

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE D'ÉNERGIE DE L'ÉLECTRON DE DÉSINTÉGRATION DU MÉSON μ

Par A. LAGARRIGUE et C. PEYROU.

École Polytechnique, Paris.

Sommaire. — Exposé d'une expérience destinée à déterminer le spectre d'énergie des électrons de désintégration du méson μ . Une chambre de Wilson dans un champ magnétique et un circuit d'anticoïncidences permettent de photographier des mésons μ s'arrêtant dans des écrans de graphite et leur électron de désintégration. Les précautions expérimentales nécessaires pour ne pas déformer le spectre sont discutées. On expose les résultats relatifs aux 65 premières mesures retenues. Ces résultats sont comparés aux résultats d'Anderson et aux prévisions théoriques. Une méthode statistique est exposée pour trouver parmi les formules théoriques proposées celle qui représente le mieux les résultats. Ce calcul permet de déterminer l'énergie limite du spectre. La valeur trouvée est $54,6 \pm 2,3$ MeV, en bon accord avec l'hypothèse que les trois particules émises dans la désintégration ont des masses négligeables devant celle du méson μ .

L'énergie des électrons de désintégration du méson μ a été étudiée par de nombreuses méthodes : soit par la chambre de Wilson [1], soit à l'aide de l'absorption dans différents matériaux [2], soit dans les plaques photographiques sensibles [3]. En particulier, Leighton, Anderson et Seriff [4] ont donné un spectre sur des mesures d'impulsion effectuées à la chambre de Wilson. L'existence d'un spectre montre qu'il y a au moins trois particules émises dans la désintégration.

La forme de ce spectre peut être prévue théoriquement et elle dépend du type d'interaction entre les quatre particules qui interviennent dans la désintégration (le méson μ et les trois particules émises).

Il est intéressant de continuer les mesures relatives à ce spectre, pour vérifier que les résultats expérimentaux peuvent bien se représenter par une des formules prévues théoriquement pour le spectre.

D'autre part, la détermination de la limite supérieure du spectre permet une mesure de la masse M_0 du méson en supposant uniquement que les trois particules émises dans la désintégration du méson ont une masse très petite devant M_0 et en utilisant la relation $W = M_0 C^2$.

Nous avons entrepris une expérience destinée à compléter les résultats du groupe d'Anderson; nous exposons ici les premiers résultats relatifs à 65 mesures.

Dispositif expérimental. — Il est très semblable à celui d'Anderson dans son principe. Des précautions particulières ont été prises pour éviter que l'appareil n'introduise des préférences dans le choix des électrons de désintégration. L'appareil permet de photographier au niveau de la mer les électrons de désintégration des mésons μ s'arrêtant

dans une chambre de Wilson située dans le champ magnétique de 3 750 Gs d'un électro-aimant. La figure 1 représente le schéma de l'expérience : la

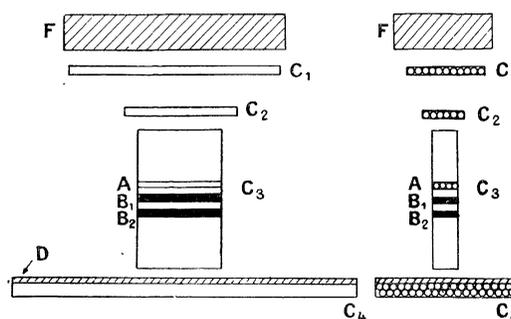


Fig. 1. — Schéma de l'expérience.

chambre de Wilson est rectangulaire et a une partie utile de $50 \times 30 \times 7,5$ cm. B_1 et B_2 sont deux écrans de graphite de $2,65$ g : cm^2 d'épaisseur, recouverts des deux côtés d'un miroir d'aluminium de $0,06$ cm d'épaisseur; A est un écran en plexiglass contenant quatre compteurs Geiger C_3 , cylindriques, en verre de 1 mm d'épaisseur; C_1 , C_2 , C_4 sont des bancs de compteurs; F est un filtre de plomb de 20 cm destiné à éliminer la majeure partie de la composante molle; D est un écran de plomb de 16 mm.

La chambre est déclenchée chaque fois qu'il y a coïncidence entre les compteurs C_1 , C_2 , C_3 et anticoïncidence C_4 : (C_1 , C_2 , C_3 , — C_4)⁽¹⁾. Le télescope C_1 , C_2 , C_3 compte 10 coups : mn; l'ensemble (C_1 , C_2 , C_3 , — C_4) compte 1 coup toutes les 2 mn.

(1) Nous remercions M. Ferrand qui a construit le sélecteur de coïncidence et d'anticoïncidence.

Une photographie sur 25 environ correspond à un méson μ s'arrêtant dans les écrans de graphite ou dans la boîte de compteurs A. Parmi ces photographies, une sur sept permet une mesure de l'énergie de l'électron de désintégration utilisable pour la statistique. Compte tenu du temps mort de la chambre après chaque photographie (3 mn environ), on a une mesure utilisable toutes les 15 h de fonctionnement effectif.

Le rôle de l'écran de plomb D situé au-dessus des compteurs d'anticoïncidence C_4 est d'éviter que l'électron de désintégration ne fasse fonctionner les compteurs C_4 , ce qui éliminerait préférentiellement les électrons de grande énergie émis vers le bas. Le graphite a été divisé en deux écrans B_1 et B_2 afin d'améliorer la précision sur le point de départ de l'électron.

Mesures. — L'impulsion de l'électron est mesurée par sa courbure dans le champ magnétique. En utilisant les photographies stéréoscopiques, on fait la correction due au fait que la trajectoire de l'électron n'est pas perpendiculaire au champ magnétique. A l'énergie de l'électron mesurée par sa courbure dans le champ magnétique, on doit ajouter l'énergie perdue par l'électron dans les écrans.

Pour déterminer le point de départ de l'électron dans les écrans, on utilise le recoupement des trajectoires du méson et de l'électron, et aussi le parcours du méson déduit de la mesure de sa quantité de mouvement par sa courbure dans le champ magnétique. Pour le méson, on utilise les relations moment-parcours de Wheeler et Ladenburg auxquelles on a fait les corrections de Wick [5] pour le graphite.

Pour l'énergie perdue par l'électron dans les écrans, on utilise les résultats des calculs de Heitler donnés par celui-ci dans *The Quantum Theory of radiation* pour l'air, puisque les divers éléments composant les écrans ont des Z voisins de ceux de l'azote et de l'oxygène. La perte d'énergie des électrons par Bremsstrahlung est très faible dans les écrans. La probabilité pour qu'un électron de 50 MeV ait son énergie réduite de 10 pour 100 ou plus à la traversée de tous les écrans est de 2 pour 100 [6]. Or, l'énergie des électrons est inférieure à 55 MeV; donc le risque de perte brusque d'une quantité non négligeable d'énergie dans les écrans de graphite est très minime.

Les électrons de désintégration se présentent sur les photographies sous des formes très diverses et, en particulier, avec des longueurs de trajectoire visible très différentes. Nous devons prendre un critère pour choisir parmi ces électrons ceux que l'on retiendra pour la statistique si l'on ne veut pas favoriser les électrons des hautes ou des basses énergies et par là déformer le spectre.

On ne peut pas prendre, par exemple, comme critère que leur énergie soit mesurée avec une pré-

sion supérieure à une limite déterminée. En effet, à longueur de trajectoire visible égale, les électrons de faible énergie sont mesurés avec plus de précision que ceux de grande énergie. Nous avons pris le critère suivant :

« Étant donné un méson avec son électron, pour que l'électron soit retenu, il faut que tout électron qui serait parti suivant la même direction, mais avec une énergie différente, dans le domaine d'énergie envisagée, ait pu donner lieu à une mesure assez précise ». La précision moyenne sur les mesures est $\pm 6,5$ pour 100.

Résultats. — 65 mesures ont été retenues dont les valeurs sont données dans le tableau suivant :

Signe.	Matière.	Énergie.	Signe.	Matière.	Énergie.
—	P...	9,6 \pm 0,7	+	C...	38,4 \pm 3
—	C...	12,2 \pm 2,4	—	C...	38,6 \pm 1,8
+	C...	13,1 \pm 0,7	+	C...	38,9 \pm 6
—	V...	14 \pm 0,7	—	C...	39,5 \pm 3,5
+	P...	14 \pm 0,5	+	P...	39,7 \pm 2,1
—	P...	14,7 \pm 0,5	—	C...	39,9 \pm 1,2
+	C...	18,4 \pm 0,9	+	P...	40 \pm 2,1
+	C...	19,5 \pm 1,3	—	C...	40,7 \pm 2,6
—	P...	19,7 \pm 1,2	+	V...	41,5 \pm 3
—	C...	20,2 \pm 0,8	—	V...	41,8 \pm 1,9
—	C...	20,3 \pm 2,2	+	C...	43 \pm 4,5
+	C...	21,3 \pm 0,8	+	C...	43,4 \pm 6,2
—	C...	22,1 \pm 1,1	+	V...	43,5 \pm 2,5
—	C...	22,7 \pm 1	+	C...	44,3 \pm 3,3
—	C...	23,6 \pm 1,2	+	C...	44,7 \pm 3,2
—	P...	23,9 \pm 2,5	—	P...	44,8 \pm 3,6
—	P...	24,9 \pm 2	—	C...	44,9 \pm 5
+	C...	25,5 \pm 2,7	—	C...	45,5 \pm 6
+	C...	27 \pm 1	+	C...	45,6 \pm 2,8
+	C...	28,4 \pm 0,8	—	C...	45,8 \pm 4,3
+	P...	28,8 \pm 1	—	V...	46,6 \pm 2,5
+	C...	30,1 \pm 1,1	+	C...	47 \pm 2,7
+	C...	30,4 \pm 1,2	—	C...	48 \pm 2
+	C...	30,5 \pm 3	—	C...	50,2 \pm 2,5
—	C...	31,3 \pm 1,1	—	C...	50,5 \pm 2,5
+	P...	31,9 \pm 1,7	—	C...	51,4 \pm 1,5
+	V...	32,8 \pm 1,4	+	C...	52,3 \pm 5,5
+	V...	34,5 \pm 1,4	—	P...	52,4 \pm 3,5
—	V...	34,8 \pm 4,2	—	P...	52,5 \pm 3
—	C...	34,9 \pm 3,5	+	C...	52,8 \pm 3,6
—	C...	35,1 \pm 3,4	—	C...	54,7 \pm 2
+	C...	37,1 \pm 4,9	—	C...	55,8 \pm 5,2
+	C...	37,3 \pm 2,2			

C, graphite; V, verre; P, plexiglass.

La figure 2 représente, en trait continu, le spectre que nous avons obtenu, et en trait pointillé, le spectre du groupe d'Anderson. On voit que les deux spectres sont très semblables. Toutefois, une légère différence apparaît du côté des hautes énergies, mais le nombre des mesures est encore trop faible pour que

l'on puisse dire si elle est due aux erreurs statistiques ou non.

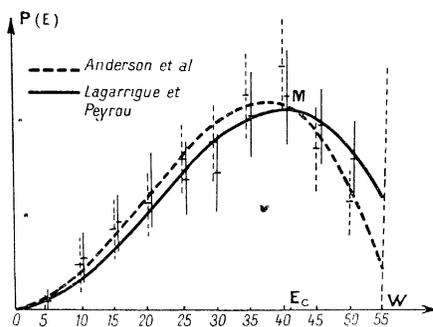


Fig. 2.

Dans la figure 3, nous avons représenté le spectre obtenu en réunissant les résultats d'Anderson et les nôtres.

Les spectres des figures 2 et 3 ont été tracés à partir des résultats expérimentaux par la méthode que nous exposons dans la dernière partie de cet article.

On admet que la particule chargée est un électron. Hincks et Pontecorvo [7] ont démontré de façon statistique que cette particule avait une masse inférieure à trois fois la masse de l'électron. Sur une photographie, la particule de désintégration chargée n'a plus que 3,15 MeV : c d'impulsion après la traversée des écrans de graphite. Or cette particule a une ionisation voisine du minimum. On peut affirmer par comparaison avec les traces des mésons lents photographiés dans cette chambre que l'ionisation est trois fois celle du minimum, ce qui donne comme

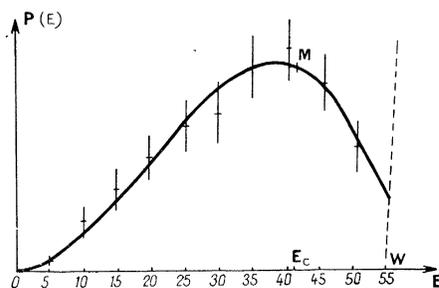


Fig. 3. — Ensemble des résultats.

limite supérieure de la masse : 11 masses électroniques. Cette particule est positive, ce n'est donc pas un électron de choc.

Comparaison avec les calculs théoriques du spectre. — Tiomno et Wheeler [8], et Michel [9] ont calculé les différents spectres que l'on doit attendre suivant les types d'interaction entre les quatre particules.

Dans l'hypothèse de la désintégration du méson μ en un électron et deux neutrinos, Michel a montré que les spectres pouvaient être représentés avec une très bonne précision par la formule très simple

$$P(E) = \frac{E}{3\hbar(2\pi\hbar^2c^2)^3} M_0 c^2 [3E(W-E)K_1 + 2E^2K_2],$$

avec

$$\begin{aligned} K_1 &= g_1^2 + 2(g_2^2 + g_3^2 + g_4^2) + g_5^2, \\ K_2 &= g_2^2 + 2g_3^2 + g_4^2 \end{aligned}$$

où $P(E)dE$ est la probabilité d'avoir un électron d'énergie comprise entre E et $E + dE$, M_0 la masse du méson, W l'énergie maximum de l'électron soit $\frac{1}{2}M_0c^2$. g_1, g_2, g_3, g_4, g_5 sont cinq constantes de couplage choisies comme bases pour la représentation de l'interaction la plus générale entre quatre particules de spin $\frac{1}{2}$. La formule donnant le spectre peut être normalisée par la condition

$$\tau \int_0^W P(E) dE = 1,$$

où τ est la vie moyenne du méson μ .

On obtient alors pour les trois paramètres K_1, K_2 et W la relation suivante :

$$2K_2 + K_1 = \frac{4C}{W^3\tau} \quad \text{avec} \quad C = \frac{3\hbar(2\pi\hbar^2c^2)^3}{M_0c^2};$$

$P(E)$ peut alors s'exprimer en fonction de deux paramètres ρ et W par la formule suivante :

$$P(E) = \frac{4E^2}{W^3\tau} \left[3(W-E) + 2\rho \left(\frac{4}{3}E - W \right) \right] \quad (1)$$

$(0 < \rho < 1)$

ρ est relié à K_1 ou K_2 par

$$\rho = \frac{3K_2W^3\tau}{4C} = \frac{3}{2} - \frac{3K_1W^3\tau}{8C}.$$

La formule (1) peut s'écrire aussi

$$P(E) = P_1(E) + \rho[P_3(E) - P_1(E)] \quad (2)$$

si $P_1(E)$ et $P_3(E)$ sont les courbes que l'on obtient lorsque g_1 ou g_3 sont seuls différents de zéro.

Toute courbe possible est alors comprise entre les deux courbes extrêmes $P_1(E)$ et $P_3(E)$ correspondant aux deux valeurs extrêmes 0 et 1 du paramètre ρ (2)

(2) Il faut noter que si les deux neutrinos sont considérés comme indiscernables ρ ne peut prendre que les valeurs comprises entre 0 et $\frac{3}{4}$.

(fig. 4). Les différentes courbes possibles passent toutes par un même point M d'abscisse $E_c = \frac{3}{4}W$.

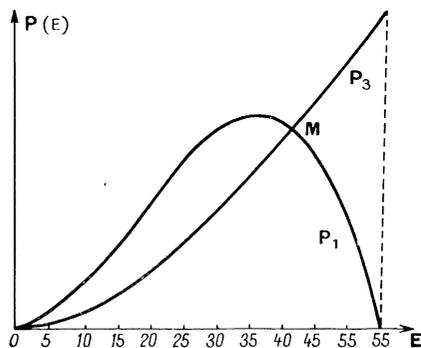


Fig. 4. — Spectres théoriques (Michel).

Détermination des paramètres ρ et W à partir des résultats expérimentaux. — Le paramètre W est une énergie : c'est la moitié de l'énergie de masse du méson μ . Le paramètre ρ est en relation avec la proportion des différents types d'interaction comme le montre la formule (2).

Nous allons déterminer les deux paramètres ρ et W à partir des résultats expérimentaux par des méthodes intégrales sur des ensembles de mesures.

1° Détermination de ρ en fonction de W . — Toutes les courbes théoriques passent par le point fixe $E_c = \frac{3}{4}W$, quand on fait varier ρ en laissant W fixe. L'ajustage d'une formule théorique aux résultats expérimentaux peut se faire en égalant le rapport théorique :

$$r_{th} = \frac{\int_0^{E_c} P(E) dE}{\int_0^W P(E) dE}$$

à la valeur expérimentale qui lui correspond

$$r_{exp} = \frac{\text{Nombre d'électrons d'énergie} < E_c}{\text{Nombre total d'électrons}}$$

La relation entre r_{th} et ρ est la suivante :

$$\rho = \frac{189 - 256 r_{th}}{72},$$

cette relation est indépendante de W .

Par contre, r_{exp} dépend de l'énergie limite admise, puisqu'on a $E_c = \frac{3}{4}W$.

Donc l'égalisation $r_{exp} = r_{th}$ nous donne le ρ le mieux adapté en fonction de W énergie limite.

La courbe de la figure 5 tracée à partir de nos résultats expérimentaux montre ρ fonction de W .

ρ variant de 1 à 0 pour W allant de 47 MeV à 60 MeV (3).

2° Détermination du paramètre W . — a. Puisque $W = \frac{1}{2}M_0c^2$, on peut utiliser la valeur de la masse M_0 du méson μ déterminée en utilisant des relations moment-parcours :

- a. à Berkeley [10], $M_0 = 210 \pm 4$;
- b. par Brode et al. [11], $M_0 = 215 \pm 4$;
- c. par Peyrou, Lagarrigue et Bousser [12], $M_0 = 212 \pm 5$.

Les résultats donnent $W = 54,3 \pm 0,65$.

b. Mais il est plus intéressant de déterminer W à partir des résultats expérimentaux du spectre. On peut prendre pour W la valeur la plus grande des énergies mesurées pour les électrons, soit 55,8 MeV dans notre cas. Mais cette valeur n'est pas bien déterminée. D'autre part, ne connaissant pas *a priori* la forme du spectre à la limite supérieure, cette valeur peut être sensiblement inférieure à la limite, surtout dans le cas $\rho = 0$, où $P(E)$ est nul si $E = W$.

c. Il semble plus logique de faire contribuer à la détermination de W , non seulement une mesure unique comme plus haut, mais tout un ensemble de mesures.

Le problème de la détermination de W , indépendamment de toute connaissance préalable de la masse du méson μ , peut donc se formuler ainsi :

Le premier ajustage des formules théoriques à l'expérience nous a laissé le choix parmi toute une

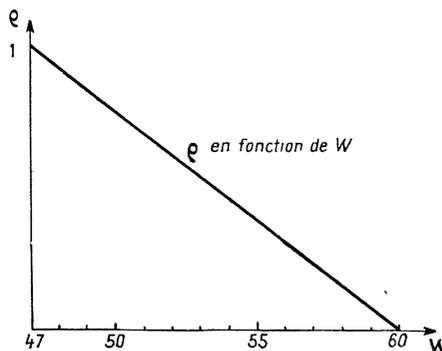


Fig. 5.

famille de courbes théoriques ne dépendant plus que d'un seul paramètre W . Il est évident que toutes

(3) Pour faire le rapport r_{exp} nous devons tenir compte du fait que chaque mesure comporte une certaine imprécision et que les quelques mesures voisines de E chevauchent sur les deux domaines. Nous pouvons représenter chacune de ces mesures par une courbe de Gauss et déterminer la proportion des aires dans chacun des deux domaines.

ces courbes ne d'adaptent pas également bien aux résultats expérimentaux. Par exemple, la solution $W = 47$ MeV, $\rho = 1$ ne convient pas du tout. Nous pouvons donc choisir parmi ces courbes, celle qui est la mieux adaptée et déterminer ainsi W .

Pour cela, il nous faut choisir un deuxième critérium d'ajustage qui soit à la fois sensible, univoque et qui fasse intervenir un nombre suffisant

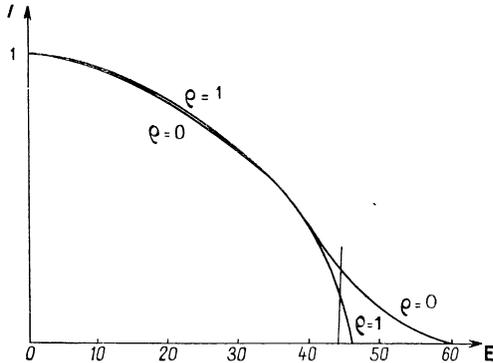


Fig. 6. — Spectres intégraux théoriques $I(E) = \int_E^W P(E) dE$.

Tout spectre théorique possible est compris entre les deux spectres limites tracés : $\rho = 1$, $W = 47$; $\rho = 0$, $W = 60$.

de mesures expérimentales pour éliminer le plus possible les fluctuations statistiques.

Considérons donc la famille de spectres intégraux à un paramètre W

$$I(E) = \int_E^W P(E) dE \quad (E, \text{variable}; W, \text{paramètre}).$$

Dans $P(E)$, ρ et W sont liés par la courbe de la figure 5. Tous ces spectres ont même ordonnée à l'origine, décroissent et rencontrent l'axe des E au point d'abscisse W . Ils sont compris entre deux spectres limites correspondant à $W = 47$ MeV et $W = 60$ MeV (fig. 6). Puisque ρ et W sont liés par la courbe de la figure 5, tous ces spectres coïncident avec le spectre expérimental au point d'abscisse $E_c = \frac{3}{4} W$. Les deux valeurs extrêmes de E_c

correspondant à $W = 47$ MeV et $W = 60$ MeV sont $E_c = 35$ MeV et $E_c = 45$ MeV. Les spectres intégraux théoriques sont donc très voisins dans l'intervalle 35 MeV, 45 MeV. D'autre part, ils sont aussi très voisins pour les énergies comprises entre 0 et 35 MeV, car les spectres théoriques sont très voisins pour ces valeurs.

Les spectres théoriques intégraux ne diffèrent donc pratiquement que pour les valeurs de l'énergie supérieure à 45 MeV. D'autre part, lorsque le paramètre W varie continûment de 47 à 60 MeV, le spectre intégral correspondant à ses ordonnées qui augmentent régulièrement. Il est donc intéressant, pour notre critère, de considérer la quan-

tité F_{th} des aires comprises entre la courbe et l'axe des E pour E supérieure à 45 MeV qui est donnée par l'expression

$$F_{th} = \int_{45}^W I(E) dE = \int_{45}^W dE \int_E^W P(E) dE.$$

En effet, notre discussion des spectres théoriques intégraux a montré que la quantité F a les propriétés requises de varier rapidement et continûment avec W .

D'autre part, F_{exp} est facile à déterminer; en effet, nous avons par une intégration par parties

$$\int_{45}^W (E - 45) P(E) dE = \int_{45}^W dE \int_E^W P(E) dE = F_{th}.$$

On prendra

$$F_{exp} = \sum (E_r - 45) \frac{1}{65},$$

E_r étant l'énergie de tous les électrons mesurés, supérieure à 45 MeV. La division par 65 (nombre de mesures) vient de ce que $P(E)$ a été normalisé par la condition $\int_0^W P(E) dE = 1$. En égalant F_{th}

à F_{exp} nous avons le deuxième ajustage des courbes théoriques aux valeurs expérimentales et, par

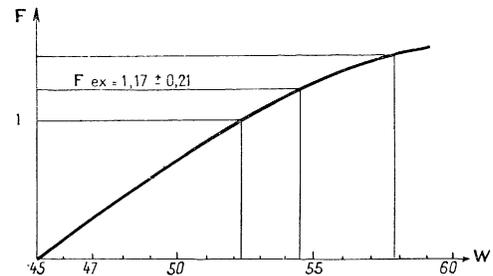


Fig. 7. — F théorique en fonction de W .

conséquent, W . La figure 7 donne la courbe reliant F_{th} à W .

Nous trouvons $F_{exp} = 1,17 \pm 0,21$.

La figure 7 permet de déterminer la valeur la plus probable pour W avec ses limites. Nous trouvons

$$W = 54,6 \pm 3,3.$$

Ceci donne pour la masse du méson μ .

$$\frac{2W}{C^2} = M_0 = 214 \pm 13.$$

L'énergie $W = 54,6$ trouvée par cette méthode est très proche de la valeur donnée par le groupe d'Anderson, $W = 55$ MeV.

Pour comparer nos résultats avec ceux de ces

auteurs du point de vue de la forme du spectre c'est-à-dire de ρ , nous choisissons $W = 55$ MeV.

La méthode que nous avons indiquée pour déterminer ρ en fonction de W nous donne

$$\rho = 0,360 \pm 0,22.$$

Des mesures d'Anderson, on déduit

$$\rho = 0,075 \pm 0,20.$$

La différence entre les deux résultats n'est pas statistiquement significative. Si l'on réunit les deux résultats, on obtient

$$\rho = 0,214 \pm 0,15.$$

Conclusion. — Les valeurs de W et de ρ ont été déterminées par des méthodes intégrales en cherchant à représenter les résultats expérimentaux par un spectre de la théorie de Michel.

On peut noter les résultats suivants :

1° La valeur déterminée pour W est très voisine de la plus grande valeur trouvée pour l'énergie des électrons.

2° Les spectres tracés sur les figures 2 et 3 sont les spectres de la théorie de Michel ayant leurs paramètres W et ρ déterminés par les méthodes ci-dessus. Les points expérimentaux se placent bien par rapport à ces spectres.

Ces deux résultats justifient la théorie de désintégration du méson μ en un électron et deux neutrons.

3° La valeur déterminée de W , ainsi que la valeur supérieure de l'énergie des électrons, conduisent à une valeur de M_0 en bon accord avec les mesures

systématiques de masse du méson μ effectuées en utilisant les relations moment-parcours.

Ce résultat montre que, d'une part, les relations moment-parcours, d'autre part, l'hypothèse que les masses des particules de désintégration sont faibles par rapport à celle du méson et enfin la théorie de désintégration du méson μ sont compatibles.

Depuis le dépôt de cet article l'expérience a été poursuivie, 150 électrons de désintégration en tout ont fourni des mesures d'énergie. Les résultats de ces mesures ont fait l'objet d'une note aux Comptes Rendus [13]. L'exploitation des résultats expérimentaux pour l'obtention de ρ et W a été faite par la méthode statistique exposée dans cet article. On trouve :

$$W = 55,3 \pm \frac{1}{2}$$

$$\rho = 0,19 \pm 0,12.$$

En groupant séparément les mésons positifs et les mésons négatifs on trouve

$$\rho = 0,05 \pm 0,18 \quad \text{pour les mésons } +$$

$$\rho = 0,35 \pm 0,19 \quad \text{pour les mésons } -.$$

Nous tenons à remercier M. Chaussier, aide technique du C.N.R.S. aussi bien pour le soin apporté dans la réalisation des différents appareillages, que pour ses nombreuses suggestions dans la construction de la chambre de Wilson.

Nous remercions également tous nos camarades de laboratoire qui ont assuré le fonctionnement des appareils et, en particulier, M^{lle} F. Bousser, MM. d'Andlau, Jauneau, Hoang Tchang-Fong et Trembley.

Enfin, nous remercions tout particulièrement, le Professeur Leprince-Ringuet pour ses nombreux encouragements et conseils.

Manuscrit reçu le 27 avril 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] ADAMS, ANDERSON, LLOYD et RAU. — *Phys. Rev.*, 1948, **2**, 784; ADAMS, ANDERSON, LLOYD, RAU et SAXENA. — *Rev. Mod. Phys.*, 1948, **20**, 344; THOMPSON R. W. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 490.
- [2] FOWLER, COOL et STREET. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 101; ZAR, HERSHKOWITZ et BEREZIN. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 111; STEINBERGER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 500; HINCKS E. P. et PONTECORVO B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 697; SHAMOS M. H. et RUSSEK. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1545; KAN-CHUNG WANG et JONES G. B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1547.
- [3] BROWN, CAMERINI, FOWLER, MUIRHEAD, POWEL et RITSON. — *Nature*, 1949, **163**, 47.
- [4] LEIGHTON, ANDERSON et SERIFF. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1432.
- [5] WICK. — *Nuovo Cimento*, juin 1943.
- [6] BETHE et HEITLER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **146**, 103.
- [7] HINCKS E. P. et PONTECORVO B. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 102.
- [8] TIOMNO et WHEELER. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 141.
- [9] MICHEL. — *Nature*, 1949, **163**, 959; *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 514.
- [10] GARDNER et al., BERKELEY. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 86.
- [11] RETALLACK et BRODE. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1716.
- [12] PEYROU, C., LAGARRIGUE A. et BOUSSER F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1058; PEYROU C. et LAGARRIGUE A. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 666.
- [13] LAGARRIGUE A. et PEYROU C., *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 478.