

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



7435  
Б-955

3500 / 2-76

6/IX-76

P1 - 9735

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин,  
А.И.Руденко, В.М.Суворов, В.В.Фильченков, Г.Хемниц,  
Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко

ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ  $d\mu$ -АТОМОВ  
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ  
И ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СИНТЕЗА  
В  $pd\mu$ -МОЛЕКУЛЕ

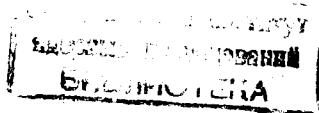
1976

P1 - 9735

В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин,  
А.И.Руденко, В.М.Суворов, В.В.Фильченков, Г.Хемниц,  
Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко

ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ  $d\mu$ -АТОМОВ  
В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ  
И ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СИНТЕЗА  
В  $pd\mu$ -МОЛЕКУЛЕ

*Направлено в ЖЭТФ*



## S u m m a r y

The fusion reaction rate,  $\lambda_F$ , in the  $pd\mu$  mesic molecule has been measured in experiments performed with a gaseous target filled with a  $H_2+7\%D_2$  mixture at 42 atm. exposed to the muon beam from the JINR synchrocyclotron and also the upper limit of the transition rate,  $\lambda_d$ , between the levels of the  $d\mu$  atom hyperfine structure in  $d\mu(3/2) + d \rightarrow d\mu(1/2) + d$  collisions has been determined.

The following values have been obtained:

$$\lambda_F = (0.287 \pm 0.022) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$$

$$\lambda_d < 15 \times 10^6 \text{ c}^{-1}.$$

The obtained values of  $\lambda_d$  show that at low deuterium concentration (about some per cent) in  $H_2+D_2$  mixtures the population of  $d\mu$  atomic spin states at the moment of muon nuclear capture by the deuteron is close to statistical.

Экспериментальное изучение фундаментальной реакции ядерного мю-захвата дейтроном



наиболее целесообразно выполнять в газообразной смеси водорода с небольшой примесью дейтерия, достаточной для обеспечения практически полного перехода мюонов с протона на дейтрон. Выбор таких условий приводит к значительному подавлению интенсивного нейтронного фона из реакции синтеза в  $dd\mu$ -молекуле  $dd\mu \rightarrow {}^3\text{He} + n + \mu^-$ . Однако и при этом остаются трудности, обусловленные необходимостью учета некоторых других мезоатомных и мезомолекулярных процессов.

Одна из проблем связана с необходимостью знания спинового состояния системы  $\mu^d$  непосредственно в момент ядерного захвата мюона дейтроном, поскольку вероятность этого процесса существенно зависит от взаимной ориентации спинов мюона и дейтрона <sup>/1/</sup>. Хотя при образовании  $d\mu$ -атомов оба состояния сверхтонкой структуры со спином  $F=3/2$  и  $F=1/2$  заселяются статистически, тем не менее к моменту захвата характер заселенности может измениться из-за возможных переходов  $3/2 \rightarrow 1/2$  в соударениях

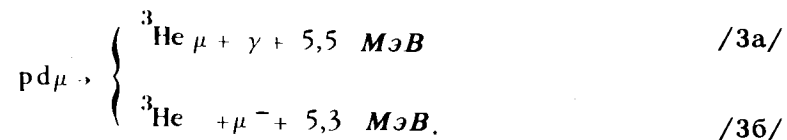


и



Другая проблема состоит в правильном учете основных фоновых процессов, которые связаны с образованием  $pd_\mu$ -молекул.

Таковыми процессами являются: а/ захват мюона протоном или дейтроном в этой мезомолекуле со скоростью, отличающейся от скорости захвата в изолированном  $d_\mu$ -атоме; б/ мю-захват в системе  ${}^3\text{He}\mu$ , образующейся в одном из каналов реакции синтеза



Таким образом, для выбора оптимальных условий экспериментов по измерению скорости  $\mu$ -захвата в дейтерии и интерпретации их результатов необходимо знание следующих величин:

- 1/ заселенности спиновых состояний  $d_\mu$ -атома в момент захвата;
- 2/ скорости образования  $pd_\mu$ -молекулы ( $\lambda_{pd_\mu}$ );
- 3/ скорости реакций ядерного синтеза /3а/ и /3б/.

Скорость образования  $pd_\mu$ -молекулы в газообразном и жидком водороде к настоящему времени измерена с хорошей точностью<sup>2,3</sup>, скорость реакции ядерного синтеза /3/ в мезомолекуле  $pd_\mu$  измерена только в одном эксперименте<sup>2</sup>, а вопрос о характере заселенности спиновых состояний  $d_\mu$ -атома в момент захвата остается открытым. Результаты экспериментов<sup>2,4</sup> свидетельствуют о статистическом характере заселенности спиновых состояний  $d_\mu$ -системы в момент  $\mu$ -захвата, тогда как полученная в<sup>5</sup> величина скорости захвата /1/ согласуется с теоретическими расчетами этой величины лишь при допущении, что к моменту захвата все  $d_\mu$ -атомы переходят в состояние с  $F=1/2$ .

Рассмотренный в<sup>6</sup> механизм переходов  $d_\mu(3/2) \rightarrow d_\mu(1/2)$  подразумевает, что они происходят практически лишь в столкновениях /2а/, при этом из вычисленного значения скорости процесса /2а/ следует, что как в условиях экспериментов<sup>2,4</sup>, так и в условиях<sup>5</sup> его влия-

ние должно быть пренебрежимо мало. Для объяснения противоречия с данными<sup>6</sup> авторы работы<sup>5</sup> предположили, что интенсивный переход в состояние  $d_\mu(1/2)$  обусловлен столкновениями /2б/. Это, однако, не снимает расхождения между результатами<sup>5</sup> и<sup>2,4</sup>.

Целью настоящей работы являлось измерение скорости перехода  $d_\mu(3/2) \rightarrow d_\mu(1/2)$  в газообразном водороде с примесью дейтерия и скорости реакции синтеза /3/.

### Метод измерения

Метод измерения основан на использовании связи выхода  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/ и формы их временного распределения с характером заселенности спиновых состояний  $d_\mu$ -атомов при образовании  $pd_\mu$ -молекул. Последовательность процессов, происходящих в смеси  $\text{H}_2 + \text{D}_2$  после остановки  $\mu^-$ -мезона, приведена на рис. 1. Мезоатом  $d_\mu$  при столкновениях с протонами образует  $pd_\mu$ -молекулу, основное состояние которой расщеплено на четыре подуровня со значениями полного момента  $J=0, J=1$  /два уровня/ и  $J=2$ . Заселенность этих подуровней зависит от распределения по спинам  $d_\mu$ -атомов в момент образования молекул. Веса подуровней  $pd_\mu$  системы ( $a_i, b_i, c_i$ ) для различных состояний  $d_\mu$ -атомов приведены в табл. 1. Скорость реакции синтеза в  $pd_\mu$ -молекуле зависит от ее спинового состояния: при  $J=2$  реакция запрещена, в остальных состояниях она происходит с относительными значениями скоростей  $d_i$  /табл. 1/. Если через  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  обозначить скорости процессов /3а/ и /3б/ из состояния  $pd_\mu (J=0)$ , а через  $\lambda_F$  - их сумму, то соответствующие величины скоростей реакций с  $i$ -го подуровня определяются как  $d_i\lambda_1, d_i\lambda_2, d_i\lambda_F$ .

Как видно из табл. 1, выход  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/ существенно зависит от распределения  $d_\mu$ -атомов по спиновым состояниям: в случае, когда все  $d_\mu$ -атомы находятся в состоянии с  $F=1/2$ , он примерно в два раза выше, чем при статистической заселенности состояний  $d_\mu(3/2)$  и  $d_\mu(1/2)$ .

Таблица 1

Веса состояний  $p_{d\mu}$  - молекулы с различными значениями момента  $J$  и относительные значения скорости реакции синтеза для этих состояний

Значения момента $J$	Спиновые состояния $d_{\mu}$ -атома, образующего $p_{d\mu}$ - молекулу			Относительные скорости реак- ции синтеза
	$F=3/2$	$F=1, 2$	Статистическая смесь $F=3/2$ и $F=1/2$	
0	$a_1 = 0$	$b_1 = 0,25$	$c_1 = 0,083$	$d_1 = 1$
1	$a_2 = 0,195$	$b_2 = 0,36$	$c_2 = 0,25$	$d_2 = 0,86$
1	$a_3 = 0,180$	$b_3 = 0,39$	$c_3 = 0,25$	$d_3 = 0,14$
2	$a_4 = 0,625$	$b_4 = 0$	$c_4 = 0,417$	$d_4 = 0$

Временное распределение  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/ можно представить следующим образом:

$$\frac{dn_{\gamma}}{dt} = A \epsilon_{\gamma} P;$$

$$P = \lambda_{pd\mu} e^{-\lambda_{pd\mu} t} \left( \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{d_i \lambda_i b_i (e^{-\phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu} t} - e^{-d_i \lambda_{F_i} t})}{d_i \lambda_{F_i} - \phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu}} \right) +$$

$$+ \frac{2}{3} \left\{ \sum_{i=1}^3 \frac{d_i \lambda_i a_i (e^{-\phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu} t} + \phi C_D \lambda_d t) - e^{-d_i \lambda_{F_i} t}}{d_i \lambda_{F_i} - \phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu} - \phi C_D \lambda_d} \right\} +$$

$$+ \phi C_D \lambda_d \sum_{i=1}^3 \frac{d_i \lambda_i b_i (e^{-\phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu} t} - e^{-d_i \lambda_{F_i} t})}{d_i \lambda_{F_i} - \phi(1-C_D)\lambda_{pd\mu} - \phi C_D \lambda_d} \Bigg\},$$

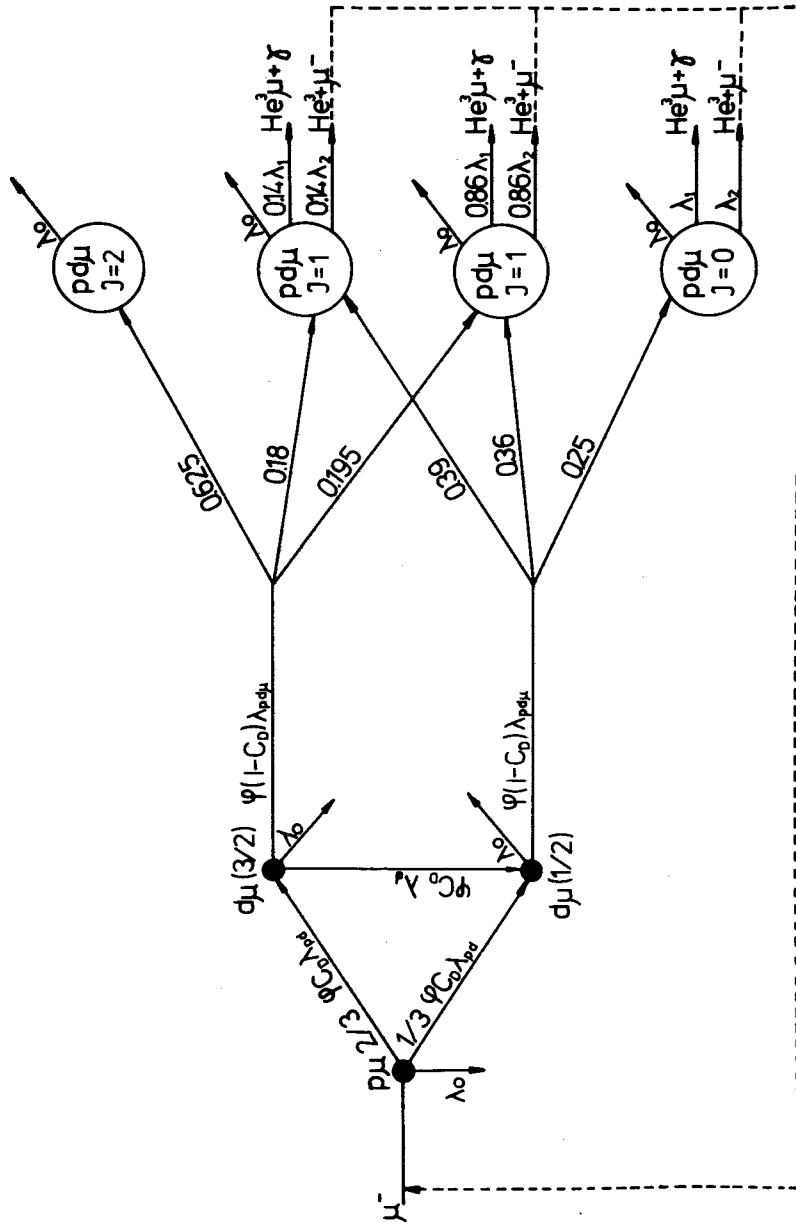


Рис. 1. Диаграмма процессов, происходящих в смеси  $He_2D_2^+$ , после останковки  $\mu^-$ -мезона.

где  $\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  - скорость распада свободного мюона;  $\phi$  - отношение плотности газовой смеси  $\text{H}_2 + \text{D}_2$  к плотности жидкого водорода /  $\rho_0 = 4,22 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  /;  $C_D$  - атомарная концентрация дейтерия;  $\epsilon_\gamma$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов из реакции /3/;  $A$  - коэффициент, пропорциональный числу остановок мюонов в мишени.

При выводе формулы /4/ в соответствии с /6/ было принято, что переходы  $d_\mu(3/2) \rightarrow d_\mu(1/2)$  происходят только в столкновениях /2а/ со скоростью  $\lambda_d$ . Используя найденное нами ранее /3/ значение  $\lambda_{pd\mu} = 5,53 \pm 0,16 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  и величину  $\epsilon_\gamma$ , измеренную в настоящей работе, а также соотношение  $\lambda_r = 1,182 \pm 0,015 / \lambda_r$ , полученное из данных работ /7,8/, мы имели возможность путем аппроксимации экспериментальных временных распределений  $\gamma$ -квантов выражением /4/ определить искомые параметры  $\lambda_d$  и  $\lambda_r$ .

#### Постановка опыта и проведение эксперимента

Схема расположения экспериментальной аппаратуры показана на рис. 2. Установка, включающая газовую водородную мишень и сцинтилляционные детекторы, размещалась в низкофоновой лаборатории и экспонировалась на пучке отрицательных мюонов с импульсом 130 МэВ/с от мезонного канала синхроциклотрона 680 МэВ ОИЯИ.

После прохождения счетчиков 1 ÷ 3 мюоны тормозились в поглотителе 6 и останавливались в мишени. Конструкция газовой мишени, а также методы регистрации остановок мюонов с помощью сцинтилляторов из CsJ(Tl) описаны в работах 9,10.

Регистрация  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/ осуществлялась двумя детекторами ( $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ ) с кристаллами NaJ(Tl), размеры которых составляли  $\phi 150 \times 100 \text{ мм}^2$ . Пороги дискриминаторов в спектрометрических трактах этих детекторов соответствовали энергии 1,5 МэВ. Для определения числа остановок мюонов в мишени осуществлялась регистрация электронов от мю-распада с помощью четырех детекторов ( $e_1 \div e_4$ ) с кристаллами стибена  $\phi 70 \times 30 \text{ мм}^2$ .

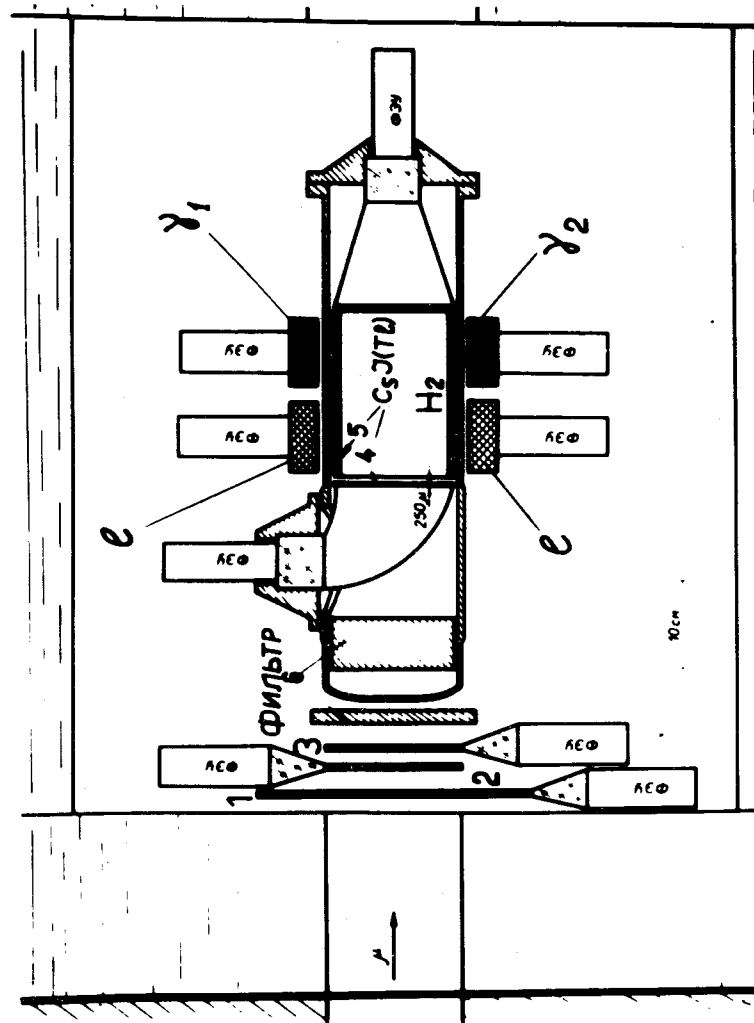


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 3. Сигнал остановки мюона  $234\bar{5}$  запускал временные "ворота" длительностью 10 мкс, в течение которых регистрировались импульсы от  $\gamma$ - и  $e$ -детекторов. Время появления этих импульсов измерялось с помощью время-амплитудных преобразователей ВАП $_{\gamma}$  и ВАП $_{e}$ . Схемы пропускания СП $_{\gamma}$  и СП $_{e}$  вырабатывали логические признаки, с помощью которых идентифицировался тип и номер детектора, давшего отсчет.

Для подавления "мгновенного" фона, связанного с остановками мюонов в  $\gamma$ - и  $e$ -детекторах и в корпусе мишени, были введены антисовпадения  $23\bar{\gamma}$  и  $23\bar{e}$  с решающим временем 0,15 мкс.

Информация о событии включала в себя:

- 1/ время появления сигналов с  $\gamma$ - и  $e$ -детекторов относительно момента остановки мюона;
- 2/ амплитуду сигнала с  $\gamma$ -детектора;
- 3/ логические признаки, указывающие тип и номер сработавшего детектора;
- 4/ логический признак, указывающий на наличие второго мюона, зарегистрированного детектором 1 в течение 5 мкс до и 10 мкс после остановки;
- 5/ мониторный счет /2,3/, счет остановок мюонов /2,3,4,5/, счет событий, зарегистрированных  $\gamma$ -и  $e$ -детекторами;
- 6/ вспомогательную информацию /номер измерения, время и т.д./.

Регистрирующая аппаратура работала на линии с ЭВМ НР-2116, накапливающей информацию и обрабатывающей ее, что позволяло контролировать ход эксперимента.

В эксперименте были проведены две экспозиции: "А" - со смесью  $H_2 + D_2$  и "В" - опыт с гелием /фоновый/. Условия проведения эксперимента и основные данные, характеризующие опыты, приведены в табл. 2. Содержание примесей атомов с  $Z > 1$  в водороде /экспозиция "А" / было не более  $10^{-8}$  объемных долей /10,11/.

В течение эксперимента периодически проводилась калибровка временной и энергетической шкалы с помощью генератора стандартной частоты и источников  $\gamma$ -квантов ( $Co^{60}$ ,  $Po-Be$ ).

Таблица 2

Экспериментальные данные

Опыт	Число остановок мюонов в Газе	Наполнение мишени; давление (ат)	Число $\gamma$ -квантов, зарегистрированных детекторами при энергетическом пороге $E_{пор} = 4,1$ МэВ	Эффективность регистрации $\gamma$ -квантов $E_{пор} = 4,1$ МэВ	детектор $\gamma 1$		детектор $\gamma 2$		детектор $\gamma 1$ детектору 2	
					$N_2 + 7\% D_2$ ; (42)	1550	2020	0,0229 $\pm$ 0,0025	0,0297 $\pm$ 0,0036	
"А"	$2,9 \cdot 10^6$	$H_2 + 7\% D_2$ ; (42)	1550	2020	0,0229 $\pm$ 0,0025	0,0297 $\pm$ 0,0036				
"В"	$1,57 \cdot 10^6$	He; (47)	280 <sup>x/</sup>	350 <sup>x/</sup>						

x/ Эти значения нормированы на число остановок мюонов в экспозиции "А".

На основании полученной информации были построены временные спектры  $\gamma$ -квантов ( $\gamma_5$ ) и электронов ( $e_5$ ), зарегистрированных  $\gamma$ - и  $e$ -детекторами в антисовпадениях и совпадениях с сигналом со счетчика 5. Использование детектора 5 в режиме антисовпадений позволило с высокой эффективностью осуществить разделение  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/ и электронов от распада мюонов, попадающих в  $\gamma$ -детектор /эффективность регистрации электронов счетчиком 5 равна 99,5%./

Характерные временные распределения  $\gamma_5$ , полученные в опытах "А" и "В", приведены на рис. 4. На рис. 5 представлено амплитудное распределение  $\gamma$ -квантов из реакции /3а/, измеренное в опыте "А".

#### Определение эффективности регистрации $\gamma$ -квантов

Определение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакции /3а/, было проведено в эксперименте с мишенью из тантала. Выбор танталовой мишени обусловлен тем, что энергия перехода  $2p \rightarrow 1s$  в  $Ta_{\mu}$ -атоме /  $E(K_{\alpha}) = 5,35$  МэВ/ близка по величине к энергии  $\gamma$ -квантов /5,5 МэВ/ от реакции /3а/. Пластина из Та толщиной 1 мм с помощью оправки из пелюпаста помещалась в разных точках внутри детектора 5, который был выполнен в виде полого стакана из CsJ(Tl) /опыт "I"/.

Фон определялся в экспозициях с оправкой, помещенной в тех же точках стакана /опыт "II"/.

На рис. 6 представлен амплитудный спектр мезорентгеновского излучения  $Ta_{\mu}$ -атомов, зарегистрированного  $\gamma$ -детектором /опыт "I"/. Обработка амплитудных спектров, полученных в опытах "I" и "II", проводилась в области, соответствующей энергии  $\gamma$ -квантов от 4,1 до 6,1 МэВ. Выбор этих границ позволил полностью исключить вклад L, M и др. серий  $\gamma$ -квантов. Вклад более жестких линий K-серии составил  $\leq 2\%$  и был учтен

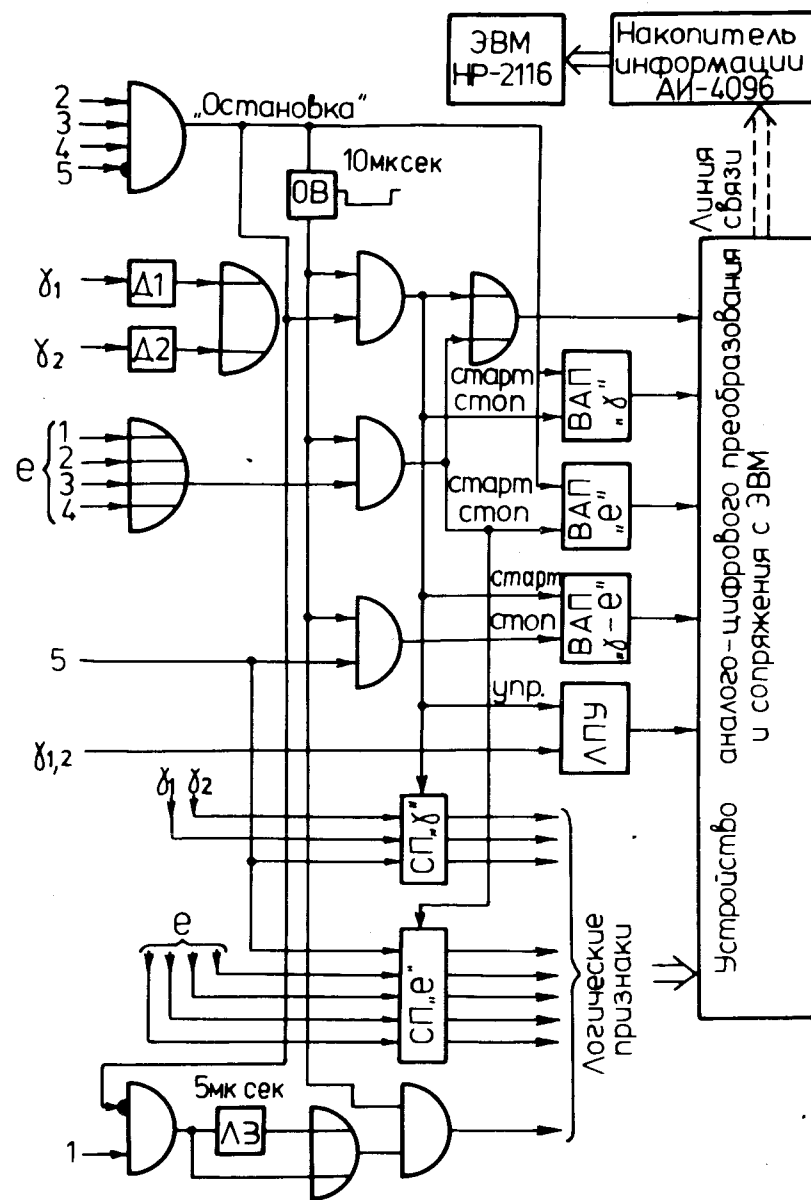


Рис. 3. Блок-схема электронной аппаратуры.



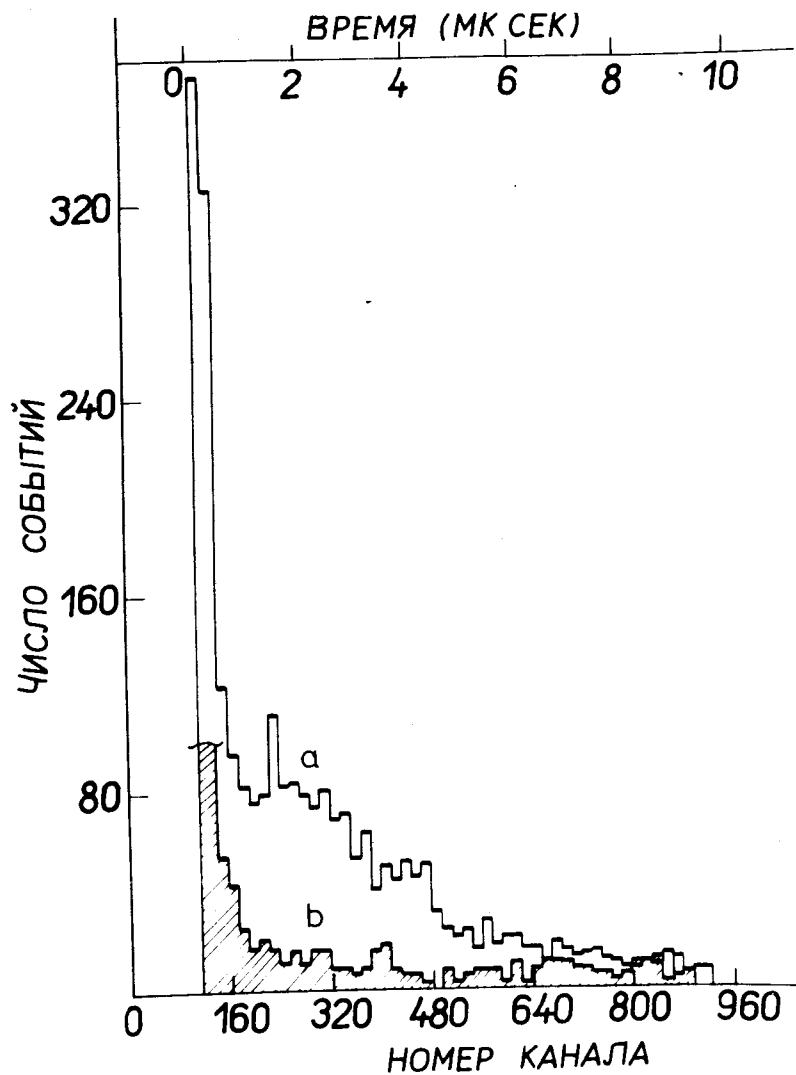


Рис. 4. Временные спектры событий, зарегистрированных  $\gamma$ -детекторами в антисовпадениях со счетчиком 5 ( $\gamma^5$ ): а - опыт "А" / смесь  $H_2 + D_2$  / , б - данные экспозиции "В" (He), нормированные на число остановок мюонов в экспозиции "А". По оси абсцисс - время появления  $\gamma$ -кванта от момента остановки мюона, по оси ординат - число событий на интервал времени 0,189 мкс.

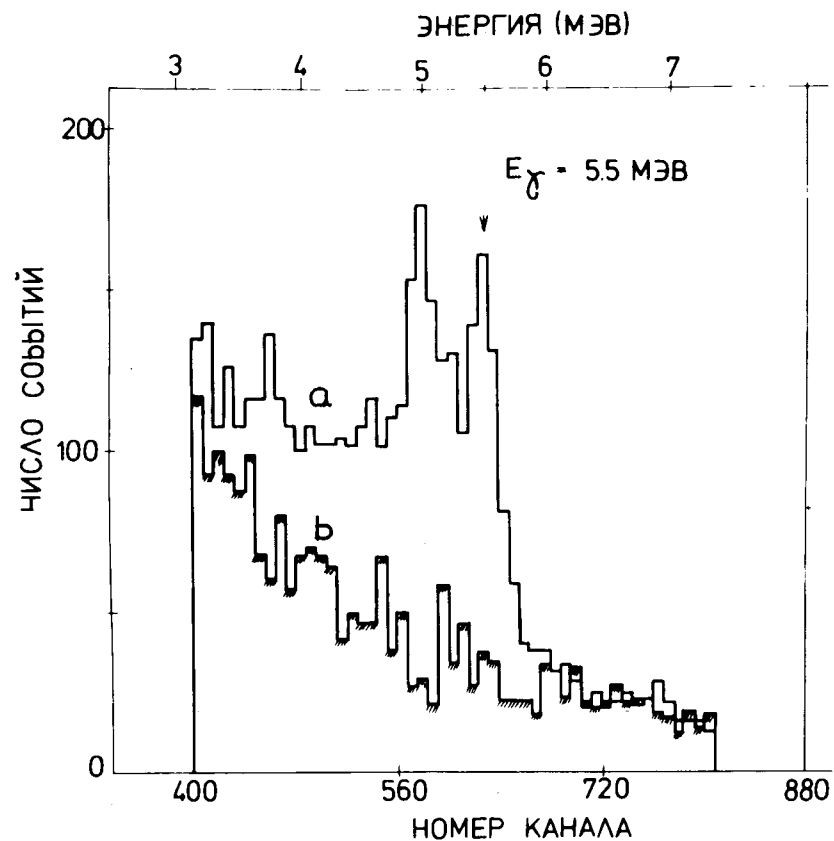


Рис. 5. Амплитудные распределения событий, зарегистрированных  $\gamma$ -детекторами в антисовпадениях со счетчиком 5; а - опыт "А", б - нормированные данные опыта "В". По оси ординат - число событий на интервал 0,092 МэВ.

при обработке. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов детектором  $\gamma$  определялась с помощью соотношения:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}^I - N_{\gamma}^{II}}{(N_{\mu}^I - N_{\mu}^{II}) a_{Ta} (1 - \beta)}, \quad /5/$$

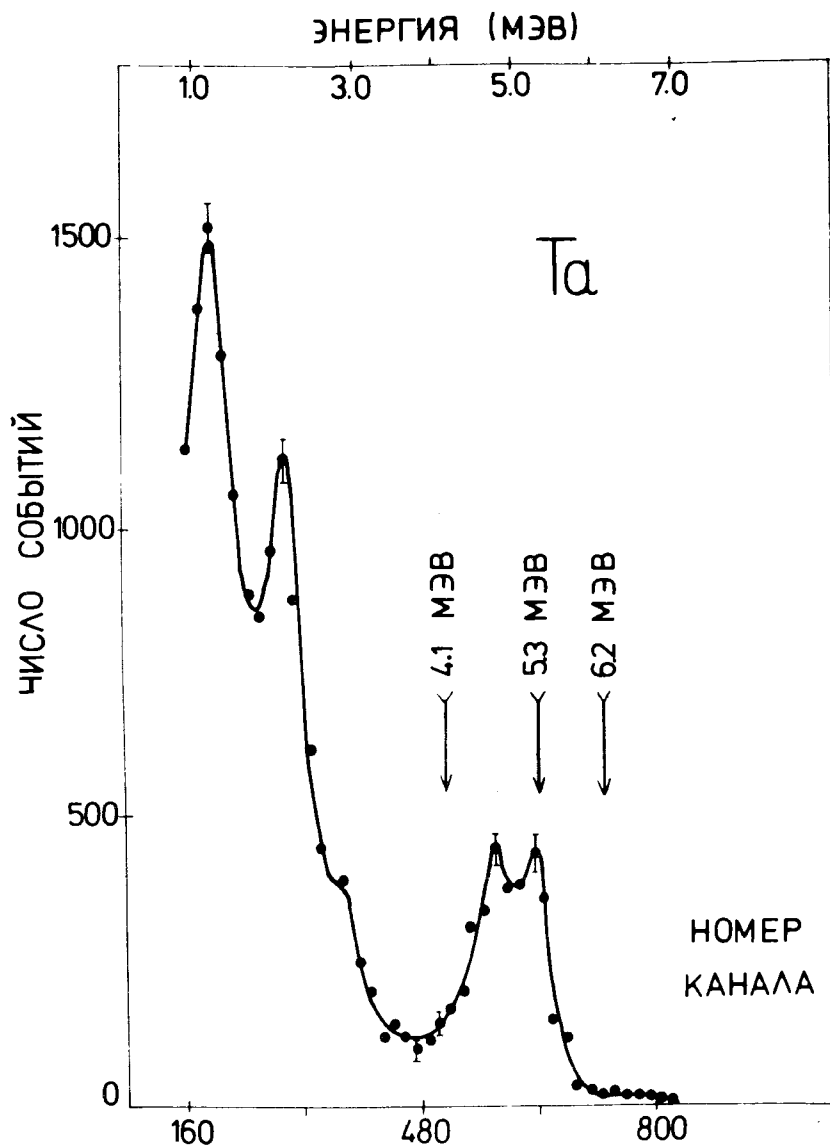


Рис. 6. Амплитудное распределение событий, зарегистрированных  $\gamma$ -детекторами в опыте I после вычитания нормированных данных опыта II. Стрелки указывают положение фотопика  $K_{\alpha}$  линии  $Ta_{\mu}$ -атома и границы диапазона обработки событий.

где  $N_{\gamma}^I$ ,  $N_{\gamma}^{II}$  - числа  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных  $\gamma$ -детектором в опытах "I" и "II" /  $N_{\gamma}^{II}$  - нормировано на экспозицию "I";  $N_{\mu}^I$ ,  $N_{\mu}^{II}$  - числа остановок мюонов в экспозициях "I" и "II" /  $N_{\mu}^{II}$  - нормировано на экспозицию "I";  $\beta$  - поправка, учитывающая поглощение  $\gamma$ -квантов в танталовой мишени; величина  $\beta$  для каждого положения мишени вычислялась методом Монте-Карло и оказалась равной  $\approx 0,05$ ;  $a_{Ta} = 0,590 \pm 0,077$  - интенсивность перехода  $2p \rightarrow 1s$  в  $Ta_{\mu}$ -атоме найдена из соотношения  $a_{Ta} = a_{Pb} \cdot k$ , с использованием значения

$$a_{Pb} = /0,59 \pm 0,06/, \text{ полученного в } ^{12}/, \text{ и } k = \frac{a_{Ta}}{a_{Pb}} = /1,0 \pm 0,08/^{13}/.$$

Используя измеренное распределение остановок мюонов по объему мишени и найденные значения эффективностей регистрации  $\gamma$ -квантов для различных положений  $Ta$ -мишени, были вычислены средние значения эффективностей регистрации  $\gamma$ -квантов для обоих  $\gamma$ -детекторов ( $\gamma_1, \gamma_2$ ). Результаты вычислений приведены в табл. 2.

#### Обработка результатов

Временные распределения  $\gamma$ -квантов ( $\gamma_5$ ), полученные в опыте "B" /фонный опыт/ и нормированные к условиям экспозиции "A", вычитались /по каналам/ из соответствующих временных распределений, измеренных в опыте "A". Интегральный вклад фона при энергетическом пороге регистрирующей аппаратуры 4,1 МэВ не превышал 18%. Чтобы исключить вклад фона, связанного с остановками мюонов в сцинтилляторах детекторов 4 и 5 с последующим испусканием продуктов  $\mu^-$ -захвата /  $\tau_{\mu} (Cs, J) = 0,08$  мкс/, обработка спектров осуществлялась от значения времени  $t \geq 0,5$  мкс. Временной спектр  $\gamma$ -квантов от реакции /3а/ приведен на рис. 7.

Временные распределения  $\gamma_5$ , полученные с помощью обоих  $\gamma$ -детекторов, обрабатывались по методу наименьших квадратов путем аппроксимации их выражением /4/ с целью определения скорости перехода  $\lambda_d$  и

скорости синтеза в мезомолекуле  $pd_{\mu}$ . Величина  $A$  в выражении /4/ находилась из соотношения

$$A = N_{\mu} (1 - F_1) \phi, \quad /6/$$

где  $N_{\mu} = \frac{N_e}{\epsilon_e f_1}$  - число остановок мюонов в смеси

газов  $H_2 + D_2$ ;  $N_e$  - число электронов от распада мюонов, зарегистрированных  $e$ -детекторами в опыте "А" /в интервале времени  $1 \div 7$  мкс с момента остановки мюона/ за вычетом нормированного фона;  $\epsilon_e$  - эффективность регистрации электронов  $e$ -детекторами, вычисленная в работе /14/;  $f_1$  - вероятность распада мюона в данном интервале времени;  $F_1$  - вероятность регистрации электронов от распада мюонов детектором 5 в течение разрешающего времени антисовпадений ( $\gamma 5$ ), равного 2,2 мкс.

Данные, полученные в результате анализа, приведены в табл. 3. Для скорости  $\lambda_d$  указано верхнее граничное значение с уровнем достоверности 90%.

Полученное значение  $\lambda_p$  находится в хорошем согласии с результатами экспериментальной работы /2/ и вычислений /15/.

Найденная верхняя граница скорости перехода /2а/

$$\lambda_d < 15 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \quad /7/$$

согласуется с данными экспериментов /2,4/ и с расчетами С.С.Герштейна /6/. В то же время она существенно меньше значения /16/, которое вычислено в тех же приближениях, но с уточненными потенциалами. Однако такому рассогласованию не следует придавать решающего значения, поскольку одного лишь уточнения потенциалов в данном случае, по-видимому, недостаточно: одновременно необходимо более аккуратно учесть взаимодействие спинов и ядер, т.к. величина сверхтонкого расщепления в  $d_{\mu}$ -атомах /  $\Delta E_{hfs} = 0,049 \text{ эВ}$  сравнима с энергией их теплового движения.  $\epsilon \sim 0,04 \text{ эВ}$ .

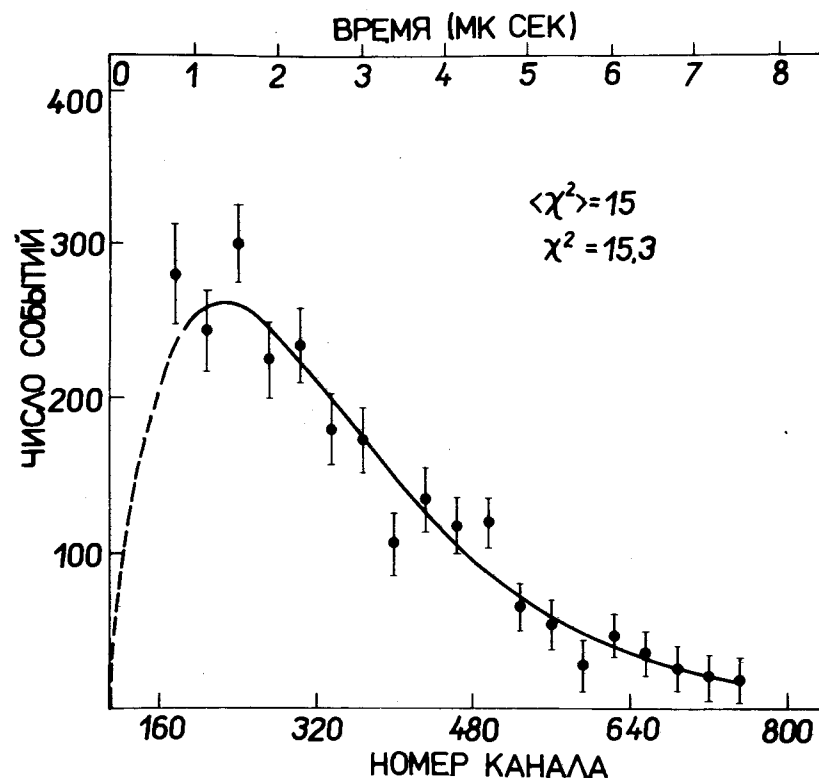


Рис. 7. Временное распределение  $\gamma$ -квантов от реакции синтеза в мезомолекуле  $pd_{\mu}$  /нормированный фон вычтен/. По оси ординат - число событий на интервал 0,378 мкс. Сплошная линия - расчетная кривая.

Из полученной нами оценки /7/ следует, что при небольших концентрациях дейтерия /порядка нескольких процентов/ в смесях  $H_2 + D_2$  характер заселенности спиновых состояний  $d_{\mu}$ -атомов в момент ядерного захвата мюона дейтроном близок к статистическому. Это заключение расходится с выводами авторов работы /5/, причем расхождение сохраняет силу независимо от характера предположения о роли процесса /26/ в переходах  $d_{\mu}(3/2) \rightarrow d_{\mu}(1/2)$ . Действительно, если не прене-

Таблица 3

Эксперимент		Теория	
Величина в ед. $10^6 \text{ с}^{-1}$	Колумбийский ун-т жидкий $\text{H}_2$	Настоящая работа, газооб. $\text{H}_2$ (42 ат)	С.С.Герштейн /6/ S.Gal- lone /15/ А.В.Матвеев, Л.И.Пономарев /16/
$\lambda_p$	$0,305 \pm 0,010$	$0,287 \pm 0,022$	$0,263^{x/}$
$\lambda_d(3/2 \rightarrow 1/2)$		< 15	7,0 47,0

$x/$  Это значение соответствует величине  $\lambda_1$ .

брегать вкладом этого процесса, то наш результат можно представить в виде:

$$\lambda_d + \frac{1-C_D}{C_D} \lambda_p < 15 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \quad /8/$$

и для  $\lambda_p$  - скорости процесса /26/ - следует:

$$\lambda_p < 1,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \quad /9/$$

Тогда из оценок /8/ и /9/ для условий эксперимента  $C'_D = 5\%$ ,  $\phi' = 9,7 \cdot 10^{-3}$  / вытекает ограничение:

$$\lambda(3/2 \rightarrow 1/2) = \phi' C'_D \lambda_d + \phi' (1 - C'_D) \lambda_p < 0,2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1},$$

что резко отличается от оценки  $\lambda(3/2 \rightarrow 1/2) > 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

#### Литература

1. P.Pascual, R.Tarrach and F.Vidal. *Nuovo Cim.*, 11A, 241 /1972/. E.Truhlik. *Nucl.Phys.*, 45, 303 /1972/.
2. E.J.Bleser, E.W.Anderson, L.M.Lederman, S.L.Meyer, J.L.Rosen, J.E.Rothberg and I.-T.Wang. *Phys.Rev.*, 132, 2679 /1963/.

3. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин, А.И.Руденко, В.М.Суворов, В.В.Фильченков, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский, Б.А.Хоменко. Препринт ОИЯИ, PI-9256, Дубна, 1975; *ЖЭТФ*, 70, 1167 /1976/.
4. I.-T.Wang, E.W.Anderson, E.J.Bleser, L.M.Lederman, S.L.Meyer, J.L.Rosen, J.E.Rothberg. *Phys.Rev.*, 139, 1528 /1965/.
5. A.Bertin, A.Vitale, A.Placci, E.Zavattini. *Phys.Rev.*, 8D, 11, 3774 /1973/; *Phys.Rev.Lett.*, 25, 475 /1970/.
6. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. *УФН*, 71, 581 /1960/. С.С.Герштейн. *ЖЭТФ*, 40, 698 /1961/.
7. M.Schiff. *Nuovo Cim.*, 22, 66 /1961/.
8. J.H.Doede. *Phys.Rev.*, 132, 1782 /1963/.
9. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, К.О.Оганесян, М.Н.Омельяненко, С.Ю.Пороховой, А.А.Родина, В.Е.Теплов, В.В.Фильченков. *ПТЭ*, 2, 226 /1972/.
10. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, К.О.Оганесян, М.Н.Омельяненко, С.Ю.Пороховой, В.В.Фильченков. Сообщение ОИЯИ, 13-7246, Дубна, 1973.
11. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, К.О.Оганесян, М.Н.Омельяненко, С.Ю.Пороховой, В.В.Фильченков. *ПТЭ*, 4, 86 /1971/.
12. V.S.Butsev, D.Chultem, V.Cojocaru, W.D.Fromm, Dz.Ganzorig, T.Krogulski, H.-G.Ortlepp, S.M.Polikanov, B.M.Sabirov, U.Schmidt. *JINR Preprint*, E1-9580, Dubna, 1976.
13. М.Я.Балац, А.Н.Кондратьев, Л.Г.Ландсберг, П.И.Лебедев, Б.В.Обухов, Б.М.Понтекорво. *ЖЭТФ*, 39, 1168 /1960/.
14. В.М.Быстрицкий, Л.С.Вертоградов, В.В.Фильченков. Сообщение ОИЯИ, 1-7527, Дубна, 1973.
15. S.Gallone, G.M.Prosperi and A.Scotti. *Nuovo Cim.*, 6, 168 /1957/.
16. А.В.Матвеев, Л.И.Пономарев. *ЖЭТФ*, 59, 1593 /1970/.

Рукопись поступила в издательский отдел 22 апреля 1976 года.