

02

## Процессы захвата и диссоциативного захвата одного электрона при взаимодействии двухзарядных ионов с молекулами CO

© А.А. Басалаев,<sup>1</sup> В.В. Кузьмичев,<sup>1,2</sup> М.Н. Панов,<sup>1</sup> О.В. Смирнов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
194064 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,  
195220 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: a.basalaev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 8 февраля 2018 г.

В окончательной редакции 28 ноября 2018 г.

Принято к публикации 4 марта 2019 г.

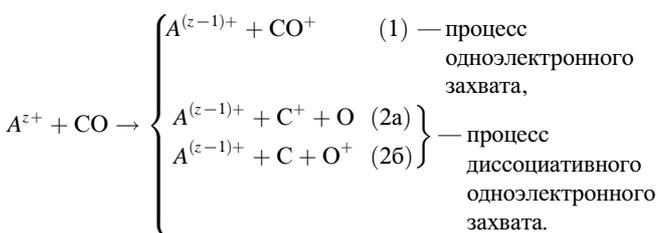
Измерены абсолютные величины сечений процессов одноэлектронного захвата и одноэлектронного захвата с диссоциацией при взаимодействии ионов  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{C}^{2+}$ ,  $\text{N}^{2+}$  и  $\text{O}^{2+}$  с молекулой CO в диапазоне энергий налетающих ионов от 6.4 до 36.4 keV. Обнаружено, что для иона-снаряда  $\text{O}^{2+}$  сечение процесса диссоциативного захвата существенно больше, чем сечение процесса одноэлектронного захвата. Дано качественное объяснение этого эффекта.

**Ключевые слова:** двухзарядные ионы, захват одного электрона, диссоциация однозарядных молекулярных ионов атмосферных газов.

DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47886.53-18

### Введение

При медленных ион-молекулярных столкновениях, когда скорость налетающего иона  $V_p$  меньше скорости валентных электронов молекулы-мишени, основным по величине сечения процессом изменения зарядового состояния сталкивающихся частиц является процесс захвата одного электрона (процессы (1) и (2)), например, [1,2] и ссылки в них. Сечение процесса диссоциативного захвата одного электрона у молекул CO, в результате которого образуется либо ион  $\text{C}^+$  и атом O (процесс (2a)), либо ион  $\text{O}^+$  и атом C (процесс (2б)) при взаимодействии с ионами  $\text{H}^+$  (в области скоростей сближения частиц  $V_p < 1$  а.е.) [3,4],  $\text{Ar}^+$  ( $V_p = 0.08-0.19$  а.е.),  $\text{Kr}^+$  ( $V_p = 0.05-0.11$  а.е.) и  $\text{Xe}^+$  ( $V_p = 0.04-0.07$  а.е.) [5], а так же с ионами  $\text{He}^{2+}$  ( $V_p < 1$  а.е.) [4] составляет примерно 15% от сечения процесса одноэлектронного захвата (процесс 1), в котором образуется ион  $\text{CO}^+$ . Этот результат хорошо согласуется с аналогичными данными по ионизации молекулы CO электронами с энергией от 40 до 600 eV [6,7]. Однако при столкновении ионов  $\text{Ne}^+$  ( $V_p = 0.1-0.3$  а.е.) с молекулами CO сечение процесса (1) примерно в 2 раза меньше сечения процесса диссоциативного захвата [8].

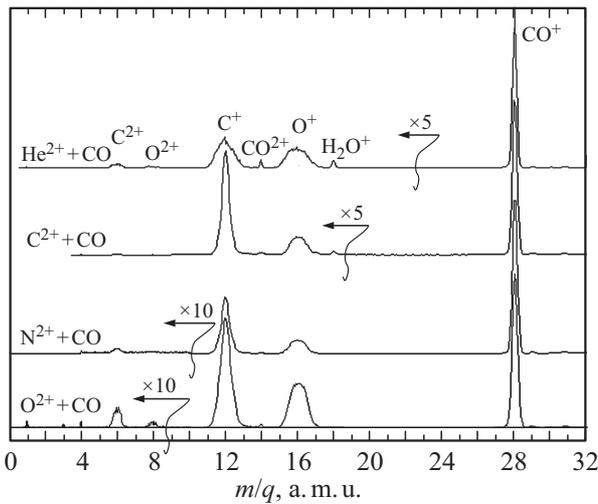


Характерная особенность процесса захвата одного электрона заключается в том, что он эффективно происходит при больших параметрах удара, т.е. при малых углах рассеяния налетающего иона. Величина дифференциального сечения захвата одного электрона при столкновении ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{He}^{2+}$  с атомами аргона [9,10] и ионов  $\text{H}^+$  с молекулами CO и CO<sub>2</sub> [11] при углах рассеяния налетающей частицы  $E\theta = 3 \text{ keV} \cdot \text{deg}$  (где  $\theta$  — угол рассеяния налетающего иона в лабораторной системе координат,  $E$  — энергия налетающего иона) падает примерно на 3 порядка. Процесс диссоциативного одноэлектронного захвата при таких углах рассеяния налетающей частицы обусловлен изменением внутренней энергии сталкивающихся частиц, а не кинетической энергией, переданной налетающим ионом атомам, входящим в состав молекулы CO, которая среди двухатомных молекул имеет самую большую энергию диссоциации в основном состоянии CO ( $X^1\Sigma^+$ )  $D_0 = 11.11 \text{ eV}$ , а в ионизированном  $\text{CO}^+$  ( $X^2\Sigma^+$ )  $D_0 = 8.37 \text{ eV}$ , уступая только молекулярному иону  $\text{N}_2^+$  ( $X^2\Sigma^+$ )  $D_0 = 8.73 \text{ eV}$  [12].

Целью настоящей работы было измерение абсолютных величин сечений одноэлектронного захвата и диссоциативного электронного захвата для ион-молекулярных систем  $A^{2+} + \text{CO}$ , в которых предполагалась значительная роль процесса диссоциативного захвата.

### Методика эксперимента

Для проведения измерений была использована экспериментальная методика, разработанная для исследования фрагментации ионов многоатомных молекул.



**Рис. 1.** Типичные масс-спектры, сформированные процессами захвата одного электрона, в которых образовался только один ион отдачи. Все спектры нормированы на один и тот же интеграл пика  $\text{CO}^+$ . Для систем  $\text{He}^{2+} + \text{CO}$  и  $\text{C}^{2+} + \text{CO}$  области масс-спектров с  $m/q < 19$  умножены на 5, для систем  $\text{N}^{2+} + \text{CO}$  и  $\text{O}^{2+} + \text{CO}$  области масс-спектров с  $m/q < 10$  умножены на 10.

кул [13] Хорошо коллимированный ( $\text{FWHM} = 8'$ ) монокинетический пучок двухзарядных ионов с энергией  $E_p = 6.4\text{--}36.4 \text{ keV}$  пересекал эффузионную струю молекул CO. Пересечение ионного пучка и молекулярной струи происходило в области однородного электрического поля вытягивающего конденсатора, которое направляло ионы отдачи, образовавшиеся в газе-мишени, в ионно-оптическую систему времяпролетного масс-анализатора. Эти ионы, пройдя оптическую систему масс-анализатора, имели энергию  $4q \text{ keV}$ , где  $q$  — заряд иона отдачи, и дополнительно ускорялись напряжением  $14 \text{ kV}$ , после чего регистрировались детектором в счетном режиме. Благодаря дополнительному ускорению достигалась высокая и практически одинаковая эффективность регистрации ионов различной массы и заряда.

Зарядовое состояние налетающих ионов, рассеянных в диапазоне углов  $\theta = \pm 1.5^\circ$ , после взаимодействия определялось электростатическим анализатором. Импульсы детектора налетающих ионов  $\text{A}^+$ , образовавшихся после захвата одного электрона двухзарядными ионами  $\text{A}^{2+}$  ( $\text{A}$  — атомы He, C, N и O), использовались в качестве стартового сигнала регистрирующей системы. Сигналы детектора времяпролетного масс-спектрометра регистрировались в „многостоповом“ режиме, т. е. в режиме, позволяющем зафиксировать разницу времени между стартовым сигналом и временами детектирования всех зарегистрированных ионов-фрагментов. Масс-спектрометр обеспечивал полный сбор ионов-фрагментов с начальными энергиями от 0 до  $9 \text{ eV}$ .

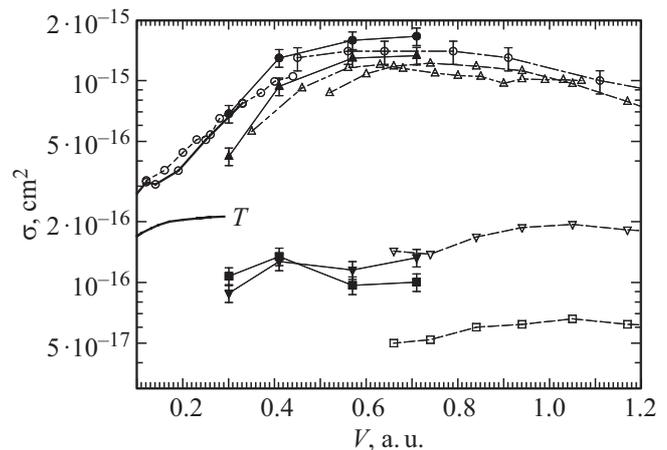
Определение относительных величин сечений процессов одноэлектронного захвата и диссоциативного одноэлектронного захвата проводилось на основе анализа масс-спектров, обусловленных процессами, в которых

образовались либо молекулярный ион, либо один заряженный атомарный фрагмент (рис. 1). Таким образом, были разделены процессы одноэлектронного захвата (образовался только один заряженный фрагмент) и захвата электрона с ионизацией (образовались два заряженных фрагмента или двухзарядные ионы  $\text{CO}^{2+}$ ,  $\text{C}^{2+}$ ,  $\text{O}^{2+}$ ). Для получения величин относительных сечений проводилось интегрирование соответствующих пиков в масс-спектрах и их нормирование на интеграл тока пучка налетающих ионов. Измерения для различных налетающих ионов проводились при неизменном потоке газа-мишени, поэтому полученные величины относительных сечений для всех налетающих ионов были в одинаковых относительных единицах.

Определение абсолютных величин сечений требуют измерения плотности и протяженности струйной молекулярной мишени, что было выполнено с помощью процедуры нормировки измеренного относительного сечения образования ионов  $\text{CO}^+$  при взаимодействии ионов  $\text{H}^+$  (протонов) с молекулами CO на абсолютное сечение этого процесса, приведенное в работе [3]. Экспериментальные ошибки определения относительных сечений определялись по результатам многократных измерений и не превышали  $\pm 2\%$ . Таким образом, ошибка в определении сечений определялась точностью абсолютной калибровки  $\pm 10\%$ .

### Результаты и их обсуждение

Сечения процессов одноэлектронного захвата  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ , диссоциативного одноэлектронного захвата  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$  и  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  и полное сечение захвата одного электрона  $\sigma^{21}$ , представляющее собой сумму сечений всех элементарных процессов, в которых

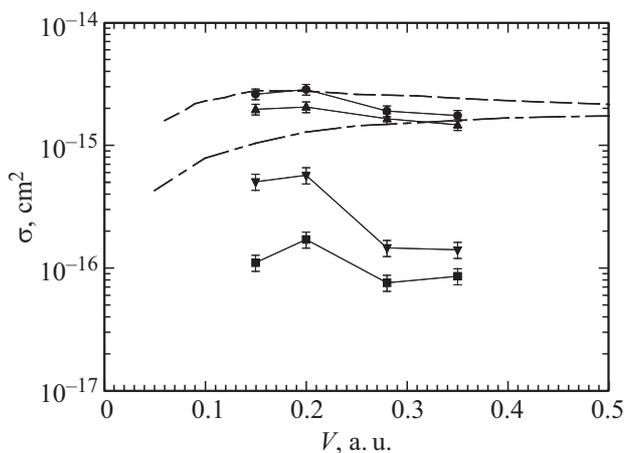


**Рис. 2.** Сечения процессов одноэлектронного захвата и диссоциативного одноэлектронного захвата при столкновении  $\text{He}^{2+} + \text{CO}$ .  $\bullet$  —  $\sigma^{21}$ ,  $\blacktriangle$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ ,  $\blacktriangledown$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$ ,  $\blacksquare$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  настоящая работа;  $\text{---}\triangle$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ ,  $\text{---}\nabla$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$ ,  $\text{---}\square$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  [4];  $\text{---}\triangle$  —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$  [16];  $\text{---}\circ$  —  $\sigma^{21}$  [2],  $\text{---}\circ$  —  $\sigma^{21}$  [14];  $\text{---}\circ$  —  $T$  —  $\sigma^{21}$  (эксперимент и расчет соответственно) [15].

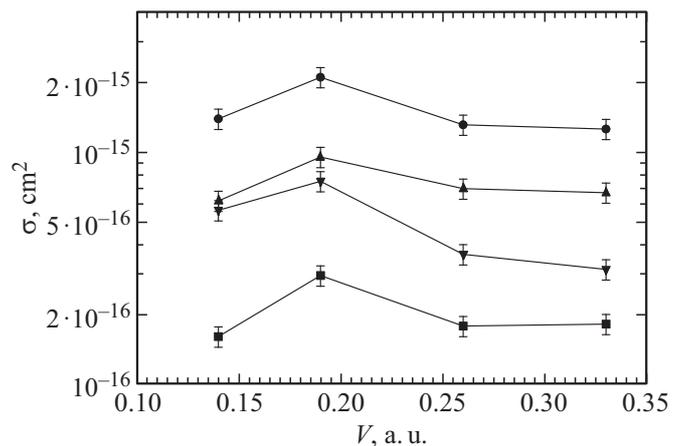
налетающий ион захватывает один электрон у молекулы мишени, приведены на рис. 2. Измеренное в настоящей работе сечение  $\sigma^{21}$  хорошо согласуется с данными других авторов [2,14,15], что позволяет сделать вывод о корректности примененной в работе процедуры определения абсолютных величин сечений.

В работе [16] было проведено масс-спектрометрическое исследование состава ионов отдачи, образующихся при взаимодействии ионов  $\text{He}^{2+}$  с молекулами  $\text{CO}$ . В связи с тем, что авторы работы не фиксировали зарядовое состояние налетающего иона после столкновения, приведенные в работе сечения определяются суммой процессов ионизации, захвата одного и двух электронов, причем сечение последнего  $\sigma^{20}$  сравнимо с сечением  $\sigma^{21}$  [2,14,15]. Однако образование молекулярного иона  $\text{CO}^+$  возможно в процессах одноэлектронного захвата (1) и однократной ионизации, сечение которой в исследуемом диапазоне скоростей должно быть невелико, что и подтверждается хорошим согласием сечения образования иона  $\text{CO}^+$ , полученного в работе [4], с сечением  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ , измеренным в настоящей работе (рис. 2). Рассчитанное методом сильной связи в квазимолекулярном приближении в работе [15] сечение процесса захвата одного электрона существенно меньше экспериментально измеренных как  $\sigma^{21}$ , так и  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ .

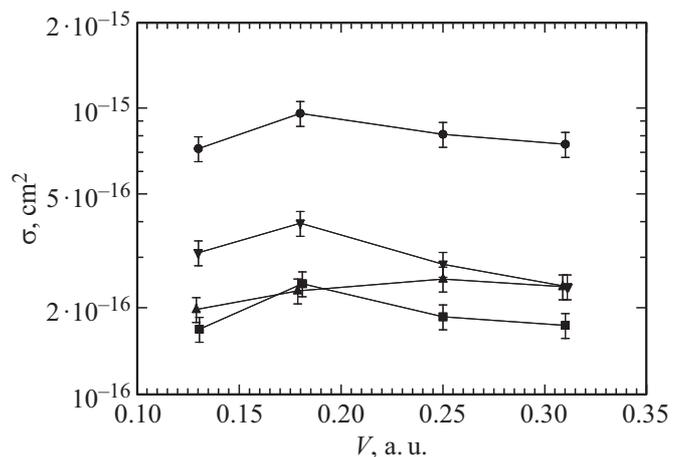
При взаимодействии ионов  $\text{C}^{2+}$  с молекулами  $\text{CO}$  роль процесса диссоциативного захвата существенно возрастает (рис. 3). При этом сечение процесса (2а) оказывается существенно больше, чем сечение процесса (2б), что характерно для этого процесса при захвате одного электрона протонами [3,4] и для процесса ионизации молекулы  $\text{CO}$  электронным ударом [6,7]. Расчеты сечения процесса (1), выполненные в работах [17,18], заметно расходятся между собой, но при этом могут считаться разумной оценкой величины сечения одноэлектронного захвата (рис. 3).



**Рис. 3.** Сечения процессов одноэлектронного захвата и диссоциативного одноэлектронного захвата при столкновении  $\text{C}^{2+} + \text{CO}$ . ● —  $\sigma^{21}$ , ▲ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ , ▼ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$ , ■ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  настоящая работа; - - - [17]; — — — [18].



**Рис. 4.** Сечения процессов одноэлектронного захвата и диссоциативного одноэлектронного захвата при столкновении  $\text{N}^{2+} + \text{CO}$ . ● —  $\sigma^{21}$ , ▲ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ , ▼ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$ , ■ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  настоящая работа.



**Рис. 5.** Сечения процессов одноэлектронного захвата и диссоциативного одноэлектронного захвата при столкновении  $\text{O}^{2+} + \text{CO}$ . ● —  $\sigma^{21}$ , ▲ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{CO}^+)$ , ▼ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C}^+ + \text{O})$ , ■ —  $\sigma_{01}^{21}(\text{C} + \text{O}^+)$  настоящая работа.

При взаимодействии ионов  $\text{N}^{2+}$  с молекулами  $\text{CO}$  процесс (1) также является основным по величине сечения, но при малых скоростях столкновений процесс (2а) имеет сечение, сравнимое по величине с сечением процесса (1) (рис. 4). При взаимодействии ионов  $\text{O}^{2+}$  с молекулами  $\text{CO}$  сечение процесса диссоциативного захвата (сумма сечений (2а) и (2б)) больше сечения процесса (1) во всем исследованном диапазоне скоростей столкновений (рис. 5), а основным по величине сечения является процесс (2а).

Дефект энергии экзотермического процесса захвата одного электрона является основным параметром многоуровневой модели Ландау–Зинера [19], в рамках которой обычно рассматривается процесс захвата электрона при взаимодействии многозарядных ионов с атомами, и

Процессы, происходящие при захвате одного электрона у молекулы CO и соответствующие энергии появления (AE)

Обозначение процесса на рис. 6	Продукты реакции	AE (eV)
	$C(^3P)+O(^3P)$	11.11 <sup>a</sup>
X	$CO^+(X^2\Sigma^+)$	14.0 <sup>b</sup>
A	$CO^+(A^2\Pi)$	16.5 <sup>b</sup>
B	$CO^+(B^2\Sigma^+)$	19.7 <sup>b</sup>
C	$CO^+(C^2\Delta)$	21.8 <sup>b</sup>
D	$CO^+(D^2\Pi)$	22.0 <sup>b</sup>
1	$C^+(^2P)+O(^3P)$	22.4 <sup>c</sup>
2	$C^+(^2P)+O(^1D)$	24.3 <sup>c</sup>
3	$O^+(^4S)+C(^3P)$	24.7 <sup>c</sup>
4	$C^+(^2P)+O(^1S)$	26.6 <sup>c</sup>
5	$C^+(^4P)+O(^3P)$	27.7 <sup>c</sup>
6	$O^+(^2D)+C(^3P)$	28.1 <sup>c</sup>

Примечание. <sup>a</sup> — энергия диссоциации молекулы CO ( $X^1\Sigma^+$ ) [12], <sup>b</sup> — энергия молекулярных состояний с  $v = 0$  [22], <sup>c</sup> — оценка асимптотической энергии на основании данных об энергии диссоциации [12] и данных об энергии атомных состояний [24].

определяется выражением (3):

$$Q = E(CO(X)) - E(A^{+(2s+1)L}) - E_{ex}(CO^{+(2s+1)\Lambda}), \quad (3)$$

где  $E(CO(X))$  — электронная энергия молекулы до столкновения,  $E(A^{+(2s+1)L})$  — электронная энергия иона, захватившего электрон,  $E_{ex}(CO^{+(2s+1)\Lambda})$  — энергия возбуждения образовавшегося молекулярного иона. Процесс экзотермический, если величина  $Q > 0$ .

Для вычисления  $Q$  надо знать энергии возможных конечных электронных состояний молекулярного иона  $CO^+(^2s+1\Lambda)$ , которые были определены в работах [20–22] и измерены экспериментально, например [23]. Асимптотические значения энергий различных каналов диссоциации иона  $CO^+$  могут быть вычислены на основании данных об энергии атомарных уровней [24] и энергии диссоциации молекулы CO [12], результаты такой оценки хорошо согласуются с экспериментальными [23] и теоретическими данными [21,22]. Молекулярные продукты, образующиеся в процессе захвата одного электрона, и их энергии появления, используемые в настоящей работе для оценки величины  $Q$ , приведены в таблице.

Процесс захвата электрона многозарядными ионами у атомов эффективно происходит вследствие ландау–зинеровских переходов в области псевдопересечений термов образующейся квазимолекулы. При рассматриваемых скоростях столкновений процесс имеет большое сечение, если  $R_c \approx 3-9$  а.е. [25], где  $R_c$  — оценка расстояния сближения сталкивающихся частиц, при котором и происходит электронный переход. Это так называемое „окно реакций“ для налетающих двухзарядных ионов соответствует дефекту энергии экзотермического процесса  $Q \approx 3-9$  eV.

При взаимодействии иона  $He^{2+}$  с молекулой CO канал процесса захвата электрона в основное состояние иона  $He^+$  ( $n = 1$ ) имеет большой дефект энергии  $Q \sim 40-30$  eV, что делает этот канал процесса маловероятным и, скорее всего, при его осуществлении происходит диссоциация образующегося молекулярного иона  $CO^+$ . Каналы процесса захвата электрона в возбужденное состояние иона  $He^+$  ( $n = 2$ ) оказываются эндотермическими, причем минимальный дефект энергии  $Q = -0.54$  eV имеет канал процесса захвата с образованием недиссоциированного молекулярного иона

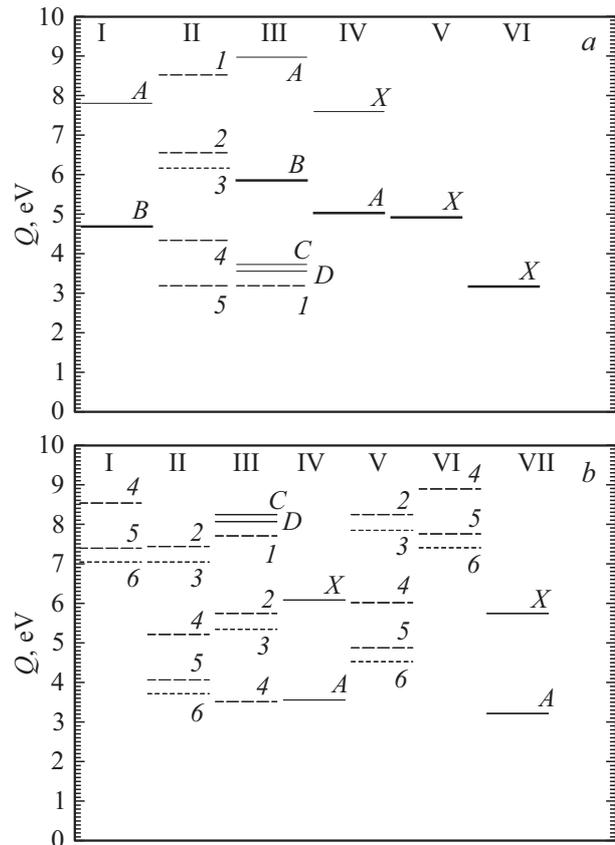


Рис. 6. Дефект энергии процесса захвата одного электрона ионами  $C^{2+}$  и  $O^{2+}$ . Индексы у уровней дефектов энергий соответствуют обозначению процессов, приведенных в таблице. *a* —  $C^{2+}+CO(X^1\Sigma^+)$ . Римскими цифрами обозначены каналы процесса захвата, соответствующие следующим начальным и конечным электронным состояниям налетающего иона: I —  $C^{2+}(2s^2\ ^1S) \rightarrow C^+(2s^2\ 2p\ ^2P)$ , II —  $C^{2+}(2s2p\ ^3P) \rightarrow C^+(2s^2\ 2p\ ^2P)$ , III —  $C^{2+}(2s2p\ ^3P) \rightarrow C^+(2s2p^2\ ^4P)$ , IV —  $C^{2+}(2s2p\ ^3P) \rightarrow C^+(2s2p\ p^2\ ^2D)$ , V —  $C^{2+}(2s^2\ p\ ^3P) \rightarrow C^+(2s2p^2\ ^2S)$ , VI —  $C^{2+}(2s2p^2\ ^2P) \rightarrow C^+(2s2p^2\ ^2P)$ . — — процессы с образованием ионов  $CO^+$  (жирными линиями отмечены дефекты энергий процессов, наблюдавшихся в работе [26]), - - - - - процессы с образованием  $C^++O$ , — процессы с образованием  $C+O^+$ . *b* —  $O^{2+}+CO(X^1\Sigma^+)$ . I —  $O^{2+}(2p^2\ ^3P) \rightarrow O^+(2s^2\ 2p^3\ ^4S)$ , II —  $O^{2+}(2p^2\ ^3P) \rightarrow O^+(2s^2\ 2p^3\ ^2D)$ , III —  $O^{2+}(2p^2\ ^3P) \rightarrow O^+(2s^2\ 2p^3\ ^2P)$ , IV —  $O^{2+}(2p^2\ ^3P) \rightarrow O^+(2s2p^4\ ^2P)$ , V —  $O^{2+}(2p^2\ ^1D) \rightarrow O^+(2s^2\ 2p^3\ ^2D)$ , VI —  $O^{2+}(2p^2\ ^1S) \rightarrow O^+(2s^2\ 2p^3\ ^2D)$ , VII —  $O^{2+}(2p^2\ ^1S) \rightarrow O^+(2s2p^4\ ^4P)$ .

$\text{CO}^+$  ( $X^2\Sigma^+$ ,  $v = 0$ ) в низшем колебательном состоянии, что и объясняет большое сечение захвата одного электрона с образованием недиссоциированного молекулярного иона (процесс (1)).

При анализе величин дефектов энергии процессов с участием двухзарядных ионов  $\text{C}^{2+}$ ,  $\text{N}^{2+}$  и  $\text{O}^{2+}$  надо учитывать, во-первых, что в ионном пучке не полностью ободранные ионы могут находиться как в основном, так и в метастабильных состояниях [26–29]. Во-вторых, процесс одноэлектронного захвата может сопровождаться изменением электронного состояния остова иона, захватившего электрон, т.е. осуществляться как многоэлектронный процесс, даже если не происходит возбуждения образующегося молекулярного иона.

На рис. 6, а приведены дефекты энергии для наиболее вероятных каналов процесса захвата одного электрона ионами  $\text{C}^{2+}$ . Как видно из приведенных данных, при взаимодействии иона  $\text{C}^{2+}$  ( $2s^2\ ^1S$ ) (канал I на рис. 6, а) с молекулой CO в „окно реакции“ попадают лишь каналы, ведущие к образованию ионов в состоянии  $\text{C}^+$  ( $2s^22p\ ^2P$ ) и недиссоциированных ионов  $\text{CO}^+$  ( $A^2\Pi$ ) и  $\text{CO}^+$  ( $B^2\Sigma^+$ ). Остальные пять рассматриваемых каналов процесса захвата электрона (отмечены на рис. 6, а римскими цифрами II–VI), осуществляются при взаимодействии метастабильного иона  $\text{C}^{2+}$  ( $2s2p\ ^3P$ ) с молекулой. Канал процесса захвата II с образованием иона  $\text{C}^+$  ( $2s^22p\ ^2P$ ) в основном состоянии, должен, как видно из рис. 6, а, сопровождаться диссоциацией образующегося молекулярного иона  $\text{CO}^+$ . Результаты проведенного качественного анализа подтверждаются исследованием заселенности электронных состояний партнеров процесса захвата одного электрона при столкновении ионов  $\text{C}^{2+}$  с энергией  $E_p \approx 1\text{ keV}$  с молекулами CO, выполненным методом столкновительной спектроскопии [26]. Дефекты энергии каналов процесса захвата, выделенные жирными линиями на рис. 6, а, наблюдаются в настоящей работе, что подтверждает обоснованность используемого метода качественного анализа.

При анализе взаимодействия ионов  $\text{O}^{2+}$  с молекулами CO учитывалось, что ионы-снаряды могли находиться в трех электронных состояниях  $\text{O}^{2+}$  ( $2s^22p^2\ ^3P$ ) (GS),  $\text{O}^{2+}$  ( $2s^22p^2\ ^1D$ ) ( $MS\ \Delta E = 2.51\text{ eV}$ ) и  $\text{O}^{2+}$  ( $2s^22p^2\ ^1S$ ) ( $MS\ \Delta E = 5.35\text{ eV}$ ) [24]. Как видно из приведенных на рис. 6, б дефектах энергии каналов процесса захвата, при захвате одного электрона ионами  $\text{O}^{2+}$  в „окно реакции“ попадают каналы процессов, в основном приводящие к диссоциации образующегося молекулярного иона  $\text{CO}^+$ . Молекулярные ионы  $\text{CO}^+$  ( $C^2\Delta$ ) и  $\text{CO}^+$  ( $D^2\Pi$ ), которые в рамках рассматриваемой модели, вероятно, образуются при реализации канала процесса захвата III, имеют небольшую глубину потенциальной ямы [22] и, скорее всего, диссоциируют. Каналы процесса захвата, обозначенные на рис. 6, б IV и VII должны приводить к образованию стабильных молекулярных ионов, но эти процессы обусловлены возбуждением остова молекулярного иона  $\text{O}^+$ , что должно приводить к уменьшению сечения этих процессов по сравнению с одноэлектронными.

## Заключение

Таким образом, структура электронных уровней иона  $\text{O}^+$ , образующегося в процессе захвата, и определяет доминирующую роль процесса диссоциативного захвата одного электрона. Качественный анализ, основанный на рассмотрении дефекта энергии процесса, показывает, что для однозарядных налетающих ионов этот эффект должен наблюдаться для ионов  $\text{He}^+$  [30] и для  $\text{Ne}^+$ , для которых это и показано экспериментально [8]. Кроме того, для указанных выше ионов следует ожидать доминирующей роли процесса диссоциативного захвата при взаимодействии с молекулами  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ . Ясно, что для многозарядных ионов  $A^{z+}$  с  $z \geq 5$  из-за большого количества конечных электронных состояний, образующегося в процессе захвата иона  $A^{(z-1)+}$ , процесс (1) будет доминировать над процессом (2), что и наблюдалось нами при исследовании взаимодействия ионов  $\text{Ar}^{z+}$  ( $z = 5, 6$ ) с молекулами CO.

## Финансирование работы

Работа выполнена по Гос. заданию тема № 0040-2019-0023.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] *Rudd M.E., Goffe T.V., Itoh A., Du Bois R.D.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 829–835.
- [2] *Rudd M.E., Goffe T.V., Itoh A.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 2128–2133.
- [3] *Афросимов В.В., Лейко Г.А., Мамаев Ю.А., Панов М.Н., Вуйович М.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. Вып. 2. (8). С. 495–504.
- [4] *Shah M.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1990. Vol. 23. P. 1491–1499.
- [5] *Latimer C.J.* // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1977. Vol. 10. P. 515–522.
- [6] *Orient O.J., Srivastava S.K.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1987. Vol. 20. P. 3923–3936.
- [7] *Tian C., Vidal C.R.* // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 59. P. 1955–1965.
- [8] *Graham W.G., Latimer C.J., Browning R., Gilbody H.B.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1973. Vol. 6. P. 2641–2652.
- [9] *Lindsay B.G., Yu W.S., Stebbings R.F.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 032705.
- [10] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Огурцов Г.Н., Панов М.Н.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 14–20.
- [11] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Панов М.Н.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 2. С. 76–83.
- [12] *Гурвич Л.В., Карачевцев Г.В., Кондратьев В.Н., Лебедев Ю.А., Медведев В.А., Потанов В.К., Ходеев Ю.С.* Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М.: Наука, 1974. 351 с.
- [13] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Морозов Ю.Г., Панов М.Н., Смирнов О.В., Тропн Э.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 9–15.

- [14] Čadež I., Greenwood J.B., Chutjian A., Mawhorter R.J., Smith S.J., Niimura M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2002. Vol. 35. P. 2515–2524.
- [15] Kusakabe T., Miyamoto Y., Tawara H. // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 73. P. 022706.
- [16] Graham W.G., Latimer C.J., Browning R., Gilbody H.B. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1974. Vol. 7. P. L405–L408.
- [17] Bene E., Martínez P., Halsáz G.J., Vibók Á., Bacchus-Montabonel M.C. // Phys. Rev. A. 2009. Vol. 80. P. 012711.
- [18] Gabás P.M.M., Errea L.F., Méndez L., Rabadán I. // Phys. Rev. A. 2012. Vol. 85. P. 012702.
- [19] Salop A., Olson R.E. // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13. P. 1312–1320.
- [20] Krupenie P.H., Weissman S. // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. P. 1529–1534.
- [21] Krishnamurthi V., Nagesha K., Marathe V.R., Mathur A. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. P. 5460–5467.
- [22] Okada K., Iwata S. // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 1804–1808.
- [23] Hierl P.M., Franklin J.L. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. P. 3154–3161.
- [24] Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. NIST ASD Team (2015). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd>
- [25] Janev R.K., Presnyakov L.P. // Phys. Rep. 1981. Vol. 70. N 1.
- [26] Lepusch P., Dumitriu D., Aumayr F., Winter H.P. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1997. Vol. 30. P. 5009–5024.
- [27] Jellen-Wutte U., Schweinzer J., Vanek W., Winter H. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1985. Vol. 18. P. L779–L785.
- [28] Kamber E.Y., Brenton A.G., Beynon J.H. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1984. Vol. 17. P. 4919–4933.
- [29] Афросимов В.В., Басалаев А.А., Панов М.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып.8. С. 26–31. [Afrosimov V.V., Basalaev A.A., Panov M.N. // Tech. Phys. 2005. Vol. 50. N 8. P. 987.]
- [30] Werbowy S., Pranszke B. // Phys. Rev. A. 2016. Vol. 93. P. 022713.