

02;12

Влияние электронов остова многозарядного иона на процесс одноэлектронного захвата

© В.В. Афросимов, А.А. Басалаев, М.Н. Панов

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

(Поступило в Редакцию 7 декабря 2004 г.)

Методом столкновительной спектроскопии — прецизионного анализа изменения кинетической энергии ионов при взаимодействии ионов с атомами изучалось заселение различных электронных состояний частиц, образовавшихся в процессе захвата одного электрона у атомов водорода, гелия и молекул водорода ионами keV-энергий Ar^{3+} и Ne^{3+} . Показано, что захват одного электрона во многих случаях является многоэлектронным процессом, сопровождающимся перестройкой остова многозарядного иона. Обнаружено, что при ионизации атомов Ne электронным ударом трехзарядные ионы Ne^{3+} образуются преимущественно в метастабильных состояниях. Заселение возбужденных состояний частиц при их многократной ионизации необходимо учитывать при определении характеристик различных частиц методом потенциалов появления. Метод столкновительной спектроскопии может быть использован для анализа примеси метастабильных ионов в ионных пучках.

Введение

Исследования взаимодействия медленных многозарядных ионов с атомами интенсивно ведутся с начала 70-х годов. Эти работы были стимулированы в первую очередь потребностью в данных о сечениях процесса захвата электрона ионами примесей в плазме установок управляемого термоядерного синтеза для анализа их влияния на энергетический баланс и зарядовый состав плазмы. Наибольший практический интерес представляли случаи взаимодействия многозарядных ионов с атомарным водородом. Исследования одноэлектронных систем показали, что процесс одноэлектронного захвата при медленных ион-атомных столкновениях хорошо описывается двухуровневой квазимолекулярной моделью, в рамках которой процесс захвата определяется взаимодействием частиц в области межъядерных расстояний, соответствующих псевдопересечению термов начального и конечного состояний квазимолекулы. Было также показано, что вероятности переходов из-за экзотермичности процесса с участием многозарядных ионов, происходящего при больших межъядерных расстояниях, с достаточной точностью могут быть вычислены по модели Ландау–Зинера [1,2]. Захват одного электрона ионом, имеющим несколько электронов, у атома, сохраняя общие закономерности процесса, присущие одноэлектронной системе, может осуществляться как двухэлектронный процесс, получивший название захвата с возбуждением [3]. Очевидно, что возможны два типа таких двухэлектронных процессов. Захват электрона может сопровождаться либо возбуждением остова многозарядного иона [3–7], либо электронным возбуждением частицы мишени [5,8].

Теоретические исследования электронных корреляций в процессе взаимодействия многозарядных ионов с атомами обычно связаны с анализом взаимного влияния

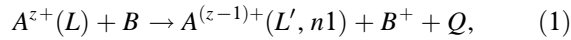
электронов атома-мишени [9]. В большинстве случаев предполагалось, что электроны остова многозарядного иона не участвуют в процессе, а только вместе с электронами мишени определяют структуру термов квазимолекулярной системы, образующейся в медленных ион-атомных столкновениях. Однако эксперимент показывает, что процесс одноэлектронного захвата может осуществляться как многоэлектронный процесс, сопровождающийся возбуждением электронов остова многозарядного иона, и вклад этого канала захвата с возбуждением в сечение захвата одного электрона может быть достаточно большим даже при высокой зарядности налетающего иона. В работе [3] значительная роль процесса захвата с возбуждением была обнаружена, например, при взаимодействии литиеподобных ионов $\text{Ne}^{7+}(1s^2 2s)$ и $\text{F}^{6+}(1s^2 2s)$ с атомами He и Ne.

Данная работа посвящена выяснению роли многоэлектронных каналов в процессе захвата одного электрона ионами Ar^{3+} и Ne^{3+} у различных мишеней на основе регистрации электронных состояний партнеров столкновения. Полученные данные использовались также для анализа начальных электронных состояний налетающих ионов A^{z+} .

1. Методика эксперимента

Для исследования электронных состояний ионов, образующихся в процессе одноэлектронного захвата, был использован метод столкновительной спектроскопии, основанный на прецизионном анализе кинетической энергии многозарядного иона после столкновения. Методика эксперимента описана в работах [8,10] и основана на том, что изменение кинетических энергий (ΔE) взаимодействующих частиц в результате неупругого процесса захвата одного электрона (1) определяется разницей

их потенциальной энергии Q до и после столкновения



где $A^{z+}(L)$ — многозарядный ион с зарядом z , остов которого находится в исходном электронном состоянии L ; $A^{(z-1)+}(L', n1)$ — многозарядный ион, захвативший электрон в состояние с квантовыми числами $n, 1$, при этом его остов находится в квантовом состоянии L' ; B, B^+ — атом мишени в исходном (основном) состоянии и ион, потерявший электрон; Q — изменение потенциальной энергии системы сталкивающихся частиц, вычисляемое из данных по энергии атомных уровней [11,12].

При малых углах рассеяния кинетическая энергия, переданная частице мишени, пренебрежимо мала, поэтому измеряемое изменение кинетической энергии ΔE налетающей частицы после неупругого столкновения практически совпадает по величине с изменением потенциальной энергии системы Q . Это дает возможность использовать величину ΔE для идентификации возбужденных состояний частиц после столкновения по данным об энергиях их уровней. При существенных углах рассеяния кинетическая энергия иона отдачи также может быть вычислена и учтена.

В настоящей работе был использован источник многозарядных ионов с электронным ударом, причем относительно низкая интенсивность электронного пучка и малая плотность газа в источнике обеспечивали образование ионов в условиях однократных столкновений. Анализ энергии ионов, прошедших камеру столкновений, осуществлялся электростатическим анализатором типа „плоское зеркало“. Возможность разделения пиков в экспериментально измеряемом спектре кинетической энергии ионов определяется аппаратной функцией анализатора энергии и монохроматичностью первичного пучка. В настоящей работе полная ширина на полувысоте аппаратной функции экспериментальной установки при энергии столкновения $1 \times z$ keV составляла $0.4 \times z$ eV. Точность определения положения пиков в энергетических спектрах ионов $A^{(z-1)+}$, как показали многократные измерения, была лучше 1 eV.

Газовая мишень создавалась с помощью камеры с дифференциальной откачкой. Для получения мишени из атомарного водорода камера столкновений, сделанная из вольфрама, нагревалась электронным пучком до температуры 2500 К. При этой температуре степень диссоциации молекулярного водорода в камере столкновений составляла 78%.

2. Экспериментальные результаты

а) Взаимодействие ионов Ar^{3+} с атомами He. На рис. 1 приведен спектр кинетических энергий ионов Ar^{2+} , образовавшихся при захвате одного электрона ионами Ar^{3+} с начальной кинетической энергией 5.25 keV у атомов гелия. Наибольший по величине пик в спектре соответствует ионам, увеличившим после захвата электрона свою кинетическую энергию на

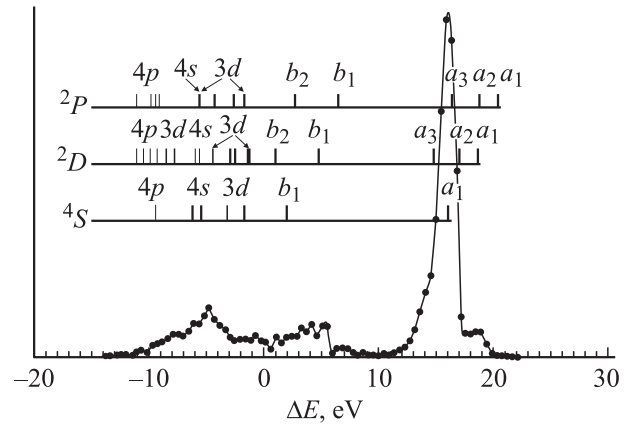
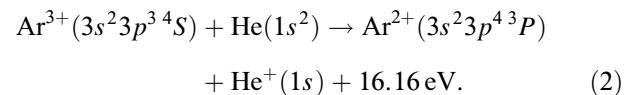


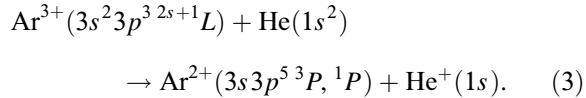
Рис. 1. Спектр изменения кинетической энергии ΔE ионов при захвате одного электрона ионами Ar^{3+} у атомов He. Горизонтальные линии, помеченные $4S, 2D, 2P$, обозначают шкалы Q для трех возможных начальных состояний налетающего иона $Ar^{3+}(3s^23p^3)$. Расчетные положения пиков для различных конечных электронных состояний партнеров столкновения — вертикальные линии.

$\Delta E = 16$ eV. Ионы Ar^{2+} с такой кинетической энергией соответствуют процессу (2), в котором осуществляется захват электрона ионами в основном состоянии $Ar^{3+}(3s^23p^34S)$ в основное состояние иона $Ar^{2+}(3s^23p^43P)$. Расчетное положение пика, обусловленное изменением потенциальной энергии партнеров столкновения, $Q = 16.16$ eV обозначено на рис. 1 чертой a_1 на шкале основного состояния $4S$



Ионы первичного пучка $Ar^{3+}(3s^23p^3)$ могут также находиться в двух метастабильных электронных состояниях $2D$ и $2P$ с энергиями возбуждения $E_{MS} = 2.62$ eV и $E_{MS} = 4.3$ eV соответственно. При захвате метастабильным ионом электрона в оболочку $3p$ происходит ее перестройка и выделяющаяся при этом потенциальная энергия метастабильного состояния приводит к дополнительному по сравнению с процессом (2) увеличению кинетической энергии иона, захватившего электрон. При захвате одного электрона в оболочку $3p$ -ионом, находящимся в основном квартетном состоянии $4S$, образующийся ион Ar^{2+} может находиться только в триплетном основном состоянии $3P$, а ионы, образующиеся из метастабильных ионов $Ar^{3+}(2D)$ и $Ar^{3+}(2P)$, могут находиться в трех электронных состояниях: $3P, 1P$ и $1S$. Расчетные положения пиков, соответствующих этим конечным состояниям, обозначены на рис. 1 как a_1, a_2, a_3 на шкалах, соответствующих двум метастабильным начальным состояниям ионов Ar^{3+} . Как видно из рис. 1, небольшой пик с энергией ($\Delta E \approx 18.5$ eV) может быть объяснен только наличием в первичном пучке примеси метастабильных ионов в состояниях $2D$ и (или) $2P$.

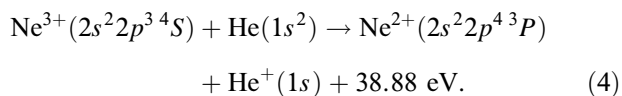
Область спектра с $\Delta E \approx -4 - -11 \text{ eV}$ обусловлена одноэлектронными эндотермическими процессами, при которых электрон захватывается в возбужденное состояние иона $\text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^3 n1)$. ($n1 = 3d, 4s, 4p$) без изменения начального состояния остова многозарядного иона. Вклад таких процессов составляет примерно 15% от полного сечения захвата. Область спектра с $\Delta E \approx 1-7 \text{ eV}$ соответствует ионам, образованным в двухэлектронном процессе (3), который осуществляется с возбуждением остова многозарядного иона, в результате которого происходит переход $3s$ -электрона на уровень $3p$. Расчетные положения пиков для этого процесса обозначены на рис. 1 буквами b_1 для конечного состояния $\text{Ar}^{2+}(3s 3p^5 3P)$ и b_2 — для $\text{Ar}^{2+}(3s 3p^5 1P)$



На основании спектра, приведенного на рис. 1, можно сказать, что большая часть ионов Ar^{3+} первичного пучка находятся в основном состоянии. Часть каналов процесса одноэлектронного захвата (около 10% полного сечения) является на самом деле двухэлектронными процессами и сопровождается возбуждением одного из $3s$ -электронов остова на более высокий $3p$ -уровень образующегося двухзарядного иона. Процесс возбуждения $3s$ -электрона остова иона Ar^{3+} при захвате электрона у молекулы CF_4 наблюдался также в работе [13]. Процесс захвата электрона ионами Ar^{3+} , сопровождающийся возбуждением образующихся ионов мишени $\text{He}^+(n=2)$ имеет гораздо меньшее сечение, поскольку статистически значимые пики в спектрах ΔE ионов Ar^{2+} с соответствующими $\Delta E \approx -25 \text{ eV}$ не были обнаружены.

б) Взаимодействие ионов Ne^{3+} с атомами He. Спектры энергий быстрых ионов Ne^{2+} , образованных в процессе захвата одного электрона ионами Ne^{3+} с начальными энергиями $E = 2.7$ и 5.25 keV у атомов гелия, представлены на рис. 2. Здесь и далее на рисунках спектры для разных энергий столкновений нормированы на максимум основного пика. Ввиду того что внешняя электронная оболочка налетающих ионов Ne^{3+} , как и в случае Ar^{3+} , состоит из трех p -электронов, ионы Ne^{3+} в первичном пучке могут также находиться в трех электронных состояниях: $4S$, $2D$ ($E_{MS} = 5.08 \text{ eV}$) и $2P$ ($E_{MS} = 7.7 \text{ eV}$), и все конечные электронные состояния продуктов реакции аналогичны состояниям Ar^{2+} .

Экспериментально были зарегистрированы ионы, увеличившие свою кинетическую энергию на величину ΔE в диапазоне от 0 до 25 eV . Это значит, что при исследованных энергиях столкновений захвата электрона ионом $\text{Ne}^{3+}(4S)$, находящимся в основном состоянии, в основное состояние иона $\text{Ne}^{2+}(3P)$ с точностью до чувствительности эксперимента не наблюдается (процесс (4), который является аналогом процесса (2) для налетающего иона $\text{Ar}^{3+}(4S)$ на рис. 1)



Также не наблюдаются и процессы образования ионов Ne^{2+} в состояниях с конфигурацией $2s^2 2p^4 2s+1L$ из налетающих ионов, находящихся в метастабильных состояниях $\text{Ne}^{3+}(2D)$ и $\text{Ne}^{3+}(2P)$, так как соответствующие пики должны были бы занимать область $\Delta E = 37-47 \text{ eV}$. Малая вероятность перечисленных выше процессов объясняется их большими дефектами резонанса [11,12], вследствие чего квазипересечения термов начального и конечного состояний системы сталкивающихся частиц $\{\text{NeHe}\}^{3+}$, соответствующих этим электронным переходам, должны быть расположены при малых межъядерных расстояниях. Это в свою очередь приводит к значительному расщеплению между термами, что делает электронные переходы маловероятными в исследуемом диапазоне низких скоростей столкновений.

При захвате электрона ионами Ne^{3+} на возбужденные уровни с $n > 3$ все каналы процесса являются эндотермическими $\Delta E < 0$ и, как показывают экспериментальные результаты, маловероятны, так как никаких статистически значимых пиков в этой области спектра не обнаружено. Таким образом, наблюдаемый захват электрона с изменением кинетической энергии налетающих ионов для системы $(\text{NeHe})^{3+}$ в диапазоне $\Delta E = 0-25 \text{ eV}$ должен соответствовать каналам процесса захвата электрона на уровень $2p$, при которых конечное электронное состояние либо иона-снаряда, либо мишени оказывается возбужденным. Список этих каналов приведен в таблице.

Для ионов в основном состоянии ($2s^2 2p^3 4S$) в области изменения кинетических энергий ΔE , где наблюдаются процессы захвата одного электрона, может существовать единственный канал захвата с одновременным переходом электрона с уровня $2s$ на уровень $2p$ и выделением энергии $Q = 13.55 \text{ eV}$ (канал $a-4S$ в таблице). Однако пика в спектре, соответствующего осуществлению этого канала, не наблюдается. Имеющийся же на рис. 2 ярко выраженный дублет, обозначенный как $a-2P$ и $a-2D$, соответствует захвату электрона метастабильными ионами $2P$ и $2D$ с образованием ионов Ne^{2+} в триплетном электронном состоянии $2s 2p^5 3P$. Следующим по величине вклада в сечение одноэлектронного захвата является канал захвата электрона метастабильными ионами $\text{Ne}^{3+}(2P)$ с образованием иона $\text{Ne}^{2+}(2s 2p^5 1P)$ в синглетном состоянии ($b-2P$).

Область спектра энергий $1 < \Delta E < 8 \text{ eV}$ соответствует процессу захвата, осуществляющемуся как сложный многоэлектронный процесс (третья группа процессов в таблице с нотацией $d-2s+1L$ на рис. 2). В спектре, во-первых, четко виден пик $d-2P$ при $\Delta E = 6.8 \text{ eV}$, соответствующий образованию ионов $\text{Ne}^{2+}([4S]3s^3 S)$ из состояния $\text{Ne}^{3+}(2P)$. Во-вторых, в эту область энергий попадает канал процесса захвата, связанный с образованием иона $\text{Ne}^{2+}([4S]3s^3 S)$ из состояния $\text{Ne}^{3+}(2D)$, которому можно приписать экспериментально наблюдаемый пик $d-2D$ в спектре при $\Delta E = 4.8 \text{ eV}$. Эти процессы приводят к изменению мультиплетности остова многозарядного иона и могут осуществляться только как захват электрона на $2p$ -подоболочку налетающего

Возможные каналы процесса одноэлектронного захвата, отвечающие экспериментально наблюдаемым изменениям кинетической энергии быстрых частиц

Партнеры реакции	Продукты реакции	Q, eV	Обозначение положения Q на рис. 2	$\Delta E, eV$
$Ne^{3+}(^2P) + He(1s^2)$	$Ne^{2+}(2s2p^5\ ^3P) + He^+(1s)$	21.25	$a-^2P$	21.3 ± 0.5
$Ne^{3+}(^2D) + He(1s^2)$		18.63	$a-^2D$	18.7 ± 0.5
$Ne^{3+}(^4S) + He(1s^2)$		13.55	$a-^4S$	Нет
$Ne^{3+}(^2P) + He(1s^2)$	$Ne^{2+}(2s2p^5\ ^1P) + He^+(1s)$	10.69	$b-^2P$	10.6 ± 0.5
$Ne^{3+}(^2D) + He(1s^2)$		8.07	$b-^2D$	8.07 ± 0.5
$Ne^{3+}(^2P) + He(1s^2)$	$Ne^{2+}([^4S]3s^3S) + He^+(1s)$	6.97	$d-^2P$	6.8 ± 0.5
$Ne^{3+}(^2D) + He(1s^2)$		4.35	$d-^2D$	4.8 ± 0.5
$Ne^{3+}(^4S) + He(1s^2)$		-0.73	$d-^4S$	Нет
$Ne^{3+}(^2P) + He(1s^2)$	$Ne^{2+}(2s^22p^4\ ^3P) + He^+(n=2)$	5.78	$c-^2P$	5
$Ne^{3+}(^2D) + He(1s^2)$		3.07	$c-^2D$	3
$Ne^{3+}(^4S) + He(1s^2)$		-1.92	$c-^4S$	Нет

иона с одновременным возбуждением $2p$ -электрона в состояние $3s$ и тушением метастабильного состояния. Простой захват с переходом электрона на уровень $3s$ не вызывает тушения метастабильного состояния в силу закона сохранения спина, как это и будет экспериментально подтверждено ниже при рассмотрении процессов взаимодействия ионов $Ne^{3+}(2s^{+1}L)$ с атомами H и молекулами H_2 . Примерно в ту же область изменения кинетической энергии попадают ионы, образовавшиеся при захвате электрона в основное состояние иона $Ne^{3+}(2s^22p^4\ ^3P)$ с одновременным возбуждением иона мишени $He^+(n=2)$ (третья группа процессов в таблице, нотации $c-^2P$ и $c-^2D$ на рис. 2).

Отсутствие в спектре пика, соответствующего захвату электрона ионами в основном состоянии (a^4-S на рис. 2), как раз в центре спектра изменения кинетических энергий ΔE образующихся ионов Ne^{2+} дает основания предположить, что в ионном источнике при создании трехзарядных ионов неона электронным ударом в условиях однократных столкновений ионы Ne^{3+} в основном состоянии практически не образуются. Из этого также следует, что время жизни метастабильных ионов Ne^{3+} много больше времени пролета ($t < 1.5\ \mu s$) до камеры столкновений, так как распад метастабильных ионов не привел к появлению ионов в основном состоянии в пучке, используемом в эксперименте.

Изменение энергии электронов в ионном источнике в диапазоне 150–1500 eV не привело к какому-либо заметному изменению измеряемого спектра ΔE для процесса захвата ионами Ne^{3+} , а значит и к изменению состава ионного пучка. Таким образом, очевидно, что механизм образования многозарядного иона Ne^{3+} в условиях однократных электрон-атомных столкновений связан в основном с электронами внешней оболочки атома неона $2s^22p^6$. Вероятно, образование $2s$ -вакансии в атоме неона сопровождается возбуждением $2p$ -электронов с последующим распадом возбужденных состояний. Роль же образования K -вакансий в атоме неона даже при

энергии электронного пучка в источнике ионов, почти в 2 раза превышающей энергию связи $1s$ -электрона (867 eV [14]), незначительна.

Наличие в ионном пучке практически только метастабильных ионов Ne^{3+} качественно согласуется с данными работ [15,16]. Измеренные в этих работах спектры ионов Ne^{2+} , образовавшихся в столкновениях ионов Ne^{3+} при энергии 600 eV [15] и при энергии 150 eV [16] с атомами He, показали, что основным по величине является процесс захвата электрона метастабильным ионом $Ne^{3+}(^2P)$, сопровождающийся возбуждением $2s$ -электрона остова многозарядного иона, обозначенный на рис. 2 как $b-^2P$. Вклад процессов с образованием триплетного состояния $Ne^{2+}(^3P)$, обозначенного $a-^2P$ и $a-^2D$, при энергиях столкновения, исследованных в этих работах, незначителен. Как видно из сравнения спектров, полученных нами при $E = 2.70$

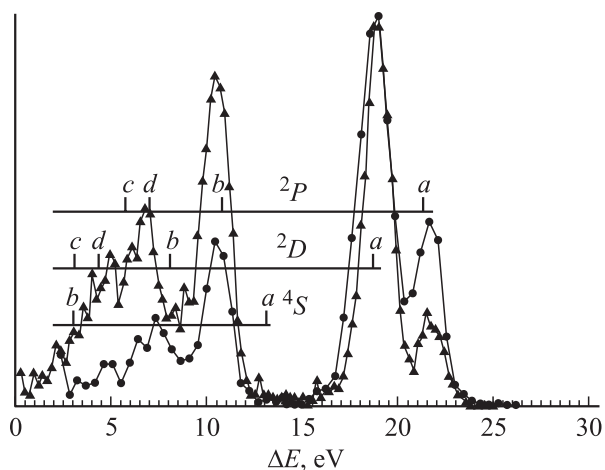


Рис. 2. Спектр изменения энергии ΔE ионов при захвате одного электрона ионами Ne^{3+} у атомов He. Начальные энергии ионов E, keV : \blacktriangle — 2.7, \bullet — 5.25. Обозначения аналогичны рис. 1 (нотация процессов — в таблице).

и 5.25 keV, относительная роль последних действительно возрастает с ростом энергии столкновения.

Таким образом, в простейшей с точки зрения изменения зарядовых состояний частиц процесс захвата одного электрона ионами Ne^{3+} из атомов He вовлечены электроны $2s$ - и $2p$ -подоболочек неона и $1s$ гелия, поэтому он оказывается сложным многоэлектронным процессом.

в) Взаимодействие ионов Ne^{3+} с атомами H и молекулами H_2 . Процесс захвата электрона метастабильным ионом может привести к перестройке электронной конфигурации остова многозарядного иона и к тушению метастабильного состояния во время взаимодействия. Это происходит при взаимодействии трехзарядных ионов Ne^{3+} с атомами гелия, когда электрон захватывается непосредственно в не полностью заполненную оболочку остова многозарядного иона. Ответ на вопрос о тушении метастабильного состояния в момент взаимодействия при захвате электрона на более высокие уровни налетающего иона, не принадлежащие остову многозарядного иона, можно получить, либо уменьшая энергию столкновения, либо используя атомы мишени с потенциалом ионизации, меньшим, чем потенциал ионизации атома гелия.

Результаты измерений энергий ионов Ne^{3+} с начальными энергиями 3, 6 и 9 keV при захвате электрона у молекул водорода представлены на рис. 3. Большой пик в спектре при $\Delta E \approx 9 \text{ eV}$ соответствует захвату электрона на уровень $3s$ иона Ne^{2+} . Наблюдается также захват на уровень $3p$. Эти каналы процесса не связаны с обменом электронами между $2p$ - и $3s$ -подоболочками, как в случае захвата электрона для пары $\text{Ne}^{3+}-\text{He}$, и не вызывают перестройку остова метастабильных ионов. В результате пики $3s$ и $3p$ могут быть приписаны захвату электрона ионом Ne^{3+} в любом из трех состояний. В процессе захвата активным является лишь один электрон, и процесс может описываться одноэлектронным приближением. При этом молекулу водорода

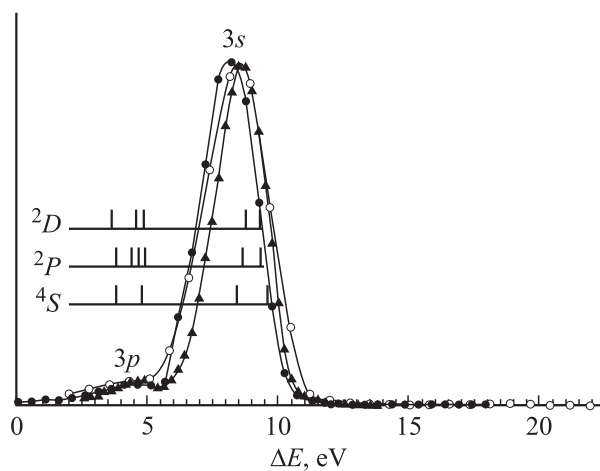


Рис. 3. Спектр изменения энергии ΔE ионов при захвате одного электрона ионами Ne^{3+} у молекул H_2 . Начальные энергии ионов E , keV: \blacktriangle — 3, \blacksquare — 6, \bullet — 9. Обозначения аналогичны рис. 1.

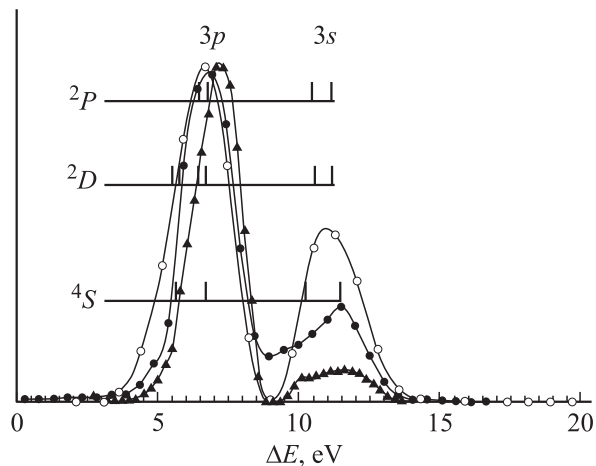


Рис. 4. Спектр изменения энергии ΔE ионов при захвате одного электрона ионами Ne^{3+} у атомов H. Обозначения те же, что и на рис. 3.

можно рассматривать как неделимую частицу с потенциалом ионизации, равным 15.43 eV. Возможность такого рассмотрения молекулы основывается на том, что для исследуемой системы роль процессов, сопровождаемых диссоциацией, относительно невелика. Это следует, во-первых, из анализа полученных энергетических спектров, а во-вторых, из прямых измерений методом совпадений сечений процессов захвата электрона: захвата с диссоциацией и захвата с ионизацией, выполненных нами для пар $\text{Ar}^{z+}-\text{He}_2$ ($z = 3, 6$). Измерения показали, что в широком диапазоне скоростей столкновений сумма сечений процессов, сопровождающихся диссоциацией молекулы, не превышает 10% для $z = 3$ и 20% для $z = 6$ от полного сечения процесса захвата одного электрона. Незначительная роль процессов диссоциации даже многоэлектронных молекул, таких как молекулы N_2 и O_2 , при захвате электронов медленными ионами Ne^{3+} ($E = 75 \text{ eV}$) была продемонстрирована в работе [7]. Авторы работы [7] также наблюдали пики в спектрах потери энергии, связанные с процессами захвата электрона метастабильными ионами $\text{Ne}^{3+}(^2D)$ с образованием возбужденного иона $\text{Ne}^{2+}(^2P)3s^3P, ^1P)$.

Таким образом, при столкновении с молекулой водорода, обладающей электроном с меньшей энергией связи, чем атом гелия, процесс захвата электрона в исследованной области энергий столкновений не вызывает перестройки электронной L -оболочки иона Ne^{3+} .

На рис. 4 приведен спектр изменения кинетической энергии ионов Ne^{2+} , образовавшихся при захвате одного электрона у атомов водорода ионами Ne^{3+} с энергией 3.0, 5.25 и 9.0 keV. В связи с меньшей энергией связи электрона в атоме водорода, чем в молекуле, основным каналом процесса является заселение более высоколежащего $3p$ -уровня иона Ne^{2+} , чем уровень $3s$. Такой переход в $3p$ -подоболочку осуществляется при еще больших межъядерных расстояниях, соответствующих пересечению термов начального и конечного

состояний при межъядерных расстояниях около 8.5 а.и., в то время как для заселения $3s$ -подоболочки они составляют ~ 5 а.и. Благодаря такому расположению областей взаимодействия с ростом скорости столкновения, как видно из рис. 4, относительная вероятность захвата на $3s$ -подоболочку возрастает. Все выводы о влиянии электронных состояний и участии электронов остова многозарядных ионов на процесс одноэлектронного захвата, сделанные для столкновений с молекулами водорода, находят свои подтверждения и в случае взаимодействия с атомами водорода.

Выводы

Проведен анализ заселенностей электронных состояний ионов, образующихся в результате процесса захвата одного электрона при взаимодействии многозарядных ионов, имеющих электронный остов, с атомами. Показано, что захват электрона может с высокой вероятностью осуществляться как двухэлектронный процесс и сопровождаться возбуждением остова многозарядного иона. Сечения экзотермических каналов этого процесса захвата эффективно осуществляются в диапазоне изменения потенциальной энергии системы сталкивающихся частиц $Q \cong +5 + 25$ eV с передачей соответствующей кинетической энергии частицам — партнерам столкновения. Величины сечений таких процессов могут многократно превышать сечения конкурирующих одноэлектронных процессов: либо эндотермических, либо с $Q > 30$ eV. При наличии в пучке многозарядных ионов в метастабильных состояниях эффективно происходит тушение метастабильного состояния при захвате электрона в возбужденную оболочку остова иона. Применявшийся в работе метод столкновительной спектроскопии может быть использован для диагностики электронных состояний частиц в пучке многозарядных ионов. При этом путем выбора в качестве частиц-мишеней, у которых происходит захват электрона, атомов с различными потенциалами ионизации и изменения энергии столкновения можно вызвать эффективное тушение метастабильных состояний ионов различной зарядности.

Образование в процессе ионизации электронным ударом многозарядных ионов в метастабильном состоянии указывает на то, что процесс многократной ионизации атома электронным ударом связан с возбуждением внешней оболочки атома и последующей ее релаксацией, причем образующийся многозарядный ион может оставаться в возбужденном состоянии, очевидно не обязательно метастабильном. Показана возможность высокой вероятности заселения долгоживущих возбужденных состояний при многократной ионизации атомов электронным ударом. Этот эффект необходимо учитывать при интерпретации измерений потенциалов кратной ионизации тяжелых атомов, молекул и особенно кластеров методом энергии появления, если измерения проводятся в условиях однократных столкновений тяжелых частиц с электронами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 02-02-17590) и Программой „Научные школы“ (грант НШ-2215.2003.2).

Список литературы

- [1] *Salop A., Olson R.E.* // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13. P. 1312–1320.
- [2] *Sato Yu., Moore J.H.* // Phys. Rev. A. 1979. Vol. 19. P. 495–503.
- [3] *Gaboriaud M.N., Barat M., Roncin P.* et al. // J. Phys. B. 1994. Vol. 27. P. 4595–4609.
- [4] *Bloemen E., Winter H., de Heer F.J.* et al. // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. P. 4207–4226.
- [5] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Самойлов А.В.* и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 2 (8). С. 465–476.
- [6] *Schmeissner C., Cocke C.L., Mann R.* et al. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 30. P. 1661–1671.
- [7] *Kamber E.Y., Ferguson S.M.* // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 022701.
- [8] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Лейко Г.А.* и др. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 5. С. 1605–1615.
- [9] *Nikulin V.K., Dijkkam D., Gordeev Yu.S.* et al. // J. Phys. B. 1984. Vol. 17. P. L721–L725.
- [10] *Afrosimov V.V., Leiko G.A., Panov M.N.* // IX ICPEAC. Abstracts of Papers. Seattle, 1975. P. 183–184.
- [11] *Moore C.E.* // Atomic Energy Levels. NBS Circular NSRDS–NBS 35. Washington DC. 1971.
- [12] NIST Atomic Spectra Database. http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd
- [13] *Motohashi K., Tsurubuchi S.* // J. Phys. B. 2003. Vol. 36. P. 1811–1833.
- [14] *Зигбан К., Норлинг К., Фальман А.* и др. // Электронная спектроскопия. М.: Мир, 1971. 493 с. Sierbahn K., Nordling C., Fahlman A. et al. // ESXA Atomic, Molecular and Solid State Structure Studies by Means of Electron Spectroscopy. Uppsala, 1967.
- [15] *Lebius H., Koslowski H.R., Huber B.A.* // Z. Phys. D. 1989. Vol. 11. P. 53–61.
- [16] *Said R., Kamber E.Y., Yaltkaya S.* et al. // J. Phys. B. 1994. Vol. 27. P. 3993–4008.