

ВОЗБУЖДЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ MnI, MnII ЭЛЕКТРОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

И. И. Шафрановш, Т. А. Шишова, В. И. Романюк
и И. С. Алексахин

Изучение возбуждения атомов марганца представляет интерес по двум причинам. Прежде всего это связано с успешным применением его паров в качестве активной среды в газовых лазерах [1]. С другой стороны, атом Mn является представителем практически не исследованной группы элементов с достраивающейся d -оболочкой, которая у него заполнена наполовину. Основное состояние атома имеет электронную конфигурацию с параллельными спинами всех пяти d -электронов — $3d^5 4s^2 a^6 S_{7/2}$, что характеризует сложный спектр высокой мультиплетности.

Экспериментальное исследование возбуждения марганца ограничивается двумя работами Траймера и др. [2, 3], в которых приведены величины сечений возбуждения семи нижних уровней атома при энергии 20 эВ. Энергетические зависимости сечений возбуждения в этих работах не изучались.

Нами проведены эксперименты с целью определения абсолютных величин сечений возбуждения спектральных переходов марганца и их энергетических зависимостей в диапазоне энергий электронов от порога до 150 эВ. В исследованиях применялся оптический метод с использованием техники пересекающихся атомного и электронного пучков [4]. Параметры пучков были следующими: концентрация атомов в области пересечения пучков составляла $(1 \div 3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, плотность тока электронного пучка $(2 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$, а неоднородность электронов по энергиям $\sim 1.0 \text{ эВ}$ (для 90% электронов). Марганец относится к числу трудноиспаримых элементов. Поэтому в данной работе в отличие от [4] для получения пучка атомов марганца применялся специально сконструированный источник с электронно-лучевым способом нагрева эффузионной камеры. Концентрация атомов в пучке определялась по самопоглощению резонансных переходов, которое измерялось методом одного зеркала. Абсолютные интенсивности спектральных линий находились путем их сравнения с излучением эталонных ламп (СИ8-200 в интервале длин волн 360 ÷ 700 нм, ВСФУ-3 в интервале 200 ÷ 360 нм). Относительная ошибка определения абсолютных сечений возбуждения не превышала 30% для линий в области 360 ÷ 600 нм и 40% — в области 220 ÷ 360 нм.

Исследованные спектральные переходы марганца показаны на рис. 1, а данные об их эффективных сечениях возбуждения приведены в таблице.¹ Анализ последней показывает, что наиболее эффективно возбуждаются спектральные переходы с уровней конфигураций атома $3d^5 4s 4p$, $3d^5 4s 5s$, $3d^5 4s 4d$, $3d^6 4p$ и однозарядного иона $3d^5 4p$. Переходы между уровнями, стремящимися к различным пределам, как правило, не наблюдались. К таким переходам относятся, в частности, и лазерные $3d^6 (a^5 D) 4s a^6 D_J - 3d^5 4s (a^5 S) 4p y^6 P_J$ (рис. 1). Не наблюдались и спектральные переходы между уровнями различной мультиплетности.

Анализ данных таблицы показывает, что имеется заметное различие в величинах сечений возбуждения двух резонансных мультиплетов. Более эффективно возбуждается ($Q_{\text{max}} = 200 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$) коротковолновый мультиплет ($3d^5 4s^2 a^6 S_{7/2} - 3d^5 4s (a^5 S) 4p y^6 P_J$). Вместе с этим измерения показали, что резонансные термы не в одинаковой степени заселяются каскадными переходами. Так, их вклад в заселение терма $z^6 P_J$ при энергии 30 эВ составляет $\sim 22\%$. Каскадные переходы на терм $y^6 P_J$ в эксперименте

¹ Диаграмма уровней атома и ионов марганца построена с использованием таблиц Мур [5].

не наблюдались. Учет каскадного заселения дал возможность определить абсолютные величины сечений возбуждения резонансных термов. В частности, при энергии электронов 20 эВ величины сечений возбуждения термов y^6P_J и z^6P_J равны $195 \cdot 10^{-18}$ и $39 \cdot 10^{-18}$ см² соответственно. Эти результаты в четыре (для терма y^6P_J) и в два раза (для терма z^6P_J)

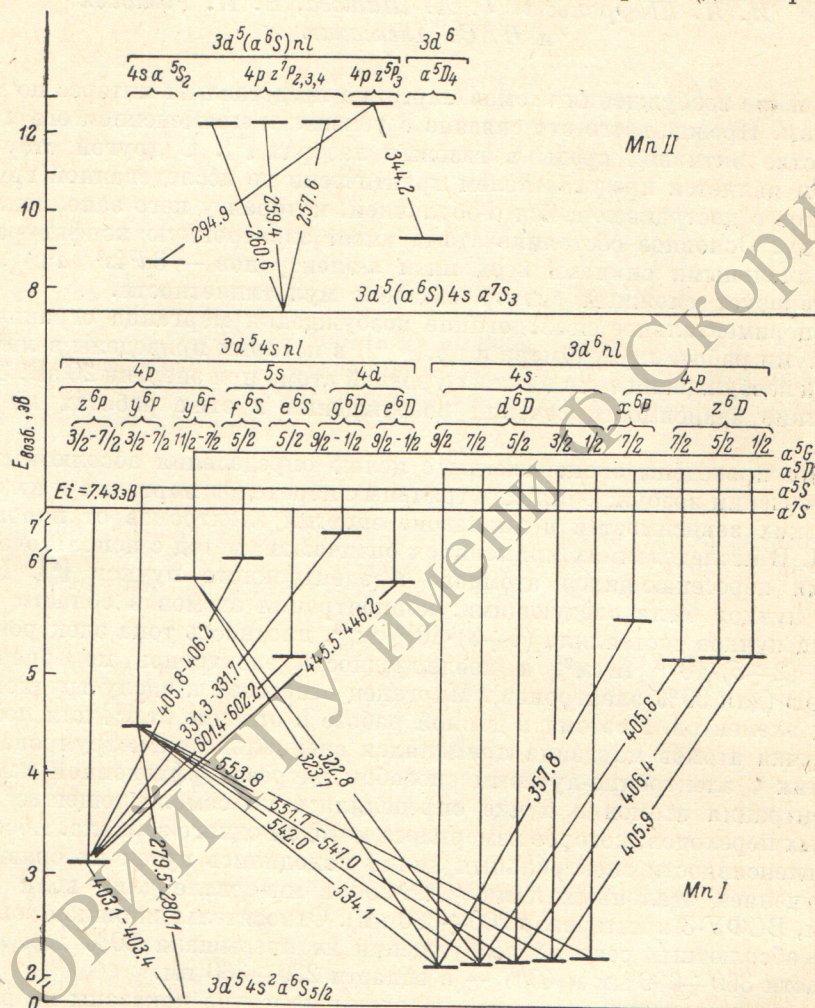


Рис. 1. Схема энергетических уровней и спектральных переходов атома и иона марганца.

превышают данные Траймера [3]. К тому же и отношение сечений возбуждения резонансных термов ($Q_{y^6P_J}/Q_{z^6P_J}$), по данным работы [3], равно 2.7, тогда как из наших результатов это отношение равно ~ 5 .

Расхождения в абсолютных величинах сечений возбуждения далеко выходят за пределы погрешностей наших измерений.² И если такие расхождения могли бы быть отнесены за счет возможных ошибок при определении концентрации атомов и интенсивностей спектральных линий (что мало вероятно), то не поддается разумному объяснению расхождение

² В работе [3] указана лишь погрешность определения относительных величин сечений возбуждения, которая равна 20%.

Эффективные сечения возбуждения спектральных переходов MnI, MnII

λ , нм	Переход	$J - J$	$E_{\text{возб.}}$, эВ	$Q_{30 \text{ эВ}}$, $\cdot 10^{18}$, см ²	$Q_{50 \text{ эВ}}$, $\cdot 10^{18}$, см ²	E_{max} , эВ	$Q_{\text{max}} \cdot 10^{18}$, см ²
Mn I							
279.5	$3d^5 4s 2a^6 S -$ $- 3d^5 4s^2 (a^5 S) 4p \ y^6 P$	5/2—7/2	4.44	170	163	12	200
279.8		5/2—5/2	4.43				
280.1		5/2—3/2	4.43				
322.8	$3d^6 (a^5 D) 4s \ a^6 D -$ $- 3d^5 4s (a^5 G) 4p \ y^6 F$	11/2—9/2	5.95	0.42	0.32		
323.1		7/2—7/2	5.97				
323.7		9/2—7/2	5.97				
331.3	$3d^5 4s (a^7 S) 4p \ z^6 P -$ $- 3d^5 4s (a^5 S) 4d \ g^6 D$	7/2, 5/2,	6.81	1.9	1.7	13	2.8
331.7		3/2—9/2,					
		7/2, 5/2,					
		3/2, 1/2					
357.8	$3d^6 (a^5 D) 4s \ a^6 D -$ $- 3d^6 (a^5 D) 4p \ x^6 P$	9/2—7/2	5.57	1.6	1.4	12	2.4
403.1	$3d^5 4s^2 \ a^6 S -$ $- 3d^5 4s (a^7 S) 4p \ z^6 P$	5/2—7/2	3.08	43	36	5	77
403.3		5/2—5/2					
403.5		5/2—3/2					
405.6	$3d^6 (a^5 D) 4s \ a^6 D -$ $- 3d^6 (a^5 D) 4p \ z^6 D$	7/2—7/2	5.20	0.84	0.81	8	1.7
405.9		3/2—1/2	5.23				
406.4		5/2—5/2	5.21				
405.8	$3d^5 4s (a^7 S) 4p \ z^6 P -$ $- 3d^5 4s (a^5 S) 5s \ f^6 S$	3/2—5/2	6.12				
405.9		5/2—5/2					
406.2		7/2—5/2					
445.5	$3d^5 4s (a^7 S) 4p \ z^6 P -$ $- 3d^5 4s (a^7 S) 4d \ e^6 D$	7/2, 5/2,	5.85	5.5	4.3	15	7.6
446.2		3/2—9/2,					
		7/2, 5/2,					
		3/2, 1/2					
601.4	$3d^5 4s (a^7 S) 4p \ z^6 P -$ $- 3d^5 4s (a^7 S) 5s \ e^6 S$	3/2—5/2	5.13	2.1	1.9		
601.7		5/2—5/2					
602.2		7/2—5/2					
Mn II							
257.6	$3d^5 (a^6 S) 4s a^7 S -$ $- 3d^5 (a^6 S) 4p \ z^7 P$	3—4	12.24	2.3	1.8		
259.4		3—3	12.20	1.9	1.7		
260.6		3—2	12.18	1.3	1.0		
294.9	$3d^5 (a^6 S) 4s \ a^5 S -$ $- 3d^5 (a^6 S) 4p \ z^5 P$	2—3	12.80	2.2	2.8		
344.2	$3d^6 \ a^5 D - 3d^5 (a^6 S) 4p \ z^5 P$	4—3	12.80	0.27	0.3		

$E_{\text{возб.}}$ — энергия возбуждения перехода; E_{max} — энергетическое положение максимума сечения возбуждения перехода; Q_{max} — величина сечения возбуждения перехода в максимуме; $Q_{30 \text{ эВ}}$, $Q_{50 \text{ эВ}}$ — величины сечений возбуждения перехода при энергии электронов 30 и 50 эВ соответственно.

в отношениях сечений возбуждения термов.³ Дело в том, что для нахождения отношений сечений возбуждения спектральных переходов в рамках нашей методики нет необходимости определять концентрации атомов и абсолютные интенсивности спектральных переходов. Изложенное выше позволяет усомниться в надежности данных работы [3].

На рис. 2 приведены функции возбуждения спектральных переходов (ФВСП) с резонансных термов. Рассмотрим их особенности. Коротковолновый переход (кривая 1) характеризуется пологой функцией возбуждения с максимумом при ~ 12 эВ. Подобное поведение сечений возбуждения, вообще говоря, характерно для возбуждения уровней, оптически связанных с основным состоянием. Функция возбуждения длинноволнового спектрального перехода (кривая 2) характеризуется одним острым припороговым и двумя последующими максимумами. Наличие последних

³ Как показали многократные измерения, погрешность определения относительных величин сечений возбуждения в наших экспериментах не превышает 15%.

легко объясняется каскадными переходами, и в первую очередь такими: $3d^5 4s (a^7 S) 4p z^6 P_j - 3d^5 4s (a^7 S) 4d e^6 D_j$. Спад сечений возбуждения переходов обоих резонансных термов при больших энергиях довольно хорошо описывается известной зависимостью $E^{-1} \ln E$, характеризующей возбуждение оптически разрешенных уровней. Из многочисленных данных из-

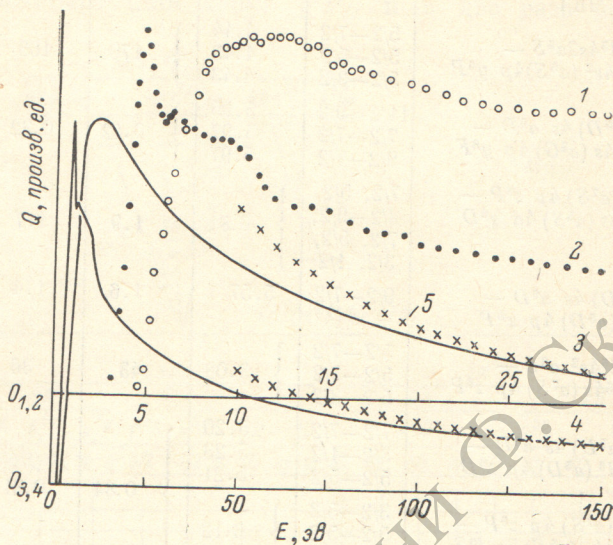


Рис. 2. Функции возбуждения резонансных спектральных линий атома марганца.

1 — $3d^5 4s^2 a^6 S_{1/2} - 3d^5 4s^2 (a^5 S) 4p y^6 P_{7/2-3/2}$ (в шкале 30 эВ) 3 — тот же переход в шкале 150 эВ, 2 — $3d^5 4s^2 a^6 S_{1/2} - 3d^5 4s (a^7 S) 4p z^6 P_{7/2-3/2}$ (в шкале 30 эВ), 4 — тот же переход в шкале 150 эВ, 5 — зависимость $E^{-1} \ln E$ (зависимость нормирована на экспериментальные кривые при энергии 150 эВ).

вестно, что максимум сечения возбуждения оптически разрешенных уровней находится при нескольких пороговых единицах энергии возбуждения. Поэтому припороговый максимум на функции возбуждения длинноволнового резонансного перехода можно отнести за счет эффективного проявления обменного взаимодействия атомного и возбуждающего электронов.

С другой стороны, отличия в поведении функций возбуждения резонансных мультиплетов у порога, возможно, являются следствием различного взаимодействия спинов внешних электронов с суммарным спином пяти d -электронов.

Авторы благодарят И. П. Запесочного за постоянный интерес к работе.

Литература

- [1] А. А. Исаев, М. А. Казарян, Г. Г. Петраш, В. М. Черезов. Квант. электрон., 3, 1802, 1976.
- [2] S. Trajmar, W. Williams. Phys. Ioniz. Gases. Proc. VIII Int. Sum. School on the Phys. of Ion Gas., 199. Yugoslavia, 1976.
- [3] W. Williams, J. C. Chesborough, S. Trajmar. J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 11, p. 2031—2036, 1978.
- [4] И. С. Алексахин, И. П. Запесочный, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. Опт. и спектр., 34, 1053, 1973.
- [5] Ch. E. Moore. Atomic Energy Levels. NBS, circ. 467, Washington, vol. II, 1952.

Поступило в Редакцию 11 марта 1980 г.