

1.1°) et

1.2°) Conservation de l'énergie:

et

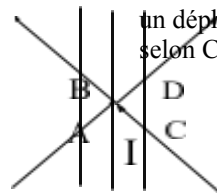
Il reste soit , valable l'argument de d'où

1.3°.α) et et

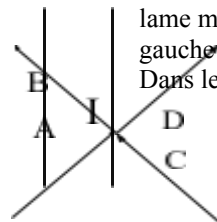
1.3°.β) et et

Pour décider de l'un ou l'autre cas, il faut imaginer que la réflexion se fait sur un plan de référence (π) et que le déphasage est du à un parcours dans l'épaisseur d'un dépôt métallique. En plus le plan de référence peut produire un déphasage de 0 ou π mais il est le même que le rayon arrive à gauche ou à droite.

Dans le cas α , le plan de référence est au milieu d'une couche métallique; un déphasage de se fait selon le trajet AIB pour le rayon de gauche et selon CID pour le rayon de droite.



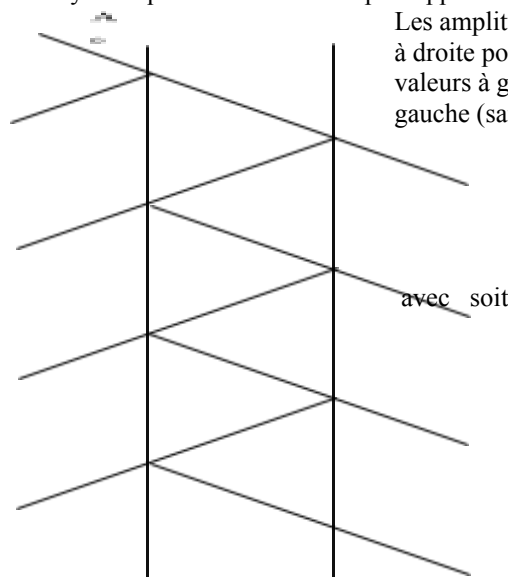
Dans le cas β , le plan de référence est confondu avec une des faces de la lame métallique; un déphasage de se fait selon IAB pour le rayon de gauche et aucun déphasage pour le rayon de droite.



Dans le Fabry-Pérot (dépôt métallique sur verre), c'est le cas réalisé.

2.1°) On prend et et on pose

Les lames sont supposées symétriques l'une de l'autre par rapport au plan médian.



Les amplitudes indiquées dans la lame sont les valeurs à droite pour l'onde se propageant vers la droite et les valeurs à gauche pour l'onde se propageant vers la gauche (sans indication des facteurs exponentiels).

avec soit

avec ; on bien (ainsi, on aurait pu avoir à partir de); la période en est égale à et sont périodiques en fréquence de périodicité

2.2°) .

On a un maximum de $\frac{1}{2}$ égal à $\frac{1}{2}$ si $\frac{1}{2}$ soit si $\frac{1}{2}$ et un minimum égal à $\frac{1}{2}$ voisin de 0 si $\frac{1}{2}$ soit si $\frac{1}{2}$; la courbe représentative est donnée ci-contre.

Soit la largeur à mi-hauteur d'un pic avec tel que $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$ et donc les pics sont très étroits.

2.3°) Entre deux pics successifs (la moitié de la longueur d'onde).

2.4°) Si $\frac{1}{2}$, les abscisses des pics associés à $\frac{1}{2}$ sont $\frac{1}{2}$ et celles des pics associés à $\frac{1}{2}$ sont $\frac{1}{2}$; on obtient une série de doubles pics.

2.5°) A la limite de séparation le bord droit, à mi-hauteur, d'un pic, coïncide avec le bord gauche, à mi-hauteur de l'autre pic.

La courbe ci-contre représente les deux pics dans cette position et la courbe résultante.

On aura séparation si $\frac{1}{2}$ soit si $\frac{1}{2}$

Mais ou

2.6°)

or

soit

2.7°) Le double pic peut être dû au voisinage d'un pic d'ordre q pour la radiation de longueur d'onde λ et d'un pic d'ordre $q+p$ pour la radiation de longueur d'onde λ : et ; on a confusion des deux pics si $\frac{1}{2}$ avec ; pour λ de l'ordre de λ , soit 300 nm pour λ ; or $d=5\text{cm}$; pour des raies de structure hyperfine: on peut conclure avec certitude.

2.8°)

2.9°)

2.10°) =

=

avec ; il y a résonance pour λ .

2.11°) A travers une surface S parallèle aux miroirs, entre eux, le flux du vecteur de Poynting est $\frac{1}{2}$ et représente la différence entre le flux d'énergie dû à l'onde $+$ et celui dû à l'onde $-$.

2.12°) Avec n entier relatif: $\frac{1}{2}$; à mi-hauteur $\frac{1}{2}$ d'où $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$.

Le facteur 4 a été oublié dans le texte qui précisait bien largeur à mi-hauteur et non demi-largeur à mi-hauteur.

2.13°) On tient compte des durées de propagation; on étudie le régime transitoire du Fabry-Pérot; on prend la date $t=0$ quand le premier rayon transmis sort de l'appareil.

avec (résonance) soit $\frac{1}{2}$ et avec $\frac{1}{2}$; tend vers zéro quand n tend vers l'infini; on se ramène à $\frac{1}{2}$ après un décalage des temps légitime de $2d/c$ quand on passe d'une fonction discontinue en escalier à une fonction continue.

et $\frac{1}{2}$; tend vers zéro quand n tend vers l'infini.

2.14°) ; on ne trouve pas la formule du texte dans lequel l'exposant 2 a vraisemblablement été oublié.

2.16°)

2.16°) (on trouve $\frac{1}{2}$ en prenant la demi-largeur à demi-hauteur).

2.17°) A l'instant initial, l'onde arrête d'émerger du Fabry-Pérot; la série géométrique est tronquée au début alors que c'était à la fin en 2.13°; d'où et de même: d'où et

2.18°) Pour les deux intensités, la limite, quand n tend vers l'infini, est nulle alors qu'en 2.13° elle est et 0 respectivement.

2.19°) L'onde n'est pas résonnante: si , pour l'établissement: et alors que pour la rupture, les deux intensités tendent vers zéro.

2.20°) On indique « lentement » car il faut qu'un régime quasi-stationnaire soit réalisé et donc que la durée de déplacement soit très supérieure au temps de stockage de la cavité.

3.1°) On considère 2 miroirs identiques (pas dit dans le texte):

(formule de conjugaison de Newton) implique qu'après deux réflexions l'image A_2 se confond avec l'objet A; le grandissement transversal, selon les formules de Newton, après ces deux réflexions est et l'image d'un petit objet rectiligne perpendiculaire à l'axe est renversée; après 4 réflexions, deux sur chaque miroir, l'image d'un petit objet rectiligne perpendiculaire à l'axe se confond avec l'objet. D'après la relation de Lagrange-Helmoltz pour un miroir et +1 pour un nombre pair de miroirs; on a donc le grandissement angulaire $G=1$.

Après 4 réflexions le rayon repart du même point de l'axe dans les mêmes direction et sens.

3.2°) $L = 2f = R$ (rayon des miroirs)

Soit A le point sur l'axe de révolution; tout rayon issu de A repasse en A après 4 réflexions, dans le cadre de l'approximation de Gauss, d'où: ; le chemin optique ne dépend pas du rayon considéré (stigmatisme approché); il ne dépend pas de l'angle d'inclinaison; en posant , on a le tableau suivant des amplitudes internes (juste avant sortie de la cavité):

	Faisceau 1	Faisceau 2	Faisceau 3	Faisceau 4
Passage 1				
Passage 2				
Passage 3				

où sont les déphasages le long des trajets internes.

On vérifie que la somme des quatre intensités est l'intensité incidente.

3.3°) Le trajet admet $z'z$ comme axe de symétrie d'où et ; à la résonance

sont en phase si q est pair et en opposition de phase si q est impair.

3.4°) Les rayons (1) et (3) sont confondus avec $z'z$; on se retrouve dans le cas d'un Fabry-Pérot plan-plan d'où ce qu'on retrouve mais par un calcul compliqué en faisant interférer les ondes (1) et (3).

4.1°) Du fait de la symétrie de révolution (xOz et yOz , plans de symétrie équivalents), on peut montrer facilement qu'entre grandeurs de sortie et grandeurs d'entrée, pour un rayon quelconque:

Ceci revient à étudier la projection d'un rayon sur les plans xOz et yOz ; il suffit d'étudier la marche d'un rayon méridien.

4.2°) On obtient quatre relations:

a) Dans le vide de gauche à droite:

b) Réflexion sur M_2 , à droite: avec la relation de conjugaison (origine au sommet):

c) Dans le vide de droite à gauche:

d) Réflexion sur le miroir de gauche M_1 :

D'où par éliminations successives, la relation matricielle:

On remarque que le déterminant de la matrice de transfert vaut l'unité; on peut le voir par calcul direct ou bien en calculant la matrice comme produit de quatre matrices élémentaires chacune de déterminant unité.

4.3°) ; dans la base des vecteurs propres de M , M et sa puissance n sont diagonales d'éléments diagonaux les valeurs propres: λ_1 et λ_2 ; on en déduit que la solution dans la base des vecteurs propres est $\vec{v} = \vec{v}_1 e^{\lambda_1 n} + \vec{v}_2 e^{\lambda_2 n}$ et ; à l'aide de la matrice de changement de base, on repasse dans la base initiale; et $\vec{v}$ sont donc combinaisons linéaires de $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$; les coefficients ne dépendent pas de n ; l'équation aux valeurs propres, avec le déterminant de la matrice de transfert égal à l'unité est: $\lambda^2 - (a+d)\lambda + 1 = 0$; on en déduit que le produit des valeurs propres (complexes) vaut l'unité: $\lambda_1 \lambda_2 = 1$; les valeurs propres peuvent s'écrire sous la forme: $\lambda = e^{\pm i\theta}$ et ; si l'une des racines a un module supérieur à l'unité et donc $|\lambda| > 1$ et $|\lambda| < 1$ divergent quand n devient grand: il y a instabilité. Pour avoir stabilité, il faut $|\lambda| = 1$.

4.4°) Les deux valeurs propres sont imaginaires: $\lambda = \pm i\theta$ et ; de ce fait: $\cos \theta = \frac{a+d}{2}$; la condition de stabilité est donc: $|\cos \theta| \leq 1$ soit en remplaçant a et d par leurs valeurs et en posant le résultat: $|a+d| \leq 2$.

4.5°) Le domaine de stabilité est compris entre les deux branches de l'hyperbole équilatère.

Pour le Fabry-Pérot plan-plan les rayons de courbures sont infinis: le point $(1,1)$ est le point représentatif.

Pour le Fabry-Pérot confocal les rayons sont égaux à L , le point représentatif est l'origine des axes.

4.6°) On veut $\cos \theta = \frac{a+d}{2}$, $\sin \theta = \frac{b-c}{2}$, (matrice unité); dans la base des vecteurs propres, cette propriété reste vraie d'où $\vec{v} = \vec{v}_1 e^{\lambda_1 n} + \vec{v}_2 e^{\lambda_2 n}$ et du fait que le produit des valeurs propres vaut l'unité: $\lambda_1 \lambda_2 = 1$ et ; d'où $\lambda = e^{\pm i\theta}$; avec les rayons égaux L ce qui conduit à l'équation de racines $\lambda^2 - 2\cos \theta \lambda + 1 = 0$.

4.7°) $\vec{v}$ sont combinaisons linéaires de $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$ avec des coefficients indépendants de k ; on en déduit $\vec{v} = \vec{v}_1 e^{\lambda_1 n} + \vec{v}_2 e^{\lambda_2 n}$ et ; il suffit que pour avoir toutes les valeurs possibles; on a bien n taches qui se répartissent sur une ellipse définie par son équation paramétrique.

4.8°) Si le trou est assez petit, le faisceau ne ressort plus quand L n'a pas exactement une des valeurs précédentes mais les taches en grand nombre, recouvrent une courbe proche de l'ellipse.

4.9°) Cavité multipassage: si n est élevé, le faisceau sera très affaibli (multiplication de l'intensité par $|\lambda|^{2n}$); pour le Fabry-Pérot sphérique, à résonance, $\lambda = \pm 1$; il est meilleur du point de vue de l'intensité émergente.