

7300

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



0346.35
Б-955

3/12-7

Д1 - 7300

322.4/2-73

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов,
К.О.Оганесян, М.Н.Омельяненко, С.Ю.Пороховой,
В.С.Роганов, А.И.Руденко, В.В.Фильченков

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА МЮОНА
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Д1 - 7300

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов * ,
К.О.Оганесян, М.Н.Омельяненко, С.Ю.Пороховой,
В.С.Роганов, А.И.Руденко, В.В.Фильченков

**ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА МЮОНА
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ**

Направлено в ЖЭТФ

* ИФВЭ (г. Серпухов)

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное исследование процесса захвата мюона протоном



представляет значительный интерес в физике слабых взаимодействий.

Согласно теории универсального четырехфермионного взаимодействия процессы μ -захвата, β -распада



и распада мюона



должны описываться одинаковым образом в виде смеси векторного (V) и аксиального (A) взаимодействий с равными по величине и противоположными по знаку "затравочными" константами связи $g_V^0 = -g_A^0$. Проверка этого положения имеет принципиальное значение.

Участие сильно взаимодействующих частиц в процессах /1/ и /2/ приводит, с одной стороны, к перенормировке констант взаимодействий /реально оказывается, что перенормируется лишь аксиальная константа, так что

$g_A^{\beta} = -1,23 g_V^{\beta}$ / , а с другой стороны - к появлению

индуцированных взаимодействий - "слабого магнетизма" и "индуцированного псевдоскаляра" с константами связи g_M и g_P . В силу того, что в процессе /1/ выделяется существенно большая энергия, чем в /2/, вклад "индуцированных" взаимодействий в μ -захвате становится значительным и должен заметно влиять на вероятность поглощения мюона протоном.

До настоящего времени задача экспериментальной проверки представлений современной теории μ -захвата протоном не может считаться завершенной, что связано с большими трудностями изучения этого процесса в водорододе. В то же время использование данных по μ -захвату в сложных ядрах для определения констант элементарного процесса /1/ крайне неудовлетворительно из-за неточного знания ядерных волновых функций.

Основные результаты вычислений скорости $\lambda_{\text{захв}}^{p\mu}$ захвата мюона из состояния водородного мезоатома со-держатся в работах ^{/1-3/}. Отметим, что величина скорости захвата из триплетного состояния $p\mu$ -атома очень мала и составляет

$$\lambda_{\text{захв}}^{p\mu}(F=1) = 12 \text{ сек}^{-1} \quad /4/$$

/здесь F - полный спин $p\mu$ -атома/Значение $\lambda_{\text{захв}}^{p\mu}(F=0)$ согласно наиболее полной теоретической работе ^{/3/} равно

$$\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu}(F=0) = 654 \text{ сек}^{-1}, \quad /5/$$

оно приводится в таблице 1. Следует подчеркнуть, что эта скорость примерно в 700 раз меньше, чем скорость $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ распада мюона, являющегося основным каналом гибели мюона в $p\mu$ -атоме. Столь малая вероятность процесса /1/ в водороде значительно затрудняет его исследование.

В связи с большими экспериментальными трудностями первые опыты по измерению скорости реакции /1/ были выполнены с жидким водородом. Результаты этих опытов приводятся в таблице 1. Существенно, что в жидком водороде захват происходит преимущественно из состояния мезомолекулярного иона $(pp\mu)^+$, так как скорость $\lambda_{pp\mu}$

образования этой системы в условиях большой плотности водорода в несколько раз превышает скорость распада мюона ^{/7-9/}. Величину $\lambda_{\text{захв.}}^{pp\mu}$ скорости захвата мюона в $(pp\mu)^+$ удается выразить ^{/1,10/} через величины скоростей захвата в $p\mu$ -атоме:

$$\lambda_{\text{захв.}}^{pp\mu} = 2\gamma \left[\frac{3}{4} \xi \lambda_{\text{захв.}}^{p\mu} (F=0) + \left(1 - \frac{3}{4} \xi\right) \lambda_{\text{захв.}}^{p\mu} (F=1) \right]. \quad /6/$$

В этом выражении γ и ξ - мезомолекулярные параметры, связанные с перекрытием волновых функций протона и мюона и с относительной ориентацией спинов этих частиц. Значения скорости захвата в жидком водороде, вычисленные с учетом последних расчетов ^{/2,11/} γ и ξ ($2\gamma=1$, $\xi=1$), приводятся в четвертой колонке таблицы 1*. Как можно видеть, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с предсказаниями теории. Важно, однако, подчеркнуть, что сами методы вычислений величин γ и ξ являются приближенными /как относящиеся к проблеме трех тел/, что приводит к неопределенности в интерпретации данных по μ -захвату в жидком водороде.

В этой ситуации весьма актуальными представляются опыты по изучению процесса ^{/1/} в условиях, где скорость образования $(pp\mu)^+$ существенно меньше, т.е. в газообразном водороде. К настоящему времени установлено ^{/13,14/}, что образующийся в статистической смеси спиновых состояний ($F=1,0$) $p\mu$ -атом в силу специфических мезоатомных процессов быстро переходит в синглетное состояние ($F=0$). Время такого перехода в газообразном водороде на 2-3 порядка меньше, чем время жизни $p\mu$ -атома, поэтому μ -захват в этих условиях происходит практически лишь из состояния с $F=0$. ^{/15/}

В настоящее время известна лишь одна работа ∇ , посвященная измерению скорости захвата мюона в газо-

* Эти данные взяты из работы ^{/2/} и исправлены \approx на 5%, исходя из последних результатов ^{/12/} по определению ξ_A / ξ_V в β -распаде.

образном водороде. Ввиду важности изучаемой проблемы мы попытались получить независимые данные для скорости процесса /1/ в измерениях, выполненных с помощью другой методики.

2. ПОСТАНОВКА ОПЫТА И ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ

Постановка опыта в принципе сводится к следующему. Мюоны останавливаются и образуют мезоатомы в газовой водородной мишени. Нейтроны от захвата мюонов регистрируются сцинтилляционными счетчиками, расположенными вокруг мишени. Регистрация нейтронов осуществляется во временные "ворота", запускаемые сигналом остановки мюона.

Основные экспериментальные трудности обусловлены главным образом крайне малой вероятностью исследуемого процесса, малой интенсивностью остановок мюонов в водороде и, следовательно, относительно низкой скоростью счета нейтронов от μ -захвата при большом влиянии различного рода фоновых процессов. При подготовке эксперимента и аппаратуры мы стремились обеспечить такие условия, при которых уровень фона был достаточно мал. Ниже перечислены основные особенности методики:

а/ для уменьшения фона случайных совпадений экспериментальная установка была размещена в специально созданной лаборатории с низким фоном и дополнительно окружена водяной защитой;

б/ для устранения "эффекта стенок" - фона нейтронов от захвата мюонов в стенках мишени - выделение остановок мюонов осуществлялось с помощью сцинтилляторов, расположенных внутри мишени;

в/ для исключения фона от μ -захвата в возможных примесях, содержащихся в водороде, в опытах использовался сверхчистый водород, получаемый с помощью специально созданной установки с палладиевым фильтром^{/16/};

г/ для дискриминации фона от γ - квантов /случайные совпадения и тормозное излучение электронов от распада мюонов/ использовалось разделение нейтронов и γ - квантов по форме импульса в сцинтилляторе нейтронного детектора;

д/ с целью постоянного контроля в течение длительных экспозиций за состоянием аппаратуры, а также с целью оперативного получения информации комплекс измерительной аппаратуры был связан с ЭВМ "Минск-22".

3. АППАРАТУРА

Схема основной части установки /мишень и детекторы нейтронов/ показана на рис. 1. Пучок мюонов с импульсом 130 Мэв/с с помощью мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ направлялся в помещение низкофоновой лаборатории, где располагалась экспериментальная аппаратура. Мюоны тормозились фильтром /1/ и останавливались в газовой мишени.

Мишень представляет собой сосуд из нержавеющей стали: длина корпуса мишени составляет 540 мм, внутренний диаметр - 140 мм, толщина стенок - 3 мм. Внутри мишени расположены сцинтилляторы из $CsJ(Tl)$, предназначенные для выделения остановок мюонов. Один из этих сцинтилляторов выполнен в виде стакана с внутренним диаметром 120 мм, длиной 205 мм и толщиной стенок 5 мм, а другой /примыкающий к стакану/ - в виде диска с диаметром 120 мм и толщиной 250 микрон. Свет от сцинтилляций выводился на ФЭУ с помощью полых световодов /2/ и прозрачных уплотнений.

Хотя $CsJ(Tl)$ обладает худшими временными свойствами, чем пластические сцинтилляторы, именно он был выбран для выделения остановок мюонов внутри мишени. Этот выбор диктовался двумя обстоятельствами. Во-первых, время жизни мюона в веществе $CsJ(Tl)$ составляет всего 0,09 мксек, поэтому фон нейтронов от захвата мюонов в этом веществе может быть легко дискриминирован введением задержки в канале регистрации нейтро-

нов. Во-вторых, уровень "газации" /выделения сорбированных паров воды и других газов/ для пластических сцинтилляторов оказывается недопустимо высоким с точки зрения соблюдения необходимой чистоты водорода.

Для обеспечения необходимой чистоты водорода нами была создана и использовалась система аппаратуры, включающая установку для диффузионной очистки водорода /палладиевый фильтр/, вакуумные насосы, абсорбирующие ловушки и другие элементы. Подробное описание этой аппаратуры было сделано нами в работах ^{16,17}/. Перед проведением экспозиции на пучке мюонов мишень, палладиевый фильтр и все коммуникации непрерывно откачивались в течение 7-10 суток для обеспечения допустимого уровня загрязнения водорода в мишени за счет "газации". Проведенные нами контрольные анализы ¹⁷/ чистоты водорода в мишени показывают, что относительное содержание примесей с $Z > 1$ составляет не более чем 10^{-8} /в объемных долях/, и эта степень чистоты сохраняется в течение времени, которое занимает сеанс измерений /примерно 7 суток/.

Блок-схема включения счетчиков и электронной аппаратуры изображена на рис. 2. Методы выделения остановок мюонов с помощью сцинтилляторов из $CsJ(Tl)$ были описаны нами в работе ¹⁸/. В качестве сигнала остановки мюона используется импульс совпадений $234\bar{5}$. Число этих импульсов примерно в 1,5 раза превышает число остановок в водороде; это превышение связано в основном с остановками мюонов в сцинтилляторе счетчика 4. Импульс остановки мюона / $234\bar{5}$ / запускает через интервал времени 1,3 мксек "ворота" длительностью 4 мксек, в течение которых анализируются события, зарегистрированные нейтронными детекторами.

Многоканальная система регистрации нейтронов была описана нами в работе ¹⁹/. Детекторами нейтронов служат девять сцинтилляционных счетчиков с кристаллами стильбена /регистрация нейтронов осуществляется по протонам отдачи/, размеры сцинтилляторов составляют δ 70 мм x 30 мм. Импульсы с выхода нейтронных счетчиков поступают на входы двух блоков электроники. Один из таких блоков - "блок выделения компонент" /БВК/-

служит для разделения нейтронов и γ -квантов по форме светового импульса в стильбене. В этом блоке вырабатываются два импульса. Амплитуда одного из них пропорциональна площади "быстрой компоненты" импульса в сцинтилляторе /БК/, амплитуда другого - полной площади светового импульса, т.е. энергии частицы (E) в масштабе эквивалентной энергии электрона. В другом блоке также вырабатываются два импульса. Один из этих импульсов (n) - логический, он свидетельствует о том, что в одном из нейтронных счетчиков зарегистрировано событие; амплитуда второго импульса строго зависит от того, в каком именно счетчике произошла регистрация. Этот импульс характеризует, таким образом, "номер" детектора /№/ и используется для проведения обработки данных отдельно для каждого детектора. Спектрометрические сигналы БК, E , № поступают на входы блока многомерного амплитудного анализа /²⁰/ /БМАА/. Четвертым параметром в многомерном анализе является время (T) регистрации /относительно момента остановки мюона/, измеряемое для логического сигнала n с помощью время - амплитудного преобразователя ($T \rightarrow A$).

Анализ событий, зарегистрированных нейтронными детекторами, производится электронной логикой лишь при соблюдении следующих условий:

а/ Не допускается появление второго мюона, регистрируемого счетчиком 1, в течение 6 мксек до появления сигнала остановки и в течение последующих 6 мксек. Это условие вводится для дискриминации фона случайных совпадений, связанного с пучком мюонов.

б/ В этом же интервале времени требуется отсутствие "быстрых" совпадений / с временем разрешения $\approx 0,1$ мксек/ для импульсов счетчика 1 и импульсов n . Выполнение этого условия обеспечивает дискриминацию фона, связанного с остановками мюонов в сцинтилляторах нейтронных детекторов.

в/ Не допускается регистрация более чем одного события на один запуск "ворот".

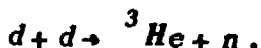
г/ Не анализируются события, связанные с одновременной регистрацией двумя /или более/ нейтронными детекторами.

д/ В интервале времени ± 6 мксек от момента остановки мюона не должны регистрироваться импульсы счетчика антисовпадений /5/. Выполнение этого условия приводит к существенному уменьшению фона случайных совпадений за счет выключений "ворот", связанных с регистрацией электронов от распада мюона.

4. УСЛОВИЯ ОПЫТОВ

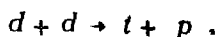
Во всех сеансах измерений скорость счета совпадений для мониторных счетчиков 2 и 3 составляла около 10^4 сек⁻¹, а для совпадений 234 - примерно 10^3 сек⁻¹. Давление водорода в мишени задавалось равным 41 ат, при этом число остановок мюонов в газе составляло примерно 30 сек⁻¹. Число остановок определялось с помощью измерений выхода электронов в "электронных" экспозициях, когда блокировка запусков по каналу счетчика 5 отключалась. В этих экспозициях счетчик 5 использовался только для регистрации антисовпадений 2345.

В таблице 2 приводятся значения эффективностей регистрации нейтронов (ϵ_n) и электронов (ϵ_e) нейтронными детекторами. Эти значения приводятся для электронов на один распад мюона в водороде, а для нейтронов - на один захват. В этой же таблице даны приближенные значения вкладов различных факторов в значения эффективностей. Величины ϵ_n и ϵ_e рассчитывались методом Монте-Карло на ЭВМ БЭСМ-6. В расчетах задавались измеренное нами пространственное распределение остановок мюонов в объеме мишени и геометрия детекторов, а также учитывалось взаимодействие нейтронов и электронов с веществом стенок мишени. Эффективность регистрации нейтронов в стилибене проверялась экспериментально с точностью /3-5/% в опытах, выполненных на электростатическом генераторе ЭГ-5 ОИЯИ. В качестве источника монохроматических нейтронов использовалась реакция синтеза двух дейтронов



/7/

Мониторирование осуществлялось с помощью регистрации /полупроводниковым детектором/ протонов из второго канала этой реакции



/8/

Значения энергетических порогов составляли в наших опытах $0,78 \text{ Мэв}$ при регистрации нейтронов и $0,4 \text{ Мэв}$ - электронов /в масштабе эквивалентной энергии электрона/. В этих условиях скорость набора исследуемых событий от захвата мюонов в водороде составляла около одного события в час.

Рассмотрим вопросы, связанные с уровнем фона в наших опытах.

а. Случайные совпадения

Блокировка по "сдвоенным" мюонам /п. За/ дискриминирует фон случайных совпадений, связанных с захватом мюонов в фильтре, стенках мишени или в сцинтилляторах. Практически единственным источником этого фона являются нейтроны, образующиеся в результате взаимодействия протонного пучка ускорителя с веществом и проникающие через защитные стены к месту расположения экспериментальной установки. Результаты измерений с вакуумированной мишенью и с мишенью, наполненной ксеноном, показывают, что случайные совпадения составляют $\approx 40\%$ от общего счета нейтронов в опытах с водородом.

б. Ложные запуски с остановкой мюона в сцинтилляторах

К ложным запускам относятся такие, которые не связаны с остановкой мюона в водороде. Ввиду того, что время жизни мюона в $\text{CsJ}(Tl)$ составляет примерно $0,09 \text{ мксек}$, введение задержки $1,3 \text{ мксек}$ в запуске нейтронных ворот приводит к подавлению фона нейтронов от захвата мюонов в сцинтилляторах счетчиков 4 и 5 на фактор $\leq 10^{-6}$, т.е. до пренебрежимо малого уровня.

Фон, возникающий при захвате мюонов в сцинтилляторах нейтронных детекторов, не может быть дискриминирован по времени, т.к. время жизни мюона в стильбене

составляет ≈ 2 мксек. Этот фон может давать существенный вклад, поскольку вероятность захвата в стилибене на два порядка превышает вероятность захвата в водороде, а регистрация продуктов захвата осуществляется в условиях 100%-ного телесного угла. Однако появление ложных запусков с остановкой мюона за пределами мишени крайне маловероятно из-за малости случайных совпадений в счете 2345. Кроме того, такие запуски с остановкой мюона в стилибене дополнительно запрещены блокировкой по совпадениям $(1, n)$. Для определения доли мюонов, останавливающихся в сцинтилляторах нейтронных счетчиков, нами проведены измерения выхода электронов в опытах с вакуумированной мишенью и при выключенной блокировке по $(1, n)$ совпадениям. Результаты этих измерений свидетельствуют о том, что вклад фона от захвата мюонов в стилибене составлял меньше 1% по отношению к захвату в водороде.

в. Фон от захвата мюонов в возможных примесях в водороде.

Уже отмечалось, что относительное содержание примесей в водороде составляло в наших опытах меньше чем 10^{-8} . Скорость $\lambda_{\text{пер}}^{C, O}$ перехвата от $p\mu$ -атома на такие ядра как C и O, равняется $5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1/2l}$ /в пересчете к плотности жидкого водорода/, поэтому относительное число образующихся в результате перехвата мезоатомов $C\mu$ и $O\mu$ оказывается в условиях наших опытов меньше чем $5 \cdot 10^{-5}$. С учетом различия /примерно в 100 раз/ вероятностей захвата мюона в водороде и на ядрах C, O вклад фона от захвата на примесях должен быть равен менее 0,5%.

Содержание дейтерия в водороде составляло $1,5 \pm 0,5 \cdot 10^{-6}$. Так как значение скорости перехвата мюона на дейтерий $\approx 10^{10} \text{ сек}^{-1} (7,22,23)$ /для плотности жидкого водорода/, относительное число образующихся $d\mu$ -атомов составляло - менее 0,15%.

г. Фон от диффузии $p\mu$ -атомов к стенкам мишени

Этот фон возникает в результате следующей последовательности процессов. Диффундирующие в водороде $p\mu$ -атомы достигают внутренней поверхности сцинтилляторов из CsJ /являющихся фактически стенками мишени/. Мюоны перехватываются от $p\mu$ -атомов к ядрам вещества этих сцинтилляторов и затем захватываются этими ядрами с испусканием нейтронов. Вклад этого фона может быть существенным, т.к. вероятность захвата мюона в веществе CsJ близка к единице.

С целью получения данных об относительной доле ($a_{p\mu}$) $p\mu$ -атомов, достигающих стенок, а также о распределении по времени диффузии до стенок нами были проведены расчеты процесса диффузии $p\mu$ -атомов на ЭВМ методом Монте-Карло. В основу расчетов были заложены те же посылки, что и в работе ^{/14/}. Рассчитанная на ЭВМ /для найденного в ^{/14/} значения величины сечения упругого рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах/ величина $a_{p\mu}$ оказалась равной

$$a_{p\mu} = 9,9 \cdot 10^{-3}, \quad /9/$$

Если воспользоваться данными ^{/24/} о выходах и спектрах нейтронов от μ -захвата в области ядер, близких к Cs и J, и использовать результаты расчетов на ЭВМ для величины $a_{p\mu}$, а также для вида распределения по времени диффузии, то получим значение относительного вклада фона от диффузии \sim /20-30/%. В силу того, что этот вклад оказывается столь значительным, для определения его нами были предприняты специальные опыты.

д. Фон от (γ, n) - и (γ, p) -реакций в стильбене.

Этот фон возникает в результате взаимодействия фотонов тормозного излучения электронов от распада мюонов с ядрами углерода в веществе сцинтилляторов нейтронных детекторов. Оценки, сделанные исходя из

известных данных о сечениях фотоядерных реакций ^{/25/}, показывают, что относительная величина этого фона может составлять $\sim 10-20\%$ от эффекта.

Существенно, что величина этого фона зависит от степени дискриминации, осуществляемой с помощью счетчика 5 для тех электронов, которые попадают в телесный угол нейтронных детекторов. Это обстоятельство и было использовано для определения указанного фона.

5. ЭКСПОЗИЦИИ НА ПУЧКЕ МЮОНОВ. ОТБОР "НЕЙТРОННЫХ" СОБЫТИЙ

Всего на пучке мюонов было проведено четыре основных сеанса измерений длительностью примерно по 150 часов. В каждом сеансе наряду с измерениями с водородом проводились измерения фона случайных совпадений в опытах с вакуумированной мишенью и с мишенью, наполненной ксеноном. "Нейтронные" экспозиции периодически чередовались с "электронными" экспозициями, в которых блокировка по счетчику 5 отключалась. Через каждые 8-10 часов проводились калибровочные измерения с γ -источниками и источником $Po-Be$. Некоторые данные, характеризующие измерения в различных условиях, представлены в таблице 3.

Обработка экспериментальной информации осуществлялась непосредственно в ходе экспозиций с помощью ЭВМ "Минск-22". Периодически через несколько часов массив данных, представляющих собой закодированные 4-мерные координаты /БК, E, №, T / событий, передавался на ЭВМ и обрабатывался. Задача обработки на "Минск-22" заключалась в контроле за состоянием аппаратуры и отборе "нейтронных" событий. С этой целью на АЦПУ выводились одномерные амплитудные спектры по E, № и T и печатались параметры этих спектров, строились двумерные распределения в плоскости координат /БК, E / *. В процессе обработки автоматически

* На двумерных распределениях / БК, E / события, соответствующие регистрации релятивистских / γ -кванты и электроны/ и нерелятивистских частиц /нейтроны и протоны/, расположены в двух различных областях ^{/19/}.

находились /с помощью метода наименьших квадратов/ параметры релятивистской и нерелятивистской областей на двумерных распределениях, а также параметры линии разделения этих областей. На рис. 3 приводится такое двумерное распределение, измеренное для источника $Po-Be$. На этом рисунке точками показаны линии центров тяжести двух областей и линия разделения. На рис. 4 приводится такое же распределение, полученное в измерениях с водородом.

События, принадлежащие нерелятивистской области на двумерных распределениях, классифицировались как "нейтронные" события, а принадлежащие релятивистской области - как "электронные" события. Полные числа событий, полученные в различных экспериментальных условиях, приводятся в таблице 3. Числа "нейтронных" событий приведены для диапазона энергий $/0,78 \div 3,00/$ Мэв, а числа "электронных" событий - для значений энергии электронов, больших $0,4$ Мэв. Характер амплитудного распределения электронов такой, что число событий в диапазоне энергий $/0,78 \div 3,00/$ Мэв несколько раз меньше полного числа событий. В связи с этим соотношение интенсивностей "электронной" и "нейтронной" областей для этого диапазона энергий составляет ~ 10 . Поскольку неэффективность разделения нейтронов и электронов была не хуже чем $10^{-3} /19/$, то фон γ -квантов /электронов/ за счет неэффективного разделения был не больше 1%. Величина этого фона определялась нами исходя из числа событий, расположенных вблизи линии разделения двух областей $/\pm 1$ разряд АЦПУ/ в "электронных" экспозициях и из соотношения интенсивностей "электронных" событий в двух режимах измерений: с блокировкой по счетчику 5 и без нее.

6. ОПЫТЫ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОНА ОТ ДИФФУЗИИ $p\mu$ -АТОМОВ

С целью определения фона от диффузии $p\mu$ -атомов нами были предприняты специальные опыты. Процедура нахождения фона заключалась в следующем.

а/ В опытах с водородом и чистым гелием измерялись выходы "задержанных" γ -квантов. Нормированная на число остановок мюонов разность этих выходов интерпретировалась как выход η_{γ}^H γ -квантов /в основном мезорентгеновского излучения/, возникающих в $CsJ(Tl)$ в результате диффузии $p\mu$ -атомов.

б/ Измерялось соотношение $(\eta_{\gamma}/\eta_n)_{CsJ}$ выходов γ -квантов и нейтронов, возникающих при образовании мезоатомов цезия и иода и последующем захвате мюона в этих мезоатомах.

в/ Нормированный на число остановок фон $\delta_{\text{дифф}}$ нейтронов от диффузии определялся как

$$\delta_{\text{дифф}} = \eta_{\gamma}^H (\eta_{\gamma}/\eta_n)_{CsJ}^{-1} \quad /10/$$

Регистрация γ -квантов осуществлялась с помощью сцинтилляционного счетчика с кристаллом $NaJ(Tl)$, включаемого вместо одного из нейтронных детекторов. Размеры сцинтиллятора составляли $\varnothing 150$ мм x 100 мм, диапазон энергий измеряемых γ -квантов был выбран от 1,5 Мэв до 7 Мэв /энергия K_{α} -линии мезорентгеновского излучения для иода составляет ≈ 4 Мэв/.

Отношение (η_{γ}/η_n) определялось в опытах, выполненных со смесью водорода и ксенона при относительной концентрации ксенона $3 \cdot 10^{-5}$. Использование смеси таких газов с указанной концентрацией диктуется следующими причинами.

Во-первых, в этих условиях реализуется интенсивный перехват мюонов от $p\mu$ -атомов к ксенону. Относительное число образовавшихся в результате перехвата $(Xe\mu)$ -атомов велико /в наших условиях 0,4/, поэтому выходы мезорентгеновских γ -квантов из $(Xe\mu)$ и нейтронов от захвата мюона в этих мезоатомах можно измерить с хорошей точностью.

Во-вторых, ксенон по порядковому номеру ($Z_{Xe} = 54$) расположен между иодом ($Z_I = 53$) и цезием ($Z_{Cs} = 55$), поэтому отношения выхода γ -квантов к выходу нейтро-

нов для этих трех элементов должны быть примерно одинаковыми. /Известно, что энергии K_a - линии мезорентгеновского излучения для мезоатомов этих элементов отличаются не более чем на 3% /см., например, $^{26}/$ /, а выходы и спектры нейтронов от μ - захвата в ядрах J , He , Cs - практически одинаковы $^{24}/$ /.

С учетом этих обстоятельств

$$(\eta_\gamma / \eta_n)_{CsJ} \approx (\eta_\gamma / \eta_n)_{H+He} K_{геом.}, \quad /11/$$

где $K_{геом.}$ - фактор, учитывающий различие в отношениях эффективностей регистрации нейтронов и γ - квантов в условиях "объемной" ($H+He$) и "стеночной" (CsJ) геометрий. Рассчитанное на ЭВМ значение $K_{геом.}$ составляет 0,93. При этом относительная точность, с которой выполняется равенство /11/, по нашим оценкам, не хуже 5%.

Результаты опытов по определению фона от диффузии $p\mu$ - атомов приводятся в таблице 4. * . Число остановок мюонов определялось путем измерения выхода электронов с использованием значения эффективности регистрации ϵ_e из таблицы 2. Выходы γ - квантов представляют собой экспериментальные значения за вычетом нормированного фона. Этот фон /случайные совпадения и тормозное излучение электронов/ определялся в специальных опытах с мишенью, наполненной чистым гелием.

Используя указанные в таблице 4 данные для η_γ^H и η_γ / η_n , с помощью выражений /10/ и /11/ находим значение нормированного на число остановок мюонов фона от диффузии. Это значение, умноженное на полное число мюонных остановок, зарегистрированных в "нейтронных" экспозициях с водородом, дано в третьей колонке таблицы 5.

* На основании этих данных было определено также значение сечения упругого рассеяния $p\mu$ - атомов на протонах, которое оказалось согласующимся с нашими ранними измерениями этой величины $^{14}/$ и более чем на порядок превышающим данные теории $^{13}/$.

7. АНАЛИЗ “НЕЙТРОННЫХ” СОБЫТИЙ

Данные, иллюстрирующие анализ “нейтронных” событий, приводятся в таблице 5. С целью отделения фона /случайные совпадения и диффузия/ временное распределение, полученное для всех 685 событий, фитировалось с помощью выражения

$$\frac{dN_n}{dt} = A e^{-\lambda_0 t} + B \phi(t) + C, \quad /12/$$

где $\phi(t)$ - рассчитанная на ЭВМ временная зависимость для нейтронов, возникающих от диффузии $p\mu$ -атомов к стенкам, C - уровень случайных совпадений. При фитировании временного распределения использовались данные первых трех колонок таблицы 5. Экспериментально найденное распределение приводится на рис.5. На этом рисунке сплошная линия /1/ соответствует зависимости вида /12/ с параметрами, найденными на ЭВМ.

Штриховые линии /3/ и /2/ соответствуют уровню случайных совпадений и экспоненте с показателем $-\lambda_0 t$. В результате χ^2 -анализа временного распределения найдено, что число событий, принадлежащих экспоненте с показателем $-\lambda_0 t$, составляет 323 ± 32 . Это число включает как события от захвата в водороде, так и фоновые события, возникающие в результате фотоядерных реакций в стильбене от фотонов тормозного излучения.

Для определения фона от фотоядерных реакций использовались результаты измерений числа “нейтронных” событий в “электронных” экспозициях с водородом. Из этого числа вычитались /исходя из полученных в “нейтронных” экспозициях данных/ события, обусловленные захватом мюонов в водороде, случайными совпадениями и диффузией $p\mu$ -атомов. Отношение полученной таким образом разности к числу зарегистрированных в “электронных” экспозициях мюонных остановок интерпретировалось как выход $\eta_n^{\text{эл}}(\gamma, n)$ “нейтронных” событий, обусловленных (γ, n) - и (γ, p) -реакциями в стильбене.

Для "нейтронных" экспозиций найденный таким путем выход уменьшался в число раз, равное степени дискриминации электронов

$$\eta_n^{\text{нейтр.}}(\gamma, n) \approx \eta_n^{\text{эл}}(\gamma, n)[1 - \epsilon_e(5)], \quad /13/ *$$

где $\epsilon_e(5)$ - эффективность регистрации счетчиком 5 тех электронов, которые попадают в телесный угол нейтронных детекторов. С помощью данных, помещенных в таблице 3, с использованием выражения /13/ было найдено, что вклад "нейтронных" событий от фотоядерных реакций в стильбене составляет 45 ± 6 .

Окончательное число событий, обусловленное захватом мюонов в водороде, приводится в последней колонке таблицы 5. Амплитудный спектр протонов отдачи, полученный для событий от захвата в водороде, дан на рис.6. Сплошная линия на этом рисунке соответствует рассчитанному на ЭВМ нормированному амплитудному распределению нейтронов от процесса /1/.

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА МЮОНА В $p\mu$ -АТОМЕ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ.

Значение скорости захвата мюона в $p\mu$ -атоме определялось с помощью выражения

$$\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu} = \lambda_0 \left(\frac{N_n}{\epsilon_n} / \frac{N_e}{\epsilon_e} \right) \rho. \quad /14/$$

Здесь $N_n = /278 \pm 33/$ - число нейтронных событий от μ -захвата в водороде. Величина N_e определялась как

$$N_e = \frac{N_e^{\text{эл}}}{M^{\text{эл}}} M^{\text{нейтр.}}, \quad /15/$$

* Можно показать, что выражение /13/ справедливо по крайней мере с точностью 15%.

где $N_e^{\text{эл}}$ - число "электронных" событий за вычетом случайных совпадений, зарегистрированное во всех "электронных" экспозициях, а $M^{\text{эл}}$ и $M^{\text{нейтр.}}$ - полные числа мониторинговых импульсов /совпадения 23/ соответственно в "электронных" и "нейтронных" экспозициях. Отношение $N_e^{\text{эл}}/M^{\text{эл}}$ представляет экспериментальный выход электронов, измерявшийся в периодически повторяющихся "электронных" экспозициях. Значения этой величины для всех экспозиций статистически хорошо согласуются. Полученное для N_e значение оказалось равным $/1,863 \pm 0,08/ \cdot 10^6$.

Точные значения эффективностей регистрации ϵ_n и ϵ_e приводятся в последней колонке таблицы 2. Неопределенности в этих величинах включают статистические погрешности расчетов методом Монте-Карло на ЭВМ и ошибки в табличных значениях сечений взаимодействия нейтронов с веществом, а также учитывают неточность знания порогов в амплитудных спектрах нейтронов и электронов. Наибольший вклад /около 3%/ в погрешность ϵ_n вносят неопределенности в параметрах выражения для величины эквивалентной энергии электронов в стильбене как функции энергии протонов.

Параметр ρ в выражении /14/ учитывает то, что в наших условиях μ -захват частично происходит из состояния мезомолекулярного иона $(pp\mu)^+$. Для скорости образования $(pp\mu)^+$ мы использовали усредненные данные работ /7-9/. Значение ρ было получено с помощью интегрирования выражения для временного распределения нейтронов от захвата в $(pp\mu)^+$ с учетом выражения /6/. Это значение оказалось равным $\rho = 0,943$.

Найденная нами с помощью выражения /14/ скорость захвата мюона в $p\mu$ -атоме составляет $\lambda^{\text{р}\mu}_{\text{захв.}} = /686 \pm 88/ \text{ сек}^{-1}$ и приводится в таблице 1. Можно видеть, что наши данные хорошо согласуются как с результатами работы /15/, так и с предсказаниями теории. Как известно, в расчетах $\lambda^{\text{р}\mu}_{\text{захв.}}$ используются значения констант связи g_V и g_A , найденные в β -распаде. Поэтому согласие экспериментальных данных по μ -захвату в водороде с теорией подтверждает гипотезу универсального слабого взаимодействия.

Из теории следует, что при $g_V = 0$ скорость процесса /1/ составляет $\sim 400 \text{ сек}^{-1}$, а при $g_V = g_A$ - около 200 сек^{-1} . Сопоставление наших экспериментальных данных с этими расчетами, а также с вычисленным для V-A варианта значением /5/ $\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu}$ позволяет сделать еще два важных заключения:

- 1/ о наличии векторного /фермиевского/ взаимодействия в μ -захвате и
- 2/ о реализации в этом процессе V-A варианта взаимодействия.

Напомним, что результаты по μ -захвату в сложных ядрах малочувствительны к векторной константе связи.

Близость наших данных и результатов работы /15/ позволяет их объединить, и это приводит к значению

$$\overline{\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu}} = /661 \pm 48/ \text{ сек}^{-1}, \quad /16/$$

Используя полученное в /3/ выражение для $\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu}$, мы выполнили расчеты этой величины для различных значений отношения констант g_A/g_V и g_P/g_A . Результаты этих расчетов представлены на рис. 7. Сплошная линия соответствует среднему значению /16/, а штриховые линии - коридору ошибок для этой величины.

На этом же рисунке показано теоретическое значение $\lambda_{\text{захв.}}^{p\mu}$, вычисленное в работе /3/ для $(g_A/g_V) = -1,23$ и для значения $(g_P/g_A) = 7,3$, соответствующего варианту теории Гелл-Манна и Леви /27/ в так называемой гипотезе частичного сохранения аксиального тока /PCAC/.

Если положить $(g_A/g_V) = -1,23$, то из /16/ получим величину диапазона допустимых значений для g_P/g_A :

$$3,9 \leq g_P/g_A \leq 9,0. \quad /17/$$

Из теории следует, что $(g_P/g_A) \cong 7$, причем относительный разброс в значениях этой величины, вычисляемой в различных вариантах /27,28/ гипотезы PCAC или из обычных дисперсионных соотношений /29/, составляет примерно 10%. Как видно из данных /17/, в настоящее время экспериментальные данные не позволяют сделать

однозначный выбор между различными теоретическими моделями, в которых вычисляется ξ_p .

Анализ экспериментальных данных /16/ позволяет сделать заключение о том, что они согласуются с предсказываемой в теории перенормируемостью констант слабого взаимодействия для процесса /1/, хотя и не позволяют пока осуществить детальную проверку характера зависимости этих констант от величины передаваемого импульса.

Авторы выражают глубокую признательность В.И.Сапцаккому, И.В.Сизову и И.А.Чепурченко за помощь при проведении калибровочных измерений на ЭГ-5 Мэв; В.Г.Зинову и А.Д.Конину за предоставление гамма-спектрометра и многочисленные дискуссии; В.С.Евсееву и Т.Н.Мамедову за обсуждение данных по выходу и спектрам нейтронов при мю-захвате ядрами; С.С.Герштейну, Ю.М.Казаринову и Р.А.Эрамжяну за многочисленные обсуждения результатов работы, а также М.М.Кузнецову и Ш.Г.Шамсутдинову за помощь в создании экспериментальной установки и при проведении измерений.

Литература

1. H.Primakoff. *Rev.Mod.Phys.*, 31, 802 (1959).
2. P.K.Kabit. *Z.Phys.*, 191, 447 (1966).
3. J.Frasier, C.W.Kim. *Phys.Rev.*, 177, 2568 (1969).
4. R.H.Hildbrand. *Phys.Rev.Lett.*, 8, 34 (1962).
5. E.Bertolini, A.Citron, G.Gianella, S.Focardi, A.Mukhin, C.Rubbia, F.Saporetta. *Proc.Int.Conf. on High Energy Phys.*, Geneva, 1962.
6. J.E.Rothberg, E.W.Anderson, E.J.Bleser, L.M.Lederman, S.L.Meyer, J.L.Rosen, J.-T.Wang. *Phys.Rev.*, 132, 2664 (1963).
7. G.Conforte, C.Rubbia, E.Zavattini, S.Focardi. *Nuovo Cim*, 33, 1001 (1964).
8. E.J.Bleser, E.W.Anderson, L.M.Lederman, S.L.Meyer, J.L.Rosen, J.E.Rothberg, J.-T.Wang. *Phys.Rev.*, 132, 2679 (1963).
9. Ю.Г.Будяшов, П.Ф.Ермолов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин, А.И.Мухин, К.О.Оганесян. *Препринт ОИЯИ, Р15-3964, Дубна, 1968.*
10. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. *ЖЭТФ*, 35, 649 /1958/.

- S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 4, 575 (1960).
11. W.R. Wessel, P. Phillipson. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 23 (1964);
A. Halpern. *Phys. Rev.*, 135, A34 (1964).
 12. C.J. Cristensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W.K. Brown, B.N. Rustad.
Phys. Rev., 5D, 1628 (1972).
 13. С. С. Герштейн. *ЖЭТФ*, 34, 463 /1958/; Я. Б. Зельдович,
С. С. Герштейн. *УФН*, 71, 581 /1960/; А. Е. Игнатенко,
Л. Б. Егоров, Б. Халуна, Д. Чултэм. *ЖЭТФ*, 35, 894
/1958/.
 14. В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, В. В. Фильченков. *ЖЭТФ*,
49, 393 /1965/.
 15. A. Alberigi, Quaranta, A. Bertin, G. Matone, F. Palmonari, G. Torelli,
P. Dalpiaz, A. Placci, E. Zavattini. *Phys. Rev.*, 177, 2118 (1969).
 16. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, Н. И. Дороничева,
П. Ф. Ермолов, К. О. Оганесян, М. Н. Омелянченко,
С. Ю. Пороховой, А. А. Родина, В. Е. Теплов, В. В. Филь-
ченков. *ПТЭ*, 2, 226 /1972/.
 17. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, Л. Ко-
пова, В. И. Лепилов, К. О. Оганесян, М. Н. Омелянченко,
С. Ю. Пороховой, А. И. Руденко, В. В. Фильченков. Со-
общение ОИЯИ, 13-7246, Дубна, 1973.
 18. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов,
К. О. Оганесян, М. Н. Омелянченко, С. Ю. Пороховой,
В. В. Фильченков. *ПТЭ*, 4, 86 /1971/.
 19. В. М. Быстрицкий, В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов,
К. О. Оганесян, М. Н. Омелянченко, С. Ю. Пороховой,
В. В. Фильченков. *ПТЭ*, 1, 65 /1972/.
 20. А. Н. Синаев, А. А. Стахин, Н. А. Чистов. Сообщение
ОИЯИ, 13-4835, Дубна, 1969.
 21. С. Г. Басиладзе, П. Ф. Ермолов, К. О. Оганесян. *ЖЭТФ*, 49,
1042 /1965/.
 - A. Placci, E. Zavattini, A. Bertin, A. Vitale. *Nuovo Cim.*, 64A, 1033
(1969).
 22. В. П. Дзелепов, П. Ф. Ермолов, Е. А. Кушниренко,
В. И. Москалев, С. С. Герштейн. *ЖЭТФ*, 42, 439 /1962/.
 23. A. Bertin, M. Bruno, A. Vitale, A. Placci, E. Zavattini. *Lett. Nuovo
Cim.*, 4, 449 (1971).
 24. B. Macdonald, J. Diaz, S. Kaplan, R. V. Ryle. *Phys. Rev.*, 139B, 1523
(1965).
 - В. С. Евсеев, Т. Н. Мамедов. Препринт ОИЯИ, P15-7115,
Дубна, 1973.
 25. W. C. Barber, W. P. George, D. D. Reagan. *Phys. Rev.*, 98, 73 (1955).
V. J. Vanhiyse, W. C. Barber. *Nucl. Phys.*, 26, 233 (1961);
V. Emma, C. Milone, A. Rubbino. *Phys. Rev.*, 118, 1297 (1960).
 26. G. Bockenstoss, K. Goebel, B. Stadler, U. Hegel, D. Quitman. *Nucl.
Phys.*, 62, 449 (1965).

27. *M.Gell.Mann, M.Levy. Nuovo Cim., 16, 705 (1960);*
Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 703 /1960/.
28. *Y.Nambu. Phys.Rev.Lett., 4, 380 (1960).*
29. *L.Wolfenstein. Nuovo Cim., 8, 882 (1958).*
M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev., 110, 1178 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1973 года.

Таблица 1
 Экспериментальные и расчетные значения для
 скорости захвата мюона в водороде /в сек⁻¹ /

Жидкий водород				Газообразный водород		
Эксперимент. данные		Теоретич. значения *)		Экспериментальные результаты		Теоретическое значение
428 ₋₈₅	450 ₊₅₀	516 ₊₂₂		686 ₊₈₈	651 ₊₅₇	654
	464 ₊₄₂	498 ₊₂₁				
Источник данных				Наши данные		
4	5	6	2	15		3

* Данные взяты из^{/2/} и исправлены /на 5%/ исходя из последних результатов^{/12/} по определению ξ_A / ξ_V в β -распаде.

Таблица 2
 Эффективности регистрации нейтронов и электронов
 нейтронными детекторами

	Телесный угол	Фактор времен- ных "ворот"	Эффекти- вность взаимод. в стиль- бене	Кэффиц. прохожд. через стенки	Фактор порога в ампл. спектре	Конечное значение эффектив- ности
Нейтроны	0,25	0,46	0,18	0,90	0,42	(0,007892+ 0,000331)
Электроны			1,00	0,71	0,92	(0,07519+ 0,00195)

Таблица 3
Данные по измерению выхода нейтронов и электронов
в экспозициях с водородом

	Общее число запусков $\times 10^{-6}$	Число "нейтронных" событий	Число "электронных" событий
"Нейтронные" экспозиции	27,34	685	23710
"Электронные" экспозиции	2,23	221	87320

Таблица 4
 Данные опытов по определению фона от диффузии

Полное число событий	Уровень случайных совпадений	Нейтроны от диффузии <i>PM</i> -атомов	Фон нейтронов из реакций $(\gamma, n), (\gamma, p)$	Число событий от захвата мюонов в водороде
685 ± 27	$(66 \pm 4, 3) \frac{I}{\text{мксек}}$	98 ± 27	45 ± 6	278 ± 33

Таблица 5
Интерпретация "нейтронных" событий

Наполнение мишени	Число остано- вок мюо- нов в газе $\times 10^{-6}$	Выход мезо- рентгеновских γ -квантов $\times 10^6$ остано- вок мюонов	Отношение выхода γ -квантов к выходу нейтронов
H	5,07	31 ± 8	$6,8 \pm 1,0$
H+Xe	1,60	1020 ± 34	$6,8 \pm 1,0$

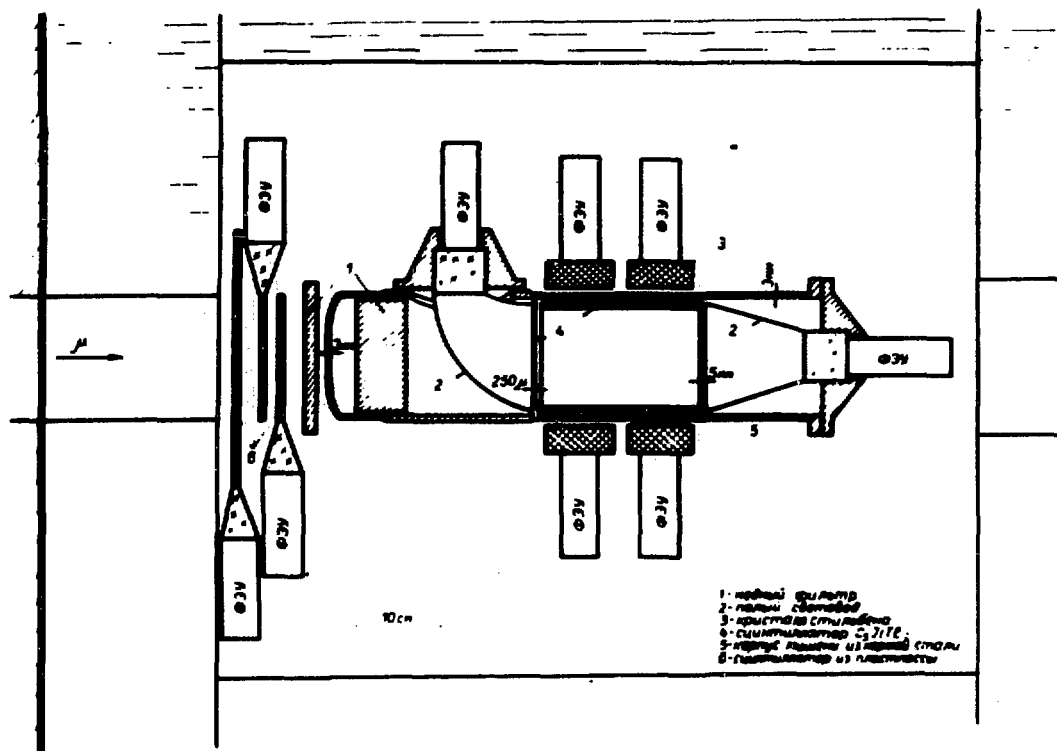


Рис. 1. Схема основной части экспериментальной установки /газовая мишень и детекторы нейтронов/.

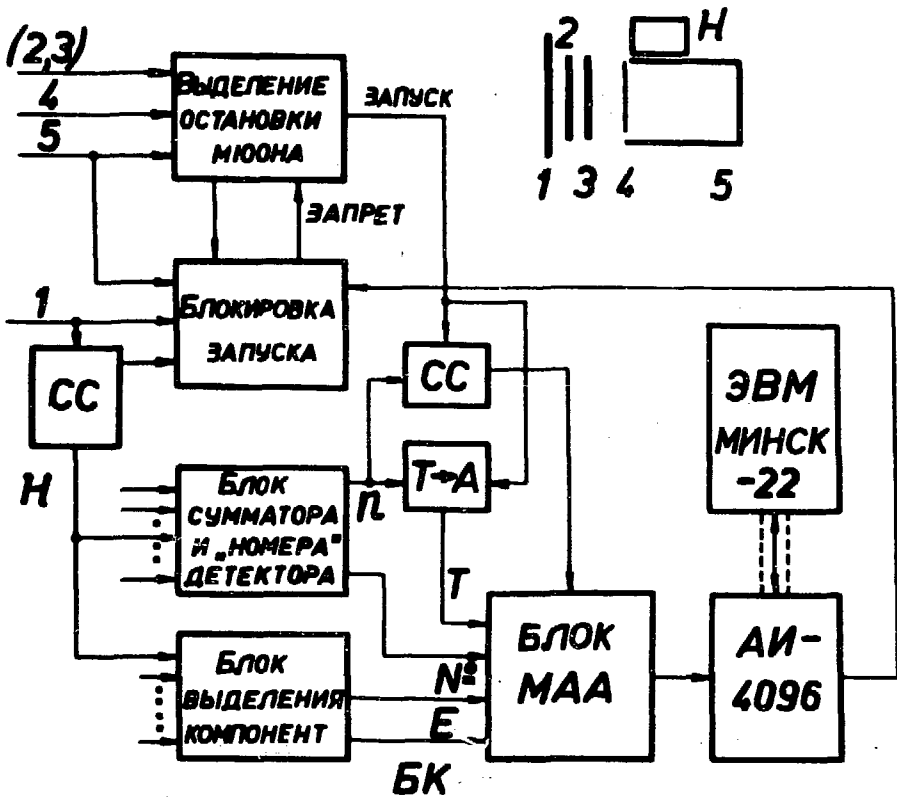


Рис. 2. Блок-схема включения счетчиков и электронной аппаратуры.

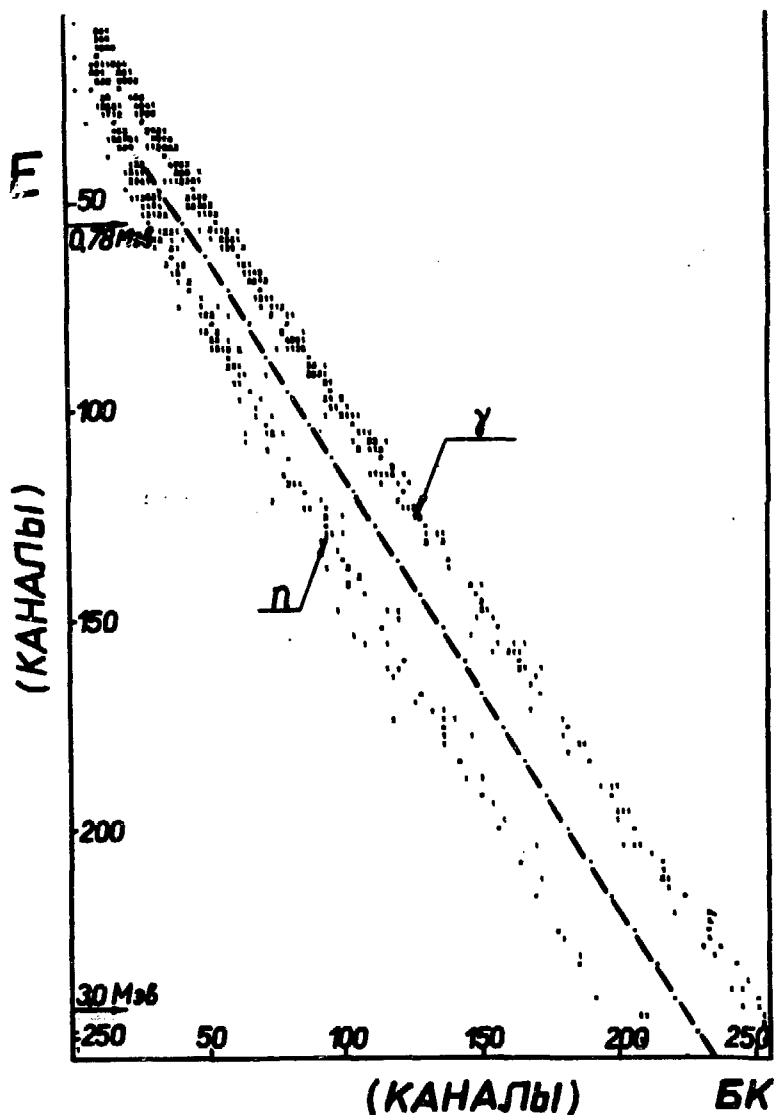


Рис. 3. Двумерное распределение /БК, E /, полученное в калибровочных измерениях с источником $Po-Be$ для одного из нейтронных детекторов. По оси абсцисс - номер канала, соответствующий амплитуде импульса БК, по оси ординат - номер канала, соответствующий амплитуде сигнала E или эквивалентной энергии электрона. Точки указывают на найденное с помощью ЭВМ положение линий центров тяжести нерелятивистской (n) и релятивистской (γ) областей, а также положение линии их разделения. Последняя показана на рисунке штриховой линией.

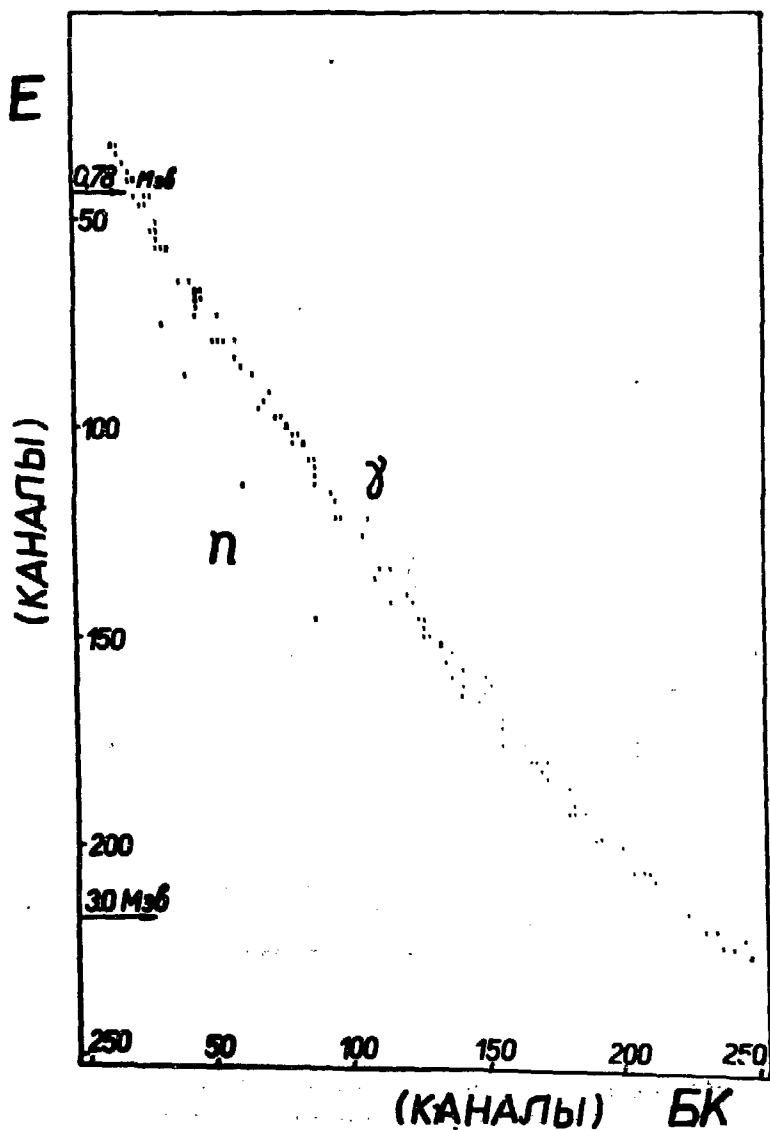


Рис. 4. То же для "нейтронных" экспозиций одного из сеансов измерений с водородом. Положение линий центров тяжестей областей и линии их разделения не указаны.

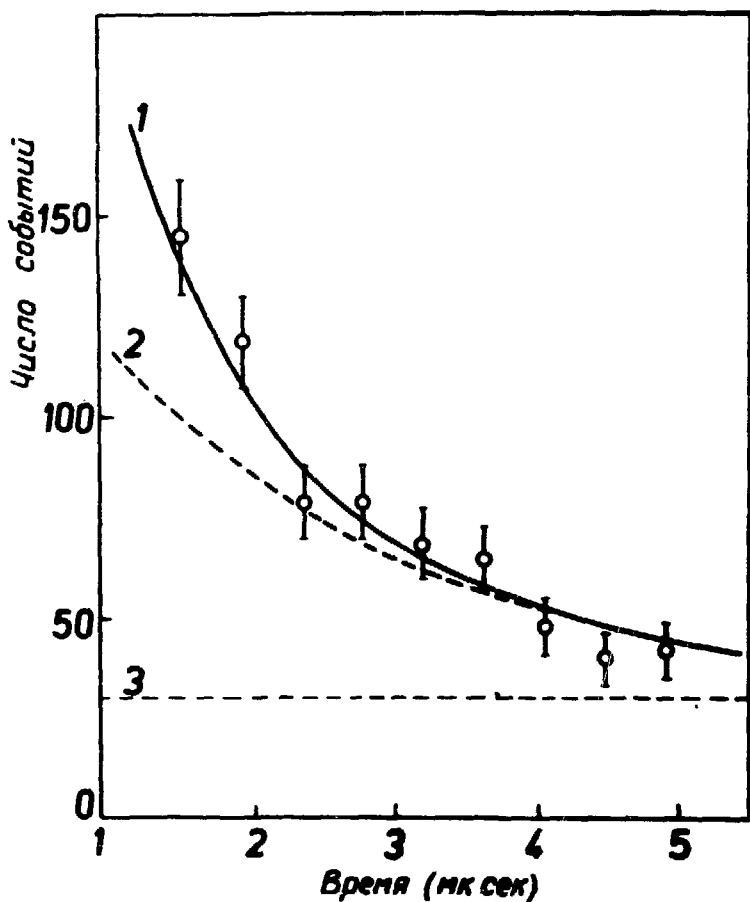


Рис. 5. Временное распределение, полученное для "нейтронных" событий в экспозициях с водородом. По оси абсцисс - время от момента остановки мюона, по оси ординат - число событий на интервал 0,433 мксек.

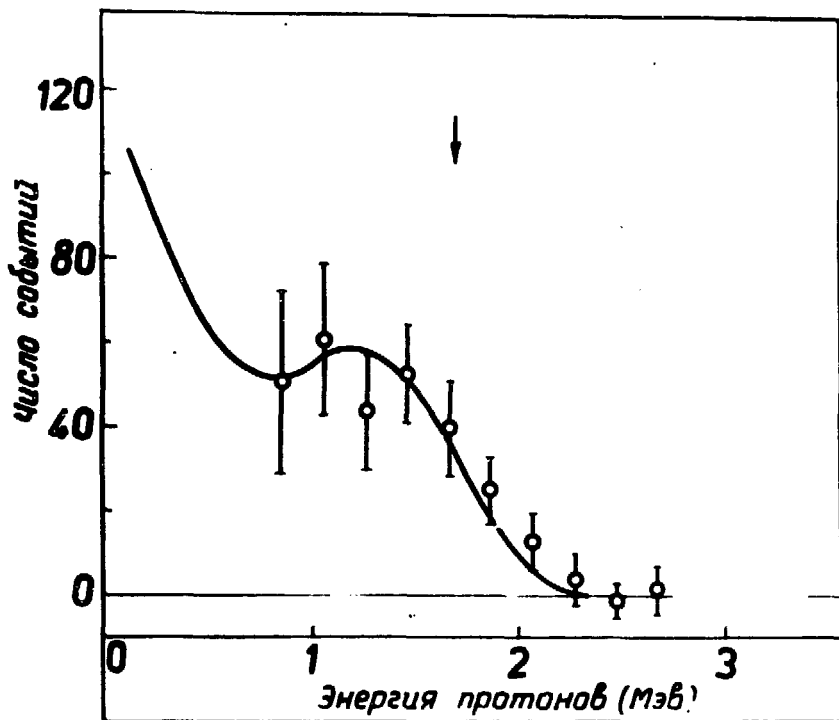


Рис. 6. Амплитудный спектр протонов отдачи, измеренный для событий от захвата мюонов в водороде. Нормированный фон вычтен. По оси абсцисс - энергия протонов /в масштабе эквивалентной энергии электрона/, по оси ординат - число событий на интервал 0,2 Мэв. Стрелка указывает на ожидаемое положение граничной энергии в спектре протонов при регистрации нейтронов из реакции /1/.

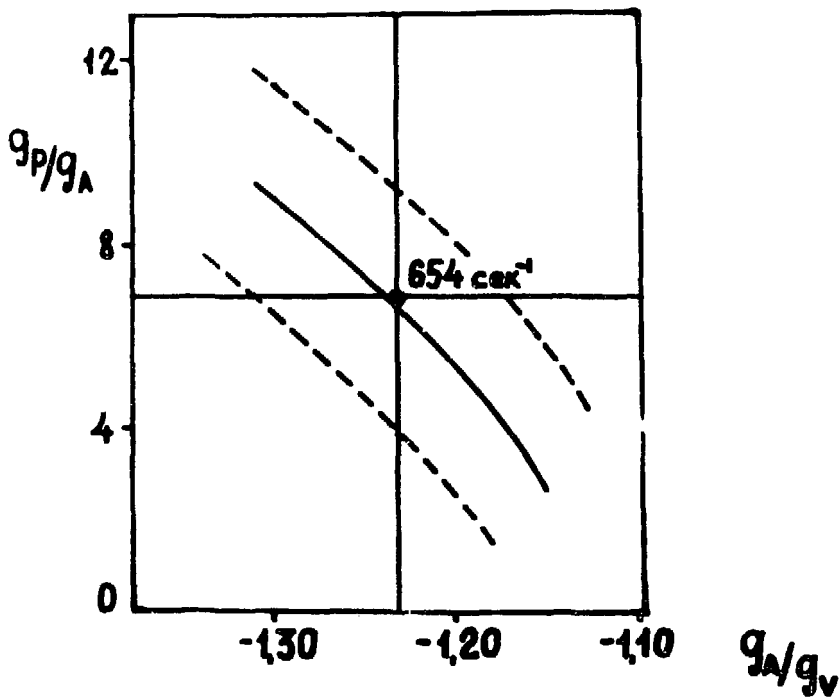


Рис. 7. Зависимость g_p/g_A от g_A/g_v , соответствующая экспериментальным данным /16/, найденная с помощью приведенного в работе /3/ выражения для $\lambda_{\text{захв.}}^{\text{рп}}$. На рисунке указано также вычисленное в /3/ теоретическое значение $\lambda_{\text{захв.}}^{\text{рп}}$ для $(g_A/g_v) = -1,23$ и для $(g_p/g_A) = 7,3$, полученного на основании работы /27/.