

加速器束流动力学学期刊论文导读 (2024 年 3 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 (2024 年 3 月) 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]、[5]	jcytsai@hust.edu.cn
李嘉鹏	[??]	

目录

1	能量回收直线加速器原型的空间电荷效应研究 [MOPKF060] Space charge effects for the ERL prototype at Daresbury Laboratory	3
2	储存环的潜在效能极限 [WEPAB114] Potential performance limit of storage rings	6
3	储存环粒子束的一种反常扩散机制 [PRL 80] A Mechanism of Anomalous Diffusion in Particle Beams	9
4	面向下一代光刻技术的高功率极紫外自由电子激光 [JJAP 62] High-power EUV free-electron laser for future lithography	13
5	有限长圆柱金属管电阻壁的阻抗 [7-11] Impedance of finite length resistive cylinder	17

1 能量回收直线加速器原型的空间电荷效应研究 [MOPKF060]

Space charge effects for the ERL prototype at Daresbury Laboratory

1.1 基本信息

- 分类：多粒子动力学
- 作者：B. Muratori, C. Gerth, and N. Vinokurov (主要机构：ASTeC, Daresbury Laboratory, 英国)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://accelconf.web.cern.ch/e04/PAPERS/MOPKF060.PDF>

1.2 摘要

这篇论文基于当时在英国 Daresbury Laboratory 正在建设的 35 MeV 能量回收直线加速器原型 (energy recovery linac prototype, ERLP)，针对注入段电子束 8.85 MeV，研究在传输段电子束空间电荷效应的动力学。采 Kapchinsky-Vladimirsky 包络方程，并与 ASTRA 粒子跟踪模拟程序结果比较。

1.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文将空间电荷效应等效视为在横向 x, y 方向皆散焦的元件，评估电子束团随 s 传播时的发射度增加。
- 贡献：这篇论文从 Kapchinsky-Vladimirsky (KV) 分布的包络方程开始

$$\begin{aligned} x'' &= -K_x(z)x + \frac{4I}{(\beta\gamma)^3 I_0} \frac{x}{a(a+b)} \\ y'' &= -K_y(z)y + \frac{4I}{(\beta\gamma)^3 I_0} \frac{y}{b(a+b)} \end{aligned}$$

其中， $a^2 = \epsilon_x \beta_x, b^2 = \epsilon_y \beta_y$ 。考虑横向圆束团 (round beam)，有

$$\begin{aligned} a'' + K_x(z)a - \frac{4I}{(\beta\gamma)^3 I_0} \frac{1}{(a+b)} - \frac{\epsilon_x^2}{a^3} &= 0 \\ b'' + K_y(z)b - \frac{4I}{(\beta\gamma)^3 I_0} \frac{1}{(a+b)} - \frac{\epsilon_y^2}{b^3} &= 0 \end{aligned}$$

再进一步考虑 laminar 近似 (即暂时忽略发射度效应), 由此得到适用条件为

$$\frac{\epsilon}{\beta_x} \ll \frac{2I}{(\beta\gamma)^3 I_0}$$

一旦忽略发射度效应后, 空间电荷效应就可以在 x, y 方向合并为 (等效的) 散焦四极铁, 散焦梯度为

$$\frac{1}{F_x} = -\frac{4I(s)}{(\beta\gamma)^3 I_0} \frac{L}{a(a+b)}$$

接着, 利用 Twiss matrix 的传输过程满足 $J = T J_0 T^{-1}$, 即¹

$$\begin{aligned} J &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F_x} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{x_0} & \beta_{x_0} \\ -\gamma_{x_0} & -\alpha_{x_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{F_x} & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \alpha_{x_0} + \frac{\beta_{x_0}}{F_x} & \beta_{x_0} \\ -\gamma_{x_0} - \frac{2\alpha_{x_0}}{F_x} - \frac{\beta_{x_0}}{F_x^2} & -\alpha_{x_0} - \frac{\beta_{x_0}}{F_x} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

已知发射度为 Twiss matrix 的行列式值。有了此式之后, 就能计算传输一段距离后的发射度增加量, 有

$$\begin{aligned} \epsilon_x^2 &= \epsilon_{x_0}^2 (<\beta_x> <\gamma_x> - <\alpha_x>^2) \\ &= \epsilon_{x_0}^2 \left[1 + \beta_{x_0}^2 \left\langle \frac{1}{F_x^2} \right\rangle - \beta_{x_0}^2 \left\langle \frac{1}{F_x} \right\rangle^2 \right] \end{aligned}$$

考虑纵向高斯分布束团, 则权重平均结果为

$$\left\langle \frac{1}{F_x^2} \right\rangle - \left\langle \frac{1}{F_x} \right\rangle^2 = \left(\frac{1}{F_x} \right)_{\max}^2 \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{2} \right)$$

其中, $I(s) = I_{\max} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right)$ 。根据以上理论模型可以看到, 在 s 处的发射度增加与初始束团尺寸无关, 仅与初始束团发射度有关。留意, 此结论未必具有一般性, 只是此近似模型下的结果。

与模拟比较发现, 对纯真空漂移段, 此模型给出的发射度增加 — 与 ASTRA 比较 — 为“上限”(upper bond)。对具有弯转或四极铁的传输段, 此模型给出的结果为 ASTRA 模拟后的 x, y 方向的平均。

基于 Daresbury Laboratory 的 ERLP 参数, 8.85 MeV、4 ps、80 pC、初始横向归一化发射度 $3 \mu\text{m}$, 设计阶段考虑短漂移段与长漂移段情况。下图为两种情况的模拟结果。由模拟结果, 决定采短漂移段。

¹留意, 这里采薄透镜近似。

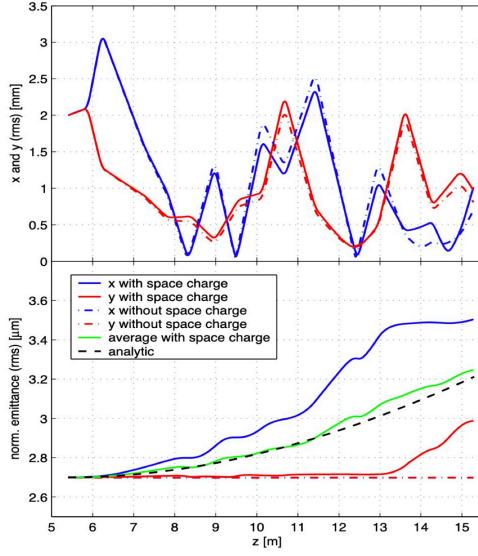


Figure 5: Transverse beam sizes and normalized emittance with and without space charge together with the analytic estimate for the first (short) transfer line.

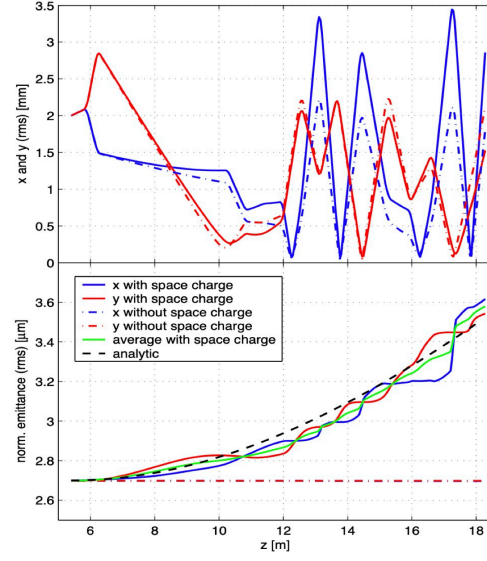


Figure 6: Transverse beam sizes and normalized emittance with and without space charge together with the analytic estimate for the second (long) transfer line.

1.4 其它

留意，这篇论文的 ν 不是 tune，而是纵向速度 v 。此工作的接续工作发表在 2005 年 PAC，除了使用 ASTRA，还比较了 GPT 模拟结果，可参考<https://accelconf.web.cern.ch/p05/papers/rp020.pdf>。

关于空间电荷模型的更多讨论，可参考<https://sci-hub.ru/https://doi.org/10.1063/1.1420425>。

2 储存环的潜在效能极限 [WEPAB114]

Potential performance limit of storage rings

2.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：Xiaobiao Huang (SLAC)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://accelconf.web.cern.ch/ipac2017/papers/wepab114.pdf>

2.2 摘要

由于多弯铁消色散段 (multi-bend achromat, MBA) 单元节的工程实现，具有高场强的四极铁与六极铁，可以预见，下一代储存环同步辐射光源将具有更好的效能。原则上，较强的四极场与六极场可使自然发射度进一步降低，直到遇到 X 射线波段衍射极限。这篇论文，通过储存环单粒子线性光学的定标定律、束内散射效应、非线性动力学等，结合技术挑战，探索储存环的潜在效能极限。

2.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文回顾了近年工程上实现多弯铁消色散段单元节后，储存环光源的进一步效能提升与下一阶段可预见的效能极限。

自从 2010 年 MAX-IV 引入 MBA 设计之后，十年内世界上许多同步辐射储存环已开始考虑采 MBA 作为升级或建设方案。对相同尺寸与相同能量的储存环，利用 MBA 可以使横向自然发射度比原先的效能再提升 10 至 50 倍，即发射度降 10 至 50 倍。由于有较强的四极磁场，可以使束团束腰处在弯转磁铁的中央位置 (即 betatron 函数、色散函数)，从而降低束团发射度。一般来说，束团的自然发射度大致遵循以下定标定律

$$\epsilon_x \propto \gamma^2 \theta_c^3 \propto \frac{E^2}{N_c^3}$$

其中， $E = \gamma m_0 c^2$ 为粒子能量、 $N_c = 2\pi/\theta_c$ 为全环中的单元节总数， θ_c 为每个单元节的弯转角度。由此定律可以看出，当单元节总数越多，忽略集体效应影响，所能达到的最小自然发射度就越低。因此，趋势是更多、更短的弯转磁铁被安排一

个单元节内，使得单元节变得更紧凑。

从上式还可以看到，能量越低，似乎也能使束团发射度降低。然而，能量降低之后，束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 效应将开始变得显著而不再能忽略。此外，较小的 betatron 函数与色散函数似乎意味着束团在磁聚焦结构传输段多处位置的尺寸较小，将使得修正色品的六极铁效能降低，意味着需要更强的六极场才行。由于六极场为非线性场，更强的六极场将使得动力学孔径或动量孔径减小，可能对储存环整体效能产生影响。

为了达到更高的辐射亮度与辐射场的横向相干性，近年的储存环设计的特点是提高了横向 x, y 方向耦合，在环中的一些位置使电子束的横向 x, y 方向尺寸相当。

这篇论文分别针对以下三种情况对终极效能的影响进行讨论：

1. 纯光学效应，给出如下定标关系

$$\epsilon_{\text{nat},0} = \mathcal{F}_\epsilon C_q \gamma^2 \theta_c^3 = \mathcal{F}_\epsilon C_q \left(\frac{\hat{k}_m m c}{e} \right)^{1.5} \frac{\gamma^{3.5} (2\pi)^3}{B_{1,m}^{1.5} C^3} = F_n \frac{E^{3.5}}{B_{1,m}^{1.5} C^3}$$

其中， $\mathcal{F}_\epsilon = \frac{\hat{I}_5}{\hat{I}_2 - \hat{I}_4}$ 。

2. 束内散射效应，给出如下定标关系

$$\epsilon_{\text{nat}} = \epsilon_{\text{nat},0} \left(\frac{E_0}{E} \right)^4$$

其中，阻尼扭摆器 (damping wiggler) 的效应尚未考虑。尽管阻尼扭摆器需要更多的直线段，但对以上定标关系似乎改变不大。参考下图。

3. 非线性动力学效应，所需要修正的色品满足如下定标关系

$$\Delta\xi = \beta\eta [K_2 L_2] \propto L^2 \theta_c [K_2 L_2]$$

其中， $[K_2 L_2]$ 为六极铁强度。当单元节长度 L 与 θ_c 减小时，将需要更强的 $[K_2 L_2]$ 才能达到同样的色品修正。这将增加共振驱动项 (resonance driving terms, RDTs) 值，如 $h_{22000}, h_{11110}, h_{00220}$ 。忽略单元节间可能的耦合，RDTs 的定标关系有

$$\frac{dv}{dJ} \propto N_c [K_2 L_2]^2 \propto (\Delta\xi)^2 \left(\frac{B_{1,m}}{E} \right)^{3.5} C^3$$

动力学孔径的定标关系有

$$A \propto \frac{\sqrt{\beta \epsilon_{\text{nat}}}}{B_{1,m}} \propto \frac{\epsilon_{\text{nat}}^{1/2} E^{1/4}}{B_{1,m}^{5/4}}$$

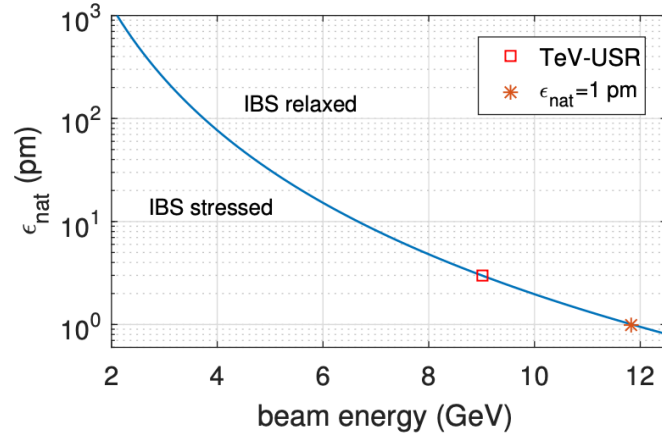


Figure 1: Emittance scaling for IBS limited ring with optimal beam energy.

2.4 其它

根据这篇论文假设，下一代同步辐射储存环光源目标为产生 100 keV 临界能量光子、有良好横向相干性、自然发射度达到 1 pm (10^{-12} m)。

类似的分析还有 M. Borland, Exploration of a Tevatron-Sized Ultimate Storage Ring, ICFA Newsletter 57, p.48 (§3.4). https://icfa-usa.jlab.org/archive/newsletter/icfa_bd_nl_57.pdf

3 储存环粒子束的一种反常扩散机制 [PRL 80]

A Mechanism of Anomalous Diffusion in Particle Beams

3.1 基本信息

- 分类：束流动力学
- 作者：D. Jeon, M. Ball, J. Budnick, C. M. Chu, M. Ellison, B. Hamilton, X. Kang, L. L. Kiang, S. Y. Lee, K. Y. Ng, A. Pei, A. Riabko, T. Sloan, and M. Syphers (主要机构：IUB)
- 类型：模拟、实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.80.2314>

3.2 摘要

采用时变射频相位调制产生的重叠参数共振 (parametric resonance) 条件下，分析了粒子扩散机制的实验观测。研究发现，相对快速的发射度增长与支配性参数共振的分界线 (separatrix) 附近粒子的快速运动相关联，相对缓慢的发射度增长则与混沌海中的粒子扩散相关联，当束团中的粒子填充由不变环限定的混沌区域时，束团发射度达到饱和。印第安纳大学回旋加速器设施 (Indiana University Cyclotron Facility, IUCF) 冷却环观察到的实验数据与理论分析非常吻合。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文通过在 IUCF 冷却环中对质子束的实验，当条件适当时，观察并证实一种反常扩散机制。并将反常扩散机制随时间的演化划分三个区间：快速扩散 (fast diffusion)、缓慢扩散 (slow diffusion)、饱和 (saturation) 区间。在快速扩散区间一般伴随着束长的大振幅振荡，这是由于束团内的粒子扩散到支配性参数共振区域；接着，振荡振幅开始减小，粒子在缓慢扩散区间，此时粒子填充混沌海；最终达到饱和，此时束长由混沌区域对应的尺寸决定。
- 贡献：这篇论文开头先总结动态系统中，与时间呈线性关系的寻常扩散与非线性的反常扩散。寻常扩散的结果满足爱因斯坦关系，即 $\sigma^2 \approx Dt$ ，其中， D 称扩散系数。反常扩散将不再满足此关系。

接着，这篇从描述冷却环中的粒子纵向运动方程开始

$$\begin{aligned}\dot{\delta} &= -\nu_s [\sin \phi - r \sin(h\phi + \Delta\phi)] - \lambda\delta + D\xi(\theta) \\ \dot{\phi} &= \nu_s \delta\end{aligned}$$

其中， ϕ 为束团内与参考粒子的纵向位置相位差， δ 为束团内与参考粒子的能量偏差， θ 为“时间”变量， ν_s 为 synchrotron tune， $D = D^2/2$ ， $r = V_2/V_1$ ， $h = h_2/h_1$ ， λ 为阻尼系数， ξ 为 (高斯) 白噪声，满足

$$\langle \xi(\theta)\xi(\theta') \rangle = \delta(\theta - \theta'), \quad \langle \xi(\theta) \rangle = 0$$

这里的相位调制函数用来控制扩散效应，有

$$\Delta\phi(t) = A \sin(\nu_m \theta + \alpha) + \Delta\phi_0$$

此相位调制是由 IUCF 储存环中的第二个 RF 谐振腔控制。这篇论文将通过调控 $A, \nu_m = f_m/f_0, \Delta\phi_0$ ，从而控制扩散效应。

下图 Fig. 1 给出在 IUCF 冷却环实验量测到的束长随时间演化的山脊图 (mountain range plot)。以下的实验数据将从此实验结果采集经处理得到。

定义束长为 $\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\phi_i - \phi_{\text{avg}})^2$ ，则实验得到的束长随时间演化如图 Fig. 2 给出。通过计算机模拟，Fig. 4 给出重现实验结果的数值模拟对应。可以看到，系统是否处在反常扩散，其对初始相对相位²的选择 $\Delta\phi_0$ 非常敏感。

除了 $\Delta\phi_0$ 外，扩散机制也对 ν_m 敏感。下图 Fig. 3 给出在不同 f_m 时，从寻常扩散 (左图) 进入反常扩散 (右图) 的例子。

为了更进一步研究反常扩散效应的粒子动力学，这篇论文采数值模拟，利用粒子跟踪模拟求解如下对应的哈密顿系统

$$H = \frac{1}{2}\nu_s \delta^2 + \nu_s \left[(1 - \cos \phi) - \frac{r}{h}(1 - \cos[h\phi + \Delta\phi]) \right]$$

通过观察在储存环中某一固定位置的 Poincare 截面的拓扑结构，定位参数共振与混沌区域。同时观察在某些特定时刻的相空间分布，找出导致反常扩散的机制。

根据此论文给出的结论，反常扩散机制随时间的演化划分三个区间：快速扩散 (fast diffusion)、缓慢扩散 (slow diffusion)、饱和 (saturation) 区间。在快速扩散区间一

²为储存环中的主 RF 腔与第二个 RF 腔间的相位差。

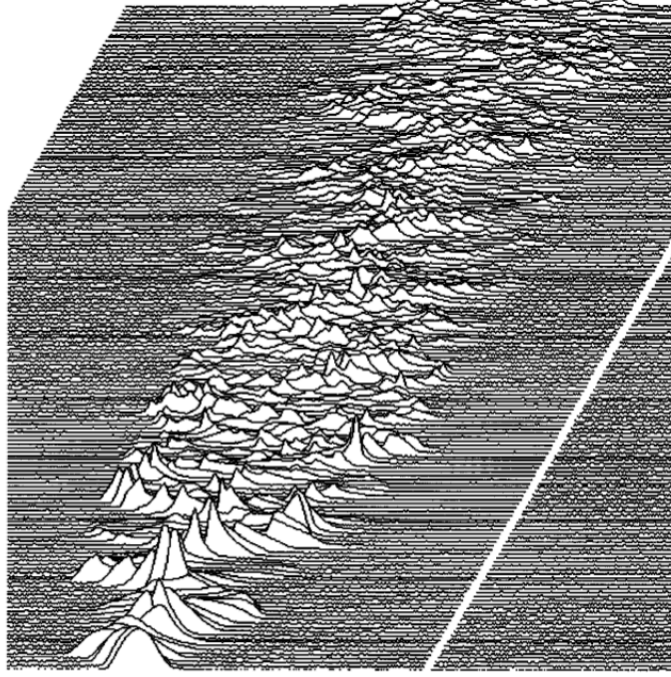


FIG. 1. The mountain range plot of the evolution of the beam profile under the action of a modulational secondary rf system, where $r = 0.11$, $f_m = 1400$ Hz, and $A = 100^\circ$. The horizontal axis is the bunch length of a total of 512 channels with 1 ns resolution; the total number of profile traces were 1024 in about 25 ms.

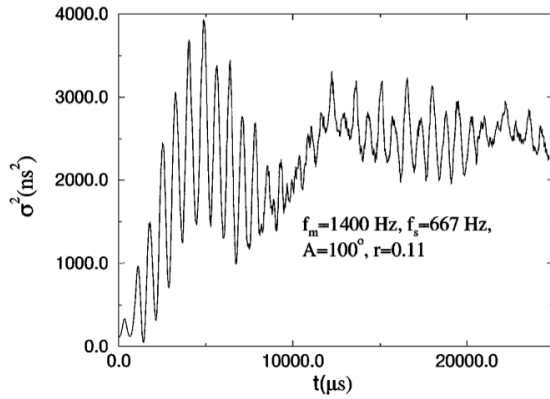


FIG. 2. Data of σ^2 (ns^2) obtained from the observed profile data shown in Fig. 1 for $f_m = 1400$ Hz, $A = 100^\circ$, $r = 0.11$, and $h = 9$.

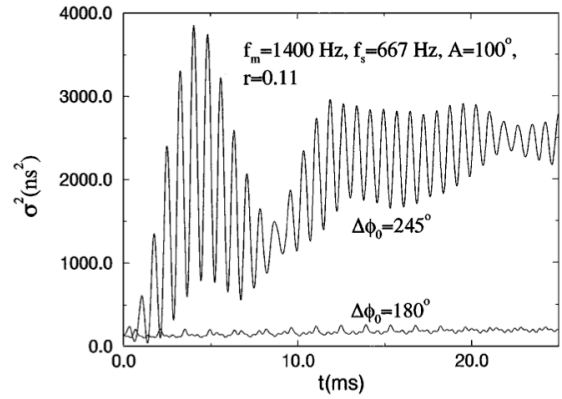


FIG. 4. σ^2 (ns^2) obtained from numerical simulations for two different values of the relative phase difference $\Delta\phi_0$, 180° and 245° , respectively, while keeping the other parameters the same. These calculations were carried out under the conditions $f_m = 1400$ Hz, $A = 100^\circ$, $r = 0.11$, and $h = 9$. The diffusion process and the final beam size depend sensitively on the value of relative phase difference $\Delta\phi_0$.

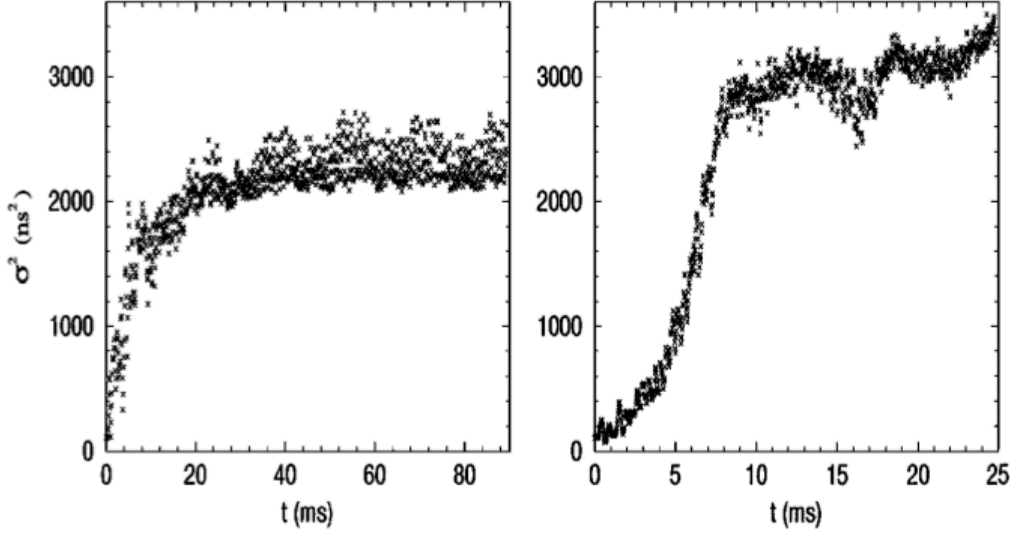


FIG. 3. Data of σ^2 (ns²) for $A = 50^\circ$, $r = 0.2$, and $f_m = 1100$ Hz (left) and 2700 Hz (right), respectively. The evolution of the rms bunch lengths differs from that of Fig. 2. The left plot shows a characteristic linear growth of σ_t^2 , while the right plot shows a characteristic anomalous diffusion.

般伴随着束长的大振幅振荡，这是由于束团内的粒子扩散到支配性参数共振区域；接着，振荡振幅开始减小，粒子在缓慢扩散区间，此时粒子填充混沌海；最终达到饱和，此时束长由混沌区域对应的尺寸决定。

4 面向下一代光刻技术的高功率极紫外自由电子激光 [JJAP 62]

High-power EUV free-electron laser for future lithography

4.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Norio Nakamura, Ryukou Kato, Hiroshi Sakai, Kimichika Tsuchiya, Yasunori Tanimoto, Yosuke Honda, Tsukasa Miyajima, Miho Shimada, Takanori Tanikawa, Olga A. Tanaka (主要机构：KEK)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://iopscience.iop.org/article/10.35848/1347-4065/acc18c>

4.2 摘要

在极紫外光刻 (EUV lithography) 技术中，高功率极紫外光源对于克服随机效应以实现更高的辐射剂量和更大的数值孔径 (numerical aperture, NA) 对未来芯片制程光刻技术发展是非常重要的。这篇论文设计并探索了基于能量回收直线加速器 (energy recovery linac, ERL) 的高功率极紫外自由电子激光装置 (EUV-FEL)，用于未来光刻的可行性。论文表明，与目前用于极紫外光刻曝光工具的激光引致等离子体源 (laser-produced plasma, LPP) 相比，EUV-FEL 光源具有许多优点，例如：较高的极紫外辐射功率且无锡渣，可升级到超极紫外 (beyond EUV, BEUV)，形成 BEUV-FEL，对高数值孔径光刻的偏振可控性、低电力消耗、以及每台扫描器的建设和运行成本低。

此外，这篇论文还更新了在 KEK 正在进行的 cERL (compact ERL) 使用 IR-FEL 进行 EUV-FEL 概念证明的实验演示。这篇论文还介绍了用于未来光刻的 EUV-FEL 光源以及 EUV-FEL 概念证明的进展。

4.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文给出基于 ERL-FEL 原理产生 EUV 与 BEUV 光源的物理过程，并总结从头至尾的数值模拟结果。
- 贡献：这篇论文从论述光刻技术中的一个指标参数——光刻分辨率 R ——开始，定义为

$$R = k_1 \frac{\lambda}{\text{NA}}$$

其中, k_1 为光刻制程参数 (process parameter), λ 为光源的中心波长, NA 为数值孔径, 有 $NA = n \sin \theta$, 其中, θ 为光源入射角。要提高分辨率, 即减小 R , 可以通过增加 NA, 或者减小辐射波长。这篇论文一开始介绍了基于 LPP 的极紫外光源功率约 250 W, 存在的问题为锡渣, 导致 Mo/Si 光学反射镜容易受到污染。此外, 还有随机效应等挑战需要克服。

这篇论文设计并探索了基于能量回收直线加速器 (energy recovery linac, ERL) 的高功率极紫外自由电子激光装置 (EUV-FEL), 用于未来光刻的可行性。下图 Fig. 2 给出基于 ERL-FEL, 针对 13.5 nm EUV 输出的主要设计参数。在确保电子束满足一定设计条件, 且在抵达波荡器前, 其束团品质不受到严重破坏为前提, Fig. 4 给出了经过单次经过、高增益 FEL 过程的辐射场输出功率与频谱样貌。可以看到, 辐射频谱落在 Mo/Si 反射镜的反射谱内, 因此保证了在下游光学部件, 辐射场能够有效传输。在下游光学传输线 (optical beamline), 光束先在横向 y 方向展宽, 再在 x 方向展宽, 然后经历分束为 10 个子光束, 分别送往 10 个扫描器 (scanner)。分束后的辐射场强度降低, 低于反射镜的损坏阈值。

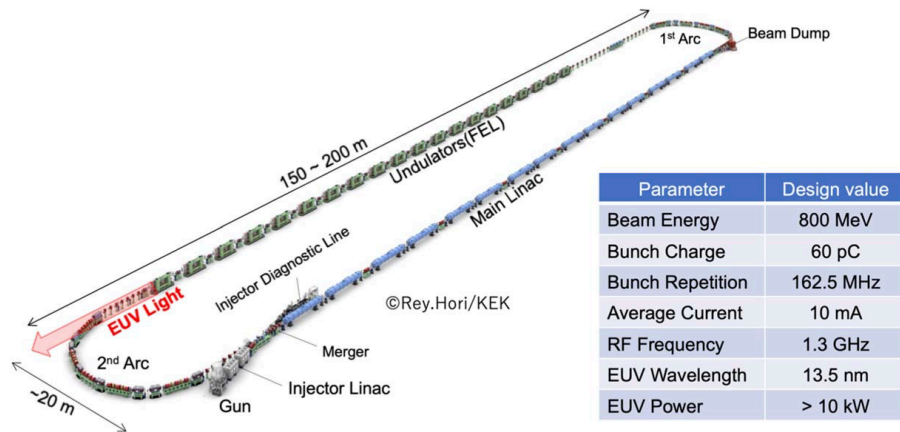


Fig. 2. Illustration and design parameters of the EUV-FEL light source based on ERL. The electron beam with the bunch charge of 60 pC and the bunch repetition of 162.5 MHz is accelerated up to 800 MeV and recirculated to generate the high-power EUV light (>10 kW) by the FEL system. After the FEL lasing, the electron beam is returned back to the main SC linac for energy recovery and dumped at the beam dump.

尽管这篇论文主要讨论 EUV-FEL, 对于进一步升级到 BEUV-FEL 也给出了几个可能的方案, 参考下图 Fig. 6。这几种方案的具体可行性的细节探讨在这篇论文尚未给出, 但原则上应该可行。工程实际将需要考虑几种不同情况的热效应如何体现。

对于提高光刻分辨率 R , 这篇论文 Section 2.5 提到可以通过控制辐射场的极化形态进一步改进, 将辐射场适当调整为 s-polarization, 有助于应用到 high-NA 光刻模式。

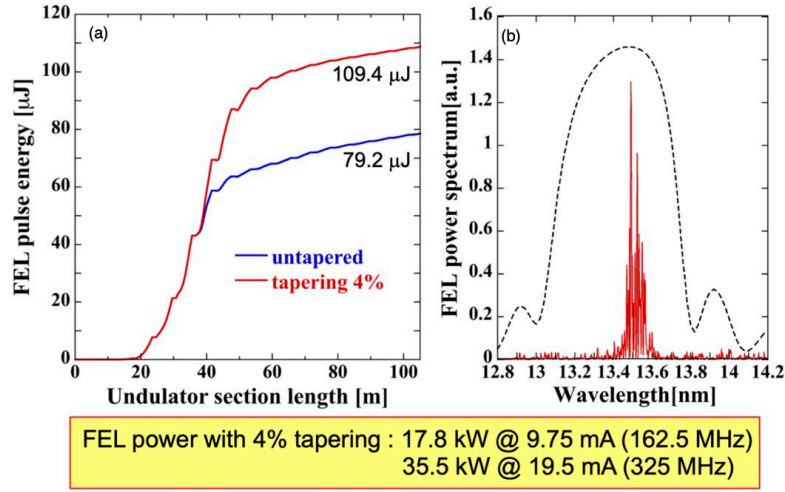


Fig. 4. (a) Simulated FEL pulse energy per electron bunch of the EUV-FEL light source as a function of the undulator section length with untapering and an optimum linear tapering of 4% and (b) FEL power spectrum at the FEL exit. The calculated EUV-FEL power with 4% tapering is 17.8 kW at 9.75 mA for the bunch repetition frequency of 162.5 MHz and 35.5 kW at 19.5 mA for 325 MHz. The bandwidth of the EUV-FEL spectrum is sufficiently narrow for that of the Mo/Si mirror reflectivity shown by a broken line.

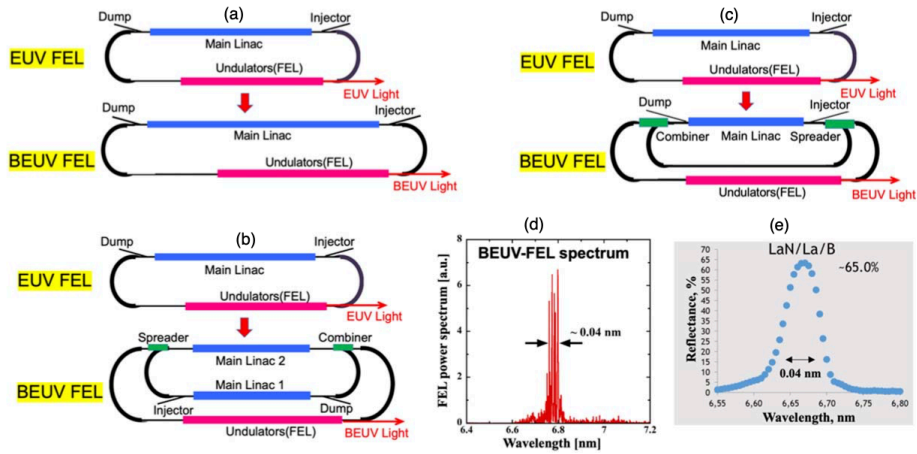


Fig. 6. Three possible upgrade schemes to a BEUV-FEL based on (a) single-loop layout, (b) double loop layout with the main linac divided into two parts and (c) double loop layout by twice acceleration using half of the main-linac or shorter. (d) Simulated BEUV-FEL spectrum. Adapted with permission from Ref. 20. (e) Measured BEUV mirror reflectivity. Adapted with permission from Ref. 21.

这篇论文最后还讨论到电力消耗的问题，按当前 ERL-FEL 设计方案，运行时损耗的总功率约有 7 MW，主要花费在低温超导的冷却系统，如下表 Table 1 给出。同时比较了基于 LPP 的电力损耗，经过适当 scale 之后，大约低了 4 倍至一个数量级的差距。从运行成本角度看，基于高亮度电子加速器产生的极紫外光源不失为一有希望的候选方案。

Table I. Electricity consumption of the EUV-FEL light source.

Item	Electric power [MW]
Refrigerator System	3.2
RF Source	1.3
Other Components	1.0
Infrastructure	1.5
Total	7.0

5 有限长圆柱金属管电阻壁的阻抗 [7-11]

Impedance of finite length resistive cylinder

5.1 基本信息

- 分类：阻抗与尾场计算
- 作者：S. Krinsky, B. Podobedov, and R. L. Gluckstern (主要机构：BNL)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.7.114401>

5.2 摘要

这篇论文给出圆柱对称电阻壁阻抗与尾场计算，考虑了暂态或高频情况。既有的电阻壁分析仅考虑稳态，或者对极高频情况 $ka^2 \gg g$ 不适用，其中， a 为管壁半径， g 为金属管长度，参考下图 Fig. 1。这篇论文给出的公式在稳态或非极高频情况下，能够退化为经典公式；在极高频渐进情况下，给出新的表示式。

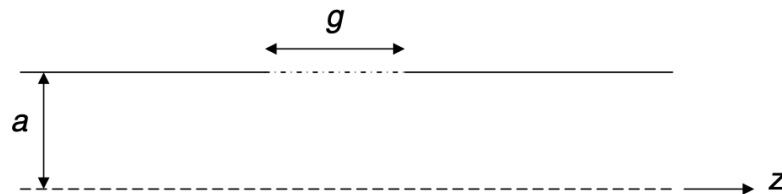


FIG. 1. Cylindrical tube of radius a , having finite conductivity σ in a section of length g , and infinite conductivity outside this interval.

5.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文给出有限长电阻圆柱金属管壁的阻抗的一般表示式，为一积分方程。在稳态或非极高频情况下，退化为经典公式；在极高频渐进情况下，给出新的表示式。
- 贡献：这篇论文保留 S. Krinsky 的论文风格，在论文开头一般总结该论文的主要结果。有限长对称圆柱金属管电阻壁的阻抗可写为

$$Z(a, g; k) = \frac{Z_s(k)g}{2\pi a} G(a, g; k)$$

其中,

$$Z_s(k) = (1 + j)Z_0 \sqrt{\frac{k}{2\sigma Z_0}}$$

针对 G 的表示式, 分两种情况

– 稳态、非极高频情况, 即 $ka^2 \ll g$

$$G \cong G_\infty(ks_0) = \frac{1}{1 + \frac{1}{4}(j-1)(ks_0)^{3/2}}, \quad s_0 = \left(\frac{2a^2}{Z_0\sigma}\right)^{1/3}$$

– 暂态、极高频情况, 即 $ka^2 \gg g$

$$G \cong G_T(ks_g) = (ks_g)^{-2} \left[1 - e^{-(ks_g)^2} - \frac{2jks_g}{\sqrt{\pi}} + je^{-(ks_g)^2} \operatorname{erfi}(ks_g) \right], \quad s_g = \sqrt{\frac{g}{2Z_0\sigma}}$$

其中, 虚误差函数定义为

$$\operatorname{erfi}(z) = -j \operatorname{erf}(jz) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z dx \exp(x^2)$$

以上为主要结果, 给出了电阻壁阻抗的近似解析公式。对应的近似尾场函数可参考该论文 Section IV, 此处不论。

这篇论文的分析思路为, 先从圆柱对称金属管壁的一般解开始, 采用 Leontovich 边界条件将管壁上的横向角方向磁场与纵向电场建立联系, 形成在管壁上纵向电场 $f(z) = E_z(r=a, z)$ 的一积分方程

$$f(z) = -\frac{Z_s I_0 e^{-jkz}}{2\pi a} + \frac{Z_s jka}{2\pi Z_0} \int_0^g dz' K_p(z-z') f(z')$$

其中, 核函数

$$K_p(z-z') \equiv -\int dq \frac{J_1(Ka)}{Ka J_0(Ka)} e^{jq(z-z')} = \frac{2\pi j}{a} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{-jb_s|z-z'|/a}}{b_s}$$

接着, 这篇论文利用基底分解思路求解此积分方程, 化简为一组线性方程组, 求解傅里叶展开的系数 C_n 。

这篇论文针对两种极端情况给出解析解, 分别为 $ka^2 \ll g$ 、 $ka^2 \gg g$ 。

得到解析形式的阻抗之后, 对应的尾场函数也能得到。接着, 这篇论文还推导出 loss factor, 包含纵向的 energy loss factor 与横向的 kick factor。

最后, 这篇论文 Section VII 总结讨论了阻抗公式的适用范围与应用场景, 值得琢磨。

5.4 其它

对 SSMB 的束团，在 insertion section，传统电阻壁公式未必适用，可应用此论文给出的结果。