

С332.1(07)

Ш-643



Учебно-
методические
пособия
Учебно-научного
центра ОИЯИ
Дубна

УНЦ-2009-35

Г. Д. Ширков

ОСНОВЫ ФИЗИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ
И ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Часть I. Неупругие атомные столкновения

2009

C 332.1104
Ш-643

Учебно-научный центр ОИЯИ

Г. Д. Ширков

ОСНОВЫ ФИЗИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ
И ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
Часть I. Неупругие атомные столкновения

B-19664

Учебное пособие

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА
Дубна 2009 г.

Учебное пособие написано профессором базовой кафедры МИРЭА «Электроника физических установок» при УНЦ ОИЯИ Г. Д. Ширковым (ОИЯИ) и рекомендовано к изданию экспертной комиссией УНЦ ОИЯИ и редакционно-издательским советом МИРЭА.

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф., член-корреспондент РАН *И. Н. Мешков*;
д-р физ.-мат. наук, проф. *Е. М. Сыресин*

Ширков Г. Д.

Ш64 Основы физики столкновения частиц и источников многозарядных ионов: В 3 ч. Ч. I. Неупругие атомные столкновения: Учебное пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2009. — 32 с.

ISBN 978-5-9530-0274-5

Учебное пособие предназначено для студентов инженерных специальностей, проходящих обучение в МИРЭА, и содержит первую часть курса, посвященного основам физики столкновения частиц и источников многозарядных ионов.

Shirkov G. D.

The Physical Basements of Particle Collisions and Multicharged Ion Sources: In 3 parts. Part I. Nonelastic Atomic Collisions: Manual. — Dubna: JINR, 2009. — 32 p.

ISBN 978-5-9530-0274-5

The textbook is addressed to the students of Moscow Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation specialized in engineering and it is the first part of the training course on the physical basements of particle collisions and multicharged ion sources.

Введение

В основе всех физических явлений лежит взаимодействие или воздействие физических тел или частиц друг на друга, приводящее к изменению их внутреннего состояния или движения. Это воздействие осуществляется посредством полей, создаваемых физическими объектами, или путем столкновений. Причем при столкновении тел их взаимодействие может происходить не только в результате непосредственного физического касания отдельных частей или составляющих, но и на расстоянии через взаимодействия полей.

Все столкновения делятся на два основных вида: *упругие* и *неупругие*. При упругих столкновениях внутреннее состояние сталкивающихся частиц остается неизменным и суммарная кинетическая энергия частиц сохраняется. Происходит перераспределение кинетических энергий и импульсов отдельных частиц и изменение направлений их движения. Неупругие столкновения вызывают изменения внутреннего состояния сталкивающихся частиц.

Несмотря на разнообразие воздействия тел друг на друга (зависящих от взаимодействия слагающих их элементарных частиц), в природе, по современным представлениям, существует лишь четыре типа фундаментальных взаимодействий или полей. Это, в порядке возрастания интенсивности взаимодействия: *гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное* взаимодействия.

Лекции посвящены столкновениям частиц в атомной физике, физике плазмы, физике пучков заряженных частиц и ионных источников. Часть изложенного материала может быть использована при изучении газовой динамики и смежных с ней вопросов физики низкотемпературной плазмы, возникающей на поверхности летательных аппаратов при гиперзвуковых скоростях, а также в верхних слоях атмосферы Земли. Основным видом взаимодействия при указанных процессах является кулоновское взаимодействие заряженных частиц, которое в общем случае описывается теорией электромагнитного взаимодействия и уравнениями Максвелла.

Кроме перечисленных разделов физики, многие столкновительные процессы, связанные с астрономией и взаимодействием космических объектов, описываются сходными уравнениями и имеют близкие методы решения, несмотря на иные пространственные масштабы.

Курс лекций "Столкновения частиц" читается в качестве спецкурса студентам старших курсов МИРЭА в течение ряда лет. Первая часть учебного пособия основана на материале первой главы книги G. Shirkov, G. Zschornack "Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions" (Ионные источники с ионизацией электронным ударом для высокозарядных ионов) [1], которая, в свою очередь, может быть рекомендована студентам старших курсов физических и инженерных специальностей.

1. Атомные столкновения заряженных частиц

Во многих физических устройствах используются пучки или ступки заряженных частиц, удерживаемые электромагнитными полями. Положительно заряженные атомные ионы или отрицательно заряженные электроны получают в специальных устройствах источниках ионов или электронов. Устройство основных типов источников многозарядных ионов и источников электронов (электронных пушек) будет рассмотрено во втором курсе лекций.

В источниках многозарядных ионов положительно заряженные ионы образуются в результате ионизации электронным ударом атомов или молекул. Для краткости нейтральные частицы мы будем дальше называть *нейтралами*. Электроны и возникающие ионы удерживаются внешними электрическими и магнитными полями. В результате последовательной ионизации появляются многозарядные ионы. В этом вводном параграфе мы попытаемся, по возможности, просто описать и классифицировать основные физические процессы, происходящие в рабочей области источника, где образуются и удерживаются ионы.

Заряженные частицы создают вокруг себя электрические поля. Двигаясь в полях других частиц, они изменяют свою траекторию и, в свою очередь, своими электрическими полями влияют на другие частицы. Таким образом, происходит обмен и перераспределение энергий между сталкивающимися частицами. Эти процессы мы будем называть *упругими кулоновскими столкновениями* заряженных частиц. Если при столкновении электрона или иона с электронной оболочкой другого иона или атома происходит изменение ее внутреннего состояния, то такое столкновение называется *неупругим* атомным столкновением. Например, при неупругом столкновении может произойти увеличение энергии электронной оболочки. Этот процесс называется *возбуждением* атома, и в общем виде для его изображения может быть использована запись

$$A + B \Rightarrow A + B^* \quad (1.1)$$

Столкновение электрона с нейтралом может привести к тому, что один из электронов в электронной оболочке получит энергию выше энергии связи с атомом и будет атомом потерян. Этот процесс называется *ионизацией* электронным ударом и может быть представлен в виде

$$e^- + A \Rightarrow e^- + A^+ + e^- \quad (1.2)$$

Ионизация иона с зарядом i может быть записана так:

$$e^- + A^{i+} \Rightarrow A^{(i+1)+} + 2e^- \quad (1.3)$$

Если в результате столкновения ион или нейтрал теряет сразу несколько электронов, то такой процесс называется *многократной ионизацией*. В общем виде реакцию ионизации электронным ударом мы обозначим

$$e^- + A^{i+} \Rightarrow A^{(i+k)+} + (k+1)e^- \quad (1.4)$$

Характер взаимодействия ионов друг с другом и с нейтралами определяется их энергией и расстоянием, на котором происходит столкновение. В этом случае, кроме возбуждения и ионизации, возможен переход одного или нескольких электронов между ионами. Переход электрона наиболее вероятен от нейтрала к иону и называется *перезарядкой*. Все реакции с перераспределением электронов между атомными оболочками ионов в общем виде могут быть записаны так:

$$A^{i+} + B^{k+} \Rightarrow A^{i+} + B^{n+} + (j+n-i-k)e^- \quad (1.5)$$

При ионизации $(j+n-i-k) > 0$. В случае, если $(j+n-i-k) = 0$, а $i \neq j$ и $k \neq n$, то этот процесс является перезарядкой. Как правило, наиболее вероятны одноэлектронные ионизация и перезарядка. Энергия ионизации быстро увеличивается с ростом ионного заряда, и оторвать каждый последующий электрон у иона оказывается все сложнее и сложнее. Поэтому вероятность ионизации быстро уменьшается с увеличением ионного заряда. Очень редки или маловероятны также переходы электронов между ионами. Вероятность же перезарядки нейтрала на ионе, особенно многозарядном, как правило, оказывается достаточно велика в сравнении с другими атомными процессами.

В том случае, если свободные электроны движутся медленно со скоростями, меньшими, чем характерные скорости электронов на соответствующих атомных оболочках иона, то возможен захват свободного электрона ионом на данную оболочку. Этот процесс называется *рекомбинацией*.

Если же происходит только изменение энергий или направлений движения частиц, а их внутренние состояния оказываются неизменными, то, как было определено выше, такие столкновения являются *упругими*.

От чего же зависит вероятность столкновительных процессов? Рассмотрим пробную частицу A . Допустим, что в результате столкновений с частицами B может произойти ионизация A . Тогда *вероятность ионизации P* частицы A частицами B в течение времени Δt будет определяться тремя величинами:

- n_B — плотностью частиц B в окружающем A объеме (числом частиц B в единице объема);
- v — относительной скоростью движения частиц A и B ;
- σ — *полным эффективным сечением* данного процесса, в этом случае сечением ионизации частиц A частицами.

Итак, мы можем записать:

$$P = \sigma n_B \Delta t. \quad (1.6)$$

Очень упрощенно, полное эффективное сечение σ какого-либо столкновительного процесса может быть определено как $\sigma = \pi r^2$, где r есть радиус окружности вокруг рассеивающего центра. В эту окружность должна

попасть налетающая частица, для того чтобы реакция стала возможной. Например, сечение столкновения двух шариков радиуса a есть $\sigma = 4\pi a^2$, так как для того, чтобы шарики столкнулись, необходимо, чтобы их центры сблизилась на расстояние меньше удвоенного радиуса.

Величина сечений для любых неупругих процессов зависит от энергии сталкивающихся частиц. Различные реакции имеют максимальную вероятность при различных энергиях. На рис. 1 приведены для сравнения сечения процессов ионизации электронным ударом (1), перезарядки (2) и ионным ударом (3) на примере атомов и ионов водорода.

Величина σv называется *скоростью реакции* и характеризует зависимость вероятности данного процесса от энергии.

При энергиях сталкивающихся частиц, характерных для источников многозарядных ионов, наиболее вероятными процессами, имеющими максимальные сечения и скорости реакций, являются процессы ионизации нейтралов и ионов электронным ударом и перезарядки нейтралов на многозарядных ионах. Важное значение имеет также перераспределение энергий при упругих столкновениях заряженных частиц. Более подробно эти процессы мы и рассмотрим далее.

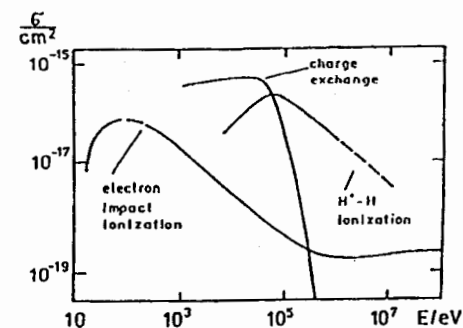


Рис. 1. Сечение σ ионизации атомов водорода электронным ударом и сечения процессов ионизации и перезарядки при столкновениях атомов водорода с ионами водорода в зависимости от энергии налетающих частиц E

2. Ионизация электронным ударом

Вопросы образования ионов электронным ударом, особенно многозарядных, интенсивно изучаются в последние несколько десятков лет в связи с развитием физики плазмы, работами по управляемому термоядерному синтезу и созданием ускорителей тяжелых ионов. В общем случае процессы ионизации можно разделить на два основных типа. В результате взаимодействия ионизирующего электрона с одним из электронов внешней оболочки возможна *прямая ионизация* атома или иона. Взаимодействие электрона с внутренними оболочками приводит к более сложным процессам. При возбуждении или ионизации электрона из внутренней оболочки в ней образуется вакансия. Заполнение вакансии вызывает перестройку всей атомной оболочки путем переходов типа *Оже* или *Костера-Кронига* с эмиссией в сплошной спектр электронов из внешних оболочек. При ионизации тяжелых элементов со сложным строением электронной оболочки эти процессы особенно существенны и значительно увеличивают вероятность двойной и многократной ионизации.

Ионизации нейтралов и ионов электронным ударом посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. В рамках различных квантово-механических подходов и приближений получен ряд сечений, с хорошей степенью точности совпадающих с большим объемом экспериментально измеренных сечений ионизации нейтральных атомов различных элементов в широком диапазоне энергий электронов. Сечения ионизации многозарядных ионов экспериментально изучены хуже, но результаты теории восполняют имеющиеся пробелы. Здесь мы не будем излагать весь материал на эту тему. Материал на эту тему исчерпывающе приведен в монографиях и обзорах, опубликованных в последние годы. Вопрос ионизации многозарядных ионов рассматривался также в обзорах, посвященных получению многозарядных ионов. Здесь мы остановимся на главных особенностях процесса ионизации нейтралов и ионов, имеющего место при образовании и удержании многозарядных ионов в ионных источниках, при транспортировке пучков многозарядных ионов и в физике плазмы.

Основной особенностью сечения ионизации электронным ударом является его пороговая зависимость от энергии электрона E_e . Очевидно, что для того чтобы выбить электрон из атомной оболочки, энергия ионизирующего электрона должна быть, по крайней мере, больше энергии ионизации I_k . Известно, что при энергии ионизации $E_e = (2 - 3)I_k$ сечение ионизации достигает максимального значения (рис. 2).

Первой полуэмпирической формулой для расчета сечений ионизации была *формула Томпсона*, полученная еще в 1912 году:

$$\sigma_k^i = \frac{\pi n a_0^2}{I_k E_e} \left(1 - \frac{I_k}{E_e} \right), \quad (1.7)$$

здесь I_k и E_e — в атомных единицах энергии (1 ат. ед. = 27,2 эВ), n — число электронов во внешней оболочке, $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см — так называемый *боровский радиус*.

Энергии ионизации ионов всех элементов были рассчитаны Carlson et al. и позднее Zschornack.

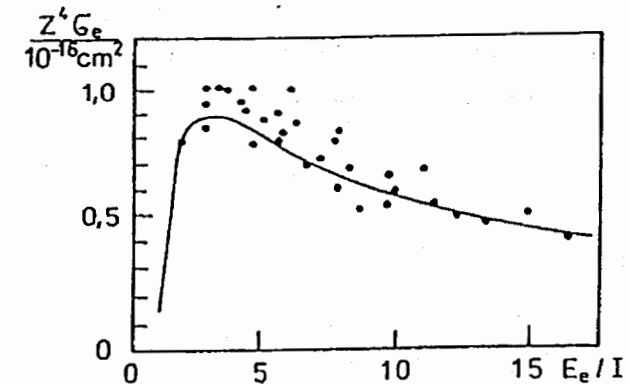


Рис. 2. Сечения ионизации водородоподобных ионов электронным ударом σ в зависимости от энергии электронов E_e в относительных единицах. Точки — экспериментальные данные Е.Д. Донца; сплошная линия — расчет

С развитием квантовой механики было выяснено поведение сечения ионизации при высоких энергиях. Зависимость сечения имеет вид $\ln(E_e/I_k)$. В настоящее время для определения сечений ионизации, с учетом энергии связи электронов и правильным асимптотическим поведением, широко применяют полуэмпирическую формулу Lotz:

$$\sigma_k^i = \frac{4,5 \cdot 10^{-14}}{E_e} \sum_{k=1}^m \frac{n_k}{I_k} \lg \frac{E_e}{I_k}, \quad (1.8)$$

где m — число подоболочек иона; n_k — количество эквивалентных электронов в подоболочке; I_k — энергия ионизации подоболочки. Здесь и далее энергии выражены в эВ.

Полуэмпирические формулы хорошо описывают сечения прямой ионизации и поэтому лучше применимы в области низких энергий, где процессы типа Оже и Костера–Кронига маловероятны. В случае ионизации молекул, как правило, возникают молекулярные ионы, которые диссоциируют на отдельные ионные фрагменты при последующих столкновениях. Вклад этих процессов наиболее существен в физике низкотемпературной плазмы, в том числе при решении задач, связанных с движением летательных аппаратов при гиперзвуковых скоростях, а также с процессами в верхних слоях атмосферы Земли.

Формулы (1.7) и (1.8) показывают, что величина (σI_k^2) есть функция только от отношения (I_k/E_e) и мало зависит от типа иона. Принимая во внимание, что I_k пропорционально k^2 (например, для водородоподобных ионов $I_Z = Z^2/2n^2$, где n — главное квантовое число иона), а Z — заряд ядра, можно получить качественную зависимость сечения ионизации от заряда иона:

$$\sigma_{Z-1}^i \sim 1/Z^4. \quad (1.9)$$

Наиболее полное экспериментальное исследование сечений ионизации различных зарядовых состояний ионов газообразных элементов в области энергий ионизации до 18 кэВ было проведено Е. Д. Донцом в электронно-лучевом источнике ионов KRION-1. Особый интерес представляют приведенные на рис. 2 сечения ионизации водородоподобных ионов до аргона A^{17+} включительно,

которые хорошо согласуются с расчетными значениями. На рис. 2 сечение ионизации σ_i приведено к универсальной зависимости от заряда ядра Z , а энергии электронов E_e отнесены к энергии ионизации I_k . Более полные данные о зависимости сечений ионизации от величины I_k/E_e приведены в обзоре Muller.

Сечения двукратной и многократной ионизации изучены меньше. Очевидно, что выбивание сразу двух или более электронов из электронной оболочки — относительно маловероятный процесс. Вместе с тем, если же произошло образование вакансии во внутренней оболочке атома или иона с энергетическим состоянием, превосходящим энергию отрыва внешних электронов, то последующая автоионизация — достаточно вероятный процесс.

Теоретические расчеты сечений многоэлектронной ионизации практически полностью отсутствуют. Для оценок величины двукратной ионизации может быть использована формула Cruzinski или полученные на основе анализа экспериментальных данных (Muller & Frodl) сечения, близкие по форме к формуле Lotz (1.8):

$$\sigma_k^{2i} = \frac{2,6 \cdot 10^{-14}}{E_e(I_k + I_{k+1})} \ln \frac{E_e}{I_k + I_{k+1}}. \quad (1.10)$$

Расчет сечений ионизации электронами релятивистских энергий был сделан сравнительно недавно для некоторых газообразных элементов и урана. Оценочные расчеты сечений прямой ионизации проводят по формуле Cruzinski:

$$\sigma_k^i = \pi n r_e^2 \frac{m_e c^2}{I_k} \ln \frac{E_e}{I_k}, \quad (1.11)$$

где m_e и r_e — масса и классический радиус электрона; c — скорость света.

Согласно расчетам, оже-процессы вносят значительный вклад в полное сечение ионизации при высоких энергиях электронов. Экспериментально измеренные сечения прямой ионизации нейтральных атомов Кг и Хе электронами с энергией 0,5–3,0 МэВ были определены Rieke & Prepejhal. Результаты расчетов сечений прямой ионизации Zschornack имеют наилучшее согласие с экспериментом. Эти результаты приведены на рис. 3. На рис. 4 показано полное сечение ионизации ионов Хе электронами с энергией 20 МэВ, полученное суммированием сечений Оже-ионизации (Salop) и прямой ионизации (Zschornack).

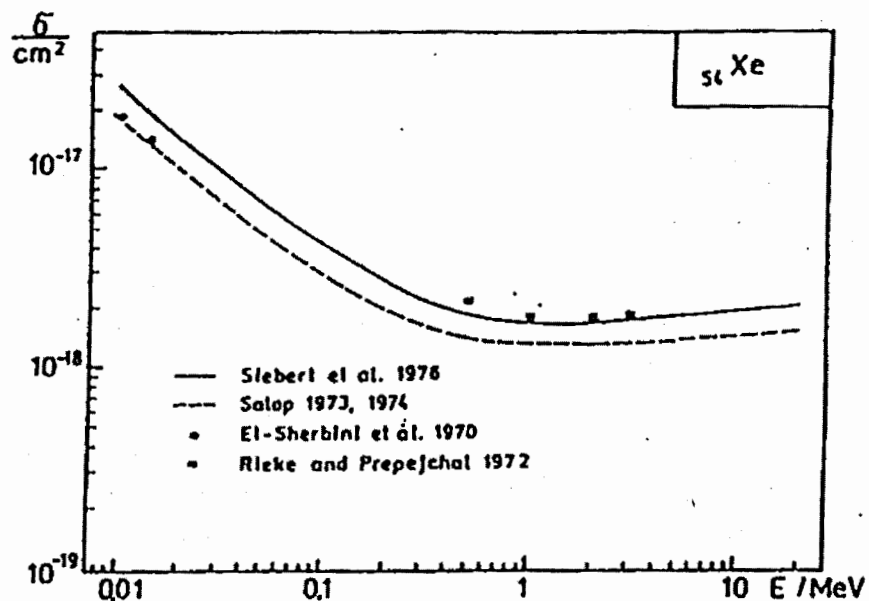


Рис. 3. Полное сечение ионизации σ атомов ксенона электронным ударом в зависимости от энергии электронов E_e . Сплошная и пунктирная кривые — расчетные значения, точки — результаты измерений

Как следует из экспериментов и расчетов (формулы (1.7)–(1.11), рис. 2 и рис. 3) сечение ионизации сильно зависит от энергии электронов. Вероятность ионизации (1.6) определяется скоростью реакции σv , для которой эта зависимость оказывается еще сильнее. В случае если электроны имеют разную энергию, то разные электроны имеют и разную вероятность ионизации, и этот фактор необходимо учитывать при изучении процессов образования ионов. В некоторых случаях бывает достаточно использовать усредненные величины. Для этого необходимо усреднение скорости реакции σv с функцией распределения электронов по всей области изменения значений энергии. Эти вопросы мы рассмотрим подробнее в следующих главах.

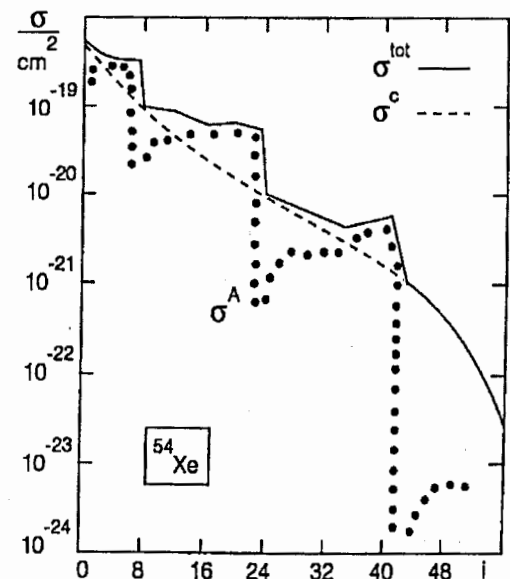


Рис. 4. Сечения ионизации ионов ксенона различных зарядностей электронным ударом при энергии электронов 20 МэВ. σ^A — сечение Оже-ионизации; σ^c — сечение прямой ионизации; σ^{tot} — полное сечение ионизации

3. Столкновения ионов и атомов

Процессы ион-атомных и ион-ионных столкновений гораздо сложнее и многообразнее, чем столкновения электронов с ионами и нейтралами. Налетающий ион, особенно многозарядный, вносит сильное дальнедействующее возмущение в электронную оболочку атома или иона мишени, который в результате теряет один или несколько электронов. Оторванные электроны оказываются в кулоновском поле налетающего иона, и если относительная скорость столкновения меньше скорости электронов в оболочке ионов мишени, то с большой вероятностью они будут захвачены на высокие возбужденные уровни налетающего иона. Таким образом, при относительной скорости столкновения $v \ll v_0 i^{1/2}$ имеет место процесс перезарядки или электронного захвата (здесь

$v_0 = 2,2 \cdot 10^8$ см/с — характерная классическая скорость электрона в атоме водорода, i — заряд мишени после столкновения).

В области $v/v_0 \sim i^{1/2}$ сечения ионизации и перезарядки — величины одного порядка. При $v/v_0 \gg i^{1/2}$ ионизация вполне вероятна, а сечения перезарядки быстро уменьшаются с ростом скорости столкновения: $\sigma \sim v^{-\gamma}$, где γ меняется от 5 для перезарядки на самых тяжелых атомах, у которых определяющее значение приобретает захват электронов из внутренних оболочек, до 12 для перезарядки на атоме водорода.

Столкновения при больших энергиях могут происходить на малых расстояниях и приводить к возмущению внутренних оболочек и возникновению в них вакансий. В результате увеличивается вероятность испускания рентгеновских гамма-квантов и оже-электронов.

Характерные зависимости сечения реакций между ионами и атомами от энергии были проиллюстрированы на рис. 1. На сегодняшний день имеется большое количество экспериментальных данных по сечениям перезарядки. В качестве примера зависимости сечения перезарядки атомов с многозарядными ионами от энергии можно предложить рис. 5 и 6. На рис. 5. приведены полные сечения перезарядки атомов Ar на ионах B, C, N, O, F, Ne, Ar, Br, I и Xe с зарядностями от 4 до 17 для средних и высоких энергий. Сплошной кривой изображены расчеты, выполненные по теории Born and Lindhard, основанной на классической механике. На рис. 5 результаты приведены в параметрическом виде, где σ/i и $E/i^{4/7}$. Рис. 6 показывает расчетные и реально измеренные сечения перезарядки атомов водорода (H) на ионах азота (N^{5+}) и кислорода (O^{5+}) и для низких энергий.

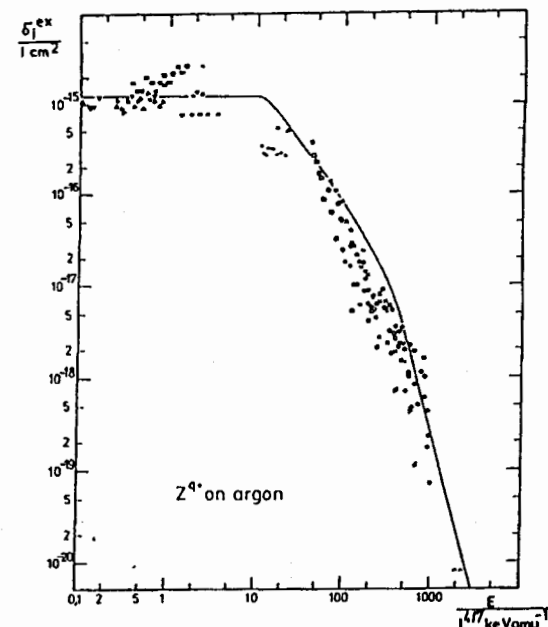


Рис. 5. Сравнение теоретических представлений и экспериментальных данных о сечении перезарядки атомов аргона на ионах аргона с зарядом $i \geq 4$ при средних и высоких энергиях столкновения. Точки — экспериментальные значения, кривая — расчет

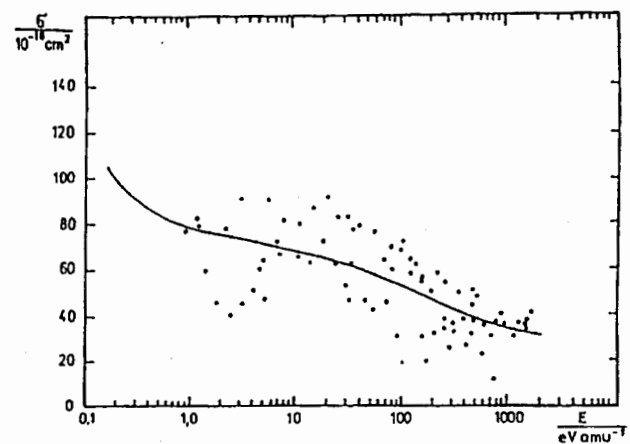


Рис. 6. Сечение перезарядки при столкновениях $O^{5+} + H$ и $N^{5+} + H$ при низких энергиях. Точки — экспериментальные значения; кривая — расчет

На основе имеющихся теоретических и экспериментальных данных можно сделать вывод, что в широкой области энергий от 1 эВ/нуклон до 10 кэВ/нуклон ($v \sim v_0 i^{1/2}$) сечения перезарядки практически не зависят от энергии и имеют свое максимальное значение. Это значительно упрощает задачу определения влияния ион-ионных неупругих столкновений при изучении процессов образования электронным ударом и накопления многозарядных ионов в ионных источниках. Как будет показано в следующих главах, энергия ионов в источниках многозарядных ионов лежит в пределах от 1–10 эВ/нуклон, редко до 1 кэВ/нуклон, и даже в наиболее плотных релятивистских электронных кольцах и пучках энергия ионов не превосходит величин 10 кэВ/нуклон. Поэтому наиболее вероятным процессом между тяжелыми частицами в источниках многозарядных ионов оказывается перезарядка нейтральных атомов или молекул, которые всегда присутствуют в рабочей области источника, на получаемых ионах.

Сечение перезарядки быстро увеличивается с ростом заряда ионов. Следовательно, этот процесс требует особого внимания, так как может являться одним из основных факторов, ограничивающих зарядность многозарядных ионов и в то же время увеличивающих количество нежелательных малозарядных ионов в рабочей области источника.

Здесь мы более подробно рассмотрим основные особенности процесса перезарядки при низких энергиях. Последние несколько десятков лет перезарядка ионов при низких энергиях ($v < v_0$) привлекает большое внимание исследователей в связи с развитием физики плазмы и проблемой управляемого термоядерного синтеза. Опубликованы сотни экспериментальных и теоретических работ по этому вопросу. Современное положение наиболее полно освещено в книгах и обзорах, трудах конференций и совещаний по этой тематике. Экспериментальные данные при энергиях ионов до нескольких кэВ дают подробную картину перезарядки на различных типах нейтралов.

Мы не будем здесь подробно анализировать все имеющиеся теории и методы расчетов. Интересующийся читатель может познакомиться с ними в фундаментальных работах по этой тематике. Учитывая отсутствие энергетической зависимости в интересующей нас области энергий, в общем виде задача определения полного сечения перезарядки, просуммированного по всем

квантовым состояниям сталкивающихся иона и атома, с удовлетворительной для наших проблем точностью может быть сведена к определению зависимости сечения перезарядки только от заряда иона и потенциала ионизации атома $\sigma_{ik} = \sigma(i, I_k)$. Во многих случаях эта зависимость может быть выражена простой параметрической формулой:

$$\sigma_{i,i-1} = A_n i^{\alpha_n} I_0^{-\beta_n}. \quad (1.12)$$

Большинство моделей и анализ экспериментальных данных дает для зарядовой зависимости значения $\alpha = 1-1,5$ (в некоторых случаях $\sigma_{ik} \cong i \ln(i)$).

При больших энергиях столкновений, когда $v > v_0$, то $\alpha = 1,5-2$ и выше. Для β обычно приводятся значения от 2 до 3. Наиболее полное исследование зависимости сечений от заряда налетающего иона и потенциала ионизации атома-мишени было проведено Mueller & Salzborn. Сечения перезарядки атомов D, He, Ne, Ar, Kr и Xe на ионах C, N, O, Ar и Xe в сравнении с зависимостью

$$\sigma_{i,i-1} = 4 \cdot 10^{12} \frac{i}{(I_0 [\text{эВ}])^3}$$

приведены на рис. 7.

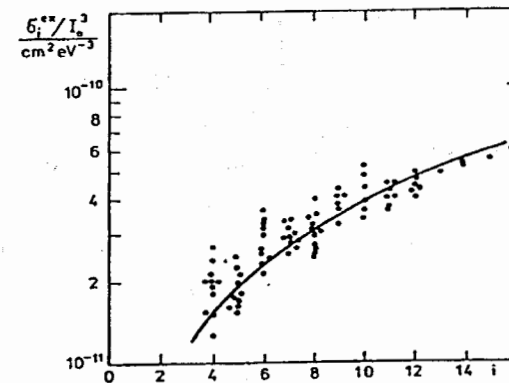


Рис. 7. Сечение одноэлектронной перезарядки для различных нейтральных атомов в зависимости от заряда налетающего иона. Точки — экспериментальные значения; кривая — расчетная зависимость $\sigma \sim i$

На рис. 8 изображена зависимость сечения захвата электрона ионом Xe^{10+} от потенциала ионизации у различных атомов. Приведенная на рис. 8 кривая, наилучшим образом приближающая экспериментальные точки, имеет зависимость $\sigma \cong I_0^{-1,94}$.

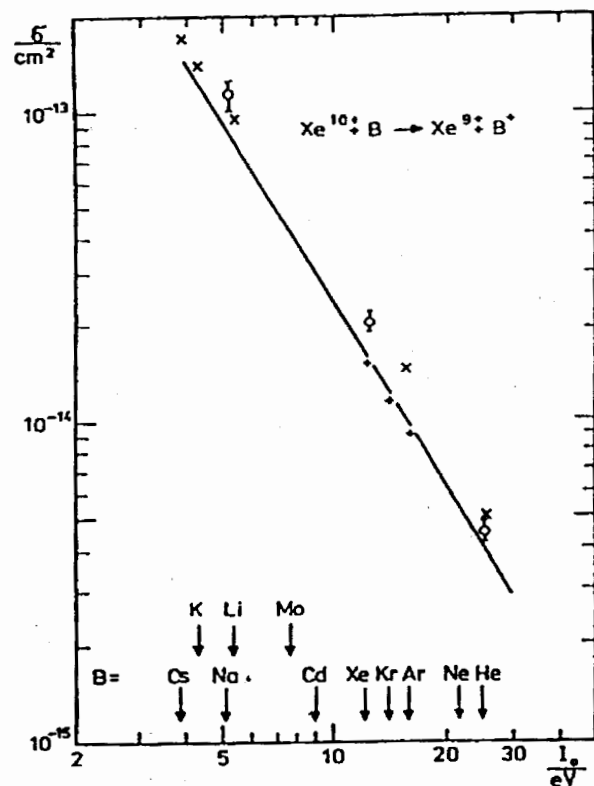


Рис. 8. Зависимость сечения реакции $\text{Xe}^{10+} + \text{B}$ от ионизационного потенциала атома В. Точки — экспериментальные значения; сплошная линия — аппроксимация зависимостью $\sigma \cong I_0^{-1,94}$

Сечение двукратной и более высокой степени перезарядки значительно меньше, чем в случае перехода одного электрона.

Очевидно, что общая зависимость сечения в этих случаях может быть выражена зависимостью, аналогичной (1.12):

$$\sigma_{i,i-n} = A_n I_0^{\alpha_n} I_0^{-\beta_n}. \quad (1.13)$$

В таблице приведены значения параметров A_n , α_n и β_n , полученные на основе большого количества измеренных сечений перезарядки атомов и ионов инертных газов.

№	A_n	α_n	β_n
1	$1,43 \cdot 10^{-12}$	1,17	2,76
2	$1,08 \cdot 10^{-12}$	0,71	2,80
3	$5,5 \cdot 10^{-14}$	2,1	2,9
4	$6 \cdot 10^{-16}$	4,2	3,0

В рабочей области источников ионов происходят столкновения между ионами. Поэтому вопрос возможности перезарядки ионов на ионах требует особого выяснения. По причине трудности получения двух интенсивных пересекающихся ионных пучков экспериментальные работы на эту тему практически отсутствуют. Но мы знаем, что потенциал ионизации ионов увеличивается с ростом их заряда и имеет место приближенная зависимость:

$$I_i = \frac{(i+1)^2}{2n^2}, \quad (1.14)$$

где n — главное квантовое число внешних электронов, а i — заряд иона, отдающего электрон. Следовательно, захват многорядным ионом электрона у другого иона меньшей зарядности — процесс хотя и возможный, но значительно менее вероятный, чем при столкновении с нейтралами. Используя в формуле (1.12) значение потенциала (1.14), можно оценить величину перезарядки иона на ионе. Приведенные результаты позволяют сделать вывод, что для самых многорядных ионов сечения захвата электрона у нейтральных атомов могут достигать величин 10^{-13} см^2 и более. Поэтому процессы перезарядки конкурируют с ионизацией электронным ударом даже при очень небольшом числе нейтралов в рабочей зоне источника, если речь идет о получении особо высокозарядных ионов.

4. Уравнения баланса для ионных зарядностей

При создании и эксплуатации источников многозарядных ионов одним из основных вопросов является достоверная информация о наличии тех или иных ионных зарядностей в источнике и количество ионов в каждой конкретной ионной зарядности. Тем самым требуется решение задачи о зарядовом распределении ионов в каждый момент времени. Для того чтобы ответить на этот вопрос, необходимо знать все процессы, изменяющие во времени число ионов в каждой точке источника для всех ионных зарядностей.

В общем случае движение частиц в пространстве координат r и скоростей v определяется функцией распределения $f = f(r, v, t)$, удовлетворяющей кинетическому уравнению

$$\frac{df}{dt} = Sft, \quad (1.15)$$

где символ Sft называют интегралом столкновений, означающим скорость изменения функции распределения в результате столкновений. Для наших задач интеграл столкновений определяется кулоновским рассеянием заряженных частиц на малые углы и, в соответствии с формулой Резерфорда (см. Часть II лекций), сводится к тем же выражениям. Равновесная функция распределения, соответствующая стационарному решению уравнения, есть распределение Больцмана,

$$f_0 \cong \exp\left\{-\frac{U(r)}{T}\right\} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T}\right), \quad (1.16)$$

которое приводит к распределению Максвелла по скоростям движения частиц. Здесь $U(r)$ — потенциальная энергия частиц.

Изменение числа ионов вызывают два типа процессов:

1. Потери ионов и их появление извне, например, в результате инжекции.
2. Переход ионов из одного зарядового состояния в другое при ионизации или перезарядке.

Вероятность этих процессов в каждой точке рабочего объема источника зависит от координаты и от скорости ионов. Поэтому в общем случае в основе уравнений баланса лежит кинетическое уравнение (1.15) для функции распределения $f = f(r, v, t)$, в котором в правой части учитываются все процессы, приводящие к появлению и исчезновению ионов. Используя результаты предыдущих параграфов, мы можем написать для функции распределения ионов i -й зарядности:

$$\frac{df_i}{dt} = n_e v_e \sum_{k=1}^n (\sigma_{i-k}^{ki} f_{i-k} - \sigma_{ii}^{ki} f_i) + n_0 \sum_{k=1}^n (v_{i+k} f_{i+k} \sigma_{i+k}^{k,ex} - v_i f_i \sigma_i^{k,ex}) + f_{ii} \left(\frac{1}{\tau_i^b} - \frac{1}{\tau_i^l} \right). \quad (1.17)$$

Здесь были использованы следующие обозначения: n_e, n_0 — плотности электронов и нейтралов; τ_i^b, τ_i^l — характерные времена рождения и потерь ионов данной зарядности.

В уравнении (1.17) учтены процессы ионизации и перезарядки нейтралов на ионах вплоть до n -й кратности. В реальных расчетах редко учитывают процессы выше второго порядка. В то же время в каждом случае необходимо конкретизировать величины τ_i^b и τ_i^l . Так, например, при расчетах зарядовых распределений в электронно-лучевых источниках (ECRIS) проблема определения скорости ионных потерь является одной из самых сложных и важных по своему значению.

Во II части лекций будет показано, что упругие кулоновские столкновения приводят к максвелловскому распределению ионов по скоростям. Интегрируя обе части уравнения (1.17) по пространству скоростей, учитывая при этом что

$$n_i(r, t) = \int f_i(v, r, t) dt,$$

получаем уравнение для ионных плотностей, аналогичное кинетическому уравнению:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e v_e (\sigma_{i-2}^{2i} n_{i-2} + \sigma_{i-1}^i n_{i-1} - \sigma_i^{2i} n_i - \sigma_i^i n_i) + n_0 (v_{i+2} n_{i+2} \sigma_{i+2}^{2ex} + v_{i+1} n_{i+1} \sigma_{i+1}^{ex} - v_i n_i (\sigma_i^{2ex} + \sigma_i^{ex})) + n_i \left(\frac{1}{\tau_i^b} - \frac{1}{\tau_i^l} \right). \quad (1.18)$$

Здесь учтены только процессы одно- и двукратной перезарядки и ионизации. Задача определения зарядового распределения требует уравнений баланса для каждой ионной зарядности, присутствующей в источнике. Ограничиваясь, случаем, когда присутствуют ионы только одного элемента (очевидно, что наличие ионов разных элементов не изменяет принципиально ситуацию, но делает задачу более громоздкой) получаем систему уравнений для Z ионных зарядностей и нейтралов:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_0}{dt} &= -n_0 \left(\sum_{i=2}^Z \sigma_i^{ex} n_i v_i + \sum_{i=3}^Z \sigma_i^{2ex} n_i v_i + (\sigma_1^i + \sigma_1^{2i}) n_e v_e \right) + n_0 \left(\frac{1}{\tau_0^b} - \frac{1}{\tau_0^l} \right); \\
\frac{dn_1}{dt} &= -n_0 \left(\sigma_1^i n_e v_e + \sigma_2^{ex} n_2 v_2 + \sigma_3^{2ex} n_3 v_3 + \sum_{i=2}^Z \sigma_i^{ex} n_i v_i \right) - \\
&\quad - n_1 \left(\sigma_2^i n_e v_e + \sigma_2^{2i} n_e v_e + \frac{1}{\tau_1^l} - \frac{1}{\tau_1^b} \right); \\
\frac{dn_2}{dt} &= n_0 \left(\sigma_1^{2i} n_e v_e + \sum_{i=3}^Z \sigma_i^{2ex} n_i v_i \right) + n_1 \sigma_2^i n_e v_e + n_0 \left(\sigma_3^{ex} n_3 v_3 + \sigma_4^{2ex} n_4 v_4 \right) - \\
&\quad - n_2 \left((\sigma_3^i + \sigma_4^{2i}) v_e n_e + (\sigma_2^{ex} + \sigma_2^{2ex}) 3v_2 n_0 + \frac{1}{\tau_2^l} - \frac{1}{\tau_2^b} \right); \\
\frac{dn_i}{dt} &= \sigma_i^i v_e n_e n_{i-1} + \sigma_{i-1}^{2i} v_e n_e n_{i-2} + (\sigma_{i+1}^{ex} v_{i+1} n_{i+1} + \sigma_{i+2}^{2ex} v_{i+2} n_{i+2}) n_0 - \\
&\quad - n_i \left((\sigma_{i+1}^i + \sigma_{i+2}^{2i}) v_e n_e + (\sigma_i^{ex} + \sigma_i^{2ex}) v_i n_0 + \frac{1}{\tau_i^l} - \frac{1}{\tau_i^b} \right); \\
3 &\ll i \ll Z-2; \\
\frac{dn_{Z-1}}{dt} &= (\sigma_{Z-1}^i n_{Z-2} + \sigma_{Z-2}^{2i} n_{Z-3}) v_e n_e + \sigma_Z^{ex} n_Z n_0 - \\
&\quad - n_{Z-1} \left(\sigma_Z^i v_e n_e + (\sigma_{Z-1}^{ex} + \sigma_{Z-1}^{2ex}) v_{Z-1} n_0 + \frac{1}{\tau_{Z-1}^l} - \frac{1}{\tau_{Z-1}^b} \right); \\
\frac{dn_Z}{dt} &= (\sigma_Z^i n_{Z-1} + \sigma_{Z-1}^{2i} n_{Z-2}) v_e n_e - n_Z \left((\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) v_Z n_0 + \frac{1}{\tau_Z^l} - \frac{1}{\tau_Z^b} \right).
\end{aligned} \tag{1.19}$$

Здесь Z — максимальная зарядность ионов.

Плотности ионов в рабочей области источников, как правило, распределены неравномерно. Причем обычно разные ионные зарядности имеют различное распределение плотностей. Определение пространственного распределения ионов

является отдельной сложной задачей. Однако очень часто, когда распределение плотности известно или оно близко к постоянной величине, уравнения (1.19) могут быть проинтегрированы по объему, занимаемому ионами в источнике. Тогда система (1.19) сведется к системе уравнений для полного числа ионов каждой зарядности N_i .

Система (1.19) (или аналогичная система уравнений для N_i) является системой нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка. В качестве начальных условий должны быть заданы начальные значения ионных плотностей при $t = 0$. Могут быть использованы, например, такие начальные условия:

$$t = 0; \quad n_0 = n_0^0; \quad n_i = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, Z). \tag{1.20}$$

В решении задачи Коши (1.19), (1.20) с целью определения зарядовых состояний и их изменения во времени используют численные методы. Часто применяют интегрирование методом Рунге–Кутта.

В некоторых случаях оказывается необходимым знать стационарные решения уравнений баланса. Такие задачи возникают при изучении источников на электронно-циклотронном резонансе (ECR), которые работают в стационарном режиме. В этом случае левые части уравнений равны нулю, и система превращается в систему нелинейных алгебраических уравнений. Для решения таких задач часто используют итерационные методы. Тем не менее системы алгебраических уравнений, особенно, как это часто бывает, при сильной нелинейности, численными методами оказывается решать труднее, чем уравнения дифференциальные. Для решения стационарной задачи очень важно удачно выбрать начальные приближения для последующих итераций.

Система уравнений баланса, описывающая процессы последовательного превращения или перехода одних частиц в другие, широко используется в физике. По-видимому, впервые задача Коши для уравнений типа (1.19) была поставлена и решена Резерфордом при описании процесса радиоактивного распада. Приведенная здесь система уравнений баланса для зарядовых состояний ионов или ее варианты используются для расчетов зарядовых распределений ионов в различных типах источников. В том числе большое число работ было посвящено

расчетам зарядовых распределений в релятивистских электронных кольцах, в электронных пучках EBIS, в газоразрядном источнике ионов, в ECRIS и в Electron Beam Ion Trap (EBIT).

5. Проблема получения многозарядных ионов

Для тематики этих лекций проблема получения многозарядных ионов в ионных источниках является наиболее важной. Здесь мы рассмотрим общие подходы к этому вопросу в теоретическом плане.

Вернемся к системе уравнений (1.19). Эта система учитывает различные процессы, происходящие в результате столкновений заряженных частиц. В первом разделе мы показали, что преобладающим процессом, как правило, является однократная ионизация атомов и ионов электронным ударом. Перепишем уравнения баланса, учитывая только эти процессы.

Система очень упростится, и мы получим систему линейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= -\lambda_1 n_0; \\ \frac{dn_i}{dt} &= \lambda_i n_{i-1} + \lambda_{i+1} n_i; \\ &\dots \\ \frac{dn_Z}{dt} &= -\lambda_Z n_{Z-1}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Здесь введены обозначения $\lambda_i = \sigma_i^i v_e n_e$ [с⁻¹].

Пусть в начальный момент времени есть только нейтралы, а ионы отсутствуют:

$$t = 0; \quad n_0(0) = n_0^0; \quad n_i(0) = 0. \quad (1.22)$$

Решение задачи Коши в этом случае не представляет большого труда, и оно известно:

$$\begin{aligned} n_0 &= n_0^0 e^{-\lambda_1 t}; \\ n_1 &= \frac{n_0^0 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}); \\ n_2 &= n_0^0 \lambda_1 \lambda_2 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right); \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\dots$$

$$n_i = n_0^0 \prod_{l=1}^i \lambda_l \left(\sum_{k=1, k \neq j}^{i+1} \frac{e^{-\lambda_k t}}{\prod_{k=1, k \neq j}^{i+1} (\lambda_k - \lambda_j)} \right).$$

Система (1.21) может быть проинтегрирована и при других начальных условиях, например, при $n_i(0) \neq 0$.

Решение (1.23) позволяет определить скорость образования каждой из ионных зарядностей. Исходя из того, что образование ионов есть процесс последовательный и каждая из вновь появляющихся зарядностей образуется из предыдущей, делаем вывод, что чем больше зарядность, тем больше времени требуется для ее появления.

Путем непосредственного разложения экспонент в формулах (1.23) по степеням t получаем в первом приближении:

$$\begin{aligned} n_0 &= n_0^0 (1 - \lambda_1 t); \\ n_1 &= n_0^0 \lambda_1 t; \\ n_2 &= n_0^0 \lambda_1 \lambda_2 \frac{t^2}{2}; \\ n_3 &= n_0^0 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \frac{t^3}{6}; \\ &\dots \\ n_i &= n_0^0 \left(\prod_{j=1}^i \lambda_j \right) \frac{t^i}{i!}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Формулы (1.24) позволяют определить характерные времена появления каждой новой ионной зарядности и справедливы только на начальном этапе роста числа ионов в каждой зарядности. Обозначив $t_i = 1/\lambda_i$, получим

$$\begin{aligned} \tau_1 &= t_1; \\ \tau_2 &= \sqrt{2t_1t_2}; \\ \tau_3 &= \sqrt[3]{6t_1t_2t_3}; \\ &\dots\dots\dots \\ \tau_i &= \left(i! \prod_{k=1}^i t_k \right)^{1/i}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Упрощая постановку задачи еще сильнее, мы можем предположить, что сначала все нейтралы переходят в однократно заряженные ионы. Характерное время этого процесса $\tau_1 \cong t_1$. Потом за время t_2 однократно заряженные ионы становятся двукратно заряженными, затем за время t_3 образуются трехкратно заряженные ионы и т. д. В результате эти рассуждения дают другие значения времен образования ионных зарядностей:

$$\begin{aligned} \tau_1 &= t_1; \\ \tau_2 &= t_1 + t_2; \\ &\dots\dots\dots \\ \tau_i &= \sum_{k=1}^i t_k. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Используя формулу Стирлинга

$$x! \approx \sqrt{2\pi x} x^x e^{-x}$$

и учитывая, что всегда геометрическое среднее величин не превосходит их арифметического среднего, мы видим, что значение времен (1.25) всегда меньше, чем (1.26). Это не является удивительным фактом, поскольку предположения, в которых получены (1.26), должны давать завышенные значения, а зависимости (1.25) справедливы только на начальном этапе появления данных ионных зарядностей. На практике, при больших значениях i , в особенности, когда сечения ионизации быстро убывают с ростом ионного заряда, значения времени, даваемые выражениями (1.25) и (1.26), могут отличаться в десятки раз.

Формулы (1.25) показывают характерные времена рождения данных ионных зарядностей. Значения (1.26) могут служить для оценки времени достижения среднего заряда ионов или ионного заряда в максимуме ионного распределения интересующей нас величины. Требуемое время ионизации, найденное с использованием формул (1.26) лучше совпадает с точным решением (1.23), обычно немного превосходя его, а также находится в согласии с экспериментами по накоплению высокозарядных ионов.

Формулы (1.26) могут быть представлены в другом виде:

$$j\tau_i = \sum_{k=1}^i \frac{1}{\sigma_k}, \quad (1.27)$$

где $j = n_e v_e$ — плотность электронного тока. Величина $j\tau_i$ называется *фактором ионизации* и зависит только от сечения ионизации.

Фактор ионизации $j\tau_i$ в физике источников многозарядных ионов служит основной величиной, определяющей зарядность ионов, и является аналогом *параметра Лоусона* в термоядерном синтезе.

Для получения ионов средней зарядности i необходимо обеспечить соответствующее $j\tau_i$. Поскольку скорость электронного потока в источниках ионов изменяется обычно в незначительных пределах, то для обеспечения необходимой ионной зарядности следует достичь требуемой плотности электронов n_e и времени удержания ионов τ_i таких, что

$$j\tau_i \geq \sum_{k=1}^i \frac{1}{\sigma_k},$$

при этом энергия электронов E_e должна быть больше (согласно разделу 2 желательно больше в 2–3 раза), чем потенциал ионизации I_i .

На рис. 9 изображены значения фактора ионизации, необходимые для получения ионов Ne, Ar, Kr, Xe и U указанных зарядностей при соответствующих значениях энергии.

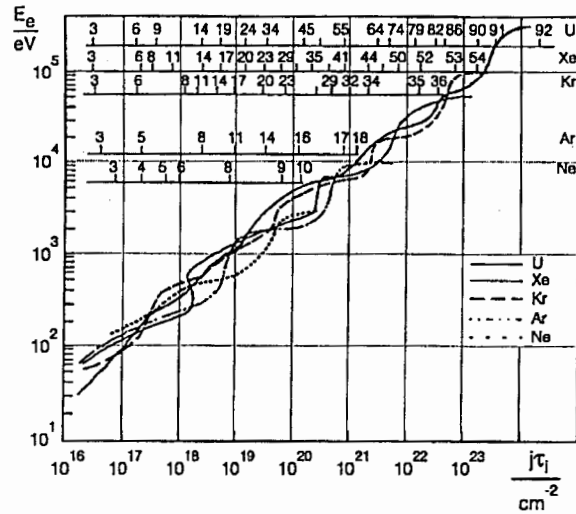


Рис. 9. Расчетные значения фактора ионизации $j\tau_i$, необходимые для получения соответствующих зарядностей ионов Ne, Ar, Kr, Xe и U при оптимальной энергии электронов E_e

Приведенные здесь значения фактора ионизации, а также формулы (1.25) и (1.26), хотя и отражают реальную ситуацию, но получены для идеального случая, когда имеет место только однократная ионизация электронным ударом. На самом же деле существует большое количество других процессов, которые, как правило, замедляют процесс образования многозарядных ионов. Исключением является только многократная ионизация, которая увеличивает зарядность ионов. Однако сечение этого процесса меньше сечения однократной ионизации и для внутренних оболочек многозарядных ионов практически равно нулю. Все остальные процессы, в особенности, такие как потери ионов и перезарядка, замедляют или останавливают вообще рост ионного заряда на определенном этапе. Ионные потери определяются способом удержания ионов, их энергией, и для каждого типа источника имеют разную природу. В то же время нейтральные атомы в рабочей зоне источника присутствуют всегда и, перезаряжаясь на высокозарядных ионах, уменьшают их заряд.

Проблемы получения особо многозарядных ионов были изучены ранее для электронно-лучевых ионных источников EBIS и для релятивистских электронных

колец. Имея в виду ионы высоких зарядностей, предположим, что наибольший вклад дают процессы образования ионов в результате ионизации и захват электрона у нейтрала. Тогда уравнение баланса в общем виде для зарядности i примет вид

$$\frac{dn_i}{dt} = \sigma_i^i v_e n_e n_{i-1} - \sigma_i^{ex} v_i n_0 n_i. \quad (1.28)$$

Здесь мы, для наглядности, пренебрегли переходом ионов в следующую зарядность $(i+1)$ вследствие ионизации, используя тот факт, что для больших зарядностей сечение ионизации убывает достаточно быстро с ростом заряда.

Тогда условием прекращения роста числа ионов зарядности i будет равенство нулю левой части уравнения (1.28):

$$\sigma_i^i v_e n_e n_{i-1} - \sigma_i^{ex} v_i n_0 n_i = 0. \quad (1.29)$$

Мы можем также предположить, не теряя общности в постановке задачи, что $n_{i-1} = n_i$. Это можно сделать, так как реально в источнике существует не одна ионная зарядность, а распределение ионов по зарядам, и у соседних зарядностей отличие в плотности частиц обычно невелико. Тогда, используя значения сечений ионизации и перезарядки из (1.8) и (1.12) и зависимость (1.13) из (1.28), получаем

$$\frac{n_0}{n_e} = 2,7 \sqrt{\frac{A}{E_i E_e}} \frac{I_0^\beta}{i^{\alpha+2}} \log \frac{E_e}{I_i}.$$

Если энергия электронов подобрана так, чтобы находиться в области максимума сечения ионизации, то $\log(E_e/I_i) \approx 1$. Используя также значения $\beta \sim 3$ и $\alpha \sim 1$ из таблицы значений параметров A_n , α_n и β_n , получаем требование на плотность нейтралов, при которой перезарядкой можно пренебречь:

$$\frac{n_0}{n_e} \ll 5n \sqrt{\frac{A}{E_i E_e}} \frac{I_0^3}{i^3}. \quad (1.30)$$

Здесь n — число электронов на внешней оболочке иона i -го заряда; A — атомная масса; E_i — энергия иона; E_e — энергия электрона; I_0 — потенциал ионизации нейтралов.

В качестве примера приведем на рис. 10 расчетные значения среднего заряда ионов урана и ксенона при длительной (~ 100 мс) ионизации накопленных ионов в электронном кольце с параметрами:

радиус $R = 2$ см;

малые полуразмеры $a = 0,1$ см ;

число электронов $N = 10^{13}$;

начальная энергия электронов $E = 20$ МэВ.

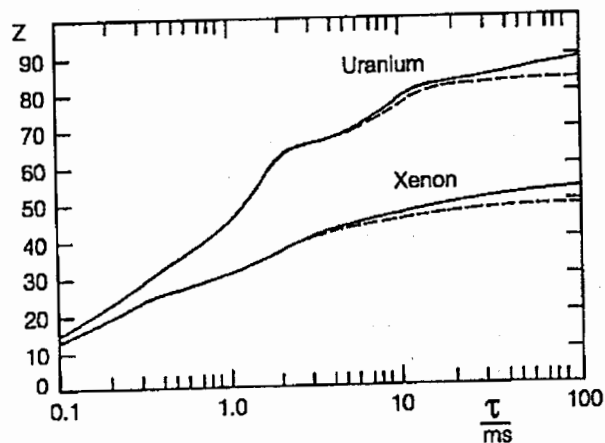


Рис. 10. Расчетная зависимость от времени среднего заряда ионов ксенона и урана в релятивистском электронном кольце. Пунктир — расчет с учетом процессов перезарядки нейтралов остаточного газа на накопленных высокозарядных ионах; сплошная линия — расчет без учета процесса перезарядки

В расчетах предполагалось, что электронное кольцо удерживается в магнитном поле с параметрами, позволяющими поддерживать размеры кольца близкими к постоянной величине, несмотря на уменьшение энергии релятивистских электронов в результате синхротронного излучения.

На рис. 10 сплошной кривой изображена зависимость среднего заряда ионов в кольце от времени при отсутствии нейтрального газа в объеме кольца. Пунктир показывает результаты, полученные с учетом перезарядки нейтралов (азот при давлении $2 \cdot 10^{-9}$ Торр) на ионах урана и (при давлении $3 \cdot 10^{-9}$ Торр) на ионах ксенона.

На рис. 11 изображена зависимость среднего заряда ионов ксенона в электронно-лучевом источнике ионов KRION-2 от фактора ионизации $j\tau$, при давлении остаточного газа в ускорительной трубке источника 10^{-12} Торр (сплошная кривая) и 10^{-9} Торр (пунктир).

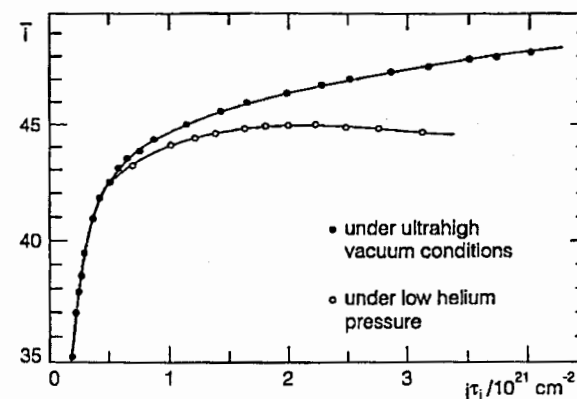


Рис. 11. Зависимость среднего заряда ионов Хе в источнике ионов KRION-2 от фактора ионизации $j\tau$, при сверхвысоком вакууме в рабочей области источника и при напуске нейтрального гелия

Подводя итог, сформулируем необходимые условия получения высокозарядных ионов для любых ионных источников:

1. Энергия электронов должна быть больше потенциала ионизации ионов требуемой зарядности;
2. Должен быть обеспечен фактор ионизации, определяемый формулой (1.27);
3. Плотность нейтралов должна быть по возможности меньше. Для оценки допустимой плотности нейтралов может быть использовано условие (1.30).

В разных типах источников, основанных на получении ионов электронным ударом, могут существовать различные процессы, ограничивающие заряд ионов или вызывающие их потери, но выполнение условий (1)–(3) необходимо всегда.

Рекомендованная литература

Shirkov G., Zschornack G. Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1996 320 p.

Оглавление

Введение	3
1. Атомные столкновения заряженных частиц	4
2. Ионизация электронным ударом	8
3. Столкновения ионов и атомов	13
4. Уравнения баланса для ионных зарядностей	20
5. Проблема получения многозарядных ионов	24
Рекомендованная литература	31