

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ РУБИДИЯ И ЦЕЗИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*А.И.Запесочный, А.И.Имре, И.С.Алексахин*

Впервые изучен процесс *s*-ионизации ионов рубидия и цезия электронным ударом в условиях пересекающихся пучков путем детектирования ультрамягкого рентгеновского излучения. Вблизи порога возбуждения УМР излучения обнаружен узкий резонанс, происхождение которого можно объяснить процессом захвата бомбардирующими электронами с одновременным возбуждением *s*- и *p*-электронов внешней оболочки этих ионов. Эффективные сечения *s*-ионизации в максимуме составляют  $3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> для Rb<sup>+</sup> и  $5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> для Cs<sup>+</sup>.

Процесс ионизации положительных ионов электронным ударом к настоящему времени изучен для целого ряда элементов [1]. При этом использовалась методика пересекающихся пучков электронов и ионов с магнитным разделением образующихся ионов различной зарядности. В таких экспериментах, как правило, определяется полное сечение ионизации ионов, обусловленной вырыванием электронов как с внешних, так и с внутренних оболочек. Однако, масс-спектрометрический метод исследования не позволяет определить непосредственно сечение ионизации каждой оболочки в отдельности (парциальные сечения ионизации).

Существенным моментом при отрыве электрона из внутренних подоболочек иона является то, что образуются ионы различной зарядности в возбужденных состояниях. В ряде случаев такие состояния являются стабильными по отношению к автоионизации и распадаются радиационно с испусканием ультрамягкого рентгеновского излучения [2]. Поэтому исследование возбуждения этого излучения дает возможность определить эффективные сечения отрыва электронов из соответствующих оболочек.

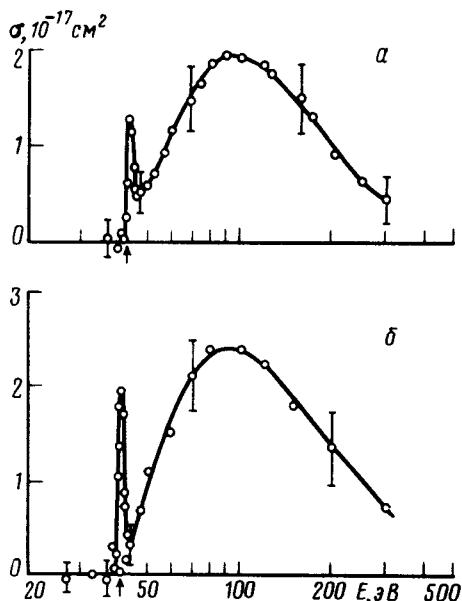
В данной работе сообщаются результаты спектроскопического исследования *s*-ионизации ионов Rb<sup>+</sup> и Cs<sup>+</sup> электронным ударом. При отрыве *s*-электрона из внешней оболочки иона щелочного элемента образуется двухзарядный ион в стабильном возбужденном состоянии, которое распадается радиационно с образованием иона в основном состоянии согласно реакции:



где *m* = 4 для Rb<sup>+</sup> и *m* = 5 для Cs<sup>+</sup>, *hν* – ультрамягкое рентгеновское (УМР) излучение.

Исследование функций возбуждения УМР дублетов этих ионов ( $\lambda = 76,9$  нм;  $\lambda = 81,5$  нм для Rb III и  $\lambda = 78,2$  нм;  $\lambda = 87,8$  нм для Cs III)

было проведено на установке с пересекающимися под прямым углом пучками электронов и ионов, в основном аналогичной [3]. Для спектрального разделения излучения использовался 70-градусный вакуумный монохроматор, построенный по схеме Сейя – Намиока. Для выделения полезного сигнала из фона применялась методика, основанная на модуляции ионного пучка и регистрации сигнала на два счетных канала. Оптимальные условия экспериментов были следующие: ток ионов составлял 1 мкА при энергии 1 кэВ, электронный ток – 400 мкА при энергии 50 эВ и энергетической неоднородности  $\Delta E_{1/2} = 2,5$  эВ. Величина полезного сигнала составляла  $\sim 0,1$  имп/сек при отношении сигнала к фону 1 : 10.



Энергетические зависимости сечений возбуждения УМР линий двухзарядных ионов рубидия и цезия: а –  $\lambda = 81,5$  нм Rb III, б –  $\lambda = 87,8$  нм Cs III

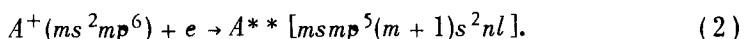
На рисунке представлены функции возбуждения УМР линий, соответствующих переходу  $m s m p^6 \ ^2S_{1/2} \rightarrow m s^2 m p^5 \ ^2P_{1/2}$  ионов рубидия и цезия. По оси абсцисс отложена энергия электронов в логарифмическом масштабе, а по оси ординат – эффективное сечение. Вертикальными отрезками на кривых указана средняя квадратичная погрешность относительных измерений. Стрелками указаны пороги возбуждения УМР линий. Как видно из рисунка, энергетические зависимости сечений для обоих ионов ведут себя сходным образом и характеризуются наличием узкого максимума непосредственно у порога процесса и широкого максимума в области 100 эВ<sup>1)</sup>. В соответствии с закономерностями процесса ионизации ионов электронным ударом [1] широкий максимум и последующий плавный спад, очевидно, отображают процесс отрыва  $s$ -электрона.

Абсолютные сечения возбуждения УМР линий определялись путем сравнения их интенсивностей с интенсивностью резонансной линии 74,1 нм

<sup>1)</sup> Как показали измерения, функции возбуждения обоих компонент УМР дублета являются подобными для каждого из ионов, а соотношение их интенсивностей равно 3 : 2 для Rb III и 1 : 1 для Cs III.

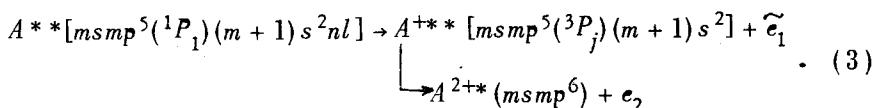
$(4s^2 4p^5 5s^{[3/2]}_1)^o \rightarrow 4s^2 4p^6 1S_o$ ) Rb II. В свою очередь, сечение возбуждения резонансной линии 74,1 нм определено путем нормировки экспериментальной кривой на теоретический расчет сечения при энергии 400 эВ. Расчет выполнен в приближении Кулона – Борна по методике, описанной в [4]. Погрешность в определении эффективных сечений не превышает фактора 2. Эффективные сечения  $s$ -ионизации получены путем сложения интенсивностей излучения обоих компонент. Их максимальные величины оказались равными  $3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> и  $5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> соответственно для ионов рубидия и цезия.

Рассмотрим теперь природу происхождения припорогового максимума. Ширина на полувысоте этого максимума совпадает с величиной энергетической неоднородности электронов пучка ( $\sim 2,5$  эВ), следовательно, он носит резонансный характер. Заметим здесь, что наличие такого остального резонанса у порога ионизации является неожиданным. По всей видимости он не характеризует процесс непосредственного отрыва  $s$ -электрона и природа его происхождения обусловлена другими причинами. Ранее нами при исследовании возбуждения ионов калия электронным ударом [5] было установлено, что в области пороговых энергий эффективно происходит процесс захвата бомбардирующими электронов однозарядными ионами. Естественно предположить, что и в данном случае узкий максимум обусловлен процессом электронного захвата. Однако, механизм захвата более сложен и сопровождается возбуждением не одного, а двух электронов из различных подоболочек:



В литературе отсутствуют данные об энергиях связи таких автоионизационных состояний. Однако, оценка энергии связи состояний такого типа показывает, что в пороге  $s$ -ионизации энергия бомбардирующего электрона достаточна для одновременного возбуждения  $s$ - и  $p$ -электронов. Состояния типа  $msmp^5nl_{n_1}l_1$  наблюдались в спектрах фотопоглощения инертных газов [6].

Что касается распада автоионизационных состояний, то этот процесс происходит в два этапа:



На первом этапе автоионизационное состояние распадается путем наиболее вероятного эффекта Костера – Кронига, который приводит к образованию автоионизационного состояния однозарядного иона и испускания медленного электрона  $\tilde{e}_1$ . Затем, посредством оже-перехода происходит заполнение  $p$ -вакансии с испусканием быстрого электрона  $e_2$ . В результате этого образуется стационарное возбужденное состояние двухзарядного иона, которое затем распадается радиационно, согласно (1).

Таким образом, спектроскопический метод дает возможность не только исследовать парциальные сечения ионизации ионов из различных

подоболочек, но и позволяет установить тонкие особенности механизма образования двухзарядных ионов при электронно-ионных столкновениях.

Авторы благодарят И.П.Запесочного за постоянное внимание и обсуждение результатов и О.И.Зацаринного за проведение расчетов.

Ужгородский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
11 ноября 1979 г.

### Литература

- [1] K.T.Dolder, B.Peart. Rep. Prog. Phys., **39**, 693, 1976.
- [2] C.E.Moore. Atomic Energy Levels. Circular of the National Bureau of Standards, 1958, Washington.
- [3] И.П.Запесочный, В.А.Кельман, А.И.Имре, А.И.Дащенко, Ф.Ф.Данч. ЖЭТФ, **69**, 1948, 1975.
- [4] Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М., изд. Наука, 1973.
- [5] А.И.Запесочный, И.С.Алексахин, И.П.Запесочный, А.И.Имре. Письма в ЖЭТФ, **29**, 231, 1979.
- [6] R.P.Madden, D.L.Ederer, K.Codling. Phys. Rev., **177**, 136, 1969.