LA PHYSIQUE ANIMEE

Les battements optiques obtenus avec un interféromètre de Michelson

Introduction :

Nous avons déjà évoqué, dans deux vidéos de la collection « La physique animée », le phénomène de battements qui résulte de la superposition de deux ondes d'amplitudes semblables et de fréquences proches.

Tout d'abord, dans la vidéo sur les battements acoustiques, lorsque nous superposons deux sons émis à une fréquence légèrement différente : le son résultant semble littéralement battre autour d'une fréquence moyenne, avec une intensité sonore qui sans cesse varie.

Puis, dans la vidéo consacrée aux moirés, dans laquelle nous avons donné des exemples de battements spatiaux, motifs qui apparaissent à l'œil lors de la superposition de 2 peignes de fréquence différente.

Nous allons, dans cette vidéo de la collection « La physique animée », illustrer, cette fois, les battements optiques en utilisant l'interféromètre de Michelson réglé en lame d'air et une source lumineuse à vapeur de sodium, émettant deux radiations de fréquences très proches.

1. Des battements optiques ou « Pourquoi des anneaux disparaissent ? »

Reprenons l'interféromètre de Michelson tel que nous l'avions laissé à la fin de la vidéo consacrée à la configuration en « lame d'air ».

Mais, cette fois, utilisons comme source lumineuse une lampe à vapeur de sodium.

Elle contient un doublet de radiations, c'est-à-dire deux radiations monochromatiques de longueurs d'onde que nous noterons :

$$\lambda_1 = \lambda_0 - \Delta\lambda / 2 \text{ et } \lambda_2 = \lambda_0 + \Delta\lambda / 2$$

très proches l'une de l'autre, avec une longueur d'onde moyenne $\lambda_0 = 589,3\,nm$ qui nous donnera une couleur orange et un écart en longueur d'onde $\Delta\lambda = 0,6\,nm$.

La position du premier miroir (M_1) est fixée.

Déplaçons le second miroir (M_2) en « chariotant » et posons notre regard sur un écran d'observation situé dans le plan focal image d'une lentille de projection : nous observons une figure d'interférences dont le contraste dépend de la distance e entre les miroirs.

Les anneaux clairs se distinguent nettement des anneaux sombres pour certaines valeurs de cette distance (on parle de « coïncidences ») alors que pour d'autres valeurs, le contraste devient nul (on parle « d'anti – coïncidences ») : l'écran est éclairé de manière uniforme et plus aucune frange d'interférences n'apparaît sur l'écran !

On observe des battements optiques, comparables aux battements acoustiques obtenus avec ces deux jazzoflutes.

Et également comparables aux battements spatiaux qui apparaissent lorsque l'on superpose deux peignes de fréquences différentes.

Comment interpréter l'apparition puis la disparition de ces anneaux ?

Les radiations de longueurs d'onde différentes λ_1 et λ_2 sont des sources incohérentes et n'interfèrent pas entre elles.

Chaque longueur d'onde produit son propre réseau d'interférences, c'est-à-dire son propre réseau d'anneaux brillants et sombres.

Pour obtenir un écran éclairé de manière uniforme, il faut qu'il y ait « anti – coïncidences », c'est - à - dire que les anneaux clairs (pour la longueur d'onde λ_2 par exemple) coïncident, spatialement, avec les anneaux sombres pour la longueur d'onde λ_1.

On parlera de « coïncidences » dans le cas contraire, c'est – à dire quand les anneaux clairs des deux longueurs d'onde se sont superposent.

On a un anneau clair au centre de l'écran pour la seconde longueur d'onde si l'ordre d'interférence est un entier p :

$$\frac{2e}{\lambda_2} = p$$

On aura un anneau sombre au centre pour la première longueur d'onde si l'ordre d'interférence est demi - entier :

$$\frac{2e}{\lambda_1} = q + \frac{1}{2}$$

Soit, en soustrayant les deux équations et en notant m = q – p :

$$\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)2e = m + \frac{1}{2}$$

D'où l'épaisseur entre les miroirs pour laquelle il y a anti - coïncidences :

$$e = \frac{1}{2}(m + \frac{1}{2})\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{1}{2}(m + \frac{1}{2})\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

Notons alors e_1 et e_2 deux positions successives du second miroir pour lesquelles on observe des anti – coïncidences, obtenues pour les entiers m et m + 1 :

$$e_1 \approx \frac{1}{2}\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \qquad e_2 \approx \frac{1}{2}(m + 1 + \frac{1}{2})\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

On en déduit la distance Δe entre deux annulations successives du contraste des franges :

$$\Delta e = e_2 - e_1 = \frac{1}{2}\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

Mesurons expérimentalement :

$$e_1 = 9{,}47\ mm \quad ; \quad e_2 = 9{,}73\ mm \quad ; \quad \Delta e = e_2 - e_1 = 0{,}26\ mm$$

Et évaluons l'écart en longueur d'onde entre les deux radiations du doublet du sodium :

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2}\frac{\lambda_0^2}{\Delta e} \approx 0{,}6\ nm$$

Ce que l'on vient de réaliser est un premier exemple de « spectrométrie interférentielle », autrement dit, l'analyse d'une figure d'interférences permet de déterminer le profil spectral d'une source de lumière, très simple ici puisqu'il s'agit de deux radiations supposées monochromatiques et de longueur d'onde voisines.

Ou plus compliqué, dans le cas du spectre de la lumière du soleil une fois arrivée sur le sol terrestre.

C'est une des applications importantes de l'interféromètre de Michelson.