

ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОМОЛЕКУЛ $dt\mu$ В ТРОЙНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

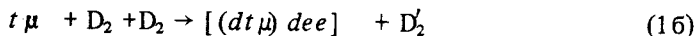
Л.И.Меньшиков, Л.И.Пономарев

Рассмотрены новые механизмы образования мезомолекул $dt\mu$ в дейтерий-третиевой плазме и вычислены их скорости. Показано, что при температурах $T \sim 1$ эВ и плотностях $N \sim 10^{22}$ см $^{-3}$ смеси скорости образования $dt\mu$ -молекул $\lambda_{dt\mu} \gtrsim 10^9$ с $^{-1}$.

1. Образование мезомолекул $dt\mu$ – ключевая стадия явления мюонного катализа¹. В рассмотренных до сих пор резонансных реакциях^{2, 3}



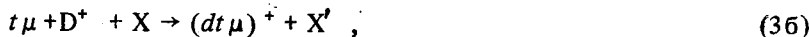
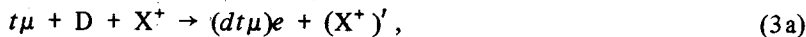
и



энергия связи $|\epsilon_{11}|$ слабосвязанного состояния $j = v = 1$ образовавшейся $dt\mu$ -молекулы передается на возбуждение вращательно-колебательных состояний мезомолекулярного комплекса $[(dt\mu)dee]$. Очевидно, что реакции (1) возможны только в молекулярной среде, т. е. при температурах⁴ $T \lesssim T_D \approx D/\ln(25/\varphi\sqrt{D})$ (эВ), где $D = 4.55$ эВ – энергия диссоциации молекулы D_2 , $\varphi = N/N_0$ – относительная плотность среды, $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$.

По этой причине ранее всегда предполагали, что при $T > T_D$ скорости образования мезомолекул $dt\mu$ пренебрежимо малы и вследствие этого при $T > T_D$ мюонный катализ неэффективен. (Скорость ядерной реакции $t\mu + d \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu^-$ "на лету", т. е. без предварительного образования мезомолекул $dt\mu$, пренебрежимо мала, см.⁵⁻⁷).

В данной работе рассмотрены различные механизмы образования $dt\mu$ молекул при $T > T_D$, т. е. в атомарной среде и плазме в тройных соударениях типа:



$$t\mu + D^+ + e \rightarrow (dt\mu)^+ + e', \quad (4a)$$

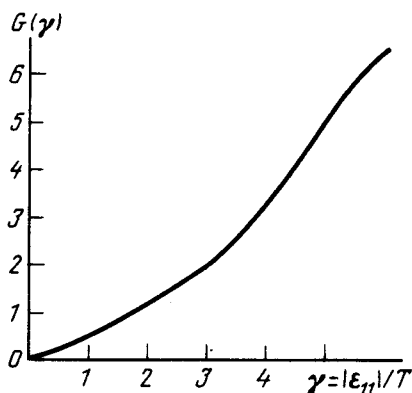
$$t\mu + D + e \rightarrow (dt\mu) e + e', \quad (4b)$$

где $X = (H, D, T)$ — атомы изотопов водорода.

2. Скорость реакции (4a) определяется выражением ³:

$$\lambda_{dt\mu} = N_d N_e \int d\epsilon f(\epsilon) dE f(E) V_{fi}^2 \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} 2\pi \delta(E' - E - \omega), \quad (5)$$

где $N_d = N_0 \varphi C_d$ и $N_e = N_0 \varphi \alpha_i$ — числа ядер d и электронов e в см^3 , $\epsilon = p^2/2\mu_a$ и $f(\epsilon)$, $E = k^2/2M$ и $f(E)$ — кинетические энергии и максвелловские функции распределения относительного движения $t\mu + D^+$ и $(t\mu + D^+) + e$ соответственно, $\omega = |\epsilon_{11}| + \epsilon$; \mathbf{p} , \mathbf{k} и \mathbf{k}' — относительные импульсы $t\mu$ и D^+ , e и $(t\mu + D^+)$, (e') и $(dt\mu)^+$ соответственно, $E' = k'^2/2M$, $M^{-1} = m_e^{-1} + M_{dt\mu}^{-1}$, $\mu_a^{-1} = M_{t\mu}^{-1} + M_d^{-1}$.



Матричный элемент $V_{fi}(\epsilon, E, E')$ оператора перехода $V = d\mathbf{r}/r^3$, где \mathbf{d} — дипольный момент $dt\mu$ — молекулы, а \mathbf{r} — координата электрона e , отсчитанная от ЦМ $t\mu + D^+$, вычисляется по волновым функциям начального (ψ_i) и конечного (ψ_f) состояний (см. ^{7, 8}):

$$\psi_i = e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}} \psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$$\psi_f \approx \frac{C_a}{R^2 \sqrt{\kappa_a}} (1 + \kappa_a R) e^{-\kappa_a R} Y_{JM_J}(\mathbf{R}/R) \psi_{\mathbf{k}'}^{(-)}(\mathbf{r})$$

здесь: $\kappa_a = (2\mu_a |\epsilon_{11}|)^{1/2} \approx 10,3$ ат. ед., $C_a = 0,574$, R — расстояние между $t\mu$ и d , $\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})$ и $\psi_{\mathbf{k}'}^{(-)}(\mathbf{r})$ — кулоновские функции, описывающие относительное движение e и $(t\mu + D^+)$, e' и $(dt\mu)^+$ соответственно. (Формулы (6) и выражение для V_{fi} справедливы в области $r \gg R$, дающей наибольший вклад в V_{fi}). Используя результаты работ ⁷⁻⁹, а также учитывая вклад канала (4б), равный по порядку величины вкладу канала (4а), получим ($\beta_a = M_{t\mu}/M_{dt\mu}$):

$$\lambda_{dt\mu} = \frac{2^7 \pi^2 N^2 \beta_a^2 C_a^2}{\sqrt{3} \kappa_a^6} \sqrt{\mu_a M} G(\gamma) \varphi^2 \alpha_i C_d = 0,6 \cdot 10^{10} \varphi^2 \alpha_i C_d G(\gamma) \text{с}^{-1}, \quad (7)$$

где α_i — степень ионизаций атомов D , а функция

$$G(\gamma) = \gamma^2 \int_0^\infty dx \sqrt{x} e^{-\gamma x} \frac{3x^2 + 2x + 3}{(x+1)^4} \quad (8)$$

$$\gamma = |\epsilon_{11}|/T, \quad x = \epsilon/|\epsilon_{11}|$$

представлена на рисунке.

3. В реакциях (2) и (3) существенную роль играет притяжение в парах (D, X) , (D^+, X) и (D, X^+) , благодаря которому основной вклад в V_{fi} дает область малых r . В частности, поэтому в этом случае можно пренебречь влиянием электронного экранирования на вид оператора перехода \hat{V} . По той же причине теория возмущений в этом случае оказывается неприменимой и для расчета скоростей реакций следует исходить из принципа детального равновесия, который для реакции (3а) имеет вид ⁴ ($\hbar = e = 1$):

$$\frac{\lambda_{dt\mu}}{\lambda_{расп}} = 3N_D \left(\frac{2\pi}{MT} \right)^{3/2} \exp \{ |\epsilon_{11}| / T \}, \quad (9)$$

где $N_D = N_0 \varphi C_d (1 - \alpha_i)$, $\lambda_{расп} \approx \lambda_{захв} W_{расп}$ — скорость обратной реакции, $\lambda_{захв} \approx \approx 2\pi (\alpha/M)^{1/2} N_0 \varphi \alpha_i$ — скорость захвата $(dt\mu)e + X^+ \rightarrow [(dt\mu)eX^+$ в модели Томсона с поляризационным взаимодействием — $\alpha/2r^4$, $\alpha = 4,5$ ат. ед. Можно показать, что $W_{расп} \approx \approx 1$, т. е. каждое столкновение $(dt\mu)e + X^+$ приводит к распаду $(dt\mu)e \rightarrow t\mu + D$. С учетом приближенного равенства вероятностей процессов (3а) и (3б) для их суммарной скорости получим выражение:

$$\lambda_{dt\mu} = 2 \cdot 6\pi \left(\frac{\alpha}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{2\pi}{MT} \right)^{3/2} N_0^2 \varphi^2 C_d \alpha_i (1 - \alpha_i) \approx 0,6 \cdot 10^{11} T^{-3/2} (\text{эВ}) \varphi^2 C_d \alpha_i (1 - \alpha_i) \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Действуя аналогично, для скорости процесса (2) получим также ($C_6 = 6,5$ ат. ед. — постоянная ван-дер-ваальсового притяжения — между D и X , α_D — степень диссоциации молекул D_2):

$$\begin{aligned} \lambda_{dt\mu} &\approx 3\pi(3/2)^{2/3} (3C_6/T)^{1/3} (2T/M)^{1/2} (2\pi/MT)^{3/2} N_0^2 \varphi^2 \alpha_D^2 C_d \approx \\ &\approx 1,6 \cdot 10^{10} T^{-3/2} (\text{эВ}) \varphi^2 \alpha_D^2 C_d \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из предыдущего следует, что в атомарной среде и плазме при $\varphi \gtrsim 0,2$ и $T \sim 1$ эВ скорость образования $dt\mu$ -молекул $\lambda_{dt\mu} \gtrsim 10^9 \text{ с}^{-1}$. Такие условия легко достигаются в импульсных разрядах, поэтому в дальнейшем необходимо более тщательно исследовать процессы мюонного катализа в сильных электрических полях, особенно в связи с возможностью уменьшить в этом случае коэффициент прилипания ω_s , которая обсуждалась в работе ¹⁰.

Литература

1. Muon Catalyzed Fusion, v. 1, 1987; Proc. Int. Conf., CF-87. Tokyo, 1 — 3 Sept., 1986.
2. Виноцкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, 849.
3. Men'shikov L.I., Ponomarev L.I. Phys. Lett., 1986, 167B, 141.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, стр. 337, М.: Наука, 1976.
5. Tan W.P.S. Nature, 1976, 263, 656; Hinks B.O., Sundaresan M.K., Watson P.J.S. Nature, 1977, 269, 584.
6. Богдамова Л.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, 1191.
7. Меньшиков Л.И. ЯФ, 1985, 42, 1183.
8. Меньшиков Л.И. ЯФ, 1985, 42, 1449.
9. Бете Г. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. с. 521, М.: Физматгиз, 1960.
10. Bracci L., Fiorentini G. Nature, 1982, 297, 134.