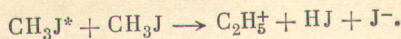


и считать, что процесс развала комплекса всегда идет из одного и того же состояния. В качестве примера распада возбужденного комплекса с перегруппировкой атомов по схеме (3) можно привести процесс



Расчет энергетического баланса этого процесса с привлечением термодимических 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. Guyon, 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. Уоскин и И. Н. Шкляревский

Пленки, толщины которых много меньше длины волны света  $\lambda$ , 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  $\delta_{03}$  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

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

Формулы (1)–(3) получены с точностью до членов, содержащих  $\gamma_1^2$ ,  $\gamma_2^2$  и  $\gamma_1\gamma_2$ , и являются результатом приближения соответствующих точных выражений в целом, а не отдельно их числителей и знаменателей, как в [2–5].

Для коэффициента отражения  $R_{30}$  и скачка фазы  $\delta_{30}$  формулы можно получить из (1) и (3), поменяв местами индексы 0 и 3, а также 1 и 2. Естественно, что  $T_{30} = T_{03} = T$ . Из формул (1)–(3) следует, что при  $t_1 = 0$  или  $t_2 = 0$ , как и при  $n_1 - ik_1 = n_0$  или  $n_2 - ik_2 = n_3$ , а также при  $n_1 = n_2$  и  $k_1 = k_2$  они переходят в соответствующие выражения для однослойника [2–5]. Примечательным является факт, что (1) и (2) чувствительны к перестановке слоев местами лишь при  $n_0 \neq n_3$ . При  $n_0 = n_3$  такая перестановка сказывается только на скачке фазы.

Анализируя полученные выражения для коэффициентов отражения и пропускания, нетрудно убедиться, что для двухслойной системы в данном приближении справедливо тождество Вольтера:  $n_3 A_{03} = n_0 A_{30}$ , где  $A_{03} = 1 - R_{03} - T$ , а  $A_{30} = 1 - R_{30} - T$ .

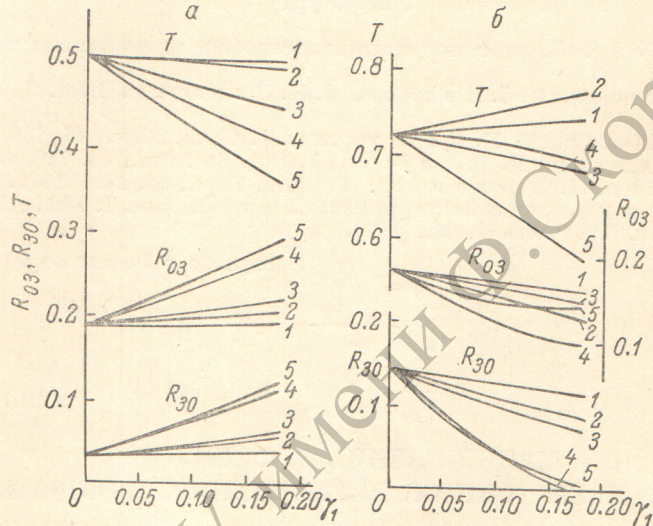


Рис. 1. Зависимость  $R_{03}$ ,  $R_{30}$  и  $T$  от  $\gamma_1$  при  $\gamma_2 = 0.2$ .

а —  $n_2 = 3.0$ ,  $k_2 = 1.5$ ; б —  $n_2 = 0.3$ ,  $k_2 = 3.0$ . Кривые 1–5 соответствуют  $n_1 = 1.5$ ,  $k_1 = 0$ ;  $n_1 = 2.0$ ,  $k_1 = 0$ ;  $n_1 = 2.0$ ,  $k_1 = 0.5$ ;  $n_1 = 3.0$ ,  $k_1 = 0.5$ ;  $n_1 = 3.0$ ,  $k_1 = 1.0$ .

Таким образом, выполнение тождества Вольтера для сверхтонких покрытий не может служить критерием их однородности.

Из приближенных формул для  $R_{03}$ ,  $R_{30}$  и  $T$  легко получить следующие соотношения:

$$\gamma_1 n_1 k_1 + \gamma_2 n_2 k_2 = n_3 \frac{A_{03}}{T} = n_0 \frac{A_{30}}{T}, \quad (5)$$

$$n_1^2 - k_1^2 = \frac{n_0^2 + n_3^2}{2} - (n_2^2 - k_2^2 - n_3^2) \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \pm$$

$$\pm \frac{1}{\gamma_1} \sqrt{8n_0 n_3 \frac{R_{03} + R_{30}}{T} - \left(2n_3 \frac{A_{03}}{T}\right)^2 - 4(n_0 - n_3)^2 + \frac{\gamma_1^2}{4}(n_0^2 - n_3^2)^2 + \dots} \quad (6)$$

$$n_2^2 - k_2^2 = \frac{n_0^2 + n_3^2}{2} - (n_1^2 - k_1^2 - n_0^2) \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \pm$$

$$\pm \frac{1}{\gamma_2} \sqrt{8n_0 n_3 \frac{R_{03} + R_{30}}{T} - \left(2n_3 \frac{A_{03}}{T}\right)^2 - 4(n_0 - n_3)^2 + \frac{\gamma_2^2}{4}(n_0^2 - n_3^2)^2 + \dots} \quad (7)$$

Формулы (5) и (6) могут использоваться как система уравнений для нахождения оптических постоянных верхней пленки  $n_1$  и  $k_1$  из фотометрических измерений при условии, что известны  $n_2$ ,  $k_2$  и  $t_2$  для нижней пленки, а также  $t_1$ , которая может быть найдена из измерений общей толщины двухслойника. Формулы (5) и (7), наоборот, позволяют найти оптические постоянные нижней пленки при условии, что известны оптические постоянные верхней пленки и толщины  $t_1$  и  $t_2$ . Так же как и для однослой-

ного покрытия [5], в этих случаях возникает два решения, связанные с двумя знаками перед корнем в (6) и (7). Эта неоднозначность может быть устранена, если использовать дополнительные измерения фазового скачка и сравнить их со значениями, рассчитанными по формуле (3). Для искомой пары оптических постоянных эти значения совпадут. Выражение (5) может быть использовано для нахождения толщин  $t_1$  и  $t_2$ . Для этого достаточно знать  $n_1 k_1$  и  $n_2 k_2$  и общую толщину двухслойника. Естественно, приведенные формулы могут быть использованы только в том случае, когда экспериментально найденные величины  $R_{03}$ ,  $R_{30}$  и  $T$  удовлетворяют тождеству Вольтера.

Изменение коэффициентов отражения и пропускания при росте инородного слоя на открытой поверхности пленки, лежащей на стекле ( $n_0=1.0$ ,  $n_3=1.5$ ), представлено

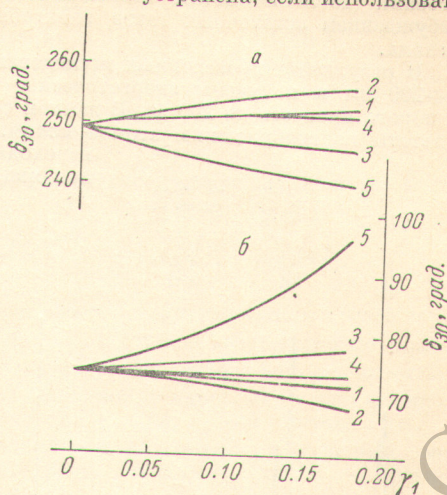


Рис. 2. Зависимость  $\delta_{30}$  от  $\gamma_1$  при  $\gamma_2=0.2$ . Обозначения те же, что и на рис. 1.

на рис. 1 для различных вариантов значений  $n_1$ ,  $k_1$  и  $n_2$ ,  $k_2$ . Из рис. 1 видно, что эти изменения могут не только различаться по величине, но и быть разных знаков. Аналогичные зависимости  $\delta_{30}(\gamma_1)$  приведены на рис. 2.

### Литература

- [1] Е. Идчак, Р. Г. Яровая, И. Н. Шкляревский, А. Г. Гимаев. *Опт. и спектр.*, 34, 323, 1973.
- [2] И. Н. Шкляревский, О. И. Шкляревский, А. И. Усоскин. *Опт. и спектр.*, 29, 1144, 1970.
- [3] H. Wolter. *Zs. Physik*, 105, 269, 1937.
- [4] H. Schorrrer. *Zs. Physik*, 130, 565, 1951.
- [5] И. Н. Шкляревский, О. И. Шкляревский. *Опт. и спектр.*, 27, 654, 1969.
- [6] И. В. Гребенщиков, А. Г. Власов, Б. С. Непорент, Н. В. Суяковская. *Просветление оптики*. Гостехиздат, 1946.

Поступило в Редакцию 21 мая 1973 г.

УДК 539.186.2

## ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ К II ПРИ ЭЛЕКТРОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В. С. Вукстич, И. С. Алексахин и И. П. Запесочный

В нашей лаборатории начаты систематические исследования электронно-атомных столкновений, в результате которых возбуждаются атомы щелочных металлов в ионные состояния.

Для этой цели создана экспериментальная установка с пересекающимися пучками. Она состоит из источника электронов, источника атомов, вакуумного монохроматора и системы регистрации ВУФ-излучения.

Пучок нейтральных атомов создавался методом «печи». Геометрия пучка в области пересечения с электронами была равна  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>, концентрация атомов  $\sim 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup>. Ленточный пучок электронов ( $1 \times 8$  мм<sup>2</sup>) формировался трехэлектродной системой. Плотность тока в пучке составляла  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  а/см<sup>2</sup> при однородности электронов по энергии  $\sim 2$  эв.

Вакуумный монохроматор построен по схеме Сейя—Намиока ( $R=0.5$  м, 1200 штр./мм,  $d\lambda/dl=16 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) и позволяет изучать спектры испускания в области 50–320 нм. Входная щель монохроматора высотой 10 мм располагалась в непосредственной близости от области пересечения пучков так, что пучок атомов двигался вдоль нее. ВУФ-излучение детектировалось при помощи вторичноэлектронных умножителей с бериллиево-бронзовым катодом. Регистрация сигнала проводилась в режиме счета отдельных фотоэлектронов.