

Interférences par division d'amplitude

Introduction

I Interféromètre de Michelson

I.1 Description de l'interféromètre

L'interféromètre de Michelson est constitué essentiellement de :

- Deux miroirs plans : $(\mathcal{M}_1)$ mobile (grâce au vis de chariotage V_3), et $(\mathcal{M}_2)$ fixe. L'angle entre ces deux miroirs peut être égal ou différent de $\frac{\pi}{2}$ (grâce au vis de réglage grossier V_1 et au vis de réglage fin V_2).
- Une lame de verre $\mathcal{S}_p$ appelée *lame séparatrice*, traitée en sa surface par un dépôt métallique afin d'être semi-réfléchissante. Le rôle de $\mathcal{S}_p$ est de réaliser la division d'amplitude.
- Une lame de verre $\mathcal{C}_p$ appelée *lame compensatrice*, identique à $\mathcal{S}_p$ sauf qu'elle n'est pas traitée en surface. $\mathcal{C}_p$ et $\mathcal{S}_p$ sont parfaitement parallèles grâce au vis de réglage V_0 .

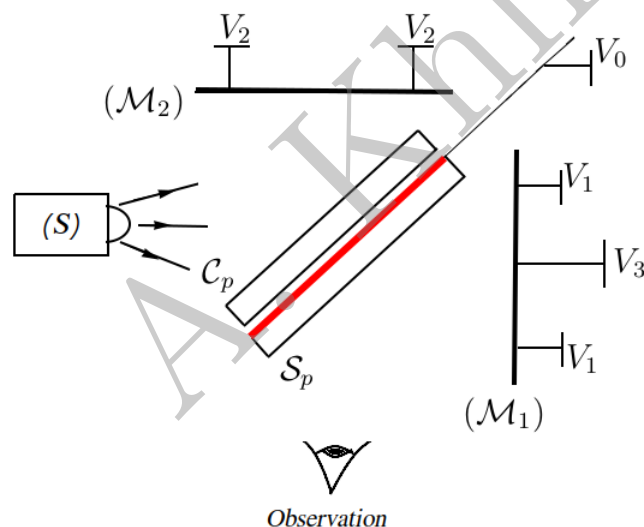


Figure 1.1: Schéma descriptif de l'interféromètre de Michelson

Une onde lumineuse issue de la source S arrive sur la séparatrice et donne lieu à deux ondes de même amplitude : une onde qui va traverser $\mathcal{S}_p$ vers le miroir $(\mathcal{M}_1)$ et l'autre qui est réfléchie par $\mathcal{S}_p$ vers $(\mathcal{M}_2)$.

Après réflexion sur $(\mathcal{M}_1)$ et $(\mathcal{M}_2)$, les deux ondes se retrouvent de nouveau sur $\mathcal{S}_p$ où, chacune d'elles, va à son tour de diviser de nouveau en deux parties : une partie qui se dirige vers la source S , et une autre vers l'observateur. On s'intéressera aux dernières.

Remarque :

À l'entrée de l'interféromètre, on interpose souvent un filtre anticalorique pour protéger l'interféromètre contre la chaleur dégagée des différentes sources de lumière.

I.2 Rôle de la lame compensatrice

Comme son nom l'indique, la lame compensatrice permet de compenser la différence de marche supplémentaire introduite par la traversée de la lame séparatrice. Le schéma de la figure 1.2 ci-bas illustre le principe : sans compensatrice (figure 1.2(a)), le rayon lumineux indexé (1) (rayon en bleu) traverse une seule fois un milieu d'indice n (*i.e.* le verre de $\mathcal{S}_p$), tandis que le rayon indexé 2 (rayon en rose) traverse le même milieu trois fois, ce qui engendre une différence de marche entre ces deux rayons qui est due à la traversée de la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$. Sur la figure 1.2(b), en présence de la lame compensatrice $\mathcal{C}_p$ la différence de marche précédemment évoquée est compensée, et les rayons 1 et 2 traversent tous deux le milieu d'indice n trois fois.

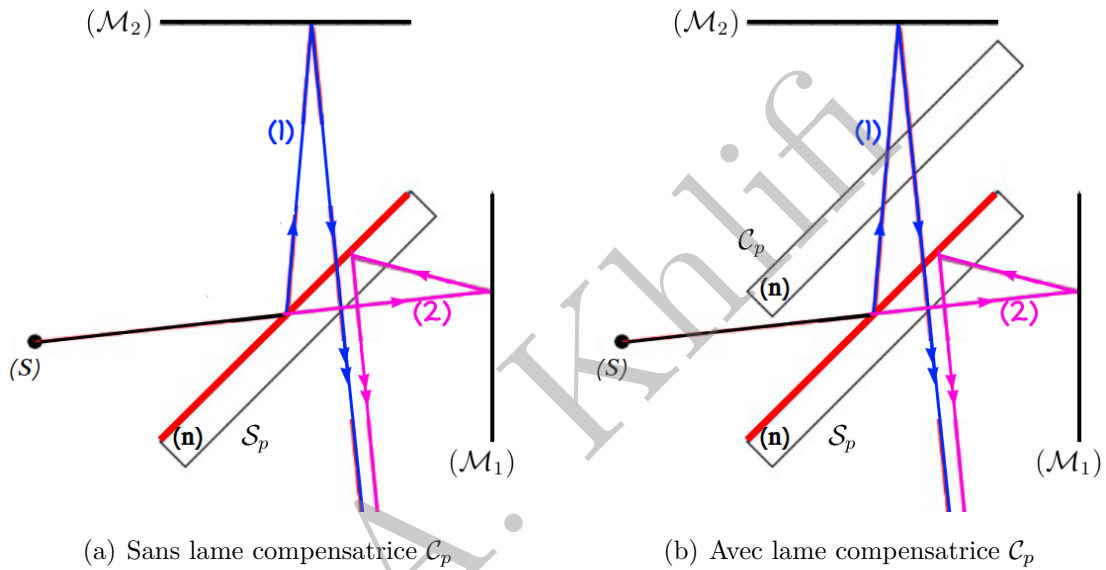


Figure 1.2: Schéma explicatif du rôle de la lame compensatrice (le phénomène de réfraction au changement de milieu n'est pas pris en compte).

Compte tenu du fait qu'en présence de $\mathcal{C}_p$, la traversée de la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$ d'épaisseur e et d'indice n n'engendre plus de différence de marche supplémentaire entre les rayons qui

interfèrent, il s'en suit alors que l'ensemble $\{\mathcal{C}_p, \mathcal{S}_p\}$ peut être modélisé simplement par la lame $\mathcal{S}_p$ d'épaisseur dont on supposera l'épaisseur nulle ($e = 0$).

I.3 Configurations de l'interféromètre

Lorsque les deux miroirs $(\mathcal{M}_1)$ et $(\mathcal{M}_2)$ sont parfaitement orthogonaux entre eux, on dit que l'interféromètre de Michelson est configuré en *lame d'air* d'épaisseur e . Cette lame est constituée de $(\mathcal{M}_2)$ et du miroir *fictif* $(\mathcal{M}'_1)$ image de $(\mathcal{M}_1)$ par rapport à la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$ (voir figure 1.3(a)).

Lorsque les miroirs $(\mathcal{M}_1)$ et $(\mathcal{M}_2)$ ne sont pas parfaitement orthogonaux, l'interféromètre de Michelson est dit configuré en *coin d'air* d'angle α . Le coin d'air en question est à son tour constitué de $(\mathcal{M}_2)$ et du miroir *fictif* $(\mathcal{M}'_1)$ image de $(\mathcal{M}_1)$ par rapport à la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$ (voir figure 1.3(b)).

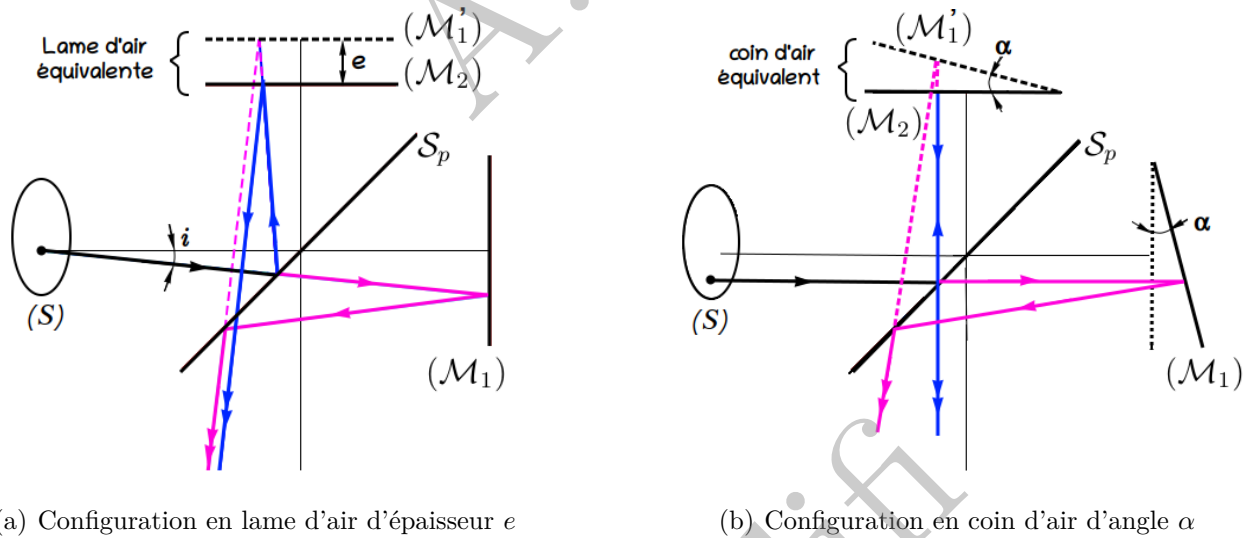


Figure 1.3: Schéma illustratif des deux configurations possibles de l'interféromètre de Michelson.

II Lame d'air éclairée par une source large

On suppose dans cette partie que l'interféromètre de Michelson est configuré en lame d'air d'épaisseur e et qu'il est éclairé par une source primaire (S) supposée monochromatique et géométriquement large.

II.1 Théorème de localisation

L'inconvénient de l'utilisation d'une source ponctuelle est que la figure d'interférences obtenue est très peu lumineuse. Pour remédier à ceci, on peut penser à élargir la taille de la source.

Toutefois, une source étendue est constituée d'une infinité de sources ponctuelles toutes incohérentes entre elles et qui donnent chacune sa propre figure d'interférences. La superposition sur l'écran d'observation de toutes ces figures, décalées les unes par rapport aux autres, conduit généralement à un brouillage et une perte de contraste si la taille ℓ de la source dépasse une certaine valeur limite ℓ_c (*i.e.* largeur de cohérence spatiale).

Cependant, pour les systèmes interférentiels à division d'amplitude ce n'est pas le cas : en élargissant la source primaire (S) le phénomène d'interférence reste toujours possible à obtenir, seulement, *il devient localisé*. Il s'agit du *théorème de localisation* qu'on admettra.

II.2 Marche des rayons lumineux

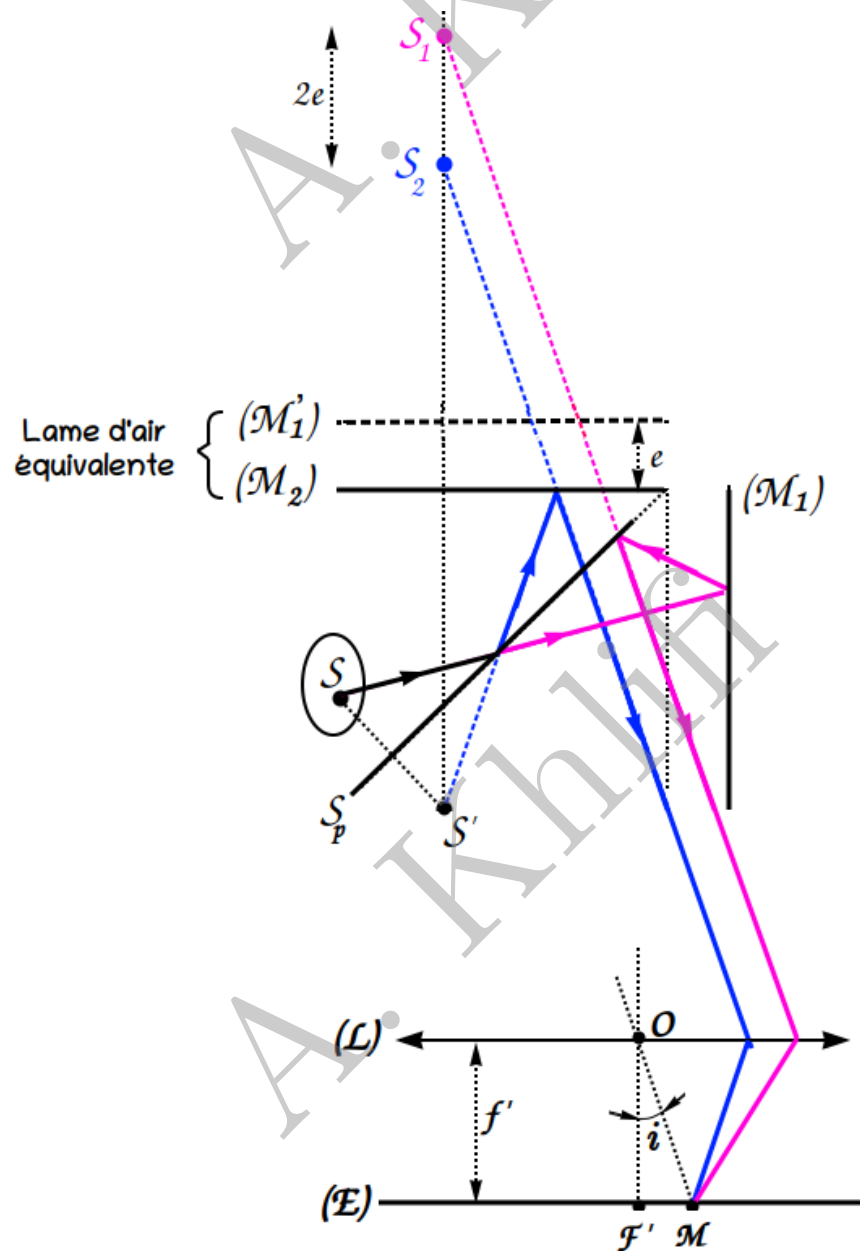


Figure 1.4: Configuration lame d'air : marche des rayons lumineux

Un rayon lumineux d'intensité I_0 issu de la source primaire (S) (monochromatique et large) sous un angle d'incidence i , se divise -au niveau de la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$ - en deux rayons d'intensité $I_0/2$ chacun, l'un transmis vers le miroir ($\mathcal{M}_1$) et l'autre réfléchi vers le miroir ($\mathcal{M}_2$). Après réflexion sur ces deux miroirs, les deux rayons émergent de l'interféromètre avec une intensité $I_0/4$ chacun et parallèlement l'un à l'autre : les interférences sont ainsi localisées à l'infini. Pour pouvoir les observer on utilise une lentille convergente et un écran d'observation placé dans son plan focal image (figure 1.4).

II.3 Calcul de la différence de marche

En désignant par (S') l'image de la (S) par rapport à la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$:

$$S' = \mathfrak{Im}(S/\mathcal{S}_p)$$

les prolongements des deux rayons qui interfèrent font que ceux-ci semblent être issus de deux sources secondaires fictives S_1 et S_2 images de S' par rapport à la lame d'air (figure 1.4), telles que :

$$S_1 = \mathfrak{Im}(S'/(\mathcal{M}'_1)) \quad \text{et} \quad S_2 = \mathfrak{Im}(S'/(\mathcal{M}_2))$$

Ainsi, la différence de marche $\delta(M)$ entre les deux rayons qui interfèrent au point M peut se calculer en se référant à la figure 1.5 ci-contre :

$$\delta(M) = S_1M - S_2M = S_1H$$

soit alors :

$$\delta(M) = 2e \cdot \cos(i) \quad (1.1)$$

II.4 Figure d'interférences

Les franges d'égale intensité observées sur l'écran sont telles que :

$$I(M) = cte \iff \delta(M) = cte \iff i(M) = cte$$

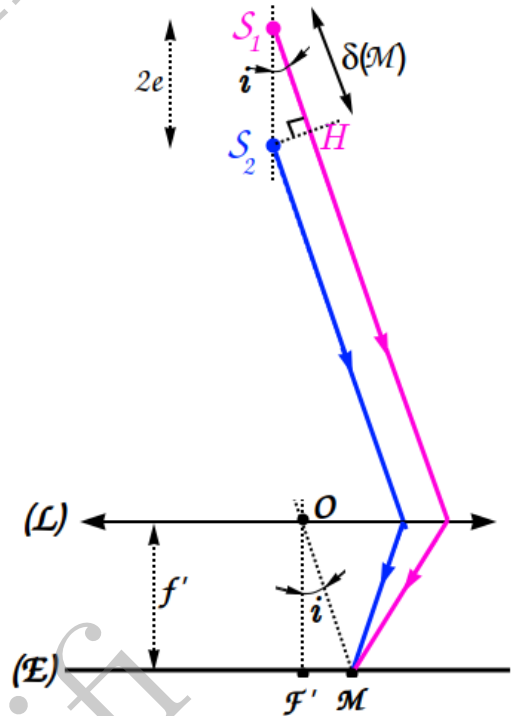


Figure 1.5: Calcul de la différence de marche

Il s'agit alors de franges circulaires appelées franges d'égale inclinaison (figure 1.6 ci-contre) de centre F' et de rayons $r(M) = F'M$.

Pour $i(M) \ll$ on a : $\cos(i) \simeq 1 - \frac{i^2}{2}$ où $i \simeq \text{tg}(i) = \frac{r(M)}{f'}$, d'où la différence de marche (1.1) en M peut s'écrire :

$$\delta(M) = 2e \left(1 - \frac{r^2(M)}{2f'^2} \right) \quad (1.2)$$

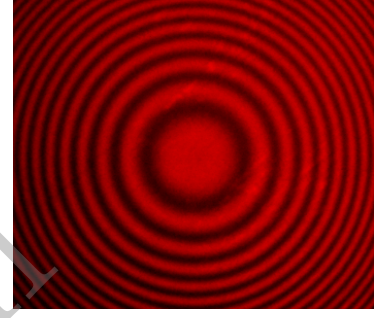


Figure 1.6: Anneaux d'égale inclinaison

L'ordre d'interférences est alors :

$$p(M) = \frac{\delta(M)}{\lambda} = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{r^2(M)}{2f'^2} \right) = p_0 \left(1 - \frac{r^2(M)}{2f'^2} \right) \quad (1.3)$$

où $p_0 = p(F') = p_{max}$ est l'ordre au centre F' de la figure d'interférences (obtenu pour un angle d'incidence nul $i = 0$). Il s'agit aussi de l'ordre maximal du moment que plus on s'éloigne du centre F' ($r(M) \nearrow$), plus l'ordre diminue ($p(M) \searrow$).

L'anneau situé en un point M de l'écran est donc de rayon $r(M)$ donné par :

$$r(M) = f' \sqrt{2 \left(1 - \frac{p(M)}{p_0} \right)} \quad (1.4)$$

Remarques :

- Plus on s'éloigne du centre plus les anneaux se resserrent.
- Si on augmente l'épaisseur e de la lame d'air, l'ordre au centre p_0 augmente et par conséquent le rayon $r(M)$ de l'anneau situé en M augmente : les anneaux naissent au centre de l'écran et défilent vers la périphérie. Inversement, si on diminue e , les anneaux défilent de la périphérie de l'écran vers son centre où ils disparaissent.

II.5 Contact optique

Le contact optique correspond à la configuration de l'interféromètre de Michelson en une lame d'air d'épaisseur nulle $e = 0$ (*i.e.* encore, en un coin d'air d'angle nul $\alpha = 0$) : le miroir ($\mathcal{M}_2$) et le miroir fictif ($\mathcal{M}_1'$) sont ainsi confondus.

Au contact optique on a :

$$\delta(M) = 2e \cdot \cos(i(M)) = 0 \quad \text{quelque soit } M$$

ce qui implique que l'écran est uniformément éclairé. La teinte ainsi observée est dite teinte plate (encore teinte sensible).

III Coin d'air éclairé par une source large

On suppose dans cette partie que l'interféromètre de Michelson est configuré en un coin d'air d'angle α très faible. Il est éclairé, sous une incidence normale, par une source monochromatique émettant une radiation de longueur d'onde λ , mais qui est toujours géométriquement large.

III.1 Marche des rayons lumineux

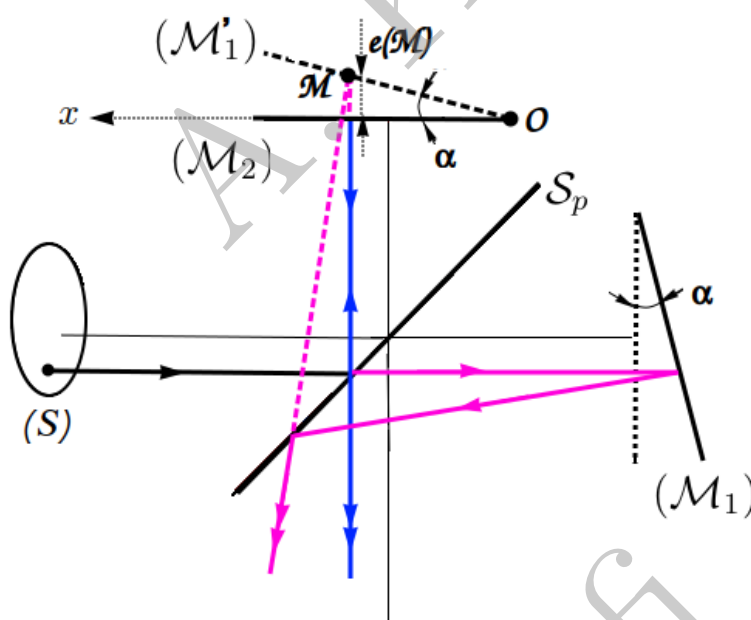


Figure 1.7: Configuration coin d'air : marche des rayons lumineux.

Un rayon lumineux issu de la source primaire S se divise en deux rayons au niveau de la lame séparatrice $\mathcal{S}_p$. Après réflexions sur les miroirs $(\mathcal{M}_1)$ et $(\mathcal{M}_2)$, les deux rayons semblent diverger à leur émergence de l'interféromètre. Cependant, leurs prolongements se coupent en un point M situé sur le miroir fictif $(\mathcal{M}'_1)$ image de $(\mathcal{M}_1)$ par la séparatrice $\mathcal{S}_p$ (figure 1.7) : on dit alors que les interférences sont localisées sur le coin d'air.

Dans la pratique, pour les observer on peut -moyennant une lentille convergente de focale f' - faire leur projection sur un écran placé à une distance $D > 4f'$ par rapport au miroir $(\mathcal{M}_2)$.

III.2 Différence de marche et figure d'interférences

On se réfère à la figure 1.7 ci-haut.

La différence de marche vaut :

$$\delta(M) = S_1M - S_2M \simeq 2e(M) \quad (1.5)$$

où $e(M)$ représente l'épaisseur du coin d'air au niveau du point M intersection des prolongements des deux rayons qui interfèrent.

Comme l'angle α du coin d'air est très faible, il s'en suit que :

$$\alpha \simeq \tan(\alpha) = \frac{e(M)}{x}$$

où x désigne l'abscisse du point M . Soit enfin,

$$\delta(M) \simeq 2\alpha x \quad (1.6)$$

Les franges d'égale intensité sont telles que :

$$\delta(M) = cte \iff e(M) = cte \iff x = cte$$

il s'agit alors de franges rectilignes et équidistantes (*i.e.* d'interfrange constante $i = \frac{\lambda}{2\alpha}$) parallèles à l'arête du coin d'air. Elles sont dites franges d'égale épaisseur (figure 1.8 ci-contre).

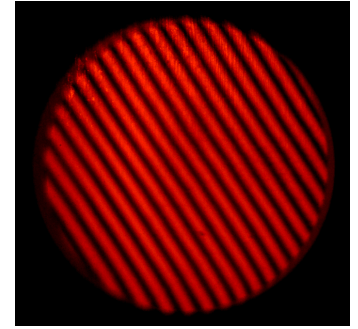


Figure 1.8: *Franges d'égale épaisseur*

IV Interférences avec une lumière blanche

Quand la source primaire S est une source de lumière blanche émettant ainsi toutes les radiations du spectre visible, chaque radiation va donner sa propre figure d'interférences.

La frange centrale est brillante pour toutes ces radiations : elle est alors de couleur blanche.

Plus on s'éloigne de la frange centrale, plus les couleurs se dispersent : on parle d'irisations ou encore de franges irisées. Si on continue à s'éloigner davantage, pour une certaine valeur δ_c de la différence de marche δ au delà de ces irisations, la superposition d'un très grand nombre de franges brillantes est perçue par l'œil comme du blanc : il s'agit du blanc d'ordre supérieur.

C'est un blanc auquel manque quelques radiations qui ont été éteintes par interférences destructives en cette position δ . La figure 1.9 illustre l'ensemble de ces points.

Le spectre du blanc d'ordre supérieur présente des cannelures (*i.e.* qui correspondent aux

radiations éteintes), il est dit spectre cannelé.

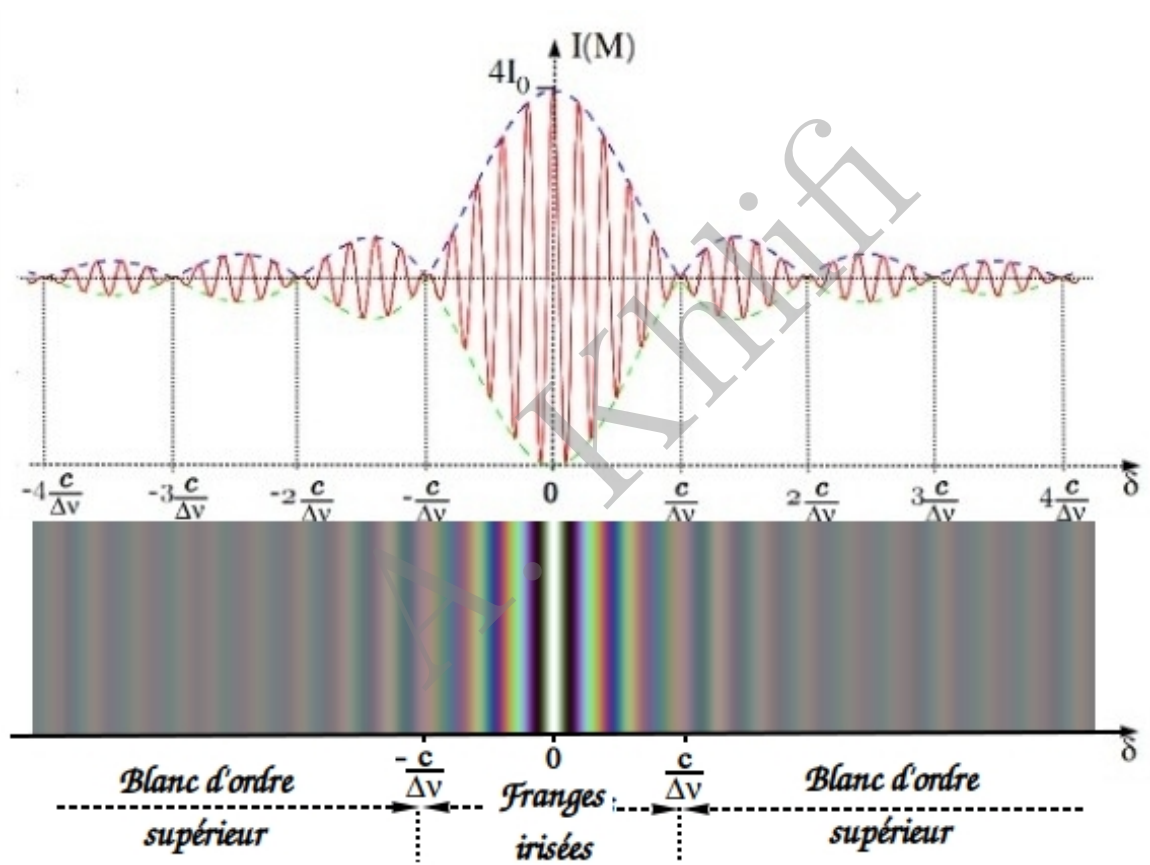


Figure 1.9: Interférences avec une lumière blanche : courbe d'intensité en haut et aspect de l'écran d'observation en bas