

проверка теории невозможна из-за большой величины шума на спектрограмме.

Отметим в заключение, что, согласно (3) и (4), $\text{Im}\Lambda(0)$ есть нечетная функция ΔJ . Перемена знака γ при переходе из S -ветви в O -ветвь, как следует из (8), должна приводить к зеркальному отражению линии относительно точки $\Delta\omega=0$. К сожалению, отсутствие данных по O_1 -линиям не позволяет в настоящее время проверить этот вывод.

Литература

- [1] P. W. Anderson. Phys. Rev., 76, 647, 1949.
- [2] M. Baranger. Phys. Rev., 111, 494, 1958; 112, 855, 1958.
- [3] Y. LeDuff, W. Holzer, R. Ouillon. Adv. Raman Spectr., 1, 423, 1972.
- [4] Н. Д. Орлова, Л. А. Позднякова, Э. Б. Ходос. Опт. и спектр., 37, 602, 1974.
- [5] U. Fano. Phys. Rev., 131, 259, 1963.
- [6] W. M. Madigosky, T. A. Litovitz. J. Chem. Phys., 34, 489, 1961.
- [7] A. Ben-Reuven. Phys. Rev., 141, 34, 1966.
- [8] R. J. LeRoy, J. Van Kranendonk. J. Chem. Phys., 61, 4750, 1974.
- [9] P. J. Leonard, D. Henderson. J. A. Barker. Mol. Phys., 21, 107, 1971.
- [10] Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория жидкостей и газов. ИЛ, М., 1961.
- [11] М. В. Тонков. В сб.: Спектроскопия взаимодействующих молекул. ЛГУ, 1970.
- [12] Н. Д. Орлова, Л. А. Позднякова. Опт. и спектр., 48, 1086, 1980.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1979 г.

УДК 539.186.2 : 546.659

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ АТОМОВ САМАРИЯ

А. А. Митюрева

Самарий — редкоземельный элемент с почти наполовину заполненной f -оболочкой. Основному состоянию его соответствует терм 7F электронной конфигурации $4f^66s^2$. Электронным ударом наиболее легко заселяются уровни $4f^66s6p$ и $4f^55d6s^2$ конфигураций. Спектральные линии, возникающие между уровнями этих состояний и основным состоянием, являются самыми сильными в богатом спектре самария и соответственно делятся на линии «простого» ($4f^66s^2 - 4f^66s6p$) и «сложного» ($4f^66s^2 - 4f^55d6s^2$) спектров [1].

Мы измерили относительные величины сечений и функции электронного возбуждения 18 наиболее интенсивных из этих линий. Измерения проводились методом Ганле с фотоэлектрической регистрацией спектральных линий, описанным ранее в [2]. Конструкция трубки возбуждения аналогична использованной в работе [3].

Монокинетичность пучка возбуждающих электронов составляла 1.5 эВ для 90% всех электронов. Энергетический диапазон пучка — $0 \div 300$ эВ. Ток электронов на коллектор достигал 100 мкА. Рабочий диапазон плотностей электронов в пучке и атомов выбирался, исходя из условия однократности их столкновений. В этих условиях можно было пренебречь влиянием эффекта пленения излучения [3].

В результате проведенных измерений интенсивности спектральных линий самария были получены данные для относительных величин их сечений возбуждения, представленные в таблице. Значения эти получены при энергиях электронов 25 эВ. Сечения измеренных линий «простого»

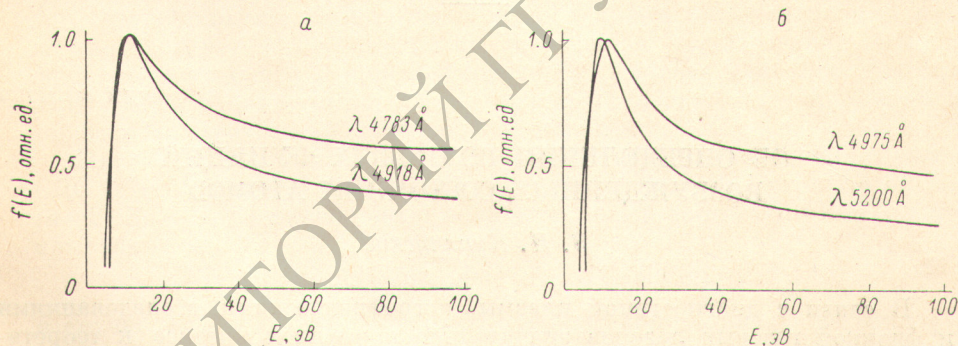
Относительные величины сечений возбуждения линий атома самария

$\lambda, \text{Å}$	Переход	$q_{отн.} (E = 25 \text{ эВ})$
5659	${}^7F_3 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7F_1$	0.26
5626	${}^7F_0 - 4f^66s6p \quad {}^7F_1$	0.51
5405	${}^7F_1 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7F_2$	0.64
5403	${}^7F_3 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7H_4$	
5271	${}^7F_2 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7G_3$	0.77
5200	${}^7F_3 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7G_4$	0.72
4975	${}^7F_0 - 4f^55d6s^2 \quad {}^5F_1$	0.49
4918	${}^7F_2 - 4f^66s6p \quad {}^7D_2$	0.58
4910	${}^7F_4 - 4f^66s6p \quad {}^7D_3$	0.49
4883	${}^7F_1 - 4f^55d6s^2 \quad {}^5F_2$	0.65
4783 *	${}^7F_1 - 4f^66s6p \quad {}^7D_1$	1.00
4760	${}^7F_2 - 4f^66s6p \quad {}^7D_2$	0.80
4717	${}^7F_0 - 4f^66s6p \quad {}^7D_1$	0.50
4670	${}^7F_3 - 4f^55d6s^2 \quad {}^5F_4$	0.17
4645 *	${}^7F_1 - 4f^66s6p \quad {}^7D_2$	0.59
4596	${}^7F_1 - \quad {}^7F_0$	0.31
4503	${}^7F_1 - \quad {}^5G_2$	0.31
4419	${}^7F_1 - 4f^66s6p \quad {}^7G_1$	0.42
4362	${}^7F_0 - 4f^66s6p \quad {}^7G_1$	0.32

* Имеет место наложение соседних линий (в установке можно было разрешить линии, отстоящие друг от друга на 6Å).

и «сложного» спектров характеризуются одним порядком величины. Не заметно различий и в величине сечений возбуждения уровней разной мультиплетности.

Измеренные функции возбуждения спектральных линий самария имеют следующий вид (см. рисунок): функция возбуждения резко возрастает



Функции возбуждения атомных линий самария.

a — линии «простого» спектра: $\lambda 4783 \text{ Å}$ ($4f^66s^2 \quad {}^7F_1 - 4f^66s6p \quad {}^7D_1$) и $\lambda 4918 \text{ Å}$ ($4f^66s^2 \quad {}^7F_3 - 4f^66s6p \quad {}^7D_3$), *б* — линии «сложного» спектра: $\lambda 4975 \text{ Å}$ ($4f^66s^2 \quad {}^7F_0 - 4f^55d6s^2 \quad {}^5F_1$) и $\lambda 5200 \text{ Å}$ ($4f^66s^2 \quad {}^7F_3 - 4f^55d6s^2 \quad {}^7G_4$).

за порогом, достигает максимального значения при энергии электронов 10—14 эВ, затем следует быстрый спад ее, и при энергии 100—300 эВ $f(E)$ изменяется слабо [вследствие малого изменения $f(E)$ при больших энергиях электронов кривые на рисунке представлены только до 100 эВ].

Такое поведение функций возбуждения характерно для линий и «простого» и «сложного» спектров. Примеры $f(E)$, приведенные на рисунке иллюстрируют необычное сходство функций возбуждения линий, возникших при возбуждении электрона из f -оболочки ($4f^66s^2 - 4f^55d6s^2$) и при возбуждении внешнего s -электрона ($4f^66s^2 - 4f^66s6p$). Для двух других исследованных редкоземельных элементов — европия и иттербия — в работе [4] получено существенное различие в виде функций возбуждения линий, отвечающих разным типам переходов.

Причина сходного поведения $f(E)$ атомных линий самария связана, возможно, с величиной заполнения внутренней f -оболочки. В механизме возбуждения уровней самария проявляется конкуренция трех электронных оболочек: s -, p -, d -, что приводит к «смазыванию» особенностей на его функциях возбуждения.

Следует добавить, что отсутствие различий в виде $f(E)$ самария едва ли может объясняться каскадными переходами, так как линии видимой области спектра, оканчивающиеся на исследованных уровнях, в эксперименте не зарегистрированы вследствие их низкой интенсивности, а интенсивность соответствующих инфракрасных линий также мала [3].

Для нескольких из исследованных нами линий самария имеются данные по сечениям возбуждения в [4]. При учете погрешностей измерений величины сечений, полученные в обеих работах, согласуются между собой. Исключение составляет одна линия $\lambda = 4419 \text{ \AA}$, для которой сечения различаются более, чем в 2 раза.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность Н. П. Пенкину за постоянный интерес к работе и полезные замечания и А. Рубашкину за помощь при проведении эксперимента.

Литература

- [1] М. А. Ельяшевич. Спектры редких земель. Гостехиздат, М., 1952.
- [2] Н. П. Пенкин, А. А. Митюрева, Е. Р. Жежерина. Опт. и спектр., 33, 1028, 1972.
- [3] К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 42, 424, 1977.
- [4] Л. Л. Шимон. В сб.: Достижения спектроскопии. (XVIII съезд по спектроскопии, июнь 1977 г.) ч. 1, 98, М., 1978.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1979 г.

УДК 539.184.01

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ

З. И. Купляускис

В связи с диагностикой плазмы, астрофизическими исследованиями и физикой газовых лазеров значительно повысился интерес к теоретическим значениям вероятностей и эффективных сечений возбуждения атомов. Поэтому возникла необходимость в определении волновых функций возбужденных состояний. Вариационные методы, используемые для этой цели, дают значительно расходящиеся результаты при расчете одного и того же состояния [1]. Ввиду того что некоторые из этих методов вообще непригодны для изучения возбужденных состояний определенного типа, в нашей работе приведена классификация возбужденных состояний, указаны методы, пригодные для расчета состояний каждого типа и проведен расчет трехэлектронных атомов Li , Be^+ и B^{3+} в состоянии $1s2s^2\ ^2S$.

При теоретическом определении волновых функций возбужденных состояний атомов за основу классификации удобно принять число нижележащих состояний данной симметрии (СДС). Состояния, характеризующиеся таким же распределением электронов по группам оболочек с одинаковыми квантовыми числами l и такими же значениями L и S , будем называть СДС.

Все энергетические состояния атома или иона удобно разбить на следующие четыре группы.