Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 6 (1924)

Artikel: L'optique de Huyghens et la théorie de la relativité
Autor: Rivier, W.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741896

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: 02.07.2025

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

L'OPTIQUE DE HUYGHENS

ET LA

THÉORIE DE LA RELATIVITÉ

PAR

W. RIVIER

(Avec 4 figures)

INTRODUCTION

Les fictions qui sont à la base des théories modernes de la physique se vident de leur contenu sensible au fur et à mesure que les méthodes de l'analyse mathématique pénètrent plus avant dans les diverses branches de cette science. Tel est le cas des systèmes de référence introduits en mécanique, systèmes qu'on dépouille de toutes les propriétés des corps solides hormis la rigidité, voire de la rigidité elle-même; tel aussi celui des sources lumineuses, devenues, dans certaines considérations fondamentales de l'optique, ponctuelles, monochromes, à émission quasi-instantanée. Le caractère de plus en plus fantômatique qu'acquièrent ainsi ces fictions a pour effet de conduire l'esprit à des impasses quand il veut élargir le champ des combinaisons en vue desquelles ces fictions ont été imaginées (ainsi par exemple en face des problèmes que pose en électroptique la considération des corps en mouvement). Pour sortir de ces impasses, il faut alors ou préciser *facticement*, sans craindre au besoin de bouleverser nos habitudes d'esprit, certaines idées plus ou moins confuses dont ces fictions procèdent (par exemple nos notions de temps et d'espace), ou modifier ces fictions au risque de rendre caducs les travaux de savants illustres de notre époque ou d'un passé récent (Maxwell).

Choisir le premier moyen, c'est se livrer à un travail de soutènement que rendent précaire et l'état de mutuelle dépendance des instincts, des croyances, des principes en quelque sorte latents qui servent de fondements à notre activité mentale, et l'arbitraire d'un effort visant à conserver des notations plus encore qu'à sauver des apparences. On trouvera ici, confinée au domaine de l'optique, une tentative s'inspirant de la deuxième méthode, tentative que nous avons entreprise pour concilier avec les exigences de la théorie ondulatoire les desiderata des physiciens modernes concernant l'équivalence, au point de vue de la propagation des ondes électro-magnétiques, des systèmes de référence dits galiléens. Nous ne mettrons pas en discussion la valeur de ces desiderata, ni le crédit à accorder à l'expérience de Michelson et Morley et à l'interprétation qu'on en a donnée: si nous devons reconnaître que le succès de notre effort dépend dans une large mesure du bien fondé de ces desiderata, de la validité de cette expérience et de l'opportunité de cette interprétation, nous estimons cependant que la portée du présent essai dépasse le cadre de ces considérations par l'intérêt qu'il présente au point de vue de la méthode.

Dans le premier chapitre, nous analysons le concept de simultanéité à distance, concept que M. Einstein ramène à celui de simultanéité en un point donné en imaginant deux signaux optiques brefs perçus en même temps par un observateur placé au milieu de la distance séparant les deux points d'émission. Nous signalons un hiatus entre ce qu'il vaudrait mieux appeler des suggestions de l'expérience, basées sur des analogies, que des faits d'observation proprement dits, d'une part, et, de l'autre, une conclusion qu'on en tire assez naturellement, il est vrai, mais non rigoureusement. Ce hiatus, gros de conséquences à nos yeux, permettra plus loin d'opposer à la conception relativiste une définition de la simultanéité basée sur des considérations relevant du sens commun, sans compromettre le principe de l'équivalence des systèmes de référence galiléens relativement à la propagation des ondes lumineuses tel qu'il résulte des travaux de Lorentz et d'Einstein. Henri Poincaré estimait indispensable en bonne logique de prendre les points d'appui d'une théorie en dehors du cadre de cette théorie. Dans cette

remarque se trouve peut-être le fondement de la critique la plus sévère que l'on puisse adresser à la doctrine de la relativité généralisée qui unit dans une vaste synthèse plusieurs branches du savoir humain, amenant ainsi au premier plan certaines pétitions de principe que les cloisons étanches qu'elle a supprimées masquaient et rendaient inopérantes. Nous nous sommes attaché néanmoins dans ce premier chapitre à passer graduellement des concepts usuels de temps et d'espace à ceux qui résultent pour M. Einstein des formules de transformation de Lorentz, ce qui nous a permis de préciser le caractère axiomatique de la tendance relativiste.

Le deuxième chapitre ramènera le lecteur sur le terrain ferme des conceptions fondamentales de l'optique classique et mettra en évidence le point sur lequel ces conceptions se révèlent insuffisantes en face des exigences de la science contemporaine. L'obstacle ainsi rencontré sera surmonté dans le troisième chapitre à l'aide d'un remaniement de la théorie ondulatoire destiné à concilier la propriété des systèmes de référence galiléens dont il a été fait mention plus haut avec le concept newtonien du temps. Touchant les applications, nous nous sommes borné à étudier successivement le phénomène de Doppler-Fizeau, l'aberration, la réflexion, enfin le mode de propagation de la lumière dans un milieu en mouvement par rapport à l'observateur. En vue du problème de la réflexion, nous avons pu, grâce à certaines fictions assez naturelles, procéder à une généralisation du principe de Huygens et renforcer ainsi, en la rendant plus vraisemblable, la première des deux hypothèses sur lesquelles repose de tout son poids notre théorie. Cette question sera du reste reprise dans le premier des deux appendices que nous avons consacrés à l'approfondissement des points essentiels de notre étude. Enfin, tandis que le chapitre IV est surtout destiné à faire face à certaines des objections auxquelles donnent lieu les hypothèses du chapitre III, ce n'est qu'à la fin du second appendice que l'on trouvera les conclusions fermes qui résultent de l'ensemble de nos recherches.

Le parti considérable que la plupart des physiciens n'ont pas craint de tirer de la notion de différentielle, plus particulièrement le rôle assigné en mécanique et dans de nombreuses

théories physiques à des corps-épreuves considérés comme des infiniment petits, suffisent à expliquer comment s'est de plus en plus accréditée l'opinion que les champs de force ont une existence propre, indépendante des mouvements dont ils sont censés rendre compte. En ce qui nous concerne, nous inclinons plutôt à les regarder comme des fictions dont la commodité devient contestable quand on dépasse, dans les questions où elles s'introduisent, un certain degré de précision. Que le lecteur, ainsi fixé sur notre attitude à l'égard des idées que nous allons lui soumettre, ne voie, à tout considérer, dans cet essai que l'ébauche d'un effort tendant à « tourner » les phénomènes dans le sens opposé à celui de la théorie de la relativité.

CHAPITRE PREMIER

Relativité restreinte.

Nous admettons que deux étincelles jaillissant dans n'importe quelles conditions en deux points A et B d'un système de référence (supposé indéformable comme tous ceux que nous aurons à considérer) ne peuvent être perçues simultanément par un observateur immobile sur la droite AB qu'en un point de cette droite et qu'une fois en ce point. Il en est de même si nous remplaçons le système S par un deuxième, S′, et les points A et B par ceux, A′ et B′, qui, jouant dans S′ le même rôle que les deux premiers dans S, constituent ce que l'on pourrait appeler les traces des deux étincelles dans le système S′.

Supposons que le point envisagé du système S où se perçoivent simultanément les deux étincelles soit le milieu de AB. Supposons en outre que S′ soit animé par rapport à S d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme. Nous considèrerons alors comme évident que deux observateurs immobiles, le premier dans S au milieu de AB, le second dans S′ au milieu de A′B′, ne sauraient se trouver réunis au moment de la double perception des étincelles par le premier. *Il semblera donc naturel à première vue de conclure à l'impossibilité d'une double perception de ces mêmes étincelles par le second observateur dans le*

cas où le mouvement de translation envisagé s'effectue parallèlement à AB. Nous adopterons momentanément cette conclusion.

La conséquence suivante s'impose alors.

Si les lois de l'optique déduites des apparences saisies par les observateurs de S permettent à ceux-ci de définir, en utilisant le procédé indiqué par M. Einstein et sans se heurter à des contradictions, la simultanéité pour des événements se passant en différents points de leur système, nous ne pourrons considérer les observateurs de S′ comme susceptibles d'en faire autant dans le leur qu'à la condition que nous prenions un parti extrême: celui de rejeter, comme faussement évident, le principe suivant lequel deux événements tenus pour simultanés par un observateur doivent l'être également par tout autre.

Pour préciser davantage, admettons que les observateurs de S, après avoir effectué d'une certaine manière, peu importe laquelle, le chronométrage de l'espace dans leur système, y vérifient partout et toujours la loi de l'optique classique relative à la propagation des ondes lumineuses. Admettons d'autre part que les observateurs de S′ conviennent de lire le temps sur les horloges de S qui défileront sans discontinuer en chaque point de S′, et de mesurer la distance de deux points quelconques A′ et B′ de leur système par le nombre qui mesure dans S celle des points A et B de S coïncidant avec A′ et B′ à un instant donné (regarder, ainsi que nous le ferons, le choix de cet instant comme demeurant sans effet sur le nombre en question équivaut à définir la rigidité du système S′ relativement à S). Choisissons alors dans S′ un système d'axes de coordonnées rectangulaires $Oxyz$ tenant compte de ces conventions et à axe des x parallèle à la direction du mouvement. Rapporté à ce système d'axes, le lieu des points ébranlés à l'instant t par une source lumineuse, en action pendant un temps très court à l'instant t_0 et au point de coordonnées x_0, y_0, z_0, sera représenté par l'équation:

$$(x - x_0 + v(t - t_0))^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - c^2(t - t_0)^2 = 0 \ ,$$

v désignant la vitesse de translation de S′ par rapport à S et c la constante de Maxwell.

Supposons maintenant que les observateurs de S′ ne veuillent ou ne puissent plus utiliser les horloges de S et qu'ils effectuent

dans leur système, ce qui est possible, un chronométrage de l'espace tenant compte de la définition relativiste de la simultanéité (v. Intr. p. 351). La nouvelle expression τ du temps d'un événement se produisant à l'instant t (ancien repérage) et au point de coordonnées x, y, z satisfera alors à la relation:

$$t = \frac{v}{c^2 - v^2} x + \alpha\tau + \beta \,, \tag{1}$$

α et β représentant des constantes dépendant de certaines conditions arbitrairement fixées. Il suit de là que le lieu des points ébranlés à l'instant τ par la source envisagée aura pour équation:

$$\frac{c^2}{c^2 - v^2}(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - \alpha^2(c^2 - v^2)(\tau - \tau_0)^2 = 0 \,, \tag{2}$$

τ_0 désignant dans le nouveau repérage l'instant de l'émission. Ce lieu est donc un ellipsoïde de révolution; son axe de révolution est parallèle à la direction du mouvement et son centre est le point de S′ qu'occupait la source à l'instant τ_0. Dans ces conditions, les observateurs de S′ n'auront plus le même intérêt à rester, pour les évaluations de distances, tributaires du système S dont les solides leur sembleront changer de forme en changeant de position [1]. On peut donc concevoir que ces observateurs trouvent plus commode d'appeler solides des corps qui subissent à chaque changement d'orientation des déformations parallèles et proportionnelles à celles d'une règle qui, déplacée dans S′, varierait de longueur de manière à rester constamment égale au diamètre de l'ellipsoïde (2), de même direction qu'elle.

Supposons donc que les observateurs de S′ se résolvent à ce changement d'appellation et choisissent en outre comme unité de longueur la longueur de la règle, rigide dans la nouvelle acception du terme, qui, disposée perpendiculairement à la direction du mouvement, coïncide à un moment donné avec une règle de longueur unité du système S. Ces observateurs devront alors, pour tenir compte de ces nouvelles conditions, substituer

[1] Il faut se rappeler en effet que la forme d'un corps dans un système est donnée par la position des points de ce système qu'occupent *à un même instant* les différents points de ce corps.

à la valeur x de l'abscisse de tout point de leur système une nouvelle valeur ξ donnée en fonction de la première (à une constante arbitraire près) par la formule:

$$\xi = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} x .$$

L'équation (2) sera remplacée par la suivante:

$$(\xi - \xi_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - \alpha^2(c^2 - v^2)(\tau - \tau_0)^2 = 0 ,$$

ξ_0 désignant la nouvelle abscisse du point de S′ où l'émission s'est produite. Le lieu précédemment considéré apparaîtra donc comme une sphère dont le centre coïncide avec le point de S′ qu'occupait la source à l'instant τ_0, et dont le rayon est proportionnel à l'intervalle de temps écoulé depuis cet instant. Par conséquent, s'ils s'arrangent de manière à ce que α ait la valeur $\frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}$, les observateurs de S′ vérifieront partout et toujours dans leur système la loi de l'optique classique relative à la propagation de la lumière: *il y aura parfaite réciprocité entre les systèmes* S et S′ au point de vue où nous nous sommes placé.

C'est ainsi que le temps local et la contraction de Lorentz se trouvent impliqués, grâce à M. Einstein, dans une conception nouvelle de la cinématique des corps solides.

Les hardiesses qui dégagent la théorie de la relativité d'un pur verbalisme mathématique sont:

1° l'assertion que, si l'on pouvait, sans faire intervenir des effets durables d'accélération, immobiliser dans S′ l'une quelconque des horloges de S, celle-ci prendrait *d'elle-même*, à la constante β de l'équation (1) près, une marche identique à celle de l'horloge placée au point qu'elle viendrait occuper;

2° l'assertion qu'un solide de S, immobilisé par rapport à S′ successivement dans diverses positions, garderait invariables ses dimensions en tant que rapportées au système $O\xi yz$, abstraction faite de tout effet[1] durable qui pourrait résulter des accélérations imprimées à ce solide.

[1] Bien entendu, il s'agit, ici comme plus haut, d'effets susceptibles d'être constatés par un observateur lié au solide ou à l'horloge envisagés.

Ces deux hypothèses se trouvent vraisemblablement en dehors de la sphère de contrôle direct de toute expérience possible ou même imaginable; servant beaucoup plus à fixer le sens théorique que l'on peut utilement attribuer à certains termes qu'à formuler des lois que l'expérimentation la plus rigoureuse resterait impuissante à dégager, elles constitueraient, universellement acceptées, de véritables axiomes au même titre que le principe de la conservation de l'énergie ou le postulat d'Euclide.

CHAPITRE II

Optique classique.

Les voies qui conduisent du domaine de l'observation aux principes universellement admis (v. p. 353) sur lesquels s'étaie la théorie de la relativité sont encombrées d'hypothèses qui enlèvent à ces principes la valeur expérimentale qu'on voudrait leur reconnaître. Pour montrer combien peu, d'autre part, la raison nous les impose, nous allons tenter de rebâtir l'optique sur une base nouvelle en contradiction avec l'un d'entre eux. A cet effet nous reviendrons à la conception classique du temps, c'est-à-dire que nous utiliserons implicitement les trois fictions, indissolublement liées, de solide parfait, d'action instantanée à distance et de simultanéité conçue indépendamment de tout système de référence.

L'expérience la plus commune nous montre:

1° que des corps solides, indépendamment de tous signaux optiques ou autres, peuvent servir, en première approximation, à la définition de la simultanéité d'événements survenant en deux points A et B d'un système de référence indéformable S;

2° que les contradictions auxquelles une telle définition conduit dans ce système sont d'autant moins marquées que les solides utilisés sont moins déformables, c'est-à-dire plus conformes à l'idée que nous nous faisons des *solides parfaits*.

En nous plaçant par la pensée dans le cas limite où ces contradictions sont complètement éliminées, aucune raison sérieuse ne nous engagera plus à prévoir des résultats variant avec le choix du système de référence (v. appendice II).

Revenons d'abord sur certaines notions et certains principes de l'optique classique dont nous ferons usage.

Soit L une source lumineuse en action pendant un intervalle de temps très court à l'instant $t = t_0$, source que nous considérerons comme monochrome et ponctuelle. Supposons que l'on puisse déterminer un système de référence indéformable satisfaisant aux deux conditions suivantes:

1° pour les observateurs immobiles dans ce système, les perturbations causées par la source L se propagent dans toutes les directions avec la vitesse c ;

2° pour tous ces observateurs, la couleur de la source L est la même.

Soit S un tel système de référence; de ce qui suit résultera qu'il ne peut en exister qu'un. Nous l'appellerons *le système de référence adjoint à la source L* et nous qualifierons, jusqu'à nouvelle convention, de *réel* ce qui, se rapportant à la source L, est relatif à un observateur immobile dans ce système.

Soit P un observateur se trouvant à l'instant $t = t_1$ au point P_1 du système S (v. Fig. 1) et percevant à cet instant la lumière émise par la source L. Supposons cet observateur P possédant à cet instant t_1 une certaine vitesse (P_1V) par rapport à S. Soit S′ un système de référence animé par rapport à S d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme, de vitesse équipollente à (P_1V).

Le chemin optique apparent pour l'observateur P sera le lieu des points du système S′ tels qu'un écran très petit placé en l'un quelconque d'entre eux ait pour effet de masquer la source à l'observateur P (abstraction faite de la diffraction, bien entendu). Par un raisonnement élémentaire, on établit que le chemin optique apparent pour P est la droite joignant à P_1 le point L_0' du système S′, où se trouvait la source à l'instant t_0 de l'émission. Cette droite est parallèle à la droite L_0P_0, L_0 désignant le point de S qu'occupait la source au moment t_0 de l'émission, et P_0 le point de S qu'occupait à l'instant t_0 celui, P_1', de S′ où se trouve l'observateur P à l'instant considéré t_1.

La vitesse de propagation apparente pour P du train d'ondes émis par la source L (train d'ondes qu'on peut supposer se

réduire ici, si l'on veut, à une onde unique) sera la vitesse que possèderait relativement à S′, au temps t_1, un mobile se mouvant de manière à suivre une des phases de la perturbation dans son déplacement le long du chemin optique apparent pour P. Nous pouvons envisager cette définition comme pratiquement équivalente à la suivante.

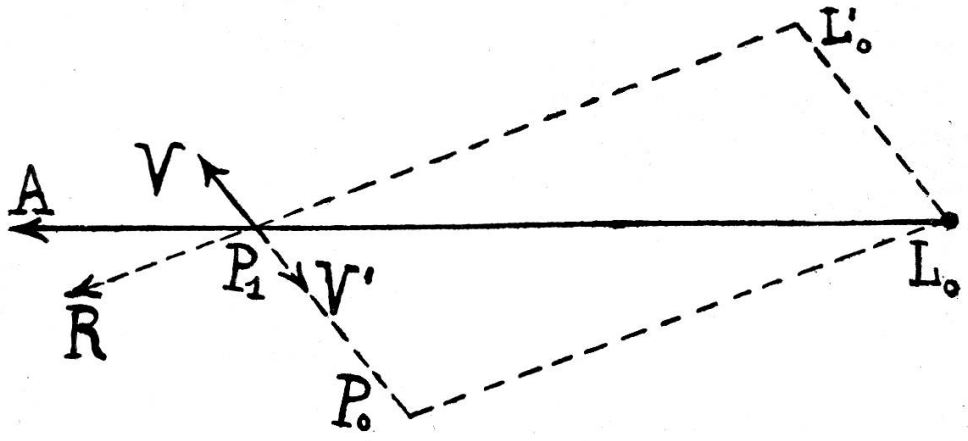

Fig. 1.

Considérons les écrans qui ont servi à définir le chemin optique apparent pour P; ces écrans n'ont pas besoin de durer dans S′ pour jouer leur rôle, il suffit que l'un quelconque d'entre eux se trouve pendant un intervalle de temps très court, mais convenablement choisi, à la place qui lui est assignée, pour que l'effet attendu se produise. La vitesse de propagation apparente pour P du train envisagé est la vitesse dans S′ d'un mobile qui coïnciderait à chaque instant avec un des écrans placés dans ces conditions.

Cette vitesse s'obtient en composant celle (P_1 V′) de translation du système S par rapport à S′ avec la vitesse réelle (P_1A) de propagation du train d'ondes.

La période apparente pour P sera l'intervalle de temps s'écoulant entre l'instant t_1 et l'instant suivant où le point P'_1 de S′ repasse par la même phase.

La longueur d'onde apparente pour P sera la distance de deux points consécutifs du chemin optique apparent pour P qui sont en concordance de phases à l'instant t_1. Si la distance L_0P_1 est très grande par rapport à la longueur d'onde réelle et

si P_1A est supérieure à P_1V, on peut admettre sans erreur appréciable que la projection orthogonale de la longueur d'onde apparente pour P sur le chemin optique réel pour P (c'est-à-dire sur L_0P_1, chemin optique pour un observateur immobile dans S en P_1) est égale à la longueur d'onde réelle.

En désignant respectivement par c', p' et l' les nombres qui mesurent (dans le système C.G.S. par exemple) la vitesse de propagation, la période et la longueur d'onde apparentes pour P, on aura la relation fondamentale:

$$\frac{l'}{p'} = c'$$

qui peut s'écrire aussi:

$$n'l' = c' \ ,$$

en désignant par n' la fréquence apparente pour P, soit la quantité $\frac{1}{p'}$.

Ces développements, si l'on tient compte des données de l'analyse spectrale, conduisent à la conclusion que la longueur d'onde n'est pas une caractéristique de la couleur, tant au point de vue de la perception qu'à celui de la réfraction [1]. *Le ferme dessein d'écarter toute considération faisant intervenir un système de référence privilégié engagea les physiciens à repousser (directement ou indirectement) cette conséquence de la théorie classique. Lorentz et Einstein cherchèrent une conciliation possible dans la voie qui a fait l'objet de notre premier chapitre.*

CHAPITRE III

Une troisième conception.

Contrairement à leur manière de procéder, *nous sacrifierons la conclusion provisoirement admise au début du chapitre I* (v. p. 353) et sur laquelle s'échafaude, comme nous l'avons mon-

[1] L'expérience enseigne, en effet, qu'un mouvement radial de l'observateur influe sur la couleur conformément aux prévisions théoriques basées sur la considération de la fréquence apparente et contrairement à celles basées sur la considération de la longueur d'onde qu'un pareil mouvement ne saurait modifier.

tré, l'idée de temps relatif. A cet effet, nous formulerons les deux hypothèses fondamentales suivantes.

Hypothèse I. — Au lieu du train d'ondes unique envisagé par la théorie classique, la source L émet à la fois, pendant l'intervalle de temps très court considéré, une multitude de trains d'ondes possédant tous le même système adjoint S et la même période réelle p, mais se distinguant les uns des autres par leurs vitesses de propagation réelles γ (donc aussi par leurs longueurs d'ondes réelles : $\lambda = \gamma p$). Il existe un de ces trains d'ondes pour chaque valeur de γ comprise entre deux nombres Γ_1 et Γ_2 satisfaisant aux conditions :

$$0 \leq \Gamma_1 < c < \Gamma_2 \ .$$

et dépendant de la source envisagée. Pour simplifier notre exposé, nous supposerons ces deux nombres respectivement égaux à 0 et à l'infini.

La source L sera donc caractérisée

1° par son système de référence adjoint S,

2° par sa période réelle p ou, ce qui revient au même, sa fréquence réelle $n = \frac{1}{p}$.

Hypothèse II. — Une condition nécessaire de la perception, directe ou indirecte (par l'intermédiaire de la plaque photographique, par exemple), du phénomène lumineux par l'observateur P, au point P_1 et à l'instant $t = t_1$,est le passage, en ce point et à cet instant, de celui des trains d'ondes envisagés dont la vitesse de propagation apparente pour P est égale à la constante de Maxwell.

La période p' apparente pour P et la longueur d'onde λ' apparente pour P du train d'ondes *actif* pour P devront donc satisfaire à la relation fondamentale:

$$\frac{\lambda'}{p'} = c \ .$$

Nous admettrons en outre que cette condition nécessaire est suffisante [1].

[1] Ces hypothèses ont déjà été formulées par Arago, à propos de certaines difficultés soulevées par la théorie de l'émission, dans un *Mémoire sur la vitesse de la lumière* lu à la première Classe de l'Institut le 10 décembre 1810, publié 43 ans plus tard dans les *Comptes Rendus* (séance du 10 janvier 1853), t. XXXVI, p. 38 et cité dans les *Œuvres* de FRESNEL, T. I, p. 11.

Voici les conséquences importantes qui découlent de ce deux hypothèses.

Dans le plan de S contenant les points L_0, P_1 et V (v. Fig. 2) décrivons de V comme centre un cercle de rayon égal à c. Soit A le point d'intersection de ce cercle avec le prolongement de L_0P_1. Le vecteur (P_1A) représente la vitesse réelle de propagation du train d'ondes *actif* pour P, et le vecteur (P_1 R), équipollent au vecteur (VA), la vitesse de propagation apparente pour P de ce même train d'ondes.

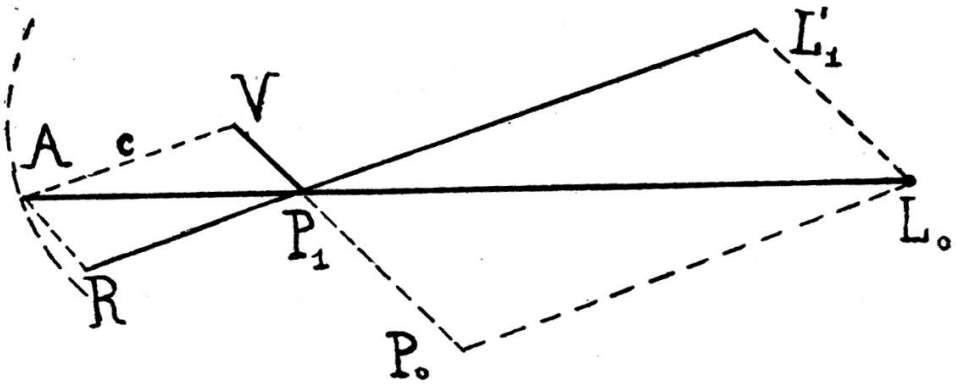

Fig. 2.

En menant par L_0 les parallèles L_0P_0 à la droite P_1R et L_0L_1' à la droite P_1V, nous obtenons les deux points P_0 et L_1'; le premier est le point du système S occupé à l'instant $t = t_0$ de l'émission par l'observateur P supposé immobile dans S'; le deuxième est le point du système S occupé à l'instant $t = t_1$ par celui du système S' où l'émission s'est produite. On aura:

$$\frac{L_0 P_1}{P_1 A} = \frac{P_0 P_1}{P_1 V} = \frac{L_0 P_0}{c} = t_1 - t_0 \ .$$

On déduit de là:

1° que les observateurs immobiles dans le système S' et situés à l'instant t_0 à une distance de la source L égale à $L_0 P_0$ verront tous *en même temps* cette source en L_1', à l'instant :

$$t_1 = t_0 + \frac{L_0 P_0}{c} \ ;$$

2° que la position dans S' du point L_1' est indépendante de cette distance L_0P_0.

Envisagé dans S, nous appellerons ce point L_1' la position apparente de L pour P (relativement à S); envisagé dans S′, nous pourrons l'appeler la position réelle de L (relativement à S′).

Nous sommes ainsi en mesure d'affirmer que le système S′ satisfait à la première des deux conditions qui définissent le système adjoint S (v. p. 358). L'équivalence des deux systèmes S et S′ qui en résulte entraîne comme conséquence nécessaire notre rejet, annoncé à la page 360, de la conclusion provisoirement admise au début du chapitre I. Cette équivalence, qui s'étend aux mécanismes des ondes cachées (on s'en convaincra en attribuant à c dans ce qui précède une valeur quelconque, différente de la constante de Maxwell), est en défaut touchant la période et la longueur d'onde. En effet, contrairement à ce qui se passe dans S, ces dernières varient dans S′ avec la direction de la source et le train d'ondes envisagé.

On obtiendra la longueur d'onde λ', apparente pour P, du train actif pour P en projetant sur P_1R la longueur d'onde réelle λ de ce même train d'ondes suivant une direction perpendiculaire à P_1A (plus exactement: en utilisant des arcs de cercles de centre L_0 comme lignes projetantes). Comme on a d'autre part:

$$\lambda = \frac{P_1 A}{n},$$

n désignant la fréquence réelle, caractéristique de la source L, on pourra écrire sans erreur appréciable dans les cas généralement considérés, en désignant respectivement par v_x et v_y les mesures des composantes (v. Fig. 3) du vecteur (P_1V) sur l'axe L_0P_1 et sur un axe tracé perpendiculairement à L_0P_1 dans le plan L_0P_1V:

$$\lambda' = \frac{\sqrt{c^2 - v_y^2} + v_x}{n} \cdot \frac{c}{\sqrt{c^2 - v_y^2}} = \frac{c}{n}\left(1 + \frac{v_x}{\sqrt{c^2 - v_y^2}}\right).$$

Il viendra ainsi pour la fréquence n' apparente pour P:

$$n' = \frac{c}{\lambda'} = n\left(\frac{1}{1 + \frac{v_x}{\sqrt{c^2 - v_y^2}}}\right).$$

d'où la relation:

$$\frac{n}{n'} = 1 + \frac{v_x}{c}\left(1 + \frac{1}{2}\cdot\frac{v_y^2}{c^2} + \dots\right). \qquad (3)$$

En particulier si l'on suppose $v_y = 0$, on obtiendra:

$$n' = n\left(\frac{c}{c+v}\right),$$

en posant:

$$v_x = v.$$

Proposons-nous de retrouver ce dernier résultat par une autre voie. Soit:

$$y = \varphi\left(nt - \frac{x}{\lambda}\right) \qquad (4)$$

l'équation qui représente dans le système S la propagation du train de longueur d'onde λ le long de l'axe L_0P_1.

Dans cette équation, y désigne, au point M d'abscisse $\overline{L_0M} = x$ et au temps t, ce qui peut se comparer dans le phénomène à

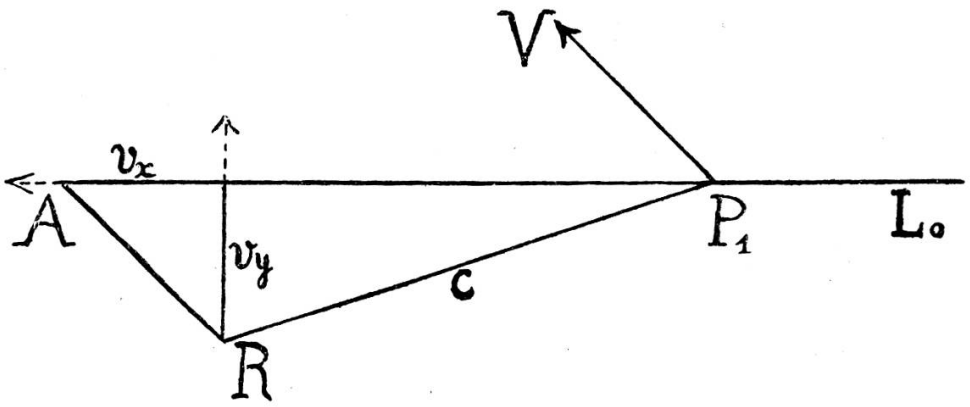

Fig. 3.

l'élongation d'une particule vibrante; $\varphi(X)$ est une fonction qui 1° admet la période 1 dans l'intervalle défini par les relations:

$$nt_0 - \frac{k}{2} \leq X \leq nt_0 + \frac{k}{2},$$

k désignant un entier très petit relativement à n; 2° s'annule pour:

$$X \leq nt_0 - \frac{k}{2}$$

et pour:

$$X \geqq vt_0 + \frac{k}{2} .$$

Pour représenter analytiquement le même phénomène quand il est rapporté au système S′, il suffira de faire dans (4) la substitution:

$$x = x' + vt ,$$

x' désignant alors à une constante près la quantité $\overline{PM}$ à l'instant t (P est la position, à l'instant t, de l'observateur que nous supposons se déplaçant avec la vitesse v le long de l'axe L_0P_1).

On trouve ainsi la relation:

$$y = \varphi\left(\left(n - \frac{v}{\lambda}\right)t - \frac{x'}{\lambda}\right) .$$

d'où l'on déduit:

$$\lambda' = \lambda , \tag{5}$$

$$n' = n - \frac{v}{\lambda} . \tag{6}$$

Pour que le train d'ondes envisagé soit actif pour P, il faut que l'on ait:

$$n'\lambda' = c . \tag{7}$$

Des relations (5), (6) et (7) on tire:

$$\lambda' = \lambda = \frac{c + v}{n} ; \quad \frac{n'}{n} = \frac{c}{c + v} .$$

L'observateur qui étudie à l'aide du spectroscope le mouvement relatif d'une source continue échafaude ses déductions sur les deux hypothèses suivantes.

1° Si l'on décompose l'émission continue de la source considérée (contrairement à ce qui précède, nous pourrons maintenant supposer celle-ci quelconque) en une multitude d'émissions brèves et successives, puis ces dernières en toutes les émissions élémentaires, de différentes périodes et de différents centres, qui les constituent, les systèmes adjoints à toutes ces émissions élémentaires se réduisent à un seul et même système. Nous désignerons ce système par Σ.

2° La source est en repos par rapport au système Σ.

Nous admettrons que l'on peut tout au moins décomposer

le temps que dure l'émission en périodes assez courtes pour qu'à chacune d'elles corresponde un système vérifiant la première condition d'une manière aussi satisfaisante que l'on voudra dans une région donnée de l'espace aussi étendue que l'on voudra.

Le spectroscope renseignera alors l'observateur sur son mouvement par rapport à celui de ces systèmes Σ qui s'est trouvé valable au moment de l'émission des ondes perçues; plus exactement, il lui fournira, si la quantité $\frac{v_y^2}{c^2}$ peut être tenue pour négligeable, la composante de ce mouvement suivant le chemin optique réel (d'après (3)).

S'il s'agit en revanche de définir l'aberration, il suffira de ne conserver à chacun des systèmes précédents que la seule propriété de satisfaire à la condition 1° des systèmes adjoints pour chaque émission élémentaire produite par la source au cours d'un certain intervalle de temps; un tel système trouvé, on pourra en déduire une infinité d'autres, valables dans le même intervalle de temps: à savoir tous les systèmes animés par rapport à celui-là d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme. Nous appellerons systèmes Σ' les systèmes de cette nature.

Immobile dans un système Σ', un observateur P verra la source L décrire, avec un certain retard, sa *trajectoire réelle dans* Σ', soit en d'autres termes le lieu des points de Σ' occupés successivement par L pendant l'intervalle de temps où ce système Σ' est valable. En mouvement par rapport à Σ', l'observateur P devra au contraire tenir compte de *l'aberration relative à* Σ'. A l'instant $t = t_1$, cette aberration, qui dépend (v. Fig. 2) de la vitesse (P_1V) de l'observateur par rapport à Σ' à cet instant t_1 et de la position, L_0, dans Σ' de la source L au moment t_0 de l'émission des ondes perçues à l'instant t_1 par P, est égale à l'angle $L_0P_1L_1'$. L_1' représente ici le point qu'un mobile, coïncidant à l'instant t_0 avec L_0 et animé par rapport à Σ' d'un mouvement de vitesse constamment équipollente à (P_1V), occuperait à l'instant t_1 dans Σ'.

Un certain système de référence lié au centre de gravité du système solaire et au plan de l'écliptique semblerait constituer,

avec une assez bonne approximation durant un intervalle de temps très prolongé, un système Σ' pour tous les astres observés de la terre.

Pour pénétrer plus avant dans le mécanisme de notre fiction, supposons l'espace sillonné dans tous les sens par d'innombrables particules animées les unes par rapport aux autres des vitesses les plus diverses. Puis considérons une émission élémentaire d'une source ponctuelle L, au point L_0 d'un système Σ' défini pour cette source. Nous admettrons que chaque particule ébranlée par un train d'ondes provenant de cette émission devient elle-même, pendant le temps que dure l'ébranlement et dans le système S' animé par rapport à Σ' d'un mouvement de translation de même vitesse qu'elle, le centre d'émission d'un train d'ondes que nous appellerons secondaire, de vitesse de propagation égale à la vitesse de propagation apparente, pour un observateur lié à la particule, du train d'ondes perturbateur. Cette propriété est indépendante du système de base Σ' choisi: l'admettre dans l'un des systèmes Σ' revient à l'admettre dans tous.

Appelons *front d'onde primaire* dans Σ' le lieu, à un instant t, des phases distribuées à un instant donné t_1 sur une sphère de centre L_0 par un train d'ondes provenant de l'émission considérée, et suivies par continuité dans leurs déplacements le long des chemins optiques. (Ce n'est que dans le système S (ou Σ) défini pour l'émission envisagée qu'il existe des fronts d'ondes au sens de Huyghens.)

Nous pouvons alors démontrer [1] que dans le système Σ' (et par suite dans tout autre système de même nature) la position, à l'instant t, du front d'onde (f) primaire actif est le lieu des points M jouissant de la propriété suivante: chaque point M est commun, à l'instant t, à tous les fronts d'ondes secondaires nés de l'ébranlement des particules qui ont été atteintes par (f) au moment de leurs passages sur la ligne L_0M. Dans Σ', en outre, les trains auxquels appartiennent ces divers fronts d'ondes secondaires sont tous actifs au point M et y admet-

[1] Consulter la figure 4, p. 373, en y regardant A comme représentant la position (désignée ici par L_0) de la source L dans Σ', (f) un front d'onde primaire, enfin (f') un front d'onde secondaire.

tent en commun L_0M comme chemin optique. Nous pouvons préciser davantage et définir tout front d'onde primaire actif dans Σ' : un lieu continu de points en chacun desquels viennent se couper et se toucher à un instant donné, le même pour tous, une infinité de fronts d'ondes secondaires possédant tous dans Σ' les trois propriétés suivantes: 1° celle d'être actifs au point envisagé ; 2° celle d'y admettre le même chemin optique ; 3° celle d'y présenter la même phase.

L'hypothèse que nous avons formulée au sujet du comportement des particules mobiles de l'espace atteintes par un train d'ondes nous a permis, comme on vient de le voir, d'utiliser, en les généralisant, les idées de Huyghens concernant la formation des fronts d'ondes; cette hypothèse nous permet aussi, appliquée au cas des particules fixes de la surface polie d'un miroir, de retrouver les lois classiques de la réflexion quand le miroir et l'observateur sont tous les deux immobiles dans un même système Σ'.

Ainsi s'explique entièrement le résultat négatif de l'expérience de Michelson et Morley en même temps que disparaît le conflit exposé à la fin du chapitre précédent. Essayons maintenant de retrouver sur la base des mêmes hypothèses la formule de Fresnel dite « d'entraînement partiel de l'éther ».

Dans un système Σ' défini pour une source L que nous supposerons monochrome, considérons un corps C, de constitution quelconque mais homogène, animé d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme de vitesse v le long d'une droite fixe LO, la source L pouvant d'ailleurs se déplacer ou non le long de cette droite. Celle-ci coïncidera ainsi à chaque instant avec le chemin optique réel pour un observateur placé en O et aussi par conséquent avec le chemin optique apparent pour un observateur P participant sur cette ligne au mouvement du corps C. Nous supposerons en outre, pour ne pas faire intervenir le phénomène de la réfraction, que la ligne LO est normale à la face du corps C tournée vers L.

Pour déterminer la vitesse réelle, c'est-à-dire relative à Σ', de propagation dans le corps C du train d'ondes actif pour les observateurs immobiles dans Σ', nous nous appuierons sur les trois fictions ou hypothèses moléculaires suivantes.

1° Le corps C est formé d'un très grand nombre de corpuscules compacts séparés par des espaces vides.

2° A l'intérieur du corps C, le rapport de la somme des épaisseurs de corpuscules traversés par un segment de droite à la longueur de ce segment de droite est un nombre fixe μ dépendant de la constitution du corps C.

3° La somme des intervalles de temps employés par un élément de train d'ondes quelconque provenant d'une émission élémentaire de L pour traverser chacun des corpuscules échelonnés le long d'un segment unité appartenant à la ligne LO et intérieur à C, est un nombre fixe $\frac{\mu}{z_\lambda}$ qui ne dépend que de la constitution du corps C et de la longueur d'onde, à la fois réelle et apparente pour P, de cet élément de train d'ondes.

Soit, dans ces conditions, T un des trains d'ondes provenant d'une émission élémentaire de L, de longueur d'onde réelle et apparente et de vitesse de propagation dans le vide apparente pour P respectivement égales à λ et à γ.

Relativement à P, la vitesse de propagation du train T le long de LO, à l'intérieur du corps C, sera:

$$w'_\lambda = \frac{1}{\frac{1-\mu}{\gamma} + \frac{\mu}{z_\lambda}} ;$$

relativement à Σ', cette même vitesse sera donc :

$$W_\lambda = \frac{1}{\frac{1-\mu}{\gamma} + \frac{\mu}{z_\lambda}} + v .$$

Admettons que le train T envisagé soit le train actif pour les observateurs en repos dans Σ'. On a alors:

$$\gamma + v = c ,$$

donc:

$$\gamma = c - v ,$$

et nous obtenons ainsi le résultat cherché:

$$W_\lambda = \frac{1}{\frac{1-\mu}{c-v} + \frac{\mu}{z_\lambda}} + v$$

que nous écrirons:

$$W_\lambda = \frac{c - v}{m + \frac{\mu}{\varkappa_\lambda}(c - v)}, \tag{8}$$

en posant:

$$1 - \mu = m .$$

Faisons dans (8):

$$v = 0 ;$$

nous obtenons ainsi la vitesse de propagation, dans le corps C en repos, de la lumière simple caractérisée par la longueur d'onde λ ou, mieux, par la fréquence $\frac{c}{\lambda}$:

$$w_\lambda = \frac{1}{\frac{m}{c} + \frac{\mu}{\varkappa_\lambda}} .$$

Nous tirons immédiatement de là:

$$\frac{\mu}{\varkappa_\lambda} = \frac{N_\lambda - m}{c} ,$$

en introduisant l'indice de réfraction $N_\lambda = \frac{c}{w_\lambda}$ relatif à la radiation considérée.

En portant dans (8) cette valeur de $\frac{\mu}{\varkappa_\lambda}$, nous obtenons finalement la relation :

$$W_\lambda = \frac{c - v}{N_\lambda - \frac{N_\lambda - m}{c} v} + v$$

qui peut aussi s'écrire:

$$W_\lambda = w_\lambda + v - \frac{mv}{N_\lambda^2}\left(\frac{1}{1 - \left(1 - \frac{m}{N_\lambda}\right)\frac{v}{c}}\right)$$

ou encore:

$$W_\lambda = w_\lambda + v\left[1 - \frac{m}{N_\lambda^2} - \frac{m}{N_\lambda^2}\left(1 - \frac{m}{N_\lambda}\right)\frac{v}{c} - \dots\right] .$$

La confrontation de cette formule avec les résultats de Fizeau et de Zeemann nous incline à supposer m égal à l'unité, donc μ infiniment petit. Outre qu'elle est la plus conforme aux idées modernes concernant la constitution de la matière, cette supposition permet aussi de justifier par certaines analogies faciles

à concevoir, les corpuscules envisagés devenant en quelque sorte des obstacles sans épaisseur, l'hypothèse que nous avons formulée touchant la quantité $\frac{\mu}{\varkappa_\lambda}$.

CHAPITRE IV

Remarques critiques.

Les deux hypothèses qui ont servi de fondements à la troisième partie de ce mémoire fournissent l'explication la plus naturelle, sinon la plus acceptable, du principe de la constance de la vitesse de propagation de la lumière. La première de ces deux hypothèses revient à considérer le coefficient d'élasticité de l'éther comme égal à $\frac{0}{0}$, contrairement à l'hypothèse classique qui lui attribue une valeur particulière.

On nous objectera que, dans notre théorie, l'énergie active de la source est une fraction infinitésimale de son énergie totale et que, par conséquent, celle-ci devra être envisagée comme infinie ou celle-là comme infiniment faible; à ceci nous répondrons:

1° qu'il va sans dire que le rôle que notre deuxième hypothèse fondamentale assigne à la constante de Maxwell s'étendrait en fait à toutes les valeurs voisines de cette constante entre certaines limites, et qu'ainsi l'énergie active d'une source pourrait être considérée, sans contradiction, comme une fraction, sinon importante, du moins appréciable de son énergie totale;

2° que, n'ayant introduit la seconde partie de notre deuxième hypothèse (partie relative au caractère *suffisant* de la condition: $\frac{\lambda'}{p'} = c$) que pour fixer les idées, nous pouvons la retirer sans inconvénient et supposer, par exemple, que, sous le rapport de l'intensité, les diverses actions de la lumière (actions physiologiques, chimiques, pression de Maxwell, etc.) ou tout au moins certaines d'entr'elles, ne dépendent pas seulement de la position apparente de la source par rapport à la surface qui lui est exposée, mais aussi de la quantité des trains d'ondes cachés qui battent en même temps cette surface.

Insistons, en terminant, sur ce qui nous paraît l'essentiel de ce travail. Nous pouvons difficilement nous attendre à ce que les idées nouvelles qui s'y trouvent développées soient accueillies favorablement par les physiciens. Tel n'a pas été non plus notre but. Il nous suffit que le mécanisme imaginé permette un exposé cohérent de l'ensemble des faits qui passent actuellement pour vérifiés expérimentalement en optique, cet exposé se déroulant par exemple sur la base de l'une ou de l'autre des deux hypothèses générales suivantes: 1° celle d'un éther constituant une infinité de milieux élastiques en quelque sorte superposés (v. remarque à ce sujet, p. 371); 2° celle de particules en mouvement, se communiquant les unes aux autres sous certaines conditions la propriété lumineuse (v. généralisation du principe de Huyghens, p. 367 et appendice I). Nous serons alors en état de conclure que ce mécanisme, dans la mesure du moins où le mode d'explication qui en découle est susceptible de s'étendre aux phénomènes électroptiques en général, rend dans le cadre de la physique classique les mêmes services que les propriétés cinématiques nouvelles des solides et des horloges dans l'espace quadri-dimensionel de la théorie de la relativité restreinte. Enfin, si l'on constate que ce mécanisme ne se prête que fort difficilement à une généralisation comparable à celle dont cette dernière théorie a été l'objet, on se convaincra en revanche que, du point de vue formel tout au moins, la nécessité d'une telle généralisation ne se fait plus guère sentir.

Lausanne, mars 1924.

APPENDICE I

Supposons l'espace sillonné de particules excessivement fines et nombreuses, pénétrant partout et immergées dans un milieu élastique, constitué lui-même, par exemple, par des particules semblables, mais encore beaucoup plus fines et plus nombreuses. Nous admettrons que l'on peut trouver un système de référence S par rapport auquel ces particules soient animées en général (c'est-à-dire pour la plupart et presque constamment) de mouvements rectilignes et uniformes dans la région et pendant l'intervalle de temps que nous aurons à considérer. (Tout sys-

tème de cette nature, il est du moins naturel de le supposer, coïncidera avec un système galiléen défini pour cette région et cet intervalle de temps, et réciproquement.)

Imaginons qu'autour de chaque particule une petite sphère, dont le centre sera à chaque instant occupé par cette particule, marque la limite du champ d'action appréciable (au point de vue que nous allons développer tout au moins) de cette dernière sur le milieu élastique: nous supposerons la particule susceptible d'émettre à l'intérieur de cette sphère, que nous appellerons *sa sphère d'action*, des ondes sphériques se propageant dans le milieu élastique avec la vitesse c par rapport à un système de référence s animé lui-même par rapport à S d'un

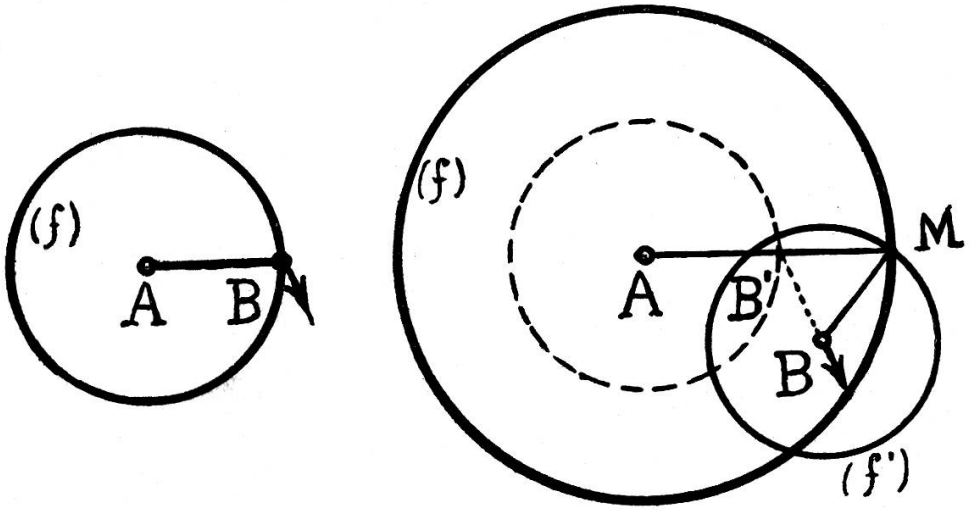

Fig 4.

Effet d'un front d'onde (f), provenant d'une particule A, sur une particule B en mouvement par rapport à A (moment t de l'ébranlement et moment $t + \Delta t$).

MB' : direction commune des chemins optiques en M relatifs aux ondes (f) et (f') observées dans le système s lié à A.

MB : direction du chemin optique en M relatif à l'onde (f') observée dans le système s lié à B.

mouvement de translation de vitesse constamment équipollente à celle de la particule. Nous admettrons que la valeur de c est indépendante de la particule envisagée, mais cette supposition n'est cependant pas essentielle pour la suite. Soit alors B une particule traversant la sphère d'action d'une autre particule A et y rencontrant un front (f) d'une onde émise par la particule A (v. Fig. 4). Si la vitesse *relative* de propagation du front d'onde (f) par rapport à B est égale à c au point de ren-

contre (dans le cas où c changerait de valeur d'une particule à une autre, nous dirions: égale à la valeur de c valable pour la particule B), nous admettrons qu'à partir de l'instant précis de cette rencontre, une onde sphérique émise par B propagera dans les conditions définies plus haut, du centre à la surface de la sphère d'action de B, la phase qui caractérise le front d'onde (f). Nous admettrons en outre que, dans tout autre cas, le front d'onde (f) restera sans effet sur la particule B.

Imaginons maintenant que, sous l'action d'une cause donnée, un certain point L de S devienne le centre d'émission d'ondes sphériques de fréquence n et de vitesse de propagation γ données; la zône d'existence de ces ondes pourra d'ailleurs être supposée aussi petite que l'on voudra. Toutes les hypothèses avancées ci-dessus ne font que prolonger, en les précisant, celles formulées à la page 367 de cette étude (nous n'avions pas limité les actions possibles des particules les unes sur les autres à des sphères, ni astreint les ondes susceptibles d'agir sur une particule donnée à posséder une vitesse déterminée; nous nous étions en outre placé d'emblée au point de vue d'un système Σ' animé par rapport à S d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme quelconque). Nous en déduisons sans peine l'existence d'ondes sphériques de centre L et de fréquence n, se propageant indéfiniment loin dans S avec la vitesse γ, ondes dont chaque front (F) à un instant donné sera défini : un ensemble quasi-continu de particules occupant à l'instant considéré des points M de S possédant en commun le caractère suivant: chaque point M est point de contact et d'intersection d'une multitude de fronts d'ondes sphériques élémentaires (f), tous caractérisés par une même phase, cette dernière indépendante du point M considéré, et admettant tous un chemin optique de direction commune, LM, pour un observateur immobile en M dans S.

En conséquence, si nous supposons qu'au lieu d'un seul train d'ondes, le point L émette simultanément dans son voisinage immédiat une multitude de trains d'ondes sphériques de même fréquence n et se distinguant les uns des autres par leurs vitesses de propagation, la première hypothèse fondamentale de notre mémoire se trouvera réalisée.

(La *déflexion* de la lumière au voisinage d'une masse attirante trouvera peut-être son explication dans la remarque suivante: si l'on suppose, dans un tel voisinage, les particules soumises à des accélérations bien déterminées en fonction de leurs positions, accélérations variant d'une manière continue d'un point à un autre, on sera conduit à substituer au système S défini plus haut un autre système dépendant de la région que l'on aura à examiner, à savoir un système en chute libre, c'est-à-dire animé par rapport à S d'un mouvement de translation accéléré convenablement choisi.)

Concernant la deuxième hypothèse fondamentale de notre étude, il suffirait, pour qu'elle se trouvât vérifiée d'elle-même, d'admettre par exemple que les particules d'éther qui circulent à l'intérieur de notre atmosphère ou tout au moins au voisinage immédiat du globe terrestre fussent animées en général, par rapport à celui-ci, de mouvements relativement lents, par exemple, pour fixer les idées, de mouvements ne dépassant guère la vitesse de 30 kilomètres à la seconde. (Si c changeait de valeur d'une particule à une autre, il faudrait plutôt faire appel à quelque loi particulière de résonance, qui concernerait les corps matériels en général et les corps qui jouent un rôle dans la perception directe ou indirecte de la lumière en particulier.)

Nous sommes ainsi fondé à affirmer que, grâce aux seules hypothèses exposées dans ce complément à notre étude, hypothèses qui n'entraînent par ailleurs aucune modification sérieuse des théories classiques concernant les phénomènes optiques observés à la surface du globe, nous réussissons à expliquer l'expérience de Michelson et Morley en conciliant la thèse de l'équivalence des systèmes galiléens en regard des phénomènes de l'optique avec la fiction d'un temps universel.

APPENDICE II

Il nous semble difficile qu'une science physique puisse s'édifier sans postuler implicitement l'existence de corps solides absolument indéformables. D'autre part, la rigidité, propriété essentielle de ces corps, propriété unique des systèmes de référence fondamentaux auxquels il faut, sous peine de tomber dans

l'arbitraire, rapporter mentalement toute déformation que l'on veut se représenter clairement, ne se conçoit qu'en connexion étroite avec la notion de simultanéité à distance, et réciproquement. Nous nous proposons ici de préciser du point de vue le plus général, c'est-à-dire indépendamment de tout mode particulier de contrôle, la notion de simultanéité. L'aperçu que nous avons déjà donné de notre façon d'envisager cette notion (v. Chap. II, p. 357) trouvera son complément naturel dans les développements auxquels nous allons être conduit, et établira en même temps le lien entre ces développements et la remarque précédente.

Soit S un système de référence rigide quelconque. Nous appellerons *lieu du système S* toute région peu étendue de l'espace rapporté à ce système (chacun entendra ce qu'il voudra par ces mots: région peu étendue).

Soit alors (a) un événement se passant en un lieu A de S. Si nous considérons cet événement comme bien déterminé sous le rapport de la place qu'il occupe dans le temps, nous considérerons aussi comme tel tout autre événement (a') qui sera donné à la fois comme se passant dans ce même lieu A de S et comme simultané à (a). Les événements (a) et (a') seront dits dans ces conditions *supperposés dans S*. Nous admettrons à ce propos les deux principes suivants:

I. *Deux événements* (a′) *et* (a″) *respectivement superposés dans S à un troisième* (a) *sont superposés dans S l'un à l'autre.*

II. *Etant donnés deux systèmes de référence rigides quelconques, deux événements de durée suffisamment brève qui sont superposés dans l'un sont aussi superposés dans l'autre.*

Par suite de l'imprécision de la notion de lieu d'un événement, on pourrait estimer que les considérations précédentes s'étendent d'elles-mêmes aux cas d'ensembles d'événements embrassant des régions de plus en plus vastes de l'espace et constituent ainsi une axiomatique conférant de la manière la plus naturelle un sens suffisamment précis à la notion de simultanéité prise dans sa complète généralité. Cependant, pour nous conformer sur ce point dans la mesure du possible à la manière de voir de M. Einstein, ce sera au contraire en nous appuyant sur des considérations d'un ordre nouveau que nous allons passer

de la notion de simultanéité dans un lieu donné à celle de simultanéité à distance.

Nous dirons que des événements (*a*), (*b*), (*c*), ... (*k*), se passant respectivement en des lieux déterminés A, B, C, ..., K du système S, lieux que nous pourrons supposer indifféremment comme tous distincts ou comme coïncidant en partie, *appartiennent à un circuit* (ou constituent un circuit) *dans S*, si le premier (*a*) de ces événements est la cause du second (*b*), le second (*b*) la cause du troisième (*c*) et ainsi de suite, et s'il existe en outre deux événements (*o*) et (*o'*) se passant dans un même lieu O de S, dont on puisse dire que le premier (*o*) est la cause du premier (*a*), le second (*o'*) un effet du dernier (*k*) des événements (*a*), (*b*), ..., (*k*) (éventuellement (*o*) pourra se confondre avec (*a*), (*o'*) avec (*k*)). Nous dirons en outre que tout événement superposé dans S à l'un quelconque des événements (*o*), (*a*), (*b*), ..., (*o'*), *se rattache* au circuit formé par ces derniers.

Qu'il soit entendu, dès maintenant, que tous les événements dont il sera question dorénavant seront supposés de durée extrêmement brève (comme, par exemple, le commencement précis, en admettant qu'on ait pu définir ce qu'il faut entendre par là, de tel ou tel événement d'une certaine durée).

Nous ne viserons pas à établir à l'aide de conventions et de principes appropriés une corrélation étroite entre les mesures du temps effectuées dans les différents lieux d'un système; de tels principes et de telles conventions nous paraissent condamnés, les premiers, dans la mesure où ils ne participent pas de la nature des secondes, à se réduire après mûr examen à des truismes, les secondes à ne contribuer que d'une manière trompeuse à fixer le sens de certains termes, de certaines locutions d'un usage courant. Nous admettrons toutefois que la mesure du temps peut être et est effectuée dans chaque lieu de S de manière à satisfaire aux deux principes suivants:

III. *Les temps des divers événements qui appartiennent dans S à un circuit donné quelconque diffèrent entr'eux de quantités indépendantes du moment où le premier événement* (o) *de ce circuit se produit* [1].

[1] C'est affirmer, avec Newton, que (dans S tout au moins) le temps s'écoule partout uniformément, avec les relativistes, que deux hor-

IV. *Si deux circuits qui ont en commun le lieu de S où chacun d'eux prend son origine sont constitués par des mécanismes identiques, les intervalles de temps qui séparent respectivement dans chacun de ces deux circuits l'événement origine de l'événement extrémité sont mesurés par un même nombre.*

Cela dit, nous poserons la définition fondamentale suivante:

Deux événements (x) *et* (y) *seront dits simultanés dans S à* ε *unités de temps près s'ils peuvent être rattachés dans S à un circuit dont les événements origine et extrémité se succèdent à un intervalle de temps mesuré par un nombre inférieur ou égal à* ε. *Sera alors aussi dit simultané dans S à* ε *unités de temps près à chacun de ces deux événements* (x) *et* (y) *tout événement* (y′) *qui précède de moins de* ε *unités de temps dans le même lieu Y de S celui* (y) *de ces deux événements qui vient après l'autre dans le circuit envisagé.*

On peut alors démontrer, en s'appuyant sur le principe III, que, si (x) et (y) sont respectivement simultanés à (z) dans S à ε et à η près, (x) et (y) sont simultanés l'un à l'autre dans S à $\varepsilon + \eta$ près. Il est ainsi établi que:

V. *Si deux événements sont respectivement simultanés (c'est-à-dire simultanés à une quantité négligeable près) dans S à un troisième, ils sont simultanés dans S l'un à l'autre.*

En outre, si l'on regarde comme légitime de passer, en faisant appel à des considérations de continuité, du principe II à l'affirmation que deux événements (e) et (e') qui se succèdent dans S dans un même lieu et à un intervalle de temps suffisamment court se succèdent aussi dans un même lieu et à un intervalle de temps très court quand on les rapporte à un deuxième système rigide donné à l'avance d'une manière quelconque, on pourra considérer comme démontré que:

VI. *Si deux événements sont simultanés dans un système rigide, ces deux événements le sont aussi dans tous les autres.*

Tournons maintenant notre attention vers le procédé de contrôle sur lequel M. Einstein fait reposer sa définition de la simultanéité. Les principes III et IV permettent de démontrer que ce procédé de contrôle est encore valable dans les conditions

loges identiques et immobiles dans S restent indéfiniment réglées sous le rapport de la simultanéité si elles le sont à un instant donné.

où nous venons de nous placer, si les émissions d'ondes utilisées peuvent, dans le système rigide où le contrôle est exercé, être regardées, sous le rapport de leurs modes de propagation, comme des phénomènes identiques les uns aux autres et en outre parfaitement symétriques. M. Einstein a admis comme point de départ de sa théorie, antérieurement à toute hypothèse concernant les mesures du temps et de l'espace, que cette double condition se trouvait naturellement vérifiée (dans le vide, bien entendu) par n'importe quelles émissions d'ondes lumineuses (et hertziennes), dans une infinité de systèmes rigides à la fois. Cela pouvait revenir à attribuer aux horloges et aux solides certaines propriétés remarquables, propriétés que nous nous sommes appliqué à dégager dans notre Chapitre I (notamment p. 356).

Jugée de notre point de vue, voici l'aspect sous lequel se présente la question.

1° Si l'on admet l'hypothèse de Ritz, le procédé de contrôle en question est applicable indifféremment dans une infinité de systèmes rigides, sous la réserve toutefois que les sources lumineuses utilisées satisfassent à une certaine condition dépendant du système particulier dans lequel ce procédé sera appliqué.

2° Si l'on admet, sur la base de l'hypothèse classique de l'éther immobile, le principe de De Sitter[1], ce procédé n'est applicable que dans un seul système.

3° Supposons enfin que le principe de De Sitter soit formulé indépendamment de toute hypothèse concernant l'existence, réelle ou fictive, d'un milieu servant d'agent de propagation à la lumière. Dans ce cas, ce principe demande à être précisé. Il peut l'être comme suit : on distingue une classe particulière de systèmes de référence rigides, et l'on admet que l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'instant de l'émission d'une onde lumineuse par une source quelconque L et celui de sa perception par un observateur quelconque P est proportionnel à la distance des lieux de ces événements dans celui des systèmes privilégiés par rapport auquel l'observateur P ne possède

[1] Principe d'après lequel le mouvement de la source n'influe pas sur la vitesse apparente de la lumière.

aucune vitesse au moment de la perception (on suppose qu'il existe à chaque moment un et un seul système privilégié de cette nature pour chaque observateur P). Cela revient à dire que non seulement le procédé de contrôle préconisé par M. Einstein peut, comme dans le cas de l'hypothèse de Ritz, être appliqué indifféremment dans une infinité de systèmes rigides, mais qu'en plus on peut utiliser à cette fin les mêmes émissions dans tous ces systèmes. Il ressort donc de là qu'il faut attribuer à la lumière des propriétés nouvelles remarquables; c'est de ces propriétés que nous avons cherché à rendre compte dans notre Chapitre III. (L'attribution aux constantes Γ_1 et Γ_2 (v. p. 361) de valeurs, autres que 0 et ∞, variables d'une source à l'autre, entraîne une certaine limitation du principe énoncé ci-dessus; mais cette limitation est de peu d'importance au point de vue qui nous intéresse: les systèmes considérés comme privilégiés dans le cas de l'acception large ($\Gamma_1 = 0$; $\Gamma_2 = \infty$) du principe resteront privilégiés dans le cas de l'acception restreinte, à cela près que, dans certains d'entr'eux, une source donnée ne sera perçue, de quelque façon que ce soit, de nulle part ou ne le sera que de certaines régions.)

On a pu croire que le principe de De Sitter sous sa deuxième forme était inconciliable avec le point de vue du sens commun touchant la simultanéité (point de vue qui, tout considéré, se confond avec celui que nous avons développé ici). C'est pour faire ressortir ce qu'il y a d'inexact dans cette manière de penser que nous avons entrepris les recherches qui ont fait l'objet de cette étude. Le succès de cette entreprise, difficilement contestable sur le terrain des idées, se trouve ainsi lié, sur celui des applications, au sort du principe de De Sitter lui-même. Or ce principe semblerait assez mal assuré puisqu'il vient d'être remis en question sur la base même des faits qui passaient pour fournir à son appui les arguments les meilleurs.

Lausanne, Septembre 1924.