



HAL
open science

Interprétation d'un phénomène interférentiel par des observateurs en mouvement relatif

M. Risco

► **To cite this version:**

M. Risco. Interprétation d'un phénomène interférentiel par des observateurs en mouvement relatif. Journal de Physique et le Radium, 1952, 13 (10), pp.441-444. 10.1051/jphysrad:019520013010044100 . jpa-00234619

HAL Id: jpa-00234619

<https://hal.science/jpa-00234619>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**INTERPRÉTATION D'UN PHÉNOMÈNE INTERFÉRENTIEL
PAR DES OBSERVATEURS EN MOUVEMENT RELATIF**

Par M. RISCO,

Maître de Recherches au C. N. R. S.

Sommaire. — Un phénomène interférentiel se présente d'une façon différente pour des observateurs en mouvement relatif, car, en changeant de référentiel, il s'introduit des modifications de l'état ondulatoire et de l'aspect cinématique des franges. Dans le cas de franges rectilignes mobiles (pulsations), il est aisé de trouver de nombreux référentiels dans lesquels les franges sont au repos. Parmi ces référentiels, il y en a un qui jouit du privilège de présenter le phénomène sous les caractéristiques propres à un état « stationnaire ». Il en découle la possibilité d'admettre, pour le phénomène des interférences, une interprétation de type corpusculaire, tout au moins dans le cas étudié où les ondes qui se superposent ont une amplitude égale. L'application des principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement confirme les résultats obtenus par la méthode ondulatoire, mais l'on arrive à la conclusion que deux corpuscules se forment, c'est-à-dire une paire, lors du choc de deux photons dans le champ d'interférences.

1. Supposons que, dans un certain référentiel, un expérimentateur, en utilisant deux sources lumineuses cohérentes, fasse interférer deux faisceaux de rayons parallèles d'une même amplitude, mais de fréquences et de directions différentes en général. Le phénomène qu'il observe sera caractérisé par une série de plans parallèles et équidistants, alternativement d'intensités maxima et minima, qui défilent à travers le champ, animés d'une translation de vitesse constante.

Par un changement adéquat de référentiel, on peut arriver, comme nous allons le voir, non seulement à arrêter le mouvement des plans lumineux, ce qui immobilise les franges, mais aussi à transformer l'état interférentiel primitif dans un état rigoureusement stationnaire. Il s'ensuit que le phénomène d'interférences en question est l'un de ceux qui admettent une interprétation corpusculaire. Nous serons ainsi amenés à étudier, dans le paragraphe 6, l'origine possible des corpuscules, qui pourraient bien provenir des chocs mutuels entre des photons émis par les sources.

2. En désignant par ν_1 et ν_2 les fréquences des deux systèmes d'ondes planes et par α_1, β_1 et α_2, β_2 les cosinus directeurs des rayons correspondants, nous pouvons représenter les variables lumineuses, dans le référentiel de l'observateur, sous la forme

$$s_1 = \cos 2\pi\nu_1 \left(t - \frac{\alpha_1 x + \beta_1 y}{c} \right),$$

$$s_2 = \cos 2\pi\nu_2 \left(t - \frac{\alpha_2 x + \beta_2 y}{c} \right).$$

Appelons 2φ l'angle compris entre les deux directions de propagation. L'orientation de l'ensemble constitué par les faisceaux sera définie d'autre part par l'angle θ qui forme la bissectrice OB des rayons avec l'axe des abscisses (fig. 1). Les inclinaisons ψ_1

et ψ_2 des rayons I et II par rapport à cet axe sont donc

$$\psi_1 = \theta + \varphi, \quad \psi_2 = \theta - \varphi,$$

d'autre part,

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \cos(\theta + \varphi), & \beta_1 &= \sin(\theta + \varphi) \\ \alpha_2 &= \cos(\theta - \varphi), & \beta_2 &= \sin(\theta - \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

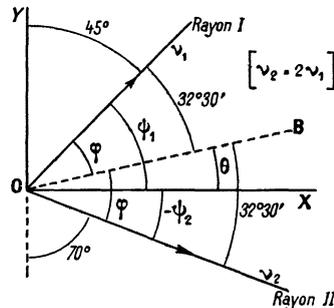


Fig. 1.

Maintenant, si l'on soumet les faisceaux lumineux à la transformation de Lorentz-Einstein la plus simple, en utilisant deux référentiels dont les axes des abscisses glissent l'un sur l'autre dans la direction de la translation, on pourra disposer de l'orientation commune de ces systèmes d'axes et de leur vitesse relative, c'est-à-dire de θ et de v , pour trouver un référentiel X'Y' dans lequel le phénomène interférentiel devienne stationnaire; ce qui requiert, évidemment, que les deux faisceaux de rayons parallèles aient en X'Y' une même fréquence et qu'ils se propagent en suivant une même direction, mais en des sens inverses. Nous arrivons ainsi à un système d'équations qui s'écrit, sous forme abrégée,

$$\left. \begin{aligned} \nu'_1 &= \nu'_2 \\ \alpha'_1 &= -\alpha'_2, & \beta'_1 &= -\beta'_2. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Or, en vertu des formules relativistes de l'effet Doppler, on sait que

$$v'_1 = v_1(a - b\alpha_1), \quad (3)$$

$$\alpha'_1 = \frac{a\alpha_1 - b}{a - b\alpha_1}, \quad (4)$$

$$\beta'_1 = \frac{\beta_1}{a - b\alpha_1}, \quad (5)$$

a et b étant

$$a = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}, \quad b = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}},$$

et l'on peut écrire également

$$v'_2 = v_2(a - b\alpha_2), \quad (6)$$

$$\alpha'_2 = \frac{a\alpha_2 - b}{a - b\alpha_2}, \quad (7)$$

$$\beta'_2 = \frac{\beta_2}{a - b\alpha_2}. \quad (8)$$

En conséquence, les équations (2) deviennent

$$v_1(a - b\alpha_1) = v_2(a - b\alpha_2), \quad (9)$$

$$\frac{a\alpha_1 - b}{a - b\alpha_1} = -\frac{a\alpha_2 - b}{a - b\alpha_2}, \quad (10)$$

$$\frac{\beta_1}{a - b\alpha_1} = -\frac{\beta_2}{a - b\alpha_2} \quad (11)$$

ou encore

$$v_1\beta_1 = -v_2\beta_2, \quad (12)$$

$$v_1(a\alpha_1 - b) = -v_2(a\alpha_2 - b), \quad (13)$$

à condition de réserver, pour l'élection des signes, l'une ou l'autre des équations (10) ou (11).

Substituons à présent les valeurs (1) dans le système d'équations (12) et (13). Il acquiert alors la forme

$$v_1 \sin(\theta + \varphi) = -v_2 \sin(\theta - \varphi),$$

$$v_1 [c \cos(\theta + \varphi) - v] = -v_2 [c \cos(\theta - \varphi) - v],$$

soit

$$v_1 \sin(\theta + \varphi) = -v_2 \sin(\theta - \varphi),$$

$$v \cos \theta = c \cos \varphi.$$

Nous trouvons, en définitive, comme solution du système,

$$v = \frac{c \sqrt{(v_1 + v_2)^2 - 4v_1v_2 \sin^2 \varphi}}{v_1 + v_2}, \quad (14)$$

$$\sin \theta = \frac{(v_2 - v_1) \sin \varphi}{\sqrt{(v_1 + v_2)^2 - 4v_1v_2 \sin^2 \varphi}}, \quad (15)$$

$$\cos \theta = \frac{(v_1 + v_2) \cos \varphi}{\sqrt{(v_1 + v_2)^2 - 4v_1v_2 \sin^2 \varphi}}, \quad (16)$$

valeurs fixant, en grandeur et direction, la vitesse que doit avoir le référentiel $X'Y'$ par rapport aux faisceaux lumineux si nous voulons que l'on y puisse observer le phénomène interférentiel au repos, doué, en outre, des propriétés ondulatoires caractéristiques d'un état stationnaire.

3. Dans le référentiel que nous venons de définir,

les plans stationnaires (représentés en pointillé sur la figure 2) sont évidemment orientés perpendiculairement à la direction commune selon laquelle se propagent, en des sens opposés, les deux séries d'ondes lumineuses. L'angle d'inclinaison ψ'_1 de cette direction de coïncidence par rapport à l'axe des abscisses peut être calculé à l'aide de la formule

$$\operatorname{tg} \psi'_1 = \frac{\beta'_2}{\alpha'_2} = \frac{\beta_2}{a\alpha_2 - b} = \frac{\sin(\theta - \varphi)}{a \cos(\theta - \varphi) - b},$$

en utilisant les valeurs (14), (15) et (16) récemment trouvées.

En particulier, les paramètres de Lorentz seront maintenant

$$a = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{v_1 + v_2}{2\sqrt{v_1v_2} \sin \varphi}, \quad (17)$$

$$b = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{k}{2\sqrt{v_1v_2} \sin \varphi}, \quad (18)$$

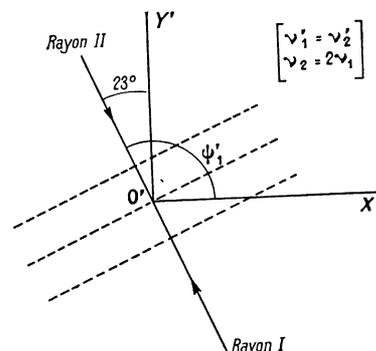


Fig. 2.

en écrivant, pour abréger,

$$k = \sqrt{(v_1 + v_2)^2 - 4v_1v_2 \sin^2 \varphi}.$$

On arrive ainsi à l'expression

$$\operatorname{tg} \psi'_1 = \frac{2\sqrt{v_1v_2} \cos \varphi}{v_1 - v_2},$$

ce qui signifie que, dans le plan du dessin, les franges rectilignes et stationnaires sont inclinées sur l'axe OX' d'un angle δ' déterminé par la formule

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{v_2 - v_1}{2\sqrt{v_1v_2} \cos \varphi}. \quad (19)$$

La fréquence ν'_0 , identique pour les deux faisceaux, est calculable à partir de l'une ou l'autre des équations (3) et (6) et vaut

$$\nu'_0 = \nu'_1 = \nu'_2 = \sqrt{v_1v_2} \sin \varphi. \quad (20)$$

La figure 2 a été tracée avec les données mêmes de la figure 1. Toutes les deux sont donc en étroite corrélation.

4. Le référentiel dont nous nous occupons a le privilège de présenter le phénomène d'interférences

sous sa forme la plus simple. C'est, en particulier, l'un des référentiels ⁽¹⁾ où il y a une localisation de l'énergie, celle-ci étant distribuée, selon la loi connue, sur un ensemble de plans parallèles et au repos. Or, en vertu de l'équivalence essentielle de la matière et de l'énergie, cette distribution statique de l'énergie lumineuse se comporte exactement comme une structure matérielle quand on effectue un changement d'axes coordonnés; c'est-à-dire que les plans d'interférence et, en particulier, ceux des maxima et des minima, éprouvent la contraction longitudinale de Lorentz.

Ce fait nous permet de trouver, en revenant au référentiel primitif, l'inclinaison des plans lumineux référée à l'axe des abscisses. L'angle δ qui sert de mesure à cette inclinaison est exprimé par la formule

$$\text{tg } \delta = a \text{ tg } \delta',$$

d'où l'on obtient, par substitution des valeurs (17) et (19),

$$\text{tg } \delta = \frac{v_2^2 - v_1^2}{4v_1 v_2 \sin \varphi \cos \varphi}.$$

Les plans d'interférence se déplacent évidemment par rapport au système XY avec une vitesse v dirigée selon l'axe OX. En conséquence, la vitesse u de ces plans lumineux dans la direction de leur normal est donnée par la composante vectorielle

$$u = v \sin \delta.$$

5. Nous avons obtenu [formule (20)], la fréquence qui caractérise l'état stationnaire existant dans un certain référentiel X'Y' qu'il faut considérer comme étant le référentiel propre du phénomène interférentiel à l'étude.

Pour adopter une interprétation de type corpusculaire, il suffira d'associer aux franges, soit à la distribution périodique des intensités lumineuses, des corpuscules qui seraient immobiles par rapport au système d'axes X'Y' et dont la masse au repos m_0 calculable par la relation

$$h\nu'_0 = m_0 c^2,$$

a pour valeur

$$m_0 = \frac{h\nu'_0}{c^2} = \frac{h\sqrt{v_1 v_2}}{c^2} \sin \varphi.$$

En conséquence, dans le référentiel XY de l'expérimentateur, les corpuscules se déplacent avec la vitesse v dans la direction de l'axe des abscisses, fixée par la valeur de l'angle θ [formules (14), (15) et (16)].

Comme cas particuliers, limitons-nous à citer les suivants :

a. Lorsque les rayons qui interfèrent, ayant des

⁽¹⁾ Voir § 7.

fréquences différentes, se propagent selon une même droite mais en des sens contraires ($\varphi = \frac{\pi}{2}$),

$$m_0 = \frac{h\sqrt{v_1 v_2}}{c^2}, \quad v = \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2} c.$$

b. Pour des rayons d'égale fréquence ν et d'inclinaison relative 2φ , la vitesse corpusculaire, orientée comme la bissectrice, est

$$v = c \cos \varphi. \tag{21}$$

La masse propre a pour valeur

$$m_0 = \frac{h\nu}{c^2} \sin \varphi. \tag{22}$$

Ce cas a ceci de remarquable qu'étant la masse au repos différente de zéro, sauf pour des rayons en

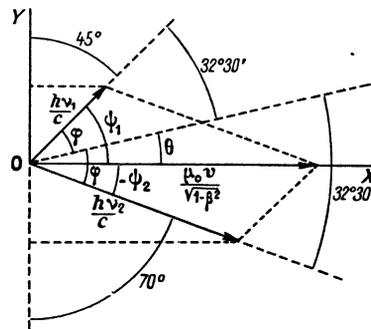


Fig. 3.

coïncidence, la masse maupertuisienne du corpuscule est identique à la masse individuelle des photons qui prennent part au phénomène interférentiel. En effet, d'après les (21) et (22),

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{h\nu}{c^2}.$$

6. Reprenant l'étude générale, nous allons essayer de retrouver les résultats finals par application des lois du choc élastique à deux photons appartenant aux ondes interférentes. Nous arriverons à une concordance satisfaisante entre les résultats obtenus par les deux méthodes : la première, où l'on utilise un changement de référentiel; la deuxième, qui permet, au contraire, d'opérer, par l'intermédiaire des formules relativistes, dans un seul système d'axes.

Les notations qui vont être employées (fig. 3) seront les mêmes qu'auparavant, à l'exception de la masse au repos que nous appellerons maintenant μ_0 .

En appliquant les principes de conservation de

l'énergie et de la quantité de mouvement, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{h\nu_1}{c} \sin \psi_1 + \frac{h\nu_2}{c} \sin \psi_2 &= 0, \\ \frac{h\nu_1}{c} \cos \psi_1 + \frac{h\nu_2}{c} \cos \psi_2 &= \frac{\mu_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ h\nu_1 + h\nu_2 &= \frac{\mu_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{h\nu_1}{c} \beta_1 + \frac{h\nu_2}{c} \beta_2 &= 0, \\ \frac{h\nu_1}{c} \alpha_1 + \frac{h\nu_2}{c} \alpha_2 &= \frac{\mu_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ h\nu_1 + h\nu_2 &= \frac{\mu_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{aligned}$$

Par élimination de μ_0 , on tire les relations

$$\begin{aligned} \nu_1 \beta_1 &= -\nu_2 \beta_2 \\ \nu_1 (c\alpha_1 - v) &= -\nu_2 (c\alpha_2 - v) \end{aligned}$$

qui s'écrivent aussi

$$\begin{aligned} \nu_1 \beta_1 &= -\nu_2 \beta_2, \\ \nu_1 (a\alpha_1 - b) &= -\nu_2 (a\alpha_2 - b). \end{aligned}$$

On retrouve, en somme, le système d'équations (12) et (13) dont nous nous sommes servis antérieurement pour déterminer, en grandeur et direction, la vitesse des corpuscules.

Quant à la valeur de la masse μ_0 , elle peut être calculée au moyen de la formule

$$\mu_0 = h \frac{\nu_1 + \nu_2}{c^2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

qui, en vertu de l'égalité

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2\sqrt{\nu_1 \nu_2} \sin \varphi}{\nu_1 + \nu_2},$$

donne

$$\mu_0 = 2 \frac{h\sqrt{\nu_1 \nu_2}}{c^2} \sin \varphi.$$

Cette valeur est précisément le double de celle précédemment trouvée, mais cet inconvénient disparaît en admettant que ce sont deux corpuscules qui se forment lors du choc de deux photons accompagnant l'une et l'autre des ondes considérées.

7. Nous avons pu transformer l'état interférentiel primitif, correspondant à un phénomène où les franges sont mobiles, en un état ondulatoire stationnaire caractérisé par des corpuscules et des plans

lumineux au repos par rapport à un nouveau référentiel. Il a été nécessaire, pour cela, d'orienter d'une façon adéquate les axes d'abscisses utilisés pour la transformation de Lorentz [formules (15) et (16)] et de leur attribuer de plus une vitesse relative bien déterminée [formule (14)].

On peut réaliser d'autres transformations relativistes au moyen desquelles le phénomène originel devient un phénomène interférentiel du type ordinaire, comme ceux non stationnaires que l'on observe couramment dans les expériences d'optique. En effet, disposant librement de l'angle θ , nous pouvons donner aux axes coordonnés, que nous continuerons d'appeler XY , $X'Y'$, une orientation quelconque, toujours commune, par rapport à la bissectrice des directions d'illumination. Or, pour un observateur qui se meut avec le système $X'Y'$, l'obtention de franges ordinaires d'interférences avec des faisceaux cohérents, requiert, comme condition unique, l'égalité des fréquences, soit

$$\nu'_1 = \nu'_2.$$

Par substitution des valeurs (3) et (6), on trouve donc l'équation

$$\nu_1 (a - b\alpha_1) = \nu_2 (a - b\alpha_2),$$

qui s'écrit aussi

$$\nu_1 [c - v \cos(\theta + \varphi)] = \nu_2 [c - v \cos(\theta - \varphi)].$$

En conclusion, pour parvenir à un phénomène ordinaire d'interférences, l'inclinaison commune des axes d'abscisses par rapport à la bissectrice des directions d'illumination peut être choisie librement, mais la vitesse relative des référentiels est fonction de l'angle d'inclinaison. Les plans interférentiels, considérés déjà dans le référentiel $X'Y'$, coupent le plan de la figure selon des droites orientées comme la bissectrice des faisceaux, qui ont été amenés à avoir des fréquences égales.

Il est, d'autre part, évident que cette direction même serait celle suivie, dans le système $X'Y'$, par les corpuscules qui pourraient naître des chocs mutuels des photons.

L'hypothèse corpusculaire permet donc d'expliquer, d'une manière cinématique très simple, la différence essentielle entre les deux sortes de franges au repos : franges ordinaires d'interférences et franges « stationnaires ». Dans ce dernier cas, les corpuscules sont immobiles dans toute l'extension du champ, tandis que pour un phénomène interférentiel ordinaire et nonobstant la quiétude des plans lumineux, les corpuscules se meuvent en glissant sur ces plans.