

02

Образование свободных электронов при столкновении Хе с альфа-частицами

© А.А. Басалаев, М.Н. Панов, О.В. Смирнов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: m.panov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 18 марта 2020 г.

В окончательной редакции 8 июня 2020 г.

Принято к публикации 8 июня 2020 г.

Измерены сечения элементарных процессов при столкновении налетающих ионов ${}^3\text{He}^{2+}$ с кинетическими энергиями в диапазоне 1–100 keV с атомами Хе, сопровождающиеся образованием свободных электронов и ионов в различных конечных зарядовых состояниях: Xe^{n+} ($n = 1-6$) и $\text{He}^{(2-m)+}$ ($m = 0-2$). Выделены процессы ионизации, когда налетающая альфа-частица не меняет зарядового состояния, и процессы захвата одного или двух электронов, ведущие к образованию однозарядного иона или атома гелия с дополнительным удалением электронов из атома ксенона в сплошной спектр. Определены сечения образования свободных электронов в каждом из этих процессов. Определен вклад в образование свободных электронов многоэлектронных процессов. Показано, что при изменении энергии столкновения ионов ${}^3\text{He}^{2+}$ от 1 до 100 keV (скорости налетающего иона от 0.12 до 1.2 а.е.) принципиально меняется механизм удаления электронов из атома ксенона. При малых скоростях сближения частиц происходит образование автоионизационного состояния квазимолекулы и его последующий распад. При больших скоростях ($V > 0.7$ а.е.) образование свободных электронов в основном обусловлено внезапным изменением потенциальной энергии электронов при сближении быстрой альфа-частицы с ядром атома ксенона.

Ключевые слова: захват с ионизацией, многоэлектронные процессы, свободные электроны, квазимолекулярный механизм.

DOI: 10.21883/JTF.2020.12.50116.92-20

Введение

При столкновении ионов с атомами одним из наиболее изучаемых процессов является процесс образования свободных электронов. С точки зрения теоретического рассмотрения процесса ионизации, столкновение многоэлектронного атома с бесструктурной частицей — протоном или альфа-частицей — является наиболее простым. В цикле статей [1–3] показано, что даже для случая столкновений многоэлектронных атомов с протонами экспериментальные данные, детальные по каналам процессов, довольно бедны, особенно в низкоэнергетической области, что затрудняет оценку теоретических вычислений. Имеющиеся в настоящее время теоретические подходы для расчета сечений ионизации атомов достаточно хорошо развиты в одноэлектронном приближении в области высоких энергий налетающих частиц, т.е. когда скорость налетающего иона (V_p) больше, чем начальная скорость электрона (V_{el}), участвующего в процессе эмиссии. При столкновении с многоэлектронным атомом налетающих альфа-частиц с кинетическими энергиями в сотни keV удовлетворительное согласие с экспериментальными данными о величинах сечений и о зарядовом составе образующихся из атомов мишени медленных ионов дает механизм взаимодействия, рассматривающий быстрое изменение потенциала при сближении сталкивающихся частиц, в котором находят-

ся электроны атома-мишени, с последующей эволюцией электронов возбужденного атома [3,4].

В ряде работ [5–10] использовалась модель, в которой столкновение рассматривалось как взаимодействие протона или альфа-частицы с множеством слабо связанных электронов. Вероятность ионизации получалась путем использования плазменного приближения с учетом энергии связи для каждой оболочки. При описании многоэлектронной ионизации учитывались Оже-процессы, сопровождающие удаление внутреннего электрона [5,8,11,12]. В работах [7–9] для вычисления многократной ионизации тяжелых атомов, бомбардируемых ядрами элементов, использовалось уравнение статистической физики для описания прохождения заряженной частицы в облаке электронов неоднородной плотности, отражающей различные электронные оболочки атома-мишени. Получено хорошее согласие с экспериментом [3,4] для сечения ионизации ($\text{H}^+ - \text{Xe}$) с образованием от одного до четырех электронов при скоростях сближения частиц свыше 1 MeV/а.м.у.

В этой области высоких скоростей сближения частиц имеется так же ряд квантово-механических методов расчета. Метод искаженных волн [8,13–15] дает хорошие результаты для процесса однократной ионизации атомов Ar и Ne при высоких энергиях столкновений с протонами и многозарядными ионами ряда легких элементов. При энергиях столкновения ~ 1 MeV/а.м.у. применение

модели независимых частиц [6,8,9,15,16] и вычисление сечения процессов многократной ионизации, в которых важную роль играет ионизация внутренних оболочек, сопровождаемая последующим Оже-распадом образующегося возбужденного иона.

Однако в области энергий столкновений в десятки keV/a.m.u. и ниже нет адекватных методов расчета сечений процессов образования нескольких свободных электронов, поэтому имеется потребность в измерении детальных характеристик процесса ионизации, в том числе зависимости сечений элементарных процессов, ведущих к образованию свободных электронов, от энергии сталкивающихся частиц, а также в измерении дифференциальных сечений рассеяния для процессов с различной степенью ионизации атома-мишени. Измерение зависимости сечений элементарных процессов изменения зарядового состояния от энергии столкновений позволяет выделить ту область энергий столкновений, в которой механизм процессов образования свободных электронов, основанный на адиабатических электронных переходах в квазимолекуле, сменяется взаимодействием энергичной альфа-частицы с квазинезависимыми электронами многоэлектронного атома мишени. В случае адиабатического сближения частиц имеется возможность рассмотрения процесса как изменения электронных уровней квазимолекулы и расчета вероятностей электронных переходов между ними. Процесс образования свободных электронов при этом может происходить как за счет кинетической энергии налетающей частицы, так и за счет потенциальной энергии квазимолекулярной системы со свободным глубоким электронным уровнем, образующейся при сближении многоэлектронного атома с многозарядным ионом. При столкновении иона с многоэлектронным атомом его ионизация происходит в основном в многоэлектронных процессах и может сопровождаться захватом электронов налетающим ионом [17,18], т.е. при столкновении с α -частицей — захватом одного или двух электронов с дополнительной ионизацией атома.

1. Методика эксперимента

При столкновении иона He^{2+} с атомом Хе процессы образования свободных электронов могут быть разделены на три группы в зависимости от количества электронов (m), захваченных налетающим ионом:

$$\text{He}^{2+} + \text{Xe} \rightarrow \begin{cases} \text{He}^{2+} + \text{Xe}^{n+} + ne^{-} \\ \text{(1) ионизация } \{220n\}, \\ \text{He}^{+} + \text{Xe}^{n+} + (n-1)e^{-} \\ \text{(2) захват с ионизацией } \{210n\}, \\ \text{He}^{0} + \text{Xe}^{n+} + (n-2)e^{-} \\ \text{(3) двойной захват} \\ \text{с ионизацией } \{200n\}. \end{cases}$$

При обозначении процессов будут использованы четыре числа, соответствующие начальным и конечным зарядовым состояниям взаимодействующих частиц $\{2(2-m)0n\}$, сечения соответствующих процессов будут обозначаться как σ_{0n}^{22-m} . При измерениях использовался изотоп ${}^3\text{He}$ для того, чтобы избежать попадания в состав первичного пучка He^{2+} примеси ионов H_2^+ , совпадающих по отношению заряда к массе с ионами ${}^4\text{He}^{2+}$.

Использованная для измерения абсолютных величин сечений экспериментальная методика подробно описана в наших работах [19–22] и состоит из нескольких этапов. Первоначально производилось измерение суммарной абсолютной величины сечения образования положительного заряда всех медленных ионов потенциальным методом, т.е. измерялся ток положительных ионов ксенона, образованных при прохождении пучка ионов He^{2+} известной интенсивности через однородную газовую мишень атомов Хе на фиксированном участке длины камеры столкновений. Сбор вторичных ионов осуществлялся с помощью однородного поперечного электрического поля. Низкая плотность газовой мишени гарантировала однократность столкновения быстрой частицы с атомами ксенона. Плотность газовой мишени измерялась абсолютно манометром Мак-Леода.

На втором этапе медленные положительные ионы Хе, образованные в газовой мишени, ускорялись поперечным электрическим полем, фокусировались на выходную щель магнитного анализатора и разделялись по заряду. С целью увеличения чувствительности установки при измерении интенсивности потока вторичных ионов высокой зарядности в качестве газа мишени использовался изотоп ксенона ${}^{129}\text{Xe}$. Полный сбор вторичных ионов, осуществляемый фокусирующими электронными линзами, контролировался снятием вольт-амперной характеристики электростатической фокусирующей системы. В результате этого определялись сечения образования медленных ионов Xe^{n+} определенного заряда. Измерения интенсивности пучка быстрых ионов He^{2+} и вторичных ионов ксенона проводились в токовом режиме.

Каждое сечение образования медленного иона Xe^{n+} определенного заряда являлось суммой трех элементарных сечений по всем конечным зарядам быстрых гелиевых частиц. Для разделения этого сечения на сечения элементарных процессов медленные ионы определенного заряда, выделенные магнитным анализатором, направлялись в детектор счета отдельных частиц. Пучок налетающих ионов, прошедших газовую мишень, направлялся в 30 градусный цилиндрический электростатический анализатор и после разделения по заряду также регистрировался в счетном режиме. Импульсы с детекторов быстрых и медленных ионов поступали в схему совпадений. В результате измерялся относительный вклад процессов ионизации, захвата одного электрона и захвата двух электронов в сечение образования медленного иона ксенона определенного заряда. Эффективность регистрации ионов He^{2+} и He^{+} детектором отдельных частиц контролировалась путем сравнения

интенсивности счета и величины тока, измеряемого либо в токовом режиме, либо в режиме накопления заряда.

Погрешность в абсолютных величинах сечений определялась главным образом погрешностью измерений плотности частиц газа мишени и составляла 10%. Дополнительно возникали погрешности из-за статистики истинных и случайных совпадений импульсов детекторов, которая сильно зависит как от вида элементарного процесса, так и от величины его сечения. Для процессов (2) и (3) статистическая погрешность не более 5% для сечений порядка 10^{-17} cm^2 . Минимальная измеряемая величина сечения процессов 2 и 3 составляет $\sim 10^{-19} \text{ cm}^2$, а для процесса ионизации (1) — 10^{-18} cm^2 ввиду большой загрузки канала быстрых частиц ионами первичного пучка, не испытывавшими взаимодействия с атомами ксенона.

2. Результаты измерений и их обсуждение

Экспериментальные величины сечений элементарных процессов изменения зарядовых состояний частиц σ_{0n}^{22-m} при столкновении ионов ${}^3\text{He}^{2+}$ в диапазоне кинетических энергий 1–100 keV с атомами Хе, представлены в табл. 1–3.

Полные сечения процессов 1–3 ($\sigma_{tot}^m, m = 0-2$) приведены на рис. 1.

$$\sigma_{tot}^m = \sum_n \sigma_{0n}^{22-m}.$$

Из приведенных данных видно, что во всем исследованном диапазоне энергий столкновений процесс захвата с ионизацией имеет самое большое сечение среди всех процессов, при осуществлении которых образуются свободные электроны. Полное сечение процесса ионизации растет с увеличением энергии столкновений и при энергии $\sim 55 \text{ keV}$ сравнивается по величине с полным сечением процесса захвата двух электронов с ионизацией,

Таблица 1. Сечения каналов процесса ионизации $\{220n\}$ ($n = 1-6$) (10^{-17} cm^2)

$E, \text{ keV}$	{2201}	{2202}	{2203}	{2204}	{2205}
9.5	2.48	0.23	0.07		
13.9	4.61	0.30	0.10		
20.2	4.92	0.50	0.10	0.05	0.02
25.3	5.51	0.66	0.17	0.07	0.03
33.1	7.46	0.80	0.20	0.07	0.04
38.9	9.53	0.90	0.28	0.14	0.05
47.1	14.73	1.47	0.35	0.14	0.05
54.0	21.58	1.78	0.50	0.17	0.07
60.1	27.07	2.49	0.58	0.19	0.08
69.9	36.39	3.20	1.08	0.36	0.18
80.2	46.04	4.50	1.31	0.43	0.18
89.8	57.37	5.98	1.72	0.55	0.21
99.7	67.33	7.04	1.89	0.64	0.24

Таблица 2. Сечения каналов процесса захвата одного электрона с ионизацией $\{210n\}$ ($n = 2-6$) (10^{-17} cm^2)

$E, \text{ keV}$	{2102}	{2103}	{2104}	{2105}	{2106}
1.0	47.70				
3.0	35.00	6.95			
5.9	28.10	7.70	0.60		
9.5	27.00	8.46	1.18	0.05	
13.9	26.60	9.40	2.00	0.10	0.02
20.2	27.00	10.84	3.01	0.34	0.03
25.3	28.80	10.86	5.24	1.06	0.10
33.1	32.10	11.24	5.98	2.14	0.25
38.9	33.90	11.63	6.39	2.55	0.32
47.1	38.20	12.27	6.61	3.07	0.43
54.0	41.30	13.03	7.16	3.34	0.50
60.1	43.80	13.74	7.31	3.50	0.57
69.9	46.00	15.18	8.07	3.74	0.69
80.2	46.50	16.55	8.36	3.95	0.82
89.8	47.40	17.03	8.32	3.88	0.95
99.7	46.50	17.06	8.50	3.89	0.98

Таблица 3. Сечения каналов процесса захвата двух электронов с ионизацией $\{200n\}$ ($n = 3-6$) (10^{-17} cm^2)

$E, \text{ keV}$	{2003}	{2004}	{2005}	{2006}
1.0	64.50	4.43		
3.0	38.05	5.18		
5.9	25.74	7.00	0.67	
9.5	21.91	9.39	0.99	0.09
13.9	19.02	10.63	1.42	0.13
20.2	15.27	11.73	2.09	0.24
25.3	14.19	11.23	4.23	0.77
33.1	12.87	11.10	7.71	1.47
38.9	11.22	10.55	7.77	1.84
47.1	11.12	9.71	7.29	1.97
54.0	9.65	8.70	6.49	1.92
60.1	8.71	8.32	6.21	1.85
69.9	7.52	7.04	5.35	1.75
80.2	6.62	5.99	4.80	1.70
89.8	5.92	5.21	4.51	1.53
99.7	5.36	4.82	4.23	1.51

а при энергии $\sim 100 \text{ keV}$ — с полным сечением процесса захвата одного электрона с ионизацией. На рис. 2 приведены сечения образования свободных электронов σ_{el}^m в процессах (1–3), вычисленные на основании сечений, приведенных в табл. 1–3, согласно выражению:

$$\sigma_{el}^m = \sum_{n=m+1}^{n=6} (n-m)\sigma_{0n}^{22-m}.$$

Как видно из приведенных данных, несмотря на рост сечения процесса ионизации во всем исследованном диапазоне энергий столкновений, большая часть свободных электронов при взаимодействии ионов He^{2+} с атомами Хе образуется за счет вклада многоэлектронных кана-

лов процесса захвата одного электрона. При энергии столкновений меньше 20 keV образование свободных электронов в равной мере происходит за счет процессов захвата одного и двух электронов с ионизацией (рис. 2).

При энергиях столкновений выше 20 keV сечения каналов процесса ионизации быстро растут с энергией налетающего иона (табл. 1). Уже при энергии налетающей альфа-частицы 20 keV в процессе ионизации наблюдаются каналы, ведущие к удалению из атома Хе до пяти электронов. Обнаружено, что все сечения каналов процесса ионизации $\{220n\}$ имеют

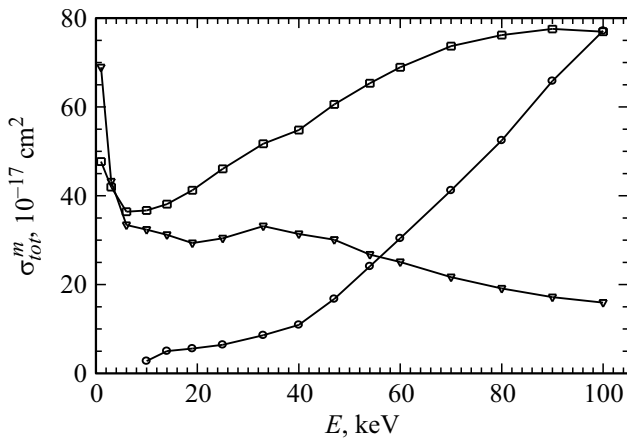


Рис. 1. Полные сечения (σ_{tot}^m) процессов ионизации, захвата одного электрона с ионизацией и захвата двух электронов с ионизацией. \square — полное сечение процесса захвата одного электрона с ионизацией $\{210n\}$ ($n = 2-6$), ∇ — полное сечение процесса захвата двух электронов с ионизацией $\{200n\}$ ($n = 3-6$), \circ — полное сечение процесса ионизации $\{220n\}$ ($n = 1-5$).

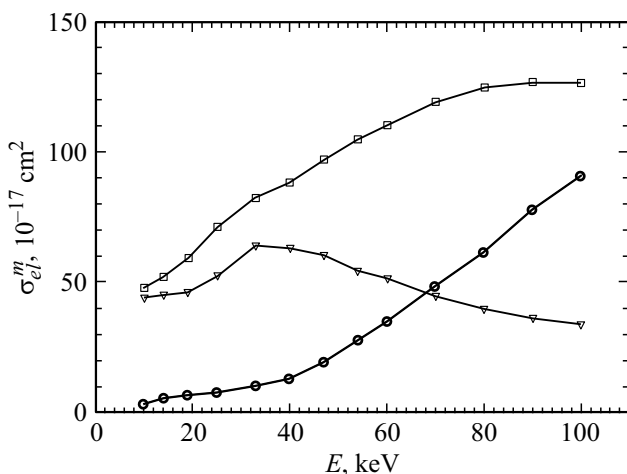


Рис. 2. Сечения образования свободных электронов в процессах ионизации, захвата одного электрона с ионизацией и захвата двух электронов с ионизацией. \square — сечение образования свободных электронов σ_{el}^1 в процессе $\{210n\}$ ($n = 2-5$), ∇ — сечение образования свободных электронов σ_{el}^2 в процессе $\{200n\}$ ($n = 3-6$), \circ — сечение образования свободных электронов σ_{el}^0 в процессе $\{220n\}$ ($n = 1-6$).

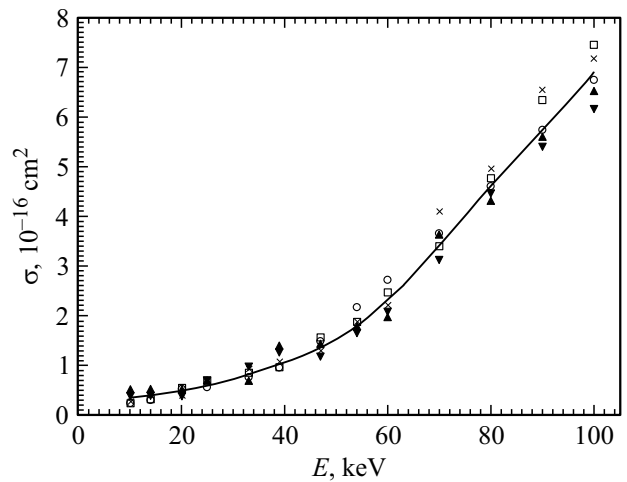


Рис. 3. Сечения каналов процесса ионизации атомов Хе ионами ${}^3\text{He}^{2+}$ (процессы $\{220n\}$), нормированные на сечение процесса $\{2201\}$. \circ — σ_{01}^{22} , \square — $10.6 \cdot \sigma_{02}^{22}$, \times — $38 \cdot \sigma_{03}^{22}$, \blacktriangle — $101 \cdot \sigma_{04}^{22}$, \blacktriangledown — $168 \cdot \sigma_{05}^{22}$.

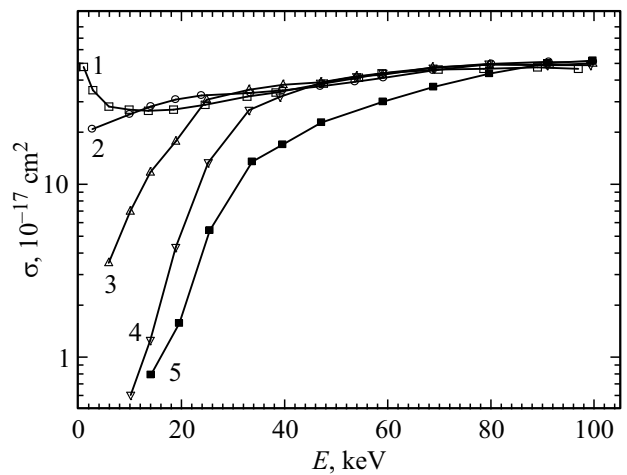


Рис. 4. Сечения каналов процесса захвата одного электрона с ионизацией атомов Хе ионами ${}^3\text{He}^{2+}$ (процессы $\{210n\}$), нормированные на сечение процесса $\{2102\}$. (Цифры у кривых соответствуют количеству свободных электронов, образующихся в процессе). \square — σ_{02}^{21} , \circ — $2.78 \cdot \sigma_{03}^{21}$, \blacktriangle — $5.7 \cdot \sigma_{04}^{21}$, \blacktriangledown — $12.2 \cdot \sigma_{05}^{21}$, \blacksquare — $51 \cdot \sigma_{06}^{21}$.

близкую зависимость от энергии ионов He^{2+} , т.е. величины сечений образования ионов ксенона любого заряда ($n = 0-5$), умноженные на постоянные коэффициенты ($\sigma_{01}^{22} : \sigma_{02}^{22} : \sigma_{03}^{22} : \sigma_{04}^{22} : \sigma_{05}^{22} = 1 : 10.6 : 38 : 101 : 168$), ложатся на универсальную кривую (рис. 3). Это объясняется тем, что все каналы процесса ионизации имеют одинаковый механизм, а именно возбуждение электронов атома в результате резкого изменения потенциала, в котором они находятся при сближении альфа-частицы и ядра атома, и последующего распада этого возбужденного состояния. При этом отсутствуют какие-либо другие виды электронных переходов, так как экспериментально выделены столкновения, в которых налетающие ионы

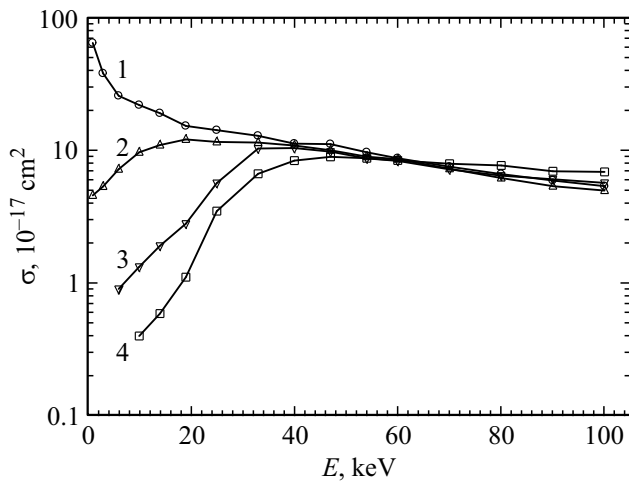


Рис. 5. Сечения каналов процесса захвата двух электронов с ионизацией атомов Хе ионами ${}^3\text{He}^{2+}$ (процессы $\{200n\}$), нормированные на сечение процесса $\{2003\}$. (Цифры у кривых соответствуют количеству свободных электронов, образующихся в процессе). \circ — σ_{03}^{20} , \blacktriangle — $\sigma_{04}^{20} \cdot 1.05$, \blacktriangledown — $1.4 \cdot \sigma_{05}^{20}$, \square — $4.71 \cdot \sigma_{06}^{20}$.

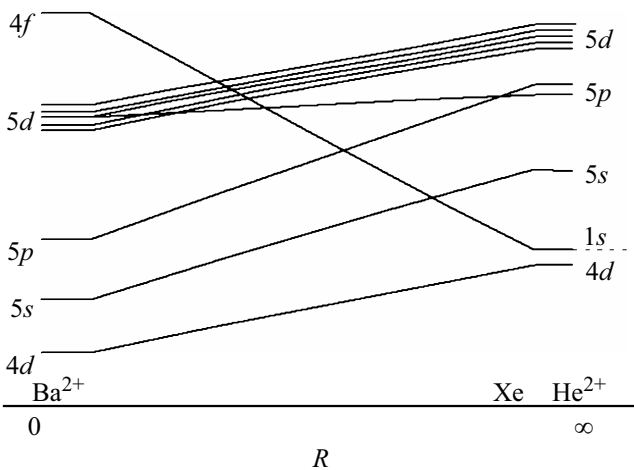


Рис. 6. Корреляционная диаграмма одноэлектронных термов квазимолекулярной системы $\{\text{XeHe}\}^{2+}$.

не изменяют своего зарядового состояния, и процесс ионизации происходит только за счет возбуждения электронных оболочек. Вероятность возникновения возбужденного состояния зависит от энергии столкновения, а его последующий распад ведет к образованию свободных электронов, число которых зависит от энергии возбуждения образовавшегося молекулярного иона.

При малых скоростях сближения ($V < 0.5$ а.е., $E < 30$ keV) высока вероятность захвата одного (процесс 2) или двух электронов (процесс 3). На основании величин сечений ($\sim 10\text{--}15$ см²) этих процессов можно сделать вывод, что захват электронов в области низких энергий столкновений происходит при значительных расстояниях сближения частиц в несколько атомных единиц, т.е. затрагивает электроны лишь внешней

5p-оболочки атома. В области энергий столкновений менее 50 keV (скорости столкновения менее 0.8 а.е.) наблюдается резкое изменение зарядового состава образующихся медленных ионов ксенона в процессах, обусловленных захватом электронов. Очевидно, степень возбуждения при осуществлении процессов захвата более глубоких оболочек сильно зависит от скорости налетающих ионов. В связи с этим в отличие от процесса ионизации близкие зависимости сечений образования различного числа электронов от энергии столкновения в рассматриваемых процессах наблюдаются лишь при энергиях более 55 keV (рис. 4, 5). Для процесса захвата одного электрона и двух электронов соответственно $\sigma_{02}^{21} : \sigma_{03}^{21} : \sigma_{04}^{21} : \sigma_{05}^{21} : \sigma_{06}^{21} = 1 : 2.78 : 5.7 : 12.2 : 51$ и $\sigma_{03}^{20} : \sigma_{04}^{20} : \sigma_{05}^{20} : \sigma_{06}^{20} = 1 : 1.05 : 1.4 : 4.71$.

Механизм взаимодействия иона He^{2+} с атомом ксенона носит при низких скоростях сближения частиц адиабатический характер и может быть качественно рассмотрен на основе анализа корреляционной диаграммы одноэлектронных термов квазимолекулярной системы $\{\text{XeHe}\}^{2+}$ [16–18]. При предельном сближении частиц система электронных уровней квазимолекулы $\{\text{XeHe}\}^{2+}$ преобразуется в систему уровней иона Ba^{2+} . При этом незанятая 1s-орбиталь гелия коррелирует с 4f-орбиталью образующегося объединенного иона Ba^{2+} . (2p- и 3d-орбитали полностью заняты электронами Хе и расположены ниже по шкале потенциальной энергии, чем 1s-орбитали Хе). При сближении ядер атомов 1s–4f терм квазипересекается с 5l термами атома Хе. В области этих квазипересечений осуществляются электронные переходы на свободные уровни квазимолекулы. В этой области энергий столкновения с высокой вероятностью происходят процессы, связанные с захватом одного или двух электронов налетающим ионом гелия. При этом каналами образования свободных электронов могут являться процессы, обусловленные выходом адиабатического терма квазимолекулы в континуум (процесс 1) [16] и автоионизации квазимолекулы — как результат резонансного коррелированного двухэлектронного перехода между термами квазимолекулы и последующего распада автоионизационного состояния (процесс 2) [18]. В этой области скоростей сближения частиц наблюдается сильное изменение зарядового состава медленных ионов в процессах захвата электронов. Величины сечений захвата электронов достигают своих максимальных значений при энергиях в несколько keV. С ростом кинетической энергии альфа-частиц растет возбуждение более глубоких оболочек и, как следствие, растет сечение ионизации. Начиная с кинетических энергий свыше ~ 55 keV в процессах одноэлектронного и двухэлектронного захвата наблюдается, аналогично процессу ионизации, одинаковая зависимость сечений образования ионов различного заряда от энергии налетающей альфа-частицы. Уменьшение при этом числа оставшихся электронов оболочки 5p в результате процессов захвата электрона быстрой частицей приводит

к существенному изменению соотношения сечений образования различного числа свободных электронов при ионизации Хе налетающими ионами He^{2+} в этих двух видах процессов по сравнению с процессом ионизации.

Заключение

Измерены абсолютные величины всех элементарных процессов, ведущих к образованию свободных электронов, при взаимодействии α -частиц с атомами ксенона в диапазоне кинетических энергий налетающих ионов ${}^3\text{He}^{2+}$ от 1 до 100 keV. При столкновении иона с многоэлектронным атомом образование свободных электронов происходит в основном в многоэлектронных процессах, с высокой вероятностью сопровождающихся захватом электронов, т.е. в процессах захвата одного или двух электронов с дополнительной ионизацией многоэлектронного атома. Получены сечения образования свободных электронов в процессах ионизации, захвата одного и двух электронов. Определена область энергий столкновений, где меняется механизм образования свободных электронов. Показано, что сечения каналов процесса ионизации имеют близкую зависимость от энергии ионов He^{2+} и могут быть описаны универсальной зависимостью. Для процессов образования свободных электронов, обусловленных захватом электронов в процессе столкновения, подобные зависимости сечений каналов образования различного числа электронов от энергии наблюдаются только при энергиях столкновений, превышающих ~ 55 keV. Это объясняется единым механизмом ионизации атомов мишени при высоких скоростях сближения сталкивающихся частиц.

Финансирование работы

Работа выполнена по Государственному заданию, тема № 0040-2019-0023.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.D. DuBois, S.T. Manson. Phys. Rev. A, **35**, 2007 (1987).
- [2] R.D. DuBois. Phys. Rev. A, **39**, 4440 (1989).
- [3] R.D. DuBois. Phys. Rev. A, **36**, 2585 (1987).
- [4] M.E. Rudd, T.V. Coffi, A. Itoh. Phys. Rev. A, **32**, 2128 (1985).
- [5] C.D. Archubi, C.C. Montanari, J.E. Miraglia. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **40**, 943 (2007).
- [6] T. Kirchner, M. Horbasch, H.J. Ludde. Phys. Rev. A, **66**, 052719 (2002).
- [7] A. Amaya-Tapia, A. Antillón, C.D. Estrada. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **51**, 115201 (2018).
- [8] G.M. Sigaud, M.M. Sant'Anna, H. Luna, A.C.F. Santos, C. McGrath, M.B. Shah, E.G. Cavalcanti, E.C. Montenegro. Phys. Rev. A, **69**, 062718 (2004).
- [9] G. Schenk, T. Kirchner. Phys. Rev. A, **91**, 052712 (2015).
- [10] Т. Киர்шнер, Х. Тавара, И.Ю. Толстикова, А.Д. Уланцев, В.П. Шевелько, Т. Штулькер. ЖТФ, **76** (9), 22 (2006). [T. Kirchner, H. Tawara, I.Yu. Tolstikhina, A.D. Ulantsev, V.P. Shevelko, Th. Stoehlker. Tech. Phys., **51** (9), 1127 (2006).]
- [11] A. Salop, J. Eichler. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **12**, 257 (1979).
- [12] E.G. Cavalcanti, G.M. Sigaud, E.C. Montenegro, M.M. Sant'Anna, H. Schmidt-Bocking. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **35**, 3937 (2002).
- [13] L. Gulyás, P.D. Fainstein, A. Salin. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **28**, 245 (1995).
- [14] M. Fiori, A.B. Rocha, C.E. Bielschowsky, G. Jalbert, C.R. Garibotti. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **39**, 1751 (2006).
- [15] T. Kirchner, L. Gulyás, H.J. Ludde, A. Henne, E. Engel, R.M. Dreizer. Phys. Rev. Lett., **79**, 1658 (1997).
- [16] Е.А. Соловьев. УФН, **157** (3), 437 (1989).
- [17] R.K. Janev, L.P. Presnyakov. Phys. Rep., **70** (1), (1981).
- [18] G.N. Ogurtsov, S.Yu. Ovchinnikov, J.H. Macek, V.M. Mikoushkin. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **46**, 175203 (2013).
- [19] В.В. Афросимов, А.А. Мамасев, М.Н. Панов, Н.В. Федоренко. ЖТФ, **39**, 159 (1969).
- [20] В.В. Афросимов, А.А. Басалаев, М.Н. Панов. ЖТФ, **64**, 22 (1994). [V.V. Afrosimov, A.A. Basalaev, M.N. Panov. Tech. Phys., **39**, 989 (1994).]
- [21] В.В. Афросимов, А.А. Басалаев, Г.Н. Огурцов, М.Н. Панов. ЖТФ, **84** (5), 14 (2014). [V.V. Afrosimov, A.A. Basalaev, G.N. Ogurtsov, M.N. Panov. Tech. Phys., **59** (5), 642 (2014).]
- [22] А.А. Басалаев, Г.Н. Огурцов, М.Н. Панов. ЖТФ, **88** (7), 977 (2019). [A.A. Basalaev, G.N. Ogurtsov, M.N. Panov. Tech. Phys., **63** (7), 947 (2018).]