

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.186 : 546.711-128

 ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ
 СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Mn II

В. В. Мельников, Ю. М. Смирнов и Ю. Д. Шаронов

Исследовалось возбуждение электронным ударом из основного состояния атома переходов однозарядного иона марганца, лежащих в видимой и ультрафиолетовой области спектра. Измерения проводились методом пересекающихся пучков. Источником нейтральных атомов марганца служил тигель из тантала, нагреваемый электронной бомбардировкой. Модулированный электронный пучок создавался низковольтной тетродной пушкой с оксидным катодом размерами $190 \times 12 \text{ мм}^2$, на управляющую сетку которой подавались прямоугольные двуполярные импульсы.

Излучение возбужденных ионов марганца после разложения в спектр монохроматором МДР-3 регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-39А. Сигнал с ФЭУ усиливался узкополосным усилителем и детектировался синхронным детектором. Запись спектра излучения проводилась автоматически.

По полученным спектрограммам с учетом спектральной чувствительности аппаратуры определялась относительная интенсивность спектральных линий иона марганца. Переход к абсолютным значениям эффективных сечений возбуждения осуществлялся сравнением интенсивности спектральных линий Mn I и Mn II.

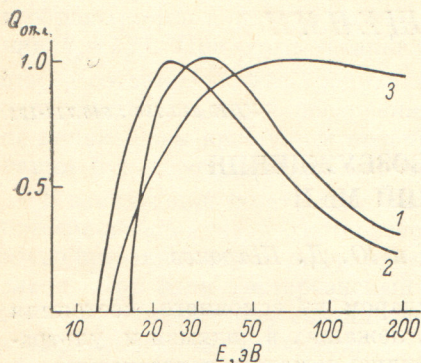
 Эффективные сечения возбуждения электронным ударом
 спектральных линий Mn II из основного состояния атома марганца

Длина волны, нм	Переход	J-J	Порог возбуждения, эВ	Положение максимума, эВ	Сечение в максимуме, $Q \times 10^{18}, \text{ см}^2$
242.741	$z^7P^0 \rightarrow e^7D$	—	17.29	36	} 25.3
242.798		—	17.28	36	
245.249		—	17.29	36	
245.253	$a^7S \rightarrow z^7P^0$	—	17.29	36	} 28.6
257.61		3-4	12.24	24	
259.373		3-3	12.20	24	
260.569	$a^5S \rightarrow z^5P^0$	3-2	12.18	24	180
293.306		2-1	12.84	65	53
293.93		2-2	12.83	65	72
294.927	$a^5D \rightarrow z^5P^0$	2-3	12.80	65	90
344.198		4-3	12.80	65	9.0
346.033		3-2	12.83	65	5.0
347.404		3-3	12.80	65	} 4.9
347.413		2-1	12.84	65	
348.291		2-2	12.83	65	} 5.7
348.868		1-1	12.84	65	
349.584		0-1	12.84	65	} 3.0
349.6		2-3	12.80	65	
349.754		1-2	12.83	65	

Результаты измерений представлены в таблице, где указаны переходы, которым соответствуют изучаемые спектральные линии, пороги их возбуждения, положение максимума функции возбуждения линии и эффективные сечения возбуждения из основного состояния атома.

Как видно из таблицы, измеренные линии Mn II лежат в области спектра 240–350 нм. Сечения возбуждения других спектральных линий иона марганца, лежащих в исследованном диапазоне спектра (200–630 нм), значительно меньше сечений указанных линий.

Все измеренные переходы сгруппированы вокруг резонансных уровней иона марганца z^7P^0 и уровней z^5P^0 . Мы наблюдаем каскадное заселение уровней z^7P^0 с уров-



Функции возбуждения спектральных линий иона марганца.

1 — переходы с уровней e^7D ; 2 — переходы с z^7P^0 ; 3 — переходы с z^5P^0 .

ней e^7D и переход с этого уровня на основной уровень Mn II — a^7S_3 , а также расселение с возбужденного z^5P^0 на метастабильные a^5S_2 и a^5D .

Так как часть спектральных линий Mn II нельзя было разрешить с помощью используемой спектральной аппаратуры, в ряде случаев в таблице приведены суммарные значения сечений нескольких линий.

Для всех измеренных спектральных линий Mn II сняты функции возбуждения в диапазоне энергий налетающих электронов 0–200 эВ, которые показаны на рисунке. Необходимо отметить, что функции возбуждения спектральных линий Mn II, идущих с общего верхнего уровня, а также с уровня, расщепленных по J , идентичны, как и функции возбуждения атомных линий марганца.

Поступило в Редакцию 28 апреля 1980 г.

УДК 535.375 : 548.0

ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПО СПЕКТРАМ КР

И. И. Кондиленко, П. А. Коротков и Г. С. Фелинский

Линейная часть тензора диэлектрической проницаемости (ДП) определяет структуру и форму линий поляритонного и фононного спектра кристалла [1], а в целом вклад полярных колебаний в линейный электрооптический эффект [2, 3] и все нормальные волны в кристалле [4]. В рамках модели независимых осцилляторов [5, 6] можно представить линейную часть тензора ДП в виде

$$\epsilon_k(\omega) = \epsilon_k^\infty + \sum_{i=1}^{N_k} \frac{S_{ik}(\omega_{ik}^T)^2}{(\omega_{ik}^T)^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{ik}}, \quad (1)$$

где S_{ik} — сила осциллятора, ω_{ik}^T — частота поперечного колебания, Γ_{ik} — константа затухания для i -го колебания с поляризацией вдоль k -й оси, ϵ_k^∞ — высокочастотная ДП, N_k — количество нормальных колебаний.

В работах [6–9] проводилось определение сил осцилляторов ДП по спектрам ИК отражения и отмечалось, что с учетом затухания для кристаллов с боль-