

К ВОПРОСУ О НАДТЕПЛОВОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОМОЛЕКУЛ $dt\mu$

Л.И.Меньшиков, Л.И.Пономарев

Показано, что большие наблюдаемые скорости резонансного образования мезомолекул $dt\mu$ в смеси $D_2 + T_2$ при низких температурах достигаются в реакции $t\mu + D_2 \rightarrow [(dt\mu)dee]$ при кинетической энергии $t\mu$ -атомов $E \sim kT$.

1. Для объяснения большой наблюдаемой скорости $\lambda_{dt\mu-d}^0$ резонансного образования мезомолекул $dt\mu$ в реакции



при низких температурах ($T \lesssim 30$ К) смеси $D_2 + T_2$ ¹⁻³ в работах⁴⁻⁶ обсуждается механизм надтеплового образования $d\mu$ -молекул. Суть его состоит в том, что часть N_b^0 мезоатомов $t\mu$, образующихся в процессе изотопного обмена



с энергией $E \approx 20$ эВ, вступает в реакцию (1) раньше, чем успевают замедлиться до средних энергий $E \sim kT \approx 3$ мэВ, соответствующих температуре смеси $D_2 + T_2$. Доля N_b^0 быстрых $t\mu$ -атомов в этом случае должна быть сравнима с долей N_m^0 медленных $t\mu$ -атомов ($N_b^0 + N_m^0 = 1$).

Это объяснение, на первый взгляд, подкрепляется данными эксперимента² согласно которому скорость $\lambda_{dt\mu}$ резко возрастает с повышением температуры среды и, следовательно, средней кинетической энергии $t\mu$ -атомов. Наивная основа таких умозаключений (не всегда, впрочем, явно формулируемая) состоит в использовании "естественного" соотношения

$$\lambda_{dt\mu} \approx \lambda_b N_b^0 + \lambda_m N_m^0, \quad (3)$$

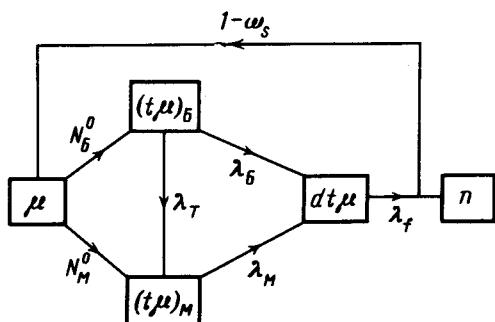
где λ_b и λ_m – скорости реакции (1) для быстрых (надтепловых) и медленных (термализованных) $t\mu$ -атомов.

Дальнейшие вычисления^{5,6} показали, однако, что $N_b^0 \ll 1$ (при плотностях смеси $\varphi \sim 1$, $\varphi = N/N_0$, N – число ядер в см^3 смеси, $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), поэтому для сохранения прежнего объяснения необходимо было предполагать справедливость соотношения⁵

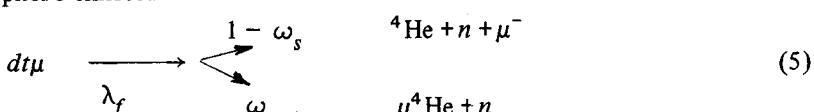
$$\lambda_b N_b^0 \gg \lambda_m N_m^0, \quad (4)$$

которое кажется правдоподобным даже при условии $N_b^0 \ll N_m^0$, поскольку $\lambda_b \gg \lambda_m$ (в соответствии с экспериментом).

Другое объяснение наблюдаемым фактам основывается на предположениях о достаточно быстрой термализации всех $t\mu$ -атомов и достаточно большой скорости λ_m вступления их в резонансную реакцию (1) даже при низких температурах смеси. Покажем теперь, что второе объяснение существующих экспериментальных данных предпочтительнее первого.



2. Выделим две группы $t\mu$ -атомов: быстрые N_b^0 с энергией $E \sim 0,1 \div 0,3$ эВ и медленные N_m^0 с энергией $E \sim 0,003$ эВ, введем скорости λ_b и λ_m их вступления в реакцию (1) и скорость термализации λ_T , т.е. перехода мезоатомов $t\mu$ из группы N_b^0 в группу N_m^0 . В таком двухгрупповом приближении скелетная схема процессов образования мезомолекул $dt\mu$ и последующего ядерного синтеза



представлена на рисунке, где введены также обозначения⁷: $\lambda_f \approx 1,1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ – скорость синтеза (5)⁸, $\omega_s \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$ – коэффициент прилипания мюона к гелию^{3,9,10}, $\lambda_0 = 0,46 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ – скорость распада мюона.

Поскольку $\lambda_f \gg \{\lambda_b, \lambda_m, \lambda_t\}$, то при $t \gg \lambda_f^{-1}$ реализуется квазистационарный режим $dN_{dt\mu}/dt \approx 0$ ^{2,11}. Соответствующее ему решение с начальными условиями

$$N_b(0) = N_b^0, \quad N_m(0) = N_m^0, \quad N_{dt\mu}(0) = N_n(0) = 0 \quad (6)$$

можно представить в виде:

$$\begin{aligned} N_b(t) &= N_b^0 (1 - \lambda_m / \lambda) \exp \{-\lambda t\} + N_b^0 (\lambda_m / \lambda) \exp \{-(\lambda_0 + \omega_s \lambda_c) t\}, \\ N_m(t) &= \exp \{-(\lambda_0 + \omega_s \lambda_c) t\} - N_b(t), \\ \lambda &= \lambda_t + \lambda_b N_m^0 + \lambda_m N_b^0 = \lambda_t + \lambda_b + (\lambda_m - \lambda_b) N_b^0, \\ \lambda_c &= \lambda_m (\lambda_t + \lambda_b) \lambda^{-1} = \lambda_m (1 + \frac{\lambda_m - \lambda_b}{\lambda_t + \lambda_b} N_b^0)^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Временное распределение нейтронов синтеза dN_n/dt и их полный выход (число циклов μ -катализа X_c) равно:

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_c \exp \{-(\lambda_0 + \omega_s \lambda_c) t\} + N_b^0 (\lambda_b - \lambda_m) (1 - \lambda_m / \lambda) \exp \{-\lambda t\}, \quad (8)$$

$$X_c = (\omega_s + \lambda_0 / \lambda_c)^{-1} + N_b^0 (\lambda_b - \lambda_m) (1 - \lambda_m / \lambda) \lambda^{-1}.$$

В одногрупповом приближении, т.е. при $\lambda_t = N_b^0 = 0$, $\lambda_b = \lambda_m$, формулы (7), (8) переходят в хорошо известные^{2,12} при $q_{1s} \ll 1$. Используя данные по сечениям упругого рассеяния $t\mu$ -атомов¹³, можно оценить скорость термализации $\lambda_t \sim 2 \cdot 10^9 \varphi \text{ c}^{-1}$. Из экспериментов² следует также оценка $\lambda_b \approx 2 \cdot 10^9 \varphi \text{ c}^{-1} \gg \lambda_m$, поэтому величина $(\lambda_b - \lambda_m) / (\lambda_t + \lambda_b) \approx \lambda_b / (\lambda_t + \lambda_b)$ и всегда меньше единицы при любом соотношении между λ_b и λ_t . Таким образом при $\lambda_b \gg \lambda_m$ и $N_b^0 \ll 1$ справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{dN_n}{dt} &\approx \lambda_m \exp \{-(\lambda_0 + \omega_s \lambda_m) t\} + N_b^0 \lambda_b \exp \{-(\lambda_t + \lambda_b) t\}, \\ X_c &\approx (\omega_s + \lambda_0 / \lambda_m)^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Подавляющая часть нейтронов в реакции (5) появляется в установившемся режиме при $t \gg (\lambda_t + \lambda_b)^{-1}$, а скорость цикла μ -катализа определяется медленной скоростью λ_m даже при $\lambda_b \gg \lambda_m$. Этот вывод противоречит интуиции, на которой основана формула (3). Причина ошибочных заключений, следующих из нее, состоит в том, что существенные характеристики процесса (λ_c и X_c) определяются установившимся режимом, в котором вместо начальных заселенностей N_b^0 и N_m^0 следует использовать равновесные заселенности $N_m / (N_m + N_b) \approx 1$ и $N_b / (N_m + N_b) \approx N_b^0 \lambda_m / (\lambda_t + \lambda_b) \ll N_b^0 \ll 1$. Этот вывод следует из формул (7) при $t \gg \lambda^{-1}$ и определения (которое при $t \gg \lambda^{-1}$ от времени не зависит):

$$\lambda_{dt\mu} = \frac{\lambda_b N_b + \lambda_m N_m}{N_b + N_m}, \quad (10)$$

откуда, в частности, следует и основное соотношение $\lambda_{dt\mu} \approx \lambda_m$.

Таким образом, из результатов проведенного анализа следует, что вкладом быстрых мезоатомов $t\mu$ в наблюдаемую скорость образования $dt\mu$ -молекул можно пренебречь, а большая скорость образования $\lambda_{dt\mu}$, наблюдавшая в экспериментах^{2,3} при низких температу-

рах, однозначно свидетельствует о большой скорости λ_m образования мезомолекул $d\mu$ в реакции (1) при столкновениях молекул D_2 с термализованными $t\mu$ -атомами ($E \sim kT$). Такой вывод существенно меняет общепринятый подход к анализу процессов μ -катализа при низких температурах и позволяет сделать определенные выводы о структуре уровней энергии мезомолекулы $d\mu$ ¹⁴.

Литература

1. Breunlich W.H., Cargnelli M., Kammel P. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1137.
2. Jones S.E., Anderson A.N., Caffrey A.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1757; 1986, 56, 588.
3. Breunlich W.H., Cargnelli M., Kammel P. et al. Preprint LBL-21366, Berkeley, 1986.
4. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П., Ершова З.В. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, 1700.
5. Leon M., Cohen J.S. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 52; Cohen J.S. Phys. Rev., 1986, A34, 2719.
6. Kammel P. Lett. Nuovo Cim., 1985, 43, 349.
7. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 2099.
8. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е., Мележик В.С., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1982, 83, 1615.
9. Bogdanova L.N., Bracci L., Fiorentini G. et al. Nucl. Phys., 1986, A454, 653.
10. Cohen J.S. Preprint LA-UR-86-3221, Los Alamos, 1986.
11. Faifman M.P., Men'shikov L.I., Ponomarev L.I., Strizh T.A. Preprint JINR-E4-86-541, Dubna, 1986.
12. Ponomarev L.I. Atomkernenergie-Kerntechnik, 1983, 43, 175.
13. Мележик В.С., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1983, 85, 434.
14. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Препринт ИАЭ-4279/12, М., 1987.

Поступила в редакцию
23 февраля 1987 г.