

Quelques remarques sur la relativité restreinte*

A. SANCHE

1 rue de Toulouse, 30000 Nîmes

RÉSUMÉ. Contrairement aux idées reçues, il paraît possible d'interpréter l'optique relativiste (la mécanique aussi d'ailleurs) de façon classique, c'est-à-dire en utilisant une durée expérimentale invariante (et des espaces à trois dimensions).

ABSTRACT. In contradiction with commonly accepted ideas, it appears possible to interpret relativistic optics (and also mechanics) in a classical manner, i.e. by using an invariant experimental time (and three-dimensional spaces).

1. Préliminaires

Les photons n'étant localisables que lors d'une interaction avec la matière, il sera convenu de localiser non l'éclair lumineux, mais le récepteur. Pour cela, chaque grandeur sera munie de deux indices, le

* N.D.L.R. Certains lecteurs critiqueront sans doute l'article d'André Sanche pour une certaine complexité de notations, un manque de covariance explicite ou, plus généralement, des écarts par rapport à la formulation habituelle de la relativité.

Nous savons cela, qui a été discuté au Comité scientifique et avec l'auteur. Cependant, aucune de ces objections ne nous a paru réhabilitaire. Inversement, notre attention a été attirée par l'originalité du point de vue de l'auteur et par le fait qu'il est dans l'esprit de la première approche d'Einstein, fondée sur la manière concrète dont un observateur voit un événement plutôt que sur la covariance formelle de sa représentation mathématique. Les qualités de ce travail nous paraissent donc l'emporter sur ses défauts et nous nous permettons d'appeler le lecteur à ne pas y voir un simple retour à la physique classique avec une sorte de négation de la relativité, c'est tout le contraire qui est vrai.

premier indiquant la particule matérielle concernée par l'évènement, le second indiquant le repère utilisé pour la localiser. Par exemple, x_{ij} situe la particule P_i sur l'axe des x du repère $R(j)$. Par exemple, t_{ii} est le temps de la particule P_i mesuré dans le repère $R(i)$ auquel P_i est liée. Dans ces conditions, lorsque l'indice est répété, ii , jj , la mesure est dite propre. Elle s'effectue in situ et n'est perturbée par aucun mouvement relatif.

Par ailleurs, on remarquera que les démonstrations géométriques de l'effet Doppler donnent des fréquences fonction des repères, valables pour des récepteurs qui leur sont liés. Par exemple, si la couleur rouge correspond au repère $R(i)$, c'est la particule P_i , liée à $R(i)$, qui percevra des photons rouges. Si cet évènement se réalise effectivement, il est bien entendu que P_i percevra des photons rouges $h\nu_{ii}$ quel que soit le repère utilisé pour la localiser. Les fréquences établies mathématiquement sont virtuelles, les fréquences expérimentales, effectivement perçues, sont in-variantes. Nous allons voir que le même raisonnement est valable pour les dates.

2. Les formules de Lorentz

Soient, par exemple, deux repères cartésiens d'inertie $R(i)$ et $R(j)$ dont les axes des x glissent l'un sur l'autre à la vitesse relative v_{ij} , les axes des y et des z restant parallèles. Toutes les horloges sont identiques. Les horloges d'un même repère étant facilement synchronisables [1], celles de $R(i)$ sont synchronisées entre elles, celles de $R(j)$ le sont également. A la date zéro, les origines des espaces de référence coïncident avec la source lumineuse qui émet un éclair vers les x positifs. D'où le schéma suivant :

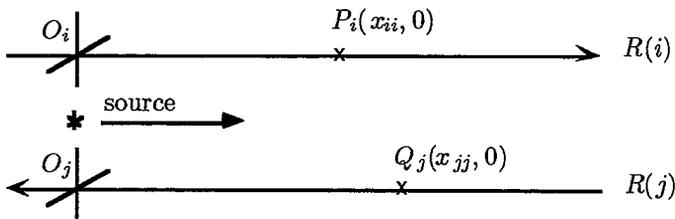


Figure 1. Emission de l'éclair, date zéro

Situées sur les axes des x , les particules $P_i(x_{ii})$ et $Q_j(x_{jj})$ coïncident lors de la réception de l'éclair :

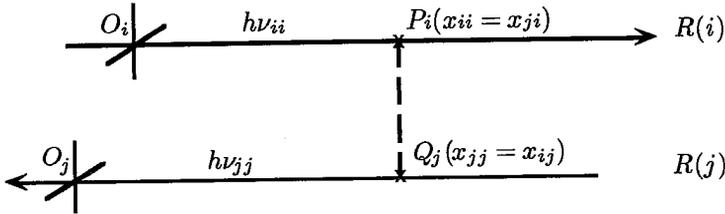


Figure 2. Réception de l'éclair, date t_{ii} ou t_{jj}

Les expériences sur la célérité de la lumière, notamment celle de Michelson, permettent d'affirmer que la lumière est toujours perçue à la célérité c . La particule P_i reçoit donc l'éclair à la date t_{ii} et la particule Q_j , à la date t_{jj} de sorte que $x_{ii}/t_{ii} = x_{jj}/t_{jj} = c$. Dans ces conditions, la transformation de Galilée devient :

$$\left. \begin{aligned} x_{jj} &= x_{ii} + v_{ij}t_{ii} = \left(1 + \frac{v_{ij}}{c}\right)x_{ii} \\ x_{ii} &= x_{jj} - v_{ij}t_{jj} = \left(1 - \frac{v_{ij}}{c}\right)x_{jj} \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Ces formules sont incompatibles à moins que, par relativité physique, un même coefficient γ_{ij} ne rende nul le déterminant du système :

$$\left. \begin{aligned} +x_{jj} - \gamma_{ij}\left(1 + \frac{v_{ij}}{c}\right)x_{ii} &= 0 \\ -\gamma_{ij}\left(1 - \frac{v_{ij}}{c}\right)x_{jj} + x_{ii} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (b)$$

c'est-à-dire, à moins que :

$$1 - \gamma_{ij}^2\left(1 - \frac{v_{ij}^2}{c^2}\right) = 0 \quad (c)$$

En choisissant le signe + pour retrouver l'identité pour $v_{ij} = 0$:

$$\gamma_{ij} = 1/\sqrt{1 - \beta_{ij}^2} \quad \text{avec} \quad \beta_{ij} = v_{ij}/c \quad (2.5)$$

Nous obtenons ainsi

$$x_{ii} = \gamma_{ij}(x_{jj} - v_{ij}t_{jj}) \quad (2.1)$$

$$t_{ii} = \gamma_{ij}(t_{jj} - v_{ij}x_{jj}/c^2) \quad (2.2)$$

$$x_{jj} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii}) \quad (2.3)$$

$$t_{jj} = \gamma_{ij}(t_{ii} + v_{ij}x_{ii}/c^2) \quad (2.4)$$

Ce sont les formules de Lorentz : en un point géométrique donné, la date de réception du photon $h\nu_{ii}$ par P_i est fonction de la date de réception du photon $h\nu_{jj}$ par Q_j et réciproquement, l'une de ces possibilités excluant l'autre. Si le photon est rouge, c'est qu'il est perçu par P_i à la date t_{ii} . S'il est vert, c'est qu'il est perçu par Q_j à la date t_{jj} . Soit rouge, soit vert, certainement pas les deux à la fois¹.

Précisons ce raisonnement quant aux dates. Admettons que P_i perçoive l'éclair. Dans ce cas, $(x_{ii} - o_i)$ est la distance séparant le récepteur de l'émetteur à la date zéro de l'émission. C'est la distance retenue pour calculer la vitesse de la lumière (théorie des potentiels retardés). De virtuelle, la date :

$$t_{ii} = (x_{ii} - o_i)/c \quad (2.6)$$

est devenue expérimentale, effectivement notée par le récepteur P_i quel que soit le repère utilisé pour le localiser. Autrement dit, bien que P_i soit situé dans $R(j)$, lors de la réception de l'éclair $h\nu_{ii}$ (fig. 2 et (2.3)), en :

$$x_{ij} = x_{jj} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii}), \quad (2.7)$$

la date t_{jj} est apparente, illusoire.

Réciproquement, lorsque Q_j perçoit l'éclair, la date effective, expérimentale, est :

$$t_{jj} = (x_{jj} - o_j)/c \quad (2.8)$$

Bien que Q_j soit situé dans $R(i)$, lors de la perception de $h\nu_{jj}$, en :

$$x_{ji} = x_{ii} = \gamma_{ij}(x_{jj} - v_{ij}t_{jj}), \quad (2.9)$$

la date t_{ii} n'est plus qu'apparence, de virtuelle, elle est devenue illusoire (dans ce cas, P_i ne perçoit pas l'éclair).

Dès à présent, je puis affirmer que les résultats obtenus par ces raisonnements sont remarquables. Ils permettront de juger de la valeur des principes que nous venons d'établir.

¹ Imaginer $h\nu_{ii}$ et $h\nu_{jj}$ se déplaçant de concert pour être perçus simultanément n'est guère admissible, les parcours sont différents $(x_{ii} - o_i) < (x_{jj} - o_j)$.

3. Optique relativiste

Le récepteur effectif de l'éclair étant P_i , nous allons voir que l'invariance de $h\nu_{ii}$ et de t_{ii} permet une analyse pertinente des phénomènes optiques.

3.1. La vitesse de la lumière

Admettons que l'éclair $h\nu_{ii}$ soit perçu obliquement par $P_i(x_{ii}, y_{ii}, o)$, de telle sorte que les données expérimentales soient dans $R(i)$:

$$C_{iix} = x_{ii}/t_{ii} = c \cos \hat{\alpha}_{ii} \quad (3.1)$$

$$C_{iiy} = y_{ii}/t_{ii} = c \sin \hat{\alpha}_{ii} \quad (3.2)$$

$$C_{iiz} = z_{ii}/t_{ii} = o \quad (3.3)$$

Quel que soit le repère spatial $R(j)$, nous obtenons pour la vitesse de $h\nu_{ii}$, compte tenu de (2.7) et de (3.1)²:

$$C_{ijx} = x_{ij}/t_{ii} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii})/t_{ii} \quad (3.4)$$

$$C_{ijy} = (c \cos \hat{\alpha}_{ii} + v_{ij})/\sqrt{1 - \beta_{ij}^2} \quad (3.5)$$

avec, compte tenu de (3.2) et (3.3)

$$C_{ijy} = y_{ij}/t_{ii} = y_{ii}/t_{ii} = c \sin \hat{\alpha}_{ii} \quad (3.6)$$

$$C_{ijz} = z_{ij}/t_{ii} = z_{ii}/t_{ii} = o \quad (3.7)$$

En estimant invariante la durée du récepteur P_i , nous avons donc pour la vitesse de $h\nu_{ii}$, dans $R(i)$:

$$C_{ii}^2 = C_{iix}^2 + C_{iiy}^2 \quad (3.8)$$

ce qui entraîne

$$|C_{ii}| = c \quad (3.9)$$

² Pour calculer la vitesse de la lumière perçue par la particule P_i , il faut utiliser la durée de P_i . Pourquoi utiliser la durée de la particule Q_j lorsque celle-ci ne perçoit pas l'éclair?

et dans $R(j)$:

$$C_{ij}^2 = C_{ijx}^2 + C_{ijy}^2 \quad (3.10)$$

ce qui entraîne

$$|C_{ij}| = (c + v_{ij} \cos \hat{\alpha}_{ii}) / \sqrt{1 - \beta_{ij}^2} \quad (3.11)$$

Conformément aux expériences de Michelson, un éclair est toujours perçu à la vitesse c . Il n'a cependant cette vitesse que dans le repère du récepteur effectif. Reste à utiliser les formules ci-dessus, en supposant que l'émetteur est lié à $R(j)$, soit S_j .

3.2. Effet Doppler

Nous utiliserons la formule élémentaire de l'effet Doppler :

$$\nu_{ii} = \nu_{jj} \frac{\text{vitesse de l'éclair par rapport au récepteur } P_i}{\text{vitesse de l'éclair par rapport à l'émetteur } S_j}$$

En effet, soit dt_{jj} la période émise et dt_{ii} la période perçue. D'après ce qui précède, nous avons pour la longueur d'onde apparente:

$$\lambda = C_{ij} dt_{jj} = C_{ii} dt_{ii} \quad (3.12)$$

D'où pour les fréquences, compte tenu de (3.9) et de (3.11)

$$\nu_{ii} = \nu_{jj} (C_{ii}/C_{ij}) = \nu_{jj} [c/\gamma_{ij}(c + v_{ij} \cos \hat{\alpha}_{ii})] \quad (3.13)$$

ou enfin

$$\nu_{ii} = \nu_{jj} \sqrt{1 - \beta_{ij}^2} / (1 - \beta_{ji} \cos \hat{\alpha}_{ii}), \quad (3.14)$$

formule bien connue de l'effet Doppler. Pour $\hat{\alpha}_{ii} = \pi/2$, on retrouve l'effet Doppler transverse $\nu_{ii} = \nu_{jj} \sqrt{1 - \beta_{ij}^2}$, confirmé par les expériences de Yves et Stillwell [2].

Contrairement à la théorie traditionnelle, cette démonstration respecte la pensée de Louis de Broglie [3] : "Le champ électromagnétique d'une onde lumineuse étant toujours unique et bien déterminé, il faut que l'état final du photon soit déterminé par son état initial"... dans le cas contraire "l'identification du photon avec un seul corpuscule... se heurte à des difficultés insurmontables quant à la définition du champ électromagnétique qui l'accompagne". On peut même se demander,

si l'éclair a partout la vitesse c , ce qui provoque son changement de fréquence.

Remarque : Les démonstrations usuelles comparent les fréquences perçues par P_i et Q_j . La particule Q_j étant liée au même repère que l'émetteur S_j , nous retrouvons évidemment (3.14).

3.3. Effet Bradley ou d'aberration astronomique

Dans la direction des x de $R(j)$, angle $\hat{\alpha}_{ij}$, l'éclair $h\nu_{ii}$, perçu par P_i , a pour vitesse :

$$|C_{ij}| \cos \hat{\alpha}_{ij} = C_{ijx} \quad (3.15)$$

soit compte tenu de (3.5) et (3.11) :

$$\gamma_{ij}(c + v_{ij} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \cos \hat{\alpha}_{ij} = \gamma_{ij}(c \cos \hat{\alpha}_{ii} + v_{ij}) \quad (3.16)$$

et finalement :

$$\cos \hat{\alpha}_{ij} = (\cos \hat{\alpha}_{ii} - \beta_{ji}) / (1 - \beta_{ji} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.17)$$

Par ailleurs, l'éclair $h\nu_{ii}$ perçu par P_i a pour vitesse dans la direction des y de $R(j)$:

$$|C_{ij}| \sin \hat{\alpha}_{ij} = C_{ijy} \quad (3.18)$$

c'est-à-dire, compte tenu de (3.6) et (3.11) :

$$\sin \hat{\alpha}_{ij} = \sin \hat{\alpha}_{ii} \sqrt{1 - \beta_{ij}^2} / (1 - \beta_{ji} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.19)$$

(3.17) et (3.19) sont respectivement les formules des cosinus et des sinus de l'effet Bradley.

Il faut cependant bien voir que les démonstrations traditionnelles n'étudient pas le même phénomène. Elles comparent, en un point géométrique donné, les angles de perception de l'éclair selon qu'il est reçu, soit par P_i , soit par Q_j . Dans ces conditions, l'emploi des formules de Lorentz s'impose. Par exemple, dans la direction des x , la vitesse de $h\nu_{ii}$ est dans $R(i)$:

$$x_{ii}/t_{ii} = c \cos \hat{\alpha}_{ii} \quad (3.20)$$

De son côté, la vitesse de $h\nu_{jj}$ est dans $R(j)$:

$$x_{jj}/t_{jj} = c \cos \hat{\alpha}_{jj} \quad (3.21)$$

Les formules de Lorentz (2.3) et (2.4) donnent alors :

$$x_{jj}/t_{jj} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii})/\gamma_{ij}(t_{ii} + v_{ij}x_{ii}/c^2) \quad (3.22)$$

c'est-à-dire

$$c \cos \hat{\alpha}_{jj} = (x_{ii} + v_{ij}t_{ii})/t_{ii}(1 + \beta_{ij} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.23)$$

et enfin :

$$\cos \hat{\alpha}_{jj} = (\cos \hat{\alpha}_{ii} - \beta_{ji})/(1 - \beta_{ji} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.24)$$

De même, pour les sinus on trouve :

$$\sin \hat{\alpha}_{jj} = \sin \hat{\alpha}_{ii} \sqrt{1 - \beta_{ij}^2}/(1 - \beta_{ji} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.25)$$

(3.24) et (3.25) diffèrent de (3.17) et (3.19) par les indices. Cette comparaison permet toutefois d'écrire :

$$\hat{\alpha}_{ij} = \hat{\alpha}_{jj} \quad (3.26)$$

Conclusion, dans $R(j)$ le photon $h\nu_{ii}$ effectivement perçu par P_i a la même direction que $h\nu_{jj}$ éventuellement perçu par Q_j . Résultat prévisible. Admettons que la source lumineuse soit S_j . Dans $R(j)$, l'angle de réception de l'éclair est égal à l'angle d'émission quel que soit le récepteur.

3.4. Impulsion et énergie dans $R(j)$ du photon $h\nu_{ii}$

Le récepteur P_i perçoit la fréquence ν_{ii} quel que soit le repère utilisé pour le localiser. Compte tenu de (3.11), l'impulsion du photon $h\nu_{ii}$ sera dans $R(j)$:

$$P_{ij} = (h\nu_{ii}/c^2)C_{ij} = (h\nu_{ii}/c^2)\gamma_{ij}(c + v_{ij} \cos \hat{\alpha}_{ii}) \quad (3.27)$$

ou encore, vu la formule (3.14) de l'effet Doppler :

$$P_{ij} = h\nu_{jj}/c \quad (3.28)$$

et enfin, compte tenu de (3.26) :

$$P_{ij}\vec{u}_{ij} = (h\nu_{jj}/c)\vec{u}_{jj} \quad (3.29)$$

la particule P_i recevant, dans $R(j)$, la même impulsion et la même énergie qu'une particule liée à $R(j)$:

$$E_{ij} = h\nu_{ii} + h(\nu_{jj} - \nu_{ii}) = h\nu_{jj} \quad (3.30)$$

La parenthèse $h(\nu_{jj} - \nu_{ii})$ est une énergie cinétique virtuelle due au mouvement relatif des repères $R(j)/R(i)$. On pourra donc construire un 4-vecteur impulsion-énergie pour le photon $h\nu_{ii}$, le coupler avec celui du récepteur P_i et introduire ainsi la *mécanique ondulatoire* [4].

3.5. Effet Fresnel

Il s'agit d'étudier la vitesse de la lumière transmise à différents récepteurs par un milieu transparent $M(i)$ d'indice de réfraction n .

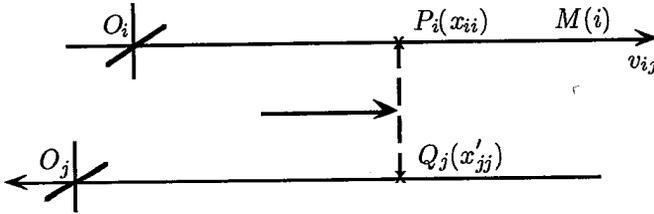


Figure 3. Réception de l'éclair

Nous devons donc utiliser les formules de Lorentz. Pour P_i lié à $M(i)$, l'éclair, émis dans la direction des x , a pour vitesse :

$$x_{ii}/t_{ii} = c/n \quad (3.31)$$

(2.3), (2.4) et (3.31) donnant pour le récepteur mobile Q_j :

$$x'_{jj}/t'_{jj} = \gamma_{ij}(x_{ii} + v_{ij}t_{ii})/\gamma_{ij}(t_{ii} + v_{ij}x_{ii}/c^2) \quad (3.32)$$

$$= (c/n + v_{ij}/(1 + \beta_{ij}/n)) \quad (3.33)$$

(3.33) est la formule de l'effet Fresnel d'entraînement partiel de la lumière par les milieux matériels. Dans le laboratoire, le physicien notera donc, pour la réception de l'éclair au point considéré, soit la *date invariante* $t_{ii} = t_0$ si le récepteur est P_i , soit la *date invariante* $t'_{jj} = t'_0$ si le récepteur est Q_j , avec, d'après (2.4) et compte tenu de (3.31), la relation :

$$t'_{jj} = \gamma_{ij}(t_{ii} + v_{ij}x_{ii}/c^2) \implies t'_0 = \gamma_{ij}t_0(1 + \beta_{ij}/n) \quad (3.34)$$

Il ne viendra à l'esprit de personne que les horloges de P_i et Q_j ne marchent pas de la même façon. Le physicien estimera fort justement que les deux évènements sont tout simplement différents. Ce raisonnement reste évidemment valable lorsque l'indice de réfraction n tend vers un, il suffit de prendre un gaz, qui se raréfie, comme milieu de propagation de la lumière. A la limite, pour le vide, on aura toujours deux dates possibles pour la réception de l'éclair au point considéré :

$$t'_0 = \gamma_{ij} t_0 (1 + \beta_{ij}) \quad (3.35)$$

pour la bonne raison que les distances, séparant à la date d'émission la source lumineuse des récepteurs éventuels (théorie des potentiels retardés), diffèrent : $x'_{jj} \neq x_{ii}$. Même dans le vide, les perceptions de l'éclair par P_i et Q_j sont des évènements distincts. Qu'ils aient lieu au même endroit (du laboratoire), à des instants différents, n'a en soi rien de choquant, étant bien entendu que c'est l'évènement effectif qui donne la bonne date.

Ceci dit, la physique a évolué depuis 1905. Une bonne interprétation de la relativité restreinte doit respecter les théories modernes.

4. Théorie ondulatoire de la lumière

Continuons de raisonner de façon tout à fait classique, c'est-à-dire avec une durée invariante et des espaces à trois dimensions.

a) Particules associées

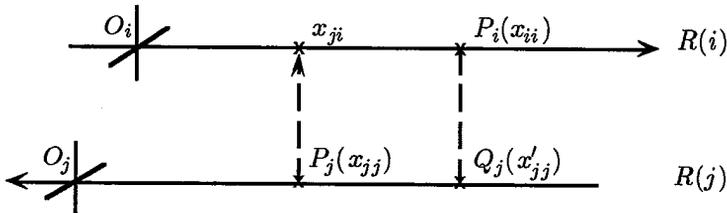


Figure 4. Réception de l'éclair

Désormais, nous désignerons du nom de particules *associées* (par les formules de Lorentz), P_i et Q_j qui coïncident lors de la réception de l'éclair, en primant, pour éviter toute confusion, les grandeurs concernant Q_j .

Alors que P_i est susceptible de percevoir, dans le vide, cet éclair à la date :

$$t_{ii} = x_{ii}/c = t_0 \quad (4.1)$$

au même point de $R(i)$, la particule Q_j le percevrait à une date fonction de sa vitesse β_{ji} , soit d'après (3.35), à la date expérimentale :

$$t'_{jj} = x'_{jj}/c = t'_0 = \gamma_{ij}t_0(1 - \beta_{ji}) \quad (4.2)$$

b) Particules homologues

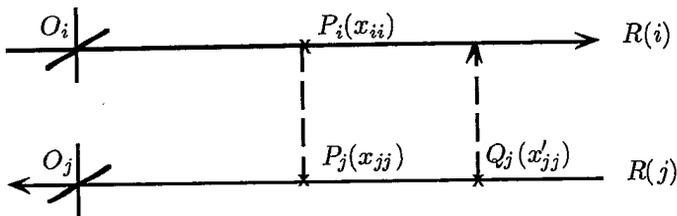


Figure 5. Emission de l'éclair

Nous désignerons du nom de particules *homologues*, P_i et P_j qui coïncident lors de l'émission de l'éclair. Leurs abscisses étant égales :

$$x_{jj} = x_{ii} \quad (4.3)$$

ces particules perçoivent l'éclair à la même date expérimentale :

$$t_{jj} = x_{jj}/c = x_{ii}/c = t_{ii} = t_0 \quad (4.4)$$

Bien entendu, vu leur mouvement relatif, P_i et P_j ne coïncident plus lors de la réception de l'éclair. A la date $t_{ii} = t_{jj} = t_0$, P_i percevrait l'éclair en x_{ii} de $R(i)$, alors que P_j le percevrait en un point de $R(i)$ fonction de sa vitesse β_{ji} (figure 4), soit d'après (2.9) et compte tenu de (4.4) :

$$x_{ji} = \gamma_{ij}(x_{jj} - v_{ij}t_{jj}) = \gamma_{ij}x_{ii}(1 + \beta_{ji}) \quad (4.5)$$

Ainsi, pour un repère géométrique donné, en l'occurrence $R(i)$, selon le mouvement du récepteur (\vec{v}_{ij} est arbitrairement choisie), chaque photon peut être perçu à la vitesse c au même "endroit" à tout instant (particules associées) et au même instant en tout "endroit" (particules homologues). Conformément à la nature ondulatoire de la lumière, la localisation du

photon, dans les conditions exposées ci-dessus, correspond à une onde plane monochromatique. Le raisonnement étant valable quel que soit le photon, il faut qu'en un point géométrique, sinon en un point matériel, puissent coexister plusieurs photons. C'est le principe de superposition des ondes électromagnétiques : les photons n'interagissent pas entre eux. L'équilibre thermique dans le rayonnement noir, la création de paires par les photons exigent la présence de particules matérielles. Le lieu et la date des événements, ce sont ces particules qui les fournissent.

5. Mécanique quantique

Pour les particules matérielles, la géométrisation de l'espace est également à l'origine de curieuses propriétés. A quelle date se rencontrent P_i et Q_j ? C'est, soit à la date $t_{ii} = t_0$, soit à la date $t'_{jj} = t'_0$, selon que le récepteur effectif de l'éclair est P_i ou Q_j . Nous sommes forcés de reconnaître que la vitesse relative de ces corpuscules n'est pas connue et que \vec{v}_{ij} n'est qu'une hypothèse de travail.

Dans ces conditions, en un point géométrique donné ($\Delta x = 0$), l'impulsion \vec{p}_{ji} des corpuscules Q_j est incertaine, constatation conforme à la relation d'incertitude de Heisenberg :

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h/2\pi \quad (5.1)$$

Si, pour préciser l'impulsion du récepteur effectif de l'éclair, nous voulons réduire le temps Δt du passage en P_i des particules associées (4.a, susceptibles de percevoir l'éclair à tout instant au même "endroit"), nous rencontrons les particules homologues (4.b, susceptibles de percevoir l'éclair au même instant en tout "endroit"). Dans ce cas, Δx devient important de telle sorte que (5.1) est à nouveau respecté. Un raisonnement analogue est valable pour les particules P_j , nous permettant de retrouver la deuxième relation d'incertitude :

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq h/2\pi \quad (5.2)$$

Il faut cependant noter que ces considérations ne vont pas à l'encontre du déterminisme. Il n'existe en effet qu'une seule particule qui puisse percevoir l'éclair à une date et en un point géométrique donnés. Deux corpuscules d'inertie, qui coïncideraient quand l'éclair est émis (pour le recevoir à la même date) et quand il est perçu (pour le recevoir au même endroit), auraient constamment la même vitesse et seraient confondus.

6. Conclusion

L'interprétation des expériences sur la célérité de la lumière dépend du concept d'espace-temps adopté. La théorie traditionnelle admet en réalité un espace absolu, indépendant de son contenu. Dans ce cadre unique et vide, la lumière est parfaitement localisée. Les distances parcourues par l'éclair dépendant des repères en mouvement choisis, pour respecter la vitesse c , les durées sont fonction du repérage. Chaque repère a sa durée. Mais on peut également postuler une durée absolue et des espaces relatifs aux corps matériels. Dans ces conditions, la lumière a la vitesse c dans le repère du récepteur effectif, mais uniquement par rapport à lui.

Aucune expérience ne peut départager directement ces deux hypothèses. Il est impossible de connaître la vitesse dans $R(j)$ de l'éclair perçu par P_i , sauf à le percevoir par Q_j , ce qui est contradictoire. En revanche, sans même parler de la satisfaction de retrouver la durée de tous les jours, les conséquences sont en faveur de la deuxième interprétation : la relativité restreinte voit ses axiomes s'accorder avec ceux des autres théories, ses formules mathématiques prennent un sens physique évident et ses prétendus paradoxes sautent. A condition d'être sans parti-pris, sans aucun doute possible, la seconde hypothèse est de loin la meilleure.

Deux grands savants ont d'ailleurs pressenti la bonne explication. Einstein déclare [5] : "Le corps terrestre joue un rôle tellement prépondérant dans l'appréciation des positions relatives des corps, qu'il a conduit au concept de l'espace en soi, concept qui ne peut sérieusement être défendu"... et d'ajouter : "Le point suivant nous semble essentiel. On peut, en juxtaposant à un corps A (solide matériel) des corps B, C, \dots , (le) prolonger d'une façon telle qu'il entre en contact avec tout corps X . L'ensemble des prolongements du corps A peut être considéré comme l'espace du corps A ... En ce sens, on ne peut parler de l'espace en soi, mais seulement de *l'espace du corps A*."

De son côté, Louis de Broglie écrit [6] : "Nous n'avons pas le droit ... de considérer (le photon) comme un petit objet décrivant une trajectoire dans l'espace" et ajoute : "Si une théorie future nous permettait de voir plus clair dans les questions quantiques, ce ne pourrait être sans doute qu'en modifiant profondément nos idées sur l'espace et le temps, y compris les *conceptions relativistes*."

Il ne pouvait y avoir meilleure conclusion à cette étude !

Références

- [1] A. Einstein, *Quatre conférences sur la théorie de la relativité*, Gauthier-Villars 1971, p. 24.
- [2] M.A. Tonnelat, *Principes de l'électromagnétisme et de la relativité*, Masson 1960, p. 232.
- [3] L. de Broglie, *Continu et discontinu en physique*, A. Michel 1941, p. 208.
- [4] A. Sanche, *Relativité et mécanique ondulatoire*, Annales Fond. L. de Broglie, vol. 13 (1988), p. 337.
- [5] A. Einstein, *Quatre conférences sur la théorie de la relativité*, op. cit. p. 2.
- [6] L. de Broglie, *Continu et discontinu en physique*, op. cit. pp. 35 et 66.

(Manuscrit reçu le 26 août 1993)