

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Российской академии наук (ИЯИ РАН)**

---

**На правах рукописи**

**КУДЖАЕВ АЛЕКСАНДР УРУЖБЕКОВИЧ**

**МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОНИКАЮЩЕЙ  
КОМПОНЕНТЫ ШАЛ НА УСТАНОВКЕ “КОВЕР-2”  
БАКСАНСКОЙ НЕЙТРИННОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИЯИ  
РАН**

**01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики**

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук.**

**Научный руководитель:  
доктор физико-математических  
наук Петков В.Б.**

**Москва, 2014 г.**

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ МЮОННОЙ И АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ.....	10
1.1. Мюонная компонента ШАЛ.....	10
1.2. Адронная компонента ШАЛ.....	27
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ “КОВЕР-2” ...	35
2.1. Жидкостный детектор .....	35
2.2. Пластический сцинтилляционный детектор ...	38
2.3. Мюонный детектор .....	42
2.4. Общая схема установки и логическая схема электроники для регистрации ШАЛ и мюонов в их составе с пороговой энергией 1ГэВ.....	58
ГЛАВА 3. МЕТОДИКА РАЗДЕЛЕНИЯ МЮОННОЙ И АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ .....	63
3.1. Регистрация адронных событий на установке “Ковер-2” .....	63
3.2. Выделение адронов в мюонном детекторе установки “Ковер-2”.....	65
3.3. Эмпирическое определение барометрического коэффициента.....	68
3.4. Определение длины поглощения.....	70
3.5. Выделение мюонных событий на МД .....	73
3.6. Определение высоты генерации мюонов ШАЛ с энергией $E_{\mu} > 1\text{ГэВ}$ над установкой “Ковер-2”..	76

ГЛАВА 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ МЮОННОЙ И	
АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ.....	78
4.1. Восстановление параметров ШАЛ.....	78
4.2. Функция пространственного распределения	
мюонов ШАЛ с энергией $E_\mu > 1\text{ГэВ}$ .....	79
4.3. Зависимость среднего числа мюонов $\langle N_\mu \rangle$ на	
ливень от полного числа частиц $N_e$ в ливне....	82
4.4. Дифференциальное распределение по числу	
мюонов.....	84
4.5. Зависимость среднего числа адронов $\langle N_h \rangle$ на	
ливень от полного числа частиц $N_e$ в ливне.....	86
4.6. Пространственное распределение адронов с	
энергией $E_h > 25\text{ГэВ}$ .....	87
4.7. Экспериментальный дифференциальный спектр	
энерговывделений адронов в МД.....	89
4.8. Дифференциальное распределение по числу	
адронов ШАЛ с энергией $E_h > 25\text{ГэВ}$ .....	90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	94
ЛИТЕРАТУРА .....	101

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) высоких энергий порождают широкие атмосферные ливни (ШАЛ). В основе представлений о процессах в ливнях лежит модель ядерного каскада. Широкий атмосферный ливень считают гигантским электронно-ядерным ливнем. В этом ливне генерируются электронно-фотонная, мюонная и адронная компоненты, излучение Вавилова-Черенкова, радиоизлучение и др. Первые шаги, сделанные в этом направлении, дали возможность объяснить его основные особенности. Предполагалось, что электронная компонента создается за счет ядерных взаимодействий нуклонов высокой энергии, либо посредством процессов перезарядки, либо посредством образования нейтрального  $\pi$ -мезона[1]. Действительно, оказалось, что последнее отводится главная роль в развитии широких атмосферных ливней. Широкие атмосферные ливни дают уникальную возможность, чтобы исследовать, и анализировать характеристики взаимодействия частиц ультравысоких энергий с атомными ядрами. Многие свойства ливня зависят от сечений взаимодействия адронов, от множественности и спектра вторичных частиц. Измеряя декогерентную кривую, которая представляет зависимость числа совпадений двух детекторов в ливнях от расстояния между ними, можно получить ширину атмосферного ливня. Они измерялись на разных высотах, используя устройства из счетчиков[2,3] и ионизационных камер[4], которые сравнивались с пространственным распределением электронов, полученных с помощью структурной функции Мольера[5]. Более того, прямой метод заключается в измерении плотности электронов в зависимости от расстояния до оси ливня, положение которой определяется с помощью отбора стволов, позволяющего

выделить ось то место, где высоки плотность электронов и концентрация проникающих частиц. С помощью такого отбора стволов Коккони и др.[6] получили структурную функцию на высоте гор, а найденное таким образом пространственное распределение, находилось в хорошем согласии с результатами более точной теории Нишимуры и Каматы[7,9].

К проникающим частицам относятся адроны и мюоны. Их содержание вблизи оси ливня примерно одинаково[10,11], но при увеличении расстояния от оси относительное содержание мюонов возрастает[12]. Мюоны, связанные с ШАЛ, можно наблюдать под землей. Их пространственное расхождение по данным измерений на глубине 60м водного эквивалента составляет около 60м[13], в то время как на глубине 1600м водного эквивалента оно составляет только 13м[14]. Мюоны, проникающие глубоко под землю, всегда связаны с ливнями, и образуются на больших высотах. Приняв во внимание этот факт, Барет и др.[14] оценили энергию первичной частицы, суммируя энергию, идущую на образование ШАЛ и на мюоны, связанные с ливнем и получили энергетический спектр первичных частиц вплоть до энергий  $10^{16}$ эв. Для того чтобы определить полное число ливневых частиц той или иной природы, необходимо исследовать пространственное распределение ливневых частиц. Анализ мюонной компоненты в ливнях с разными значениями параметра возраста имеет особый интерес, в частности, исследование средней функции пространственного распределения (ФПР) мюонов и спектра по числу мюонов.

Параметр возраста  $s$  дает возможность оценить соотношение между уровнем наблюдения и максимумом развития ливня в атмосфере (уровень развития электронно-фотонного каскада), начиная с которого преобладающими в ливне становятся

процессы диссипации энергии, так как средняя энергия ливневых частиц становится меньше критической энергии для воздуха, равной  $\sim 10^8$  эв[15]. Анализ спектров ливней по полному числу мюонов дает возможность уточнить ситуацию с наличием нерегулярностей в энергетических спектрах, полученных по электронной и черенковской компонентам ШАЛ. Изучение состава первичного космического излучения в области до и после излома может дать ответ на его природу. Использование экспериментальных данных по электронной и мюонной компонентам является одним из возможных путей получения такой информации. Первые эксперименты такого рода[16,17] не позволили получить решающих результатов. Низкая статистика и отсутствие достоверных моделей адронных взаимодействий позволили отвергнуть крайние предположения (например, чисто протонный или “железный” состав). На ливневой установке МГУ по экспериментальным данным с большой статистикой, которая содержит данные о мюонной и электронной компонентах в диапазоне первичной энергий от  $10^6$  до  $10^8$  ГэВ, используя модель кварк-глюонных струн QGSJET [18], было проанализировано распределение по числу мюонов в ШАЛ при фиксированном числе электронов. Был исследован массовый состав в широком диапазоне энергий, содержащем область излома[19], результатом которого являлось утяжеление первичного состава в области за изломом, что соответствует представлениям современной диффузионной теории[20]. Наиболее интересные результаты о массовом составе в области излома за последнее время были получены на установке KASCADE. Используя эти данные, в работе[21] были выполнены расчеты в рамках модели QGSJET. Результаты этих расчетов показали, что данная модель хорошо описывает спектр по

полному числу частиц в ливне  $N_e$ , полученный по данным ливневой установки KASCADE, но приводит к противоречию со спектром по числу мюонов  $N_\mu$  в ливне. Поскольку спектры по числу мюонов, полученные по данным установки KASCADE, не согласуются с представлениями о характере излома, то требуется изучить причины такого противоречия. Анализ всех данных ливневой установки KASCADE показал, что в дальнейшем необходимо исследовать точность определения массового состава. Чтобы осуществить совместный анализ экспериментальных данных адронного калориметра с данными по электронам и мюонам, необходимо пересмотреть модели адронного взаимодействия, которые используются в анализе. Для того чтобы повысить статистику искусственных событий, необходимы новые методы моделирования. Поток адронов космических лучей в атмосфере состоит, в основном, из нуклонов и мезонов, которые являются следствием неупругих взаимодействий первичных адронов с ядрами воздуха, а также протонов и нейтронов, проскочивших толщу атмосферы без взаимодействия. Адроны первой компоненты обычно сопровождаются генетически связанными частицами. Наблюдаемая при этом плотность сопровождения, обусловлена такими характеристиками взаимодействия, как, распределением по поперечному импульсу, энергии, переданной частицам сопровождения и т.д. и, также, зависят от глубины взаимодействия. Распределение этих величин задается сечением и инклюзивными спектрами рождения адронов в области фрагментации. Для проскочивших частиц такое сопровождение отсутствует. Интенсивность этой компоненты на данной глубине в атмосфере обусловлена только величиной полного сечения взаимодействия[22]. Одним из актуальных вопросов физики

элементарных частиц является вопрос о применимости представлений о масштабной инвариантности в адронных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях[23]. Исследования на ускорителях привели к выводу о справедливости гипотезы масштабной инвариантности в области энергий до  $10^{12}$  эв. Анализ экспериментальных данных по мюонной, адронной и электронно-фотонной компонентам КЛ позволяет экстраполировать представления о скейленге вплоть до энергий несколько больших  $10^{13}$  эв, не вступая в противоречие с экспериментом[24]. Ситуация в области более высоких энергий может быть выяснена предпочтительно с помощью анализа данных по широким атмосферным ливням[25]. Достаточно важной задачей в исследовании адронной компоненты КЛ в атмосфере является получение спектров первичных частиц на основе экспериментальных данных, и изучение класса явлений, которые являются следствием взаимодействия адронов с веществом. Большой успех, который достигнут в изучении этих вопросов, дает возможность сделать анализ данных по спектрам адронов с целью проверки корректности подходов к описанию сильных взаимодействий, которые реализованы в виде реджеонных микроскопических моделей взаимодействий и, получить выводы о поведении спектра первичных протонов.

Основные результаты, представленные к защите:

1. Разработан, и создан мюонный детектор большой площади ( $175\text{м}^2$ ) в составе установки “Ковер-2”.
2. Разработана методика разделения мюонной и адронной компонент ШАЛ в мюонном детекторе.
3. Результаты измерения характеристик мюонной компоненты ШАЛ с  $E_{\mu} > 1\text{ГэВ}$ :

3.1. Функция пространственного распределения для мюонов

с энергией  $E_\mu > 1 \text{ ГэВ}$ .

- 3.2. Зависимость среднего числа мюонов на ливень  $\langle N_\mu \rangle$  от полного числа частиц  $N_e$  в ливне;
- 3.3. Дифференциальное распределение по числу мюонов на ливень;
4. Измеренные характеристики адронной компоненты ШАЛ с  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$ :
  - 4.1. Пространственное распределение адронов с энергией  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$ ;
  - 4.2. Экспериментальный дифференциальный спектр энерговыделений адронов в МД;
  - 4.3. Зависимость среднего числа адронов  $\langle N_h \rangle$  на ливень от полного числа частиц  $N_e$  в ливне;
  - 4.4. Дифференциальное распределение по числу адронов с энергией  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$  в ШАЛ.

Научная новизна: создан мюонный детектор большой площади ( $175 \text{ м}^2$ ) на основе пластических сцинтилляционных детекторов. Разработанная методика позволяет регистрировать как мюонную, так и адронную компоненту ШАЛ. Т.о. мюонный детектор можно использовать не только для регистрации мюонов, а так же в качестве адронного детектора.

Практическая значимость работы состоит в том, что исследование электронной, мюонной и адронной компонент ШАЛ с помощью новой методики, позволит продвинуться в понимании природы излома первичного спектра в области  $(3-5) \cdot 10^{15}$  эВ, определить химический состав ПКЛ, надежно разделить ШАЛ, генерированные первичными ядрами или гамма-квантами.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ МЮОННОЙ И АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ

### 1.1. Мюонная компонента ШАЛ.

В первых работах Маза и Оже[26] с помощью камеры Вильсона, были обнаружены в составе широких атмосферных ливней частицы, способные пройти большие слои тяжелого вещества, например, десятки сантиметров в свинце. Но систематическое исследование проникающей компоненты ШАЛ началось после того, как Г.Т. Зацепиным была сформулирована гипотеза ядерно-каскадного процесса[27]. Используя детекторы, которые состояли из многих рядов годоскопических счетчиков, прослоенных большими толщами тяжелого вещества (до 20см), было показано, что проникающая компонента состоит из адронов и ядерно-пассивных частиц-мюонов. В дальнейшем, исследование мюонов проводилось с помощью одно или двухрядных детекторов из счетчиков, экранированных со всех сторон большими толщами свинца (~20см). Детекторы мюонов использовались на многих установках, предназначенных для исследования декогерентной кривой. После того, как были созданы установки для определения числа частиц и положения оси ливня, появилась возможность исследовать пространственное распределение мюонов  $\rho_{\mu}(r)$  в ливнях различной мощности  $N_e$ . На высоте гор (рис.1)[28] первые исследования пространственного распределения мюонов с энергиями  $E_{\mu} \geq 1 \text{ ГэВ}$ , были проведены Памирской экспедицией АН СССР с помощью комплексных установок[29]. Последующие работы были выполнены в Боливии (г. Чакалтайя, 5100м над

уровнем моря) на установке с детектором площадью  $60\text{м}^2$ [30] на установке Вулкан Ренч ( $x=800\text{г}/\text{см}^2$ ), на установке в Индии[31] и на горе Норикура (Япония)[32].

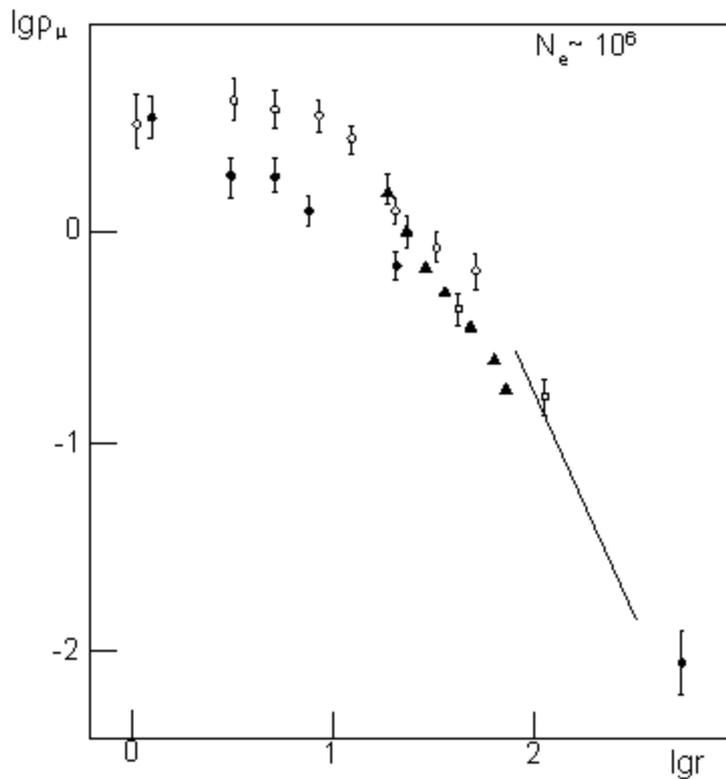


Рис.1. Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 1 ГэВ на высоте гор ●-[29]; -----  $r^{-2.2\pm 0.2}$ [30]; ○-[31]; ▲-[33].

На рис.2[28] представлены результаты экспериментальных данных, которые были получены в различных работах, выполненных на уровне моря. В целом они достаточно хорошо согласуются друг с другом. Более неточными в методическом отношении являются данные, полученные на малых расстояниях от оси из-за влияния ядерно-активной компоненты. Известная

аппроксимация Грейзена дает заметное отклонение от эксперимента при малых значениях  $r$ .

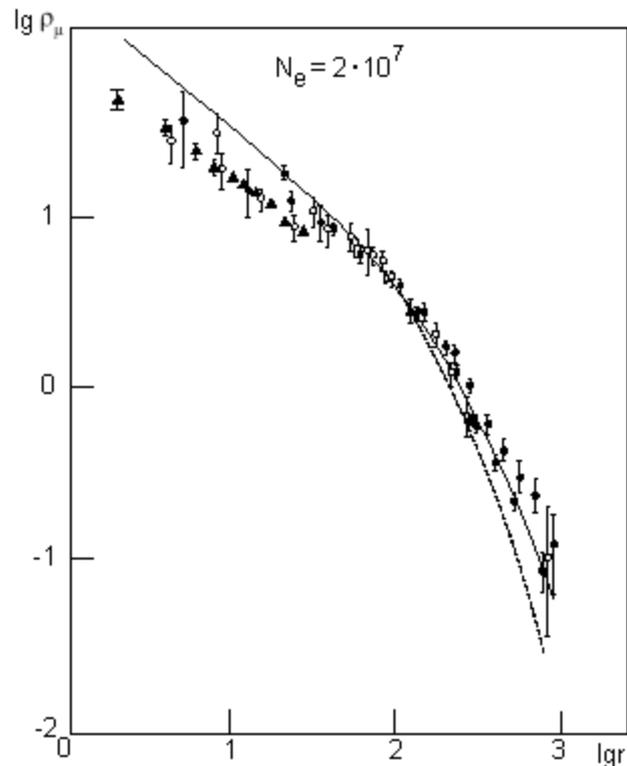


Рис.2. Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 1ГэВ на уровне моря: ●- [34], □- [35], ■- [36], ○- [37], ▲- [38], ---[39](аппроксимация Грейзена,1960)

Мюоны, имеющие сравнительно низкую энергию на уровне моря, возникают на протяжении не очень большого слоя атмосферы вблизи уровня наблюдения (порядка нескольких километров), а мюоны более высокой энергии (порядка 10ГэВ) генерируются на протяжении всей атмосферы, поэтому поток достаточно хорошо отражает характер развития лавины из пионов на всех стадиях[28]. Мюоны достаточно высокой энергии( $E_\mu > 10\text{ГэВ}$ ) генерируются в верхних слоях атмосферы, т.к. они являются результатом распада пионов, который происходит с большой вероятностью на пути порядка пробега

пионов относительно ядерного взаимодействия. Следовательно, характеристики мюонной компоненты ШАЛ с энергией  $E_\mu = 10^{11}$ - $10^{12}$  эв отражают характерные особенности лавины пионов в начале ее развития. Они должны быть наиболее чувствительны к особенностям элементарного акта взаимодействия, когда их энергия близка к энергии первичной частицы. Первые исследования мюонов высокой энергии (более 10ГэВ) в составе ШАЛ с использованием детекторов, расположенных под землей, были проведены в цикле работ Э.П. Адрианикашвили и др.[40]. В этих работах определялось число совпадений и антисовпадений подземного детектора мюонов на разных расстояниях от него до оси ливней. В этом случае использовалась подземная установка, представляющая систему коррелированных годоскопов, чтобы определить число частиц и положение оси ливня. Наиболее полные измерения пространственного распределения мюонов высокой энергии были проведены на комплексных установках Памирской станции АН СССР[29], МГУ[41,42,43], на английской установке Хавера Парка[44], на установке института ядерных исследований Токийского университета[36], на установке Кильского университета[45]. Для полуколичественных исследований в ряде подземных экспериментов использовался метод декогерентной кривой применительно к мюонным ливням. Пространственное расхождение мюонов, обусловленное углами разлета, по порядку величины равно:

$$r_\mu \approx \left( \frac{p_T}{p} \right) z \quad (1)$$

и достигает 1км для мюонов с энергией несколько ГэВ[46].

Пространственное распределение мюонов становится все более крутым по мере дальнейшего увеличения расстояния; однако,

оно менее крутое, чем у электронов, о чем свидетельствует формула[46]:

$$\Delta_{\mu}(N, r) = 18 \left( \frac{N}{10^6} \right)^{3/4} r^{-3/4} \left( 1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} \text{ м}^{-2} \quad (2)$$

где  $r$  - расстояние от оси в метрах. На расстояниях около 1км от оси плотность мюонов сравнима с плотностью электронов. Такое поведение описывается приближенной формулой:[46]

$$\frac{\Delta_{\mu}}{\Delta_e} = 0.05 \left( \frac{r}{100} \right)^{0.74} \quad (3)$$

для расстояний  $r \geq 100\text{м}$  на глубине  $820\text{г/см}^2$  в атмосфере.

Интегрируя плотности мюонов по расстоянию, можно получить, что полное число мюонов относительно числа электронов составляет около 10% и 5% соответственно на уровне моря и на высотах гор[47].

Впервые введенная Чудаковым А.Е. функция  $F_{\mu}(R, E)$  - пространственно-энергетического распределения мюонов [48,49] имела вид:

$$F_{\mu}(R, E) = E^{1-\beta} \cdot \exp\left(-\left(\frac{R \cdot E \cos\theta}{r_o \cdot E_{th}}\right)^{0.73}\right) \quad (4)$$

Показатель  $\beta \approx 1.75$  для обычных ливней определяется каскадным процессом[48,50]. Эта функция справедлива для мюонов достаточно высоких энергий ( $E > 200\text{ГэВ}$ ). Используя эту функцию, учитывая при этом вероятность распада родительских пионов, выбывание мюонов за счет распада их на лету при переходе в область меньших энергий, а так же в области больших зенитных углов в работе [51] была получена функция пространственно-энергетического распределения мюонов в ШАЛ:

$$F'_{\mu}(R, E) = C \frac{E^{2-\beta}}{x^2} A(E) \exp\left(-\left(\frac{R \cdot E \cdot \cos\theta}{x}\right)^{0.73} - 0.5/(E \cdot \cos\theta)\right) \quad (5)$$

где  $A(E)$  - фактор, учитывающий вклад трех поколений пионов в генерацию мюонов, а множитель  $\frac{1}{x^2}$  является следствием нормировки. Причем,  $x = r_o \cdot E_{th}$  - произведение некоторого расстояния мюонов от оси ливня  $r_o$  на их пороговую энергию. ФПР мюонов[51] достаточно хорошо аппроксимируется функцией:

$$\Phi(1,R) = 4.04 \cdot 10^{-5} R^{-0.45} \exp(-(R/120\text{ м})^{0.6}) \quad \text{для } p\text{-ливней} \quad (6)$$

В работе [51] было получено выражение для плотности мюонов с энергией  $E > 1\text{ ГэВ}$  на расстоянии  $R$  от оси ШАЛ (вертикальном) от первичной частицы с энергией  $E_o$  (ТэВ), используя зависимость  $N_\mu(E_o)$  из работы [52] и аппроксимацию (6) для  $\Phi(1,R)$ , нормированную на плотность  $\rho_\mu(300\text{ м})$ , измеренную на установке Хавера Парк[53]:

$$\rho_{\mu A}(E_o, R, 1) = 0.0015 \cdot E_o^{0.87} \cdot R^{-0.45} \cdot \exp(-(R/120)^{0.6}) \text{ м}^{-2}, \quad (7)$$

где  $R$  - в метрах.

Причем, эта функция получена для уровня моря, и хорошо удовлетворяет для расстояний  $R \geq 100\text{ м}$  от оси ливня. Данная формула была получена для установки “Ковер-2”, но для расстояний  $R > 100\text{ м}$ .

Детальная информация о функции пространственного распределения мюонов в ШАЛ является необходимой, когда изучаются флуктуации потоков мюонов и точно решается вопрос о спектре ливней по числу мюонов. Большой интерес представляют данные о спектре ливней по числу мюонов. Эти данные на обычных комплексных установках могут быть получены при достаточно точном определении направления оси ливня, а также расстояния от оси до детектора при достаточной точности в определении  $\rho_\mu$  (для чего необходима большая

площадь детектора) и относительно малой роли флуктуаций  $\rho_\mu(r)$ , что достигается соответствующим выбором регистрируемого диапазона расстояний. Другое важное обстоятельство – правильный учет эффективности регистрации ливней для различных  $N_\mu$ . Исследование флуктуаций числа мюонов в ливнях с фиксированным числом частиц дало следующее значение среднего квадратного отклонения числа мюонов в каждом ливне от среднего[39]:

$$\sqrt{D}/\bar{N}_\mu \approx 0.5 \quad (8)$$

Полная энергия мюонов на уровне моря, определяемая по спектру до  $E_\mu \approx 500$ ГэВ, значительно больше суммарной энергии ядерной и электронно-фотонной компонент[39]:

$$E_\mu \approx 8.7N_e^{0.8} \text{ ГэВ} \quad (9)$$

С ростом энергии ливня рост числа мюонов по сравнению с числом электронов замедлен из-за уменьшения вероятности распада пионов, а также из-за возрастания суммарной доли энергии, передаваемой  $\pi^0$ -мезонам (вследствие увеличения вероятности взаимодействия заряженных пионов).

Относительно большая плотность потока мюонной компоненты в ШАЛ, и ее широкое пространственное распределение дают возможность проводить исследования потоков мюонов в весьма широком диапазоне изменения числа частиц в широком атмосферном ливне ( $3 \cdot 10^4 < N_e < 10^{10}$ ). В работах[54,33] была исследована зависимость  $N_\mu$  от  $N_e$  на высоте гор (соответственно  $500$ г/см<sup>2</sup>,  $700$ г/см<sup>2</sup> и  $800$ г/см<sup>2</sup>). В зависимости  $N_\mu \sim N_e^\beta$  было получено  $\beta=0.9$  при  $N_e=3 \cdot 10^5 \div 10^6$ [32]. Высокая точность в изучении  $N_\mu(N_e)$  для пороговой энергии  $E_\mu=10$ ГэВ была достигнута в работе[55], где число частиц в ливне  $N_e$

определялось по индивидуальной ФПР для данного ливня. В этой работе была исследована зависимость функции  $\rho_\mu(r)$  от параметра  $s$ . Для определения  $N_\mu$  были взяты данные в определенном диапазоне расстояний  $r$  от детектора, в котором зависимостью  $\rho_\mu(r)$  от  $s$  можно пренебречь. В результате была получена зависимость  $\bar{N}_\mu$  при фиксированном  $N_e$  от  $N_e$ :  $N_\mu = (3.24 \pm 0.22) \cdot 10^3 (N_e / 10^5)^{0.78 \pm 0.01}$  в диапазоне  $N_e \sim 10^5 \div 10^7$ .

На установке ШАЛ МГУ за период 1984-1990 годы была получена большая статистика ливней, которая содержит данные о мюонной и электронной компонентах в интервале первичных энергий:  $10^{15} - 5 \cdot 10^{17}$  эВ. Это дало возможность, используя современную модель адронных взаимодействий QGSJET, сделать ряд выводов о массовом составе ПКЛ. Наличие в составе установки четырех мюонных детекторов дало возможность построить индивидуальную ФПР мюонов в достаточно мощных ливнях с числом частиц  $N_e > 3 \cdot 10^7$ . Пример индивидуальных ФПР мюонов и электронов приведен на рис.3[56].

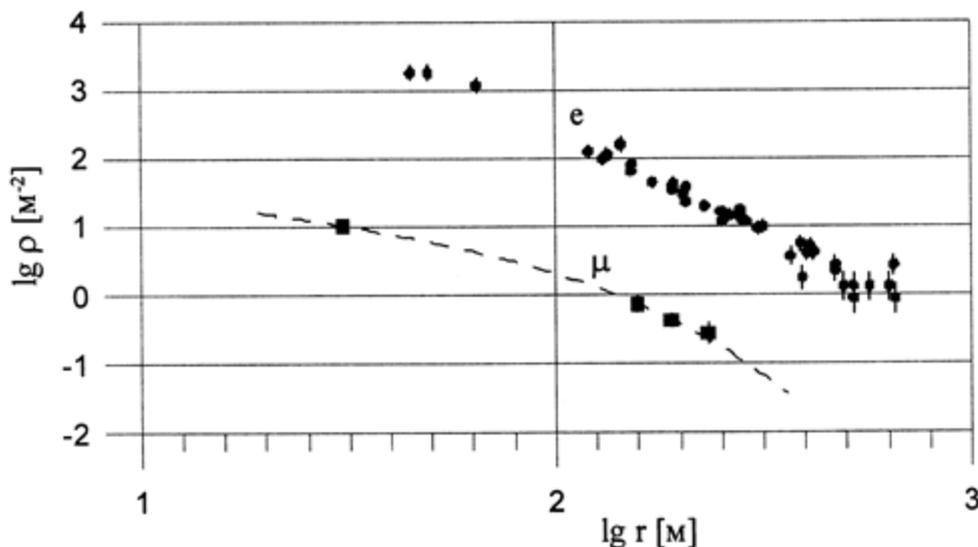


Рис.3. Индивидуальные ФПР электронов и мюонов в ШАЛ:  $\theta = 29^\circ$ ,  $s = 0.83$ ,  $\lg N_e = 8.14$ ,  $\lg N_\mu = 5.46$ .

Из рис.3 следует, что ФПР мюонов хорошо описывается эмпирической функцией, использовавшейся в работе[56] для нахождения полного числа мюонов  $N_\mu$  в ШАЛ (пунктирная кривая) и имеющая вид:

$$\rho_\mu = r^{-n} \cdot \exp[-r/R_0], \quad (10)$$

где  $R_0=80\text{м}$ ,  $n \approx 0.7$  для мощных ливней.

Были получены результаты по исследованию ФПР молодых и старых ливней. На рис.4 приводятся ФПР мюонов для молодых и старых ливней с возрастaми  $s < 1.15$  и  $s > 1.15$  соответственно для двух интервалов  $N_e$  [56].

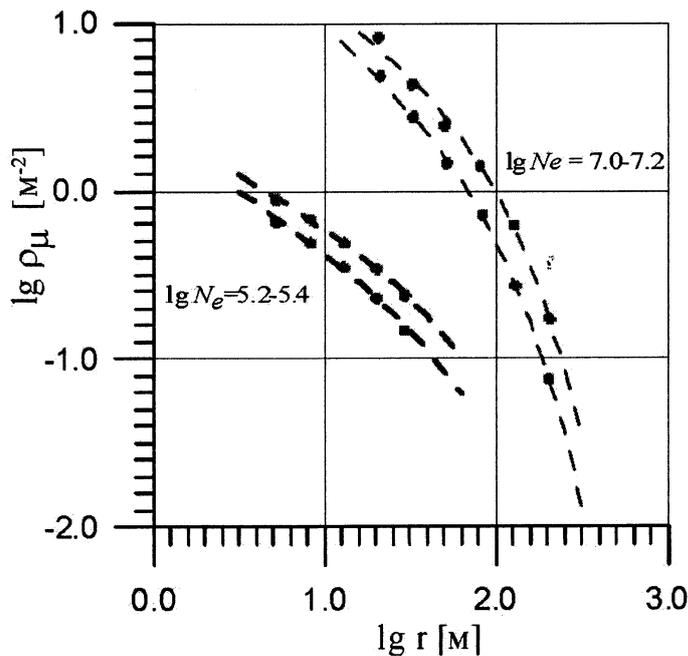


Рис.4. Средние ФПР мюонов для молодых и старых ливней.

Из этого же рисунка следует, что форма ФПР мюонов слабо зависит от возрастa ливней  $s$ , тогда как поток мюонов в старых ливнях оказался  $\sim$  в 1.4 раза (для меньших ливней) и  $\sim$  в 1.8 раза (для больших ливней) больше чем в молодых ливнях соответственно. Это является результатом того, что в старых

ливнях большой вклад от тяжелых ядер. Большое увеличение потока мюонов в мощных ливнях, возможно, отражает увеличение доли тяжелых ядер после излома ПКЛ. На рис.5 показана зависимость средней плотности  $\rho_\mu$  на расстоянии 50м от оси от числа частиц в ливне  $N_e$ . Зависимость хорошо описывается степенным законом  $\rho_\mu \sim N_e^\alpha$ , где  $\alpha = 0.77 \pm 0.02$ [56]. На рис.5 приведены также результаты расчета по модели кварк-глюонных струн QGSJET для первичных протонов (нижняя прямая) и ядер железа (верхняя прямая)[18]. Полученные данные по мюонной компоненте ШАЛ, подтверждают сделанное ранее заключение об утяжелении состава ПКЛ в области за изломом[57].

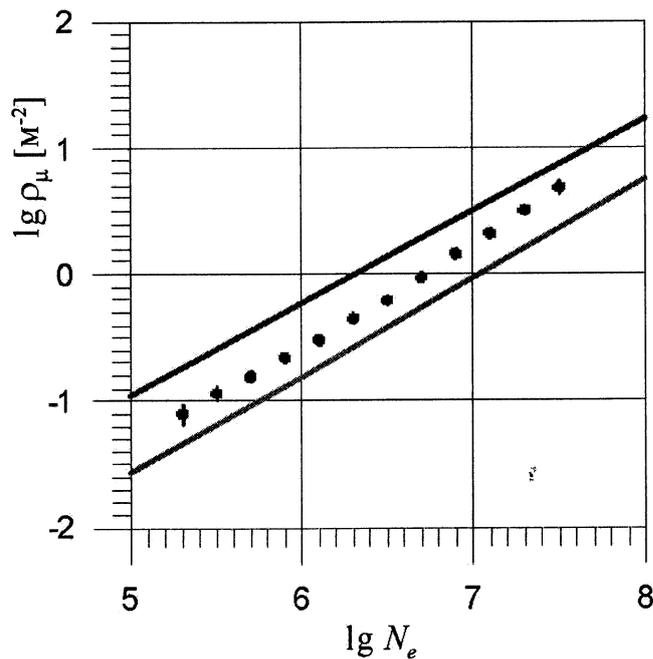


Рис.5. Зависимость плотности мюонов  $\rho_\mu$  от полного числа частиц  $N_e$  в ливне на расстоянии 50м от оси ливня.

На мюонном детекторе установки EAS-TOP, исследовалась ФПР мюонов и зависимость числа мюонов от полного числа

частиц в ливне. Определялась средняя плотность мюонов, группируя события в 5 интервалах  $R_c$  ( $R_c$ -расстояние в метрах от детектора до оси ливня):  $40\text{м} < R_c < 80\text{м}$ ,  $80\text{м} < R_c < 120\text{м}$ ,  $120\text{м} < R_c < 160\text{м}$ ,  $160\text{м} < R_c < 200\text{м}$  и  $R_c > 200\text{м}$ [58]. На рис.6 и рис.7 приводится сравнение пространственных распределений мюонов с энергией больше 1ГэВ, полученных по экспериментальным данным, с результатами расчета, используя программу CORSIKA (модель HDPM) со смешанными событиями, протонами, ядрами гелия в двух диапазонах по  $N_e$ :  $10^{5.0} - 10^{5.3}$  и  $10^{5.3} - 10^{6.0}$  соответственно.

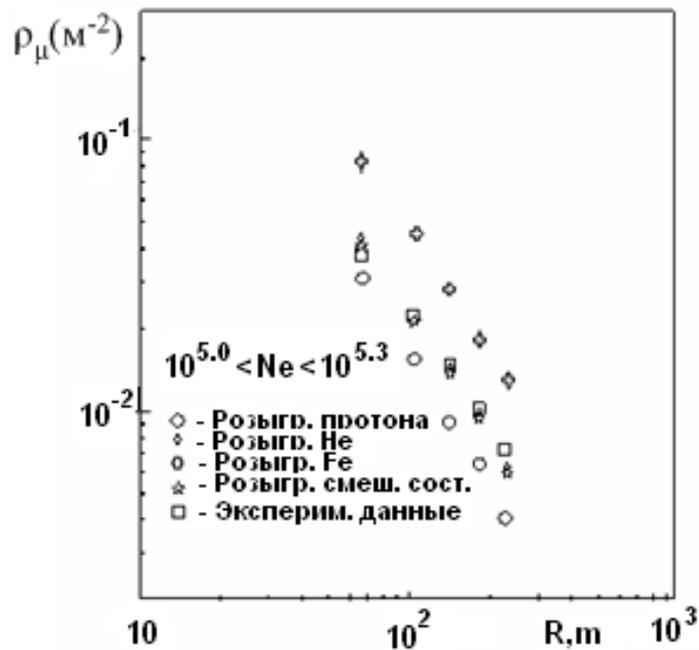


Рис.6. Сравнение пространственных распределений мюонов по экспериментальным и расчетным данным в интервале  $N_e$ :  $10^{5.0} - 10^{5.3}$ .

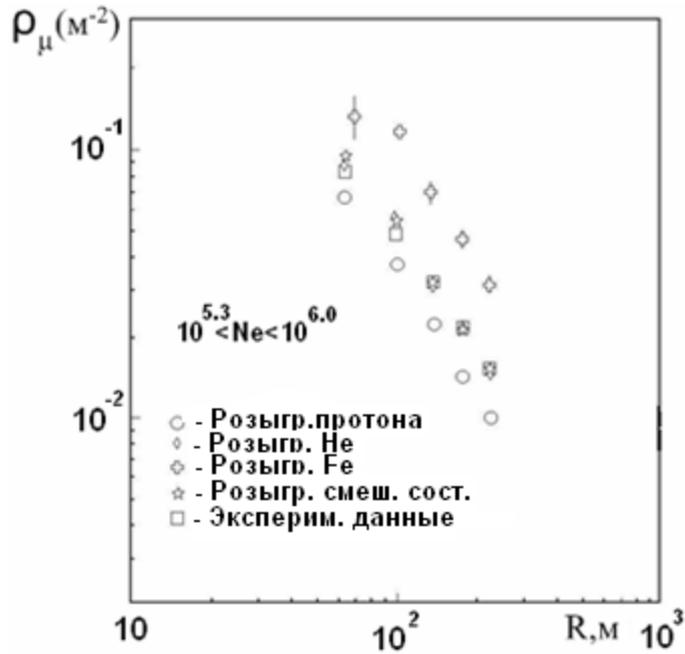


Рис.7. Сравнение пространственных распределений мюонов по экспериментальным и расчетным данным в интервале  $N_e$ :  $10^{5.3}$ - $10^{6.0}$ .

Причем, эти результаты хорошо фитируются Грейзеновской аппроксимацией:

$$\rho_{\mu}(R_c) = C \cdot R_c^{-0.75} \left( 1 + \frac{R_c}{R_o} \right)^{-2.5} \quad (11)$$

где  $C$ -нормирующий коэффициент,  $R_o$  характеризует наклон пространственного распределения мюонов. Найденное значение  $R_o=455$ м используется для данных, чтобы вычислить  $N_{\mu}$ . Откуда видно, что среднее экспериментальное значение плотности мюонов и наклон ФПР хорошо воспроизводят смешанный состав. На рис.8 показаны средние значения  $N_{\mu}$  для нескольких интервалов  $N_e$ , используя экспериментальные данные и результаты расчета по программе CORSIKA(модель HDMP).

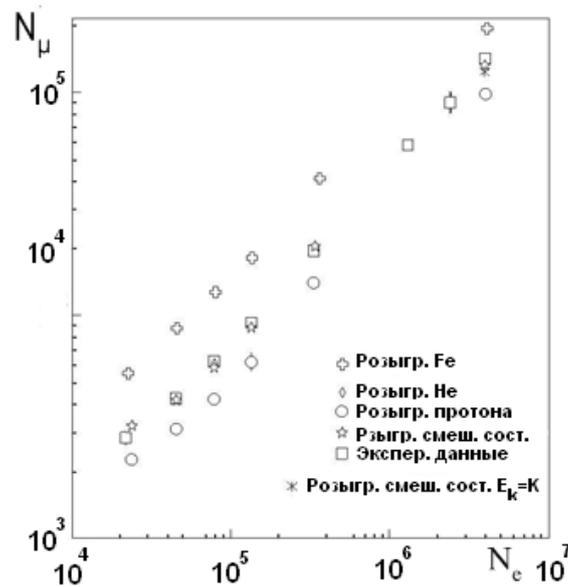


Рис.8. Экспериментальное и расчетное отношения  $N_\mu - N_e$ .

Значение  $N_\mu$  определялось из соотношения [58]:

$$N_\mu = 37 \cdot R_o^{1.25} R_c^{0.75} \cdot \left(1 + \frac{R_c}{R_0}\right)^{2.5} \cdot \rho(R_c) \quad (12)$$

Экспериментальные данные и результаты расчета фитируются отношением:

$$N_\mu = k \cdot N_e^\alpha \quad (13)$$

Значение  $\alpha \approx 0.74$  получено по экспериментальным данным, а значение  $\alpha \approx 0.79$  является результатом расчета для смешанного состава. Т.е. результаты экспериментальных и расчетных данных хорошо согласуются.

На рис.9 показано пространственное распределение мюонов, полученное из эксперимента Ooty (Индия) установки GRAPES-3 для ливней размером  $5.0 > \log N_e > 4.5$  при  $20\text{м} < r < 100\text{м}$  [59].

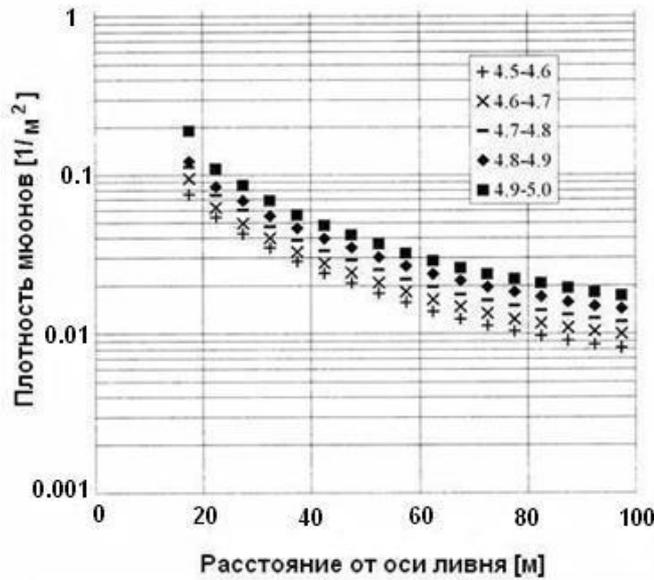


Рис.9. Пространственные распределения мюонов с полным числом частиц в ливне:  $N_e = 10^{4.5} - 10^{5.0}$ .

На рис.10 показано сравнение пространственных распределений мюонов в области  $5.1 > \log N_e > 5.0$  из эксперимента М.Норикура и эксперимента Акено.

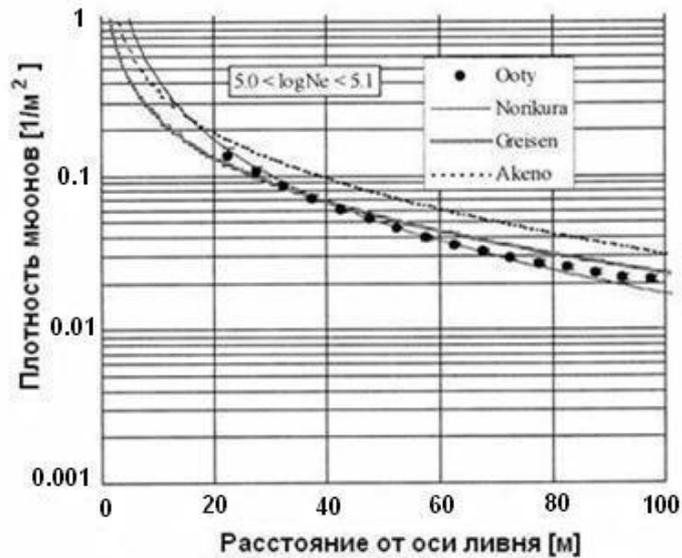


Рис.10. Сравнение пространственного распределения мюонов установки GRAPES с данными других установок.

На этом же рисунке показана параметризация по Грейзену. Из рис.10[59] следует, что результат Ooty согласуется с данными М.Норикура, но данные Акено дают незначительное превышение по плотности, которое может быть связано с конфигурацией детектора и большим количеством приближений, используемые в данной работе при определении размера ливня.

Ливневая установка KASCADE[60,61], расположенная в Карслуе (Германия) на высоте 110 м над уровнем моря, позволяет измерять адронную, мюонную и электромагнитную компоненты ШАЛ в диапазоне энергий первичных частиц:  $5 \cdot 10^{14} \div 10^{17}$  эв. Эта установка позволяет определять число частиц и мюонов в ливнях с разрешением 10% для электронов и 30% для мюонов при ПэВ энергиях, а положение оси ливня с точностью до 2м. Установка KASCADE имеет определенные преимущества по сравнению с другими ливневыми установками, предназначенными для изучения ШАЛ, т.к. позволяет измерять плотность мюонов во многих точках. Для большинства установок полное число мюонов  $N_\mu$  (выше некоторого порога) определяется из соотношения:

$$N_\mu = \rho_\mu^{\text{exp}}(R) / f_\mu(R) \quad (14)$$

где  $R$  - расстояние от оси ШАЛ,  $\rho_\mu^{\text{exp}}(R)$ -экспериментальная плотность мюонов в индивидуальном ШАЛ,  $f_\mu(R)$ -нормированная ФПР. На установке KASCADE используется не полное, а усеченное (truncated) число мюонов[21]:

$$N_\mu^{\text{tr}} = 2\pi \int_{40}^{200} \rho_\mu(R) R dR \quad (15)$$

Эта оценка является более предпочтительной и менее подверженной влиянию флуктуации чем (14). Интеграл от 40 до 200м обеспечивает примерно 30% от полного числа мюонов с энергией  $\geq 0.3$ ГэВ (пороговая энергия, характерная для

установки KASCADE). Важным преимуществом  $N_{\mu}^{tr}$  то, что показатель степени в соотношении  $N_{\mu}^{tr} \propto E_{\mu}^{\alpha_{\mu}^{tr}}$  близок к единице ( $\alpha_{\mu}^{tr} \approx 0.97$ ), следовательно, величина  $N_{\mu}^{tr}$  может служить хорошей мерой первичной энергии частицы, генерировавшей ШАЛ[21]. На рис.11 сравниваются пространственные распределения мюонов, полученные при различных порогах [60].

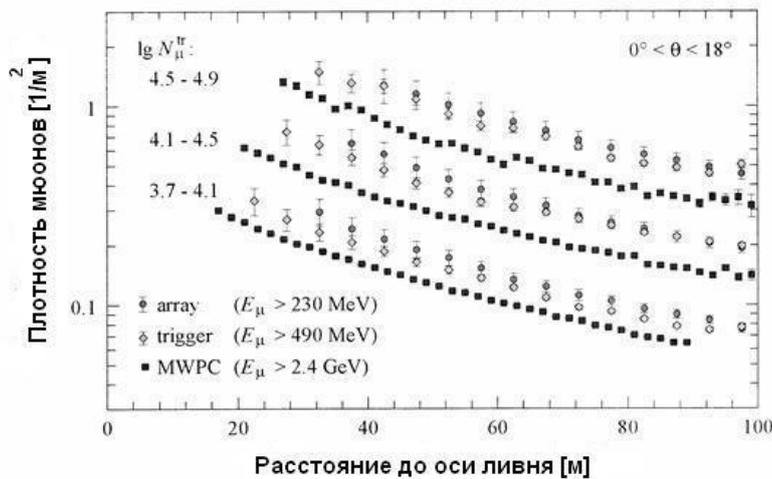


Рис.11. Сравнение пространственных распределений разных частей детекторов установки KASCADE для трех интервалов  $N_{\mu}^{tr}$ .

Плотность мюонов уменьшается с увеличением энергетического порога для мюонов. Падение плотности мюонов между пороговыми энергиями 230 МэВ и 490 МэВ, составляет около 10%, а между пороговыми энергиями 230 МэВ и 2.4 ГэВ, составляет около 50%, которые почти не зависят от первичной энергии, и только слабо зависят от расстояний до оси ливня. На установке KASCADE были получены наиболее интересные результаты о массовом составе в области излома[21]. В этой работе экспериментальные данные о спектрах ШАЛ по числу электронов и по числу мюонов в трех интервалах по зенитному углу, анализировали методом

деконволюции, чтобы извлечь из них зависимость массового состава первичного излучения от энергии. Рассматривались четыре группы ( $p, He, C$  и  $Fe$ ), и для каждой из них было обнаружено укрупнение соответствующего парциального спектра, причем критическая энергия, при которой происходит изменение парциального спектра, оказалась пропорциональной  $Z$ [21].

В 2009 году в Тункинской долине в 50 км от озера Байкал начала функционировать установка для исследования космических лучей сверхвысоких энергий площадью  $1 \text{ км}^2$ . Название новой установки Тунка-133 - соответствует числу детекторов, расположенных на площади  $1 \text{ км}^2$ , что в 10 раз превосходит площадь предшествующей установки Тунка-25[62]. Телесный угол наблюдений на новой установке в 3 раза больше, чем у предшественницы. Основная задача установки - исследование энергетического спектра и изменений состава космических лучей в области ожидаемого перехода от галактических к внегалактическим источникам ( $10^{16}$ - $10^{18}$  эВ). В настоящее время только четыре установки в мире, кроме установки Тунка-133, исследуют или планируют исследовать КЛ в этом энергетическом диапазоне. Это установки KASCADE-Grande в Германии, Невод-Декор в Москве, Ice-Top, создаваемая на Южном полюсе, и AMIGO, планируемая в рамках проекта Auger. Детектор имеет широкий угол обзора. Относительная чувствительность детектора уменьшается плавно от 100% для вертикали до 80% при зенитном угле  $35^\circ$  и до 50% при  $40^\circ$ . Детекторы объединены в 19 кластеров, по семь детекторов в каждом[63]. Совместная регистрация мюонной компоненты ШАЛ и черенковского света существенно повышает возможности установки при исследовании массового состава[64]. Проведенные по программе ARES расчеты[65] показывают, что

совместные измерения полного числа мюонов с погрешностью 10%, глубины максимума и полной энергии ШАЛ с точностями, на установке Тунка-133, позволяют отделить ливни легких ядер (протоны, гелий) от тяжелых ядер (железо, кремний). Измерение полного числа мюонов с требуемой точностью можно осуществить сетью из 20 сцинтилляционных детекторов площадью  $10\text{ м}^2$  каждый. По экспериментальным данным, полученным за последние 15 лет в Тункинской долине для зарегистрированных атмосферных ливней по черенковскому свету, был измерен энергетический спектр и массовый состав космических лучей в районе излома ( $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ) довольно с высокой точностью. Новая установка Тунка-133 позволит продвинуться по энергии за  $10^{17}$  эВ, сохраняя высокую точность определения энергии и глубины максимума ШАЛ, что, естественно, приведет к новому уровню понимания происхождения космических лучей сверхвысоких энергий [63].

## 1.2. Адронная компонента ШАЛ.

Адронная компонента в глубине атмосферы в основном состоит из протонов, нейтронов и пионов. Доля пионов в потоке КЛ зависит от энергии и высоты. При небольших энергиях пионы быстро распадаются, и их поток в атмосфере невелик. С ростом энергии пионов вероятность распада уменьшается, и при определенной критической энергии  $E_{кр}$  распад станет маловероятным, чем ядерное взаимодействие. Это происходит в случае, когда распадный пробег  $\lambda_p$  станет больше ядерного  $\lambda_\pi$ . При энергиях значительно превышающих  $E_{кр}$  распад пионов играет малую роль, и их поток велик. В экспериментах с космическими лучами измеряется сечение неупругого

взаимодействия, т.е. взаимодействием считается рождение хотя бы одной дополнительной частицы, заряженной или нейтральной. Для адронного взаимодействия одним из важных параметров является множественность. Полная множественность представляет собой сумму заряженных и нейтральных частиц. Для понимания механизма взаимодействия и интерпретации процессов прохождения КЛ через вещество большую роль играет число вторичных частиц различной природы (пионов, каонов, античастиц, резонансов). Экспериментальные данные, полученные на ускорителях показали, что подавляющая часть вторичных частиц является результатом распада резонансов, которые рождаются в сильных взаимодействиях ( $\omega$ -мезоны,  $\rho$ -мезоны,  $\Delta$ -резонансы и др.)[28]. При анализе прохождения КЛ через вещество необходимо знать спектры адронов, которые образуются в ядерных взаимодействиях. Одним из важных свойств сильных взаимодействий является ограниченность среднего поперечного импульса вторичных частиц. Эксперимент показывает, что  $\bar{p}_\perp$  вторичных пионов слабо растет от 0.3ГэВ/с при низких энергиях до  $\bar{p}_\perp=0.42$ ГэВ/с при  $E\sim 10^5$ ГэВ[28]. Средний поперечный импульс больше в тех событиях, где больше множественность. В адронных взаимодействиях важную роль играет коэффициент неупругости, который определяется, как доля энергии первичной частицы уносимая вторичными частицами. При высоких энергиях  $E_0 > 10^4 - 10^5$  ГэВ[28] проявляется процесс глубоко-неупругих столкновений кварков, которые после соударения разлетаются изотропно. В результате адронизации они превращаются в пучки адронов (струи), имеющие большие поперечные импульсы  $p_\perp$ . При большой энергии кварк, в процессе адронизации, успевает испустить

глюон, и тогда может возникнуть три струи. Измеренные сечения в экспериментах с космическими лучами, содержат систематические ошибки, причиной которой является сложный состав космического излучения, зависящим от энергии (за пределами атмосферы – сложный изотопный состав первичных частиц, в глубине атмосферы – примесь пионов). На Тянь-Шанском комплексе[66] экспериментальные данные показали, что эффективное сечение для неупругих столкновений нуклонов с ядрами возрастает в области энергий 1-30ТэВ. Этот рост согласуется с зависимостью:

$$\sigma = 38.4 + 0.5 \ln^2(S/137) \text{ мбарн} \quad (16)$$

для нуклон-нуклонных взаимодействий. Независимость от энергии взаимодействующих нуклонов величины парциального коэффициента неупругости во взаимодействиях с ядрами свинца, также как и пробега поглощения ядерно-каскадных лавин нуклонов с энергией ниже 10ТэВ, указывают на сохранение масштабной инвариантности при столкновениях нуклонов с ядрами вплоть до указанной выше энергии. Этот результат согласуется с исследованиями энергетического спектра адронов на уровне гор[67]. Данные этой работы указывают на резкое изменение процесса множественной генерации в интервале энергии налетающих нуклонов 40-100ТэВ, согласуется с предположением о “гамманизации”[68], большой диссипации энергии и росте множественности[69,70] и возрастание поперечных импульсов[71,72]. В работе[73] приводятся спектры адронов высокой энергии в ливнях и показано, что при энергиях первичных частиц, генерирующих ливни с числом электронов больше  $3 \cdot 10^6$ , поток адронов с энергией  $>10^{-3}$  от энергии первичной частицы уменьшается по сравнению с ливнями при меньших значениях  $N_e$ .

При изменении состава ПКЛ вид изменения спектров отличается от ожидаемого. Откуда следует, что происходит изменение процесса множественного рождения при неупругом столкновении первичных протонов с ядрами воздуха. Так в работе [73] ,были проведены расчеты для диапазона энергий 100ГэВ-500ТэВ, для которых были выполнены измерения в экспериментах EAS-TOP[74] и KASCADE[75]. На рис.12[73] представлено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными установки EAS-TOP[75] по дифференциальному спектру адронов для энергий с  $E > 100$ ГэВ. Из этого рисунка видно, что использование модели QGSJET01 и первичных спектров из [76] с высоким вкладом ядер гелия обеспечивает хорошее согласие с экспериментом до энергии 4ТэВ.

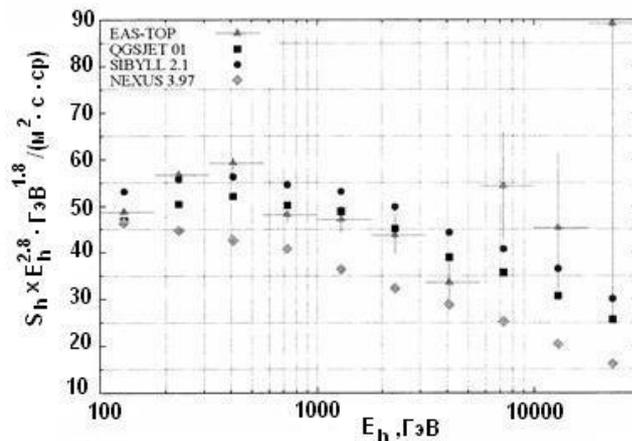


Рис.12. Дифференциальный спектр адронов на глубине 820г/см<sup>-2</sup> для моделей QGSJET01,SIBYLL2.1 и NEXUS3.97 и первичного спектра из [76] с высоким вкладом гелия. EAS-TOP - экспериментальные данные [74]

Использование первичного спектра[76] с низким вкладом ядер гелия приводит к уменьшению потока адронов на 10-20% и худшему согласию с экспериментом. Спектры для моделей QGSJET01 и SIBYLL2.1 имеют практически одинаковый наклон, и отличаются друг от друга на 10%.

Т.к. поток первичных протонов обеспечивает  $\sim 70\%$  интенсивности адронов[74], соответствующее отличие в потоках первичных протонов составляет 15%. Откуда следует, что для этих моделей спектры первичных протонов находятся в хорошем согласии с данными прямых измерений. В отличие от электронов и мюонов, восстановление энергии индивидуальных адронов, дает возможность изучать подробно также зависимость энергии адронов от пространственного распределения, а также сравнивать пространственные частицы и распределения адронов по плотности энергии. На рис.13

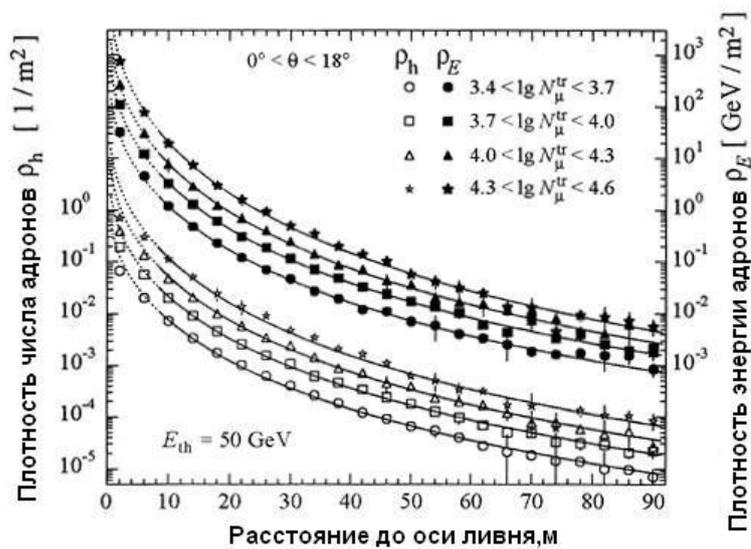


Рис.13. Зависимости плотности адронов (левая шкала, светлые символы) и энергии адронов (правая шкала, темные символы) от расстояний до оси ливней с разными интервалами числа усеченных мюонов в ливне.

показана зависимость плотности и энергии адронов от расстояния до оси ливня для четырех диапазонов  $N_{\mu}^{tr}$ , соответствующие интервалу энергий:  $1 \div 10$  ПэВ, полученные на ливневой установке KASCADE[60]. Они простираются до расстояний 90м от оси ливня. Для аппроксимации экспериментальных данных было применено несколько функций, среди которых было экспоненциальное, предложенное Кемпа[77]. Однако хорошая аппроксимация была получена, когда была применена формула НКГ, представленная кривыми на графике. Из-за эффекта насыщения вблизи оси ливня, аппроксимация применена к данным в пределах области сплошных линий, т.к. пунктирные линии экстраполируются при самых малых расстояниях. Распределения для адронов намного уже, чем у электронов и параметр  $r_h \approx 10$ м. Поток адронов космических лучей был измерен с помощью адронного калориметра установки EAS-TOP[78](рис.14). Адронный спектр

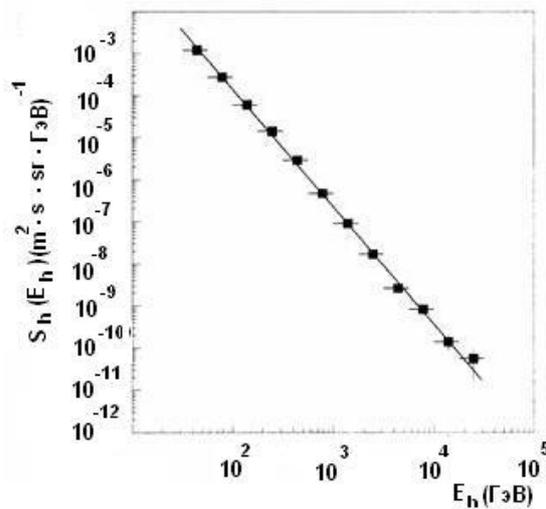


Рис.14. Адронный поток при  $820 \text{ г/см}^2$  и его аппроксимация степенным спектром (17).

хорошо фитируется степенным законом в диапазоне энергий от 30ГэВ до 30ТэВ:

$$S_h(E_h) = (2.25 \pm 0.21) \times 10^{-7} \times \left( \frac{E_h}{1000} \right)^{(-2.79 \pm 0.05)} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (17)$$

Принимая в расчет фон от тяжелых ядер, на основании прямых измерений, был получен первичный протонный спектр (рис.15) в диапазоне энергий (0.5-50)ТэВ, который совпал по наклону со степенным спектром:

$$S(E_o) = (9.8 \pm 1.1 \pm 1.6^{\text{sys}}) \times 10^{-5} \times \left( \frac{E_o}{1000} \right)^{(-2.80 \pm 0.06)} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (18)$$

Представляет интерес, когда сравниваются результаты моделей адронных взаимодействий, описывающие взаимодействие и распространение космических лучей в атмосфере с данными ускорителей[80,81] как относительно лидирующей частицы, так и физики вторичных частиц. Их возможно воспроизвести по данным, которые проверяются сравнением их предсказаний с измеренным отношением адронных потоков на уровне моря(KASCADE[82], 1030г/см<sup>2</sup>) и на высоте гор(EAS-TOP, 820г/см<sup>-2</sup>).

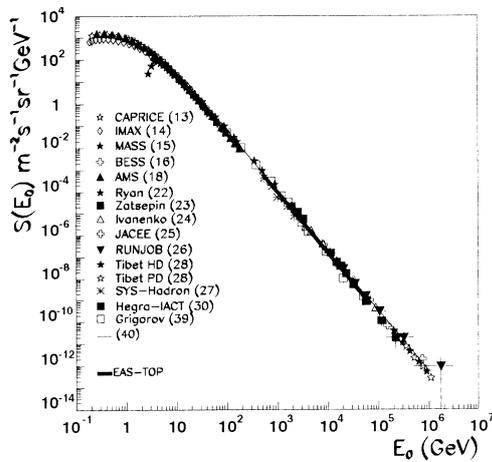


Рис.15.Первичный протонный спектр, измеренный на разных уровнях наблюдения. Прямая линия-аппроксимация спектра из работы[79].

Чтобы решить проблему излома необходимо измерять спектр по числу частиц всех ливневых компонент. Ливневая установка KASCADE определяет спектры по числу частиц электромагнитной, мюонной и адронной компонент. На адронном калориметре было измерено число адронов и их суммарная энергия в ШАЛ для спектра первичных частиц в диапазоне энергий (0.2-50)ПэВ. По этим измеренным величинам был получен спектр по числу адронов (рис.16)[83]. Излом дифференциального спектра по числу адронов проявляется вокруг числа 65. Данные могут быть описаны степенным законом:  $dN/dN_H \propto N_H^\beta$  с  $\beta_1 = -2.81 \pm 0.04$  ниже и  $\beta_2 = -3.12 \pm 0.11$  выше излома. Согласно данным розыгрыша по программе CORSIKA положение излома соответствует области от 2 ПэВ до 5 ПэВ.

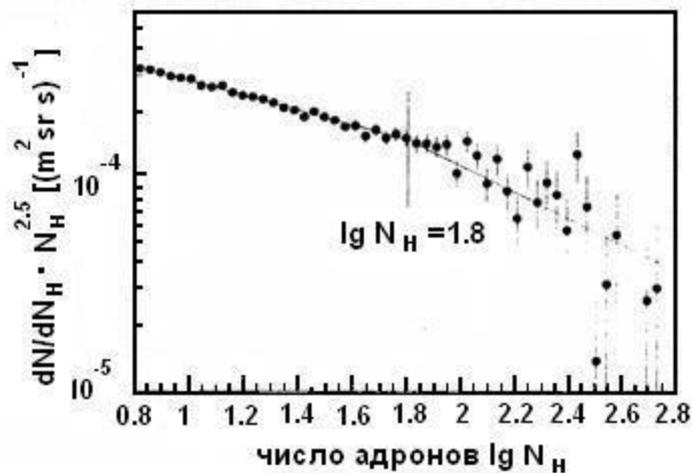


Рис.16. Адронный спектр по числу частиц(KASCADE).

## ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ “КОВЕР-2”

### 2.1. Жидкостный детектор установки.

Жидкостный сцинтилляционный детектор представляет собой алюминиевый контейнер размером  $(70 \times 70 \times 30) \text{ см}^3$  с толщиной стенок 3 мм (рис.17). Внутренняя поверхность контейнера покрыта белой эмалью БС-57/21, чтобы увеличить светосбор и диффузность отражения. Контейнер заполнен жидким сцинтиллятором, основой которой является Уайт-спирит с плотностью  $\rho = 0.75 \text{ г/см}^3$  [84].

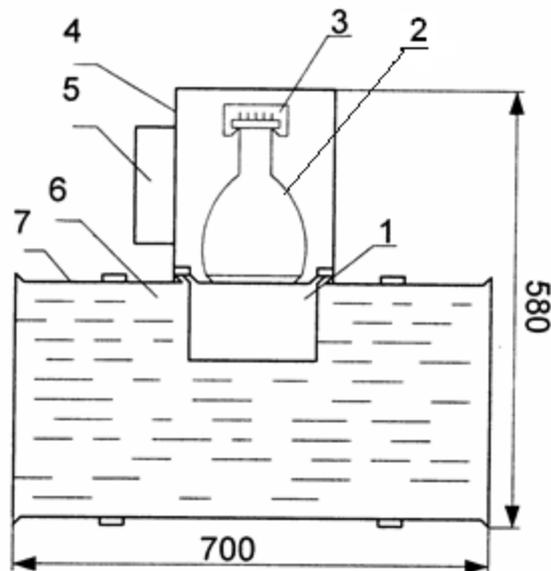


Рис.17. Конструкция стандартного жидкостного сцинтилляционного детектора: 1-иллюминатор, 2-фотоумножитель ФЭУ-49, 3-делитель напряжения ФЭУ, 4-светозащитный кожух, 5-блок электроники, 6-жидкостный сцинтиллятор, 7-алюминиевый контейнер.

Сцинтиллирующей добавкой служит РРО(1г/л), а в качестве смесителя спектра используется РОРОР(0.03г/л). Объем сцинтиллятора просматривается одним фотоумножителем (ФЭУ-49) с диаметром 15см. В данном детекторе используется толстый иллюминатор из органического стекла(10см), чтобы осуществить оптический контакт между сцинтиллятором и фотоумножителем, значительно уменьшая при этом неоднородность по объему и фон от естественной радиоактивности. Для улучшения оптического контакта между иллюминатором и фотокатодом ФЭУ, между ними наносится небольшой слой вазелинового масла. Разность амплитуд сигналов с ФЭУ при прохождении релятивистских заряженных частиц через центр и край детектора составляет около 17%[85]. Наиболее вероятное значение энерговыделения при прохождении одной релятивистской частицы равно  $\varepsilon \sim 50$ МэВ. При этом возникает около 2000фотоэлектронов на фотокатод. Данный детектор по своим характеристикам может использоваться как для получения информации о времени пролета частиц, так и для спектрометрических измерений амплитуды в широком интервале. Энергетическое разрешение детектора составляет ~46%[85]. Основной вклад во временное разрешение детектора вносит неоднородность светосбора по всему объему. На амплитудные характеристики детектора влияют его геометрические размеры. Темп счета одиночного детектора при пороге дискриминации 0.25 мюона (от максимума спектра) составляет 100имп./сек. Коэффициент усиления ФЭУ составляет  $10^6$ . Временные свойства детектора исследовались в работе[86]. Временное разрешение детектора зависит от времени высвечивания самого сцинтиллятора, условий светосбора внутри детектора и временных характеристик ФЭУ[87]. Разность

моментов прихода сигналов от края и центра детектора составляет  $\sim 7$ нсек, которая обусловлена различием в форме импульса, вследствие разной доли прямого и диффузного света в обоих случаях. На делитель, установленного внутри светонепроницаемого железного кожуха, подается высокое напряжение  $U = -1600$ в, которым осуществляется питание ФЭУ. Конструкция делителя предусматривает для регулировки напряжения в различных точках делителя для изменения коэффициента усиления ФЭУ и времени пролета электронов через диодную систему. Последнее осуществляется в результате изменения напряжения между модулятором и первым диодом т.к. основное время пролета электронов через ФЭУ является их пролет от фотокатода до первого диода [85]. Чтобы уменьшить взаимное влияние обеих регулировок (глубина регулировки по коэффициенту усиления равна 2), регулировка коэффициента усиления производится расфокусировкой напряжения на третьем диоде. Снаружи на кожухе ФЭУ установлены два усилителя-дискриминатора, которые расположены в одном корпусе. На первый дискриминатор поступает сигнал с 7-го диода, который позволяет получать амплитудную информацию (логарифмический дискриминатор) в числе частиц, прошедших через детектор, а на второй (“да-нет”- преобразователь) поступает сигнал с 12-го диода, который дает возможность получить информацию о факте срабатывания детектора независимо от величины энерговыделения в детекторе. Работа логарифмического преобразователя подробно описана в работах [88-90].

## 2.2. Пластический сцинтилляционный детектор.

Пластический сцинтилляционный детектор, используемый в мюонном детекторе, представляет собой квадратный поддон размером  $(1005 \times 1005 \times 50) \text{ мм}^3$ , в котором при сборке плотно упакованы четыре блока пластических сцинтилляторов  $(500 \times 500 \times 50) \text{ мм}^3$  (рис.18).

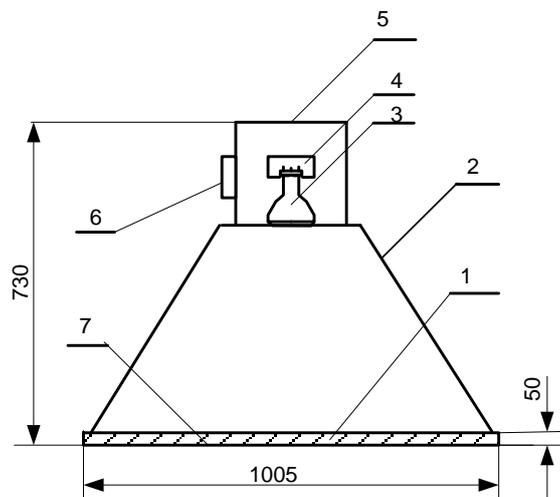


Рис.18. Конструкция стандартного пластического сцинтилляционного детектора: 1-пластический сцинтиллятор, 2-полый диффузор, 3-фотоумножитель ФЭУ-49, 4-панель делителя напряжения ФЭУ, 5-светозащитный кожух, 6-логарифмический преобразователь, 7-поддон

По периметру к поддону прикрепляется диффузор, имеющий форму усеченной пирамиды, высотой 450мм. Внутренняя поверхность светособирающего диффузора и поддона имеют отражающее покрытие из нескольких слоев краски с повышенным содержанием пигмента (до 97% рутила в сухом покрытии). Светозащитный кожух с ФЭУ-49 и панель делителя

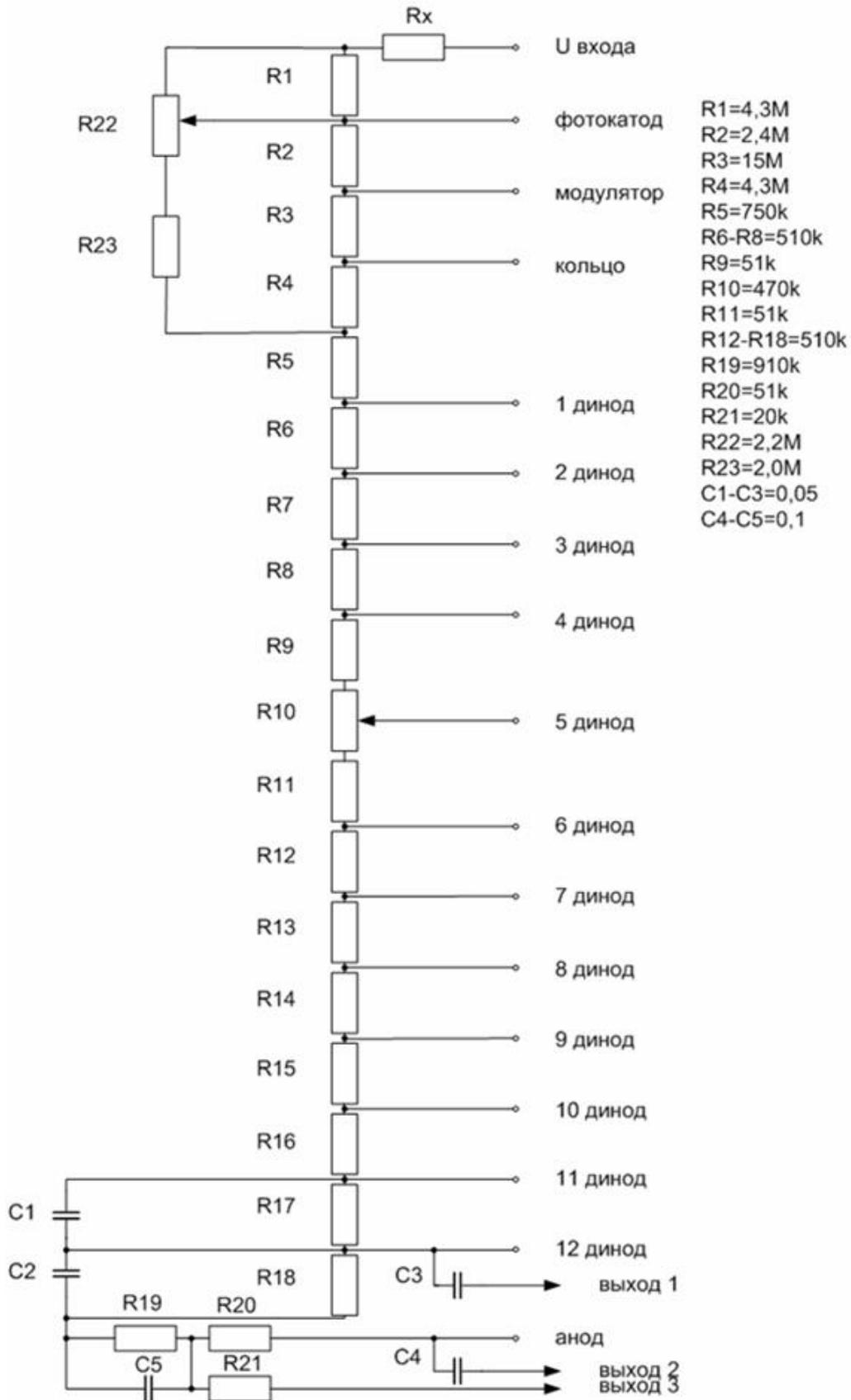


Рис. 19. Принципиальная схема делителя напряжения пластического детектора.

напряжения крепятся к диффузору. Делитель напряжения для пластического детектора представлен на рис.19. Данный пластический сцинтилляционный детектор с площадью сцинтиллятора  $1\text{м}^2$ , содержащий один ФЭУ-49 обеспечивает амплитудное разрешение 65-70% [91]. При этом собственные шумы детектора позволяют устанавливать порог регистрации на уровне половины энергосвыделения от одной релятивистской частицы. На амплитудное разрешение и равномерность светосбора решающее влияние оказывают состояние светоотражающего покрытия диффузора и прозрачность сцинтиллятора. На светозащитном кожухе расположена панель с логарифмическим РС-преобразователем. Собираемый свет с помощью диффузора попадает на ФЭУ-49. Коэффициент светосбора детектора равен 0.05. Неоднородность светосбора счетчика была измерена с помощью радиоактивного источника  $\text{Cs}^{137}$  (энергия  $\gamma$  - линии 0.661 МэВ). При этом неоднородность коэффициента светосбора оказалась равной 0.26 [91]. Кроме этого неоднородность коэффициента светосбора была оценена из спектра энергосвыделения в детекторе от мюонов космических лучей. Коэффициент светосбора оказался равным 0.2. На рис.20 представлен амплитудный спектр с пластического детектора, полученный при прохождении через него заряженных частиц [91]. Наиболее вероятное энергосвыделение в счетчике, соответствующее пробегу  $5.5\text{г}/\text{см}^2$  вещества  $\sim 10\text{МэВ}$ , что в несколько раз превышает энергосвыделение от естественной радиоактивности (2МэВ). На этом же рисунке приводится расчетный спектр. Для расчета использовался спектр пробега мюонов в детекторе с угловым распределением  $\sim \cos^2\theta$ . Из спектра пробегов методом Монте-Карло с учетом флуктуаций

ионизационных потерь по Ландау был получен спектр энерговывделений в пластическом детекторе.

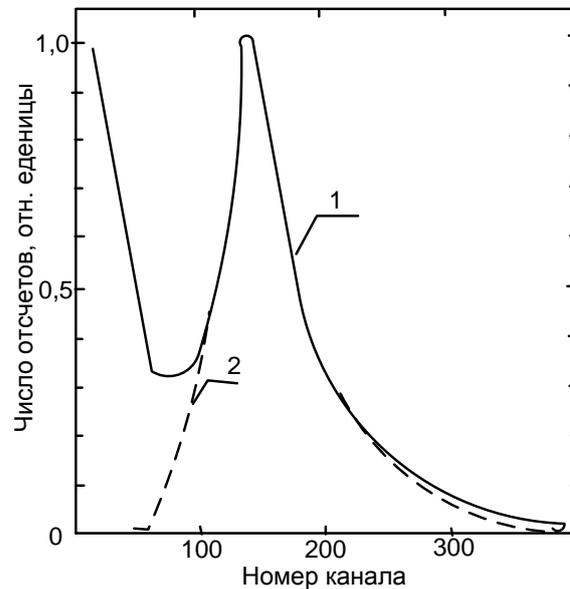


Рис.20. Амплитудный спектр пластического сцинтилляционного детектора от заряженных частиц космических лучей:

- 1-эксперимент;
- 2-расчет.

Расчетный и экспериментальный спектры нормировались по наиболее вероятному энерговывделению. Для полученного спектра энергетическое разрешение - 0.48[91]. Ширина на полувысоте временного разрешения 7нс. Диапазон регулировки временной задержки сигнала ФЭУ-0÷15нс. С пластического детектора снимаются два сигнала: с анода и 12 динода. Анодный сигнал используется для измерения времени пролета, энерговывделения, выработки управляющих сигналов и измерения коэффициента усиления ФЭУ. В пластическом сцинтилляционном детекторе предусмотрена регулировка временной задержки и коэффициента усиления ФЭУ. Сигнал с 12

динода поступает на логарифмический преобразователь с порогом  $0.5 A_{\mu}$  для измерения величины энерговыделения в диапазоне 6-2000МэВ[91].

### 2.3. Мюонный детектор.

Мюонные детекторы большой площади, работающие в составе установок ШАЛ, которые предназначены для целей гамма-астрономии ультравысоких энергий ( $>10^{14}$ ), используются для снижения фона при поиске локальных источников космических лучей. Чтобы обеспечить достаточно высокую эффективность отбора ливней обедненными мюонами необходимо, чтобы регистрирующая площадь МД была порядка сотен или даже тысяч квадратных метров. Подобные детекторы были созданы, и работают с большим или меньшим успехом в большинстве крупных установок таких, как CASA, AKENO, JANZOS, KFG, EAS-TOP, CYGNUS и др. На ливневой установке “Ковер” Баксанской нейтринной обсерватории создавался мюонный детектор[92]. Главная особенность МД состояла в том, что подвальное помещение, представляющее собой три туннеля размером  $5.5 \times 2.6 \times 42 \text{ м}^3$  (рис.21) и находящееся на глубине  $500 \text{ г/см}^2$ , является одновременно и внутренним объемом МД. Жидкостной взрывобезопасный сцинтиллятор с основой на реактивном топливе Т-6, залитый в прозрачные пластиковые упаковки (мешки из полиамидной пленки толщиной 150мк), должен был полностью покрывать пол помещения и иметь толщину 30см. Фотоэлектронные умножители с диаметром фотокатода 15см (ФЭУ-49) должны быть подвешены под потолком на высоте 2м над сцинтиллятором в узлах прямоугольной сетки с шагом 2м.

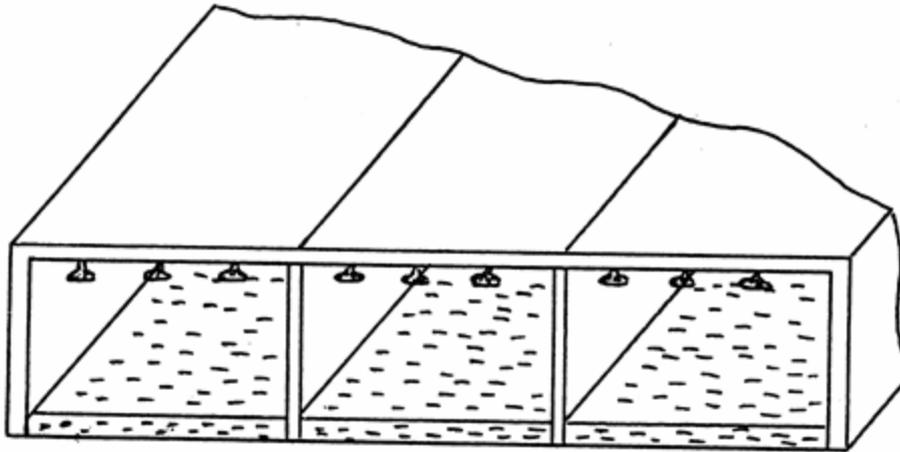


Рис.21. Общий вид проекта мюонного детектора установки “Ковер-2”.

Таким образом, на каждый ФЭУ приходится  $4\text{ м}^2$  просматриваемой площади сцинтиллятора, а отношение площади всех фотокатодов к площади всего сцинтиллятора равно  $4.4 \cdot 10^{-3}$ . Столь низкий показатель был выбран в результате компромисса между экономическими соображениями и необходимостью обеспечить как приемлемую неоднородность светосбора в детекторе, так и достаточно полное количество света (несколько десятков фотоэлектронов), собираемого после прохождения через сцинтиллятор заряженной релятивистской частицы. 189 фотоумножителей должны объединяться по аноду в группы по 9 штук. Каждая группа должна представлять собой единый измерительный модуль площадью  $5.5 \times 6\text{ м}^2$ . В каждом туннеле должно быть по 7 таких модулей, а полное их количество 21. Каждый модуль должен иметь свой измеритель заряда (ЗЦП, линейный, на 9 двоичных разрядов) в диапазоне от  $1/3$  до 75 релятивистских частиц и измеритель относительного времени

срабатывания (ВЦП) в диапазоне 512нс с шагом в 1нс[92]. Кроме того, такие же измерители должны быть и на суммарных каналах каждого из трех туннелей. На рис.22. представлена блок-схема мюонного детектора.

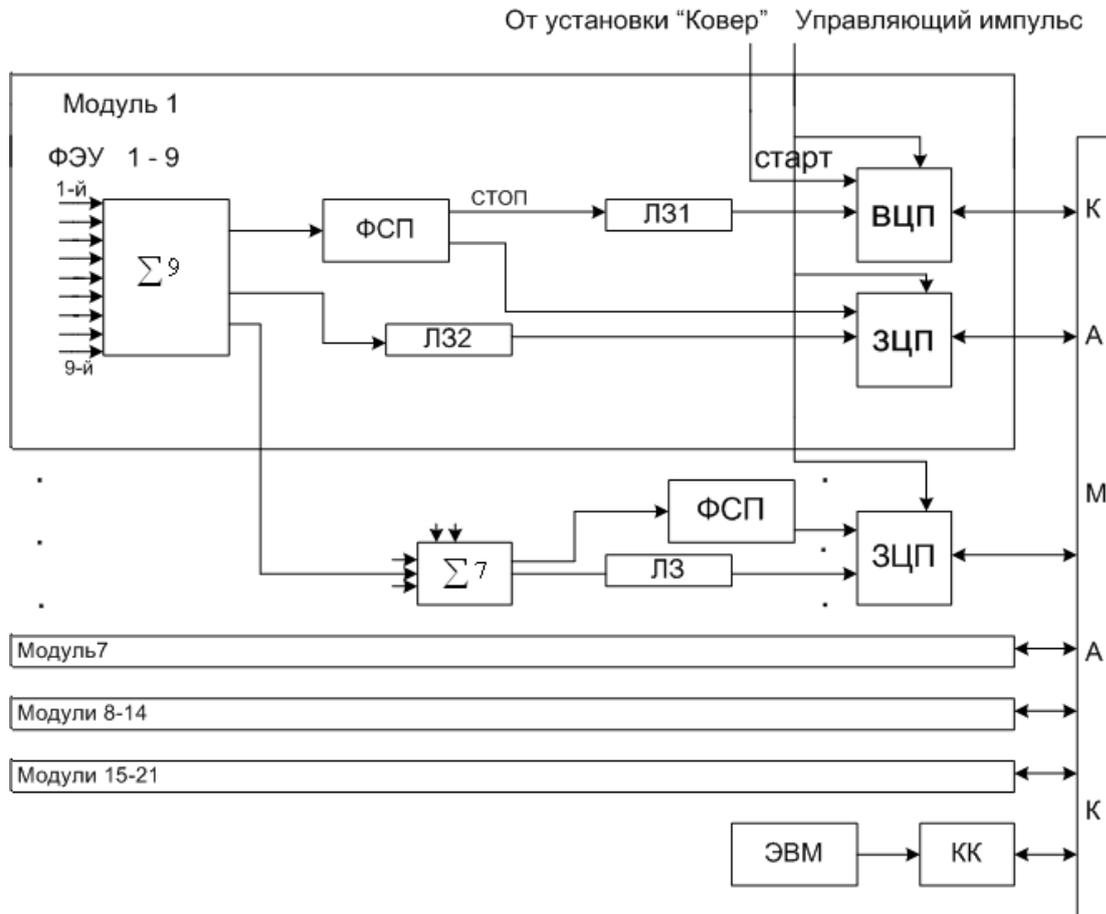


Рис.22.Блок-схема мюонного детектора.

К конструктивным и техническим особенностям МД можно отнести также применение оригинальных светособирающих иллюминаторов из оргстекла[93], работающих на эффекте полного внутреннего отражения и позволяющих заметно снизить неоднородность светосбора. Чтобы исключить многоэлектронные шумы ФЭУ, повысить надежность и экономичность детектора, предполагалось использовать

положительное питание на аноде ФЭУ с заземленным фотокатодом и одним коаксиальным кабелем, который используется как для подачи высокого напряжения на делитель, так и для снятия сигнала. Потенциометры для регулирования усиления фотоумножителей должны быть вынесены за пределы МД, и расположены в аппаратном зале. Настройка и калибровка ФЭУ должны проводиться по мюонам космических лучей, темп счета которых составляет  $\sim 3000$  Гц от каждого модуля. Для отладки методики эксперимента, а также для проверки и настройки создаваемой для него аппаратуры был создан макет МД, представляющий один модуль (на девять ФЭУ) площадью  $33\text{ м}^2$ , т.е. в натуральную величину, для чего было построено специальное заглубленное железобетонное помещение. Предварительные измерения на макетах, выполненных с уменьшением [94], позволили предсказать абсолютное количество света ( $\sim 30$  фотоэлектронов), которое должно собираться на одном ФЭУ от прохождения одной релятивистской частицы в МД, выбрать оптимальную форму светособирающих иллюминаторов и измерить неоднородность светосбора при использовании только одного ФЭУ. Измерение же истинной неоднородности светосбора и его абсолютного значения в условиях суммирования сигналов девяти ФЭУ стало возможным только с помощью макета МД. Так, полное количество фотоэлектронов со всех девяти фотокатодов, соответствующее максимуму распределения Ландау, от прохождения мюона через сцинтиллятор оказался равным  $47 \pm 3$ . Как видно, основной вклад действительно дает один ФЭУ (ближайший к месту прохождения мюона), тогда как остальные восемь добавляют еще  $\sim 50\%$ , как прямого, так и отраженного света. Неоднородность светосбора

измерялась с помощью светодиода, помещенного в различные точки макета МД. Результаты показаны на рис.23[92].

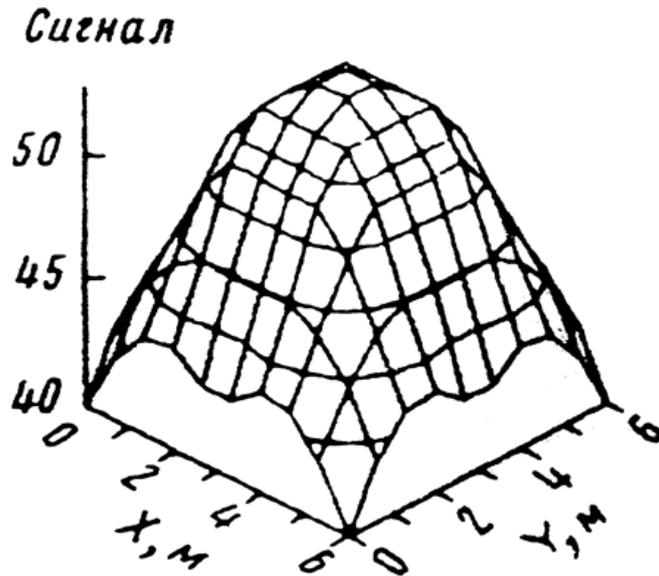


Рис.23. Неоднородность светосбора в макете МД (сигнал указан в фотоэлектронах).

Как видно из рисунка, разница сигналов от светового импульса в центре макета и на краю составляет ~ 20%.

На рис.24[92] те же результаты показаны в другом представлении, как вероятность реализации данной величины сигнала в сравнении с рассчитанным распределением для идеализированного макета МД (без учета разницы в настройке ФЭУ и без учета отраженного света)[93]. Измеренная неоднородность не сильно отличается от неоднородности, полученной в расчете. В гауссовом представлении она может быть охарактеризована относительной ошибкой  $\sigma \approx 8\%$ , что значительно меньше суммарной ошибки, обусловленной малым числом фотоэлектронов (~15%) и дисперсией флуктуаций

ионизационных потерь ( $\sigma \sim 8\%$ ), а также разбросом длин пробегов в сцинтилляторе [92].

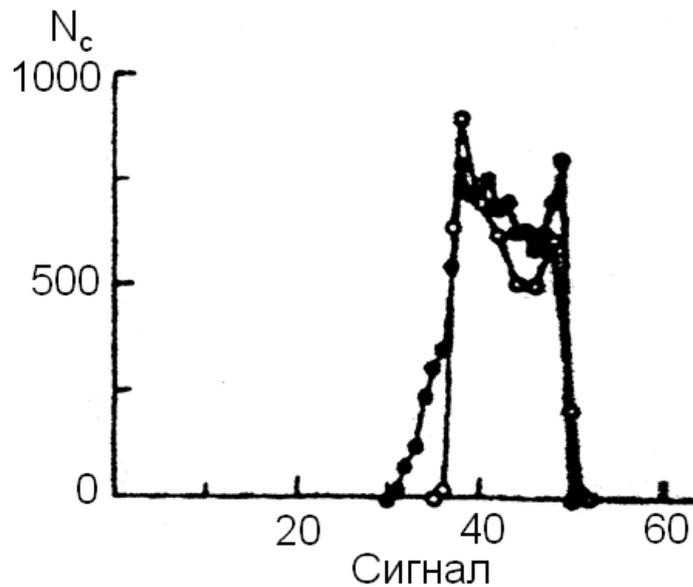


Рис. 24. Отклик установки (число событий) на фиксированное энерговыделение (фотоэлектроны): черные точки - расчет, светлые - измерения со светодиодом.

На рис. 25 показаны спектры энерговыделений в макете МД от одиночных мюонов, полученные на амплитудном анализаторе АИ-4096 с управлением от собственного формирователя со следящим порогом (ФСР). На рисунке представлены два экспериментальных спектра: один с объединением всех девяти фотоумножителей, второй в случае суммирования сигналов только четырех соседних фотоумножителей, расположенных в углах квадрата со стороной 2 м. Анализ этих спектров позволил сделать вывод: во-первых, достаточное количество собираемого света и однородность светосбора в детекторе позволяет уверенно выделять сигнал от прохождения одиночного мюона на фоне шумовых импульсов даже без совпадений с другими детекторами.

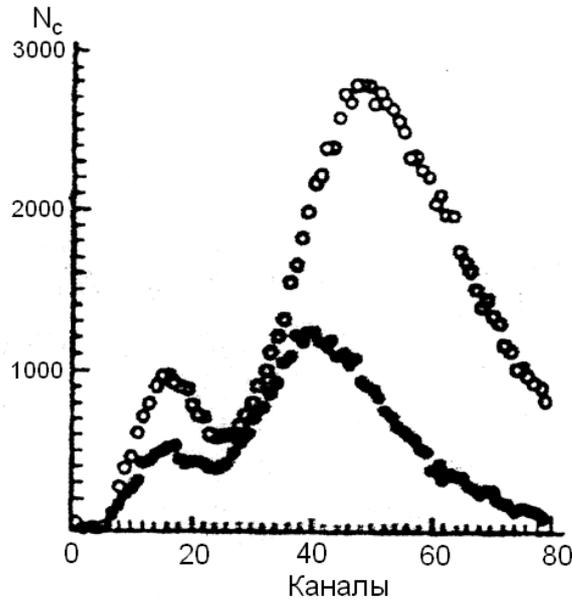


Рис.25. Спектры энерговыделений одиночных мюонов ( $N_c$ —число событий): светлые точки - сумма девяти ФЭУ, черные точки – сумма четырех ФЭУ.

Во-вторых, ~80% света собирается четверкой ФЭУ, внутри которой произошло энерговыделение, и которая, таким образом, может быть использована, как самостоятельный детектор с площадью  $16\text{м}^2$ . Четыре спектра, полученные от каждой такой “четверки”, которые могут образовать внутри “девятки”, оказались практически идентичными (разброс положения максимума спектра составляет  $\pm 1$  канал анализатора или  $\sim 3\%$ ), что подтверждает данные о хорошей однородности детектора как по светосбору, так и по настройке коэффициентов усиления фотоумножителей. Следует отметить, что как расчетный, так и экспериментальный спектры, полученные с индивидуального фотоумножителя, не имеют явно выраженного максимума из-за большой неоднородности светосбора. Этим, самым, затрудняется контроль за калибровкой и усилением

фотоумножителей. Тем не менее, эта процедура была отлажена на макете МД и состояла в следующем: требуемый коэффициент усиления ( $1.3 \cdot 10^6$ ) устанавливается путем изменения напряжения на делителе и выравнивание проводится по темпу счета дискриминатора с высоким порогом ( $\sim 1.5$  р.ч.). Контроль за настройкой должен вестись непрерывно по суммарному спектру энерговыделений, собираемому со всей “девятки” ( $\Sigma 9$ ) и накапливаемому после оцифровки с помощью линейного преобразователя заряд-цифра (ЗЦП) в on line-компьютере. Такое же мониторинговое должно осуществляться и для распределения задержек срабатывания макета МД относительно общего старта установки “Ковер”, что позволяет судить о правильности работы формирователя для временной привязки (ФСП)[95] и преобразователя время-код (ВЦП). Мониторный спектр от одиночных мюонов в макете МД, накопленный за сутки в компьютере и используемый также для энергетической калибровки шкалы преобразователя, представлен на рис.26[92].

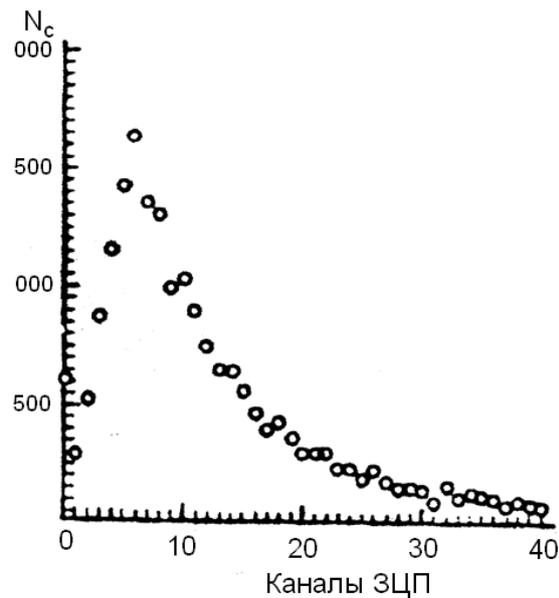


Рис.26. Мониторный калибровочный спектр от одиночных мюонов.

Экспериментальная проверка методики, заложенной в проект установки МД, на макете показала ее работоспособность и прекрасные характеристики детектора. Хорошая однородность светосбора, экономичность, низкий уровень собственных шумов и близкая к 100% эффективность регистрации мюонов (рис.25), должна позволить использовать эту методику при создании сцинтилляционных детекторов большой площади. Для оценки ожидаемого числа мюонов в МД был проведен розыгрыш ливней от первичных протонов методом Монте-Карло[93]. Розыгрывалось число мюонов в ШАЛ с площадью детектора 600м<sup>2</sup> с заданной геометрией, в предположении, что ФПР электронов в ШАЛ аппроксимируется функцией Нишимуры-Каматы-Грейзена, а ФПР мюонов, взятая из работы [51], имела вид:

$$\rho(r) \sim r^{0.5} \cdot e^{(-r/120)^{0.6}} \quad (19)$$

Для отбора ливней был взят триггер программы поиска потока гамма - квантов от точечных источников, который являлся 8-кратным совпадением четырех четвертей “Ковра” и четырех ближайших к нему ВП с энергетическим порогом, эквивалентным энерговыделению одной проникающей частицы в каждой из восьми групп детекторов. Спектр ливней по числу частиц был взят в виде  $dJ/dN_e \sim N_e^{-2.45}$  с  $N_e \geq 10^5$ , ось ливня распределялась равномерно в круге радиусом 150м, параметр возраста регистрируемых ливней разыгрывался в диапазоне  $s=1.14 \pm 0.13$ . При таких условиях отбора и регистрации ливней среднее число мюонов на 600м<sup>2</sup> детектора оказалось равным 3.62. Если учесть, что в ливнях от гамма-квантов среднее число мюонов должно быть меньшим 0.5, то эффективность разделения ливней с  $E \geq 10^{14}$  оказывается достаточно высокой. Расчет, проведенный для триггера, отбирающего события с осью в

центральной части установки и требующего значительного энерговыделения в “Ковре” в целом и в любом индивидуальном детекторе в отдельности показал, что при таком условии в МД в среднем будет регистрироваться несколько десятков мюонов. В табл.1 представлены результаты расчета для двух значений интегрального спектра по  $N_e$  в середине регистрируемого

Табл.1

$N_e$	$\geq 10^5$		$\geq 2 \cdot 10^5$	
максимальное энерговыделение (част.)	400	780	780	1900
$\langle N_{\mu} \rangle$	25.4	30.4	42.1	72.9

диапазона и для различных значений энерговыделений в детекторе “Ковра” с максимальным показанием, куда попадает ось ШАЛ.

Результаты эксперимента, которые проводились в течение двух лет, показали, что пластиковые упаковки стали давать течь, и сцинтиллятор стал портиться (желтеть), вследствие взаимодействия пластиковой упаковки с основой сцинтиллятора (агрессивная среда - реактивное топливо Т-6). И тем самым эксперимент был прекращен. В построенном МД, который состоял из трех туннелей, в среднем туннеле было размещено 175 пластических детекторов. На рис.27 показан вид среднего туннеля МД, в котором были установлены пластические сцинтилляционные детекторы. Мюонный детектор (средний туннель) представляет собой вытянутую плоскость размером  $5 \times 35 \text{ м}^2$ , состоящей из 175 пластических сцинтилляционных счетчиков.

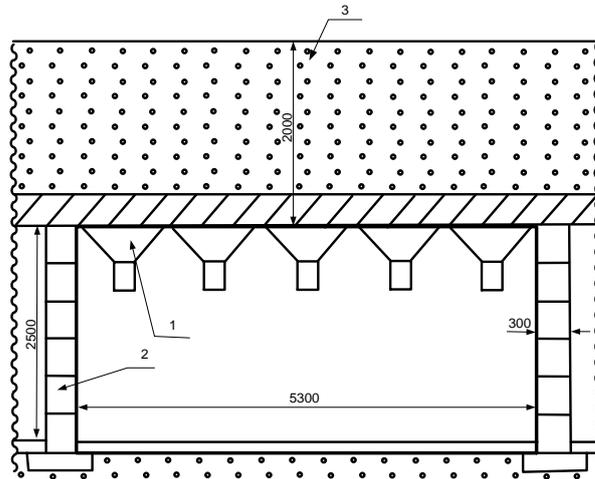


Рис.27. Вид туннеля мюонного детектора: 1-стандартный сцинтилляционный счетчик, 2-бетонные блоки, 3-засыпка.

Анодные сигналы суммируются по группам, образуя 5 модулей по 35 счетчиков в каждом. Сигналы с 12-го динода с порогом 0.5 от наиболее вероятного энерговыделения от одной релятивистской частицы преобразуются логарифмическим РС – преобразователем каждого индивидуального детектора в длительность с шагом 10% и измеряется с помощью годоскопа. Схема логарифмического преобразователя приводится на рис.28[88,96]. Для измерения энерговыделения в сцинтилляционном детекторе с последнего динода ФЭУ снимается сигнал, который поступает на вход логарифмического преобразователя. Дискриминатор представляет собой амплитудный логарифмический кодировщик, принцип работы которого основан на заряде емкости  $C$  импульсным током ФЭУ и экспоненциального разряда его через резистор  $R$ . При дискриминации полученного импульса на определенном уровне длительность импульса с выхода дискриминатора будет пропорциональна логарифму амплитуды входного сигнала  $T_{\text{вых}} =$

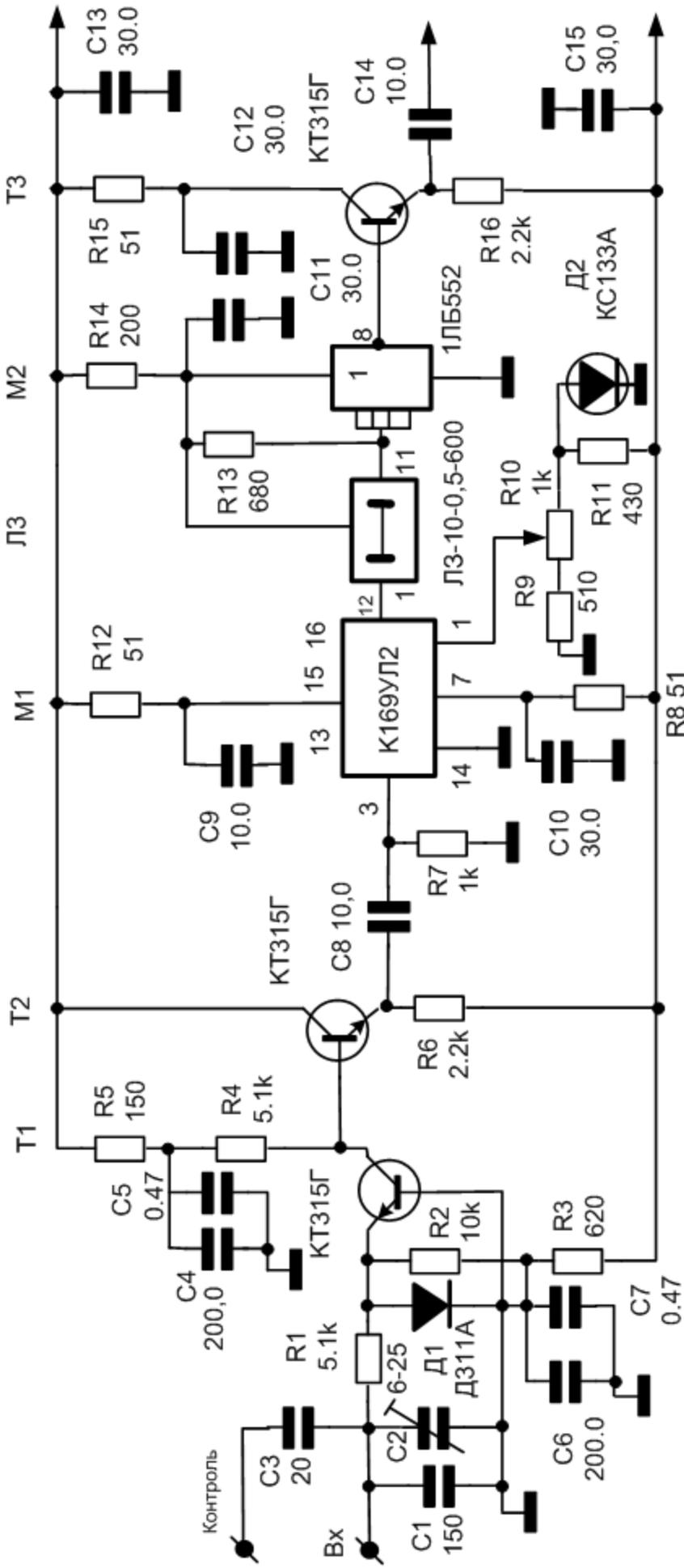


Рис.28. Принципиальная схема логарифмического RC-преобразователя

$RC \ln(U/U_n)$ , где  $C$ -зарядная емкость,  $R$ -разрядное сопротивление,  $U_n$  - напряжение порога дискриминатора. Постоянная времени преобразователя  $\tau=RC$  выбрана равной 1мкс. При заполнении сигнала от преобразователя импульсами с частотой 10МГц обеспечивается точность измерения 10%. Сигналы со всех 175 RC-преобразователей подаются на вход годоскопа амплитудных каналов. Детекторы мюонного детектора объединяются по анодам в пяти модулях по 35штук (рис.29). В каждом модуле производится измерение суммарного заряда с зарядо-цифровым преобразователем (ЗЦП) с динамическим диапазоном 200, а так же измерения относительного времени срабатывания время – цифрового преобразователя (ВЦП) в диапазоне 512нс с шагом 1нс[97]. Величина амплитуды сигнала с отрицательной полярностью пластического детектора составляет ~5мв. Рассмотрим работу одного модуля. Сигнал с модуля (рис.29) подается на вход формирователя со следящим порогом (ФСП), порог срабатывания которого устанавливается на уровне  $0.5 A_\mu$  при пролете через соответствующий модуль одного мюона. Частота срабатывания ФСП при этом составляет 3.5КГц. Темп счета детектора МД на пороге 0.5частиц составляет ~250Гц. Сигнал с выхода блока управления БУ поступает на вход “Старт” блока ВАЦП, а на вход “Стоп” приходит задержанный на 250нсек сигнал с ФСП. Интервал между сигналами “СТАРТ” и “Стоп”, не превышающий 500нсек, преобразуется в амплитуду и в случае прихода сигнала “УПР” преобразуется в 8-разрядный код для считывания в ЭВМ через магистраль КАМАК. Второй выходной сигнал блока ФСП поступает на стробирующий вход ЗЦП, и разрешает на время 200нсек накопление заряда импульса с модуля.

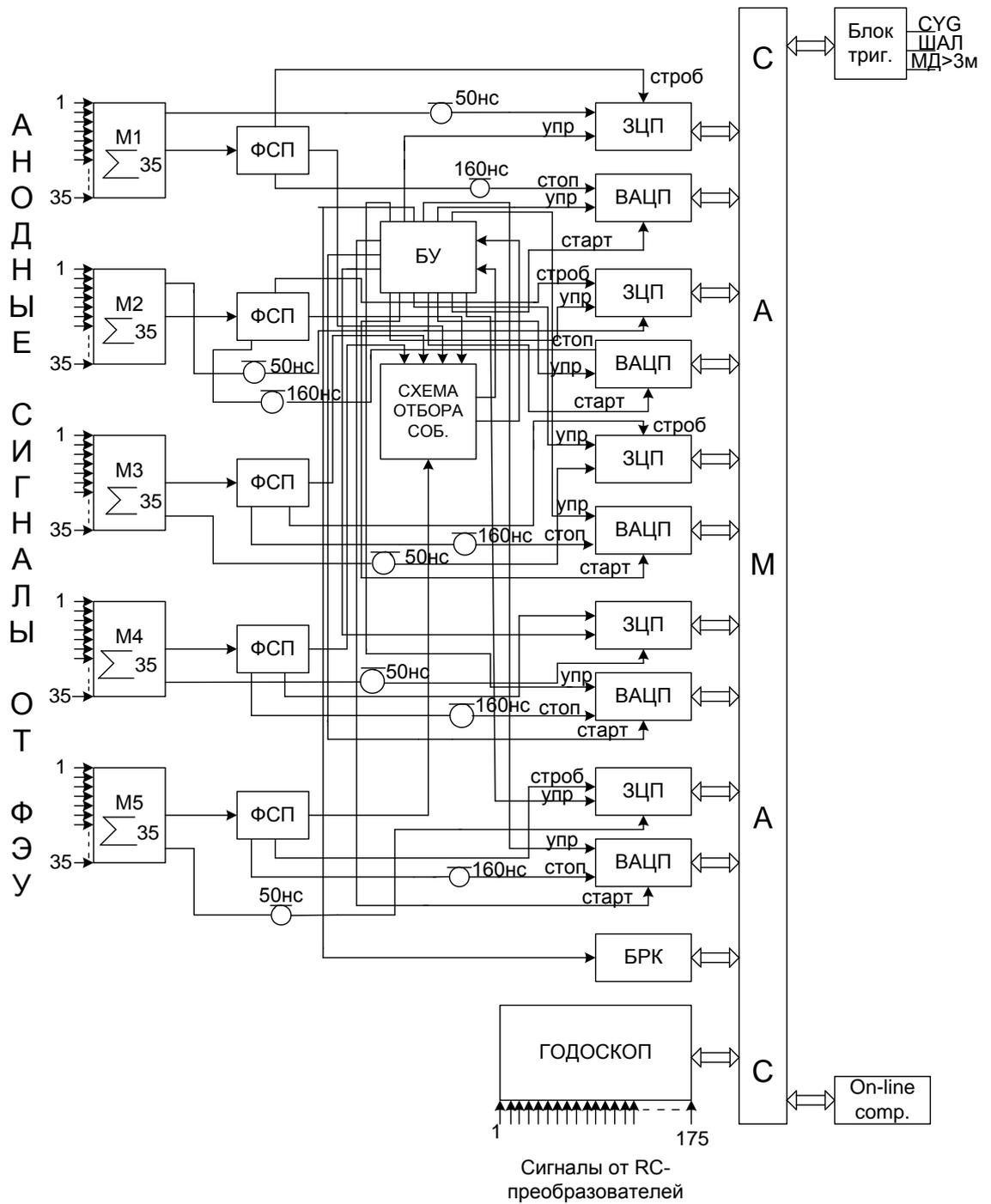


Рис.29. Блок-схема МД.

При поступлении сигнала “УПР”, который может прийти как раньше на 200нсек, а так и позже на 100нсек, происходит преобразование в 8-разрядный код и считывание в компьютер. Сигналом “УПР” блокируются входы всех ВАЦП и ЗЦП на время считывания информации со всех сработавших блоков в компьютер. Функциональная блок-схема ЗЦП приводится на рис.30[97].

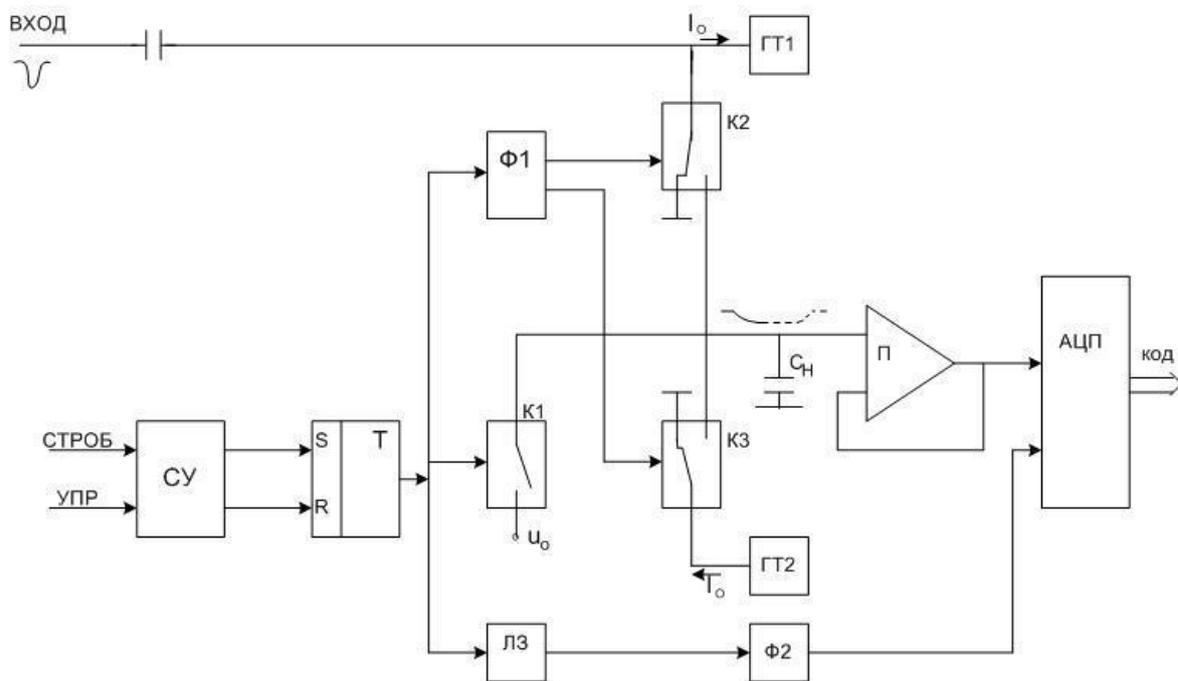


Рис.30. Функциональная блок-схема ЗЦП.

При срабатывании ФСП с его выхода снимается сигнал “СТРОБ”, который подается на схему управления СУ блока ЗЦП. Этот сигнал на 10...20нсек опережает исследуемый импульс. Импульс “УПР” поступает в интервале 200...+100нсек относительно сигнала “СТРОБ”. Если к моменту прихода

сигнала “СТРОБ” уже поступил, то СУ вырабатывает сигнал запуска триггера Т, и блок ЗЦП обрабатывает в основном режиме измерение заряда до получения кода на выходе АЦП. Если сигнал “УПР” не пришел к моменту поступления сигнала “СТРОБ”, СУ так же запускает триггер Т, и ожидает поступления сигнала “УПР” еще 100нсек. При отсутствии сигнала “УПР” триггер Т и все остальные сработавшие узлы возвращаются в исходное состояние. При срабатывании триггера Т размыкается ключ К1, который задает начальный потенциал на накопительной емкости  $C_n$  и запускает формирователь Ф1. Импульс с выхода Ф1 замыкает токовые ключи К2 и К3 с одинаковыми начальными токами  $I_0$  малой величины, которые задаются генераторами токов ГТ1 и ГТ2 для компенсации пьедестала от управляющего импульса с Ф1 независимо от его длительности. В течение импульса с Ф1 ( $\approx 200$ нсек) интегрирующий конденсатор  $C_n$  через ключ К2 соединен с выходом исследуемых сигналов, и в случае поступления импульса тока от модуля весь заряд будет накоплен в  $C_n$ . Напряжение на  $C_n$  через повторитель поступает на вход АЦП и остается практически неизменным на все время, пока ключи К1, К2, К3 разомкнуты. После установки на выходах АЦП напряжения пропорционального заряду измеряемого импульса по приходу сигнала с СУ начинается преобразование в код, который длится около 25мкс, по исходу которых на выходах АЦП формируется 8-разрядный двоичный код[97]. Максимум спектра, измеренный с помощью ЗЦП для каждого из 5 модулей равен 25 каналу. Поскольку диапазон измерения для каждого канала составляет 1024, то максимум числа зарегистрированных мюонов каждым модулем составляет  $\sim 40$ штук (рис.31).

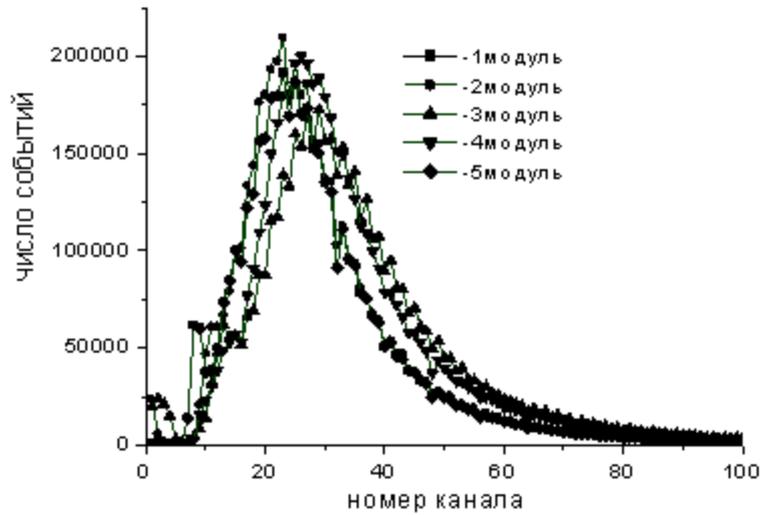


Рис.31. Измеренные амплитудные спектры для 5 модулей МД с помощью ЗЦП.

2.4. Общая схема установки и логическая схема электроники для регистрации ШАЛ и мюонов в их составе с пороговой энергией 1ГэВ.

Комплексная установка “Ковер-2”(рис.32) предназначена для изучения электронной, мюонной и адронной компонент ШАЛ. Установка расположена на высоте 1700м над уровнем моря (глубина в атмосфере  $840\text{г/см}^2$ ) и имеет координаты  $43^{\circ}25'N$ ,  $42^{\circ}40'E$ , которым соответствует вертикальная жесткость обрезания 5.4ГВ[98-100]. Установка “Ковер-2” состоит из центральной части, содержащей 400 жидкостных сцинтилляционных детекторов, расположенных в виде сплошного квадрата со стороной 14м, общей площадью  $196\text{м}^2$ . Шесть выносных пунктов, предназначенных для определения направления прихода ШАЛ, расположены на расстояниях 30м и 40м от центра “Ковра”. Каждый из ВП, имеющий размеры  $2.1 \times 4.2\text{м}^2$  содержит по 18 жидкостных сцинтилляционных детекторов. На расстоянии 48м от центральной части установки

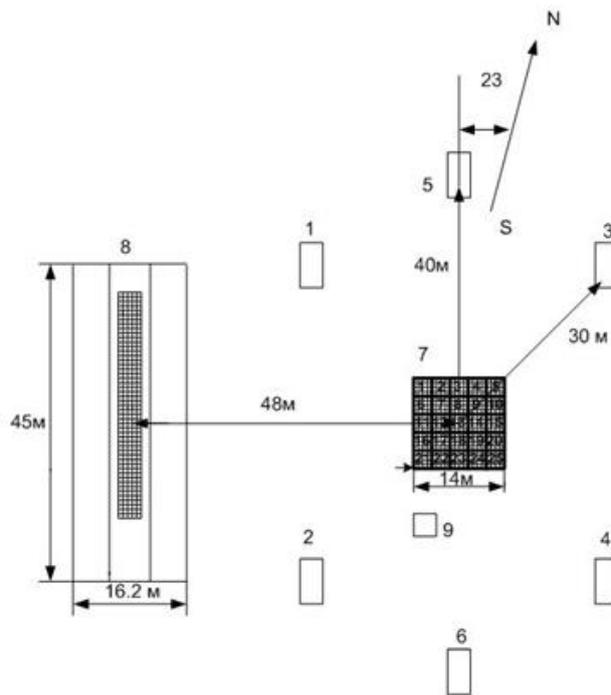


Рис.32. План установки “Ковер-2”: 1-6-выносные пункты, 7-установка “Ковер”, 8-мюонный детектор, 9-нейтронный монитор.

расположен мюонный детектор. Ранее суммирование анодных сигналов осуществлялось пассивными сумматорами. Амплитуда импульса, соответствующая наиболее вероятному энерговыделению в детекторе, после прохождения цепи суммирования составляет  $\sim 5$  мВ. Для того чтобы уменьшить влияние аппаратных помех и помех от электросети, необходимо было повысить уровень сигнала. Для этого были изготовлены активные сумматоры (АС), которые позволили повысить уровень сигнала в 4.5 раза, и, соответственно, во столько же раз повысить отношение сигнал/шум [100]. Термостатирование детекторов и использование АС позволило уменьшить дисперсию суточного темпа счета ВП в 5 раз. В настоящее время анодные сигналы с ФЭУ детекторов “Ковра” объединены в модули по 16 штук ( $4 \times 4$ ) активными сумматорами. Число таких модулей

равно 25(рис.32). Использование АС для модулей “Ковра” уменьшает дисперсию суточного темпа счета суммы “Ковра” почти в три раза. Такой способ сбора информации также дает возможность измерять относительные времена срабатывания отдельных модулей и энерговыделения в них. Это дает возможность исследовать ШАЛ с очень низкой центральной плотностью частиц от ПКЛ с энергиями  $\sim 10^{13}$  эВ[100]. С каждого модуля “Ковра” сигнал подается на КФ (компенсированный формирователь) с порогом 0.5 р.ч. и на активный сумматор, сигнал с которого подается на дискриминатор, частота срабатывания которого -110Гц. Сигнал этого дискриминатора является также стартом “Ковра”. Относительно этого старта определяются времена срабатывания ВП (задержки) для определения углов прихода атмосферного ливня. Мастер М1 создается схемой 5-кратных совпадений сигнала “Ковра” и сигналов с четырех ВП, отстоящих на расстоянии 30м от геометрического центра “Ковра”. Частота триггера М1 1.2Гц, что соответствует энергии ПКЛ с  $E > 10^{14}$  эВ. Мастер М2 формируется совпадением сигналов с КФ четырех модулей “Ковра”: 1,5,21 и 25(рис.32), что соответствует ПКЛ с энергиями  $\sim 10^{13}$  эВ. Годоскоп амплитудных каналов (ГАК) является промежуточным устройством памяти, осуществляющим параллельное запоминание значений амплитуд детекторов и последовательный опрос каналов записи и вывода информации. Сигналы с логарифмических преобразователей, представляющие видеоимпульсы стандартной амплитуды, подаются на входы каналов годоскопа. При наличии мастеров М1 и М2 происходит опрос и запись информации 400 каналов годоскопа. Кроме амплитуд 400 детекторов сюда же в стандартизованном виде записывается информация об амплитуде сигналов с ВП, о

задержках импульсов с этих пунктов относительно старта “Ковра”. Частота тактовых импульсов ГАК 10Мгц и каждый канал позволяет измерять длительность входных импульсов в диапазоне от 10 до 500мксек[101]. Шаг в измерении амплитуды составляет 12%. Годоскоп импульсного канала (ГИК) используется для запоминания и вывода информации с усилителей-дискриминатора, порог которых соответствует 0.5 от амплитуды одной релятивистской частицы. Запоминающее устройство ГИК состоит из 400 одинаковых каналов. Сигналы с усилителей-дискриминаторов стандартной амплитуды и длительности поступают на вход ГИК и при наличии мастеров М1 и М2 записываются. Опрос и вывод осуществляется в том же порядке, как и в ГАК. На рис.33 представлена функциональная блок-схема установки “Ковер-2”.

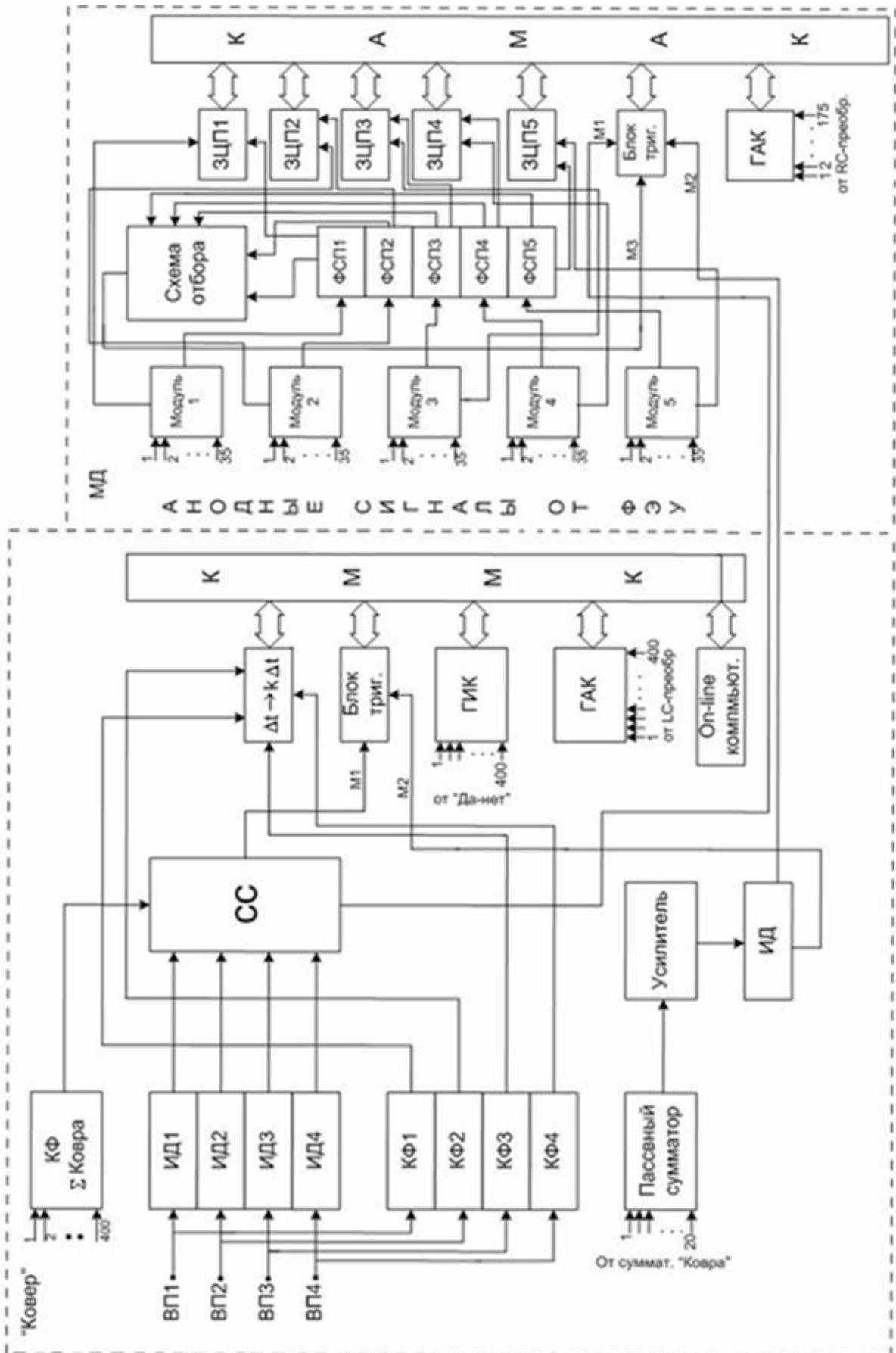


Рис.33. Функциональная блок-схема электроники установки "Ковер-2".

## ГЛАВА 3. МЕТОДИКА РАЗДЕЛЕНИЯ МЮОННОЙ И АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ

### 3.1. Регистрация адронных событий на установке “Ковер-2”.

На мюонном детекторе установки “Ковер-2” при исследовании мюонной компоненты ШАЛ, были обнаружены события с большими энерговыделениями в пластических детекторах. Толщина поглотителя на МД (~20 радиационных единиц) достаточно велика для того, чтобы поглотить электромагнитную компоненту, но данной толщины поглотителя (всего лишь ~ 5 пробегов для взаимодействия) недостаточно для поглощения адронных каскадов. Поэтому каскады, рожденные идущими в составе ШАЛ адронами, развиваются в поглотителе над МД и дают дополнительное энерговыделение  $\varepsilon$  в сцинтилляторе (рис.34)[102,103].

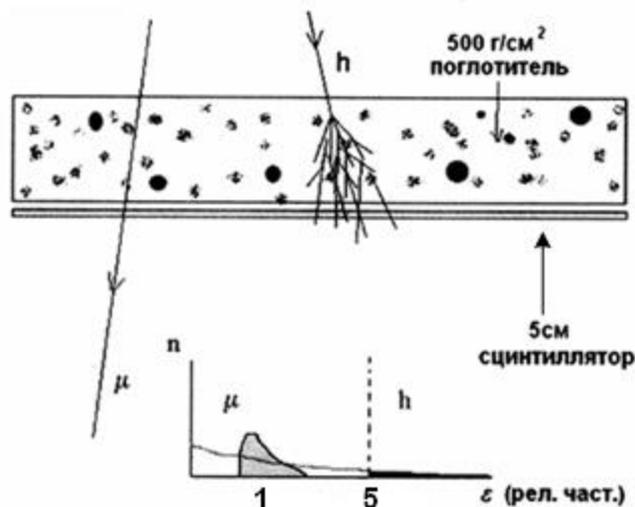


Рис.34.Схема прохождения мюонов и адронов через МД.

Т.е. прохождение адроном поглотитель можно представить в виде: адрон, падающий на поглотитель, испытывает неупругое

взаимодействие с некоторым сечением  $\sigma_A$ , характерным для вещества поглотителя. Этому сечению соответствует пробег  $L_A$ . В результате взаимодействия происходит реакция множественного рождения, в которой образуются частицы различной природы, распределенные по спектру  $d\sigma_A^i/dv = F_A^i(v, E_0)$ , где индекс  $i$  указывает на природу вторичных частиц, а  $v$  есть доля энергии, уносимая вторичной частицей в лабораторной системе координат, т.е.  $v = E_i/E_0$ . Пример такого события показан на рис.35.

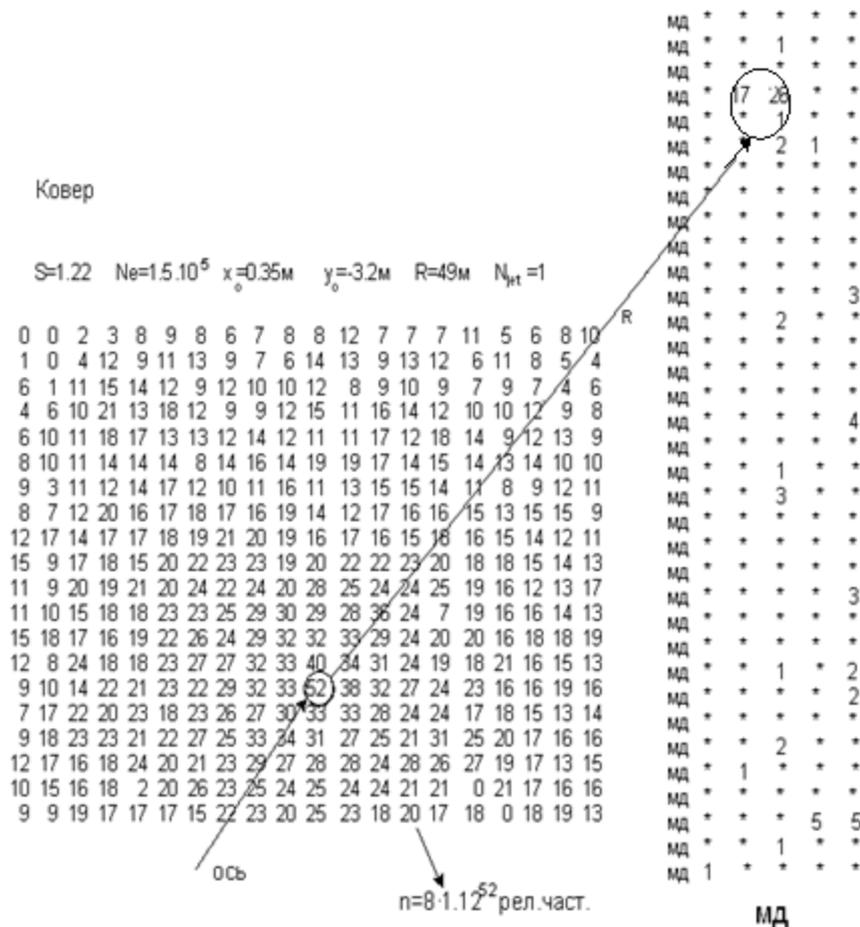


Рис.35. Пример одноструйного события (адронного) на МД, когда ось ШАЛ в “Ковре”.

Эта картина представляет карты плотностей, измеренные на “Ковре” (левая показана в логарифмическом масштабе) и МД (правая показана также в логарифмическом масштабе). Откуда следует, что ось ливня лоцируется внутри “Ковра” с координатами  $x_0=0.35\text{м}$  и  $y_0=3.2\text{м}$ . Детектор в центре ливня показывает плотность частиц  $\rho_c=8.1 \cdot 1.12^{52}/0.5=5800$  [частиц/м<sup>2</sup>]. Если поверить, что струя  $(26+17)/2=21.5$  [частиц/м<sup>2</sup>] в МД является причиной мюонов, тогда могут быть получены некоторые странные особенности: во-первых, размер пучка очень узкий ( $\sim 1\text{м}$ ) с низкой плотностью окружающего его, и, во-вторых, расстояние от оси ливня достаточно большое и равно 49м. Принимая в расчет, что энергия родителей мезонов (пионы и каоны) должны быть выше фактором 10 и, принимая высоту рождения мюонов  $\sim 10000\text{м}$ , можно сделать оценку для поперечного импульса:  $p_t=43 \cdot 10 \cdot 49/10000 \geq 2\text{ГэВ/с}$  [102]. Адронов меньше чем мюонов, но в противоположность мюонам они взаимодействуют в  $500\text{г/см}^2$  с грунтом поглотителя со 100% вероятностью.

### 3.2. Выделение адронов в мюонном детекторе установки “Ковер-2”.

Характеристики событий в мюонном детекторе от одиночных адронов (протонов и  $\pi$  - мезонов) были получены с помощью моделирования Монте-Карло. Расчеты проведены для адронов с дискретными значениями энергий в диапазоне (5-500)ГэВ для четырех значений зенитного угла:  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  и  $45^\circ$ . Как показано на рис.36 и рис.37, с ростом энергии адрона, наблюдается ожидаемый рост среднего дополнительного энергосодержания и среднего радиуса адронного каскада в слое

сцинтиллятора[104,105]. Причем, энерговыделение каскадом в пластическом детекторе, развивающемся в поглотителе МД,  $\varepsilon \geq 100 \text{ МэВ}$  и размер пятна не превосходит 1.3м. При этом значения энергий для адронов  $E_h > 50 \text{ ГэВ}$  (рис.36).

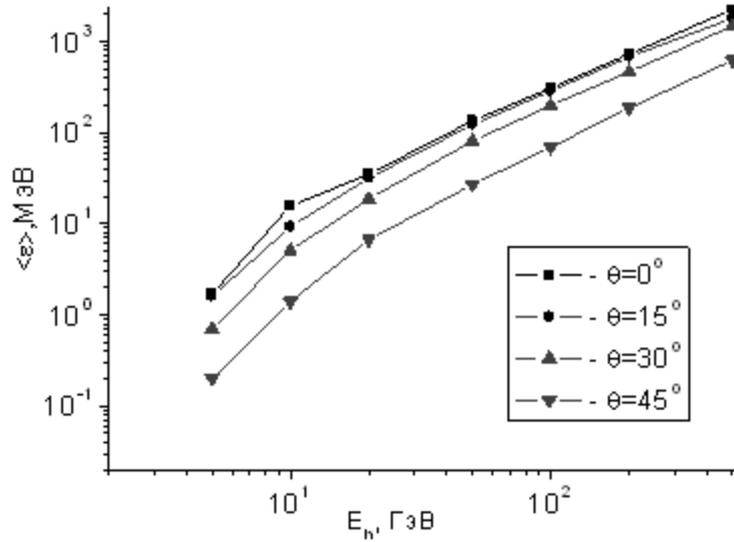


Рис.36. Зависимость среднего энерговыделения в сцинтилляторе от энергии адрона для разных зенитных углов.

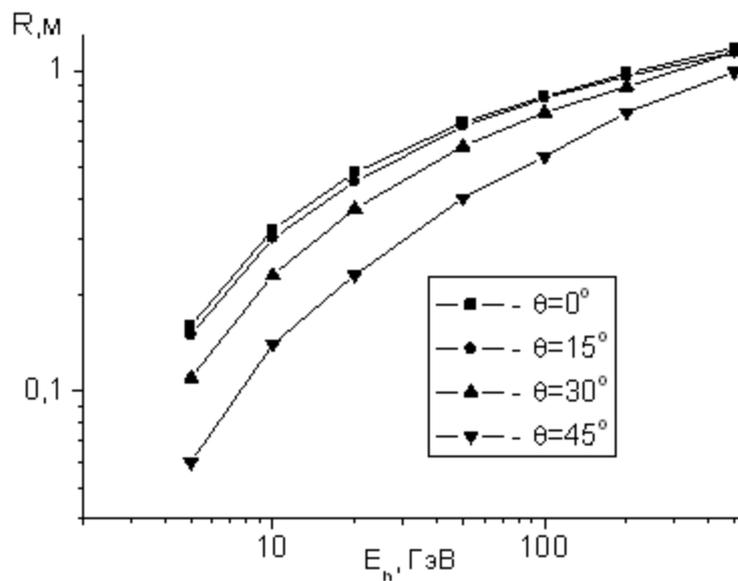


Рис.37. Зависимость среднего размера адронного каскада в сцинтилляторе от энергии адрона для разных зенитных углов.

С увеличением зенитного угла, средний радиус пятна адронного каскада уменьшается, т.к. при этом увеличивается путь его в поглотителе мюонного детектора, и, следовательно, уменьшается дополнительное энерговыделение в слое сцинтиллятора. Рассмотрим величину[105]:

$$k = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_{\mu} \cdot \sec\theta}, \quad (27)$$

которая представляет собой отношение среднего дополнительного энерговыделения от одиночного адрона  $\bar{\varepsilon}$  к наиболее вероятному энерговыделению от одиночного мюона. Для мюонов учитывается увеличение пробега в слое сцинтиллятора с ростом зенитного угла.

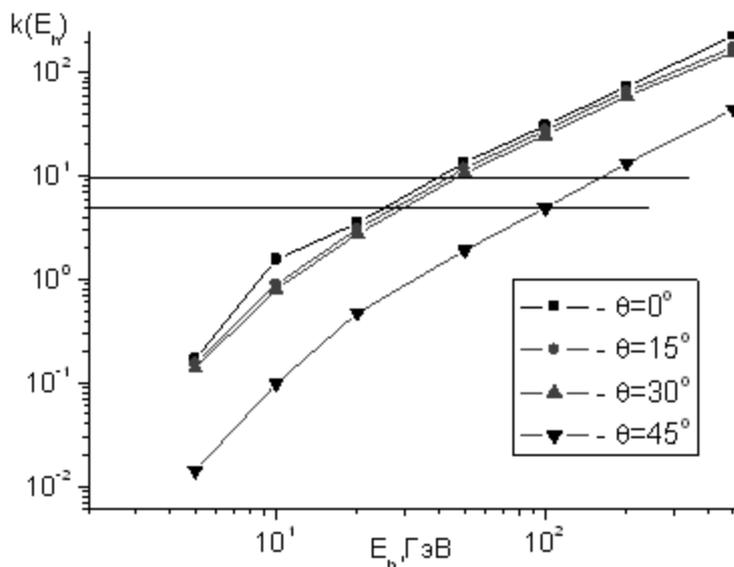


Рис.38. Зависимость отношения среднего дополнительного энерговыделения к наиболее вероятному энерговыделению одиночного мюона в слое сцинтиллятора МД от энергии адрона для разных зенитных углов.

На рис.38 приведена зависимость величины  $k$  от энергии адрона для четырех значений зенитных углов. Как видно из рисунка,

для событий, близких к вертикали ( $\theta < 30^\circ$ ) и при энергиях адронов с  $E_h \geq 25 \text{ ГэВ}$  среднее энерговыделение от адронов превышает в пять раз энерговыделение от мюонов. В то же время, для событий с большими зенитными углами отделить адроны от мюонов можно лишь при энергиях адронов  $E_h \geq 100 \text{ ГэВ}$ . Доказательство надежности разделения мюонов и адронов в мюонном детекторе можно получить, если измерить пробег для поглощения компонент космических лучей, порождающих в МД события с различными порогами по энерговыделению в МД. Это было сделано посредством измерения барометрического коэффициента для событий с различными порогами по энерговыделению в МД.

### 3.3. Эмпирическое определение барометрического коэффициента.

Для исследования коэффициента поглощения ШАЛ, вызванных первичными частицами с различными энергиями вблизи уровня моря и на больших высотах, широко используется метод изучения барометрического коэффициента [106, 107]. Его преимущества по сравнению с методом изучения функции  $S(N, x)$  (спектр по числу частиц  $N$  от глубины  $x$ ) заключается в возможности определения коэффициента поглощения ливней с помощью одной установки [28]. Барометрическим коэффициентом называется величина

$$\beta = -d \ln R(p) / dp, \quad (20)$$

где  $p$  - давление, мб, и  $R$  - число регистрируемых установкой ШАЛ с плотностью больше заданной, при давлении  $p$  [28]. Для нахождения барометрического эффекта необходимо знать с большой точностью барометрический коэффициент  $\beta$

регистрируемой компоненты и атмосферное давление  $P$ . Атмосферное давление определяется с большой точностью (ошибка не более  $\pm 0.1$  мб) с помощью барометра. Величина коэффициента  $\beta$  (%/мб) может быть найдена как теоретически, так и эмпирически методом корреляции между данными космических лучей и барометрического давления. Эмпирически барометрический коэффициент определяется путем линейной корреляции [108] между  $n$  данными  $x_i$  интенсивности космических лучей и  $n$  данными  $y_i$  барометрического давления.

$$\beta = r(\sigma_x / \sigma_y), \quad (21)$$

где

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})^2}{n}, \quad \sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - \bar{y})^2}{n}, \quad (22)$$

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{n\sigma_x\sigma_y}, \quad \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i; \quad (23)$$

ошибка в определении  $\beta$ :

$$\Delta\beta / \beta = \pm(1/r)\sqrt{(1-r^2)/(n-3)} \quad (24)$$

Надежность определения барометрического коэффициента в значительной степени определяется правильным выбором методики анализа и тщательностью отбора первичных данных. В частности представляется целесообразным иметь в виду следующее [108]:

1. При определении барометрического коэффициента желательно использовать данные  $I$  и  $p_o$ , усредненные за 3-7 суток [109].

Если количество исходных данных ограниченное, то берутся среднесуточные значения  $I$  и  $p_0$ .

2. Если в магнитно-возмущенные периоды обнаруживается аномальное поведение интенсивности космических лучей, то данные за эти периоды из анализа исключаются.

3. Данные следует приводить к среднему барометрическому давлению на данной установке.

### 3.4. Определение длины поглощения.

На рис.39 представлена блок-схема для измерения барометрического коэффициента. С сумматора 5 модуля МД установки “Ковер-2”, на который приходит сигнал от суммы анодов 35 пластических детекторов отрицательной полярности с амплитудой  $\sim 15$ мв, подается на делитель, с коэффициентом деления сигнала в 1,1.5,2,3,4 и т.д. раз.

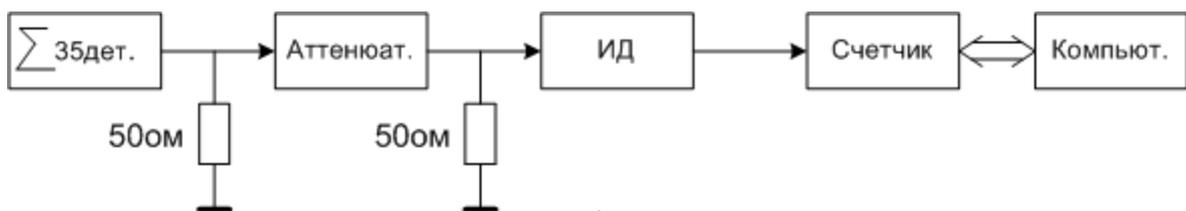


Рис.39. Блок – схема эксперимента для измерения барометрического коэффициента.

Пороговое значение энергосвечения  $\varepsilon$  для каждого случая определялось в числе релятивистских частиц, используя интегральный спектр энергосвечений компонент космических лучей с пятого динода. Всего было получено 15 пороговых

значений (табл.2). Сигнал с делителя подается на интегральный дискриминатор (ИД), а затем поступает на счетчик стандарта САМАС. Т.е. записываются темп счета(I) и атмосферное давление(P), усредненные за четыре минуты, соответствующие данному уровню наблюдения. Измерение атмосферного давления производилось электрическим барометром типа Motorola-MDX4100A, с точностью измерения, равной 0.2 мм. рт. ст.

Таблица 2

$\varepsilon$ [р.ч.]	$\beta$ [%/мм рт. ст.]	$\delta\beta/\beta$	$L$ [г/см <sup>2</sup> ]	$\delta L/L$	$\beta$ [%/mbar]	$\delta\beta/\beta$
0.3	-0.16	0.03	831.25	148.96	-0.12030	0.02256
1.0	-0.18	0.02	739.48	82.00	-0.13534	0.04511
1.3	-0.22	0.04	605.15	110.39	-0.16541	0.03008
1.6	-0.34	0.09	391.02	103.74	-0.25564	0.06767
2.1	-0.60	0.06	222.11	22.61	-0.45113	0.04511
2.9	-0.60	0.09	222.11	23.94	-0.45113	0.06767
3.1	-0.56	0.06	236.74	22.61	-0.42105	0.04511
4.0	-0.77	0.30	171.57	66.60	-0.57895	0.22556
5.0	-0.84	0.20	158.30	37.70	-0.63158	0.15038
6.0	-0.94	0.14	141.50	21.10	-0.70677	0.10526
6.8	-0.84	0.25	158.27	46.55	-0.63158	0.18797
8.0	-1.05	0.07	126.60	8.50	-0.78947	0.05263
9.0	-0.74	0.19	179.55	46.55	-0.55639	0.14286
10.5	-0.95	0.19	139.65	27.93	-0.71429	0.14286
12.0	-1.13	0.07	117.04	7.10	-0.84962	0.05263

По записанной информации определяется барометрический коэффициент  $\beta$  для соответствующего энергетического порога по формуле (21), а относительная ошибка  $\beta$  определяется по формуле (24). В таблице 2 представлены результаты измерений барометрического коэффициента для разных пороговых значений  $\varepsilon$  компонент космических лучей в пластических детекторах МД. Если барометрический коэффициент  $\beta$  выразить в [%/мб], то

пробег для поглощения в  $[\text{Г/см}^2]$  может быть получен по формуле[108]:

$$L = -100\% / \beta \quad (25)$$

В таблице 2 приводятся также результаты вычислений длин поглощений  $L$  через барометрический коэффициент  $\beta$  с соответствующими их ошибками. На рис.40 приведена зависимость пробега для поглощения  $L$  от величины порогового энерговыделения  $\varepsilon$  в МД. Средняя линия из трех, показанных на рис.40, соответствует среднему значению длины  $L$  поглощения для  $\varepsilon \geq 5$  р.ч., а верхняя и самая нижняя прямые, соответствуют статистическим ошибкам  $\pm \sigma$  для  $L$  соответственно.

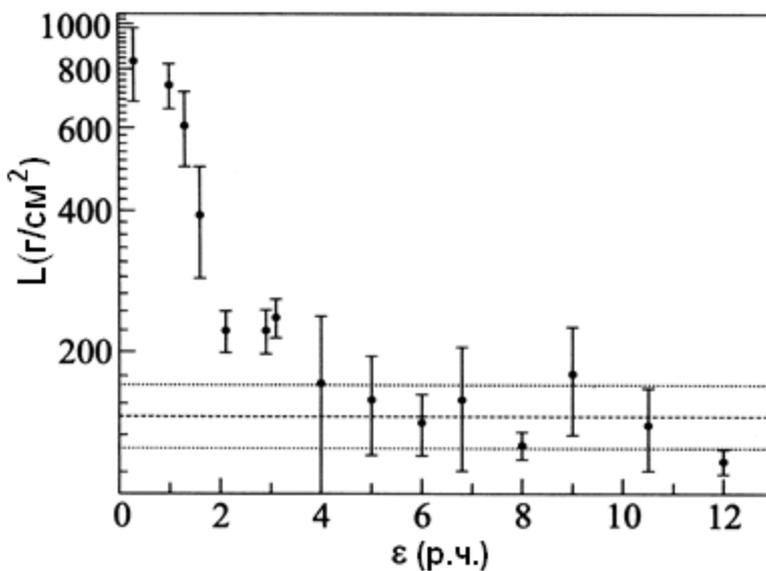


Рис.40. Зависимость длины поглощения космических лучей от энергетического порога, выраженного в числе релятивистских частиц, проходящих через МД.

Из рис.40 следует, что среднее значение пробега  $\langle L \rangle$  для поглощения для событий с локальным энерговыделением  $\varepsilon \geq 5$  р.ч.

(50МэВ) в пластических детекторах МД становится постоянным и равным:

$$\langle L \rangle = (146.8 \pm 49.8) \text{ г/см}^2, \quad (26)$$

что практически совпадает с пробегом для поглощения адронов[46].

По программе CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA) для первичных протонов было разыграно 1000 ливней. В этом случае ось ливня лоцировалась в “Ковер” и полное число частиц в ливне:  $N_e = 10^5 - 10^6$ . Общее число адронов с энергией  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$ , прошедших поглотитель МД, составило 310 штук, т.е. 31%.

### 3.5. Выделение мюонных событий на МД.

С помощью пластического сцинтилляционного детектора были измерены спектры энерговыделений на поверхности МД и внутри. Измерения проводились с помощью осциллографа LeCroy WaveSurfer 42Xs-A. Максимумы обоих спектров совпадают, и равны  $\sim 13 \text{ мВ}$  (рис.41).

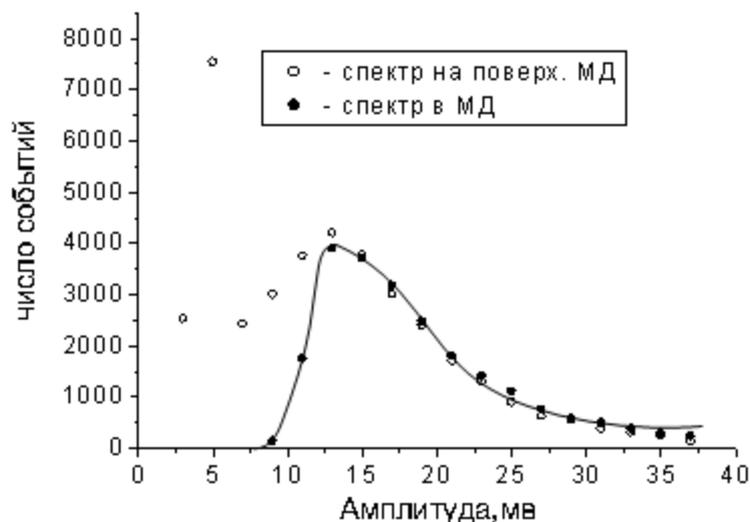


Рис.41. Сравнение дифференциальных спектров энерговыделений для мюонов, измеренных на поверхности МД и внутри.

Обрезание спектра, измеренного в МД равно  $\sim 7.5$  мв. Энергетический порог для пластического детектора МД в числе р.ч. определяется отношением:

$$\varepsilon_{th} = 7.5 \text{ мв} / 13 \text{ мв} = 0.6 \text{ р.ч.}, \quad (28)$$

т.к. значения амплитуд равных 13 мв, соответствует наивероятному энерговыделению мюоном при прохождении пластического сцинтиллятора вертикально и равно 1 р.ч. Т.е. поглотитель МД ( $500 \text{ г/см}^2$ ) поглощает мягкую компоненту ШАЛ и мюоны с энергией  $E_\mu < 1 \text{ ГэВ}$ . Из рис.40 следует, что в области энерговыделений  $\varepsilon < 5$  р.ч. значение  $L$  быстро растет с уменьшением  $\varepsilon$  и при  $\varepsilon = 1.3$  р.ч. оно равно  $L \approx 590 \text{ г/см}^2$ , что соответствует барометрическому коэффициенту  $\beta = -0.22\% / \text{мм рт. ст.}$  Из этой же зависимости также следует, что барометрическому коэффициенту  $\beta = -0.34\% / \text{мм рт.ст.}$  с энерговыделением  $\varepsilon = 1.6$  р.ч. соответствует длина поглощения  $L = 391 \text{ г/см}^2$ . Ранее на установке "Ковер"[110] был получен барометрический коэффициент  $\beta$  для мюонов с пороговой энергией  $0.5 \text{ ГэВ}$  равным  $\beta = -0.36 \pm 0.01 \text{ \% / мм рт.ст.}$ , которому соответствует длина поглощения  $L = 357 \text{ [г/см}^2\text{]}$ . Сравнение наших данных с этой величиной показывает, что они становятся равными при  $\varepsilon = 1.6$  р.ч. Отсюда следует, что при  $\varepsilon \leq 1.3$  р.ч. основной вклад в спектр энерговыделений вносит мюонная компонента. Область энерговыделений (1.3 - 5) р.ч. скорее всего, содержит как мюоны, так и адроны. Проведены расчеты отклика МД для ливней с осями в "Ковре" в диапазоне расстояний (40-56) м от оси ливня до МД. Расчеты проводились с использованием программы CORSIKA(QGSJET01+ GHEISHA) для первичных протонов с показателем спектра  $\gamma = 2.7$ . Полное число частиц в

ливне:  $N_e = 10^5 - 10^6$ . Всего было разыграно около 1000 ливней. Эти расчеты показывают, что энерговыделения в пластических сцинтилляционных детекторах МД не превосходят 3 р.ч. Такие события являются мюонными. Из 1000 разыгранных событий одно лишь событие соответствовало энерговыделению больше 5 р.ч., т.е. составляет 0.1%. Для адронов с энергией  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$ , как показано в п.3.4 это число составило 31%. Т.о. в этом случае отношение  $\frac{N_\mu}{N_h} \approx 3.2 \cdot 10^{-3}$ . Т.е. ничтожная доля мюонов с энергией  $E_\mu > 1 \text{ ГэВ}$  может инициировать ядерный каскад в поглотителе МД. На рис.42(а, б) приводится сравнение одного из примеров

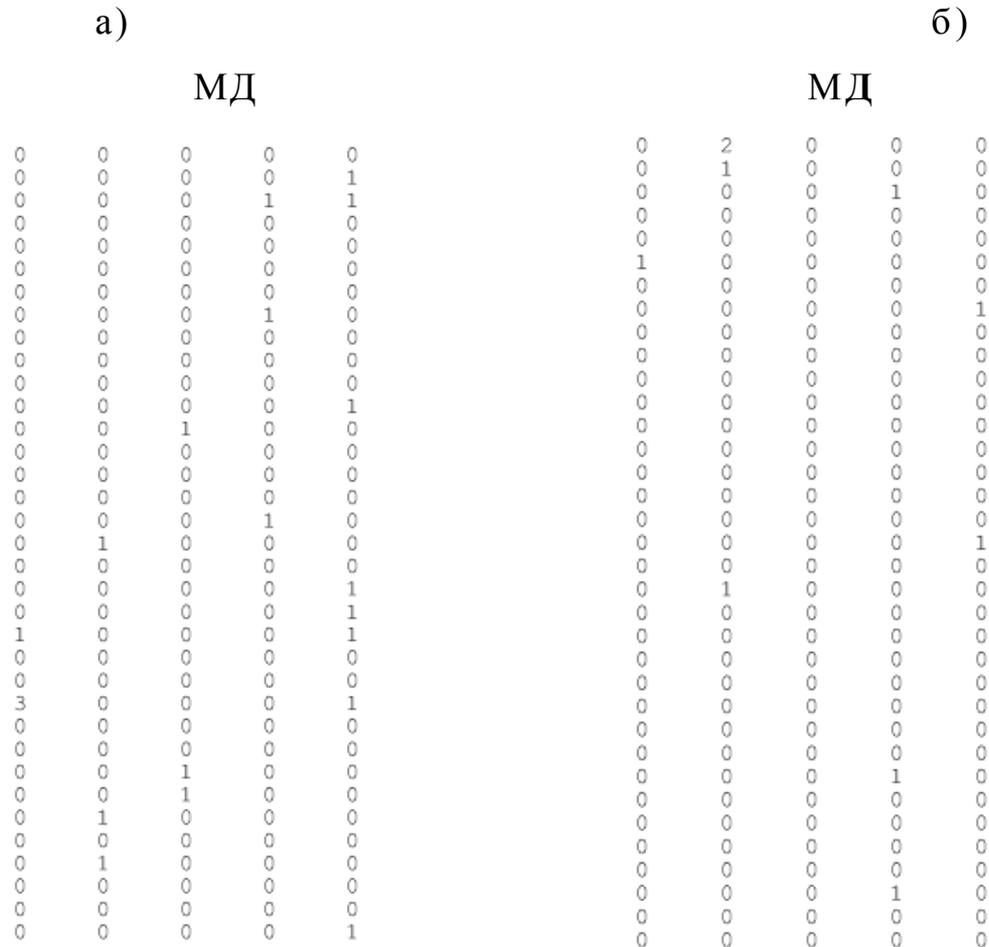


Рис.42. а) Кадр розыгрыша события по программе CORSIKA, б) Кадр экспериментального события.

экспериментального и расчетного ливней для МД, когда ось ливня лоцирована в центральной части установки “Ковер”. Рис.42а показывает, что энерговыделение в индивидуальном детекторе МД не превосходит  $\varepsilon \leq 3$  р.ч. При этом ось ливня имеет координаты -  $x_o = -3.5$  м ,  $y_o = -1.1$  м, полное число частиц в ливне:  $N_e = 8.1 \cdot 10^5$  и возраст ливня  $s = 1.2$ . Каждый кадр представляет собой матрицу размером  $5 \times 35$  детекторов. На рис.42б представлены данные эксперимента для МД. Для события рис.42б ось ливня лоцируется в “Ковер” с координатами  $x_o = 5.5$  м,  $y_o = 5.5$  м, с полным числом частиц в ливне  $N_e = 3.9 \cdot 10^5$  и с параметром возраста  $s = 1.3$ . Результаты расчета подтверждают эксперимент.

### 3.6. Определение высоты генерации мюонов ШАЛ с энергией

$$E_\mu > 1 \text{ ГэВ над установкой “Ковер-2”}.$$

Для ливневых мюонов с пороговой энергией 1 ГэВ на высоте 1700 м по экспериментальным данным был измерен барометрический коэффициент. Результат измерения барометрического коэффициента мюонной компоненты ШАЛ дает значение  $\beta_\mu = -(0.22 \pm 0.04)\%$  на 1 мм рт. ст. можно считать связанным с расхождением мюонов. Известно, что частота регистрации определенной плотности ливневых частиц зависит от спектра по числу частиц, а также от поперечного распределения регистрируемых частиц. При данном спектре частота регистрации ШАЛ может быть определена из зависимости  $F \sim r^{-2(\gamma-1)}$ . Для нашего случая  $\gamma \sim 2$ . Обозначим через  $\Delta r$  изменение радиуса, соответствующее изменению высоты  $\Delta h = 111 \text{ м} = 1 \text{ см рт.ст.}$ , получим из выражения [111]:

$$\left(\frac{r+\Delta r}{r}\right)^{-2(\gamma-1)} = 1+\beta \quad (29)$$

где  $\beta=-0.022$ . Отсюда можно вычислить  $\Delta r/r=\Delta h/h$

$$\frac{\Delta h}{h} = (1+\beta)^{-\frac{1}{2(\gamma-1)}} - 1 \quad (30)$$

$$h = \frac{\Delta h}{[(1+\beta)^{-1/2} - 1]} \quad (31)$$

Подставляя в (31) значения  $\Delta h$  и  $\beta$ , получим, что высота рождения ливневых мюонов с пороговой энергией 1ГэВ равна значению  $h_{\mu}=(10.0\pm 1)$ км. А для ранее измеренного барометрического коэффициента на “Ковре” для мюонов с пороговой энергией 0.5 ГэВ, равного  $\beta=0.36\pm 0.05\%$ мм рт.ст., высота генерации мюонов над установкой, вычисленная по формуле (11), равна  $h_{\mu}=(6.0\pm 0.5)$ км.

На ливневой установке в Лодзи[111] было получено для средней высоты рождения ливневых мюонов с пороговой энергией 0.6ГэВ значение  $h_{\mu}=(10\pm 3)$ км, а для ливневых мюонов с пороговой энергией 5 ГэВ значение  $h_{\mu}=(12.7\pm 1.8)$ км. С уменьшением барометрического коэффициента  $\beta$  длина поглощения  $L$  растет (количество вещества меньше на данной высоте). И с ростом высоты пороговое значение энергии для образования мюонов растет. Значение средней высоты генерации  $h_{\mu}$  для 1ГэВ мюонов, полученной для установки “Ковер-2” с глубиной атмосферы 840г/см<sup>2</sup> и с геомагнитным порогом обрезания  $\sim 5.4$ ГВ не противоречит результатам полученным на ливневой установке в Лодзи.

## ГЛАВА 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ МЮОННОЙ И АДРОННОЙ КОМПОНЕНТ ШАЛ

### 4.1. Восстановление параметров ШАЛ.

При восстановлении параметров ШАЛ, отобранных по ливневому триггеру, в качестве априорной функции пространственного распределения частиц (ФПР) в ливне была использована функция Нишимуры – Каматы – Грейзена (НКГ). Восстановление параметров ШАЛ проводилось по следующему алгоритму:

- 1) Отбираются ШАЛ с осями внутри “Ковра”, положение оси ливня восстанавливается по показаниям сцинтилляционных детекторов установки;
- 2) При известном положении оси ливня по данным детекторов “Ковра” восстанавливается ФПР.
- 3) Полное число заряженных частиц  $N_e$  и возраст ливня  $s$  находится посредством фитирования экспериментальных данных НКГ - функцией.

Таким образом, для каждого ливня определяются следующие параметры: координаты оси  $(X_0, Y_0)$ , полное число заряженных частиц  $N_e$ , параметр возраста  $s$ . Точность определения оси ливня в “Ковре” довольно высокая (Глава 2).

За 200 суток набора информации было зарегистрировано  $10^5$  ливней, для которых отбирались события с осью ливня в “Ковре” и выполнялись условия:  $N_e \geq 10^5, s < 1.6, \theta < 30^\circ$  при условии срабатывания МД.

#### 4.2 Функция пространственного распределения мюонов ШАЛ с энергией $E_\mu > 1 \text{ ГэВ}$ .

Точное исследование пространственного распределения мюонов представляет большой интерес, поскольку именно мюоны несут информацию о продольном развитии ливня. Полное число мюонов дает возможность оценить первичную энергию, что представляет собой большой интерес для получения полной картины явления. Детальная информация о функции пространственного распределения мюонов в ШАЛ является необходимой, когда изучаются флуктуации потоков мюонов и точно решается вопрос о спектре ливней по числу мюонов. Эти данные на обычных комплексных установках могут быть получены при достаточно точном определении направления оси ливня, а также расстояния от оси ливня до детектора при достаточной точности в определении плотности мюонов  $\rho_\mu$  (для чего необходима большая площадь детектора) и относительно малой роли флуктуаций  $\rho_\mu(r)$ .

На МД с пороговой энергией 1ГэВ ливневой установки “Ковер-2 в диапазоне расстояний (39-56)м от оси ливня и с полным числом частиц в ливне  $N_c = 10^5 - 10^6$  было получено пространственное распределение мюонов (рис.43). При этом ось ливня лоцируется в “Ковре”. Для этого диапазон расстояний до оси ливня делился на три интервала:  $38\text{м} < R_c < 44\text{м}$ ,  $44\text{м} < R_c < 50\text{м}$  и  $R_c > 50\text{м}$ . Для каждого интервала определялась средняя плотность мюонов по экспериментальным данным. Средняя плотность мюонов определяется по формуле:

$$\langle \rho_{\mu} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{n_j} \rho_i R_i}{\sum_{i=1}^{n_j} R_i}, \text{ где} \quad (32)$$

$n_j$  - число детекторов для  $j$ -го интервала ( $j=1,2,3$ )

$\rho_i$  - плотность мюонов  $i$ -го детектора МД,  $R_i$  - расстояние от  $i$ -го детектора МД до оси ливня.

На том же рисунке приводятся результаты расчета по программе CORSIKA, используя модели QGSJET01 и GHEISHA для первичных протонов и ядер железа, которые сравниваются с экспериментальными данными. Экспериментальные данные не противоречат результатам расчета [112,113].

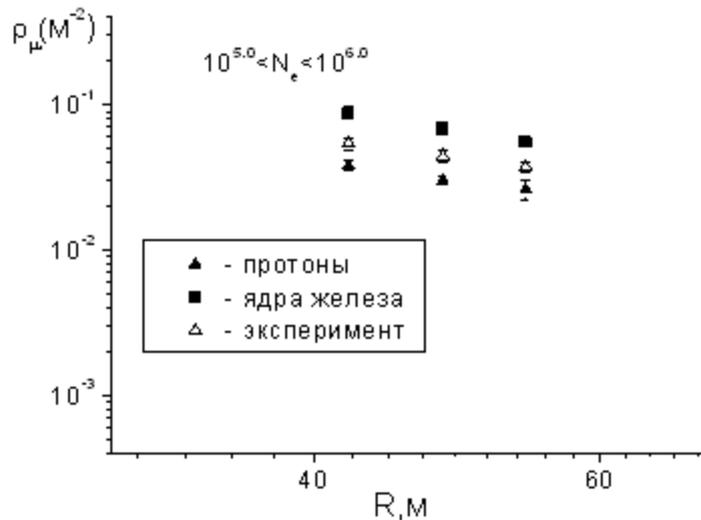


Рис.43. Сравнение пространственных распределений мюонов ШАЛ по данным эксперимента с результатами расчетов.

На рис.44. показано сравнение экспериментального пространственного распределения мюонов с пороговой энергией 1ГэВ, измеренного на установке “Ковер-2”, с ФПР мюонов с пороговой энергией 1ГэВ, измеренных на ливневых установках AKENO, EAS-TOP, Ooty. Установки EAS-TOP, AKENO и Ooty расположены на высоте 2005м, 900м и 2200м над уровнем моря соответственно. Данные для AKENO приведены к уровню Ooty. Анализ данных для установок “Ковер-2” и EAS-TOP проводился в интервале  $N_e=10^5-10^6$ , а для установок AKENO и Ooty в интервале  $N_e=10^{5.0}-10^{5.1}$ . Экспериментальные данные по ФПР мюонов, полученные на ливневой установке “Ковер-2” качественно не противоречат экспериментальным данным по ФПР мюонов этих установок [рис.44].

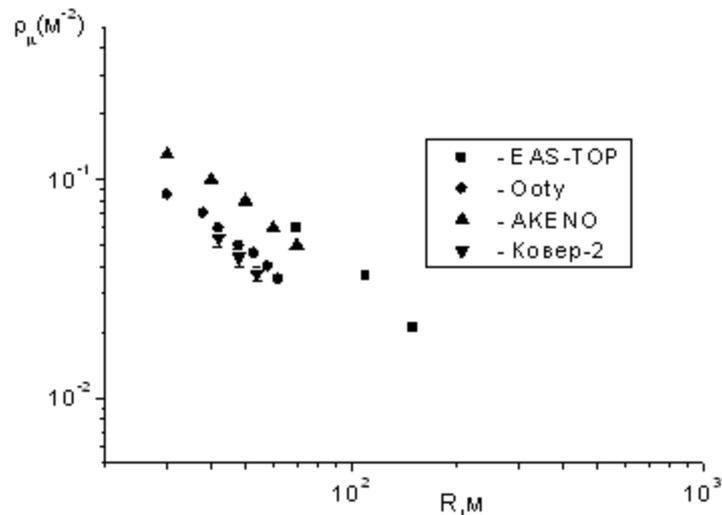


Рис.44. Сравнение пространственных распределений мюонов ШАЛ по данным ливневых установок: “Ковер-2” [112,113], EAS-TOP [58], Ooty [59] и AKENO [59].

#### 4.3 Зависимость среднего числа мюонов $\langle N_\mu \rangle$ на ливень от полного числа частиц $N_e$ в ливне.

Относительно большая плотность потока мюонной компоненты в ШАЛ, и ее широкое пространственное распределение дают возможность проводить исследования потоков мюонов в весьма широком диапазоне изменения полного числа частиц в широком атмосферном ливне ( $3 \cdot 10^4 < N_e < 10^{10}$ ). Зависимость среднего числа мюонов на ливень  $\langle N_\mu \rangle$ , зарегистрированных ливневой установкой “Ковер-2” от полного числа частиц в ливне  $N_e$  представляется в виде степенного закона:

$$\langle N_\mu \rangle \sim N_e^\alpha \quad (33)$$

где  $\langle N_\mu \rangle$  - среднее число мюонов на ливень,  $N_e$  - полное число частиц в ливне,  $\alpha$  - показатель степенной функции. Для того чтобы получить зависимость среднего числа мюонов на ливень от полного числа частиц в ливне, необходимо разделить диапазон по  $N_e = 10^5 - 10^6$  на 5 бинов, и по экспериментальным данным определить число мюонов в каждом бине. Деля полное число мюонов в каждом бине на полное число ливней в бине, получим:

$$\langle (N_\mu)_j \rangle = \frac{n_j}{N_j} \quad \text{где} \quad (34)$$

$\langle (N_\mu)_j \rangle$  - среднее число мюонов в j-ом бине,  $n_j$  - число мюонов в j-ом бине,  $N_j$  - число ливней в j-ом бине, причем  $j=1-5$ . По экспериментальным данным на МД установки “Ковер-2” была получена зависимость среднего числа зарегистрированных мюонов на ливень  $N_\mu$  от полного числа частиц  $N_e$  в ливне

(рис.45) [112,113]. Аппроксимируя экспериментальные данные степенной зависимостью (33), получим, что значение  $\alpha=0.73\pm 0.02$ . Значение  $\alpha$ , полученное на установке EAS-TOP равно  $\alpha=0.75$ .

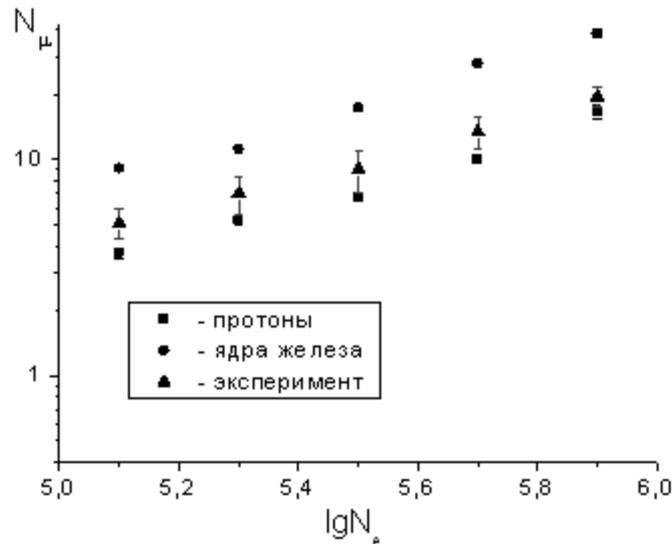


Рис.45. Сравнение экспериментальных данных и результатов расчета для зависимости  $N_\mu - N_e$ .

Т.е. зависимость  $N_\mu = k \cdot N_e^{0.75 \pm 0.2}$  [58], полученная на установке EAS-TOP для мюонов с  $E_\mu > 1 \text{ ГэВ}$  не противоречит зависимости  $N_\mu = k_1 \cdot N_e^{0.73 \pm 0.3}$ , полученной на установке “Ковер-2”. На этом же рисунке представлены результаты расчета для первичных спектров, состоящих только из протонов или ядер железа. Расчеты проводились с использованием программы CORSIKA(модели QGSJET01 и GHEISHA). Значение показателя  $\alpha$  степенного закона (33) для первичных протонов соответствует значению  $\alpha \approx 0.76$  (рис.45). Т.е. результаты расчета не противоречит экспериментальным данным ливневой установки

“Ковер-2”. Высокая точность в изучении  $N_\mu(N_e)$  для пороговой энергии  $E_\mu=10\text{ГэВ}$  была достигнута в работе [114], где число частиц  $N_e$  в ливне определялось по индивидуальной ФПР для данного ливня. В этой работе была исследована зависимость функции  $\rho_\mu(r)$  от параметра  $s$ . Для определения  $N_\mu$  были взяты данные в определенном диапазоне расстояний  $r$  от детектора, в котором зависимостью  $\rho_\mu(r)$  от  $s$  можно пренебречь. В результате была получена зависимость  $\langle N_\mu \rangle$  при фиксированном  $N_e$  от  $N_e$ :  $N_\mu \sim N_e^{0.78 \pm 0.01}$  в диапазоне  $N_e \sim 10^5 \div 10^7$ . Этот результат не противоречит данным установки “Ковер-2”.

#### 4.4 Дифференциальное распределение по числу мюонов.

Особый интерес представляют экспериментальные данные о дифференциальном распределении по числу мюонов. Эти данные могут быть получены на комплексных установках, на которых с высокой точностью определяется ось широких атмосферных ливней, а, следовательно, и расстояние от оси ливня до детектора. В этом случае должна быть довольно высокая точность в определении плотности мюонов  $\rho_\mu$  (для этого необходима большая площадь детектора и относительно малая роль флуктуаций  $f_\mu(r)$ ), которая достигается соответствующим выбором регистрируемого интервала расстояний. Такой комплексной установкой является “Ковер-2”. По экспериментальным данным МД было получено дифференциальное распределение по числу мюонов на ливень (рис.46), данные которого сравниваются с результатами расчета по программе CORSIKA для первичных протонов и ядер железа. Дифференциальное распределение по числу мюонов можно

описать степенным законом  $dN/N_\mu \sim N_\mu^\beta$ . При этом значение показателя дифференциального распределения по числу мюонов на ливень для эксперимента составляет  $\beta = -2.92 \pm 0.08$ , а для расчета -  $\beta = -3.00 \pm 0.07$  [112]. Показатель дифференциального

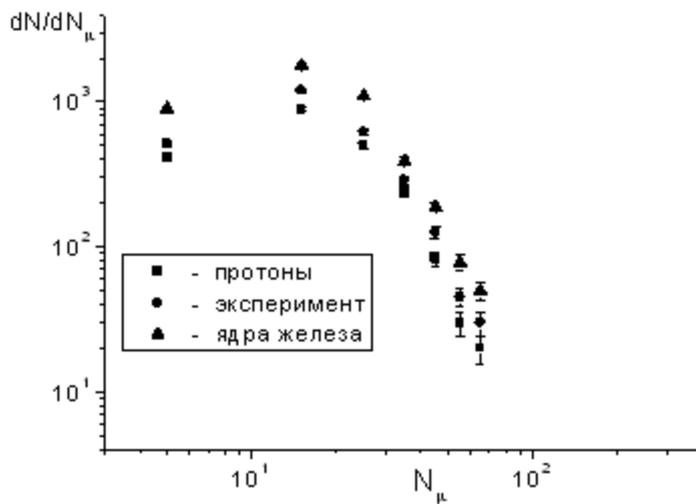


Рис.46. Сравнение дифференциальных распределений по числу мюонов на ливень по экспериментальным данным и результатам расчета для первичных протонов и ядер железа.

распределения по числу мюонов до излома, полученного на установке EAS-TOP с пороговой энергией для мюонов 1ГэВ, составляет  $\beta = -3.12 \pm 0.03$  [115], а для установки KASCADE -  $\beta = -2.80$  [21]. Результаты экспериментальных данных по дифференциальному распределению по числу мюонов, полученных на установке “КОБЕР-2”, не противоречат результатам расчета по программе CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA) и экспериментальным данным ливневых установок EAS-TOP и KASCADE.

4.5. Зависимость среднего числа адронов  $\langle N_h \rangle$  на ливень от полного числа частиц  $N_e$  в ливне.

Для изучения адронов в составе ШАЛ, отбираются ливни, удовлетворяющие следующим условиям: 1) оси ливней в “Ковре”; 2) ливни вблизи вертикали  $\theta \leq 30^\circ$ ; 3)  $s \leq 1.5$ ; 4)  $N_e = 10^5 \div 10^6$ . Каскады, сопровождающие ливни, отбираются согласно результатам полученных из расчетов: размер пятна каскада меньше 1.3м и плотность частиц в пятне  $\geq 5/\text{м}^2$ , что соответствует энерговыделению больше 50 МэВ. Эти условия соответствуют адронам с энергией  $E_h > 25\text{ГэВ}$ . При этом каскады, имеющие максимальную плотность в детекторах периметра МД, в анализ не включены. Такие условия используются для изучения адронных характеристик ШАЛ в последующих пунктах этой главы. Для таких событий была получена зависимость числа таких каскадов в ливнях от полного числа частиц в ливнях с  $N_e = 10^5 \div 10^6$  (рис.47), которая описывается степенным законом:

$$N_h \sim N_e^\alpha, \quad (35)$$

где  $\alpha = 0.89 \pm 0.08$ . Эта зависимость была получена аналогично зависимости среднего числа мюонов на ливень от полного числа частиц в ливне. В работах по изучению адронов в составе ШАЛ на высотах гор [54,116,117] была получена зависимость полного числа адронов от полного числа частиц в ливнях с  $N_e = 10^5 \div 10^6$ , для которой значение  $\alpha = 0.8 \div 0.9$ . На этом же рисунке приводится сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов с использованием программы CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA). Экспериментальные данные, полученные на МД установки “Ковер-2”, сравниваются с

результатами расчетов и с экспериментальными данными других ливневых установок. Так, значению показателя зависимости  $N_h$  от  $N_e$  (35) для первичных протонов,  $\alpha=0.91\pm 0.07$  (нижняя прямая, рис.47), а для первичных ядер железа  $\alpha=1.11\pm 0.09$  (верхняя прямая, рис.47).

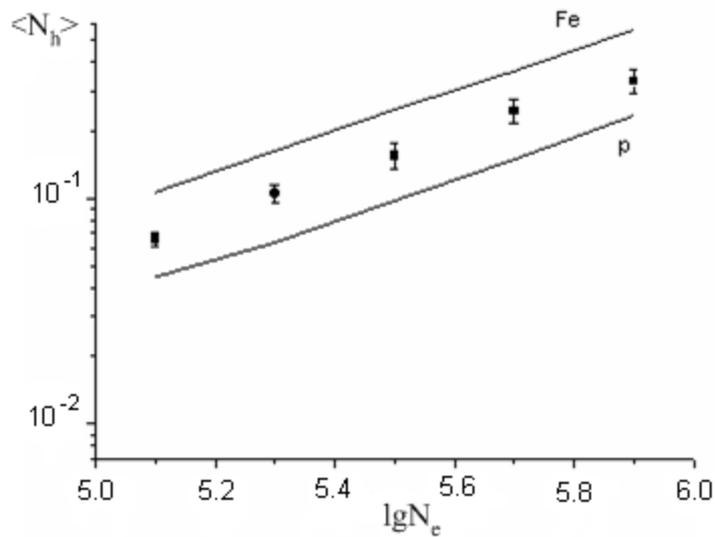


Рис.47. Зависимость среднего числа адронов  $\langle N_h \rangle$  на ливень от полного числа частиц  $N_e$  в ливне: черные кружочки - эксперимент, верхняя прямая - ядра железа, нижняя прямая - протоны.

#### 4.6. Пространственное распределение адронов с энергией $E_h > 25 \text{ ГэВ}$ .

По экспериментальным данным установки “Ковер-2” было получено пространственное распределение адронов ШАЛ в интервале расстояний (39-56)м от оси ливня в диапазоне:  $N_e = 10^5 - 10^6$  (при условии критерия для адронных событий пункта 4.5.).

При этом оси ливней попадали в “Ковер”. Как и в случае мюонов для трех интервалов расстояний, определялась средняя плотность адронов. По этим результатам было получено пространственное распределение адронов (рис.48). На этом же рисунке приводятся результаты, полученные по программе CORSIKA(модели QGSJET01 и GEISHA) для первичных протонов и ядер железа.

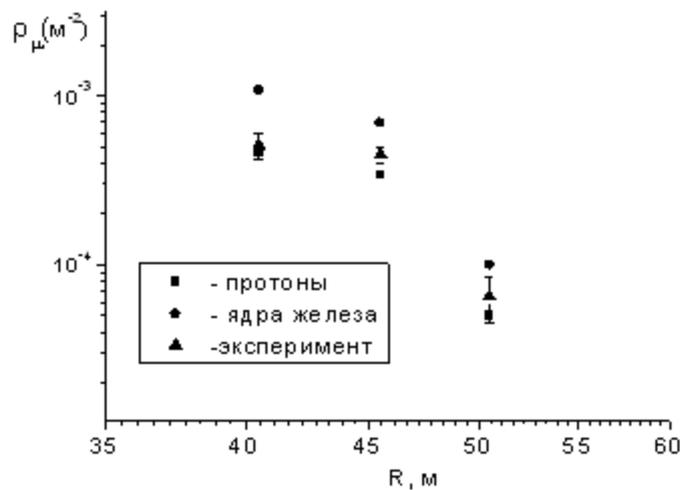


Рис.48. Сравнение пространственных распределений для адронов с энергией  $E_h > 25 \text{ ГэВ}$  по данным эксперимента и результатам расчета по программе CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA).

Как видно из рисунка, результаты расчета по программе CORSIKA не противоречат результату, полученного по экспериментальным данным установки “Ковер-2”. На рис.49 представлено качественное сравнение ФПР для адронов с  $E > 25 \text{ ГэВ}$  для  $0^\circ < \theta < 30^\circ$  с  $10^5 < N_e < 10^6$ , полученное на установке “Ковер-2”, с ФПР для адронов, полученное на адронном

калориметре установки KASCADE с  $E_{th}=50\text{ГэВ}$  для  $0^\circ < \theta < 18^\circ$  и с  $4.0 < \lg N_\mu^{tr} < 4.3$ . Результаты по ФПР для адронов, полученные на установке KASCADE, не противоречат результатам по ФПР, полученным на установке “Ковер-2”.

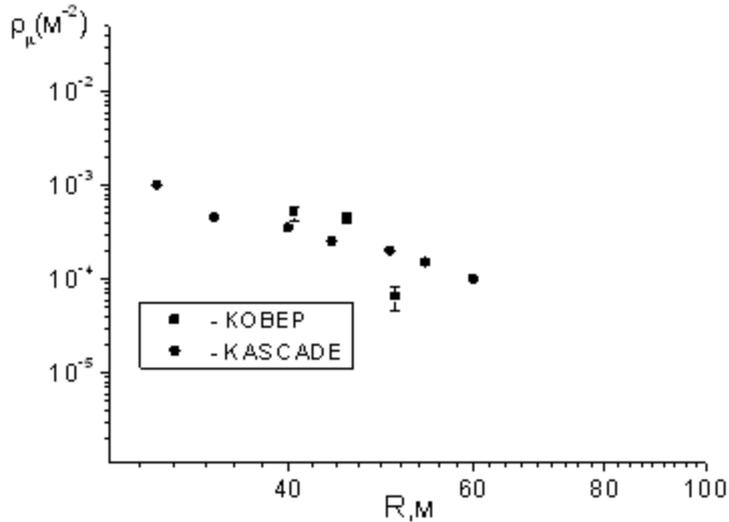


Рис.49. Сравнение ФПР адронов, полученных на установке “Ковер-2” и адронном калориметре установки KASCADE[61].

#### 4.7. Экспериментальный дифференциальный спектр энерговывделений адронов в МД.

По экспериментальным данным установки “Ковер-2” для адронов был получен дифференциальный спектр энерговывделений в МД (рис.50) (при условии критерия отбора адронных событий из пункта 4.5.). События отбирались для случая, когда ось ливня попадает в “Ковер” и полное число частиц в ливне:  $N_e=10^5-10^6$ . Спектр энерговывделений аппроксимируется степенным законом в виде  $dN/d\varepsilon \sim \varepsilon^{-\gamma}$ , где  $\varepsilon$  - энерговывделение в пластическом детекторе МД ( $\varepsilon > 50\text{МэВ}$ ),  $\gamma$  - показатель степенного закона. Величина  $\gamma=2.58 \pm 0.08$ .

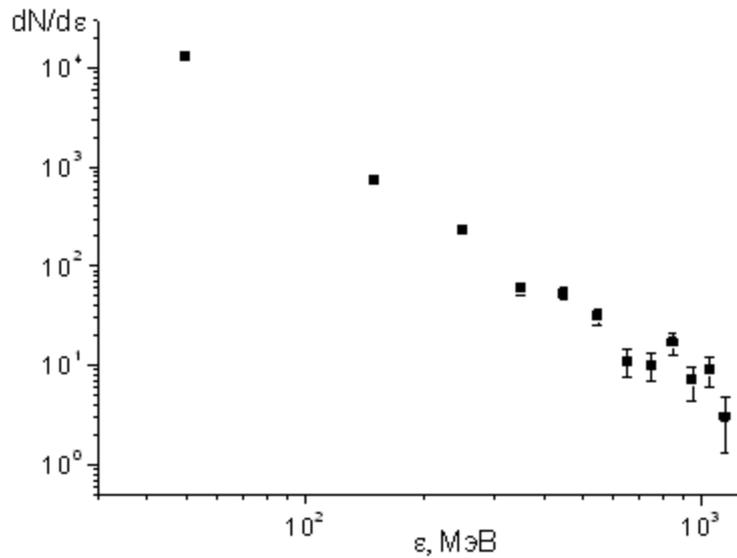


Рис.50. Дифференциальный спектр энергосвыделений от адронов в МД.

Используя программу CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA), был получен дифференциальный энергетический спектр адронов для первичных протонов при условии, что ось лоцируется в “Ковер” и полное число частиц в ливне равно:  $N_e=10^5-10^6$ . Этот спектр аппроксимируется степенным законом  $dN/dE_h \sim E_h^{-\gamma}$ ,  $\gamma=2.68 \pm 0.04$ . Сравнение результата расчета с данными установки “Ковер-2” показывает, что не наблюдается противоречия.

#### 4.8. Дифференциальное распределение по числу адронов ШАЛ с энергией $E_h > 25$ ГэВ.

Был также исследован класс событий, который отбирался при условии собственного триггера МД. Он формируется при срабатывании любых 3-х модулей из пяти. Результаты расчетов по программе CORSIKA (модель HDPM) показывают, что этот

триггер создается ШАЛ с  $E_o > 10$  ТэВ для первичных протонов и с  $E_o > 100$  ТэВ для первичных ядер железа с осью попадающими в основном в круг радиусом 10 м и с центром вблизи центра МД. Для этих ливней было получено дифференциальное распределение по числу адронов в интервале (1-40) адронов (рис.51), который можно описать (при кратностях более 6) степенным законом[112]:

$$dN/dN_h \sim N_h^\beta, \text{ где } \beta = -2.8 \pm 0.06 \quad (36)$$

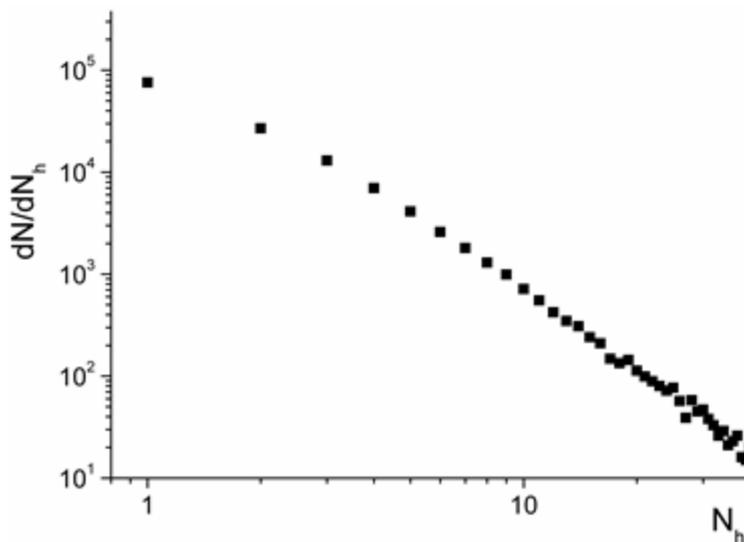


Рис.51. Дифференциальное распределение по числу адронов.

Более пологое дифференциальное распределение для малых наблюдаемых кратностей объясняется влиянием триггера. Измеренное дифференциальное распределение можно интерпретировать, как дифференциальное распределение ШАЛ по числу адронов, идущих вблизи стволов ливней. В работе [118] приводятся результаты установки KASCADE, на которой было измерено, дифференциальное распределение ШАЛ по числу адронов ( $E_h > 50$  ГэВ) вблизи осей ШАЛ. Это дифференциальное распределение также описывается степенным

законом с показателем спектра  $\beta = -(2.81 \pm 0.05)$ . Таким образом, дифференциальное распределение по числу адронов в МД ( $E_h > 25$  ГэВ) и дифференциальное распределение по числу адронов, измеренный на адронном калориметре установки KASCADE согласуются друг с другом. На рис.52 представлен кадр ливня, когда ось ливня лоцируется вблизи мюонного детектора. Левая часть рисунка представляет карту плотностей в логарифмической шкале для детекторов центральной части установки “Ковер”, а правая часть – для детекторов МД в линейной шкале. Из рис.52 следует, что число адронов, зарегистрированных мюонным детектором равно  $N_h = 55 (\varepsilon \geq 5 \text{ р. ч.})$ .

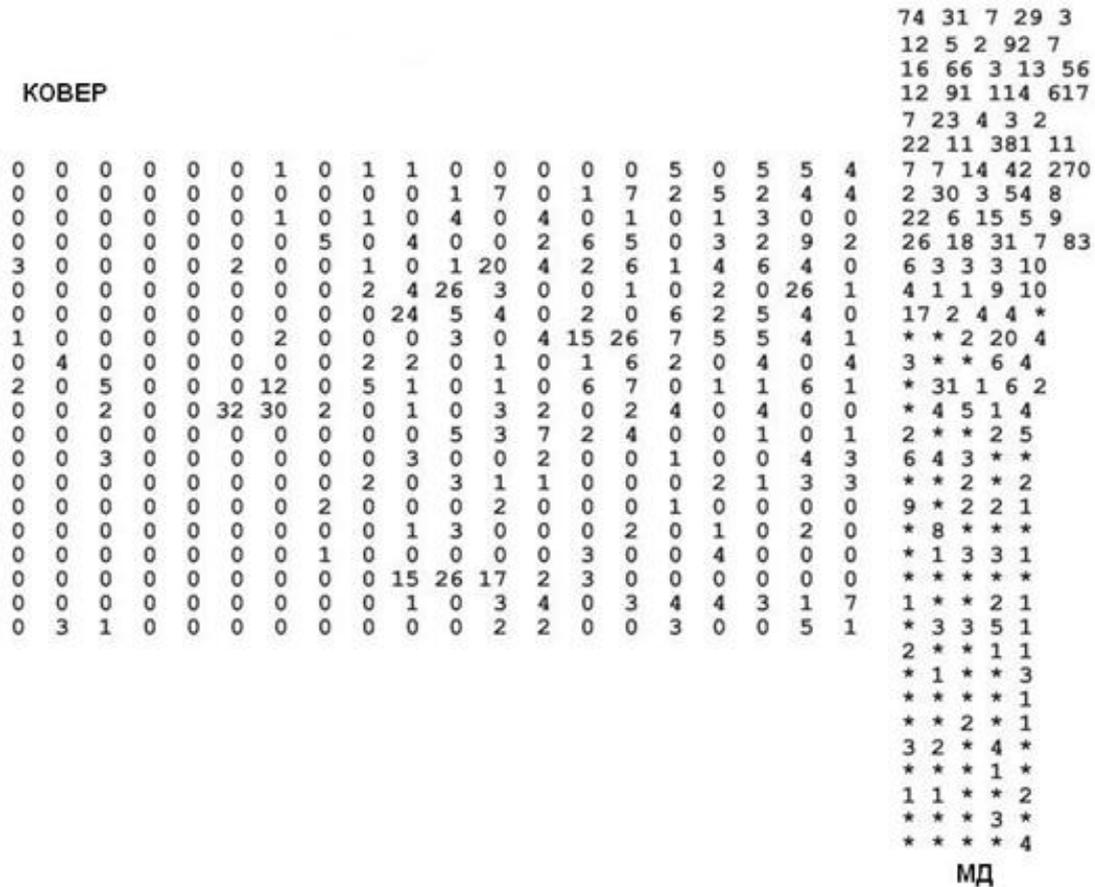


Рис.52. Кадр ливня, зарегистрированного установкой “Ковер-2”, когда ось ливня лоцируется вблизи МД (звездочка - событие меньше порогового значения 0.5 р.ч. РС-преобразователя пластического детектора МД).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ливневая комплексная установка “Ковер-2” Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН обладает уникальностью, которая дает возможность регистрировать электронно-фотонную, мюонную и адронную компоненты ШАЛ для решения широкого круга задач. Уникальность установки также состоит в том, что геометрия МД такова, что при прохождении высокоэнергичными адронами поглотителя МД ( $500\text{г/см}^2$ ), рождаются ядерные каскады, максимум развития которых приходится на слой пластического сцинтиллятора. Т.е. мюонный детектор можно использовать как адронный детектор. Это в свою очередь дает возможность изучать адронную компоненту ШАЛ.

Приведем основные результаты настоящей работы и выводы, сделанные на основе этих результатов.

1. На МД установки “Ковер-2” были обнаружены, и исследованы большие энерговыделения в индивидуальных пластических детекторах с плотностями  $\rho \geq 10\text{р.ч.}$  на один детектор. Такие события были идентифицированы как адроны. Расчеты показали, что когда ось ливня лоцируется в “Ковер” и полное число частиц в ливне:  $N_e = 10^5 - 10^6$  адроны ШАЛ с энергиями  $E_h \geq 50$  ГэВ, взаимодействуя с ядрами вещества поглотителя над МД, порождают каскады, которые попадают на пластический сцинтиллятор и выделяют энергию  $\varepsilon \geq 100$  МэВ. Расчеты были проведены с фиксированными энергиями в диапазоне 5 – 500 ГэВ для четырех значений зенитного угла  $\theta: 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$  и  $45^\circ$ , из которых следовало, что с ростом энергии адрона наблюдается рост среднего радиуса адронного каскада в слое сцинтиллятора.

С увеличением зенитного угла средний радиус пятна адронного каскада уменьшается, т.к. при этом увеличивается дополнительное энерговыделение в слое сцинтиллятора. Из расчетов также следовало, что для событий, близких к вертикали ( $\theta \leq 30^\circ$ ), и с  $E_h \geq 25$  ГэВ среднее энерговыделение от адронов превышает в пять раз энерговыделение от мюонов. Для событий с большими зенитными углами отделить адроны от мюонов можно при энергиях адронов  $E_h \geq 100$  ГэВ. Доказательство надежности разделения мюонов и адронов в МД было получено посредством измерения пробега для поглощения компонент космических лучей, порождающих в МД события с разными порогами энерговыделений. Это было сделано посредством измерения барометрического коэффициента для событий с различными порогами по энерговыделению в МД. Для событий с локальным энерговыделением в МД  $\varepsilon \geq 5$  р.ч. пробег для поглощения равен  $L = 146.8 \pm 49.8$  г/см<sup>2</sup>, что практически совпадает с пробегом для поглощения адронов. Т.е. экспериментальный результат согласуется с расчетом. Большой мюонный детектор установки “Ковер-2” можно использовать как мюонно - адронный детектор, который способен регистрировать, как мюонную компоненту ШАЛ, так и адронную.

Благодаря тому, что энергетический порог МД для ливневых мюонов составляет 1ГэВ и при этом, имеет непрерывную площадь размером  $5 \times 35$  м<sup>2</sup>, состоящую из 175 пластических сцинтилляционных детекторов, с площадью 1м<sup>2</sup> каждый, фиксированных к потолку, дает возможность регистрировать адроны в составе ШАЛ. Стоит также отметить, что если бы пластические детекторы были расположены на полу МД, то размер пятна ядерного каскада, был бы гораздо больше, и точность измерения адронных событий была бы хуже. Ни на

одной ливневой установке в мире не было выполнено работы подобно нашей.

2. Из зависимости длины поглощения  $L$  от энерговыделения  $\varepsilon$ , выраженной в числе р.ч., было получено, что энерговыделение с  $\varepsilon=1.3$  р.ч. соответствует мюонам, а область (1.3-5.0)р.ч. представляет собой смесь мюонов и адронов. Результаты расчета по программе CORSIKA с моделями QGSJET01 и GHEISHA для первичных протонов, показывают, что когда ось ливня попадает в “Ковер” и полное число частиц в ливне:  $N_e=10^5-10^6$ , число мюонов в пластическом детекторе не превосходит 3 мюонов. Это значит, что события с энерговыделениями  $\varepsilon \leq 1.3$ р.ч. являются мюонами.

3. По данным установки “Ковер-2” получено пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 1ГэВ в диапазоне расстояний (39-56)м от центра МД до оси ливня с полным числом частиц в ливне  $N_e=10^5-10^6$ . В этом случае ось ливня лоцируется на центральную часть установки “Ковер”. Точность локации оси ливня на “Ковре” довольно высокая  $x_o=0.35$  м и  $y_o=0.35$  м и флуктуации числа мюонов в пластических детекторах МД небольшие, т.к. площадь детектора равна 1 м<sup>2</sup>. Это дает возможность определять ФПР мюонов с энергией  $E > 1$  ГэВ довольно точно. Экспериментальные данные по пространственному распределению мюонов, полученные на ливневых установках таких, как EAS-TOP, AKENO и Ooty качественно не противоречат данным установки “Ковер-2”. Для установки “Ковер-2” также было получено пространственное распределение мюонов с  $E_\mu > 1$ ГэВ по программе CORSIKA для первичных протонов и ядер железа, результаты которых не противоречат экспериментальным данным установки.

4. Для мюонов с энергиями  $E_\mu > 1$  ГэВ получена зависимость среднего числа мюонов  $\langle N_\mu \rangle$  на ливень от полного числа частиц в ливне  $N_e$ , которая хорошо аппроксимируется степенным законом  $N_e \sim N_e^\alpha$ . Причем  $\alpha = 0.73$ . Аналогичные результаты, полученные на установке EAS-TOP и в расчетах по программе CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA) для первичных протонов и ядер железа согласуются с результатом установки “Ковер-2”.

5. На МД установки “Ковер-2” получено дифференциальное распределение по числу мюонов с  $E_\mu > 1$  ГэВ, которое аппроксимируется степенным законом  $dN/dN_\mu \sim N_\mu^\beta$ ,  $\beta = -2.88 \pm 0.08$ . Этот экспериментальный результат сравнивается с данными установок KASCADE и EAS-TOP, для которых  $\beta \approx -2.80$  и  $\beta \approx -3.12$  соответственно. Откуда следует, что экспериментальные данные этих установок не противоречат данным установки “Ковер-2”. По программе CORSIKA для первичных протонов и ядер железа были получены дифференциальные распределения по числу мюонов с  $E_\mu > 1$  ГэВ. Так, аппроксимация дифференциального распределения для мюонов степенным законом от первичных протонов, дает значение  $\beta = -3.00 \pm 0.09$ . Откуда следует, что этот результат расчета не противоречит результату, полученному по данным установки “Ковер-2”.

6. С применением разработанного метода для регистрации адронов, по экспериментальным данным был получен дифференциальный спектр энерговывделений адронов ( $\varepsilon > 50$  МэВ) в случае, когда ось ливня лоцируется в “Ковер”. Этот спектр хорошо аппроксимируется степенным законом  $dN/d\varepsilon \sim \varepsilon^{-\gamma}$ ,  $\gamma = 2.58 \pm 0.08$ . По программе CORSIKA(QGSJET01+GHEISHA) для первичных протонов был получен дифференциальный энергетический спектр адронов, который также

аппроксимируется степенным законом  $dN/dE_h \sim E_h^{-\gamma}$ . При этом значение  $\gamma=2.68\pm 0.04$ . Т.о., результат, полученный по программе CORSIKA, для первичных протонов не противоречит экспериментальному результату, полученного на установке “Ковер-2”.

7. Получена зависимость среднего числа адронов на ливень  $\langle N_h \rangle$  от полного числа частиц в ливне  $N_e$ . Эта зависимость хорошо аппроксимируется степенным законом  $N_h \sim N_e^\alpha$ ,  $\alpha=0.89$ . В работах по изучению адронов в составе ШАЛ на высотах гор была получена зависимость среднего числа адронов от полного числа частиц в ливнях с  $N_e=10^5\div 10^6$ , для которой значение  $\alpha=0.8\div 0.9$ . Это значение не противоречит значению, полученного на установке “Ковер-2”. Результаты розыгрыша по программе CORSIKA для первичных протонов и ядер железа не противоречат экспериментальным результатам. Это также подтверждает, что события, зарегистрированные на МД, являются адронами.

8. Получено пространственное распределение адронов с  $E_h > 25$  ГэВ и с полным числом частиц в ливне  $N_e=10^5-10^6$ . В этом случае ось ливня лоцировалась на “Ковер”. Результаты по ФПР для адронов с пороговой энергией  $E_{th}=50$  ГэВ, полученные на адронном калориметре ливневой установки KASCADE, на качественном уровне не противоречат данным установки “Ковер-2”. Не противоречат данным установки “Ковер-2” результаты расчета по программе CORSIKA для первичных протонов и ядер железа.

9. При условии триггера МД МЗ было получено дифференциальное распределение по числу адронов с  $E_h > 25$  ГэВ

в интервале (1-40) адронов, которое аппроксимируется степенным законом  $dN/dN_h \sim N_h^\beta$ , где  $\beta = -2.80 \pm 0.03$ . Этот результат не противоречит экспериментальным результатам, полученным на адронном калориметре ливневой установки KASCADE для адронов с  $E_h > 50 \text{ ГэВ}$  вблизи оси ливня. Что в свою очередь доказывает возможность регистрации их в составе ШАЛ, оси которых локализованы вблизи МД.

Автор выражает благодарность Стенькину Ю.В. за полезные советы в работе, Кавторову В.Ф. за помощь и всему коллективу установки “Ковер-2”, участвующему в эксплуатации установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hayakava S., Tomonaga S., Journ. Sci. Res. Inst., Japan. 43.67 (1948).
2. Kraybill H.L. Mark L.J. Phys. Rev. 93. 326(1954).
3. Скобельцин Д.В., Зацепин Г.Т., Миллер В.В. ЖЭТФ.17. 939(1947).
4. Williams R.W., Phys. Rev. 74. 1689 (1948).
5. Moliere G., Kosmische Strahlung, ed. W. Heisenberg. New York. 1943.
6. Cocconi G., Cocconi V.T., Greisen K, Phys. Rev. 76, 1020(1949).
7. Nishimura J., Kamata K. Progr, Phys.5.899(1950).
8. Nishimura J., Kamata K., Progr. , Theor. Phys. 6.262.628 (1951).
9. Nishimura J., Kamata K., Progr. Theor. Phys.7.175(1952).
10. Greisen K.I., Walker W.D., Walker S.P., Phys. Rev.80. 535 (1950)
11. McCusker C.B.A., Proc. Phys. Soc. 63A, 1240(1950)
12. Fujioka G., Journ. Phys. Soc. Japan. 10. 245. (1955).
13. George E.P., MacAnuff J.W., Sturgess J.W. Proc. Phys.Soc., v.66A, p. 346(1953).
14. Barret P.H., et al. Rev. Mod. Phys., v.24, p.133,(1952).
15. В.С. Мурзин. Введение в физику космических лучей. М.: Изд-во МГУ. 1988.
16. Fukui S. et al. // Progr. Theor.Phys. (Suppl.). 1960. V.16.P.1.
17. Khristiansen G.B. et al. // Proc. 8<sup>th</sup>ICRC.Jaipur. 1963. V.3.P.393.
18. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys., B(Proc. Suppl.). 1997. V.52 B.P.17.
19. Fomin Yu. A. et al. // J.Phys.G.1996.V.22.P.1839.
20. Ptuskin V.S. et al. // Astron. Astrophys. 1993. V.268.P.726.

21. Е.А. Вишневская и др. Определение массового состава первичного космического излучения и спектр широких атмосферных ливней по числу мюонов. Изв. РАН. Сер. физ. 2003. т.67. №4. с.435-438.
22. Gaisser T.K., High energy interactions above 10 TeV, Proc. of the ICRC. Plovdiv. 1977. vol. 10. p. 267-289.
23. Feynman R.P. Very high energy collision of hadrons. Phys. Rev. Letters. 23. 1415, 1969.
24. Volkova L.V., Zatsepin G.T. Proc. XIII Internat. Conf. Cosmic Rays, Denver, 3, 2332, 1973.
25. Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. Широкие атмосферные ливни космических лучей и масштабная инвариантность в адронных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях. Письма в ЖЭТФ, 21, 666, 1975.
26. Anger P., Maze R. Compt. rend, 1938, v.207, p.228.
27. Зацепин Г.Т., Ядерно-каскадный процесс и его роль в развитии широких атмосферных ливней. Докл. эксперим. и теор. физ., 1949. т.19. с.1104.
28. Г.Б. Христиансен, Г.В. Куликов, Ю.А. Фомин, Космическое излучение сверхвысокой энергии. Москва. Атомиздат. 1975.
29. Вавилов Ю.Н. и др. В кн. Тр. ФИАН, т.26. М. Наука. 1964. с.17.
30. Escobar I., Domingo V., Muracami K. Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays, v.4., Bombay. Tata Institute of Fundamental Research. 1963, p. 168.
31. Sreekantan B., Proc. Intern Conf. on Cosmic Rays.v.4. Bombay. Tata Institute of Fundamentals Research, 1963, p. 143.
32. Miyake S. e.a., Canad. J. Phys. 1968. v. 46. p. S107.
33. Escobar I. La Pointe M. Yodh G. "Acta Phys. Hungaricae, 29 Suppl.". 1970. v.3., p.403.

34. Соловьева В.И. Исследование широких атмосферных ливней и некоторые характеристики первичного космического излучения сверхвысоких энергий. Диссертация. ФИАН, 1965.
35. Clark G. e. a. "Nuovo Cimento, Suppl.", 1958, v.8, p.623.
36. Earnshaw J. e. a. "Proc. Phys.", 1967, v.90, p.91.
37. Matano T. "J. Phys. Soc. Japan", 1962, v.17, p.742.
38. Bonczak B. e. a. "J. Phys. A.", 1969, v.2, p.334.
39. Brownlee R. e. a. "Acta Phys. Hungaricae, 29 Suppl.". 1970, v.3, p.651.
40. Андроникашвили Э.Л., Бибилашвили М.Ф. О пространственном распределении проникающей компоненты широких атмосферных ливней. "Журн. эксперим. и теор. физ.", 1957. т.32. с.403.
41. Вернов С.Н. и др. Мюоны высоких энергий в составе широких атмосферных ливней. "Изв. АН СССР. Сер. Физ.". 1970. т.34. с.1968.
42. Ильина Н.П. и др. Мюонная компонента вблизи оси широкого атмосферного ливня, "Изв. АН СССР. Сер. физ." . 1972. т.36. с.1744.
43. Куликов Г.В. Исследование структуры широких атмосферных ливней с энергией  $10^{15}$ - $10^{17}$  эв. Диссертация. МГУ. 1973.
44. Earnshaw J. e. a. "Canad. J. Phys.". 1968. v. 46. p. S122.
45. Bohm E. e. a. "Canad. J. Phys." 1968. v. 46. p. S50.
46. С. Хаякава. Физика космических лучей. Изд-во Мир, Москва. 1973. ч.1.
47. Cocconi G., Handbuch der Physik, Bd. 46/1. Berlin. 1961. S.215.
48. Chudakov A.E. On the number spectrum of muon bundles underground, Proc.16ICRC, Kyoto, 1971, v. 10, p. 192-197.

49. Bakatanov V.N. et al., Spatial separation distribution and energy spectrum of muons in groups at the depth 850hg/cm<sup>2</sup>. Proc.18ICRC. Bangalore, 1983, v.11, p.453-456.
50. Bakatanov V.N. et al. On muon energy spectrum in muon groups underground, Proc.20ICRC, Moscow, 1987, v.6, p.221-224.
51. Стенькин Ю.В. О пространственном распределении мюонов в ШАЛ. ВАНТ Серия: Техника физического эксперимента. 1989. вып.4(4). С.10-19.
52. Dyakanov M.N. et al. Results of study of EAS structure on measurements of the EAS different components with  $E_0=10^{17}-10^{19}$  eV Proc. of 20 ICRC. Moscow. 1987. v. 5. p. 486-489.
53. Diminstein O.S. et al. Muons with energy 1 GeV in EAS with  $E=10^{17}$  Ev Proc. 18 ICRC. Bangalore. 1983. V.6, P.118-121.
54. Chatterjee B., e. a., "Canad. J. Phys.", 1968, v.46, p.S136.
55. Vernov S.N. e. a. "Acta Phys. Hungaricae, 29 Suppl.", 1970, v.3, p.429.
56. Н.Н. Калмыков и др. Характеристики мюонной компоненты по данным установки ШАЛ МГУ.28ВККЛ, Москва,2004.
57. Вишневская Е.А. и др. Утяжеление массового состава первичных космических лучей в области за изломом энергетического спектра по данным установки ШАЛ МГУ. ЯФ.1999.Т.62.С.300
58. M.Aglietta et al., Comparison of the electron and muon data in Extensive Air Showers with the expectations from a cosmic ray composition and hadron interaction model INFN/AE-96/16.
59. Y. Hayashi et al., A study on the lateral structure of muons in extensive air showers with the GRAPES array at Ooty 26<sup>th</sup> ICRC, 1999.
60. H.O. Klages. Status and prospects of the EAS experiment KASCADE.24<sup>th</sup> ICRC. 1995. V.1. p. 946-949.

61. Antoni T. et al. Electron, muon and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment. *Astroparticle Physics*, 14(2001)245-260.
62. Буднев Н.М. и др. Установка для регистрации ШАЛ по черенковскому свету площадью  $1\text{км}^2$  в Тункинской долине. *Изв. РАН. Серия Физическая*, 2005, Т.69, №3, С. 347.
63. Б.В. Антохонов и др. Тунка-133 – новая установка для исследования космических лучей сверхвысоких энергий. *Известия РАН, Серия Физ.*, 2011, Т.75, №3. С.396.
64. Atrashkevich V.V. et al. // *JETP Lett.*1981. V.33.№4.P.225.
65. Kalmykov N.N. et al. Improvement of primary mass resolution using the simultaneous registration of EAS cherenkov light, muons and electrons, *Proc. 31<sup>st</sup> ICRC. Lodz. 2009*, ID-1073.
66. Яковлев В.И. Дис. ФИАН. 1969.
67. Никольский С.И. Письма в ЖЕТФ. 3153(1966).
68. Антонов Р.А., Смородин Ю.А., Тулинова З.И. Тр. ФИАН. 26. 142. (1964).
69. Kalmykov N.N., Christiansen G.B., Fomin Yu.A., *Proc. XII Internat. Cosmic Rays Conf., Hobart. 6. 2074(1971)*.
70. Japanese-Brazilien Emulsion Chamber Group, *Progr, Theoret. Phys Suppl.* 47. 1(1971).
71. McCusker C.V.A. Bakich A. et al. *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.* 29.Suppl.3. 501 (1970).
72. О.Е. Краснова, С.И. Никольский, В.А. Ромахин, Исследование адронной компоненты ливней в области перегиба спектра в ШАЛ по числу частиц. *Изв. РАН, сер. физ.*..2001, том 65.№8.с.1204-1206.
73. А.А. Лагутин, А.В. Юшков, *Спектр первичных протонов по данным о спектрах адронов на высоте гор и уровня моря.*29-я РККЛ. Москва. 2006.

74. Aglietta M, Alessandro B, Antonioli P. et al., Measurement of the cosmic ray hadron spectrum up to 30 TeV at mountain altitude:” The primary proton spectrum”, *Astropart. Phys.*, 2003, 19, P. 329-338.
75. Mielke H.H., Foeller M., Engler J., Knapp J., *J. Phys.* 1994. G20. P. 637-649.
76. Gaisser T.K., Honda M. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2002.52, P. 153-199.
77. J.K. Kempa. *Nuovo Cimento.* 31 A (1976). P. 568-581.
78. M. Aglietta et al. Measurement of the cosmic ray hadron spectrum up to 30 TeV at mountain altitude the primary proton spectrum. *Astroparticle Physics* 19(2003)329-338.
79. B.Wiebel-Sooth et al., *Astron. Astronophys.* 330(1998)389
80. R.Engel, *Nucl.Phys.B (Proc. Suppl.)* 75A (1999)62.
81. J. Knapp, *Nucl. Phys., B (Proc. Suppl.)*, 75A, (1999)089).
82. H.H. Mielke at al. KASCADE Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part Phys.*, 20, (1994)637.
83. J.R. Horandel et al., First measurement of the knee in the hadronic component of EAS.1999, 26<sup>th</sup> ICRC (Salt Lake City), He 2.2.41
84. А.В. Воеводский. Диссертация ФИАН. 1975
85. Тизенгаузен В.А. Пространственное распределение электронно-фотонной компоненты ШАЛ в диапазоне  $N_e(10^5-10^7)$  на высоте 1700м над уровнем моря. Диссертация ИЯИ.1979.
86. В. Козыревский Дипломная работа МИФИ. 1969.
87. Э.Шрам, Р. Ломбер “Органические сцинтилляционные детекторы”. М. Атомиздат. 1969.
88. В.Степанов. Логарифмический преобразователь амплитуды импульсов. ПТЭ. N3. стр.115. 1969.
89. Е.Н. Алексеев Диссертация НИЯФ МГУ. 1978.

90. А.С. Лидванский Многоствольность широких атмосферных ливней космических лучей и сечение генерации струй с большими поперечными импульсами в адронных взаимодействиях. Диссертация ИЯИ АН СССР.1984.
91. Е.Н.Алексеев и др. Большой пластический сцинтилляционный детектор. Модернизация баксанского подземного телескопа, препринт П-060. ИЯИ АН СССР.
92. Е.Н. Алексеев, В.В. Алексеенко, Н.А. Алексеенко, А.В. Воеводский, Д.Д. Джаппуев, Ю.Н. Коновалов, М.М. Конопля, А.У. Куджаев, Д.Л. Марчук, Ю.В. Маловичко, В.В. Скляр, Ю.В. Стенькин, В.А. Тизенгаузен, А.Е. Чудаков. Мюонный детектор установки “Ковер-2”. Известия академии наук, сер. физ., т.57, №4, стр.167-170, 1993.
93. Е.Н. Алексеев, В.Н. Алексеенко, Г.Х. Архестов, А.В. Воеводский, Д.Д. Джаппуев, Ю.Н. Коновалов, А.У. Куджаев, Д.Л. Марчук, С.Х. Озроков, Ю.В. Стенькин, В.А. Тизенгаузен, А.Е. Чудаков. О мюонном детекторе на установке “Ковер”. Избранные доклады на V Школе “Частицы и космология”, Москва, 1991г.
94. Н.А. Алексеенко, Г.Х. Архестов, Д.Д. Джаппуев, А.У. Куджаев, Д.Л. Марчук, Ю.В. Стенькин. Макетирование большого мюонного детектора установки “Ковер-2”, препринт 719, Москва, 1991.
95. Григорьев В.А. и др. Формирователь временной отметки, ПТЭ.1981.т.1.с.93.97. Н.Ф.Клименко. Использование пластических сцинтилляторов большой площади для модернизации БПСТ и регистрации редких событий. Диссертация. Москва.1993.

96. Н.Ф. Клименко. Использование пластических сцинтилляторов большой площади для модернизации БПСТ и регистрации редких событий. Диссертация. Москва. 1993г.
97. В.А. Каплин и др. Отчет о научно-исследовательской работе “Разработка электронных блоков измерения временной и амплитудной информации для установки ”Ковер-2””, МИФИ.1989.
98. Е.Н. Алексеев, В.В. Алексеенко и др. Сцинтилляционный детектор площадью  $200\text{м}^2$  для регистрации космических лучей. Известия АН СССР, сер.физ. , 38, 1097(1974)
99. Е.Н. Алексеев, П.Я. Глемба, А.С. Лидванский и др., Установка для изучения центральной части ШАЛ при помощи сцинтилляционного детектора площадью  $200\text{м}^2$ . Известия АН СССР, сер.физ. 40, 994, 1976
100. Д.Д. Джаппуев, В.В. Алексеенко, В.И. Волченко, Г.В. Волченко, Ж.Ш. Гулиев, Е.В. Гулиев, Ю.Н. Коновалов, А.У. Куджаев, А.С. Лидванский, О.И. Михайлова, В.Б. Петков, Д.В. Смирнов, В.И. Степанов, Ю.В. Стенькин, Н.С. Хаердинов. Модернизация установки “Ковер-2” БНО ИЯИ РАН. Изв. РАН, Сер.физ, 2009.т.71.№4, стр.542-544.
101. Е.Н. Алексеев Диссертация НИЯФ МГУ. 1978.
102. D.D. Dzhappuev, A.U. Kudzhaev, A.S. Lidvansky, Yu.V. Stenkin, V.B. Petkov. Study of “multi-core” air showers with EAS array “Carpet-2”, 29<sup>th</sup> ICRC, Pune (2005)00, 101-103.
103. D.D. Dzhappuev et al. Study of EAS hadronic component with hadron energy  $>50\text{GeV}$ . 30<sup>th</sup> ICRC, Merida, Mexico, 2007.
104. D.D. Dzhappuev et al. Study for hadronic component with hadron energy  $>50\text{ GeV}$  at “Carpet-2” EAS array. ICRW “Aragats -2007”, 2007, Armenia, Nor-Amberd, p. 102-105.

105. Д.Д. Джаппуев, А.У. Куджаев, А.С. Лидванский, В.Б. Петков, Ю.В. Стенькин. Изучение адронной компоненты ШАЛ на установке “Ковер-2”. Письма в ЖЭТФ, том 97, №10, 2013
106. Делвейл Д., Кендзорский Ф., Грейзен К. Зависимость пробега поглощения широких атмосферных ливней от числа частиц в ливне. В кн.: Тр. междунар. конф. по космическим лучам. Т.2. М., Изд-во АН СССР, 1960, с.80.
107. Ефимов Н.Н. Временные вариации широких атмосферных ливней космических лучей. Диссертация. МГУ, 1967
108. Л.И. Дорман. Метеорологические эффекты космических лучей. Изд-во “Наука”, Москва, 1972.
109. Н.С. Каминер. К вопросу о точности определения барометрического коэффициента в интенсивности космических лучей. Труды НИЗМИР, вып.15(25). Изд-во АН СССР, 1959, стр. 178.
110. Д.Д. Джаппуев. Диссертация ИЯИ АН СССР.1991.
111. Е. Вдовчик и др. Экспериментальные исследования ШАЛ с числом частиц  $10^5$ - $10^6$ . Известия АН СССР, сер.физ., т.40, №5, с.978-981.
112. A.U. Kudzhaev, D.D. Dzhappuev, O.I. Mikhilova and V.B. Petkov, Investigation of the muonic and hadronic components of extensive air showers at the 1GeV muon detector of the “Carpet-2” shower array. Proceeding of the 2<sup>nd</sup> International Cosmic Ray Workshop “Aragats 2011”, 2011, Armenia, p.126-130.
113. D.D. Dzhappuev, A.U. Kudzhaev, N.F. Klimenko, O.I. Mikhailova, V.I. Stepanov and A.L. Tsyabuk, A study of hadrons and muons in EAS at the “Carpet-2” shower array, Proceedings of 21<sup>st</sup> European Cosmic Ray. Symposium, Kosice, Slovakia, 2008, p.546.

114. Vernov S.N. e.a. "Acta Phys. Hungaricae, 29Suppl.", 1970, v.3, p.429.
115. G. Navarra. Cosmic ray studies around the "knee" of the primary spectrum from EAS-TOP, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 60 B, (1998), 105-116.
116. Linsley J.e.a. J."Phys. Soc. Japan, Suppl, A III", 1962, v.17, p.91.
117. T.V. Danilova, E.V. Denisova, S.I. Nikolsky, JETF, v.46, p. 1561, (1964).
118. J.R. Hörandal et al., A measurement of the primary cosmic-ray energy spectrum using the hadronic air shower component, Proc. of 21th ICRC, 2001, Hamburg, 2001, 137.