

ԲեվեռնԱՅՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆԱՅԻՆ ԹԻՐԱԿԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՈՒՄԸ «ՓՈՒՆՁ-ԹԻՐԱԿ» ՏԻՊԻ
ԿՐԿԵԱԿԻ ԲԵՎԵՐՆԱՅՎԱԾ ՓՈՐՁԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

2. 2. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, 2. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ժ. Վ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ

Բեռնացված թիրախով փորձ անցկացնելու ժամանակ (դաշտի տարբեր ուղղությունների դեպքում) անհրաժեշտ է հաշվի առնել բեռնացված պրոտոնային թիրախի մագնիսական դաշտի ազդեցությունը լիցքավորված մասնիկների հետագծի վրա: Այս նպատակի համար աշխատանքում կատարված են մագնիսական սպեկտրոմետրով տարբեր տեսակի փորձերի հաշվարկումներ Մոնտե-Կարլո մեթոդով: Ուսումնասիրվել է բեռնացված պրոտոնային թիրախների մագնիսական դաշտի ազդեցությունը սպեկտրոմետրը բնութագրող պարամետրերի վրա, նրա լույսաուժի և լուծողականության վրա:

CONSIDERATION OF THE INFLUENCE OF POLARIZED PROTON
TARGET MAGNETIC FIELD IN "BEAM-TARGET" TYPE DOUBLE
POLARIZATION EXPERIMENTS

H. A. VARTAPETYAN, A. P. KAZARYAN,
Zh. V. MANUKYAN, A. M. SIRUNYAN

The influence of the magnetic field of a polarized proton target on charged particle trajectories was considered by means of Monte-Carlo simulation of different types of experiments using magnetic spectrometers. The effect of target field on set-up parameters, on the spectrometer transmission and resolution has been investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 269—273 (1982)

Օ ЗАВИСИМОСТИ ДОЛИ ПИОНОВ В АДРОННОЙ
КОМПОНЕНТЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Д. Т. ВАРДУМЯН, Г. А. МАРИКЯН,
К. А. МАТЕВОСЯН

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные об энергетической зависимости доли пионов в адронной компоненте [1] в основном получены косвенными методами и имеют большой разброс, который не позволяет делать однозначное заключение о форме этой зависимости. С целью изучения указанной зависимости с помощью другой методики была создана установка [2], помещенная на высоте 2 км над уровнем моря, которая содержала электромагнит, широкозазорные искровые камеры и телескоп сцинтилляционных счетчиков. Использовались два варианта экспериментальной установки.

В первом варианте над зазором магнита и под зазором располагались по одной искровой камере с рабочей площадью 80×40 см² и межэлектродным зазором 39 см. Расстояние между камерами было 303 см. Сцинтилля-

ционный телескоп содержал три ряда счетчиков, один из которых находился над верхней искровой камерой, а остальные ряды — на различных глубинах вещества под нижней камерой. Над вторым рядом счетчиков устанавливались поглотители из свинца 65 г/см^2 и железа 185 г/см^2 , а между вторым и третьим рядами — 165 г/см^2 железа. Общее количество вещества над третьим рядом составляло 36 рад. ед. пробега, что практически полностью исключало регистрацию электронов с энергией более чем 1 ТэВ.

Во втором варианте установки над зазором магнита и под зазором помещались по одной двухсекционной искровой камере с рабочей площадью $100 \times 50 \text{ см}^2$ и межэлектродным зазором каждой секции, равным 33 см. Расстояние между камерами было 314 см. В состав сцинтилляционного телескопа был включен четвертый ряд счетчиков, расположенный ниже третьего ряда под поглотителем из железа 165 г/см^2 , а вместо 65 г/см^2 свинца над верхней искровой камерой было установлено 90 г/см^2 . Общее количество вещества над четвертым рядом составляло 52 рад. ед. пробега.

В обоих вариантах запуск системы регистрации осуществлялся от трех или четырех рядов телескопа, причем первый ряд выдавал импульс при прохождении через него одной релятивистской частицы и более, а остальные — при прохождении ливня, число частиц в котором определялось исходя из энергетического порога изучаемых частиц (20 ГэВ), который устанавливался на основании измерения импульса частиц с помощью магнитно-искрового спектрометра. Указанному порогу в первом варианте установки соответствует ядерно-электронный ливень с числом частиц 12 и 6 во втором и третьем рядах сцинтилляционных счетчиков, а во втором варианте — 12, 6 и 2 соответственно во втором, третьем и четвертом рядах [3].

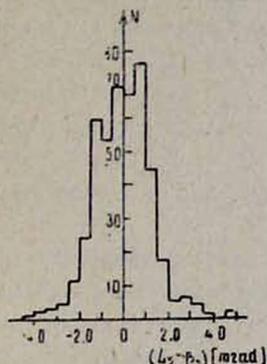
Величина импульса определялась методом измерения углов входа частицы в магнитное поле и выхода из него. С этой целью искровые камеры и вертикально подвешенные юстировочно-реперные струны одновременно фотографировались с двух взаимно перпендикулярных направлений: параллельно направлению магнитного поля (первая проекция) и перпендикулярно ему (вторая проекция).

Максимальное значение измеряемых импульсов P_m определялось на основании распределения разностей величин вторых проекций углов входа частицы в магнитное поле и выхода из него ($\alpha_2 - \beta_2$). При этом по разности ($\alpha_1 - \beta_1$) первых проекций углов определялся радиус кривизмы траектории частицы в магнитном поле.

Методы определения разностей $\alpha_2 - \beta_2$ и $\alpha_1 - \beta_1$ идентичны, поэтому, используя распределение $\alpha_2 - \beta_2$, можно определить среднеквадратичное значение ошибок разностей $\alpha_1 - \beta_1$. На основании этого и с учетом погрешностей, связанных с определением эффективного значения напряженности магнитного поля $H_{\text{эф}} = 7500 \pm 200 \text{ Э}$, получено, что в первом варианте установки $P_m = 410 \text{ ГэВ/с}$.

Распределение разностей $\alpha_2 - \beta_2$ для частиц с импульсом $\geq 50 \text{ ГэВ/с}$ во втором варианте установки представлено на рисунке, из которого следует, что при вышеуказанном значении $H_{\text{эф}}$ $P_m = 590 \text{ ГэВ/с}$.

Применяемая юстировочно-реперная система и способ фотографирования искровых камер позволяют идентифицировать треки в верхней и нижней камерах, относящиеся к частицам, входящим в состав ливней с числом частиц до 15 в рабочем объеме камеры. Исходя из этого, в статистику для определения доли пионов в адронной компоненте включались все частицы, одиночные или входящие в состав ливней, с плотностью $< 30 \text{ м}^{-2}$ в объеме камеры, для которых имелась возможность опреде-



лить величину импульса.

Измерения проводились при двух альтернативных направлениях магнитного поля, в результате чего было получено, что в системе регистрации частиц асимметрия не возникает. Всего было отобрано 1077 частиц в интервале импульсов 40—450 ГэВ/с. Из них 20% сопровождалось другими частицами, а остальные являлись одиночными в пределах площади искровых камер.

Отношение числа частиц с отрицательным знаком заряда к положительным частицам в указанном интервале импульсов составляет $0,44 \pm 0,04$. Среди этих частиц, кроме протонов и заряженных пионов, могут быть мюоны, претерпевшие электромагнитное взаимодействие в поглотителях установки и имитирующие адроны. Количеством каонов пренебрегается [4]. Принималось, что доля вышеуказанных мюонов в зарегистрированных событиях составляет 12%. [4] и что положительный избыток равняется 1,2. Учитывалась также разница эффективных значений сечений взаимодействия протонов и пионов в поглотителях установки [5], приводящая к разнице эффективности регистрации этих частиц. На основе рассмотрения указанных эффектов вводились соответствующие поправки в значение отношения π^\pm / p числа заряженных пионов и протонов в адронной компоненте.

Принимая, что зарегистрированные частицы с отрицательным знаком заряда, за исключением мюонов, являются пионами и столько же пионов имеется среди положительных частиц, для отношения числа заряженных пионов и протонов в интервале импульсов 40÷450 ГэВ/с получаем значение $\pi^\pm / p = 1,46 \pm 0,19$, согласующееся с ранее полученным [6].

Величина отношения числа пионов и протонов определялась также для трех интервалов импульсов: 40÷70, 70÷130 и 130÷450 ГэВ/с. Получены соответственно значения: $0,82 \pm 0,15$; $1,48 \pm 0,23$ и $2,30 \pm 0,50$. Приведены суммарные значения ошибок. Для последнего интервала энергий основная часть ошибок связана с погрешностями в определении импульса частицы, а в других интервалах более существенны ошибки статистического характера. Эти значения получены в предположении о независимости доли зарегистрированных мюонов от энергии. Учет же изменения доли мюонов в пределах 8÷16% в рассматриваемом интервале энергий приводит к небольшому (не выходящему за пределы ошибок измерений) увеличению отношения π^\pm / p с ростом энергии.

Следует отметить, что на нижнем пределе рассматриваемых энергий (40 ГэВ) число частиц в ядерно-электронном ливне в глубинах расположения сцинтилляционных счетчиков более чем в два раза превышает пологовые значения, а имеющиеся данные [3, 7] указывают, что ядерно-электронный каскад от протонов и пионов данной энергии отличается по числу частиц на различных глубинах поглотителей установки менее чем в два раза. Следовательно, можно считать, что разница в характере образования ядерно-электронного каскада пионами и протонами в поглотителях установки (после первого взаимодействия) не может привести к заметной ошибке в определении величины π^\pm/p при 40 ГэВ. А при больших значениях энергии вклад указанного эффекта будет еще меньше. Это подтверждается также тем, что для обоих вариантов установки, значительно отличающихся общей толщиной поглотителей (соответственно 36 и 52 рад. ед. пробега), были получены согласующиеся между собой значения π^\pm/p .

Полученные результаты указывают на значительную энергетическую зависимость доли пионов в адронной компоненте космических лучей на высоте 2 км над уровнем моря. Это согласуется с тем фактом, что с ростом энергии все меньшую роль играет распад пионов в атмосфере, а также с данными теоретических исследований [8].

Ереванский физический
институт

Поступила 20. XI. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамиджян Э. А. Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам, Ереван, 1980.
2. Вардумян Д. Т. и др. Препринт ЕФИ-210-(2)-77, Ереван, 1977.
Бостанджян Н. Х. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 3, 502 (1980).
3. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях, М., 1974.
4. Григоров Н. А. и др. Частицы высоких энергий в космических лучах, М., 1973.
5. Мурзин В. С. и др. ЯФ, 14, 1214 (1971).
6. Vardumyan D. T., Marikyan G. H., Matevosyan K. A. Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., 7, 417 (1977).
7. Девишев М. И. Кандидатская диссертация, Москва, 1967.
8. Erlikin A. D., Kuzina N. P. Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., 7, 62 (1979).

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԿԱՅՔՆԵՐԻ ԱԴՐՈՆԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐԻՉՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ՊԻՈՆՆԵՐԻ ԲԱՂԱԴՐԱՄՄԱՍԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻՑ

Ե. Խ. ԲՈՍՏԱՆՋԱՆ, Գ. Տ. ՎԱՐԴՈՒՄՅԱՆ, Գ. Զ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱՏԵՎՈՍՅԱՆ

Լաճնճեղք կայծալին խցիկներ, էլեկտրամաքնիս և սցինտիլյացիայի հաշվիչների տեխնիկոպ պարունակող սարքավորման օգնությամբ, ժողի մակերևույթից 2000 մ բարձրության վրա, շահվել է ադրոնային քաղաղրիչի մասնիկների իմպուլսը: Ստացվել է, որ լիցքավորված պիոնների և պրոտոնների քանակների հարաբերությունը $0,82 \pm 0,15$ արժեքից աճում է մինչև $2,30 \pm 0,50$, երբ էներգիան 40 Գէվ-ից աճում է մինչև 450 Գէվ:

ON THE ENERGY DEPENDENCE OF PIONIC FRACTION IN THE HADRONIC COMPONENT OF COSMIC RAYS

N. Kh. BOSTANDZHIAN, D. T. VARDUMYAN,
G. A. MARIKYAN, K. A. MATEVOSYAN

The momentum of particles in the hadronic component of cosmic rays has been measured at 2 km altitude with a set-up consisting of wide-gap spark chambers, an electromagnet and scintillation telescopes. It was obtained that the ratio of charged pions to protons increased from 0.82 ± 0.15 to 2.30 ± 0.50 corresponding to the energy rise from 40 GeV to 450 GeV.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 273—277 (1982)

РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОРОДНОСТИ ВЕЩЕСТВ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. Г. АСЛАНЯН, О. С. СЕМЕРДЖЯН

Введение

Как известно [1—4], для наблюдения интерференционной картины необходимо, чтобы она, хотя бы в течение времени, необходимого для ее наблюдения, не менялась, что сводится к требованию постоянства или достаточно медленного изменения разности фаз между налагающимися волнами, образующими интерференционную картину. Таким образом, возможность наблюдения интерференционной картины обусловлена медленным ее изменением во времени и быстродействием регистратора (наблюдателя или детектора): чем быстрее меняются разности фаз между интерферирующими волнами, тем более быстродействующим должен быть регистратор, и наоборот.

Итак, для обнаружения (наблюдения или регистрации) интерференционной картины система (картина — регистратор) должна иметь соответствующее временное разрешение. Однако нетрудно убедиться в том, что временное разрешение необходимо, но недостаточно для наблюдения (регистрации) интерференционных картин. Действительно, если даже разность фаз между интерферирующими волнами от времени не зависит (временное разрешение бесконечно большое), но от точки к точке интерференционного поля наблюдения она быстро меняется, то детали структуры этого интерференционного поля и расстояния между ними получаются такими малыми, что интерференционную картину невозможно наблюдать. Следовательно, для наблюдения интерференционной картины, кроме временного разрешения, система должна обладать и достаточным пространственным разрешением: если размеры деталей рентгеноинтерференционной картины и расстояния между ними много меньше микрометра, то наблюдать такую картину невозможно.