

Sur l'émission d'une radiation électromagnétique par une charge électrique en mouvement rectiligne accéléré. ¹

C. CORMIER-DELANOUE

3 Place du Palais-Bourbon 75007 Paris

RESUME. On étudie d'un point de vue relativiste, la possibilité de l'émission par un corpuscule chargé électriquement, et en mouvement rectiligne accéléré, d'une radiation électromagnétique de diverses formes : la forme diffuse inspirée de la théorie Maxwellienne, et la forme quantifiée proposée par Einstein.

Un examen approfondi de ce phénomène infirme la description qu'en donne l'électrodynamique classique, et conduit à une nouvelle conception du processus d'émission.

On sait qu'en théorie électrodynamique classique, toute charge électrique isolée, portée par un corpuscule, donne naissance, quand elle est accélérée, à une radiation continue sous forme d'énergie diffuse.

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

Quelques années plus tard, en 1916 et 1917, Einstein fut amené, pour d'autres raisons, à préciser que l'impulsion d'une radiation élémentaire devrait également être quantifiée spatialement, c'est-à-dire d'une orientation unique [2]. Selon 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 égale à $h\nu/c$, le "Nadelstrahlung" (ci-après NS), ou rayonnement aiguille.

¹Ce travail a été présenté au Séminaire de la Fondation Louis de Broglie, le 25 Mars 1987.

Il semble que l'on puisse également démontrer qu'une énergie radiante unidirectionnelle ne soit observable de façon covariante relativiste, que sous une forme condensée et quasi-ponctuelle [3].

La confirmation de ces dernières descriptions par des très nombreuses expériences [4], n'altère cependant en rien la logique de l'électrodynamique classique, qui d'ailleurs demeure, à l'échelle macroscopique, en accord avec d'autres expériences.

On peut examiner, dans une optique relativiste, l'éventuelle émission d'une radiation de ces diverses formes, par une particule chargée animée d'un mouvement rectiligne accéléré, et ce, de la façon la plus générale, en ne faisant délibérément aucune supposition a priori sur la nature de la radiation.

On ne définira cette dernière que comme un déplacement conservatif d'énergie, à partir d'un corpuscule émetteur, à travers l'espace vide. Cette énergie, une fois émise, se propage de manière autonome, avec la vitesse c invariante et isotrope dans tout référentiel Galiléen. De ce fait, à toute énergie radiante infinitésimale dE_{rad} se propageant dans une direction donnée, est associée une impulsion dE_{rad}/c de même orientation. On admettra en outre, comme réalité empirique, que les champs électromagnétiques statiques n'affectent pas le rayonnement dans sa propagation.

Des radiations électromagnétiques étant classiquement émises, dans certaines conditions de mouvement, par les corpuscules chargés, on doit définir ces dernières entités, préalablement à l'étude de l'éventuelle émission d'un rayonnement.

On connaît empiriquement les phénomènes électrostatiques macroscopiques, d'où les concepts de charge et de champ électriques. Une charge observable est toujours formée d'un nombre entier de charges électrostatiques élémentaires $\pm e$, se présentant sous forme centrée, d'où l'image de corpuscule chargé quasi-ponctuel, ou même ponctuel. On admettra ici ne rien connaître de plus sur la structure propre de l'ensemble (corpuscule + champs électromagnétiques associés).

Une charge Coulombienne donnée, portée par une particule isolée, est invariante dans toute transformation de Lorentz. Il y a tout lieu de penser en effet, que la charge élémentaire $\pm e$ est une constante universelle, et dans le cas de l'électron, la constante de la charge observable dans des configurations atomiques extrêmes où ses vitesses relatives seraient très différentes, a été vérifiée expérimentalement avec une précision considérable [5].

La description d'un corpuscule chargé par une énergie globale centrée devrait être covariante dans toute transformation de Lorentz. Si donc E_0 désigne l'énergie globale d'un corpuscule chargé dans un référentiel S_0 où il est libre et au repos, dans un autre référentiel Galiléen S_1 , animé par rapport à S_0 d'une vitesse uniforme βc , son énergie globale E_1 et son impulsion P_1 seraient :

$$E_1 = E_0 \gamma \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad (1)$$

$$P_1 = (E_0/c^2) \gamma \beta c \quad (2)$$

Cette caractéristique de covariance de la description d'un corpuscule chargé a été l'objet de nombreuses et difficiles études. Elle est cependant demandée de façon absolue par l'équivalence relativiste de tous les référentiels Galiléens. Ce qui troubla les esprits à l'origine, fut le modèle à masse purement électromagnétique proposé par Abraham et Lorentz [6]. En effet, si l'on définit, dans cette hypothèse, l'impulsion d'un électron en mouvement par intégration de la densité de flux d'énergie électromagnétique, c'est-à-dire du vecteur de Poynting S , dans tout l'espace environnant l'électron, on est conduit à la formule :

$$P = \frac{1}{c^2} \int S d^3x = \frac{4}{3} (E_0/c^2) \gamma v \quad (3)$$

avec une énergie globale E égale à :

$$E = E_0 \gamma \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2 \right) \quad (4)$$

Par ailleurs, si la charge est uniformément répartie à l'intérieur d'une petite sphère de rayon r , on doit avoir pour l'énergie l'égalité $e^2/r = mc^2$ ce qui conduit à définir le rayon classique de l'électron

$$r = \frac{e^2}{mc^2} \simeq 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}. \quad (5)$$

L'électron étant, d'après ce modèle, instable par définition, puisque les charges infinitésimales dq^- le composant se repousseraient entre elles, Poincaré [7] proposa d'inclure dans les calculs l'énergie des contraintes assurant la stabilité du corpuscule, ce qui restaura du même coup la covariante relativiste.

Une étude plus approfondie de l'intégration de l'énergie électromagnétique diffuse entourant un corpuscule chargé étendu en théorie classique, a d'ailleurs

conduit de nombreux auteurs [8] à donner, avec certaines hypothèses toutefois, une description parfaitement covariante d'un tel corpuscule chargé, conforme aux définitions posées en (1) et (2).

Par une conception physique différente, faisant appel à une masse inerte ponctuelle associée à une masse électromagnétique, l'électrodynamique quantique permet, avec cependant quelques artifices mathématiques (renormalisation), de définir l'électron de façon covariante, la masse totale étant égale à la masse empirique [9]. Quelle que soit la nature des différentes contributions éventuelles à l'énergie globale d'un corpuscule chargé, que sa masse empirique soit composée par parties de masse proprement inertielle, et de masse électromagnétique, la covariance de chaque partie doit être rigoureuse, si l'on veut que le champ Coulombien et la masse inerte restent joints pour tout observateur Galiléen.

Bien qu'elle ne soit pas démontrée de manière absolument nette et sans artifice [10], on admettra, à ce stade, la parfaite covariance de la description d'une particule chargée étendue ou ponctuelle, par une énergie centrée. On supposera en outre, que le corpuscule chargé considéré ci-après a une masse très faible, de l'ordre des masses microphysiques, et qu'il est parfaitement stable.

Supposons, dans un repère Galiléen quelconque, et en l'absence de tout champ électromagnétique extérieur, un tel corpuscule chargé, libre et animé d'une vitesse uniforme βc . Dans ces conditions, m_0 étant la masse au repos du corpuscule libre, son énergie propre E_c , son impulsion P_c , et son énergie cinétique W_c sont respectivement :

$$(6) \quad E_c = m_0 c^2 \gamma$$

$$(7) \quad P_c = m_0 \gamma \beta c$$

$$(8) \quad W_c = m_0 c^2 (\gamma - 1)$$

La théorie électrodynamique classique, en accord avec la relativité, prévoit qu'une telle particule, libre et en mouvement uniforme, n'émet pas de radiation vers l'infini. Il existe en effet dans ce cas, un repère Galiléen dans lequel le corpuscule est libre et immobile, et donc non-radiant, puisque c'est un corpuscule stable par définition. L'équivalence de tous les référentiels Galiléens fait que pour n'importe quelle vitesse uniforme βc , il n'y a pas de radiation émise.

Mais, ignorant délibérément le raisonnement ci-dessus, on peut aussi analyser ce problème sous un autre angle, et se demander si sous l'effet d'une très petite perturbation, le corpuscule ne pourrait pas émettre cet excédent qu'est son énergie cinétique, sous forme d'une radiation quelconque, et se retrouver au repos après cette émission.

L'énergie globale E_{rad} de la radiation serait, dans cette hypothèse, égale à l'énergie cinétique originelle du corpuscule :

$$E_{rad} = W_c = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad (9)$$

Pour que l'effet de freinage soit maximum, supposons en outre, que contrairement à la description Maxwellienne des radiations, tout le rayonnement soit ici émis sous la forme unidirectionnelle NS d'orientation optimale, celle de βc . L'impulsion P_{rad} de la radiation serait alors dans le sens de βc , et telle que :

$$P_{rad} = E_{rad}/c = m_0 c (\gamma - 1) \quad (10)$$

Mais pour qu'il y ait conservation de l'impulsion globale comme de l'énergie, on doit aussi avoir l'égalité :

$$P_{rad} = P_c \quad (11)$$

$$m_0 c (\gamma - 1) = m_0 \gamma \beta c \quad (12)$$

$$\gamma - 1 = \beta \gamma \quad (13)$$

Cette dernière condition n'est possible que pour $\beta = 0$, ce qui contredit l'hypothèse préliminaire.

L'émission d'une radiation de freinage total n'est donc pas possible dans ces conditions, car elle ne conserverait pas simultanément l'énergie et l'impulsion globales. En notant que $\beta \gamma$ et $(\gamma - 1)$ sont toujours positifs, on peut comparer ces deux nombres, et on constate que :

$$\gamma - 1 < \beta \gamma \quad \text{pour} \quad 0 < \beta < 1 \quad (14)$$

L'énergie cinétique de la particule chargée est toujours inférieure à l'énergie d'une radiation, même unidirectionnelle, qui aurait une impulsion égale à celle de la particule dans son mouvement originel.

Si la radiation était de forme diffuse KS , selon le modèle classique, son impulsion globale serait moindre que E_{rad}/c pour une énergie totale égale à E_{rad} , et le déséquilibre impulsif serait encore plus grand.

Le raisonnement ci-dessus est également valable pour un freinage partiel du corpuscule chargé, d'une vitesse $\beta_1 c$ à une vitesse inférieure $\beta_2 c$. En effet on a dans ce cas :

$$\Delta W_c = m_0 c^2 (\gamma_1 - \gamma_2) \quad (15)$$

$$\Delta P_c = m_0 c (\beta_1 \gamma_1 - \beta_2 \gamma_2) \quad (16)$$

et pour une radiation unidirectionnelle NS émise dans la direction de βc :

$$P_{rad} = m_0 c (\gamma_1 - \gamma_2) \quad (17)$$

Or on a l'inégalité :

$$(\gamma_1 - \gamma_2) < (\beta_1 \gamma_1 - \beta_2 \gamma_2) \quad (18)$$

équivalente à :

$$\left(\frac{1 - \beta_1}{1 + \beta_1} \right)^{1/2} < \left(\frac{1 - \beta_2}{1 + \beta_2} \right)^{1/2} \quad (19)$$

qui est toujours vérifiée si $\beta_1 > \beta_2$, ce qui est le cas ici.

Pour qu'il puisse y avoir émission d'une radiation quelconque, par un corpuscule chargé en mouvement, il faudrait donc que :

$$E_{rad} > \Delta W_c \quad (20)$$

mais aussi que :

$$P_{rad} = \Delta P_c \quad (21)$$

Ceci ne peut apparemment se produire qu'avec l'intervention d'une source extérieure d'énergie, qui communiquerait une accélération au corpuscule, ce qui va être examiné par la suite.

L'étude dynamique de ce problème particulier donne donc un résultat identique à celui de l'électrodynamique classique, bien que pour des raisons entièrement différentes. On voit aussi que la nécessaire conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion inhibe en quelque sorte, l'émission par un corpuscule chargé, sous forme radiative, d'une énergie mécanique excédentaire, et a priori disponible.

On considère ensuite le cas où sous l'influence d'un champ électromagnétique extérieur, le corpuscule chargé prend un mouvement accéléré. On n'examinera ici que l'action d'un champ électrique pur de la forme la plus simple, et l'on doit d'abord préciser quelques caractéristiques de ce nouvel élément.

Un champ électrique $\mathcal{E}$ est défini par la force F qu'il exerce sur un corpuscule porteur de la charge e : $F = e\mathcal{E}$.

Par convention, un champ électrique $\mathcal{E}$ est dit rectiligne, si la ligne de force qui passe par un point X est rectiligne sur la longueur considérée dans le raisonnement, et orientée selon une direction Δ .

Si la direction Δ est confondue avec celle de la vitesse relative uniforme βc de deux référentiels Galiléens, le champ rectiligne $\mathcal{E}$ est invariable dans la transformation de Lorentz reliant les deux repères.

Un champ rectiligne $\mathcal{E}$ dérive d'un potentiel scalaire ϕ par la relation classique : $\mathcal{E} = -\nabla\phi$. Si dans un repère Galiléen quelconque, un corpuscule chargé se trouve en interaction avec un champ électrique rectiligne $\mathcal{E}$, et s'il se déplace exclusivement selon la direction Δ , son énergie potentielle U ne dépend pas de sa vitesse instantanée, mais seulement de sa position X dans le champ. Quel que soit donc le mouvement d'une particule chargée selon la direction Δ entre deux points X_1 et X_2 où les potentiels sont respectivement ϕ_1 et ϕ_2 , l'énergie échangée entre le champ $\mathcal{E}$ et la particule est dans ce mouvement :

$$|\Delta U| = e(\phi_1 - \phi_2) \quad (22)$$

Ceci étant précisé, on ne sait pas a priori, dans l'ignorance délibérément adoptée ici, si un tel corpuscule chargé situé dans un champ électrique rectiligne $\mathcal{E}$, et subissant de ce fait une force accélératrice, émet ou non une radiation.

On n'étudiera dans ce qui suit, que le cas où le déplacement du corpuscule est rectiligne, et orienté selon la direction Δ du champ $\mathcal{E}$. β et $\dot{\beta}$ désigneront respectivement les vecteurs vitesse et accélération instantanées de module βc et $\dot{\beta}c$, les deux vecteurs étant donc colinéaires ce qu'exprime la relation : $\beta \times \dot{\beta} = 0$.

L'électrodynamique classique prévoit pour sa part, que dans les conditions où $\dot{\beta}c \neq 0$, et $\beta \times \dot{\beta} = 0$, une particule chargée devrait émettre une radiation. Bien que la validité de cette théorie ne soit pas ici admise d'emblée, il est cependant nécessaire de préciser quelques caractéristiques de la radiation classique prévue dans ce cas particulier. Sans entrer dans le détail des calculs, qui sont

exposés de façon très complète dans de nombreux ouvrages [11], on doit noter les résultats importants suivants.

Π étant la puissance émise par le rayonnement, $\Pi = dE_{rad}/d\tau$, quantité invariante, et $d\Pi/d\Omega$ étant la puissance rayonnée par angle solide unité dans la direction θ par rapport à l'axe Δ commun à β et $\dot{\beta}$, on a la relation :

$$\frac{d\Pi(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \dot{\beta}^2 \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (23)$$

avec $t' = t - R/c$, R étant la distance de l'observateur au corpuscule à l'instant t . Cette formule est valable pour toutes valeurs de β et $\dot{\beta}$ dans le cas particulier seul envisagé ici, où $\beta \times \dot{\beta} = 0$. L'intégration à toutes les valeurs de θ autour de l'axe de symétrie Δ donne :

$$\Pi(t') = \frac{2e^2}{3c} \dot{\beta}^2 \gamma^6 \quad (24)$$

C'est la formule de Liénard, raccourcie dans le cas particulier, qui pour de faibles valeurs de β se ramène à la formule de Larmor bien connue :

$$\Pi = \frac{2e^2}{3c} \dot{\beta}^2 \quad (25)$$

avec la distribution angulaire :

$$\frac{d\Pi}{d\Omega} = \frac{e^2}{4c} \dot{\beta}^2 \sin^2 \theta \quad (26)$$

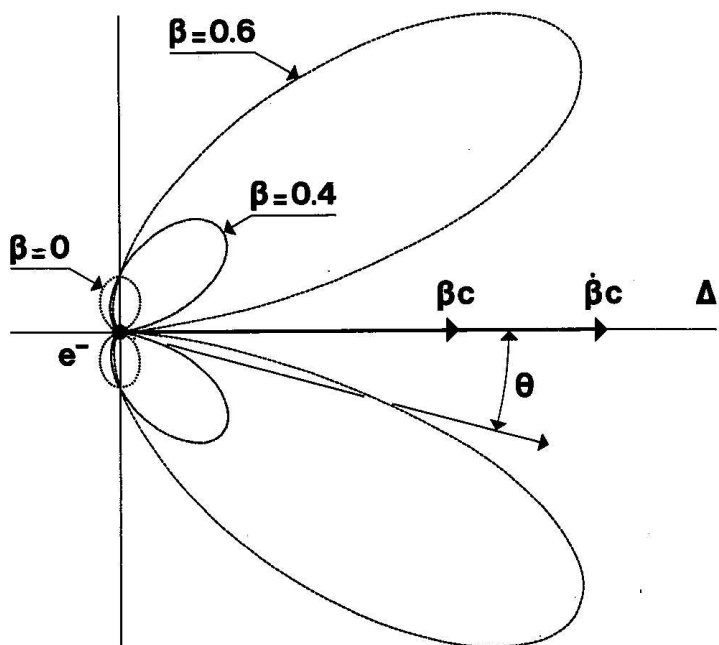


Figure 1.

La fonction (23) est représentée sur la Figure 1, dans un plan transversal, pour une accélération donnée, mais diverses valeurs de β . Bien entendu, la distribution de l'énergie rayonnée est symétrique tout autour de l'axe Δ .

Il faut bien rappeler que dans cette théorie, la radiation est émise de façon continue et dans toutes les directions simultanément, sauf $\theta = 0$ et $\theta = \pi$. C'est bien là le "Kugelstrahlung" d'Einstein. On peut également remarquer que par suite de la symétrie axiale de $d\Pi/d\Omega$, l'impulsion globale de la radiation est toujours orientée dans la direction positive de βc , et qu'elle croît très rapidement pour $\beta \rightarrow 1$, ce qui tend à rétrécir l'ouverture du cône dans lequel presque toute l'énergie rayonnée se situerait. Presque toute l'énergie seulement, car pour $\pi/2 < \theta < \pi$, l'énergie émise ne s'annule jamais, ce qui veut dire qu'il existe toujours une composante d'impulsion de la radiation orientée à l'inverse de β .

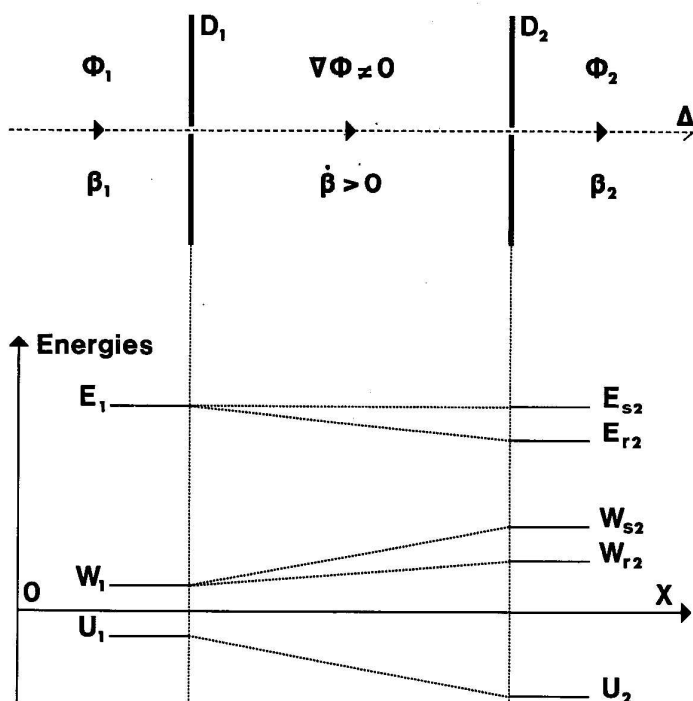


Figure 2.

Pour étudier le problème plus avant, on imagine le dispositif suivant, schématisé Figure 2. Deux diaphragmes conducteurs D_1 et D_2 , plans, parallèles, et supposés infinis, séparent l'espace vide en trois régions distinctes. De plus les diaphragmes D_1 et D_2 sont portés aux potentiels respectifs ϕ_1 et ϕ_2 . Dans ces conditions, tout l'espace situé à l'extérieur du dispositif du côté de D_1 (à gauche sur la figure) est à un potentiel uniforme ϕ_1 et il n'y a pas de champ dans cette région. De même, extérieurement au dispositif du côté de D_2 ne règne qu'un potentiel uniforme ϕ_2 . Entre les deux écrans par contre, le gradient de potentiel est non-nul, $\nabla\phi \neq 0$, et il y a un champ électrique $\mathcal{E}$. Il n'y a pas d'autre champ électromagnétique dans le dispositif. En outre, chacun des diaphragmes est percé d'un très petit trou, de telle sorte que la droite Δ (figurée en pointillé) reliant les deux orifices soit absolument perpendiculaire aux deux écrans. Dans ces

conditions, et avec $\nabla\phi$ dirigé de ϕ_2 vers ϕ_1 , c'est-à-dire $\phi_1 > \phi_2$, un corpuscule chargé positivement se déplaçant de l'extérieur vers D_1 sur Δ avec une vitesse uniforme, puisqu'il n'y a pas de champ dans cette zone, passera l'orifice de D_1 , et se trouvera dans une région où règne un champ électrique rectiligne $\mathcal{E}$. Il sera donc accéléré jusqu'à l'orifice de D_2 dont il émergera avec une vitesse accrue, qu'il conservera uniformément. On peut donc considérer que quand il est à l'extérieur du dispositif D_1D_2 , le corpuscule chargé se trouve dans des états énergétiquement stationnaires.

La notation suivante sera employée dans les calculs et schémas. E désignera l'énergie totale du corpuscule (énergie propre + énergie cinétique + énergie potentielle), W désignera son énergie cinétique, et P son impulsion. Tous ces symboles, de même que β et γ , afférents à une situation i de la particule, seront affectés de l'indice ri dans le cas où une radiation serait supposée émise, et de l'indice si dans le cas supposé non-radiatif. U_i désignera l'énergie potentielle du corpuscule en i . E_{rad} et P_{rad} désigneront respectivement l'énergie et l'impulsion d'une radiation émise.

Supposons dans un premier temps, que malgré l'accélération prise entre D_1 et D_2 le corpuscule chargé n'émette pas de radiation. Son énergie cinétique qui était primitivement constante et égale à W_1 à l'extérieur de D_1 , augmentera et deviendra W_{s2} après la traversée de D_2 , puis demeurera constante. Cette augmentation $W_{s2} - W_1$ compensera exactement la baisse de l'énergie potentielle $U_1 - U_2$, si bien que l'énergie totale E_1 demeurera toujours constante : $E_{s2} = E_1$.

Etudions ensuite le cas où accéléré par le champ électrique rectiligne le corpuscule chargé émettrait une certaine radiation électromagnétique. On peut tout d'abord supposer que l'énergie soit émise de façon continue à un rythme qui serait fonction de l'accélération, comme dans le modèle classique conduisant à la formule de Liénard. L'émission d'énergie radiante entre D_1 et D_2 se manifesterait par une force de réaction $F_{\text{réac}}$ opposée à la force électrostatique $e\mathcal{E}$, et comme dans le cas présent où β et $\dot{\beta}$ sont colinéaires et de même sens, l'impulsion globale de la radiation classique serait toujours dirigée selon β et $\dot{\beta}$ d'après (23), la force de réaction $F_{\text{réac}}$ serait exactement opposée à la force électrostatique.

Partant donc de D_1 avec l'énergie cinétique W_1 , la particule accélérée parviendrait en D_2 avec l'énergie cinétique W_{r2} telle que :

$$W_1 < W_{r2} < W_{s2} \quad (27)$$

Bien entendu, l'énergie totale E évoluerait négativement :

$$E_{r2} < E_1 \quad (28)$$

Mais le corpuscule passerait de l'état instantané $| E_1, W_1, U_1 |$ en D_1 à l'état $| E_{s2}, W_{s2}, U_2 |$ en D_2 s'il n'y avait pas émission de radiation, ou à l'état $| E_{r2}, W_{r2}, U_2 |$ s'il y avait émission radiative, par la même addition d'énergie, provenant du champ électrique : la différence d'énergie potentielle $U_1 - U_2$. Comme il n'y a pas d'autre source d'énergie que le champ électrique $\mathcal{E}$, l'énergie radiante éventuellement émise de D_1 à D_2 par le corpuscule serait :

$$E_{rad} = W_{s2} - W_{r2} \quad (29)$$

$$E_{rad} = m_0 c^2 (\gamma_{s2} - \gamma_{r2}) \quad (30)$$

La différence d'impulsion finale du corpuscule selon qu'il n'y ait pas d'émission radiative, ou que cette émission ait lieu, serait :

$$P_{s2} - P_{r2} = m_0 c (\beta_{s2} \gamma_{s2} - \beta_{r2} \gamma_{r2}) \quad (31)$$

Le temps mis par le corpuscule pour parcourir la distance $D_1 \rightarrow D_2$ serait plus long dans le cas où il y aurait émission radiative, que dans le cas où cette émission n'aurait pas lieu. La relation fondamentale $F = dP/dt$ permet de dire que la force électrostatique étant la seule source extérieure d'impulsion, et s'exerçant pendant un temps plus long entre D_1 et D_2 dans le cas d'émission radiative, l'impulsion globale de l'ensemble (corpuscule chargé + radiation) serait plus grande que l'impulsion du corpuscule seul, dans le cas de non-émission, pour le même déplacement. L'impulsion P_{rad} de la radiation serait donc supérieure à la différence définie par (31)

$$P_{rad} > m_0 c (\beta_{s2} \gamma_{s2} - \beta_{r2} \gamma_{r2}) \quad (32)$$

Si contrairement à la théorie Maxwellienne, l'énergie E_{rad} éventuelle était émise sous la forme unidirectionnelle NS , dans la direction Δ , son impulsion devrait être d'après (30) :

$$P_{rad} = E_{rad}/c = m_0 c (\gamma_{s2} - \gamma_{r2}) \quad (33)$$

Or pour le cas présent, où $\beta_{s2} > \beta_{r2}$, on a toujours l'inégalité :

$$(\beta_{s2} \gamma_{s2} - \beta_{r2} \gamma_{r2}) > (\gamma_{s2} - \gamma_{r2}) \quad (34)$$

comme il a été démontré en (19). On arrive donc, vu les relations (32) et (34), à la double inégalité incohérente :

$$P_{rad} > m_0 c (\beta_{s2} \gamma_{s2} - \beta_{r2} \gamma_{r2}) > E_{rad} / c \quad (35)$$

On voit que l'émission d'une radiation unidirectionnelle NS selon Δ , ne respectant pas la conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion, est de ce fait impossible.

Si l'énergie E_{rad} était émise sous la forme diffuse KS , conformément à la théorie classique, son impulsion globale P_{rad} , orientée selon Δ serait toujours inférieure à celle d'une radiation unidirectionnelle NS de même orientation, et de même énergie totale, ce qui entraînerait un déséquilibre impulsif encore plus important.

L'émission continue d'énergie, sous forme de radiation électromagnétique diffuse KS , par un corpuscule chargé et accéléré dans les conditions bien précises définies initialement, vitesse et accélération colinéaires, et donc trajectoire rectiligne, ne peut en aucun cas conserver simultanément l'énergie et l'impulsion globales du système, et partant, elle est impossible.

Si l'on suit les conclusions d'Einstein [1,2], les quanta de la radiation unidirectionnelle NS ne sont observables que sous forme ponctuelle, l'énergie radiante étant émise par sauts énergétiques sans durée entre états stationnaires de l'émetteur.

On peut examiner un tel processus d'émission de radiation par un corpuscule chargé, dans les mêmes conditions que précédemment.

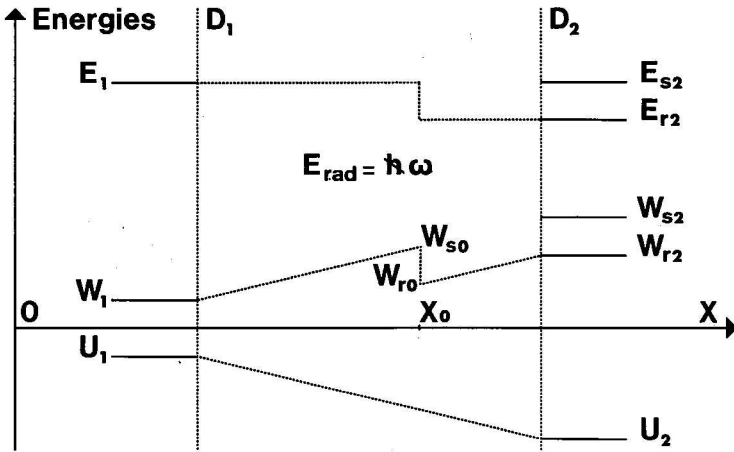


Figure 3.

Reprenant donc un schéma identique, Figure 3, on voit que le corpuscule accéléré par le champ électrique $\mathcal{E}$, serait d'abord dans un état non-radiant, énergétiquement stationnaire : $E = E_1 = \text{Cte}$. En un point aléatoire X_0 aurait lieu une transition radiative de durée nulle, donnant un quantum d'énergie radiante $E_{rad} = \hbar\omega$, que l'on suppose d'abord émis dans la direction de β et β . Cette transition instantanée ne ferait pas intervenir de variation d'énergie potentielle, cette dernière ne pouvant varier en un temps nul, et l'énergie radiante ne pourrait être prise que sur l'énergie cinétique W_{s0} du corpuscule en X_0 . Celle-ci deviendrait donc brusquement W_{r0} telle que :

$$W_{r0} = W_{s0} - E_{rad} \tag{36}$$

De même, l'énergie totale du corpuscule évoluerait instantanément :

$$E_{r0} = E_{s0} - E_{rad} \tag{37}$$

L'impulsion ΔP perdue par la particule dans ce processus serait :

$$\Delta P = m_0 c (\beta_{s0} \gamma_{s0} - \beta_{r0} \gamma_{r0}) \tag{38}$$

et elle serait toujours supérieure à celle du quantum émis dans la direction Δ , qui serait d'après (35) :

$$P_{rad} = m_0 c (\gamma_{s0} - \gamma_{r0}) \tag{39}$$

$$m_0 c (\beta_{s0} \gamma_{s0} - \beta_{r0} \gamma_{r0}) > m_0 c (\gamma_{s0} - \gamma_{r0}) \quad (40)$$

Comme on pouvait le prévoir d'après les précédentes conclusions, l'émission brusque d'énergie radiante ponctuelle dans la direction Δ n'est donc pas davantage possible que l'émission classique d'un rayonnement KS , et ce pour les mêmes raisons.

Mais le corpuscule accéléré, et suivant initialement une trajectoire de direction Δ , pourrait peut-être émettre un quantum de radiation dans une direction quelconque. Une telle émission de direction aléatoire est schématisée sur la Figure 4.

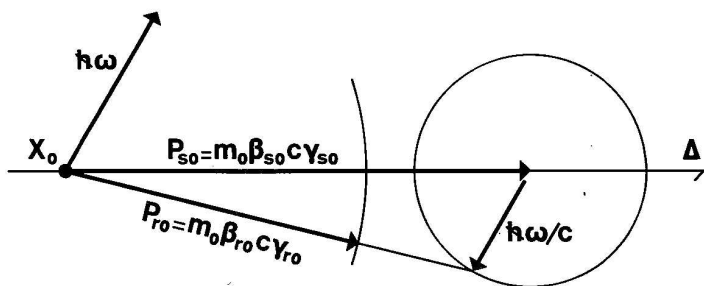


Figure 4.

Un corpuscule doué à un instant donné d'une impulsion P_{s0} orientée selon la direction Δ , et telle que $P_{s0} = m_0 c \beta_{s0} \gamma_{s0}$, émettrait brusquement un quantum $E_{rad} = \hbar \omega$ dans une direction quelconque. Le corpuscule émetteur prendrait une impulsion de réaction égale à $\hbar \omega / c$ et de sens opposé, qui s'ajouterait à son impulsion initiale P_{s0} . Mais du fait de l'émission, l'énergie potentielle ne variant pas, l'énergie cinétique W_{s0} telle que $W_{s0} = m_0 c^2 (\gamma_{s0} - 1)$ deviendrait W_{r0} telle que

$$W_{r0} = W_{s0} - E_{rad} = m_0 c^2 (\gamma_{r0} - 1) \quad (41)$$

ce qui définirait β_{r0} en fonction de β_{s0} et de E_{rad} .

Or quelle que soit la direction d'émission du quantum ponctuel $\hbar \omega$, jamais l'impulsion résultante de P_{s0} et de $-E_{rad}/c$ (ce vecteur résultant aurait son extrémité en un point du cercle figuré sur le schéma) ne pourra être égale à P_{r0} , elle lui sera toujours supérieure puisque l'inégalité (16) est vérifiée dans ce cas également.

$$(\beta_{s0} \gamma_{s0} - \beta_{r0} \gamma_{r0}) > (\gamma_{s0} - \gamma_{r0}) \quad \gamma_{r0} < \gamma_{s0} \quad (42)$$

Plus la direction d'émission s'écarterait de la direction Δ , plus grand serait le déséquilibre impulsif. Cette hypothèse semblerait donc à écarter, comme les précédentes, mais le déplacement du corpuscule avec une composante de sa vitesse perpendiculaire au champ électrique $\mathcal{E}$ modifie sensiblement les conditions énergétiques envisagées jusqu'ici. En effet, la transformation relativiste des champs électromagnétiques implique que, dans son référentiel propre, le corpuscule animé d'un tel mouvement oblique par rapport à la direction Δ du champ électrique $\mathcal{E}$, subisse non seulement l'action d'un champ électrique transformé, mais aussi d'un champ magnétique B .

Le raisonnement précédent reste valable si le corpuscule n'est que chargé électriquement, mais il en va autrement si en plus, il est doué d'un moment angulaire propre, et d'un moment magnétique propre μ associé. Dans ce cas, le corpuscule prendrait brusquement, du fait de l'émission oblique, une précession de Larmor, et son énergie dans son référentiel de repos, serait la somme de l'énergie propre m_0c^2 définie initialement, et d'une énergie magnétique $\pm\mu B$ selon l'orientation du moment μ par rapport au champ magnétique local B .

La chute énergétique à l'instant de l'émission oblique pourrait donc, dans cette hypothèse, être supérieure à la simple chute de l'énergie cinétique, à variation impulsifonnelle égale, et cela pourrait dans certaines conditions précises, rendre cette émission oblique possible. Ce serait même là l'unique transition radiative possible pour un corpuscule chargé, initialement animé d'un mouvement rectiligne selon la direction Δ , et accéléré par un champ électrique de même orientation.

La différence entre cette émission et celle décrite par la théorie classique est radicale. Alors que cette dernière donne une impulsion globale du rayonnement toujours orientée selon l'axe Δ , l'impulsion de la seule radiation possible, de caractère exclusivement unidirectionnel NS , est toujours oblique par rapport à cette direction. De plus, un corpuscule chargé doit impérativement être doué d'un moment magnétique propre, pour pouvoir être émetteur d'une quelconque radiation, dans le cas présent, où initialement serait remplie la condition $\beta \times \dot{\beta} = 0$.

L'ensemble des résultats exposés jusqu'à présent peut être généralisé comme suit :

Si l'on suppose un corpuscule isolé et chargé électriquement, doué initialement d'une énergie globale E_i et d'une impulsion P_i , qui émette par une transition quelconque, une certaine énergie sous forme de rayonnement, et se retrouve

après émission dans un état instantané où son énergie globale et son impulsion soient respectivement E_f et P_f , l'énergie de la radiation, égale à la perte d'énergie globale du corpuscule, serait $\Delta E = E_i - E_f$, et la variation d'impulsion du corpuscule consécutive à l'émission serait $\Delta P = P_i + P(U) - P_f$, $P(U)$ étant l'impulsion reçue par l'action de forces extérieures pendant la durée éventuelle de la transition radiative. L'énergie et l'impulsion doivent être conservées dans l'évolution (corpuscule dans l'état initial) $\rightarrow$ (corpuscule dans l'état final + radiation), et ceci conduit à distinguer les trois cas suivants :

$\Delta P = \Delta E/c$. Il peut y avoir émission d'une radiation unidirectionnelle NS orientée comme ΔP .

$\Delta P < \Delta E/c$. Il ne pourrait y avoir émission éventuelle que d'une radiation dont l'impulsion globale serait inférieure à celle d'un rayonnement NS de même énergie totale. Ce serait théoriquement le cas d'un rayonnement diffus KS , où des composantes opposées d'impulsion s'annulant partiellement, l'impulsion globale est réduite.

$\Delta P > \Delta E/c$. Il ne peut y avoir aucune émission de radiation, la conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion étant impossible. Cette dernière situation est celle rencontrée dans l'étude de l'éventuelle émission d'un rayonnement classique par un corpuscule chargé accéléré, avec la condition particulière $\beta \times \dot{\beta} = 0$, et en l'absence de champ magnétique.

Pour qu'un corpuscule chargé puisse être émetteur d'un rayonnement dans un mouvement accéléré, il faut donc, au vu de l'analyse ci-dessus, que la transition mette en jeu une énergie supplémentaire à son énergie cinétique, n'influant pas sur ΔP , ce qui rétablira l'équilibre minimum $\Delta P = \Delta E/c$. Il y aura dès lors possibilité d'émission d'une radiation de la forme unidirectionnelle NS .

Cette énergie supplémentaire, nécessaire à l'émission radiative, ne peut donc provenir que de la variation d'une énergie potentielle autre que celle due à un champ électrique de même orientation que β . Elle pourrait, par exemple, résulter d'une accélération non-confondue avec la vitesse, $\beta \times \dot{\beta} \neq 0$, sous l'action d'un champ électrique centré, avec mouvement orbital du corpuscule chargé. Elle pourrait aussi résulter de l'action d'un champ magnétique statique, qui s'il était transversal à la vitesse, courberait la trajectoire, ou encore d'un champ magnétique local en interaction avec l'éventuel moment magnétique propre du corpuscule, comme on l'a vu précédemment.

L'émission radiative dans ces conditions particulières sort du cadre de la présente étude, mais il faut cependant souligner un point important.

Dans le cas d'un champ électrique centré, avec mouvement orbital du corpuscule chargé, celui-ci possède un moment angulaire par rapport au centre de champ Coulombien. La force inertielle s'oppose à la force de Lorentz, ce qui en cas de non-radiation, conduit à un équilibre. A toute variation de l'énergie globale E , somme de l'énergie propre, de l'énergie cinétique, et de l'énergie potentielle due au champ électrique transversal à la vitesse, dans un cas, ou bien encore, somme de l'énergie propre, de l'énergie cinétique, et de l'énergie potentielle du moment magnétique propre du corpuscule dans le champ magnétique, dans un autre cas, correspond toujours et de façon très générale, une variation du moment angulaire total du corpuscule chargé émetteur.

Vu l'impossibilité d'une quelconque émission radiative dans le cas du mouvement rectiligne $\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$, en l'absence de champ magnétique, et si le corpuscule est dépourvu de moment magnétique propre, il apparaît clairement que contrairement à la description de l'électrodynamique classique, il ne puisse exister d'émission radiative par un corpuscule chargé sans variation simultanée du moment angulaire global de celui-ci.

On peut noter en particulier, que l'impossibilité de toute émission radiative par une particule chargée mais sans autre caractéristique, en l'absence de champ magnétique, si la condition $\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$ est maintenue, fait que le dipôle de Hertz constitué par une telle particule oscillant sur un axe fixe ne peut être radiant. Un tel corpuscule chargé qui oscillerait harmoniquement, dans un mouvement strictement uniaxial, sous l'effet d'un champ exclusivement électrique, serait dans un état énergétiquement stationnaire.

Il faut enfin souligner que la validité des équations donnant la réaction au rayonnement, et la loi subséquente du mouvement d'un corpuscule chargé sous l'action d'une force extérieure, doit être sérieusement mise en doute. En effet, tant dans l'équation d'Abraham-Lorentz [4] :

$$m\dot{v} = F_{ext} + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{v}$$

que dans sa généralisation quadridimensionnelle, l'équation de Lorentz-Dirac [9] :

$$m\dot{v}^\mu = F_{ext}^\mu + \frac{2e^2}{3c^3} [\ddot{v}^\mu - v^\mu (\dot{v}^\nu)^2]$$

il y a un terme impliquant l'émission d'une radiation, ce qui est impossible, tout au moins dans le cas particulier $\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$.

Fondée sur la stricte covariance de l'énergie et de l'impulsion d'un corpuscule chargé électriquement, covariance essentielle en théorie de la relativité, l'étude ci-dessus infirme l'électrodynamique classique dans sa description de l'émission d'énergie radiante par les charges électriques corpusculaires accélérées.

Aucune atteinte directe n'est toutefois portée à la logique de cette dernière théorie. Dans les cas étudiés ici, où un corpuscule simplement chargé, sans autre caractéristique, est accéléré dans un mouvement rectiligne, $\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$, un vecteur de Poynting non-nul existe bel et bien autour du corpuscule, dans l'optique de l'électromagnétisme Maxwellien. Cependant, si la description d'une particule chargée par une énergie globale centrée est covariante, aucun flux d'énergie ne correspond à ce vecteur de Poynting.

Le concept d'énergie électromagnétique diffuse, dont dérive directement celui de densité de flux d'énergie, est précisément celui qui crée la difficulté dans la description d'un corpuscule chargé, au regard de la covariance, et on voit donc, en fonction de ce qui précède, que ce concept est à réviser si l'on veut avoir une description covariante.

Si les ondes électromagnétiques existent réellement, elles ne peuvent cependant pas propager d'énergie par elles-mêmes, et le rayonnement classique n'est pas, à première vue, la limite du rayonnement quantique, puisque des ondes électromagnétiques peuvent être présentes sans aucune énergie radiante associée, dans le cas particulier où il n'y aurait ni variation du moment angulaire de l'émetteur, ni effet magnétique local. Un lien statistique ne pourrait être rétabli, dans ce cas, entre les ondes et les quanta de radiation, et avec certaines limites, que si un moment angulaire et un moment magnétique propres étaient systématiquement associés à toute charge électrique corpusculaire.

L'indispensable covariance de toute description physique pour les observateurs Galiléens, et la conservation des quantités dynamiques par les systèmes isolés, conduisent donc à penser, sans autres postulats, que seule est conforme à la relativité, une forme très particulière de l'énergie électromagnétique radiante, fondamentalement différente de celle prévue par la théorie de Maxwell, unidirectionnelle, voire même ponctuelle, selon la géniale vision d'Einstein.

Références

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

- [2] A. Einstein, Mitt. der Phys. Ges. Zürich. **16** (1916) 47-62.
 A. Einstein, Verh. Deutsch. Phys. Ges. **18** (1916) 318-323.
 A. Einstein, Phys. Z. **18** (1917) 121-128.
 A. Einstein, Lettres à M. Besso des 24/8/1916 et 6/9/1916.
- [3] C. Cormier-Delanoue, Ann. Fond. Louis de Broglie **12** (1987) 37.
- [4] A.H. Compton, Phys. Rev. **A21** (1923) 207.
 P. Debye, Phys. Z. **24** (1923) 161.
 J.L. Piqué, J.L. Vialle, Opt. Comm. (1972) 402.
- [5] J.G. King, Phys. Rev. Lett. **5** (1960) 562.
 L.J. Fraser, E.R. Carlson, V.W. Hughes, Bull. Am. Phys. Soc. **13** (1968) 636.
- [6] M. Abraham, Ann. der Phys. **10** (1903) 105.
 H.A. Lorentz, Enzyklopädie der Math. Wissen. Teubner (1904) Vol.5 n 14.
 M. Abraham, Phys. Z. **5** (1904) 576.
 H.A. Lorentz, *The theory of Electrons*, 2d. ed. Dover N.Y. (1952).
- [7] H. Poincaré, C.R. Ac. Sc. Paris **140** (1905) 1504.
- [8] E. Fermi, Phys. Z. **23** (1922) 340.
 W. Wilson, Proc. Phys. Soc. London **48** (1936) 736.
 B. Kwal, J. Phys. Radium **10** (1949) 103.
 F. Rohrlich, Am. J. Phys. **28** (1960) 639.
 F. Rohrlich, Am. J. Phys. **38** (1970) 1310.
 J. Schwinger, Found. Phys. **13** (1983) 373.
 Ce sujet est notamment traité dans les ouvrages suivants :
 W. Panofsky, M. Phillips, *Electricity and Magnetism*, Addison-Wesley, 1955.
 J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley N.Y. (1962) 2d.ed.(1975).
 E.J. Konopinski, *Electromagnetic Fields and Relativistic Particles*, Mc Graw Hill (1981).
 F. Rohrlich, *Classical Charged Particles*, Addison-Wesley (1965).
- [9] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. London **A167** (1938) 148.
- [10] J. Schwinger, Found. Phys. **13** (1983) 373. P.A.M. Dirac, *Directions in Physics*, Wiley N.Y. (1978) 34-37.
- [11] Par exemple, J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, op. cit.

Manuscrit reçu le 25 mars 1987