Constante de Planck et radiation électromagnétique

C. Cormier-Delanoue

Fondation Louis de Broglie
Paris

RESUME. La constante de Planck h intervient dans la définition de l'énergie de toutes les entités microphysiques, et notamment des radiations électromagnétiques. Une hypothèse réaliste sur la signification physique de cette constante dans le cas des radiations est étudiée d'un point de vue relativiste.

ABSTRACT. The definition of energy in all microphysical phenomena, and particularly in electromagnetic radiation, involves Planck's constant h. An assumption as to the physical meaning of this constant in the radiation case is tested from a relativistic point of view.

1. Introduction

La relation de Planck-Einstein, $E = h\nu$, définissant l'énergie élémentaire propagée par les radiations électromagnétiques, est bien connue, on serait même tenté de dire, trop bien connue.

Si à l'origine, cette relation ne fut que très prudemment avancée par Planck [1] pour définir l'énergie échangée entre émetteurs et absorbeurs d'un corps noir par son rayonnement thermique, elle fut ensuite plus spécifiquement attribuée par Einstein [2] à la radiation électromagnétique elle-même, qui, de ce fait, devint intrinsèquement discontinue.

Depuis lors, peu à peu, cette relation de définition de l'énergie électromagnétique radiante est devenue tellement habituelle, son utilisation dans les calculs si triviale, que sa signification profonde est quelque peu oubliée, rarement discutée, voire même non-discutable dans les théories actuelles de la radiation.

On est cependant en droit de s'interroger sur le sens exact de ce que l'on écrit si facilement, et de chercher à savoir si à la constante h ne correspond pas une propriété physique commune à toute radiation électromagnétique.

Pour tenter de répondre à cette question, on étudiera ici certains aspects du processus d'émission d'un quantum d'énergie radiante par une entité matérielle, et ce, en examinant tout particulièrement la covariance relativiste du phénomène.

2. Préliminaires

Pour mieux situer le problème, on doit au préalable rappeler brièvement quelques résultats obtenus dans une étude antérieure [3].

On ne fera ici aucune supposition a priori sur la nature de la radiation. Celle-ci ne sera considérée que comme un déplacement d'énergie, à partir d'un émetteur, et à travers l'espace vide.

Il a été montré que la seule exigence de covariance relativiste suffit à imposer que l'énergie radiante élémentaire E_r reste confinée dans un très petit volume quasi-ponctuel, qui se propage de façon autonome avec la vitesse invariante et isotrope c. L'impulsion d'un élément E_r de radiation est donc unidirectionnelle et égale à E_r/c, correspondant ainsi au concept de Nadelstrahlung [1] (NS) introduit par Einstein [4].

Selon ce résultat, l'émission d'un élément de radiation résulte d'une transition sans durée entre deux états énergétiquement stationnaires de l'émetteur.

Il a été en outre postulé que l'énergie E_r est associée à une onde dépourvue quant à elle de toute énergie intrinsèque, de fréquence bien définie, et se propageant aussi avec la vitesse de phase invariante et isotrope c. L'onde anénergétique étendue, et le volume extrêmement réduit où se trouve concentrée toute l'énergie coexistent à tout instant.

Ces deux entités sont issues d'un émetteur A considéré comme un très petit système isolé, formé d'un certain nombre constant de corpuscules élémentaires en équilibre électrostatique, la charge électrique globale du système étant nulle.

Dans un référentiel Galiléen S_0, l'émetteur A est initialement au repos dans l'état $\langle 1 \rangle$. La transition instantanée à l'état $\langle 2 \rangle$, d'énergie

[1] Rayonnement aiguille en Allemand, opposé au Kugelstrahlung ou rayonnement sphérique.

inférieure, se traduit par l'émission d'un quantum de radiation se propageant selon une direction ϕ_0 par rapport à une direction arbitraire Δ.

Un autre référentiel Galiléen S_1 est défini par une vitesse uniforme βc, relative à S_0, selon la direction Δ, avec le facteur relativiste usuel :

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

La direction d'émission ϕ_0 observée dans S_0 devient par la transformation de Lorentz appropriée, une direction ϕ_1 dans S_1 telle que :

$$\cos\phi_1 = \frac{\cos\phi_0 - \beta}{1-\beta\cos\phi_0} \tag{1}$$

$$\sin\phi_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\phi_0}{1-\beta\cos\phi_0} \tag{2}$$

On note que les directions Δ, ϕ_0, et ϕ_1 sont toujours dans un même plan.

Il a été également démontré que si E_{r_0} était l'énergie d'un quantum émis dans S_0 selon la direction ϕ_0, cette énergie était vue dans S_1 comme E_{r_1} émise selon ϕ_1, avec la relation :

$$\frac{E_{r_1}}{E_{r_0}} = \frac{\gamma^{-1}}{1-\beta\cos\phi_1} \tag{3}$$

Par ailleurs, si dans S_0, la fréquence d'une onde anénergétique émise par A antérieurement ou simultanément à l'émission du quantum quasi-ponctuel d'énergie E_{r_0} est ν_0, dans S_1 cette fréquence de l'onde associée au quantum E_{r_1} devient ν_1 selon la direction ϕ_1, telle que :

$$\frac{\nu_1}{\nu_0} = \frac{\gamma^{-1}}{1-\beta\cos\phi_1} \tag{4}$$

selon la formule de l'effet Doppler relativiste.

Ceci conduit bien à définir l'énergie E_{r_1} émise dans S_1 par une relation telle que :

$$\frac{E_{r_1}}{\nu_1} = \frac{E_{r_0}}{\nu_0} = \mathrm{Cte} \tag{5}$$

ou plus généralement :

$$E_r = Q\nu \quad Q = \text{Cte.} \tag{6}$$

dans tout référentiel Galiléen.

C'est cette constante de quantification Q, bien entendu identique à h, que l'on se propose d'étudier à présent.

3. Une hypothèse sur la nature de Q

Existe-t-il une propriété physique de toute radiation électromagnétique qui corresponde à cette constante Q ?

Sous cette forme brute, la réponse n'est pas évidente, mais certains raisonnements peuvent cependant conduire à une hypothèse plausible, et analysable.

- C'est une propriété de l'émetteur A dans sa transition $\langle 1\rangle \to \langle 2\rangle$, puisque les ondes associées de fréquence ν bien précise, sont aussi émises par A, et que cette fréquence intervient conjointement avec Q dans la définition de l'énergie radiante émise et de l'impulsion de recul de A.
- C'est aussi une propriété du quantum radiant lui-même, puisque fixant l'énergie et l'impulsion éventuellement transmises à un absorbeur B.
- Comme le quantum radiant se sépare de son émetteur A (signification du terme émission), une hypothèse raisonnable semble être que la propriété recherchée est une propriété unique conservée par l'ensemble $\{A + E_r\}$ comme système fermé.
- Des propriétés ainsi conservées par les systèmes isolés sont par exemple, la charge électrique, l'énergie globale, l'impulsion, et le moment angulaire.
- La charge électrique, bien qu'invariante de Lorentz, ne peut être envisagée, l'émetteur étant stable par définition. L'énergie et l'impulsion sont conservées dans le processus d'émission décrit, sans qu'il soit besoin de faire intervenir la constante Q. Reste le moment angulaire, dont il n'a pas encore été question.
- Rien a priori ne peut déterminer d'avance la direction d'émission ϕ_0 dans S_0. On peut logiquement penser que cette direction est liée à une direction privilégiée du système A à l'instant de l'émission,

ce système, tel que défini initialement, étant complexe et donc anisotrope. Un vecteur moment angulaire de A définit une direction particulière de ce système.

– Il a déjà été démontré par ailleurs [5] que toute transition radiative doit être simultanément accompagnée d'une transition du moment angulaire global de l'émetteur.
– Enfin, il est évident que le produit d'un moment angulaire par une fréquence circulaire a la dimension d'une énergie.

On posera donc dans ce qui suit, la fréquence ν sous sa forme circulaire $\omega = 2\pi\nu$, et la constante de quantification sous la forme d'un moment angulaire $\not{Q} = Q/2\pi$, $\not{Q} \equiv \hbar$.

4. Les moments angulaires du point de vue relativiste

A première vue, le moment angulaire global d'un système isolé n'est toutefois pas invariant dans une transformation de Lorentz.

La définition et la variance relativiste des moments angulaires ont été étudiées par Louis de Broglie [6], et les principaux résultats de cette étude doivent être rappelés ici.

Dans un but de simplification, sans pour autant perdre en généralité, on considèrera dans ce qui suit, que le moment angulaire de l'émetteur A est dû au mouvement orbital de l'une de ses particules élémentaires constituantes par rapport à un centre du système A.

On utilisera les coordonnées réelles d'espace-temps (x_i, ct), et on désignera par $\overline{v}$ la vitesse instantanée du corpuscule en orbite, et par $\overline{\gamma}$ le facteur relativiste afférent à cette vitesse. On peut définir la quadri-vitesse et la quadri-impulsion instantanées du corpuscule unique par les relations suivantes :

$$U^i = \frac{dx^i}{ds} \qquad p^i = m_0 c \frac{dx^i}{ds} \tag{7}$$

où m_0 est la masse propre du corpuscule en orbite, et ds est l'intervalle élémentaire : $ds = c\,dt\,\gamma^{-1}$.

Un tenseur antisymétrique de rang 2 peut alors être défini par la relation :

$$L_0^{ik} = x^i p^k - x^k p^i \qquad (i, k = 1, 2, 3, 4) \tag{8}$$

l'indice 0 indiquant la définition dans le référentiel S_0, dans lequel le système A est supposé globalement immobile.

Ce tenseur a donc 6 composantes indépendantes qui sont explicitement :

$$\begin{aligned}
L_0^{23} &= yp_z - zp_y \\
L_0^{31} &= zp_x - xp_z \\
L_0^{12} &= xp_y - yp_x \\
L_0^{14} &= xE/c - ctp_x = m_0\overline{\gamma}(x - \overline{v}_x t) \\
L_0^{24} &= yE/c - ctp_y = m_0\overline{\gamma}(y - \overline{v}_y t) \\
L_0^{34} &= zE/c - ctp_z = m_0\overline{\gamma}(z - \overline{v}_z t)
\end{aligned} \tag{9}$$

$\overline{v}_x$, $\overline{v}_y$, et $\overline{v}_z$ étant les composantes de la vitesse instantanée du corpuscule, et $\overline{\gamma}$ le facteur relativiste défini plus haut.

Les trois premières composantes de ce tenseur se comportent pour une rotation des axes de coordonnées comme les composantes d'un trivecteur : le moment angulaire orbital du corpuscule par rapport à l'origine arbitraire des coordonnées.

Les trois autres composantes sont également celles d'un trivecteur, mais sont encore plus arbitraires puisque dépendant explicitement de l'origine du temps.

Dans un autre référentiel S_1 en mouvement relatif uniforme de vitesse βc par rapport à S_0, selon une direction Δ, ici confondue avec l'axe OZ, la transformation de Lorentz donne :

$$\begin{aligned}
L_1^{23} &= \gamma(L_0^{23} - \beta L_0^{24}) \\
L_1^{31} &= \gamma(L_0^{31} + \beta L_0^{14}) \\
L_1^{12} &= L_0^{12} \\
L_1^{14} &= \gamma(L_0^{14} + \beta L_0^{31}) \\
L_1^{24} &= \gamma(L_0^{24} - \beta L_0^{23}) \\
L_1^{34} &= L_0^{34}
\end{aligned} \tag{10}$$

les trois premières composantes étant comme dans S_0 les composantes d'un trivecteur : le moment angulaire du corpuscule considéré par rapport à l'origine des coordonnées de S_1.

Mais, comme l'a alors remarqué Louis de Broglie, ce moment angulaire n'offre du point de vue physique qu'un intérêt limité. Ce qui est plus significatif, c'est le moment angulaire orbital du corpuscule par rapport à un centre propre du système A lui-même, ce que l'on appellera ici le moment angulaire propre du système A, système qui est, par définition, mobile dans S_1.

A un instant où le centre orbital du système A est confondu avec l'origine, on peut définir ce moment angulaire propre par le tenseur antisymétrique M^{jl}, semblable à L^{ik} :

$$M_0^{jl} = x^j p^l - x^l p^j \qquad (j, l = 1, 2, 3, 4) \tag{11}$$

mais où les x^j représentent maintenant les coordonnées par rapport à cette origine particulière.

Les composantes d'espace de ce tenseur se transforment dans S_1, où A est initialement mobile avec la vitesse uniforme βc, de façon tout à fait différente de celles du tenseur L_0^{ik}. On obtient en effet :

$$\begin{aligned} M_1^{23} &= \gamma^{-1} M_0^{23} \\ M_1^{31} &= \gamma^{-1} M_0^{31} \qquad \gamma^{-1} = \sqrt{1-\beta^2} \\ M_1^{12} &= M_0^{12} \end{aligned} \tag{12}$$

Ceci montre que le moment angulaire propre de toute entité se déplaçant à la vitesse c ne peut être représenté que par un vecteur orienté selon la direction de propagation ϕ.

5. Moment angulaire propre de la radiation - Cas particuliers

Comme on l'a déjà rappelé §3, dans toute transition radiative, la variation de l'énergie propre de l'émetteur doit s'accompagner d'une variation de son moment angulaire global.

Soit δL_0 cette transition instantanée de moment angulaire simultanée avec l'émission par A d'un quantum de radiation dans S_0. On supposera en outre, dans ce qui suit, que dans S_0 toujours, le système A est doué d'un moment orbital δL_0 par rapport à l'origine, dans son état initial $\langle 1 \rangle$, et d'un moment angulaire nul dans son état final $\langle 2 \rangle$. Il est bien précisé ici qu'il s'agit du moment angulaire orbital interne à A, mais par rapport à l'origine des coordonnées. En effet dans le cas le plus général, l'émetteur A prend une impulsion de recul du fait de l'émission, égale et opposée à celle de la radiation. Les moments angulaires résultants, dus à l'émission, se compensent très exactement, et n'interviennent pas dans les calculs. Ils dépendent de l'origine des coordonnées, et peuvent donc être nuls si l'origine arbitraire est au point d'émission.

Cette condition étant posée, on peut examiner deux cas particuliers.

Le moment angulaire de l'émetteur disparaissant à l'instant de l'émission, et le vecteur moment angulaire propre de la radiation étant toujours orienté selon sa direction de propagation, on peut penser que la direction ϕ_0 d'émission dans S_0 est précisément la direction, supposée fixe, du moment angulaire δL_0 de A dans l'état $\langle 1 \rangle$.

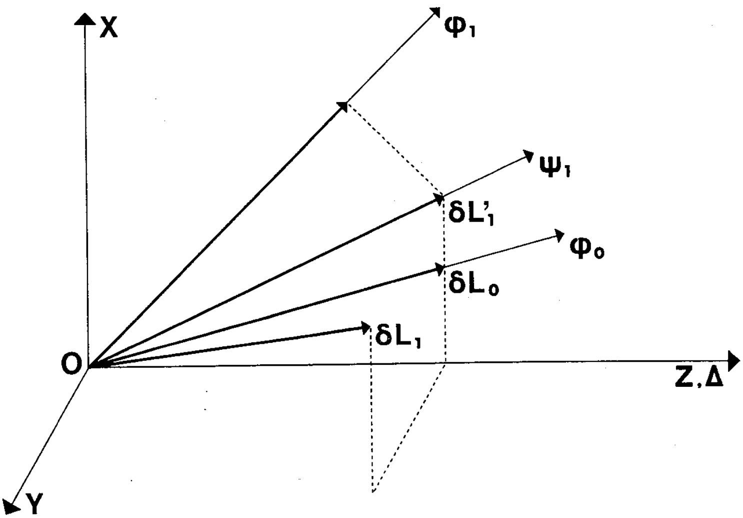

Figure 1.

Pour simplifier les calculs, on choisira les axes de coordonnées de telle façon que cette direction commune de ϕ_0 et δL_0 soit dans le plan XOZ, l'axe OZ étant également confondu avec la direction Δ de la vitesse relative βc de S_1 par rapport à S_0 (Fig. 1).

L'origine O est ici prise comme point spatial d'émission à l'instant de celle-ci. Dans les conditions particulières ci-dessus, la composante du moment angulaire δL_0 de A selon OY étant nulle, on peut écrire $L_0^{31} = 0$ dans les relations (9) et (10). On pose en outre qu'à l'instant de l'émission, $y - v_y t = 0$, c'est-à-dire $L_0^{24} = 0$ dans (9) et (10). Cette condition est licite car dans un mouvement orbital, y et $v_y t$ étant oscillants, un tel point de l'espace-temps existe toujours. La transformation des trois composantes tensorielles du moment angulaire orbital interne du système A par rapport à l'origine des coordonnées devient ainsi beaucoup plus simple, les relations (10) devenant :

$$L_1^{23} = \gamma L_0^{23}$$

$$L_1^{31} = \gamma\beta L_0^{14}$$
$$L_1^{12} = L_0^{12} \tag{13}$$

Dans S_1, la direction ϕ_1 d'émission du quantum radiant est dans le plan XOZ tout comme ϕ_0. La projection de la composante L_1^{31} de δL_1, transformé de δL_0, sur ϕ_1, est donc nulle, mais la projection de δL_1 sur ϕ_1 est toujours égale à δL_0, pour toute valeur de βc le long de Δ.

Soit en effet $\delta L_1'$ la projection de δL_1 sur le plan XOZ. Cette projection est orientée selon la direction ψ_1, et à l'aide des relations (13), on peut écrire :

$$\delta L_1' = \delta L_0 \sqrt{\cos^2\phi_0 + \gamma^2 \sin^2\phi_0} \tag{14}$$

$$\cos\psi_1 = \frac{\cos\phi_0}{\sqrt{\cos^2\phi_0 + \gamma^2 \sin^2\phi_0}} \tag{15}$$

$$\sin\psi_1 = \frac{\gamma \sin\phi_0}{\sqrt{\cos^2\phi_0 + \gamma^2 \sin\phi_0}} \tag{16}$$

Par ailleurs, on a déjà rappelé que :

$$\cos\phi_1 = \frac{\cos\phi_0 - \beta}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{1}$$

$$\sin\phi_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\phi_0}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{2}$$

d'où l'on obtient finalement :

$$\cos(\psi_1 - \phi_1) = \cos\psi_1 \cos\phi_1 + \sin\psi_1 \sin\phi_1$$
$$\cos(\psi_1 - \phi_1) = \frac{1}{\sqrt{\cos^2\phi_0 + \gamma^2 \sin^2\phi_0}} \tag{17}$$

et la projection de $\delta L_1'$ sur ϕ_1, c'est-à-dire la projection de δL_1 sur ϕ_1 est alors :

$$\delta L_1' \cos(\psi_1 - \phi_1) = \delta L_0 \tag{18}$$

Puisque le moment angulaire propre de la radiation est toujours orienté selon ϕ_0, le calcul ci-dessus indique que dans les conditions très particulières fixées pour les coordonnées, le moment angulaire propre de la radiation est invariant dans toute transformation de Lorentz, si le vecteur représentant la transition instantanée du moment angulaire de l'émetteur A est porté par la direction d'émission ϕ_0 dans S_0.

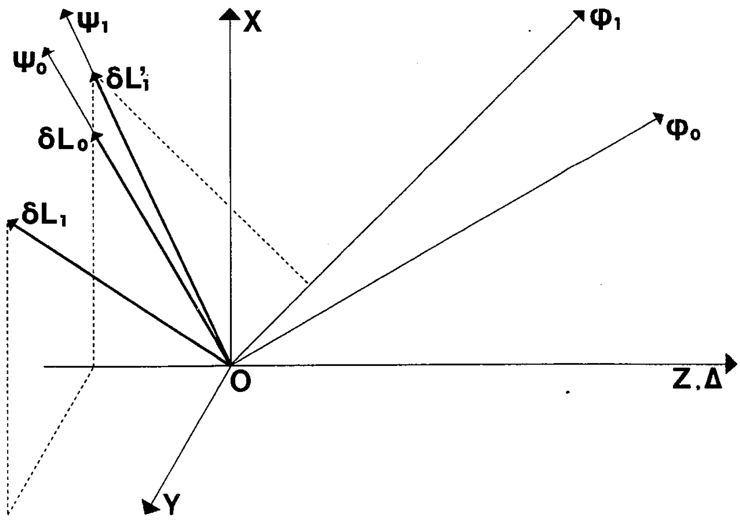

Figure 2.

Il n'en serait pas de même si par exemple, la transition δL_0 était perpendiculaire à la direction d'émission ϕ_0 dans S_0. En effet, avec les mêmes conditions que précédemment pour les coordonnées, et donc la même transformation (13), δL_0 étant dans le plan XOZ, et orienté selon ψ_0 perpendiculaire à ϕ_0 (Fig. 2), δL_1, transformé de δL_0 dans S_1, se projette sur le plan XOZ comme $\delta L_1'$ orienté selon ψ_1. On peut alors écrire :

$$\delta L_1' = \delta L_0 \sqrt{\cos^2\psi_0 + \gamma^2 \sin^2\psi_0} \tag{19}$$

mais $\psi_0 = \phi_0 + \pi/2$, et donc :

$$\delta L_1' = \delta L_0 \sqrt{\sin^2\phi_0 + \gamma^2 \cos^2\phi_0} \tag{20}$$

$$\cos\psi_1 = -\frac{\sin\phi_0}{\sqrt{\sin^2\phi_0 + \gamma^2\cos^2\phi_0}} \tag{21}$$

$$\sin\psi_1 = \frac{\gamma\cos\phi_0}{\sqrt{\sin^2\phi_0 + \gamma^2\cos^2\phi_0}} \tag{22}$$

et comme précédemment indiqué :

$$\cos\phi_1 = \frac{\cos\phi_0 - \beta}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{1}$$

$$\sin\phi_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\phi_0}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{2}$$

$$\cos(\psi_1 - \phi_1) = \frac{\beta\sin\phi_0}{(1 - \beta\cos\phi_0)\sqrt{\sin^2\phi_0 + \gamma^2\cos^2\phi_0}} \tag{23}$$

La projection de $\delta L_1'$ sur ϕ_1, c'est-à-dire la projection de δL_1 sur ϕ_1, est donc :

$$\delta L_1'\cos(\psi_1 - \phi_1) = \delta L_0 \frac{\beta\sin\phi_0}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{24}$$

et cette projection n'est nulle que pour $\beta = 0$, dans le cas général où $\sin\phi_0 \neq 0$. Il n'y a donc pas invariance de la projection de δL sur ϕ dans ce cas là.

Dans le premier cas particulier, où le vecteur δL_0 est porté par la direction d'émission ϕ_0 dans le référentiel S_0, on doit bien remarquer que dans S_1 toutes les composantes du moment angulaire δL_1 transversales à ϕ_1, et donc de projection nulle sur cet axe, disparaissent dans le phénomène d'émission, si l'on ne considère que le moment angulaire propre de la radiation, seul significatif entre émission et absorption. Mais, bien entendu, si le quantum radiant d'énergie E_r est ensuite absorbé par un autre système matériel B, et cesse donc sa propagation à la vitesse c, le moment angulaire total δL_1 par rapport à l'origine, c'est-à-dire au point d'émission, sera conservé par transfert de A à B.

Le moment angulaire propre étant le seul moment angulaire dont on puisse parler pour une radiation isolée dont on ne connaît pas l'origine, on ne peut donc jamais considérer un quantum radiant comme complètement dissocié de son émetteur, les deux entités demeurant liées comme un système unique entre émission et absorption éventuelle.

Il est d'ailleurs évident qu'on ne peut connaître une telle émission dans tous ses détails que lors de l'absorption ultérieure de la radiation.

6. Moment angulaire propre de la radiation - Invariance généralisée

On ne peut déduire l'invariance générale du moment angulaire propre d'une radiation quantifiée à partir des considérations précédentes qui ne sont que l'étude de cas particuliers, bien que parfaitement licites.

Certaines conclusions demeurent néanmoins valables, comme la non invariance de la projection sur la direction d'émission ϕ d'un vecteur δL non confondu avec ϕ_0 dans le référentiel S_0.

L'invariance relativiste du moment angulaire propre d'un rayonnement quantifié découle d'un tout autre raisonnement.

Dans S_0, tout d'abord, l'émetteur A étant initialement au repos par définition, le point d'émission de la radiation est un point fixe de ce référentiel : c'est l'emplacement initial de A.

Il en est de même dans tout autre référentiel Galiléen, comme S_1. Le point d'émission d'un rayonnement se propageant à la vitesse invariante et isotrope c dans tout référentiel Galiléen, est un point fixe de ces référentiels. S'il n'en était pas ainsi, la vitesse d'un quantum par rapport à son point d'émission ne serait plus égale à c, ce qui serait contraire à l'hypothèse originelle.

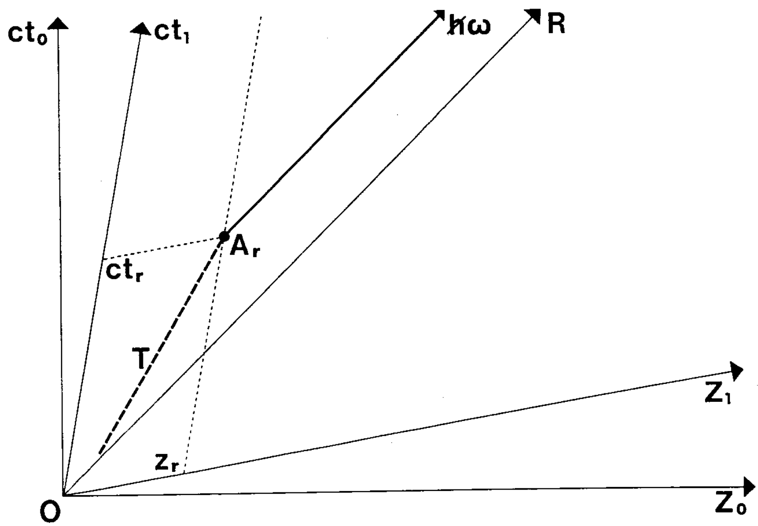

Figure 3.

On peut voir ceci très clairement sur un diagramme de Minkowski (Fig. 3) avec les coordonnées réelles d'espace-temps employées ici. L'espace-temps est figuré par rapport à l'axe des coordonnées d'espace Z_0 et à l'axe des temps ct_0 dans le référentiel S_0, par rapport à Z_1 et ct_1 dans S_1. OR bissectrice commune des deux systèmes d'axes, représente une radiation $z = ct$ dans les deux référentiels de même origine.

Soit dans S_1 la trajectoire T, parcourue initialement par A, dans l'état $\langle 1 \rangle$, avec la vitesse uniforme βc. En un point A_r il y a émission d'un quantum $\hbar\omega$ dont l'évolution est représentée par une droite parallèle à OR. Le point A_r doit demeurer immobile dans l'espace, c'est-à-dire rester sur la droite parallèle à ct_1, et d'abcisse Z_r, car la distance $Z - Z_r$ et l'ordonnée $c(t - t_r)$ correspondant à une position ultérieure de $\hbar\omega$ doivent toujours être égales si la vitesse de propagation du quantum est c, c'est-à-dire représentée par une droite parallèle à OR.

Ceci est vrai pour tout référentiel Galiléen.

Or par une transformation de Lorentz entre deux référentiels tels que S_0 et S_1, tout point géométrique fixe dans S_0 devient un point géométrique mobile dans S_1, et vice versa.

Une particule matérielle au repos dans S_0 devient une particule mobile si elle est observée dans S_1, et si elle était déjà en mouvement dans S_0, la transformation de Lorentz donne par addition relativiste des vitesses, l'état dynamique de la particule dans S_1.

Le point d'émission d'un quantum étant un point fixe de tout référentiel Galiléen, la transformation de Lorentz, en ce qui concerne le rayonnement uniquement, ne s'applique donc pas d'une façon usuelle. Il s'agit d'un cas limite tout à fait particulier.

Ce point fixe de tout référentiel Galiléen peut toujours être pris comme origine des coordonnées, par une simple transformation des axes, sans mouvement relatif. Une rotation des axes permet ensuite d'amener ϕ_1 en coïncidence avec ϕ_0.

De telles transformations simples, sans mouvement relatif, ne sauraient affecter le vecteur moment angulaire propre du rayonnement issu de l'origine des coordonnées, comme propriété intrinsèque au quantum radiant. Cette propriété est donc invariante dans toute transformation entre référentiels Galiléens.

7. Conséquences de l'invariance généralisée du moment angulaire propre de la radiation

Comme suite aux raisonnements précédents, la radiation obéit aux deux règles suivantes, qui doivent être satisfaites simultanément.

1/ *Si dans l'état $\langle 2 \rangle$ le moment angulaire interne de A par rapport à l'origine est nul dans le référentiel S_0, il est également nul dans tout autre référentiel Galiléen. Comme le moment angulaire propre de la* *radiation émise est nul selon toute autre direction que ϕ, il en résulte que la totalité de la projection de δL sur ϕ doit être emportée par le rayonnement comme moment angulaire propre.*

2/ Cette projection de δL sur la direction d'émission ϕ, c'est-à-dire le moment angulaire propre de la radiation, est non nulle et invariante dans toute transformation d'un référentiel Galiléen à un autre.

En effet, comme il a été montré dans l'étude du second cas particulier, si dans le référentiel S_0, δL_0 est fixe et n'est pas confondu avec la direction d'émission ϕ_0, c'est-à-dire s'il existe des composantes de δL_0 perpendiculaires à ϕ_0, l'invariance de la projection de δL sur ϕ n'est pas assurée dans tous les cas. De plus, le premier cas particulier étudié dans lequel δL_0 est porté par la direction ϕ_0, n'est valide qu'avec un choix très particulier de l'origine et des axes de coordonnées, et n'est pas général.

On voit donc que les deux règles ci-dessus ne peuvent être simultanément satisfaites que si δL est variable, et si deux au moins de ses composantes sont indéterminées dans tout référentiel Galiléen.

La seule condition à l'émission d'une radiation est alors que la projection de δL sur la direction de ϕ de l'émission soit égale à $\not{Q}$ à l'instant de l'émission.

En effet, supposons que la position et la grandeur du vecteur δL, représentant le moment angulaire qui va s'annuler dans A du fait de l'émission, soient parfaitement définies par une loi telle que :

$$\delta L_0(\xi, \zeta, t_0) = f(\Xi, Z, t)$$

ξ et ζ étant les angles polaires usuels, Ξ et Z des vitesses angulaires de précession et nutation. Une situation dans laquelle la projection de δL_0 sur ϕ_0 serait égale à $\not{Q}$ dans S_0 à l'instant t_0 de l'émission, donnerait par une transformation de Lorentz une situation bien déterminée δL_1 dans S_1 dont la projection sur la direction ϕ_1, également déterminée, ne serait pas invariante, ce qui contredirait donc la règle 2/ posée précédemment.

Un vecteur variable et indéterminé dans un référentiel tel que S_0 ne peut devenir qu'un vecteur différemment variable et aussi indéterminé dans un autre référentiel S_1, la transformation de Lorentz étant inapplicable dans ce cas.

La direction d'émission ϕ_1 étant univoquement définie en fonction de ϕ_0 et β, cette nouvelle propriété de δL est la seule qui permette de satisfaire simultanément les deux règles essentielles énoncées plus haut.

De même, les instants d'émission, t_0 dans S_0 et t_1 dans S_1, sont parfaitement indéterminés, aucune règle stricte ne pouvant les relier l'un à l'autre.

Si l'émission d'un quantum radiant ne peut se produire selon une direction ϕ donnée que si la projection sur ϕ du moment angulaire variable et indéterminé de A est égale à $\not{Q}$ dans tout référentiel Galiléen, ceci indique la constance intrinsèque de cette quantité, en généralisant la description du phénomène. Il s'agit là d'une propriété du moment angulaire propre de la radiation plus précise encore que la simple invariance Lorentzienne.

On voit donc que le moment angulaire propre de toute radiation a bien les propriétés recherchées pour la quantité $\not{Q} \equiv \hbar$, selon l'hypothèse formulée §3. Ceci rejoint parfaitement les conclusions de G. Lochak [7] sur la nature de $\hbar$.

8. Quelques remarques comme conclusion

Le moment angulaire propre constant ainsi défini et conservé par une entité discrète entre émission et absorption est exclusivement compatible avec l'interprétation réaliste $SIQM$ de la mécanique quantique, celle d'Albert Einstein et de Louis de Broglie.

Comme il a été dit plus haut, le moment angulaire propre invariant $\hbar$ associé à l'onde anénergétique de fréquence circulaire ω donne, selon la description proposée ici, l'énergie $\hbar\omega$ et l'impulsion $\hbar\omega/c$ de la radiation élémentaire.

La conservation de son énergie propre et de son impulsion d'une part, puis de son moment angulaire propre d'autre part, font que le quantum $\hbar\omega$ ne peut se propager que là où peut également se propager l'onde de fréquence précise ω, à l'exclusion de toute autre fréquence.

Si une onde est complexe, un quantum d'énergie et d'impulsion données ne peut correspondre qu'à une seule composante monochromatique de l'onde globale.

Références

[1] M. Planck, Ann. der Phys. 4 (1901) 553.
[2] A. Einstein, Ann. der Phys. 17 (1905) 132.
[3] C. Cormier-Delanoue, Ann. Fond. L. de Broglie 12 (1987) 37.
[4] A. Einstein, Phys. Z. 18 (1917) 121.
[5] C. Cormier-Delanoue, Ann. Fond. L. de Broglie 13 (1988) 43.

[6] L. de Broglie, *Théorie Générale des Particules à Spin*, Gauthier-Villars, Paris (1954) 44.
[7] G. Lochak, Physiker Tagen, Berlin 1987, W. Kuhn ed. G. Lochak, Ann. Fond. Louis de Broglie, 13 (1988).

(Manuscrit reçu le 28 avril 1988)