

94-312



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-94-312

Алеев А.Н.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА
НЕЙТРОННОГО ПУЧКА КАНАЛА 5Н
СЕРПУХОВСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Сотрудничество ЭКСЧАРМ
Дубна—Алма-Ата—Бухарест—Минск—
Москва—Прага—Серпухов—София—Тбилиси

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

1994

А.Н.Алеев, В.П.Баладин, А.Брагадиреану, И.И.Евсиков, В.П.Джорджадзе, А.И.Зинченко, И.М.Иванченко, А.М.Калинин, А.Ф.Камбурян, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Г.А.Квирикашвили, В.Д.Кекелидзе, Д.А.Кириллов, Ю.А.Кожевников, И.Г.Косарев, Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, А.Ш.Мествиришвили, П.В.Мойсенз, А.Н.Морозов, А.К.Одишвили, В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прогулова, В.А.Сашин, Л.А.Слепец, В.Е.Симонов, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, П.З.Христов
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна¹

А.А.Локтионов

Институт физики высоких энергий НАН Республики Казахстан, Алма-Ата

Т.Понта

Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

А.С.Курилин

Научно-исследовательский институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск

М.В.Белов, Е.Г.Девизин, М.В.Завертязев, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

Я.Гладки, А.Прокеш

Институт физики АН Чешской Республики, Прага

А.П.Бугорский

Институт физики высоких энергий, Серпухов, Россия

А.Ц.Вьлов, И.М.Гешков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София²

В.Й.Заячки

Технологический университет, София

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе, Н.Л.Ломидзе,

М.Д.Мосидзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Числадзе, Р.Г.Шанидзе

Институт физики высоких энергий ТГУ Республики Грузии, Тбилиси³

Т.С.Григалашвили

Институт физики АН Республики Грузии, Тбилиси

¹Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 93-02-03987 и 93-02-03989) и Международным научным фондом (грант RFPO00)

²Поддерживается болгарским национальным фондом «Научные исследования»

³Поддерживается Международным научным фондом (грант RVN000)

1 Введение

Для реализации научной программы по исследованию адронного рождения очарованных частиц и поиску узких резонансов на серпуховском ускорителе создана новая экспериментальная зона, включающая канал нейтральных частиц 5Н и спектрометр ЭКСЧАРМ. Изучаемые частицы рождаются нейтронами на ядерных мишенях.

Для получения основных характеристик исследуемых процессов необходима информация об энергетическом спектре пучка нейтронов. Точность его измерения оказывает существенное влияние на величину систематических ошибок при определении дифференциальных и полных сечений рождения наблюдаемых частиц. Возможность оперативной регистрации энергетического спектра пучка имеет важное значение для контроля условий эксперимента (работы ускорителя, положения внутренней мишени и наведения на нее протонов) в процессе его проведения. Измерение энергетического спектра пучка нейтронов канала 5Н представляет собой самостоятельную методическую задачу, решению которой посвящена данная работа.

Пучок нейтральных частиц канала 5Н (рис.1), состоящий в основном из нейтронов, образуется при сбросе протонов, циркулирующих в кольце ускорителя У-70, на внутреннюю бериллиевую мишень. Пучок формируется системой коллиматоров под углом 0° к падающим протонам. Образованные при этом заряженные частицы рассеиваются отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части канала. Для подавления фона гамма-квантов установлен свинцовый фильтр переменной толщины (от 0 до 20 см по пучку). Ранее проведенные исследования [1] показали, что подобная система может обеспечить максимальную интенсивность пучка до нескольких единиц $\times 10^7$ нейтронов/сброс, а доля примесей в нем антинейтронов, нейтральных долгоживущих каонов и гамма-квантов не превышает 1%.

Регулировка интенсивности нейтронного пучка осуществляется коллиматором с раздвижными пластинами. Для мониторинга пучка в конце канала установлен нейтронный монитор.

Измерения энергии пучка нейтронов канала 5Н были проведены

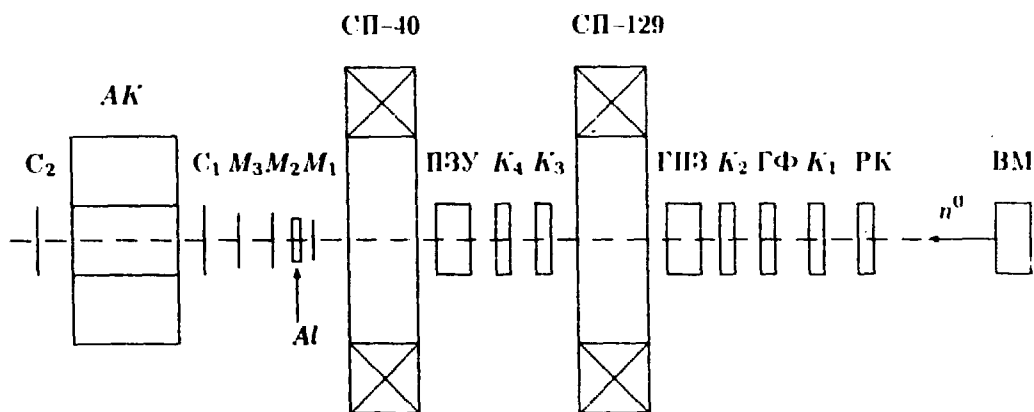


Рис.1. Схема канала 5Н и расположения адронного калориметра:

ВМ - внутренняя мишень ускорителя; РК - регулируемый коллиматор; K_1, K_2, K_3, K_4 - коллиматоры; ГФ - гамма-фильтр; ГПЗ - головной пучковый затвор; СП-129 - магнит; ПЗУ - пучковый затвор установки; СП-40 - спектрометрический магнит; M_1, M_2, M_3 - сцинтилляционные счетчики нейтронного монитора; Al - алюминиевый радиатор нейтронного монитора; C_1, C_2 - сцинтилляционные счетчики; АК - адронный калориметр

с помощью адронного калориметра (АК), размещенного в конце канала. При этом учитывались как показания АК, так и вид аппаратной функции АК. Энергетический спектр нейтронов восстанавливался методом регуляризации.

2 Описание адронного калориметра

АК состоит из 9 одинаковых модулей. Отдельный модуль [2, 3] представляет собой сборку типа "сэндвич", сцинтиллятор - железо $150 \times 150 \text{ мм}^2$, помещенную в светозащитный кожух из листового железа толщиной 1,5 мм. Железные пластины толщиной 20 мм в количестве 40 шт. образуют радиатор протяженностью 80 см, что соответствует 4,7 ядерных длин. Между пластинами радиатора установлены 40 пластин сцинтиллятора размером $146 \times 142 \times 5 \text{ мм}^3$, соответствующих 0,25 ядерной длины. Суммарная толщина вещества калориметра составляет 5 ядерных длин, что обеспечивает поглощение 95% нейтронов с энергией 70 ГэВ.

Для повышения светосбора каждая пластина обернута алюминированным майларом, а для улучшения его однородности ее ближайший к световоду край обернут черной лентой. Световоды, собирающие свет на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), изготовлены из оргстекла толщиной 3 мм. Переизлучатель нанесен на световод только в зоне расположения сцинтилляторов, а ближняя к ФЭУ его часть не окрашена.

В калориметре применяются ФЭУ-84-3 с мультищелочным фотокатодом, максимум квантовой чувствительности которых соответствует длине волны 460 нм, что согласуется со спектром излучения люминофора на световоде.

Для отслеживания временной нестабильности каналов АК используются светодiodы АЛ-307.

3 Схема проведения измерений и калибровки

АК расположен в конце канала 5Н (рис.1). Нейтронный пучок попадает полностью в центральный модуль АК. Для регистрации нейтронов запускающий установку сигнал, т.е. триггер, формировался тремя счетчиками нейтронного монитора M_1 , M_2 и M_3 , которые расположены непосредственно перед центральным модулем АК. За первым счетчиком по пучку установлен алюминиевый радиатор толщиной 11 мм. Первый сцинтилляционный счетчик включен в схему триггера на антисовпадение, а два последующих на совпадение. В результате нейтронный монитор регистрировал только нейтральные частицы, взаимодействовавшие с веществом алюминиевого радиатора.

Для калибровки каждого модуля АК регистрировались сигналы от мюонов. Триггер формировался двумя сцинтилляционными счетчиками C_1 и C_2 , включенными на совпадение, пучковые затворы ГПЗ и ПЗУ были закрыты, с магнитов СП-129 и СП-40 было снято магнитное поле.

Блок-схема электроники АК представлена на рис.2. Сигналы с ФЭУ каждого канала АК подавались на вход зарядово-цифрового преобразователя (ЗЦП). При помощи управляемого логического блока (УЛБ) компьютер РС-286 разрешал работу электроники, подавая сигнал на вход "СТОП" таймера (Т). Таймер снимал запрет на прохождение сигналов "Триггер" (ТР) и "Конец цикла ускорителя".

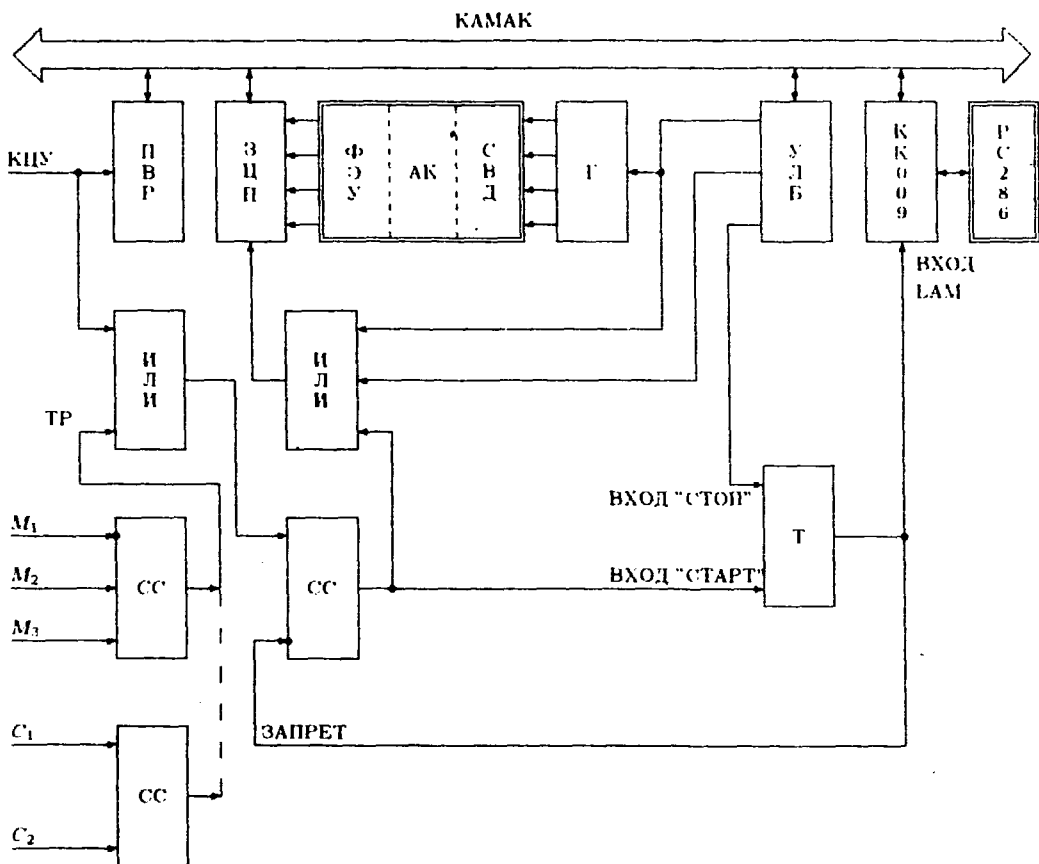


Рис.2. Логическая блок-схема регистрирующей аппаратуры АК:

КЦУ - сигнал конца цикла ускорителя; M_1, M_2, M_3 - сигналы со счетчиков нейтронного монитора; C_1, C_2 - сигналы со сцинтилляционных счетчиков; ТР - сигнал триггера для регистрации нейтронов (мюонов); Т - таймер; Г - генератор импульсов; УЛБ - управляемый логический блок; П В Р - параллельный входной регистр; КК009 - контроллер крейта КАМАК; ЗЦП - зарядово-цифровой преобразователь; РС286 - персональный компьютер; СС - схема совпадений; ИЛИ - логический смеситель; ФЭУ - фотоэлектронные умножители АК; СВД - светодиоды АК

(КЦУ) через схему совпадений (СС). При поступлении сигналов ТР или КЦУ на вход "СТАРТ" таймера ставился запрет на прохождение последующих сигналов ТР или КЦУ через СС и формировался сигнал внешнего запроса (LAM) контроллера КК009. Параллельно вырабатывался строб для ЗЦП. Компьютер, находящийся в режиме ожидания LAM, считывал и анализировал информацию с параллель-

ного входного регистра (ПВР). В случае сигнала ТР считывалась информация с ЗЦП. В случае сигнала КЦУ, который приходил после завершения сброса пучка в каждом цикле ускорителя, программно вырабатывалась последовательность стробов и с ЗЦП считывались т.н. пьедесталы, характеризующие работу электронного тракта при отсутствии сигнала с АК. Затем программно запускался генератор импульсов (Г), который выдавал сигналы с заданной амплитудой на светодиоды. С ЗЦП считывалась информация о срабатывании светодиодов, необходимая для отслеживания временной нестабильности работы модулей АК. Вся информация из памяти компьютера записывалась на жесткий диск, и цикл повторялся. Длительность строба была постоянна и составляла 120 нс.

4 Калибровка АК и получение регистрируемого спектра нейтронного пучка

Массив первичной информации, полученный с каждого модуля АК, содержит амплитуды сигналов, поступающих от нейтронов в течение сброса пучка ускорителя, а в период между сбросами – амплитуды сигналов от светодиодов и пьедесталы.

Информация, поступившая с каждого отдельного модуля, обрабатывалась в соответствии со следующей логикой. Рассчитывались среднее значение амплитуд сигналов от светодиодов и среднее значение пьедесталов на протяжении каждого сброса. Из значения амплитуды сигнала каждого зарегистрированного события и из среднего значения амплитуды сигнала от светодиодов вычиталось среднее значение пьедестала. В результате получался набор т.н. несмещенных амплитуд сигналов от нейтронов A_{Sn_i} и несмещенная средняя амплитуда сигнала от светодиодов A_{LEDn_i} (индекс i обозначает номер модуля АК). Аналогично получались несмещенные амплитуды сигналов от мюонов $A_{S\mu_i}$ и несмещенная средняя амплитуда сигнала от светодиодов $A_{LED\mu_i}$. В дальнейшем анализе использовались только несмещенные амплитуды.

При прохождении мюонного пучка через калориметр энергия, выделенная в модулях, слабо зависит от начальной энергии мюонов. Это позволило провести относительную калибровку модулей АК с помощью мюонов, образованных в основном при распаде пионов и

каонов, рожденных адронами в канале 5Н. При этом среднее значение амплитудного спектра в каждом модуле АК соответствует потерям энергии минимально ионизирующей частицы.

Энергия $E'_{n_{sc}}$, выделенная нейтроном в сцинтилляторах АК, рассчитывалась по формуле

$$E'_{n_{sc}} = E_{\mu_{sc}} \cdot \sum_{i=1}^9 \frac{A_{Sn_i} A_{LED\mu_i}}{A_{S\mu_i} A_{LEDn_i}}, \quad (1)$$

где $E_{\mu_{sc}}$ – средняя энергия, выделенная мюоном в сцинтилляторах АК.

Абсолютная калибровка АК сводится к определению величины $E_{\mu_{sc}}$ в формуле (1). Зависимость $E_{\mu_{sc}}$ от начальной энергии налетающего мюона была получена путем моделирования методом Монте-Карло (МК) прохождения мюонов через АК (рис.3).

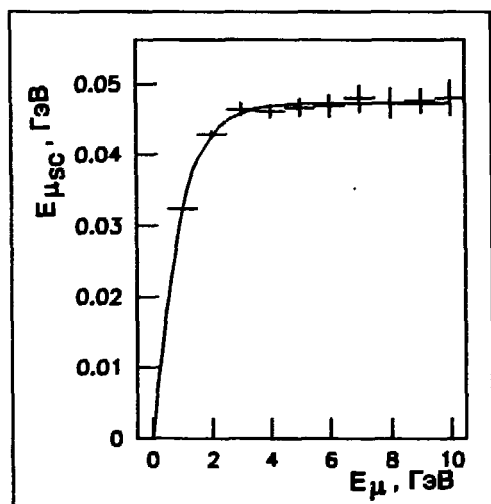


Рис.3. Среднее энерговыделение мюонов в сцинтилляторе модуля АК согласно МК-расчетам

Для абсолютной калибровки АК применялась двухэтапная процедура. В качестве начального приближения использовалось значение $E_{\mu_{sc}} = 0,047$ ГэВ, которое находится на плато кривой зависимости энерговыделения от энергии мюона (рис.3). После первого этапа восстановления энергетического спектра нейтронов величина $E_{\mu_{sc}}$ корректировалась таким образом, чтобы максимальное значение энергии в восстановленном спектре соответствовало 70 ГэВ (энергия первичного пучка протонов). Полученный при этом спектр энерговыделения в АК использовался для окончательного восстановления энергетического спектра нейтронов.

Полученный при этом спектр энерговыделения в АК использовался для окончательного восстановления энергетического спектра нейтронов.

5 Получение аппаратной функции адронного калориметра

Аппаратная функция детектора представляет собой условную плотность вероятности отклика прибора при фиксированном значении измеряемой величины. Она характеризует степень искажения детектором измеряемого спектра.

Аппаратная функция АК была получена путем моделирования методом МК с использованием программы, разработанной на базе пакета GEANT3 [8]. Моделировались адронные ливни, образованные при попадании нейтронов с начальными значениями энергии $E_n = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70$ ГэВ в центральный модуль АК. Гистограммировалась энергия, выделенная в сцинтилляторах АК с учетом эффекта плотности ионизации [6, 7]. Полученные гистограммы аппроксимировались нормальным распределением (рис.4). Для каждой начальной энергии E_n параметры распределения Гаусса – среднее значение и дисперсия рассматривались как функции E_n (рис.5 и 6).

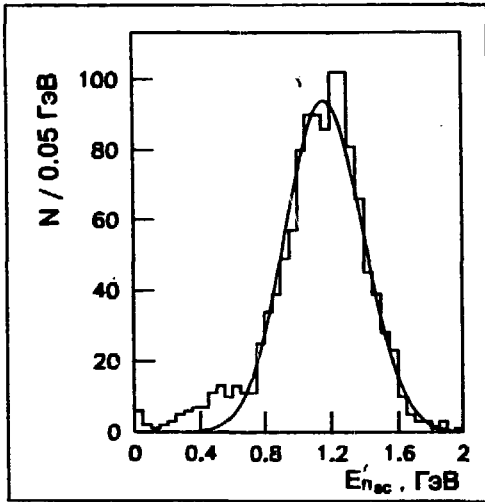


Рис.4. Энерговыделение нейтронов с начальной энергией 60 ГэВ в сцинтилляторе АК согласно МК-расчетам

Поскольку отклик АК пропорционален энергии налетающего нейтрона, для описания среднего в распределении Гаусса была выбрана линейная функция. Считалось, что дисперсия также пропорциональна энергии налетающей частицы [7], а стандартное отклонение пропорционально квадратному корню из этой энергии. В результате аппроксимации параметров распределения Гаусса было получено следующее представление аппаратной функции:

$$A(E'_{n,sc}, E_{n,sc}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(E_{n,sc})}} \exp\left(-\frac{(E'_{n,sc} - E_{n,sc})^2}{2\sigma^2(E_{n,sc})}\right), \quad (2)$$

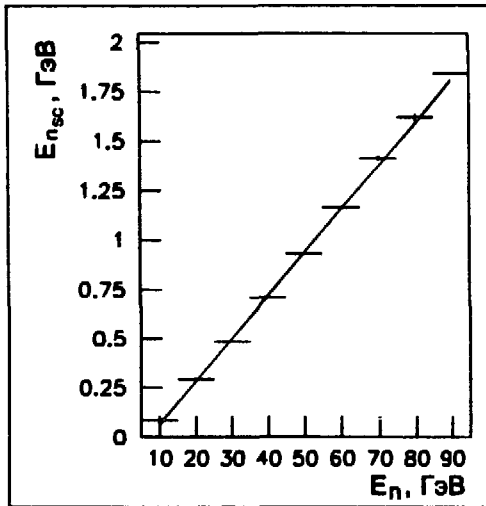


Рис.5. Зависимость среднего в распределении Гаусса от энергии нейтрона

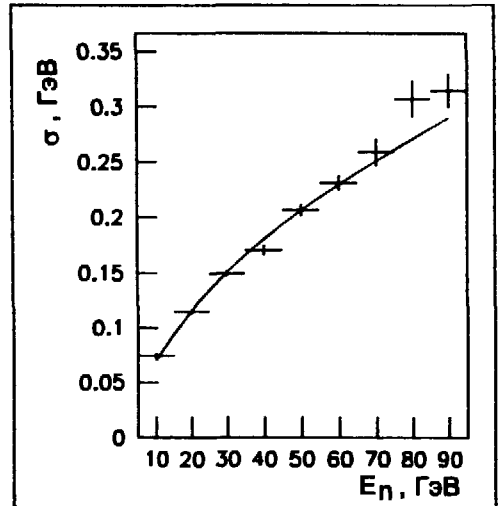


Рис.6. Зависимость σ в распределении Гаусса от энергии нейтрона

где $E_{n,sc} = C_1 E_n$ - среднее в распределении Гаусса (рис.5) (среднее энерговыделение в сцинтилляторах АК); $\sigma(E_{n,sc}) = C_2 \sqrt{E_n}$ - дисперсия в распределении Гаусса (рис.6).

С учетом линейной зависимости между средней энергией $E_{n,sc}$, выделенной в сцинтилляторе, и энергией налетающего нейтрона E_n , при переходе от энерговыделения к регистрируемой энергии $E'_n = E'_{n,sc}/C_1$ было получено

$$A(E'_n, E_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(E_n)}} \exp\left(-\frac{(E'_n - E_n)^2}{2\sigma^2(E_n)}\right), \quad (3)$$

$$\sigma(E_n) = \frac{C_2}{C_1} \sqrt{E_n}, \quad (4)$$

где E_n - энергия налетающего нейтрона.

Распределение регистрируемой энергии $f(E'_n)$ будем называть регистрируемым энергетическим спектром (рис.7).

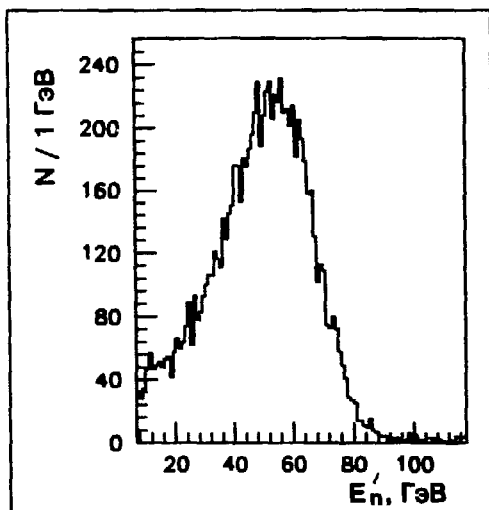


Рис. 7. Регистрируемый энергетический спектр нейтронов

Математически задача сводится к восстановлению энергетического спектра налетающих нейтронов $S(E_n)$ с использованием результатов измерений $f(E'_n)$ и учетом полученной аппаратной функции в параметрическом виде (3). Необходимо подчеркнуть, что выбор конкретной параметризации аппаратной функции достаточно произволен и редко подкрепляется теоретическими соображениями. Единственное обоснование этой процедуры сводится к соответствию по критерию χ^2 выбранной функции и полученных по методу МК распределений.

6 Восстановление энергетического спектра налетающих нейтронов

Согласно приведенным определениям регистрируемый энергетический спектр $f(E'_n)$ и энергетический спектр налетающих нейтронов $S(E_n)$ связаны интегральным соотношением

$$f(E'_n) = \int_{E_{n\min}}^{E_{n\max}} A(E'_n, E_n) S(E_n) dE_n, \quad (5)$$

где $A(E'_n, E_n)$ – аппаратная функция (3).

Регистрируемый спектр был представлен в виде гистограммы (рис.7) с определенной ошибкой в каждом канале. Для получения энергетического спектра $S(E_n)$ необходимо решить интегральное уравнение Фредгольма первого рода (5). Поставленная задача относится к классу некорректных задач [5]. Для ее решения был применен метод регуляризации, приведенный в работе [4].

Решение ($S(E_n)$) искалось в виде гистограммы:

$$S(x) = \sum_{j=1}^m a_j p_j(x); \quad p_j(x) = \begin{cases} p_j, & \text{если } x \in [E_{n_j}, E_{n_{j+1}}] \\ 0, & \text{если } x \notin [E_{n_j}, E_{n_{j+1}}]. \end{cases} \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получаем

$$f(E'_n) = \sum_{j=1}^m a_j A_j(E'_n), \quad (7)$$

где

$$A_j(E'_n) = \int_{E'_{n_{\min}}}^{E'_{n_{\max}}} A(E'_n, E_n) v_j(E_n) dE_n. \quad (8)$$

При переходе от $f(E'_n)$ к гистограмме f_i получается система линейных уравнений, отражающая интегральное соотношение (5):

$$f_i = \sum_{j=1}^m a_j A_{ij}, \quad i = 1, \dots, n, \quad (9)$$

где

$$f_i = \int_{E'_{n_{i-1}}}^{E'_{n_i}} f(E'_n) dE'_n, \quad (10)$$

$$A_{ij} = \int_{E'_{n_{i-1}}}^{E'_{n_i}} A_j(E'_n) dE'_n. \quad (11)$$

В нашем случае вместо точной гистограммы f_i известна гистограмма \hat{f}_i , полученная в результате наблюдений и содержащая статистическую ошибку. Оценки \hat{a}_j неизвестных параметров a_j были получены методом наибольшего правдоподобия (МНП). МНП использовался для корректного учета каналов гистограммы с малым (< 10) числом событий. Это существенно для точного определения максимального значения энергии спектра.

Вероятность получить в i -м канале гистограммы зарегистрированного спектра \hat{f}_i событий при условии, что в i -м канале восстанавливаемой гистограммы содержится f_i событий, подчиняется распределению Пуассона

$$p(\hat{f}_i | f_i) = \frac{f_i^{\hat{f}_i}}{\hat{f}_i!} \exp(-f_i). \quad (12)$$

Функция правдоподобия имеет следующий вид

$$L(\vec{a}) = \prod_{i=1}^n p(\hat{f}_i | f_i(\vec{a})), \quad (13)$$

где явно учтена зависимость (9). Параметры $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)^T$ определяются из условия максимума $L(\vec{a})$. Для удобства была использована отрицательная логарифмическая функция правдоподобия, в которой пренебрегалось членами, не зависящими от \vec{a}

$$l(\vec{a}) = \sum_{i=1}^n (f_i(\vec{a}) - \hat{f}_i \ln f_i(\vec{a})); \quad (14)$$

параметры \vec{a} были определены из условия минимума $l(\vec{a})$.

Прямое решение задачи минимизации приводит к заведомо неправильному результату в силу некорректности поставленной проблемы [5]. Поэтому была использована регуляризация для ограничения класса возможных решений. Накладывалось условие "гладкости" функций $S(x)$. Функционал, измеряющий "гладкость", например

$$\int_{E_{n\min}}^{E_{n\max}} (S(E_n))^2 dE_n, \quad (15)$$

или

$$\int_{E_{n\min}}^{E_{n\max}} (S'(E_n))^2 dE_n, \quad (16)$$

минимизируется вместе с (14). С учетом (6) регуляризатор r -го порядка имеет общий вид

$$\vec{a}^T \Omega_r \vec{a}, \quad (17)$$

где

$$\Omega_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}, \quad \Omega_1 = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -1 & 2 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 2 & -1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

и т.д.

Задача нахождения \vec{a} формулировалась следующим образом:
найти \vec{a} , минимизирующие функционал

$$l(\vec{a}) = \sum_{i=1}^n (f_i(\vec{a}) - \hat{f}_i \ln f_i(\vec{a})) + \alpha \vec{a}^T \Omega_r \vec{a}, \quad (19)$$

при условии, что зависимость $f_i(\vec{a})$ задается соотношением (9), и с учетом $a_j \geq 0$.

Величина α является параметром регуляризации и отражает компромисс между требованием гладкости решения и максимума функции правдоподобия.

Поставленная задача решалась численно с использованием стандартных программ условной минимизации пакета NAG. Параметр регуляризации α выбирался так, чтобы вероятность гипотезы тождественности распределений, представленных гистограммами f_i и \hat{f}_i , была порядка 0,6 согласно тесту Колмогорова [9]. Восстановленный энергетический спектр показан на рис.8.

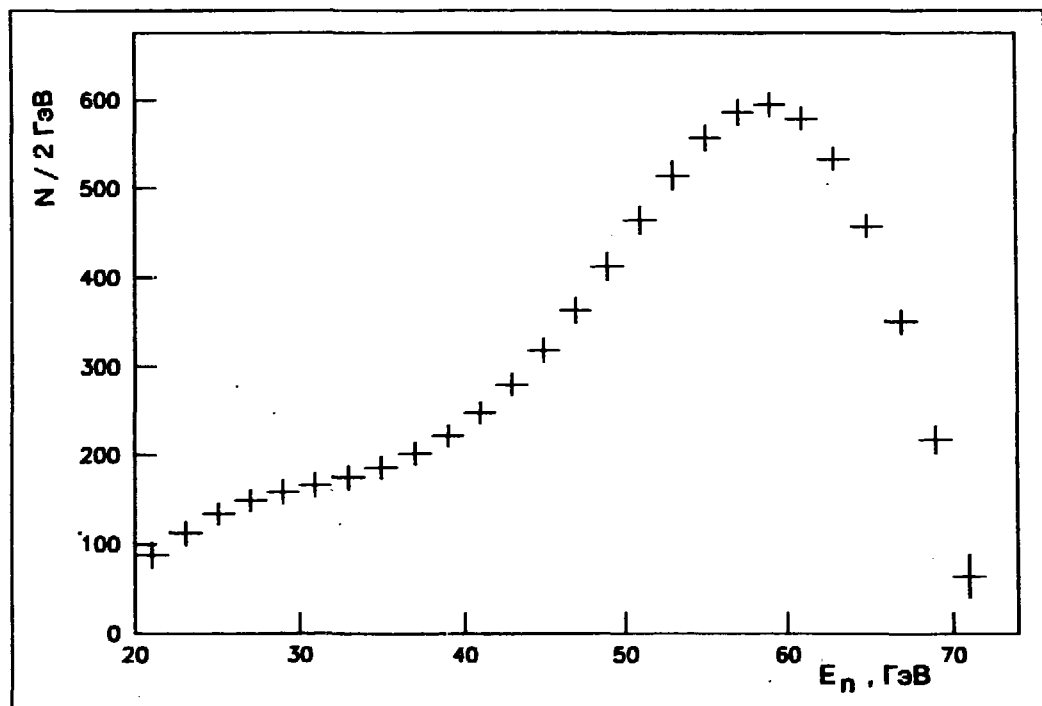


Рис.8. Восстановленный энергетический спектр нейтронов с ошибками (энергия первичных протонов 70 ГэВ)

Среднее значение энергии ≈ 50 ГэВ, а стандартное отклонение от среднего ≈ 12 ГэВ. Максимум расположен в районе 58 ГэВ.

Из-за нелинейной зависимости конечного результата от начальных данных ошибки восстановленного спектра определялись косвенным образом. Для этого число событий в каждом интервале импульсов регистрируемого спектра нейтронов разыгрывалось несколько раз согласно распределению Пуассона со средним, равным числу событий в исходном спектре. К полученным таким образом спектрам применялась описанная выше процедура восстановления. На базе набора восстановленных спектров вычислялись среднее значение и дисперсия для каждого импульсного интервала, которые заносились в окончательную гистограмму (рис.8).

Исследовалось влияние вида выбранного регуляризатора на восстановленный спектр. Проводилось восстановление с регуляризаторами нулевого, первого и второго порядков, однако существенного отличия конечных результатов не наблюдалось.

7 Восстановление энергетического спектра нейтронов, рожденных протонами с энергией 50 ГэВ

Часть информации в эксперименте ЭКСЧАРМ была получена при энергии первичного протонного пучка 50 ГэВ, однако измерения нейтронного спектра с помощью АК при этом не проводились. Для вычисления энергетического спектра нейтронов применялся метод, основанный на фейнмановском скейлинге [10] для реакции



Известно [10], что инвариантное инклюзивное дифференциальное сечение для широкого класса реакций в достаточно широком энергетическом диапазоне хорошо параметризуется выражением

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = f(x_F)g(p_{\perp}^2), \quad (21)$$

где $x_F = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\parallel max}^*}$ – переменная Фейнмана, p_{\parallel}^* и $p_{\parallel max}^*$ – продольная составляющая импульса нейтрона и ее максимальное значение для реак-

ции (20) в системе центра масс реакции; p_{\perp} — поперечная компонента импульса нейтрона.

В цилиндрической системе импульсных координат после интегрирования по азимутальному углу выражение (21) переписывается в виде

$$\frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}^2} = f(x_F)g(p_{\perp}^2), \quad (22)$$

где функция $g(p_{\perp}^2)$ параметризована экспоненциальной зависимостью

$$g(p_{\perp}^2) = \exp(-bp_{\perp}^2). \quad (23)$$

Для получения $\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}}$ уравнение (22) было проинтегрировано по dp_{\perp}^2 . Пределы изменения p_{\perp}^2 задаются граничным углом $\Theta_{max} = 3$ мрад, определяемым системой коллиматоров канала 5Н (рис.1):

$$0 \leq p_{\perp}^2 \leq p_{\parallel}^2 \tan^2 \Theta_{max}. \quad (24)$$

С учетом соотношения $E^2 = p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 + m^2$ из (21) следует

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} = \pi f(x_F) \int_0^{p_{\parallel}^2 \tan^2 \Theta_{max}} \frac{\exp(-bp_{\perp}^2)}{\sqrt{p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 + m^2}} dp_{\perp}^2. \quad (25)$$

Пренебрегая малыми членами в знаменателе, принимая во внимание, что $p_{\parallel}^2 \gg p_{\perp}^2 + m^2$, а также $p_{\parallel}^2 \tan^2 \Theta_{max} \ll 1$, получаем

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} \simeq \pi f(x_F) p_{\parallel} \tan^2 \Theta_{max}, \quad (26)$$

или, вводя новое обозначение правой части,

$$\frac{1}{p_{\parallel}} \frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} \simeq h(x_F). \quad (27)$$

Энергетический спектр нейтронов при энергии первичного пучка протонов 50 ГэВ был вычислен на основе восстановленного спектра нейтронов при энергии первичного пучка 70 ГэВ (рис.8). Для этого методом МК было получено распределение (27). Переход к x_F был осуществлен с учетом энергии начального протона 70 ГэВ.

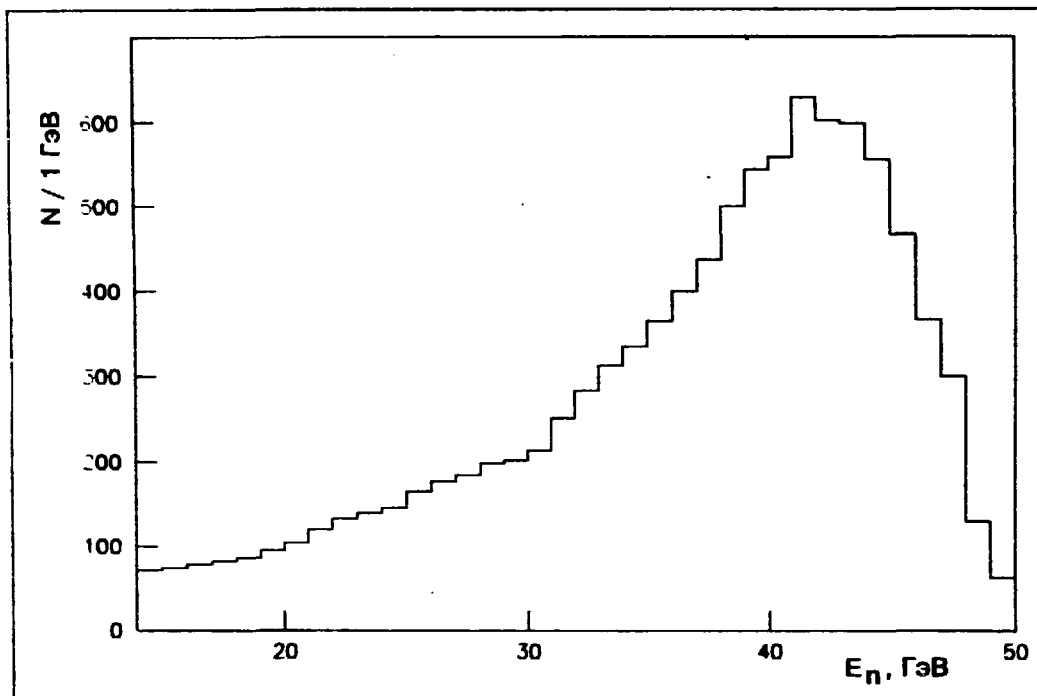


Рис.9. Энергетический спектр нейтронов, рожденных протонами с энергией 50 ГэВ

Импульсы нейтронов, рожденных первичными протонами с энергией 50 ГэВ, определялись по найденным x_F . Последний шаг включает в себя переход от гистограммы, соответствующей левой части (27), к $\frac{d\sigma}{dP_{\parallel}}$ и затем к $\frac{d\sigma}{dE}$. Окончательный вид вычисленного энергетического спектра нейтронов при энергии первичного пучка 50 ГэВ приведен на рис.9. Среднее значение энергии ≈ 37 ГэВ, а стандартное отклонение от среднего ≈ 8 ГэВ. Максимум расположен в районе 42 ГэВ.

8 Заключение

Предложена и реализована методика измерения энергетического спектра нейтронного пучка при помощи адронного калориметра. К основным преимуществам методики можно отнести ее устойчивость, экспериментальную простоту и возможность использования развитого физического и математического обоснований. Она позволяет восстанавливать не только энергетический спектр нейтронов, но также оценивать ошибки конечного результата.

С помощью предложенной методики был восстановлен энергетический спектр нейтронного пучка канала 5Н ускорителя У-70 при энергии протонного пучка в кольце ускорителя 70 ГэВ. Полученные данные хорошо согласуются с данными об энергетическом спектре нейтронов, образованных протонами на бериллиевой мишени под углом 0°, полученными другими методами [1, 11].

С использованием восстановленного энергетического спектра нейтронов и идеи фейнмановского скейлинга рассчитан энергетический спектр нейтронов канала 5Н при энергии протонов в кольце ускорителя 50 ГэВ.

Авторы благодарны А.А. Логунову, И.А. Савину, А.Н. Спсакяну и Н.Е. Тюрину за поддержку и постоянный интерес, коллективам СНЭО ЛСВЭ ОИЯИ и ускорителя У-70 ИФВЭ за помощь в работе.

Литература

- [1] Bohmer V. et al. - Nucl.Phys., B91(1975)266.
- [2] Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, P1-89-434. Дубна, 1989.
- [3] Кадыков М.Г., Семенов В.К. - ОИЯИ, P1-91-36, Дубна, 1991.
- [4] Blobel V. - In: Proc. of the 1984 CERN School of Computing, Aiguablava, Spain, CERN 85-09(1984)88.
- [5] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. - Методы решения некорректных задач, М.: Наука, 1979.
- [6] Birks J.B. - The Theory and Practice of Scintillator Counting, Macmillan, New-York, 1964.
- [7] Fabjan C.W. and Wigmans R. - Rep.Prog.Phys., 52(1989)1519.
- [8] Brun R. et al. - CERN DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
- [9] Brun R. and Licnart D. - CERN Program Library Y250, HBOOK Users Guide, 1988.
- [10] Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. - Кинематические методы в физике высоких энергий, М.: Наука, 1987.
- [11] Babaev A. et al. - Nucl.Phys., B110(1976)189.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 августа 1994 года.