Formes de la radiation électromagnétique et variance relativiste de la chaleur

Christian CORMIER-DELANOUE

3 Place du Palais-Bourbon
75007 Paris

RESUME. On étudie du point de vue relativiste, deux représentations opposées de la radiation électromagnétique : la forme diffuse inspirée de la théorie Maxwellienne, et la forme quantifiée proposée par Einstein. Un examen approfondi permet d'affiner ces conceptions, d'en dégager certaines conséquences, et notamment de préciser la signification des diverses formules qui ont été proposées pour la variance relativiste de la chaleur.

Prenant le contre-pied de l'électrodynamique classique, Einstein proposa en 1905 [1] le "point de vue heuristique" selon lequel l'énergie électromagnétique radiante se présenterait sous une forme discontinue : "Lichtquanten" ou quanta de radiation.

Le fait que parallèlement, l'impulsion du rayonnement électromagnétique soit en quelque sorte quantifiée en direction, ne fut étudié plus en détail par Einstein qu'en 1916-1917, et présenté dans quelques articles bien connus [2]. Pour Einstein lui-même, la conclusion majeure de ces dernières recherches était que la radiation diffuse, conforme au schéma Maxwellien, le "Kugelstrahlung" (ci-après KS), ou rayonnement sphérique autour d'un émetteur, n'existait pas, la radiation élémentaire d'énergie $h\nu$ se présentant toujours sous forme déliée, d'impulsion unidirectionnelle $h\nu/c$, le "Nadelstrahlung" (ci-après NS), ou rayonnement aiguille.

La parfaite vérification de cette conclusion par certaines expériences [3] n'altère cependant en rien la logique de l'électrodynamique classique, qui de plus paraît demeurer en accord avec d'autres expériences, ce qui conduit à un dualisme d'interprétation délicate.

On peut examiner la variance relativiste de certains paramètres de la radiation selon les deux représentations radicalement opposées, et ce, de la façon la plus générale, en ne faisant délibérément aucune supposition a priori sur la nature du rayonnement.

On ne définira ce dernier que comme un déplacement conservatif d'énergie, à partir d'un système émetteur, à travers l'espace vide. Cette énergie, une fois émise, se propage de manière autonome, à la vitesse c invariante et isotrope dans tout référentiel Galiléen. De ce fait, à toute énergie radiante infinitésimale dE se propageant dans une direction déterminée, est associée une impulsion dE/c de même orientation.

Soit donc un système microphysique A, entendons par là un très petit ensemble isolé, formé par un certain nombre constant de particules élémentaires en équilibre.

L'énergie propre de A est supposée variable, mais on ne considère ici que deux états énergétiques distincts du système, états qui de prime abord, peuvent être stationnaires ou transitoires, peu importe.

Dans l'état $<1>$ la masse propre de A est M_1 dans un référentiel S_0 où il est immobile, et dans l'état $<2>$ sa masse propre est M_2 dans le même référentiel de repos. De plus, $M_1 > M_2$, et pour simplifier, on pose :

$$M_1/M_2 = R \qquad R > 1 \tag{1}$$

A étant primitivement dans l'état $<1>$, et donc immobile dans le repère S_0 à l'instant t_0, on suppose qu'il y ait ultérieurement une évolution énergétique $<1> \rightarrow <2>$ avec émission simultanée d'une radiation.

Si cette dernière a la forme d'un rayonnement sphérique KS, symétrique par rapport à l'émetteur A, son impulsion globale sera nulle, et A initialement immobile dans le repère S_0, restera immobile dans ce référentiel après émission de l'énergie $(M_1 - M_2)c^2$.

Si par contre, la radiation a la forme déliée unidirectionnelle NS, A prendra, du fait de l'émission, une impulsion de réaction égale mais de sens opposé à l'impulsion de la radiation émise.

On utilisera les notations et symboles suivants :

- Er_0 et Pr_0 désignent respectivement l'énergie et l'impulsion de la radiation émise comme NS dans S_0, et on a la relation :

$$Er_0 = c\ Pr_0 \tag{2}$$

- Pa_0 est l'impulsion de recul de A après émission de Er_0 dans S_0.

$$|\ Pa_0\ | = |\ Pr_0\ | \tag{3}$$

- β_0 est le rapport à c de la vitesse de recul de A après émission de Er_0, et $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-½}$.
- θ_0 et ϕ_0 sont les angles formés respectivement par Pa_0 et Pr_0 avec une direction arbitraire Δ dans S_0.

$$\theta_0 + \phi_0 = \pi \tag{4}$$

- Un référentiel S_1 est défini arbitrairement par la vitesse uniforme $\beta\, c$ relative à S_0, selon la direction Δ, avec le facteur relativiste usuel $\gamma = (1 - \beta^2)^{-½}$. Par la transformation de Lorentz appropriée, les quantités Er_0, Pr_0, Pa_0, β_0, γ_0, θ_0, et ϕ_0 dans S_0 deviennent respectivement Er_1, Pr_1, Pa_1, β_1, γ_1, θ_1, et ϕ_1 dans S_1.

En raisonnant d'abord dans le repère S_0, l'équilibre impulsionnel défini par (2) et (3) peut s'écrire :

$$Pa_0 = Er_0/c = M_2\, \beta_0\, c\ \gamma_0 \tag{5}$$

L'énergie totale de l'ensemble est conservée, et se partage après émission, entre l'énergie radiante Er_0 et l'énergie de A dans l'état $<2>$ mais animé de la vitesse $\beta_0\, c$, ce qui peut s'écrire avec la notation (1) :

$$Er_0 + M_2\, c^2\, \gamma_0 = R\ M_2\, c^2 \tag{6}$$

Par substitution de Er_0 de (5) dans (6) on obtient :

$$M_2\, \beta_0\, c^2\, \gamma_0 + M_2\, c^2\, \gamma_0 = R\ M_2\, c^2 \tag{7}$$

soit encore :

$$\gamma_0(\beta_0 + 1) = R$$

$$(1 + \beta^0)^2 = R^2(1 - \beta_0^2)$$

$$\beta_0^2(1 + R^2) + 2\,\beta_0 + 1 - R^2 = 0$$

Cette équation n'a qu'une racine positive :

$$\beta_0 = \frac{R^2 - 1}{R^2 + 1} \tag{8}$$

d'où l'on tire ensuite :

$$\gamma_0 = \frac{R^2 + 1}{2R} \tag{9}$$

$$Pr_0 = M_2\, c\, \frac{R^2 - 1}{2R} \tag{10}$$

$$Er_0 = M_2\, c^2\, \frac{R^2 - 1}{2R} \tag{11}$$

Si l'on considère ensuite le même phénomène dans le repère S_1, où A est initialement animé de la vitesse $\beta\, c$, on doit tenir compte de la composition relativiste des vitesses qui se traduit par les relations globales suivantes :

$$\beta_1 = \beta_0\, \frac{[1 + (\beta/\beta_0)^2 - 2(\beta/\beta_0)\cos\theta_0 - \beta^2\sin^2\theta_0]^{1/2}}{1 - \beta\,\beta_0\cos\theta_0} \tag{12}$$

$$\sin\theta_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\theta_0}{[1 + (\beta/\beta_0)^2 - 2(\beta/\beta_0)\cos\theta_0 - \beta^2\sin^2\theta_0]^{1/2}} \tag{13}$$

$$\cos\theta_1 = \frac{\cos\theta_0 - \beta/\beta_0}{[1 + (\beta/\beta_0)^2 - 2(\beta/\beta_0)\cos\theta_0 - \beta^2\sin^2\theta_0]^{1/2}} \tag{14}$$

donc β_1 et θ_1 sont ainsi parfaitement déterminés en fonction de β_0, θ_0, β, et γ.

Appliquant les formules (13) et (14) de transformation des angles de diffusion au rayonnement unidirectionnel NS pour lequel β_0 devient 1 puisqu'il se propage à la vitesse c, on peut écrire :

$$\sin\phi_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\phi_0}{[1 + \beta^2 - 2\,\beta\cos\phi_0 - \beta^2(1 - \cos^2\phi_0)]^{1/2}}$$

$$\sin\phi_1 = \frac{\gamma^{-1}\sin\phi_0}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{15}$$

$$\cos\phi_1 = \frac{\cos\phi_0 - \beta}{1 - \beta\cos\phi_0} \tag{16}$$

On voit donc que ϕ_1 est défini de facon univoque en fonction de ϕ_0, β, et γ, mais indépendamment de β_0.

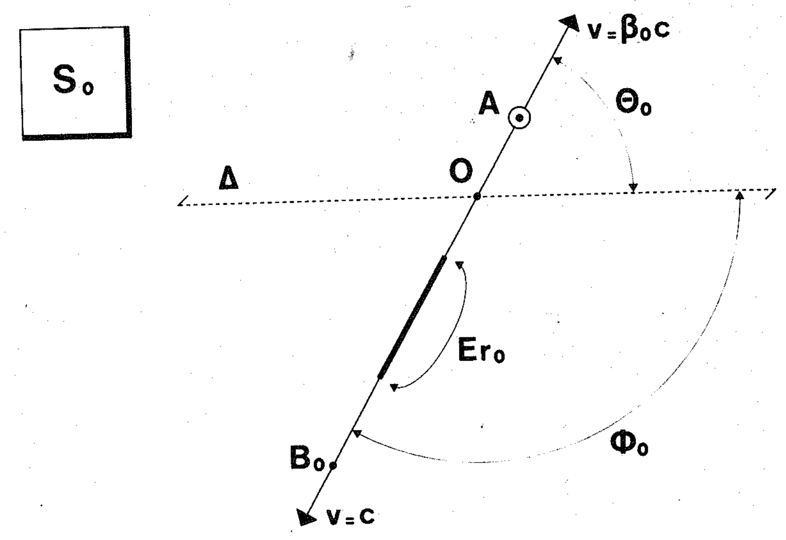

Figure 1

Au début de ce raisonnement, on a délibérément laissé la durée de l'émission radiative indéterminée, en ne considérant que l'état initial et l'état final de A. Il faut à présent examiner ce point.

Supposons donc, d'abord dans le repère S_0, qu'il y ait émission du rayonnement unidirectionnel NS avec une certaine durée δt, telle que $\delta t \neq 0$. A initialement immobile au point 0 (fig. 1), prend progressivement la vitesse $\beta_0\, c$ dans la direction θ_0 avec une accélération qui dépend du rythme de l'émission. L'énergie radiante Er_0 va se propager dans la direction ϕ_0, mais avec une certaine extension longitudinale sur l'axe orienté selon ϕ_0 passant par 0. La totalité de l'énergie Er_0 passera ainsi par un point fixe B_0 situé sur cet axe de propagation.

Dans le repère S_1 ensuite (fig. 2), A est animé initialement de la vitesse instantanée βc dans la direction Δ, et au point 0 à l'instant t_0 commence l'émission de l'énergie Er_1. La trajectoire de A sera donc, dans le cas général où $\sin\phi_0 \neq 0$, une certaine courbe décrite tangentiellement à la direction Δ initialement, et à la direction θ_1 finalement. L'énergie Er_1 sera émise dans la direction constante ϕ_1, mais à partir des différents points de la trajectoire de A. Tout ceci découle des formules (12) à (16).

Le point B_0, fixe dans S_0, devient dans S_1 un point B_1 mobile avec une vitesse uniforme βc sur une droite orientée selon la direction Δ. Si dans S_0, toute l'énergie Er_0 passe par le point fixe B_0, il doit en être de même dans S_1 pour Er_1 et un point B_1. Mais cela confine toute l'énergie Er_1 sur un segment de droite oblique par rapport à la direction ϕ_1 puisque la vitesse d'un point B_1 est constante et égale à βc, et celle de Er_1 est égale à c. Sur chaque "rayon" orienté selon ϕ_1 et issu d'un point de la trajectoire de A, une fraction infinitésimale de Er_1 serait strictement localisée en un point unique de ce rayon.

Ceci serait déjà nouveau et surprenant, mais en réalité, ce schéma n'est pas acceptable pour une toute autre raison.

En effet, le système A décrivant dans S_1 une trajectoire courbe avec une vitesse tangentielle variable de βc à $\beta_1 c$, subit une accélération de réaction plus ou moins transversale à sa vitesse. Dans ces conditions, le référentiel de repos de A est animé de la précession instantanée de Thomas ω_t par rapport au référentiel S_1 [4].

$$\omega_t = (\bar{\gamma} - 1)\,\frac{\vec{v} \times \vec{a}}{v^2} \qquad (17)$$

v et a étant respectivement la vitesse et l'accélération instantanées de A, avec $\bar{\gamma} = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Si le système A, anisotrope par définition, émettait un rayonnement unidirectionnel NS selon une direction fixe de son repère propre, comme

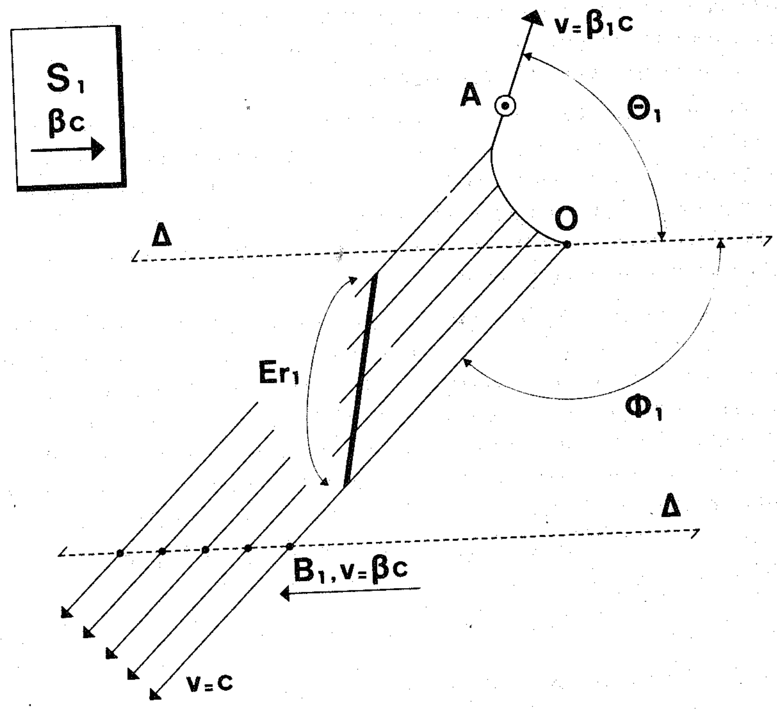

Figure 2

décrit plus haut dans S_0, il n'en irait pas de même dans S_1. La direction d'émission ϕ_1 ne serait plus constante, et la radiation Er_1 étant de ce fait divergente, ce ne serait plus un rayonnement unidirectionnel NS dont toute l'énergie passerait par un point tel que B_1.

Ou bien alors, la direction ϕ_1 d'émission de Er_1 resterait constante dans S_1 selon la description antérieure, mais la direction d'émission dans le référentiel propre de A serait variable comme le faisceau tournant de certains phares ! Or aucune rotation de ce genre n'a été précisée dans S_0, le mouvement de réaction rectiligne n'impliquant pas de précession. De plus, la direction Δ est arbitraire, l'angle θ_0 pouvant prendre une valeur quelconque, donc l'angle Ω_t de rotation du repère propre de A par rapport au repère S_1 n'a pas de signification physique particulière.

On arrive à cette conlusion, que le concept d'un rayonnement unidirectionnel NS continu et étendu dans le temps est inacceptable car non covariant. La seule solution satisfaisant la covariance, consiste en une radiation discontinue dans laquelle l'énergie est concentrée en un ou plusieurs points distincts, l'évolution énergétique de A, $<1> \rightarrow <2>$ se faisant par un ou plusieurs sauts de durée δt nulle.

Le confinement de l'énergie radiante en des points distincts n'altère en rien, au contraire, le caractère unidirectionnel de la radiation, tel que posé au départ, il n'en est qu'une conséquence. On peut donc poursuivre le raisonnement en terme général de "Nadelstrahlung" NS en ne considérant qu'un seul saut émissif de A entre deux états énergétiques $<1>$ et $<2>$, distincts mais non autrement déterminés, qui deviennent donc des états stationnaires de cet émetteur, limitant ainsi leur définition donnée primitivement.

La composante perpendiculaire à la direction Δ, de l'impulsion de recul de A dans S_0 est :

$$Pa_0 \sin\theta_0 = M_2 B_0\, c\ \gamma_0 \sin\theta_0 \tag{18}$$

Cette composante transversale d'impulsion est invariante dans la transformation de Lorentz de S_0 à S_1, d'où l'égalité :

$$M_2\beta_1 c\ \gamma_1 \sin\theta_1 = M_2\beta_0 c\ \gamma_0\ \sin\theta_0 \tag{19}$$

Comme dans S_1 l'impulsion initiale de A est orientée selon Δ, la somme des impulsions transversales étant donc nulle dans les deux repères S_0 et S_1, on peut écrire algébriquement :

$$Pr_1 \sin\phi_1 = M_2\beta_1 c\ \gamma_1 \sin\theta_1 Pr_1 \sin\phi_1 = Pa_0 \sin\theta_0$$

et puisque dans S_0, $|Pr_0| = |Pa_0|$ et $\theta_0 = \pi - \phi_0$, on a :

$$\frac{Pr_1}{Pr_0} = \frac{\sin\phi_1}{\sin\phi_0} \tag{20}$$

Mais la formule (15) donne aussi :

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

d'où l'égalité :

$$\frac{Pr_1}{Pr_0} = \frac{\gamma^{-1}}{1 - \beta\cos\phi_1} \tag{21}$$

Le rayonnement unidirectionnel NS étant défini dans S_1 comme dans S_0 par la relation globale $Er = c\ Pr$, on obtient donc finalement :

$$\frac{Er_1}{Er_0} = \frac{\gamma^{-1}}{1 - \beta\cos\phi_1} \tag{22}$$

La direction Δ fixée primitivement dans S_0 est quelconque. La quantité d'énergie Er_0 émise sous forme de radiation unidirectionnelle NS par hypothèse, est indépendante d'une rotation préalable des axes du repère S_0, elle dépend uniquement du système A comme émetteur. Si à la radiation unidirectionnelle Er_0 on associe une onde plane de fréquence ν_0 se propageant dans la direction ϕ_0 à partir de la position initiale de A, quelque soit l'angle ϕ_0 sous lequel cette onde progresserait effectivement, sa fréquence pour un observateur quelconque de S_0 serait toujours ν_0, la fréquence à laquelle elle aurait été émise par le système A en association avec l'énergie Er_0.

Il n'en irait pas de même dans S_1 où le système A est animé initialement d'une vitesse uniforme βc. La fréquence ν_0 théoriquement observable selon ϕ_0 dans S_0 deviendrait ν_1 observable selon ϕ_1 dans S_1, et on aurait la relation de Doppler relativiste bien connue :

$$\nu_1 = \nu_0 \frac{\gamma^{-1}}{1 - \beta\cos\phi_1} \tag{23}$$

On voit donc, qu'aucune supposition a priori n'étant faite sur sa nature, sinon sur sa forme, l'énergie ponctuelle d'un rayonnement unidirectionnel NS se transforme comme la fréquence d'une onde qui serait émise par le système A simultanément ou antérieurement à Er :

$$\frac{Er_1}{Er_0} = \frac{\nu_1}{\nu_0} = \frac{\gamma - 1}{1 - \beta\cos\phi_1} \tag{24}$$

Cette relation indique que l'énergie Er_1 de la radiation est exactement proportionnelle à la fréquence ν_1 associée dans la direction ϕ_1 :

$$\frac{Er_1}{\nu_1} = \frac{Er_0}{\nu_0} = K \text{ constant} \tag{25}$$

ou encore plus généralement :

$$Er = K\nu \tag{26}$$

Si K n'était pas constant, ou si la puissance de ν dans cette expression différait de 1, la relation (24) serait infirmée.

On peut noter à titre de comparaison, qu'il n'en est pas de même en électrodynamique classique. L'énergie totale E_{cl} émise par un système multipolaire électrique ou magnétique oscillant, est en un temps t :

$$E_{cl} = M\,\nu^n\,t \qquad n = 4,6,... \tag{27}$$

M étant une constante caractéristique du multipôle, et la valeur de n étant fonction de la nature multipolaire. Ainsi, l'énergie totale E_{cl} émise par un corpuscule chargé et accéléré, est en une période d'oscillation :

$$E_{cl} = \lambda\nu^3 \tag{28}$$

Dans le cas d'émission radiative diffuse KS, la variance relativiste de l'énergie globale est de la forme $E_{cl_1} = E_{cl_0}\gamma$ comme on le verra plus en détail par la suite.

Si ν_0 est la fréquence isotrope associée à un rayonnement sphérique dans S_0, la fréquence observable dans S_1 est variable selon l'angle d'observation par rapport à Δ :

$$\nu_0\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{½} \leq \nu_1 <= \nu_0\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^{½} \tag{29}$$

sa valeur moyenne $\overline{\nu}_1$ étant :

$$\overline{\nu}_1 = \frac{\nu_0\gamma^{-1}}{2\beta}[\log(1+\beta) - \log(1-\beta)] \tag{30}$$

c'est-à-dire que $\overline{\nu}_1 < \nu_0$ pour toute valeur de β. En aucun cas, les variances de

E_{cl} et de $\overline{\nu}$ ne sont identiques dans le cas de la radiation KS.

Pour que soit respectée la relation $Er = K\nu$, il est indispensable que le rayonnement ait le caractère unidirectionnel, et que soit vérifiée la relation de définition entre énergie et impulsion globales $Er = cPr$. A l'inverse, si le rayonnement est unidirectionnel pur, et partant, discontinu comme il a été montré précédemment, on peut en déduire la proportionnalité rigoureusement constante de son énergie Er et d'une fréquence ν associée, qui est celle d'une onde plane ou sphérique, non-énergétique, comme l'onde fantôme d'Einstein.

Si le rayonnement, même unidirectionnel NS, était émis par A avec une durée non-nulle (Fig. 1), la fréquence ν observée serait variable de façon continue, et de définition douteuse. La discontinuité de l'émission et la formule $Er = K\,\nu$ sont donc étroitement liées, l'une rendant l'autre possible. De plus, cette onde monochromatique de fréquence ν ayant par définition une certaine extension, semble ipso facto devoir exister préalablement à l'émission d'énergie proprement dite, pour être effectivement présente au point où se trouve localisée toute l'énergie radiante Er. Ceci n'est pas sans rappeler le concept d'état précurseur à la transition énergétique d'un atome, proposé par L. de Broglie [5].

Si on dit que l'énergie d'agitation interne d'un corps est assimilable à une chaleur propre Q, à la condition expresse que l'impulsion totale des composants du corps soit nulle dans le référentiel propre de ce dernier, selon la définition de L. de Broglie [6], l'énergie $(M_1 - M_2)c^2$ peut être considérée comme une telle énergie de chaleur Q_0 dans le référentiel S_0. En effet, A y est primitivement immobile, et par son évolution $<1> \rightarrow <2>$, le système ne perd aucun de ses composants. Ceci s'écrit donc :

$$M_1c^2 = M_2c^2 + Q_0 \tag{31}$$

et du fait de l'équivalence relativiste de la masse et de l'énergie :

$$M_1 = M_2 + Q_0/c^2 \tag{32}$$

On peut alors examiner la variance relativiste de la chaleur Q selon le modèle, diffus KS ou unidirectionnel NS, adopté pour la radiation émise par A à partir de cette énergie interne.

Si comme on l'a déjà vu, il y a dans S_0 émission de l'énergie Q_0 sous forme d'un rayonnement symétrique KS, l'impulsion globale de cette radiation étant nulle, A demeure immobile après comme avant émission. Dans le repère S_1 par conséquent, A conserve sa vitesse originelle βc imperturbablement. L'ensemble de masse globale $|M_2 + Q_0/c^2|$ animé de la vitesse βc, doit garder une impulsion P constante à tout instant.

$$P = (M_2 + Q_0/c^2)\beta c\,\gamma \tag{33}$$

Du fait que A conserve une vitesse constante βc, c'est-à-dire que l'impulsion $M_2\beta c\,\gamma$ du "système A nu " demeure constante, le centre d'énergie de la radiation diffuse, où l'on peut situer la masse équivalente $(Q_0/c^2)\gamma$ se déplace aussi à la vitesse βc, son impulsion constante étant $(Q_0/c^2)\beta c\,\gamma$. La variance relativiste de la chaleur Q est donc bien dans ce cas précis :

$$Q_1 = Q_0\gamma \tag{34}$$

Si par contre, la radiation est émise par A sous la forme unidirectionnelle NS, on a vu que dans S_0, où A est initialement au repos, l'énergie totale de la transition $<1> \rightarrow <2>$ se transforme pour partie en énergie radiante Er_0, et pour le reste en énergie cinétique de réaction de A. Seule une fraction de l'énergie de chaleur interne Q_0 est donc observable sous forme de rayonnement, dans ce cas.

Dans un autre repère S_1, l'énergie Er_1 a la même variance relativiste que la fréquence d'une onde préalablement émise par A dans la direction ϕ_1 selon la relation (24), que l'on peut écrire :

$$Er_1 = Er_0\frac{\gamma^{-1}}{1 - \beta\cos\phi_1}$$

On examine le cas particulier où la radiation est émise dans S_1 sous forme unidirectionnelle et perpendiculairement à Δ la direction de βc, c'est-à-dire que $\phi_1 = \pi/2$. Il existe toujours un repère S_1 où est satisfaite cette condition particulière, et on peut le définir arbitrairement en choisissant β en fonction de ϕ_0 de telle sorte que le numérateur de l'expression (16) soit nul, et donc $\cos\phi_1 = 0$. C'est là un choix "ad hoc" mais parfaitement licite du

référentiel arbitraire S_1, où l'on a donc :

$$Er_1 = Er_0\gamma^{-1} \tag{35}$$

Par ailleurs, la radiation unidirectionnelle n'ayant plus de composante de déplacement d'énergie dans la direction Δ, son impulsion que l'on peut appeler longitudinale est rigoureusement nulle (Fig. 3).

L'impulsion initiale de A, avant émission, était :

$$Pa = M_1\beta c\,\gamma = (M_2 + Q_0/c^2)\beta c\,\gamma \tag{36}$$

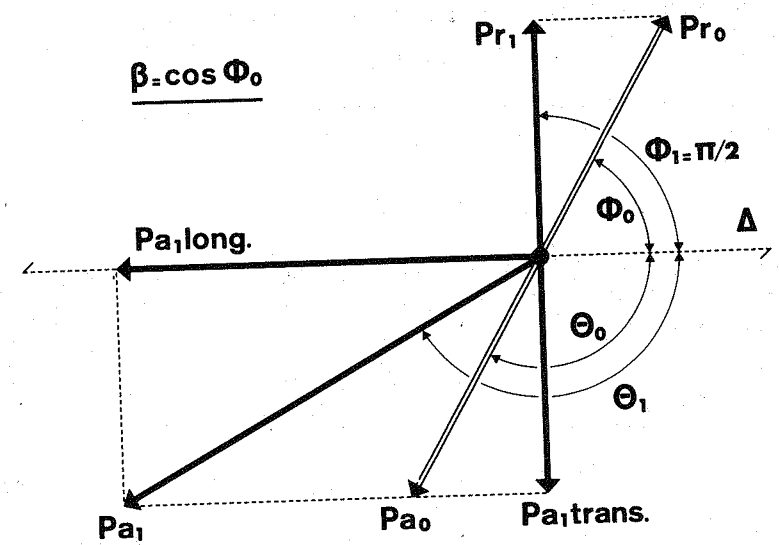

Figure 3

Cette impulsion initiale orientée selon Δ doit être conservée, et donc l'impulsion longitudinale du système A seul, sans sa chaleur associée, qui était avant émission $Pa = M_2\beta\,c\,\gamma$ doit devenir $Pa_1long. = (M_2 + Q_0/c^2)\beta c\,\gamma$ après émission, et ceci correspond à une augmentation de la vitesse longitudinale de A dans l'état $<2>$. Il y a donc du fait de l'émission, une énergie cinétique "longitudinale" supplémentaire qui vient s'ajouter à l'énergie cinétique initiale de A considéré isolément, pour donner l'énergie cinétique longitudinale totale de A dans l'état <2>, $Wa_1long.$. L'impulsion Pr_1 étant transversale ($\phi_1 = \pi/2$), l'impulsion de réaction proprement dite de A, qui lui est opposée, est donc également transversale. Soit $Pa_1trans.$ cette impulsion à laquelle correspond une énergie cinétique de recul $W_1trans.$ d'où bien entendu l'égalité :

$$Wa_1long. + Wa_1trans. = M_2c^2(\gamma_1 - 1) \quad (37)$$

On forme ensuite le rapport numérique général T tel que :

$$T = Er \ / \ Wa \ reac. \quad (38)$$

$Wa\ reac.$ étant l'énergie cinétique correspondant exclusivement au mouvement de recul de A. Dans S_0, T déduit de (9) et (11) est :

$$T = \frac{R + 1}{R - 1} \quad (39)$$

Le rapport $R = M_1/M_2$ est invariant dans toute transformation de Lorentz, et il en est de même de T le rapport numérique entre énergies mises en jeu par une diffusion perpendiculaire à Δ. Si donc, selon (35) on a :

$$Er_1 = Er_0\,\gamma^{-1}$$

pour assurer la constante de T on aura aussi :

$$Wa_1trans. = Wa_0\gamma^{-1} \quad (40)$$

Or c'est bien l'énergie d'agitation interne Q_1 qui se transforme en énergie radiante Er_1 et en énergie cinétique de recul $Wa_1trans.$ ce qui en fonction de (35) et (40) permet d'écrire :

$$Q_0 = Er_0 + Wa_0 \ ; \ Q_1 = Er_1 + Wa_1trans. = Q_0\gamma^{-1} \quad (41)$$

L'énergie totale de l'ensemble qui était primitivement $(M_2c^2 + Q_0)\gamma$ est conservée, et après émission elle peut être exprimée comme la somme de trois termes :

- L'énergie initiale du système A seul qui était $M_2c^2\gamma$.
- L'énergie cinétique "longitudinale" supplémentaire de A due à l'émission.
- L'énergie de chaleur $Q_0\gamma^{-1}$ transformée en énergie radiante et énergie cinétique de recul de A.

Comme on a l'égalité :

$$Q_0\gamma = Q_0\gamma^{-1} + Q_0\,\beta^2\,\gamma \quad (42)$$

il devient évident que l'énergie cinétique longitudinale supplémentaire communiquée à A par l'émission, est l'énergie de translation initiale de la chaleur Q soit $Q_0\,\beta^2\,\gamma$, la "pseudo énergie cinétique" selon les termes de L. de Broglie.

L'énergie cinétique d'une radiation unidirectionnelle se propageant à la vitesse c, étant en relativité un concept illicite, on comprend à présent le choix particulier du référentiel S_1, dans lequel l'impulsion longitudinale de la radiation étant nulle, l'énergie de translation de la chaleur est isolée et communiquée toute entière au système A, devenant ainsi observable.

En définitive, la variance de la chaleur est donc différente selon la forme envisagée pour la radiation à laquelle elle donnera naissance.

Si on considère un rayonnement sphérique, analogue à la radiation Maxwellienne, le "Kugelstrahlung", on obtiendra la variance :

$$Q_1 = Q_0\gamma \quad (34)$$

formule soutenue par certains auteurs [7].

Si par contre, le rayonnement est envisagé sous la forme déliée et unidirectionnelle, le "Nadelstrahlung", on aboutira à la variance :

$$Q_1 = Q_0\gamma^{-1} \quad (41)$$

formule dont la validité a été démontrée sans ambiguité par l'étude relativiste directe des mouvements d'agitation internes d'un corps [6,8].

Pour mémoire enfin, l'invariance de la chaleur, $Q_1 = Q_0$, est incompatible avec les deux formes de radiation étudiées ci-dessus.

La relativité restreinte demandant la stricte covariance de toute description des phénomènes physiques, peut de ce fait être considérée comme une théorie très générale de l'observable [9].

L'examen dans ce sens, du rayonnement a priori indéfini, émis par un système microphysique, conduit aux déductions suivantes :

I/ L'étude relativiste d'une radiation supposée unidirectionnelle NS exclut la continuité temporelle de l'émission au profit de transitions brusques entre états énergétiques stationnaires de l'émetteur, avec confinement quasi-ponctuel de l'énergie radiante. Ce dernier schéma semble correspondre assez bien à l'expérience.

II/ La variance relativiste de l'énergie élémentaire Er d'une telle radiation unidirectionnelle NS, comparée à la variance d'une fréquence ondulatoire, indique que $Er = K\ \nu$, K étant une constante et ν la fréquence d'une onde anénergétique associée à l'énergie radiante quasi-ponctuelle. Le modèle classique d'une radiation purement ondulatoire et diffuse KS donne par comparaison, $E_{cl} = M\,\nu^n\,t\,(n > 1)$. Or c'est bien la première formule qui est expérimentalement vérifiée. Ceci plaide en faveur d'une radiation unidirectionnelle, et partant, ponctuelle, au détriment d'une forme diffuse avec éventuelle réduction en un point de toute l'énergie radiante.

III/ La variance relativiste de l'énergie émissible par un système, considérée initialement comme chaleur propre de ce corps, est différente selon le modèle, unidirectionnel NS ou diffus KS, envisagé pour la radiation ultérieurement émise. Pour la radiation NS, tenant compte des déductions précédentes, on est amené à la formule $Q_1 = Q_0\gamma^{-1}$, déjà solidement établie par des méthodes directes.

Ces dernières démonstrations, par le raisonnement inverse, valident la radiation quasi-ponctuelle, d'énergie proportionnelle à une fréquence ondulatoire associée, comme seule forme observable du rayonnement élémentaire émis par un système microphysique, jetant ainsi un pont logique entre la relativité et la quantification de la radiation.

Références

[1] A. Einstein, Ann. der Phys. 17 (1905) 132-148.

[2] A. Einstein, Werk. Deutsch. Phys. Ges. 18 (1916) 318-323. A. Einstein, Mitt. der Phys. Ges. Zurich 16 (1916) 47-62. A. Einstein, Phys. Z. 18 (1917) 121-128. A. Einstein, Lettres à M. Besso des 24/8/1916 et 6/9/1916.

[3] A.H. Compton, Phys. Rev. A 21 (1923) 207. P. Debye, Phys. Z. 24 (1923) 161. R. Schneider, H. Walther, L. Woste, Opt. Comm. (1972) 327. J.L. Piqué, J.L. Vialle, Opt. Comm. (1972) 402.

[4] L.H. Thomas, Nature 107 (1926) 514. J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley ed. N.Y. (1962) 364.

[5] L. de Broglie, Jalons pour une nouvelle microphysique, Gauthier-Villars Paris (1978) 118-136.

[6] L. de Broglie, Int. J. Theor. Phys. I (1916) 1-24.

[7] H. Ott, Z. Phys. 70 (1963) 175. H. Arzelièṡ, Nuovo Cimento 35 (1965) 792. R.G. Newburgh, Nuovo Cimento 52 (1979) 219.

[8] M. Planck, Ann. der Phys. 26 (1908) 1. L. de Broglie, C.R. Acad. Sc. Paris 262B (1966) 1235. L. de Broglie, C.R. Acad. Sc. Paris 264B (1967) 1041. L. de Broglie, C.R. Acad. Sc. Paris 264B (1967) 1173. G. Lochak, Louis de Broglie, sa conception du monde physique, Gauthier Villars Paris (1973) 327.

[9] A. Einstein, La théorie de la relativité restreinte et générale, trad. M. Solovine, Gauthier Villars Paris (1976) 48.

(Manuscrit reçu le 27 mai 1986)