

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 7 (1925)

Artikel: Expérience de Fizeau et principe de relativité
Autor: Rivier, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-740703>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 05.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

EXPÉRIENCE DE FIZEAU

ET

PRINCIPE DE RELATIVITÉ

PAR

W. RIVIER

On a souvent paru attacher une grande importance au fait que la règle de composition des vitesses d'Einstein:

$$W = \frac{v + w}{1 + \frac{vw}{c^2}}, \quad (1)$$

appliquée à l'expérience de Fizeau, conduit à un résultat conforme à la formule de Fresnel, dite « d'entraînement partiel de l'éther »:

$$W = w + v \left(1 - \frac{w^2}{c^2} \right). \quad (2)$$

A ce propos, nous croyons utile de faire observer ce qui suit.

Fresnel pensait que l'entraînement de l'éther dans un fluide en mouvement dépendait du degré de réfringence de ce fluide, les fluides les plus réfringents donnant lieu à un entraînement presque total, les moins réfringents à un entraînement presque nul. Proposons-nous de retrouver par une autre voie les conclusions qui découlent de cette hypothèse; cela nous fournira l'occasion de préciser le rôle joué par cette hypothèse dans l'établissement de la formule (2)¹. Nous remplacerons,

¹ Les vues précises de Fresnel, qui conduisent à la formule (2), peuvent se résumer dans les trois principes suivants: 1° l'éther des

à cet effet, l'image dont s'est servi Fresnel, à savoir celle de l'entraînement de l'éther, par une autre image conduisant aux mêmes conséquences.

Nous admettrons que le ralentissement subi par la lumière au moment où elle pénètre dans un fluide est dû à une résistance des corpuscules du fluide comparable à celle qu'opposerait à un coureur une succession de haies à franchir ou de barrières à escalader. Soient donc un coureur, un champ de course et, pouvant se déplacer dans ce champ de course avec la vitesse v , dans le même sens que le coureur ou dans le sens opposé, une succession d'obstacles que nous supposerons de préférence constitués par des barrières s'échelonnant le long de la piste à des distances invariables les unes des autres. Soient alors W la vitesse moyenne du coureur quand les obstacles se déplacent, ω sa vitesse moyenne quand les obstacles sont arrêtés, et c sa vitesse quand les obstacles sont supprimés. Dans l'expérience de Fizeau, le coureur représente le rayon lumineux, le champ de course l'éther immobile, enfin chaque obstacle une des particules du fluide rencontrées par le rayon lumineux.

Si, dans ces conditions, on augmente la hauteur des barrières, ω tendra évidemment vers 0, et W tendra vers v , parce que, si les barrières se meuvent, le coureur participe à leur mouvement pendant le temps qu'il emploie à les escalader. Si, au contraire, on diminue la hauteur des barrières, d'une part, ω se rapprochera de c , et, d'autre part, la différence $W - \omega$ tendra à s'évanouir. Plus exactement, en faisant intervenir la somme τ (fonction de v et de la hauteur des barrières) des temps que le coureur emploie à escalader des barrières pendant l'unité de temps, on obtient la relation :

$$W = v\tau + c(1 - \tau) ,$$

et les résultats précédents se déduisent immédiatement de cette relation en observant que τ tend vers 1 ou vers 0 suivant

espaces vides pénètre librement dans les corps en mouvement ; 2° la densité de l'éther, à l'intérieur d'un corps transparent, est indépendante de l'état de mouvement de ce corps ; 3° le rapport de cette densité à celle de l'éther dans le vide est égal au carré de l'indice de réfraction du corps.

qu'on augmente ou qu'on diminue la hauteur des barrières. Bref, en regardant avec Fresnel la fonction W comme une fonction de ν et de ω seulement et en désignant cette fonction par $W(\nu, \omega)$, nous obtenons comme lui, en plus de l'identité :

$$W(0, \omega) \equiv \omega ,$$

vraie par définition, les deux conditions aux limites :

$$W(\nu, 0) \equiv \nu ,$$

$$W(\nu, c) \equiv c .$$

On voit que l'image dont nous nous sommes servi renforce en définitive le caractère intuitif de la supposition de Fresnel.

Adjoignons maintenant aux trois conditions précédentes la suivante :

$$W(-\nu, -\omega) \equiv -W(\nu, \omega) ,$$

qui nous permettra d'embrasser dans une même formule le cas où la lumière se propage dans une direction et celui où elle se propage dans la direction opposée. Nous aboutissons alors à cette conclusion que la fonction $\frac{W}{c}$, que nous désignerons par z , des variables $\frac{\nu}{c}$ et $\frac{\omega}{c}$ que nous désignerons respectivement par x et y , doit satisfaire aux quatre conditions qui peuvent se formuler comme suit.

La surface représentée par z doit contenir les trois droites représentées chacune par un des trois systèmes :

$$(3) \quad \begin{cases} x = 0 \\ z = y \end{cases}, \quad (4) \quad \begin{cases} y = 0 \\ z = x \end{cases}, \quad (5) \quad \begin{cases} y = 1 \\ z = 1 \end{cases} ;$$

cette surface doit en outre être symétrique par rapport à l'origine du système de coordonnées.

Supposons enfin — cinquième condition — la fonction z développable au voisinage de $x = 0$ en une série entière en x , valable pour toute valeur de y satisfaisant aux relations : $-1 \leq y \leq +1$. Ces cinq conditions suffisent alors à établir que la fonction envisagée doit être de la forme :

$$z = y + (1 - y^2) [(1 + A_1)x + A_2x^2 + A_3x^3 + \dots] , \quad (6)$$

les A représentant des fonctions de y alternativement paires et impaires, et s'annulant pour $y = 0$ ¹. La plus simple des fonctions z de ce type s'obtient évidemment en posant:

$$A_1 \equiv A_2 \equiv \dots \equiv 0.$$

On retrouve ainsi la formule (2) de Fresnel, sous la forme:

$$z = y + (1 - y^2)x, \quad (7)$$

Venons en maintenant au point qui nous importe. Plus une fonction de la forme (6) sera simple, plus il y aura de chance pour que la surface qu'elle représente tende à se confondre, au voisinage du plan des yz , avec la surface représentée par (7). Or, le problème d'ordre général que résolvait Lorentz en introduisant ses fameuses formules dans l'électrooptique se ramenait à celui-ci: trouver une loi de composition des vitesses relative et d'entraînement, aussi simple que possible, qui fit correspondre à la valeur $v = c$ de la première, quelle que soit la valeur v de la seconde, la valeur $W = c$ de la résultante. Si l'on tient compte, en plus de cette condition, de certaines propriétés simples de la règle de Galilée que cette nouvelle loi devait conserver, on arrive à la conclusion que la fonction $z = \frac{W}{c}$ des variables $x = \frac{v}{c}$ et $y = \frac{w}{c}$, représentative de cette nouvelle loi dans le cas où les composantes ont une même ligne d'application, devait nécessairement satisfaire aux cinq conditions envisagées plus

¹ On peut ajouter que ces fonctions A n'ont pas besoin de rester finies pour $y = +1$ et $y = -1$, pourvu que leurs produits par $1 - y^2$ s'annulent pour ces deux valeurs de y . Naturellement, d'autres singularités encore peuvent se présenter dans l'intervalle considéré. Citons par exemple le cas des fonctions A correspondant à l'expression de W que nous avons obtenue dans un précédent mémoire (v. l'expression de W_1 , pour $m = 1$, dans *Optique de Huyghens, Arch.*, p. 370 nov.-déc. 1924). Ces fonctions, qui peuvent s'écrire:

$$A_1 = 0, \quad A_2 = -y \left(\frac{|y|}{1 + |y|} \right), \quad \dots, \quad A_k = -\frac{\varepsilon^{k-1} y^2 (1 - \varepsilon y)^{k-2}}{1 + \varepsilon y}, \quad \dots,$$

ε désignant $+1$ ou -1 suivant que y est positif ou négatif, ont une partie de leurs dérivées des différents ordres discontinues pour $y = 0$.

haut et, par suite, rentrer, comme telle, dans le type (6). En fait, cette fonction, peut s'écrire :

$$z = \frac{x + y}{1 + xy} , \quad (8)$$

ou, ce qui revient au même :

$$z = y + (1 - y^2)(x - yx^2 + y^2x^3 - y^3x^4 + \dots) ;$$

elle s'obtient donc en faisant dans (6) :

$$A_1 \equiv 0 , \quad A_2 \equiv -y , \quad A_3 \equiv +y^2 , \dots ,$$

et constitue ainsi la plus simple des fonctions de la forme (6) qui soit en même temps symétrique en x et y .

En définitive, nous pouvons affirmer que la concordance des formules (1) d'Einstein et (2) de Fresnel tient aux deux circonstances suivantes.

1° Fresnel a saisi, dans une intuition que l'expérience a en somme confirmée, qu'un fluide n'existait optiquement, et ne pouvait donc, par son mouvement, exercer d'influence sur la marche d'un rayon lumineux, que si son indice de réfraction était différent de 1.

2° Lorentz a tiré les formules qui portent son nom d'un principe de cinématique dont l'énoncé peut en quelque sorte s'obtenir en remplaçant dans l'intuition de Fresnel le fluide par un système de référence, le rayon lumineux par un mobile se déplaçant dans ce système et l'indice de réfraction du fluide par le rapport à c de la vitesse du mobile, relative à ce système.

Mais il est essentiel d'observer que cette explication de la concordance des formules (1) et (2) n'est valable qu'à la condition qu'on admette avec M. Einstein (sous réserve d'une remarque faite plus loin) l'identité de la vitesse de la lumière dans le fluide en mouvement, mesurée par un observateur entraîné avec le fluide, vitesse que nous désignerons dorénavant par ω_1 , et de la vitesse de la lumière dans le fluide immobile. (Cette dernière est la seule des deux qui ait été envisagée par Fresnel et c'est elle qui figure, désignée par ω , dans la formule (2).) Or il se trouve que cette identité non seulement est contestée par les

adversaires de la théorie de la relativité, qui opposent à cette identité la relation tirée de la règle de Galilée:

$$\omega_1 = W - v,$$

c'est-à-dire donc, d'après (2), en première approximation du moins :

$$\omega_1 = \omega - v \cdot \frac{\omega^2}{c^2},$$

mais qu'en outre elle n'est nullement impliquée dans les résultats expérimentaux obtenus par Fizeau et, plus récemment, par Zeeman. Ce n'est, en effet, que si ces expérimentateurs avaient, en procédant à des mesures directes de la grandeur ω_1 , vérifié l'exactitude de la formule:

$$W = \frac{v + \omega_1}{1 + \frac{v\omega_1}{c^2}}, \quad (9)$$

qui peut d'ailleurs, pour $\frac{v}{c}$ petit, s'écrire en première approximation:

$$W = \omega_1 + v \left(1 - \frac{\omega_1^2}{c^2} \right),$$

que l'on pourrait parler d'une confirmation de la théorie de la relativité par les expériences de Fizeau et de Zeeman. Or, une telle vérification non seulement n'a jamais été tentée, mais elle paraît, pour le moment du moins, hors de notre portée.

Remarquons d'ailleurs que les formules (1) et (9) ne peuvent dans aucun cas être considérées comme rigoureusement équivalentes; car, pour les relativistes eux-mêmes, à moins qu'ils ne fassent abstraction de l'effet Fizeau-Doppler et de la dispersion, l'identité $\omega_1 \equiv \omega$ ne saurait avoir lieu que pour des valeurs petites du rapport $\frac{v}{c}$ et d'une manière approchée¹. Rappelons,

¹ Selon la théorie de la relativité, il n'est pas rigoureux, en particulier, d'admettre, comme nous l'avons fait (v. p. 369), qu'à des valeurs de ω voisines de 0 correspondent des valeurs de W voisines de c . Non seulement la vitesse (relative) de pénétration d'une radiation

en effet, que, pour un observateur entraîné avec le fluide, la couleur de la lumière dépend du mouvement de cet observateur; de ce mouvement dépendra donc aussi la vitesse de la lumière dans le fluide, mesurée par l'observateur entraîné, puisqu'on sait, par des expériences faites sur le fluide immobile, mais valables, en vertu du principe de relativité, quand le fluide et l'observateur sont en mouvement, que cette vitesse est liée à la couleur. En conséquence, au lieu de représenter une variable indépendante, y doit être remplacé dans la formule (8), si l'on veut donner à cette formule sa vraie signification, par une fonction de x dont la nature dépendra du fluide envisagé. C'est seulement parce que la variation d'une telle fonction est tout à fait négligeable au voisinage de $x = 0$, que l'on est porté à assimiler cette fonction à une constante.

donnée dans un fluide dépendra du mouvement radial de ce fluide, mais encore cette pénétration pourra s'effectuer ou ne pas s'effectuer suivant l'état de ce mouvement. (En d'autres termes, la couleur d'un corps vu par transparence sera liée à l'état du mouvement de ce corps le long de la ligne joignant la source à l'observateur.)
