

## ПЕРЕЗАРЯДКА ВОЗБУЖДЕННЫХ МЕЗОАТОМОВ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ТРОЙНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С МОЛЕКУЛАМИ

Л.И.Меньшиков, Л.И.Пономарев

Показано, что при больших плотностях смеси дейтерия и трития реакция изотопного обмена  $(d\mu)_n + t \rightarrow d + (t\mu)_n$  из возбужденных состояний  $n$  мезоатомов дейтерия с заметной вероятности происходит в тройных соударениях мезоатомов с молекулами изотопов водорода, и этот процесс необходимо учитывать при описании кинетики процессов мюонного катализа.

1. В работе <sup>1</sup> показано, что процессы квазирезонансной перезарядки



при столкновениях мезоатомов  $(d\mu)_n$  в возбужденных состояниях  $n=2 \div 5$  с ядрами трития заметно влияют на кинетику процессов мюонного катализа в смеси  $D_2 + T_2$ . Скорости процессов (1)  $\lambda_{ex}^0 = \lambda_{ex}^0 C_t \varphi$  растут линейно с увеличением плотности смеси  $\varphi$  и концентрации трития  $C_t$ .<sup>2</sup> Такая же зависимость от  $\varphi$  характерна и для скоростей резонансного образования мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$ .<sup>3,5</sup> Последние экспериментальные данные<sup>6</sup> указывают, однако, что некоторые характеристики кинетики  $\mu$ -катализа могут зависеть от  $\varphi$  и  $C_t$  нелинейным образом.

2. В данной работе рассмотрен процесс перезарядки (1) в тройных соударениях типа:



где  $AT$  — молекула, содержащая атом трития ( $T_2, DT, HT$ ), а  $M$  и  $M^*$  — любая из молекул изотопов водорода в смеси ( $H_2 + D_2 + T_2$ ) в начальном и конечном состоянии соответственно. Поскольку мезоатом  $(d\mu)_n$  обладает ненулевым дипольным моментом  $d_n = 3n\Delta / 2m_\mu$  (в единицах  $e = \hbar = m_e = 1$ ), где  $\Delta = n_1 - n_2$ ;  $n_1, n_2, m$  — параболические квантовые числа  $d\mu$  — атома,  $m_\mu \approx 207m_e$  — масса мюона, то в состояниях  $n_1 < n_2$  энергия притяжения  $U = d_n \vec{e}$  мезоатома  $(d\mu)_n$  полем  $\vec{e}(R)$  молекулы  $AT$  довольно значительна ( $U \sim 1$  эВ уже при  $R \sim 1$ , т.е. расстояниях порядка атомных).

Процесс (2) происходит в две стадии: вначале с большим сечением ( $\sigma \sim 10^{16}$  см<sup>2</sup>) образуется промежуточный короткоживущий комплекс  $[(d\mu)_n AT]$ .<sup>2</sup> При малых плотностях  $\varphi$  в нем с вероятностью  $W_{ex} \approx 0,1$  происходит реакция (1), а с вероятностью  $1 - W_{ex} \approx 0,9$  он вновь разваливается на  $(d\mu)_n$  и  $AT$ . При больших  $\varphi$  за время существования комплекса молекула  $M$  может забрать у него энергию порядка тепловой  $\sim \epsilon_T$  и тем самым воспрепятствовать развалу комплекса, после чего с вероятностью, близкой к единице в нем происходит реакция

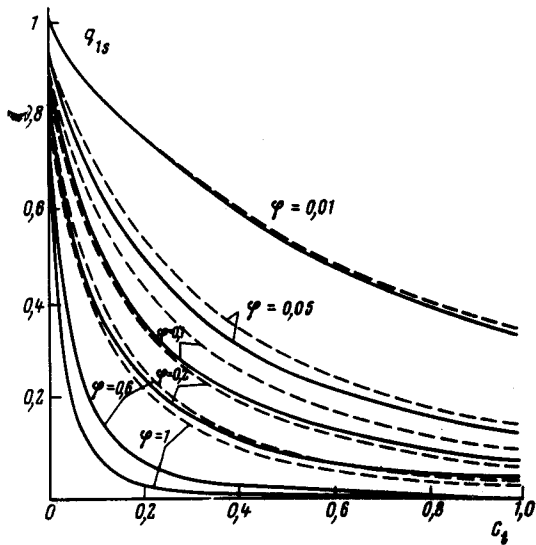


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость  $q_{1s}(C_t)$  при фиксированных значениях  $\varphi$ . Пунктиром указана зависимость без учета процесса (2)

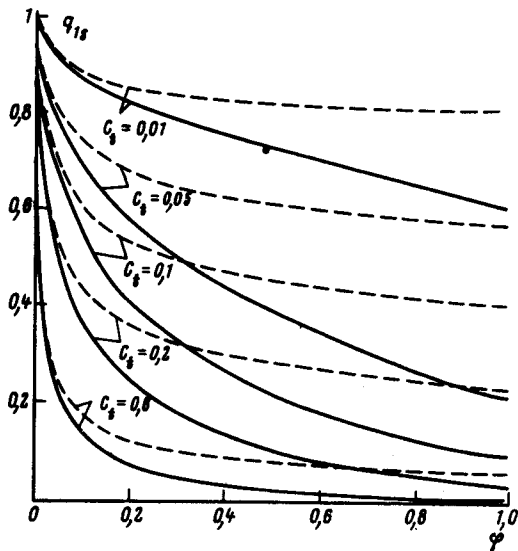


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости  $q_{1s}(\varphi)$  при фиксированных значениях  $C_t$

Объем  $V$  комплекса  $[(d\mu)_n AT]$ , на границе которого потенциальная энергия притяжения  $|U(R)| \geq \epsilon_T$  превышает энергию тепловых соударений атомов, равен

$$V \approx \pi R_1^2 (2R_1 + 0,7) \sim 30 \div 300 \text{ ат. ед.} \quad (3)$$

при  $n = 3 \div 5$  и  $0,01 \text{ эВ} \lesssim \epsilon_T \lesssim 0,1 \text{ эВ}$ . Здесь расстояние  $R_1 \approx \frac{1}{2} \ln \frac{9n^2}{4m_e \epsilon_T}$  определяется из условия  $|d_n \epsilon(R_1)| = \epsilon_T$ , где  $d_n \approx 3n^2 / 4m_e$  — типичный дипольный момент  $(d\mu)_n$  — атома, а электрическое поле  $\epsilon(R)$  атома водорода (или молекулы  $AT$ ) на расстоянии  $R$  от  $d\mu$  — атома равно

$$\epsilon(R) = (R^{-2} + 2R^{-1} + 2) e^{-2R} \approx 3e^{-2R}.$$

При столкновении молекулы  $M$  с этим комплексом она с равной вероятностью может как передать ему энергию  $\epsilon_T$ , так и отнять ее, т.е. вероятность стабилизации комплекса  $P_2 \approx 0,5$ . (Это допущение соответствует хорошо известной модели Томсона<sup>7</sup>). С учетом того, что комплекс образуется только в половине случаев ( $P_1 \approx 0,5$ ), при  $n_1 < n_2$ , скорость процесса (2) определяется выражением:

$$\lambda_{ex}^{(3)} \approx \nu P_1 P_2 \sum_A W_A, \quad (4)$$

где  $W_A = N_A V$  — вероятность найти молекулу  $AT$  в объеме  $V$ . Для смеси  $D_2 + T_2$  соответствующие значения  $N_A$  равны

$$N_{T_2} = N_0 \frac{1}{2} C_t^2 \varphi, \quad N_{DT} = N_0 C_d C_t \varphi \quad (5)$$

$\varphi = N/N_0$  — плотность смеси,  $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  — плотность ядер в  $\text{см}^3$  жидкого водорода. Частоту соударений  $\nu$  молекул  $AT$  и  $M$  можно оценить в рамках модели твердых сфер с радиусом  $R_2 \approx 0,6 \ln \frac{U_0}{\epsilon_T}$ ,  $U_0 \approx 250 \text{ эВ}$ , который равен расстоянию наименьшего сближе-

ния молекул при энергии столкновения  $\epsilon_T$ . В этом приближении ( $m^{-1} = m_{AT}^{-1} + m_M^{-1}$ ):

$$\nu = \pi R_2^2 (2\epsilon_T / m)^{1/2} N_0 \varphi \approx 3,6 \cdot 10^{12} R_2^2 \varphi \sqrt{\epsilon_T} \text{ (эВ)}. \quad (6)$$

Из (3) – (5) следует оценка для скорости процесса (2):

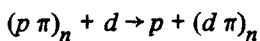
$$\lambda_{ex}^{(3)} = \tilde{\lambda}_{ex}^0 C_t (2 - C_t) \varphi^2, \quad (7)$$

$$\tilde{\lambda}_{ex}^0 \approx 10^{10} (R_1 R_2)^2 (2R_1 + 0,7) \sqrt{\epsilon_T} \text{ (эВ)} \text{ c}^{-1}.$$

При  $n=4$ ,  $\epsilon_T = 3 \cdot 10^{-3}$  эВ,  $\tilde{\lambda}_{ex}^0 \approx 2,8 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , при  $\epsilon_T = 0,05$  эВ  $\tilde{\lambda}_{ex}^0 \approx 1,6 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ .

3. При  $\varphi \sim 1$  скорость (6) процесса (2) сравнима со скоростями  $\tilde{\lambda}_{ex}^0 \approx 10^{12} C_t \varphi \text{ c}^{-1}$ , изотопного обмена мюонов в парных столкновениях (1). На рис. 1 и рис. 2 представлены заселенности  $q_{1s}$  состояния  $1s$  мезоатома  $d\mu$  как функции  $C_t$  и  $\varphi$ , аналогичные представленным в работе <sup>1</sup>. Легко видеть, что при больших  $\varphi$  влияние процесса (2) существенно и его необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных <sup>6</sup>. Не исключено, что пренебрежение этим процессом, а также процессом квазирезонансного образования мезомолекул  $d\mu$  в тройных соударениях <sup>8</sup>, может привести к фиктивной зависимости коэффициента прилипания  $\omega_s$  в реакции  $d\mu \rightarrow \mu^4 \text{He} + n$  от произведения  $C_t \varphi$  <sup>6</sup>.

В заключение заметим, что, как и в случае реакции (1), процесс (2) можно изучить на примере реакции перезарядки <sup>1</sup>.



и оценить отсюда скорости процесса (2).

Авторы признательны М.Бубаку и В.С.Мележику за помощь в численных расчетах.

#### Литература

1. *Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 542.
2. *Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И.* Препринт ИАЭ-4006/12, Москва, 1984.
3. *Виницкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П., Сомов Л.Н., Файфман М.П.*, ЖЭТФ, 1978, 74, 849.
4. *Leon M.* Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 605; Errata Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1655.
5. *Меньшиков Л.И.* Препринт ИАЭ-4056/12, Москва, 1984.
6. *Steven S. Jones.* The talk at the Muon Catalyzed Fusion Workshop, Jackson, Wyoming, 7 – 8 June, 1984; The talk at the IX Int. Conf. on Atomic Physics, Seattle, Washington, July, 1984, USA, 23 – 27.
7. *Гиришфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Г.* Молекулярная теория газов и жидкостей, М.: ИИЛ, 1961.
8. *Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И.* Препринт ИАЭ-4064/12, Москва, 1985.