

加速器束流动力学期刊论文导读 (2022 年 2 月)

受“京师物理”公众号启发,我们几个同好便萌生将加速器领域的代表性期刊 Physical Review Accelerators and Beams (PRAB) 里的论文进行导读。主要 (但不限于) 导读材料选自 PRAB 近期上线的期刊,与部分美国物理学会 (American Physical Society, APS) 旗下的其它期刊或过去 PRST-AB、Elsevier 的核物理与技术 Nuclear Instruments and Methods (NIM) 期刊等可能涉及加速器方面的论文。与超快电子衍射成像动力学相关的论文则不在此限。

预期论文导读将于每个月初收集后发布,在 http://faculty.hust.edu.cn/jcytsai/zh_CN/article/2191806/content/1551.htm#article 可以找到过去的导读文档。限于成员水平,导读仍许多地方有待改进 (正)。任何关于导读内容的指正、建议、意见都欢迎提出、交流,我们期待从交流讨论中激发的可能研究课题。

本期 (2022 年 2 月) 导读成员负责结果统计如下表

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[1]、[2]、[3]、[4]	jcytsai@hust.edu.cn

目录

1	用于相干电子冷却的扭摆器增强等离子体放大方案 Wiggler Enhanced Plasma Amplifier for Coherent Electron Cooling	3
2	自由电子激光动量与电流调制的线性传输矩阵描述与集体区间自放大自发辐射功率控制 [NIMA 593] The general velocity and current modulation linear transfer matrix of FEL and control over SASE power in the collective regime	6
3	相对论电子束沿弯曲轨道的横向力计算 [PRAB 25-01] Transverse force in a relativistic beam moving along a curved trajectory	9
4	面向极紫外光刻的基于同步加速器千瓦级辐射源产生方案 A synchrotron-based kilowatt-level radiation source for EUV lithography	12

1 用于相干电子冷却的扭摆器增强等离子体放大方案

Wiggler Enhanced Plasma Amplifier for Coherent Electron Cooling

1.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：G. Stupakov (SLAC) and A. Zholents (ANL)
- 类型：理论
- 链接：<https://accelconf.web.cern.ch/cool2021/papers/s803.pdf>

1.2 摘要

基于集联等离子体放大 (plasma-cascaded amplifier, PCA) 方案的相干电子冷却 (coherent electron cooling, CeC) 能够提供比起传统微波随机冷却 (microwave stochastic cooling) 对强子束更快的冷却率。比起传统的基于 FEL (free electron laser) 方案的 CeC 与后来提出的基于微束团不稳定性的 MBEC (microbunched electron cooling)，基于 PCA 的方案的优势为相对较宽的谱。PCA 利用电子束在强场螺线管中随束线改变的束团横向尺寸产生等离子振荡频率的调制。从而引起不稳定的等离子体振荡。

这篇论文提出另一种方法，利用一系列的扭摆器，其间穿插真空漂移段或 chicane，使引起等离子振荡频率的调制。尽管在放大区间需要分离电子束与强子束，但是这个方案使得等离子体振荡调制的过程变得更紧凑。

1.3 贡献或创新点

- 贡献：基于集联等离子体放大 (plasma-cascaded amplifier, PCA) 方案的相干电子冷却 (coherent electron cooling, CeC)，其电子束等离子体振荡波长随着 $\gamma^{3/2}$ 增加，因此，对于高能粒子，基于这个方案的束线长度将变得很可观。这篇论文从推导电子束的密度调制 $\Delta n(s, z)$ 与能量调制 $\Delta \eta(s, z)$ 在频域的“运动方程”开始，有

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta\hat{n}_k}{ds} &= -ik\frac{1}{\gamma_z^2}n_0\Delta\hat{\eta}_k \\ \frac{d\Delta\hat{\eta}_k}{ds} &= \zeta(k)\Delta\hat{n}_k\end{aligned}$$

其中, $\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1-v_z^2/c^2}} = \frac{\gamma}{\sqrt{1+K^2/2}}$, $\zeta(k) = -\frac{2ir_e}{\gamma\gamma_z\sigma_\perp} H\left(\frac{k\sigma_\perp}{\gamma_z}\right)$ 。关于 H 函数的定义, 可以参考 [3]。上面能量调制方程假设电子束在扭摆器中; 如果在真空漂移段, 则 $\gamma_z \rightarrow \gamma$ 。注意到, 这里的交互作用为电子束与强子束间的库仑力。为了避免一维线电荷的分析困难, 这里的模型假设盘电荷 (charged disk 或 slice) 分布。

有了上面的线性化的运动方程后, 定义状态为 $\left(\Delta\hat{n}_k, \frac{\gamma_z^2}{\gamma^2} \frac{d\Delta\hat{n}_k}{ds}\right)^T$, 可以构建电子束经过扭摆器与真空漂移段的“传输矩阵”, 分别有

$$M_w(s, \omega_p) = \begin{pmatrix} \cos(\omega_p s/c) & \frac{\gamma_z^2 c}{\gamma^2 \omega_p} \sin(\omega_p s/c) \\ -\frac{\gamma_z^2 \omega_p}{\gamma^2 c} \sin(\omega_p s/c) & \cos(\omega_p s/c) \end{pmatrix}$$

$$M_d(s) = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

一个单位节 (cell) 可以表示成

$$M_{\text{cell}} = M_d(gL) \cdot M_w(2(1-g)L, \omega_p) \cdot M_d(gL)$$

其中, g 为真空漂移段的占比。有了以上表示式, 就可以求解电子束在每一单位节其密度调制或能量调制的放大。

假设 G 为 M_{cell} 的特征值, 则有以下方程

$$M_{\text{cell}} - GI = 0$$

此处 $|G|$ 的物理图像为状态 $\left(\Delta\hat{n}_k, \frac{\gamma_z^2}{\gamma^2} \frac{d\Delta\hat{n}_k}{ds}\right)^T$ 的“增益”(gain)。

注意到, 越多单位节表征电子束与强子束由于速度差导致的路径差会积累越多, 因此, 下游处当电子束与强子束进入冷却段时, “同步”必须更仔细分析以确保两束有效重叠。

- 创新点: 这篇论文提出另一种方法, 称 WEPA (Wiggler Enhanced Plasma Amplifier)。原理是利用一系列的扭摆器, 其间穿插真空漂移段或 chicane, 使更有效地引起等离子振荡频率调制。比起 PCA 方案, 此方案使得等离子体振荡调制的过程变得更紧凑。

1.4 其它

这篇论文分析的集体效应仅有电子束与强子束间的库伦作用 (或空间电荷力), 忽略了在扭摆器中的电子束相干同步辐射效应。

几篇关于 CeC 原始方案的讨论与 MBEC 修改方案可以参考 [1, 2, 3, 4, 5]。

参考文献

- [1] Vladimir N. Litvinenko and Yaroslav S. Derbenev, Coherent Electron Cooling, Phys. Rev. Lett. 102, 114801 (2009). <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.102.114801> 与链接内的评论、回复。
- [2] D. Ratner, Microbunched Electron Cooling for High-Energy Hadron Beams, Phys. Rev. Lett. 111, 084802 (2013). <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.111.084802>
- [3] G. Stupakov, Cooling rate for microbunched electron cooling without amplification, Phys. Rev. Accel. Beams 21, 114402 (2018). <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.114402>
- [4] G. Stupakov and P. Baxevanis, Microbunched electron cooling with amplification cascades, Phys. Rev. Accel. Beams 22, 034401 (2019). <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.034401>
- [5] Vladimir N. Litvinenko, Yichao Jing, Dmitry Kayran, Patrick Inacker, Jun Ma, Toby Miller, Irina Petrushina, Igor Pinayev, Kai Shih, Gang Wang, and Yuan H. Wu, Plasma-cascade instability, Phys. Rev. Accel. Beams 24, 014402 (2021). <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.014402>

2 自由电子激光动量与电流调制的线性传输矩阵描述与集体区间自放大自发辐射功率控制 [NIMA 593]

The general velocity and current modulation linear transfer matrix of FEL and control over SASE power in the collective regime

2.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Egor Dyunin and Avraham Gover (主要机构：Tel-Aviv University, 以色列)
- 类型：理论
- 链接：<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900208006219?via%3Dihub>

2.2 摘要

这篇论文给出在线性集体效应区间、横向单模辐射场的自由电子激光传输矩阵描述，包含电子束的动量与电流调制。这个理论模式适用于当自由电子激光系统包含非辐射传输段 (non-radiating section)，同时可以通过改变真空漂移段中的电子束空间电荷参数用来演示自放大自发辐射功率控制的可能性。

2.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文构建自由电子激光动力学过程的线性传输矩阵模型，并且包含电子束的空间电荷效应。作者基于这个模型讨论了如何控制电子束噪声以抑制自放大自发辐射 (self-amplified spontaneous emission, SASE) 功率，从而提高种子自由电子激光输出能谱。
- 贡献：这篇论文从构建在 undulator/wiggler 中的电子束与辐射场运动方程开始，

有

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} - ik_{qz} \right) \tilde{a}_q(z) &= \frac{-1}{4P_q} e^{-ik_{qz}z} \iint \tilde{J}(x, y, z) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_q(x, y) dx dy \\ m_{\gamma_0 \gamma_{0z}^2} \left(-i\omega + V_{0z} \frac{d}{dz} \right) \cdot \tilde{\mathbf{V}}(z) &= -e\tilde{E}_{pm}(z) - e\tilde{E}_{sc}(z) \\ \hat{e}_z \cdot \frac{d\tilde{\mathbf{J}}}{dz} &= -i\omega e\tilde{N}(z) \end{aligned}$$

其中, $\tilde{E}_{pm}(z) = \tilde{a}_q(z)E_{pm}e^{ik_{qz}z}$, $\tilde{E}_{sc}(z) = -\frac{i}{\omega\varepsilon_0}\tilde{J}(z)$ 。

利用 Laplace 变换 ($z \rightarrow s$), 得到线性矩阵方程 Eq. (5)。再利用逆 Laplace 变换, 得到在 z 的矩阵方程, 有

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_q(z) \\ \tilde{J}(z) \\ \tilde{V}(z) \end{pmatrix} = e^{-ik_{qz}z} \begin{bmatrix} H^{EE} & H^{EJ} & H^{EV} \\ H^{JE} & H^{JJ} & H^{JV} \\ H^{VE} & H^{VJ} & H^{VV} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{a}_q(0) \\ \tilde{J}(0) \\ \tilde{V}(0) \end{pmatrix}$$

其中, 九个矩阵元素的具体形式见该论文。

在真空漂移段, 没有辐射场动力学, 因此上面的运动方程简化为

$$\begin{aligned} m\gamma_0^3 \left(-i\omega + V_0 \frac{d}{dz} \right) \cdot \tilde{\mathbf{V}}(z) &= -e\tilde{E}_{sc}(z) \\ \hat{e}_z \cdot \frac{d\tilde{\mathbf{J}}}{dz} &= -i\omega e\tilde{N}(z) \end{aligned}$$

其中, $\tilde{E}_{sc}(z) = -\frac{i}{\omega\varepsilon_0}\tilde{J}(z)$ 。类似地, 通过 Laplace 变换与逆变换, 可以得到在真空漂移段的传输矩阵方程为

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_q(L_d) \\ \tilde{J}(L_d) \\ \tilde{V}(L_d) \end{pmatrix} = e^{i\varphi_B} \begin{bmatrix} t_R e^{i(\varphi_R - \varphi_B)} & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_{pd}L_d) & -\frac{j_l^0 \omega}{v_a^2 \rho_{pd}} \sin(\theta_{pd}L_d) \\ 0 & \frac{\theta_{qd} v_{0z}^2}{i\omega_{0z}} \sin(\theta_{pd}L_d) & \cos(\theta_{pd}L_d) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{a}_q(0) \\ \tilde{J}(0) \\ \tilde{V}(0) \end{pmatrix}$$

有了在 undulator/wiggler 与真空漂移段的 FEL“传输矩阵”后, 可以研究包含 undulator 段与漂移段组合形成的传输系统, 其总传输矩阵为

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{tot}} = \hat{\mathbf{H}}_{\text{wig2}} \cdot \hat{\mathbf{H}}_d \cdot \hat{\mathbf{H}}_{\text{wig1}}$$

一般而言, 对种子自由电子激光而言, SASE 功率因为包含电子束的非相干噪声, 将恶化辐射场的输出频谱。因此, 希望通过调整真空漂移段抑制电子束噪声, 从而减小 SASE 功率。这篇论文将 SASE 功率谱与电子束初始噪声谱关联, 有

$$\frac{dP^{(J)}(\omega, 0)}{d\omega} = \frac{2P_q}{\pi} |H_{\text{tot}}^{\text{EJ}}(\omega)|^2 \frac{\langle |\tilde{I}(0, \omega)|^2 \rangle}{TA_e^2}$$

其中, $\tilde{I}(0, \omega) = \tilde{J}(0, \omega) A_e, \frac{\langle I(0, \omega)^2 \rangle}{T} = e I_b$ 。因此, 总 SASE 功率为 $P_{\text{tot}} = \int \frac{dP}{d\omega} d\omega = \frac{2P_q}{\pi A_e} e I_b \int |H_{\text{tot}}^{\text{EJ}}(\omega)|^2 d\omega$ 。

这篇论文 Section 5 考虑了一个基于 4GLS 参数的情况, 给出数值结果如下图。

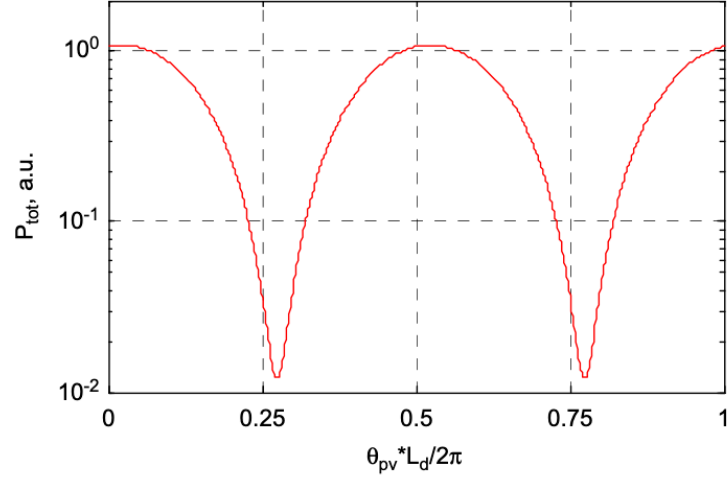


Fig. 2. Total radiated power after the second wiggler section as function of the normalized drift length.

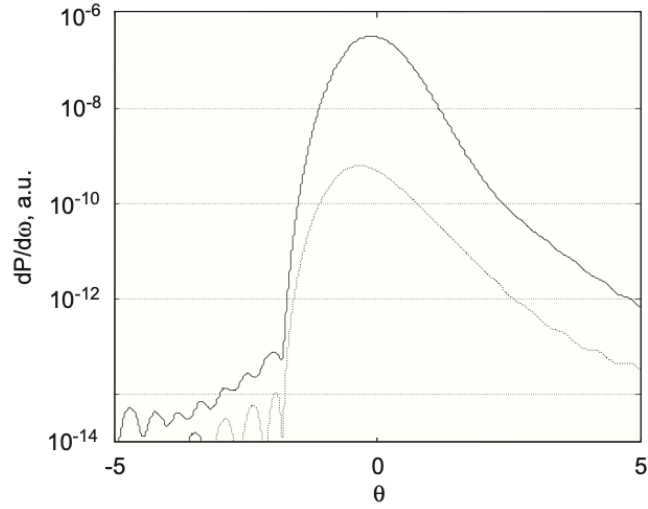


Fig. 3. Spectral power radiation for zero length of drift section (solid curve) and in minimum shot-noise radiation (dashed curve).

2.4 其它

这篇论文中部分方程里的符号没有定义清楚, 宜留意。

3 相对论电子束沿弯曲轨道的横向力计算 [PRAB 25-01]

Transverse force in a relativistic beam moving along a curved trajectory

3.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：G. Stupakov (SLAC)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.014401>

3.2 摘要

沿着弯曲轨道行进的相对论电子束将辐射而损失能量。辐射对电子束的效应通过所谓的相干同步辐射纵向尾场 (coherent synchrotron radiation longitudinal wake field) 描述。目前几种相干同步辐射纵向尾场模型中，最简单的情况为一维相干同步辐射纵向尾场，其中，电子束被假设为一维线电荷。然而，这种线电荷沿着弯曲轨道行进情况下，也将产生横向力。不幸地，目前既有文献对于如何计算线电荷的横向力仍不清楚。这篇论文证明如何通过电子哈密顿运动方程与定义重整化的 (renormalized) 横向力而自洽地给出电子束经历弯转过程的一维模型。

对于单一弯转磁铁，由于在一维模型中无法明确定义哈密顿量中标量势 ϕ 的初始条件，因此没有办法应用到相对论电子经过单一弯转磁铁的经典问题。为了考虑这种情况的分析，这篇论文利用三维横向力并给出解析表示式。稳态情况下，对于球对称 (spherically symmetric) 与扁平 (flat) 分布的电子束团，这篇论文的计算与 PyCSR3D 数值模拟结果比较得到很好的一致性。此外，这篇论文还给出暂态情况下的相干同步辐射尾场。这些结果提供一种用于粒子跟踪模拟程序计算高亮度电子束三维相干同步辐射尾场的方法。

3.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文 Section II 先讨论为什么一维线电荷模型无法给出横向洛伦兹力，先回顾利用 ϕ, \mathbf{A} 产生奇点，从而利用 $V = \phi - \tau \cdot \mathbf{A}$ 在 $s' \rightarrow s$ 时能够消除奇点。

接着说明利用在 Frenet-Serret 坐标系哈密顿量分析的好处，即束团内部场已经包含在哈密顿量中。

在 Frenet-Serret 坐标系中，平面加速器中，单电子运动方程可以写成

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{ds^2} &= -\kappa^2x + \kappa \frac{\Delta H - e\phi}{\gamma mc^2} + \frac{e}{\gamma mc^2} (E_x - B_y) \\ \frac{\Delta H}{ds} &= \frac{e\partial V}{c\partial t} = -e \int ds' \frac{1 - \tau(\mathbf{s}) \cdot \tau(s')}{|\mathbf{r}_0(s) - \mathbf{r}_0(s')|} \lambda'(s' - ct_{\text{ret}})\end{aligned}$$

其中, $\kappa(s) = p_0 c / e B_y^{(\text{ext})}(s)$ 。上面提到的发散困难指的是, 上式等式右边中 ϕ, E_x, B_y 在源与参考坐标均在参考轨道上时将发散。注意到, 这里指的计算 ϕ, E_x, B_y 分别利用该论文中的 Eqs. (1a, 1b, 2)。为了避免此发散困难, 可以定义一个重整化的横向力

$$\mathcal{F} = e(-\kappa\phi + E_x - B_y)$$

则单电子运动方程可以写成

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{ds^2} &= -\kappa^2x + \kappa \frac{\Delta H}{\gamma mc^2} + \frac{\mathcal{F}}{\gamma mc^2} \\ \frac{\Delta H}{ds} &= \frac{e\partial V}{c\partial t} = -e \int ds' \frac{1 - \tau(s) \cdot \tau(s')}{|\mathbf{r}_0(s) - \mathbf{r}_0(s')|} \lambda'(s' - ct_{\text{ret}})\end{aligned}$$

这里值得注意的是, 利用上面方法推导得到的横向稳态有效力 (transverse steady-state effective force) 为

$$F_x = -2e\kappa\lambda$$

与 [1] 中给出的

$$F_x = -\Lambda e\kappa\lambda, \quad 2 \leq \Lambda < 4$$

不完全一样。

通过引入 \mathcal{F} 还没有解决这个问题, 因为给定 $\Delta H = \Delta\mathcal{E} + e\phi$ 初始值时还是碰到需要给出独立的 ϕ 的情况, 因此仍存在发散问题。

为了解决此发散困难, 这篇论文重新构建电子的能量方程, 不再着眼于 ΔH 方程, 而专注在构建 $\Delta\mathcal{E}$ 的运动方程。因此, 上面方程组可以改写为

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{ds^2} &= -\kappa^2x + \kappa \frac{\Delta\mathcal{E}}{\gamma mc^2} + \frac{e}{\gamma mc^2} (E_x - B_y) \\ \frac{d\Delta\mathcal{E}}{ds} &= e\tau \cdot \mathbf{E}\end{aligned}$$

这篇论文的 Section III 即计算洛伦兹横向力¹的显形式 (\mathbf{F}_\perp , 不是 \mathcal{F})

$$\frac{1}{e}F_\perp = \frac{1}{c} \int \frac{d^3r' \partial_{t_{\text{ret}}} \rho}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^2} [(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}') - |\mathbf{r}' - \mathbf{r}| (\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\tau}')] + \int \frac{d^3r' \rho}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

接着, 此论文 Section IV 进一步化简, 考虑稳态情况下的横向力, 将上面积分拆解并分别求出显形式表示, 有

$$\begin{aligned} \frac{1}{e}F_\perp &= I_{2,1} + I_{2,2} + I_{2,3} \\ &= \lambda(u)\kappa \left[2 \ln \left(\frac{\sigma_z^{2/3}}{\kappa^{1/3}\sigma_\perp} \right) + 2 \ln 2 - 2 + \frac{1}{3} \ln 3 + G(x, y) \right] \\ &\quad + \kappa \int_0^\infty \ln \left(\frac{\zeta}{\sigma_z} \right) \left[\frac{1}{3} \lambda'(u - \zeta) - \lambda'(u + \zeta) \right] d\zeta \end{aligned}$$

上式适用于任意的横向束团。

这篇论文的后半部分将得到的横向力 F_\perp 与 PyCSR3D 比较, 得到一致结果。

- 创新点: 这篇论文不打算引入 \mathcal{F} , 取而代之, 这篇论文重新构建电子的能量方程, 不再着眼于 ΔH 方程, 而专注在构建 $\Delta \mathcal{E}$ 的运动方程。平面加速器中, 单电子运动方程可以写为

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{ds^2} &= -\kappa^2 x + \kappa \frac{\Delta \mathcal{E}}{\gamma mc^2} + \frac{e}{\gamma mc^2} (E_x - B_y) \\ \frac{d\Delta \mathcal{E}}{ds} &= e\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{E} \end{aligned}$$

参考文献

- [1] Y. Cai and Y. Ding, Three-dimensional effects of coherent synchrotron radiation by electrons in a bunch compressor, Phys. Rev. Accel. Beams 23, 014402 (2020). <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.014402>

¹对于平面加速器, \mathbf{F}_\perp 主要为 F_x 。

4 面向极紫外光刻的基于同步加速器千瓦级辐射源产生方案

A synchrotron-based kilowatt-level radiation source for EUV lithography

4.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Bocheng Jiang, Chao Feng, Changliang Li, Zhenghe Bai, Weishi Wan, Dao Xiang, Qiang Gu, Kun Wang, Qinglei Zhang, Dazhang Huang, and Senyu Chen (主要机构：上海高等研究院)
- 类型：设计、数值计算
- 链接：<https://arxiv.org/abs/2110.08987>

4.2 摘要

这篇论文给出一周长 160 米的紧凑阻尼储存环设计用来作为千瓦级相干极紫外辐射产生源。利用角色散引致的微束团机制 (angular dispersion induced microbunching), 又称 ADM, 储存环中的电子束团由 257 nm 的激光调制。在目前可达到的加速器与激光技术前提下, 根据设计参数模拟, 能够输出中心波长 13.5 nm 的相干辐射, 输出功率约 2.5 kW。

4.3 贡献或创新点

- 贡献：基于稳态微聚束 (steady-state microbunching, SSMB) 原理的辐射产生机制需要利用激光对电子束进行调制 (modulation)。目前主要的两种候选方案为纵向强聚焦与可逆激光调制。这篇论文针对后者方案进行紧凑阻尼储存环设计。由于目前设计的电子束能量约为数百 MeV, 其同步辐射阻尼效应较弱, 需要约 100 ms (约 20 万圈) 才可能抹除激光调制产生的能散增加。因此, 需要设计一个具有较强辐射阻尼特性的储存环。
- 创新点：这篇论文给出基于超导扭摆器 (superconducting wiggler, SW) 穿插四极铁的设计 (如下图), 此种设计能够产生横向 x、y 轴同样大小的聚焦强度。

根据设计参数, 这篇论文利用 ELEGANT 计算了储存环的动量孔径 (momentum aperture, MA) 与动力学孔径 (dynamic aperture, DA)。另外, 也给出了基于 ADM

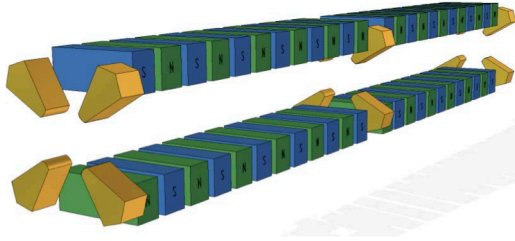


Figure 1. Schematic view of equally focused wiggler

Table I. Beam parameters for equally focused superconducting wiggler

Parameters	Value
Beam energy (MeV)	1000
Period length (mm)	60
Peak magnetic field (Tesla)	5.66
Quad Gradient family 1 (T/m)	13.1
Quad Gradient family 2 (T/m)	10.3
Pole gap (mm)	10

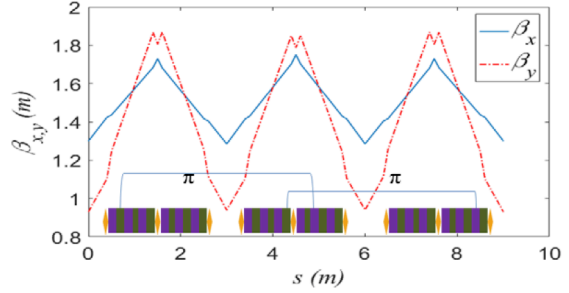


Figure 2. Twiss parameters in the wiggler.

方案的电子束在辐射段的群聚因子，在第 19 次谐波还有大约 9% 的群聚因子 (如下图)。

通过粒子跟踪模拟，这篇论文讨论不完美的解调制 (de-modulation) 主要源自于 $T_{566}, T_{511}, T_{522}$ 与 T_{512} 。通过阻尼环对束团能散 (约 1 圈即能够有效衰减) 与横向 y 方向发射度 (约 95 圈能够有效衰减) 的效应，评估单电子束团的重复频率可以达到约 20 kHz。假设储存环中有 190 个电子束团，则总重复频率可以达到 3.8 MHz。

辐射段中的电子束团辐射特性由 GENESIS 计算，得到在单个波荡器中的单发脉冲能量约为 $3.22 \mu\text{J}$ ，平均功率为 1.26 kW。辐射段共有两段波荡器，每段波荡器长度为 3.5 m，波荡器周期为 2.5 cm。

4.4 其它

关于集体效应评估，参考 20211122-Tsai_CY_comments_B CJ.pptx。

Table III. Parameters for ADM

Bending angle of B_0 (mrad)	9.5
Length of B_0 (m)	0.3
Laser wave length (nm)	257
Energy modulation amplitude (σ_{E0})	0.6
R56 of dogleg	-6.15e-5
Dispersion of dogleg (mm)	6.5
Distance between two bends in dogleg(m)	0.265

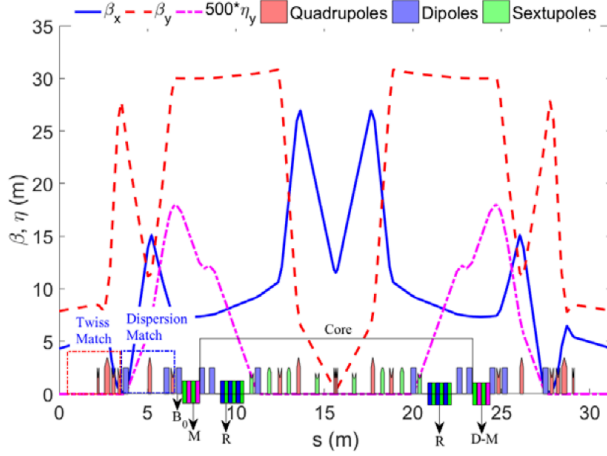


Figure 6. Beam optics for bypass section.

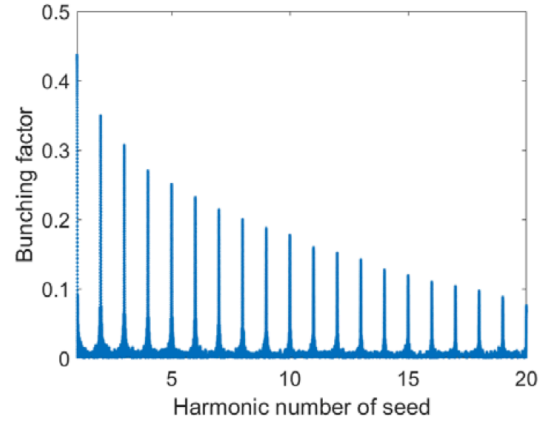


Figure 8. Bunching factor for ADM.