

- [1] H. G. Craddock, D. A. Jackson, J. G. Powles. *Mol. Phys.*, **14**, 373, 1968.  
 [2] Л. А. Зубков, Н. Б. Рождественская, А. С. Хромов. Письма в ЖЭТФ, **11**, 473, 1970.  
 [3] В. С. Старунов, Е. В. Тичанов, И. Л. Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, **5**, 317, 1967.  
 [4] G. J. A. Stegman, B. P. Stoicheff. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 202, 1968.  
 [5] М. А. Леонтович, *J. Phys. USSR*, **4**, 499, 1941.  
 [6] С. М. Рытов. ЖЭТФ, **33**, 106, 514, 671, 1957; ЖЭТФ, **58**, 2154, 1970.  
 [7] V. Volterra. *Phys. Rev.*, **180**, 156, 1969.  
 [8] В. П. Романов, В. А. Соловьев. Опт. и спектр., **29**, 884, 1970.  
 [9] T. Keyes, D. Kivelson. *J. Chem. Phys.*, **54**, 1786, 1971; **54**, 1876, 1971.  
 [10] H. D. Geshon, E. Zamir, A. Ben Reuven. *J. Chem. Phys.*, **53**, 3397, 1971; *Ber. Buns. physik Chem.*, **75**, 116, 1971.  
 [11] H. Andersen. R. Pecora. *J. Chem. Phys.*, **54**, 2584, 1971.  
 [12] N. K. Ailawadi. *J. Chem. Phys.*, **56**, 2106, 1972; *Phys. Rev.*, **A3**, 1472, 1971.  
 [13] D. A. Pinnow, S. Y. Candau, T. A. Litovits, *J. Chem. Phys.*, **49**, 347, 1968.  
 [14] H. W. Leidecker, J. T. Lamacchia, *J. Acoustical Soc.*, **143**, 12, 1967.

Поступило в Редакцию 23 июня 1972 г.

УДК 539.184

## РЕЗОНАНСНОЕ УШИРЕНИЕ ЛИНИИ ТАЛЛИЯ 377.6 нм И ВРЕМЯ ЖИЗНИ УРОВНЯ $7^2S_{1/2}$

Н. П. Пенкин, В. П. Рузов и Л. Н. Шабанова

Настоящая работа продолжает эксперименты по исследованию резонансного уширения спектральных линий атомов металлов и определению времен жизни первых возбужденных состояний этих атомов. Исследование резонансного уширения линии таллия 377.6 нм (переход  $6^2P_{1/2}^0 - 7^2S_{1/2}$ ) и определение времени жизни уровня  $7^2S_{1/2}$  проводилось, как и в предыдущих работах [1-3], методом одновременного измерения эквивалентной ширины линии поглощения и кривок Рождественского.

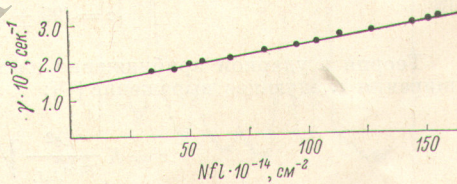
Этот метод благодаря своей высокой чувствительности к малым изменениям ширины дисперсионного контура позволяет исследовать ударное уширение резонансных линий малыми давлениями возмущающих газов (десятые доли, единицы тор), что в свою очередь дает возможность провести корректное сравнение результатов эксперимента и теории.

Исследование резонансного уширения комбинированным методом сводится к изучению зависимости ударной ширины линии поглощения от величины  $Nfl$  в условиях, когда эквивалентная ширина линии превышает более чем в десять раз доплеровскую ширину. Типичный график, выражающий эту зависимость для линии таллия 377.6 нм, приведен на рисунке.

Естественная ширина линии, найденная экстраполированием прямой  $\gamma = \gamma_{ki} + 2(\nu/f_l) Nfl$  к значениям величины  $Nfl$ , при которых столкновениями с атомами собственного газа можно пренебречь, оказалась равной

$$\gamma_{ki} = (1.36 \pm 0.07) \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1}.$$

Определенное по этому значению время жизни уровня  $7^2S_{1/2}$  хорошо согласуется, как это видно из данных таблицы, с результатами измерений, выполненных методами пересечения уровней [7, 10, 11] двойного резонанса [7] и сдвига фаз [9]. Эффективное сечение резонансного уширения линии 377.6 нм определялось при температуре 960° К. В этих условиях концентрация атомов таллия в состоянии  $6^2P_{3/2}^0$  столь незначительна, что возмущение уровня  $7^2S_{1/2}$  столкновениями с атомами в этом состоянии пренебрежимо



Зависимость ширины суммарного дисперсионного контура линии 377.6 нм ТII, обусловленного независимым действием естественного и ударного уширений, от величины  $Nfl$ , в условиях поглощающего слоя большой оптической плотности.

| Метод измерения                                    | $\tau \cdot 10^9$ , сек. |
|--|--------------------------|
| Сдвиг фаз [4] 1962                                 | $8.5 \pm 0.3$            |
| Крюки [5, 6] 1963                                  | $8.2 \pm 0.6$            |
| Пересечение уровней } [7] 1964<br>Двойной резонанс | $7.6 \pm 0.2$            |
|  | $7.4 \pm 0.3$            |
| Поглощение, атомный пучок [8] 1965                 | $8.1 \pm 0.8$            |
| Сдвиг фаз [9] 1967                                 | $7.6 \pm 0.2$            |
| Пересечение уровней [10] 1968                      | $7.4 \pm 0.4$            |
| Пересечение уровней [11] 1971                      | $7.4 \pm 0.2$            |
| Поглощение и крюки, настоящая работа               | $7.4 \pm 0.4$            |

мало. Значение эффективного сечения находилось из наклона прямой, выражающей зависимость ширины линии  $\gamma$  от концентрации возмущающих атомов (величины  $Nfl$ )

$$\sigma = \frac{fl}{2v} \frac{\gamma - \gamma_{ki}}{Nfl} \cdot \quad (1)$$

Здесь  $l$  — длина поглощающего столба паров, равная в условиях нашего эксперимента  $61 \pm 2$  см,  $v$  — средняя относительная скорость сталкивающихся атомов,  $f$  — сила осциллятора перехода  $6^2P_{3/2}^0 - 7^2S_{1/2}$ .

Число  $f$  линии 377.6 нм было определено по формуле

$$f_{13} = \frac{1.499 \frac{g_3}{g_1} \gamma_{31}^2}{\left[ 1 + \frac{g_2}{g_1} \left( \frac{\lambda_{31}}{\lambda_{32}} \right)^2 \frac{f_{23}}{f_{13}} \right]} \gamma_{31} \quad (2)$$

Индексы 1, 2, 3 в этой формуле относятся к уровням  $6^2P_{1/2}^0$ ,  $6^2P_{3/2}^0$  и  $7^2S_{1/2}$  соответственно. При вычислении по формуле (2) использовалось значение отношения  $f_{13}/f_{23} = 0.91 \pm 0.01$ , полученное в работе [12] по экспериментальным данным работы [6].

Найденное нами число  $f$  линии 377.6 нм равно  $f_{13} = 1.39 \pm 0.08$ . При использовании этого значения силы осциллятора было определено эффективное сечение резонансного уширения линии 377.6 нм

$$\sigma = (99 \pm 5) \cdot 10^{-14} \text{ см}^2.$$

Теория в ударном приближении дает для эффективного сечения резонансного уширения следующее выражение [13]:

$$\sigma = K \frac{\pi e^2}{m \omega_{J_1 J_3}} \sqrt{\frac{2J_1 + 1}{2J_3 + 1}} \frac{f_{J_1 J_3}}{v} \quad (3)$$

Значение числового множителя  $K$  различно у разных авторов [3]. Если принять  $K$  равным 2.0 [2, 3, 14], то вычисленное по формуле (3) значение эффективного сечения резонансного уширения

$$\sigma = 96 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$$

хорошо согласуется с экспериментом.

#### Литература

- [1] Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 23, 22, 1967.
- [2] Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 26, 346, 1969.
- [3] Н. Н. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 34, 639, 1973.
- [4] W. Demtröder. Z. Phys., 162, 42, 1962.
- [5] Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 14, 167, 1963.
- [6] Г. С. Кватер. ЖЭТФ, 11, 421, 1941.
- [7] A. Gallagher, A. Lurio. Phys. Rev., 136A, 87, 1964.
- [8] G. M. Lawrence, J. K. Link, R. B. King. Astrophys. J., 141, 293, 1965.
- [9] P. T. Cunningham, J. A. Link. J. Opt. Soc. Am., 57, 1000, 1967.

- [10] Ю. В. Евдокимов, М. П. Чайка, В. А. Черенковский. Опт. и спектр., 27, 184, 1969.  
 [11] A. Gallagher, M. Novton. Phys. Rev., A3, 741, 1971.  
 [12] Е. И. Никонова, В. К. Прокофьев. Опт. и спектр., 1, 290, 1956.  
 [13] И. И. Соболевман. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.  
 [14] A. Omonit. Compt. Rend., 262B, 190, 1966.

Поступило в Редакцию 5 июля 1972 г.

УДК 539.194

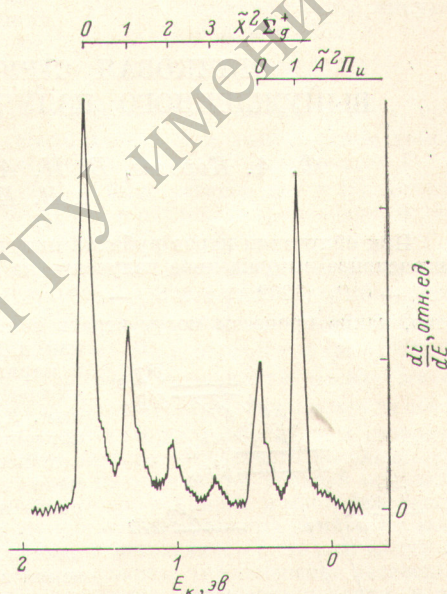
## О ВЫПОЛНЕНИИ ПРИНЦИПА ФРАНКА—КОНДОНА ПРИ АВТОИОНИЗАЦИИ МОЛЕКУЛЫ $N_2$

В. И. Клейменов, Ю. В. Чижов и Ф. И. Вилесов

В последнее время методом фотоэлектронной спектроскопии было показано, что ионы, образующиеся в процессах автоионизации и прямой ионизации, могут сильно различаться запасом колебательной энергии [1-3]. В двух работах [4, 5] делалась попытка экспериментально выяснить механизм колебательного возбуждения ионов при автоионизации. Было показано, что в большинстве исследованных случаев экспериментальные результаты могут быть удовлетворительно объяснены, если предположить, что вероятности образования ионов в различных колебательных состояниях определяются принципом Франка—Кондона. Однако имеющихся данных недостаточно для окончательного вывода о выполнении принципа Франка—Кондона при автоионизационных переходах.

Идея экспериментального доказательства, проделанного в данной работе, заключается в следующем. Третьему потенциалу ионизации молекулы  $N_2$  соответствует переход в ионное состояние  $\tilde{B}^2\Sigma_u^+$ . К этому состоянию  $N_2^+$  сходится ряд сверхвозбужденных состояний нейтральной молекулы (серия Ридберга  $HR [\tilde{B}^2\Sigma_u^+]$ ), лежащих выше основного состояния иона  $X^2\Sigma_g^+$ . Параметры потенциальных кривых ионного состояния  $\tilde{B}^2\Sigma_u^+$  и ридберговских состояний, сходящихся к нему, должны быть близки друг другу. Поэтому в случае выполнения принципа Франка—Кондона при автоионизации коэффициенты Франка—Кондона для оптического перехода  $\tilde{B}^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  и автоионизационного  $HR [\tilde{B}^2\Sigma_u^+] \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  должны совпадать.

Спектр люминесценции для перехода  $\tilde{B}^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  был получен в работе [6]. Спектр автоионизационного перехода  $HR [\tilde{B}^2\Sigma_u^+]_{m=3, v'=0} \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  (см. рисунок) мы получили, возбуждая  $N_2$  излучением линии аргона с  $\lambda=723.3 \text{ \AA}$ . Для учета вклада прямой ионизации был взят спектр, снятый на линии криптиона  $\lambda=691 \text{ \AA}$ . Этот спектр имеет наименьшую интенсивность по сравнению с двадцатью шестью спектрами в области от 761 до 584  $\text{\AA}$ , и мы считали, что он полностью обусловлен процессом пря-



| Коэффициент Франка—Кондона $q_{v'-v''}$ | Люминесценция [°] | Расчет | Автоионизация + прямая ионизация ( $\lambda = 723 \text{ \AA}$ ) | Прямая ионизация ( $\lambda = 691 \text{ \AA}$ ) | Автоионизация |
|---|-------------------|--------|--|--|---------------|
| $q_{0-0}$                               | $57 \pm 4$        | 57     | $66 \pm 1$   | $9 \pm 1$  | $57 \pm 2$    |
| $q_{0-1}$                               | $30 \pm 4$        | 21     | $24 \pm 1$   | $2 \pm 1$  | $22 \pm 2$    |
| $q_{0-2}$                               | $10 \pm 6$        | 5      | $7 \pm 1$  | —  | $7 \pm 1$     |
| $q_{0-3}$                               | $3 \pm 2$         | 1      | $2 \pm 1$  | —  | $2 \pm 1$     |