

СВЕТИМОСТЬ КОЛЛАЙДЕРА NICA В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

*А. Б. Кузнецов, И. Н. Мешков, А. В. Тузиков, А. В. Филиппов*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В статье исследуется вопрос баланса между процессами внутрипучкового рассеяния, электронного охлаждения и радиационной рекомбинации при работе коллайдера NICA с использованием системы электронного охлаждения. Обсуждаются методы снижения влияния радиационной рекомбинации в системе электронного охлаждения коллайдера NICA и схемы ее настройки.

The paper investigates the problem of balance among the intrabeam scattering, electron cooling and radiative recombination processes in the NICA Collider working mode with using of electron cooling system. The reducing methods of radiative recombination influence due to electron cooling are discussed.

PACS: 29.20.db; 29.27.Fh

ВВЕДЕНИЕ

Для обеспечения длительного времени жизни проектной светимости коллайдера NICA предполагается использование метода электронного охлаждения. Однако применение этого метода приводит к неизбежным потерям интенсивности пучка охлаждаемых ионов из-за их радиационной рекомбинации с электронами охлаждающего пучка в секции электронного охлаждения. Поэтому необходимо, чтобы процесс внутрипучкового рассеяния, приводящий к сокращению времени жизни светимости, был существенно подавлен электронным охлаждением, а потери интенсивности, вызванные процессом радиационной рекомбинации, были бы минимизированы.

В работе преимущественно используются полуэмпирические формулы для времен радиационной рекомбинации, полученные ранее в [1]. Оптимизация значений параметров системы электронного охлаждения (СЭО), проделанная в работе, привела к их существенному отличию от традиционно используемых (см., например, [2]).

¹E-mail: philippov@jinr.ru

МГНОВЕННАЯ И СРЕДНЯЯ СВЕТИМОСТЬ

В проекте коллайдера NICA положение рабочей точки выбрано вблизи резонанса связи [3]. В этой точке величины горизонтальной и вертикальной бетатронных частот равны. Неидеальность расстановки квадрупольных линз и присутствие продольных магнитных полей соленоидов многоцелевого детектора и СЭО могут приводить к возникновению связи между горизонтальной и вертикальной степенями свободы частиц и, как следствие, к формированию пучка с близкими горизонтальным и вертикальным эмиттансами [3]. Поэтому все рассмотрение проведено в предположении равенства вертикального и горизонтального эмиттансов.

Для сталкивающихся ионных сгустков круглого сечения мгновенная светимость L описывается известной формулой:

$$L = \frac{n_b N^2}{4\pi\epsilon_\perp \beta^*} f_{\text{rev}} f_{\text{HG}} \left(\frac{\sigma_s}{\beta^*} \right), \quad (1)$$

$$f_{\text{rev}} = \frac{\beta c}{C_{\text{ring}}}, \quad f_{\text{HG}}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2} du}{1+x^2 u^2}, \quad x = \frac{\sigma_s}{\beta^*}.$$

Здесь N — число ионов в сгустке; ϵ_\perp — среднеквадратичный поперечный ненормализованный эмиттанс; β^* — значение бета-функции в точке встречи; σ_s — среднеквадратичная длина сгустка; f_{rev} — частота обращения ионов в накопителе; β — скорость ионов сгустка в единицах скорости света c ; C_{ring} — периметр кольца коллайдера NICA; n_b — количество сгустков в кольце; f_{HG} — функция, описывающая снижение светимости с ростом длины сгустка, так называемый эффект песочных часов.

Число ионов в сгустке N ограничено сверху полным допустимым некогерентным сдвигом безразмерной бетатронной частоты ΔQ . В случае круглого пучка с нормальным распределением ядер в сгустке для величины ΔQ имеем следующие выражения:

$$\Delta Q = \Delta Q_L + 2\xi,$$

$$\Delta Q_L = -\frac{Z^2 r_p}{A} \frac{N}{4\pi\epsilon_\perp \beta^2 \gamma^3} F_{\text{SC}} F_b, \quad F_b = \frac{C_{\text{ring}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_s}, \quad \xi = -\frac{Z^2 r_p}{A} \frac{N}{4\pi\epsilon_\perp \beta^2 \gamma} \frac{1+\beta^2}{2}. \quad (2)$$

Здесь ΔQ_L — ласслетовский сдвиг бетатронной частоты; ξ — параметр эффекта встречи пучков (на одно место встречи); Z , A и r_p — зарядовое число, атомный номер ядра и классический радиус протона соответственно; F_{SC} — фактор, учитывающий влияние изображения пространственного заряда сгустка (далее принятый: $F_{\text{SC}} \approx 1$); F_b — фактор группировки; β и γ — лоренц-факторы.

В диапазоне энергий 1–4,5 ГэВ/нуклон отношение $\xi/\Delta Q_L \ll 1$, и можно принять $\Delta Q \approx \Delta Q_L$. Тогда для оценки по формуле (1) максимальную светимость можно выразить через ласслетовский сдвиг ΔQ_L (2):

$$L \approx 8\pi^2 \epsilon_\perp c \frac{A^2}{Z^4 r_p^2} \frac{\sigma_s}{C_{\text{ring}}^3} n_b \Delta Q_L^2 \beta^5 \gamma^6 x f_{\text{HG}}(x). \quad (3)$$

В проекте NICA [3] средняя светимость коллайдера

$$\langle L \rangle = \frac{\int_0^T L(t) dt}{T + t_{\text{stack}}} \quad (4)$$

требуется в диапазоне $10^{26} - 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Здесь T — время проведения эксперимента; $t_{\text{stack}} \approx 250 \text{ с}$ — время подготовки пучка. Проектные параметры коллайдера NICA приведены в табл. 1.

Для проектных параметров коллайдера максимальное значение пиковой светимости NICA в столкновениях ядер золота (рис. 1, пунктирная линия) определено согласно формуле (3) при $\Delta Q = 0,05$. Проектное значение пиковой светимости (рис. 1, сплошная линия) ограничено достижимой скоростью регистрации событий многоцелевым детектором и выходит на плато при $E_{\Delta Q} \approx 3 \text{ ГэВ/нуклон}$.

Таблица 1. Проектные параметры коллайдера NICA

$L_0, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{27}
$C_{\text{ring}}, \text{м}$	503,04
n_b	22
$\beta^*, \text{м}$	0,35
ΔQ	0,05
$\varepsilon_{\perp}, \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	1,1
$\sigma_s, \text{м}$	0,6

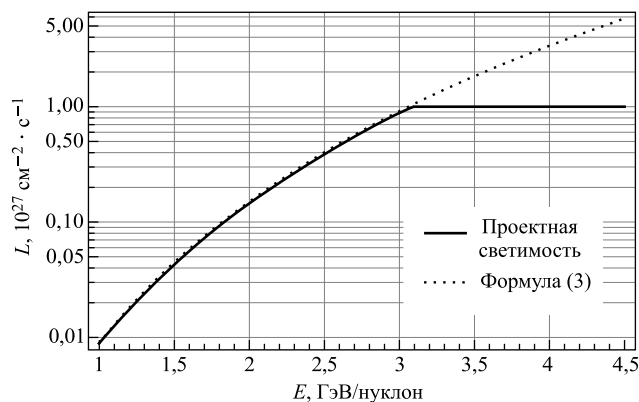


Рис. 1. Зависимость от энергии максимальной мгновенной светимости коллайдера NICA в столкновениях ядер золота в единицах $L_0 = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

В процессе проведения эксперимента уменьшение светимости может быть вызвано двумя процессами — гибелью частиц и увеличением фазового объема сгустка.

Увеличение фазового объема ионного сгустка в коллайдере NICA может быть вызвано совместным действием многих эффектов: шумами системы питания магнитов коллайдера NICA, внутривидовым рассеянием (ВВР), пересечением частицами нелинейных резонансов высокого порядка и др. Наиболее опасным из них является ВВР. Для стабилизации фазового объема пучка коллайдера NICA применяют методы стохастического и электронного охлаждения пучков, которые могут компенсировать действие ВВР.

При равновесии процессов ВВР-нагрева и электронного охлаждения время жизни светимости определяется главным образом потерями ионов при радиационной рекомбинации с охлаждающими электронами на участке охлаждения (табл. 2).

Таблица 2. Параметры СЭО коллайдера NICA

Энергия электронного пучка, МэВ	0,5–2,5
Ток электронного пучка, А	0,01–1
Радиус электронного пучка, см	0,5
Бета-функции на участке охлаждения β_x и β_y , м	20
Магнитное поле соленоида СЭО, Тл	0,1–0,2
Относительная длина секции СЭО	0,012

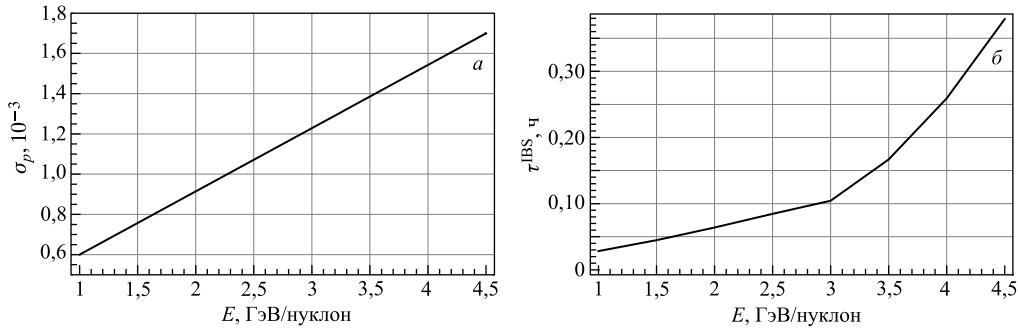


Рис. 2. Зависимость от энергии среднеквадратичного разброса по импульсу [6] (а) и времени ВПР (б)

Характерные времена ВПР — τ^{IBS} — вычислялись по методике, развитой в [4]:

$$\tau^{\text{IBS}} \equiv \min \{ \tau_x, \tau_y, \tau_s \}, \quad \tau_d = \frac{8\pi A^2 \beta^3 \gamma^4 \varepsilon_x \varepsilon_y \sigma_s \sigma_p}{Z^4 r_p^2 N c \Lambda} F_d(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \sigma_p, \beta_x, \beta_y, D_x, D_y). \quad (5)$$

Здесь $d = x, y, s$; Λ — кулоновский логарифм; $F_d(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \sigma_p, \beta_x, \beta_y, D_x, D_y)$ — функция параметров магнитной структуры коллайдера NICA, зависящая от эмиттансов пучка $\varepsilon_{x,y}$ и σ_p , бетатронных и дисперсионных функций $\beta_{x,y}$, $D_{x,y}$ [5]. Зависимость σ_p (рис. 2, а) взята из работы [6], число ионов в ступке найдено в (3) при $\Delta Q = 0,05$, значение ε_{\perp} выбрано равным проектному $1,1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ (табл. 1). Полученная зависимость τ^{IBS} приведена на рис. 2, б.

РАБОТА КОЛЛАЙДЕРА NICA С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

В проекте коллайдера NICA электронное охлаждение предполагается использовать в диапазоне энергий 1–4,5 ГэВ/нуклон. При этом наиболее существенными процессами, влияющими на время жизни светимости, являются: ВПР и радиационная рекомбинация ядер золота с электронным пучком.

Задачу нахождения максимальной средней светимости разбиваем на три этапа. На первом этапе находим интенсивность пучка N_0 и его среднеквадратичный эмиттанс $\varepsilon_{\perp,0}$, при которых время ВПР τ^{IBS} имеет наибольшее значение:

$$(N_0, \varepsilon_{\perp,0}) = \arg \max \tau^{\text{IBS}}(N, \varepsilon_{\perp}) \text{ при } \begin{cases} \Delta Q = 0,05, & 1 \text{ ГэВ/нуклон} \leq E \leq E_{\Delta Q}, \\ \Delta Q \leq 0,05 \text{ и } L \geq L_0, & E > E_{\Delta Q}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $\tau^{\text{IBS}}(N, \varepsilon_{\perp})$ определено в (5) и $\tau_x = \tau_x(N, \varepsilon_{\perp})$, $\tau_y = \tau_y(N, \varepsilon_{\perp})$, $\tau_s = \tau_s(N, \varepsilon_{\perp})$. Характерная величина среднеквадратичного эмиттанса пучка ε_{\perp} принята равной проектному значению $\varepsilon_{\perp,0} = 1,1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

На втором этапе необходимо обеспечить, чтобы время электронного охлаждения τ^{cool} было не больше времени ВПР τ^{IBS} при начальных параметрах пучка, найденных на первом этапе. В противном случае ВПР-нагрев будет увеличивать поперечный эмиттанс пучка.

Возможны две схемы снижения влияния радиационной рекомбинации в СЭО: отстройка энергии ΔE электронного пучка от значения оптимального для охлаждения или варьирование поперечной температуры электронного пучка T_{\perp} . На втором этапе находим ΔE_0 и $T_{\perp,0}$, при которых время радиационной рекомбинации τ^{RR} имеет наибольшее значение:

$$\Delta E_0 = \arg \max \tau^{\text{RR}}(\Delta E) \quad \text{или} \quad T_{\perp,0} = \arg \max \tau^{\text{RR}}(T_{\perp}) \quad \text{при} \quad \tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}. \quad (7)$$

Определим значения $\tau^{\text{RR}}(\Delta E_0)$, $\tau^{\text{RR}}(T_{\perp,0})$ для каждой из схем снижения влияния радиационной рекомбинации. Значения $\tau^{\text{cool}}(\Delta E)$ и $\tau^{\text{cool}}(T_{\perp})$ вычислялись по формулам работы [7]. Для сравнения эмпирической зависимости $\tau^{\text{RR}}(T_{\perp})$, найденной в работе [1], с теоретической зависимостью времени радиационной рекомбинации использовалась формула из [8].

Из условия равенства времен охлаждения и ВПП с учетом убыли интенсивности пучка при радиационной рекомбинации находим оптимальную зависимость тока электронного пучка в СЭО от времени:

$$\tau^{\text{RR}}(t) = \frac{N_0}{N(t)} \tau^{\text{RR}}(\Delta E_0), \quad \tau^{\text{RR}}(t) = \frac{N_0}{N(t)} \tau^{\text{RR}}(T_{e,\perp,0}), \quad I_e(t) = \frac{I_{e,0}}{N_0} N(t). \quad (8)$$

Здесь интенсивность пучка ядер $N_0 = N(0)$ и ток электронного пучка в СЭО коллайдера NICA $I_{e,0} = I_e(0)$ в начальный момент времени.

На третьем этапе по найденным ΔE_0 и $T_{\perp,0}$ для двух схем снижения влияния радиационной рекомбинации вычисляем T_{opt} , при котором средняя светимость имеет наибольшее значение:

$$T_{\text{opt}} = \arg \max \langle L(T) \rangle \quad \text{при} \quad \frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau^{\text{RR}}(t)} - \sigma L(E, N, \varepsilon_{\perp}), \quad (9)$$

$$N(0) = N_0, \quad \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\perp,0}.$$

Здесь σ — сечение столкновений ядер золота, оно было принято равным 7 б [3]. Результаты решения задач трех этапов приведены на рис. 3 и 4.

Отметим здесь следующее. Как известно [2], характерные времена охлаждения τ^{cool} и радиационной рекомбинации τ^{RR} обратно пропорциональны току электронного пучка I_e и относительной длине участка электронного охлаждения η_e , т. е.

$$\tau^{\text{RR}} \propto \frac{1}{\eta_e I_e} \quad \text{и} \quad \tau^{\text{cool}} \propto \frac{1}{\eta_e I_e}, \quad (10)$$

тогда отношения $\tau^{\text{RR}}/\tau^{\text{cool}}$ на рис. 3 не зависят от обоих параметров I_e и η_e . На рис. 3 принято следующее обозначение: $R(\Delta E) = \tau^{\text{RR}}(\Delta E)/\tau^{\text{cool}}(\Delta E)$ и $R(T_{\perp}) = \tau^{\text{RR}}(T_{\perp})/\tau^{\text{cool}}(T_{\perp})$. Эмпирические зависимости $\tau^{\text{RR}}(\Delta E)$ и $\tau^{\text{RR}}(T_{\perp})$ из работы [1] определены в диапазонах $\Delta E \in [10^{-4}, 30]$ эВ и $T_{\perp} \in [0,1, 10]$ эВ соответственно.

Также отметим, что при $\tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}$ средняя светимость определяется только временем радиационной рекомбинации τ^{RR} , в этом случае (4) примет вид

$$\langle L \rangle = L_0 \frac{1 - e^{-x}}{x + a}, \quad \text{где} \quad x = \frac{2T}{\tau^{\text{RR}}}, \quad a = \frac{2t_{\text{stack}}}{\tau^{\text{RR}}}. \quad (11)$$

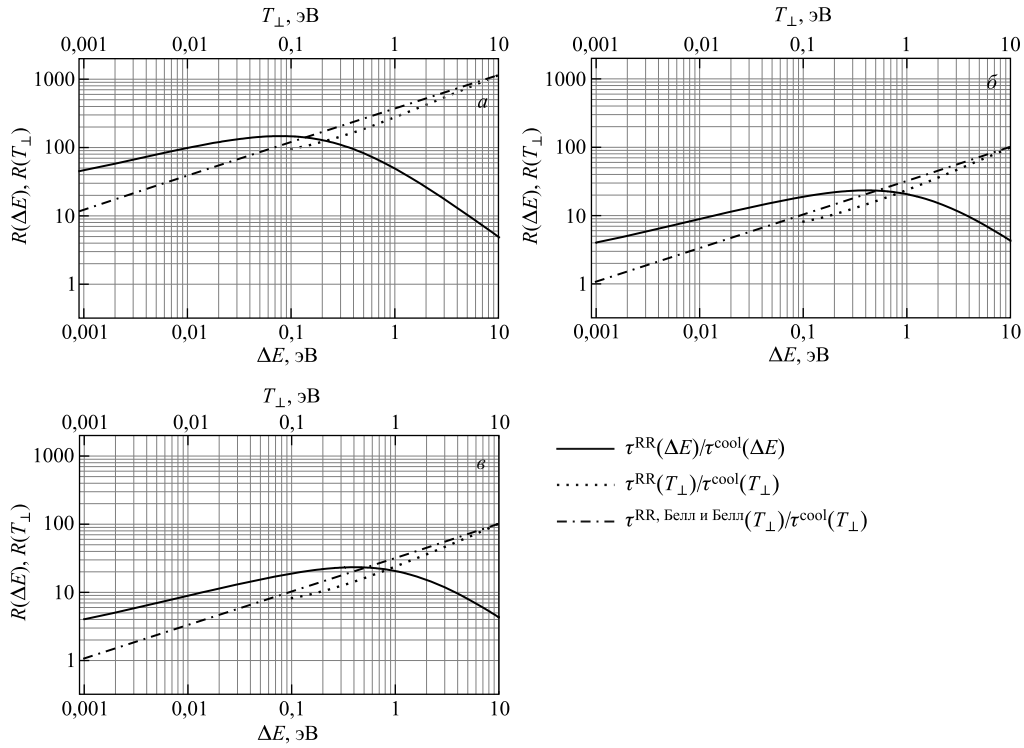


Рис. 3. Функции $R(\Delta E)$ (сплошная) и $R(T_{\perp})$ (штрихпунктирная) при $E = 1$ (а), 3 (б), 4,5 ГэВ/нуклон (в). Здесь $R(T_{\perp})$ (пунктирная) — теоретическая зависимость времени радиационной рекомбинации из работы [8]. На графиках учтено равенство $\tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}$

Отсюда следует, что средняя светимость, согласно (11), при $T \approx \tau^{\text{RR}}$ слабо зависит от соотношения между временем подготовки пучка τ_{stack} и временем радиационной рекомбинации τ^{RR} при $\tau_{\text{stack}} \ll \tau^{\text{RR}}$.

Из рис. 3, табл. 3 и 4 можно сделать вывод, что в этом диапазоне энергий время радиационной рекомбинации при оптимальной поперечной температуре электронного пучка

Таблица 3. Начальные времена: ВПР, охлаждения и радиационной рекомбинации в режиме столкновения при ΔE_0

Параметр	E , ГэВ/нуклон							
	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5
I_e , А	0,02	0,05	0,11	0,19	0,31	0,36	0,41	0,46
ΔE_0 , эВ	0,08	0,14	0,21	0,30	0,41	0,53	0,65	0,80
$\tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}$, ч	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10	0,17	0,26	0,38
τ^{RR} , ч	4,15	3,48	3,06	2,75	2,44	2,94	3,55	4,14
$\tau^{\text{RR}}/\tau^{\text{cool}}$	147	78	48	32	23	18	14	11
T_{opt} , ч	0,54	0,49	0,46	0,43	0,41	0,44	0,49	0,52
L/L_0	0,01	0,04	0,13	0,36	0,80	0,90	0,92	0,94

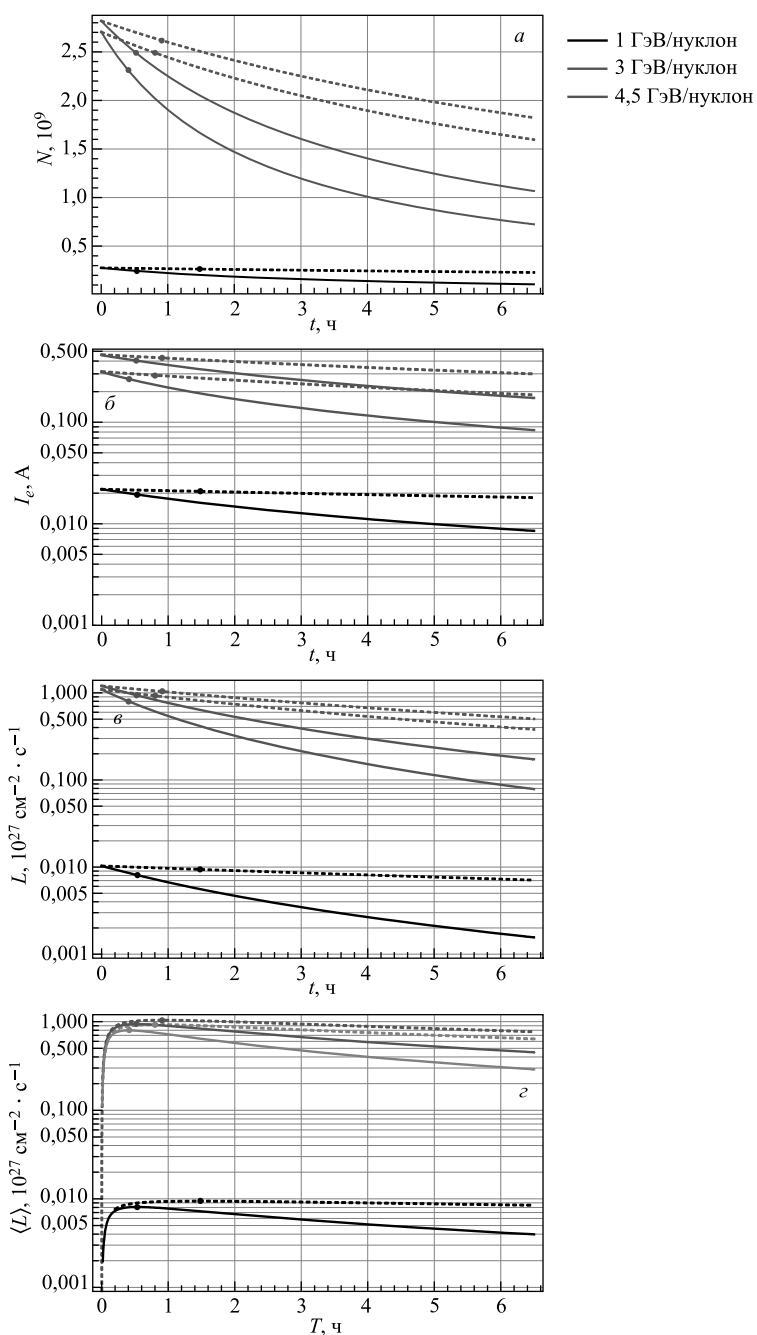


Рис. 4. Зависимости N (а), I_e (б), L (в) от времени t и $\langle L \rangle$ от времени работы коллайдера NICA T (г), точками обозначено оптимальное время работы T_{opt} . Сплошные линии при ΔE_0 из табл. 3, пунктирные при $T_{\perp,0} = 10$ эВ. На графиках учтено равенство $\tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}$

Таблица 4. Начальные времена: ВПР, охлаждения и радиационной рекомбинации в режиме столкновения при $T_{\perp} = 10$ эВ

Параметр	E , ГэВ/нуклон							
	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5
I_e , А	0,02	0,05	0,11	0,19	0,32	0,37	0,41	0,46
$\tau^{\text{cool}} = \tau^{\text{IBS}}$, ч	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10	0,17	0,26	0,38
τ^{RR} , ч	32,54	22,03	16,49	13,01	10,35	11,33	12,59	13,64
$\tau^{\text{RR}}/\tau^{\text{cool}}$	1152	491	258	154	99	68	49	36
T_{opt} , ч	1,48	1,21	1,04	0,91	0,81	0,84	0,88	0,91
L/L_0	0,01	0,05	0,16	0,42	0,93	1,03	1,03	1,04

существенно превышает (8–3 раз) время радиационной рекомбинации при оптимальном выборе энергии отстройки. Эта схема снижения влияния радиационной рекомбинации позволяет при той же средней светимости осуществлять более редкую перезагрузку пучка ядер золота в коллайдере NICA при его непрерывной работе.

Отметим, что оптимальное значение поперечной температуры электронного пучка 10 эВ, являющееся предельным, обосновано найденной в [1] эмпирической зависимостью для времени радиационной рекомбинации от поперечной температуры. Такое значение температуры требует использования дополнительных устройств в секции СЭО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье показано, что при работе коллайдера NICA с использованием СЭО в диапазоне энергий 1–4,5 ГэВ/нуклон поддержание режима охлаждения, соответствующего падающему режиму ВПР-нагрева, позволяет повысить среднюю светимость, а уменьшение радиационной рекомбинации путем повышения поперечной температуры электронного пучка является более предпочтительным по сравнению с подбором энергии отстройки пучка электронов относительно энергии оптимальной для охлаждения и позволяет при сохранении средней светимости существенно реже осуществлять перезагрузку.

Оптимальные значения параметров СЭО, найденные в работе (табл. 3 и 4), существенно отличаются от традиционных [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов А. Б., Мешков И. Н., Филиппов А. В. // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 4–5(174–175). С. 576–585.
2. Мешков И. Н. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 6. С. 1487–1560.
3. Костромин С. А. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 4–5(174–175). С. 537–562.
4. Nagaitsev S. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2005. V. 8. P. 064403.
5. Козлов О. С. // Рабочее сов. ИЯФ им. Г. И. Будкера – ОИЯИ. Дубна, 2013.
6. Елисеев А. В. // Там же.
7. Пархомчук В. В., Скринский А. Н. // УФН. 2000. Т. 170, № 5. С. 473–493.
8. Bell M., Bell J. S. // Part. Accel. 1982. V. 12. P. 49–52.