

## ВЛИЯНИЕ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ СИЛ И ЗАКРУЧИВАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ВНУТРИМУЛЬТИПЛЕТНОГО СМЕШИВАНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Е. И. Дашевская

Выполнен анализ различных типов неадиабатического взаимодействия между молекулярными термами электронно-возбужденных димеров щелочных металлов  $M_2$  ( $M = Na, K, Rb, Cs$ ). Показано, что для термических столкновений, приводящих к внутримultipлетному смешиванию  ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ , неадиабатические переходы могут происходить между пересекающимися ( $O_u^\pm - 1_u$ ), близкими параллельными ( $b {}^3\Pi_{u,g}, \Omega=0, 1, 2$ ) и квазипересекающимися ( $b {}^3\Pi_u - A^1\Sigma_u$ ) термами в областях различных схем связи по Гунду. Оценка сечений смешивания объясняет их вариацию в указанном ряду щелочных металлов.

Передача возбуждения при столкновениях резонансно возбужденного  $M^*$  и невозбужденного  $M$  атомов щелочных металлов подробно исследована экспериментально и теоретически [1, 2]. Для резонансных каналов большая сила осцилляторов перехода  ${}^2S_{j/2} \rightarrow {}^2P_j$  ( $j=1/2, 3/2$ ) позволяет ограничиться учетом только дипольного взаимодействия, и сечения этих процессов известны с большой точностью [3]. Что касается нерезонансных каналов — переходов с изменением состояния тонкой структуры, то учет только дипольного взаимодействия позволил обнаружить две возможные области неадиабатической связи в точках пересечения термов разной симметрии [4, 5], причем только одна из них — пересечение термов  $O_u^+ - 1_u$  давала заметный вклад в вероятность перехода  $j=3/2 \rightarrow 1/2$ . Рассчитанное в рамках этого механизма сечение смешивания для столкновений  $Na^* - Na$  оказалось приблизительно в 2.5 раза меньше экспериментальной величины ( $T=423$  К). Хотя это расхождение нельзя считать малым [1], все же для этого процесса ситуация с теоретической интерпретацией намного лучше, чем для столкновений более тяжелых атомов  $M$ , для которых сечения, вычисленные с учетом только указанного канала, на порядок меньше экспериментальных. Можно предполагать [4], что при не слишком больших межатомных расстояниях  $R$ , где использованный в [4] асимптотический метод расчета взаимодействий уже не пригоден, существуют области неадиабатической связи, ответственные за большую эффективность передачи возбуждения. Таковые могли бы, например, возникнуть, как предположил Льюис [6], если система ковалентных молекулярных термов, коррелирующих с состояниями  $M+M^*$ , пересекается ионным термом. Однако ни экспериментальные данные по спектрам димеров щелочных металлов, ни теоретические расчеты [7-10] не выявляют какого-либо существенного проявления ионного терма. Вместе с тем эти расчеты дают достаточно информации для постановки вопроса о поисках дополнительных каналов переходов с целью устранения расхождения между теорией и экспериментом, которое оставалось нерешенным со времени первых попыток расчета сечений смешивания [4, 5, 11].



квазимолекулы и  $\lambda = \pm 1$  в зависимости от знака проекции орбитального момента электрона на молекулярную ось. Пусть  $|\Omega\rangle^\sigma$  функции, диагонализующие  $H$  при  $\dot{\varphi} = 0$  и обладающие определенным характером отражения в плоскости, проходящей через молекулярную ось (функции схемы связи  $a$  по Гунду). Для диагонализации  $H$  при  $\dot{\varphi} \neq 0$  достаточно совершить преобразование поворота вокруг оси  $y$ . Это преобразование выражается через матрицу вращения  $d_{\Omega, \Omega'}^1$  с углом поворота  $\beta$ .

$$|\tilde{\Omega}\rangle^\sigma = \sum_{\Omega'} d_{\Omega, \Omega'}^1(\beta) |\Omega\rangle^\sigma, \quad \beta = \arctg \frac{\dot{\varphi}}{\omega}, \quad \omega = \frac{\Delta \varepsilon}{3\hbar}. \quad (4)$$

Как известно [12], неадиабатическая задача с гамильтонианом (3), описывающим прецессию магнитного момента  $S$  в переменном магнитном поле, сводится к аналогичной двухуровневой задаче для  $S = 1/2$ . Если последняя решена, т. е. найдены три угла Эйлера, задающие компоненты спинора, то эти же углы определяют решение и для произвольного  $S$ . В частности, если считать функции базиса  $|\Omega\rangle^\sigma$  асимптотически адиабатически точными, то вероятность перехода  $P_{\Omega'\Omega}$  между компонентами триплета дается формулой

$$P_{\Omega'\Omega} = |d_{\Omega, \Omega'}^1(\delta)|^2, \quad (5)$$

в которой  $\delta$  выражается через вероятность перехода  $P$  двухуровневой задачи

$$\left. \begin{aligned} \dot{A}(t) &= \frac{\dot{\varphi}}{2} \exp(i\omega t) B(t), \\ \dot{B}(t) &= \frac{\dot{\varphi}}{2} \exp(-i\omega t) A(t). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Именно

$$\cos \delta = 1 - 2P, \quad P = |B(+\infty)|^2 \quad \text{при} \quad B(-\infty) = 0, \quad A(-\infty) = 1. \quad (7)$$

Разумеется, эту же задачу можно сформулировать в базисе смешанного типа, который дается формулой (4). В этом базисе связь между амплитудами  $\tilde{A}(t)$  и  $\tilde{B}(t)$  соответствующей двухуровневой задачи осуществляется взаимодействием  $\tilde{\beta}$  (т. е. взаимодействие пропорционально угловому ускорению).

Важнейшими параметрами уравнения (6) или аналогичного уравнения в базисе промежуточного типа являются момент времени  $t^*$  (или межатомное расстояние  $R^*$ ) изменения типа связи и скорость этого изменения, характеризуемая параметром Мессе  $\xi^*$ . Они определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \varphi(R^*) &\approx \omega, \\ \xi^* &\approx \frac{\omega}{\tilde{\beta}(R^*)}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Подставляя сюда  $\dot{\varphi} = bv/R^2$  и вычисляя  $\tilde{\beta}$  получим

$$\left. \begin{aligned} R^*(b) &= R_c^* (b/b_c)^{1/2}, \\ \xi^*(b) &= \frac{v}{2\tilde{R}^*} \frac{b_c^2}{R_c^*} \left(\frac{b}{b_c}\right)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где  $R_c^* = (vb_c/\omega)^{1/2}$  — расстояние смены типа связи от  $a$  к  $b$  для траектории с прицельным параметром  $b = b_c$ . Если прицельный параметр удовлетворяет условиям

$$\left. \begin{aligned} R^*(b) &> R_t, \\ \xi^*(b) &< 1, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где  $R_t$  — расстояние наибольшего сближения атомов, то изменение типа связи  $a \rightarrow b$  можно считать мгновенным, а спин системы на участке траектории  $R_t < R(t) < R^*$  свободным. На этом же участке решение системы уравнений (6) выражается просто через угол поворота траектории  $\Phi$ , причем  $\delta = \Phi$ .



Для траекторий, прицельный параметр которых не удовлетворяет условиям (10), переходы между компонентами триплета происходят вблизи точки поворота радиального движения как результат частичного разрыва схемы связи момента  $a$ . Переходы такого типа были рассмотрены ранее [14] в связи с неадиабатическим взаимодействием между компонентами  $^2P$ -терма системы щелочной металл—инертный газ. В рассматриваемом случае имеются две независимые вероятности перехода, выражающиеся через один параметр  $\delta$

$$\left. \begin{aligned} P_{01} = P_{21} = \frac{1}{2} \sin^2 \delta \equiv P, \\ P_{02} = \sin^4 \frac{\delta}{2} \equiv P'. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Рассмотрим теперь возмущение терма  $b^3\Pi_u$  термом  $A^1\Sigma_u$ , который его пересекает. В базисе промежуточного типа связи терм  $O_u^+$  ( $A^1\Sigma_u^+$ ) взаимодействует с каждой компонентой триплета одинаковой с ним симметрии  $\sigma$ . Эти взаимодействия могут быть легко найдены с помощью преобразования (4) и выражены через  $\beta$  и единственный матричный элемент  $V$ , связывающий состояния  $O_u^+$  ( $A^1\Sigma_u^+$ ) и  $O_u^+$  ( $b^3\Pi_u$ ) базиса типа  $a$ . Далее, если орбитальные функции  $A^1\Sigma_u^+$  и  $b^3\Pi_u$  достаточно точно выражаются через атомные функции  $S_M$  и  $P_M$ , то  $V$  выражается только через  $\Delta\epsilon$ , причем  $V = \sqrt{2\hbar\omega}$  [4]. Состояния  $O_u^+$  ( $A^1\Sigma_u^+$ ) и  $|\tilde{Q}\rangle^\sigma$  удовлетворяют условиям модели Демкова—Ошерова [13], и поэтому вероятности перехода в точках пересечения адиабатических термов  $O_u^+$  и  $|\tilde{Q}\rangle^\sigma$  вычисляется по формуле Ландау—Зинера, в которую входят соответствующие матричные элементы, разность наклонов термов и радиальная скорость  $v_p$  в точке их пересечения.

Наконец, взаимодействие терма  $b^3\Pi_u$  с отталкивательным термом  $a^3\Sigma_u$  обязано спин-орбитальной и кориолисовой связи. Матричные элементы этого взаимодействия пропорциональны коэффициентам смешивания  $S$  и  $P$  атомных орбиталей, которые входят в функцию первого триплетного состояния. Переходы  $a^3\Sigma_u \rightarrow b^3\Pi_u$  в принципе могут приводить к тушению возбужденных состояний  $M^*$ . Такого тушения не наблюдалось при термических энергиях, поэтому этими взаимодействиями мы будем пренебрегать. Отметим, однако, что эти переходы ответственны за столкновительное возбуждение атомов щелочных металлов [15].

Исследуя развертку отрицательной системы термов вдоль траектории, нетрудно получить полную вероятность перехода  $\mathcal{P}^-$  из асимптотической области молекулярного состояния  $2^-$  во все состояния, коррелирующие с состоянием  $^2P_{1/2}$  свободного атома

$$\mathcal{P}^- = p + p' \quad (12)$$

Развертка положительной системы термов (рис. 3) более сложна. В области типа связи  $c$  имеется пересечение термов  $O_u^+$  и  $1_u$ . Вблизи этого пересечения (окружность) осуществляется переход в результате кориолисова взаимодействия, и только этот переход принимался во внимание ранее [4, 5]. Однако, кроме этого, в области типа связи  $a$  имеется радиальное (квадраты) и кориолисово (круги) взаимодействие между пересекающимися термами, а также кориолисово взаимодействие между компонентами триплета. В предположении, что последнее локализовано при расстояниях, меньших радиуса пересечения  $R_p$   $A^1\Sigma_u^-$  и  $b^3\Pi_u$ -термов нетрудно получить выражение для вероятности перехода  $\mathcal{P}^{+\sigma}$  из молекулярных состояний  $2_u^+$  и  $0_u^+$  (коррелирующих при  $R \rightarrow \infty$  с атомным состоянием  $^2P_{3/2}$ ) в состояния  $1_u^+$  и  $0_u^+$  (коррелирующих с атомным состоянием  $^2P_{1/2}$ ) в результате всех переходов. Эта вероятность выражается через вероятности индивидуальных переходов во всех указанных выше областях неадиабатичности.

Ниже для простоты приводится формула для  $\mathcal{P}^{+\sigma}$  в случае, когда кориолисовым взаимодействием между  $A^3\Sigma_u$ -термом и компонентами  $1_u$  и  $2_u$  терма  $b^3\Pi_u$  пренебрежено. Обозначая через  $P_s$  и  $P_p$  вероятности перехода



в точках  $R_s$  и  $R_p$ , получим, суммируя потоки при переходе через пять областей взаимодействия  $R_s \rightarrow R_p \rightarrow R_t \rightarrow R_p \rightarrow R_s$

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^+(2u, O_u^+) = & (1 - P_s) P_p [(1 - P_p + P_s P_p) (1 - p - p') + (1 - P_s) p] + \\ & [ + (1 - P_s) (1 - P_p) [P_p + P_s (1 - P_p)] + (1 - P_s) p + \\ & + P_s [(1 - P_s) (1 - 2p) + (1 - P_p - P_s P_p) p + P_p p'] + (1 - P_p) p'. \end{aligned} \quad (13)$$

Полная вероятность перехода  $\mathcal{P}(3/2 \rightarrow 1/2)$  из состояния  ${}^2P_{3/2}$  в состояние  ${}^2P_{1/2}$  получается суммированием  $\mathcal{P}^-$  и  $\mathcal{P}^+$  с учетом статистического веса исходного состояния  $g({}^2P_{3/2} + {}^2S_{1/2}) = 16$ .

$$\mathcal{P}(3/2 \rightarrow 1/2) = \frac{1}{16} [\mathcal{P}^- + \mathcal{P}^+]. \quad (14)$$

Для дальнейшего представляют интерес случаи, когда вклад одного (из трех) механизмов пренебрежимо мал и когда кориолисово взаимодействие слабо ( $P_s \ll 1$ ):

а) адиабатическое пересечение  $b^3\Pi_u$ - и  $A^1\Sigma_u$ - термов ( $P_p = 1$ )

$$\mathcal{P}(3/2 \rightarrow 1/2) = \frac{1}{16} [2P_s + 3p + p']; \quad (15)$$

б) пренебрежимо малая кориолисова связь в точке  $R_s$  ( $P_s = 0$ )

$$\mathcal{P}(3/2 \rightarrow 1/2) = \frac{1}{16} [P_p (1 - P_p) (2 - p - p') + p (2 + P_p) + p' (2 - P_p)]; \quad (16)$$

в) пренебрежимо малая кориолисова связь между компонентами триплетта  $b^3\Pi_u$  ( $p = p' = 0$ ).

$$\mathcal{P}(3/2 \rightarrow 1/2) = \frac{1}{16} [2P_s + 2P_p (1 - P_p)]. \quad (17)$$

Отметим, что хотя (13) выведено в предположении достаточной удаленности областей неадиабатической связи вследствие радиального и вращательного движения, предельные выражения (15)–(17) справедливы и без этого ограничения. Что касается явных выражений для  $P_s$ ,  $P_p$ ,  $p$  и  $p'$ , то  $P_s$  вычисляется в первом порядке теории возмущений по кориолисовой связи для модели Ландау—Зинера,  $P_p$  — по формуле Ландау—Зинера в случае сильной связи, а  $p$  и  $p'$  — по формуле (11).

#### Механизмы внутримультиплетного смешивания при столкновениях $M({}^2P_{3/2}) + M({}^2S_{1/2})$

Хотя поведение термов при средних расстояниях для всех систем  $M^* + M$  точно не известно, тем не менее на основании оценок можно указать на преимущественный вклад того или иного канала. Существенные параметры взаимодействий приведены в табл. 1, причем при вычислении  $b_s$  и  $R^*$  положено  $E = 10^{-3}$  ат. ед. Наиболее неопределенной является величина  $\gamma$ , определяющая вероятность  $P_p$  формулой  $P_p = \exp(-\gamma)$ . Необходимая для ее оценки разность наклонов термов  $\Delta F$  положена равной  $10^{-2}$  ат. ед., как это следует из неэмпирических расчетов для системы  $\text{Li}_2$  [10]. Что касается радиальной скорости в точке пересечения термов  $A^1\Sigma_u$  и  $b^3\Pi_u$ , то она в  $(U_p/E)^{1/2}$  раз больше термической скорости  $v$ . Отношение  $U_p/E$ , в котором  $U_p$  обозначает энергию в точке пересечения термов, оставлено в табл. 1 в качестве параметра. Вероятная величина  $U_p \approx 0.5$  эВ, т. е.  $U_p/E \approx 10$ . Величины  $\xi^*$  для пар  $\text{Rb}-\text{Rb}$  и  $\text{Cs}-\text{Cs}$  в табл. 1 не приведены, так как соответствующие значения  $\xi^*$  оказываются меньше ожидаемых равновесных значений  $R_c$  для термина  $b^3\Pi_u$  (4–6 ат. ед.).

Рассмотрим теперь возможные механизмы внутримультиплетного смешивания для разных пар  $M^* + M$  при термической энергии  $E = 10^{-3}$  ат. ед.  $\text{Na}^* - \text{Na}$ . Область при  $R_p$  проходит адиабатически ( $\gamma \ll 1$ ), так что вероятность перехода с хорошим приближением дается формулой (15).



Таблица 1  
 Параметры взаимодействия  $M^* + M$  (в ат. ед.)

M	$\Delta s \cdot 10^4$	$d^2$	$R_s$	$b_c$	$R_c$	$v \cdot 10^4$	$R_c^*$	$\xi^*$	$\gamma$
Na	0.78	6.36	43	25.4	15	3'	17.5	$<1$	$\leq 1$
K	2.65	8.36	31	28	16	2.3	8	$<1$	$\leq 1$
Rb	10.8	9.16	20	29	16.7	1.5	3.4	—	$(E/U_p)^{1/2}$
Cs	25.2	10.66	15	30	17.4	1.2	2.7	—	$6(E/U_p)^{1/2}$

Поскольку кориолисова связь между компонентами триплета  $b^3\Pi_u$  велика ( $\xi^* \ll 1$ ), и она действует для большого числа траекторий, в формуле (15) для  $\mathcal{P}^o(3/2 \rightarrow 1/2)$  можно  $p$  и  $p'$  заменить их средними значениями  $\bar{p}=1/4$ ,  $\bar{p}'=3/8$ . При вычислении сечения первое слагаемое в (15) следует интегрировать по  $b$  от 0 до  $R_s$ , второе — от 0 до  $b_c$ . В результате сечение представляется в виде суммы двух вкладов  $\sigma_s$  и  $\sigma_p$ , обязанных переходом в точке пересечения  $R_s$  и в области  $R \approx R_p$  (табл. 2);  $\sigma_s$  было вычислено ранее [4, 5] и взято из работы [4].

Таблица 2  
 Сечения внутримultipлетного смешивания  $\sigma(3/2 \rightarrow 1/2)$  (в ат. ед.,  $E=10^{-3}$ )

M	$\sigma_s$	$\sigma_R$	$\sigma_p$	$\sigma_s + \sigma_R + \sigma_p$	$\sigma_{\text{exp}} [1]$
Na	360	140	—	500	1000
K	70	170	—	240	900
Rb	17	20	70	107	240
Cs	15	—	35	50	110

$K^* - K$ . Область  $R_p$  проходится адиабатически ( $\gamma \ll 1$ ). Для расчета сечения используется формула (15). Расстояние  $R_c^*$  заметно превышает радиус наибольшего сближения, и можно полагать, что для всех закручивающихся траекторий справедливы приведенные выше средние значения для  $p$  и  $p'$ . Вычисленные  $\sigma_s$  и  $\sigma_p$  приведены в табл. 2.

$Rb^* - Rb$ . Для этого случая при принятой выше величине  $E/U_p \approx 10$  параметр  $\gamma$  оказывается меньше значения  $\gamma_m = 0.7$ , отвечающего максимальной неадиабатической связи при пересечении  $A^1\Sigma^-$  и  $b^3\Pi^-$ -термов. Усреднение по прицельным параметрам в области  $0 < b < b_c$  не сильно меняет вероятность, поскольку точка пересечения лежит в области закручивания траекторий. При вычислении сечения положено поэтому  $P = \exp(-V_3)$ . Для этой пары тип связи  $b$  никогда не достигается, поэтому переходы между компонентами триплета осуществляются в области наибольшего сближения партнеров, где в наибольшей степени искажается тип связи  $a$ . Так же как и для аналогичного механизма при столкновении Rb с атомами инертных газов [14], характерное время взаимодействия  $\tau$  определяется радиусом спада потенциала  $1/a$  при  $R=R_i$  и величиной радиальной скорости в яме  $v_m$ ,  $\tau = 1/av_m$ . Соответствующий параметр Мессе  $\xi_i$  для пары  $Rb^* - Rb$ ,  $\xi_i \sim \omega/av_m$ , оказывается близким к единице. В этом случае  $\delta$  по порядку величины равно углу поворота траектории в области ямы  $\delta \sim vb_c/R_i^2 av_m = 1/3$ . Оцененные с этими значениями параметров вклады  $\sigma_s$  (переход в точке  $R_s$ ),  $\sigma_k$  (переход между компонентами триплета вблизи  $R_i$ ) и  $\tau_p$  (неадиабатические переходы вблизи  $R_p$ ) приведены в табл. 2.

$Cs^* - Cs$ . Для этого случая кориолисова связь между компонентами триплета пренебрежимо мала, и для расчета сечения используется формула (17). При  $\gamma=2$  оцененные вклады в сечения  $\sigma_s$  и  $\sigma_p$  приведены в табл. 2.

Приведенные выше оценки показывают, что переходы между пересекающимися термами  $0_u^+$  и  $1_u^+$  при больших межатомных расстояниях дают



основной вклад в сечения внутримultipлетного смешивания только для столкновений  $\text{Na}^*-\text{Na}$ . Для столкновений  $\text{K}^*-\text{K}$  основной вклад в сечение дает кориолисово смешивание компонент триплетта  $b^3\Pi_u$  при движении вдоль закручивающихся траекторий. В обоих этих случаях процесс смешивания может быть понят, по крайней мере, качественно в терминах диполь-дипольного взаимодействия. Для столкновений более тяжелых атомов ( $\text{Rb}^*-\text{Rb}$  и  $\text{Cs}^*-\text{Cs}$ ) основной вклад в сечения вносят переходы в области пересечения  $A^1\Sigma^-$  и  $b^3\Pi_u$ -термов. Ни расстояние пересечения, ни вид волновых функций вблизи него, которые необходимы для вычисления недиагонального матричного элемента спин-орбитального взаимодействия, не могут быть найдены в рамках асимптотического метода. Поэтому оценки  $\sigma_r$  и  $\sigma_s$  для этих пар весьма приближены. С другой стороны, построенная на основании неэмпирических расчетов картина термов не предсказывает существование каких-либо иных (кроме рассмотренных) областей неадиабатической связи при низких энергиях. Следует думать поэтому, что все еще заметные расхождения между теоретическими и экспериментальными сечениями могут быть устранены в рамках рассмотренных механизмов. При этом следует, конечно, иметь в виду, что экспериментальные величины сечений различных авторов заметно различаются [1].

На основании исследования корреляционных диаграмм адиабатических термов димеров щелочных металлов и оценок неадиабатической связи показано, что за внутримultipлетное смешивание  $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  при тепловых энергиях столкновения ответственны три типа взаимодействия: 1) вращательное взаимодействие между двумя пересекающимися термами  $0_u^+$  и  $1_u$  (вклад  $\sigma_s$  в полное сечение) в области схемы связи  $c$  по Гунду; 2) вращательное взаимодействие между тонкими компонентами термина  $b^3\Pi_u$  (вклад  $\sigma_R$ ) при разрыве связи типа  $a$  и переходе ее в связь типа  $b$  по Гунду; 3) спин-орбитальное взаимодействие в области пересечения термов  $b^3\Pi_u$  и  $A^1\Sigma_u^-$  в схеме связи типа  $a$  по Гунду (вклад  $\sigma_p$ ). В ряду  $\text{M}=\text{Na}, \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$  вклады  $\sigma_s, \sigma_R$  и  $\sigma_p$  меняются, и только для системы  $\text{Na}^*-\text{Na}$ , предложенный ранее [4, 5] механизм 1) определяет сечение. Привлечение механизмов 2) и 3) позволяет понять изменение сечений во всем ряду щелочных металлов и устранить большие (до одного порядка) расхождения между экспериментальными и ранее оцененными теоретическими сечениями. Тем не менее между теоретическими и экспериментальными сечениями остается заметное различие (в 2—3 раза), причина которого не ясна.

#### Литература

- [1] L. Krause. Adv. Chem. Phys., 28, 267, 1975.
- [2] E. E. Nikitin. Adv. Chem. Phys., 28, 317, 1975.
- [3] Б. М. Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. Атомиздат, М., 1973.
- [4] E. I. Dashevskaya, E. E. Nikitin, A. I. Voronin. Canad. J. Phys., 47, 1237, 1969.
- [5] Ю. А. Вдовин, В. М. Галицкий, Н. А. Добродеев. ЖЭТФ, 56, 1344, 1969.
- [6] E. L. Lewis. Phys. Lett., A35, 387, 1971.
- [7] P. J. Bertonecini, G. Das, C. Arnold. J. Chem. Phys., 52, 5112, 1970.
- [8] A. C. Roach. J. Mol. Spectrosc., 42, 27, 1972.
- [9] J. N. Bardsley, B. R. Junker, D. W. Noncross. Chem. Phys. Lett., 37, 502, 1976.
- [10] D. K. Watson, C. J. Serjan, S. Guberman, A. Dalgarno. Chem. Phys. Lett., 50, 181, 1977.
- [11] М. Я. Овчинникова. Теор. эксп. хим., 1, 22, 1965.
- [12] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. ФМ, М., 1963.
- [13] Ю. Н. Демков, В. И. Ошеров. ЖЭТФ, 53, 1589, 1967.
- [14] E. I. Dashevskaya, E. E. Nikitin, A. I. Reznikov. J. Chem. Phys., 53, 1175, 1970.
- [15] V. Kempter, W. Koch, B. Kubler, W. Maklenbrauk, C. Schmidt. Chem. Phys. Lett., 24, 117, 597, 1974.

Поступило в Редакцию 23 мая 1978 г.