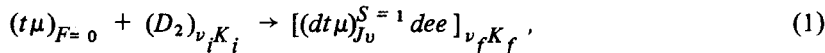


ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ СОСТОЯНИЙ ($J = v = 1$) МЕЗОМОЛЕКУЛЫ $dt\mu$

Л.И.Меньшиков, Л.И.Пономарев

Показано, что из анализа экспериментальных данных по скоростям образования мезомолекул $dt\mu$ при низких температурах можно оценить энергию перехода из спинового состояния $F = 0$ мезоатома $t\mu$ в слабосвязанное состояние $J = v = 1$ мезомолекулы $dt\mu$ с полным спином $S = 1$: $\Delta\epsilon = 0,597 \pm 0,002$ эВ. С учетом теоретических значений релятивистских поправок отсюда следует оценка для энергии связи состояния ($J=v = 1$) мезомолекулы $dt\mu$: $|\epsilon_{11}| = 0,656 \pm 0,002$ эВ.

Как показано в работе ¹, большая скорость $\lambda_{dt\mu}$ резонансного образования мезомолекул $dt\mu$, наблюдаемая экспериментально ^{2, 3} в жидкой смеси $D_2 + T_2$, объясняется столкновениями термализованных $t\mu$ -атомов с молекулами D_2 в реакциях



где F и S – полные спины $t\mu$ -атома и $dt\mu$ -молекулы соответственно $J = v = 1$ – квантовые числа слабосвязанного состояния $dt\mu$ -молекулы, $\nu_i = 0$ и $\nu_f = 2$ – колебательные квантовые числа молекулы D_2 и мезомолекулярного комплекса $MD \equiv [(dt\mu)de e]$, K_i и K_f – их вращательные квантовые числа.

При температуре $T = 23$ К (условия эксперимента ³) и плотности смеси $\varphi = N/N_0 = 1,2$ ($N_0 = 4,25 \cdot 10^{22}$ см⁻³) заселенность состояний D_2 с $K_i \geq 1$ мала ($\sim 3,6\%$), поэтому достаточно рассмотреть переходы ($K_i = 0$) \rightarrow ($K_f = 0, 1, 2, 3$). Условие резонанса имеет вид ^{4, 5}:

$$\epsilon_{K_i K_f}^r = \Delta E_{K_i K_f} - \Delta\epsilon, \quad (2)$$

где $\Delta\epsilon$ – энергия перехода $(t\mu)_{F=0} \rightarrow (dt\mu)_{J=v=1}^S = 1$, а $\Delta E_{K_i K_f} = E_{\nu_f=2, K_f}(MD) - E_{\nu_i=0, K_i}(D_2)$ – разность уровней комплекса MD и молекулы D_2 .

Согласно расчетам ⁶ величины $\Delta E_{K_i K_f}$ равны: $\Delta E_{00} = 0,5794$ эВ, $\Delta E_{01} = 0,5842$ эВ, $\Delta E_{02} = 0,5939$ эВ, $\Delta E_{03} = 0,6085$ эВ.

Ширина Γ_{K_f} состояний K_f комплекса MD определяется скоростью девозбуждения ($J = v = 1$) $\rightarrow \int J'v' dt\mu$ -молекулы $\lambda_{dex} = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ} \equiv \Gamma_v^8$ и столкновительной шириной Γ_φ^{10} , которая согласно вычислениям ¹¹ равна $\Gamma_\varphi = 0,004 \varphi \text{ эВ}$, т. е. полная ширина резонансов равна $\Gamma_{K_f} \approx \Gamma = \Gamma_\varphi + \Gamma_v = 0,004(\varphi + 0,2) \text{ эВ}$.

Приведенную к плотности $\varphi = 1$ скорость резонансного процесса (1) можно представить в виде:

$$\lambda_{dt\mu}^0 = \sum_{K_f} \lambda_{0K_f}^0, \quad (3)$$

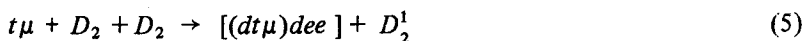
где парциальные скорости $\lambda_{K_i K_f}^0$ при больших плотностях $\varphi \gtrsim 0, 2$, т. е. при $\Gamma_\varphi \gtrsim \Gamma_v$, определяются выражениями

$$\lambda_{K_i K_f}^0 = \begin{cases} \text{при } |\epsilon_r| \lesssim \Gamma \\ 2N_0 \Gamma \pi^{-1/2} T^{-3/2} \int_0^\infty \frac{d\epsilon \sqrt{\epsilon} V_{K_i K_f}^2(\epsilon) \exp(-\epsilon/T)}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \Gamma^2/4} \end{cases} \quad (4a)$$

$$\begin{cases} \text{при } \epsilon_r \gtrsim \Gamma \\ N_0 \cdot 4(\pi \epsilon_r)^{1/2} T^{-3/2} V_{K_i K_f}^2(\epsilon_r) \exp(-\epsilon_r/T), \end{cases} \quad (4b)$$

$$\begin{cases} \text{при } \epsilon_r \lesssim -\Gamma \\ \lambda_{qr}, \end{cases} \quad (4b)$$

где матричные элементы $V_{K_i K_f}^2(\epsilon)$ вычислены по формулам работ ^{4, 14} и приведены на рис. 1, а скорости λ_{qr} образования $dt\mu$ -молекул в тройных соударениях типа



вычислены в работе ¹².

При $\varphi \lesssim 0, 2$, т. е. $\Gamma_\varphi \lesssim \Gamma_v$, при любом соотношении между ϵ_r и Γ скорости $\lambda_{K_i K_f}^0$ вычисляются по формуле (4a), которая впервые предложена Петровым в работе ^{10 11}.

На рис. 2 представлены скорости $\lambda_{dt\mu}^0$, вычисленные по формулам (4) при $T = 23 \text{ К}$ и $\varphi = 1, 2$, как функции энергии перехода $\Delta\epsilon$.

Экспериментальное значение приведенной скорости $\lambda_{dt\mu}^0$ ³ при $T = 23 \text{ К}$ и $\varphi = 1, 2$ равно $\lambda_{dt\mu}^{exp} = (3, 3 \pm 0,4) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Из рис. 2 следует, что оно достигается при энергии перехода

$$\Delta\epsilon = 0,597 \pm 0,002 \text{ эВ}. \quad (6)$$

Из рис. 2 видно также, что в значение $\lambda_{dt\mu}^0$ основной вклад вносит только один переход ($K_i = 0$) \rightarrow ($K_f = 2$) с резонансной энергией $\epsilon_{02}^r = -0,003 \text{ эВ}$. Переход ($K_i = 0$) \rightarrow ($K_f = 1$), несмотря на большое значение матричного элемента $V_{01}(\epsilon)$ (см. рис. 1), сильно подавлен, поскольку его скорость определяется трехчастичной реакцией (5), маловероятной при резонансной энергии $\epsilon_{01}^r = -0,013 \text{ эВ}$ ¹², соответствующей этому переходу.

С учетом релятивистских поправок $\Delta\epsilon_{11}^{rel} = 0,023 \text{ эВ}$ и сверхтонкого расщепления уровней $t\mu$ -атома и $dt\mu$ -молекулы $\Delta\epsilon_{FS} = 0,036 \text{ эВ}$ (см. обзор ¹⁵ и дальнейшие ссылки в нем) можно найти нерелятивистское значение энергии связи молекулы:

$$|\epsilon_{11}| = \Delta\epsilon + \Delta\epsilon_{11}^{rel} + \Delta\epsilon_{FS} = 0,656 \pm 0,002 \text{ эВ}, \quad (7)$$

которое находится в разумном согласии с последними теоретическими расчетами ^{13, 16}.

¹⁾ При $\Gamma_\varphi \gtrsim \Gamma_v$ резонанс сохраняет лоренцову форму только при $|e - \epsilon_r| \lesssim \Gamma$, а на крыльях резонансной кривой, т. е. при $|e - \epsilon_r| \gtrsim \Gamma$ ее форма сильно отличается от лоренцевой ¹¹. (Аналогичное явление хорошо известно в теории ударного уширения спектральных линий).

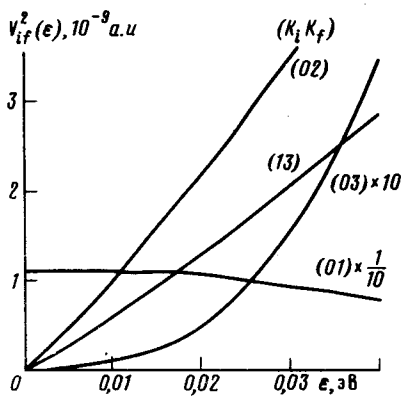


Рис. 1

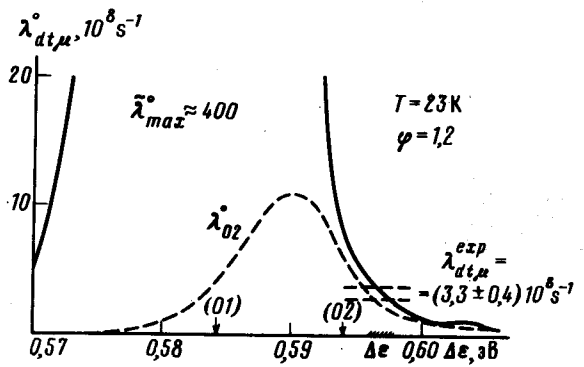


Рис. 2

Рис. 1. Матричные элементы $V_{K_i K_f}^2(\epsilon)$, соответствующие переходам $K_i \rightarrow K_f$

Рис. 2. Приведенная скорость $\lambda_{dt, \mu}^0$ резонансного образования $dt\mu$ -молекул как функция энергии перехода $\Delta\epsilon$. Пунктиром выделена скорость перехода $(K_i = 0) \rightarrow (K_f = 2)$. Стрелками указаны значения $\Delta\epsilon = \Delta E_{K_i K_f}$, при которых $e^{i\pi} V_{K_i K_f} = 0$.

Следует отметить, что приведенные ошибки к $|\epsilon_{11}|$ не включают в себя погрешностей теоретического значения $\Delta\epsilon_{11}^{rel}$, а также погрешностей теоретических значений $\lambda_{dt, \mu}$, обусловленных приближенным вычислением матричных элементов перехода $V_{K_i K_f}$.

В заключение авторам приятно поблагодарить профессора Ю.В.Петрова $K_i K_f$ за длительные и плодотворные дискуссии о влиянии конечной ширины уровней на скорость резонансного образования мезомолекул, и А.А.Зверева, Т.А.Стриж и М.П.Файфмана за помощь в численных расчетах.

Литература

1. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 329.
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. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1137.
4. Меньшиков Л.И. ЯФ, 1985, 42, 1184.
5. Faifman M.P., Men'shikov L.I., Ponomarev L.I., Strizh T.A. Preprint JINR-E4-86-541, Dubna, 1986.
6. Faifman M.P., Men'shikov L.I., Ponomarev L.I., et al. Z. Phys. D. 1986, 2, 79.
7. Leon M. Phys. Rev. Lett., 1984, 42, 605.
8. Виноцкий С.И., Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1982, 82, 985.
9. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е., Мележик В.С., Пономарев Л.И., ЖЭТФ, 1982, 83, 1615.
10. Petrov Yu. V. Phys. Lett., B, 1985, 163, 28.
11. Меньшиков Л.И. Препринт ИАЭ-4295/12, Москва, 1987.
12. Men'shikov L.I., Ponomarev L.I. Phys. Lett., B, 1985, 167, 141.
13. Gocheva A.D., Gusev V.V., Melezhih V.S., et al. Phys. Lett., 153B, 1985, 349.
14. Меньшиков Л.И., Пономарев Л.И. Препринт ИАЭ-4297/12, Москва, 1987.
15. Ponomarev L.I. The Talk at X Int. Conf. on Atom. Phys., Tokyo, Japan, August 25 - 29, 1986.
16. Виноцкий С.И., Коробов В.И., Пузынин И.В. ЖЭТФ, 1986, 91, 705.

Поступила в редакцию
23 февраля 1987 г.
После переработки
15 апреля 1987 г.