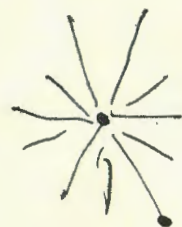


индекс 3624

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \dot{\epsilon} F(E, t) = 0 \quad \dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt}$$

$$\frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial E} \frac{d\epsilon}{dr} V(E, F) = Q(E) \delta(r)$$

$$\underline{\underline{D=0}}$$



нет диффузии
источник в точке
радиуса. сч.

$$\text{энерг. поток} \quad \frac{d\epsilon}{dx} = f(\epsilon)$$



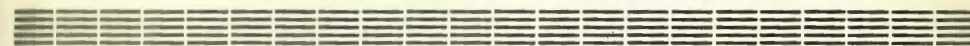
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Амст

Препринт ЕФИ-1099(62)-88



ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



В.В.АВАКЯН, К.М.АВАКЯН, С.Х.АРУТЮНЯН,
Т.Л.АСАТИАНИ, Э.А.МАМИДЖАНЫ, Э.А.МНАЦАКАНЯН,
С.В.ТЕР-АНТОНЯН, А.А.ЧИЛИНГАРЯН, Р.П.КОКОУЛИН,
А.А.ПЕТРУХИН, А.Д.ЕРЛЫКИН, С.И.НИКОЛЬСКИЙ,
Е.И.ТУКИШ

ПАРМЕТР ЭКСПЕРИМЕНТА АНИ

ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН—1988

V.V. AVAKIAN, K.M. AVAKIAN, T.L. ASATIANI, A.A. CHILINGARIAN,
S.Kh. HARUTYUNIAN, E.A. MAMIJANIAN, E.A. MNATSAKANIAN,
S.V. TER-ANTONIAN, R.P. KOKOULIN*, A.A. PETRUKHIN*,
S.I. NIKOLSKY**, E.I. TUKISH**, A.D. YERLYKIN**

A PAIR METER FOR THE ANI EXPERIMENT

A proposal of erection in the ANI experiment of a multi-layer installation (a pair meter) for investigation of the energy spectrum and interactions of higher than 1 TeV muons is presented in this paper. The dimensions of the installation proposed are $(9 \cdot 9 \cdot 4,5) \text{ m}^3$. The absorbers are 5 cm thick lead slabs. The secondary showers are detected by proportional chambers with dynamic range 10^4 - 10^5 . The installation is designed on the basis of a program of simulation of EAS development in the atmosphere and of the traversal of the multilayer detecting system by the muons.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

* Moscow Physical Engineering Institute

** P.N. Lebedev Physics Institute

В качестве одного из мюонных детекторов, размещаемых в подземной лаборатории комплекса АНИ, предлагается использовать многослойную калориметрическую установку типа парметр. Принципы работы этого прибора были сформулированы в 1959 г. И.С.Алексеевым и Г.Т.Зацепиным [1]. Оценка энергии мюонов в парметре основана на измерении частоты и мощности каскадов, образованных в результате последовательных электромагнитных взаимодействий мюона при прохождении им толстого слоя вещества. При высоких энергиях основной вклад в сечение взаимодействия мюонов с энергосвободением, достаточным для образования наблюдаемых каскадов, вносит процесс образования электрон-позитронных пар (рис.1), поэтому основная доля каскадов будет обязана своим происхождением этому процессу. С ним связано и название предлагаемого детектора - парметр.

Как видно из рис.1, метод оценки энергии мюона по e^+e^- парам может быть использован для измерения энергии мюонов в области $E_\mu > 1 \text{ ТэВ}$, где сечения $\sigma_{\text{пар}}$ уже достаточно велики ($\sim 700 \text{ мб}$). Необходимыми условиями его успешной реализации

являются большая суммарная толщина мишени (сотни радиационных единиц), а также чувствительность детекторов ионизации к достаточно малым передачам энергии ($\epsilon \sim 1$ ГэВ). Важной особенностью парметра по сравнению с магнитными спектрометрами является практическое отсутствие ограничения сверху на измеряемые энергии мюонов (по меньшей мере до $E_\mu = 100$ ТэВ). С другой стороны, метод парметра отличается от традиционных мюонных калориметров, регистрирующих, в основном, каскады от тормозного излучения мюонов, значительно более высокой эффективностью.

У нас в стране установки типа парметров — искровые калориметры работали в Институте физики АН Грузинской ССР [2,3] и в Ереванском физическом институте [4], однако настоящего парметра до сих пор создано не было. За рубежом небольшой прототип парметра был создан в Японии и работал в составе установки "Мютрон" [5].

1. Физические задачи

По своим задачам парметр близок к магнитному спектрометру, создаваемому в той же подземной лаборатории АНИ. Однако по своим возможностям он в ряде направлений позволит существенно расширить диапазон исследований мюонов. Основными отличиями этих двух приборов являются: геометрические размеры, наличие в парметре большой массы поглотителя и возможность электронного или машинного выделения случаев прохождения мюонов большой энергии. Предлагаемые размеры парметра — $\sim (9 \times 9 \times 4,6) \text{ м}^3$. Если вертикальный магнитный спектрометр будет иметь светосилу $\sim 18 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$, то светосила парметра в пределах зенитных углов

$0 - 60^\circ$ при указанных размерах будет примерно более, чем на порядок больше: $\sim 110 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$. Это, естественно, увеличивает возможности накопления хорошей статистики событий и продвижения в область более высоких энергий.

Хотя в проекте магнитного спектрометра не предусмотрена постановка каких-либо мишеней для изучения взаимодействия мюонов, в принципе такая постановка возможна. И в случае, если мишень будет стоять между верхним и нижним ярмом магнита, и в случае, если она будет помещена под нижнее ярмо, ее размеры не могут превышать $6,5 \times 6,5 \times 2,5 \text{ м} = 100 \text{ м}^3$. Объем парметра — $\sim 360 \text{ м}^3$, т.е. при одинаковой плотности его заполнения поглотителем и детекторами эффективность регистрации взаимодействий в парметре может быть в 3 — 4 раза выше.

Последнее, третье, отличие представляется самым важным. Из-за большой светосилы магнитного спектрометра при его запуске от наземной мастерной системы наиболее вероятными будут случаи прохождения через спектрометр одновременно нескольких мюонов. В этом случае даже при электронном съеме информации трудно создать какой-либо селектор импульсов, отбирающий для последующего анализа и записи случаи, когда среди этих нескольких мюонов есть хотя бы один с энергией выше заданного порога $E_\mu^{\text{пор}}$. Это становится вообще невозможным при оптическом съеме информации. В любом случае для нахождения мюонов высокой энергии придется обрабатывать все кадры, записанные на магнитную ленту или фотопленку.

В парметре съем информации производится электронным способом. Несмотря на то, что количество одновременно проходящих через парметр мюонов будет больше, чем в магнитном спектромет-

ре, из-за большей площади, особенности прохождения через него мюонов высокой энергии позволяют, в принципе, создать триггер, который выделял бы и разрешал записывать случаи, когда среди этих мюонов находится хотя бы один с энергией выше

$E_{\mu}^{\text{пор}}$. Эти случаи должны удовлетворять следующим признакам:

1. а) не менее чем в нескольких ($K = 5 - 7$) рядах парметра появляются ионизационные толчки с амплитудой выше некоторой пороговой ($n_e^{\text{пор}} = 3 - 5$ релятивистских частиц);

б) эти толчки достаточно концентрированы в пространстве т.е. в пределах одного ряда они должны появляться не более чем в трех соседних детекторах;

в) детекторы разных рядов, в которых появляются эти толчки, должны лежать на одной прямой хотя бы в одной из проекций парметра;

2. а) не менее чем в двух соседних рядах парметра появляются ионизационные толчки с амплитудой выше 50 - 500 релятивистских частиц;

б) суммарное энерговыделение в парметре при этом - не менее $(2 - 10) \cdot 10^3$ релятивистских частиц.

Признаки 1 и 2 соответствуют случаям образования высокоэнергичным мюоном нескольких малоэнергичных электрон-позитронных пар и одного высокоэнергичного тормозного каскада, соответственно. Случаи, когда через парметр одновременно проходят низкоэнергичных ливневых мюонов, тоже будут характеризоваться появлением во многих рядах парметра суммарной ионизации порядка m частиц. Однако эти m частиц из-за широкого пространственного распределения мюонов будут, как правило, распределены на большое число детекторов в ряду и не будут удов-

летворять условию 1 б. Быструю электронную систему отбора можно сделать на основе признаков 1 а, б, в. Так, например, подобная система - селектор импульсов, была реализована и работала на магнитном спектрографе МАРС [6]. Более медленный машинный отбор тоже реализуем.

Несмотря на сходство задач и перечисленные преимущества парметра, он ни в коем случае не отменяет магнитного спектрометра АНИ. Во-первых, магнитный спектрометр войдет в строй раньше парметра и явится как бы "разведчиком тематики". Работа на спектрометре позволит приобрести необходимый опыт в анализе довольно сложной картины мюонов в стволах ШАЛ. Во-вторых, парметр, конечно, будет обладать худшим пространственным разрешением. Анализ различных сложных случаев типа узких мюонных групп в составе ШАЛ, а также узких мюонных пар, рожденных в наземном калориметре и грунте, останется привилегией магнитного спектрометра. В третьих, и это главное - в области энергий менее 1 ТэВ разрешающая способность парметра по энергии будет хуже, чем у магнитного спектрометра. Во всех отношениях парметр является прибором, дополняющим магнитный спектрометр и нацеленным на область еще больших энергий.

Перейдем теперь к краткому рассмотрению основных физических задач.

1.1. Физика мюонных семейств

Исследование мюонов в составе ШАЛ является главной задачей подземной лаборатории АНИ и парметра в ее составе. Термин "мюонные семейства" относится к мюонным стволам ШАЛ. Он близок к

термину "мюонные группы", но отличается от него. Если о мюонных группах, кроме координат отдельных мюонов известно только то, что они состоят из мюонов с энергией выше пороговой, то в мюонных семействах, аналогично гамма- и адронным семействам, известны и координаты, и энергии каждого мюона.

Так как в отличие от гамма-квантов и адронов мюоны высокой энергии являются проникающими частицами и собираются преимущественно с больших высот, это дает уникальную возможность изучать ранние стадии развития ядерного каскада в индивидуальном ливне. Этой возможности не существовало до сих пор, так как собираясь с больших высот, мюоны имеют более широкое пространственное распределение, чем гамма-кванты и адроны. Для того, чтобы зарегистрировать все высокоэнергичные мюоны в одном ливне, нужны установки большой площади. Существовавшие до сих пор спектрометры и калориметры из-за недостаточной площади, как правило, могли регистрировать только часть мюонного ствола или вообще одиночные мюоны. Они исследовали пространственно-энергетические характеристики мюонной компоненты ШАЛ только статистически, т.е. для большой группы ливней, отбираемых по определенному параметру. При этом затухивались многие корреляции. К первой попытке исследования мюонных семейств можно отнести работу по изучению массового состава первичного космического излучения на Баксанском мюонном телескопе [7].

Возможность индивидуального исследования мюонных стволов ШАЛ возникает впервые в связи с созданием магнитного спектрометра и парметра АНИ. Их размеры позволяют изучать мюонные семейства с поперечными размерами до 5 и 9 м соответственно. Такое пространственное расхождение в ливнях имеют мюоны с по-

роговой энергией около 1 ТэВ. Энергетическое разрешение магнитного спектрометра и парметра в этой области энергий позволяет этим приборам определять энергии мюонов с точностью порядка десятков процентов.

В отличие от гамма- и адронных семейств, где невозможно определить координаты оси ливня с точностью, сравнимой с поперечными размерами этих семейств, для мюонных семейств, регистрируемых на магнитном спектрометре и на парметре АНИ, это можно будет сделать с помощью наземной ливневой системы и наземного калориметра АНИ. Оценки показывают, что точность локализации ствола, которая может быть достигнута с помощью наземных систем, составляет величину $\sim 0,25$ м [8]. Наилучшая угловая точность $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ рад достигается с помощью верхнего плеча магнитного спектрометра [9]. Немного хуже является точность определения углов по парметру - $\approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ рад. При расстоянии ~ 20 м от верхнего края наземного калориметра до верхнего плеча спектрометра угловая неопределенность не вносит существенной ошибки в локализацию ствола на уровне верхнего плеча спектрометра или верхней плоскости парметра. Она останется на уровне $\sim 0,25$ м. Это дает дополнительную возможность определить относительное взаиморасположение ствола, центра тяжести семейства и составляющих его мюонов.

В частности, с помощью парметра можно будет расширить исследование неупругого сечения протонов с ядрами атомов воздуха по распределению величин $(E_{\mu}, R_{\mu})_{\max}$, где R_{μ} - расстояние мюона от центра тяжести семейства или от ствола ШАЛ [10]. Возможности этих исследований на магнитном спектрометре АНИ ограничены величиной максимально измеримого импульса ~ 3 ТэВ/с.

Парметр не имеет этого энергетического ограничения.

Так же, как для гамма- и адронных семейств, исследование мюонных семейств в составе комплекса АНИ дает уникальную возможность сопоставлять с ними энергию и тип первичной частицы. Интенсивность семейств в ливнях заданной энергии, естественно, совпадает с интенсивностью попадания стволов этих ШАЛ на площадь парметра. Для ливней с $E_0 > 10^{15}$ эВ эта интенсивность составит примерно одно семейство за 3 часа, для $E_0 > 10^{16}$ эВ — за 200 часов работы установки (рис.2). Это позволит получить важную дополнительную информацию о ливнях в районе перегиба первичного спектра $10^{15} - 10^{16}$ эВ.

Наряду с исследованиями мюонных семейств в индивидуальных ливнях на парметре, естественно, будет изучаться пространственно-энергетическое распределение мюонов в ШАЛ традиционным статистическим способом.

1.2. Физика одиночных мюонов и мюонных групп

Наряду с исследованиями мюонов в составе ШАЛ на парметре будут проводиться исследования одиночных мюонов и мюонных групп безотносительно к ливневому сопровождению.

1. Энергетический спектр и угловое распределение мюонов

Эти характеристики мюонного потока можно будет изучать в диапазоне энергий $E_\mu = 2 - 200$ ТэВ и зенитных углов $\theta = 0 - 60^\circ$. Это существенно шире, чем на магнитном спектрометре, где такие исследования ограничены по энергии максимально измеримым импульсом ~ 3 ТэВ/с и зенитным углом $\sim 40^\circ$.

Надо отметить, что в настоящее время прямые измерения вертикального спектра мюонов в области выше 2 ТэВ вообще отсутствуют. В то же время именно они представляют наибольший интерес, так как форма спектра мюонов в вертикальном направлении более чувствительна к сечению рождения чармированных частиц и, возможно, других каналов быстрой генерации мюонов во фрагментационной области, чем форма спектра в направлениях, близких к горизонтали. Еще большие возможности для выявления эффектов, связанных с влиянием быстрой генерации мюонов, представляет изучение двумерного распределения мюонов по энергиям и зенитным углам [11].

Ожидаемая интенсивность регистрации одиночных мюонов тривиального происхождения парметром в пределах зенитных углов до 60° показана на рис.2 сплошной линией. По некоторым теоретическим оценкам интенсивности мюонов тривиального происхождения и быстрой генерации сравниваются вблизи $E_\mu = 70$ ТэВ [12]. Ожидаемое в этом случае повышение интенсивности мюонов крайне высоких энергий показано на этом же рисунке пунктиром. Видно, что ожидаемые интенсивности позволяют с помощью парметра продвинуться в область появления эффектов, связанных с быстрой генерацией мюонов.

Другим возможным путем поиска каналов быстрой генерации явится изучение пар и групп мюонов высоких энергий, так как вклад тривиальных распадных процессов в их генерацию при высоких энергиях сильно подавлен. Особый интерес в этой связи представляет изучение энергетического спектра мюонов в группах.

2. Взаимодействия мюонов

Большое количество вещества в парметре позволяет одновременно с изучением характеристик мюонных семейств и одиночных мюонов продвинуться и в изучении взаимодействий мюонов. В отличие от магнитного спектрометра здесь не нужно ставить никаких дополнительных мишеней. Основные задачи здесь связаны с сечением генерации мюонами электромагнитных и ядерных каскадов при больших передачах энергии ε : от 0,5 до 20 ТэВ. В случае тривиального тормозного и фотоядерного механизма их образования, ожидаемые интенсивности этих каскадов парметром описанной ниже конструкции показаны на рис.2. Если же спектры этих каскадов более пологие, на что неоднократно указывали результаты ряда работ [13-17], то ожидаемые интенсивности будут еще больше. Разделять электромагнитные и ядерные каскады в парметре можно будет по их форме, как в работе [18], или по их нейтронному сопровождению, как в работах [15,17,19]. Для этого парметр должен быть дополнен системой нейтронных счетчиков с достаточно высокой эффективностью регистрации нейтронов.

Как видно из приведенных интенсивностей, в случае тормозного излучения изучение спектра взаимодействий и прямое сопоставление двух методов получения спектра мюонов (ионизационного калориметра и парметра) возможно вплоть до $\varepsilon \approx 20$ ТэВ. Что касается ядерного взаимодействия, то данные о величине и энергетической зависимости сечения взаимодействия виртуальных фотонов на ядрах могут быть получены до $\varepsilon \approx 10$ ТэВ.

1.3. Космофизический аспект физики мюонов

Уже ряд перечисленных задач имеет отношение к космофизическому аспекту физики космических лучей. Например, характеристики мюонных семейств наряду со свойствами взаимодействий частиц отражают ядерный состав первичного космического излучения в области перегиба $10^{15} - 10^{16}$ эВ [7], энергетический спектр одиночных мюонов - спектр первичных нуклонов в области энергий до нескольких сот тераэлектронвольт [20]. Однако этим не исчерпываются возможности парметра.

Ожидаемая статистика регистрации мюонов с $E_\mu > 2$ ТэВ, как видно из рис.2, превышает 10^5 в год. В сочетании с угловым разрешением парметра (не хуже 1°) это позволит вести узконаправленный поиск и изучать глобальную анизотропию первичных космических частиц с энергией ~ 10 ТэВ/нуклон. В этом аспекте парметр подобен магнитному спектрометру, однако из-за большей светосилы он сможет работать как мюонный телескоп в области еще больших энергий.

2. Месторасположение, размеры и конструкция парметра

Парметр расположен в подземной лаборатории, зале № I (рис.3). Площадь его фермы несколько больше чувствительной площади детекторов и составляет $10,2 \times 10,2$ м, высота фермы 4,6 м. Несимметричность его расположения относительно стен зала, а также относительно стен помещения для электроники и магнита диктуется необходимостью совместить противоречивые требования: - при выбранной площади иметь максимальную высоту парметра, но в то же время иметь возможность монтировать и

демонтировать основные детекторы парметра, имеющие длину 4,5 м. При показанном на рис.3 расположении монтаж детекторов можно будет вести только с двух, а не с четырех сторон фермы из-за отсутствия в зале № I достаточного свободного пространства.

Так как эффективность регистрации и точность измерения энергии мюонов в парметре определяются, в основном, полной толщиной мишени, выраженной в радиационных единицах, то для их повышения желательно иметь максимально толстую и тяжелую мишень. С этой точки зрения желательно применять свинец в качестве поглотителя, так как он имеет наиболее короткую радиационную длину. При ограниченной высоте парметра это обеспечит максимальное количество радиационных единиц T .

Важным оптимизационным параметром парметра является толщина его отдельного слоя τ . Различные условия оптимизации (фиксированная полная масса мишени, ограниченная высота установки, выбор разных веществ в качестве поглотителя) приводят к значениям $\tau = 8-15$ рад.ед. Дальнейшее увеличение τ оказывается нецелесообразным, так как детекторы ионизации перестают регистрировать малые каскады, образующиеся внутри слоя. Кроме того, имея в виду предполагаемые исследования взаимодействия мюонов в поглотителе парметра, следует ограничить сверху толщину τ значениями 10-12 рад.ед. Большая толщина слоя приведет к снижению точности оценки энергии каскадов, а также ухудшит возможности разделения электромагнитных и ядерных каскадов по их форме. С другой стороны, уменьшение τ (при сохранении полной толщины T) приводит к уменьшению геометрического фактора (из-за зазоров, занимаемых детекторами ионизации) и к удорожанию установки в целом. Предлагаемая толщина слоя $\tau = 8-9$ рад.ед.

кажется оптимальной из всех вышеизложенных соображений. Проникновение наиболее энергичных каскадов из ряда в ряд в условиях падения на парметр многих мюонов при такой толщине слоя может оказаться достоинством, так как позволит сопоставлять следы от высокоэнергичных мюонов в двух проекциях.

Другим фактором, который необходимо учитывать при конструировании парметра, является имитация многократных взаимодействий мюона высокой энергии однократным ядерным взаимодействием относительно малоэнергичного мюона. Вклад этого фонового (для спектрометрических измерений) процесса приводит к искажению отклика парметра на спектр мюонов [21]. Эффективная дискриминация событий указанного типа возможна, если толщина поглотителя в парметре много больше характерной протяженности ядерного каскада: $x/\lambda_d \geq 15-20$ и число смежных рядов, в которых появляется ионизация от ядерного каскада, тоже достаточно велико: $m^{ag} \geq 5-7$. Для дискриминации ядерных каскадов могут быть использованы математические методы многомерного анализа [22]. Дополнительной возможностью, экспериментально идентифицировать и дискриминировать ядерные каскады, является включение в состав парметра нейтронных счетчиков для измерений нейтронного сопровождения каскадов.

Предлагаемая конструкция парметра со свинцовым поглотителем показана на рис.4. Для сравнения на рис.5 показан вариант конструкции с железным поглотителем. Сравнительные характеристики этих вариантов представлены в табл. I. Смешанные варианты парметра, когда поглотитель составляется из свинца и железа, будут, естественно, обладать промежуточными характеристиками между этими двумя. Таблица составлена для случая, когда

зазор, в котором размещаются детекторы, равен 3 см, а в качестве детекторов используются пропорциональные счетчики из пластмассовых трубок размером 1x8x450 см. В скобках приведены цифры для 5 см - зазора и пропорциональных счетчиков размером 3x10x450 см в качестве детекторов. Смысл обозначения δ в табл. I приведен в следующем пункте.

Таблица I

Варианты структуры парметра

Поглотитель	свинец	железо
Толщина слоя поглотителя в ряду, см	5	15
τ , рад.ед	8,86	8,42
Число рядов	55 (44)	24 (22)
T , рад.ед	487 (390)	202 (185)
X , г/см ²	3120 (2500)	2808 (2574)
X/λ_{π}	14,8 (11,9)	20 (18,4)
Полная масса поглотителя, тонн	2526 (2025)	2274 (2085)
Число каналов парметра	11880 (7920)	5184 (3960)
δ	0,53 (0,59)	0,82 (0,86)

Из таблицы видно, что по богатству представляемых возможностей и физическим характеристикам вариант со свинцом и с более тонкими детекторами лучше.

3. Физические характеристики парметра

3.1. Частота событий различного типа

Полная интенсивность мюонов в подземной лаборатории составляет $74 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (измерения с отсутствующим надземным калориметром), или $\sim 6000 \text{ с}^{-1}$ на площадь парметра. Из них практически все будут пересекать оба основания парметра.

Оценки частоты прохождения одиночных мюонов высокой энергии через парметр и вызываемых ими событий различного типа показаны на рис.2. В качестве времени принималось "живое" время работы установки. Здесь же показана интенсивность регистрации мюонных семейств в стволах ШАЛ с энергией выше E .

3.2. Подавление фона низкоэнергичных мюонов

Поскольку высокоэнергичный мюон рождается во взаимодействиях высокой энергии, обычно вызывающих появление ядерного каскада в атмосфере, то такой мюон, как правило, сопровождается мюонами более низких энергий, образующихся в том же каскаде. В табл. 2 приведены расчетные значения плотности мюонов с энергиями выше 5 ГэВ, сопровождающих высокоэнергичный мюон с энергией E_{μ} в составе ШАЛ с полным числом электронов N_e . Расчеты проведены по программе [23].

Таблица 2

Плотность мюонов (м^{-2}) с энергией выше 5 ГэВ, сопровождающих высокоэнергичный мюон с энергией E_{μ} в составе ШАЛ мощностью N_e

$E_{\mu}(\text{ТэВ}) \backslash N_e \cdot 10^{-5}$	1	2	5	10	20	50
1	1,0	1,7	3,6	6,2	11	23
2	1,2	2,2	4,5	7,8	14	28
5	1,4	2,4	5,0	8,7	15	31
10	1,6	2,7	5,6	9,8	17	35
20	1,9	3,3	6,8	12	21	43
50	2,0	3,4	7,1	12	21	45

Из табл. 2 видно, что регистрацию высокоэнергичных мюонов парметром площадью 81 м^2 , как уже указывалось ранее в разделе I, придется осуществлять на фоне 100 – 3000 мюонов с энергиями выше 5 ГэВ. Выделение траектории высокоэнергичного мюона даже в одной проекции парметра будет затруднительно из-за большого количества сработавших детекторов, не говоря уже об определении его энергии.

Даже в варианте с максимальным количеством детекторов в одном ряду, покрывающих площадь парметра, ~ 200 вероятность наложения, т.е. прохождения через один детектор двух или более мюонов, довольно велика. При заданном числе мюонов n_μ , падающих на парметр площадью S , и площади одного детектора S_0 вероятность ε выделения детектором только одного мюона равна:

$$\varepsilon = (1 - S_0/S)^{n_\mu - 1} \quad (I)$$

Легко видеть, что при $n_\mu > 100$ и планируемых площадях детекторов $\sim 0,4 \text{ м}^2$ вероятность того, что в детекторе, через который прошел высокоэнергичный мюон, не будет фоновой ионизации от низкоэнергичных мюонов, мала. Эта фоновая ионизация будет искажать картину энерговыделения вдоль траектории высокоэнергичного мюона в области малых толчков и поэтому затруднит его идентификацию и определение энергии.

Однако при наличии порога на энерговыделения в пропорциональных счетчиках можно существенно уменьшить значения наблюдаемой плотности мюонов и соответственно увеличить эффективность выделения траектории высокоэнергичного мюона. Для этого надо принимать во внимание только ионизационные толчки выше неко-

торого порога. При этом низкоэнергичные мюоны, не способные давать такие толчки, исчезнут из поля зрения, и останется только траектория высокоэнергичного мюона.

Для расчета порога на энерговыделения можно воспользоваться результатами работы [24], где получена вероятность генерации ливня с числом электронов n_e мюоном энергии E_μ при прохождении через слой свинца толщиной 5 см под различными зенитными углами. Эта вероятность была получена с учетом всех типов взаимодействий мюонов (δ , e^+e^- , γ , h). На рис.6 приведены интегральные значения вероятностей генерации ливня с числом электронов выше n_e для разных энергий мюонов E_μ . Стрелками показаны значения вероятностей, усредненных по энергетическому спектру одиночных мюонов. Из этих данных видно, что при наличии порога на регистрацию энерговыделения n_e эффективность выделения траекторий высокоэнергичных мюонов можно сделать сколько угодно близкой к единице, заменив в выражении (I) значение n_μ на $n_\mu^{\text{эфф}} = n_\mu \cdot W(E_\mu > n_e)$.

Преимущество рассмотрения и анализа только ионизационных толчков выше некоторого порога n_e (например, $n_e > 5$) связано еще и с тем, что позволяет снизить требования к чувствительности и к динамическому диапазону канала регистрации.

3.3. Идентификация траекторий мюонов

Так как в стволах ШАЛ с энергией выше 10^{16} эВ, которые будут изучаться на установке АНИ, ожидается несколько мюонов с энергиями выше 1 ТэВ, то первой задачей анализа будет идентификация их траекторий – сначала в каждой из проекций в отдельности,

а потом совместно в обеих проекциях. Здесь задача нахождения траектории существенно облегчена по сравнению с магнитным спектрометром тем, что отсутствует магнитное поле и траектории высокоэнергичных мюонов с хорошей точностью параллельны.

Наиболее эффективным методом восстановления параллельных (с точностью лучше 10^{-3} рад) мюонных траекторий по проекциям на основе известных координат энерговыделений является метод "поворотных гистограмм" [25]. Принцип работы метода виден на рис. 7, где приведен пример восстановления траекторий в XOZ проекции парметра. Траектории считаются выделенными, если определен угол поворота системы координат Ψ , при котором полное число слияний внутри заданной ширины гистограмм достигло абсолютного максимума. Эффективность метода поворотных гистограмм была рассчитана моделированием и оказалась равной 100% вплоть до числа мюонных траекторий $N_{\mu} \approx 100$ на площади парметра.

Для сопоставления траекторий мюонов в двух проекциях будут применяться те же методы, что и при работе с наземными ионизационными калориметрами. Могут быть использованы близость значений энерговыделения вдоль проекций, принадлежащих траектории одного мюона. Этот критерий может применяться при достаточно большом количестве толчков, созданных мюоном. Может помочь и проникновение каскада от электронно-позитронной пары в соседний ряд. Тогда траектории в проекциях можно считать принадлежащими одному мюону, если в них наблюдается наибольшее число толчков в смежных рядах, причем, как правило, из-за поглощения каскадов толчки в нижнем из двух смежных рядов меньше по величине.

Более радикальным средством для сопоставления траекторий

мюонов в двух проекциях является размещение над верхней плоскостью парметра сплошного годоскопического ковра из детекторов площадью не более $0,1 \text{ м}^2$ ($30 \times 30 \text{ см}$). Эти детекторы должны быть чувствительны даже к прохождению одного мюона. Размещение ковра в XOZ - проекции показано на рис. 7.

Альтернативным решением может быть съем информации с двух концов пропорциональных счетчиков с целью определения продольной координаты энерговыделения в детекторе. Это решение сильно усложнит электронику каналов регистрации и удвоит их число, поэтому оно представляется менее перспективным, чем размещение годоскопического ковра над парметром.

3.4. Измерение энергии и энергетического спектра мюонов парметром

Точность измерения энергии мюонов парметром определяется, в основном, полной толщиной мишени, выраженной в радиационных единицах. Теоретические исследования возможностей метода [21] показали, что распределение ошибок близко к логарифмически нормальному с параметром

$$\delta = \delta_{\ln E} = 1/\sqrt{28\alpha T/9\pi} = \sqrt{137/T} \quad (2)$$

Эта величина и приведена в табл. I как нижняя граница погрешности измерения энергии.

В настоящее время существует несколько методов определения энергии мюонов в установках типа парметр:

1) метод кратности [26], когда E_{μ} оценивается по коли-

честву толчков K с амплитудой выше некоторого порога $n_e^{\text{пор}}$,

2) метод максимального правдоподобия [2], когда E_μ определяется как величина, при которой вероятность наблюдать зарегистрированную парметром картину толчков (функция правдоподобия), максимальна;

3) метод порядковых статистик [21], когда E_μ определяется по n_m - значению m -го по величине толчка, измеренного в единицах ионизации от релятивистской частицы;

4) метод распознавания образов [27], когда E_μ выбирается как энергия мюона, дающего картины прохождения через парметр наиболее похожие на зарегистрированную;

5) метод потерь энергии [28], когда E_μ определяется из экспериментально измеренной парметром величины потери энергии мюоном dE/dx и соотношения

$$dE/dx = a + bE_\mu. \quad (3)$$

У каждого из этих методов свои области применимости и свои достоинства. Обсуждать детали и сравнивать преимущества этих методов имеет смысл применительно к реальной установке. Здесь достаточно привести оценки точности, которая для варианта со свинцовым поглотителем и мюона с $E_\mu = 10$ ТэВ в случае использования методов 2-4 составляет величину $\sigma_{E_\mu} = 0,22 - 0,23$. Это справедливо при условии эффективной дискриминации ядерных каскадов.

Для заданной энергии мюона E_μ кратность K , т.е. число зарегистрированных ионизационных толчков с амплитудой больше n_e на его траектории, подчиняется биномиальному распределению:

$$\epsilon_N^K = C_N^K \cdot W^K(E_\mu, > n_e) [1 - W(E_\mu, > n_e)]^{N-K}, \quad (4)$$

где N - число рядов парметра. Вероятность того, что при пороговом значении кратности $K_{\text{пор}}$ мюон с энергией E_μ будет зарегистрирован, равна

$$\epsilon(E_\mu, > K_{\text{пор}}) = \sum_{K=K_{\text{пор}}}^N \epsilon_N^K. \quad (5)$$

На рис.8 показано, как занижается энергетический спектр зарегистрированных по сравнению со спектром падающих мюонов при разных порогах на величину ионизационного толчка: $n_e = 1, 2, 5$. В качестве примера был взят парметр с 60 рядами свинцового поглотителя толщиной 5 см. Пороговая кратность срабатывания триерной системы выбиралась как средняя для энергии мюона 2 ТэВ:

$$K_{\text{пор}} = 60 \cdot W(E_\mu = 2 \text{ ТэВ}, > n_e). \quad (6)$$

Видно, что понижение энергетического спектра мюонов сильно зависит от порога на энерговыделение n_e . При $n_e \approx 2 - 5$ пороговая кратность, соответствующая выражению (6) позволяет регистрировать мюоны с энергией выше 1 ТэВ. При этом энергетический спектр регистрируемых мюонов совпадает со спектром падающих мюонов, начиная с энергии 5 ТэВ и выше.

3.5. Идентификация и дискриминация ядерных каскадов

Идентификация и дискриминация ядерных каскадов в парметре

должна проводиться по двум признакам:

1) появление ионизационных толчков подряд в нескольких смежных рядах с общей тенденцией к понижению ионизации в направлении сверху вниз;

2) появление значительного количества нейтронов в нейтронных детекторах.

Так как ионизационные толчки электромагнитного происхождения должны быть распределены, в среднем, равномерно по рядам парметра, то вероятность того, что они сконцентрируются в смежных рядах случайно, из-за флуктуаций будет зависеть от соотношения между числом рядов, в которых появилась эта ионизация, и полным числом рядов в парметре. С точки зрения повышения эффективности дискриминации ядерных каскадов выгодно иметь в целом больше рядов в парметре. Расчеты [22] показали, что используя методы многомерного анализа, можно даже без нейтронных счетчиков на основе признака I добиться ~ 90% идентификации ядерных каскадов в 60-рядном парметре со свинцовым поглотителем. Нейтронные счетчики должны сделать эту идентификацию близкой к 100%.

4. Детекторы парметра

4.1. Пропорциональный счетчик

Требования к хорошей пространственной разрешающей способности, необходимой для изучения мюонных семейств, приводят к необходимости иметь большое число каналов парметра.

Одним из кандидатов на роль основного детектора ионизации является пропорциональный счетчик, разработанный в ЕРФИ и опи-

санный в работе [29]. Счетчик изготавливается из алюминиевого профиля прямоугольного сечения размером 3 x 10 см. Длина счетчика - 4,5 м. Общее количество таких счетчиков для свинцового варианта парметра - 7920. Недостатком таких счетчиков является необходимость иметь зазор в 5 см и поэтому желательны разработки пропорциональных счетчиков высотой 1 см.

В качестве возможного направления такой разработки является использование пластиковых стримерных трубок [30] в пропорциональном режиме. Эти трубки гибки, легки, технологичны, надежны и в широких масштабах используются в ускорительных и космических экспериментах [31,32]. Они допускают легкое изменение количества каналов на ряд, т.е. изменение пространственной разрешающей способности. Производство и испытание этих трубок налажены в СИАИ.

В случае неудовлетворительной работы этих трубок в пропорциональном режиме можно пытаться использовать их для парметра в уже отработанном стримерном режиме. В этом случае необходимо будет сильное (восьмикратное) увеличение количества каналов, так как измерение величины ионизационного толчка будет производиться по числу сработавших трубок, и нужна хорошая пространственная разрешающая способность для подсчета частиц в электромагнитных ливнях от e^+, e^- - пар. Именно в таком режиме эти трубки используются в адронных калориметрах ЦЕРН [30]. Хотя стримерный режим приводит к увеличению количества каналов и, несомненно, к ухудшению разрешающей способности парметра по энергии, тем не менее и у него есть одно существенное преимущество по сравнению с пропорциональным режимом. В стримерном режиме каждый канал должен будет работать только в режиме "да - нет", что

намного упрощает всю электронику. Естественно, для этого режима совершенно необходимы калибровки парметра на ускорителе.

4.2. Нейтронный счетчик

Нейтронный счетчик для парметра еще не разработан. Это может быть обычный газоразрядный счетчик с добавкой BF_3 , окруженный парафином для термализации быстрых нейтронов из свинца [15]. Другим вариантом может быть жидкостный сцинтилляционный счетчик, активированный гадолинием [19]. В любом случае необходимо стремиться к максимальной эффективности регистрации нейтронов. С этой точки зрения нейтронными счетчиками целесообразно закрыть верхнюю, нижнюю и все боковые плоскости парметра. В этом случае их количество ~ 560 . Если этого окажется недостаточно, может быть, будет целесообразно поместить нейтронные счетчики и внутрь парметра.

4.3. Детекторы координатного ковра-годоскопа над парметром

В качестве детекторов координатного ковра — годоскопа над парметром могут служить обычные сцинтилляционные счетчики размером 30×30 см, используемые, например, вливной установке "АНИ - 83" [33].

Если же основным детектором ионизации в парметре будут пластиковые трубки в стримерном режиме, то в качестве годоскопа над их верхним рядом может быть использована система определения продольных координат и счета количества частиц с помощью съемных пластин — падов, описанная в [30].

5. Электроника парметра

5.1. Электроника основного канала регистрации парметра

Генерация мюонами сравнительно низкоэнергетичных каскадов от электрон-позитронных пар и высокоэнергетичных каскадов, возникающих в результате тормозного излучения мюонов, предъявляет сложные требования к основному каналу регистрации парметра. Он должен быть способен измерять ионизацию как от одной релятивистской частицы, так и от каскада с энергией ~ 100 ТэВ. В его максимуме можно ожидать (с учетом переходного эффекта $PB - AE$) до $3 \cdot 10^5$ релятивистских частиц. Отсюда динамический диапазон измерения амплитуд при условии $n_e \geq 3 - 5$ должен составлять $D \leq (3-5) \cdot 10^5$. Добиться такого диапазона при надежной работе канала, скорее всего, можно, разбивая весь диапазон $D \approx 10^5$ на два поддиапазона с $\Delta D \approx 300$. Точность измерения амплитуд $\sim 10\%$. Длительность входного импульса с пропорционального счетчика $\sim 0,2$ мкс. Ожидаемая максимальная загрузка канала от низкоэнергетичных мюонов соответствует $\sim 30 \text{ с}^{-1}$. Такая загрузка не создает особых проблем с точки зрения скорости амплитудного анализа.

5.2. Электроника нейтронных счетчиков

Место захвата нейтрона, генерированного каскадом внутри парметра, скорее всего, не дает какой-либо полезной информации. Представляет интерес только общее количество нейтронов. По этой причине можно объединять многие или даже все нейтронные счетчики в один канал и считать нейтроны, зарегистрированные ими

всеми.

Время жизни нейтронов в парафине или жидком сцинтилляторе составляет ~ 100 мкс. Если в течение ~ 200 мкс после появления управляющего импульса держать открытыми ворота в канале регистрации нейтронов, то можно будет сосчитать практически все возможные для регистрации нейтроны.

5.3. Электроника детекторов ковра - годоскопа

Основным требованием к каналу регистрации детекторов ковра - годоскопа над верхним рядом парметра является максимальная эффективность регистрации одной частицы и способность сосчитать несколько частиц. Достаточен динамический диапазон ~ 10 .

5.4. Управляющая система

Принципы организации управляющей системы уже были описаны в разделе I. Для того, чтобы реализовать условия I а) и б), требующие появления ионизации выше некоторого порога как минимум в одном детекторе ряда и не менее, чем в нескольких рядах, в каждом из каналов регистрации парметра должен стоять пороговый дискриминатор, который срабатывает при появлении в пропорциональном счетчике ионизации выше этого принятого порога ($n_{\text{пор}} = 3 - 5$ рел. част.). Срабатывание хотя бы одного такого дискриминатора свидетельствует о том, что проходящий через этот ряд мюон дал ионизационный толчок с амплитудой выше $n_{\text{пор}}$. Прохождение n или более низкоэнергичных мюонов через ряд, не дающих ионизационных толчков, не приводит к появлению управляющего импульса в ряду.

Для того, чтобы реализовать условие I в) аппаратно, требующее

чтобы, по крайней мере, часть этих толчков была создана одним высокоэнергичным мюоном, т.е. лежала на одной прямой, необходимо определить комбинации детекторов, лежащих на одной прямой и отвечающих всевозможным прохождениям мюонов через парметр. Дискриминаторы в каналах таких детекторов включаются в схемы совпадений, которые срабатывали бы при появлении K или более импульсов на их входах. Таких схем совпадений, конечно, будет очень много, но такая организация управляющей системы будет дискриминировать случаи, когда ионизационные толчки в разных рядах созданы K или более сравнительно низкоэнергичными мюонами, и отбирать только случаи прохождения высокоэнергичных мюонов.

Такая управляющая система не будет дискриминировать случаи появления ядерных каскадов, но это и не нужно. Эти случаи являются полезной информацией и будут идентифицироваться при последующем анализе события в ЭВМ.

Описанная управляющая система может быть сделана быстрой. Альтернативным, но более медленным способом отбора случаев, удовлетворяющих условию I в), является машинный анализ кадра в периферийной ЭВМ на выполнение этого условия.

5.5. Автоматизация измерений на парметре

Парметр является одним из узлов комплекса АНИ, поэтому принципы автоматизации измерений на нем являются такими же как и для всей установки [8]. Полный объем информации в одном событии с парметра определяется числом детекторов: ~ 12000 и тем, что информацию об амплитудах ионизации в диапазоне $D \approx 10^5$, измеряемых с 10% точностью, можно уложить в 7 бит. С учетом

необходимости выделить еще один бит на детектор для служебных отметок полный объем получается равным $\sim 10^5$ бит (~ 12 килобайт).

Основой автоматизированной системы измерений на парметре будут микроЭВМ "Электроника-60". В их задачи входит:

- прием преобразованных данных от детекторов, временное их хранение,
- предварительная обработка данных (фильтрация), включая проверку на выполнение мастерных условий, в случае их выполнения - выработка мастерного сигнала,
- организация массивов данных и передача их в центральную ЭВМ,
- выполнение калибровок и контроля работы детекторов как автономно, так и по командам от центральной ЭВМ,
- формирование амплитудных спектров каждого детектора, хранение этих спектров в памяти ЭВМ,
- составление и отладка программ приема и обработки данных от детекторов,
- прием программ работы от центральной ЭВМ.

Формирование кадра всей установки АНИ, в который данные парметра входили бы как составная часть, и банка парметра для решения перечисленных в разделе I задач будет проводиться с помощью центральной ЭВМ. Обработка банка будет проводиться на больших ЭВМ.

Заключение

Из сказанного выше ясна перспективность создания парметра в подземной лаборатории АНИ. Основные затраты на его создание

пойдут на закупку свинца ($\sim 2,5$ тыс. тонн), создание детекторов и электроники каналов регистрации (~ 12 тыс. каналов). Полная стоимость создания оценивается в 4,5 млн. рублей.

Авторы благодарят А.Ц.Аматуни за интерес к проекту и содействие, А.Д.Мнацаканяна, С.К.Акопяна, В.А.Ромахина, Е.В.Данилову за полезные обсуждения.

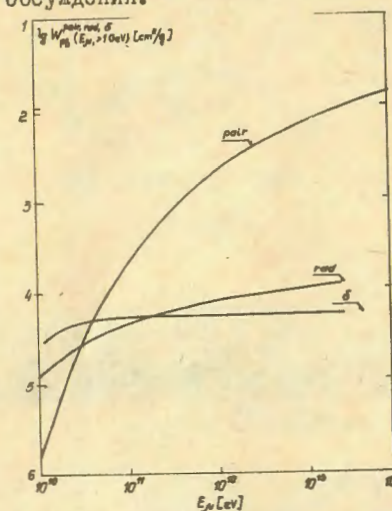


Рис. I

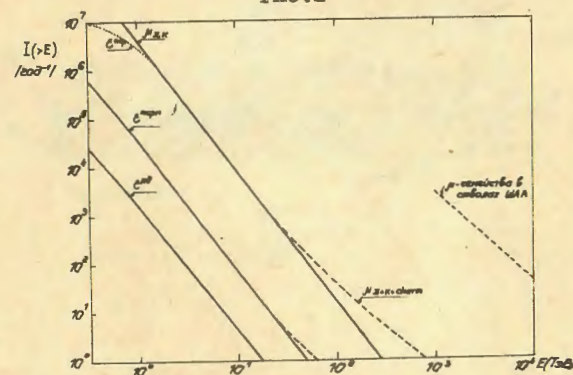


Рис. 2

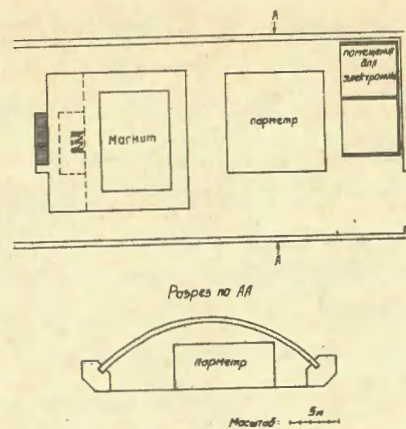


Рис. 3

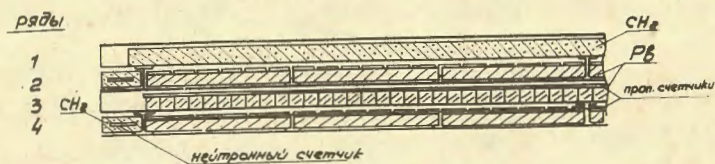


Рис. 4

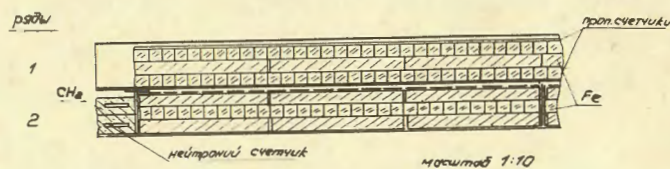


Рис. 5

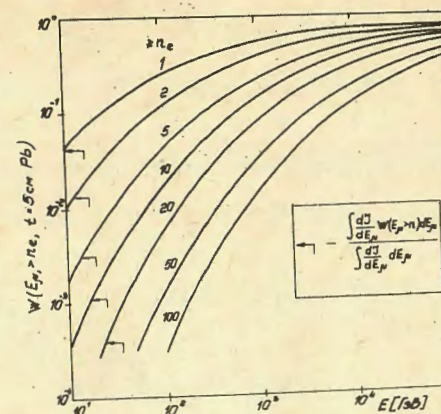


Рис. 6

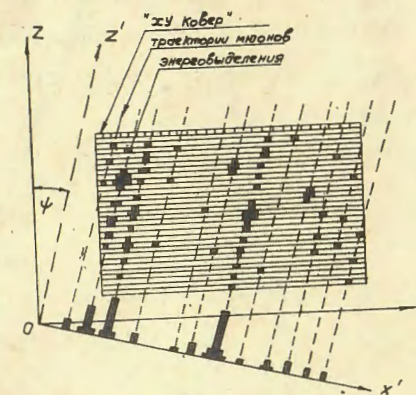


Рис. 7

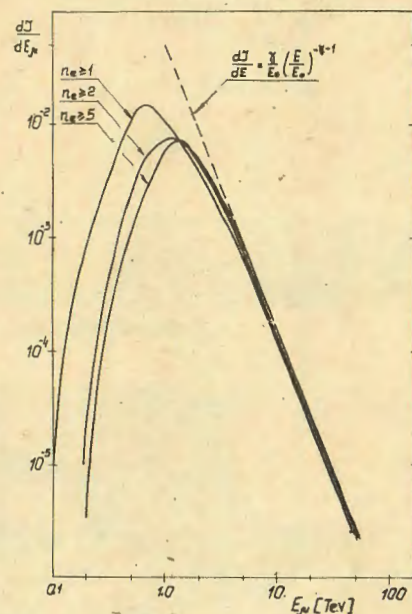


Рис.8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев И.С., Зацепин Г.Т. μ - мезоны высокой энергии. Труды Международной конференции по космическим лучам. М.: Изд-во АН СССР, 1960, т. I, с. 326.
2. Бибилашвили М.Ф. Исследование механизмов формирования групп проникающих частиц методом искрового калориметра. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, № 36, с. 1767.
3. Barnaveli T.T. et al. 16ICRC, Kyoto, 1979, vol. 10, p. 156.
4. Асатиани Т.Л. и др. Исследование характеристик высокоэнергетичных мюонов космического излучения. Изв. АН СССР, сер. физ. 1980, № 44, с. 591.
5. Kitamura T. et al. 14ICRC, Munchen, 1975, N. 6, p. 2145.
6. Walley M.R. RhD Thesis, Durham Univ. 1970, p. 197.
7. Бакатанов В.Н. и др. Спектр кратностей мюонов, сопровождающих каскад и химический состав первичных космических лучей. Изв. АН СССР, сер. физ. 1986, т. 50, № II, с. 2236.
8. Данилова Т.В. и др. Проект эксперимента по исследованию взаимодействий адронов в области энергий 10^3 - 10^6 ТэВ. (Эксперимент АНИ). Изв. АН Арм. ССР, сер. физ., 1982, № 17, с. 129.
9. Асатиани Т.Л. и др. О возможностях поиска и исследования анизотропии космических лучей на комплексной установке АНИ. ВАНТ, Серия: Техника физического эксперимента, 1984, 3/20/, с. 55.
10. Авакян В.В. и др. Определение $\bar{G}^{P-Aiz}$ в эксперименте АНИ для интервала энергий протонов 10^3 - 10^5 ТэВ. ВАНТ, Серия: Техника физического эксперимента, 1986, 3/29/, с. 57.

11. Borog V.V. et al. 12ICRC, Hobart, 1971, vol.6, p.2428.
12. Волкова Л.В., Зацепин Г.Т. Спектры атмосферных мюонов и нейтрино быстрой генерации. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, № 49, с.1386.
13. Вернов С.Н., Дмитриев В.А. и др. Изучение спектра μ -мезонов высокой энергии на глубине 40 м водного эквивалента. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, № 26, с.661.
14. Vernov S.S., Kristiansen et al. 9ICRC, London, 1965, vol.2, p.596.
15. Ерлыкин А.Д., Куличенко А.К. и др. Исследования взаимодействий мюонов со свинцом при энергиях выше 0,3 ТэВ. Труды ФИАН, 1979, № 109, с.62.
16. Bazutov Yu.N. et al. 17ICRC, Paris, 1981, vol.7, p.59.
17. Aglamazov V.A., Gedevarishvili L.D. et al. 17ICRC, Paris, 1981, vol.7, p.76.
18. Борог В.В. и др. Исследование ядерного взаимодействия мюонов в железе. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, № 36, с.1761.
19. Безруков Л.Б. и др. Предварительные результаты исследования ядерного взаимодействия мюонов до энергий 10^{12} ТэВ. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, № 38, с.1089.
20. Бугаев Э.В., Котов Ю.Д., Розенталь И.Л. Космические мюоны и нейтрино. М.: Атомиздат, 1970.
21. Кокоулин Р.П., Петрухин А.А. Препринт 048-86, МИФИ, Москва, 1986.
22. Арутюнян С.Х. и др. О непараметрических методах подавления фона ядерных каскадов при измерении спектра мюонов с помощью парметра. Препринт ЕФИ-940(91)-86, Ереван, 1986.

23. Данилова Т.В. и др. Калибровка модели прохождения космических лучей через атмосферу с помощью малых ШАД. ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента, 1985, 5/26/, с.37.
24. Асатиани Т.Л., Тер-Антонян С.В. Моделирование прохождения мюонов через Арагацкий искровой калориметр. Препринт ЕФИ-469(11)-81, Ереван, 1981.
25. Авакян В.В., Карагезян Г.В., Овсепян Г.Г., Тер-Антонян С.В. Методика исследования адронных групп в ионизационном калориметре. Препринт ЕФИ-995(45)-87, Ереван, 1987.
26. Ерлыкин А.Д. Препринт № 67, ФИАН СССР, Москва, 1967.
27. Тер-Антонян С.В. и др. Об одной возможности улучшения энергетического разрешения многослойных детекторов. ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента, 1982, 3/12/, с.90.
28. Borog. V.V. et al. 15ICRC, Plovdiv, 1977, vol.6, p.289.
29. Авакян Г.Ц. и др. Пропорциональный счетчик для эксперимента АНИ. ВАНТ, Серия: Техника физического эксперимента, 1985, 4/25/, с.90.
30. Iarocci E. NIM, 1983, vol.217, p.30.
31. ALEPH coll. CERN/LEPC 83-2, CERN/LEPC 84-15
32. Maero coll. 20ICRC, Moscow, 1987, vol.6, p.500
33. Авакян В.В. и др. Установка для исследования адронной компоненты ШАД при энергиях 10^{14} эВ на средних расстояниях от оси ливня. ВАНТ. Серия: Техника физического эксперимента, 1984, 3/20/, с.69.

Рукопись поступила 5 мая 1988 г.

В.В.АВАКЯН, К.М.АВАКЯН, С.Х.АРУТЮНЯН, Т.Л.АСАТИАНИ,
Э.А.МАМИДЖАНИЯН, Э.А.МНАЦАКАНЯН, С.В.ТЕР-АНТОНЯН,
А.А.ЧИЛИНГАРЯН, Р.П.КОКОУЛИН, А.А.ПЕТРУХИН, А.Д.ЕРЛЫКИН,
С.И.НИКОЛЬСКИЙ, Е.И.ТУКИШ

ПАРМЕТР ЭКСПЕРИМЕНТА АНИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 23/УШ-88г.	ВФ-03213	Формат 60х84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,8	Тираж 299 экз.	Ц 25 к.
Зак.тип. № 418	Индекс 3624	

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Алиханян 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR