



Sur le problème des retards entre des particules appartenant au rayonnement cosmique

Anatole Rogozinski

► To cite this version:

Anatole Rogozinski. Sur le problème des retards entre des particules appartenant au rayonnement cosmique. Journal de Physique et le Radium, 1953, 14 (7-9), pp.438-444. <10.1051/jphysrad:01953001407-9043801>. <jpa-00234770>

HAL Id: jpa-00234770

<https://hal.science/jpa-00234770v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.

TOME 14, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1953, PAGE 438.

SUR LE PROBLÈME DES RETARDS ENTRE DES PARTICULES APPARTENANT AU RAYONNEMENT COSMIQUE

Par ANATOLE ROGOZINSKI,

Laboratoire de Physique Cosmique de l'Institut d'Astrophysique
et Commissariat à l'Énergie Atomique, Saclay.

Sommaire. — Après avoir examiné succinctement le problème des retards qui peuvent apparaître entre des particules de grande énergie, issues d'une même particule mère, on étudie d'une façon plus détaillée le cas des particules chargées, ne perdant leur énergie que par ionisation.

Le retard qui s'établit entre deux particules de masse M appartenant à cette dernière espèce est défini par la différence entre les temps qu'elles mettent pour franchir la même distance.

Dans le vide, les retards peuvent atteindre des valeurs quelconques. Mais, lorsque les particules se propagent dans un milieu absorbant, les retards tendent vers une limite bien définie, quelles que soient les énergies initiales des particules.

On démontre que le retard maximum est donné par

$$(\Delta t)_{\max} \simeq 0,6 \frac{E_0}{c K_{\min}},$$

où $E_0 = Mc^2$ représente l'énergie au repos de la particule et K_{\min} la perte minimum d'énergie par centimètre de parcours dans le milieu donné supposé homogène.

Par exemple, dans le cas des protons traversant différents milieux absorbants, les valeurs de $(\Delta t)_{\max}$ pour l'Air (TPN), l'Eau, l'Al et le Pb sont respectivement égales à $8,3 \cdot 10^{-6}$, $9,7 \cdot 10^{-9}$, $4,5 \cdot 10^{-9}$ et $1,6 \cdot 10^{-9}$ s.

Les valeurs correspondantes de $(\Delta t)_{\max}$ pour les électrons, sont de l'ordre de 10^{-9} s pour l'Air et de l'ordre 10^{-12} s pour les milieux condensés. Il en résulte que, si les particules appartenant à une gerbe manifestaient entre elles des retards supérieurs à ceux qui viennent d'être indiqués, le fait constituerait une preuve suffisante de l'existence de particules lourdes au sein de la gerbe.

Par ailleurs, la relation qui relie $(\Delta t)_{\max}$ à la masse M pourrait servir de base à une méthode de spectrographie de masse des particules de grande énergie.

A. Introduction. — Certaines particules du rayonnement cosmique ont une parenté commune et peuvent apparaître comme particules tantôt simultanées, tantôt présentant entre elles des retards. Les particules créées par paires, ou appartenant à

une gerbe en cascade, se trouvent en particulier dans ce cas. Ces retards demeurent généralement très petits, mais peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de plusieurs microsecondes, si les particules sont créées dans les hautes couches de l'atmosphère et

leur détection se fait au sol. Dans le cas du rayonnement cosmique primaire, des retards beaucoup plus considérables peuvent s'établir entre les particules issues d'une même particule mère [1].

Le problème des particules retardées dans le rayonnement cosmique n'a pas attiré toute l'attention qu'il mérite. Cet état de choses s'explique, en grande partie, par la carence de détecteurs de particules à réponse suffisamment rapide et par les difficultés d'ordre expérimental de mesurer les brefs intervalles de temps impliqués dans les phénomènes qui sont à l'origine des retards en question.

Des progrès importants, réalisés durant ces dernières années, dans le domaine des impulsions brèves, notamment grâce à l'emploi de scintillateurs associés à des photomultiplicateurs, ont permis d'étendre les mesures vers la région des 10^{-8} - 10^{-9} s et de rendre ainsi accessible à l'expérimentation l'étude d'un certain nombre de problèmes de retards entre particules. C'est, en particulier, le cas des mésons μ et π , ou celui des particules lourdes parcourant dans des milieux gazeux des distances relativement grandes.

Le jour où le domaine des 10^{-10} - 10^{-11} s pourra être abordé expérimentalement, des possibilités nouvelles s'offriront aux cosmiciens et aux futurs utilisateurs des générateurs des particules de 10^{10} - 10^{11} eV. On peut donc garder un espoir légitime que, d'ici cinq à dix ans, l'étude des retards entre les particules de grande énergie fournira des renseignements auxiliaires précieux dans les recherches concernant les interactions entre ces particules et la matière. Aussi nous a-t-il semblé utile de signaler les quelques résultats auxquels nous a conduit un premier examen de ce problème.

Dans le présent Mémoire, nous avons abordé sa discussion sous un angle assez général, mais nous n'avons étudié avec quelque détail que le problème restreint des retards qui s'établissent progressivement entre des particules stables de même parenté, au cours de leur propagation dans différents milieux absorbants, où elles subissent uniquement des pertes d'énergie par ionisation.

B. Définitions. — REMARQUES PRÉLIMINAIRES.

— 1. Considérons une surface donnée, traversée par des particules appartenant au rayonnement cosmique. La distribution des intervalles de temps qui séparent les passages de deux particules successives, prises au hasard, est, en première approximation, purement statistique.

Cette distribution se trouve, cependant, perturbée par certains phénomènes relevant, d'une part, du mécanisme même de la génération du rayonnement cosmique primaire, ainsi que des multiples rayonnements secondaires auxquels il donne naissance et, d'autre part, de la propagation de ces rayonnements à travers l'espace. En règle générale, ces

causes se répercutent sur les intervalles brefs par rapport à l'intervalle moyen qui caractérise la distribution en question.

Dans ce qui suit nous examinerons d'abord quelques phénomènes particuliers qui jouent un rôle important dans la distribution perturbée et montrerons ensuite comment, inversement, l'étude de celle-ci permet de tirer certaines conclusions importantes concernant la composition même du rayonnement cosmique.

2. La perturbation dans cette distribution résulte de ce que certaines particules ne sont pas indépendantes les unes des autres. Chacune d'elles peut, en effet, engendrer ou modifier l'état de plusieurs particules de même espèce ou d'espèces différentes, l'ensemble, y compris la particule mère, formant ce que nous avons désigné par le nom générique de particules isogènes [1]. Les gerbes cosmiques — nom peu rigoureux, mais imagé et surtout consacré par l'usage — représentent un cas particulier des ensembles isogènes.

Parmi les exemples les plus simples des ensembles isogènes, nous citerons les cas : d'une particule accompagnée par un électron de collision qu'elle projette en un point de sa trajectoire, d'un électron associé avec un photon de freinage qu'il a émis, ou encore d'un ensemble formé par un neutron et par le noyau qu'il vient de projeter dans un choc élastique. A l'autre extrémité, nous trouverons les gerbes d'Auger de grande énergie, qui comprennent un mélange complexe de particules de toutes natures; on a des raisons valables de croire que le nombre de celles-ci peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^6 .

3. L'existence des ensembles isogènes se traduit, en général, par l'apparition de particules simultanées et retardées.

Il convient de préciser d'abord que, du point de vue expérimental, le discernement entre l'état synchrone ou retardé des particules dépend étroitement de la nature et de la performance des dispositifs utilisés pour leur détection, ainsi que des conditions de leur observation.

Nous admettrons, pour fixer les idées, que les particules se propagent suivant des trajectoires rectilignes et parallèles et que les détecteurs sont placés dans un plan normal à leur direction commune. Tous les retards introduits par le fonctionnement ou par la disposition particulière des détecteurs doivent naturellement être compensés ou, du moins, faire l'objet de corrections adéquates. Le cas échéant, il faudra également tenir compte de la durée de séjour de la particule au sein du détecteur, ainsi que de la fraction de son énergie qu'elle y abandonne, ou de la variation de vitesse qu'elle y subit.

C'est ainsi que, pour l'observateur, le synchro-

nisme des particules est défini uniquement par le temps de résolution τ des dispositifs en question. Notons que ceux-ci enregistrent également des événements fortuits, provoqués par des particules non isogènes, distribuées au hasard dans le temps, mais se succédant dans un intervalle de temps $t < \tau$.

4. En ce qui concerne les retards entre les particules isogènes, une grande variété de cas plus ou moins complexes peuvent se présenter à l'observateur. Nous les ramènerons cependant aux deux espèces suivantes :

a. Les retards intrinsèques dont peuvent être affectés les particules instables, ou se trouvant dans un état instable; un retard de cette espèce est déterminé par la durée de la vie moyenne de l'état correspondant; il a, en quelque sorte, un caractère statique, car la particule qui en est responsable peut demeurer au repos.

b. Les retards dynamiques qui s'amplifient, en général, avec l'évolution des particules; les grandeurs et les phénomènes qui jouent ici un rôle déterminant sont : la distance commune parcourue par les particules, les différences entre leurs vitesses, ainsi que les lois de la variation de leurs vitesses le long de leurs parcours.

Suivant que les temps mis en jeu dans les retards intrinsèques des particules examinées sont inférieurs ou supérieurs à τ , elles apparaîtront au voisinage de leur lieu de naissance comme particules synchrones ou retardées. En s'en éloignant, elles acquerront des retards dynamiques d'autant plus grands que leurs vitesses initiales auront présenté des écarts plus importants.

C. Retards dynamiques entre deux particules. — a. MILIEU TRANSPARENT. — A titre d'exemple, considérons le cas très simple de deux particules stables, partant simultanément d'un point donné et se propageant suivant la même direction dans un milieu que nous supposons d'abord non absorbant (vide).

Si les écarts relatifs $\frac{\Delta W}{W}$ et $\frac{\Delta M}{M}$ entre, respectivement, leurs énergies totales et leurs masses sont $\ll 1$, le retard qui s'établit entre elles au bout d'un parcours D est égal à

$$\Delta t = \Delta \frac{D}{\beta c} = \frac{D}{c} \frac{M^2 c^4}{W^2 \beta^3} \left(\frac{\Delta W}{W} - \frac{\Delta M}{M} \right), \quad (1)$$

où la vitesse βc de la particule d'énergie totale W et de masse M est donnée par

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{M^2 c^4}{W^2}}. \quad (2)$$

C'est ainsi que, par exemple, deux protons parcou-

rant une distance égale à celle que sépare le Soleil de la Terre ($\frac{D}{c} = 500$ s), avec

$$\frac{W}{Mc^2} \simeq 10^3 \quad \text{et} \quad \frac{\Delta W}{W} \simeq 10^{-2},$$

parviendront au bout de leur trajet avec un retard entre elles de

$$\Delta t \simeq 5 \mu\text{s}.$$

S'il s'agissait d'un proton et d'un électron ayant les mêmes énergies totales ($\sim 10^{12}$ eV) que dans l'exemple précédent, on obtiendrait, puisque la condition $\frac{\Delta M}{M} \ll 1$ n'est pas satisfaite ici,

$$\Delta t = \frac{D}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \simeq \frac{1}{2} \frac{D}{c} \frac{M^2 c^4}{W^2} \simeq 250 \mu\text{s}.$$

b. MILIEU ABSORBANT. — Le problème se présente sous un aspect sensiblement différent pour des particules se propageant dans un milieu absorbant. Deux cas peuvent être envisagés, suivant que le milieu est homogène ou possède un pouvoir absorbant variable le long de la trajectoire des particules; ce dernier cas important se rencontre, en particulier, dans le problème des particules retardées d'une gerbe de grande énergie se dirigeant vers le sol et dont le développement commence dans les hautes couches de l'atmosphère (1).

Dans les deux cas, la particule subit le long de sa trajectoire des pertes d'énergie que nous supposons dues uniquement à l'ionisation du milieu traversé et qui se traduisent par une diminution progressive de la vitesse $v = \beta c$ de la particule. Une telle particule a un parcours R bien déterminé dans un milieu donné.

Examinons d'abord le cas du milieu homogène, constituant un écran absorbant.

Pour franchir un élément de parcours dR , la particule met un temps

$$dt = \frac{dR}{v}. \quad (3)$$

En désignant, respectivement, par E , p et $K = \frac{dE}{dR}$, l'énergie cinétique, l'impulsion et l'ionisation spécifique de la particule et en tenant compte de ce que

$$dE = v dp, \quad (4)$$

on obtient

$$dt = \frac{dR}{v} = \frac{dE}{Kv} = \frac{dp}{K}. \quad (5)$$

Le temps nécessaire pour parcourir l'épaisseur $x = R_1 - R_x$ de l'écran est donné par

$$t_1 - t_x = \int_{R_x}^{R_1} \frac{dR}{v} = \int_{E_x}^{E_1} \frac{dE}{Kv} = \int_{p_x}^{p_1} \frac{dp}{K}, \quad (6)$$

(1) Nous reviendrons sur ce problème dans un travail ultérieur, à l'occasion de la discussion des retards que nous avons observés dans les gerbes atmosphériques de grande envergure, sélectionnées par un dispositif à coïncidences éloignées comportant une liaison par ondes centimétriques [2].

les indices i et x correspondant respectivement aux valeurs initiales et finales des grandeurs en question.

Pour avoir le temps en secondes, on exprimera R , v , E , p et K respectivement en cm, cm.s⁻¹, MeV, MeV.c⁻¹ et MeV.cm⁻¹.

1. *Méthode graphique.* — Le calcul théorique de $t_1 - t_x$ est fort compliqué dans le cas général.

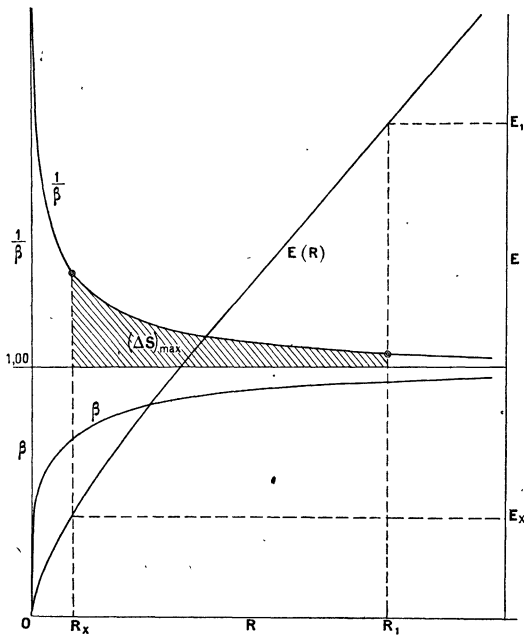


Fig. 1. — Détermination graphique du temps de parcours et du retard maximum d'une particule chargée, en fonction des variables β et R .

Les courbes représentent les valeurs de $\beta = \frac{v}{c}$, de $\frac{1}{\beta}$ et de l'énergie cinétique E d'une particule, en fonction de son parcours R .

Le temps de parcours [équ. (6) et (7)] est donné par $\frac{S}{c}$, où S représente la surface comprise entre la courbe $\frac{1}{\beta}$, l'axe des R et les deux ordonnées correspondant à R_i (E_i) et à R_x (E_x) = $R_i - x$; la courbe $E(R)$ permet de trouver directement R_i et R_x , si l'on connaît E_i et E_x .

Le retard maximum [équ. (11)] est donné par $\frac{(\Delta S)_{\max}}{c}$, où $(\Delta S)_{\max}$ représente la surface hachurée de la figure.

Nous évaluerons cette grandeur plus loin pour quelques cas particuliers. Elle peut, cependant, être obtenue assez aisément par des méthodes graphiques.

Prenons d'abord pour point de départ la première intégrale qui figure dans les relations (6). En traçant la courbe classique qui relie, par exemple, l'énergie cinétique de la particule à son parcours dans le milieu donné et en se servant, soit de la relation (2), soit de la courbe correspondante [3], on obtient $\frac{1}{\beta}$ en fonction de R (fig. 1).

Le temps cherché est alors donné directement par

$$t_1 - t_x = \frac{S}{c}, \quad (7)$$

où S représente la surface comprise entre la courbe $\frac{1}{\beta}$, l'axe des R et les deux ordonnées, correspondant à $R = R_i$ et à $R = R_x$.

L'emploi de la deuxième intégrale de (6) est un peu plus compliqué et nous ne nous en servons pas.

Par contre, la troisième conduit au résultat cherché par un chemin relativement simple.

Écrivons-la sous la forme suivante :

$$t_1 - t_x = \frac{1}{K_{\min}} \int_{p_x}^{p_1} \frac{dp}{k}, \quad (8)$$

où $k = \frac{K}{K_{\min}}$, K_{\min} étant la valeur minimum de K ; rappelons que, pour un milieu donné, K_{\min} a une valeur identique pour toutes les particules portant la même charge.

Il suffit de tracer, à partir de la courbe classique de K , en fonction de p , la courbe de $\frac{1}{k} = \frac{K_{\min}}{K}$, en fonction de la même variable (fig. 2), pour que la surface Σ , comprise entre cette dernière courbe, l'axe des p et les deux ordonnées correspondant à p_1 et p_x nous fournisse la valeur de

$$t_1 - t_x = \frac{\Sigma}{K_{\min}}. \quad (9)$$

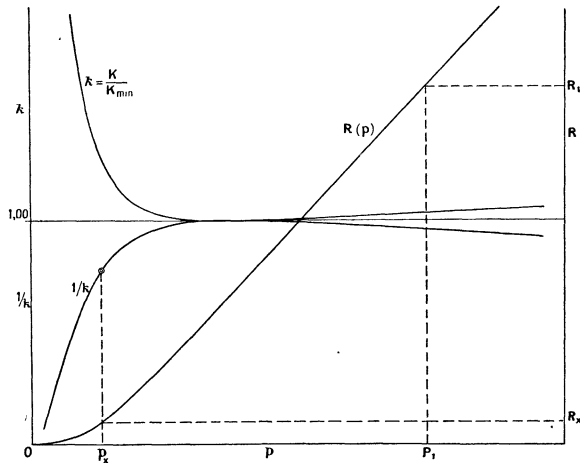


Fig. 2. — Détermination graphique du temps de parcours d'une particule chargée, en fonction des variables k et p .

Les courbes représentent l'ionisation spécifique relative $k = \frac{K}{K_{\min}}$, $\frac{1}{k}$ et le parcours R d'une particule, en fonction de son impulsion p .

Le temps de parcours [équ. (8) et (9)] est donné par $\frac{\Sigma}{K_{\min}}$,

où Σ représente la surface comprise entre la courbe $\frac{1}{k}$, l'axe des p et les deux ordonnées relatives à p_1 (R_i) et à p_x (R_x).

Le retard maximum ne s'obtient pas, dans ce cas, d'une façon aussi simple que dans le cas de la figure 1.

On peut également tracer sur la même figure la courbe du parcours R , en fonction de p , ce qui permet de trouver sans calcul les valeurs de p_1 et p_x , si l'on connaît R_1 et x .

2. *Retard maximum entre deux particules franchissant la même distance.* — L'examen de la figure 1 laisse entrevoir le théorème important du retard maximum : deux particules, de même espèce ou d'espèces différentes, parcourant la même distance dans un milieu absorbant homogène ne peuvent acquérir entre elles un retard supérieur à une certaine valeur finie $(\Delta t)_{\max}$, quelles que soient la distance parcourue ou les énergies initiales des particules.

En effet, le retard atteint une valeur maximum dans le cas, où l'une des particules, qui devient en quelque sorte une particule de comparaison, se propage avec une vitesse très voisine de c ou égale à c (photon) et où la distance commune franchie est égale au parcours maximum de l'autre particule dans le milieu donné, donc au parcours au bout duquel sa vitesse devient nulle. Or, le retard qui, pour chaque valeur de R_x , est donné par

$$\Delta t = \frac{\Delta S}{c}, \quad (10)$$

où ΔS représente la surface (hachurée) comprise entre la courbe $\frac{1}{\beta}$, la droite $\frac{1}{\beta} = 1$ et les deux ordonnées correspondant à $R = R_x$ et à $R = R_1$ (fig. 1), tend vers une valeur maximum finie

$$(\Delta t)_{\max} = \frac{(\Delta S)_{\max}}{c}, \quad (11)$$

lorsque $R_x = 0$ et R_1 (donc l'énergie de la particule) $\rightarrow \infty$.

Remarque. — Si l'on tient compte du fait que, pour être détectée, la particule doit généralement être animée d'une certaine vitesse résiduelle ou, en d'autres termes, conserver un certain parcours résiduel, on trouve que le retard maximum réel est inférieur à celui donné par (11).

3. *Évaluation du temps de parcours et du retard maximum.* — Rappelons d'abord que nous ne traiterons ici que le cas des particules chargées, qui ne perdent leur énergie que par ionisation.

Les conclusions essentielles auxquelles nous aboutissons ainsi, notamment celle qui se traduit par le théorème du retard maximum, sont *a fortiori* valables pour les cas où d'autres pertes, telles que les pertes par freinage, par interaction nucléaire, par production de mésons, etc., se superposent aux premières. Nous admettrons, de plus, que la particule se propage en ligne droite, c'est-à-dire que les effets de la dispersion (scattering) sont négligeables et que la particule est soustraite à l'action des facteurs extérieurs, tel que le champ magnétique.

Dans ces conditions, on peut obtenir, en première approximation, la valeur du temps de parcours d'une particule, en considérant séparément les deux domaines de l'énergie cinétique E de la particule, qui s'étendent de part et d'autre de $E_0 = Mc^2$, où M est la masse au repos de la particule.

3.1. *Cas où $E \leq Mc^2$.* — Pour $E \leq Mc^2$, nous utiliserons les relations approchées [4] qui relient E au parcours R de la particule.

Si l'on pose $\mathfrak{M} = \frac{M}{M_p}$, où M_p représente la masse au repos du proton, considéré comme particule de référence, on a

$$E = a_p \mathfrak{M}^{1-\theta} R^\theta, \quad (12)$$

où $\theta = 0,56$ et a_p est une constante.

Cette relation est valable pour $0,1 < \beta < 0,8$, c'est-à-dire pour $5 \cdot 10^{-3} Mc^2 < E < \sim Mc^2$.

On trouve, à partir de (12), que

$$dR = BE^{\frac{1}{\theta}-1} dE, \quad \text{avec } B = 0^{-1} a_p^{-\frac{1}{\theta}} \mathfrak{M}^{1-\frac{1}{\theta}}. \quad (13)$$

D'autre part, comme nous ne cherchons ici qu'un ordre de grandeur du temps de parcours, nous admettrons que dans tout le domaine considéré

$$v = \left(\frac{2E}{M} \right)^{\frac{1}{2}} = c \left(\frac{2E}{E_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

La valeur du temps ainsi obtenu ne diffère que de ~ 15 pour 100 de celui obtenu par une évaluation graphique précise.

On obtient finalement, en vertu de (6), (13) et (14),

$$t_1 - t_x = \int_{R_x}^{R_1} \frac{dR}{v} = \frac{1}{\frac{1}{\theta} - \frac{1}{2}} \frac{B}{c} \left(\frac{E_0}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[E^{\frac{1}{\theta}-\frac{1}{2}} \right]_{E_x}^{E_1}. \quad (15)$$

En tenant compte de (12) ou de (14), on peut également exprimer $t_1 - t_x$ en fonction, soit de R , soit de v . Mais on aboutit à une forme particulièrement remarquable, en l'exprimant en fonction de $T = \frac{R}{v}$. On trouve, en effet, que (15) se réduit alors à

$$t_1 - t_x = \frac{1}{1 - \frac{1}{2}} (T_1 - T_x), \quad (16)$$

relation, où, ni la masse de la particule, ni les grandeurs a_p et \mathfrak{M} ne figurent explicitement.

Notons que T représente le temps que mettrait une particule quelconque à franchir, dans le vide, une distance R avec une vitesse constante v .

Il résulte de (16) que

$$\frac{1}{1 - \frac{1}{2}} - 1 = \frac{0}{2 - 0}$$

représente la perte relative de temps qu'entraîne la

diminution progressive de la vitesse de la particule le long de son parcours dans un milieu absorbant donné.

On obtient immédiatement le temps de parcours dans le premier domaine, pour lequel les valeurs extrêmes des grandeurs E , v , R , T et t sont respectivement égales à

$$\begin{aligned} E_x &= 0, & v_x &= 0, & R_x &= 0, & T_x &= 0, & t_x &= 0, \\ E_1 &= E_0 = Mc^2, & v_1 &= v_0 = \frac{c\sqrt{3}}{2}, & R_1 &= R_0, \\ T_1 &= T_0 = \frac{R_0}{v_0} = \frac{2R_0}{c\sqrt{3}} & \text{et} & & t_1 &= t_0, \end{aligned}$$

en utilisant, par exemple, la relation (16) :

$$t_0 = \frac{4}{\sqrt{3}(2-0)} \frac{R_0}{c} = 1,6 \frac{R_0}{c}, \quad (17)$$

où R_0 représente le temps de parcours d'une particule d'énergie cinétique $E = E_0 = Mc^2$.

On peut expliciter maintenant, d'une façon très simple, la masse M et la charge Z de la particule.

On sait, en effet, que l'expression $\frac{RZ^2}{M}$ ne dépend que de la vitesse de la particule. Or, comme à $E = E_0 = Mc^2$ correspond toujours la même vitesse ($v_0 = \frac{c\sqrt{3}}{2}$), on a

$$R_0(M, Z) \frac{Z^2}{M} = \frac{R_0(M_p)}{M_p},$$

le proton de masse M_p étant choisi ici comme particule de référence. Par conséquent,

$$t_0(M, Z) = \frac{1,6}{c} R_0(M_p) \frac{M}{M_p} \frac{1}{Z^2}. \quad (18)$$

Le tableau I reproduit les valeurs du temps de parcours t_0 des protons dans différents milieux. Ces derniers sont caractérisés par leur densité ρ et par les valeurs correspondantes de $\rho R_0(M_p)$, données par les courbes de Bethe [5].

Signalons que la valeur de $t_0(M_p)$ pour l'Air, obtenue par la méthode graphique précise, est de 11,8 μ s.

Comme, pour une distance donnée, le temps de parcours minimum théorique est réalisé par une particule (par exemple un photon) de vitesse c , le retard maximum dans le domaine considéré est donné par

$$(\Delta t)_I = \frac{R_0}{c} \left[\frac{4}{\sqrt{3}(2-0)} - 1 \right] = 0,6 \frac{R_0}{c}. \quad (19)$$

3. 2. Cas où $E > Mc^2$. — Dans le second domaine, où

$$E > E_0 \quad \text{et} \quad v > \frac{c\sqrt{3}}{2},$$

le temps de parcours s'obtient aisément, si l'on remarque que la particule y exerce une ionisation pratiquement constante et égale à la valeur minimum K_{\min} . L'augmentation logarithmique de K , prédite par la théorie de Bohr, Bethe et Bloch, atténuée d'ailleurs par l'effet de Fermi, constitue, d'une part, une correction faible qui n'altère pas essentiellement les conclusions auxquelles nous aboutissons et, d'autre part, est loin d'avoir été confirmée d'une façon univoque par l'expérience. Nous avons donc dans le domaine en question (l'indice x correspond maintenant à l'état initial) :

$$dE = K_{\min} dR, \quad (20)$$

$$E_x - Mc^2 = K_{\min}(R_x - R_0), \quad (21)$$

$$W_x = Mc^2 + E_x = 2Mc^2 + K_{\min}(R_x - R_0) \quad (22)$$

et

$$\begin{aligned} (t_x - t_0) &= \int_{R_0}^{R_x} \frac{dR}{v} = \int_{2Mc^2}^{W_x} \frac{dW}{\sqrt{1 - \frac{M^2 c^4}{W^2}}} \\ &= \frac{Mc}{K_{\min}} \left[\sqrt{\left(\frac{W_x}{Mc^2} \right)^2 - 1} - \sqrt{3} \right]. \quad (23) \end{aligned}$$

Lorsque $\frac{W_x}{Mc^2}$ augmente indéfiniment,

$$\begin{aligned} t_x - t_0 &\rightarrow \frac{Mc}{K_{\min}} \left(\frac{W_x}{Mc^2} - \sqrt{3} \right) \\ &= \frac{R_x - R_0}{c} + (2 - \sqrt{3}) \frac{Mc}{K_{\min}}. \quad (24) \end{aligned}$$

Or, $\frac{R_x - R_0}{c}$ représente la valeur théorique minimum du temps de parcours réalisable sur la même distance ($R_x - R_0$). Le retard maximum dans le second domaine tend donc asymptotiquement vers

$$(\Delta t)_{II} = (2 - \sqrt{3}) \frac{Mc}{K_{\min}}. \quad (25)$$

On trouve, d'autre part, qu'il existe entre R_0 , $E_0 = Mc^2$ et K_{\min} une relation analogue à celle que nous avons signalée [4] pour $\beta < \beta_0$.

TABLEAU I.

Temps de parcours et retards maxima des protons dans différents milieux (ρ = densité du milieu).

Milieu.	Air (*).	H ₂ O.	Al.	Cu.	Ag.	Pb.
$\rho R_0(M_p)$ (g.cm ⁻²).....	325	290	368	430	475	560
ρ (g.cm ⁻³).....	1,3.10 ⁻³	1	2,7	8,9	10,5	11,35
$t_0(M_p)$ (μ s).....	13,4	15,5.10 ⁻³	2,6.10 ⁻³	2,6.10 ⁻³	2,4.10 ⁻³	2,6.10 ⁻³
$(\Delta t)_{\max}$ (μ s).....	8,33	9,7 »	4,5 »	1,6 »	1,5 »	1,6 »

(*) Air homogène à température et pression normales.

On a dans le cas présent

$$\frac{Mc^2}{K_{\min}} = 1,6 R_0, \quad (26)$$

d'où

$$(\Delta t)_{II} = 1,6 (2 - \sqrt{3}) \frac{R_0}{c} = 0,43 \frac{R_0}{c} \quad (27)$$

et

$$\begin{aligned} (\Delta t)_{\max} &= (\Delta t)_I + (\Delta t)_{II} \simeq \frac{R_0}{c} \\ &\simeq 0,6 \frac{Mc}{K_{\min}} = 0,6 \frac{E_0}{cK_{\min}}. \end{aligned} \quad (28)$$

On trouvera dans le tableau I, les valeurs de $(\Delta t)_{\max}$ pour un proton se propageant dans différents milieux.

4. *Rôle de la composante électronique et photonique.* — Il est important de noter que, comme le montre (28), le retard maximum est proportionnel à la masse M de la particule. Par conséquent, parmi les particules ionisantes, c'est l'électron qui manifestera le retard le plus faible. C'est ainsi que dans l'Air et dans des substances solides ou liquides les $(\Delta t)_{\max}$ correspondant à l'électron se situent respectivement dans le domaine des 10^{-9} et des 10^{-12} s. Ces valeurs ont été obtenues en admettant que l'électron perd son énergie uniquement par ionisation du milieu traversé. Si l'on devait considérer également d'autres processus de perte d'énergie, comme les pertes par freinage, on trouverait des retards encore plus faibles.

En tout cas, l'électron apparaît, à côté des photons, comme une « particule de comparaison » par excellence, par rapport à laquelle il conviendra de mesurer les retards des particules isogènes plus lourdes, à condition qu'il les accompagne sur tout leur parcours.

Il en est de même d'une gerbe en cascade, comprenant un ensemble d'électrons, de positons et de photons de freinage. Ce cas offre, de plus, l'avantage de présenter un nombre, parfois élevé, de particules simultanées de comparaison.

On peut noter qu'il résulte de la presque simultanéité des composantes d'une gerbe électromagnétique que toutes les particules qui y appartiennent sont contenues dans une couche mince du milieu où la gerbe évolue et que celle-ci demeure

« plate », quel que soit son âge. Toutefois, si des particules plus lourdes, des mésons ou des produits des explosions nucléaires naissent dans son sein, elle serait susceptible de s'étaler en profondeur et d'exhiber une certaine proportion de particules retardées. Inversement, la présence de particules retardées ($\Delta t \gg 10^{-9}$ s) dans une gerbe ⁽²⁾ indique inéluctablement l'existence de particules lourdes dans son sein.

Le fait que le retard maximum est proportionnel à la masse de la particule entraîne une autre conséquence : si le rayonnement étudié comprend des particules de plusieurs masses différentes, ayant des énergies suffisamment élevées, le spectre des retards devra montrer des discontinuités correspondant à ces masses; la relation (28) pourra ainsi servir de base à une méthode de spectrographie de masse des particules de grande énergie.

Conclusion. — L'examen du problème des retards qui peuvent apparaître entre des particules de grande énergie, issues d'une même particule mère, a permis de dégager les conclusions essentielles suivantes :

Il existe un retard maximum $(\Delta t)_{\max}$ pour chaque espèce de particules (chargées) parcourant la même distance dans un milieu absorbant. Ce retard est proportionnel à la masse M des particules et inversement proportionnel au pouvoir absorbant du milieu traversé.

La relation établie entre $(\Delta t)_{\max}$ et M peut être utilisée dans l'étude de divers problèmes impliquant des particules lourdes de grande énergie, tel que celui de l'existence de ces particules au sein d'une gerbe; elle est, d'autre part, susceptible de servir de base à une méthode de spectrographie de masse de particules de grande énergie.

Manuscrit reçu le 11 février 1953.

⁽²⁾ On admet que le plan d'observation est normal à la direction ou à l'axe de la gerbe. S'il n'en était pas ainsi, le retard observé Δt permettrait de connaître l'inclinaison φ de l'un par rapport à l'autre. On a, en effet,

$$\cos \varphi = \frac{c \Delta t}{\text{distance séparant les détecteurs}}$$

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] ROGOZINSKI A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 328.
- [2] PICARD E., ROGOZINSKI A. et SURDIN M. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 854.
- [3] ROGOZINSKI A. — Vitesse, impulsion et longueur d'onde de de Broglie d'un nucléon (proton ou neutron), en fonction de son énergie cinétique. Formules et courbes. *Rapport C. E. A.* n° 159.
- [4] ROGOZINSKI A. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 955.
- [5] BETHE H. A. — *Range Energy Curves*, Brookhaven, National Laboratory, BNL-T-7, juin 1949.