

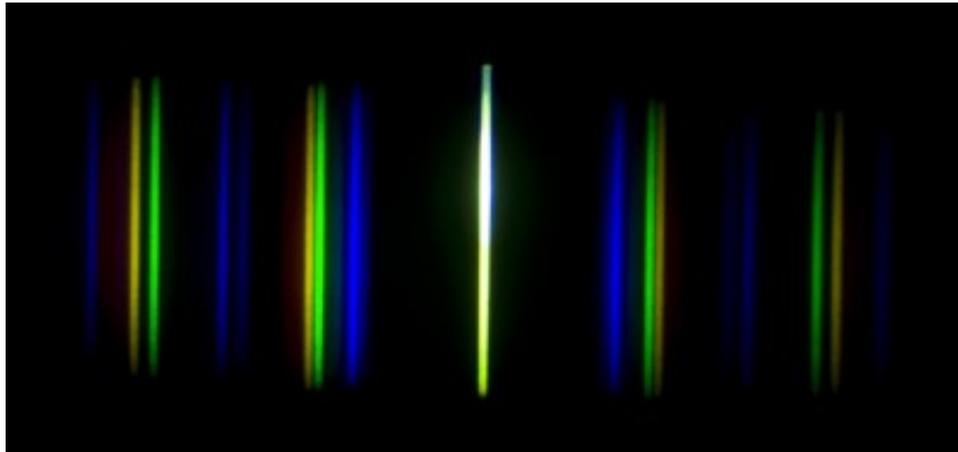
COMPTE RENDU DE LEÇON LP34

Diffraction par des structures périodiques

Auteurs :
Pierre GÉHANNE,
Louis D'ERAMO

Correcteur :
Xavier DUCROS

12 Novembre 2014



Niveau : L2

Pré-requis :

- diffraction de Fraunhofer
- interférences à deux ondes
- ondes acoustiques

Table des matières

1	Diffraction à l'infini d'une onde plane par une structure périodique	1
1.1	Aspect géométrique	2
1.2	Fonction réseau	2
1.3	Influence du motif	3
2	Application de l'aspect géométrique	4
2.1	Détermination du pas d'un réseau	4
2.2	Réseau en lumière polychromatique	5
2.3	Spectromètre, pouvoir de résolution	5
3	Modification de la forme de l'intensité diffractée	6
3.1	Modification du facteur de forme : réseau blazé	6
3.2	Modification du facteur de structure : échographie	7
4	Commentaires & remarques	9

Bibliographie

- *La physique par les objets quotidiens* Cédric Ray et Jean-Claude Poizat (53.3 RAY)
- *Optique expérimentale* Sextant (53.5 SEX)
- *Optique Physique et électronique* Daniel Mauras PUF (53.4 MAU)
- *Ondes mécaniques et diffusion* Christian Garing (53.6 GAR)
- *Optique : Cours et 94 exercices corrigés* Faroux Renault (53.4 FAR)
- pas utilisé mais pour partie rayon X *BUP 882 Reconstitution du motif d'un réseau de diffraction* MULET-MARQUIS, Cédric

Intro :

Après les cours d'optique portant sur la diffraction et les interférences, on va s'intéresser à un phénomène tenant des deux aspects : la diffraction par un réseau. Expérience d'intro : diffraction d'un faisceau laser par un réseau (200 traits/cm).

rq : On aurait pu penser aussi à mettre la manip de diffraction par un laser qui sera traitée par la suite en 2.1)

1 Diffraction à l'infini d'une onde plane par une structure périodique

On va ici s'intéresser à la diffraction d'une onde plane (pas forcément électromag) par un réseau périodique à 1D.

1.1 Aspect géométrique

PUF p.195

On considère une onde plane progressive provenant de l'infini avec un angle θ_i , interagissant avec un ensemble de points espacés d'un pas a , et ressortant avec un angle θ , voir figure 1.1. On s'intéresse à la figure de diffraction à l'infini de tels faisceaux. Nous allons donc calculer la différence de marche entre deux faisceaux, puis le déphasage.

$$\delta = n(\text{JK} - \text{HI}) = n \times a(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$$

Soit

$$\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} = \frac{2\pi a}{\lambda}(\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) \quad \text{où } \lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

Pour avoir des interférences constructives il faut que les rayons soient en phase deux à deux, soit

$$\phi = 2p\pi$$

où p est l'ordre d'interférence. On a donc la formule des réseaux :

$$\sin(\theta) - \sin(\theta_i) = \frac{p\lambda}{a} \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z}$$

Le nombre maximal d'ordres visibles est donc donné en incidence normale par $p_{max} = E(\frac{a}{\lambda})$. Ainsi le nombre d'ordres visibles diminue si a diminue ou si λ augmente.

FIGURE 1.2 – construction géométrique des rayons diffractés

rq : si jamais on considère un réseau en réflexion on change de convention pour les signes et on trouve donc $\sin(\theta) + \sin(\theta_i) = \frac{p\lambda}{a}$

1.2 Fonction réseau

Garing p.117

Calculons maintenant l'intensité diffractée par ce réseau à l'infini :

$$\begin{aligned} A_{tot} &= A_d + A_d e^{i\phi} + A_d e^{i2\phi} + \dots + A_d e^{i(N-1)\phi} \\ &= A_d \sum_{n=0}^{N-1} (e^{i\phi})^n \\ &= A_d \frac{1 - e^{iN\phi}}{1 - e^{i\phi}} \\ &= A_d \frac{e^{\frac{iN\phi}{2}} (e^{-\frac{iN\phi}{2}} - e^{\frac{iN\phi}{2}})}{e^{\frac{i\phi}{2}} (e^{-\frac{i\phi}{2}} - e^{\frac{i\phi}{2}})} \\ &= A_d e^{\frac{i(N-1)\phi}{2}} \frac{\sin(\frac{N\phi}{2})}{\sin(\frac{\phi}{2})} \end{aligned}$$

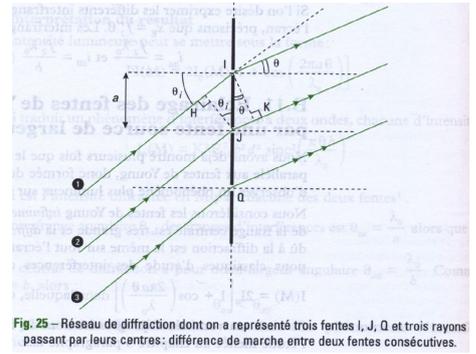


Fig. 25 – Réseau de diffraction dont on a représenté trois fentes I, J, Q et trois rayons passant par leurs centres; différence de marche entre deux fentes consécutives.

FIGURE 1.1 – source : Précis d'optique figure 5 p252

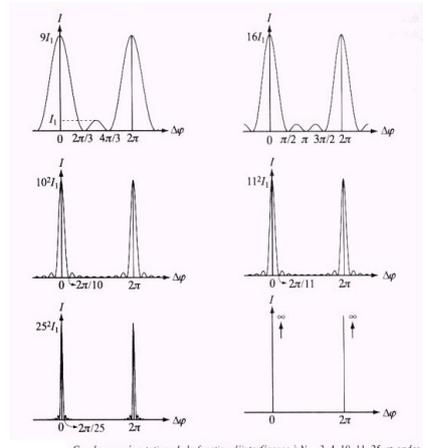
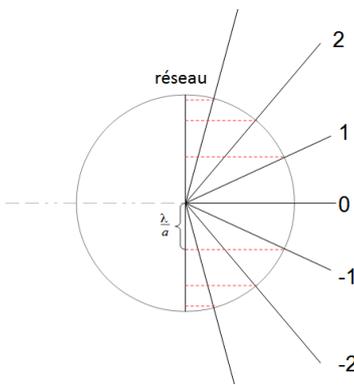


Figure de diffraction pour un nombre N de fentes
Optique physique (Mauras) (MP-MP*) (Ed.2001)

FIGURE 1.3 – évolution de la figure de diffraction avec N

On peut alors calculer l'intensité diffractée :

$$\begin{aligned}
 I_{tot} &= A_d \times A_d^* \\
 &= |A_d|^2 N^2 \left(\frac{\sin(\frac{N\phi}{2})}{N \sin(\frac{\phi}{2})} \right)^2 \\
 &= I_0 N^2 \left(\frac{\sin(\frac{N\pi a}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)))}{N \sin(\frac{\pi a}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)))} \right)^2 \\
 &= I_0 N^2 S(\phi)
 \end{aligned}$$

où $S(\phi)$ est appelé fonction réseau,¹.

Les maximums d'intensité se produisent pour $\frac{\phi}{2} = p\pi$, avec $p \in \mathbb{Z}$. On retrouve ainsi la condition établie dans la première partie.

On voit de plus que l'intensité varie avec N . Plus N est important, plus la valeur du maximum est importante ($\sim N^2$) et plus la largeur du pic est faible ($= 2\frac{2\pi}{N}$).

rq du correcteur : on aurait pu juste faire l'interprétation du déphasage comme une variation de la direction du vecteur \vec{A}_d (représentation de Fresnel) et montrer qu'il y a annulation de l'intensité quand on additionne N vecteurs (voir simulation : http://femto-physique.fr/simulations/opt_simu3.php). Ce calcul est fait dans le Feynman Mécanique 1 Chapitre 2.

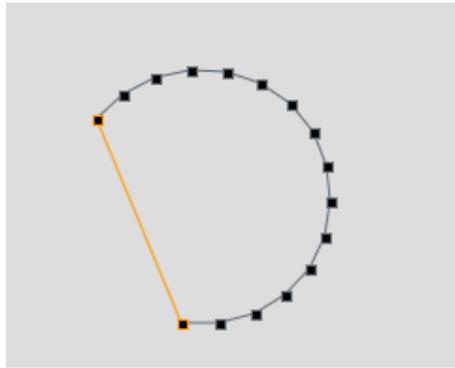


FIGURE 1.4 – représentation de Fresnel de l'amplitude du champ pour $\phi = 16^\circ$ et $N = 15$

1.3 Influence du motif

Faroux Renault p.242

Lors du calcul précédent on a approximé les objets diffractants par de simples points. Qu'en est-il si on considère des fentes de taille finie? On a calculé dans un cours précédent la diffraction par une fente infiniment longue et de largeur b . L'amplitude diffractée pouvait alors se mettre sous la forme :

$$A_d(\theta) = A_0 \text{sinc}\left(\frac{\pi b}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))\right)$$

Il faut donc refaire le calcul en remplaçant les facteurs A_d par les facteurs $A_d(\theta)$.

$$\begin{aligned}
 A_{tot} &= A_d(\theta) + A_d(\theta)e^{i\phi} + A_d(\theta)e^{i2\phi} + \dots + A_d(\theta)e^{i(N-1)\phi} \\
 &= A_0 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} (\sin(\theta_i) - \sin(\theta))\right) e^{\frac{i(N-1)\phi}{2}} \left(\frac{\sin(\frac{N\phi}{2})}{\sin(\frac{\phi}{2})} \right)
 \end{aligned}$$

Soit :

$$I_{tot} = I_0 N^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i))\right) \left(\frac{\sin(\frac{N\pi a}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)))}{N \sin(\frac{\pi a}{\lambda} (\sin(\theta) - \sin(\theta_i)))} \right)^2 = I_0 N^2 F(\phi) S(\phi)$$

1. le N au dénominateur sert à normaliser

On peut alors décomposer cette intensité en un facteur de forme ($F(\phi)$) lié à la forme de la fente de diffraction et un facteur de structure ($S(\phi)$) lié à la répartition des fentes dans l'espace.

rq : on a pas voulu aborder ici l'histoire des transformées de Fourier mais on peut faire sentir aux élèves la modification de la figure d'interférence et le principe du plus petite longueur diffractée \longleftrightarrow paramètre le plus grand sur la figure de diffraction.

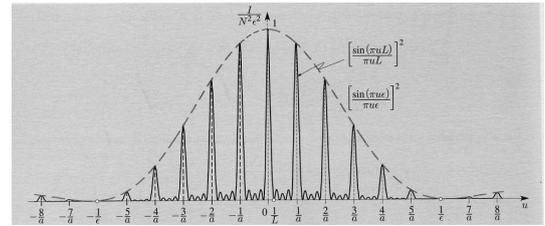


FIGURE 1.5 – illustration de l'effet d'une fente non parfaite, source Pérez optique

2 Application de l'aspect géométrique

On a donc vu qu'il existe une relation simple entre angle de diffraction, pas du réseau et longueur d'onde. On peut alors utiliser cette relation dans plusieurs sens.

2.1 Détermination du pas d'un réseau

Ray Poizat p.80

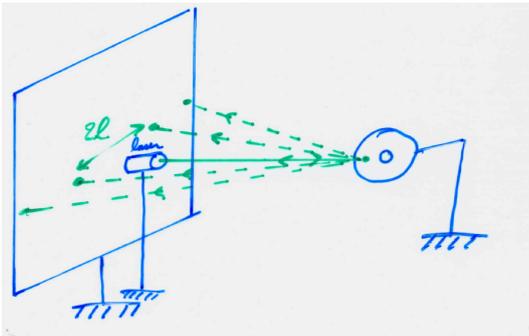


FIGURE 2.1 – schéma de l'expérience de diffraction d'un CD

Premièrement nous allons utiliser une source de longueur d'onde connue pour éclairer un réseau inconnu. Grâce à la formule vue dans la première partie, nous allons pouvoir remonter à un paramètre géométrique du réseau.

Par exemple, un CD est constitué d'un support métallique sur lequel est gravée une suite de creux, disposés en spirale. Localement, les sillons ainsi formés constituent un réseau optique en réflexion. Si on envoie un faisceau laser sur la surface du CD, une figure de diffraction va apparaître. Grâce à la forme de la figure de diffraction, on peut en déduire que le réseau considéré n'est pas celui formé par la structure le long des sillons mais par la distance orthogonale entre les sillons (voir figure 2.1 et figure 2.2).

On obtient la formule :

$$a = \lambda \sqrt{1 + \left(\frac{d}{l}\right)^2}$$

Soit $a = 1.47\mu\text{m}$ pour $a \simeq 1.6\mu\text{m}$ en théorie.

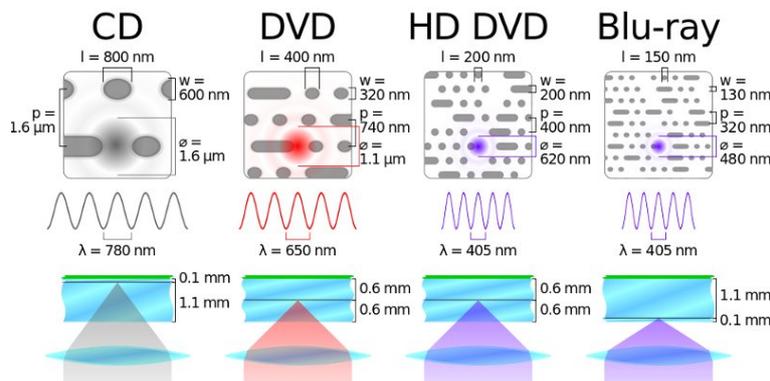


FIGURE 2.2 – longueurs caractéristiques pour différents supports d'information

2.2 Réseau en lumière polychromatique

PUF p.201 Sextant p.226

On vient de voir que l'on pouvait obtenir la longueur caractéristique d'un objet diffractant en connaissant la longueur d'onde d'un faisceau, on peut aussi inverser la relation pour obtenir la longueur d'onde d'un objet en connaissant le pas du réseau. Ce phénomène est utilisé dans les spectromètres pour connaître la répartition spectrale d'un faisceau lumineux.

Déviations On peut remarquer sur la formule géométrique des réseaux $\sin(\theta) - \sin(\theta_i) = \frac{p\lambda}{a}$ que :

- les grandes longueurs d'ondes sont plus déviées que les faibles longueurs d'ondes (à l'inverse du prisme)
- l'ordre 0 ne dévie pas
- plus l'ordre est important, plus le faisceau est dévié.

Dispersion angulaire : Faroux Renault p.247

Considérons un faisceau de densité spectrale continue. On différencie la formule des réseaux pour trouver la relation entre l'écart angulaire $d\theta$ entre deux longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$:

$$a \cos(\theta)d\theta = p d\lambda$$

On appelle alors dispersion angulaire la quantité :

$$D_a = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{p}{a \cos(\theta(\lambda))} = \frac{p}{a \sqrt{1 - \left(\sin(\theta_i) + \frac{p\lambda}{a}\right)^2}}$$

On a donc bien une dispersion qui croît avec la longueur d'onde et avec l'ordre de diffraction.

Si on utilise alors une source polychromatique (comme une lumière blanche) on obtient un spectre pour chaque ordre. On peut alors interpréter grossièrement la déviation comme l'angle médian de la tache et la dispersion comme la taille de la tache (en intégrant la relation de la dispersion sur le spectre). *On trace les spectres obtenus à l'ordre 0 (un trait blanc) et à l'ordre 1 (un rectangle irisé). On se demande ce qui se passe pour les ordres plus grand.*

Recouvrement d'ordre : Sextant p.220

PUF p.207 On vient de voir que la dispersion augmente avec l'ordre de diffraction. Ainsi deux spectres pour deux ordres différents peuvent se recouvrir spatialement.

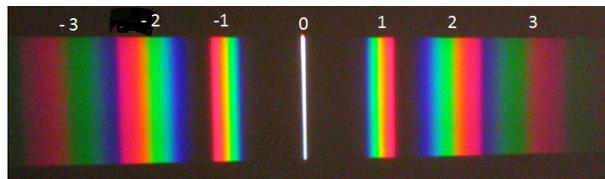


FIGURE 2.3 – Illustration du recouvrement d'ordres

Il y a recouvrement d'ordre entre les ordres p et $p + 1$ si $\theta(p, \lambda_{\max}) > \theta(p + 1, \lambda_{\min})$ et comme la fonction sinus est croissante sur $[0, \frac{\pi}{2}]$, on a la condition :

$$p\lambda_{\max} > (p + 1)\lambda_{\min} \Rightarrow p > \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}$$

A.N. : en lumière blanche, $\lambda_{\min} = 400$ nm (bleu) et $\lambda_{\max} = 750$ nm (rouge) d'où $p > 1.13$. Donc les ordres 2 et 3 se recouvrent (si le réseau permet d'observer l'ordre $p=3$ pour λ_{\min}).

2.3 Spectromètre, pouvoir de résolution

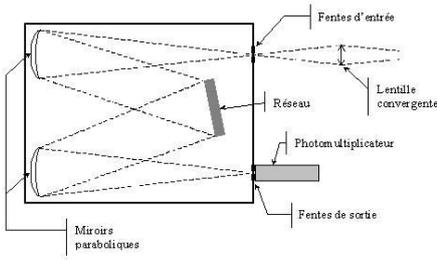


FIGURE 2.4 – Schéma d'un spectromètre à réseau en W.

Un spectromètre est un appareil utilisant un réseau par réflexion permettant de réaliser le spectre d'un faisceau (par exemple spectre d'émission d'un élément chimique) par diffraction, puis un système de photorécepteur à fente va sélectionner un angle de diffraction, donc une longueur d'onde à analyser.

On veut maintenant pouvoir résoudre correctement deux longueurs d'ondes assez proches. On voit qu'il doit exister une condition pour pouvoir distinguer deux raies proches : le critère de Rayleigh.

Deux longueurs d'ondes sont discernables si les deux maxima des figures de diffractions sont distants d'une demi-largeur à mi-hauteur.

Calculons le premier minimum pour la longueur d'onde

λ :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{N}$$

Or on a un déphasage entre les deux pics de :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi a}{\lambda} (\sin(\theta(\lambda + \delta\lambda)) - \sin(\theta(\lambda)))$$

D'où on obtient :

$$\frac{2\pi a}{\lambda} (\sin(\theta(\lambda + \delta\lambda)) - \sin(\theta(\lambda))) = \frac{2\pi}{N}$$

Et donc :

$$\sin(\theta(\lambda + \delta\lambda)) - \sin(\theta(\lambda)) = \frac{\lambda}{Na}$$

Or en appliquant la formule des réseaux pour les deux angles, on obtient :

$$\sin(\theta(\lambda + \delta\lambda)) - \sin(\theta(\lambda)) = \frac{p(\lambda + \delta\lambda)}{a} - \frac{p\lambda}{a} = \frac{p\delta\lambda}{a}$$

Ainsi :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{pN}$$

Afin d'avoir une grandeur qui est d'autant plus grande que le réseau est bon on construit le pouvoir de résolution comme :

$$\mathcal{R} \hat{=} \frac{\lambda}{\delta\lambda} = pN$$

Ainsi on a :

- \mathcal{R} augmente quand p augmente car la dispersion augmente
- \mathcal{R} augmente quand N augmente car les pics de diffraction sont plus fins.

Odg : Si on analyse le réseau utilisé pendant le cours, on avait un réseau de 200 traits/mm. On considère un faisceau de 1 mm de diamètre. On a alors : $N = 200$, $p = 1$, $\lambda = 532$ nm, $\delta\lambda = 2.99$ nm.

Sur des réseaux plus performants on peut avoir jusqu'à 1000 traits/mm. On peut alors avoir de meilleurs pouvoirs de résolution.

3 Modification de la forme de l'intensité diffractée

3.1 Modification du facteur de forme : réseau blazé

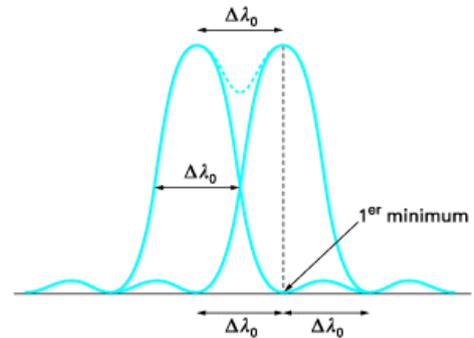


FIGURE 2.5 – illustration du critère de Rayleigh

On a vu que pour avoir une dispersion importante, il fallait étudier les ordres élevés. Mais on a vu aussi que l'intensité des faisceaux d'ordres élevés diminuait du fait du facteur de forme. Ainsi on peut essayer de modifier ce facteur afin de concentrer l'énergie dans un des ordres non nul.

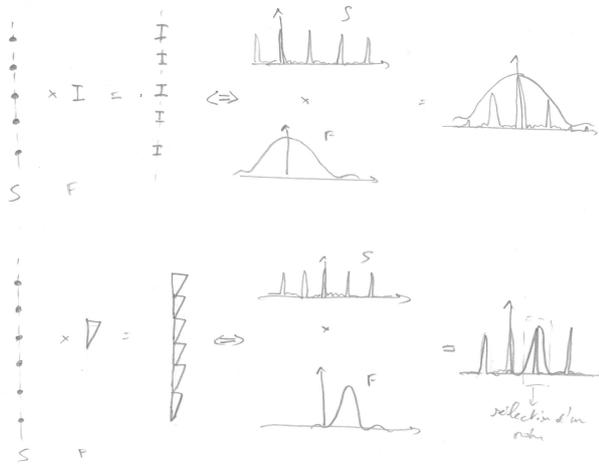


FIGURE 3.1 – Influence du facteur de forme

Étudions donc un réseau en transmission appelé réseau blazé permettant de translater le facteur de forme : plutôt que de considérer de simples fentes, nous allons nous intéresser à des prismes d'angle au sommet $\alpha \ll 1$. Ces prismes vont donc agir comme des fentes de tailles finies (sinus cardinal), mais déviant le faisceau géométrique. Ainsi le facteur de forme d'une fente simple va être translaté. Une onde plane en incidence normale va donc repartir avec un angle θ_B donné par :

$$\begin{aligned} n \sin(\alpha) &= \sin(\alpha + \theta_B) \\ &= \sin(\alpha) \cos(\theta_B) + \cos(\alpha) \sin(\theta_B) \\ n \tan(\alpha) &= \tan(\alpha) \cos(\theta_B) + \sin(\theta_B) \end{aligned}$$

$$\text{Or } \theta_B \simeq 0 \Rightarrow \cos(\theta_B) \simeq 1$$

$$(n - 1) \tan(\alpha) = \sin(\theta_B)$$

le facteur de forme ne changeant pas par ailleurs.

Ainsi on a décalé le facteur de forme en gardant le facteur de structure identique. On peut donc trouver une condition sur l'angle du prisme pour que le maximum du facteur de forme se retrouve sur l'ordre p :

$$(n - 1) \tan(\alpha) = p \frac{\lambda}{a}$$

soit :

$$\boxed{\tan(\alpha) = \frac{p\lambda}{a(n - 1)}}$$

Ce genre de technologie est utilisée dans les spectromètres à réseau pour focaliser toute l'énergie dans l'ordre 1 qui permet de diffracter au maximum le spectre sans subir de recouvrement.

NB : Le département (enfin André Gallais) ne possède que des réseaux blazés dans l'infrarouge (plus faciles à construire), il n'est donc pas possible de faire la manip (l'infrarouge ce n'est pas trop visuel).

3.2 Modification du facteur de structure : échographie

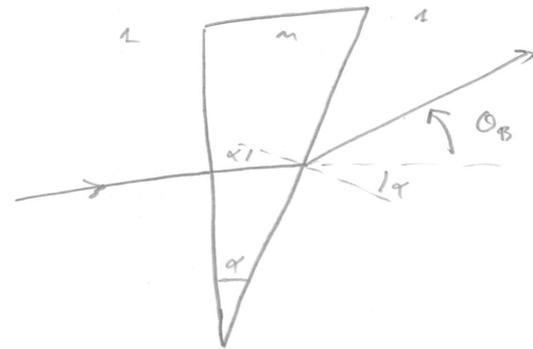


FIGURE 3.2 – Déviation d'un rayon lumineux par un des prismes

Dans les parties précédentes on a beaucoup parlé d'optique. Néanmoins on peut retrouver la diffraction dans d'autres domaines comme l'acoustique.

L'échographie est une technique acoustique permettant de visualiser de façon non destructive les organes d'un être vivant. On utilise alors des transducteurs piézoélectriques pour envoyer des ondes ultrasonores qui vont se réfléchir sur les organes du corps humain, dont l'impédance varie en fonction de leur masse volumique et de leur composition.

Pour imager les organes, il faut obtenir un faisceau ultrasonore directif (pour éviter les images miroir, limiter les réflexions parasites...). Les transducteurs piézoélectriques utilisés en échographie sont de forme rectangulaire, de largeur $b \sim 0.4$ mm, tandis que la longueur d'onde des ondes ultrasonores (à 3 MHz dans le milieu biologique, ou $v \simeq v_{eau} = 1490$ m/s) est d'environ 0.5 mm. Ainsi, le facteur de forme s'étale sur tout le demi espace situé devant le transducteur : le faisceau est très peu directif.

Afin d'améliorer la directivité du faisceau, on forme un réseau de transducteur, de pas $a \simeq 0.7$ mm. On obtient alors trois ordres d'interférences visibles, modulés par le facteur de forme. Si on représente le diagramme de rayonnement (une courbe polaire ou le rayon r est proportionnel à I), on voit qu'on a obtenu un lobe assez fin pour $\theta = 0$. L'utilisation d'un réseau de transducteurs permet de concentrer l'énergie émise dans l'ordre 0.

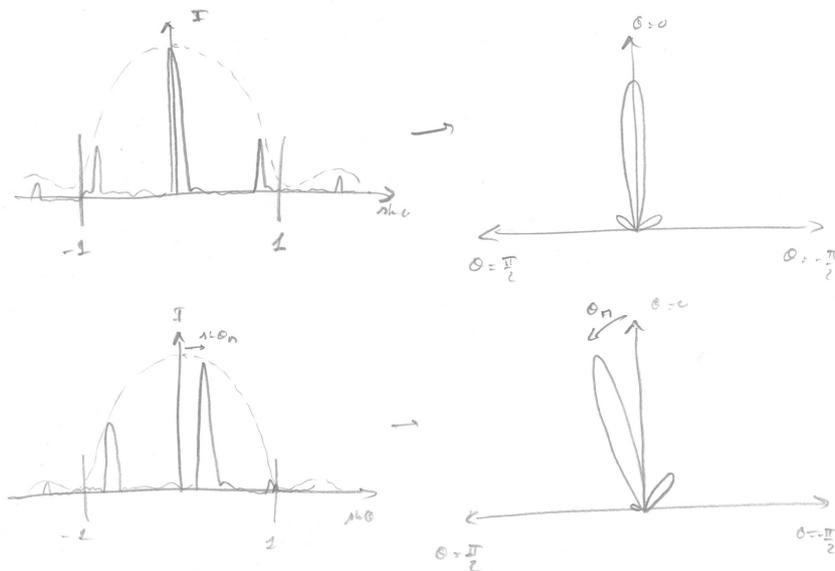


FIGURE 3.3 – Diagramme de rayonnement pour un réseau de transducteurs en phase (en haut), et déphasés de $\Phi_n = (n - 1)\Phi_0$ (en bas)

Balayage

Utiliser un réseau possède d'autres avantages : comme les transducteurs sont pilotés électroniquement, il est aisé de les déphaser entre eux.

Si on déphase chacun des N transducteurs de $\Phi_n = (n - 1)\Phi_0$, alors :

$$A_{tot} = A_d(\theta) + A_d(\theta)e^{i(\phi+\Phi_0)} + A_d(\theta)e^{i2(\phi+\Phi_0)} + \dots + A_d(\theta)e^{i(N-1)(\phi+\Phi_0)}$$

$$I_{tot} = I_0 N^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin(\theta) \right) \left(\frac{\sin(\frac{N}{2}(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin(\theta) + \Phi_0))}{N \sin(\frac{1}{2}(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin(\theta) + \Phi_0))} \right)^2$$

La modification du facteur de structure dévie les ordres d'un angle θ_M tel que : $\sin(\theta_M) = \frac{\lambda \Phi_0}{2\pi a}$, ce qui permet de balayer une zone à étudier.

Focalisation

Il est également possible de focaliser les ondes ultrasonores par le même moyen. Pour déterminer le déphasage Φ_n qu'il fait introduire, on effectue le calcul suivant.

Pour que l'onde soit focalisée en F, il faut que les N ondes soient en phase quand elles en sont distantes de f . On doit donc ajouter au transducteur n , situé au point M_n , un déphasage Φ_n compensant le chemin supplémentaire qu'il doit parcourir.

Selon Pythagore,

$$M_n F^2 = f^2 + (na)^2$$

et donc

$$M_n F = f \sqrt{1 + \left(\frac{na}{f}\right)^2} \simeq f + \frac{(na)^2}{2f}$$

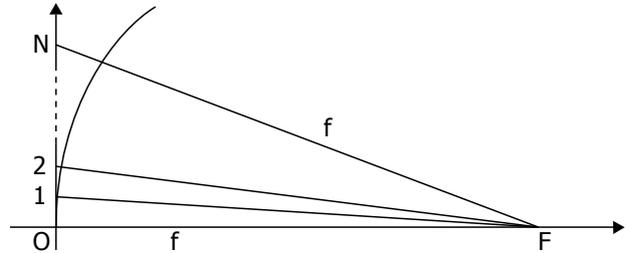
en considérant que la distance focale f est grande devant la taille du réseau. La différence de marche à compenser est alors

$$\delta_n = M_n F - OF = \frac{(na)^2}{2f}$$

et le déphasage correspondant

$$\Phi_n = -\frac{2\pi\delta_n}{\lambda} = -\frac{\pi n^2 a^2}{\lambda f}$$

ainsi on peut focaliser le faisceau en introduisant un déphasage proportionnel à n^2 . Il est également possible de combiner cet effet avec le précédent.



Conclusion

On a vu que les réseaux permettaient un grand nombre d'applications : mesure du pas de structures périodiques, caractérisation d'un rayonnement, concentration et focalisation d'ondes... On pourrait généraliser les calculs faits dans cette leçon aux réseaux à deux dimensions en appliquant le théorème de superposition.

4 Commentaires & remarques

Remarques générales *Leçon plutôt originale par rapport aux années précédentes et bien construite. Néanmoins le rythme a été plutôt rapide et il faudrait passer plus temps sur certains points pour être plus pédagogique.*

Un autre choix souvent fait est l'étude des rayons X pour les cristaux 3D. Attention cette partie s'avère souvent délicate et peut être vite mal traitée. La partie sur l'échographie a le mérite de pouvoir remplacer cette difficulté et d'apporter de l'originalité.

Questions

- **Comment fabrique-t-on des réseaux ?** Différentes techniques : Holographie (plus courante, plus facile), moulage, gravure...
- **Si la gravure n'est pas de bonne qualité, que se passe-t-il ?** Le réseau n'est plus vraiment périodique et des « ghost » apparaissent (pics fantômes).
- **Quels types de réseaux utilise-t-on dans les spectromètres ?** On utilise des réseaux par réflexion blazés à l'ordre 1 avec un montage optique en W (cf figure de la partie 2.3). Ce genre de montage permet de réduire les aberrations.
- **Qu'est ce qui limite le pouvoir de résolution des spectromètres ?** Il y a le nombre de fentes éclairées, la qualité du réseau, mais surtout l'éclairage par la fente d'entrée, qui est elle-même diffractante.

Propositions d'améliorations

- aller moins vite sur le calcul de la différence de marche au départ, cela ne vient pas tout seul
- donner plus d'ordres de grandeur au début, notamment le pas d'un réseau, objet que les élèves n'ont pas encore vu.
- bien faire apparaître la variation de l'intensité avec le nombre de fentes. Il existe une diapo sur le sujet (voir figure 1.3) *diapo non utilisée par manque de temps mais présentée dans le compte rendu.*
- pour la largeur des pics on aurait pu penser à la représentation de Fresnel (voir remarque fin de partie 1.2)
- penser à faire quelques commentaires sur l'importance d'avoir un pas faible pour stocker beaucoup d'informations sur un support. Parler par exemple du Laser-disc (<http://fr.wikipedia.org/wiki/Laserdisc> pour les incultes) qui avait une grande surface. Pour avoir un système plus compacte (disc il en va de soit) il faut donc réduire le pas... (ouverture sur le Blue-Ray, les leds bleue [Prix Nobel 2014]...)
- on peut alléger voire supprimer considérablement la partie pouvoir de résolution, et alléger le polychromatisme.
- on peut faire le réseau blazé comme présenté, mais il est aussi intéressant de faire le calcul en réflexion plutôt qu'en transmission pour éviter d'appliquer Descartes
- faire plus d'application numériques sur l'échographie (les OdG apparaissant dans le rapport n'ont pas été explicités pendant la présentation).
- on aurait pu aussi ne pas faire l'échographie et présenter le cas d'un réseau d'antennes en électromag. Cet exemple est présenté dans le chapitre 2 du tome 1 de Mécanique de l'illustre Feynman (on aime ou on n'aime pas).

Remarques sur les rayons X et les cristaux Comme dit précédemment, on peut aussi introduire la diffraction des rayons X par des cristaux. Si cette partie est bien traitée, elle peut devenir extrêmement valorisée. Néanmoins il ne faut pas se perdre dans les calculs complexes ou sur les explications.

Une référence conseillée : **BUP 882** mars 2006, Reconstitution du motif d'un réseau de diffraction MULET-MARQUIS, Cédric. → lire les deux premières pages après l'intro, ça suffit. Il fait le calcul à 1D avec un motif à deux atomes. Ça donne déjà l'idée.