

La détermination expérimentale de la masse des mésotons par les méthodes d'ionisation

Par S. GORODETZKY, Strasbourg

1^o Introduction

Le rayonnement cosmique au niveau de la mer, est composé principalement de mésotons et d'électrons — dans la proportion de 70 mésotons pour 30 électrons environ.

Le mésoton est une particule qui à l'heure actuelle n'est pas encore très bien connue du point de vue expérimental. Les mesures, pour un certain nombre de raisons, sont difficiles. On sait que le mésoton a une masse intermédiaire, entre celle de l'électron et celle du proton, soit de l'ordre de 200 fois la masse de l'électron. La charge du mésoton est la même que celle de l'électron, c'est la charge élémentaire. Elle peut être positive ou négative. Le spin du mésoton est très probablement entier et a sans doute la valeur 0 ou 1 (en unité \hbar). Enfin le mésoton est une particule instable, dont la vie moyenne est de $2 \cdot 10^{-6}$ sec.

L'étude du mésoton est évidemment intéressante du fait que l'on se trouve en présence d'une particule fondamentale nouvelle trouvée expérimentalement dans le rayonnement cosmique.

Mais ce qui augmente encore considérablement l'intérêt de cette étude, est le fait que le mésoton doit être considéré comme l'aspect corpusculaire du champ nucléaire¹.

2^o La mesure de la masse

Les mesures relatives au mésoton ont porté jusqu'ici principalement sur la masse et la vie moyenne.

On se limitera ici aux mesures de masse, laissant de côté délibérément tout ce qui a trait à la vie moyenne.

De même on ne parlera pas ici des considérations qui conduisent à attribuer au mésoton la charge élémentaire² ni des considérations relatives au spin.

La mesure de la masse, permet en principe l'identification de la particule.

¹ On n'a pas réussi jusqu'ici à extraire des mésotons de noyaux d'atomes. Certains résultats, annoncés en ce sens, ont été retirés. Mais il est probable que le développement des machines à particules rapides (cyclotrons, bétatrons, synchrotrons, etc.), amènera prochainement la découverte du mésoton créé dans le noyau.

² S. GORODETZKY, Spin et charge du mésoton. Congrès du Mésoton, sous la présidence de M. Louis de BROGLIE (1944).

3^o Les différentes méthodes de mesure de masse ne faisant pas appel à la considération de l'ionisation

a) Un mot sur la méthode du spectrographe de masse¹

La première méthode de mesure de masse qui vient à l'esprit est sans doute la méthode du spectrographe de masse. C'est au moyen de cette méthode que l'on a mesuré la masse de toutes les particules connues chargées électriquement, comme l'électron, le proton, l'hélium, etc.

Mais si l'on essaie d'appliquer cette méthode à la mesure de la masse des mésotons cosmiques on se heurte à des difficultés insurmontables. La difficulté principale est la suivante: un spectrographe de masse est, très schématiquement, un appareil comprenant d'une part, une région dans laquelle règne un champ magnétique, d'autre part une région dans laquelle règne un champ électrique. Une particule électrisée animée d'une certaine vitesse se trouve déviée, d'une part du fait du champ électrique, d'autre part du fait du champ magnétique. La mesure expérimentale de ces deux déviations donne la masse de la particule.

Si la particule est très rapide — ce qui est le cas des particules du rayonnement cosmique — il faut des champs considérables pour obtenir une déviation appréciable de la particule. Il est certain que l'on disposera de champs magnétiques suffisants pour donner une déviation appréciable au plus grand nombre des particules cosmiques, ainsi qu'en témoignent les photographies de chambre Wilson baignant dans un champ magnétique.

Mais les champs électriques dont on dispose, sont trop faibles. On peut montrer qu'un champ électrique de 30000 V/cm imprime à la trajectoire de la particule la même courbure² qu'un champ magnétique de 100 gauss seulement, ce qui est notoirement insuffisant étant donné la vitesse des mésotons du rayonnement cosmique.

¹ S. GORODETZKY, Le spectrographe de masse relativiste. C. R. 217, 479 (1943).

² La courbure dans le cas du champ magnétique et dans le cas du champ électrique est évidemment de nature bien différente.

b) Peut-on ralentir les mésotons trop rapides?

Une question se pose alors — et cette question se retrouve à propos de toutes les méthodes de mesure de masse de mésotons: ne pourrait-on ralentir suffisamment les mésotons de manière à rendre possible l'utilisation du spectrographe de masse? — la réponse à cette question est assez paradoxale. Lorsque on cherche à ralentir les mésotons du rayonnement cosmique au moyen d'écrans de matière dense, on constate qu'une certaine proportion des particules entrant dans l'écran y restent, sont arrêtées dans l'écran. Les particules qui sortent, ont encore une vitesse trop grande pour se prêter aux mesures de masse. Ceci tient, à ce que le spectre des moments ρ des mésotons que l'on observe (au niveau de la mer), est très étendu. L'intensité globale du rayonnement n'est pas très grande. Il y a relativement très peu de particules dans un intervalle donné $\Delta\rho$ du spectre des moments. Or, un écran d'épaisseur donnée (épaisseur d'ailleurs dans une très large mesure arbitraire) n'amène dans le domaine des vitesses utilisables pour la mesure des masses qu'une bande $\Delta\rho$ extrêmement étroite, du spectre des moments, correspondant à une fraction très faible du nombre total des mésotons cosmiques.

Aussi est-on amené à se contenter d'observer les mésotons aux vitesses auxquelles ils nous arrivent, à les observer au vol pour ainsi dire. Plus exactement, dans toutes les méthodes on devra se contenter de faire les mesures sur le très petit nombre de mésotons (queue du spectre du côté des faibles moments) qui nous arrivent avec une vitesse pas trop grande (soit $< 0,8 c^1$ environ dans l'état actuel de la technique des mesures).

c) Un mot sur la méthode du choc élastique

Une méthode apparentée à la méthode du spectrographe de masse, mais qui, elle, a donné des résultats positifs, et la méthode du choc élastique². Dans cette méthode on observe à la chambre Wilson baignant dans un champ magnétique le choc élastique d'un mésoton (dont on cherche à mesurer la masse) contre un électron du gaz de la chambre. Cette méthode est très puissante en ce sens qu'elle est d'une grande simplicité théorique, ne faisant appel qu'aux lois fondamentales de la mécanique et de l'électricité.

L'inconvénient principal de cette méthode est que les chocs utilisables sont très rares.

On ne s'étendra pas ici sur cette méthode très importante.

¹ c représente la vitesse de la lumière.

² L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE, R. RICHARD-FOY, C. R. 211, 882 (1940); Phys. Rev. 59, 460 (1941); Cah. de Phys. 3, 15 (1941). — R. RICHARD-FOY, C. R. 213, 714 (1941). — L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, C. R. 213, 765 (1941). — S. GORODETZKY, Thèse, Paris 1942 (parue dans Ann. de Phys. 19, 5 (1944)). — L. LEPRINCE-RINGUET, M. LHÉRITIER, C. R. 219, 618 (1944); J. de Phys. VIII.

4^o Les méthodes d'ionisation

a) Généralités sur les méthodes d'ionisation

Les méthodes que l'on peut appeler méthodes d'ionisation sont les plus anciennes en date tout au moins sous leur forme primitive simple.

Par méthodes d'ionisation on entend méthodes dans lesquelles un renseignement sur la nature de la particule est donné par la façon dont la particule traverse une certaine épaisseur de matière.

Les seuls phénomènes intervenant alors¹ sont les phénomènes d'ionisation, ionisation de la matière traversée par la particule.

Les premières observations sur les mésotons ont sans doute été faites en considérant le passage de ces particules à travers des couches de matière d'épaisseurs diverses, de nature diverse.

Ainsi parmi les premières indications relatives à l'existence de particules nouvelles — les mésotons — ont été celles qui ont trait au grand pouvoir pénétrant de ces particules, beaucoup plus grand que celui des électrons. Les électrons, assez légers, sont considérablement ralentis dans la matière suivant un mécanisme appelé «rayonnement de freinage» ou «Bremsstrahlung». La perte d'énergie par unité de parcours due à ce processus est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule traversante. Ainsi un mésoton ayant 200 fois la masse d'un électron a une perte d'énergie due au rayonnement de freinage 40000 fois plus faible — pratiquement négligeable — que celle d'un électron.

Un proton, masse 1840 fois celle de l'électron, a une perte d'énergie due au rayonnement de freinage encore plus faible.

Mais si les particules pénétrantes du rayonnement cosmique ne sont pas des électrons, elles ne peuvent pas non plus être des protons, et ceci pour diverses raisons: tout d'abord une partie des particules pénétrantes sont chargées positivement, une autre partie sont chargées négativement, le nombre des particules de chaque signe étant à peu près le même. Or, il paraît très improbable qu'il y ait des protons négatifs, dans une telle proportion tout au moins.

On a une donnée supplémentaire, si l'on tient compte ensuite de la quantité de mouvement ρ (qui est proportionnelle au rayon de courbure de la trajectoire dans le champ magnétique $\rho = eH\varrho \cos \alpha$.

e charge de la particule.

ϱ rayon de courbure de la trajectoire.

$H \cos \alpha$ projection du champ magnétique H sur la binormale à la trajectoire.

On observe parfois à la chambre Wilson des particules fortement courbées (moment ρ faible) ayant une trajectoire épaisse (grande perte d'énergie par ionisation).

¹ Tout au moins dans la grande majorité des cas qui nous occupent.

Un proton de même courbure aurait un parcours beaucoup plus faible. Un électron de même courbure n'aurait pas une trajectoire épaisse. On a ainsi un exemple précis de particule de masse intermédiaire entre la masse de l'électron et celle du proton.

On observe aussi parfois des particules beaucoup plus pénétrantes que les électrons (traversant des épaisseurs de matière dense considérables), de moment relativement faible et peu ionisantes. Un proton de même moment serait très ionisant.

Toutes ces indications ne sont que qualitatives. Il est bien évident, que si l'on veut démontrer l'existence d'une nouvelle particule de masse intermédiaire, le mieux est encore de mesurer sa masse.

Voici quelles sont alors les bases sur lesquelles se fondent les méthodes de mesure de masse dites d'ionisation.

On fait l'hypothèse fondamentale — ainsi qu'on l'a déjà vu — que la perte d'énergie est due à l'ionisation seulement. La perte d'énergie $(-\frac{dE}{dx})$ par unité de longueur parcourue est représentée par une formule telle que:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = z^2 f(\beta) \dots \quad (1, 4^{\text{e}} \text{a})$$

La quantité z est la charge¹ de la particule incidente,

$$\beta = \frac{v}{c}.$$

La perte d'énergie par unité de parcours pour une substance donnée est proportionnelle au carré de la charge de la particule ionisante, et à une fonction² f , de la vitesse β .

Elle est indépendante de la masse M_0 de la particule incidente.

Pour faire une mesure de la masse de la particule incidente, on se sert d'une chambre Wilson baignant dans un champ magnétique H perpendiculaire à son plan principal. La relation $\rho = eH\rho \cos \alpha$ montre que le moment p des particules traversant la chambre est alors connu³.

Il y a intérêt à introduire une quantité, soit P , que l'on peut appeler le moment réduit et qui est défini ainsi: $P = \frac{pc}{M_0 c^2}$. C'est, pour chaque particule, le moment exprimé en unités $M_0 c^2$.

La vitesse s'exprime simplement en fonction du moment réduit P . On trouve sans difficultés

$$\beta^2 = \frac{P^2}{1 + P^2},$$

ou

$$P^2 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2},$$

ou encore

$$(1 - \beta^2)(1 + P^2) = 1.$$

¹ La charge électrique de la particule, désignée par e plus haut, est désignée ici suivant l'usage par z , l'unité de charge étant alors la charge élémentaire.

² Cette fonction sera précisée ultérieurement.

³ En supposant connue la charge de la particule incidente, soit en général 1 (voir S. GORODETZKY, spin et charge du mésoton, Congrès du Mésoton (1944).

La relation (1, 4^ea) s'écrit alors

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = z^2 \varphi \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right).$$

Soit alors une particule dont on connaît la charge z . Le moment p est mesuré sur le cliché.

b) Méthode de la perte d'énergie par ionisation courante dans un gaz

Si l'on sait mesurer la perte d'énergie $(-\frac{dE}{dx})$ et que l'on connaît la fonction $f(\beta)$ ou $\varphi \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)$, on en déduit la masse cherchée M_0 .

La quantité $(-\frac{dE}{dx})$ peut être atteinte expérimentalement en comptant le nombre de gouttelettes d'une trajectoire de brouillard. Cette méthode assez délicate — la numération des gouttelettes est assez laborieuse, et son interprétation parfois difficile — a cependant donné entre les mains d'excellents physiciens les meilleurs résultats¹.

Il semble — ainsi que le montre la discussion du pouvoir séparateur des différentes méthodes — qu'elle soit appelée à jouer un rôle assez considérable.

c) Méthode de la fin de parcours

La relation (1, 4^ea) peut se mettre sous forme intégrale en introduisant le parcours R :

$$R = \int dx = \int \frac{-dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)}$$

comme $E = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ et $dE = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{(1 - \beta^2)^3}} \beta d\beta$

on peut écrire

$$R = \frac{M_0 c^2}{z^2} \int \frac{\beta d\beta}{\sqrt{(1 - \beta^2)^3} f(\beta)},$$

autrement dit, le parcours R est de la forme:

$$R = \frac{M_0 c^2}{z^2} \psi \left(\frac{pc}{M_0 c^2}\right)$$

Le parcours réduit $\frac{R}{\mu}$ n'est fonction que du moment réduit². Pour un même moment réduit le parcours réduit est le même quelle que soit la masse de la particule.

La mesure du moment p et du parcours R donne la masse M_0 . Cette méthode paraît avoir l'avantage de principe sur la précédente qu'une mesure de longueur est beaucoup plus facile qu'une numération de gouttelettes ou tout autre méthode de mesure d'ionisation.

Malheureusement la chance d'obtenir un mésoton en fin de parcours est extrêmement faible. (Le nombre

¹ Voir renvoi 2, sous 7^e (p. 430).

² Le rapport $\frac{M_0}{m_0}$, où m_0 est la masse de l'électron, M_0 , la masse de la particule, est désigné par la lettre μ .

des mésotons de vitesse suffisamment réduite pour s'arrêter dans une chambre Wilson est une fraction très petite du nombre total des mésotons. En interposant les écrans pour changer éventuellement la forme du spectre des moments des mésotons, on ne peut guère augmenter la proportion de ces mésotons très lents.)

Mais il y a un inconvenient beaucoup plus grave: le scattering, ou déviation, est d'autant plus grand qu'une particule est plus près de la fin de son parcours. Le scattering diminue la précision sur la mesure de la courbure, il peut même rendre impossible toute mesure de courbure. En l'absence du champ magnétique, le scattering donne une «courbure» apparente. D'après E. J. WILLIAMS¹, appelant ρ_s le rayon de «courbure» apparente, q le rayon de courbure dû au champ magnétique H (exprimé en gauss), on a pour un électron rapide $\frac{q}{\rho_s} = \frac{40}{H}$, ce qui donne une erreur de 10% pour $H = 400$, de 1% pour $H = 4000$ gauss. Pour un mésoton en fin de parcours dont on voudrait mesurer avec quelques précisions le moment, il faudrait $H > 3 \cdot 10^4$ ($\rho_s \sim 50$ cm).

On peut donner aussi le rapport $\frac{\rho_s}{R}$, rayon de «courbure» apparente sur parcours.

Pour des électrons dans l'air . . .	$\frac{\rho_s}{R} \sim 0,5$
Pour des mésotons	$\frac{\rho_s}{R} \sim 7$
Pour des protons	$\frac{\rho_s}{R} \sim 20$
Pour des particules	$\frac{\rho_s}{R} \sim 40$

Voir aussi un exemple de scattering dans une note de E. J. WILLIAMS et E. PICKUP².

L'importance du phénomène du scattering semble encore très récemment avoir tout d'abord échappé à des auteurs qui ont précisément utilisé la méthode de fin de parcours pour mesurer la masse de ce qu'ils ont pensé être des mésotons créés artificiellement³.

d) Méthode de la perte d'énergie ou de perte de moment dans un écran

La méthode de la fin de parcours sous la forme qui vient d'être décrite, ne fournit très souvent aucun renseignement utile. Mais on peut s'en tirer en utilisant cette méthode de parcours sous une forme un peu différente. On ne considère pas le parcours R , mais des variations de parcours ΔR . Soit (fig. 1) une chambre Wilson contenant en son milieu un écran d'une certaine substance d'épaisseur l . Une particule traverse la partie supérieure de la chambre. Son moment est p_1 . Après traversée de l'écran d'épaisseur l , la particule

a perdu de l'énergie par ionisation et son moment n'est plus que p_2 . Des trois quantités p_1 , p_2 et l on peut déduire la masse de la particule. Soit $R_1 = \frac{M_0 c^2}{z^2} \psi \left(\frac{p_1 c}{M_0 c^2} \right)$ le parcours de la particule de moment p_1 dans un écran

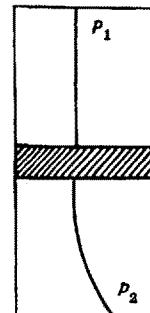


Fig. 1.

de même composition que l , mais plus épais, suffisamment épais pour contenir le parcours R_1 . Soit de même $R_2 = \frac{M_0 c^2}{z^2} \psi \left(\frac{p_2 c}{M_0 c^2} \right)$ le parcours correspondant à p_2 . On a évidemment

$$R_1 - R_2 = l.$$

On peut écrire

$$\frac{M_0 c^2}{z^2} \left[\psi \left(\frac{p_1 c}{M_0 c^2} \right) - \psi \left(\frac{p_2 c}{M_0 c^2} \right) \right] = l,$$

d'où l'on tire M_0 . Dans cette méthode p_2 peut être très supérieur au moment d'une trajectoire de fin de parcours. On n'a pratiquement pas à craindre le scattering. La chance d'avoir une particule sortant avec un moment compris entre 0 et p_2 , est d'autant plus grande que p_2 est plus grand.

Elle est beaucoup plus grande ici que dans la méthode de fin de parcours.

L'application des méthodes d'ionisation, et en particulier de la dernière, celle de la perte de moment à travers un écran de matière dense nécessite la connaissance de la fonction $\psi \left(\frac{pc}{M_0 c^2} \right)$, soit de $f(\beta)$.

e) Formules donnant la perte d'énergie par ionisation. La relation de F. BLOCH

La perte d'énergie a été calculée pour la première fois par BOHR¹, en utilisant la théorie classique. Le problème a été étudié et résolu d'une manière satisfaisante par différents auteurs², en appliquant la mécanique quantique et la mécanique relativiste. F. BLOCH a donné la perte d'énergie sous une forme assez simple,

¹ N. BOHR, Phil. Mag. 25, 10 (1913); 30, 581 (1915).

² Voir MOTT and MASSEY, Theory of Atomic Collisions, Oxford 1933. Chap. XI. — C. MÖLLER, Ann. Phys. 14, 581 (1932). — H. BETHE, Z. Phys. 76, 293 (1932); Handb. Phys. 24, I, 521. E. J. WILLIAMS, Proc. roy. Soc. 135, 108 (1932). — F. BLOCH, Ann. Phys. 16, 285 (1933); Z. Phys. 81, 363 (1933). — Voir aussi M. S. LIVINGSTON et H. BETHE, Rev. Mod. Phys. 9, 262 (1937); W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, p. 218, Oxford 1936.

¹ E. J. WILLIAMS, Phys. Rev. 58, 292 (1940).

² E. J. WILLIAMS et E. PICKUP, Nature 141, 684 (1938).

³ Voir une note de H. BETHE, Phys. Rev. 69, 684 (1946), qui remet à ce propos les choses au point.

qui évite de considérer séparément les électrons des couches K , L , M , etc. de l'atome.

On est amené à considérer un potentiel moyen d'ionisation I d'un atome de numéro atomique Z . On a $I = Z I_0$, avec $I_0 = 13,5$ eV.

La formule de F. BLOCH, dans le cas qui nous occupe, peut être représentée avec une bonne approximation de la manière suivante¹:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ \Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[2 \log \frac{\beta^2}{1-\beta^2} + 1 - \beta^2 - 2 \log Z + 21,8 \right] \dots, \quad (1, 4^0 e)$$

Φ_0 est la section efficace de THOMSON:

$$\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6,57 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ avec } r_0 = \frac{e^2}{M_0 c^2} = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \text{ (rayon classique de l'électron).}$$

N est le nombre d'électrons par cm.

z est la charge de la particule, l'unité utilisée étant la charge élémentaire.

m_0 est la masse de l'électron.

Les autres symboles ont leur signification habituelle.

La perte d'énergie ne dépend pas de la masse. Des particules de même vitesse, de même charge, de masse différente, ont même perte d'énergie.

Voici quelques valeurs numériques relatives à différentes substances (à la température de 0₀ C):

	Z	$2 \log Z$	NZ	$NZ \Phi_0$
Air	7,25	3,96	$0,391 \cdot 10^{22}$	$2,57 \cdot 10^{-4}$
Argon . .	18	5,78	$0,486 \cdot 10^{21}$	$3,19 \cdot 10^{-4}$
Plomb . .	82	8,83	$0,273 \cdot 10^{25}$	1,79

f) La perte d'énergie en fonction du moment réduit

On peut tracer les courbes $\left(-\frac{dE}{dx} \right)$ en fonction de β données par la relation (1, 4⁰e). Mais en général on ne connaît la vitesse β qu'indirectement, c'est plutôt la quantité de mouvement p que l'on atteint expérimentalement. Aussi, y a-t-il intérêt à obtenir des quantités en fonction de p ou plus exactement en fonction du moment réduit $P = \frac{pc}{M_0 c^2}$ qui n'est fonction que de β comme on l'a vu.

On a alors

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{3}{4} NZ \Phi_0 m_0 c^2 z^2 \frac{1+P^2}{P^2} \left[2 \log P^2 + \frac{1}{1+P^2} - 2 \log Z + 21,8 \right] \dots \quad (1, 4^0 f)$$

Voici par exemple (fig. 2 et 3) la courbe obtenue pour l'argon (on pourra facilement construire les courbes analogues relatives à d'autres substances).

L'avantage de cette représentation est qu'elle ne dépend pas de la masse de la particule incidente. Au lieu du réseau de courbes, que l'on voit souvent repré-

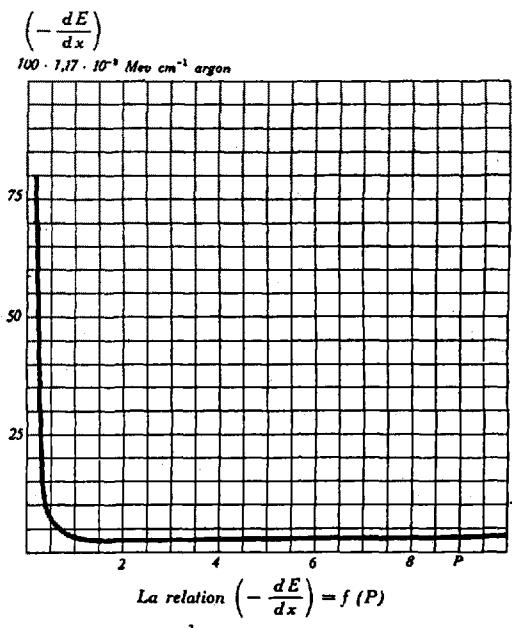


Fig. 2.

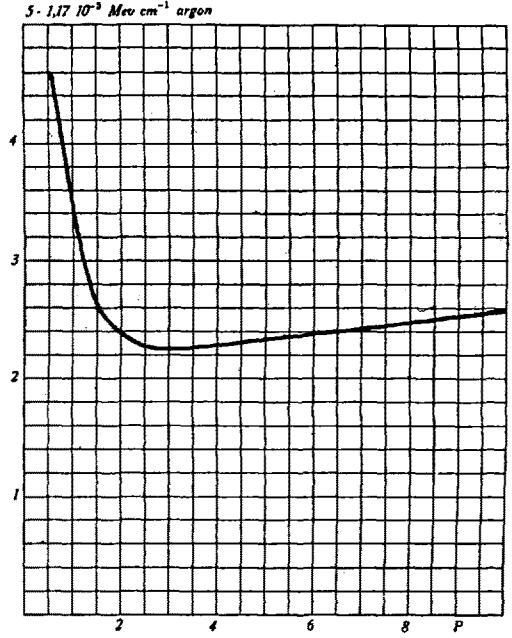


Fig. 3.

senté (électrons, mésotons de diverses masses supposées, protons) on n'a qu'une seule courbe.

g) Le parcours en fonctions des moments réduits

Les relations et courbes précédentes sont utilisées dans les mesures de masse par les méthodes d'ionisation où l'on atteint directement la quantité $\left(-\frac{dE}{dx} \right)$.

¹ On suppose $\frac{z}{137 \beta} \ll 1$ (approximation de BORN).

Passons maintenant aux méthodes où l'on mesure le parcours R ou une variation de parcours ΔR . On a:

$$R = \int dn = \int -\frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)}.$$

Exprimons R en fonction de P .

On a:

$$E = \sqrt{(M_0 c^2)^2 + (\rho c)^2} = M_0 c^2 \sqrt{1 + P^2},$$

$$dE = M_0 c^2 \frac{P dP}{\sqrt{1 + P^2}},$$

par conséquent:

$$R = \frac{4}{3} \frac{\mu}{NZ \varphi_0 Z^2} \int \chi(P) dP.$$

Avec

$$\chi(P) = \frac{P^3}{(1 + P^2) \sqrt{1 + P^2} [2 \log P^2 + \frac{1}{1 + P^2} - 2 \log Z + 21,8]}$$

L'expression $\int \chi(P) dP$ ne s'exprime pas en fonction des transcendantes usuelles. On trace la courbe $\chi(P)$ et on obtient R par intégration graphique de la courbe tracée.

La courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$. La courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$ obtenue est la suivante (dans le cas du plomb) (fig. 4 et 5).

Cette courbe a un tracé remarquable. Alors que la courbe¹ $\frac{R}{\mu} = f(\beta)$ ne suggère pas de discussion simple, la courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$ permet de tirer immédiatement des conclusions importantes. La courbe peut avec une assez bonne approximation être assimilée à une droite

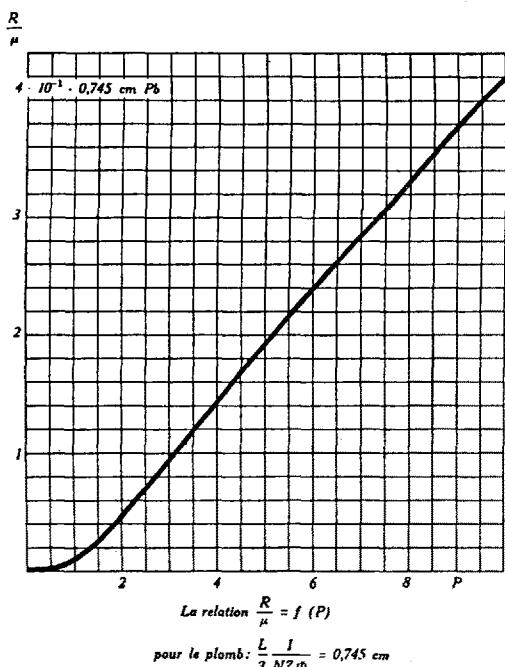


Fig. 4.

¹ S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, Rev. Mod. Phys. 11, 199 (1939).

pour des valeurs du moment réduit P supérieures à 2. L'équation de cette droite s'écrit:

$$R = 0,034 \mu (P - 1) \quad (P \geq 2)$$

ou encore:

$$R = \frac{1}{15} (\rho c - M_0 c^2) \quad (P \geq 2)$$

où l'on a exprimé R en centimètres de plomb, ρc et $M_0 c^2$ en MeV.

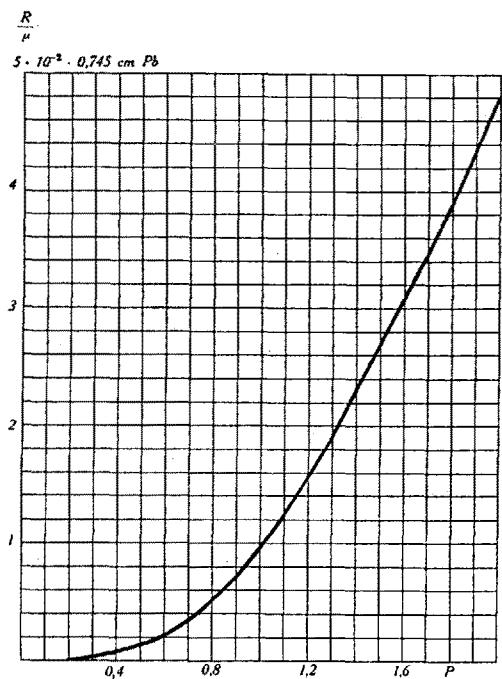


Fig. 5.

On retrouve la perte d'énergie de 15 MeV par centimètre de plomb¹.

Pour des valeurs de P inférieures à 2, le parcours restant R décroît plus vite qu'aux grandes énergies. Pour $P=1$ ($\rho c = M_0 c^2$) on a $R_0 = 0,745 \cdot 10^{-2} \mu \text{ cm Pb}$.

Pour un mésoton de masse 200, on a $R_0 = 1,5 \text{ cm Pb}$. Alors que pour un moment réduit P supérieur à 2, une perte de moment de $120 \frac{\text{MeV}^2}{c}$, correspond à une variation de parcours de 8 cm.

Ainsi aux environs de $P=1$ le parcours tombe assez brusquement.

h) Application à la méthode de la perte de moment lors de la traversée d'un écran

1^o Différentes méthodes à tâtonnement

Les courbes précédentes $\left(-\frac{dE}{dx}\right) = f_1(P)$ et $\frac{R}{\mu} = f_2(P)$ permettent l'application pratique des méthodes d'io-

¹ L'expérience montre en effet, que quelle que soit l'énergie — pourvu que cette énergie soit assez grande — une particule de charge unité perd l'énergie d'environ 15 MeV en traversant un centimètre de plomb.

² Le moment peut s'exprimer en $\frac{\text{MeV}}{c}$. En effet ρc à les dimensions d'une énergie, et peut s'exprimer en MeV.

nisation directe, de fin de parcours et de perte de moment. L'application pratique de la première méthode, méthode d'ionisation directe, ne soulève pas de difficultés de principe, la méthode de parcours n'en soulève pas non plus apparemment. La troisième méthode, méthode de perte de moment, ne présente pas, si l'on veut, de difficultés réelles. Cependant les procédés de tâtonnement souvent utilisés dans cette méthode rendent peut-être un peu plus délicats à interpréter les résultats obtenus, en particulier en ce qui concerne la précision de la méthode.

Aussi ne paraît-il pas sans intérêt d'entrer dans les détails de cette dernière méthode et aussi de montrer comment l'on peut opérer sans tâtonnements.

En possession de la courbe $\frac{R}{\mu} = f(P)$ on est en mesure d'appliquer la mesure de perte de moment illustrée par la fig. 1.

Expérimentalement on connaît le moment p_1 de la particule avant traversée de l'écran. Le moment p_2 après traversée, et l'épaisseur l de l'écran. Il faut chercher une masse M_0 telle que les points $P_1 = \frac{p_1}{M_0 c^2}$; $P_2 = \frac{p_2}{M_0 c^2}$ placés sur la courbe, soient distants en ordonnées d'une quantité $\frac{1}{\mu} \Delta R$ telle que ΔR soit égal à l .

On peut opérer en tâtonnant par approximations successives¹.

On peut aussi tracer à partir de la courbe unique en coordonnées réduites $\frac{R}{\mu} = f(P)$ le réseau de courbes $R=f(P)$ pour différentes valeurs de la masse (fig. 6). On trace alors les deux droites verticales $p=p_1$ et $p=p_2$. Les différences de parcours découpées ainsi sur les courbes d'égale masse vont en diminuant lorsque la masse augmente. On choisit parmi les courbes celle pour laquelle la différence de parcours ainsi découpée est égale à l'épaisseur de l'écran. Dans cette représentation on a porté en abscisses p_1 et p_2 mesurés sur le cliché. En ordonnées il subsiste cependant encore un certain tâtonnement.

¹ Remarquons tout de suite, anticipant sur ce qui sera dit un peu plus loin sur le pouvoir séparateur des différentes méthodes, que si P_2 se trouve dans la partie rectiligne de la courbe, soit $P_2 > 2$, et en tant que la précision des mesures sur p_1 , p_2 et l n'autorise pas de distinguer d'une droite la partie de la courbe considérée, il est illusoire d'essayer de faire une mesure de masse. On peut écrire pour les différences $\Delta R = \frac{1}{15} \Delta(p c)$, la masse n'intervient pas. Quelle que soit sa masse, une particule sortant de l'écran avec un moment réduit plus grand que 2 aura toujours perdu la même quantité de mouvement pour une épaisseur traversée donnée. (Dans l'approximation des mesures expérimentales où la portion de courbe considérée peut être considérée comme droite.) On se trouve ainsi en présence d'une limitation de la méthode: on ne peut en principe faire de mesure de masse que pour $P_2 < 2$. Il ne faut pas que la vitesse de la particule soit trop grande. On retrouve cette limitation dans toutes les méthodes de mesure de masse. Bien entendu, si l'on augmente la précision des mesures, le domaine de validité des différentes méthodes s'étend aussi.

2^o Méthode du réseau à lecture directe

On peut se proposer d'établir un réseau de courbes où l'on portera en ordonnées comme en abscisses des grandeurs directement reliées à p_1 , p_2 et l , de façon à éviter tout tâtonnement; en posant $\frac{R}{\mu} = f(P)$ on peut encore écrire: $\frac{l}{\mu} = f\left(\frac{p_1 c}{M_0 c^2}\right) - f\left(\frac{p_2 c}{M_0 c^2}\right)$. On a ainsi une relation entre 4 variables l , M_0 , p_1 , p_2 que l'on ne peut

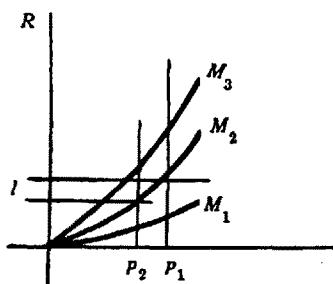


Fig. 6.

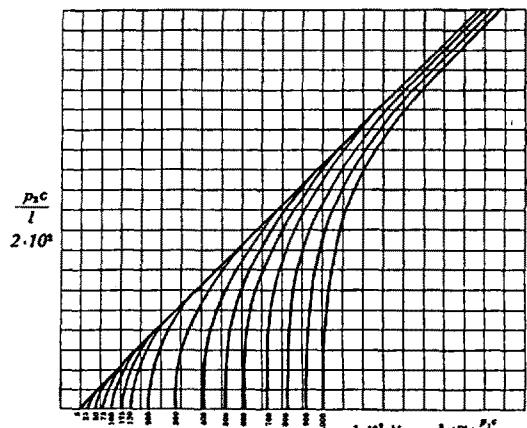


Fig. 7.

mettre sous forme de réseau plan de courbes. Mais si l'on écrit:

$$\frac{l}{\mu} = f\left(\frac{p_1 c}{l} \cdot \frac{l}{M_0 c^2}\right) - f\left(\frac{p_2 c}{l} \cdot \frac{l}{M_0 c^2}\right) = \frac{l}{M_0 c^2} \cdot m_0 c^2 .$$

On a obtenu une relation entre les 3 quantités $\frac{p_1 c}{l}$, $\frac{p_2 c}{l}$ et $\frac{l}{\mu}$. On peut tracer le réseau $\frac{\mu}{l}$ en fonction de $\frac{p_1 c}{l}$ et $\frac{p_2 c}{l}$.

Pour lire la masse, il suffit alors de reporter le point de coordonnées $\frac{p_1 c}{l}$ et $\frac{p_2 c}{l}$. Il est porté sur une courbe d'égal $\frac{\mu}{l}$. Connaissant l on en déduit la masse M_0 . La fig. 7 représente le réseau dans le cas du plomb (on a exprimé $p c$ en MeV et l en centimètres).

Un tel réseau est d'usage commode. De plus, il montre bien la précision que l'on peut obtenir dans les différents domaines d'utilisation de la méthode.

Si le point figuratif est près de la droite $p_2 c = p_1 c - 15 l$ la méthode est très imprécise. On peut au plus espérer obtenir une limite supérieure de la valeur de la masse.

Si le point figuratif ne s'éloigne pas trop de l'axe $\frac{p_1 c}{l}$, la méthode donne d'excellents résultats.

Dans chaque cas on peut tracer le rectangle $\Delta x, \Delta y$, correspondant à l'erreur en abscisses et en ordonnées et l'on a ainsi un aperçu assez net de l'erreur sur la masse.

5^o Sur la chance d'obtenir un cliché utilisable

On a vu que pour une précision donnée des mesures (et bien entendu une certaine précision demandée à la valeur de la masse), on ne peut utiliser des particules de moment réduit supérieur à une certaine valeur P . Ainsi le domaine des vitesses utilisables est borné supérieurement.

Dans l'état actuel de la technique et quelle que soit la méthode de mesure de masse utilisée, on peut placer cette borne aux environs de $P = 1,5$ à $P = 2$.

On ne peut donc utiliser que la partie du spectre des moments correspondant à l'intervalle allant de $P=0$ à $P=1,5$ à 2 .

La chance que l'on a d'obtenir un cliché utilisable est le rapport: nombre de particules ayant un moment réduit P inférieur à 2 sur nombre total des particules. Cette chance est évidemment d'autant plus grande que P est plus élevé¹.

Dans le cas de P allant de 0 à 1,5 on trouve, étant donné la forme du spectre, une chance de l'ordre de 10^{-2} .

6^o Pouvoir séparateur des méthodes d'ionisation^{2,3}

Dans toute méthode de mesure de masse, on mesure un certain nombre de grandeurs x_1, x_2, \dots , et on tire la masse d'une formule

$$M_0 = f(x_1, x_2, \dots).$$

Or, les grandeurs x_1, x_2, \dots sont entachées d'erreurs $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$, si bien que la masse elle-même est entachée d'une erreur ΔM_0 .

D'une manière générale on a

$$\Delta M_0 = \frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots$$

¹ Rappelons qu'on ne change pas appréciablement cette chance en ralentissant (par exemple par un écran) toutes les particules incidentes.

² S. GORODETZKY et J. COMBES, Communications faite au Congrès des particules fondamentales. Cambridge, juillet 1946 (à paraître dans les Proc. phys. Soc.).

³ S. GORODETZKY et J. COMBES (à paraître dans le J. de Phys.).

ou, si l'on veut faire apparaître les erreurs relatives

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{x_1}{M_0} \frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\Delta x_1}{x_1} + \frac{x_2}{M_0} \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\Delta x_2}{x_2} + \dots$$

Il y a, bien entendu, intérêt à avoir sur la masse une erreur aussi faible que possible. Malheureusement il se trouve que ΔM_0 augmente en général avec la vitesse et l'erreur devient prohibitive, si les erreurs de mesure $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$ ne sont pas très petites.

a) Méthode d'ionisation directe

En différentiant la formule (1, 4^o f) et en écrivant pour simplifier $u = -\frac{dE}{dx}$ on obtient:

$$\frac{\frac{\Delta p}{p}}{1 - \frac{2}{1+P^2} \left[\log P + \frac{1}{4} \left(-2 \log Z + 21,8 + \frac{1}{1+P^2} \right) \right] - \frac{1}{2} \frac{P^2}{(1+P^2)^2}} \frac{\Delta u}{u}$$

qui est de la forme

$$\frac{\Delta P}{P} = \varphi(P) \frac{\Delta u}{u}.$$

D'autre part comme $P = \frac{p}{M_0 c}$ on a la relation générale

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\Delta p}{p} - \frac{\Delta P}{P}$$

et l'erreur s'écrit:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\Delta p}{p} - \varphi(P) \frac{\Delta u}{u}.$$

Cette formule résout complètement le problème du pouvoir séparateur de la méthode d'ionisation directe.

Il est commode pour discuter cette formule de faire l'hypothèse

$$\frac{\Delta u}{u} \sim \frac{\Delta p}{p},$$

c'est-à-dire de supposer que l'erreur relative sur le moment est du même ordre de grandeur¹, que l'erreur sur la perte d'énergie par unité de longueur:

On peut alors écrire:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} \sim [1 + \varphi(P)] \frac{\Delta u}{u}.$$

On peut appeler *pouvoir séparateur* s l'expression

$$s = \frac{\frac{\Delta M_0}{M_0}}{\frac{\Delta u}{u}}$$

on a: $s \sim 1 + \varphi(P)$.

Cette fonction a été représentée (en pointillé croix +++) sur les figures 8 et 9 correspondant respectivement aux domaines $0 < P < 25$ et $0 < P < 2$.

¹ Si ce n'est pas le cas, on obtiendra encore une valeur de la limite supérieure de l'erreur.

b) Méthode de fin de parcours

Soit comme précédemment $\frac{R}{\mu} = f(P)$ la relation donnant le parcours réduit en fonction du moment réduit, on trouve pour l'erreur relative sur la masse:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\frac{P}{f(P)} \frac{\partial f(P)}{\partial P} \frac{\Delta p}{p} - \frac{\Delta R}{R}}{\frac{P}{f(P)} \frac{\partial f(P)}{\partial P} - 1},$$

puis en utilisant encore le procédé consistant à écrire $\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{\Delta R}{R}$ on obtient:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\frac{P}{f(P)} \frac{\partial f(P)}{\partial P} + 1}{\frac{P}{f(P)} \frac{\partial f(P)}{\partial P} - 1} \frac{\Delta p}{p}.$$

On peut alors (fig. 8 et 9) tracer la courbe

$$\frac{\Delta M}{M} = s = \varphi(P) \quad (\text{courbe en trait plein } P_2 = 0).$$

Dans cette méthode la valeur de $\frac{\Delta p}{p}$ du fait du scattering est le plus souvent extrêmement élevée.

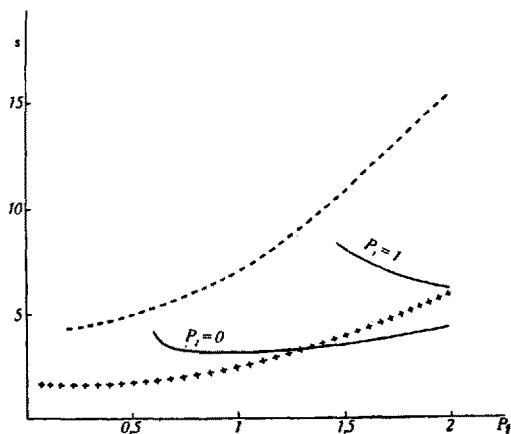


Fig. 8.

c) Méthode de la perte de moment

En différentiant l'expression:

$$\frac{l}{\mu} = f(P) - f(P_2) = f_1 - f_2$$

on obtient:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} = \frac{\frac{1}{l} \left(P_1 \frac{\partial f_1}{\partial P_1} \frac{\Delta p_1}{p_1} - P_2 \frac{\partial f_2}{\partial P_2} \frac{\Delta p_2}{p_2} \right) - \frac{\Delta l}{l}}{\frac{1}{l} \left(P_1 \frac{\partial f_1}{\partial P_1} - P_2 \frac{\partial f_2}{\partial P_2} \right) - 1}$$

On peut encore se placer comme précédemment dans

l'hypothèse, où les erreurs sont de même ordre de grandeur:

$$\frac{\Delta p_1}{p_1} \sim \frac{\Delta p_2}{p_2} \sim \frac{\Delta l}{l}$$

et on obtient:

$$\frac{\Delta M_0}{M_0} \sim \frac{\frac{1}{l} \left(P_1 \frac{\partial f_1}{\partial P_1} + P_2 \frac{\partial f_2}{\partial P_2} \right) + 1}{\frac{1}{l} \left(P_1 \frac{\partial f_1}{\partial P_1} - P_2 \frac{\partial f_2}{\partial P_2} \right) - 1} \frac{\Delta p}{p}.$$

Cette relation est représentée graphiquement (en trait plein ——) sur les fig. 8 et 9.

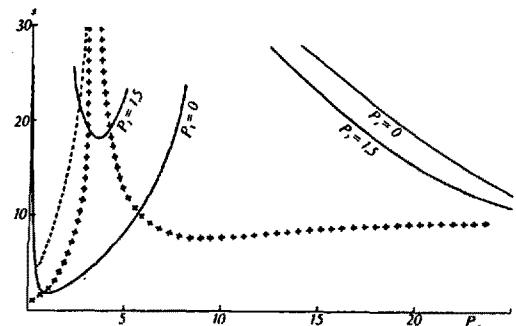


Fig. 9.

d) Discussion du pouvoir séparateur des différentes méthodes d'ionisation

Les résultats obtenus peuvent être discutés très succinctement ainsi:

Pour $P < 2$ les différentes méthodes ont un pouvoir séparateur s sensiblement équivalent (s est, très grossièrement, de l'ordre de 5).

Remarquons que jusqu'ici dans la technique expérimentale actuelle, la précision des mesures n'a permis d'étendre le domaine des mesures de masse au delà de $P = 2$.

Pour de grandes valeurs de P (allant de 7 à 20 et plus) la méthode d'ionisation directe paraît très intéressante.

Ceci peut paraître à première vue quelque peu paradoxal. En effet, il semble tout d'abord que la méthode d'ionisation directe ne donne aucune précision aux grandes énergies, car alors la quantité $(-\frac{dE}{dx})$ est sensiblement constante et ceci est en contradiction avec les résultats ressortant de la discussion précédente.

En réalité la faible variation de $(-\frac{dE}{dx})$ suffit pour permettre l'application de la méthode, si les erreurs de mesure sont suffisamment faibles.

On peut faire une remarque analogue en ce qui concerne la méthode de perte de moment¹.

¹ On a représenté aussi (en pointillé) sur les fig. 8 et 9 le pouvoir séparateur de la méthode du choc élastique. Cette méthode, excellente aux faibles vitesses, devient inapplicable aux très grandes vitesses ($P \gg 2$).

7^o Résultats obtenus jusqu'ici

Les résultats obtenus jusqu'ici par les méthodes d'ionisation ne sont pas très nombreux. WHEELER et LADENBURG dans un mémoire¹ précisément relatif à ces méthodes, donnent un tableau des principales déterminations de masse de mésotons², et parmi ces mesures peu nombreuses encore ne peut-on attribuer à toutes le même poids.

Les meilleures déterminations se groupent autour d'une valeur de la masse voisine de 200 fois de la masse de l'électron. Cette valeur est confirmée par la méthode du choc élastique³. Elle est confirmée aussi indirectement par d'autres méthodes. Ainsi l'anomalie azimuthale donne le rapport masse sur vie moyenne du mésoton; d'autre part on peut mesurer directement la vie moyenne et l'on obtient ainsi une détermination de la masse.

8^o Conclusion

En conclusion il paraît très utile de poursuivre l'application des méthodes d'ionisation pour la détermination de la masse des mésotons, sans d'ailleurs pour cela exclure les autres méthodes, bien au contraire.

Une méthode en particulier suggérée par G. R. EVANS⁴ paraît très intéressante et digne d'être citée: il s'agit dans une chambre Wilson à grand temps d'efficacité, de mesurer l'énergie des électrons provenant de la désintégration des mésotons en fin de parcours. Comme on peut montrer que l'électron emporte

la moitié de l'énergie de masse au repos du mésoton, on a ainsi en principe une très bonne méthode de mesure de la masse du mésoton venant à mourir en fin de course.

Mais l'application des méthodes mêmes d'ionisation doit être poursuivie, tant dans le domaine déjà exploré ($P < 2$), où les mesures sont encore peu nombreuses, que dans le domaine non exploré encore des très grandes vitesses ($P \gg 2$), et dans lequel on ne peut pénétrer qu'en augmentant considérablement la précision des mesures de moment, ionisation, etc.

Summary

The different methods by which the mass of cosmic ray mesotrons may be measured are described.

The main features of this problem are indicated. The principle of the mass spectrograph method is briefly remembered: this method appears to be ineffective in the case of the swift cosmic rays mesotrons. Is also remembered the principle of the elastic collision method, which has already given very interesting results.

Three ionization methods are described in detail:

(a) The method of ionization loss: this involves the measurement of the ionization loss per unit path length and the curvature of the track in a magnetic field.

(b) The method of range: the particle stops in the gas of the cloud chamber, one measures range and curvature.

(c) The method of momentum loss: the particle traverses a plate of solid matter and loses energy; one measures the curvature before and after the traversal, and also the length of the path in the plate.

The theoretical basis of the ionization methods is indicated. The momentum loss method has been particularly studied and a set of curves allowing direct lecture of the required mass, without any «try and cut» is indicated.

This set has also the advantage of giving a quite clear idea of the magnitude of the error in the mass, and this in the different regions of application of the method.

The probability of obtaining photographs giving a mass measurement is indicated.

A discussion is given of the resolving power of the different ionization methods.

In conclusion it seems convenient to go on with these methods in the relatively low velocities region, already explored to some extent ($P = \frac{pc}{M_0 c^2} < 2$).

In the very high velocities region ($P \gg 2$), the ionization loss method seems to be quite promising.

¹ J. A. WHEELER et R. LADENBURG, Phys. Rev. 60, 749 (1941).

² Citons en particulier les déterminations suivantes: E. J. WILLIAMS et E. PICKUP, Nature 141, 648 (1938). — D. R. CORSON et R. B. BRODE, Phys. Rev. 53, 215 (1938); Phys. Rev. 53, 773 (1938). — J. C. STREET et E. C. STEVENSON, Phys. Rev. 52, 1003 (1937), en ce qui concerne la méthode d'ionisation directe. — S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, Phys. Rev. 54, 88 (1938). — J. G. WILSON, Proc. roy. Soc. A 172, 521 (1939), en ce qui concerne la méthode de perte de moment.

Voir aussi les articles d'ensemble suivants dont quelques-uns déjà cités: S. H. NEDDERMEYER et C. A. ANDERSON, Rev. Mod. Phys. 11, 191 (1939). — R. B. BRODE, Rev. Mod. Phys. 11, 222 (1939). — B. ROSSI et K. GREISEN, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941). — J. A. WHEELER et R. LADENBURG, Phys. Rev. 60, 749 (1941). — S. GORODETZKY, Thèse, Paris 1942, et Ann. de Phys. 19, 5 (1944). — N. N. DAS GUPTA et S. K. GHOSH, Rev. Mod. Phys. 18, 225 (1946). — S. GORODETZKY et J. COMBES, Sur le pouvoir séparateur des différentes méthodes de mesure de masse (à paraître prochainement).

³ L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETZKY, E. NAGEOTTE, R. RICHARD-FOY, C. R. 211, 382 (1940).

⁴ G. R. EVANS, University College of Wales, Aberystwyth, Great Britain (communication privée).