

B4 - Ondes lumineuses: Diffraction et interférences

Mesure de longueurs d'onde par les réseaux

Les ondes électromagnétiques sont caractérisées essentiellement par leur longueur d'onde dans le vide, ou leur fréquence, et regroupent des phénomènes qui vont des fréquences industrielles aux rayons gamma.

La figure 1 résume l'éventail des différentes fréquences connues.

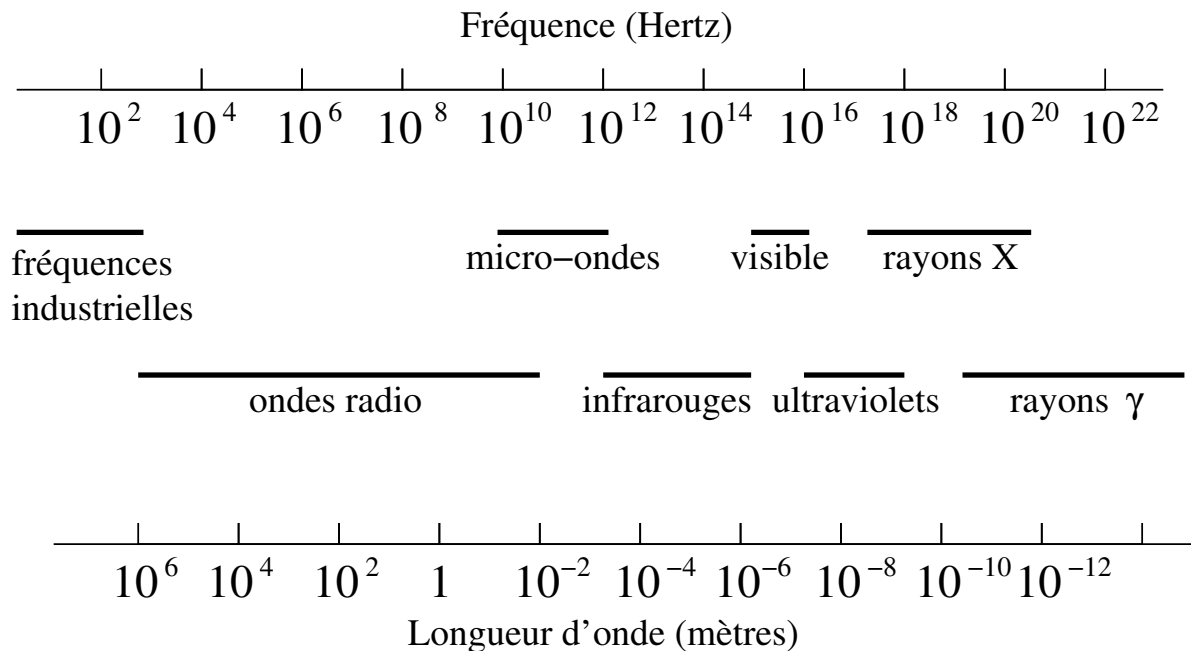


Figure 1:

Les ondes visibles situées entre l'ultraviolet et l'infrarouge ont des longueurs d'ondes comprises entre $0,4$ et $0,8 \mu\text{m}$ et la théorie des ondes électromagnétiques permet d'expliquer simplement tous les phénomènes d'optique traditionnelle: réflexion, réfraction, interférences et diffraction.

Les interférences par les réseaux peuvent s'observer simplement à l'aide d'un CD, par réflexion, ou d'un voile de rideau, par transmission. Les applications, dont les monochromateurs, sont nombreuses en spectroscopie. On peut mesurer bien sûr des longueurs

d'onde mais aussi des épaisseurs ou des déplacements de l'ordre de ces longueurs d'onde... On peut aussi rappeler l'intérêt des réseaux tridimensionnels que sont les cristaux, utilisés avec des rayons X cette fois...

- Travail à la maison: Développer quelques applications des réseaux dans le compte rendu.

Rappels théoriques

1.1 Caractéristiques générales du rayonnement électromagnétique

L'ensemble des propriétés du champ électromagnétique $\vec{E}, \vec{B}$ est contenu dans les équations de Maxwell, qui, dans le vide sans charge ni courant, s'écrivent:

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad \text{Equation de Maxwell - Gauss} \quad (1.1)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Equation de Maxwell - Faraday} \quad (1.3)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Equation de Maxwell - Ampere} \quad (1.4)$$

L'élimination de $\vec{B}$ entre les équations 1.3 et 1.4 conduit à l'équation 1.5

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}, \quad (1.5)$$

qui régit dans le vide la propagation du champ électrique $\vec{E}$ à la vitesse $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} \simeq 3.10^8 \text{m.s}^{-1}$.

Par élimination de $\vec{E}$ entre 1.3 et 1.4, une équation identique à 1.5 peut être obtenue pour le champ magnétique $\vec{B}$.

Une onde électromagnétique correspond donc à la propagation d'un champ électromagnétique $\vec{E}, \vec{B}$ avec une vitesse égale à c dans le vide. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne se propagent pas de manière indépendante, comme l'indiquent les équations 1.3 et 1.4. On peut aussi constater que les équations 1.5 admettent les ondes planes comme solutions particulières.

On considère une onde plane monochromatique, de pulsation ω , se propageant suivant la direction donnée par le vecteur unitaire $\vec{n}$. Elle s'écrit de la façon suivante:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.6)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (1.7)$$

où $\vec{r}$ indique la position et $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ est appelé le vecteur d'onde.

Les vecteurs constants $\vec{E}_0$ et $\vec{B}_0$ donnent les amplitudes et les directions des champs électriques et magnétiques respectivement.

Les calculs sont notablement simplifiés en utilisant la notation complexe pour les champs précédents:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.8)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (1.9)$$

En effet, puisque les équations de Maxwell sont linéaires, il est toujours possible en fin de calcul de récupérer la partie réelle, représentant la quantité physique. Rappel:

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta. \quad (1.10)$$

En remplaçant 1.9 dans les équations 1.1, 1.2 et 1.3, on montre que

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{E}}{c}. \quad (1.12)$$

Les deux équations 1.11 montrent le caractère transversal du champ électromagnétique par rapport à la direction de propagation associée à $\vec{k}$ et l'équation 1.12 montre que le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct. Le plan $(\vec{E}, \vec{B})$ s'appelle plan d'onde. On peut représenter une onde se propageant suivant O_z par la figure 2, à t fixé.

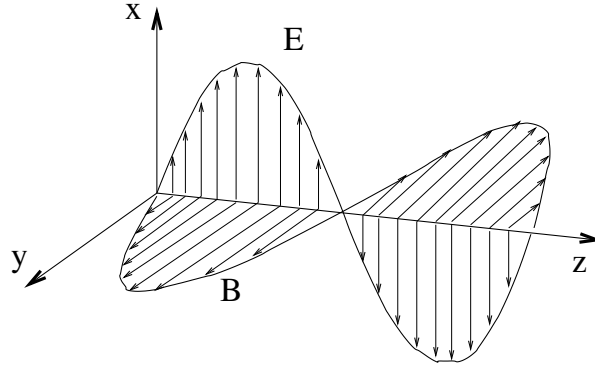


Figure 2:

1.2 Interférences et diffraction

Si $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ et $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ sont solution de l'équation des ondes 1.5, alors le champ $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ est également solution: les équations de Maxwell sont linéaires.

La superposition de deux ondes planes de même fréquence peut alors donner lieu à des interférences, à la condition minimale que les phases des deux ondes soient reliées. On dit alors que ces ondes sont cohérentes.

En pratique on obtient deux sources cohérentes à partir d'une source unique dont on sépare le rayonnement en deux.

On peut décrire les phénomènes en jeu dans ce TP à partir du comportement du champ électrique $\vec{E}$, car la plupart des détecteurs en optique, et en particulier les yeux, détectent le champ $\vec{E}$. Aussi, pour la suite, on appellera vibration S le scalaire correspondant à la composante du champ électrique $\vec{E}$ suivant l'axe xx' .

1.2.1 Interférences par une double fente d'Young sans diffraction au niveau de chaque fente

Le dispositif expérimental est celui dit des fentes d'Young, représenté sur la figure 3, où a est la largeur des fentes F_1 et F_2 et b est la distance entre ces fentes. On note D la distance OO' entre les fentes et l'écran. Les vibrations émergeant par chaque fente interfèrent en un point P de l'écran.

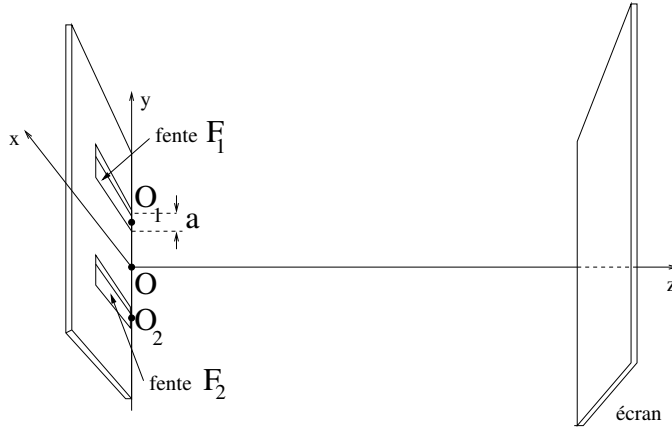


Figure 3:

Dans cette partie on considèrera que les fentes sont suffisamment fines pour que la projection des fentes dans le plan Oyz soient des points O_1 et O_2 ; c'est à dire qu'on ne tiendra pas compte de la diffraction au niveau de chaque fente.

En P , la vibration issue de F_1 sera prise comme référence des phases et s'écrira $S_1 = A \cos(\omega t)$, tandis que celle issue de F_2 s'écrira $S_2 = A \cos(\omega t - \Phi)$. Le déphasage Φ de la vibration 2 par rapport à la vibration 1 est liée à la différence O_2H de chemin optique entre O_1P et O_2P , indiquée sur la figure 4. C'est à dire que

$$\Phi = 2\pi \frac{O_2H}{\lambda} = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.13)$$

La vibration résultante au point P est

$$S(P) = S_1 + S_2 = A \cos(\omega t) + A \cos(\omega t - \Phi). \quad (1.14)$$

En appliquant la relation

$$\cos p + \cos q = 2 \cos \frac{p+q}{2} \cos \frac{p-q}{2}, \quad (1.15)$$

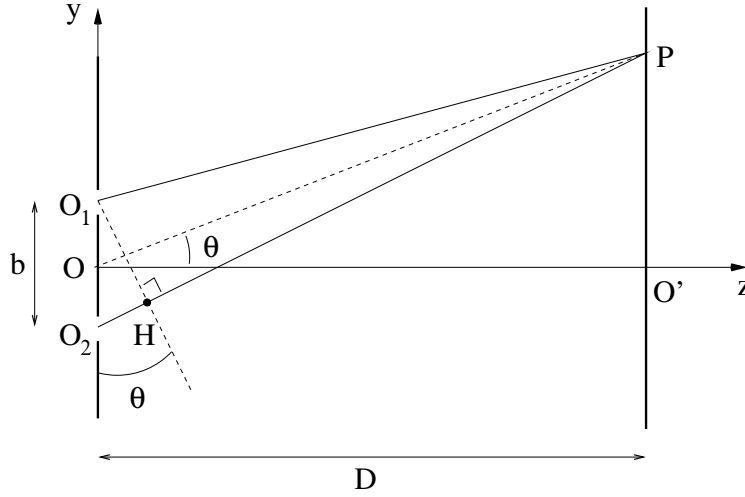


Figure 4:

on obtient

$$S(P) = 2A \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} \cos \omega t - \frac{\Phi}{2}. \quad (1.16)$$

On constate donc que $S(P)$ est une vibration sinusoïdale d'amplitude $A(\theta)$ avec

$$\boxed{A(\theta) = 2A \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}}, \quad (1.17)$$

qui, à mesure que l'on fait varier θ en déplaçant le point P sur l'écran, passe par des maxima, visibles sur l'écran comme des franges lumineuses, et des minima, visibles comme des franges sombres. Les maxima ont lieu pour

$$\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} = n\pi, \quad (1.18)$$

avec n entier, c'est à dire pour

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{b}. \quad (1.19)$$

Or, comme $D \gg y_P$ on a

$$\sin \theta \simeq \tan \theta \simeq \frac{y_P}{D}, \quad (1.20)$$

et donc on a des maxima pour

$$y_P \simeq \frac{nD\lambda}{b}. \quad (1.21)$$

Deux franges lumineuses consécutives seront donc séparées par un interfrange i tel que

$$\boxed{i = \frac{\lambda D}{b}}, \quad (1.22)$$

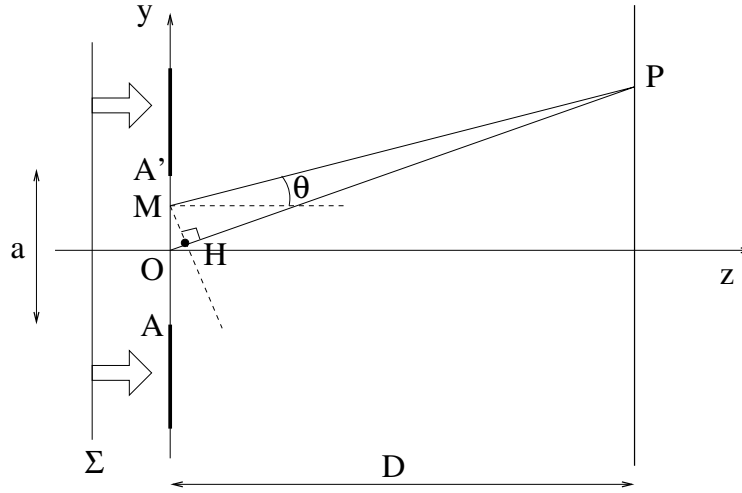


Figure 5:

1.2.2 Diffraction par une fente

On considère sur la figure 5 une onde plane se propageant parallèlement à l'axe Oz .

Le plan d'onde Σ de l'onde incidente qui va coïncider avec le plan de la fente de largeur $AA' = a$ est un plan équiphase, où les vibrations des points du plan ont une phase identique. L'écran est supposé loin de AA' .

Pour déterminer l'amplitude de la vibration en un point P dans le cas d'une fente, on applique le principe de Huygens-Fresnel, base des calculs de diffraction, qui considère que chaque point de la fente se comporte comme une source secondaire. L'amplitude de la vibration en un point P sera alors l'intégrale des amplitudes des vibrations émises par ces sources secondaires réparties entre A et A' .

Le point central O de la fente, pris avec son voisinage immédiat dy , rayonne dans toutes les directions, et en particulier dans la direction θ du point P , qui reçoit alors une vibration $S(P) = A_0 \cos(\omega t) dy$. On a choisi cette vibration issue du point O comme origine des phases, c'est à dire avec une phase nulle. On peut le faire pour chaque point P car l'intensité lumineuse finale ne dépend pas de la phase globale, elle ne dépend que des différences de phase entre les contributions M .

Maintenant on considère le rayonnement issu d'un point M , situé entre A et A' , et de son voisinage immédiat dy . Comme l'écran est supposé loin de la fente, comparé à la distance AA' , l'angle du rayon MP est presque identique à celui du rayon OP , c'est à dire θ . Alors P reçoit de M une vibration $dS(P) = A_0 \cos(\omega t - \Phi) dy$, où le déphasage Φ est dû à la différence OH de chemin optique entre MP et OP , comme on le voit sur la figure 5. On a ainsi, avec

$$\Phi = 2\pi \frac{OH}{\lambda} = \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.23)$$

La vibration totale reçue par le point P , $S(P)$, s'obtient en intégrant sur toute la largeur de

la fente:

$$S(P) = A_0 \int_{-a/2}^{a/2} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda} \right) dy \quad (1.24)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin \left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda} \right) \right]_{y=-a/2}^{y=a/2} \quad (1.25)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin \left(\omega t - \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda} \right) - \sin \left(\omega t + \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda} \right) \right] \quad (1.26)$$

En utilisant l'identité $\sin(p - q) + \sin(p + q) = -2 \cos p \sin q$, on obtient

$$S(P) = \frac{a\lambda A_0}{\pi a \sin \theta} \sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \cos(\omega t) = A(\theta) \cos(\omega t). \quad (1.27)$$

La vibration résultante est donc une sinusoïde de pulsation ω et d'amplitude $A(\theta)$ avec

$$A(\theta) = aA_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)}. \quad (1.28)$$

On appelle intensité de l'onde l'énergie électromagnétique reçue pendant une seconde par une surface d'un m^2 normale au vecteur d'onde. Elle est proportionnelle au carré de l'amplitude de la vibration, et est donc de la forme:

$$I(\theta) = I_0 \left[\frac{\sin \left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)} \right]^2 = I_0 \left[\text{sinc} \left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right) \right]^2, \quad (1.29)$$

où *sinc* est la fonction "sinus cardinal".

Ainsi, $I(\theta)$ sera minimum pour

$$\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = n\pi, \quad (1.30)$$

soit pour

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{a}, \quad (1.31)$$

avec n entier. La fonction $I = f(\theta)$ normalisée est représentée sur la figure 6.

D'après ce calcul, la tache lumineuse centrale sur un écran à une distance $D \gg y_P$ sera d'autant plus grande que a est petit, et la mesure de sa largeur permet de déterminer la longueur d'onde λ si a est connu.

1.2.3 Interférences par une double fente d'Young avec diffraction aux fentes

Si on tient compte maintenant de la diffraction engendrée par chaque fente de largeur a dans le dispositif d'Young, l'amplitude de la vibration résultante $S(P)$, qui était

$$S(P) = 2A \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} \quad (1.32)$$

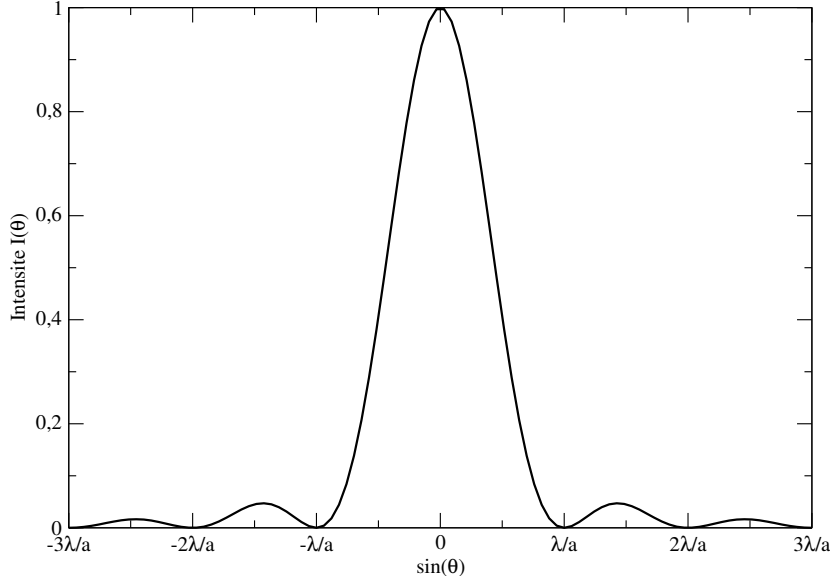


Figure 6:

dans le cas du 4, devient

$$2A(\theta) \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}, \quad (1.33)$$

avec

$$A(\theta) = aA_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right)}, \quad (1.34)$$

comme cela est montré dans la section précédente sur la diffraction par une fente de largeur a . Pour s'en convaincre, il suffit de se rappeler que la vibration $S(P)$ arrivant en un point P de l'écran est définie à une phase Φ_0 près qui dépend du chemin optique OP. Dans le cas d'une seule fente on avait choisi cette phase nulle car elle n'intervenait pas dans l'amplitude finale; mais ici chacune des deux fentes va donner une phase différente, et l'écart est précisément la différence de chemin optique entre les deux fentes, qui ne dépend que de P. Ainsi, en fonction de P, les figures de diffraction des deux fentes vont interférer constructivement ou destructivement, ce qui revient mathématiquement à moduler l'amplitude due à la diffraction par celle due aux interférences.

L'intensité lumineuse est alors donnée par le carré de cette amplitude, soit

$$I(\theta) = 4I_0 B(\theta)^2 C(\theta)^2, \quad (1.35)$$

où

$$B(\theta) = \text{sinc} \left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \right) \quad (1.36)$$

vient de la diffraction et

$$C(\theta) = \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} \quad (1.37)$$

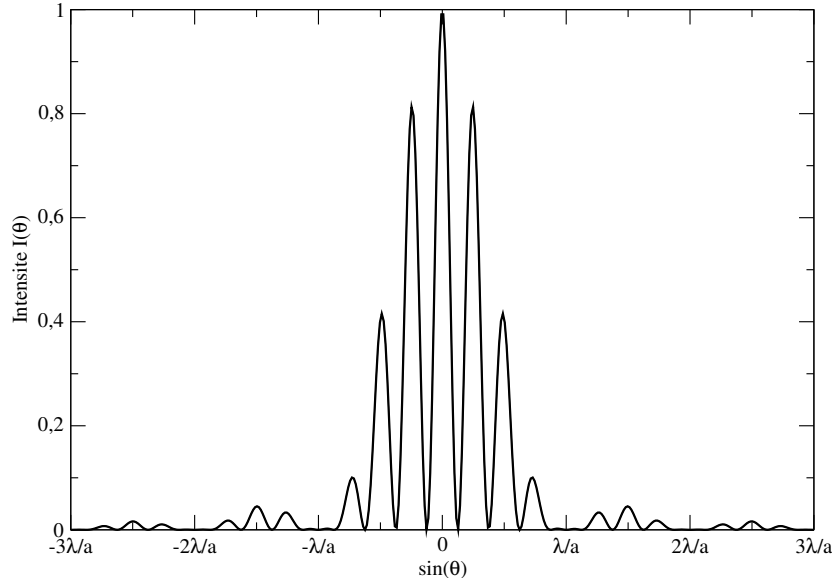


Figure 7:

est le terme d'interférence. $B(\theta)$ s'annule pour

$$\sin \theta = n \frac{\lambda}{a} \quad (1.38)$$

avec n entier, et $C(\theta)$ s'annule pour

$$\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} = (2n' + 1) \frac{\pi}{2} \quad (1.39)$$

avec n' entier, et en particulier la première fois pour

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2b}. \quad (1.40)$$

On obtient ainsi la courbe de la figure 7.

1.2.4 Diffraction par un réseau

1. Équation fondamentale

Considérons en premier le cas où la source S est une source lumineuse monochromatique de longueur d'onde λ . L'équation fondamentale des réseaux de diffraction s'obtient en écrivant que la différence de chemin optique entre deux rayons parallèles transmis par deux fentes successives du réseau R , A et B sur la figure 8, doit être égale à un nombre entier p de longueurs d'ondes afin d'avoir une interférence constructive.

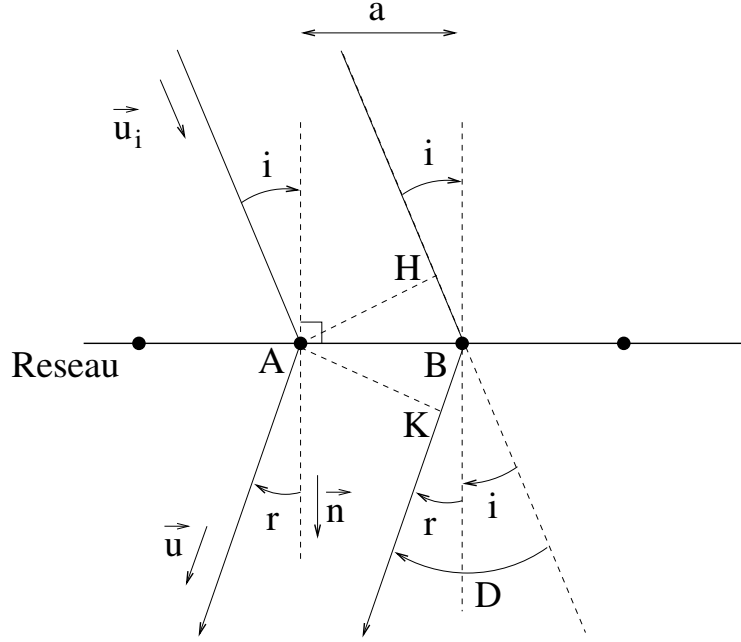


Figure 8:

À l'aide de la figure, on s'aperçoit qu'au passage en R, la différence de chemin optique parcouru entre les deux rayons parallèles est $HA + AK$, c'est à dire $a(\sin i + \sin r)$, où les angles i et r sont définis par

$$i = (\vec{u}_i, \vec{n}) \quad (1.41)$$

$$r = (\vec{n}, \vec{u}); \quad (1.42)$$

la figure donne la signification des vecteurs unitaires $\vec{u}_i$, la direction incidente, $\vec{u}$, la direction émergente, et $\vec{n}$, la normale au réseau.

Si on veut avoir une interférence constructive il faut que les vibrations associées à ces deux rayons ne soient pas déphasées, c'est à dire que

$$a(\sin i + \sin r) = p\lambda, \quad (1.43)$$

où p désigne un entier relatif qui définit l'ordre de la diffraction. C'est à dire que pour une incidence i donnée, la lumière est transmise dans des directions discrètes d'angles $\dots, r_{-2}, r_{-1}, r_0, r_1, r_2, \dots$, qui sont solutions de cette équation (1.43).

Si la source S est polychromatique, chaque longueur d'onde donnera un système de rayons diffractés. L'ensemble des rayons diffractés correspondant à la même valeur de l'entier p est appelé spectre d'ordre p .

2. Calcul du minimum de déviation

La déviation D du rayon de longueur d'onde λ , dans le spectre d'ordre p , est l'angle que fait le rayon émergent par rapport au rayon incident. On a

$$D = (\vec{u}_i, \vec{u}) = i + r. \quad (1.44)$$

L'équation (1.43) donne

$$p \frac{\lambda}{a} = \sin i + \sin r = 2 \sin \left(\frac{i+r}{2} \right) \cos \left(\frac{i-r}{2} \right) = 2 \sin \left(\frac{D}{2} \right) \cos \left(\frac{i-r}{2} \right) \quad (1.45)$$

et on obtient ainsi

$$\sin \left(\frac{D}{2} \right) = \frac{p \frac{\lambda}{a}}{2 \cos \left(\frac{i-r}{2} \right)} \quad (1.46)$$

et donc $|D|$ aura sa valeur minimale, désignée par D_m , lorsque $|\cos \left(\frac{i-r}{2} \right)|$ sera maximale, et donc égale à 1, c'est à dire pour $i = r$. On aura donc, au minimum de déviation,

$$|i| = |r| = \frac{D_m}{2}, \quad (1.47)$$

et

$$\boxed{\sin \left(\frac{D_m}{2} \right) = |p| \frac{\lambda}{2a}}. \quad (1.48)$$

Cette relation est la base des mesures spectrales dans la section “Manipulations”.

Remarquons que le minimum de déviation D_m de la longueur d'onde λ a la même valeur dans les spectres d'ordres p et $-p$. C'est ce qui est montré dans la figure 9, à gauche et à droite, en tenant compte du fait que la relation (1.48) est inchangée lorsque l'on change simultanément le signe de i , et r et de p .

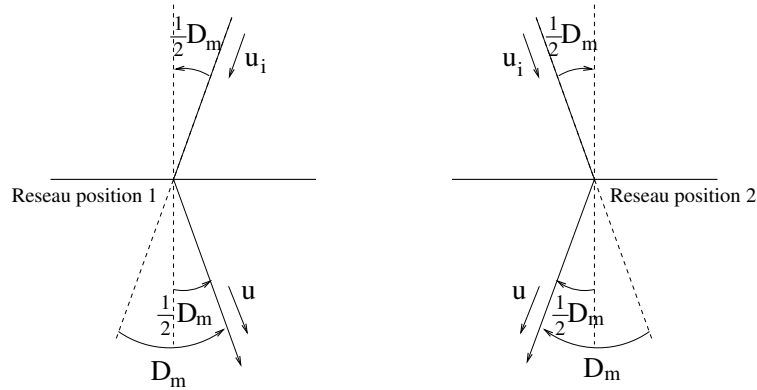


Figure 9:

2 Manipulations

2.1 Étude de la diffraction par une fente et des interférences par deux fentes

2.1.1 Diffraction par une fente

On dispose d'un laser et de trois fentes simples de largeurs $a_1 = 0,10$, $a_2 = 0,20$ et $a_3 = 0,40 \pm 0,02\text{mm}$.

1. Étude qualitative

- Interposer successivement les trois fentes simples sur le trajet du faisceau laser et observer sur un écran la figure de diffraction ainsi engendrée.
- Étudier l'influence de la largeur de la fente sur les dimensions de la tache centrale.

2. Étude quantitative

- On veut mesurer précisément l'intensité lumineuse Φ en chaque point de la figure de diffraction, grâce à une photodiode en polarisation inverse. Pour cela on réalise le montage de la figure 10.

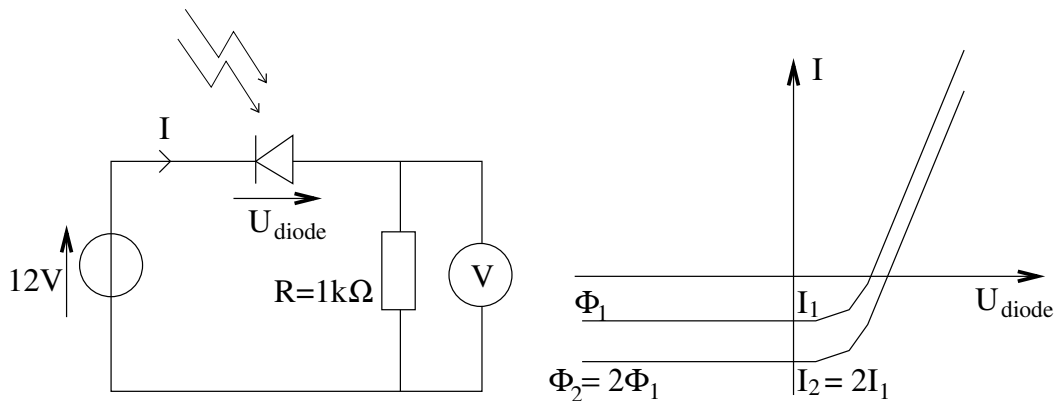


Figure 10:

Le courant inverse I d'une photodiode est proportionnel à l'intensité lumineuse Φ qu'elle reçoit, et la tension U_R aux bornes de la résistance $R = 1\text{k}\Omega$, placée en série avec elle, sera donc proportionnelle à cette intensité lumineuse Φ .

Comme on le voit sur la figure 11, la photodiode est montée sur un chariot mobile qui permet de la déplacer horizontalement suivant xx' , et d'explorer ainsi la tache de diffraction.

- Tracer la courbe $U_R = f(x)$, en indiquant les incertitudes pour chaque point. En déduire la longueur d'onde λ du laser en utilisant la largeur a de la fente utilisée. Comparer éventuellement avec la valeur fournie par le constructeur.
- Évaluer l'incertitude sur le λ ainsi obtenu.

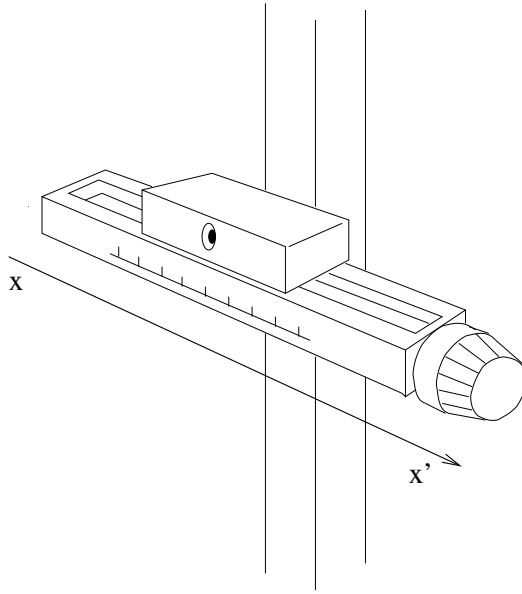


Figure 11:

2.1.2 Interférence avec des doubles fentes d'Young

On dispose d'un laser et de trois doubles fentes avec des distances b entre les fentes qui valent $b_1 = 0,32$, $b_2 = 0,42$ et $b_3 = 0,62 \pm 0,02\text{mm}$.

1. Étude qualitative

- Interposer les fentes sur le trajet du faisceau laser et observer les franges sur un écran.
- Étudier l'influence de l'écartement des fentes sur l'interfrange.

2. Étude quantitative

- Mesurer dans les trois cas l'interfrange i correspondant et la distance D fentes-écran, et en déduire à chaque fois la longueur d'onde de la lumière émise par le laser. Ces valeurs devraient-elles être identiques? Quelle est la valeur moyenne?
- Évaluer l'incertitude sur chaque λ obtenu, et en déduire si vos résultats sont bien cohérents.

2.1.3 Diffraction par un réseau

- Observer et décrire la figure de diffraction donnée par un réseau éclairé perpendiculairement par le laser.
- À partir du nombre de traits par mm du réseau utilisé, déterminer la longueur d'onde du laser.
- Comparer cette valeur aux autres valeurs obtenues par les mesures précédentes, en expliquant les éventuelles différences par un calcul d'incertitude.

2.2 Mesure des longueurs d'onde d'une lampe à hélium

2.2.1 Descriptif du montage

La figure 12 schématise un goniomètre, on y distingue respectivement:

- le collimateur C formé d'une lentille qui dévie les rayons lumineux issus d'une fente source S réglable, placée dans son plan focal objet. Ces rayons émergent en un faisceau parallèle. La fente source est éclairée par une lampe à hélium.
- le réseau plan R, constitué par un grand nombre de fentes identiques, parallèles, en fait perpendiculaires au plan de la figure 12, et équidistantes. La distance entre deux fentes du réseau sera désignée par la lettre a et appelée "pas du réseau".
- la lunette de visée L formée d'un doublet de lentilles afocales, c'est à dire donnant d'un objet à l'infini une image à l'infini, ou encore transformant un faisceau parallèle en un autre faisceau parallèle. L'image intermédiaire de la fente S se forme dans le plan focal image de la première lentille, l'objectif, qui est aussi le plan focal objet de la seconde lentille, l'oculaire. Dans ce plan doit aussi se trouver le réticule, une croix, servant à la visée.

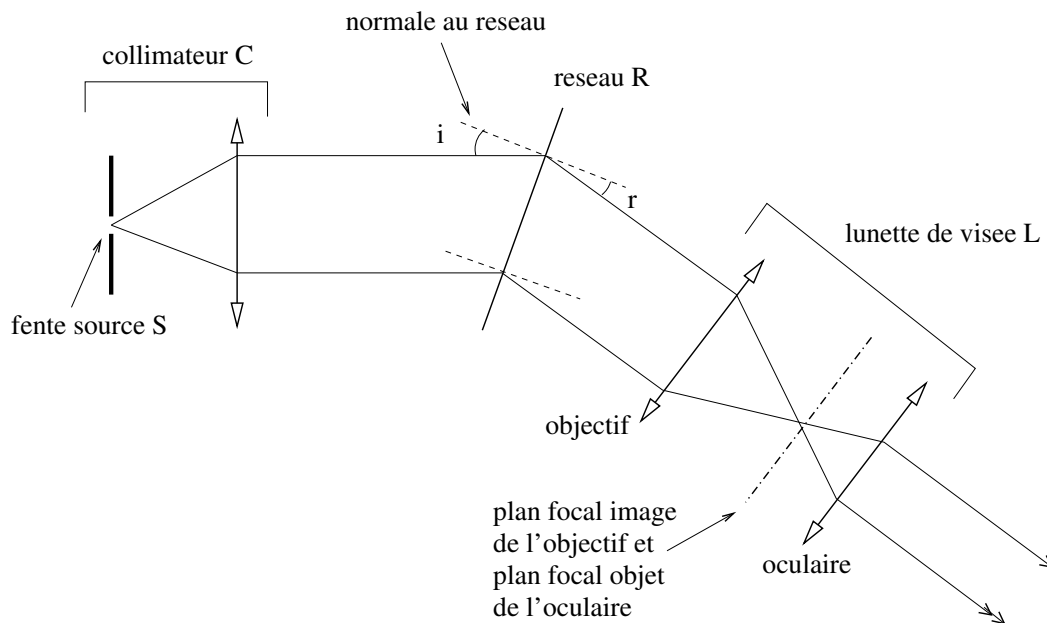


Figure 12:

La lunette peut tourner autour de l'axe, vertical, du goniomètre, et l'angle de la direction de visée peut être lu sur un disque extérieur gradué en demi-degrés, et complété par un "vernier" gradué en minutes d'angle, c'est à dire en $60^{èmes}$ de degré. On peut lire la valeur de l'angle dans un microscope fixe situé sur le côté du goniomètre.

Le plateau central peut également tourner autour de l'axe du goniomètre. Il supporte le réseau R dont les fentes sont placées verticalement, parallèlement à la fente du collimateur. La rotation du plateau permet ainsi de modifier l'angle d'incidence du faisceau-source sur le réseau.

2.2.2 Principe de la spectroscopie

Lorsque l'on allume la source S, un faisceau parallèle émerge du collimateur. La couleur de ce faisceau dépend de la lampe utilisée, dans notre cas c'est une lampe à hélium de couleur jaune-rosée. En fait, de même que la lumière blanche peut être décomposée par un prisme en les couleurs de l'arc en ciel, la lumière de la lampe peut être décomposée en une somme d'ondes monochromatiques de longueurs d'ondes λ_i . On effectue cette décomposition avec un réseau, car l'angle de réfraction r du faisceau transmis par le réseau dépend de la longueur d'onde, pour un ordre p donné. C'est ce que montre en effet l'équation fondamentale (1.43).

Le but de la spectroscopie est de déterminer les différentes longueurs d'ondes de la lumière émise par un corps, qui est l'hélium dans notre cas.

En pratique, on utilise la lunette pour observer le faisceau transmis. L'avantage de la lunette est qu'elle permet d'avoir accès à l'angle de déviation directement. Par exemple, vous avez vu que le laser rouge, lorsqu'il passe à travers le réseau, donne une série de taches rouges sur l'écran. De même, ici, une longueur d'onde λ_R particulière de la source, par exemple celle correspondant à la couleur rouge, va donner lieu à une série de raies rouges dans différentes directions. Cependant, au lieu de visualiser ces raies sur un écran, on oriente la lunette de façon à viser une des raies, la raie rouge d'ordre $p = 1$ par exemple, ce qui permet de lire directement l'angle de déviation $D = i + r$, à une constante près.

D'après la relation (1.43), la déviation de la raie rouge d'ordre 1 n'est pas la même que celle de la raie verte d'ordre 1, par exemple, aussi on peut les voir à deux endroits distincts dans la lunette. L'ensemble des raies d'ordre 1 constitue alors ce que l'on appelle le "spectre d'ordre 1". De même on définit le spectre d'ordre p pour p quelconque.

De plus, toujours d'après la relation (1.43), l'angle de déviation $D = i + r$ d'une raie dépend aussi de l'angle d'incidence i . Ainsi, en faisant tourner le plateau central on modifie l'orientation du réseau, et les spectres se déplacent.

Toutefois, pour chaque raie, il existe une valeur particulière de i pour laquelle la déviation de la raie par rapport à la direction incidente est minimale, comme cela est décrit dans la partie théorique. La valeur de l'angle minimal de déviation D_m est alors directement relié à la longueur d'onde λ de la raie.

Il suffit donc de mesurer cet angle D_m pour remonter ensuite à λ en utilisant la relation (1.48).

La section suivant indique comment procéder pour identifier et mesurer cet angle de déviation minimal.

2.2.3 Méthode de mesure de D_m

En partant d'une position à peu près centrée du réseau, choisir un spectre d'ordre p à l'œil nu, orienter la lunette dans cette direction et sélectionner avec le réticule une raie par-

ticulière dans ce spectre. Tourner ensuite le plateau central et s'arrêter à la position du réseau qui donne le minimum de déviation pour la raie choisie, c'est à dire la position pour laquelle la raie est la moins éloignée de la direction du collimateur. Dans la position du minimum de déviation, le réseau occupe la position désignée par R_1 sur la figure 13. Viser alors la raie choisie avec le centre du réticule de la lunette, de façon à aligner cette dernière avec le rayon diffracté correspondant, suivant $\vec{u}_1$. Alors l'abscisse circulaire α_1 repérée par le disque extérieur et lue dans l'oculaire prévu à cet effet correspond, à une constante près, à l'angle de déviation minimal: $\alpha_1 = D_m + cste$.

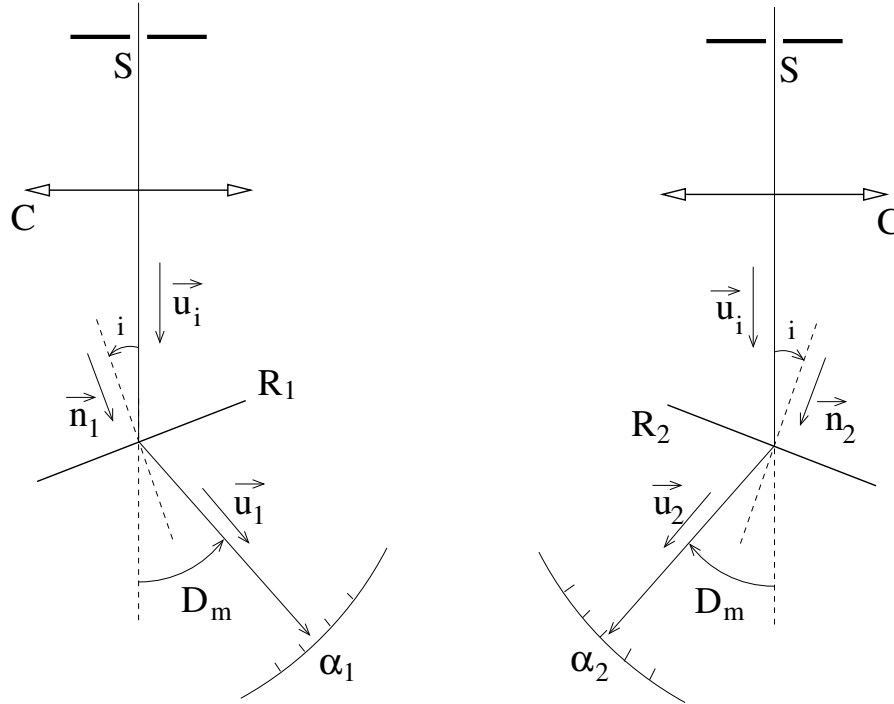


Figure 13:

Pour s'affranchir de cette constante, on refait la même mesure en sélectionnant la raie symétrique d'ordre $-p$. Sur la figure 13, R_2 correspond à cette nouvelle position du réseau, le rayon diffracté a alors une direction $\vec{u}_2$ et la lunette qui est alignée dans cette direction indique une abscisse circulaire α_2 . On a vu avec la formule 1.48 que l'angle de déviation minimal est alors identique, au signe près, et l'on voit sur la figure que

$$D_m = \frac{|\alpha_1 - \alpha_2|}{2}. \quad (2.1)$$

2.2.4 Manipulations

Le nombre de traits du réseau employé est indiqué avec sa précision. On vous demande de manipuler ce réseau avec précaution, et de ne jamais toucher la partie contenant les fentes.

Effectuer les réglages suivants, et ne pas modifier les autres réglages, en particulier celui du collimateur qui aura été fait au préalable par l'enseignant.

1. Relier la lampe spectrale à son alimentation et ensuite allumer cette alimentation. Il ne faut jamais allumer une lampe encore chaude, il faut attendre qu'elle soit froide, et donc ne pas l'éteindre si un groupe vous succède.
2. Placer l'orifice de la lampe spectrale contre la fente à écartement réglable du collimateur de façon à ce que la lumière soit la plus intense possible.
3. À l'aide de la bague adéquate, mettre au point l'oculaire sur le réticule, de façon à voir net ce réticule. Pour que l'œil ne se fatigue pas lors des observations, vous devez partir du point le plus éloigné de l'oculaire par rapport au réticule, puis le rapprocher progressivement en tournant la bague, et vous arrêter dès que ce réticule semble net. À ce moment le réticule est dans le plan focal objet de l'oculaire, et il apparaît à l'œil comme un objet à l'infini. Au delà de ce point, le réticule est toujours net mais il apparaît à l'œil comme un objet à distance finie et donc ce dernier "accomode".
4. Régler la lunette pour qu'elle vise à l'infini. Pour cela observer dans la lunette l'image de la fente source, qui est équivalente en effet à un objet à l'infini grâce au collimateur, et faire la mise au point pour que cette fente source apparaisse nettement dans le même plan que le réticule. Cela veut alors dire que le réticule se trouve dans le plan focal image de l'objectif. Réduire la largeur de la fente pour avoir des mesures plus fines, mais tout en conservant suffisamment de luminosité. Ne pas modifier l'inclinaison de la lunette.
5. Faire la mise au point du microscope de lecture de l'angle α .
6. Placer le réseau sur le plateau central de façon à ce qu'il soit perpendiculaire au faisceau incident.

Une fois ces réglages effectués, faire les observations préliminaires suivantes.

- Commencer par observer le spectre d'ordre 0 situé dans le prolongement du faisceau incident, et constitué d'une seule raie de la couleur de la source. Expliquer pourquoi il n'y a qu'une seule raie pour ce spectre 0.
- Observer ensuite les spectres d'ordres 1 et -1 , puis éventuellement les ordres supérieurs.
- Commentez vos observations.

Effectuez enfin la série de mesure pour déterminer les longueurs d'onde λ_i de la lampe à hélium.

- Pour chaque couleur du spectre d'ordre 1, rechercher la position du réseau correspondant au minimum de déviation, et mesurer l'abscisse curviligne α_1 correspondante.
- Faire de même pour le spectre d'ordre -1 , en relevant cette fois les valeurs de α_2 .
- Déterminer la valeur de D_m à partir des valeurs de α_1 et α_2 pour chacune des raies de l'hélium, en utilisant la relation (2.1).

- Calculer la longueur d'onde correspondant à chaque raie du spectre de l'hélium
- Évaluer avec quelle précision on peut avoir foi dans ces valeurs, en effectuant un calcul d'incertitude soigneux.
- Présentez vos résultats dans un tableau, avec comme première ligne la couleur observée et comme dernière ligne les longueurs d'onde calculées avec leurs incertitudes.
- Discutez l'avantage d'utiliser l'angle de déviation minimal plutôt que d'utiliser directement la relation (1.43) pour obtenir λ . Pour cela, comparer par exemple les incertitudes que donnerait (1.43) avec celles que vous avez obtenues.

Remarque: le réglage du minimum de déviation est à refaire pour chaque raie.