



## EicC束流冷却方案设计与模拟

马伏 冒立军 赵贺 刘杰 申国栋 杨建成

### Design and Simulation of EicC Beam Cooling Scheme

MA Fu, MAO Lijun, ZHAO He, LIU Jie, SHEN Guodong, YANG Jiancheng

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022029>

#### 引用格式:

马伏, 冒立军, 赵贺, 刘杰, 申国栋, 杨建成. EicC束流冷却方案设计与模拟[J]. *原子核物理评论*, 2023, 40(1):36–44. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2022029

MA Fu, MAO Lijun, ZHAO He, LIU Jie, SHEN Guodong, YANG Jiancheng. Design and Simulation of EicC Beam Cooling Scheme[J]. *Nuclear Physics Review*, 2023, 40(1):36–44. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2022029

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### [EicC对撞光学设计](#)

EicC Collider Lattice Design

原子核物理评论. 2020, 37(1): 40–45 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019048>

#### [中国极化电子离子对撞机探测器设计](#)

Detector Design of the Polarized Electron Ion Collider in China

原子核物理评论. 2020, 37(3): 727–733 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNP37>

#### [用于强流中子发生器的低能束流传输线的设计模拟](#)

Design and Simulation of Low Energy Beam Transport Line for Intense Neutron Generator

原子核物理评论. 2017, 34(3): 580–585 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.580>

#### [HIAF-BRing束团合并过程中的束流负载效应模拟](#)

Simulation Study of the Beam Loading Effects During the Bunch Merging in HIAF-BRing

原子核物理评论. 2020, 37(2): 180–185 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019058>

#### [电子束在 \$\alpha\$ -磁铁模型中传输模拟与优化](#)

Simulation and Optimization of Electron Bunches Transport in an Alpha Magnet Model

原子核物理评论. 2019, 36(3): 329–335 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.03.329>

#### [基于加速器的多终端硼中子俘获治疗装置的束流整形组件设计](#)

Design of Beam Shaping Assembly for an Accelerator-based Multi-terminal BNCT Facility

原子核物理评论. 2021, 38(1): 80–88 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2020051>

文章编号: 1007-4627(2023)01-0036-09

## EicC束流冷却方案设计与模拟

马伏<sup>1,2</sup>, 冒立军<sup>1,†</sup>, 赵贺<sup>1</sup>, 刘杰<sup>1</sup>, 申国栋<sup>1</sup>, 杨建成<sup>1</sup>

(1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;  
2. 中国科学院大学, 北京 100039)

**摘要:** 对核子内部结构的研究是当前理论和实验研究的重要前沿, 高能散射实验是探索核子结构的理想工具。中国科学院近代物理研究所计划在已开建的强流重离子加速器项目(HIAF)的基础上, 升级建造中国极化电子离子对撞机(EicC)。EicC将提供质心系能量为15~20 GeV的电子和质子双极化束流, 对撞亮度设计指标为 $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 离子束的有效冷却是EicC实现亮度目标的关键。针对离子束流初始发射度大、能量高、流强强等特点, EicC采用两级束流冷却方案, 首先在增强器(BRing)中利用常规直流电子冷却器降低离子束流发射度, 其次在对撞环(pRing)中采用基于能量回收型直线加速器(ERL)的高能束团冷却系统, 抑制对撞过程中的离子束发射度增长。以质子束为例, 模拟研究了EicC束流冷却装置中电子束的尺寸、温度、冷却段的磁场和束流光学参数对冷却速率和冷却过程的影响, 最终得到了满足亮度要求的束流冷却参数。

**关键词:** 电子冷却; 束团冷却; 束内散射; 亮度; 对撞机

**中图分类号:** O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.40.2022029

## 0 引言

对物质深层次结构及其相互作用基本性质的研究始终是自然科学最基础也是最前沿的领域, 极化的电子离子对撞机(Electron Ion Collider, EIC)是研究核子结构和强相互作用的“具有超高分辨率的立体电子显微镜”。世界上第一台极化的电子离子对撞机是由德国DENSY实验室建设的HERA装置<sup>[1]</sup>, 但由于亮度无法满足电子-离子对撞实验要求, 最终于2007年之后选择关闭。美国能源部在2019年正式决定在布鲁克海文国家实验室(BNL)建造电子离子对撞机(EIC)<sup>[2]</sup>, 欧洲核子中心(CERN)也计划在现有的大型强子对撞机(LHC)上升级建造大型强子电子对撞机(LHeC)<sup>[3]</sup>。为了增加在核物理领域的国际竞争力, 我国计划在“十二五”国家重大科学基础设施项目——强流重离子加速器装置(HIAF)的基础上<sup>[4]</sup>, 建造一台极化电子离子对撞机: 中国极化电子离子对撞机(EicC)<sup>[5]</sup>。EicC主要运行在海夸克能区, 将致力于研究该区域核子结构的精确测量, 包括核子的部分子结构与三维结构图像、原子核的部分子结构、奇特强子态等<sup>[6]</sup>, 其主要参数如表1所列。

亮度是EicC装置的重要参数, 减小对撞束的尺寸

表1 EicC装置关键参数

参数	电子(e)	质子(p)
能量/GeV	3.5	19.08
动量/(GeV·c <sup>-1</sup> )	3.5	20
质心能/GeV		16.76
极化率/%	80	70
Bρ/(T·m)	11.7	67.2
单束团粒子数/10 <sup>9</sup>	170	125
发射度ε <sub>x</sub> /ε <sub>y</sub> /(nm·rad)	60/60	300/180
β <sub>x</sub> <sup>*</sup> /β <sub>y</sub> <sup>*</sup> /m	0.2/0.06	0.04/0.02
束团长度/m	0.02	0.04
束束参数ξ <sub>x</sub> /ξ <sub>y</sub>	0.09/0.05	0.004/0.004
Laslett频移	–	0.09
单圈能量损失/MeV	0.32	–
同步辐射功率/MW	0.86	–
同步辐射功率密度/(kW·m <sup>-1</sup> )	3.3	–
平均流强/A	2.7	2
交叉角/mrad		50
沙漏因子		0.78
亮度/(cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )		2.0×10 <sup>33</sup>
对撞频率/MHz		100

收稿日期: 2022-03-10; 修改日期: 2022-04-05

基金项目: 国家重点研发计划项目(2019YFA0405400)

作者简介: 马伏(1989–), 男, 宁夏同心县人, 博士研究生, 从事高能离子束团的电子冷却方法模拟研究; E-mail: mafu121@impcas.ac.cn

† 通信作者: 冒立军, E-mail: maolijun@impcas.ac.cn

是提高亮度最有效的方式。除了在对撞点设计较小的  $\beta$  函数外, 还可以通过降低束流发射度来减小对撞束的尺寸。对于电子束, 由于同步辐射阻尼效应<sup>[7]</sup>, 通过合适的环光学设计可使其发射度自然收缩, 但是对于质子和重离子束, 由于其静止质量大, 在 EicC 的设计能量下几乎没有同步辐射, 必须通过外部的非保守力减小其发射度, 即束流冷却。目前应用成熟且广泛的束流冷却方法主要有电子冷却<sup>[8]</sup>和随机冷却<sup>[9]</sup>, 但是随机冷却由于冷却系统带宽的限制, 只适用于低流强的离子束流的冷却, 电子冷却则在高能时, 由于冷却力快速减弱且相互作用时间短, 导致冷却过程变得很慢。针对 EicC 装置中离子束流的高能量和高流强特点, 提出了两级冷却的方案, 即首先在增强器 (BRing) 中采用常规的直流电子冷却器, 在较低的能量下快速降低离子束流的发射度, 然后在碰撞环 (pRing) 安装基于能量回收型直线加速器 (ERL) 的高能束团冷却系统, 在对撞能量下持续进行束流冷却作用, 抑制碰撞过程中束内散射 (IBS) 效应引起的离子束发射度增长和亮度衰减。两级冷却方案有效地提高了冷却效率, 同时降低了高能束团冷却的难度。

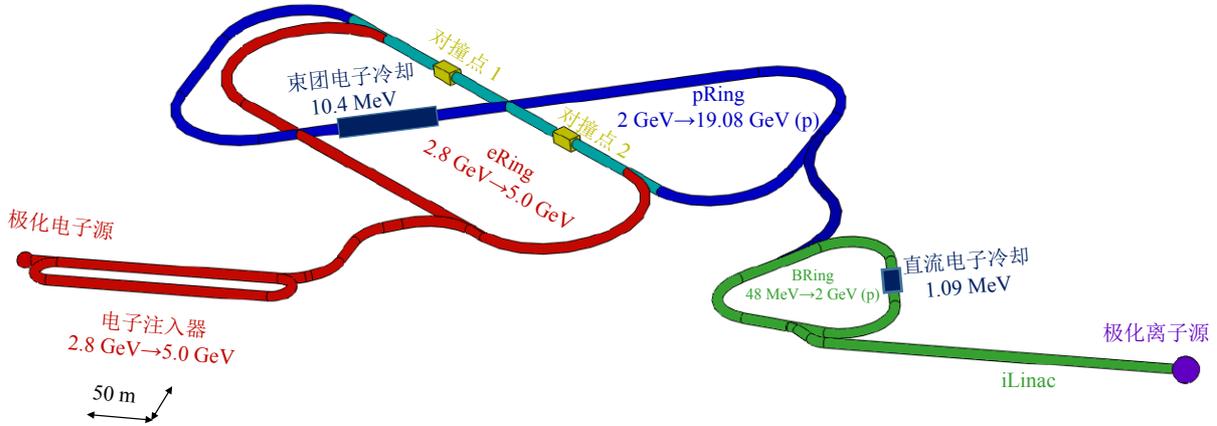


图 1 EicC 总体布局示意图(在线彩图)

高亮度是电子离子对撞机的首要目标, 也是 EicC 装置最关键的参数。由亮度公式<sup>[7]</sup>:

$$L = \frac{N_1 N_2 f_c}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F(\xi) \propto \frac{N_1 N_2 f_c}{\beta^* \epsilon}, \quad (1)$$

其中:  $N_1$ 、 $N_2$  表示两对撞束团粒子数;  $f_c$  表示对撞频率;  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  为对撞束的横向尺寸;  $\beta^*$  为对撞区  $\beta$  函数;  $\epsilon$  为束流发射度。可以看出, 降低束流发射度可以有效地提高亮度。由于电子的同步辐射阻尼效应, 通过合理的光学参数设计可使其发射度自然收缩至设计值, 质子和重离子束几乎没有同步辐射阻尼效应, 必须通过外部的冷却机制来获得较小发射度的束流。目前发展较成熟的冷却方法有随机冷却和电子冷却, 由随机冷却率

本文将介绍 EicC 的两级束流冷却的方案, 描述基于 Python 语言自主开发的用于模拟束流冷却过程的程序 ECSP, 并与其他程序的模拟结果和实验结果进行校验。详细模拟 BRing 中连续质子束的冷却过程, 给出冷却所需要的电子束参数和冷却段磁场参数。同时对 pRing 中质子束团的冷却率进行模拟计算, 通过优化电子束参数、冷却段磁场参数和束流光学参数, 最终得到满足 EicC 亮度要求的两级质子束冷却过程。

## 1 EicC 冷却方案

EicC 总体布局如图 1 所示, 主要分为离子加速器和电子加速器两部分。其中, 离子加速器是由 iLinac 作为离子注入器, BRing 作为增强器, 再新建一个 8 字环 pRing 作为对撞环组成, 最终可提供能量为 19.08 GeV, 单束团粒子数为  $1.25 \times 10^{11}$ , 极化率为 70% 的质子束。电子加速器由电子注入器和跑道型电子环 eRing 组成, 最终可提供能量为 2.8 ~ 5.0 GeV, 单束团粒子数为  $1.7 \times 10^{11}$ , 极化率为 80% 的电子束。EicC 将设计两个对撞区<sup>[10]</sup>, 采用非对称碰撞, 对撞频率为 100 MHz。

公式<sup>[9]</sup>:

$$\tau_{s\text{-cooling}}^{-1} = \frac{2W}{N}, \quad (2)$$

其中:  $N$  为粒子数;  $W$  为随机冷却系统工作频率带宽, 一般小于几个 GHz。因此, 随机冷却对强流离子束的冷却效率较低, 不满足 EicC 的冷却要求。对于电子冷却, 其冷却率公式为<sup>[11]</sup>

$$\tau_{e\text{-cooling}}^{-1} = \frac{1}{k} \frac{Z^2}{A} \eta_c L_c r_e r_p \frac{j_e}{e} \frac{1}{\beta^4 \gamma^5 \theta^3}, \quad (3)$$

其中:  $k$  为与电子束分布有关的常数因子;  $Z$  为离子电荷数;  $A$  为离子质量数;  $\eta_c$  为冷却段长度占全环的比值;  $L_c$  为库仑对数;  $r_e$  和  $r_p$  分别为电子和质子的经典半径;

$e$  为单位元电荷;  $j_e$  为电子束的电流密度 (A/cm);  $\beta$  和  $\gamma$  为相对论因子;  $\theta = (\theta_e^2 + \theta_i^2)^{1/2} = \left(\frac{T_e}{m_e c^2} + \frac{T_i}{m_i c^2}\right)$ , 这里  $T_e$  和  $T_i$  分别为电子束和离子束的温度。可以看出, 电子冷却对低能量和小发射度的离子束冷却效率更高。因此, EicC 装置采用两级电子冷却的方案, 以缩减冷却时间、提高冷却效率。

对于强流加速器, 空间电荷效应引起的非相干频移限制了冷却束流可以达到的最小发射度<sup>[12]</sup>:

$$\epsilon_{\text{total}} = \frac{N_i r_i Z^2}{2\pi\beta^2\gamma^3 B_r A} \frac{1}{-AQ}, \quad (4)$$

其中:  $\epsilon_{\text{total}}$  代表离子束流的全发射度 (6 rms);  $B_r$  是束团因子;  $N_i$  为粒子数;  $r_i$  为离子的经典半径;  $AQ$  是非相干频移, 考虑束流的稳定性, 一般要求  $AQ < -0.2$ 。通过对式 (4) 变形可得到  $AQ$  与束流能量的关系:

$$AQ = -\frac{N_i r_i Z^2}{2\pi\beta^2\gamma^3 B_r A} \frac{1}{\epsilon_{\text{total}}}. \quad (5)$$

即束流能量越低, 空间电荷效应越强, 满足稳定性要求的最小发射度越大, 因此强流质子束流在能量太低时也不适宜冷却, 必须选择一个合适的中间冷却能量平台, 在获得有效冷却的同时也能满足空间电荷效应限制。

图 2 给出了不同质子束能量下, 由于空间电荷效应限制的束流最小发射度大小  $\epsilon$  和冷却时间  $t$ , 质子束在 BRing 中冷却时为连续束, 环内总粒子束为  $4.0 \times 10^{12}$ , 平均密度较小, 空间电荷效应较弱, 最小发射度较小; 由于冷却后的束流要在 pRing 中纵向堆积, 最终形成 14 个单束团粒子数为  $4.0 \times 10^{12}$  的束团, 质子束团的峰值流强变高, 空间电荷效应变强, 最小发射度变大。综合考虑发射度要求和冷却时间, 最终选择在质子束能量为 2 GeV 时进行第一阶段的冷却。

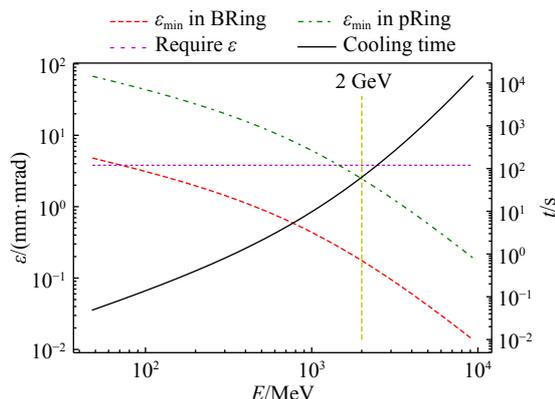


图 2 质子束最小发射度和冷却时间与能量的关系(在线彩图)

EicC 两级冷却过程如图 3 所示, 图中以冷却质子束为例。超导离子源产生的极化质子束经过超导直线加速器, 将能量提高至 48 MeV, 通过双平面涂抹的方法注入增强器 BRing, 在 BRing 中进一步加速至 2 GeV, 然后利用静电高压电子冷却装置产生的 1.09 MeV 的直流电子束进行冷却, 使质子束水平方向的归一化 rms 发射度由 10 mm·mrad 减小至 6 mm·mrad 以下。此后, 将 BRing 中的已冷却的质子束引出, 并在 pRing 中多次堆积, 然后加速至对撞能量 19.08 GeV, 在对撞过程中利用 ERL 产生的电子束团冷却质子束团, 以抑制对撞过程中由于束内散射 (IBS) 效应引起的质子发射度增长, 从而保持良好的对撞亮度和亮度寿命。其他重离子的冷却过程与质子束类似, 在整个过程中, 低能直流电子冷却的主要作用是利用低能量时电子冷却率高的特点降低离子束的发射度, 而高能束团电子冷却的作用为抑制对撞过程中束流发射度的增长, 并不需要进一步减小束流发射度, 有效避免了高能时冷却慢的问题, 从而缩短了整个过程的冷却时间, 提高了冷却效率。

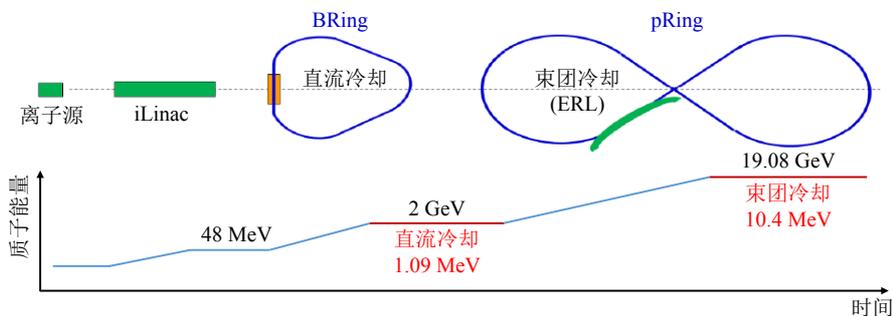


图 3 EicC 两级冷却过程示意图(在线彩图)

## 2 冷却模拟程序介绍

电子冷却方法是由 Budker<sup>[8]</sup> 在 1967 年提出, 其基本原理是以相同速度运动的电子束与离子束通过库仑相互作用, 将较“热”的离子束能量转移到较“冷”的电子束

上, 从而降低了离子束的横向发射度和纵向动量分散。冷却作用的强弱及快慢由冷却力和冷却时间来描述, 为了能准确地估算冷却时间和冷却过程中束流分布的变化, 参考 BETACOOOL 物理手册<sup>[13-14]</sup>和开源的 JSPEC 程

序<sup>[15-16]</sup>开发了用于模拟束流冷却过程的程序 ECSP。

程序采用 Python 语言, 基于多粒子跟踪的方法对宏粒子逐圈的相空间进行跟踪, 充分考虑了束流的横向

运动、纵向运动、电子冷却、束内散射效应以及电子束的空间电荷效应。其中, 束流的横、纵向运动用单圈传输矩阵来计算<sup>[17]</sup>:

$$\begin{pmatrix} x_u \\ x'_u \end{pmatrix}_{n+1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & k_{u_{\text{cool}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & k_{u_{\text{BS}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_u + \alpha_u \sin \phi_u & \beta_u \sin \phi_u \\ -\gamma_u \sin \phi_u & \cos \phi_u - \alpha_u \sin \phi_u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_u \\ x'_u \end{pmatrix}_n, \quad (6)$$

其中:  $u = x, y, s$  分别代表水平方向、垂直方向和纵向;  $\phi_u = 2\pi Q_u$  为单圈相移;  $\alpha_u$ 、 $\beta_u$ 、 $\gamma_u$  为参考位置处的 Twiss 参数。横向运动的相移和 Twiss 参数由环的光学参数决定, 对于离子束团的纵向运动, 单圈相移为

$$\phi_s = \sqrt{-\frac{2\pi h e U_{\text{RF}} \eta}{\beta^2 E_{\text{total}}}} \cos \varphi, \quad (7)$$

式中:  $h$  为谐波数;  $U_{\text{RF}}$  为高频电压;  $\eta$  为滑相因子;  $E_{\text{total}}$  为离子束总能量;  $\varphi$  为高频相位; Twiss 参数分别为  $\alpha_s = 0$ ;  $\beta_s = \frac{\sigma_s}{\sigma_p}$ ;  $\gamma_s = \frac{1}{\beta_s}$ ;  $k_{u_{\text{cool}}}$  和  $k_{u_{\text{BS}}}$  分别为冷却力和束内散射导致的踢角。冷却力的计算运用 Parkhomchuk 的磁化冷却力模型<sup>[18]</sup>:

$$F = \frac{-4Z^2 n_e e^4}{m_e} \frac{V}{(V^2 + V_{\text{eff}}^2)^{3/2}} \ln \left( \frac{\rho_{\text{max}} + \rho_{\text{min}} + \rho_{\text{lar}}}{\rho_{\text{min}} + \rho_{\text{lar}}} \right), \quad (8)$$

$n_e$  为电子束密度;  $V$  为电子与离子的相对速度, 碰撞参数表示为

$$\begin{aligned} \rho_{\text{lar}} &= \frac{m_e V_{e\perp}}{eB}, \\ \rho_{\text{min}} &= \frac{Zr_e c^2}{V}, \\ \rho_{\text{max}} &= \frac{\sqrt{V^2 + V_{\text{eff}}^2}}{\omega_e + 1/t_c}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中:  $B$  为冷却段磁场强度;  $V_{e\perp}$  由电子束的横向温度决定;  $c$  为光速;  $t_c$  为通过冷却段所用的时间;  $\omega_e = c\sqrt{4\pi n_e r_e}$  是电子的等离子体振荡频率;  $V_{\text{eff}}$  为电子的有效速度:

$$V_{\text{eff}}^2 = V_{E \times B}^2 + V_{\text{ell}}^2 + V_{\Delta\theta}^2, \quad (10)$$

这里  $V_{E \times B}$  为电子束空间电荷场和冷却段纵向磁场引起的横向漂移速度, 可表示为

$$V_{E \times B} = \frac{I_e}{2\pi\epsilon_0 \beta c \gamma^2 B} \frac{r}{r_b^2}, \quad (11)$$

其中:  $I_e$  为电子束电流;  $r_b$  为电子束半径, 电子束的空间电荷效应同时会导致不同位置处的电子纵向速度不同, 相对速度差可表示为

$$\frac{\Delta V_e}{V_e} = \frac{I_e}{4\pi\epsilon_0 \beta^3 \gamma^3 c} \frac{e}{m_e c^2} \frac{r^2}{r_b^2}, \quad (12)$$

其中:  $V_{\text{ell}}$  由电子束的纵向温度决定;  $V_{\Delta\theta}$  是冷却段磁场平行度引起的电子速度分量, 表示为

$$V_{\Delta\theta} = \gamma \beta c \sqrt{\langle (B_{\perp}/B_{\parallel})^2 \rangle}. \quad (13)$$

束内散射效应的计算用 Martini 模型<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_p} &= \left\langle \frac{nA}{2} (1-d^2) f_1 \right\rangle, \\ \frac{1}{\tau_x} &= \left\langle \frac{A}{2} [f_2 + (d^2 + \tilde{d}^2) f_1] \right\rangle, \\ \frac{1}{\tau_y} &= \left\langle \frac{A}{2} f_3 \right\rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

角括号表示全环的平均值。当离子束为连续束时  $n = 2$ , 为束团时  $n = 1$ , 系数  $A$  为

$$A = \frac{\sqrt{1 + \alpha_x^2} \sqrt{1 + \alpha_y^2} c r_i^2 \lambda}{16\pi \sqrt{\pi} \sigma_{x\beta} \sigma_{x'\beta} \sigma_y \sigma_{y'} \sigma_p \beta^3 \gamma^4}, \quad (15)$$

$\lambda$  为离子束线密度。对于连续束,  $\lambda = N/L_{\text{circ}}$ , 这里  $L_{\text{circ}}$  为环的周长; 对于束团束,  $\lambda = N_b/(2\sqrt{\pi}\sigma_s)$ 。  $f$  的积分表达式为

$$f_i = k_i \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \mu g_i(\mu, \nu) \exp[-D(\mu, \nu)z] \ln(1+z^2) d\nu d\mu dz, \quad (16)$$

其中:  $k_1 = 1/\tilde{c}^2$ ;  $k_2 = a^2/\tilde{c}^2$ ;  $k_3 = b^2/\tilde{c}^2$ ;

$$D(\mu, \nu) = \frac{|\sin^2 \mu \cos^2 \nu + \sin^2 \mu (a \sin \nu - \tilde{d} \cos \nu)^2 + b^2 \cos^2 \mu|}{\tilde{c}^2}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} g_1(\mu, \nu) &= 1 - 3 \sin^2 \mu \cos^2 \nu, \\ g_2(\mu, \nu) &= 1 - 3 \sin^2 \mu \sin^2 \nu + 6\tilde{d} \sin \mu \sin \nu \cos \nu / a, \\ g_3(\mu, \nu) &= 1 - 3 \cos^2 \mu, \end{aligned} \quad (18)$$

$a, b, \tilde{c}, d, \tilde{d}$  是与光学参数有关的归一化参数。

程序运行过程如图 4 所示, 首先根据束流参数生成初始宏粒子, 然后逐圈计算每个宏粒子的冷却力和束内散射效应引起的动量改变, 随后根据单圈传输矩阵更新宏粒子坐标并计算新的束流参数, 多圈循环计算可得到束流的冷却过程。对于 EicC 的高能束流, 冷却过程较慢, 单圈追踪计算的效率低, 所以程序也可根据给定时间步长进行追踪, 只需要改变传输矩阵中的相位  $\phi_u$ ,

通常将时间步长设为周期的整数  $M$  倍，传输矩阵中的相位  $\phi_u$  相应地变为  $M\phi_u$ 。

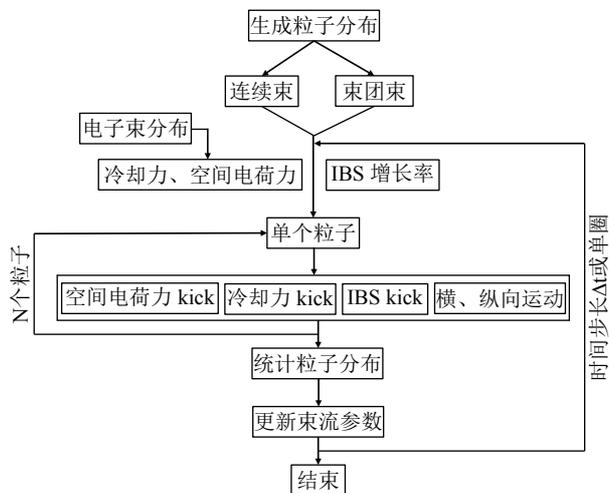


图 4 ECSP 程序运行流程图

为了验证 ECSP 程序的准确性，利用 BETA-COOL 和 JSPEC 程序以及 CSRm 上的实验结果 [20] 进行了对比，结果如图 5 所示。可以看出三者的计算结果基本一致，说明程序模拟结果可信。相比于 BETA-COOL 程序，ECSP 运行速度更快，计算效率更高；相比于 JSPEC 程序，ECSP 运行更灵活，并且充分考虑了电子束的空间电荷效应。

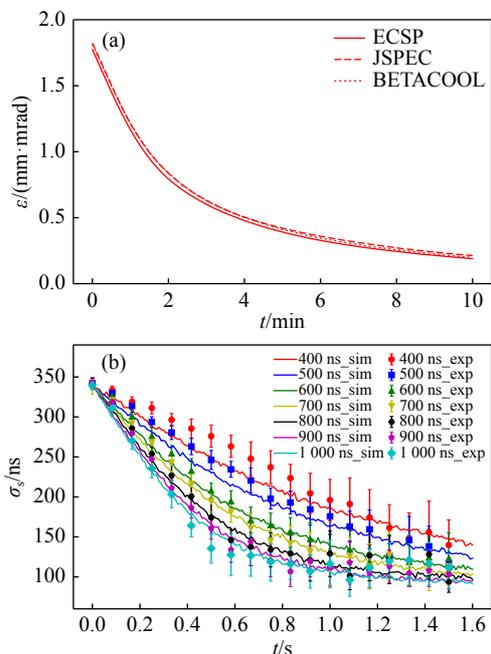


图 5 不同程序的模拟结果对比 (a) 及 ECSP 模拟结果与实验结果对比 (b)(在线彩图)

### 3 冷却模拟结果

冷却速率与电子束的密度、尺寸、温度均有关，此

外，冷却段磁场参数和束流光学参数也会影响束流冷却过程。为此，我们利用开发的模拟程序分别对 BRing 中能量为 2 GeV 的连续质子束和 pRing 中能量为 19.08 GeV 的质子束团的冷却过程进行了模拟计算。通过优化电子束参数、冷却段磁场参数和光学参数，提高了质子束的冷却速率，抑制了由于 IBS 引起的质子束发射度和束团长度的增长。

#### 3.1 BRing 连续质子束的冷却模拟

BRing 中直流 (DC) 冷却的主要目的是降低离子束的发射度。本文以对质子束冷却为例，质子束和冷却系统的参数分别如表 2 和表 3 所列。

表 2 BRing 质子束参数

质子束参数	值
能量/GeV	2
粒子数	$4.0 \times 10^{12}$
归一化发射度 $\epsilon_x / \epsilon_y / (\text{mm} \cdot \text{mrad})$	10/5
动量分散	0.000 3

表 3 BRing 电子冷却系统参数

电子冷却系统参数	值
电子束电流/A	3
电子束半径/mm	15
电子束温度 $T_{\perp} / T_{\parallel} / \text{eV}$	0.1/0.000 01
冷却段长度/m	20
磁场强度/T	1.0
磁场平行度	$1 \times 10^{-4}$
$\beta$ 函数/m	25

冷却段磁场强度和磁场平行度是影响冷却率的重要参数，由式 (8)~(13) 可知，冷却段的磁场  $\mathbf{B}$  可以有效降低电子束的横向漂移速度  $V_{E \times B}$  和拉莫尔半径  $\rho_{\text{lar}}$ ，提高冷却率；冷却段磁场的横向分量  $B_{\perp}$  会导致电子的有效速度  $V_{\text{eff}}$  增加，降低冷却率。

图 6 给出了不同冷却段磁场强度  $B$  和磁场平行度下  $B_{\perp} / B_{\parallel}$  的质子束冷却过程，结果表明，冷却段磁场强度须大于 1 T，磁场平行度须小于  $1 \times 10^{-4}$ 。

离子受到的冷却力  $\mathbf{F}$  与电子束密度  $n_e$  成正比，但是强流电子束的空间电荷效应会造成电子和离子的相对速度  $V$  增加，导致冷却力减小，随着电子束能量的提高，这种影响会明显减弱。图 7 给出了能量为 1.09 MeV，电流为 3 A 的电子束空间电荷效应引起的电子束横向和纵向漂移速度分布，可以看出，漂移速度远小于由于横向磁场引起的有效速度  $8.9 \times 10^4$  m/s，可以忽略不计。

对于相同的电子束电流  $I_e$ ，电子束半径  $r_b$  越小，密

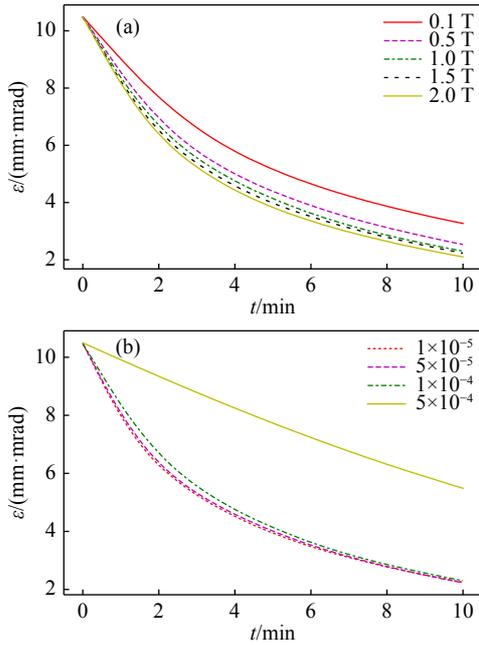


图 6 不同冷却段磁场强度 (a) 和磁场平行度 (b) 的冷却过程 (在线彩图)

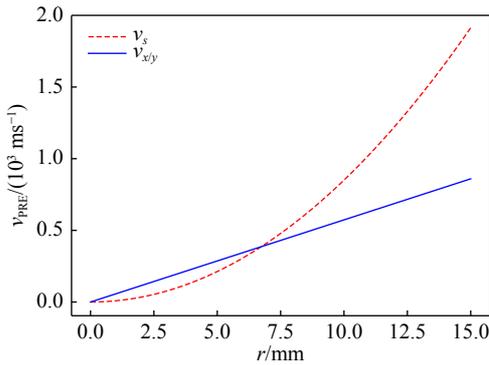


图 7 电子束空间电荷效应引起的横纵向漂移速度分布 (在线彩图)

度  $n_e$  越大, 但是由于与离子的作用面积有限, 对于振荡幅度较小的离子束冷却较快, 而对振荡幅度较大的离子束不能有效冷却。当电子束半径较大时, 虽然密度下降, 但是作用面积增大, 振荡幅度大的离子束冷却变快。因此, 必须选择合适的电子束半径以平衡电子束密度和作用面积对冷却过程的影响, 于是, 我们模拟了不同半径电子束时的质子束冷却过程, 结果如图 8 所示, 当电子束半径为 15 mm 时, 冷却过程最快, 且相比于半径为 10 mm 的电子束, 其对振荡幅度大的粒子冷却更有效, 同时电子束的密度更低, 空间电荷效应引起的速度分散也更小。

根据上述模拟结果, 最终选择冷却段磁场强度为 1 T, 磁场平行度为  $1 \times 10^{-4}$ 。当电子束电流为 3 A, 半径为 15 mm, 横、纵向温度分别为 0.1 eV 和  $1 \times 10^{-5}$

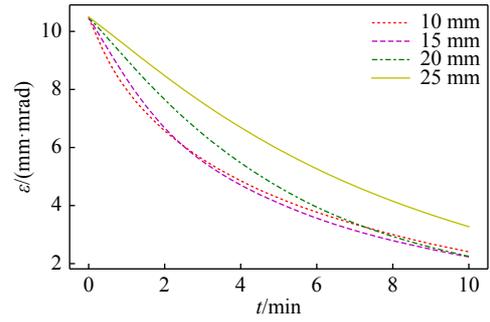


图 8 不同电子束半径下的冷却过程 (在线彩图)

eV 时, 可使质子束水平方向的归一化 rms 发射度在 2 min 内从 10 mm·mrad 减小至 6 mm·mrad, 满足了第一级冷却的要求。

### 3.2 pRing 质子束团的冷却模拟

对撞过程中由于束内散射效应, 束束相互作用等会导致离子束发射度增长、亮度下降。根据现有的模拟结果, pRing 中束束相互作用的贡献远小于束内散射效应, 所以本文中并没有考虑。图 9 给出了只考虑束内散射效应时质子束的发射度和对撞亮度的变化, 模拟参数如表 4 所列。可以看出, 横向和纵向的发射度都在增长, 尤其是水平方向增长最快, 增长率约为  $1.14 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , 导致亮度明显下降, 所以必须通过电子冷却抑制发射度的增长。pRing 中质子束团冷却模拟所需要的冷却系统参数则由表 5 给出。

由于 pRing 选择的是磁化冷却的方案, 冷却段磁场

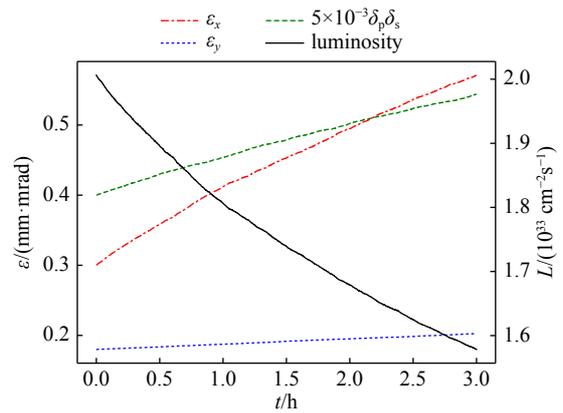


图 9 束内散射效应引起的发射度和亮度变化 (在线彩图)

表 4 pRing 质子束参数

质子束参数	值
能量/GeV	19.08
单束团粒子数	$1.25 \times 10^{11}$
发射度 $\epsilon_x/\epsilon_y$ /(mm·mrad)	0.30/0.18
动量分散	0.002
束团长度/cm	4

表 5 pRing 电子冷却系统参数

电子冷却系统参数	值
单束团电子数	$2.5 \times 10^{10}$
电子束分布	圆高斯
电子束尺寸 $\sigma_{ex}/\sigma_{ey}/\sigma_{ez}/\text{mm}$	2/2/40
电子束归一化发射度/(mm·mrad)	2.5
电子束动量分散	0.000 5
冷却段长度/m	$2 \times 25$
磁场强度/T	1.5
磁场平行度	$10^{-4}$
$\beta$ 函数/m	30
色散函数/m	2

参数对冷却率有较大的影响, 我们首先模拟了纵向磁场强度和磁场平行度与冷却率的关系, 结果如图 10 所示。纵向磁场越强, 磁场平行度越好, 冷却越快。综合考虑冷却率要求和冷却段的工程技术难度, 最终选择磁场强度为 1.5 T, 磁场平行度为  $1 \times 10^{-4}$ 。

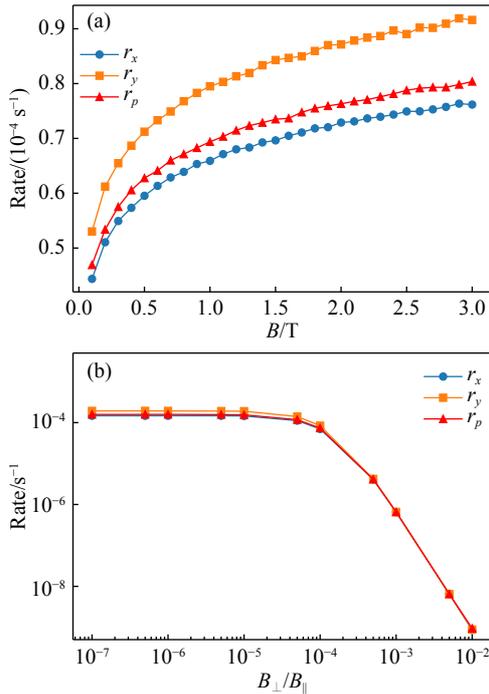


图 10 冷却率与冷却段磁场强度 (a) 和磁场平行度 (b) 的关系 (在线彩图)

图 11 给出了冷却率与电子束尺寸的关系, 模拟过程中保持电子束的温度和总的数目不变, 选择高斯分布的圆形电子束团。当纵向尺寸为  $\sigma_{se} = 0.75 \sigma_{si}$ , 横向尺寸为  $\sigma_{xe} = 0.45 \sigma_{xi}$  时, 冷却率最大; 而随着尺寸的减小, 一方面由于作用面积减小, 另一方面由于电子束角散变大, 导致冷却率减小; 当尺寸进一步增加时, 由于密度减小, 导致冷却率下降。

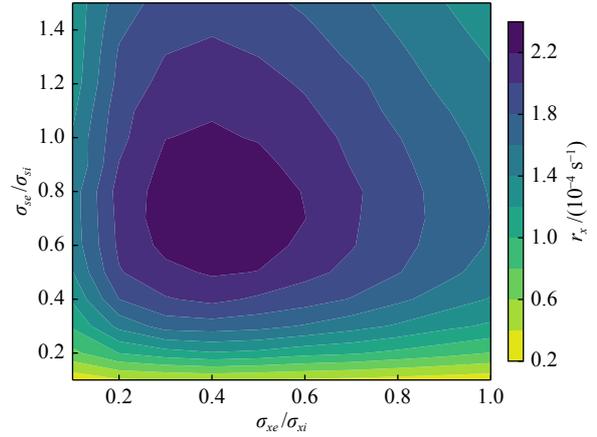


图 11 冷却率与电子束尺寸的关系 (在线彩图)

电子束温度是影响冷却率的重要因素, 横向温度可用束流发射度表示为

$$KT_{\perp} = \frac{1}{2} \gamma^2 \beta^2 c^2 m_e \left( \frac{\epsilon_x}{\beta_x} + \frac{\epsilon_y}{\beta_y} \right) \quad (19)$$

纵向温度可用动量分散表示为

$$KT_{\parallel} = \beta^2 c^2 m_e \delta_p^2 \quad (20)$$

分别改变电子束的发射度和动量分散, 模拟了冷却率随电子束温度的变化, 结果如图 12 所示。电子束温度越低, 即发射度和动量分散越小, 冷却率越大。综合考虑冷却率要求和 ERL 的设计难度, 最终选择电子束的归一化 rms 发射度为 2.5 mm·mrad, 动量分散为  $5 \times 10^{-4}$ 。

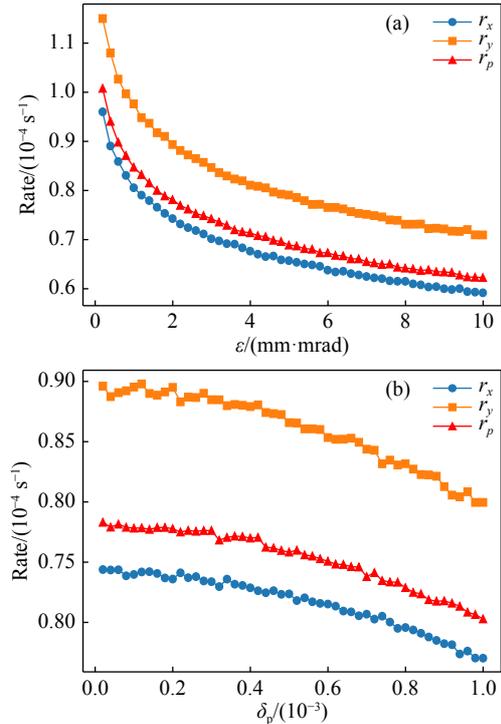


图 12 冷却率与电子束发射度 (a) 和动量分散 (b) 的关系 (在线彩图)

冷却段束流光学参数决定了电子束与离子束重合的包络大小和横向角散分布, 对冷却过程有较大影响, 模拟过程中保持电子束温度和尺寸不变, 冷却段长度为 50 m, 分为 25 m 的两段, 且两段的光学参数一样, 都近似为恒定值, 模拟结果如图 13 所示。随着  $\beta$  函数增加, 离子束横向角散减小, 电子束与离子束的重合面积先增大后减小, 导致横向冷却率在  $\beta_{x/y} = 30$  m 时达到最大值, 而纵向冷却率在  $\beta_{x/y} = 15$  m 时达到最大值。

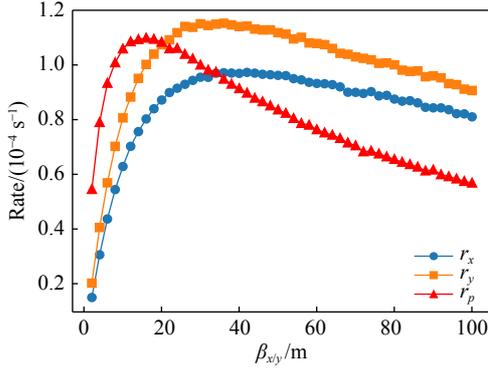


图 13 冷却率与冷却段  $\beta$  函数的关系 (在线彩图)

由于束内散射效应引起水平方向的发射度增长最快, 为了使三个自由度同时冷却到平衡状态, 希望水平方向的冷却率也最大, 于是在冷却段的水平方向引入色散重新分布水平、垂直和纵向的冷却率<sup>[21]</sup>, 如式 (21) 所示:

$$\begin{aligned} r_x &= \frac{\langle \Delta \epsilon_x \rangle}{\epsilon_{ix, \text{rms}}} = -\hat{n}_e \left( C + \frac{CD_x^2 \delta_{ip}^2}{\sigma_{ex}^2 + \sigma_{ix}^2 + D_x^2 \delta_{ip}^2} \right) \\ r_p &= \frac{\langle \delta \rangle}{\delta_{ip}} = -\hat{n}_e \left( C - \frac{CD_x^2 \delta_{ip}^2}{\sigma_{ex}^2 + \sigma_{ix}^2 + D_x^2 \delta_{ip}^2} \right) \\ r_y &= \frac{\langle \Delta \epsilon_y \rangle}{\epsilon_{iy, \text{rms}}} = -\hat{n}_e C, \end{aligned} \quad (21)$$

式中,  $\hat{n}_e = \frac{(2\pi)^{-3/2} N_e}{\sqrt{(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{ix}^2)(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{iy}^2)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{iz}^2 + D_z^2 \delta_{ip}^2)}}$  是电子束的平均密度;  $N_e$  为总的电子数目;  $\epsilon_{i, \text{rms}}$  为离子束的发射度;  $\delta_{ip}$  为离子束的动量分散;  $D_x$  为色散函数;  $\sigma_i$  和  $\sigma_e$  分别为离子束和电子束的尺寸大小;  $C$  是与离子束电荷量和能量等参数有关的系数。引入色散使纵向的冷却率耦合到水平方向, 同时减小了垂直方向的冷却率, 模拟结果如图 14 所示。当  $D_x = 3$  m 时, 水平方向的冷却率最大。

综合考虑三个方向的冷却要求, 避免在垂直方向的过冷却引起水平方向的加热, 同时使冷却能抑制所有方向的发射度增长, 希望在纵向和垂直方向冷却率足够的同时, 使水平方向的冷却率最大, 于是选择  $\beta_{x/y} = 30$  m,  $D_x = 2$  m。根据冷却率的模拟结果及 ERL 的技术难度, 最终要求电子束的横向尺寸为 2 mm, 纵向长度为 4 cm,

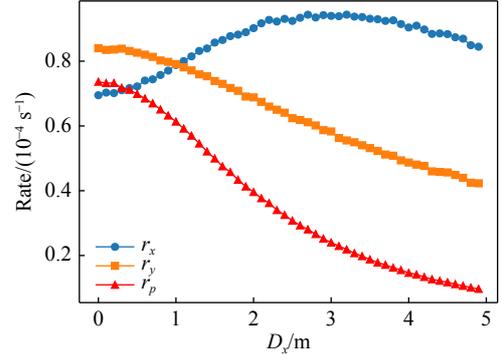


图 14 冷却率与冷却段色散函数的关系 (在线彩图)

归一化发射度为 2.5 mm·mrad, 动量分散为  $5 \times 10^{-4}$ , 单数团电子数为  $2.5 \times 10^{10}$ , 冷却段磁场强度为 1.5 T, 磁场平行度为  $1.0 \times 10^{-4}$ 。图 15 给出了利用上述参数模拟得到的质子束团冷却过程, 电子冷却很好地抑制了对撞过程中 IBS 引起的加热效应, 质子束发射度没有增长, 亮度大于  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 满足 EicC 设计要求。

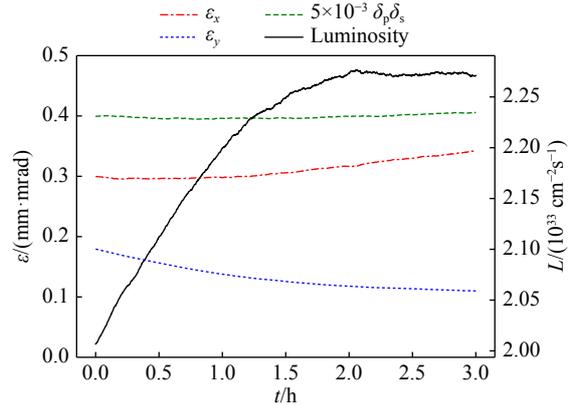


图 15 pRing 束团冷却过程中的发射度和亮度变化 (在线彩图)

## 4 总结

本文针对 EicC 中强流、高能、大发射度的质子束流特性, 提出了两级冷却方案。首先在 BRing 中对能量为 2 GeV 的连续质子束流进行第一阶段的冷却, 使其水平方向的归一化 rms 发射度在 2 min 内从 10 mm·mrad 减小至 6 mm·mrad 以下, 然后在 pRing 中对能量为 19.08 GeV 的质子束团进行第二阶段的冷却, 以抑制束内散射效应引起的发射度增长和亮度衰减。文章介绍了基于 Python 语言开发的束流冷却模拟程序 ECSP, 并利用该程序对 BRing 和 pRing 中的质子束流的冷却过程进行了模拟, 通过优化电子束参数、冷却段磁场参数和束流光学参数, 最终使质子束的发射度和束团长度满足 EicC 设计要求, 亮度大于  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。

## 参考文献:

- [1] SCHMÜSER P. *Nucl Instr and Meth A*, 1985, 235(2): 201.
- [2] WILLEKE F, BEEBE-WANG J. Electron Ion Collider Conceptual Design Report 2021[EB/OL].[2022-03-01].<https://www.osti.gov/biblio/1765663/>.
- [3] AGOSTINI P, AKSAKAL H, ALEKHIN S, et al. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2021, 48(11): 110501.
- [4] YANG J, XIA J, XIAO G, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2013, 317: 263.
- [5] ANDERLE D P, VALERIO B, CAO X, et al. *Frontiers of Physics*, 2021, 16(6): 64701.
- [6] CAO Xu, CHANG Lei, CHANG Ningbo, et al. *Nuclear Science and Techniques*, 2020, 43(2): 59. (in Chinese)  
(曹须, 常雷, 畅宁波, 等. *核技术*, 2020, 43(2): 59.)
- [7] MYERS S, SCHOPPER H. Particle Physics Reference Library[M]. Berlin : Springer-Verlag, 2020.
- [8] BUDKER G I. *Soviet Atomic Energy*, 1967, 22: 438.
- [9] Bramham P, Carron G, Hereward H G, et al. *Nucl Instr and Meth*, 1975, 125(1): 201.
- [10] WANG Ruiru, YANG Jiancheng, SHEN Guodong, et al. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(1): 6. (in Chinese)  
(王睿儒, 杨建成, 申国栋, 等. *原子核物理评论*, 2020, 37(1): 6.)
- [11] POTH H. *Physics Reports*, 1990, 196(3): 135.
- [12] SCHINDL K. Space Charge Beam Measurement[M]. Singapore: World Scientific, 1999: 127.
- [13] MESHKOV I, SIDORIN A, SMIRNOV A, et al. BETACOOOL Physics Guide[EB/OL].[2022-03-01].<http://lepta.jinr.ru/betacool>.
- [14] SIDORIN A, MESHKOV I, SELEZNEV I, et al. *Nuclear Instr and Meth A*, 2006, 558(1): 325.
- [15] ZHANG H, CHEN J, HUANG H, et al. Development of the Electron Cooling Simulation Program for JLEIC[C/OL]//International Particle Accelerator Conference: Number 7 IPAC' 16. Geneva, Switzerland: JACoW, 2016: 2451.
- [16] ZHANG H. JSPEC on GitHub[EB/OL].[2022-03-01]. <https://github.com/JeffersonLab/ElectronCooling>.
- [17] LEE S Y. Accelerator Physics[M]. Singapore: World Scientific, 2018.
- [18] PARKHOMCHUK V. *Nucl Instr and Meth A*, 2000, 441(1): 9.
- [19] MARTINI M. Intrabeam Scattering in the ACOL-AA Machines[R]. Geneva: CERN, 1984.
- [20] BRUKER M W, BENSON S, HUTTON A, et al. *Phys Rev Accel Beams*, 2021, 24: 012801.
- [21] ZHAO H, BLASKIEWICZ M. *Phys Rev Accel Beams*, 2021, 24: 083502.

## Design and Simulation of EicC Beam Cooling Scheme

MA Fu<sup>1,2</sup>, MAO Lijun<sup>1,†</sup>, ZHAO He<sup>1</sup>, LIU Jie<sup>1</sup>, SHEN Guodong<sup>1</sup>, YANG Jiancheng<sup>1</sup>

(1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

**Abstract:** The study of the internal structure of nucleons is an important frontier of current theoretical and experimental research. The high-energy scattering experiments are ideal tools for exploring the structure of nucleons. A Polarized Electron Ion Collider(EicC) is proposed based on High Intensity heavy-ion Accelerator Facility(HIAF) by Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences. EicC will provide polarized electron and proton beams with a center-of-mass energy of 15~20 GeV. The luminosity is up to  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Effective cooling of the ion beams is needed to achieve the luminosity goal. Due to the characteristics of large initial emittance, high energy and high intensity of ion beam, EicC adopts a two-stage beam cooling scheme. First, a conventional DC electron cooler is used to significantly reduce the ion beam emittance in the Booster ring(BRing). Secondly, a high-energy bunched cooling system based on an energy recovery linear(ERL) is used to suppress the emittance growth of ion beam during the collision in the collider ring(pRing). In this paper, taking the proton beam as an example, the effects of the electron beam size, temperature, magnetic field and lattice function on the cooling rate and cooling process in the EicC beam cooling device are simulated and investigated, and finally the beam cooling parameters that meet the luminosity requirements are obtained.

**Key words:** electron cooling; bunched beam cooling; intrabeam scattering; luminosity; collider

Received date: 10 Mar. 2022; Revised date: 05 Apr. 2022

Foundation item: National Key R&D Program of China(2019YFA0405400)

† Corresponding author: MAO Lijun, E-mail: [maolijun@impcas.ac.cn](mailto:maolijun@impcas.ac.cn)