

Le photon corpuscule comme apparence relativiste de l'interaction électromagnétique.

CHRISTIAN CORMIER-DELANOUE

Fondation Louis de Broglie
23 Quai de Conti, 75006 Paris

RESUME. Certaines propriétés quantiques observables de la radiation électromagnétique interagissant avec la matière semblent pouvoir être déduites des deux postulats de la relativité, auxquels il faut toutefois ajouter la directivité de l'interaction. Cette dernière caractéristique, particulièrement étudiée par Einstein en 1916, semble également découler des deux postulats relativistes, ce qui, en définitive, fait du photon corpuscule le seul aspect covariant des radiations électromagnétiques dans leur interaction avec la matière. L'extrapolation de cette description à la radiation pendant sa propagation est toutefois discutable.

ABSTRACT. Some observable quantum properties of electromagnetic radiation interacting with matter follow simply from the two Relativity postulates if a condition of interaction directivity is added. This last characteristic of the interaction, precisely studied by Einstein in 1916, also seem to follow from the two relativistic postulates. This makes the corpuscular photon the only covariant image of electromagnetic radiations in their interaction with matter. Extrapolation of such a model to radiation during its propagation remains questionable.

1. Introduction

Dans de précédentes études sur l'interaction électromagnétique [1, 2], il avait été montré que les seuls postulats de la relativité restreinte, associés à une condition de directivité, permettaient de retrouver la quantification de l'énergie d'interaction E_r sous la forme $E_r = h\nu$. Ce raisonnement sera brièvement rappelé.

Poursuivant ensuite cette recherche, il sera montré que l'absorption vraie d'une radiation électromagnétique ne peut être qu'un phénomène instantané.

Ensuite, il sera établi que la condition préalable de parfaite directivité de toute interaction électromagnétique avec la matière est aussi demandée par la nécessaire covariance relativiste.

Le photon corpuscule, un démon familier d'Einstein et de Broglie et une idée audacieuse, mais cependant ni indispensable [3], ni universellement applicable, ne constitue la seule image que l'on puisse se faire d'une radiation en relativité que dans son interaction avec la matière. Ce concept est depuis lors tombé un peu en désuétude, la physique quantique moderne s'interdisant une quelconque description de la radiation électromagnétique en dehors de ses interactions, c'est à dire entre sa création et son annihilation.

2. La quantification relativiste de l'énergie radiante absorbée.

À la condition expresse que l'interaction soit parfaitement directive, c'est à dire que l'impulsion absorbée P_r soit strictement égale à l'énergie absorbée E_r divisée par c ,

$$P_r = E_r/c \quad (1)$$

une conclusion découlant de ces premières études était que cette interaction entre la radiation électromagnétique et un corpuscule matériel, ne pouvait être, de façon générale, que de deux types.

- Si il n'y a pas augmentation de l'énergie propre du corpuscule, il ne peut y avoir qu'absorption partielle, similaire à l'effet Compton, l'énergie incidente se partageant entre une énergie cinétique de recul de la particule, et l'énergie de la radiation diffusée.

- Par contre, dans le référentiel de repos initial S_0 d'une particule de masse propre M_0 , l'absorption vraie d'une certaine quantité E_{r0} d'énergie radiante, fera impérativement évoluer l'énergie propre de ce corpuscule absorbeur de M_0c^2 à $R_0M_0c^2$, avec la condition très générale $R_0 > 1$, et ce, quelles que soient la nature et la forme de la radiation.

Dans ce dernier cas, l'absorbeur prendra simultanément une vitesse de recul β_0c , que l'on peut calculer.

L'énergie et l'impulsion globalement absorbées dans une telle interaction seront donc respectivement

$$E_{r0} = R_0M_0c^2\gamma_0 - M_0c^2 \quad (2)$$

$$P_{r0} = E_{r0}/c = R_0M_0\beta_0c\gamma_0 \quad (3)$$

en notant comme usuellement, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$.

Par substitution entre (2) et (3), on peut ensuite obtenir

$$\beta_0 = \frac{R_0^2 - 1}{R_0^2 + 1} \quad (4)$$

$$\gamma_0 = \frac{R_0^2 + 1}{2R_0} \quad (5)$$

$$E_{r0} = M_0 c^2 \frac{R_0^2 - 1}{2} \quad (6)$$

La relation (6), entre R_0 et E_{r0} peut aussi être écrite sous la forme

$$R_0 = \sqrt{\frac{2E_{r0} + M_0 c^2}{M_0 c^2}} \quad (7)$$

L'énergie cinétique W_0 du corpuscule de masse au repos $R_0 M_0$ animé de la vitesse $v_0 = \beta_0 c$, c'est à dire dans l'état postérieur à l'absorption de E_{r0} , est

$$W_0 = R_0 M_0 c^2 (\gamma_0 - 1) \quad (8)$$

et en substituant la valeur de γ_0 tirée de la relation (5), on obtient

$$W_0 = M_0 c^2 \frac{(R_0 - 1)^2}{2} \quad (9)$$

D'autre part, ΔE_0 désignant l'augmentation de l'énergie propre de l'absorbeur due à l'absorption, on a

$$\Delta E_0 = M_0 c^2 (R_0 - 1) \quad (10)$$

Si l'on forme le rapport de W_0 à ΔE_0 , on obtient

$$\frac{W_0}{\Delta E_0} = \frac{R_0 - 1}{2} \quad (11)$$

L'énergie cinétique W_0 , acquise par absorption, est très inférieure à la variation concomitante de l'énergie propre ΔE_0 , pour le cas le plus usuel où $h\nu_0 \ll M_0 c^2$, puisque selon la relation (7), la valeur de R_0 ne

dépassera alors que de très peu l'unité. Ceci montre bien l'importance de la variation de masse propre.

Dans les calculs ci-dessus, le corpuscule absorbeur était initialement au repos. On doit aussi envisager le cas où il aurait une vitesse initiale βc dans une direction formant un angle ϕ_0 avec la direction de propagation du rayonnement. On étudie donc à présent le même processus d'absorption, mais tout se passe comme si *le référentiel de repos initial S_0 du cas ci-dessus était à présent animé d'une vitesse relative βc par rapport au même observateur que précédemment, dont le repère propre est à présent dénommé S_1 .*

L'absorption de la radiation E_{r1} se traduira par une variation de l'énergie globale de l'absorbeur, énergie propre, plus énergie cinétique, ce que l'on peut écrire

$$E_{r1} = RM_0 c^2 \gamma_1 - M_0 c^2 \gamma \quad (12)$$

où γ_1 résulte de la transformation relativiste de γ_0 , donné en (5), du référentiel S_0 au référentiel S_1 . On doit bien préciser que la masse propre de l'absorbeur est toujours initialement égale à M_0 dans ce calcul, et qu'elle devient RM_0 du fait de l'absorption.

On obtient finalement

$$E_{r1} = E_{r0} \gamma (1 - \beta \cos \phi_0) \quad (13)$$

L'énergie absorbée se transformant dans un changement de référentiel selon la même loi spécifique que la fréquence d'une onde progressive, ces deux quantités sont proportionnelles l'une à l'autre, comme déjà démontré [1]. L'énergie radiante absorbable peut donc être écrite sous la forme très générale

$$E_r = h \nu \quad (14)$$

h étant une constante invariable qui à ce jour n'est déterminée qu'empiriquement, et ν une fréquence associée à la radiation. On doit ici noter que dans la formule (14), la fréquence ν est la fréquence initialement "vue" par l'absorbeur dans le repère de l'observateur.

Ceci suggère que le rayonnement, dont la nature et la forme étaient délibérément laissées imprécises au départ, sinon d'être une énergie, au sens très large, se propageant avec une vitesse invariable c , selon une

direction unique, a un certain caractère ondulatoire, ce qui correspond bien aux observations de l'optique macroscopique.

3. L'instantanéité de l'interaction électromagnétique.

Imaginons donc que, *toujours dans le référentiel* S_0 , l'énergie globale d'une radiation, éventuellement absorbable selon un processus d'absorption unique, étant initialement égale à $E_{r0} = h\nu_0$, avec un facteur d'accroissement final de l'énergie propre de l'absorbeur égal à R_0 , selon les raisonnements précédents, cette absorption se déroule d'une façon étendue dans le temps, c'est à dire que $dE_r/dt > 0$ pendant toute la durée, supposée non-nulle, du processus. On peut donc, par exemple, envisager les absorptions successives de deux moitiés égales E_{r1} et E_{r2} de l'énergie E_{r0} absorbable dans un processus unique. Il y aurait alors deux interactions d'une certaine durée, consécutives, mais que l'on pourrait cependant considérer comme disjointes.

$$E_{r1} = E_{r2} = \frac{E_{r0}}{2} \quad (15)$$

Dans S_0 , la masse au repos de l'absorbeur étant M_0 , et sa vitesse initiale étant nulle, on pourrait écrire, selon (6), et en notant R_1 le facteur d'augmentation de la masse propre, pour cette première phase d'absorption

$$E_{r1} = \frac{E_{r0}}{2} = M_0 c^2 \frac{R_1^2 - 1}{2} \quad (16)$$

avec simultanément

$$\beta_1 = \frac{R_1^2 - 1}{R_1^2 + 1} \quad (17)$$

$$\beta_1 = \frac{E_{r0}}{2M_0 c^2 + E_{r0}} \quad (18)$$

Dans la deuxième phase, la masse propre initiale ne serait plus égale à M_0 , mais à $R_1 M_0$, et la vitesse initiale serait $\beta_1 c$, dans la direction d'incidence de la radiation.

Le calcul afférent à ce second processus sera donc un peu différent de celui aboutissant à la formule (13), puisque la formule (12) s'écrirait dans le cas présent

$$E_{r2} = R_1 R_2 M_0 c^2 \gamma_2 - R_1 M_0 c^2 \gamma_1 \quad (19)$$

où R_2 représente maintenant le facteur d'augmentation de la masse propre initiale $R_1 M_0$ dans cette seconde phase d'absorption. En effet, selon le même raisonnement que celui ayant conduit à la relation (6), la masse propre initiale dans ce second processus, soit $R_1 M_0$, serait bien, du fait de cette nouvelle absorption, multipliée par le facteur R_2 , devenant finalement $R_2 \times R_1 M_0$.

Si avec cette masse au repos, $R_1 M_0$, le corpuscule absorbeur avait été initialement immobile dans cette seconde phase, on aurait pu écrire de même, dans S_0 et selon (6)

$$E_{r02} = R_1 M_0 c^2 \frac{R_2^2 - 1}{2} \quad (20)$$

E_{r02} étant l'énergie absorbée dans ce processus fictif.

Par contre, il y aurait à présent, pour le même observateur que celui de la première phase, c'est à dire dans le repère S_0 , une vitesse initiale $\beta_1 c$ de l'absorbeur, et selon (13), on aurait pour l'énergie absorbée

$$E_{r2} = E_{r02} \gamma_1 (1 - \beta_1) \quad (21)$$

$$E_{r2} = R_1 M_0 c^2 \frac{R_2^2 - 1}{2} \sqrt{\frac{1 - \beta_1}{1 + \beta_1}} \quad (22)$$

Or de (17) on peut tirer la valeur de R_1 soit

$$R_1 = \sqrt{\frac{1 + \beta_1}{1 - \beta_1}} \quad (23)$$

et par substitution dans (22), on obtient finalement

$$E_{r2} = M_0 c^2 \frac{R_2^2 - 1}{2} \quad (24)$$

Si selon (15), $E_{r2} = E_{r1} = E_{r0}/2$, on pourrait tout de suite déduire de (16) et (24) que $R_2 = R_1$. Or ces deux égalités ne sont pas compatibles vu la non-linéarité du rapport de E_r et de R dans tous ces processus, tel qu'il ressort de (7)

En effet, pour E_{r1} défini par la relation (15), on pourrait écrire, pour la première phase d'absorption, l'équation (7) comme

$$R_1 = \sqrt{\frac{E_{r0} + M_0 c^2}{M_0 c^2}} \quad (25)$$

et comme R_0 devrait être égal à $R_1 \times R_2$, on devrait avoir

$$R_2 = \frac{R_0}{R_1} = \frac{\sqrt{\frac{2E_{r0} + M_0c^2}{M_0c^2}}}{\sqrt{\frac{E_{r0} + M_0c^2}{M_0c^2}}} \quad (26)$$

$$R_2 = \sqrt{\frac{2E_{r0} + M_0c^2}{E_{r0} + M_0c^2}}$$

d'où

$$R_2 \neq R_1 \quad (27)$$

En maintenant l'hypothèse (15), on arriverait ainsi à une situation contradictoire en ce que, contrairement à la logique initiale, l'énergie absorbable en un processus global unique ne pourrait être égale à la somme de deux contributions non-nulles dues aux absorptions d'énergie dans deux processus partiels, distincts, mais consécutifs.

Toute description de l'absorption comme un processus étendu dans le temps, quelle qu'en soit la durée, est donc exclue. De plus, le raisonnement ci-dessus indique bien qu'on ne peut en aucun cas observer de fraction d'un quantum de radiation.

Le quantum d'énergie absorbée est indivisible.

Quelle que soit la proportion Π , initialement fixée, des énergies absorbables dans des processus distincts mais consécutifs, cela n'altère pas le raisonnement. On pourrait par exemple écrire la relation (15) sous la forme

$$\left. \begin{aligned} E_{r1} &= \Pi E_{r2} \\ E_{r1} + E_{r2} &= E_{r0} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

avec Π aussi petit que l'on veut.

Il n'y a qu'une seule solution pour échapper au paradoxe
L'absorption d'énergie radiante apparaît comme un phénomène instantané.

Dans ces conditions, la fréquence de la radiation ondulatoire absorbée est alors la fréquence initialement incidente sur l'absorbeur, que celui-ci soit au repos ou en mouvement préalable, dans le référentiel d'observation. Cette fréquence est celle intervenant dans la détermination

de l'énergie absorbée selon la formule $E_r = h\nu$, comme il avait déjà été remarqué à la fin du § 2.

Il avait déjà été démontré par ailleurs [4, 5], que l'émission proprement dite d'une radiation unidirectionnelle par un émetteur ne pouvait être qu'un phénomène instantané, et ce, par des raisonnements purement relativistes.

On ne peut bien sûr pas observer *stricto sensu* un processus instantané, le déroulement temporel d'un phénomène ne pouvant en effet être observé que par deux mesures distinctes séparées par un intervalle de temps non-nul. Ce n'est toutefois pas une raison suffisante pour qu'un processus de ce genre soit impossible.

En reprenant les notations utilisées pour le processus d'absorption, l'émission peut être considérée comme la transition pour une entité matérielle, de l'état excité où son énergie propre est RM_0c^2 , et sa vitesse βc , à un état de repos où son énergie propre est M_0c^2 . Cela pourra sûrement se produire si comme dans la relation (17)

$$\beta = \frac{R^2 - 1}{R^2 + 1} \quad (29)$$

Si β n'a pas initialement cette valeur, il existe par contre forcément un référentiel galiléen où ce sera le cas. L'émission sera donc toujours le phénomène symétrique de l'absorption, mais dans un certain référentiel galiléen bien précis.

4. La directivité de l'interaction électromagnétique.

On a vu dans la première section que la quantification de l'énergie absorbée sous la forme très générale $E_r = h\nu$ découlait des deux postulats de la relativité auxquels on avait toutefois ajouté une condition de directionnalité de l'interaction exprimée par la relation (1). Cette condition ne va pas de soi, et il faut examiner le cas où la radiation incidente ne présenterait pas cette caractéristique d'unidirectionnalité, ce qui pourrait être écrit

$$E'_{r0} = R' M_0 c^2 \gamma'_0 - M_0 c^2 \quad (30)$$

$$P'_{r0} = K E'_{r0} / c = R'_0 M_0 \beta'_0 c \gamma'_0 \quad (31)$$

$$0 \leq K \leq 1 \quad (32)$$

β'_0 pourrait par ailleurs être calculé selon la même méthode que précédemment, mais en remplaçant à présent les équations (2) et (3) par leur formes modifiées (30), (31), et (32).

De (31) on tire

$$KE'_{r0} = R'_0 M_0 c^2 \beta'_0 \gamma'_0 \quad (33)$$

et par substitution dans (30) et simplification, on obtient

$$\frac{R'_0 \beta'_0 \gamma'_0}{K} = R'_0 \gamma'_0 - 1 \quad (34)$$

$$R'_0 \gamma'_0 (K - \beta'_0) = K \quad (35)$$

$$R'_0 (K - \beta'_0) = K \sqrt{1 - \beta'^2_0} \quad (36)$$

d'où en élevant au carré

$$R'^2_0 K^2 + R'^2_0 \beta'^2_0 - 2R'^2_0 K \beta'_0 - K^2 + K^2 \beta'^2_0 = 0 \quad (37)$$

$$(R'^2_0 + K^2) \beta'^2_0 - 2KR'^2_0 \beta'_0 + K^2 (R'^2_0 - 1) \quad (38)$$

équation du second degré en β dont les racines sont

$$\beta'_0 = \frac{2KR'^2_0 \pm \sqrt{4K^2 R'^4_0 - 4K^2 (K^2 + R'^2_0) (R'^2_0 - 1)}}{2(R'^2_0 + K^2)} \quad (39)$$

$$\beta'_0 = \frac{KR'^2_0 \pm K \sqrt{R'^2_0 (1 - K^2) + K^2}}{R'^2_0 + K^2} \quad (40)$$

On voit tout de suite que pour $K = 1$ (unidirectivité), on obtient le résultat déjà obtenu en (4), mais aussi une racine $\beta'_0 = 1$ qui, n'ayant pas, dans ce cas précis, de signification physique, doit être éliminée.

La condition (32) est bien une condition de non-unicité de la direction de propagation de la radiation avant son absorption. Si l'absorption de E'_{r0} n'était pas celle d'une énergie se propageant de façon unidirectionnelle, la condition (32) s'écrirait à coup sûr

$$0 \leq K < 1 \quad (41)$$

Si donc la relation (1) $P_r = E_r/c$ n'était pas respectée, cela pourrait résulter, par exemple, d'un mécanisme d'absorption par une entité

matérielle A de rayons de radiation identiques, mais convergents, comme schématisé sur la Figure 1.

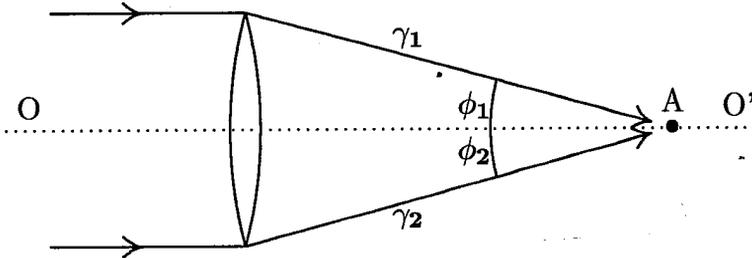


Figure 1.

Sans altérer la généralité du raisonnement, on peut ne considérer que deux rayons identiques γ_1 et γ_2 convergeant vers l'absorbeur A , initialement au repos, et faisant avec l'axe moyen OO' de l'interaction globale les angles ϕ_1 et ϕ_2 avec comme ici $\phi_1 = \phi_2 = \phi_0$.

Si ces rayons étaient absorbés séparément, il ne se poserait à priori aucun problème sinon celui soulevé au §4 où il a été montré que l'absorption consécutive de deux demi-photons n'était pas un concept envisageable. A cette réserve près, la relation générale $P_r = E_r/c$ pourrait être respectée selon les équations (2) à (7) pour la première phase, (12) et (13) pour la seconde.

Si par contre, ces deux rayons convergents identiques, γ_1 et γ_2 , d'énergie $h\nu_0/2$ étaient absorbés simultanément, on aurait les relations

$$E_{r0} = \frac{h\nu_0}{2} + \frac{h\nu_0}{2} = h\nu_0 \quad (42)$$

$$P_{r0} = \frac{h\nu_0}{2c} \cos \phi_1 + \frac{h\nu_0}{2c} \cos \phi_2 = \frac{h\nu_0}{c} \cos \phi_0 \quad (43)$$

ϕ_0 étant l'angle formé par les directions égales ϕ_1 et ϕ_2 dans le référentiel de repos initial de A . Les composantes transverses d'impulsion

$$\frac{h\nu_0}{2c} \sin \phi_1 \quad \text{et} \quad \frac{h\nu_0}{2c} \sin \phi_2$$

s'annulent mutuellement, et $\cos \phi_0$, le facteur de convergence, s'identifie donc au facteur K de l'équation (31).

On peut examiner la variance relativiste de ce facteur, en considérant le même phénomène d'absorption dans un autre repère d'observation S_1 , animé par rapport au référentiel de repos initial S_0 d'une vitesse relative βc selon la direction de l'axe moyen OO' .

L'angle ϕ_0 se transformera en un angle ϕ_1 , et on aura selon la formule usuelle

$$\cos \phi_1 = \frac{\cos \phi_0 - \beta}{1 - \beta \cos \phi_0} \quad (44)$$

et, de même, la fréquence ν_0 se transformera en ν_1 selon la formule de Doppler

$$\nu_1 = \nu_0 \gamma (1 - \beta \cos \phi_0) \quad (45)$$

Selon les raisonnements précédents, on aurait donc pour l'énergie E_{r1} absorbée

$$E_{r1} = h\nu_0 \gamma (1 - \beta \cos \phi_0) \quad (46)$$

Pour l'impulsion P_{r1} , par contre, on aurait

$$P_{r1} = \frac{h\nu_0}{c} \gamma (1 - \beta \cos \phi_0) \frac{\cos \phi_0 - \beta}{1 - \beta \cos \phi_0} \quad (47)$$

$$P_{r1} = \frac{h\nu_0}{c} \gamma (\cos \phi_0 - \beta) \quad (48)$$

$$P_{r1} = \frac{h\nu_0}{c} \frac{K - \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (49)$$

On voit ici que le facteur de convergence K n'aurait pas une variance relativiste acceptable pour qu'il garde sa signification établie par les relations (31) et suivantes. Ceci est dû au facteur $\cos \phi_0 - \beta$ qui apparaît dans la formule (44). Le raisonnement n'est donc pas circulaire, car valable même en faisant abstraction de la formule (46).

Un schéma d'interaction non-unidirectionnelle de ce genre ne peut donc pas être envisagé. On n'obtiendrait un bon résultat que si toute l'énergie et l'impulsion absorbées venaient de la même direction ϕ_0 .

Seule la valeur $K = 1$ donnerait un résultat covariant, c'est-à-dire que la condition (1) découle des deux postulats de la relativité, et n'a pas besoin d'être postulée par ailleurs.

On sait l'importance de cette condition, et les déductions qu'en a tirées Einstein dans son travail majeur de 1916-1917 [6].

De plus, si l'absorbeur de radiation est très petit, quasiment ponctuel, la nécessaire instantanéité de l'interaction électromagnétique avec une entité matérielle microphysique, après la quantification précédemment établie, indique donc à présent que l'interaction, quelle que soit la forme ou l'étendue de la radiation pendant sa propagation, ne peut être observée que comme une singularité ponctuelle dans l'espace-temps, concentrant un quantum d'énergie radiante $h\nu$ et l'impulsion correspondante $h\nu/c$, un photon, autrement dit.

5. L'hypothèse du photon corpusculaire.

Il faut bien préciser que les démonstrations ci-dessus de la quantification, de l'instantanéité, et de la directivité, ne concernent que l'énergie et l'impulsion absorbées, c'est à dire après annihilation de la radiation, mais ne concernent nullement la radiation pendant sa propagation.

On est cependant en droit de s'interroger sur la nature de la radiation elle-même. En effet, toute description de celle-ci, pour autant qu'une telle description soit possible, doit incorporer deux concepts totalement antinomiques, l'onde, étendue par définition, et l'aspect ponctuel dans l'espace-temps de toute interaction.

En extrapolant, et pour satisfaire ce désir de description, on arrive donc forcément à des images dualistes comme *le photon, corpuscule permanent entre création et annihilation* associé à une onde dénuée d'énergie, ou encore *l'onde à bosse*, selon les termes de Louis de Broglie.

Il est bien connu que c'est Einstein [7] le premier qui exprima l'hypothèse selon laquelle la radiation se compose d'un nombre fini de quanta d'énergie, localisés en des points de l'espace, quanta qui se meuvent sans se diviser, et ne peuvent être créés et absorbés que par unités entières. Pour justifier ce "point de vue heuristique" son auteur s'appuyait sur une similitude des variations de l'entropie d'un rayonnement électromagnétique, ou d'un gaz, si l'on fait varier le volume de l'enceinte les contenant. Une analogie très fructueuse, on le sait, mais une analogie, rien de plus.

Cependant, comme Einstein lui-même avait pris la précaution de le faire remarquer, ce raisonnement présuppose que la distribution spectrale de la radiation puisse être assimilée à celle de Wien, c'est à dire que $h\nu \gg kT$, et non pas à celle de Rayleigh-Jeans, auquel cas il perdrait sa validité.

“Il résulte, à vrai dire, des considérations précédentes sur le “rayonnement noir”, que la loi établie primitivement pour le “rayonnement noir” par M. W. Wien

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\beta \frac{\nu}{T}}$$

n’est pas exactement valable. Mais elle deviendrait parfaitement confirmée par l’expérience pour les grandes valeurs de $\frac{\nu}{T}$. Nous prenons cette formule pour base de nos calculs, mais en gardant à l’esprit que nos résultats ne seront valables qu’à l’intérieur de certaines limites.”

D’ailleurs, en étudiant ultérieurement les fluctuations de l’énergie d’un rayonnement, Einstein montra que si la distribution spectrale de la radiation tendait vers celle de Wien, $h\nu \gg kT$, les fluctuations pouvaient être considérées comme celles d’un nombre de corpuscules distincts, tandis que si la distribution spectrale tendait vers celle de Rayleigh-Jeans, $h\nu \ll kT$, les fluctuations énergétiques s’apparenteraient alors à celles d’un ensemble d’ondes classiques [8].

La démonstration, présentée ici n’indique, quant à elle, que l’aspect ponctuel et quantifié de toute interaction électromagnétique, quelle que soit la fréquence de la radiation en jeu, mais n’évoque nullement une corpuscularité intrinsèque de la radiation en dehors des interactions, propriété qui n’étant d’ailleurs pas observable, ne peut être que supposée. En effet, l’observation d’une radiation élémentaire annihile celle-ci. Dire que la radiation électromagnétique a la nature de corpuscules se propageant dans l’espace est une extrapolation, rien de plus.

D’une certaine façon, il semble que la méthode relativiste exposée ci-dessus soit plus directe, et plus générale en ce qu’elle s’applique aux radiations de toutes fréquences. Ce qu’Einstein a exprimé dans son point de vue heuristique, en 1905 [7], apparaîtrait alors comme une simple conséquence des deux postulats de la relativité.

Par ailleurs, ces deux postulats, et la relativité restreinte qui s’ensuit, permettent de décrire l’électromagnétisme de Maxwell de façon covariante, et ce dernier ne conclut pas à la corpuscularité des radiations qu’à la quantification de leur énergie. Presque toute l’optique se trouve expliquée par les ondes électromagnétiques, et le photon en tant que corpuscule n’est compris dans aucune description entre sa création et son annihilation. On peut donc se demander si l’extrapolation de l’apparence corpusculaire au moment de l’absorption, à la radiation pendant sa propagation est vraiment justifiée.

Beaucoup de prévisions conformes aux résultats expérimentaux peuvent être obtenues en électrodynamique sans faire appel à la quantification des champs sous forme corpusculaire [3, 9].

6. La réduction des ondes.

Ceci étant, on a montré que le rayonnement avait un caractère ondulatoire, et quel que soit le schéma envisagé, onde seule véhiculant une énergie diffuse, onde anénergétique associée à un corpuscule concentrant toute l'énergie, ou encore excitation d'un mode de vibration dans une cavité, on ne peut échapper à une obligation incontournable: *la réduction des ondes*

En effet, si un photon est détecté en un point quelconque de l'espace-temps, ce point est unique, et par conséquent, simultanément à la détection, toutes les ondes, liées de près ou de loin à ce photon, doivent logiquement disparaître sur le champ, puisque le quantum radiant est indivisible. Si ce n'était pas le cas, on pourrait observer deux ou plusieurs effets analogues en divers points de l'espace.

En effet, de deux choses l'une: si les ondes sont intrinsèquement douées d'un quantum d'énergie, elles doivent disparaître quand ce quantum entier est absorbé, et si, par contre, les ondes ne sont que la mesure d'une probabilité de détection d'un photon, le fait qu'un photon unique soit détecté en un point (r, t) rend toute probabilité de le détecter en un autre point (r', t') nulle.

Le fait que cette réduction ne soit pas comprise dans la théorie corpusculaire d'Einstein-de Broglie, laisse la porte ouverte à l'hypothèse des "ondes vides" dont la signification n'est pas claire qui n'ont jamais pu être détectées malgré tous les efforts faits [10].

Si les ondes associées à un quantum pouvaient subsister après l'annihilation du photon corpusculaire, le vide serait rempli par ces ondes anénergétiques de toutes fréquences interférant entre elles de façon parfaitement aléatoire et desordonnée.

De plus, si les ondes elles-mêmes véhiculaient une certaine énergie radiante, leur réduction en un phénomène instantané du genre espace échapperait à toute covariance relativiste. Si même, elles n'étaient que subjectives, et seulement porteuses d'information, leur réduction instantanée à distance poserait néanmoins un sérieux problème au regard de la relativité [11].

Inversement, une onde, quelle que soit sa nature, est une entité étendue dans l'espace. Comment pourrait-elle prendre naissance de façon instantanée au moment d'une émission ? Il y aurait là aussi un problème de création instantanée à distance difficilement contournable.

7. L'hypothèse de la condensation instantanée des ondes étendues.

Un schéma de condensation instantanée d'énergie électromagnétique diffuse en un processus unique d'émission-absorption a déjà été proposé [12, 2]. Bien évidemment, une telle condensation instantanée fait appel à *l'action à distance*, et de ce fait, elle ne peut en aucun cas être co-variante. Cependant elle aurait l'avantage par son processus même de fixer une direction unique et précise à l'interaction électromagnétique, et notamment au transfert d'énergie, et d'impulsion.

Si la radiation, étendue comme un champ Maxwellien, demeurerait liée à sa source jusqu'à son éventuelle réduction par un absorbeur, cela voudrait dire que l'impulsion transmise $h\nu/c$ ne se trouverait définie en direction que par ce phénomène instantané de réduction, et non pas d'avance, par une impulsion de recul préalable de l'émetteur, comme dans la théorie de l'émission unidirectionnelle habituellement comprise. Dans une telle hypothèse, il n'y aurait pas de radiation libre stricto sensu, toute énergie radiante étant liée à un émetteur potentiel. Le concept d'ondes vides n'aurait pas non plus de signification dans une telle hypothèse.

Le processus de condensation ponctuelle ne pourrait pas être envisagé pour un train d'ondes planes, ou pseudo-planes, effectivement émis, et donc séparé de sa source, à cause de l'extension transversale non-nulle de ces ondes. En effet l'émission d'un train d'ondes planes, pour autant que ce soit un processus physiquement plausible, impliquerait une impulsion de recul de l'émetteur bien définie, impulsion à laquelle devrait être strictement opposée l'impulsion transmise à l'absorbeur, et ceci conduirait à une forme de rayonnement infiniment déliée, forme idéalisée par Einstein sous le vocable de "Nadelstrahlung", ou rayonnement-aiguille.

Les deux impulsions opposées, transmise, et de réaction, respectivement prises par l'absorbeur et par l'émetteur, devraient l'être de façon absolument simultanée avec la réduction instantanée des champs qui relie les deux corpuscules dans cette interaction.

La conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion dans une telle interaction électromagnétique élémentaire, conduirait donc à un ultime schéma violant l'un des postulats fondamentaux de la relativité.

Il est évident que cette description d'une triade émission-signal-absorption va à l'encontre des idées usuellement défendues par les tenants d'un réalisme strict, car étant non-covariante, elle ne peut de surcroît être causale et objective. Selon ces hypothèses, il ne pourrait pas y avoir d'émission radiative stricto sensu, s'il ne se trouvait quelque part un absorbeur de radiation, suivant en cela les théories de Tétrode [13], de Dirac [14], de Wheeler et Feynman [15].

Par contre elle est plus proche des constatations expérimentales inspirées par l'électrodynamique quantique, comme par exemple le phénomène de dégroupement des photons dans l'étude de la fluorescence par résonance [16].

En effet, si l'on observe le temps qui sépare les détections successives de photons provenant d'un atome unique, excité par un rayonnement extérieur, on constate que cet atome ne peut absorber de radiation excitatrice que quand il est redescendu à son niveau fondamental. Or ce fait ne devient certain que quand un photon préalablement émis par le même atome est détecté

C'est donc la détection d'un photon, à une certaine distance, qui prépare instantanément l'atome dans l'état fondamental, et lui permet d'absorber, puis de réémettre un photon qui ne pourra, à son tour, être détecté qu'après un certain délai. Ceci explique l'espacement temporel de détection des photons émis par un seul et même atome, *l'anti-bunching*, selon la terminologie anglo-saxonne.

Dans une étude antérieure sur le moment angulaire propre d'une radiation électromagnétique unidirectionnelle [17], il avait d'ailleurs été montré que la séparation complète entre une radiation et son émetteur n'était pas vraiment compatible avec la stricte conservation du moment angulaire global, à tout instant. En effet, les composantes transverses du moment angulaire ne peuvent être que nulles dans une radiation se propageant à la vitesse c . Cette conservation ne pose par contre aucun problème dans le cas de la condensation d'une radiation Maxwellienne diffuse.

Cette hypothèse de la condensation instantanée d'ondes Maxwelliennes serait susceptible d'apporter une solution simple à certains problèmes d'interprétation de la mécanique quantique comme l'expérience EPR, le chat de Schrödinger, ou les expériences à choix différé de

Wheeler, comme souligné par Cramer [18], dans une étude de la théorie de l'absorption selon Wheeler-Feynman.

7. Conclusion.

On voit donc que de nombreuses propriétés observables de l'interaction électromagnétique, la quantification de l'énergie, l'instantanéité, la directivité, l'indivisibilité du quantum, peuvent être retrouvées par la seule relativité restreinte, et n'ont donc pas besoin d'être postulées par ailleurs. L'extrapolation de ces résultats à la radiation au cours de sa propagation semble discutable. Toutefois, cette même vision relativiste, se contredisant ensuite elle-même, suggère une révision complète des concepts d'émission et d'absorption des radiations électromagnétiques.

Références

- [1] C. Cormier-Delanoue *Ann. Fond. L. de Broglie*, **19**, 259 (1994)
- [2] C. Cormier-Delanoue *Found. Phys.* **25** 465 (1995)
- [3] Voir par exemple W. E. Lamb, M. O. Scully, "The photoelectric effect without photons" dans *Polarisation Matière et Rayonnement*, P. U. F. Paris 1969.
- [4] C. Cormier-Delanoue *Ann. Fond. L. de Broglie*, **12**, 37, (1987)
- [5] C. Cormier-Delanoue *Found. Phys* **19** 1171 (1989)
- [6] A. Einstein *Phys. Zeit.* **18** (1917) 121.
- [7] A. Einstein *Ann. der Physik* **17** 132 (1905) traduit dans *Ann. Fond. L. de Broglie* **4** 212 (1979)
- [8] A. Einstein *Phys. Z.* **10** 185 (1909)
- [9] E. T. Jaynes in *Foundations of Radiation Theory and quantum Electrodynamics*, A. O. Barut ed. Plenum N.Y. 1980.
- [10] L. J. Wang, X.Y. Zou, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1111, (1991)
- [11] Y. Aharonov, D. Z. Albert, *Phys. Rev. D* **21** (1980) 3316.
Y. Aharonov, D. Z. Albert, *Phys. Rev. D* **24**
G. Ghirardi, *Found. Phys. Lett.*, **9** 313 (1996)
- [12] C. Cormier Delanoue *Courants, amers, écueils en microphysique*, Fond. L. de Broglie ed. (1994) p.99
- [13] H. Tetrode, *Z. Phys.* **10** 317 (1922).
- [14] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. London* **A267** 148 (1938).
- [15] J. A. Wheeler, R. P. Feynman, *Rev. Mod. Phys.*
- [16] M. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **39**,691 (1977).
D. F. Walls, *Nature*, **280**, 27 (1979).
- [17] C. Cormier-Delanoue, *Ann. Fond. L. de Broglie* **14** 191 (1989)
- [18] J. G. Cramer *Phys. Rev D***22** 362 (1980) J. G. Cramer, *Found. Phys.* **13** 887 (1983)

(Manuscrit reçu le 22 octobre 1996)