

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-87-82

Л.И.Меньшиков*, Л.Н.Сомов, М.П.Файфман*

**КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ МЮОННОГО КАТАЛИЗА
В СМЕСИ ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ**

1. Квазистационарное приближение

Направлено в ЖЭТФ и Оргкомитет Международного совещания "Мюонный катализ-87", Ленинград, май 1987 г.

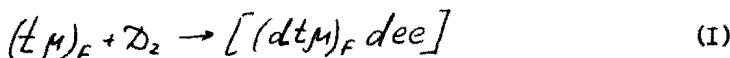
*Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

1987

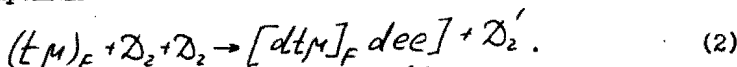
I. Введение

Интерпретация измеренных данных /1-5/ и планирование новых экспериментов по извлечению информации о μ -катализе реакций синтеза ядер дейтерия и трития требуют детального исследования кинетики процессов в смеси $D_2 + \bar{T}_2$, изучение которой было начато в работе /6/.

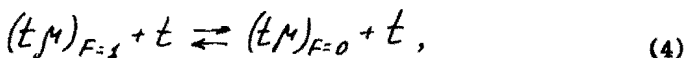
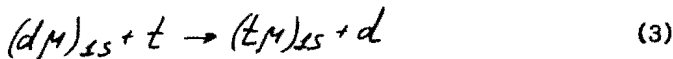
Основными процессами, определяющими эффективность μ -катализа, являются реакции образования мезомолекул $dt\mu$ согласно резонансному механизму /7,8/ при парных столкновениях $t\mu$ -атомов с молекулами среды



и в соответствии с квазирезонансным механизмом /9/ при тройных соударениях



Скорости реакций (1) и (2) $\lambda^{(F)}$, где F - полный спин мезоатома $t\mu$, зависят от температуры смеси $D_2 + \bar{T}_2$. Характер температурной зависимости $\lambda^{(F)}(T)$ определяется функцией $\Phi_F(E, T)$ распределения $t\mu$ -атомов по энергиям /7-9/. В то же время скорости реакций (1) и (2) образования $dt\mu$ -молекул $\lambda^{(F)} \sim 10^8 - 10^9 \text{ с}^{-1}$ /1-5, 8, 9/ весьма велики и сравнимы по порядку величины со скоростями термализации $t\mu$ -атомов /6, 10, 11/, а также перехвата мюона в реакциях



протекающих в $1s$ - состоянии мезоатомов [1-5, 12]. В связи с этим необходимо исследовать искажение максвелловского распределения $f_M(E, T)$ мезоатомов t_M , обусловленное процессами (1)-(4).

В отсутствие каналов потерь мюона (процессов распада мюона, прилипания к ядрам продуктов синтеза) при остановке μ^- -мезона в смеси $D_2 + T_2$ за время $t_0 \gg \lambda_{eff}^{-1} \sim 10^{-12} \text{с}^{-1}$, где λ_{eff} - время жизни мезомолекулы $d t_M$ [13], установился бы стационарный режим, который характеризуется постоянным числом ядерных реакций синтеза, происходящих в единицу времени. Однако в реальной ситуации за время $t \geq t_0$ устанавливается квазистационарный режим, при котором число основных компонент реакций μ^- -катализа (нейтронов, мезоатомов и других) со временем уменьшается экспоненциально с показателями $\lambda \sim \lambda_0$, где $\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ - скорость распада свободного мюона. В этом режиме происходит подавляющая часть ядерных реакций синтеза.

В данной работе получены и решены уравнения, описывающие кинетику процессов μ^- -катализа в квазистационарном приближении. Вычислены также значения скоростей резонансного образования $\lambda^{(F)}(T)$ мезомолекул $d t_M$, усредненные по найденным функциям $\Phi_F(E) = \Phi_F(E, t)$ распределения с учетом неравновесности спектра t_M -атомов.

2. Система уравнений для определения спектра мезоатомов t_M

Система уравнений, схематически изображенная на рис. 1, и описывающая основные процессы в смеси $D_2 + T_2$ при температуре T , определяющая спектр t_M -атомов, имеет вид

$$\frac{\partial f_F(t, E)}{\partial t} = -f_F(t, E) [\lambda_0 + \lambda^{(F)}(E) + \sum_{F'} \lambda_{FF'}(E)] + \sum_{F'} \int_0^\infty f_{F'}(t, E') \Lambda_{FF'}(E, E') dE' + \rho(E) \Gamma_F N_{d t_M}^{(F)} + \gamma_F \delta(E - E_0) \lambda_{dt} N_{d t_M} + \gamma_F (1 - \rho_{cd}) (1 - \omega_s) K(E) \lambda_{eff} N_{d t_M}, \quad (5)$$

$$N_F(t) = \int_0^\infty f_F(t, E) dE, \quad (6)$$

$$\frac{dN_{d t_M}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dt}) N_{d t_M} + \rho_{cd} (1 - \omega_s) \lambda_{eff} N_{d t_M}, \quad (7)$$

$$\frac{dN_{d t_M}^{(F)}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{eff} + \Gamma_F) N_{d t_M}^{(F)} + Q_F, \quad (8)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{eff} N_{d t_M}, \quad (9)$$

где

$$\lambda_{FF'}(E) = \int_0^\infty \Lambda_{FF'}(E, E') dE', \quad (10)$$

$$N_{d t_M} = \sum_F N_{d t_M}^{(F)},$$

$$Q_F = Q_F(t) = \int_0^\infty \lambda^{(F)}(E) f_F(t, E) dE. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения:

C_d и C_t - концентрации ядер дейтерия и трития, $C_d + C_t = 1$; $N_F = N_{t_M}^{(F)}$ и $N_{d t_M}$ - число мезоатомов t_M со спином F и мезоатомов $d t_M$; $N_{d t_M}^{(F)}$ - число мезомолекул $d t_M$ со спином F ; N_n - число нейтронов, испускаемых в реакциях синтеза ядер $d t_M$ -молекул; $f_F(t, E)$ - функция распределения t_M -атомов, находящихся в $1s$ - состоянии с полным спином F ;

λ_{dt} - скорость изотопного обмена (3), значение которой $\lambda_{dt} \sim 2 \cdot 10^8 C_t \varphi$ рассчитано в работах [12, 14] и измерено в экспериментах [1, 3, 5]. В уравнении (5) учтено, что в результате реакций (3) появляется мезоатом t_M с энергией $E_0 \approx 19$ эВ и спином $F = 0, 1$ пропорционально статистическим весам $\gamma_0 = 1/4$ и

$\zeta_z = 3/4$; $\varphi = N/N_0$, где N и $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ - плотности смеси и жидкого водорода соответственно; $\Lambda_{FF'}(E, E') dE'$ - скорость перехода мезоатома из состояния со спином F и кинетической энергией E в состояние со спином F' и энергией E' при столкновениях с молекулами смеси $D_2 + T_2$. Выражения для скоростей $\Lambda_{FF'}$ с учетом данных работ /14-20/ по рассеянию tM -атомов приведены в Приложении А; $\lambda^{(F)}(E)$ - скорости, которые с учетом двух различных механизмов образования мезомолекул равны

$$\lambda^{(F)}(E) = \lambda_r^{(F)}(E) + \lambda_{gr}^{(F)}(E), \quad (12)$$

где $\lambda_r^{(F)}$ и $\lambda_{gr}^{(F)}$ - скорости реакций типа (1) и (2) соответственно. Зависимости величин $\lambda^{(F)}(E)$ от кинетической энергии E мезоатомов tM вычислены в работах /9, 21/ (на рис. 2 приведены скорости $\lambda_r^{(F)}(E)$ из работы /18/); Γ_F - скорости распада образующихся в реакциях (1) мезомолекулярных комплексов:

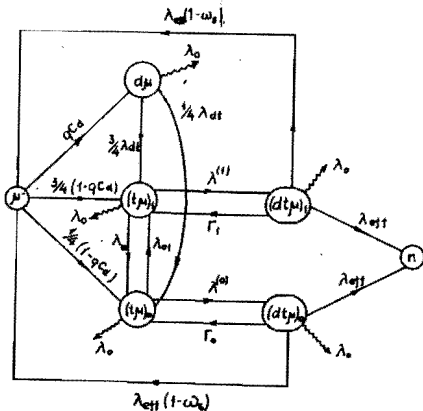
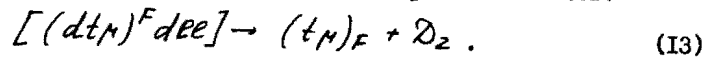


Рис.1. Схема основных процессов, определяющих спектр tM -атомов. Индексами 0 и I отмечены значения спина F состояний tM -атома и dtM -молекулы.

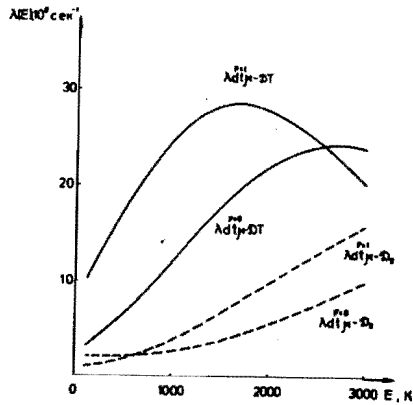
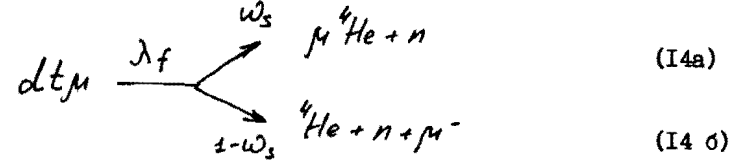


Рис.2. Зависимости скоростей резонансного образования $\lambda^{(F)}(E)$ мезомолекул dtM в составе комплекса $[(dtM) dee]$ от энергии E tM -атомов в л.с. при $T = 600 \text{ К}$.

Значения $\Gamma_F \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ получены в работе /21/; $\lambda_{eff} = \lambda_{dex} + \lambda_f$ - суммарная скорость стабилизации комплексов типа $[(dtM) dee]$ в процессах девозбуждения мезомолекулы dtM , скорость которых равна $\lambda_{dex} = 1,27 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ /22/, и в реакциях синтеза ядер,



где $\lambda_f = 3,9 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ - скорость ядерной реакции /23/, $\omega_s = 0,58 \cdot 10^{-2}$ /24/ - коэффициент прилипания μ^- -мезона к α -частице; $P(E)$ - функция распределения по энергиям tM -атомов, образовавшихся при распаде мезомолекулярных комплексов в реакциях типа (13). Согласно работе /21/ реакция распада (13) лишь на $\sim 5\%$ изменяет наблюдаемую скорость $\lambda_{dtM}^{(F)}$ образования мезомолекул dtM , что позволяет в пределах точности, принятой в данной работе, не конкретизировать вид функции $P(E)$ и выбрать ее, исходя из физического смысла, в виде максвелловского распределения:

$$p(E) = f_M(E), \quad (15)$$

где

$$f_M(E) = 2 \left(\frac{E}{\pi} \right)^{3/2} T^{-3/2} \exp(-E/T). \quad (16)$$

Действительно, мезомолекулярные комплексы, вращательные состояния которых заселены соответственно бoльцмановскому распределению /25/, можно рассматривать как системы, находящиеся в тепловом равновесии со средой и "испускающие" мезоатомы tM .

$K(E)$ - функция распределения по энергиям tM -атомов в $1s$ -состоянии, образовавшихся в результате процессов, происходящих в возбужденных состояниях мезоатомов /10, 26-31/. В данной работе функция $K(E)$ выбрана в виде максвелловского распределения (16), $K(E) = f_M(E)$, что справедливо при плотности смеси $\varphi > 0,05$ /10/.

В уравнениях (5)-(7) учтено, что мезоатомы dM и tM образуются в $1s$ - состоянии с вероятностями gCd и $1-gCd$ соответственно, где g - вероятность того, что мезон не перекроется из возбужденных состояний dM - атомов в реакциях изотопного обмена [32-33];

$$(dM)_n + t \rightarrow (tM)_n + d. \quad (17)$$

Кроме того, вследствие сохранения спина F мезоатомов tM при девозбуждении подуровни F сверхтонкой структуры основного $1s$ - состояния заселяются статистически с весами $\eta_F(1-gCd)$.

Начальные условия для системы уравнений (5)-(11) имеют вид

$$f_F(0, E) = \eta_F(1-gCd)f_M(E), \quad (18a)$$

$$N_{dM}(0) = gCd, \quad (18б)$$

$$N_{dtM}^{(F)}(0) = N_M(0) = 0. \quad (18в)$$

3. Квазистационарный режим процессов M -катализа

Рассмотрим кинетику M - мезомолекулярных процессов в моменты времени $t > t_0$ при

$$t_0 \gg (\lambda_{eff} + \Gamma_F)^{-1} \sim 10^{-12} \text{с}. \quad (19)$$

Величина $N_{dtM}^{(F)}(t)$ меняется сравнительно медленно за время $t > t_0$, поэтому решение уравнения (8) равно

$$N_{dtM}^{(F)}(t) = (\lambda_{eff} + \Gamma_F)^{-1} Q_F(t). \quad (20)$$

Система уравнений (5)-(9) с учетом (20) примет вид

$$\frac{\partial f_F(t, E)}{\partial t} = -f_F(t, E) [\lambda_0 + \lambda^{(F)}(E) + \sum_{F'} \lambda_{FF'}(E)] + \sum_{F'} \int_0^\infty f_{F'}(t, E') \lambda_{F'F}(E', E) dE' + \rho(E)(1-W_2) Q_F + \eta_F \lambda_{dt} \delta(E-E_0) N_{dM} + \eta_F(1-gCd) K(E)(1-W_2) Q, \quad (21)$$

$$+ \eta_F \lambda_{dt} \delta(E-E_0) N_{dM} + \eta_F(1-gCd) K(E)(1-W_2) Q,$$

$$\frac{dN_{dM}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dt}) N_{dM} + (1-W_2) gCd Q, \quad (22)$$

$$\frac{dN_M}{dt} = Q, \quad (23)$$

где обозначено:

$$Q = \sum_F W_F Q_F, \quad (24)$$

$$W_F = \lambda_{eff} / (\lambda_{eff} + \Gamma_F). \quad (25)$$

Если положить $\lambda_0 + \lambda^{(F)} - \lambda_{dt} = 0$, то из уравнения (21) следует, что за время

$$t \geq \tau_B = [\min \lambda_{FF'}(E \sim T)]^{-1}, \quad (26)$$

где

$$\lambda_{FF'} \sim 10^9 \varphi c^{-1} / |2| \quad (27)$$

(см. Приложение Б), мезоатомами tM термализуются, т.е.

$$f_F(E, t) = N_F \cdot f_M(E), \quad (28)$$

а между состояниями сверхтонкой структуры tM - атомов устанавливается бoльшмановское равновесие:

$$N_0 = 3N_1 \exp(-\Delta E / T). \quad (29)$$

Здесь $\Delta E = \Delta E^{hfs} = 0,241$ эВ - сверхтонкое расщепление $1s$ - состояния мезоатома tM .

В реальном случае $\lambda^{(F)} \neq 0$ и $\lambda_{dt} \neq 0$ и устанавливается квазистационарный режим, при котором функцию $f(E, t)$, аналогично (28), можно представить в виде (см. Приложение В):

$$f_F(t, E) = N_F(t) \tilde{\Phi}_F(E), \quad (30)$$

$$\int_0^\infty \tilde{\Phi}_F(E) dE = 1.$$

Система уравнений (21)-(23) для временных компонент примет вид (ср. /6/):

$$\frac{dN_F}{dt} = -(\lambda_0 + \tilde{\lambda}^{(F)} + \lambda_{FF'})N_F + \lambda_{F'F}N_{F'} + \gamma_F(1 - \rho_{Cd})(1 - \omega_s)Q + \gamma_F \lambda_{dt} N_{dt}, \quad F' \neq F, \quad (31)$$

$$\frac{dN_{dt}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dt})N_{dt} + (1 - \omega_s)\rho_{Cd}Q, \quad (32)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = Q. \quad (33)$$

Здесь обозначено:

$$\lambda^{(F)} = \frac{1}{I_F} \int_0^\infty \lambda^{(F)}(E) \tilde{\Phi}_F(E) dE, \quad (34)$$

$$\lambda_{FF'} = \frac{1}{I_F} \int_0^\infty \lambda_{FF'}(E) \tilde{\Phi}_F(E) dE, \quad (35)$$

$$I_F = \int_0^\infty \tilde{\Phi}_F(E) dE, \quad (36)$$

$$\tilde{\lambda}^{(F)} = W_F \lambda^{(F)}. \quad (37)$$

Отметим соотношения, которые следуют из определений (12) и (24):

$$Q_F(t) = \lambda^{(F)} N_F, \quad (38)$$

$$Q(t) = \sum_F \lambda^{(F)} N_F. \quad (39)$$

Начальные условия для системы уравнений (31)–(33) определены выражениями (18б), (18в) и условием

$$N_F(0) = \gamma_F(1 - \rho_{Cd}), \quad (18г)$$

которое следует из (18а).

Аналогично кинетике процессов в чистом дейтерии^{/34/}, в уравнениях (31)–(33), описывающих реакции в смеси $D_2 + T_2$, учет распада (13) мезомолекулярных комплексов сводится к замене скорости $\lambda^{(F)}$ образования мезомолекул $dt\mu$ на эффективные скорости $\tilde{\lambda}^{(F)}$, определенные выражением (37).

4. Решение систем уравнений

Решение системы уравнений (31)–(33) с точностью до членов первого порядка малости по величинам λ_0 и ω_s имеет вид:

$$N_F(t) = N_F^{(0)} e^{-\lambda t}, \quad (40)$$

$$N_{dt}(t) = N_{dt}^{(0)} e^{-\lambda t}, \quad (41)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_c e^{-\lambda t}, \quad (42)$$

$$\lambda = \lambda_0 + \omega_s \lambda_c, \quad (43)$$

$$\lambda_c^{-1} = \frac{\rho_{Cd}}{\lambda_{dt}} + \frac{B}{A}. \quad (44)$$

Здесь обозначено:

$$A = \tilde{\lambda}^{(d)} \tilde{\lambda}^{(n)} + \tilde{\lambda}^{(d)} \lambda_{o1} + \tilde{\lambda}^{(n)} \lambda_{10}, \quad (45)$$

$$B = \gamma_0 \tilde{\lambda}^{(d)} + \gamma_1 \tilde{\lambda}^{(n)} + \lambda_{o1} + \lambda_{10}, \quad (46)$$

$$N_F^{(0)} = \frac{\lambda_c}{A} (\gamma_F \tilde{\lambda}^{(F')} + \lambda_{F'F}), \quad F' \neq F, \quad (47)$$

$$N_{dt}^{(0)} = \frac{\rho_{Cd}}{\lambda_{dt}} \lambda_c. \quad (48)$$

Формула для общего числа циклов μ -катализа в расчете на один остановившийся в смеси μ^- мезон имеет хорошо известный вид^{/6/}:

$$\lambda_c^{-1} = \omega_s + \frac{\lambda_0}{\lambda_c}. \quad (49)$$

Здесь λ_c – "скорость цикла", т.е. частота появления нейтронов в реакции (14)^{/2/}. Величина λ_c (44) формально совпадает с полученной в работах^{/35/} при пренебрежении в выражениях (45) и (46) скоростями λ_{o1} процессов (4), которые существенны при высоких температурах $T > 700$ К. Однако нами учтено, что скорости $\tilde{\lambda}^{(F)}$ образования $dt\mu$ -молекул, входящие в (45) и (46), являются эффективными согласно (37) и определены выражением (34), справедливым только при квазистационарном режиме.

Учет выражений (40) и (41), соотношений, которые следуют из них:

$$N_F(t) = a_F N_{dM}(t), \quad (50)$$

$$a_F = N_F^{(0)} / N_{dM}^{(0)}, \quad (51)$$

а также условия (30) приводят систему уравнений (21) к виду

$$-\Phi_F(E) \left[\lambda^{(F)}(E) + \sum_{F'} \lambda_{FF'}(E) \right] + \sum_{F'} \int_0^\infty \Phi_{F'}(E') \lambda_{F'F}(E', E) dE' + \Pi_F(E), \quad F=0,1. \quad (52)$$

Здесь обозначено:

$$\Phi_F(E) = a_F \tilde{\Phi}_F(E), \quad (53)$$

$$\Pi_F(E) = \rho(E)(1-W_F) \lambda^{(F)} a_F + K(E) \zeta_F \left(\frac{1}{q C_d} - 1 \right) \lambda dt + \delta(E-E_0) \zeta_F \lambda dt. \quad (54)$$

В уравнениях (52) опущены члены $\sim \omega_s$ и $\sim \lambda_0/\lambda$.

Как показано в Приложении Б, учет процесса перезарядки (3) при расчетах скоростей образования $\lambda^{(F)}$ вносит незначительную поправку в широком интервале температур и концентраций смеси.

В таком случае, вводя вместо функции $\delta(E-E_0)$ максвелловское распределение (16) f_M и учитывая соотношения (45), (51), (53), представим выражение (54) в виде

$$\Pi_F(E) = f_M(E) \zeta_F W_{F'} \lambda^{(F')} \lambda^{(F)} + (1-\zeta_{F'}) W_F \lambda_{FF'} + \zeta_F W_{F'} \lambda^{(F')} \lambda_{FF'}, \quad (55)$$

$$F \neq F'.$$

Значения величин $\lambda^{(F)}$ и $\lambda_{FF'}$ в (55) определены формулами (34)-(36) и не изменяются при замене $\tilde{\Phi}_F \rightarrow \Phi_F$ с учетом равенства (53).

Скорости $\lambda^{(F)}$ в уравнениях (52) определены согласно (12) через величины $\lambda_r^{(F)}(E)$ и $\lambda_{gr}^{(F)}(E)$. Скорости $\lambda_r^{(F)}$ реакции (1) рассчитаны с точностью $\sim 1\%$ [21]. В то же время полученные в работе [9] оценки значений скоростей $\lambda_{gr}^{(F)}$, равные

$$\lambda_{gr}^{(0)} = (2 \div 4) \cdot 10^8 \varphi^2 C_d^2 \text{ сек}^{-1}, \quad \lambda_{gr}^{(1)} \ll \lambda_{gr}^{(0)},$$

содержат значительную неопределенность. В данной работе, ввиду отсутствия детальных расчетов, приняты следующие значения величин $\lambda_{gr}^{(F)}$:

$$\lambda_{gr}^{(0)}(E) = \lambda_{gr}^{(0)} \equiv \lambda_{gr}, \quad \lambda_{gr}^{(1)}(E) = \lambda_{gr}^{(1)} = 0, \quad (56)$$

что качественно согласуется с экспериментальными измерениями [3].

5. Результаты

Решения системы уравнений (52), в силу различных механизмов реакций M -катализа, зависят от плотности, температуры и концентрации компонент смеси $\mathcal{D}_2 + \bar{I}_2$ довольно сложным образом.

На рис.3 представлены решения $\Phi_F(E)$ с учетом и без учета процессов (2) при $\varphi = 1$, $C_t = 0,3$ и $T = 600$ К. Из рисунка

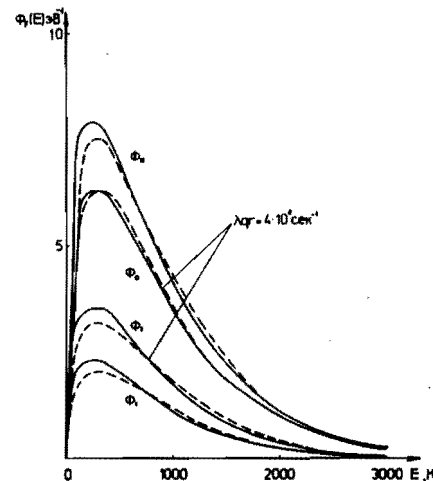


Рис.3. Распределение $(tM)_F$ -атомов по энергиям при $\varphi = 1$, $C_t = 0,3$, $T = 600$ К (сплошные линии). Пунктирные линии - максвелловские функции.

видно, что функции $\Phi_F(E)$ (сплошные кривые) и максвелловские распределения (пунктирные кривые), нормированные на одинаковое число мезоатомов, различаются менее чем на 10%. Такое незначительное различие объясняется, с одной стороны, большой вероятностью процессов (17) перехвата мезонов в возбужденных состояниях мезоатомов /32,33/, а с другой стороны, высокой скоростью замедления мезоатомов t_M (Приложение Б) по сравнению со скоростями образования мезомолекул.

В таблице приведены при значениях $\varphi = 1$, $C_t = 0,3$ и различных температурах эффективные скорости $\lambda^{(F)}$ образования мезомолекул dt_M , рассчитанные по формулам (34) с вычисленными функциями $\Phi_F(E)$ и с максвелловским распределением $f_M(E)$. Сравнение показывает, что искажение максвелловского спектра не превышает 5%. В этой же таблице приведены скорости процессов (4), которые важны при исследовании кинетики реакций M -катализа.

При выводе формулы (49) для простоты изложения не рассматривались процессы образования мезомолекул dd_M и tt_M , а также перехват мезона ядрами He. Учет этих процессов приводит к замене в выражении (49) ω_3 величиной

$$W = \omega_3 + \frac{\beta \varphi C_d \omega_d \lambda_{ddM}}{\lambda_{dt} C_t} + \frac{\lambda_{ttM} \omega_t B}{A} + C_{He} \left(\frac{\varphi C_d \lambda_{dHe}}{\lambda_{dt} C_t} + \frac{\lambda_{tHe} \cdot B}{A} \right). \quad (57)$$

Отметим, что выражения (44,57) справедливы при выполнении неравенства $\lambda_0 + \lambda_{ddM} \ll \lambda_{dt}$.

Здесь λ_{ddM} и λ_{ttM} - скорости образования соответствующих

Таблица. Скорости образования dt_M -молекул $\lambda^{(F)}$ и скорости $\lambda_{FF'}$ процессов $t_M(F=1)+t \rightleftharpoons t_M(F=0)+t$ в смеси D_2+I_2

$\lambda_{r_2} 10^8 c^{-1}$	T, K	300	600	900
$\lambda_{r_2} 10^8 c^{-1}$				
$\lambda(0)$		1,27(1,27)	3,54(3,62)	5,78(5,81)
$\lambda(I)$		1,49(1,62)	5,77(6,14)	8,12(8,31)
λ_{IO}	0	3,6	3,6	3,6
λ_{OI}		0	0,04	0,16
$\lambda(0)$		2,26(2,24)	4,58(4,6)	6,79(6,79)
$\lambda(I)$		1,49(1,62)	5,79(6,14)	8,12(8,31)
λ_{IO}	2	3,6	3,6	3,6
λ_{OI}		0	0,04	0,16
$\lambda(0)$		3,26(3,23)	5,62(5,58)	7,81(7,77)
$\lambda(I)$		1,49(1,62)	5,81(6,14)	8,13(8,31)
λ_{IO}	4	3,6	3,6	3,6
λ_{OI}		0	0,04	0,16

В скобках представлены величины скоростей, вычисленные с максвелловским распределением. Значения скоростей приведены при плотности $\varphi = 1$ и концентрации трития $C_t = 0,3$.

молекул, λ_{dHe} и λ_{tHe} - скорости перехвата мезона ядрами He с ядер d и t ; ω_d - коэффициент прилипания мезона в реакции dd -синтеза; $\beta = 0,58$. Отметим, что формулы (41), (49), (57) справедливы в широкой области изменения плотности $\varphi \gg 0,01$, в которой выполнено условие (27) применимости квазистационарного приближения $\lambda \tau_0 \ll 1$.

При $T \leq 500$ К выражение для λ_c представляется в виде

$$\lambda_c^{-1} = \left[\frac{q C_d}{\lambda_{dt} C_t} + \frac{a \tau_5}{\lambda_{s0} C_t} + \frac{1}{\lambda_{dtm} C_d} \right] \frac{1}{\varphi} \quad (58)$$

При анализе эксперимента ^{/3/} второе слагаемое не было принято во внимание. Поэтому результаты эксперимента интерпретировались как рассогласование между теоретическими оценками и измеренными значениями величин q . Кроме того, характер зависимости величин q от плотности и концентрации трития также отличался от предсказанного теорией ^{/32-33/}. Однако слагаемое $q \tau_5 / \lambda_{s0} C_t$ сравнимо по величине с $q C_d / \lambda_{dt} C_t$ при $\varphi \geq 0,5$ ^{/32-33/}. Учет этого обстоятельства при обработке эксперимента ^{/3/} устраняет отмеченное рассогласование.

6. Заключение

Один мюон осуществляет примерно $X_c \approx 100$ циклов мюонного катализа ^{/2,3,8,36/} за время $\sim \lambda_c^{-1} \gg \tau_5$. В этих условиях применимо квазистационарное приближение, позволяющее систему уравнений, соответствующую кинематике процессов в смеси $D_2 + T_2$, разделить на две системы, из которых одна описывает временное распределение компонент, участвующих в M -катализе, а другая - распределение tM -атомов по энергиям.

Отметим, что в соответствии с определением квазистационарного режима (27) уравнения кинетики, полученные в данной работе, неприменимы к описанию процессов установления равновесия по состояниям сверхтонкой структуры tM -атомов, протекающих за время $t \lesssim \tau_5$ (см. Приложения А и В). Изучение кинетики M -катализа в таком переходном режиме при $t \lesssim \tau_5$ представляет значительный интерес в связи с тем, что в этом режиме, наблюдаемом в эксперименте при малых плотностях смеси $\varphi \lesssim 0,01$, можно измерить некоторые характеристики мюонного ка-

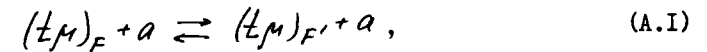
тализа ^{/4,5/}. Однако теоретическое исследование переходного режима в случае малых плотностей затруднено недостаточным знанием функции $K(E)$ распределения tM -атомов, вид которой обусловлен процессами, происходящими в возбужденных состояниях мезоатомов.

В заключение авторы выражают благодарность Л.И.Пономареву за постоянное внимание к работе, М.В.Казарновскому и Ю.В.Петрову за полезные обсуждения, М.Бубаку, В.С.Мележику и Т.А.Стриж за помощь на различных этапах работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ $\Lambda_{FF'}(E, E')$ РАССЕЯНИЯ tM -АТОМОВ НА ЯДРАХ СМЕСИ $D_2 + T_2$

Методы расчета сечений реакций типа



где $a = d, t$, были развиты в работах ^{/12,14-17/}. При изучении рассеяния мезоатомов tM на ядрах d и t в смеси $D_2 + T_2$ необходимо принимать во внимание влияние химической связи ядра a в молекуле AB ($A, B = D, T$) ^{/18/} и взаимодействие tM -атома с электронами молекулы AB ^{/19/}. Вычисленные с учетом этих эффектов зависимости скоростей

$$\lambda_{FF'}^0(\varepsilon) = N_0 G \sigma \quad (A.2)$$

от энергии ε столкновения мезоатома tM с ядром a в системе их центра масс представлены на рис.4. Отметим, что для процессов спин-флипа (4) указанные молекулярные эффекты несущественны.

Скорость рассеяния $\Lambda_{FF'}(E, E')$ в лабораторной системе, соответствующую $\lambda_{FF'}(\varepsilon)$, представим в виде

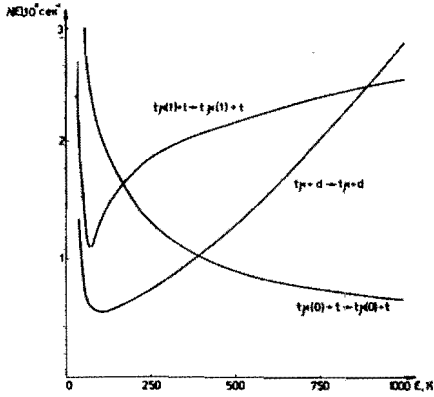


Рис.4. Зависимости скоростей $\lambda_{FF'}(E)$ процессов $(tM)_F + a \rightarrow (tM)_{F'} + a (a=d, t)$ от энергии столкновения в с.ц.м. с учетом химической связи ядер "а" в молекулах и влияния электронной оболочки молекул.

$$\Lambda_{FF'}(E, E') = N_0 \varphi \left[C_d \sum_{FF'}^{(d)}(E, E') + C_t \sum_{FF'}^{(t)}(E, E') \right], \quad (A.3)$$

Величины $\sum_{FF'}^{(a)}(E, E')$ определены соотношением

$$\int \langle \sigma d\sigma \rangle = \int \sum_{FF'}(E, E') dE' \equiv G(E), \quad (A.4)$$

где σ и $\sigma = \sigma_{FF'}^{(a)}$ - скорость столкновения и полное сечение рассеяния tM -атомов в с.ц.м. соответственно, угловые скобки означают усреднение по импульсам q_a ядер a с максвелловской функцией распределения. В нерелятивистском приближении при $F \neq F'$ отличны от нуля только $\sigma_{FF'}^{(d)}$ и $\sum^{(t)}$.

При энергиях tM -атома $E \lesssim 1$ эВ справедливо приближение S - волн

$$d\sigma = \sigma(p) d\Omega_{p'} / 4\pi, \quad (A.5)$$

где

$$\vec{p} = (M_a \vec{q} - M \vec{q}_a) / (M_a + M) = M_a \vec{\sigma},$$

$$\vec{p}' = (M_a \vec{q}' - M \vec{q}'_a) / (M_a + M)$$

- импульсы в системе центра масс до и после столкновения, \vec{q}, \vec{q}' и \vec{q}_a, \vec{q}'_a - импульсы tM -атома и ядра a до и после столкновения в лабораторной системе, $M_a^{-1} = M^{-1} + M_a^{-1}$, M и M_a - масса tM -атома и ядра a . Выражение (A.4) для $G(E)$ приводится к виду

$$G(E) = \frac{1}{4\pi} \int \sigma(p) d\Omega_{p'} f(q_a) d^3 q_a =$$

$$= \frac{1}{4\pi M_a^2} \int d^3 p' d^3 p \delta(E_f - E_i) \delta(\vec{q}' + \vec{q}'_a - \vec{q} - \vec{q}_a) \frac{p}{p'} \sigma(p) f(q_a) d^3 q_a, \quad (A.6)$$

где обозначено

$$\vec{p} = \vec{q}' + \vec{q}'_a; \quad f(q_a) = (2\pi M_a T)^{-3/2} \exp[-q_a^2 / 2M_a T],$$

$$E_f - E_i = \frac{p'^2}{2M} - \frac{p^2}{2M} - \Delta E = \frac{q'^2}{2M} - \frac{q^2}{2M} - \frac{q_a'^2}{2M} - \frac{q_a^2}{2M} - \Delta E_{FF'},$$

$$\Delta E_{FF'} = \begin{cases} 0, & \text{при } F = F' \\ \Delta E = 0,24 \text{ эВ} & \text{при } F = I, F' = 0 \\ -\Delta E, & \text{при } F = 0, F' = I. \end{cases}$$

Учитывая соотношение $d^3 p' d^3 p = d^3 q' d^3 q_a$, проводя интегрирование по $d^3 q_a$ и выделяя в явном виде в (A.6) интегрирование по энергии $E = p^2 / 2M_a$ столкновения tM -атома в системе центра масс, получим

$$G(E) = \int_0^\infty d\varepsilon \theta(\varepsilon - \Delta E) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + \Delta E}} \sigma(\varepsilon) G(E, \varepsilon) \quad (A.7)$$

$$G(E, \varepsilon) = \frac{1}{4\pi M_a^2} \int d^3 q' d^3 q_a \delta\left[\varepsilon - \frac{(M \vec{q}_a - M_a \vec{q}')^2}{2M_a (M + M_a)^2}\right] \times$$

$$\times \delta\left(\Delta E_{FF'} + \frac{q^2}{2M} + \frac{q_a^2}{2M_a} - \frac{q'^2}{2M} - \frac{1}{2M} (\vec{q} + \vec{q}_a - \vec{q}')^2\right).$$

(A.8)

Выполнив интегрирование по $d\Omega_{q'}$ и $d\vec{k}$ ($\vec{k} = \vec{q}_a - \vec{q} M_a / M$) в (A.8), получим выражение для величин $\sum_{FF'}^{(a)}$:

$$\sum_{FF'}^{(a)}(E, E') = \frac{\pi(M + M_a)^{3/2}}{(2\pi T)^{3/2} M^2 M_a \sqrt{E}} e^{E/T} \times$$

$$\times \int \frac{d\varepsilon dx \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + \Delta E}} \sigma_{FF'}(\varepsilon) \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T} - \frac{M_a}{M T} x^2\right), \quad (A.9)$$

где Ω - область в плоскости (x, ε) , определяемая неравенствами

$$x > 0, \quad (x - \sqrt{\frac{ME'}{M_0}})^2 < \varepsilon < (x + \sqrt{\frac{ME'}{M_0}})^2,$$

$$(x - \sqrt{\frac{ME'}{M_0}})^2 < \varepsilon + \varepsilon_{FF'} < (x + \sqrt{\frac{ME'}{M_0}})^2.$$

Для величин $\sum_{FF'}^{(a)}(E, E')$ выполняется принцип детального равновесия, который с учетом определения (A.3) справедлив также для полных скоростей $\Lambda_{FF'}$ процессов (A.1):

$$\Lambda_{FF'}(E, E') = \frac{2F+1}{2F-1} \sqrt{\frac{E'}{E}} e^{\frac{\Delta E_{FF'} + E - E'}{T}} \Lambda_{FF'}(E', E). \quad (A.10)$$

При температурах смеси $T \ll E$ основной вклад в скорость $\Lambda_{10}(E, E')$ дают значения $\varepsilon \sim T$ и, следовательно, справедливы приближенные выражения (здесь и далее $\lambda_{10}^0 = \sigma_{10} \theta N_0 / \theta \rightarrow 0 \approx 0,9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} / 12$):

$$\sigma_{10}(E) \approx \frac{\lambda_{10}^0}{2N_0} \sqrt{\frac{M_t}{E}},$$

$$\Lambda_{10}(E, E') \approx \lambda_{10}^0 \varphi C_t \left(\frac{2}{T \Delta E}\right)^{1/2} \exp(-E/T) \times$$

$$\times F\left[\left(E' - \frac{\Delta E}{2}\right) \sqrt{\frac{2}{T \Delta E}}, \sqrt{\frac{E'}{T}}\right],$$

$$\lambda_{10}(E) = \int_0^\infty \lambda_{10}(E, E') dE' \approx \lambda_{10}^0 \varphi C_t,$$

$$\Lambda_{01}(E, E') \approx 3 \lambda_{10}^0 \varphi C_t \left(\frac{2}{T \Delta E}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{(E - \Delta E - 2E')}{T}\right] \times$$

$$\times F\left[\left(E - \frac{\Delta E}{2}\right) \sqrt{\frac{2}{T \Delta E}}, \sqrt{\frac{E'}{T}}\right], \quad (A.12)$$

$$\lambda_{01}(E) \approx \frac{3}{2} \lambda_{10}^0 \varphi C_t \frac{T}{\sqrt{E \Delta E}} \exp\left[\frac{(E - \Delta E)/T - (E - \frac{\Delta E}{2})^2 / (T \Delta E)}{T}\right], \quad (A.13)$$

$$F(y, z) = \int_y^\infty dx \exp(-x^2) \operatorname{sh}(2 \cdot z \cdot x). \quad (A.14)$$

Точность формул (A.11), (A.13)-(A.14) порядка $\sqrt{T/\Delta E}$.

Из (A.13) и (A.14) следует, что при $T \ll E$ переход ($F=0$) $\rightarrow (F=1)$ происходит главным образом при столкновениях t_M - атома и ядра t , движущихся в противоположных направлениях с энергиями $\sim \Delta E/2$. Отметим также, что при переходе ($F=1$) $\rightarrow (F=0)$ мезоатомами $(t_M)_{F=0}$ появляются согласно (A.11) с энергией $E' \approx \Delta E/2 = 0,12 \text{ эВ}$ и разбросом по энергии $|E' - \frac{\Delta E}{2}| \sim \sqrt{T \Delta E}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

ЗАМЕДЛЕНИЕ БЫСТРЫХ МЕЗОАТОМОВ t_M

В процессах перехвата мезонов (3) и спин-флипа (4) появляются быстрые мезоатомы $(t_M)_{\text{быстр}}$ с энергиями $E_0 \sim 19 \text{ эВ}$ и $E_0 \sim 0,12 \text{ эВ}$ соответственно. Замедление t_M -атомов от $E_0 \sim 19 \text{ эВ}$ до $E \sim 1 \text{ эВ}$ происходит в результате одного акта перезарядки

$$t_M (\sim 19 \text{ эВ}) + t (\sim T) \rightarrow t + t_M (\sim 1 \text{ эВ}).$$

Скорость этого процесса $\lambda_{ex} = C_t N \sigma_{ex}(E_0) \theta_0$ порядка $\sim 2 \cdot 10^{10} \varphi C_t \text{ с}^{-1}$, где величина σ_{ex} - сечение перезарядки вычислено в работе [12]. При каждом последующем столкновении энергия мезоатома уменьшается примерно в два раза, а время замедления от начальной энергии E до $E \sim T$ равно

$$\tau \sim [\min \lambda_{FF}(E)]^{-1},$$

где $T \ll \varepsilon \ll E$,

$$\lambda_{FF}(E) = N \theta \sigma(E) = C_t \lambda_{FF}^{(t)}(E) + C_d \lambda^{(d)}(E).$$

Парциальные скорости $\lambda^{(d)}$ и $\lambda^{(t)}$ замедления t_M -атомов приведены на рис. 2. При $0,1 \leq C_t \leq 0,9$ выражение $\lambda_{FF}(E)$ имеет минимум при $\varepsilon \sim 0,1 \text{ эВ}$, откуда находим

$$\tau^{-1} \sim 10^9 \varphi, \text{ с}^{-1}. \quad (B.1)$$

Таким образом, время замедления быстрых мезоатомов в I_s -состоянии порядка $\lambda_{ex}^{-1} + \tau$ при начальной энергии $E_0 \sim 19$ эВ и порядка τ при $E_0 = 0,12$ эВ.

Проанализируем роль реакции изотопного обмена (3) в кинетике процессов образования мезомолекул $d\mu$. Разделим $t\mu$ - атомы на две группы: быстрые - с энергиями $E \approx E_0 = 19$ эВ и медленные - с энергиями $E \sim T$. Пренебрегая маловероятными процессами образования мезомолекул $d\mu$ при столкновениях быстрых мезоатомов $t\mu$ ($\lambda_s \approx 0$), для отношения чисел быстрых и медленных мезоатомов из кинетических уравнений, соответствующих процессам на рис.5, получим оценку

$$\xi = \frac{N_s}{N_H} \approx \varphi c_d \lambda_H (\lambda_{ex}^{-1} + \tau), \quad (Б.2)$$

где λ_H - скорость образования мезомолекул из медленных мезоатомов. Эффективная скорость образования мезомолекул равна:

$$\lambda = (\lambda_H N_H + \lambda_s N_s) / (N_H + N_s) \approx \frac{\lambda_H}{1 + \xi}, \quad (Б.3)$$

т.е. параметр ξ является поправкой к скорости λ . Наиболее существенна эта поправка при малых φ и c_d . В этом случае коэффициент $\varphi \approx (1 + 160 \varphi c_d)^{-1}$ (см. /32,33/), с учетом (Б.1)-(Б.2) следует оценка

$$\xi = 0,003 (0,05 + c_d) \varphi^{-2} c_d^{-2} \ll 1. \quad (Б.4)$$

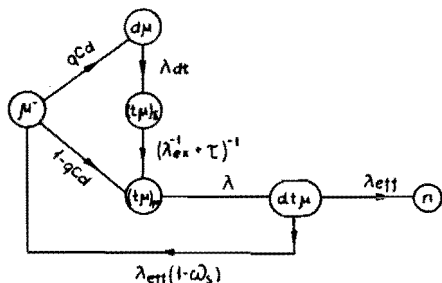


Рис.5. Упрощенная схема процесса замедления "быстрых" $t\mu$ -атомов, появляющихся в реакции $(d\mu)_{I_s} + t \rightarrow d + (t\mu)_{I_s}$.

Поправка к скорости образования мезомолекул, обусловленная процессом спин-флипа (4), как показывают оценки, более значительна и поэтому учтена в уравнениях (36)-(37) явным образом. При малых плотностях смеси $\varphi \leq 0,05$ становится существенным дополнительный источник быстрых $t\mu$ - атомов, обусловленный тем, что заметная часть мезоатомов не успевает термализоваться в возбужденных состояниях /31/. Этот случай обсуждается в работе /II/ и требует детального рассмотрения.

ПРИЛОЖЕНИЕ В

МОДЕЛЬ УСТАНОВЛЕНИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Выделим в смеси $\lambda_1 + \lambda_2$ две группы $t\mu$ -атомов: быстрые атомы с энергиями $E \sim 0,3$ эВ и медленные - с энергиями $E \sim T$ (спины мезоатомов не учитываем). Схема процессов с участием таких мезоатомов приведена на рис.6, где обозначено: N_s и N_H - число быстрых и медленных мезоатомов, λ_s и λ_H - скорости образования мезомолекул $d\mu$ при столкновениях быстрых и медленных $t\mu$ -атомов с молекулами смеси.

При временах $t \gg \lambda_{eff}^{-1}$ числа мезоатомов N_s и N_H равны (см. рис.6):

$$\begin{aligned} N_s(t) &= N_s^0 \left(1 - \frac{\lambda_H}{\lambda_s}\right) e^{-\lambda_s t} + N_s^- e^{-\lambda_H t}, \\ N_H(t) &= -N_s^0 \left(1 - \frac{\lambda_H}{\lambda_s}\right) e^{-\lambda_s t} + N_H^- e^{-\lambda_H t}. \end{aligned} \quad (Б.1)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= \tau^{-1} + N_H^0 \lambda_s + N_s^0 \lambda_H, \\ \lambda_H &= \lambda_0 + \omega_s \lambda_c, \end{aligned}$$

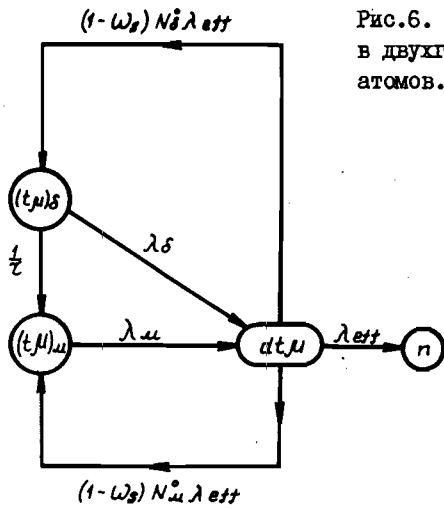


Рис.6. Схема мезоатомных процессов в двухгрупповом приближении для $t\mu$ -атомов.

$$\lambda_c = \frac{\lambda_M}{\Lambda_S} (\lambda_S + \tau^{-1}),$$

$$\bar{N}_S = N_S \frac{\lambda_M}{\Lambda_S}, \quad \bar{N}_M = 1 - \bar{N}_S, \quad (B.2)$$

где N_S и $N_M = 1 - N_S$ - числа $t\mu$ -атомов в S -состоянии при $t = 0$, τ - время замедления быстрых мезоатомов.

При $t \gg \Lambda_S^{-1}$ выражения (B.1) и (B.2) принимают следующий вид:

$$N_S(t) = N_S e^{-\lambda_M t},$$

$$N_M(t) = N_M e^{-\lambda_M t}. \quad (B.3)$$

Следовательно, при $t \gg \Lambda_S^{-1}$ зависимости числа $t\mu$ -атомов от времени и от энергии факторизуются.

Литература

1. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П., Ершова З.В., Зинов В.Г. и др. -ЖЭТФ, 1981, 80, 1700.
 2. Jones S.E., Anderson A.N., Caffrey A.J., Walter J.B. et al. -Phys.Rev.Lett., 1983, 51, 1757.

3. Jones S.E., Anderson A.N., Caffrey A.J., Van Siclen C.Dew et al.-Phys.Rev.Lett., 1986, 56, 588.
 4. Breunlich W.H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J. et al. -Phys.Rev.Lett., 1984, 53, 1137.
 5. Breunlich W.H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J. et al. -Phys.Rev.Lett., 1986, Preprint LBL-21366, Berkeley, 1986.
 6. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И., Сомов Л.Н. Файфман М.П.-ЖЭТФ, 1980, 78, 2099.
 7. Весман Е.А.-Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 113.
 8. Виницкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пызынина Т.П., Сомов Л.Н., Файфман М.П. -ЖЭТФ, 1978, 74, 849.
 9. Menshikov L.I., Ponomarev L.I.-Phys.Lett., 1986, 167B, 141.
 10. Menshikov L.I., Ponomarev L.I.-Z.Phys., 1986, 2D, 1.
 11. Cohen J.S. -Phys.Rev., 1986, 34A, 2719.
 12. Matveenko A.V., Ponomarev L.I.-ЖЭТФ, 1970, 59, 1593.
 13. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е., Мележик В.С., Пономарев Л.И. -ЖЭТФ, 1982, 83, 1615.
 14. Мележик В.С., Пономарев Л.И., Файфман М.П. -ЖЭТФ, 1983, 85, 434.
 15. Матвеевко А.В., Пономарев Л.И., Файфман М.П. -ЖЭТФ, 1975, 68, 437.
 16. Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. -ЯФ, 1979, 29, 133.
 17. Melezhik V.S., Wozniak J.-Phys.Lett., 1986, A116, 370.
 18. Меньшиков Л.И. Препринт ИАЭ 38II/I2, Москва, 1983.
 19. Adamczak A., Melezhik V.S., Menshikov L.I.-Z.Phys., 1986, D4, 153.
 20. Adamczak A., Melezhik V.S.-Phys.Lett., 1986, 118A, 181.
 21. Faifman M.P., Menshikov L.I., Ponomarev L.I., Strizh T.A. Preprint JINR-86-235, Dubna, 1986.

22. ВИННИЦКИЙ С.И., Пономарев Л.И., Файфман М.П.
-ЖЭТФ, 1982, 82, 985.
23. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е., Мележик В.С., Пономарев Л.И.
-ЯФ, 1981, 34, II9I.
24. Bogdanova L.N., Bracci L., Gerstein S.S., Fiorentini G.,
Markushin V.E., Melezhik V.S., Menshikov L.I., Ponomarev L.I.
-Nucl.Phys., 1986, A454, 153.
25. Островский В.Н., Устимов В.И.-ЖЭТФ, 1980, 79, I228.
26. Wightman A.S.-Phys.Rev., 1949, 77, 521.
27. Leon M., Bethe H.A.-Phys.Rev., 1962, 127, 636.
28. Маркушин В.Е.-ЖЭТФ, 1981, 80, 35
29. Бухвостов А.П., Попов Н.П.-ЖЭТФ, 1982, 82, 23.
30. Bracci L., Fiorentini G.-Nuovo Cimento, 1978, 43, 9.
31. Kammer P.-Lett.Nuovo Cimento, 1985, 43, 349.
32. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И.-Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 542.
33. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И.-Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, I2.
34. Faifman M.P., Menshikov L.I., Ponomarev L.I., Strizh T.A.
Preprint JINR E4-86-541, Dubna, 1986.
35. Leon M.-Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 605.
36. Gerstein S.S., Ponomarev L.I.-Phys.Lett., 1977, 72B, 80.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1987 года.

Меньшиков Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. P4-87-82

Кинетика процессов мюонного катализа
в смеси дейтерия и трития

1. Квазистационарное приближение

Исследован квазистационарный режим процессов мюонного катализа в смеси $D_2 + T_2$, устанавливающийся при значениях времени $t \gg \lambda_{eff}^{-1}$ (λ_{eff}^{-1} - время жизни мезомолекулы dt_μ). Вычислены функции распределения по энергиям t_μ -атомов в $1s$ -состоянии. Рассчитанный спектр мезоатомов t_μ отличается от максвелловского распределения не более чем на 10%. Различие между значениями скорости резонансного образования dt_μ -молекул, усредненных по вычисленным и максвелловским функциям, составляет $\sim 5\%$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С. Виноградовой

Menshikov L.I., Somov L.N., Faifman M.P. P4-87-82

Kinetics of Muon Catalysis Processes
in a Deuterium-Tritium Mixture

1. Quasistationary Approximation

A quasistationary mode of muon catalysis in a $D_2 + T_2$ mixture, established in the time region $t \gg \lambda_{eff}^{-1}$ (λ_{eff}^{-1} is the lifetime of the mesomolecule dt_μ). Energy distribution functions are calculated for t_μ atoms in the $1s$ state. The calculated spectrum of t_μ mesoatoms differs from the Maxwell distribution by no more than 10 per cent. Difference between the values of the resonance dt_μ production rate averaged by the calculated and Maxwell functions is 5%.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987