

На правах рукописи

СЕМЕНЧУК
Геннадий Георгиевич

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОЦЕССА МЮОННОГО КАТАЛИЗА
dd-СИНТЕЗА В ГАЗАХ D_2 , $H_2 + D_2$ и HD**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», г. Гатчина.

Официальные оппоненты: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор
Пономарев Леонид Иванович,
ВНИИ неорганических материалов
им. А. А. Бочвара, г. Москва,
главный научный сотрудник,

доктор технических наук
Юхимчук Аркадий Аркадьевич,
ВНИИ экспериментальной физики,
г. Саров, зам. начальника отделения,
старший научный сотрудник,

доктор физико-математических наук
Мележик Владимир Степанович,
Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна,
ведущий научный сотрудник,
старший научный сотрудник.

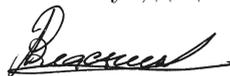
Ведущая организация: ГНЦ РФ – Институт теоретической и экспериментальной физики
им. А. И. Алиханова, г. Москва.

Защита состоится «_____» _____ 2016 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д 212.232.16 на базе
Санкт-Петербургского государственного университета по адресу:
Санкт-Петербург, В. О., Средний пр., д. 41/43, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке
им. М. Горького Санкт-Петербургского государственного университета
и на сайте <http://spbu.ru/science/disser/>

Автореферат разослан «_____» _____ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук, доцент



А. К. Власников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ. В настоящей диссертации представлены результаты выполнения в ФГБУ «ПИАФ» НИЦ «Курчатовский институт» (далее ПИАФ) программы прецизионных измерений параметров мюонного катализа ядерного dd -синтеза в газах D_2 , $H_2 + D_2$ и HD. В рамках этой программы были измерены:

- скорости резонансного образования $dd\mu$ -молекул из двух спиновых состояний $d\mu$ -атомов ($\lambda_{dd\mu}^{3/2}$ и $\lambda_{dd\mu}^{1/2}$) в диапазоне температур 28–350 К,
- скорость переворота спина $d\mu$ -атомов ($\lambda_{3/2 \rightarrow 1/2}$),
- скорость нерезонансного образования $dd\mu$ -молекул ($\lambda_{dd\mu}^{nr}$),
- отношение выходов зарядово-симметричных каналов dd -синтеза в зависимости от температуры $R(T) = Y(^3He + n)/Y(^3H + p)$,
- коэффициент прилипания мюонов к ядрам $^3He - \omega_{dd}$.

Целью исследования было получение достоверных данных об основных характеристиках мюонного катализа (МК) dd -синтеза и их связи с другими физическими процессами, сопровождающими это явление. Для проведения указанных измерений был разработан новый метод исследования. Метод основан на использовании ионизационной камеры высокого давления в качестве активной мишени для остановки мюонов и одновременно в качестве детектора заряженных продуктов dd - и dt -синтеза, катализированного этими мюонами. Разработанная в ПИАФ методика является уникальной и не имеет аналогов в мире.

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ. Диссертация посвящена детальному исследованию резонансного механизма образования $dd\mu$ - и $dt\mu$ -молекул, который осуществляется благодаря наличию у них слабосвязанных уровней с энергией $\varepsilon_{11} = -1,96$ эВ и $-0,63$ эВ соответственно. Следствием существования этих уровней является высокая скорость образования указанных молекул, которая у $dt\mu$ -молекул, например, в ~ 400 раз выше скорости распада мюона, а малая величина коэффициента прилипания мюонов $\omega_{dt} \sim 0,6$ % делает обоснованными теоретические оценки возможного применения мюонного катализа для производства ядерного топлива и создания интенсивных источников нейтронов [1, 2].

Многочисленные процессы, из которых складывается явление МК (образование и термализация мюонных атомов, реакции перехвата мюонов и переворота спина мезоатомов, образование мюонных молекул и последующий ядерный синтез в них), требуют детальных расчетов, результаты которых должны быть подтверждены надежными экспериментальными данными. В связи с этим описание кинетики $dt\mu$ -катализа в двойных D/T или тройных H/D/T смесях существенно осложнено наличием процессов, не имеющих пока надежного экспериментального

подтверждения. Сюда можно отнести процесс dt -перезарядки в основном и возбужденных состояниях $d\mu$ -атомов, зависимость скорости катализа от сечений тройных столкновений в среде, сложность определения скорости переворота спина $t\mu$ -атомов. В противоположность этому $dd\mu$ -катализ позволяет полное теоретическое описание. Связано это с тем, что в последние десятилетия произошел существенный прогресс в расчетах всех составляющих его процессов, что делает возможным их проведение без использования каких-либо подгоночных параметров, т. е. *ab initio*. Поэтому сравнение экспериментальных данных по $dd\mu$ -катализу с теоретическими расчетами крайне важно для понимания всего явления МК.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ состояла в комплексном исследовании основных характеристик процесса МК в различных газах – D_2 , $H_2 + D_2$ и HD. Для достижения поставленной цели в Отделении физики высоких энергий (ОФВЭ) ПИЯФ была реализована следующая программа.

1. Разработан новый метод исследования явления мюонного катализа, использующий времяпроекционную ионизационную камеру (ИК) высокого давления ($P \sim 100$ атм) в качестве активной мишени и одновременно в качестве детектора заряженных продуктов ядерного синтеза. Новый метод обладает 4π -геометрией и 100 %-ной эффективностью регистрации продуктов синтеза.

2. Проведена серия экспериментов в области температур 28–350 К по прецизионному измерению скорости образования $dd\mu$ -молекул и определению энергии слабосвязанного уровня ε_{11} .

3. Измерено отношение выходов двух каналов dd -синтеза в процессе мюонного катализа на молекулах D_2 и HD.

4. Измерена скорость переворота спина $d\mu$ -атомов.

5. Измерено значение коэффициента прилипания мюонов ω_{dd} в процессе $dd\mu$ -катализа.

6. Исследованы основные характеристики процесса нерезонансного образования $dd\mu$ -молекул на молекулах HD.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА работы представлена следующими результатами.

1. Впервые измерено с высокой точностью абсолютное значение скорости образования $dd\mu$ -молекул в газе D_2 при температуре $T = 300$ К: $\lambda_{dd\mu-D_2} = (2,76 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, подтверждающее резонансный механизм их образования.

2. Впервые измерена скорость образования $dd\mu$ -молекул в HD-смеси при температуре $T = 300$ К: $\lambda_{dd\mu-HD} = (0,3 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, указывающая на нерезонансный характер процесса для молекул HD.

3. Проведены прецизионные измерения температурной зависимости скорости образования $dd\mu$ -молекул в диапазоне $28 < T < 350$ К, позволившие извлечь значение энергии слабосвязанного уровня

$\varepsilon_{11} = -1,9651 \pm 0,0007$ эВ в $dd\mu$ -молекуле и подтвердить правильность теоретических расчетов всех процессов, составляющих $dd\mu$ -катализ.

4. Впервые измерено отношение выходов двух каналов dd -синтеза $R = Y(^3\text{He} + n)/Y(^3\text{H} + p) = 1,39 \pm 0,04$, указывающее на нарушение изотопической симметрии.

5. Впервые продемонстрировано изменение величины R при изменении температуры от $R \sim 1,4$ при $T = 300$ К до $R \sim 1,0$ при $T < 70$ К, т. е. при переходе от преобладающего резонансного механизма к нерезонансному.

6. Повышена в 5 раз точность измерения коэффициента прилипания мюонов ω_{dd} при работе на пучке Швейцарской мезонной фабрики.

7. Впервые измерены основные характеристики нерезонансного механизма образования $dd\mu$ -молекул на молекулах HD: скорость процесса, его температурная зависимость, отношение каналов dd -синтеза, скорость переворота спина.

8. Обнаружен эпитегрмальный механизм образования $dd\mu$ -молекул в газе HD ($\lambda_{dd\mu-HD}$), вызванный медленной термализацией «горячих» $d\mu$ -атомов в смесях, содержащих водород (эффект Рамзауэра), и наличием высоколежащих резонансов в сечении образования указанных молекул. Подобный механизм был ранее обнаружен для «горячих» $t\mu$ -атомов в тройной H/D/T смеси при образовании $dt\mu$ -молекул.

9. Измерена скорость переворота спина $d\mu$ -атомов и впервые определена скорость обратного распада молекулярных комплексов.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ определяется возможностью использования полученных данных для проверки теоретического описания процессов, составляющих МК, а также для оценки возможности практического использования этого физического явления.

Измерены основные параметры $dd\mu$ -катализа – скорость образования $dd\mu$ -молекул и коэффициент прилипания мюонов к ядрам ^3He . Достигнутая точность измерений ω_{dd} позволяет проверить расчеты начального прилипания мюонов в процессе dd -синтеза и оценить значение параметра стряхивания при движении мезоатомов в среде.

Благодаря 100 %-ной эффективности нового метода получены абсолютные значения скорости образования $dd\mu$ -молекул в диапазоне температур $28 < T < 350$ К, что позволило с высокой точностью ($\sim 10^{-4}$) определить энергию ε_{11} слабосвязанного уровня и проверить тем самым

результаты расчетов системы трех тел с кулоновским взаимодействием, какой является $dd\mu$ -молекула.

Новый метод исследования мюонного катализа на основе ионизационной камеры успешно применялся в экспериментах по изучению перехвата мюонов с дейтерия на ядра гелия, а также для изучения реакций захвата мюонов ядрами гелия и водорода [3, 4]. Накопленный опыт свидетельствует о перспективности применения новой методики в физических исследованиях.

НА ЗАЩИТУ ВНОСЯТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Новый метод исследования явления мюонного катализа (метод ионизационной камеры высокого давления), обладающий 4π -геометрией и 100 %-ной эффективностью регистрации продуктов синтеза.

2. Результаты измерения температурной зависимости скорости образования $dd\mu$ -молекул, позволившие определить энергию слабосвязанного уровня $\varepsilon_{11} = (-1,9651 \pm 0,0007)$ эВ с уникальной точностью. Совпадение полученных данных с теоретическими расчетами подтверждает обоснованность современных подходов к описанию резонансного механизма $dd\mu$ -катализа.

3. Достижение нового уровня точности ($\sim 0,5$ %) в измерении величины коэффициента прилипания мюонов ω_{dd} .

4. Результаты измерения скорости переворота спина $d\mu$ -атомов и определение вклада в эту скорость процесса обратного распада мезомолекулярных комплексов.

5. Результаты измерения отношения выходов двух каналов dd -синтеза и температурной зависимости этого отношения для молекул D_2 и HD.

6. Результаты измерения параметров нерезонансного механизма образования $dd\mu$ -молекул на молекулах HD.

7. Обнаружение эпитеpmального механизма образования $dd\mu$ -молекул в HD-смеси.

ВКЛАД СОИСКАТЕЛЯ. Автор принимал непосредственное участие в разработке новой методики, проведении экспериментов и анализе данных, являясь ответственным исполнителем темы «Мю-катализ» в ПИЯФ. Автором были сформулированы технические условия на электронику с регистрацией последовательных событий синтеза, был реализован алгоритм выделения событий с прилипанием мюонов. Автор впервые использовал 100 %-ный газ HD для анализа $dd\mu$ -катализа на ранее неизученных молекулах HD.

АПРОВАЦИЯ РАБОТЫ. Основные результаты диссертационной работы были представлены на международной конференции по проблемам малонуклонных систем (PANIC) в Гейдельберге в 1984 г.,

на сессиях ОЯФ АН СССР в 1983 и 1986 гг., на международных конференциях по мюонному катализу в Токио (МСF-86), Гатчине (МСF-87), Оксфорде (МСF'89), Вене (МСF-90), Санта-Фе (LEMS-93), Дубне (МСF-95), Асконе (ЕХАТ-98), Токио (МСF-2001), Дубне (МСF-07), а также на сессиях Ученого совета ПИЯФ.

ПУБЛИКАЦИИ. По материалам диссертации опубликовано 20 работ, из которых 10 учитываются как опубликованные в рецензируемых журналах и 2 работы зарегистрированы как изобретение.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации 205 страниц машинописного текста, включая 54 рисунка, 21 таблицу и перечень использованных литературных источников из 196 наименований.

ВО ВВЕДЕНИИ обосновывается необходимость изучения реакций мюонного катализа как для решения вопросов практического использования этого явления, так и для детального изучения многочисленных процессов атомной и ядерной физики, лежащих в его основе. Приводятся характеристики нового метода, развитого в ПИЯФ для изучения процесса мюонного катализа dd - и dt -синтеза.

В ПЕРВОЙ ГЛАВЕ рассматривается история мюонного катализа и основные физические характеристики процессов, составляющих его. Выделяются те из них, которые необходимо учитывать в кинетике катализа при анализе данных. Рассматриваются существующие экспериментальные методики и результаты исследований, выполненных перед началом работ по данной теме в ПИЯФ.

ВО ВТОРОЙ ГЛАВЕ описывается разработка нового метода исследования мюонного катализа на основе времяпроекционной ионизационной камеры высокого давления. Выбор этого метода опирался на большой опыт применения в ОФВЭ ПИЯФ ионизационных детекторов с водородным наполнением, первым из которых была камера «ИКАР», работавшая при давлении водорода 10 атм [5]. При создании камеры для исследования МК необходимо было удовлетворить нескольким взаимопротиворечивым требованиям. Прежде всего надо было увеличить давление газа, чтобы обеспечить достаточное число остановок мюонов и приемлемый выход событий dd -синтеза. Рост давления приводит к уменьшению пробегов продуктов синтеза и тем самым повышает быстродействие камеры. Однако с ростом давления уменьшается скорость дрейфа электронов ионизации и растет рекомбинация зарядов, созданных частицами. Поэтому необходимо было обеспечить достаточную напряженность поля, чтобы не потерять сигналы от исследуемых продуктов синтеза. Были проведены следующие методические исследования.

1. Измерена скорость дрейфа электронов в водороде и дейтерии при нормальной температуре в области давлений $15 \div 100$ атм.

Эти данные использовались для выделения области остановок мюонов между катодом и сеткой ИК и для анализа временных характеристик продуктов синтеза.

2. Впервые были получены данные о рекомбинации ионизационных зарядов, оставленных частицами при их торможении в дейтерии при давлении $30 \div 100$ атм (рис. 1). Для этого были проведены измерения амплитуд импульсов от α -частиц источника ^{234}U , находящегося на катоде ИК с сеткой, в зависимости от давления дейтерия и напряженности электрического поля в камере. Результаты оказались очень обнадеживающими. Обнаружилось, что при давлении 90 атм и напряженности поля 25 кВ/см степень рекомбинации заряда от α -частиц составила около 35%. Для образующихся в $dd\mu$ синтезе частиц $^3\text{He}^{++}$ с начальной энергией 0,82 МэВ рекомбинация достигала $\sim 55\%$, что обеспечивало их надежную регистрацию при пороге электроники 120 кэВ. Отметим также, что при исследовании $dt\mu$ -катализа частицы $^4\text{He}^{++}$, имеющие начальную энергию 3,53 МэВ, регистрировались в камере, работающей при давлении 160 атм, с остаточной энергией 1,2 МэВ, что соответствовало рекомбинации $\sim 66\%$.

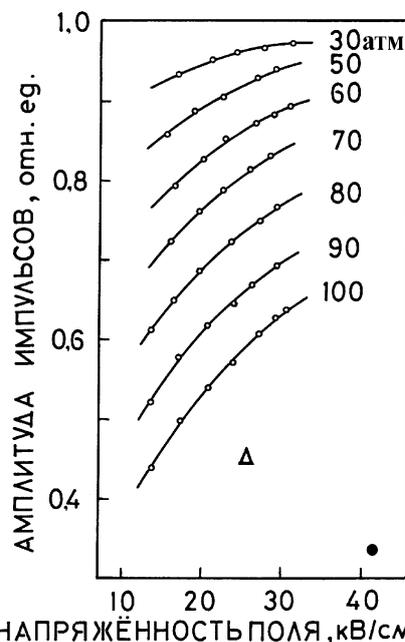


Рис. 1: Зависимость относительной амплитуды импульсов от α -частиц ^{234}U в ИК с сеткой от напряженности поля:

- — измерения с α -частицами, $E_\alpha = 4,78$ МэВ;
- △ — измерение выполнено с ядрами $^3\text{He}^{++}$ ($E = 0,82$ МэВ) в эксперименте по $dd\mu$ -катализу при давлении 91,6 атм;
- — измерение выполнено в эксперименте по $dt\mu$ -катализу. Регистрировались частицы $^4\text{He}^{++}$ ($E_\alpha = 3,53$ МэВ) при давлении 160 атм

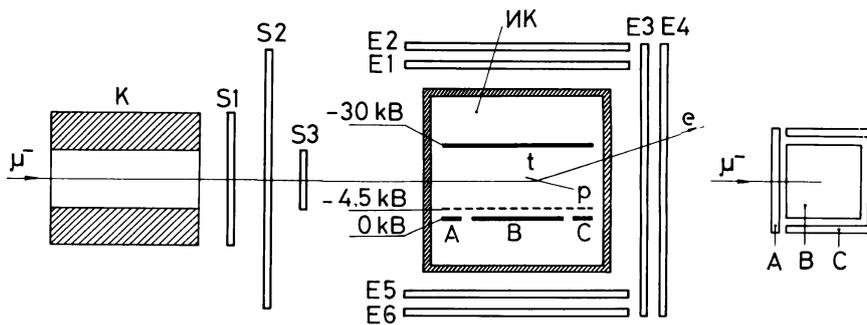


Рис. 2: Схема экспериментальной установки 1982–1984 гг. для исследования МК в дейтерии: *K* – коллиматор мюонного пучка; *S1* ÷ *S3* – сцинтилляционные счетчики для мюонов; *E1* ÷ *E6* – сцинтилляционные счетчики для электронов распада; ИК – ионизационная камера; *A*, *B* и *C* – аноды камеры. Анод *B* – $35 \times 35 \text{ мм}^2$, ширина анодов *A* и *C* – 3 мм, расстояние «катод – сетка» 10 мм, «сетка – аноды» – 1 мм

По результатам тестовых измерений была спроектирована первая времяпроекционная ионизационная камера для исследования $dd\mu$ -катализа при рабочем давлении ~ 100 атм. Корпус ИК был выполнен в виде цилиндра из нержавеющей стали диаметром 110 мм с толщиной стенок 3,5 мм, объемом около 0,7 л, на дне которого закреплялась подставка из фторопласта с блоком анодов и сеткой. Расстояние между катодом и сеткой составляло $10 \pm 0,1$ мм, между сеткой и анодами $1 \pm 0,1$ мм. Схема первой экспериментальной установки и камеры приведена на рис. 2. Отметим, что при выбранном давлении газа 91,6 атм. устойчиво поддерживалось напряжение на катоде -30 кВ и на сетке $-4,5$ кВ без микропробоев. Опыт работы с водородом при высоком давлении показал, что он очень устойчив к пробоям.

Работа с камерой показала, что, кроме известных требований по чистоте водорода от примесей с $Z > 1$ на уровне $\sim 10^{-6}$, она обладает высокой чувствительностью к присутствию электроотрицательных примесей, таких как кислород и пары воды, захватывающих электроны ионизации. Оказалось, что при выбранных значениях параметра $E/p \sim 0,25 \div 0,76$ кВ/см · атм, средняя энергия электронов ионизации как раз соответствует максимуму в сечении трехчастичного прилипания электронов к молекуле O_2 (0,1–0,3 эВ), что делает необходимым тщательную очистку водорода от примеси кислорода для нормальной работы ИК. Похожий эффект проявлялся и при наличии примеси паров воды. Однако прилипание к молекулам воды оказалось очень незначи-

тельным, и эта примесь выступала в основном в роли «катализатора» прилипания к кислороду, увеличивая его скорость в 5–7 раз. Поэтому для нормальной работы ИК необходима максимальная очистка водорода как от кислорода, так и от паров воды. Эффективным методом очистки оказалось промывание объёма камеры горячим водородом при давлении 2–3 атм в течение суток и последующей откачкой, что подтверждалось данными хроматографического анализа.

Проведенный выше анализ условий регистрации частиц при высоком давлении позволил сформулировать прямой метод измерения коэффициента прилипания мюонов. В методе используется различие ионизационных потерь у одно- и двухзарядных частиц, какими являются ионы ${}^3\text{He}\mu^+$ и ядра ${}^3\text{He}^{++}$, при их торможении в газе. Поскольку

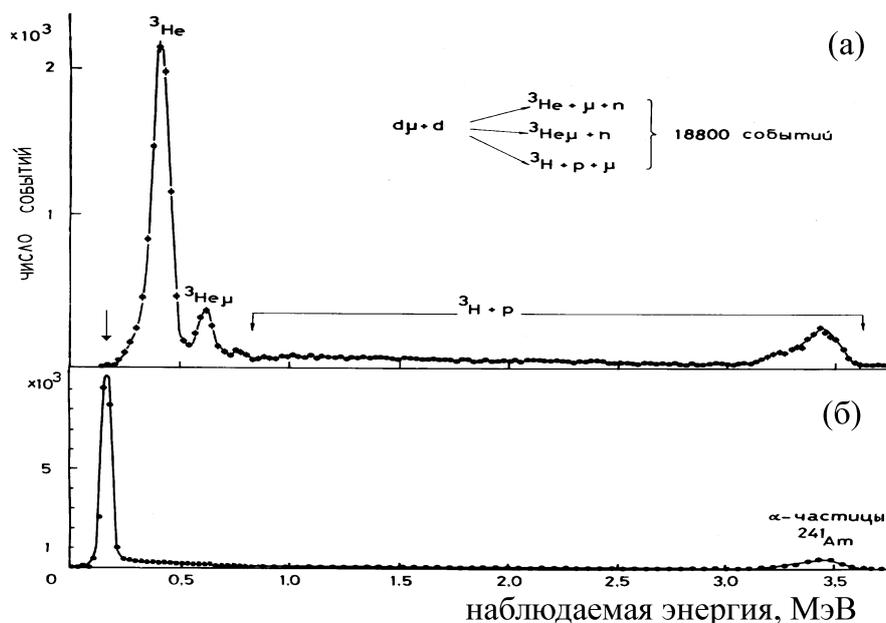


Рис. 3: Энергетическое распределение вторых сигналов на центральном электроде B , т. е. первых событий $dd\mu$ -синтеза $F1$: наибольший пик в спектре – частицы ${}^3\text{He}$, справа от него – события с прилипанием мюонов ${}^3\text{He}\mu$, далее сплошной спектр событий ${}^3\text{H} + p$, полностью уложившихся в чувствительном объёме ИК, и пик полностью уложившихся событий ${}^3\text{H} + p$. Заметим, что наблюдаемые энергии частиц меньше их начальных значений за счет эффекта рекомбинации – (а). Спектр фоновых сигналов, полученный при случайных запусках установки – (б)

$dE/dx \sim Z^2$, то плотность ионизации у двухзарядных частиц будет существенно выше, чем у однозарядных. Как следствие этого величина электрон-ионной рекомбинации у них будет также выше, а регистрируемая энергия ниже. У однозарядных частиц, наоборот, меньшая плотность ионизации приводит к меньшей рекомбинации, а значит к большей регистрируемой энергии. В результате, частицы ${}^3\text{He}\mu^+$ и ${}^3\text{He}^{++}$, имеющие одинаковую начальную энергию, в процессе их регистрации в камере «раздвигаются» в энергетическом спектре, что позволяет с высокой точностью определить число событий с применением. Разработанный в ПИЯФ метод является уникальным и не имеет аналогов.

В качестве примера на рис. 3(а) приведен энергетический спектр первых dd -синтезов $F1$, зарегистрированных на аноде B после останова мюонов. Наглядно демонстрируется разделение пиков ${}^3\text{He}\mu^+$ и ${}^3\text{He}^{++}$ благодаря эффекту рекомбинации. При этом события ${}^3\text{He}^{++}$, имеющие наименьшую энергию, лежат выше порога регистрации электроники, отмеченного стрелкой. Таким образом, в ИК была впервые реализована 100 %-ная эффективность регистрации всех продуктов dd -синтеза, что позволило анализировать последовательные акты синтеза, вызванные одним мюоном. Специально для реализации новых возможностей ИК была разработана электроника, позволяющая регистрировать до 4 сигналов ($j = 1, 2, 3, 4$) на каждом из трех анодов ($i = A, B, C$) камеры. При этом для каждого сигнала измерялись три величины: заряд (энергия) импульса V_{ij} , время начала импульса t_{ij}^{start} и время окончания импульса t_{ij}^{stop} . Временные интервалы между сигналами синтезов несли информацию о скорости протекания мезокаталитических реакций. Амплитуды и длительности импульсов в ИК несли информацию об энергиях и пробегах продуктов синтеза. Было реализовано достаточно высокое энергетическое разрешение на электроде останова B , равное ~ 70 кэВ (FWHM) с порогом регистрации 120 кэВ, а на электродах A и C , имеющих меньшую площадь, 50 кэВ (FWHM) и порог 90 кэВ соответственно. Временное разрешение при измерении момента появления сигналов составило $\Delta t = 50$ нс. Полное время анализа сигналов (минимальное «мертвое» время) было равно 350 нс для самых коротких импульсов, полученных с анодов ИК. На рис. 3(б) представлен энергетический спектр шумовых сигналов при случайных запусках ИК. Оценка этого фона показала, что его доля в общей статистике не превышает 0,3 %, что указывает на высокое качество отбора событий.

В ТРЕТЬЕЙ ГЛАВЕ описывается процедура анализа данных, полученных в первой серии опытов на синхроциклотроне ПИЯФ.

Скорость $dd\mu$ -катализа определялась тремя способами, характерными именно для методики ИК.

В первом способе анализировалось интервальное временное распределение между сигналами от мюонов, остановившихся в зоне электрода B и возникших там же **первых** синтезов $F1$. Подчеркнем, что в отличие от стандартного метода счета нейтронов, где регистрируется их интегральный выход, определяемый эффективностью нейтронных счетчиков ε_n , в методике ИК благодаря 100%-ной эффективности возможен анализ последовательных циклов катализа. Фитирование указанных временных распределений позволило определить значение показателя экспоненты

$$\Lambda = \Lambda_{dd\mu} + \lambda_0 + \Lambda_{dZ} + \Lambda_{pd\mu}$$

и после внесения поправок на примесь азота и наличие $pd\mu$ -молекул найти скорость образования молекул $dd\mu$.

Во втором способе число остановившихся в ИК мюонов гарантированно определялось по числу зарегистрированных первых $F1$ -синтезов, соответствующих образованию ${}^3\text{He}$ -частиц, (за вычетом прилипших мюонов). Тогда последующие акты синтеза определялись по количеству всех $F2$ -событий, в результате чего скорость образования молекул $dd\mu$ определялась по следующей формуле: $\Lambda_{dd\mu} = \Lambda \cdot N_{F2}^*/N_{F1}^*$, где N_{F2}^* и N_{F1}^* – число событий с учетом поправок на наложения последующих синтезов на предыдущие, вызванные конечным временем обработки сигналов (350 нс). Обычно эти поправки не превышали 5–10 % в зависимости от условий эксперимента.

В третьем способе, названном «метод выжившего мюона», анализировались события синтеза во временном интервале $t > T_0$, например, $t > 3$ мкс от момента окончания сигнала мюона на электроде B . Наличие таких событий означает, что в течение времени $t < T_0$ мюоны еще не распались, не перехватились на примеси и не прилипли к ядрам ${}^3\text{He}$ в процессе синтеза. Поэтому скорость катализа в этом временном интервале определяется только эффективной скоростью образования $dd\mu$ -молекул. На рис. 4 представлены временные распределения событий в двух выделенных временных интервалах, иллюстрирующие данный способ определения $\Lambda_{dd\mu}^*$. Важно подчеркнуть, что этот способ не требует учета степени чистоты газа и его точность зависит лишь от числа отобранных событий. В результате усреднения результатов, полученных тремя способами анализа, было определено значение скорости образования молекул $dd\mu$ при температуре $T = 293$ К, нормированное

к плотности жидкого водорода:

$$\lambda_{dd\mu} = (2,76 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Как известно, величина скорости образования $dd\mu$ молекул является ключевым параметром резонансного механизма, и первой задачей наших исследований была проверка работоспособности нового метода при его сравнении с данными ОИЯИ. К нашему удивлению, полученное значение более чем в три раза превысило результат ОИЯИ ($\sim 0,85 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) [6], что потребовало дополнительных измерений в диапазоне 51–93 атм, подтвердивших начальный результат. Позднее наш результат был подтвержден экспериментами в LAMPF,

PSI, а также новыми измерениями ОИЯИ. Причиной указанных разногласий оказалось неверное определение эффективности нейтронных счетчиков.

Определение истинного значения $\lambda_{dd\mu}$ в нашей работе имело важные физические последствия. Прежде всего был изменен номер колебательного уровня у молекулярного комплекса $[(dd\mu)d2e]^*$ с $\nu = 8$ на $\nu = 7$, при котором выполнялось условие резонансного образования молекул $dd\mu$. Это позволило уточнить значение энергии слабосвязанного уровня $\varepsilon_{11} = -1,96 \text{ эВ}$, которое подтвердило теоретические оценки. Дальнейшие исследования были направлены на увеличение точности экспериментов, чтобы она соответствовала всевозрастающей точности теоретических расчетов.

Коэффициент прилипания мюонов ω_{dd} определялся с помощью

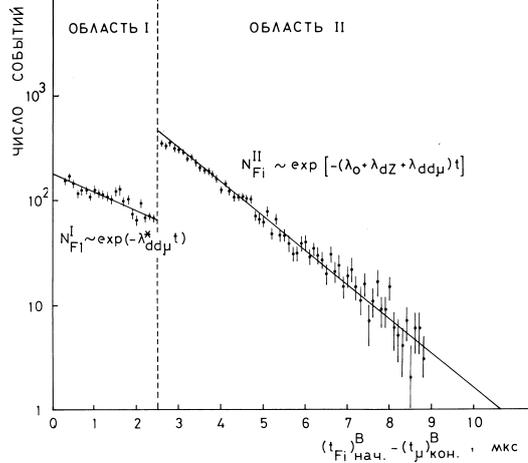


Рис. 4: Иллюстрация к способу определения величины $\lambda_{dd\mu}^*$ методом «выжившего мюона». В области I представлено временное распределение $F1$ -сигналов, по которым определялась величина $\lambda_{dd\mu}^*$. В области II представлено временное распределение первых из появившихся при $t \geq T_0$ сигналов

изложенного выше прямого метода, использующего различие удельных потерь ионизации у однозарядных и двухзарядных частиц. Способ анализа целиком построен на возможности регистрации в ИК последовательных актов синтеза от одного мюона. Поэтому если построить спектр первых синтезов ${}^3\text{He}$, содержащий как события с прилипанием мюонов, так и без прилипания (рис. 5а), а затем потребовать наличие за ними вторых синтезов $F2$, то пик ${}^3\text{He}\mu$ при таком отборе будет отсутствовать, так как прилипшие мюоны не вызывают больше синтезов (рис. 5б). Оставшиеся спектры подобны, поэтому для определения коэффициента прилипания достаточно вычесть их поканально после необходимой нормировки. В результате для коэффициента прилипания получаем выражение $\omega_{dd} = N_{{}^3\text{He}\mu} / N_{{}^3\text{He}}^{tot}$ и после подстановки численных значений имеем

$$\omega_{dd} = (0,122 \pm 0,003).$$

До появления наших данных расчетное значение коэффициента прилипания [7] составляло $\omega_{dd}^{calc} = 0,147$, что заметно отличается от эксперимента. Это мотивировало группу Л. И. Пономарева провести новые расчеты процесса dd -синтеза в мезомолекуле, с учетом большего числа возбужденных состояний ${}^3\text{He}\mu$ атома. Однако, указанный подход привел лишь к увеличению значения $\omega_{dd}^{calc} = 0,172$. Последующие расчеты с более прецизионными трехчастичными волновыми функциями, учитывающими неадиабатические эффекты движения ядер, привели к значению $\omega_{dd}^{calc} = 0,122$, полностью согласующемуся с экспериментом [8]. Это позволило провести аналогичные расчеты и для реакции $dt\mu$ -катализа.

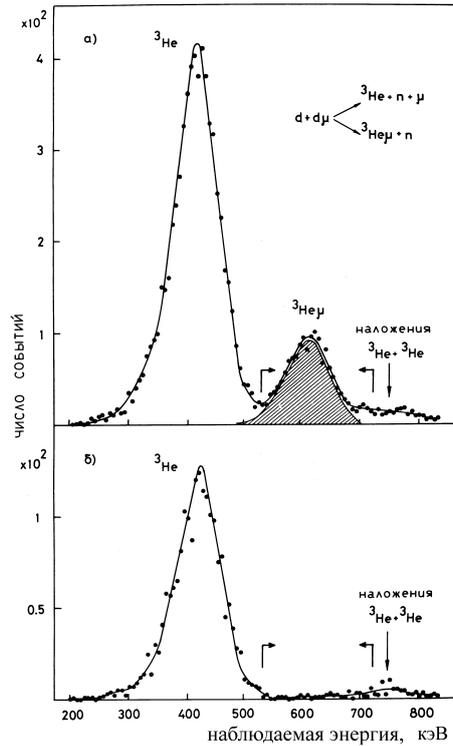


Рис. 5: – Энергетическое распределение первых сигналов синтеза $F1$ (а); События, в которых после $F1$ был зарегистрирован $F2$ -сигнал (б). Штриховкой выделен пик ${}^3\text{He}\mu$

Отношение выходов двух каналов $dd\mu$ -синтеза стало еще одним параметром, впервые измеренным в настоящей работе. До сих пор оно принималось равным единице на основании единственного измерения ОИЯИ в диффузионной камере, давшего оценку этого отношения на уровне $R = Y(^3\text{He}+n)/Y(^3\text{H}+p) = 1,20 \pm 0,37$. В нашем случае высокая статистика позволила обоснованно указать на отличие величины R от единицы.

При анализе амплитудного спектра продуктов dd -синтеза необходимо было учесть, что длительность сигналов в ИК от протонов существенно превышает длительность сигналов от ^3He (канал $^3\text{He} + n$), что приводит к разной величине поправок на наложения. Поскольку регистрация следующего сигнала начиналась после окончания предыдущего, то наложение протонов на сигнал от мюонов приводило к тому, что в среднем начало регистрации канала ($^3\text{H} + p$) сдвигалось в сторону больших времен по сравнению с каналом ($^3\text{He} + n$). А если учесть, что за это время мюон может распасться или перехватиться на примеси, то число событий по каналу ($^3\text{H} + p$) будет относительно занижено. Чтобы избежать этого, в анализе использовались только те события dd -синтеза в интервале $0 < t < T_0$, которые сопровождались последующими синтезами при $t > T_0$, что указывало на сохранение мюонов в цикле. В результате анализа нескольких вариантов отбора событий было получено усредненное значение

$$R = (1,39 \pm 0,04),$$

что однозначно указывало на сильное отклонение от изотопической симметрии двух каналов dd -синтеза при его протекании в мезомолекуле.

Оказалось, что полученный результат коррелирует с выводами фазового анализа dd -рассеяния в области энергий от 30 до 400 кэВ, где наблюдалась значительная анизотропия, указывающая на заметный вклад P -волны в полное сечение [9]. Измеренное в этом состоянии отношение каналов составляло $R = 1,46$, в то время как в S -волне наблюдалось $R = 0,90$. В случае исследуемого нами резонансного образования молекул $dd\mu$ при 300 К dd -синтез идет как раз в чистом P -состоянии. Напротив, при нерезонансном образовании молекул dd -синтез должен идти из S -состояния. Поэтому можно ожидать, что с уменьшением температуры по мере перехода от резонансного к нерезонансному механизму образования $dd\mu$ молекул отношение R будет меняться, стремясь к единице. Именно такая зависимость $R(T)$ была обнаружена в наших последующих экспериментах. Анализ физических причин отклонения от изотопической симметрии двух каналов dd -синтеза будет дан ниже, в главе 5.

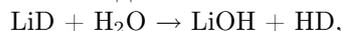
ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА посвящена описанию созданной в ПИЯФ установки для прецизионных измерений параметров мюонного катализа dd -синтеза. Эксперименты проводились на мюонном пучке Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария) в течение 1994–1996 гг. Необходимость резкого (до 10 раз) повышения точности измерений была связана с достижениями теории в развитии методов расчета энергий связи системы трех тел с кулоновским взаимодействием с высокой точностью ($\sim 10^{-3}$ эВ) [10]. Это позволило начать программу расчета уровней молекул $dd\mu$, а также характеристик всех процессов, участвующих в образовании мезомолекул, без каких-либо подгоночных параметров [11].

Поскольку резонансный механизм очень чувствителен к величине энергии слабосвязанного уровня, то температурная зависимость скорости образования молекул $\lambda_{dd\mu}(T)$ должна быть измерена с максимальной точностью. Согласно теоретическим оценкам, ошибка в определении энергии уровня $\Delta\varepsilon_{11} = 1$ мэВ эквивалентна сдвигу зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$ по температурной шкале на 6,5 К или изменению абсолютного значения $\lambda_{dd\mu}$ на 7 %. Поэтому при проектировании новой установки были выбраны следующие рабочие параметры: точность поддержания температуры $\pm 0,2$ К и точность абсолютных измерений скорости $dd\mu$ -катализа на уровне 1–2 %.

Основу установки составляла криогенная ионизационная камера, рассчитанная на работу в диапазоне температур 30–350 К и диапазоне давлений 50–120 атм. При ее разработке были успешно решены проблемы, связанные с соединением в одной установке высокого давления, высокого напряжения и высокого вакуума в охранном объеме, где размещалась сама камера. При выборе способа охлаждения газа в камере решено было охлаждать крышку и дно как наиболее массивные элементы. В качестве хладагента использовался гелий, поток которого через систему постоянно контролировался с помощью микропроцессора и компьютера. Максимальная скорость изменения температуры камеры, имеющей массу ~ 30 кг, не должна была превышать 5 К/мин. При этом разница температур между верхним и нижним фланцами не должна была превышать 3 К. С учетом упомянутых ограничений время, требуемое для достижения нужной температуры и ее стабилизации на уровне $\pm 0,15$ К, составляло около двух часов.

Для наполнения камеры использовались высокоочищенные газы (D_2 , HD или смесь $H_2 + D_2$), полученные с помощью набора колонок с цеолитами (СаА), работающими при температуре жидкого азота. Часть наполнений была сделана с помощью блока очистки с палладиевым фильтром. Уровень очистки контролировался хроматографом, исполь-

зующим накопительное устройство, что обеспечивало чувствительность на уровне 10^{-8} для примесей N_2 и O_2 . Отдельных усилий потребовало создание установки для производства чистого газа HD с концентрацией HD-молекул близкой к 100 %. Для этого использовалась реакция взаимодействия дейтерида лития с водой



обеспечивающая полный переход дейтерия в конечный продукт. Было накоплено около 300 л газа HD со следующими параметрами: HD ~ 98 %, H_2 ~ 1,5 %, D_2 ~ 0,5 %. Именно благодаря столь низкой примеси дейтерия удалось впервые измерить основные характеристики $dd\mu$ - катализа на молекулах HD.

Общая схема экспериментальной установки на пучке PSI приведена на рис. 6. Камера, расположенная в вакуумированном охранном кожухе, имела объем ~ 1,2 л при внутреннем диаметре 126 мм, толщине стенок 6 мм и глубине 100 мм. Толщина верхнего и нижнего фланцев была выбрана равной 22 мм, что обеспечивало необходимую жесткость при работе с давлением до 120 атм. Пучок мюонов входил в камеру через окно из бериллия толщиной 4 мм.

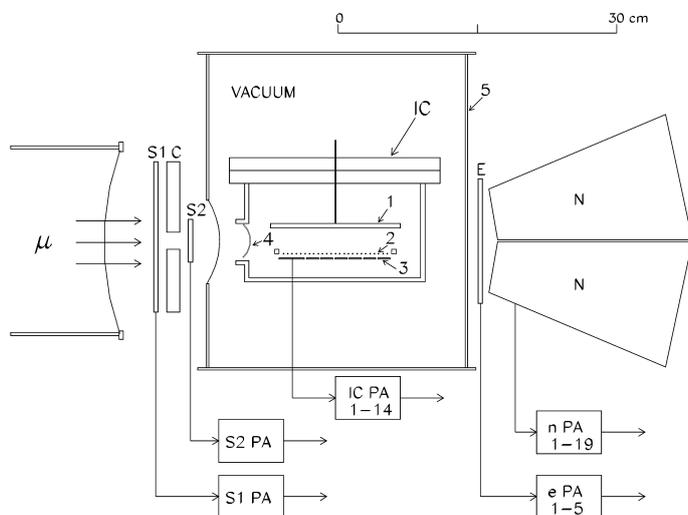
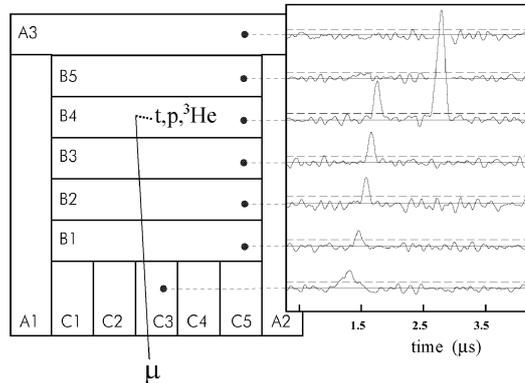


Рис. 6: Схема экспериментальной установки: 1 – катод; 2 – сетка; 3 – аноды ионизационной камеры; 4 – входное окно из бериллия; 5 – вакуумный объем; E , N – детекторы электронов и нейтронов; $S1$, $S2$ – входные сцинтилляционные счетчики мюонов; C – коллиматор; PA – предусилители

Сетка камеры изготавливалась из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 25 мкм, припаянной к рамке из кобальта, что обеспечивало ее необходимое натяжение во всем интервале температур. Расстояние между сеткой и анодами составляло 1,0 мм, а между катодом и сеткой – 13,0 мм.



Одним из наиболее важных элементов камеры является сегментированный анод, на котором собирается заряд, произведенный мюонами или продуктами синтеза (рис. 7).

Его центральная часть, задаваемая анодами B_1 – B_5 , определяла область остановок мюонов. Эта зона была окружена тремя вето-анодами A_1 – A_3 и пятью входными анодами C_1 – C_5 , определяющими положение пучка относительно центра камеры. Такая конструкция обеспечивала полный контроль за треком мюона и точкой его остановки. Вокруг охранного объема камеры размещались 19 пластиковых счетчиков для регистрации 2,45 МэВ нейтронов по каналу $dd \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и 5 тонких вето-счетчиков для регистрации электронов распада. Нейтронные счетчики использовались для анализа начальной части (< 400 нс) временных распределений продуктов синтеза, недоступной для регистрации ионизационной камерой.

Для считывания информации с каждого из 13 анодов ИК использовались 8-битовые flash-ADC с частотой сканирования 100 МГц. Точковые сигналы оцифровывались с шагом 10 нс и записывались в компьютере. Последующий анализ позволял определить время появления, длительность и заряд (энергию) сигналов. Пример зарегистрированного камерой события показан на рис. 7. Для организации записи событий с камеры использовалась схема двух триггерных сигналов. Стандартный триггер первого уровня вырабатывался из сигналов телескопа счетчиков, расположенных на пучке. Для триггера второго уровня использовались сигналы с B - и C -анодов ИК. В этих каналах имелись схемы с интегрированием заряда с двумя пороговыми уровнями: порог E_{low}

был установлен равным 120 кэВ, порог $E_{high} = 800$ кэВ. В результате были реализованы три варианта использования этого триггера:

- триггер E_{low} означает, что появился сигнал, превышающий порог хотя бы на одном B -аноде, что указывает на появление мюона в камере;
- триггер $E_{low} \cdot E_{low}$ указывает, что имелись два отдельных сигнала на одном B -аноде, что означает остановку мюона и последующий синтез;
- триггер E_{high} выделяет на любом B -аноде сигнал, превысивший верхний порог, что означает появление частиц в канале (${}^3\text{H} + p$) или наложение сигнала ${}^3\text{He}$ на сигнал от мюона.

В эксперименте общий триггер выглядел как

$$Tr2 = Tr1 \cdot (E_{low}/P_s + E_{low} \cdot E_{low} + E_{high}).$$

Частота запусков для $Tr1$ составляла около 2 кГц, а для триггера $Tr2 \sim 20$ Гц. Поскольку частота остановок мюонов в камере существенно превышала возможную скорость записи регистрируемых событий, то триггер E_{low} использовался с пересчетом P_s , равным 100, 50 или 20 в зависимости от вероятности синтезов при разных температурах.

Отбор мюонов, остановившихся в ИК, проводился по нескольким критериям. По вертикали чувствительный объем камеры ограничивался временем дрейфа электронов ионизации между катодом и сеткой, что позволяло определить координату остановки мюона

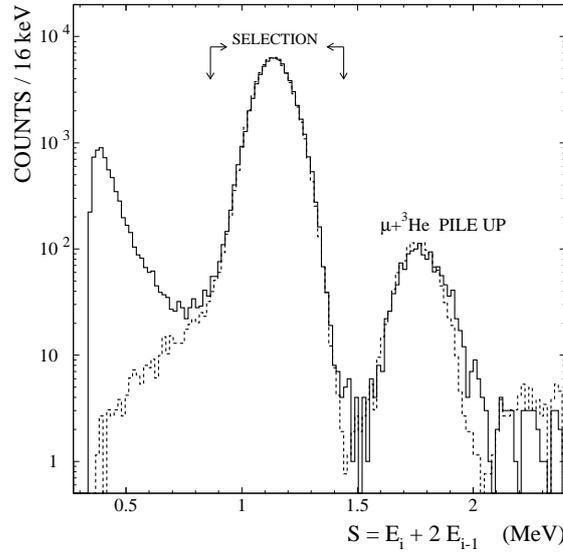


Рис. 8: Распределение мюонных сигналов по переменной $S = E_i + 2 \cdot E_{i-1}$. Величины E_i и E_{i-1} – энерговыделения на аноде остановки B_i и на предыдущем аноде B_{i-1} соответственно. Стрелками обозначена область остановок мюонов, отобранных для анализа. Сплошная и пунктирная кривые – мюонные сигналы, зарегистрированные с триггерами E_{low} и $E_{low} \cdot E_{low}$ соответственно

$z = T\mu \cdot W$, где W – скорость дрейфа. Эффективным критерием отбора мюонов оказалось использование переменной $S = E_i + 2E_{i-1}$, содержащей энерговыделение на аноде остановки E_i и на предыдущем B -анодe E_{i-1} . На рис. 8 приведено распределение мюонных сигналов, задаваемое двумя триггерами: E_{low} и $E_{low} \cdot E_{low}$. Отчетливо виден пик при $S = 1,15$ МэВ от «чистых» остановок мюонов, а также пик при $S = 1,75$ МэВ от событий с наложением на сигнал от мюонов сигналов от ${}^3\text{He}$. Стрелками указана область отбора мюонов. Важно отметить, что удалось достичь совпадения отборов в двух триггерных режимах на уровне $\sim 0,1$ %. Таким образом, события с триггером $E_{low} \cdot E_{low}$ позволили контролировать эффективность режима E_{low} , используемого для абсолютной калибровки числа мюонов.

Еще одним плюсом методики ИК была возможность наблюдения и учета фоновых событий по каналу $pd\mu \rightarrow {}^3\text{He}(0,2 \text{ МэВ}) + \mu(5,3 \text{ МэВ})$, связанных с присутствием протия (на уровне $\sim 0,6$ %), а также событий от μ -захвата на примесях (в основном на азоте, имевшемся на уровне $\sim 10^{-6}$). Для этого давление было выбрано равным ~ 45 атм вместо используемых ранее 91,6 атм, что позволило уменьшить степень рекомбинации ионизации, увеличив минимальную регистрируемую энергию ${}^3\text{He}$ до величины 0,5 МэВ. Появившееся окно (0,1–0,45 МэВ) использовалось для абсолютной калибровки и учета указанного фона.

На рис. 9 приведены типичные энергетический и временной спектры энергетический и временной спектры энергетический и временной спектры энергетический и временной спектры синтеза при температуре 45,3 К в газе D_2 . Общая набранная статистика событий при указанной температуре составила $\sim 1,6 \cdot 10^5$. Следует отметить, что для построения временных распре-

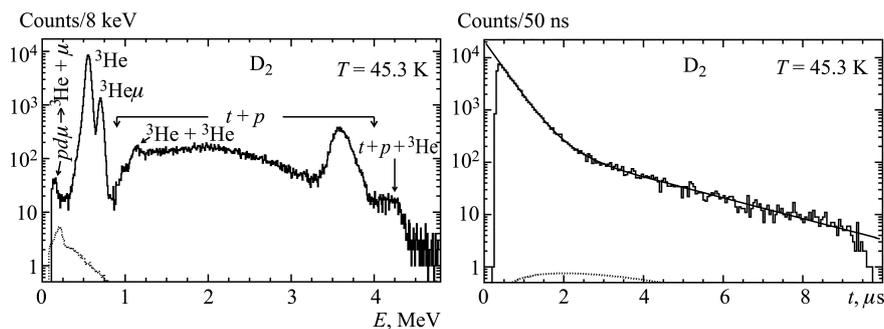


Рис. 9: Пример энергетического и временного распределений событий синтеза в дейтерии. Пунктирные гистограммы и линии соответствуют фоновым событиям μ -захвата

делений использовались только события ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}\mu$ в интервале энергий 0,4–0,8 МэВ. Такой выбор имеет ряд преимуществ, поскольку малая длина трека у частиц ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}\mu$ приводит к малой длительности сигналов (< 300 нс) и, как следствие, к малому мертвому времени их анализа. Кроме того, этот канал регистрировался и нейтронными детекторами, что позволяло прокалибровать временное распределение частиц ${}^3\text{He}$, полученных в ИК.

ПЯТАЯ ГЛАВА посвящена анализу полученных экспериментальных данных. Благодаря высокой интенсивности пучка мюонов ускорителя PSI был достигнут *новый уровень точности в определении коэффициента прилипания мюонов ω_{dd}* . Для этого, как и в экспериментах 1981–1984 гг., использовался метод «выжившего» мюона, основанный на возможности ИК регистрировать последовательные циклы катализа от одного мюона. Накопив спектр первых событий синтеза, можно выделить из него события, сопровождаемые последующим синтезом. Ясно, что в таком спектре будут отсутствовать события ${}^3\text{He}\mu$, поскольку прилипшие мюоны не вызывают больше синтезов (см. рис. 5). После нормировки спектров и поканального вычитания было определено число событий ${}^3\text{He}\mu$, а затем и коэффициент прилипания:

$$\omega_{dd} = 0,1224 \pm 0,0006 \quad \text{при } \varphi = 0,0837,$$

$$\omega_{dd} = 0,1234 \pm 0,0007 \quad \text{при } \varphi = 0,0485.$$

На сегодняшний день полученные значения коэффициента прилипания ω_{dd} остаются единственными в мире как по методу измерений, так и по достигнутой точности.

Для сравнения можно отметить работу ОИЯИ 1990 г. [12], в которой для определения коэффициента прилипания при высоких плотностях ($\varphi = 0,367$ и $\varphi = 0,883$) использовался метод, основанный на измерении отношения выходов первых и вторых dd -синтезов, что позволяло избежать вычислений эффективности нейтронных счетчиков. При нормировке на один мюон выражение для определения ω_{dd} имело вид $(1 - \omega_{dd}) = N_{F2}/N_{F1}^2$. Полученное авторами [12] значение $\omega_{dd} = 0,118 \pm 0,025$ можно считать удовлетворительно совпадающим с нашим результатом, однако невысокая точность не позволяет использовать его для анализа зависимости коэффициента прилипания от плотности среды, которую связывают с процессом реактивации (страхивания) мюонов при торможении ионов ${}^3\text{He}\mu$ в среде.

На рис. 10 показана теоретическая зависимость конечного прилипания ω_{dd} от плотности [13]. Как видно, наши данные хорошо совпадают с расчетами, но находятся в очень узком диапазоне плотностей. В связи с этим повышение точности измерений при больших φ имело бы прин-

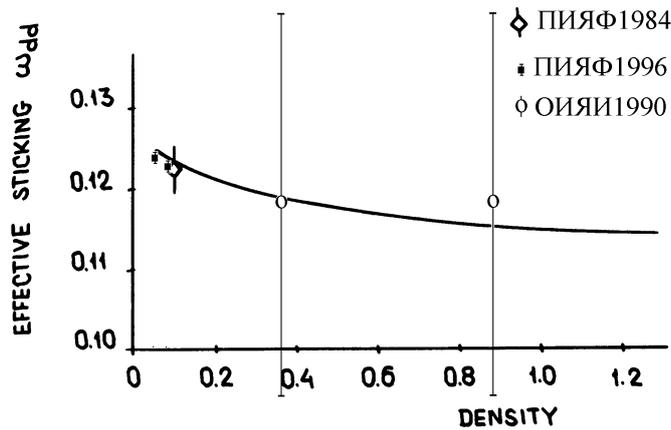


Рис. 10: Расчетная зависимость коэффициента прилипания ω_{dd} от плотности среды [13] и имеющиеся экспериментальные данные

ципиальное значение для проверки зависимости ω_{dd} от плотности. Что же касается отмеченного совпадения теории и нашего эксперимента при $\varphi = 0,0485$, то это указывает на правильность расчетов как начального прилипания, так и процесса стряхивания при движении мезоатомов в среде. При этом надо отметить, что наш эксперимент отражает ситуацию с реактивацией мюонов при малых плотностях газа, когда стряхивание происходит из $1s$ -состояния в столкновениях невозбужденных атомов ${}^3\text{He}\mu$ со средой. В случае $dt\mu$ -катализа ситуация существенно сложнее.

Зарядовая асимметрия в $dd\mu$ -катализе, впервые наблюдавшаяся в Гатчинских экспериментах, была детально исследована при анализе накопленных в PSI данных. На рис. 11 показана температурная зависимость отношения выходов двух каналов dd -синтеза $R(T)$ в газах D_2 и HD. Полученный результат дает уникальную возможность проследить за вкладами резонансного и нерезонансного механизмов в образовании молекул $dd\mu$ через измерение нового параметра, каким является отношение выходов каналов dd -синтеза. Уменьшение отношения $R(T)$ для чистого газа D_2 однозначно связывается с увеличением вклада S -волны, когда становится преобладающим нерезонансный механизм образования молекул $dd\mu$ в состоянии с $J = 0$. Параметры нерезонансного механизма в наиболее «чистом» виде проявились на молекулах HD, где значение $R(T)$ близко к единице и не меняется с температурой.

Обнаруженное в работе [9] и подтвержденное нашим экспериментом различие в выходах изотопически симметричных каналов в P -волне связывают со структурой высоколежащих уровней в ядре ${}^4\text{He}$. Эта проблема была рассмотрена в работах В.А. Сергеева [14] еще в 1972 г., где предполагалось существование новых $J^-, T = 0$ состояний четырехнуклонной системы, кулоновское смешивание которых с ранее известными уровнями позволяло описать особенности угловых распределений продуктов dd -синтеза в P -состоянии. Позднее в работе [15] при проведении фазового анализа dd -

рассеяния был обнаружен новый уровень отрицательной четности 1^- с изоспином $T = 0$ и энергией $E = 24, 25$ МэВ. Наличие этого уровня оказалось очень важным для рассмотрения физических причин аномального отношения каналов dd -синтеза. Дело в том, что рядом с ним находится уровень 1^- с изоспином $T = 1$ и энергией $E = 23, 64$ МэВ. Поэтому кулоновское изоспиновое смешивание указанных уровней во входном канале усиливается внешним кулоновским полем за счет близости уровня с противоположным изоспином в P -волновом состоянии. Указанный процесс был рассмотрен Г. Хейлом в 1990 г. [16] специально для оценки отношения выходов двух каналов dd -синтеза в системе 4 нуклонов в состояниях $L = 1$ и $L = 0$. Было получено значение $R_{L=1} = 1,43$ и $R_{L=0} = 0,886$, что, как видно, очень близко к нашим значениям, полученным при фитировании зависимости $R(T)$: $R_{J=1} = 1,455$ и $R_{J=0} = 1,01$. Таким образом, надежное выделение чистого P -состояния при резонансном образовании $dd\mu$ -молекул позволило подтвердить степень нарушения изотопической симметрии в реак-

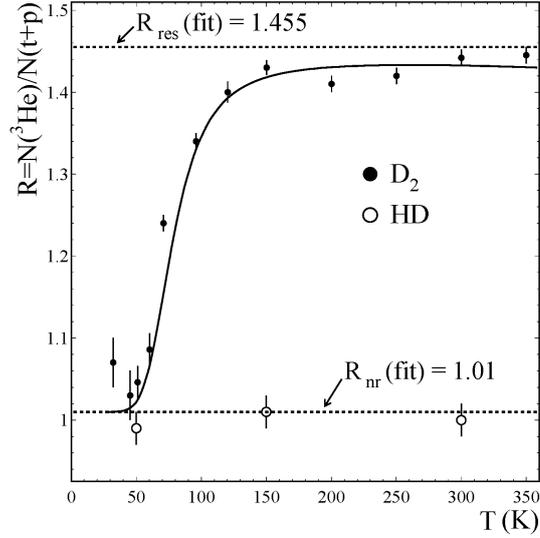


Рис. 11: Отношение выходов двух каналов dd -синтеза $R = N({}^3\text{He} + n)/N(t + p)$ в газах D_2 и HD как функция температуры среды. Сплошная линия – результат фитирования данных, полученных в газе D_2 . Пунктирная линия – результат фитирования данных в HD с фиксированным значением R_{nr}

ции dd -рассеяния и способствовало исследованию нового возбужденного уровня в ядре ${}^4\text{He}$.

Параметры нерезонансного механизма образования $dd\mu$ молекул. С момента открытия явления МК основным процессом образования мюонных молекул считался Оже-процесс, при котором энергия связи молекул передавалась электрону конверсии. Скорость этого процесса по сравнению с обнаруженным позднее резонансным механизмом образования $dd\mu$ -молекул достаточно мала, о чем можно судить по данным работы [17]. Так, если сравнить скорости резонансного образования мезомолекул в газе D_2 ($\sim 2,7 \cdot 10^6 \text{c}^{-1}$) и нерезонансного в газе HD ($\sim 0,11 \cdot 10^6 \text{c}^{-1}$) при $T = 300 \text{ K}$, то вклад последней будет на уровне $\sim 4 \%$. С понижением температуры вклад нерезонансного канала увеличивается, становясь основным при температуре $\sim 50 \text{ K}$, что требует его детального анализа. Поэтому при реализации программы прецизионного измерения скорости образования $dd\mu$ -молекул в газе D_2 с целью последующего определения энергии слабосвязанного уровня ε_{11} учет нерезонансного канала обязателен. Для получения наиболее точных значений параметров $dd\mu$ -катализа на молекулах HD нами использовалась газовая смесь с минимальной примесью дейтерия ($\text{D}_2 \sim 0,8 \%$) и высокой концентрацией дейтериевого водорода (HD $\sim 98 \%$). В результате были впервые измерены все основные характеристики процесса в диапазоне температур от 50 до 300 K: скорость образования $dd\mu$ -молекул $\lambda_{dd\mu}^{\text{HD}}(T)$, скорость переворота спина λ_{21} и отношение каналов $R(T)$ (табл. 1).

Полученные значения $\lambda_{dd\mu}^{\text{HD}}(T)$ показали слабую линейную зависимость от температуры:

$$\lambda_{dd\mu}^{\text{HD}}(T) = [0,257(17) \cdot T + 39(1)] \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}, \quad (1)$$

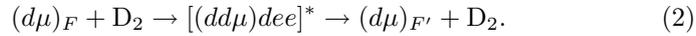
что находилось в согласии с теоретическими расчетами. Отношение каналов, как видно, равно единице во всем интервале температур, что подтверждает нерезонансный характер образования $dd\mu$ -молекул на молекулах HD. При анализе нерезонансного механизма предполагалось, что он одинаков для дейтронов, связанных в HD и D_2 -молекулах. Различие между указанными газами проявляется на мезоатомном уровне, когда

Таблица 1: Скорости образования молекул $dd\mu$, переворота спина (10^6 c^{-1}) и отношение каналов в газе HD.

$T, \text{ K}$	$\varphi, \%$	$\lambda_{dd\mu}^{\text{HD}}$	λ_{21}	R	$C_{\text{D}_2}, \%$	$C_{\text{D}_2}^{\text{chr}}, \%$
300,3	4,87	0,119(6)	32,2(<i>fixed</i>)	1,00(2)	0,82(8)	0,78
150,3	4,78	0,080(3)	32,2(<i>fixed</i>)	1,01(2)	1,06(5)	1,02
50,2	4,74	0,056(8)	32,2(1,7)	0,99(2)	1,16(3)	1,10

за счет реакции pd -перезарядки в HD-смеси интенсивно образуются $d\mu$ -атомы с энергией до 43 эВ, которые затем в процессе торможения теряют ее при упругих соударениях. В результате $d\mu$ -атом проходит через серию резонансов, наибольший из которых находится в эпитермальной области энергий $0,3 \div 0,4$ эВ, где скорость образования $dd\mu$ -молекул более чем на порядок превосходит подобную скорость при $T = 50\text{--}300$ К. Следствием указанных быстрых процессов в смеси HD стало появление во временном распределении нейтронов dd -синтеза острого пика, который был впервые зарегистрирован в настоящем эксперименте.

Скорость переворота спина $d\mu$ -атомов является одним из основных параметров, определяющих кинетику мюонного катализа. С момента первого наблюдения в 1983 г. коллаборацией Vienna – PSI зависимости скорости образования $dd\mu$ -молекул от сверхтонкой структуры уровней $d\mu$ -атомов [18], знание их спинового состояния является необходимым условием для количественного описания резонансного механизма. Абсолютное значение скорости переворота спина в газе D_2 складывается из двух процессов: неупругого рассеяния $d\mu$ -атомов на молекулах D_2 , идущего со скоростью $\lambda_{21}^{sc}(D_2)$, и обратного распада мюонных молекулярных комплексов со скоростью $\tilde{\lambda}_{21}^{bd}$:



Следствием обратного распада комплексов стало появление $d\mu$ -атомов в спиновом состоянии, отличном от исходного, что приводило в итоге к накоплению мезоатомов со спином $F' = 1/2$. Это позволяло рассматривать обратный распад как еще один канал переворота спина [19]. К началу наших экспериментов имелось несколько теоретических оценок как скорости рассеяния $d\mu$ -атомов в среде, так и скорости обратного распада. Однако их суммарное значение превышало эксперимент более чем на 40 %. Вопрос о том, какое из двух указанных слагаемых завышено по величине или они завышены оба, до сих пор не имел однозначного ответа. Первое указание на завышенное значение скорости обратного распада было получено в работе [20]. Причиной этого могло быть дипольное приближение в описании матричных элементов перехода $|V_{if}|^2$, которое использовалось в качестве стандартного при теоретическом рассмотрении резонансного механизма. Внесение квадрупольных поправок в оператор взаимодействия [21] привело к существенному уменьшению скорости обратного распада. Следует отметить результат, полученный в работе [22], где расчетное значение скорости обратного распада также оказалось в два раза меньше, чем при дипольном при-

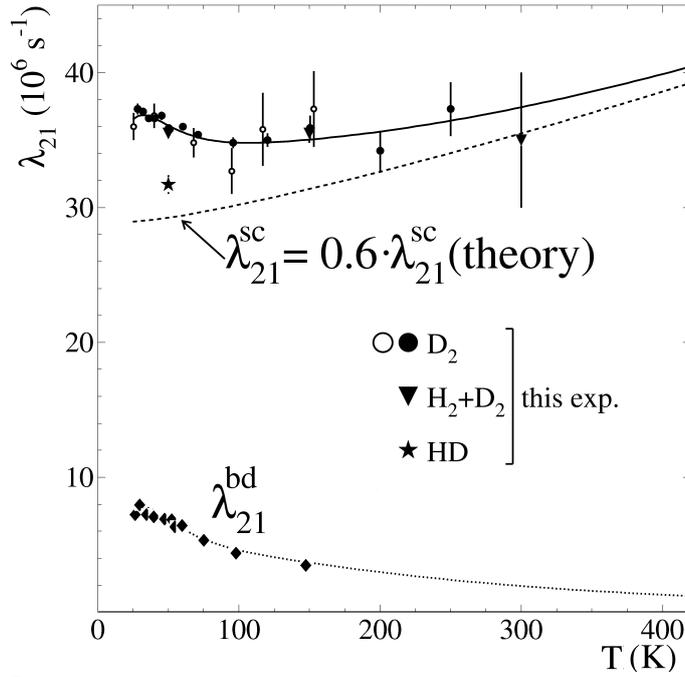


Рис. 12: Скорость переворота спина $d\mu$ -атомов, измеренная в газах D_2 и HD . Сплошная кривая – результат фита данных в D_2 двумя теоретическими функциями: $\lambda_{21}^{sc}(T)_{th}$ (умноженной на подгоночный фактор C_{21}) и $\lambda_{21}^{bd}(T)_{th}$; нижняя кривая – расчетная зависимость скорости обратного распада и на ней наши экспериментальные точки

ближении, хотя использовался другой потенциал, включавший в себя все поправки высших порядков.

На рис. 12 приведена измеренная нами скорость переворота спина $d\mu$ -атомов в газе D_2 , описываемая двумя теоретическими функциями: нерезонансной скоростью рассеяния $\lambda_{21}^{sc}(T)_{th}$ и резонансной $\lambda_{21}^{bd}(T)_{th}$. Значение последней получено уже с учетом квадрупольных поправок. Что касается скорости рассеяния в среде, то она описывает эксперимент только при введении подгоночного фактора $C_{21} \sim 0,6$, совпадающего с измерениями других авторов. Причина столь большого различия между расчетным и экспериментальным значениями скорости рассеяния в среде до сих пор не найдена.

Последующие попытки разделения двух каналов переворота спина были связаны с их разной зависимостью от атомарной и молекулярной

концентрации дейтерия. Так, скорость резонансного образования молекул $dd\mu$ зависит от концентрации молекул дейтерия c_{D_2} , а скорость неупругих столкновений – от атомарной концентрации дейтерия c_d . Поэтому если приготовить неравновесную смесь $H_2 + D_2$ с $c_d = c_{D_2} = 0,5$, а затем перевести ее в равновесное состояние $H_2 + D_2 + 2HD$, где $c_{D_2} = 0,25$, то можно получить информацию об указанных процессах. В результате скорость переворота спина для двух типов смесей имела следующий вид:

$$\lambda_{21}^{n-eq} = \lambda_{21}^{bd}(D_2) + \lambda_{21}^{sc}(D_2),$$

$$\lambda_{21}^{eq} = 0,5(\lambda_{21}^{bd}(D_2) + \lambda_{21}^{sc}(D_2) + \lambda_{21}^{sc}(HD)),$$

что дало возможность впервые определить скорость переворота спина на молекуле HD: $\lambda_{21}^{sc}(HD) = (31,7 \pm 0,7) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ($T = 50 \text{ K}$). Далее мы воспользовались оценками из работы [23], где показано, что $\lambda_{21}^{sc}(HD)$ превышает $\lambda_{21}^{sc}(D_2)$ на $\sim 8\%$ при $T = 50 \text{ K}$. Усредняя данное отношение в диапазоне энергий мезоатомов $0,003 \div 0,01 \text{ эВ}$, получим его значение на уровне 1,072. В результате скорость переворота спина на молекуле D_2 оказывается равной $\lambda_{21}^{sc}(D_2) = 29,6 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. Считая эту величину постоянной в выбранном диапазоне температур, получаем оценки скорости обратного распада по нашим экспериментальным данным: $\tilde{\lambda}_{21}^{bd}(D_2) = \tilde{\lambda}_{21}(D_2) - \lambda_{21}^{sc}(D_2)$, которые можно сравнить с теорией.

На рис. 12 экспериментальные точки сравниваются с ходом теоретической кривой для $\lambda_{21}^{bd}(D_2)_{th}$, демонстрируя высокий уровень согласия. Таким образом, совпадение теории и эксперимента однозначно указывает на необходимость учета, кроме дипольных, также и квадрупольных поправок при расчетах матричных элементов.

Измерение температурной зависимости скорости образования $dd\mu$ -молекул являлось основной целью проведенного нами исследования. Высокоточные измерения основных параметров $dd\mu$ -катализа позволили провести сравнение с теоретическими расчетами на качественно новом уровне. Для анализа данных была разработана программа, в которой полученные спектры фитировались теоретическими распределениями. Скорости образования $dd\mu$ -молекул $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^F(D_2)$ и скорости переворота спина $\tilde{\lambda}_{FF'}(D_2)$ выражались как сумма нерезонансной и резонансной частей:

$$\tilde{\lambda}_{dd\mu}^F = \lambda_{dd\mu}^{nr} + \sum_S \frac{\lambda_{FS} \tilde{\lambda}_f}{\tilde{\lambda}_f + \Gamma_S}, \quad (3)$$

$$\tilde{\lambda}_{FF'} = \lambda_{FF'}^{sc} + \sum_S \frac{\lambda_{FS} \Gamma_{SF'}}{\tilde{\lambda}_f + \Gamma_S}. \quad (4)$$

Нерезонансная скорость $\lambda_{dd\mu}^{nr}(T)$ была рассчитана по уравнению (1) для молекул HD, скорость переворота спина за счет рассеяния в среде $\lambda_{21}^{sc}(T) \equiv \lambda_{FF'}^{sc}(T)$ определялась по данным [23]:

$$(d\mu)_F + D_2 \xrightarrow{\lambda_{FF'}^{sc}} (d\mu)_{F'} + D_2' . \quad (5)$$

Эффективная скорость синтеза $\tilde{\lambda}_f$ рассматривалась как сумма скорости dd -синтеза и скорости девозбуждения молекулярного комплекса из состояния ($J = \nu = 1$): $\tilde{\lambda}_f = \lambda_f + \lambda_{dex}$. Скорости резонансного образования молекул λ_{FS} и обратного распада Γ_{SF} являются взвешенными суммами индивидуальных переходов в реакциях

$$(d\mu)_F + (D_2)_{K_i} \xrightarrow{\lambda_{K_i K_f}^{FS}} [(dd\mu)_S dee]_{K_f}, \quad (6)$$

$$[(dd\mu)_S dee]_{K_f'} \xrightarrow{\Gamma_{K_f' K_i'}^{SF'}} (d\mu)_{F'} + (D_2)_{K_i'}, \quad (7)$$

где F – общий спин $d\mu$ -атома; молекула D_2 находится в начальном ротационном состоянии K_i ; S – общий спин $dd\mu$ -молекулы, которая является «тяжелым ядром» комплекса MD : ($M^+ \equiv [dd\mu]^+$), находящегося во вращательном состоянии K_f . Указатели колебательных состояний опущены, поскольку в условиях эксперимента реализовался только один переход: из начального состояния $\nu_i = 0$ молекулы D_2 в конечное состояние $\nu_f = 7$ молекулярного комплекса MD . Величины скоростей $\lambda_{K_i K_f}^{FS}$ и $\Gamma_{K_f' K_i'}^{SF'}$ пропорциональны матричным элементам перехода $|V_{if}|^2$ в соответствии с выражениями, данными в [11, 21]:

$$\lambda_{K_i K_f}^{FS} = 2\pi N_0 \frac{(2S+1)W_{SF}f(\epsilon_{res}, T)}{(2F+1)(2S_d+1)} |V_{if}(\epsilon_{res})|^2, \quad (8)$$

$$\Gamma_{K_f' K_i'}^{SF'} = \frac{(\mu^3 \epsilon_{res})^{1/2}}{\pi} \frac{(2K_i+1)W_{SF}}{(2K_f+1)(2J+1)} |V_{if}(\epsilon_{res})|^2, \quad (9)$$

где N_0 – число ядер при плотности жидкого водорода; $f(\epsilon, T)$ – Максвелловское распределение системы $d\mu + D_2$ по относительной энергии столкновений ϵ , μ – приведенная масса системы; множитель W_{SF} определяет перекрытие спиновых функций начального (F) и конечного (S) состояний. Результатом выполнения указанной программы расчетов, проведенных М. П. Файфманом [24], стало построение температурных

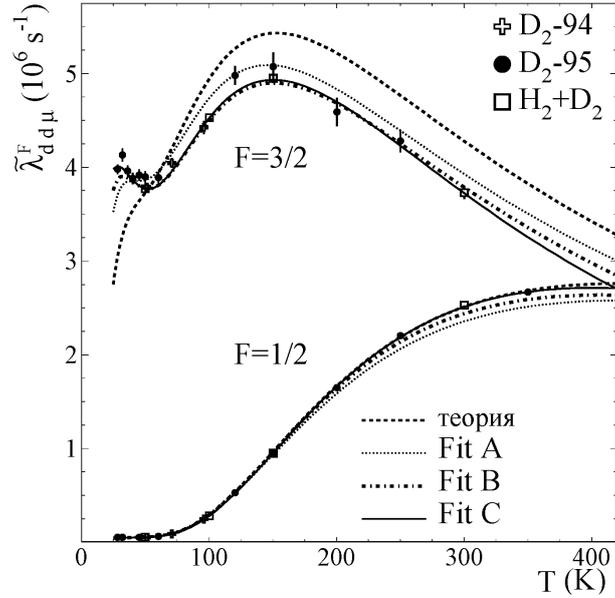


Рис. 13: Рассчитанные *ab initio* скорости образования молекул $dd\mu$ в смесях D_2 и $H_2 + D_2$ как функции температуры. Сплошная кривая представляет лучшую теоретическую аппроксимацию с некоторыми подгоночными параметрами

зависимостей скорости образования $dd\mu$ -молекул ($\lambda_{K_i K_f}^{FS}$) и скорости обратного распада молекулярных комплексов ($\Gamma_{K_f K_i}^{SF}$) для всех состояний $d\mu$ -атомов и $dd\mu$ -молекул. Указанные распределения использовались затем для построения наблюдаемых скоростей образования молекул $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{3/2}(T)$, $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{1/2}(T)$ и скорости переворота спина $\tilde{\lambda}_{21}(T)$, которые сравнивались с экспериментальными данными.

На рис. 13 показано распределение $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^F(T)$ (верхняя пунктирная кривая), полученное с использованием только теоретических входных параметров. Для лучшего описания экспериментальных данных мы варируем некоторые теоретические параметры, такие как энергия связи $dd\mu$ -молекул (ε_{11}) и эффективная скорость dd -синтеза ($\tilde{\lambda}_f$), а также ввели нормировочные коэффициенты C_i к следующим параметрам: $C_{21}\lambda_{21}^{sc}$, $C_m|V_{if}|$, $C_{MD}\varepsilon(K_f)$, $C_F\Delta\varepsilon_{d\mu}^F$, $C_S\Delta\varepsilon_{d\mu}^S$. Величина параметра $C_{21} \sim 0,6$, необходимая для перенормировки скорости переворота спина при рассеянии в среде уже обсуждалась выше, нормировка матричных элементов $C_m \sim 0,83$, полученная при фите данных, учитывает недостаточ-

Таблица 2: Теоретические параметры, определенные при фитировании скоростей $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{3/2}(T)$, $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{1/2}(T)$, $\tilde{\lambda}_{21}(T)$, измеренных в диапазоне температур 28–350 К

Параметр	Теория	Фит А	Фит В	Фит С
ε_{11} (эВ)	-1,9646	-1,96558(4)	-1,96511(4)	-1,96460(23)
$\tilde{\lambda}_f(10^6 \text{ c}^{-1})$	460	381(5)	375(7)	388(12)
C_m	1	1,06(2)	0,90(2)	0,83(2)
C_{21}	1	0,50(1)	0,56(1)	0,59(1)
C_F	1	–	–	1,018(3)
C_S	1	–	–	0,990(11)
C_{MD}	1	–	0,834(5)	0,73(2)
χ^2	–	310/(45-4)	112/(45-5)	47,5/(45-7)
χ^2/dof	–	7,6	2,8	1,25

ную точность в их расчетах и в расчетах волновых функций при больших межъядерных расстояниях. Перенормировка вращательной энергии комплекса MD на уровне $C_{MD} \sim 0,73$ кажется очень существенной. Это указывает на возможные проблемы в расчетах вращательных состояний комплекса при высоких ν , а также на возможную неполную термализацию этих состояний перед реакцией обратного распада.

В таблице 2 приведены значения энергии слабосвязанного уровня ε_{11} и скорости dd -синтеза, полученные в результате фитирования измеренных скоростей $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{3/2}(T)$, $\tilde{\lambda}_{dd\mu}^{1/2}(T)$, $\tilde{\lambda}_{21}(T)$. Прежде всего надо отметить замечательное согласие полученных значений $\varepsilon_{11}^{(fit)}$ с теоретической величиной $\varepsilon_{11}^{(theor)} = -1,9646(4)$ эВ. При усреднении результатов фитов А, В и С получаем окончательный результат

$$\varepsilon_{11}^{(fit)} = (-1,9651 \pm 0,0007) \text{ эВ.}$$

Наблюдаемое согласие между экспериментом и теорией подтверждает правильность теоретических моделей, развитых для расчета нерелятивистской энергии состояния ($J=\nu=1$) у молекулы $dd\mu$, а также релятивистских и других поправок к этой энергии. Что касается значения эффективной скорости dd -синтеза, равной $\tilde{\lambda}_f^{(fit)} = (381 \pm 15) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, то оно оказалось на 20 % меньше теоретической величины, оставаясь, однако, в рамках расчетных неопределенностей.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработан новый метод исследования явления мюонного катализа, основанный на использовании времяпроекционной ионизационной камеры высокого давления в качестве активной мишени и детектора заряженных продуктов синтеза.

2. На основе нового метода созданы экспериментальные установки, позволившие исследовать процесс $dd\mu$ -катализа в диапазоне температур 28–350 К и давлений 50–100 атм.

3. В результате фитирования экспериментальных данных по скорости образования $dd\mu$ -молекул в газе D_2 ($\tilde{\lambda}_{dd\mu}^F(T)$) теоретической зависимостью определена энергия слабосвязанного уровня этой молекулы $\varepsilon_{11} = -1,9651 \pm 0,0007$ эВ, совпадающая с расчетным значением с высокой точностью $2,5 \cdot 10^{-4}$. Полученное согласие теории и эксперимента подтверждает резонансный механизм образования $dd\mu$ -молекул.

4. Достигнут новый уровень точности ($\sim 0,5\%$) в измерении коэффициента прилипания мюонов:

$$\omega_{dd} = 0,1224 \pm 0,0006 \quad \text{при } \varphi = 0,0837,$$

$$\omega_{dd} = 0,1234 \pm 0,0007 \quad \text{при } \varphi = 0,0485.$$

5. Впервые измерено отношение выходов двух каналов dd -синтеза при температуре $T = 300$ К: $R = (1,39 \pm 0,04)$, указывающее на нарушение изотопической симметрии.

6. Впервые показано изменение величины R от значения $R \sim 1,4$ при $T = 300$ К до $R \sim 1,0$ при $T < 70$ К, т. е. при переходе от преобладающего резонансного механизма к нерезонансному.

7. Впервые измерены основные характеристики нерезонансного механизма образования $dd\mu$ -молекул на молекулах HD: скорость процесса, отношение каналов dd -синтеза, скорость переворота спина.

8. Обнаружен эпитермальный канал образования $dd\mu$ -молекул в газе HD, обусловленный медленной термализацией «горячих» $d\mu$ -атомов после pd -перезарядки и наличием резонансов в сечении образования указанных молекул при энергиях 0,3–0,5 эВ.

9. Впервые определена скорость обратного распада молекулярных комплексов $\tilde{\lambda}_{21}^{bd}(T)$, приводящая к дополнительному накоплению $d\mu$ -атомов в нижнем спиновом состоянии $F' = 1/2$.

10. Благодаря прецизионности и абсолютному характеру измерений полученные в диссертации результаты составили основу мировых данных о параметрах процесса мюонного катализа dd -синтеза.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Yu.V. Petrov, Muon Catalysis for Energy Production by Nuclear Fusion, *Nature* 285 (1980) 466–468.
- [2] V.A. Arkhangelsky, F.I. Karmanov, L.I. Ponomarev *et al.*, A 14 MeV Intense Neutron Source Based on Muon Catalyzed Fusion, *Proc. Int. Conf. on Muon Cat. Fusion and related topics, Dubna June 18–21 (2007)* 369–372.
- [3] P. Ackerbauer, D.V. Balin, G.G. Semenchuk *et al.*, A Precision Measurement of Nuclear Muon Capture on ^3He , *Phys. Lett. B.* 417 (1998) 224–232.
- [4] V.A. Andreev, T.I. Banks, G.G. Semenchuk, A.A. Vorobyov *et al.*, Measurement of Muon Capture on the Proton to 1% Precision and Determination of the Pseudoscalar Coupling g_P , *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 012504.
- [5] A.A. Vorobyov, A.S. Denisov, Yu.K. Zalite, G.A. Korolev *et al.*, A Method for Studies of Small-Angle Hadron-Proton Elastic Scattering in Coulomb Interference Region, *NIM* 119 (1974) 509–519.
- [6] В.М. Быстрицкий, В.П. Дзепелов, В.И. Петрухин, В.В. Фильченков и др., Резонансная зависимость скорости образования мезомолекул $dd\mu$ в газообразном дейтерии, *ЖЭТФ* 76 (1979) 460–469.
- [7] С.С. Герштейн, Ю.В. Петров, Л.И. Пономарев и др., Вероятность стряхивания μ^- -мезонов при торможении мезоатомов $(\mu\text{He})^+$ в веществе, *ЖЭТФ* 80 (1981) 1690–1699.
- [8] L.N. Bogdanova, V.E. Markushin, V.S. Melezhik *et al.*, Muon Sticking to Helium in Muon Catalyzed Fusion $dd\mu \rightarrow \mu^3\text{He}+n$, *Phys. Lett. B.* 161 (1985) 1–4.
- [9] Б.П. Адьясевич, В.Г. Антоненко, В.Н. Брагин, Анизотропия dd -рассеяния при энергиях 30–300 кэВ, *Ядерная Физика* 33 (1981) 1167.
- [10] С.И. Виницкий, Л.И. Пономарев, Адиабатическое представление в задаче трех тел с кулоновским взаимодействием, *ЭЧАЯ* 13 (1982) 1336–1418.
- [11] Л.И. Меньшиков, Л.И. Пономарев, Т.А. Стриж, М.П. Файфман, Резонансное образование мезомолекул $dd\mu$, *ЖЭТФ* 92 (1987) 1173–1187.
- [12] V.M. Bystritsky, V.P. Dzheleпов, V.G. Zinov *et al.*, Measurement of the Temperature Dependence of the $dd\mu$ -Molecule Formation Rate in Gaseous Deuterium at Pressures of 1.5 and 0.4 Kbar, *MCF* 5/6 (1990/91) 141–147.
- [13] V.E. Markushin, Sticking and Stripping in the Muon Catalyzed Fusion, *Muon Cat. Fusion* 3 (1988) 395–420.
- [14] В.А. Сергеев, Влияние кулоновского смешивания уровней ^4He с $T = 0$ и $T = 1$ на сечения реакций, (*ФИАН, Краткие сообщения по физике*, № 3 (1971) 57–62). V.A. Sergeev, New ^4He Levels and the Difference in Angular Distributions for the Reactions $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ and $\text{D}(d, p)^3\text{H}$, *Phys. Lett. B.* 38 (1972) 286–288.
- [15] W. Gruebler, V. Konig, P.A. Schmelzbach *et al.*, New Highly Excited ^4He Levels Found by the $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ Reaction, *Nucl. Phys. A.* 369 (1981) 381–395.

- [16] G.M. Hale, Nuclear Physics of the Muon Catalyzed $d + d$ Reactions, *Muon Cat. Fusion* 5/6 (1990/91) 227–232.
- [17] M.P. Faifman, Nonresonant Formation of Hydrogen Isotope Mesic Molecules, *Muon Cat.Fusion* 4 (1989) 341–350.
- [18] P. Kammel, W.H. Breunlich, M. Cargnelli *et al.*, First Observation of Muonic Hyperfine Effects in Pure Deuterium, *Phys. Rev. A.* 28 (1983) 2611–2622.
- [19] M. Leon, Back Decay and Resonant Hyperfine Quenching in $dd\mu$ Fusion, *Phys. Rev. A.* 33 (1986) 4434–4436.
- [20] A. Scrinzi, P. Kammel, J. Zmeskal, W.H. Breunlich *et al.*, Muon-Catalyzed dd Fusion Between 25 and 150 K, *Phys. Rev. A.* 47 (1993) 4691–4704.
- [21] M.P. Faifman, T.A. Strizh, E.A.G. Armour, M.R. Harston, Quadrupole Corrections to Matrix Elements of Transitions in Resonant Reactions of Muonic Molecule Formation, *Hyperfine Interactions* 101/102 (1996) 179–189.
- [22] Yu.V. Petrov, V.V. Kuzminov, V.Yu. Petrov *et al.*, Resonant Formation of $dd\mu$ Mesomolecules at Low D_2 Gas Density, *Phys. Rev. A.* 57 (1998) 1636–1645.
- [23] A. Adamczak, M.P. Faifman, L.I. Ponomarev *et al.*, Atlas of Cross Sections for Scattering of Muonic Hydrogen Atoms on Hydrogen Isotope Molecules, *Atomic data and nuclear data tables* 62 № 2 (1996) 255–344.
- [24] М.П. Файфман, Мезомолекулярные процессы в мюонном катализе, Диссертация, РИЦ «Курчатовский институт» (2005).

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Д.В. Балин, А.А. Воробьев, Б.Л. Горшков, **Г.Г. Семенчук** и др., Измерение коэффициента прилипания мюонов в процессе мюонного катализа dd -синтеза, Препринт ЛИЯФ 715, Л., 1981, 12 с.
2. D.V. Balin, A.I. Ilyin, E.M. Maev ..., **G.G. Semenchuk** *et al.*, The Experimental Investigation of Muon Catalyzed dd -Fusion Process, Preprint LNPI 895, L., 1983, 16 p.
3. Д.В. Балин, А.А. Воробьев, Е.М. Маев, **Г.Г. Семенчук**, Ю.В. Смирнин, Способ определения скорости образования мезоиона гелия, Авторское свидетельство № 1119463 от 03.06.1983.
4. D.V. Balin, E.M. Maev, **G.G. Semenchuk** *et al.*, Experimental Investigation of the Muon Catalyzed dd -Fusion, *Phys. Lett. B.* 141 (1984) 173–176.
5. Д.В. Балин, А.А. Воробьев, Е.М. Маев, **Г.Г. Семенчук** и др. Экспериментальный метод исследования мюонного катализа ядерного dd -синтеза, Препринт ЛИЯФ 964, Л., 1984, 54 с.
6. Д.В. Балин, А.А. Воробьев, **Г.Г. Семенчук** и др. Исследование мюонного катализа ядерного dd -синтеза в диапазоне давлений 51,6–93,0 атмосфер, Письма в ЖЭТФ 40 (1984) 318–320.
7. Д.В. Балин, А.А. Воробьев, **Г.Г. Семенчук** и др. Перезарядка мезоатомов дейтерия на ^3He и ^4He , Письма в ЖЭТФ 42 (1985) 236–239.

8. D.V. Balin, Yu.S. Grigoriev, A.I. Ilyin ..., **G.G. Semenchuk et al.**, Investigation of Temperature Dependence of the Muon Catalyzed Fusion in Deuterium, *Muon Cat. Fusion* 2 (1988) 241–246.
9. Д.В. Балин, В.Н. Батурин, В.А. Трофимов ..., **Г.Г. Семенчук** и др., Криогенная ионизационная камера для изучения мюонного катализа, Препринт ЛИЯФ 1630, Л., 1990, 24 с.
10. D.V. Balin, **G.G. Semenchuk**, A.A. Vorobyov A.A. *et al.*, Investigation of the Temperature Dependence of MCF Parameters in Deuterium, *Muon Cat. Fusion* 5/6 (1990/91) 163–177.
11. C. Petitjean, P. Ackerbauer, D.V. Balin ..., **G.G. Semenchuk**, Yu.V. Smirenin *et al.*, New Precision Measurements of $d\mu d$ -Fusion, *Hyperfine Interactions* 101/102 (1996) 1–11.
12. **G.G. Semenchuk**, D.V. Balin, V.N. Baturin, V.A. Ganzha *et al.*, A New Project for the Investigation of Unsolved Problems of $dd\mu$ and $pd\mu$ Catalysis in D_2 and H/D Mixtures, *Hyperfine Interactions* 101/102 (1996) 547–562.
13. Yu.V. Smirenin, D.V. Balin, V.N. Baturin, **G.G. Semenchuk**, E.M. Maev *et al.*, Measurement of Formation Rates of $dd\mu$ and $pd\mu$ Mesic Molecules in H/D Gas Mixtures, *Hyperfine Interact.* 101/102 (1996) 29–35.
14. N.I. Voropaev, D.V. Balin, E.M. Maev, **G.G. Semenchuk**, Y.A. Misko *et al.*, First Observation of Spin Flip in $d\mu$ -Atoms via Formation and Back Decay of $dd\mu$ Molecules, *Hyperfine Interactions* 118 (1999) 135–140.
15. **G.G. Semenchuk**, D.V. Balin, T. Case, K.M. Crowe, V.A. Ganzha, F.J. Hartmann *et al.*, Study of Muon Catalyzed dd -Fusion in HD Gas, *Hyperfine Interactions* 118 (1999) 141–146.
16. Г.Н. Шапкин, В.А. Ганжа, А.А. Марков, **Г.Г. Семенчук**, М.А. Сорока, Ю.С. Мисько, Способ получения дейтериевого водорода, Патент РФ № 2104919 (зарегистрирован 20.02.98, БИ № 5).
17. Г.Н. Шапкин, В.А. Ганжа, М.А. Сорока, Е.М. Маев, **Г.Г. Семенчук**, Получение чистого дейтериевого водорода (HD) для исследования мюонного катализа dd -синтеза, Препринт ПИЯФ 2395, Гатчина, 2000, 17 с.
18. N.I. Voropaev, D.V. Balin, E.M. Maev, **G.G. Semenchuk et al.**, μ CF Experiments in D_2 and HD Gases—Final Results, Preprint PNPI 2444, Gatchina, 2001, 55 p., *Hyperfine Interactions* 138 (2001) 331–341.
19. D.V. Balin, V.A. Ganzha, S.M. Kozlov, E.M. Maev ..., **G.G. Semenchuk et al.**, High Precision Study of Muon Catalyzed Fusion in D_2 and HD Gases, Preprint PNPI 2729, Gatchina, 2007, 88 p.
20. D.V. Balin, V.A. Ganzha, S.M. Kozlov, E.M. Maev ..., **G.G. Semenchuk et al.**, High Precision Study of Muon Catalyzed Fusion in D_2 and HD Gases, *Particles and Nuclei* 42 № 2, Dubna (2011) 361–414.