

Таблица 2

## Измеренные и рассчитанные доплеровские уширения спектральных линий таллия

$\lambda$ , нм	Переход	$\Delta E$ , эВ	$N_0$ (Т1), $\text{см}^{-3}$	Измеренное доплеровское уширение при сенсibilизированной флуоресценции, $\text{см}^{-1}$	Рассчитанное доплеровское уширение при температуре ячейки, $\text{см}^{-1}$	Измеренное доплеровское уширение в резонансной флуоресценции, $\text{см}^{-1}$
323.0	$8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.083	$1.2 \cdot 10^{13}$	0.056	0.048	0.048
351.9	$6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.398	$1.0 \cdot 10^{11}$	0.086	0.045	—
352.9	$6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+0.408	$2.8 \cdot 10^{11}$	0.046	0.044	0.044
535.0	$7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	+1.603	$2.0 \cdot 10^{11}$	0.029	0.029	0.029
655.0	$8^2P_{3/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$	-0.289	$5.0 \cdot 10^{13}$	0.015	0.025	—
671.4	$8^2P_{1/2} \rightarrow 7^2S_{1/2}$	-0.242	$5.0 \cdot 10^{13}$	0.018	0.024	—

быть описано максвелловским распределением [6]. Отрицательный дефект энергии при возбуждении уровней  $8^2P_{3/2}$  и  $8^2P_{1/2}$  дает доплеровскую ширину линий, значительно меньшую рассчитанной при температуре ячейки флуоресценции. Уровень таллия  $6^2D_{3/2}$  также заселяется в соударениях с оптически возбужденной ртутью, только дополнительное доплеровское уширение для линии 352.9 нм ( $6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ ) не наблюдается из-за сильного пленения излучения линии 276.8 нм ( $6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ ).

Совпадающие доплеровские уширения для линии 535.0 нм ( $7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ ) в резонансной и сенсibilизированной флуоресценции соответствуют тому, что уровень таллия  $7^2S_{1/2}$  заселяется каскадными переходами с более высоких уровней таллия, как это и показано в работе [7].

## Литература

- [1] Э. К. Краулия, А. П. Убелис, С. Я. Лица, Ю. А. Силиньш, Я. В. Ериньш, Я. П. Клявиньш. Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов, сб. 3, 113, Латв. ГУ им. П. Стучки, Рига, 1971.
- [2] Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Вестн. ЛГУ, 4, 9, 1956.
- [3] С. Я. Лица, Э. К. Краулия. Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов, сб. 1, 37, Латв. ГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
- [4] Р. В. Орлов, У. В. Янсон, Я. Т. Вейналд. ПТЭ, 2, 241, 1975.
- [5] F. T. Davies, J. M. Vaughan. Astroph. J., 137, 1302, 1963.
- [6] В. А. Дудкин. Опт. и спектр., 25, 185, 1968.
- [7] А. Э. Лездинь. Автореф. канд. дисс., Рига, 1975.

Поступило в Редакцию 21 июля 1975 г.

УДК 539.196.3+535.34

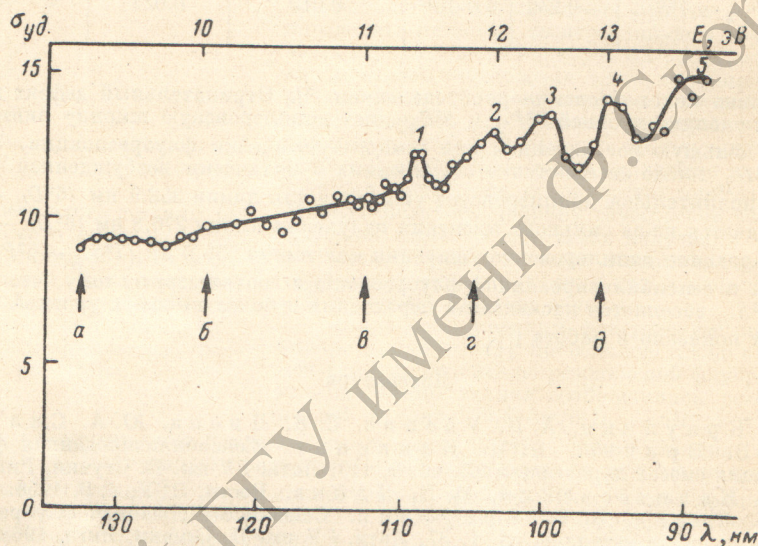
## СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ УДАРНОЙ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ИОДА

Р. В. Манвелян, В. К. Потапов, А. А. Перов и С. Е. Куприянов

В литературе практически отсутствуют сведения о процессах ударной диссоциации ускоренных ионов, образованных при взаимодействии монохроматических фотонов с молекулами. Сечение диссоциации  $\sigma_{уд}$  при столкновении ионов с тяжелыми частицами, как следует из работ по электронному удару [1], зависит от возбуждения исходных ионов, приобретаемого в процессах прямой ионизации или автоионизации. Представляло интерес на примере иода, как двухатомной молекулы, установить связь между энергией возбуждения молекулярного иона и сечением его ударной диссоциации  $\sigma_{уд}$ . Применение фотоионизационной масс-спектрометрии по сравнению с методом электронного удара позволяет точно задавать электронно-колебательное состояние первичных ионов при варьировании энергии фотонов.

Исследования проводили на химическом масс-спектрометре МХ 1311 [2], который был приспособлен для изучения процессов столкновения ускоренных ионов с атомами и молекулами в области между источником ионов и магнитным анализатором.

На рисунке приведена спектральная зависимость сечения процесса  $J_{\frac{3}{2}}^{+} \xrightarrow{Ag} J^{+} + J$  в интервале от 9.35 до 14 эВ. В исследуемой области энергий, как следует из данных по ФЭС [3], молекулярный ион образуется в основном  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$  и возбужденных состояниях  ${}^2\Pi_{g^{1/2}}$ ,  ${}^2\Pi_{u^{3/2}}$ ,  ${}^2\Pi_{u^{1/2}}$ ,  ${}^2\Sigma_{g}^{+}$ . Следует отметить, что между состояниями  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$  и  ${}^2\Pi_{g^{1/2}}$  запрещены электрические дипольные переходы из-за одинаковой четности, из  ${}^2\Pi_{u^{3/2}}$  и  ${}^2\Pi_{u^{1/2}}$  возможны дипольные излучательные переходы в нижние два, а  ${}^2\Sigma_{g}^{+}$  может дезактивироваться каскадными излучательными процессами [4]. Видно, что сечение  $\sigma_{уд.}$  постоянно примерно до 10 эВ, а затем наблюдается монотонный рост главным образом при  $h\nu > 11$  эВ, на который накладывается пикообразная структура, причем максимумы на кривой зависимости  $\sigma_{уд.}(\lambda)$  соответствуют пикам автоионизационных состояний [3]. Автоионизационные состояния молекул иода, как и в случае прямой ионизации, по данным фотоэлектронных спектров, приводят к заселению выше упомянутых ионных состояний с образованием медленных [5] или быстрых электронов в зависимости от положения автоионизационного уровня по отношению к низлежащим ионным уровням. Характер поведения  $\sigma_{уд.}$  в области энергий до 10 эВ свидетельствует о том,



Зависимость сечения ударной диссоциации  $\sigma_{уд.}$  от энергии ионизирующих фотонов.

Стрелками отмечено положение вертикальных потенциалов ионизации молекулы иода: а —  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$  (9.35 эВ), б —  ${}^2\Pi_{g^{1/2}}$  (9.98 эВ), в —  ${}^2\Pi_{u^{3/2}}$  (11.1 эВ), г —  ${}^2\Pi_{u^{1/2}}$  (11.95 эВ), д —  ${}^2\Sigma_{g}^{+}$  (12.9 эВ).

что процессы прямой фотоионизации и автоионизации в  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$  не приводят к заметному изменению колебательного возбуждения, причем возбуждение это мало, так как адиабатический и вертикальный потенциалы ионизации совпадают (9.35). При изменении энергии фотонов от 10 до 11 эВ рост сечения происходит, по-видимому, за счет диссоциации ионов  $J_{\frac{3}{2}}^{+}$  в электронно-возбужденном состоянии  ${}^2\Pi_{g^{1/2}}$ , при этом, однако, не исключается участие в реакции ударной диссоциации некоторого количества колебательно-возбужденных ионов в состоянии  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$ , образованных при автоионизации.

Дальнейшее увеличение  $\sigma_{уд.}$  и наличие максимумов в области энергий фотонов выше 11 эВ связано с заселением верхних колебательных уровней  ${}^2\Pi_g$  состояний благодаря автоионизационным процессам и возможным последующим превращениям, протекающим в молекулярных ионах после ионизации. По данным работ [3, 6], при длинах волн, соответствующих положению 1, 2 и 4 пиков  $\sigma_{уд.}$ , наблюдаются максимумы заселения основного ионного состояния  ${}^2\Pi_{g^{3/2}}$  и  ${}^2\Pi_{g^{1/2}}$ . Такое совпадение говорит о том, что процессы автоионизации, приводящие к появлению указанных максимумов, сообщают иону значительное колебательное возбуждение. Третий максимум, расположенный при  $\lambda \approx 100$  нм, совпадает с положением максимума на кривой парциального сечения заселения  ${}^2\Pi_u$  (к сожалению, не разделены компоненты  ${}^2\Pi_{u^{3/2}}$  и  ${}^2\Pi_{u^{1/2}}$ ). Состояние это дезактивируется излучательными переходами на высокие колебательные уровни  ${}^2\Pi_g$ , что и приводит к росту сечения  $\sigma_{уд.}$ . Последний максимум  $\sigma_{уд.}$  при 90 нм соответствует максимальной заселенности состояния  ${}^2\Sigma_{g}^{+}$ , с которого происходят каскадные переходы в  ${}^2\Pi_g$ . Тот факт, что относительно небольшой вклад этого состояния в сечение фотоионизации приводит в конечном счете к повышению  $\sigma_{уд.}$ , свидетельствует об особенно значительной роли его в сообщении колебательного воз-

буждения иону при каскадных излучательных переходах в состояние  ${}^2P_g$ . Это согласуется с предположением [3], что для состояний  ${}^2P_u$  и  ${}^2\Sigma_g^+$  адиабатические потенциалы значительно меньше вертикальных, т. е. они сдвинуты относительно основного состояния иона  ${}^2P_{g/2}$  и молекулярного  $X^1\Sigma_g^+$ .

Как следует из полученных данных, спектральная зависимость сечения ударной диссоциации может служить источником новой дополнительной информации о процессах, протекающих с момента ионизации за время  $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  с, и о состояниях ионов к моменту столкновения. Такого рода информация важна для многих вопросов радиационной химии и недоступна в большинстве случаев для других методов.

### Литература

- [1] А. А. Перов, С. Е. Куприянов, Р. В. Манвелян. Успехи химии, 44, 1169, 1975.
- [2] М. Е. Акопян, Ф. И. Вилесов, М. С. Комаров, В. А. Павленко, В. К. Потапов, А. М. Шерешевский. Хим. высок. энерг., 3, 483, 1969.
- [3] I. N. Karver, I. L. Gardner, J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 12, 207, 1972.
- [4] Г. Герцберг. Спектры и строение простых свободных радикалов. Изд. «Мир», М., 1974.
- [5] В. К. Потапов, Г. В. Карачевцев, М. М. Липей. Хим. высок. энерг., 1976.
- [6] Ф. И. Вилесов, В. И. Клейменов, Ю. В. Чижов. Усп. фотон., сб. 2, 3. Изд. ЛГУ, 1971.

Поступило в Редакцию 23 июля 1975 г.

УДК 539.184.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ИНДИЯ, СТРОНЦИЯ И БАРИЯ

Н. М. Эрдеви и Л. Л. Шимон

В настоящей работе методом задержанных совпадений в пересекающихся атомном и электронном пучках определены времена жизни  $\tau$  некоторых возбужденных состояний In I, Sr I и Ba I.

Атомный пучок формировался с помощью канала эффузионного источника атомов и системы холодных диафрагм. Давление паров в эффузионной камере составляло около  $10^{-2}$  тор, а давление остаточных газов в камере не превышало  $2 \cdot 10^{-6}$  тор. Атомы возбуждались импульсами электронного тока длительностью 30 нс при срезе импульса не хуже 1 нс, частоте следования импульсов 2 МГц и плотности тока в импульсе  $5 \div 25$  мА/см<sup>2</sup> в интервале энергий электронов от 16 до 100 эВ. Излучение регистрировалось фотоэлектронными умножителями ФЭУ-79 и ФЭУ-106, работающими в режиме счета отдельных фотоэлектронов. Разрешающее время схемы совпадений составляло 1 нс. Измерения проводились в условиях однократности столкновений электронов с атомами.

Переход	$\lambda$ , Å	$\tau$ , нс	
		результаты измерений	данные других авторов
In I			
$5^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$	4102	$7.2 \pm 0.5$	$7.0 \pm 0.3$ [4], $7.5 \pm 0.7$ [5]
$5^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$	4511	$7.2 \pm 0.5$	$7.5 \pm 0.3$ [6], $7.5 \pm 0.7$ [5]
$5^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$	3039	$6.9 \pm 0.5$	$6.3 \pm 0.5$ [7], $7.9 \pm 0.5$ [8]
$5^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$	3258	$6.9 \pm 0.5$	
$5^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$	3256	$7.8 \pm 0.5$	
$5^2P_{1/2} - 5^4P_{1/2}$	2856	$2.7 \pm 0.3$	$7.6 \pm 0.5$ [5], $7.9 \pm 0.5$ [8]
$5^2P_{1/2} - 5^4P_{3/2}$	2775	$2.9 \pm 0.3$	
$5^2P_{3/2} - 5^4P_{3/2}$	2957	$2.9 \pm 0.3$	
$5^2P_{3/2} - 5^4P_{5/2}$	2837	$3.6 \pm 0.3$	
Sr I			
$5^1S_0 - 5^1P_1$	4607	$5.4 \pm 0.5$	$5.29 \pm 0.1$ [7], $4.97 \pm 0.15$ [8]
$5^1P_1 - 5^3P^1D_2$	6550	$25 \pm 3$	
Ba I			
$6^1S_0 - 6^1P_1$	5535	$8.45 \pm 0.6$	$8.2 \pm 0.2$ [9], $8.37 \pm 0.14$ [10]