

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-201

12/v-74

P1 - 7846

1801.12-74

Б.Ю.Балдин, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкевич,
З.В.Крумштейн, Р.Ляйсте, Ю.П.Мереков, В.И.Петрухин,
Д.Позе, А.И.Ронжин, И.Ф.Саменкова, В.М.Суворов,
Г.Хемниц, Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко, М.Шавловски,
Г.А.Шелков, Й.Шюлер
(О И Я И , Д у б н а)

Н.К.Вишневский, М.И.Грачев, В.И.Рыкалин, В.Г.Лапшин,
В.И.Соляник, Ю.С.Ходырев, В.П.Хромов
(И Ф В Э , С е р п у х о в)

НАБЛЮДЕНИЕ ЯДЕР АНТИТРИТИЯ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7846

Б.Ю.Балдин, Л.С.Вертоградов, Я.В.Гришкевич,
З.В.Крумштейн, Р.Ляйсте, Ю.П.Мереков, В.И.Петрухин,
Д.Позе, А.И.Ронжин, И.Ф.Саменкова, В.М.Суворов,
Г.Хемниц, Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко, М.Шавловски,
Г.А.Шелков, Й.Шюлер

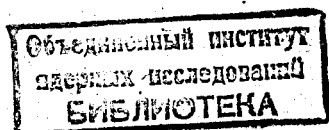
(О И Я И , Д у б н а)

Н.К.Вишнеvский, М.И.Грачев, В.И.Рыкалин, В.Г.Лапшин,
В.И.Соляник, Ю.С.Ходырев, **В.П.Хромов**

(И Ф В Э , С е р п у х о в)

НАБЛЮДЕНИЕ ЯДЕР АНТИТРИТИЯ

Направлено в ЯФ



НАБЛЮДЕНИЕ ЯДЕР АНТИТРИТИЯ

СРТ-инвариантность ядерных сил предсказывает существование антиядер - связанных состояний антинуклонов, являющихся аналогами ядер соответствующих элементов. К моменту проведения описываемой работы в таблицу элементов Менделеева для антивещества были внесены два изотопа антиводорода \bar{p} , \bar{d} , а также изотоп антигелия ${}^3\bar{He}$. Данная работа посвящена поиску аналога последнего из известных изотопов водорода, нового атомного ядра антивещества - антитрития ${}^3\bar{H}$.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поиск ядер ${}^3\bar{H}$ предпринят на пучке вторичных отрицательно заряженных частиц с импульсом 25 ГэВ/с, образуемых протонами с энергией 70 ГэВ под 0° на внутренней мишени протонного синхротрона ИФВЭ. Согласно имевшимся данным о сечениях рождения на ядрах "легких частиц" π^- , K^- , \bar{p} , \bar{d} /1,2/, а также ядер ${}^3\bar{He}$ /3/ можно было ожидать, что одно ядро ${}^3\bar{H}$ образуется на $\approx 10^{11}$ π^- -мезонов. При импульсе вторичных частиц 25 ГэВ/с /оптимальный импульс для рождения тяжелых частиц и ядер с $M = 2 \div 6 M_p$ / скорость ядер ${}^3\bar{H}$ отличается от скорости света в третьем знаке и является единственной измеряемой на опыте величиной, отличающей ${}^3\bar{H}$ от других частиц. Поэтому для наблюдения ядер ${}^3\bar{H}$ необходимо было найти такую постановку опыта, в которой была бы обеспечена дискриминация легких частиц с фактором $> 10^{11}$ и надежная идентификация ядер ${}^3\bar{H}$.

Аппаратура подробно описана в /4-9/. В реализованной постановке эксперимента существенными являются следующие моменты.

1. Скорость частиц измерялась независимыми методами: по времени пролета на нескольких базах и по углу черенковского излучения счетчиками различных типов.

2. Одним из основных источников фона является имитация прохождения через установку частиц большой массы легкими частицами пучка. Такие фоновые события могут быть обусловлены как генерацией медленных частиц в стенках ионопровода и веществе детекторов, так и наложениями сигналов, возникающими при работе с пучком высокой интенсивности. Подавление фона достигалось использованием специального магнитооптического канала, обеспечивающего двукратный анализ частиц по импульсу и многократную очистку пучка от продуктов ядерных взаимодействий, а также проведением многомерного анализа каждого из отобранных событий /частиц/.

3. В экспериментах, целью которых является поиск редких событий, проведение специальных фоновых измерений, как правило, требует времени, сравнимого со временем набора статистики. В данном эксперименте все детекторы, с помощью которых идентифицируется антитритий по скорости, регистрировали частицы в достаточно широком интервале масс. Это позволило проводить фоновые измерения по всем этим детекторам одновременно с набором статистики. Работа на линии с ЭВМ позволяет, кроме того, использовать слабый предварительный отбор событий, накапливать в ходе эксперимента большую статистику фоновых, /и реперных/ событий и выбирать по ним критерии отбора при обработке.

4. Проведение многосуточных измерений при высоком разрешении предъявляет повышенные требования к долговременной стабильности работы аппаратуры и контролю условий измерений. Использование ЭВМ для получения результатов в реальном времени эксперимента снимает эти проблемы, так как нестабильности аппаратуры могут быть учтены с помощью реперных событий, непрерывно регистрируемых в ходе эксперимента.

Магнитооптический канал. Вторичные частицы, вылетающие из внутренней мишени под 0° , захва-

тываются в канал $4B/10^\circ$ в телесном угле $30 \text{ мкр}/\text{рис.1/}$. Коэффициент передачи последней части канала длиной 100 м , в которой расположены детекторы, составляет $35-40\%$ /величина, измеренная в условиях, когда в этой части канала находится $\approx 30 \text{ г}/\text{см}^2$ вещества/.

Система отбора событий /триггер/. Проходящие через канал вторичные частицы регистрировались монитором, состоящим из семи сцинтилляционных счетчиков S_1-S_7 . Для предварительной дискриминации π^- , K^- и p^- на антисовпадения с монитором включались два газовых пороговых черенковских счетчика C_1 и C_3 /II/, обеспечивавших подавление $\approx 10^{-6}$. Возникающая из-за случайных антисовпадений неэффективность триггера MC_1C_3 при интенсивности $/2 \div 2,3/ \cdot 10^6 \text{ частиц}/\text{сек}$ составляла $\approx 15\%$. В двух других пороговых счетчиках давление устанавливалось так, чтобы они эффективно регистрировали все легкие частицы $/\pi^-, K^-, p^-, d^-/$. Во всех используемых в эксперименте счетчиках четыре последних каскада ФЭУ запитывались дополнительно от сильноточных источников питания для исключения эффектов больших импульсных нагрузок /12/. События MC_1C_3 регистрировались в ЭВМ. Полная блок-схема электронной логики приведена на рис. 2.

Время пролета. Для всех отобранных частиц MC_1C_3 измерялась их скорость по времени пролета на полубазах 50 м , 52 м и полной базе 102 м . Базовые счетчики V_1, V_2, V_3 спектрометра по времени пролета /СВП/ располагались вблизи фокусов магнитооптической системы канала. Для уменьшения влияния больших нагрузок сцинтиллятор первого базового счетчика был разделен на две изолированные по свету части; таким образом, для каждого события измерялось пять временных интервалов: T_{11}, T_{12}, T_2 и T_{01}, T_{02} . Работа на линии с ЭВМ позволила устранить из логики СВП /8/ схему сравнения времен пролета на двух половинах базы и повысить эффективность спектрометра. Факт появления сигналов от счетчиков V_{11}, V_{12}, V_2 и V_3 фиксировался в регистре логических признаков, что позволяло определить комбинацию базовых счетчиков, сработавших в данном событии. Разрешение спектрометра по всем базам

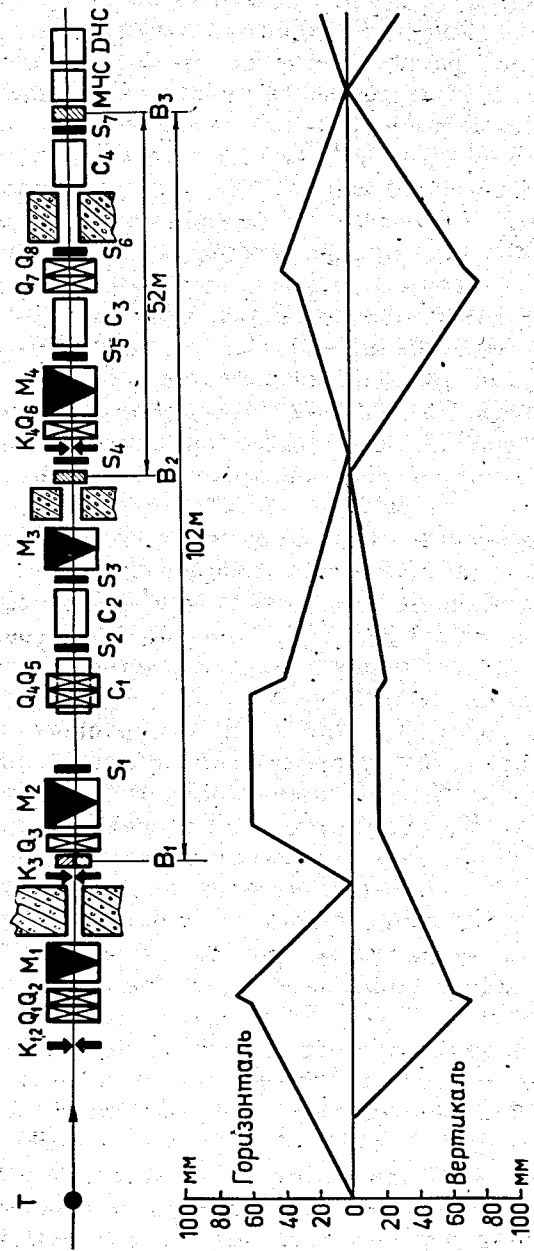


Рис. 1. Схема расположения детекторов на канале ускорителя У-70 и расчетный профиль пучка частиц. Т - внутренняя мишень ускорителя, К - коллиматор, Q - квадрупольная линза, М - отклоняющий магнит, S - сингилляционный счетчик, С - пороговый черенковский счетчик, В - базовый счетчик спектрометра по времени пролета, МЧС, ДЧС - многоканальный и дифференциальный черенковские счетчики.

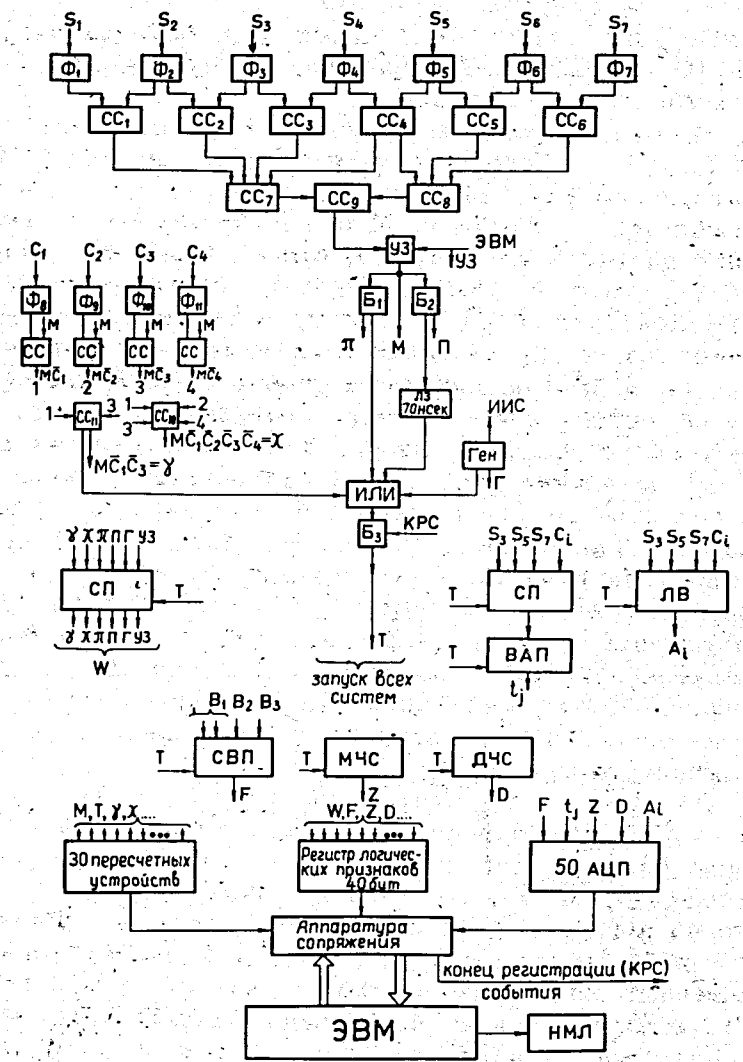


Рис. 2. Блок-схема электронной логики эксперимента. Ф - формирователь, СС - схема совпадений, СП - схема пропускания, Б - схема блокировок, УЗ - управляемая задержка, ЛВ - линейные ворота, ВАП - время-амплитудный преобразователь, ГЕН - генератор импульсов для запуска полупроводниковых импульсных источников света /ИИС/, АЦП - амплитудно-цифровые преобразователи, НМЛ - накопитель на магнитной ленте.

было не хуже $0,3 \text{ нсек}$ при интенсивности до $2,5 \cdot 10^6 \text{ част/сек}$. Аппаратурная функция СВП на полной базе показана на рис. 10.

Многоканальный черенковский счетчик /МЧС/ /9/. Скорость частиц в диапазоне $\Delta\beta = 6 \cdot 10^{-3}$, соответствующем интервалу масс $1,6 M_p \leq M_x \leq 3,3 M_p$, измерялась с помощью МЧС. В фокальной плоскости этого счетчика симметрично относительно его оптической оси расположены двенадцать годоскопических фотоумножителей /ГФЭУ/ /13/, которые измеряли координаты точек кольца R_i черенковского света. По этим координатам в ЭВМ определялись радиус и положение центра кольца черенковского света, которые однозначно связаны со скоростью и направлением движения частицы. Время появления сигнала в ГФЭУ относительно момента световой вспышки зависит от координаты попадания света на фотокатод. Используя методику измерений по времени пролета, можно определить координату световой вспышки с точностью $\pm 2 \text{ мм}$ по каждому ГФЭУ. Разрешение МЧС по скорости $\delta\beta/\beta$ составляло $4 \cdot 10^{-4}$; эффективность регистрации частиц при кратности срабатывания ФЭУ $n \geq 3$ не менее 90%. Типичное распределение радиусов в МЧС при запуске его сигналом MC_1C_3 приведено на рис. 3.

Дифференциальный черенковский счетчик /ДЧС/. Независимое измерение скорости частицы производилось счетчиком ДЧС, настроенным на регистрацию ядер ^3H . Конструкция счетчика * аналогична описанной в работе /14/. В нем используется один центральный ФЭУ /канал регистрации А/ и 4 симметрично размещенных вокруг него ФЭУ /канал В/. В измерениях ДЧС настраивался на регистрацию антитрития в канале А, при этом в канале В регистрировались частицы в интервале масс $2,1 M_p \leq M_x \leq 2,9 M_p$. Характеристики ДЧС по каналу А: разрешение по скорости $\delta\beta/\beta = 1,2 \cdot 10^{-3}$, эффективность регистрации $\epsilon = 90\%$. Для канала В $\delta\beta/\beta =$

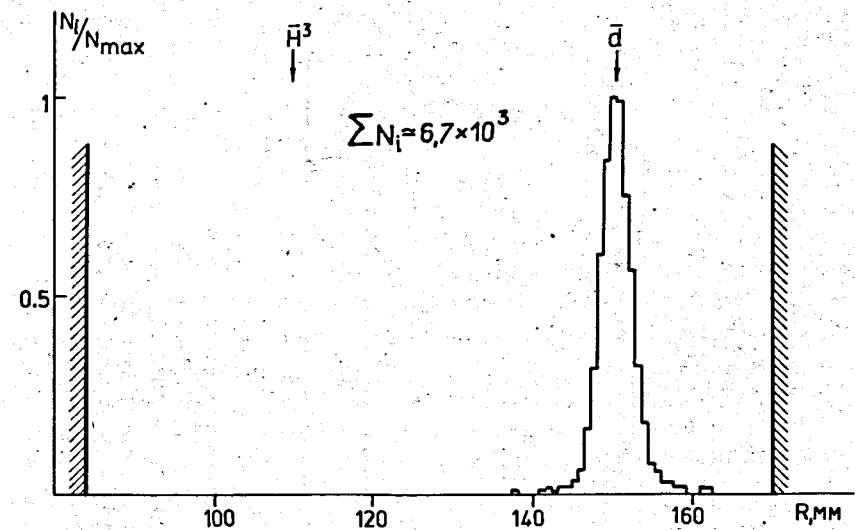


Рис. 3. Распределение радиусов колец черенковского излучения частиц, измеренное МЧС при запуске его сигналом MC_1C_3 . Штриховкой показаны границы измеряемой области, определяемые положением шторок перед фотокатодами ГФЭУ.

$= 4,5 \cdot 10^{-3}$ и $\epsilon \approx 85\%$. В каждом событии измерялись время и амплитуда сигналов от всех пяти ФЭУ ДЧС. На рис. 4 приведены зависимости эффективности регистрации частиц от их скорости /массы/ в каналах А и В в рабочих условиях. При регистрации ^3H уровень фона в канале А составляет $4 \cdot 10^{-2}$. Введение отбора по амплитуде и времени появления сигнала от центрального ФЭУ уменьшает фон до уровня 10^{-3} .

ЭВМ. В установке использовалась ЭВМ БЭСМ-3М - трехадресная машина с памятью 8К 45 разрядных слов и циклом памяти 10 мксек. При регистрации события преобразованная в цифровой код амплитудно-временная информация /16/ /50 параметров по 1024 канала каждый/ запоминалась на пересчетных схемах и передавалась в ЭВМ вместе с содержимым регистра логических признаков /15/. В каждом событии регистрировалась сле-

* Счетчик сконструирован В.П.Зреловым, П.Павловичем, В.И.Сидоровой, П.Шулеком.

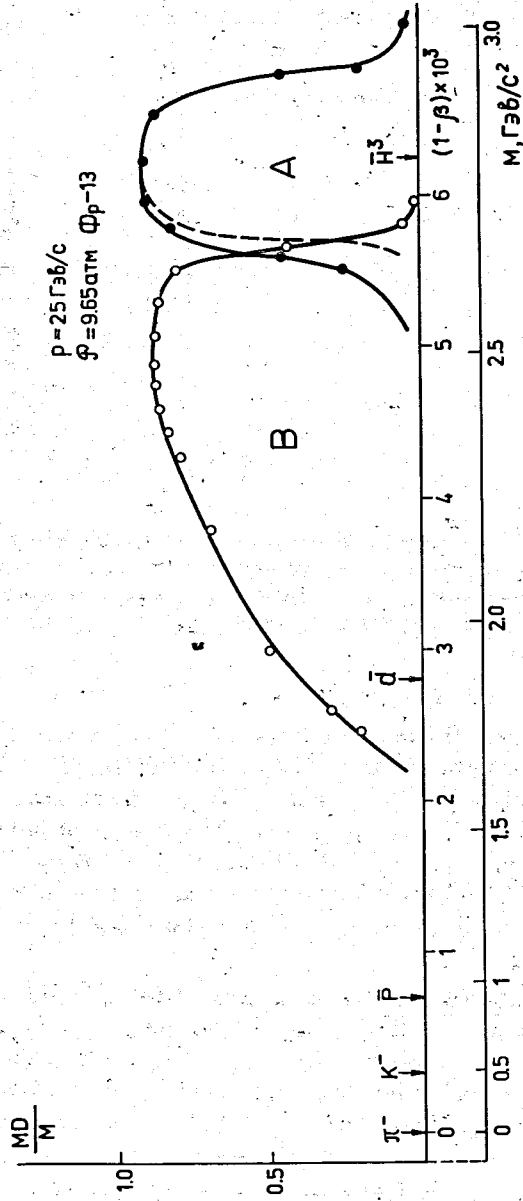


Рис. 4. Зависимость эффективности регистрации частиц от их скорости /массы/ в каналах А и В ДЧС в рабочих условиях. Пунктиром показана аналогичная зависимость по каналу А, когда канал В включен на антисовпадения. Кривые измерены на π^- -мезонах при давлениях газа, соответствующих углам черенковского излучения для заданного диапазона скоростей β .

дующая информация: времена пролета T_i спектрометра по времени пролета, координаты от ГФЭУ многоканального черенковского счетчика, временные отметки и амплитуды сигналов от всех ФЭУ ДЧС, черенковских счетчиков $C_1 \div C_4$, сцинтилляционных счетчиков S_3, S_5, S_7 , амплитуды сигналов от базовых счетчиков B_1 , а также до 40 логических признаков. Полное время регистрации события составляло 800 мксек. По окончании импульса интенсивности ЭВМ регистрировала показания 30 пересчетных схем, номер измерения, календарное время, коды для проверки канала связи и содержимое специальных регистров, на которые можно было вручную заносить информацию, характеризующую данное измерение. После этого производился формальный контроль принятой информации и запись ее на магнитную ленту. За оставшееся до следующего цикла интенсивности время $\approx 6 \text{ сек/}$ ЭВМ производила первичную обработку информации ^{17/}. В частности, имелась возможность накапливать до 63 одномерных гистограмм с суммарным числом каналов $1,2 \cdot 10^4$ для событий, отобранных по заданной совокупности критериев. Могло быть задано до 132 критериев, использующих амплитудно-временную и логическую информацию.

Контроль условий эксперимента ^{14/}. Для контроля условий наведения внутреннего пучка протонов на мишень измерялись коэффициент передачи канала и его отдельных участков и длительность растяжки пучка. Эти величины, а также скорости счета монитора $M, MC_1, MC_1C_3, MC_1C_2C_3C_4$ и ряд других вспомогательных скоростей счета регистрировались на пересчетных устройствах /рис. 2/. ЭВМ контролировала показания 30 пересчетных устройств, что обеспечивало экспрессный контроль основных узлов установки, работы канала и условий наведения внутреннего пучка на мишень. При подготовке к рабочим экспозициям настройка установки и контроль аппаратуры осуществлялись с помощью полупроводниковых импульсных источников света /ИИС/. Для измерения и контроля потерь эффективности регистрации событий из-за случайных сигналов в пороговых счетчиках C_1 и C_3 , используемых в антисовпадениях, ЭВМ

периодически ≈ 1 раз в час/ включала управляемую электронную задержку /УЗ/, сдвигающую временную отметку монитора на 120 нсек. Более детальный контроль аппаратуры и калибровка всех трактов амплитудно-временных измерений производились в реальном времени по амплитудным и временным распределениям для реперных событий. В качестве реперных использовались π^- -мезонные события.

В наших условиях долговременные нестабильности, обусловленные изменениями температуры, напряжения сети и другими неконтролируемыми факторами, проявлялись только в точности измерений времен пролета T_i и составляли в среднем ≤ 100 нсек за сутки. Влияние этих эффектов полностью исключалось учетом дрейфа $T_i(\pi^-)$, поскольку центры тяжести π^- -мезонных пиков во времяпролетных спектрах хорошо определены из-за большой статистики. Тракты для измерения амплитуды контролировались дополнительно: в каждом импульсе интенсивности регистрировалось одно π^- -мезонное событие Π , в котором сигнал монитора, открывающий линейные ворота, сдвигался на 70 нсек. При этом в случае отсутствия сигнала на входе линейных ворот регистрировался пьедестал, а при наличии случайного сигнала - некоторое значение амплитуды A_i . Таким образом непрерывно регистрировался узкий реперный пик электрических пьедесталов Π /рис. 5/, по которому контролировалась стабильность нулевых уровней в трактах амплитудных измерений и накапливалась статистика случайных срабатываний детекторов.

При наведении интенсивного внутреннего пучка протонов $/2 \cdot 10^{12}$ р/цикл/ на мишень могут появляться мгновенные всплески интенсивности - "спайки". Во время "спаек" аппаратура работает в условиях больших перегрузок и может допускать сбои. Для исключения этого эффекта мы регистрировали интенсивность пучка в диапазоне ± 1 мксек до и после каждого события пересчетным устройством с быстродействием 20 МГц.

Контроль работы МЧС в режиме регистрации $^3\bar{H}$ производился по положению и форме пика антидейтронов. Контроль работы настроенного на регистрацию $^3\bar{H}$ ДЧС

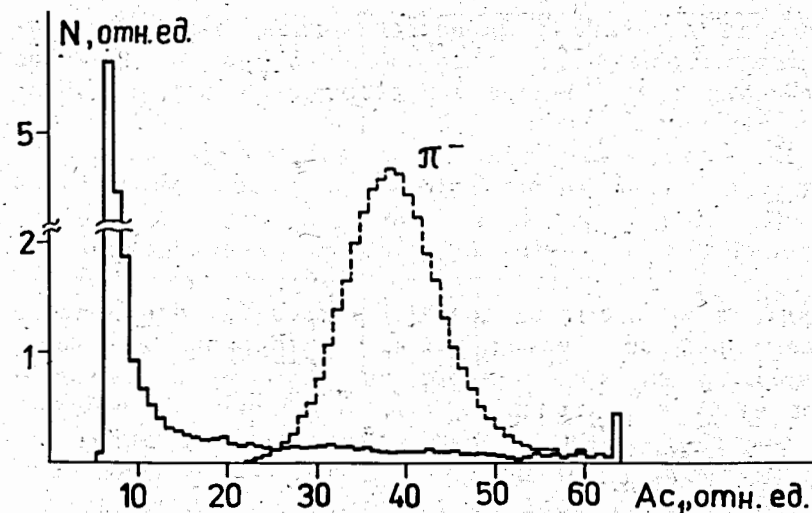


Рис. 5. Амплитудный спектр сигналов от ФЭУ порогового черенковского счетчика C_1 для Π^- -событий. Пунктиром показан аналогичный спектр для π^- -мезонов.

производился по положению и форме пиков во временных распределениях сигналов от ФЭУ, поскольку ДЧС имеет некоторую эффективность регистрации легких частиц /например, рассеянных перед ним/.

Для контроля положения пучка и его профиля использовались сцинтилляционные годоскопы на годоскопических ФЭУ ¹⁹.

Калибровки ¹⁴. В начале и конце каждого сеанса работы на ускорителе производилось определение цены деления канала СВП, измеряемого диапазона времен пролета и линейности шкалы спектрометра. Процедура калибровки МЧС заключалась в измерении зависимости координат кольца черенковского света π^- -мезонов от давления газа в счетчике. Правильность калибровки проверялась сравнением измеренного радиуса от антидейтронов R_d^- с радиусом, вычисленным по углу черенковского излучения антидейтронов, определяемому давлением газа в счетчике. При настройке и калибровке ДЧС

величина показателя преломления газа измерялась интерферометром Рэлея с газовым лазером в качестве источника света. Шкала интерферометра калибровалась по π -мезонам, \bar{p} и \bar{d} .

Измерения. В среднем за время импульса интенсивности $/1 \div 1,5 \text{ сек}/$ регистрировалось несколько событий $MC_1 C_3$, $\approx 5 \pi$ -событий и одно Π -событие. В ходе измерений по различным параметрам накапливались гистограммы для этих событий. Набор гистограмм мог меняться во время экспозиции в пределах отведенного объема памяти. Периодически, с интервалом 2-4 часа, выводился на печать набор гистограмм, по которым производился контроль работы установки. Отобранные по триггеру $MC_1 C_3$ события подвергались экспресс-анализу по слабым критериям, которым должны были заведомо удовлетворять ядра ${}^3\text{H}$, более тяжелые частицы и некоторая часть антидейтронов. Для выделенных событий печатался полный набор амплитудно-временной и логической информации. В реальном времени обрабатывалось $\approx 80\%$ событий.

За время эксперимента через установку было пропущено $3,75 \cdot 10^{11}$ частиц и зарегистрировано $5 \cdot 10^5$ событий, отобранных системой предварительной селекции, и $\approx 10^6$ π -мезонных и Π -событий. Распределение набора статистики по сеансам работы на ускорителе приведено в табл. 1. Количество вещества на пути частиц в канале до последнего базового счетчика составляло в первых трех сеансах 30 г/см^2 , в последнем сеансе - 38 г/см^2 . Увеличение количества вещества обусловлено переводом счетчика C_2 в режим эффективной регистрации антидейтронов. В первых трех сеансах он был настроен на регистрацию частиц с $\beta \geq \beta_p$.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В нашей постановке эксперимента частица, идентифицируемая как ядро антитрития, должна пройти через весь канал с постоянной заданной скоростью, вызвать срабатывание мониторинг системы и не сопровождаться

Таблица 1

Сеанс	Мишень (г.см ⁻²)	Средн. интенсивность I, 10 ⁶ частиц/сек	Средн. длит. T, сек	$N_{\pi} \cdot 10^{11}$	$N_{\bar{d}} \cdot 10^3$
I (октябрь)	Al (8,1)	1,5	1	0,21	5
II (ноябрь-декабрь)	Al (8,1)	1,5 - 2,0	0,5 - 1,0	0,85	13
III (январь-февраль)	Be (5,5)	1,9 - 2,1	1,0 - 1,1	0,46	9
IV (март-апрель)	Al (8,1) Cu (13,44)	2,3	1,6	2,23	49
I-IV				3,75	76

другими частицами в пределах интервала времени, определяемого разрешением аппаратуры. Кроме того, не должен сработать ни один из пороговых черенковских счетчиков, амплитуды сигналов в сцинтилляционных счетчиках должны соответствовать прохождению однозарядной релятивистской частицы.

Отбор таких событий из всех событий $\overline{MC}_1\overline{C}_3$ производился по совокупности критериев, которые можно разделить на четыре группы:

1. Критерии, которым должны удовлетворять все частицы.
2. Критерии, отбрасывающие частицы с массой $M_x \leq M_p$.
3. Критерии, отбрасывающие частицы с массой $M_x \leq M_d$.
4. Критерии для идентификации ${}^3\overline{H}$.

Первая группа включает:

а/ Критерий "правильной" комбинации логических признаков от базовых счетчиков /ПК/, означающий наличие сигналов от счетчиков B_2 , B_3 и одной из половин счетчика B_1 . Этот критерий оставляет события, связанные с прохождением одной частицы через базовые счетчики СВП, и сильно уменьшает вклад событий, обусловленных одновременным прохождением двух и более частиц, при котором амплитудно-временная информация в событии, как правило, искажена.

б/ Условие равенства времен пролета, измеренных с помощью сцинтилляционных счетчиков S_3 , S_5 , S_7 :

$$\delta t = |t_{35} - t_{57}| \leq 2,5 \text{ нсек.}$$

Этому условию удовлетворяют 98% частиц пучка. Кроме того, на величины временных интервалов t_{37} и t_{57} накладывались слабые ограничения:

$$|t_{37} - t_{37}^{\pi}| \leq 3,5 \text{ нсек.},$$

$$|t_{57} - t_{57}^{\pi}| \leq 3,5 \text{ нсек.},$$

где t_{37}^{π} и t_{57}^{π} - положения центров тяжести соответствующих временных распределений для π^- -мезонов. При-

менение критерия позволяло в значительной мере очистить выборку событий от фона, связанного с большой загрузкой счетчиков монитора, при сохранении высокой эффективности регистрации частиц с массой $0 \leq M_x \leq 4,6M_p$.

в/ Ограничение на амплитуды сигналов в сцинтилляционных счетчиках B_3 и S_7 , расположенных в конце магнитооптического канала, где отсутствует магнитный анализ,

$$A_{B_3} \leq 4A_{B_3}^{\pi} \quad \text{и} \quad A_{S_7} \leq 4A_{S_7}^{\pi};$$

здесь $A_{B_3}^{\pi}$ и $A_{S_7}^{\pi}$ - средние амплитуды сигналов в этих счетчиках при регистрации π^- -мезонов. Критерий применяется для дискриминации случаев взаимодействия частиц с веществом, сопровождающихся образованием нескольких вторичных частиц.

В критериях второй и третьей групп задавались границы интервалов для амплитуд A_{C_i} и временных отметок t_{C_i} от счетчиков C_1 , C_3 и C_2 , C_4 соответственно.

Выбор границ в критериях отбора. Перед проведением окончательной обработки материала производился выбор оптимальных значений границ в критериях отбора, соответствующих максимальному подавлению фона при сохранении эффективности регистрации частиц на уровне $\approx 90\%$. Использовалась выборка событий, удовлетворяющих критерию 1а /"правильная" комбинация/, который, являясь чисто логическим условием, не требует определения порога. Этот критерий одинаковым образом дискриминирует все реальные частицы, и его эффективность, вычисленная по π^- -мезонным событиям, составляла в среднем $0,70 \pm 0,01$. Изучалась зависимость числа событий, удовлетворяющих данному критерию, от изменения условий отбора в трех участках спектра времен пролета: в области π^- -мезонов, антидейтронов и фона. При этом участок π^- -мезонов изучался по π^- -событиям, а области \overline{d} и фона - по событиям $\overline{MC}_1\overline{C}_3$. В качестве фоновых рассматривались события, которые соответствуют области масс $M > 3,5M_p$, где возможный вклад реальных частиц весьма мал. Для независимого определения

эффективности критериев отбора антидейтроны выделялись также с помощью МЧС. На рис. 6 показано действие некоторых критериев первой и второй групп и выбранные значения границ. При проведении отбора по амплитудной информации от черенковских счетчиков могут теряться события, отвечающие прохождению антитрития, но имеющие большие амплитуды за счет случайных наложений сигналов. Доля таких случаев определялась по выборке П-событий, триггером которых, как указывалось выше, служил выведенный из режима совпадений сигнал монитора. Для счетчиков C_1, C_3 оценка этой неэффективности была получена также по антидейтронам /рис. 6б/, которые, как и ядра ${}^3\text{H}$, не должны давать сигнала в этих счетчиках.

Суммарные данные об уровнях подавления и эффективностях регистрации частиц при выбранных значениях критериев отбора, полученные по материалу последнего сеанса, приведены в табл. 2. Из нее видно, что наиболее эффективным "простым" критерием является критерий C_2 , применение комбинации $1 + C_2$ оставляет всего 2 события из всей выборки событий MC_1C_3 . Применение критерия C_4 дает меньший отбор, что можно объяснить взаимодействием антидейтронов с веществом в конце канала, где отсутствует магнитный анализ. В этом случае продукты взаимодействий могут регистрироваться сцинтилляционными счетчиками монитора, но не давать сигнала в счетчике C_4 . В первых трех сеансах счетчик C_2 не был настроен на регистрацию \bar{d} , поэтому на этой части статистики при совместном применении критериев $1+2+3$ остается 26 событий, из которых 24 идентифицируются последующими критериями как \bar{d} .

Идентификация ядер ${}^3\text{H}$. Время пролета. Распределение по времени пролета для оставшихся после применения критерия $1+2+3$ 28 событий показано на рис. 7а и 8. На этих рисунках видно, что 24 события лежат в антидейтронной области и четыре события (I-IV) - в области антитрития.

В последнем сеансе /65% общей статистики/ в области \bar{d} не наблюдается ни одного события. Применение более слабых критериев $1+2+C_2, 1+C_2$ не меняет

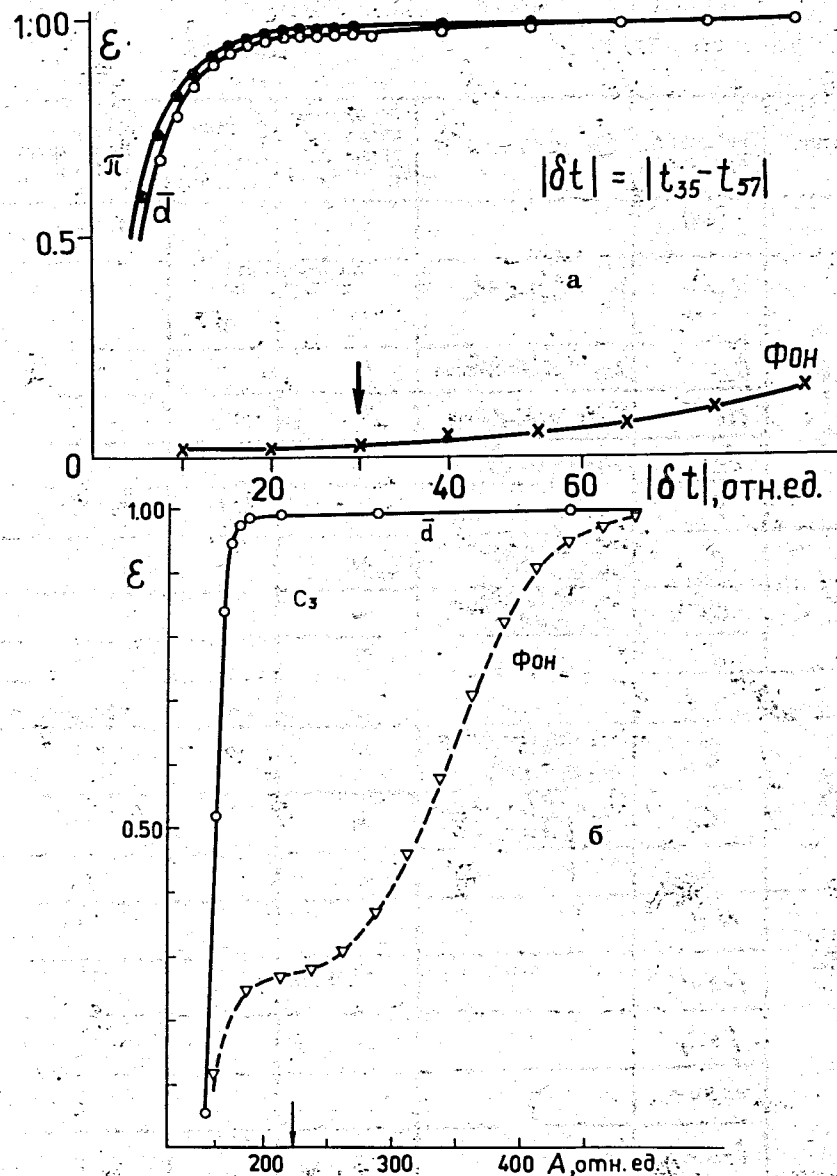


Рис. 6. Действие критериев: а/ $|t_{35} - t_{57}| \leq \delta t, б/ A_{C_2} \leq A$ на эффективность регистрации π -мезонов и на отбор по фону; ϵ - отношение числа событий, оставшихся после применения критерия, к полному числу событий данного типа. Стрелкой указано выбранное значение границы критерия.

Таблица 2

Группа	Название критерия	Граница критерия	Эффективность критерия для $3H, \%$	Коэффициент подавления фона	Число оставшихся событий
	(ПК)		70	3	75000
1	t_{37}	$ t_{37} - t_{37}^T \leq 3,5 \text{ мсек}$	по отношению к МСЦЗ (ПК) 98	2,5	
	t_{57}	$ t_{57} - t_{57}^T \leq 3,5 \text{ мсек}$	99	2	
	δt	$ t_{37} - t_{57} \leq 2,5 \text{ мсек}$	99	20	
	A_{37}	$A_{37} \leq 4A_{37}^T$	98	1,1	
	1		97	50	57000
2	C_1	$ t_{c_1} - t_{c_1}^T \geq 2,5 \text{ мсек}$ $A_{c_1} \leq 0,8A_{c_1}^T$	98	4	
	C_3	$ t_{c_3} - t_{c_3}^T \geq 2,5 \text{ мсек}$ $A_{c_3} \leq 0,8A_{c_3}^T$	99	2	
	2		97	6	53000
	1+2		93	170	50200
3	C_2	$ t_{c_2} - t_{c_2}^T \geq 2,5 \text{ мсек}$ $A_{c_2} \leq 0,3A_{c_2}^T$	98		16
	C_4	$ t_{c_4} - t_{c_4}^T \geq 2,5 \text{ мсек}$ $A_{c_4} \leq 0,6A_{c_4}^T$	99		378
	3		98		16
	1+C ₄		96		36
	1+2+C ₄		93		29
	1+C ₂		96		2
	1+2+C ₂		92		2
	1+2+3		92		2

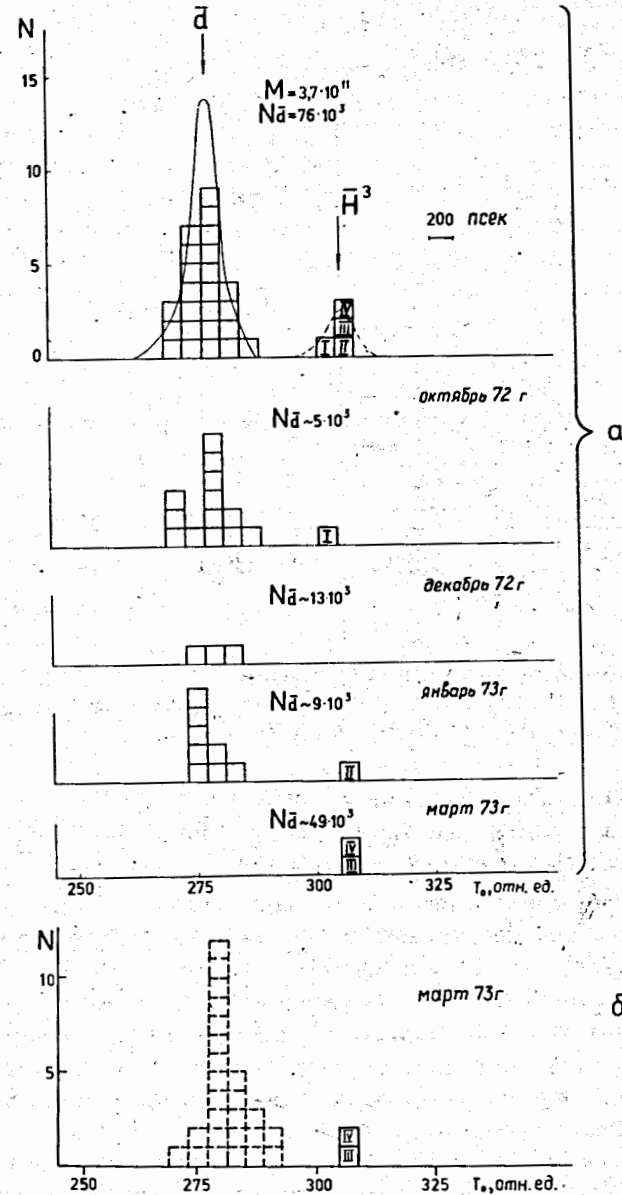


Рис. 7. Распределение по времени пролета событий: а/ оставшихся после применения критериев 1+2+3; б/ результат мартовского сеанса, когда при обработке воспроизведены условия первых трех сеансов.

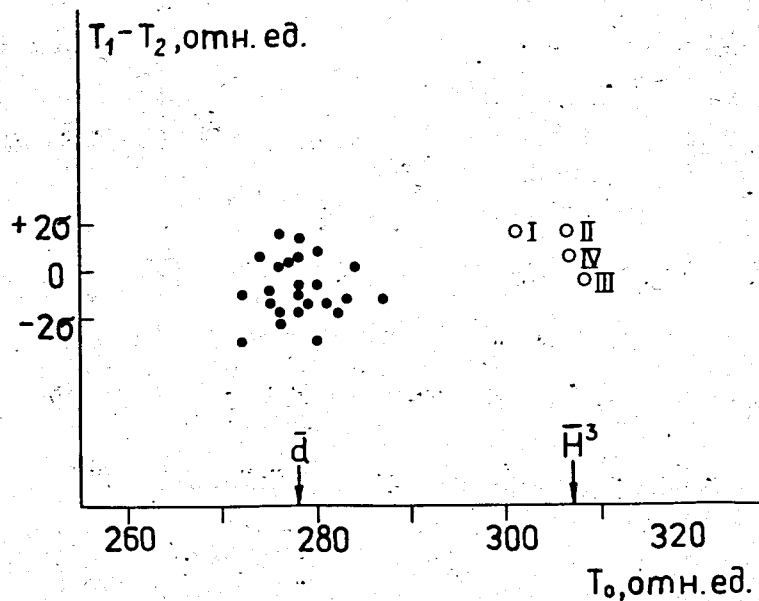


Рис. 8. Проверка постоянства скорости частицы на полубазах СВП для событий рис. 7а. σ - среднее квадратичное отклонение для разности времен пролета $T_1 - T_2$.

картины. При использовании критерия $1+2+C_4$, т.е. при исключении из рассмотрения информации от счетчика C_2 , появляется 25 событий в области \bar{d} при отсутствии случайно распределенных фоновых событий /рис. 7б/. Таким образом, дискриминация фона достаточно высока даже без учета информации от счетчика C_2 , в различной эффективности которого по отношению к частицам с $\beta = \beta_T$ и заключено отличие первых трех сеансов от последнего. С учетом реальной формы пика в спектрометре по времени пролета вероятность имитации четырех ядер антитрития антинейтронами не превышает $4 \cdot 10^{-6}$.

Многоканальный черенковский счетчик. В течение первого и части второго сеанса происходила настройка и выбор режима работы МЧС. Поэтому идентификация ${}^3\text{H}$ по информации от МЧС производилась на 80% всей статистики. При этом из 14 событий,

оставшихся после применения критериев $1+2+3$, в 5 случаях наблюдалось срабатывание МЧС. На рис. 9 представлено распределение этих событий по радиусу кольца черенковского излучения и показано расположение точек кольца R_i события III. В области антитрития с помощью МЧС выделяются те же события II, III, IV, что и по времени пролета на указанной части статистики. Другие два события, зарегистрированные во втором и третьем сеансах, как и в СВП, попадают в область \bar{d} . Хотя эффективность регистрации \bar{d} в МЧС превышает 90%, девять событий, идентифицированных СВП как \bar{d} , не были зарегистрированы МЧС. Эти антинейтроны /из общего числа 20 000 во втором и третьем сеансах/, по-видимому, испытали ядерные взаимодействия в веществе последней части канала с образованием медленных частиц, не регистрируемых в МЧС. Это согласуется с обсуждавшимися ранее предположениями о механизме неэффективности черенковского счетчика C_4 к антинейтронам.

Радиус кольца черенковского света для события II /кратность $n = 2$ / определялся усреднением R_i . Для событий III, IV с кратностями срабатывания ГФЭУ $n=7$ и $n=6$ соответственно были определены методом наименьших квадратов как радиус R , так и угол ϕ наклона траектории частицы к оси счетчика. Полученные углы наклона не превышают 10 мрад для обоих событий, а величины радиусов лежат в пределах двух стандартных отклонений от центра тяжести ожидаемого распределения радиусов для ${}^3\text{H}$, построенного с учетом влияния импульсного разброса в магнитооптическом канале. Величина разброса частиц по импульсу была определена с помощью МЧС и сцинтилляционных годоскопов и оказалась равной $\Delta P/P = 2,8 \pm 0,3\%$.

Дифференциальный черенковский счетчик. Как и МЧС, ДЧС был настроен на регистрацию ${}^3\text{H}$, начиная со второго сеанса. При этом в тех же трех событиях (II, III, IV) из 14 оставшихся после применения критериев $1+2+3$ ДЧС зарегистрировал прохождение частиц со скоростью, равной скорости ${}^3\text{H}$. Вероятность фоновой имитации трех событий в области ${}^3\text{H}$ не превышает в этом случае 10^{-5} .

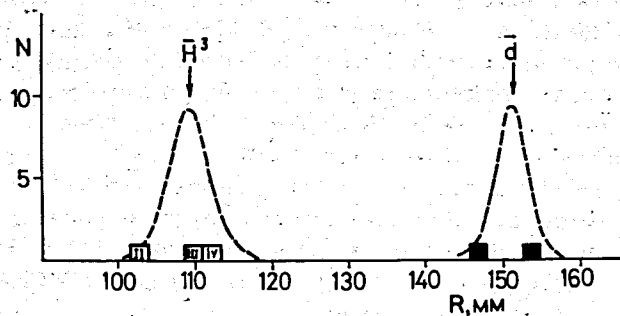


Рис. 9а. Распределение по радиусу кольца черенковского излучения в МЧС для событий, отобранных по критериям 1+2+3. Монитор $M = 3,0 \cdot 10^{11} / 80\%$ полной статистики/.

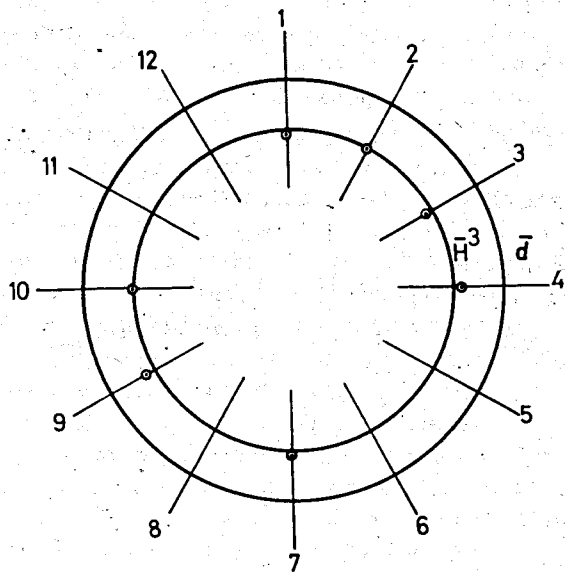


Рис. 9б. Расположение точек кольца черенковского излучения для события III. Концентрические окружности соответствуют среднему значению радиуса при регистрации \bar{r} и ожидаемому радиусу для ${}^3\text{H}$. Цифрами указаны номера соответствующих ГФЭУ.

Чтобы убедиться в том, что полученные результаты не зависят от процедуры обработки, материал последнего сеанса анализировался без использования амплитудно-временной информации от черенковских счетчиков S_2 , S_4 . Для этого среди событий МС₁С₃, удовлетворяющих критериям 1 и 2 групп, отбирались случаи, в которых сработал ДЧС, настроенный на регистрацию ${}^3\text{H}$, а МЧС идентифицировал факт прохождения частицы с $M > 2,5M_p$ / $R \leq 130$ мм/. Распределение по времени пролета оставшихся после такой обработки пяти событий показано на рис. 10. В область антитрития попадают те же самые два события (III, IV), которые были отобраны из того же исходного материала при другой процедуре обработки /см. рис. 7/.

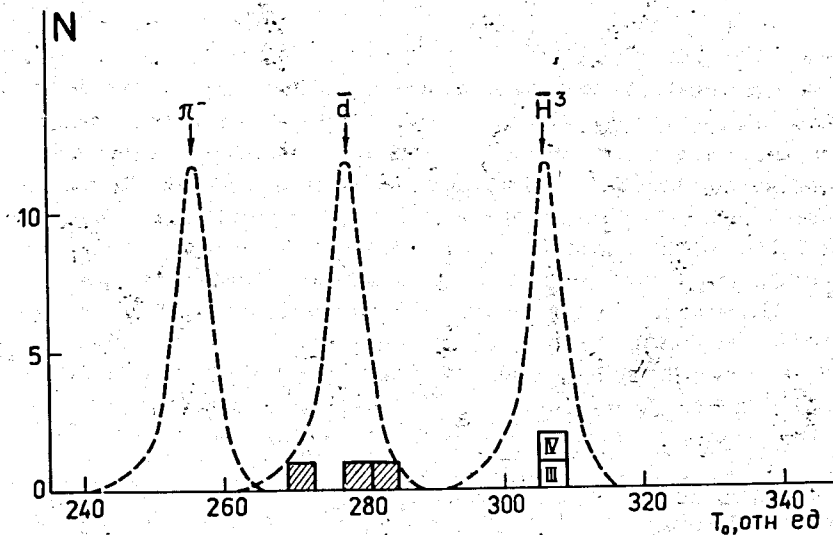


Рис. 10. Распределение по времени пролета частиц, отобранных с помощью МЧС и ДЧС после применения критериев 1+2 к данным последнего сеанса. Здесь не используется информация от двух пороговых черенковских счетчиков S_2 и S_4 , регистрирующих частицы с $\beta \geq \beta_T$. Пунктиром показаны аппаратные функции СВЦ.

Масса зарегистрированных частиц определялась по их импульсу и скорости, измеренной по времени пролета в СВП и углу черенковского излучения в МЧС. Средний импульс частиц в магнитооптическом канале, измеренный при помощи МЧС, оказался равным $P = /25,10 \pm 0,06/ \text{ ГэВ/с}$. Среднее значение массы частиц I-IV, определенное по информации от СВП, равно $M = /2,79 \pm 0,13/ \text{ ГэВ/с}^2$ и совпадает в пределах ошибок со значением

$$M = /2,82 \pm 0,04/ \text{ ГэВ/с}^2 = /1,004 \pm 0,014/ M_{3\bar{H}}$$

измеренным с помощью МЧС по событиям II-IV.

Величина заряда частиц I-IV, определенная по амплитудам сигналов в 5 сцинтилляционных счетчиках и ДЧС, оказалась равной

$$Z = /0,98 \pm 0,02/ e.$$

На основании этих данных можно сделать вывод, что совокупность используемых критериев отбора в сочетании с информацией от любого детектора, определяющего скорость частиц - СВП, МЧС, ДЧС достаточна для надежной идентификации ядер ${}^3\bar{H}$, и утверждать, что среди $3,7 \cdot 10^{11}$ пропущенных через установку частиц было зарегистрировано 4 случая прохождения ядер антитрития.

Оценка сечения образования антитрития. Можно, по-видимому, ожидать, что выходы ядер ${}^3\bar{H}$ и антинейтронов одинаковым образом зависят от атомного веса ядра-мишени A. Сечение образования ядер ${}^3\bar{H}$ связано с сечением рождения \bar{d} соотношением

$$\frac{d^2 \sigma_{3\bar{H}}(A)}{dP d\Omega} = \frac{n_{3\bar{H}}}{n_{\bar{d}}} \cdot \frac{d^2 \sigma_{\bar{d}}(A)}{dP d\Omega}, \quad /1/$$

где $n_{3\bar{H}}$ и $n_{\bar{d}}$ - суммарные числа ядер ${}^3\bar{H}$ и антинейтронов, рожденных в заданном интервале $dP d\Omega$ за все время эксперимента на всех мишенях. Отношение $n_{3\bar{H}}/n_{\bar{d}}$ в свою очередь, может быть найдено по числу зарегистрированных частиц, если учесть различия в эффективностях выделения ядер ${}^3\bar{H}$ и \bar{d} и в их поглощении веществом канала и мишени:

$$\frac{N_{3\bar{H}}}{N_{\bar{d}}} = \frac{n_{3\bar{H}}}{n_{\bar{d}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{погл.}}({}^3\bar{H})}{\epsilon_{\text{погл.}}(\bar{d})} \cdot \frac{\epsilon_{\text{рег.}}({}^3\bar{H})}{\epsilon_{\text{рег.}}(\bar{d})}, \quad /2/$$

где $N_{3\bar{H}}$ и $N_{\bar{d}}$ - числа зарегистрированных ядер ${}^3\bar{H}$ и антинейтронов, $\epsilon_{\text{погл.}}({}^3\bar{H})$ и $\epsilon_{\text{погл.}}(\bar{d})$ - соответствующие поправки на поглощение в веществе канала и мишени и $\epsilon_{\text{рег.}}({}^3\bar{H})$ и $\epsilon_{\text{рег.}}(\bar{d})$ - эффективности регистрации ядер ${}^3\bar{H}$ и антинейтронов. Отношение $\epsilon_{\text{рег.}}({}^3\bar{H})/\epsilon_{\text{рег.}}(\bar{d})$ фактически равно эффективности выделения ядер ${}^3\bar{H}$ пороговыми черенковскими счетчиками C_2 и C_4 , настроенными на регистрацию \bar{d} , поскольку все остальные эффективности регистрации для ${}^3\bar{H}$ и \bar{d} одинаковы.

Предполагая, что сечения взаимодействия ядер ${}^3\bar{H}$ с веществом в 1,5 раза больше соответствующих сечений антинейтронов ${}^{15}/\sigma_{3\bar{H}} = 1,5 \cdot \sigma_{\bar{d}} = /160 \pm \pm 15/ \text{ А}^{-0,67 \pm 0,05} \text{ мбарн}$, и подставляя в /2/ численные значения поправок, получаем следующую величину отношения выходов $n_{3\bar{H}}/n_{\bar{d}} = /0,84 \pm 0,50/ \cdot 10^{-4}$. Эта величина совпадает с аналогичным отношением для зеркального антиядра ${}^3\bar{He}$ /3/.

Основной вклад в погрешность вносит статистическая ошибка числа ${}^3\bar{H}$, поскольку неопределенности в эффективности отбора и учете поглощения ${}^3\bar{H}$ не превышают 25%.

$$\text{Аналогично} \quad \frac{d^2 \sigma_{\bar{d}}(A)}{dP d\Omega} = \frac{n_{\bar{d}}}{n_{\pi^-}} \cdot \frac{d^2 \sigma_{\pi^-}(A)}{dP d\Omega}, \quad /3/$$

где $n_{\bar{d}}/n_{\pi^-}$ определяется из зарегистрированного числа частиц N_{π^-} и $N_{\bar{d}}$ с учетом поправок на эффективность регистрации и потерь частиц из-за распада и поглощения в веществе. Для отношения $n_{\bar{d}}/n_{\pi^-}$ на ядре Al было получено значение $n_{\bar{d}}/n_{\pi^-} = /5,1 \pm 0,2/ \cdot 10^{-7}$. Найденная величина согласуется с результатом, полученным ранее /2/. С учетом приведенного в /1/ сечения образования π^- -мезонов дифференциальное сечение рождения антинейтронов на ядре алюминия

$$\frac{d^2 \sigma}{dP d\Omega} (0^\circ; 25 \text{ ГэВ/с}) = (0,11 \pm 0,02) \frac{\text{мк барн}}{\text{ср.} \cdot \text{ГэВ/с} \cdot \text{ядро Al}}$$

Отсюда дифференциальное сечение образования ядер ${}^3\text{H}$ на ядре Al равно

$$\frac{d^2\sigma_{3\text{H}}}{dP d\Omega} (0^\circ; 25 \text{ ГэВ/с}) = (1,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-35} \frac{\text{см}^2}{\text{ср.} \cdot \text{ГэВ/с} \cdot \text{ядро Al}}$$

Следует иметь в виду, что, кроме приведенной в этих величинах статистической ошибки, нужно учитывать также систематическую ошибку $\approx 50\%$ в сечении рождения π^- -мезонов.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность от группы ОИЯИ - В.П.Джелепову, А.А.Логунову за интерес к работе и поддержку, З.Морозу, Нго Куанг Зую и З.Цисеку за активное участие в подготовке аппаратуры и проведении начальной части эксперимента, А.И.Барановскому, Н.Ф.Фурманцу и В.Т.Шибашову за помощь в работе, а также сотрудникам ИФВЭ и ОИЯИ, оказавшим помощь в подготовке и проведении эксперимента; от группы ИФВЭ - дирекциям ИФВЭ и ОИЯИ за поддержку настоящей работы, Ю.Д.Прокошкину за постоянный интерес к работе и ценные советы по постановке и проведению эксперимента, В.А.Кренделеву и В.Н.Рыченкову за участие в разработке аппаратуры, а также всем сотрудникам ИФВЭ и ОИЯИ, обеспечившим проведение эксперимента и обработку результатов.

Литература

1. F.Binon, S.P.Denisov, P.Duteil, V.A.Kachanov, V.M.Kutyin, J.P.Paigneux, Yu.D.Prokoshkin, E.A.Razuvaev, R.S.Shuvalov, M.Spighel, J.P.Stroot, *Phys.Lett.*, 30B, 506 (1969).
2. F.Binon, P.Duteil, V.A.Kachanov, V.P.Khromov, V.M.Kutyin, V.G.Lapshin, J.P.Paigneux, Yu.D.Prokoshkin, E.A.Razuvaev, V.I.Rykalin, R.S.Shuvalov, V.I.Solianik, M.Spighel, J.P.Stroot, N.K.Vishnevsky, *Phys.Lett.*, 30B, 510 (1969).
3. Ю.М.Аннипов, Н.К.Вишневский, Ю.П.Горин, С.П.Денисов, С.В.Донсков, Ф.А.Еч, Т.Д.Жильченкова, А.М.Зайцев, В.А.Качанов, В.М.Кутьин, Л.Г.Ландсберг, В.Г.Лапшин, А.А.Лебедев, А.Г.Морозов, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, Е.А.Разуваев, В.И.Рыкалин, В.И.Соляник, Д.А.Стоянова, В.П.Хромов, Р.С.Шуvalов. *ЯФ*, 12, 311 /1970/.

4. Я.В.Гришкевич и др. Труды междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 8-12 сент. 1970 г., под ред. В.П.Джелепова и др. ОИЯИ, Д-5805, стр. 29; Дубна, 1971.
5. Р.Ляйсте, Ю.П.Мереков, Нго Куанг Зуи, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский. Препринт ОИЯИ, 13-7699, Дубна, 1974.
6. Б.Ю.Балдин, З.В.Крумштейн, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский, М.Шавловски. Препринт ОИЯИ, 13-7751, Дубна, 1974.
7. Л.С.Вертоградов, Р.Ляйсте, Ю.П.Мереков, Д.Позе, Б.А.Хоменко. Сообщение ОИЯИ, 1-7798, Дубна, 1974.
8. Н.К.Вишневский, М.И.Грачев, И.И.Карпов, В.Г.Лапшин, А.И.Ронжин, В.И.Рыкалин, В.И.Соляник, В.П.Хромов. Препринт ИФВЭ, СЭФ 71-86, Серпухов, 1971.
9. Н.К.Вишневский, Р.Н.Краснокутский, В.Г.Лапшин, В.К.Семенов, В.И.Соляник, В.П.Хромов. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 8-12 сентября 1970 г., ОИЯИ, Д-5805, Дубна, 1971.
10. М.И.Грачев, К.И.Губриенко, Е.В.Еременко, В.П.Карташев, В.И.Котов, А.В.Самойлов, В.С.Селезнев, Ю.С.Ходырев. *ЖТФ*, 41, 1812 /1971/.
11. С.В.Донсков, В.А.Качанов, В.М.Кутьин, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, Е.А.Разуваев, Р.С.Шуvalов. *ПТЭ*, 3, 60 /1969/.
12. М.Ю.Казаринов, Р.Ляйсте, Ю.П.Мереков, В.И.Петрухин, А.И.Ронжин, Н.Н.Хованский, З.Цисек. *ПТЭ*, 1, 81 /1973/.
13. Н.Ф.Александрова, Н.К.Вишневский, О.С.Королькова, В.Г.Лапшин, Л.Л.Лейтейзен, В.И.Рыкалин, В.И.Соляник, В.П.Хромов. Препринт ИФВЭ, СЭФ 62-22, Серпухов, 1969.
14. S.J.Lindenbaum, W.Love, S.Ozaki, J.Russell, L.C.L.Yuan. *Nucl.Instr. and Meth.*, 20, 256 (1963).
15. Ю.П.Горин, С.П.Денисов, С.В.Донсков, В.А.Качанов, В.М.Кутьин, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, Б.А.Разуваев, Д.А.Стоянова, Р.С.Шуvalов. *ЯФ*, 13, 344 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1974 года.