

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Атомные процессы с участием многозарядных ионов

И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько

Рассмотрены атомные процессы ионизации, рекомбинации и перезарядки при столкновении положительных ионов с атомами, ионами, электронами и молекулами, а также влияние этих процессов при взаимодействии ионных пучков со средами в широкой области энергий — от низких до суперрелятивистских, но в основном при энергиях $E \sim 10$ кэВ/нуклон–100 ГэВ/нуклон. Изложены основные особенности эффективных сечений процессов в зависимости от энергии столкновения, атомной структуры и эффектов плотности в газах, твёрдом теле и плазме. Детально изучена роль процессов диэлектронной рекомбинации при взаимодействии пучков тяжёлых многоэлектронных ионов с плазмой. Обзор охватывает экспериментальные и теоретические достижения за последние 5–10 лет в области физики ускорителей и физики столкновений тяжёлых ионов с атомными системами.

Ключевые слова: эффективные сечения и скорости атомных процессов, перезарядка, ионизация, диэлектронная рекомбинация, взаимодействие ионных пучков с газами, плазмой и фольгами, время жизни ионного пучка

PACS numbers: 34.10.+x, 34.50.Fa, 34.70.+e

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.12.039289>

Содержание

1. Введение (1249).
2. Процессы с изменением зарядового состояния ионов при взаимодействии с атомными частицами (1250).
 - 2.1. Ион-атомные столкновения. 2.2. Электрон-ионные столкновения. 2.3. Ион-ионные столкновения.
3. Ионизация ионов нейтральными атомами (обдирка) (1252).
 - 3.1. Роль ионизации электронов внутренних оболочек иона. 3.2. Особенности процессов обдирки при релятивистских энергиях. 3.3. Многоэлектронная ионизация. 3.4. Законы масштабирования полных сечений обдирки.
4. Перезарядка в ион-атомных столкновениях (1257).
 - 4.1. Безызлучательная перезарядка. Роль захвата электронов внутренних оболочек атомов мишени. 4.2. Эффекты плотности мишени в процессах перезарядки и ионизации. 4.3. Многоэлектронная перезарядка. 4.4. Перезарядка при релятивистских энергиях.
5. Столкновения ионов с молекулами (1261).
 - 5.1. Правило аддитивности Брэгга. 5.2. Нарушение правила Брэгга для сечений одноэлектронной перезарядки ионов на молекулах H_2 . 5.3. Времена жизни ионных пучков в ускорителе. Вакуумные условия.
6. Столкновения ионов с электронами (1265).
 - 6.1. Одноэлектронная ионизация. 6.2. Многоэлектронная ионизация ионов электронами. 6.3. Радиационная рекомбинация.

- 6.4. Диэлектронная рекомбинация: ионы в плазме и в налетающем пучке. 6.5. Тройная рекомбинация.
7. Взаимодействие пучков тяжёлых ионов со средами (1272).
 - 7.1. Ионные фракции. Уравнения баланса. 7.2. Равновесные фракции и средний заряд ионного пучка при взаимодействии со средой. 7.3. Равновесная толщина мишени. 7.4. Компьютерные программы для расчёта зарядовых фракций ионов. Программа BREIT.
8. Особенности взаимодействия ионных пучков с плазмой (1276).
 - 8.1. Роль диэлектронной рекомбинации. Программа DRIMP. 8.2. Диэлектронная рекомбинация ионов при взаимодействии пучка ионов с плазмой. 8.3. Зарядовые распределения скоростей процессов с учётом диэлектронной рекомбинации.
9. Заключение (1279).

Список литературы (1281).

1. Введение

Настоящий обзор является продолжением работ [1–3] по исследованию элементарных процессов с участием тяжёлых многозарядных ионов (типа Bi^{q+} , Au^{q+} , W^{q+} , U^{q+}) в области атомной, ускорительной физики и астрофизики при энергиях ионов $E = 10$ кэВ/нуклон–100 ГэВ/нуклон, т.е. от низких до сверхрелятивистских энергий. Объём информации о взаимодействии тяжёлых ионов с атомными частицами — электронами, атомами, ионами, молекулами — существенно увеличился за последние 10 лет ввиду быстрого развития ускорительной техники в мире и создания мощных источников тяжёлых ионов, таких как NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), ОИЯИ (Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия), CERN (European Organization for Nuclear Research, Женева, Швейцария), UNILAC (UNiversal Linear ACcelerator, Дармштадт, Германия), BEVALAC (BEVAtion Linear Accelerator, Беркли, США), RHIC (Relativistic Heavy Ion

И.Ю. Толстихина^(а), В.П. Шевелько^(б)
 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
 Ленинский пр. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
 E-mail: ^(а) inga-san@mail.ru, ^(б) shevelkovp@lebedev.ru

Статья поступила 9 ноября 2022 г.,
 после доработки 5 декабря 2022 г.

Collider, Аптон, США), RIKEN, Вако, Япония и HIRFL (Heavy Ion Research Facility, Ланьчжоу, КНР) и др.

Информация об эффективных сечениях (вероятностях) и скоростях процессов с участием положительных ионов необходима для исследований в области атомной физики (физика многозарядных ионов, рентгеновские спектры излучения, КЭД-эффекты (квантовая электродинамика), тормозная способность вещества) [3–9], в физике лабораторной и астрофизической плазмы (пучковая диагностика, энергетические и зарядовые потери) [10, 11], в физике ускорителей (времена жизни ионных пучков, условия вакуума, оптимизация взаимодействия пучков – фольга) [12–14], в ядерной физике (детектирование сверхтяжёлых элементов с помощью газонаполненных сепараторов, исследование экзотических изотопов) [15, 16], в медицине [17], материаловедении [18] и т.д.

Цель настоящей работы — представить информацию по эффективным сечениям и скоростям элементарных процессов, происходящих с изменением зарядового состояния налетающих ионов, сталкивающихся с атомными системами, и изложить об использовании этой информации во многих приложениях. Именно эти процессы играют главную роль при взаимодействии ионных пучков с различными средами — газами, фольгами и плазмой. Рассмотрены особенности процессов перезарядки и обдирки при взаимодействии ионов с нейтральными атомами. Эти процессы сопровождаются изменением зарядового состояния сталкивающихся частиц и определяют времена жизни пучков тяжёлых многоэлектронных ионов при планировании экспериментов на ускорителях и накопительных кольцах в таких проектах, как NICA (Дубна) [19–21], Gamma Factory (ЦЕРН) [22], FAIR (Германия) [23] и других.

Рассмотрено взаимодействие ионов с молекулами (перезарядка и обдирка), что необходимо, например, для проведения экспериментов на ускорителях ионов, где ионные пучки взаимодействуют в основном с молекулярными газами вакуумной установки, содержащей молекулы H_2 , N_2 , H_2O , CO_2 , CH_4 и др. Для оценки сечений взаимодействия с молекулами используют имеющиеся экспериментальные данные и теоретические расчёты для атомных мишеней, учитывая *правило аддитивности Брэгга*. Согласно этому правилу сечение взаимодействия иона с молекулой представляется в виде суммы сечений взаимодействия с атомами, входящими в состав молекулы. Правило аддитивности Брэгга используется на практике для определения сечений перезарядки и обдирки ионов при столкновении с молекулярными мишенями. В работе рассмотрено нарушение правила аддитивности Брэгга в случае одноэлектронной перезарядки ионов на молекулах водорода.

Рассмотрены особенности взаимодействия ионов с электронами, в частности, в таких процессах, как одно- и многоэлектронная ионизация электронным ударом, радиационная и диэлектронная рекомбинация. Приведены параметры аппроксимаций для определения одноэлектронных сечений и скоростей ионизации многозарядных ионов в широком диапазоне энергий и температур, полученные на основе численных расчётов. Процессы радиационной и диэлектронной рекомбинации при взаимодействии ионов с электронами играют важную роль при использовании СОЭ — системы охлаждения электронным пучком, оказывая сильное влияние на время жизни пучка в ускорителе. Впервые рассмотрена роль диэлект-

ронной рекомбинации при взаимодействии ионных пучков со свободными электронами плазмы.

Рассмотрена динамика зарядового состояния ионных пучков, взаимодействующих с газовыми, твердотельными и плазменными мишенями. Предложено новое определение равновесной толщины мишени в зависимости от распределения равновесных фракций по заряду иона, исследована зависимость ионных фракций от заряда налетающего иона в пучке и т.д. Большое внимание уделяется представлению полуэмпирических формул и параметров аппроксимации эффективных сечений и скоростей процессов для их практического применения.

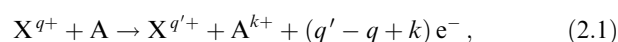
Используется система атомных единиц: $m = e = \hbar = 1$, где m и e — масса и заряд электрона, $\hbar$ — постоянная Планка.

2. Процессы с изменением зарядового состояния ионов при взаимодействии с атомными частицами

В этом разделе дан перечень основных атомных процессов при взаимодействии ионов с атомными частицами — атомами, молекулами, ионами и электронами, сопровождающихся изменением зарядового состояния налетающих ионов. Более подробная информация о процессах и компьютерных программах для расчёта атомных характеристик процессов приведена в работах [1–6, 10, 11].

2.1. Ион-атомные столкновения

Столкновения ионов с газовыми и твердотельными (фольги) средами характеризуются в основном взаимодействием ионов с *атомами* мишени. При этом наиболее общим процессом является *ионизация с перезарядкой* (Transfer Ionization, TI), когда происходит одновременный захват и ионизация электронов обеих сталкивающихся частиц:

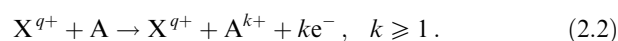


где q и q' — зарядовые состояния налетающего иона X^{q+} до и после столкновения соответственно, k — заряд атома мишени A после столкновения. Реакция (2.1) — многоэлектронный процесс, сопровождающийся изменением зарядовых состояний сталкивающихся частиц и образованием свободных электронов.

Исследование эффективных сечений многоэлектронных процессов (2.1) как функции энергии иона E , зарядов q , q' и k представляет довольно сложную задачу. Экспериментально это связано с использованием специальной *техники совпадений* (coincidence technique), а теоретически — с решением задачи о многоэлектронных переходах с учётом атомной структуры обеих сталкивающихся частиц (см., например, [1, 3, 24, 25]). На практике, как правило, такая детальная информация о процессах (2.1) требуется довольно редко.

Различают три важных атомных процесса, являющихся частными случаями реакции TI.

1. Прямая одно- и многоэлектронная ионизация *атомов* ионами, $q = q'$ (Pure target multi-electron Ionization, PI):



Процесс (2.2) является более сложным по сравнению с ионизацией атомов электронами из-за влияния атомной структуры налетающего иона.

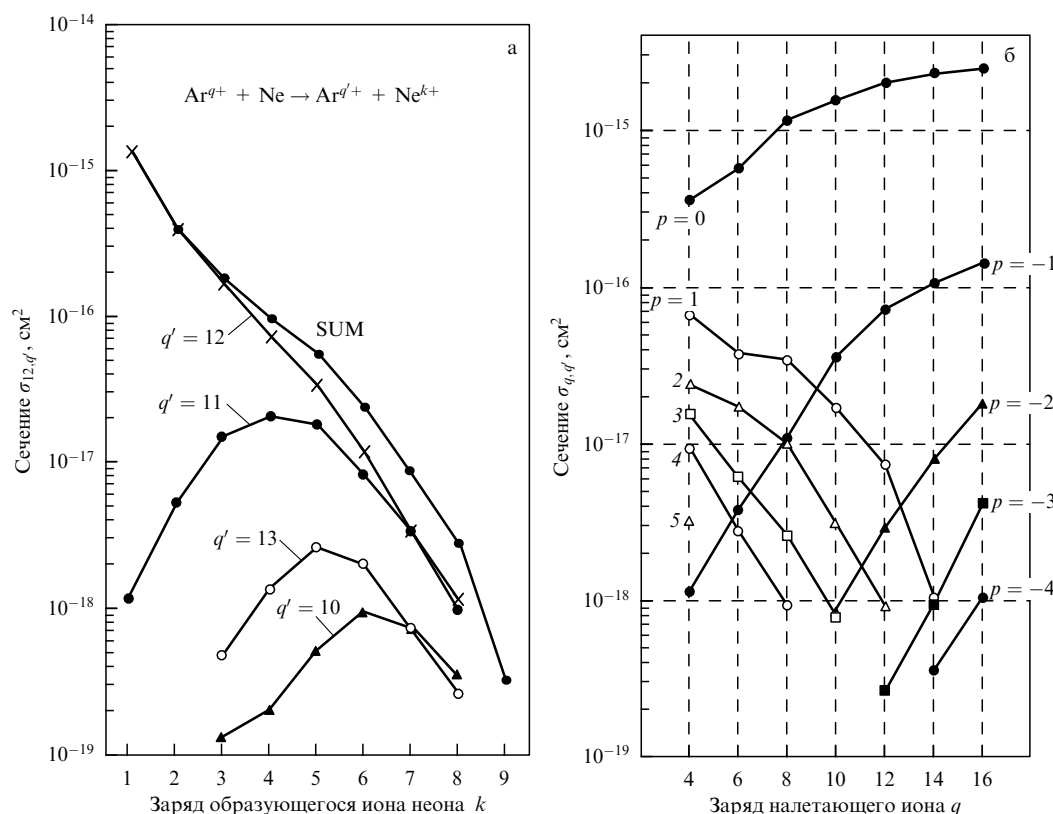
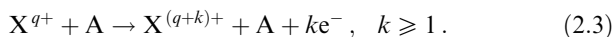
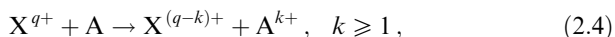


Рис. 1. Экспериментальные сечения ТИ, реакция (2.6), при столкновении ионов Ar^{q+} с атомами Ne при энергии $E = 1.05$ МэВ/нуклон. (а) Сечения ТИ при столкновении ионов Ar^{12+} с атомами Ne как функция числа ионизованных электронов k . Кривая $q' = 12$ — сечение многоэлектронной ионизации атомов Ne, кривые с $q' \neq 12$ — сечения ионизации с перезарядкой, SUM — суммарное сечение. (б) Сечения ТИ как функция заряда q , суммарные по всем значениям k , при разных значениях $p = q' - q$. Кривая $p = 0$ — полное сечение ионизации атомов Ne, кривые $p = 1-4$ — многоэлектронные сечения обдирки, $p = -(1-4)$ — многоэлектронные сечения перезарядки (2.4). (Из работы [25].)

2. Прямая одно- и многоэлектронная ионизация налетающих ионов нейтральными атомами, или обдирка, (Electron Loss, EL):

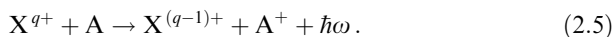


3. Безызлучательная одно- и многоэлектронная перезарядка (NonRadiative electron Capture, NRC):



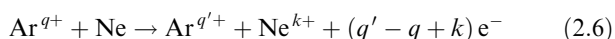
т.е. процесс, сопровождающийся захватом одного или более электронов, приводящий к перераспределению зарядовых состояний сталкивающихся частиц.

4. Радиационная перезарядка (Radiative Electron Capture, REC) — захват одного или нескольких электронов, сопровождающийся излучением кванта; как правило, в REC происходит одноэлектронный захват:



Спектр REC излучения зависит от энергии налетающего иона и атомной структуры сталкивающихся частиц. REC играет большую роль при столкновении тяжёлых ионов с многоэлектронными атомами и при релятивистских энергиях [26, 27].

В качестве примеров на рис. 1а и б приведены экспериментальные эффективные сечения ТИ-процессов для реакции



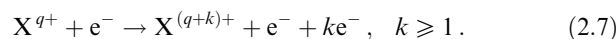
при энергии ионов аргона $E = 1.05$ МэВ/нуклон. При $q = 12$ парциальные сечения как функции параметра $k = 1 - 9$ приведены на рис. 1а. Кривая $q' = 12$ соответствует процессу чистой ионизации (2.2), остальные кривые — сечения реакции (2.6) при $q' \neq 12$; кривая SUM — сумма всех сечений.

Экспериментальные ТИ-сечения реакции (2.6) как функции начального заряда ионов q при различных значениях $p = q' - q$ и суммарные по всем p сечения приведены на рис. 1б. Кривая $p = 0$ соответствует сечению (2.2) ионизации атомов Ne, $p = 1-4$ — многоэлектронным сечениям обдирки (2.3) ионов Ar, а $p = -(1-4)$ — многоэлектронным сечениям перезарядки (2.4).

2.2. Электрон-ионные столкновения

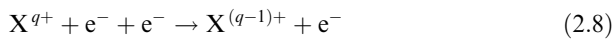
Взаимодействие ионов с электронами характеризуется атомными процессами, играющими важную роль в лабораторной и астрофизической плазме, в диагностике плазмы токамаков с помощью характеристических спектров излучения ионов, в ускорительных системах для электронного охлаждения ионных пучков, для исследования структуры атомов и ионов и т.д. [2, 12, 28, 29]. К основным процессам взаимодействия с электронами относятся:

1. Одно- и многоэлектронная ионизация (Multiple Ionization, MI):



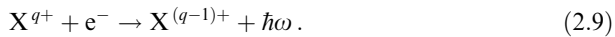
В случае ионизации тяжёлых многоэлектронных ионов вклад многоэлектронной ионизации в полное сечение может достигать 50 % и более.

2. Трёхчастичная рекомбинация (Ternary Recombination, TR):



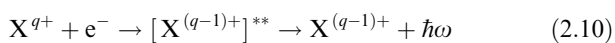
— процесс, обратный процессу ионизации электронами, играет важную роль в плотной и низкотемпературной плазме [4, 30, 31].

3. Радиационная рекомбинация (Radiative Recombination, RR) — захват ионами свободных электронов (плазмы) с испусканием фотонов:



Процесс (2.9) происходит при *всех* энергиях свободных электронов, играет важную роль при охлаждении ионных пучков электронным пучком в ускорительных системах (electron cooling) (раздел 5.3.3).

4. Диелектронная рекомбинация (Dielectronic Recombination, DR):

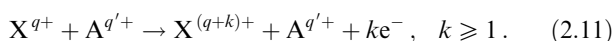


— процесс с излучением фотона, сопровождающийся захватом свободного электрона и одновременным возбуждением внутреннего электрона иона [5, 32]. В отличие от радиационной рекомбинации, DR имеет *резонансный* характер, так как происходит только при определённых значениях кинетической энергии свободного электрона (раздел 6.4). Наряду с RR-процессами, процессы диелектронной рекомбинации играют важную роль при взаимодействии тяжёлых ионов с плазмой и при электронном охлаждении ионных пучков в ускорительных системах (разделы 6.3, 6.4).

2.3. Ион-ионные столкновения

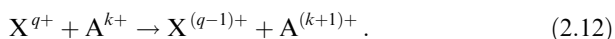
Информация о ион-ионных столкновениях необходима для исследования процессов в неравновесной лабораторной и астрофизической плазме, термоядерного синтеза, взаимодействия ионных пучков с плазмой и др. (см. [3, 5, 6, 33]). Основные процессы, возникающие при ион-ионных столкновениях, следующие:

1. Прямая ионизация:



Сечения таких процессов малы по сравнению с ион-атомными процессами из-за большого влияния кулоновского отталкивания сталкивающихся ионов.

2. Перезарядка:



Процессы ион-ионной перезарядки происходят с небольшой вероятностью по той же причине (кулоновское отталкивание), однако при малых зарядах налетающих ионов $q = 1, 2$ они могут вносить вклад в полное сечение, сопоставимый с вкладом ионизации электронным ударом.

3. Ионизация ионов нейтральными атомами (обдирка)

3.1. Роль ионизации электронов внутренних оболочек иона

Информацию об экспериментальных данных по сечениям ионизации и теоретических методах расчёта сече-

ний ионизации тяжёлых ионов нейтральными атомами и молекулами (сечения *обдирки*),



можно найти в работах [1–3]. $\sum A$ в реакции (3.1) означает, что атом мишени может перейти в возбуждённое состояние или ионизоваться.

Экспериментальные данные для сечений одно- и многоэлектронной обдирки тяжёлых ионов получены в основном при прохождении пучков через газовые мишени H_2 , He, N_2 , O_2 , Ne, Kr, Xe и молекулярные газы в нерелятивистской области энергий $E < 200$ МэВ/нуклон. При релятивистских энергиях $E > 200$ МэВ/нуклон экспериментальные данные представлены в основном для H- и He-подобных ионов (раздел 3.2).

В настоящее время большой объём теоретических данных по сечениям одноэлектронной обдирки атомов и ионов получены в релятивистском приближении с помощью компьютерных кодов RICODE и RICODE-M (работы [34, 35] соответственно), в которых используется релятивистский оператор взаимодействия. В более продвинутой программе RICODE-M используются релятивистские волновые функции электронов для связанных состояний и непрерывного спектра, в отличие от RICODE, где используются нерелятивистские волновые функции. Программа RICODE-M предназначена для расчётов сечений обдирки атомов и ионов от атома водорода до сверхтяжёлых элементов с зарядом ядра до $Z = 120$ при столкновении с произвольной тяжёлой частицей от протона до тяжёлых атомов и ионов при энергии ионов 10 кэВ/нуклон $< E < 100$ ГэВ/нуклон. При средних и более низких энергиях необходимо учитывать процессы многоэлектронной ионизации, которые существенно влияют на полные сечения даже при ионизации многозарядных ионов (раздел 3.3).

При одноэлектронной ионизации тяжёлого многоэлектронного иона нейтральными атомами значительный вклад в процесс даёт ионизация электронов *внутренних* оболочек исходного иона. Эта особенность объясняется двумя основными факторами: близкими значениями энергий связи $I(nl)$ в тяжёлых ионах и большим числом электронов в заполненных оболочках p^6 , d^{10} и f^{14} .

На рисунке 2 приведены сечения обдирки ионов U^{42+} , имеющих электронную конфигурацию $1s^2 \dots 3s^2 3p^6 \times 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^4$, атомами Ar. В области максимума при $E \approx 10$ МэВ/нуклон вклад в полное сечение ионизации электронов оболочек $4d^{10}$ и $4f^4$ составляет $\sim 40\%$: $\sigma(4d^{10}) + \sigma(4f^4) \approx 1,2 \times 10^{-18}$ см², полное сечение $\sigma_{tot} \approx 2 \times 10^{-17}$ см². Энергии связи оболочек иона U^{42+} довольно близки: $I_p(4f^4) \approx 2,0$, $I_p(4d^{10}) \approx 2,3$, $I_p(4p^6) \approx 2,7$ и $I_p(4s^2) \approx 3,0$ эВ соответственно [36]. В относительно "лёгких" ионах значения $I(nl)$ быстро возрастают при переходе от внешних оболочек к внутренним [37]. Например, в ионе $Ar^{6+}(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2)$ энергии связи равны $I_p(3s^2) \approx 124$, $I_p(2p^6) \approx 373$, $I_p(2s^2) \approx 447$ эВ соответственно.

При больших, но нерелятивистских энергиях сечение ионизации иона атомом с зарядом ядра Z_T из *одной* электронной оболочки убывает по формуле Бете–Борна (борновское приближение):

$$\sigma_{EL}^B \sim Z_T^2 \frac{\ln E}{q^2 E}, \quad (3.2)$$

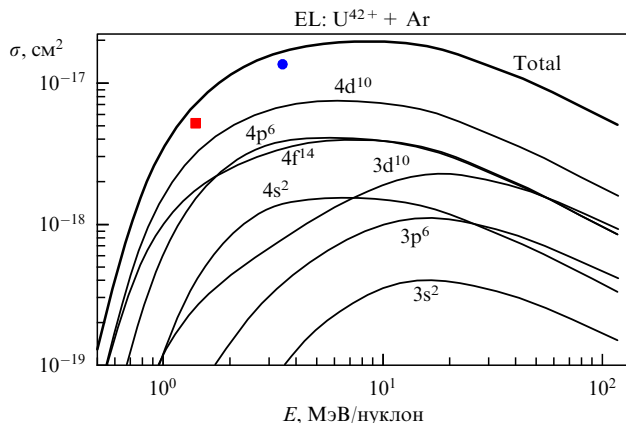


Рис. 2. Сечения одноэлектронной ионизации (обдирки) ионов U^{42+} атомами Ar как функции энергии иона. Кривые с обозначением оболочек nl^N — сечения ионизации из этих оболочек, Total — полное (суммарное) сечение — расчёт по программе RICODE. Эксперимент: квадрат, $E = 1,4$ МэВ/нуклон — [38], кружок, $E = 3,6$ МэВ/нуклон — [39]. (Из работы [40].)

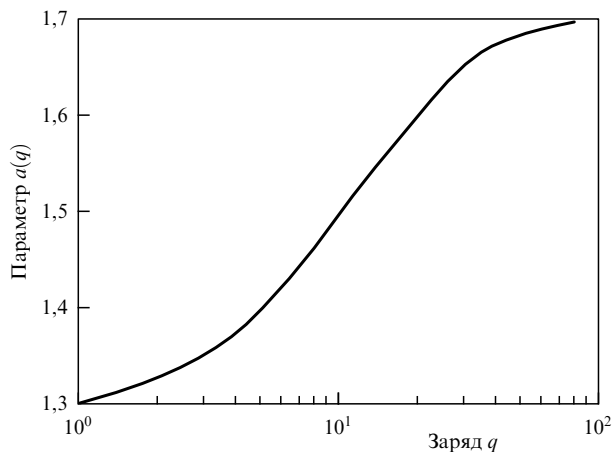


Рис. 3. Зависимость показателя $a(q)$ в (3.3) от заряда q для ионов U^{q+} с энергией $E = 100$ МэВ/нуклон при столкновении с атомами H, N и Ar — результат численных расчётов по программе RICODE. (Из работы [34].)

где q и E — заряд и энергия налетающего иона соответственно. Суммарный вклад ионизации внутренних электронов налетающих ионов приводит не только к значительному увеличению сечений, но и к ослаблению квадратичной зависимости σ_T^2 в (3.2):

$$\sigma_{\text{sum}} = \sum_k \sigma_k \sim Z_T^{a(q)}, \quad 1,3 \leq a(q) \leq 1,8. \quad (3.3)$$

На рисунке 3 приведена зависимость показателя $a(q)$ от заряда q при ионизации ионов урана U^{q+} нейтральными атомами, полученная на основе расчётов по программе RICODE. Возрастание $a(q)$ с увеличением заряда иона q связано с экранировкой эффективного заряда, в котором находится ионизуемый (активный) электрон налетающего иона: для малозарядных ионов ($q \leq 10$) слабосвязанные электроны внешних оболочек ионизуются при больших прицельных параметрах, когда заряд ядра атома экранирован его электронами, а ионизация электронов многозарядных ионов ($q \gg 1$) происходит при малых прицельных параметрах, при которых экранировка заряда Z_T атома-мишени значительно слабее.

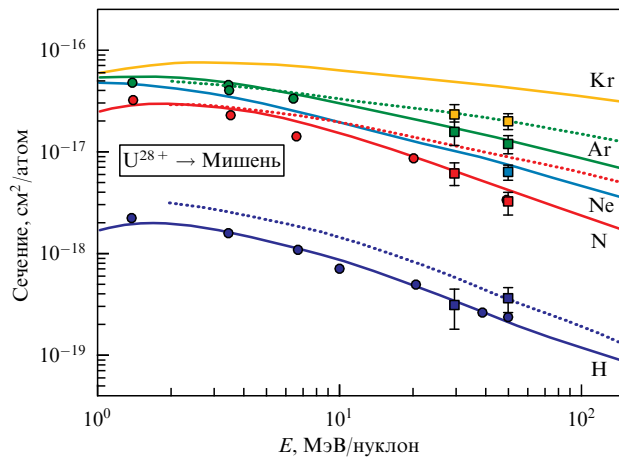


Рис. 4. Полные сечения обдирки ионов U^{28+} при столкновении с атомами H, N, Ne, Ar и Kr. Пунктирные кривые — расчёт CTMC [43], сплошные кривые — расчёт по программам DEPOSIT и RICODE, символы — эксперимент. (Из работы [44].)

На рисунке 4 приведены экспериментальные сечения обдирки ионов U^{28+} при столкновении с атомами H_2 , N_2 , Ne, Ar и Kr (символы) по сравнению с расчётами, полученными методом классических траекторий Монте-Карло (CTMC) (пунктирные кривые) и с помощью программ DEPOSIT и RICODE (сплошные кривые). Экспериментальные сечения для молекул H_2 и N_2 получены по правилу аддитивности Брэгга (раздел 5.1), т.е. делением на 2. Программа DEPOSIT [41, 42] предназначена для расчёта сечений одно- и многоэлектронной ионизации ионов нейтральными атомами при низких и средних энергиях столкновения (раздел 3.3). Видно, что сечения CTMC завышают сечения при больших энергиях, а расчёт сечений по программам DEPOSIT и RICODE даёт значительно лучшее согласие с экспериментом.

3.2. Особенности процессов обдирки при релятивистских энергиях

При релятивистских энергиях характер ионизации тяжёлых ионов нейтральными атомами резко меняется: основной вклад вносит одноэлектронная ионизация, сечения перестают убывать с ростом энергии, а становятся квазипостоянными, что является следствием влияния чисто релятивистских эффектов взаимодействия между ионом и атомом. Вместо борновской асимптотики (3.2) сечения слабо зависят от энергии, а зависимость от атомных параметров оценивается полуэмпирической формулой [34]:

$$\sigma_L^{\text{rel}} \sim Z_T^2 I_p^{-0,01q}, \quad (3.4)$$

где Z_T — атомный номер атома-мишени, q и I_p — заряд и потенциал ионизации налетающего иона.

Квазипостоянное поведение сечений является наиболее важной особенностью процессов обдирки тяжёлых ионов нейтральными атомами при релятивистских энергиях $E > 200$ МэВ/нуклон (скорость иона $v > c/2$, c — скорость света). Это свойство является определяющим для значений времён жизни пучков тяжёлых ионов при релятивистских энергиях (раздел 5.3).

При столкновении с ионами мишени сечение ионизации возрастает с увеличением энергии как $\ln \gamma$ [45] из-за

сильного кулоновского взаимодействия между сталкивающимися частицами:

$$\sigma_L^{\text{rel}} \sim Z_T^2 \ln \gamma, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad (3.5)$$

где γ — релятивистский фактор.

Фундаментальные экспериментальные результаты по сечениям ионизации и ионным фракциям при энергиях $E = 80 - 1000$ МэВ/нуклон тяжёлых ионов от Хе до U при столкновении с газовыми и твердотельными мишенями от Ве до U приведены в работе [46], где также дано описание компьютерных программ CHARGE и GLOBAL, которые широко используются для расчёта ионных фракций при столкновении релятивистских пучков тяжёлых ионов с атомными мишенями. В настоящее время одним из наиболее точных методов расчёта релятивистских сечений обдирки является релятивистское приближение Борна с учётом релятивистского (магнитного) взаимодействия между сталкивающимися частицами и релятивистских волновых функций [47–54].

В релятивистском приближении матричный элемент ионизации (обдирки) имеет вид

$$M_{if} = \langle f | (1 - \beta \alpha) \exp(iQr) | i \rangle, \quad (3.6)$$

где Q — переданный импульс, $\beta = v/c$ — релятивистский фактор, α — компонента матрицы Дирака, r — расстояние от ядра иона, $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — полные волновые функции системы в начальном и конечном состояниях.

Первый член в (3.6) соответствует "обычному" борновскому приближению, описывающему электрическое (кулоновское) взаимодействие между сталкивающимися частицами, второй — релятивистскому (магнитному) взаимодействию с потенциалом Лиенара–Вихерта, порядок величины которого определяется как

$$\beta \alpha \sim \frac{v}{c} \frac{\langle p_e \rangle}{m} \sim \frac{v}{c} \frac{v_e}{c}, \quad (3.7)$$

где m , v_e и $\langle p_e \rangle$ — масса, орбитальная скорость и матричный элемент импульса активного электрона налетающего иона, c — скорость света. Как видно из (3.7), релятивистское взаимодействие является наибольшим ($\beta \alpha \sim 1$), когда обе скорости иона v и электрона v_e близки к скорости света.

На рисунке 5 показаны величины вкладов релятивистской и нерелятивистской частей взаимодействия (3.6) в полное сечение ионизации Н-подобного иона золота при столкновении с атомами никеля. До энергии $E \sim 400$ МэВ/нуклон сечение хорошо описывается борновским нерелятивистским матричным элементом $\langle f | \exp(iQr) | i \rangle$, при $E > 400$ МэВ/нуклон сечение резко убывает по закону (3.2), и начинает давать вклад возрастающая релятивистская часть сечения, описываемая матричным элементом $\langle f | \beta \alpha \exp(iQr) | i \rangle$. Вычисленное полное (суммарное) сечение в области $E = 100 - 4000$ МэВ/нуклон в основном определяется релятивистским взаимодействием, слабо зависит от энергии и хорошо согласуется с экспериментальными данными (кружки) и релятивистским расчётом других авторов [46].

На рисунке 6 приведены масштабированные (скаленные) сечения ионизации Н-подобных ионов золота Au^{78+} и висмута Bi^{82+} при прохождении через фольги С, Al, Ti, Ni и Au как функции энергии ионов. Экспериментальные данные (символы) хорошо согласуются с расчё-

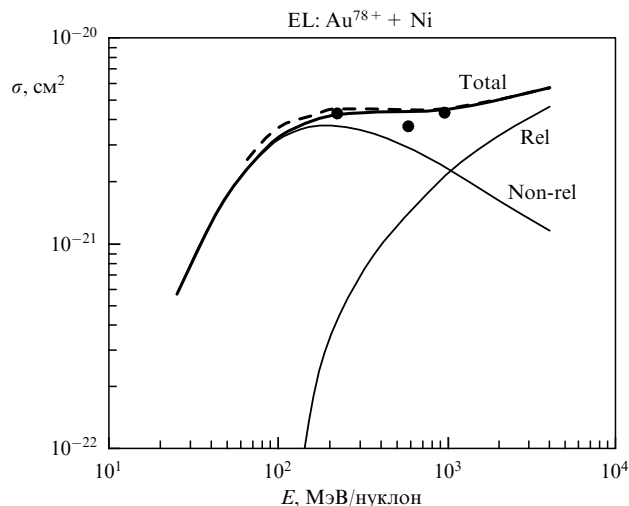


Рис. 5. Сечения ионизации (обдирки) Н-подобных ионов Au^{78+} атомами никеля как функции энергии ионов. Кружки — эксперимент [53]. Штриховая линия — релятивистский расчёт [46]. Сплошные кривые — расчёт по программе RICODE-M [35], тонкие кривые — вклад релятивистской (Rel) и нерелятивистской (Non-rel) частей взаимодействия (3.6), Total — полное сечение, настоящая работа.

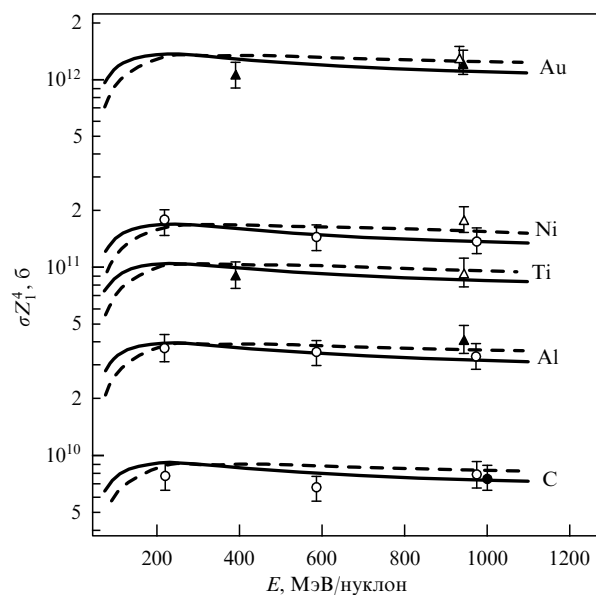


Рис. 6. Скаленные сечения ионизации (обдирки) Н-подобных ионов золота, $Z_1 = 78$, и висмута, $Z_1 = 82$, при столкновении с атомами С, Al, Ti, Ni и Au как функции энергии ионов. Символы — эксперимент [53]. Сплошные и штриховые кривые — релятивистский расчёт ионов золота Au^{78+} и висмута Bi^{82+} соответственно нейтральными атомами, указанными на рисунке. (Из работы [46].)

тами К-электронов налетающих ионов [46], выполненными с релятивистскими волновыми функциями и релятивистским потенциалом взаимодействия Лиенара–Вихерта.

Наконец, на рис. 7 представлены результаты расчётов релятивистских сечений ионизации Н-, Не- и Li-подобных ионов свинца при столкновении с атомами Н, С, О и Ag, являющимися базисными компонентами остаточного газа ускорителей. Расчёты выполнены по программе RICODE-M [35], основанной на использовании релятивистского взаимодействия (3.5) и релятивистских волновых функций для электронов в связанном состоянии и непрерывном спектре. Сечения, представленные на рис. 7,

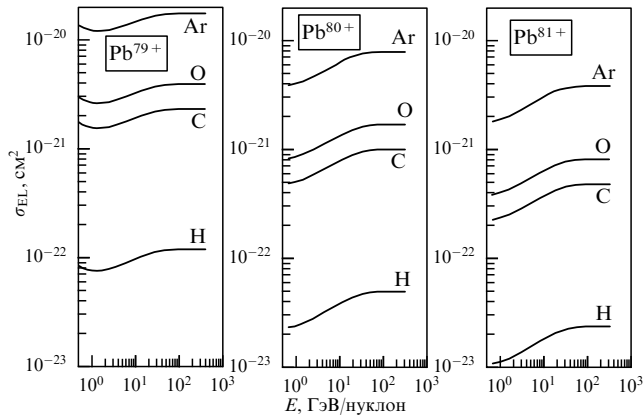


Рис. 7. Релятивистские сечения ионизации (обдирки) ионов Pb^{79+} , Pb^{80+} и Pb^{81+} при столкновении с атомами H, C, O и Ar как функции энергии ионов, расчёт по программе RICODE-M. (Из работы [54].)

использовались для оценки времён жизни релятивистских ионов свинца в проекте Gamma Factory (ЦЕРН) (раздел 5.3).

3.3. Многоэлектронная ионизация

При относительно малых и средних энергиях столкновения сечения ионизации тяжёлых ионов нейтральными атомами

$$X^{q+} + A \rightarrow X^{(q+k)+} + \sum A + k e^-, \quad k \geq 1 \quad (3.8)$$

характеризуются значительным вкладом (до 70 %) процессов многоэлектронной ионизации, т.е. большой величиной отношения

$$\sum_{k \geq 2} \frac{\sigma_k}{\sigma_{\text{tot}}}, \quad \sigma_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^N \sigma_k(v), \quad (3.9)$$

где N — полное число электронов иона X^{q+} , v — его скорость, σ_k — парциальные сечения k -электронной ионизации.

Экспериментальные данные полных сечений обдирки тяжёлых ионов получены в основном на крупных ускорителях Super-HILAC (LLL), LEIR (CERN), Texas A&M cyclotron и GSI, Darmstadt при энергиях $E \approx 1$ кэВ/нуклон – 160 МэВ/нуклон (см. ссылки в работе [41]). Эти данные показывают, что значения σ_{tot} достигают максимума при скорости

$$v_{\text{max}}^2 \sim 0,75 I_p, \quad (3.10)$$

где I_p — потенциал ионизации иона в единицах Ry ($1 \text{ Ry} = 13,606 \text{ эВ}$). В таблице 1 приведены экспериментальные данные для сечений обдирки σ_k и σ_{tot} ионов Ar, Xe и U. Видно, что даже для относительно лёгкого многозарядного иона Ar^{8+} , имеющего 10 электронов, вклад многоэлектронных процессов (3.8) составляет около 50 %. Также видно, что вклад k -электронной ионизации растёт с ростом атомного номера атома мишени.

Расчёты сечений многоэлектронной ионизации σ_k и σ_{tot} тяжёлых ионов, дающие удовлетворительное описание экспериментальных данных, выполнены в классическом приближении методом Монте-Карло СТМС [57–59] и методом переданной энергии (программа DEPOSIT) [41, 42]. Оба метода дают примерно одинаковую точность расчёта сечений 50–80 %. В качестве примера на рис. 8 приведены экспериментальные парциальные σ_k ($k = 1–4$) и полные σ_{tot} сечения многоэлектронной ионизации ионов Ba^{2+} атомами кислорода в сравнении с расчётами по программе DEPOSIT [41]. Расчёт сечений обдирки с учётом многоэлектронных процессов весьма трудоёмкий и требует информации об энергиях связи всех внутренних оболочек тяжёлых ионов, которая весьма ограничена. Так, для ионов урана часто используются расчёты энергий связи [36], а для ионов элементов до $Z_n \leq 30$ включительно (до цинка) полуэмпирические данные [37].

В области средних энергий классические полные сечения обдирки убывают гораздо медленнее, чем борновские для одноэлектронной ионизации:

$$\sigma_{\text{EL}}^{\text{cl}} \sim E^{-a(Z_T)}, \quad a(Z_T) < 1, \quad \sigma_B \sim E^{-2}, \quad (3.11)$$

что связано с большим вкладом многоэлектронной ионизации иона. Согласно расчётам по программе DEPOSIT [41], показатель $a(Z_T)$ в уравнении (3.11) зависит от атомного номера (Z_T) атома мишени:

$$a(Z_T) \approx \frac{0,8}{Z_T^{0,3}}; \quad (3.12)$$

например, для атомов водорода $a(\text{H}) = 0,80$, азота $a(\text{N}) = 0,44$, $a(\text{Ar}) = 0,34$, $a(\text{Xe}) = 0,24$ и т.д. Расчёты по программе DEPOSIT также показали, что программа может быть использована при скоростях ионов

$$v > 0,1 v_0, \quad (3.13)$$

где $v_0 = 2,2 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$ — атомная единица скорости.

При низких и сверхнизких энергиях $v \sim (0,001–0,01)v_0$ для оценки сечений обдирки в атом-атомных и ион-атомных столкновениях используются аналитические модели

Таблица 1. Экспериментальные сечения обдирки (в ед. 10^{-18} см^2) ионов Ar^{8+} , Xe^{18+} и U^{q+} , $q = 28–42$, при столкновении с атомами инертных газов, где σ_1 , σ_2 , σ_3 и σ_{tot} — сечения одно-, двух-, трёхэлектронной ионизации и полные сечения соответственно. (Из работы [3].)

Реакция	Энергия, МэВ/нуклон	σ_1	σ_2	σ_3	...	σ_{tot}	$\sum_{k \geq 2} \sigma_k / \sigma_{\text{tot}}, \%$	Литература
$\text{Ar}^{8+} + \text{Xe}$	19,0	23	10	5,5	...	44	48	[55]
$\text{Xe}^{18+} + \text{He}$	6,0	3,0	1,7	0,2	...	4,9	39	[56]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Ne}$	6,0	16	7,8	3,8	...	36	56	[56]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Ar}$	6,0	24	11	5,6	...	56	57	[56]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Kr}$	6,0	27	13	7,2	...	75	64	[56]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Xe}$	6,0	34	16	9,0	...	95	64	[56]
$\text{U}^{28+} + \text{Ar}$	3,5	13,4	6,8	4,6	...	40,6	67	[38]
$\text{U}^{31+} + \text{Ar}$	3,5	12,5	5,9	3,9	...	34,7	64	[38]
$\text{U}^{33+} + \text{Ar}$	3,5	8,7	4,4	3,5	...	26,3	67	[38]
$\text{U}^{39+} + \text{Ar}$	3,5	8,0	4,1	2,9	...	19,7	59	[38]
$\text{U}^{42+} + \text{Ar}$	3,5	6,7	3,2	2,0	...	13,8	51	[38]

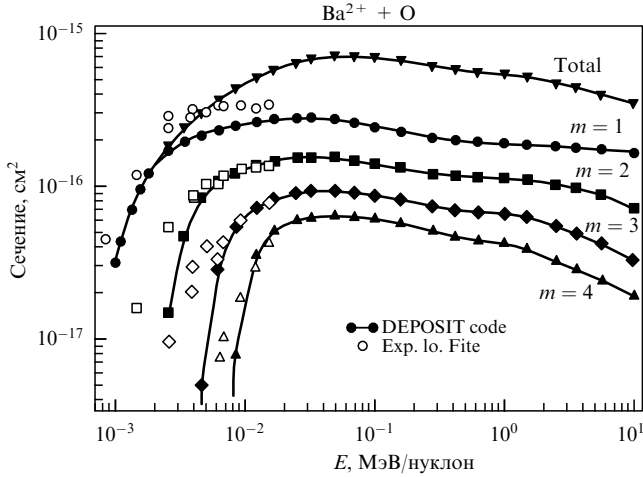


Рис. 8. Сечения многоэлектронной обдирки σ_k , $k = 1-4$, и полное сечение (Total) ионов Ba^{2+} ($Z_n = 56$) атомами кислорода. Открытые символы — эксперимент [60], кривые — расчёт по программе DEPOSIT. (Из работы [42].)

классического импульсного приближения [61, 62], точность которых порядка фактора 3–5.

3.4. Законы масштабирования полных сечений обдирки

На практике для оценки сечений атомных процессов часто используются полуэмпирические формулы, полученные на базе экспериментальных данных и достаточно точных теоретических расчётов. В работе [63] проведён анализ большого числа экспериментальных данных для полных сечений обдирки σ_{tot} ионов от Ar^{6+} до U^{63+} при столкновении с мишенями от H_2 до Xe в области энергий $E = 1-150$ МэВ/нуклон (т.е. до релятивистской области $E > 200$ МэВ/нуклон) и получен закон масштабирования (масштабирования) сечений в виде

$$\sigma^{\text{sc}}(u) = \sigma_{\text{tot}} \frac{I_p^{1.5}}{u^{2.7} Z_T^{1.3}}, \quad u = \frac{v^2}{I_p}, \quad (3.14)$$

где v и I_p — скорость и потенциал ионизации налетающего иона в атомных единицах, Z_T — атомный номер атома мишени. Масштабированные экспериментальные данные в координатах (3.14) аппроксимируются полуэмпирической формулой с точностью до фактора 2–3 (рис. 9):

$$\sigma^{\text{sc}}(u) [\text{см}^2 \text{ атом}^{-1}] = 1,28 \times 10^{-16} u^{-0,934} \times 10^{-2,63 [\log u]^2 + 1,20 [\log u]^3 - 0,295 [\log u]^4 + 0,040 [\log u]^5 - 0,0025 [\log u]^6}. \quad (3.15)$$

В работе [34] на основе численных расчётов по программе RICODE получена полуэмпирическая формула для сечений одноэлектронной обдирки тяжёлых ионов нейтральными атомами в широкой области энергий, включая релятивистскую область:

$$\sigma [\text{см}^2 \text{ атом}^{-1}] = 0,88 \times 10^{-16} (Z_T + 1)^2 \frac{u}{u^2 + 3,5} \times I_p^{-(1+0,01q)} \left[1 + \frac{1,31}{n_0} \ln(4u + 1) \right], \quad (3.16)$$

$$u = \frac{v^2}{I_p} = \frac{(\beta c)^2}{I_p}, \quad (3.17)$$

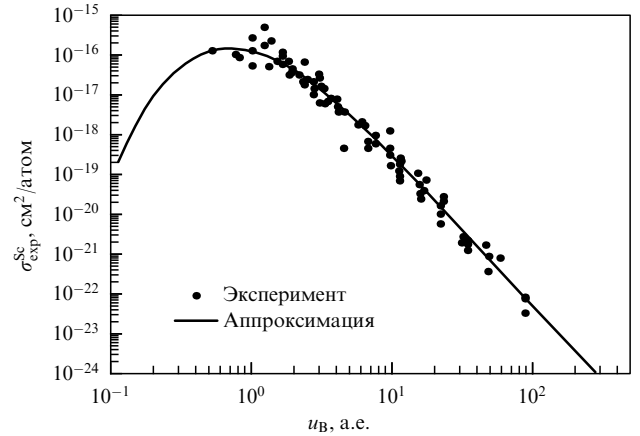


Рис. 9. Скалированные полные сечения обдирки ионов нейтральными атомами (3.14). Кружки — экспериментальные данные, сплошная кривая — формула (3.15). (Из работы [63].)

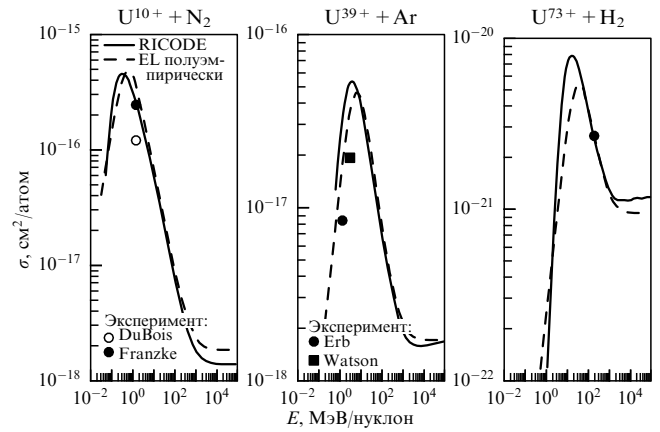


Рис. 10. Сечения одноэлектронной обдирки ионов урана U^{q+} , $q = 10, 39, 73$, при столкновении с атомами и молекулами газов как функции энергии ионов. Эксперимент: $\text{U}^{10+} + \text{N}_2$ — ● [64], ○ [65]; $\text{U}^{39+} + \text{Ar}$ — ● [36], ■ [56]. $\text{U}^{73+} + \text{H}_2$ — ● [66]. Сплошные кривые — результаты расчётов по программе RICODE [34], штриховые — формула (3.16). (Из работы [34].)

где I_p и q — потенциал ионизации в Ry и заряд исходного иона, c — скорость света ($c = 137$ а.е.).

Сечение (3.16) достигает максимума при $u \approx 2$:

$$\sigma_{\text{max}} [\text{см}^2 \text{ атом}^{-1}] \approx 10^{-16} (Z_T + 1)^2 I_p^{-(1+0,01q)}, \quad u \approx 2, \quad (3.18)$$

а в релятивистской области, $v \rightarrow c$, сечение стремится к постоянной величине

$$\sigma [\text{см}^2 \text{ атом}^{-1}] \approx 3 \times 10^{-20} (Z_T + 1)^2 I_p^{-0,01q}, \quad v \sim c. \quad (3.19)$$

Точность формулы (3.16) при $u > 2$ в пределах фактора 2, как это демонстрируется на рис. 10 для сечений обдирки ионов урана атомами газов. Сечения обдирки ионов молекулами вычисляются с использованием правила аддитивности Брэгга (раздел 5.1).

Наконец, сечения обдирки можно представить в масштабированном виде, учитывая свойства полуэмпирической формулы (3.16), как это показано на рис. 11 для сечений ионизации ионов урана атомами водорода. Видно,

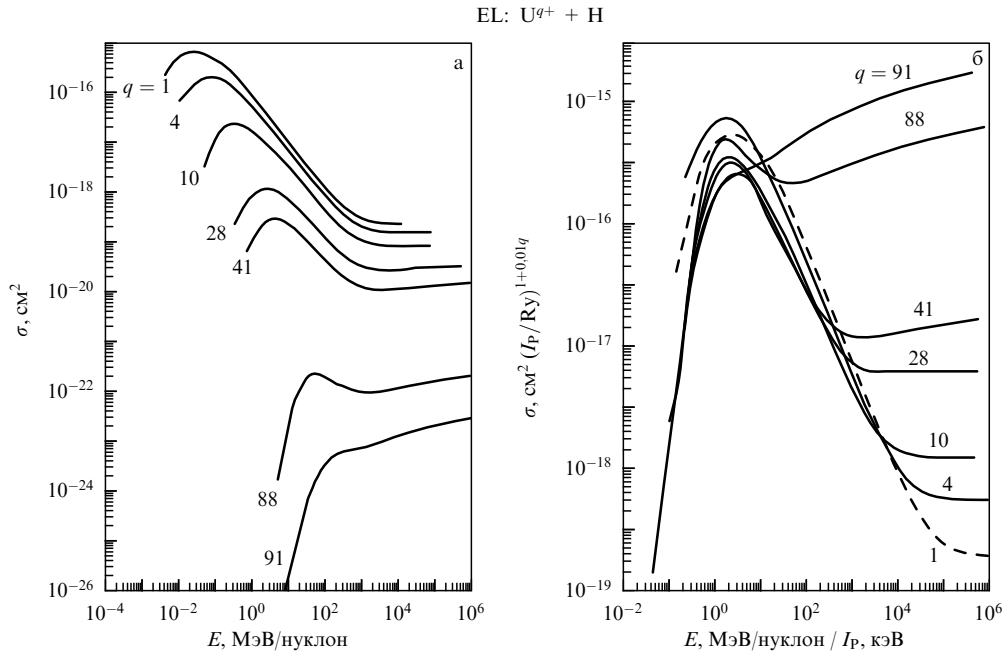


Рис. 11. Сечения одноэлектронной ионизации ионов урана U^{q+} , $q = 1-91$, атомами водорода. (а) Результат расчётов по программе RICODE, (б) то же в скалированном виде.

как с ростом энергии и заряда иона релятивистские эффекты существенно изменяют форму сечений обдирки.

4. Перезарядка в ион-атомных столкновениях

4.1. Безызлучательная перезарядка. Роль захвата электронов внутренних оболочек атомов мишени

В этом разделе рассмотрены особенности процессов одноэлектронной перезарядки



при энергиях $E > 1$ кэВ/нуклон. Процессы перезарядки при низких энергиях $E < 1$ кэВ/нуклон рассмотрены в работе [1], многоэлектронной перезарядки — в разделе 4.3.

При энергиях $E \sim 1-25$ кэВ/нуклон происходит захват налетающим ионом электрона из внешней оболочки атома мишени в большое число возбуждённых состояний иона $X^{(q-1)+}$, энергия которых близка к потенциалу ионизации атома А. В результате суммарного вклада перезарядки в возбуждённые состояния сечение выходит на квазистационарный режим, т.е. слабо зависит от энергии E [67–70]. При этом сечение пропорционально заряду q налетающего иона согласно модели туннелирования захватываемого электрона через кулоновский барьер, создаваемый атомом и налетающим ионом [70]:

$$\sigma [\text{см}^2] \approx 10^{-15} \frac{q}{I_T^{3/2}}, \quad q > 5, \quad v^2 < I_T, \quad (4.2)$$

где I_T — потенциал ионизации атома в единицах Ry. Согласно этой модели, в основном заселяются уровни ионов $X^{(q-1)+}(n)$ с главными квантовыми числами n :

$$n \approx \frac{q^{3/4}}{I_T^{1/2}}. \quad (4.3)$$

С возрастанием энергии, $E \sim 25$ кэВ/нуклон–30 МэВ/нуклон, большую роль начинает играть структура электронных оболочек атома мишени: захват электронов *внутренних* оболочек становится главным, преимущественным процессом, что является особенностью безызлучательной перезарядки, отличающей её от других ион-атомных процессов при этих энергиях столкновения. Сечение захвата электрона мишени из одной оболочки быстро убывает примерно как $\sim E^{-5.5}$ (в отличие от сечений ионизации и возбуждения, убывающих как $\sim E^{-1}$), и становится существенным захват электронов *внутренних* оболочек, имеющих орбитальную скорость v_e , близкую к скорости налетающего иона v , — так называемое *условие совпадения* скоростей (velocity matching). При этом сечение захвата *внешних* электронов становится пренебрежимо малым, в отличие от перезарядки при низких и средних энергиях.

В результате суммарное по оболочкам мишени сечение захвата электронов убывает по закону

$$\sigma_{\text{tot}}(E) \sim E^{-a}, \quad 1 < a < 5.5. \quad (4.4)$$

Значение параметра a зависит от вклада захвата внутренних электронов в полное сечение чем больше вклад, тем меньше a , т.е. тем медленнее убывает суммарное по оболочкам сечение. Максимальное значение $a = 5.5$ достигается при больших энергиях, когда главный вклад вносит захват 1s-электронов мишени. По этой причине сечения перезарядки на лёгких атомах H и He убывают значительно быстрее, чем на тяжёлых типа Ne, Ag, Xe и т.д., имеющих большое число электронных оболочек.

Эта особенность иллюстрируется на рис. 12, где сечения перезарядки ионов Pb^{25+} на атомах аргона, вычисленные по программе CAPTURE [71], сравниваются с экспериментальными данными [36]. С увеличением энергии ионов до $E \sim 0.8$ МэВ/нуклон происходит захват

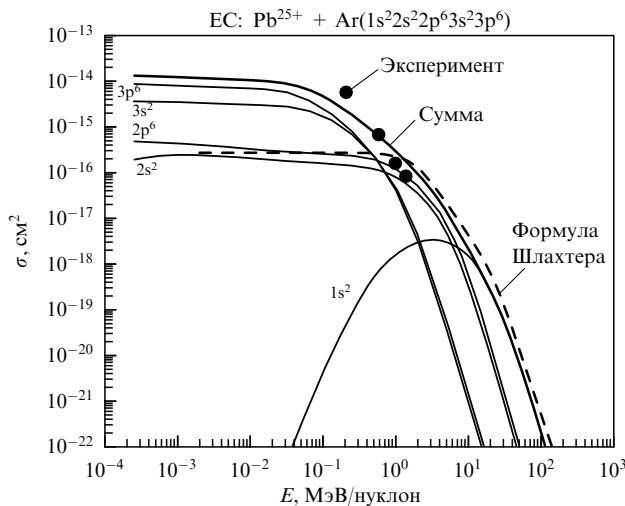


Рис. 12. Сечения перезарядки ионов Pb^{25+} на атомах аргона как функции энергии ионов. Кружки — эксперимент [38], штриховая кривая — полуэмпирическая формула Шлахтера [72]. Сплошные кривые — расчёт по программе CAPTURE [71] с указанием оболочек атома аргона, из которых происходит захват электронов, толстая кривая (сумма) — полное (суммарное по всем оболочкам) сечение перезарядки, настоящая работа.

электронов внешних $3p^6$ - и $3s^2$ -оболочек аргона, при $E = 0,8 - 10$ МэВ/нуклон — электронов внутренних $2p^6$ - и $2s^2$ -оболочек, а при $E > 10$ МэВ/нуклон захват $1s^2$ -электронов (К-оболочка) вносит главный вклад в сечение, которое в этой области энергий убывает как $\sigma \sim E^{-5,5}$.

Сечения одноэлектронной перезарядки многозарядных ионов на нейтральных атомах часто оцениваются по полуэмпирической формуле Шлахтера [72], полученной на основе экспериментальных данных:

$$\sigma[\text{см}^2] = \frac{1,1 \times 10^{-8}}{\tilde{E}^{4,8}} \frac{q^{0,5}}{Z_T^{1,8}} [1 - \exp(-0,037 \tilde{E}^{2,2})] \times [1 - \exp(-2,44 \times 10^{-5} \tilde{E}^{2,6})], \quad (4.5)$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{Z_T^{1,25} q^{0,7}}, \quad q \geq 3, \quad \tilde{E} > 10, \quad (4.6)$$

где E — энергия иона в кэВ/нуклон. Точность формулы (4.5) — в пределах фактора 2. Отметим, что полуэмпирические формулы (4.5) для сечений перезарядки и (3.16) для сечений обдирки используются для оценки времён жизни ионных пучков в ускорительных системах [2].

4.2. Эффекты плотности мишени в процессах перезарядки и ионизации

Наличие высокой плотности атомов мишени в твёрдом теле (фольгах) или плотном газе существенно влияет на вероятности процессов взаимодействия ионов с мишенями, а следовательно, и на связанные с ними макрохарактеристики: энергетические потери и равновесные заряды пучков при прохождении через среду, равновесные толщины мишени и т.д. Это так называемый *эффект плотности мишени* (target-density, gas-solid effect), который сильно влияет на сечения перезарядки — приводит к уменьшению сечений до 10 раз, и менее существенно — на

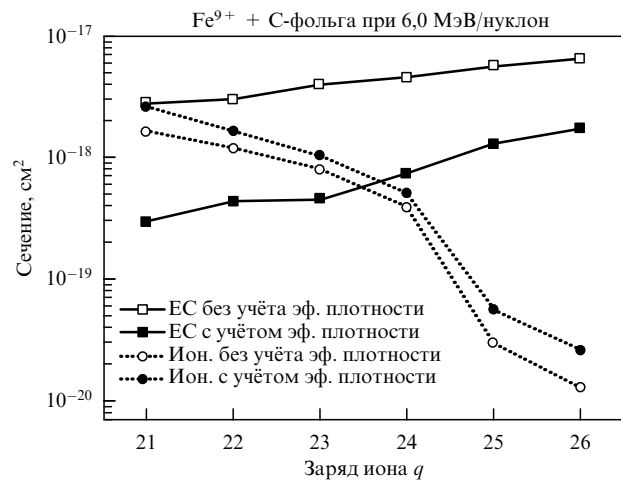


Рис. 13. Сечения ионизации (ион.) и перезарядки (ЕС) при столкновении ионов Fe^{9+} при энергии 6 МэВ/нуклон с графитовой фольгой как функции заряда q — расчёт с учётом и без учёта эффекта плотности мишени. (Из работы [80].)

сечения обдирки: увеличивает их на 10–30 % (см. [1, 71, 73–81]).

В случае перезарядки эффект плотности состоит в следующем. С увеличением плотности атомов среды возрастает частота столкновений ионов с атомами мишени, так что временной интервал между соседними столкновениями становится короче времени жизни образованных в результате перезарядки возбуждённых ионных состояний, которые активно ионизируются при последующих столкновениях с атомами мишени. В результате процесса "выживают" только ионы с главными квантовыми числами n в интервале от основного $n = n_0$ до некоторого возбуждённого с максимальным числом $n = n_{\max}$, $n_0 \leq n \leq n_{\max}$, а возбуждённые ионы с $n > n_{\max}$ эффективно ионизируются последующими столкновениями с атомами мишени. Аналогичный эффект "понижения" границы ионизации возникает в плотной плазме при ионизации атомов и ионов электронами [4].

С учётом эффекта плотности мишени полное сечение одноэлектронной перезарядки

$$\text{X}^{q+} + \text{A} \rightarrow \text{X}^{(q-1)+}(n) + \text{A}^+ \quad (4.7)$$

во все возможные состояния n иона $\text{X}^{(q-1)+}$ имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{DE}}(v) = \sum_{n=n_0}^{n_{\max}} \sigma_n(v), \quad n_{\max} = n_0 + \Delta n, \quad (4.8)$$

где $\sigma_n(v)$ — сечение перезарядки в состояние с главным квантовым числом n , n_0 — основное состояние, $n_{\max}$ — максимальное квантовое число $\Delta n = n_{\max} - n_0$. В разреженном газе $n_{\max} \rightarrow \infty$, т.е. ионы $\text{X}^{(q-1)+}(n)$ образуются во всех возможных квантовых состояниях. В плотном газе и твёрдом теле величина $n_{\max}$ ограничена и определяется максимально возможной величиной, зависящей от атомной структуры сталкивающихся частиц и энергии ионов. В сверхплотной среде перезарядка осуществляется главным образом в основное состояние, т.е. при $\Delta n = 0$, $n_{\max} = n_0$. Пример распределения сечений перезарядки по главному квантовому числу n конечного состояния иона приведён на рис. 13.

Для оценки параметра Δn в (4.8) используются две альтернативные формулы:

$$\Delta n = q \left(\frac{10^{18}}{Z_T^2 N_T [\text{см}^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{E [\text{кэВ/нуклон}]}{250 q^2} \right)^{1/14} \quad (4.9)$$

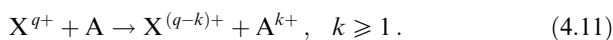
или

$$\Delta n = q \left(\frac{5 \times 10^{16}}{Z_T^2 N_T [\text{см}^{-3}]} \right)^{1/9} \left(\frac{E [\text{кэВ/нуклон}]}{q^6} \right)^{1/18}, \quad (4.10)$$

где E — энергия иона [кэВ/нуклон], N_T — плотность мишени [см⁻³]. Формула (4.9) получена в [71] на основе классических формул Томпсона и Крамерса для сечений ионизации и вероятностей радиационного перехода и соответствует *прямой* ионизации ионов, образующихся в результате перезарядки, а формула (4.10) — в [82] и описывает максимальное число $n_{\max}$ при *ступенчатой* ионизации, когда ион $[X^{(q-1)+}]^*$ сначала возбуждается на соседний уровень, а потом ионизуется. Результаты расчётов сечений показали, что формула (4.10), как правило, более точно описывает экспериментальные данные, чем (4.9). Отметим, что оценка влияния эффектов плотности на сечения *обдирки* тяжёлых ионов нейтральными атомами является более трудоёмкой, чем в случае перезарядки (см. [80]).

4.3. Многоэлектронная перезарядка

Из-за сильного кулоновского взаимодействия перезарядка многозарядных ионов на атомах с большой вероятностью приводит к захвату более одного электрона



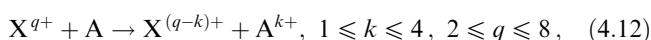
Многоэлектронный захват при всех зарядах $k \geq 2$ вносит значительный вклад (до 50 %) в полное сечение перезарядки и происходит практически при всех энергиях. Многоэлектронные процессы играют важную роль и при обдирке тяжёлых ионов нейтральными атомами (раздел 3.3).

Экспериментальные данные сечений многоэлектронной перезарядки получены в основном при низких ($E = 0,01$ эВ/нуклон–10 кэВ/нуклон [83–85]) и средних ($E =$

Таблица 2. Параметры аппроксимации (4.12), (4.13) экспериментальных сечений перезарядки с захватом $k = 1-4$ электронов при энергиях $E \approx 1$ эВ/нуклон–20 кэВ/нуклон. (Из работы [67].)

k	$C(k)$	$A(k)$	$B(k)$
1	$1,43 \pm 0,76$	$1,17 \pm 0,09$	$2,76 \pm 0,19$
2	$1,08 \pm 0,95$	$0,71 \pm 0,14$	$2,80 \pm 0,32$
3	$(5,50 \pm 5,8) \times 10^{-2}$	$2,10 \pm 0,24$	$2,89 \pm 0,39$
4	$(3,57 \pm 8,9) \times 10^{-4}$	$4,20 \pm 0,79$	$3,03 \pm 0,86$

$= 1-10$ МэВ/нуклон) энергиях [36, 37] при столкновении многозарядных ионов с газовыми мишенями H_2 , He , инертными газами и молекулами (см. также [1–3]). Например, в работах [67, 84] представлены экспериментальные данные по сечениям $\sigma_{q,q-k}$ процессов при очень низких энергиях столкновения $E \approx 1$ эВ/нуклон–20 кэВ/нуклон:



$X = Ne, Ar, Kr, Xe,$

$A = He, Ne, Ar, Kr, Xe, H_2, N_2, O_2, CH_4, CO_2,$

которые с точностью 35 % описываются полуэмпирической формулой

$$\sigma_{q,q-k} = 10^{-12} [\text{см}^2] C q^A (I_T [\text{эВ}])^{-B}, \quad (4.13)$$

где I_T — потенциал ионизации атома мишени, A, B, C — параметры аппроксимации (см. табл. 2).

Результаты работ [67, 83] показали, что сечения перезарядки с захватом $k = 1-4$ электронов слабо зависят от энергии и химического элемента иона, а зависят главным образом от заряда иона и атома мишени. На рисунке 14 представлены экспериментальные данные сечений многоэлектронной перезарядки в столкновениях $Ar^{q+} + Ar$ и $Ar^{q+} + Xe^{q+} + Kr$ как функции энергии иона.

Большой объём экспериментальных данных по сечениям одно- и многоэлектронной перезарядки и ионизации (обдирки) представлен в работе [36] для тяжёлых ионов Xe, Pb и U с энергией 1,4 МэВ/нуклон при столк-

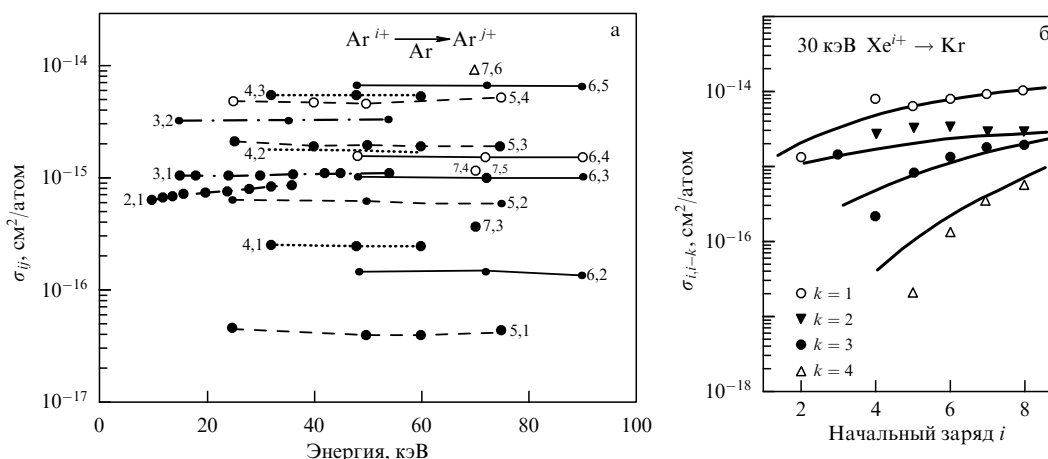


Рис. 14. Сечения многоэлектронной перезарядки многозарядных ионов на атомах инертных газов при малых энергиях: (а) ионов аргона на атомах аргона как функции энергии и (б) ионов ксенона на атомах аргона при энергии $E = 30$ кэВ как функции заряда иона ксенона. Символы — экспериментальные данные, кривые — полуэмпирическая формула (4.13). (Из работы [67].)

Таблица 3. Экспериментальные сечения перезарядки (в ед. 10^{-18} см²) с захватом $k = 1-4$ электронов и полные сечения при столкновении ионов ксенона, свинца и урана с атомами Ag при энергиях 1,4 и 3,5 МэВ/нуклон. Приведён также относительный вклад (%) суммарного сечения многоэлектронной перезарядки $k \geq 2$ в полное сечение σ_{tot}

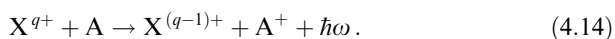
Ион	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_{tot}	$\sum \sigma_k / \sigma_{\text{tot}}, \%$	Энергия, МэВ/нуклон	Литература
Xe ²⁷⁺	154	38,9	8,06	—	201	23,4	1,4	[38]
Xe ³⁰⁺	165	52,8	14,5	—	232	29,5	—	[38]
Xe ³³⁺	209	59,7	22,4	—	291	28,2	—	[38]
Pb ²⁷⁺	115	13	—	—	128	10,2	—	[38]
Pb ³⁹⁺	248	96,7	38,4	—	383	35,3	—	[38]
Pb ⁴²⁺	288	99,1	51,4	—	439	34,3	—	[38]
U ²⁷⁺	95,6	13,2	0,11	—	109	12,2	—	[38]
U ³⁹⁺	224	75,1	25,5	—	324	33,9	—	[38]
U ⁴²⁺	247	81,5	40,8	—	369	33,1	—	[38]
U ²⁸⁺	12,6	—	—	—	—	—	3,5	[39]
U ³⁹⁺	52,3	8,1	0,3	—	60,7	13,8	—	[39]
U ⁴²⁺	61,6	16,1	2,0	—	79,7	22,7	—	[39]
U ⁵²⁺	82,5	35,3	10,6	1,4	130	36,5	—	[39]

новении с He, N₂ и Ag. В таблице 3 приведены экспериментальные сечения одно- и многоэлектронной перезарядки многозарядных ионов свинца и урана на атомах аргона при МэВ-ных энергиях. Видно, что суммарный вклад многоэлектронной перезарядки в полное сечение довольно велик. Многоэлектронные процессы ионизации и перезарядки тяжёлых и сверхтяжёлых ионов играют существенную роль при формировании среднего заряда ионных пучков, проходящих сквозь газовые мишени (разделы 3.3, 4.3).

Теоретические расчёты многоэлектронных сечений перезарядки выполнены в основном для двухэлектронного захвата: методом сильной связи [86], на основе квазимолекулярной модели [87, 88] и методом независимых частиц [89] при малых и средних энергиях столкновения (см. обзор [90]). В целом свойства сечений многоэлектронной перезарядки, т.е. зависимость сечений от атомной структуры сталкивающихся частиц, скорости налетающего иона и других атомных параметров изучены недостаточно полно экспериментально и теоретически и нуждаются в дальнейшем исследовании.

4.4. Перезарядка при релятивистских энергиях

При релятивистских энергиях возникает дополнительный процесс радиационной перезарядки (REC), сопровождающийся излучением фотона:



Этот процесс аналогичен фоторекомбинации



но отличается от него тем, что в REC происходит захват *связанного* электрона атома мишени, а в (4.15) — *свободного*. Спектр излучения REC зависит от энергии налетающего иона и атомной структуры сталкивающихся частиц (подробнее о REC-процессах см. обзор [27]). При больших и релятивистских энергиях перезарядка в ион-атомных столкновениях осуществляется по двум конкурирующим каналам: излучательному (REC) и безызлучательному (NRC), так что полное сечение определяется суммой

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{NRC}} + \sigma_{\text{REC}}. \quad (4.16)$$

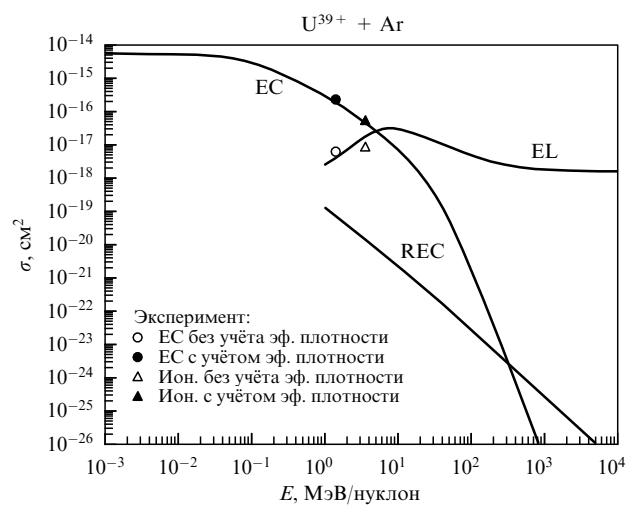


Рис. 15. Сечения одноэлектронной перезарядки и ионизации ионов U³⁸⁺ при столкновении с атомами аргона как функции энергии ионов. Символы — экспериментальные данные [36, 37]. EC и EL — сечения одноэлектронной перезарядки и ионизации, вычисленные по программам CAPTURE и RICODE соответственно [34], REC — формула Крамерса [96]. (Из работы [34].)

Сечения каждого из процессов имеют асимптотики

$$\sigma_{\text{NRC}} \sim \frac{q^5 Z_T^5}{E^{5,5}}, \quad \sigma_{\text{REC}} \sim \frac{q^4 Z_T}{E^2}, \quad (4.17)$$

т.е. NRC-сечение убывает с энергией E быстрее, чем REC-сечение, но возрастает быстрее с увеличением заряда налетающего иона q и атомного номера мишени Z_T . Поэтому относительный вклад каждого процесса зависит от атомных параметров реакций.

Измерения сечений перезарядки тяжёлых ионов на атомах при высоких энергиях выполнены на ускорителях BEVALAC, SUPER-EBIT (США) и LINAC (Германия) (см. [1–3, 91–93]). Расчёты релятивистских NRC-сечений проводятся в приближении эйконала [94, 95] и в приближении Бринкмана–Крамерса с нормировкой по программе CAPTURE [71]. Для расчёта REC-сечений используются формула Крамерса [96] и таблицы релятивистских сечений [97] в комбинации с рекуррентными соотношениями, описанными в [27].

Как правило, для относительно низких энергий NRC является главным процессом, но с увеличением энергии

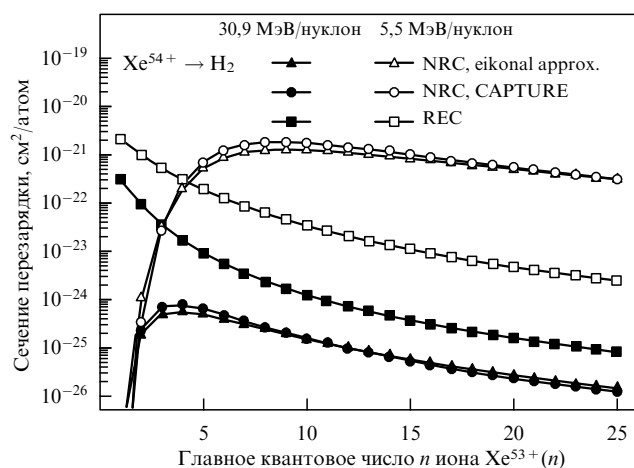


Рис. 16. Сечения перезарядки ионов Xe^{54+} на молекулах водорода при энергиях 5,5 и 30,9 МэВ/нуклон как функции главного квантового числа n образующегося иона $\text{Xe}^{53+}(n)$. NRC — расчёты в приближении эйконала и по программе CAPTURE, REC — формула Крамерса [96]. (Из работы [98].)

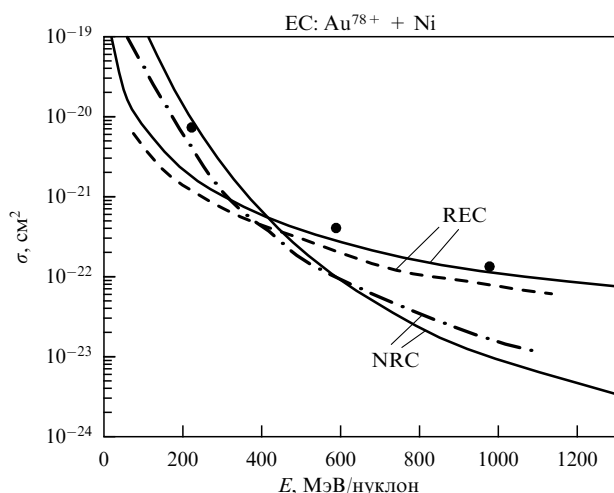


Рис. 17. Релятивистские сечения перезарядки NRC и REC ионов Au^{78+} на атомах никеля как функции энергии ионов. Символы — экспериментальные данные [53]. REC: сплошная и штриховая кривые — расчёт по программе CAPTURE и в приближении эйконала соответственно, NRC: сплошная и штрихпунктирная кривые — расчёт по формуле Крамерса и по формуле Штоббе [99]. (Из работы [93].)

REC-процессы становятся доминирующими. Это иллюстрируется на рис. 15, где представлены сечения одноэлектронной перезарядки ионов урана на атомах аргона в широкой области энергий. Видно, что при энергиях $E \gtrsim 400$ МэВ/нуклон REC-процессы начинают играть существенную роль в процессе перезарядки.

На рисунке 16 представлен расчёт сечений перезарядки ионов Xe^{54+} на молекулах водорода в пересчёте на один атом при энергиях 5,5 и 30,9 МэВ/нуклон как функции главного квантового числа n образующегося иона. Сечения NRC, вычисленные в приближении эйконала и по программе CAPTURE, хорошо согласуются друг с другом для всех значений n . Сечения REC вычислены в нерелятивистском приближении с учётом рекуррентных соотношений [98].

Относительный вклад вычисленных сечений перезарядки NRC и REC в столкновениях ионов Au^{78+} с

атомами никеля при релятивистских энергиях в сравнении с экспериментальными данными показан на рис. 17. При энергиях $E < 300$ МэВ/нуклон преобладает безызлучательный захват, при $E = 400 - 900$ МэВ/нуклон играют роль оба процесса, а при $E > 1000$ МэВ/нуклон REC-перезарядка с излучением даёт основной вклад в процессы захвата электрона молекулы водорода.

Рентгеновские спектры, возникающие при REC-перезарядке, используются в рентгеновской спектроскопии многозарядных ионов для определения радиационных вероятностей переходов, сечений фотоионизации, КЭД-эффектов и других характеристик [27, 100, 101].

5. Столкновения ионов с молекулами

5.1. Правило аддитивности Брэгга

Для многих физических приложений необходима информация о сечениях взаимодействия ионов с молекулами (перезарядки и ионизации), например, для оценки времён жизни ионных пучков в вакуумной системе ускорителя, содержащей в основном молекулы H_2 , N_2 , H_2O , CO_2 , CH_4 и др. Для этих атомных процессов используется правило аддитивности Брэгга, согласно которому сечение взаимодействия иона с молекулой представляется в виде суммы сечений взаимодействия с составляющими молекулу атомами:

$$\sigma_{\text{mol}} = \sum_i N_i \sigma_i(Z_i), \quad (5.1)$$

где $\sigma_i(Z_i)$ — сечение взаимодействия иона с атомом, Z_i — его атомный номер, N_i — число атомов с атомным номером Z_i . Например, сечение взаимодействия иона с молекулой CH_4 согласно правилу Брэгга запишется в виде

$$\sigma(\text{CH}_4) = \sigma(\text{C}) + 4\sigma(\text{H}). \quad (5.2)$$

Использование правила Брэгга связано с трудностями расчёта сечений для молекулярных мишеней даже в случае простейшей молекулы водорода H_2 (см., например, [102]). Правило Брэгга применяется в тех случаях, когда можно пренебречь молекулярными эффектами (химические связи, поляризуемость, колебания, вращение и т.д.), т.е. когда атомы в молекуле можно рассматривать как независимые центры рассеяния. Это условие реализуется при больших энергиях столкновения, когда время столкновения мало, и взаимодействие с молекулой можно разделить на взаимодействия с отдельными атомами, входящими в неё.

В работе [103] экспериментально показано, что правило Брэгга хорошо выполняется для полных сечений ионизации (обдирки) тяжёлых ионов двухатомными и многоатомными молекулами (за исключением простейшей молекулы H_2) и даже для парциальных (многоэлектронных) сечений ионизации. На рисунке 18а представлены полные сечения обдирки σ_{mol}/N ионов Xe^{18+} как функции полного числа электронов N_e и усреднённого заряда молекулы-мишени $\tilde{Z}$, определяемого уравнением по правилу Брэгга:

$$\frac{\sigma_{\text{mol}}}{N_e} = \sigma(\tilde{Z}), \quad \tilde{Z} = \frac{\sum_i Z_i N_i}{N_e}, \quad (5.3)$$

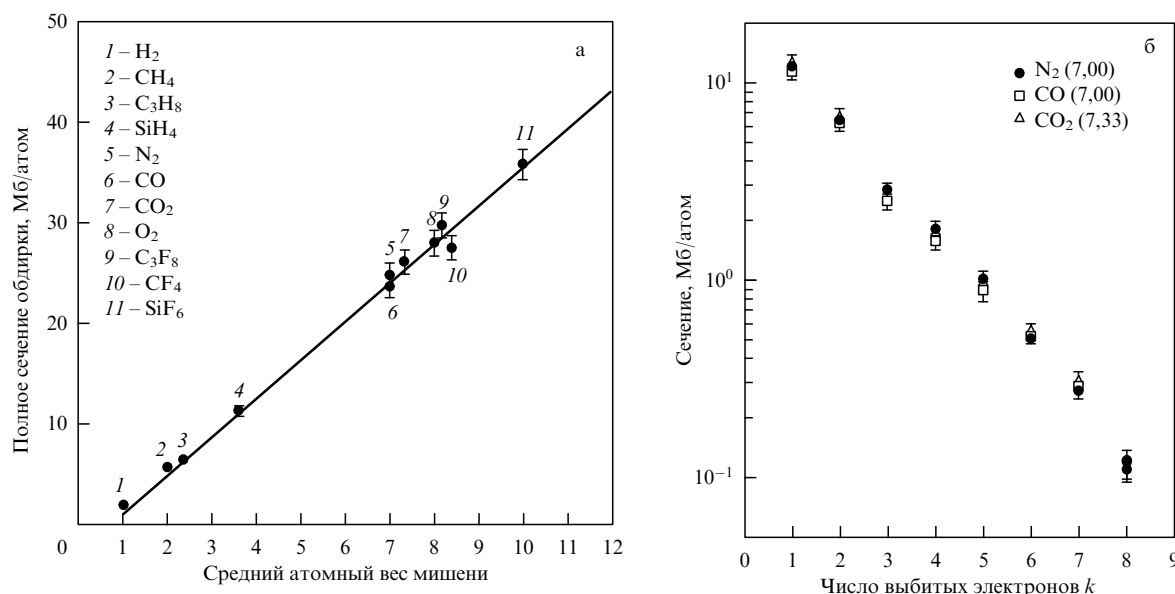


Рис. 18. Полные сечения ионизации (обдирки) ионов Xe^{18+} молекулами газов при энергии 6 эВ/нуклон. (а) Полные сечения ионизации как функции усреднённого атомного номера (5.3): символы — экспериментальные данные, сплошная линия построена с помощью экспериментальных данных для сечений ионизации ионов Xe^{18+} атомами от He до Ne. (б) Экспериментальные сечения многоэлектронной ионизации, $k = 1-8$, ионов Xe^{18+} молекулами N_2 , CO , CO_2 , имеющими близкие средние атомные заряды $\bar{Z}$ (указаны в скобках). Видно, что сечения близки друг к другу для всех значений выбитых электронов k . (Из работы [103].)

где $\sigma(\bar{Z})$ — сечение ионизации атомом с усреднённым атомным номером $\bar{Z}$. Полученные таким образом экспериментальные данные, за исключением молекул H_2 и CH_4 , согласуются в пределах 6 % со значениями на прямой, полученной по экспериментальным данным для атомарных мишеней He и Ne. Отношение полных сечений обдирки ионов ксенона атомами и молекулами водорода, полученное в [103], равно $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H}) = 3,4$, т.е. не равно 2 (как это должно быть по правилу Брэгга, см. раздел 5.2). Отметим, что в общем случае средний заряд $\bar{Z}$ в (5.3) не является целым числом: например, для молекул C_3F_8 и SF_6 он равен соответственно $\bar{Z}(\text{SiH}_4) = 18/5 = 3,6$ и $\bar{Z}(\text{SF}_6) = 70/7 = 10,0$.

Экспериментальные k -электронные сечения ионизации, $k = 1-8$, ионов Xe^{18+} при столкновении с молекулами N_2 , CO и CO_2 , имеющими близкие средние заряды $\bar{Z}$ (7,00, 7,00 и 7,33 соответственно), представлены на рис. 18б в координатах (5.3). Как видно, масштабированные сечения многоэлектронной ионизации для этих молекул хорошо согласуются друг с другом.

5.2. Нарушение правила Брэгга для сечений

одноэлектронной перезарядки ионов на молекулах H_2

Правило аддитивности Брэгга (5.1) используется также для определения сечений перезарядки ионов на молекулах, где оно частично оправдано ещё и тем обстоятельством, что при больших энергиях основной вклад в сечение перезарядки вносит захват электронов внутренних оболочек мишени (раздел 3.1), структура которых в атомах и молекулах примерно одинакова.

Правило Брэгга нарушается в случае одноэлектронной перезарядки ионов на молекулах водорода H_2 , сечения которых необходимы для многих приложений в физике плазмы и физике ускорителей: для нахождения оптимальных условий при обдирке малозарядных ионов в газовых мишенях, для получения ионного пучка с максимальным средним зарядом и др.

В работе [104] на основе экспериментальных данных было установлено, что отношение сечений одноэлектронного захвата многозарядных ионов на атомах и молекулах водорода не равно 2, $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H}) \neq 2$, а с увеличением энергии иона возрастает немонотонно от 0,8 до 3,8:

$$0,8 \leq \frac{\sigma(\text{H}_2)}{\sigma(\text{H})} \leq 3,8, \quad 0,1 \leq \frac{E [\text{кэВ/нуклон}]}{q^{4/7}} \leq 10^3, \quad (5.4)$$

где q — заряд налетающего иона. Несколько иная зависимость отношения $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H})$ была позже получена в работе [105] при использовании другого закона масштабирования по заряду и энергии иона.

Отношение сечений одноэлектронной перезарядки $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H})$ в координатах (5.4) приведены на рис. 19, где сплошная кривая — расчёт в приближении Бора–Линдхарда [107] и пунктирная кривая — аппроксимация экспериментальных данных:

$$\frac{\sigma(\text{H}_2)}{\sigma(\text{H})} = \begin{cases} 0,76, & X < 6 \\ 1,76 + 0,0328(X - 6), & 6 < X < 100 \\ 3,84, & X > 100, \end{cases} \quad (5.5)$$

$$X = \frac{E [\text{кэВ/нуклон}]}{q^{4/7}}.$$

Отношение сечений перезарядки $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H})$ теоретически исследовано в ряде работ (см., например, [108, 109]), однако достаточно полного объяснения нарушения правила Брэгга во всей области энергий пока не получено.

5.3. Времена жизни ионных пучков в ускорителе.

Вакуумные условия

Эффективные сечения взаимодействия ионов с нейтральными атомами, сопровождающегося изменением заря-

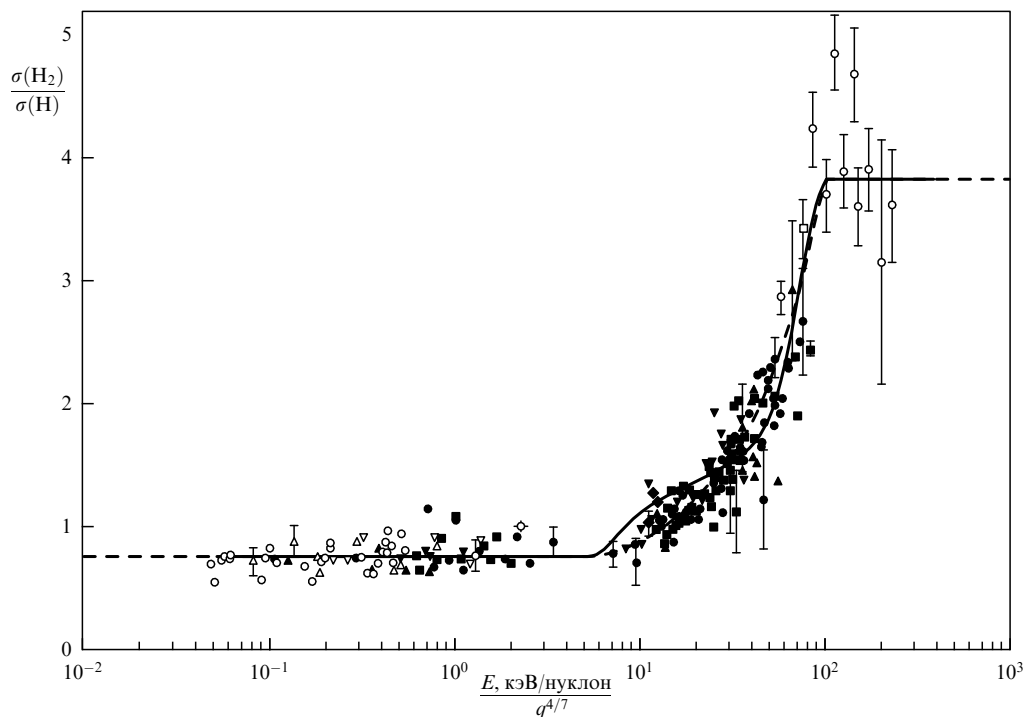


Рис. 19. Отношение сечений одноэлектронной перезарядки $\sigma(\text{H}_2)/\sigma(\text{H})$ многозарядных ионов на атомах и молекулах водорода. Символы — эксперимент [106], сплошная кривая — аппроксимация (5.5).

дового состояния налетающих ионов (ионизация, рекомбинация), являются основополагающими данными для многих задач в атомной, ядерной физике и физике ускорителей. Одна из таких задач — определение времён жизни ионных пучков в ускорителях для планирования экспериментов по созданию ионных пучков с хорошими характеристиками (малым разбросом импульса, малой расходимостью и т.д.).

Время жизни *ионного пучка* τ в ускорителе определяется выражением

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (5.6)$$

где $I(t)$ — временная зависимость интенсивности пучка, I_0 — её начальная величина, т.е. τ определяется временем, при котором интенсивность пучка уменьшается в e раз.

В общем случае полное время жизни пучка τ_{tot} в ускорителе определяется тремя основными факторами по формуле

$$\frac{1}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{1}{\tau_{\text{rg}}} + \frac{1}{\tau_{\text{tg}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ec}}}, \quad (5.7)$$

где τ_{rg} , τ_{tg} и τ_{ec} — времена жизни, связанные с взаимодействием ионного пучка с атомами и молекулами остаточного газа в ускорителе, с газовой мишенью и со свободными электронами при электронном охлаждении пучка, соответственно.

Величины τ_{rg} и τ_{tg} определяются по формуле

$$\tau_{\text{rg, tg}} [\text{c}] = \left[\rho \beta c \sum_I Y_{\text{T}} (\sigma_{\text{EL}} + \sigma_{\text{EC}}) \right]^{-1}, \quad \sum_I Y_{\text{T}} = 1, \quad (5.8)$$

где ρ — плотность газа (в ед. см^{-3}), $\beta = v/c$ — релятивистский фактор, v — скорость ионов в пучке, c — скорость света ($c \approx 3,0 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$), Y_{T} — фракции газовых компонент, σ_{EC} и σ_{EL} — полные сечения перезарядки и обдирки [см^2], т.е. суммарные по всем многоэлектронным процессам. Суммирование в (5.8) проводится по всем газовым компонентам, а в случае молекулярных мишеней используется правило аддитивности Брэгга (раздел 5.1). Таким образом, время жизни ионного пучка в ускорителе зависит от энергии иона, сечений взаимодействия ионов пучка с атомными частицами и *условий вакуума* — давления и концентрации атомов и молекул остаточного газа.

Формула (5.8) используется для определения времён жизни ионных пучков в ускорительных машинах (см., например, [1, 110]). Компонентами остаточного газа обычно являются H_2 , He , H_2O , O_2 , N_2 , CO , CO_2 , CH_4 , Ar и Xe . Удовлетворительные результаты для оценки времён жизни при высоких энергиях даёт использование полуэмпирических формул для сечений перезарядки и обдирки (см. [1]).

5.3.1. Времена жизни ионных пучков в ускорителе при столкновении ионов с атомами и молекулами остаточного газа. Недавно в рамках проекта Gamma Factory (Гамма-фабрика), ЦЕРН, были измерены времена жизни τ_{rg} для пучков многозарядных ионов ксенона и свинца [111]. Цель проекта — исследование релятивистских пучков тяжёлых ионов с энергией $E = 26\text{--}260 \text{ ГэВ/нуклон}$ в качестве источников гамма-излучения с длинами волн $\lambda = 1\text{--}400 \text{ МэВ}$ и потоков излучения порядка $10^3 \text{ фотон с}^{-1}$. Реализация программы Гамма-фабрики основана на принципе лазерного охлаждения релятивистского ионного пучка. Измеренные в рамках проекта большие времена жизни пучков ионов Xe^{39+} , Pb^{80+} , Pb^{81+} на

Таблица 4. Экспериментальные времена жизни пучков многозарядных ионов ксенона и свинца, полученные на SPS и LHC (ЦЕРН), в сравнении с теоретическими расчётами сечений обдирки по программе RICODE-M

Ион	τ_{rg} эксп.	Энергия, ГэВ/нуклон	Ускори- тель	τ_{rg} теор. [115, 116]
Xe ³⁹⁺	$2,550 \pm 0,085$ с [112]	60	SPS	2,6 с
Pb ⁸¹⁺	600 ± 30 с [113]	270	SPS	330 с
Pb ⁸¹⁺	~ 50 ч [114]	$6,5 \times 10^3$	LHC	50 ч
Pb ⁸⁰⁺	350 ± 50 с [113]	270	SPS	160 с
Pb ⁷⁹⁺	—	270	SPS	70 с
Pb ⁷¹⁺	—	270	SPS	10 с
Pb ⁶⁹⁺	—	270	SPS	7,6 с
Pb ⁵⁴⁺	—	270	SPS	2,0 с

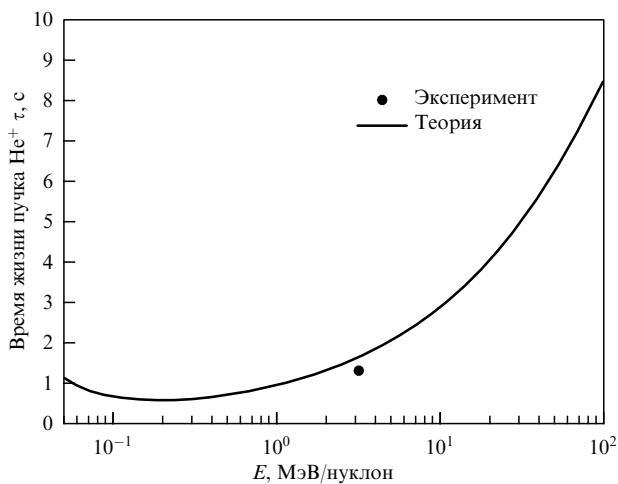


Рис. 20. Зависимость времени жизни пучка ионов He⁺ в Бустере NICA от энергии ионов: кружок — экспериментальное значение [118], сплошная кривая — расчёт по формуле (5.8) с использованием программы RICODE-M [35] (настоящая работа).

синхротроне SPS (Super Proton Synchrotron) и коллайдере LHC (Большой адронный коллайдер) продемонстрировали способность хранить и ускорять пучки тяжёлых многозарядных ионов при сверхвысоких энергиях (см. [111]).

В таблице 4 приведены экспериментальные и теоретические значения времён жизни пучков τ_{rg} многозарядных ионов ксенона и свинца при условиях вакуума, соответствующих работе синхротрона SPS и коллайдера LHC. Большое время жизни пучка ионов Pb⁸¹⁺, $\tau_{\text{rg}} \sim 5$ ч, связано с более высоким вакуумом в коллайдере, $P = 4,3 \times 10^{-11}$ мбар, по сравнению с вакуумом в синхротроне, $P = 2,8 \times 10^{-8}$ мбар. Основными компонентами остаточного газа в этих системах являются молекулы H₂, H₂O, CO₂, CO и CH₄.

В Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) с 2013 г. осуществляется национальный проект NICA для получения интенсивных пучков тяжёлых ионов и поляризованных ядер с целью изучения новых форм барионной материи, в том числе кварк-глюонной плазмы [19, 20, 117]. В работе [118] приведены результаты первого сеанса (декабрь 2020 г.) по вводу в действие

Бустера проекта NICA на основе условий вакуума и измерений времени жизни пучка ионов гелия He⁺ при энергии инжекции 3,2 МэВ/нуклон. Измеренная величина времени жизни пучка ($\tau_{\text{rg}}(\text{эксп.}) = 1,32 \pm 0,06$ с) сравнивается с теоретическим расчётом ($\tau_{\text{rg}}(\text{теор.}) = 1,74 \pm 0,50$ с) с помощью компьютерных программ RICODE-M и CAPTURE. На рисунке 20 представлена теоретическая зависимость времени жизни пучка ионов He⁺ от энергии ионов при условии вакуума Бустера. При этих условиях время жизни τ_{rg} пучка He⁺ определяется процессами ионизации ионов гелия атомами и молекулами остаточного газа, а процессы перезарядки практически не играют роли.

5.3.2. Времена жизни ионных пучков при столкновении с газовыми мишенями. В Институте ГСИ (Дармштадт) по исследованию тяжёлых многозарядных ионов в рамках проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) осуществляется строительство накопительного кольца высокой энергии (High Energy Storage Ring), предназначенного для накопления и охлаждения пучков многозарядных ионов в диапазоне энергий $E = 400$ МэВ/нуклон – 5 ГэВ/нуклон. В работе [119] для планирования экспериментов на HESR выполнены расчёты эффективных сечений перезарядки, ионизации и времён жизни пучков многозарядных ионов U⁸⁸⁺, U⁹⁰⁺, U⁹²⁺, Sn⁴⁹⁺ и Sn⁵⁰⁺ и оценены времена жизни при взаимодействии пучков с атомами и молекулами остаточного газа и газовых мишеней H₂, He, N₂, Ar, Kr и Xe.

На рисунке 21 представлены результаты расчётов времён жизни τ_{lg} пучков He-подобных ионов и ядер урана при столкновении с газовыми мишенями. Для ядер урана U⁹²⁺ величины τ_{lg} гораздо больше, чем для He-подобных ионов U⁹⁰⁺ ввиду того, что в случае голых ядер отсутствуют процессы ионизации электронов и величины τ_{lg} определяются только сечениями перезарядки, которые при этих энергиях имеют относительно малые значения.

5.3.3. Времена жизни ионных пучков при использовании системы электронного охлаждения пучка (СЭО). Метод охлаждения пучков тяжёлых заряженных частиц электронным пучком, предложенный Г. Будкером в 1966 г. [120], широко применяется в крупнейших ускорителях мира с целью уменьшения разброса в продольной и поперечной скоростях ионов пучка, т.е. уменьшения разброса импульса, диаметра и расходимости ионного пучка [8, 12, 121–129].

При охлаждении ионного пучка электронным с продольной скоростью, близкой к продольной скорости ионов, время жизни пучка в ускорителе τ_{ec} определяется вкладом процессов радиационной (RR) и диэлектронной (DR) рекомбинации ионов при взаимодействии с электронным пучком (разделы 6.3, 6.4). Величина τ_{ec} определяется скоростью процессов рекомбинации и плотностью электронного пучка N_e :

$$\tau_{\text{ec}} = [N_e(\langle v\sigma \rangle_{\text{RR}} + \langle v\sigma \rangle_{\text{DR}})]^{-1}, \quad (5.9)$$

где $\langle v\sigma \rangle$ — сечение процесса, усреднённое по анизотропной двухтемпературной функции распределения электронов по скоростям в пучке $F(v, T_{\parallel}, T_{\perp})$.

В таблице 5 приведены экспериментальные значения времён жизни τ_{ec} ионных пучков, полученные на установке TSR (Test Storage Ring) в Гейдельберге с примене-

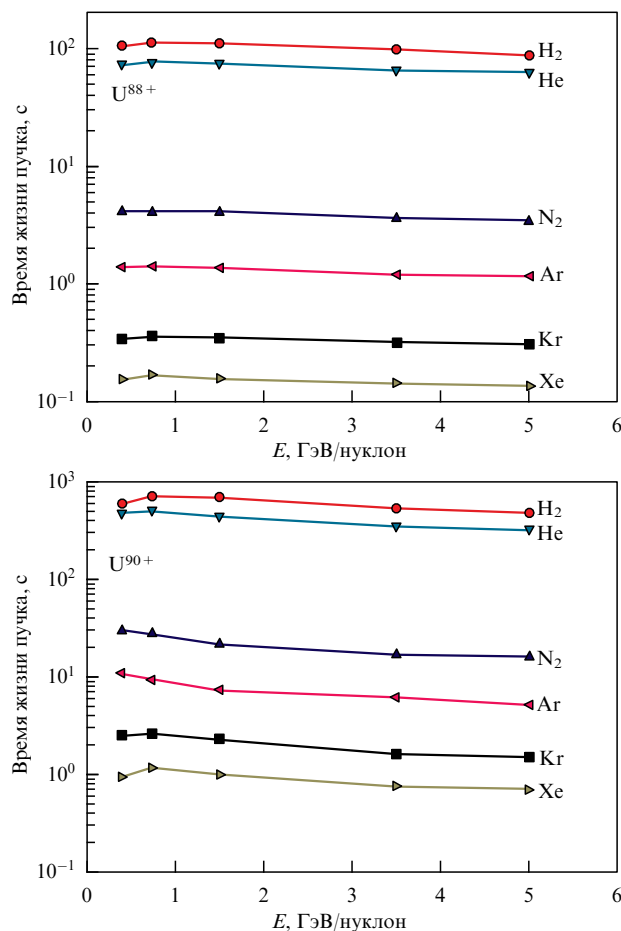


Рис. 21. Теоретические значения времён жизни пучков ионов U^{88+} и U^{90+} при взаимодействии с газовыми мишенями при давлении $6,44 \times 10^{-8}$ мбар. (Из работы [119].)

Таблица 5. Экспериментальные значения времён жизни τ ионных пучков на установке TSR, Гейдельберг [124]

Ион	Энергия, МэВ	Давление, 10^{-11} мбар	τ , с, охлаждённый	τ , с, неохлаждённый
Протон	21	4	220000 (60 ч)	—
HD^+	2	7	—	5
$^7Li^+$	13	6	—	48
$^9Be^+$	7	6	16	16
$^{12}C^{6+}$	73	6	7470	—
$^{28}Si^{14+}$	115	6	540	260
$^{32}S^{16+}$	196	5	450	—
$^{35}Cl^{15+}$	157	6	366	306
$^{35}Cl^{17+}$	202	6	318	366
$^{56}Fe^{22+}$	250	5	77	—
$^{58}Ni^{25+}$	342	5	60	—
$^{63}Cu^{26+}$	510	6	122	—
$^{74}Ge^{28+}$	365	5	45	—
$^{80}Se^{25+}$	480	5	204	—
$^{197}Au^{51+}$	710	5	23	51

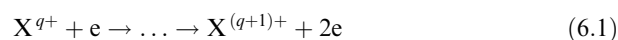
нием системы электронного охлаждения СОЭ (cooled) и без нее (uncooled). Процессы рекомбинации ионов пучка на электронах охлаждающего пучка особенно важны в случае пучков тяжёлых многозарядных ионов (например, Au^{51+}). Это связано с тем обстоятельством, что скорости $\langle v\sigma \rangle$ обоих процессов (RR и DR) примерно одинаково зависят от заряда иона $\langle v\sigma \rangle \sim q^2$, однако расчёт величин $\langle v\sigma \rangle$ для DR значительно сложнее, чем для RR, что связано с резонансным характером процессов диэлектронной рекомбинации.

6. Столкновения ионов с электронами

В этом разделе рассмотрены особенности процессов столкновений ионов с электронами, приводящих к изменению заряда ионов: одно- и многоэлектронная ионизация, радиационная, диэлектронная и тройная рекомбинация. Эти процессы играют существенную роль при взаимодействии ионов с электронами в изолированной плазме и при прохождении пучка ионов через плазму.

6.1. Одноэлектронная ионизация

Процессы одноэлектронной ионизации ионов электронами



играют важную роль практически во всех источниках лабораторной и астрофизической плазмы, а также в ускорительных системах. Точки в реакции (6.1) означают, что возможны промежуточные процессы, приводящие в итоге к образованию одного дополнительного электрона, т.е. ионизация может происходить через *прямые* и *непрямые* (промежуточные) процессы. Прямые процессы связаны с отрывом (выбиванием) внешних и внутренних электронов атомов или ионов мишени налетающим электроном. К непрямым процессам относятся *автоионизация*, как результат оже-процесса при возбуждении электрона внутренней оболочки в автоионизационное состояние, и *резонансная ионизация*, связанная с захватом налетающего электрона и последующей автоионизацией образующегося иона $X^{(q+1)+}$. Таким образом, сечение одноэлектронной ионизации положительного иона состоит из трёх основных частей:

$$\sigma_{\text{ion}} = \sigma_{\text{DI}} + \sigma_{\text{EA}} + \sigma_{\text{RI}}, \quad (6.2)$$

где индексы DI, EA и RI относятся к прямой ионизации, возбуждению с автоионизацией и резонансной ионизации соответственно.

6.1.1. Прямая ионизация. Сечения и скорости одноэлектронной DI прямой ионизации положительных ионов электронами часто оценивают по полуэмпирическим формулам Лотца [130]:

$$\begin{aligned} \sigma_L &= 2,43N \left(\frac{Ry}{I_{nl}} \right)^2 \frac{\ln(u+1)}{u+1} [\text{см}^2], \\ \langle \sigma_L v \rangle &= 6,0 \times 10^{-8} N \beta^{1/2} \left(\frac{Ry}{I_{nl}} \right)^{3/2} \exp(-\beta) f(\beta) [\text{см}^3 \text{с}^{-1}], \\ f(\beta) &= \exp(\beta) |\text{Ei}(-\beta)|, \quad \beta = \frac{I_{nl}}{kT}, \quad u = \frac{E}{I_{nl}} - 1, \end{aligned} \quad (6.3)$$

Таблица 6. Параметры аппроксимаций C , φ для сечений и A , χ для скоростей ионизации многозарядных ионов электронным ударом из внешних и внутренних оболочек nl иона мишени, уравнения (6.5). (Из работы [131].)

nl	C	φ	A	χ
1s	7,96	2,70	5,65	0,40
2s	6,69	2,03	6,23	0,52
2p	6,93	1,47	9,05	0,73
3s	6,00	1,59	7,37	0,70
3p	6,24	1,31	9,11	0,82
3d	6,57	1,08	7,76	1,00
4s	5,77	1,43	9,11	0,76
4p	6,00	1,26	11,7	0,86
4d	6,23	1,11	10,8	0,97
4f	7,06	1,00	13,5	1,07
5s	5,66	1,36	7,96	0,79
5p	5,88	1,23	9,13	0,87
5d	6,08	1,12	10,4	0,96
5f	6,26	1,08	11,1	1,00
5g	6,47	1,04	11,9	1,03
6s	5,60	1,32	8,07	0,80
6p	5,82	1,22	9,13	0,88
6d	6,00	1,13	10,2	0,95
6f	6,24	1,07	11,2	1,00
6g	6,33	1,04	11,7	1,03
6h	6,44	1,01	12,2	1,06

где функция $f(x)$ с интегральной экспонентой Ei с точностью 5 % аппроксимируется формулой

$$f(x) = \exp(x) |Ei(-x)| \approx \ln \left(1 + \frac{0,562 + 1,4x}{x(1 + 1,4x)} \right), \quad x > 0. \quad (6.4)$$

Здесь I_{nl} — энергии связи электронных оболочек nl^N иона X^{q+} , T — электронная температура плазмы. Точность формул Лотца порядка фактора 2–3; они были получены на основе расчётов в борн-кулоновском приближении для H-подобных ионов, т.е. ионов с одним электроном.

В работах [3, 131] приведены аналитические аппроксимации сечений и скоростей ионизации с точностью 15 % на основе численных расчётов сечений многозарядных ионов в борн-кулоновском приближении с обменом (CBE) для оболочек $nl = 1s, 2s, \dots, 6h$ в виде

$$\sigma_{nl}(u) = p \left(\frac{Ry}{I_{nl}} \right)^2 \frac{Cu}{(u+1)(u+\varphi)} [\pi a_0^2], \quad u = \frac{E}{I_{nl}} - 1,$$

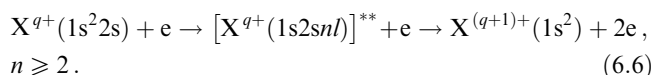
$$\langle v\sigma_{nl} \rangle(\beta) = p \left(\frac{Ry}{I_{nl}} \right)^{3/2} \exp(-\beta) G(\beta) [10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}],$$

$$G(\beta) = \frac{A\beta}{\beta + \chi}, \quad \beta = \frac{I_{nl}}{T},$$

$$0 \leq u \leq 16, \quad 0,125 \leq \beta \leq 8, \quad (6.5)$$

где p — число эквивалентных электронов в оболочке. Параметры аппроксимаций C , φ , A , χ приведены в табл. 6.

6.1.2. Возбуждение с автоионизацией. В случае ионизации многоэлектронных ионов возбуждение электронов внутренних оболочек в автоионизационные состояния может давать большой вклад в полное сечение ионизации из-за безызлучательного распада этих состояний. Такой канал ионизации называется *возбуждение с ионизацией*. Например, в случае ионизации Li-подобных ионов возбуждение внутреннего 1s-электрона в состояние с $n \geq 2$ может привести к ионизации:



Дважды возбуждённое состояние может распасться в основное состояние по другому каналу с излучением фотона:

$$[X^{q+}(1s^2 snl)]^{**} \rightarrow X^{(q+1)+}(1s^2 2s) + \hbar\omega, \quad (6.7)$$

поэтому сечение ионизации с учётом возбуждения-автоионизации имеет вид

$$\sigma = \sigma_{DI} + \sum_j B_j \sigma_{ex}^{(j)} \quad (6.8)$$

$$B_j = \sum_{m \leq j} A_{jm}^a \left(\sum_{m \leq j} A_{jm}^r + \sum_{l \leq j} A_{jl}^a \right)^{-1}, \quad (6.9)$$

где B_j — коэффициент ветвления уровня j , A^a и A^r — вероятности автоионизационного и радиационного распада, $\sigma_{ex}^{(j)}$ — сечение возбуждения внутреннего электрона в автоионизационное состояние j . Как правило, вероятности имеют порядок $A^a \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и слабо зависят от заряда иона q , в отличие от вероятностей радиационных переходов, для которых $A^r \sim q^4$, так что $A^a \gg A^r$ для ионов с зарядом $q \lesssim 10$, поэтому для малозарядных ионов коэффициенты ветвления $B_j \approx 1$, и

$$\sigma = \sigma_{DI} + \sum_j \sigma_{ex}^{(j)}. \quad (6.10)$$

Процессы возбуждения с автоионизацией особенно важны для тяжёлых атомов и ионов, имеющих незаполненные внешние оболочки и заполненные внутренние (p^6 , d^{10} , f^{14}), поскольку для таких систем сечения возбуждения пропорциональны числу эквивалентных электронов оболочки. Вклад процессов возбуждения-автоионизации в полное сечение может быть большим и сильно превышать вклад процессов прямой ионизации, однако расчёт коэффициентов ветвления для тяжёлых многозарядных ионов довольно затруднителен, что связано с учётом релятивистских эффектов, эффектов сильной связи и взаимодействия конфигураций.

В качестве примера на рис. 22 приведено экспериментальное сечение ионизации ионов W^{12+} ($Z = 74$) электронами в сравнении с теоретическим расчётом. Видно, что процессы DI и EA вносят сопоставимый вклад в полное сечение ионизации.

6.1.3. Резонансная ионизация. Резонансная ионизация носит многоступенчатый характер и проявляется в виде узких резонансов на полном сечении ионизации. Среди процессов резонансной ионизации наибольший вклад в

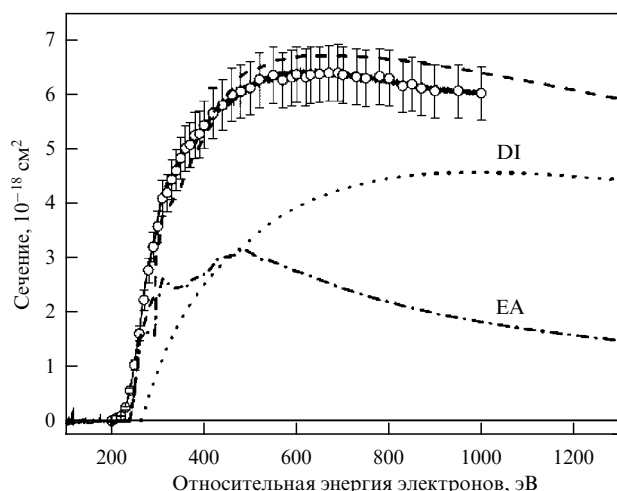


Рис. 22. Сечение одноэлектронной ионизации ионов W^{12+} как функция энергии электронов. Эксперимент: сплошная кривая и кружки с областью ошибок; теория: DI — сечение прямой ионизации, EA — возбуждение с ионизацией, штриховая кривая — полное сечение. (Из работы [132].)

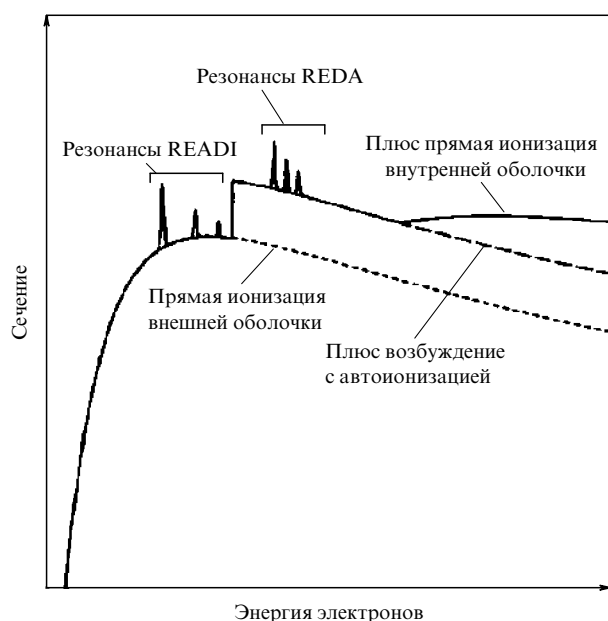
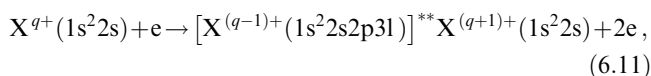
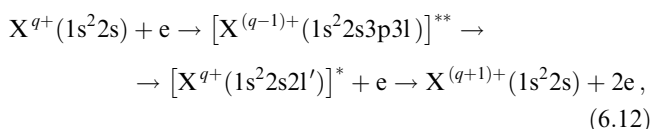


Рис. 23. Схематическая зависимость полного сечения ионизации электронным ударом с учётом вклада различных процессов, приводящих к ионизации. Пунктир — DI, прямая ионизация внешней электронной оболочки, штриховая линия — DI + автоионизация EA, резонансы — процессы READI и REDA, сплошная кривая — полное (суммарное) сечение ионизации. (Из работы [138].)

полное сечение дают процессы READI (Resonant Excitation Auto Double Ionization):



и REDA (Resonant Excitation Double Autoionization):

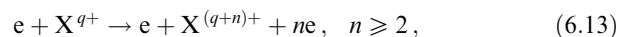


хотя существуют и другие процессы резонансной ионизации ионов электронным ударом (см. [133]).

Процессы READI и REDA были предсказаны теоретически в работах [134, 135] и подтверждены экспериментально в работе [136], а измерения таких сложных многоступенчатых процессов стали возможными только при появлении новых методов измерения и диагностики продуктов реакции в скрещенных пучках [137] (подробнее см. [133]). Относительный вклад каждого процесса в полное сечение ионизации зависит от энергии налетающего иона и атомной структуры иона мишени X^{q+} . Как правило, основной вклад вносят DI- и EA-процессы. Схематически вклад прямых и не прямых процессов в ионизацию показан на рис. 23.

6.2. Многоэлектронная ионизация ионов электронами

Процессы многоэлектронной ионизации при однократном столкновении тяжёлых (многоэлектронных) атомов и ионов с электронами,



играют важную роль как в фундаментальных исследованиях, так и для практических приложений. Например, при формировании ионизационного равновесия в нестационарной высокотемпературной (лазерной) плазме такие процессы ответственны за высокотемпературный "хвост" ионизационного распределения, так как многозарядные ионы не успевают образоваться за счёт обычной одноэлектронной ступенчатой ионизации. Вклад процессов многоэлектронной ионизации в полное сечение может достигать 30–50 %, поэтому такие процессы необходимо учитывать наряду с одноэлектронной ионизацией.

В настоящее время квантово-механические расчёты сечений многоэлектронной ионизации практически отсутствуют даже для двухэлектронной ионизации атомов He и He-подобных ионов, поэтому для приложений, как правило, используются полуэмпирические формулы [139–148].

В работах [141, 142] на основе анализа экспериментальных данных для атомов и ионов от He до U, энергий электронов от пороговой до $E = 100$ кэВ для отрыва $n = 2–13$ электронов и в предположении о бете-борновском поведении сечений получена полуэмпирическая формула:

$$\sigma_n [\text{см}^2] = 10^{-18} \frac{a(n) N^{b(n)}}{(I_n/\text{Ry})^2} \left(\frac{u+1}{u} \right)^c \frac{\ln u}{u}, \quad u = \frac{E}{I_n} - 1 \geq 0, \quad (6.14)$$

где E — энергия налетающего иона, a , b и c — константы аппроксимации. Для нейтральных атомов $c = 1, 0$, для ионов $c = 0, 75$, $I_n = \sum_k I_k$ — пороговая энергия n -электронной ионизации, равная сумме потенциалов ионизации иона. Например, для трёхэлектронной ионизации величина пороговой ионизации I_3 равна сумме первого, второго, третьего ионизационных потенциалов исходного атома (иона).

Параметры аппроксимаций $a(n)$ и $b(n)$ в (6.14) для ионизации $2 \leq n \leq 10$ электронов приведены в табл. 7, а при $n > 10$ они аппроксимируются в виде [141, 142]

$$a(n) \approx 1350n^{-5.7}, \quad b(n) = \text{const} = 2, 00, \quad n > 10. \quad (6.15)$$

Таблица 7. Параметры аппроксимаций $a(n)$ и $b(n)$ сечений ионизации $2 \leq n \leq 10$ электронов (6.14). (Из работ [141, 142].)

n	$a(n)$	$b(n)$
2	14,0	1,08
3	6,30	1,20
4	0,50	1,73
5	0,14	1,85
6	0,049	1,96
7	0,021	2,00
8	0,0096	2,00
9	0,0049	2,00
10	0,0027	2,00

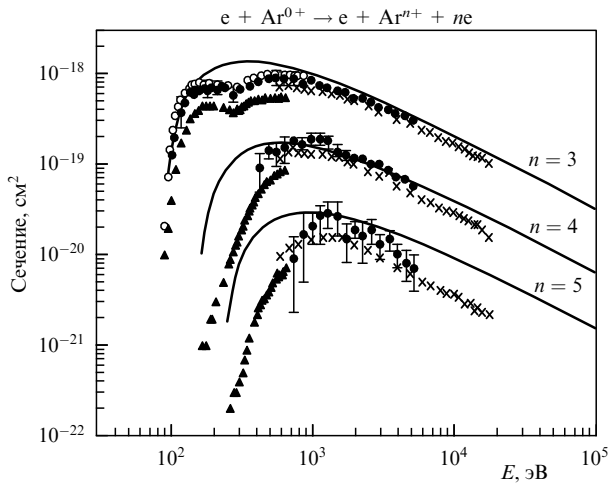


Рис. 24. Сечения ионизации $n = 3-5$ электронов атомов аргона как функции энергии электрона. Символы — эксперимент, сплошные кривые — формула (6.14). (Из работы [145].)

Сечение (6.14) достигает максимума при $u_{\max} \approx 3,2$, т.е.

$$\sigma_{\max} [\text{см}^2] \approx 2,7 \times 10^{-19} \frac{a(n)N^{b(n)}}{(I_n/\text{Ry})^2}, \quad E_{\max} \approx 4,2I_n. \quad (6.16)$$

Формула (6.14) аналогична формуле Лотца (6.3) для сечения одноэлектронной ионизации и имеет точность порядка фактора 2–3. В качестве примера на рис. 24 и 25 приведены сечения многоэлектронной ионизации атома Кг и иона Rb^+ в сравнении с формулой (6.14).

Скорость многоэлектронной ионизации с сечениями (6.14) при максвелловском распределении электронов по скоростям имеет вид [144]

$$\langle v\sigma \rangle [\text{см}^3 \text{с}^{-1}] = 2,5 \times 10^{-10} a(n)N^{b(n)} \left(\frac{\text{Ry}}{I_n} \right)^{3/2} \times \exp(-\beta)F(\beta), \quad \beta = \frac{I_n}{kT}, \quad (6.17)$$

$$F(\beta) = \beta^{3/2} \int_0^\infty \left(\frac{u}{u+1} \right)^c \exp(-\beta u) \ln(u+1) du \approx \beta^{1/2} \frac{\ln(1+0,5/\beta)}{1+0,25\beta}, \quad (6.18)$$

где k — постоянная Больцмана.

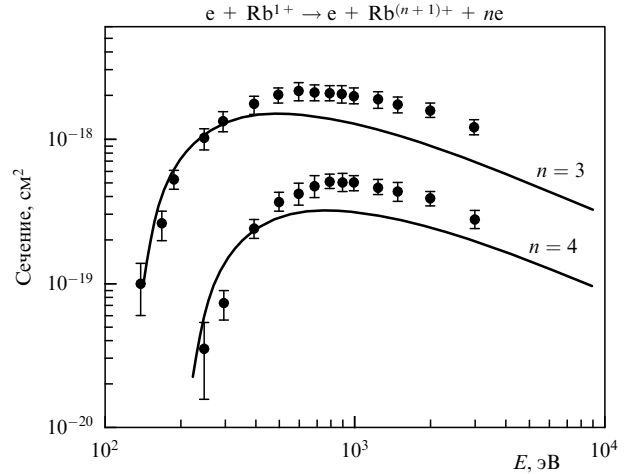


Рис. 25. Сечения ионизации $n = 3$ и 4 электронов ионов Rb^+ как функции энергии электрона. Символы — эксперимент, сплошные кривые — формула (6.14). (Из работы [145].)

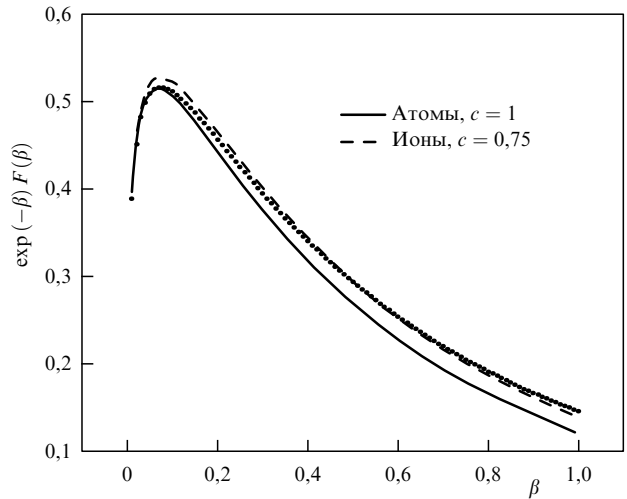


Рис. 26. График универсальной функции $\exp(-\beta)F(\beta)$ из (6.17) в зависимости от параметра $\beta = I_n/kT$. Сплошная кривая: $c = 1$ для атомов, штриховая кривая $c = 0,75$ для ионов, пунктирная кривая — формула (6.18).

График универсальной функции $\exp(-\beta)F(\beta)$ приведён на рис. 26.

Скорость многоэлектронной ионизации (6.17) максимальна при параметре $\beta \approx 0,07$:

$$\langle v\sigma \rangle_{\max} [\text{см}^3 \text{с}^{-1}] \approx 1,24 \times 10^{-10} a(n)N^{b(n)} \left(\frac{\text{Ry}}{I_n} \right)^{3/2}. \quad (6.19)$$

При $\beta = 1,0$, т.е. $kT = I_n$ получаем

$$\langle v\sigma \rangle [\text{см}^3 \text{с}^{-1}] \approx 3,0 \times 10^{-11} a(n)N^{b(n)} \left(\frac{\text{Ry}}{I_n} \right)^{3/2}. \quad (6.20)$$

Формулы (6.14)–(6.19) могут быть использованы для решения задач кинетики плазмы и взаимодействия электронных и ионных пучков с плазмой.

6.2.1. Двухэлектронная ионизация тяжёлых ионов. Процессы одно- и двухэлектронной ионизации тяжёлых многоэлектронных ионов электронным ударом вносят основной вклад в полное сечение ионизации.

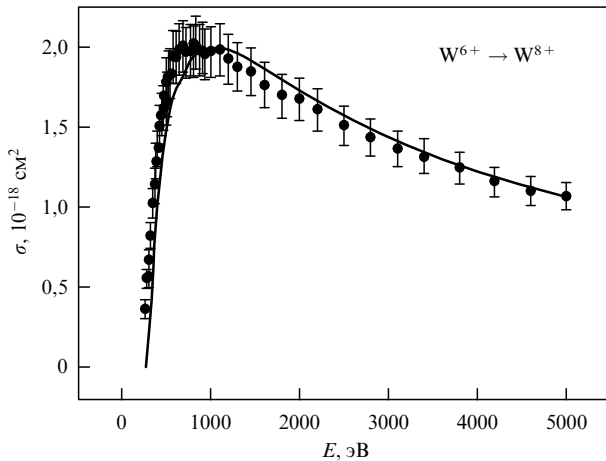


Рис. 27. Сечения двойной ионизации ионов W^{6+} как функции энергии электрона. Символы — эксперимент [148], сплошная кривая — формула (6.21). (Из работы [147].)

Формула (6.14) описывает многократные сечения ионизации в целом, т.е. без учёта тонких эффектов, связанных с влиянием процессов автоионизации. Более точные, чем (6.14), полуэмпирические формулы для сечений двойной ($n=2$) ионизации $\sigma_2(E)$ также получены на основе экспериментальных данных: для лёгких ионов (от He до Ar) в работе [146], для тяжёлых (от Ti, $Z=22$ до Bi, $Z=83$) в [147].

В случае двойной ионизации тяжёлых ионов формула для $\sigma_2(E)$ имеет вид

$$\sigma_2(E) [\text{см}^2] = 10^{-13} \left[\left(1 - \exp(-3(u-1)) \right) \frac{A}{I_2^2} \frac{u-1}{(u+5)^2} \times \right. \\ \times (1 + 0,1 \ln(4u+1)) + \sum_{\gamma} \frac{B_{\gamma}}{I_{\gamma}^2} \frac{x-1}{x(x+5,0)} \times \\ \left. \times \left(1 + \frac{0,3}{n} \ln(4x+1) \right) \right], \quad (6.21)$$

$$u = \frac{E}{I_2} \geq 1, \quad x = \frac{E}{I_{\gamma}} \geq 1, \quad (6.22)$$

где E — энергия налетающего электрона, I_2 — пороговая энергия двухэлектронной ионизации, I_{γ} — энергии связи внутренних электронов, A и B_{γ} — параметры аппроксимации; сумма по γ означает суммирование по внутренним оболочкам иона. Первое слагаемое в (6.21) с константой A описывает вклад процессов автоионизации, а сумма по γ — суммирование сечений прямой ионизации по внутренним оболочкам иона-мишени. В отличие от формулы (6.14), точность формулы (6.21) для двойной ионизации более высокая и составляет 20–30 % (см. рис. 27).

6.3. Радиационная рекомбинация

Радиационная, или фоторекомбинация (RR) — процесс, обратный фотоионизации, заключающийся в захвате ионом свободного электрона и излучении фотона:

$$X^{(q+1)+} + e \rightarrow X^{q+} + \hbar\omega, \quad \omega = E_e + E(nl), \\ E(nl) > 0, \quad (6.23)$$

где E_e — кинетическая энергия захватываемого электрона, $E(nl)$ — энергия образующегося иона в состоянии с

главным и орбитальным квантовыми числами nl . RR-процессы (6.23) играют важную роль в зарядовом балансе многозарядных ионов в электрон-ионных пучковых экспериментах, в процессах, происходящих в лабораторной и астрофизической плазме, при использовании системы электронного охлаждения (СЭО) ионных пучков и др. [120, 121, 126, 127, 149].

Эффективные сечения RR, усреднённые по орбитальным квантовым числам l , вычисляют по классической формуле Крамерса [96]:

$$\sigma_{RR}(n, E_e) [\text{см}^2] = 2,105 \times 10^{-22} \frac{Z_{\text{eff}}^4 Ry^2}{n^3 E_e (E_e + Z_{\text{eff}}^2 Ry/n^2)}, \quad (6.24)$$

где $Ry = 13,606$ эВ, Z_{eff} — эффективный заряд образующегося иона X^{q+} .

В качестве Z_{eff} часто используют формулу Ридберга:

$$Z_{\text{eff}} = n_0 \sqrt{\frac{I_P}{Ry}}, \quad (6.25)$$

где I_P , n_0 — ионизационный потенциал и главное квантовое число иона X^{q+} в основном состоянии.

Для удобства зависимость Z_{eff} от заряда иона q можно представить в виде аналитических аппроксимаций. Так, для многозарядных ионов урана, золота, свинца и висмута эти зависимости имеют вид

$$U^{q+}, Z_n = 92: Z_{\text{eff}}(q) = 9,0 + 1,15q^{0,960}, \quad q > 6, \quad (6.26)$$

$$Bi^{q+}, Z_n = 83: Z_{\text{eff}}(q) = 5,0 + 1,15q^{0,966}, \quad q > 20, \quad (6.27)$$

$$Pb^{q+}, Z_n = 82: Z_{\text{eff}}(q) = 4,8 + 1,15q^{0,966}, \quad q > 20, \quad (6.28)$$

$$Au^{q+}, Z_n = 79: Z_{\text{eff}}(q) = 5,0 + 1,30q^{0,938}, \quad q > 4. \quad (6.29)$$

Точность формул (6.26)–(6.29) в пределах 10–15 %; они получены с использованием ионизационных потенциалов I_P из работы [36] для ионов урана, а для ионов золота, свинца и висмута — из работы [150]. Отметим, что для H-подобных ионов формулы (6.26)–(6.29) дают величины Z_{eff} , отличные от заряда ядра Z_n . Например, для иона U^{91+} согласно (6.26) $Z_{\text{eff}} = 96,4$ при заряде ядра $Z_n = 92$. Это отличие связано с учётом влияния релятивистских поправок к потенциалам I_P в работах [45, 150], которые не учитываются простой формулой Ридберга (6.25), однако использование формулы для расчёта сечений многих процессов (радиационной рекомбинации, радиационной перезарядки и др.) даёт, как правило, удовлетворительные результаты.

Суммарное по всем состояниям n сечение радиационной рекомбинации имеет вид

$$\sigma_{RR}^{\text{tot}}(n_0, E_e) = \left(1 - \frac{p}{2n_0^2} \right) \sigma_{RR}(n_0, E_e) + \sum_{n > n_0}^{n_{\text{cut}}} \sigma_{RR}(n, E_e), \quad (6.30)$$

где p — число эквивалентных электронов конфигурации n_0^p иона X^{q+} в основном состоянии, n_{cut} — максимальное значение главного квантового числа n , определяемое экспериментальными условиями (высокой плотностью электронов плазмы, электрическим полем и т.д.). Например, в случае электронного охлаждения пучка ионов

(раздел 5.3.3) электрическое поле электронов определяет величину n_{cut} по формуле [151]

$$n_{\text{cut}} \approx \left(6,2 \times 10^8 \frac{Z_{\text{eff}}^3}{\mathcal{E}} \right)^{1/4}, \quad (6.31)$$

где $\mathcal{E}$ — величина электрического поля [В см⁻¹].

При электронном охлаждении ионного пучка большую роль играют скорости рекомбинации $\langle v\sigma \rangle_{\text{RR}}$, т.е. сечение процесса, усреднённое по анизотропной двух-температурной функции распределения электронов по скоростям в пучке $F(v, T_{\parallel}, T_{\perp})$, которая имеет вид [28]

$$F(v, T_{\parallel}, T_{\perp}) = \frac{m_e}{2\pi k T_{\perp}} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{1/2} \times \\ \times \exp \left(-\frac{m_e v_{\perp}^2}{2k T_{\perp}} - \frac{m_e (v_{\parallel} - v_{\text{rel}})^2}{2k T_{\parallel}} \right), \quad (6.32)$$

и соответственно скорость процесса определяется как

$$\langle v\sigma \rangle = \int_0^{\infty} v\sigma(v) F(v, T_{\parallel}, T_{\perp}) d^3v = \\ = \frac{m_e}{k T_{\perp}} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} v\sigma(v) v^2 dv \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \times \\ \times \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2k T_{\perp}} \sin^2 \theta - \frac{m_e}{2k T_{\parallel}} (v \cos \theta - \Delta)^2 \right), \quad (6.33)$$

$$v_{\perp} = v \sin \theta, \quad v_{\parallel} = v \cos \theta, \quad v_{\text{rel}} = \Delta = |v_{\parallel} - v_{i\parallel}|,$$

$$E_{\text{rel}} [\text{a.e.}] = \frac{m_e \Delta^2}{2}, \quad (6.34)$$

где m_e — масса электрона, k — постоянная Больцмана, $v_{e\parallel}, v_{i\parallel}$ — компоненты продольной скорости электронов и

ионов в лабораторной системе соответственно. $v_{e\perp}$ — составляющая скорости электрона в направлении перпендикулярно пучку, $T_{\parallel}$ и $T_{\perp}$ — температуры, характеризующие распределения относительных скоростей между электронами и ионами в продольном и поперечном направлениях соответственно, E_{rel} — кинетическая энергия электрона в системе центра инерции ионного пучка. Обычно $kT_{\parallel} \sim 0,1$ мэВ и $kT_{\perp} \sim 10$ мэВ, т.е. $T_{\parallel} \ll T_{\perp}$, поэтому распределение $F(v, T_{\parallel}, T_{\perp})$ называют "плоским" (*flattened*).

На практике формулу (6.33) используют для оценки времён жизни пучков тяжёлых ионов за счёт электронного охлаждения при $E_{\text{rel}} \rightarrow 0$, однако сравнение большого числа экспериментальных данных для скоростей рекомбинации α показало, что в большинстве случаев экспериментальные значения намного больше скоростей RR, а основной вклад в этой области вносят процессы диэлектронной рекомбинации, учёт которой теоретически весьма затруднителен. В качестве примера на рис. 28 представлена экспериментальная скорость рекомбинации ионов Au^{20+} на электронах охлаждающего пучка как функция относительной энергии электрона в сравнении с теоретической, умноженной на фактор 40.

Сравнение теоретических расчётов скоростей рекомбинации с экспериментом показало, что при малых значениях относительной энергии электрона E_{rel} разность между экспериментальной α_{exp} и теоретической α_{RR} скоростями RR-процессов в водородоподобных ионах сильно возрастает с увеличением заряда иона Z [129]:

$$\Delta\alpha = \alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{RR}} \sim (T_{\parallel} T_{\perp})^{-1/2} Z^{2,8}, \quad (6.35)$$

где $T_{\parallel}$ и $T_{\perp}$ — продольная и поперечная температуры распределения электронов в охлаждающем пучке. В работе [122] получена несколько иная зависимость от Z

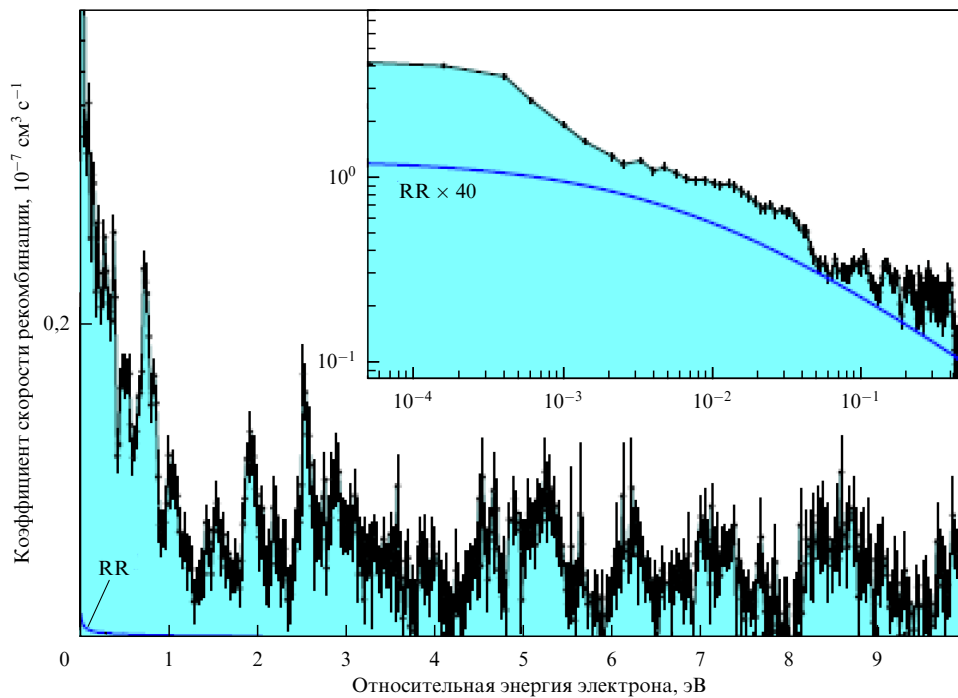


Рис. 28. Экспериментальная скорость рекомбинации ионов Au^{20+} на электронах охлаждающего пучка как функция относительной энергии: сплошная гладкая кривая — теоретическая скорость RR, умноженная на фактор 40, максимумы и минимумы — полная экспериментальная скорость рекомбинации, связанная с диэлектронной рекомбинацией. (Из работы [128].)

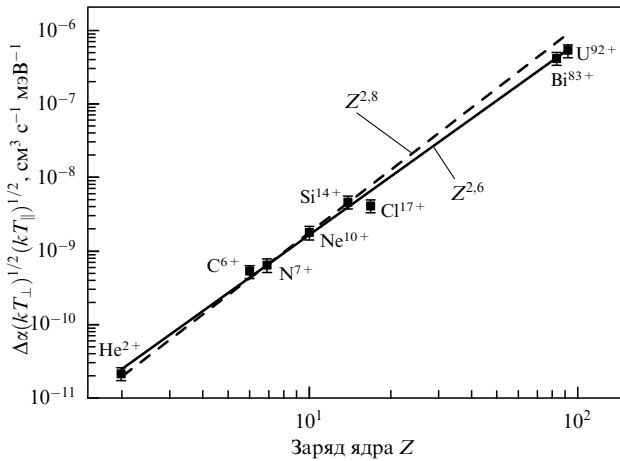


Рис. 29. Зависимость скалированной величины $\Delta\alpha(T_{||} T_{\perp})^{1/2}$ от заряда ядра в случае рекомбинации Н-подобных ионов при $E_{\text{rel}} \rightarrow 0$: символы соответствуют экспериментальным данным для ионов от He^{2+} до U^{92+} , штриховая кривая — масштабирование (6.35), сплошная кривая — (6.36). (Из работы [122].)

для $\Delta\alpha$:

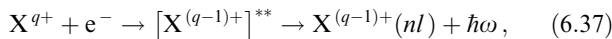
$$\Delta\alpha = \alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{RR}} \sim (T_{||} T_{\perp})^{-1/2} Z^{2.6}. \quad (6.36)$$

При этом оба закона масштабирования $Z^{2.8}$ и $Z^{2.6}$ превышают квадратичную зависимость Z^2 для скорости RR. На рисунке 29 представлена зависимость скалированной величины $\Delta\alpha(T_{||} T_{\perp})^{1/2}$ от заряда ядра Z для Н-подобных ионов от He^{2+} до U^{92+} . Видно, что с увеличением Z в пределах $Z = 2-92$ величина $\Delta\alpha$ возрастает на пять порядков.

6.4. Диэлектронная рекомбинация:

ионы в плазме и в налетающем пучке

Диэлектронная рекомбинация (DR) — процесс взаимодействия иона со свободным электроном (2.10),



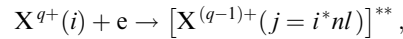
представляет собой двухступенчатый процесс, в котором сначала происходит захват свободного электрона и одновременное возбуждение электрона внутренней оболочки иона в дважды возбуждённое состояние, которое затем распадается в состояние nl с излучением фотона. Процессы DR происходят не при всех, а только при определённых значениях энергии свободного электрона, удовлетворяющих условию резонанса:

$$E_e \approx \Delta E - \frac{q^2 \text{Ry}}{n^2} < \Delta E, \quad \Delta E > 0, \quad (6.38)$$

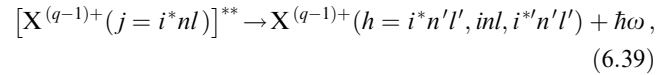
где ΔE — энергия возбуждения в ионе $\text{X}^{(q-1)+}$. Условие резонанса приводит к тому, что сечение DR имеет не непрерывную зависимость от скорости электрона, как в других атомных процессах, а характеризуется структурой резонансов с определённой шириной при энергиях (6.38) (подробнее см. [3]).

Промежуточное состояние образуется в два этапа — свободный электрон захватывается в состояние nl ионом с зарядом q в начальном состоянии i , а избыточная энергия передаётся связанному электрону иона, который возбуждается, образуя ион $[\text{X}^{(q-1)+}]^{**}$ в промежуточ-

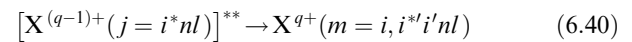
ном состоянии. Рассмотрим процесс (6.37) более детально и запишем его первый этап захвата в виде



где $j = i^* nl$ — автоионизационное дважды возбуждённое состояние, распад которого происходит по двум каналам — радиационному:



в состояния h , изменяющие nl -состояние захваченного электрона или состояния возбуждённого электрона — переход в начальное состояние i или в возбуждённое состояние i^* , лежащее ниже возбуждённого состояния i^* ; и автоионизационному



в состоянии m с автоионизацией захваченного электрона nl или валентного электрона в начальном состоянии, если произошло возбуждение электрона внутренней оболочки; состояние i' соответствует исходному состоянию без валентного электрона. Состояния f среди состояний h в (6.39), устойчивые к автоионизации, рассматриваются как результат процесса диэлектронной рекомбинации (о процессах DR см., например, [28, 152]).

Полный коэффициент скорости DR иона в начальном состоянии i , находящегося в плазме с температурой электронов T_e и максвелловским распределением электронов по энергиям, имеет вид [152]

$$\alpha_d^{\text{tot}}(i) = \left(\frac{4\pi a_0^2 I_H}{k T_e} \right)^{3/2} \sum_{i_{\text{lev}}} \frac{1}{2g_{i_{\text{lev}}}} \sum_j g_j Q_d(j, i_{\text{lev}}) \exp\left(-\frac{E_s(j)}{k T_e}\right), \quad (6.41)$$

$$Q_d(j, i_{\text{lev}}) = \frac{\sum_f A_r(i \rightarrow f) A_a(j \rightarrow i_{\text{lev}})}{\sum_h A_r(j \rightarrow h) + \sum_m A_a(j \rightarrow m)}. \quad (6.42)$$

Здесь a_0 и I_H — боровский радиус и энергия ионизации атома водорода соответственно, k — постоянная Больцмана, коэффициент $(4\pi a_0^2 I_H / k)^{3/2} = 4,14 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ K}^{3/2}$ (K — кельвин).

В уравнении (6.42) A_r и A_a — вероятности радиационного и автоионизационного переходов соответственно. Первое суммирование в уравнении (6.41) проводится по уровням i_{lev} начального состояния i в схеме связи, используемой в расчётах, $g_{i_{\text{lev}}}$ и g_j — статистические веса уровней начального состояния i_{lev} и промежуточного дважды возбуждённого состояния $j = i^* nl$ соответственно. $E_s(j)$ — энергия возбуждения автоионизационного состояния j относительно уровня i_{lev} .

В работе [153] рассматривается процесс DR, возникающий при прохождении пучка тяжёлых быстрых ионов через холодную плазму. В этих условиях полный коэффициент скорости DR-иона в начальном состоянии i , движущегося со скоростью v_p через плазму с электронной температурой T_e , равен

$$\alpha_d^{\text{tot}}(i) = \left(\frac{4\pi a_0^2 I_H}{k T_e} \right)^{3/2} \sum_{i_{\text{lev}}} \frac{1}{2g_{i_{\text{lev}}}} \sum_j g_j Q_d(j, i_{\text{lev}}) F(s, t), \quad (6.43)$$

где $Q_d(j, i_{\text{lev}})$ определяется уравнением (6.41), а $F(s, t)$ — сдвинутая функция распределения Максвелла (раздел 8):

$$F(s, t) = \frac{\exp[-(s-t)^2] - \exp[-(s+t)^2]}{4st},$$

$$s = \left(\frac{E_s(j)}{kT_e}\right)^{1/2}, \quad t = \left(\frac{mv_p^2}{2kT_e}\right)^{1/2}. \quad (6.44)$$

Если вклад дважды возбуждённых состояний $j = i^*nl$ должен учитываться вплоть до больших значений главного квантового числа захваченного электрона плазмы $n = n_{\text{max}}$, то полный коэффициент скорости DR рассчитывается с использованием следующего приближения:

$$\alpha_d^{\text{tot}}(i) = \alpha_d(i, n_{\text{cut}}) + \sum_{n_{\text{ext}}=n_{\text{cut}}+1}^{n_{\text{max}}} \alpha_d^{\text{ext}}(i, n_{\text{ext}}), \quad (6.45)$$

где $\alpha_d(i, n_{\text{cut}})$ определяется уравнением (6.43) с суммой по состояниям j с главным квантовым числом захваченного электрона $n \leq n_{\text{cut}}$. Для оценки вклада j -состояний с $n \leq n_{\text{cut}}$ используются данные, рассчитанные для $n = n_{\text{cut}}$, и следующие законы скалирования: $1/n^3$ для скоростей автоионизации $A_a(n_{\text{ext}})$ и вероятностей радиационных переходов $A_r(n_{\text{ext}})$ для переходов $i^*nl - i^*n'l'$, $A_r(n) = A_r(n_{\text{cut}})$ для радиационных переходов $i^*nl - inl$, $i^*nl - i^*n'l$ и

$$E_s^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}})) = E_s^{\text{ext}}(j(n_{\text{cut}})) - q_{\text{scr}}^2 \left(\frac{1}{2} n_{\text{ext}}^2 - \frac{1}{2} n_{\text{cut}}^2 \right) \quad (6.46)$$

для энергии возбуждения, где $q_{\text{scr}} = Z - N$ — экранированный заряд иона, Z — заряд ядра, N — число электронов в исходном ионе в состоянии i . Вероятности излучения и автоионизации в уравнении (6.42) и s в уравнении (6.44) имеют вид

$$A_r^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow h) = \left(\frac{n_{\text{cut}}}{n_{\text{ext}}}\right)^3 \sum_{h, n' \leq n_{\text{cut}}} A_r(j(n_{\text{cut}}l) \rightarrow h(n'l')) + \sum_{h, n \leq n_{\text{cut}}} A_r(j(n_{\text{cut}}l) \rightarrow h(nl)), \quad (6.47)$$

$$A_r^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow i_{\text{lev}}) = \left(\frac{n_{\text{cut}}}{n_{\text{ext}}}\right)^3 \sum_{i_{\text{lev}}} g_j(n_{\text{cut}}) A_a(j(n_{\text{cut}}) \rightarrow i_{\text{lev}}), \quad (6.48)$$

$$A_a^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow m) = \left(\frac{n_{\text{cut}}}{n_{\text{ext}}}\right)^3 \sum_m A_a(j(n_{\text{cut}}) \rightarrow m), \quad (6.49)$$

$$s^{\text{ext}} = \left(\frac{E_s(j(n_{\text{ext}}))}{kT_e}\right)^{1/2}. \quad (6.50)$$

Окончательно выражение для $\alpha_d^{\text{ext}}(n_{\text{ext}})$ в (6.45) запишется в виде

$$\alpha_d^{\text{ext}}(i, n_{\text{ext}}) = \left(\frac{4\pi a_0^2 I_H}{kT_e}\right)^{3/2} \sum_{i_{\text{lev}}} \frac{1}{2g_{i_{\text{lev}}}} \times$$

$$\times \sum_{j(n_{\text{cut}})} \frac{A_r^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow f) A_a^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow i)}{A_r^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow h) + A_a^{\text{ext}}(j(n_{\text{ext}}) \rightarrow m)} \times$$

$$\times F(s^{\text{ext}}, t). \quad (6.51)$$

6.5. Тройная рекомбинация

Тройная рекомбинация (TR) ионов на электронах

$$X^{q+} + e^- + e^- \rightarrow X^{(q-1)+} + e^- \quad (6.52)$$

является процессом, обратным процессу ионизации (6.1), и играет важную роль в плазменных процессах при низких температурах и больших плотностях электронов плазмы.

Сечение рекомбинации σ_{TR} имеет необычную для сечений размерность $\text{см}^4 \text{с}^{-1}$, а скорость TR в отличие от других процессов не линейна по электронной плотности N_e , а пропорциональна её квадрату:

$$\kappa_{\text{TR}} = N_e^2 \iint v_1 v_2 F(E_1) F(E_2) \sigma_{\text{TR}}(E) dE_1 dE_2 [\text{с}^{-1}], \quad (6.53)$$

где $F(E)$ — функции распределения двух налетающих электронных пучков по скоростям, обычно — функции Максвелла.

В изолированной плазме скорость TR имеет вид

$$\kappa_{\text{TR}} = C \times 10^{-27} [\text{с}^{-1}] q^3 N_e^2 [\text{см}^{-3}] T_e^{-9/2} [\text{эВ}], \quad (6.54)$$

где T_e — электронная температура плазмы, константа $C = 8,75$ в классическом приближении [154] и $C = 5,5$ в квантовом подходе [4]. Из формулы (6.54) видно, что TR-процессы важны при низких температурах и высоких плотностях плазмы.

В случае взаимодействия *пучка ионов* с плазмой скорость процесса TR определяется в классическом приближении выражением [155]

$$\kappa_{\text{TR}} = 2,92 \times 10^{-31} [\text{с}^{-1}] q^3 N_e^2 [\text{см}^{-3}] v_r^{-9} [\text{а.е.}], \quad (6.55)$$

$$v_r = \sqrt{v_p^2 + v_{\text{th}}^2}, \quad v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}, \quad (6.56)$$

где v_r — относительная скорость в атомных единицах, 1 а.е. = $2,2 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$, v_p — скорость ионов в пучке, v_{th} — средняя (термальная) скорость электронов в плазме, k — постоянная Больцмана. При $v_p \ll v_{\text{th}}$ формула (6.55) переходит в (6.54) с постоянной $C = 12,3$, близкой к классической в приближении [154].

Сравнение скоростей радиационной и тройной рекомбинаций даёт оценку [156]:

$$\frac{\kappa_{\text{RR}}}{\kappa_{\text{TR}}} \approx 1,6 \times 10^{17} \frac{qv_r^6 [\text{а.е.}]}{N_e [\text{см}^{-3}]}, \quad (6.57)$$

из которой следует, что скорость тройной рекомбинации мала и становится сравнимой со скоростью радиационной рекомбинации только при очень больших плотностях плазмы N_e . Сравнение скоростей ионизации и рекомбинации различных атомных процессов при взаимодействии ионных пучков с плазмой приведено в разделе 8.3.

7. Взаимодействие пучков тяжёлых ионов со средами

7.1. Ионные фракции. Уравнения баланса

Взаимодействие ионного пучка со средой (газ, жидкость, твёрдое тело, плазма) приводит к образованию в ней ионных фракций $F_q(x)$ с различными зарядами q как

функции глубины проникновения x (толщины мишени). Каждая фракция $F_q(x)$ характеризует вероятность образования иона с зарядом q на расстоянии x от входа в мишень. Динамика фракций зависит от конкурирующих атомных процессов, сопровождающихся изменением зарядового состояния, — ионизации и рекомбинации налетающих ионов частицами среды: атомами, молекулами, ионами и электронами.

Информация о динамике ионных фракций при взаимодействии с веществом играет важную роль во многих областях физики и приложениях: в атомной физике при исследовании радиационных и столкновительных процессов с участием многозарядных ионов (спектры излучения, КЭД-эффекты, сечения ион-атомных столкновений), тормозной способности вещества, физике плазмы (пучковая диагностика плотности и температуры плазмы по энергетическим и зарядовым потерям входного пучка тяжёлых ионов), ядерной физике (детектирование тяжёлых и сверхтяжёлых элементов, создание пучков голых ядер тяжёлых ионов), физике ускорителей (условия вакуума, времена жизни ионных пучков в ускорительной системе), в протонной и ионной терапии опухолей, создании новых композитных материалов и электронных микросхем методом ионной имплантации и др. [1–3, 8, 9, 157, 158].

Зависимость ионных фракций от толщины мишени обладает важной особенностью: при толщинах x , намного превышающих длину свободного пробега L ионов в среде, $x \gg L$, фракции $F_q(x)$ перестают зависеть от x и достигают так называемого *равновесного режима*, при котором устанавливается равновесие между числом актов ионизации и рекомбинации; при этом ионные фракции и толщина мишени называются *равновесными* (раздел 7.3). Другой важной особенностью равновесных фракций является их независимость от начального заряда ионов q_0 в налетающем пучке, т.е. значения равновесных фракций одинаковы для всех зарядов ионов — от нейтрального атома до голого ядра: $0 \leq q_0 \leq Z_n$, где Z_n — заряд ядра. В равновесном режиме ионы "забывают" о заряде ионов q_0 в налетающем пучке.

Динамику ионных фракций в среде исследуют с помощью дифференциальных уравнений *баланса*, связывающих фракции $F_q(x)$ с эффективными сечениями σ рекомбинации и ионизации ионов в среде. В случае газовой или твердотельной мишени (фольги) уравнения баланса имеют вид [159]

$$\frac{d}{dx} F_q(x) = \sum_{q' \neq q} F_{q'}(x) \sigma_{q'q} - F_q(x) \sum_{q' \neq q} \sigma_{qq'} \quad (7.1)$$

$$\sum_q F_q(x) = 1, \quad 0 \leq q \leq Z_n \quad (7.2)$$

с начальными условиями при $x = 0$:

$$\sum_q F_q(x=0) = 1, \quad (7.3)$$

где σ_{ij} — сечения ионизации и рекомбинации, включая многоэлектронные процессы, а сумма по q означает суммирование по всем возможным зарядовым состояниям $0 \leq q_0 \leq Z_n$.

Глубина проникновения или *поверхностная плотность* x имеет размерность [атом см⁻²]. Предполагается, что в системе уравнений (7.1)–(7.3) эффективные

сечения σ_{ij} не меняются с изменением параметра x , т.е. пренебрегается потерями энергии ионов после прохождения слоя толщиной x . Сумма фракций нормирована на единицу как следствие закона сохранения числа ионов до и после столкновения со средой.

В случае *плазменной* мишени уравнения баланса в качестве коэффициентов содержат не эффективные сечения, а скорости процессов, так как плазма состоит из атомных частиц (электронов, атомов, ионов, молекул, молекулярных ионов), плотности которых зависят от электронной температуры и плотности плазмы. Уравнения баланса для плазменных мишеней имеют вид

$$\frac{d}{dt} F_q(x) = \sum_{q' \neq q} F_{q'}(x) \alpha_{q'q} - F_q(x) \sum_{q' \neq q} \alpha_{qq'}, \quad (7.4)$$

$$\sum_q F_q(x) = 1, \quad x = v_P t, \quad 0 \leq q \leq Z_P, \quad (7.5)$$

где $\alpha_i = N_i \langle v \sigma_i \rangle$ — скорости ионизации и рекомбинации для *каждого* сорта частиц плазмы в единицу времени t . В уравнениях (7.4), (7.5) учитываются процессы взаимодействия ионов со всеми частицами плазмы: радиационная и диэлектронная рекомбинация, тройная рекомбинация, ионизация электронным ударом и др., которые обычно отсутствуют в случае газовых и твердотельных мишеней (об атомных процессах взаимодействия ионных пучков с плазмой см., например, [2, 153, 156, 160, 161]).

Поверхностная плотность мишени x связана с другими характеристиками соотношением

$$x [\text{атом см}^{-2}] = N [\text{атом см}^{-3}] L [\text{см}] = x [\text{г см}^{-2}] \frac{N_A}{M}, \quad (7.6)$$

где N — обычная плотность мишени, L — толщина мишени, M — атомная масса частиц среды в а.е.м. (атомная единица массы), $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ — число Авогадро. Для углерода $M(\text{C}) = 12$ а.е.м., для молекул водорода $M(\text{H}_2) = 2$ а.е.м.

Аналитическое решение системы уравнений (7.4), (7.5) для случая трёх фракций приведено в [46]; этот случай представляет интерес, например, для столкновения релятивистского пучка ионов с фольгами, когда основными фракциями являются фракции Н-, Не-подобных ионов и ядер налетающих ионов. В общем случае система дифференциальных уравнений (7.4), (7.5) решается методом Рунге–Кутты или методом диагонализации матрицы взаимодействия (раздел 7.4).

7.2. Равновесные фракции и средний заряд ионного пучка при взаимодействии со средой

Средний заряд пучка $\bar{q}(x)$ зависит от толщины мишени x и определяется выражением:

$$\bar{q}(x) = \sum_q q F_q(x). \quad (7.7)$$

При $x \rightarrow \infty$ средний заряд ионного пучка равен *равновесному* заряду, не зависящему от толщины мишени:

$$\bar{q} = \sum_q q F_q(\infty), \quad \sum_q F_q(\infty) = 1, \quad x \rightarrow \infty, \quad (7.8)$$

где $F_q(\infty)$ — равновесные фракции, являющиеся решением системы дифференциальных уравнений (7.1), (7.2) при $dF_q/dx = 0$, которая переходит в систему линейных

алгебраических уравнений:

$$0 = \sum_{q' \neq q} F_{q'}(\infty) \sigma_{q'q} - F_q(\infty) \sum_{q' \neq q} \sigma_{qq'} , \quad \sum_q F_q(\infty) = 1 . \quad (7.9)$$

Равновесные фракции $F_q(\infty)$ зависят от сечений взаимодействия ионов с частицами мишени, но не зависят от начального заряда налетающего иона q_0 (см. [10, 107, 160] и раздел 7.2), т.е. при пролёте через мишень пучка нейтральных атомов или голых ядер величины равновесных фракций $F_q(\infty)$ будут одинаковы. Толщина мишени X_{eq} , при которой ионные фракции становятся равновесными, называется *равновесной толщиной*, которая в отличие от равновесных фракций зависит от заряда налетающего иона q_0 .

В случае пучков тяжёлых многоэлектронных ионов образуется большое число равновесных фракций, распределение которых по q имеет широкий спектр. В случае ионов с несколькими электронами это распределение имеет более узкий профиль, т.е. доминируют только несколько фракций, как это имеет место, например, при релятивистских столкновениях ионного пучка с мишенью.

Распределение равновесных функций $F_q(\infty)$ по заряду q на выходе из мишени описывается симметричной гауссовой функцией, которая может принять асимметричный характер, вызванный различными физическими причинами: эффектом плотности мишени в газах и фольгах (раздел 4.2), влиянием процессов диэлектронной рекомбинации в плазме [153, 156], релятивистскими эффектами и т.д. Гауссово распределение равновесных фракций описывается следующими параметрами:

шириной распределения

$$d = \left[\sum_q (q - \bar{q})^2 F_q(\infty) \right]^{1/2} \quad (7.10)$$

и параметром асимметрии

$$s = \sum_q \frac{(q - \bar{q})^3 F_q(\infty)}{d^3} . \quad (7.11)$$

Как правило, средний заряд пучка $\bar{q}(x)$ максимален в равновесном режиме, т.е. когда

$$F_q(x \rightarrow \infty) = F_q(\infty), \quad \bar{q}(x \rightarrow \infty) = \langle q \rangle , \quad (7.12)$$

однако неравновесные фракции для отдельных зарядов могут значительно превышать равновесные фракции, т.е. $F_q(x) \geq F_q(\infty)$ (см., например, [13, 162]).

Система уравнений (7.1), (7.2) имеет простое *аналитическое* решение, если учитывать только одноэлектронные сечения, $|q - q'| = 1$, т.е. пренебрегать многоэлектронными процессами. В этом случае равновесные фракции определяются через отношения одноэлектронных сечений обдирки к сечениям перезарядки [46, 160]. Так, при учёте n фракций решение системы (7.1), (7.2) принимает вид

$$F_1(\infty) = \left[1 + \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} \left(1 + \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{32}} \left(1 + \frac{\sigma_{34}}{\sigma_{43}} \left(1 + \dots \frac{\sigma_{n-2,n-1}}{\sigma_{n-1,n-2}} \times \left(1 + \frac{\sigma_{n-1,n}}{\sigma_{n,n-1}} \right) \right) \dots \right) \right)^{-1} , \right. \\ \left. F_{i+1}(\infty) = F_i(\infty) \frac{\sigma_{i,i+1}}{\sigma_{i+1,i}} , \quad 1 \leq i \leq n-2 , \right. \\ \left. F_n(\infty) = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} F_i(\infty) . \right. \quad (7.13)$$

В случае четырёхзарядной модели равновесные фракции имеют вид

$$F_1(\infty) = \frac{1}{1 + \sigma_{12}/\sigma_{21} (1 + \sigma_{23}/\sigma_{32} (1 + \sigma_{34}/\sigma_{43}))} , \\ F_2(\infty) = F_1(\infty) \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} , \\ F_3(\infty) = F_2(\infty) \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{32}} , \\ F_4(\infty) = 1 - [F_1(\infty) + F_2(\infty) + F_3(\infty)] . \quad (7.14)$$

7.3. Равновесная толщина мишени

Каждая фракция $F_q(x)$ достигает своего равновесного значения $F_q(\infty)$ при своей собственной равновесной толщине $X_{eq}(q)$, причём разброс величин $X_{eq}(q)$ для разных зарядов q может быть довольно значительным. *Равновесной* толщиной мишени называют толщину, при которой все фракции переходят в равновесное состояние. Равновесные толщины $X_{eq}(q)$ зависят от скорости процессов взаимодействия и от начального заряда ионного пучка q_0 , а равновесные фракции $F_q(\infty)$ от заряда q_0 не зависят [10]. В численных расчётах равновесная толщина определяется условием, при котором относительное отклонение каждой фракции $F_q(x)$ относительно равновесного решения $F_q(\infty)$ близко к нулю. Например, в программе BREIT [160] каждая равновесная толщина $X_{eq}(q)$ определяется в виде

$$x = X_{eq}(q) , \quad \text{если} \quad \frac{|F_q(x) - F_q(\infty)|}{F_q(\infty)} \leq \epsilon , \quad (7.15)$$

где x — глубина проникновения пучка в мишени, параметр $\epsilon = 10^{-3}$, который может быть изменён во входном файле BREIT.

Зависимость равновесной толщины $X_{eq}(q)$ от начального заряда q_0 была исследована теоретически в работах [13, 162, 163] с помощью программы BREIT [160] для пучков тяжёлых ионов, проходящих через фольгу, газовые мишени и плазму. Установлено, что если начальный заряд q_0 близок к равновесному среднему $\bar{q}$ (7.8), т.е. если $q_0 \approx \bar{q}$, то значения $X_{eq}(q, q_0 \approx \bar{q})$ значительно меньше, чем $X_{eq}(q, q_0)$ с $q_0 \ll \bar{q}$ или $q_0 \gg \bar{q}$. Такое поведение объясняется следующим образом: когда начальный заряд q_0 близок к равновесному среднему заряду, пучок ионов приходит в равновесный режим быстрее, чем при $q_0 \neq \bar{q}$ и, следовательно, имеет меньшую равновесную толщину.

На рисунке 30 представлен расчёт равновесных толщин X_{eq} как функции начального заряда иона q_0 (рис. а, в) и равновесных фракций $F_q(\infty)$ от конечного заряда q (рис. б, г) при столкновении ионов урана с Ве-фольгой при энергии $E = 100$ МэВ/нуклон и газом H_2 при $E = 1,4$ МэВ/нуклон соответственно. Видно, что равновесные толщины имеют глубокий минимум при $q_0 \approx \bar{q}$, т.е. $q_0 = 89$, $\bar{q} \approx 89,4$ для Ве-фольги и $q_0 = 27$, $\bar{q} \approx 26,4$ для газовой мишени H_2 .

На практике часто требуется определить *среднюю* равновесную толщину мишени $\bar{X}$, которая характеризует взаимодействие ионных пучков с мишенью в среднем. В работах [46, 164, 165] для оценки средних равновесных толщин $\bar{X}$ используются полуэмпирические формулы, выраженные через сечения ионизации и рекомбинации. В работе [161] было предложено определять величину $\bar{X}$

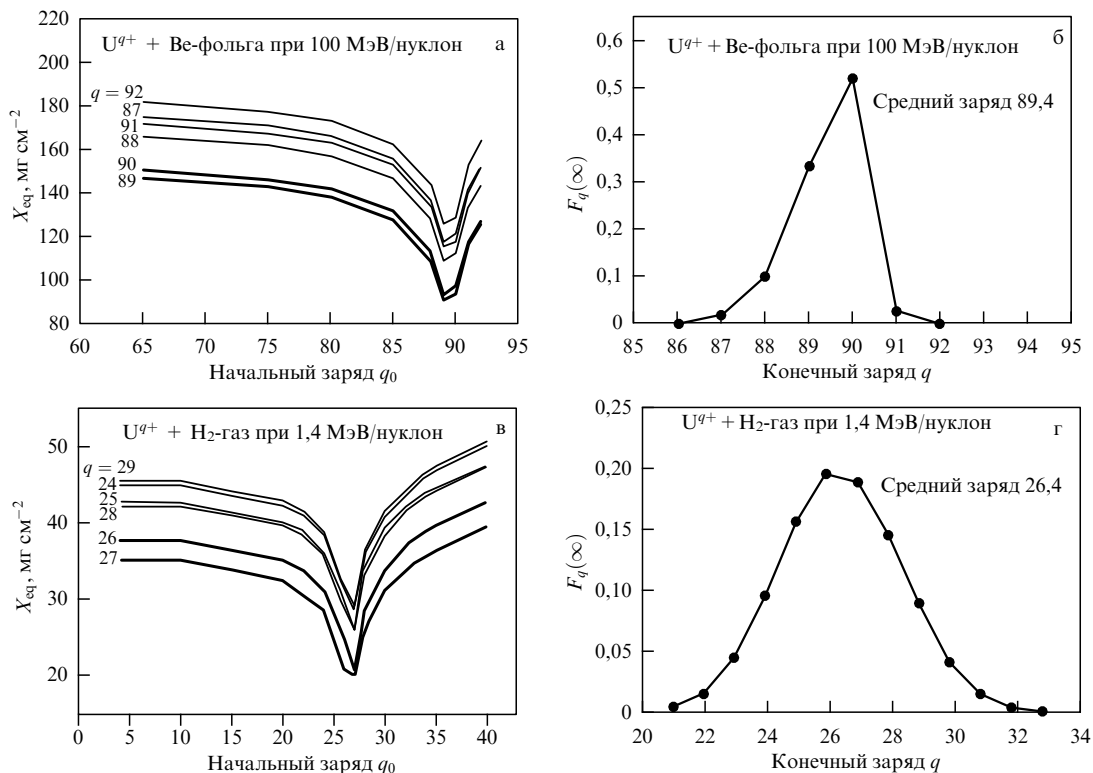


Рис. 30. (а) Зависимости равновесных толщин X_{eq} от начального заряда q_0 и (б) равновесных фракций $F_q(\infty)$ от конечного заряда q при столкновении ионов урана с Ве-фольгой при энергии $E = 100$ МэВ/нуклон и газом H_2 при $E = 1,4$ МэВ/нуклон соответственно. Кривые с $q = 89, 90$ и $q = 26, 27$ на рис. а, в соответствуют фракциям с зарядами, близкими к равновесным $\bar{q}$ (рис. б, г). (Из работы [162].)

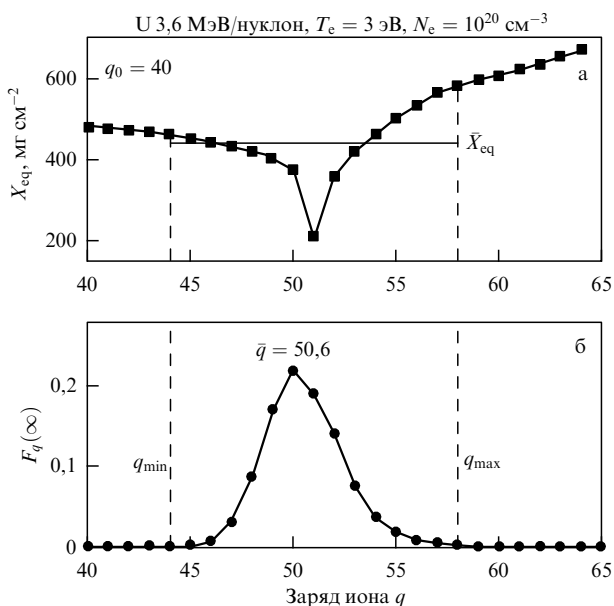


Рис. 31. Определение средней равновесной толщины мишени $\bar{X}$ при прохождении ионов U^{40+} с энергией 3,6 МэВ/нуклон через водородную плазму с электронной температурой $T_e = 3$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Распределения равновесных толщин $X_{eq}(q)$ и равновесных фракций $F_q(\infty)$ по конечному заряду ионов урана показаны на рис. а и б соответственно. Прямая линия отображает величину средней равновесной толщины $\bar{X} \approx 440 \text{ мкг см}^{-2}$ из уравнения (7.16).

как среднее арифметическое парциальных толщин $X_{eq}(q)$:

$$\bar{X} = \frac{\sum_{q=q_{min}}^{q_{max}} X_{eq}(q)}{q_{max} - q_{min} + 1}, \quad (7.16)$$

где q_{min} и q_{max} — минимальный и максимальный заряды тех равновесных фракций $F_q(\infty)$, которые дают основной вклад в равновесный заряд $\bar{q}$.

На рисунке 31 представлены расчёты равновесных толщин $X_{eq}(q)$ и равновесных фракций $F_q(\infty)$ как функций конечного заряда q ионов U^{40+} с энергией 3,6 МэВ/нуклон, взаимодействующих с водородной плазмой. Распределение $X_{eq}(q)$ по q имеет довольно широкий спектр, например, $X_{eq}(q) = 480, 212$ и 670 мкг см^{-2} для $q = 40, 51$ и 64 соответственно. Как видно из рис. 31б, основной вклад в средний заряд $\bar{q} = 50,6$ дают равновесные фракции $F_q(\infty)$ с $44 \leq q \leq 58$, для которых средняя толщина равна $\bar{X} \approx 440 \text{ мкг см}^{-2}$, в соответствии с уравнением (7.16). Определение усреднённой равновесной толщины, полученное таким образом, может быть использовано для произвольного вида мишеней (газ, фольга или плазма).

7.4. Компьютерные программы для расчёта зарядовых фракций ионов. Программа BREIT

В настоящее время для исследования динамики ионных пучков в средах и расчёта среднего заряда пучка и равновесной толщины мишени используются пять основных компьютерных программ: ETACHA, GLOBAL, CHARGE, MC и BREIT. Подробное описание программ приведено в оригинальных работах (см. табл. 8 и [2, 3]). Программы основаны на численном решении уравнений баланса (7.1)–(7.3) с использованием эффективных сечений и скоростей взаимодействия ионов с частицами мишени (атомами, молекулами, ионами, электронами), а также *эффектов плотности* мишени, многоэлектронных процессов и энергетических потерь ионов в среде. Следует отметить, что точность определения экспе-

Таблица 8. Список имеющихся в литературе программ для расчёта параметров взаимодействия ионного пучка с мишенью. Указаны заряды ядра Z_n ионов, типы мишеней, области применимости энергий и метод решения уравнений баланса

Программа	Ионы пучка	Мишень	Энергия, МэВ/нуклон	Метод	Литература
ETACHA (old)	$Z_n \leq 28$	Фольга	10–80	Рунге–Кутта	[168]
ETACHA (new)	$Z_n \leq 60$	Фольга	0,05–80	Рунге–Кутта	[169]
Charge	Ядра, H-, He-подобные ионы	Газ, фольга $Z_T \leq 92$	30–2000	Аналитическая трёхкомпонентная модель [170]	[46]
Global	$Z_n > 30$	Газ, фольга, $Z_T \leq 92$	30–2000	Рунге–Кутта	[46]
MC	$Z_n \leq 28$	Плазма	> 10	Монте-Карло	[171]
BREIT	$1 \leq Z_n \leq 120$	Газ, фольга, плазма	$0,001 - 10^5$	Диагонализация матрицы взаимодействия	[160]

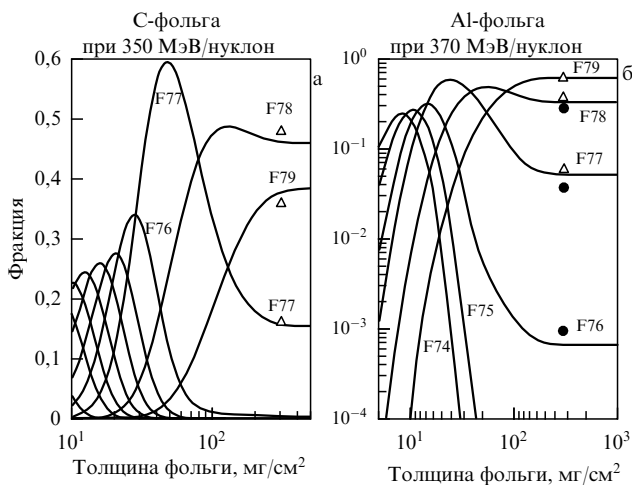


Рис. 32. (а) Зависимость фракций $F_q(x)$ ионов золота Au^{78+} от толщины фольги при взаимодействии с углеродной при $E = 350$ МэВ/нуклон и (б) алюминиевой при $E = 370$ МэВ/нуклон фольгами: треугольники — программа GLOBAL [46], кружки — эксперимент [46], сплошные кривые — программа BREIT [160]. (Из работы [13].)

риментальных и теоретических значений сечений находится в пределах 10–50 %, поэтому точность расчёта ионных фракций с помощью уравнений баланса лежит примерно в этих же пределах. Программы GLOBAL и CHARGE доступны для использования онлайн на сайтах [166, 167].

Как видно из табл. 8, наиболее широкую область применения по энергии, заряду иона и типу мишени имеет программа BREIT [160], которая позволяет решать уравнения баланса для $n \leq 200$ фракций методом диагонализации матрицы взаимодействий, включающей полные эффективные сечения (или скорости процессов) ионизации и рекомбинации ионов пучка в среде. В отличие от других программ, в программе BREIT сечения взаимодействия не вычисляются, а задаются во входном файле, что позволяет пользователям программы свободно выбирать сечения, полученные из теории или эксперимента.

На рисунке 32 в качестве примера приведена эволюция фракций ионов золота при столкновении с фольгой из углерода и алюминия как функции толщины фольги. Расчёты по программе BREIT в области равновесного режима хорошо согласуются с экспериментальными данными и расчётами по программе GLOBAL. Одним из важных результатов расчёта по программе BREIT является превышение фракции ионов Au^{77+} над макси-

мальной равновесной фракцией ионов Au^{78+} (рис. 32а), что отражает одну из особенностей взаимодействия тяжёлых ионов с фольгами.

8. Особенности взаимодействия ионных пучков с плазмой

Особенности взаимодействия ионных пучков с плазмой рассмотрены во многих работах, в том числе и обзорах (см., например, [3, 10, 11, 156, 161, 172, 173]). Как указывалось ранее, основным отличием плазменной мишени от газовой или твердотельной мишеней является наличие в ней свободных электронов, приводящих к возникновению дополнительных процессов, таких как радиационная и диэлектронная рекомбинация, тройная рекомбинация, ионизация электронным ударом и др., причём среди них диэлектронная рекомбинация играет особую роль (раздел 8.1). Кроме того, важный параметр плазмы — концентрация нейтральных атомов — существенно зависит от температуры и плотности электронов.

В случае прохождения ионного пучка через плазму с температурой T_e , функция распределения $F(v, v_p, T_e)$ частиц плазмы по скоростям отличается от обычной максвелловской, называется "сдвинутой" и имеет вид

$$F(v, v_p, T_e) = \left(\frac{M}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{v}{v_p} \left[\exp \left(-\frac{M}{2k T_e} (v - v_p)^2 \right) - \exp \left(-\frac{M}{2k T_e} (v + v_p)^2 \right) \right], \quad (8.1)$$

$$\int_0^\infty F(v, v_p, T_e) dv = 1, \quad (8.2)$$

где $v = |\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_{e,i}|$ — скорость ионов в пучке относительно скорости электронов или скорости ионов (атомов) в плазме, T_e — температура электронов, атомов или ионов, M — приведённая масса сталкивающихся частиц, k — постоянная Больцмана.

При малых скоростях налетающих ионов $v_p \rightarrow 0$ сдвинутая функция $F(v, v_p, T_e)$ переходит в обычную функцию распределения по скоростям

$$F(v, v_p, T_e)_{v_p \rightarrow 0} \rightarrow F(v, T_e) = 4\pi v^2 \left(\frac{M}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{M v^2}{2k T_e} \right), \quad (8.3)$$

$$v_p \ll v_{th}, \quad v_{th} \approx 1,13 \sqrt{\frac{2T_e}{m}}, \quad (8.4)$$

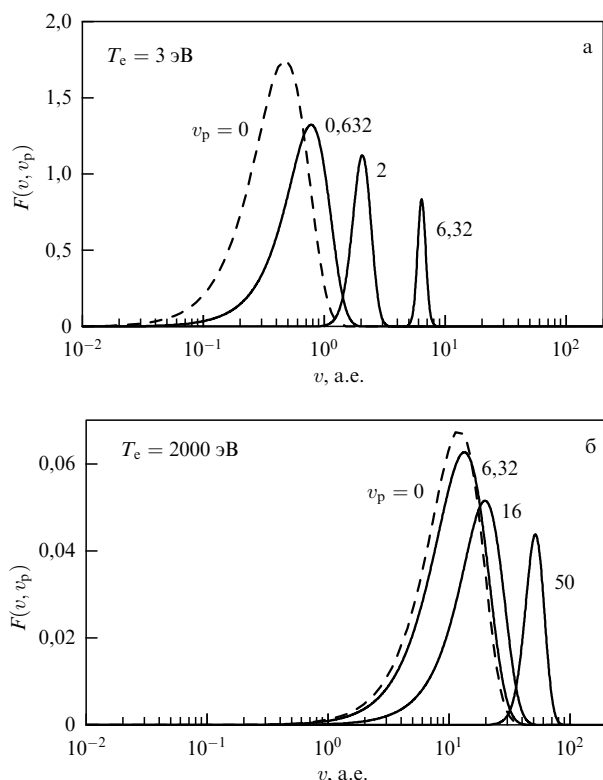


Рис. 33. Функция распределения $F(v, v_p, T_e)$ электронов по скоростям (8.3) в случае взаимодействия ионов с плазмой при различных скоростях ионов v_p и двух температурах плазмы $T_e = 3$ эВ (а) и $T_e = 2000$ эВ (б). Случай $v_p = 0$ соответствует обычной максвелловской функции (8.3), штриховые кривые, а при $v_p \neq 0$ — сдвинутой функции (8.1). С ростом v_p ширина функции уменьшается, а максимум сдвигается вправо. (Из работы [153].)

где m — масса электрона, v_{th} — средняя (термальная) скорость электронов в плазме, которая намного больше средней скорости атомов и ионов из-за разницы в массах.

Обычные ($v_p = 0$) и сдвинутые ($v_p > 0$) максвелловские функции распределения скоростей показаны на рис. 33 для низких ($T_e = 3$ эВ, тепловая скорость электронов $v_{th} = 0,06$ а.е.) и высоких ($T_e = 2000$ эВ, $v_{th} = 1,58$ а.е.) температур плазмы как функции относительной скорости v . Видно, что сдвинутые функции намного "уже" обычной и действительно сдвинуты к более высоким относительным скоростям v .

Для расчёта динамики взаимодействия ионных пучков с плазмой используются уравнения баланса (7.4), (7.5) для ионных фракций $F_q(x)$ с коэффициентами, равными скоростям атомных процессов α_i [с⁻¹]:

$$\alpha_i = N_i \langle v \sigma_i \rangle, \quad (8.5)$$

где коэффициенты процессов $\langle v \sigma_i \rangle$ имеют размерность [см³ с⁻¹] и определяются усреднением эффективных сечений по сдвинутой функции распределения $F(v, v_p, T_e)$. Для определения скоростей процессов в плазме, кроме эффективных сечений взаимодействия σ_i ионов со всеми частицами плазмы (электронами, атомами, ионами, молекулами), необходимо знание концентрации частиц в плазме N_i , которые сильно отличаются для каждого сорта частиц. Расчёт скоростей диэлектронной рекомбинации особенно затруднителен из-за резонансного характера процесса.

8.1. Роль диэлектронной рекомбинации.

Программа DRIMP

Для расчёта коэффициентов скоростей DR-ионов, движущихся в плазме, в работе [153] создана программа DRIMP (Dielectronic Recombination of Ions Moving in Plasmas). В коде DRIMP энергии уровней, вероятности радиационных и автоионизационных переходов рассчитываются в $j-j$ -связи с использованием соответствующих модифицированных подпрограмм кода FAC (Flexible Atomic Code) [174], основанного на релятивистском многоконфигурационном методе Дирака–Фока. В коде FAC возможно корректировать рассчитанные энергии уровней по экспериментальным или справочным данным, но в DRIMP такая функция не реализована, поскольку этот код используется для расчётов DR произвольных тяжёлых ионов, для многих из которых такие данные отсутствуют.

В случае расчётов для большого числа уровней (например, для ионов с открытой 3d-оболочкой, когда количество учитываемых уровней достигает огромных значений порядка 10^5 !) полномасштабные расчёты становятся очень затруднительными. В этом случае расчёты энергий уровней и скоростей переходов в программе DRIMP выполняются в так называемом режиме UTA (Unresolved Transition Array), реализованном в коде FAC и основанном на приближении средней конфигурации [175, 176]. В режиме UTA уровни строятся без учёта типа связи угловых моментов, что приводит к значительному уменьшению их числа по сравнению с полномасштабными расчётами в $j-j$ -связи.

Для проверки надёжности расчётов по программе DRIMP в работе [153] вычислены коэффициенты скоростей DR ионов в плазме (6.41), которые сравниваются с имеющимися теоретическими данными.

На рисунке 34 результаты полномасштабных вычислений (т.е. не в режиме UTA) по формуле (6.45) с $n_{cut} = 8$ и $n_{max} = 30000$ сравниваются с теоретическими расчётами коэффициента диэлектронной рекомбинации ионов O^{3+} , вычисленными с теми же параметрами, что и в работах [176] и [177]. Малозарядные ионы были выбраны с целью протестировать код DRIMP в наименее благоприятном режиме для расчёта энергий уровней — чем выше заряд, тем точнее вычисляются энергии в коде. В [176] уровни энергии, вероятности радиационных переходов и скорости автоионизации рассчитаны в релятивистском приближении методом Хартри–Фока (программа Cowan [178]) в промежуточной схеме связи. Результаты в [177] получены с помощью кода AUTOSTRUCTURE [179], основанного на многоконфигурационном приближении Брейта–Паули, с $n_{cut} = 15$ и $n_{max} = 1000$.

Из рисунка 34 видно, что значения коэффициентов скорости DR с $n_{cut} = 8$ и $n_{max} = 30000$ в (6.45), рассчитанные по коду DRIMP, хорошо согласуются с расчётами по программам Cowan и AUTOSTRUCTURE во всём диапазоне температур электронов, что подтверждает достоверность полномасштабных расчётов DRIMP.

На рисунке 35 приведены результаты расчётов полных скоростей DR Zn-подобных ионов W^{44+} ($n_{max} = 10000$), выполненных по программе DRIMP в режиме UTA [153], которые сравниваются с теоретическими расчётами, представленными в работах [180–182]. Скорости DR в [180] рассчитаны в приближении независимого процесса, изолированного резонанса и искажённой волны. В [181] атомные данные — энергетические уровни, скорости радиационного и автоионизационного распа-

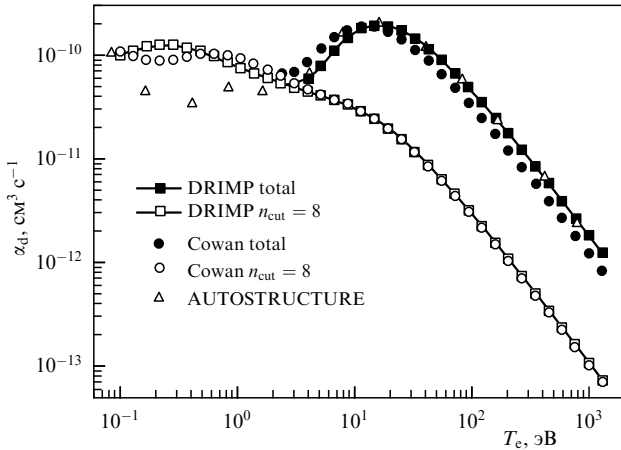


Рис. 34. Коэффициенты скорости DR в С-подобном кислороде O^{2+} в зависимости от температуры электронов T_e : открытые квадраты — полномасштабные расчёты $\alpha_d(i, n_{\text{cut}})$, $n_{\text{cut}} = 8$ по программе DRIMP; сплошные квадраты — расчёт суммы $\alpha_d(i)$ по коду DRIMP, $n_{\text{max}} = 30000$; открытые и сплошные кружки — то же для расчётов по коду Cowan из [176]; открытые треугольники — результаты AUTOSTRUCTURE из [177].

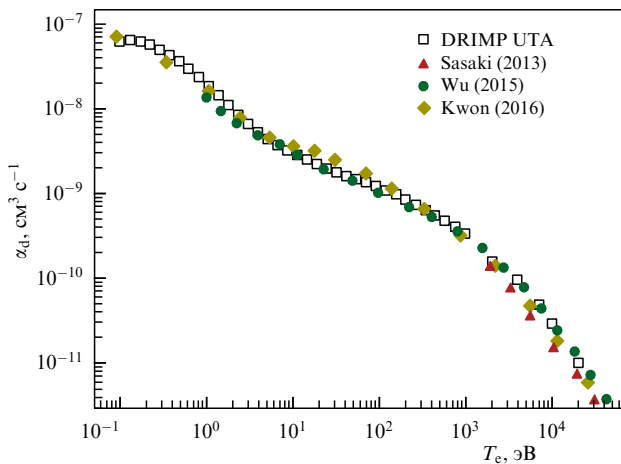


Рис. 35. Коэффициенты скорости DR в $W^{4+}(3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2)$ в зависимости от температуры электронов T_e : открытые квадраты — расчёты DRIMP-UTA с $n_{\text{max}} = 10000$; сплошные треугольники — данные из [181]; сплошные ромбы — данные из [182]; сплошные кружки — данные из [180].

дов — рассчитаны *ab initio* с использованием кода HULLAC [183] без учёта взаимодействия конфигураций. Данные из [182] получены с использованием многоконфигурационного метода Дирака–Фока. Из рисунка 35 видно, что результаты по программе DRIMP-UTA хорошо согласуются со всеми теоретическими данными, представленными во всём диапазоне электронных температур.

8.2. Диэлектронная рекомбинация ионов при взаимодействии пучка ионов с плазмой

В работе [153] вычисленные по программе DRIMP коэффициенты DR ионов, движущихся в плазме, сравниваются с единственными доступными данными, полученными в [156] для ионов йода I^{q+} с энергией 1,5 МэВ/нуклон и зарядами $q = 12-50$, проходящих через полностью ионизованную водородную плазму с температурой электронов $T_e = 10$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20}$ см $^{-3}$. Расчёты в [156] основаны на относительно простом атомном моде-

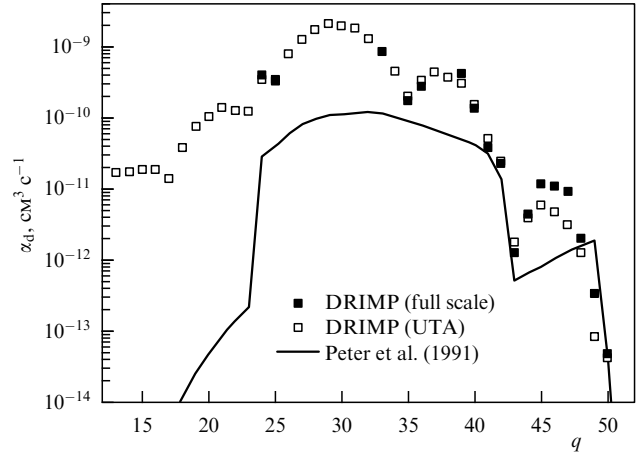


Рис. 36. Коэффициенты скорости DR пучка йода с энергией 1,5 МэВ/нуклон при прохождении через полностью ионизованную водородную плазму с электронной температурой $T_e = 10$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20}$ см $^{-3}$ в зависимости от заряда иона q : сплошная линия — результаты из [156]; сплошные квадраты — полномасштабные расчёты кода DRIMP; пустые квадраты — расчёт кода DRIMP в режиме UTA.

лировании и используют экранированные водородные энергии, волновые функции и силы осцилляторов (вероятности переходов). Для сравнения результатов DRIMP с результатами [156] расчёты в [153] выполнены для того же случая с использованием уравнения (6.42) и с учётом всех каналов распада дважды возбуждённого состояния (2.3). Для учёта влияния плотности плазмы используются те же формулы, что и в [184]. Одним из последствий эффектов плотности является снижение континуального предела за счёт динамического экранирования движущегося иона, когда свободные электроны настолько эффективно экранируют ионы плазмы, что электрон в n -й оболочке перестаёт быть связанным. В этом случае n_{max} в уравнении (6.42) определяется условием

$$n_{\text{max}} = \left[\frac{q^2 k T_e}{8\pi Ry} \frac{1}{N_e a_0^3} \right]^{1/4} \left[1 + \frac{1}{12} (4 - \pi) \frac{v_p^2}{k T_e / m} \right]^{1/2}. \quad (8.6)$$

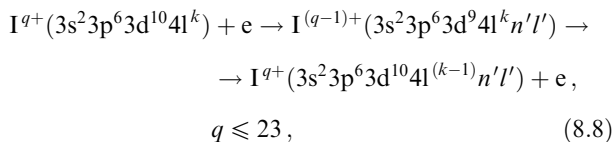
Другим эффектом является понижение границы ионизации за счёт перекрытия волновых функций движущегося иона и ионов мишени, что приводит к следующему условию для n_{max} :

$$n_{\text{max}} = \left[\frac{3q^3 T_e}{4\pi N_i a_0^3} \right]^{1/6}, \quad (8.7)$$

где N_i — плотность ионов плазмы. В расчётах [153] для n_{max} использовалось уравнение (8.6) или (8.7) — в зависимости от того, где значение n_{max} больше — так же, как и в [156]. Из-за большого количества уровней (до 10^5) в ионах йода с 3d-оболочкой ($q \leq 34$) расчёты энергий уровней и вероятностей переходов в [153] проводятся в режиме UTA, основанном на приближении средней конфигурации [175, 176]. Результаты полномасштабных расчётов DRIMP и расчётов в режиме UTA вместе с результатами из [156] представлены на рис. 36. Отметим, что результаты двух режимов DRIMP хорошо согласуются для всех ионов вплоть до Ne-подобных I^{43+} . При более высоких зарядах UTA-приближение занижает скорости DR из-за небольшого числа учитываемых уровней.

Результаты расчётов в двух режимах DRIMP и данные из [156] показывают, что суммарная скорость DR имеет ярко выраженную n -оболочечную структуру — увеличение α_d при $q = 42$ соответствует открытию $n = 3$ оболочки, а уменьшение при $q = 23$ открытию $n = 4$ оболочки.

Уменьшение α_d при $q = 23$ (Zn-подобный I, $3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2$) связано со значительным вкладом в канал автоионизационного распада следующего процесса:



т.е. автоионизации валентного электрона с $n = 4$ после возбуждения электрона с внутренней оболочки с $n = 3$ (3d-электрона в (8.8)). Возбуждение электронов внутренней оболочки играет существенную роль при больших относительных скоростях тяжёлого иона и свободного электрона и в рассматриваемом случае даёт основной вклад в α_d для ионов с $q \leq 23$. По сравнению с данными из [156] результаты DRIMP, помимо n -оболочечной структуры, отражают структуру, соответствующую заполнению nl -подоболочек (рис. 36).

Значительная разница между значениями скоростей DR, вычисленными по коду DRIMP, и результатами из [156] обусловлена использованием разных методов расчёта: использование релятивистских волновых функций, учёт взаимодействия конфигураций, j - j -схема связи и метод UTA для расчёта энергий уровней и вероятностей переходов с учётом состояний с высоким n в коде DRIMP, слетеровские (безузловые) и водородоподобные волновые функции, экранированные водородоподобные энергии и силы осциллятора в работе [156]. Разница становится существенной для ионов йода с зарядом $q \leq 23$.

8.3. Зарядовые распределения скоростей процессов с учётом диэлектронной рекомбинации

В работе [153] рассматривается обдирка ионов йода I^{q+} ($q = 13-51$) с энергией 1,5 МэВ/нуклон в водородной плазме с электронной температурой $T_e = 10$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20}$ см $^{-3}$ с учётом всех скоростей ионизации и рекомбинации, включая скорости DR. На рисунке 37 показаны коэффициенты скоростей диэлектронной рекомбинации в зависимости от заряда иона q . Для скоростей DR на рисунке приведены два результата: полученный в [156] и рассчитанный в [153] с использованием кода DRIMP. Скорости ионизации (EL) и рекомбинации (EC, без вклада DR) взяты из [156].

Стрелками на рис. 37 в точках пересечения между кривыми EL, EC и DR показаны приблизительные средние равновесные заряды для случаев с учётом и без учёта DR. Средние заряды $\bar{q}$ в случаях без учёта и с учётом DR равны соответственно: $\bar{q}$ без DR ≈ 41 , $\bar{q}$ с DR ≈ 31 (из [156]) и $\bar{q}$ с DR ≈ 26 (DRIMP), т.е. влияние процессов DR ионов, проходящих через плазменную мишень, очень велико и приводит к значительному уменьшению среднего заряда, как указано в [156]. Более точные расчёты скоростей DR, выполненные в работе [153], указывают на дальнейшее снижение среднего заряда $\bar{q}$.

На рисунке 38 представлен расчёт распределения зарядового состояния ионов йода с энергией 1,5 МэВ/нуклон в холодной водородной плазме. Они получены с использованием кода BREIT [160] путём решения уравне-

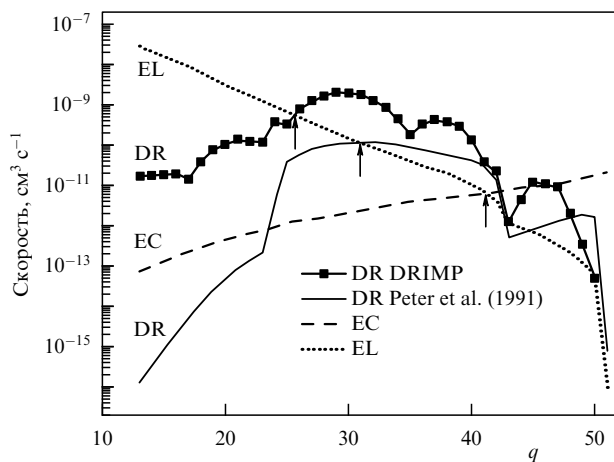


Рис. 37. Коэффициенты скорости для процессов ионизации и рекомбинации ионов I^{q+} с энергией 1,5 МэВ/нуклон в водородной плазме с температурой электронов $T_e = 10$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20}$ см $^{-3}$, рассчитанные с использованием сдвинутой функции Максвелла. EL — суммарная скорость всех процессов ионизации из [156]; EC — суммарная скорость всех рекомбинационных процессов, кроме DR, из [156]; сплошная линия — скорость DR из [156], линия с символами — DR из [153]. Стрелки указывают на примерные средние заряды пучка ионов йода при различных предположениях (см. текст).

ний баланса для скоростей (7.4), (7.5) со скоростями $\alpha_{qq'}$, представленными на рис. 37, в качестве входных данных для кода. Из трёх случаев (а)–(в), показанных на рис. 39, видно, что средние заряды уменьшаются от $\bar{q} = 41,4$, что соответствует расчётам без учёта DR, до $\bar{q} = 31,6$, рассчитанного с использованием коэффициентов DR из [156], и до $\bar{q} = 26,1$, полученного с использованием коэффициентов DR, рассчитанных с помощью кода DRIMP в [153]. Толщины водородной плазмы, при которых достигается равновесный режим, уменьшаются от $X_{eq} = 5$ мг см $^{-2}$ (рис. 38а) до $X_{eq} = 0,5$ мг см $^{-2}$ (рис. 38б) и до $X_{eq} = 0,05$ мг см $^{-2}$ (рис. 38в). Эти результаты чётко отражают большое влияние процесса DR на распределение зарядового состояния ионов, проходящих через плазменную мишень, и важность точного определения скоростей DR. Уменьшение равновесной толщины плазмы также означает, что длина источника плазмы, необходимая для достижения равновесного режима, может быть значительно меньше, чем в случае её определения без учёта процессов DR ионов, движущихся в плазме.

На рисунке 40 показаны распределения равновесных фракций $F_q(\infty)$ ионов йода, движущихся в водородной плазме, по заряду иона q , рассчитанному по коду BREIT с учётом и без учёта DR. Окончательное распределение с $\bar{q} = 26,1$, рассчитанное со скоростями DR из [153] (DRIMP код), уже двух других и имеет большее значение в максимуме.

9. Заключение

Рассмотрены свойства эффективных сечений и скоростей элементарных процессов при столкновении многозарядных ионов с атомными частицами. Особенности процессов существенно зависят от атомной структуры сталкивающихся частиц и их относительной скорости. Например, в случае перезарядки ионов на атомах при больших энергиях главной особенностью процесса является захват электронов внутренних оболочек атома

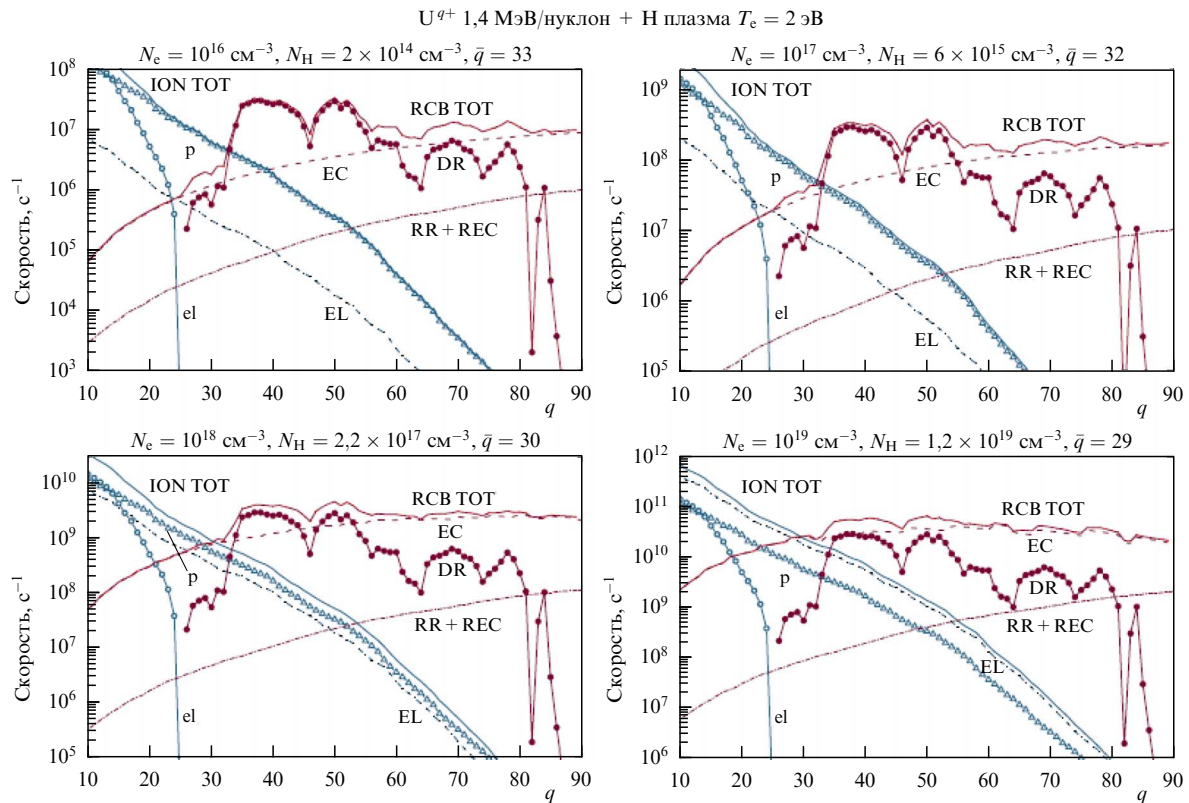


Рис. 38. Вычисленные скорости ионизации и рекомбинации ионов урана с энергией 1,4 МэВ/нуклон при прохождении через водородную плазму с электронной температурой $T_e = 2 \text{ эВ}$ и плотностью $N_e = 10^{14} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ как функции заряда иона q . N_H — плотность водорода, $\bar{q}$ — средний равновесный заряд пучка ионов урана — расчёт по программе BREIT. Коэффициенты процессов вычислены с помощью программ ATOM, CAPTURE, RICCODE-M и DRIMP. Обозначения: el, p, EL, ION TOT — скорости ионизации электронами, протонами, атомами водорода и полные (суммарные) сечения ионизации ионов урана соответственно; RR, REC, DR, EC и RCB TOT — скорости радиационной рекомбинации, радиационной перезарядки, диэлектронной рекомбинации, безызлучательной перезарядки и полные скорости рекомбинации соответственно. (Из работы [161].)

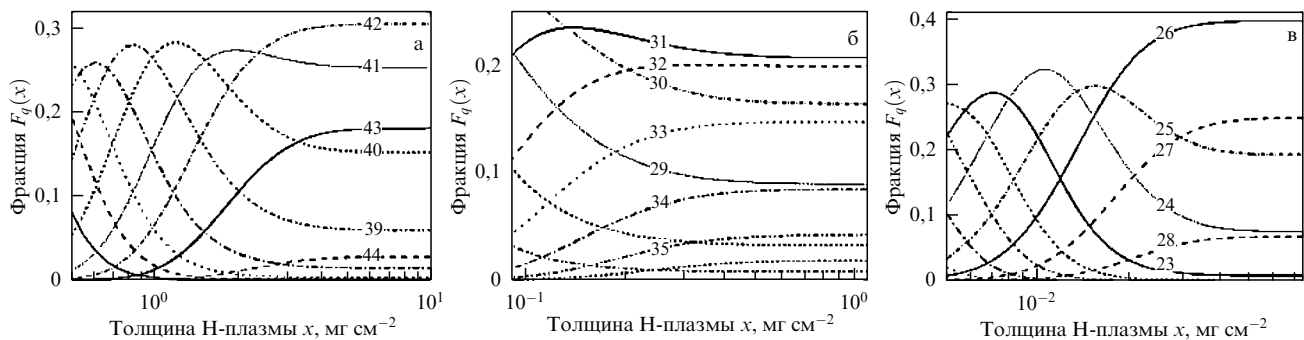


Рис. 39. Распределения фракций ионов I^{q+} с энергией 1,5 МэВ/нуклон в водородной плазме с температурой электронов $T_e = 10 \text{ эВ}$ и плотностью $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ как функции плотности водорода, результаты расчётов по программе BREIT. (а) Без учёта процессов DR, средний заряд $\bar{q} = 41,4$, (б) с учётом DR из работы [156], $\bar{q} = 31,6$, (в) с учётом DR из работы [153], $\bar{q} = 26,1$. (Из работы [153].)

мишени, а в случае диэлектронной рекомбинации — совпадение кинетической энергии свободного электрона с энергией возбуждения налетающего иона, приводящее к образованию резонанса в сечении. Столкновения при релятивистских энергиях представляют особый случай: сечения ионизации ионов атомами (сечения обдирки) становятся не зависящими от энергии иона из-за чисто релятивистского взаимодействия между сталкивающимися частицами, а сечения безызлучательной перезарядки убывают значительно медленнее, чем в области высоких, но нерелятивистских энергий из-за возрастающего вклада радиационной перезарядки.

Свойства атомных процессов определяют величины эффективных сечений и скоростей процессов, их зависимости от энергии иона и температуры среды соответственно, которые в свою очередь влияют на характеристики взаимодействия ионных пучков со средами: газовыми, твердотельными (фольгами) и плазмой. Например, времена жизни ионных пучков в ускорительных системах при релятивистских энергиях практически полностью определяются сечениями обдирки, квазипостоянный характер которых приводит к постоянным величинам времён жизни, также не зависящим от энергии с её дальнейшим ростом. Другим примером является нарушение

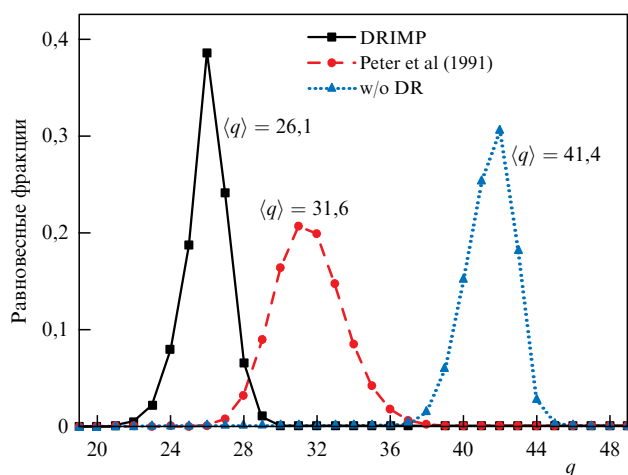


Рис. 40. Равновесные зарядовые фракции $F_q(\infty)$ ионов I^{q+} с энергией 1,5 МэВ/нуклон в водородной плазме с температурой электронов $T_e = 10$ эВ и плотностью $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ как функция заряда иона — результаты BREIT: квадраты — без учёта скоростей DR, кружки — скорости DR из [156], треугольники — скорости DR из [153].

гауссовой симметрии равновесных функций $F_q(\infty)$ как функции заряда q , вызванное несколькими причинами: влиянием эффектов плотности мишени в газах и фольгах, влиянием процессов диэлектронной рекомбинации в плазме, релятивистскими эффектами и т.д.

Представлены новые теоретические результаты по изучению роли диэлектронной рекомбинации при взаимодействии пучков тяжёлых ионов с водородной плазмой. Влияние этого процесса оказалось весьма значительным, приводящим к трём основным последствиям: уменьшению равновесных зарядов ионного пучка, уменьшению равновесной толщины плазмы и искажению гауссовой формы равновесных распределений зарядовых состояний по заряду ионов на выходе из мишени.

К нерешённым проблемам, требующим дальнейшего внимания, относится исследование процессов ионизации и перезарядки тяжёлых малозарядных ионов, взаимодействующих с газовыми мишенями (He, N₂, Ne, Ar) при низких энергиях столкновения $E \sim 0-50$ кэВ. Эта проблема связана с изучением так называемых экзотических ядер — ядер с необычным отношением числа протонов к числу нейтронов по сравнению со стабильными изотопами, ядер с коротким временем жизни и необычной структурой ядерной оболочки с новыми магическими числами, а также с детектированием сверхтяжёлых элементов. Экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении активно проводятся в ускорительных центрах России, Японии, Германии, США и других стран. Физические свойства экзотических ядер представляют большой интерес для многих проблем в астрофизике, физике конденсированных сред, ускорителей частиц, приложениях в медицине и т.д. Информация о сечениях с изменением заряда экзотических ионов в различных газах, а также о распределениях зарядовых состояний тяжёлых ионов (типа Sr, Cd, Ba, Y, Pt) крайне необходима для эффективного производства низкоэнергетических пучков редких изотопов (RIB — Rare Isotope Beams), эффективного манипулирования с помощью электромагнитных устройств и исследования их необычной ядерной структуры. Недавно были получены первые экспериментальные результаты по измерению фракций

тяжёлых малозарядных ионов Sr, Ba и Nd при энергиях $E = 8-60$ кэВ и выполнены расчёты сечений ионизации и перезарядки ионов в этой области [184]. Экспериментальные и теоретические исследования свойств тяжёлых ионов при сверхнизких энергиях безусловно должны быть продолжены.

Благодарности. Авторы признательны И.Н. Мешкову и А.В. Филиппову (ОИЯИ, Дубна), а также Ю.А. Литвинову (ГСИ, Дармштадт) за интерес к работе и полезные замечания.

Список литературы

1. Толстикова И Ю, Шевелько В П *УФН* **183** 225 (2013); Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Phys. Usp.* **56** 213 (2013)
2. Толстикова И Ю, Шевелько В П *УФН* **188** 267 (2018); Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Phys. Usp.* **61** 247 (2018)
3. Tolstikhina I, Imai M, Winckler N, Shevelko V *Basic Atomic Interactions of Accelerated Heavy Ions in Matter: Atomic Interactions of Heavy Ions* (Springer Ser. on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 98) (Cham: Springer Intern. Publ., 2018)
4. Собельман И И, Вайнштейн Л А, Юков Е А *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Sobelman I I, Vainshtein L A, Yukov E A *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Berlin: Springer-Verlag, 1981)
5. Janev R K, Presnyakov L P, Shevelko V P *Physics of Highly Charged Ions* (Springer Series in Electrophysics, Vol. 13) (Berlin: Springer-Verlag, 1985); Пер. на русск. яз.: Пресняков Л П, Шевелько В П, Янев Р К *Элементарные процессы с участием многозарядных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
6. Соловьёв Е А *Новые подходы в квантовой физике* (М.: Физматлит, 2019)
7. Steck M, Litvinov Yu A *Prog. Part. Nucl. Phys.* **115** 103811 (2020)
8. Paul N et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 173001 (2021)
9. Ma X et al. *Chinese Phys. B* **31** 093401 (2022)
10. Sigmund P *Particle Penetration and Radiation Effects Vol. 2 Penetration of Atomic and Molecular Ions* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 179) (Cham: Springer, 2014) <https://doi.org/10.1007/978-3-319-05564-0>
11. Rosmej F B, Astapenko V A, Lisitsa V S *Plasma Atomic Physics* (Springer Ser. on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 104) (Cham: Springer, 2021) <https://doi.org/10.1007/978-3-030-05968-2>
12. Диканский Н С и др. *УФН* **188** 481 (2018); Dikanskii N S et al. *Phys. Usp.* **61** 424 (2018)
13. Shevelko V P, Winckler N, Tolstikhina I Yu *Phys. Rev. A* **101** 012704 (2020)
14. Budker D et al. *Ann. Physik* **534** 2100284 (2022)
15. Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K *Rep. Prog. Phys.* **78** 036301 (2015)
16. Yamaguchi Y et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **120** 103882 (2021)
17. Schardt D, Elsässer Th, Schulz-Ertner D *Rev. Mod. Phys.* **82** 383 (2010)
18. Trautmann C, in *Ion Beams in Nanoscience and Technology* (Ed. R Hellborg, H J Whitlow, Y Zhang) (Heidelberg: Springer-Verlag, 2009)
19. Nuclotron-based Ion Collider fAcility, NICA, <http://nica.jinr.ru/>
20. Kekelidze V D et al. *Eur. Phys. J. A* **52** 211 (2016)
21. Козлов О С и др. *ЭЧАЯ* **53** 1220 (2022); Kozlov O S *Phys. Part. Nucl.* **53** 1021 (2022)
22. Placzek W et al. *Acta Phys. Polon. B* **50** 1191 (2019)
23. Henning W F (Ed.) "International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons", GSI-Darmstadt, November 2001, <http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/publicationsFAIR/FAIR-CDR.pdf>
24. Shevelko V, Tawara H *Atomic Multielectron Processes* (Berlin: Springer, 1998)
25. Matsuo T et al. *Phys. Rev. A* **50** 1178 (1986)
26. Eichler J, Meyerhof W E *Relativistic Atomic Collisions* (San Diego, CA: Academic Press, 1995)
27. Eichler J, Stöhlker T *Phys. Rep.* **439** 1 (2007)

28. Müller A *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **55** 293 (2008)
29. Poth H *Phys. Rep.* **196** 135 (1990)
30. Bates D R, Moffett R J *Nature* **205** 272 (1965)
31. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992); Пер. на англ. яз.: Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1997)
32. Бейгман И Л, Вайнштейн Л А, Сюняев Р А *УФН* **95** 269 (1968); Beigman I L, Vainshtein L A, Syunyaev R A *Sov. Phys. Usp.* **11** 411 (1968)
33. Melchert F "Charge changing processes in ion-ion collisions", in *Atomic Physics with Heavy Ions* (Springer Ser. on Atoms + Plasmas, Vol. 26, Eds H Beyer H, V P Shevelko) (Berlin: Springer, 1999)
34. Shevelko V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **269** 1455 (2011)
35. Tolstikhina I Yu et al. *ЖЭТФ* **146** 5 (2014); *J. Exp. Theor. Phys.* **119** 1 (2014)
36. Rashid K, Saadi M Z, Yasin M *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **40** 365 (1988)
37. Lotz W *J. Opt. Soc. Am.* **58** 915 (1968); *J. Opt. Soc. Am.* **60** 206 (1970)
38. Erb W, GSI Report P-7-78 (Darmstadt: GSI, 1978)
39. Perumal A N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **227** 251 (2005)
40. Shevelko V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **278** 63 (2012)
41. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **43** 215202 (2010)
42. Litsarev M S *Comput. Phys. Commun.* **184** 432 (2013)
43. Olson R E et al. *J. Phys. B* **37** 4539 (2004)
44. Weber G et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** 034403 (2015)
45. Anholt R, Becker U *Phys. Rev. A* **36** 4628 (1987)
46. Scheidenberger C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **142** 441 (1998)
47. Anholt R *Phys. Rev. A* **19** 1004 (1979)
48. Anholt R et al. *Phys. Rev. A* **36** 1586 (1987)
49. Bertulani C A, Baur G *Phys. Rep.* **163** 299 (1988)
50. Voitkiv A B *Phys. Rep.* **392** 191 (2004)
51. Voitkiv A, Ullrich J *Relativistic Collisions of Structured Atomic Particles* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics) (Berlin: Springer, 2008) <https://doi.org/10.1007/978-3-540-78421-0>
52. Baur G et al. *Phys. Rev. A* **80** 012713 (2009)
53. Geissel H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **195** 3 (2002)
54. Dutheil Y et al. "Gamma Factory for CERN initiatives — progress report", in *European Physical Society Conf. on High Energy Physics EPS-HEP2019, 10–17 July, 2019, Ghent, Belgium; PoS EPS-HEP2019 020* (2019)
55. Mueller D et al. *Phys. Plasmas* **8** 1753 (2001)
56. Watson R L et al. *Phys. Rev. A* **67** 022706 (2003)
57. Olson R E et al. *J. Phys. B* **37** 4539 (2004)
58. Olson R E, Ullrich J, Schmidt-Böcking H *Phys. Rev. A* **39** 5572 (1989)
59. Olson R E, in *Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook* (Ed. G W F Drake) (Woodbury, NY: AIP Press, 1996) p. 869
60. Lo H H, Tite W L *Atom. Data* **1** 305 (1969)
61. Фирсов О Б *ЖЭТФ* **36** 1517 (1959); Firsov O B *Sov. Phys. JETP* **9** 1076 (1959)
62. Kunc J A, Soon W H *J. Chem. Phys.* **95** 5738 (1991)
63. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **42** 065202 (2009)
64. Franzke B *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 2116 (1981)
65. DuBois R D et al. *Phys. Rev. A* **70** 032712 (2004)
66. Smolyakov A, Spiller P, Internal Note ACC-note-internal-2006-001 (Darmstadt: GSI, 2006)
67. Klinger H, Muller A, Salzborn E *J. Phys. B* **8** 230 (1975)
68. Ryufuku H, Watanabe T *Phys. Rev. A* **19** 1538 (1979)
69. Пресняков Л П, Уланцев А Д *Квантовая электроника* **1** 3277 (1974); Presnyakov L P, Ulantsev A D *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 1320 (1975)
70. Чибисов М И *Письма в ЖЭТФ* **24** 56 (1976); Chibisov M I *JETP Lett.* **24** 46 (1976)
71. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **37** 201 (2004)
72. Schlachter A S et al. *Phys. Rev. A* **27** 3372 (1983)
73. Fermi E *Phys. Rev.* **57** 485 (1940)
74. Lassen N O *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fyz. Medd.* **26** (12) (1951)
75. Bohr N, Lindhard J *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fyz. Medd.* **28** (7) (1954)
76. Betz H D, Grodzins L *Phys. Rev. Lett.* **25** 211 (1970)
77. Geissel H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **194** 21 (1982)
78. Баско М М *Физика плазмы* **10** 1195 (1984); Basko M M *Sov. J. Plasma Phys.* **10** 689 (1984)
79. Валь Х и др. *Краткие сообщения ФИАН* (8) 28 (2001)
80. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **38** 525 (2005)
81. Ogawa H et al. *Phys. Rev. A* **75** 020703 (2007)
82. Shevelko V P, Winckler N, Tolstikhina I Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **377** 77 (2016)
83. Barat M, Roncin P *J. Phys. B* **25** 2205 (1992)
84. Klinger H, Muller A, Salzborn E *J. Phys. B* **8** 230 (1975)
85. Müller A, Salzborn E *Phys. Lett. A* **62** 391 (1977)
86. Bárány A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **9** 397 (1985)
87. Hansen J P, Taulbjerg K *Phys. Rev. A* **45** R4214 (1992)
88. Mann R Z *Phys. D* **3** 85 (1986)
89. Sidorovich V A, Nikolaev V S, McGuire J H *Phys. Rev. A* **31** 2193 (1985)
90. Cederquist H et al. *Phys. Scr.* **1999** (T80A) 46 (1999)
91. Stöhlker Th et al. *Phys. Rev. A* **51** 2098 (1995)
92. Scheidenberger C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **90** 36 (1994)
93. Fettouhi A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **245** 32 (2006)
94. Eichler J *Phys. Rev. A* **32** 112 (1985)
95. Meyerhof W E et al. *Phys. Rev. A* **32** 3291 (1985)
96. Kramers H A *Philos. Mag.* **46** 836 (1923)
97. Ichihara A, Eichler J *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **74** 1 (2000)
98. Kröger F M et al. *Phys. Rev. A* **102** 042825 (2020)
99. Stobbe M *Ann. Physik* **399** 661 (1930)
100. Stöhlker Th et al. *AIP Conf. Proc.* **506** 389 (2000)
101. Fritzsche S, Surzhykov A, Stöhlker Th *Phys. Rev. A* **72** 012704 (2005)
102. Meng L, Reinhold C O, Olson R E *Phys. Rev. A* **40** 3637 (1989)
103. Watson R L et al. *Phys. Rev. A* **67** 022706 (2003)
104. Knudsen H, Haugen H K, Hvelplund P *Phys. Rev. A* **24** 2287 (1981)
105. Nakai Y et al. *Phys. Scr.* **1989** (T28) 77 (1989)
106. Meyer F W et al. *Phys. Rev. A* **19** 515 (1979)
107. Bohr N, Lindhard J *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fyz. Medd.* **28** 1 (1954)
108. Olson R E, Salop A *Phys. Rev. A* **14** 579 (1976)
109. Bottcher C, in *Coherence and Correlations in Atomic Collisions* (Eds H Kleinpoppen, J F Williams) (New York: Plenum Press, 1980)
110. Bozyk L et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **372** 102 (2016)
111. Krasny M W "The Gamma Factory proposal for CERN", arXiv:1511.07794
112. Hirlander S et al., in *Proc. of the 9th Intern. Particle Accelerator Conf., IPAC2018, April 29–May 4, 2018, Vancouver, BC, Canada* (Geneva: JACoW, 2018) THPMF015, <http://jacow.org/ipac2018/papers/thpmf015.pdf>
113. Placzek W et al. *Acta Phys. Polon.* **B 50** 1191 (2019)
114. Schaumann M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1350** 012071 (2019)
115. Tolstikhina I Yu, Shevelko V P "Beam-gas collisions at SPS and LHC", Report, March 25, 2019 (Geneva: CERN, 2019)
116. Kersevan R et al. "PSI collisions with residual gas in the SPS and LHC storage rings at CERN", May 2019, unpublished
117. Сидорин А О, Трубников Г В, Шурхно Н А *УФН* **186** 275 (2016); Sidorin A O, Trubnikov G V, Shurkhno N A *Phys. Usp.* **59** 264 (2016)
118. Бутенко А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 784 (2021); Butenko A V et al. *JETP Lett.* **113** 752 (2021)
119. Shevelko V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **421** 45 (2018)
120. Будкер Г И, Скринский А Н *УФН* **124** 561 (1978); Budker G I, Skrinskii A N *Sov. Phys. Usp.* **21** 277 (1978)
121. Пархомчук В В, Скринский А Н *УФН* **170** 473 (2000); Parkhomchuk V V, Skrinskii A N *Phys. Usp.* **43** 433 (2000)
122. Shi W et al. *Eur. Phys. J. D* **15** 145 (2001)
123. Будкер Г И *Атомная энергия* **22** 346 (1967); Budker G I *Sov. Atom. Energy* **22** 438 (1967)
124. Grieser M "The Heavy Ion Storage Ring TSR", talk at *64th ISCC Meeting, CERN, July 3, 2012*
125. Grieser M et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **207** 1 (2012)

126. Philippov A V, Kuznetsov A B, Meshkov I N, in *Proc. Workshop on Beam Cooling and Related Topics, COOL'11, September 12–16, 2011, Alushta* (Dubna: JINR, 2011) p. 48
127. Krantz C et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **24** 050101 (2021)
128. Schippers S et al. *Phys. Scr.* **2011** (T144) 014039 (2011)
129. Gao H et al. *Hyperfine Interact.* **99** 301 (1996)
130. Lotz W Z. *Phys.* **220** 466 (1969)
131. Beigman I L, Shevelko V P, Tawara H *Phys. Scr.* **53** 534 (1996)
132. Schury D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1412** 152011 (2020)
133. Müller A "Ion formation processes: ionization in ion-electron collisions", in *Physics of Ion Impact Phenomena* (Springer Ser. in Chemical Physics, CHEMICAL, Vol. 5, Ed. D Mathur) (Berlin: Springer, 1991) p. 13, https://doi.org/10.1007/978-3-642-84350-1_2
134. LaGattuta K J, Hahn Y *Phys. Rev. A* **24** 2273 (1981)
135. Henry R J W, Msezane A Z *Phys. Rev. A* **26** 2545 (1982)
136. Müller A et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 70 (1988)
137. Müller A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **10–11** 204 (1985)
138. Defrance P, in *Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas* (Ed. R K Janev) (New York: Plenum Press, 1995) p. 153
139. Deutsch H, Becker K, Märk T D *Contrib. Plasma Phys.* **35** 421 (1995)
140. Fisher V et al. *J. Phys. B* **28** 3027 (1995)
141. Shevelko V P, Tawara H *J. Phys. B* **28** L589 (1995)
142. Bélenger C et al. *J. Phys. B* **30** 2667 (1997)
143. Hahn M, Müller A, Savin D W *Astrophys. J.* **850** 122 (2017)
144. Андреев Г И, Бычков В Л, Шевелько В П *Письма в ЖЭТФ* **117** 428 (2023); Andreev G I, Bychkov V L, Shevelko V P *JETP Lett.* **117** 435 (2023)
145. Shevelko V P, Tawara H, Salzborn E "Multiple-ionization cross sections of atoms and ions by electron impact", Preprint NIFS-DATA-27 (Nagoya, Japan: Research Information Center, National Institute for Fusion Science, 1995); <https://www.nifs.ac.jp/report/NIFS-DATA-027.pdf>
146. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **38** 525 (2005)
147. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **39** 1499 (2006)
148. Stenke M et al. *J. Phys. B* **32** 3641 (1999)
149. Mokler P H, Stöhlker Th *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **37** 297 (1996)
150. Carlson T A et al. *Atom. Data* **2** 63 (1970)
151. Gao H et al. *J. Phys. B* **30** L499 (1997)
152. Badnell N R *Astrophys. J.* **379** 356 (1991)
153. Tolstikhina I Yu et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **246** 106944 (2020)
154. Гуревич А В, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **46** 1281 (1964); Gurevich A V, Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **19** 870 (1964)
155. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966, 1967)
156. Peter Th, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. A* **43** 2015 (1991)
157. Blaum K, Eliseev S, Sturm S *Quantum Sci. Technol.* **6** 014002 (2021)
158. Oganessian Yu Ts *Pure Appl. Chem.* **76** 1715 (2004)
159. Betz H-D *Rev. Mod. Phys.* **44** 465 (1972)
160. Winckler N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **392** 67 (2017)
161. Shevelko V P, Andreev S N, Tolstikhina I Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **502** 37 (2021)
162. Shevelko V P, Winckler N, Tolstikhina I Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **479** 23 (2020)
163. Imai M, Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **520** 13 (2022)
164. Betz H D "Heavy ion charge states", in *Applied Atomic Collision Physics Vol. 4 Condensed Matter* (Ed. S Datz) (New York: Academic Press, 1983)
165. Thieberger P et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 1767 (1985)
166. Weick H, Programs to predict charge-state distributions of swift heavy ions, https://web-docs.gsi.de/~weick/charge_states/
167. The program LISE, <http://lise.nsl.mscl.edu/lise.html>
168. Rozet J P, Stéphan C, Vernhet D *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **107** 67 (1996)
169. Lamour E et al. *Phys. Rev. A* **92** 042703 (2015)
170. Allison S K *Rev. Mod. Phys.* **30** 1137 (1958)
171. Frank A et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 115001 (2013)
172. Jacoby J et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550 (1995)
173. Morales R *Phys. Plasmas* **29** 093112 (2022)
174. Gu M F *Can. J. Phys.* **86** 675 (2008)
175. Bauche-Arnoult C, Bauche J, Klapisch M *Phys. Rev. A* **20** 2424 (1979); *Phys. Rev. A* **25** 2641 (1982)
176. Safronova U I et al. *Phys. Scr.* **73** 143 (2006)
177. Altun Z et al. *Astron. Astrophys.* **420** 775 (2004)
178. Cowan R D *The Theory Atomic Structure and Spectra* Vol. 3 (Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1992)
179. Badnell N R *J. Phys. B* **19** 3827 (1986)
180. Kwon D-H, Lee W J. *Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **179** 98 (2016)
181. Sasaki A, Murakami I *J. Phys. B* **46** 175701 (2013)
182. Wu Z et al. *Atoms* **3** 474 (2015)
183. Klapisch M *Comput. Phys. Commun.* **2** 239 (1971)
184. Tolstikhina I Yu, Imai M, Shevelko V P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **532** 27 (2022)

Atomic processes involving highly charged ions

I.Yu. Tolstikhina^(a), V.P. Shevelko^(b)

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) inga-san@mail.ru, ^(b) shevelkovp@lebedev.ru

Atomic processes of ionization, recombination, and electron capture in collisions of positive ions with atoms, ions, electrons, and molecules are considered. The impact of these processes on the interaction of ion beams with media in a wide range of energies — from low to super-relativistic — is discussed, focusing primarily on energies $E \sim 10$ keV–100 GeV per nucleon. The main features of the effective cross sections of the processes are described as a function of the collision energy, atomic structure, and density effects in gases, solids, and plasmas. The role of dielectronic recombination in the interaction of beams of heavy multi-electron ions with a plasma is examined in detail. The progress in experimental and theoretical studies in accelerator physics and the physics of collisions of heavy ions with atomic systems made over the last five to ten years is reviewed.

Keywords: effective cross sections and rates of atomic processes, charge exchange, ionization, dielectronic recombination, interaction of ion beams with gases, plasma, and foils, ion beam lifetime

PACS numbers: 34.50.Fa, **34.10.+x**, **34.70.+e**

Bibliography — 184 references

Received 9 November 2022, revised 5 December 2022

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (12) 1249–1283 (2023)

Physics – Uspekhi **66** (12) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.12.039289>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.12.039289>