Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 36 (1963)
Heft: III

Artikel: Interactions des muons de 0,2 à 1,3 GeV avec les électrons
Autor: Heym, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113378

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 07.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Interactions des muons de 0,2 à 1,3 GeV avec les électrons

par **A. Heym**
(Laboratoire de Recherches Nucléaires E.P.U.L.)

(3. X. 62)

Abstract. A coincidence and anticoincidence Geiger-Müller hodoscope with 1 μsec resolution time, works at the Jungfraujoch scientifique station (alt. 3450 m) and selects the 1615 $\pm$ 35 Mev mean energy cosmique μ mesons, by stopping them in 112,5 $\pm$ 2,5 cm Pb. One measured, from a run of 10200 registred tracks, the number of secondary electrons of energy greater than 1 Mev, in equilibrium with the μ radiation at five level of the apparature. The experimental results are compared with those of a calculation starting from the cross sections and the electrophotonic shower theory. At the μ mesons mean energy of 1315 $\pm$ 35 Mev; 1015 $\pm$ 35 Mev; 725 $\pm$ 35 Mev; 450 $\pm$ 35 Mev and 255 $\pm$ 35 Mev respectively, the experimental probabilities were respectively 9,5% (+ 1%, − 0,8%); 9% (+ 0,9%, − 0,7%); 7,3% (+ 0,8%, − 0,6%); 7% (+ 0,6, − 0,5%); 3,8% (+ 0,5%, − 0,4%) and the expected probabilities 11,27%, 9,97%, 8,24%, 6,5% and 4,38%.

Introduction

L'étude des interactions électromagnétiques des mésons μ et particulièrement celle de production d'électrons de chocs a déjà suscité un grand nombre de travaux. La faible intensité du flux cosmique, employé souvent comme source de particules entraîne cependant de sérieuses difficultés si l'on désire obtenir une statistique assez riche. On est amené à considérer, soit un nombre relativement restreint d'événements dont on peut mesurer les paramètres exactement, soit un grand nombre de résultats dont l'interprétation demande la connaissance précise de données telle que le spectre des mésons μ cosmiques à haute énergie.

Nous avons tenté de tourner cette difficulté en sélectionnant, à l'aide d'un hodoscope, des mésons μ compris dans une bande d'énergie étroite et en suivant leur trajectoire jusqu'au repos. Nous pouvons ainsi mesurer leur pouvoir d'interaction simultanément pour cinq énergies bien déterminées.

Montage expérimental

Le dispositif expérimental est un hodoscope à coïncidence et anticoïncidence dont les compteurs sont repérés individuellement. Il se compose de bancs de compteurs G.M. du type Maze de 3 cm de diamètre [1]), séparés par des écrans de plomb d'épaisseur variable (figure 1).

Les bancs supérieurs (I à IV) comprennent chacun deux couches de 10 compteurs d'une longueur efficace de 30 cm, parallèles et jointifs. Les axes des compteurs des deux couches sont perpendiculaires entre eux. Le banc V est entouré, en outre, d'un anneau de 16 compteurs F alors que le banc VI comporte deux couches de 14 compteurs de 45 cm de longueur efficace.

Débordant largement la projection verticale des bancs supérieurs, le banc A comprend 160 compteurs, d'une longueur efficace de 120 cm, groupés en deux couches doubles dont les axes sont croisés à 90°. Les 4 bancs L enfin sont formés chacun de 18 compteurs de 45 cm de longueur efficace.

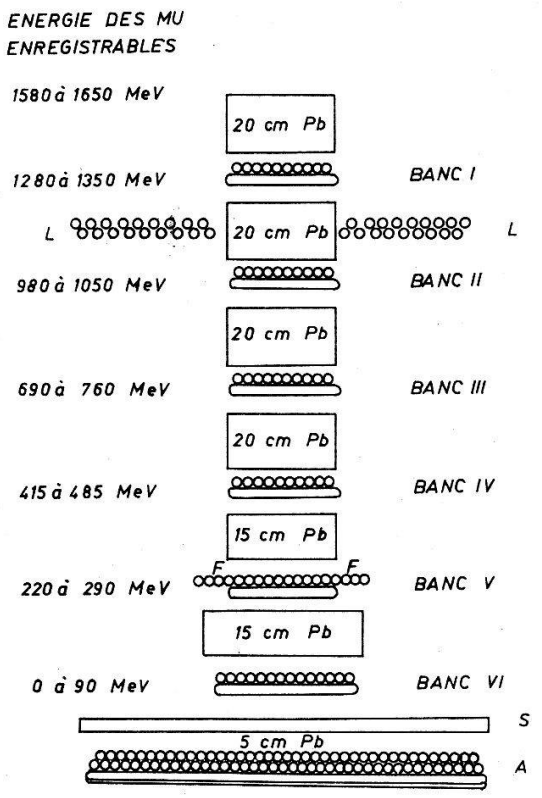


Figure 1
Schéma de l'hodoscope

Interconnexion des compteurs

Les compteurs G. M. d'une même couche des bancs I à VI sont branchés en parallèle pour former 12 voies qui attaquent un sélecteur de coïncidence à 12 canaux. Les impulsions provenant de l'ensemble des compteurs du banc A alimentent l'une des entrées d'un sélecteur d'anticoïncidence, l'autre recevant le signal de sortie du sélecteur de coïncidence. Les compteurs L et F ne participent ni à la coïncidence, ni à l'anticoïncidence. Ils permettent de détecter les particules qui pénétrent dans l'hodoscope par ses faces latérales ou s'en échappent par diffusion au niveau du cinquième écran de plomb.

Les conditions d'enregistrement sont réalisées si un compteur au moins de chacune des couches des bancs I à VI est traversé par une particule ionisante alors qu'aucun compteur du banc A n'est touché.

Les compteurs des bancs I à VI, L et F sont repérés individuellement. Chacun d'eux est relié à un circuit électronique qui allume une lampe au néon s'il est touché lors du passage d'une particule réalisant les conditions de coïncidence et d'anticoïncidence. L'ensemble des lampes au néon est groupé sur un tableau qui restitue à une échelle réduite la disposition des compteurs dans l'hodoscope. L'enregistrement d'un phénomène consiste à photographier ce tableau à l'aide d'une caméra automatique. On obtient des vues repérant la trajectoire des particules par 12 points dans deux projections orthogonales.

Le temps de résolution de l'appareil, c'est-à-dire l'intervalle temporel pendant lequel un compteur touché au hasard peut être repéré alors qu'il est étranger à l'événement enregistré, est de l'ordre de 1 μsec.

Résultat des mesures

L'hodoscope a été exposé au rayonnement cosmique à la station scientifique du Jungfraujoch (altitude 3450 m). A cette altitude, les mésons μ constituent 95% de la composante pénétrante. Le reste est dû essentiellement à la composante nucléonique. Cette dernière interagit fortement avec la matière des écrans de l'hodoscope et est absorbée selon une loi exponentielle:

$$N(x) \propto e^{-x/R_N}$$

avec $R_N = 150$ g/cm² alors que la composante μ, dont l'interaction est purement électromagnétique, est absorbée selon une loi semblable, mais avec un coefficient d'absorption $R_\mu = 340$ g/cm².

La fraction du rayonnement cosmique qui, parvenant au bas de l'hodoscope, peut réaliser les conditions de coïncidence et d'anticoïncidence, est donc un rayonnement μ presque pur, contaminé par la présence de $1^0/_{00}$ de constituants de la composante nucléonique.

L'énergie moyenne des mésons μ enregistrables par l'hodoscope (déterminée par les relations énergie parcours) est notée aux différents niveaux de l'appareil, dans la figure 1. Leur trajectoire est repérée par l'allumage de 12 lampes au néon correspondant aux compteurs touchés. S'ils interagissent dans l'un des écrans de plomb et si les secondaires ont une énergie suffisante pour atteindre le volume sensible des compteurs du banc suivant, une ou plusieurs lampes supplémentaires s'allument; nous appellerons «événements secondaires» de tels phénomènes et c'est l'étude de leur fréquence qui retient notre attention.

Les relations énergie parcours[2]) montrent que l'énergie des électrons doit être plus grande que 1 MeV à la sortie des écrans de plomb pour qu'ils puissent traverser la coque des compteurs dont les parois de verre ont 1 mm d'épaisseur.

Dans ce qui suit, nous ne tenons compte que des événements secondaires enregistrés par la première couche de compteurs de chaque banc, car 10% à 20% des secondaires enregistrés par les compteurs de la deuxième couche sont des électrons de chocs rétrodiffusés, produits dans l'écran de plomb suivant le banc de compteurs[3]). L'énergie de ces électrons rétrodiffusés est en moyenne insuffisante pour qu'ils

puissent atteindre le volume sensible des compteurs de la première couche dont les résultats ne sont pas perturbés par cet effet.

Le dépouillement de 10200 photographies obtenues en 1304 heures d'expérience montre:

a) 7778 enregistrements comprenant 12 lampes allumées et correspondant au passage d'un seul méson μ qui ne produit aucun secondaire détecté.

b) 2154 enregistrements signalant un événement secondaire.

c) 234 enregistrements où 2 bancs montrent des événements secondaires.

d) 21 enregistrements où 3 bancs ou plus ont été touchés.

e) Nous avons exclu de cette classification 13 événements montrant des secondaires à plus de 3 bancs et pour lesquels des compteurs des bancs latéraux L ont été touchés.

De tels phénomènes proviennent certainement des grandes gerbes de l'air et sont étrangers à notre expérience.

Les trois premières colonnes du tableau I résument les résultats expérimentaux; la dernière colonne montre les chiffres correspondant, obtenus au cours d'une mesure d'effet zéro menée pendant 486,5 heures, en retirant l'écran de 5 cm de plomb (S) protégeant le banc anticoïncident. Par ce moyen, on réduit à zéro la bande d'énergie des mésons μ sélectionnés. La fréquence des événements enregistrés pendant l'effet zéro permet de corriger les résultats des mesures.

Tableau I

Banc touché par un secondaire	Nombre de secondaires observés	% du nombre de passages enregistrés	Nombre de secondaires observé en 486,5 h d'effet zéro
I	440 ± 21	4,32 ± 0,21	4 ± 2
II	433 ± 21	4,25 ± 0,21	2 ± 1,4
III	332 ± 18	3,26 ± 0,18	1 ± 1
IV	268 ± 16	2,63 ± 0,16	2 ± 1,4
V	161 ± 13	1,58 ± 0,13	1 ± 1
VI	520 ± 23	5,11 ± 0,23	30 ± 5,5
2 bancs touchés	234 ± 15	2,30 ± 0,15	4 ± 2
3 bancs touchés	15 ± 4	0,15 ± 0,040	1 ± 1
4 bancs touchés	4 ± 2	0,04 ± 0,02	1 ± 1
5 bancs touchés	2 ± 1,4	0,02 ± 0,014	0
6 bancs touchés	0	0	0

On remarque que le nombre des secondaires décroît régulièrement des bancs I à V et grandit au banc VI. Cette augmentation provient de l'enregistrement des petites gerbes électrophotoniques engendrées par les électrons de désintégration des mésons μ amenés au repos dans les dernières couches de l'écran VI. L'incidence de ce phénomène nous interdit de considérer le banc VI dans nos résultats.

Les fréquences des secondaires enregistrés par les bancs de compteurs I à V sont représentées, corrigées de l'effet zéro dans le tableau II, troisième colonne.

Tableau II

Energie des mésons μ	Banc touché par un secondaire	% corrigés de l'effet zéro	% corrigé de probabilité d'enregistrement	% expérimentaux corrigés	Probabilités théoriques	
					$P(N>1, N_{coll})$	$P(N>1, N_{rad})$
1280 Mev à 1350 Mev	I	5,1% ± 0,24%	6,1% ± 0,3%	$9{,}5\%\,^{+1\%}_{-0{,}8\%}$	11%	0,27%
980 Mev à 1050 Mev	II	5,3% ± 0,21%	5,8% ± 0,3%	$9{,}0\%\,^{+0{,}9\%}_{-0{,}7\%}$	9,75%	0,22%
690 Mev à 760 Mev	III	4,2% ± 0,19%	4,7% ± 0,2%	$7{,}3\%\,^{+0{,}8\%}_{-0{,}6\%}$	8,1%	0,14%
415 Mev à 485 Mev	IV	3,3% ± 0,19%	3,6% ± 0,2%	$5{,}7\%\,^{+0{,}6\%}_{-0{,}5\%}$	5,95%	0,10%
220 Mev à 290 Mev	V	2,1% ± 0,15%	2,4% ± 0,2%	$3{,}8\%\,^{+0{,}5\%}_{-0{,}4\%}$	4,32%	0,06%

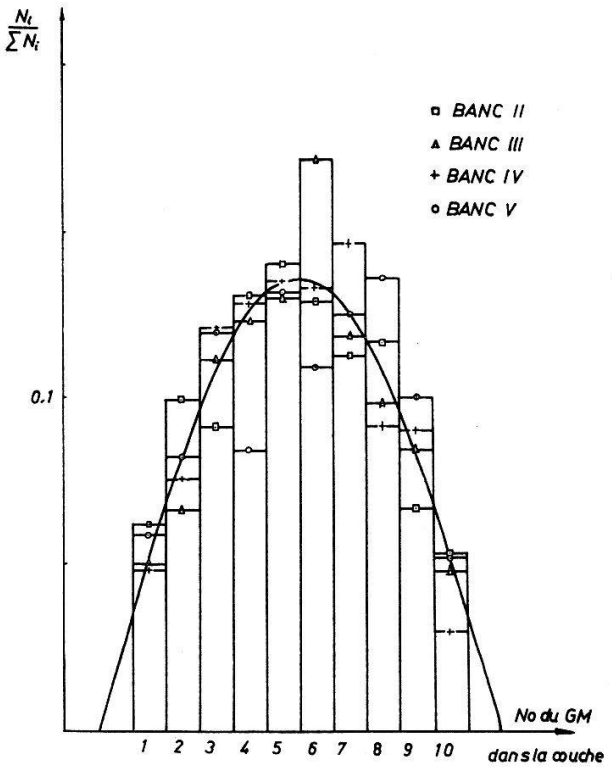
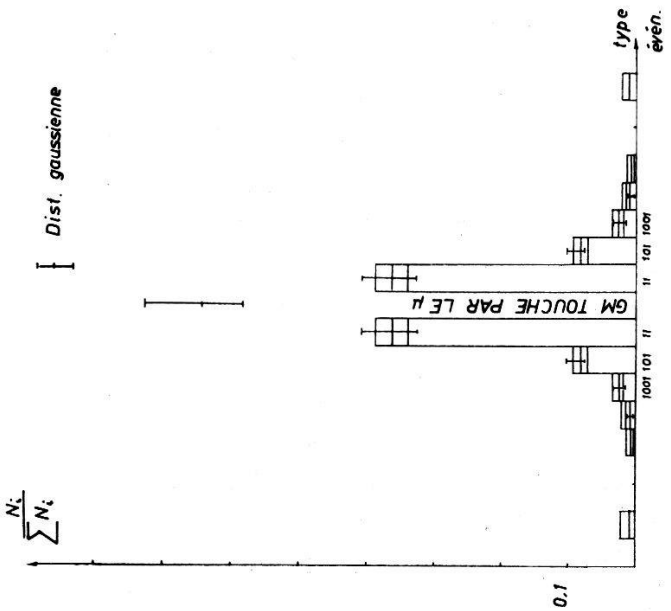


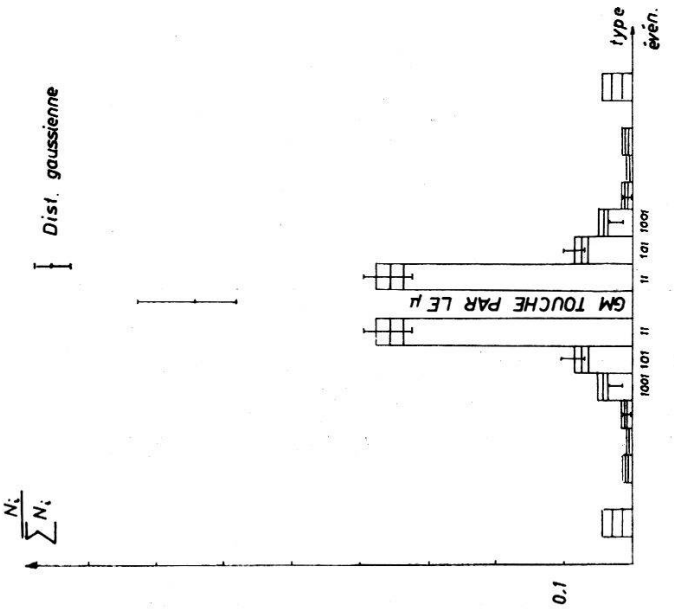
Figure 2

Distribution des compteurs touchés par les mesons mu dans les banc 11 AV

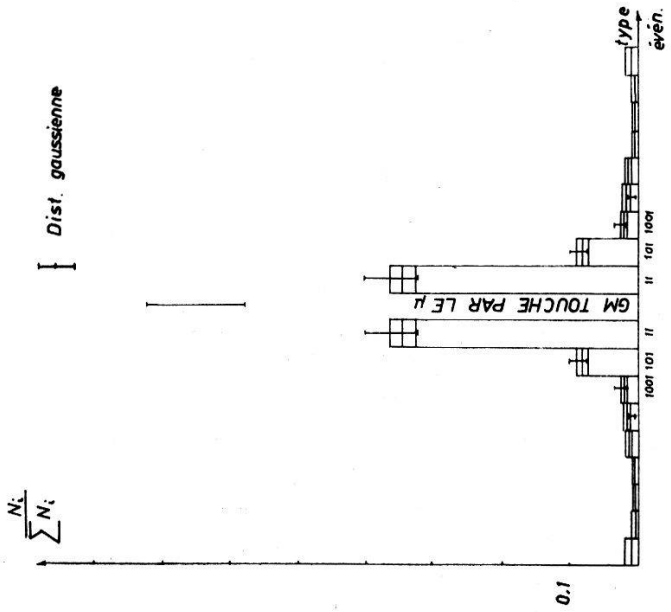
Ces résultats ne sont pas directement comparables aux nombres moyens des électrons en équilibre avec la radiation μ, obtenus par le calcul à partir des sections



c) banc III

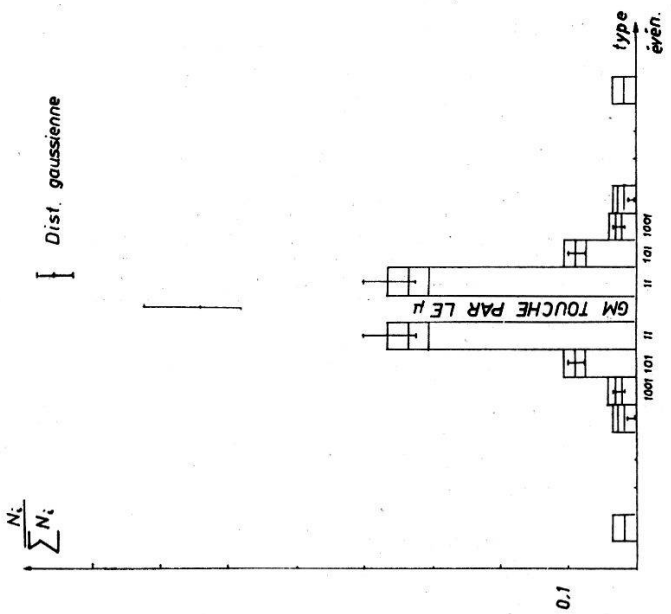


b) banc II

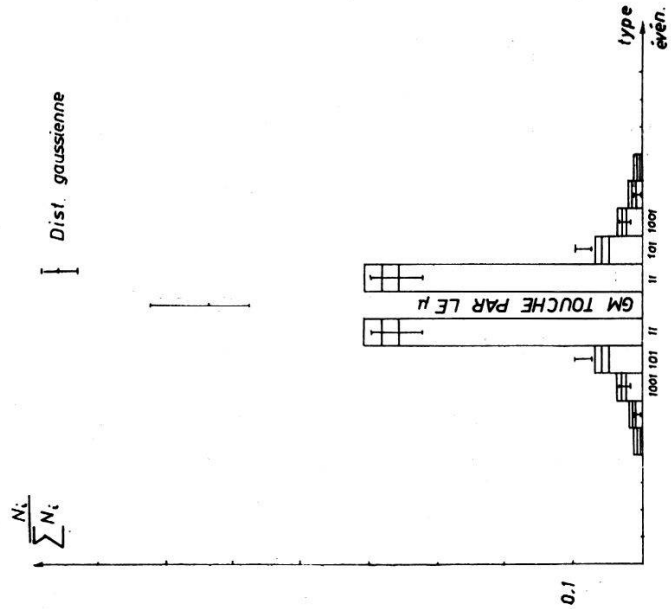


a) banc I

Figure 3, a) b) c) d) e)
Distribution des compteurs touchés par des secondaires par rapport à celui touché par le meson mu respectivement dans les bancs I, II, III, IV, V



e) banc V



d) banc IV

efficaces d'interactions. Il faut encore tenir compte de la distribution angulaire des électrons émergeant des écrans et déterminer quelle fraction frappe le même compteur que le méson μ ou s'échappent de l'hodoscope latéralement. Dans ce but, nous avons ordonné les résultats expérimentaux en tenant compte de la disposition relative des compteurs repérés dans une même couche, c'est-à-dire groupé les événements présentant deux compteurs touchés, séparés respectivement par 0, 1, 2 ... 8 compteurs non touchés. La probabilité d'enregistrement de chacune de ces classes dépend de l'écart entre les compteurs touchés et de la répartition dans le banc des compteurs déclenchés par le méson μ.

Un échantillon de 450 enregistrements de mésons μ ne présentant aucun secondaire, montre que la fréquence de déclenchement des compteurs du banc I est constante sur toute la surface alors qu'elle présente un maximum pour les compteurs centraux des autres bancs et varie selon une loi en cosinus (figure 2).

Ces données permettent de calculer les probabilités d'enregistrement. Celles-ci résultent de la sommation sur tous les compteurs d'une couche du produit de la probabilité qu'a le méson μ de toucher un compteur donné par la probabilité de détection dans ce cas de la classe d'événement considéré.

La figure 3 représente les fréquences relatives des différentes classes d'événements définies plus haut, corrigées des probabilités d'enregistrement. Chaque classe y est représentée par un nombre en désignant un compteur par 0 ou 1 selon qu'il est ou non touché; 11, par exemple, représente un enregistrement comportant deux compteurs adjacents touchés, et 1001 celui où deux compteurs touchés sont séparés par deux compteurs qui ne le sont pas, ceci indépendamment de la position de l'événement dans la couche.

Nous avons estimé la fraction des électrons qui frappent le même compteur que le méson μ en supposant que la distribution angulaire des électrons autour de celle du μ était une gaussienne dont nous avons déterminé les paramètres à partir des résultats expérimentaux.

Supposons que la trajectoire des mésons μ est normale au plan des bancs de compteurs, qu'électrons et μ sortent des écrans au même endroit et que la répartition des points d'émergence est uniforme le long du segment AB (figure 4), projection orthogonale du diamètre du compteur sur l'écran. La probabilité pour qu'un électron sortant de l'écran dans le segment AB frappe un compteur G est alors:

$$P(\sigma) = \frac{1}{2\,R\sqrt{2\pi}\,\sigma} \int_{-R}^{+R} dr \int_{\theta_1(r)}^{\theta_2(r)} e^{-\theta^2/2\sigma^2}\, d\theta\,.$$

En posant successivement à la place de $P(\sigma)$, les fréquences relatives expérimentales des classes 11, 101, 1001 et 10001 pour les 5 bancs considérés, on obtient 20 équations intégrales qui, résolues graphiquement en introduisant dans chaque cas les expressions convenables des limites $\theta_1(r)$ et $\theta_2(r)$, donnent autant de valeurs de σ. En supposant que ces dernières forment un échantillon poissonien et en les pondérant par un coefficient inversement proportionnel au nombre d'événements enregistrés dans chaque classe, c'est-à-dire inversement proportionnel au carré de l'erreur statistique dans chaque classe, on obtient une valeur $\bar{\sigma} = 0{,}567 \pm 0{,}079$.

Cette valeur, introduite dans l'équation initiale, permet de calculer les fréquences relatives représentées sous la dénomination «distribution gaussienne» dans la figure 3.

Nous avons calculé ainsi la fraction des électrons secondaires qui ne sont pas enregistrés car leur trajectoire aboutit dans le même compteur que le méson μ. On peut en corriger les valeurs expérimentales et déterminer le nombre d'électrons accompagnant les mésons μ au sortir des différents écrans (Tableau II, cinquième colonne).

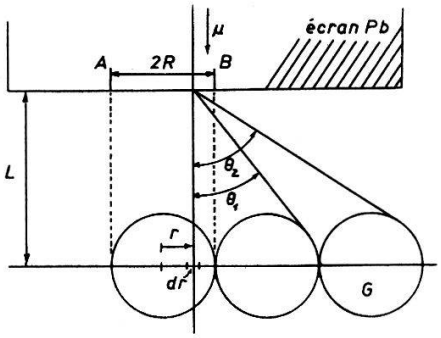


Figure 4
Coupe transversale d'un écran et des compteurs placés au-dessous

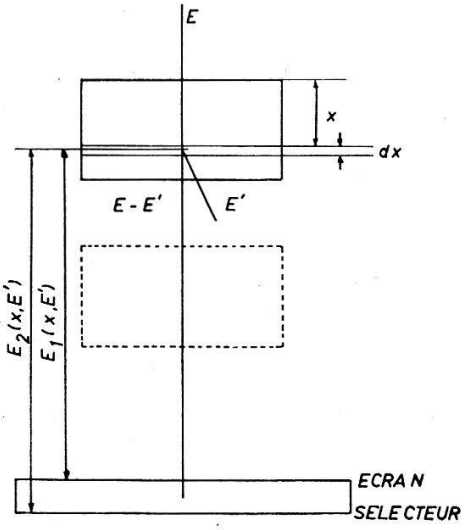


Figure 5
Coupe schématique de l'hodoscope

Spectre des secondaires produits le long de la trajectoire des mésons μ dans l'hodoscope

1. *Phénomène de collision*

Considérons l'hodoscope schématisé par ses écrans et plaçons-nous à un niveau x repéré à partir du sommet du premier écran de plomb (figure 5). La probabilité de production d'électrons de chocs d'énergie comprise entre E' et $E' + dE'$ dans l'inter-

valle dx en x par les mésons μ cosmiques réalisant les conditions d'enregistrement de notre expérience est donnée par:

$$I\,(E'\,x)\,dE'\,dx = \frac{dE'\,dx \int\limits_{E_1(x,\,E')}^{E_2(x,\,E')} \Phi_{coll}(E,\,E')\,S(E,\,x)\,dE}{\int\limits_{E_1(x,\,E')}^{E_2(x\,E')} S(E,\,x)\,dE}$$

où E et E' sont respectivement les énergies du méson μ au point x et celle de l'électron de choc; $\Phi_{coll}(E, E')\,dE'\,dx$ la probabilité de production d'un électron de choc (Appendice) et $S(E, x)\,dE$ le spectre différentiel des μ au point x. $E_1(x, E')$ et $E_2(x, E')$ sont les énergies limites des mésons μ incidents, enregistrables après l'interaction. Ces limites satisfont à deux inégalités. D'une part:

$$E' + E_a(x) < E < E' + E_b(x)$$

où $E_a(x)$ et $E_b(x)$ sont les énergies extrêmes des mésons μ (définies par les relations énergie parcours[4])) pour qu'ils parviennent à l'écran sélecteur et qu'ils s'y arrêtent.

D'autre part pour toute valeur de E'

$$E > E' - 2\,m\,c^2 + \left(\frac{1}{4}\,(E')^2 + E'\,K + m^2\,c^4\right)^{1/2}$$

avec

$$K = m^2\,c^4\,(2\,m_e\,c^2)^{-1} + \frac{1}{2}\,m_e\,c^2\,,$$

m et m_e sont les masses du μ et de l'électron.

Cette inégalité tient compte du fait qu'un méson μ ne peut céder qu'une fraction limitée de son énergie à un électron.

Le spectre des mésons μ cosmiques peut s'exprimer par une relation de la forme

$$S(E)\,dE = A\,E^{-(\gamma+1)}\,dE$$

où $\gamma + 1$ est une fonction lentement variable de l'énergie E. Dans le cas de notre calcul, ce spectre n'intervient que par une bande étroite autour de 1,5 GeV et on peut considérer que $\gamma + 1$ y est constante. Sa valeur, tirée du spectre expérimental, mesuré à 3500 m [5]) est $\gamma + 1 = 1{,}1$.

Les mésons μ subissent dans les écrans de l'hodoscope un freinage qui dépend de leur énergie. Leur spectre se déforme et devient à tout niveau x:

$$S(E, x)\,dE = A\,\big(E + F(E, x)\big)^{-(\gamma+1)}\,dE$$

où $F(E, x)$ représente la perte d'énergie moyenne subie par un méson μ se déplaçant du haut de l'appareil jusqu'au point x où son énergie est E.

En se souvenant que la bande d'énergie des μ sélectionnés dans notre expérience est étroite et que le parcours des électrons de chocs, les plus énergétiques, n'est que de quelques centimètres de plomb, on peut poser que $F(E, x) = C_i$, une constante égale à la valeur moyenne admise par $F(E, x)$ pour des distances x correspondant à la partie

inférieure des écrans. Ceci nous amène à considérer que le spectre des μ est de même forme dans chaque écran $i = 1 \ldots 5$

$$S_i(E)\, dE = A\, (E + C_i)^{-(\gamma+1)}\, dE\,.$$

En introduisant ces fonctions dans l'expression de $I\,(E')\, dE'\, dx$ et en réalisant l'intégration, on obtient les courbes de la figure 6.

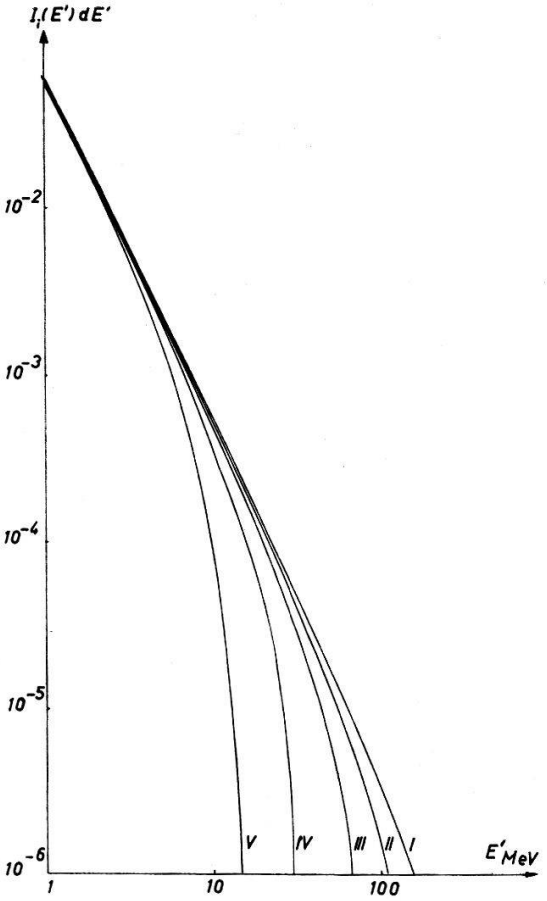


Figure 6

Spectre différentiel des electron de choc dans les différents écrans de plomb

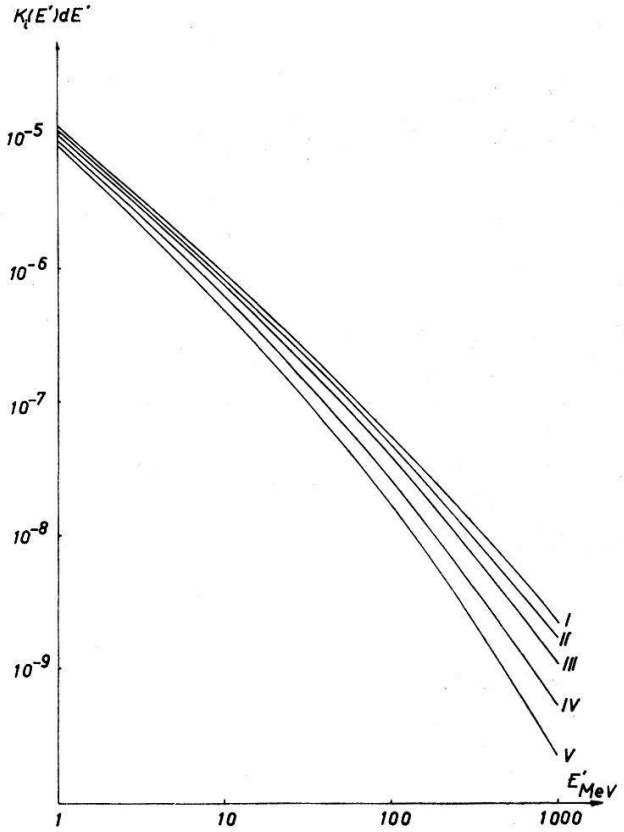


Figure 7

Spectre différentiel des photons de freinage dans les différents écrans de plomb

2. *Phénomène de radiation*

La probabilité de production d'un photon γ d'énergie comprise entre E' et $E' + dE'$ dans l'intervalle dx en x mesuré depuis le haut de l'appareil est donnée par:

$$K(E', x)\, dE'\, dx = \frac{dE'\, dx \displaystyle\int_{E_1(x,E')}^{E_2(x,E')} \Phi_{rad}(E, E')\; S(E, x)\, dE}{\displaystyle\int_{E_1(x,E')}^{E_2(x,E')} S(E, x)\, dE}$$

où $\Phi_{rad}(E, E')\, dE'\, dx$[8]) est la probabilité de production d'un photon γ (Appendice). Les limites d'intégration sont définies ici par une seule condition:

$$E' + E_a(x) < E < E' + E_b(x)$$

où les paramètres ont la même signification que plus haut.

Le spectre des mésons μ cosmiques qu'il faut considérer ici doit être valable pour l'ensemble des énergies au-dessus de 1,5 GeV, car le méson μ peut céder la totalité de son énergie, lors d'une interaction donnant lieu à la production d'un photon ou freinage, soit (S)

$$S(E)\, dE = B\,(E + C)^{-2,87}\, dE\,.$$

En faisant les mêmes approximations que précédemment, on est amené à introduire dans le calcul un spectre non déformé, dans chaque écran i, de la forme:

$$S_i(E)\, dE = B\,(E + D_i)^{-2,87}\, dE\,.$$

Les spectres différentiels des photons γ résultant du calcul dans les cinq écrans sont représentés dans la figure 7.

3. *Phénomène de création de paires*

On obtient le spectre des électrons de création de paires en introduisant les sections efficaces correspondantes dans l'expression de $K_i(E')\, dE'\, dx$. Nous n'avons pas fait ce calcul, car on peut montrer[6]) que la contribution apportée au nombre moyen des électrons en équilibre avec la radiation μ, par effet de radiation et de création de paires, sont du même ordre de grandeur. Nous montrerons, dans le prochain paragraphe que le phénomène de radiation n'a qu'une incidence négligeable sur les résultats de notre expérience.

Probabilité d'émergence simultanée d'un électron et d'un meson μ

La théorie des gerbes électrophotoniques[7]) permet de calculer les nombres moyens des électrons, enregistrables par nos compteurs G.M. ($E'' > 1$ Mev), en équilibre avec la radiation μ et provenant respectivement des phénomènes de radiation et de collision.

$$\bar{N}_{i\,coll} = \int_{E'=1\,\mathrm{MeV}}^{E'\,max} I_i(E')\, P_0^p(E', 1)\, dE'\,, \quad \bar{N}_{i\,rad} = \int_{E'=1\,\mathrm{MeV}}^{\infty} K_i(E')\, P_0^\gamma(E', 1)\, dE'$$

avec

$$P_0^{p\gamma}(E', 1) = \int_{t=0}^{\infty} \int_{E''=1}^{\infty} \pi_{p_\gamma}(E', E'', t)\, dt\, dE''\,,$$

$\pi_p(E', E'', t)\, dt, dE''$ étant les spectres différentiels des électrons d'énergie comprise entre E'' et $E'' + dE''$ présents dans une gerbe produite par un électron (indice p) ou un photon (indice γ) d'énergie E' dans la couche dt à une distance t du point de mesure.

En suivant Chakrabatry[11]), on peut supposer que les fluctuations du développement des gerbes électrophotoniques, ont une distribution poissonienne autour des moyennes $\bar{N}$. La probabilité pour que les mésons μ sortent des écrans accompagnés de plus de N électrons alors que la moyenne est $\bar{N}$ est alors:

$$P\,(N + 1, \bar{N}) = \sum_{r=N+1}^{\infty} \frac{\bar{N}^r}{r\,!}\, e^{-\bar{N}}\,.$$

Pour $N > 1$, il vient:

$$P(N > 1, \bar{N}) = 1 - e^{-\bar{N}}.$$

En introduisant, dans l'expression, des nombres moyens $\bar{N}$ et P_0 dues à TAMM et BELENKY[10]) (Appendice), et en calculant les intégrales graphiquement pour les 5 bancs successifs, on obtient les résultats des 6e et 7e colonnes du tableau II. On remarque que l'incidence du phénomène de radiation sur nos résultats est inférieure aux erreurs expérimentales, ce qui nous permet de le négliger de même que le phénomène de création de paires.

Conclusion

Les valeurs finales des 5es et 6e colonnes du tableau II montrent un bon accord entre les prévisions théoriques et les valeurs expérimentales dans les marges d'erreurs qu'il est possible d'assigner à ces différentes grandeurs.

L'importance des erreurs observées provient, d'une part d'une certaine insuffisance de la statistique et, d'autre part, des différentes approximations que nous avons été amené à faire au cours de nos calculs. En effet, bien que l'expérience porte sur 10200 passages de mésons μ et que le phénomène étudié ne soit pas rare, la classification des événements, selon leur configuration géométrique, est pauvre en événements du type 1001, 10001 et suivants. Il en résulte une grande imprécision dans la connaissance de la répartition angulaire des électrons à la sortie des écrans et par là de la proportion de ceux qui frappent le même compteur que le méson μ. Les corrections d'effet zéro et des probabilités d'enregistrement entraînent des erreurs non négligeables de telle sorte que la précision passe de $\sim 6\%$ sur les résultats expérimentaux bruts à $\sim 15\%$ sur les valeurs corrigées.

Enfin, les valeurs théoriques des nombres d'électrons sortant des écrans de plomb pèchent certainement par excès. En effet, les fonctions en gerbe utilisées sont calculées à l'aide de sections efficaces asymptotiques pour la production de paires d'électrons et la production de photons de freinage alors que la perte d'énergie des électrons intervient par une constante et que l'effet Compton est négligé. Ces approximations entraînent une surestimation de 10% à 15% du nombre d'électrons de faible énergie présents dans la gerbe.

Remerciements

Mes remerciements vont à M. le Prof. CH. HAENNY, Directeur du Laboratoire de Recherches Nucléaires de l'Université de Lausanne qui a dirigé ce travail, à M. R. FAVRE qui a conçu et exécuté l'appareillage électronique de l'hodoscope, à Mme BIASUTTI, MM. C. JOSEPH, G. A. GRIN et R. FIVAZ pour leur aide au cours de l'expérience et pour les multiples discussions que nous avons eues au sujet de ce travail, aux observatrices du Laboratoire pour leur aide dans le dépouillement des prises de vues et des calculs numériques.

Mes remerciements vont enfin à la Commission pour la Science Atomique du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique qui a subventionné ce travail, ainsi que de la précieuse collaboration de la station scientifique du Jungfraujoch.

Appendice

a) Probabilité de collision pour une particule de masse m et de spin 1/2

$$\Phi_{coll}(E, E')\, dE' = \frac{2\, C\, m_e\, c^2}{\beta^2} \frac{dE'}{(E')^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_m} + \frac{1}{2} \left(\frac{E'}{E + m\, c^2}\right)^2\right]$$

avec: m_e masse de l'électron
m masse de la particule incidente
E énergie de la particule incidente
E' énergie de l'électron secondaire
E'_m énergie maximum transmissible à un électron
$C = \pi\, N\, (Z/A)\, r_e^2$ où N est le nombre d'Avogadro, Z et A la charge et la masse du corps considéré et r_e le rayon classique de l'électron.

b) Probabilité de radiation pour une particule de masse m et de spin 1/2

$$\Phi_{rad}(E, E')\, dE' = \alpha \frac{N}{A} Z^2 r_e^2 \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 \frac{dE'}{E'} F(U, v)$$

avec

$$F(U, v) = \frac{16}{3} \left(\frac{3}{4} v^2 + 1 - v\right) \left[\ln\left(\frac{2\, U}{m\, c^2} \frac{\hbar}{m\, c\, r_n} \frac{1 - v}{v}\right) - \frac{1}{2}\right],$$

U énergie totale de la particule incidente
$v = E'/U$
$r_n = 1{,}38 \cdot 10^{-13}\, A^{1/3}$ rayon nucléaire
α constante de structure fine

c)
$$P_0(E_0, E) = \frac{E_0}{\varepsilon_0} e^x \left[\varepsilon_1(x) - \frac{x}{x_0} \varepsilon_1(x_0)\right],$$

E_0 énergie de la particule engendrant la gerbe
E énergie des électrons secondaires de la gerbe
ε_0 énergie critique du matériel considéré

$$x = \frac{1}{0{,}437} \frac{E}{\varepsilon_0}, \quad x_0 = \frac{1}{0{,}437} \frac{E_0}{\varepsilon_0}, \quad \varepsilon_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-x\, s}}{s^2}\, ds.$$

Bibliographie

1) R. Favre et Ch. Haenny, Helv. Phys. Acta *26*, 53 (1953).
2) Ann T. Nelms, NBS circular 577, juillet 1956.
3) Wn Brown, A. S. Mc Kay et E. D. Palmatier, Phys. Rev. *76*, 506 (1949).
4) W. Heisenberg, *Kosmische Strahlung* (Springer-Verlag, Berlin 1955), p. 575.
5) J. G. Wilson, *Progress in Cosmic Ray Physics I*, p. 340 (1952).
6) D. Kessler et R. Maze, Physica *21* (1955).
7) Rossi, *High Energy Particles* (Prentia Hall Incorporated, New York 1952), p. 214.
8) Rossi, loc. cit., p. 16.
9) Rossi, loc. cit., p. 61.
10) Rossi, loc. cit., p. 274.
11) S. K. Chakrabatry et M. R. Gupta, *Calculations on the cascade – Theory of showers*, Phys. Rev. *101*, 813 (1956).