

Фильтры Вандер Люгта характеризуются как величиной выходного сигнала S , так и отношением сигнала к шуму S/N . За шум в данной работе принимался световой фон, возникающий в окрестности сигнала автокорреляции. Сигнальное или фоновое излучение после прохождения диафрагмы диаметром 0,23 мм регистрировалось с помощью второго фотоумножителя ФЭУ-38 и микроамперметра М-95.

На рис. 1, 2 представлены результаты экспериментального определения зависимости S и S/N от экспозиции.

Согласно рис. 1, сигнал, получаемый при использовании отбеленных фильтров (кривая 2), достигает наибольшего значения при $H=50$ эрг/см² и затем быстро падает с ростом H . Для рельефно-фазовых копий (кривая 3) сначала наблюдается рост сигнала с увеличением экспозиции (от 25 до 150 эрг/см²), а при $H > 150$ эрг/см² величина сигнала остается примерно постоянной. Такое поведение кривой 3 коррелирует с зависимостью глубины рельефа от плотности почернения амплитудного фильтра [1].

В отличие от сигнала наибольшая величина отношения сигнал/шум, как видно из рис. 2, достигается при использовании амплитудных фильтров (кривая 1). По сравнению с отбеленными фильтрами (кривая 2), которые дают самые низкие значения величины S/N , рельефно-фазовые копии (кривая 3) несколько уступают амплитудным в величине S/N при экспозициях до 75 эрг/см² и превосходят их в области $H > 75$ эрг/см². Значительно меньший уровень шума у рельефно-фазовых копий по сравнению с отбеленными объясняется отсутствием рассеивающих центров в слое копирующего вещества, а также отсутствием дополнительных искажений рельефа, возникающих в процессе отбеливания.

Таким образом, рельефно-фазовые копии амплитудных голограмм-фильтров Вандер Люгта могут быть использованы для увеличения выходного сигнала когерентной системы оптической обработки информации при сохранении отношения сигнал/шум достаточно близком к соответствующей величине у амплитудных голограмм.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Н. Бейнарович за получение высококачественных копий фильтров и К. С. Мустафину за постоянный интерес к работе и полезные всесторонние обсуждения результатов.

Литература

- [1] Л. Н. Бейнарович, Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин. Опт.-механич. промышл., 30, 345, 1971.
- [2] Дж. Гудлин. Введение в Фурье-оптику. Изд. «Мир», М., 1970.
- [3] А. Л. Микаэлян, В. Н. Бобринев, К. С. Богомолов, Л. П. Ватанова, В. К. Козлова, С. М. Малинин. Сб. «Квантовая электроника», № 6, 116, 1971.

Поступило в Редакцию 4 мая 1973 г.

УДК 539.194

БИМОЛЕКУЛЯРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ CH_3J

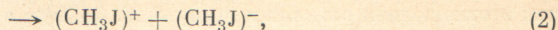
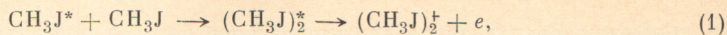
В. С. Иванов и Ф. И. Вилесов

В данной работе выполнено исследование процессов образования заряженных частиц при возбуждении свободных молекул CH_3J фотонами с энергией $8\div 9.5$ эв, т. е. в спектральной области, лежащей до порога элементарной фотоионизации иодистого метила, первый адиабатический потенциал ионизации которого равен 9.538 эв [1].

Все спектральные исследования сечений ионизации и поглощения выполнены с помощью двойного вакуумного монохроматора [2] и цилиндрической ионизационной камеры, расположенной непосредственно за выходной щелью прибора. Кроме спектральной зависимости сечения фотоионизации, были исследованы также зависимости ионного тока от давления исследуемого газа в диапазоне $10^{-3}\div 10^{-1}$ тор, от температуры ($T=300, 400, 500^\circ\text{K}$) и от интенсивности ионизирующего излучения.

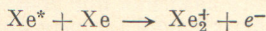
Спектральная зависимость сечения фотоионизации иодистого метила в области $1533\div 1350$ Å приведена на рисунке. Сечение нормировано к единице в точке $\lambda=1295$ Å. На том же рисунке приведен спектр поглощения CH_3J . Обе кривые измерены при разрешении 5 Å.

Для всех полос (см. рисунок) в области линейного поглощения наблюдается квадратичная зависимость ионного тока от давления CH_3J и линейная зависимость от интенсивности падающего света, что говорит о бимолекулярном характере наблюдаемого процесса ионизации. Образование заряженных частиц в исследованной области спектра может осуществляться в следующих бимолекулярных процессах:



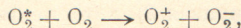
здесь звездочка обозначает электронно-возбужденное состояние.

Процессы образования димерных ионов (1) ранее наблюдались в атомарных газах и парах. Так, например, при фотоионизации ксенона [3] был обнаружен процесс

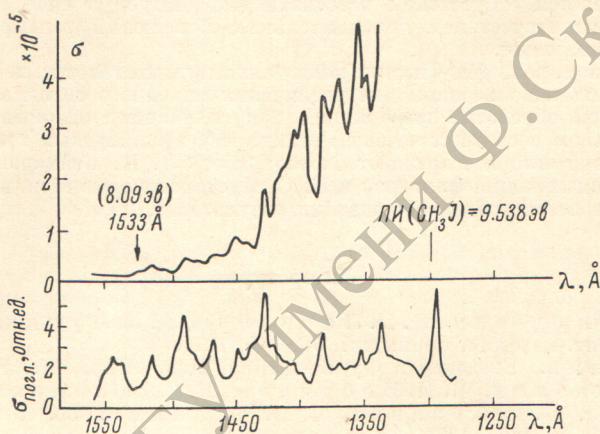


и по порогу появления ионного тока была оценена энергия связи в ионе Xe_2^{\ddagger} , которая оказалась $D(\text{Xe}_2^{\ddagger}) \geq 0.967$ эв.

Самсон и Кейрис при исследовании фотоионизации молекулярного кислорода [4] наблюдали процесс



однако Гийон и Берковитц [5] высказали сомнения по поводу интерпретации результатов этой работы.

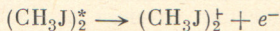


Сечения фотоионизации и поглощения CH_3J . Сечение фотоионизации нормировано к единице в точке $\lambda = 1295 \text{ \AA}$.

$$P = 5 \cdot 10^{-2} \text{ тор}, T = 500^\circ \text{ К.}$$

О наблюдении процессов типа (3) в области энергий, меньших порога элементарной фотоионизации, до настоящего времени в известной нам литературе не сообщалось.

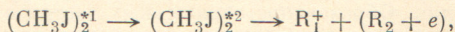
Температурные зависимости ионного тока показали, что с ростом температуры сечение ионизации растет в соответствии с законом Больцмана $\sigma \sim \exp(-\Delta E/kT)$, причём величина ΔE , определенная по наклону прямых $\ln \sigma(1/T)$, с точностью не хуже 20% оказалась одинаковой для всех пиков кривой рисунка и равной 0.3 эв. Такое поведение заставляет предположить существование энергии активации процесса, ответственного за образование заряженных частиц в исследованной области спектра. В том случае, если наблюдаемый ток обусловлен процессом (1), разность первого адиабатического потенциала ионизации CH_3J и потенциала появления ионного тока, равная 1.45 эв, представляет оценку снизу для энергии диссоциации комплекса $(\text{CH}_3\text{J})_2^{\ddagger}$ с образованием CH_3J^+ и CH_3J . Энергия активации в этом случае будет относиться к процессу образования промежуточного комплекса $(\text{CH}_3\text{J})_2^*$, поскольку процесс



по сути дела представляет собой автоионизацию этого комплекса и, по-видимому, слабо зависит от температуры.

К сожалению, отсутствие данных о сродстве к электрону для молекулы CH_3J не позволяет оценить пороговую энергию процесса (2). Тем не менее представляется маловероятным, что $E_A(\text{CH}_3\text{J})$ имеет величину 1.45 эв.

И, наконец, если заряженные частицы образуются в процессе (3), энергия активации может относиться как к первой, так и ко второй стадии процесса. В последнем случае для объяснения постоянства энергии активации в различных участках спектра необходимо предположить, что промежуточный комплекс всегда образуется в одном и том же электронно-колебательном состоянии, либо, что более вероятно, предположить многостадийность процесса (3), т. е.



и считать, что процесс развала комплекса всегда идет из одного и того же состояния. В качестве примера распада возбужденного комплекса с перегруппировкой атомов по схеме (3) можно привести процесс



Расчет энергетического баланса этого процесса с привлечением термохимических данных [6] показывает, что для его осуществления требуется энергия 7.3 эв. Эта величина на 0.8 эв меньше наблюдаемого порога появления ионного тока.

Для более строгой интерпретации механизма описанной выше бимолекулярной ионизации необходимо определить состав образующихся продуктов. Такие данные могут быть получены в результате масс-спектрометрического анализа первичных заряженных частиц.

Литература

- [1] Г. Герцберг. Электронные спектры и строение многоатомных молекул. 634, М., 1969.
- [2] Ф. И. Вилесов, В. С. Иванов, С. Н. Лопатин. Вест. ЛГУ, физ.-мат., 1973.
- [3] R. E. Huffman, D. H. Katayama. J. Chem. Phys., 45, 138, 1966.
- [4] J. A. R. Samson, R. B. Cairns. J. Opt. Soc. Am., 56, 769, 1966.
- [5] P. M. Guon, J. Berkowitz. J. Chem. Phys., 54, 1814, 1971.
- [6] В. П. Глушко. Термические константы веществ, вып. I. Изд. АН СССР, М., 1965; вып. IV, часть 1, М., 1970.

Поступило в Редакцию 10 мая 1973 г.

УДК 535.39 : 539.238

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СВЕРХТОНКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ

А. И. Усоскин и И. Н. Шкляревский

Пленки, толщины которых много меньше длины волны света λ , не всегда могут рассматриваться как однослойные покрытия. Часто, например при контакте с воздухом, на открытой поверхности пленки возникает слой окисла либо другого соединения. Могут также образовываться и чистые покрытия, свойства которых вблизи подложки и вдали от нее различны в результате сложной кинетики роста таких пленок [1]. К подобным неоднородным системам скорее применима модель двухслойного, чем однослойного покрытия. В настоящей работе выведены приближенные формулы для коэффициентов отражения, пропускания и скачка фазы для сверхтонких двухслойных покрытий. Аналогичные приближения в случае однослойных поглощающих покрытий [2-5] широко используются для расчетов. Рассматривается система двух поглощающих пленок с показателями преломления, показателями поглощения и толщинами n_1, k_1, t_1 и n_2, k_2, t_2 , граничащих с полубесконечными диэлектрическими средами с показателями преломления n_0 и n_3 соответственно. Пусть $t_1 + t_2 \ll \lambda$. Тогда, используя рекуррентный метод [6] и разлагая входящие в формулы Эйри экспоненты в ряд по степеням $\gamma = 4\pi t/\lambda$, приходим к следующим выражениям для коэффициентов отражения R_{03} , пропускания T_{03} и скачка фазы δ_{03} при нормальном падении света со стороны среды с n_0

$$R_{03} = \frac{(n_3 - n_0)^2 + 2(n_3 - n_0)(\gamma_1 n_1 k_1 + \gamma_2 n_2 k_2) + \frac{\gamma_1^2}{4} B_1 + \frac{\gamma_2^2}{4} B_2 + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{2} B_3}{(n_3 + n_0)^2 + 2(n_3 + n_0)(\gamma_1 n_1 k_1 + \gamma_2 n_2 k_2) + \frac{\gamma_1^2}{4} B_1 + \frac{\gamma_2^2}{4} B_2 + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{2} B_3}, \quad (1)$$

$$T_{03} = \frac{4n_0 n_3}{(n_3 + n_0)^2 + 2(n_3 + n_0)(\gamma_1 n_1 k_1 + \gamma_2 n_2 k_2) + \frac{\gamma_1^2}{4} B_1 + \frac{\gamma_2^2}{4} B_2 + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{2} B_3}, \quad (2)$$

$$\text{tg } \delta_{03} = \frac{-n_0(n_1^2 - k_1^2 - n_3^2)\gamma_1 - n_0(n_2^2 - k_2^2 - n_3^2)\gamma_2 + n_0 n_3(n_1 k_1 \gamma_1^2 + n_2 k_2 \gamma_2^2 + 2n_2 k_2 \gamma_1 \gamma_2)}{n_0^2 - n_3^2 - 2n_3(\gamma_1 n_1 k_1 + \gamma_2 n_2 k_2)}, \quad (3)$$

где

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= (n_1^2 + k_1^2)^2 - (n_0^2 + n_3^2)(n_1^2 - k_1^2) + n_0^2 n_3^2, \\ B_2 &= (n_2^2 + k_2^2)^2 - (n_0^2 + n_3^2)(n_2^2 - k_2^2) + n_0^2 n_3^2, \\ B_3 &= (n_1^2 - k_1^2)(n_2^2 - k_2^2) + 4n_1 k_1 n_2 k_2 - n_3^2(n_1^2 - k_1^2) - n_0^2(n_2^2 - k_2^2) + n_0^2 n_3^2. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$