

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЮОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 3 - 10 Тэв ПО ДАННЫМ ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЫ

Л. Т. Барадзей, Е. А. Каневская,

Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев

Распределения получены с помощью эмульсионной камеры с рентгеновскими пленками, регистрирующей электронно-фотонные каскады (ЭФК), инициируемые фотонами тормозного излучения мюонов<sup>1</sup>. Камера экспонировалась в течение 1969 года в подземном помещении на глубине 20 м в. э. Суммарная экспозиция составила 16,5 тонн.год.

Камера состояла из 8 блоков. Блок площадью  $40 \times 120 \text{ см}^2$  содержал 16 слоев пакетов с рентгеновскими пленками, прослоенными двухсантиметровыми пластинами свинца. В каждом пакете находились 2 пленки типа РТ-6. Над верхним пакетом помещалось 10 см свинца. Плоскость пакетов составляла с вертикалью угол  $45^\circ \pm 3^\circ$ .

Для уменьшения зазоров между пленками и свинцом<sup>2</sup> свинцовые пластины набирались из отдельных брусков с хорошо обработанной поверхностью. Под пакетами укладывались прокладки из картона (1,5 мм). Такая конструкция камеры обеспечивала зазоры, не превышавшие 300 мкм.

Контроль за проявлением и чувствительностью пленок проводился по величине фотометрической плотности  $D_M$  контрольных пятен, нанесенных стандартным  $\beta$ -источником<sup>3</sup>. Распределение  $D_M$  для всех 512 пакетов гауссово с  $\sigma = 0,08$ .

Углы падения электронно-фотонных каскадов измерялись по смещению центров пятен в эмульсионных слоях по обеим сторонам подложки<sup>3</sup> с точностью 3°.

Для анализа было отобрано 122 события, когда во всех четырех эмульсионных слоях в пакете обнаруживались пятна почернения, а углы падения ЭФК в обеих пленках отличались не более, чем на двухкратную погрешность измерений. При этом угол  $\alpha$  с нормалью к пленке не превышал 60°. 15 каскадов регистрировались в двух или трех слоях эмульсионной камеры.

Таблица 1

	Радиус круга, мкм				В среднем
	48	58	84	140	
$\Delta = \frac{D - D'}{D}$	0,090 ±0,010	0,085 ±0,011	0,078 ±0,011	0,086 ±0,013	0,086 ±0,008
$\sqrt{(\Delta - \bar{\Delta})^2 / (n - 1)}$	0,13	0,14	0,14	0,15	0,14

В таблице 1 приведено соотношение плотностей пятен в верхней (D) и нижней (D') пленках в пакете, характеризующее точность воспроизведения плотностей при фотометрировании пятен от ЭФК.

Чтобы исключить искажения при измерении плотностей, обусловленные рассеянием света в объеме фотоэмульсии и смещением пятен в эмульсионных слоях на противоположных сторонах пленки, использовался уточненный метод определения энергии ЭФК по плотности пятна в одном, верхнем слое эмульсии.

Энергия ЭФК определялась сопоставлением фотометрической плотности пятна, измеренной в круге радиуса  $r$ , с соответствующей величиной  $D_r(E)$ , рассчитанной теоретически<sup>3</sup>.

$$D_r(E) = - \lg \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r \exp \left\{ - 2,3D[n(x)] \right\} 2\pi x dx$$

При расчетах пространственное распределение электронов  $n(r)$  принималось согласно работе<sup>4</sup>. Зависимость фотометрической плотности от плотности частиц  $D(n)$  была определена экспериментально в пучке  $\pi^+$  - мезонов с импульсом 540 Мэв/с (ИТЭФ),  $\pi^-$  - мезонов с импульсом 60 Гэв/с (Серпухов) и для каскадных электронов в ЭФК с энергией 1,5-15 Тэв. При стандартной обработке пленок РТ-6

$$D(n) = 4,0 \left[ 1 - \exp \left\{ (- 3,26 \pm 0,25) \cdot n \right\} \right]$$

Наряду с расчетами величин  $D_r(E)$  были рассчитаны и поправки к величинам  $D_r$  в том случае, когда ЭФК пересекает эмульсионный слой под углом  $\alpha$  с нормалью к пленке.

При определении спектра фотонов тормозного излучения мюонов<sup>5</sup> возможны методы, аналогичные "толчковому" и калориметрическому<sup>1</sup>.

Вследствие наличия у каскадной кривой максимума, ЭФК с энергией  $E$  создает в круге радиуса  $r$  плотность  $D_r > D$  на пути в поглотителе, ограниченном глубинами от  $t_{\min}$  до  $t_{\max}$  от начала развития каскада. Если  $dN_f/dE$  - спектр тормозных фотонов, то число пятен, регистрируемых одним слоем пленки

$$N(D_r > D) = \int_{E_{гр}}^{\infty} (t_{\max} - t_{\min}) \frac{dN_f}{dE} dE.$$

Апертура эмульсионной камеры  $\Lambda(\theta) = W_{\text{пер}}(S_{\text{эф}}/S_0)$  для регистрации мюонов с заданным зенитным углом  $\theta$  рассчитывалась на ЭВМ с точностью 2% методом случайных испытаний для условия  $\alpha \leq 60^\circ$ .

Таблица 2

Источник	7	6	8	9	Наст. эксперимент
Поток мюонов с $E > 5$ Тэв/м <sup>2</sup> . год. стер.	160	140	1300	280	$250 \pm 70$
Показатель степени энерг. спектра	2,8	2,6	2,0	2,6	$2,5 \pm 0,3$

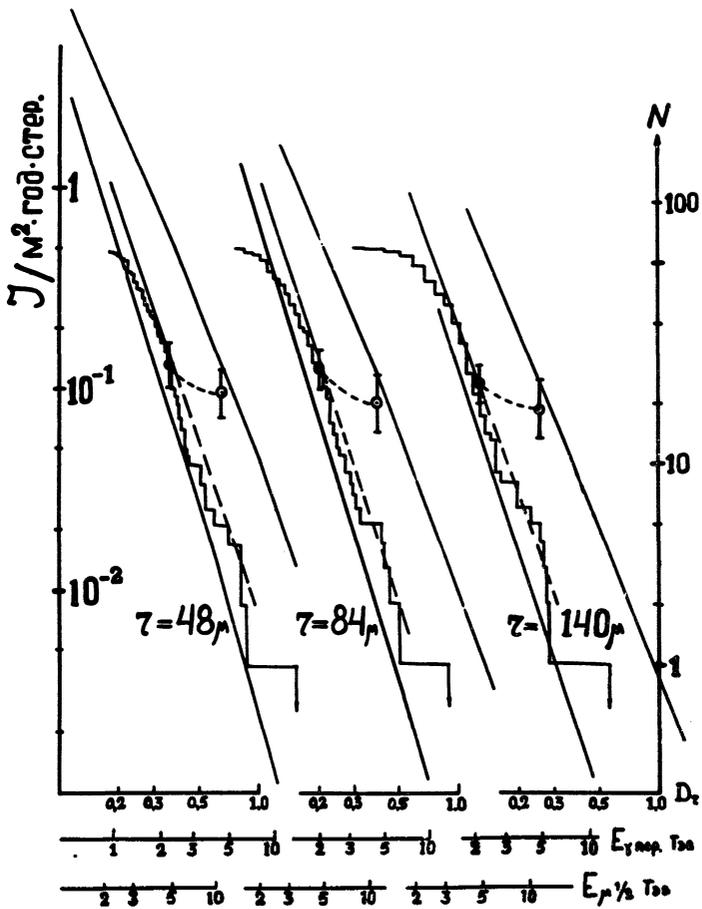
В таблице 2 суммированы данные об энергетических спектрах мюонов при энергиях выше 1 Тэв. На рис. 1 экспериментальное распределение  $N(D_T > D)$  сопоставлено с расчетным.

В результате опыта введена поправка, учитывающая изменение плотностей  $D_T$  с углом  $\alpha$ . Приведены статистические погрешности. Систематические неопределенности, обусловленные влиянием порога, несколько уполаживают спектр. На величину потока мюонов влияют систематические погрешности в определении энергии. В основном это неопределенность расчетов<sup>4</sup>, оцениваемая в 10% по энергетической шкале<sup>10</sup>.

Найденный спектр до энергий 7 Тэв в пределах статистических ошибок согласуется со спектром по измерениям с ионизационным калориметром<sup>9</sup>. При более высоких энергиях наши данные ложатся ниже и не дают никаких указаний на уположение спектра, которое связывается в<sup>9</sup> с процессами прямого рождения мюонов.

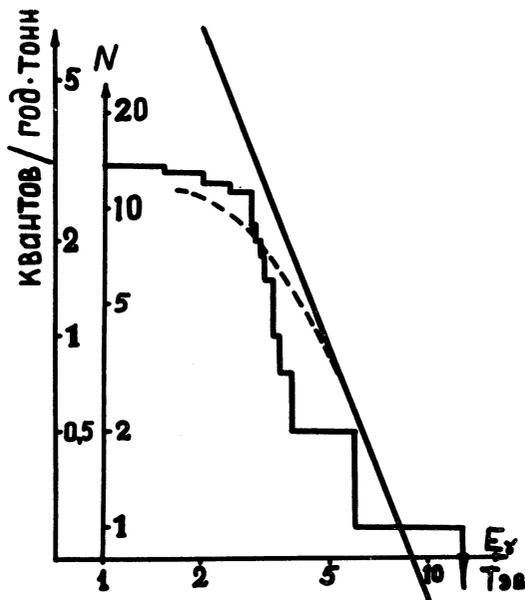
На рис. 2 приведено энергетическое распределение ЭФК, зарегистрированных в нескольких слоях камеры. В этих случаях можно<sup>6</sup> определить точку начала каскада в камере и энергию ЭФК. Результаты, полученные вторым методом, соответствуют спектру мюонов, найденному первым.

При определении углового распределения важно, чтобы энергетические распределения ЭФК в разных интерва-



Р и с. 1. Сопоставление экспериментальных и расчетных спектров оптических плотностей пятен. Ломаная линия - эксперимент; сплошная прямая, пунктир и штрихпунктир - расчет согласно данным работ <sup>7,8,9</sup>.

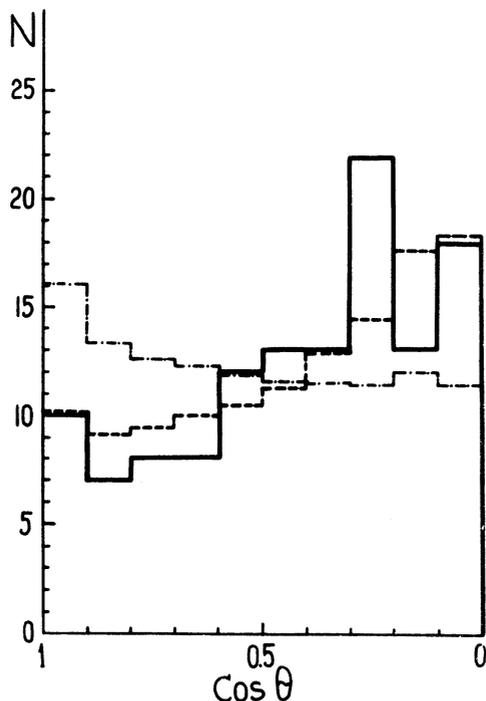
лах зенитных углов  $\theta$  совпадали. Средние значения фотометрических плотностей для разных  $\theta$  одинаковы, что показывает независимость от  $\theta$  эффективности отбора пятен.



Р и с. 2. Энергетическое распределение ЭФК, зарегистрированных в двух и трех слоях камеры. Сплошная прямая — спектр  $N(>E) = 250(E/5 \text{ тэв})^{-2,5}$ , пунктир — то же с поправкой на эффективность регистрации в двух слоях.

Для камеры, расположенной под углом  $45^\circ$  к вертикали, распределение ЭФК по углам  $\alpha$  с нормалью к пленке для различных интервалов  $\cos\theta$  несколько различно, так что среднее значение  $\cos\alpha$  для интервалов в средней части гистограммы несколько больше, чем для краев. Обусловленное этим изменение пороговых значений плотностей пятен  $D$  лежит в пределах

5%. Если наряду с процессом распада  $\pi \rightarrow \mu$  в атмосфере имеет место<sup>11</sup> и процесс прямого рождения мюонов в сильных взаимодействиях, то угловое распре-



Р и с. 3. Сопоставление экспериментального углового распределения (сплошная линия) с расчетом: - - -  $R = 0,0$ ; -.-.-  $R = 0,02$ .

деление мюонов представляет собой сумму двух компонент. Компонента, обусловленная распадом пионов, рассчитана в<sup>12</sup> для моноэнергетических мюонов. Вторая компонента распределена изотропно. Мы произвели усреднения угловых распределений по энергетическому спектру мюонов для различных значений  $R = I_{\mu}(E)/I_{\pi^{\pm}}(E)$

На рис. 3 экспериментальное угловое распределение сопоставлено с рассчитанными для  $R = 0$  и  $R = 0,02$ . Таблица 3 дает величины  $P(\chi^2)$ , характеризующие степень согласия данных опыта с расчетными.

Таблица 3

R	0,000	0,005	0,010	0,015	0,020	$R(E)^*$
$P(\chi^2)$	0,60	0,23	0,09	0,02	0,008	0,002

Величина  $P(\chi^2)$  монотонно падает при увеличении  $R$ . Таким образом, эксперимент не дает никаких указаний на существование процессов прямого рождения мюонов.

Авторы считают приятным долгом отметить участие в проведении эксперимента Г. Б. Христиансена и поблагодарить Н. Н. Калмыкова за ряд замечаний.

Поступила в редакцию 19 октября 1970 г.

После переработки 12 ноября 1970 г.

\*) Зависимость  $R(E)$  взята согласно последним результатам, приведенным в докладе Кейфеля на Киевской конференции 1970 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Л. Т. Барадзей, Е. А. Каневская, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев. Proc. 11, Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969.
2. L. T. Baradzey, E. A. Kanevskaya, Yu. A. Smorodin Canadian J. Phys., 46, S1154 (1968).
3. Л. Т. Барадзей, Е. А. Каневская, Ю. А. Смородин. Труды ФИАН, 46, 200, Москва, (1970),
4. J. Nishimura. Prog. Theor. Phys. Japan, Suppl. 32, 72 (1964).
5. Л. В. Волкова. Изв. АН СССР сер. физич. 34, 1982 (1970).
6. A. Mizaki, K. Muzutani et al. Proc. 11, Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969.
7. J. T. Osborne, N. S. Palmer, A. W. Wolfendale. Proc. Phys. Soc., 94, 911, (1964).
8. С. Н. Вернов, Ю. А. Нечин, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен. Труды международного семинара по физике нейтрино, часть Ш, 264, Москва, 1968.
9. А. Д. Ерлыкин, А. К. Куличенко, С. И. Никольский. Ядерная физика, 10, 593, (1969).
10. А. И. Савельева. Диссертация, НИИЯФ МГУ, Москва, 1969.
11. H. E. Bergeson, Y. W. Keuffel, M. O. Larson et al. Phys. Rev. Lett., 21, 1089, (1968).
12. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин ЖЭТФ, 39, 1677, (1960).