



AM9900017

Препринт ЕФИ-1349(44)-91

EFI-1349-44-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Т. Л. АСАТЯНИ, С. А. БАГИНИН, Т. В. ДАНИЛОВА,
А. Д. ЕРЛЫКИН, Г. Э. ЗАВН, В. А. ИВАНОВ, Л. И. КОЗЛИЦЕР,
Э. А. МАМИДЖАНЫН, Г. С. МАРТИРОСЯН, ԅ. Ա. ԽՈՍՐՈՍՅԱՆ,
А. К. ПОГОСЯН, Ж. ПРОКУРОР, С. В. ТЕР-АНТОНЯН, А. А. ЧИЛИНГАРЯН

ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОНОГО КОМПОНЕНТА ШИРОКИХ
АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ НА МАГНИТНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ АНН
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 5-3000 ГЭВ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН - 1991

30 - 40

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.



Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по общей науке
и технике (ЦНИИАтомкиформ) 1991 г.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий ($E_0 > 10^{14}$ эВ) важно по двум причинам. Первая и основная - получение новых данных об источниках, составе и, как следствие, происхождении КЛ. Вторая, актуальность которой уменьшается по мере ввода в строй суперускорителей на большие энергии и токи, - изучение характерных особенностей взаимодействия адронов и ядер при надускорительных энергиях.

Прямое исследование состава КЛ с использованием внеземных космических станций возможно лишь до энергий $\sim 10^{15}$ эВ. Выше этой энергии получение статистически обеспеченной информации представляется затруднительным из-за круто падающего спектра КЛ, ограничений на длительность экспозиции, вес и объем космических установок. Единственным источником такой информации, по крайней мере в ближайшие годы, являются косвенные исследования с помощью методики широких атмосферных ливней (ШАЛ) [1, 2]. Характеристики ШАЛ (продольные и поперечные размеры, возраст, структура и спектры электронного, фотонного, адронного и мюонного компонентов), помимо зависимости от энергии E_0 , зависят как от особенностей взаимодействия при сверхвысоких энергиях, так и от химического (зарядового) состава первичного космического излучения (ПКИ).

К сожалению, попытки однозначного разделения эффектов, влияющих на характеристики ШАЛ и обусловленных первичным химсоставом КЛ или динамикой взаимодействия, до сих пор нельзя признать удачными. Необходимо поэтому развивать новые методы и регистрации компонентов ШАЛ, и анализа полученной экспериментальной информации. Скорее всего, новые установки должны быть запрограммированы на выявление и изучение определенных корреляций между корректно выбранными и измеренными характеристиками ШАЛ.

Среди компонентов ШАЛ только мюоны и фотоны черенковского излучения достигают места наблюдения непосредственно с точки их рождения, и лишь ничтожная часть мюонов распадается на e^+ и e^- в полете. Как мюоны, так и фотоны несут генетическую информацию от различных стадий продольного и поперечного развития ШАЛ. Каждый из компонентов имеет свои преимущества при исследовании динамики развития ШАЛ.

Мюоны отражают развитие пионного и каонного компонентов, фотоны черенковского излучения (ФЧИ) отражают развитие электромаг-

нитных каскадов с собственными флуктуациями.

Мюоны более чувствительны к развитию ШАД в верхней части атмосферы. Максимум рождения мюонов по глубине зависит от энергии мюонов и существенно выше максимума электронно-фотонного каскада (ЭФК). Так для энергии мюонов выше 5 и 500 ГэВ и первичной энергии $E_0 \sim 10^{15}$ эВ эта высота составляет 330 и 130 г/см², соответственно; для ЭФК максимум приходится на ~ 500 г/см², а для ФЧИ он смещается к еще большим глубинам. Около 55% мюонов с $E_M > 500$ ГэВ рождаются в первых 200 г/см² атмосферы.

Эффективное время детектирования мюонов почти на порядок больше времени регистрации ФЧИ, т.к. оно не зависит от времени суток и количества безлунных ночей. Но ФЧИ имеет несомненное преимущество с точки зрения исследования флуктуаций характеристик событий, поскольку число фотонов черенковского излучения на несколько порядков превосходит число мюонов и, кроме того, для адекватной регистрации мюонов требуется перекрывание детекторами больших площадей, по крайней мере, порядка нескольких процентов от всей чувствительной к регистрации ШАД площади.

Средняя высота рождения мюонов в ливне растет с энергией мюонов. Отбирая таким образом мюоны высоких энергий, можно изучать взаимодействия адронов и ядер при энергиях, превышающих ускорительные. Кроме того, энергетический спектр мюонов зависит не только от полной энергии частицы, давшей начало ливню, но и весьма существенно от энергии, приходящейся на каждый нуклон этой частицы. Следовательно, высокоэнергичный мюонный компонент чувствителен к первичному массовому составу и характеристикам взаимодействия высоких энергий, продольному и поперечному развитию ядерного каскада в атмосфере. В этом аспекте исследование энергетических и пространственных характеристик мюонов высоких энергий в ШАД актуально.

В подземном помещении комплексной установки АНИ, непосредственно под центральной частью наземной установки, предусматриваются и уже размещаются отдельные элементы комплексной установки по изучению мюонов ШАД в широком диапазоне энергий - от 5 до 10^5 ГэВ. Здесь должны находиться и, по мере завершения строительных и пусконаладочных работ, включаться в набор статистического материала три основные мюонные установки АНИ:

1) Сцинтилляционный ливневой детектор (СЛД) мюонов, содержащий 335 сцинтилляционных счетчиков с $S = 1$ м² каждый, предназначен-

ный для регистрации мюонного потока с $E_M > 5$ ГэВ. СЛД подробно описан в ряде работ /2,3/, в настоящее время частично уже работает, и в ближайшее время предполагается использование СЛД для регистрации и выделения ливней, генерированных гамма-квантами высоких энергий на фоне обычных адронных ШАЛ.

2) Магнитный спектрометр (МС) АНИ предназначен для регистрации мюонов в интервале энергий $5 < E_M < 3000$ ГэВ. Конструкция, схема и программа исследования мюонного компонента ШАЛ на МС АНИ обсуждались в ряде работ /4-7/. В связи с предполагаемым в 1992г. вводом в эксплуатацию магнита мюонного спектрометра ниже рассматриваются и обсуждаются некоторые последние экспериментальные и расчетные данные по мюонному компоненту ШАЛ, конкретные вопросы запуска, управления и контроля детектирующей системы (ДС) МС АНИ, съема и обработки информации.

3) Измерение мюонной составляющей в области энергий $E_M > 2$ ГэВ предполагается осуществить многоканальным и многослойным детектором типа "пар-метр" /8/. Подробное описание и необходимые для проектирования данные этой установки приведены в работе /9/. Здесь отметим лишь, что так как эффективность регистрации и точность измерения энергии мюонов в пар-метре определяется полной толщиной мишени, выраженной в радиационных длинах, то необходимо иметь максимально толстую и тяжелую мишень. При ограниченной высоте подземного помещения в качестве поглотителя-мишени желательнее использовать свинец или вольфрам, так как они имеют более короткую радиационную длину и их выбор обеспечивает максимальное количество радиационных длин X_0 при заданной высоте помещения. Создание и ввод в эксплуатацию пар-метра намечается осуществить после запуска основных установок комплекса АНИ: ионизационного калориметра, ливневых электро-фотонных и мюонных установок, магнитного спектрометра и рентген-эмульсионной камеры (РЭК).

К настоящему времени спектрометрические исследования мюонов в ШАЛ методом магнитных спектрометров осуществлены в Дарэме /10/ до $P_{\text{накс}} \sim 50$ ГэВ/с NBU /11/ до $P_{\text{накс}} \sim 500$ ГэВ/с, и наиболее детальные - в МГУ /12/ до $P_{\text{накс}} \sim 700$ ГэВ/с. Магнитный спектрометр АНИ /5/, имея светосилу, по крайней мере, на порядок больше существующих, и заметно превосходящий максимально-измеримый импульс ($P_{\text{накс}} \sim 3$ ТэВ/с), соответствующий подземным измерениям в широких пределах глубин от 20 м.в.э. до 4800 м.в.э., позволит существенно увеличить статистическую точность и расширить диапазон

исследуемых задач. Этому будет также способствовать весь комплекс установок АНИ /2/, дающий уникальную возможность получать богатую информацию по ливню: полное число электронов $N_e(E_0)$; координаты оси ливня X_0, Y_0 (с точностью 1-1,5 м); возраст S (характеризующий функцию пространственного распределения (ФПР) электронного компонента); данные о числе адронов N_h и потоке энергии E_h адронов (с помощью ионизационного калориметра и рентгено-эмульсионных камер); флуктуационные характеристики и корреляции параметров ливня друг с другом.

Изучение энергетических и пространственных характеристик и корреляций мюонного компонента с другими параметрами ШАЛ в области энергий ШАЛ $E_0 = 10^{14}-10^{17}$ эВ может помочь в решении вопроса существования "излома" в энергетическом интегральном спектре ПКИ при $E_0 \approx 10^{15}$ эВ и при наличии его определить, связан ли он с изменением химического состава ПКИ или с изменением динамики взаимодействия.

1. Обзор данных по мюонам ШАЛ и программа исследований на МС АНИ .

МС АНИ, обладая большой светосилой $\sim 18 \text{ м}^2$ стр. и возможностью регистрировать мюоны в широком диапазоне импульсов $P_\mu \sim 5-3000$ ГэВ/с /5/, открывает обширную область исследований физики мюонов в свете последних теоретических, экспериментальных и расчетных работ (см., например, работы последних международных и всесоюзных конференций по физике космических лучей на период 1985-1990 гг.), показавших важность исследования мюонного компонента именно в этой области энергий. При измерении импульсов мюонов (P_μ) большой интерес представляет оценка плотности с данным P_μ мюонного потока (ρ_μ) в зависимости от первичных энергий частиц, вызвавших ШАЛ, и расстояния R от оси ливня.

В таблице I.1 приведены оценки ожидаемых средних значений мюонного и электронного компонентов ШАЛ. Вариант фотографирования искровых камер ДС МС АНИ в двух взаимно перпендикулярных проекциях существенно увеличивает достоверность пространственного распознавания отдельных треков, позволяя измерять импульсный спектр мюонов в области $0,005 \div 3$ ТэВ/с при плотности мюонного потока $\rho_\mu \sim 10-20 \text{ м}^{-2}$

Расчеты и экспериментальные данные /2/ указывают на то, что число мюонов с энергией ~ 1 ТэВ составляет примерно 0,1% от общего числа мюонов ШАЛ с $E_0 \sim 10^2 - 10^5$ ТэВ. Кроме того, мюоны с энергией

Таблица I.I

E_0 ТэВ	Полное число электро нов в ливне N_e	Полное число мюонов в ливне N_μ	Плотность мюонов ρ (M^{-2}) на рассто- нии (R) от оси ливня для $E_M > 5$ ТэВ							Ожидаемое число ство- лов на пло- щадь калор- иметра S_k (1600 м ² /г)
			1	5	10	40	80	113	225	
10^3	$5 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^3$	2,5	0,8	0,45	0,12	0,04	0,02	0,003	$\sim 5 \cdot 10^4$
10^4	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^4$	16	5	3	0,7	0,23	0,13	0,02	$\sim 10^3$
10^5	$5 \cdot 10^7$	10^5	58	18	10	3	1	0,5	0,07	~ 20

$E_M \geq 1$ ТэВ практически наблюдаются лишь в непосредственной близости от ствола ливня и уже на расстоянии 10-12 м плотность таких мюонов падает на три порядка. Учитывая также, что только 2% падающих на ионизационный калориметр стволов будет регистрироваться магнитным спектрометром и то, что число мюонов падает более чем на порядок при увеличении расстояния от 1 до 80 м от оси ливня (см. таблицу I.I), можно заключить, что число событий с большой множественностью мюонов, импульсы которых трудно измерить, будет составлять малую долю от общего числа регистрируемых событий. Особо интересные события, требующие высокого импульсного разрешения или плохо идентифицируемые обычными методами, необходимо подвергать дополнительному, детальному, визуальному анализу.

I.I. Пространственные распределения и спектр мюонов в ШАЛ.

Определение числа мюонов N_μ в ШАЛ и отношения N_μ / N_e необходимо при решении таких вопросов, как более точное определение полной энергии (E_0) ШАЛ, глубины взаимодействия H , определения массового состава ПКИ, сравнения различных моделей взаимодействия. В работе NSU /13/ приведена зависимость N_μ от N_e в интервале $N_e \sim 10^3 - 10^7$ для разных пороговых энергий E_M от $E_M > 2$ ТэВ до E_M^{II} 200 ТэВ и разных расстояниях R от оси ливня. Наблюдается хорошее согласие с полученными ранее данными МГУ /14/ и КГФ /15/ вплоть до $N_e = 4 \cdot 10^5$. При $E_M > 200$ ТэВ экспериментальные данные согласуются с расчетом по модели M-F 00 из работы /16/ вплоть до $E_0 = 1,5 \cdot 10^{15}$ эВ в предположении чисто протонного первичного состава. При более высоких энергиях E_0 начинает преобладать тяжелый компонент (Fe) в ПКИ. Несколько особняком стоят данные

KGF (рис. I.1), ошибки измерения которых довольно большие. В области $N_e \sim 4 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$ N_μ независит от N_e , и с ростом первичной энергии E_0 преобладающим становится протонный компонент. В этом отношении на МС АНИ основной интерес необходимо будет сосредоточить на области энергий $E_0 \sim 10^{15} \div 10^{17}$ эВ с получением более точных данных в более широком диапазоне энергий мюонов $5 \div 3000$ ГэВ.

Пространственное распределение мюонов с $E_\mu \geq 200$ ГэВ в работе /17/ фитировалось выражением

$$F_\mu(R, E) = E^{1-\beta} \exp\left[-\left(\frac{R \cdot E \cdot \cos \theta}{\chi}\right)^{0,73}\right], \quad (1)$$

где θ - зенитный угол, χ - произведение среднего поперечного импульса в адронном взаимодействии $\langle P_\perp \rangle$ на среднюю высоту рождения мюонов и индекс β - показатель интегрального спектра мюонов ШАЛ. Для обычных ШАЛ величина $\beta \sim 1,75$ и $\beta \sim 2$ для ливней от гамма-квантов. Это выражение справедливо при допущении скейлинга во фрагментационной области.

В работе /18/ для мюонов с энергией $E_\mu \geq 220$ ГэВ получена экспериментальным путем формула, связывающая среднюю плотность ($\Delta(R_\mu)$) мюонов с расстоянием (R_μ) от оси ливня и полным числом мюонов в ливне (N_μ) в диапазоне размеров ливня от $N_e = 10^4$ до $\sim 2 \cdot 10^7$ и R_μ от 0 до 80 м:

$$\Delta(R_\mu) = \frac{N_\mu}{2\pi R_0^2} \cdot e^{-R_\mu/R_0} \quad (2)$$

Здесь R_0 - характеристическая длина функции пространственного распределения (для данной установки меняется от 15,5 до 11 в зависимости от параметров регистрируемого ливня). Зависимость среднего числа мюонов N_μ ($E_\mu \geq 220$ ГэВ) от N_e , полученная в этой же работе (для вышеуказанных параметров ливней), фитировалась выражением

$$N_\mu = K \cdot (N_e / 10^4)^\alpha \quad (3)$$

с наилучшими величинами для K и α - $7,6 \pm 1,5$ и $0,69 \pm 0,1$ соответственно.

Высокоэнергичные мюоны являются продуктами либо распада лидирующих частиц, либо вторичных адронов высоких энергий от первого взаимодействия, распад которых в верхних слоях разреженной атмосферы имеет повышенную вероятность. Однако, являясь продуктами развития ядерного каскада, мюоны могут быть информативными лишь при сравнении экспериментальных данных с модельными, аналитическими

расчетами либо (чаще) Монте-Карло (М-К) моделированием. Последний метод использовался для определения множественности мюонов с энергиями E_{μ} больше определенной ($E_{\mu} \sim 0,1 \div 1$ ТэВ), образованных от первичных протонов при растяжении энергии по E_p на 6 порядков /19/. М-К моделирование проводилось независимыми процедурами в Москве и Бордо. Аналитические расчеты для аналогичных энергий проводились для мюонов, образованных в распадах π - и K - мезонов, рожденных, в свою очередь, в первых актах взаимодействия в соответствии с моделью кварк-глюонных струн. В результате было получено выражение для числа мюонов N_{μ} с энергиями больше E_{μ} в виде

$$N_{\mu}(E_p, E_{\mu}) = \frac{0,0188}{E_{\mu}^{0,737}} \cdot X^{-0,76} \cdot (1-X)^{6,6}, \quad (4)$$

где E_{μ} - в ТэВ, а $X = E_{\mu} / E_p$.

В последней работе NBU/20/ дается пространственное распределение и энергетический спектр мюонов в ШАЛ в интервале энергий мюонов $\sim 2,5 \div 500$ ГэВ. Для ФП использовалось выражение

$$\rho_{\mu}(R) = A \cdot R^{-\alpha} \exp(-R/R_0) \quad (5)$$

Величины α и R_0 не зависят от N_e в интервале $10^4 \div 10^6$ частиц. Плотность мюонов $\Delta(>E_{\mu}, R_{\mu}) \sim E_{\mu}^{-\beta}$ и β меняется от 0,25 до 1,11 в диапазоне $E_{\mu} = 2,5 \div 53,7$ ГэВ и $R = 5 \div 105$ м. Наблюдается согласие с экспериментальными данными МГУ. При $R = 40$ м экспериментальные данные по энергетическому спектру мюонов не согласуются с расчетами в предположении модели скейлинга и постоянного сечения /21/.

Вопрос излома спектра рассматривался в работах /22-24/. В работе /22/ (Ноттингем) для $E_{\mu} > 350$ МаВ изучалась зависимость N_{μ} от E_0 ; наблюдалось заметное изменение доли мюонов при $E_0 \sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ по сравнению с $E_0 \sim 10^{16}$ эВ. Однако, данные носят скорее качественный характер, в отличие от работы /24/, где получены уже количественные данные. В этой работе, проведенной на Тянь-Шаньской установке, несмотря на большие статистические ошибки, четко наблюдается излом энергетических спектров электромагнитного, адронного и мюонного компонентов при $E_0 \sim 2,5 \cdot 10^{15}$ эВ, подтверждая тем самым наличие излома величиной $\Delta \gamma \sim 0,3 - 0,4$ в энергетическом спектре первичных частиц. Как видно, этот излом противоречит плавному ходу спектра, согласно диффузионной модели /24/ (рис.1.2). Осуществление мюонной программы АНИ в своем полном объеме должно существенно увеличить

статистическую точность в определении величины излома первичного спектра, а также, можно надеяться, поможет выяснить природу этого излома.

Согласно работе /25/, в соответствии с моделью кварк-глюонной плазмы, учет взаимодействия ядро-ядро для CNO группы для $E_{\mu} > 5$ ГэВ на высоте в/с Арагац приводит к изменению отношения N_{μ}/N_e при $E_0 \sim 2 \cdot 10^5$ ГэВ, что также необходимо исследовать в процессе проведения эксперимента.

Число мюонов и их поперечное распределение в ШАЛ при данном N_e непосредственно отражает особенности продольного развития ШАЛ. В работе /26/ показано, что на больших расстояниях R от оси ливня наблюдается избыток мюонов высоких энергий по сравнению с модельными расчетами, особенно заметный для молодых ливней с $S \lesssim 1,18$ и пороговых энергий мюонов $E_{\mu}^{\text{п}}$ в интервале $50 \div 500$ ГэВ. Этот эффект, возможно, указывает на наличие первой "старой" ступени ливня (не наблюдаемой по электронному компоненту) — регистрируемый молодой ливень на самом деле является второй ступенью неоднородного ливня.

Анализ экспериментальных данных МГУ о мюонах в составе ШАЛ привел к выводу о нарушении "скейлинга" во взаимодействиях адронов с ядрами воздуха при энергиях $E_0 \sim 10^{15}$ эВ. Совокупность данных по космическим лучам, включая данные о мюонах ШАЛ, сравнивалась с различными моделями взаимодействия /26/. Оказалось, что модель кварк-глюонных струн (КГС), хорошо описывающая характеристики множественного рождения в области ускорительных энергий, хорошо описывает и данные космических лучей, в частности, экспериментальные данные по мюонам ШАЛ /26/.

Данные по космическим лучам в глубине атмосферы подтверждают нарушение скейлинга во фрагментационной области инклюзивных спектров вторичных частиц. Смягчение инклюзивных спектров вторичных частиц с ростом энергии, характерное для модели КГС, улучшает согласие расчета и эксперимента по энергетическим спектрам мюонного и электро-фотонного компонентов, по зарядовому и массовому отношению адронов. Однако многомерный анализ, проведенный в работе /27/, показывает, что степень нарушения "скейлинга" в модели КГС недостаточна для полного согласия.

С другой стороны, последние данные эксперимента UA-7 /28/ на SPPS, в отличие от данных UA-5 при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 5$), показавших нарушение скейлинга в центральной области, подтвердили слабое нарушение скейлинга во

фрагментационной области (в интервале быстрот $5 < \gamma < 7$) при энергии $\sqrt{s} = 630$ ГэВ для pp -столкновений. В этой связи наблюдаемое в КИ на РЭК нарушение скейлинга в области фрагментации может указывать на различие pA и pp -столкновений или на растущий вклад тяжелого компонента при $E_0 \geq 10^{15}$ эВ, что еще больше подчеркивает актуальность исследования мюонов высоких энергий в ШАЛ, как одного из наиболее информативных источников о характеристиках взаимодействий и о массовом составе ПКИ.

Следует учесть, что для обычных ШАЛ параметр возраста ливня имеет широкое распределение и наблюдаемое N_e слабо коррелирует с E_0 ; отбор ШАЛ, содержащих γ -семейства с адекватным энергетическим порогом, усиливает эту корреляцию /29/. Разброс по E_0 для данного N_e уменьшается в 2 раза при фиксированном ШАЛ и регистрации $\sum E_{\gamma, h} \geq 10$ ТэВ и еще более сужается при $\sum E_{\gamma, h} \geq 20$ ТэВ. Наличие в АНИ РЭК позволит провести эти процедуры и, что весьма важно, повысить точность определения первичной энергии ШАЛ, что, в свою очередь, очень важно при определении химсостава ПКИ. В этом же направлении работает и информация о полном числе низкоэнергетических мюонов с энергиями > 5 ГэВ, определяемом мюонным годоскопом установки АНИ. Учет содержания мюонов и измерение отношения N_{μ}/N_e позволяет существенно повысить точность определения первичной энергии E_0 из N_e для каждого отдельного случая регистрации ШАЛ /30,31/.

1.2. Определение массового состава ПКИ.

Прямые измерения массового состава ПКИ с помощью космических установок возможны до энергий не более 1000 ТэВ. При более высоких энергиях этот вопрос может быть решен в обозримом будущем лишь косвенными методами.

В таблице 1.2 собраны данные разных авторов по химсоставу ПКИ в области энергий выше 10^{13} эВ с использованием мюонного компонента в корреляции с различными параметрами ШАЛ. Как видно из таблицы, высокоэнергетичные мюоны действительно вносят существенный вклад в определение химсостава первичных частиц. К сожалению, результаты различных экспериментов заметно отличаются друг от друга. Связано это с различными подходами в интерпретации экспериментальных данных, отсутствием адекватной модели взаимодействия при высоких энергиях, ограниченностью каждого из экспериментов с точки зрения дополнительной информации. Тем не менее, анализ данных, приведенных

Состав ПКМ по данным ШАД

Таблица 1.2.

Авторы	Изучаемые параметры	Энергия E_0 (эВ), либо (ПКМ
1	2	3	4
С.Алессио и др. /16-ICRC, 8, 298, (1979)	Множественность мюонов	10^{16}	При энергиях $< 10^{16}$ эВ преобладают тяжелые частицы, при $E_0 > 10^{16}$ эВ - менее тяжелые
Т.Дзиковский и др. /16-ICRC, 8, 276 (1979)	Флуктуации N_M / N_e в зависимости от N_e	$(10^5 - 10^7)$	Большинство протоны (по крайней мере 40%), исключается доминирование тяжелых частиц
Б.А.Хренов и др. /16-ICRC, 8, 351, (1979)	Поперечное распределение высокоэнергичных (10-500 ГэВ) мюонов	$(3 \cdot 10^4 - 10^6)$	Лучшее согласие с нормальным смешанным составом.
С.И.Никольский и др. /17-ICRC, 2, 129 (1981)	Флуктуации мюонов при фиксированном расстоянии от оси ливня	$10^{15} - 10^{16}$	Нормальный смешанный состав. Нет изменений в составе в указанном интервале энергий.
А.М.Хиллас и др. /17-ICRC, 2, 125 (1981)	"Локальный" спектр плотности* ствола ливня	$2 \cdot 10^{15}$	Доминируют тяжелые первичные частицы, или требуются частицы с большим сечением взаимодействия.

Таблица 1.2. (продолжение)

1	2	3	4
И. Гудман и др. Phys. Rev., D 26, 1043 (1982)	Запаздывающие адроны	10^{13} - 10^{15}	Заметно обогащение тяжелыми ядрами с ростом E_0 (~10% железа при $E_0 \sim 10^{15}$ эВ)
Дж. Линслей и др. Phys. Rev. Lett. 46, 459 (1981)	Глубина максимума развития ливня по исследованию черенковского излучения атмосферы	10^{15}	При $E_0 \sim 10^{15}$ эВ доминируют тяжелые частицы, при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$ эВ наблюдается рост вклада более легких частиц.
М. Чантлер и др. Phys. Rev. Lett. 49, 227 (1983)	Средняя глубина максимума каскада и ее флуктуации по атмосферному черенковскому излучению.	$3 \cdot 10^{15}$ - $3 \cdot 10^{17}$	Малая доля протонов при $E_0 \approx 6 \cdot 10^{15}$ эВ максимум железа при $E_0 \approx 10^{16}$ эВ; становится значительно легче при $E_0 > 10^{16}$ эВ.
Р. Уолкер и др. Phys. Rev. Lett. 48, 1131 (1982)	Кривизна фронта импульсов черенковских водных детекторов.	$1,5 \cdot 10^{17}$ - 10^{19}	Состав не меняется во всем измеряемом интервале энергий.
К. Митсуи и др. 20-ICRC, 6, 204 (1987)	Отношение N_{μ}/N_e под землей (60 м.в.э.) $E_{\mu} \gtrsim 15$ -20 ГэВ	10^{15} - 10^{17}	Доминируют протоны в случае скейлинговой модели.
Т. Сато и др. 20-ICRC, 6, 208 (1987)	Распределение числа мюонов и величины $E_{\mu} \cdot R$ в туннеле (30 м.в.э.) $E_{\mu} \gtrsim 7,5$ ГэВ	10^{14} - 10^{16}	При $E_0 < 10^{15}$ доминируют протоны, при больших энергиях согласие с р хуже; необходимо изучать мюонки с $E_{\mu} \gtrsim 200$ ГэВ

Таблица I.2. (продолжение)

1	2	3	4
Т. Барнавели и др. /20-ICRC, 6, 212 (1987)	Множественность мюонов $E_p > 35$ ТэВ.	$10^{15} - 10^{16}$	Рост тяжелого компонента вплоть до 50% при $E_0 \sim 7 \cdot 10^{15}$ эВ и затем резкий спад до 5% при $E_0 \sim 10^{16}$ эВ.
ЭРЕНДЭС-эксперимент /20-ICRC, 6, 216 (1987)	Множественность в мюонных пучках, $E_p \geq 1$ ТэВ (4800 м. в.э.)	$10^{15} - 10^{16}$	Результат зависит от величины α в выражении $\langle N_p \rangle \sim E_0^\alpha$. При $\alpha = 0,775$ /32/ доминирует легкий состав, при $\alpha \leq 0,64$ начинает доминировать тяже- лый.
Т.В. Данилова и др. /21-ICRC, 9, 291, (1990) (Расчет)	Множественность в мюонных семействах, $N_p (E_p)$	$10^{14} - 10^{16}$	Семейства с числом мюонов $m < 3$ преимущественно рождаются первичными протонами и легкими ядрами, большие множественности обусловлены тяжелыми частицами.
А.Е. Чудаков и др. /21-ICRC, 9, 360, (1990)	Распределение мно- жественности мюон- ных групп, $E_p > 220$ ТэВ	$10^{15} - 10^{17}$	Наблюдается изменение массового сос- тава в районе $E_0 \sim 10^{16}$ эВ, при $E_0 \gtrsim$ $1,5 \cdot 10^{16}$ эВ доля ядер железа не пре- вышает 10%.
Т. Станев и др. /21-ICRC, 9, 362, (1990) (Расчет для установки GRAN CASSO)	Число групп мюонов с множественностью m для двух разных мо- делей зависимости состава ПКМ от энер- гии.	$10^{15} - 10^{17}$	Рост множественности в группах свя- зан с утяжелением ПКМ.

Таблица I.2. (продолжение)

1	2	3	4
С. Х. Галфаян и др. (Изв. АН СССР, физи- ка, 53, №2, 280 (1989))	Многомерный анализ гамма-семейств, зарегистрированных в РЭК.	$>10^{16}$	Верхняя граница доли ядер железа не превышает величины - 0,32 .

в таблице I.2, а также данные работы /33/ указывают, что сочетание наземной установки ШАЛ с подземными детекторами, регистрирующими мюоны высоких энергий, может дать дополнительную полезную информацию об относительном содержании различных ядер в ПКИ в области энергий, где прямые измерения неосуществимы.

Так относительно малые ШАЛ на поверхности, сопровождаемые большой множественностью мюонов под землей, скорее надо отнести к первичному тяжелому ядру, чем к протону. Для получения наиболее достоверной информации от совместно работающих наземно-подземных установок необходимо иметь ФПР наземного ливня от массы и энергии первичного ядра. Расчеты /33,34/ показывают, что первичные протоны (p) с $E_0 \sim 1000$ ТэВ генерируют наземные ливни по размеру в 3 раза больше, чем первичные ядра железа с тем же E_0 , а распределение ливней по размеру ($\log N_e$) в два раза шире для первичных p по сравнению с Fe .

Таким образом, мюонные установки комплекса АНИ имеют возможность всестороннего исследования первичного состава КЛ:

- по средней множественности мюонов различных энергий в зависимости от размера ливня;
- по корреляции низкоэнергетических ($E_\mu > 5$ ГэВ) и высокоэнергетических ($E_\mu > 220$ ГэВ) мюонов при заданных N_e и S ;
- по пространственному распределению мюонов высоких энергий;
- по флуктуациям N_μ / N_e ;
- по флуктуациям мюонов при фиксированном расстоянии от оси ливня.

Учитывая комплексный характер и большую площадь экспериментальных установок АНИ, необходимо уже сейчас начинать внедрение методов многомерного анализа в реальный эксперимент. Разработанный в ЕРФИ метод /35/ с использованием принципов байесовской идентификации позволяет, с учетом измеряемых параметров мюонного компонента ШАЛ, разделить экспериментальные события, инициированные первичными протонами или ядрами, с эффективностью $\sim 70 \div 80$ %.

Основными преимуществами предлагаемой методики обработки экспериментальной информации являются:

многомерность выборки - включение в анализ дополнительных параметров ШАЛ не вызывает никаких трудностей;

индивидуальный анализ (по отдельным событиям) - каждое событие является объектом анализа, определяется его принадлежность к соответствующему классу и ошибка статистического решения;

не используются предложения о виде функции распределения модельных величин – результаты моделирования используются непосредственно в процессе статистического решения.

Далее, используя уже классифицированные события, можно методами непараметрической регрессии /36/ определить энергию первичных протонов и ядер. Эксперименты с модельными выборками показали высокую точность определения энергии: относительная среднеквадратичная ошибка оценивания $\sim 10\%$ для ядер и $\sim 25\%$ для протонов, относительная ошибка определения показателя интегрального спектра равна, соответственно, $\sim 3\%$ и 5% . То есть можно сказать, что разработанная методика определения параметров пучков протонов и ядер с энергиями 10^{15} – 10^{17} эВ, падающих на атмосферу.

В настоящее время нами разрабатывается методика проведения мишеных экспериментов с этими лучами на МС АНИ (подробнее см. в разделе I.3).

I.3. Определение сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха.

С помощью МС АНИ возможно по зарегистрированным мюонам ТэВ-ных энергий получить модельно-независимую оценку сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха σ_{prod}^{p-Air} при энергиях $\geq 10^{15}$ эВ. Актуальность данной задачи основана на существовании в настоящее время ряда последовательных теоретических подходов, связанных с описанием процессов взаимодействия адронов сверхвысоких энергий и основанных на идеях квантовой хромодинамики (КХД)/37, 38/. Не вдаваясь в детальное обсуждение этих подходов, заметим, что при энергиях E_0 меньше 10 ТэВ различные модели одинаково хорошо описывают экспериментальные данные, при больших же энергиях первичных протонов их предсказания начинают существенно отличаться друг от друга. Разница между предсказаниями вариантов теорий для σ_{prod}^{p-Air} начинает эффективно проявляться лишь при энергиях первичных протонов $E_0 > 10^3$ ТэВ, т.е. в энергетическом интервале исследований ШАЛ в эксперименте АНИ. Очевидно также, что для выбора правильной гипотезы поведения сечения σ_{prod}^{p-Air} необходимо добиться точности измерения в эксперименте сечения $\Delta\sigma \lesssim 5\%$.

Традиционные методы измерения сечения σ_{prod}^{p-Air} , основанные на регистрации спектра проскочивших через атмосферу первичных протонов в области энергий $E \geq 10^3$ ТэВ, в эксперименте АНИ не применимы /39/, а методы, реализованные в экспериментах AKENO /40/ и FLY₃-EYE/41/, дают модельно-зависимую оценку сечения

с точностями $\Delta\sigma \geq 10\%$.

В работе /39/ предлагалось для модельной-независимой оценки σ_{prod}^{p-Air} использовать траектории высокоэнергичных мюонов, зарегистрированных в магнитном спектрометре. Метод основан на прямом измерении точки первого взаимодействия первичных протонов в атмосфере, согласно приближению

$$Z = Z_0 \cdot \exp(-h/c), \quad (6)$$

где Z_0 (г/см²) - глубина расположения установки в атмосфере;

c - параметр экспоненциальной атмосферы (~ 6600 м);

$h = l \cdot \cos^2 \vartheta \cdot E_{\mu} / (k_{\mu} \cdot \beta)$ - высота первой точки взаимодействия;

l - расстояние траектории мюона энергии E от оси ШАЛ с зенитным углом ϑ [м];

$\langle p_T \rangle$ - средний поперечный импульс пионов;

β - средняя доля энергии, переданная мюону родительским

пионом.

Относительная точность восстановления первой точки взаимодействия, рассчитанная в /39/ равна

$$\Delta Z / Z \approx 0.7 \cdot \ln(Z_0 / Z). \quad (7)$$

Точность восстановления точки взаимодействия в единицах λ_{in} (λ_{in} - пробег неупругого взаимодействия протонов в атмосфере), проинтегрированная по спектру точек взаимодействия, оказалась равной $\sim 1,3$.

Гистограмма ошибок измерения глубины взаимодействия первичных протонов по траекториям зарегистрированных мюонов с $E_{\mu} \geq 1000$ ГэВ ($\lambda_{in} = 71$ г/см²) приведена на рис.1.3. Результаты моделированием прохождения первичного космического излучения через атмосферу /39/. Ожидаемая интенсивность событий ($\sim 0,5 \pm 0,1$ день⁻¹), при которой возможна идентификация первой точки, критерии отбора и влияние фона вторичных мюонов подробно описаны в работе /39/. Там же показано, что за 3-5 лет работы магнитного спектрометра в эксперименте АНИ для сечения σ_{prod}^{p-Air} возможно достигнуть точности $\sim 5\%$. Основные требования, предъявляемые к спектрометру и ливневой установке при этом должны быть: $P_{наке} \sim 4-5$ ТэВ/с, а точность восстановления оси ШАЛ в круге радиусом 20 м от центра установки не хуже 0,25 м.

Изучение сечения взаимодействия протонов и ядер космического излучения в области энергий $10^{15}-10^{17}$ эВ представляет собой значительный интерес и, по-видимому, является одной из немногих возможностей продолжения исследований ядерно-физического направления в

космических лучах. Однако, ввиду косвенности экспериментов с КЛ и неопределенности в химсоставе первичного потока, эти исследования не давали пока возможностей измерять параметры первого взаимодействия с точностью, сопоставимой хотя бы приближенно с ускорительными экспериментами.

Нами была поставлена задача создания методов идентификации частиц ПКИ и определения их энергии для осуществления в КЛ аналога "мишенного" эксперимента на ускорителях элементарных частиц. Эта задача была успешно решена в работах /35,36/, где было показано, что использование многомерной информации о ШАД совместно с модельными данными позволяет, при помощи классификационной методики, выделять события от различных первичных ядер и протонов с точностью ~70-80%. Энергия этих частиц определяется с относительной точностью ~20-30% методами непараметрической регрессии.

Эти результаты, полученные с помощью модельных выборок, позволяют надеяться на то, что возможны постановка аналога мишенного эксперимента в космических лучах и изучение характеристик pA и AA -взаимодействий в области энергий $10^{15} - 10^{17}$ эВ. В этой связи было проведено исследование возможности определения сечения pA - взаимодействия по данным магнитного спектрометра АНИ ($p_{\mu} (>E_{\mu}, R_{\mu})$) при условии, что тип и энергия частицы определены согласно приведенной в работах /35,36/ методики.

В таблице I.3 приведены коэффициенты корреляции доли мюонов N_{μ}^i и адронов N_N^i (с $E_{\mu, N} \geq 200$ ГэВ) на различных расстояниях от оси ливня с глубиной первого взаимодействия λ_2 полным числом N_N^T , суммарной энергией E_N^T и средним поперечным импульсом $\langle p_T \rangle$ заряженных адронов, родившихся в первом взаимодействии.

Из этой таблицы видно, что доли мюонов и адронов имеют довольно сильную корреляцию с глубиной первого взаимодействия, что дает основание для оценки сечения pA -взаимодействия с помощью исследования формы пространственного распределения мюонов и адронов с $E_{\mu, N} > 200$ ГэВ. Кроме того, статистическая независимость этих параметров ливня с другими характеристиками сильного взаимодействия ($E_N^T, N_N^T, \langle p_T \rangle$) указывает на определенную модельную независимость оценки сечения. Диаграммы рассеяния для мюонов относительно пробега взаимодействия λ_2 приведены на рис. I.4 - I.6. Наличие вышеуказанных корреляций позволяет провести измерение пробега методами непараметрической регрессии /36/.

Таблица I.3.

i	R [m]	λ_2		N_{μ}^T		E_{μ}^T		$\langle P_T \rangle$	
		N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i	N_{μ}^i
1	0-1	0,56	0,59	-0,08	-0,14	-0,07	0,12	-0,001	-0,08
2	1-3	0,66	0,26	-0,13	-0,53	0,04	-0,03	-0,08	-0,056
3	3-5	0,44	-0,23	0,03	0,08	-0,04	-0,05	0,02	0,003
4	5-7	0,16	-0,19	0,05	0,005	0,045	-0,037	-0,074	0,012
5	7	-0,78	-0,54	0,13	0,13	-0,05	-0,045	0,07	0,12

По обучающей выборке, состоящей из модельных ливней, образованных pA -взаимодействиями с сечениями, взятыми в пределах $300 \div 600$ мб, при $E_p \geq 10^{14} - 10^{16}$ эВ, определялись пробеги для независимой контрольной выборки, полученной по той же модели с фиксированным значением сечения. Близость распределений исходных и "восстановленных" пробегов определялась при помощи теста Колмогорова. Для мюонов значения критерия получились равными 0,7 с доверительной вероятностью $\approx 75\%$, в то время как для адронов доверительная вероятность составила всего лишь около 20%, что количественно подтверждает хорошо известный факт о большей информативности мюонного компонента.

Приведенный анализ позволил нам поставить и решить задачи определения возможных точностей оценки среднего пробега и следовательно сечения pA -взаимодействия. Были использованы различные комбинации признаков как мюонов, так и адронов. Наилучшие результаты были получены по комбинациям ($N_{\mu}^1, N_{\mu}^5, N_{\mu}^3, N_{\mu}^5$). Средний пробег оказался равным $57,7 \pm 1,1$ г/см², тогда как истинное значение равнялось $54,6 \pm 1,2$ г/см². Эти значения были получены с помощью программы FUMILLI по 15 точкам дифференциальной гистограммы, по исходным и восстановленным значениям пробегов.

Проведенная работа по анализу достижимых точностей позволяет надеяться, что разработанная методика позволяет измерять сечения pA и AA -взаимодействий с точностью, сравнимой с ускорительными экспериментами, за сравнительно небольшое время (~ 2 года), так как поток мюонов и адронов с $E_{\mu, n} > 200$ ГэВ еще достаточно высок.

1.4. Прямые мюоны.

Один из традиционных способов поиска новых частиц в адронных столкновениях это изучение прямой генерации мюонов на фоне мюонных распадов π и K -мезонов. Поиски прямых мюонов в космических лучах ведутся давно и различными способами. Основной величиной, характеризующей сечение образования прямых мюонов в адронном столкновении, является отношение $R = \mu/\pi$ выхода прямых мюонов к π -мезонам как функция тех или иных кинематических характеристик. Согласно данным КИ /42,43/ это отношение, имеющее порядок 10^{-4} в ускорительной области ISR ($\sqrt{s} = 62$ ГэВ), растет до 10^{-3} и даже выше при первичных энергиях $E_0 \gtrsim 100$ ТэВ.

Экстраполяция данных $UA2$ ($\sqrt{s} = 630$ ГэВ) /44/ в область энергий $E_0 > 10^{16}$ эВ для интегрального инклюзивного сечения рождения тяжелых ароматов кварков, в зависимости от их массы, дает для s и b кварков величину $\lesssim 1$ мб. С увеличением массы рождающихся частиц сечение падает еще на несколько порядков, что сильно затрудняет их регистрацию в ШАЛ. Интегральная интенсивность прямых мюонов максимальна в дифракционной модели рождения очарованных частиц и наиболее оптимистичные расчеты дают заметный вклад прямых мюонов в энергетический спектр обычных космических мюонов при энергиях $E_\mu \sim$ сотен ТэВ/45/. Поэтому эффективно прямые мюоны в эксперименте АНИ можно будет исследовать лишь на светосильном мюонном детекторе типа "пар-метр" /9/.

Однако: следует заметить, что МС АНИ позволяет определять эффективную массу мюонных пар, что может помочь в поиске различных резонансных состояний и в идентификации возможных экзотических событий, рожденных адронами в плотном веществе над МС, хотя и вероятности этих событий достаточно малы /46/.

Точность определения эффективной массы частиц (M_x), ответственных за образование пар мюонов, можно оценить с помощью достаточно точной при $\langle \bar{E}_\mu \rangle \gg m_\mu$ формулы /47/

$$M_x^2 = 2 \cdot E_{\mu_1} \cdot E_{\mu_2} \cdot (1 - \cos \vartheta) , \quad (8)$$

где E_{μ_1} и E_{μ_2} - энергии мюонов, ϑ - угол разлета в л.б. системе.

В предположении $E_{\mu_1} = E_{\mu_2} \approx E_x/2$ наиболее вероятный угол разлета $\vartheta_{вер}$ можно определить из выражения

$$\vartheta_{вер} = 2 \cdot P_x \cdot \sqrt{M_x^2 - 4m_\mu^2} / (E_x^2 - 4m_\mu^2) . \quad (9)$$

Зависимость наиболее вероятного угла разлета от средней энергии компонентов мюонной пары для частиц с массами $2 - 10 \text{ ГэВ}/c^2$, приведена на рис. I.7. Углы раскрытия пар лежат в пределах $2 \cdot 10^{-1} \div 4 \cdot 10^{-3}$ рад. в зависимости от массы распадающейся частицы и ее энергии.

Из выражения (8) следует, что

$$(\Delta M_x / M_x)^2 \approx (2 \Delta E / E_\mu)^2 + (\Delta \vartheta / t \vartheta (\frac{\vartheta}{2}))^2 \quad (10)$$

Угловая точность $\Delta \vartheta$ определяется угловой точностью верхнего плеча спектрометра $\Delta \vartheta = 2,2 \cdot 10^{-4}$ рад., а энергетическая точность ΔE - максимальным измеримым импульсом спектрометра $P_{\text{наке}}$, причем $\Delta E/E = p_\mu / P_{\text{наке}}$. Из выражения (10) следует, что основной вклад в ошибку ΔM в интервале углов $\vartheta - 2 \cdot 10^{-1} \div 2 \cdot 10^{-3}$ рад. вносит ошибка, связанная с измерением импульсов мюонов. На рис. I.7 приводятся ожидаемые точности определения M_x в интервале масс

$M_x = 2-10 \text{ ГэВ}/c^2$ с учетом расчетных угловых и импульсных точностей создаваемого MC/5/. Толщина кривой соответствует неопределенности, связанной с интервалом масс, причем большим массам соответствует нижняя граница кривой. Из рисунка видно, что в случае обнаружения прямых мюонных пар в составе мюонного компонента ШАЛ в интервале энергий мюонов $< E_\mu > \sim 10-500 \text{ ГэВ}$ можно с достаточно хорошей точностью ($\sim 30\%$) оценивать эффективную массу частиц, ответственных за их образование.

I.5. Поиск точечных источников КЛ.

Важность этой проблемы в последнее время значительно возросла в связи с регистрацией на некоторых крупных установках небольшого превышения излучения сверхвысоких энергий по направлению на СΥG. X-3, VELA X-I, HER X-I, пульсара в Крабовидной туманности и ряда других направлений (см. обзор /48/).

Среди всех вышеперечисленных источников особенный интерес вызывает галактический рентгеновский источник СΥG. X-3 в связи с рядом противоречий в интерпретации совокупности экспериментальных данных по ШАЛ и интенсивностью подземных мюонов, наблюдаемых в направлении на него /49/. В центре внимания СΥG. X-3 оказался после регистрации избытка мюонов, сначала на "шаловской" установке в КИЛЕ /50/, а затем и в подземных экспериментах NUSEX/51/ и SODAN /52/. Несмотря на то, что эти результаты позже оспаривались данными других подземных экспериментов (КАМИОКА/53/ и FRESUS /54/), интерес к этому вопросу продолжает расти.

При анализе имеющихся экспериментальных данных было выдвинуто

множество достаточно смелых и радикальных гипотез, вплоть до идеи о новой физике в области энергий гамма квантов выше нескольких ТэВ и существовании неизвестных нейтральных частиц /49/. Решение или хотя бы прояснение создавшейся ситуации с помощью новых экспериментальных данных несомненно является важной задачей дальнейших исследований. С этой точки зрения мюонные установки комплекса АНИ предоставляют уникальные возможности /55/.

Планируется провести целенаправленный поиск узконаправленной анизотропии, связанной с точечными источниками космических лучей. В первую очередь этому способствует хорошее угловое разрешение МС и удачное географическое месторасположение установки АНИ (широта - 40°II и долгота - $44^{\circ}30'\text{E}$). По предварительным расчетным данным вертикальный магнитный спектрометр, как часть комплекса АНИ, дает возможность определять направление оси ШАЛ с точностью $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ рад. /56/. Такая точность, а также большая эффективная площадь МС позволяют при исследовании анизотропии по направлению изучать ячейки на небесной сфере с размером $(\Delta\alpha \times \Delta\delta) \sim (3^{\circ} \times 3^{\circ})$ (где $\Delta\alpha$ - интервал по прямому восхождению, а $\Delta\delta$ - интервал по склонению). Апертура спектрометра позволит сканировать область небесной сферы в интервале склонения $15^{\circ} < \delta < 65^{\circ}$ (примерно 2000 ячеек).

1.6. Семейства мюонов.

В отличие от групп мюонов, интенсивно изучаемых в настоящее время в ряде крупных подземных установок по поиску распада протонов, в которых можно измерять только координаты и число мюонов с энергией выше некоторой пороговой /51-54/, семейства мюонов характеризуются тем, что в группах измеряются энергии каждого мюона /57/. По аналогии с адронными и χ -семействами в РЭК мюонные семейства позволяют изучать стволы ШАЛ высоких энергий. На рис.1.8 приведена зависимость множественности N_{μ} от радиуса R для мюонов с $E_{\mu} > 1 \text{ ТэВ}$ для первичных космических частиц различных масс с $E_0 \sim 10^{15}$ эВ. Как видно из рисунка, мюоны таких энергий сосредоточены в области оси ливня на расстоянии порядка нескольких метров. Поэтому только большие площади спектрометрических мюонных детекторов позволят изучать индивидуальные события ШАЛ во всей их полноте, выявлять корреляции многих параметров ливня одновременно, тогда как детекторы малой площади, регистрирующие лишь часть мюонного ствола, позволяют проводить только статистический анализ, определяя по многим событиям средние характеристики мюонного компонента ШАЛ.

Основными экспериментальными характеристиками групп мюонов являются распределения плотности мюонов и различных моментов этих распределений. Изучение семейств мюонов позволяет получать те же характеристики в зависимости от энергии мюонов, и, кроме того, можно получить некоторые дополнительные параметры, связанные с энергией мюонов:

$$\sum_i E_{\mu}^i (> E_{\mu}^n); \quad \sum_i E_{\mu}^i R_{\mu}^i (> E_{\mu}^n, E_0, A); \quad dW/d(E_{\mu}^i \cdot R_{\mu}^i);$$

$$\overline{E_{\mu} R_{\mu}}; \quad \frac{dW}{dZ}(Z, E_{\mu}^n, E_0, A), \quad \text{где } Z = \frac{E_{\mu}^i E_{\mu}^j R_{\mu}^{ij}}{(E_{\mu}^i + E_{\mu}^j)};$$

$$\text{и } \bar{Z}, \quad \text{где } \bar{Z} = 2 \cdot \left(\sum_i \sum_j \frac{E_{\mu}^i E_{\mu}^j R_{\mu}^{ij}}{E_{\mu}^i + E_{\mu}^j} \right) / n_{\mu} (n_{\mu} - 1).$$

Обозначения обычные: E_{μ}^n - пороговая энергия мюона, E_{μ}^i - энергия i -того мюона, E_0 и A - энергия и масса первичной частицы, R_{μ} - расстояние мюона от оси ливня, R_{μ}^{ij} - расстояние между i -тым и j -тым мюонами в семействе.

Полезность указанных параметров для анализа экспериментальных данных и определения первичного массового состава КЛ и их взаимодействия с атмосферой была исследована в двух близких по содержанию программах моделирования трехмерного развития атмосферного каскада в Бордо и Москве /57/. Каскады инициировались первичными протонами p ($A=1$), α -частицами - α ($A=4$), ядрами средней группы - M ($A=15$), тяжелой группы H ($A=27$) и сверхтяжелой группы H ($A=56$), при первичных энергиях $E_0 \sim 10^{13}-10^{16}$ эВ. Взаимодействие первичных ядер рассматривалось в модели суперпозиции. Распределение мюонов по энергиям и расстояниям совпадали для обеих программ в пределах 20%. В работах /58,59/ моделирование мюонных семейств проводилось для ливней, образованных первичными протонами и ядрами железа при фиксированных N_e , равных 10^4 и 10^6 .

Как показано в этих работах, возможность варьирования энергии мюонов в мюонных семействах увеличивает чувствительность определения массы первичных частиц и точность этого определения. Это можно видеть из рис. I.9 и рис. I.10. На рис. I.9 приведены зависимости средней множественности мюонных семейств от полной энергии E_0 налетающей частицы (а) и размера ливня N_e (б) при трех пороговых энергиях (0,25 ; 1; 2,5 ТэВ) мюонов для ливней, образованных первичными p и ядрами Fe . Из рисунка ясно видно, что чем тяжелее первичная частица, взаимодействующая с атмосферой, тем резче зависимость N_{μ} от пороговой энергии E_{μ}^n мюона. Заметно

также (рис. I.10) изменение структуры распределения мюонного размера ливня для фиксированных первичных энергий $E_0 = (1-1,58) \cdot 10^{11}$ ТэВ при увеличении пороговой энергии от $E_{\mu}^n = 0,25$ ТэВ (а) до 2,5 ТэВ (б). Так например, при $n = 3$ мюонные ливня с $E_{\mu} > 0,25$ ТэВ от первичных ядер Fe располагаются правее протонных, а при переходе к $E_{\mu}^n = 2,5$ ТэВ они передвинулись левее их. При фиксированном N_e раздвижение между распределениями N_{μ} для ливней от протонов и ядер железа изменяется по сравнению с фиксированным E_0 , увеличиваясь для $E_{\mu} > 0,25$ ТэВ и уменьшаясь для $E_{\mu} > 2,5$ ТэВ, т.к. E_0 , необходимое для генерации фиксированных N_e , больше для первичной тяжелой частицы, чем для протонов.

Знание энергии мюона и возможность варьировать пороговую энергию E_{μ}^n улучшает возможности исследования состава ПКИ, даже если не принимать во внимание информацию о пространственном распределении мюонов, используя только спектры кратности мюонов, упавших на детектор. На рис. I.11 приведены спектры кратности мюонов с $E_{\mu} > 0,25$ ТэВ и $E_{\mu} > 2,5$ ТэВ для смешанного массового состава ПКИ (моделировалось с первичным спектром /60/, для детектора с площадью 10×10 м² на высоте в/с Арагац, "пар-метр" эксперимента АНИ), а также парциальные спектры кратности для первичных протонов и ядер железа в этом спектре. Видно, что при больших кратностях и высоких энергетических порогах E_{μ}^n форма спектра кратности определяется вкладом тяжелых ядер. Из рис. I.12 видно, что увеличение E_{μ}^n с 0,25 ТэВ до 2,5 ТэВ увеличивает вклад протонов в интенсивность одиночных мюонов от 40-45% до 70-80%. С другой стороны, при больших множественностях ($m \sim 15$) вклад тяжелых ядер в интенсивность таких событий увеличивается от 20 до 60%.

Пространственное распределение мюонов также чувствительно к распределению поперечного импульса вторичных частиц в адронных столкновениях. Как показано в расчетах /61/, учет струй с большими поперечными импульсами с сечением по КХД приводит к изменению ФП мюонов с пороговой энергией $E_{\mu}^n = 200-500$ ГэВ на больших расстояниях от оси ливня, где число мюонов мало ($\sim 10 \pm 20\%$ от полного числа мюонов).

Распределение $(E_{\mu}, R_{\mu})_{\max}$ может дать полезную информацию для определения зависимости R_T от энергии вторичных частиц. Рис. I.13 демонстрирует эту зависимость в соответствии с аналитическими расчетами и Монте-Карло моделированием. В вариантах 1, 2, 3, показанных на рис. I.13 (а), средний поперечный импульс равен 0,36 ГэВ/с, а в варианте 4 (пунктир) он составляет величину

0,42 ГэВ/с. Заметное отличие предельного варианта от первых трех доказывает чувствительность ($E_{\mu} R_{\mu}$) – распределения к величине поперечного импульса.

Результаты более детального моделирования подтверждают эту чувствительность. Пунктирная гистограмма на рис. I.13 (б) рассчитана для случая, когда средние поперечные импульсы протонов и пионов растут с энергией более быстро, чем в основном варианте программы (сплошная и штриховая линии):

$$\bar{P}_{\perp}^p = 0,380 + 0,02 \log E + 0,00286 \log^2 E \quad (II)$$

$$\bar{P}_{\perp}^{\pi} = 0,295 + 0,02 \log E + 0,00286 \log^2 E \quad (I2)$$

Видно, что распределение по ($E_{\mu} R_{\mu}$)_{макс} становится шире, а среднее значение величины $\langle E_{\mu} R_{\mu} \rangle_{\text{макс}}$ растет. Такое поведение действительно для ливней, инициированных протонами. Эффект растущего $\langle \bar{P}_{\perp} \rangle$ для ливней, инициированных железом с той же первичной энергией, существенно меньше, что обусловлено меньшими значениями энергии составных нуклонов ядра.

Если выбрать такой высокий порог энергии мюонов $E_{\mu}^{\text{п}}$, чтобы все мюоны возникали в первом акте взаимодействия протона с атмосферой, тогда, изменяя пороговую энергию мюонов в области $E_{\mu}^{\text{п}} > (E_{\mu}^{\text{п}})_{\text{мин}}$ и изучая распределение $\langle E_{\mu} R_{\mu} \rangle_{\text{макс}}$, можно определить зависимость $\langle \bar{P}_{\perp} \rangle$ от E_0 (высота генерации мюонов первого поколения будет одинаковой для всех мюонов с $E_{\mu} > E_{\mu}^{\text{п}}$). Таким образом, изучение распределения ($E_{\mu} R_{\mu}$)_{макс} мюонных семейств представляет интересную возможность определения $\langle \bar{P}_{\perp} \rangle$ родительских частиц мюонов в зависимости от первичной и вторичной энергии.

Семейства мюонов с фиксированными полными энергиями $\sum E_{\mu}$ в отличие от адронных и гамма-семейств генерируются преимущественно первичными ядрами, если только отбор этих семейств производится по их энергиям $\sum E_{\mu}$ или множественностям N_{μ} . Таким образом, появляется возможность изучать ядро-ядро столкновения в области высоких энергий, в то время как в ближайшие 10-20 лет на ускорителях можно будет ожидать изучения лишь рА-взаимодействий в области энергий не больше 10^{12} - 10^{13} эВ. Следует заметить, что преимущественное образование семейств мюонов от ядер ограничивает возможности изучения рА-взаимодействий в КЛ вышеописанной методикой.

Одной из интересных проблем остается проблема нарушения скейлинга в рА-взаимодействиях, его отличие от наблюдаемого на ускорителях нарушения в рр-столкновениях и его зависимость от

энергии взаимодействия. Здесь методика мюонных семейств может быть полезна при условии надежного отбора ливней, генерированных протонами, и мюонов, рожденных в первых актах взаимодействия. Именно такие исследования могут проводиться на магнитном спектрометре и "пар-метре" АНИ, где возможно осуществить такую селекцию (см. раздел I.3).

Так как нарушение скейлинга тем больше, чем мягче энергетический спектр вторичных частиц, то рассматриваемая проблема сводится к измерению энергетического спектра мюонов, входящих в отобранные семейства. На рис. I.14 приведены эти энергетические спектры для $E_0 \sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ для двух степеней нарушения скейлинга $\alpha = 0$ и $\alpha = 0,25$. Так как ливневые мюоны генерируются от вторичных частиц с $X \leq 0,01$, т.е. в центральной области, а не во фрагментационной, то спектры мюонов для этих двух вариантов отличаются в основном по абсолютной величине. Вероятность распада вторичных частиц во фрагментационной области на мюоны мала, и трудно обнаружить разницу в наклонах спектров для двух вариантов нарушения скейлинга. Тем не менее, разрыв в абсолютных числах для мюонов с энергиями $E_\mu > 200$ ГэВ достигает нескольких десятков процентов и может наблюдаться в установке АНИ.

При анализе нарушения скейлинга во взаимодействиях КИ сверхвысоких энергий с помощью методики РЭК для регистрируемых μ -семейств часть используются n' -R диаграммы (n' - множественность μ -квантов с определенной долей энергии (ϕ) от суммарной энергии $\sum E_\mu$ семейства μ -квантов, расположенных в области с радиусом R_μ ; обычно величина $\phi = E_i / \sum E_\mu \geq 0,04$).

Результаты применения этой процедуры к μ -семействам приведены в таблице I.4. Расчеты проводились для трех интервалов энергий при $\phi = 0,05$ и $0,1$ и $E_\mu^n \sim 0,1$ ТэВ. Несмотря на малую статистику, видно, что в противоположность μ -семействам в мюонных семействах с ростом $\sum E_\mu$ наблюдается уменьшение n'_μ ; второе различие состоит в том, что семейства, генерированные ядрами железа, как правило, имеют меньшее значение n'_μ , чем в семействах, инициированных протонами. Оба различия обусловлены более крутым энергетическим спектром мюонов по сравнению с μ -квантами в ШАД.

Приводимый обзор и анализ работ /57-61/ несомненно свидетельствует о перспективности исследования семейств мюонов на светосильных мюонных детекторах комплекса АНИ с точки зрения изучения начальных стадий развития ядерных атмосферных каскадов.

Таблица I.4

E_{μ} (ТэВ)	Каналы	Протон		Нейтрон	
$(4-6) \cdot 10^4$	ΣE_{μ} (ТэВ)	3,5		4,3	
	$N_{\mu} (>0,1 \text{ ТэВ})$	12,3		21,4	
	f	0,05	0,1	0,05	0,1
	η_{μ}'	$4,21 \pm 0,10$	$1,55 \pm 0,05$	$4,14 \pm 0,12$	$0,3 \pm 0,03$
	$R_{\mu} (\text{м})$	$17,60 \pm 0,88$	$11,81 \pm 1,22$	$30,51 \pm 0,67$	$21,56 \pm 1,0$
$(4-6) \cdot 10^5$	ΣE_{μ} (ТэВ)	18,8		53,2	
	$N_{\mu} (>0,1 \text{ ТэВ})$	68,6		210,3	
	f	0,05	0,1	0,05	0,1
	η_{μ}'	$2,09 \pm 0,12$	$0,57 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$
	$R_{\mu} (\text{м})$	$5,39 \pm 1,33$	$8,95 \pm 0,11$	$9,46 \pm 1,24$	$10,8 \pm 1,0$
$(4-8) \cdot 10^6$	ΣE_{μ} (ТэВ)	114,5		290,1	
	$N_{\mu} (>0,1 \text{ ТэВ})$	408,0		1046,1	
	f	0,05	0,1	0,05	0,1
	η_{μ}'	$0,60 \pm 0,08$	$0,21 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,03$	-
	$R_{\mu} (\text{м})$	$0,77 \pm 0,16$	$0,50 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,31$	-

II. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ МЮОНОВ ШАЛ НА МАГНИТНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ АНИ

МС АНИ сооружается в подземном помещении комплекса на в/с Арагац на высоте 3200 м над уровнем моря, в 65 км от г. Еревана (Армения). Относительное расположение установок центральной, основной части комплекса АНИ, дано на рис. 2.1. Общий вид магнита мюонного спектрометра, его размещение в экспериментальном зале и схема расположения регистрирующих детекторов относительно магнитопровода приведены на рис. 2.2(а, б).

Ниже обсуждаются конкретные вопросы и технические требования, предъявляемые к детектирующей системе (ДС) спектрометра; вопросы эксплуатации, управления, контроля и калибровки МС; съема, хранения и обработки информации.

2.1. Структура мюонного спектрометра АНИ.

В силу того обстоятельства, что МС предназначается для исследования мюонных потоков в достаточно широком диапазоне плотностей (от 0,1 до $\geq 10 \text{ м}^{-2}$), требования к детектирующей системе спектрометра с точки зрения эффективности, координатной и угловой точностей — весьма жесткие. Тяжелые условия высокогорья и необходимость длительных, непрерывных измерений при не очень стабильных внешних параметрах окружающей среды накладывают дополнительные требования на экономичность, неприхотливость и высокую надежность ДС. Опыт работы с детектирующими системами на основе широкоазорных искровых камер (ШИК) на арагацком горизонтальном спектрометре /62/ со съемом информации на фотопленку позволяет утверждать, что можно создать достаточно эффективную систему, обеспечивающую регистрацию множественных событий с координатной и угловой точностью каждого из треков не хуже 0,5 мм и $\sim 2,5 \cdot 10^{-4}$ рад. соответственно, что, в свою очередь, позволит добиться $\rho_{\text{макс}} \approx 3 \text{ ТэВ/с} /5/$.

Основные трудности, возникающие при создании ДС на основе ШИК, связаны с большими размерами МС и, соответственно, с разработкой достаточно крупных, прочных, герметичных и надежных модулей ШИК размерами не менее $2,5 \times 1,5 \text{ м}^2$. Серьезные проблемы возникают при проектировании, конструировании и юстировке оптической системы съема информации на фотопленку, создании систем питания комплекса ШИК на каждом из измерительных уровней МС, реперных и юстировочных систем, электронных систем управления и контроля за работой всего спектрометра.

Отдельной, специальной задачей является вопрос экранировки измерительных уровней МС для подавления высокочастотных импульсных помех на соседние установки АНИ от разряда в искровых камерах. Достаточно серьезной проблемой является задача последующей обработки и шивки фльмовой информации различных частей одного измерительного уровня с соответствующими частями других измерительных уровней спектрометра, а также с другими установками комплекса АНИ.

2.2. Искровые камеры.

Для того, чтобы обеспечить большую надежность ДС, был предложен модульный вариант измерительных уровней МС. Помимо всего прочего, такой вариант позволяет осуществить поэтапный ввод МС в эксплуатацию, отработку и наладку отдельных узлов, введение необходимых конструкторских доработок, проведение предварительных измерений, обработки экспериментальных данных и отладки программ этой обработки. Принимая во внимание габариты магнита и размеры проема магнитопровода (рис.2.3), с учетом краевых эффектов и пространства, необходимого для размещения зеркал оптической системы, эффективная рабочая область внутреннего плеча ДС, а в связи с этим и всех измерительных уровней была выбрана равной $5 \times 6 \text{ м}^2$. Наиболее оптимальные размеры искровых модулей при этом, учитывая особенности фотографического съема (рис.2.4) – $2,5 \times 1,5 \text{ м}^2$ с искровым промежутком $16 \pm 20 \text{ см}$. Таким образом, один измерительный уровень МС состоит из 8 двухзачорных ШИК (16 модулей). С учетом того, что ДС состоит из четырех измерительных уровней, общее число искровых модулей равно 64. Общий объем всех четырех уровней измерений составляет при этом 48000 литров. Учитывая тот факт, что наполнителем ШИК является неон особой чистоты, вопрос о герметичности и химической чистоте рабочего объема ШИК является весьма актуальным (стоимость неона, необходимого для одноразового заполнения всех четырех уровней измерения $\sim 10000 \text{ руб.}$).

Нами были разработаны, сконструированы и испытаны различные варианты ШИК с майларовыми стенками и электродами на основе АМЦ, твердого дурала, фольгированного стеклотекстолита, а также вариант ИК, выполненной целиком из лавсановой пленки толщиной 170 мкм .

В результате проведенных конструкторских разработок и экспериментальных поисковых работ по клеяым композициям совместно с НПО "Полимерклей" (г.Кировакан, Армения) была изготовлена по новой технологии ШИК с лавсановыми стенками и электродами из дуралюминия. Испытания на механическую прочность клеяых швов и

герметичность рабочего объема ШИК проводились в полевых условиях высокогорной станции Нор-Амберд в течение 9 месяцев при реально существующих перепадах давления и температуры. За указанный промежуток времени не было замечено ухудшения основных характеристик искровых следов (яркости, координатной и угловой точностей, ливневой и одиночной эффективности). На стадии макетирования проведенные работы по разработке надежного модуля искровых камер с достаточной определенностью указывают на возможность использования в качестве основного варианта при длительных и непрерывных экспериментальных работах на МС АНИ искровых камер с лавсановыми стенками толщиной $150 \div 170$ мкм и электродами из дюралевых листов толщиной $1 \div 1,5$ мм.

2.3. Вопросы высоковольтного импульсного питания ШИК.

При разработке методических вопросов питания ШИК необходимо учитывать большое количество искровых модулей, размеры перекрываемой ими эффективной площади (120 м^2) и большие расстояния между измерительными уровнями (3,2 м).

Обычно питание ШИК осуществляется с помощью генераторов импульсных напряжений (ГИН) типа Аркадьева-Маркса или же специальными формирующими системами типа Блэм-лайн /63/. Последние системы обычно используются при питании стримерных камер, однако в середине 70-х годов были разработаны двухэлектродные формирующие линии (ДФЛ) для питания протяженных полосковых искровых модулей или же многослойных систем больших размеров /64/.

Система питания ШИК с использованием ГИН обладает определенными достоинствами. К ним относятся:

простота конструкции источника питания и относительно небольшие габариты;

яркостная однородность треков по всей питаемой площади;

возможность независимого запуска отдельных элементов МС;

пониженный уровень напряжения высоковольтного импульса по сравнению с протяженными линиями ШИК;

возможность поэтапного ввода отдельных элементов МС в эксплуатацию.

К недостаткам следует отнести:

большую щельность в установках с общей площадью более 10 м^2 , т.к. одним ГИН-ом можно обеспечить удовлетворительное питание ШИК с эффективной площадью $\sim 2 \div 3 \text{ м}^2$;

большое число ГИН-ов, что в итоге может понизить надежность системы в целом;

принципиальные трудности, возникающие при питании ШИК больших площадей, расположенных рядом (ограничения на емкость, неоднородность поля по площади камеры и т.д.).

Схема питания с использованием ДФЛ свободна от многих недостатков питания ШИК с помощью ГИН. К достоинствам можно отнести:

Возможность питания протяженных ИК (большие площади) с сохранением однородности сечения по всей площади;

повышенная изотропность яркости искровых следов;

возможность использования сравнительно простых по конструкции газовых контейнеров (майларовых или стеклянных) для формирования двухсекционных ШИК;

минимально возможное количество ГИН-ов и, как следствие, повышенная надежность и удобство в работе;

обеспечение минимальной щельности между детекторами.

К недостаткам такой системы можно отнести пожалуй лишь два обстоятельства:

некоторую неоднородность свечения искровых следов вдоль длины искрового модуля (при большой множественности), вызванную затуханием высоковольтного импульса;

малую величину волнового сопротивления полосковой линии.

Нами планируется использование обоих типов питания ШИК в процессе наладки и запуска МС АНИ. На первом этапе работы, когда будет происходить калибровка и отладка оптической, фоторегистрирующей и юстировочной систем мюонного спектрометра, т.е. последовательного частичного перекрытия рабочей площади МС, будет использоваться первый способ питания ШИК; запуск же МС на полную светосилу потребует использования ДФЛ. Основная блок-схема питания ШИК МС приведена на рис.2.5 .

Расчетные параметры ГИН-ов, необходимые в обоих случаях и определяемые в конечном итоге основной схемой питания ШИК, следующие:

число каскадов - 7 ;

зарядная емкость каждого каскада - 0,2 мкф;

выходная емкость ГИН-а - 28 500 пф ;

суммарная емкость линии - 4000 пф ;

напряжение заряда ГИН-а - 20 ÷ 30 кВ;

зарядный коэффициент ДФЛ - 0,88 ;

Время заряда ДФЛ - 720 мсек .

Выбранные параметры ГИН и ДФЛ обеспечивают диапазон градиентов в полосковом модуле от 5 кВ/см до 7,5 кВ/см.

Учитывая затухание высоковольтного импульса вдоль линии, которое при выбранных параметрах ДФЛ ($d = 25$ см и $l = 12$ м, где d - искровой промежуток, а l - общая длина формирующей линии) равно $\sim 20\%$, зарядное напряжение должно быть ~ 30 кВ. Если же ограничиться величиной пробойного промежутка не более 17 см, можно снизить зарядное напряжение до величины ~ 20 кВ, что позволит применить в эксперименте серийные недорогие источники питания типа ВС-20-100. Исходя из этих соображений, а также учитывая вопросы надежности и уменьшения влияния электрических помех, сильно увеличивающихся с ростом напряжения, мы остановились на зазоре ~ 17 см в отличие от предлагавшегося нами ранее промежутка 25 см.

2.4. Система фотографирования.

Система фотографирования (СФ) МС АНИ (см. рис. 2.4) практически не изменилась по сравнению с нашими первыми публикациями /5/. Это связано с жесткими, заранее заданными размерами окна магнита, расположением магнитопровода в подземном зале и ограниченным пространством ямы, где помещается магнит.

СФ состоит из 12 фотоаппаратов, работающих в ждущем режиме. Каждое плечо спектрометра таким образом просматривается 6-ю фотоаппаратами. Расчет оптики проведен для двух вариантов съема информации на 35-мм и 50-мм пленку. В первом случае масштаб фотографирования равен 1:125, во втором 1:75. Ясно, что второй вариант предпочтительнее из-за меньшего коэффициента уменьшения изображения на пленке, однако в связи с трудностями, связанными с изготовлением специальных фотоаппаратов для 50-мм пленки и малым выбором типов серийно изготавливаемых длиннофокусных объективов, нами был рассмотрен и вариант съема информации на 35-мм пленку. Основные параметры СФ для обоих вариантов приведены в таблице 2.1.

Если известен масштаб изображения (M) и заданы положения (φ) фотографируемых траекторий относительно объектива, то выбор объектива определяется в первую очередь его фокусным расстоянием (f):

$$f = \frac{e}{1 + M} \quad (13)$$

После выбора объектива, исходя из заданных геометрических параметров, необходимо отобрать объективы, исходя из ряда физических требований.

Таблица 2.1.

Объективы	"Клитор-9" $f = 85$ мм		$f = 135$ мм		$f = 140$ мм	
	Масштаб	1 : 125		1 : 75		1 : 75
Размер изображения камеры на фотоленке (мм)	24		40		40	
Длина трека на пленке ($\alpha = 17$ см) (мм)	1,36		2,26		2,26	
Расстояние до середины ЦНК (м)	10,71		10,26		10,64	
Относительное отверстие (I:K)	I:4	I:8	I:4	I:8	I:4	I:8
Передняя граница резкости $\Gamma_{\text{п}}$ (м)	9,1	8	9,6	9	10	9,42
Задняя граница резкости $\Gamma_{\text{з}}$ (м)	13	16,5	11,0	11,84	11,3	12,2
Глубина резкости (м)	3,9	8,6	1,4	2,78	1,3	2,78
Разрешение на пленке (мкм)	14	7	25	13	-	-
Разрешение на пленке (лин/мм)	70	140	40	77	-	-
Разрешение в пространстве предметов (мм)	1,75	0,87	1,9	0,975	-	-

Во-первых, выпускаемые промышленностью фотообъективы в основном корректированы для сине-зеленой области спектра. В красной области их хроматизм резко возрастает. Аналогично обычные пленки сенсibilизированы для сине-зеленой области спектра. Поэтому необходимо было проконтролировать характеристики объективов и подобрать соответствующую пленку для регистрации искр с минимальными искажениями по всему полю изображений в оранжево-красной области спектра (цвет свечения неона).

Во-вторых, фотообъектив должен отвечать следующим техническим условиям:

обеспечивать разрешение в пространстве предметов не хуже $1,5 \text{ мм}$ в пределах апертуры $2 \omega = 16^\circ$ (для того, чтобы измеримый импульс МС АНИ соответствовал расчетным значениям);

при относительном отверстии $\sim 1:4$ глубина резкости должна соответствовать интервалу $2,3 \text{ м}$.

Исследования объективов проводились с помощью спектрографа с призмой Амичи в Бюраканском СКТБ. В качестве источника света использовалась неоновая лампочка, питание которой обеспечивало в импульсе энергию $\sim 1 \text{ Дж}$. Фотографирование проводилось на аэрофотопленку чувствительностью $1000 \div 1200 \text{ ед. ГОСТ}$ (изопанхром, тип 22 и 24). Из исследуемых объективов наилучшими характеристиками обладал объектив "Апитер-9", однако и для этого объектива наблюдался некоторый разброс разрешающей способности от одного объектива к другому. Поэтому был проведен отбор необходимого количества объективов для обеспечения идентичности съема информации со всех областей спектрометра.

Для обеспечения требуемой пространственной точности ($\Delta x = 0,5 \text{ мм}$) фотоаппараты должны жестко закрепляться на специальных оптических стойках и юстироваться друг относительно друга и реперной системы с точностью не хуже $0,25 \text{ мм}$. Реперная система, помимо опорных крестов, должна быть оснащена специальной вертикальной сеткой с шагом между линиями $\sim 30 \text{ см}$. Вопрос оптимального количества и расположения крестов на каждом уровне измерений в настоящее время программно прорабатывается.

2.5. "Мастер". управление и контроль за работой МС АНИ.

Одним из условий запуска МС является наличие управляющего "мастер"импульса в системе ливневых сцинтилляционных детекторов комплекса АНИ. Управляющий импульс формируется в случае попадания оси ливня в ионизационный калориметр или же вблизи него в круге радиусом не более 10 м . Из-за того, что МС расположен ассиметрично относительно ионизационного калориметра, часть ливневых стволов не будет попадать в калориметр при таком "мастере", но в этом случае можно будет изучать мюонную составляющую ШАД в корреляции с высокоэнергетическим адронным сопровождением.

Управляющий импульс вырабатывается в том случае, когда плотность в центральной части комплекса АНИ превышает некоторую заранее заданную величину. В свою очередь, при прохождении мюонов

ШАЛ через систему сцинтилляционных или газоразрядных счетчиков, расположенных в подземном помещении над магнитным спектрометром, формируется импульс, который вместе с "мастер"-импульсом ШАЛ подается на схему совпадений. В случае наличия таких двух импульсов формируется импульс для срабатывания ГИН МС АНИ. Расчетная задержка подачи высоковольтного импульса с ГИН на ШИК (τ_3) относительно момента прохождения через наземные сцинтилляторы фронта ШАЛ составляет с учетом длин кабелей и задержек вспомогательных электронных блоков величину $\tau_3 \approx 2,5$ мксек. Не исключается также размещение второго слоя счетчиков, расположенных после магнита спектрометра и включенных в систему мажоритарных совпадений с ковром счетчиков над магнитным спектрометром для осуществления самостоятельного запуска МС в случае прохождения через него мюонных групп. Такой "мастер" может существенно улучшить качество искровых следов (из-за уменьшения τ_3) особенно в случае существования и регистрации периферийных групп мюонов.

Одновременно с запуском ГИН происходит включение подсветки реперов, а затем, с задержкой порядка 1+2 секунд, цифровых индикаторов, на которых высвечиваются номер события и пороговое значение энергии, зарегистрированных ШАЛ, экспонируясь на всех фотоаппаратах ДС МС. Затем происходит перемотка пленки во всех аппаратах и ДС переводится в состояние ожидания следующего события. Весь период регистрации события и подготовки к следующему срабатыванию составит не более 10 сек.

Для подавления и исключения влияния высокочастотных помех от высоковольтных разрядов ДС на ЭВМ и электронные устройства других элементов, узлов и установок АНИ необходимо предусмотреть надежную систему экранирования ДС. Для этого предполагается разработать систему специальных защитных мер, куда входит разработка и изготовление стального бокса для размещения ДС верхнего плеча спектрометра, расположенного вне магнита, и специальных мер по экранировке измерительных уровней, размещенных внутри магнитопровода. Наш опыт и опыт других лабораторий (Бакуриани-ФИАН Груз.ССР, Тянь-Шань-ФИАН СССР, Нор-Амберд-ЕрФИ) дает основание надеяться, что при соблюдении необходимых мер можно добиться надежной экранировки и практически исключить наводки на другие узлы комплекса АНИ.

2.6. Эффективность регистрации мюонных групп.

Для расчета эффективности ДС МС была разработана имитационная модель магнитного спектрометра /65/, с помощью которой были иссле-

дованы основные параметры пространственных и энергетических характеристик мюонов ШАЛ с $E_0 > 10^{15}$ эВ. Генерация мюонного потока осуществлялась с помощью калиброванной программы моделирования ШАЛ, разработанной в ФИАН СССР /66/. В программе заложены:

степенной первичный энергетический спектр с интегральным показателем $\gamma = 2$;

смешанный химический состав ПКМ;

сечение, растущее как $\ln^2 S$;

множественность, растущая как $S^{0,25}$;

инклюзивные спектры вторичных частиц с параметром нарушения скейлинга $\alpha = 0,25$;

гауссовская форма распределения по поперечным импульсам с величиной $\langle p_T \rangle = 0,3$ ГэВ/с;

Изотропное угловое распределение первичных частиц в интервале углов $0 \div 30^\circ$.

Выходными параметрами программы являлись координаты, углы, энергии и заряды мюонов, падающих на поверхность первого детектора установки при условии попадания оси КАЛ на ионизационный калориметр комплекса АНИ /2/. Дальнейшая обработка многомюонных событий проводилась по программе АНИМАГ, выходными параметрами которой являлось число мюонов, прошедших через магнитный спектрометр и удовлетворяющих критериям отбора, а также измеренные пространственные и энергетические характеристики идентифицированных мюонов. После накопления заданного числа программой АНИМАГ проводится обработка статистических результатов имитационного эксперимента.

Параметры траекторий мюонов на выходе из магнитного объема рассчитываются с учетом потерь энергии и многократного рассеяния в теле магнита. При этом определяется угол α_{i2}^H выхода из рабочего магнитопровода объема по заданному импульсу p_i и углу входа α_{i1} ; i -го мюона в плоскости отклонения XOZ :

$$\sqrt{p_i (p_i - \varepsilon)} = \frac{300 \bar{B}_{xy} \cdot q L}{\cos \gamma_i (\sin \alpha_{i2}^H - \sin \alpha_{i1})} \quad (14)$$

где $\varepsilon = (dp/d\varepsilon) \cdot L = \text{const}$ - среднее значение потерь энергии мюона в теле магнита; L - длина магнита по оси спектрометра (OZ) (в сантиметрах); \bar{B}_{xy} - напряженность магнитного поля (в кГс), определяемая координатами траектории в области x, y ;

$\gamma_i = \text{Arctg} \cos(p_{x,z} / |p_i|)$, $p_{x,z}$ - проекция вектора p_i на плоскость XOZ ;

q - заряд мюона.

Далее вводится поправка на угол выхода мюона из магнита с

учетом многократного рассеяния

$$\alpha_{i2} = \alpha_{i2}^M + \theta_x, \quad (I5)$$

где θ_x - случайная реализация нормального распределения $n(\theta_x)d\theta_x$ с среднеквадратичным отклонением

$$\sigma_{\theta} = 0,021 \cdot \sqrt{(L/L_0)/2} / \sqrt{\rho_{x,2}(\rho_{x,2} - \varepsilon)}, \quad (I6)$$

а L_0 - радиационная единица длины. (в см).

Тогда смещение траектории из-за магнитного поля и многократного рассеяния равно

$$\Delta x_i = \text{tg} \left[(\alpha_{i2}^M + \alpha_{i1})/2 \right] \cdot L + \Delta X_{\text{расе}}, \quad (I7)$$

где $\Delta X_{\text{расе}}$ - случайная реализация нормального распределения $n(\Delta x)d(\Delta x)$ с среднеквадратичным отклонением

$$\sigma_{\Delta x} = L \cdot \sigma_{\theta} / \sqrt{6} \quad (I8)$$

В перпендикулярной плоскости (YOZ) траектории мюонов не искажаются магнитным полем и в программе учитывается лишь влияние многократного рассеяния. Ошибка среднегеометрического приближения (I4), (I6), применяемого нами для учета энергетических потерь ε , равна $\sim 7\%$ для энергий мюонов $5 \div 10$ ГэВ и пренебрежимо мала при более высоких энергиях.

После выхода из магнита рассчитываются пересечения и углы мюонов в искровых камерах, расположенных после магнитного объема. На основе рассчитанных значений траекторий мюонов программа переходит к имитации регистрации треков в искровых камерах. По заданным значениям координатных точностей σ_x, σ_y искровых камер к имеющимся значениям координат треков приплюсовываются случайные гауссовы ошибки. С точки зрения реальной экспериментальной ситуации группа мюонов считается зарегистрированной и программа переходит к последнему этапу - восстановлению исходной информации.

Подземное расположение магнита и вещество магнита вносят определенные искажения в число мюонных траекторий из-за равновесного спектра сопровождающих δ -электронов, генерированных мюонами в толще грунта и на выходе из тела магнита. Ранее в наших работах /67,68/ было получено, что электроны сопровождения по угловому и пространственному распределению при энергиях мюонов выше $20 \div 30$ МэВ близко расположены относительно мюонной траектории, а вероятность электронного сопровождения порядка 10% на мюон. Избавиться от электронного фона в эксперименте можно с помощью

легкого поглотителя, помещаемого между искровыми камерами. Программа позволяет проводить оптимизацию толщины поглотителя в реальном эксперименте, с точки зрения повышения эффективности идентификации мюонных траекторий. В программе предусмотрены также операции, позволяющие учитывать влияние фоновых мюонов, попадающих в каждое из плеч спектрометра сбоку и не проходящих через магнитное поле.

Основные параметры установки в программе могут легко изменяться. Программа имеет два режима работы: режим работы с бачком данных программы "ШАЛ" и режим самостоятельной генерации мюонов по заданному энергетическому и зенитно-угловому спектрам мюонных групп. Второй режим предназначен для расчета основных характеристик установки, таких как функции отклика и максимально измеримого импульса.

На основе $2 \cdot 10^4$ проходов одиночных мюонов при энергиях 0,005 ; 0,01 ; 0,02 ; 0,05 ; 0,1 ... 20 ТэВ в режиме автономной работы были определены критерии отбора и получены распределения σ_{φ}/φ для разных энергий мюонов (φ - угол магнитного отклонения).

Результаты расчета для разных значений координатной точности ШИК приведены на рис.2.6. Видно, что до энергий порядка 200 ГэВ ошибка измерения импульса зависит в основном от многократного рассеяния. Для твердотельного магнита нашего типа отношение угла магнитного отклонения (φ) к углу многократного рассеяния ($\Delta\theta$), испытываемого мюоном в теле магнита, остается постоянным в силу одинаковой зависимости φ и θ от импульса мюона. Для каждого конкретного магнита эта величина определяется его геометрическими размерами и магнитными свойствами. В нашем случае отношение φ/θ равно $\sim 14\%$ и фактически определяет минимально возможную ошибку определения P_m . При энергиях больше 200 ГэВ вклад ошибок измерения траекторий мюонов в ШИК начинает превышать вклад от многократного рассеяния и отношение σ_{φ}/φ начинает расти с ростом P_m . Точки пересечения кривых с прямой $\sigma_{\varphi}/\varphi = 1$ определяют максимально измеримый импульс в зависимости от координатной точности детектора.

С помощью разработанной программы рассчитывались также и отклики установки на регистрацию групп из 1, 2, 5, 10, 20 и 50 мюонов. Подробные данные о регистрируемых спектрах падающих на установку мюонов приведены в работе /65/.

Для изучения возможности использования в ДС не искровых камер, а дискретных координатных детекторов с электронным съемом информации

были проведены расчеты для ДС, состоящей из модулей дрейфовых трубок диаметром $5 \div 10$ см и длиной 3 м, при условии регистрации одним модулем лишь одного мюона /69/.

Характерной чертой расчетов являлось моделирование на ЭВМ ситуации, предельно адекватной эксперименту. Конфигурация установки, состоящей из 16 детектирующих плоскостей, разделенных попарно на два типа ("X" - детекторы и "Y" - детекторы), приведена на рис.2.7.

"X" - детекторы, состоящие из S_0/S_M модулей (S_0 - эффективная площадь спектрометрических уровней, S_M - площадь модуля координатного детектора), измеряют координату в плоскости магнитного отклонения ZOX с точностью $\Delta x = 1$ мм, а в перпендикулярной плоскости ZOY - с точностью $\Delta y = 10$ мм. "Y" - детекторы служат для измерения координаты y с точностью $\Delta y = 1$ мм, а координаты x с точностью $\Delta x = 10$ мм. Для восстановления траекторий мюонов, прошедших через спектрометр, использовался метод "поворотных гистограмм" /70/.

Основные результаты по расчету эффективности регистрации и идентификации мюонных траекторий электронными детекторами приведены на рис.2.8 - 2.10. При равномерном распределении (M) мюонов на площади магнитного спектрометра (S_0) и в приближении параллельности мюонов в составе группы, вероятность регистрации и идентификация выделенной траектории определяется из выражения

$$W = (1 - S_M/S_0)^{M-1} \omega(S_0, h), \quad (19)$$

где S_M и S_0 - определены выше, а поправочный член $\omega(S_0, h)$

$$\omega(S_0, h) = \left(1 - \frac{\alpha \cdot h}{\sqrt{S_0}}\right)^2 \quad (20)$$

учитывает геометрическую вероятность прохождения данного мюона через объем регистрирующих детекторов, расстояние между которыми равно h . Точность аппроксимации $\sim 3\%$ при $2,5 \leq h \leq 6$ м и $2,5 \leq S_0 \leq 320$ м², α при этом равно - 0,24. Приближение параллельности мюонов следует из Монте-Карло расчетов ЦАТ.

Зенитные и азимутальные углы мюонов с $E_\mu > 5$ ГэВ распределены по гауссовому закону со средними значениями $\langle \theta_0 \rangle$ и $\langle \varphi_0 \rangle$ ЦАТ и $\sigma_\theta = 0,01$, а $\sigma_\varphi = 0,045$ соответственно. После магнитного углового и пространственного распределения траекторий мюонов несет

резко нерегулярный характер, обусловленный магнитным отклонением и многократным рассеянием в теле магнита.

Исследование эффективности регистрации мюонов проводилось как до магнита, так и после него. Учитывались флуктуации энергетических потерь в теле магнита и фон от мюонов, попавших в рабочий объем с боковых сторон; относительная точность расчетов не хуже 15%.

На рис. 2.8 приведена вероятность восстановления траектории мюона в зависимости от плотности мюонного сопровождения. Там же приведены расчетные значения по формуле (19), где учитывается лишь одна плоскость регистрации. Этим и объясняется превышение расчетных значений относительно промоделированных. Как видно из этого рисунка, модульная система регистрации электронным способом эффективна лишь в интервале плотностей $\rho(n) \leq 1 \text{ м}^{-2}$.

На рис. 2.9 приведена вероятность регистрации группы мюонов, состоящей из заданного числа частиц. Видно, что спектр группы мюонов сильно искажается уже при числе мюонов в группе более 10. Стялик установки регистрации группы мюонов приведен на рис. 2.10 для модуля (S_M) площадью $0,15 \text{ м}^2$. Среднее число восстановленных траекторий при попадании 20, 50, 100 траекторий на площадь S_0 равно, соответственно, 17 ± 3 , 29 ± 10 , 43 ± 16 . Результаты расчетов эффективности восстановления траекторий мюонов после магнита несущественно ($\sim 3 - 5\%$) отличаются от значений, приведенных на рис. 2.8 и 2.10.

Из приведенных результатов следует, что использование модульной, электронной системы регистрации траекторий мюонной составляющей ШАД в магнитном спектрометре АНИ малоэффективно в самой интересной области энергий мюонов ($E_M = 1 \div 2 \text{ ТэВ}$) при полных энергиях ШАД $E_0 = 10^{15} \div 10^{17} \text{ эВ}$. Увеличения эффективности можно добиться уменьшением площади (S_M) модуля на порядок до размеров $0,03 \div 0,01 \text{ м}^2$, что во столько же раз увеличит число анализируемых каналов регистрации. Но и в этом случае, как показывают расчеты, сравнительно приемлемые эффективности получаются при плотностях не более $2 \div 5 \text{ м}^{-2}$ ($S_M \approx 0,03 \div 0,01$).

В этом аспекте перспективными детекторами могут стать разрабатываемые нами в настоящее время искровые детекторы с волоконно-оптическим съемом информации на матричные фотоприемники и последующей передачей ее на ЭВМ. Весьма перспективным вариантом съема информации с ШИК является также успешно развиваемый в настоящее

время вариант видеокamer на базе приборов с зарядовой связью (ЛЭС).

Можно также использовать более сложные модули дрейфовых и пропорциональных проволочных камер с электронным съемом информации, позволяющих измерять пространственные координаты одновременно более чем одной частицы. Однако в этом случае определяющим фактором становятся скорее экономические, чем технические проблемы.

III. ТРЕБОВАНИЯ К ОБРАБОТКЕ ФИЛЬМОВОЙ ИНФОРМАЦИИ.

Обработка फिल्मовой информации с ИС представляет собой довольно сложную задачу. Как уже упоминалось выше, пространственные характеристики мюонов с энергией выше 5 ГэВ будут изучаться с помощью подземной сцинтилляционной установки. На магнитном спектрометре должны изучаться мюоны значительно больших энергий с $E_{\mu} \gtrsim 0,1$ ТэВ. Так как среднее расстояние таких мюонов до оси ливня составляет в ливнях с энергией выше 10^{15} эВ 20-30 м, а такие мюоны наблюдаются вплоть до расстояний порядка 100 м, то это означает, что информацию с ИС нужно обрабатывать в каждом событии, вызванном совпадением "мастер"-импульса наземной установки и собственного "мастер"-импульса спектрометра. Требование наличия собственного "мастер"-импульса спектрометра, подтверждающего прохождение мюона через его чувствительную площадь нужно, чтобы не регистрировать пустые кадры и не расходовать зря фотопленку. С этой точки зрения общая площадь ИС, скорее всего, должна быть разбита на четыре независимые установки со своими каналами регистрации.

Ожидаемая интенсивность событий при вышеприведенных условиях составляет около ~ 200 час⁻¹. Предполагаемое время работы установки определяется наличием рентгеновской пленки в ее центральной части и должно будет составлять не менее 90% от календарного времени, то есть 8000 часов в год. Отсюда - полное количество кадров в год с одного фотоаппарата должно составить $\sim 1,6$ млн.

В подавляющем большинстве случаев на кадре будет один и сравнительно низкоэнергичный мюон. Однако в редких случаях ($\sim 1-2\%$) прохождения через спектрометр ствола ШАЛ высокой энергии полное число мюонов в кадре может достигнуть нескольких десятков и даже порядка сотни. Эти события и являются наиболее интересными. Предполагая, однако, что основные измерения на ИС будут проводиться в области энергий ШАЛ больше 10^{16} эВ, число кадров, подлежащих обработке в год, будет составлять $\sim 3 \cdot 10^4$ при наиболее вероятном числе треков на кадре 5-7. Очевидно, что обработка и такого объема

информации в приемлемые сроки немислима без применения прецизионных сканирующих автоматов, высокоскоростных компьютеров и соответствующего программного обеспечения.

В принципе не каждый мюон должен быть измерен с максимальной возможной точностью. С точки зрения физики надо из всех мюонов в кадре выделить только те, которые имеют импульсы выше $0,1 \text{ ТэВ/с}$, и только для них проводить измерения с максимальной точностью. С этой целью, возможно, целесообразней будет организация предварительных измерений или экспресс-просмотра с минимальным числом измеренных точек на треке (\sim по 2 в каждой из двух проекций ионовой камеры). Необходимая точность измерения углов при этом $\sim 1^\circ$.

Данные этих предварительных измерений выводится с ЭВМ с целью сопоставления треков в двух проекциях, а также выявления среди мюонных пар и тридентов возможных кандидатов на множественное рождение мюонов в грунте или веществе калориметра. Из тех мюонов, импульс которых превышает $0,1 \text{ ТэВ/с}$ или которые являются кандидатами на участие в процессе множественного рождения в плотном веществе, выдаются метки, и только для них проводятся более тонкие измерения с большим числом точек на треке.

Для каждого мюона в результате измерений и их последующей обработки на ЭВМ должны быть определены координаты и пространственные углы в обоих плечах спектрометра. Из этих величин определяются такие величины, как импульс (энергия E_μ) мюона, расстояние между мюоном и осью ШАЛ R_μ , расстояния между парами мюонов R_{ij} , различные комбинации между ними: $E_\mu R_\mu$, $\Sigma_{ij} = \frac{E_i E_j R_{ij}}{E_i - E_j}$. Для мюонных пар и тридентов, родившихся в плотном веществе над спектрометром, кроме импульсов (энергий) мюонов и их зарядов, определяются координаты точки генерации и "размеры" этой точки, т.е. минимальное расстояние между траекториями мюонов, определенными путями измерения. Из энергий E_μ^1 , E_μ^2 и угла θ между мюонами определяется эффективная масса пары (см. главу 1.1, формула 6).

Усреднением зенитных и азимутальных углов всех мюонов, зарегистрированных верхним плечом спектрометра, определяется направление прихода ШАЛ. Если все мюоны в кадре имеют сравнительно малую энергию, то экспресс-просмотра будет достаточно для определения направления прихода ливня с точностью порядка 1° или лучше.

Если удастся мастерные сцинтилляторы спектрометра снабдить и временным каналом, то в этом случае для одиночного прохождения частиц через спектрометр или в случае достаточно малой плотности,

возможна организация поисков задержанных проникающих частиц в ИИГ. В случае, если частица задержана более чем на 20 нс относительно предполагаемого времени прихода ливневого фронта на спектрометр, для нее также проводятся точные измерения параметров ее траектории.

Наиболее трудоемким этапом в технологической цепи этого процесса является обычно первая стадия - стадия отбора и обмера событий на фотопленке. Согласно оценкам, более половины всего времени, затрачиваемого на процесс обработки фильмовой информации, приходится на этап предварительных измерений, сканирование, распознавание событий, т.е. на процедуру измерения событий.

Поэтому создание программного обеспечения, рассчитанного на автоматический режим обработки фотопленки с ИС, является весьма актуальной задачей. В качестве базового нами было выбрано программное обеспечение автоматизированной системы на базе сканирующего автомата HPD и специализированного процессора SHP, для измерения событий из фотоснимков с пузырьковых камер в режиме МЭ (Minimum Guidance).

Проведена адаптация обрабатываемых программ этого комплекса для предполагаемого расчетного кадра ИС АИИ. Применяемое программное обеспечение есть обеспечение с так называемым нулевым управлением, т.е. не требующим никаких предварительных измерений. Единственной управляющей процессом измерения информацией является номер кадра. Точечная информация, поступающая от сканирующего фотоснимок автомата, предварительно обрабатывается программой, эмулирующей работу специального процессора SHP. На этом этапе практически отсеивается вся фоновая информация, имеющая нештриховой характер.

Далее осуществляется распознавание номера кадра, измерение координат треков и центров реперных крестов в системе отсчета сканирующего автомата. Для распознавания пакета штрихов, которым кодируется номер кадра, разработан алгоритм, основанный на выделении и анализе подмножества самосогласованных трек-элементов (ТЭ) из всего множества ТЭ в зоне поиска (самосогласованное ТЭ - это подмножество ТЭ, взаимное расположение и ориентация которых близки к закону распределения штрихов в пакете). Практические испытания этого алгоритма на снимках с жидководородной пузырьковой камеры ОИИИ показали высокую надежность алгоритма распознавания номера кадра.

Учитывая, что фоновые ТЭ, расположенные в зоне служебной информации, ориентированы преимущественно горизонтально, а программа

распознавания пакета штрихов настраивается параметрически, были выработаны рекомендации по применению наклонных кодирующих штрихов, чтобы гарантировать высокую надежность распознавания в широком диапазоне реальных условий оцифровки фотоснимков на сканирующем автомате.

Созданные программы обработки были отлажены на математической модели фотоснимков с МС АНИ. Обработку фотоснимков с широкозонарных искровых камер предполагается вести с помощью:

- а) полуавтоматической измерительной системы, созданной в БРЭИ на базе измерительных приборов ПУОС-4;
- б) автоматической измерительной системы на базе сканирующего автомата НРД ОИАИ.

Начаты работы по созданию программного обеспечения для обработки фотоснимков с искровых камер с помощью автомата НРД. В частности, созданы программы автоматической обработки трековой и служебной информации, которая будет получена на фотоснимках с МС. На ЭВМ серии ЕС реализован программный эмулятор специализированного процессора SHP /72/. Отладка разработанных программ проводилась с помощью программы построения математической модели кадра и программы, осуществляющей "псевдосканирование" кадра.

Проведены работы по определению реальных точностей на ПУОС-4 при сканировании искровых следов, полученных на опытных образцах ШИК, изготовленных для МС АНИ. Полученные результаты соответствуют расчетным и вполне удовлетворяют необходимым требованиям. Последовательность выполняемых операций в процессе измерения фотоснимков с магнитного спектрометра мюонов указана на рис. 3.1.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В I главе настоящей работы были приведены экспериментальные и расчетные данные по результатам изучения мюонного компонента ШИК на основных имеющихся установках. Дано обоснование комплексной структуры эксперимента АНИ, позволяющей регистрировать все основные компоненты ШИК, и вследствие этого изучать индивидуальные события, идентифицируя тип и энергию взаимодействия. Показано, что с точки зрения многомерного корреляционного анализа, наиболее информативным компонентом ШИК, несущим информацию о составе ШИК и динамике взаимодействия частиц ШИК с ядрами атмосферы, является мюонный компонент и особенно его высокоэнергичная составляющая ($E_{\mu} > 200$ ГэВ).

Разработанный многомерный способ оценки энергии первичной

частицы /35,36/, основанный на непараметрической регрессии, совместно с методом многомерной классификации ШАЛ, позволит по характеристикам электронно-фотонного и мюонного компонентов ШАЛ определять параметры падающих на атмосферу "пучков" протонов и ядер. При этом разделение первичных ядер ($A \geq 21$) и протонов возможно с эффективностью $\sim 70-80\%$, а энергия определяется с относительной точностью $\sim 20-30\%$.

Учитывая комплексность эксперимента АИИ и его объемность, становится понятно, что ввод в эксплуатацию отдельных его узлов (или установок) должен осуществляться поэтапно. Соответственно этому будет расширяться и круг решаемых вопросов, повышаться точность и достоверность проводимых исследований, увеличиваться роль и вклад мюонного компонента в конечный результат анализа. Так, в связи с запуском в 1991 г. наземной (электронно-фотонной) и подземной (мюонной с $E_{\mu} > 5 \text{ ГэВ}$) ливневых установок, можно будет, как уже указывалось выше, достаточно надежно разделять легкий и тяжелый компоненты ШАЛ, точнее определять энергию частиц ШАЛ. Учет и изучение форм пространственного распределения мюонов и электронов, а также флуктуаций отношения N_{μ}/N_e и флуктуаций числа мюонов на фиксированных расстояниях от оси ливня, повысят достоверность средних характеристик измеряемого потока адронов, помогут в идентификации ливней, образованных γ -квантами сверхвысоких энергий.

Однако качественный переход к исследованиям как космофизического, так и ядерно-физического аспекта КЛ с изучением и идентификацией каждого индивидуального события возможен при детальном исследовании энергетических и структурных характеристик каждого из четырех компонентов ШАЛ: электронно-фотонного ($N_e(R)$), гамма ($N_{\gamma}(E_{\gamma}, R)$), адронного ($N_a(E_a, R)$) и мюонного ($N_{\mu}(E_{\mu}, R)$)/I/.

В этом смысле следующим шагом (после запуска ливневых установок) является предполагаемый ввод в 1993г. в эксплуатацию мюонного спектрометра, с помощью которого можно будет значительно расширить информативность комплекса АИИ и получать достаточно корректные результаты, даже без регистрации адронного и гамма компонентов ШАЛ. В самом общем случае задача мюонного спектрометра заключается в прецизионном измерении пространственных (X_i, Y_i) и энергетических (E_i) характеристик доли мюонного компонента ШАЛ, прошедшего через его чувствительную область. Комбинируя полученные данные с другими измеренными характеристиками ШАЛ на первом этапе исследова-

ний (1993-1994 гг.) можно будет решить следующие задачи:

1. Изучение функций пространственного распределения (ΦR) мюонов в зависимости от E_0 (N_e) и E_μ , точное знание которых является основополагающим во всех последующих расчетах и выводах.

2. Сравнение различных модельных представлений по измеренным зависимостям $N_\mu(E_\mu, R)$ от N_e при разных пороговых энергиях мюонов на различных расстояниях от оси ливня. В работах /19,5/ были проведены расчеты с учетом параметров мюонных установок высокогорного комплекса АШИ, в которых анализировались множественность и пространственные характеристики мюонов в соответствии с моделью кварк-глюонных струн (гл. I.1, I.6). Полученное в работе /19/ выражение для $N_\mu(E_0, E_\mu)$ (гл. I.1, ф-ла (4)) с учетом светосили АШИ можно будет проверить в области энергий $E_0 > 10^{11}$ эВ с 10% ошибкой за 1,5-2 года.

3. Пространственное распределение мюонов чувствительно к распределению поперечного импульса вторичных частиц в адронных столкновениях. Как показано в работе /6I/, учет струй с большим поперечным импульсом по КИД приводит к изменению ΦR мюонов с пороговой энергией $E_\mu^p = 100 \div 500$ ГэВ на больших расстояниях от оси ливня, где число мюонов мало. Экспериментально этот эффект для "молодых" ливней ($S < 1,18$) и $E_\mu^p = 50 \div 500$ ГэВ был замечен в эксперименте /26/, это может быть связано с двухступенчатым развитием КИД (а не с изменением характера взаимодействия). Проверка эффекта на высотах гор и сравнение результатов с данными на уровне моря может внести ясность в этот вопрос.

Изучение распределения величин $(E_\mu, R_\mu)_{max}$ может дать полезную информацию о зависимости R_T от энергии вторичных частиц. Проведенные нами расчеты (рис. I.13 б) доказывают чувствительность распределения к среднему поперечному импульсу вторичных частиц. Такое поведение характерно для ливней, инициированных протонами. При тех же полных энергиях эффект тем меньше, чем больше масса регистрируемого ядра из-за уменьшения энергии составляющих его нуклонов. Если выбрать такой высокий порог энергии мюонов, чтобы все регистрируемые мюоны возникали в первом акте взаимодействия протона с атмосферой, то можно попытаться определить зависимость $\langle R_T \rangle$ от E_0 . Таким образом, изучение распределений $(E_\mu, R_\mu)_{max}$ при разных пороговых энергиях мюонов (E_μ^p) предоставляет возможность определения $\langle R_T \rangle$ родительских частиц мюона в зависимости от вторичной и первичной энергий.

4. Сочетание МС с подземной мюонной ливневой установкой представляет уникальные возможности для изучения массового состава ПКИ благодаря значительному расширению выбора возможных чувствительных параметров, основные из которых следующие:

- множественность мюонов различных энергий $N_{\mu}(E_{\mu})$ в зависимости от полного числа мюонов N_{μ} ;
- отношение низкоэнергетических ($E_{\mu} > 5$ ГэВ) и высокоэнергетических ($E_{\mu} > 200$ ГэВ) мюонов при заданных N_e и возрасте ливня S ;
- пространственные распределения мюонов высоких энергий $N_{\mu}(R)$ при заданных N_e ;
- флуктуации отношения N_{μ}/N_e и флуктуации числа мюонов на заданных расстояниях от оси ливня;
- изучение множественности мюонных семейств при различных пороговых значениях энергии мюонов $E_{\mu}^{\text{п}}$.

Как показано в работах /57-59/, возможность варьирования энергии мюонов в мюонных семействах увеличивает чувствительность определения массы первичных частиц и точность этого определения (рис. I.9, I.10). В сочетании с разработанными в /35/ методом многомерного анализа с использованием принципов байесовской идентификации, можно добиться достоверности разделения экспериментальных событий, инициированных протонами или ядрами на уровне $\sim 70\%$ для каждого индивидуального события. Отметим, что знание энергии мюона и возможность варьирования пороговой энергии $E_{\mu}^{\text{п}}$ позволяет исследовать состав ПКИ, используя только спектры кратности мюонов, упавших на установку (без знания ФПР мюонов).

5. Сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами воздуха в области энергий $E_0 > 10^3$ ТэВ в эксперименте АНИ может быть измерено различными способами, основанными на том, что распределение точек взаимодействия протонов в атмосфере влияет на наблюдаемые характеристики ШАД. Использование же МС позволяет проводить прямые измерения $\sigma_{\text{prod}}^{\text{p,Air}}$ методом восстановления точки первого взаимодействия протонов в атмосфере по мюонам первого поколения. Точность данного метода зависит лишь от распределения поперечных импульсов вторичных заряженных адронов, а метод применим при энергиях первичных протонов $(0,7 - 1,5) \cdot 10^3$ ТэВ. Кроме этого, применимость метода определяется следующими требованиями:

- максимально измеримый импульс МС должен быть не менее 5 ТэВ/с;
- точность восстановления оси ШАД в круге радиусом 20 м от

центра должна быть $\sim 0,25$ м.

При выполнении этих требований за 3 года работы можно получить модельно-независимую величину сечения $\sigma_{\text{prod}}^{p-Air}$ с ошибкой $\sim 5\%$ в вышеуказанной области энергий. С ростом энергии протонов до величины $2 \cdot 10^3$ ТэВ частота полезных событий из первой точки взаимодействия падает в 3 раза и, кроме всего прочего, средняя энергия регистрируемых мюонов приближается к величине ~ 1 ТэВ/с, что требует значительного улучшения координатной точности детекторов ИС (рис. 2.6). Однако измерения $\sigma_{\text{prod}}^{p-Air}$ в точке $E_0 = 10^3$ ТэВ вполне достаточно, т.к., нормируя результаты других измерений сечения, полученных за тот же срок работы другими способами, в точке $E_0 = 10^3$ ТэВ, можно существенно уменьшить модельную зависимость наблюдаемого в эксперименте пробега неупругого взаимодействия вплоть до 6% и, таким образом, получить значение σ с требуемой точностью во всем интервале энергий АНИ ($10^3 - 10^5$ ТэВ).

Изучение корреляционных эффектов между мюонным компонентом на различных расстояниях от оси ливня с глубиной первого взаимодействия протонов КМ в атмосфере (табл. 1.3) позволило нам провести оценку точности измерения пробега методами непараметрической регрессии /36/. Проведенный анализ различных комбинаций признаков мюонов и адронов ШАЛ показал, что анализируя диаграммы плотности мюонного компонента с $E_{\mu} > 200$ ТэВ на расстояниях до 7-10 м от оси ливня, можно измерить средний пробег взаимодействия протонов в атмосфере с ошибкой $\sim 5\%$ за 1,5 ÷ 2 года измерений в области энергий протонов $10^{14} - 10^{16}$ эВ при сохранении вышеуказанной точности восстановления оси ШАЛ, но уже при значительно меньшем $P_{\text{накс}} \sim 2-3$ ТэВ/с.

6. Проверка наличия излома в первичном спектре КМ может быть осуществлена по измерению изменения доли мюонов разных энергий в корреляции с изменением других компонентов ШАЛ с ростом первичной энергии E_0 в интервале $10^{15} - 10^{16}$ эВ. Сейчас трудно дать количественную оценку точности определения излома в энергетическом спектре КМ, т.к. это связано и с многокомпонентностью ПКМ, и с возможным различием $p_{\text{пр}}$ и p_A - взаимодействий, и степенью нарушения скейлинга в пионизационной и фрагментационной областях. Ясно одно - запуск ИС существенно увеличит достоверность получаемой информации, а осуществление мюонной программы АНИ в полном объеме увеличит статистическую точность и, можно надеяться, поможет в выяснении природы излома спектра ПКМ и других уже рассмотренных выше параметров адронных взаимодействий.

7. Запуск МС позволит осуществить и ряд поисковых работ.

Один из традиционных способов поиска новых частиц в адронных взаимодействиях высоких энергий - это изучение прямой генерации мюонов на фоне мюонов от распада Υ и K -мезонов. В главе I.4 показано, что с помощью МС АНИ можно эффективно идентифицировать образование прямых мюонных пар, образованных в веществе калориметра и грунта над МС, и в случае их обнаружения с достаточно хорошей точностью (24±30%) в области энергий мюонов ($E_{\mu} \sim 10 \pm 500$ ГэВ) оценивать эффективную массу частиц, ответственных за их образование.

МС АНИ позволяет также проводить поиск узконаправленной анизотропии /55/. Ранее нами было показано, что с помощью МС направление прихода ШАЛ может быть определено с ошибкой $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ радиан /56/. Такая точность и большая эффективная площадь спектрометра позволяют разбить небесную сферу на ячейки с угловыми размерами $(3 \times 3)^{\circ}$ и исследовать анизотропию интенсивности от каждой ячейки в широком интервале энергий. Оценки показывают, что за два года непрерывной работы, при регистрации ШАЛ с $E_0 > 10^{15}$ эВ можно обнаружить анизотропию на уровне достоверности $\sim 5\sigma$ при минимальном потоке $\sim 5 \cdot 10^{-16}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Сканируемая область небесной сферы, определяемая географическими координатами (широта $40^{\circ}11'$, долгота $44^{\circ}30'E$) и апертурой спектрометра, лежит в интервале склонений $15^{\circ} < \delta < 65^{\circ}$ и содержит ~ 2000 ячеек.

Исходя из вышеизложенного, нам представляется, что исследования мюонного компонента ШАЛ на МС АНИ достаточно актуальны и будут иметь большой интерес, а роль их, по мере ввода в строй новых узлов и установок комплекса АНИ не только не понизится, а приобретет еще большую актуальность.

Авторы выражают благодарность Аматауни А.Ц. за стимулирование данной работы и постоянный интерес; Авакяну В.В., Матиняну С.Г., Никольскому С.И., Тукишу Е.И., Ходжамиряну А.Ю. за полезные обсуждения, Михайлову В.А. за консультации при разработке концепции системы высоковольтного питания; Кирияну В.В. за помощь в организации оптических измерений; Минасяну Г.Э. и Алчуджяну С.В. за разработку и изготовление искровых камер больших размеров.

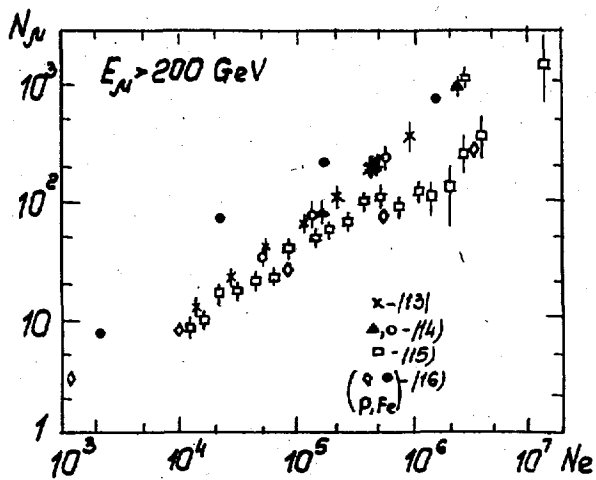


Рис. I.1

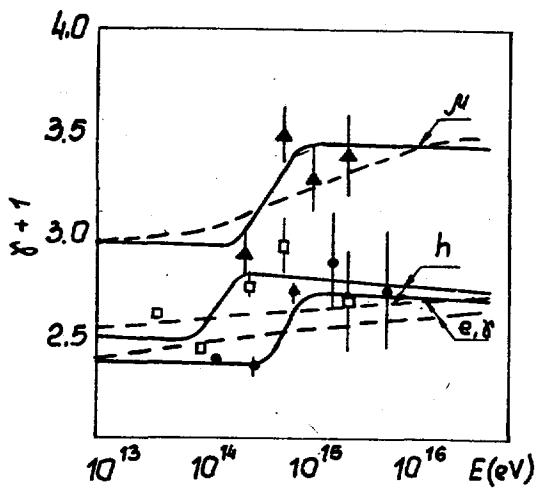


Рис. I.2

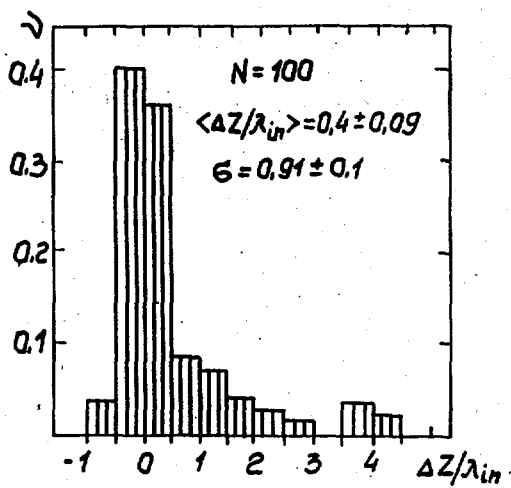


Рис. I.3

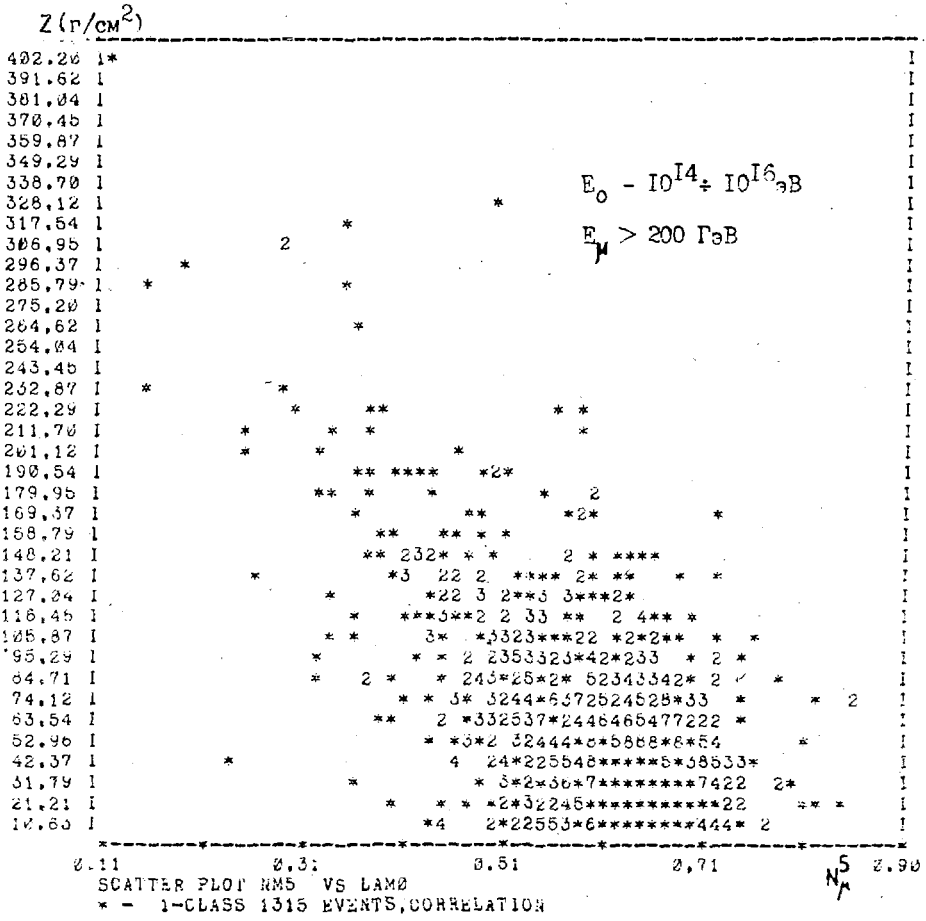


Рис. I. 6. Зависимость доли мюонов с $E_M > 200 \text{ ГэВ}$ на расстоянии $R > 7 \text{ м}$ от оси ливня от глубины первого взаимодействия.

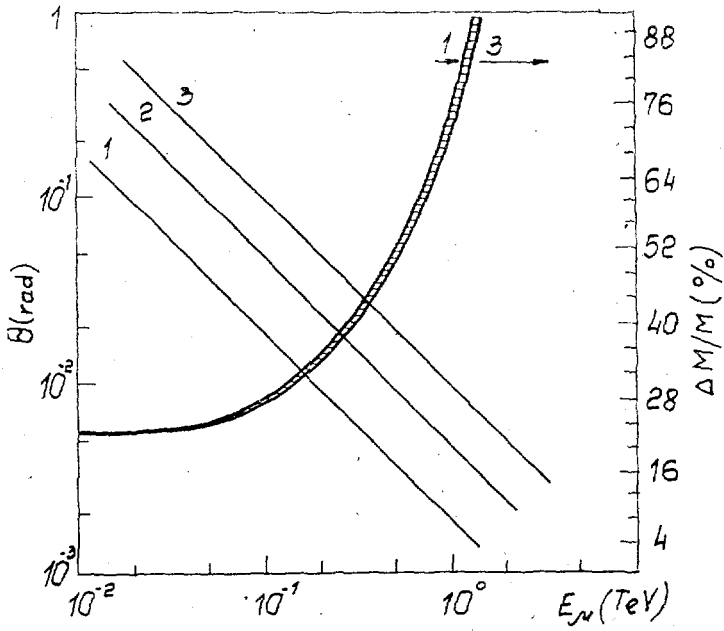


Рис. I. 7

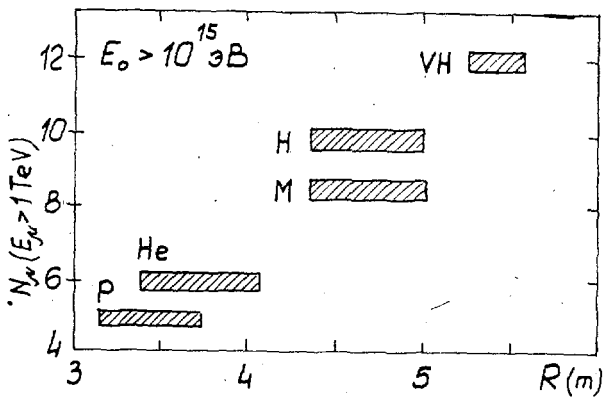


Рис. I. 8

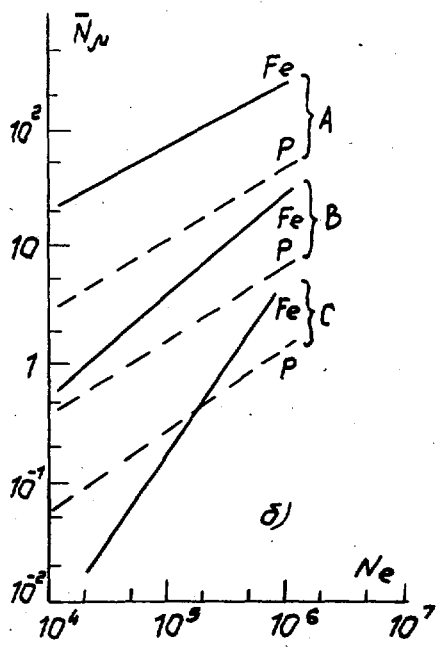
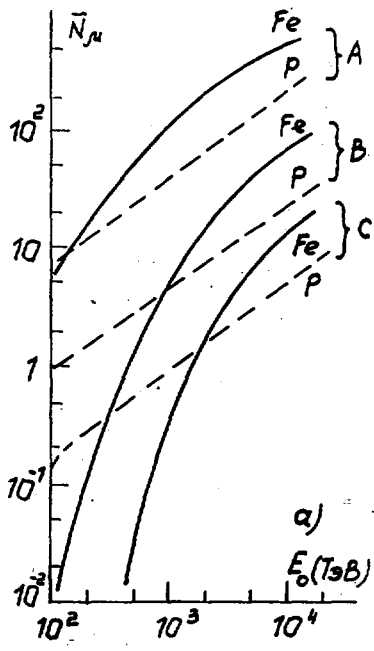


Рис. I.9

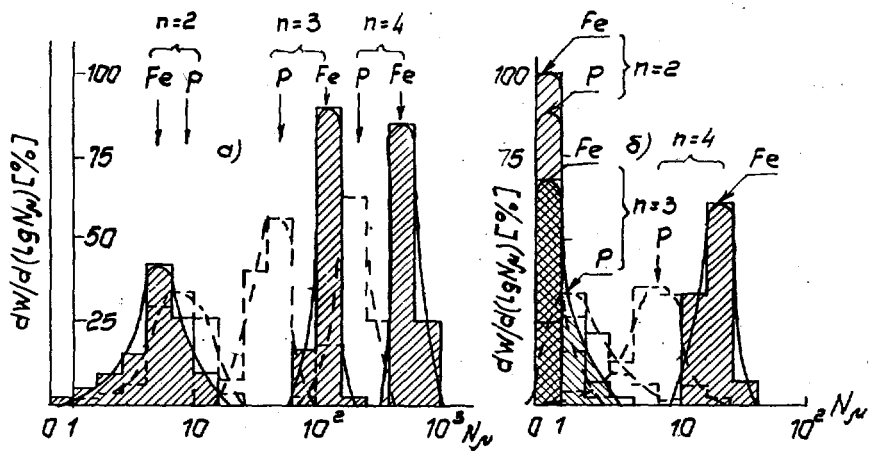


Рис. I.10

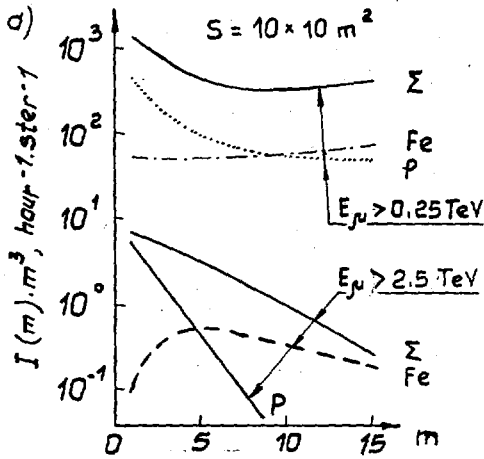


Рис. I. II

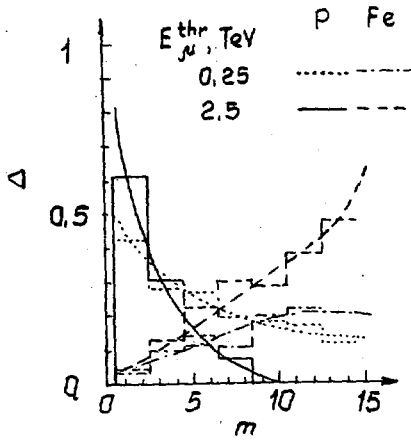


Рис. I. I2

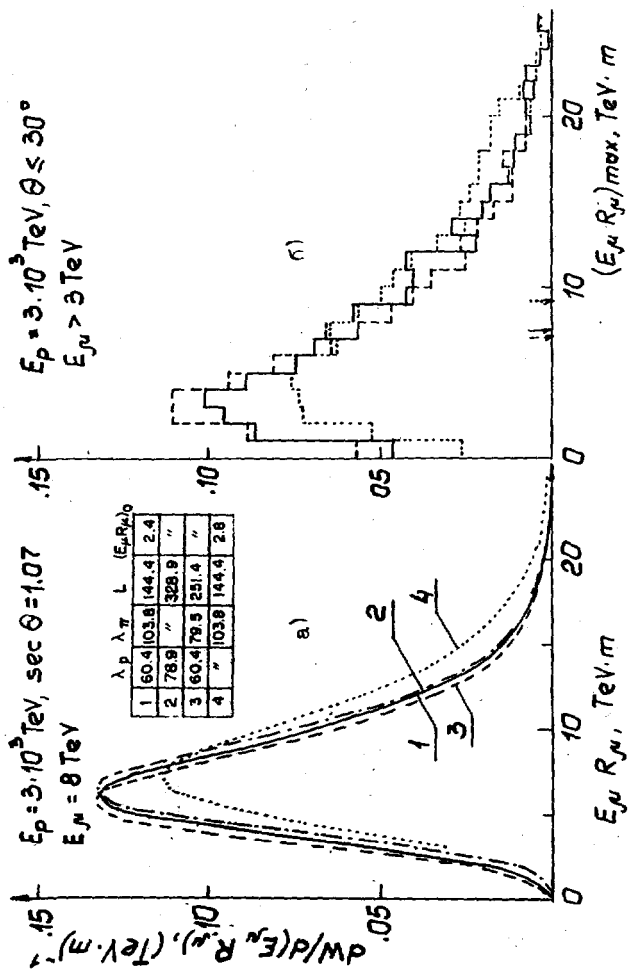


Рис. I.13

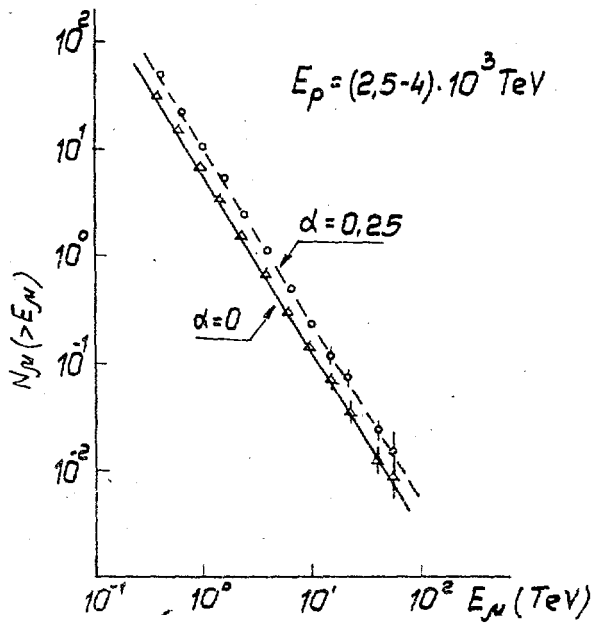


Рис. I. I4

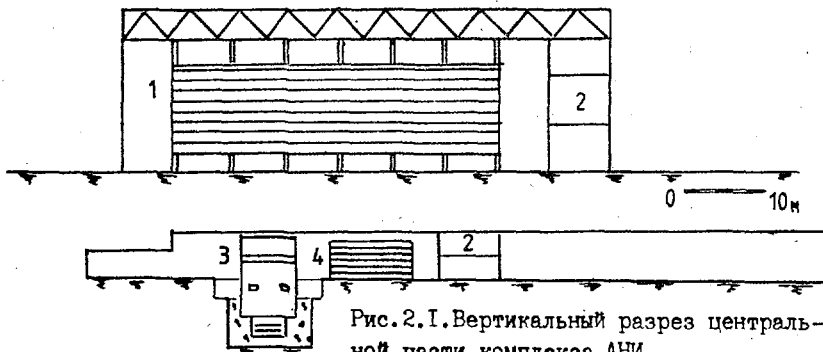


Рис. 2.1. Вертикальный разрез центральной части комплекса АНИ.
 (1-Ионизационный калориметр. 2-Служебные помещения.
 3-Мюонный спектрометр, 4-Пар-метр.)

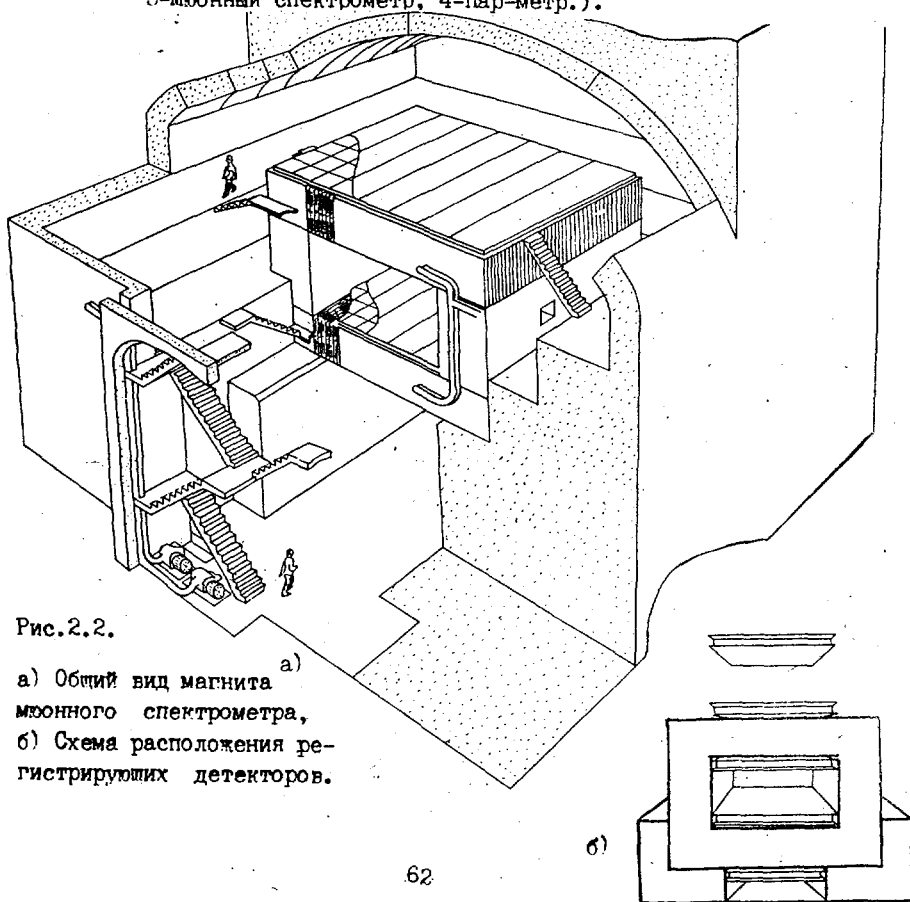


Рис. 2.2.
 а) Общий вид магнита мюонного спектрометра,
 б) Схема расположения регистрирующих детекторов.

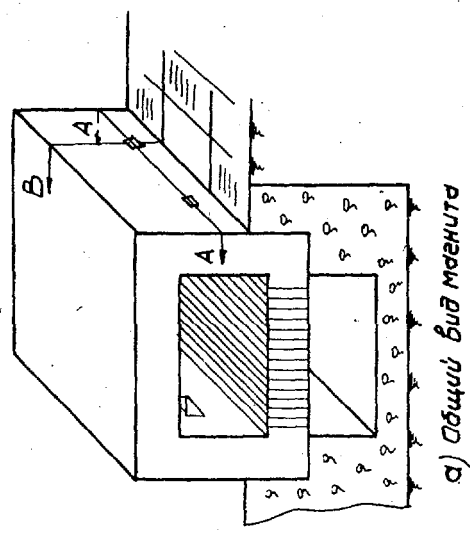
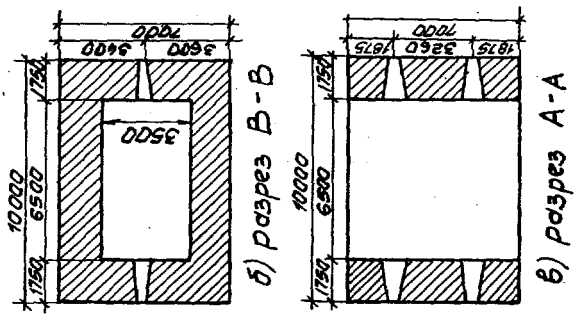


Рис. 2.3

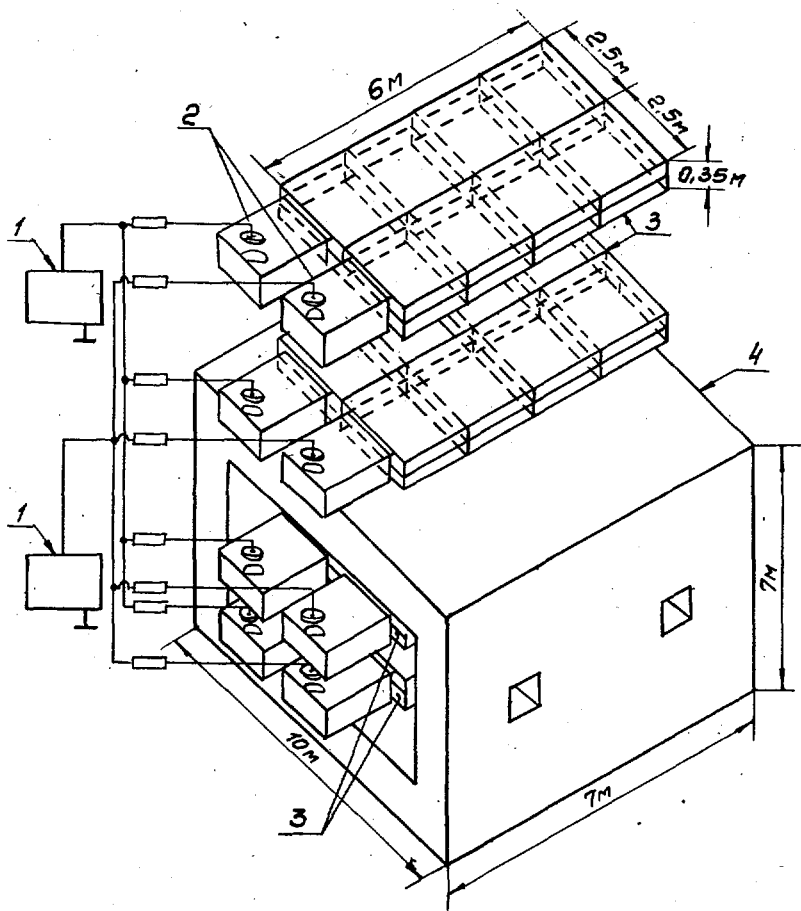


Рис. 2.5

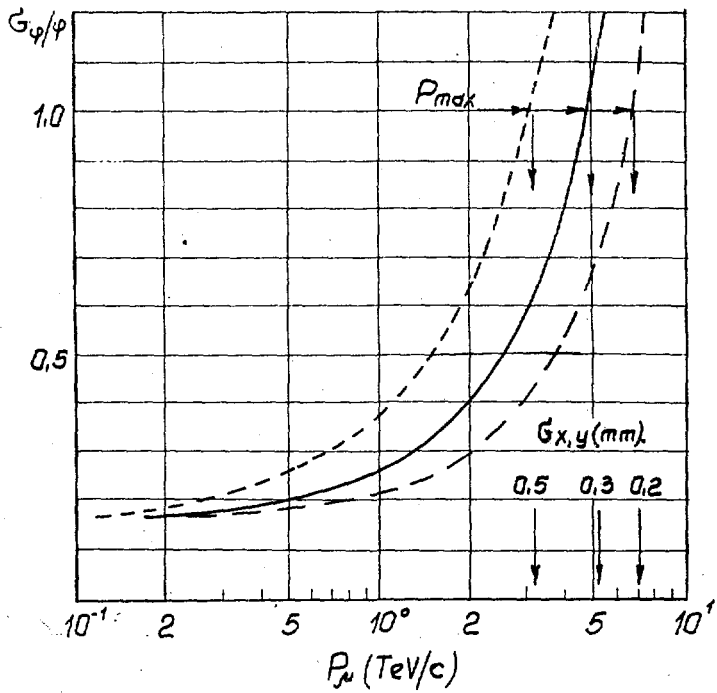


Рис. 2.6

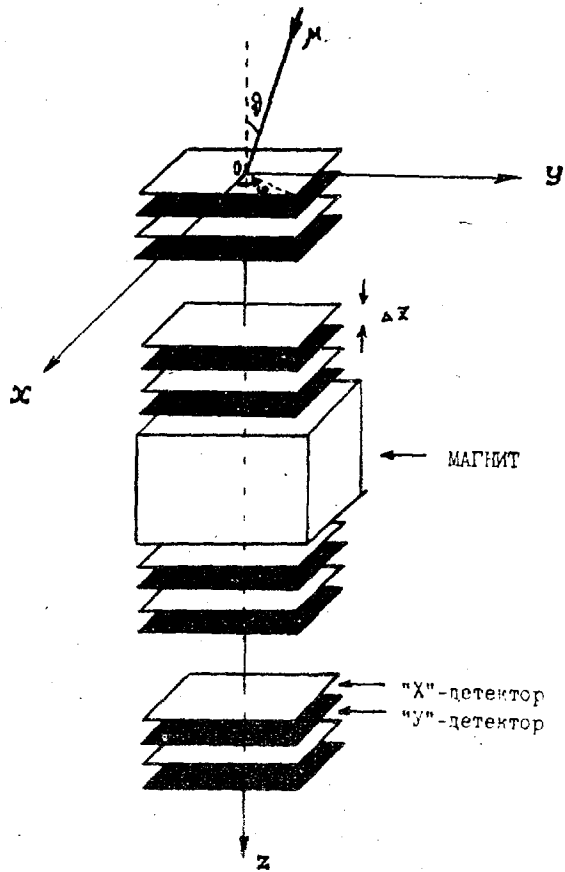
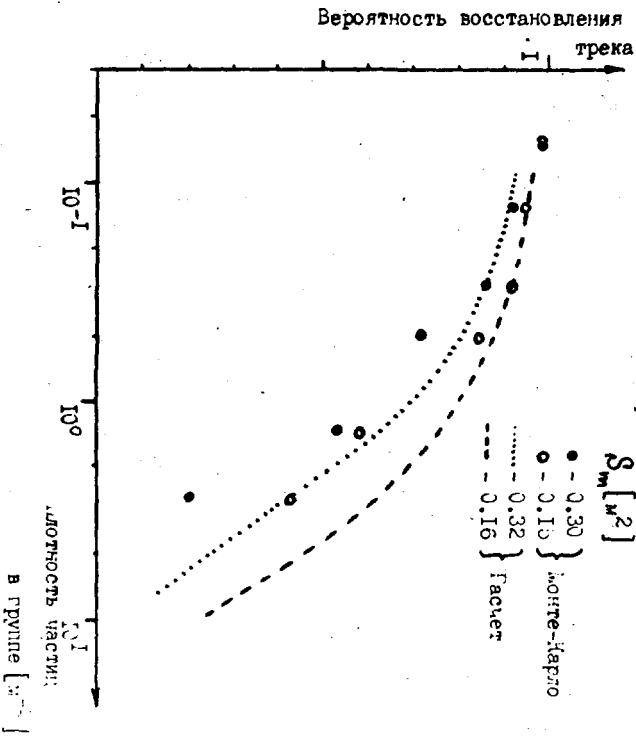


Рис. 2.7



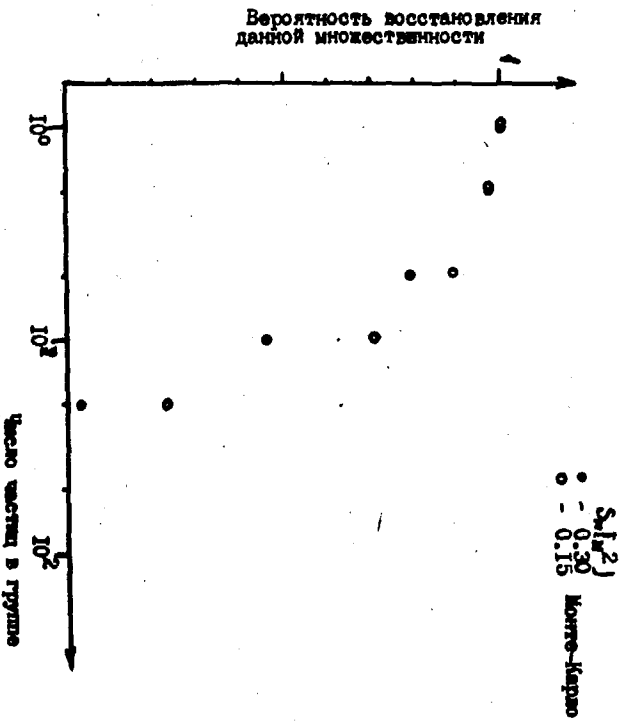


Рис. 2.9

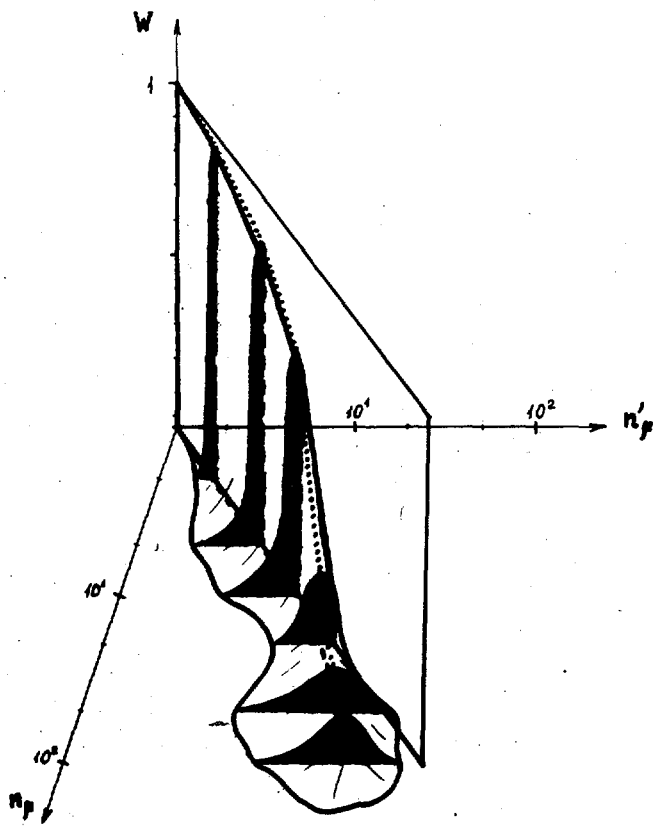


Рис. 2.10

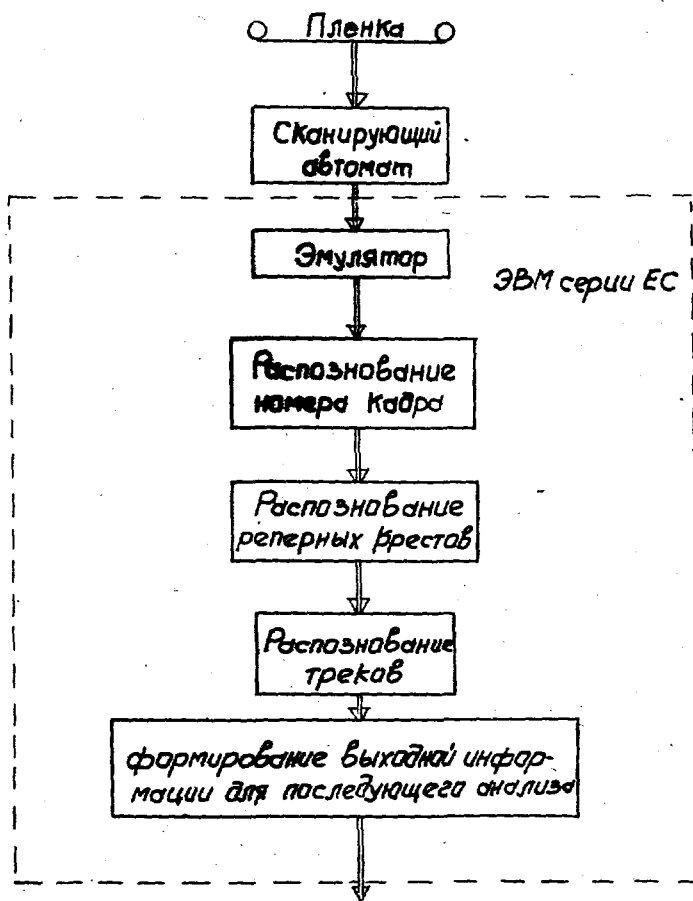


Рис. 3. I

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. I.1. Сравнение экспериментальных данных зависимости N_{μ} от $N_E / I3-I5/$ с расчетом $I6/$.
- Рис. I.2. Зависимость показателя спектра γ от энергии $I24/$
 • - электронно-фотонный компонент, \square - адронный компонент,
 \blacktriangle - мюонный компонент, (---) - расчет с плавным изменением γ ,
 (- - - -) - расчет по модели с резким изменением γ для
 всех составляющих ПКИ.
- Рис. I.3. Гистограмма ошибок измерения глубины взаимодействия
 первичных протонов по траекториям зарегистрированных
 мюонов с $E_{\mu} > 1000$ ГэВ. ($\lambda_{in} = 71$ г/см²).
- Рис. I.4. Зависимость полного числа мюонов с $E_{\mu} > 200$ ГэВ от глу-
 бины первого взаимодействия в атмосфере.
- Рис. I.5. Зависимость доли мюонов с $E_{\mu} > 200$ ГэВ на расстоянии от
 I до 3 м от оси ливня от глубины первого взаимодействия
 в атмосфере.
- Рис. I.6. Зависимость доли мюонов с $E_{\mu} > 200$ ГэВ на расстоянии
 $R > 7$ м от оси ливня от глубины первого взаимодействия.
- Рис. I.7. Зависимость наиболее вероятного угла разлета пары мюонов
 от средней энергии мюонов и точность определения эффектив-
 ной массы пары ($I-M_x = 2$ ГэВ/с², 2- 5 ГэВ/с², 3- 10 ГэВ/с²).
- Рис. I.8. Зависимость средней множественности и радиальных характе-
 ристик мюонных семейств с $E_{\mu} > 1$ ТэВ от массы частиц ПКИ.
- Рис. I.9. Зависимость средней множественности мюонных семейств от
 полной энергии E_0 (а) и размера ливня N_E (б) при трех
 E_{μ}^P (A = 0,25, B = I, C = 2,5 ТэВ) для ливней от первичных
 p и Fe.
- Рис. I.10. Распределения мюонной множественности в семействах, об-
 разованных первичными p и Fe с $E_0 = (I - I,53) \cdot 10^6$ ТэВ.
 а) $E_{\mu}^P = 0,25$ ТэВ, б) $E_{\mu}^P = 2,5$ ТэВ.
- Рис. I.11. Спектры кратности мюонов в семействе с $E_{\mu} > 0,25$ ТэВ и
 $E_{\mu} > 2,5$ ТэВ и их парциальные вклады от первичных про-
 тонов и ядер Fe.
- Рис. I.12. Зависимость доли мюонных семейств от их множественности
 для первичного протона и ядра Fe при разных E_{μ}^P
 в семействах.

- Рис.1.13. Распределение $E_{\mu} R_{\mu}$ для разных моделей взаимодействия:
 а) аналитический расчет, 1,2,3, $\langle R_T \rangle = 0,36$ ГэВ/с,
 4 - $\langle R_T \rangle = 0,43$ ГэВ/с,
 б) Монте-Карло (точечная гистограмма соответствует большим поперечным импульсам вторичных пионов и протонов)
- Рис.1.14. Энергетический спектр мюонов семейств при различной степени нарушения скейлинга в рА-взаимодействиях.
- Рис.2.1. Вертикальный разрез центральной части комплекса АНИ.
 (1- Ионизационный калориметр, 2- Службные помещения,
 3- Мюонный спектрометр, 4- Пар-метр.).
- Рис.2.2. а) Общий вид магнита мюонного спектрометра.
 б) Схема расположения регистрирующих детекторов спектрометра.
- Рис.2.3. Основные габаритные размеры магнита АНИ.
- Рис.2.4. Схема фотографирования. (ик- искировые камеры, ф- фото-регистраторы, м- магнит, д- детекторы).
- Рис.2.5. Схема электрического питания искровых камер МС АНИ.
 (1- генератор высоковольтных импульсов, 2- формирующий разрядник, 3- измерительный уровень, 4- магнитопровод)
- Рис.2.6. Зависимость ошибки измерения импульса мюона от координатной точности детекторов и импульса мюона.
- Рис.2.7. Координатная система магнитного спектрометра
- Рис.2.8. Вероятность восстановления траекторий мюонов в зависимости от плотности сопровождения.
- Рис.2.9. Вероятность восстановления групп данной множественности.
- Рис.2.10. Отклик установки при регистрации групп мюонов (площадь одного модуля детектирующей системы - $0,15 \text{ м}^2$).
- Рис.3.1. Последовательность выполняемых операций в процессе измерения искровых следов на фотоэлюне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никольский С.И. и др. Препринт ЕФИ-358(16)-79, Ереван, 1979.
2. Данилова Т.В. и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1982, т.17, вып.3-4
3. Авакян В.В. и др. ВАНТ, сер.ТФЭ, вып.2/33, 1987, с.22.
4. Асатиани Т.Л., Иванов В.А., Мнацаканян Э.А. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1981, вып.2(8), с.77.
5. Асатиани Т.Л., Иванов В.А., Мнацаканян Э.А. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1981, вып.2(8), с.82.
6. Asatiani T.L., Ivanov V.A., Mnatsakanian E.A. 17-th ICRC, 1981 vol.8, p.126.
7. Асатиани Т.Л. и др. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1982, вып.3/12, с.79.
8. Алексеев И.С., Зацепин Г.Т. Труды межд.конф.по косм.лучам, Москва, Изв.АН СССР, 1980, т.1, с.326.
9. Авакян В.В. и др. Препринт ЕФИ-1009(62)-88, Ереван, 1988.
10. Earnshaw J.C. et al., J.Phys., 1968, N.5, p.122
11. Sarker S.R. et al., 20-th ICRC, 1987, vol.6, p.27.
12. Рождественский С.М., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Изв.АН СССР Физика, 1980, 44, № 3, с.643.
13. Basak D.K. et al. 21-th ICRC, 1990, 9, 102.
14. Washkevich V.V. et al. Sov.J.Nucl.Phys., 1988, 47, 672.
15. Acharya B.S. et al. 20-th ICRC, 1983, 2, 226.
16. Wrotniak J.A., Yodh G.B., 19-th ICRC, 1985, 7, 1.
17. Budko E.V. et al. 20-th, ICRC, 1987, 11, 455.
18. Acharya B.S., A Thesis of the Ph. Degree, University of Bombay, 1983.
19. Danilova T.V., Erlikin A.D., J.Procureur 21th ICRC, 1990, 9, 272.
20. Sanyal S. et al., 21th ICRC, 1990, 9, 130.

21. Turver K.E., Private Communication, 1978.
22. Blake B.R. et al., 21th ICRC, 1990, 9, 106.
23. Bilokon H. et al. 21th ICRC, 1990, 9, 114.
24. Adamov D.S. et al., 21th ICRC, 1990, 9, 260.
25. Capdeviell J.N., 21th, ICRC, 1990, 9, 244.
26. Khrenov B.A., 5th Int., Sump., Very High Energy Cosmic Ray Interact Interact., "Invited and Rapporteur Papers.", 1989, 2, 150, Poland.
27. Эрлыкин А.Д. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, ФИАН, Москва, 1986.
28. Адамов Д.С., Эрлыкин А.Д. Краткие сообщ. по физике, ФИАН, 1986 IO, с.32.
29. Shima M. et al., Phys.Rev., 1989, D39, 1275.
30. Capdeviell J.N., Gabinski P., Gavin J., 21th, ICRC, 1990, 9, 42.
31. Adamov D.S., Erlikin A.D., 6th. Intern. Sump. on Very High Energy Cosm. Ray Interact., Tarbes, 1990, To be published.
32. Gaisser T.K., Stanev T., NIM, 1985, A235, 183.
33. Bilokon H. et al., 21th ICRC, 1990, 9, 366.
34. Gaisser T.K., Lipari P., Stanev T., 21th, ICRC, 1990, 9, 323.
35. Базян Т.З., Чилингарян А.А. Препринт ЕФМ-1210-87).
36. Базян Т.З., Чилингарян А.А. Препринт ЕФМ-1209(86).
37. Kopeliovich B.Z., Nikolaev N.M., Potashnikova I.K., Phys.Rev. 1989, 39D, 769.
38. Halzen F., 21th ICRC, 1990, 12, 101.
39. Авакян В.В. и др. ВАНТ, сер.ТФ5, 3/29, 57, 1986.
40. Hara T. et al., Phys.Rev.Lett., 1983, 50, N.26, 2058.
41. Baltrusaitis V.S., et al., Phys.Rev.Lett., 1984, 52, N.16, 1380.
42. Narasimham V.S., 20th, ICRC, 1987, 8, 288.
43. Peak L.S., 21-th, ICRC, 1990, 11, 332.

44. CERN Courier, 1990, 30, N.6, 20.
45. Inazawa H., Kobayakawa K., 19th ICRC, 1985, 8, 83.
46. Балаян Г.Л., Оганесян А.Г., Ходжамирян А.Ю. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983
вып.5/17, с.42
47. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов, М.: Наука, 1970..
48. Weekes T.C., Phys.Rep. 1988, 160, 3.
49. Bonnet-Bidaud J.M., Chardin G., 1988, Phys.Rep., 1988, 170, 326.
50. Samorski M., Stamm W., Apl.J.Lett., 1983, L.17, 268.
51. Battistoni G., Belloti E., Blouse C., Phys.Lett., 1985, 155B, 465.
52. Marshak M.L. et al., Phys.Rev., 1985, D55, 1965.
53. Oyama Y. et al., Phys.Rev.Lett, 1986, 56, 991.
54. Boreyre P. et al., 19th ICRC, 1985, 9, 465.
55. Асатиани Т.Л. и др. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1984, вып.3/20, с.55.
56. Danilova T.V. et al., 18th ICRC, 1983, 8, 104.
57. Danilova T.V., Erlykin A.D., Procureur J. Phys.J.G., Nucl.Part.
Phys., 1989, 15, 509.
58. Danilova T.V., Erlykin A.D., Seregin A.A., 20th ICRC, 1987, 6, 43.
59. Danilova T.V., et al., 21th, ICRC, 1990, 9, 291.
60. Nikolski S.I., Proc.Intern.Cos.Rays and Part.Phys., Tokyo, 1984, 507.
61. Stenkin Yu.V., 21th, ICRC, 1990, 9, 138.
62. Асатиани Т.Л. и др. Изв.АН СССР, Физика, 1985, 49, № 7, с.1377
63. Воробьев А.Л., Руденко И.С., Сметанин В.И. Техника искровых
камер, М.: Атомиздат, 1978.
64. Ломтадзе Т.А., Михайлов В.А. ПТЭ, 1975, № 5, с.101.
65. Асатиани Т.Л. и др. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5/17, с.65.
66. Данилова Т.В., Ерлыкин А.Д., Кузина Н.П. Препринт ФИАН, 1980,
№ 34.

67. Асатиани Т.Л. и др. Изв.АН СССР,Физика 1978, 44, вып.3, с.591
68. Асатиани Т.Л. и др. Изв.АН СССР,Физика,1982, 46, № 12, с.2419
69. Погосян А.К.,Тер-Антонян С.В. Препринт ЕФМ-1043(6)-88,Ере - ван,1988.
70. Duff B.G. et al., NIM, 1967, 54, 132.
71. Alchudjian S.V. et al., 20th ICRC, 1987, 6, 436.
72. Багинян С.А. Обработка физической информации. IУ Всесоюзный семинар по обработке физ.информации. I62(1988), Ереван, ЦНИИ- атоминформ.

Рукопись поступила 20 мая 1991 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Аннотация	
Введение	3
I. Обзор данных по мюонам ШАЛ и программа исследований на МС АНИ	6
I.1. Пространственные распределения и спектр мюо- нов в ШАЛ	7
I.2. Определение массового состава ПКК.	II
I.3. Определение сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха.	17
I.4. Прямые мюоны.	21
I.5. Поиск точечных источников КЛ.	22
I.6. Семейства мюонов.	23
II. Методические вопросы детектирования мюонов ШАЛ на магнитном спектрометре АНИ	29
2.1. Структура мюонного спектрометра АНИ.	29
2.2. Искровые камеры.	30
2.3. Вопросы высоковольтного импульсного питания ИК.	31
2.4. Система фотографирования.	33
2.5. "Мастер", управление и контроль за работой МС АНИ	35
2.6. Эффективность регистрации мюонных групп на МС АНИ.	36
III. Требования к обработке фотомюонной информации.	42
IV. Заключение	45
Литература	51

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

Т. Л. АСАТИАНИ, С. А. БАГИНЯН, Т. В. ДАНИЛОВА, А. Д. ЕРДЬКИН, Г. Э. ЗАЗЯН,
В. А. ИВАНОВ, Л. И. КОЗЛИНЕР, Э. А. МНАЦАКАНЯН, Г. С. АРТИРОСЯН,
Э. А. МНАЦАКАНЯН, А. К. ПОГОСЯН, Ж. ПРОКУРОР, С. В. ТЕР-АНТОНЯН,
А. А. ЧИЛИНГАРЯН

ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЯ ИОННОГО КОМПОНЕНТА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ
ЛИНЕН НА МАГНИТНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ АНИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
5-3000 ГЭВ

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

Подписано в печать 26/ХП-91г.
Удсетная печать. Уч. изд. л. 3,0
Зак. тип. № 192

Формат 60x84/16
Тираж 299 экз. Ц. 45 к.
Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул. Братьев Аликханян, 2

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ