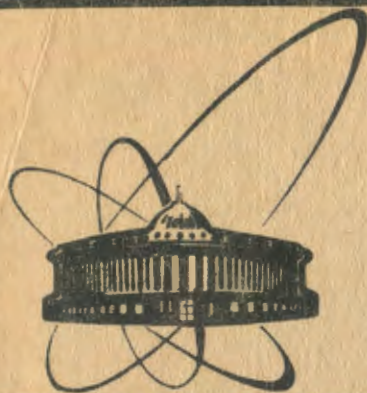


90-194



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

B-751

P13-90-194

И.Б.Воробьев, А.Д.Кириллов, В.А.Николаев\*,  
П.А.Рукояткин, В.И.Юревич\*, Р.М.Яковлев\*

ЭКСПРЕССНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АДРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

\*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

С развитием ускорительной техники и физики высоких энергий возрастает количество задач как фундаментального, так и прикладного характера, связанных с исследованием полей адронного излучения. Экспериментальное изучение пространственно-энергетических распределений адронов дает важную информацию для конструирования защиты ускорителей, калориметров для физики высоких энергий, интенсивных нейтронных источников, электроядерных и мю-каталитических установок.

Решение этих задач обычно базируется на математическом моделировании адронного каскада и его распространения через вещество<sup>/1-7/</sup>, так как не существует простого альтернативного экспериментального метода исследования полей вторичного адронного излучения в условиях "плохой" геометрии. Однако тестирование расчетных программ по результатам измерений методом времени пролета показало, что существуют значительные расхождения между результатами расчета и эксперимента при описании дважды дифференциальных распределений адронов<sup>/8,9/</sup>. Поэтому использование только расчетного метода для анализа полей адронного излучения может привести к серьезным ошибкам и неправильным выводам.

Настоящая работа посвящена развитию метода пороговых трековых детекторов деления с целью применения его для изучения пространственно-энергетических распределений адронов в широкой области энергий  $0 \div 5$  ГэВ. В традиционный набор пороговых детекторов деления входят тонкие слои из урана-235 /с фильтрами из кадмия и бора/, непуния-237, урана-238 и тория-232. Разработанный в<sup>/10/</sup> метод автоматического искрового счета треков, вызываемых осколками деления в полимерных трековых детекторах, существенно упростил и ускорил обработку экспериментальной информации. Использование автоматического просмотра трековых детекторов позволяет оперативно проводить подробные исследования нейтронных полей с помощью большого количества детекторов. Основной проблемой, препятствующей реализации этого метода для проведения измерений в полях с жестким энергетическим спектром, является малое число различных пороговых детекторов в сборке и низкие значения их порогов. Поэтому нами был проведен цикл исследований, посвященных разработке детекторов с высокими значениями порогов регистрации. Результатом стало создание детектора адронов, представляющего собой новый набор пороговых трековых детекторов.

## ХАРАКТЕРИСТИКА АДРОННЫХ ПОЛЕЙ

Основным механизмом образования вторичного адронного излучения в мишенях под действием частиц высоких энергий является реакция глубокого расщепления ядер. В первичном акте взаимодействия образуются в сравнимом количестве каскадные нейтроны и заряженные адроны. По мере распространения их в веществе относительная доля нейтронов быстро возрастает и уже мишени толщиной более  $100 \text{ г/см}^2$  являются хорошими нейтронными источниками. Низкоэнергетическая компонента спектра адронного излучения практически полностью определяется испарительными нейтронами. Если отношение выходов каскадных нейтронов и протонов для различных ядер-мишеней и энергий налетающих частиц близко к единице<sup>/11,12/</sup>, то выход заряженных пионов становится сравнимым с выходом нуклонов только при энергиях выше  $10 \text{ ГэВ}$ . Так, для взаимодействия протонов с энергией  $12,9 \text{ ГэВ}$  с тяжелыми ядрами фотоэмульсии были получены следующие отношения выходов различных частиц<sup>/13/</sup>:  $\pi^\pm/p \sim 0,7$ ,  $d/p \sim 0,11$ ,

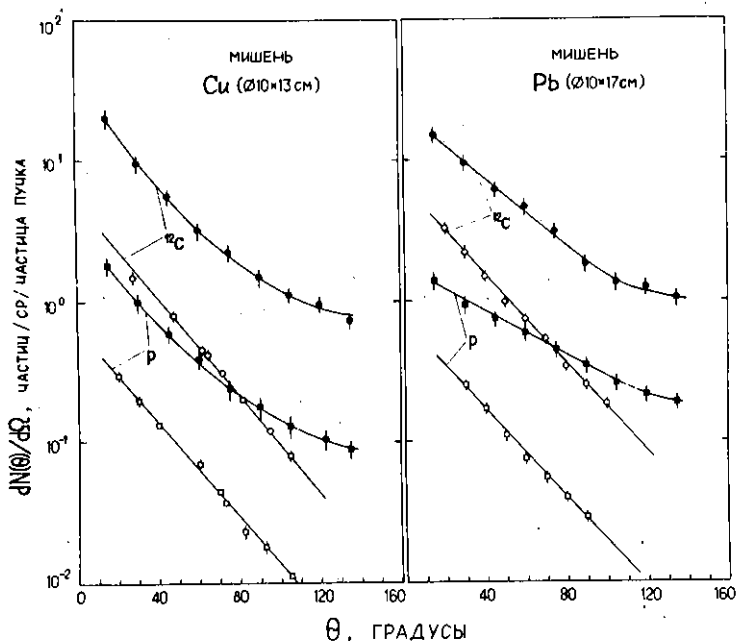


Рис.1. Угловые зависимости выходов адронов с энергией более  $20 \text{ МэВ}$  из толстых медной  $/\phi 10 \times 13 \text{ см}/$  и свинцовой  $/\phi 10 \times 17 \text{ см}/$  мишеней, облучаемых протонами и ядрами С-12 с энергией  $3,65 \text{ ГэВ/нуклон}$ : темные символы - нейтроны, светлые символы - заряженные адроны<sup>/14,15/</sup>.

$K^{\pm}/p \sim 0,04$ . На рис.1 приведены угловые распределения каскадных нейтронов и заряженных частиц, полученные в экспериментах с толстыми медной и свинцовой мишенями:  $p, C-12(3,65 \text{ ГэВ}/n)+Cu / \phi 10 \times 13 \text{ см/}$  и  $p, C-12(3,65 \text{ ГэВ}/n)+Pb / \phi 10 \times 17 \text{ см/}$  [14,15]. Видно, что для всех углов выход нейтронов значительно превышает выход заряженных частиц. Вклад заряженных пионов для углов  $20^\circ$ ,  $70^\circ$  и  $120^\circ$  в полный выход адронов под этими углами составил 6,9%, 1,1%, 0,7% соответственно. На рис.2 показаны в качестве примера энергетические спектры нейтронов и протонов, измеренные нами методом времени пролета под углом  $90^\circ$  для свинцовой мишени  $\phi 20 \times 20 \text{ см}$ , облучавшейся протонами с энергией 2,55 ГэВ. Анализируя результаты измерений, можно сделать вывод, что за пределами сравнительно небольшой области мишени, внутри которой произошло первичное неупругое взаимодействие налетающей частицы пучка, выход нейтронов значительно превышает выход заряженных адронов при той же энергии, то есть поле вторичного адронного излучения в основном определяется пространственно-энергетическим распределением нейтронов.

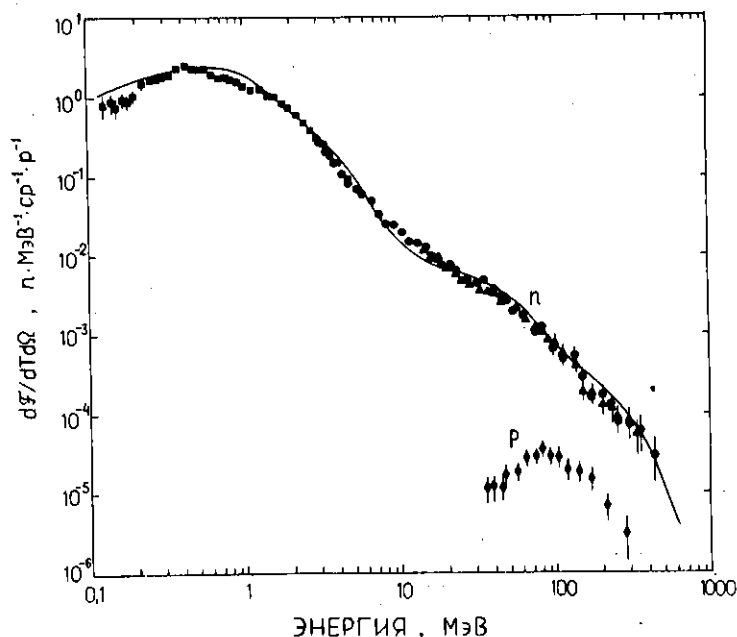


Рис.2. Энергетические спектры нейтронов и протонов из свинцовой мишени  $\phi 20 \times 20 \text{ см}$  для угла  $90^\circ$  и пучка протонов с энергией 2,55 ГэВ: символы – результаты измерения методом времени пролета, кривая – результаты интегральных измерений методом пороговых трековых детекторов.

Как показано в работах /16,17/, форма энергетических спектров нейтронов хорошо аппроксимируется трехкомпонентным аналитическим выражением

$$F(T) = \sum_{i=1}^3 C_i \cdot T \cdot \exp(-T/T_{0i}), \quad /1/$$

где  $T$  - кинетическая энергия,  $C_i$  и  $T_{0i}$  - подгоночные параметры. Первая компонента описывает низкоэнергетическую изотропную часть спектра. Для других компонент имеется зависимость значений параметров  $T_{0i}$  от угла наблюдения, особенно сильная для высокоэнергетической части спектра, описывающей выход каскадных нейтронов. В качестве реалистических значений этих параметров могут быть использованы:  $T_{01} \sim 2$  МэВ,  $T_{02} \sim 10$  МэВ,  $T_{03} = 30 \div 150$  МэВ в зависимости от угла наблюдения. Заметим, что для углов меньше  $30^\circ$  спектры в области высоких энергий могут иметь более сложную форму из-за процессов квазисвободного рассеяния, стриппинга и перезарядки. В этих случаях в выражение /1/ может быть введена дополнительная функция для описания нерегулярностей в спектре. Спектр протонов из тонких мишеней также хорошо описывается выражением /1/, но без первой компоненты.

## МЕТОД

Расширение набора пороговых детекторов было осуществлено путем добавления детекторов деления ДД с тонким слоем висмута или с толстыми слоями свинца, а также детекторов нового типа, в которых твердотельные трековые детекторы ТТД регистрируют быстрые ионы, образующиеся в результате фрагментации ядер конвертеров со средним массовым числом  $A$ . Детекторы первого типа имеют эффективный порог регистрации  $70 \div 90$  МэВ, а второго типа, названные нами детекторами фрагментации ДФ, - несколько сотен МэВ.

Детекторы деления и фрагментации имеют слабую чувствительность к частицам, не принадлежащим к классу адронов и их вкладом в счетность детекторов обычно можно пренебречь. Эффективность регистрации адронов определяется сечениями процессов деления и фрагментации с образованием ионов с необходимыми для регистрации характеристиками. Исходя из имеющихся в литературе данных, средние значения сечений деления для каскадных нейтронов, протонов и пионов соотносятся как  $\sim 1:2,5:1 \div 2$ , а для процесса фрагментации это соотношение имеет вид  $\sim 1:1:2/3$ .

Поэтому эффективность для детекторов фрагментации слабо зависит от типа налетающего адрона, в частности, она имеет приблизительно одинаковое значение для нейтронов и протонов равной энергии. Для детекторов деления U-235, Np-237 и U-238 эффективность практически полностью определяется нейтронами с энергией меньше 50 МэВ. В случае детекторов деления с высокими порогами для уменьшения погрешности определения выходов каскадных адронов необходимо использовать априорную информацию о составе адронного излучения. Однако даже при отсутствии такой информации погрешность составит не более 25%.

В адронном детекторе применяются делящиеся слои толщиной  $\sim 1$  мг/см<sup>2</sup>, площадью 1 см<sup>2</sup> и толстые конвертеры из свинца, меди и кадмия. Регистрация осколков деления и фрагментов осуществляется ТТД из полиэтилентерефталата толщиной 6 мкм, расположенными вплотную к поверхности конвертеров. Травление ТТД осуществляется в растворе КОН /плотность 1,252 г/см<sup>3</sup> при 20°C/ в течение 60 мин при температуре  $60 \pm 0,1$ °C. Для такого режима травления и просмотра ТТД с помощью автоматического искрового счетчика треков АИСТ/10/ эффективность регистрации осколков деления от изотропного источника равняется 51,5% при плотности искровых пробоев не более 4000 на 1 см<sup>2</sup>. Пороговое значение заряда иона  $Z_{\text{пор}}$  равняется 5. Время просмотра одного ТТД составляет около 4 мин.

Определение выходов адронов различных энергетических групп проводится путем настройки энергетического распределения, заданного на основе имеющейся априорной информации /например, использование выражения /1/ с реалистическими значениями параметров/, с помощью результатов интегральных измерений пороговыми трековыми детекторами. Математическая процедура восстановления энергетического спектра, основанная на обладающем хорошей устойчивостью итерационном методе минимизации направленного расхождения, реализована в программе RESTOR.

## АДРОННЫЙ ДЕТЕКТОР

Конструкция сборки пороговых детекторов с тонкими делящимися слоями была рассмотрена в работе/10/. Эффективность для таких детекторов может быть рассчитана с помощью простого выражения:

$$\epsilon = n \cdot \eta \cdot \sigma_f,$$

где  $n$  - число ядер делящегося нуклида в 1 см<sup>2</sup>,  $\eta$  - эффективность регистрации осколков ТТД,  $\sigma_f$  - сечение деления. Сечения

/2/

деления нейтронами хорошо изучены в области энергий ниже 14 МэВ, и их оцененные значения входят в состав различных библиотек ядерных данных, например ENDF/B-V. Для области более высоких энергий нами использовались результаты измерений/18-21/. Сечение деления висмута нейтронами исследовалось только в одной работе/22/. Грубая оценка этого сечения, проведенная на основе данных по делению изотопов свинца протонами/23/ в предположении, что в околопороговой области деление идет в основном через образование составного ядра, хорошо согласуется с экспериментальными данными/22/. Оцененное среднее значение погрешности сечения деления висмута составляет ~20%. Сечения деления висмута и свинца нейтронами и протонами быстро нарастают в околопороговой области, а далее в широком энергетическом интервале приблизительно сохраняют свои значения. Это обстоятельство делает эти реакции очень удобными для определения числа адронов с энергией выше ~50 МэВ. Измерения показали, что детектор, состоящий из двух толстых слоев свинца и расположенных между ними ТТД Pb-Pb, имеет приблизительно в четыре раза более высокую эффективность регистрации, чем детектор со слоем висмута толщиной 1 мг/см<sup>2</sup> как для нейтронов, так и для протонов. На рис.3 приведены энергетические зависимости

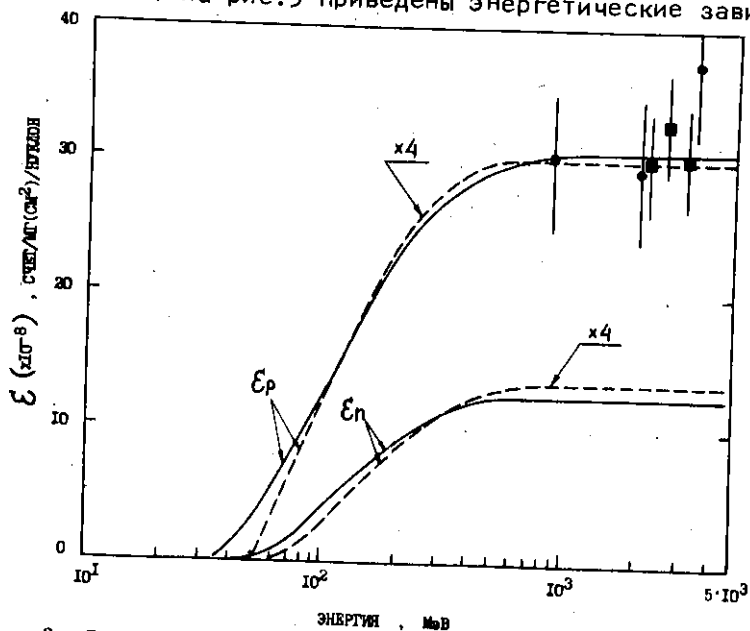


Рис.3. Эффективность детекторов деления Bi-209 и Pb-Pb /пунктир/ для нейтронов и протонов. Квадратики и точки - результаты наших измерений на протонах для Bi и Pb-Pb соответственно.

эффективности регистрации нейтронов и протонов детектора-ми обоих типов.

Изучение влияния угловой асимметрии разлета осколков деления на величину эффективности регистрации детекторов деления проводилось в нейтронном поле толстой свинцовой мишени  $\phi$  20x60 см, облучаемой пучком протонов. Наибольшее значение отношения "вперед"/"назад",  $\alpha = 1,3$ , было получено для висмута под малыми углами к пучку. Учесть этот искажающий эффект можно с помощью выражения

$$N = 0,5 \cdot (N_B + N_H) = 0,5 \cdot (1 + \alpha) \cdot N_H,$$

13/

где  $N_B$ ,  $N_H$  - число отсчетов "вперед" и "назад" соответственно.

Исследование фонового эффекта, вызванного регистрацией ионов, выходящих из подложек делящихся слоев под действием частиц высоких энергий, показало, что для слоев из актинидов толщиной около 1 мг/см<sup>2</sup> "эффектом подложки" можно пренебречь. В области энергий выше нескольких сотен МэВ для детектора с висмутом возможен заметный вклад в число отсчетов от этого эффекта. Однако этим эффектом можно и в этом случае пренебречь, если использовать подложки из материала с малым массовым числом, на-

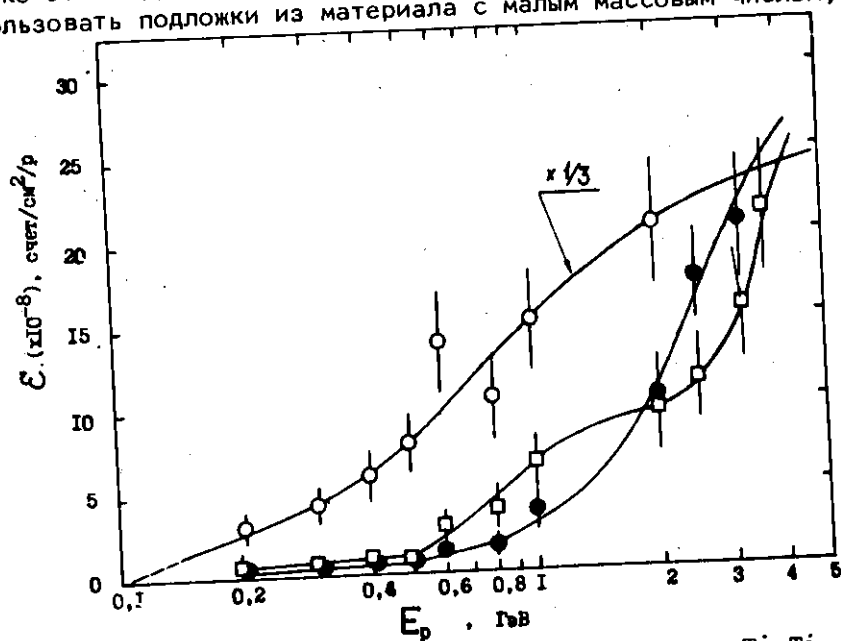


Рис.4. Эффективность детекторов фрагментации Ti-Ti / $\circ$ /, Cu-Cu / $\square$ /, Cd-Cd / $\bullet$ / . Кривые проведены на глаз через экспериментальные точки.



пример алюминия, и ориентировать детектор делящимся слоем на-  
встречу падающим частицам.

Используя слабую зависимость процесса фрагментации от ти-  
па налетающего нуклона, изучение регистрационных характеристик  
детекторов фрагментации проводили на пучке протонов в широ-  
ком интервале энергий  $0,2 \div 4$  ГэВ. На рис.4 приведены измерен-  
ные энергетические зависимости эффективностей детекторов  
с конвертерами из титана /Ti-Ti/, меди /Cu-Cu/ и кадмия  
/Cd-Cd/. Два последних детектора имеют наиболее высокие зна-  
чения эффективных порогов регистрации, которые значительно  
превышают значения порогов для детекторов деления.

С целью уменьшения методической и статистической погреш-  
ностей в пороговых детекторах с толстыми конвертерами исполь-  
зовалось по 7 ТТД. Были созданы два типа конструкции таких де-  
текторов - с последовательным /1 тип/ и параллельным /2 тип/  
размещением трековых детекторов. В первом случае пороговый де-  
тектор состоит из чередующихся дисков-конвертеров и ТТД одина-  
кового диаметра 19 мм, при этом внутренние слои "работают" как  
на предшествующий, так и на последующий ТТД. Во втором случае  
ТТД располагаются между двумя дисками-конвертерами большого  
диаметра 65 мм. На рис.5 показаны обе конструкции порогового  
детектора с толстыми слоями-конвертерами.

Для полного набора пороговых детекторов, входящих в состав  
адронного детектора, энергетические зависимости эффективностей  
регистрации представлены на рис.6 /для детекторов деления при-

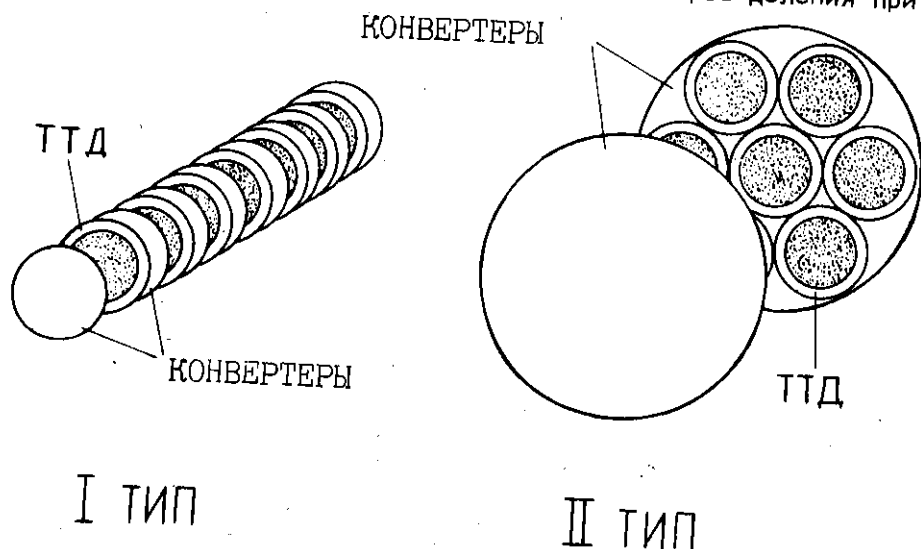


Рис.5. Два варианта конструкции детектора фрагментации:  
последовательная /1 тип/ и параллельная /2 тип/.

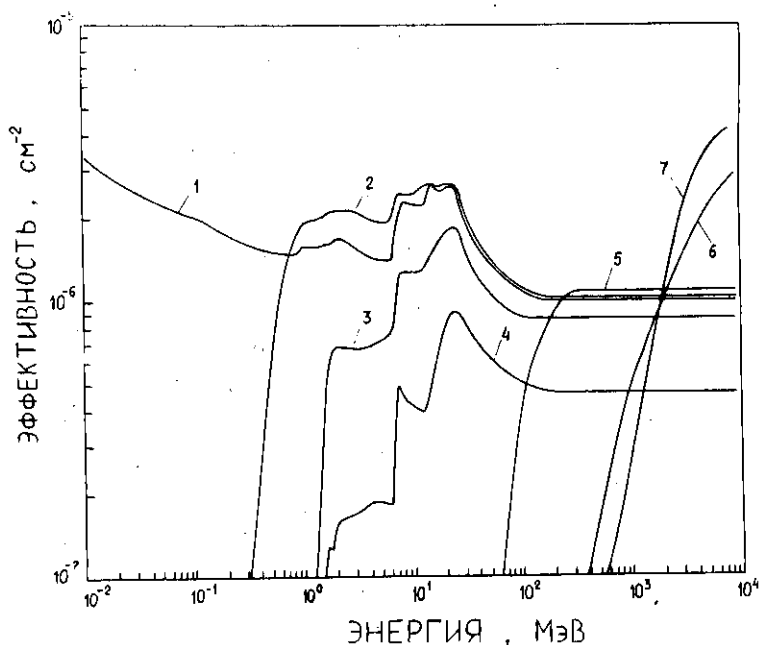


Рис.6. Энергетические зависимости для эффективностей трековых пороговых детекторов, входящих в состав адронного детектора: 1 - U-235, 2 - Np-237, 3 - U-238, 4 - Th-232, 5 - Bi-209, 6 - Cu-Cu, 7 - Cd-Cd. Значения для кривых 5-7 увеличены в десять раз.

ведены эффективности для нейтронов/. На основе этих зависимостей, а также спектров, полученных в измерениях методом времени пролета для толстых свинцовых мишеней под действием пучка протонов, были рассчитаны функции отклика различных пороговых детекторов и соответствующие им энергетические интервалы наибольшей чувствительности. Анализ показал, что детекторы хорошо дополняют друг друга и обеспечивают полное перекрытие очень широкой области энергий от нуля до нескольких ГэВ.

## ПОГРЕШНОСТИ

Основными составляющими погрешности экспериментальных результатов являются методическая и статистическая погрешности, неопределенность мониторингирования пучка, а также погрешность эффективности пороговых детекторов.

Методическая погрешность определяется в основном неопределенностью /разбросом/ толщины лавсановой пленки и погрешностью метода обработки и просмотра ТТД. Для уменьшения методической погрешности обеспечивалась идентичность процесса обработки различных партий ТТД путем осуществления строгого контроля таких параметров, как время травления, температура и концентрация раствора КОН.

В результате многих измерений были определены значения методической погрешности для различных пороговых детекторов. В таблице приведены значения методической погрешности для детекторов с одним и семью ТТД и конвертеров различного типа.

Таблица

Детектор	Погрешность, %	
	1 ТТД	7 ТТД
Детекторы деления		
Делящийся слой (1 мг/см <sup>2</sup> )	8	-
Pb-Pb	19	7,4
Детекторы фрагментации		
Cu-Cu	50	18
Cd-Cd	50	18

Сильное различие значений методической погрешности для различных типов детекторов объясняется тем, что осколки деления обладают оптимальными характеристиками для регистрации полимерными ТТД при использовании тонкого делящегося слоя. Для толстого слоя значительная часть осколков обладает энергией ниже порога регистрации, а в случае детектора фрагментации выходящие из слоя фрагменты имеют далекие от оптимальных как зарядовое, так и энергетическое распределения.

Необходимо отметить, что при плотности выявленных треков в ТТД, превышающих 4000 на 1 см<sup>2</sup>, заметно возрастает методическая погрешность из-за просчета части треков. Обычно детекторы деления дают число отсчетов существенно большее, чем детекторы фрагментации. Однако, как правило, методическая погрешность значительно превышает статистическую для всех типов детекторов.

Погрешность эффективности для детекторов деления в области энергий ниже 14 МэВ не превышает 10%, а для более высоких энер-

гий, как и для детекторов фрагментации, она имеет значение не более 20%.

## АПРОБИРОВАНИЕ МЕТОДА

Для выяснения возможностей описанного метода определения дифференциальных распределений вторичного адронного излучения была проведена серия экспериментов с толстыми свинцовыми мишенями на пучке протонов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Мониторинг пучка осуществлялся с помощью реакции наработки  $\text{Na-24}$  в  $\text{Al-27}$ . Восстановление проводилось с помощью программы RESTOR путем использования априорной информации о составе адронного излучения и характере его энергетического спектра. Результатом работы программы являются выходы адронов с энергией больше некоторого заданного ряда значений: 0, 0,1, 1, 6, 20, 50, 100, 250, 500 и 1000 МэВ.

Программа позволяет осуществлять визуальный контроль за ходом восстановления. Окончание итерационного процесса происходит либо по желанию оператора, либо автоматически, если для каждого порогового детектора отклонение расчетной счетности от экспериментальной по абсолютной величине становится меньше полной погрешности, включающей в себя неопределенность эффективности, методическую и статистическую погрешности.

Для интегральных методов ответственным моментом является выбор хорошего реалистического нулевого приближения для энергетического спектра  $F_0(T)$ . В программе RESTOR имеется несколько возможностей задания  $F_0(T)$ , таких как задание спектра в виде таблицы или в аналитической форме [1]. Косвенным признаком хорошего выбора  $F_0(T)$  является малое число итераций  $<10$ . Если число итераций велико, то это говорит о том, что либо форма спектра выбрана неудачно, либо в наборе экспериментальных счетностей имеются выбросы.

Оценка погрешности выходов адронов, связанной с погрешностью экспериментальных данных и неопределенностей детекторов, осуществлялась путем многократного статистического разброса счетностей около их экспериментальных значений и последующего восстановления. Исследование показало, что для используемого набора пороговых детекторов оцененные погрешности адронных выходов близки по величине к полным погрешностям результатов измерений.

Погрешности, возникающие при восстановлении выходов, связанные с неопределенностью знания формы энергетического спектра, оценивались посредством вариации  $F_0(T)$  в пределах, устанавливаемых на основе априорной информации. В качестве примера

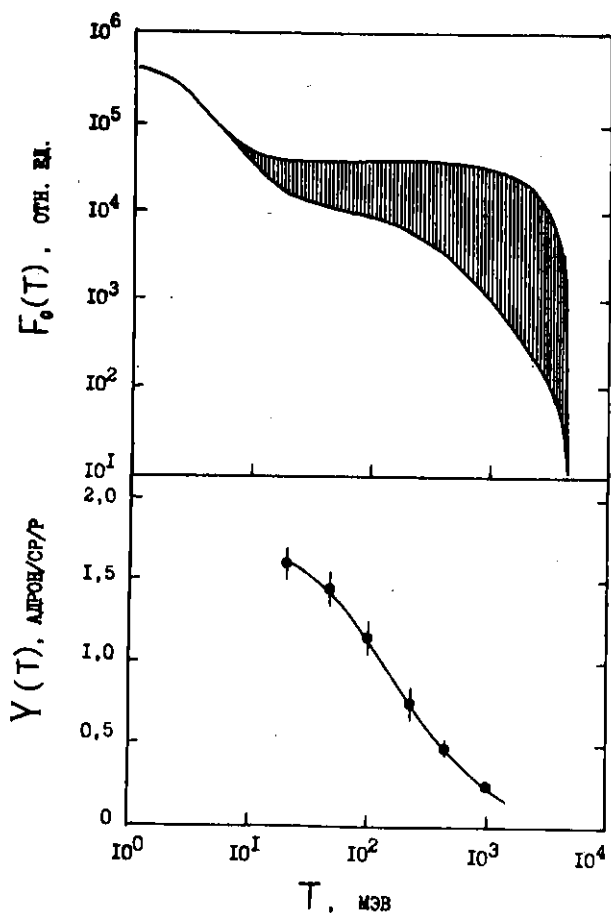


Рис.7. Нулевое приближение для энергетического спектра  $F_0(T)$  /заштрихована область неопределенности  $F_0(T)$ / и соответствующий ему результат восстановления  $Y(T)$  с энергией больше  $T$  под углом  $10^\circ$  из свинцовой мишени  $\phi 20 \times 60$  см под действием пучка протонов с энергией 3,65 ГэВ. Кривая проведена через точки на глаз.

на рис.7 приведены область вариации формы исходного энергетического спектра и результат восстановления выходов высокоэнергетических адронов  $Y(T)$  с энергией  $T$  для измерений, выполненных под углом  $10^\circ$  со свинцовой мишенью  $\phi 20 \times 60$  см при

энергии протонов пучка 3,65 ГэВ. Несмотря на то, что амплитуда варьирования  $F_0(T)$  достигала нескольких порядков из-за плохого знания характера энергетического распределения, значения погрешностей выходов адронов получались сравнительно небольшими.

Тестирование метода проводилось путем сопоставления измеренного нейтронного спектра под углом  $90^\circ$  свинцовой мишени  $\phi 20 \times 20$  см и энергии протонов пучка 2,55 ГэВ с результатами, полученными методом времени пролета. Как видно из рис.2, имеется хорошее согласие между результатами измерений.

В качестве примера применения метода пороговых трековых детекторов на рис.8 приведены результаты измерений угловых распределений адронов различных энергетических групп в области энергий выше 20 МэВ для свинцовой мишени  $\phi 20 \times 60$  см, облучаемой протонами с энергией 3,17 ГэВ.

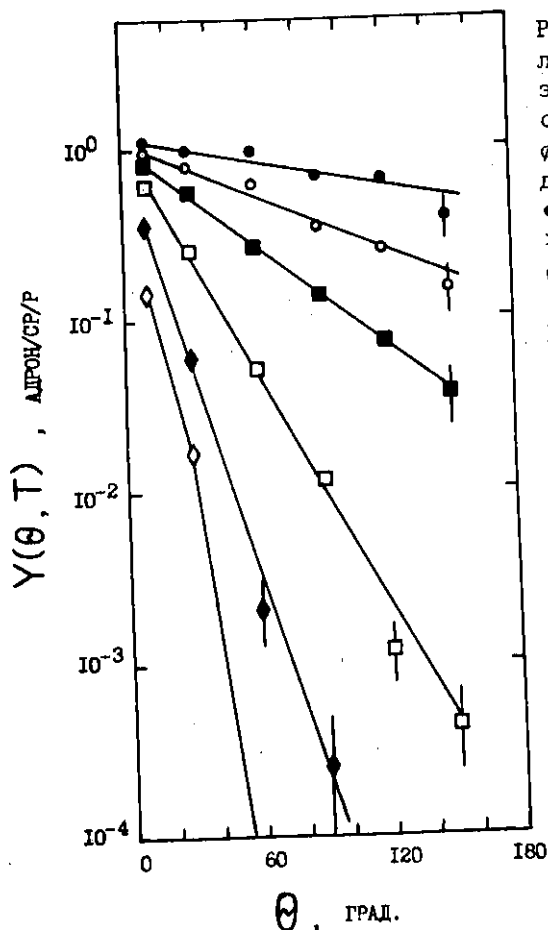


Рис.8. Угловые распределения адронов в области энергий выше 20 МэВ для свинцовой мишени  $\phi$  20x60 см и энергии падающих протонов 3,17 ГэВ:  
 • -  $T > 20$  МэВ,  $\circ$  -  $T > 50$  МэВ,  $\blacksquare$  -  $T > 100$  МэВ,  $\square$  -  $T > 250$  МэВ,  $\blacklozenge$  -  $T > 500$  МэВ и  $\diamond$  -  $T > 1000$  МэВ. Кривые проведены через экспериментальные точки на глаз.

В заключение авторы выражают благодарность Р.Г.Василькову, Н.С.Мызину, Ю.М.Чиркину, В.Г.Ляпину, И.О.Цветкову за помощь в проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. - Препринт ОИЯИ, P2-5719, Дубна, 1971.
2. Armstrong T.W., Chandler K.C. - Nucl. Sci. Eng., 1972, v.49, n.1, p.110.
3. Alsmiller F.S., Alsmiller R.G. et al. - Nucl. Sci. Eng., 1981, v.79, n.2, p.147.

4. Nieminen M., Torsti J.J. - NIM, 1981, v.179, p.77.
5. Даниэль А.В. - Препринт РИ-181, Л., 1984.
6. Mohring H.J., Ranft J. - Nucl. Sci. Eng., 1985, v.89, p.247.
7. Gabriel T.A., Brau J.E., Bishop B.L. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, v.36, n.1, p.14.
8. Filges D., Armstrong T.W., Cloth P. - ICANS-V11, Report AECL-8488, 1983, p.194.
9. Filges D., Cloth P. et al. - Phys. Rev. C., 1987, v.36, n.5, p.1988.
10. Воробьев И.Б., Козунов А.В. и др. - Атомная энергия, 1986, т.61, с.35.
11. Cierjacks S., Hino Y. et al. - Phys. Rev. C., 1987, v.36, n.5, p.1988.
12. Баюков Ю.Д., Гаврилов В.Б. и др. - Препринт ИТЭФ-148, М., 1983; Препринт ИТЭФ-172, М., 1983.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. - Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
14. Крылов А.Р., Тхо Л.Х., Тимошенко Г.Н. - Препринт ОИЯИ, 16-85-347, Дубна, 1985.
15. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. - Препринт ОИЯИ, 16-86-486, Дубна, 1986.
16. Nakamura T., Uwamino Y. - Phys. Rev. C, 1984, v.29, p.1317.
17. Nakamura T. - NIM, 1985, v.A240, p.207.
18. Behrens J.W. et al. - Nucl. Sci. Eng., 1982, v.80, p.393.
19. Behrens J.W. et al. - Nucl. Sci. Eng., 1982, v.81, p.512.
20. Wender S.A. et al. - В сб.: Материалы 1 Межд. конф. по нейтронной физике. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, т.4, с.17.
21. Lisowski P.W. et al. - Nuclear Data for Science and Technology, Intern. Conf., Mito, Japan, 1988, Ed. S.Igarasi, JAERI, 1988, p.325.
22. Гольданский В.И., Пенькина В.С., Тарумов Э.З. - ЖЭТФ, 1955, т.29, вып.6, с.778.
23. Шигаев О.Е. и др. - Препринт РИ-17, Л., 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 марта 1990 года.