

лишь четырех серий, в остальных же число членов, для которых выполнены измерения, слишком мало. Ни в одной серии не найдено убывание сечений по степенному закону, однако есть очевидная аналогия между кривыми рисунка *б* и *в*. Нарушение закономерности происходит лишь в серии $6s [3/2]^{\circ} - np [1/2]$; (1—0), где имеет место большой разрыв между вторым и третьим членами серии.

Выражаю глубокую признательность В. А. Фабриканту за постоянное внимание к проводимой автором работе.

Литература

- [1] Ю. М. Смирнов, Ю. Д. Шаронов. Опт. и спектр., 30, 1001, 1971.
 [2] Ю. М. Смирнов, Ю. Д. Шаронов. Астрон. ж., 1971.
 [3] П. В. Фельцан. Канд. дисс., Ужгород, 1967.
 [4] Г. С. Ростовикова, В. П. Самойлов, Ю. М. Смирнов. Опт. и спектр., 33, 1971.

Поступило в Редакцию 15 сентября 1971 г.

УДК 621.373 : 535

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛИНИЯХ Cd, Zn, Mg И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

А. Н. Дубровин, А. С. Тибиллов и М. К. Шевцов

В работе [1] гелиевый лазер был успешно использован для исследования методом оптической подкачки выполнимости правила Вигнера при атомных столкновениях. Представляется интересным провести аналогичные опыты с парами металлов второй группы периодической системы элементов.

Однако возможность осуществления таких исследований определяется спектром линий, дающих генерацию излучения. К сожалению, для всех элементов второй группы (за исключением ртути) набор таких линий оказался слишком бедным, и отсутствовали линии, необходимые для проверки правила Вигнера. В связи с этим нами была предпринята попытка расширения набора линий Cd, Zn, Mg, дающих генерацию. В результате этого дополнительно была получена генерация излучения на ряде новых линий и таким образом удалось достаточно расширить спектр генерирующих линий. Список линий, на которых наблюдается генерация излучения, приведен в таблице.

Группа	$\lambda_{изм.}, \text{нм}$	Переход	$\lambda_{теор.}, \text{нм}$	Группа	$\lambda_{изм.}, \text{нм}$	Переход	$\lambda_{теор.}, \text{нм}$
К а д м и й							
II	1398.2 *	$6p^3P_2 - 6s^3S_1$	1397.9	I—II	1650.2 *	$4f^3F_{2,3,4} - 4d^3D_3$	1649.9
II	1433.0 *	$6p^3P_1 - 6s^3S_1$	1432.8	II	1627.5	$6p^1P_1 - 4d^1D_2$	1626.0
II	1648.5 *	$4f^3F_{2,3,4} - 5d^3D_3$	1648.2	II	1566.5	$4f^1F_3 - 4d^1D_2$	1568.0
II	1640.3	$4f^3F_{2,3,4} - 5d^3D_1$	1640.2	II	1543.0	—	—
II	1643.0	$4f^3F_{2,3,4} - 5d^3D_2$	1643.4	II	1365.0	$5d^3D_1 - 5p^3P_0$	1363.7
II	1911.0 *	$6d^1D_2 - 6p^1P_1$	1912.3	II	1284.0	—	—
II	839.0 *	$7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}$	838.9	II	1217.0	$7p^3P_2 - 4d^3D_3$	1216.9
I	1186.9 *	$6p^1P_1 - 6s^3S_1$	1187.1	II	1191.0	$7s^3S_1 - 5p^3P_2$	1188.0
I	713.0	$7p^1P_1 - 6s^3S_1$	713.2	II	1105.0	$5s^1S_0 - 4p^1P_1$	1105.4
I	1087.6	$7d^1D_2 - 6p^3P_2$	1086.5	II	1026.0	$8p^3P_2 - 4d^3D_1$	1026.9
I	1165.4	$8p^1P_1 - 5d^3D_1$	1166.5	II	1443.0	$13d^3D_{1,2,3} - 6p^3P_0$	1442.0
I	1174.8	$8s^1S_0 - 6p^3P_0$	1174.2	М а г н и й			
I	1148.5	—	—	II	663.8	$7p^1P_1 - 4s^1S_0$	663.0
I	1155.4	—	—	II	805.0	$9d^3D_{3,2,1} - 4p^3P_2$	804.9
I	984.1	$9s^1S_0 - 6p^3P_2$	984.0	II	873.8	$7f^3F_{2,3,4} - 3d^3D_{3,2,1}$	873.6
Ц и н к							
II	1305.6 *	$5p^3P_2 - 5s^3S_1$	1305.5	II	982.0	—	—
II	1315.0 *	$5p^3P_1 - 5s^3S_1$	1315.2	II	999.0	$7s^3S_1 - 4p^3P_2$	999.3
				II	1073.1	—	—
				II	1095.0 *	$5d^3D_{3,2,1} - 4p^3P_2$	1095.3
				II	1679.8	$5s^3S_1 - 4p^3P_0$	1680.0
				II	1919.5	$7f^3F_{2,3,4} - 4d^3D_{3,2,1}$	1920.1

Примечание. Звездочкой обозначены наиболее мощные линии генерации. I — линии генерации, возникающие на переднем фронте; II — линии, генерирующие в послесвечении.

Генерация излучения была получена как на переднем фронте, так и в послесвечении импульсного разряда в смеси паров металлов с He или Ne. Импульс тока ($J=100 \div 400$ а) длительностью 5 мксек. проходил через разрядную трубку диаметром 12 мм и длиной 1.5 м. Средняя часть трубки на длине 1.2 м помещалась в печь. Частота повторения разрядных импульсов изменялась в пределах $0 \div 10^3$ гц. Навеска металла вводилась в среднюю часть трубки перед закрытием ее концов окнами. Столб паров металла, возникающий при разогреве печи, был неоднородным по длине, и его упругость уменьшалась от середины печи к ее краям. Пределы изменения температуры печи позволяли изменять упругость паров в средней части трубки от 10^{-3} до $3 \cdot 10^{-1}$ тор. Давление газа менялось в пределах $10^{-1} \div 20$ тор. В резонаторе использовались зеркала с серебряным покрытием.

Мощность генерации для линий, генерирующих на переднем фронте (генерация происходит в течение $0.5 \div 1$ мксек.), росла с ростом тока, давления паров металла и с уменьшением давления газа.

Генерация излучения линий в послесвечении имеет следующие особенности. Длительность генерации $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ сек., задержка относительно импульса тока составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ сек. С повышением давления газа мощность генерации росла и достигала максимального значения при $6 \div 8$ тор. С увеличением температуры печи мощность генерации возрастала вплоть до температуры, соответствующей насыщающему давлению паров металла 10^{-1} тор. Дальнейшее увеличение температуры не приводит к заметному увеличению мощности генерации.

Для повышения скорости разрушения метастабильных уровней, способствующей снижению заселенности нижнего из пары уровней, дающих генерацию в послесвечении, в лазерную трубку добавлялся водород при давлении $0.1 \div 1$ тор. Это привело к уменьшению времени задержки генерации до 70 мксек., к увеличению мощности генерации примерно на порядок и к появлению генерации на ряде новых линий. Отметим, что использование генерации излучения, возникающей именно в послесвечении, весьма удобно в опытах с оптической накачкой, поскольку здесь легко исключить помехи от самого разряда.

Авторы благодарят С. Э. Фриша за проявленный интерес к работе, а также А. М. Шухтина за полезное обсуждение полученных результатов.

Литература

- [1] L. A b r a m s, N. W o l g a. Phys. Rev. Letters, 19, № 25, 1967.

Поступило в Редакцию 16 ноября 1971 г.

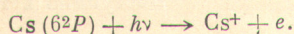
УДК 539.183 : 546.36

ФОТОИОНИЗАЦИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ 6^2P ЦЕЗИЯ СВЕТОМ $\lambda=488.0$ нм

А. Н. Ключарев и Н. С. Рязанов

Из результатов теоретических оценок следует, что величина сечения фотоионизации цезия с резонансных уровней 6^2P значительно превосходит сечение фотоионизации невозбужденных атомов [1]. В связи с этим за последнее время возрос интерес к экспериментальному исследованию процессов ступенчатой фотоионизации [2].

Мы провели экспериментальную оценку сечения фотоионизации возбужденных состояний 6^2P атома цезия излучением 488.0 нм аргонового ионного лазера, используя разработанную и описанную нами ранее [3] методику исследования ионизационных переходов в оптически возбужденных парах щелочных металлов. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке. Конструкция кюветы с парами цезия в основном не отличалась от конструкции, использованной в [3]; были лишь приняты дополнительные меры для уменьшения фона рассеянного света лазерного луча внутри объема кюветы. Кювета с парами цезия облучалась светом резонансных линий 894.3 \div 852.1 нм от цезиевой газоразрядной лампы, при этом в объеме кюветы заселялись уровни 6^2P цезия [3]. Концентрация возбужденных атомов определялась по поглощению линий диффузной серии цезия от высокочастотной шариковой лампы с известным контуром линии испускания. Кювета просвечивалась по оси светом 488.0 нм аргонового ионного лазера ЛГ-406. В спектре излучения лазера эта длина волны отфильтровывалась при помощи двойного призмного монохроматора И, помещенного на пути лазерного луча перед экспериментальной кюветой. Мощность лазерного излучения 488.0 нм оценивалась при помощи калиброванного приемника и ослабляющих фильтров. Система внутренних электродов позволяла регистрировать ионы, возникающие в объеме кюветы при фотоионизации состояний 6^2P атома цезия под действием лазерного излучения



(1)