

02;12

Сверхупругое рассеяние электронов на метастабильных атомах стронция

© В.И. Марушка, И.И. Шафраньош

Ужгородский национальный университет,
88000 Ужгород, Украина
e-mail: shafivan@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 14 февраля 2007 г. В окончательной редакции 26 июля 2007 г.)

Проведены экспериментальные исследования процесса сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция. Исследования проводились в условиях пересекающихся электронного и атомного пучков с использованием электронного спектрометра. Впервые получена энергетическая зависимость эффективного сечения сверхупругого рассеяния электронов в области энергий 0.15–2.0 eV.

PACS: 34.80.-i

Введение

Сверхупругое рассеяние электронов относится к неупругим процессам второго рода, в результате которого потенциальная энергия мишени преобразуется в кинетическую энергию рассеянного электрона. На данное время явление сверхупругого рассеяния остается малоизученным. В литературе встречаются только единичные работы по определению эффективных сечений сверхупругого рассеяния электронов на атомах натрия [1]. Ввиду значительных трудностей в ряде работ [2,3] определялись лишь коэффициенты скорости реакции.

В работе [4] было показано, что в спектрах энергетических потерь электронов, рассеянных на метастабильных атомах стронция, присутствует группа сверхупруго рассеянных электронов. В настоящей работе представлены постановка исследований и результаты по эффективному сечению сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных состояниях $5s5p^3P_{0,2}$ атома стронция в области энергий налетающих электронов 0.15–2.0 eV.

Экспериментальная часть

Исследования проводились в условиях пересекающихся под прямым углом электронного и атомного пучков с использованием электронного спектрометра (рис. 1). Пучок электронов генерировался трохоидальным электронным монохроматором (ТЭМ), созданным на основе работ [5,6]. Главные параметры использованного ТЭМ были следующими: энергетическая неоднородность пучка электронов $\Delta E_{1/2}$ (на полувысоте $\Delta E_{1/2}$ распределения) равнялась 0.1 eV при силе тока пучка $8 \cdot 10^{-8}$ А в области энергий до 2 eV, напряженность электрического поля \mathbf{E} и индукция магнитного поля \mathbf{B} были равны соответственно $1.2 \cdot 10^2$ V/m и $1.5 \cdot 10^{-2}$ Т.

Для получения пучка метастабильных атомов стронция использовался разрядный способ возбуждения [7]. Рабочие параметры атомного пучка были следующими: концентрации атомов в метастабильных $5s5p^3p_{0,2}$

и основном $5s^21S_0$ состояниях равнялись соответственно $5 \cdot 10^9$ и $8 \cdot 10^{10}$ cm⁻³, угол расхождения атомного пучка — $8.7 \cdot 10^{-2}$ rad. Исследования проводились при вакууме $\sim 6.5 \cdot 10^{-6}$ Pa.

Для анализа энергий рассеянных электронов использовался анализатор с тормозящим полем, состоящий из трех плоских электродов с круглыми диафрагмами. Потенциалы электродов A_5 и A_6 задавались одинаковыми. Разрешающая способность анализатора при энергии 2 eV достигала величины $5 \cdot 10^{-2}$. Система регистрации электронов, прошедших анализатор, работала в аналоговом режиме и состояла из спектрометра типа В7-30 и двухкоординатного („X–Y“) самописца.

Методика

Процедура экспериментальных измерений проходила следующим образом. На электрод A_4 ТЭМ и параллельно на вход „X“ самописца подавался линейно возрастающий потенциал V_0 . При этом к среднему электроду анализатора A_6 прикладывали задерживающий отрицательный потенциал V_r , близкий по величине к потенциалу катода. Таким образом, сквозь средний электрод пройдут только те рассеянные электроны, кинетическая

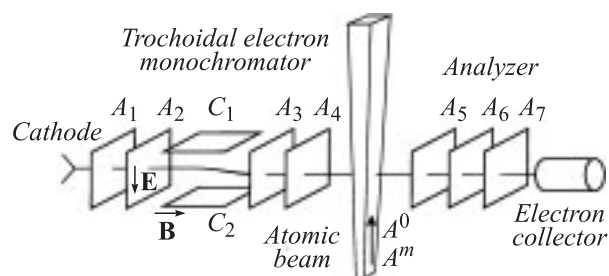


Рис. 1. Схема эксперимента: A_1 – A_4 — электроды ТЭМ; C_1 , C_2 — отклоняющие пластины ТЭМ; A_5 – A_7 — электроды анализатора; A^0 , A^m — атомы в основном и метастабильных состояниях соответственно; \mathbf{E} , \mathbf{B} — векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей.

энергия E_n которых вдоль направления движения удовлетворяет условию: $E_n > eV_r$, где e — заряд электрона. Учитывая, что

$$E_n = (eV_0 + eV^m) \cos^2 \alpha,$$

где V^m — потенциал возбуждения метастабильного уровня атома, а α — апертурный угол для рассеянных электронов, получим условие прохода электронов через анализатор

$$(eV_0 + eV^m) \cos^2 \alpha > eV_r. \quad (1)$$

Наличие магнитного поля приводит к тому, что рассеянные электроны под углом $\alpha < \pi/2$ будут двигаться по трохоидам в направлении электрода A_5 анализатора. Для условий экспериментов радиус трохоиды сверхупруго рассеянного электрона на угол, близкий к $\pi/2$, меньше радиуса входящей диафрагмы анализатора ($4 \cdot 10^{-4}$ м), что дает им возможность пройти в область действия тормозного поля. Это, в свою очередь, означает, что угловая апертура анализатора определяется уже не только его геометрией, но и величинами ускоряющего и задерживающего потенциалов (см. условие (1)).

Предложенный методический подход позволил впервые найти энергетическую зависимость эффективного сечения сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция $\sigma^s(E)$, которая определялась как отношение тока сверхупруго рассеянных электронов к току пучка падающих электронов в зависимости от величины ускоряющего потенциала. Результат экспериментов показан на рис. 2.

Для нахождения абсолютной величины сечения сверхупругого рассеяния σ^s было использовано выражение:

$$\sigma^s = \frac{I_s}{I_0} \frac{1}{N^m k l}, \quad (2)$$

где I_s и I_0 — соответственно токи сверхупруго рассеянных электронов и электронов первичного пучка;

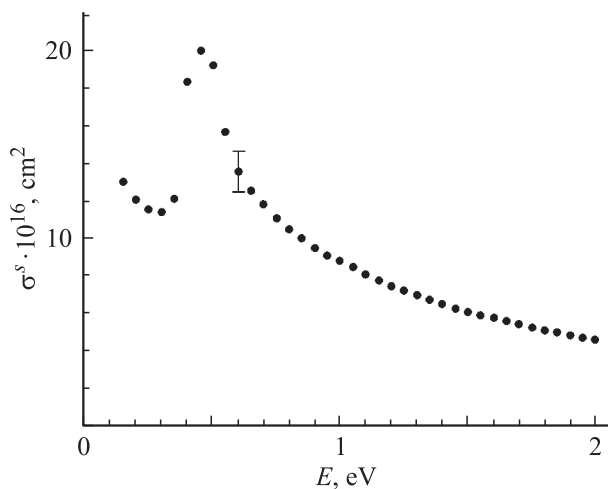


Рис. 2. Энергетическая зависимость эффективного сечения сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных состояниях $5s5p^3P_{0,2}$ атома стронция.

N^m — концентрация метастабильных атомов; l — путь электронного пучка в атомном пучке; k — коэффициент пропускания анализатора, обусловленный разными условиями прохождения через него первичных и сверхупруго рассеянных электронов. В данном эксперименте k изменялся в пределах 0,7–0,8.

Под σ^s следует понимать часть интегрального сечения сверхупругого рассеяния в диапазоне углов рассеяния $\pm\alpha$, пределы которого определяются угловым разрешением анализатора.

В соотношении (2) наиболее сложным заданием представляется нахождение значения N^m . Поиск альтернативного пути дал возможность определения σ^s через нормирование его на сечение ионизации метастабильных атомов стронция электронным ударом σ_i^m в соответствии с выражением

$$\sigma^s = \frac{I_s}{I_i^m} \frac{I_0^m}{I_0} \frac{\sigma_i^m}{k}, \quad (3)$$

где I_i^m — ток образовавшихся положительных ионов; I_0^m — ток первичного пучка электронов при заданной энергии пучка E_i^m ; σ_i^m — значение сечения ионизации атомов стронция с метастабильных состояний.

Значения токов I_0 , I_0^m , I_s , I_i^m измерялись непосредственно электрометром В7-30. Графические зависимости токов $I_s(V_0)$ и $I_0(V_0)$ записывались на „X–Y“-самописце. Значения для σ_i^m брались из работы [7]. Величина сечения σ^s получена при энергии электронов 0,6 эВ и в максимуме достигает значения $20 \cdot 10^{-16}$ см². Относительные погрешности при определении величины $\sigma^s(E)$ и σ^s не превышали соответственно 8 и 60%.

Результаты и их обсуждение

Атом стронция имеет два триплетных $5s5p^3P_0$, $5s5p^3P_2$ и одно синглетное $5s4d^1D_2$ метастабильные состояния с энергиями возбуждения соответственно 1,78, 1,85 и 2,50 эВ (рис. 3). Безусловно, все эти метастабильные компоненты присутствовали в атомном пучке. Однако, как показали результаты работы [4], в спектрах энергетических потерь рассеянных электронов присутствовали только линии, вызванные сверхупругим рассеянием электронов на состояниях $5s5p^3P_{0,2}$, и полностью отсутствовали какие-либо особенности вследствие сверхупругого рассеяния на состояниях $5s4d^1D_2$. Это объясняется тем, что концентрация метастабильных атомов в состоянии $5s4d^1D_2$ значительно меньше, чем в состояниях $5s5p^3P$. Последнее дает основание утверждать, что приведенный на рис. 2 результат отображает усредненное сечение процессов сверхупругого рассеяния электронов на состояниях $5s5p^3P_{0,2}$ атома стронция.

Проанализируем полученный результат. Энергетическая зависимость имеет структуру в виде узкого максимума при энергии 0,45 эВ. Далее кривая монотонно спадает без какой-либо особенности, причем само значение сечения после 1 эВ уменьшается незначительно.

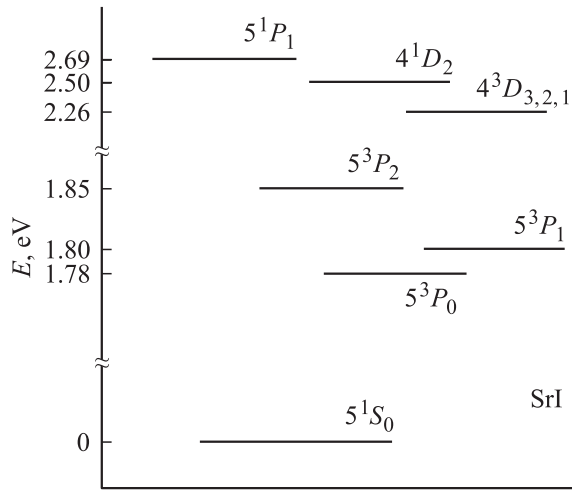


Рис. 3. Диаграмма нижних атомных энергетических уровней SrI.

Поэтому можно говорить об отличительном характере полученной энергетической зависимости в разных областях энергий, в связи с чем энергетический диапазон целесообразно представить двумя условными участками — от 0.15 до 0.5 и от 0.5 до 2 eV. В первой части на кривой наблюдается четкое чередование минимум–максимум. На втором участке кривая монотонно спадает с ростом энергии налетающих электронов без всякой структуры. Обращает на себя внимание резкий рост сечения для энергий, меньших 0.2 eV. Если последние два факта полностью вписываются в качественную схему протекания как потенциального рассеяния электрона на атоме, то первый никак нельзя объяснить с точки зрения существующих моделей процесса — можно утверждать, что на фоне потенциального процесса эффективно происходит резонансный процесс. Считаем, что наблюдаемый резонанс следует связать с влиянием процесса образования отрицательного иона стронция, согласно реакции: $A^m + e^- \rightarrow A^{*-} \rightarrow A^0 + \bar{e}^-$, где e^- и \bar{e}^- — налетающий и сверхупруго рассеянный электроны соответственно; A^m, A^0 — атомы в метастабильном и в основном состояниях соответственно; A^{*-} — отрицательный ион в возбужденном состоянии. Косвенным подтверждением этому являются результаты работы [8], в которой обнаружена резонансная структура в сечениях возбуждения с метастабильных состояний $5s5p^3P_{2,0}$. Авторы [8] связывали природу этой структуры с процессами образования и распада возбужденных состояний отрицательных ионов Sr^- .

Заключение

Полученная величина сечения ($20 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ в максимуме) свидетельствует о высокой эффективности процесса сверхупругого рассеяния электронов на метастабильных атомах стронция. Ярво выраженный резо-

нансный характер энергетической зависимости сечения рассеяния указывает на особый механизм протекания сверхупругого процесса.

Список литературы

- [1] Jiang T.Y., Shi Z., Ying C.H., Vušković L., Bederson B. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51. N 5. P. 3773–3782.
- [2] Jacka M., Kelly J., Lohmann B., Buckman S.J. // J. Phys. B. 1995. Vol. 28. N 10. P. L361–L366.
- [3] Blagoev A., Kovachev S., Petrov G., Popov Ts. // J. Phys. B. 1992. Vol. 25. N 7. P. 1599–L1606.
- [4] Марушка В.И., Шафраньош И.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 22. С. 16–22.
- [5] Шпеник О.Б., Совтер В.В., Завилопуло А.Н., Запесочный И.П., Коитрош Е.Э. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 1 (7). С. 48–58.
- [6] Стаматович А., Шульц Дж. // ПНИ. 1970. № 3. С. 115–119.
- [7] Маргитич М.О., Шафраньош И.И. // Укр. физ. журн. 2000. Т. 45. № 1. С. 31–34.
- [8] Снегурская Т.А., Шафраньош И.И., Небесный Ф.И., Александрин И.С. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 1. С. 235–236.