

состояния аналогичны метастабильным состояниям гелиеподобных частиц. Распад таких метастабильных состояний происходит практически только за счет примеси к ним состояний, из которых разрешены дипольные переходы. Величина примеси, как правило, весьма незначительна и поэтому времена жизни их τ должны быть велики. В процессе захвата электрона ионами, находящимися в этих состояниях, образуются автоионизирующие частицы, аналогичные автоионизирующимся литиеподобным частицам.

Таким образом, кроме уже обнаруженных понижения сечений захвата для возбужденных ионов с числом электронов N равным 2 (H^{+5}); He^{+4} ; Li^{+3} ; Be^{+2} и B^{+1}) следует ожидать аналогичных понижений для многозарядных ионов с $N = 18$ и 36 .

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ

В настоящее время накопилось достаточно большое количество экспериментального материала относительно долгоживущих возбужденных частиц, на основании которого можно сделать некоторые обобщения. Данные о количестве метастабильных частиц в пучках ионов позволяют выявить основной механизм возбуждения, а величины τ и энергетические уровни иона дают возможность восстановить схему распада возбужденных состояний ионов.

3.1. Водородоподобные ионы ($N = 1$)

В дополнение к достаточно хорошо известным работам по изучению возбужденных состояний атома водорода [7], в том числе нижайшего возбужденного долгоживущего состояния, в последних исследованиях [42, 43] приведена зависимость τ от Z для одновалентных частиц в состоянии $(2S)$. Переход из этого состо-

яния в основном осуществляется для ионов с большим $Z \geq 40$ за счет магнитного дипольного взаимодействия с уровнем $(2S)$. Однако из-за того, что разность энергии возбуждения состояний $(2S)$ и $(2P)$ невелика, (ΔE — лэмбовский сдвиг), состояния $(2S)$ разрушаются уже в относительно слабых магнитных полях, что создает большие экспериментальные трудности в работе с ними (рис. 20).

3.2. Гелиеподобные ионы ($N = 2$)

Гелиеподобные ионы имеют два хорошо известных долгоживущих состояния $(1s 2s)^1S$ и $(1s 2s)^3S$ (рис. 21), метастабильность которых обусловлена тем, что обычный дипольный электрический переход из этих состояний в основное состояние $(1s^2)^1S$ запрещен правилами отбора по орбитальному моменту. В связи с этим синглетное состояние $(1s 2s)^1S$ распадается в основное состояние $(1s^2)^1S$ в результате двухфотонного дипольного электрического перехода, при этом для ионов с большими Z время жизни близко к $0,12 \cdot 10^{-6}$ с (рис. 21 и табл. I приложения). Аналогичный переход из триплетного метастабильного состояния $(1s 2s)^3S$ запрещен правилами отбора по спину ($\Delta S = 0$) и поэтому распад его в основное состояние происходит в результате магнитного дипольного перехода. Среднее время жизни τ этого состояния при больших Z близко к $4,5 \cdot 10^5 Z^{-10}$ с и для $Z \geq 20$ только на два порядка превышает время жизни состояний $(1s 2s)^3P$, которые при $Z > 18$ распадаются преимущественно также в состояние $(1s^2)^1S$ (рис. 21). Состояние $(1s 2p)^3P$ распадается не только с помощью обычного дипольного электрического перехода $E1$, а также с помощью магнитного квадрупольного перехода $M2$, с испусканием одного фотона. Для обычного гелия

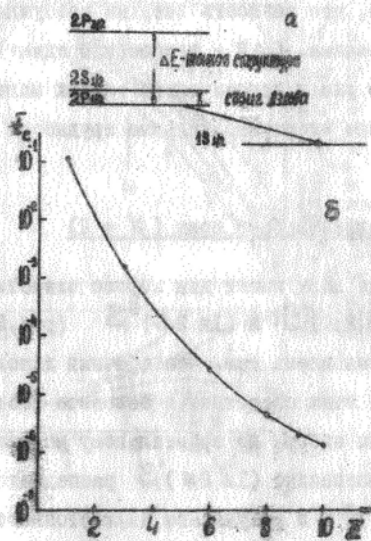


Рис. 20. Водородоподобные ионы:
а - схема распада возбужденных состояний; б - время жизни метастабильных водородоподобных ионов в состоянии $(2S)$ из работы [42,43] в зависимости от Z

преобладает переход EI в состояние $(1s\ 2s)^3S$, но для более тяжелых гелиеподобных ионов, за счет примеси других состояний, становится конкурентоспособным с ним переход M2 и даже возможен прямой электрический дипольный распад в основное состояние $(1s^2)^1S$; соответствующая интеркомбинационная линия наблюдалась экспериментально группой Селлина и др. в Оак-Ридже [11]. Это особый случай в атомной спектроскопии, когда вероятности переходов M2 и EI близки между собой, а для ионов аргона практически равны. Время жизни при этом соответствует $\tau \sim \kappa Z^{-8}$ с [19,44-48]. На рис.21 приведена Z -зависимость времен жизни перечисленных метастабильных состояний и схема распада нижайших энергетических уровней гелиеподобных ионов (величины энергии указаны для атомов He). Сложность распада возбужденных уровней гелиеподобных ионов затрудняет расшифровку экспериментальных кривых и создание относительно правильной модели их распада для теоретических расчетов [45], однако дает возможность выделить случаи сверхтонкого взаимодействия возбужденных уровней (например, случай взаимодействия M2 близкого по вероятности к EI).

Почти во всех исследованных случаях наибольшее количество (α_1) метастабильных ионов содержалось в пучках гелиеподобных частиц, образованных в результате захвата электрона водородоподобными ионами (рис.22) [49], а наименьшее (α_n) - для тех же ионов, образованных в процессе потери электрона литиеподобными ионами (табл.2 приложения).

В последнее время установлено, что наибольшее количество метастабильных атомов гелия образуется в процессе захвата двух электронов в тонкой газовой мишени [50]. Измерения показали, что относительное количество метастабильных ионов в пучке гелиеподобных частиц $\propto$ существенно

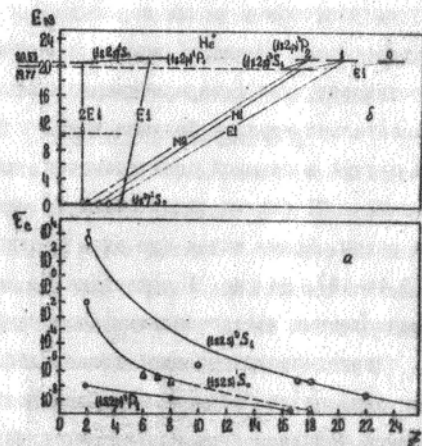


Рис. 21. Гелиеподобные ионы:
 а - схема нижних энергетических уровней атома гелия;
 б - время жизни τ метастабильных состояний ионов в зависимости от заряда ядра Z .
 Сплошными линиями представлены результаты расчетов Дрейка [45], пунктиром - экстраполяция в соответствии с теоретической зависимостью τ от Z .
 * - состояние $(1s\ 2s)^3$ из работ [46, 47, 48], о - для состояния $(1s\ 2s)^3$ из работ [19, 46], Δ - данные из работ [44], $\circ$ - состояние $(1s\ 2p)^3$ из работ [47].

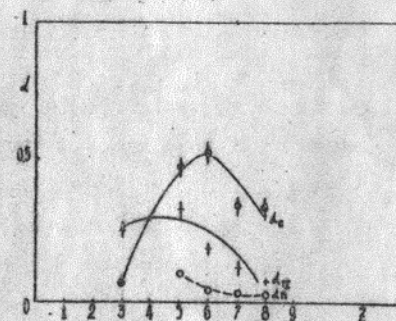


Рис. 22. Зависимость относительного количества α метастабильных гелиеподобных ионов, полученных разными способами (α_A , α_T и α_0), от заряда ядра ионов Z , при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с.

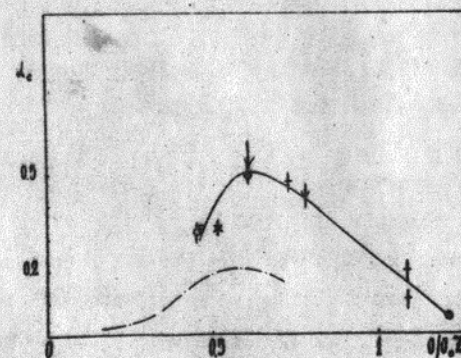


Рис. 23. Относительное количество α метастабильных гелиеподобных частиц, образованных в результате захвата электрона в тонкой аргонной мишени, в зависимости от $S = v/v_0 Z$.
 --- атомы He из [15]; $\circ$ - ионы Li^+ ,
 * - ионы Be^{+2} , ∇ - ионы N^{+5} ,
 + - ионы B^{+3} , $\circ$ - ионы O^{+6} ,
 $\bullet$ - ионы C^{+4} .

зависит от Z при $v = \text{const}$. . Особенно это заметно для случая образования гелиеподобных ионов при захвате электрона водородоподобным ионом в тонкой газовой мишени. Например, при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с величина α изменяется от 0,03 до 0,5 для ионов от лития до кислорода. В этом случае удобно проследить общие закономерности. На рис. 23 представлены все указанные величины α в зависимости от параметра $S = v/2v_0$, т.е. отношения скорости иона к средней орбитальной скорости электрона в состоянии $(1S)$. Для сравнения, на этом же рисунке приведены аналогичные данные для атомов гелия из работы Гилбоди и др. [15]. Видно, что общий характер зависимости α от S для многозарядных ионов такой же, как для гелия. В области $S \sim 0,4-0,7$ величины α оказываются наибольшими, от 0,25 до 0,5, т.е. в 1,5 - 2 раза больше, чем для атомов гелия. С увеличением S от 0,8 до 1,2 значения α уменьшаются до 0,03 - 0,1 (табл. 3 приложения).

Поскольку захват электрона происходит преимущественно в состоянии с энергией связи I близким к $\frac{1}{2} \mu v^2$, то уменьшение α в области $S < 0,7$ объясняется уменьшением вероятности захвата электрона в состояние с главным квантовым числом $n \geq 2$, т.е. с малыми значениями I .

В области $S < 0,5$, т.е. при уменьшении скорости ионов, согласно данным Гилбоди, относительное количество ионов, образующихся в процессе "захвата" электрона, уменьшается. Наши данные для более тяжелых ионов не противоречат этому выводу. Такое уменьшение α в области малых S может быть объяснено тем, что в этих случаях электрон захватывается в состояние с $n > 2$ и последующие радиационные переходы электрона с большей вероятностью осуществляются через статистически более,

вероятные состояния $2p$, чем через метастабильное состояние $2s$.

Значения α_g для гелиеподобных ионов, полученных в результате ионизации литиеподобных частиц, в соответствии с (4), определяются соотношением между сечениями потери $1s$ - и $2s$ -электронов литиеподобными ионами. Поскольку при фиксированной скорости ионов v зависимость $\sigma_{i,i+1}$ от энергии связи удаляемого электрона I усиливается с ростом I , то при увеличении заряда ядра ионов Z величины α_g убывают. При этом степень зависимости $\sigma_{i,i+1}$ от I определяется в основном соотношением между скоростью иона v и орбитальной скоростью удаляемых электронов. В связи с этим на рис. 24 значения α_g представлены в зависимости от параметра $(Zv_0)/v$. Как видно из рисунка, при уменьшении $\frac{Zv_0}{v}$ от 2,5 до 1,5 значения α_g возрастают от $\sim 0,02$ (для ионов B^{+3} при $v = 4 \cdot 10^8$ см/с и ионов O^{+4} при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с) до 0,1-0,15 (для ионов B^{+3} при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с и $v = 12 \cdot 10^8$ см/с). При дальнейшем уменьшении параметра $\frac{Zv_0}{v}$ в области $\frac{Zv_0}{v} < 1$ значения α_g , вычисленные из известных сечений потери $1s$ - и $2s$ -электронов, достигают максимальных значений, близких к $\sim 0,4$. При этом, как следует из результатов расчетов сечений потери электрона в водороде, гелии и азоте [29, 30], значения α_g должны слабо зависеть от v и Z .

Величины α_a для гелиеподобных ионов Li^+ , Be^{+2} и B^{+3} , введенных непосредственно из ускорителя, убывают с ростом Z иона от $\sim 0,4$ для ионов Li^+ при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с, до $\sim 0,1$ для ионов B^{+3} при $v = 12 \cdot 10^8$ см/с. При этом при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с значения α_a близки к максимальным значениям α_g , а при $v = 12 \cdot 10^8$ см/с в 2-3 раза ниже соответствующих зна-

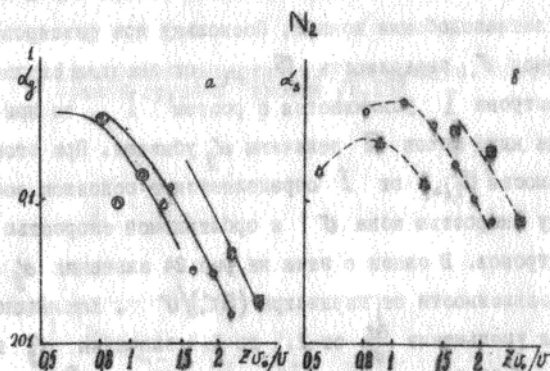


Рис. 24. Относительное количество метастабильных частиц в пучках гелиеподобных ионов в зависимости от параметра z^*U/v при $U = 4 \cdot 10^8$ см/с ($\square, \circ$), $U = 8 \cdot 10^8$ см/с ($\bullet, \circ$) и $U = 12 \cdot 10^8$ см/с ($\triangle, \circ$). а — для ионов, образованных в результате ионизации литиеподобных частиц в газовой мишени ($\circ$); $\bullet$ — ионы, выведенные непосредственно из 22-ом циклотрона; б — для ионов, выведенных из твердой мишени (целлулоид)

чений α_g .

Для гелиеподобных ионов, полученных в результате прохождения ионного пучка через твердую пленку, величины α_g в области $\frac{z^*U}{v} > 1$ так же, как и α_g , возрастают с уменьшением $(z^*U)/v$, оставаясь все время большими, чем α_g . При этом отношение α_g/α_g слабо зависит от z , но убывает с уменьшением скорости ионов U от ~ 5 при $U = 4 \cdot 10^8$ см/с до ~ 2 при $U = 8 \cdot 10^8$ см/с. Максимальные значения $\alpha_g \sim 0,5$ получены в нашей работе для ионов Li^+ и Be^{+2} при $U = 8 \cdot 10^8$ см/с, т.е. при $(z^*U)/v \sim 1$. В области $\frac{z^*U}{v} < 0,5$, как показывают результаты для ионов Li^+ при $U = 12 \cdot 10^8$ см/с, значения α_g начинают убывать с уменьшением $\frac{z^*U}{v}$ и становятся даже меньше значений α_g . Уменьшение величин α_g в области $\frac{z^*U}{v} < 1$ согласуется с выводами работы [13], согласно которым вероятность образования частиц в возбужденных состояниях при прохождении пучка ионов через твердое вещество должна уменьшаться с ростом скорости ионов U .

Экспериментальные кривые для процесса непосредственного возбуждения гелиеподобных ионов представлены на рис. 4: ионы лития при скорости $U \approx 4 \cdot 10^8$ см/с и ионы бора и бериллия в аргоне при скорости $U = 8 \cdot 10^8$ см/с. Наклон кривых в начальной области увеличения давления давал возможность произвести оценку сечения. С учетом экспериментальных ошибок в определении $\Phi_{z-2, z-1}$ и t, T , а также при $\beta = 0$, средняя ошибка измерений σ_g составляла $\sim 20\%$.

На рис. 25 представлены экспериментальные данные в виде зависимости σ_g от $v/(z^*U)$ для случаев возбуждения ионов лития, бериллия и бора в аргоне. Видно, что величины сечений близки и лежат на совпадающей части кривой зависимости σ от $v/(z^*U)$ скорости ионов. Приведенные на этом же рисунке кривые

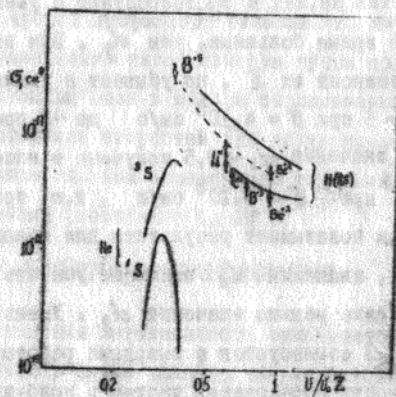


Рис.25. Зависимость сечения возбуждения гелиеподобных ионов от относительной скорости v/v_Z . Сечение возбуждения водорода в состояние $2s$ из работы [51], слева - резонансные кривые для процесса $He + He \rightarrow He + He^+$ из работы [52].

зависимости σ_e от v/v_Z для ионов водорода, возбужденных в метастабильное состояние ($2s$) [51, 52], хорошо согласуются с данными для многозарядных ионов: Li^+ , Be^{+2} и B^{+3} для перехода в состояние ($1s2s$).

Измерения для ионов лития были выполнены в условиях возбуждения на атомах гелия и аргона и на молекулах азота и водорода. Наибольшая величина сечения возбуждения обнаружена при столкновении быстрой частицы с атомом аргона; вдвое меньше сечение возбуждения при столкновении с атомом неона.

3.3. Литиеподобные ионы ($N = 3$)

Автоионизационные состояния литиеподобных частиц возникают за счет возбуждения одного из внутренних К-электронов и образуют две группы - дуплетных и квартетных состояний.

Ионы, находящиеся в дуплетных состояниях, включая нижнее дуплетное состояние ($1s2s^2$) 2S в результате обычного кулоновского взаимодействия между электронами, автоионизируются с образованием невозбужденных гелиеподобных частиц за время $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-15}$ с.

Ионы, находящиеся в дублах не нижних состояниях за время $\tau \leq 10^{-7}$ с, характерное для радиационных переходов, переходят путем выщелачивания в одно из нижних квартетных состояний ($1s2s2p$) 4P_j с полным моментом j , равным $5/2$, $3/2$ или $1/2$, из которых радиационный переход в основное состояние лития ($1s^22s$) 2S запрещен правилами отбора по спину ($\Delta S = 0$) на 5-6 порядков [53].

Возбуждение таких ионов снимается путем их автоионизации, которая для состояния с $j = 5/2$ оказывается возможной, благодаря слабому спин-спиновому взаимодействию между атомными

электронами, а для состояний с $j = 3/2$ и $1/2$ также и за счет небольшого примешивания к ним (вследствие внутренних спин-орбитальных взаимодействий) дуплетных состояний с теми же моментами j . Поэтому для состояний с $j = 3/2$ и $1/2$ время жизни τ значительно меньше, чем для состояний с $j = 5/2$ и с ростом убывает примерно как Z^{-6} , в то время как для состояний с $j = 5/2$ среднее время жизни пропорционально приблизительно Z^{-4} (рис. 26). Состояния $(1s 2s 2p)^4 P_{5/2}, 3/2, 1/2$ являются единственными долгоживущими автоионизационными состояниями литиеподобных ионов. Энергия возбуждения E_{exc} этих состояний и энергия E_e электронов, освобождающихся при автоионизации пропорциональны Z^2 [9, 13, 54-59] (см. табл. 4 приложения).

Для ионов всех элементов величина α оказалась наибольшей (от 4 до 15%) в случае образования литиеподобных частиц путем захвата двух электронов водородоподобными ионами в тонкой газовой мишени (рис. 27). В случаях, когда литиеподобные частицы образовывались в процессе захвата одного электрона гелиеподобными ионами, значения α зависели от относительного количества метастабильных частиц в пучке гелиеподобных ионов, причем в опытах с гелиеподобными ионами, образованными при прохождении быстрых частиц через твердую пленку, количество метастабильных частиц $(1s 2s 2p)^4 P_{5/2}$ в пучке было включено в пределах от 2 до 10%. Примерно такое же количество метастабильных автоионизирующихся частиц было в пучке литиеподобных ионов, прошедших твердую мишень. Из результатов проведенных исследований вытекает, что количество α -метастабильных автоионизирующихся частиц в пучке литиеподобных ионов будет наибольшим в случае захвата электрона пучком метастабильных гелиеподобных ионов, находящихся в триплетном состоянии $(1s 2s)^3 S$ в тонкой

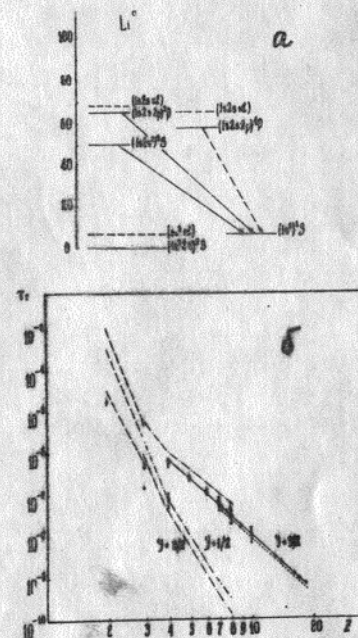


Рис. 26. Литиеподобные ионы:
а - схема нижайших автоионизационных уровней атомов лития. Пунктирными линиями отмечены границы между дискретным и непрерывным спектрами. Пунктирной и сплошной линиями со стрелкой указаны, соответственно, запрещенный и разрешенный переходы из автоионизационных состояний; б - время жизни τ автоионизирующихся литиеподобных ионов в зависимости от Z . Экспериментальные значения, полученные в работах [9, 13, 55, 56, 59], изображены точками. Пунктиром и штрих-пунктиром и точечной линией изображены теоретические значения, полученные в работах [54, 57, 58] соответственно.

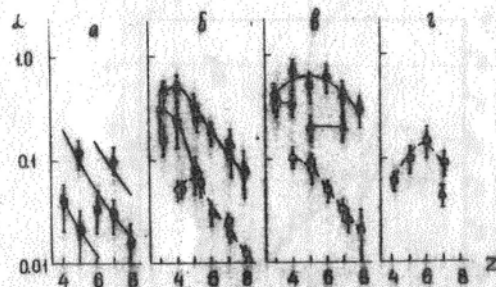


Рис. 27. Относительное количество метастабильных частиц в зависимости от z в пучках литиеподобных (светлые значки и пунктир) и гелиеподобных ионов (зачерненные значки и сплошная линия), образованных различными способами при $v = 4 \cdot 10^8$ см/с (○, ●), $8 \cdot 10^8$ см/с (□, ■) и $12 \cdot 10^8$ см/с (△, ▴). а - в результате потери одного электрона; б - при прохождении ионов через твердую мишень; в - при захвате одного электрона; г - при захвате двух электронов.

газовой мишени ($\alpha \approx 0,07$) (табл. 5 приложения).

3.4. Бериллиеподобные ионы ($N = 4$)

При захвате электрона, автоионизирующимися литиеподобными ионами будут образовываться ионы с четырьмя электронами в автоионизационном состоянии $(1s\ 2s\ 2p)^5 P$. Указанием на существование таких состояний служат результаты исследования спектров ионов, прошедших твердую пленку [60].

3.5. Сложные метастабильные системы ($N > 4$)

Состояния, аналогичные метастабильным состояниям гелиеподобных ионов, должны существовать у всех частиц с заполненной внешней электронной оболочкой. При захвате электрона ионами, находящимися в этих состояниях, должны образовываться возбужденные автоионизирующиеся частицы, значительная часть которых распадается на пути $Ev < 1$ см от места их образования, в результате чего измеряемое на опыте эффективное сечение захвата электрона должно быть пониженным. Такое явление, указывающее на существование метастабильных возбужденных частиц с числом электронов $N = Z - l = 10, 28$ и 46 , экспериментально обнаружено у ионов P^{+5} с замкнутой L -оболочкой [40] (рис. 21), у ионов Br^{+7} с замкнутой M -оболочкой [41] и у ионов J^{+7} с полностью заполненными $4s$, $4p$ и $4d$ электронными подоболочками [41]. Указанные ионы, по-видимому, находятся в состояниях $(2p^5 3s)^3 P$; $(3d^5 4p)^3 P$, $1,^3 D$, $1,^3 F$; $(4d^5 5p)^3 P$, $1,^3 D$, $1,^3 F$ соответственно. Состояния, аналогичные автоионизирующимся состояниям литиеподобных ионов, должны также существовать у всех ионов с одним электроном сверх заполненной оболочки.

Для ионов с одним М-электроном долгоживущие автоионизационные состояния обнаружены у атомов Ni [9], у ионов Mg^+ [61, 62] и Ca^{+6} [63]. Эти частицы находятся, вероятно, в состояниях $(1s^2 2s^2 2p^3 3s 3d)$ с максимальной мультиплетностью и могут образовываться в результате захвата электрона метастабильными неоподобными частицами, находящимися в состояниях $(1s^2 2s^2 2p^5 3s)$. Аналогичные автоионизирующие состояния известны и для более сложных ионных систем [9, 62, 64] (табл. 6 приложения).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в данном выпуске лекций исследования с метастабильными атомами и ионами показывают, что для обнаружения и определения количества метастабильных частиц в атомных и ионных пучках в настоящее время развиты и применяются различные методы. Значительное место среди них занимают методы, основанные на использовании повышения сечений потери электрона возбужденными ионами и спонтанного увеличения заряда частиц вследствие автоионизации. Последний может быть с успехом использован и в экспериментальных работах с более сложными ионами. Изучение образования метастабильных частиц с двумя и тремя электронами в ионно-атомных столкновениях показало, что с наибольшей вероятностью такие частицы чаще всего образуются в процессах электронного захвата. Этот вывод представляется достаточно общим и его можно распространить, по-видимому, на атомные частицы с любым числом электронов. Значительный интерес представляет реальное получение пучков гелие-подобных ионов с большим содержанием метастабильных частиц. Однако пока не ясно, можно ли ожидать получения столь большого числа метастабильных частиц в пучках ионов с большим числом электронов.

К настоящему времени измерены и рассчитаны времена жизни метастабильных гелие- и литиеподобных ионов многих легких элементов и установлены преимущественные способы их распада для частиц с разными зарядами ядер. Однако эти результаты пока, к сожалению, мало что дают для формирования представлений о временах жизни и механизмах распада метастабильных состояний частиц с большим числом электронов.

Несомненный интерес представляет обнаружение понижения сечений захвата электрона возбужденными ионами вследствие автоионизации частиц после захвата ими электрона. Это явление должно быть свойственно любым ионам и может быть использовано для обнаружения метастабильных частиц в пучках ионов с большим числом электронов.

Следует отметить, что несмотря на то, что метастабильные состояния имеются у большинства ионных систем, количество метастабильных частиц в ионных пучках обычно столь невелико, что присутствие их не сказывается на сечениях потери и захвата электронов. Однако опыт экспериментальных исследований показывает, что нужно быть готовым к тому, что эти состояния могут неожиданно проявиться главным образом в понижении сечений захвата электронов из-за автоионизации. Чем меньше скорость ионов, тем это, по-видимому, более вероятно. Статистический анализ возбужденных состояний позволяет устанавливать ионы, для которых такое понижение сечений электронного захвата является наиболее вероятным.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблицы экспериментальных и теоретических данных

Таблица I
Энергия возбуждения и вредена жизни метастабильных состояний гелийподобных ионов (I9,44-48/

Ион	$E_g, \text{эВ}$		$q_1(1s2s) S, \text{мс}$		$q_2(1s2s) S, \text{мс}$		$q_3(1s2s) S, \text{мс}$		$q_4(1s2s) S, \text{мс}$		$q_5(1s2s) S, \text{мс}$		$q_6(1s2s) S, \text{мс}$		$q_7(1s2s) S, \text{мс}$		$q_8(1s2s) S, \text{мс}$	
	S_1	S_2	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория
He^0	20,62	18,82	$14 \cdot 10^7$	$1,95 \cdot 10^7$	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7	$3,8 \cdot 10^7$	10^7
Li^+	60,74	59,01	-	$5,13 \cdot 10^5$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Be^{2+}	118,57	-	-	$5,52 \cdot 10^4$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
B^{3+}	-	198,50	10^2	$1 \cdot 10^4$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
C^{4+}	-	300,87	$5 \cdot 10^2$	$3,02 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
N^{5+}	-	419,7	400	$10,6 \cdot 10^2$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
O^{6+}	-	560,97	200	437	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
F^{7+}	-	725,7	-	198	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ne^{8+}	-	-	-	100	$3 \cdot 10^3$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Si^{12+}	-	1850	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
S^{16+}	-	2431	-	-	706	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Cl^{17+}	-	2757	-	-	280	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ar^{18+}	-	3130	2,3	2,34	172	212	212	212	212	212	212	212	212	212	212	212	212	212
Ti^{22+}	-	-	-	-	25,8	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4
V^{23+}	-	-	-	-	16,9	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4	17,4
Fe^{26+}	-	-	-	-	5,0	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8	5,4,8

Таблица 2

Относительное количество (%) метастабильных ионов в пучках гелиеподобных быстрых частиц, образованных различными способами в газовых мишенях: α_3 - в процессе захвата электрона, α_n - в процессе потери электрона, α_8 - в процессе прямого возбуждения; α_s - в твердой мишени [14].

Ион	$U \cdot 10^8$ см/с	$S = \frac{U}{Z\delta_0}$	"Тонкая" мишень			"Толстая" мишень	
			α_3	α_n	α_8	α_s	α_8
Li^+	4	0,61	50 $\pm$ 7	-	-	17 $\pm$ 10	30 $\pm$ 20
Be^{+2}		0,46	32 $\pm$ 6	4 $\pm$ 3	-	8 $\pm$ 5	20 $\pm$ 10
Li^+	8	1,22	3 $\pm$ 2	-	36 $\pm$ 20	-	24 $\pm$ 10
Be^{+2}		0,91	96 $\pm$ 50	-	20 $\pm$ 20	40 $\pm$ 30	60 $\pm$ 30
B^{+3}		0,73	47 $\pm$ 8	9 $\pm$ 3	-	15 $\pm$ 10	30 $\pm$ 7
C^{+4}		0,61	53 $\pm$ 6	3 $\pm$ 2	-	-	18 $\pm$ 5
N^{+5}		0,52	32 $\pm$ 9	2 $\pm$ 1	-	3 $\pm$ 2	10 $\pm$ 3
O^{+6}		0,46	33 $\pm$ 10	1,2 $\pm$ 1	-	$\leq$ 1	6 $\pm$ 3
B^{+3}	12	1,09	14 $\pm$ 4	-	-	10 $\pm$ 10	10 $\pm$ 10
N^{+5}		0,78	42 $\pm$ 10	6 $\pm$ 5	-	12 $\pm$ 12	12 $\pm$ 12

Таблица 3

Относительное количество (%) метастабильных атомов гелия, образованных в процессе захвата электрона однозарядным ионом при столкновении в газе для состояний $(1s\ 2s)\ 1,3$ из таол, представленных в работе Гилбоди [15]. Две нижние строки для состояний $(1s2r)^3$ из работи Мизера и др. [21]

Энергия атомов He кэВ	Ско- рость 10^8 см/с	Газ в нейтрализаторе									
		"Тонкая" мишень					"Толстая" мишень				
		водо- род	азот	гел- лий	неон	аргон	крип- тон	ксенон	водо- род	гел- лий	неон
10	0,69	4,0	-	-	3,25	3,0	-	-	1	1	-
30	1,20	13,0	-	5,7	7,0	5,0	-	-	1	1	-
60	1,70	21,0	10,0	8,5	10,7	12,0	12,0	-	2,5	1	1,5
80	1,96	-	-	-	13,2	-	-	-	-	-	-
100	2,19	25,0	17,3	10,3	15,2	18,7	20,0	-	4,5	1	6,0
125	2,44	26,5	20,0	11,5	16,8	20,0	22,0	-	5,4	1	8,2
150	2,68	28,0	20,0	12,7	15,5	19,8	20,0	-	7,5	1	9,0
175	2,89	27,5	20,0	13,3	12,0	18,5	18,7	-	7,3	-	9,3
200	3,09	26,5	17,5	12,8	10,0	16,4	16,7	-	8,0	1	9,0
10	0,69	7 $\pm$ 3	2 $\pm$ 1	-	2	1,2 $\pm$ 0,8	1,5 $\pm$ 0,7	4 $\pm$ 2	-	-	-
30	1,20	9 $\pm$ 4	6 $\pm$ 6	2	3 $\pm$ 2	6 $\pm$ 2	12 $\pm$ 5	21 $\pm$ 8	-	-	-

Таблица 4

Время жизни τ (нс) автономизирующихся типоподобных ионов, находящихся в состоянии

Ион	Теория			Эксперимент		
	$\gamma = 1/2$	$\gamma = 3/2$	$\gamma = 5/2$	$\gamma = 1/2$	$\gamma = 3/2$	$\gamma = 5/2$
He ⁻	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	10^6	[54]		[55]
Li ⁰	$2,3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^3$	[54]		[9]
	$2,2 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^2$	$7,5 \cdot 10^3$	[59]		
B ²⁺	10^2	40	$12 \cdot 10^2$	[59]		
B ⁺²	12	5,0	$3,8 \cdot 10^2$	[59]		[13]
C ⁺³	2,5	1,0	$2,0 \cdot 10^2$	[59]		[13]
N ⁺⁴	0,75	0,3	105	[59]		[13]
			60	[54]		[59]
			42,7	[58]		
O ⁺⁵	0,32	0,12	65	[57]		[13]
			31	[54]		[56]
			23,1	[58]		[59]

Таблица 4
(окончание)

Ион	Теория		Эксперимент	
	$\tau = 5/2$		$\tau = 5/2$	
F ⁺⁶	13,5	[58]	15 ± 1	[56]
Ne ⁺⁷	8,4	[58]	≤ 20	[13]
			$10,4 \pm 5$	[59]
Ar ⁺¹⁰	2,58	[58]	$2,9 \pm 0,2$	[56]
Si ⁺¹¹	1,84	[58]	$2,1 \pm 0,1$	[56]
S ⁺¹³	0,993	[58]	$1,1 \pm 0,1$	[56]
Cl ⁺¹⁴	0,743	[58]	$0,91 \pm 0,04$	[56]
Ar ⁺¹⁵			$0,95 \pm 0,20$	[56]
	0,563	[58]	$0,66 \pm 0,04$	[56]

Таблица 5

Относительное количество (в %) метастабильных автоионизирующихся частиц, находящихся в состоянии $(1s2s2p)^4P_{5/2}$ в пучках литиеподобных ионов, прошедших через твердую мишень (α_s) [13] в пучках литиеподобных ионов, образованных в результате захвата одного электрона гелиеподобными частицами (α_e), и захвата двух электронов водородоподобными частицами (α_{ac}).

Ион	$U \cdot 10^8 \text{ см/с}$	α_e	α_{ac}	α_s
Be^+	4	-	10 ± 2	5 ± 1
	8	6 ± 1	-	$5 \pm 0,5$
B^{+2}	4	-	8 ± 2	7 ± 1
	8	10 ± 5	9 ± 2	$6 \pm 1,5$
C^{+3}	4	-	-	$2,2 \pm 0,4$
	8	15 ± 5	5 ± 1	$3 \pm 0,5$
N^{+4}	4	-	-	$1,0 \pm 0,3$
	8	9 ± 2	$2,5 \pm 0,5$	$2,6 \pm 0,4$
	12	$3,5 \pm 1$	$2,0 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,3$
O^{+5}	4	-	-	$0,4 \pm 0,15$
	8	-	2 ± 1	$1,2 \pm 0,2$
Ne^{+7}	8	-	-	$0,3 \pm 0,2$

Таблица 6.

Некоторые автоионизационные состояния атомов и ионов с большим числом электронов

Частица	$E_{\text{возб}}(\text{эВ})$	Вероятное состояние	$\tau, \text{ нкс}$	Литература
O^{+4}	-	$(1s2s2p^2)^3P$	-	[64]
F^{+5}	-	$(1s2s2p^2)^3P$	-	[64]
Na^0	$31,8 \pm 0,3$	$(2p^5 3s 3p)^3D$	-	[9]
Mg^+		$(2p^5 3s 3p)^3D$	-	[51]
Cl^{+6}		$(2p^5 3s 3p)^3D$	-	[63]
K^0	$19,9 \pm 0,3$	$(3p^5 4s 3d)^3F$	90 ± 20	[9]
Rb^0	$15,8 \pm 0,3$	$(4p^5 5s 4d)^3F$	75 ± 20	[9]
Cs^0	$12,6 \pm 0,3$	$(5p^5 6s 7s)^3P$ $(5p^5 6s 5d)^3F$ $(5p^5 6s 4f)^3G$	40 ± 15	[9]

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Б.М. Элементарные процессы в плазме. М. "Наука", 1970.
2. Shah M.B., Gilbody H.B. Abstracts of Papers IX ICPEAC, 1975, v.1, p.31.
3. Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. УФН, 1974 т. II4, с. 677.
4. Gabriel A.H., Jordan C. Phys. Lett., 1970, v. 32A, p. 166.
5. Bashkin S. Beam-foil spectroscopy. New York, 1968 ("Gordon and Breach").
6. Martinson J. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 110, p. 1.
7. Tawara H., Russek A. Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 178.
8. Gilbody H. 7th Yugoslav Symposium, invited talk, 1974
9. Feldman P., Novick R. Phys. Rev., 1967, v. 160, p. 143.
10. Vujović M., Matić M., Čobić B., Gordeev Yu. J. Phys., 1972, v. B5, p. 2085.
11. Sellin I. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 110, p. 477.
12. Lockwood C.I. Phys. Rev., 1970, v. A2, p. 1406.
13. Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Николаев В.С. ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1959.
14. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Ташаев Ю.А., Теплова Я.А., ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 2047.
15. Gilbody H.B., Dunn K.F., Browning R., Latimer C.J. J. Phys., 1971, v. B4, p. 200.
16. Baragiola R.A., Salvatelli E.R. J. Phys., 1975, v. B2, p. 382.
17. Teplova Ya. A., Dmitriev I.S., Sidorovich V.A. Abstracts of Papers IX ICPEAC, 1975, p. 999.
18. Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н. В сб.: "Ускорители", М., Атомиздат, 1960, с. 90.
19. Tawara H. J. Phys. Soc. Japan, 1971, v. 31, p. 871.
20. Pedersen E.H. J. Phys., 1973, v. B6, p. 1277; Phys. Rev., 1974, v. A10, p. 110.
21. Miera R., Schlachter A.C., Anderson L. Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 213.
22. Nikolaev V.S., Dmitriev I.S., Tashaev Yu.A., Teplova Ya.A., Fainberg Yu.A. J. Phys., 1975, v. B8, p. 58.
23. Betz H.D., Wittkower A. Abstracts of Papers, VIII ICPEAC, 1973, p. 504.
24. Parks W.E., Angrä H.L., Gaupp A., Witten B. Phys. Lett., 1973, v. 31, p. 501.
25. Николаев В.С. УФН, 1965, т. 85, с. 679.
26. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. ЖЭТФ, 1962 т. 42, с. 16; т. 43, с. 361.
27. Ташаев Ю.А., Дмитриев И.С., Николаев В.С., Теплова Я.А. Тезисы VI Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений, 1975, Тбилиси, Институт физики АН ГССР, с. 154.
28. Николаев В.С., Сенашенко В.С., Шафер В.Ю. Вестн. Моск. ун-та, сер. физ., астроном., 1973, т. 3, с. 14.
29. Дмитриев И.С., Хилейкин Я.М., Николаев В.С. ЖЭТФ, 1965, т. 49 с. 500.
30. Сенашенко В.С., Николаев В.С., Шафер В.Ю., Дмитриев И.С. Вестн. Моск. ун-та, сер. физ., астроном., 1970, т. 2, с. 36.
31. Moor Ch. E. Atomic Energy Levels, Circular of the Nat. Bureau of Standards 467, Washington D.C., 1949, v. 1.
32. Lotz W. JOSA, 1968, v. 58, p. 915
33. Сенашенко В.С., Николаев В.С., Дмитриев И.С., ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 1203
34. Merzbacher E., Lewis H.W. Handbuch der Physik, 1958, v. 34, p. 165.
35. Garsia J.D., Forther R.J., Kavanagh J.H. Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 111.
36. Nikolaev V.S., Petuchov V.P., Romanovsky E.A. Abstracts of Papers, IX ICPEAC, 1975, p. 513.
37. Николаев В.С. ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1263.
38. Brinkman M.C., Kramers H.A. Proc. Acad. Sci. Amsterdam, 1930, v. 33, p. 973.
39. Vojović M., Matić M., Čobić B. Abstracts of Papers VIII ICPEAC, 1973, p. 779.
40. Tashaev Yu.A., Dmitriev I.S., Nikolaev V.S. Abstracts of Papers VIII ICPEAC, 1973, p. 793.
41. Betz H.D. Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 465.

42. Leventhal M. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 110, p. 343.
43. Cocke C.L., Cornutte B., Macdonald J.R., Bednar J.A., Marrus R.
Phys. Rev., 1974, v. A9, p. 2242.
44. Dmitriev I.S., Nikolaev V.S., Teplova Ya.A. Phys. Lett., 1968, v. 26A,
p. 122.
45. Drake C.W. Phys. Rev., 1970, v. A1, p. 1325; 1971, v. A3, p. 908.
46. Cocke C.L., Cornutte B., Macdonald J.R. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 110,
p. 493; Phys. Rev. Lett., 1972, v. 31, p. 507.
47. Marrus R. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 110, p. 333.
48. Bednar J.A., Cocke C.L., Cornutte B., Randall R.
Phys. Rev. A, 1975, v. 11, p. 460.
49. Teplova Ya.A., Dmitriev I.S., Nikolaev V.S. Abstracts of Papers,
VIII ICPEAC, 1973, p. 850.
50. Gilbody H.B., Dunn K.F., Gilmore B.L., J. Phys., 1974, v. B7, p. 187.
51. Birely L.H., McNeal R.I. Phys. Rev., 1974, v. A5, p. 257.
52. Schoonover D.R., Park J.T. Abstracts of papers, V ICPEAC 1971, p. 839.
53. Сенашенко В.С. В сб.: "Лекции I Всесоюзной школы по элект-
ронным и атомным столкновениям", Издательство ОИИ АН УССР, 1969,
т. 2, с. 62.
54. Manson S.T. Phys. Rev., 1965, v. A145, p. 351.
55. Nikolas D.J., Trowbridge C.W., Allen W.D. Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 38.
56. Haselton H.H., Thoe R.S., Mowat J.R., Griffin P.M., Pegg D.J.,
Sellin J.A. Phys. Rev., 1975, v. A11, p. 468.
57. Balashov V.V., Senashenko V.S., Jaku B.
Phys. Lett., 1967, v. 25A, p. 487.
58. Chang K.T., Lin C.P., Johnson W.R. Phys. Lett., 1974, v. A48, p. 437.
59. Groenveld K.O., Nolke G., Schumann S. Abstracts of Papers
IX ICPEAC 1975, p. 425.

60. Bruch R., Paul G., André L. J. Phys., 1975, v. B8, p. 253.
61. Куприянов С.Е. ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 16.
62. Pegg D.J., Griffing P.M., Sellin J.A., Smith W.W. Nucl. Instr. Meth.,
1973, v. 110, p. 489.
63. Pegg D.J., Haselton H.H., Thoe R.S., Griffing P.M., Brown M.D.,
Sellin J.A. Phys. Rev., 1975, v. 12, p. 1330.
64. Sellin J.A., Pegg D.J., Brown M., Smith W., Donnally B.
Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1108.