ONDES

I Ondes progressives. Double périodicité spatiale et temporelle

1) Propagation d'un signal dans un milieu matériel élastique homogène

milieu élastique à une dimension : corde, ressort
milieu élastique à deux dimensions : interface eau-air qui se comporte comme une membrane élastique

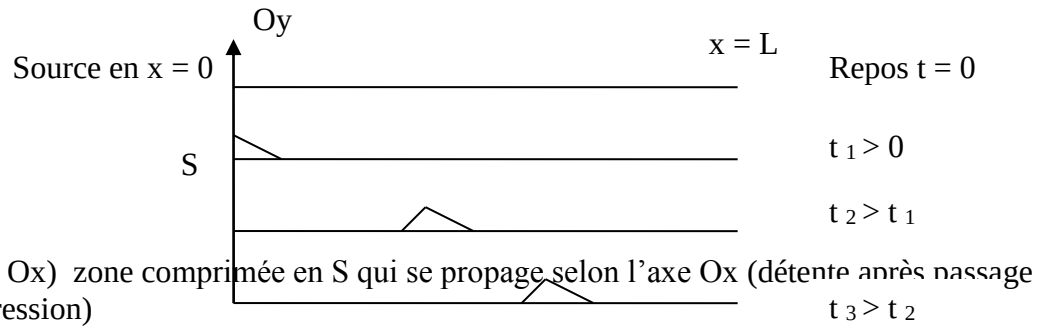
milieu élastique à trois dimensions : air pour le signal sonore

Milieu élastique tout point appartenant au milieu, écarté de sa position d'équilibre, tend à y revenir.
Source point où se produit la déformation initiale

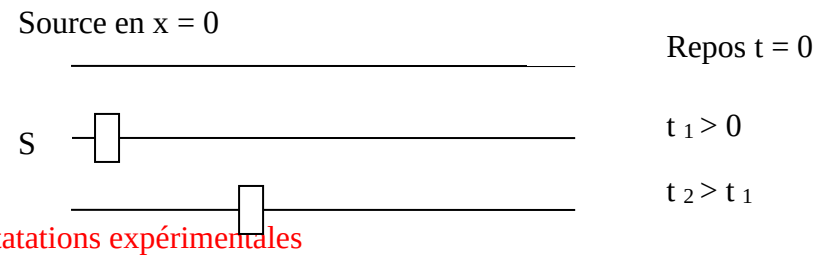
Ebranlement déformation passagère du milieu élastique (par opposition à la déformation périodique)

a) milieu élastique à une dimension : corde, ressort

corde (de longueur L, selon l'axe Ox au repos)



ressort (axe Ox) zone comprimée en S qui se propage selon l'axe Ox (détente après passage de la compression)



Constatations expérimentales

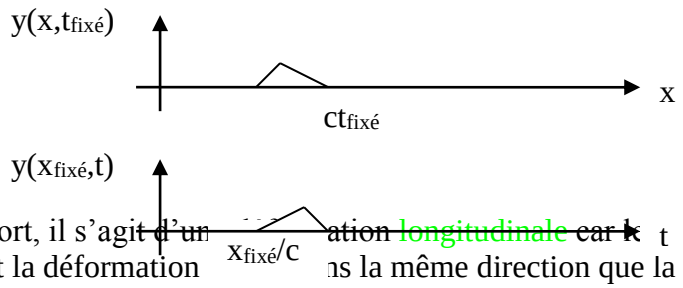
La déformation émise à la source se propage dans le milieu.
L'ébranlement émis à la source conserve sa forme initiale (milieu homogène).
Il n'y a pas de transport de matière.

Pour la corde, il s'agit d'une déformation transversale car le signal se propage selon l'axe de la corde mais la déformation est perpendiculaire à l'axe. On dit que la direction de propagation est selon Ox et que la grandeur physique affectée par la déformation est le déplacement y(x,t) perpendiculaire à la direction de propagation donc dit déplacement transversal.

Si t > SM/c, le point M d'abscisse x est atteint par la déformation :

y(M,t) = y(S, t – SM/c) avec c la vitesse de propagation du signal dans le milieu ou célérité

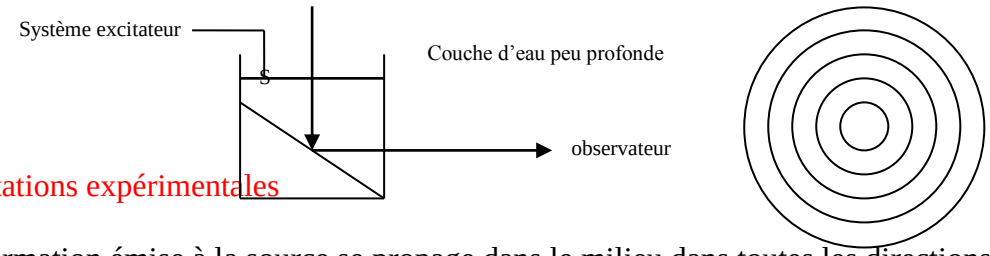
c constante pour un milieu donné homogène



Pour le ressort, il s'agit d'un [illegible] ation longitudinale car le [illegible] nal se propage selon l'axe du ressort et la déformation [illegible] ns la même direction que la direction de propagation. La grandeur physique affectée par la déformation est le déplacement u(x, t) d'une section située à l'abscisse x au repos.

b) milieu élastique à deux dimensions

On utilise le dispositif de la cuve à ondes. On observe la surface de l'eau grâce au miroir à 45° et à l'écran diffusant.



Constatations expérimentales

La déformation émise à la source se propage dans le milieu dans toutes les directions (rides circulaires à la surface de l'eau).
L'ébranlement émis à la source conserve sa forme initiale (milieu homogène) (NB effet de dilution, l'amplitude diminue).
Il n'y a pas de transport de matière.
Il s'agit d'une déformation transversale : la grandeur physique est l'écart de la surface de l'eau au point M à l'instant t par rapport à sa position de repos avant passage de la déformation.
Les rides observées étant circulaires, la propagation est isotrope et la célérité est indépendante de la direction de propagation ; en effet, elle ne dépend que du milieu et le milieu, ici, est isotrope.

c) milieu élastique à trois dimensions

Les signaux sonores dans l'air correspondent à des déformations longitudinales (analogie avec le ressort pour une direction de propagation donnée). La grandeur physique est la pression P(x,t) sur une direction de propagation Sx ou la surpression p(x,t).
Pour un milieu homogène et isotrope (cas de l'air), la propagation est isotrope (cf III ondes sonores).

2) Propagation d'un signal électromagnétique

Le signal électromagnétique ne nécessite pas un milieu matériel pour se propager. Ce sont les variations des champs électrique et magnétique qui se propagent.
On admet que les ondes électromagnétiques sont des ondes transversales (les champs **E** et **B** sont perpendiculaires à la direction de propagation) qui se propagent à la célérité c dans le vide ou la célérité c/n dans un milieu transparent d'indice optique n. Les ondes lumineuses sont un cas particulier des ondes électromagnétiques.
La direction du champ électrique dans le plan d'onde est appelée direction de polarisation de l'onde.

3) Transport et propagation d'énergie

Quelque soit le type de signaux, il y a toujours transport d'énergie.
L'énergie est sous forme d'énergie cinétique et d'énergie potentielle dans les milieux matériels élastiques ($kx^2/2$ pour le ressort).
Pour les ondes électromagnétiques, la densité d'énergie électromagnétique en un point M à l'instant t est : $u(M,t) = \varepsilon_o E^2(M,t)/2 + B^2(M,t)/2\mu_o$.

Ne pas confondre le phénomène d'absorption (le milieu absorbe une partie de l'énergie) et le phénomène de dilution : le milieu concerné par la déformation est de plus en plus grand donc, en vertu du principe de conservation de l'énergie, l'amplitude de la déformation diminue.

La grandeur pertinente est l'énergie par unité de surface et unité de temps donc la puissance surfacique ou intensité du signal. On admet qu'elle est proportionnelle à la moyenne temporelle du carré de l'amplitude du signal (moyenne sur une période pour un signal périodique).

4) Ondes progressives

La déformation est périodique et non plus passagère.

a) Double périodicité spatiale et temporelle

Un signal périodique peut se décomposer d'après l'analyse de Fourier en une somme de signaux sinusoïdaux : $s(t)=s_o+\sum_1^\infty a_n\cos(n\omega t)+b_n\sin(n\omega t)$ $s(t)=s_o+\sum_1^\infty c_n\cos(n\omega t+\varphi_n)$

ω est le fondamental, $n\omega$ pour n >1 les harmoniques, s_o est la valeur moyenne du signal.
En raison de cette décomposition et de la linéarité des équations, on ne travaillera qu'avec des signaux sinusoïdaux (outil de base des signaux périodiques).
A la source, le signal est $s(S,t) = a\cos(\omega t)$ avec $T = 2\pi/\omega$ la période temporelle.
Le signal se propage dans le milieu à la célérité c.

Soit un point M_1 atteint par le signal, $s(M_1 ,t) = s(S, t- SM_1 /c)$ $(t > SM_1 /c)$
Soit un point M_2 atteint par le signal, $s(M_2 ,t) = s(S, t- SM_2 /c)$ $(t > SM_2 /c)$

$s(M_1 ,t) = s(S, t- SM_1 /c) = a \cos(\omega t -\omega SM_1/c)$
$s(M_2 ,t) = s(S, t- SM_2 /c) = a \cos(\omega t -\omega SM_2/c)$

Si M_1 et M_2 sont dans le même état vibratoire, cela implique que $(\omega SM_2/c -\omega SM_1/c) = p\, 2\pi$ avec p entier d'où $(SM_2/c -SM_1/c) = p\, T$ d'où $SM_2 -SM_1 = p\, cT$.
Il apparaît une période spatiale qu'on appelle longueur d'onde et qu'on note $\lambda = cT$.

Sur une même direction de propagation, les points atteints par le signal et dans le même état vibratoire seront en phase et distants d'un multiple de longueur d'onde.

b) Lignes d'ondes, surfaces d'ondes et normales à l'onde

Expérience : on visualise les lignes d'onde avec la cuve à onde. Ensemble des points atteints par la même déformation issue de S au même instant donc en phase.

Avec le point source S, les lignes d'onde sont des cercles concentriques de centre S.
Avec une onde plane (expérience : bande source avec la cuve à ondes), les lignes d'onde sont rectilignes, parallèles entre elles.

Dans un milieu homogène à trois dimensions, on parle de surfaces d'ondes ; avec une source ponctuelle isotrope, les surfaces d'ondes sont sphériques de centre S. Pour une onde plane, les surfaces d'ondes sont planes et appelées plans d'ondes. Pour une source ponctuelle, si on se place loin de la source ($SM >> \lambda$), les portions de surfaces d'ondes sphériques sont localement assimilées à leurs plans tangents, on parle d'onde localement plane.

En optique, les normales aux surfaces d'ondes sont les rayons lumineux (théorème de Malus).

5) Cas d'un changement de milieu : réflexion et transmission

lumière : on parle de réflexion et réfraction

Rappel : lois de Descartes réfraction $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$
Réflexion $r = -i_1$

Expérience avec la cuve à ondes : réflexion sur du plexiglass.

II Interférences

1) Principe de superposition des petits ébranlements

Tant que la perturbation du milieu est petite (petits écarts par rapport à la position d'équilibre), les équations sont linéaires et on peut appliquer le principe de superposition.

Soient deux sources ponctuelles de même pulsation S_1 et S_2, M peut être atteint par les deux signaux à l'instant t. Les deux signaux peuvent interférer au point M.

$s_1(S_1 ,t) = a_1 \cos(\omega t)$
$s_2(S_2 ,t) = a_2 \cos(\omega t - \varphi)$ avec φ le déphasage de S_2 par rapport à S_1.

Les deux signaux se propagent à la célérité c et atteignent le point M à l'instant t :
$s(M ,t) = a_1 \cos(\omega t - \omega S_1M/c) + a_2 \cos(\omega t - \omega S_2M/c - \varphi)$.

Au point M, le signal issu de la source 2 est déphasée par rapport au signal 1 de $\phi_{2/1}(M) = \omega(S_2M-S_1M)/c + \varphi$. On définit <u>l'ordre d'interférences</u> au point M par $p(M) = \phi_{2/1}(M) / 2\pi$.

2) Expérience avec la cuve à ondes. Interprétation

On observe la région atteinte par les deux signaux : certaines zones sont apparemment immobiles et on note la présence de zones sombres et d'autres brillantes. La figure est obtenue pour $a_1 = a_2$ et $\varphi = 0$. Le plan médiateur est brillant et les franges brillantes ont la forme d'arcs d'hyperboles ainsi que les franges sombres.

Zones sombres

Les deux signaux émis par S_1 et S_2 arrivent en opposition de phase au point M.
$s(M ,t) = a\cos(\omega t -\omega S_1M/c) + a\cos(\omega t -\omega S_2M/c) = 0$

donc $\phi_{2/1}(M) = \omega(S_2M-S_1M)/c = (2m + 1)\pi$ avec p entier relatif ou $(S_2M-S_1M) = (m + ½) \lambda$.

Les interférences sont destructives, les points M sont immobiles, p(M) est demi-entier, les franges d'interférences sont sombres.

Zones lumineuses

Les deux signaux émis par S_1 et S_2 arrivent en phase au point M.
$s(M ,t) = a\cos(\omega t -\omega S_1M/c) + a\cos(\omega t -\omega S_2M/c)$

donc $\phi_{2/1}(M) = \omega(S_2M-S_1M)/c = m\, 2\pi$ avec p entier relatif ou $S_2M-S_1M = m \lambda$.

Les interférences sont constructives, les points M sont déformés de $-2a \leq s(M,t) \leq 2a$.
p(M) est entier, les franges d'interférences sont brillantes.
Conclusion

Avec une source ponctuelle périodique, l'onde est progressive, l'énergie est non localisée de répartition uniforme.

Avec deux sources ponctuelles de même pulsation, dans la zone d'interférences, la répartition d'énergie n'est plus uniforme, il y a des maxima (les deux ondes arrivent en phase au point M) et des minima (les deux ondes arrivent en opposition de phase) : c'est typique d'une onde stationnaire (interférences).

Expérience avec la cuve à ondes : réflexion sur du plexiglass, l'onde incidente et l'onde réfléchie interférent. On observe des franges d'interférences.

3) Ondes progressives et ondes stationnaires

Ondes progressives

$s(M,t) = a\cos(\omega t - \mathbf{kr})$ avec **k** le vecteur d'onde de module $\omega/c = 2\pi/cT = 2\pi/\lambda$.
kr = kx pour une propagation selon les x croissants, la variable d'espace x joue alors sur la phase du signal.

Ondes stationnaires

$s(M,t) = a\cos(\omega t + \varphi)\cos(kx + \psi)$ pour une propagation selon les x croissants, la variable d'espace x joue alors sur l'amplitude du signal.

N.B
$s(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t) = a\cos(\omega t - kx) + a\cos(\omega t + kx) = 2a\cos(\omega t)\cos(kx)$
donc la somme de deux ondes progressives se propageant en sens inverse est une onde stationnaire.

Sur ce cas particulier, nous allons calculer la position des franges sombres (nœuds des ondes stationnaires) et des franges brillantes (ventres des ondes stationnaires).

$s(M,t) = 0$ quelque soit t, il s'agit d'un nœud. $2a\cos(\omega t)\cos(kx) = 0\ \forall\ t$, donc $\cos(kx) = 0$.
$kx_n = (2m + 1)\pi/2$ et $x_n = \lambda/4 + m\lambda/2$.

$|s(M,t)| = 2a$ quelque soit t, il s'agit d'un ventre. $|2a\cos(\omega t)\cos(kx)| = 2a\ \forall\ t$, $|\cos(kx)| = 1$.
$kx_v = m\pi$ et $x_v = m\lambda/2$.

Deux nœuds consécutifs sont distants de $\lambda/2$ ainsi que deux ventres consécutifs.
Un nœud et un ventre consécutifs sont distants de $\lambda/4$.

Expérience avec la corde de Melde : corde de longueur L fixée à une extrémité, l'autre extrémité étant excitée ($a\cos(\omega t)$). L'onde se propage selon l'axe de la corde Ox et se réfléchit sur l'extrémité fixe. Il s'établit des ondes stationnaires pour une fréquence excitatrice égale à l'une des fréquences propres de la corde ; on observe les nœuds et les ventres de vibration, on peut en déduire la célérité dans le milieu connaissant la fréquence excitatrice et en mesurant le nombre de nœuds : $L = m\lambda/2$.

4) Nécessité d'ondes cohérentes pour obtenir des interférences

Les deux sources avaient même pulsation et un déphasage φ constant à la source.
On a additionné les deux signaux.

En optique, l'émission des signaux n'est pas continue. Il s'agit d'émission de trains d'onde. Les atomes ou molécules de la source se désexcitent (lampe spectrale, on excite le milieu avec une décharge électrique), en se désexcitant, ils émettent des trains d'onde (durée moyenne pour une lampe spectrale quelques 10^{-10} s = 10^4 $T_{visible}$). Si un atome émet plusieurs trains d'onde, ils sont aléatoires entre eux, leur phase est aléatoire. Deux atomes différents émettent deux trains d'onde, ils n'ont pas de relation de phase (déphasage aléatoire).

Conditions d'interférences : il faut que les deux trains d'onde qui interfèrent au point M soient issus du même train d'onde primaire. Il faut donc créer des dispositifs diviseurs d'onde.

En optique, les détecteurs sont sensibles à la moyenne temporelle du carré du champ électrique appelée intensité car la durée τ caractéristique du détecteur est très grande devant les périodes du visible (10^{-14} s). Pour l'œil, τ = 0,1 s.

Pour deux sources lumineuses, il ne peut y avoir cohérence, l'intensité au point M sera la somme des intensités reçues au point M.

$I(M) = I_1(M) + I_2(M)$

En revanche, avec un dispositif diviseur d'onde, d'une source primaire, on crée deux sources secondaires cohérentes. Au point M, les amplitudes des signaux s'ajoutent et l'intensité au point M est la moyenne temporelle du carré de l'amplitude totale au point M.

$a(M,t) = a_1(M,t) + a_2(M,t)$ et $I(M) = \langle a^2(M,t)\rangle$.

N.B : les amplitudes s'ajoutent toujours mais pour des ondes incohérentes :
$a(M,t) = a_1(M,t) + a_2(M,t)$ et $I(M) = \langle a^2(M,t)\rangle = \langle a_1^2(M,t)\rangle + \langle a_2^2(M,t)\rangle = I_1(M) + I_2(M)$
car $\langle 2\, a_1(M,t)\, a_2(M,t)\rangle = 0$.

5) TD

III Ondes sonores

1) Propagation dans un tuyau sonore

La propagation est unidimensionnelle, on note Ox l'axe du tuyau.
Les grandeurs physiques sont p(x,t) la surpression et v(x,t) la vitesse du fluide (air) en x à t.

Une cavité résonante fermée à ses deux extrémités (nœuds de vitesse ou ventres de surpression) a une longueur multiple de $\lambda/2$. Une cavité résonante fermée à une extrémité (nœud de vitesse) et ouverte à l'autre (nœud de surpression ou ventre de vitesse) a une

longueur L = mλ/2 + λ/4. Donc la cavité résonante d'un diapason est de longueur λ/4 pour minimiser l'encombrement.

2) Battements acoustiques : calcul et expérience (deux diapasons dont l'un avec une surcharge)

3) Mesure de la vitesse du son : tube de Kundt ou trombone de Koenig

4) Effet Doppler classique

IV Ondes mécaniques

On introduit les grandeurs caractéristiques de l'élasticité du milieu

- module d'Young E : la contrainte (force/unité de surface A) = E . allongement relatif ; soit F/A= E Δl/l
- compressibilité B : $p = -B.\Delta V / V$ avec p : surpression, V volume

Sous forme de TD : cristal piézoélectrique ipho 2003. Problème difficile mais les premières questions sont très intéressantes.

V Ondes électromagnétiques : cas particulier des ondes lumineuses (optique physique)

Les ondes électromagnétiques sont transversales. Pour la lumière naturelle, le champ électrique prend toutes les directions possibles dans le plan d'onde perpendiculaire aux rayons lumineux et un module quasi constant. Dans un premier temps, on utilisera un modèle scalaire tant que les sources sont naturelles et qu'on n'utilise pas de polariseurs ou des matériaux dichroïques, biréfringents….

1) Rappels de l'optique géométrique

Réflexion et réfraction.

Indice optique : $\boxed{n = \frac{c}{v_\varphi}}$ verres optiques : 1,50 < n < 1,75 eau liquide : n = 1,33

Lumière visible : 0,4 μm (violet) < λ_0 < 0,8 μm (rouge) -

$3{,}7\ 10^{14}\ Hz \leq f = \dfrac{c}{\lambda_0} \leq 7{,}5\ 10^{14}\ Hz$

2) Chemin optique. Principe de Fermat

Chemin optique entre deux points A et B le long d'un rayon lumineux: $\boxed{L_{AB} = \int_A^B n(M)ds}$, soit $\boxed{L_{AB} = (AB) = nAB}$ pour un milieu homogène d'indice optique n uniforme.

Onde plane progressive harmonique : $s(M,t) = s_m \cos\left(\omega t - \vec{k}.\vec{r} + \varphi_0\right)$.

Période temporelle : $\boxed{T = \dfrac{1}{f}}$ Période spatiale : $\boxed{\lambda = v_\varphi T}$ $\boxed{\vec{k} = \dfrac{2\pi}{\lambda}\vec{u}}$ vecteur d'onde *vide ou air :* $\lambda_0 = cT = \dfrac{c}{f}$ *. milieu transparent d'indice n :* $\lambda_n = v_\varphi T = \dfrac{c}{nf} = \dfrac{\lambda_0}{n}$

Lien entre déphasage et différence de chemin optique pour 2 points A et B sur un même rayon: $\boxed{\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}(AB) + \varphi_{\sup}}$, $\varphi_{\sup}$ déphasage supplémentaire éventuel.

3) Interférences en optique. Quelques dispositifs diviseurs d'onde

Expériences : Expérience de Pohl (lame semi-réfléchissante) anneaux par réflexion et par transmission, Miroir de Fresnel. En lumière monochromatique, en lumière spectrale et en lumière blanche. On observe et on interprète avec les étudiants.
On fait remarquer la superposition des systèmes de franges d'interférences en lumière polychromatique et le brouillage (expérience : battements optiques avec le doublet jaune du Sodium).
Calculs de déphasage : lame d'air et coin d'air. Expérience des fentes d'Young ou trous Young commentée après la diffraction.
Déphasages supplémentaires.
Lames minces naturelles : Film de savon : $\varphi_{\sup} = \pi \rightarrow \delta = \delta_{géo} + \lambda_0/2$

TD interférences cf feuille d'exercices de Sylvain Houard

4) Diffraction

Expérience avec la cuve à ondes : mise en évidence de l'apparition du phénomène quand le « trou » a une taille d de l'ordre de la longueur d'onde, la région concernée par la diffraction (entorse à l'optique géométrique) a une taille angulaire de l'ordre de 2 λ/d.

Expériences avec le laser : un trou circulaire, deux trous identiques, une fente, deux fentes identiques, N fentes identiques : réseau. On observe et on interprète avec les étudiants.

Tache centrale de diffraction : deux fois plus grande que les taches secondaires.

4.1. Diffraction par une fente de largeur a:

La figure de diffraction comporte une frange centrale très brillante, dans la direction prévue par l'optique géométrique, entourée de franges secondaires deux fois moins larges et beaucoup moins brillantes.

Sous incidence normale, les deux premières franges sombres correspondent donc à des points P_1 dont la position angulaire θ_1 obéit à l'équation : $\frac{a\sin\theta_1}{2} = \pm\frac{\lambda}{2} \Leftrightarrow .\boxed{\sin\theta_1 = \pm\frac{\lambda}{a}}$

La frange centrale est d'autant plus large que la fente est mince. Si l'angle θ_1 est petit, $\sin\theta \approx \theta$ et la largeur angulaire de la frange centrale est $\boxed{\Delta\theta = 2\frac{\lambda}{a}}$

Largeur de la tache centrale sur l'écran dans la configuration de Fraunhofer : $\theta \approx \tan\theta = \frac{x}{f_2^{'}}$

où f'_2 est la distance focale image de la lentille L_2 → $\boxed{\Delta x = \frac{2\lambda f_2^{'}}{a}}$

4.2 Diffraction par une ouverture circulaire de diamètre Φ

La tache centrale, appelée aussi « tache d'Airy », est limitée par le 1er minimum nul de I(θ), repéré par l'angle θ tel que : $\boxed{\sin\theta = 1{,}22\frac{\lambda}{\Phi}}$ → facteur 1,22 par rapport à la position du 1er minimum pour une fente de largeur a.

Si Φ >> λ, le diamètre angulaire de la tache centrale est alors : $\boxed{\Delta\theta = 1{,}22\frac{\lambda}{R}}$. Et si la figure de diffraction est observée dans le plan focal image d'une lentille de distance focale f', alors le rayon de la tache centrale est $\boxed{\rho = 1{,}22\frac{\lambda f'}{\Phi}}$

4.3 critère de Rayleigh.

La limite de résolution angulaire d'un instrument d'optique peut en fait être précisée quantitativement à l'aide du **critère de Rayleigh** : deux objets sont tout justes séparés si le milieu du pic central de diffraction de l'image de l'un correspond au premier minimum du pic central de diffraction de l'autre → $\boxed{\Delta\theta \geq \theta_R = \sin^{-1}\left(1{,}22\frac{\lambda}{\Phi}\right) \approx 1{,}22\frac{\lambda}{\Phi}}$

4.4 Diffraction par une fente double

L'intensité sur l'écran est le produit d'un terme d'interférences modulé par un terme de diffraction par une fente seule. Le nombre de franges observables dans le dispositif des fentes d'Young est limité par la diffraction.

A la limite des angles faibles 1) largeur de la frange centrale de diffraction : $\Delta x = \frac{2\lambda D}{a}$

2) interfrange de la figure d'interférences : $i = \frac{\lambda D}{d}$ → nombre n de franges d'interférences observables à l'intérieur de la frange centrale de diffraction lié au rapport d/a . Pour calculer n, faire un schéma au cas par cas.

5) Réseaux de diffraction

Un réseau plan est une structure périodique constituée de N traits semblables et parallèles, distants d'un pas d, et de longueur L très grande devant d.

On distingue deux grands types de réseaux : **les réseaux par transmission et les réseaux par réflexion.**

Les réseaux usuels comportent 50 à 500 traits par mm sur une largeur de 5 cm.

Pour N élevé, la figure de diffraction est essentiellement composée de pics principaux de diffraction pour lesquelles les N ondes diffractées sont toutes cohérentes et en phase : $\delta_{géo} = ndsin\theta = m\lambda_0$

Formule fondamentale des réseaux sous incidence normale : $\boxed{\sin\theta_m = m\lambda/d,\ m = 0, \pm1, \pm 2, \pm3,\ldots}$

m est appelé l'ordre d'interférence. Les ordres m permis sont en nombre limité avec $|m| < \frac{d}{\lambda}$

La largeur des pics principaux varie en 1/N

Utilisation en lumière polychromatique :- le spectroscope à réseau fournit autant de spectres de l'élément qu'il y a d'ordres m permis non nuls, plus une image géométrique non dispersée, correspondant à m = 0, et dont la couleur est celle de la source de lumière « brute »
- Contrairement au prisme, **le réseau dévie plus le rouge que le bleu**.

La dispersion angulaire augmente avec l'ordre d'interférence. Cet effet d'étalement croissant, induit un **recouvrement des spectres dès les ordres 2 et 3.**

Le pouvoir de résolution intrinsèque du réseau est alors défini à partir du critère de Rayleigh par : $\boxed{R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN}$. R **augmente avec l'ordre du spectre et le nombre de traits du réseau**. Plus m et/ou N sont grands, et plus des radiations proches pourront être séparées.

Réseau de Bragg : Calcul du déphasage

TD diffraction cf feuille d'exercices de Sylvain Houard

6) Polarisation des ondes planes progressives : caractère vectoriel du champ électrique dans le plan d'onde. Polarisation rectiligne

Nombreuses expériences simples (polariseurs et source de lumière suffisent)
La lumière naturelle est non polarisée.

La lumière est dite polarisée rectilignement si le champ $\vec{E}$ pointe dans une direction fixe au cours du temps.

Il existe plusieurs moyens pour obtenir une lumière polarisée rectilignement : par absorption ou dichroïsme (filtres polariseurs), par réflexion vitreuse sous incidence de Brewster , par le phénomène de biréfringence ou le phénomène de diffusion

Lors d'une réflexion sous incidence de Brewster i_B, la composante de $\vec{E}$ contenue dans le plan d'incidence est totalement supprimée et la lumière réfléchie est polarisée rectilignement selon la direction normale au plan d'incidence. Rayons réfléchi et réfracté sont alors perpendiculaires : $\boxed{i_B + i_t = \pi/2}$

Loi de Brewster : $\boxed{\tan(i_B) = \frac{n_2}{n_1}}$ → $i_B = 56°$ pour une réflexion air → verre

Loi de Malus : $\boxed{I = I_0 \cos^2_\alpha}$ Elle relie l'intensité à l'entrée et à la sortie de l'analyseur à l'angle α entre les directions caractéristiques du polariseur et de l'analyseur

TD polarisation cf feuille d'exercices de Sylvain Houard

7) Mesure de la vitesse de la lumière dans le vide : expérience de Fizeau