

РАДИАЦИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНОВ И ЯДЕР В СИСТЕМАХ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

А. Б. Кузнецов, И. Н. Мешков, А. В. Филиппов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В докладе представлен обзор экспериментальных данных скоростей радиационной рекомбинации ядер (от гелия до урана) и различных ионов при взаимодействии с электронным пучком в системах электронного охлаждения.

В результате анализа экспериментальных данных получена зависимость скорости радиационной рекомбинации от относительной энергии электронов, которая существенно отличается от теоретических моделей, полученных ранее Крамерсом и Шухом. Кроме того, показано, что в эксперименте скорость радиационной рекомбинации ядер зависит от поперечной энергии электронов как $T_{\perp}^{-0,82}$, что также отлично от результатов расчетов на основе теоретической модели, предложенной М. Белл и Дж. Беллом.

Проанализированы экспериментальные данные по охлаждению ионов промежуточных зарядовых состояний, и показана зависимость скорости радиационной рекомбинации от зарядового состояния иона (конфигурации электронной оболочки). Для некоторых зарядовых состояний ионов скорость процесса имеет резонансный характер.

Для пучков ионов Au^{32+} , Au^{33+} , Au^{50+} и Au^{51+} даны оценки потерь, обусловленных процессом радиационной рекомбинации в системе электронного охлаждения бустера NICA. Проанализированы ограничения времени жизни пучка ядер Au^{79+} , вызванные процессом радиационной рекомбинации в системе электронного охлаждения коллайдера NICA. Предлагаются возможности уменьшения скорости радиационной рекомбинации ядер выбором параметров системы электронного охлаждения коллайдера NICA.

An overview of experimental data of radiative recombination (RR) rate of nuclei (from helium to uranium) and various intermediate charge states of ions in electron coolers is presented in the report.

The fit of RR rates energy dependence on the cooling electron energy shift is found. This dependence is significantly different from that one presented in theoretical works of H. Kramers and R. Schuch. It was found also that bare nuclei RR rates depend on transverse electron energy as $T_{\perp}^{-0.82}$, which differs from theoretical result obtained by M. Bell and J. Bell.

Analysis of the experimental data for cooled heavy ions in intermediate charge state shows a RR critical dependence on the ion charge state (electron configuration of ion shells). Particularly, for certain charge states RR rate increases essentially having a resonance character.

The estimations of RR rate losses of the Au^{32+} , Au^{33+} , Au^{50+} and Au^{51+} ion beams in the electron cooler of the NICA Booster are presented. The limitation of Au^{79+} nuclei lifetime by RR process in the electron cooler of the Collider NICA is analyzed and measures of its increasing are opposed.

PACS: 34.80.Lx

ВВЕДЕНИЕ

Использование методов электронного охлаждения тяжелых ионов в бустере и ядер в коллайдере ускорительного комплекса NICA необходимо для получения проектной светимости [1]. Согласно оценкам на основе работ [2–4] процесс радиационной рекомбинации ионов на охлаждающих электронах может существенно влиять на потери пучка в бустере и коллайдере NICA. Поэтому анализ экспериментальных данных с целью проверки теоретических моделей расчета скорости радиационной рекомбинации имеет практически важное значение. В настоящей работе такое сравнение было проведено на основе экспериментальных результатов работ [5–17].

1. РЕКОМБИНАЦИЯ ЯДЕР НА ОХЛАЖДАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ — СДВИГ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В работах [5–11] исследовалась зависимость скорости радиационной рекомбинации ядер от относительной энергии электронов ΔE (рис. 1). Анализ экспериментальной зависимости скорости радиационной рекомбинации $\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}}$ ядер U^{92+} [5], Bi^{83+} [6], Ag^{18+} [7], Cl^{17+} [8], Si^{14+} [9], Ne^{10+} [10], N^{7+} [9], C^{6+} [11] и He^{2+} [9] в системах электронного охлаждения показывает, что зависимость $\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}}(\Delta E)$ может быть с хорошей точностью аппроксимирована формулой

$$\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}}(\Delta E) = a_1 Z^2 \left(\frac{\Delta E + b_1}{R_y} \right)^{-3/8}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}}(\Delta E)$ — аппроксимация скорости радиационной рекомбинации в $\text{см}^3/\text{с}$; Z — заряд соответствующих ядер; ΔE — относительная энергия электронов в системе ядер в эВ; $a_1 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ и $b_1 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ — параметры аппроксимации; $R_y = 13,6 \text{ эВ}$ — постоянная Ридберга.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 1, пересчитаны следующим образом: значения по оси ординат умножены на отношение $Z_U^2/Z_{\text{ядра}}^2$, а значения по оси абсцисс $\Delta E = \Delta E_{\text{лаб}}/\gamma Z$. Как мы видим, пересчитанные таким образом экспериментальные данные для большинства ядер хорошо описываются формулой (1) во всем диапазоне значений ΔE . Отличия имеются: для ядра C^{6+} при $\Delta E > 0,01 \text{ эВ}$ (рис. 1, *a*) и ядра Ag^{18+} (рис. 1, *в*) во всем диапазоне ΔE (последнее, по-видимому, связано с невысокой точностью измерений).

На рис. 1 показаны также результаты расчетов по формулам Крамерса [2] и Шука [3] для значения $n_{\text{max}} = 4Z_U$ (n_{max} — верхний предел суммирования по квантовым состояниям в формулах Крамерса и Шука). Эти кривые заметно отличаются от экспериментальных данных в области $\Delta E < 1 \text{ эВ}$, где последние дают существенно меньшие значения скорости радиационной рекомбинации.

В результате проведенного анализа можно заключить, что зависимость (1) применима ко всем тяжелым ядрам.

В работах [5] и [6] исследована зависимость скорости радиационной рекомбинации ядер U^{92+} и Bi^{83+} от величины продольного магнитного поля в системе электронного охлаждения ядер (рис. 2). Величина этой зависимости наиболее значительна при $\Delta E < 0,1 \text{ эВ}$ и мала при $\Delta E > 0,1 \text{ эВ}$.

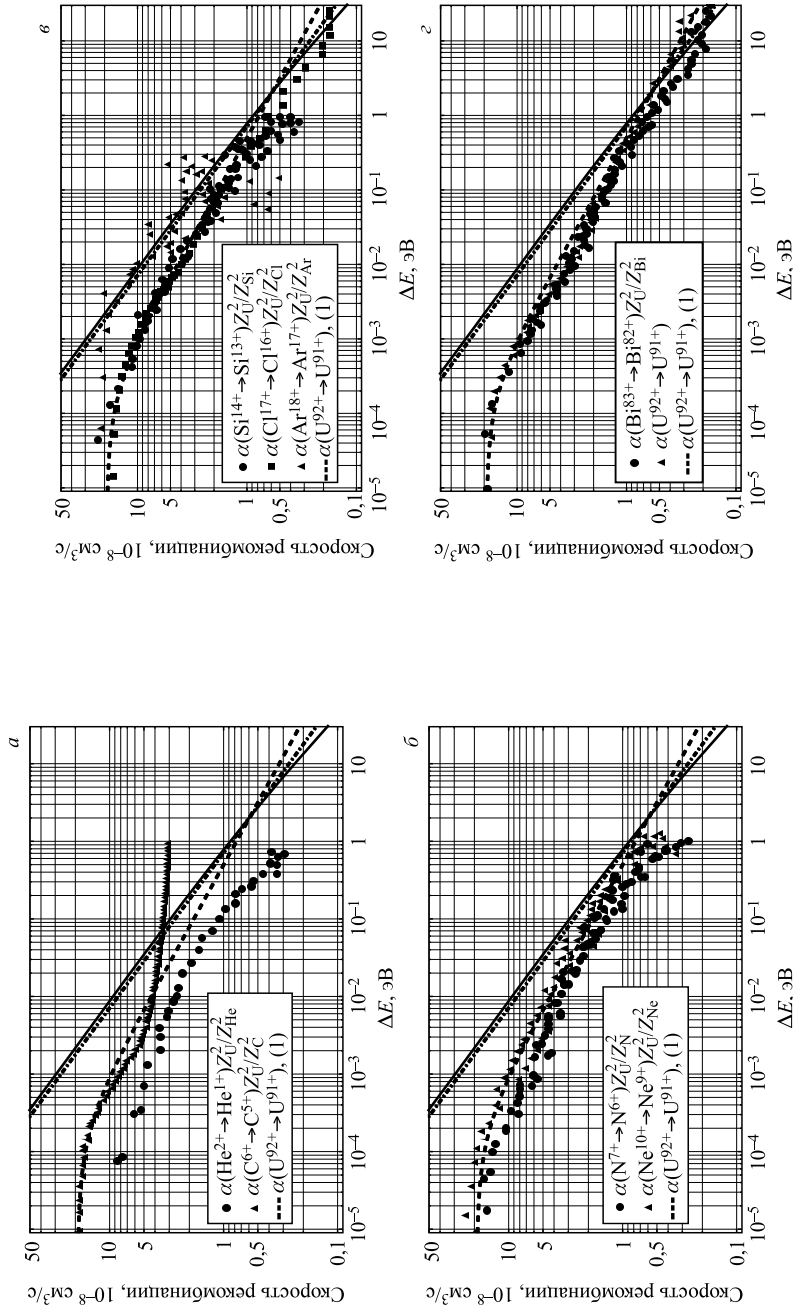


Рис. 1. Экспериментальные значения скорости радиационной рекомбинации ядер и их сравнение с теоретическими расчетами: кружки, треугольники, квадраты — эксперимент; а) He^{2+} [9], C^{6+} [11], б) N^{7+} [9], Ne^{10+} [10], в) Si^{14+} [9], Cl^{17+} [8], Ar^{18+} [7], г) Bi^{83+} [6], U^{92+} [5], сплошная кривая — теоретические оценки по Крамерсу [2], штрихпунктирная — то же по Шуцу [3], штриховая — кривая аппроксимации (1)

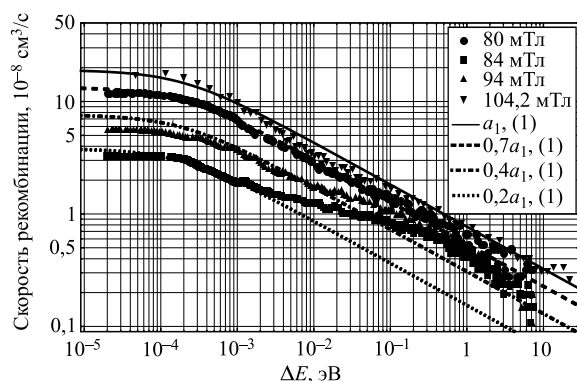


Рис. 2. Скорость радиационной рекомбинации ядер U^{92+} в зависимости от ΔE , измеренная при четырех значениях величины ведущего магнитного поля [5]

Эта зависимость связана, по-видимому, с тем, что оптика электронной пушки, погруженной в продольное магнитное поле, чувствительна к величине поля (так называемый «эффект резонансной оптики» [18]). В результате изменение поля сказывается на температуре электронного пучка.

2. РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНОВ, НАХОДЯЩИХСЯ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ ЗАРЯДОВОМ СОСТОЯНИИ

На рис.3 приведены экспериментальные зависимости скоростей радиационной рекомбинации различных ионов в зависимости от заполнения их электронных оболочек, измеренные в оптимальном по скорости охлаждения режиме.

Анализ показывает, что скорости радиационной рекомбинации большинства ионов близки к скоростям радиационной рекомбинации их ядер. Однако у некоторых ионов эти скорости почти на порядок выше — рекомбинация носит резонансный характер.

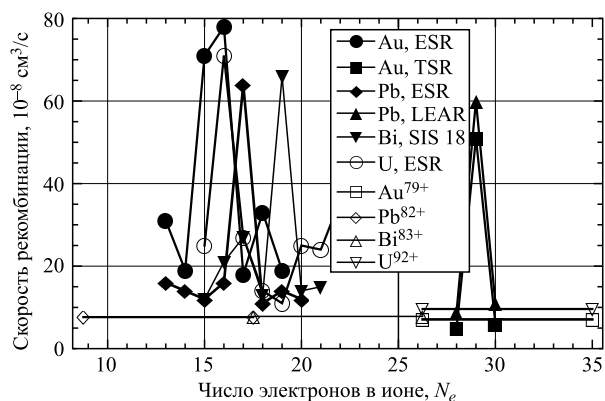


Рис. 3. Экспериментальные скорости радиационной рекомбинации ионов золота [12] и [13], свинца [13] и [14], висмута [13] и урана [13] в зарядовых состояниях с N_e электронами. Горизонтальные линии соответствуют скоростям радиационной рекомбинации ядер соответствующих ионов

При этом просматривается определенная закономерность: резонансная рекомбинация имеет место, как правило, у ионов, во внешней оболочке которых недостает одного электрона:

$$N_e = 29 — \text{Au}^{50+}([\text{Ar}]4s^13d^{10}) \text{ и } \text{Pb}^{53+}([\text{Ar}]4s^13d^{10}),$$

$$N_e = 17 — \text{Pb}^{65+}([\text{Ne}]3s^23p^5), \text{ Bi}^{66+}([\text{Ne}]3s^23p^5) \text{ и } \text{U}^{75+}([\text{Ne}]3s^23p^5).$$

Правда, есть и отклонения от этого правила (резонансный характер отсутствует), а именно:

$$N_e = 17 — \text{Au}^{62+}([\text{Ne}]3s^23p^5).$$

Недостает двух электронов:

$$N_e = 16 — \text{Au}^{63+}([\text{Ne}]3s^23p^4) \text{ и } \text{U}^{76+}([\text{Ne}]3s^23p^4),$$

отклонением (резонансный характер отсутствует) от этого правила являются

$$N_e = 16 — \text{Pb}^{66+}([\text{Ne}]3s^23p^4) \text{ и } \text{Bi}^{67+}([\text{Ne}]3s^23p^4).$$

Недостает трех электронов:

$$N_e = 15 — \text{Au}^{64+}([\text{Ne}]3s^23p^3),$$

здесь отклонением (резонансный характер отсутствует) от этого правила являются

$$N_e = 15 — \text{Pb}^{67+}([\text{Ne}]3s^23p^3), \text{ Bi}^{68+}([\text{Ne}]3s^23p^3), \text{ U}^{77+}([\text{Ne}]3s^23p^3).$$

Таким образом, скорости радиационной рекомбинации различных ионов существенно, но не однозначно, зависят от характера заполнения их электронных оболочек.

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость скорости рекомбинации от относительной энергии электронов ΔE для ионов $\text{U}^{28+}([\text{Xe}]6s^24f^75d^1)$ [14] и такая же зависимость для ядер U^{92+} , рассчитанная по формуле (1) (см. рис. 1, 2). Отметим, что ион $\text{U}^{28+}([\text{Xe}]6s^24f^75d^1)$ имеет один электрон в оболочке $5d$. Как видим, обе зависимости хорошо совпадают.

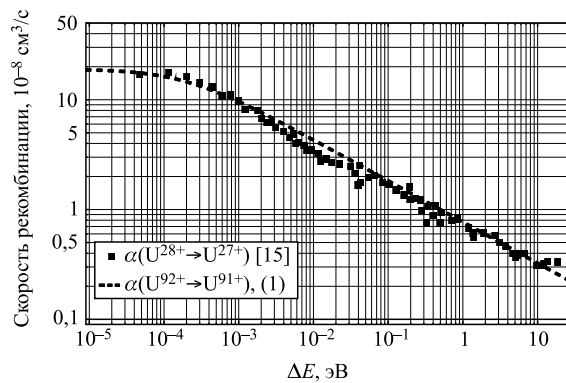


Рис. 4. Скорость радиационной рекомбинации ионов $\text{U}^{28+}([\text{Xe}]6s^24f^75d^1)$ [14] и кривая аппроксимации (1) (штриховая кривая)

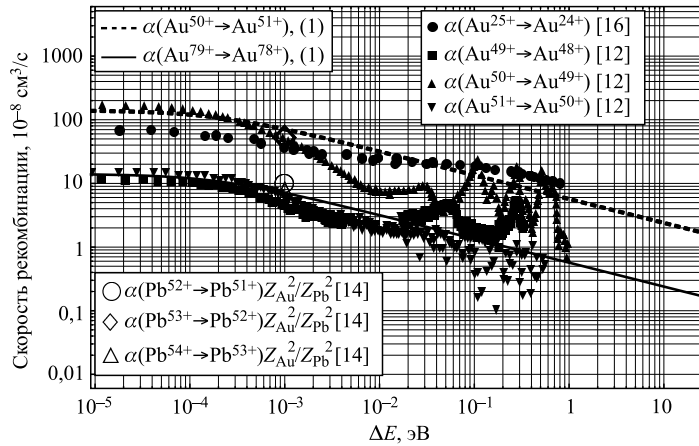


Рис. 5. Экспериментальная зависимость от ΔE скорости радиационной рекомбинации ионов Au^{25+} [16], Au^{49+} , Au^{50+} , Au^{51+} [12], Pb^{51+} , Pb^{52+} , Pb^{53+} [14] и кривая аппроксимации (1) для ядер Au^{79+} (сплошная кривая). Для сравнения пунктирной кривой показаны результаты, рассчитанные по формуле (1), умноженной на 10. Они хорошо аппроксимируют скорость радиационной рекомбинации ионов Au^{25+} [16] и Au^{50+} [12]

Аналогичные экспериментальные зависимости ядер и ионов золота приведены на рис. 5. Сплошная кривая отображает ядра и ионы золота по формуле (1), согласно рис. 4, а пунктирная кривая превышает сплошную в 10 раз и хорошо аппроксимирует скорость радиационной рекомбинации ионов Au^{25+} ($[\text{Kr}]5s^24d^{10}5p^6$) [16] и Au^{50+} ($[\text{Ar}]4s^13d^{10}$) [12].

Как видно из рис. 5, скорости радиационной рекомбинации для ионов Au^{25+} и Au^{50+} во всем диапазоне ΔE существенно выше, чем для ядер Au^{79+} , а для ионов Au^{49+} при $\Delta E > 0,01$ эВ. Здесь, очевидно, проявляется резонансный захват электронов, определяемый особенностями конфигураций электронных оболочек этих ионов. Скорость рекомбинации для ионов Au^{51+} несколько ниже зависимости (1) при $\Delta E > 0,001$ эВ.

Из анализа данных рис. 3, 4 и 5 видно, что для ионов, находящихся в промежуточном зарядовом состоянии, скорость рекомбинации может быть сравнима с рекомбинацией ядер или превосходить ее вплоть до порядка.

3. РЕКОМБИНАЦИЯ ЯДЕР УРАНА — ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПОПЕРЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ (ESR ЭКСПЕРИМЕНТ)

В эксперименте на установке ESR [17] для ядер U^{92+} при энергии 400 МэВ/нукл. и $\Delta E = 0$ поперечную скорость электронов возбуждали статическим поперечным электрическим полем E_{\perp} в комбинации с продольным магнитным полем B_0 , транспортирующим электронный пучок. Это приводило к движению электрона по циклоидальной траектории. Поле E_{\perp} создается двумя электродами длиной $l = 5$ см (две половинки цилиндра, разрезанного по его образующим диаметром $d = 10$ см). В поле $B_0 \approx 100$ мТл период ларморовской спирали электронов с энергией 220 кэВ равен $\lambda \approx 10$ см, что совпадает с диаметром цилиндра d и вдвое больше его протяженности l . Поэтому движение

электронов на участке поля между двумя электродами будет «не вполне адиабатическим», что и приводит к возбуждению их поперечной скорости V_{\perp} :

$$V_{\perp} = \frac{E_{\perp}}{B_0}, \quad E_{\perp} = \frac{U}{d}, \quad T_{\perp} = \frac{2\gamma^2 m_e V_{\perp}^2}{k_B}. \quad (2)$$

Здесь V_{\perp} — скорость электронов в см/с; U — напряжение на электродах в В; γ — лоренц-фактор ядер U^{92+} ; m_e — масса электрона в г; B_0 — магнитное поле в Гс; $k_B = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг/эВ — постоянная Больцмана.

На рис. 6 приведены результаты эксперимента [17] по измерению скорости радиационной рекомбинации ядер U^{92+} в двух зависимостях: *a* — исходные данные, зависимость от напряжения U , *б* — обработанные в зависимости от T_{\perp} (2), принятой в качестве температуры электронов.

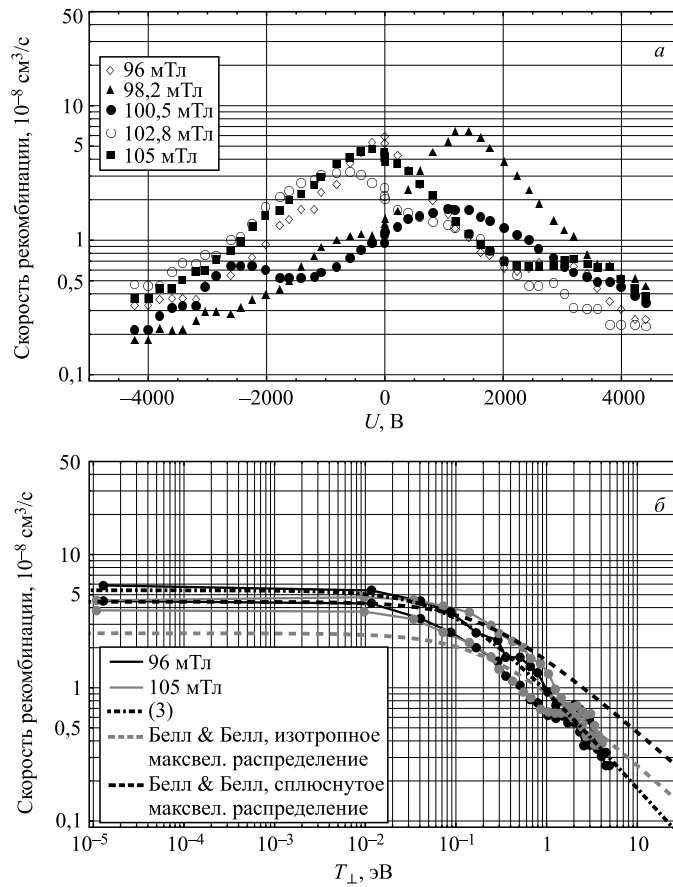


Рис. 6. Результаты эксперимента [17] по измерению при энергии 400 МэВ/нукл. скорости радиационной рекомбинации ядер U^{92+} : *a*) зависимость от напряжения U на электродах [17]; *б*) зависимость от T_{\perp} (2) (штрихпунктирная кривая — аппроксимирующая зависимость по формуле (3))

Зависимость скорости радиационной рекомбинации на рис. 6, б хорошо аппроксимируется формулой

$$\alpha_{\text{ESR}}^{\text{fitted}} = a_2 Z_U^2 \left(\frac{T_{\perp} + b_2}{Ry} \right)^{-c_2}. \quad (3)$$

Здесь $a_2 = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ и $b_2 = 0,2 \text{ эВ}$, $c_2 = 0,82$ — параметры аппроксимации; $Ry = 13,6 \text{ эВ}$ — постоянная Ридберга; Z_U — заряд ядер урана.

4. ПРОЕКТ NICA: ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЯДЕР В КОЛЛАЙДЕРЕ И ПОТЕРЬ ИОНОВ В БУСТЕРЕ

Результаты анализа экспериментальных данных позволяют сделать оценки времени жизни ядер Au^{79+} в коллайдере NICA и выбрать зарядовые состояния ионов Au^{q+} , оптимальные для охлаждения в бустере.

Время жизни $\tau_{q \rightarrow q-1}^{\text{RR}}$ частиц с зарядом q в лабораторной системе координат, обусловленное процессом их радиационной рекомбинации в системе электронного охлаждения, определяется формулой

$$\tau_{q \rightarrow q-1}^{\text{RR}} = \frac{\gamma^2}{\alpha_{q \rightarrow q-1}^{\text{RR}} n_e \eta_c}. \quad (4)$$

Здесь η_c — отношение длины секции электронного охлаждения к периметру установки; n_e — плотность электронного пучка в лабораторной системе отсчета; γ — лоренц-фактор. Для оценки времени жизни пучка ядер Au^{79+} в системе электронного охлаждения в кольцах коллайдера NICA в выражении (4) величина $\alpha_{q \rightarrow q-1}^{\text{RR}}$ в системе пучка частиц определяется: при зависимости от ΔE формулой (1), а при зависимости от T_{\perp} формулой (3).

Электронное охлаждение ядер Au^{79+} в коллайдере NICA будет использоваться на энергиях пучка ядер в диапазоне 1–4,5 ГэВ/нукл. (таблица).

Параметры систем охлаждения бустера и коллайдера NICA

Параметры	Бустер	Коллайдер NICA
Энергия ионов, ГэВ/нукл.	0,1	1–4,5
Радиус электронного пучка, см	2,5	1
Ток электронного пучка, А	$\leq 1,0$	$\leq 0,5$
η_c	0,014	0,012

Для подавления радиационной рекомбинации в коллайдере NICA было проведено сравнение эффективности двух методов — сдвига энергии электронов ΔE (1) и варьирования поперечной температуры электронного пучка T_{\perp} (2). Оценки времени жизни пучка ядер Au^{79+} в коллайдере NICA, основанные на анализе формул (4), а также (1) и (3), представлены на рис. 7, 8, а соответствующие значения времени охлаждения τ^{cool} были рассчитаны с использованием формулы, предложенной В. В. Пархомчуком [19].

На рис. 8 приведена также зависимость времени жизни от T_{\perp} , рассчитанная по теоретической формуле М. Белл и Дж. Белла [4], которая, как видно, существенно отлична от результатов, полученных на основе экспериментальных данных [17].

В бустере предполагается ускорение двух типов ионов золота: $\text{Au}^{33+}([\text{Kr}]4d^{10})$ и $\text{Au}^{51+}([\text{Ar}]4s^23d^8)$, скорости радиационной рекомбинации которых можно оценить на

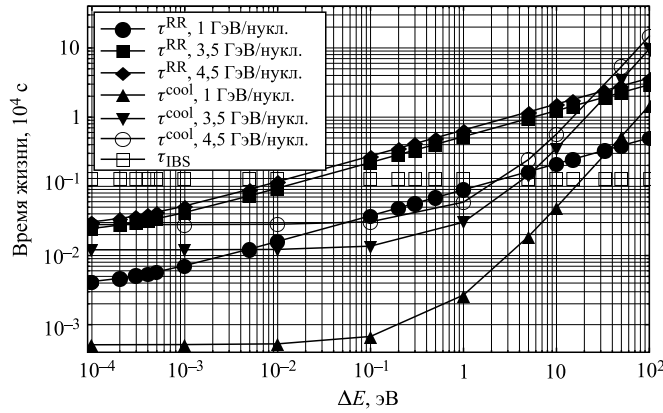


Рис. 7. Расчетные зависимости от ΔE времени жизни пучка ядер Au^{79+} τ^{RR} и времени охлаждения τ^{cool} в коллайдере NICA для различных энергий охлаждения. Время внутривпучкового рассеяния $\tau^{\text{IBS}} = 1300$ с

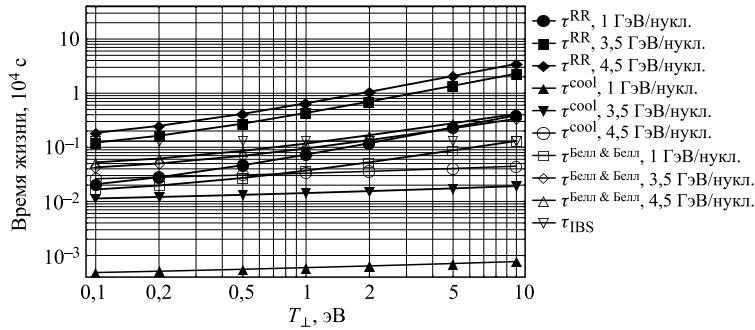


Рис. 8. Расчетные зависимости от T_{\perp} времени жизни пучка ядер Au^{79+} τ^{RR} и времени охлаждения τ^{cool} в коллайдере NICA для различных энергий охлаждения. Время внутривпучкового рассеяния $\tau^{\text{IBS}} = 1300$ с

основе данных рис. 5. Охлаждение будет происходить в течение 1 с при энергии ионного пучка 100 МэВ/нукл., ускоряемого после охлаждения до 600 МэВ/нукл. Соответствующие оценки потерь пучков $\text{Au}^{33+}([\text{Kr}]4d^{10})$ и $\text{Au}^{51+}([\text{Ar}]4s^23d^8)$, обусловленных радиационной рекомбинацией в бустере, дают величину менее 2% во всем диапазоне ΔE . Для ионов $\text{Au}^{32+}([\text{Kr}]5s^14d^{10})$ и $\text{Au}^{50+}([\text{Ar}]4s^13d^{10})$ тот же уровень потерь будет при $\Delta E > 0,1$ эВ.

ВЫВОДЫ

Показано, что экспериментальные значения скорости радиационной рекомбинации ядер зависят от относительной энергии электронов по закону $\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}} \propto \Delta E^{-3/8}$ (1), что существенно отлично от оценок на основе теоретических моделей [2] и [3]. При $\Delta E = 0$ скорость радиационной рекомбинации ядер при возбуждении поперечной температуры зависит от нее как $\alpha_{Z \rightarrow Z-1}^{\text{fitted}} \propto T_{\perp}^{-0,82}$ (3), что существенно отлично от оценок на основе теоретической модели [4].

Время жизни пучка ядер золота в системе электронного охлаждения может быть увеличено двумя методами: подбором оптимальной энергии отстройки электронного пучка ΔE или увеличением возбуждения поперечной температуры электронного пучка T_{\perp} . Вторым методом представляется более предпочтительным, так как позволяет более эффективно подавлять скорость радиационной рекомбинации.

Скорость радиационной рекомбинации ионов, находящихся в промежуточном зарядовом состоянии, у отдельных ионов имеет резонансный характер. Поэтому для минимизации потерь, обусловленных данным процессом, следует выбирать ионы с полностью заполненной электронной внешней оболочкой или содержащие на ней четное число электронов.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. О. Сидорину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kekelidze V. et al.* NICA Project at JINR // Part. Nucl., Lett. 2012. V. 9, No. 4(174–175). P. 521–526.
2. *Kramers H. A.* // Phil. Mag. 1923. V. 46. P. 836.
3. *Pajek M., Schuch R.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 45, No. 11. P. 7894–7905.
4. *Bell M., Bell J. S.* // Part. Accel. 1982. V. 12. P. 49–52.
5. *Shi W. et al.* // Eur. Phys. J. D. 2001. V. 15. P. 145–154.
6. *Hoffknecht A. et al.* // Phys. Rev. A. 2000. V. 63. P. 012702.
7. *Uwira O. et al.* // Hyp. Int. 1997. V. 108. P. 167–175.
8. *Hoffknecht A. et al.* // Phys. Scr. 2001. V. T92. P. 402–405.
9. *Spies W. et al.* // Hyp. Int. 1998. V. 114. P. 237–243.
10. *Schuch R. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 1996. V. 27, No. 1–2. P. 307–322.
11. *Andersen L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 729–732.
12. *Wolf A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 441. P. 183–190.
13. *Meshkov I.* Ion Recombination in Electron Coolers // Working Meeting. CERN, Geneva, 2011. Private communication.
14. *Baird S. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 361, No. 1–4. P. 184–186.
15. *Müller A. et al.* // Phys. Scr. 1991. V. T37. P. 62–65.
16. *Hoffknecht A. et al.* // HYINT. 1998. V. 114. P. 257–261.
17. *Beller P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 532. P. 427–432.
18. *Куделайнен В. И., Мешков И. Н., Салимов Р. А.* // ЖТФ. 1971. Т. 41, вып. 11. С. 2294–2296.
19. *Parkhomchuk V. V., Skrinskii A. N.* // Phys. Usp. 2000. V. 43, No. 5. P. 433–452.