

MESURE DIRECTE DE LA MASSE D'UN MÉSONON

précédé d'un résumé des preuves expérimentales de l'existence du mésonon.

Par L. LEPRINCE-RINGUET, E. NAGEOTTE, S. GORODETZKY, R. RICHARD-FOY.

Laboratoire de l'École Polytechnique, Paris,
Laboratoire de l'Électroaimant, Bellevue.

Sommaire. — 1° Le mésonon a été observé expérimentalement parmi les particules de grand pouvoir pénétrant du rayonnement cosmique : le début de cet article résume les principaux groupes d'arguments qui militent en faveur de l'existence de cette particule nouvelle, intermédiaire entre l'électron et le proton.

2° Il a été possible à certains physiciens, d'après l'examen de clichés remarquables obtenus à la chambre de Wilson, de donner quelques estimations de la masse de cette particule : la seconde partie de l'article est consacrée aux méthodes et aux hypothèses qui ont permis ces estimations.

3° Une méthode, celle du choc élastique entre un mésonon et un électron au repos permet d'effectuer, non seulement une estimation, mais une véritable mesure, dans laquelle les hypothèses se réduisent à l'applicabilité des lois de la Mécanique classique et de l'Électromagnétisme : cette méthode est étudiée dans la troisième partie de l'article.

4° L'application de cette dernière méthode n'est possible que si le choc se présente dans des circonstances très favorables, permettant, sur le cliché, la mesure également précise des données de la collision. Or, un tel choc est rare et ne se présente qu'exceptionnellement dans d'excellentes conditions d'observation. C'est pour cela qu'aucune mesure de masse n'a été, jusqu'à ce jour, fournie par cette méthode, la meilleure pourtant en théorie. Les auteurs de cet article ont eu la très grande chance d'observer un choc remarquable, et la mesure, faite d'après l'étude de ce choc, de la masse du mésonon, a donné $M_0 = 240 m_0$, m_0 étant la masse au repos de l'électron; la fin de l'article est consacrée à cette mesure.

I.

Résumé des arguments prouvant l'existence du mésonon dans le rayonnement cosmique.

La nécessité d'introduire, parmi les particules les plus élémentaires que nous connaissons, à savoir l'électron et le proton, une particule nouvelle, dont la masse serait comprise entre celles de l'électron et du proton, a été suggérée par le physicien théoricien Yukawa [1] en 1935. L'objet de ses préoccupations était la constitution du noyau atomique, et l'introduction du mésonon parut nécessaire à ce physicien pour exprimer les interactions entre particules constituantes du noyau. La masse du mésonon ainsi imaginé était d'ailleurs associée par une relation simple au rayon du noyau. Mais, sur le plan expérimental, ce mésonon n'a pas encore été reconnu dans le domaine de l'étude des noyaux atomiques. Peut-être certaines réactions nucléaires pourront-elles en libérer, mais on n'en sait encore rien.

En revanche, l'étude du rayonnement cosmique a montré, d'un point de vue purement expérimental, que certains groupes de particules chargées électriquement, faisant partie de ce rayonnement, ne

pouvaient être formés ni d'électrons, ni de protons ni de particules de charge ou de masse supérieures à celles du proton. C'est ainsi que, peu à peu, en précisant davantage les phénomènes, on est arrivé à l'évidence expérimentale qu'il existait une particule intermédiaire entre électron et proton, douée de propriétés d'absorption très différentes de celles connues pour ces deux constituants. C'est une découverte qui s'est faite lentement, les arguments expérimentaux en faveur de ce mésonon devenant chaque année plus solides. L'on a pu même, sur quelques clichés de rayons cosmiques particulièrement favorables, donner une estimation de la masse (ou plutôt du rapport de la masse à la charge) de cette nouvelle particule. Ces estimations ont permis d'affirmer qu'il s'agissait d'un corpuscule chargé électriquement, dont la charge électrique est de l'ordre de celle de l'électron, et dont le $\frac{m_0}{e}$ est

compris entre 100 et 300 fois le $\frac{m_0}{e}$ de l'électron au repos. Ces estimations ont, il est vrai, pour bases, des calculs et des hypothèses au sujet desquelles un doute reste parfois possible; pourtant l'évaluation donnée par Neddermeyer et Anderson [2], à la suite de l'examen de leur remarquable cliché, et celles données par quelques autres auteurs, peuvent

presque être considérées comme constituant de véritables mesures.

Enfin, nous avons pu, grâce à une très grande chance, effectuer une mesure de $\frac{m_0}{e}$ par une méthode différente de celles utilisées jusqu'à présent, et qui paraît, du point de vue des hypothèses faites, donner moins de prise aux critiques: c'est la méthode du choc élastique, dans laquelle la connaissance des éléments d'un choc entre un méson de grande énergie et un électron au repos permet de connaître la masse du méson, en utilisant seulement les relations de la Mécanique classique et l'action d'un champ magnétique sur une particule en mouvement. La mesure que nous avons faite permet d'avoir l'indication de la masse ($\frac{m_0}{e}$) du méson à mieux que 10 pour 100 près.

Nous allons développer ces différentes indications dans la suite de cet article et commencer par un schéma très résumé des preuves expérimentales successives de l'existence du méson dans le rayonnement cosmique.

Les deux groupes de preuves en faveur du méson. — Les arguments en faveur de l'existence du méson peuvent se grouper en deux catégories :

a. Il y a tout d'abord l'ensemble des travaux effectués sur la partie la plus pénétrante du rayonnement cosmique : le classement des particules de grande énergie d'après leurs propriétés, notamment d'après les propriétés de freinage dans la matière en fonction de l'écran traversé et en fonction de l'énergie du rayonnement incident, a montré que, dans leur ensemble, ces particules ne pouvaient être considérées ni comme des protons, ni comme des électrons, mais comme des particules intermédiaires. Il s'agit là d'études, en général statistiques, sur les propriétés de toute une catégorie de rayons, doués d'énergies considérables de l'ordre de 10^9 électron-volts.

b. Parallèlement à ces résultats, certains physiciens, en très petit nombre, observèrent dans des chambres à détente, des trajectoires de corpuscules ionisants présentant un aspect particulier : il s'agissait de quelques trajectoires, observées par chance, dans la longue série des observations faites à la chambre de Wilson, et sur lesquelles des mesures permettant une estimation de la masse pouvaient être effectuées. Ces rayons ne possédaient qu'une énergie faible, de quelques millions d'électron-volts en général, et c'est en effet dans la partie terminale du parcours des rayons qu'il est possible de différencier la nature du corpuscule. Le nombre des clichés favorables ainsi publiés par les divers physiciens ne dépasse guère une dizaine, mais une indication valable est donnée par chacun d'eux.

Nous allons examiner successivement ces deux groupes de preuves.

Observations sur la partie pénétrante du rayonnement cosmique. — Depuis une dizaine d'années, l'on a cherché à différencier les particules du rayonnement cosmique par l'étude de leurs propriétés à la traversée de la matière, cette dernière étant constituée soit par l'atmosphère, soit par des écrans (Al, Pb, etc.) placés sur le passage des rayons. Les premières expériences ont montré l'existence de deux groupes principaux de corpuscules, le groupe mou et le groupe dur.

Les propriétés de ces groupes ont été mises en évidence par un grand nombre de physiciens (Bothe et Kolhörster, Rossi, Auger et collaborateurs, Ehrenfest, Leprince-Ringuet et Crussard, Blackett, Anderson et Neddermeyer, Street et Stevenson, Ehmert, etc.).

On peut les résumer, pour ce qui nous intéresse ici, de la façon suivante :

Groupe mou. — Le groupe mou est constitué de particules des deux signes; leur spectre d'énergie s'étend au niveau du sol jusqu'à plusieurs milliards d'électron-volts. Leur pouvoir de pénétration varie à peu près selon Z^2 (Z numéro atomique de l'élément), il ne dépasse pas quelques centimètres dans le plomb. Ce groupe ne constitue, au niveau de la mer, que le quart du rayonnement corpusculaire reçu; mais il augmente beaucoup plus vite que le groupe dur lorsqu'on s'élève au-dessus du niveau de la mer, et finit par être prédominant. Les particules de ce groupe sont freinées par la matière selon un double processus : d'une part elles produisent une ionisation quasi continue et régulière, d'autre part, elles sont freinées au voisinage des noyaux atomiques en émettant un rayonnement de photons capable, à son tour, de produire des secondaires par effet Compton ou par création de paires de particules des deux signes. Cet effet de freinage nucléaire est prédominant, surtout dans les éléments lourds; c'est lui qui donne l'absorption en Z^2 , c'est lui qui est à la base du phénomène des gerbes : il augmente avec l'énergie du rayon et c'est la raison pour laquelle le pouvoir de pénétration de ce groupe est faible, même pour ceux des rayons qui possèdent une énergie de plusieurs milliards d'électron-volts.

Les particules constituant ce groupe sont considérées comme étant des électrons; on est certain de cela jusqu'aux énergies de quelques 10^8 électron-volts; on a de bonnes raisons de le penser pour les particules excédant cette énergie; les théories de Bethe, Heitler, Bhabha et autres, prévoient pour les électrons une interaction avec la matière qui s'accorde assez bien avec les résultats expérimentaux.

Groupe dur. — Les particules du groupe dur sont caractérisées par des propriétés nettement diffé-

rentes : elles sont freinées par la matière proportionnellement au Z de l'élément traversé; la perte d'énergie semble se faire presque exclusivement par ionisation courante, le freinage nucléaire intervenant de façon insignifiante. Cette perte d'énergie par unité de longueur de la matière traversée étant, sauf pour les rayons très mous, à peu près indépendante de l'énergie (elle ne dépend, toutes choses égales d'ailleurs, que de la vitesse), il en résulte que les rayons auront un parcours proportionnel à leur énergie, ce qui est, en gros, vérifié. La perte d'énergie est, dans le plomb, de $16 \cdot 10^6$ eV par centimètre [3]; les rayons de plusieurs milliards d'électron-volts ont un parcours de l'ordre du mètre de plomb.

Les particules de ce groupe sont, en proportion égale, chargées positivement et négativement; la charge étant de l'ordre de grandeur de celle de l'électron, on la considère en général comme égale à celle de l'électron. Il apparaît que ces particules, dont le spectre d'énergie s'étend jusqu'à plus de 20 milliards d'électron-volts [4], [5] et probablement bien au delà [6], sont formées dans l'atmosphère, sans doute par matérialisation de rayonnements non ionisants (photons).

Ces rayonnements durs sont peu gerbigènes; ils produisent beaucoup moins de phénomènes secondaires que les rayonnements du groupe mou.

C'est parmi les particules de $3 \cdot 10^8$ eV de ce groupe que l'un de nous et J. Crussard [5] ont pu, en 1937, reconnaître l'existence de corpuscules perdant beaucoup moins d'énergie que ce que l'on pouvait attendre de la part d'électrons, d'après les résultats expérimentaux obtenus par Anderson et Neddermeyer sur les électrons de gerbes, et produisant une ionisation spécifique très inférieure à celle produite par les protons de même énergie (ou plutôt de même moment cinétique).

Ces particules ne pouvaient non plus être des protons; d'ailleurs on ne connaît pas de protons négatifs. Pour ce qui est de leur assimilation possible à des électrons, l'idée a été soutenue [7] que des électrons pourraient, pour des énergies supérieures à $200 \cdot 10^6$ eV, voir leurs propriétés brusquement modifiées, cette tentative étant faite pour permettre d'expliquer l'existence du groupe dur par des électrons, afin de ne pas faire intervenir de particules nouvelles. Ainsi, les rayons d'énergie inférieure à cette énergie critique seraient des électrons jouissant des propriétés classiques rappelées ci-dessus; les rayons d'énergie supérieure seraient aussi des électrons, dont les propriétés, pour ces domaines d'énergies très élevées, ne suivraient plus les lois ou relations connues, et qui constitueraient le groupe dur, dont l'énergie est, en moyenne, plus élevée. Une longue discussion a suivi, qui a obligé à admettre l'existence, à énergie égale, de particules ayant des propriétés fort différentes : les unes étant, à coup sûr, des électrons, les autres des mésonons

D'ailleurs un élément de discrimination fort important a été fourni par les magnifiques expériences de Bowen, Millikan, Neher [8].

Les observations en haute atmosphère, effectuées par ces auteurs en des régions de latitudes très différentes, ont montré que des rayons corpusculaires d'énergie supérieure à 10 milliards d'électron-volts sont absorbés très vite dans la haute atmosphère. Si l'on attribue à ces particules une nature électronique, on trouve, dans ces expériences, une confirmation, pour ces énergies très élevées, de la validité de la théorie d'absorption des électrons par la matière (Bethe et Heitler, Bhabha, Carlson et Oppenheimer), théorie déjà confirmée, pour les plus petites valeurs de l'énergie, par l'expérimentation (Anderson et Neddermeyer).

Ainsi, il apparaît bien que le comportement des électrons dans leur traversée de la matière est, pour toutes énergies, très différent du comportement des particules de grand pouvoir pénétrant. Cette discrimination, ainsi que l'assurance que le groupe dur n'est pas, en majeure partie, constitué par des protons, est une des justifications de l'existence du mésonon.

II.

Estimation de la masse du mésonon.

Le second groupe d'indications relatives au mésonon contient, comme nous l'avons dit, un petit nombre de clichés, obtenus à la chambre de Wilson, clichés sur lesquels on observe des particules de faible énergie (proches de la fin de leur parcours); en associant la mesure des courbures de trajectoires dans le champ magnétique à celle de leur ionisation, ou à celle de leur parcours, ou à celle de leur variation de courbure après traversée d'un écran mince, on peut obtenir, pour chaque cas examiné, une estimation de la masse. Le premier cliché ainsi observé fut celui de Kunze [9] : la trajectoire produisait une ionisation trop intense pour être due à un électron, et l'observation du parcours et de la courbure fournissait pour la masse une limite supérieure de $300 m_0$ (m_0 , masse au repos de l'électron). Dans un cliché célèbre de Neddermeyer et Anderson [2] une perte d'énergie à la traversée d'un écran mince est suivie de la fin du parcours de la trajectoire dans le gaz de la chambre, et cette heureuse coïncidence a permis une double évaluation de la masse par la même particule.

Un des caractères des estimations de masse effectuées par ces méthodes est qu'il est fait appel à des hypothèses au sujet desquelles un certain doute reste en général possible : soit parce que ces hypothèses ont été l'objet de vérifications directes seulement dans des domaines éloignés du domaine

étudié, soit parce qu'elles ont une valeur statistique alors que l'estimation se fait sur l'observation d'une seule trajectoire : nous allons procéder tout d'abord à un rapide examen critique de ces méthodes.

Estimation de la masse par perte d'énergie à la traversée d'un écran. — La méthode consiste en la mesure de la courbure de la trajectoire avant et après traversée d'un écran. Pour en déduire la masse de la particule, il faut faire tout d'abord une hypothèse sur le mode d'absorption de l'écran : on suppose que la perte d'énergie s'effectue seulement par ionisation et qu'il n'y a, en particulier, aucune perte d'énergie par freinage au voisinage des noyaux avec émission d'un rayonnement électromagnétique. Cette hypothèse faite, on utilise une des formules théoriques reliant la perte d'énergie à la vitesse et à la charge.

Pour ce qui est de l'hypothèse acceptée, il semble bien, à la suite de nombreuses expériences effectuées sur la partie pénétrante du rayonnement cosmique, que l'on se trouve en présence d'une perte d'énergie uniforme, statistiquement parlant et pour des épaisseurs notables d'écrans (à un ou plusieurs centimètres d'or ou de plomb) : l'absence de fluctuations notables dans la perte d'énergie (absence fort difficile d'ailleurs à vérifier) et aussi le fait que l'absorption du groupe pénétrant est faible, et s'effectue à peu près proportionnellement au numéro atomique de l'élément, sont deux arguments très solides en faveur du seul processus de perte d'énergie par ionisation courante.

Si maintenant nous examinons une des formules habituellement adoptées reliant la perte d'énergie à la vitesse et la charge de la particule, cette formule se présente ainsi :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[\log \left(\frac{v m_0 c^2}{I} \right) + \log \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right], \quad (1)$$

$\frac{dE}{dx}$ représente la perte d'énergie par unité de longueur, m_0 est la masse de l'électron au repos, z , v , β sont la charge, la vitesse, le $\frac{v}{c}$ de la particule dont on cherche la masse, N et Z le nombre de molécules par unité de volume et le numéro atomique de l'écran traversé.

I est une constante dépendant du gaz, appelée « potentiel moyen d'excitation », et dont la détermination a suscité de nombreuses expériences.

Pour le calcul de la masse au repos M_0 on écrira la formule

$$\frac{dE}{dx} = J(v, e).$$

Or l'énergie $E = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$, et la mesure de la courbure

donne le moment cinétique $\frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}} c\beta$.

La formule (1) a été vérifiée sur des particules de radioactivité (d'énergie inférieure à 7 millions d'électron-volts) et aussi sur les électrons du rayonnement cosmique, par évaluation des ions dans le gaz d'une chambre à détente [11].

Mais aucune vérification satisfaisante n'a pu être faite dans le cas des traversées d'écrans condensés, ni pour des protons, car on ne dispose pas de protons d'énergie suffisante, ni pour des électrons à cause de l'important freinage nucléaire et du caractère accidentel de cet effet : les expériences tentées dans cette direction sont difficiles et ont d'ailleurs fourni des indications parfois assez éloignées des valeurs théoriques [12].

D'autre part, Fermi a montré récemment que, pour une particule chargée traversant la matière en y produisant de l'ionisation, la perte d'énergie est considérablement affectée par le caractère plus ou moins condensé de la matière, à cause de l'altération du champ électrique de la particule par la polarisation électrique du milieu.

Ainsi, une incertitude supplémentaire se présente quand on veut appliquer les formules vérifiées pour la traversée des gaz à la traversée de matériaux beaucoup plus condensés.

RÉSULTATS OBTENUS AVEC CETTE MÉTHODE. —

a. Nishina et collaborateurs [13] : une particule de $H\rho = 7,4 \times 10^5$ gauss-cm traversant 3,5 cm de plomb ($H = 17\ 000$ gauss) donne $180 < \frac{M_0}{m_0} < 260$.

Cette valeur a été ramenée à $160 < \frac{M_0}{m_0} < 200$ à la suite d'un changement de la formule employée [14].

b. J. G. Wilson [15] : une particule de $H\rho = 5,5 \times 10^5$ gauss-cm ($H = 10\ 000$ gauss), traversant 2 cm d'or, donne $150 < \frac{M_0}{m_0} < 190$.

c. S. H. Neddermeyer et C. D. Anderson [2] : une particule de $H\rho = 1,7 \times 10^5$ gauss-cm, traversant une faible épaisseur de métal ($H = 7\ 900$ gauss) donne $M_0 = 240 m_0$. Les auteurs signalent que, si la mesure du rayon de courbure est bonne, la connaissance de l'épaisseur traversée est peu précise, mais que ce sont surtout les incertitudes de la formule théorique qui limitent la précision.

Néanmoins, cette évaluation peut être considérée comme une des meilleures, car elle est contrôlée par l'observation de la fin du parcours après la traversée de l'écran.

Estimation de la masse par courbure et fin de parcours. — Un très petit nombre d'expérimentateurs ont eu la chance de photographier une fin de parcours de trajectoire de mésoton, au sein du gaz d'une chambre à détente, en présence d'un champ magnétique : en supposant toujours que l'ionisation intervient seule pour faire perdre l'énergie

de la particule, on montre que le parcours R est relié à la vitesse par la relation

$$R = kM_0 v^n,$$

K étant une constante indépendante de M_0 .

L'exposant n varie beaucoup avec la vitesse : il croît depuis 1,4 pour les particules α lentes jusqu'à 3,6 pour les protons rapides, il approche même de 4 pour les très grandes vitesses. Ce coefficient a été déterminé expérimentalement, surtout grâce à l'étude des rayons α des corps radioactifs.

Sur les photographies de mésotons, la courbure donnant directement la quantité du mouvement, la masse peut ainsi se déterminer en connaissant par ailleurs le parcours. Mais les incertitudes sur n limitent la précision; de plus, le parcours n'est pas très bien défini : il existe une dispersion dans les parcours qui est déjà sensible pour les particules α et les protons, et qui est encore plus importante pour les mésotons. Enfin l'épaisseur de la trajectoire en fin de parcours ainsi que de faibles changements de direction possibles ne permettent pas toujours une bonne appréciation de la courbure.

RÉSULTATS OBTENUS AVEC CETTE MÉTHODE. — Deux clichés seulement fournissent des indications intéressantes : S. H. Neddermeyer et C. D. Anderson [1] : (cliché déjà cité); Nishina et collaborateurs [14] : particule négative sortant d'un écran de plomb; le parcours ramené à l'air à 760 mm et 15° C est compris entre 7,3 et 8,1 cm; le $H\rho = (3,88 \pm 0,08) 10^4$ gauss/cm. Les auteurs trouvent

$$161 < \frac{M_0}{m_0} < 179.$$

Il faut ajouter à ces deux clichés des résultats obtenus par Maier-Leibnitz [10] au moyen d'une chambre à détente lente. Les trajectoires de mésotons sont nombreuses, mais les mesures assez imprécises; les meilleures estimations donnent l'ordre de grandeur de $100 m_0$.

Cette méthode est utilisable sous une autre forme, en comparant la particule m_1 , dont on cherche la masse, à un proton m_2 de même vitesse : pour les protons dont le parcours est de quelques centimètres d'air, on connaît bien R_2 en fonction de $H\rho_2$. On écrit, pour des particules de même vitesse,

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{H\rho_1}{H\rho_2}.$$

Le proton ayant même vitesse est tel que

$$\frac{(H\rho)_1}{R_1} = \frac{(H\rho)_2}{R_2},$$

ce qui donne $H\rho_1$ et détermine la masse $m_1 = m_2 \frac{H\rho_1}{H\rho_2}$.

Estimation de la masse par courbure et ionisation spécifique. — Cette méthode repose

sur l'évaluation simultanée de la courbure de la trajectoire et de l'ionisation spécifique de la particule dans le gaz de la chambre. Elle est fort difficile à appliquer si l'on veut un peu de précision; elle ne donne, en général, qu'une indication grossière.

En effet, la mesure de l'ionisation s'effectue en dénombrant le nombre des gouttelettes de brouillard sur la trajectoire, et en admettant que chaque ion sert de centre de condensation à une gouttelette. Or, une telle estimation n'est à peu près valable que pour des ions suffisamment écartés l'un de l'autre : l'on est ainsi amené à retarder le moment de la détente par rapport au moment du passage de la particule, afin de laisser à la trajectoire le temps de diffuser. Si l'on ne fait pas cela, on a des trajectoires fines sur lesquelles il est à peu près impossible d'évaluer correctement l'ionisation. Pourtant, Ehrenfest [3] a observé une ionisation élevée sur une trajectoire qui ne pouvait pas être un proton. Mais, même pour les expérimentateurs les plus habitués, l'évaluation de l'ionisation des trajectoires fines est un problème parsemé des plus grosses difficultés.

Si, au contraire, on photographie des trajectoires vieilles d'une fraction de seconde, on peut, avec difficulté d'ailleurs (recombinaison d'ions, etc.) et seulement dans certaines limites, estimer le nombre d'ions par le dénombrement des gouttelettes. C'est ainsi que plusieurs expérimentateurs ont opéré, et que, récemment, Corson et Brode ont pu donner une bonne vérification [11], pour des électrons du rayonnement cosmique, de la formule théorique (1) indiquée plus haut.

Mais alors la difficulté provient de la mesure du rayon de courbure de la trajectoire : on connaît la facilité cruelle avec laquelle se produisent des mouvements de convection dans une chambre de Wilson, et les courbures conservent difficilement leur valeur quand on attend seulement une fraction de seconde. Par ailleurs, en admettant une absence complète de turbulence, la mesure d'un grand rayon de courbure sur une trajectoire épaissie est une opération assez incertaine.

RÉSULTATS DES ESTIMATIONS FAITES PAR CETTE MÉTHODE. — a. Street et Stevenson [16] : $95 < \frac{M_0}{m_0} < 165$; la détente est produite une seconde après le passage du rayon, la mesure de l'ionisation est, d'après les auteurs, imprécise à cause de la trop grande densité d'ions.

b. Williams et Pickup [17] ont observé trois clichés intéressants : les évaluations donnent des valeurs s'échelonnant de $130 m_0$ à $300 m_0$.

c. Corson et Brode [11] donnent $\frac{M_0}{m_0} = 250$ pour une particule de $H\rho = 1,5 \cdot 10^5$: la détente se produit 0,5 sec après le passage du rayon : l'esti-

mation de la masse est faite après une étude très intéressante des difficultés expérimentales et théoriques.

Autre méthode d'évaluation de M_0 . — Signalons encore que l'on peut obtenir une évaluation de la masse en étudiant le changement de courbure de la trajectoire au sein même du gaz. Mais c'est un problème difficile, compliqué par la possibilité de changements de direction de la particule; de plus, le rayon de courbure ne peut s'obtenir avec grande précision si l'on veut le mesurer sur une portion de faible longueur. Une estimation de Ruhlig et Crane a donné [18] $90 < \frac{M_0}{m_0} < 150$.

III.

Mesures plus directes de la masse du mésoton.

En dehors des estimations de masse dont nous venons de faire un examen critique, il existe deux méthodes plus directes de mesure, qui ne font appel qu'à des principes fondamentaux d'électrodynamique et de mécanique classique : d'une part la méthode de déviation par des champs électrique et magnétique conjugués, comme dans les spectrographes de masse; d'autre part la méthode des collisions élastiques entre la particule incidente et un électron au repos du gaz d'une chambre de Wilson.

Ces deux méthodes sont de véritables méthodes de *mesure*, et non d'estimation, car les hypothèses qui servent de base ainsi que les calculs sont beaucoup plus inattaquables.

Mesure de la masse par spectrographie de masse. — Cette méthode, bien connue, ne peut malheureusement être utilisée facilement pour les particules du rayonnement cosmique à cause des difficultés expérimentales. D'ailleurs, malgré son caractère direct, elle serait peu précise : en effet l'on obtient, par les déviations électrique et magnétique, les valeurs $\frac{Mv^2}{e}$ et $\frac{Mv}{e}$, M étant la masse relativiste et v la vitesse de la particule. Or, à supposer que les mesures se fassent avec une précision de 10 pour 100, l'ordre de grandeur de la précision sur v sera le même. Il en résulte que l'on connaîtra assez bien la valeur de M , masse relativiste, mais la précision disparaît complètement pour l'obtention de la masse au repos M_0 , l'erreur relative étant, pour les grandes énergies, de l'ordre de $\frac{\Delta v}{v} \left(\frac{M}{M_0}\right)^2$. Il n'est donc pas intéressant de mesurer v ; il est beaucoup plus intéressant de mesurer directe-

ment $1 - \frac{v^2}{c^2}$, c'est ce qui fait le très grand intérêt de la mesure de la masse par choc élastique.

Nous allons étudier cette méthode plus en détail.

Mesure de masse par choc élastique. — Dans une chambre à détente, l'on observe parfois le choc d'une particule incidente avec un électron du gaz, primitivement au repos, auquel le rayon incident communique une grande énergie : un champ magnétique courbe les trajectoires.

Le schéma du choc, dans le cas de son utilisation possible pour la mesure de la masse au repos de la particule incidente, se présente comme le montre la figure : PQ est la trajectoire de la particule incidente, ABC celle de l'électron heurté qui s'écarte d'une distance f de PQ. Si l'on désigne par ρ_1 et ρ_3 les rayons de courbure du mésoton et de l'électron heurté, on peut obtenir le rapport $\mu_0 = \frac{M_0}{m_0}$ des masses au repos

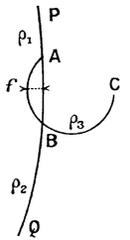


Fig. 1.

des deux particules en fonction de ρ_1 , ρ_3 et f en écrivant les lois du choc élastique au point A. Sur le schéma ci-contre les trajectoires sont supposées dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Malheureusement, le phénomène ne se produit que très rarement dans des circonstances favorables.

Nous allons écrire les formules du choc sous une forme commode, puis nous étudierons les conditions favorables à l'expérimentation; enfin, nous donnerons les résultats obtenus sur un cliché particulièrement heureux.

FORMULES DONNANT M_0 EN FONCTION DES RAYONS DE COURBURE. — La formule généralement employée [19] contient les valeurs de $\beta = \frac{v}{c}$ et de $\sqrt{1 - \beta^2}$ des deux particules. Elle est pratiquement difficile à bien utiliser dans le cas particulier du rayonnement cosmique, les approximations qu'il est légitime de faire apparaissant mal.

Nous allons établir une formule donnant $\frac{M_0}{m_0} = \mu_0$ en fonction des grandeurs géométriques directement mesurables sur le cliché, à savoir : ρ_1 , ρ_3 et f .

Hypothèses : Les deux particules ont même charge électrique (que nous écrivons $e = 1$); les trajectoires sont perpendiculaires à la direction du champ.

La relation fondamentale bien connue de déviation magnétique est

$$Mv = eH\rho. \quad (2)$$

Le théorème de conservation de la quantité

de mouvement s'écrit, compte tenu de (2) :

$$\boxed{\Sigma \vec{\rho} = 0}, \quad (3)$$

si nous définissons des vecteurs égaux aux rayons de courbure et dirigés selon les vitesses.

Le théorème de la conservation de l'énergie peut s'écrire comme suit :

L'énergie totale d'une particule est

$$M c^2 = M v \frac{c}{\beta} = \frac{e c H \rho}{\beta} = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

On en tire

$$\beta = \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + \rho_{M_0}^2}}$$

en posant

$$\rho_{M_0} = \frac{M_0 c^2}{e c H}. \quad (4)$$

(On voit que ρ_{M_0} est le rayon de courbure d'une trajectoire telle que $\frac{e c H \rho}{M_0 c^2} = 1$; sa vitesse est alors $\beta = \frac{\sqrt{2}}{2}$).

La conservation de l'énergie s'écrit alors

$$\Sigma M c^2 = \Sigma e c H \sqrt{\rho^2 + \rho_{M_0}^2} = 0.$$

$$\boxed{\Sigma \sqrt{\rho^2 + \rho_{M_0}^2} = 0} \quad (5)$$

en comptant comme positives les énergies avant le choc et négatives les énergies après le choc.

Soient alors ρ_1 et ρ_2 les rayons de courbure, avant et après le choc de la trajectoire de la particule incidente de masse au repos M_0 ; ρ_3 celui de la particule heurtée, de masse au repos m_0 . Nous cherchons la valeur de $\mu_0 = \frac{M_0}{m_0}$.

Écrivons

$$\rho_0 = \frac{m_0 c^2}{e c H}, \quad \rho_{M_0} = \mu_0 \rho_0$$

et désignons par ρ_4 la longueur $\rho_4 = \sqrt{\rho_3^2 + \rho_0^2}$.

La relation (5) s'écrit

$$\sqrt{\rho_1^2 + \mu_0^2 \rho_0^2} - \sqrt{\rho_2^2 + \mu_0^2 \rho_0^2} = \sqrt{\rho_3^2 + \rho_0^2} - \rho_0 = \rho_4 - \rho_0,$$

$$\boxed{\mu_0^2 = \frac{(\rho_1 + \rho_2 + \rho_4 - \rho_0)(\rho_1 + \rho_2 - \rho_4 + \rho_0)(\rho_1 - \rho_2 + \rho_4 - \rho_0)(\rho_1 - \rho_2 - \rho_4 + \rho_0)}{4 \rho_0^2 (\rho_4 - \rho_0)^2}}. \quad (6)$$

Cette relation est rigoureuse, mais n'est pas utilisable sous cette forme, dès que $\rho_1 \gg \rho_0$, ce qui est le cas habituel, car le terme le plus petit, à savoir $(\rho_1 - \rho_2 - \rho_4 + \rho_0)$ est très petit et échappe, en général, aux mesures : on peut voir, en effet, par la considération du triangle des ρ [relation (3)], que $\rho_1 - \rho_2 - \rho_3$ et à fortiori $\rho_1 - \rho_2 - \rho_4$ est négatif. Comme $\rho_1 - \rho_2 - \rho_4 + \rho_0$ est nécessairement positif, il a pour valeur une fraction ε de ρ_0 . Comme, par ailleurs, ρ_1 et ρ_2 ne sont pratiquement

pas mesurables à ρ_0 près, nous devons modifier la relation (6) et, pour cela, nous introduisons θ , ou mieux, la distance $f = \rho_3(1 - \cos \theta)$ dont la trajectoire du secondaire s'écarte de celle du rayon incident, longueur mesurable alors que $\rho_1 - \rho_2$ ne l'est pas.

Le triangle des $\vec{\rho}$ donne

$$\rho_1 - \rho_2 = \rho_3 - f \frac{2 \rho_1}{(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3) - 2 \rho_3}. \quad (7)$$

Or, $\rho_2 + \rho_3 - \rho_1 = (1 + \lambda) \rho_0$ avec $\lambda < 1$, puisque l'on a à la fois $\rho_1 - \rho_2 - \rho_4 + \rho_0 > 0$ et, par définition, $\rho_4 > \rho_3 - \rho_0$. On peut donc écrire

$$\rho_1 - \rho_2 = \rho_3 - f \frac{2 \rho_1}{2(\rho_1 - \rho_3) + (1 + \lambda) \rho_0}.$$

En remplaçant dans (6) $\rho_1 - \rho_2$ par cette valeur, l'on peut alors calculer rigoureusement μ_0 .

APPROXIMATIONS. — En pratique, on utilisera l'une des trois équations approchées suivantes, selon l'ordre de grandeur relatif de ρ_1, ρ_3, ρ_0 :

$$\mu_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0} \sqrt{\frac{2(\rho_1 - \rho_3) \left(\rho_0 - f \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_3} \right)}{\rho_1 \rho_3}} \quad (8)$$

si $\rho_1 \gg \rho_0$, quel que soit ρ_3 ;

$$\mu_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0} \sqrt{\frac{2(\rho_0 - f)}{\rho_3}} \quad (9)$$

si $\rho_1 \gg \rho_3 \gg \rho_0$;

$$\mu_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0(\rho_4 - \rho_0)} \sqrt{(\rho_3 + \rho_4 - \rho_0 - f)(\rho_3 - \rho_4 + \rho_0 - f)} \quad (10)$$

si $\rho_1 \gg \rho_0$ et si ρ_3 est de l'ordre de grandeur de ρ_0 .

CONDITIONS FAVORABLES POUR L'EXPÉRIMENTATION. — Une première remarque doit être faite concernant ρ_0 et f : la valeur de f est, en tous cas, inférieure à ρ_0 . C'est évident pour l'équation (9); on montre que c'est aussi vrai dans les autres cas.

Si $\rho_0 \ll \rho_3 \ll \rho_1$, le maximum effectif de f est ρ_0 : si l'on trouve une flèche très différente de ρ_0 , l'on est sûr de ne pas avoir affaire à un électron incident; la longueur ρ_0 mesure, à très peu près, la flèche due à un électron.

Cette limitation de f détermine les conditions favorables à l'observation : pour déterminer la flèche avec précision, il faut qu'elle soit susceptible de varier dans un domaine assez grand par rapport à l'épaisseur des trajectoires, c'est-à-dire que ρ_0 soit grand devant une fraction de millimètre; pratiquement, on devra avoir $\rho_0 \geq 0,5$ cm, c'est-à-dire $H < 3\,400$ gauss, puisque $H = \frac{1700}{\rho_0}$. Mais alors les rayons incidents sont généralement insuffisamment courbés par ce champ, à cause de leur grande

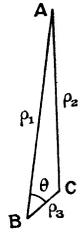


Fig. 2.

énergie : il faut donc avoir la chance d'observer un rayon qui, à la fois, soit bien courbé et donne une collision avec un électron du gaz.

Ces caractères contradictoires expliquent pourquoi les clichés de choc obtenus jusqu'à présent n'ont pu servir à une détermination précise de μ_0 .

Blackett [20] et Wilson [21] ont observé des secondaires dans le gaz, mais le champ de 10 000 gauss donnait $\rho_0 < 0,14$ cm, ne permettant pas une détermination correcte de la masse. Leprince-Ringuet et Crussard [5] ont trouvé, avec $H = 13\ 000$ gauss, une flèche de 1,3 mm correspondant au maximum, c'est-à-dire à un électron, mais ils ont seulement pu affirmer que la particule n'était pas un proton.

N. B. — On peut écrire des formules analogues lorsque les trajectoires ne sont pas tout à fait perpendiculaires au champ magnétique : soit $\frac{\pi}{2} - \zeta$ et $\frac{\pi}{2} - \xi$ les angles du primaire et du secondaire avec la direction du champ ; la formule (2) devient $Mv = \frac{eH\rho}{\cos \xi}$; si, donc, nous définissons des vecteurs \vec{r} de longueur $\frac{\rho}{\cos \xi}$ dirigés selon la vitesse, tous les calculs subsistent en remplaçant ρ par r , et f par sa nouvelle valeur. On montre que $\rho_3 - f$ ne varie pas.

OBSERVATION D'UN CAS FAVORABLE. — Nous avons eu la grande chance d'obtenir, avec $H = 2\ 650$ gauss,

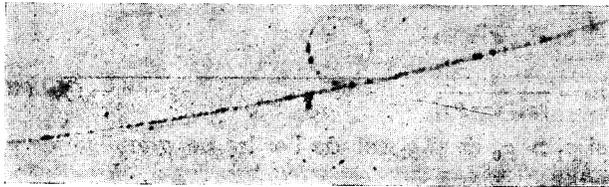


Fig. 3.

un cliché de choc élastique sur lequel tous les éléments du calcul sont mesurables avec précision.

Les données sont

$$\begin{aligned} 115 &< \rho_1 < 120 \quad \text{cm,} \\ 1,05 &< \rho_2 < 1,1 \quad \text{cm,} \\ 0 &< f < 0,03 \quad \text{cm,} \\ \cos \zeta &= 0,97 \end{aligned}$$

($\frac{\pi}{2} - \zeta$ étant l'angle du secondaire avec le champ) (voir *N. B.* page précédente).

Nous sommes dans le cas d'application de (10) en remplaçant ρ_3 par $r_3 = \frac{\rho_3}{\cos \zeta}$ (voir *N. B.*).

La formule donne la valeur de la masse du méson [21] :

$$M_0 = 240 m_0.$$

PRÉCISION DU RÉSULTAT. — 1° Il est important de savoir tout d'abord entre quelles limites peut varier μ_0 suivant les erreurs possibles. Dans les indications que nous donnons ici, nous prenons pour valeurs extrêmes d'une même quantité des valeurs encadrant la mesure par défaut et par excès d'une façon manifeste : il ne s'agit donc pas d'erreur probable.

Erreur sur la mesure de H : On a, dans les conditions de l'expérience, $\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = \frac{1}{5} \frac{\Delta H}{H}$. Comme $\frac{\Delta H}{H}$ n'atteint pas 5 pour 100, l'erreur correspondante est inférieure à 1 pour 100.

Erreur sur ρ_1 :

$$\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = \frac{\Delta \rho_1}{\rho_1} = 2 \text{ pour } 100.$$

Erreur sur ρ_3 : L'on commet deux erreurs sur r_3 , l'une provenant de ρ_3 (imprécision de la mesure), l'autre de l'incertitude sur $\cos \zeta$. Les valeurs extrêmes de $\cos \zeta$ sont 0,95 et 0,985, et l'erreur sur ρ_3 est 2,5 pour 100.

On a

$$\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = \frac{2}{3} \frac{\Delta \rho_3}{\rho_3} = 4 \text{ pour } 100.$$

Erreur sur f :

$$\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = \frac{\rho_3}{(\rho_3 + \rho_4 - \rho_0)} \frac{\Delta f}{(\rho_3 - \rho_4 + \rho_0)} = 2 \text{ pour } 100 \text{ environ.}$$

L'erreur due aux conditions photographiques est négligeable : nous faisons la restitution en vraie grandeur, en vue de la mesure, avec l'objectif qui a servi à prendre le cliché : une erreur s'introduit, parce que l'on restitue la trajectoire sur le plan moyen de la chambre, mais elle est négligeable, vu la faible profondeur de la zone éclairée de la chambre.

Nous arrivons donc, en ajoutant toutes les erreurs possibles, à encadrer la valeur de μ_0 entre les limites 240 ± 22 .

2° Nous avons supposé qu'il s'agissait d'un choc élastique entre méson et électron. Il n'est pas absolument certain que les choses se passent de cette façon, car on peut penser qu'un photon est émis au moment du choc. S'il en était ainsi, la mesure de la masse ne serait plus valable. Mais, la probabilité d'émission d'un photon d'énergie appréciable semble très faible, vu l'énergie faible de l'électron secondaire.

CONFIRMATION DE LA MESURE. — Nous avons eu la chance d'avoir, sur le cliché, une confirmation de l'ordre de grandeur de la masse du méson, grâce à l'observation de la trajectoire avant et après traversée de la boîte contenant les compteurs d'électrons commandant la détente.

La masse M_0 peut être obtenue, si l'on connaît les $(H\rho)$ avant et après passage de la plaque, ainsi que l'épaisseur de la plaque : l'épaisseur de matière traversée est équivalente à $3,6 \text{ g cm}^{-2}$ d'air. Le rayon de courbure, après traversée, est $55 < \rho < 65 \text{ cm}$.

On obtient alors, par application des méthodes dérivées de l'équation (1), une valeur de la masse qui peut être considérée comme étant en concordance satisfaisante avec la valeur exacte obtenue par la méthode de la collision élastique.

Nous tenons à exprimer notre reconnaissance

à M. Maurice de Broglie, qui oriente depuis dix années l'activité scientifique de l'un de nous; nos remerciements vont aussi à M. Aimé Cotton et à ses collaborateurs de Bellevue, qui nous ont toujours facilité le travail à l'Électroaimant avec grande bienveillance, ainsi qu'au Centre national de la Recherche scientifique, dont l'appui moral et matériel a permis la réalisation des expériences. Enfin le travail assidu et intelligent de MM. Boulanger et Déré, aides techniques du C.N.R.S., a rendu possible la construction et la mise au point des appareils délicats utilisés pour nos expériences.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] YUKAWA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 1935, **17**, p. 48.
 [2] S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, I, p. 89.
 [3] P. EHRENFEST, *Comptes rendus*, 1938, **206**, n° 6, p. 428.
 [4] BLACKETT et BRODE, *Proc. Roy. Soc., A*, 1936, **154**, p. 573.
 [5] LEPRINCE-RINGUET et CRUSSARD, *Journ. de Phys.*, 1937, **8**, p. 207.
 [6] AUGER, MAZE, P. EHRENFEST et FRÉON, *Journ. de Phys.*, 1939, **10**, p. 39.
 [7] BLACKETT,
 [8] BOWEN, MILLIKAN et NEHER, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 83, et 1938, **53**, p. 219.
 [9] KUNZE, *Zeits. f. Phys.*, 1933, **83**, p. 10.
 [10] MAIER-LEIBNITZ, *Zeits. f. Phys.*, 1939, **12**, p. 569.
 [11] CORSON et BRODE, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 774.
 [12] J. J. TURIN et H. R. CRANE, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 610.
 [13] NISHIMA, TAKENCHI et ICHIMIYA, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 1198.
 [14] NISHIMA, TAKENCHI et ICHIMIYA, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 585.
 [15] J. G. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **172**, n° 951, p. 517.
 [16] J. C. STREET et E. C. STEVENSON, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 1003.
 [17] E. J. WILLIAMS et E. PICKUP, *Nature*, 1938, **141**, p. 684.
 [18] A. J. RUHLIG et H. R. CRANE, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 266.
 [19] M^{me} Pierre CURIE, *Radioactivité* (Hermann, édit., Paris).
 [20] P. M. S. BLACKETT, *La radiation cosmique* (Hermann, édit. Paris., 1935).
 [21] J. G. WILSON, *Proc. Roy. Soc. London, A*, 1938, **166**, p. 482.
 [22] L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE et R. RICHARD-FOY, *Comptes rendus*, 1940, **211**, n° 18, p. 382.