

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3792/2-80

11/8-80  
P4-80-378

Ю.А.Аристов, А.В.Кравцов, Н.П.Попов,  
Г.Е.Солякин, Н.Ф.Трускова, М.П.Файфман

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ  
ПЕРЕЗАРЯДКИ МЕЗОАТОМОВ ВОДОРОДА  
НА ЯДРАХ ГЕЛИЯ

Направлено в ЯФ

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое <sup>/1/</sup> и экспериментальное <sup>/2/</sup> исследование  $\mu$ -катализа реакций синтеза ядер изотопов водорода требует вычисления скоростей различных мезомолекулярных процессов <sup>/3/</sup>. К настоящему времени выполнено несколько таких расчетов, однако для некоторых процессов необходимо более детальное изучение <sup>/4,5/</sup>.

В данной работе рассмотрены реакции перезарядки типа



в которых  $\mu^-$ -мезон переходит из основного состояния мезоатомов  $p\mu$ ,  $d\mu$  и  $t\mu$  в основное состояние мезоатомов  ${}^3\text{He}\mu$  и  ${}^4\text{He}\mu$  и в результате выбывает из процессов  $\mu$ -катализа.

Согласно выполненным ранее расчетам <sup>/6,7/</sup> скорость перезарядки для реакций типа /1/ равна  $\lambda_{\text{ex}} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  и мала по сравнению со скоростями основных процессов, сопровождающих  $\mu$ -катализ <sup>/4/</sup>. Малая величина этой скорости объясняется отсутствием пересечений и псевдопересечений между молекулярным термом  $2p\sigma$ , соответствующим системе типа  $p\mu + {}^3\text{He}^{++}$ , и термами системы  $({}^3\text{He}\mu)^+$ .

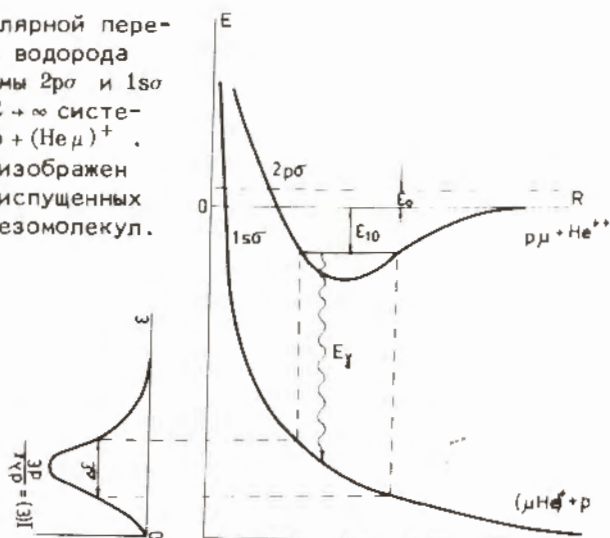
В настоящей работе предложен новый механизм реакций перезарядки, схематично изображенный на рис.1. Суть такого процесса, имитирующего прямую перезарядку /1/, заключается в том, что если в терме  $2p\sigma$  существуют связанные состояния системы вида  $({}^3\text{He}p\mu)^{++}$ , то при столкновении мезоатомов изотопов водорода с ядрами изотопов гелия образуются промежуточные комплексы - мезомолекулы, которые затем распадаются на мезоатом гелия и ядро изотопа водорода.

Образование мезомолекул происходит в возбужденном состоянии  $2p\mu$  /по движению  $\mu$ -мезона/:

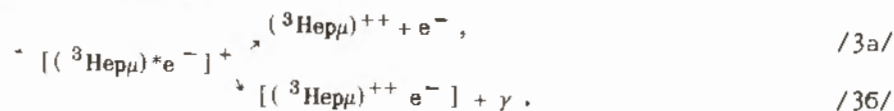


а выделившуюся энергию связи мезомолекулы уносит электрон конверсии. В дальнейшем возможен переход мезомолекулы из возбужденного в основное состояние, соответствующее терму  $1s\sigma$ . Этот переход осуществляется либо с конверсией на электроне атомного иона, ядром которого является рассматриваемая молекула, либо

Рис.1. Схема молекулярной перезарядки мезоатомов водорода на ядрах гелия. Термы  $2p\sigma$  и  $1s\sigma$  соответствуют при  $R \rightarrow \infty$  системам  $\mu + \text{He}^{++}$  и  $p + (\text{He}\mu)^+$ . Слева схематически изображен спектр  $\gamma$ -квантов, испущенных при девозбуждении мезомолекул.



как радиационный:



В терме  $1s\sigma$  нет связанных состояний, и поэтому мезомолекула диссоциирует на ядро изотопа водорода и мезоатом гелия:



Таким образом, на конечной стадии цепочки процессов /2/-/4/, как и в случае прямой перезарядки /1/,  $\mu$ -мезон оказывается в основном состоянии мезоатома гелия.

В работе вычислены уровни энергий мезомолекул  $^3\text{He}\mu$ ,  $^4\text{He}\mu$ ,  $^3\text{He}\mu$ ,  $^4\text{He}\mu$ , скорости образования этих мезомолекул и скорости их девозбуждения в основном состоянии. Проведено сравнение с экспериментальными оценками скоростей перезарядки.

## 2. ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОМОЛЕКУЛ

При рассеянии мезоатомов водорода на ядрах гелия происходят реакции типа /2/, в результате которых образуются своеобразные атомные ионы, ядрами которых являются мезомолекулы, а вы-

деляющаяся энергия передается одному из электронов атома гелия. Подобный механизм образования мезомолекул подробно рассматривался в работах /3,8-10/, в которых было отмечено, что основную роль в этом процессе играют электрические дипольные  $E1$ -переходы.

В данной работе вычисление скоростей образования мезомолекул, состоящих из ядер изотопов водорода и гелия, проведено на основе схемы расчетов, последовательно изложенной в работе /10/. Выражение для скорости образования мезомолекул с конверсией электрона имеет вид /3,10/

$$\lambda = \frac{64\pi^2}{3} (N_0 a_0^3) \left(\frac{m_e}{m}\right)^5 \frac{Z_0^3}{q} |I(q)|^2 |\langle d \rangle|^2 \frac{m_e e^4}{h^3} c^{-1} \quad /5/$$

Здесь  $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  - плотность жидкого водорода,  $q = [2m_e (\epsilon_{J\gamma} + \epsilon_0 - |\epsilon_I|)]^{1/2}$  - импульс электрона конверсии,  $m_e$  - масса электрона,  $\epsilon_I = -24,58 \text{ эВ}$  - энергия связи электрона в основном состоянии атома гелия,  $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$  - атомная единица длины,  $\epsilon_{J\gamma}$  - энергия связи мезомолекулы в состоянии с орбитальным моментом  $J$  и колебательным квантовым числом  $\nu$ ,  $\epsilon_0 = \hbar^2 / 2M$  - энергия относительного движения мезоатома водорода и ядра гелия,  $M$  - эффективная масса системы трех тел, состоящей из  $\mu^-$ -мезона, ядра изотопа водорода  $M_1$  и ядра изотопа гелия  $M_2$  /11/.

$$M = \frac{M_0}{m}, \quad \frac{1}{M_0} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}, \quad \frac{1}{m} = \frac{1}{m_\mu} + \frac{1}{M_1} \quad /6/$$

Значение  $I(q)$  в атомных единицах равно /10/

$$I(q) = \left[ \frac{\eta}{(1 - e^{-2\pi\eta})(1 + \eta^2)} \right]^{1/2} \left[ \left(1 + \frac{Z_0}{Z^*}\right) \exp(-2\eta \arccotg \frac{Z_0}{q}) + 1 - \frac{Z_0}{Z^*} \right], \quad /7/$$

где  $\eta = Z^*/q$ ,  $Z_0 = 1,6875$  - эффективный заряд ядра иона  $\text{He}^{+12/}$ ,  $Z^*$  - эффективный заряд системы типа  $[(\text{He}\mu)e]^+$ .

Величина  $|\langle d \rangle|^2$  определена следующим образом:

$$|\langle d \rangle|^2 = \frac{1}{4\pi} \sum_{m_j} \left| \int d\vec{R} d\vec{r} \Psi^{(n)*}(\vec{r}, \vec{R}) d(\vec{r}, \vec{R}) \Psi^{(l)}(\vec{r}, \vec{R}) \right|^2 \quad /8/$$

Здесь  $\vec{R}$  - радиус-вектор, соединяющий ядра водорода и гелия,  $\vec{r}_\mu$  - радиус-вектор  $\mu$ -мезона с началом в середине отрезка  $R$ ,  $d$  - дипольный момент системы, состоящей из ядра изотопа водорода, ядра изотопа гелия и  $\mu$ -мезона:

$$\vec{d} = -e \left[ \frac{\kappa}{2} \left( 1 - \frac{2m\mu}{M_{\text{tot}}} \right) - \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right] \vec{R} + \left( 1 + \frac{2m\mu}{M_{\text{tot}}} \right) \vec{r} \quad /9/$$

$$\kappa = \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1}, \quad M_{\text{tot}} = M_1 + M_2 + m\mu.$$

Волновые функции  $\Psi^{(i)}(\vec{r}, \vec{R})$  и  $\Psi^{(f)}(\vec{r}, \vec{R})$  представляют соответственно систему мезоатома водорода ( $p\mu$ ) + ядро гелия ( ${}^3\text{He}^{++}$ ) и образовавшуюся мезомолекулу ( ${}^3\text{He}p\mu$ ). В одноуровневом приближении адиабатического метода решения задачи трех тел<sup>/14/</sup> эти волновые функции имеют вид

$$\Psi^{(i,f)}(\vec{r}, \vec{R}) = \Phi_1(\vec{r}; R) \phi_1^{(i,f)}(\vec{R}), \quad /10/$$

где  $\Phi_1(\vec{r}; R) = \Phi_{2p\sigma}(\vec{r}; R)$  является решением задачи двух центров<sup>/15/</sup> и представляет движение  $\mu^-$ -мезона в поле двух закрепленных ядер /р и  ${}^3\text{He}^{++}$ / в состоянии  $2p\sigma$ . Волновые функции  $\Phi_1(\vec{r}; R)$  ортонормированы условием

$$\int d\vec{r} \Phi_j(\vec{r}; R) \Phi_j(\vec{r}; R) = \delta_{ij}. \quad /11/$$

Численные расчеты показывают, что учет в выражении /10/ энергетически более низкого состояния  $1s\sigma$  практически не влияет на результаты вычислений скоростей образования мезомолекул /5/.

Волновые функции  $\phi_1^{(i,f)}(\vec{R})$  представляют относительное движение ядер в начальном и конечном состояниях и равны соответственно<sup>/10/</sup>

$$\phi_1^{(i)}(\vec{R}) = \frac{1}{\sqrt{v_0}} \sum_{J=0}^{\infty} i^J (2J+1) \frac{1}{k_0 R} X_1^{(i)}(R) P_J(\cos\theta), \quad /12a/$$

$$\phi_1^{(f)}(\vec{R}) = \frac{1}{R} X_1^{(f)}(R) Y_{Jm_J}(\theta, \Phi), \quad /12b/$$

где  $k_0^2 = 2M\epsilon_0$ ,  $v_0 = k_0/M$ ,  $\theta, \Phi$  - угловые координаты вектора  $\vec{R} = R(R, \theta, \Phi)$ . Волновая функция  $\phi_1^{(i)}(\vec{R})$  нормирована на единичную плотность потока в падающей плоской волне<sup>/12/</sup>, а волновая функция  $\phi_1^{(f)}(\vec{R})$  - условием

$$\int d\vec{R} |\phi_1^{(f)}(\vec{R})|^2 = 1.$$

Радиальные функции  $X_1^{(i,f)}(R)$  являются решениями уравнения

$$\frac{d^2 X_1^{(i,f)}}{dR^2} + \left[ 2M\epsilon - \frac{J(J+1)}{R^2} - V(R) \right] X_1^{(i,f)} = 0, \quad /13/$$

Эффективный потенциал  $V(R)$ , выраженный через терм  $E_{2p\sigma}$  задачи двух центров и через матричные элементы от оператора  $\Lambda_{\vec{R}}$  по волновым функциям  $\Phi_{2p\sigma}(\vec{r}; R)$ , вычислен с помощью алгоритма, приведенного в работе<sup>/16/</sup>.

Для начального состояния выполняются следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} X_1^{(i)}(0) &= 0, \\ X_1^{(i)}(R) &\underset{R \rightarrow \infty}{\sim} \sin(k_0 R - \frac{\pi J}{2} + \delta_J). \end{aligned} \quad /14/$$

Уровни энергии мезомолекул находятся из уравнения /13/ и граничных условий

$$\begin{aligned} X_1^{(f)}(0) &= 0, \\ X_1^{(f)}(R) &\underset{R \rightarrow \infty}{\sim} \exp[-(-2M\epsilon_{Jv})^{1/2} R]. \end{aligned} \quad /15/$$

Функция  $X_1^{(f)}(R)$  нормирована условием  $\int_0^{\infty} dR [X_1^{(f)}(R)]^2 = 1$ , а функция  $X_1^{(i)}(R)$  нормирована на единичную амплитуду при  $R \rightarrow \infty$ . Значения энергий столкновения  $\epsilon_0$  и связи  $\epsilon_{Jv}$  отсчитываются от основного уровня энергии изолированного мезоатома водорода /рис. 1/.

Функции  $X_1^{(i,f)}(R)$  и уровни энергии  $\epsilon_{Jv}$  были вычислены нами различными методами. Грубые оценки, подтверждающие существование связанных состояний, были получены при аппроксимации эффективного потенциала  $V(R)$  в уравнении /13/ функцией Морзе<sup>/3/</sup>. Для более точных вычислений уравнение /13/ с граничными условиями /14/ и /15/ было решено численно как задача Коши с заданными начальными условиями. Вместе с тем, для решения уравнения /13/ с граничными условиями /14/ использовался метод фазовых функций<sup>/17/</sup>, а в случае граничных условий /15/ был выбран алгоритм, использующий непрерывный аналог метода Ньютона<sup>/13/</sup>. Результаты, полученные различными методами, согласуются с относительной точностью  $10^{-2} - 10^{-3}$ .

Согласно выражениям /9/, /10/, /12a,б/ окончательный вид матричного элемента  $\langle d \rangle$  в формуле /8/ следующий:

$$\langle d \rangle = J_1 + J_2, \quad /16/$$

где

$$J_1 = \left[ \frac{\kappa}{2} \left( 1 - \frac{2m\mu}{M_{\text{tot}}} \right) - \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right] \frac{1}{k_0} \int_0^\infty \chi_1^{(i)}(R) \chi_1^{(f)}(R) R dR,$$

$$J_2 = \left( 1 + \frac{2m\mu}{M_{\text{tot}}} \right) \frac{1}{k_0} \int_0^\infty \chi_1^{(i)}(R) \chi_1^{(f)}(R) D(R) dR,$$

$$D(R) = \frac{R}{R} \int \Phi_1^2(\vec{r}; R) \vec{r} d\vec{r}. \quad /17/$$

Подробности вычислений величин, входящих в формулы /5/, /17/, приведены в работе /10/.

### 3. ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЗОМОЛЕКУЛ

Рассмотренный механизм приводит к образованию мезомолекул в возбужденном молекулярном состоянии  $2p\sigma$  с орбитальным моментом  $J=1$  и колебательным квантовым числом  $v=0$ . Основной молекулярный терм  $1s\sigma$  является отталкивательным /7,15/ и соответствует непрерывному спектру системы  $\mu$ -мезоатом гелия + ядро изотопа водорода. Переход из состояния  $2p\sigma$  с уровня  $J=1$ ,  $v=0$  в состояние  $1s\sigma$  с  $J=0$  возможен как электрический дипольный переход E1, сопровождающийся конверсией электрона /3а/ или испусканием  $\gamma$ -кванта /3б/.

Процессы девозбуждения мезомолекулы с конверсией на электро-не рассмотрены в работах /3,9,20/. Скорость девозбуждения, соответствующая относительному движению частиц в конечном состоянии в интервале импульсов  $\vec{k}$  и  $\vec{k} + d\vec{k}$  равна /20/

$$d\lambda_e(k) = \frac{32\pi^2}{3} \left( \frac{m_e}{m} \right)^2 \frac{Z_0^3}{q} |I(q)|^2 \frac{|<d>|^2}{2J+1} dk \frac{m_e e^4}{h^3} c^{-1}. \quad /18/$$

Здесь использованы обозначения формулы /5/ и определения /6/-/8/.

Волновая функция  $\Psi^{(i)}(\vec{r}, \vec{R})$  начального состояния мезомолекулы в матричном элементе дипольного момента /8/ есть функция  $\Psi^{(f)}(\vec{r}, \vec{R})$ , определенная выражением /10/. Волновая функция  $\Psi^{(i)}(\vec{r}, \vec{R})$ , представляющая систему мезоатом гелия + ядро изотопа водорода, в адиабатическом приближении без учета закрытого верхнего канала  $2p\sigma$  равна

$$\Psi^{(i)}(\vec{r}, \vec{R}) = \Phi_2(\vec{r}; R) \phi_2^{(i)}(\vec{R}), \quad /19/$$

где волновая функция  $\Phi_2(\vec{r}; R) = \Phi_{1s\sigma}(\vec{r}; R)$  является по-прежнему решением задачи двух центров, для которой остаются справедливыми соотношения /11/.

Волновая функция  $\phi_2^{(f)}(\vec{R})$  описывает относительное движение ядер в конечном состоянии и должна иметь вид /12/

$$\phi_2^{(f)}(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi k} \sum_{J=0}^{\infty} i^J (2J+1) e^{-i\delta_J} \frac{1}{R} \chi_2^{(f)}(R) P_J(\cos\theta), \quad /20/$$

где  $k^2 = 2M\epsilon$ ,  $\theta$  - угол между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{R}$ . Функции  $\phi_2^{(f)}(\vec{R})$  нормированы на  $\delta(\vec{k} - \vec{k}')$ .

Функция  $\chi_2^{(f)}(R)$  является решением уравнения /13/ с граничными условиями

$$\chi_2^{(f)}(0) = 0,$$

$$\chi_2^{(f)}(R) \underset{R \rightarrow \infty}{\sim} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin(kR - \frac{\pi J}{2} + \delta_J). \quad /21/$$

Интегрируя по координатам  $\vec{r}$  и  $\vec{R}$  и усредняя по проекциям  $m_J$  начального состояния в формуле /8/, получим

$$\frac{|<d>|^2}{2J+1} = \frac{1}{48\pi^2 k^2} J_{12}^2, \quad /22/$$

где

$$J_{12} = \left( 1 + \frac{2m\mu}{M_{\text{tot}}} \right) \int_0^\infty \chi_2^{(f)}(R) \chi_1^{(i)}(R) D_{12}(R) dR,$$

$$D_{12}(R) = \frac{R}{R} \int d\vec{r} \Phi_{1s\sigma}(\vec{r}; R) \vec{r} \Phi_{2p\sigma}(\vec{r}; R). \quad /23/$$

С учетом выражения /22/ и соотношения  $k^2 = 2M\epsilon$  скорость перехода /18/ равна

$$d\lambda_e(\epsilon) = \frac{8\pi}{9} \left( \frac{m_e}{m} \right)^2 \frac{Z_0^3}{q} |I(q)|^2 J_{12}^2 \rho(\epsilon) d\epsilon \frac{m_e e^4}{h^3} c^{-1}, \quad /24/$$

где

$$\rho(\epsilon) = \sqrt{\frac{M}{2\epsilon}}. \quad /25/$$

Формула для скорости дипольного радиационного перехода, соответствующая разлетанию частиц в интервале импульсов  $\vec{k}$  и  $\vec{k} + d\vec{k}$ , имеет хорошо известный вид [18,19]:

$$d\lambda_{\gamma}(k) = \frac{16\pi}{3} \left(\frac{aE_{\gamma}}{\epsilon_m}\right)^3 \frac{|\langle d \rangle|^2}{2J+1} dk \frac{me^4}{\hbar^3} c^{-1}, \quad /26/$$

где  $E_{\gamma}$  - энергия испущенного фотона [рис.1],  $a = e^2/\hbar c$  - постоянная тонкой структуры,  $\epsilon_m = me^4/\hbar^2$  - единица энергии задачи. Матричный элемент дипольного момента  $\langle d \rangle$ , как и в случае перехода с конверсией, определяется формулами [8], [22]. В выражении [26] выделены размерные множители:  $a_m^{-3/2}$ ,  $a_m^{-3/2}$  ( $a_m = \hbar^2/me^2$ ) и 1 соответственно для функций  $\Phi_j(\vec{r}; R)$ ,  $\phi_1^{(i)}(\vec{R})$  и  $\phi_2^{(i)}(\vec{R})$ , содержащихся в определении [8] величины  $\langle d \rangle$ .

Скорость радиационного перехода с учетом выражения [22] и замены переменной  $k^2 = 2M\epsilon$  равна

$$d\lambda_{\gamma}(\epsilon) = \frac{4}{9} \left(\frac{aE_{\gamma}}{\epsilon_m}\right)^3 J_{12}^2 \rho(\epsilon) d\epsilon \frac{me^4}{\hbar^3} c^{-1}. \quad /27/$$

Коэффициент конверсии в случае электрического дипольного перехода E1 равен

$$\beta(E1) = \frac{\lambda_a}{\lambda_{\gamma}} = 2\pi \left(\frac{\epsilon_m a}{aE_{\gamma}}\right) \frac{Z_0^3}{q} |I(q)|^2 = \frac{\pi}{8} Z_0^3 a^4 \left(\frac{2m_e c^2}{\hbar \omega}\right)^{7/2} |I(q)|^2, \quad /28/$$

где  $\epsilon_m = m_e e^4/\hbar^2$ ,  $\omega = E_{\gamma}/\hbar$ ,  $c$  - скорость света.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл.1 приведены вычисленные уровни энергий мезомолекул, состоящих из изотопов водорода и гелия. Мезомолекулы  $^3\text{He}\mu$  и  $^4\text{He}\mu$  существуют в двух вращательных состояниях с орбитальными моментами  $J=0$  и  $J=1$  и колебательным числом  $v=0$ . Для мезомолекул  $^3\text{He}d\mu$ ,  $^4\text{He}d\mu$ ,  $^3\text{He}t\mu$ ,  $^4\text{He}t\mu$  возможны три связанных состояния: по одному уровню ( $v=0$ ) в состояниях  $J=0,1,2$ . Особо следует отметить существование в мезомолекулах уровня в состоянии  $J=1$ , на который при столкновении мезоатомов водорода с атомами гелия возможен дипольный переход, обеспечивающий эффективный механизм молекулярной перезарядки.

Таблица 1

Энергии связи мезомолекул

| J | $^3\text{He}\mu$ | $^4\text{He}\mu$ | $^3\text{He}d\mu$ | $^4\text{He}d\mu$ | $^3\text{He}t\mu$ | $^4\text{He}t\mu$ |
|---|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 0 | 67,2             | 73,9             | 69,5              | 77,6              | 71,6              | 80,5              |
| 1 | 34,2             | 41,6             | 46,5              | 55,9              | 52,4              | 62,9              |
| 2 | -                | -                | 7,25              | 16,7              | 18,2              | 30,8              |

Мезомолекулы существуют лишь в состояниях  $v=0$ . В вычислениях приняты следующие значения масс /в единицах массы электрона/ [22]:  $m_{\mu} = 206,769$ ;  $M_p = 1836,152$ ;  $M_d = 3670,398$ ;  $M_t = 5496,918$ ;  $M_{^3\text{He}} = 5495,882$ ;  $M_{^4\text{He}} = 7294,195$ .

Таблица 2

Скорости образования мезомолекул  $\lambda$ ,  $10^8 \text{ c}^{-1}$

| $\epsilon_e$ (эВ) | $^3\text{He}\mu$ | $^4\text{He}\mu$ | $^3\text{He}d\mu$ | $^4\text{He}d\mu$ | $^3\text{He}t\mu$ | $^4\text{He}t\mu$ |
|-------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 0,004             | 0,91             | 0,47             | 1,77              | 3,37              | 14,2              | 2,84              |
| 0,04              | 0,87             | 0,44             | 1,48              | 2,03              | 5,62              | 1,98              |
| 0,1               | 0,83             | 0,41             | 1,22              | 1,29              | 2,98              | 1,34              |
| 1,0               | 0,57             | 0,27             | 0,47              | 0,28              | 0,51              | 0,26              |
| 10,0              | 0,18             | 0,085            | 0,10              | 0,050             | 0,085             | 0,039             |
| 20,0              | 0,09             | 0,044            | 0,052             | 0,025             | 0,041             | 0,018             |

Вычисленные значения соответствуют E1-переходам из состояния  $J=0$  непрерывного спектра в состояние  $J=1$ ,  $v=0$  мезомолекул, энергии связи которых представлены в табл.1.

В табл.2 представлены скорости образования мезомолекул в зависимости от энергии столкновения мезоатома изотопа водорода и ядра гелия. Основной погрешностью в приведенных величинах является замена иона типа  $[(^3\text{He}\mu)_e]^+$ , в поле которого движется электрон конверсии, кулоновским центром с эффективным зарядом  $Z^* = Z_0$ . Такой выбор представляется оправданным ввиду

того, что размеры мезомолекул на два порядка меньше атомных, а энергия, передаваемая электрону конверсии, примерно равна его энергии связи в атоме гелия, т.е. длина волны испущенного электрона сравнима с размерами атома.

При варьировании значения  $Z^*$  в пределах  $1 \leq Z^* \leq Z_0$  величины скоростей образования мезомолекул изменяются на 20-40%. На рис.2 представлены скорости образования мезомолекул  ${}^3\text{He}\mu$ ,  ${}^4\text{He}\mu$  как функции энергии столкновения  $\epsilon_0$ . Из табл.2 и рис.2 видно, что скорости  $\lambda_{3\text{He}\mu}$ ,  $\lambda_{4\text{He}\mu}$ ,  $\lambda_{3\text{He}\psi}$ ,  $\lambda_{4\text{He}\psi}$  сильно зависят от энергии столкновения  $\epsilon_0$ . Это объясняется наличием в системах мезоатома изотопа водорода ( $\mu$ ,  $d\mu$ ) + ядро изотопа гелия в состоянии с  $J=0$  виртуального уровня с малой энергией, вследствие чего в этой области энергий скорости образования мезомолекул резко возрастают.

При вычислении скорости девозбуждения мезомолекул в основном состоянии использован принцип Франка-Кондона, согласно которому из-за малости отношения массы мезона к массам ядер положение ядер в мезомолекуле за время перехода практически не меняется.

Замена в выражении /27/  $\rho(\epsilon)d\epsilon \rightarrow \rho(\epsilon_{\text{max}})\Delta\epsilon$ , где  $\epsilon_{\text{max}}$  отвечает максимальному выходу  $\gamma$ -квантов,  $\Delta\epsilon$  - полуширина линии излучения /рис.1/, приводит к следующей оценке для величины скоростей девозбуждения мезомолекул:

$$\lambda_{\gamma} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}.$$

При таком переходе  $E_{\gamma} \approx 7 \text{ кэВ}$ ,  $\pi/2 |I(q)| \approx 1/$  определение /28/ совпадает с выражением для обычного коэффициента конверсии дипольного ядерного перехода /21/ \*, что естественно, поскольку размеры мезомолекул значительно меньше размеров электронной оболочки:

$$\beta = \frac{Z_0^3}{4} \alpha^4 \left( \frac{2m_0 c^2}{h\omega} \right)^{7/2}.$$

В рассмотренных процессах девозбуждения коэффициент конверсии  $\beta \approx 0,15$ , и, таким образом, мезомолекулы переходят в

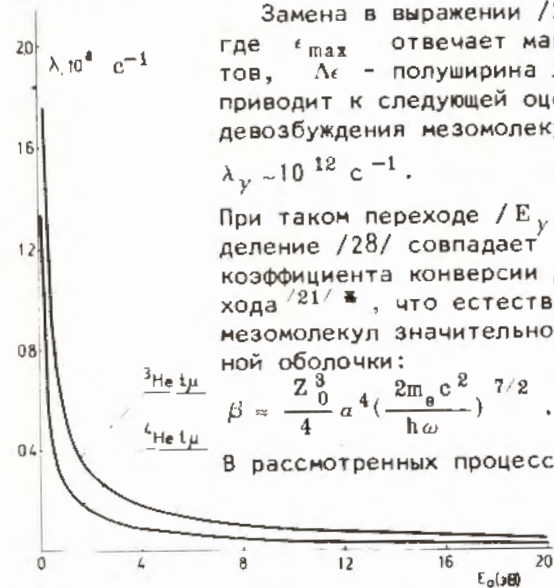


Рис.2. Зависимость скоростей образования мезомолекул  ${}^3\text{He}\mu$  и  ${}^4\text{He}\mu$  от энергии столкновения  $\epsilon_0$ .

\* В отличие от ядерного перехода в данном случае конверсия происходит на одном оставшемся электроне К-оболочки.

Таблица 3  
Скорости перезарядки  $\lambda_{ex}$ ,  $10^8 \text{ с}^{-1}$

| Источник                                  | $p\mu + {}^3\text{He}$ | $p\mu + {}^4\text{He}$ | $d\mu + {}^3\text{He}$ | $d\mu + {}^4\text{He}$ | $t\mu + {}^3\text{He}$ | $t\mu + {}^4\text{He}$ |
|---|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| Schiff (1961)                             | < 10                   |                        |                        |                        |                        |                        |
| Займидорога и др. (1963)                  | < 1                    |                        | -                      |                        | -                      |                        |
| Placci et al. (1962)                      | < 0,1                  |                        |                        |                        |                        |                        |
| Герштейн (1962)                           | $\sim 10^{-3}$         |                        | -                      |                        | -                      |                        |
| Матвеев и Пономарев (1972)                | 0,063                  | 0,055                  | 0,013                  | 0,010                  | -                      |                        |
| Данная работа при $E_0 = 0,04 \text{ эВ}$ | 0,87                   | 0,44                   | 1,48                   | 2,03                   | 5,62                   | 1,98                   |

основное состояние большей частью за счет радиационного перехода со скоростью  $\lambda_{\gamma} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Отсюда следует, что скорость перезарядки /1/ определяется скоростью образования мезомолекул.

В табл.3 приведены измеренные и вычисленные скорости перезарядки. Отметим имеющиеся расхождения между экспериментальными оценками /28/ и величинами, вычисленными в настоящей работе. Причина же отличия от прежних теоретических расчетов заключена в том, что в данной работе рассмотрен новый механизм перезарядки - молекулярный. Для подтверждения существования такого механизма и устранения расхождений с экспериментальными оценками было бы желательно провести прямой эксперимент по измерению скоростей перезарядки мезоатомов изотопов водорода на ядрах гелия.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычисленные в данной работе скорости перезарядки представляют определенный интерес для экспериментов по изучению поведения  $\mu^-$ -мезонов в смеси изотопов водорода и гелия. Поскольку скорости образования мезомолекул  $d\mu$  и  ${}^3\text{He}d\mu$ ,  ${}^4\text{He}d\mu$ ,  ${}^3\text{He}t\mu$ ,  ${}^4\text{He}t\mu$  примерно одинаковы, то перезарядка мезоатомов водорода на ядрах гелия существенно влияет на кинетику процессов, сопровождающих  $\mu^-$ -катализ в смеси дейтерия и трития /5/.

Достигнутую в данной работе точность вычислений при необходимости можно повысить, учитывая в разложении /10/ высшие состояния задачи двух центров, а также рассмотрев переходы  $\mu^-$ -мезона из возбужденных состояний мезоатома водорода в возбужденные состояния мезоатома гелия.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С.С.Герштейну, И.В.Комарову, Л.И.Пономареву за многочисленные полезные обсуждения, С.И.Виницкому, Т.П.Пузыниной, Л.Н.Сомову за помощь на различных этапах работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1977, 72B, p.80.
2. Быстрицкий В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с.249.
3. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581; Gerstein S.S., Ponomarev L.I. Mesomolecular Processes Induced by  $\mu^-$ - and  $\pi^-$ -Mesons. In: Muon Physics, Ed. W.Hughes, C.S.Wu. Academic Press, New York, 1975, v.III, p.143.
4. Ponomarev L.I. Proc. of the VI Int. Conf. on Atomic Phys., August 17-22, 1978. "Zinante", Riga, Plenum Press, New York and London, 1978, p.182.
5. Герштейн С.С. и др. ОИЯИ, Р4-12910, Дубна, 1979.
6. Герштейн С.С. ЖЭТФ, 1962, 43, с.706.
7. Матвеев А.В., Пономарев Л.И. ОИЯИ, Р4-6254, Дубна, 1972.
8. Беляев В.Б. и др. ЖЭТФ, 1959, 37, с.1652.
9. Cohen S., Judd D.L., Riddell R.J. Phys.Rev., 1960, 119, p.384.
10. Пономарев Л.И., Файфман М.П. ЖЭТФ, 1976, 71, с.1689.
11. Ponomarev L.I., Vinitsky S.I. J.Phys.B: Atom.Molec.Phys., 1979, 12, p.567.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. "Наука", М., 1974.
13. Ponomarev L.I., Puzynin I.V., Puzynina T.P. J.Comp.Phys., 1973, 13, p.1.
14. Матвеев А.В., Пономарев Л.И. ТМФ, 1972, 12, с.64.
15. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. "Наука", М., 1976; Bates D.R., F.R.S., Carson T.R. Proc.Roy.Soc., 1950, A234, p.207; Пономарев Л.И., Пузынина Т.П. ЖЭТФ, 1967, 52, с.1273; Winter T.G., Duncan M.D., Lane N.F. J.Phys.B: Atom.Molec. Phys., 1977, 10, p.285.
16. Трускова Н.Ф. ОИЯИ, Р11-11218, Дубна, 1978.
17. Бабилов В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. "Наука", М., 1976; Файфман М.П. ЯФ, 1977, 26, с.433.
18. Дирак П.А. Принципы квантовой механики. "Наука", М., 1979.
19. Coolidge A.S., James H.M., Present R.D. J.Chem.Phys., 1936, 4, p.193; Mies F.H., Smith A.L. J.Chem.Phys., 1966, 45, p.994; Mies F.H. Mol.Phys., 1973, 26, p.1233.
20. Пономарев Л.И., Файфман М.П. ОИЯИ, Р4-10635, Дубна, 1977.
21. Блатт Д.М., Вайскопф В.Ф. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, М., 1954.
22. Cohen E.R., Taylor V.N. J.Phys.and Chem. Ref.Data, 1973, 2, p.663.
23. Займидорога О.А. и др. ЖЭТФ, 1963, 44, с.1852; Schiff M. Nuovo Cim., 1961, 22, p.66; Placci A. et al. Nuovo Cim., 1967, 52A, p.1274.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 мая 1980 года.