

- [8] И. Н. Шкляревский, П. Л. Пахомов, Т. И. Корнеева. Диспергированные металлические пленки, 201. Киев, 1972.
 [9] S. Yochida, T. Yamaguchi, A. Kinbara. J. Opt. Soc. Am., 62, 1415, 1972.
 [10] H. Wolter. Zs. Physik, 113, 547, 1939.
 [11] И. Н. Шкляревский, Т. И. Корнеева. Опт. и спектр., 24, 744, 1968.
 [12] И. Н. Шкляревский, Т. И. Корнеева, К. Н. Зозуля. Опт. и спектр., 27, 332, 1969.

Поступило в Редакцию 12 марта 1973 г.

УДК 537.531 : 535.33

СПЕКТРАЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МАССИВНОЙ МИШЕНИ

А. И. Егоров и В. П. Афонин

Большинство исследователей используют при расчетах спектральной интенсивности непрерывного рентгеновского излучения I_λ формулу Крамерса [1]. Но, как показали экспериментальные исследования [2, 3], область применения этой формулы ограничена спектральным диапазоном $\lambda_0 \div 2\lambda_0$, и результаты расчета I_λ по [1] не могут претендовать на удовлетворительное согласие с опытными данными в широком интервале длин волн λ и атомных номеров Z . Это в известной степени может быть связано с тем, что Крамерс не учитывал рассеяния электронов и поглощения рентгеновского излучения в массивной мишени. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования зависимости $I_\lambda = f(\lambda, Z)$, полученные с помощью теории Крамерса, после ее уточнения, заключающегося в учете вышеуказанных факторов. Рассматривается непрерывное излучение в спектральной области $0.3 \div 10 \text{ \AA}$, возбужденное в массивной мишени, пучком нормально падающих на ее поверхность моноэнергетических электронов с начальной энергией $E_0 = 15 \div 40 \text{ кэВ}$. Для получения правильной зависимости $I_\lambda = f(E_0)$, по-видимому, необходима корректировка результатов теоретической работы Крамерса по тонким мишеням [4], что может быть предметом самостоятельного исследования.

Спектральная интенсивность непрерывного рентгеновского излучения от массивной мишени может быть представлена в виде

$$I_\lambda = \int_0^{\rho z_\lambda} \varphi_\lambda(\rho z) \exp(-\chi_\lambda \rho z) d(\rho z), \quad (1)$$

где ρz — массовая глубина проникновения электронов в мишень; E_λ — минимальная энергия электронов, необходимая для возбуждения I_λ составляющей спектра; ρz_λ — глубина, на которой $E(\rho z) = E_\lambda$; $\chi_\lambda = \mu_\lambda / \sin \psi$; μ_λ — массовый коэффициент поглощения; ψ — угол отбора излучения; $\varphi_\lambda(\rho z)$ — функция распределения спектральной интенсивности по глубине мишени.

Современная теория рассеяния электронов с энергиями $10 \div 100 \text{ кэВ}$ в твердом теле не позволяет удовлетворительно рассчитать функцию $\varphi_\lambda(\rho z)$ с учетом энергетического распределения электронов. Поэтому в работе использована модель прохождения электронов через вещество с усреднением их траекторий и принято приближение, заменяющее угловое распределение электронов средним косинусом углов отклонения электронов от исходного направления движения. Поток электронов, проходящий через мишень, условно разбивается на два — прямой и обратный, каждый из которых характеризуется своей функцией распределения спектральной интенсивности по глубине мишени [4], уточненного закона ослабления электронов [5, 6] и результатов исследований авторов по торможению и угловому рассеянию электронов [7], можно получить для функции $\varphi_\lambda(\rho z)$ следующее выражение:

$$\varphi_\lambda(\rho z) = \frac{cn_0 Z^2 \varphi_1(\rho z)}{\lambda^2 A}, \quad (2)$$

где c — универсальный множитель пропорциональности; n_0 — число электронов, бомбардирующих поверхность массивной мишени; A — атомный вес вещества мишени;

$$\varphi_1(\rho z) = \frac{[R_1 + 2\delta_\infty/b - (R_1 - 1) \exp(-k\rho z)] \exp\left[-\left(\frac{\rho z}{\alpha E_0^n}\right)^p\right]}{\sqrt{E_0^2 - a\rho z}}; \quad (3)$$

$$R_1 = 1.28m - 0.27; \quad m = (1 + 0.13\sqrt{Z})/(1 + 0.01E_0); \quad (4)$$

$$\delta_\infty(Z) = d(1 - 0.25d + 0.75d^2); \quad d = 10^{-2}Z; \quad (5)$$

$$b = 0.25Z^{1/4}; \quad a \approx 10^6 \frac{Z}{A}; \quad k = \frac{4.6a}{E_0^2}; \quad (6)$$

$$n = 2.44 \sqrt{Z/A}; \quad p = \frac{1.51n}{\lg Z}; \quad \alpha = 3.33 \cdot 10^{-6}. \quad (7)$$

Численное значение α приведено для случая, когда E_0 выражено в кэв, а z — в см.

Подставляя (2) в (1), получим выражение для вычисления I_λ .

Анализ результатов расчета зависимости $I_\lambda = f(\lambda, Z)$, проведенного нами по (1), (2) при $E_0 = 20$ кэв, $\psi = 18^\circ$, $Z = 13, 29, 47, 79$, показывает, что уточнение формулы Крамерса дает в общем случае нелинейную зависимость I_λ от атомного номера вещества мишени. Линейная зависимость наблюдается только в узком спектральном интервале $1-1.5 \text{ \AA}$ для веществ с малыми Z и с ростом атомного номера этот интервал уменьшается. Учет рассеяния электронов влияет в основном на абсолютную величину I_λ и почти не нарушает линейной зависимости I_λ от Z , следующей из [1]. Рассеяние электронов и поглощение излучения нужно рассматривать совместно, учитывая косвенное влияние рассеяния электронов на поглощение излучения. Такое влияние имеет место, поскольку рассеяние электронов уменьшает эффективную глубину образования непрерывного спектра, а следовательно, изменяет и степень поглощения рентгеновского излучения по пути его выхода из массивной мишени.

С ростом атомного номера длина волны λ_m , соответствующая максимуму I_λ , сдвигается в коротковолновую сторону, а отношение λ_m/λ_0 уменьшается от 1.4 (Al) до 1.3 (Au), что находится в хорошем соответствии с результатами расчета λ_m/λ_0 по формуле Вентцеля [8]. Пропорциональность между интегральной интенсивностью и атомным номером соблюдается хорошо.

Расчитанные зависимости проверены экспериментально на излучении алюминиевой, медной, серебряной и золотой мишеней при $E_0 = 20$ кэв. Работа проведена на вакуумном спектрометре, конструкция которого обеспечивала падение электронного пучка на мишень под углом 90° и отбор излучения под углом 18° .

Выбраны длины волн 7 и 9 \AA . Воспроизводимость результатов измерений характеризовалась ошибкой 25 отн.%. Опытные данные приведены в таблице. За единицу принята интенсивность алюминиевой мишени.

Относительные интенсивности непрерывного рентгеновского излучения в длинноволновой области

Мишень	Расчет по (1)		Теория Крамерса		Эксперимент	
	7 \AA	9 \AA	7 \AA	9 \AA	7 \AA	9 \AA
Al	1	1	1	1	1	1
Cu	2.3	0.3	2.2	2.2	2.3	0.4
Ag	7.2	0.8	3.6	3.6	5.6	0.8
Au	10.6	1.6	6.1	6.1	7.2	1.3

Сопоставление опытных данных, представленных в таблице, с результатами расчета зависимости $I_\lambda = f(\lambda, Z)$ показывает, что расхождения между ними лежат, как правило, в пределах ошибок эксперимента. Однако так же, что и зависимость $I_\lambda = f(\lambda)$, рассчитанная по (1), хорошо совпадает с данными эксперимента [9]. Таким образом, описанный метод расчета спектральной интенсивности приводит к результатам, согласующимся с экспериментом и в длинноволновой области (3-50 \AA), где формула Крамерса неприменима.

Литература

- [1] М. А. Блогин. Физика рентгеновских лучей. М., ГИИТЛ, 1957.
- [2] H. Kulenkampff, L. Schmidt. Ann. d. Phys., 49, 694, 1943.
- [3] В. П. Афонин. Докл. АН СССР, 1957.
- [4] H. A. Kramers. Phil. Mag., 4, 518, 1917.

- [5] А. Ф. Махов. ФТТ, 2, 2161, 1960.
 [6] G. Dupouy, F. Perrier, G. Verdier, F. Arnal. Compt. rend., 528, 3655, 1964.
 [7] А. И. Егоров, В. П. Афонин. Ежегодник 1972, Сиб ГЕОХИ. Изд. «Наука», Иркутск, 1973.
 [8] G. Wentzel. Z. f. Phys., 27, 257, 1924.
 [9] S. T. Stephenson, F. D. Mason. Phys. Rev., 75, 1711, 1949.

Поступило в Редакцию 16 апреля 1973 г.

УДК 535.56

О ПРИРОДЕ ЭФФЕКТА КОТТОНА У ТЕТРАЛИНОВ

М. П. Кручек

Бензольное кольцо является одним из тех хромофоров, которые в последнее время привлекают внимание исследователей, изучающих естественную оптическую активность молекул [1, 2]. Как известно [3], бензол обнаруживает в ближней ультрафиолетовой области спектра три электронные полосы поглощения, две из которых ${}^1B_{2u} \leftarrow {}^1A_{1g}$ (2560 Å) и ${}^1B_{1u} \leftarrow {}^1A_{1g}$ (2000 Å) запрещены при симметрии D_{6h} правилами отбора и для электрического, и для магнитного дипольных переходов. Реально в бензоле эти полосы обнаруживаются как следствие электронно-колебательного взаимодействия [4, 5]. При присоединении к бензольному кольцу заместителей, понижающих его симметрию

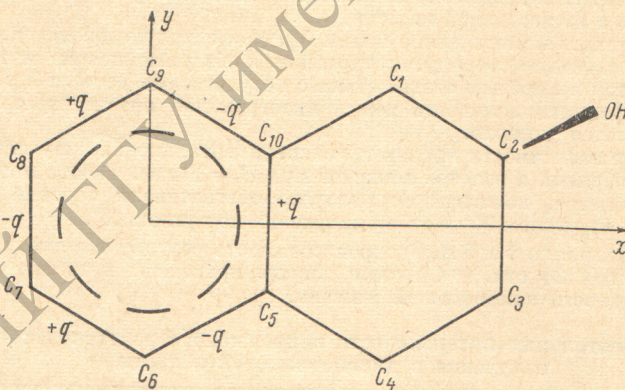


Рис. 1.

до C_{2v} , например, полосы поглощения при 2560 и 2000 Å становятся формально разрешенными, но по-прежнему слабыми, особенно самая длинноволновая. Влияние химического замещения на электронный спектр бензольного кольца рассматривалось неоднократно. Наиболее подробно это сделано Петрашкой [6]. Для весьма широкого круга соединений вклады электронно-колебательного взаимодействия и влияния заместителей в величину электрического дипольного момента перехода и силы осциллятора принимаются аддитивными. Это позволяет путем привлечения соответствующих экспериментальных данных и результатов теоретико-группового рассмотрения количественно оценить величину и с точностью до знака указать направление дипольного момента перехода, обязанного влиянию заместителей.

С точки зрения теории оптической активности молекул представляет интерес вопрос о механизме возникновения циркулярного дихроизма ${}^1B_{2u} \leftarrow {}^1A_{1g}$ и ${}^1B_{1u} \leftarrow {}^1A_{1g}$ полос поглощения. Речь идет о том, можно ли считать, что в оптически активной молекуле, содержащей бензольное кольцо, соответствующий электронный переход локализован в кольце, а необходимая для дихроизма асимметрия волновых функций возникает за счет возмущения со стороны боковых атомных групп, или дихроизм преимущественно обязан некоторой делокализации электронного перехода, т. е. тому, что бензольное кольцо и заместители образуют единый внутренне асимметричный хромофор.

Для того чтобы в какой-то степени решить этот вопрос, мы предприняли полуэмпирический расчет силы вращения ${}^1B_{2u} \leftarrow {}^1A_{1g}$ -перехода, взяв за основу модель, согласно которой он полностью локализован в бензольном кольце. В качестве объекта рассмотрения взята молекула 2-производного тетралина (рис. 1) с гидроксильной груп-