

IL
NUOVO CIMENTO
ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA
SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

VOL. IX, N. 10

Serie nona

1 Ottobre 1952

**Étude de la composante molle du rayonnement cosmique
au Pic du Midi.**

G. BARONI, G. CORTINI

Istituto di Fisica dell'Università, Centro di Studio per la Fisica Nucleare del C.N.R. - Roma

A. MILONE, L. SCARSI

Istituto di Fisica dell'Università - Genova

G. VANDERHAEGHE (*)

Centre de Physique Nucléaire de l'Université - Bruxelles

(ricevuto il 19 Giugno 1952)

Resumé. — Cet article traite d'une étude de la composante molle du rayonnement cosmique au Pic du Midi (43° lat. N, 2860 m), faite au moyen de plaques photographiques sensibles au minimum d'ionisation. L'étude est basée sur l'examen systématique des traces isolées et des traces de paires d'électrons dans l'émulsion. Les spectres différentiels d'énergie des photons et des électrons sont établis par la mesure du scattering et normalisés suivant les intensités intégrales mesurées; ils sont confrontés avec les spectres calculés par RICHARDS et NORDHEIM suivant la théorie des cascades. L'accord est satisfaisant tant pour la forme des spectres que pour les rapports d'intensités. Les distributions angulaires trouvées pour la composante molle (photons + électrons) et pour la composante dure (mésons) coïncident à peu près entre elles et peuvent être représentées, en première approximation, par une loi de la forme $I(\theta) d\Omega = I_0 \cos^{3.5} \theta d\Omega$.

(*) Chercheur qualifié du Fonds National Belge de la Recherche Scientifique.

1. — Introduction.

Les données sur les spectres d'énergie, les intensités et les distributions angulaires des électrons et des photons de la composante molle sont encore peu nombreuses. Ceci tient en grande partie aux difficultés rencontrées avec les techniques les plus utilisées jusqu'à présent (compteurs de Geiger et Müller, chambre à ionisation et chambre de Wilson), pour séparer les effets de la composante molle de ceux de la composante dure.

Le spectre différentiel d'énergie des électrons a été étudié au moyen de la chambre de Wilson par BLACKETT ⁽¹⁾, WILLIAMS ⁽²⁾, GREISEN ⁽³⁾, LOMBARDO et HAZEN ⁽⁴⁾, au niveau de la mer, et par HAZEN ⁽⁵⁾, à 2 900 m. Il a aussi été étudié au moyen de la chambre à ionisation, à diverses altitudes, par BRIDGE et ROSSI ⁽⁶⁾.

La distribution angulaire et l'intensité des électrons ont été étudiées au moyen de compteurs montés en télescope, à différentes altitudes, notamment par GREISEN ⁽⁷⁾, AUGER et ses collaborateurs ⁽⁸⁾, COCCONI et TONGIORGI ⁽⁹⁾, SANDS ⁽¹⁰⁾ et BERNARDINI ⁽¹¹⁾. Une synthèse partielle des résultats obtenus par cette méthode a été faite par ROSSI ⁽¹²⁾ et par MONTGOMERY ⁽¹³⁾.

Quant aux études faites au moyen de compteurs sur les gerbes électrophotoniques, elles donnent des renseignements sur différents types de gerbes sélectionnés par divers arrangements de compteurs, mais ne fournissent généralement pas de données quantitatives valables pour l'ensemble de la composante molle.

Contrairement aux autres techniques, les plaques photographiques permettent, dans un certain domaine d'énergie, de discerner assez facilement les deux composantes, mais elles n'ont encore été que très peu utilisées pour

⁽¹⁾ P. M. S. BLACKETT: *Proc. Roy. Soc., A* **165**, 11 (1938).

⁽²⁾ E. J. WILLIAMS: *Proc. Roy. Soc., A* **172**, 194 (1939).

⁽³⁾ K. GREISEN: *Phys. Rev.*, **63**, 74 (1945).

⁽⁴⁾ B. LOMBARDO et W. E. HAZEN: *Phys. Rev.*, **68**, 74 (1945).

⁽⁵⁾ W. E. HAZEN: *Phys. Rev.*, **65**, 67 (1944).

⁽⁶⁾ H. BRIDGE et B. ROSSI: *Phys. Rev.*, **71**, 379 (1947).

⁽⁷⁾ K. GREISEN: *Phys. Rev.*, **61**, 212 (1942).

⁽⁸⁾ P. AUGER, P. EHRENFEST Jr., A. FREON et A. FOURNIER: *Compt. Rend.*, **204**, 257 (1937).

⁽⁹⁾ G. COCCONI et V. TONGIORGI: *Phys. Rev.*, **70**, 850 (1946).

⁽¹⁰⁾ M. S. SANDS: *Phys. Rev.*, **73**, 1338 (1948).

⁽¹¹⁾ G. BERNARDINI: *Nature*, **129**, 518 (1932).

⁽¹²⁾ B. ROSSI: *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 537 (1948).

⁽¹³⁾ D. J. X. MONTGOMERY: *Cosmic Ray Physics* (Princeton, 1949), p. 131.

l'étude de la composante molle. Notons seulement que le spectre différentiel d'énergie et la distribution angulaire des photons à 20 000 m ont été étudiés au moyen de plaques photographiques exposées en ballons sondes, par CARLSON, HOOPER et KING ⁽¹⁴⁾.

Dans le présent travail, nous étudions les spectres différentiels d'énergie, les intensités et les distributions angulaires des photons et des électrons à 2 860 m. Les données relatives aux photons sont obtenues par l'examen des paires d'électrons créées dans l'émulsion; les données relatives aux électrons sont obtenues par l'examen des traces isolées.

2. — Méthode expérimentale.

Des plaques Ilford G 5 de 400 microns d'épaisseur ont été exposées verticalement, pendant 15 jours, au Pic du Midi (43° lat. N, 2 860 m). Elles étaient placées sous un toit de protection léger représentant, avec la couche de neige qui le recouvrait, environ une demi-unité de radiation. Les plaques ont été développées suivant la méthode à variations de température établie par DILWORTH et al. ^(15,16).

Examen des paires d'électrons. — Un volume total de 36 mm³ d'émulsion a été exploré systématiquement pour y trouver les paires d'électrons créées par les photons. Les paires ont été repérées de différentes manières (notamment par rapport à un réseau quadrillé de 100 microns d'intervalle, gravé au diamant sur une lamelle couvre-objet fixée sur la plaque).

Les paires ne sont pas toutes également faciles à observer, pour différentes raisons. En premier lieu, une paire est d'autant plus difficile à observer que ses branches sont plus inclinées par rapport au plan de la plaque. La perte qui en résulte peut être déterminée par des considérations géométriques sur lesquelles nous reviendrons plus loin.

En second lieu, une paire est d'autant plus facile à observer que ses branches sont voisines l'une de l'autre sur un plus long parcours, ce qui nécessite que l'angle entre les deux branches soit initialement petit et que les deux branches ne subissent pas un trop grand scattering. Ces deux conditions sont d'autant mieux remplies que l'énergie du photon incident est plus élevée. Il en résulte qu'on perd plus facilement les paires de basse énergie. Pour mettre cette perte en évidence, certaines portions d'émulsions ont été explorées deux fois, par des observateurs différents. L'analyse de leurs résultats permet de tirer les conclusions suivantes:

⁽¹⁴⁾ A. CARLSON, J. HOOPER et D. KING: *Phil. Mag.*, **41**, 701 (1950).

⁽¹⁵⁾ C. DILWORTH, G. OCCHIALINI et R. PAYNE: *Nature*, **162**, 102 (1948).

⁽¹⁶⁾ C. DILWORTH, G. OCCHIALINI et L. VERMAESEN: *Bull. Centre Phys. Nucl. de l'Univ. Libre de Bruxelles*, n. 13 (1950).

a) Un certain nombre de paires notées comme « paires douteuses » par les observateurs, ont été écartées d'office. Les branches de ces paires sont des électrons d'énergie inférieure à 2,5 MeV et il se peut qu'il ne s'agisse en réalité que d'un seul électron subissant un scattering simple à grand angle.

b) Aux énergies inférieures à 50 MeV, le pourcentage de perte augmente rapidement lorsque l'énergie décroît; la perte totale peut dépasser 20%.

c) Aux énergies supérieures à 50 MeV, la perte totale ne dépasse pas 10% et le pourcentage de perte est pratiquement indépendant de l'énergie. En nous basant sur cette dernière conclusion, nous avons procédé à quelques explorations rapides en vue de préciser la distribution des paires aux grandes énergies.

En troisième lieu, on constate dans certaines plaques une perte sensible

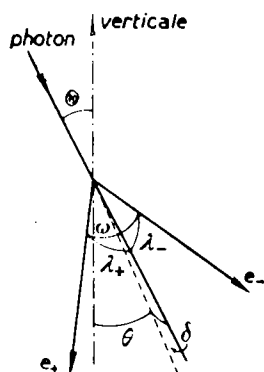


Fig. 1.

près de la surface. Pour cette raison, nous avons fait abstraction dans toutes les plaques d'une couche superficielle de 50 microns d'épaisseur. Le volume utile d'émulsion exploré, calculé en considérant seulement une épaisseur de 350 microns, a donc été ramené à 31,5 mm³.

Pour chaque branche de paire, nous avons mesuré l'angle d'inclinaison par rapport au plan de la plaque et l'angle entre sa projection sur le plan de la plaque et la direction correspondant à la verticale durant l'exposition. Nous en avons déduit graphiquement l'angle d'ouverture ω de chaque paire et l'angle θ entre la bissectrice de cet angle et la direction de la verticale (fig. 1).

La distribution angulaire des photons incidents doit différer peu de la distribution angulaire des bissectrices des paires. En effet, suivant BETHE⁽¹⁷⁾, la distribution des angles d'émission λ_+ et λ_- des électrons par rapport à la direction du photon incident obéit approximativement à la loi de probabilité suivante

$$p(\lambda) d\lambda = \frac{2\lambda_0 \lambda d\lambda}{(\lambda_0^2 + \lambda^2)^2},$$

expression dans laquelle $\lambda_0 = m_0 c^2 / (m_0 c^2 + E)$, $m_0 c^2$ étant l'énergie propre de l'électron et E son énergie cinétique. La médiane et les quartiles inférieur et supérieur de cette distribution valent respectivement: λ_0 , $\lambda_0/\sqrt{3}$ et $\lambda_0 \cdot \sqrt{3}$. Il en résulte qu'aux énergies que nous considérons ($E > 2,5$ MeV; $\lambda_0 < 10^\circ$) les angles λ_+ et λ_- sont généralement petits de même que l'angle δ entre la bissectrice de l'angle d'ouverture ω et la direction du photon incident. Dans

(17) H. A. BETHE: *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **30**, 524 (1934).

ces conditions, l'angle θ est généralement assez voisin de l'angle zénithal Θ du photon incident (fig. 1).

Nous avons déterminé l'énergie cinétique des électrons par la mesure de leur scattering multiple, suivant la méthode angulaire établie par GOLDSCHMIDT ⁽¹⁸⁾. Nous avons effectué cette mesure sur toutes les traces inclinées de moins que 30° par rapport au plan de la plaque, en adoptant une cellule de mesure de 50 ou de 100 microns selon l'énergie et en nous limitant à 22 cellules au maximum. Le tableau I indique les marges d'erreur probable sur l'énergie dans ces conditions.

TABLEAU I.

Energie (MeV)	Erreur probable
$6 \leq E < 100$	de 17 à 21 %
$100 \leq E < 500$	de 17 à 39 %

Nous avons mesuré la distorsion des émulsions à 10% près, par la méthode de COSYNS et VANDERHAEGHE ⁽¹⁹⁾, et nous avons corrigé les mesures de scattering en conséquence.

Examen des traces isolées. — Pour l'examen des traces isolées, nous avons utilisé des plaques bien développées dans toute leur épaisseur. Dans chaque plaque, la région à explorer a été recouverte d'une lamelle couvre-objet sur laquelle est gravé un réseau quadrillé de 100 microns d'intervalle. Nous avons noté toutes les traces isolées traversant latéralement, de part en part, des cylindres d'émulsion d'axes perpendiculaires au plan de la plaque, engendrés par des champs circulaires repérés par rapport au réseau de la lamelle couvre-objet. Le diamètre de ces champs ($\sim 40 \mu$) a été choisi de manière à ce qu'il y ait, en moyenne, entre 5 et 10 traces par cylindre.

Nous avons mesuré d'abord l'angle d'inclinaison φ de chaque trace notée (fig. 2) et nous n'avons retenu pour les mesures de scattering que les traces d'inclinaison inférieure à 24° . Nous avons ensuite mesuré l'angle α entre la projection de la trace sur le plan de la plaque et la direction correspondant à la verticale durant l'exposition. A partir des angles α et φ nous avons déduit graphiquement l'angle zénithal θ de la trace.

Nous avons mesuré le scattering des traces retenues suivant la même méthode que celle suivie pour les paires d'électrons, sauf pour les traces ayant

⁽¹⁸⁾ Y. GOLDSCHMIDT: *Nuovo Cimento*, 7, 331 (1950).

⁽¹⁹⁾ M. COSYNS et G. VANDERHAEGHE: *Bull. Centre Phys. Nucl. de l'Univ. Libre de Bruxelles*, n. 15 (1950).

un angle moyen de scattering par 100 microns inférieur à $0^{\circ},20$ pour lesquelles nous n'avons mesuré que 6 cellules. Dans ce cas, en calculant l'angle moyen de scattering d'après les angles entre cellules successives, l'erreur probable sur l'énergie est de l'ordre de 30%.

Indiquons ici que les traces d'ionisation minimum ou voisine du minimum comprennent environ 30% d'électrons d'énergie comprise entre 6 et 70 MeV, et 70% de particules de trop grande énergie pour pouvoir être identifiées par leur scattering, comprenant vraisemblablement encore environ 20% d'électrons et 50% de mésons. Les traces d'ionisation supérieure à 1,5 fois le minimum, comprenant des mésons et des protons lents, constituent moins que 5% du total des traces.

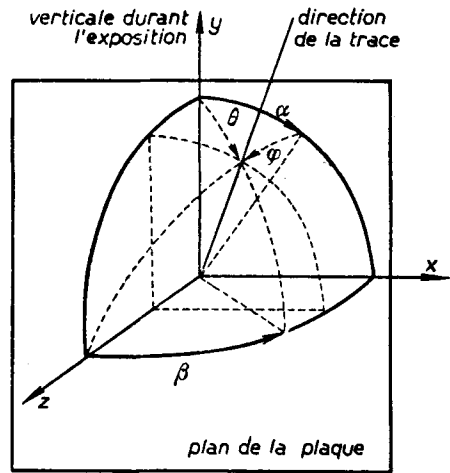


Fig. 2.

3. - Spectre différentiel d'énergie et intensité des photons.

Au total, 213 paires d'électrons ont été trouvées dans le volume utile d'émulsion exploré systématiquement. Par la mesure du scattering des deux branches, nous avons déterminé l'énergie totale de 140 de ces paires. Nous avons en outre déterminé l'énergie de 37 paires d'énergie supérieure à 50 MeV, trouvées au cours des explorations rapides dont nous avons parlé précédemment (cfr. n. 2). Les 2^e et 3^e colonnes du tableau II donnent les distributions des paires dans les intervalles d'énergie totale indiqués dans la 1^{ère} colonne ($K = E_1 + E_2 + 2m_0c^2$). La 4^e colonne donne la distribution générale obtenue de la manière suivante: aux énergies supérieures à 50 MeV, on a additionné dans chaque intervalle les nombres de paires des 2^e et 3^e colonnes; aux énergies inférieures à 50 MeV, on a multiplié les nombres de paires de la 2^e colonne par le rapport du nombre total de paires d'énergie supérieure à 50 MeV des 2^e et 3^e colonnes au nombre de paires d'énergie supérieure à 50 MeV de la 2^e colonne seulement. La 5^e colonne donne les valeurs moyennes de la fonction de la distribution d'énergie des paires, soit $s(K)$, obtenues en faisant les rapports entre les nombres de paires de la 4^e colonne et la largeur des intervalles d'énergie indiqués dans la 1^{ère} colonne. La fonction de distribution d'énergie normalisée, soit $S(K)$ s'obtient à partir de la fonction $s(K)$ en imposant la condition que l'intégrale $\int_0^\infty S(K) dK$ soit égale au nombre total de paires

d'énergie supérieure à 6 MeV créées par cm³ d'émulsion; ce qui donne

$$(1) \quad S(K) = \frac{N_p C_p}{V \int_6^\infty s(K) dK} s(K) \text{ cm}^{-3} \text{ MeV}^{-1}.$$

TABLEAU II. — $\sigma_0 = 2,6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$.

K (MeV)	Nombre de paires		Distrib. générale	$s(K)$	$\sigma(K)/\sigma_0$	$q(K)$ (10^{-4} cm^{-2} $\text{s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$)
	expl. complètes	expl. rapides				
6– 10	5	—	7	1,75	3,3	8,70
10– 20	15	—	21	2,10	4,9	7,05
20– 30	20	—	28	2,80	6,2	7,40
30– 50	25	—	35	1,75	7,5	3,85
50– 70	16	9	25	1,25	8,5	2,40
70–100	22	7	29	0,97	9,3	1,70
100–150	16	5	21	0,42	10,1	0,68
150–200	8	3	11	0,22	10,8	0,33
200–400	11	5	16	0,08	11,6	0,11
> 400	2	1	3	—	12,5	—

Dans cette expression, N_p est le nombre total de paires trouvées, soit 213, V est le volume exploré, soit $3,15 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$, et C_p est un facteur de correction géométrique tenant compte de la perte de paires de grande inclinaison. Pour évaluer ce facteur, nous avons distribué les paires suivant l'angle θ entre leur bissectrice et la verticale, dans des intervalles correspondant à des angles solides égaux. Nous avons compté dans chaque intervalle le nombre de paires dont la bissectrice est inclinée de moins que 30° par rapport au plan de la plaque (pour lesquelles la perte est négligeable) et nous avons multiplié ce nombre par le rapport entre l'angle solide correspondant à l'intervalle entier et la partie de cet angle solide limitée aux angles inférieurs à 30° . En additionnant les nombres ainsi calculés, nous avons obtenu un nombre total de 265 paires au lieu des 213 paires effectivement trouvées. Le facteur C_p vaut donc $265/213 = 1,24$. Cette manière de faire la correction est justifiée du fait qu'il n'y a pas de corrélation appréciable entre l'angle θ et l'énergie des paires, comme l'indique le tableau III. Celui-ci donne les valeurs de l'angle médian $\bar{\theta}$ de la distribution angulaire des bissectrices des paires d'énergie comprise dans différents intervalles. On voit, en effet, que ces valeurs sont concordantes dans les limites des erreurs statistiques.

TABLEAU III.

K (MeV)	5 - 50	50 - 100	100 - 200	> 200
θ (degrés)	22 ± 2	19 ± 3	22 ± 4	20 ± 5

De la distribution d'énergie des paires, on peut remonter au spectre différentiel d'énergie des photons. Soit $q(K)d(K)$ le flux omnidirectionnel des photons d'énergie comprise entre K et $K+dK$. La fonction de distribution d'énergie normalisée des photons, $q(K)$, peut être retrouvée à partir de la fonction de distribution d'énergie normalisée des paires, $S(K)$. En effet, soit n_i

le nombre d'atomes par cm^3 d'émulsion de l'élément de nombre atomique Z_i , et soit $\sigma_i(K)$ la section efficace de création d'une paire dans cet élément par un photon d'énergie K . La section efficace moyenne de matérialisation des photons d'énergie K dans l'émulsion vaut alors

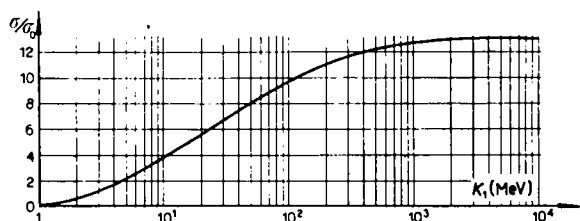


Fig. 3. — Section efficace moyenne de l'émulsion Ilford G 5 pour la matérialisation des photons en fonction de l'énergie. $\sigma_0 = 2,6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$.

$$(2) \quad \sigma(K) = \frac{\sum_i \sigma_i n_i(K)}{\sum_i n_i} \text{ cm}^2,$$

la somme étant étendue à tous les éléments contenus dans l'émulsion. La fig. 3, établie d'après la théorie de BETHE et HEITLER⁽²⁰⁾, représente la variation de cette section efficace en fonction de l'énergie.

Les fonctions $S(K)$ et $q(K)$ sont liées par la relation suivante

$$(3) \quad S(K) = T \sigma(K) q(K) \sum_i n_i \text{ cm}^{-3} \text{ MeV}^{-1},$$

dans laquelle T est le temps d'exposition des plaques, soit $1,2 \cdot 10^8 \text{ s}$, et $\sum_i n_i$ le nombre total d'atomes par cm^3 d'émulsion, soit $83,6 \cdot 10^{21}$. Utilisant la relation (1), nous obtenons finalement la fonction de distribution d'énergie normalisée des photons

$$(4) \quad q(K) = \frac{N_p C_p}{VT \sum_i n_i \int_0^\infty s(K) dK} = \frac{s(K)}{\sigma(K)} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}.$$

⁽²⁰⁾ W. HEITLER: *The Quantum theory of radiation* (Oxford, 1944).

La dernière colonne du tableau II donne les valeurs moyennes de cette fonction dans les intervalles d'énergie indiqués dans la 1^{ère} colonne. La distribution d'énergie des photons ainsi déterminée est représentée par l'histogramme *A* de la figure 4, établi en coordonnées logarithmiques.

A partir de $q(K)$, on obtient immédiatement l'intensité intégrale des photons d'énergie supérieure à K'

$$(5) \quad Q_{K'}^{\infty} = \int_{K'}^{\infty} q(K) dK \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Notons la valeur correspondante à $K' = 50$ MeV, qui n'est pas influencée par la perte de paires de basse énergie

$$(6) \quad Q_{50}^{\infty} = (1,76 \pm 0,12) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

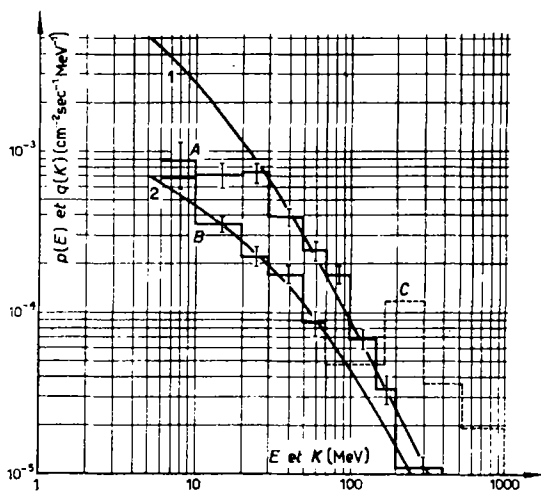


Fig. 4. — Distributions expérimentales des photons (*A*), des électrons (*B*) et des particules de grande énergie (*C*). Spectres différentiels théoriques des photons (1) et des électrons (2), selon

RICHARDS et NORDHEIM.

4. — Spectre différentiel d'énergie et intensité des électrons.

Pour l'étude des traces isolées, 80 cylindres d'émulsion (cfr. n. 2) ont été explorés. Par la mesure du scattering, nous avons identifié 129 électrons d'énergie comprise entre 6 et 70 MeV. La 2^e colonne du tableau IV donne la distribution d'énergie de ces électrons, dans les intervalles d'énergie indiqués dans la 1^{ère} colonne. La 3^e colonne donne les valeurs moyennes de la fonction de distribution d'énergie des électrons, soit $r(E)$, obtenues en faisant les rapports entre les nombre d'électrons de la 2^e colonne et la largeur des intervalles d'énergie indiqués dans la 1^{ère} colonne.

Soit $p(E)dE$ le flux omnidirectionnel des électrons d'énergie comprise entre E et $E + dE$. La fonction de distribution d'énergie normalisée des électrons, $p(E)$, s'obtient à partir de la fonction $r(E)$ en imposant la condition que

l'intégrale $\int_6^{70} p(E) dE$ soit égale à l'intensité intégrale des électrons d'énergie comprise entre 6 et 70 MeV; ce qui donne

$$(7) \quad p(E) = \frac{N_e C_e}{n A T \int_6^{70} r(E) dE} r(E) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}.$$

Dans cette expression, N_e est le nombre d'électrons observés, soit 129, n est le nombre de cylindres explorés, soit 80, A est la section méridienne des cylindres, soit $1,52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$, T est le temps d'exposition des plaques, soit $1,2 \cdot 10^6 \text{ s}$, et C_e est un facteur de correction géométrique tenant compte du fait que nous nous sommes limités aux traces d'inclinaison inférieure à 24° . Nous avons évalué ce facteur de la même manière que dans le cas des paires d'électrons (cfr. n. 3). Nous avons trouvé $C_e = 1,52$. (Remarquons qu'en réa-

TABLEAU IV.

E (MeV)	Nombre d'électrons	$r(E)$	$p(E)$ ($10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$)
6 - 10	26	6,50	6,75
10 - 20	33	3,30	3,45
20 - 30	21	2,10	2,20
30 - 50	33	1,65	1,70
50 - 70	16	0,80	0,85

lité la section utile des cylindres d'émulsion explorés varie avec l'angle d'inclinaison. Mais comme le diamètre des cylindres vaut environ le dixième de leur hauteur, et comme nous nous sommes limités à des angles d'inclinaison inférieurs à 24° , on vérifie facilement que la correction qui en résulte est seulement de l'ordre de 1%, ce qui est négligeable devant les erreurs statistiques).

La dernière colonne du tableau IV donne les valeurs moyennes de la fonction $p(E)$ dans les intervalles d'énergie indiqués dans la 1^{ère} colonne. La distribution d'énergie des électrons ainsi déterminée est représentée par l'histogramme B de la fig. 4, établi en coordonnées logarithmiques. Notons la valeur de l'intensité intégrale des électrons d'énergie comprise entre 6 et 70 MeV

$$(8) \quad P_6^{70} = \int_6^{70} p(E) dE = (1,34 \pm 0,08) \cdot 10^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Un calcul tout à fait analogue à celui qui vient d'être exposé pour les électrons d'énergie inférieure à 70 MeV à été fait pour les particules de grande énergie, comprenant essentiellement des électrons d'énergie supérieure à 70 MeV et des mésons d'énergie supérieure à 40 MeV. L'histogramme C (en pointillé) de la fig. 4 représente la distribution d'énergie normalisée obtenue en supposant que toutes ces traces correspondent à des électrons. On voit immédiatement qu'au dessus de 150 MeV une grande proportion de mésons doit intervenir, vu que rien ne justifierait une telle discontinuité dans le spectre des électrons.

L'intensité intégrale totale des particules de grande énergie, calculée d'après 264 traces notées, vaut

$$(9) \quad P_{70}^{\infty} + R_{40}^{\infty} = (3,55 \pm 0,15) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

P_{70}^{∞} représentant l'intensité intégrale des électrons et R_{40}^{∞} celle des mésons (à l'altitude du Pic du Midi, la plupart de ceux-ci sont vraisemblablement des mésons μ).

5. — Confrontation avec la théorie.

Il est intéressant de confronter nos résultats sur les spectres d'énergie des électrons et des photons avec les résultats théoriques les plus récents et les plus complets, obtenus par RICHARDS et NORDHEIM⁽²¹⁾ par la méthode des traces électroniques et photoniques des gerbes.

La *trace électronique* d'énergie E d'une gerbe, $f(E)dE$, est définie comme étant la somme des parcours de tous les électrons de la gerbe dont l'énergie est comprise entre E et $E + dE$. On définit de manière analogue la *trace photonique* d'énergie K de la gerbe, $g(K)dK$. Les spectres des traces électroniques et photoniques d'une gerbe sont beaucoup plus faciles à calculer que les spectres d'énergie des électrons et des photons en fonction de la distance à l'origine de la gerbe; ils coïncident avec ces derniers au maximum de la gerbe et n'en diffèrent pas sensiblement sur la plus grande partie de son parcours après le maximum⁽²²⁾. De plus, des calculs effectués par divers auteurs^(21, 23, 24, 25) montrent que si l'énergie E_p de la particule primaire de la gerbe est supérieure à trois fois l'énergie critique ($E_c = 86$ MeV dans l'air normal) les spectres des traces photoniques et électroniques ne dépendent pas sensiblement de E_p aux énergies petites devant E_p .

Les spectres d'énergie des électrons et des photons observés à une certaine altitude dans l'atmosphère résultent de la superposition des spectres de plusieurs gerbes, amorcées à des altitudes supérieures. Mais, d'après ce qui vient d'être rappelé, si à cette altitude la plupart des électrons et des photons appartiennent à des gerbes qui ne sont pas très au-delà de leur maximum et si

⁽²¹⁾ J. A. RICHARDS et L. W. NORDHEIM: *Phys. Rev.*, **74**, 1106 (1948).

⁽²²⁾ B. ROSSI: *Lezioni sui Raggi Cosmici*, cap. V.

⁽²³⁾ I. TAMM et S. BELENKY: *Journ. Phys. U.R.S.S.*, **1**, 177 (1939).

⁽²⁴⁾ I. TAMM et S. BELENKY: *Phys. Rev.*, **70**, 660 (1946).

⁽²⁵⁾ B. ROSSI et S. J. KLAPMAN: *Phys. Rev.*, **61**, 414 (1942).

⁽²⁶⁾ B. ROSSI: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 104 (1949).

⁽²⁷⁾ P. CALDIROLA et P. GULMANELLI: *Nuovo Cimento*, **8**, 229 (1951).

celles-ci ont été produites par des primaires d'énergie supérieure à trois fois l'énergie critique, les spectres d'énergie de chacune de ces gerbes ne doivent pas différer sensiblement des spectres des traces électroniques et photoniques, et ne doivent pas différer sensiblement entre eux. On peut donc s'attendre, dans ce cas, à ce que les spectres d'énergie totaux observés à cette altitude coïncident à peu près avec les spectres des traces calculés pour une gerbe produite par un primaire d'énergie grande devant l'énergie critique. Il est vraisemblable que ces conditions sont assez bien remplies à l'altitude du Pic du Midi. En effet, d'une part, environ 75% de la composante molle à cette altitude dérive des mésons (^{26,27}) dont le spectre d'énergie (²⁸) est tel que la grande majorité des électrons et photons semblent bien pouvoir être attribués à des gerbes produites par des primaires d'énergie supérieure à 300 MeV. Les gerbes produites par des primaires d'énergie inférieure à 300 MeV sont d'ailleurs pratiquement absorbées après 3 unités de radiation et ne comportent qu'une dizaine de particules à leur maximum. D'autre part, étant donné que les spectres que nous observons s'étendent principalement aux énergies inférieures à l'énergie critique, il semble bien que les électrons et photons appartiennent à des gerbes qui sont au-delà de leur maximum. Il semble donc assez raisonnable de comparer nos résultats expérimentaux sur les spectres d'énergie des photons et des électrons avec les spectres des traces photoniques et électroniques calculés pour $E_p \gg E_c$.

Les courbes 1 et 2 de la fig. 4 représentent les spectres différentiels des traces photoniques et électroniques repris de l'article de RICHARDS et NORDHEIM (²¹). Ils sont normalisés d'après les résultats expérimentaux, tous les deux avec le même facteur, de manière à conserver les rapports d'intensités théoriques. L'accord entre ces courbes et les histogrammes expérimentaux *A* et *B* est bon, sauf pour les photons de basse énergie. Entre 10 et 20 MeV, l'intensité expérimentale est inférieure à l'intensité théorique de plus qu'un facteur 2; entre 6 et 10 MeV le désaccord est encore plus important. Ce désaccord, portant uniquement sur les photons de basse énergie, semble pouvoir être attribué, au moins en grande partie, à la perte de paires de basse énergie au cours des explorations. En effet, nous avons vu (cf. n. 2) qu'un certain nombre de paires avaient été écartées d'office comme douteuses, celles-ci étant certainement d'énergie inférieure à 10 MeV, et que la perte totale sur les paires non douteuses d'énergie inférieure à 50 MeV pouvait dépasser 20%. En conclusion, on peut dire que les spectres théoriques de RICHARDS et NORDHEIM représentent bien les spectres différentiels d'énergie ainsi que les rapports d'intensités des photons et des électrons à l'altitude du Pic du Midi et dans les domaines d'énergie considérés.

(²⁸) D. B. HALL: *Phys. Rev.*, **66**, 324 (1944).

6. — Intensités intégrales.

Vu les résultats précédents, nous pouvons à présent utiliser les spectres théoriques pour déterminer les intensités intégrales des photons et des électrons. Avant cela, revenons un moment sur la normalisation des courbes 1 et 2 de la fig. 4. Rappelons les valeurs particulières des intensités intégrales expérimentales des photons et des électrons, obtenues aux nn. 3 et 4 :

$$(6) \quad Q_{50}^{\infty} = (1,76 \pm 0,12) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

$$(8) \quad P_6^{70} = (1,34 \pm 0,08) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Dans les mêmes intervalles, les spectres théoriques donnent respectivement les valeurs suivantes, en unités arbitraires :

$$(10) \quad Q_{60}'^{\infty} = 1,58,$$

$$(11) \quad P_6^{70} = 1,07.$$

En comparant ces valeurs aux valeurs expérimentales, on trouve les rapports suivants :

$$\frac{Q_{60}^{\infty}}{Q_{50}'^{\infty}} = (1,12 \pm 0,08) \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad \frac{P_6^{70}}{P_6^{70}} = (1,25 \pm 0,08) \cdot 10^{-2},$$

qui coïncident dans les limites des erreurs.

Pour tracer les courbes 1 et 2 de la fig. 4, nous avons pris la valeur moyenne $1,18 \cdot 10^{-2}$ comme facteur de normalisation. Utilisant les spectres théoriques ainsi normalisés, nous trouvons pour les intensités intégrales des photons et des électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, les valeurs suivantes :

$$(12) \quad Q_{10}^{\infty} = (5,55 \pm 0,38) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

$$(13) \quad P_{10}^{\infty} = (1,84 \pm 0,11) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Nous pouvons calculer aussi l'intensité intégrale des mésons d'énergie supérieure à 40 MeV. Il nous suffit pour cela de soustraire de la valeur expérimentale (9) de l'intensité intégrale des traces de grande énergie, la valeur de l'intensité intégrale des électrons d'énergie supérieure à 70 MeV, calculée à l'aide du spectre théorique :

$$(14) \quad P_{70}^{\infty} = 0,70 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

d'où:

$$(15) \quad R_{40}^{\infty} = (2,85 \pm 0,12) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Les erreurs probables indiquées pour les différentes intensités intégrales sont d'origine purement statistique. Il n'a pas été tenu compte de l'incertitude des extrapolations basées sur les spectres théoriques.

7. - Distributions angulaires et intensités verticales.

Les distributions angulaires des composantes dure et molle ont été étudiées au moyen de compteurs montés en télescope par divers auteurs ^(7,8,9,10,11). Ceux-ci ont cherché à représenter ces distributions par des lois de la forme suivante

$$(16) \quad I(\theta) d\Omega = I_v \cos^n \theta d\Omega = 2\pi I_v \cos^n \theta \sin \theta d\theta,$$

dans laquelle I_v est l'intensité dans la direction verticale et $I(\theta)$ est l'intensité dans une direction d'angle zénithal θ .

Pour la composante dure, tous les auteurs cités ci-dessus s'accordent pour assigner à l'exposant n du cosinus la valeur 2, à toutes les altitudes, sauf éventuellement aux plus grandes. Pour la composante molle, par contre, il y a des divergences. Les uns ^(7,8) trouvent pour n la valeur 3,5 (ce qui correspond à une distribution plus étroite que celle de la composante dure) les autres ^(9,10,11) trouvent pour n la valeur 2, comme pour la composante dure.

Les mesures angulaires que nous avons effectuées sur les paires et sur les traces isolées nous permettent d'établir les distributions angulaires des photons, des électrons et des particules de grande énergie. Ici, l'avantage de plaques photographiques sur les compteurs est qu'elles donnent directement les distributions angulaires dans l'espace et qu'il n'y a pas lieu de faire de corrections tenant compte d'effets secondaires; il y a donc moins de risques d'erreurs systématiques. Mais, par contre, les erreurs statistiques sur nos résultats actuels sont beaucoup plus grandes que les erreurs statistiques sur les résultats cités ci-dessus, qui sont basés sur le comptage de plusieurs milliers de particules.

Les 2^e et 5^e colonnes du tableau V donnent les distributions expérimentales des photons et des électrons dans les intervalles d'angle zénithal indiqués dans la 1^{ère} colonne. Les 3^e et 6^e colonnes donnent, en pour-cent, les distributions obtenues en effectuant les corrections géométriques indiquées aux nn. 3 et 4. Enfin, les 4^e et 7^e colonnes donnent les mêmes distributions, normalisées de manière à ce que les totaux correspondent respectivement aux intensités intégrales (12) et (13) données au n. 6.

TABLEAU V.

θ (degrés)	Photons			Electrons			Particules de grande énergie		
	Distrib. expér.	Distrib. corrigée (%)	Distrib. normalisée ($10^{-4}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{stér}^{-1}$)	Distrib. expér.	Distrib. corrigée (%)	Distrib. normalisée ($10^{-4}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{stér}^{-1}$)	Distrib. expér.	Distrib. corrigée (%)	Distrib. normalisée ($10^{-4}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{stér}^{-1}$)
0-17	64	26,6	541,0	38	24,5	166,0	62	18,2	190,0
17-24	45	18,8	382,0	18	11,6	79,0	54	15,8	166,0
24-34	42	19,2	197,0	23	22,0	75,0	54	23,2	121,0
34-42	19	13,4	138,0	8	11,6	39,5	28	18,0	94,0
42-49	11	9,1	93,5	5	8,3	28,4	14	10,3	54,0
49-55	5	5,0	51,5	2	3,9	13,4	4	3,4	17,8
55-61	4	4,2	43,0	3	5,8	19,8	3	2,6	13,6
61-66,5	1	1,3	13,4	3	6,4	21,8	5	5,0	26,0
66,5-72	1	1,3	13,4	1	2,2	7,5	2	2,1	11,0
72-77	1	1,3	13,4	2	4,5	15,4	1	1,2	6,3
> 77	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Pour déterminer la distribution générale de la composante molle, nous avons réuni les distributions des photons et des électrons. La distribution ainsi obtenue est basée sur 296 événements. Ceci est justifié par les deux raisons suivantes: a) Les électrons et les photons sont angulairement liés entre eux dans le développement des gerbes et les deux distributions sont essentiellement liées au scattering multiple des électrons le long de leur parcours. b) Les deux distributions exprimées en pour-cent, coïncident à peu près dans les limites des erreurs statistiques. L'histogramme de la fig. 5a représente cette distribution générale de la composante molle. Il a été établi en coordonnées logarithmiques, en portant en abscisses les logarithmes de $\cos \theta$ et en ordonnées des nombres proportionnels aux logarithmes des nombres d'événements dans les différents intervalles angulaires. Sur ce graphique, les lois de la forme (16) sont représentées par des droites de coefficient angulaire $-n$. On voit que la distribution peut effectivement être représentée, en première approximation, par une loi de la forme (16) avec $n = 3,5 \pm 0,5$, en accord avec certains des résultats obtenus au moyen de compteurs (^{7,8}). Cependant, il semble que la distribution puisse être mieux représentée par une ligne courbe, correspondant à une loi plus compliquée. On voit également que l'on peut exclure la valeur 2 pour l'exposant n .

Les histogrammes des fig. 5 b et c, établis également en coordonnées loga-

rithmiques, représentent les distributions angulaires normalisées des photons et des électrons d'énergie supérieure à 10 MeV. Nous avons reporté sur ces figures les droites de coefficient angulaire -2 et $-3,5$, ainsi que la courbe tracée sur la fig. 5 a. Nous pouvons maintenant tâcher d'établir, en utilisant

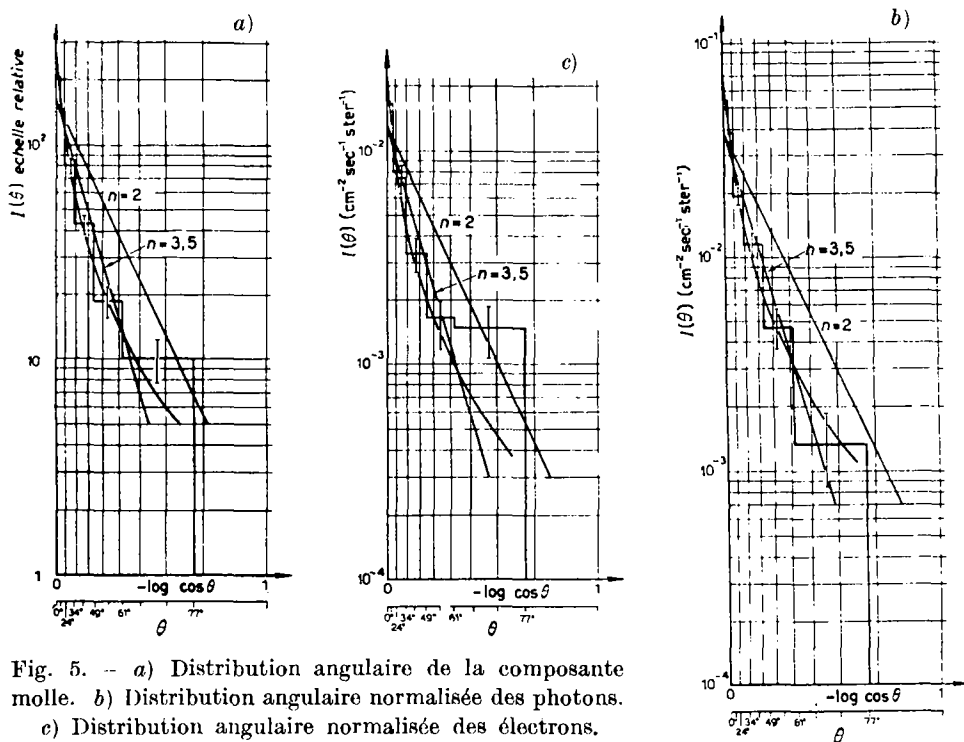


Fig. 5. -- a) Distribution angulaire de la composante molle. b) Distribution angulaire normalisée des photons. c) Distribution angulaire normalisée des électrons.

ces données, quelle est l'intensité verticale des composantes que nous avons examinées. Cela nous donne la possibilité de confronter nos résultats avec ceux des mesures faites au moyen de compteurs.

Pour déterminer les intensités verticales, il suffit d'extrapoler les distributions angulaires jusqu'aux abscisses nulles. Si nous extrapolons les courbes des fig. 5 b et c, nous obtenons les valeurs des intensités verticales indiquées dans la première colonne du tableau VI. D'autre part, en extrapolant la droite de coefficient angulaire $-3,5$, nous obtenons les valeurs indiquées dans la 2^e colonne du tableau. Ces valeurs sont presque deux fois plus petites que les précédentes. Cette grande différence met en évidence l'incertitude de cette méthode. Des données plus directes du point de vue expérimental peuvent être tirées du rapport entre le nombre des particules comprises dans un petit angle solide (d'axe vertical) et l'amplitude de cet angle lui-même. En réalité, pour obtenir la valeur théorique de l'intensité verticale, cet angle solide devrait

TABLEAU VI.

	Intensités verticales ($10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stérad}^{-1}$)			
	extrapol. suivant courbe	extrapol. suivant droite $n = 3,5$	cône $\theta = 17^\circ$	Rossi
Photons ($K > 10 \text{ MeV}$)	$7.0 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,3$	$5.4 \pm 0,5$	—
Electrons ($E > 10 \text{ MeV}$)	$2.3 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,2$	0,8
Mésons ($E > 40 \text{ MeV}$)	—	$1,6 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,2$	—
($E > 220 \text{ MeV}$)	—	$1,3 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,2$	1,5

être infiniment petit, ce qui naturellement n'est pas possible. Mais on pourrait faire la même remarque à propos des mesures de l'intensité verticale faites au moyen de compteurs. En prenant le cône de demi-ouverture $\theta = 17^\circ$ on obtient les données de la 3^e colonne du tableau VI. La 4^e colonne donne la valeur de l'intensité verticale des électrons obtenue au moyen de compteurs, tirée d'un article de Rossi (¹²). On voit qu'il y a un désaccord assez grand entre les valeurs que nous avons obtenues et celle-ci. Cette différence nous semble pouvoir être due à l'incertitude de l'évaluation de la limite inférieure de l'énergie dans les mesures faites au moyen de compteurs, vu qu'aux environs de 10 MeV la pente du spectre intégral d'énergie est très raide.

Les trois dernières colonnes du tableau V donnent, pour les particules de grande énergie, la distribution expérimentale, la distribution corrigée et la distribution normalisée, obtenues de manière tout à fait analogue que les distributions correspondantes des électrons. L'histogramme de la fig. 6 représente, en coordonnées logarithmiques, la distribution normalisée. On voit que cette distribution peut être représentée assez correctement par une loi de la forme (16) avec un exposant $n = 3,5$, tandis que l'on peut exclure l'exposant 2. Ce résultat est en désaccord avec celui des auteurs cités plus haut,

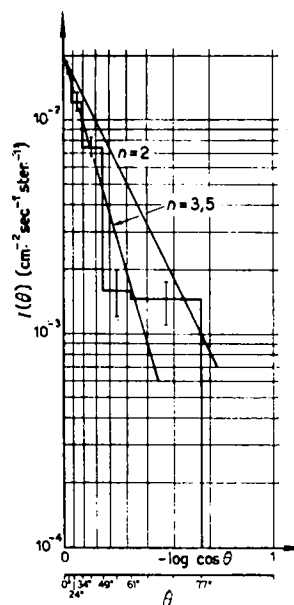


Fig. 6. - Distribution angulaire des particules de grande énergie, normalisée pour les mésons d'énergie supérieure à 40 MeV.

qui trouvent tous un exposant 2, mais il est évidemment délicat de comparer des résultats obtenus par des méthodes si différentes. En extrapolant la droite de coefficient angulaire $-3,5$, nous obtenons la valeur suivante de l'intensité verticale des particules de grande énergie:

$$(17) \quad I_v = (2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ stérad}^{-1}.$$

Comme la distribution angulaire des électrons peut être également représentée, en première approximation, par une droite de coefficient angulaire $-3,5$, nous pouvons déduire de la valeur (17) l'intensité verticale des mésons d'énergie supérieure à 40 MeV, en utilisant les valeurs (14) et (15) des intensités intégrales des électrons et des mésons compris dans les particules de grande énergie. Nous obtenons ainsi la valeur indiquée dans la 2^e colonne du tableau VI. Dans la 3^e colonne est indiquée la valeur obtenue par la méthode directe citée plus haut. On voit que dans ce cas-ci, les deux méthodes donnent à peu près le même résultat. Nous avons aussi calculé l'intensité verticale des mésons d'énergie supérieure à 220 MeV, pour pouvoir faire la comparaison avec la valeur tirée de l'article déjà cité de ROSSI et indiquée dans la 4^e colonne du tableau VI. On voit que l'accord est satisfaisant.

Remerciements.

Ce travail résulte d'une collaboration entre le Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Bruxelles et les Instituts de Physique des Universités de Gênes et de Rome.

Nous exprimons notre gratitude envers les Professeurs E. AMALDI, M. COSYNS et G. P. S. OCCHIALINI pour l'aide constante qu'ils nous ont prodiguée au cours de ce travail et pour l'accueil généreux qu'ils ont réservé à ceux d'entre nous qui ont assuré la liaison entre leurs laboratoires. Nous remercions vivement les Professeurs A. BORSELLINO et M. SCHÖNBERG pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à nos recherches, et nos collègues C. DILWORTH, A. MANFREDINI et L. VERMASEN, qui nous ont accordé leur précieux concours à maintes reprises. Nous remercions particulièrement le Professeur J. RÖSCH, Directeur de l'Observatoire du Pic du Midi, qui nous a donné toutes les facilités pour exposer les plaques et M. C. WALLER, de Ilford Ltd, qui nous a aimablement fourni les émulsions spéciales. Nous tenons enfin à remercier les microscopistes qui se sont dévoués à la recherche des paires d'électrons dans les émulsions.

L'un de nous (G. C.) est redevable envers le Ministère des Affaires Étrangères de Belgique d'une bourse d'études qui lui a été octroyée dans le cadre des échanges culturels belgo-italiens.

RIASSUNTO (*)

Il lavoro è uno studio della componente molle della radiazione cosmica al Pic du Midi (43° lat. N, 2860 m s.l.m.) condotto per mezzo di lastre fotografiche sensibili alla ionizzazione minima. Lo studio si basa sull'esame sistematico delle tracce isolate e delle tracce di coppie d'elettroni create nell'emulsione. Gli spettri differenziali dell'energia dei fotoni e degli elettroni si identificano misurandone lo scattering e si normalizzano in base alle intensità integrate misurate; si confrontano con gli spettri calcolati da RICHARDS e NORDHEIM secondo la teoria delle cascate. L'accordo è soddisfacente sia per la forma degli spettri che per il rapporto delle intensità. Le distribuzioni angolari trovate per la componente molle (fotoni + elettroni) e per la componente dura (mesoni) coincidono approssimativamente fra di loro e possono essere rappresentate in prima approssimazione da una legge della forma $I(\theta) d\Omega = I_0 \cos^{3,5} \theta d\Omega$.

(*) Traduzione a cura della Redazione.