

Аналогичный спектр поглощения с четырьмя полосами обнаружен [6] в аддитивно окрашенных кристаллах CaF_2 , активированных трудно восстанавливаемыми ионами TR^{2+} (Ce, Gd, Tb). Для объяснения авторы предлагают модель, согласно которой центры окраски состоят из комплекса TR^{3+} с соседней анионной вакансией, захватившей два электрона. Под действием света определенной длины волны комплекс понижается, что сопровождается изменением спектра поглощения. Исходный спектр восстанавливается облучением видимым светом.

Нами обнаружено, что обратимое изменение окраски в кристаллах SrF_2 можно осуществить и фототермическим воздействием. Под воздействием света 470 нм при 77 К интенсивность полос 240, 400, 474 и 652 нм SrF_2 -Gd падает и появляются новые полосы 322, 378 и 550 нм (рис. 2). Для получения первоначальной формы спектра поглощения достаточно нагреть образец до комнатной температуры. Неполное восстановление интенсивности, очевидно, обусловлено рекомбинацией электронов и дырок.

Благодарим Ш. А. Вахидова за внимание к работе.

Литература

- [1] В. А. Архангельская, Л. А. Алексеева. *Опт. и спектр.*, 21, 93, 1966.
- [2] B. C. Cavenett, W. Hayes, J. C. Hunter, A. U. Stoneham. *Proc. Roy. Soc.*, 309A, 53, 1969.
- [3] W. Hayes, R. F. Lambourn. *J. Phys. Chem.*, 6, 11, 1973.
- [4] J. R. O'Connor, J. H. Chen. *Phys. Rev.*, 130, 1790, 1963.
- [5] P. Görlich, H. Karras, G. Kötz, R. Rauch. *Phys. St. Sol.*, 27, 109, 1968.
- [6] D. L. Staebler, S. E. Schnatterly. *Phys. Rev.*, 3B, 516, 1971.

Поступило в Редакцию 3 января 1977 г.

УДК 539.186.2 : 546.661

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ОДНОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЕВРОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Л. Л. Шидон, И. И. Гарга и Н. В. Головачак

Резонансные уровни однозарядного иона европия являются исходными как для соответствующих резонансных линий, так и для лазерных переходов, используемых для работы столкновительных газоразрядных лазеров на парах европия [1, 2]. Однако непосредственное определение сечений возбуждения лазерных линий, расположенных в инфракрасной области спектра, затруднительно. В связи с этим представляет интерес изучение сечений возбуждения резонансных линий Eu II, дающих определенную информацию о сечениях возбуждения соответствующих резонансных уровней. Кроме того, заметим, что сведения о сечениях возбуждения спектральных линий европия электронным ударом вообще отсутствуют.

Возбуждение однозарядных ионов в наших экспериментах осуществлялось в одном акте столкновения электронов с атомами в пересекающихся атомном и электронном пучках. Условия однократности столкновений обеспечивались малыми значениями концентраций атомов в месте пересечения пучков $N = (2-20) \cdot 10^{10}$ ат/см³ и плотностей электронного тока пучка $j = 10^{-3} - 10^{-2}$ А/см². Интервал неоднородности электронов по энергиям для 90% электронов пучка составлял (в диапазоне применявшихся энергий электронов) 1 ÷ 1.5 эВ.

Техника и методика измерений были аналогичными, как при изучении сечений возбуждения ионных линий таллия, выполненных одним из авторов [3]. При этом погрешность определения абсолютных значений сечений возбуждения линий в области спектра $\lambda > 3800 \text{ \AA}$ составляла 30%, а для $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ — 40%. Погрешности же относительных измерений функций возбуждения в зависимости от интенсивностей спектральных линий не превышали 2 ÷ 5%.

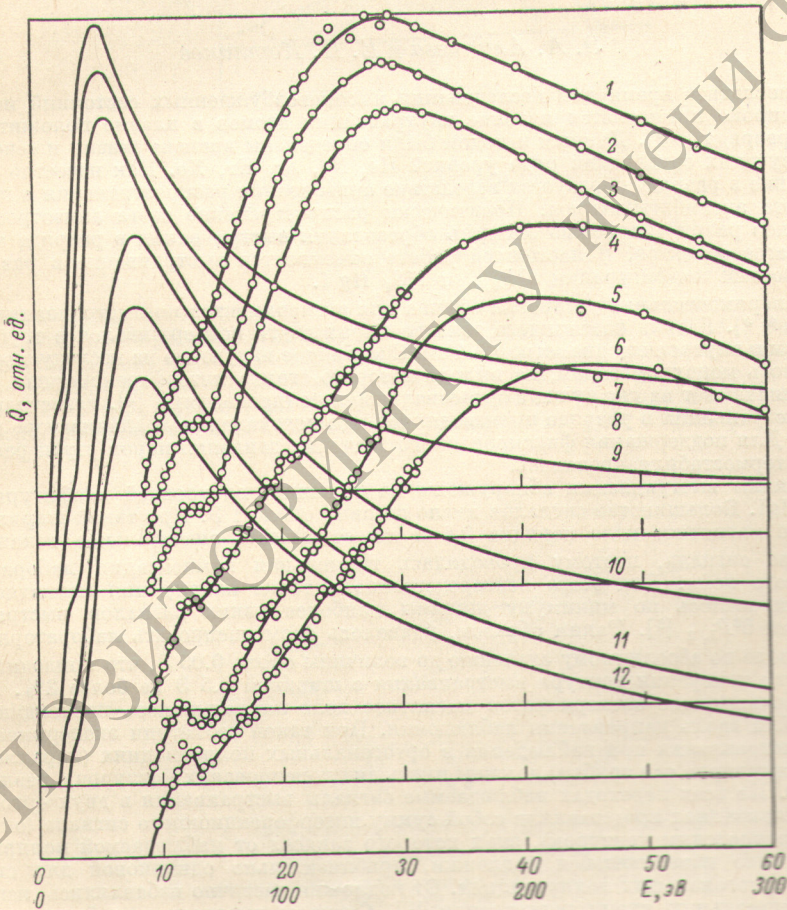
Нами определены эффективные сечения и их энергетические зависимости (функции возбуждения) для десяти резонансных линий Eu II, соответствующих переходам с двух термов $z^9P_{5,4,3}$ и $z^7P_{4,3,2}$ конфигурации $4f^76s$ в основные состояния $a^9S_4^0$ и $a^7S_3^0$ конфигурации $4f^76s$. Эффективные сечения в максимуме возбуждения представлены в таблице. Там же указаны пороги возбуждения и энергии, соответствующие максимумам функций возбуждения. Так как возбуждение ионных линий происходит при столкновениях электронов с атомами, отсчет энергий производится от основного состояния атома. Принадлежность линий соответствующим переходам взята из работы [4].

Из данных таблицы следует, что для дублетных спектральных линий, соответствующих переходам с общего исходного уровня, линии интеркомбинационных переходов характеризуются меньшими сечениями.

Эффективные сечения возбуждения резонансных линий Eu II

$\lambda, \text{Å}$	Переход	$E_{\text{возб.}}, \text{эВ}$	$E_{\text{max}}, \text{эВ}$	$Q_{\text{max}} \cdot 10^{19}, \text{см}^2$
4522	$4f^7 6sa^7 S_3^0 - 4f^7 6pz^9 P_3$	8.63	28—30	1.98
4205	$a^9 S_4^0 - z^9 P_3$	8.63	28—30	5.66
4436	$a^7 S_3^0 - z^9 P_4$	8.68	28—30	3.60
4130	$a^9 S_4^0 - z^9 P_4$	8.68	28—30	5.93
3820	$a^9 S_0^0 - z^9 P_5$	8.92	29—31	6.04
3907	$a^7 S_3^0 - z^7 P_2$	9.06	40—50	5.97
3930	$a^7 S_3^0 - z^7 P_3$	9.04	38—45	5.90
3688	$a^9 S_4^0 - z^7 P_3$	9.04	38—45	1.43
3972	$a^7 S_3^0 - z^7 P_4$	9.01	38—45	5.57
3725	$a^9 S_4^0 - z^7 P_4$	9.01	38—45	2.95

Так как функции возбуждения спектральных линий, соответствующих переходам с общего верхнего уровня, подобны, на рисунке представлены функции возбуждения только шести спектральных линий, соответствующие переходам с каждого из резо-



Функции возбуждения резонансных линий Eu II.

1, 7 — $\lambda=4205 \text{ Å}$; 2, 8 — $\lambda=4130 \text{ Å}$; 3, 9 — $\lambda=3820 \text{ Å}$; 4, 10 — $\lambda=3972 \text{ Å}$; 5, 11 — $\lambda=3930 \text{ Å}$; 6, 12 — $\lambda=3907 \text{ Å}$.

нансных подуровней. Как видно, функции возбуждения двух мультиплетов $4f^7 6sa^9 S_2^0 - 4f^7 6pz^9 P_5$, 4, 3 и $4f^7 6sa^7 S_3^0 - 4f^7 6pz^7 P_4$, 3, 2 отличаются друг от друга положением максимумов. Общим для функций возбуждения линий обоих типов переходов является наличие структуры вблизи порога возбуждения: перегиба в области 13 эВ в случае

первого мультиплета и небольшого максимума в области 12 эВ — в случае второго. Происхождение этих особенностей на функциях возбуждения остается пока не выясненным.

Литература

- [1] П. А. Бохан, В. М. Климкин, В. Е. Прокопьев. Квантовая электроника, 1, 1365, 1974.
- [2] П. А. Бохан, В. М. Климкин, В. Е. Прокопьев, В. И. Соломонов. Квантовая электроника, 4, 152, 1977.
- [3] Э. И. Непищов, Л. Л. Шимон. УФЖ, 18, 539, 1973.
- [4] H. N. Russell, W. Albertson, D. N. Davis. Phys. Rev., 60, 641, 1941.

Поступило в Редакцию 13 апреля 1977 г.

УДК 537.52 : 546.49

ВЫСТРАИВАНИЕ УРОВНЕЙ HgI В ПЛАЗМЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА

Э. А. Алипина и Е. Н. Котликов

В последнее время для исследования высоковозбужденных состояний инертных газов широко применяется явление выстраивания атомов в плазме положительного столба разряда [1-4]. Данным методом были определены времена жизни и сечения деполяризующих соударений ряда уровней He, Ne, Ar, Kr, Xe. Как известно [2], выстраивание в разряде образуется вследствие анизотропного распространения и поглощения света ансамблем атомов. Практически распространение света анизотропно для всех видов разряда и можно ожидать образования выстраивания в разряде на большом классе объектов. В настоящей работе описывается выстраивание в разряде на ряде уровней конфигурации $n^3P_{1,2}$ и 7^3S_1 Hg I.

Экспериментальная установка обычна для экспериментов по выстраиванию в разряде [2, 4, 5]. Разряд постоянного тока на парах ртути поддерживался в трубке длиной 35 см и внутренним диаметром 0.4 см. Спонтанное излучение на исследуемой линии выделялось монохроматором, на выходе которого стояла интерференционная призма, разделявшая свет на два пучка с ортогональными поляризациями [2]. Регистрация сигнала выстраивания в разряде производилась на многоканальном анализаторе импульсов [5]. Для поддержания фиксированного значения давления паров ртути разрядная трубка термостабилизировалась.

Сигналы выстраивания обнаружены на большинстве уровней конфигураций S , P и D HgI. Большинство сигналов имело ширину около 1 Э. При такой ширине лабораторное магнитное поле порядка 0.5 Э может вызвать значительное искажение и уширение сигнала, поэтому проводилась тщательная компенсация лабораторного магнитного поля. Для этого непосредственно в точке наблюдения магнитное поле контролировалось по минимуму ширины наиболее узких сигналов выстраивания с уровней $6^3P_{1,2}$ [2]. Таким образом, удавалось скомпенсировать лабораторное магнитное поле по абсолютному значению до величины около 0.05 Э, что приводило к погрешности измерения контура выстраивания с шириной 0.5 Э не более 2%.

В большинстве экспериментов магнитное поле накладывалось перпендикулярно оси трубки вдоль направления наблюдения. При такой геометрии эксперимента сигналы выстраивания при наблюдении в ортогональных поляризациях (параллельно и перпендикулярно оси трубки) должны иметь вид лоренцевских контуров с различными знаками. На всех переходах наблюдаемые сигналы выстраивания в двух ортогональных поляризациях представляли собой сумму интерференционного сигнала (описываемого лоренцевским контуром), знак которого зависел от наблюдаемой поляризации, и монотонно изменяющейся подложки, приблизительно одинаковой для сигналов в обоих ортогональных поляризациях. От подложки частично избавлялись, используя дифференциальную схему регистрации [2]. Сигналы выстраивания были также зарегистрированы при наложении магнитного поля, направленного вдоль оси трубки. Это показывает, что характер образования сигналов выстраивания может быть такой же, как и в разряде на инертных газах, т. е. перепоглощение света в излучающем объеме [1, 2].

Подробное изучение сигналов выстраивания проводилось на уровнях 7^3S_1 , $8^3P_{1,2}$, $9^3P_{1,2}$, $10^3P_{1,2}$. В эксперименте исследовались зависимости ширины сигналов выстраивания от давления ртути в области от 3 до 35 мтор и от токов в разрядной трубке в пределах от 10 до 50 мА. За исключением уровня $10^3P_{1,2}$, эти зависимости носили линейный характер. Из этих измерений были определены сечения деполяризующих соударений с атомами ртути в основном состоянии, уширения деполяризующими соударениями