

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ МИШЕНИ НА ЗАРЯДОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ИОНОВ УРАНА С ЭНЕРГИЕЙ 1.4 МэВ/н ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГАЗОМ O₂

С. Н. Андреев^{*}, И. Ю. Толстихина^{**}, В. П. Шевелько^{***}

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 июня 2025 г.,
после переработки 16 июня 2025 г.
Принята к публикации 19 июня 2025 г.

Исследована динамика равновесных фракций F_q^0 и средних зарядов $\langle q \rangle$ пучка многозарядных ионов урана U^{q+} , образующихся при столкновении ионов U^{4+} с энергией 1.4 МэВ/н с газом O₂ при давлениях газа $P = 0\text{--}5$ МПа. Фракции F_q^0 ионов U^{q+} с зарядами $q = 18\text{--}38$ вычислены путем решения уравнений баланса с сечениями ионизации и перезарядки, полученными с учетом эффекта плотности мишени. Результаты расчетов величин F_q^0 и $\langle q \rangle$ сравниваются с экспериментальными данными. Расчетная величина максимального среднего заряда составила $\langle q \rangle = 26.6$ при $P \approx 1.5$ МПа, экспериментальное значение $\langle q \rangle_{exp} = 26.5 \pm 1$.

DOI: 10.7868/S3034641X25100059

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы взаимодействия пучков тяжелых ионов с газовыми, твердотельными (фольгами) и плазменными мишенями играют большую роль во многих фундаментальных и прикладных задачах ускорительной, атомной и ядерной физики: для получения долгоживущих ионных пучков и условий оптимального вакуума в ускорителях, проблем ионного термоядерного синтеза, диагностики плазмы зондовыми пучками тяжелых ионов, синтеза сверхтяжелых элементов с использованием газонаполненных сепараторов и др. [1–3].

В современных ускорителях тяжелых ионов газовые мишени и фольги применяются для увеличения зарядового состояния ионного пучка на выходе из мишени (см., например, [4–6]). Использование фольг позволяет получать более высокие заряды пучка по сравнению с газовыми мишенями, однако радиационные и другие повреждения падающим пучком приводят к быстрому разрушению фольг в отличие от газовых мишеней, имеющих практически

неограниченный срок применения [7]. Зависимости основных характеристик взаимодействия пучков+газ (ионные фракции, средний заряд ионов, равновесная толщина мишени) от атомного номера мишени и давления (плотности) газа представляют особый интерес, например, зависимость равновесного заряда пучка $\langle q \rangle$ от давления связана с максимально достижимой величиной заряда и интенсивностью пучка в газовой мишени.

Экспериментальные данные по измерению зарядов $\langle q \rangle$ в газах сильно ограничены, особенно для молекулярных мишеней H₂, O₂, N₂, CO₂ и др. (см. [4, 5]). Теоретическая интерпретация зависимости равновесного среднего заряда от давления молекулярной мишени, насколько известно авторам, представлена только для описания взаимодействия ионов U^{4+} с энергией 1.4 МэВ/н с молекулярным водородом H₂ при давлении $P \approx 0\text{--}500$ мбар [8].

В настоящей работе выполнены расчеты равновесных фракций F_q^0 и средних зарядов $\langle q \rangle$ многозарядных ионов U^{q+} с зарядами $q = 18\text{--}38$ и энергией $E = 1.4$ МэВ/н для столкновений с газом O₂ при давлениях $P = 0\text{--}5$ МПа. Величины F_q^0 находились путем решения уравнений баланса с сечениями перезарядки и ионизации, полученными с учетом эффекта плотности мишени. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [4].

^{*} E-mail: andreevsn@lebedev.ru

^{**} E-mail: inga-san@mail.ru

^{***} E-mail: shevelkovp@lebedev.ru

2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ И ИОННЫХ ФРАКЦИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ПЛОТНОСТИ

Эволюция ионных фракций $F_q(x)$ в газе или твердом теле находится путем решения уравнений баланса [1]:

$$\frac{F_q(x)}{dx} = \sum_{q' \neq q} [\sigma_{q'q} F_{q'}(x) - \sigma_{qq'} F_q(x)], \quad (1)$$

$$\sum_q F_q(x) = 1, \quad (2)$$

где x — толщина мишени, σ_{ij} — сечения ионизации при $j > i$ и рекомбинации при $j < i$ соответственно, включая многоэлектронные сечения. Равновесные фракции F_q^0 соответствуют равновесным толщинам мишени $x_{eq}(q)$, при которых число актов ионизации ионов равно числу актов рекомбинации, и находятся путем решения уравнений (1), (2) с нулевыми производными $\frac{F_q(x)}{dx} = 0$. В случае плазменных мишеней в уравнениях (1), (2) используются скорости процессов ионизации и рекомбинации.

В настоящей работе уравнения баланса (1), (2) решались с помощью новой программы BREAK (Balance Rate Equations for Atomic Kinematics) методом диагонализации матрицы взаимодействия. Код BREAK создан по подобию программы BREIT, описанной в [9], и предназначен для расчета равновесных F_q^0 и неравновесных $F_q(x)$ фракций ионов (до 200 фракций) для всех типов мишеней — газовых, твердотельных и плазменных.

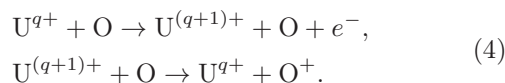
Сечения перезарядки σ_{EC} (Electron Capture) и ионизации σ_{EL} (Electron Loss) вычислялись по программам CAPTURE и RICODE-M с учетом эффекта плотности мишени. Подробное описание программ и области их применимости приведены в [3]. Кратко: код CAPTURE предназначен для расчета нормализованных одноэлектронных сечений перезарядки в приближении Бринкмана–Крамерса, а RICODE-M — для сечений одноэлектронной ионизации (обдирки) в ион-атомных столкновениях в релятивистском борновском приближении с использованием релятивистского (магнитного) взаимодействия между сталкивающимися частицами и релятивистских волновых функций при энергиях ионов $E \gtrsim 25$ кэВ/н.

В работе [4] измерены равновесные фракции образующихся многозарядных ионов U^{q+} с зарядами $q = 23$ –34 и энергией 1.4 МэВ/н при столкновении ионов U^{4+} с газом O_2 в зависимости от давления газа $P = 0.1$ –1.5 МПа. Для описания результатов

[4] можно воспользоваться правилом аддитивности Брэгга [10], согласно которому при достаточно высоких энергиях ионов можно пренебречь молекулярными эффектами (химическими связями, колебаниями атомов и т. д.) и рассматривать атомы в молекуле мишени как независимые центры рассеяния. В случае мишени O_2 правило Брэгга дает

$$\sigma_{EC,EL}(O_2) = 2\sigma_{EC,EL}(O), \quad (3)$$

где $\sigma_{EC,EL}(O)$ — сечения перезарядки и ионизации ионов урана на атомах кислорода, т. е. задача сводится к нахождению сечений прямого (ионизация) и обратного (перезарядка) процессов соответственно:



В работе [11] экспериментально показано, что в случае ионизации правило Брэгга хорошо выполняется для быстрых тяжелых ионов при столкновении с многоатомными молекулами за исключением молекулы H_2 . Правило Брэгга (3) может быть также использовано и для сечений σ_{EC} , так как в условиях эксперимента [4] для процессов перезарядки основную роль играет захват внутренних $1s$ -электронов кислорода, свойства которых в атомах O и молекулах O_2 очень близки.

Преимущественный захват ионами урана $1s$ -электронов атомов кислорода в области энергий $E = 0.1$ –10 МэВ/н иллюстрируется на рис. 1, где в качестве примера приведены сечения захвата ионами $U^{27+}(5s^25p^3)$ электронов всех оболочек кислорода $O(1s^22s^22p^4)$ для разреженного газа $P \approx 0$ (рис. 1а) и для минимального давления $P = 0.1$ МПа, использованного в эксперименте (рис. 1б). Сечения σ_{EC} вычислялись с учетом эффекта плотности мишени (Density Effect, DE), см. [3]:

$$\sigma_{EC}^{DE}(v) = \sum_{n=n_0}^{n_{max}} \sigma_n(v), \quad n_{max} = n_0 + \Delta n, \quad (5)$$

где $\sigma_n(v)$ — сечение перезарядки в состоянии с главным квантовым числом n образующегося иона, n_0 — его основное состояние, n_{max} — максимально возможное квантовое число. При малых плотностях мишени (разреженный газ, плазма) захват электрона происходит практически во все состояния образующегося иона с $n_{max} \rightarrow \infty$, а при очень больших плотностях (твердое тело), $n_{max} \rightarrow n_0$, перезарядка происходит преимущественно в основное состояние, а сечение σ_{EC} становится квазипостоянной величиной, не зависящей от дальнейшего роста плотности.

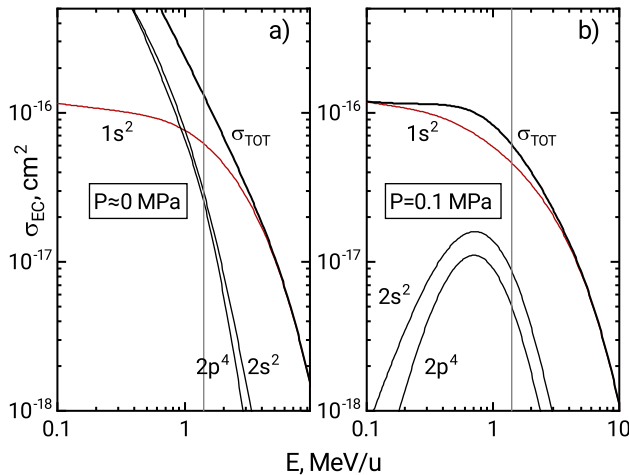


Рис. 1. Сечения σ_{EC} перезарядки $U^{27+} + O(1s^2 2s^2 2p^4) \rightarrow U^{26+} + O^+$ как функции энергии для разреженного газа $P \approx 0$ (а) и при давлении $P = 0.1$ МПа (б) — результат кода CAPTURE. Указан вклад в сечение захвата электронов из различных оболочек кислорода и полное (суммарное) сечение перезарядки σ_{TOT} . Тонкая вертикальная прямая соответствует энергии $E = 1.4$ МэВ/н

Величина Δn зависит от скорости иона, плотности мишени, атомной структуры сталкивающихся частиц и имеет вид

$$\Delta n = q \left(\frac{10^{18}}{Z_T^2 \rho [\text{см}^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{E[\text{кэВ/н}]}{250q^2} \right)^{1/14}, \quad (6)$$

где Z_T и ρ — атомный номер и плотность мишени.

На рис. 1 а приведены сечения σ_{EC} , вычисленные по формулам (5), (6) с $\Delta n = 500$ для $P \approx 0$, а на рис. 1 б — с $\Delta n \approx 8$ для давления $P = 0.1$ МПа. С ростом плотности сечение захвата из 1s-оболочки практически не меняется, так как оно достигает своего максимального значения уже при $\Delta n = 4$ в отличие от сечений захвата из 2s- и 2p-оболочек, которые примерно одинаковы и сильно зависят от величины Δn . При энергии $E = 1.4$ МэВ/н и давлении $P \approx 0$ (рис. 1 а) сечение захвата из 1s-оболочки дает вклад $\approx 50\%$ в полное (суммарное) сечение σ_{TOT} и столько же — сумма сечений из оболочек 2s и 2p, а при $P = 0.1$ МПа (рис. 1 б) сечение σ_{EC} практически полностью определяется захватом 1s-электронов. Сказанное относится и к другим ионам урана, и, таким образом, в условиях эксперимента главную роль в процессах перезарядки играет преимущественный захват внутренних 1s-электронов кислорода.

На рис. 2 приведены вычисленные сечения $\sigma_{EC}(q)$ и $\sigma_{EL}(q)$ при энергии $E = 1.4$ МэВ/н

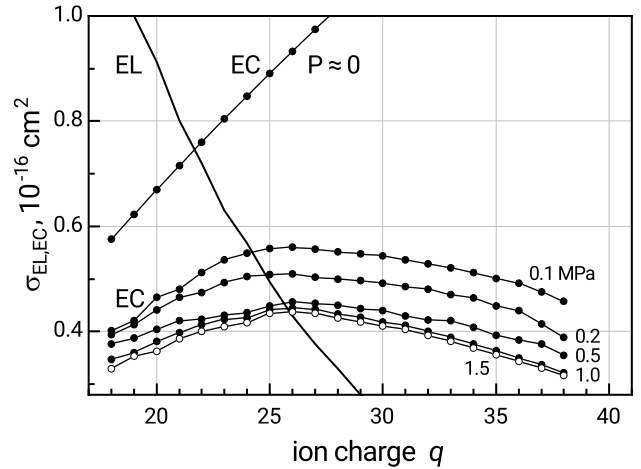


Рис. 2. Сечения $\sigma_{EL}(q)$ и $\sigma_{EC}(q)$ ионизации и перезарядки (4) при $E = 1.4$ МэВ/н как функции заряда q и давления газа $P = 0-1.5$ МПа: сплошная кривая — сечения σ_{EL} , результат программы RICODE-M, кривые с черными кружками — сечения σ_{EC} , результат кода CAPTURE. Кривая σ_{EC} при $P = 1.5$ МПа со светлыми кружками — минимальное сечение перезарядки

как функции заряда иона урана q при давлениях кислорода $P = 0, 0.1, 0.5, 1.0$ и 1.5 МПа. При $P \approx 0$ сечения $\sigma_{EC}(q)$ возрастают с ростом q , затем из-за влияния эффекта плотности убывают и при $P = 1.5$ МПа достигают практически наименьших значений (кривая со светлыми кружками). Сечения $\sigma_{EL}(q)$ от давления кислорода практически не зависят. Следует отметить, что расчет сечений ионизации σ_{EL} с учетом влияния плотности мишени является более сложной задачей по сравнению с расчетами σ_{EC} , и для ионизации из основного состояния n_0 тяжелого иона сечение может быть представлено в виде [12]

$$\sigma_{EL}^{DE}(n_0) = \sigma_{EL}(n_0) + \sigma_{ex}(n_0 - n_1)B(n_1, \rho), \quad (7)$$

где $\sigma_{EL}(n_0)$ — сечение, полученное без учета плотности мишени, $B(n_1, \rho)$ — коэффициент ветвления уровня n_1 , зависящий от плотности газа ρ и изменяющийся в пределах $0 \leq B(n_1, \rho) \leq 1$, $\sigma_{ex}(n_0 - n_1)$ — сечение возбуждения перехода $n_0 - n_1$ атомом мишени, $n_1 \approx n_0 + 1$. Расчеты показали, что для всех ионов урана и значений давления кислорода, рассмотренных в настоящей работе, сечения возбуждения намного меньше сечений σ_{EL} :

$$\sigma_{ex}(n_0 - n_1) \ll \sigma_{EL}(n_0), \quad (8)$$

т. е. влияние эффектов плотности на сечения ионизации ионов урана пренебрежимо мало. Оценки показали, что рассматриваемые сечения σ_{EL} ионов

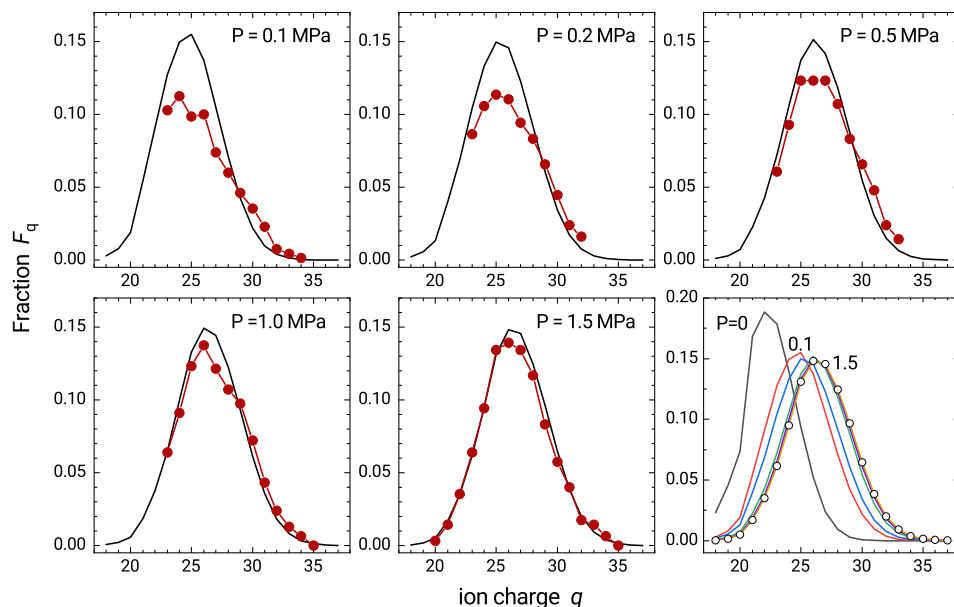


Рис. 3. Распределение равновесных фракций ионов урана по заряду q при различных давлениях P молекулярного кислорода. Темные кружки — эксперимент [4], кривые без символов — результат кода BREAK. Внизу справа показана динамика изменения распределения вычисленных фракций при изменении давления кислорода от 0 до 1.5 МПа. Распределение практически насыщается при $P = 1.5$ МПа (кривая со светлыми кружками)

урана остаются независимыми от давления газа вплоть до значения $P \approx 5$ МПа, т. е. плотности кислорода $\rho \approx 10^{21}$ см $^{-3}$. Слабая зависимость сечений σ_{EL} от плотности газа была обнаружена экспериментально в работе [13]. В целом, сечения σ_{EC} более чувствительны к изменению плотности мишени, чем σ_{EL} , что является главной особенностью влияния эффекта плотности на сечения взаимодействия многозарядных ионов с мишенями (см. [3]).

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Распределения равновесных фракций F_q^0 по заряду q ионов урана при энергии $E = 1.4$ МэВ/н и различных давлениях O_2 представлены на рис. 3. Сплошные кривые соответствуют равновесным фракциям, вычисленным по программе BREAK с сечениями $\sigma_{EC,EL}$, представленными на рис. 2, кривые с символами — экспериментальные данные [4], полученные при $P = 0.1$ –1.5 МПа. Для давлений $P = 0.1$ –0.5 МПа были измерены не все фракции, поэтому в области максимума распределений экспериментальные данные меньше теоретических. Кроме того, в области максимума при $q \approx 23$ –26 экспериментальные фракции имеют негладкую зависимость от q : наблюдаются скачки величин, одинаковые значения для разных зарядов и т. д. Авторы [4] объясняют это возможной потерей энергии

ионов с ростом плотности мишени. К возможным причинам такого поведения экспериментальных данных можно добавить также влияние многоэлектронных процессов перезарядки и ионизации, молекулярных эффектов и др. При давлениях кислорода $P = 1.0$ и 1.5 МПа экспериментальные данные для фракций F_q^0 представлены довольно полно и хорошо согласуются с результатами расчетов. На рис. 3 внизу справа представлены результаты расчетов фракций F_q^0 для всех значений $P = 0$ –1.5 МПа, которые практически описываются гауссовым распределением. С ростом давления максимум распределений смещается в сторону больших значений q , ширина распределения увеличивается (с $\Delta q \approx 5$ до $\Delta q \approx 7$), а величина в максимуме уменьшается (в 1.3 раза), что является типичными проявлением влияния эффекта плотности газа на распределение равновесных фракций по заряду ионов q .

Вычисленные максимальные равновесные фракции F_q^0 ионов урана с зарядами $q = 23$ –28 как функции давления кислорода представлены на рис. 4 в сравнении с данными эксперимента [4]. Теоретические зависимости фракций от давления кислорода хорошо согласуются с экспериментальными данными за исключением фракции F_{25}^0 , которая соответствует максимуму равновесных распределений на

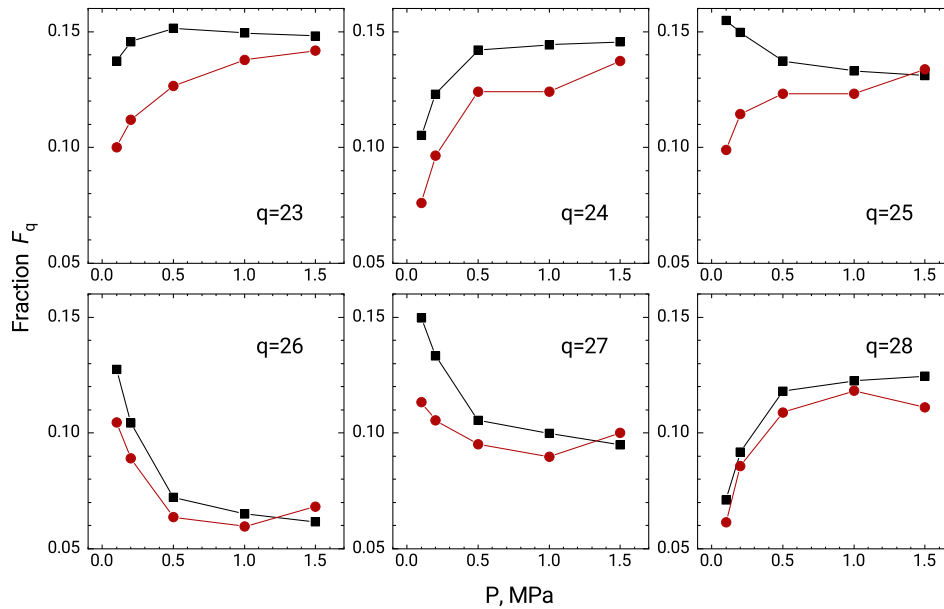


Рис. 4. Зависимости максимальных равновесных фракций урана с зарядами $q = 23 - 28$ от давления кислорода P . Кривые с квадратами — результат кода BREAK, кривые с кружками — экспериментальные данные [4]

рис. 3. Такое расхождение связано с теми же причинами, что и при рассмотрении рис. 3.

На рис. 5 представлены вычисленные зависимости равновесного заряда $\langle q \rangle$ и средней равновесной толщины X_{eq} от давления кислорода P . Равновесный заряд $\langle q \rangle$ не зависит от заряда ионов в падающем пучке и определяется формулой

$$\langle q \rangle = \sum_q F_q^0 q. \tag{9}$$

Величины $\langle q \rangle$ можно оценить по пересечению сечений σ_{EC} и σ_{EL} как функций заряда q (см. рис. 2), однако формула (9) является более точным определением, так как учитывает вклад в $\langle q \rangle$ всех фракций. Равновесная средняя толщина кислорода X_{eq} определялась по формуле [3]

$$X_{eq} = \frac{\sum_{q=q_{min}}^{q_{max}} x_{eq}(q)}{q_{max} - q_{min} + 1}, \tag{10}$$

где $q_{min} = 18$, $q_{max} = 38$, а равновесные толщины $x_{eq}(q)$ вычислялись по программе BREAK с использованием сечений перезарядки и ионизации, представленных на рис. 2.

Из рис. 5 видно, что заряд $\langle q \rangle$ возрастает от $\langle q \rangle \approx 22.6$ при $P \approx 0$ до предельного значения $\langle q \rangle \approx 26.6$ при $P \approx 1.5$ МПа и, соответственно, средняя равновесная толщина — от $X_{eq} \approx 6.58$ до $X_{eq} \approx 19.0$ мкг/см². Экспериментальное значение заряда равно $\langle q \rangle_{exp} = 26.5 \pm 1$, а оценка по известной полумпирической формуле [14] дает значение

$\langle q \rangle_{emp} \approx 28.4$. Таким образом, при использовании разреженной газовой мишени O₂ средний заряд пучка ионов урана с энергией $E = 1.4$ МэВ/н увеличился от $\langle q \rangle = 4$ до $\langle q \rangle \approx 22.6$, а максимально возможный заряд при этой энергии составил $\langle q \rangle_{max} \approx 26.6$ при оптимальном давлении $P \approx 1.5$ МПа.

Теоретическая зависимость заряда $\langle q \rangle$ от давления мишени при столкновении ионов U^{q+} с молекулами H₂ при той же энергии $E = 1.4$ МэВ/н и изменении давления водорода от $P \approx 10^{-4}$ до 500 мбар исследована в работе [8], где получено предельное значение $\langle q \rangle \approx 31.4$, т. е. больше значения $\langle q \rangle \approx 26.6$ для мишени O₂. Экспериментальные и теоретические данные показали, что при энергиях столкновения $E > 1$ МэВ/н газовые мишени H₂ и He являются наилучшими для образования максимального среднего заряда по сравнению с газами более тяжелых элементов, имеющими внутренние электронные оболочки (см., например, [4, 15]). Например, согласно теоретическим оценкам [15], средний заряд $\langle q \rangle$ ионов урана при столкновении с разреженными газами H₂, He и Ar растет с ростом энергии ионов и составляет $\langle q \rangle(H_2) \approx 66$, $\langle q \rangle(He) \approx 60$, $\langle q \rangle(Ar) \approx 45$ при $E = 10$ МэВ/н и $\langle q \rangle(H_2) \approx 90$, $\langle q \rangle(He) \approx 88$, $\langle q \rangle(Ar) \approx 82$ при $E = 100$ МэВ/н.

В работе [15] наибольшая эффективность использования легких газов для обдирки тяжелых ионов объясняется различными зависимостями сечений перезарядки σ_{EC} и ионизации σ_{EL} от атом-

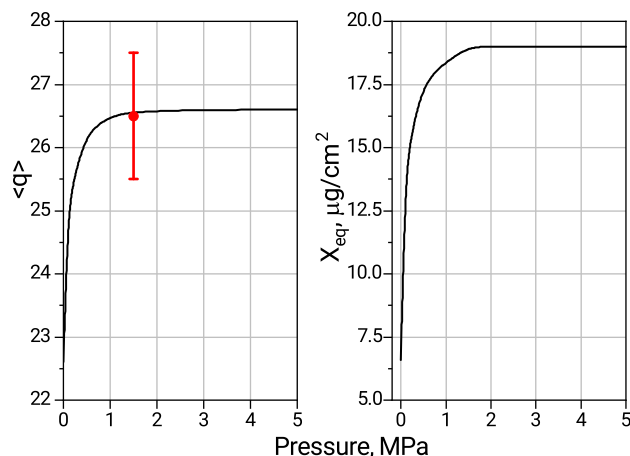


Рис. 5. Зависимости равновесного среднего заряда $\langle q \rangle$ и средней толщины X_{eq} мишени в столкновениях $U^{q+} + O_2$ при $E = 1.4$ МэВ/н как функции давления кислорода P . Кривые — результат кода BREAK, кружок с указанием погрешности — эксперимент $\langle q \rangle_{exp} = 26.5 \pm 1$ [4]

ного номера мишени Z_T : $\sigma_{EC} \sim Z_T^5$, а $\sigma_{EL} \sim Z_T^2$, т.е. сечения σ_{EL} растут с ростом Z_T значительно медленнее, чем σ_{EC} . В результате пересечение сечений $\sigma_{EC}(q)$ и $\sigma_{EL}(q)$ для мишеней с низким Z_T происходит при более высоких зарядах ионов q , чем для тяжелых мишеней. Водород имеет наименьшее значение $Z_T = 1$, поэтому использование более тяжелых газовых мишеней с $Z_T > 1$ (включая He) приводит к образованию меньших средних зарядов ионов $\langle q \rangle$, что подтверждается экспериментально.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы зависимости равновесных ионных фракций F_q^0 и средних зарядов $\langle q \rangle$ пучка многозарядных ионов урана U^{q+} с зарядами $q = 18$ –38, образующихся при столкновении ионов U^{4+} с энергией 1.4 МэВ/н с газом O_2 , от давления газа $P = 0$ –5 МПа. Расчет фракций проводился с помощью новой программы BREAK путем решения уравнений баланса с одноэлектронными сечениями перезарядки и ионизации с учетом эффекта плотности мишени. Определено максимальное давление кислорода $P \approx 1.5$ МПа, при котором средний заряд пучка ионов урана $\langle q \rangle$ достигает предельной величины $\langle q \rangle \approx 26.6$, которая хорошо согласуется с экспериментальным $\langle q \rangle_{exp} = 26.5 \pm 1$ и полуэмпирическим $\langle q \rangle_{emp} = 28.4$ значениями. Метод определения зависимости среднего заряда пучка от давления газа, описанный в настоящей работе, может быть использован в случае произвольной газовой мишени для

определения оптимального давления, при котором заряд ионного пучка достигает максимально допустимого значения для данной энергии ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.-D. Betz, Rev. Mod. Phys. **44**, 465 (1972).
2. S. Datz and H. D. Betz, *Heavy Ion Charge States in Applied Atomic Collisions Physics*, Vol. 4, *Condensed Matter*, Acad. Press, London, 1 (1983).
3. I. Y. Tolstikhina and V. P. Shevelko, Phys. Usp. **66**, 1177 (2023).
4. P. Scharrer, C. Düllmann, W. Barth, J. Khuyagbaatar, A. Yakushev, M. Bevcic, P. Gerhard, L. Groening, K. Horn, E. Jäger, J. Krier, and H. Vormann, Phys. Rev. Accel. Beams **20**, 043503 (2017).
5. P. Scharrer, *Charge State Distributions of Low-Energy Heavy Ions Passing through Dilute Gases*, PhD Thesis, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Germany (2017).
6. H. Imao, H. Okuno, H. Kuboki, S. Yokouchi, N. Fukunishi, O. Kamigaito, H. Hasebe, T. Watanabe, Y. Watanabe, M. Kase, and Y. Yano, Phys. Rev. ST – Accel. Beams **15**, 123501 (2012).
7. W. Barth, M. S. Kaiser, B. Lommel, M. Maier, S. Mickat, B. Schlitt, J. Steiner, M. Tomut, and H. Vormann, J. Radioanal. Nucl. Chem. **299**, 1047 (2014).
8. V. Shevelko, N. Winckler, and I. Tolstikhina, Nucl. Instr. Meth. B **377**, 77 (2016).
9. N. Winckler, A. Rybalchenko, V. Shevelko, M. Alturany, T. Kollegger, and T. Stöhlker, Nucl. Instr. Meth. B **392**, 67 (2017).
10. W. H. Bragg and R. Kleeman, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **10**, 318 (1905).
11. R. L. Watson, Y. Peng, V. Horvat, G. J. Kim, and R. E. Olson, Phys. Rev. A **67**, 022706 (2003).
12. V. P. Shevelko, H. Tawara, O. V. Ivanov, T. Miyoshi, K. Noda, Y. Sato, A. V. Subbotin, and I. Y. Tolstikhina, J. Phys. B **38**, 2675 (2005).
13. G. Ryding, H. D. Betz, and A. Wittkower, Phys. Rev. Lett. **24**, 123 (1970).
14. G. Schiwietz and P. Grande, Nucl. Instr. Meth. B **175–177**, 125 (2001).
15. V. Shevelko, I. Beigman, M. Litsarev, H. Tawara, I. Tolstikhina, and G. Weber, Nucl. Instr. Meth. B **269**, 1455 (2011).