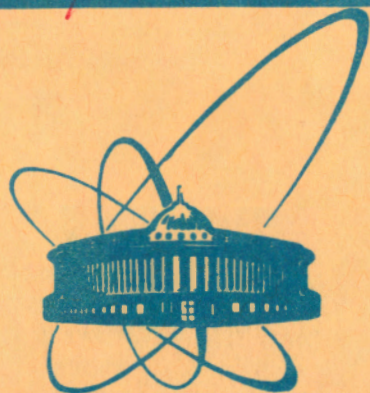


1980/82

29/III - 82



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

e  
+

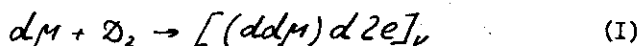
P4-81-851

Л.Н.Сомов

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА  
УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ МЕЗОАТОМА  $d\mu$   
И МЕЗОМОЛЕКУЛЫ  $dd\mu$   
И КИНЕТИКА  
МЕЗОМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ДЕЙТЕРИИ

1981

Известно <sup>/1/</sup>, что у мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  существуют возбужденные слабосвязанные состояния с квантовыми числами полного орбитального момента  $J = I$  и вибрационного движения  $\nu = I$  с энергией связи  $\epsilon_{11}(dd\mu) = -1,96$  эВ и  $\epsilon_{11}(dt\mu) = -0,64$  эВ. Эти энергии значительно меньше энергии ионизации электрона ( $\sim 15$  эВ) и энергии диссоциации молекулы  $D_2$  ( $\sim 4,5$  эВ). Поэтому энергию, освобождающуюся при образовании молекулы  $dd\mu$ , можно передать только на возбуждение колебаний комплекса  $[(dd\mu)d_2e]_v$ , который образуется при столкновении мезоатома  $d\mu$  с молекулой  $D_2$  согласно реакции



Значения полных энергий системы в начальном и конечном состояниях равны

$$E_i = \epsilon + \bar{E}_0, \quad E_f = \epsilon_{11} + E_\nu,$$

где  $\epsilon_{11}$  — энергия состояния ( $J = I, \nu = I$ ) связи молекулы  $dd\mu$ ;  $E_\nu$  — энергия колебательного состояния и комплекса  $[(dd\mu)d_2e]_v$ ;  $\bar{E}_0$  — энергия основного состояния молекулы  $D_2$ ;  $\epsilon$  — кинетическая энергия мезоатома  $d\mu$ . Из условия резонанса  $E_i = E_f$  следует, что реакция (I) возможна лишь при кинетической энергии мезоатома  $d\mu$

$\epsilon_0 = \epsilon_{11} + E_\nu - \bar{E}_0$ , которая может не совпадать со средней энергией теплового движения  $\epsilon_f = \frac{3}{2} kT$ , и вследствие этого вероятность реакции (I) в целом должна воспроизводить распределение Максвелла по энергиям мезоатомов  $d\mu$ . Такая зависимость скорости образования  $\lambda_{dd\mu}(T)$  мезомолекулы  $dd\mu$  от температуры среды в целом согласуется с экспериментом <sup>/2/</sup>.

В проведенных до сих пор теоретических расчетах <sup>/1/</sup>, экспериментах <sup>/2/</sup> релятивистские эффекты не принимались во внимание, хотя релятивистское расщепление уровней энергии мезоатома  $d\mu$  и мезомолекулы  $dd\mu$  составляет величину порядка  $\sim 0,05$  эВ <sup>/3/</sup>, что сравнимо с кинетической энергией теплового движения ( $\sim 0,04-0,05$  эВ) и должно приводить в определенных условиях к значительному изменению кинетики образования мезомолекул  $dd\mu$ .

Известно, что уровень мезоатома расщепляется на два подуровня, которые характеризуются значением полного спина  $F = 3/2$  и  $1/2$ , а состояние ( $J = 1, \nu = 1$ ) мезомолекулы  $d d \mu$  расщепляется <sup>1/3/</sup> на пять подуровней тонкой и сверхтонкой структуры (см. рис. I). Тонкой структурой состояний в рассматриваемом случае можно пренебречь, так как соответствующее расщепление уровней составляет  $\sim 10^{-5}$  эВ, что сравнимо с их ширинами. В этом приближении нерелятивистский уровень  $E_{11}$  расщепляется также на два подуровня, которые характеризуются полным спином  $\bar{S}$  молекулы  $d d \mu$ .

Таким образом, вместо одного условия реакции (I)

$$E_0 = E_{11} + E_\nu - \bar{E}_0 \quad (2)$$

существует четыре условия

$$E_0(i) = E_{11}(i) + E_\nu - \bar{E}_0, \quad i = 1, 2, 3, 4;$$

с резонансными энергиями:

$$E_0(1) \approx 0,002 \text{ эВ} \quad (F = 3/2 \rightarrow S = 1/2),$$

$$E_0(2) \approx 0,024 \text{ эВ} \quad (F = 3/2 \rightarrow S = 3/2),$$

$$E_0(3) \approx 0,050 \text{ эВ} \quad (F = 1/2 \rightarrow S = 1/2),$$

$$E_0(4) \approx 0,074 \text{ эВ} \quad (F = 1/2 \rightarrow S = 3/2).$$

Так как максимальная скорость резонансного образования мезомолекул  $\lambda^{(i)} d d \mu$  достигается при энергиях  $E_0(i) = \frac{3}{2} kT$ , а ее величина обратно пропорциональна им <sup>1/1/</sup>:

$$\lambda^{(i) \max} d d \mu \sim 1/E_0(i), \quad (3)$$

то скорость образования будет максимальной при энергии  $E_0(1) \approx 0,002$  эВ. Результирующая зависимость скорости образования

$$\lambda d d \mu(\tau) = \sum W_i \lambda^{(i)} d d \mu(\tau)$$

является суперпозицией скоростей  $\lambda^{(i)} d d \mu(\tau)$  с весами  $W_i$ , равными статистическим заселенностям подуровней молекулы  $d d \mu$  <sup>1/3/</sup>. Из анализа экспериментальных данных работы <sup>1/2/</sup> следует, что максимум функции  $\lambda d d \mu(\tau)$  расположен при энергии  $E_0 \approx 0,05$  эВ, а не при энергии  $E_0 = 0,002$  эВ, как это можно было ожидать на основании предыдущего анализа. Этот эксперимент был выполнен при давлении дейтерия  $P \approx 40$  атм. При таком давлении скорость перехода  $\lambda_d$  из состояния мезоатома  $d \mu$  со спином  $F = 3/2$  в состояние с  $F = 1/2$  равна  $2,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  <sup>1/2/</sup>, что почти на порядок превращает скорость распада  $\mu^-$

<sup>1/2/</sup> При вычислении  $\lambda_d = \lambda_d^0 \varphi$ ,  $\varphi = 1,23 \cdot 10^{-3}$  .Р (атм.) принималось теоретическое значение  $\lambda_d^0 = 4,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , вычисленное в работах <sup>1/4/</sup>.

мезона ( $\lambda_0 = 0,45 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ) и в четыре раза скорость образования мезомолекулы  $dd\mu$  при  $\varepsilon_0 \approx 0,05 \text{ эВ}$ . Поэтому в этих экспериментальных условиях заселенность состояния мезоатома  $d\mu$  со спином  $F = 3/2$  уменьшается в четыре раза по сравнению со статистической и вклад скоростей  $\lambda^{(i)}_{dd\mu}$  для переходов  $F = 3/2 \rightarrow S = 3/2$  и  $F = 3/2 \rightarrow S = 1/2$  в скорость  $\lambda_{dd\mu}(\tau)$  будет сильно подавлен, что и наблюдалось в эксперименте <sup>1/2</sup>.

В противоположном случае, например при давлении порядка одной атмосферы,

$$\lambda_d \approx 0,06 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1},$$

вклад в  $\lambda_{dd\mu}$  будут давать в основном два первых резонанса при  $\varepsilon_0 = 0,002 \text{ эВ}$  и  $\varepsilon_0 = 0,024 \text{ эВ}$ .

Проведение экспериментов по изучению скорости образования мезомолекул  $dd\mu$  при низких давлениях ( $P \approx 1 \text{ атм.}$ ) и температурах ( $20-100^\circ\text{K}$ ) чрезвычайно интересно, поскольку, определяя с 1%-ной точностью амплитуду резонанса при энергии  $\varepsilon_0 \approx 0,002 \text{ эВ}$ , мы тем самым определяем положение этого резонанса с абсолютной точностью порядка  $10^{-5} \text{ эВ}$  (см. соотношение (3)). Для сравнения напомним, что сдвиг уровня энергии мезомолекулы  $dd\mu$  с квантовыми числами  $J = 1, \nu = 1$  за счет поляризации вакуума составляет величину порядка  $\sim 10^{-2} \text{ эВ}$  <sup>1/5</sup>.

Система уравнений, описывающих кинетику образования мезомолекул  $dd\mu$ , при давлениях среды порядка одной атмосферы, когда заселенность состояний  $F = 3/2$  и  $F = 1/2$  мезоатома  $d\mu$  можно считать близкой к статистической ("прилипанием"  $\mu^-$ -мезона к продуктам реакции синтеза в  $dd\mu$  пренебрегаем), имеет вид:

$$\frac{dN_\mu}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_a) N_\mu + \lambda_{dd}^f N_{dd\mu},$$

$$\frac{dN_{d\mu}^{3/2}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dd\mu}^{3/2}) N_{d\mu}^{3/2} + \frac{1}{3} \lambda_0 N_\mu + \lambda_d N_{d\mu}^{3/2},$$

$$\frac{dN_{d\mu}^{1/2}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dd\mu}^{1/2} + \lambda_d) N_{d\mu}^{1/2} + \frac{2}{3} \lambda_0 N_\mu,$$

$$\frac{dN_n}{dt} = -\frac{1}{2} \lambda_{dd}^f N_{dd\mu}; \quad \frac{dN_{dd\mu}}{dt} = -(\lambda_0 + \lambda_{dd}^f) N_{dd\mu} + \lambda_{dd\mu}^{3/2} N_{d\mu}^{3/2} + \lambda_{dd\mu}^{1/2} N_{d\mu}^{1/2}$$

Здесь введены следующие обозначения:  $\lambda_0 = 0,455 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  - скорость распада  $\mu^-$ -мезона;  $\varphi = N/N_0$  - отношение плотности газовой смеси к плотности жидкого водорода  $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;  $\lambda_a (\lambda_a^0)$  - скорость захвата  $\mu^-$ -мезона на К-орбиту мезоатома  $d\mu$  при плотностях смеси  $N$  и плотности жидкого водорода  $N_0$  соответственно;  $\lambda_d (\lambda_d^0)$  - скорость перехода мезоатома  $d\mu$  со спином  $F = 3/2$  в состояние со

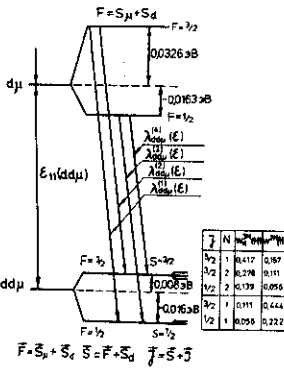


Рис.1 Тонкая и сверхтонкая структура уровней мезоатома  $dm$  и мезомолекулы  $ddm$ .

Рис.2 Зависимость скоростей образования  $\lambda_{ddm}^{(i)}(\epsilon)$  от температуры среды в относительных единицах:

- $\epsilon_0(1) \approx 0,003$  эВ,
- $\epsilon_0(2) \approx 0,024$  эВ,
- $\epsilon_0(3) \approx 0,050$  эВ,
- $\epsilon_0(4) \approx 0,074$  эВ.

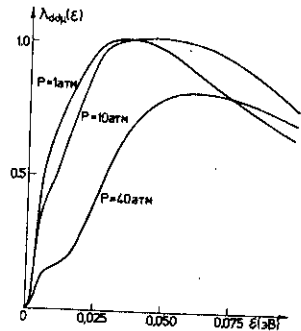
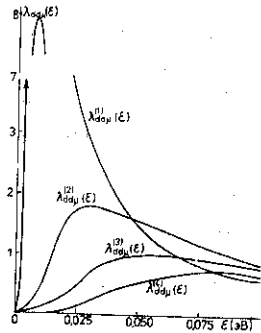


Рис.3 Скорость  $\lambda_{ddm}^{(i)}(\epsilon)$  при разных давлениях в смеси.

спином  $F = 1/2$ ;  $\lambda_{ddm}^F$  - суммарная скорость образования мезомолекулы  $ddm$  из состояния  $F$  мезоатома  $dm$ ;  $N_{dm}^{F=1/2}$ ,  $N_{dm}^{F=3/2}$  - доля мезоатомов  $dm$  в состояниях со спином  $F = 1/2$  и  $3/2$  соответственно;  $N_{ddm}$  - общее число образовавшихся мезомолекул  $ddm$ ;  $N_n$  - число нейтронов, образовавшихся в реакции синтеза в мезомолекуле  $ddm$ ;  $\lambda_{ddm}^F$  - скорость реакции синтеза в мезомолекуле  $ddm$ . Следуя работе [6], нетрудно найти решение полученной системы уравнений, учитывая, что

$$\lambda_a \gg \lambda_d, \lambda_{dd\mu}.$$

Интегральный выход нейтронов (протонов,  ${}^3\text{He}$  или трития) -  $Y_{dd\mu}$  из реакций синтеза в мезомолекуле  $dd\mu$  (в расчете на один остановившийся  $\mu^-$ -мезон) можно представить в виде

$$Y_{dd\mu} = \frac{\lambda_{dd\mu}^{3/2}}{\lambda_0} - \frac{2}{3} \frac{\lambda_{dd\mu}^{3/2}}{\lambda_0 + \lambda_d} + \frac{2}{3} \frac{\lambda_{dd\mu}^{3/2}}{\lambda_0 + \lambda_d}.$$

Временной спектр продуктов реакции синтеза в мезомолекуле имеет вид

$$\frac{dY_{dd\mu}}{dt} = \lambda_{dd\mu}^{3/2} e^{-\lambda_0 t} + \frac{2}{3} (-\lambda_{dd\mu}^{3/2} + \lambda_{dd\mu}^{3/2}) e^{-(\lambda_0 + \lambda_d)t}$$

Из выражения для временного спектра видно, что учет релятивистских эффектов приводит к более сложной временной зависимости выхода продуктов синтеза. Ясно также, что при фитировании экспериментального временного спектра продуктов синтеза извлекается значение скорости перехода  $\lambda_d$   $d\mu$ -атома из состояния с  $F = 3/2$  в  $F = 1/2$ . Отметим, что при изучении образования мезомолекулы  $dd\mu$  при малых давлениях необходимо учитывать уже и скорость замедления мезоатома  $d\mu$  до тепловых скоростей, что может привести к нарушению соотношения

$\lambda_{dd\mu} = \lambda_{dd\mu}^0 \varphi$ . Указание на существенное влияние  $\sigma^{\mu\pi}$ -уровней энергии мезомолекул  $dd\mu$  на процесс их образования содержится в докладе <sup>77/</sup>. Оказалось, что скорость образования мезомолекул  $dd\mu$  в газе при 30°K на два порядка превышает скорость их образования в жидкости. При этом определено также значение скорости  $\lambda_d^0 = (4,3 \pm 0,1) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  перехода  $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$  в мезоатоме  $d\mu$ . Заметим, что экспериментально измеренная скорость образования мезомолекулы  $dd\mu$  в жидком дейтерии <sup>78/</sup> в два раза превышает вычисленное значение этой скорости (см., например, <sup>1/1/</sup>). Учет резонансного механизма образования мезомолекулы  $dd\mu$  в жидком дейтерии устраняет это рассогласование.

Выражаю благодарность В.Г.Зинову, Л.И.Пономареву и М.П.Файфману за полезные и многочисленные обсуждения.

#### Литература

1. Виницкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1978, 74, 849.
2. Быстрицкий В.М., Джелепов В.П., Петрухин В.И., Руденко А.И., Сомов Л.Н., Суворов В.М., Фильченков В.В., Хемниц Г., Хованский Н.Н., Хоменко В.Н., Хорват Д. ЖЭТФ, 1979, 76, 460.

3. Бакалов Д.Д., Виницкий С.И., Мележик В.С. ЖЭТФ, 1980, 79, 1629.
4. Матвеевко А.В., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1970, 59, 1593.  
Пономарев Л.И., Сомов Л.Н., Файфман М.П. ЯФ, 1979, 29, 133.
5. Melezhik V.S. and Ponomarev L.I. Phys. Lett., 1978, 77B, 217.
6. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И., Сомов Л.Н.,  
Файфман М.П. ЖЭТФ, 1980, 78, 2099.
7. Breunlich W.H. Nucl. Phys., 1980, A363, p.201c.
8. Fetkovich J. et al., Phys.Rev.Lett., 1960, 4, 570;  
Doede J. Phys.Rev. 1963, 132, 1782.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1981 года.