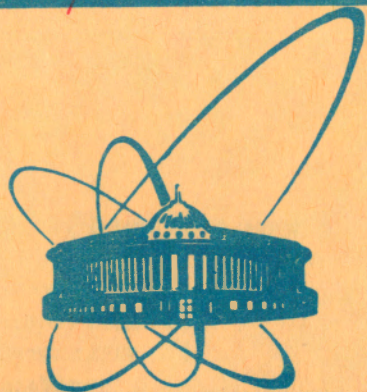


1610/82

Э/И-82

Ф



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-81-852

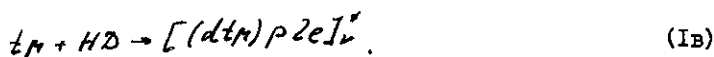
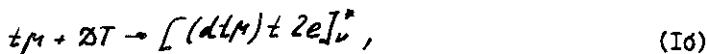
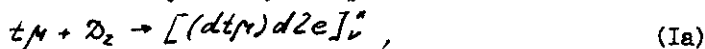
Л.Н.Сомов

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ МЮОННОГО КАТАЛИЗА
В СМЕСИ ПРОТИЯ, ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ

1981

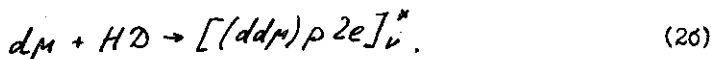
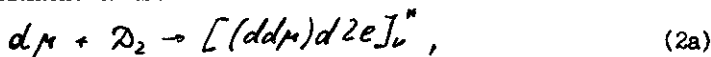
I. В настоящее время в ЛЯП ОИЯИ и ЛИЯФ АН СССР проводятся^{/1/} эксперименты по дальнейшему изучению процессов мюонного катализа в чистом дейтерии и в смеси $D_2 + T_2$. Как известно^{/2/}, наибольший интерес представляет измерение скорости резонансного образования мезомолекулы $dt\mu$, а также вероятности реакции $dt\mu \rightarrow \mu + He + n$ (коэффициента прилипания мюона к гелию).

Как следует из теоретических расчетов^{/3/}, в мезомолекуле $dt\mu$ существует возбужденный вращательно-колебательный уровень с малой энергией связи $\epsilon \sim 0,6$ эВ^{/4/}, благодаря которому возможно резонансное образование мезомолекулы $dt\mu$ в реакциях:



Недавно в ЛЯП ОИЯИ выполнен эксперимент^{/5/} по измерению скорости образования мезомолекул $dt\mu$ в реакции (Ia) — $\lambda_{dt\mu}^{(a)}$ и получена нижняя оценка $\lambda_{dt\mu}^{(a)} \geq 10^8$ с⁻¹.

Аналогичные процессы резонансного образования мезомолекул $dd\mu$ происходят согласно схемам



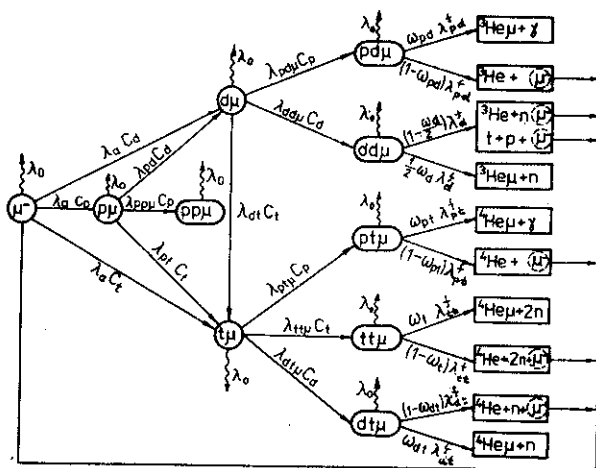
Скорость реакции (2a) и ее температурная зависимость были измерены в работе^{/6/}.

Особенностью выполненных ранее экспериментов^{/5,6/} являлось то, что они проводились на газовых мишенях высокого давления ~ 40 атм. Одной из причин использования мишеней с таким давлением газа являлось требование обеспечения в мишени большого числа остановок μ^- -мезонов.

В данной работе показано, что экспериментальное изучение реакции (I) в тройной смеси $H_2 + D_2 + T_2$ при больших давлениях газа

($P \approx 50-100$ атм), но с относительно малым содержанием D_2 и T_2 ($\sim 1\%$) имеет ряд преимуществ по сравнению с постановкой эксперимента в смеси $D_2 + T_2$. Во-первых, наряду с измерениями скорости процесса (Iв) появляется возможность исследовать влияние сверхтонкой структуры (СТС) уровней мезоатомов и мезомолекул на скорость резонансного образования мезомолекул. Во-вторых, в данном подходе можно также исследовать влияние процесса замедления мезоатомов $t\mu$ на скорость резонансного образования $dt\mu$. Кроме того, при этом обеспечивается большая плотность остановок μ^- -мезонов в мишени и не требуется большая концентрация радиоактивного трития.

2. Общая схема мезомолекулярных процессов в смеси $H_2 + D_2 + T_2$, справедливая при произвольной плотности и концентрации компонентов, изображена на рисунке.



Здесь введены обозначения *):

$\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ - скорость распада μ^- -мезона;

$\varphi = N/N_0$ - отношение плотности ядер смеси (N) к плотности жидкого водорода ($N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$);

λ_a ($\lambda_a^0 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$) - скорости захвата μ^- -мезона на К-орбиту мезоатомов $p\mu$, $d\mu$ и $t\mu$ при плотностях смеси N и плотности жидкого водорода N_0 соответственно;

*) Для дальнейших численных оценок приведены также значения констант μ^- -мезомолекулярных процессов в смеси изотопов водорода, взятые из работы [7].

λ_{pt} ($\lambda_{pt}^0 = 0,75 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$), λ_{dt} ($\lambda_{dt}^0 = 2 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$) и λ_{pd} ($\lambda_{pd}^0 = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$) - скорости изотопного обмена $p\mu + t \rightarrow t\mu + d$, $d\mu + t \rightarrow t\mu + d$ и $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$;

$\lambda_{dt\mu}$ ($\lambda_{dt\mu}^0 \sim 10^8 - 10^9 \text{ c}^{-1}$), $\lambda_{dd\mu}$ ($\lambda_{dd\mu}^0 \sim 0,08 - 0,8 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$), $\lambda_{tt\mu}$ ($\lambda_{tt\mu}^0 = 3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$), $\lambda_{pp\mu}$ ($\lambda_{pp\mu}^0 \sim 2,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$), $\lambda_{p\mu t}$ ($\lambda_{p\mu t}^0 \sim 6,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$) - скорости образования мезомолекул $dt\mu$, $dd\mu$, $tt\mu$, $pp\mu$, $p\mu t$;

C_p , C_d и C_t - концентрации ядер протия, дейтерия и трития ($C_p + C_d + C_t = 1$);

$\lambda_{pt}^f \sim 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\lambda_{dt}^f \sim \lambda_{dd}^f \sim 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $\lambda_{tt}^f \sim 10^{11} \text{ c}^{-1}$ и $\lambda_{pd}^f \sim 0,3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ - скорости ядерных реакций синтеза в мезомолекулах $p\mu t$, $dt\mu$, $dd\mu$, $tt\mu$ и $pd\mu$;

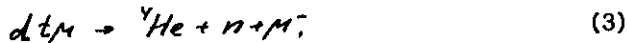
$\omega_{dt} = 0,85 \cdot 10^{-2}$, $\omega_{dd} = 7,8 \cdot 10^{-2}$, $\omega_{tt} = 0,05 + 0,18$; $\omega_{pd} = 0,8$ и $\omega_{pt} \sim 1$ - коэффициенты прилипания μ^- -мезона к заряженным продуктам синтеза *);

N_μ - число свободных μ^- -мезонов в момент времени t ;

$N_{p\mu}$, $N_{d\mu}$ и $N_{t\mu}$ - число мезоатомов $p\mu$, $d\mu$ и $t\mu$;

$N_{dt\mu}$, $N_{dd\mu}$, $N_{tt\mu}$, $N_{pd\mu}$, $N_{pp\mu}$ и $N_{p\mu t}$ - число соответствующих мезомолекул;

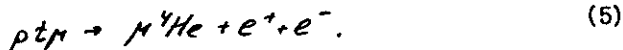
N_n - число нейтронов (или α -частиц), испускаемых в реакции синтеза



N_γ - число γ -квантов ($E_\gamma = 20 \text{ МэВ}$), испускаемых в реакции синтеза



g ($\sim 0,5$) - отношение выходов ядерной реакции (4) к выходу пар в реакции



Система уравнений, описывающих кинетику мезомолекулярных процессов в смеси $\text{H}_2 + \text{D}_2 + \text{T}_2$, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_\mu}{dt} = & - (\lambda_0 + \lambda_a) N_\mu + \lambda_{pd}^f (1 - \omega_{pd}) N_{pd\mu} + \lambda_{dd}^f (1 - \omega_{dd}) N_{dd\mu} + \\
 & + \lambda_{pt}^f (1 - \omega_{pt}) N_{p\mu t} + \lambda_{tt}^f (1 - \omega_{tt}) N_{tt\mu} + \lambda_{dt}^f (1 - \omega_{dt}) N_{dt\mu},
 \end{aligned}$$

*) Здесь приведены эффективные коэффициенты "прилипания" ω_{dt} , ω_{dd} и ω_{tt} с учетом "страхивания" μ^- -мезонов с ядер ${}^4\text{He}$, вычисленные в работе /8/.

$$\frac{dN_{pm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{pd} C_d + \lambda_{pt} C_t + \lambda_{ppr} C_p) N_{pm} + \lambda_a C_p N_m,$$

$$\frac{dN_{dm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{pd} C_p + \lambda_{dd} C_d + \lambda_{dt} C_t) N_{dm} + \lambda_a C_d N_m + \lambda_{pd} C_d N_m, \quad (6)$$

$$\frac{dN_{tm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{td} C_p + \lambda_{tt} C_t + \lambda_{dt} C_d) N_{tm} + \lambda_a C_t N_m + \lambda_{pt} C_t N_{pm} + \lambda_{dt} C_t N_{dm},$$

$$\frac{dN_{pdm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{pdm}^f) N_{pdm} + \lambda_{pdm} C_p N_{dm},$$

$$\frac{dN_{ddm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{ddm}^f) N_{ddm} + \lambda_{ddm} C_d N_{dm},$$

$$\frac{dN_{ttm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{ttm}^f) N_{ttm} + \lambda_{ttm} C_t N_{tm},$$

$$\frac{dN_{dtm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dtm}^f) N_{dtm} + \lambda_{dtm} C_d N_{tm},$$

$$\frac{dN_{ptm}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{ptm}^f) N_{ptm} + \lambda_{ptm} C_p N_{tm},$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{dt}^f N_{dtm},$$

$$\frac{dN_g}{dt} = g \omega_{pt} \lambda_{pt}^f N_{ptm}.$$

Временной спектр продуктов синтеза в мезомолекулах dtm и ptm в общем случае можно получить, решая систему (6) численно, а интегральный выход продуктов синтеза в реакции (3) получается в аналитическом виде:

$$Y_n = \frac{\lambda_{dtm} C_d}{\lambda_{ppr}} \cdot W_{tm} \cdot (1 - R_m)^{-1} \quad (7)$$

Здесь W_{tm} - вероятность образования мезоатома tm :

$$W_{tm} = C_p \frac{\lambda_{pt} C_t}{\lambda_{ppr}} + C_d \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_p}{\lambda_{ppr}}\right) \frac{\lambda_{dt} C_t}{\lambda_{ppr}} + C_t.$$

R_{μ} - член, который учитывает регенерацию μ^- -мезона:

$$R_{\mu} = \frac{W_{t\mu}}{\lambda_{t\mu}} \left\{ (1 - \omega_{dt}) \lambda_{dt\mu} C_d + (1 - \omega_{tt}) \lambda_{tt\mu} C_t + (1 - \omega_{pt}) \lambda_{pt\mu} C_p \frac{\lambda_{pt}^f}{\lambda_0 + \lambda_{pt}^f} \right\} + C_d \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_p}{\lambda_{t\mu}} \right) \frac{1}{\lambda_{d\mu}} \left\{ (1 - \omega_{pd}) \lambda_{pd\mu} C_p \frac{\lambda_{pd}^f}{\lambda_0 + \lambda_{pd}^f} + (1 - \omega_{du}) \lambda_{dd\mu} C_d \right\},$$

где

$$\lambda_{r\mu} = \lambda_0 + \lambda_{rr\mu} C_r + \lambda_{rd} C_d + \lambda_{rt} C_t,$$

$$\lambda_{d\mu} = \lambda_0 + \lambda_{pd\mu} C_p + \lambda_{dd\mu} C_d + \lambda_{dt} C_t,$$

$$\lambda_{t\mu} = \lambda_0 + \lambda_{pt\mu} C_p + \lambda_{dt\mu} C_d + \lambda_{tt\mu} C_t.$$

Для мишеней, имеющих объем порядка нескольких кубических сантиметров и рабочее давление ниже 100 атм., система уравнений (6) решается аналитически, так как:

а) вероятность "прилипания" μ^- -мезона к продуктам синтеза в мезомолекулах $pd\mu$ и $pt\mu$ велика: $\omega_{pd} \sim 0,8$ и $\omega_{pt} \sim 1$;

б) скорость ядерной реакции $\lambda_{pd}^f = 0,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что также снижает почти в два раза вероятность регенерации μ^- -мезона;

в) длина пробега μ^- -мезона при синтезе мезомолекул $pd\mu$ и $pt\mu$ для перечисленных выше экспериментальных условий становится сравнимой с размерами мишени, в стенках которой он будет погибать. Отметим, что заряженные продукты синтеза в этих мезомолекулах имеют почти нулевую энергию и не регистрируются.

При $\rho \sim 100 \text{ атм.}$ и $C_p \gg C_d, C_t \geq 10^{-3}$ система (6) упрощается:

$$\frac{dN_{p\mu}}{dt} = -\lambda_{p\mu} N_{p\mu} + (1 - \omega_{dt}) \lambda_{dt\mu} C_d C_p N_{t\mu}, \quad (8a)$$

$$\frac{dN_{d\mu}}{dt} = -\lambda_{d\mu} N_{d\mu} + (1 - \omega_{dt}) \lambda_{dt\mu} C_d^2 N_{t\mu} + \lambda_{pd} C_d N_{p\mu}, \quad (8б)$$

$$\frac{dN_{t\mu}}{dt} = -(\lambda_{t\mu} - (1 - \omega_{dt}) \lambda_{dt\mu} C_d C_t) N_{t\mu} + \lambda_{pt} C_t N_{p\mu}, \quad (8в)$$

$$\frac{dN_{dt\mu}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dt}^f) N_{dt\mu} + \lambda_{dt\mu} C_d N_{t\mu}, \quad (8г)$$

$$\frac{dN_{pt\mu}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{pt}^f) N_{pt\mu} + \lambda_{pt\mu} C_p N_{t\mu}, \quad (8д)$$

$$\frac{dN_u}{dt} = \lambda_{dt}^f N_{dt\mu}, \quad (8e)$$

$$\frac{dN_f}{dt} = g \omega_{pt} \lambda_{pt}^f N_{pt\mu}. \quad (8ж)$$

При выводе этих уравнений из (6) мы воспользовались тем, что $\lambda_0 \gg \lambda dt_n C_d$, λ_0 . Так как $\lambda_{dt}^f \gg \lambda dt_n C_d$, λ_0 , из (8г) следует

$$N_{dt_n} = \frac{\lambda dt_n C_d}{\lambda_{dt}^f} N_{t_n}. \quad (9)$$

Временное распределение нейтронов (или α -частиц) с учетом приведенного выражения (9) выражается через N_{t_n} :

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda dt_n C_d N_{t_n}. \quad (10)$$

Функция $N_{t_n}(t)$ является решением системы уравнений:

$$\frac{dN_{pp}}{dt} = -\lambda_{pp} N_{pp} + (1 - \omega dt) \lambda dt_n C_d C_p N_{t_n},$$

$$\frac{dN_{t_n}}{dt} = -(\lambda_{t_n} - (1 - \omega dt) \lambda dt_n C_d C_t) N_{t_n} + \lambda_{pt} C_t N_{pp}$$

с начальными условиями

$$N_{pp}(0) = C_p \quad \text{и} \quad N_{t_n}(0) = C_t.$$

Решение этой системы имеет вид:

$$N_{pp}(t) = \frac{B_{11}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{B_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t},$$

$$N_{t_n}(t) = \frac{B_{21}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{B_{22}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t},$$

где

$$\lambda_1 = \lambda_0 + \lambda_{pp} + \lambda dt_n C_d \left(1 - \frac{1 - \omega dt}{1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}} \right), \quad (II)$$

$$\lambda_2 = \lambda_0 + \lambda_{pd} C_d + \lambda_{pt} C_t,$$

$$B_{11} = (1 - \omega dt) \lambda dt_n C_d \left(C_t + \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t} \right)^{-1} \right),$$

$$B_{12} = \lambda_{pd} C_d + \lambda_{pt} C_t, \quad (12)$$

$$B_{21} = \lambda_{pt} C_t,$$

$$B_{22} = -\lambda_{pt} C_t.$$

При выводе последних соотношений, напомним, предполагалось, что $C_p \gg C_d, C_t$ и давление смеси порядка 100 атм.

Зная $N_{2n}(t)$, легко найти временное распределение нейтронов (α -частиц) и γ -квантов:

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{dt} C_d \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}\right)^{-1} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}), \quad (13)$$

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = g \omega_{pt} \frac{\lambda_{pt} C_t}{1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}} \frac{\lambda_{pt}}{\lambda_{pt} + \lambda_{dt} C_d \left(1 - \frac{1 - \omega_{dt}}{1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}}\right) - \lambda_{pt}^f} (-e^{-\lambda_2 t} + e^{-(\lambda_0 + \lambda_{pt}^f)t}) \quad (14)$$

Интегральный выход продуктов синтеза в реакции (3) при концентрации трития порядка 1%, т.е. когда регенерацией μ^- -мезона можно пренебречь, равен:

$$Y_n^{-1} = \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}\right) \left(1 + \frac{\lambda_0 + \lambda_{pt}^f}{\lambda_{dt} C_d}\right), \quad (15)$$

а выход γ -квантов из реакции (4)

$$Y_\gamma^{-1} = \left(1 + \frac{\lambda_{pd} C_d}{\lambda_{pt} C_t}\right) \frac{\lambda_0 + \lambda_{pt}^f + \lambda_{dt} C_d}{g \omega_{pt} \lambda_{pt}^f} (\lambda_0 + \lambda_{pt}^f). \quad (16)$$

Выражения (13)–(16) могут быть использованы для экспериментального определения скоростей λ_{dt} , λ_{pt} , λ_{pd} , λ_{pt}^f , а также констант, характеризующих реакцию (4). Так, для определения скорости процесса (1в) и скорости λ_{pt}^f , как следует из выражения (15), необходимо измерить отношение выходов реакции (3) при разных плотностях смеси φ_2 и отношение выхода реакции (3) при концентрации дейтерия C_d^1 и трития C_t^1 к их выходу при концентрации αC_d и αC_t :

$$\frac{Y_n^{\varphi_1}}{Y_n^{\varphi_2}} = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \frac{\lambda_0 + \lambda_{dt}^0 \varphi_2 C_d + \lambda_{pt}^0 \varphi_2}{\lambda_0 + \lambda_{dt}^0 \varphi_1 C_d + \lambda_{pt}^0 \varphi_1} \quad (17a)$$

и

$$\frac{Y_n^1}{Y_n^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\lambda_0 + \lambda_{dt}^0 \varphi C_d + \lambda_{pt}^0 \varphi}{\lambda_0 + \lambda_{dt}^0 \varphi C_d + \lambda_{pt}^0 \varphi} \quad (17b)$$

Здесь Y_n^{φ} – экспериментально измеряемый выход реакции (3) при плотности смеси φ , а Y_n^i – при концентрации C_d^i дейтерия и C_t^i трития.

3. В проведенных до сих пор теоретических расчетах /3/, экспериментах /5,6/ релятивистские эффекты не принимались во внимание, хотя релятивистское расщепление уровней мезоатома ϵ_M и мезомолекулы $d\epsilon_M$ составляет величину $\sim 0,1$ эВ /10/, что ненамного больше энергии теплового движения ($\sim 0,04-0,05$ эВ) и должно приводить в определенных условиях к значительному изменению кинетики образования мезомолекул $d\epsilon_M$.

Известно, что уровень мезоатома расщепляется на два подуровня, которые характеризуются значением полного спина $F = 1$ и 0 , а уровень ($J = 1$, $\nu = 1$) мезомолекулы $d\epsilon_M$ расщепляется /10/ на десять подуровней тонкой и сверхтонкой структуры. Расщепление некоторых подуровней составляет величину порядка $\sim 10^{-5}$ эВ, что сравнимо с ширинами этих состояний. Если пренебречь этим расщеплением, то нерелятивистский уровень $\epsilon_{\pm 1}$ расщепляется на четыре подуровня, которые характеризуются своей собственной энергией. Это приводит к тому, что вместо одного условия реакции (I) существует восемь условий, каждое из которых характеризуется своей резонансной энергией. Результирующая скорость образования

$$\lambda_{d\epsilon_M}(T) = \sum_{i=1}^8 W_i \lambda_{d\epsilon_M}^{(i)}(T) \quad (18)$$

является суперпозицией скоростей $\lambda_{d\epsilon_M}^{(i)}(T)$ с весами W_i /9/, равными статистическим заселенностям подуровней молекулы $d\epsilon_M$ /9/.

Скорость переворота спина, от которой зависит заселенность СТС уровней энергии мезоатома ϵ_M в реакции



пропорциональна концентрации ядер трития. Согласно теоретическим расчетам /8/ скорость переворота спина $\lambda_t^0 \approx 10^9$ с $^{-1}$ и при концентрации трития $C_t \approx 5 \cdot 10^{-3}$ и давлении смеси $P = 100$ атм. $\lambda_t = \lambda_t^0 \varphi C_t = 5 \cdot 10^5$ с $^{-1}$, что сравнимо со скоростью распада M^- -мезона. Это приводит к тому, что нижнее ($\uparrow\downarrow$) и верхнее ($\uparrow\uparrow$) состояния мезоатома ϵ_M заселены статистически. При концентрации трития $C_t = 5 \cdot 10^{-2}$ $\lambda_t = 5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, что существенно больше скорости распада M^- -мезона, поэтому заселено будет только нижнее состояние СТС. Так как результирующая скорость образования (18) зависит от заселенности состояний СТС мезоатома ϵ_M , то экспериментальные измерения скорости образования $\lambda_{d\epsilon_M}$ при различных концентрациях трития позволят определить скорость переворота спина λ_t . Недавнее экспериментальное подтверждение эффектов, связанных с СТС, было получено

в работе /II/, где изучалось резонансное образование мезомолекул при температуре 30°K и различных плотностях \mathcal{D}_2 .

Рассмотрим процесс термализации, т.е. процесс замедления мезоатомов до тепловых скоростей. В смеси $\mathcal{D}_2 + T_2$ с концентрацией трития не более 10% этот процесс идет за счет реакции



Изучение процесса термализации, возможно, позволит объяснить результат эксперимента /5/, в котором измерялась скорость резонансного образования мезомолекулы $d tM$ в зависимости от температуры среды. Оказалось, что эта скорость не зависит от температуры. Согласно оценкам работы /7/ скорость замедления мезоатома tM в смеси $\mathcal{D}_2 + T_2$ $\sim 10^8 \text{ c}^{-1}$, что сравнимо со скоростью образования мезомолекул $d tM$. Поэтому мезоатом tM может с заметной вероятностью образовать мезомолекулу $d tM$ в реакции (Ia), не успев термализоваться. В этом случае скорость резонансного образования не будет зависеть от температуры среды.

В смеси $H_2 + \mathcal{D}_2 + T_2$ процесс торможения мезоатома tM в основном будет идти за счет столкновений с ядрами протия (напомним, что $C_p \gg C_d, C_t$):



Сечение этого процесса на порядок меньше сечения реакции (19). Это приводит к тому, что скорость замедления tM в тройной смеси примерно на порядок меньше, чем в смеси $\mathcal{D}_2 + T_2$, и составляет величину 10^7 c^{-1} . В случае, если резонансная энергия мезоатома tM больше средней кинетической энергии атомов дейтерия при заданной температуре смеси, то это приводит к увеличению эффективной резонансной скорости образования мезомолекул $d tM$. Выход реакции (I) в этом случае пропорционален величине

$$Y_n \sim \frac{\lambda_{dtr} C_d}{\lambda_{ter} + \lambda_{dtr} C_d}, \quad (21)$$

где λ_{ter} - скорость термализации.

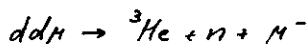
Измеряя экспериментальный выход реакции (3) при концентрациях дейтерия $10^{-2} < C_d < 10^{-1}$, нетрудно найти скорость термализации. Если резонансная энергия процесса (Iв) совпадает с кинетической энергией атомов дейтерия смеси, то эффективная скорость резонансного образования мезомолекул $d tM$ будет в основном определяться скоростью термализации, т.е. λ_{dtr} будет порядка λ_{ter} .

4. Для того, чтобы проводить исследование процессов, сопровождающих M^- -катализ в смеси $H_2 + D_2 + T_2$, необходимо знать скорость образования мезомолекул ddM в результате реакции (2б) и скорость образования мезомолекул pdM .

С использованием смеси $H_2 + D_2$ были выполнены многочисленные эксперименты по измерению M^- -мезомолекулярных констант (см., например, работу /12/). В этих экспериментах регистрировалась γ -кванты от реакции



Было бы весьма интересно измерить скорость резонансного образования мезомолекулы ddM в этой смеси, так как для реакции (2б) условия резонансного образования были бы совершенно иные, чем в эксперименте, выполненном в чистом дейтерии /6/. Кинетические уравнения, описывающие M^- -мезомолекулярные процессы, происходящие в смеси $H_2 + D_2$, получаются из уравнения (6) при $C_t = 0$. При концентрации дейтерия такой, что $\lambda_{pd} C_d \gg \lambda_0$, временной спектр продуктов синтеза в реакции



описывается уравнением ($w_{pd} = 1, w_{dd} = 0$):

$$\frac{dY_n}{dt} = \frac{1}{2} \lambda_{ddM} C_d e^{-(\lambda_0 + \lambda_{pdM} C_p)} \quad (22)$$

а интегральный выход -

$$Y_n = \frac{1}{2} \lambda_{ddM} C_d \frac{1}{\lambda_0 + \lambda_{pdM} C_p} \quad (23)$$

Здесь под величиной $\lambda_{ddM} C_d$ в уравнениях (10) и (11) в действительности подразумевается величина

$$\lambda_{ddM} C_d = \lambda_{ddM}^{(a)} \cdot 2 \cdot C_{D_2} + \lambda_{ddM}^{(b)} C_{HD},$$

где C_{D_2} и C_{HD} - концентрация молекул D_2 и HD . Из-за быстрого изотопного обмена устанавливается равновесная концентрация:

$$C_{D_2} : C_{HD} : C_{H_2} = C_d^2 : 2 C_d C_p : C_p^2.$$

Отсюда следует, что скорость λ_{ddM} равна:

$$\lambda_{ddM} = \lambda_{ddM}^{(a)} C_d + \lambda_{ddM}^{(b)} C_p.$$

Измерив временное распределение и интегральный выход продуктов синтеза в мезомолекуле ddM , можно найти значение скорости образования мезомолекул ddM и pdM .

Рассмотрим, наконец, кинетику процессов, происходящих в смеси $H_2 + T_2$. Как и в более сложной смеси $H_2 + D_2 + T_2$, нетрудно получить, положив $C_d = 0$ в уравнениях (6), выражение для временного спектра и интегрального выхода Y -квантов — продуктов синтеза в реакции (4). При концентрациях трития таких, что

$$\lambda_{pt} C_t \gg \lambda_0, \quad \omega_{tt} \lambda_{tt} C_t \ll \lambda_0,$$

получаем

$$\frac{dY}{dt} = \frac{g \omega_{pt} \lambda_{pt}^f \lambda_{pt} C_t}{\lambda_{pt} C_p - \lambda_{pt}^f} \left(e^{-(\lambda_0 + \lambda_{pt} C_p)t} - e^{-(\lambda_0 + \lambda_{pt}^f)t} \right) \quad (24)$$

и

$$Y = \frac{g \omega_{pt} \lambda_{pt}^f \lambda_{pt} C_t}{(\lambda_0 + \lambda_{pt}^f)(\lambda_0 + \lambda_{pt} C_p)} \quad (25)$$

Выражения (24) и (25) могут быть использованы для экспериментального определения скоростей λ_{pt} , λ_{pt}^f и коэффициента $g \omega_{pt}$.

5. Кинетика процессов M^- -катализа в смеси $D_2 + T_2$ изучалась в работе [17]. В этой работе основное внимание уделено обсуждению возможностей извлечения информации о процессе M^- -катализа путем измерения интегрального выхода и временного распределения продуктов синтеза в мезомолекуле $d_t M$. Был перечислен ряд экспериментов, которые позволяют определить основные характеристики M^- -мезомолекулярных процессов в смеси $D_2 + T_2$. В частности, некоторые эксперименты предлагалось проводить с газовыми мишенями низкого давления, порядка I атм., но также эксперименты требуют высокоточных ускорителей.

В настоящей работе предлагается провести эксперименты по изучению некоторых характеристик мюонного катализа в смеси $H_2 + D_2 + T_2$. В таких экспериментах наряду с измерениями скоростей резонансных процессов (Iв) и (2б), которые ранее экспериментально не исследовались, возможно также изучение влияния процесса переворота спина мезоатомов d_M и t_M на процесс резонансного образования мезомолекул. В экспериментах с тройной смесью возможно исследование процесса замедления мезоатомов, от величины скорости которого также зависит эффективность M^- -катализа [2].

Одной из отличительных особенностей предлагаемых экспериментов является, во-первых, большое давление смеси газов, что обеспечивает

достаточное число остановок μ^- -мезонов в мишени для изучения перечисленных выше процессов, во-вторых, малое содержание радиоактивного трития в мишени, что облегчает постановку таких экспериментов.

В заключение автор благодарит В.Г.Зинова, Л.И.Пономарева и М.П.Файфмана за обсуждение вопросов, рассмотренных в работе.

Литература

1. Балин Д.В. и др. ДИЯФ, №715, Л., 1981.
2. Пономарев Л.И. "Природа", 1979, 9, с.8;
Петров Ю.В. Труды XIV Зимней школы ДИЯФ, 1979, с.139;
Petrov Yu.V. "Nature", 1980, 285, p.466.
3. Виноцкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849.
4. Виноцкий С.И., Мележик В.С., Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П., Сомов Л.Н., Трускова Н.Ф. ЖЭТФ, 1980, 79, с.698.
5. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, с.1700.
6. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.460.
7. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1980, 78, с.1099.
8. Ponomarev L.I. Proceedings of the Sixth International Conference on Atomic Physics, August 17-22, 1978, Riga, USSR.
9. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И., Попов Н.П., Пресняков Л.П., Сомов Л.Н. ЖЭТФ, 1981, 80, с.1690.
10. Бакалов Д.Д., Виноцкий С.И., Мележик В.С. ЖЭТФ, 1980, 79, с.1629.
11. Breunlich W.H. Nucl. Phys., 1981, A363, p.201c.
12. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П. и др. ЖЭТФ, 1976, 70, с.1168.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1981 года.