

УДК 537.534.9

ВКЛАД ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭЛЕКТРОННЫЕ ТОРМОЗНЫЕ СПОСОБНОСТИ

© 2021 г. А. Н. Зиновьев^а, П. Ю. Бабенко^{а, *}

^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, 194021 Россия

*e-mail: babenko@npd.ioffe.ru

Поступила в редакцию 27.06.2020 г.

После доработки 17.09.2020 г.

Принята к публикации 30.09.2020 г.

Проведено сопоставление электронных тормозных потерь для систем p -He и p -Ag с независимыми измерениями сечений элементарных процессов. Показано, что количественного согласия удается достичь, если учесть, что значительные потери энергии уносятся выбитыми электронами. Зависимость средней энергии выбитых электронов от скорости соударения при скоростях, меньших 1.5 ат. ед., удается описать в рамках динамической теории ионизации. Установлено, что равновесный заряд частиц пучка зависит от соотношения сечений обдирки и перезарядки, и использование часто применяемых универсальных моделей для описания равновесного заряда в рассматриваемом случае не оправдано. Показано, что вклад процессов возбуждения для изученных случаев не превышает 7–12%, что расходится с традиционными представлениями о равенстве вклада процессов ионизации и возбуждения. Оказался важным учет процессов многократной ионизации, который на 6% в случае p -He и на 23% в случае p -Ag увеличивает значение электронной тормозной способности.

Ключевые слова: электронные тормозные способности, потеря энергии, атомные столкновения, ионизация, обдирка, перезарядка, возбуждение.

DOI: 10.31857/S1028096021060182

ВВЕДЕНИЕ

При торможении частиц в веществе различают электронные тормозные способности, связанные с взаимодействием налетающей частицы с электронами мишени, и ядерные тормозные способности, обусловленные рассеянием частиц на атомах мишени. Ядерные тормозные способности можно рассчитать, если известен потенциал, описывающий рассеяние. В работе [1] показано, что расчеты с применением метода функционала плотности при использовании для выбора базиса волновых функций пакета Dmol [2], позволяют получить значения межатомных потенциалов, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными о рассеянии частиц.

При расчете электронных тормозных способностей в основном учитывают процессы ионизации мишени налетающей частицей. Развитие описания началось с работы Бете [3], в последующем Линдхард [4–6] предложил использовать диэлектрический формализм, более поздние усовершенствования отражены в работах [7–9]. В работах [10, 11] развиты модели на основе анализа взаимодействия со свободными электронами в

металле и теории бинарных соударений [12–16]. Расширенный список публикаций можно найти в обзорах [17–21]. При энергиях удара вблизи максимума сечения торможения и при более высоких энергиях имеется удовлетворительное согласие с экспериментом.

При низких энергиях столкновения ситуация иная. Фирсовым [22] была предложена модель на основе статистической модели атома, учитывающая передачу импульса электрону при столкновении частиц. Эксперименты по рассеянию частиц на поверхности дают значения неупругих потерь в 3–10 раз больше, чем предсказания этой модели. Попытки улучшить модель Фирсова [23, 24] не удалась. Среди других работ по торможению при низких энергиях можно отметить работы Эченике [25, 26], Наги [26–29], Ариста [30–33], Кабрера-Трухильо [34], Кадырова [35, 36] и Гранде [37]. По нашему мнению, наиболее многообещающим подходом к проблеме торможения при низких энергиях столкновения является подход, основанный на использовании нестационарной теории функционала плотности [38–41].

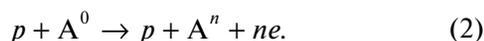
В работах [42–52] предприняты попытки теоретического описания потерь энергии при соударениях p –He и p –Ag. Как правило, возникают трудности с расчетом в районе максимума сечения торможения, когда плохо применимы расчеты с использованием атомного базиса и имеются проблемы с учетом трансляционного фактора и плотной базиса.

Целью настоящей работы являлось сопоставление экспериментальных данных об электронных тормозных способностях с расчетом, основанным на анализе сечений элементарных процессов. Для случаев p –He и p –Ag имеются достаточно точные измерения тормозных способностей [53], в то же время имеются подробные измерения сечений элементарных процессов. Подобного сопоставления ранее не проводилось. Результаты анализа позволяют рассмотреть вклад различных атомных процессов в торможение частиц.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Мы будем обозначать реакцию $A^k + B^l \rightarrow A^m + B^n$ как $(klmn)$, где верхние индексы k, l – начальные заряды сталкивающихся частиц, а m, n – конечные заряды. Например, для реакции $A^0 + B^+ \rightarrow A^0 + B^{2+} + e$ обозначение будет (0102) .

При столкновениях протонов с мишенями происходит возбуждение и ионизация атомов мишени:

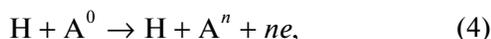


При этом имеется вклад процессов многократной ионизации.

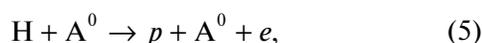
Одновременно происходит перезарядка протонов с образованием нейтральных атомов в основном и возбужденном состоянии:



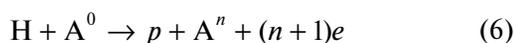
Таким образом, нужно учитывать появление фракции нейтральных атомов водорода в пучке. В свою очередь атомы водорода могут ионизовать мишень



могут потерять электрон в реакции обдирки



а также может произойти ионизация обоих партнеров соударения



и их возбуждение.

РАВНОВЕСНЫЙ ЗАРЯД ПУЧКА АТОМОВ

Концентрация атомов водорода в пучке, проходящем сквозь достаточно толстую мишень, определяется соотношением сечения перезарядки σ_{cx} и сечения обдирки σ_{st} , при этом доля нейтральной фракции в пучке

$$n_0 = \sigma_{cx} / (\sigma_{cx} + \sigma_{st}), \quad (7)$$

а доля заряженной фракции будет составлять

$$n_+ = \sigma_{st} / (\sigma_{cx} + \sigma_{st}). \quad (8)$$

В рассматриваемых случаях в пучке может появиться небольшая фракция отрицательных ионов H^- . В случае столкновений p –He она не превышает 1%, а в случае p –Ag – 4%. Чтобы не усложнять рассмотрение в данной работе, мы не будем уделять внимание присутствию в пучке отрицательных ионов.

На рис. 1 приведено сопоставление прямых измерений состава зарядовых фракций в пучке [54, 55] и значений, рассчитанных с использованием формул (7), (8). Как видно, имеется хорошее согласие данных прямых измерений с расчетом по формулам (7), (8).

Изменение зарядового состава пучка для изученных случаев носит существенно разный характер. В случае столкновений p –He в диапазоне энергий 10–100 кэВ в пучке появляется значительная фракция нейтральных атомов водорода, а при малых энергиях вновь доминирует фракция H^+ . В случае столкновений p –Ag доля нейтральных атомов постоянно растет при уменьшении энергии соударения. Данное разнообразие, обусловленное различием поведения сечений обдирки и перезарядки, должно учитываться при построении теоретических моделей для расчетов равновесного заряда в пучке. При моделировании торможения частиц в твердом теле, в частности в программе SRIM [56], используется универсальная зависимость для описания зарядовой фракции в пучке, что, как показано нами, не всегда оправдано.

СВЯЗЬ МЕЖДУ СЕЧЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННЫХ ТОРМОЗНЫХ ПОТЕРЬ S_e И СЕЧЕНИЕМ n -КРАТНОЙ ИОНИЗАЦИИ σ_n

При ионизации атомов энергия затрачивается не только на преодоление потенциала ионизации, но часть энергии уносит появившийся электрон, поэтому связь величины сечения электронных тормозных потерь S_e с сечениями n -кратной ионизации σ_n может быть записана следующим образом:

$$S_e = \sum_n \sigma_n \left(\sum_{k=1}^n (I_k + W_e) \right), \quad (9)$$

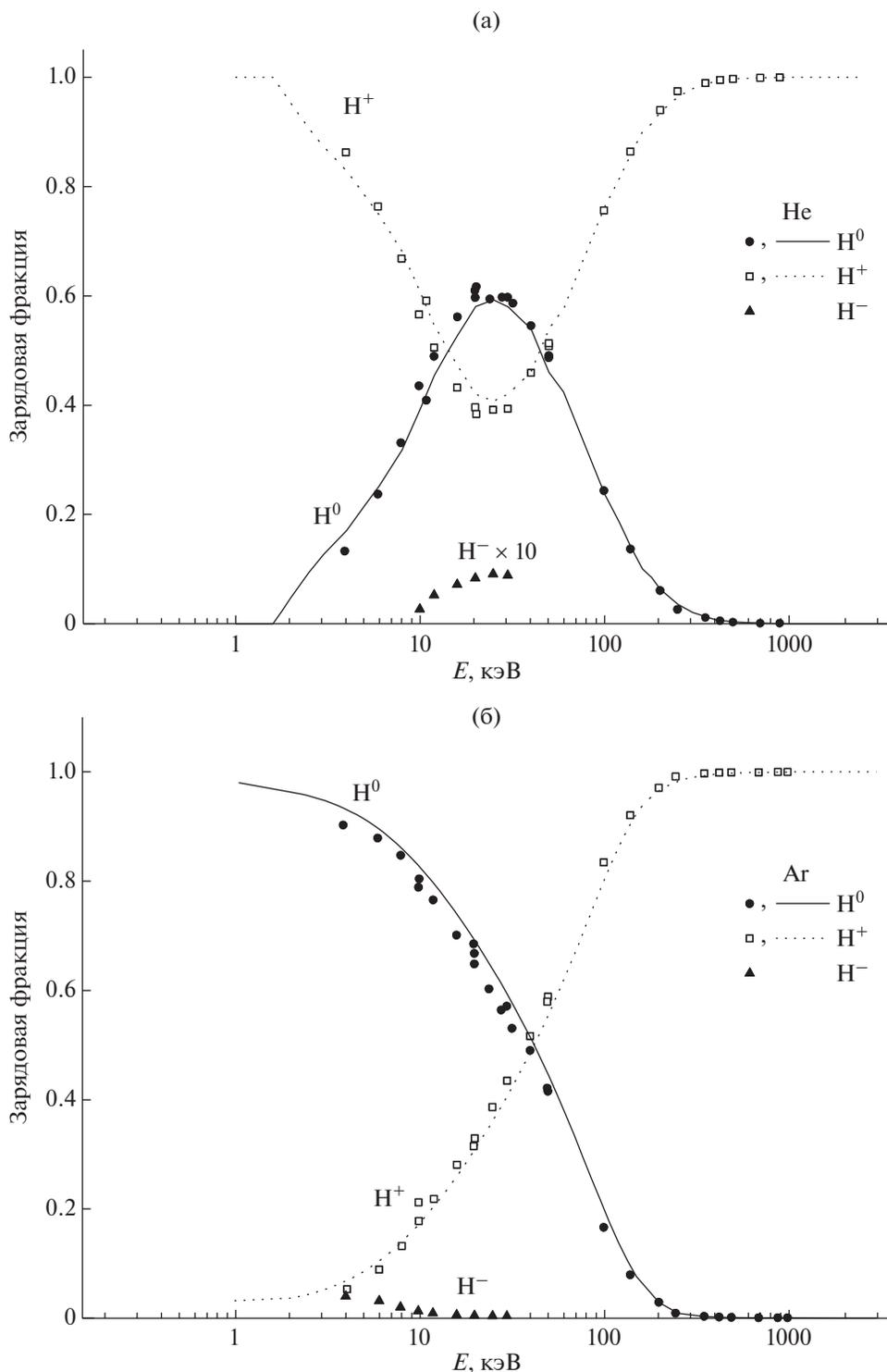


Рис. 1. Зарядовые фракции в пучке для случаев p -He (а) и p -Ar (б). Точки – измеренные фракции из работ [54, 55]. Линии – наши вычисления с помощью формул (7), (8).

где I_k – потенциал k -кратной ионизации, W_e – средняя энергия, уносимая электроном. В случае многократной ионизации нужно суммировать соответствующие ионизационные потенциалы и

учитывать суммарный вклад энергий всех удаляемых электронов.

Наиболее точно сечения интересующих нас процессов могут быть измерены с применением

методики совпадений, когда фиксируются конечные зарядовые состояния обоих партнеров соударения. Для учета вклада многократной ионизации иногда применяется масс-спектрометрия вторичных ионов мишени. Мы будем использовать также сечения появления электронов σ_- и сечения образования медленных ионов σ_+ , обычно получаемые при измерениях методом конденсатора. Тогда сечение обдирки σ_{st} может быть получено как $\sigma_{st} = \sigma_- - \sigma_+$. Сечение обдирки может быть также получено из измерений соотношения зарядовых фракций в пучке.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ВЫБИТЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В работах Радда и др. [57–59] были выполнены детальные измерения энергетических и угловых зависимостей спектров выбитых электронов. С ростом энергии соударения значительно увеличивается вклад электронов, летящих по направлению вперед [60]. При больших энергиях измерения проводились только в диапазоне углов $30^\circ - 70^\circ$, поэтому мы рассматриваем эти данные как менее надежные. В обзорах [57–59] проведено усреднение получаемых спектров по углу вылета электрона и рассчитаны средние энергии наблюдаемых электронов W_e .

На рис. 2а приведены зависимости средних энергий выбитых электронов от начальной энергии падающих частиц. Обращает на себя внимание, что поведение кривых для случаев p -He и p -Ag подобно. Для столкновений H^0 -He значения W_e превышают соответствующие значения для случая p -He. На наш взгляд это связано с тем, что в случае H^0 -He значительная часть электронов возникает в процессе обдирки налетающей частицы и сказывается Доплер-эффект. В работе [60] было предложено описать поведение энергетических спектров с помощью расчетов в борновском приближении, а также путем сопоставления со спектрами, получаемыми в модели бинарных соударений.

При низких энергиях соударения эти модели не работают. В работе [61] была развита модель динамической ионизации, которая позволила описать поведение сечения ионизации для простых систем во всем диапазоне энергий соударения. В работе [61] исследовалась прямая ионизация при столкновениях Ne-Ne, и было показано, что энергетические спектры выбитых электронов хорошо описываются экспоненциальной зависимостью $d^2\sigma/(d\Omega dE) = A \exp\{\alpha(E_a - E_e)/v\}$, где v – скорость соударения частиц, E_e – энергия вылетевшего электрона, A , α , E_a – параметры. В случае экспоненциального распределения средняя энергия вылетевшего электрона равна $W_e = v/\alpha$. Как видно из рис. 2б, эта зависимость подтверждается

экспериментальными данными при низких энергиях.

На спектры выбитых электронов влияет Доплер-эффект [63], с этим связана разница в средних энергиях выбитых электронов в случаях p -He и H^0 -He.

На рис. 3 приведены экспериментальные величины сечения тормозных способностей для систем p -He (3а) и p -Ag (3б). Точки – эксперимент [53]. Сплошная линия (сумма А) – сумма вкладов всех процессов с учетом экспериментальных значений средних энергий выбитых электронов. Штриховая линия (сумма Б) – сумма вкладов всех процессов в предположении, что средняя энергия выбитых электронов равна потенциалу ионизации. Видно, что недоучет энергии вылетевших электронов приводит к невозможности описать экспериментальные данные.

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ И ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ МИШЕНИ ПРОТОННЫМ УДАРОМ

На рис. 4а. приведены результаты измерений сечения ионизации для случая p -He [64–67], которые хорошо согласуются между собой. На рис. 4а для сопоставления представлены также данные работ [64, 68] о роли многократной ионизации в рассматриваемом случае (процессы 1002 и 1012). Результаты работы [69] о сечении двукратной ионизации (процесс 1012) для системы p -Ag приведены на рис. 4б. Показаны также данные о сечениях двукратной и трехкратной ионизации из работ [67, 70, 71]. В работе Монтанари [71] проведен анализ выхода многозарядных ионов при протонном ударе. Доля выхода многозарядных ионов несколько уменьшается с ростом начальной энергии при различной начальной энергии протона, а при больших энергиях хорошо согласуется с выходом многозарядных ионов при бомбардировке электронами с той же скоростью соударения. Хотя выход двукратно ионизованных частиц обычно составляет несколько процентов, при расчете вклада в сечение тормозных потерь S_e учет этого процесса важен. Наши оценки показывают, что учет процессов многократной ионизации существенен и вносит поправку на уровне 6% в случае p -He и 23% в случае p -Ag.

Роль процессов возбуждения в рассматриваемых случаях не велика. В случае p -He сечения возбуждения оболочек He с $n = 2$ и $n = 3$ [72] приведены на рис. 4а. Как видно из рисунка, сечение возбуждения при малых энергиях в 6 раз меньше сечения ионизации. При больших энергиях сечение возбуждения в 2 раза меньше сечения ионизации. Потенциал возбуждения He в несколько раз меньше потерь энергии при ионизации ($I_n + W_e$). Наши оценки показывают, что вклад возбужде-

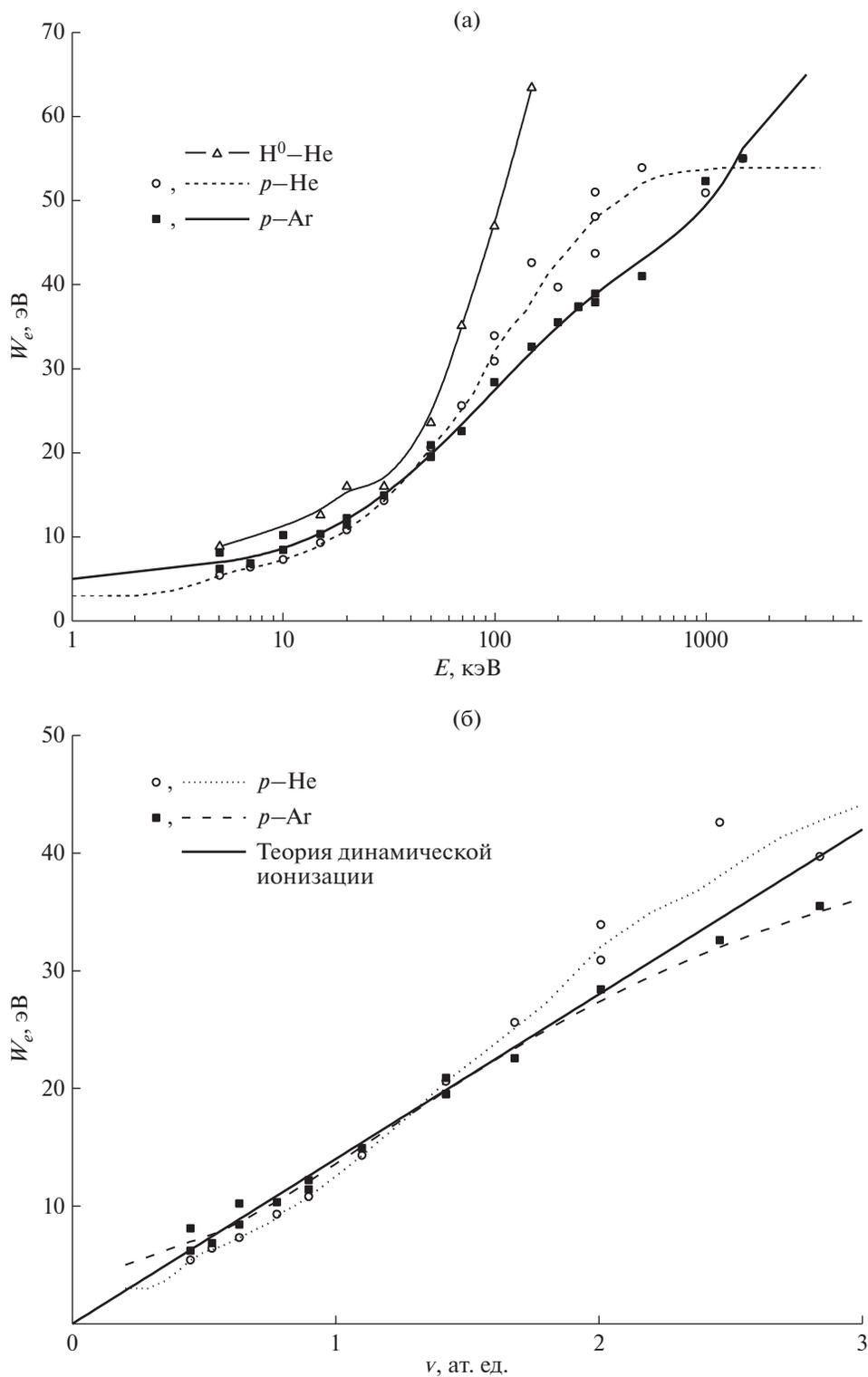


Рис. 2. Зависимости средних энергий выбитых электронов W_e для столкновений H^0-He , $p-He$ и $p-Ar$: а – от начальной энергии падающих частиц E . Линии – наша интерполяция. б – от начальной скорости падающих частиц v . Точки – эксперимент. Предсказания динамической теории ионизации показаны сплошной жирной линией.

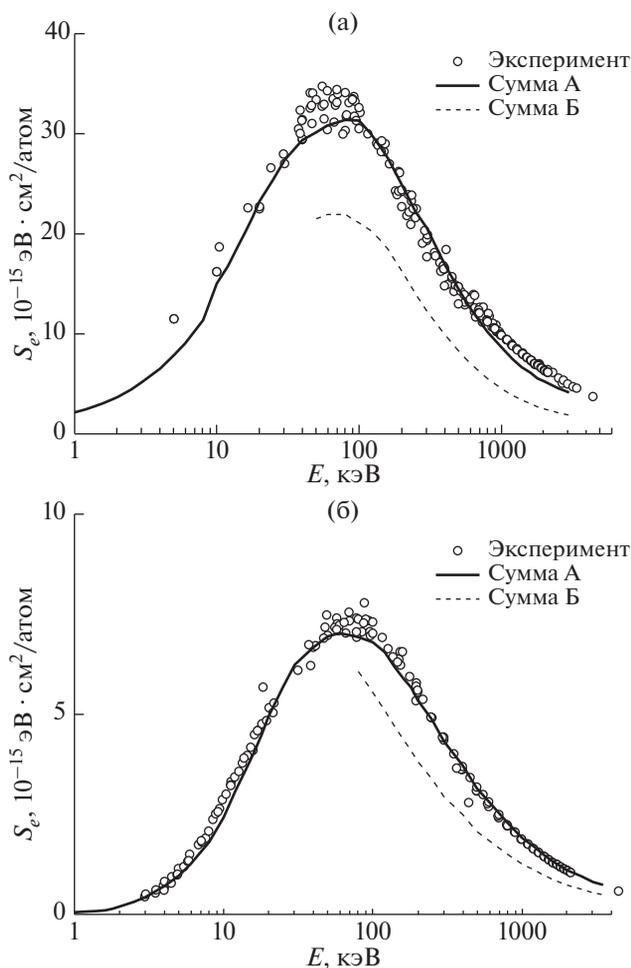


Рис. 3. Экспериментальные величины сечения тормозных способностей для систем $p\text{-He}$ (а) и $p\text{-Ag}$ (б). Точки – эксперимент [53]. Сплошная линия (сумма А) – сумма вкладов всех процессов с учетом экспериментальных значений средних энергий выбитых электронов. Штриховая линия (сумма Б) – сумма вкладов всех процессов в предположении, что средняя энергия выбитых электронов равна потенциалу ионизации.

ния составляет в случае $p\text{-He}$ 7–12% от вклада ионизации.

В случае $p\text{-Ag}$ нам не удалось найти сведений о сечениях возбуждения Ag. В качестве хорошей оценки нами были взяты данные о сечениях возбуждения при электронном ударе [73]. При энергиях свыше 100 кэВ сечение возбуждения в 6 раз меньше сечения ионизации. Потенциал возбуждения также существенно меньше величины $(I_n + W_e)$, что позволяет оценить вклад процессов возбуждения в случае $p\text{-Ag}$ как 6–8% от вклада ионизации.

Показано, что вклад процессов возбуждения для изученных случаев не превышает 7–12%, что расходится с традиционными представлениями о

равенстве вклада процессов ионизации и возбуждения [45].

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ МИШЕНИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ ВОДОРОДА

На рис. 5 приведены результаты измерений сечения ионизации при столкновениях атомов водорода с He и Ag [66, 70, 74]. В случае $\text{H}^0\text{-He}$ (рис. 5а) для энергий больше 200 кэВ приведена также наша экстраполяция. Сечения процессов близки к сечениям процессов при протонном ударе. Приведен также вклад процессов многократной ионизации.

СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Сечения перезарядки для изучаемых систем приведены на рис. 6. Имеется хорошее согласие данных независимых измерений [55, 54, 64, 68, 75, 76] для случая $p\text{-He}$ и [65, 69, 76, 77] для случая $p\text{-Ag}$. Как видно из рис. 6а, в случае $p\text{-He}$ при энергии 3 кэВ доля захвата в состояние с $n = 2$ составляет 3.4%, а в состояние с $n = 3$ – 0.3%. С ростом энергии эта доля возрастает и при $E = 100$ кэВ составляет 13 и 3.6% для состояний с $n = 2$ и 3 соответственно. При дальнейшем росте энергии эти доли сохраняются. В случае $p\text{-Ag}$ данные о перезарядке в возбужденные состояния отсутствуют. Однако, роль процесса перезарядки в возбужденные состояния в рассматриваемых случаях невелика, так как вероятность переходов электрона от атома мишени к иону сильно зависит от разности энергий ΔE начального и конечного состояний. Для основного состояния $\Delta E = 2.16$ эВ, тогда как для захвата в состояние с $n = 2$ $\Delta E = 12.36$ эВ.

СЕЧЕНИЯ ОБДИРКИ

На рис. 7 приведены данные измерений сечения обдирки для систем $p\text{-He}$ (а) [55, 66, 70, 72, 78] и $p\text{-Ag}$ (б) [70, 72, 79].

ВКЛАД РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

На рис. 8 представлены относительные вклады процессов ионизации атомов мишени при протонном ударе (в этой компоненте учтен вклад многократной ионизации и возбуждения мишени), вклад процессов перезарядки и вклад ионизации при столкновении с атомами мишени перезарядившихся атомов пучка (в этом случае также учтен процесс обдирки и процесс ионизации мишени), а также вклад возбуждения обоих партнеров соударения.

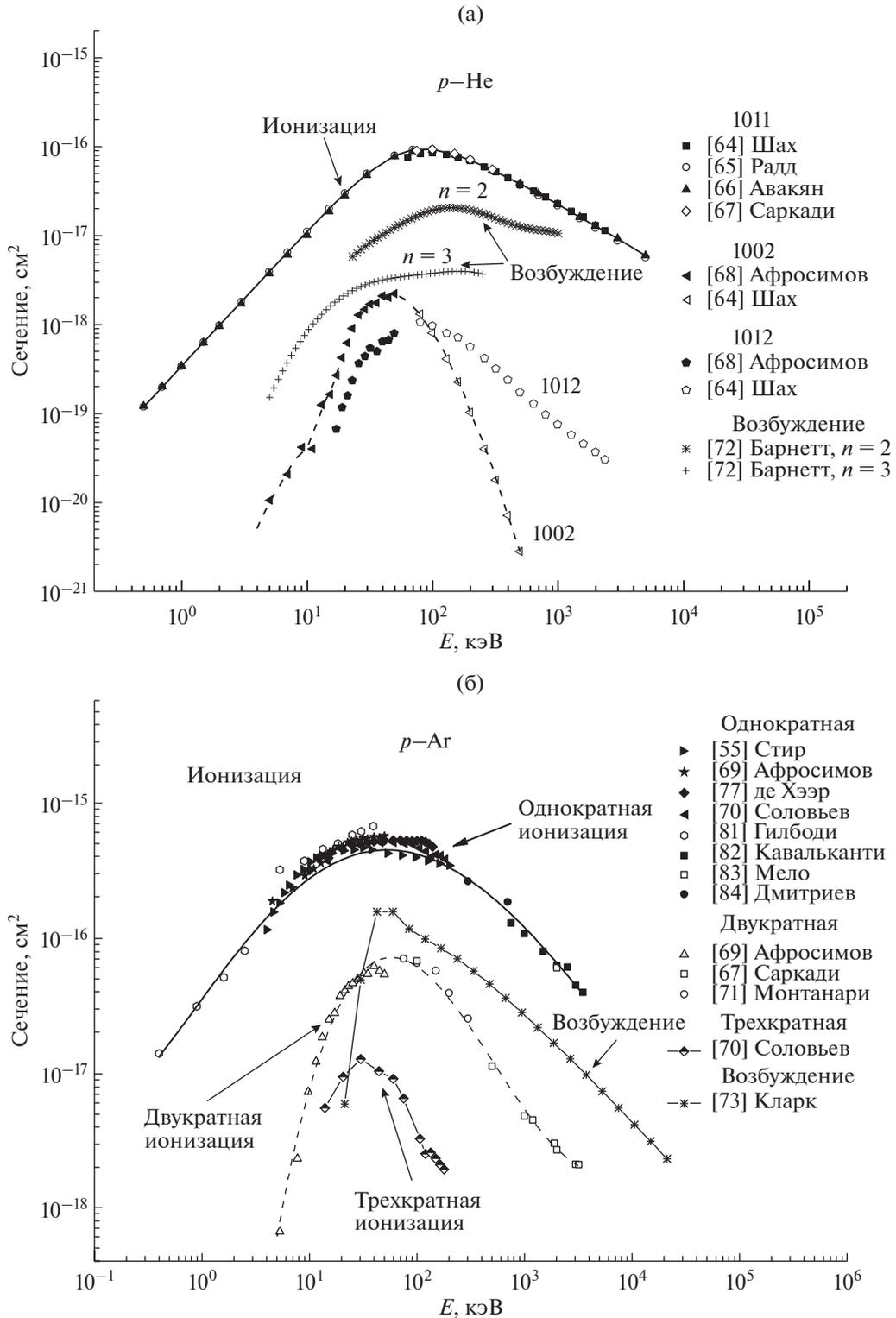


Рис. 4. Сечения ионизации и возбуждения при столкновениях: а – $p\text{-He}$. Верхняя кривая – сечение ионизации из работ [64–67]. Вклады процессов 1002 и 1012 [64, 68]. Сечение возбуждения состояний He с $n = 2$ и $n = 3$ из работы [72]. Линии – наша интерполяция, б – $p\text{-Ag}$. Сечения однократной [55, 69, 70, 77, 81–84], двукратной [67, 69, 71] и трехкратной [70] ионизации. Кривая, обозначенная как возбуждение, – данные из работы [73] по возбуждению атомов Ag электронным ударом при тех же скоростях соударения.

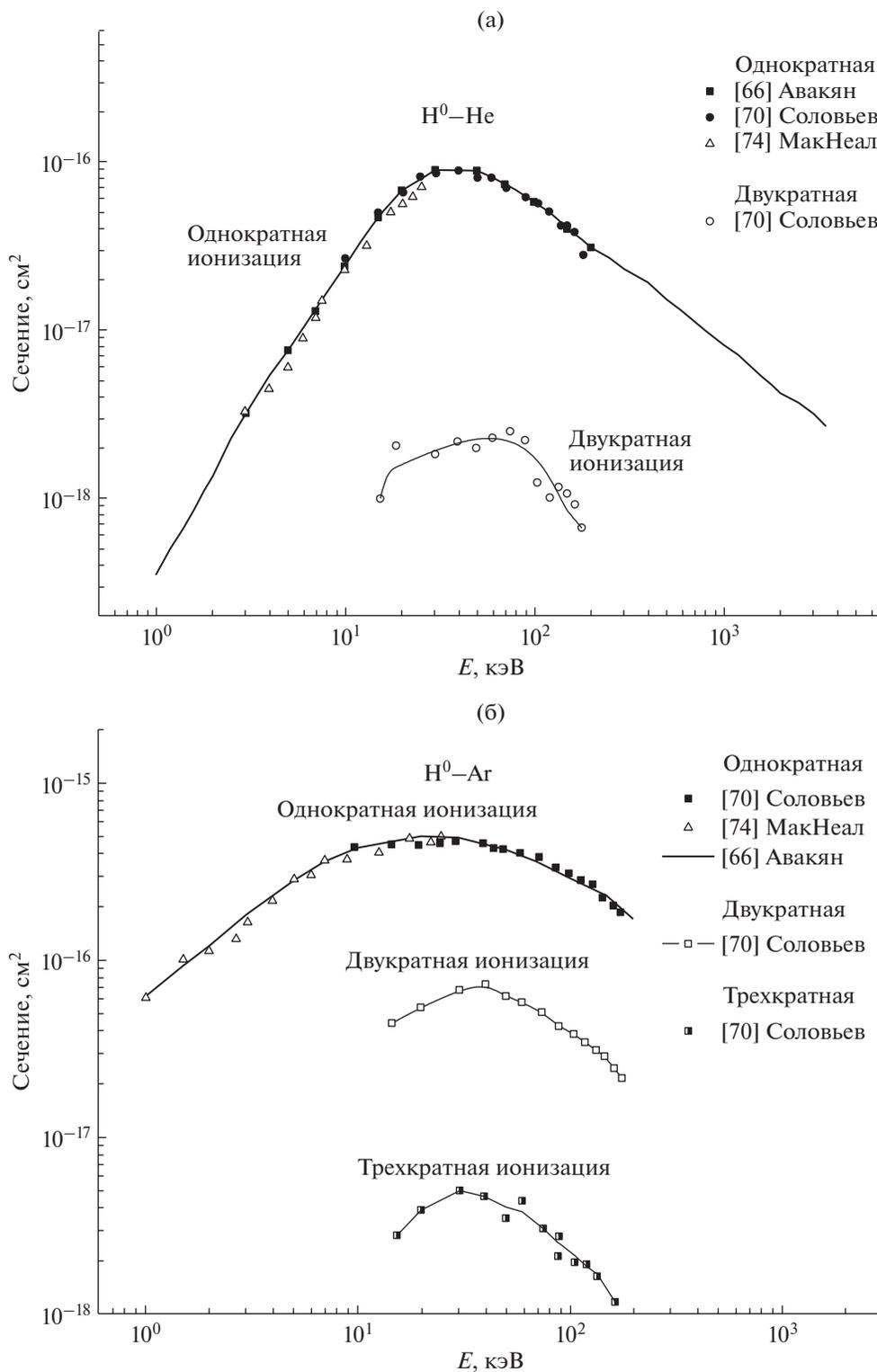


Рис. 5. Сечения ионизации при столкновениях H^0-He (а) и H^0-Ar (б). Данные из работ [66, 70, 74]. Линии – результаты нашей интерполяции. Для энергий больше 200 кэВ и меньше 3 кэВ приведена наша экстраполяция экспериментальных данных.

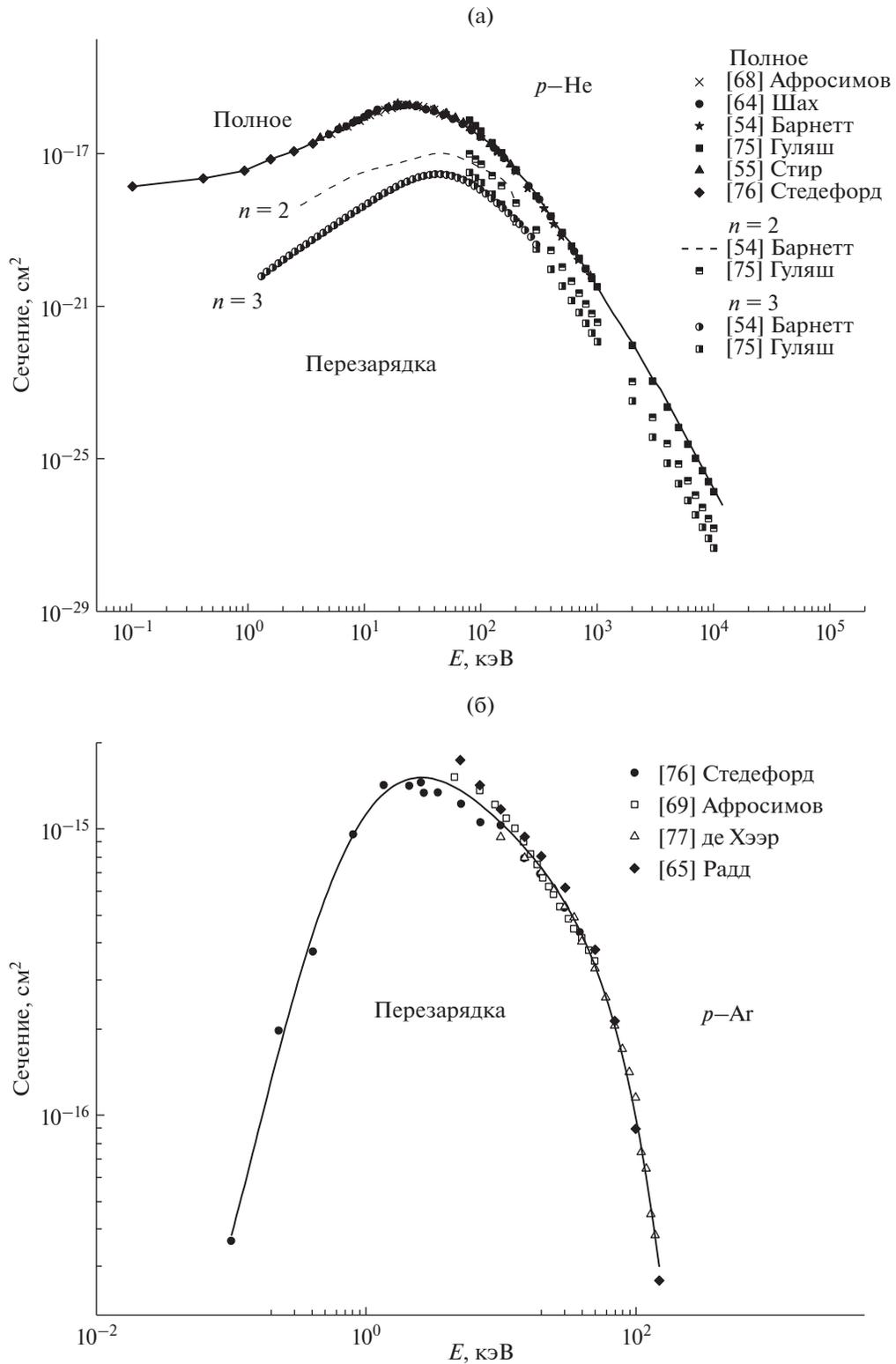


Рис. 6. Сечения перезарядки: а – при столкновениях $p\text{-He}$. Верхняя кривая – полное сечение перезарядки [54, 55, 64, 68, 75, 76]. Также показаны парциальные сечения захвата электрона в состоянии с $n = 2$ и $n = 3$ [54, 75]. Сплошная линия – наша интерполяция, используемая для анализа, б – при столкновениях $p\text{-Ag}$. Данные о полном сечении перезарядки взяты из работ [65, 69, 76, 77]. Сплошная линия – наша интерполяция.

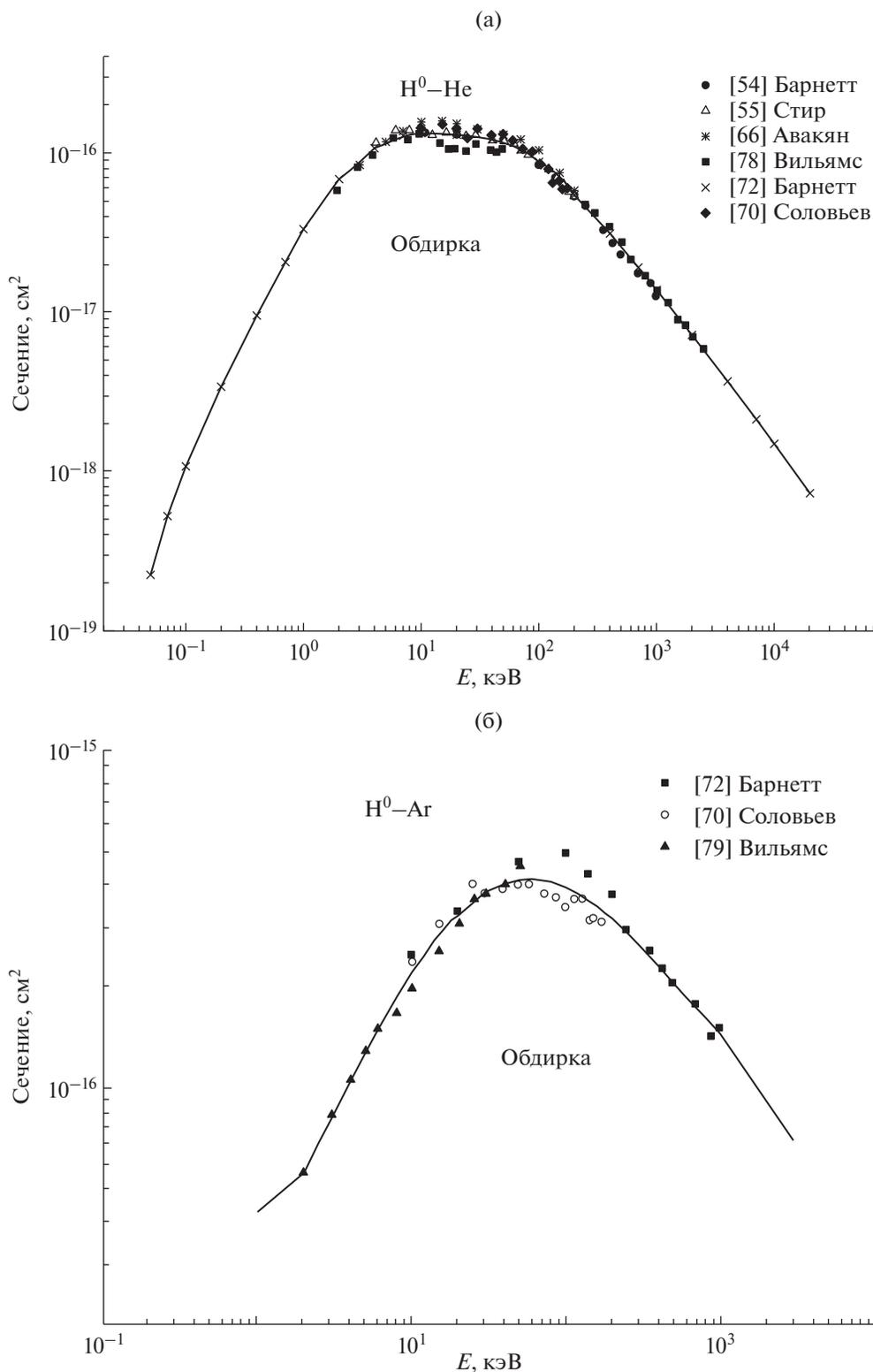


Рис. 7. Сечения обдирки при столкновениях атомов водорода H^0 с: а – мишенью из He. Точки – измерения сечений обдирки [54, 55, 66, 70, 72, 78], б – мишенью из Ar. Точки – измерения сечений обдирки [70, 72, 79]. Сплошная линия – наша интерполяция, используемая для анализа.

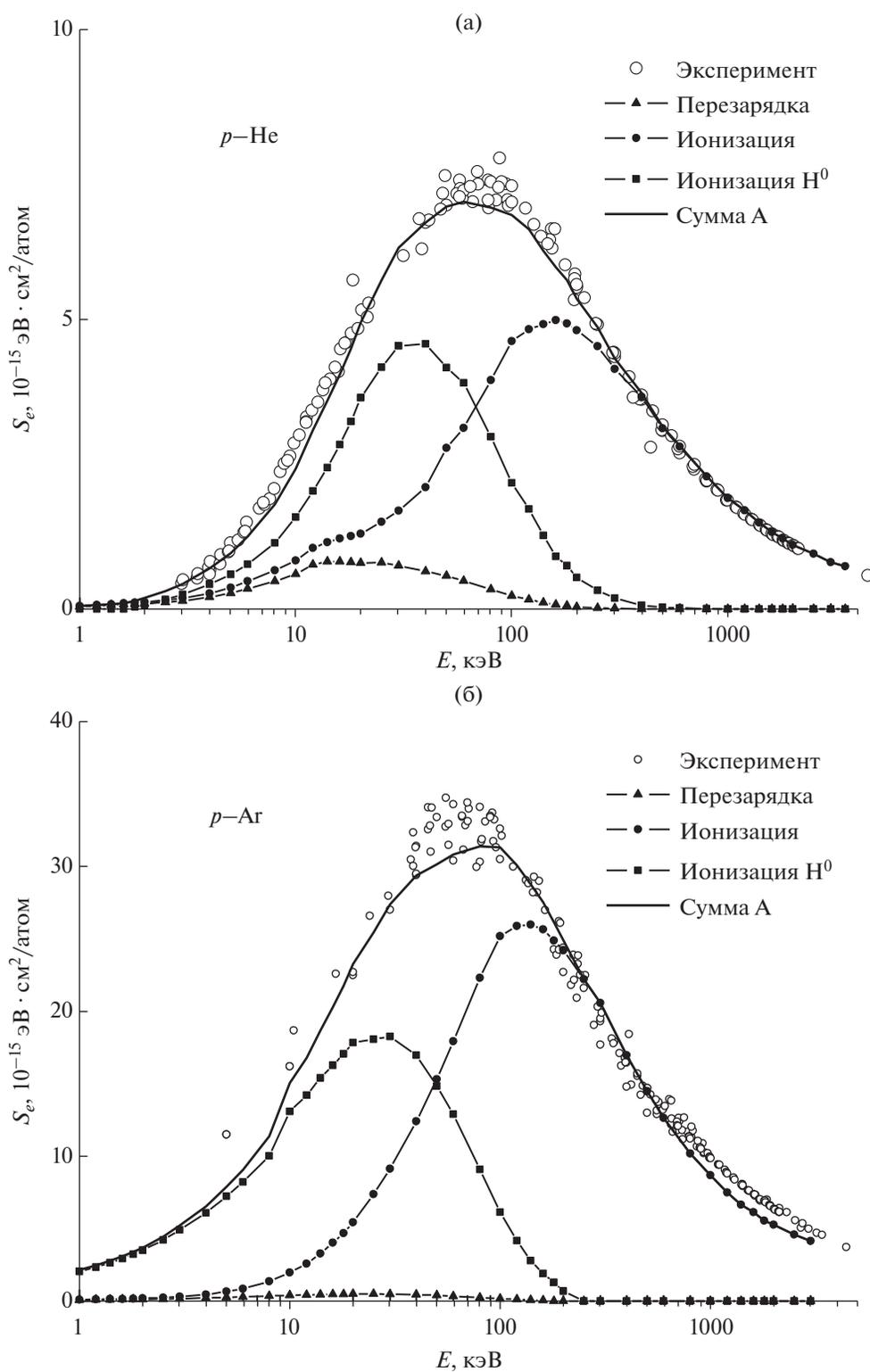


Рис. 8. Вклад различных элементарных процессов в сечения тормозных способностей для систем p -He (а) и p -Ar (б). Точки – эксперимент [53]. Показан вклад процессов ионизации, обдирки и перезарядки. Сплошная линия (сумма А) – сумма вкладов всех процессов с учетом экспериментальных значений средних энергий выбитых электронов.

Как видно из рис. 8, экспериментальные данные об электронных тормозных способностях хорошо согласуются с нашим расчетом при использовании независимых измерений сечений элементарных процессов.

Вклад процессов возбуждения в рассматриваемых случаях оказался менее 7–12%, хотя часто предполагается, что вклады процессов возбуждения и ионизации сравнимы [45]. Учет процессов многократной ионизации вносит существенную поправку в величину S_e на уровне 6% в случае p –He и 23% в случае p –Ag.

Вклад процесса перезарядки в электронные тормозные способности относительно невелик, что в значительной степени определяется малой величиной дефекта резонанса, т.е. разностью энергий начального и конечного состояния.

В случае столкновений p –Ag возможен вклад возбуждения внутренних L_1 и L_{23} оболочек в величину сечения тормозных потерь. Согласно измерениям [80] при энергии 300 кэВ суммарное сечение возбуждения L_1 и L_{23} оболочек составляет 8×10^{-19} см². Энергия образования вакансий в этих оболочках равна 320 и 247 эВ соответственно. Это означает, что вклад ионизации внутренних оболочек составляет около 1% от значения сечения тормозных потерь при этой энергии.

Важную роль в потере энергии играют выбитые электроны, а учет их средних энергий приводит к существенному возрастанию тормозных потерь. В качестве примера рассмотрим случай p –Ag, 300 кэВ. Потенциал ионизации аргона составляет 15.76 эВ, а вклад энергии унесенной электроном 40 эВ, т.е. учет энергии выбитых электронов увеличивает тормозные потери в 3.5 раза.

Расхождение наших расчетов для случая p –Ag с измерениями S_e при энергиях свыше 300 кэВ возможно связано с неточностью экспериментальных данных W_e . С ростом энергии соударения значительно увеличивается вклад электронов, летящих по направлению вперед [60]. Измерения проводились только для углов, больших 30°. Для надежной оценки величины W_e необходимы измерения при меньших углах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирован вклад различных элементарных процессов в сечение тормозных потерь. Измерения сечений тормозных потерь для изучаемых систем p –He и p –Ag хорошо согласуются с расчетами, основанными на измерениях сечений элементарных процессов.

Показано, что количественного согласия удается достичь, если учесть значительные потери энергии, уносимые выбитыми электронами. Зависимость средней энергии выбитых электронов от скорости соударения v при $v < 1.5$ ат. ед. удается описать в рамках динамической теории ионизации. Учет в расчете тормозных потерь средних энергий выбитых электронов приводит к значительному возрастанию тормозных потерь.

Изменение зарядового состава пучка для изученных случаев носит существенно различный характер, и этот факт должен учитываться при построении теоретических моделей. Установлено, что использование универсальной зависимости для описания зарядовой фракции в пучке в рассматриваемых случаях не работает. Характер зависимости определяется соотношением сечений перезарядки и обдирки.

Вклад процесса перезарядки в электронные тормозные способности относительно невелик и в значительной степени определяется дефектом резонанса, т.е. разностью энергий начального и конечного состояния.

Показано, что вклад процессов возбуждения для изученных случаев не превышает 7–12%, что расходится с традиционными представлениями о равенстве вклада процессов ионизации и возбуждения.

Установлено, что учет процессов многократной ионизации на 6% в случае p –He и на 23% в случае p –Ag увеличивает значение электронной тормозной способности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Алексея Алексеевича Басалаева (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zinoviev A.N., Nordlund K.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2017. V. 406. P. 511. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.047>
2. DMol software, 1997 version. DMol is a trademark of AccelRys. Inc.
3. *Bethe H.* // Ann. Phys. 1930. V. 5. P. 325.
4. *Lindhard J.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1954. V. 28. P. 1.
5. *Lindhard J., Winter A.* // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1964. V. 34. P. 1.
6. *Lindhard J., Scharff M.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. № 1. P. 128. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.128>

7. *Abril I., Garcia-Molina R., Denton C.D. et al.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. № 1. P. 357.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.58.357>
8. *Montanari C.C., Miraglia J.E.* The Dielectric Formalism for Inelastic Processes in High-Energy Ion Matter Collisions, *Advanced Quantum Chemistry*, V. 65, Ed. Dz. Belkic, Amsterdam, Elsevier, 2013.
9. *Montanari C.C., Miraglia J.E., Arista N.R.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. № 4. P. 042902.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.042902>
10. *Ferrell T.L., Ritchie R.H.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. № 1. P. 115.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.16.115>
11. *Echenique P.M., Flores F., Ritchie R.H.* // Solid State Phys. 1990. V. 43. P. 229.
[https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60325-2](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60325-2)
12. *Sigmund P., Schinner A.* // Eur. Phys. J. D. 2000. V. 12. № 3. P. 425.
<https://doi.org/10.1007/s100530070>
13. *Schiwietz G., Grande P.L.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1999. V. 153. № 1–4. P. 1.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(98\)00981-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00981-1)
14. *Schiwietz G., Grande P.L.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2002. V. 195. № 1–2. P. 55.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)01164-8](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(01)01164-8)
15. *Arista N.R.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2002. V. 195. № 1–2. P. 91.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)00687-0](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)00687-0)
16. *Bailey J.J., Kadyrov A.S., Abdurakhmanov I.B. et al.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 2. P. 022707.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.022707>
17. *Fano U.* // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1963. V. 13. P. 1.
<https://doi.org/10.1146/annurev.ns.13.120163.000245>
18. *Inokuti M.* // Rev. Mod. Phys. 1971. V. 43. № 3. P. 297.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.43.297>
19. *Arista N.R., Lifschitz A.F.* // Adv. Quantum Chem. 2004. V. 45. P. 47.
[https://doi.org/10.1016/S0065-3276\(04\)45003-5](https://doi.org/10.1016/S0065-3276(04)45003-5)
20. *Sigmund P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2017. V. 406. P. 391.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2016.12.004>
21. *Montanari C.C., Miraglia J.E.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. № 1. P. 012707.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.012707>
22. *Firsov O.B.* // Sov. Phys. JETP. 1959. V. 9. № 5. P. 1076.
23. *Komarov F.F., Kumakhov M.A.* // Phys. Status Solidi B. 1973. V. 58. № 1. P. 389.
<https://doi.org/10.1002/pssb.2220580139>
24. *Winecki S., Stockli M.P., Cocke C.L.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 55. № 6. P. 4310.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.55.4310>
25. *Echenique P.M., Nieminen R.M., Ritchie R.H.* // Solid State Commun. 1981. V. 37. № 10. P. 779.
[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(81\)91173-X](https://doi.org/10.1016/0038-1098(81)91173-X)
26. *Zaremba E., Arnau A., Echenique P.M.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1995. V. 96. № 3–4. P. 619.
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)00250-2](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)00250-2)
27. *Nagy I., Apagyi B.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. № 3. P. R1653.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.58.R1653>
28. *Nagy I., Bergara A.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1996. V. 115. № 1–4. P. 58.
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(96\)01562-5](https://doi.org/10.1016/0168-583X(96)01562-5)
29. *Nagy I.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 1994. V. 94. № 4. P. 377.
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(94\)95411-9](https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95411-9)
30. *Arista N.R.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2002. V. 195. № 1–2. P. 91.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)00687-0](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)00687-0)
31. *Lifschitz A.F., Arista N.R.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. № 3. P. 2168.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.58.2168>
32. *Fernández-Varea J.M., Arista N.R.* // Radiat. Phys. Chem. 2014. V. 96. P. 88.
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2013.08.015>
33. *Nersisyan H.B., Fernández-Varea J.M., Arista N.R.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2015. V. 354. P. 167.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.11.089>
34. *Cabrera-Trujillo R., Öhrn Y., Deumens E. et al.* // Phys. Rev. A. 2000. V. 62. № 5. P. 052714.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.62.052714>
35. *Bailey J.J., Kadyrov A.S., Abdurakhmanov I.B. et al.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 2. P. 022707.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.022707>
36. *Bailey J.J., Kadyrov A.S., Abdurakhmanov I.B. et al.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 5. P. 052711.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.052711>
37. *Grande P.L.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. № 4. P. 042704.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.042704>
38. *Marques M.A.L., Gross E.K.U.* // Annu. Rev. Phys. Chem. 2004. V. 55. P. 427.
<https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.55.091602.094449>
39. *Quijada M., Borisov A.G., Nagy I. et al.* // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. № 4. P. 042902.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.042902>
40. *Shukri A.A., Bruneval F., Reining L.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 93. № 3. P. 035128.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.035128>
41. *Zeb M.A., Kohanoff J., Sánchez-Portal D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 22. P. 225504.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.225504>
42. *Cabrera-Trujillo R., Sabin J.R., Öhrn Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 23. P. 5300.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5300>
43. *Fainstein P.D., Olivera G.H., Rivarola R.D.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 1996. V. 107. № 1–4. P. 19.
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)00810-1](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)00810-1)

44. *Grande P.L., Schiwietz G.* // Phys. Rev. A. 1993. V. 47. № 2. P. 1119.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.47.1119>
45. *Janni J.F.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1982. V. 27. № 2–3. P. 147.
[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(82\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0092-640X(82)90004-3)
46. *Kimura M.* // Phys. Rev. A. 1993. V. 47. № 3. P. 2393.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.47.2393>
47. *McGuire J.H., Richard P.* // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. № 3. P. 1374.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.8.1374>
48. *Olivera G.H., Martinez A.E., Rivarola R.D., Fainstein P.D.* // Phys. Rev. A. 1994. V. 49. № 1. P. 603.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.49.603>
49. *Kaneko T.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1993. V. 53. № 2. P. 271.
<https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1007>
50. *Kirchner T., Horbatsch M., Ludde H.J.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. № 5. P. 052719.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.052719>
51. *McGuire E.J.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. № 4. P. 2096.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.28.2096>
52. *Schiwietz G., Grande P.L.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. № 5. P. 052703.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.052703>
53. *Paul H.* IAEA. NDS. <https://www-nds.iaea.org/stop-ping>.
54. *Barnett C.F., Reynolds H.K.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. № 2. P. 355.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.355>
55. *Stier P.M., Barnett C.F.* // Phys. Rev. 1956. V. 103. № 4. P. 896.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.896>
56. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM. <http://www.srim.org>.
57. *Rudd M.E., Toburen L.H., Stolterfoht N.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1976. V. 18. № 5. P. 413.
[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(76\)90012-7](https://doi.org/10.1016/0092-640X(76)90012-7)
58. *Rudd M.E., Toburen L.H., Stolterfoht N.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1979. V. 23. № 5. P. 405.
[https://doi.org/10.1016/0092-640X\(79\)90026-3](https://doi.org/10.1016/0092-640X(79)90026-3)
59. *Rudd M.E., Risley J.S., Fryar J. et al.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. № 2. P. 506.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.21.506>
60. *Rudd M.E., Kim Y.-K., Madison D.H. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. № 2. P. 441.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.64.441>
61. *Ovchinnikov S.Yu., Ogurtsov G.N., Macek J.H. et al.* // Physics Reports. 2004. V. 389. № 3. P. 119.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2003.09.005>
62. *Woerlee P.H., Gordeev Yu.S., de Waard H. et al.* // J. Phys. B. 1981. V. 14. № 3. P. 527.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/14/3/029>
63. *Gordeev Yu.S., Ogurtsov G.N.* // JETP. 1972. V. 33. № 6. P. 1105.
64. *Shah M.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B. 1985. V. 18. № 5. P. 899.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/18/5/010>
65. *Rudd M.E., DuBois R.D., Toburen L.H. et al.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. № 6. P. 3244.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.28.3244>
66. *Avakyan S.V., Il'in R.N., Lavrov V.M. et al.* Collision Processes and Excitation of UV Emission from Planetary Atmospheric Gases. N.Y. Gordon and Breach, 1998.
67. *Sarkadi L., Herczku P., Kovacs S.T.S. et al.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. № 6. P. 062705.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.062705>
68. *Afrosimov V.V., Mamaev Yu.A., Panov M.N. et al.* // Techn. Phys. 1969. V. 39. P. 159.
69. *Afrosimov V.V., Mamaev Yu.A., Panov M.N. et al.* // Techn. Phys. 1967. V. 37. P. 717.
70. *Solov'ev E.S., Il'in R.N., Oparin V.A. et al.* // JETP. 1962. V. 15. № 3. P. 459.
71. *Montanari C.C., Miraglia J.E.* // J. Phys. B. 2014. V. 47. № 10. P. 105203.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/47/10/105203>
72. *Barnett C.F.* // ORNL-6086. 1990. V. 1.
73. *Clark R.E.H., Abdallah J.* // IAEA-APID. 2003. V. 11.
74. *McNeal R.J., Clark D.C., Klingberg R.A.* // Phys. Rev. A. 1970. V. 2. № 1. P. 131.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.2.131>
75. *Gulyas L., Fainstein P.D.* // IAEA-APID. 2002. V. 10.
76. *Stedeford J.B.H., Hasted J.B.* // Proc. Roy. Soc. A. 1955. V. 227. № 1171. P. 466.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0024>
77. *De Heer F.J., Schutten J., Moustafa H.* // Physica. 1966. V. 32. P. 1766.
78. *Williams J.F.* // Phys. Rev. 1967. V. 157. № 1. P. 97.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.157.97>
79. *Williams J.F.* // Phys. Rev. 1967. V. 153. № 1. P. 116.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.153.116>
80. *Volz D.J., Rudd M.E.* // Phys. Rev. A. 1970. V. 2. № 4. P. 1395.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.2.1395>
81. *Gilbody H.B., Hasted J.B.* // Proc. Roy. Soc. A. 1957. V. 240. № 1222. P. 382.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1957.0093>
82. *Cavalcanti E.G., Sigaud G.M., Montenegro E.C. et al.* // J. Phys. B. 2003. V. 36. № 14. P. 3087.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/36/14/311>
83. *Melo W.S., Santos A.C.F., Sant'Anna M.M. et al.* // J. Phys. B. 2002. V. 35. № 9. P. L187.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/35/9/102>
84. *Dmitriev I.S., Teplova Ya.A., Fainberg Yu.A.* // JETP. 1995. V. 80. № 1. P. 28.

Contribution of Elementary Processes in Atomic Collisions in the Electronic Stopping Power

A. N. Zinoviev¹, P. Yu. Babenko^{1, *}

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia*

**e-mail: babenko@npd.ioffe.ru*

The electronic stopping powers for p -He and p -Ar systems are compared with independent measurements of cross sections for elementary processes. It is shown that quantitative agreement can be achieved if one considers that significant energy losses are carried away by knocked out electrons. The dependence of the average energy of the ejected electrons on the impact velocity at velocities lower than 1.5 a. u. can be described in the framework of the dynamic theory of ionization. It has been established that the equilibrium charge of the beam particles depends on the ratio of the stripping and charge exchange cross-sections, and the use of commonly used universal models to describe the equilibrium charge in the case under consideration is not justified. It is shown that the contribution of excitation processes for the cases studied does not exceed 7–12%, which is at odds with the traditional ideas about the equality of the contribution of the processes of ionization and excitation. It turned out to be important to take into account the processes of multiple ionization, which by 6% in the case of p -He and by 23% in the case of p -Ar increases the value of the electronic stopping power.

Keywords: electronic stopping, energy loss, atomic collisions, ionization, excitation, charge-exchange, stripping.