

Штарковские смещения  $\Delta T$  (в  $\text{см}^{-1}$ ) уровней  $5p^5ns$  атома ксенона при напряженности поля  $E = 100$  кв/см

Уровень	$n=6$	$n=7$	$n=8$	$n=9$		$n=10$		$n=11$
	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{эксп.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$	$\Delta T_{\text{эксп.}}$	$\Delta T_{\text{рас.}}$
$ns [3/2]_2^0$	0.02	0.30	1.67	7.31	6.0	23.1	18.7	59.9
	0.02	0.29	1.63	7.08		22.3		57.4
	0.02	0.28	1.51	6.37		19.7		49.9
$ns [3/2]_1^0$	0.02	0.03	1.77	6.29	6.2	20.6	—	49.9
	0.02	0.06	1.84	6.95		23.0	—	57.0
$ns [1/2]_0^0$	0.01	-0.02	—	—	—	—	—	—
$ns [1/2]_1^0$	0.01	-0.02	-0.01	~0	—	~0	—	~0
	0.01	-0.02	-0.01	~0	—	~0	—	~0

смещения. Только в двух случаях (Kг :  $n=7, 8$  и Хе :  $n=9, 10$ ; уровни  $s [3/2]_2^0$  и  $s [3/2]_1^0$ ) расчетные значения смещений ( $\Delta T_{\text{рас.}}$ ) можно сопоставить с экспериментом [4] ( $\Delta T_{\text{эксп.}}$ ). Как видно из этого сопоставления,  $\Delta T_{\text{рас.}}$  в основном близки к  $\Delta T_{\text{эксп.}}$ , особенно у атома ксенона. Следовательно, схема  $Jl$ -связи служит хорошим приближением для уровней  $ns$  и для атомов Kг и Хе. Имеющееся некоторое расхождение между  $\Delta T_{\text{рас.}}$  и  $\Delta T_{\text{эксп.}}$  (особенно у атома Kг) следует отнести к влиянию конфигурационного взаимодействия, которое при расчете смещений не учитывалось. Если у атома аргона смещения  $\Delta T$  всех четырех уровней  $ns$  (с одним и тем же значением  $n$ ) были приблизительно одинаковыми, то у атомов Kг и Хе такая картина наблюдается только для двух уровней  $ns[3/2]_2^0$  и  $ns[3/2]_1^0$ . Смещения двух других уровней  $ns[1/2]_0^0$  и  $ns[1/2]_1^0$  атомов Kг и Хе очень малы; для атома Хе с  $n=9$  они приблизительно равны нулю. Это подтверждается и экспериментом. В случае Ag экспериментально были наблюдаемы смещения всех четырех уровней  $ns$ , а у Kг и Хе — только для двух уровней  $ns [3/2]_2^0$  и  $ns [3/2]_1^0$ .

## Литература

- [1] Л. В. Горчаков, П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 35, 387, 1973.  
 [2] D. R. Bates, A. Damgaard. Phil. Tran. Soc., A242, 101, 1949.  
 [3] C. E. Moore. Atomic Energy Levels. Nat. Bur. Standards Circ., 467, 2, 1952; 3, 1958.  
 [4] Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen. Bd. 1, Teil 1, Springer-Verlag, 1950.

Поступило в Редакцию 12 марта 1973 г.

УДК 539.186.1

## ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ OI ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ КИСЛОРОДА

Н. П. Пенкин и О. Д. Цыгур

В 1971 г. Стоуну и Циффу [1] впервые удалось измерить сечение возбуждения атомарного кислорода при пропускании пучка электронов через выходящий из разряда частично диссоциированный поток кислорода. Объектом изучения явилась резонансная линия 130 нм ( $3s^3S \rightarrow 2p^3P$ ) OI. Разность между скоростями испускания фотонов, регистрируемыми при включенном и при выключенном разряде, позволила найти  $Q_I(\epsilon)$  — сечение возбуждения линии 130 нм в реакции



Оказалось, что  $Q_I(\epsilon)$  имеет максимум, равный  $1.2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  при  $\epsilon_m = 17$  эв. Решению задачи определения  $Q_I(\epsilon)$  в условиях однократных столкновений способствовало то обстоятельство, что  $Q_{II}(\epsilon)$  — сечение возбуждения линии 130 нм в реакции



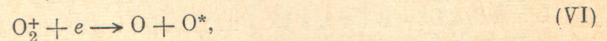
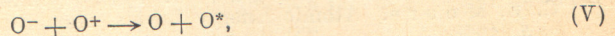
значительно меньше (максимум равен  $3.2 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> при  $\epsilon_m = 83$  эв [2]), чем полученное  $Q_I(\epsilon)$ . Сравнение измеренной кривой  $Q_I(\epsilon)$  с теоретическим расчетом сечения возбуждения уровня  $3s^3S$  [3] привело авторов работы [1] к заключению, что в районе максимума найденное сечение определяется каскадным переходом  $3p^3P \rightarrow 3s^3S$   $\lambda = 845$  нм. В настоящее время результаты [1], по-видимому, уточнены, о чем сообщается в работе [4], посвященной теоретическому расчету  $Q_I(\epsilon)$  уровня  $3s^3S$ .

Для других спектральных линий ОI экспериментальные данные отсутствуют (только для линии 777 нм ( $3p^5P \rightarrow 3s^5S$ )) приведена оценка наклона сечения в сообщении [5]. Трудности теоретических расчетов сечений возбуждения атомарного кислорода приводят к неоднозначным результатам [3, 4, 6-8] и, таким образом, требуются дальнейшие экспериментальные исследования.

На установке, описанной в [9], при различных условиях разряда низкого давления в кислороде нами были измерены следующие параметры плазмы: концентрации  $N_e$  и функции распределения  $f(\epsilon)$  электронов по энергиям, степени диссоциации кислорода  $\alpha$ , а также методами лучеиспускания и реабсорбции — концентрации возбужденных атомов кислорода в различных состояниях  $N_i$ . Результаты зондовых и калориметрических измерений  $N_e$ ,  $f(\epsilon)$ ,  $\alpha$  приведены в [9]. При оптических исследованиях основное внимание было уделено двум наиболее ярким линиям ОI 845 и 777 нм. Отметим, что первая является линией генерации в газовых лазерах, содержащих кислород [10, 11]. Для учета реабсорбции линии 777 нм, оканчивающейся на метастабильном уровне, необходимо измерение концентраций атомов в состояниях  $3s^5S$ , которое производилось методом «плоское зеркало за трубкой» [12]. Коэффициент отражения зеркала, определенный по переабсорбированным линиям (в том числе и  $\lambda = 845$  нм), хорошо совпал с независимым его измерением.

Записи спектров разряда в области 500–900 нм производились при помощи экспериментальной установки, включающей автоколлимационный монохроматор с дифракционной решеткой 1200 штр/мм, работающей в первом порядке (обратная дисперсия  $D = 0.35$  нм/мм). Приемником служит ФЭУ-79, сигнал от которого через усилитель У1-7 подавался на самопишущий потенциометр КСП-4. Оптическая система позволяла выделять свет только от приосевых частей трубки. Для определения абсолютных скоростей испускания фотонов в спектральные линии ( $NA$ ), проводились записи спектров градуированной ленточной лампы СИ 10-300у при различных температурах ленты. Было установлено, что нелинейность системы составляла менее 3% в используемом диапазоне световых потоков, ошибка в определении ее относительной спектральной чувствительности не превышала 15% в интервале (500–800) нм, а абсолютные измерения ( $NA$ ) проводились с ошибкой, меньшей 30%.

Используя полученные параметры кислородной плазмы и вероятности известных элементарных процессов, мы оценим скорости заселения состояний  $3p^3P$  и  $3p^5P$  в следующих реакциях:



где индексом «*m*» отмечены метастабильные состояния. Как выяснилось, в наших условиях вкладом процессов (III)–(VI) можно пренебречь и считать, что все возбуждение линий 845 и 777 нм обусловлено реакциями (I) и (II).

Будем аппроксимировать зависимость сечения от энергии электронов в соответствии с [13]

$$Q_{ki}(\epsilon) = q_{ki} \varphi_{ki}(\epsilon) \approx q_{ki}^{(n)} \varphi_{ki}^{(n)}(\epsilon), \quad (1)$$

где  $q_{ki}^{(n)}$  — постоянные, характеризующие абсолютную величину сечения образования уровня  $3p^3P$  ( $i=2$ ) или  $3p^5P$  ( $i=3$ ) при столкновении электрона с атомом ( $k=I$ ) или молекулой ( $k=II$ ). Индексом «*n*» отмечены различные аппроксимации функции возбуждения  $\varphi_{ki}(\epsilon)$ . Тогда уравнение баланса для этих состояний может быть записано в виде

$$N_e q_{Ii}^{(n)} \langle \varphi_{Ii}^{(n)} v_e \rangle N_1 + N_e q_{IIi}^{(n)} \langle \varphi_{IIi}^{(n)} v_e \rangle N_0 = (NA)_i. \quad (2)$$

Здесь  $\langle \rangle$  означает усреднение по распределению электронов,  $N_0$  и  $N_1$  — концентрации молекул и атомов кислорода в нормальных состояниях. Соотношение (2) удобнее представить в виде

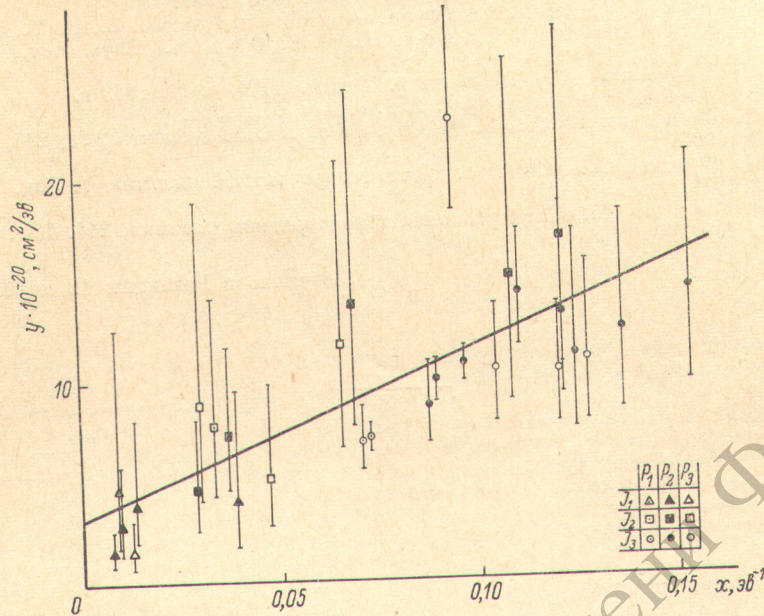
$$q_{Ii}^{(n)} \frac{\langle \varphi_{Ii}^{(n)} v_e \rangle}{\langle \varphi_{IIi}^{(n)} v_e \rangle} \frac{N_1}{N_0} + q_{IIi}^{(n)} = \frac{(NA)_i}{\langle \varphi_{IIi}^{(n)} v_e \rangle N_0 N_e}, \quad (3)$$

которое в соответствующих координатах является уравнением прямой.

На рисунке представлены экспериментальные результаты в этих координатах для линии 845 нм при следующих аппроксимациях функций возбуждения:

$$\varphi_{I2}^{(2)} = \frac{\epsilon_{I2}}{\epsilon}, \quad \varphi_{II2}^{(1)} = \epsilon - \epsilon_{II2}, \quad (4)$$

где  $\epsilon_{ki}$  — пороги возбуждения линии в реакциях (I) и (II). Вертикальные отрезки соответствуют ошибкам, вносимым в основном неоднозначностью определения  $N_e$  [9]. Прямые, проведенные методом наименьших квадратов, дали значения  $q_{ki}^{(m)}$ , приведенные в таблице. Ошибки в определении параметров плазмы, обсужденные [9],



Экспериментальные результаты, представленные в координатах

$$x = \frac{\langle \varphi_{I2}^{(2)} v_e \rangle N_1}{\langle \varphi_{II2}^{(1)} v_e \rangle N_0}, \quad y = \frac{(NA)_2}{\langle \varphi_{II2}^{(1)} v_e \rangle N_e N_0}$$

для линии 845 нм.

Давления в трубке, мм рт. ст.:  $p_1=0.027$ ,  $p_2=0.057$ ,  $p_3=0.14$ ; разрядный ток, ма:  $I_1=60$ ,  $I_2=200$ ,  $I_3=600$ .

позволяют считать, что точность наших результатов для  $q_{ki}^{(m)}$  характеризуется коэффициентом 3. Чтобы сравнить найденные  $q_{ki}^{(m)}$  с данными других работ, для  $\lambda=845$  нм были взяты аппроксимации Фабриканта [13]  $\varphi_{k2}^{(3)}$  с параметрами  $\epsilon_m$ , соответствующими результатам работ [1, 2], а для линии 777 нм — прямолинейные  $\varphi_{k3}^{(1)}$ . Эти результаты также представлены в таблице с данными других авторов.

Таблица эффективных сечений возбуждения линий 845 и 777 нм ОI

	Реакция (I)				Реакция (II)		
	$q_{845}^{(2)}$ $10^{-18}$ см <sup>2</sup>	$q_{777}^{(2)}$ $10^{-15}$ см <sup>2</sup>	$q_{777}^{(1)}$ $10^{-20}$ см <sup>2</sup> /эВ	$q_{845}^{(2)} + q_{777}^{(2)}$ $10^{-18}$ см <sup>2</sup>	$q_{845}^{(3)}$ $10^{-18}$ см <sup>2</sup>	$q_{845}^{(1)}$ $10^{-20}$ см <sup>2</sup> /эВ	$q_{777}^{(1)}$ $10^{-20}$ см <sup>2</sup> /эВ
Данная работа	1.0;	0.8	1.3	2.1	0.8;	3.1	7
Эксперимент	$\epsilon_m = 17$ эВ 120 [7]; $\leq 45$ [4]; $\epsilon_m = 17$ эВ		27 11	2.1	$\epsilon_m = 83$ эВ 2.0 [2]; $\epsilon_m = 83$ эВ		
Расчет	$\approx 1.5$ [4]; $\epsilon = 70$ эВ	$\approx 0.5$ $\approx 0.5$ эВ [7] $\approx 0.4$ $\approx 0.5$ эВ [7] $\approx 0.2$ $\approx 0.5$ эВ [7]		15 [7] $\epsilon_m = 20$ эВ			

[1] E. J. Stone, E. C. Zipf, Phys. Rev., 44, 600, 1937.

[2] G. M. Lawrence, Phys. Rev., 42, 367, 1939.

[3] A. D. Stauffer, M. R. C. McDowell, Proc. Phys. Soc., 89, 282, 1966.

- [4] S. P. Rountree, R. J. W. Henry. Phys. Rev., A6, 2106, 1972.
- [5] Л. С. Полак, Д. И. Словецкий, А. С. Соколов. V Всесоюзн. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Тез. докл., Ужгород, 186, 1972.
- [6] I. C. Percival. Proc. Phys. Soc. (L.), 70, 241, 1957.
- [7] I. C. Percival, M. J. Seaton. Airglow and Aurorae. L., N. Y., 1956.
- [8] P. A. Kazaks, P. C. Ganas, A. E. S. Green. Phys. Rev., A6, 2169, 1972.
- [9] Н. П. Пенкин, О. Д. Цыгир. Вестн. ЛГУ, в. 16, 1973 г.
- [10] В. Беннет. Газовые лазеры. Изд. «Мир», М., 1964.
- [11] А. Н. Тунецкий, Е. М. Черкасов. Опт. и спектр., 23, 287, 1967; 26, 630, 1968.
- [12] С. Э. Фриш. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы», 7. Изд. «Наука», Л., 1970.
- [13] С. Э. Фриш. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы», 244. Изд. «Наука», Л., 1970.

Поступило в Редакцию 12 марта 1973 г.

---