

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОННО-ВРАЩАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ $d^3\Pi_u^-$, v -СОСТОЯНИЙ ОРТОВОДОРОДА ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

И. П. Богданова, Г. В. Ефремова, Б. П. Лавров,
В. Н. Островский, В. И. Устимов и В. И. Яковлева

Исследовалось свечение спектральных линий Q -ветвей первых четырех диагональных полос α -системы Фулхера ($d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+$), возбуждаемых электронным пучком фиксированной энергии $\epsilon=0-100$ эВ. Охлаждение электронной пушки жидким азотом позволило найти сечения электронно-вращательного возбуждения уровней $d^3\Pi_u^-$, v из основного $X^1\Sigma_g^+$, $v_0=0$ -состояния ортоводорода. Обнаружено, что относительные сечения вращательных переходов зависят от колебательного квантового числа в конечном для возбуждения состоянии. Это обстоятельство необходимо принимать во внимание при определении газовой температуры по распределению интенсивности во вращательной структуре молекулярных полос, испускаемых плазмой низкого давления.

В недавних статьях [1-4] вновь поднят важный для физики атомных столкновений и диагностики плазмы вопрос о том, насколько вероятна передача момента импульса в процессе электронно-вращательного возбуждения молекул электронным ударом. Относительные константы скорости электронно-вращательных переходов ($d^3\Pi_u^-$, v , $N \leftarrow X^1\Sigma_g^+$, $v_0=0$, $N_0=1$) молекулы водорода, полученные в работах [2-4] по интенсивностям линий электронно-вращательных спектров, испускаемых плазмой низкого давления (в которой возможны вторичные процессы), заметно различаются. Цель настоящей работы состояла в том, чтобы измерить сечения вращательных переходов в системе газ-электронный пучок при энергиях электронов, близких к порогу возбуждения. В газоразрядной плазме такие электроны дают обычно основной вклад в заселение возбужденных состояний.

Исследовалось свечение спектральных линий $Q1$ и $Q3$ диагональных полос α -системы Фулхера молекулы водорода. На рис. 1 показаны диаграмма энергетических состояний и исследованные электронно-колебательные переходы (возбуждение электронным ударом $d^3\Pi_u^-$, $v \leftarrow X^1\Sigma_g^+$, $v_0=0$ и спонтанный распад $d^3\Pi_u^-$, v , $N \rightarrow a^3\Sigma_g^+$, v' , N' при $v=v'=0$, 1, 2, 3; $N=N'=1$, 3). Схема, поясняющая вращательную структуру уровней и полос, содержится, например, в работе [5].

Для возбуждения молекул использовался пучок электронов с энергией $\epsilon=0-100$ эВ, проходящий через газ. Конструкция электронной пушки и система спектрофотометрической регистрации описаны в статье [6]. Измерения проводились в спектрально чистом водороде при давлении $1 \cdot 10^{-2}$ Тор и плотности электронного тока $2 \cdot 10^{-3}$ А·см⁻². Изучение послесвечения линий при модуляции тока пучка показали, что основным каналом разрушения уровней в этих условиях является спонтанный распад, причем полученные радиационные времена жизни уровней $(35 \pm 5) \cdot 10^{-9}$ с хорошо согласуются с данными работы [7].

В работах [3, 4] предложен метод определения относительных сечений вращательного возбуждения $\sigma_{N \leftarrow N_0}(\epsilon)$, характеризующих изменение вращательного состояния молекулы при данном электронно-колебательном переходе. Он основан на теоретической модели, связывающей относительные интенсивности линий вращательной структуры с газовой температурой T и параметрами, через которые выражается вся совокупность (матрица) сечений $\sigma_{N \leftarrow N_0}(\epsilon)$. Важно подчеркнуть, что связь, полученная в работе [3], требует выполнимости только условий адиабатического приближения, в то время как выражения, приведенные в работе [4], дополнительно основаны на модели потенциалов нулевого радиуса [8]. С другой стороны, менее общий вариант метода [4] позво-

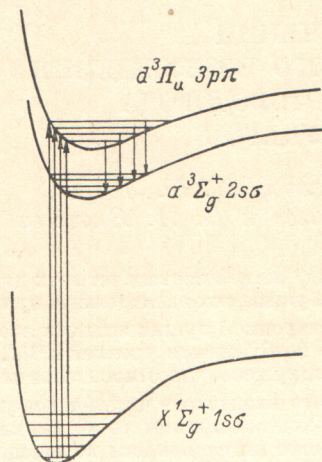


Рис. 1. Схема термов молекулы водорода и изучаемых в работе электронно-колебательных переходов.

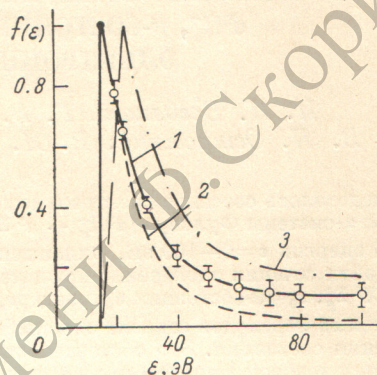


Рис. 2. Оптические функции возбуждения $f(\epsilon)$, измеренные в наших условиях по линиям Q1 и Q3 (1), и данные работ [9] (2) и [10] (3).

ляет получить всю бесконечную матрицу сечений, а более общий подход [3] предполагает априорное ограничение конечным числом отличных от нуля отношений

$$\alpha = \frac{\sigma_{2 \leftarrow 0}}{\sigma_{1 \leftarrow 0}}, \quad \beta = \frac{\sigma_{3 \leftarrow 0}}{\sigma_{1 \leftarrow 0}}, \quad \gamma = \frac{\sigma_{4 \leftarrow 0}}{\sigma_{1 \leftarrow 0}} \text{ и т. д.}$$

Поэтому в данной работе использовались оба способа обработки экспериментальных данных. Если результаты работы [2] рассматривать как оценку сечений $\sigma_{N \leftarrow 1}$ сверху, то можно показать, что в обеих модификациях метода отношение I_{31} интенсивностей линий Q3 и Q1 зависит от T и только одного параметра, характеризующего матрицу сечений $\sigma_{N \leftarrow N_0}$, а именно $\alpha' = \frac{16}{15} \alpha + \frac{1}{6} \beta$ [3] или $(k_0 R/2)^2$ [4].

Оптические функции возбуждения $f(\epsilon)$ исследованных линий имели ярко выраженный триплетный характер (острый максимум при $\epsilon_{\max} = 16 \pm 1$ эВ), однако спадали с ростом ϵ менее круто, чем $f(\epsilon)$, измеренная в работе [9] (рис. 2). Возможно, это объясняется тем, что в наших условиях, так же как и в работе [10], по мере увеличения ϵ возрастал вклад вторичных электронов в возбуждение исследуемых состояний. Исключить это явление полностью уменьшением давления газа не удалось, так как при этом сильно ухудшалось отношение сигнал/шум. Свободными от влияния вторичных электронов можно считать лишь I_{31} , измеренные при энергиях электронов, соответствующих максимуму функции возбуждения. Поэтому мы ограничились здесь оценкой сечений $\sigma_{N \leftarrow N_0}(\epsilon)$ при $\epsilon \approx \epsilon_{\max}$.

Таблица 1

Отношения интенсивностей I_{31} , измеренные по различным полосам α -системы Фулхера ($v = v' = 0-3$). Опыты 1, 3 и 2 проводились с разными образцами электронных пушек

№ опыта	T, K	I_{31}				ϵ , эВ
		$v=0$	1	2	3	
1	77 ÷ 200	—	0.14 ± 0.01	—	—	16 ÷ 20
2	345 ÷ 365	0.35 ± 0.02	0.35 ± 0.02	0.22 ± 0.02	0.24 ± 0.02	16
		0.34 ± 0.07	0.35 ± 0.05	0.22 ± 0.05	0.25 ± 0.10	35
		0.34 ± 0.08	0.33 ± 0.08	0.24 ± 0.08	0.24 ± 0.10	50
		0.32 ± 0.10	0.34 ± 0.10	0.20 ± 0.10	0.20 ± 0.10	100
		0.34 ± 0.07	0.34 ± 0.09	0.22 ± 0.06	0.23 ± 0.08	16 ÷ 100
3	420 ÷ 440	0.44 ± 0.02	0.44 ± 0.02	0.33 ± 0.03	0.33 ± 0.04	16 ÷ 100

Отношение I_{31} не обнаружило зависимости от ϵ , но сильно изменялось при изменении температуры газа, которое наблюдалось при переходе от одного экземпляра электронной пушки к другому, а в одной и той же пушке достигалось изменением мощности накала катода, либо погружением газовой ячейки в наполненный жидким азотом сосуд Дюара. Типичные результаты представлены в табл. 1. Существенно, что при лю-

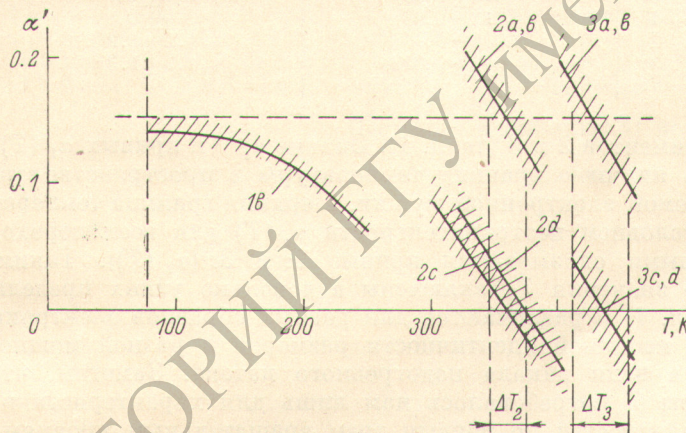


Рис. 3. Типичные кривые $\alpha'_v(T)$, построенные по данным табл. 1 для энергии налетающего электрона $\epsilon \approx \epsilon_{\max}$.

В случаях $v=0, 1, 2$ и 3 к номеру эксперимента добавлены индексы a, b, c и d соответственно.

бой температуре отношения I_{31} оказывались разными для полос с различными v . Это следует отнести на счет различия сечений передачи момента импульса при переходе молекулы из основного состояния на различные колебательные уровни $d^3\Pi_u^-$ -состояния. Поэтому параметры α' и $(k_0 R/2)_2$ будем в дальнейшем снабжать индексом v .

Используемый нами метод предполагает знание распределения молекул по вращательным уровням основного электронно-колебательного состояния. В простейшем для анализа случае это больцмановское распределение с температурой, равной газовой температуре (заселенности невысоких вращательных уровней определяются в основном межмолекулярными столкновениями, поэтому предположение о равновесии между поступательной и вращательной степенями свободы для них оправдано [6]). Непосредственное измерение температуры газа в про-

странстве столкновений электронной пушки сильно затруднено и в настоящей работе не проводилось.

Воспользуемся тем, что, согласно формулам (2) из [3] и (13) из [4], отношение I_{31} является функцией двух параметров, так что всякое измеренное отношение давало нам кривую в координатах α'_v, T или $(k_0 R/2)_v^2, T$ (далее анализ иллюстрируется на примере определения α'_v). В пушке, погруженной в жидкий азот, с приемлемой точностью удалось измерить отношение I_{31} только для перехода $v=v'=1$. Полученное значение I_{31} дает кривую $\alpha_1(T)$, изображенную на рис. 3 линией 1, ϵ (штриховки всюду соответствуют погрешностям измерения I_{31}). Из того, что температура T в этих условиях не может быть меньше 77 К, получаем для коэффициента α_1 верхнюю границу $\alpha_1^{\max}=0.154$ (горизонтальная штриховая линия). Для неохлаждаемых электронных пушек отношение сигнал/шум на линиях Q3 исследованных полос превышало 10. Это позволяло измерять отношения I_{31} на полосах с $v=0-3$ и строить соответствующие $\alpha'_v(T)$. В качестве иллюстрации на рис. 3 показаны $\alpha'_v(T)$

Таблица 2
Экспериментальные данные о параметрах α'_v и $(k_0 R/2)_v^2$, полученные для различных электронно-колебательных переходов $d^3\Pi_u^-, v \leftarrow X^1\Sigma_g^+, v_0=0$

v	α'_v	$(k_0 R/2)_v^2$
0	0.15 ± 0.06	3.3 ± 0.7
1	0.12 ± 0.03	3.0 ± 0.4
2	0.036 ± 0.036	1.2 ± 1.2
3	0.042 ± 0.042	1.3 ± 1.3

для экспериментов 2 и 3 (табл. 1). Знание $\alpha_1^{\max}$ и кривых $\alpha_1(T)$ позволяет определить нижнюю границу температуры в пространстве столкновений неохлаждаемой электронной пушки. Верхняя граница температуры определяется условием неотрицательности $\alpha'_v(T)$ для всех переходов. Здесь существенными оказываются кривые 2с и 3с ($\alpha_2(T)$). Таким образом, возможные значения T заключены в довольно узких пределах ΔT_2 и ΔT_3 (табл. 1) и различаются для разных образцов электронной пушки вследствие неполной идентичности размеров и разной мощности, выделявшейся в цепи накала подогревного катода. Заметим, что введение температуры T потребовалось нам лишь для характеристики распределения заселенностей по первым трем вращательным уровням основного состояния ортоводорода, но не по скоростям молекул.

После того, как T найдена, дальнейший расчет по формулам работ [3, 4] позволяет получить значения параметров α'_v и $(k_0 R/2)_v^2$ для каждого из экспериментов. Окончательные результаты сведены в табл. 2. По этим данным можно рассчитать матрицы соответствующих сечений $\sigma_{N \leftarrow N_0}$ [3, 4]. В работе [4] при построении амплитуды рассеяния на неподвижных ядрах ошибочно не была учтена одинаковость ядер. Приведенные в табл. 2 коэффициенты $(k_0 R/2)_v^2$ получены с учетом этого обстоятельства.

Зависимость относительных сечений изменения вращательного момента молекулы от электронного перехода представляется естественной и содержится, например, в теоретических оценках и формулах работ [1, 4]. Значительно более неожиданной является обнаруженное здесь различие сечений $\sigma_{N \leftarrow N_0}(\epsilon)$ для разных колебательных переходов, происходящих в рамках выбранного электронного перехода ($d^3\Pi_u^- \leftarrow X^1\Sigma_g^+$). Такие различия связаны, по-видимому, с зависимостью амплитуды рассеяния электрона на молекуле от величины межъядерного расстояния в области между минимумами потенциальных кривых рассматриваемых

мых состояний. Подробное рассмотрение этого вопроса, очевидно, выходит за рамки настоящей статьи.

Наблюдаемое явление следует принимать во внимание при выборе электронно-колебательных полос, предназначенных для диагностики плазмы в случае низких давлений. Такой выбор, вообще говоря, должен основываться на проведении исследований, аналогичных описанным выше. Так, например, из полученных в настоящей работе результатов следует, в частности, что при определении газовой температуры по полосам α -системы Фулхера молекул H_2 и D_2 предпочтительно использование полосы с $\nu=\nu'=2$, так как на ней в наименьшей степени сказываются переходы с изменением вращательного момента молекулы.

В заключение авторы выражают признательность Ю. Н. Демкову и Н. П. Пенкину за внимание к работе.

Литература

- [1] Б. П. Лавров, В. Н. Островский, В. И. Устимов. ЖЭТФ, 76, 1521, 1979.
- [2] Д. К. Оторбаев, В. Н. Очкин, С. Ю. Савинов, Н. Н. Соболев, С. Н. Цхай. Письма ЖЭТФ, 28, 424, 1978.
- [3] Б. П. Лавров, В. Н. Островский, В. И. Устимов. Письма ЖТФ, 5, 355, 1979.
- [4] Б. П. Лавров, В. Н. Островский, В. И. Устимов. Опт. и спектр., 47, 55, 1979.
- [5] Б. П. Лавров. Опт. и спектр., 48, 680, 1980.
- [6] И. П. Богданова, В. Д. Марусин. Опт. и спектр., 20, 209, 1966.
- [7] R. L. Day, R. J. Anderson, F. R. Sharpton. J. Chem. Phys., 69, 5518, 1978.
- [8] Ю. Н. Демков, В. Н. Островский. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [9] G. R. Mohlmann, F. J. de Heer. Chem. Phys. Lett., 43, 240, 1976.
- [10] P. Baltayan, O. Nedelec. J. Phys. (France), 36, 125, 1975.

Поступило в Редакцию 11 ноября 1979 г.
