Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.10, стр.556 - 559 25 мая 1992 г.

РЕЗОНАНСНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОМОЛЕКУЛ В НАДТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ

Ю.В.Петров

Петербургский институт ядерной физики им.Константинова РАН
188350, Гатчина, Ленинградская обл.

Поступила в редакцию 8 апреля 1992 г.

Получена формула для резонансного образования мезомолекул в эпитепловой области энергий с учетом эффекта "выедания" спектра замедляющихся мезоатомов. Учтено доплеровское уширение уровней.

Основанные на резонансном механизме Весмана [1] расчеты образования в тепловой области мезомолекул $dd\mu$ [2], находятся в хорошем согласии с экспериментом [3-5]. Образование же в тепловой области при малых температурах мезомолекул $dt\mu$ на молекулах D_2 в основном происходит за счет отрицательных подпороговых резонансов [6] (подробнее см. обзоры [7,8]). Помимо тепловой области мезомолекулы образуются резонансным образом также и в области надтепловых энергий при замедлении мезоатомов. В этой области спектр замедляющихся мезоатомов отличается от максвелловского. Особенно сильно он искажен в резонансах, что существенно влияет на формирование мезомолекул.

1. Мезомолекула $dt\mu$ резонансным образом образуется в реакции типа [9]

$$(t\mu)_F + (DX)_{\nu_i k_i} \Rightarrow [(dt\mu)_S^{vJ} dee]_{\nu_f K_f}, \tag{1}$$

где $v = J = 1$ – вибрационные и ротационные числа слабосвязанного уровня мезомолекулы [10], а ν_i, K_i, ν_f, K_f – ротационные и вибрационные числа исходной молекулы DX и образующегося мезомолекулярного комплекса (ММС) $(X = H, D, T)$. Из-за конечного времени жизни ММС микроскопическое сечение реакции (1) в окрестности резонанса носит брейт-вигнеровский характер [11] $(\nu_i = 0;\ \{F, S, \nu_f, K_i K_f\} \equiv Q;\ \hbar = c = 1)$

$$\sigma_{dt\mu - X}(E) = \frac{\pi}{p^2} \sum_Q \frac{W(K_i)\Gamma_{eQ}\Gamma_{cQ}}{(E - E_{rQ})^2 + \Gamma_{rQ}^2/4}. \tag{2}$$

Здесь p – импульс в СЦМ, $W(K_i)$ – заселенность уровней молекулы DX при заданной температуре, E_{rQ} – энергия резонанса:

$$E_{rQ} = -|\epsilon_{11}| + E_{\nu_f K_f}(C) - E_{\nu_i K_i}(DX) + \Delta E_S - \Delta E_F, \tag{3}$$

где ϵ_{11} – энергия слабосвязанного уровня мезомолекулы, $E_{\nu_f K_f}(C)$, $E_{\nu_i K_i}$ – энергии уровней ММС и DX, ΔE_F и ΔE_S – энергии релятивистского расщепления мезоатома и мезомолекулы. Ширина захвата мезоатомов Γ_{cQ} складывается в основном из вероятностей переходов в нижние состояния мезомолекулы (за счет оже-процессов) и ММС (за счет столкновений с молекулами окружающей среды) [12,13]. Входная ширина Γ_{eQ} в первом порядке теории возмущений связана с матричным элементом перехода соотношением [6]

$$\Gamma_{eQ}(E) = \frac{\mu p}{\pi} |V(E)|_Q^2, \tag{4}$$

где μ – приведенная масса $t\mu$.

Полная ширина Γ_{rQ} включает все процессы распада комплекса, в том числе и в начальное состояние $t\mu + DX$.

2. При определении спектра замедляющихся мезоатомов МА будем исходить из аналогии с нейтронами. В энергетической области, удаленной от E_0 – энергии образования МА (десятки эВ), справедливо приближенное уравнение баланса для потока замедляющихся МА $(E < E_0)$ [14]

$$-\frac{\partial}{\partial E}(\Sigma\xi E\varphi) + \Sigma_a\varphi(E) + \frac{\varphi(E)}{\tau_0 v} = 0; \tag{5}$$

Здесь $\Sigma_a = \Phi N_0 \Sigma_i c_i \sigma_{dt\mu,i}$ – макроскопическое сечение образования ММС; $N = \Phi N_0$ – плотность среды относительно плотности жидкого водорода $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22}\,\text{см}^{-3}$; c_i – относительная концентрация молекул сорта i; $\sigma_{dt\mu,i}$ – их сечение образования мезомолекул; $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}\,\text{с}$ – время жизни мюона; v – скорость замедляющихся МА; Σ – полное макроскопическое сечение, включающее сечение рассеяния Σ_s; ξ – есть средняя логарифмическая потеря энергии:

$$\xi = \frac{\Sigma_i c_i \xi_i \Sigma_{si}}{\Sigma_s}; \quad \xi_i = 1 + \frac{\epsilon_0 \ln \epsilon_0}{1 - \epsilon_0}; \quad \epsilon_0 = \left(\frac{A_i - 1}{A_i + 1}\right)^2, \tag{6}$$

где $1 - \epsilon_0$ – максимально возможная потеря энергии при одном упругом столкновении, $A_i = M_i/m_a$ – отношение массы молекулы i и МА.

При отсутствии поглощения и распада согласно (5) плотность столкновений в каждом энергетическом интервале сохраняется: $Q = \Sigma\xi E\varphi = \text{const} = Q_0$ (Q_0 – заданная плотность генерации МА при энергии E_0). Отсюда следует, что спектр замедляющихся МА описывается классическим спектром Ферми

$$\varphi(E) = \frac{Q_0}{\xi\Sigma_s E}. \tag{7}$$

В плотной среде ($\Sigma_s \tau_0 v \gg 1$) доля замедлившихся до энергии E и избежавших резонансного поглощения МА, и доля образовавшихся ММС соответственно равны

$$p(E) \equiv Q(E)/Q(E_0) = \exp\left[-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E')}{[\Sigma_s + \Sigma_a(E)]}\frac{dE'}{\xi E'}\right]; \quad \delta = 1 - p. \tag{8}$$

3. Рассмотрим случай сильного резонанса, когда сечение в резонансе $c_i\sigma_{rQ_i} = c_i W(K_i) 4\pi\Gamma_{eQ_i}/p_r^2\Gamma_{rQ_i} \gg \sigma_s = \Sigma_i c_i \sigma_{si}$. Вычислим (8) в приближении узкого резонанса, когда ширина зоны, где существенно образование ММС, $\Delta E \ll \xi E$ – средней потери энергии в одном столкновении. Ширину ΔE определим из условия, что подинтегральная функция при $E = E_r + \Delta E/2$ убывает вдвое по сравнению с максимумом [15]: $\Delta E = \Gamma_{Q_i}\sqrt{1 + c_i\sigma_{rQ_i}/\sigma_s}$. При условии, что резонансы не перекрываются и расстояние между уровнями $D_Q \gg \Delta E$, из (2) для резонансного интеграла (8) выше нижней границы спектра Ферми E_c имеем

$$p = \exp\left\{-\frac{1}{\xi}\sum_i c_i \sum_{Q_i} \frac{\pi}{2}\frac{\Gamma_{rQ_i}}{E_{Q_i}} \frac{\sigma_{rQ,l}}{\sigma_s\sqrt{1 + c_i\sigma_{rQ_i}/\sigma_s}}\right\}. \tag{9}$$

(Для простоты в (9) опущена поправка на интерференцию потенциального и резонансного рассеяния).

По сравнению с интегралом со слабым поглощением $c_i\sigma_{i0} \ll \sigma_s$ формула (9) содержит дополнительный малый множитель $(1 + c_i\sigma_{rQ_i}/\sigma_s)^{-1/2} = \Gamma_{Qi}/\Delta E$, который является следствием эффекта "выедания" спектра мезоатомов в резонансе, обнаруженного для нейтронов Я.Б.Зельдовичем и Ю.Б.Харитоном [16].

Суть эффекта заключается в том, что в резонансе могут поглотиться все мезоатомы, попадающие туда в результате предшествующего рассеяния при более высокой энергии, но не более того. В итоге поток мезоатомов $\varphi = Q/\xi\Sigma(E)$ в окрестности резонанса сильно падает.

Отдельные слагаемые в (9) убывают как $E_{rQ_i}^{-3/2}$, поэтому главный вклад дает первый член суммы с наименьшим ν_f. Как показано в [17], особенно велико значение σ_{rQ_i} при столкновении $t\mu$ с молекулами DH, когда $\nu_i = 0$, $\nu_f = 2$ [16]. Выберем для примера переход $\{F = 1,\ K_i = 0 \to S = 2,\ K_f = 3\}$. Расчет дает $E_{rQ} = 0,172$ эВ [8,17], $|V|^2_Q = 1,55 \cdot 10^{-15}$ эВ·см^3/с, $W(0) = 5/9$ и $\sigma_{rQ} = 0,74 \cdot 10^{-20}$ эВ·см$^2/\Gamma_{rQ}$. При $\Gamma_{rQ} \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ эВ сечение в пике резонанса $\sigma_{rQ} \simeq 37 \cdot 10^{-19}$ см^2 значительно превосходит сечение рассеяния $\sigma_S(E_{rQ}) = 0,9 \cdot 10^{-19}$ см^2 [18] для равновесной смеси при $c_p = c_d = c_{HD} = 0,5\,(c_t \ll 1)$. Резонансный захват из-за эффекта "выедания" уменьшается в $\sqrt{1 + c_{HD}\sigma_{rQ}/\sigma_s} = 4,6$ раза. Ширина зоны образования ММС составляет: $\Delta E = 9,2$ мэВ, а всего в этом резонансе захватывается около 4% мезоатомов.

4. Образование мезомолекул увеличивается, если учесть доплеровское уширение уровней. Учитывая в линейном приближении связь энергии МА в СЦМ E' с проекцией скорости молекулы V_z : $E' \simeq E - \sqrt{2\mu E} \cdot V_z$, и усредняя по максвелловскому распределению V_z, получим вместо (2) $z = 2(E' - E)/\Gamma_{rQ}$; $\Delta_D = \sqrt{4TE_{rQ}/A}$; $\zeta_0 = \Gamma_{rQ}/\Delta_D)$:

$$\bar{\sigma}_{dt\mu-x}(z) = \sigma_{rQ}\psi(x, \zeta_0); \quad \psi(x, \xi_0) = \frac{\zeta_0}{2\sqrt{\pi}} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\zeta_0^2(x-y)^2/4]}{1+y^2} dy. \tag{10}$$

При $\zeta \ll 1$ и $x < 4/\zeta_0^2$ выражение (2) заменяется на чисто доплеровское распределение, а показатель экспоненты ω_i в (8) вблизи резонанса на

$$\psi_D(x, \xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\zeta_0 \exp\left[-\frac{\zeta_0^2 x^2}{4}\right]; \quad \omega_i = \frac{\Gamma_{Q_i}}{\xi E_{Q_i}} \int\limits_0^{\infty} \frac{\psi_D(x, \zeta_0)dx}{[\psi_D(x, \zeta_0) + \beta_i]}, \tag{11}$$

где $\beta_i = \sigma_S/c_i\sigma_{rQ_i}$. При $\beta_i \ll 1$ и $\sqrt{\pi}\zeta_0/2\beta \gg 1$ имеем

$$\omega_i \simeq \frac{2\Delta_D}{\xi E_{rQ}} \sqrt{\ln\left[\frac{\sqrt{\pi}\zeta_0}{2\beta}\right]}. \tag{12}$$

В случае обратного отношения $\sqrt{\pi}\zeta_0/2\beta_i < 1$ [20] :

$$\omega_i = \frac{\pi}{2}\frac{\Gamma_{Q_i}}{\xi E_{Q_i}}\frac{c_i\sigma_{rQ_i}}{\sigma_S}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{\sqrt{n+1}}\left(\frac{\sqrt{\pi}\zeta_0}{2\beta}\right)^n. \tag{13}$$

Как видно из (13) при малых β значение ω_i уже приближается к резонансному поглощению при бесконечном разбавлении. Для рассмотренного выше резонанса при $T = 25$ мэВ ($\Delta = 0,13$ эВ, $\sqrt{\pi}\zeta_0/2\beta = 0,26$) по формуле (13) получаем значение $\omega_i = 0,15$, существенно превышающее предыдущее. Образование мезомолекул в эпитепловой области происходит и при других переходах $K = 0 \to K_f$, так что общий вклад надтеплового образования мезомолекул значителен.

Автор выражает благодарность В.Ю.Петрову за вычисление матричного элемента.

---

1. Э.А.Весман, Письма в ЖЭТФ 5, 113 (1967).

2. Л.И.Меньшиков, Л.И.Пономарев, Т.А.Стриж, М.П.Файфман, ЖЭТФ **92**, 113 (1987).
3. Д.В.Балин, А.А.Воробьев, Ан.А.Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 318 (1984); D.V.Balin, A.A.Vorob'ev, An.A.Vorob'ev et al., Phys. Lett. B **161**, 1 (1984).
4. S.E.Jones, A.N.Anderson, A.J.Gaffrey et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 588 (1986).
5. J.Zmescal, W.H.Breunlich, M.Cargnelli et al., Muon Catalyzed Fusion **1**, 109 (1987).
6. Ю.В.Петров, В.Ю.Петров, ЖЭТФ **100**, 58 (1991).
7. W.H.Breunlich, P.Kammel, J.S.Cohen, and M.Leon, Ann. Nucl. Part. Sci. **39**, 311 (1989).
8. С.С.Герштейн, Ю.В.Петров, Л.И.Пономарев, УФН **160**, 3 (1990).
9. S.S.Gerstein, L.I.Ponomarev, Phys. Lett. B **72**, 80 (1977).
10. С.И.Виницкий, Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин и др., Препринт ОИЯИ-Р4-10929, Дубна, 1977; ЖЭТФ **74**, 849 (1978).
11. Yu.V.Petrov, Phys. Lett. B **163**, 28 (1985).
12. L.I.Menshikov, and L.I.Ponomarev, Phys. Rev. Lett. B **167**, 141 (1986).
13. V.Yu.Petrov, and Yu.V.Petrov, Preprint LNPI-1390, Leningrad, 1988; Proc. AIP Conf., N.Y., 1989, 181, 124; Muon Catalyzed Fusion **4**, 73 (1989).
14. A.M.Weinberg, and E.P.Wigner, The Phys. Theory of Neutron Chain Reactors. Chicago Un., Press, 1959.
15. А.Д.Галанин, Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Москва, 1990.
16. Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитон, ЖЭТФ **10**, 29 (1940).
17. M.P.Faifman, and L.I.Ponomarev, Phys. Lett. B **265**, 201 (1991).
18. J.S.Cohen, Muon Catalyzed Fusion, 1990/91, **5/6**, 3.
19. E.P.Wigner, E.Creutz, H.Jupnik, and T.J.Snyder, J. Appl. Phys. **26**, 260 (1955).
20. L.Dresner, Resonance Absorption in Nuclear Reactors, ORNL, Pergamon Press, 1960.