Représentation graphique de l'optique des corps en mouvement

Autor(en): **Guillaume, Ed.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **3 (1921)**

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-741075

et en définitive

$$\left.\begin{aligned} x' - x'_0 &= \mathrm{Ch}\, m\,(t - t_0)\,[\mathrm{F}(x) - \mathrm{F}(x_0)] \\ t' - t'_0 &= \mathrm{Sh}\, m\,(t - t_0)\,[\mathrm{F}(x) - \mathrm{F}(x_0)] \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

nous n'avons pas fait intervenir le troisième cœfficient de la relation (8). Si de (14) nous tirons dx' et dt' et si nous essayons d'identifier les formes quadratiques, nous trouvons

$$dx'^2 - c_0^2\, dt'^2 = \left(1 + \frac{\alpha}{x}\right) dx^2 - m^2[\mathrm{F}(x) - \mathrm{F}(x_0)]^2 c_0^2\, dt^2$$

on devrait donc avoir

$$m \int_{x_0}^{x} \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}}\, dx = \sqrt{1 - \frac{\alpha}{x}}\ .$$

Ceci est impossible. Il n'existe donc pas de substitution répondant à la question.

Ainsi, dans ce cas très simple, il n'est pas possible d'établir une transformation permettant de passer d'un système galiléen au système gravitique, comme la transformation de Lorentz permet de passer d'un système galiléen à un autre. Il n'est donc pas possible en particulier de comparer les fréquences lumineuses d'un atome vibrant placé tantôt dans le système galiléen, tantôt dans le champ gravitique.

GUILLAUME, Ed. (Berne). — *Représentation graphique de l'Optique des corps en mouvement.*

La présente communication a pour but de montrer comment une représentation graphique remarquable permet d'obtenir les relations de l'Optique des corps en mouvement, pourvu toutefois que l'on admette le temps universel.

Considérons comme d'habitude deux systèmes trirectangle $S_1(x_1, y_1, z_1)$ et $S_2(x_2, y_2, z_2)$ en translation relative uniforme de vitesse v, le long de leurs axes $O_1 x_1$ et $O_2 x_2$ supposés coïncidents. Pour faciliter l'exposé, imaginons-nous les systèmes comme des milieux continus M_1 et M_2 se traversant librement, tels deux gaz qui diffusent l'un dans l'autre. Produisons un ébranlement lumineux à l'origine O_2 de S_2 au moment où elle coïncide avec O_1. Cet ébranlement se propagera dans toutes les directions avec la vitesse $c_0 = 300\,000$ km/sec dans le milieu M_2, de sorte qu'au bout d'une seconde nous obtiendrons en portant les vecteurs c_0 dans toutes les directions à partir de O_2 un hodographe *sphérique :*

$$c_2 = c_0\ . \tag{1}$$

Quel est l'hodographe pour l'observateur situé dans le milieu M_1 ? D'abord, en vertu même du principe de la constance de la vitesse de la lumière, il est évident que l'ébranlement donnera naissance dans

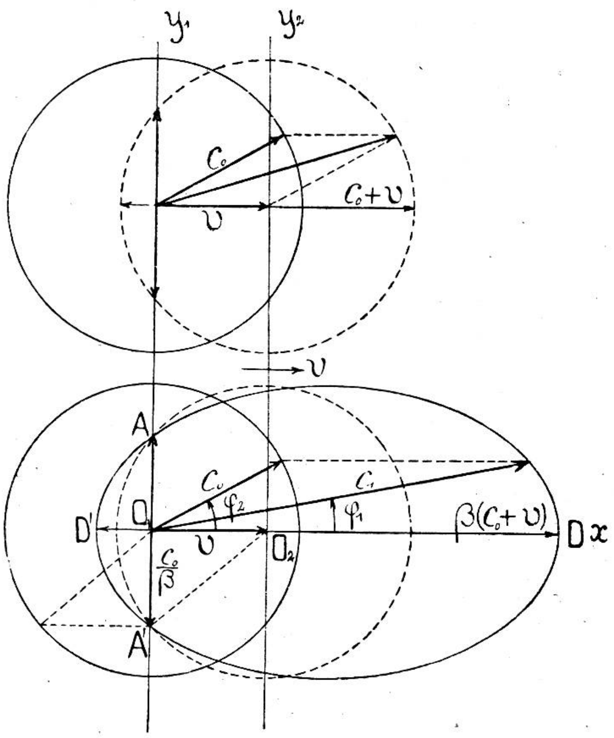

Fig. 1.

M_1 à des rayons se propageant également avec la vitesse c_0. Aussi bien, ce que nous cherchons, c'est la vitesse c_1 (km/sec) *instantanée* au moment de l'émission. Le centre O_2 agira pour S_1 comme une source en mouvement et la fréquence N_1 observée depuis S_1 sera différente de la fréquence N_2 de l'ébranlement en O_2. La seconde équation de Lorentz :

$$u_2 = \beta(u_1 - \alpha x_1) \quad \text{où} \quad \beta^2 = 1 : (1 - \alpha^2)\ ,\ \alpha = v : c_0$$

et dans laquelle on pose $x_1 = u_1 \cos\varphi_1$ donne la réponse à notre question si on la dérive par rapport au temps universel t (exprimé en secondes) :

$$c_1 = \frac{c_0}{\beta(1 - \alpha \cos \varphi_1)} \ . \tag{2}$$

On voit que l'hodographe est un *ellipsoïde* de révolution autour de Ox et ayant O_1 pour foyer, point où se trouvait le centre d'ébranlement O_2 au moment de l'émission; l'excentricité est α et ne dépend que de la vitesse relative v des deux systèmes. La figure montre la méridienne de l'ellipsoïde et fait voir d'une façon saisissante en quoi la T. R. diffère de la théorie de l'émission. Celle-ci repose sur la règle du parallélogramme (haut de la figure) ; dans la T. R., le parallélogramme est en quelque sorte déformé, étiré dans la direction du mouvement.

Il est aisé de constater que l'on a pour :

a) le *phénomène de Doppler :*

$$\frac{c_1}{N_1} = \frac{c_2}{N_2}$$

b) l'*aberration :*

$$\cos\varphi_1 = \frac{\cos\varphi_2 + \alpha}{1 + \alpha\cos\varphi_2}$$

c) Fizeau (entraînement partiel ; n = indice de réfraction) :

$$\cos\varphi_2 = \frac{1}{n} \quad : \quad \cos\varphi_1 = \frac{1 + \alpha n}{n + \alpha}$$

d) Michelson et Morley : (d = distance entre les miroirs situés dans S_1) :

$$\Delta t = \frac{d}{O_1A} + \frac{d}{O_1A'} = \frac{2d\beta}{c_0} = \frac{2d}{\sqrt{c_0^2 - v^2}}$$

$$\Delta t_x = \frac{d}{O_1D} + \frac{d}{O_1D'} = \frac{d}{\beta}\left(\frac{1}{c_0 + v} + \frac{1}{c_0 - v}\right) = \frac{2d}{\sqrt{c_0^2 - v^2}}$$

et cela sans faire appel à la « contraction » de Lorentz. Il est à remarquer que les temps Δt_x et Δt_y sont purement fictifs puisque les vitesses O_1A, O_1A', O_1D, O_1D' sont, par hypothèse, des vitesses instantanées de passage d'un milieu dans l'autre et ne persistent pas. Les temps vrais de parcours ont pour valeur commune $2d : c_0$. Les dites vitesses ne font que conditionner les fréquences, conformément à *a)*.

On peut également retrouver l'ellipsoïde en partant de la représentation *polyparamétrique* du temps. Si l'on considère l'ébranlement au temps 0, après $\overset{0}{\tau}_2$ secondes l'onde émise formera pour S_2 la sphère :

$$x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = c_0^2\left(\overset{0}{\tau}_2\right)^2 . \qquad (1')$$

où $\overset{0}{\tau}_2$ est évidemment le même quel que soit le point (x_2, y_2, z_2) envisagé sur la sphère. Pour S_1, la sphère est représentée par :

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c_0^2\tau_1^2 ; \qquad (3)$$

mais τ_1 n'est pas une constante :

$$\tau_1 = \frac{\overset{0}{\tau}_2}{\beta(1 - \alpha\cos\varphi_1)} \qquad (4)$$

de sorte qu'elle apparaît à S_1 sous la forme d'un elliposïde. Les relativistes, désirant que la sphère (1′) soit aussi une sphère pour S_1, sont obligés de dire qu'elle est constituée de point non-simultanés. Il est aisé de voir la raison de cette non-simultanéité : les τ_1 ne sont pas autre chose que les temps (en secondes) qu'emploierait la lumière à parcourir les rayons vecteurs de l'ellipsoïde avec la vitesse c_0 :

$$\tau_1 = \frac{c_1 \times 1^{sec}}{c_0} .$$

On comprend dès lors que les rayons lumineux n'arrivent pas en même temps aux différents points de l'ellipsoïde. Alors que la sphère (1′) et l'ellipsoïde sont synchrones, pour Einstein (3) représente une surface formée de points n'existant pas en même temps[1].

Ce qu'il y a de très important, c'est de constater que l'ellipsoïde est en contradiction avec le déplacement des raies du spectre solaire par la gravitation. En voici la raison. Pour nous, les τ ne sont que les chemins optiques u divisés par la vitesse avec laquelle la lumière les parcourt ; ce sont donc les temps de parcours des chemins optiques. Pour Einstein, par contre, les τ sont des indications d'horloges (horloges à cadran ou atomes vibrants). Si donc Einstein pose l'équation :

$$\Delta\tau_1 = A\Delta\tau_2$$

(A = constante), il admettra qu'elle représente une relation entre deux durées *différentes* (en secondes), comme s'il s'agissait de périodes. Pour nous, τ_1 et τ_2 indiquant des temps de parcourt de deux chemins optiques u_1 et u_2, si nous admettons que ceux-ci sont parcourus simultanément, τ_1 et τ_2 ne seront que deux mesures différentes de la *même* durée, c'est-à-dire deux mesures faites avec des horloges de périodes Θ_1 et Θ_2, de sorte que l'on doit avoir :

$$\Theta_1 \Delta\tau_1 = \Theta_2 \Delta\tau_2 .$$

Or, la T. R. permet de déterminer les Θ de façon à satisfaire à cette dernière relation, et ceux-ci ne sont autres que les périodes propres des ondes constituant u_1 et u_2. C'est dire que les $\Delta\tau$ ne peuvent pas être eux-mêmes considérés comme des périodes. D'ailleurs, ce que le spectroscope révèle, ce n'est pas directement la période

[1] Dans son célèbre mémoire (*Ann. d. Phys.*, 17, 1905, § 3), Einstein, après avoir montré que (1′) se transforme en (3) au moyen de la transformation de Lorentz, conclut « Die betrachtete Welle ist also auch im bewegten System betrachtet eine Kugelwelle von der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_0 ». On voit donc que cette conclusion est erronée.

des atomes vibrants, mais les périodes que lui apportent les rayons qui en émanent et qui sont justement Θ_1 et Θ_2. De toute façon, le raisonnement d'Einstein demeure incompréhensible.

De Saussure, René (Berne). — *Sur la définition einsteinienne de de la simultanéité.*

Pour définir la simultanéité de deux événements se passant aux points A et B d'un même système S, Einstein[1] place au milieu M de la distance AB deux miroirs inclinés à 45°. Si les deux événements, par exemple deux éclairs, ne donnent lieu, dans les miroirs, qu'à une seule image (double), ces deux événements sont dits *simultanés ;* s'ils donnent lieu à deux images successives, les événements sont dits *non-simultanés.* Einstein admet en outre que la lumière émise par les sources A et B se propage avec une vitesse constante c, dans toutes les directions.

Cette définition est claire, mais pour qu'elle soit applicable, deux conditions doivent être remplies : 1. Le système formé par les points A et B doit être rigide ; cette condition est remplie dans la démonstration d'Einstein relative à deux systèmes (système-voie et système-train) en mouvement l'un par rapport à l'autre ; 2. les miroirs M doivent être au milieu de la distance AB, *lorsque les images se forment dans ces miroirs.*

Il ne sert de rien, en effet, que les miroirs M soient au milieu de AB, tant qu'il ne s'y forme point d'images, puisque les miroirs ne servent pas à autre chose qu'à observer des images. Il est donc indifférent que les miroirs M soient au milieu de AB (ou n'y soient pas), lorsque les éclairs se produisent, puisqu'à ce moment on ne voit rien

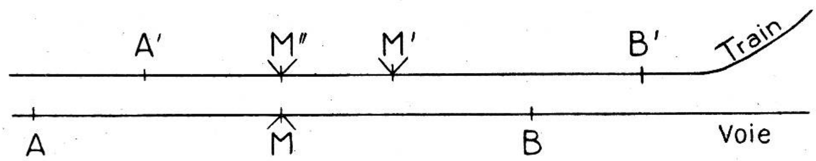

Fig. 1.

dans les miroirs. Par contre, il est essentiel que les miroirs soient au milieu de AB, lorsque l'image des éclairs s'y forme, puisque c'est le *seul* moment où intervient la condition $AM = MB$.

Mais, dire que les miroirs doivent être au milieu de AB, lorsque les images s'y forment, cela revient à dire que les points de repère A, B, servant à déterminer ce milieu, doivent coïncider avec les sources lumineuses A, B, *lorsque les images se forment.* Or, cette

[1] Einstein, A. La Théorie de la relativité *(mise à la portée de tout le monde)*, traduction française. Paris, Gauthier-Villars & Cie., 1921, p. 21.