

Что же касается полноты исследования системы [5], и в частности возможности ухода решений на бесконечность или существования (квази)периодических траекторий и т. д., то здесь можно заметить, что такого рода движения, важные для истинно механических задач, нас не привлекают, так как они характеризуются бесконечным полным действием. Конечную величину энергии уединенной волны имеют орбиты с конечным действием, начинающиеся и оканчивающиеся в минимумах потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Tsai Wu-Yang //Phys. Rev. 1971. D4. P. 3643—3648. [2] Хуанг Квар-ки К. Лептоны и калибровочные поля. М., 1985. [3] Раджараман Р. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. М., 1985. [4] Golstone J., Jackiw R. //Phys. Rev. 1975. D11. P. 1486—1493.

Поступила в редакцию
08.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА: АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523.165

ПОИСК ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ В ГЛУБОКИХ РЕНТГЕН-ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕРАХ

Т. П. Аминева, И. П. Иваненко, Н. П. Ильина, Т. В. Лазарева,
Б. Л. Каневский, А. К. Манагадзе, Е. А. Мурзина, Е. И. Помелова,
Е. Г. Попова, И. В. Ракобольская, Н. Г. Рябова, Л. Г. Свешникова,
О. П. Строгова, Н. Г. Зелевинская, В. М. Максименко, И. А. Михайлова,
Л. П. Николаева

(НИИЯФ)

Приводятся первые результаты по изучению интенсивности адронов, зарегистрированных в глубине (81—110 см свинца) рентген-эмульсионной камеры. Рассчитана интенсивность каскадов в глубине камеры в предположении рождения во взаимодействиях адронов чармированных частиц с большим сечением.

Исследование взаимодействия адронов высоких энергий (~ 10 ТэВ) с тяжелым веществом с помощью ионизационных калориметров и рентген-эмульсионных камер (РЭК) представляет значительный интерес, так как эта область энергий пока недостижима для ускорителей с мишенью.

Данные, полученные при исследовании поглощения энергии адронной компоненты в стволах широких атмосферных ливней (ШАЛ) в калориметре со свинцовым поглотителем [1], указывают на возможное изменение элементарного акта взаимодействия — появление длиннопробежной компоненты. Эта компонента связывается [1, 2] с генерацией в неупругих взаимодействиях адронов с ядрами свинца нестабильных частиц, которые не рождаются при меньших (~ 1 ТэВ) энергиях.

В работах [1—4], посвященных исследованиям, проведенным на тянь-шаньском калориметре, были сделаны следующие выводы. 1) Во взаимодействиях адронов с энергией выше 10 ТэВ существенная доля энергии (в среднем до 50%) передается нестабильным частицам, которые не рождаются в области более низких энергий. Эти частицы проносят энергию в глубь адронного каскада ствола ШАЛ, образуя длиннопробежную компоненту. 2) Время жизни таких частиц может

лежать в пределах $10^{-13} \div 10^{-12}$ с (в предположении, что их масса равна ~ 2 ГэВ/ c^2). Из известных в настоящее время частиц в качестве наиболее подходящих кандидатов для объяснения полученных результатов могут рассматриваться чармированные частицы.

Изменение характеристик ядерного каскада в свинце должно скакаться на результатах изучения адронов с помощью РЭК, поскольку камера, по существу, представляет собой плотный поглотитель (слой свинца, переложённые рентгеновской пленкой, плотность $\sim 11,3$ г/см³).

Если в неупругих взаимодействиях адрона с ядром свинца с большим сечением (~ 5 мб/нукл. при энергии адрона $E_0 \sim 10$ ТэВ, зависимость сечения от массового числа ядра вида A^1 [3, 4]) генерируются частицы, пронесшие энергию на большие глубины поглотителя, в РЭК должен наблюдаться избыток каскадов от адронов на больших глубинах.

В настоящей работе использовались данные, полученные при экспозиции глубоких (110 см) РЭК различной конструкции.

В секциях Pb-43, Pb-45, Pb-46 содержалось 58 рядов пленки, расположенной следующим образом: первый ряд пленки лежал под 3-см слоем свинца, затем ряды до 28-го включительно были разделены 1-см слоями свинца. После 28-го ряда пленки лежал 51-см слой свинца, затем ряды с 29-го по 58-й с 1-см промежутками. Таким образом, толщина свинца над 58-м рядом пленки составила 110 см, что соответствует примерно 6,5 пробегу для взаимодействия адронов.

Секции Pb-47, Pb-48 также содержали 58 рядов пленки, но имели другую конструкцию. Верхняя часть камеры (8 см) была переслоена 1-см слоями свинца, а ряды с 9-го по 58-й — 2-см слоями свинца. Таким образом, 8-й ряд пленки лежал под слоем свинца толщиной 8 см, 9-й — 10 см, 58-й ряд — под слоем свинца толщиной 110 см.

Для отбора каскадов, пронесших энергию на большие глубины, тщательно просматривалась нижняя часть камеры (в секциях Pb-43, Pb-45, Pb-46 это 29—58-й ряды пленки, в секциях Pb-47, Pb-48 — 44—58-й ряды, т. е. 81—110 см свинца).

Было обработано в общей сложности 39,5 м² камеры, экспонировавшейся в течение года. По этой площади было отобрано 25 каскадов с энергией $E^{(0)} \geq 6,3$ ТэВ, зародившихся в нижней части камеры. (В РЭК измеряется не вся энергия падающей частицы E_0 , а энергия, переданная во взаимодействие в гамма-кванты — $E^{(0)}$. Эти гамма-кванты образуют в свинце электронно-фотонные каскады (ЭФК). ЭФК с энергией $E^{(0)}$ выше пороговой регистрируются по пятнам потемнения на рентгеновской пленке.) Величина $E^{(0)}$ и глубина зарождения ЭФК Δt определяются на ЭВМ по стандартной программе [5]. Точность определения $E^{(0)}$ при этом составляет $\sim 20\%$.

Каскады от частиц, вошедших в камеру из воздуха через ее боковую поверхность, т. е. прошедших в свинце путь, заведомо меньший, чем $81/\cos \theta$ см, где θ — угол между направлением движения и вертикалью, отбрасывались. Частицы, вошедшие в камеру под углом θ , эффективно регистрируются при значениях $0 \leq \theta \leq \theta_{\max}$; для каждой секции, имеющей размеры $250 \times 400 \times 110$ см, $\theta_{\max} = 50^\circ$.

Отобранные 25 каскадов могут быть обусловлены: 1) ЭФК от обычных адронов, взаимодействующих в нижней части камеры; 2) ЭФК от тормозных гамма-квантов, образованных мюонами; 3) ЭФК, образованными продуктами распада чармированных частиц.

1). Для расчета числа каскадов от обычных адронов необходимо знание следующих характеристик потока адронов на высоте Памира (600 г/см²):

а) вертикальной интенсивности в области энергий $E_h^{(\gamma)} \sim 5 \div 80$ ТэВ; по результатам эксперимента «Памир» 1976—1981 гг. она может быть аппроксимирована [5, 6] степенной функцией

$$I_{0h}(\geq E_h^{(\gamma)}) = (1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-10} (E_h^{(\gamma)} / 5 \text{ ТэВ})^{-2,03 \pm 0,06} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1};$$

б) углового распределения падающих адронов [5]:

$$\frac{dN(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} \sim \cos^{m+1} \theta, \text{ где } m = 5, 4;$$

в) пробега для взаимодействия адронов с ядрами свинца $\lambda_{\text{вз. изм.}}$.

Распределение точек взаимодействия адронов по глубине хорошо аппроксимируется экспоненциальным законом

$$dN/dt \sim e^{-t/\lambda_{\text{вз. изм.}}}$$

Для величины $\lambda_{\text{вз. изм.}}$ было взято экспериментально найденное [7, 8] значение $\lambda_{\text{вз. изм.}} = (207 \pm 17)$ г/см². Такое значение получено для суммарного потока протонов и пионов.

Эти характеристики позволяют рассчитать полное число ЭФК от адронов в нижней части камеры. Результаты расчета приведены в таблице.

Числа каскадов в нижней части установки с энергией $E^{(\gamma)}$ (год⁻¹·м⁻²)

$E^{(\gamma)}$, ТэВ	Эксперимент	N_h	$N_{\gamma\mu}$
$\geq 6,3$	$0,63 \pm 0,14$	$0,22 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,15$
$\geq 8,0$	$0,48 \pm 0,12$	$0,14 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,08$
$\geq 10,0$	$0,27 \pm 0,09$	$0,09 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,04$
$\geq 12,0$	$0,14 \pm 0,06$	$(5,60 \pm 1,40) \cdot 10^{-2}$	$(1,60 \pm 2,40) \cdot 10^{-2}$
$\geq 16,0$	$(8,00 \pm 4,60) \cdot 10^{-2}$	$(3,40 \pm 0,85) \cdot 10^{-2}$	$(0,67 \pm 1,00) \cdot 10^{-2}$
$\geq 20,0$	$(8,00 \pm 4,60) \cdot 10^{-2}$	$(2,20 \pm 0,55) \cdot 10^{-2}$	$(0,47 \pm 0,70) \cdot 10^{-2}$
$\geq 25,0$	$(8,00 \pm 4,60) \cdot 10^{-2}$	$(1,40 \pm 0,35) \cdot 10^{-2}$	$(0,23 \pm 0,35) \cdot 10^{-2}$

Продолжение

$E^{(\gamma)}$, ТэВ	$N_{\text{фон}} = N_h + N_{\gamma\mu}$	N_c
$\geq 6,3$	$(0,32 \pm 0,37) (\pm 0,06)$	$0,44 \pm 0,63$
$\geq 8,0$	$(0,19 \pm 0,22) (\pm 0,04)$	$0,26 \pm 0,38$
$\geq 10,0$	$(0,11 \pm 0,13) (\pm 0,02)$	$0,14 \pm 0,20$
$\geq 12,0$	$(7,20 \pm 8,00) (\pm 1,40) \cdot 10^{-2}$	$0,08 \pm 0,11$
$\geq 16,0$	$(4,07 \pm 4,40) (\pm 0,85) \cdot 10^{-2}$	$(4,90 \pm 7,00) \cdot 10^{-3}$
$\geq 20,0$	$(2,67 \pm 2,90) (\pm 0,55) \cdot 10^{-2}$	$(3,00 \pm 4,30) \cdot 10^{-2}$
$\geq 25,0$	$(1,63 \pm 1,7) (\pm 0,35) \cdot 10^{-2}$	$(1,53 \pm 2,20) \cdot 10^{-2}$

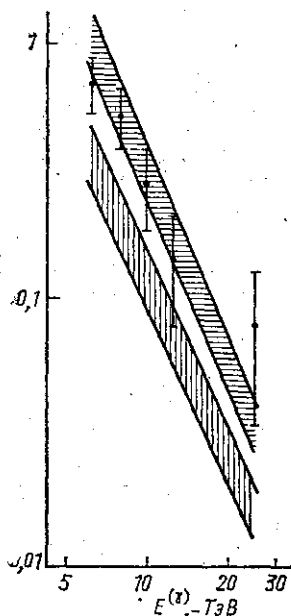
2). Число каскадов, вызванных тормозными гамма-квантами от мюонов, рассчитывалось исходя из данных работы [9] о вертикальной интенсивности мюонов, полученной аналогичной методикой РЭК, с учетом того факта, что мюоны практически не поглощаются в свинце и создают гамма-кванты равномерно на всем своем пути в установке. Результаты расчета также приводятся в таблице.

3). Чармированные частицы имеют следующие свойства:
а) сечение взаимодействия меньше обычного из-за малого размера тяжелого кварка (а значит, больше длина пробега для взаимодействия);
б) коэффициент неупругости также меньше обычного за счет лидиро-

вания тяжелого кварка внутри адрона и имеет значение $K \sim 0,1$ [10];
в) времена жизни — $10^{-13} \div 10^{-12}$ с.

В неупругих взаимодействиях протона с ядром свинца рождаются ассоциативно Λ_c -барионы, уносящие в среднем до 50% энергии протона, и D -мезоны, на долю которых приходится $\sim 30\%$ энергии протона. В работах [7, 8] для величины полного коэффициента неупругости K при взаимодействии адрона с ядром свинца при энергиях $E_0 \sim 20$ ТэВ

$N(>E(x)), \text{ м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$

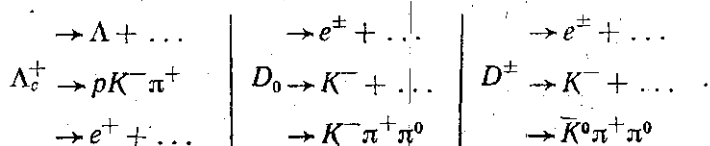


приводится значение $K=0.8$. Следовательно, рождающиеся чармированные частицы уносят практически всю энергию, выделенную в неупругом взаимодействии протон—ядро, и при этом в гамма-кванты выделяется ничтожная доля энергии. Поэтому такие события не регистрируются в РЭК, а регистрируется лишь та доля взаимодействий протонов с ядрами, в которых не рождаются чармированные частицы ($1 - \sigma_c / \sigma_{\text{неупр}}$, где σ_c — сечение генерации чармированных частиц, $\sigma_{\text{неупр}}$ — полное неупругое сечение взаимодействия протона с ядром). Для величины $\sigma_c / \sigma_{\text{неупр}}$ в работе [2] получено значение $\sim 45\%$.

Далее, мы предполагали, что в потоке адронов на высоте 600 г/см^2 примерно 70% приходится на долю протонов и $\sim 30\%$ — на долю пионов [11]. Во взаимодействиях пиона с ядром свинца также в 45% случаев рождаются D -мезоны [12], уносящие до 30% энергии пиона.

Интегральный спектр экспериментальных каскадов (точки), фоновых каскадов $N_{\text{фон}}$ (область с вертикальной штриховкой) и полное число каскадов $N_{\text{фон}} + N_c$ (область с горизонтальной штриховкой)

Доля ЭФК от продуктов распада чармированных частиц рассчитывалась из следующих соображений. Чармированные частицы, рожденные в неупругих взаимодействиях адронов с энергией $E_0 \geq 10$ ТэВ, проносят энергию в глубь установки и распадаются через время $\tau = \tau_0 \gamma$, где τ_0 — собственное время жизни частицы, $\gamma = E_c / m_c$. Продукты распада неупруго взаимодействуют с ядрами свинца, порождая ЭФК, число которых на глубинах наблюдения должно быть сравнимым с фоновым числом ЭФК от адронов и гамма-квантов от мюонов. Моды распада для Λ_c -бариона и $D_0^\pm$ -мезонов были взяты следующие [13]:



Расчет числа ЭФК от продуктов распада чармированных частиц проводился методом Монте-Карло на ЭВМ. Результаты расчета приведены в таблице (графа N_c).

Числа экспериментальных каскадов даны со статистическими ошибками. В погрешность числа каскадов от обычных адронов ΔN_n входит

погрешность определения вертикальной интенсивности и погрешность определения пробега для взаимодействия $\Delta\lambda_{вз} = 17 \text{ г/см}^2$.

В определении вертикальной интенсивности гамма-квантов от мюонов существует значительная неопределенность. Оценка интенсивности, полученная в работе [9], является верхней границей этого значения. В таблице в графе $N_{\text{тн}}$ представлен «коридор» возможных значений числа каскадов от гамма-квантов, образованных мюонами. В графе $N_{\text{фон}}$ приведены суммарные числа каскадов от адронов и гамма-квантов от мюонов с погрешностями.

В расчете методом Монте-Карло для N_c использовался переход от первичного спектра адронов $N(\geq E_0)$ к спектру $N(\geq E_h^{(n)})$. При этом величина коэффициента неупругости $K^{(n)} = 0,25 \div 0,30$. «Коридор» значений N_c обусловлен этой неопределенностью значения $K^{(n)}$.

На рисунке показано полное ожидаемое число каскадов в нижней части камеры $N_{\text{полн}} = N_{\text{фон}} + N_c$. Как видно из рисунка, полученная экспериментальная интенсивность каскадов превышает интенсивность фоновых каскадов и не противоречит предположению о рождении в неупругих взаимодействиях чармированных частиц. Однако недостаточная статистическая обеспеченность результатов не позволяет сделать окончательный вывод. Кроме того, предположение о рождении чармированных частиц с большим сечением находится в противоречии с экспериментальными данными по мюонной компоненте космических лучей [14, 15]. Действительно, если взять A -зависимость сечения рождения чармированных частиц на ядре вида $\sigma_c = \sigma_c^{pp} \times A$ [3, 4], то значение σ_c на ядре атома воздуха получается равным $\sim 70 \text{ мб}$, что на порядок больше значения, полученного из данных по мюонной компоненте [14, 15].

В дальнейшей работе предполагается вдвое увеличить статистический материал и рассмотреть другие возможные причины возникновения избыточных каскадов на больших глубинах поглотителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Яковлев В. И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техн. физ. эксперимента. 1984. № 3(20). С. 3—19. [2] Голубничий П. И. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. 49, № 7. С. 1263—1265. [3] Дремин И. М., Мадигожин Д. Т., Саакян В. А. // Ядерная физика. 1985. 41, № 4. С. 954—961. [4] Герштейн С. С., Каневский Б. Л., Лиходед А. К. // Там же. 1984. 39, № 1. С. 60—73. [5] Афанасьева Л. Г. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (НИИЯФ МГУ), 1981. [6] Байбурина С. Г. и др. // Тр. ФИАН СССР. 1984. 154, С. 3—217. [7] Каневский Б. Л., Михайлова И. А., Ракобольская И. В., Свешникова Л. Г. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 3. С. 27—29. [8] Михайлова И. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (НИИЯФ МГУ), 1985. [9] Ivanenko I. P., Ivanova M. A., Kuzmichev L. A. // Proc. 19th ICRC. USA, 1985. V. 6. P. 21—24. [10] Ходжамирян А. Ю. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техн. физ. эксперимента. 1982. № 3(12). С. 14—27. [11] Erlykin A. D., Kuzina N. P. Preprint N 95, Leb. Phys. Inst. 1980. [12] Hwa R. C. // Phys. Rev. 1983. D27. P. 653. [13] Particle Data Group // Rev. Mod. Phys. 56, N 2, part 2. April 1984. [14] Волкова Л. В., Зацепин Г. Т. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. 49. С. 1386—1388. [15] Волкова Л. В., Зацепин Г. Т. // Ядерная физика. 1983. 37. С. 353—357.

Поступила в редакцию
18.08.86