

На правах рукописи

Шувалов Евгений Николаевич

**Черенковские и сцинтилляционные
координатно—чувствительные
спектрометры**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск 2009

Работа выполнена в НИИ ядерной физики
ГОУ ВПО «Томский политехнический университет»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Кречетов Юрий Федорович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Крючков Юрий Юрьевич

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Ачасов Михаил Николаевич

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных исследований,
г. Дубна.

Защита состоится 22 декабря 2009 г. в 14 часов 30 минут на заседании
совета по защите докторских и кандидатских диссертаций ДС 212.025.01
при Томском политехническом университете по адресу:
634050, г. Томск, Томская обл., пр. Ленина, 2, ауд. 228.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ТПУ
по адресу 634050, г. Томск, ул. Белинского, 55.

Автореферат разослан «16» ноября 2009г.

Ученый секретарь совета,
кандидат физико-математических наук,
доцент

О.Ю.Долматов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Взаимодействие частиц с ядрами считаются основным экспериментальным методом изучения структуры ядер. К настоящему времени относительно хорошо изучены процессы, идущие с большими сечениями реакций, такие как упругое, квазиупругое взаимодействие частиц с ядрами, квазисвободное взаимодействие частиц с нуклонами ядра. Ситуация меняется, когда речь заходит об изучении структуры ядер в области средних и малых межнуклонных расстояний. При постановке экспериментов по изучению процессов нуклон-нуклонного взаимодействия на средних и малых расстояниях и анализе результатов экспериментов, возникают серьезные проблемы с разделением механизмов реакции, связанных с мезонными обменными токами, изобарами в ядрах, короткодействующими динамическими и тензорными корреляциями, а также взаимодействием частиц как в начальном, так и в конечном состояниях. В таких экспериментах, как правило, требуется исследовать процессы с малыми сечениями реакций и регистрировать в конечном состоянии более одной частицы. Считается, что в качестве пробной частицы для изучения ядерной структуры предпочтительно использовать фотон (или электрон), поскольку он практически одинаково хорошо "видит" как периферию ядра, так и его более плотную центральную часть. Кроме того, эффекты перерассеяния в начальном состоянии по сравнению, допустим, с адронами или даже электронами пренебрежимо малы. Как следствие, может быть проведено более прямое исследование. Эксперименты, избирательные к отдельным механизмам реакций и все более тонким эффектам структуры атомных ядер, требуют пучков частиц высокой интенсивности с большой растяжкой и детекторов с высокой эффективностью регистрации частиц, определением их энергии и координат попадания в детекторы. Томский электронный синхротрон «Сириус» имеет интенсивность пучка около 10^{11} электронов в секунду, большой диапазон изменения энергии - 100÷1000 МэВ. Имеются пучки фотонов, включая поляризованный со степенью линейной

поляризации до 70%. Это позволяет проводить широкий спектр корреляционных экспериментов, но при этом требует создание высокоэффективной детектирующей аппаратуры. Эта задача решалась как путем увеличения площади детекторов, так и самосогласованным определением в них координат и энергии частиц.

Целью работы является создание детекторов частиц:

- для измерения полных сечений фотообразования π^0 - и η -мезонов вблизи порога реакции;
- для разработки радиационно-стойкого электромагнитного (э/м) калориметра на основе кристаллов вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$;
- для изучения ненуклонных степеней свободы в основном состоянии ядер.

Для достижения этих целей решались **следующие задачи**:

- создание установки с двумя черенковскими спектрометрами полного поглощения большой площади для регистрации медленных π^0 - и η -мезонов;
- исследование температурной зависимости сцинтилляции кристалла вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ как кандидата на радиатор э/м калориметра;
- создание и исследование на пучке электронов макета черенковского э/м калориметра на основе кристаллов вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$;
- создание и исследование позиционно-чувствительных сцинтилляционных спектрометров протонов для экспериментов по измерению выходов реакций $(\gamma, \pi^+ p)$, $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^- p p)$ в ядрах.

Научная новизна результатов работы состоит в следующем:

1. Предложен новый метод измерения полных сечений образования медленных π^0 - и η -мезонов вблизи порога реакции по моде распада на два γ -кванта, на основе которого создана оригинальная установка.
2. Впервые сделана оценка координатной чувствительности черенковских

спектрометров полного поглощения (ЧСПП) большой площади на основе анализа импульсов нескольких фотоприемников, просматривающих радиатор спектрометра.

3. Впервые исследована температурная зависимость световыхода кристалла вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ как кандидата на радиатор э/м калориметра.

4. Впервые показана возможность создания черенковских э/м калориметров на основе радиаторов из кристаллов вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$.

5. Созданы сцинтилляционные спектрометры протонов с оригинальным методом контроля стабильности работы, позволяющие определять энергию и координаты влета частиц.

Достоверность полученных результатов подтверждается:

- использованием поверенных приборов и аппаратуры;
- контролем каналов регистрации частиц в экспериментальных установках;
- применением оригинальной методики для контроля стабильности работы протонного спектрометра во время эксперимента.
- применением магнитных спектрометров с надежно установленными параметрами при исследованиях характеристик черенковских и сцинтилляционных спектрометров на пучках электронов и протонов;
- согласием данных калибровок сцинтилляционных счетчиков при использовании различных источников излучения: р/а изотопов, пучков электронов и протонов, космических мюонов.

Практическая значимость работы заключается в следующем:

1. На установке для регистрации медленных π^0 - и η -мезонов измерены полные сечения фотообразования π^0 -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ вблизи порога реакции.

2. ЧСПП большой площади можно использовать в экспериментах, где требуется, кроме обеспечения большого телесного угла детектора и измерения энергии частицы, определять координаты влета частицы в спектрометр. Способ определения координаты частицы в спектрометре имеет также

самостоятельную методическую ценность.

3. Определена возможность создания э/м калориметров на основе кристаллов вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$. Как черенковский радиатор этот кристалл вполне способен заменить традиционные радиаторы из свинцового стекла без потерь в энергетическом и временном разрешениях, но с такими дополнительными качествами, как высокая радиационная стойкость, малая радиационная длина, малый радиус Мольера и относительно низкая стоимость производства.
4. На основе протяженных пластических сцинтилляторов созданы спектрометры для регистрации протонов, позволяющие определять с хорошей точностью координату влета и энергию частиц.
5. С использованием протонных спектрометров проведены эксперименты по измерению выходов реакций $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^+ p)$ на ядрах, сделаны оценки вероятности Δ -изобарных конфигураций в основном состоянии ядер ^{12}C , ^{16}O и получено доказательство существования квазисвязанного Δ -ядерного состояния (Δ -ядра).

Основные положения выносимые на защиту

1. Метод измерения полных сечений образования медленных π^0 - и η -мезонов вблизи порога реакции по моде распада на два γ -кванта на основе которого создана оригинальная установка.
2. Метод восстановления координаты попадания частицы в черенковский спектрометр большой площади.
3. Экспериментально показана возможность создания черенковского э/м калориметра на основе радиационно-стойких кристаллов $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$.
4. Метод контроля стабильности работы сцинтилляционных спектрометров непосредственно во время измерений в экспериментах.

Апробация работы. Основные результаты работы были доложены на:

- Всесоюзном семинаре «Черенковские детекторы и их применение в науке и технике», Москва, 1984;
- Всесоюзном семинаре «Электромагнитные взаимодействия адронов в

резонансной области энергий», Харьков, 1987;

- International Workshop on Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications Chamonix, France, 1992;

- Научной конференции Отделения ядерной физики АН СССР «Фундаментальные взаимодействия элементарных частиц», Москва, 1998;

- XV Intern.conference «Particlees and Nuklei» - PANIC 99, Uppsala, 1999;

- Intern.conference on Clustering Phenomena in Nucl. Physics, St. Petersburg, 2000;

- 56 Межд. конф. «ЯДРО-2006» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, г. Саров Нижегородской обл., 2006;

- Российской научно-практической конференции «Физико-технические проблемы получения и использования пучков заряженных частиц, нейтронов, плазмы и электромагнитного излучения», Томск, 2007;

По теме диссертации опубликовано 12 статей в отечественной и зарубежной научной печати.

Личный вклад диссертанта состоит в участии на всех этапах работы, начиная с создания представленных установок и кончая проведением экспериментов с обсуждением полученных результатов. Определяющий вклад диссертант внес в разработку, изготовление спектрометров и изучение их характеристик, в разработку и изготовление электроники экспериментов.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы из 37 наименований. Общий объем составляет 79 страниц, включая 38 рисунков и 1 таблицу.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность исследований, формулируется цель работы, научная новизна, практическая значимость и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе представлено описание установки для измерения полных сечений образования медленных π^0 - и η -мезонов созданной на основе двух

черенковских спектрометров большой площади и показан метод восстановления координаты попадания частицы в этих спектрометрах.

Раздел 1.2. Полное сечение реакции образования медленных π^0 - и η -мезонов мы измеряли методом "разности фотонов". При малых энергиях мезонов, вблизи порога реакции, направление вылета γ - квантов от распада мезона очень слабо коррелирует с направлением вылета мезона. Этот кинематический эффект позволил предложить новый метод измерения полных сечений. Поскольку экспериментальный выход реакции $Y(E_e)$ связан с дифференциальным сечением $\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi}$, эффективностью регистрации $\varepsilon(E_\pi, \Omega_\pi)$ и спектром тормозного излучения $f(E_e, E_\gamma)$ соотношением

$$Y(E_e) = \sum_i \int \frac{d\sigma_i}{d\Omega_\pi} \varepsilon(E_\pi, \Omega_\pi) f(E_e, E_\gamma) d\Omega_\pi dE_\gamma, \quad (1.1)$$

то необходимым условием для решения этого уравнения является независимость эффективности регистрации пиона от его энергии и угла вылета

$$\varepsilon(E_\pi, \Omega_\pi) = \text{const}. \quad (1.2)$$

Здесь E_e и E_γ энергии электрона и фотона, i - индекс канала реакции как упругого, так и с возбуждением ядра. При выполнении условия (1.2) выражение (1.1) преобразуется к интегральному уравнению Вольтерра первого рода

$$Y(E_e) = \varepsilon \int_{E_0}^{E_e} f(E_e, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad \sigma(E_\gamma) = \sum_i \int \frac{d\sigma_i}{d\Omega_\pi} d\Omega_\pi, \quad (1.3)$$

где E_0 порог реакции, $\sigma(E_\gamma)$ полное сечение реакции.

Величина эффективности регистрации мезона (1.2), в общем случае, зависит от размеров мишени и от формы коллиматоров, определяющих входную апертуру γ -спектрометров. Значения этих параметров, удовлетворяющих условию (1.2), были найдены путем моделирования методом Монте-Карло процесса образования и регистрации π^0 - и η -мезона в возможно большем

диапазоне энергий. На основе этих расчетов была создана установка, в которой мезоны регистрируются с постоянной эффективностью в телесном угле 4π , при энергиях до 8 МэВ для π^0 - и до 33 МэВ для η -мезона выше порога реакции. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для идентификации мезонов измеряется интервал времени между актами регистрации спектрометрами двух γ -квантов и суммарная амплитуда импульсов 12-ти ФЭУ, пропорциональная полной энергии мезона.

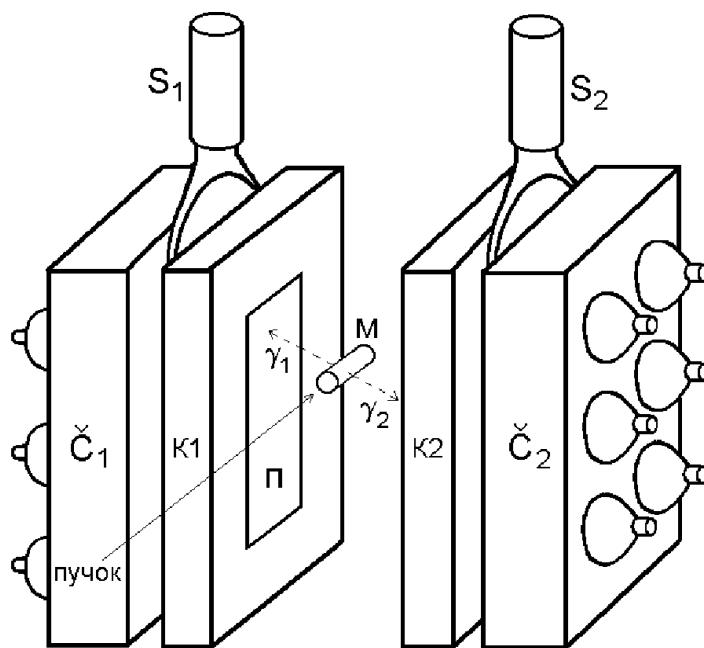


Рис. 1. Схема установки:
М - мишень,
 γ_1 и γ_2 - фотоны от распада мезона;
К1 и К2 – свинцовые коллиматоры;
П - поглотитель из полиэтилена;
 S_1 и S_2 –сцинтилляционные
счетчики;
 $\check{C}_1$ и $\check{C}_2$ – черенковские спектрометры

На рис. 2. приведены результаты расчета эффективности регистрации π^0 - и η -мезонов при следующих параметрах установки:

- длина мишени - 10 см;
- спектрометры располагаются под углом 90° относительно пучка,
в компланарной геометрии;
- расстояние от центра мишени до границы коллиматоров – 10 см;
- размеры щели коллиматоров $19.6 \times 10 \text{ см}^2$;
- усредненный по объему мишени телесный угол $\approx 1.8 \text{ ср}$.

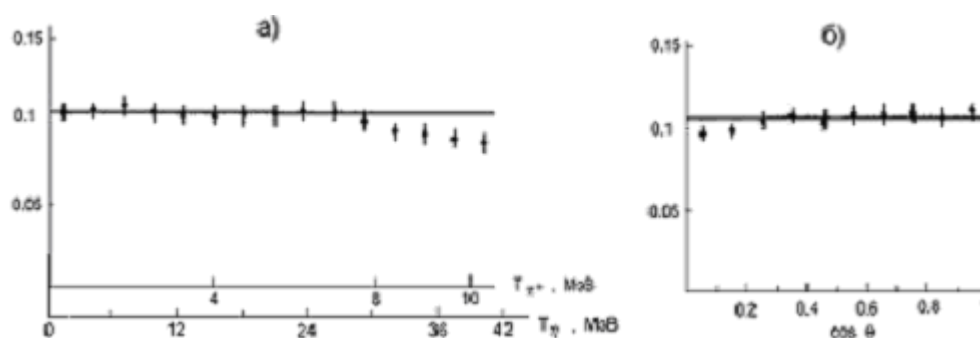


Рис. 2: Эффективность регистрации мезона в зависимости от его **а)** - энергии и **б)** угла вылета относительно оси пучка, в %. Сплошные линии - среднее значение величины эффективности в диапазоне энергии π^0 -мезонов $T_{\pi^0} < 8$ МэВ, η -мезонов $T_{\eta} < 33$ МэВ.

Для обеспечения перекрытия телесного угла черенковские спектрометры были изготовлены большой площади. В качестве радиаторов было использовано свинцовое стекло марки ТФ-5 размерами $600 \times 400 \times 150$ мм³. Радиатор просматривается шестью ФЭУ-49, с диаметром фотокатода 15 см, покрывающими более 40% площади большой грани радиатора. Характеристики спектрометра исследовались на вторичном квазимоноэнергетическом пучке электронов синхротрона. Сканирование площади радиатора электронным пучком, проведенное в девяти точках, показало, что неоднородность чувствительности счетчиков не превышает 5 %. Аналогичные результаты были получены при изменении угла падения пучка в центральной точке радиатора до 40°. Спектрометрические характеристики изучались по зависимости амплитуды и энергетического разрешения от энергии электронов (рис. 3).

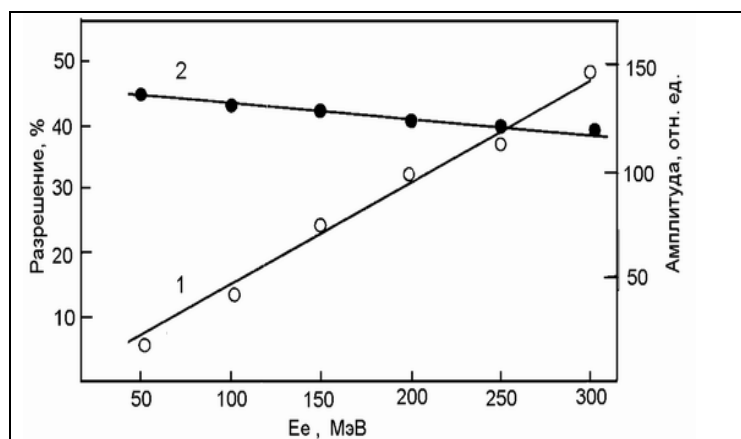


Рис. 3: Зависимость амплитуды сигнала со спектрометра (1) и энергетического разрешения (2) от энергии электронов.

Временные характеристики измерялись также в девяти точках. Полная ширина на половине высоты временных распределений в интервале энергий от 50 до 300 МэВ меняется от 9 до 5 нс. Временной сдвиг в этом интервале энергий для различных точек не превышает 2,5 нс. С помощью этой установки были измерены полные сечения фотообразования π^0 -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ вблизи порога реакции.

В разделе 1.3 представлен метод восстановления координаты попадания частицы в черенковский спектрометр большой площади путем анализа амплитуд сигналов от нескольких фотоприемников, просматривающих гомогенный радиатор в рассмотренном выше ЧСПП. Исследования проводились на вторичном пучке электронов Томского синхротрона. Эксперимент состоял в измерении зависимости величины заряда, собираемого с анода каждого ФЭУ, от координат (x_0, y_0) точки влета электрона в спектрометр. Измерения были выполнены для 6-ти точек, расположенных в центрах ФЭУ и 15-ти точек, равномерно распределенных на одной четверти передней грани радиатора, при двух значениях энергии электронов E_e , равных 50 и 208 МэВ. Отдельно для каждого из шести ФЭУ находилась зависимость амплитуды импульсов от расстояния R между центром фотокатода и точкой влета электрона в радиатор (рис. 4).

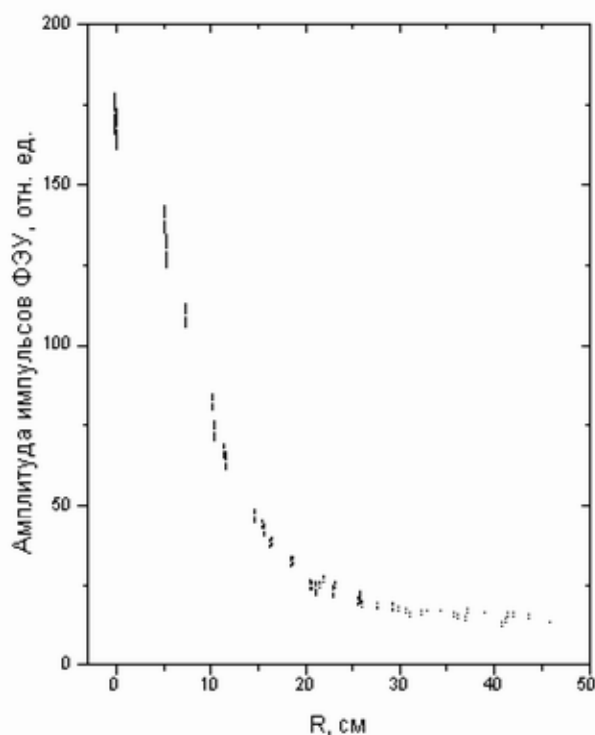


Рис. 4: Зависимость амплитуды импульса фотоумножителя от расстояния между центром фотокатода и точкой влета электрона в радиатор при энергии электрона 208 МэВ (результаты для всех 6-ти ФЭУ на одном графике). Приведенные ошибки измерения - статистические.

Видно, что все шесть зависимостей можно с хорошей точностью аппроксимировать одной кривой. Это говорит о высокой однородности радиатора, а сильная зависимость амплитуды импульса от расстояния R - о возможности определения координаты влета частицы.

Задачу измерения координат частицы и определения координатного разрешения спектрометра мы решали двумя вариантами:

- методом наименьших квадратов (МНК);
- использованием теоремы Байеса.

В результате сравнения оказалось, что лучшее координатное разрешение получается в байесовском варианте с использованием линейной статистической связи, включающей зависимость амплитуды импульсов ФЭУ от энергии и координат частицы.

Усредненное по поверхности детектора координатное разрешение, полученное МНК, при энергии 50 и 208 МэВ составляет соответственно 7,8 и 4,2 см. В байесовском подходе получили, соответственно, 5,4 см и 3,3 см. Самосогласованное определение координат и энергии частицы, с использованием априорной информации о форме аппаратурной линии и размерах радиатора, позволило улучшить на 16% оценку энергетического разрешения спектрометра, по сравнению с вариантом оценки энергии, как суммы амплитуд импульсов фотоумножителей (раздел 1.2).

Во второй главе описано, как с целью разработки радиационно-стойкого электромагнитного (э/м) калориметра на основе нового материала - кристаллов вольфрамата $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$, ($\rho = 7.58 \text{ г/см}^3$, $X_0 = 1.04 \text{ см}$, $R_M = 2.4 \text{ см}$, $n_D = 2.15$), была исследована зависимость световыхода этих кристаллов от температуры, изготовлен и испытан на пучке электронов макет калориметра. Радиационная стойкость $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ составляет около 10 Мрад.

В разделе 2.2 представлены результаты эксперимента по исследованию температурной зависимости световыхода из кристалла $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ и временной структуры световой эмиссии. Схема эксперимента показана на рис. 5.

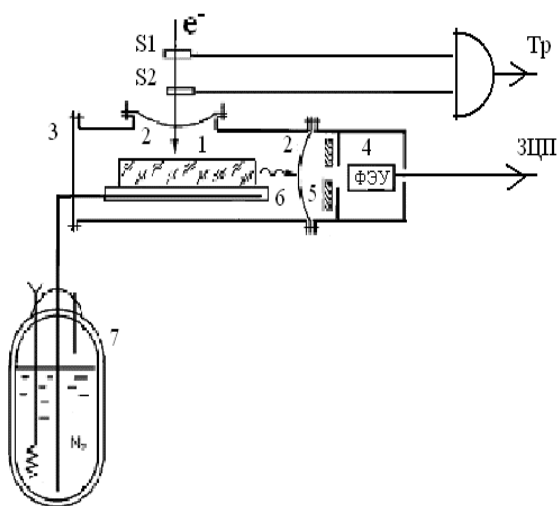


Рис. 5. Схема эксперимента:

- e^- - электронный пучок;
- S_1 и S_2 - сцинтилляционные счетчики;
- 1 - кристалл;
- 2 - окна вакуумной камеры 3;
- 4 - фотоумножитель ФЭУ-130;
- 5 - переменная диафрагма;
- 6 - медный охладитель;
- 7 - сосуд Дьюара

В вакуумной камере (3) образец (1) с размерами $24 \times 24 \times 55 \text{ мм}^3$ помещался на медный охладитель (6), с контролируемой температурой в диапазоне $80 \div 400 \text{ K}$. Образец экспонировался на вторичном электронном пучке синхротрона при энергии электронов 500 МэВ.

Для определения температурной зависимости световыхода измерялась амплитуда импульсов ФЭУ-130. Триггер события формировался от совпадения сигналов S_1 и S_2 . Для определения временной структура световой эмиссии измерялось время между совпадениями сигналов S_1 , S_2 . и импульсом ФЭУ-130, при этом ФЭУ работал в однофотозлектронном режиме.

На рис. 6. представлена временная структура световыхода. Видно, что при комнатной температуре спектр определяется черенковским излучением, а ширина спектра - аппаратной линией. При температуре 95K, в дополнение к

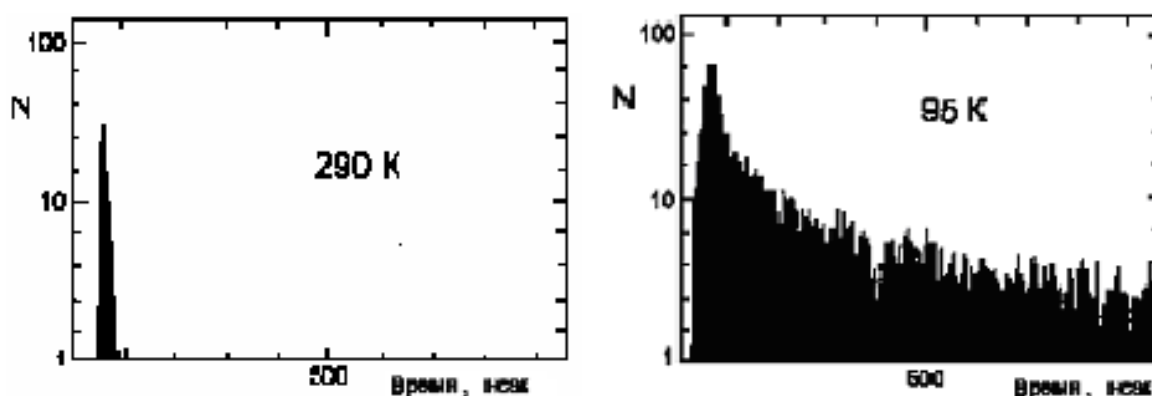
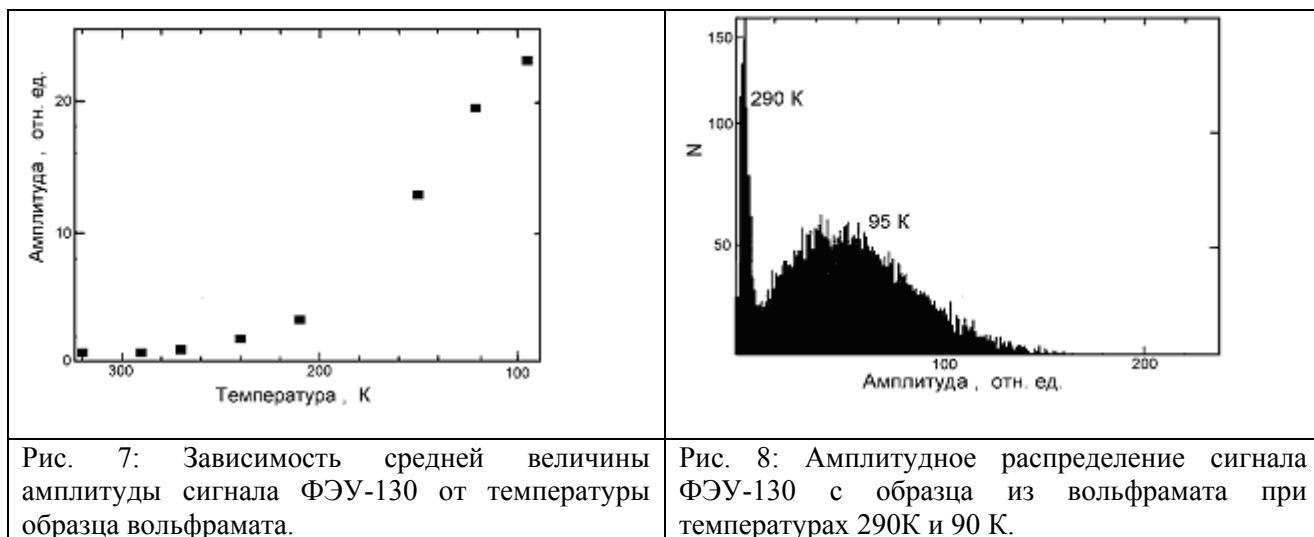


Рис. 6: Временная структура сигнала ФЭУ-130 с образца из вольфрамата при температурах 290K и 95K.

черенковскому, мы определили две компоненты сцинтилляционного излучения. Их постоянные времени высвечивания около 30 нсек и 450 нсек.

На рис. 7 представлена зависимость амплитуды сигнала ФЭУ от температуры образца вольфрамата. Наблюдается сильная зависимость световыхода от температуры кристалла. При температуре 90К световыход вольфрамата составляет ~ 2% от световыхода NaI(Tl).

На рис. 8 представлены два совмещенных амплитудных спектра, полученных при разных температурах. При комнатной температуре спектр эмиссии определяется только черенковским излучением, а при низких температурах добавляется сцинтилляционное излучение.



Таким образом, при комнатной температуре кристалл вольфрамата является черенковским радиатором, а при понижении температуры начинает проявлять люминесцентные свойства со сложной временной структурой.

В разделе 2.3 представлено описание испытаний макета э/м калориметра с поперечной сегментацией, состоящего из 9 ячеек (рис. 9). Каждая ячейка представляет собой кристалл $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$, который просматривается ФЭУ-86. Поперечные размеры кристалла, для получения оптимального координатного разрешения, были выбраны равными радиусу Мольера - $24 \times 24 \times 160 \text{ мм}^3$.

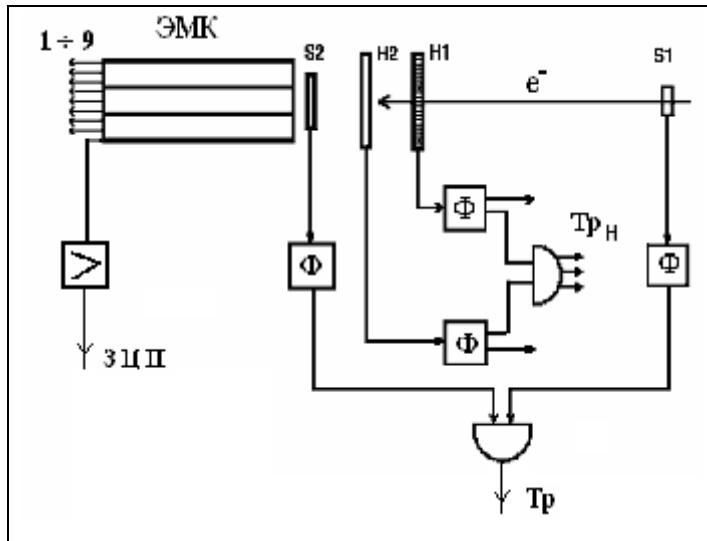


Рис. 9. Схема эксперимента:
ЭМК – девятиэлементный макет;
S1 и S2 - триггерные счетчики;
H1 и H2 – годоскопы;
Ф - формирователь импульсов;
Тр - триггер.

Макет экспонировался на вторичном электронном пучке синхротрона. Для точного определения координат X и Y точки входа электрона в кристалл, перед макетом были расположены два сцинтилляционных годоскопа с разрешением 0,7 мм. Относительная калибровка отдельных элементов проводилась с использованием следующей формулы

$$E_{rel} = ai + bi \times Ai, \quad (2.1)$$

где i - номер одного из 9 используемых элементов, Ai – амплитуда сигнала с этого элемента и E_{rel} - относительная энергия электрона. Коэффициенты ai и bi были определены при энергиях электрона 30, 300, 500 и 700 МэВ для частиц, которые попадали в центр одного из кристаллов. Абсолютная калибровка была выполнена для одной точки – в середине центрального кристалла. При этом предполагалось, что электромагнитный ливень полностью поглощается кристаллами макета. На макете было получено хорошее (для черенковских радиаторов) энергетическое разрешение, для $E_e = 700$ МэВ, $\Delta E / E = 14\%$ (FWHM). Используя полученные данные о величине энергетического разрешения можно дать верхнюю оценку флуктуационного члена в стандартном выражении для э/м калориметров $\sigma / E = (a / \sqrt{E} + b)$. Полагая, что ширина амплитудного распределения обусловлена фотоэлектронной статистикой, получим $\sigma / E < (7 / \sqrt{E})\%$, где E в единицах ГэВ. Затем

полученная статистика использовалась для оценки величины координатного разрешения макета.

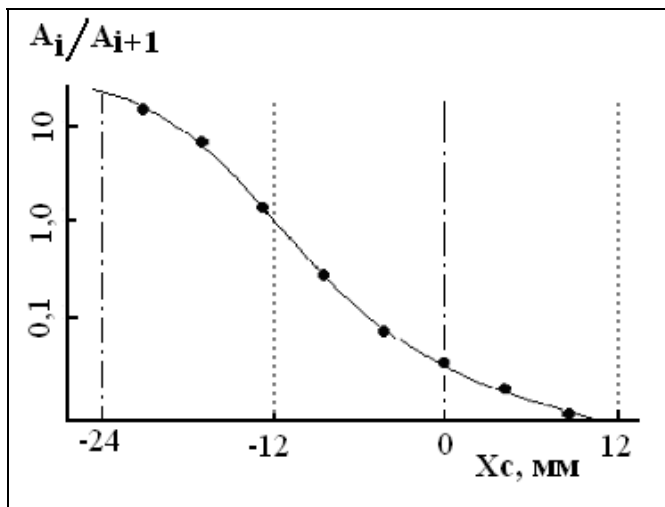


Рис. 10: Зависимость отношения средних амплитуд импульсов в двух соседних ячейках от координаты точки попадания электрона в макет X_c . Точки - измерения, кривая - подгонка с профилем ливня (2.2).

На рис. 10 представлена измеренная зависимость отношения амплитуд импульсов A_i / A_{i+1} для двух соседних ячеек от координаты точки попадания электрона в макет X_c . $X_c = 0$ соответствует центру (i+1)-ой ячейки, а $X_c = 12$ мм – границе между i и (i+1) ячейками. Из этого отношения находилась, используя метод наименьших квадратов, радиальная функция отклика для

света от ливня в вольфраматах.

Для нахождения аппроксимирующей функции подгонялась сумма двух экспонент:

$$f(r) = A1 \times e^{-r/r1} + A2 \times e^{-r/r2} \quad (2.2)$$

Были найдены следующие значения параметров: $r1 = 0.33$; $r2 = .0$ и $A1/A2 = 13.3$. Результаты подгонки оказались вполне удовлетворительными и показаны на рис. 10.

Используя отклик ливня в виде (2.2) мы восстановили координаты электронов в центральной части макета. Координаты X, Y были определены путем минимизации следующего функционала:

$$\chi^2 = \sum_i [E_i - A_i(x, y)]^2 / \sigma_i^2, \quad (2.3)$$

где i - номер ячейки, E_i - относительное количество света от ливня

зарегистрированное ФЭУ, $A_i(x, y)$ - относительное количество света, полученное согласно функции радиального распределения отклика ливня (2.2), σ_i - параметр распределения E_i , выбранный в качестве веса. Зависимость между измеренными и реальными координатами, полученная этим способом линейна (рис. 11). Отклонение координат в пределах границ центральной ячейки < 1 мм, координатное разрешение $2 \div 3$ мм.

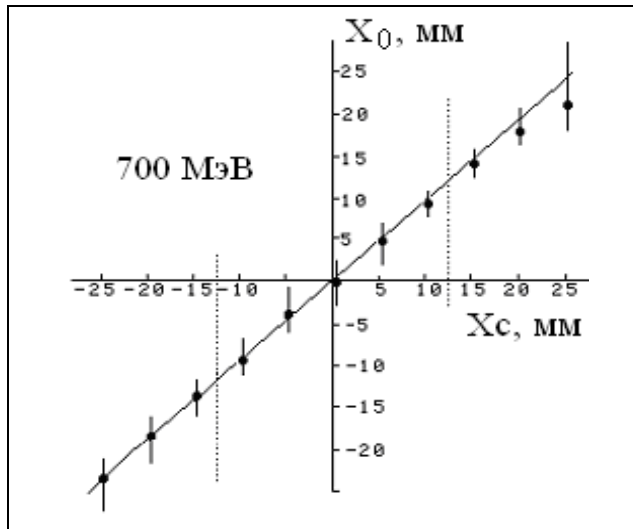


Рис. 11: Координаты центра тяжести ЭМ ливня X_0 при различных координатах попадания электрона в калориметр X_c при энергии 700 МэВ. Точки - восстановленные из измерений координаты X_0 согласно выражению (2.3). Кривая - расчет с использованием в выражении (2.3) распределения (2.2). Прямая сплошная линия показывает соответствие $X_0 = X_c$. Точечные линии обозначают границы между кристаллами.

Таким образом, вольфрамат $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ в качестве черенковского радиатора по энергетическим и временным характеристикам близок к радиатору из свинцового стекла, но имеет более высокую радиационную стойкость, меньшую радиационную длину, малый радиус Мольера. На его основе возможно создание электромагнитных калориметров.

В третьей главе, в разделе 3.2 представлено описание экспериментальной установки для исследования Δ -изобарных конфигураций в основном состоянии ядра ^{12}C в реакции $(\gamma, \pi^+ p)$.

В разделе 3.3 показано использование этой, но уже модернизированной, установки для исследования Δ -ядерных состояний в реакциях $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^- pp)$ на ядре ^{12}C . Она включает канал для регистрации отрицательного пиона и два канала для регистрации протонов в совпадении с пионом в компланарной геометрии (рис. 13).

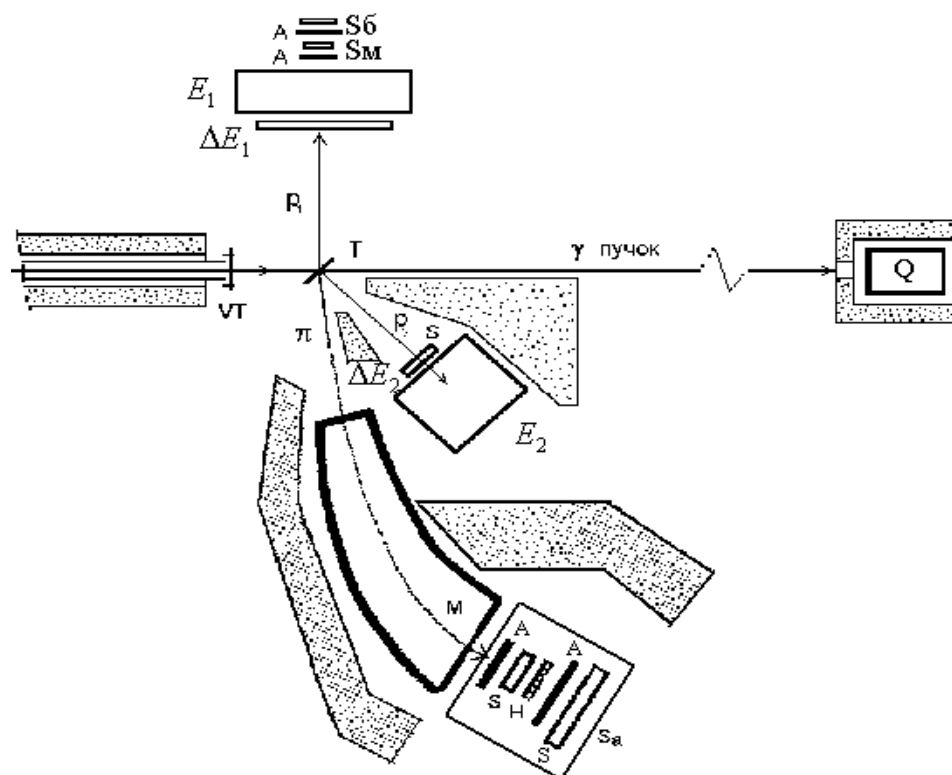


Рис. 13. Схема экспериментальной установки: Т – мишень; VT – вакуумный тракт; Q – квантометр; М – магнитный анализатор; S – сцинтилляционные счетчики; Н – годоскоп; А — поглотители. (ΔE_1 , E_1) и (ΔE_2 , E_2) - спектрометры; S_6 , S_M – счетчики контроля.

Сформированный пучок тормозного излучения падает на мишень. Образовавшиеся в результате реакции пионы регистрируются сильнофокусирующим магнитным анализатором, расположенным под заданным углом относительно оси пучка фотонов. Каналы регистрации протонов представляют собой (ΔE , E)-сцинтилляционные спектрометры, которые идентифицируют частицы одновременно по ионизационным потерям $\frac{dE}{dx}$ и энергии E . (ΔE_1 , E_1)-спектрометр имеет протяженные сцинтилляторы, что позволяет определять полярный угол вылета частицы из мишени.

В качестве E_1 -счетчика спектрометра первого канала был использован счетчик на основе пластического сцинтиллятора размерами $10 \times 10 \times 72$ см³, который просматривается с торцов фотоумножителями XP2020 (рис. 14).

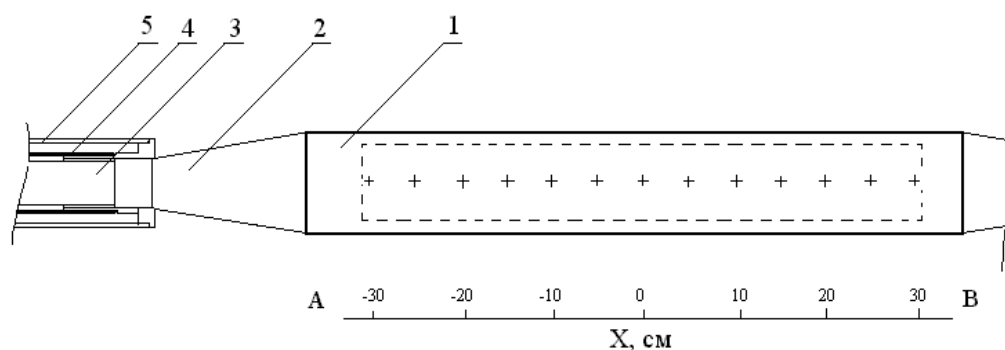


Рис. 14. Фронтальный вид E_1 -счетчика: 1 – сцинтиллятор; 2 - световод из плексигласа; 3 – ФЭУ - XR2020; 4 - пермалловый экран; 5 - корпус из магнито-мягкой стали. Пунктирная линия - проекция ΔE_1 - счетчика на E_1 – счетчике; (+) - точки, в которых проводились измерения для определения отклика.

Конструкция ΔE_1 - счетчика разрабатывалась с целью получения высокой однородности отклика по площади сцинтиллятора, лучшего амплитудного разрешения и низкого порога регистрации протона. Размеры сцинтиллятора ΔE_1 -счетчика - $7.5 \times 60 \times 0.5$ см³, они оптимизированы под размер E_1 -счетчика. ΔE_1 имеет полые световоды и просматривается с торцов фотоумножителями XR2020 (рис. 15). При работе счетчики ΔE_1 и E_1 располагаются параллельно, на расстоянии 4 см друг от друга.

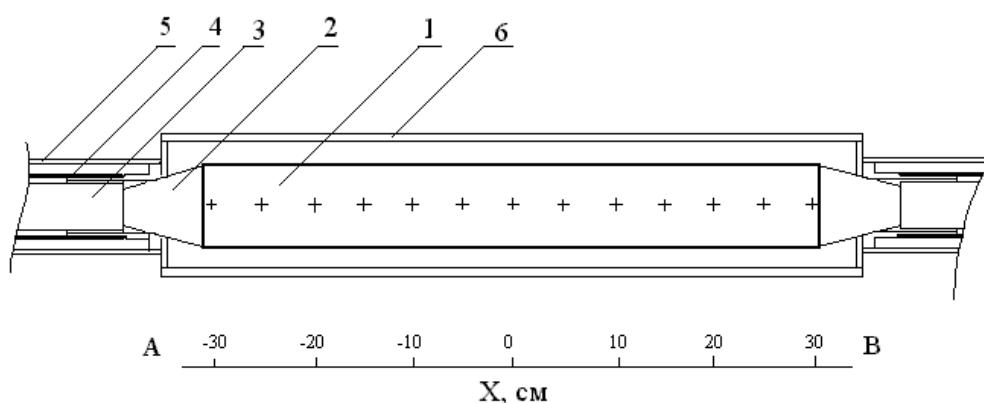


Рис. 15. Фронтальный вид ΔE_1 -счетчика: 1 - сцинтиллятор; 2 - полый световод; 3 – ФЭУ XR2020; 4 - пермалловый экран; 5 - корпус из магнито-мягкой стали; 6 – каркас; (+) - точки, в которых проводились измерения для определения отклика.

Абсолютная энергетическая калибровка протонных каналов проводилась на самой установке, протонами от мишени из дейтерированного полиэтилена с помощью магнитного анализатора заряженных частиц (рис. 13). На рис. 16. для примера приведены результаты калибровки первого протонного канала. Получены линейные зависимости амплитуд сигналов ФЭУ от величины потери энергии протонов в счетчиках. Амплитудное разрешение зависит от энергии протонов, так для $T_p = 75$ МэВ оно составляет 9%

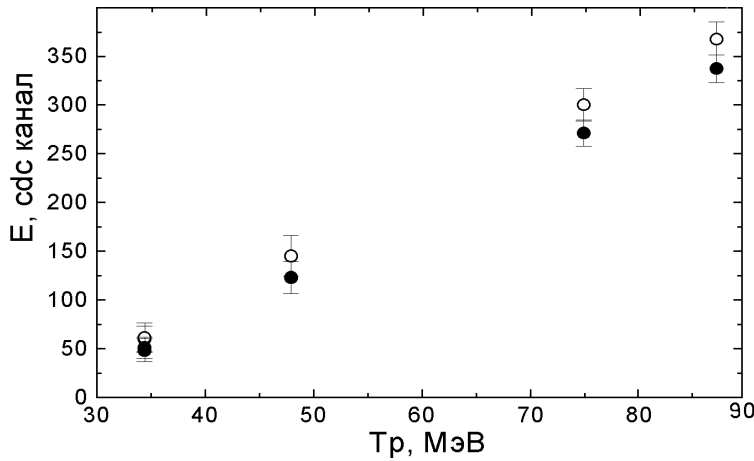


Рис. 16: Зависимость амплитуды сигнала (номера канала ЗЦП) с ФЭУ E_1 -счетчика протонного канала от энергии протона при попадании его в центр счетчика. Точки - отдельно для каждого ФЭУ, А и Б.

Совместный анализ амплитуд импульсов фотоумножителей ΔE_1 - и E_1 -счетчиков, просматривающих каждый из сцинтилляторов с двух сторон, позволяет определить координату влета в детектор (соответственно и полярный угол вылета из мишени) и энергию протона.

Восстановление угла вылета протона $\hat{\vartheta}_p$ и его энергии $\hat{T}_p$ выполняется путем минимизации функционала:

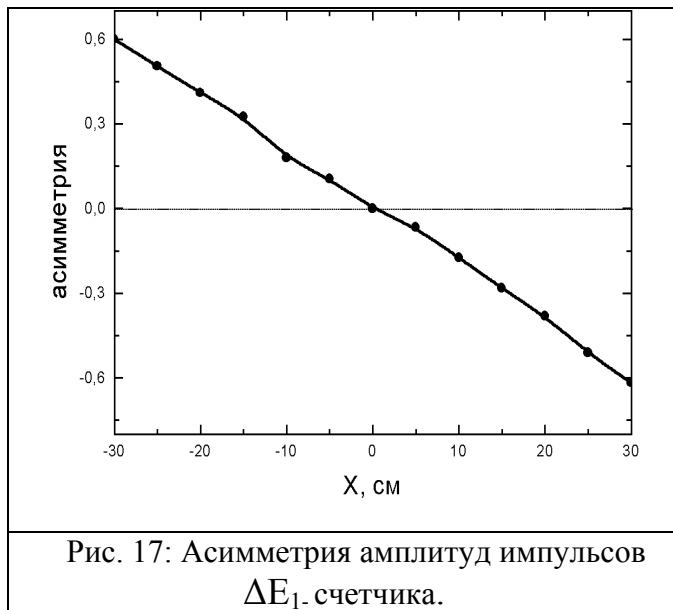
$$(\hat{\vartheta}_p, \hat{T}_p) = \arg \min \left\{ \sum_{i=1}^2 \frac{[A_i - T_p \cdot f_i(\vartheta_p)]^2}{\sigma_i^2} + \frac{[\Sigma - F_\Sigma(\vartheta_p)]^2}{\sigma_\Sigma^2} \right\}, \quad (3.1)$$

где A_i - амплитуда импульса одного из фотоумножителей E -счетчика; $f_i(\vartheta_p)$ - независящая от энергии функция отклика счетчика при попадании частицы в сцинтиллятор под углом ϑ_p ; $F_\Sigma(\vartheta_p)$ - функция отклика для асимметрии; σ_i и σ_Σ - весовые коэффициенты из данных калибровки счетчиков.

Σ - асимметрия амплитуд импульсов ΔE_1 -счетчика, определяется как

$$\Sigma = \frac{A_{\Delta i} - B_{\Delta i}}{A_{\Delta i} + B_{\Delta i}}, \quad (3.2)$$

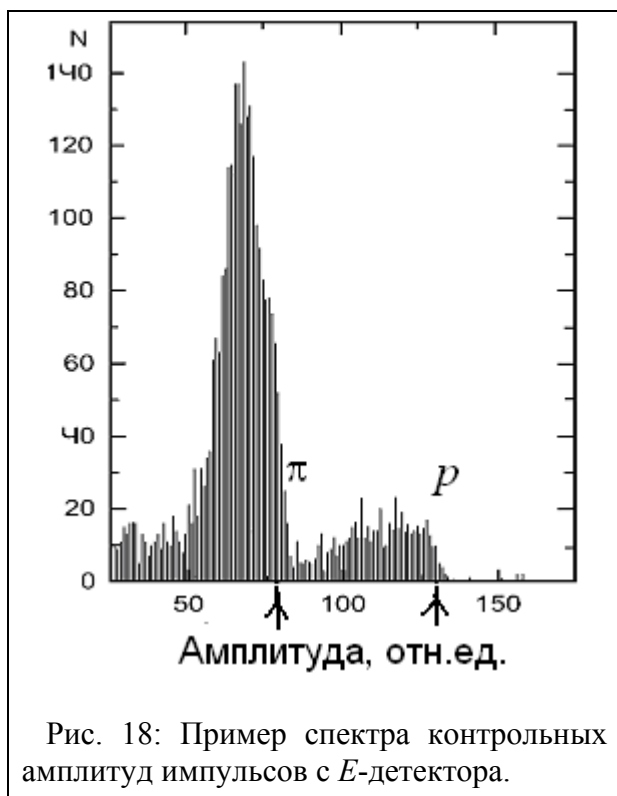
где $A_{\Delta i}$ - амплитуда импульсов с левого ФЭУ, а $B_{\Delta i}$ - с правого. Зависимости откликов ΔE_1 - и E_1 -счетчиков от места попадания частицы были измерены с помощью электронов от изотопного источника и космических мюонов. Максимальное значение асимметрии получили равное 0.6, при хорошей однородности отклика по площади сцинтиллятора (рис. 17).



Это позволило более точно определять в эксперименте угол вылета протона из мишени и его энергию. Спектрометр первого канала регистрирует протоны энергией $Tr = 30 \div 140$ МэВ с точностью $2,5 \div 4,5$ МэВ. Телесный угол протонного канала составляет 0.16 ср. Точность измерения полярного угла вылета протона из

мишени составляет $2.5 \div 3^\circ$, азимутального - 2° .

С целью слежения за стабильностью работы $(\Delta E_1, E_1)$ -спектрометра нами был предложен и реализован способ непрерывного контроля амплитуд сигналов ФЭУ непосредственно во время экспериментальных сеансов. Для этого мы использовали два дополнительных, расположенных за спектрометром тонких счетчика S_6 , S_M и поглотителя (рис. 13). По триггеру от этих счетчиков регистрируется амплитуда импульсов ФЭУ от частиц, прошедших E_1 -счетчик. На рис. 18 приведен спектр амплитуд этих импульсов. В этом спектре идентифицируются и контролируются два участка, соответствующие пионам и протонам с минимальной энергией (показано стрелками).



Величина этой энергии определяется поглотителями в рабочей области спектрометра и является величиной постоянной. По изменениям в контрольных точках можно судить о стабильности работы измерительного канала.

В экспериментах по измерению выходов реакций $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^- p p)$ на ядрах, сделаны оценки вероятности

Δ -изобарных конфигураций в основном состоянии ядер ^{12}C , ^{16}O и впервые

получено доказательство существования квазисвязанного Δ -ядерного состояния (Δ -ядра).

В заключении приводятся наиболее существенные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты диссертации

1. Предложен новый метод измерения полных сечений образования медленных π^0 - и η -мезонов по моде распада на два γ -кванта. На основе этого метода создана относительно простая и недорогая установка, обладающая высокой эффективностью регистрации медленных π^0 - и η -мезонов, которая включает два черенковских спектрометра большой площади.

2. Предложен и реализован метод восстановления координаты попадания частицы в черенковский спектрометр большой площади путем анализа амплитуд сигналов от нескольких фотоприемников, просматривающих гомогенный радиатор. С использованием априорной информации о форме аппаратурной линии и размерах радиатора получено удовлетворительное координатное разрешение спектрометра даже при использовании

фотоумножителей с большим диаметром фотокатода - 3.3 см. при 208 МэВ, а также получено улучшение энергетического разрешения спектрометра на 16%.

3. Показана возможность создания на основе нового материала - кристаллов вольфрамата $\text{NaBi(WO}_4)_2$ - электромагнитных калориметров с высокой радиационной стойкостью, малой радиационной длиной и относительно низкой стоимостью производства. Получены следующие результаты:

- при комнатной температуре кристалл вольфрамата является черенковским радиатором, а при понижении температуры начинает проявлять люминесцентные свойства со сложной временной структурой;

- испытания макета калориметра на пучке электронов показали при энергии электронов 300÷700 МэВ хорошие для черенковских радиаторов разрешения: координатное - <1 мм, энергетическое - 14%

4. На основе протяженных пластических сцинтилляторов созданы позиционно-чувствительные спектрометры для регистрации протонов энергией 30÷140 МэВ с разрешением 2.5÷4.5 МэВ и с координатным разрешением 2.6 см. (с разрешением по полярному углу 2.5°).

6. Предложен и реализован метод контроля стабильности работы сцинтилляционных спектрометров непосредственно во время их работы в экспериментальных сеансах на пучке.

Основные публикации по теме диссертации

1. G.N. Dudkin, V.N. Eponechnikov, Yu.F. Krechetov, E.N. Schuvalov et al. A setup with cherenkov total absorption spectrometers with large aperture for slow π^0 -and η -meson detection. NIM **A248** (1986) 154
2. И.В. Главанаков, А.П. Дейнеженко, В.Н. Епонешников, Ю.Ф. Кречетов, Е.Н. Шувалов и др. Измерение полных сечений фоторождения π^0 -мезонов на ядрах ^{12}C и ^6Li вблизи порога. ЯФ т.**45** (1987) 3
3. И.В. Главанаков, В.Н. Епонешников, Ю.Ф. Кречетов, Е.Н. Шувалов и др., ВАНИТ, сер. Общ. и яд. физ. вып.**1(41)** (1988) 32

4. И.В. Главанаков, А.П. Дейнеженко, В.Н. Епонешников, Ю.Ф. Кречетов, Е.Н. Шувалов и др. Фотообразование нейтральных пионов на легких ядрах вблизи порога. ЯФ т.**50** (1989) 1516
5. C.Yu. Amosjv, B.N. Kalinin, Yu.F. Krechetov, E.N. Schuvalov et al. Study of temperature depedence of light yield from $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$. NIM **A350** (1994) 204
6. B.N. Kalinin, Yu.F. Krechetov, A.M. Kolchuzhkin, E.N.Schuvalov et al., The investigation test of a model of EM - calorimeter on the $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ crystals. NIM A361 (1995) 157
7. И.В. Главанаков, Ю.Ф. Кречетов, О.К. Сайгушкин, Е.Н. Шувалов. Измерение координатного разрешения черенковского спектрометра полного поглощения большой площади. ПТЭ №3 (1999) 66
8. В.М. Быстрицкий, И.В. Главанаков, Р. Грабмаер, Ю.Ф. Кречетов, О.К. Сайгушкин, А.Н. Табаченко, А.И. Фикс, Е.Н. Шувалов, Письма в ЖЭТФ т.73, N.9 (2001) 513
9. V.M. Bystritsky, A.I. Fix, I.V. Glavanakov, P. Grabmayr, Yu.F. Krechetov, O.K. Saigushkin, E.N. Schuvalov, A.N. Tabachenko, Nucl. Phys. A705, N.1, 2 (2002)
10. И.В. Главанаков, Ю.Ф. Кречетов, О.К. Сайгушкин, Е.Н. Шувалов, В.М. Быстрицкий. Нуклон-нуклонные корреляции в реакциях $(\gamma, \pi^- p)$ и $(\gamma, \pi^- pp)$ на ядре ^{12}C . Письма в ЖЭТФ, 2005, т.81, вып. 9, с. 546
11. Шувалов Е.Н. Позиционно - чувствительные черенковские и сцинтилляционные спектрометры большой площади в экспериментах на Томском синхротроне. Известия вузов. ФИЗИКА, т.50, № 10/2, 2007, с. 109-113
12. В.М.Быстрицкий, И.В.Главанаков, П.Грабмаер, Ю.Ф.Кречетов, А.Н.Табаченко, О.К.Сайгушкин, Е.Н. Шувалов. Исследование Δ - изобарных степеней свободы в основном состоянии ядра ^{16}O . Известия вузов, ФИЗИКА, т.50, № 10/2, 2007, с. 60-64

