y^2 \ll R_1^2, R_2^2 \quad (2.20)$$

Il est dès lors possible d'utiliser l'approximation paraxiale/parabolique

$$\Delta_1(x, y) = \Delta_{01} - \left[ R_1 - R_1 \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right] \approx \Delta_{01} - \left[ R_1 - R_1 \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_1^2} \right) \right] \quad (2.21)$$

En faisant les math

$$\begin{aligned}\Delta_1(x, y) &= \Delta_{01} - \frac{x^2 + y^2}{2R_1} \\ \Delta_2(x, y) &= \Delta_{02} - \frac{x^2 + y^2}{2R_2}\end{aligned}\quad (2.22)$$

La fonction  $\Delta(x, y)$  est donnée en faisant la somme des deux termes

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.23)$$

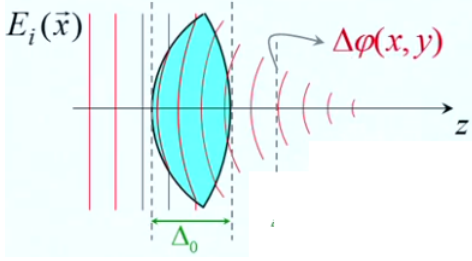


FIGURE 2.10

Cette expression permet d'étudier la fonction de transfert d'une lentille mince. Une lentille propage des déphasages variables  $\Delta\varphi(x, y)$ . Afin de rester précis (la longueur d'onde de la lumière étant petite, il vaut mieux), on va étudier les déphasages dans un plan  $z$  précis : le profil de phase  $\Delta\varphi(x, y)$  sera donné pour un plan bien précis. On définit alors le plan d'entrée (tangent à la première surface) et de sortie (tangent à la seconde).

### 2.2.2 Lentilles "minces"

La fonction de transfert relie la champ incident aux champs transmis dans ce second plan. Ces deux plans sont séparés de  $\Delta_0 \ll R_1, R_2$ . Nous allons faire l'approximation que ces deux plans sont tellement rapprochés que l'on peut négliger la diffraction. Montrons le

$$a(x, y; z) = \iint A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\sqrt{k^2 - \rho^2 - \sigma^2} z} d\rho d\sigma \quad (2.24)$$

Dans le contexte de Fresnel (approximation paraxiale)

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} e^{i\frac{\rho^2}{2k} z - i\frac{\sigma^2}{2k} z} d\rho d\sigma e^{ikz} \quad (2.25)$$

Si on supprime les deux premières exponentielles de  $z$  (le propagateur du spectre), on supprime la diffraction

$$a(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\rho, \sigma) e^{i\rho x} e^{i\sigma y} d\rho d\sigma e^{ikz} \quad (2.26)$$

Ceci est valable si  $\max \rho$  est telle que  $\max z = \Delta_0$

$$\frac{\rho^2}{2k} \Delta_0 \ll 1 \quad (2.27)$$

Admettons le pour le moment, on y reviendra. On a alors

$$a(x, y; z) = a(x, y; 0) e^{ikz} = |a(x, y; 0)| e^{i\varphi(x, y)} e^{ikz} \quad (2.28)$$

On retrouve un champ qui pris en module sera inchangé (le champ en  $z$  sera le même que en 0). Le propagateur a été réduit à son expression minimale : à une distance  $z$  j'accumule une phase  $kz$  quel que soit le point du plan transverse dans lequel on se trouve. Cela correspond à une translation des fronts d'onde comme illustré ci-dessous.



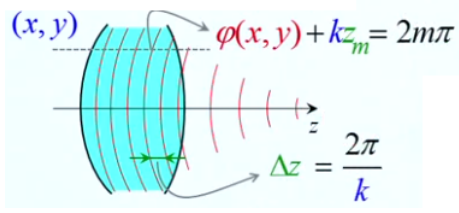


FIGURE 2.11

Regardons le lieu des points de phase constantes (de constante valant  $2n\pi$ ) (def. front d'onde). Pour des valeurs de  $x$  et  $y$  fixé  $\varphi(x, y) = c^{te}$  et on peut considérer que l'équation ci-dessous, pour  $x$  et  $y$  donnés, donne la position en  $z$  ou on trouve les fronts d'onde.

$$\varphi(x, y) + kz_m = 2m\pi \quad (2.29)$$

L'écart entre deux front d'onde est le même partout et vaut  $\Delta z = 2\pi/k$ , la longueur d'onde et ce peut importe où on se situe. Ce n'est "normal" que si on supprime la diffraction. Il faut remarquer que le  $\Delta z$  est pris parallèlement à l'axe  $z$  alors que l'on considère la longueur d'onde perpendiculairement au front d'onde, les deux situations sont différentes. Dans la lentille on translate (rien ne change entre 0 et  $z$ , pas de diffraction), alors que dans l'air le rayon de courbure devient de plus en plus petit (il y a en quelque sorte diffraction).

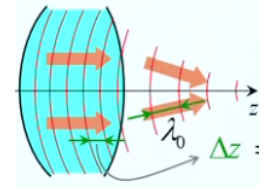


FIGURE 2.12

Supposons que la variation du champ transverse incident se fait à une longueur caractéristique  $\Delta l$ . On peut voir la lentille comme une fonction "fenêtre", limitant la taille du champ. C'est ce  $\Delta l$  qui va donner la valeur de  $\rho$  pour étudier l'approximation. Pour se faire, regardons  $A(\rho)$  la transformée de Fourier de la fonction fenêtre, un sinc. La valeur maximal de  $\rho$  vaut  $\approx 2\pi/\Delta l$ . Dans notre approximation

$$\frac{\rho^2}{2k} \Delta_0 \ll 1 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{4\pi^2 \Delta_0}{2k \Delta l^2} \ll 1 \quad (2.30)$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$  :

$$\Delta_0 \ll \frac{\Delta l^2}{\lambda} \quad (2.31)$$

Il s'agit de l'inégalité inverse de celle de Fraunhofer : il fallait avoir une taille beaucoup plus grande mais cette fois-ci comme la diffraction est négligée il faut être beaucoup plus petit.

Pour exprimer la fonction de transfert, il faut exprimer le déphasage accumulé dans la lentille. Pour un chemin optique  $\Delta z$  parallèle à l'axe optique on peut facilement exprimer le déphasage. En effet avec (2.28)

$$\Delta\varphi = k\Delta z \quad (2.32)$$

Dès lors, la phase accumulé dans la lentille vaudra simplement  $\Delta\varphi(x, y) = k\Delta(x, y)$ . Comme on travaille sur la phase, il faut la définir pour une valeur de  $z$  donnée (passage du plan d'entrée au plan de sortie). Il faudra alors considérer la passage dans l'air, sans diffraction :

$$\Delta\varphi(x, y) = k\Delta(x, y) + k_0[\Delta_0 - \Delta(x, y)] \quad (2.33)$$

Il s'agit du déphasage introduit par la lentille en un point  $(x, y)$  du plan transverse. Or,  $\Delta(x, y)$  est connu : à partir du champ dans le plan d'entrée  $a(x, y)$  on pourra connaître le champ  $a'(x, y)$  dans le plan de sortie

$$a'(x, y) = a(x, y) \underbrace{e^{i\Delta\varphi(x, y)}}_{T(x, y)} \quad (2.34)$$

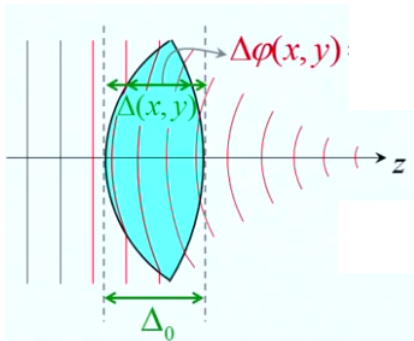


FIGURE 2.13



Le facteur de phase représente le déphasage accumulé du plan d'entrée au plan de sortie, y compris les passages dans l'air. Attention, si la fonction de transfert ne contient que ceci, cela signifie que toute variation de l'amplitude du champ est négligée : l'absorption et les réflexions dans le diélectrique sont négligées. Ceci définit la fonction de transfert  $T(x, y)$ .

On peut écrire, en distribuant :  $\Delta\varphi(x, y) = k_0\Delta_0 + (k - k_0)\Delta(x, y)$ . Comme  $k = k_0n$ , l'expression devient

$$\Delta\varphi(x, y) = k_0 [\Delta_0 + (n - 1)\Delta(x, y)] \quad (2.35)$$

En substituant l'expression de  $\Delta(x, y)$  et après simplifications

$$\Delta\varphi(x, y) = k_0 \left[ n\Delta_0 - (n - 1) \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \quad (2.36)$$

Introduisons un nouveau paramètre

$$\frac{1}{f} \equiv (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.37)$$

afin d'écrire

$$\Delta\varphi(x, y) = k_0 \left[ n\Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2f} \right] \quad (2.38)$$

Notre fonction de transfert devient alors

$$T(x, y) = e^{ik_0n\Delta_0} e^{-i\frac{k_0}{2f}(x^2+y^2)} \quad (2.39)$$

Le premier terme, de phase constante, revient à changer l'origine : on n'en tiendra pas compte ici (pas d'interprétation physique si l'on n'étudie pas la dynamique de passage dans la lentille). On ne garde que le terme de phase quadratique, ce qui est normal vu notre approximation parabolique.

$$T(x, y) = e^{-i\frac{k_0}{2f}(x^2+y^2)} \quad (2.40)$$

On verra que  $f$  n'est que la *distance focale* de la lentille (qui ne contient que l'indice de réfraction et les rayons de courbures).