

01;02

## Релятивистская ионизация тяжелых ионов при столкновениях с нейтральными атомами

© И.Л. Бейгман, И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько

Физический институт им П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: shev@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 22 марта 2007 г. В окончательной редакции 26 июня 2007 г.)

Рассмотрена задача об ионизации ионов, сталкивающихся с другими ионами и нейтральными атомами при релятивистских энергиях. Приведены формулы для расчета сечений ионизации в борновском приближении в представлении переданного импульса без учета магнитных взаимодействий. С помощью этих формул, реализованных в программе LOSS-R, выполнены расчеты сечений ионизации  $K$ -оболочек нейтральных атомов, сталкивающихся с протонами, а также  $1s$  и  $2p$  электронов многозарядных тяжелых ионов с зарядом ядра  $Z \approx 80-90$  при столкновениях с голыми ядрами и нейтральными атомами. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными и расчетами других авторов.

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

### Введение

Процессы ионизации положительных ионов тяжелыми частицами (протонами, ионами и нейтральными атомами) используются как эффективный инструмент для решения многих задач ускорительной техники, тумотерапии и технологии материалов (см., например, [1–4]).

Несмотря на достигнутый прогресс в исследовании ион-атомных столкновений, процессы ионизации тяжелых многоэлектронных ионов атомами и ионами изучены явно недостаточно, что связано со значительными трудностями в постановке эксперимента, а также с теоретической интерпретацией немногочисленных экспериментальных данных (см., например, работы [5–14] в области нерелятивистских энергий). В настоящее время исследованию тяжелых ионов посвящен ряд международных проектов, использующих интенсивные пучки с энергиями от десятков до сотен MeV/u, например, проект FAIR — Facility for Antiproton and Ion Research в Институте по исследованию тяжелых ионов, Дармштадт, ФРГ [15]. В рамках FAIR планируется ускорение тяжелых ионов до релятивистских энергий, например, ионов типа  $U^{28+}$  до энергий порядка 3 GeV/u. Отметим, что в настоящее время экспериментальные и теоретические данные о сечениях ионизации многоэлектронных ионов тяжелыми частицами при релятивистских энергиях практически отсутствуют. Однако, для оценки технических требований к характеристикам вакуума и времен жизни ионных пучков в ускорителях необходима информация о сечениях ионизации (электронных потерь) таких ионов на атомах и молекулах остаточного газа.

В настоящее время для решения задачи об ионизации тяжелых ионов в области нерелятивистских энергий ( $E < 200$  MeV/u) используются два основных подхода: нерелятивистское приближение Борна [6–9] и многочастичный метод классических траекторий Монте-Карло [11–14]. Принципиальное отличие двух подхо-

дов состоит не только в том, что используются различные методы расчета сечений ионизации (квантово-механический и классический соответственно), но и в том, что в борновском приближении основной вклад в полное сечение  $\sigma_{\text{tot}}$  ионизации тяжелых ионов нейтральными атомами вносят одноэлектронные процессы, в то время как в методе Монте-Карло — процессы одно- и многоэлектронной ионизации: последние вносят вклад до 50% в полное сечение. Как следствие, различные подходы приводят к различной асимптотике полных сечений  $\sigma_{\text{tot}}$  при больших энергиях  $E$ : в борновском приближении  $\sigma_{\text{tot}} \sim E^{-1}$  независимо от типа мишени, а в методе Монте-Карло  $\sigma_{\text{tot}} \sim E^{-a}$ , где константа  $a$  изменяется в пределах  $a = 0.5-0.9$  в зависимости от атомного номера мишени. Первые эксперименты по измерению времен жизни ионов  $U^{28+}$  на синхротроне SIS/GSI (Дармштадт) при энергиях  $E = 6-150$  MeV/u показали [5], что полученные данные лучше согласуются с расчетами методом Монте-Карло (см. [14]), однако вопрос о предпочтительности того или ионного метода расчета сечений ионизации и времени жизни тяжелых ионов при нерелятивистских (и релятивистских) энергиях пока остается открытым.

Динамика релятивистских атомных столкновений с участием многозарядных ионов рассматривается в книгах [16,17] и обзорах [18,19]. Методы расчета и численные результаты для сечений релятивистской ионизации ионов представлены в литературе в основном для ионизации H- и He-подобных ионов из основного  $1s$ -состояния (см., например, [20–26]). Поскольку релятивистские волновые функции для таких ионов точно известны, изучение столкновений с их участием обеспечивает проверку теории возмущений первого порядка и позволяет исследовать такие тонкие эффекты, как, например, влияние магнитных взаимодействий.

В настоящей работе приведены выражения для сечений ионизации ионов ядрами и нейтральными атомами

в борновском приближении при релятивистских энергиях в представлении переданного импульса без учета магнитных взаимодействий. Приведенные выражения реализованы в программе LOSS-R, созданной на базе программы LOSS для расчета сечений при нерелятивистских столкновениях, описанной в работе [9]. Выполнены расчеты сечений ионизации  $K$ -оболочек нейтральных атомов протонами, а также многозарядных ионов нейтральными атомами и ионами в области энергий до 10 GeV/u. Несмотря на ряд принятых допущений (использование нерелятивистских волновых функций для оптического электрона, пренебрежение магнитными взаимодействиями между сталкивающимися частицами), сравнение настоящих расчетов с имеющимися экспериментальными данными и релятивистскими расчетами других авторов показывает согласие 30–40%.

## Программа LOSS-R для релятивистских столкновений

Для ионов с большими скоростями  $v$  сечения ионизации при столкновении с тяжелыми частицами можно рассматривать в релятивистском борновском приближении. В представлении переданного импульса матричный элемент ионизации определяется выражением [16–19,27]:

$$M_{fi} = \langle f | (1 - \beta \alpha_z) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | i \rangle, \quad (1)$$

где  $\beta = v/c$  — релятивистский фактор,  $c$  — скорость света,  $\alpha_z$  —  $z$ -компонента вектора матриц Дирака  $\boldsymbol{\alpha}$ ,  $\mathbf{q}$  — переданный импульс,  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  — полные волновые функции системы в начальном и конечном состояниях. Первый член в (1) соответствует электрическим взаимодействиям, второй — описывает магнитные взаимодействия налетающих частиц с мишенью. Вычисление ионизационного матричного элемента представляет собой довольно сложную задачу и было выполнено пока только для ионизации водородоподобных ионов из основного  $1s$ -состояния (см. [17,22]). Порядок величины слагаемого с  $\beta \alpha_z$  может быть оценен как  $\beta \alpha_z \sim (v/c) \langle p_e \rangle / mc \sim (v/c)(v_e/c)$ , где  $m$ ,  $v_e$  и  $\langle p_e \rangle$  — масса, орбитальная скорость и матричный элемент импульса электрона в ионизуемом ионе. Следовательно, влияние магнитных взаимодействий существенно только в тех случаях, когда скорость иона и орбитальная скорость ионизуемого электрона близки к скорости света.

Ниже мы рассматриваем ион-атомные столкновения при релятивистских скоростях ( $\beta \rightarrow 1$ ), когда, тем не менее, и электроны атома мишени, и налетающей частицы могут быть описаны нерелятивистскими волновыми функциями. Если орбитальная скорость электрона относительно мала, т.е.  $\langle p_e \rangle / mc \ll 1$ , то можно пренебречь вторым членом в (1) и использовать нерелятивистское приближение Борна для сечения ионизации налетающей частицы из состояния  $|0\rangle$ , которое можно представить

в виде:

$$\sigma(v) = \frac{8\pi}{v^2} \sum_p \sum_\lambda \int_0^\infty d\varepsilon \sum_{i(T)q_{\min}} \int \frac{dq}{q^3} |F_p(q, \varepsilon, \lambda)|^2 |Z_T(q)|^2, \quad (2)$$

$$|F_p(q, \varepsilon, \lambda)|^2 = |\langle \varepsilon | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | 0 \rangle_p|^2, \quad (3)$$

$$|Z_T(q)|^2 = \left| Z_n \delta_{i0} - \sum_{j=1}^N \langle i | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | 0 \rangle_j \right|^2. \quad (4)$$

Здесь  $\varepsilon$  и  $\lambda$  обозначают энергию и орбитальный момент вылетевшего электрона,  $F_p(q, \varepsilon, \lambda)$  — форм-фактор налетающей частицы и  $Z_T(q)$  — эффективный заряд, создаваемый зарядом ядра  $Z_n$  и  $N$  электронами атома мишени (для нейтральных мишеней  $Z_n = N$ , для протонов  $Z_n = 1$ ,  $N=0$ ). В уравнениях (2)–(4) для ионной скорости  $v$  и минимального переданного момента  $q_{\min}$  необходимо использовать релятивистские выражения:

$$v = \beta c, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1 + \frac{E}{m_p c^2}, \quad q_{\min} = \frac{I_p + \varepsilon}{\gamma v}, \quad (5)$$

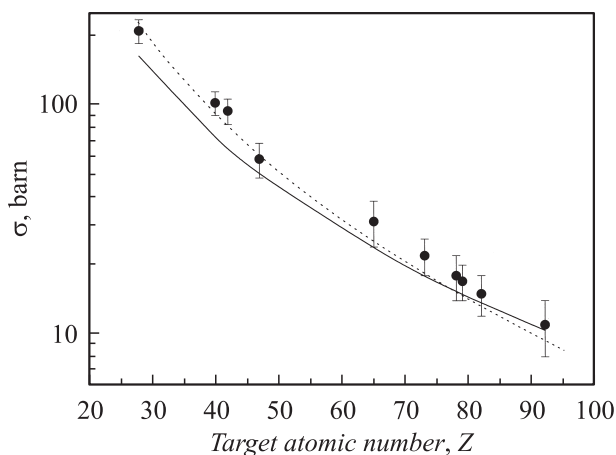
где  $E$  — кинетическая энергия налетающей частицы на один нуклон,  $m_p c^2 = 938.27$  MeV — масса покоя протона,  $I_p$  — потенциал ионизации налетающего иона. Выражение для  $q_{\min}$  в (5) было получено Бете [27] из рассмотрения энергии, переданной атому при столкновении с тяжелой частицей (см. также [16]). Таким образом, рассматриваемое нами приближение Борна для релятивистских энергий отличается от „обычного“ нерелятивистского борновского приближения двумя факторами: 1) при  $E \rightarrow \infty$ ,  $v \rightarrow \infty$  в нерелятивистском приближении и  $v \rightarrow c$  в релятивистском приближении, и 2) в релятивистском приближении минимальный переданный момент  $q_{\min}$  зависит от фактора  $\gamma$  согласно (5), так что при  $E \rightarrow \infty$ ,  $\gamma \rightarrow \infty$  и  $q_{\min} \rightarrow 0$ . Отметим, что соответствующие (5) выражения можно также получить в рамках метода параметра удара в дипольном приближении (см., например, [18]). Формулы (2)–(5) реализованы в программе LOSS-R, являющейся модификацией программы LOSS [9] для расчета сечений при нерелятивистских энергиях столкновения.

## Численные расчеты сечений ионизации

По программе LOSS-R вычислены сечения ионизации ионов тяжелыми частицами и дано сравнение с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными для сечений ионизации  $K$ -оболочек нейтральных атомов протонами, а также многозарядных ионов протонами, голыми ядрами и нейтральными атомами. Радиальные волновые функции оптического электрона в связанном состоянии и в непрерывном спектре находятся путем численного решения уравнения Шредингера с эффективным полем атомного остова, состоящего из ядра и остальных электронов (см. [9]).

## Сечения ионизации $K$ -оболочки нейтральных атомов протонами

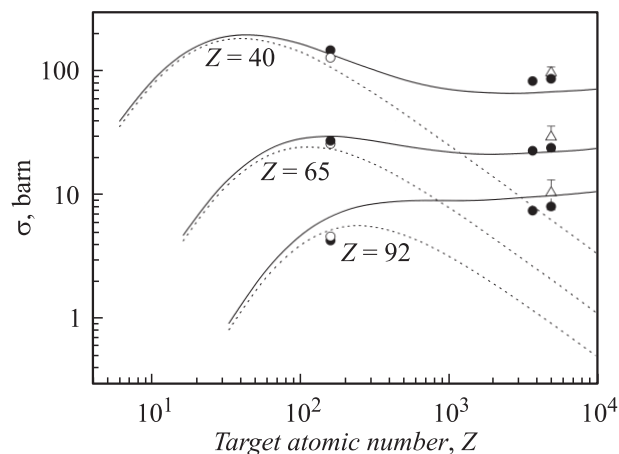
На рис. 1 приведены экспериментальные сечения ионизации электронов  $K$ -оболочек нейтральных атомов от Ni (заряд ядра  $Z_n = 25$ ) до U ( $Z_n = 92$ ) протонным ударом при энергии 4.88 GeV, полученные на ускорителе в лаборатории Лоуренс (Беркли) [20], в сравнении с релятивистскими расчетами [22] и результатами расчетов по программе LOSS-R, уравнения (2)–(5). Энергия связи  $K$ -оболочек нейтральных атомов, используемые в настоящей работе, вычислены в приближении Дирака–Фока по программе FAC [28] (Flexible Atomic Code) и приведены в табл. 1; эти данные находятся в хорошем согласии с полуэмпирическими данными для энергий связи Лотца [29]. В работе [22] использовалась теория возмущений первого порядка с дираковскими волновыми функциями для налетающего и рассеянного протона и дарвиновскими волновыми функциями для связанного и вылетевшего электрона. Согласно [22], вклад столкновений с поворотом спина атомного электрона незначителен для атомов с зарядом ядра  $Z \leq 40$  и



**Рис. 1.** Сечения ионизации электронов  $K$ -оболочек нейтральных атомов протонами с энергией 4.88 GeV как функция заряда ядра  $Z$ : сплошные кружки — экспериментальные данные [20]; пунктир — релятивистский расчет [22]; сплошная кривая — результат настоящей работы по программе LOSS-R, формулы (2)–(5).

**Таблица 1.** Энергии связи  $K$ -оболочек нейтральных атомов, вычисленные по программе FAC (настоящая работа), как функция заряда ядра

Заряд ядра	Энергия связи, eV	Заряд ядра	Энергия связи, eV
25	6548.63	73	67393.6
28	8343.28	78	78366.6
40	18002.1	79	80693.1
42	20002.8	82	87964.3
47	25515.4	92	115519.9
65	51980.7	95	124876.7



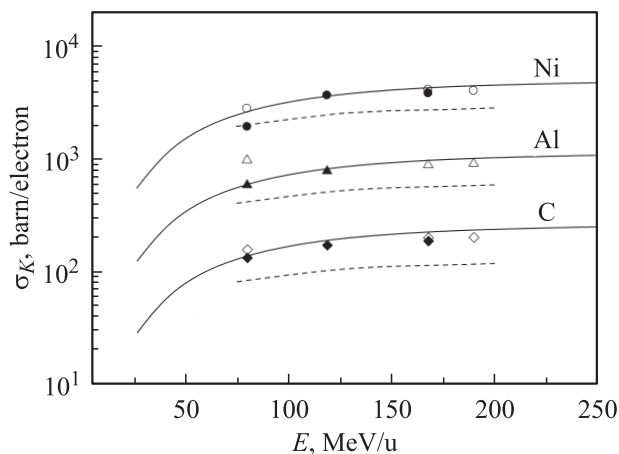
**Рис. 2.** Сечения ионизации  $K$ -электронов нейтральных атомов с зарядами ядра  $Z = 40, 65$  и  $92$  как функция энергии протона: открытые треугольники — экспериментальные данные при энергии протона 4.88 GeV [20]; открытые и сплошные кружки — нерелятивистские и релятивистские расчеты [22] при энергиях протона  $E = 0.16, 3.672$  и  $4.88$  GeV; сплошные и пунктирные кривые — релятивистские и нерелятивистские сечения, вычисленные по программам LOSS-R и LOSS соответственно.

составляет порядка 10% для более тяжелых атомов. Как видно на рис. 1, все данные находятся в достаточно хорошем согласии, за исключением интервала  $25 \leq Z \leq 40$ , где результаты настоящего расчета несколько занижены по сравнению с экспериментальными данными и расчетами работы [22].

Типичное поведение сечений ионизации электронов  $K$ -оболочки нейтральных атомов с зарядом ядра  $Z = 40, 65$  и  $92$  как функция энергии протона представлено на рис. 2. Треугольниками обозначены экспериментальные данные при 4.88 GeV [20]. Открытые и сплошные кружки — нерелятивистские и релятивистские сечения соответственно, полученные в [22] при энергиях протона  $E = 0.16, 3.672$  и  $4.88$  GeV. Релятивистские и нерелятивистские расчеты по программам LOSS-R и LOSS [9] соответственно представлены сплошными и пунктирными кривыми. Все результаты, приведенные на рис. 2, находятся в согласии друг с другом в пределах 30%. Сечения для  $Z = 40$  и  $Z = 65$  имеют небольшой максимум, который исчезает для ионизации  $K$ -электронов атома урана ( $Z = 92$ ), где сечение возрастает на всем интервале энергий. Сечения, рассчитанные по нерелятивистской программе LOSS, убывают после достижения максимума и при 10 GeV примерно на порядок величины меньше, чем релятивистские сечения ионизации.

## Ионизация многозарядных ионов

На рис. 3 представлены сечения ионизации  $K$ -электронов  $H$ - и  $He$ -подобных ионов висмута (нормированные на один электрон) при столкновениях с атомами C, Al



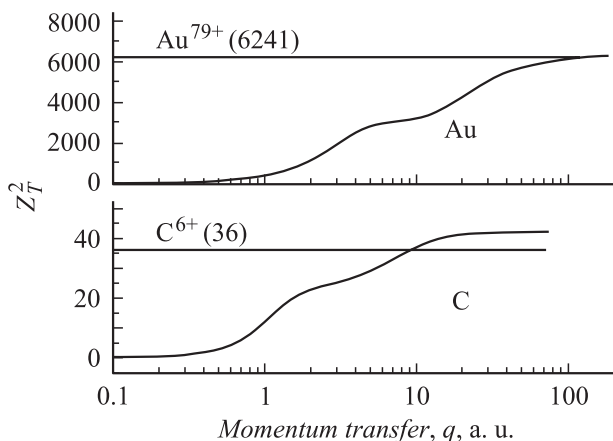
**Рис. 3.** Сечения ионизации H- и He-подобных ионов Вi (нормированные на  $1s$ -электрон) при столкновениях с атомами C, Al и Ni как функция энергии ионов висмута. Эксперимент: открытые символы — H-подобные ионы, сплошные символы — He-подобные ионы Вi соответственно [30]. Теория: пунктирные кривые — квазиклассическое приближение [31], сплошные кривые — релятивистский расчет по программе LOSS-R, настоящая работа.

и Ni. Экспериментальные данные (открытые и сплошные символы) получены при энергиях 81.6, 118.7, 168.6 и 196.0 MeV/u соответственно [30]. Сечения, вычисленные в квазиклассическом приближении с релятивистскими водородными волновыми функциями [31] (пунктирные кривые), на 30–50% меньше экспериментальных данных. Расчеты по программе LOSS-R (сплошные кривые) достаточно хорошо согласуются с экспериментом, за исключением одной точки, соответствующей сечению ионизации H-подобных ионов атомами Al при энергии 81.6 MeV/u (открытый треугольник).

В табл. 2 представлены экспериментальные сечения ионизации, полученные на ускорителе в Brookhaven National Laboratory [32] для H-подобных ионов  $Au^{78+}$ ,

**Таблица 2.** Сечения ионизации ( $kb$ ) H-подобных ионов  $Au^{78+}$  из основного состояния при столкновениях с атомами и гольми ядрами при энергии 10.8 GeV/u ( $\gamma = 12.5$ )

Мишень	Эксперимент [32]	Anholt et al. [21]	Sorensen [24]	LOSS-R
H	—	—	—	0.0154
H <sup>+</sup>	—	—	—	0.0077
C	0.310(0.030)	0.310	0.271	0.314
C <sup>6+</sup>	—	—	0.243	0.233
Al	1.180(0.090)	1.280	1.150	1.319
Al <sup>13+</sup>	—	—	1.140	1.301
Cu	5.260(0.500)	5.800	5.370	6.032
Cu <sup>29+</sup>	—	—	5.730	6.501
Ag	16.200(14.00)	14.400	13.70	15.318
Ag <sup>47+</sup>	—	—	15.50	17.110
Au	38.200(3.200)	38.800	38.000	39.537
Au <sup>79+</sup>	—	—	43.400	48.100

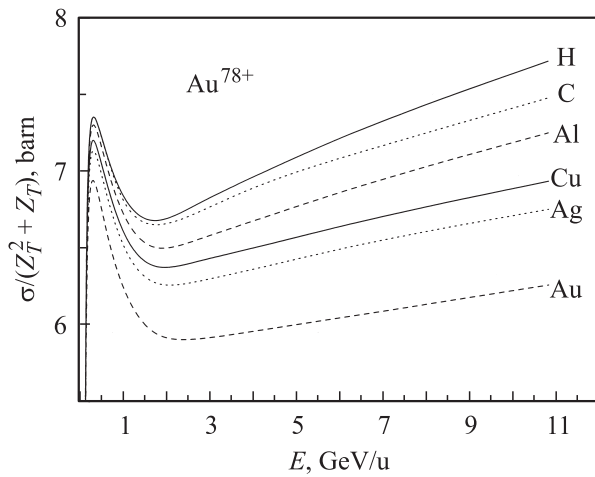


**Рис. 4.** Зависимость квадрата эффективного заряда  $Z_T^2$ , уравнение (4), для голых  $C^{6+}$  и  $Au^{79+}$  ядер (прямые линии) и нейтральных C и Au атомов (кривые) от переданного импульса  $q$ , вычисленная по программе LOSS-R со слетеровскими радиальными функциями. Величины квадратов зарядов для голых ядер приведены в скобках. Структура кривых для нейтральных атомов объясняется вкладами различных электронных оболочек.

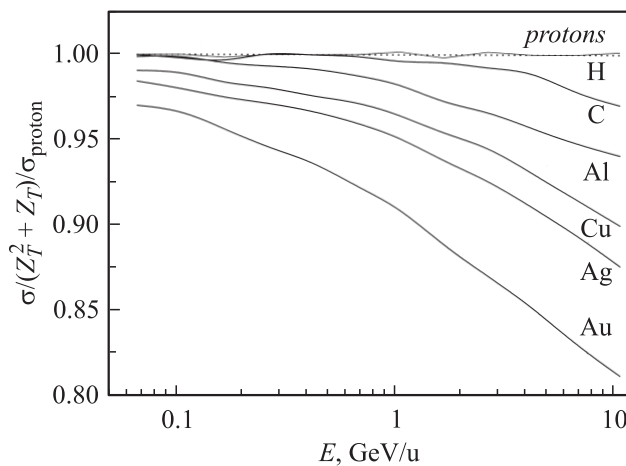
сталкивающихся с нейтральными атомами при энергии 10.8 GeV/u, в сравнении с результатами расчетов различными теоретическими методами, включая настоящую работу. В работе [21] сечения рассчитывались в борновском приближении плоских волн, а релятивистская модель, используемая в работе [24], построена с использованием результатов работы [21]. Как видно из табл. 2, экспериментальные данные согласуются с теоретическими расчетами в пределах 15%.

Сечения, рассчитанные в [24] и в настоящей работе для ионизации ионов  $Au^{78+}$  при столкновении с гольми ядрами, также даны в табл. 2. Интересно отметить, что для относительно легких мишеней, таких как H, C и Al, сечения ионизации ионов нейтральными атомами больше, чем гольми ядрами, в то время как для мишеней тяжелее Al ситуация обратная: сечения ионизации гольми ядрами больше. Эту особенность можно объяснить свойствами эффективных зарядов мишени нейтральных атомов и голых ядер, уравнение (4).

На рис. 4 показана зависимость квадрата эффективного заряда для C,  $C^{6+}$  и Au,  $Au^{79+}$  мишеней, рассчитанного по программе LOSS-R со слетеровскими безузловыми волновыми функциями, от переданного импульса  $q$ . Прямые линии соответствуют голым ядрам с квадратами зарядов, приведенных в скобках, а сплошные кривые описывают квадраты зарядов нейтральных атомов со структурой, связанной с вкладом различных электронных оболочек этих атомов. При энергии 10.8 GeV/u ионов  $Au^{78+}$  нижний предел в (5) примерно равен  $q_{\min} \approx I_p/(\gamma v) \approx 2$  а.у., и вклады мишеней C и  $C^{6+}$  сравнимы по порядку величины, в то время как вклад от атомной мишени Au меньше, чем от мишени ионов  $Au^{79+}$ . Следовательно, при релятивистских столкнени-



**Рис. 5.** Масштабированные сечения ионизации Н-подобных ионов  $Au^{78+}$  при столкновении с нейтральными атомами от Н до Au как функции энергии ионов, где  $Z_T$  — заряд ядра атома мишени (программа LOSS-R).



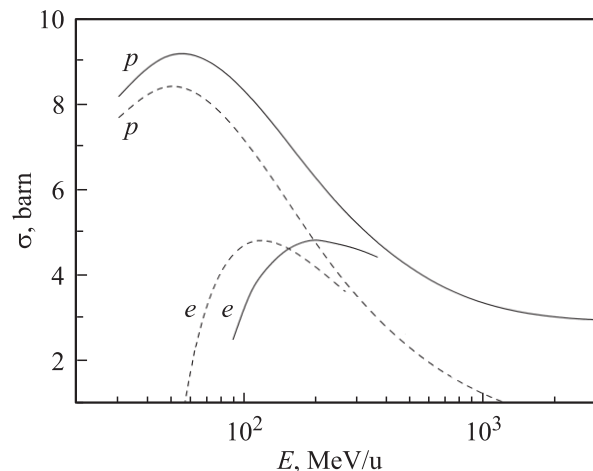
**Рис. 6.** Дважды масштабированные сечения ионизации Н-подобных ионов  $Au^{78+}$  при столкновении с нейтральными атомами как функция энергии налетающей частицы, где  $Z_T$  — заряд ядра атома мишени и  $\sigma_{\text{proton}}$  — сечение ионизации протонным ударом (программа LOSS-R).

ях эффекты экранировки в сложных атомах мишеней играют большую роль и могут значительно понижать сечения ионизации по сравнению с голыми ядрами, на что было указано в обзоре [19].

На рис. 5 представлены сечения ионизации ионов  $Au^{78+}$  ( $1s$ ), поделенные на характерный масштабный фактор  $Z_T^2 + Z_T$ , где  $Z_T$  — заряд ядра мишени, рассчитанный по программе LOSS-R для широкого диапазона энергий. Как следует из расчетов, за борновским максимумом сечения возрастают приблизительно как  $\ln(1 + C\gamma/Z_T^{0.24})$ , где  $C$  — константа. На рис. 6 показаны дважды масштабированные сечения ионизации ионов  $Au^{78+}$  по фактору  $Z_T^2 + Z_T$  и сечению ионизации протонным ударом  $\sigma_{\text{proton}}$ , т.е.  $\sigma/(Z_T^2 + Z_T)\sigma_{\text{proton}}$ , при

столкновении ионов  $Au^{78+}$  с нейтральными атомами от Н до Au. Видно, что для релятивистских энергий и тяжелых мишеней расчеты по программе LOSS-R приводят к меньшим значениям сечений ионизации по сравнению с обычным законом масштабирования  $\sigma \approx (Z_T^2 + Z_T)\sigma_{\text{proton}}$ , который используется в литературе для оценки сечений ионизации тяжелыми атомами при больших энергиях.

На предыдущих рисунках мы сравнивали экспериментальные сечения ионизации  $1s$ -электронов тяжелыми частицами при релятивистских энергиях. Насколько нам известно, данные для ионизации  $nl$ -электронов многозарядных ионов с орбитальными квантовыми числами  $l \neq 0$ , т.е.  $p$ ,  $d$ ,  $f$  и т.д. электронов, тяжелыми частицами отсутствуют. Тем не менее такое сравнение может быть проведено для сечений ионизации электронным ударом, которые для высоких энергий должны быть близки к сечениям ионизации протонным ударом. На рис. 7 даны сечения ионизации С-подобных ионов  $U^{86+}(2p^2)$  электроном (помечены  $e$ ) и протоном ( $p$ ). Пунктирные кривые соответствуют нерелятивистским расчетам, выполненным по программе АТОМ [33] для сечений ионизации электронами в приближении Кулон–Борна с обменом (СВЕ), и сечениям ионизации протонным ударом в нерелятивистском борновском приближении, программа LOSS [9]. Сплошные кривые представляют релятивистские расчеты сечений ионизации  $2p$ -электронов ионов  $U^{86+}$  электронным (работа [34]) и протонным ударом (программа LOSS-R, настоящий расчет). Из рисунка видно, что все сечения согласуются друг с другом, т.е. для высоких энергий сечения ионизации электронным ударом переходят в сечения, соответствующие ионизации протонным ударом.

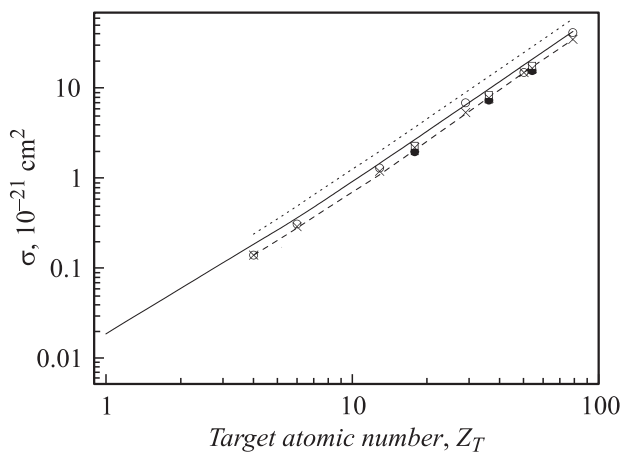


**Рис. 7.** Сечение ионизации электронным и протонным ударом С-подобных ионов  $U^{86+}(2p^2)$  ионов как функция ионной энергии: пунктирные кривые — нерелятивистские расчеты по программам АТОМ [33] электронным ударом ( $e$ ) и LOSS [9] протонным ударом ( $p$ ); сплошные кривые — релятивистский расчет электронным ( $e$ ) [34] и протонным ( $p$ ) ударом (программа LOSS-R) соответственно (см. текст).

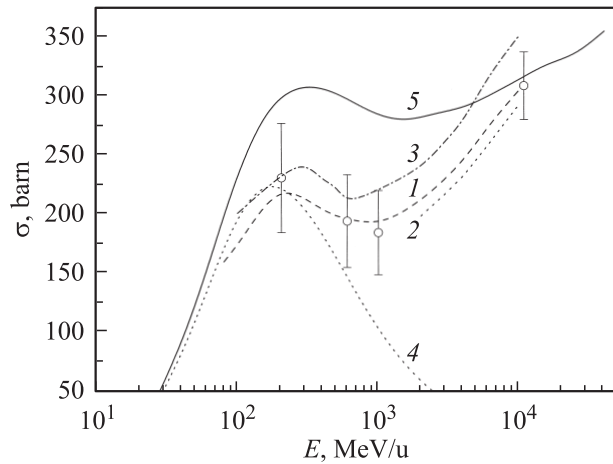


На рис. 8 приведены сечения ионизации H-подобных ионов  $Pb^{81+}$  при столкновениях с нейтральными атомами при ультррелятивистских энергиях  $158 \text{ GeV/u}$  ( $\gamma = 170$ ) как функция заряда ядра атома мишени. Экспериментальные данные, полученные в CERNe, представлены сплошными [35] и открытыми [36] кружками. Вычисления в борновском приближении плоских волн [21] изображены пунктирными кривыми, которые лежат очень близко к штриховым кривым, соответствующим расчетам [24], и к результатам расчетов [26] с дираковскими волновыми функциями. Результаты расчетов настоящей работы обозначены сплошной кривой. Как и раньше, экспериментальные данные согласуются со всеми расчетами в пределах 20–30% (см. также табл. 2).

На рис. 9 приведены сечения ионизации H-подобных ионов  $Au^{78+}$  ( $1s$ ) при столкновении с атомами углерода в широкой области энергий  $E = 0.1–40 \text{ GeV/u}$ , включая область минимума сечения  $E_{\min} \approx 1 \text{ GeV/u}$ . Открытые кружки соответствуют экспериментальным данным, полученным при энергиях  $E = 0.2, 0.6$  и  $1.0 \text{ GeV/u}$  на накопительном кольце Института ГСИ, Дармштадт [23,37], и при  $E = 10.8 \text{ GeV/u}$  — на синхротронном ускорителе Брукхейвенской Национальной лаборатории [32]. Теоретические расчеты представлены кривыми 1–5. Релятивистские расчеты сечения ионизации в приближении волнового пакета [25] с релятивистскими кулоновскими волновыми функциями соответствуют кривой 1; эти расчеты дают наилучшее согласие с экспериментом в области  $0.1–10 \text{ GeV/u}$ . Кривые 2 и 3 — расчет сечений в релятивистском борновском приближении с плоскими волновыми функциями свободного электрона [20] и в полуэмпирическом приближении [21] соответственно. Результаты настоящей работы по программе LOSS-R в



**Рис. 8.** Сечения ионизации H-подобных ионов  $Pb^{81+}$  при столкновениях с нейтральными атомами на ультррелятивистской энергии  $158 \text{ GeV/u}$  ( $\gamma = 170$ ) как функция заряда ядра атома мишени  $Z_T$ . Эксперимент: сплошные и открытые кружки — [35] и [36] соответственно. Теория: пунктирные кривые — борновское приближение плоских волн [21], штриховые кривые — релятивистская модель [24], кресты — расчет с полурелятивистскими волновыми функциями Дарвина [26], сплошная кривая — программа LOSS-R, настоящая работа.



**Рис. 9.** Сечения ионизации H-подобных ионов  $Au^{78+}$  из  $1s$  состояния при столкновении с атомами углерода. Эксперимент: кружки — [23,32,37]. Теория: 1 — релятивистский расчет в приближении волнового пакета с релятивистскими волновыми функциями и учетом магнитных взаимодействий [25], 2 — релятивистское борновское приближение с плоскими волновыми функциями для свободного электрона [20], 3 — релятивистский полуэмпирический расчет [21], 4 — нерелятивистское борновское приближение, 5 — релятивистское борновское приближение с нерелятивистскими волновыми функциями, программы LOSS и LOSS-R, настоящая работа (см. текст).

нерелятивистском и релятивистском борновском приближениях представлены кривыми 4 и 5 соответственно. Релятивистские расчеты сечений ионизации по программе LOSS-R согласуются с экспериментальными данными в пределах 30%.

## Заключение

В борновском приближении без учета магнитных взаимодействий даны формулы для сечений ионизации ионов, сталкивающихся при релятивистских энергиях с протонами и нейтральными атомами. На основе полученных выражений создана программа для ЭВМ LOSS-R, которая учитывает электронную оболочечную структуру мишени. С помощью программы LOSS-R выполнены предварительные численные расчеты сечений ионизации  $K$ -оболочек нейтральных атомов, сталкивающихся с протонами, и многозарядных тяжелых ионов с зарядом ядра  $Z \approx 80–90$  при столкновениях с голыми ядрами и нейтральными атомами. Несмотря на ряд принятых допущений (пренебрежение магнитными взаимодействиями между сталкивающимися частицами и использование нерелятивистских волновых функций для оптического электрона), сравнение настоящих расчетов сечений ионизации из  $1s$ -оболочки с имеющимися экспериментальными данными и релятивистскими расчетами других авторов показывает согласие на уровне 30–40%.

Авторы выражают свою признательность Г. Бауру и Т. Штелькеру за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 06-1000012-8530).

## Список литературы

- [1] The HIDIF Study. Report GSI-98-06 / Ed. by I. Hoffman, G. Plass. Darmstadt, 1998.
- [2] Atomic Physics with Heavy Ions. Ser. Atoms. and Plasmas. Vol. 26 / Ed. by H. Beyer, V.P. Shevelko. Berlin: Springer, 1999.
- [3] Kraft G. // Progr. Part. Nucl. Phys. 2000. Vol. 45. P. 473. Supplement 2.
- [4] The Physics of Multiply and Highly Charged Ions 2003 / Ed. by F.J. Currell. Dordrecht: Kluwer Academic Pub. 2003. 424 p.
- [5] Kraemer A., Boine-Frankenheim O., Mustafin E., Reich-Sprenger H., Spiller P. // Proc. of the EPAC. 2002. Paris, 2002. P. 2547.
- [6] Shevelko V.P., Boehne D., Stoehlker Th. // Nucl. Instrum. Methods. A. 1998. Vol. 415. P. 609.
- [7] Shevelko V.P., Brinzaescu O., Jacoby W., Rau M., Stoehlker Th. // Hyp. Int. 1998. Vol. 114. P. 289.
- [8] Shevelko V.P., Boehne D., Franzke B., Stoehlker Th. // Atomic Physics with Heavy Ions / Ed. by H. Beyer, V.P. Shevelko. Berlin: Springer, 1999. P. 305.
- [9] Shevelko V.P., Tolstikhina I.Yu., Stoehlker Th. // Nucl. Instrum. Methods B. 2001. Vol. 184. P. 295.
- [10] Mueller D., Grisham L., Kaganovich I., Watson R.L., Horvat V., Zaharakis K.E. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. P. 1753.
- [11] Watson R.L., Peng Y., Horvat V. et al. // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 67. P. 022706.
- [12] DuBois R.D., Santos A.C.F., Stoehlker Th. et al. // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 70. P. 032712.
- [13] Olson R.E., Watson R.L., Horvat V. et al. // J. Phys. B. 2004. Vol. 37. P. 4539.
- [14] Olson R.E., Watson R.L., Horvat V., Zaharakis K.E., DuBois R.D., Stoehlker Th. // NIMA. 2005. Vol. 544. P. 333.
- [15] [http://www.gsi.de/fair/index\\_e.html](http://www.gsi.de/fair/index_e.html)
- [16] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 728 с.
- [17] Eichler J., Meyerhof W.E. Relativistic Atomic Collisions. San Diego: Acad. Press, 1995. 413 p.
- [18] Bertulani C.A., Baur G. // Phys. Rep. 1988. Vol. 163. P. 299.
- [19] Voitkiv A.B. // Phys. Rep. 2004. Vol. 392. P. 191.
- [20] Anholt R. et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 3302.
- [21] Anholt R., Becker U. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 4628.
- [22] Davidovic D.M., Moiseiwitsch B.L., Norrington P.H. // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. P. 847.
- [23] Stoehlker Th., Ionescu D.C., Rymuza P., Ludziejewski T., Mokler P.H., Scheidenberger C., Bosch F., Franzke B., Geissel H., Klepper O. et al. // Nucl. Instrum. Methods. B. 1997. Vol. 124. P. 160.
- [24] Sorensen A.H. // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58. P. 2895.
- [25] Fritzsche S., Sarzhikov A., Stoehlker Th. // Nucl. Instrum. Methods. B. 2003. Vol. 205. P. 469.
- [26] Voitkiv A.B., Mueller C., Gruen N. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62. P. 062701.
- [27] Bethe H. // Handbuch der Physik. 1933. Vol. 34. Part 1. P. 273.
- [28] Gu M.F. // Astrophys. J. 2003. Vol. 582. P. 1241.
- [29] Lotz W. // J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. P. 206.
- [30] Rymuza P., Stoehlker Th., Cocke C.L. et al. // J. Phys. B. 1993. Vol. 26. P. L169.
- [31] Rösel F., Trautmann D., Baur G. // Nucl. Instrum. Methods. 1982. Vol. 192. P. 43.
- [32] Claytor N., Belkacem A., Dinneen T., Feinberg B., Gould H. // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 55. P. R842.
- [33] Shevelko V.P., Vainshtein L.A. Atomic Physics for Hot Plasmas. Brighton: IOP, 1993. 187 p.
- [34] Moores D.L. // Int. J. Mass. Spectrom. 1999. Vol. 192. P. 23.
- [35] Krause H.F., Vane C.R., Datz S., Grafström P., Knudsen H., Scheidenberger C., Schuch R.H. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 1190.
- [36] Krause H.F., Vane C.R., Datz S., Grafstro P., Knudsen H., Mikkelsen U., Scheidenberger C., Schuch R.H., Vilakazi Z. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 032711.
- [37] Scheidenberger C., Geissel H., Stoehlker Th., Brohm Th., Folger H., Irnich H., Kozhuharov Ch., Magel A., Mokler P.H., Moshhammer R. et al. // Nucl. Instrum. Methods B. 1994. Vol. 90. P. 36.