

Из полученных соотношений (5)–(12) видно, что информация о величинах составляющих вектора скорости исследуемого объекта содержится в одномерном сечении двумерной модулирующей функции. Зная расстояние до исследуемого объекта в момент измерения, длину волны используемого излучения и время экспозиции, эту информацию можно получить, измеряя ширину главного лепестка модулирующей функции.

Таким образом предлагаемый интерференционный метод позволяет измерять вектор скорости исследуемого объекта при конечных размерах входной апертуры регистрирующих устройств.

Литература

- [1] Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич. Лазерные доплеровские измерители скорости. Новосибирск. «Наука», Сиб. отд., 1975.
- [2] Т. Дюррани, К. Грейтид. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. «Энергия», М., 1980.
- [3] R. Hickling. J. Opt. Soc. Am., 58, 455, 1968.
- [4] D. B. Neuman. J. Opt. Soc. Am., 58, 447, 1968.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1980 г.

УДК 539.192 : 546.11

СПОНТАННЫЙ $E1$ -ПЕРЕХОД В НИЖЕШЕМ Λ -ДУБЛЕТЕ СОСТОЯНИЯ $S^1\Pi_u$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

О. Л. Жижимов

Вопрос о вероятности переходов между двумя модификациями молекулярного водорода начал обсуждаться почти одновременно с открытием этих двух модификаций. Конечно, запрет с подобных переходов может снять лишь учет сверхтонкого взаимодействия ядерных спинов с электронной оболочкой молекулы. Отличные от нуля матричные элементы появляются в первом порядке теории возмущений, и, согласно оценкам Вигнера, приведенным в [1], вероятность $E1$ -перехода в основном состоянии $\sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$. Однако после более детального исследования [2, 3] выяснилось, что вероятность перехода $\sim 10^{-20} \text{ с}^{-1}$. Действительно, все возмущающие состояния сильно удалены ($E \sim 10 \text{ эВ}$) от основного по сравнению с интервалом ($B_e \sim 10^{-2} \text{ эВ}$) вращательной структуры. Но в адиабатическом приближении электрическое поле не может вызвать переворот ядерного спина. Поэтому вместо ожидаемого $\langle \text{орто} | d | \text{пара} \rangle \sim A/E \sim 10^{-8}$ порядок амплитуды перехода есть $\langle \text{орто} | d | \text{пара} \rangle \sim B_e A/E^2 \sim 10^{-11}$, где d — оператор дипольного момента, $A \sim 10^{-7} \text{ эВ}$ — характерная константа сверхтонкого взаимодействия.

Переворот спина может вызвать магнитное поле. Действительно, согласно [4, 5], вероятность $M1$ -перехода $B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ составляет $\sim 10^{-12} \text{ с}^{-1}$.

В настоящей работе исследуется $E1$ -переход в нижнем Λ -дублете состояния $S^1\Pi_u$, который также относится к пара-орто-переходам.

Обозначения и волновые функции. $|FMKI\Lambda_{\pm}\rangle$ — полная волновая функция молекулы в адиабатическом приближении с квантовыми числами: F — полный момент молекулы, K — полный координатный момент, I — полный ядерный спин, Λ — проекция координатного момента на ось молекулы, \pm — знак терма.

$|\Lambda\rangle$ — электронная волновая функция в системе молекулы. Для $E^1\Sigma_g^+(1s\sigma)(2s\sigma)$,

$$|0\rangle = N_1^{-1/2} [s^{(2)}(1a)s^{(1)}(2b) + r^{(2)}(2a)s^{(1)}(1b) + (a \leftrightarrow b)], \quad (1)$$

Для $S^1\Pi_u$ [9]

$$|1\rangle = N_2^{-1/2} [p_{\pi}^{(2)}(1a)s^{(1)}(2b) + p_{\sigma}^{(2)}(2a)s^{(1)}(1b) + (a \leftrightarrow b)], \quad (2)$$

где $s^{(n)}(ik)$, $p^{(n)}(ik)$ — атомные функции, N_1, N_2 — нормировочные множители, $i=1, 2$ нумерует электроны, $k=a, b$ — ядра. d_1 — оператор дипольного момента, μ — магнитный момент протона, μ_0 — магнетон Бора, i_k — одночастичный оператор ядерного спина, $l_1^{(ik)}$ — одночастичный оператор орбитального момента электронов.

Используется атомная система единиц и общепринятая классификация молекулярных термов [6].

Переход $C^1\Pi_u^+ \rightarrow C^1\Pi_u^-$. В нижнем Λ -дублете $C^1\Pi_u$ состояние Π_u^+ относится к параводороду, а Π_u^- — к орто. Энергетические уровни соответственно равны: $E^+ = 99144.03 \text{ см}^{-1}$, $E^- = 99142.86 \text{ см}^{-1}$ [8]. Для $E^1\Sigma_q^+(1s\sigma)(2s\sigma)$ низшие энергетические уровни равны: $E(k=0) = 99156.76 \text{ см}^{-1}$, $E(k=1) = 99220.19 \text{ см}^{-1}$, $E(k=2) = 99346.54 \text{ см}^{-1}$ [8]. Уровни $E^1\Sigma_q^+$ с четным K относятся к параводороду. Все ортоуровни трехкратно вырождены по полному моменту F .

Для рассматриваемого перехода приведенные матричные элементы дипольного момента в первом порядке теории возмущений равны

$$\begin{aligned} (0, 1) &\equiv \langle 0111 + \|\mathbf{d}_1\| 1101 - \rangle = \alpha \langle 0111 + \|\mathbf{d}_1\| 1110 - \rangle + \beta_0 \langle 0000 + \|\mathbf{d}_1\| 1101 \rangle, \\ (1, 1) &\equiv \langle 1111 + \|\mathbf{d}_1\| 1101 - \rangle = \alpha \langle 1111 + \|\mathbf{d}_1\| 1110 - \rangle, \\ (2, 1) &\equiv \langle 2111 + \|\mathbf{d}_1\| 1101 - \rangle = \alpha \langle 2111 + \|\mathbf{d}_1\| 1110 - \rangle + \beta_2 \langle 2200 + \|\mathbf{d}_1\| 1101 - \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= [E^+ - E(K=1)]^{-1} \langle 1M110 - | \hat{V} | 1M101 - \rangle, \\ \beta_0 &= [E^- - E(K=0)]^{-1} \langle 00000 + | \hat{V} | 00111 + \rangle, \\ \beta_2 &= [E^- - E(K=2)]^{-1} \langle 2M200 + | \hat{V} | 2M111 + \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Оператор сверхтонкого взаимодействия \hat{V} ядерных спинов с орбитальным моментом электронов может быть представлен в виде [3]

$$\hat{V} = 4\mu_0(Q_1T_1), \quad (5)$$

где $Q_1 = i_a - i_b$, $T_1 = \frac{1}{2} \sum_i (r_{ia}^{-3} l_1^{(ia)} - r_{ib}^{-3} l_1^{(ib)})$. После отделения неинтересной зависимости от чисел F, K, I по известным формулам [7] матричные элементы в (4) оказываются пропорциональными выражению: $\alpha, \beta_F \sim \langle 1 | r_{ia}^{-3} l_1^{(ia)} | 0 \rangle \equiv B(R)$, $R = |\mathbf{r}_{1a} - \mathbf{r}_{1b}|$. Функция $B(R)$ рассчитывалась численно с использованием (1) и (2). Результат расчета коэффициентов смешивания α, β_0 и β_2 приведен в таблице.

R	$B \cdot 10^2$	$\alpha \cdot 10^5$	$\beta_0 \cdot 10^4$	$\beta_2 \cdot 10^5$	γ	T
1.7	-0.520	-0.239	-0.205	-0.204	0.973	0.461
1.8	-0.498	-0.226	-0.196	-0.196	0.993	0.441
1.9	-0.475	-0.218	-0.187	-0.187	1.014	0.418
2.0	-0.452	-0.208	-0.178	-0.177	1.034	0.394
2.1	-0.428	-0.197	-0.169	-0.168	1.055	0.368

В матричных элементах, стоящих в правой части (3), тоже можно отделить зависимость от F, K, I . Они пропорциональны «внутреннему» матричному элементу $\gamma(R)$: $\gamma(R) \equiv \langle 0 | d_{1-1} | 1 \rangle$. С использованием (1) и (2) функция $\gamma(R)$ вычисляется аналитически. Ввиду громоздкости ее численные значения приведены в таблице. Там же приведена сумма квадратов матричных элементов: $T(R) \equiv \sum_F (F, 1)^2$.

Обсуждение результатов. Матричные элементы (4) и (5), представленные в виде функций межъядерного расстояния, вообще говоря, нужно проинтегрировать по ядерным волновым функциям состояний $C^1\Pi_u (v=0)$ и $E^1\Sigma_q^+ (v=0)$. Однако ввиду совпадения потенциальных кривых E и C [10, 11] эта процедура сводится к простому усреднению, т. е. во всех матричных элементах достаточно положить $R \approx 1.9$. По этой же самой причине несущественно влияние минимума $F^1\Sigma_q^+$.

Таким образом, матричные элементы дипольного момента для перехода $C^1\Pi_u^+ \rightarrow C^1\Pi_u^-$ ($v=0, k=1$) равны: $(0, 1) = -0.20 \cdot 10^{-4}$, $(1, 1) = -0.19 \cdot 10^{-5}$, $(2, 1) = -0.30 \cdot 10^{-5}$. Вероятность спонтанного перехода пропорциональна сумме их квадратов: $W(\Pi^+ \rightarrow \Pi^-) = \frac{4\omega^3}{3c^3} \frac{\sum_{F'} (F', F)^2}{2F+1} \approx 4.9 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, где $\omega = 1.2 \text{ см} = 5.5 \cdot 10^{-6}$ (а. е.) — величина Λ -удвоения.

Ввиду близости возмущающих уровней вероятности пара-орто-перехода в состоянии $C^1\Pi_u$ на четыре порядка больше вероятности пара-орто-перехода в основном состоянии $X^1\Sigma_g^+$. В заключение автор желает выразить благодарность И. Б. Хрицловичу, О. П. Сушкову и В. В. Фламбауму за обсуждение вопросов, затронутых в данной работе, и ценные советы.

Литература

- [1] К. Ф. Воннхофтер, Р. Нартеск. Z. phys. Chem., 4, 143, 1929.
- [2] В. А. Смирнов. Опт. и спектр., 21, 247, 1966.
- [3] В. А. Смирнов. Опт. и спектр., 37, 874, 1974.
- [4] А. Н. Москалев, В. Г. Горшков, Л. Н. Лабзовский. ЖЭТФ 76, 414, 1979.
- [5] А. Б. Барзах, Ю. И. Неронов. ЖЭТФ, 77, 801 1979.
- [6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. «Наука», М., 1974.
- [7] А. Д. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. Квантовая теория углового момента. «Наука», М., 1975.
- [8] G. H. Dieke. J. Mol. Spectr., 2, 494, 1958.
- [9] H. Schull. J. Chem. Phys., 20, 18, 1952.
- [10] W. Kolos, L. Wolniewicz. J. Chem. Phys., 50, 3228, 1969.
- [11] C. S. Lin. J. Chem. Phys., 60, 4660, 1974.

Поступило в Редакцию 12 января 1981 г.

УДК 535.37 : 548.0

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ Eu^{2+} -ЦЕНТРОВ В НИЗКОСИММЕТРИЧНЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{CaCl}_2\text{-Eu}^{2+}$, $\text{SrBr}_2\text{-Eu}^{2+}$ и $\text{MgCl}_2\text{-Eu}^{2+}$

А. С. Волошиновский, И. П. Пащук, Н. С. Пидзырайло,
Н. Г. Станько и З. А. Ханкс

Интенсивная широкополосная люминесценция Eu^{2+} -центров в большинстве ионных кристаллов связана с излучательными межконфигурационными переходами $4f^65d \rightarrow 4f^7$. Энергетическое положение $d \rightarrow f$ полосы люминесценции (309—600 нм) и ее форма зависят от симметрии и структуры кристаллической матрицы, а также в значительной степени определяются локальной симметрией кристаллического поля вблизи Eu^{2+} -центра излучения [1-8]. В ионных кристаллах более низкой симметрии на ряду с $d \rightarrow f$ полосой наблюдается излучение, соответствующее запрещенным в дипольном приближении внутрiconфигурационным переходам $4f^7 \rightarrow 4f^7$, и состоящее из узких линий в области 360—370 нм, положение которых слабо зависит от природы матрицы [9-12].

С целью изучения влияния кристаллического поля матрицы и симметрии ближайшего окружения активатора на энергетические уровни Eu^{2+} -центров и на вероятности переходов между ними, нами проведено исследование спектров фотолюминесценции и спектров возбуждения фотолюминесценции монокристаллов $\text{CaCl}_2\text{-Eu}^{2+}$, $\text{SrBr}_2\text{-Eu}^{2+}$ и $\text{MgCl}_2\text{-Eu}^{2+}$ в температурном интервале 4.2—500 К. Монокристаллы выращивались методом Бриджмена—Стокбаргера. Концентрация активатора в изучаемых образцах менялась в пределах $4.5 \cdot 10^{-6} \leq C_{\text{Eu}} \leq 4.3 \cdot 10^{-2}$ мол. д.