

90-220



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 955

Р4-90-220.

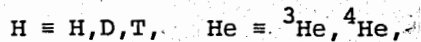
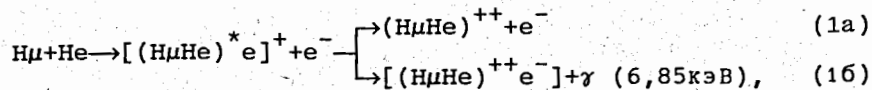
В.М.Быстрицкий, В.А.Столупин

К ВОПРОСУ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ  
ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ  $\mu$ -АТОМОВ  
ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА НА ЯДРАХ He

Направлено в "Журнал экспериментальной  
и теоретической физики"

1990

После экспериментального обнаружения<sup>1/</sup> предсказанного теоретически<sup>2/</sup> нового явления молекулярной перезарядки мю-атомов изотопов водорода (находящихся в основном состоянии) на ядрах He



а также обнаружения перехвата мюонов из возбужденных состояний мезоводорода<sup>3,4/</sup>, резко возрос интерес к исследованию таких процессов. Это обусловлено, в основном, следующими обстоятельствами.

а) Знание параметров процесса перехвата мюонов от мю-атомов изотопов водорода, находящихся как в основном, так и в возбужденных состояниях, позволяет корректно интерпретировать результаты по измерению характеристик мюонного катализа ядерных реакций синтеза в смеси  $\text{D}_2 + \text{T}_2$  и в то же время дает возможность произвести оценку периодичности и степени необходимой очистки смеси  $\text{D}_2 + \text{T}_2$  от накопившегося гелия в течение экспозиций на пучке мюонов. (Появление He в мишени происходит как за счет естественного распада трития, так и в результате протекания ядерных реакций dd-, tt- и dt-синтеза. Это приводит к тому, что мюоны, перехватившиеся к ядрам He, выбывают из цепочки дальнейшего мюонного катализа ядерных реакций синтеза изотопов водорода).

б) Необходимостью описания кинетики каскадных переходов мю-атомов изотопов водорода в смесях изотопов водорода с гелием.

Экспериментальные и теоретические значения скоростей перехвата мюонов от  $\mu\text{-}$ ,  $\text{d}\mu\text{-}$  и  $\text{t}\mu\text{-}$  атомов к ядрам  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , полученные к настоящему времени, приведены в таблице. Данная работа посвящена рассмотрению особенностей кинетики процессов, протекающих в смеси изотопов водорода с гелием, поэтому необходимо учитывать для корректной обработки

экспериментальных данных. В первую очередь это касается учета канала выбывания мюонов из цепочки мюонного катализа за счет перехвата мюонов из возбужденных состояний к ядрам гелия. Следует отметить, что в зависимости от экспериментальных условий и методики определения параметров процесса перехвата вклад данного канала будет проявлять себя по-разному.

Таблица

Скорости перехвата мюонов от изотопов водорода к ядрам He при  $T=300 \text{ K}$  ( $10^8 \text{ c}^{-1}$ )

Работа	$\mu \rightarrow {}^4\text{He}\mu$	$\text{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He}\mu$	$\text{d}\mu \rightarrow {}^4\text{He}\mu$	$\text{t}\mu \rightarrow {}^3\text{He}\mu$	$\text{t}\mu \rightarrow {}^4\text{He}\mu$
Быстрицкий и др. [1]	0,36±0,10				
Jacot-Guil-larmod e. [5]	0,88±0,09				
von ARB et al. [6]	0,032±0,013				
Балин и др. [7]		1,27±0,11	3,68±0,18		
Jones et al. [8]		2 ± 1			
Bertin et al. [9]			≤ 0,2		
Matsuzaki et al. [10]			13,1±1,2 (τ=20 κ)		
Caffrey et al. [11]				15,0±2,5	
Теория					
Ivanov et al. [12]	0,34	1,34	3,22	8,7 (24,9±2,2 τ=50 κ)	1,32

Ниже будет рассмотрена аналитика, используемая при обработке экспериментальных данных с целью определения характеристик процесса перехвата мюонов от мю-атомов изотопов водорода к ядрам He в смесях  $\text{H}_2 + \text{He}$ ,  $\text{D}_2 + \text{He}$  и  $\text{T}_2 + \text{He}$ .

I.  $H_2+He$

Схема процессов, происходящих после остановки отрицательного мюона в смеси  $H_2+He$ , приведена на рис.1. Для определения параметров процесса перехвата возможно использование двух методик.

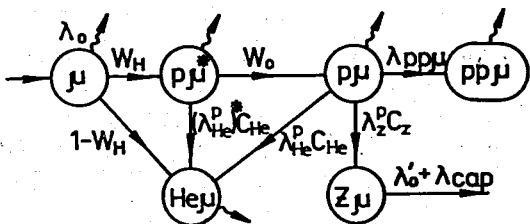


Рис.1. Схема мю-атомных и мю-молекулярных процессов, происходящих в смеси  $H_2+He$ .

а) Методики, основанной на измерении выходов и временных распределений электронов от распада мюонов и  $\gamma$ -квантов мезорентгеновского излучения  $Z\mu$ -атомов (возникающего в результате перехвата мюонов от  $p\mu$ -атомов к ядрам примеси Z, используемой в качестве небольшой добавки), измеренных в экспозициях с чистым водородом и со смесями  $H_2+Z$ ,  $H_2+Z+He$  (подробное описание методики приведено в работе<sup>/17/</sup>).

б) Методики регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $\sim 6,85$  кэВ, возникающих в результате радиационного перехода мю-молекулярного комплекса ( $p\mu He$ ), находящегося в возбужденном состоянии, в несвязанное основное состояние системы, состоящей из иона  $He\mu$  и протона (канал (1в)). Регистрация  $\gamma$ -квантов указанного перехода является прямым подтверждением существования предсказанного теоретически механизма молекулярной перезарядки мю-атомов изотопов водорода на ядрах He. Выражения, описывающие временное распределение и выход  $\gamma$ -квантов, имеют вид:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = WK\epsilon_\gamma \lambda_{He}^p \phi C_{He} e^{-(\lambda_0 + \lambda_{pp\mu} \phi + \lambda_{He}^p C_{He} \phi) t}, \quad (2)$$

$$N_\gamma = WK\epsilon_\gamma \lambda_{He}^p \phi C_{He} / (\lambda_0 + \lambda_{pp\mu} \phi + \lambda_{He}^p C_{He} \phi), \quad W = W_H W_0, \quad (3)$$

где  $W_H$ ,  $W_0$  - вероятности образования  $p\mu$ -атома и перехода его в основное состояние соответственно;  $\epsilon_\gamma$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 6,85 кэВ;  $\lambda_{He}^p$  - скорость перехвата мюонов от  $p\mu$ -атомов, находящихся в основном состоянии, к ядрам He;  $\lambda_0$  - скорость распада свободного мюона,  $\lambda_0 = 0,455 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ ;  $\lambda_{pp\mu}$  - скорость образования  $pp\mu$ -молекул;  $C_{He}$  - атомарная концентрация He;  $\phi$  - плотность смеси  $H_2+He$ , приведенная к плотности жидкого водорода,  $n_0 = 4,25 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $K$  - относительная вероятность радиационного перехода мезомолекулярного комплекса ( $p\mu He$ ) из возбужденного состояния ( $2p\sigma$ ) в основное ( $1s\sigma$ ). Как видно, использование данной методики позволяет определить величину  $\lambda_{He}^p$  из наклона временного распределения  $\gamma$ -квантов (показатель экспоненты в выражении (2)), используя известные значения  $\lambda_0$  и  $\lambda_{pp\mu}$ . Кроме этого, может быть также найдено произведение  $WK$  при условии знания эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \approx 6,85$  кэВ.

II.  $D_2+He$ ,  $T_2+He$

На рис. 2, 3 приведены схемы мю-атомных и мю-молекулярных процессов, происходящих после остановки мюонов в смесях  $D_2+He$  и  $T_2+He$ . Наиболее приемлемой методикой определения параметров процесса перехвата мюонов от  $d\mu$ - и  $t\mu$ -атомов к ядрам He является методика анализа последовательно зарегистрированных продуктов реакций ядерного синтеза в  $dd\mu$ - и  $tt\mu$ -молекулах соответственно. Что касается методики регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 6,85 кэВ (1б) и методики (а), используемой в опыте со смесью  $H_2+He$ , то области их применения определяются экспериментальными условиями, о чем будет сказано ниже.

1) СМЕСЬ  $D_2+He$

Для чистого дейтерия<sup>/13,14/</sup> и смеси  $D_2+He$  выражения, описывающие выходы и временные распределения k-х зарегистрированных нейтронов, имеют вид:

чистый дейтерий—

$$\frac{dN_n^k}{dt} = (\epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi)^k (1 - \omega_d)^{k-1} \frac{t^{k-1}}{(k-1)!} e^{-\lambda_1 t}, \quad (4)$$

$$N_n^k = (\epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi)^k (1 - \omega_d)^{k-1} / \lambda_1^k, \quad (5)$$

$$\lambda_1 = \lambda_0 + (\epsilon_n + \omega_d - \epsilon_n \omega_d) \beta \lambda_{dd\mu} \phi; \quad (6)$$

смесь  $D_2 + He$ —

$$\frac{dN_n^k}{dt} = (W \epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi)^k (1 - \omega_d)^{k-1} \frac{t^{k-1}}{(k-1)!} e^{-\lambda_2 t}, \quad (7)$$

$$N_n^k = (W \epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi)^k (1 - \omega_d)^{k-1} / \lambda_2^k, \quad (8)$$

$$\lambda_2 = \lambda_0 + (\epsilon_n + \omega_d - \epsilon_n \omega_d) W \beta \lambda_{dd\mu} \phi + (1 - W) \lambda_{dd\mu} + \lambda_{He}^d \phi C_{He}, \quad (9)$$

$$W = W_d W_0,$$

где  $N_n^k$  — число  $k$ -х зарегистрированных нейтронов;  $W_D$ ,  $W_0$  — вероятности образования  $d\mu$ -атома и перехода его в основное состояние соответственно;  $\epsilon_n$  — эффективность регистрации нейтронов  $dd$ -синтеза с энергией  $E_n = 2,45$  МэВ;  $\lambda_{dd\mu}$  — скорость образования  $dd\mu$ -молекул;  $\beta$  — относительная вероятность канала реакции  $dd$ -синтеза в  $dd\mu$ -молекуле с образованием нейтрона;  $\omega_d$  — коэффициент "прилипания" мюона к ядру  ${}^3He$ , образуемому в реакции  $dd$ -синтеза;  $\lambda_{He}^d$  — скорость перехвата мюонов от  $d\mu$ -атомов, находящихся в основном состоянии, к ядрам  $He$ .

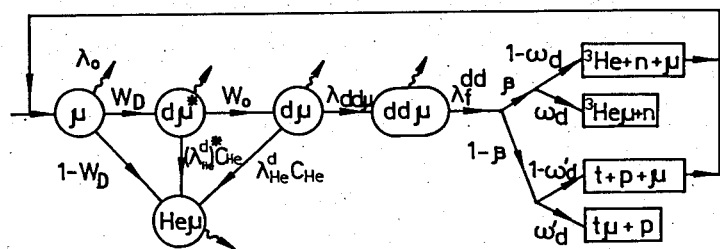


Рис. 2. Схема мю-атомных и мю-молекулярных процессов, происходящих в смеси  $D_2 + He$ .

формулы (4)–(9) получены в предположении, что скорость синтеза в  $dd\mu$ -молекуле  $\lambda_{dd\mu}^d \gg \lambda_0$ ,  $\lambda_{dd\mu}^d$ .

Согласно выражениям (6) и (9), величина  $\lambda_{He}^d$  определяется следующим образом:

$$\lambda_{He}^d = \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) - (1 - W) \lambda_{dd\mu} \phi + (1 - W) (\lambda_1 - \lambda_0)}{\phi C_{He}}. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что в случае 100%-й эффективности регистрации продуктов обоих каналов реакции  $dd$ -синтеза (наклоны временных распределений первых зарегистрированных событий ( ${}^3He$ ,  ${}^3He\mu$ ,  $t$ ,  $p$ ) равны:  $\lambda_1 = \lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \phi$ ;  $\lambda_2 = \lambda_0 + \lambda_{dd\mu} \phi + \lambda_{He}^d \phi C_{He}$ ) выражение (10) принимает вид:

$$\lambda_{He}^d = (\lambda_2 - \lambda_1) / \phi C_{He}. \quad (11)$$

Реализация такого метода определения скорости перехвата мюонов имела место в эксперименте [7], выполненном с использованием ионизационной камеры высокого давления. С целью извлечения информации о характеристиках процесса перехвата для случая, когда регистрируются только нейтроны последовательных актов синтеза с эффективностью  $\epsilon_n < 1$ , предлагается следующий алгоритм анализа экспериментальных данных.

1. Опыт с чистым  $D_2$ . Путем аппроксимации временных распределений 1-х зарегистрированных нейтронов выражением (4) и используя измеренное отношение выходов 2-х и 1-х зарегистрированных нейтронов (см. выражение (5)) определяются величины  $\lambda_1$  и  $A = (1 - \omega_d) \epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi$ .

2. Опыт со смесью  $D_2 + He$ . Используя такую же процедуру, как и в опыте с чистым дейтерием, определяем величины  $\lambda_2$  и  $B = (1 - \omega_d) W \epsilon_n \beta \lambda_{dd\mu} \phi = AW$ .

3. Подставляя значение  $A$  в выражение для величины  $B$ , определяем произведение  $W_D W_0 = W$ .

4. Используя выражения (6) и (9), а также найденное значение  $W$ , находим скорость перехвата мюонов от  $d\mu$ -атомов, находящихся в основном состоянии, к ядрам  $He$ . При вычислениях  $\lambda_{He}^d$  используется известное из литературы экспериментальное

значение  $\lambda_{dd\mu}$ , соответствующее определенной температуре смеси  $D_2 + He$ .

Следует отметить, что для анализа данных, полученных в области низких температур смеси  $D_2 + He$  ( $T \sim 20$  К) при любых значениях концентрации He и плотности дейтерий-гелиевой смеси, использование формулы (11) вполне обоснованно (вклад величины  $(1-W)\lambda_{dd\mu}\phi - (1-W)(\lambda_1 - \lambda_0)$  в разность  $(\lambda_2 - \lambda_1)$  пренебрежимо мал).

Теперь остановимся на анализе результатов экспериментов, выполняемых с использованием методики регистрации  $\gamma$ -квантов перехода  $(d\mu He)^* \rightarrow (d\mu He)$ . Временное распределение и выход зарегистрированных  $\gamma$ -квантов с энергией перехода 6,85 кэВ имеет вид:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = WK \epsilon_\gamma \lambda_{He}^d \phi C_{He} e^{-\lambda_3 t}, \quad (12)$$

$$N_\gamma = WK \epsilon_\gamma \lambda_{He}^d \phi C_{He} / \lambda_3, \quad (13)$$

$$\lambda_3 = \lambda_0 + \omega_d W \beta \lambda_{dd\mu} \phi + (1-W)\lambda_{dd\mu} \phi + \lambda_{He}^d \phi C_{He}. \quad (14)$$

Из выражения (14) видно, что корректное определение параметров процесса перехвата  $WK$  и  $\lambda_{He}^d$  в смеси  $D_2 + He$  возможно лишь при условии:  $\omega_d \lambda_{dd\mu} \phi, (1-W)\lambda_{dd\mu} \phi \ll \lambda_0$ . Это условие выполняется при достаточно низких температурах смеси  $D_2 + He$  ( $\sim 20$  К ( $\lambda_{dd\mu}(20 \text{ К}) \approx 0,04 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$  /15/)). В этом случае скорость перехвата мюонов  $\lambda_{He}^d$  можно определить как

$$\lambda_{He}^d = (\lambda_3 - \lambda_0) / \phi C_{He}. \quad (15)$$

Используя измеренные значения  $\lambda_3$  и  $N_\gamma$ , а также эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $\epsilon_\gamma$ , найденную расчетным либо экспериментальным путем, можно определить величину  $WK$ . При более высоких температурах правильное извлечение информации о характеристиках процесса перехвата становится возможным лишь с одновременным использованием методики регистрации продуктов реакции  $dd$ -синтеза.

## 2) СМЕСЬ $T_2 + He$

Для определения параметров процесса перехвата мюонов от  $t\mu$ -атомов к ядрам He с использованием методики регистрации нейтронов последовательных актов  $tt$ -синтеза необходим следующий алгоритм проведения опытов и анализа полученных экспериментальных данных.

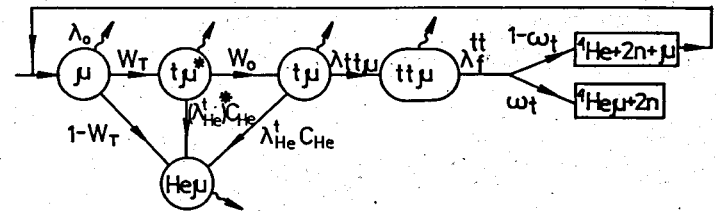


Рис. 3. Схема мю-атомных и мю-молекулярных процессов, происходящих в смеси  $T_2 + He$ .

1. Опыт с чистым тритием. Согласно работе /16/ определяется величина  $\epsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}$  из анализа временного распределения 1-х зарегистрированных нейтронов и отношения выходов 2-х и 1-х зарегистрированных нейтронов:

$$\frac{dN_n^2}{dt} = 2\epsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} (e^{-S_2 t} - e^{-S_1 t}) / \Delta, \quad (16)$$

$$\frac{N_n^2}{N_n^1} = \epsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} (1 - \omega_t) / [\Lambda_t \Lambda_f - (1 - \omega_t)(1 - \epsilon_n) \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}], \quad (17)$$

$$\Delta = \sqrt{(\Lambda_f - \Lambda_t)^2 + 4(1 - \omega_t)(1 - \epsilon_n) \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}},$$

$$S_1 = \frac{1}{2}(\Lambda_t + \Lambda_f + \Delta), \quad S_2 = \frac{1}{2}(\Lambda_t + \Lambda_f - \Delta),$$

$$\Lambda_f = \lambda_0 + \lambda_f^{tt}, \quad \Lambda_t = \lambda_0 + \lambda_{tt\mu} \phi,$$

$$S_1 + S_2 = \Lambda_t + \Lambda_f, \quad S_1 - S_2 = \Delta,$$

где  $\lambda_{tt\mu}$  - скорость образования  $tt\mu$ -молекул;  $\lambda_f^{tt}$  - скорость

tt-синтеза в ttμ-молекуле;  $\omega_t$  - коэффициент "прилипания" мюонов к ядру  ${}^4\text{He}$ , образующемуся в результате реакции ядерного синтеза в ttμ-молекуле;  $N_n^1, N_n^2$  - числа 1-х и 2-х зарегистрированных нейтронов.

Значения  $S_1$  и  $S_2$  есть результат аппроксимации временных распределений 1-х зарегистрированных нейтронов tt-синтеза выражением (16).

Величину  $\varepsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f$  можно определить двумя способами:

а) подстановкой измеренных значений  $S_1$  и  $S_2$  в уравнение (16):

$$\varepsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} = [(N_n^1) \Delta] / 2 \left[ \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right];$$

б) подстановкой измеренных величин  $(N_n^2/N_n^1)$ , а также табличных значений  $\lambda_0, \lambda_{tt\mu}, \lambda_f^{tt}, \omega_t$  в уравнение (18):

$$\varepsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} = N_n^2/N_n^1 [\Lambda_t \Lambda_f - (1-\omega_t) \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}] / (1-\omega_t) (1-N_n^2/N_n^1). \quad (18)$$

2. Опыты со смесью  $T_2 + \text{He}$ . Выражения, описывающие временное распределение 1-х зарегистрированных нейтронов tt-синтеза и отношение выходов 2-х и 1-х зарегистрированных нейтронов имеют вид<sup>/16/</sup>:

$$\left( \frac{dN_n^1}{dt} \right)^{T/\text{He}} = 2\varepsilon_n W \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} (e^{-S_2 t} - e^{-S_1 t}) / \Delta, \quad (19)$$

$$\left( \frac{N_n^2}{N_n^1} \right)^{T/\text{He}} = (1-\omega_t) \varepsilon_n W \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} / [\Lambda_t^{T/\text{He}} \Lambda_f - (1-\omega_t) (1-\varepsilon_n) W \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}], \quad (20)$$

$$S_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ (\Lambda_t^{T/\text{He}} + \Lambda_f) \pm \sqrt{(\Lambda_f - \Lambda_t^{T/\text{He}})^2 + 4(1-\omega_t) (1-\varepsilon_n) W \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}} \right], \quad (21)$$

$$\Lambda_t^{T/\text{He}} = \lambda_0 + \lambda_{tt\mu} \phi + \lambda_{\text{He}}^{tt} C_{\text{He}} \phi; \quad \Lambda_f = \lambda_f^{tt} + \lambda_0;$$

$$S_1 + S_2 = \Lambda_t^{T/\text{He}} + \Lambda_f = 2\lambda_0 + \lambda_{tt\mu} \phi + \lambda_{\text{He}}^{tt} C_{\text{He}} \phi + \lambda_f^{tt}; \quad W = W_T W_0. \quad (22)$$

Показатели экспонент  $S_1$  и  $S_2$  определяются путем аппроксимации временного распределения 1-х зарегистрированных нейтронов выражением (19). Скорость перехвата мюонов от tμ-атомов, находящихся в основном состоянии, можно найти из

выражения (22), используя табличные значения величин  $\lambda_0, \lambda_{tt\mu}, \lambda_f^{tt}$ :

$$\lambda_{\text{He}}^t = [(S_1 + S_2) - 2\lambda_0 + \lambda_{tt\mu} \phi + \lambda_f^{tt}] / \phi C_{\text{He}}, \quad (23)$$

а величину W - из выражения (20) путем подстановки в него значения  $\varepsilon_n \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt}$  (найденного в опыте с чистым тритием) и значения  $(1-\omega_t) (1-\varepsilon_n) W \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} = \frac{1}{4} [(S_1 - S_2)^2 - (\Lambda_f - \Lambda_t^{T/\text{He}})^2]$  (полученного в опыте со смесью  $T_2 + \text{He}$ ):

$$W = \left\{ \left( \frac{N_n^2}{N_n^1} \right)^{T/\text{He}} \left[ \left( 1 - \left( \frac{N_n^2}{N_n^1} \right)^T \right) \left( \Lambda_t^{T/\text{He}} \Lambda_f - \frac{1}{4} \left[ (S_1^{T/\text{He}} - S_2^{T/\text{He}})^2 - (\Lambda_f - \Lambda_t^{T/\text{He}})^2 \right] \right) \right] \right\} / \left\{ \left( \frac{N_n^2}{N_n^1} \right)^T \left[ \Lambda_t^T \Lambda_f - \lambda_{tt\mu} \phi \lambda_f^{tt} (1-\omega_t) \right] \right\} \quad (24)$$

(значения с индексами T и T/He измерены в опытах с чистым тритием и со смесью  $T_2 + \text{He}$  соответственно). Проводя измерения при одной и той же концентрации гелия, но при разных температурах, можно исследовать зависимость W(T) и тем самым получить информацию об энергетическом распределении tμ-атомов в процессе их девозбуждения.

Рассмотрим возможность применения других методик для исследования процесса перехвата мюона в смеси  $T_2 + \text{He}$ .

Использование ионизационной камеры, как в случае опыта со смесью  $D_2 + \text{He}$ , практически исключено ввиду высокой радиоактивности трития. Применение же методики регистрации γ-квантов перехода (16) позволяет прямым образом наблюдать механизм молекулярной перезарядки tμ-атомов на ядрах He, но для корректного определения параметров данного процесса необходимо также одновременное использование и нейтронной методики. Это обусловлено тем, что показатели экспонент в выражении, описывающем временное распределение γ-квантов с энергией 6,85 кэВ, содержат член типа  $(1-W) \lambda_{tt\mu}$ , который, в отличие от опыта со смесью  $D_2 + \text{He}$ , необходимо учитывать даже в области низких температур, т.к. скорость образования ttμ-молекул носит нерезонансный характер,  $\lambda_{tt\mu}(20\text{K}) \approx 2 \cdot 10^6 \text{c}^{-1/17}$ . Что касается методики регистрации γ-квантов

мезорентгеновского излучения  $Z\mu$ - атомов и электронов от распадов мюонов в тройной смеси  $T_2+He+Z$ , то она также применима и позволяет однозначно определить искомые параметры процесса перехвата мюонов. Однако следует отметить одно важное обстоятельство. Использование в качестве небольшой добавки, как правило, элементов с большим  $Z$  (ксенон, криптон и т.д.) накладывает определенные ограничения на температурный диапазон исследований процесса перехвата (это связано с тем, что температура тройной точки данных веществ существенно выше  $-20$  К).

Резюмируя изложенное в данной статье, можно сделать следующие выводы.

1. Применение методики регистрации нейтронов последовательных актов  $dd$ - и  $tt$ - синтеза позволяет проводить исследования мю-атомных и мю-молекулярных процессов в смесях  $D_2+He$  и  $T_2+He$  в широких диапазонах давлений, температур и концентраций гелия.

2. Совместное применение нейтронной методики и методики регистрации  $\gamma$ - квантов с энергией  $E_\gamma = 6,85$  кэВ позволяет определить относительную вероятность  $K$  радиационного перехода мезомолекулярных комплексов  $(d\mu He)$ ,  $(t\mu He)$  из возбужденного состояния в основное.

3. Исследование мю-атомных процессов в смеси  $H_2+He$  в области высоких давлений и температур ( $T > 120$  К) целесообразно проводить с использованием методики регистрации  $\gamma$ - квантов мезорентгеновского излучения  $Z\mu$ - атомов ( $Xe\mu$ ,  $Kr\mu$ ), а в области низких давлений и температур ( $T < 120$  К) - с использованием методики регистрации  $\gamma$ - квантов перехода  $(p\mu He)^* \rightarrow (p\mu He)$ . Одновременное использование этих двух методик в области температур  $T > 120$  К позволяет также определить величину  $K$ .

Проводя исследования мю-атомных и мю-молекулярных процессов с использованием указанных методик в смесях  $H_2+He$ ,  $D_2+He$ ,  $T_2+He$  в широких диапазонах давлений, температур и концентраций гелия, можно получить информацию (согласно работе /18/): а) о зависимости скорости перехвата мюонов из

основного состояния мю-атомов изотопов водорода к ядрам He от температуры; б) об абсолютных значениях скоростей перехвата мюонов из основного и возбужденных состояний мезоводорода к ядрам гелия; в) о вероятности перехода  $p\mu$  ( $d\mu$ ,  $t\mu$ )- атомов из возбужденных состояний в основное; г) о существовании либо отсутствии изотопической зависимости прямой посадки мюонов; д) о процессе термализации возбужденного мезоводорода в водород-гелиевой смеси.

В заключение следует отметить, что проведение такого рода исследований желательно осуществлять в газовой смеси изотопов водорода с гелием, чтобы исключить неопределенность, связанную с неточным знанием концентрации He, растворенного в жидком или твердом водороде.

#### Литература

1. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин и др. - ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1257.
2. Ю.А.Аристов, А.В.Кравцов, Н.П.Попов и др. - ЯФ, 1981, т.33, с.1066.
3. В.М.Быстрицкий, В.П.Джелепов, В.И.Петрухин и др. - Мезоны в веществе. Труды международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе, ОИЯИ, Д1,2,14-10908, Дубна, 1977, с.220.
4. A.Bertin, A.Vitale and E.Zavattini - Lettere al Nuovo Cimento, 1977, v.18, p.381.
5. R.Jacot-Guillarmod, F.Bienz, M.Bochung et al. Phys.Rev., 1988, v.36, p.6151.
6. H.P. von ARB, F.Dittus, H.Hofer et al. - Muon Catalyzed Fusion, 1989, v.4, p.61.
7. Д.В.Балин, А.А.Воробьев, Ан.А.Воробьев и др. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с.236.

8. S.E.Jones, A.N.Anderson, A.J.Caffrey et al.-  
Phys.Rev.Lett.,1983,V.51,P.1757.
9. F.Bertin, A.Vitale and E.Zavattini.-Lettere al Nuovo  
Cim. 1977,V.18,P.3817.
10. T.Matsuzaki, K.Ishida, K.Nagamine et al.- Muon  
Catalyzed Fuzion, 1988,V.2,P.217.
11. A.J.Caffrey, A.N.Anderson, C.De W.Van Siclen et  
al.-Muon Catalyzed Fuzion, 1987,V.1,P.53.
12. В.К.Иванов, А.В.Кравцов, А.И.Михайлов и др.- ЖЭТФ,  
1986,Т.91,С.358.
13. M.Bubak, V.M.Bystritsky and A.Gula - Acta Physica  
Polonica, 1985,V.B16,P.575.
14. V.V.Filchenkov, L.N.Somov and V.G.Zinov - Nuclear  
Inst. and Meth., 1984,V.228A,P.174.
15. L.I.Ponomarev -Muon Catalyzed Fusion, 1988,V.3,P.629.
16. M.Bubak, V.M.Bystritsky -JINR, E1-86-107, Dubna,1986.
17. W.H.Breunlich, M.Cargnelli, P.Kammel et al.- Muon  
Catalyzed Fusion, 1987,V.1,P.121.
18. В.М.Быстрицкий, А.В.Кравцов и Н.П.Попов - Препринт  
ОИЯИ, P4-89-561, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 марта 1990 года.