

- 3) Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland
- 4) Technische Universität München, Garching, Germany
- 5) University of California, Berkeley, and LBL, Berkeley, USA
- 6) Russian National Center I.V.Kurchatov Institute, Moscow, Russia
- 7) University of Victoria, Victoria, Canada

Список литературы

- [1] μ - ^3He – *collaboration*. // Few-Body Systems Suppl., 1995. V.8, P.248–253 (Доклад на Конференции по малонуклонным системам, Пенискола, Испания, 1995).
- [2] μ - ^3He – *collaboration*. "Measurement of the Breakup Channels in Nuclear Muon Capture by ^3He and ^4He ", to be published in Proc. Symp. "Muon Catalyzed Fusion–95", Dubna, 1995.
- [3] μ - ^3He – *collaboration*. "Measurement of the Heavy Neutrino Admixture Upper Limit from Capture by ^3He ", to be published in Proc. Symp. "Muon Catalyzed Fusion–95", Dubna, 1995.

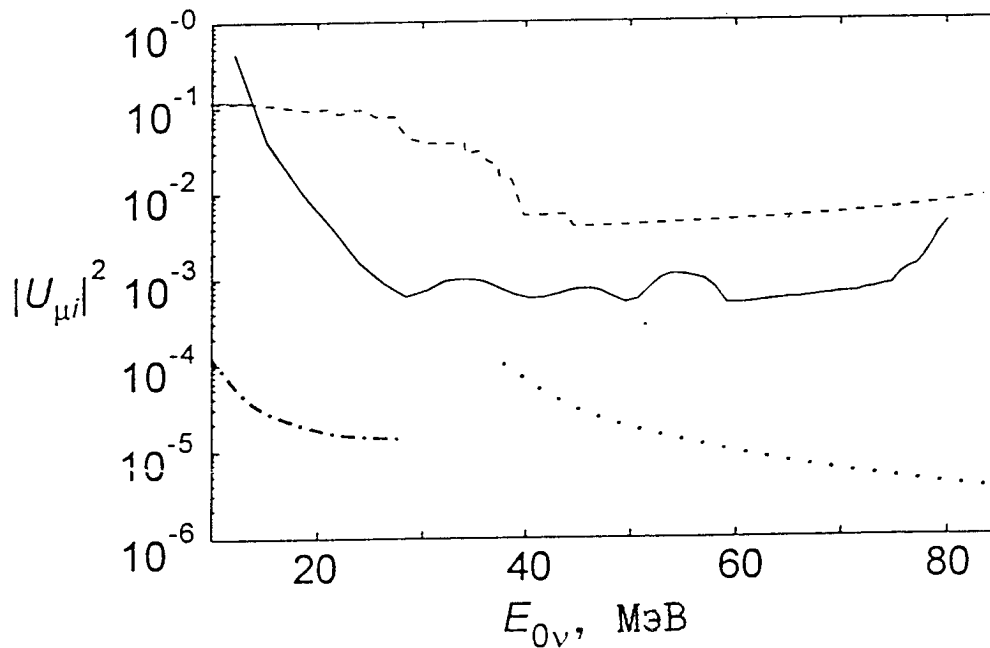


Рис.6. Вероятность примеси тяжелого нейтрино в зависимости от его массы. Сплошная линия – результат данной работы, пунктирная линия – результат эксперимента группы Дойтча в PSI (1991), штрих-пунктирная – данные экспериментов групп Абеля (1981) и Даума (1987), точечная – данные группы Ямазаки (1984).

В заключение можно отметить следующее.

Разработанный в ПИЯФ новый экспериментальный метод в комбинации с уникальным по интенсивности пучком мюонов Швейцарской мезонной фабрики позволили выполнить исследования μ -захвата в ${}^3\text{He}$ на качественно новом уровне, доведя точность в измерении скорости μ -захвата до 0.3%, что превышает на порядок точность выполненных ранее экспериментов. В результате, удалось надежно определить величину индуцированного псевдоскалярного формфактора в этом процессе. Полученный результат уже стимулировал развитие микроскопической теории μ -захвата, включающей существенным образом мезонные токи в ядре ${}^3\text{He}$.

μ - ${}^3\text{He}$ – collaboration:

Д.В.Балин, В.Н.Батулин, А.А.Воробьев, Н.И.Воропаев, Ю.С.Григорьев, Е.М.Маев, Г.Е.Петров, Г.Г.Семенчук, Ю.В.Смиренин, J.Deutsch¹⁾, J.Govaerts¹⁾, R.Prieels¹⁾, P.Ackerbauer²⁾, W.H.Breunlich²⁾, P.Kammel²⁾, B.Lauss²⁾, J.Marton²⁾, W.Prymas²⁾, J.Egger³⁾, C.Petitjean³⁾, Th.Petitjean³⁾, B.vandenBrandt³⁾, H.Daniel⁴⁾, F.J.Hartmann⁴⁾, M.Muhlbauer⁴⁾, W.Schott⁴⁾, T.vonEgidy⁴⁾, P.Wojciechowski⁴⁾, T.Case⁵⁾, K.V.Crowe⁵⁾, V.E.Markushin⁶⁾, G.A.Beer⁷⁾

1) Universite Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgium

2) Austrian Academy of Sciences, Vienna, Austria

бы обойтись без привлечения β -распада ${}^3\text{H}$, если была бы измерена асимметрия A_ν в μ -захвате поляризованными ядрами ${}^3\text{He}$. Такой эксперимент осуществляется в настоящее время в Канаде на ускорителе ТРИУМФ, однако необходимая точность (5%) пока еще не достигнута. На рис.5 приведена также зависимость между F_P и F_A , следующая из гипотезы частичного сохранения аксиального тока (PCAC):

$$F_P(q^2) = \frac{2m_\mu M_3}{m_\pi^2 - q^2} \times F_A(q^2). \quad (4)$$

Видно, что центральные значения F_A и F_P , полученные из нашего анализа, находятся в удивительно хорошем согласии с соотношением PCAC, имея в виду приближенный характер этого соотношения.

Хорошо известно, что формфактор индуцированного псевдоскалярного взаимодействия связан с захватом мюона виртуальным пионом в ядре. Поэтому μ -захват является чувствительным детектором пионных степеней свободы в ядрах и их модификаций ядерным веществом. Именно поэтому важно сравнить экспериментальные данные о ядерном μ -захвате с микроскопической теорией ядра. Как мы уже отмечали, μ -захват в ${}^3\text{He}$ особенно удобен для такого сравнения, поскольку микроскопическая теория ядер с $A = 3$ является наиболее развитой в настоящее время. Работа в этом направлении ведется, и первые результаты были недавно опубликованы Конглетоном. Во-первых, было отмечено, что расчет в импульсном приближении дает $\lambda_c = 1304 \text{ с}^{-1}$, что резко отличается от экспериментального значения. Это означает, что в расчете должны быть корректно учтены мезонные токи. Как показано в последней работе Конглетона и Трулика (1995), учет мезонных токов действительно приводит к хорошему согласию с нашим экспериментом. Результат этого расчета дает $\lambda_c = (1502 \pm 32) \text{ с}^{-1}$.

Определенный интерес представляют и другие результаты, полученные в данном эксперименте. В частности, поскольку камера регистрировала также протоны и дейтроны из реакций развала (3), то можно было определить суммарную вероятность этих каналов [2]:

$$\lambda_{c(breakup)} = (720 \pm 70) \text{ с}^{-1},$$

а вместе с тем и полную скорость μ -захвата в ${}^3\text{He}$:

$$\lambda_{c(tot)} = (2216 \pm 70) \text{ с}^{-1}.$$

Кроме того, при наполнении камеры ${}^4\text{He}$ была измерена скорость реакции μ -захвата в ${}^4\text{He}$ с развалом ядра [2]:

$$\lambda_{c(breakup)}{}^4\text{He} = (415 \pm 40) \text{ с}^{-1},$$

Наконец, из анализа амплитудного спектра (рис.2) можно было оценить верхний предел вероятности реакции μ -захвата с испусканием гипотетического "тяжелого" нейтрино с массой в диапазоне $m_\nu = (25 \div 75) \text{ МэВ}$ [3]



Такая реакция привела бы к появлению пика ${}^3\text{H}$ с энергией меньше 1.9 МэВ. На рис.6 приведены результаты такой оценки.

на ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. Следуя недавней работе Конглетона и Фиринга (1993), имеем:

$$F_V(-0.954m_\mu^2) = 0.834 \pm 0.011 \text{ (векторный формфактор),}$$

$$F_M(-0.954m_\mu^2) = 13.969 \pm 0.052 \text{ (магнитный формфактор).}$$

Используя эти данные в качестве исходных, мы из нашего результата измерения λ_c получаем корреляцию между возможными значениями аксиального формфактора F_A и псевдоскалярного формфактора F_P , как это показано на рис.5. Заметим, что указанная ширина

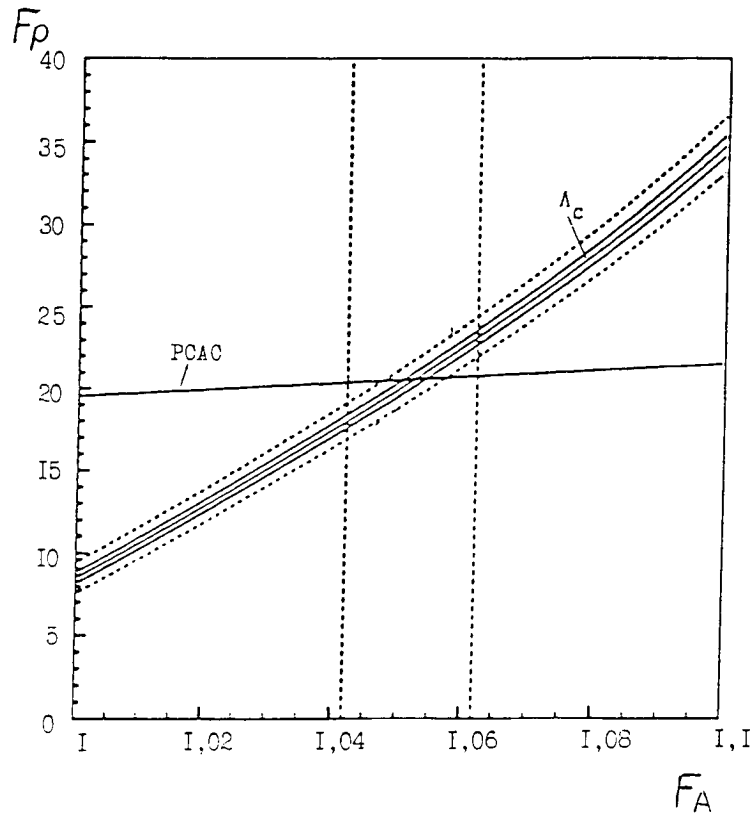


Рис.5. Ограничения на возможные значения аксиального F_A и псевдоскалярного F_P формфакторов. Сплошными кривыми обозначен коридор, следующий из нашего измерения λ_c с учетом лишь ошибки в λ_c ($\pm 1\sigma$). Пунктирными линиями показано, на сколько коридор расширяется, если добавить ошибки в F_V и F_M . Вертикальные пунктирные линии – коридор значений формфактора F_A ($\pm 1\sigma$), экстраполированного из данных по β -распаду ${}^3\text{H}$. Горизонтальная линия – соотношение PCAC.

разрешенной области определяется теперь, главным образом, погрешностью в F_V , а не погрешностью в λ_c .

Можно сделать следующий шаг, используя значение $F_A(-0.954m_\mu^2) = 1.052 \pm 0.011$, экстраполированное из $F_A(0) = 1.212 \pm 0.004$, найденного из исследования β -распада ${}^3\text{H}$ (вертикальные линии на рис.5, Конглетон и Фиринг, 1993). Это позволяет определить

$$F_P = 21 \pm 3.$$

Недостатком этого метода является необходимость привлечения некоторых модельных представлений, основанных на импульсном приближении, при экстраполяции F_A от $q^2 = 0$ до $q^2 = -0.954m_\mu^2$, что приводит к увеличению ошибки в $F_A(q^2)$. В принципе, можно было

При этом возможное влияние $s \rightarrow t$ перехода на наблюдаемую скорость μ -захвата оказывается на уровне $< 0.17\%$.

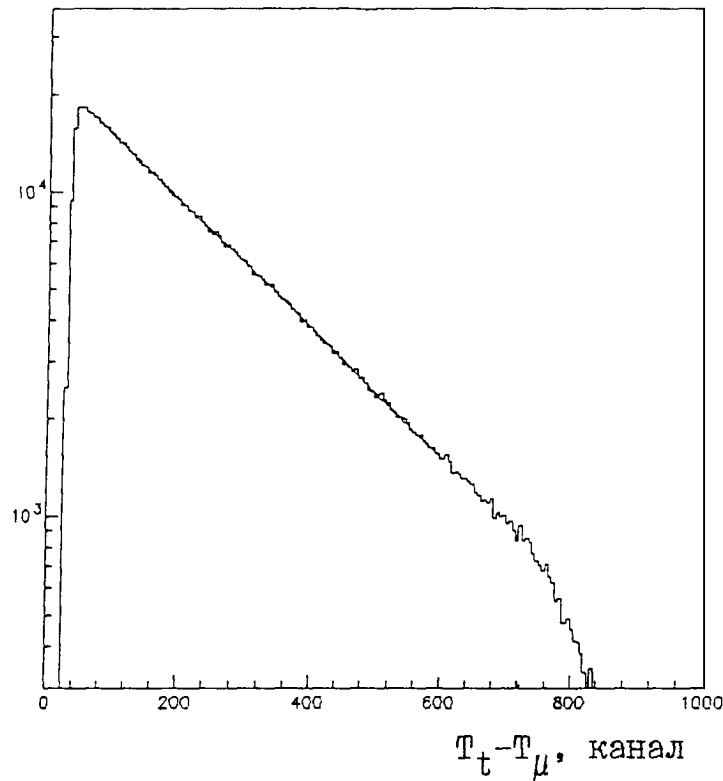


Рис.4. Временное распределение ${}^3\text{H}$ -сигналов (1 канал = 10нс). Провал в распределении при $T < 200$ нс вызван наложением ${}^3\text{H}$ - и μ -сигналов.

Еще одна неопределенность могла бы возникнуть в том случае, если бы время жизни метастабильного $2S$ состояния в $\mu^3\text{He}$ -атоме оказалось большим и сравнимым с временем наблюдения. В соответствии с современными представлениями, однако, время жизни $2S$ состояния в условиях нашего эксперимента должно быть достаточно малым и не должно влиять на измеряемую скорость μ -захвата. Но и в этом случае мы имеем возможность контролировать этот эффект с помощью наших экспериментальных данных. Это достигается сравнением площади, экстраполированной экспоненциально к $T_t - T_\mu = 0$ (число не вошедших во временное распределение событий, рис.4), с числом ${}^3\text{H}$ -сигналов, наложившихся на μ -сигналы. Эти величины оказались равными, и отсюда было получено ограничение:

$$\tau_{2S} \leq 50 \text{ нс.}$$

Столь кратковременное нахождение мюона в $2S$ состоянии может занизить результат нашего измерения скорости μ -захвата лишь на $\leq 0.15\%$.

Полученный результат можно обсудить в рамках "модели элементарной частицы". В этой модели слабый ток в переходе ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H}$ параметризуется четырьмя формфакторами $F_{V,M,A,P}$, определяемыми при значении переданного четырех-импульса $q^2 = -0.954m_\mu^2$. Два из этих параметров, F_V и F_M , могут быть найдены с помощью гипотезы сохранения изотриплетного векторного тока (CVC) и по результатам упругого рассеяния электронов

тывающая временной интервал измерения (6 мкс). Другие поправки учитывали небольшие возможные потери ${}^3\text{H}$ -событий. Суммарная величина этих поправок составила 0.73%. В результате было получено:

$$\lambda_c = (1496 \pm 3(\text{стат}) \pm 3(\text{сист})) \text{ с}^{-1}.$$

Приведенная систематическая ошибка определяется точностью оценки поправки к числу тритонов (0.73 ± 0.2)% и ошибкой в линейной экстраполяции фона от реакций развала (3) под пик тритона (± 0.2 %).

Найденное значение λ_c соответствует статистической заселенности синглетного и триплетного состояний в $\mu{}^3\text{He}$ -атомах.

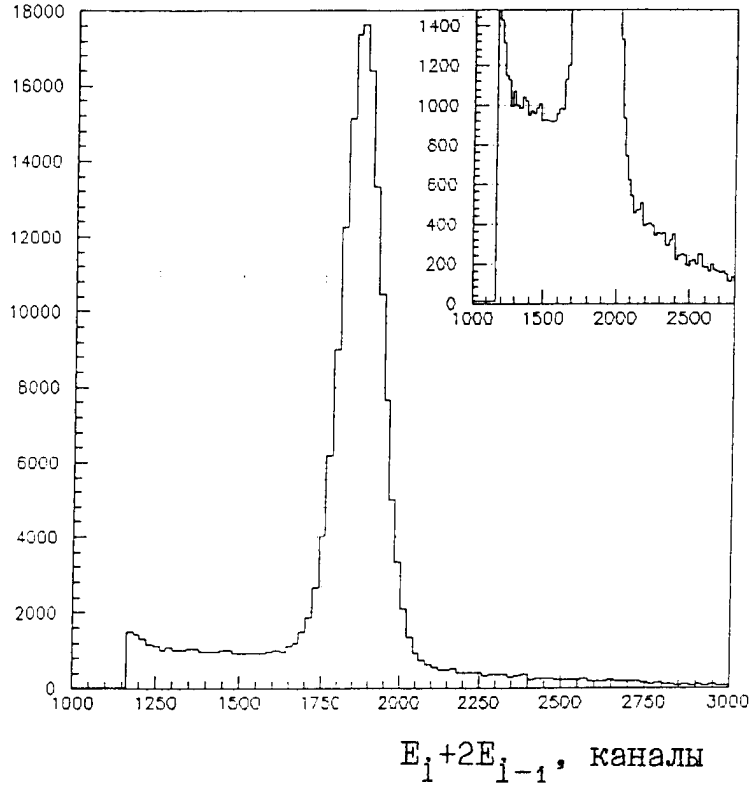


Рис.3. Спектр первых по времени появления в ИК сигналов как функция суммы амплитуд сигналов на V_i и V_{i-1} (1 канал = 1.6 кэВ). Пик соответствует ${}^3\text{H}$ -сигналам, наложившимся по времени на μ -сигналы.

Принято считать, что вероятность $s \rightarrow t$ перехода мала, так что за время наблюдения (6 мкс) относительная заселенность состояний не меняется. К счастью, мы можем контролировать этот процесс, используя наши экспериментальные данные по наклону экспоненциального временного распределения ${}^3\text{H}$ -событий (рис.4). Измеренная постоянная распада оказалась с высокой точностью равной сумме $\lambda_0 + \lambda_{c(tot)}$, где λ_0 – постоянная распада свободного мюона, $\lambda_{c(tot)}$ – суммарная скорость μ -захвата по каналам (1), (2) и (3). В результате можно было дать ограничение на вероятность $s \rightarrow t$ перехода:

$$\lambda_{st} < 0.01 \text{ мкс}^{-1}.$$

Стратегия измерений состояла в отборе "чистых" остановок мюонов в зоне анодов V_i , надежно отделенных от поверхности катода и сетки. Эта процедура должна гарантировать 100% эффективность регистрации тритонов без поправок на эффект стенок. В этих условиях измеренное отношение N_t/N_μ должно непосредственно определять абсолютную скорость μ -захвата по каналу (2). За 4 недели измерений было набрано 374'028'500 остановок мюонов, не сопровождающихся последующим μ -захватом и отвечающих отмеченным выше требованиям. За это же время было зарегистрировано 1'141'263 мюонных остановок с последующим сигналом от тритонов из реакции (2) с энергией 1.9 МэВ. Большая часть ^3H -сигналов (78.3%) оказалась разделенной во времени от μ -сигналов с полным энерговыделением в зоне одного из анодов V_i . Амплитудный спектр таких сигналов приведен на рис.2. Энергетическое разрешение составляло 30 кэВ (σ). Фон (3.7%) мог быть легко

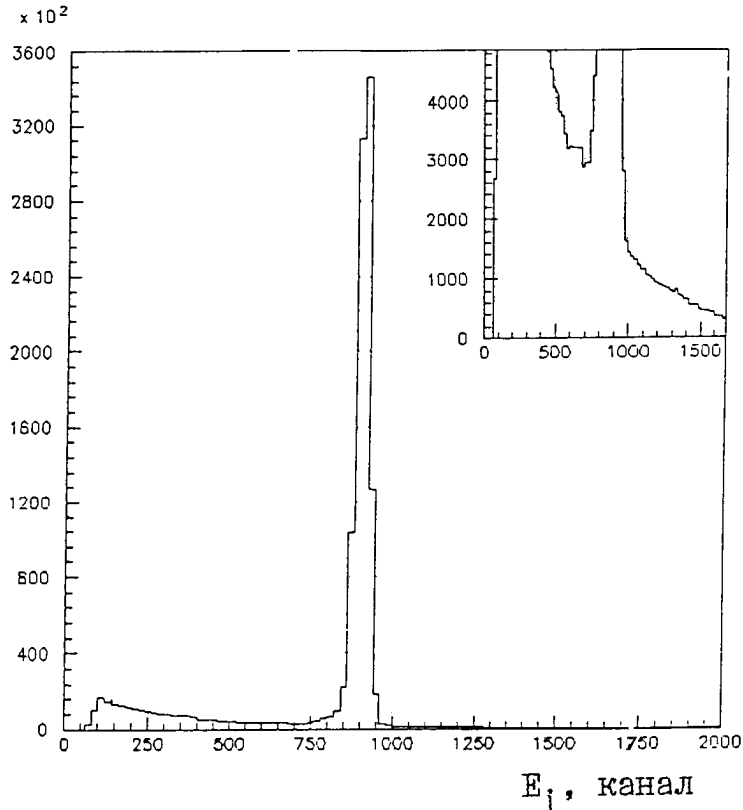


Рис.2. Амплитудный спектр ^3H -сигналов, разделенных по времени от μ -сигналов (1 канал = 1.6 кэВ).

вычтен, при этом в общую ошибку измерений вносилась неопределенность на уровне всего лишь 0.08%. Часть ^3H -сигналов (7%) была также разделена во времени от μ -сигналов, но при этом полная энергия тритонов оказалась поделенной между соседними анодами. В таких случаях энергия тритона находилась суммированием ^3H -сигналов с этих анодов. Особых проблем в анализе это не вызывало. Некоторые ^3H -сигналы (14.7%) оказались наложенными во времени на μ -сигналы. Результатом явилось появление ($^3\text{H} + \mu$)-сигналов с суммарной амплитудой. Такие события хорошо выделялись в качестве пика в распределении, где по оси абсцисс откладывалась сумма $E_i + 2E_{i-1}$ (рис.3).

Основной поправкой (6.45%) к измеренному числу N_t была тривиальная поправка, учи-

онного захвата $\lambda_c = (1410 \pm 140) \text{ с}^{-1}$. Следующий результат, опубликованный Клайем и др. в 1965 г., был получен в эксперименте с остановкой мюонов внутри газового сцинтилляционного счетчика, наполненного смесью $^3\text{He}/\text{Xe}$. Они получили $\lambda_c = (1465 \pm 67) \text{ с}^{-1}$. Подобная же техника использовалась и в эксперименте Ауэрбаха и др. (Беркли, 1965, газ, сцинтилляционный счетчик, чистый ^3He). Их результат: $\lambda_c = (1505 \pm 46) \text{ с}^{-1}$.

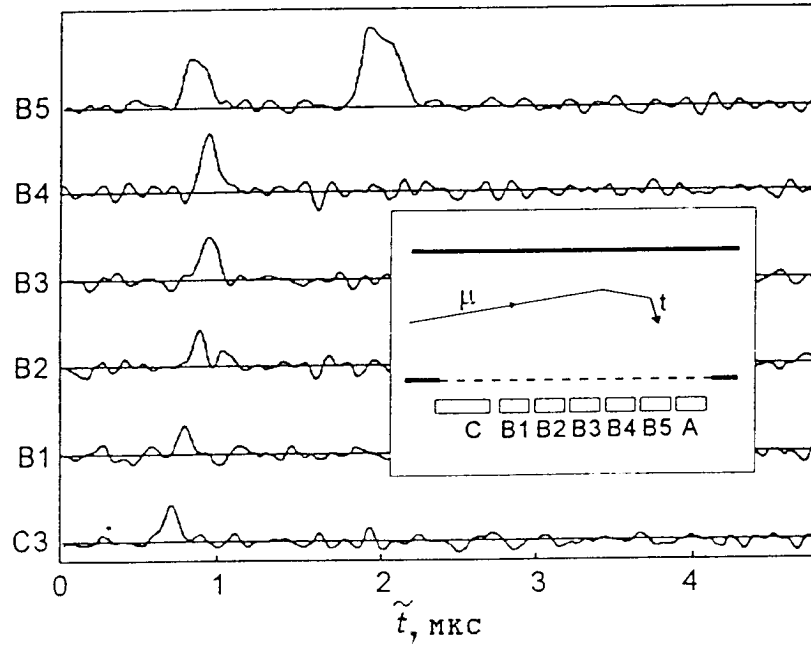
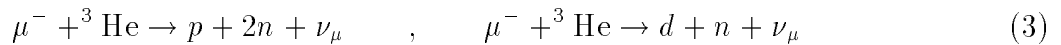


Рис.1. Событие μ -захвата в ^3He , зарегистрированное в ионизационной камере с помощью FADC. Показана последовательность мюонных сигналов на анодах С, $B_1 \div B_5$, а также ^3H -сигнал на аноде B_5 . В рамке внутри рисунка – схема ионизационной камеры.

В 1993 году группой ПИЯФ совместно с физиками из Швейцарии, Германии, Австрии, Бельгии, США был выполнен новый эксперимент по определению скорости μ -захвата в ^3He [1]. Эксперимент проводился на мюонном канале Швейцарской мезонной фабрики PSI. В измерениях был использован экспериментальный метод, разработанный в Гатчине. Мюоны останавливались в ионизационной камере с сеткой, ИК, наполненной изотопически сверхчистым ^3He при давлении 120 атм. (рис.1). Чувствительный объем ИК составлял 15 см^3 : 1.5 см – вертикальный дрейфовый промежуток (от катода до сетки) и 10 см^2 – площадь анодов $B_1 \div B_5$. Аноды С определяли направление входящего мюона, аноды А составляли кольцо антисовпадений. Камера работала при потенциалах – 40 кВ на катоде и – 5кВ на сетке. Потенциал анодной плоскости был равен нулю. ИК позволяла регистрировать как остановившиеся мюоны, так и заряженные продукты μ -захвата, т.е. тритоны из реакции (2), а также протоны и дейтроны из реакции развала:



Каждый анод имел отдельный канал считывания, где сигналы кодировались быстрыми 8-битными FADC за 10 мкс. Измерялись амплитуда E , момент появления T и длительность каждого сигнала.

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЯДЕРНОГО МЮОННОГО ЗАХВАТА В ${}^3\text{He}$

А.А.Воробьев, Н.И.Воропаев, Е.М.Маев, Г.Г.Семенчук

Явление ядерного μ -захвата было открыто более 40 лет назад, однако до сих пор отсутствуют достаточно точные экспериментальные данные, способные проверить правильность нашего понимания этого процесса. Требования к точности измерений весьма высоки. В частности, скорость μ -захвата в водороде в реакции



должна быть измерена с точностью не хуже 1%. Это требует проведения абсолютной калибровки нейтронного детектора на уровне лучше 1%, либо измерения времени жизни μ^- -мезона (по $\mu - e$ -распаду) с точностью не хуже 10^{-5} . Пока что экспериментаторам не удалось достичь такой точности измерений. Более того, интерпретация данных по скорости μ -захвата на водороде затруднена существующими неопределенностями данных о мезомолекулярных процессах в водороде (скорости образования $pp\mu$ -молекул и, особенно, скорости перехода орто- $pp\mu$ -молекулы в пара- $pp\mu$ -молекулу), поскольку скорость μ -захвата существенно зависит от того, находится ли мюон в μp -атоме, в орто-молекуле или в пара-молекуле. С другой стороны исследование μ -захвата ядрами со средним атомным весом страдает от ненадежности теоретической интерпретации, связанной с необходимостью привлечения ядерных моделей.

В ряду этих реакций μ -захват в ${}^3\text{He}$ представляет уникальную возможность существенно продвинуться как в плане повышения точности измерений, так и в плане теоретической интерпретации полученных результатов. Речь идет о канале реакции μ -захвата с образованием ${}^3\text{H}$:



В данном случае начальное состояние $\mu^3\text{He}$ системы хорошо определено – это статистически заселенные синглетное и триплетное состояния $\mu^3\text{He}$ -атома. Более того, скорости μ -захвата в этих состояниях не сильно отличаются друг от друга, что еще более повышает надежность измерения. С точки зрения интерпретации данных важно, что ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ являются членами изотопического дублета, поэтому реакция μ -захвата (2) особенно удобна для применения при ее описании так называемой ”модели элементарной частицы”, развитой еще в 1965 году Кимом и Примаковым. В этом подходе данные по μ -захвату анализируются совместно с данными по β -распаду ${}^3\text{H}$ и рассеянию электронов на ядре ${}^3\text{He}$, что позволяет однозначно восстановить формфактор псевдоскалярного взаимодействия мюона с ядром. Наконец, важно, что система $A = 3$ наиболее детально исследована теоретически. Волновая функция системы достаточно хорошо определена. Это открывает возможность для ”микроскопического описания” реакции μ -захвата и, в частности, для выявления роли ”мезонных токов” в ядре.

До нашего эксперимента абсолютная скорость реакции (2) была измерена только в трех опытах, сделанных более 30 лет назад. Впервые μ -захват в ${}^3\text{He}$ наблюдался в 1963 году группой Б.Понтекорво в Дубне в эксперименте с использованием диффузионной камеры, наполненной ${}^3\text{He}$. Они идентифицировали около 200 событий и определили скорость мю-