

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՇՐԱԿ

52177/1677

ЕФН-210-(2)-77

Դ.Տ.ՎԱՐԴՄՅԱՆ, Գ.Ա.ՄԱՐԻԿՅԱՆ
Կ.Ա.ՄԱՏԵՎՈՍՅԱՆ, Ա.Ս.ՕԳԱՆԵՅԱՆ

ՕՅ ԻՅՄԵՐԵՆԻԻ ԻՄՍՄՒԼՍԱ ԿՏԱԿԻՑ ԱԴՐՈՆՆՈՅ
ԿՈՄՓՈՆԵՆՏՅԱ ԿՕՏՄԻԿԵՍԿԻՑ ԼՒԿԵՅ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение 210-(2)-77

Д.Т.ВАРДУМЯН, Г.А.МАРИКЯН
К.А.МАТЕВОСЯН, А.П.ОГАНЕСЯН

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ИМПУЛЬСА ЧАСТИЦ АДРОННОЙ
КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

Измерение импульса частиц в магнитном поле даёт возможность определить энергетический спектр отдельных компонент космического излучения, тем самым получить информацию как о ядерных процессах, происходящих под действием частиц сверхвысоких энергий, так и о природе первичного излучения.

Энергетический спектр адронной компоненты в области 10^{11} - 10^{13} эв обычно определяется с помощью ионизационного калориметра. В действительности калориметр определяет спектр ионизационных толчков, а для перехода к энергетическому применяются формулы, в которые входят сечение ядерного взаимодействия, коэффициент неупругости, доля энергии, передаваемой нейтральным пионам и другие параметры.

В работах [1,2] энергетический спектр, определенный с помощью калориметра в области сотни Гэв, экстраполируется в сторону меньших энергий и указывается на согласие с данными [3], полученными с помощью магнитного спектра в области до 33 Гэв.

Магнитный спектрометр свободен от тех основных погрешностей, которые характерны для калориметра. Одновременно он позволяет определить знак заряда зарегистрированной частицы и тем самым долю отрицательных пионов в составе адронной компоненты. Однако, спектрометр имеет свои погрешности, а его применение даже в области 10^{11} - 10^{12} эв связано с большими трудностями [4].

Развитие методики широкозазорных искровых камер открыло новые возможности создания магнитных спектрометров, способных с большой точностью измерять импульсный спектр различных компонент космического излучения в области 10^{11} эв/с.

На высоте 2000 м над уровнем моря (ст. Нор-Амберд) создана установка (см. рис.), содержащая искровые камеры, расположенные над и под (по одной) зазором электромагнита, телескоп сцинтилляционных счётчиков и ионизационный калориметр под магнитом.

В установке используются искровые камеры с рабочим объёмом $40 \times 80 \times 40$ см³, наполненные чистым неоном при давлении 600 тор. Электроды камеры изготовлены из 1,5 мм дюралюминия и имеют размеры 150×110 см², стенки стеклянные.

Однородность электрического поля в рабочем объёме камеры обеспечивается натянутыми параллельно к поверхности электродов камеры, проводящими струнами, которые безындуктивными резисторами соединены между собой и с соответствующими электродами.

Высоковольтное импульсное питание искровых камер осуществляется с помощью двух отдельных генераторов (ГИН) Аркадьева-Маркса, наполненных смесью азота и аргона под давлением 7 атм. Ёмкость ГИНа в ударе равняется 300 пф.

Электромагнитные помехи от высоковольтного (180 кВ) разряда в камерах на радиотехнические усилители калориметра и другие чувствительные схемы устраняются с помощью разработанной нами системы экранирования [5].

Экранирующая кабина изготовлена из стали (ст-3) толщиной 4 мм и охватывает искровые камеры, их питание и полюса электромагнита. Конструкция кабины разработана и изготовлена с учётом сохранения однородности магнитного поля.

Верхняя и нижняя искровые камеры расположены соответственно на расстоянии 22 и 28 см от краёв зазора

электромагнита. Расстояние центров камер равняется 303 см. Светосила спектрометра, равная 70 см^2 стер, определяется размерами зазора магнита ($30 \times 60 \times 214 \text{ см}^3$) а примененные в установке детекторы не вносят существенных ограничений. Ожидается, что в день будет зарегистрировано 4 адрона с энергией $\geq 100 \text{ ГэВ}$.

Запуск регистрации высокоэнергичных адронов осуществляется импульсом совпадения от трех рядов сцинтилляционных счетчиков (С-1, С-2, С-3). Можно проводить измерения также в условиях, когда ряды С-2 и С-3 включены в общий канал совпадения. Ряд С-1 состоит из двух рядов расположенных сцинтилляторов размерами $50 \times 50 \times 4 \text{ см}$, снабженных по одному ФЭУ-24, расположенных над поверхностью сцинтиллятора на расстоянии 60 см. Каждый из рядов С-2 и С-3 состоит из двух сцинтилляторов размерами $76 \times 76 \times 4 \text{ см}$, которые имеют по два умножителя типа ФЭУ-30, присоединенные к противоположным торцам каждого сцинтиллятора.

Ряд С-1 - выдаёт радиоимпульс при прохождении через него одной и более релятивистских заряженных частиц, а ряды С-2 - и С-3 - при прохождении ливня частиц. Пороговое значение ливня выбрано с расчетом на регистрацию адронов с энергией $> 60 \text{ ГэВ}$.

Экспериментальные исследования с помощью ионизационного калориметра показали, что при энергиях адронов в области 100-150 ГэВ максимум ионизационного толчка попадает на глубину 150-150 г/см^2 железа. Исходя из этого, сцинтилляционные ряды С-2-и С-3-поместили на глубинах, где над С-2 - имеется 185 г/см^2 железа и 65 г/см^2 свинца, а над С-3-350 г/см^2 железа и 65 г/см^2 свинца.

Расчеты показывают, что в этих условиях ряды С-2- и С-3-будут выделять $\sim 80\%$ всех адронов с энергией $> 60 \text{ ГэВ}$. Так как значения пробега неупругого взаимодействия в железе для протонов и пионов отличаются всего на 10%, а в свинце ещё меньше [6], можно принимать, что вероятности регистрации протонов

и пионов в данной области будут отличаться незначительно. Величину разностей этих вероятностей можно определить и внести поправку в экспериментальное значение доли пионов в адронной компоненте.

Доля мюонов в зарегистрированных ионизационных толчках, соответствующих энергии адронов > 100 Гэв, составляет 6% [7], а в условиях нашего эксперимента когда в схему совпадения включены два ряда сцинтилляционных счетчиков, эта доля еще меньше. Следовательно мюоны не могут внести существенный вклад в статистику измерений. То же самое можно сказать об электронах, так как над рядом С-3 имеется вещество эквивалентное 38t-единицам, что достаточно для поглощения электронно-фотонного каскада с энергией 10^{12} эв.

Исходя из этого, можно утверждать, что примененная система отбора исключает практически всю не ядерно-активную компоненту и более чем 94% зарегистрированных частиц являются адронами.

Радиус кривизны траектории частицы определяется на основании измерений углов ее входа (α) и выхода (β) в магнитное поле. В частном случае, когда частица движется в плоскости, перпендикулярной напряженности магнитного поля, радиус кривизны траектории равняется

$$R = \frac{L^2 + (x_1 - x_2)^2}{2L \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}}, \quad (1)$$

где L - протяженность магнитного поля между искровыми камерами, x_1 и x_2 - абсциссы точек входа и выхода частицы в поле.

При этом импульс частицы будет $P = 300 H_{эф} \cdot R$, где $H_{эф} = \frac{1}{L} \int_0^L H(l) dl$, а $H(l)$ - распределение напряженности магнитного поля на пути частицы между

искровыми камерами.

В общем случае, когда частица движется под углом $90^\circ - \xi$ к направлению магнитного поля, импульс частицы определяется формулой

$$P = \frac{300 H_{эф} R}{\cos \xi} \quad (2)$$

Магнитное поле имеет горизонтальное направление, а углы входа и выхода частицы в это поле определяются по отношению к вертикали. С этой целью в двух взаимно-перпендикулярных проекциях на расстоянии 10 мм от внешней поверхности стен искровых камер подвешены юстировочно-реперные струны из изоляционного материала толщиной 0,4 мм. Расстояние между струнами составляет $50 + 0,05$ мм. Крайние струны первой проекции и все струны второй являются общими для верхней и нижней камер и позволяют установить остальные верхние и нижние струны соответственно в одинаковых направлениях с точностью 0,10 мм.

Струны первой проекции находятся в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, а второй в параллельной. Эти плоскости составляют прямой угол с точностью 10^{-3} рад. При каждом срабатывании искровых камер все струны освещаются с помощью импульсных ламп ИК-50 и вместе с треком частицы фотографируются на пленке с чувствительностью 1000 в единицах ГОСТ - 0,85.

Стерео-фотографирование треков в каждой камере производится в горизонтальной плоскости с двух взаимно-перпендикулярных направлений: по магнитному полю (I проекция) и перпендикулярно к нему (II проекция). Фоторегистраторы первых проекций содержат по 5 объективов типа Ю-9, а второй по 2. Эти направления фиксированы с точностью 10^{-3} рад.

Эффективный апертурный угол объективов 1-ой проекции $\sim 2^\circ$, а второй-полторы градуса, благодаря такому расположению объективов, каждый трек в камерах фотографируется не менее двумя объективами. При обработке выбираются те изображения треков, которые наиболее близки к оптической оси объектива. В некоторых случаях направление частицы можно определить по двум изображениям трека, что приводит к увеличению точностей измерений.

В эксперименте для данной частицы фотографируются две пары углов (между соответствующим треком и реперной струной), одна пара регистраторами первых проекций, а другая - вторых. Это дает возможность определить как координаты точек входа и выхода частицы в магнитное поле, так и две проекции углов входа и выхода-первая на плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, вторая по направлению этого поля. На основании этих данных по формулам (1) и (2) определяется импульс частицы.

Основными источниками ошибок определения импульса частицы являются: а) ошибки определения величины углов входа ($\Delta\alpha$) и выхода ($\Delta\beta$) частицы в магнитное поле по изображению её трека, б) многократное рассеяние частицы в веществе между искровыми камерами, в) ошибки в определении эффективного значения напряженности магнитного поля на пути частицы. Суммарное значение относительной среднеквадратичной ошибки выражается формулой

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\frac{(\Delta\alpha)^2 + (\Delta\beta)^2}{(\alpha + \beta)^2} + \left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + \frac{(\Delta\theta)^2}{(\alpha + \beta)^2}} \quad (3)$$

В эту формулу основной вклад вносит первое слагаемое под корнем, а ошибки из-за погрешностей в определении величины напряженности магнитного поля

(ΔH) и угла многократного рассеяния ($\Delta \Theta$) при импульсе 100 Гэв/с относительно маленькие.

а) Ошибки в определении углов и входа и выхода зависят от:

- 1) точностей следования искры по истинной траектории частицы;
- 2) погрешностей системы юстировки и фотографирования искровых камер;
- 3) ошибок методики определения параметров трека на фотоплёнке и перехода к истинным значениям в искровой камере.

Рассмотрим вклад этих пунктов в общую ошибку определения разности углов входа и выхода частицы в магнитное поле.

1) Величина смещения трека от истинной траектории частицы зависит от параметров электрического и магнитного полей, действующих при процессе образования искрового трека в камере, и от характеристик рабочего газа в ней. Электрическое поле создается высоковольтным импульсом, поступающим на электроды с задержкой 0,8 мксек после прохождения регистрируемой частицы. Фронт этого импульса равняется $t_{\phi} = 10$ нсек, а продолжительность определяется временем завершения процесса образования искрового трека. Эффективное значение напряженности электрического поля в объеме камеры можно рассчитать по формуле

$$E_{эф} = \int_0^{t_n} E(t) \frac{dt}{t_n}, \quad (4)$$

где t_n - время начала искрового пробоя равно 20 нсек [8]. $E(t) = E_0(1 - e^{-\frac{2,2t}{t_{\phi}}})$; t_{ϕ} продолжительность нарастания фронта высоковольтного импульса. В рассматриваемом случае по формуле (4) получаем

$$E_{эф} = 3,2 \cdot 10^3 \text{ в/см.}$$

В течение задержки высоковольтного импульса на электроны ионизации действует только магнитное поле и, как известно [9], уменьшает диффузию этих электронов. Поэтому можно принимать, что смещение трека от истинной траектории частицы, вследствие действия только магнитного поля, будет маленьким. В основном произойдет расширение трека, что приведет к ошибкам, входящим в состав ошибок определения направления трека по его изображению на фотопленке.

Одновременно действие электрического и магнитного полей приведет к смещению трека от истинной траектории частицы. Величина этого смещения определяется формулой [10].

$$d = \frac{E_{эф} \cdot t_n}{H} \left(1 + \frac{\nu}{\omega}\right)^{-2}, \quad (5)$$

где H - напряженность магнитного поля, ν - средняя частота соударения электронов с атомами газа, ω - частота Лармора, t_n - время движения электрона. Для больших значений электрического поля происходит плавный рост смещения с ростом напряженности магнитного поля [8] и можно принимать, что

$$d = C E_{эф} \cdot H \cdot t_n, \quad (6)$$

где C - коэффициент пропорциональности.

Наши исследования показали, что, если величина смещения измеряется по направлению, перпендикулярному траектории частицы, а ψ - угол входа этой частицы в магнитное поле, перпендикулярное к электрическому полю, то

$$d = a + b \operatorname{tg} \psi$$

где α и ℓ - постоянные определяемые экспериментально. Для значений $E_{эф} = 2 \cdot 10^3$ в/см ; $H=5000$ эрстед, $t_n = 20$ нсек, получили $\alpha = -0,65$; $\ell = 10,6$.

На основании этих данных и имея ввиду, что $E_{эф}$ и t_n - для верхней и нижней искровых камер имеют одинаковые значения, по формулам (6) и (7) для обеих камер можно написать

$$d = (B \operatorname{tg} \varphi - A) H, \quad (8)$$

где $A = - 3,25 E_{эф} \cdot t_n$; $B = 53,0 \cdot E_{эф} \cdot t_n$.

Если бы напряженность магнитного поля по всей глубине искровых камер имела постоянное значение, можно было бы утверждать, что в обеих камерах происходит параллельное и одинаковое смещение трека от траектории частицы и "ЕХ - эффект" не вводит ошибку в определении разности углов входа и выхода. Однако, в условиях нашего эксперимента величина напряженности поля меняется по глубине искровых камер - для верхней камеры от 200 до 300 эрстед сверху вниз, для нижней от 800 до 120 эрстед соответственно. Вследствие этого в разных областях камер "ЕХН - эффект" проявляется в разной степени и происходит поворот треков в искровых камерах, причем в разные стороны в верхней и нижней камерах.

Определив по формуле (8) величину смещения трека для верхней и нижней точек обеих камер, мы получаем возможность определить углы поворота трека в этих камерах, следовательно и изменения разности углов входа и выхода вследствие "ЕХН - эффекта".

$$\operatorname{tg} \Delta \varphi = \operatorname{tg} \Delta \varphi_B - \operatorname{tg} \Delta \varphi_H = \frac{(d_1 - d_2)_B - (d_1 - d_2)_H}{\ell} \cdot \operatorname{Cos} \varphi, \quad (9)$$

где $(d_1 - d_2)_B$ - разность смещений трека в верхней и нижней точках верхней искровой камеры, а $(d_1 - d_2)_H$ - соответственно нижней камеры, l - расстояние между верхней и нижней точками, где определяются $d \cdot \operatorname{tg} \Delta\psi$, меняется вместе с изменением величины угла входа частицы в искровые камеры. Среднеквадратичное значение ошибок разности углов входа и выхода частицы в магнитное поле из-за $[E \times H]$ составляет $0,43 \cdot 10^{-3}$ и $1,07 \cdot 10^{-3}$ рад.

2) Применяемая система юстировки и фотографирования позволяет избежать некоторых погрешностей, связанных с несовершенством прижимных устройств плёнки в фоторегистраторах и с деформациями плёнки при химической обработке. Кроме того, измеряя углы между изображениями трека и наиболее близкой струны, получаем возможность довести до минимума влияния оптической дисторсии на получаемый результат. Однако невозможно полностью избежать этих ошибок.

С целью определения величины ошибок, связанных системой юстировки и фоторегистраторов, измерялся угол между струной, проходящей через оптическую ось объектива и струной находящейся на расстоянии 100 мм от неё.

Определение углов проводилось на основании измерений координат 20-25 точек изображения струны с помощью микроскопа УИМ-21, обеспечивающего точность $7 \cdot 10^{-5}$ рад. По этим точкам методом наименьших квадратов проводились прямые и определялась величина угла между изображениями струн.

По первой проекции верхней системы струн величина этого угла оказалась равной $\psi_1 = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ рад, а по второй проекции $\psi_2 = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ рад. Для нижней системы струн получились значения $\psi = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ рад и $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ рад соответственно.

Расчёты на основании измерений расстояний точек изображения струн находящихся в различных областях фотокадра, показали, что максимальная ошибка из-за дисторсии составляет 10^{-4} рад.

3) Величину ошибок методики измерения угла между треком и юстировочной струной (по фотоизображению) определяли на основании данных многократных измерений координат данной струны и трека. Она оказалась равной $7,3 \cdot 10^{-4}$ рад.

Некоторые погрешности допускались при переходе от углов на фотоплёнке к истинным углам входа и выхода частицы в магнитное поле. Их величина составляет $3,3 \cdot 10^{-4}$ рад. Поэтому общая ошибка методики определения разности углов входа и выхода равняется $11,1 \cdot 10^{-4}$ рад. Суммарная величина среднеквадратичной ошибки определения разности углов входа и выхода, на основании ошибок по трём пунктам, получается равной $1,54 \cdot 10^{-3}$ рад и $1,22 \cdot 10^{-3}$ рад.

1) Ошибка определения углов входа и выхода из-за многократного рассеяния частицы в веществе (X) между рабочими объёмами искровых камер рассчитывается по формуле

$$\Delta \theta_{м.р} = \frac{21 \cdot 10^6}{\rho} \sqrt{\frac{X}{X_0}}, \quad (10)$$

где $X = 2,7 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$, $X_0 = 24,3 \text{ г/см}^2$ - радиационная единица пробега в алюминии. По формуле (1), (2) и (10) получается, что $\Delta \theta_{м.р} = 1,1 \cdot 10^{-2} \cdot (\alpha + \beta)$ рад, т.е. ошибка из-за многократного рассеяния составляет 1,1% от разности углов входа и выхода.

2) Зазор электромагнита имеет длину 214 см, а расстояние между искровыми камерами равняется 264 см, где напряжённость магнитного поля меняется в пределах от 12400 эрстед (в центре зазора) до 800 эрстед у верх-

него электрода нижней камеры. Для определения величины импульса частицы по формуле (2) необходимо определить величину, $H_{эф} = \frac{1}{L} \int_0^L H(\ell) d\ell$, проведя интегрирование по траектории частицы между искровыми камерами.

Имеющаяся топография магнитного поля позволяет с помощью электронно-вычислительной машины определить $H_{эф}$ с точностью до 0,5% по всем возможным траекториям частицы. При этом оказывается, что $H_{эф}$ меняется в пределах от 6700 до 800 эрстед.

Разделив весь объём магнитного поля на 7 частей, получаем возможность, без использования электронно-вычислительной машины, определить $H_{эф}$ для каждой частицы с точностью + 2,5% причём, в 2/3 частях объёма (в середине зазора) напряжённость магнитного поля оказывается равной 3100 ± 200 эрстед.

Величина электрического тока питания магнита стабилизирована с точностью $\pm 0,5\%$. Вместе с этим при каждой регистрации частицы записывается величина тока и $H_{эф}$ для данной траектории частицы определяется с учётом этого значения тока.

С учётом всех погрешностей получаем, что среднеквадратичная относительная ошибка 4,0%. Согласно соответствующей программе, входя в электронно-вычислительную машину данные топографии поля и траектории зарегистрированной частицы, можно определить величину импульса частицы, где ошибка из-за магнитного поля составляет 1,5%. Согласно формуле (3) по вышеполученным значениям ошибок, суммарная среднеквадратичная относительная ошибка определения импульса частицы равняется

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\frac{2,36 \cdot 10^{-6}}{(\alpha + \beta)^2} + 17,21 \cdot 10^{-2}}. \quad (11)$$

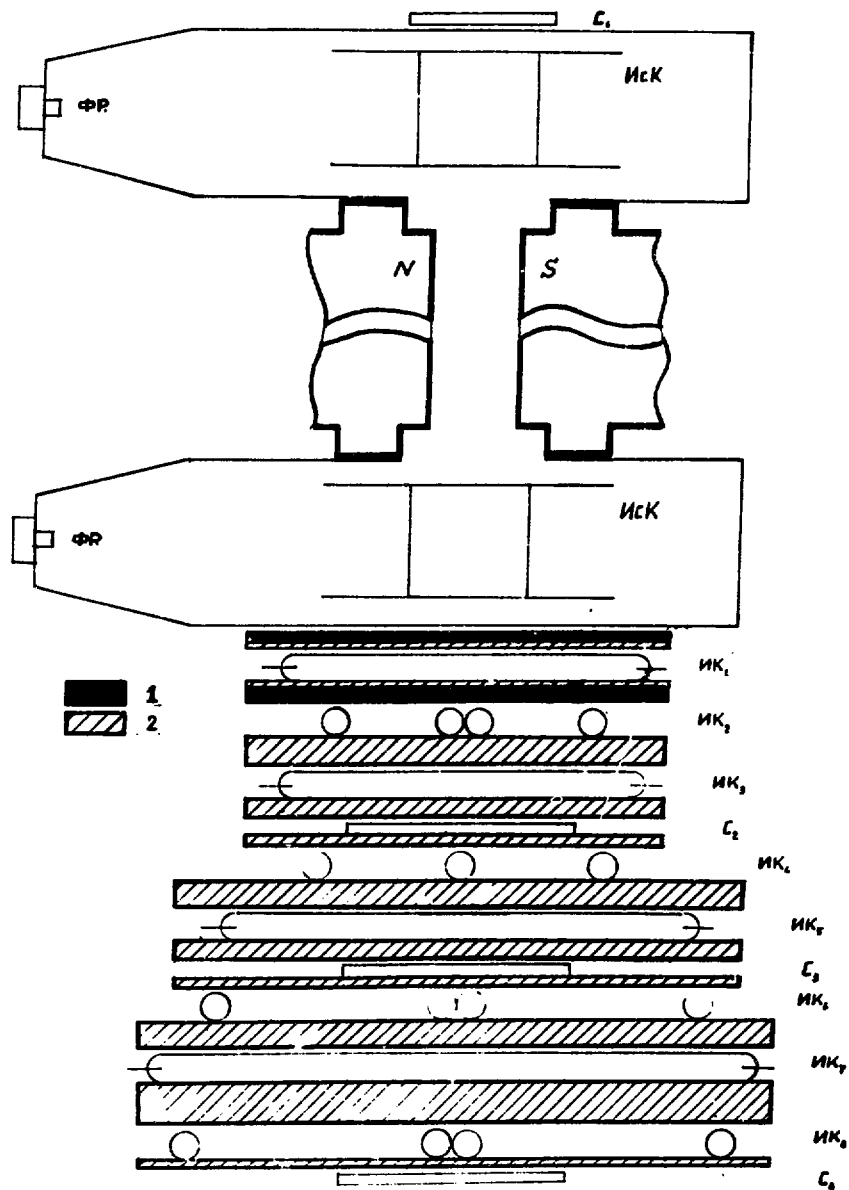
Максимальное значение измеряемых импульсов на основании формул (1), (2) и (11) получается равным 410 Гэв/с.

Максимальное значение измеряемых импульсов было определено также экспериментально. Проводились измерения при отсутствии магнитного поля. Регистрировались адроны, удовлетворяющие условиям отбора, когда порог срабатывания рядов C_2 и C_3 был установлен на энергию 60 Гэв.

Среднеквадратичное значение разности углов входа и выхода частицы в искровые камеры получилось равным $1,45 \cdot 10^{-3}$. Учитывая ошибки, вносимые магнитным полем вследствие смещения треков в искровых камерах и погрешностей определения $H_{эф}$ на пути частицы, получаем, что суммарное значение "ложной" разности углов входа и выхода равняется $1,64 \cdot 10^{-3}$ рад. При $H_{эф} = 8100$ эрстед этому соответствует импульс частицы $P = 390$ Гэв/с.

Следовательно, представленный магнитно-искровой спектрометр позволяет измерять импульс частиц до 400 Гэв/с, определить энергетический спектр заряженной компоненты и долю отрицательных пионов в этой компоненте.

В заключение авторы выражают благодарность А.К.Унаняну, Р.А.Еринджакяну, Р.Р.Аветисяну, Д.Е.Егизаряну и А.В.Багдасаряну за участие в создании установки, а также зав. химической лаборатории С.А.Вартаняну за изготовление пластических сцинтилляторов больших размеров.



Схематический вид установки в одной проекции.
 ИСК - искровые камеры, ИК₁-ИК₈ - ряды ионизационных камер калориметра, С₁-С₄ - сцинтилляционные счётчики, ФР. - фоторегистраторы, 1 - и 2 - поглотители - свинец и железо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.П.Бабаян, Н.Л.Григоров и др. ЖЭТФ, 44, 22, 1963.
2. С.И.Никольский, В.И.Яковлев. Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей, 1, 2, 114, Москва, 1969.
3. Н.М.Кочарян, Г.С.Саакян, З.А.Киракосян. ЖЭТФ, 35, 1335, 1958.
4. Г.С.Акопян, В.Н.Болотов, М.И.Дайон, Г.А.Марикян и др. Изв.АН СССР, Сер.физическая, 29, 1053, 1965.
5. Д.Т.Вардумян, Г.А.Марикян, К.А.Матевосян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 3, 314, 1968.
6. Г.Л.Башинджагян, В.М.Белокопытов, А.И.Демянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сырычёва, Н.Б.Синев. ЯФ, 1214, 1971.
7. Д.Т.Вардумян, Г.А.Марикян, К.А.Матевосян, А.П.Оганесян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1, 47, 1967.
8. И.А.Духовский, А.И.Родкевич. ПТЭ, 6, 40, 1973.
9. М.И.Дайон, и др. Препринт ФИАН СССР 6, 13, Москва, 1970.

Рукопись поступила 19-го ноября 1976г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С. Абрамян

Заказ 789 ВФ-03119 Тираж 299
Подписано к печати 10/П-77г. Формат издания 30х40
1,0 уч.изд.л.Ц.7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Марка-
ряна 2