ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4 - 9183

Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ μ-МЕЗОМОЛЕКУЛ ВОДОРОДА

1975

P4 - 9183

Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ μ-МЕЗОМОЛЕКУЛ ВОДОРОДА

Направлено в ЖЭТФ

1. В работе [1] авторами вычислены все стационарные состояния μ-мезомолекул с ядрами изотопов водорода. Вычисления были проведены в адиабатическом представлении задачи трех тел с кулоновским взаимодействием [2] и, в конечном итоге, сводились к решению задачи Штурма-Лиувилля для связанной системы уравнений

$$\frac{d^2\chi_i}{dR^2} + 2M\left[E - \frac{L(L+1)}{2MR^2} - V_{ii}(R)\right]\chi_i = \sum_{j\neq i} V_{ij}(R)\chi_j \qquad /1/$$

$$(i,j)=(1,2), \quad \chi_i(0)=0, \quad \chi_i(R)\underset{R\to\infty}{\sim} \exp\{-[2M(V_{ii}(\infty)-E)]^{1/2}\}.$$

Здесь: $M = (1/m_\mu + 1/(M_1+M_2))(1/M_1+1/M_2)^{-1}$ - эффективная масса системы трех тел, E - искомая энергия системы, а $V_{ij}(R)$ - эффективные потенциалы, вычисленные ранее [3], и способ построения которых изложен в работе [1]. При этом выполняется неравенство:

$$E < V_{11}(\infty) \leq V_{22}(\infty). \qquad /2а/$$

2. Квазистационарные уровни мезомолекул с разными ядрами расположены в области значений

$$V_{11}(\infty) < E < V_{22}(\infty). \qquad /2б/$$

В случае мезомолекул с равными ядрами, когда $V_{11}(\infty) = V_{22}(\infty)$, значения E расположены в интервале

$$0<E \lesssim \left[\frac{L(L+1)}{2MR^2} + V_{ii}(R) \right]_{max} , \quad R > R_2 , \qquad /2в/$$

т.е. не превышают высоты центробежного барьера. Типичная ситуация этого типа изображена схематически на *рис. 1*.

В общем случае /2б/ асимптотика решений /1/ в открытом и закрытом каналах соответственно имеет вид:

$$\chi_1(R) \sim \sin(kR - \frac{\pi L}{2} + \delta_L(k))$$

$$\chi_2(R) \sim \exp\{ -[2M(V_{22}(\infty) - E)]^{1/2} \} \qquad /3/$$

$$k^2 = 2M[E - V_{11}(\infty)].$$

Существует несколько определений квазистационарных состояний в квантовой механике /4/, области применимости которых несколько различаются. Не входя в детали этого довольно сложного вопроса, примем в дальнейшем следующее определение:

$$\delta_L(k_0) = \pi(n + 1/2), \qquad /4/$$

где n - целое число, равное числу нулей $\chi_1(R)$ в области действия потенциала $V_{11}(R)$, а k_0 соответствует действительной части E_0 комплексной энергии квазистационарного уровня

$$E = E_0 - i\frac{\Gamma}{2} , \quad k_0^2 = 2ME_0 . \qquad /5/$$

Ширину Γ квазистационарного уровня также можно определить несколькими способами, различие между которыми несущественно в пределе $\Gamma \to 0$. Мы используем определение

$$\Gamma = \frac{k}{M} / \int_0^{\bar{R}} \chi_1^2(R)\, dR , \qquad /6/$$

которое следует из формул монографии /4/. При этом функция $\chi_1(R)$ при $R \to \infty$ нормирована на единичную амплитуду

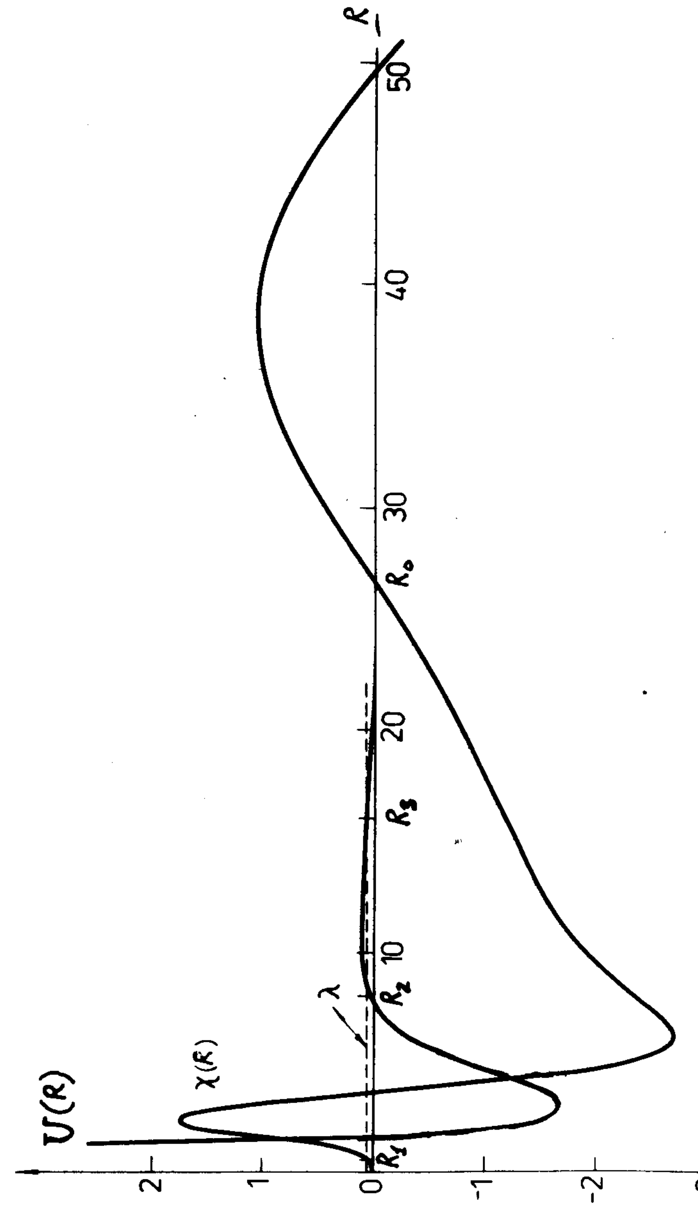

Рис. 1. Собственное значение $\lambda = 2ME_0$ */пунктир/ и волновая функция квазистационарного уровня* n=1 *мезомолекулы* $tt\mu$ *в состоянии с полным моментом* L=2. *Приведен также эффективный потенциал* $U(R) = 2MV(R) + L(L+1)/R^2$. *Точки поворота* R_i *определяются из уравнения* $U(R) - \lambda = 0$.

условием /3/. Значение $\bar{R}$ выбирается в области $R_3 \le \bar{R} \le R_0$ /см. *рис. 1*/, где $\chi_1(R)$ экспоненциально мала, и поэтому точное знание $\bar{R}$ несущественно. Приведенные результаты соответствуют выбору $\bar{R} = R_0$.

При вычислениях была использована схема CAMEN, которая подробно изложена в работе /5/ и является дальнейшим развитием непрерывного аналога метода Ньютона для нахождения стационарных состояний уравнения Шредингера /6/.

3. Результаты вычислений квазистационарных состояний μ-мезомолекул водорода представлены в *табл. 1.* В случае мезомолекул с разными ядрами энергия E квазистационарных состояний отсчитывается от основного состояния мезоатома с ядром более тяжелого изотопа водорода, т.е. от уровня мезоатома $d\mu$ для мезомолекулы $pd\mu$, и от уровня мезоатома $t\mu$ в случае мезомолекул $pt\mu$ и $dt\mu$. Это соглашение эквивалентно условию $V_{11}(\infty) = 0$.

Кроме энергий E_0 и ширин Γ в *табл. 1* приведена максимальная амплитуда решения $\chi_1(R)$ в области действия потенциала, которая также может служить характеристикой "квазистационарности" уровня, поскольку она растет $\sim(\Gamma)^{-1/2}$ /4/. Все найденные квазистационарные уровни являются следствием существования центробежного барьера в эффективных потенциалах

$$U_{ii}(R) = \frac{L(L+1)}{2MR^2} + V_{ii}(R)$$ и потому

имеют значительную ширину. Они определяют резонансное поведение сечений упругого рассеяния мезоатомов. Например, существование уровня $L=2$, $n=0$, $E_0 = 55{,}6$ *эВ*, $\Gamma = 35$ *эВ* в мезомолекуле $pd\mu$ приводит к резонансу в сечении рассеяния $d\mu + p$ /7/, уровень $L=2$, $n=1$, молекулы $tt\mu$ - к резонансу в сечении реакции $t\mu + t$ /8/ и т.д.

Отметим, что разработанный метод вычисления квазистационарных состояний квантовой системы может быть использован также в других областях физики.

В заключение авторам приятно поблагодарить С.С.Герштейна за постоянное внимание к работе и об-

суждения, Л.Н.Сомова - за помощь в проведении вычислений.

Таблица I

Характеристики квазистационарных состояний мезомолекул водорода

	L	n	E_0 (эВ)	Γ (эВ)	$\chi_{max} = \lvert\chi_1(\bar{R})\rvert$	$\bar{R}$
$dd\mu$	3	0	37,2	7,9	2,22	4,7
$tt\mu$	2	I	4,5	I,I	2,74	6,3
$pd\mu$	2	0	55,6	35	I,38	4,7
$pt\mu$	2	0	44,9	24	I,47	4,6
$dt\mu$	3	0	25,2	2,9	3,47	4,2

Значения E_0 и Γ приведены в эВ. Переход к единицам задачи $e = \hbar = m_e = 1$ осуществлялся с помощью соотношения $E_0(\text{эВ}) = E(\text{е.з.}) \cdot \alpha$, где $\alpha = \frac{m_\mu (M_1 + M_2)}{m_e (M_1 + M_2 + m_\mu)} \cdot 27{,}211652$ эВ.
При вычислениях использованы следующие значения масс /9/: $m_e = 1$, $m_\mu = 206{,}769$, $M_p = 1836{,}109$, $M_d = 3670{,}398$, $M_t = 5496{,}753$.

Энергии уровней отсчитываются от основного состояния изолированного мезоатома с ядром более тяжелого изотопа. Значение χ_{max} равно максимальной амплитуде функции $\chi_1(R)$ при нормировке на единичную амплитуду при $R \to \infty$:

$$\chi_1(R) \xrightarrow[R \to \infty]{} \sin\left(k_0 R - \frac{\pi L}{2} + \delta_L(k_0)\right).$$

Литература

1. Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина. . ЖЭТФ, 65, 28, 1973.
2. Н.Ф.Мотт, Г.Ю.Мэсси. "Теория атомных столкновений", М., Мир, 1969.
3. Л.И.Пономарев, Т.П.Пузынина. ОИЯИ, Р4-3405, Дубна, 1967; Р4-5040, Дубна, 1970.
4. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. "Рассеяние реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике", М., Наука, 1971.
5. Л.И.Пономарев, И.В.Пузынин, Т.П.Пузынина. ОИЯИ, Р4-8884, Дубна, 1975.
6. L.I.Ponomarev, I.V.Puzynin, T.P.Puzynina. J.Comp. Phys., 13, 1 (1973).
7. А.В.Матвеенко, Л.И.Пономарев, М.П.Файфман. ЖЭТФ, 68, 437, 1975.
8. А.В.Матвеенко, Л.И.Пономарев. ЖЭТФ, 58, 1640, 1970.
9. B.N.Taylor, W.H.Parker, D.N.Landenberg. Rev. Mod.Phys., 41, 375 (1969); И.П.Селинов. "Изотопы", 3, Наука, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 сентября 1975 года.