



HAL
open science

Mesures de la masse de particules du rayonnement cosmique à 3 650 m d'altitude

E. Bastin, J. Becker, P. Chanson, E. Nageotte, P. Treille

► **To cite this version:**

E. Bastin, J. Becker, P. Chanson, E. Nageotte, P. Treille. Mesures de la masse de particules du rayonnement cosmique à 3 650 m d'altitude. *Journal de Physique et le Radium*, 1950, 11 (6), pp.273-283. 10.1051/jphysrad:01950001106027300 . jpa-00234254

HAL Id: jpa-00234254

<https://hal.science/jpa-00234254>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

MESURES DE LA MASSE DE PARTICULES DU RAYONNEMENT COSMIQUE A 3 650 m D'ALTITUDE

Par E. BASTIN, J. BECKER, P. CHANSON, E. NAGEOTTE, P. TREILLE.

Laboratoire du Centre national de la Recherche scientifique à l'Aiguille du Midi de Chamonix.

Sommaire. — Au cours de l'automne 1949 on a cherché à mettre en évidence les particules de masses intermédiaires entre celles du meson π et du proton qui existeraient dans le rayonnement cosmique. La masse d'une particule peut être déduite de son impulsion et de son parcours restant. La méthode qui a été suivie est celle dans laquelle on mesure l'impulsion d'une particule au moyen d'une chambre de Wilson plongée dans un champ magnétique, et son parcours restant par le contrôle, au moyen de compteurs, de son arrêt dans l'un des écrans de cuivre situés au-dessous de la chambre. On précise la méthode et son pouvoir de résolution, l'appareillage utilisé, les mesures faites.

Les résultats obtenus indiquent qu'il ne doit pas y avoir, entre le meson π et le proton, et surtout entre les masses 500 et 1 100, de particules ionisantes, ayant à 3 650 m d'altitude une impulsion comprise entre 220 et 550 MeV/c, dont la durée de vie dépasse 10^{-9} s et l'intensité $5 \cdot 10^5$ (ster s cm²)⁻¹, c'est-à-dire 1 à 6 pour 100 de la composante des mesons dans la même bande d'impulsion.

1. Introduction. — La connaissance de l'impulsion d'une particule et de son parcours restant dans une matière donnée suffisent au calcul de sa masse au repos si l'on admet la valeur de sa charge électrique et une loi de perte d'énergie.

L'impulsion d'une particule chargée est mesurable par déviation magnétique et le parcours qu'elle effectue avant son arrêt peut être constaté au moyen d'écrans.

Ce principe a été mis en œuvre avec succès, et il l'a été de différentes manières :

mesure de l'impulsion avec une chambre de Wilson dans un champ magnétique et du parcours effectuée au moyen de compteurs contrôlant le passage à travers des écrans successifs [1];

observation des traversées d'écrans situés dans une deuxième chambre de Wilson [2];

utilisation exclusive de compteurs aussi bien pour repérer la déviation magnétique que les écrans traversés [3].

C'est la première de ces solutions que nous avons utilisée.

De toutes façons l'observation d'une particule isolée ne conduit, à elle seule, à aucune conclusion parce que le parcours effectué est aléatoire : par définition du parcours restant, le parcours effectuée ne lui est égal que si la particule ne subit que le freinage progressif par l'ionisation courante; or des accidents sans rapport avec cette ionisation, et dont la probabilité ne doit pas être négligée, peuvent arrêter brusquement une particule qui usurpe alors l'apparence d'une particule plus lourde, à moins qu'une nouvelle particule, issue de cet accident,

ne prolonge indûment la trajectoire et ne conduise au contraire, à sous-estimer la masse.

On ne peut donc opérer que par voie statistique; d'ailleurs les fautes de comptage dues aux coïncidences fortuites inévitables, et au fait que les compteurs en anticoincidence n'ont pas un temps de rearmement nul, imposent cette méthode.

Dans ces conditions le poids d'une expérience dépendra du nombre des mesures aussi bien que de leur précision. La prédétermination du dispositif doit donc faire intervenir des éléments très variés, tels que la valeur du champ magnétique réalisé, le temps de repos nécessaire à la chambre de Wilson entre deux détentes, le scattering des particules dans le gaz de la chambre (air) et les écrans (cuivre), la densité qu'on peut attribuer aux masses aberrantes dues aux particules connues subissant des accidents (si la densité des autres n'était pas faible on les connaîtrait sans doute), et en général tout ce qui peut avoir une influence sur le pouvoir séparateur, le nombre de particules enregistrées, et les effets parasites. Les renseignements qu'on peut recueillir à cet égard au cours de l'expérience ne sont pas négligeables pour sa conduite et son interprétation, et pour les expériences ultérieures.

Comme le but principal de l'expérience était de déceler la présence éventuelle de particules de masses intermédiaires entre celles du meson π et du proton, il fallait s'arranger autant que possible de façon à ne faire déclencher le dispositif que par des particules susceptibles d'être de ce domaine, et remplissant en outre, par leur position géométrique et la valeur de leur impulsion, les conditions nécessaires à leur détermination précise : l'étude préalable

des erreurs sur l'impulsion et le parcours restant, et de l'incidence de ces erreurs sur l'évaluation des masses, a fixe les épaisseurs donnant le pouvoir séparateur maximum dans un assez large intervalle d'impulsion où le déclenchement de la chambre ne peut être produit que par des particules nouvelles ou aberrantes.

2. **Schéma.** — La figure 1 représente le dispo-

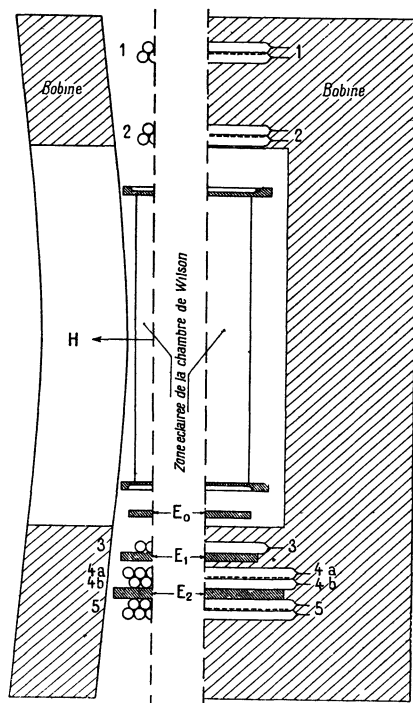


Fig. 1

sitif vu de face et de profil. Le déclenchement de la chambre est provoqué par les coïncidences des trains de compteurs 1, 2, 3, non bloqués par les anticoincidences du train 5. On ne photographie donc que les rayons arrêtés dans E_1 et les rayons arrêtés dans E_2 , on les distingue par la chute des volets de relais téléphoniques commandés séparément par 4a et 4b. (On n'a d'ailleurs retenu que les rayons pour lesquels les indications des volets étaient identiques.)

Les épaisseurs des écrans ont été choisies en se basant sur les données qui suivent.

3. **Méthode.** — L'impulsion $I = Mv$ d'une particule de masse M , de vitesse v , portant la charge e de l'électron, est donnée en $eV : c$ par l'expression $Mvc = 300 H \rho$, où c est la vitesse de la lumière et ρ le rayon de courbure, en centimètres, de la trajectoire observée dans un champ magnétique de H gauss, qui lui est normal.

La relation entre l'impulsion I , le parcours restant L , et la masse M est donnée, sauf arrêt ou prolongement accidentels dus à des effets autres que l'ionisation courante, par le diagramme (fig. 2),

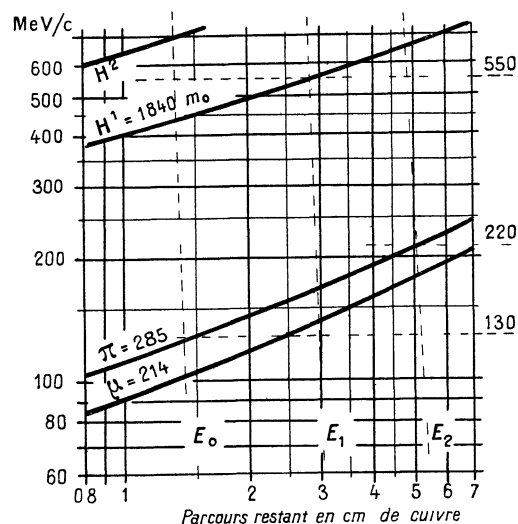


Fig. 2

qu'on a interpolé pour le cuivre à partir des données expérimentales et théoriques publiées [4] pour l'air, l'aluminium et le plomb, le diagramme (fig. 3) en est une transposition commode parce qu'elle se prête à l'introduction de paramètres utiles, tels qu'énergie cinétique, vitesse, pouvoir ionisant, scattering, etc.

Ces diagrammes résument les lois admises; établis pour le calcul du dispositif, ils servent aussi aux calculs et à la critique des résultats.

4. Détermination des écrans et du télescope.

— Pour prédéterminer le dispositif il fallait en outre estimer par avance la précision avec laquelle on mesurerait effectivement les impulsions I . Le diagramme (fig. 4) donne une forme concrète à l'hypothèse qu'on a faite à ce sujet. Un point de ce diagramme correspond à l'impulsion I_1 , dont il a l'abscisse, et à l'impulsion $I_2 = I_1 + \Delta I_1$ par l'ordonnée oblique à 45° . La courbe trace précise l'écart ΔI_1 entre I_1 et I_2 , ($I_1 < I_2$), qu'on a supposé nécessaire pour qu'on soit pratiquement sûr de ne pas attribuer une impulsion atteignant I_2 à une particule d'impulsion I_1 . L'étude de l'écart quadratique des mesures effectuées (voir Chap. VIII) a confirmé que la marge, qu'on s'était ainsi fixée *a priori*, donne à cette éventualité une chance inférieure à 2 pour 100 : pour la plupart des trajectoires, elle correspond, en effet, à plus de deux écarts moyens quadratiques, soit plus de trois écarts probables.

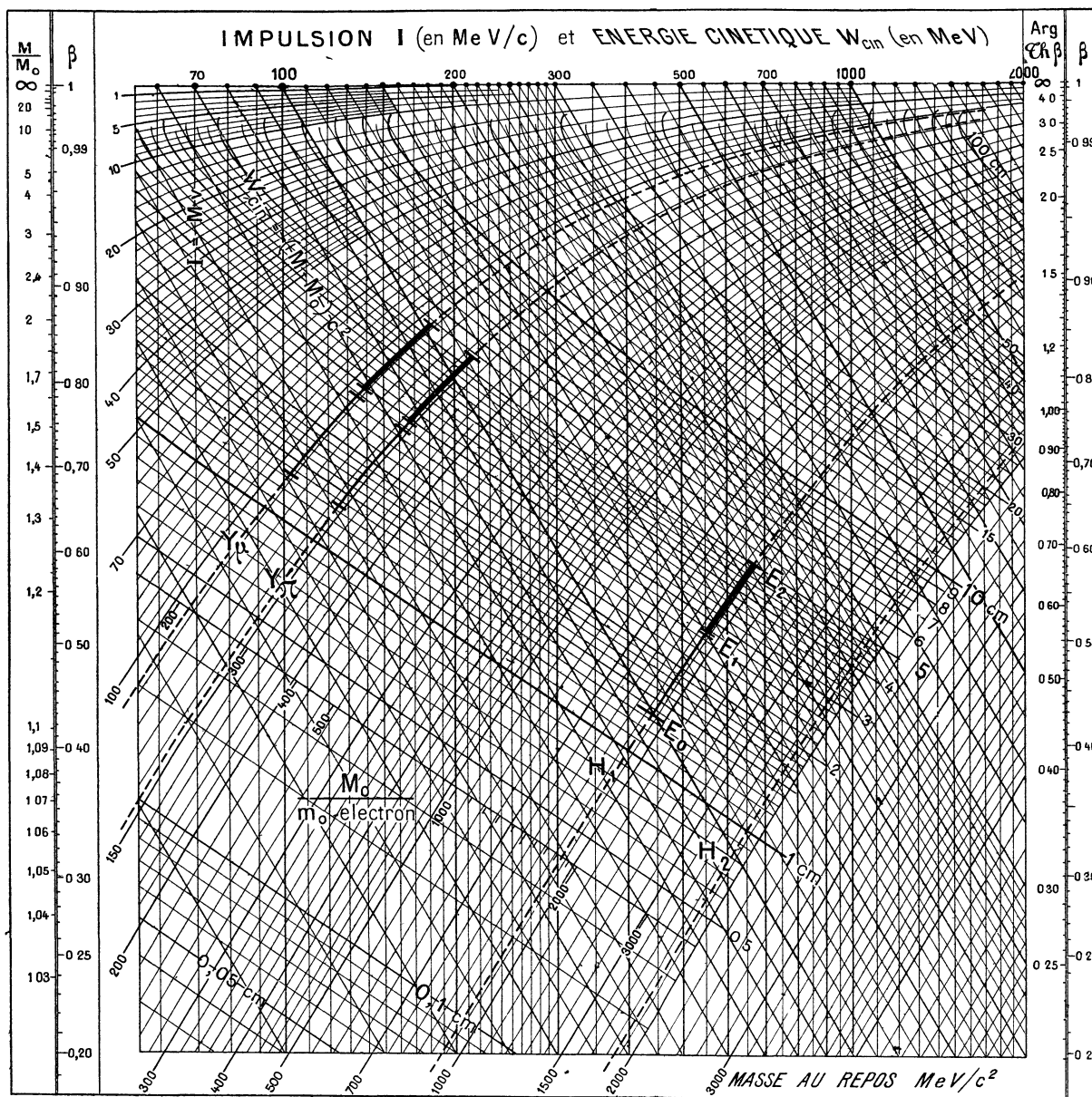


Fig 3.

Le minimum du parcours restant d'une particule est l'épaisseur d'écrans qu'elle a traversée avant d'arriver à l'écran dont on sait, par les compteurs, qu'il a été abordé mais non franchi; le maximum du parcours restant est l'épaisseur totale y compris cet écran. (Tout ceci sous réserve des accidents étudiés plus loin.)

Sur ces bases, on peut donc tracer sur le diagramme 3, pour toutes les impulsions I_1 et les épaisseurs d'écrans qu'on veut, un parallélogramme dont deux des côtés correspondent à I_1 et I_2 et les

deux autres aux parcours restant minimum et maximum : on en déduit les masses M_1 et M_2 , ($M_1 < M_2$), qu'on est pratiquement sûr de ne pas confondre.

En effectuant cette construction on s'aperçoit que, dans un large domaine d'impulsions et d'épaisseurs d'écrans, des lois pratiquement identiques de variation de ΔM en fonction de M sont réalisées par des combinaisons diverses d'épaisseurs de pré-écran E_0 et d'écran d'arrêt E_1 : cela a permis de caractériser ces combinaisons par les courbes

parametriques A, B, C, D, ... qui se correspondent dans les diagrammes 5 et 6.

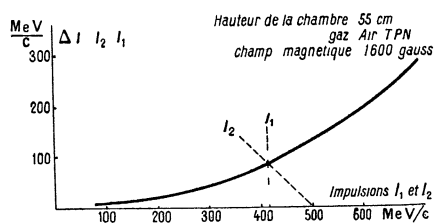


Fig. 4

On voit sur le diagramme 5 que si l'ordonnée normale de M_1 et l'ordonnée oblique de M_2 se coupent au-dessus de la courbe relative au système

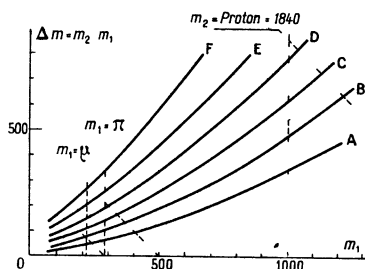


Fig 5

d'écrans réalise on ne doit pas confondre ces masses (sauf écart peu probable) : par exemple, on sépare le méson π d'une particule de masse 500 et une masse voisine de 1 100 du proton si D représente le système d'écrans (1); le diagramme 6 montre alors que cela correspond notamment à $E_0 = E_1 = 1,5$ cm, $E_0 = 3$ cm et $E_1 = 2$ cm; ces deux cas sont approximativement ceux de notre expérience.

Trois écrans ont, en effet, été logés sous la chambre de Wilson : ils constituent deux systèmes (E_0, E_1) et ($E_0 + E_1, E_2$), dont les pouvoirs séparateurs sont très voisins pour les mêmes particules; ils enregistrent les particules de même masse dans des intervalles d'impulsion contigus, variant avec la masse, et qui sont larges, dans l'un et l'autre système, de 40 à 120 MeV : c lorsqu'on passe de la masse du méson μ à celle du proton.

(1) Par exemple aussi d'après le diagramme 5, on ne sépare pas directement le méson μ du méson π . Mais cela veut dire seulement que, du point de vue statistique, deux photographies ne permettent pas d'affirmer avec une probabilité suffisante leurs existences distinctes. En fait, et bien que les épaisseurs d'écrans aient été choisies dans un tout autre but, le spectre de masse que nous avons obtenu semble en comporter l'indication, toutefois, l'expérience a été trop courte, le nombre de particules enregistrées dans ce domaine trop restreint, pour qu'on puisse faire à ce sujet un pari assez neutre pour être convaincant.

Les diagrammes ont été établis pour des écrans de cuivre (2).

Ces données, et les spectres d'énergie connus, ont permis de chercher un compromis entre la fréquence des particules recueillies, la précision des renseignements qu'on obtiendrait sur chacune d'elles,

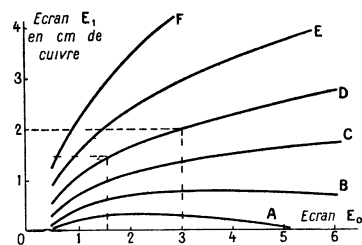


Fig 6.

et la position et la largeur du champ qu'on exploiterait dans le spectre de masse et le spectre d'impulsion.

Les considérations précédentes ayant à peu près fixé les épaisseurs d'écrans on a calculé les corrections à faire pour tenir compte :

des parois de compteurs et blindages et de la paroi de la chambre de Wilson que les particules traversent;

de l'allongement du parcours effectif maximum dû au scattering multiple (fig. 7);

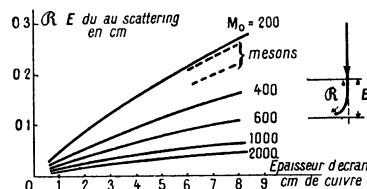


Fig 7

des angles moyens d'incidence des rayons sur les écrans successifs.

Une donnée intervenant dans le calcul des corrections est la suivante :

La géométrie des écrans et compteurs élimine

D'ailleurs, si E_1 était moins épais, rien d'autre n'étant change, μ et π deviendraient séparables au sens du diagramme 5, mais les particules aberrantes, étudiées plus loin, ne laisseraient quand même aux résultats qu'un poids statistique c'est pour cette raison qu'il faut faire un compromis entre la précision des mesures et leur nombre.

(2) Le cuivre, à épaisseur égale, a un pouvoir d'arrêt très voisin de celui du plomb, il a l'avantage de donner lieu à un scattering plus faible. Son emploi nous a été suggéré par notre collègue M. Peyrou, qui poursuit des expériences assez voisines au Laboratoire de l'Argentière La Bessee.

toute particule subissant une déviation de 20° en traversant un écran; la probabilité pour qu'un scattering simple de cette importance fasse attribuer à un meson π une masse 500 n'est que $1/4\ 000$; la probabilité pour qu'un angle de scattering multiple de cet ordre atteigne une particule, et qu'elle sorte avec une énergie non négligeable, est pratiquement nulle. D'ailleurs, dans ces deux cas la position de la trajectoire dans la chambre attirerait l'attention lors de l'examen stéréoscopique.

Les épaisseurs fictives des écrans (sommes des épaisseurs réelles et des corrections) représentent les parcours restant moyens et varient suivant qu'on considère les particules arrêtées dans E_1 ou dans E_2 parce que les corrections sont fonctions des énergies moyennes et aussi de l'angle d'incidence moyen qui augmente à chaque écran; les écrans choisis conduisent aux épaisseurs fictives suivantes (exprimées en centimètres) (les corrections indiquées en plus et en moins expriment l'imprécision sur l'épaisseur et l'équivalence des obstacles (les parois des compteurs sont cylindriques) et sur la longueur effective des trajectoires (scattering) :

	Limite courte E_0	Limite longue $E_0 + E_1$	Pour une masse
Arrêt dans E_1	de $1,41 \pm 0,07$	de $2,79 \pm 0,12$	200
	a $1,35 \pm 0,03$	a $2,68 \pm 0,04$	2000
	$E_0 + E_1$	$E_0 + E_1 + E_2$	
Arrêt dans E_2	de $2,89 \pm 0,12$	de $5,11 \pm 0,21$	200
	a $2,78 \pm 0,04$	a $4,93 \pm 0,07$	2000

(Les écrans ont été calculés de façon à obtenir en outre que l'expérience « arrêt dans E_1 » soit tout à fait comparable à l'expérience « arrêt dans E_2 »; c'est-à-dire que leurs résultats doivent coïncider après une transformation simple et ne portant que sur l'échelle des impulsions. Toutefois l'expérience « arrêt dans E_2 » a été retenue seule pour les raisons indiquées au Chapitre 9.)

L'ouverture géométrique du télescope pour les trajectoires visibles du haut en bas de la chambre de Wilson varie avec leur rayon de la façon suivante :

Rayon (m)	0,5	1	1,8	≥ 5
Ouverture (cm 2 ster)	0	0,8	1,1	1,2

5. Particules aberrantes. — On n'a considéré jusqu'ici que les particules arrêtées par le freinage progressif dû à l'ionisation courante : il faut maintenant tenir compte des phénomènes plus ou moins rares qui peuvent fausser la mesure du parcours restant d'une particule. Toutes les particules chargées actuellement connues dans le rayonnement cosmique peuvent ainsi donner lieu à de fausses masses dont on a estimé le nombre dans le domaine étudié (les estimations sont données au Chapitre 9 avec la critique des résultats).

a. Electrons. — En traversant la matière les

electrons donnent des gerbes selon un processus connu. La probabilité qu'on trouve pour qu'un electron d'impulsion I , pénétrant dans l'un des écrans E_1 ou E_2 , paraisse s'y arrêter dépend essentiellement du mode de calcul employé : si l'on admet l'indépendance des electrons des gerbes, on adopte la répartition de Poisson et les résultats ne concordent pas avec les faits expérimentaux. Comme l'a montré Arley [5], il y a lieu d'appliquer la loi de probabilité de Polya, qui semble serrer la réalité de plus près; elle conduit au fait capital suivant : un electron, d'une impulsion de quelques centaines de MeV : c, a une probabilité non négligeable de ne pas déclencher un jeu de compteurs placés sous un écran de quelques centimètres de matière dense. Certains auteurs ont considéré cet effet comme négligeable. En fait la probabilité pour qu'un electron entrant dans un écran de cuivre E_0 , E_1 ou E_2 ne décharge pas un compteur situé immédiatement au-dessous est relativement grande; elle est donnée, en fonction de l'impulsion, par les courbes (fig. 8) : on en déduit

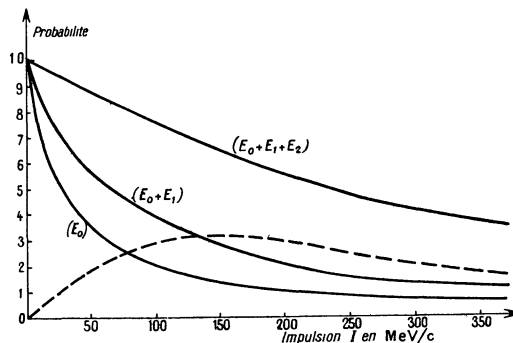


Fig 8 — (E_n) désigne la probabilité pour que les compteurs situés au-dessous de l'écran d'épaisseur E_n ne soient pas déchargés par un electron incident d'impulsion I . La courbe en traits interrompus est celle de la probabilité $[(E_0 + E_1 + E_2) - (E_0 + E_1)] [1 - (E_0)]$

la probabilité d'arrêt dans E_1 et dans E_2 d'electrons qui font déclencher la chambre et ont donc l'apparence de posséder des masses quelconques, plus lourdes que la leur.

b. Protons. — Depuis les nombreux travaux faits avec les plaques photographiques, il est connu que les protons sont les principaux responsables de la composante astéro-gène. Le libre parcours moyen correspondant à cet effet dépend de l'énergie des protons incidents et varie de 110 à 150 g : cm 2 dans l'air lorsque le nombre des branches des étoiles passe de 11 à 3. Bernardini et ses collaborateurs [6] trouvent que ce libre parcours est voisin de 300 g : cm 2 dans le plomb. Les protons ainsi arrêtés dans un écran, et qui engendrent une étoile dont aucune branche n'a une énergie suffisante pour sortir, semblent avoir une masse supérieure à la leur. Les

effets qui leur feraient attribuer une masse inferieure à la leur semblent negligeebles dans les conditions de l'experience.

c. *Mesons*. — Les mesons peuvent donner des masses aberrantes plus grandes ou plus petites que la leur dans les deux circonstances suivantes :

1° Un meson μ ou π , positif, arrête dans un ecran de cuivre, se desintegre au repos en donnant dans tous les cas un electron positif qui risque de decharger les compteurs situes au-dessous de cet ecran on peut ainsi croire, par exemple, qu'un meson s'est arrête dans E_2 alors qu'en fait il est arrive à fin de course dans E_0 ou E_1 ; on lui attribue une masse inferieure a la sienne, et qui peut descendre jusqu'à celle de l'electron.

	Trains n°	Nombre de compteurs	Diametre (cm)	Longueur efficace (cm)	Disposition
Telescope	1	5	2	14	Deux couches
	2	5	2	14	»
	3	3	2	14	Une couche
	4a	5	2,4	20	»
	4b	4	2,4	20	»
Anticoïncidence	5	6	2,4	30	Couche superieure
		5	2,4	30	Couche inferieure

Dans chaque couche les compteurs sont jointifs; les couches 4a et 4b sont en contact ainsi que les deux couches du train 5.

Le systeme des selecteurs (3) fonctionne selon le schema de la figure 9.

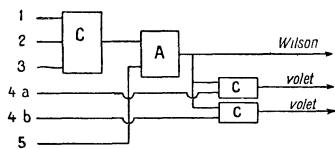


Fig 9

7. **Chambre de Wilson.** — Le gaz qu'on detend dans la chambre de Wilson est de l'air sature par de l'alcool ethylique a 60° contenu dans un volume parallelepipedique qui a, interieurement, 56 cm de haut, 16 de large, 15,5 de profondeur. La tranche

(3) Les selecteurs ont ete construits et mis au point au Laboratoire de l'Ecole Polytechnique par M Ferrand, ingénieur

(4) Velours de rayonne, de densite moyenne La grille, prise dans une plaque de 2 cm d epaisseur, est reduite a 0,8 cm d epaisseur dans la region de 56 × 16 cm ou elle est percee de 1 480 trous de 0,6 cm de diametre, disposes en quinconce et evases de part et d autre en entonnoirs presque jointifs

(5) Le clapet est une rondelle de duralumin, de 0,1 cm d epaisseur, et de 6 cm de diametre, fixee a un equipage portant cinq lamelles de bronze au beryllium, de 0,6 cm de large et 0,02 cm d epaisseur, imbriquees entre six lamelles identiques qui sont fixes Un petit electro aimant tire par un fil de tungstene sur un levier dont le talon ecrase le paquet

2° Un meson μ ou π peut être generateur d'etoile : la section efficace de ce processus est mal connue; le libre parcours qui correspond a cette interaction est toutefois tres superieur a celui des protons astero-genes.

6. **Compteurs et selecteurs.** — Le dispositif utilise 33 compteurs du type a cathode externe en Aquadag, etablì par Maze. L'epaisseur de leurs parois est de 0,12 à 0,15 cm. Le fil axial est en molybdene de 0,01 cm de diametre, monte entre deux sorties copperclad. Ils fonctionnent a une pression de 10 cm Hg d'argon et 1 cm Hg de methylal.

La figure 1 indique la disposition des trains de compteurs; le tableau suivant donne leurs dimensions et leur groupement :

eclairée a 6,5 cm de profondeur; elle est equidistante de la glace avant, a travers laquelle on photographie, et de la grille en duralumin, recouverte de velours noir (4), a travers laquelle s'effectue la detente.

Une feuille de caoutchouc de 0,2 cm d'epaisseur isole la chambre proprement dite de la boîte ou l'on introduit l'air comprime servant a la manœuvre : lorsque le clapet de la boîte est ferme cette feuille est appliquee au dos de la grille, la pression dans la chambre depasse alors d'environ 450 g cm² la pression atmospherique ambiante. A l'ouverture du clapet la feuille de caoutchouc recule et s'applique sur une grille parallele de position réglable.

Le clapet (5) est libre en 0,001 s et l'eclair pour la photographie est declenche environ 0,06 s apres le passage du rayon qui a provoqué la detente (6).

Le *champ électrique de balayage* parallele au champ magnetique est etablì entre la grille, qui est à la masse, et la glace avant qui porte des traits horizontaux d'Aquadag de 0,07 cm de large, espaces

de lamelles La pression de l'air et celle du joint de caoutchouc soumettent le clapet a une force de 20 kg qui lui donne au depart une acceleration de 300 fois celle de la pesanteur Une course de 0,02 cm de la palette de l'electro aimant libre complètement le clapet La detente est provoquée par la decharge d'un condensateur de 8 μ F, charge sous 500 V, a travers la bobine de l'electro aimant aux bornes duquel on entretient en permanence une tension continue de 10 V en sens inverse

(6) Ce retard est obtenu par la fermeture de plusieurs relais en cascade On a trouve qu'il ne fallait pas descendre au dessous de 0,03 s, ce qui est probablement la duree de l'expansion, et qu'un retard de 0,3 s n'augmentait pas sensiblement la densite des images

de 5 cm, tracés au tire-ligne. Les faces laterales de la chambre sont en glace de 1,3 cm d'épaisseur (comme la glace avant); les faces inferieure et superieure, en melamine-cellulose de 1,5 cm d'épaisseur, sont amincies à 0,5 cm dans la region ou les rayons utiles les traversent. Ces quatre pieces sont assemblees par des tirants verticaux et constituent un *châssis* independant de 11,5 cm de profondeur. Pour rendre le champ electrique uniforme, et pour eviter qu'il y ait à l'interieur de la chambre des surfaces non conductrices ayant un potentiel non contrôle, cinq traits equidistants d'Aquadag, paralleles à la glace avant, sont traces sur chacune des glaces laterales et des pieces de melamine : ils sont relies à un potentiometre qui echelonne leurs potentiels.

La tension totale appliquee normalement entre glace avant et grille est de 250 V (on envisage, pour les experiences ulterieures, de l'interrompre au moment de la detente, bien que cela ne soit pas indispensable). On n'a observe aucune deformation des trajectoires en appliquant 1 500 V; on n'a pas non plus observe dans ces conditions d'inconvenient pour le brouillard : il n'y a donc pas d'electrolyse; cela tient sans doute à l'emploi de caoutchouc silicone pour l'etancheite des arêtes du châssis.

Les traits d'Aquadag supportent tres bien le nettoyage à sec des glaces; ils n'ont pas ete deteriorés par les condensations qui se sont produites à la suite de fortes chutes accidentelles de temperature; ils ne renvoient pas de lumiere et sont, le plus souvent, tres peu visibles sur les photographies.

Un cadre de duralumin de 1,8 cm d'épaisseur est place entre la grille et le châssis; il est tres utile pour obtenir le collage et la tension correctes du velours. Un cadre semblable se trouve entre la glace avant et le châssis; il comporte un orifice lateral pour introduire l'alcool et une cuvette pour le recevoir. Ces cadres sont portes respectivement aux potentiels de la grille et de la glace; par leur conductibilite et leur masse ils contribuent, comme la grille, à la stabilite thermique de la chambre, d'autre part, ils portent des patins réglables pour soutenir les glaces laterales qui ne sont tenues que par leurs extremités.

Un bâti tres rigide, qui porte sur la glace avant, est relie par six tirants à la grille et serre tous les elements de la chambre. Des joints en caoutchouc de 0,2 cm assurent l'etancheite de tout l'assemblage.

Les bobines [7] produisant le *champ magnetique* sont de forme rectangulaire; elles ont ete cintrees experimentalement pour realiser un champ uniforme (sa variation relative n'atteint pas 1 pour 100 dans toute la region eclairee de la chambre). Elles sont construites en barres nues d'aluminium qui, soudees sans saillies, forment des spirales rectangulaires plates et souples. Elles consomment 40 kW pour donner 1 500 gauss et sont refroidies par ventilation forcee. Un redresseur à couche de contact shunte

les bobines pour permettre de couper le courant sans precautions. La coupure se produit en effet automatiquement 1/2 s après les detentes faites lorsque l'obturateur de l'appareil photographique principal est ouvert : cela donne le temps à un appareil auxiliaire de photographier un ampereometre indiquant le courant dans les bobines.

Le champ que les rayons traversent avant leur entree dans la chambre leur donne une deviation angulaire totale atteignant environ le quart de celle qu'ils subissent dans la traversee de la chambre; elle est de même sens.

La *photographie* est prise a une distance de 120 cm au moyen de deux objectifs Oplar $f/1,9$ de 5 cm de longueur focale, ouverts à $f/3,5$; ils sont distants de 30 cm et leurs axes, paralleles au champ magnetique, percent perpendiculairement la glace avant à peu pres aux milieux de la moitie superieure et de la moitie inferieure de la chambre. Le film utilise est le Kodak XX normal de 35 mm.

L'*eclairage* est obtenu par une decharge de 1 200 J dans une lampe en pyrex, au xenon, dont la hauteur est de 55 cm et le diametre interieur de 0,4 cm : deux miroirs cylindriques donnent des faisceaux que des miroirs plans renvoient perpendiculairement dans la chambre par l'intervalle entre les bobines du champ magnetique (dont le minimum est de 10 cm); l'image de la lampe est virtuelle : on utilise une branche de caustique; la fusion des deux faisceaux donne un eclairage assez uniforme et peu divergent. La glace opposee à la lampe est aluminee exterieurement pour constituer un miroir.

Le *fonctionnement* de la chambre et de toute l'installation est automatique; toutefois il s'arrête à la fin du cycle des petites detentes (?) et l'operateur doit remettre une manivelle de contrôle dans la position « marche » pour que la photographie suivante se prenne : cette intervention a ete prevue parce qu'on a pense qu'elle faciliterait la surveillance et la rendrait efficace avec le minimum d'attention et de fatigue.

8. Mesure des impulsions. — L'etude des trajectoires et la mesure de leurs courbures ont ete faites sur des projections en vraie grandeur des photographies. Deux procedes employes ont donne des resultats concordants : l'un consiste à relever par points une ligne bissectant le mieux possible la trajectoire; dans l'autre procede on cherche à encadrer la trajectoire entre deux cercles de même rayon, dessines en traits rouges fins sur un ecran mobile et ecartes de 0,17 cm, ce qui est un peu

(?) Le *cycle des petites detentes* comporte un repos de 25 s avant le retablissement de la pression après detente, puis trois petites detentes de 20 s, espacees de 25 s, et, pour finir, un temps mort de 30 s, après le retablissement definitif de la pression, pour eviter que le brouillard varie avec le delai d'attente des rayons. La durée totale du cycle est ainsi voisine de 3 mn 1/2.

superieur a l'epaisseur des traces observees. Cet ecran porte 40 couples de cercles et un couple de droites reperes par leur courbure 0, 1, 2, 3, ..., 40, exprimee en 100 m^{-1} et designee par n . Apres un controle au comparateur des cercles traces sur l'ecran, quelques-unes des valeurs inscrites de n ont ete rectifiees de 0,1 ou 0,2 100 m^{-1} parce que la precision atteinte dans les mesures sur les trajectoires justifiait l'elimination de cette erreur instrumentale qui est tres peu inferieure aux erreurs inevitables d'autre origine.

Chaque trajectoire a ete etudiee en projetant l'une et l'autre de ses photographies a l'endroit et a l'envers : cette methode elimine la distorsion de l'appareil de projection et, au moins en partie, les tendances de l'operateur. On retient comme n de la trajectoire la moyenne des quatre mesures, en conservant le premier chiffre apres la virgule; les differences entre les quatre mesures indiquent la precision de lecture qui varie avec les rayons.

Nous avons attache une grande importance a l'etude des rayons photographies sans champ magnetique qu'on a intentionnellement intercalees entre les autres : cette etude a conduit a l'etablissement d'une formule de correction pour eliminer l'effet des erreurs systematiques et elle a permis d'evaluer l'erreur qui reste a craindre sur l'impulsion des particules.

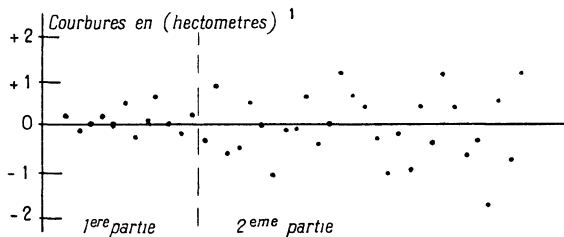


Fig 10

La methode revient à comparer les trajectoires a mesurer a celles de rayons occupant la même position dans la chambre de Wilson, et pris dans les mêmes conditions, mais sans champ magnetique :

Les 40 rayons enregistres sans champ ont ete groupes selon leur distance à l'axe de l'objectif, et l'on a etabli la formule de correction en determinant leur courbure moyenne en fonction de cette distance; les autres parametres de la position des rayons se sont reveles sans influence. On a d'ailleurs verifie que la courbure moyenne des rayons les plus ecartes de l'axe, qui atteint $n = 1$, etait celle qu'on trouvait a un fil tendu à demeure devant la glace anterieure de la chambre de Wilson de façon a apparaître par reflexion a la profondeur moyenne et dans la même region.

La figure 10 montre les resultats obtenus en appliquant la formule de correction ainsi etablie

aux rayons sans champ : il y a 17 ecartes positifs, 19 negatifs, 5 minimales; la moyenne arithmetique est nulle, la moyenne quadratique est $0,63 \cdot 100\text{ m}^{-1}$; on a observe en outre trois rayons positifs ayant des ecartes anormaux (de 5,5; 7; $12 \cdot 100\text{ m}^{-1}$) qu'on peut attribuer a des rayons fortuits de tres faible energie sujets à un scattering important, c'est le cas certainement de l'un d'eux qui est accompagne d'un rayon droit responsable du declenchement; ces rayons auraient d'ailleurs ete elimines, ou faciles à reconnaître, dans un champ magnetique.

On remarque aussi que les ecartes sont plus faibles dans la premiere partie de l'experience : cela vient du scattering des particules qui est plus faible parce que leur energie est plus grande; pour declencher le dispositif, et être enregistree, une particule devait en effet avoir à la sortie de la chambre de Wilson un parcours restant dépassant dans la premiere partie de l'experience une valeur minima, alors que c'est une valeur maxima, d'ailleurs du même ordre, qui lui etait imposee dans la deuxieme partie.

On peut approximativement discerner dans l'erreur à craindre apres correction la part qui provient du scattering, celle due à l'incertitude de la courbure effective, et le reste provenant de causes independantes des rayons et de leur photographie, telles que les termes non systematiques du mouvement du gaz dans la chambre et de la deformation du film, telles aussi que l'imprecision sur les corrections pratiquées elles-mêmes et la mesure du champ magnetique.

En considerant les donnees theoriques sur le scattering (*) et l'erreur quadratique totale de 0,63 observee sur les rayons sans champ, on a estime que l'erreur quadratique pour les rayons avec champ pouvait varier de $\Delta n = 0,6$ à $\Delta n = 1,2$, la valeur de n attribuee à la courbure d'une trajectoire etant la moyenne des quatre mesures effectuees, et le choix entre ces limites etant fait d'après les ecartes releves entre ces quatre mesures. Le plus souvent, Δn est inferieur à 1; le diagramme 4 correspond à $\Delta n = 2$.

La valeur de Δn doit être légèrement majoree pour les rayons ayant des masses et des energies faibles par rapport à la moyenne des rayons du domaine etudie, en raison de leur scattering plus fort.

Un examen particulier doit être fait des trajectoires de faible courbure lorsqu'elles sont difficiles à encadrer entre les cercles de l'ecran de projection : leur etude au comparateur decèle alors quelquefois un scattering simple.

(*) La moyenne quadratique de la fausse courbure atteint 0,51 pour le meson μ le moins energetique declenchant l'appareil, mais elle est bien plus faible pour l'ensemble des particules du domaine des impulsions et masses etudiees en l'estimant à 0,3 on obtient 0,55 pour l'erreur quadratique moyenne due aux autres causes,

9. **Résultats.** — L'expérience a été conduite en deux temps, les compteurs 5 étant montés d'abord en coïncidence puis en anticoincidence; le deuxième montage permettait une meilleure utilisation dans le temps mais introduisait une nouvelle cause d'erreurs en raison de la moindre efficacité du sélecteur d'anticoincidence.

L'étude des rayons arrêtés dans l'écran E_1 nous a montré l'existence d'un fond, dû aux électrons, de l'ordre de grandeur des phénomènes observés [voir courbes de probabilités d'arrêt (fig. 8)] nous n'avons donc retenu finalement que les rayons stoppés dans E_2 dont le spectre d'impulsion brut est, sans tenir compte des particules aberrantes :

$I > 550 \text{ MeV } c$		
23 particules positives	}	de masses apparentes égales ou
4 » négatives		supérieures à celle du proton
$I < 220 \text{ MeV } c$		
18 particules positives	}	de masses apparentes égales ou
14 » négatives		inférieures à celle du méson
$220 < I < 550 \text{ MeV } c$		
2 particules positives	}	de masses apparentes entre celles
2 » négatives		du méson et du proton

Dans les conditions de l'expérience, ces résultats sont cohérents avec les résultats connus concernant les protons, les électrons, les mésons :

a. Electrons. — Le nombre des électrons traversant par unité de temps le télescope que nous employons peut être estimé de la manière suivante :

Rossi [8] donne une estimation à toutes les altitudes de la composante électronique d'énergie supérieure à 10 MeV; pour 3 650 m elle est de 38 pour 100 de la composante totale.

Auger [9] trouve, à l'altitude de 3 500 m, 28 pour 100 d'électrons d'énergie supérieure à 100 MeV, et 72 pour 100 d'électrons d'énergie inférieure à 100 MeV.

D'après Hazen [10], à 3 250 m les électrons de plus de 100 MeV représentent 15 pour 100 de la composante pénétrante (c'est-à-dire traversant 5 cm de plomb), en fait 8,5 pour 100 de la composante totale, soit 9,5 pour 100 à 3 650 m. D'autre part, en comparant les résultats de Rossi et d'Auger, on peut trouver 10,5 pour 100 pour une correspondance identique à celle choisie par Hazen.

Nous admettons donc avec une bonne approximation que les électrons de plus de 100 MeV forment 10 pour 100 de la composante totale à 3 650 m.

Comme la composante totale a une intensité de $3,2 \cdot 10^{-9} \text{ (ster.s.cm}^2\text{)}^{-1}$, en prenant 1,2 pour l'ouverture moyenne du télescope, nous trouvons qu'il doit y avoir par seconde $3,20 \times 1,2 \times 0,1 = 3,8 \cdot 10^{-3}$ électrons de plus de 100 MeV, c'est-à-dire, dans les 17 500 s de l'expérience, 67 électrons, alors qu'il y

en aurait 170 entre 10 et 100 MeV. Mais d'une manière plus précise, dans la bande d'impulsion 40-100 MeV : c l'ouverture moyenne, avec le champ magnétique de 1 400 gauss, n'est que de 0,76 stéradians et l'on en a tenu compte.

En utilisant comme référence le spectre des électrons proposé par Hazen, et en le complétant par les résultats d'Auger et de Bernardini, nous avons admis qu'un certain nombre d'électrons s'était arrêté dans l'écran E_2 et que ces électrons se répartissaient comme suit dans les divers intervalles d'impulsion :

Intervalles d'impulsions (MeV c)	Nombre d'électrons atteignant le télescope		Probabilités d'arrêt dans E_2	Nombre probable d'électrons arrêtés dans E_2
	Sans champ	Avec champ		
10-40	(110)	0	-	-
40-100	60	38	0,22	8,4
100-130	15	13,5	0,25	3,5
130-200	20	20	0,28	5,6
200-300	15	15	0,16	2,3
300-550	12	12	0,10	2
>550	5	5	0,01	0,05

b. Mesons. — A l'altitude de 3 650 m la répartition des mésons traversant le télescope de notre appareil, d'après le spectre de Rossi [8] est la suivante :

Impulsions (MeV c)	70-130	130-200	≥ 200
Nombre de particules	7	13	360

L'interaction des mésons avec la matière n'est pas connue avec une grande précision; mais il résulte des données de Code [11] et Wilson [12] qu'à travers une épaisseur de matière équivalente à 30 m de plomb, il n'y a pas une seule désintégration nucléaire.

Ces résultats déjà anciens ne distinguaient pas les mésons π et les mésons μ . Actuellement, on considère que la proportion des mésons π est négligeable au niveau de la mer. Il faut donc admettre que ces résultats sont relatifs aux mésons μ .

On connaît l'effet important des mésons π négatifs au repos, mais très mal celui des mésons π en mouvement. Cet effet est sans doute faible.

Le nombre total de mésons d'impulsion supérieure à 200 MeV : c reçus par notre télescope est environ 360 et, en fait, on ne doit s'attendre à aucune collision nucléaire car la somme des traversées de l'écran E_2 correspond à un parcours total de 8 m. Les mésons connus ne sont pas responsables de masses aberrantes supérieures à leurs propres masses.

Au contraire, les mésons positifs π ou μ , arrêtés dans l'écran de cuivre E_2 se désintègrent en donnant finalement ou directement un électron. Cet électron

a environ une chance sur trois d'atteindre les compteurs placés sous l'écran. Cet effet doit diminuer d'environ un sixième le nombre des mesons de la bande 130-200 MeV : c stoppes. Il peut d'ailleurs être caché par des fluctuations statistiques.

c. *Protons.* — Nous avons vu que le libre parcours moyen dans le plomb, correspondant au processus de formation d'étoiles, est de l'ordre de 300 g cm⁻². On peut admettre le même ordre de grandeur dans le cuivre. L'estimation de l'impulsion maxima que doivent avoir les protons pour s'arrêter en donnant une étoile dont aucune branche n'est assez énergétique pour déclencher le train de compteurs au-dessous de E_1 est assez difficile. On aura une limite supérieure du nombre de protons ainsi stoppes en negh-

geant l'effet dû à une particule énergétique issue de l'étoile. D'après les données de Rossi [8] le nombre de protons de plus de 400 MeV : c d'impulsion à l'altitude du Laboratoire est de 1/32^e de la composante totale, soit, pour notre telescope, en 17 500 s : $0,1 \times 1,2 \times 17\,500 \cdot 10^{-2} = 21$ particules. Le nombre de protons stoppes par ce processus dans 5 cm de cuivre serait donc $21 \times \frac{5}{300} = 3,5$.

D'autre part l'ionisation simple arrête les protons de $I < 670$ MeV : c, c'est-à-dire 2 à 3 en admettant un spectre à peu près uniforme entre 400 et 1 000 MeV : c. On obtient donc en tout 5 à 6 particules arrêtées pour cette intensité initiale de 1/32^e de la composante totale (à vrai dire assez mal connue).

Impulsions des particules (MeV : c)	Particules observées (A)			Particules calculées (B)			Differences (A - B) = fluctuations ou particules nouvelles	Remarques
	+	-	Total	Electrons	Mesons	Protons		
40-130	9	6	15	13	2 a 3	-	1	Mesons desintegres dans E_0 et E_1 prolonges par l'electron
130-200	9	7	16	5	11 a 12	-	1	Mesons arrêtés dans E_2 (§ b)
200-550	2	2	4	3 a 4	-	-	0 a 1	-
>550	23	4	27	0 a 1	-	5 a 6	21	2 ou 3 deutons ou particules α

L'examen de ce tableau recapitulatif montre que les résultats des observations sont en bon accord avec les cadences calculées d'après les données classiques sur l'intensité des diverses composantes à l'altitude du laboratoire. Par conséquent, s'il existe des particules nouvelles, autres que les électrons, mesons et protons, ou bien elles ne sont pas détectées par notre dispositif car elles ont une vie moyenne inférieure à 10⁻⁹s, ou bien elles peuvent l'être mais elles correspondent à environ une particule dans notre récolte et c'est leur intensité qui est assez faible pour qu'elles soient masquées par les erreurs statistiques inhérentes à la technique d'observation employée.

Notons donc principalement :

1° que les particules intermédiaires entre mesons et protons, particulièrement visées par notre experimentation, ne semblent pas, si elles existent, être présentes avec une intensité supérieure à $5 \cdot 10^{-7}$ (ster.s.cm²)⁻¹ à 3 650 m d'altitude, dans une bande d'impulsion variable avec leur masse (40 MeV : c pour la masse 400, 120 MeV : c pour le proton) et situées entre les impulsions extrêmes 220 et 550 MeV : c, soit 1 millième de la composante totale. Pour fixer les idées, à une masse 1 000 correspond une bande de 90 MeV : c (entre 360 et 480 MeV : c); en admettant un spectre homogène des mesons dans ce domaine, on peut dire que l'intensité de cette particule nouvelle n'atteint pas 6 pour 100 de celle des mesons dans la même bande.

2° que les particules de masse égale ou supérieure

à celle du proton paraissent plus nombreuses qu'on ne l'admet généralement pour cette altitude. L'estimation de leur ionisation ne permet pas d'affirmer qu'aucune d'elles ait une masse dépassant celle des particules α .

Les résultats ainsi obtenus dans le spectre d'impulsion de 220 à 550 MeV : c confirment ceux obtenus par Franzinetti [13] au cours de l'été 1949 à la même altitude dans un domaine d'impulsion allant de zéro à quelques dizaines de MeV : c, et sont en désaccord avec les conclusions d'Alichanian [14] et collaborateurs basées sur des expériences faites dans un domaine d'impulsion sensiblement identique au nôtre.

Nous ne pouvons pas terminer cet exposé sans penser avec regret à Charles Cuendet, boursier de Recherches du C. N. R. S., mort à l'Aiguille du Chardonnet, dans la vallée de Chamonix, le 21 juillet 1949 en cherchant à sauver un alpiniste avec lequel il s'entraînait à l'escalade en très haute montagne pendant quelques jours de liberté. Il a rendu de grands services en 1948 par sa compétence et son adresse en électronique, aussi bien que par sa force exceptionnelle et son goût pour le transport des fardeaux particulièrement lourds et fragiles. Les compteurs utilisés en 1949 ont été fabriqués par ses soins et sous sa direction.

Nous devons aussi remercier M. Bergier de Beau-regard, ingénieur, qui s'est occupé des installations générales et notamment de la ligne à haute tension alimentant le laboratoire, et M. Maurice Reposeur,

aide technique du C. N. R. S., qui a fabriqué au laboratoire de M. Leprince-Ringuet à l'École Polytechnique les pièces constituant la chambre de Wilson et a pris une très grande part depuis plusieurs années aussi bien dans sa mise en œuvre que dans tous les travaux et tous les détails de l'aménagement et de la vie du Laboratoire de l'Aiguille du Midi.

Nous devons enfin remercier M. le Directeur et MM. les Administrateurs civils du Centre national de la Recherche scientifique ainsi que les Membres de la Commission du Laboratoire pour leur aide bienveillante, et tout particulièrement M. Leprince-Ringuet qui nous a encouragés à faire cette expérience.

Manuscrit reçu le 4 mars 1950.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] LHÉRITIER, PEYROU et LAGARRIGUE — *C R Acad Sc*, 1947, **225**, 1304.
[2] FRETTER et BRODE. — *Phys Rev*, 1946, **70**, 791.
[3] ALICHANIAN et coll — *Dokl an Arm C C. R.*, 1946, **5**, n° 5, 129
[4] WHEELER — Communication personnelle (1947) — Voir aussi ROSSI et GREISEN. — *Rev Mod Phys*, 1941, **13**, 240
[5] ARLEY — *Stochastic Processus and Cosmic Radiation*, G. E C Gads Forlag, Copenhague, 1943
[6] BERNARDINI et coll. — *Phys Rev*, 1949, **76**, 1792.
[7] NAGEOTTE — *C R Acad Sc*, 1945, **220**, 557.
[8] ROSSI — *Rev Mod Phys*, 1948, **20**, n° 3.
[9] AUGER. — *Phys. Rev*, 1942, **61**, 685.
[10] HAZEN. — *Phys Rev*, 1944, **65**, 68
[11] CODE — *Phys Rev*, 1941, **59**, 221.
[12] WILSON — *Proc Roy Soc*, 1940, **73**, A 174
[13] FRANZINETTI. — *Phil Mag*, 1950, **7**, n° 38, 7236 (aimable Communication au cours de l'impression).
[14] ALICHANIAN et coll — *C R Acad Sc. U R S S*, 1948, **61**, § 1, 35.
-
-