

用于 EicC 电子冷却的 ERL 初步物理设计及模拟研究

杨鑫^{1, 2}, 赵全堂^{1, 2, #}, 袁肖肖¹, 袁平^{1, 2}, 张子民^{1, 2}

(1. 中国科学院近代物理研究所, 甘肃省兰州市 73000; 2. 中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049)

摘要: 为满足中国电子-离子对撞机电子冷却系统对电子束源的大电荷量、高重复频率、长脉冲、低发射度与低能散要求, 提出一套基于能量回收直线加速器的前端物理设计方案, 并围绕强空间电荷效应与高阶非线性耦合两大核心问题开展束流动力学模拟与优化研究。注入器采用 162.5 MHz 四分之一波长超导射频光阴极电子枪、650 MHz 聚束腔、单腔增强段及 1.95 GHz 三次谐波腔协同构型, 通过遗传算法对激光光斑尺寸、脉冲长度、腔体相位与梯度、螺线管磁场等参数进行全局优化。并束段对比评估了四种典型结构, 揭示了二阶路径长度系数与纵向电荷密度梯度协同导致发射度在并束段增长的物理机制。主加速段采用三腔模组化设计, 每个腔包含两个加速单元, 返航束线中 180° 弯转段采用对称多磁铁构型抑制高阶像差, 路径调节段仅用于相位匹配。结果表明, 注入器出口处束流能量 3.5 MeV, 归一化发射度 1.4 mm · mrad, 相对能散 0.46%; 并束段中多磁铁小偏转角构型发射度增长最小; 主加速段出口能量 10.4 MeV, 发射度 2.5 mm · mrad, 能散 0.47%; 返航相位调节实现理论能量回收效率接近 100%。全局模拟显示, 冷却段入口束流参数达到设计目标。本研究验证了大电荷量长束团参数下能量回收直线加速器物理设计的可行性, 为未来中国电子-离子对撞机电子冷却 ERL 提供参考。

关键词: 中国电子-离子对撞机; 能量回收型直线加速器; 电子冷却; 超导射频电子枪; 并束段。

中图分类号: TL53

文献标志码: A

doi:

1

收稿日期: 2026-02-14; 修改日期: 2026-02-14。

基金项目: 甘肃省陇原青年英才项目(E439701SR0)。

作者简介: 杨鑫(1996-), 男, 四川达州人, 博士研究生, 加速器技术及应用专业; yangxin@impcas.ac.cn。

通讯作者简介: 赵全堂; zhaoquantang@impcas.ac.cn。

为满足中国电子—离子对撞机（EicC）对高亮度、高能量离子束冷却的迫切需求^[1]，发展高效、低发射度的电子束源已成为核心攻关方向。电子冷却技术凭借其全相空间冷却能力，在 高能重离子储存环中展现出不可替代的优势^[2]。国际上，美国费米实验室 4.3 MeV、德国 COSY 2.0 MeV 等静电加速器型电子冷却装置已成功运行^{[3][4]}，但其能量提升能力与空间电荷效应控制已难以匹配 EicC 在更高亮度和能区的运行目标。近年来，将能量回收直线加速器（ERL）与电子冷却相结合的方案在国际上受到广泛关注，其兼具高流强、低发射度与低功耗的潜力，为新一代对撞机电子冷却提供了全新路径^[5]。

然而，EicC 电子冷却束要求的高能量（10.4 MeV）、大电荷量（4 nC）、长脉冲（~150 ps），给 ERL 物理设计带来了较大的挑战，尤其是在强空间电荷效应与高阶非线性耦合方面。已有研究虽在整机及关键技术方面积累丰富经验，但主要应用方向为光源及自由电子激光。面向 nC 级大电荷量、百 ps 级长束团、全超导 ERL 架构的系统性动力学设计仍属空白。为此，本文主要针对 EicC 电子冷却所需的 ERL 开展了相关研究，围绕注入器发射度与能散协同控制、并束段非线性—空间电荷耦合抑制、返航相位精确匹配等关键问题，开展系统的束流动力学模拟与优化。研究内容以高亮度光阴极超导电子枪为起点，依次评估四种并束段构型的发射度演化机理，明确多磁铁小偏转角方案的优势；在此基础上完成主加速模组与返航束线的光学匹配，最终通过 start-to-end 模拟验证了冷却段入口束流参数满足要求。本工作可为我国未来 EicC 电子冷却 ERL 装置的研制提供物理设计参考。

1 EicC-ERL 电子冷却系统总体设计

1.1 EicC 电子冷却方案与电子束参数

电子冷却是利用与离子束速度匹配的冷电子束，通过库仑相互作用降低离子束发射度的关键技术。其核心物理机制可用电子冷却力 \vec{F} 与电子冷却率特征时间 τ 来描述：作用于单个离子的电子冷却力是冷却的微观起源，它促使离子的横向与纵向运动减速；而描述整个束流发射度衰减快慢的电子冷却特征时间，则是冷却效果的宏观体现^[6]。二者共同决定了冷却系统的整体性能，可用公式（1）（2）表达为：

$$\vec{F} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\delta E}{\delta x} = -4\pi \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n_e}{m_e v^2} L_c \quad (1)$$

$$\tau = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}Z^2 r_e r_i c L_c} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{kT_i}{m_i c^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2)$$

其中， Z 是离子电荷数， ϵ_0 是真空介电常数， n_e 为电子密度， v 是离子相对于电子束的速度， L_c 是库伦对数，用于修正碰撞积分的截断， k 是玻尔兹曼常数， T_e 和 T_i 分别是电子束和

离子束的横向温度，表征了束流的品质。理论分析表明，电子冷却力 \vec{F} 及冷却特征时间 τ 与电子束的关键参数密切相关，这两者共同指导了电子冷却系统的设计必须产生一个高密度、高品质的电子束，并将其精确地与离子束重合，才能获得高效的冷却效果。

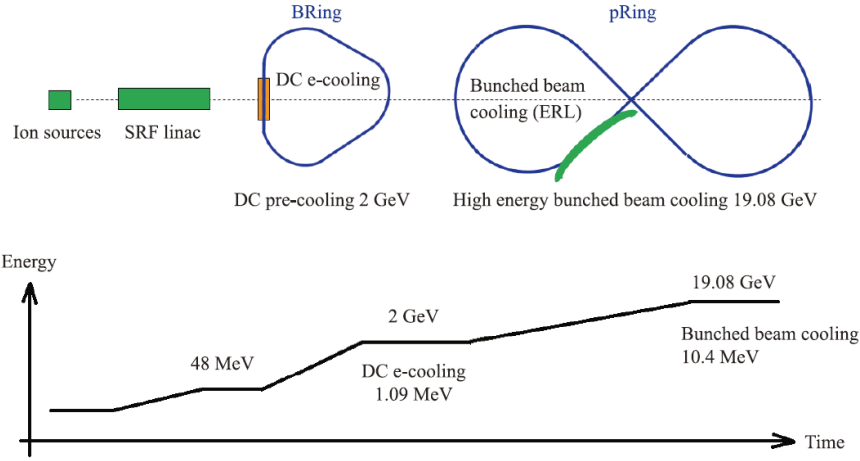


图 1 EicC 分级电子冷却策略

为提高冷却效率，EicC 采用多级冷却方案以实现高效冷却，如图 1 所示^[7]。其中，第一阶段在增强器 BRing 中对较低能量的质子束进行初始冷却。最为关键的第二阶段在离子对撞环 pRing 中进行，对 19.08 GeV 的质子束进行最终冷却与稳态维持。该阶段采用基于能量回收型直线加速器（ERL）的先进束团冷却技术，其所需的匹配电子束能量为 10.4 MeV。ERL 技术能够同步满足大电荷量、低发射度及能量回收的苛刻要求，是为 EicC 提供所需强冷却力、实现高亮度目标的核心技术保障。该阶段电子束的部分设计参数总结于下表 1。

表 1 EicC 电子冷却用电子束部分参数需求

Beam parameters	Value
Beam energy	10.4 MeV
Bunch charge	4 nC
Rms bunch length	150 ps
Transverse RMS normalized emittance	2.5 mm·mrad
RMS energy spread	$<5 \times 10^{-4}$
Pulse Repetition Frequency	6.25 MHz

1.2 ERL 装置总体布局与工作原理

图 2 为本文提出的 ERL 装置总体布局，该系统主要由注入器、并束段、主加速段、能量回收环（含 ARC 弯转段与 chicane 路径调节器）以及电子冷却段等核心子系统构成。其工作流程遵循典型的能量回收运行模式，具体如下：首先，在注入器的光阴极产生 nC 级大电荷量、百皮秒级长度的电子束团，并通过超导射频电子枪与超导加速腔将其预加速至

约 3.5 MeV，同时严格控制束团的发射度与能散。随后，该束流经并束段偏转并注入主加速段，在此被进一步加速至目标能量 10.4 MeV。加速后的束流依次通过 ARC1 完成 180°偏转，进入电子冷却段完成冷却功能；此后束流经 chicane 段进行路径长度微调，再通过 ARC2 再次偏转 180°，最终以与加速相位相差 180°的射频相位重新注入主加速段。在第二次通过主加速段时，束流被有效减速，其动能高效转化为射频场，从而实现能量回收；此过程显著降低了系统净功耗，保障了装置在高流强下的经济运行。最终，能量回收后的低能束流被导入束流垃圾桶，该设计能有效抑制中子产额等次级辐射效应，提升运行安全性和辐射防护成本。本方案将 chicane 置于电子冷却段与 ARC2 之间，其功能仅限于调节回路时序以满足能量回收的相位匹配条件，最大限度地保持进入冷却段的电子束品质，契合 EicC 冷却对束流稳定性的高要求。

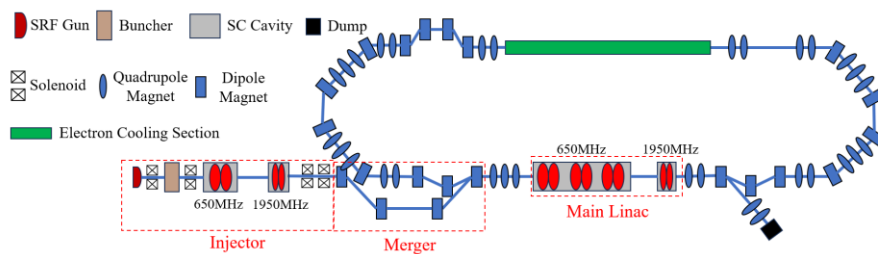


图 2 用于 EicC 电子冷却的 ERL 总体布局图

1.3 核心物理问题简介

为获得 EicC 电子冷却所需的高流强电子束，本 ERL 装置采用 nC 级大电荷量与百皮秒级长束团的工作模式以提升平均流强。在此模式下，束流产生与传输过程中的关键物理问题及技术实现，将成为决定装置最终性能极限的核心因素。

(1) 高电荷量束流的发射度与能散协同控制：在注入器低能段，nC 级电荷量将带来较高的空间电荷效应。该效应不仅驱动束团的横向静电排斥，导致发射度快速增长，同时也引起显著的纵向能量展宽^[8]。为从源头获得同时具备极低发射度与极低能散的高品质束流，需对空间电荷力进行多维度的主动补偿与抑制。这要求高亮度光阴极电子枪的物理设计必须与注入段的纵向相空间调控协同优化。具体而言，在采用优化电子枪电场与聚焦磁场以控制横向发射度的基础上，需在注入器中引入三次谐波腔，通过其产生的非线性射频场对主加速腔引起的纵向非线性进行补偿，从而有效压制束团的能散增长，实现束流横向与纵向品质的同步优化。

(2) 传输段高阶非线性与空间电荷效应的耦合：在低中能束流传输与合并区域，用于引导和偏转束流的磁铁结构，其固有的高阶光学非线性会与束团自身的空间电荷场发生复杂耦合。对于百皮秒级长束团，其纵向电荷密度梯度较为平缓，使得本征的空间电荷效应增长率相对较低；然而，这也导致束流相空间对结构引入的非线性扰动极为敏感。理论分析表明，结构的特定高阶色散项（如二阶路径长度系数）会将束团的动量分散映射为纵向位移，进而使粒子在束团内移动到电荷密度不同的位置^[9]。其结果便是，粒子所受到的横向空间电荷力成为其动量的非线性函数，这种非线性耦合会破坏束流相空间的线性相关性，导致发射度发生不可逆的显著增长。因此，抑制高阶非线性效应与空间电荷效应的耦合，实现高亮度束流的低扰动传输，是传输段设计的核心物理任务之一。

针对上述问题，本文后续章节将依次展开深入研究：第 2, 3 部分聚焦于大束团电荷量光阴极电子枪及注入段的协同设计，重点阐述发射度控制与通过三次谐波腔抑制能散的优化方法；第 4, 5 部分则致力于 ERL 环路传输段的结构设计，阐明其高阶非线性与空间电荷效应的耦合物理，并据此提出优化设计准则。

2 大电荷量长束团光阴极电子枪的物理设计与优化

注入器作为 ERL 的束流源头，其核心任务是产生兼具高亮度与低能散的电子束，其输出束流品质直接决定了整个系统的性能上限。为实现 EicC 电子冷却所要求的大单束团电荷量 (~ 4 nC) 与束团长度 (~ 150 ps)，并克服低能段强空间电荷效应影响，电子枪的技术选型成为首要关键。光阴极电子枪按加速结构划分，主要有直流高压 (DC)、常温射频 (RF) 和超导射频 (SRF) 三种^[10]。传统直流高压 (DC) 光阴极电子枪受限于阴极表面场强 (通常 < 10 MV/m)，其可稳定发射的束团电荷量一般低于 1 nC，无法满足设计要求^[11]。常温射频 (RF) 光阴极电子枪虽能获得更高加速梯度，但其腔体在高占空比运行下的欧姆损耗极为严重，导致热负荷处理困难、效率低下且运行稳定性面临挑战。因此，超导射频 (SRF) 光阴极电子枪成为满足本设计所有极端性能要求的唯一可行方案^[12]。它结合了超导体在高梯度下近乎无损耗的运行特性与光阴极的高量子效率，尽管其在低温系统工程、多物理场耦合及阴极集成方面存在更高复杂度，该方案仍能够稳定产生大电荷量、高重复频率且初始发射度极低的电子束。其中，BNL 实验室已经用 112 MHz, $1/4$ 波长谐振腔成功获得 5-10 nC 的高品质电子束^[13]。

基于上述讨论，本研究的注入器总体布局如图 3(a)所示。其核心部件包括：一台工作于 162.5 MHz 的 $\lambda/4$ 同轴谐振腔型 SRF 光阴极电子枪，电场分布如图 3 (b) 所示，用于直

接产生大束团电荷量电子束；一个 650MHz 的聚束腔，对引出束团进行初步纵向压缩；由两个 650 MHz 超导加速腔串联构成的增强段，电场分布如图 3（c）所示，用于将束流能量快速提升至 MeV 量级以抑制空间电荷效应^[14]；和包含两个工作于 1.95 GHz（三倍频）加速单元的三次谐波腔，电场分布如图 3（d）所示，用于补偿纵向相空间非线性；以及多组螺线管构成的磁透镜系统，用于对空间电荷效应引发的发射度增长进行补偿。

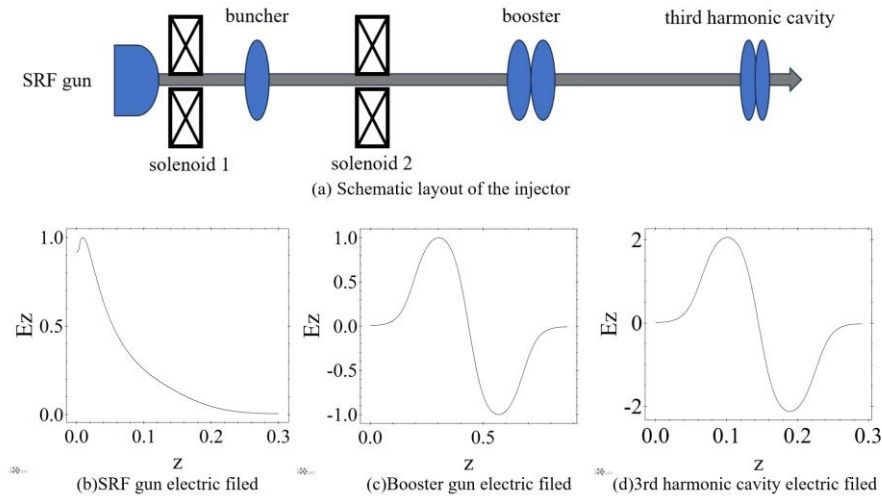


图 3 注入器布局图及腔体电场分布

为验证设计并获取最优参数，采用 General Particle Tracer（GPT）程序进行了束流动力学跟踪模拟^[15]。优化过程以最小化出口处的归一化横向发射度与 rms 相对能散为双重目标，同时控制出口处的束流能量、能散以及 rms 束团尺寸，利用遗传算法对表 2 所列关键参数进行自动寻优。

表 2 注入器可优化参数及其数值

Parameters	Value
RMS laser spot size	0.78 mm
Laser pulse length	110 ps
SRF gun phase	0°
SRF gun accelerating gradient	30 MV/m
Buncher phase	-30.8°
Buncher gradient	30 MV/m
Booster phase	-25.5°
Booster accelerating gradient	8 MV/m
3rd harmonic cavity phase	127.9°
3rd harmonic cavity accelerating gradient	7.8 MV/m
Solenoid 1 magnetic field	0.053 T
Solenoid 1 position	1.21 m
Solenoid 2 magnetic field	0.007 T
Solenoid 2 position	3.13 m

表注：表中所有相位均为相对于最大相位的差值。

优化后的束流演化结果如图 4 所示。模拟表明，在注入器出口处，束流能量达到 3.5 MeV，归一化 RMS 发射度为 1.4 mm·mrad，同时 RMS 相对能散为 0.46%。出口处束流横向相空间分布及有无谐波腔的纵向相空间分布如图 5 所示， Bx 表示 x 方向归一化速度($\frac{v_x}{v_z}$)， By 表示 y 方向归一化速度($\frac{v_y}{v_z}$)， G 是洛伦兹因子 γ ，下文所有出现的相空间分布图亦是如此。在三次谐波腔的作用下，纵向相空间呈现出高度线性化的特征，验证了谐波补偿策略的有效性。这些结果证明，通过 SRF 电子枪、发射度补偿与谐波线性化技术的集成与系统优化，成功地在强空间电荷效应下实现了束流横纵向品质的协同控制，为后续系统提供了合格的束流源头。

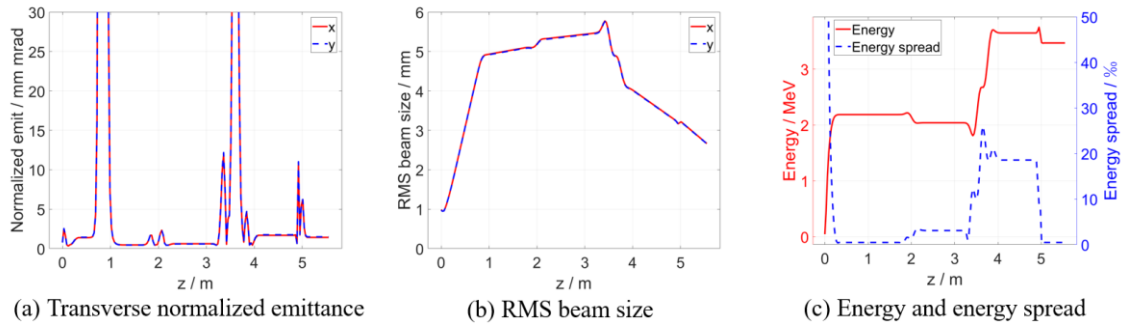


图 4 注入器部分参数演化曲线图

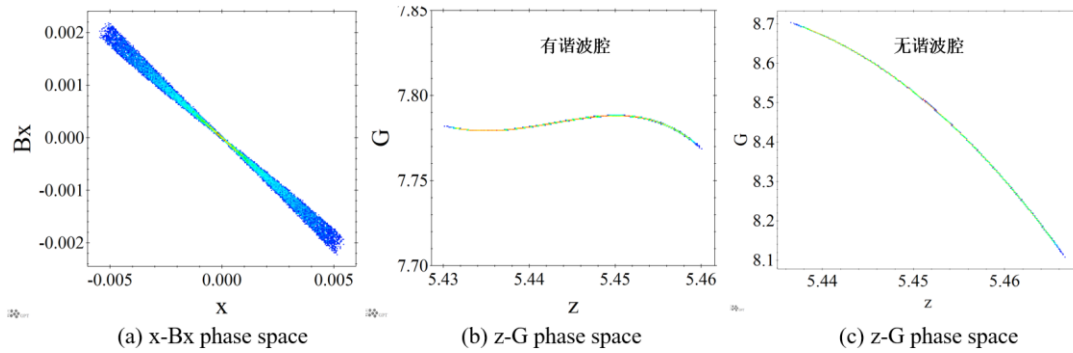


图 5 注入器出口相空间分布图

3 并束段结构的高阶非线性效应与束流传输物理分析

并束段作为连接注入器与主加速器的关键过渡单元，承担着引导和偏转束流的作用。其核心物理任务是在实现束流几何合并的同时，最大限度地抑制束流横向发射度的不可逆增长。对于本设计所针对的大束团电荷量 (~4 nC)、长脉冲 (~百皮秒) 电子束团，发射度增长的主要机制源于磁铁结构固有的高阶光学非线性与束团自身空间电荷效应之间的复杂

耦合。通过结合解析理论与数值模拟，深入分析如图 6 所示的不同并束段构型和影响束流品质的深层物理原因，寻找较优方案。

为实现束流高品质传输，并束段设计需实现横向与纵向运动的解耦。在无空间电荷力或空间电荷力“冻结”的理想情况下，解耦可通过传统的消色差条件实现，即要求并束段出口的色散函数及其导数均为零： $\eta(s_f) = 0$ 与 $\eta'(s_f) = 0$ 。然而，对于空间电荷主导的低能束，粒子在通过并束段时其能量会因库仑相互作用而发生显著变化，即 $\delta'(s) \neq 0$ 。此时，仅满足传统消色差条件已不充分。理论分析表明，为实现完全解耦，还需满足一组关于能量变化模式的高阶积分条件。这组条件要求结构不仅对恒定能量粒子消色差，还需抵消因能量沿路径变化所引入的额外横向-纵向耦合。

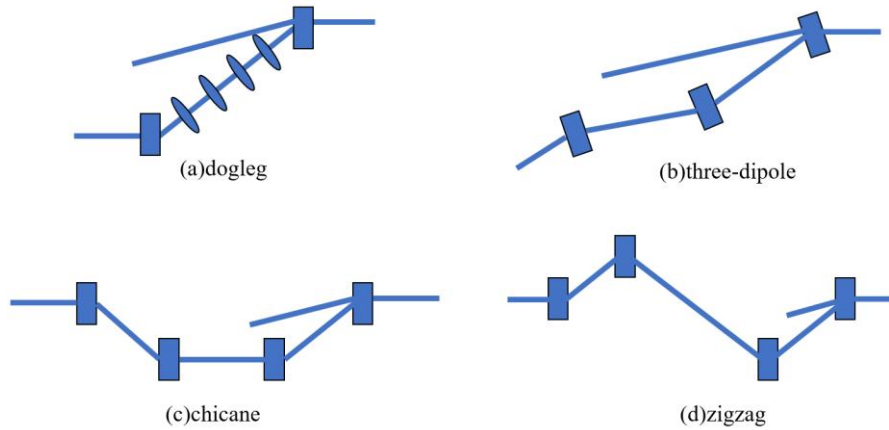
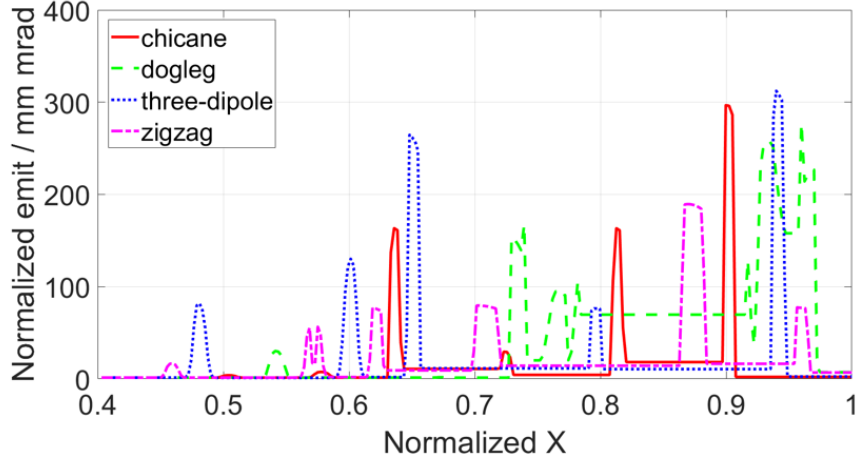
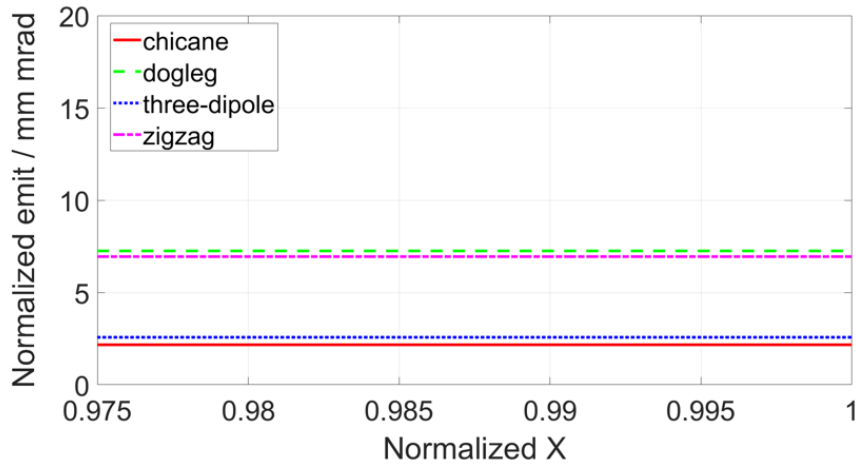


图 6 不同结构并束段示意图，其中矩形代表二极磁铁，椭圆代表四极磁铁

为分析不同结构对束流品质的影响，采用第 2 部分所设计注入器产生的大电荷量长束团进行了系统分析，模拟以注入器输出结果作为初始条件进行束流跟踪，横向发射度变化曲线如图 7 所示。结果表明，四种结构的性能存在显著差异：**chicane** 型结构表现最优，其出口归一化发射度从入口的 $1.4 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 仅增长至 $2.1 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ；**three-dipole** 型结构次之，发射度增长至 $2.6 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ；**zigzag** 型结构导致发射度明显增长至 $7.0 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ；而 **dogleg** 型结构性能最差，发射度急剧恶化至 $7.3 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 。



(a) Transverse emittance evolution along the beamline



(b) Zoom-in view of transverse emittance near the exit

图7 不同并束段结构横向发射度演化曲线图

根据分析对比，不同结构对横向发射度的影响不同。对大电荷量、长束团、中低能量的电子束团，发射度在并束段中的增长遵循着一条由结构非线性触发的链式反应路径。

首先，在低中能情形下，即使长脉冲也无法使得大电荷量（4nC）带来的纵向空间电荷力梯度平缓。束团处于相空间相干性的“脆弱平衡”状态，且本身具有一定的能散 δ 。随后，当束团通过并束段时，由于结构上存在偏转磁铁，因此不同动量的粒子会经历不同的路径。此时束团内部相对于参考粒子的纵向位移由能散非线性映射：

$$\Delta z \approx R_{56}\delta + T_{566}\delta^2 + \dots \quad (3)$$

其中一阶效应由 R_{56} 描述，而二阶效应由 T_{566} 描述。而由 $T_{566}\delta^2$ 引起的纵向位移，使粒子移动到束团内纵向电荷密度不同的位置。因此，粒子感受到的横向空间电荷力将以散焦力的形式成为其动量的非线性函数：

$$\Delta F_{\perp}(\delta) \propto \frac{\partial \lambda(z)}{\partial z} \cdot \frac{dz}{d\delta} \approx \frac{\partial \lambda}{\partial z} \cdot (2T_{566}\delta) \quad (4)$$

这种与 δ 相关的非线性横向力，对横向相空间 (x, x') 施加一个踢脚，破坏了相空间椭圆的线性相关性，导致其面积不可逆地增加，导致横向与纵向的非线性耦合。发射度增长可标度为：

$$\Delta\epsilon_n \propto \left(\frac{\partial\lambda}{\partial z} \cdot T_{566} \cdot \delta^2 \cdot L_{\text{eff}} \right)^2 \quad (5)$$

该公式表明，非线性的横向发射度增长对纵向空间电荷力梯度、结构非线性和能散极为敏感。

基于上述物理图像，不同结构的性能得以解释：Chicane 型及 three-dipole 型结构由多个小偏转角磁铁构成，其本征的 T_{566} 值较小，轨道平滑，因此由结构本身引入的非线性扰动较弱。这使得它们即使在没有复杂中间匹配的情况下，也更容易与束流的能量变化模式相协调，从而更趋近于满足前述的高阶解耦条件。Dogleg 型结构则相反，其单一大角度偏转导致极大的本征 T_{566} ，成为一个强非线性源。即便在结构中设置匹配四极铁以优化一阶光学，也难以补偿这种固有的非线性耦合。同时，其为满足一阶消色差而可能引入的强聚焦会破坏束流的层流性，进一步加剧发射度增长。Zigzag 型结构的性能介于两者之间，表明其对称性设计若未加精确优化，可能无法有效压制关键的高阶像差。

综上所述，为高亮度 ERL 设计并束段，应遵循以下核心准则：首先，优先选择本征非线性弱、轨道平滑的构型（如多磁铁、小偏转角方案），这是实现低扰动传输的基础。其次，在满足几何约束的前提下，可利用结构的对称性作为简化设计、自动抵消部分像差的工具，但需注意对称性本身并非保证，最终需以满足完整的横向-纵向解耦条件为目标。最终，设计必须通过包含空间电荷效应的束流动力学模拟进行验证，确保在真实的强空间电荷环境下，束流品质仍能得到有效保持。本研究通过厘清并束段中发射度增长的物理机制，为未来 EicC 及其他高亮度 ERL 装置中该关键部件的设计提供了物理依据与优化方向。

4 主加速段的物理设计与模拟

在 ERL 中，主加速段承担着双重功能：首先，将来自注入器的低能束流加速至 ERL 的目标能量，以供下游使用；其次，将以精确相反射频相位返回的高能束流进行减速，将其能量回馈至射频腔体，最终将束流能量降至接近注入器水平，从而完成能量的高效回收。这一“加速-减速”过程的成功实现，严格依赖于返航束线对束团返回时序的精确控制，使其到达主加速段入口时的射频相位与加速相位相差 180° 。

为实现 EicC 高平均流强运行下加速梯度稳定、能量回收效率高的要求，并兼顾工程可靠性，本设计采用了多腔模组化与全系统频率一致的架构。如图 8 所示，主加速段由三个

与 booster 结构相同的超导加速腔集成于同一模组，两个单元组成一个加速腔。该设计可将高流强运行时的射频功率负载分摊至多个腔体，显著降低单个腔体及其功率源的负荷，提升系统对束流负载效应的鲁棒性与长期运行稳定性，具有更多可调参数，简化了全链路纵向相位同步与控制。为进一步优化束流品质，在主加速模组后同步配置了三次谐波腔，用于补偿主加速过程中产生的纵向非线性，从而在实现高效率加速的同时确保输出束团的低能散特性。此设计在物理上保障了能量回收过程的精确与高效，在工程上为高功率、高稳定性运行奠定了关键基础。

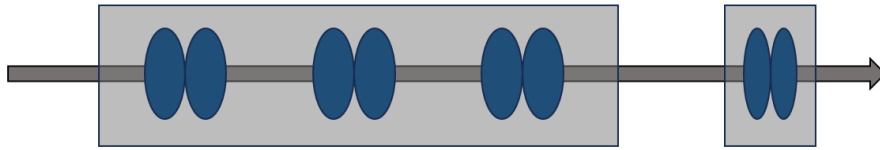


图 8 主加速段布局示意图

图 9 给出了束流经主加速模组及三次谐波腔后的相空间分布。此时，束流能量为 10.4 MeV， x 与 y 方向的归一化发射度分别为 $2.5 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 和 $2.3 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ，RMS 相对能散为 0.47%，各项指标均满足设计要求。超导腔高阶模引发的束流不稳定性是高平均流强 ERL 运行中的关键问题。详细评估需结合具体腔体几何设计、耦合器布局及阈值电流扫描与多束团模拟，本文暂不展开，留待后续专项分析。本文聚焦于 ERL 装置的整体物理设计与束流动力学优化，高阶模效应及相关的阈值电流计算留待后续阶段开展。

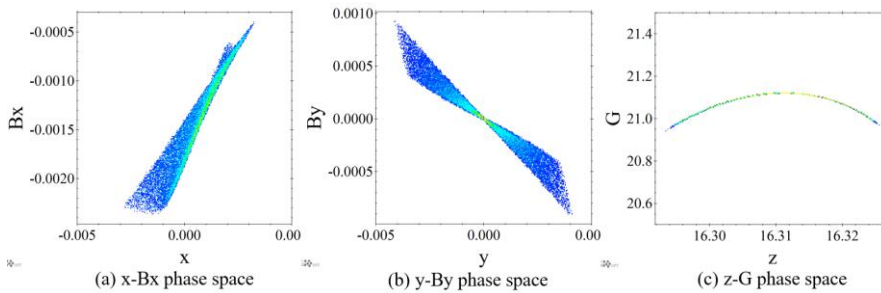


图 9 主加速段出口相空间分布图

5 返航束线的物理设计与模拟

返航束线主要包含有两段 180° 偏转的 ARC 段以及调节路径长度的 chicane 段。对于 ARC 段，主要有两种结构形式，如图 10 所示。与先前并束段的物理内涵相似，本文采用如图 10 (a) 的结构形式，虽然该种结构四极磁铁数量更多，所需空间更大，但更有利于实现低扰动传输。

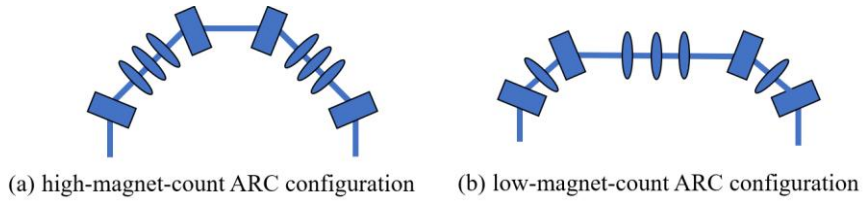


图 10 两种不同结构 ARC 段布局图

在通用 ERL 装置中，磁压缩节（chicane）扮演着关键角色，用于配合加速腔精确塑造经 ARC1 输出束流的纵向相空间，为下游应用实验提供高品质电子束。ARC 段作为一个大色散引入系统，在实现能量回收束流导引的同时，不可避免地会引入动量依赖效应（如能散和纵向相空间畸变）。磁压缩节作为一个精密的“光学校正器”，通过调节其对称四磁铁构型固有的动量压缩因子(R_{56})，能够主动且灵活地补偿或重构束团长度。它既可以抵消弧区带来的不利束团拉伸，也可进一步压缩束团，以达到如 FEL 或康普顿光源等应用所需的超高峰值电流和超短脉冲^[17]。但在本设计中，不需要对束团长度进行压缩，chicane 段仅用作路径长度调节，其原理如图 11 所示。为避免 chicane 带来的发射度增长，故将此结构置于电子冷却段与 ARC2 之间，以保证更高质量的束流被利用。

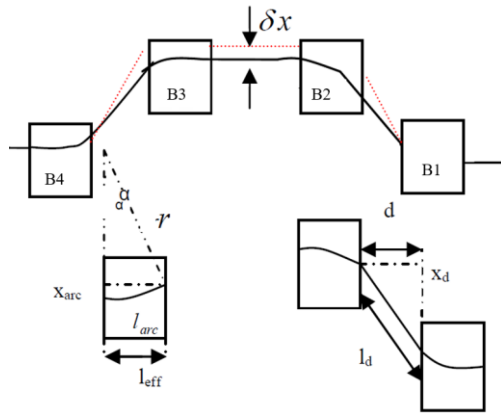


图 11 chicane 路径调节原理

通过改变偏转角度（二极铁电流强度）即可实现路径长度调节的功能，继而调整返航束流重新注入主加速段的相位。相关公式如下：

$$\Delta L = 4l_{eff} \left(\frac{\alpha}{\sin \alpha} - 1 \right) + 2d \cdot \left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right) \quad (4)$$

其中 l_{eff} 为二极铁有效长度， α 为二极铁偏转角度， d 为磁铁间距。高效能量回收的一个基本前提是实现加速束团与减速束团之间的精确相位匹配，要求两者相位差为 $(360 \times n + 180)^\circ$ ，其中 n 为整数。一旦主加速器中的加速相对射频相位确定，回注束团的相位便由其在回注束线中的渡越时间 T_r 决定，而该渡越时间取决于总路径长度 L_r ：

$$T_r = \frac{L_r}{c} \quad (5)$$

为满足 $(n + 0.5)$ 个射频周期的相位条件，必须满足：

$$T_r = \frac{n + \frac{1}{2}}{f_{RF}} \quad (6)$$

等价路径长度为：

$$L_r = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda_{RF} \quad (7)$$

对于本文的电子束团工作频率为 650MHz，对应波长为 $\lambda_{RF} = 0.4612m$ 。表 3 给出了随着偏转角度的变化，路径长度、返航束线重新注入相位以及理想情况下能量回收效率的变化。

表 3 各参数随偏转角度的变化

Bend angle (°)	dL (cm)	dφ (°)	Energy Recovery Efficiency (%)
13.75	-1.08	-9	97.0
14.21	-0.72	-6	98.6
14.62	-0.36	-3	99.6
15	0	0	100
15.35	0.36	3	99.6
15.68	0.72	6	98.6
15.99	1.08	9	97.0

图 12 给出了 ARC1 出口、chicane 出口以及 ARC2 出口的相空间分布，结果表明，在作为设计目标的 ARC1 出口处（即电子冷却段入口），电子束团在 x 与 y 方向的归一化发射度分别为 $2.8 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 和 $2.7 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ，束团长度约为 110ps，能量为 10.4MeV，能散为 0.52‰，各项指标均十分接近目标参数，基本满足设计要求。

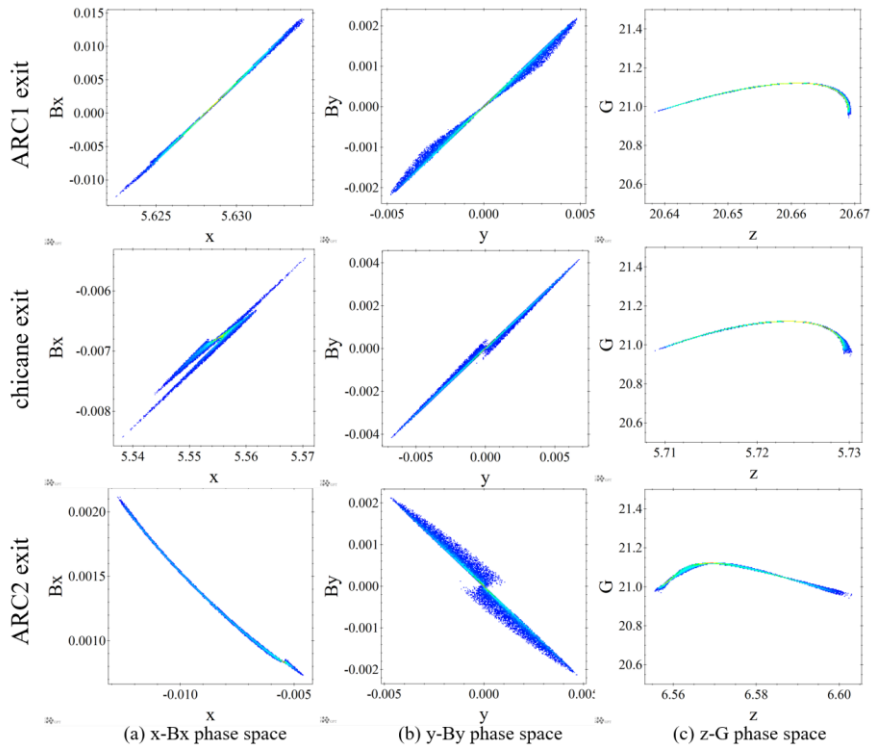


图 12 关键位置相空间分布图

图 13 展示了全束线横向发射度、横向 rms 束斑尺寸及束长的演化曲线。受 GPT 坐标系特性影响，在连续偏转结构（ARC、Chicane 及 Dump）内部，束流尺寸参数不再具备参考意义，因此在图中用灰色方块进行标注，仅保留入口与出口处的束流尺寸以供分析。结果表明，通过合理的物理设计与布局，空间电荷效应及高阶非线性效应得到了有效抑制，横向发射度在传输至电子冷却段时仍保持良好水平。同时，在优化过程中，通过对返航束线上四极磁铁的强度与位置进行精细调节，有效控制了束斑的横向尺寸。然而，由于并束段与主加速段之间共用三块四极磁铁，返航束流在重新进入主加速段后，仍出现了较为明显的包络增长（ $4\sigma \approx 20 \text{ mm}$ ）。这一效应要求在后续腔体设计中必须预留足够的物理孔径余量，以确保装置的稳定运行。

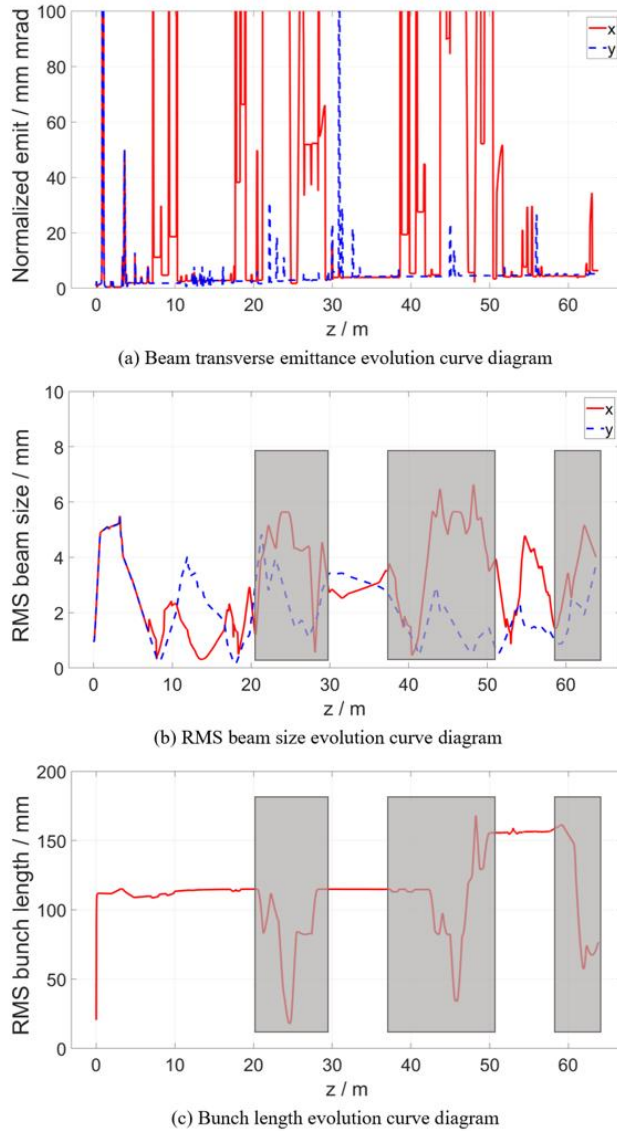


图 13 全束线部分参数演化曲线图

6 结论

本文围绕中国电子—离子对撞机 (EicC) 电子冷却系统对大束团电荷量、长脉冲、低发射度电子束源的严苛需求, 提出了一套紧凑型能量回收直线加速器 (ERL) 的物理设计方案, 并系统开展了以强空间电荷效应与高阶非线性耦合为核心的束流动力学模拟与优化研究。

在注入器设计中, 采用 162.5 MHz 四分之一波长超导射频光阴极电子枪、650 MHz 聚束腔、单腔增强段及 1.95 GHz 三次谐波腔协同构型, 结合遗传算法对关键参数进行全局优化, 成功在 3.5 MeV 能量下实现归一化横向发射度 $1.4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 、相对能散 0.46% 的高品

质束流输出。该结果验证了三次谐波腔对纵向相空间非线性的有效补偿能力，亦表明发射度补偿技术在 nC 级电荷量下的适用性得到拓展。

并束段研究中，通过对四种典型构型（chicane、three-dipole、zigzag、dogleg）的对比模拟，发现其发射度增长存在显著差异：chicane 型增长最小（ $1.4 \rightarrow 2.1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ），dogleg 型劣化最严重（ $1.4 \rightarrow 7.3 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ）。这一现象引导本文深入探究其背后的物理机制。理论分析表明，发射度增长的主要原因在于：结构本征的二阶路径长度系数(T_{566})将束流动量分散非线性地映射为纵向位移，使粒子移动至电荷密度梯度非零的位置，从而感受到与动量相关的横向空间电荷力，最终破坏相空间线性相关性、引发不可逆发射度增长。该物理图像的建立，将并束段设计准则从传统的一阶消色差拓展至本征非线性抑制与轨道平滑优先，明确了多磁铁小偏转角方案在强空间电荷影响下的显著优势。

主加速段采用三腔模组化架构，与注入器保持频率一致，简化了纵向同步控制；结合三次谐波腔的后续补偿，在 10.4 MeV 目标能量下将束流能散维持在 0.47‰，横向发射度满足 $2.5 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 的设计指标。返航束线中的 ARC 段采用对称多磁铁构型以抑制高阶像差，chicane 段仅用于路径长度调节，避免对冷却段束流品质引入额外扰动。通过偏转角扫描实现返航相位与主加速射频场的精确匹配，理论能量回收效率可达 100%。基于 GPT 软件的 start-to-end 全局模拟表明，电子冷却段入口处束流能量、发射度、能散及束团长度等关键参数均基本达到 EicC 所需物理设计目标，初步验证了本方案在原理上的可行性与参数选择的合理性。

与此同时，本研究亦揭示若干有待深化的物理问题：ARC 段中由色散函数残留耦合引起的发射度小幅增长，表明有必要引入六极磁铁系统进行色品校正；高阶模引发的束流不稳定性及束腔相互作用问题，需在后续设计阶段结合具体腔体结构与耦合器布局开展多束团协同分析；此外，本设计作为面向物理验证的紧凑型方案，尚需根据 EicC 实际隧道条件与冷却段物理需求进行尺度适配与结构优化。

综上所述，本文为 EicC 电子冷却系统的 ERL 设计提供了完整的物理图像、关键参数依据与模拟验证支撑，初步提出了面向大束团电荷量、长束团、高重复频率的低发射度 ERL 方案，并通过模拟验证了可行性。后续研究将围绕电子冷却系统的详细设计，重点开展连续偏转结构（如并束段、ARC 和 chicane 等）高阶像差的主动矫正、全环束流稳定性的多物理场协同分析，以及整机系统的工程化集成与实验验证，为最终实现 EicC 高亮度对撞目标奠定坚实基础。

参考文献

- [1] ANDERLE D P, BERTONE V, CAO Xu, et al. Electron-ion collider in China[J]. *Frontiers of Physics*, 2021, 16(6): 64701. doi: 10.1007/s11467-021-1062-0
- [2] DERBENEV Y S, SKRINSKY A N. The kinetics of electron cooling of beams on heavy particle storage rings[J]. *Particle Accelerators*, 1977, 8: 1-20
- [3] NAGAITSEV S, BUROV A, CRAWFORD A C, et al. FNAL R&D in medium energy electron cooling[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000, 441(1-2): 241-245. doi: 10.1016/S0168-9002(99)01139-0
- [4] PRASUHN D, DIETRICH J, MAIER R, et al. Electron and stochastic cooling at COSY[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000, 441(1-2): 167-174. doi: 10.1016/S0168-9002(99)01128-6
- [5] BEN - ZVI I. High-Current ERL-Based Electron Cooling System for RHIC[C]//AIP Conference Proceedings. American Institute of Physics, 2006, 821(1): 75-84.
- [6] POTH H. Electron cooling: Theory, experiment, application[J]. *Physics reports*, 1990, 196(3-4): 135-297. doi: 10.1016/0370-1573(90)90040-9
- [7] MA Fu, MAO Lijun, ZHAO He, et al. Design and Simulation of Beam Cooling Scheme for EicC[J]. *Nuclear Physics Review*, 2023, 40(01): 36-44(in Chinese). (马伏,冒立军,赵贺,等.EicC束流冷却方案设计与模拟[J].原子核物理评论,2023,40(01):36-44. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2022029)
- [8] FERRARIO M, MIGLIORATI M, PALUMBO L. Space charge effects[J]. arXiv preprint arXiv:1601.05214, 2016. doi: 10.5170/CERN-2014-009.331
- [9] KAYRAN D, LITVINENKO V N. Merger system optimization in BNL's high current R&D ERL[C]//2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC). IEEE, 2007: 3711-3713.
- [10] RAO T, DOWELL D H. An engineering guide to photoinjectors[J]. arXiv preprint arXiv:1403.7539, 2014. doi: 10.48550/arXiv.1403.7539
- [11] BARTNIK A, GULLIFORD C, BAZAROV I, et al. Operational experience with nanocoulomb bunch charges in the Cornell photoinjector[J]. *Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams*, 2015, 18(8): 083401. doi: 10.1103/PhysRevSTAB.18.083401
- [12] VOGEL E, SEKUTOWICZ J, BARBANOTTI S, et al. SRF gun development at DESY[C]//Proc. 29th Linear Accelerator Conference (LINAC'18). 2018: 105-108.

- [13] XIN T, BRUTUS J C, BELOMESTNYKH S A, et al. Design of a high-bunch-charge 112-MHz superconducting RF photoemission electron source[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(9). doi: 10.1063/1.4962682
- [14] ZHENG H J, GAO J, ZHAI J Y, et al. RF design of 650-MHz 2-cell cavity for CEPC[J]. *Nuclear Science and Techniques*, 2019, 30: 1-10. doi: 10.1007/s41365-019-0671-6
- [15] General Particle Tracer, pulsar physics, <http://www.pulsar.nl/gpt/index.html>.
- [16] LITVINENKO V N, HAJIMA R, KAYRAN D. Merger designs for ERLs[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2006, 557(1): 165-175. doi: 10.1016/j.nima.2005.10.065
- [17] AKEMOTO M, ARAKAWA D, ASAOKA S, et al. Construction and commissioning of the compact energy-recovery linac at KEK[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2018, 877: 197-219. doi: 10.1016/j.nima.2017.08.051

Preliminary physical design and simulation study of an ERL for electron cooling at EicC

Yang Xin^{1,2}, Zhao Quantang^{1,2,#}, Yuan Xiaoxiao¹, Yuan Ping^{1,2}, Zhang Zimin^{1,2}

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

2. *College of Nuclear Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049, China)*

Abstract: To meet the requirements of the electron cooling system for the China Electron-Ion Collider regarding high bunch charge, high repetition rate, long pulse length, low emittance, and low energy spread in the electron beam source, this paper proposes a front-end physics design scheme based on an energy recovery linac. Beam dynamics simulations and optimization studies are conducted, focusing on two core challenges: strong space charge effects and high-order nonlinear coupling. The injector employs a synergistic configuration comprising a 162.5 MHz quarter-wave superconducting RF photocathode electron gun, a 650 MHz buncher cavity, a two-cell 650MHz booster cavity, and a two-cell 1.95 GHz third harmonic cavity. A genetic algorithm is applied for global optimization of parameters such as laser spot size, pulse length, cavity phase and gradient, and solenoid magnetic field. Four typical merger section configurations are evaluated comparatively, revealing the physical mechanism by which the synergy between second-order path length coefficient and longitudinal charge density gradient leads to emittance growth in the merger section. The main accelerator section adopts a three-cavity module design. The 180° bending section in the return beamline utilizes a symmetric multi-magnet configuration to suppress high-order aberrations, while the path length adjustment section is used solely for phase matching. Results indicate that at the injector exit, the beam energy reaches 3.5 MeV, with a normalized emittance of 1.4 mm·mrad and a relative energy spread of 0.46%. Among the merger configurations, the multi-magnet small-angle bending scheme exhibits the minimal emittance growth. At the main accelerator exit, the beam energy is 10.4 MeV, with an emittance of 2.5 mm·mrad and an energy spread of 0.47%. Phase adjustment in the return beamline yields a theoretical energy recovery efficiency approaching 100%. Global simulations demonstrate that the beam parameters at the cooling section entrance meet the design objectives. This study demonstrates the feasibility of the physical design of an ERL under high-charge, long-bunch parameters, providing critical insights for the development of the ERL-based electron cooler for the future Electron-ion Collider in China.

Keywords: EicC; ERL; electron cooling; superconducting radio-frequency electron gun; merger section.

2

Received date: 2026-02-14; **Revised date:** 2026-02-14.

Foundation item: Longyuan Youth and Fundamental Research Funds for the Universities of Gansu Province (E439701SR0).

E-mail: yangxin@impcas.ac.cn

Corresponding author: Zhao Quantang, E-mail: zhaoquantang@impcas.ac.cn