

加速器束流动力学期刊论文导读 (2020 年)

受“京师物理”公众号启发，我们¹便萌生将加速器领域的代表性期刊 Physical Review Accelerators and Beams (PRAB) 里一些近期上线的论文进行导读。目前仍在试行阶段，主要导读材料选自 PRAB 2020 年上线的期刊与部分美国物理学会 (American Physical Society, APS) 旗下的其它期刊里涉及加速器方面的论文。

发起导读的**初衷**乃是由于导读成员们研究领域接近但不全相同，因此，通过适当分配导读任务，各自成员消化被分配的论文后，希望汇总的导读可以集结并更有效地在成员间分享。分配导读的**原则**按各自成员熟悉或感兴趣的课题，如此一来，导读或许能更有效率亦更深入（相较于对分配的论文课题较不熟悉的成员而言）。导读的**目的**：对于与某论文主题非直接相关的成员，希望通过这个导读分享，扩展各自成员手边正在进行的研究课题以外的其它相关课题的认识（横向认识）；对与某论文主题直接相关的成员，通过阅读该论文，可以获知目前课题的最新进展（纵向认识）。

由于这个导读仍处于试行阶段，并且限于成员水平，许多地方有待改进（正）。任何建议、意见都欢迎提出、指正。试行期间，欢迎更多成员加入导读行列。本次导读成员负责内容与结果统计如下表

¹目前导读成员有蔡承颖 (华中科技大学)、秦伟伦 (Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY)、宋怡方 (华中科技大学, 博士研究生)、雷健 (华中科技大学, 博士研究生)、范子钰 (华中科技大学, 硕士研究生)、袁怡 (华中科技大学, 硕士研究生)、郭兆珩 (Stanford University, 博士研究生)。

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[2]、[3]、[4]、[11]、[16]、[18]、 [20]、[21]、[27]、[28]、[29]、[31]、 [14]、[34]、[35]、[36]、[37]、[38]、 [40]	jcytsai@hust.edu.cn
秦伟伦	[22]、[10]、[32]、[33]	qinweilun1991@gmail.com
宋怡方	[7]、[12]、[30]、[8]、[39]、[1]	yifangsong@hust.edu.cn
雷健	[6]、[23]、[26]、[17]、[15]	aaron_lei@hust.edu.cn
范子钰	[13]、[25]、[19]	m202071684@hust.edu.cn
袁怡	[5]、[24]	verayy@hust.edu.cn
郭兆珩	[9]	zhaoheng@stanford.edu

目录

1	偏转场引起的横向发射度增长下限 [PRAB 23-01] Lower limit of the transverse emittance growth in deflecting rf fields	6
2	电子压缩器中的三维相干同步辐射效应 [PRAB 23-01] Three-dimensional effects of coherent synchrotron radiation by electrons in a bunch compressor	9
3	X 射线自由电子激光中微束团不稳定性抑制研究 [PRAB 23-01] Mitigation of microbunching instability in x-ray free electron laser linacs	11
4	超辐射自由电子激光的后饱和动力学与超光速传输 [PRAB 23-01] Postsaturation dynamics and superluminal propagation of a superradiant spike in a free-electron laser amplifier	13
5	激光堆栈和光阴极材料对光注入器微束团不稳定性的影响 [PRAB 23-02, 袁怡导读] Impact of laser stacking and photocathode materials on microbunching instability in photoinjectors	17
6	激光堆叠技术和光阴极材料对光注入器微群聚不稳定性的影响 [PRAB 23-02, 雷健导读] Impact of laser stacking and photocathode materials on microbunching instability in photoinjectors	21
7	通过 DBA 压缩器在 MeV 超快电子衍射中突破 50 飞秒时间分辨率的界限 [PRL 124] Breaking 50 Femtosecond Resolution Barrier in MeV Ultrafast Electron Diffraction with a Double Bend Achromat Compressor	25

8	由太赫兹驱动束团压缩装置实现的低时间抖动的飞秒相对论性电子束 [PRL 124] Femtosecond Relativistic Electron Beam with Reduced Timing Jitter from THz Driven Beam Compressor	28
9	关于自由电子激光 Fresh-Slice 模式的数值分析与优化 [PRAB 23-03] Simulation analysis and optimization of fresh-slice multistage free-electron lasers	30
10	新鲜切片型多级自由电子激光的模拟分析与优化 [PRAB 23-03] Simulation analysis and optimization of fresh-slice multistage free-electron lasers	33
11	微束团的单粒子动力学研究 [PRAB 23-04] Single-particle dynamics of microbunching	35
12	太赫兹驱动电子束压缩器中的飞秒压缩动力学及时间抖动抑制 [PRL 124] Femtosecond Compression Dynamics and Timing Jitter Suppression in a THz-driven Electron Bunch Compressor	39
13	两块弯铁系统中的相干同步辐射尾场表达式以及在多圈能量回收直线加速器中的仿真结 果 [PRAB 23-05] Coherent synchrotron radiation wake expressions with two bending magnets and simulation results for a multiturn energy-recovery linac	42
14	储存环作为量子计算机的一种实现 [PRAB 23-05] Towards storage rings as quantum computers	45
15	激光驱动等离子体加速器中的电子微束团相干光学特征 [PRL 125] Coherent Optical Signatures of Electron Microbunching in Laser-Driven Plasma Accelerators	48
16	纵向与横向模式耦合不稳定性分析: Vlasov 解与粒子跟踪程序 [PRAB 23-07] Longitudinal and transverse mode coupling instability: Vlasov solvers and tracking codes	49
17	利用横向偏转腔实现不受相干同步辐射影响的纵向束团整形 [PRAB 23-07] Coherent synchrotron radiation free longitudinal bunch shaping using trans- verse deflecting cavities	52
18	非极端相对论带电粒子束的阻抗壁尾场计算 [PRAB 23-09] Resistive-wall wake for nonrelativistic beams revisited	55

19	对非相对论性束流电阻壁尾场的再研究 [PRAB 23-09] Resistive-wall wake for nonrelativistic beams revisited	57
20	微束团电子冷却中的强子束演进研究 [PRAB 23-11] Hadron beam evolution in microbunched electron cooling	59
21	利用角色散引致的微束团在衍射极限储存环产生极高亮度的相干同步辐射 [PRAB 23-11] Extremely bright coherent synchrotron radiation production in a diffraction-limited storage ring using an angular dispersion-induced microbunching scheme	61
22	用于兆赫兹重复频率束团电流分布重建的非阻拦式太赫兹光谱学 [PRAB 23-11] Noninvasive THz spectroscopy for bunch current profile reconstructions at MHz repetition rates	63
23	通过利用时域调制的激光脉冲研究微束团不稳定性 [PRAB 23-10] Microbunching instability characterization via temporally modulated laser pulses	68
24	激光尾波场加速的电子束演化 [PRAB 23-11] Electron bunch evolution in laser-wakefield acceleration	70
25	用于脉冲功率加速器的快速混合粒子模拟技术 [PRAB 23-11] Fast hybrid particle-in-cell technique for pulsed-power accelerators	72
26	威尔逊奖: 电子加速器中的横向相空间操纵 [PRAB 23-11] Wilson Prize article: Transverse phase-space manipulations in electron accelerators	76
27	自由电子激光非线性辐射场的一个简单模型 [PRAB 23-12] Simple model for the nonlinear radiation field of a free electron laser	78
28	单次或循环加速器中, 考虑束内散射效应的微束团不稳定性理论 [PRAB 23-12] Theoretical formulation of phase space microbunching instability in the presence of intrabeam scattering for single-pass or recirculation accelerators	80
29	一种特殊形式的电子束产生的频率倍增相干辐射 [PRST-AB 16-01] Frequency multiplication using coherent radiation of a “snake” beam	82
30	发展亚 10 飞秒超快电子衍射技术的方法 [Structural Dynamics 7, 034301 (2020)] Method for developing a sub-10 fs ultrafast electron diffraction technology	84

31	利用“冷”电子束增进 (外) 种子自由电子激光效能 [PRAB 23-12] Enhanced seeded free electron laser performance with a “cold” electron beam	87
32	基于量身定制的可 3D 打印的电介质线波导的纵向相空间合成 [PRAB 23-13] Longitudinal phase space synthesis with tailored 3D-printable dielectric-lined waveguides	91
33	用于自由电子激光纵向电子束表征的延迟-失谐扫描 [PRAB 23-12] Delay-detune scan for longitudinal electron beam characterization at free-electron lasers	94
34	存在失谐阻抗时匀束团的快-慢模耦合不稳定性 [PRAB 23-12] Fast-slow mode coupling instability for coasting beams in the presence of detuning impedance	97
35	三代光源波荡器对磁聚焦结构与发射度的影响 [PRAB 22-12] Effect of undulators on magnet lattice and emittance	101
36	基于能量回收直线加速器的极紫外自由电子激光的紧凑压缩弯转传输段与束团分配线设计 [PRAB 20-08] Compact compressive arc and beam switchyard for energy recovery linac-driven ultraviolet free electron lasers	104
37	求解周期性皱状波纹 (理想导体) 金属束管壁的表面阻抗 [PRST-AB 15-12] Surface impedance formalism for a metallic beam pipe with small corrugations	107
38	考虑导体平行板屏蔽效应的短束团相干同步辐射尾场与阻抗的解析理论 [PRAB 19-04] Analytical theory of coherent synchrotron radiation wakefield of short bunches shielded by conducting parallel plates	110
39	面向零抖动的超快电子衍射技术 [Nature Photonics 14, pp.245-249] Towards jitter-free ultrafast electron diffraction technology	112
40	用于下一代储存环光源单粒子动力学分析的两种粒子跟踪模拟程序的比较 [PRAB 22-11] Comprehensive comparison of two tracking codes for single-particle dynamics evaluation of a next-generation storage ring light source	115

1 偏转场引起的横向发射度增长下限 [PRAB 23-01]

Lower limit of the transverse emittance growth in deflecting rf fields

1.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: V. Paramonov (INR), K. Floettmann (DESY)
- 类型: 理论
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.014401>

1.2 摘要

Panofsky-Wenzel 定理通过将 RF 结构中的横向偏转力和纵向电场分量联系起来。本文在此基础上, 基于麦克斯韦方程组推导了该横向偏转力伴随的纵向磁场分量对于束流横向发射度增长的贡献, 即, 束团在偏转方向受力的作用产生速度分量, 该速度分量与纵向磁场分量相互作用导致的横向发射度增长。此外, 本文以电磁场基本模式的线性组合为基础, 总结了横向偏转场的一般性描述, 线性组合系数由 RF 结构的边界条件决定。这一描述适用于常见的周期性 RF 结构中的 HM-HE 混合模式, 例如: 周期性的 iris-loaded 结构和带电介质层的圆形波导结构 (见下图)。

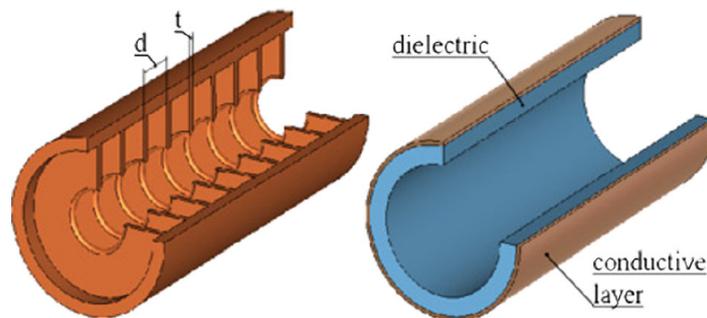


图 1: 周期性的 iris-loaded 结构 (左) 和带电介质层的圆形波导结构 (右)

1.3 贡献或创新点

- 创新点：在 Panofsky-Wenzel 定理的基础上进一步讨论了纵向磁场分量对偏转结构中束流动力学的影响，推导了横向发射度增长公式，该效应与偏转作用相结合会在垂直于偏转力的横向方向产生一个很小、但无法消去的发射度贡献，其决定了横向发射度增长的下限。
- 贡献：分别推导了 HM-HE 混合的 RF 结构中横向偏转力伴随的纵向电场分量和纵向磁场分量对束流动力学的贡献。作者给出了由纵向电场分量引起的一阶能散和二阶的能散公式 [Eq. (1) 和 Eq. (2)]，以及由纵向磁场分量在垂直于偏转力的方向引起的发射度增长公式 [Eq. (3)]。

1.4 公式

$$\sigma_E = \begin{cases} ek_0 V \sigma_x & \text{for } \varphi = 0 \\ ek_0^2 V \sigma_x \sigma_z & \text{for } \varphi = \pi/2 \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{\Delta E^{\text{cor}}}{\Delta z} = \frac{(ek_0 V)^2 L}{cp_z} \frac{1}{6} \quad (2)$$

$$\epsilon_y = \frac{(ek_0 V)^2}{2m_0 c^2 p_z} \sigma_y^2 \sigma_z \quad (3)$$

1.5 Panofsky-Wenzel 定理

由源粒子产生在测试粒子²的尾场力 $\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ，经过一段距离 L (如，某特定器件纵向尺寸)，在 rigid beam 与 ultrarelativistic beam 近似下，有尾场函数 (wake function)

$$\bar{\mathbf{F}}(z = s - vt) = \int_{-L/2}^{L/2} \mathbf{F} ds$$

Panofsky-Wenzel 证明有以下关系

$$\nabla_{\perp} \bar{\mathbf{F}}_z = \frac{\partial}{\partial z} \bar{\mathbf{F}}_{\perp}$$

细节可以参考 [1] 或 [2]。

参考文献

- [1] A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 2nd ed., World Scientific (2013), §3.2.1

²其间隔在经过一段距离 L 期间为一固定值。

[2] A.W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*, 电子版下载 <https://www.slac.stanford.edu/~achao/wileybook.html>

2 电子压缩器中的三维相干同步辐射效应 [PRAB 23-01]

Three-dimensional effects of coherent synchrotron radiation by electrons in a bunch compressor

2.1 基本信息

- 分类：多粒子动力学
- 作者：Yunhai Cai (SLAC) and Yuantao Ding (SLAC)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.014402>

2.2 摘要

这个工作开展了电子压缩器中三维相干同步辐射效应的研究。单电子运动方程按 Courant-Snyder 理论，由 curvilinear 坐标系 (或 Frenet-Serret 坐标系) 的 Hamiltonian 推导得到。横向洛伦兹力因为在 curvilinear 坐标系的关系，在横向转弯平面带有一个势能修正项。这项部分消掉横向向心力，残留的就成了横向尾场。论文结果与 2009 年在 LCLS 的实验比较，得到一致的结果，即 1-D CSR 模型与 3-D CSR 模型对于横向发射度增长预测大致一致。

论文的几个关键假设，包含

1. CSR 场稳态假设，即电子束进入二极铁约 $(24\sigma_z\rho^2)^{1/3}$ 之后适用。
2. 求解 3-D CSR 场时，Lienard-Wiechert 场的第一项忽略不计，即，适用于高能区间 $\beta \rightarrow 1$ 或 $\gamma \gg 1$ 。
3. 电子动力学基于准静态假设，即电子压缩的动态过程没有考虑。

2.3 贡献或创新点

- 贡献：明确给出 3-D CSR 场的表示式，即 Eqs.(7)-(12)，其中，分母都有相同的表示式。这个特点，根据论文里阐述，有一个相伴的好处是，当接近极点时 (即 source particle 接近 test particle 时)，每个分量的力对于数值误差的贡献比较一致。

- 创新点: 为了避开 CSR 场在极点附近发散的问题, 论文推导了 CSR 位能函数 (或 integrated Green's function), 即 Eqs.(23)-(25)。配合 Eqs.(29)-(31), 可以算出 CSR 场在 x, y, s 的各个分量。这些表示式原则上适用于 single-pass transport beamline。

2.4 其它

关于讨论 CSR 一维模型的论文还有 [1]。另外, 二维 CSR 模型在束团压缩时动态过程更细致的讨论可以参考 [2]。关于避开 CSR 场的极点问题, 类似的方法还可以参考 [3]。

参考文献

- [1] A.D. Brynes et al., *Beyond the limits of 1D coherent synchrotron radiation*, New J. Phys. **20**, 073035 (2018), <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aad21d>
- [2] Rui Li, *Curvature-induced bunch self-interaction for an energy-chirped bunch in magnetic bends*, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **11**, 024401 (2008), <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.11.024401>
- [3] D. Sagan et al., *Extended one-dimensional method for coherent synchrotron radiation including shielding*, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **12**, 040703 (2009), <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.12.040703>

3 X 射线自由电子激光中微束团不稳定性抑制研究 [PRAB 23-01] Mitigation of microbunching instability in x-ray free electron laser linacs

3.1 基本信息

- 分类：多粒子动力学
- 作者：Biaobin Li (NSRL) and Ji Qiang (LBL)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.014403>

3.2 摘要

过去论文作者 Ji Qiang 在 Phys. Rev. Lett. **111**, 054801 (2013) 提出一个能够简单抑制直线加速自由电子激光器中微束团不稳定性的方案：在直线加速系统上游加一个二极铁，但缺点是影响了电子束运动路径，有时不是很方便，未必能够适合在目前既有的直线加速自由电子激光器装置中。这篇论文提出同样在直线加速系统上游处束团压缩器中加一个四极铁，使得该处一直至下游接近波荡器前的 dogleg 处存在一些色散 (dispersion leakage)，从而保留了横向-纵向的耦合。利用这个耦合特性，一方面增加相空间混合 (phase space mixing)，另一方面增加了有效切片能散 [如论文中 Eq. (1) 所示]。在接近波荡器前的 dogleg 处再通过适当调整四极铁强度，使得前述压缩器中的四极铁至此处的四极铁形成的传输段整体为 achromat，从而“恢复”了束团原先在压缩器 BC1 前的横向发射度与切片能散。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：如下图，在直线加速系统上游处束团压缩器 BC1 中间加一个四极铁 (注意红色部分)，原先 BC1 没有四极铁时是 achromat，加了四极铁之后，使得该处一直至下游接近波荡器前的 dogleg 处存在一些色散 (dispersion leakage)，从而保留了横向-纵向的耦合 (R_{16})。利用这个耦合特性，一方面增加相空间混合 (phase space mixing)，另一方面增加了有效切片能散 [如论文中 Eq. (1) 所示]。较大的能散能够有效抑制微束团不稳定性。最后，在接近波荡器前的 dogleg 处再通过适当

调整四极铁强度，使得前述压缩器中的四极铁至此处的四极铁形成的传输段整体为 achromat，从而“恢复”了束团原先在压缩器 BC1 前的横向发射度与切片能散。

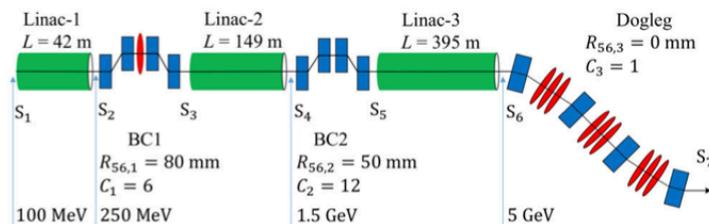


FIG. 1. A schematic layout of a x-ray FEL linac with two compression stages and the microbunching instability mitigation scheme.

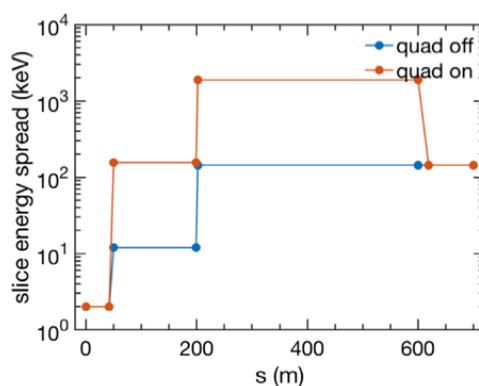


FIG. 4. Evolution of the beam slice energy spread along the longitudinal position when quadrupole in BC1 is turned off and on.

- 贡献：论文中利用 ELEGANT 优化四极铁的参数设置，然后利用 IMPACT 计算微束团不稳定动力学。IMPACT 一个特点是它能够计算三维 space charge 效应，而 ELEGANT 仅有一维纵向空间电荷 (longitudinal space charge, LSC) 模型。注意到，这里区分 3-D LSC 与横向空间电荷效应 (transverse space charge, TSC)。3-D LSC 是考虑了完整三维束团的 3-D SC，然后仅提取纵向分量。另外，TSC 是考虑了完整三维束团的 3-D SC，然后仅提取横向分量。而 1-D LSC 是仅考虑 1-D line charge 的效应。

3.4 其它

论文最后提到这个方案的一些不可避免的缺点，即，束团分布会呈现倾斜 (tilt)。这是由于在 BC1 加了四极铁，残留横向-纵向耦合，导致后方的色品 (chromatic) 效应。因此，如果要采用此方案，进一步更细致的设计是必须的。

4 超辐射自由电子激光的后饱和动力学与超光速传输 [PRAB 23-01] Postsaturation dynamics and superluminal propagation of a superradiant spike in a free-electron laser amplifier

4.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光、多粒子动力学
- 作者：Xi Yang (BNL), Najmeh Mirian (Elettra-Sincrotrone Trieste), and Luca Giannesi (INFN)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.010703>

4.2 摘要

这篇论文研究了单次经过、高增益 (single-pass high-gain) 自由电子激光在后饱和时，在超辐射 (superradiant)³操作区间单一脉冲 (single-spike) 随时间演变的动力学。后饱和时，激光脉冲的群速度大于光速，并且激光脉冲随 (电子束) 局部坐标分布呈现一个在头部的主脉冲 (main peak pulse) 与后段几个次要的光脉冲串 (sub-pulses)。这些尾部次要光脉冲串的横向、纵向相干性随着递减。这篇论文主要通过观察数值计算程序 PERSEO 的模拟结果，讨论了主脉冲与后段脉冲串的形成，及其与切片电子束相空间分布形态的关联，并讨论对尾部次脉冲串可能的抑制方案。

4.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文主要基于 FEL 程序 PERSEO 的数值模拟结果，对一单次通过、高增益 FEL 在后饱和区间电子与辐射场动力学的讨论，偏重对于物理现象的讨论。讨论界定在一个特别的情况，即所谓的超辐射操作区间。论文首先演示了短光脉冲与长光脉冲随电子束与光脉冲的局部相对坐标 (ζ) 与空间纵向坐标 (u) 的演变，如下图。这里“短”与“长”是指相对于 cooperation length 而言，cooperation length 是电子束 (运动速度 $\approx \beta_z c$) 与光脉冲 (运动速度 c) 从电子进入至离开波荡器期间

³注意，这里的“超辐射”含义源自 Bonifacio 的定义 [R. Bonifacio *et al.*, Physics of the high-gain FEL and superradiance, Riv. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. 13, 1 (1990).], 与 Dicke 的超辐射 [R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).] $P \propto N_b^2$ 含义不同。

所产生的有效交互作用的长度，可以写成 $\ell_c = \lambda_0 / (4\pi / \rho_{\text{fel}})$ (其中， λ_0 是辐射波长， ρ_{fel} 称 Pierce 参数，一般约 $10^{-4} \sim 10^{-3}$)。由上图 Fig. 1 可以看出，当初始光

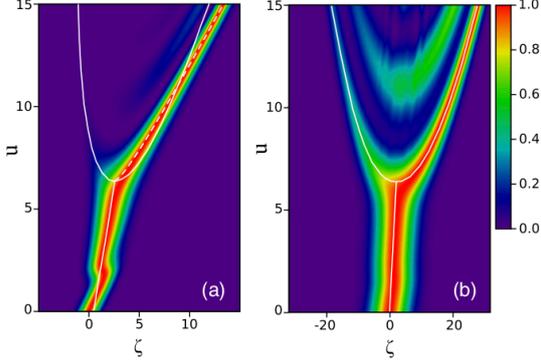


FIG. 1. Radiation power vs ζ, u for two different initial conditions, (a): $\sigma_{z0} = 0.82$, (b): $\sigma_{z0} = 5$. The continuous white line represents Eq. (1), where the u_s position was set to match the saturation splitting position. The white line represents the peak position, drifting with velocity $v_e = 1/3$ before saturation, and splitting for $u > u_s$ into the two roots of Eq. (4). The white dashed line for $u > u_s$ is the function $\zeta_{+c}(u)$. See text for more details.

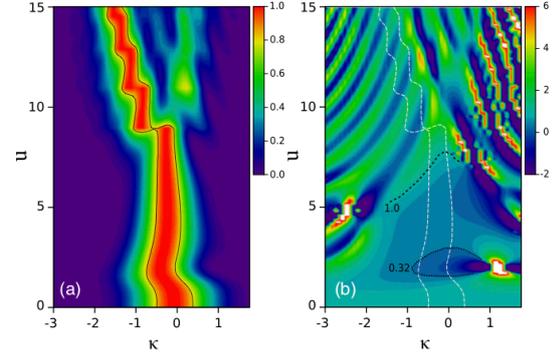


FIG. 3. Power spectrum (a) and group velocity (b) corresponding to the case of Fig. 1(a) vs u, κ . The power P is normalized at each position in u . The white dashed line in (b) represents the power contour line, in black in (a), corresponding to the level ≈ 0.8 . The black dotted and dashed contour lines in (b) delimit the transitions to exponential regime ($v_g \sim 1/3$) and to post-saturation (at $u \sim 7-8$) where $v_g > 1$.

脉冲长度短于 λ_c 时 [Fig. 1(a)], 与长于 λ_c 时 [Fig. 1(b)] 相比, 定性上已经有所不同。共同的是, 在 FEL 达到饱和时 ($u \approx 6$), 光脉冲将分裂为两个模 (mode), 前端模 (leading mode, front mode) 与新鲜的电子束继续作用, 后端模 (trailing mode, rear mode) 则是与旧的、已经被能量或密度调制了的具有较大能散的电子束作用。论文多数篇幅聚焦于对 Fig. 1(a) 的研究。对于 Fig. 1(a), 可以看到, 越是进入深度饱和区间, 光脉冲的 σ_ζ 越小 (pulse duration $\propto u^{-1/2}$), 同时光脉冲功率增加 (pulse peak power $\propto u^2$), 并且光脉冲能量也增加 (pulse energy $\propto u^{3/2}$)。

- 创新点: 论文创新的讨论大抵上从 Sec. III 开始, 先是研究了短光脉冲情况下 ($\sigma_\zeta \leq \ell_c/c$) 在饱和时分裂开始, 对分裂的个别光脉冲用高斯分布拟合 (或近似), 然后解出前后个别脉冲的中心位置, 上图 Fig. 1 中的白色实线即是通过基于模拟结果现象的观察, 经过拟合 (近似) 得出的。除了光脉冲分裂现象外, 论文还讨论了 Fig. 1 中光脉冲的“斜率”(pulse propagation velocity, 定义为 $v = d\zeta/du$, 与实际速率 $v_L = dz/dt$ 之间的关系由 Eq.(1) 关联) 演变, 对于 Fig. 1(a), 在 $u \approx 2$ 时, 出现斜率改变, 从 $v = 1$ 到 $v \approx 1/3$, 此时由于 FEL 放大的场幅值开始大于初始电场幅值。另外, 在 FEL 达到饱和时, 前端模的斜率也变了, 从 $v = 1/3$ 回到 $v = 1$ 。关于各种“速率”的讨论, 除了群速率 (group velocity) 与脉冲包络传递速率 (pulse propagation velocity), 还讨论了中心速率 (centrovelocity) 与信息速率 (information velocity), 解释了超光速现象。论文还讨论了上图 Fig. 1 的傅立叶转换的动力学行为, 如上图 Fig. 3 所示。从 Fig. 3(a) 可以看到功率谱有“红移 (red-shifted)”现象 ($\kappa = (k - k_0) / 2\rho_{\text{fel}}k_0$); 从 Fig. 3(b) 可看到群速度出现调制现象, 并且随着 u 不同而异。

此外，论文中还讨论了时域 (ζ) 情况下的光脉冲动力学，如下图所示 [在 $u = 15$ 处，对应 Fig. 1(a)]。可以看到大约有六个起伏。由右至左，大抵上来说，尾部次脉冲串的存在是由于辐射场与电子束群聚因子的干涉结果造成。从 Fig. 4 可以看出，随着光场振荡，群聚因子也跟着振荡。倒是群聚因子大抵维持大约在 0.5 范围内。论文紧接着还讨论了在后饱和区间，电子束切片能散如何影响尾部次脉冲串，

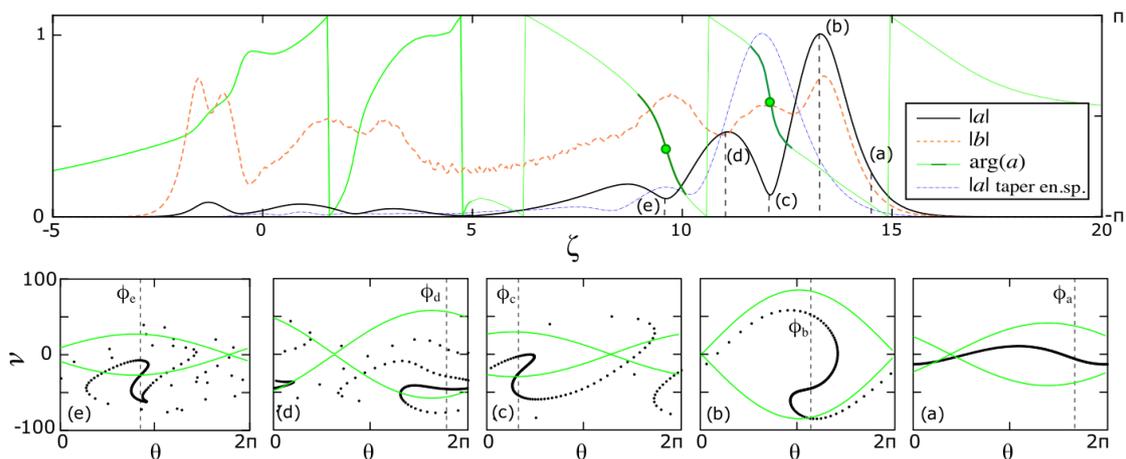


FIG. 4. Field amplitude normalized to the peak (black line), field phase (green-right scale) and modulus of the bunching factor (dashed-orange) vs ζ , are shown (at $u = 15$). The field phase at the positions (c) and (e) corresponding to the field amplitude minima in the front mode, is indicated by the green dot and the phase line is in evidence in dark green in the regions of phase shifts between the peaks. The e-beam phase spaces at the positions (a–e) are plotted in the bottom row figures. The green lines in (a–e) represent the separatrices $S_{\pm} = \pm\sqrt{2[\text{Re}(a)\sin(\theta) + \text{Im}(a)\cos(\theta) + |a|]}$ showing the field phase and the fraction of trapped electrons. The phase of the bunching factor b at each position is indicated by $\phi_{a,b,c,d,e} = (1.65, 1.15, 0.33, 1.78, 0.85)$ respectively (vertical black-dashed lines). The blue-dashed line represents the field envelope in presence of tapered energy spread, according to the rule given in Eq. (7), with $\alpha_r = 4\%$.

考虑了次脉冲串所占的全部脉冲能量比 $w_{\Delta} = E_{\text{tail}}/E_{\text{total}}$ 与主脉冲随电子束能散导致的峰值下降比 $\eta = E_{\text{peak}}(\sigma_{\epsilon})/E_{\text{peak}}(0)$ ，其中， $E_{\text{peak}}(0)$ 是理想情况 (cold beam limit) 下的主脉冲峰值。通过调整电子束在后饱和区间的能散，可以有效调整时间带宽积 (time-bandwidth product, TBP)、 w_{Δ} 与 η 。

4.4 其它

论文最后一部分关于电子束能散对于 FEL 后饱和效能的影响，仅考虑一个“虚构”的情况，即，当电子束进入饱和区后，能散沿 ζ 产生线性改变。但是并没有说明如何产生这样的电子束切片能量分布。

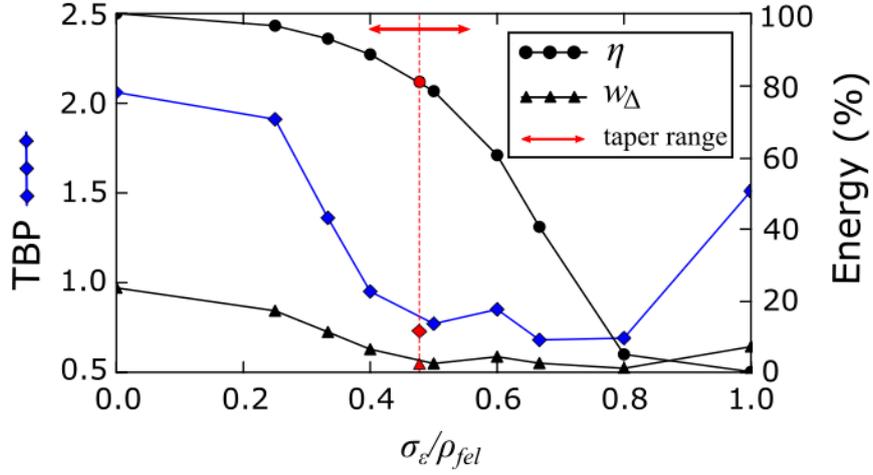


FIG. 6. Effect of the beam energy spread σ_e on the relative energy in the main peak E_{loss} (black circles), on the fractional tail energy w_Δ (black triangles) and on the pulse r.m.s. time bandwidth product (blue squares). The red symbols represent the same parameters in presence of tapered energy spread according to the rule given in Eq. (7), with $\alpha_t = 4\%$. The red dashed line is centered on the range spanned by the local value of the energy spread during the pulse evolution. This range is indicated by the horizontal red-arrow.

5 激光堆栈和光阴极材料对光注入器微束团不稳定性的影响 [PRAB 23-02, 袁怡导读]

Impact of laser stacking and photocathode materials on microbunching instability in photoinjectors

5.1 基本信息

- 分类: 相对论性多粒子动力学
- 作者: S. Bettoni, M. Csatar Divall, *et al.* (主要机构: Paul Scherrer Institut, PSI)
- 类型: 数值模拟、实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.024401>

5.2 摘要

利用激光堆栈技术输出纵向平顶激光入射光阴极获得沿束线均匀分布的束流参数的技术受到很多关注,但不可避免会在压缩时出现微束团不稳定性现象。本文的作者们利用 ASTRA、ELEGANT 模拟发现激光加热器只能在阴极调制波长较小时有效减少微束团不稳定性的增益,并通过实验观察到强压缩下 (strong compression) 电子束纵向相空间分布与电流脉冲 (或电荷密度) 分布会分裂 (fragmentation), 数目大约为激光脉冲的两倍,并使增益较大。该结果与仿真一致并证明铜光阴极结合脉冲堆栈技术**不适合**驱动多压缩段的自由电子激光 (free electron laser, FEL)。作者们还通过模拟和实验证明,使用响应时间较长的材料 (如 Cs₂Te) 可以有效抑制激光对电子束纵向剖面的冲击,使微束团不稳定性减弱,为堆栈技术在自由电子激光中的应用提供新的可能性,可与激光加热器相互补充提高 FEL 性能。

5.3 贡献或创新点

- 贡献: 作者们利用数值程序模拟了激光加热器减小微束团不稳定性增益的适用范围,数值模拟发现电子脉冲纵向分裂现象,并对压缩过程束团的纵向相空间演化进行实验,提供了高压因子下 8 与 16 个子脉冲对应的束纵向相空间分裂的实验验证,这与微束团不稳定性的强度调制数量恒定理论**相反**。作者们还提出使用 Cs₂Te 等响应时间更长的材料可减弱激光堆栈引入的微束团不稳定性,为减小 FEL 微束团不稳定性提供新方法。

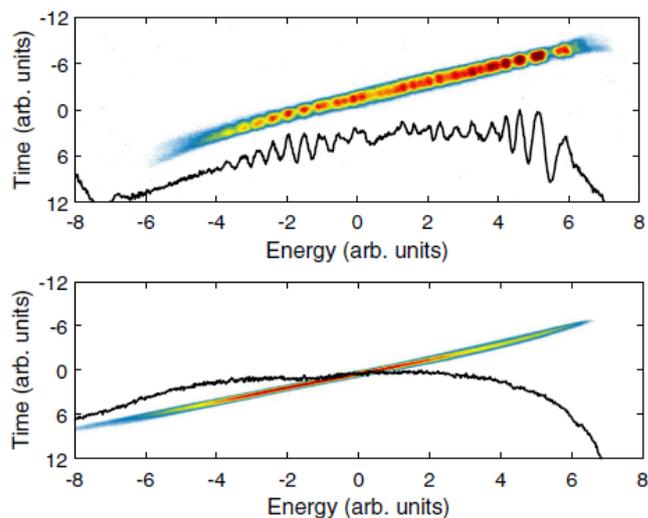


FIG. 12. Measured longitudinal phase space distribution of an electron bunch emitted from a copper (top) and a Cs_2Te photocathode (bottom) illuminated by the laser profile obtained by stacking 16 subpulses. In both cases the bunch compression factor is 6, at the beam energy of 200 MeV. The bunch charge is 200 pC in the case of the Cs_2Te cathode, but only 100 pC in the case of the copper cathode, which suffered from poor quantum efficiency. Therefore, space-charge effects are smaller in this case.

- 创新点：进行了数值模拟发现了压缩电子束纵向相空间分裂的重要现象并利用实验对相空间进行观测和验证。为减弱 FEL 微束团不稳定性提供了更换响应时间长的阴极材料的新方法，使激光对电子束的冲击平滑。

5.4 实验结果

论文重要数值模拟和实验结果如下图所示，

- 不同光电阴极材料响应时间 t 对应的数值模拟电流分布；
- 8 个子脉冲对应的电流分布 (上) 和束流纵向相空间 (下) 的实验测量结果；
- 16 个子脉冲对应的电流分布 (上) 和束流纵向相空间 (下) 的实验测量结果。

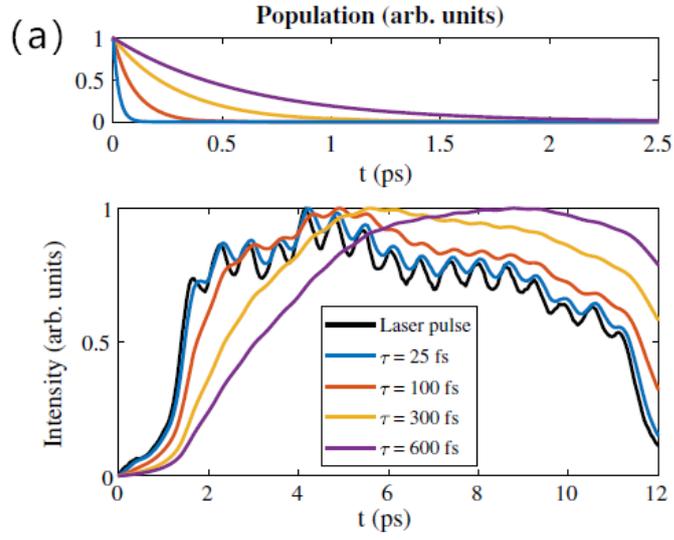


FIG. 7. Top: Response function assumed in the calculations for different photocathode material response times τ indicated in the legend. As a response function of the photocathode we assumed an exponential time decaying function with time constant equal to τ . Bottom: Expected electron bunch longitudinal profiles at the photocathode assuming the measured laser pulse consisting of 16 stacked subpulses, see Fig. 9.

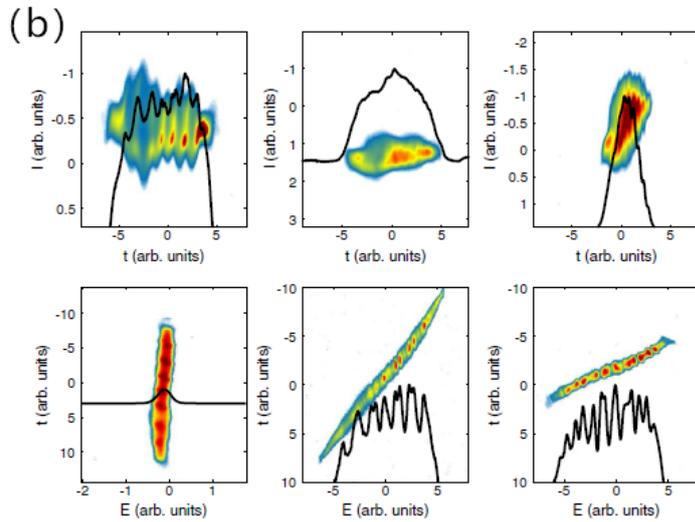


FIG. 10. Measured bunch current profiles (top row) and beam longitudinal phase space (bottom row) at the end of the injector corresponding to the laser profile shown in Fig. 8 without compression (left column), and for a compression factor of 6 (middle column), and 12 (right column). The copper cathode is used to generate the electron bunch.

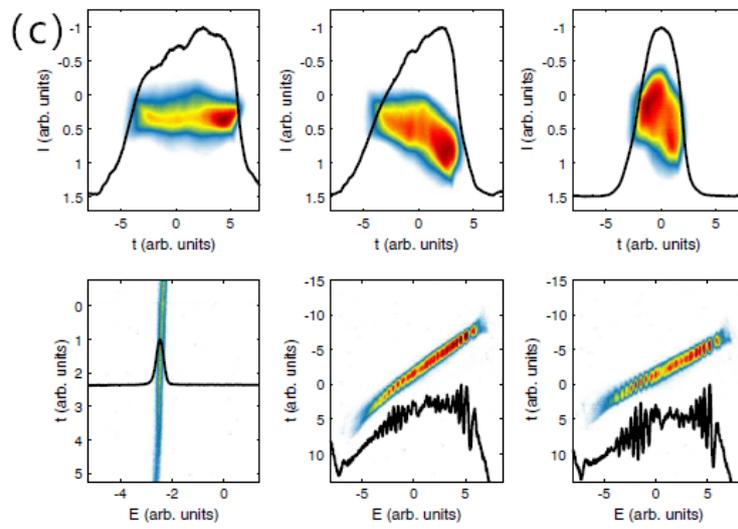


FIG. 11. Measured bunch current profiles (top row) and beam longitudinal phase space (bottom row) at the end of the injector corresponding to the laser profile shown in Fig. 9 without compression (left column), and for a compression factor of 6 (middle column), and 12 (right column). The copper cathode is used to generate the electron bunch.

6 激光堆叠技术和光阴极材料对光注入器微群聚不稳定性的影响 [PRAB 23-02, 雷健导读]

Impact of laser stacking and photocathode materials on microbunching instability in photoinjectors

6.1 基本信息

- 分类: 相对论性多粒子动力学
- 作者: S. Bettoni, M. Csaturi Divall, R. Ganter, M. Pedrozzi, E. Prat, S. Reiche, T. Schietinger, A. Trisorio, and C. Vicario (Paul Scherrer Institut), V. Goryashko (Uppsala University)
- 类型: 实验、数值模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.024401>

6.2 摘要

本文经实验和数值模拟发现, 微束团不稳定性 (microbunching instability, MBI) 让基于激光堆叠技术 (laser stacking technique) 与使用短响应时间光阴极材料的自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 设备的性能下降。本论文提出, 使用响应时间较长的光阴极材料可以有效抑制由激光堆叠技术产生的束团微结构, 有助于提高 FEL 设备性能。这种方式能将任何自由电子激光器的 MBI 降至最低, 进而减少使用其他可能会降低自由电子激光性能的策略, 如激光加热器 (laser heater, LH)。

6.3 贡献或创新点

激光堆叠技术通过在时间上堆叠几个脉冲来近似产生平顶结构, 实现均匀的纵向电荷密度分布。然而该过程不可避免地会导致激光轮廓上的一些密度调制。在光注入器的低能区, 电子束团受到极强空间电荷力, 使得激光堆叠技术产生的平顶结构中的每个高斯子脉冲头部和尾部被推离堆叠中心, 每一个单脉冲演变成分叉分布, 从而使密度调制向更高频率移动, 使得 MBI 增益变大, 最终 FEL 性能将比预期严重下降。

- 贡献: 在使用铜作为光阴极材料时, 在较强的束团压缩情况下, 会观察到堆叠的脉冲分裂成单个, 使得 MBI 产生的增益大于激光调制。因此, 在使用快速响应的

光阴极材料（几十 fs）的情况下，堆叠技术不太适合驱动 FEL 光注入器。在使用较长响应时间的阴极材料碲化铯（Cs₂Te）时，光阴极充当激光轮廓的低通滤波器，轮廓的微结构被磨平，从而抑制 MBI 的产生源，提高电子束质量。此外，模拟和理论分析了从光阴极到经过第一个压缩腔之后的 MBI，发现在直线加速器中 MBI 主要被纵向空间电荷效应 (longitudinal space charge effects, LSC) 放大，相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 对增益只有 10% 的影响。

- 创新点：此外论文还通过 ELEGANT、ASTRA 模拟讨论了 LH 的影响，LH 对短波长的 MBI 抑制作用更有效。相比之下，在较长波长下，用 LH 更难抑制 MBI，同时伴随着饱和功率的下降。

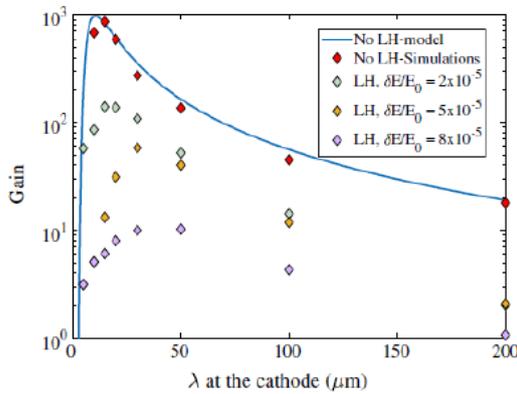


FIG. 4. Simulated spectral gain at the exit of the first bunch compressor assuming different values for the uncorrelated energy spread $\Delta E/E_0$ induced by the laser heater. The curve from the analytical model from Fig. 3 (no laser heater) is overlaid for comparison.

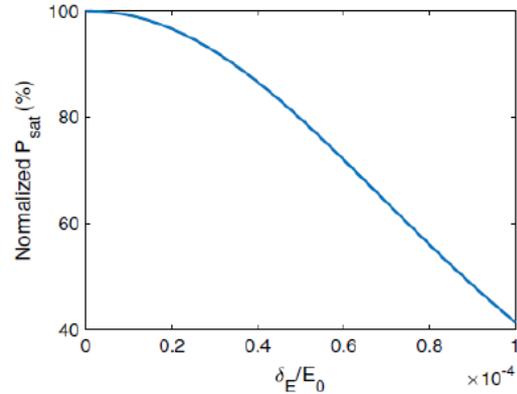


FIG. 5. Expected degradation of the FEL power (saturation power normalized to the case without laser heater) as a function of the relative uncorrelated energy spread induced by the laser heater, calculated for the SwissFEL Aramis line at 0.1 nm photon wavelength.

此外，通过对子脉冲的持续时间模拟可以看出，每个子脉冲的持续时间越短就会有越强的空间电荷力造成更严重变形，相对于初始脉冲数量，最终脉冲的数量增加了一倍，束团密度调制的频谱向 MBI 更严重的频率移动。

最后对比了不同响应时间的光阴极材料对束团密度分布的影响，响应时间越短，电子束团的密度分布就越接近激光的轮廓。较长响应时间的光阴极材料，使得激光轮廓上的微结构被磨平，最终不再出现在束团的密度分布上。因此，通过采用长响应时间材料，可以避免子脉冲的分叉，在不增加能散的情况下抑制 MBI。

6.4 其它

- 在光注入器的低能区，由于电子束团受到极强空间电荷力，这种非线性效应使得每一个单脉冲演变成成分叉分布，本文的理论模型是基于 [1]，使用解析的方法得到通过第一个压缩器的增益：

$$G(k_0) = \left| \frac{b_F(Ck_0)}{b_0(k_0)} \right|$$

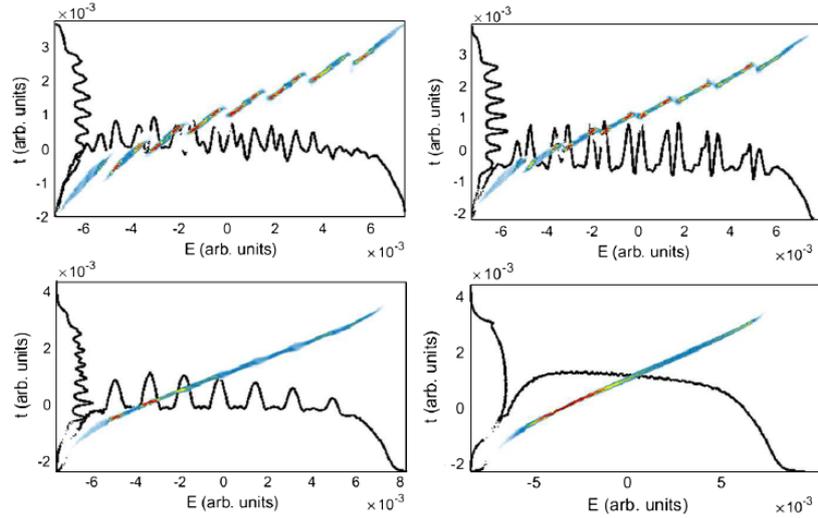


FIG. 6. Simulated longitudinal phase space (time t and energy E) of the electron beam after compression assuming for the generation at the photocathode a laser longitudinal profile consisting of 8 stacked subpulses. A compression factor of 12 is applied. From top left to bottom right the assumed subpulse durations are 100 fs, 300 fs, 400 fs, and 600 fs. The total charge is 200 pC and the total pulse duration is 10 ps (FWHM) for all cases.

但未将响应时间造成的非线性效应纳入解析公式，而是通过对频率的移动定性分析对 MBI 的影响，因此这个公式不再适用于定量分析。写出一个包含这种非线性效应的解析/半解析表达式是一个值得研究的方向。

- 从 Fig. 6 可以看出束团除了密度调制还有能量调制，如何将此种能量调制纳入完整的理论模型是另一个值得研究的方向。
- 如果能把 LH 的影响加到解析/半解析理论，这也是值得研究的一个方向。

参考文献

- [1] Huang Z., Borland M., Emma P. *et al.*, Suppression of microbunching instability in the linac coherent light source, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* **7**, 074401 (2004), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.7.074401>

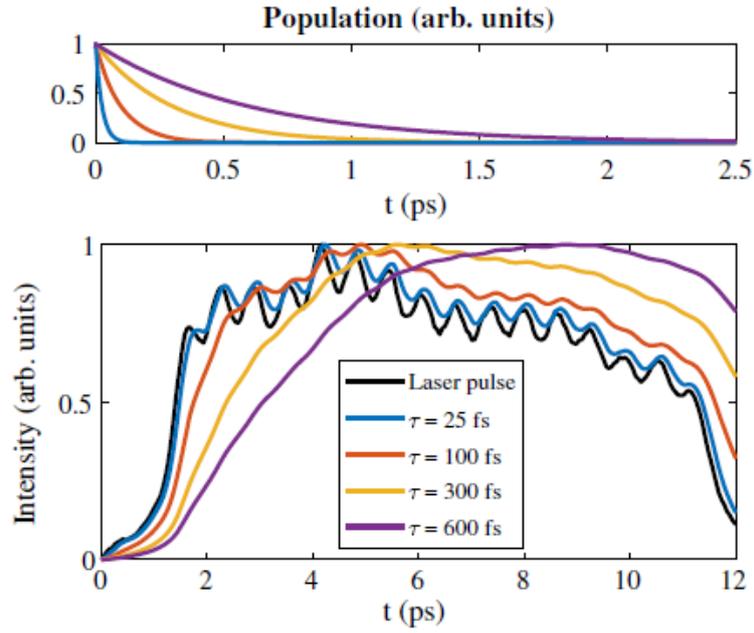


FIG. 7. Top: Response function assumed in the calculations for different photocathode material response times τ indicated in the legend. As a response function of the photocathode we assumed an exponential time decaying function with time constant equal to τ . Bottom: Expected electron bunch longitudinal profiles at the photocathode assuming the measured laser pulse consisting of 16 stacked subpulses, see Fig. 9.

7 通过 DBA 压缩器在 MeV 超快电子衍射中突破 50 飞秒时间分辨率的界限 [PRL 124]

Breaking 50 Femtosecond Resolution Barrier in MeV Ultra-fast Electron Diffraction with a Double Bend Achromat Compressor

7.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Fengfeng Qi (SJTU), Zhuoran Ma (SJTU) *et al.* (主要机构: 上海交通大学)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.124.134803>

7.2 摘要

该论文通过实验展示了一种基于 DBA(Double Bend Achromat) 的电子束压缩方案, 用来压缩电子束的束团长度以及飞行时间抖动。在该方案中, 由光阴极射频电子枪产生的 MeV 量级的电子束受到空间电荷效应的作用, 在纵向相空间中产生正的能量啁啾(chirp)。在 DBA 中, 电子束头部的能量较高的电子(相比尾部的能量较低电子)会经过更长的飞行轨道, 进而使电子束尾部的电子追上头部的电子, 实现束团的纵向压缩。这一效应同样可以用于补偿由束团中心能量抖动引起的飞行时间抖动。本论文展示了通过优化 DBA 参数可以使电子束的飞行时间不受 RF 场幅值波动的影响。在激光驱动的 THz 偏转实验中, DBA 将一个 20 fC 的电子束的束长和到达时间抖动分别压缩到了 29 fs (FWHM) 和 22 fs (FWHM)。该电子束可以将超快电子衍射的时间分辨率提升到 50 fs (FWHM), 从而可以清晰观测到铋 A_{1g} 模式下的晶格震动, 此外, 由于时间分辨率的提高和电子通量的增加, 与声子耦合和衰变有关的振荡弱散射信号也可以清晰分辨。

7.3 贡献或创新点

- 创新点: 目前已知的两个应用于超快电子衍射的 DBA 束团压缩实验之一, 另一个 DBA 压缩方案应用在韩国 KAERI 的 UED 装置上 [1]。与 KAERI UED 中的使用同向偏转的两个二极铁不同, 本论文中使用的两个二极铁反向偏转, 两种方案均实现了束团长度和飞行时间抖动的压缩。

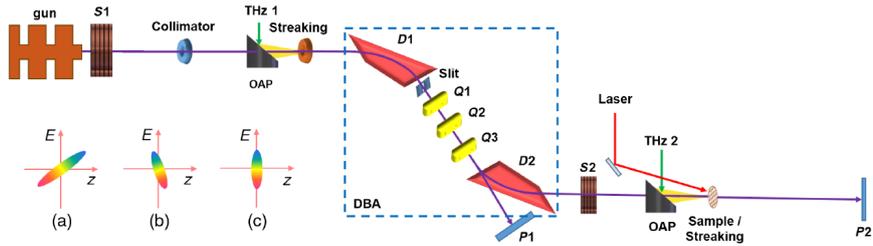


图 2: 基于 DBA 的束压缩原理图。光阴极射频枪产生的电子束在 DBA (蓝色虚线区域) 中被压缩。利用离轴抛物面镜 (OAP) 将两个太赫兹脉冲聚焦在圆孔上, 测量束团长度和时间抖动。两个螺线管透镜 (S1 和 S2) 用于控制光束大小, 两个荧光屏 (P1 和 P2) 用于测量光束横向分布。从 DBA 入口到 DBA 出口, 最后到样品的电子束纵向相空间演化分别在 (a)、(b)、(c) 中给出。

- 贡献: 通过实验验证了一种可稳定获得超低飞行时间抖动和超短束团的束团压缩方案, 与基于 RF 压缩腔和 THz 压缩器的方案相比, 该方案可以更好地补偿由 RF 电子枪幅值波动引起的飞行时间抖动。根据现有的 KAERI 和该论文的实验结果, 基于 DBA 压缩方案的超快电子衍射装置可以稳定提供 50 fs 以内的超快电子衍射时间分辨率。

7.4 实验结果

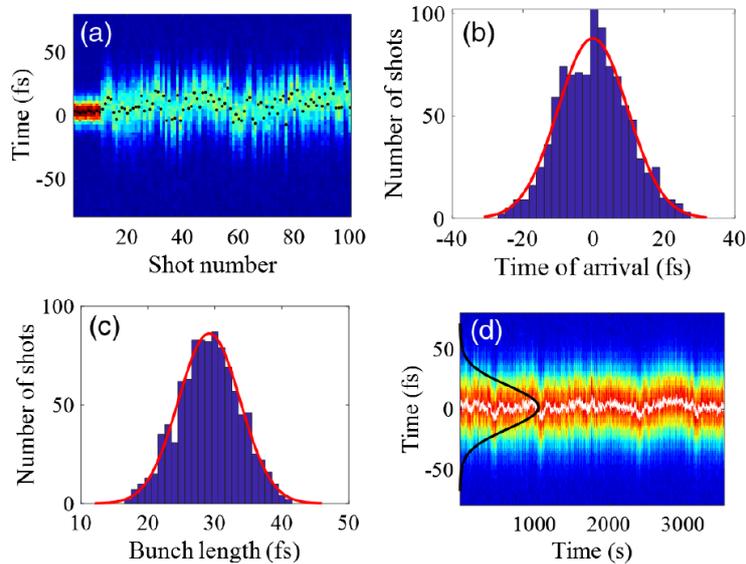


图 3: 使用 DBA 进行完全压缩。(a) 在 THz 偏转器关闭 (前 10 发束团) 和开启 (后续 90 发束团) 的情况下连续测量 100 发束团时域剖面 (temporal profile)。统计了连续 1000 次发射的电子束到达时间 (b) 和电子束半高宽脉冲宽度 (c)。束团长度和到达时间 (d) 的长期稳定性。

参考文献

- [1] Hyun Woo Kim, Nikolay A. Vinokurov, *et al.*, Towards jitter-free ultrafast electron diffraction technology, *Nature Photonics*, 14(4):1-5, 2020. <https://www.nature.com/articles/s41566-019-0566-4>

8 由太赫兹驱动束团压缩装置实现的低时间抖动的飞秒相对论性电子束 [PRL 124]

Femtosecond Relativistic Electron Beam with Reduced Timing Jitter from THz Driven Beam Compressor

8.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Lingrong Zhao, Heng Tang *et. al* (主要机构: 上海交通大学)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.124.054802>

8.2 摘要

本文通过实验展示使用 THz 脉冲驱动的介质管 (dielectric tube) 压缩相对论性电子束的束长并降低时间抖动的方法。通过将线性极化的 THz 脉冲和相对论性电子束在介质管中一同传播, 电子束在 THz 脉冲场的作用下在头尾产生速度调制, 束团长度和时间抖动同时减小。作者们通过实验实现了束团长度从 130 fs 到 28 fs 的压缩效果, 同时, 时间抖动从 97 fs 减小到了 36 fs。

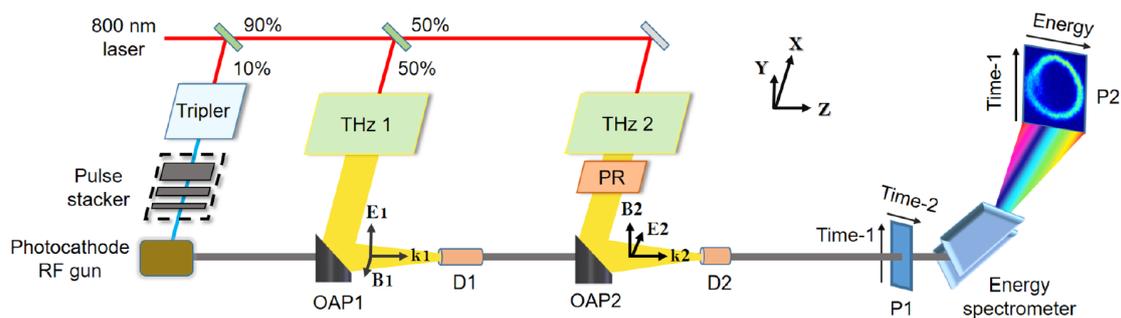


图 4: THz 驱动相对论电子束压缩实验装置。用第一个垂直极化 THz 1 脉冲压缩 3.0 MeV 电子束, 用第二个水平极化 THz 2 脉冲测量。THz 脉冲通过离轴抛物面镜 (off-axis parabolic mirrors, OAP) 聚焦到介质管 (D1 和 D2) 上。

8.3 贡献或创新点

- 创新点：使用一个长 15 mm 和 0.91 mm 内径的石英管结构激发 HEM_{11} 模的场，不同于传统射频聚束器 (RF buncher) 使用的 TM_{01} 模。该结构相比其它结构的 THz 聚束器的优势在于更长的作用距离 (10 mm 量级)。此外， HEM_{11} 模在轴上没有纵向电场分量，因此电子束必须偏轴进入该结构，才能产生聚束效应，且聚束效应随着偏轴程度增强而增强，本文中电子束偏轴 150-200 微米 (μm)。
- 贡献：提出了一种新的 THz 聚束器结构，并通过实验验证了其效果。由于该结构较长的作用长度，使用中等场强 (15 MV/m) 的电磁场即可产生 4-5 倍的压缩效应。该结构的 HEM_{11} 模式的束团压缩效应与偏轴距离有关，偏轴效应对束团品质的影响还有待讨论。

8.4 实验结果

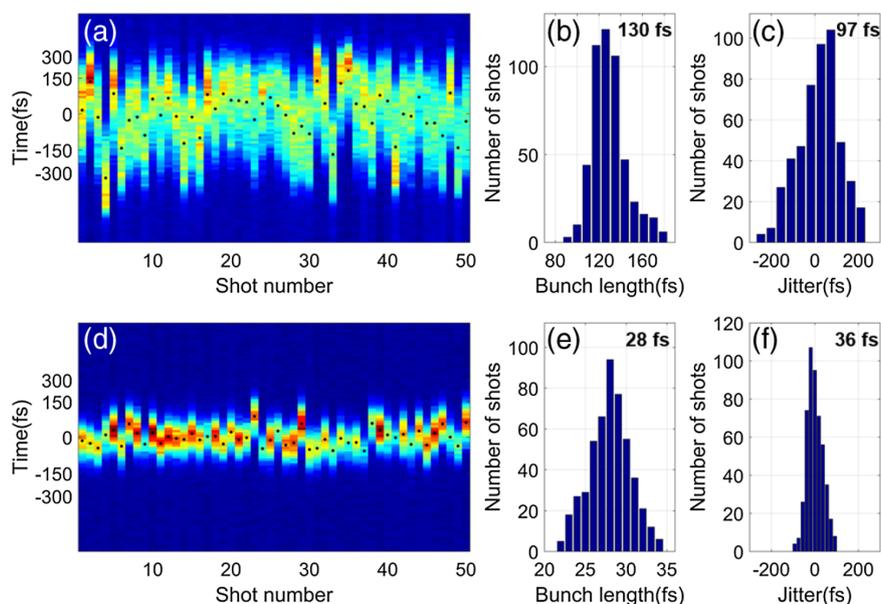


图 5: (a) 和 (d) 是对 50 发束团时域包络的连续测量，其中 (a) 未使用 THz 聚束器而 (d) 使用了 THz 聚束器；(b) 和 (e) 是对超过 500 发束团的均方根脉冲宽度的统计，其中 (b) 未使用 THz 聚束器而 (e) 使用了 THz 聚束器；(c) 和 (f) 是每个束团质心 (黑点) 的分布，用于确定时间抖动，其中 (c) 未使用 THz 聚束器而 (f) 使用了 THz 聚束器。

9 关于自由电子激光 Fresh-Slice 模式的数值分析与优化 [PRAB 23-03]

Simulation analysis and optimization of fresh-slice multistage free-electron lasers

9.1 基本信息

- 分类: 新型加速方法
- 作者: Zhaoheng Guo (郭兆珩), Marc W. Guetg, Yuantao Ding, Agostino Marinelli, Juhao Wu, Zhirong Huang, and Alberto A. Lutman (SLAC)
- 类型: 实验数据分析与数值优化
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.031304>

9.2 摘要

在 SLAC 的自由电子激光机器 LCLS 上, 基于 fresh-slice 的联级放大模式已经成功产生峰值功率高于 100GW 的超短自由电子激光脉冲。在本文中, 我们通过数值模拟来系统地分析 fresh-slice 模式的实验数据, 并对相关模式做了优化。Fresh-slice 模式的核心技巧是利用一组名为 dechirper 的锯齿结构的尾波在电子束的纵向产生一个带有时间依赖 (时间依赖指的是沿着纵向发生变化) 的侧向冲击 (dipole kick)。在下游的 kicker 可以选择性地修正电子束纵向不同切片的轨道, 并且使得这一段有效发光。

本文的数值模拟复现了实验数据中关于脉冲能量、频谱宽度和频谱尖峰数的信息。相关数值模拟还提供了关于脉冲峰值功率和时间宽度等信息, 这在实验中无法直接测量。我们讨论了之前 fresh-slice 模式的潜在缺陷, 并提供了一种简化相关加速器设计和优化脉冲性质的方式。

9.3 贡献或创新点

- 创新点: 本文的核心部分是构建一套理论加数值模拟的分析工具来分析 fresh-slice 模式。Fresh-slice 模式的核心思想是: 在被 dechirper 产生一个时间依赖的侧向冲击之后, 电子束会整体在侧向做 betatron 震动。由于这个 betatron 震动在电子纵向的不同位置有不同的振幅与相位, 这使得我们可以巧妙地通过设置 kicker 来将

电子束的不同部分带回到直线轨道上，并仅仅使这一小部分有效发光。在 LCLS 的实验中，我们选择性地先后使电子的三个部分单独发光。在这一过程中，由第一阶段产生的 SASE 脉冲在第二与第三阶段中被连续放大，最后峰值功率可高于 100GW。关于 dechirper 尾场的理论模型可以参见正文中的公式 (1)-(4) 以及整个附录。

- 贡献

- 本工作的一个核心贡献是发现了使用联级 dechirper 结构的一个重要问题。在此之前，关于 dechirper 所产生的时间依赖四级聚焦/发散效应之讨论仅局限于分析电子束纵向的不同部分是否与机器的 optics 依然匹配。我们发现，上游 dechirper 所产生的 dipole kick 会被下游 dechirper 的时间依赖四级聚焦/发散效应影响，这可能导致电子束最终在侧向被“拧成”一个非线性的形状，进而导致无法被下游的 kicker 选择性修正。这或许意味着诸多自由电子激光机器上正在建设的多级 dechirper 系统都会是无用功。
- 本文的第二个贡献是提供了一套利用一组 kicker 来修正轨道的计算工具。简而言之，为了使电子束纵向某一部分重回到直线轨道，我们需要将这一部分的平均相空间位置-动量修正为 0。正文中的公式 (11) 讨论了相关问题。
- 文本的第三个贡献是复现了实验数据，并给出了关于 FEL 脉冲峰值功率和时间宽度的分析。由数值模拟推断，联级放大的脉冲在峰值功率上可以高达数百 GW，在时间宽度上可以低于 3 fs。下图给出了三级放大过程中 FEL 脉冲在时域和频域的信息，同时也复现了 XTCMV 中电子的相空间时间-能量分布。

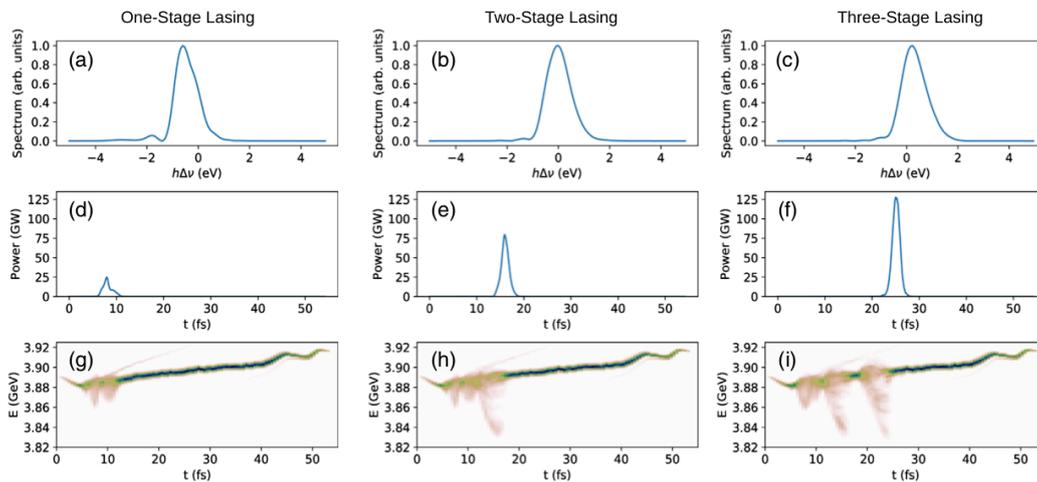


FIG. 10. (a)–(c) XFEL pulses in the frequency domain at the exit of the first, second, and third undulator sections. (d)–(f) XFEL pulses in the time domain at the exit of the first, second, and third undulator sections. (g)–(i) Phase space distributions of the electron bunch at the exit of the first, second, and third undulator sections.

- 我们在最后给出一个可以有效避免产生严重非单调的侧向冲击的方法。简而言之，我们只使用一个 dechirper，并将 dechirper 放置在一个电子 x 与 y 方向

的 beta function 非常小的位置。由于此处电子横向的尺寸较小, 一个 dechirper 所产生的 mismatching 效应不会很严重。只用一个 dechirper 可以产生一个非常干净的侧向冲击, 由此产生的 FEL 脉冲可以低于 2.5 fs。

10 新鲜切片型多级自由电子激光的模拟分析与优化 [PRAB 23-03] Simulation analysis and optimization of fresh-slice multi-stage free-electron lasers

10.1 基本信息

- 分类: 同步辐射与自由电子激光
- 作者: Zhaoheng Guo (郭兆珩), Marc W. Guetg, Yuantao Ding, Agostino Marinelli, Juhao Wu, Zhirong Huang, and Alberto A. Lutman (SLAC)
- 类型: 理论与模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.031304>

10.2 摘要

基于新鲜切片的多级放大工作模式, 百微焦脉冲能量的飞秒软 X 射线自由电子激光 (x-ray free-electron laser, XFEL) 已经在 LCLS 成功实现。这篇文章对多级新鲜切片 (fresh-slice multistage) XFEL 给出了全面的分析并提出改进方法。沿束团的含时横向踢偏 (time-dependent transverse kick) 由两段被动凹槽结构 (passive corrugated structures) 产生, 由此产生的轨道振荡由下游的校正磁铁进行控制, 从而控制束团的不同切片发光。本文的模拟重现了 LCLS 的实验结果, 并给出了实验中无法测量到的脉冲时域分布特性。文章分析了现有加速器布局可能存在的问题, 并提出一种更为简单且耐用的模式用于产生短于 3 飞秒的 XFEL 脉冲。

10.3 方案

参见下图, 新鲜切片技术的核心是有选择性地控制电子束的部分纵向切片发光, 具体要能够实现:

- 可以抑制部分切片发光
- 可以任意选择发光的切片

在本文提到的方案中, 第一点由具有凹槽的被动尾场结构引入含时横向踢偏实现, 第二点由下游的校正磁铁进行控制。在平板型的凹槽结构中, 除了二极尾场造成的踢偏效

应，还具有四极尾场造成的含时聚焦效应，因此在 LCLS 的实验中采用正交放置的两块凹槽结构来补偿四极效应。

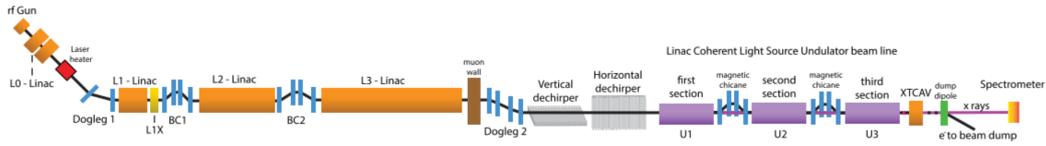


FIG. 1. The LCLS layout for fresh-slice three-stage XFEL pulse generation. Linac sections accelerate the electrons. The X-band transverse deflecting cavity (XTCAV) diagnoses the longitudinal phase space after the undulator beam line. L1X is the X-band linearizer cavity. BC1 and BC2 are the two bunch compressors. Dechirper and undulator sections are located downstream of the second dogleg.

10.4 贡献或创新点

主要贡献：

- 给出了经过两段凹槽结构之后电子束各个切片散角-时间的解析表达式，但是要注意这一表达式是基于平顶型电流分布假设。
- 指出了第一段凹槽结构产生的横向偏轴，在第二段凹槽结构中会受到四极场的影响，从而散角-时间曲线呈非单调的特性。据此优化了第二段凹槽结构的间距，使得单调性能够较好的保持。
- 优化了多级放大过程中具体如何设置合适的发光切片。
- 提出采用单级凹槽结构，并控制凹槽结构入口处 Twiss 参数的方案，抑制四极效应的产生，从而保持散角-时间曲线的良好单调性。

10.5 头脑风暴

文中提到的实验基于较低重复频率的 LCLS 装置实现。在基于超导技术的高重复频率 FEL 装置中，这种基于束团切片偏轴的方法会带来较大的轨道振荡，所造成的粒子丢失等实际问题目前还在研究之中，应当保持关注。

11 微束团的单粒子动力学研究 [PRAB 23-04]

Single-particle dynamics of microbunching

11.1 基本信息

- 分类：单粒子动力学
- 作者：X. J. Deng, A. W. Chao, J. Feikes, W. H. Huang, M. Ries, and C. X. Tang (主要机构：清华大学与 Metrology Light Source, MLS)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.044002>

11.2 摘要

2010年由D. Ratner与A.W. Chao提出的稳态微束团 (steady-state microbunching, SSMB) 机制 [1] 可以用来产生高 (平均) 功率、高重频 [如储存环或更高 \Rightarrow 连续 (continuous-wave, CW) 模式] 的相干辐射源。这篇论文探讨了几个相关的单粒子动力学效应, 如纵向量子辐射激发、非线性的动量压缩因子、线性与非线性横向-纵向耦合效应等。尽管论文中的分析假定的对象是基于 SSMB 机制的储存环, 这些结果其实对于像是相干谐波产生 (coherent harmonic generation, CHG)、束团切片方法 (bunch slicing)、束团压缩 (bunch compression)、自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 传输段设计、准等时环 (quasi-isochronous ring) 设计等涉及电子纵向相空间分布调制、操纵等问题具有一定指导意义。

11.3 贡献或创新点

- 贡献：根据 M. Sands SLAC-121 [2] 中, 储存环中的零电流⁴束团长度大约与 $\sqrt{\eta}$ 成正比, 其中 η 为全域相位滑移因子 (global phase slippage factor)。这篇论文对过去准等时环的纵向单粒子动力学重新审视, 并且着重解释其物理图像, 强调实现超短电子束团 ($\sim \mu\text{m}$ 或 nm) 时, 由于纵向量子辐射激发效应, 局部动量压缩因子或局部相位滑移因子 (partial phase slippage factor) 就变得非常重要。局部相位

⁴表示忽略集体效应时的情况。

滑移因子 $\tilde{\eta}$ 定义如下⁵

$$\tilde{\eta}(s_j, s_o) = \frac{1}{C_0} \int_{s_j}^{s_o} \left(\frac{D_x(s)}{\rho(s)} - \frac{1}{\gamma_0^2} \right) ds$$

其中, s_o 是观察位置, s_j 为环中某处位置, C_0 为储存环周长, D_x 为色散函数, ρ 为弯转磁铁曲率半径, γ_0 为粒子参考能量。分析细节见论文 Sec. IIIB。

- 创新点: 论文信息量很大, 兹举其中两项。第一, 论文中关于非线性高价动量压缩因子⁶ $\alpha(\delta) = \alpha_0 + \alpha_1\delta + \alpha_2\delta^2 + \dots$, 对于微束团群聚因子的影响的分析 (Sec. IV), 其中有些给出了推导细节, 并指出, 在正弦能量调制情况下, 如果存在非线性高价动量压缩因子, 则可能出现非零的高阶谐波群聚因子, 如下图。

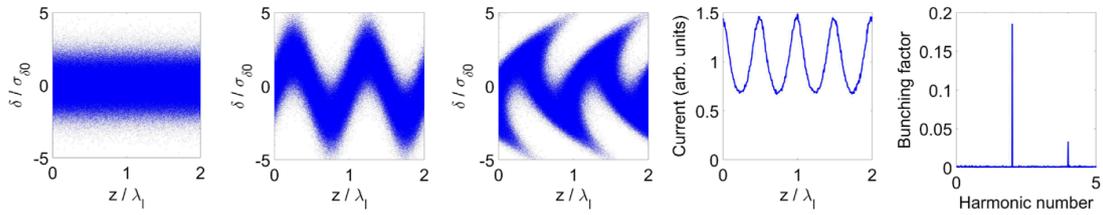


FIG. 5. The longitudinal phase-space evolution, final current distribution and bunching factor when $\alpha(\delta) = \alpha_1\delta$ is used for microbunching in CHG or HGHG, as modeled by Eq. (15).

第二, 论文分析了横向-纵向耦合可能导致的束团二阶矩 (beam second moments) 的改变。耦合包含线性与非线性。线性部分分析有推导 (Sec. V.B), 值得借鉴。

11.4 其它

基于 SSMB 机制的储存环与传统储存环有两个不同: 1) 传统的射频 (RF) 腔如今以激光系统取代。因此, 纵向相空间中的 RF bucket 现在变成 microbucket, bucket 宽大约小了 6 个数量级; 2) 传统储存环的电子束团像是 cigar beam, 而今像是 pancake beam。

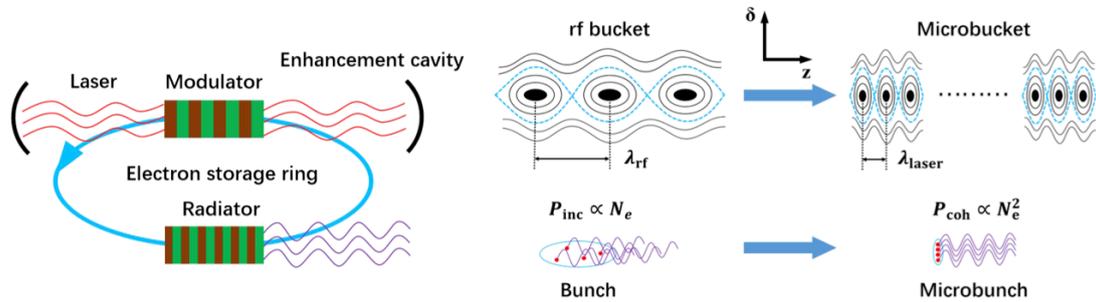


FIG. 1. Schematic layout of SSMB (left) and its operating principle in comparison to a traditional storage ring (right).

⁵类似在传统微束团理论中的 $R_{56}(s_j \rightarrow s_o)$ 。

⁶或 R_{56} 、 T_{566} 、 U_{5666} 等。

SSMB 试图在储存环中实现稳态的电子微束团状态，从而能使这种状态的电子束团在绕行每一圈时发出相干辐射，辐射范围可能从太赫兹（中心频率大约 $\sim 10^{12}$ Hz, terahertz, THz）至 EUV（波长大约几个 nm），可望萌生许多科学与工业应用。目前可能实现 SSMB 机制的方案有二：基于纵向强聚焦法 (longitudinal strong focusing, LSF) 与可逆种子微束团法 (reversible seeding SSMB)，示意图如下 注意，SSMB 与 FEL 的区

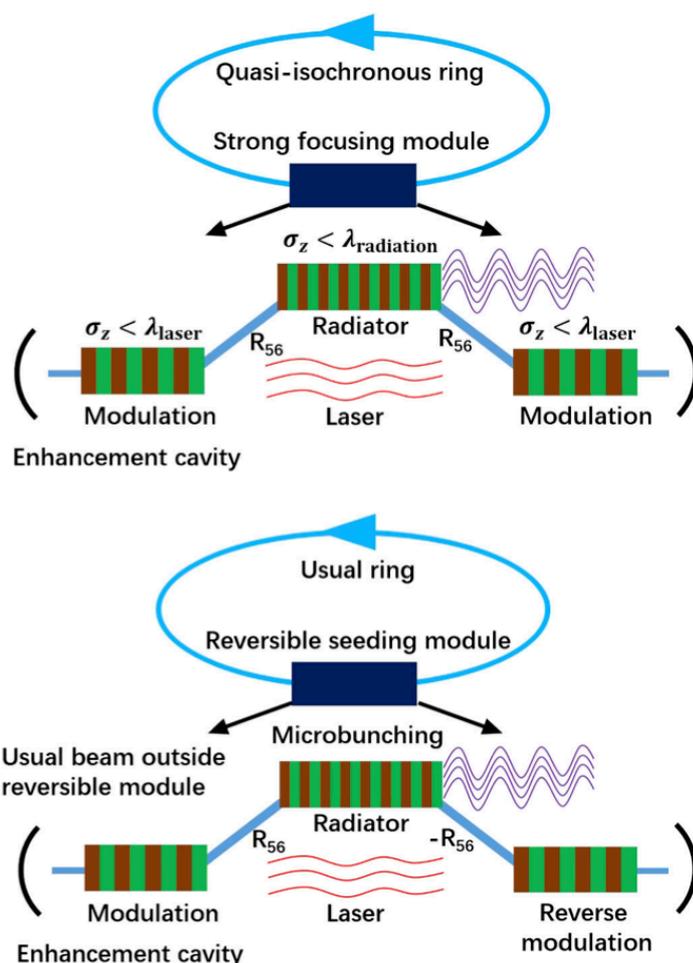


FIG. 2. Schematic layouts of longitudinal strong focusing SSMB (top) and reversible seeding SSMB (bottom).

图 6: 上图: 基于 LSF 实现 SSMB, 其中, 电子束团在整个环都是处于微聚束 (microbunched) 状态, 图中 modulator 用来作为纵向强聚焦, 如同横向利用四极铁。下图: 基于 reversible seeding SSMB, 其中, 电子束团除了在 seeding module 里面, 其它地方束团长度与传统储存环没有区别, 图中 modulator 用来调制电子使其在 radiator 中具有尽可能大的群聚因子。

别在于, FEL 的电子束团在经过波荡器之后, 其 (切片) 能散会增加, 即电子束品质将明显下降。相较于此, SSMB 的电子束绕行每一圈辐射导致的品质下降可以忽略。

参考文献

- [1] D. F. Ratner and A. W. Chao, *Steady-State Microbunching in a Storage Ring for Generating Coherent Radiation*, Phys. Rev. Lett. **105**, 154801 (2010)
- [2] M. Sands, *The physics of electron storage rings: An introduction*, SLAC Technical Report No. SLAC-121, 1970, <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/reports02/slac-r-121.pdf>.

12 太赫兹驱动电子束压缩器中的飞秒压缩动力学及时间抖动抑制 [PRL 124]

Femtosecond Compression Dynamics and Timing Jitter Suppression in a THz-driven Electron Bunch Compressor

12.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: E. C. Snively (SLAC), M. A. K. Othman (SLAC), *et. al*
- 类型: 数值模拟、实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.124.054801>

12.2 摘要

通过束团压缩获得超短电子束 (100 fs 以内) 在很多加速器领域有重要应用, 近年来基于太赫兹驱动的束团压缩技术逐渐兴起, 本文展示了第一个用于相对论性电子束 (2.5 MeV) 的太赫兹驱动的束团压缩实验。本文的作者们使用“平行板波导”(parallel plate waveguide, PPWG) 的结构来激发近单周期场以实现束团压缩, 将几 fC 的电子束的 rms 束长压缩到 39 fs (压缩比 2.7); 同时, 由于压缩场产生的能量啁啾对电子束中心能量的负反馈调节, 电子束的飞行时间抖动也降低了一倍, 到 31 fs (rms)。这两方面的进步可以显著提高诸如超快电子衍射等应用的时间分辨率。

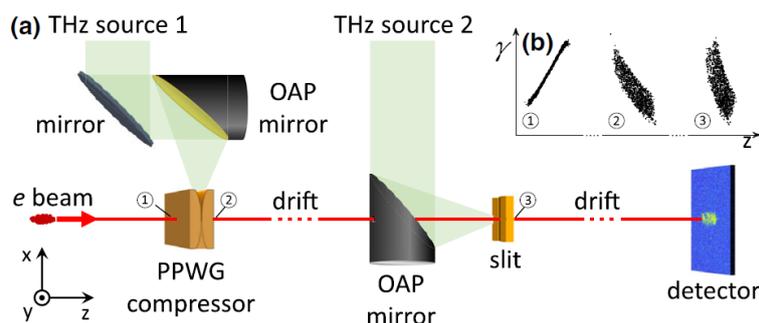


图 7: 太赫兹驱动束团压缩方案示意图

12.3 贡献或创新点

- 贡献：提供了太赫兹驱动压缩相对论性电子束的实验验证，此前该类实验仅针对 keV 量级的电子束。作者们使用了数毫焦 (mJ) 量级的 800 nm 激光脉冲产生了 1 μJ 左右的 THz 脉冲 ($\sim 0.05\%$ 转换效率)，并以此实现了太赫兹驱动的束团压缩。此外，作者们针对平行板波导提出了多个方案，以提高的太赫兹压缩场的场强和压缩后的电子束的品质，为太赫兹压缩装置的设计提供了新的思路和参考。
- 创新点：针对平行板波导提出了 exponential tapering 的设计，用于“凝聚”THz 场以达到增强太赫兹场强的目的；提出在波导一侧短路 (short) 的设计，通过太赫兹场的反射在作用区域产生类似驻波的压缩场，以此减少单边馈入设计的不对称性，同时增强束团压缩效果。

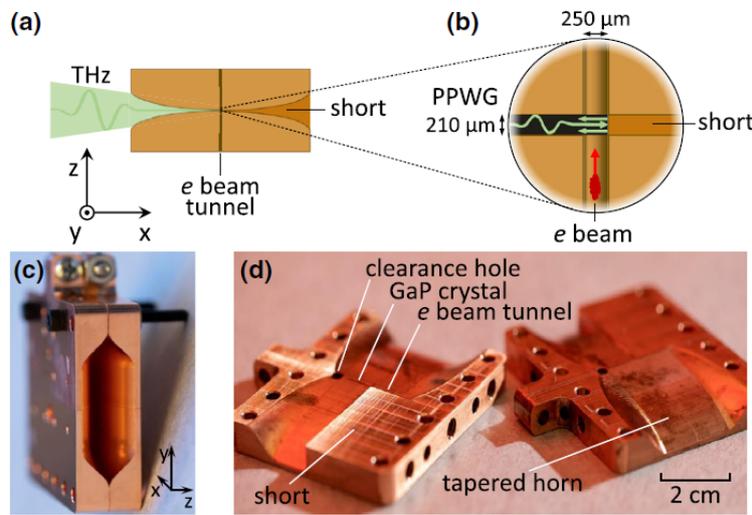
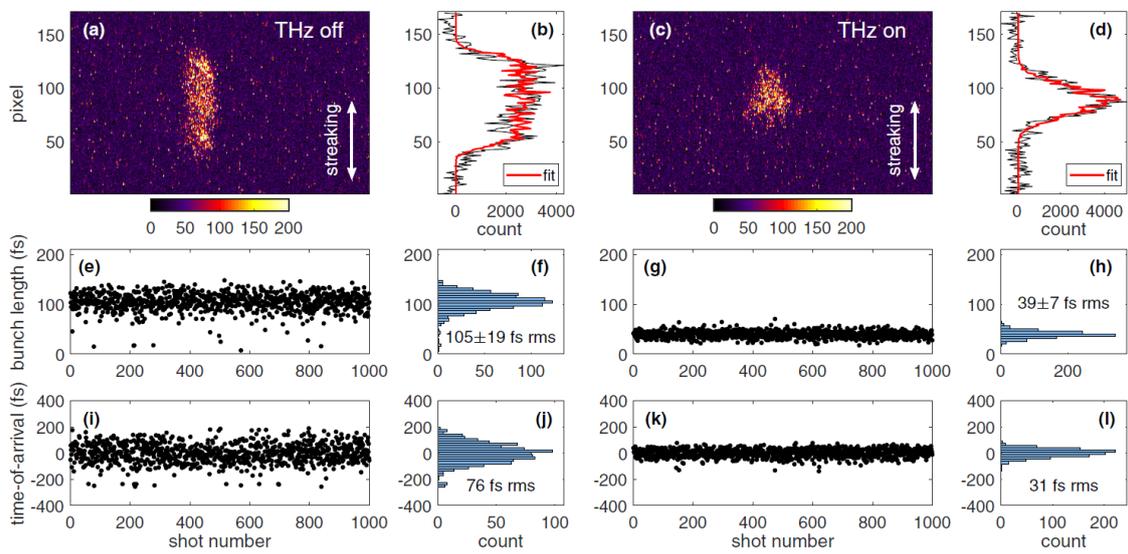


图 8: 平行板波导的 tapering (a) 和短路结构 (b); (c)-(d) 实物图。

12.4 实验结果

论文主要实验结果可总结为如下图中，未压缩束团与最大压缩处束团的比较。(a) 和 (c) 为单发束团的图像，分别显示了 THz 驱动压缩关闭和打开两种情况，其对应的拟合如 (b) 和 (d) 中所示。(e-f) 显示 1000 个未压缩束团的均方根束团长度。(g-h) 1000 个压缩后的束团的均方根束团长度。(i-j) 1000 个未压缩束团到达的到达时间抖动。(k-l) 1000 个压缩后电子束的到达时间抖动。



13 两块弯铁系统中的相干同步辐射尾场表达式以及在多圈能量回收直线加速器中的仿真结果 [PRAB 23-05]

Coherent synchrotron radiation wake expressions with two bending magnets and simulation results for a multiturn energy-recovery linac

13.1 基本信息

- 分类: 相对论性多粒子动力学
- 作者: W. Lou (CLASSE) and G.H. Hoffstaetter (CLASSE)
- 类型: 理论、数值模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.054404>

13.2 摘要

本文主要包括关于相干同步辐射 (CSR) 的两部分内容。第一部分将双粒子相互作用的 CSR 理论从一个弯曲磁铁的系统扩展到两个弯曲磁铁的系统, 其中尾场可能从第一个磁铁泄漏到第二个磁铁。新理论计算与已有的仿真代码 Bmad 模拟结果具有良好的一致性。论文的第二部分介绍了在 CBETA, 即康奈尔 BNL 能量回收直线加速器 (Cornell BNL Energy-Recovery-Linac Test Accelerator, CBETA) 中的仿真结果, 在这种加速器中磁铁间距非常小, 因此新的扩展理论更显得重要。CBETA 是第一个具有超导射频加速腔和固定场交变梯度 (fixed-field alternating gradient, FFA) 束线的多匝能量回收直线加速器 (ERL)。仿真结果表明 CSR 会引起相空间稀释, 而这种稀释随着束团电荷量和运动循环圈数的增加而变得更加显著。减少 CSR 效应的可能方法如增加真空腔屏蔽和增加束团长度等正在研究之中。

13.3 贡献或创新点

本论文将原本一块磁铁中的 CSR 计算理论模型 [1] 拓展到了两块磁铁中, 将原来两个粒子位置关系的四种情况拓展为八种, 并且在八种情况中考虑了两块磁铁弯转方向相同 (forward bending) 和相反 (reverse bending) 的子情况, 使得 CSR 计算理论的应用范围显著扩大。新理论的结果在极端情况下能退化到简单的单个磁铁模型中。

- 贡献：作者在完成理论推导后，使用 Bmad 代码对实际 CBETA 系统进行仿真，绘制 CSR 沿传输路径 s 的能耗 dE_{loss}/ds 并将结果分别与单个磁铁、两块磁铁的的 CSR 公式进行比较，可以发现采用单个磁铁理论模型的曲线与实际 CBETA 系统曲线之间无法保持一致，而采用二块磁铁的模型能在较长距离内与实际 CBETA 系统曲线吻合，使得理论分析结果更具说服力。论文中的主要结果，即八种 CSR 尾场公式，整理在该论文的 Table II 与 Table III。

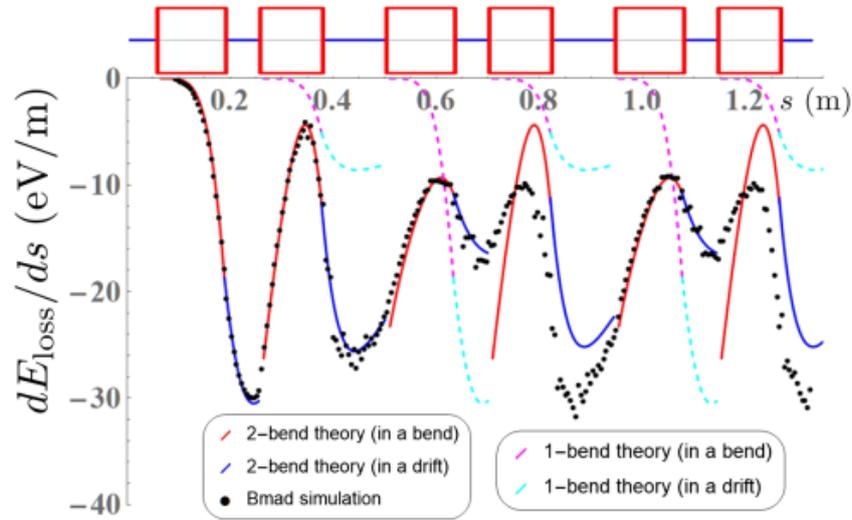


FIG. 21. The CSR energy loss in the first six magnets of the CBETA FA section. The top bar shows the layout of the beamline. The red and blue solid curves come from the two-bend theory, and the magenta and cyan dashed curves come from the one-bend theory. For $s < 0.255$ m the solid and dashed curves overlap. The black dots are from Bmad simulation.

- 创新点：本文结合实际 CEBTA 装置与应用需要，将 CSR 计算模型中的磁铁变为两块，有效地对原有理论进行丰富和深入，论文的分析计算方法也为三块甚至多块磁铁系统的 CSR 计算提供了参考。文中还对 CSR 对粒子相空间的影响进行了仿真分析并探讨了影响 CSR 的因素和减小 CSR 影响的方法。

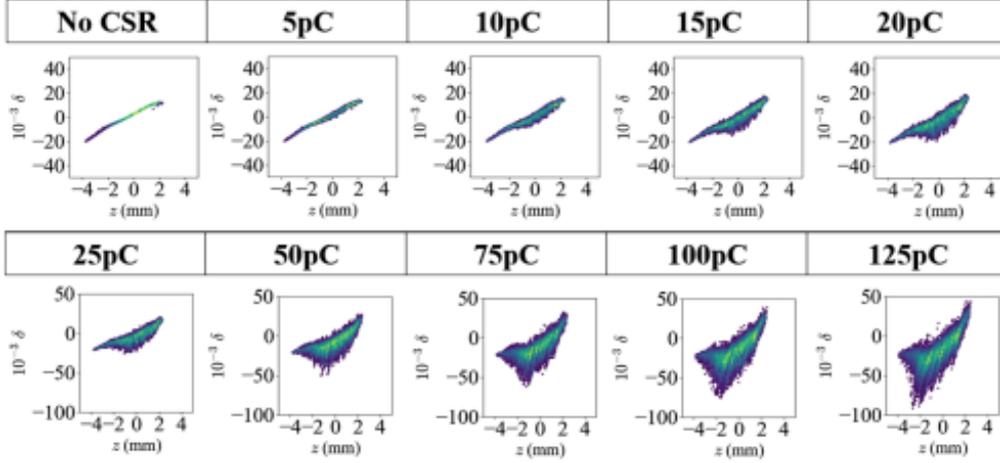


FIG. 25. The $z - \delta$ distribution after each of the 8 LINAC passes for CBETA 1-turn with various Q . Note that the two rows of plots have a different vertical scale.

13.4 其它

论文中发现两处笔误: Eq. (60) 应为

$$\mathbf{a}' = -\frac{\beta^2 c^2}{R} \langle -\sin \theta, \cos \theta, 0 \rangle$$

并且, Eq. (66) 下方“which agrees with Eq. (36) in [1]”应为“which agrees with Eq. (32) in [1]”。以上两处修正已与论文作者 William Lou 确认。

参考文献

- [1] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov, *On the coherent radiation of an electron bunch moving in an arc of a circle*, Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **398** (1997) 373-394.

14 储存环作为量子计算机的一种实现 [PRAB 23-05]

Towards storage rings as quantum computers

14.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：K. A. Brown (BNL) and T. Roser (BNL)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.054701>

14.2 摘要

这篇论文探讨了利用离子加速器储存环作为量子计算机的一种实现方案。精确地说，是利用加速器储存环先创造一个离子阱 (ion trap) 系统，在这个系统中，可以定义与量子计算机类似的计算基态 (computational basis state)，离子在圆阱中以固定速率运动。论文考虑两种离子束的状态，分别是经典结晶束 (classical crystalline beam)⁷与超冷结晶束 (ultracold crystalline beam，或论文中称 ion Coulomb crystal)⁸。

14.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文不是深入探讨储存环作为量子计算机的技术细节，而是针对几种简单、理想情况讨论其可行性。利用粒子⁹加速器作为一种量子计算机的概念是创新的，先前还没有类似的尝试。在目前典型的量子计算领域，个别方案开展的技术不一，存在各自优势与限制。一般认为，一个“实用的”量子计算机要是可扩展的 (scalable)，即，能够初始化并允许较大规模个数的量子位元 (qubit)¹⁰运算。并

⁷经典结晶束的几个特性：自旋、结晶束运动轨道的特征模式、发射度离散化。这些特性在一般高温的非结晶束基本无法精准测得。

⁸这个情况下，离子的德布洛伊波长比粒子的热运动振幅大，能同时体现结晶束结构的外部模 (external quantum/eigen mode，如，表征一维结晶弦的纵向质心运动) 与内部模 (internal quantum/eigen mode，如，弦内个别离子的振荡运动) 的量子特性。

⁹运行的粒子大抵上是强子 (如，离子)，轻子受限于同步辐射的量子激发 (quantum excitation) 效应，在储存环中的平衡温度是由磁聚焦结构设计决定的。

¹⁰Qubit 称为量子位元、量子比特 (又称 Q 比特，即 quantum bit 缩写)，是量子信息的计量单位。传统电脑使用的是 0 和 1，量子电脑虽然也是使用 0 跟 1，但不同的是，量子电脑的 0 与 1 可以同时计算。在经典系统中，一个比特在同一时间，只有 0 或 1，只存在一种状态，但量子比特可以同时是 1 和 0，两种状态同时存在，称量子相

且，运算 (operation) 时间，包含自 qubit 读取信息的时间，要短于去相干时间 (decoherence time)。目前，离子阱 (ion trap) 系统是被认为可扩展、具有作为量子计算机潜力的一种实现方案。储存环与离子阱类似，可以被视为粒子局限在环形的电磁波导结构内；区别是离子阱中的离子是平均静止的，而储存环中的离子速率是有限的。其它还有如核磁共振 (nuclear magnet resonance, NMR) 系统，但其扩展性被认为较受局限。这篇论文还有较细节关于

- 创新点：论文作者提出了利用环形射频四极铁 (circular RF quadrupole) 作为低能量单一离子种类的储存环设计作为实现量子计算机的方案。初步分析了要产生并维持结晶束的磁聚焦结构设计、磁聚焦结构周期数 (lattice periodicity)、betatron tune、过渡能量 (γ_{tr})、动量压缩因子 α_c 等要求，比较细部的分析只有定性讨论，如冷却方案、定时 (timing) 与同步 (synchronization)、在储存环中不同离子束团间形成量子纠缠态 (entangled state, 即 internal quantum state 与 external quantum state 要能关联)、提取计算的量子信息等问题。设计的离子分别考虑了 $^{24}\text{Mg}^+$ 、 $^9\text{Be}^+$ 、 $^7\text{Li}^+$ ，储存环的周长为 1 m，相对能散达到 10^{-7} 。

14.4 什么是结晶束？关于加速器中产生结晶束的一些基本概念 [1]

不难想象，当储存环加速器中的粒子束足够“冷”时，存在某些特殊的参数区间，束内粒子间的库仑力¹¹与外部导行电磁场 (如，聚焦或散焦四极铁) 互相平衡抵消，此时粒子束处于一种“锁定”或“禁锢”的状态，称结晶束。结晶可以视为一种物质状态，在加速器中可以产生 1-D、2-D、甚至 3-D 结晶状态的粒子束。自 1980 年代中期，一些研究如何在加速器中产生这种结晶束的理论与实验研究就已经开始。对结晶束的主要研究兴趣很大程度上源于对空间电荷主宰粒子束 (space-charge-dominated beam) 的动力学问题与对提高对撞机光度 (luminosity) 的可能性研究。

要产生并维持结晶束需要以下两个条件。注意，这两个条件是必要条件。

- 储存环的外部聚焦要是交变 (alternating gradient) 的，并且运行在 below transition¹²。这个要求是要确保粒子束在库仑力作用下，在弯转段保持运动学的稳定性。

干叠加态 (a coherent superposition state)。这是量子电脑计算目前独有的特性。以双态系统系统为例，两个正交态 $|0\rangle, |1\rangle$ ，及无限多种线性叠加态 $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ (其中， α, β 为复数，满足 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$)，集合起来就代表一个 qubit。这种量子状态可以是自旋态，如 $\frac{1}{2}$ -费米子 spin up 或 spin down；或是极化态，如光子水平极化或垂直极化。以上信息节录并修改自 <https://zh.wikipedia.org/zh-cn/量子计算机>。

¹¹注意，这里用的是库仑力，不是空间电荷力。

¹²在储存环中，定义动量压缩因子 (momentum compaction factor) 为 α_c (与单次通过加速器中的 R_{56} 概念类似)，则滑移因子 (slippage factor) 为 $\eta = \alpha_c - 1/\gamma^2$ 。定义过渡能量 (transition energy) 为 $\gamma_{tr} = 1/\sqrt{\alpha_c}$ ，则当粒子能量 $\gamma < \gamma_{tr}$ 时，称 below transition；当粒子能量 $\gamma > \gamma_{tr}$ 时，则称 above transition。粒子束相空间动力学在 below transition 与 above transition 时不同。

- 储存环磁聚焦结构设计的周期数 (periodicity) 至少大于较大的横向 (x 或 y) betatron tune 的 $2\sqrt{2}$ 倍, 大于 4 倍¹³更好。这个要求是要避开结晶束的声子振荡模 (phonon mode) 与磁聚焦结构周期性的线性共振。

对结晶束动力学的理论研究通常从系统哈密顿量开始, 数值计算一般则是借助于分子动力学 (molecular dynamics) 模拟。上面提到, 结晶可以视为一种物质状态, 在加速器中可以产生 1-D、2-D、甚至 3-D 结晶状态的粒子束。当束团密度较低时, 为一维串 (1-D chain); 当密度稍高, 满足 $\lambda > 0.62\gamma\xi^{-1}\sqrt[3]{\min(\nu_y^2, \nu_x^2 - \gamma^2)}$ (其中, ξ 用来描述粒子束中的晶体特征距离) 时, 为二维结晶态; 密度更高时, 则形成螺旋态的三维晶体。结晶束在加速器中运行还受磁聚焦结构 (lattice) 设计影响; 时变磁聚焦结构的振动 (vibration) 可能导致结晶束升温 (即, 发射度增加)¹⁴, 称 lattice heating。要获得结晶束, 必须施加有效的、三维冷却, 一般电子冷却 (electron cooling) 或激光冷却 (laser cooling) 可以有效率地冷却束团的纵向温度至大约 1 K。束团横向温度较高, 约 100 K, 因此也需要设法冷却, 一般束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 效应可以导致横向冷却, 但是当束团接近结晶态时, 冷却效率变差。利用纵向横向共振 (synchro-betatron resonance) 效应, 安置在色散传输段的射频耦合腔 (coupling RF cavity) 可以提供三维冷却, 但是也存在当束团接近结晶态时, 冷却效率变差的困难。一些其它方案, 如渐变冷却 (tapered cooling), 仍在研究中。

参考文献

- [1] A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 2nd ed., World Scientific (2013), §2.7.5

¹³ $2\sqrt{2}$ 是假设束团密度不变, 4 是考虑了束团经过冷却之后, 束团密度增加的改变过程。

¹⁴束团的温度表征在其静止坐标中的混乱程度, 即发射度或相对能散, 可以与横向温度与纵向温度有如下关联:

$$T_{\parallel} [\text{K}] = \frac{2}{k_B} \left(\frac{\delta p}{p_0} \right) E_{k,0} [\text{eV}]$$

$$T_{\perp u} [\text{K}] = \frac{2}{k_B} \left(\frac{\epsilon_u [\text{m} \cdot \text{rad}]}{\langle \beta_u \rangle [\text{m}]} \right) E_{k,0} [\text{eV}]$$

其中, $u = x, y$, $E_{k,0}$ 是粒子束的平均动能, $k_B = 8.62 \times 10^{-5}$ eV/K 是玻尔兹曼常数。

15 激光驱动等离子体加速器中的电子微束团相干光学特征 [PRL 125] Coherent Optical Signatures of Electron Microbunching in Laser-Driven Plasma Accelerators

15.1 基本信息

- 分类: 束测、新型加速
- 作者: A. H. Lumpkin (FNAL), M. LaBerge (UTA), D. W. Rule, R. Zgadzaj (UTA), A. Hannasch (UTA), O. Zarini (HZDR&TUD), B. Bowers (UTA), A. Irman (HZDR), J. P. Couperus Cabadag (HZDR), A. Debus (HZDR), A. Kohler (HZDR&TUD), U. Schramm (HZDR&TUD), and M. C. Downer (UTA)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.125.014801>

15.2 摘要

纵向密度调制的相对论电子束会产生相干光, 其形式为相干辐射, 包括自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 和相干光学渡越辐射 (coherent optical transition radiation, COTR)。后者在 FEL 和激光驱动等离子体加速器 (laser-driven plasma accelerators, LPAs) 中都有观察到。在 FEL 和 LPAs 中, COTR 都可以表征电子的微群聚现象。LPAs 是一类紧凑型加速器, 使用 betatron x 射线光谱仪 (betatron x-ray spectroscopy)、胡椒锅测量 (pepper-pot measurements) 或其他电子束诊断方法无法得到 LPAs 中微群聚的信息, 本文将首次使用 COTR 技术计算 LPAs 中微群聚电子束的发射度。

15.3 贡献或创新点

本文通过实验观察到 LPAs 中约 200 MeV 微束团电子束产生的相干光学渡越辐射干涉 (coherent optical transition radiation interferometry, COTRI)。与 COTRI 模型相比, 局部电子束微群聚部分的散角比整体束流散角 3 mrad 小了 9 倍, 从同一张 COTR 图像可以看到横向束团尺寸的半径小于 3 μm 。最终估算出此微束团电子束的横向归一化发射度约为 0.4 mm mrad。

- 贡献: 从 LPAs 中分辨出微群聚电子束团, 其产生的 COTR 比非相干 OTR 大 10^5 倍。并改进了 COTRI 条纹, 首次将 COTRI、COTR 成像和校准的 COTR 能量测量应用于 LPAs。发现微群聚束流部分的散角和发射度比整个束流的小。

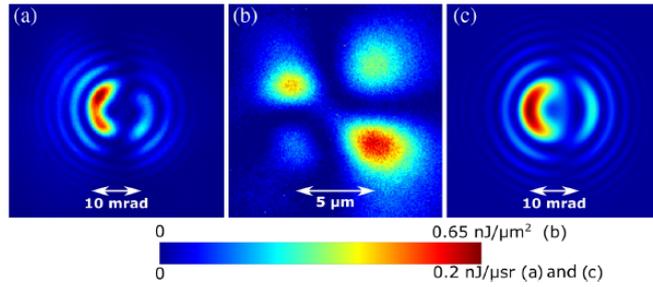


FIG. 4. (a) COTR angular distribution pattern for shot with vertical dark band due to interference of two beamlets. (b) y-polarized NF image on same shot, showing two double-lobed patterns. (c) COTRI image reconstructed from two-beamlet model. Color legend applies to all panels.

PRAB 导读

导读成员：蔡承颖

日期：2020/12/5

16 纵向与横向模式耦合不稳定性分析: Vlasov 解与粒子跟踪程序 [PRAB 23-07]

Longitudinal and transverse mode coupling instability: Vlasov solvers and tracking codes

16.1 基本信息

- 分类：高能加速器与对撞机
- 作者：E. Metral (CERN) and M. Migliorati (INFN)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.071001>

16.2 摘要

环形加速器集体效应的研究可以通过数值求解 Vlasov 方程或是粒子跟踪模拟程序，两者采不同方法：Vlasov 法将束团视为连续分布函数，束团运动以相干振荡模式描述，为求解系统的本征值问题，属于频域分析；粒子跟踪模拟法则是采宏粒子与时域的尾场描述。这篇论文提出了两种 Vlasov 方法，用来计算 1) 束团相干振荡模式的频率偏移；与 2) 单束团情况的纵向与横向模式耦合不稳定性增长。纵向方向，作者提出的 Vlasov 法考虑了由于尾场造成的 potential well distortion。粒子跟踪模拟程序则作为检

验工具。在论文中，作者基于粒子跟踪模拟程序输出的结果，提出一个如何提取束团相干振荡模式的频率偏移信息的新方法。

16.3 贡献或创新点

对粒子加速器或对撞机来说，从设计阶段开始直到能成功运行在设计指标，束流集体不稳定性的分析都是及其重要的。这篇论文以 CERN 的超级质子同步加速器 (Super Proton Synchrotron, SPS) 为基础参数，利用两种截然不同的 Vlasov 法与粒子跟踪模拟法研究束流集体运动的模式耦合不稳定性。关于束流集体运动的模式耦合不稳定性，可以参考 [1] (§6.3~§6.7)。

- 贡献：作者开发了两个 Vlasov 程序，称为 GALACTIC 与 GALACLIC (其中的 T 表示 transverse, L 表示 longitudinal)，分别用来分析横向与纵向模式耦合不稳定性。这里的耦合不稳定性是单束团不稳定性，用的阻抗模型是宽带 RLC 模型 (broadband resonator model, BBR, $Q \approx 1$)，相关的物理量有相干振荡模式的频率偏移 (mode frequency shift) 与不稳定增长率 (instability growth rate)，分别对应复频率的实部与虚部。作者在论文中比较了通过 Vlasov 法得到的结果与基于粒子跟踪模拟法的结果。

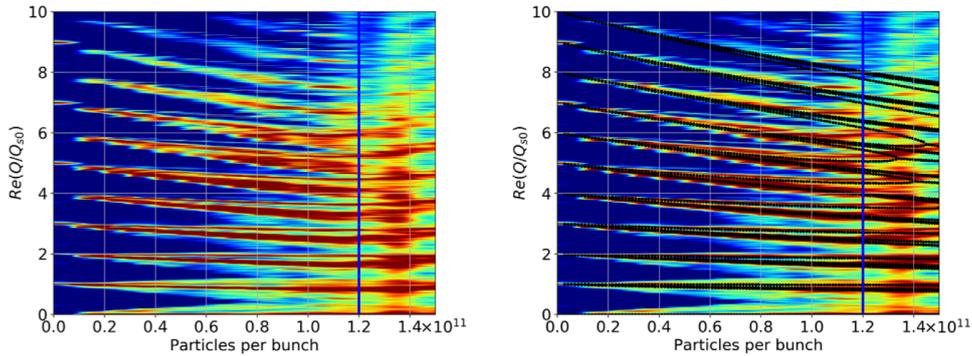


FIG. 12. Comparisons of the real part of the normalized mode-frequency shift between SBSC code and GALACLIC (black dots in the right-hand side) with the BBR impedance.

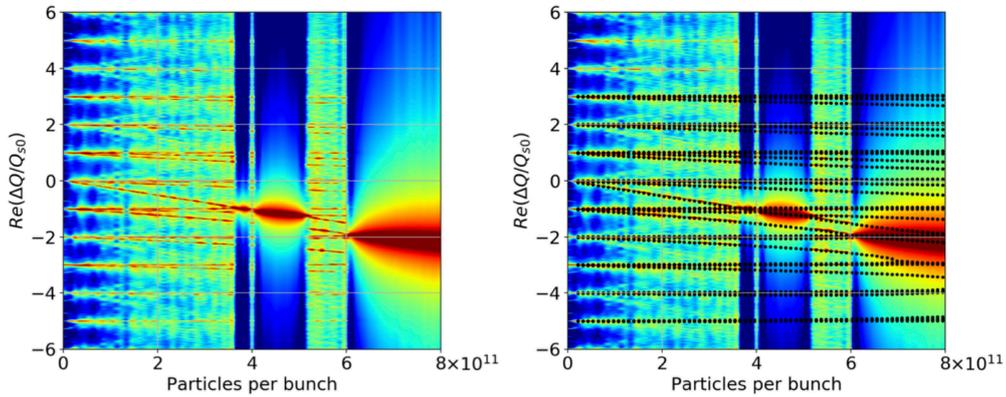


FIG. 15. Comparison of the real part of the normalized mode-frequency shift between PyHEADTAIL and GALACTIC (black dots in the right-hand side) with the transverse BBR impedance.

- 创新点：虽然使用的粒子跟踪模拟程序 PyHEADTAIL 已经开发。但是需要对粒子跟踪模拟法的输出结果进一步后处理才能提取相应的物理量。作者提出一个新的提取 mode frequency shift 与 instability growth rate 的方法。

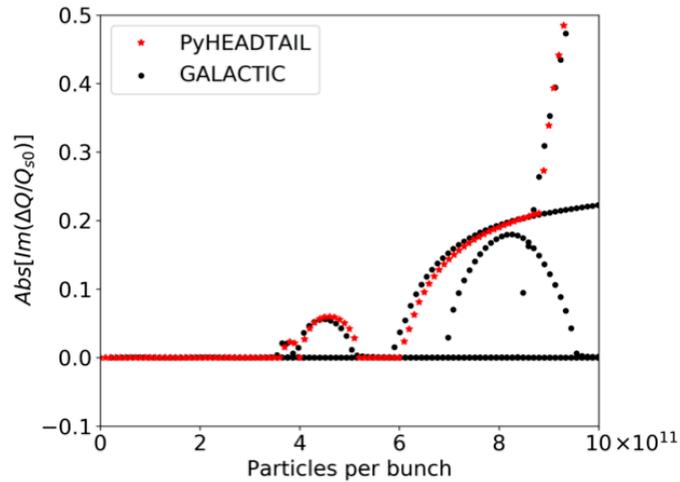


FIG. 16. Growth rates of the transverse mode coupling instability as a function of the bunch intensity given by PyHEADTAIL and GALACTIC (black dots). Observe that GALACTIC gives the growth rates of several unstable modes.

16.4 其它

Ref. [2] 总结近年 CERN 开发的计算集体不稳定性程序的进展。

参考文献

- [1] A.W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*, 电子版下载 <https://www.slac.stanford.edu/~achao/wileybook.html>
- [2] K. Li *et al.*, *Code development for collective effects*, Proceedings of HB2016, Malmo, Sweden (WEAM3X01), <https://inspirehep.net/files/0a7ee5e828868dac53b24d7b204cf291>

17 利用横向偏转腔实现不受相干同步辐射影响的纵向束团整形 [PRAB 23-07]

Coherent synchrotron radiation free longitudinal bunch shaping using transverse deflecting cavities

17.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Gwanghui Ha, John G. Power, Jiahang Shao, Manoel Conde, and Chunguang Jing (主要机构: Argonne National Laboratory, ANL)
- 类型: 理论、数值模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.072803>

17.2 摘要

纵向束团整形的目标是在维持束团质量的同时,对束团参数(电荷量、束团长度等)进行修改。然而现有的整形方法,由于集体效应的影响,导致随着束团电荷量的增加,整形质量严重下降,因此现有的方法都不能形成高电荷量的束团。本文介绍了一种基于横向偏转腔(transverse deflecting cavity, TDC)的束团整形方法,避免了集体效应对整形过程的影响,从而维持束团质量。

17.3 贡献或创新点

TDC 束团整形有三步:

1. 通过二极铁的 y 向磁场分量,使横向动量 x' 与纵向坐标 z 关联起来,最终在漂移段演化为 x 与 z 的相关性。
2. 使用横向掩模(mask)对纵向密度分布整形。
3. 使用附加光学器件消除剩余的相关性¹⁵。

¹⁵束团整形发生在直线段,因此不会有相干同步辐射。此外,如果束团能量与电荷量相比足够高的话,空间电荷效应可以忽略。

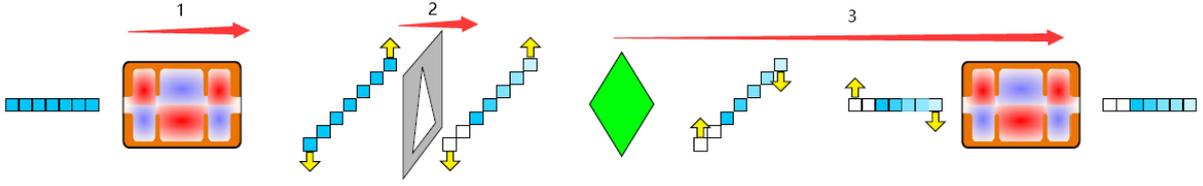


FIG. 1. Conceptual drawing to show the principle of TDC-based shaping. Rectangular boxes represent an electron bunch along the z direction. Colors correspond to electron density. Yellow arrows show the direction of horizontal momentum (x').

- 贡献：基于 TDC 的整形方法局限性在于，对束团长度的控制很有限，此外由于掩模会导致低穿透。尽管有这些限制，高电荷量整形可以使束流驱动的尾场加速器达到下一个水平。
- 创新点：除了 2TDC+1Q (Q, quadrupole) 的整形方式，论文还介绍了 3TDC 和 3TDC+2Q 的整形方式。除了对束团长度的修改，还可以控制能量啁啾 (chirp)，并使用粒子追踪代码 GPT 展示了控制 chirp 的能力，还采用了不同的掩模来展示整形能力。此外还对束团长度的控制、穿透率也进行了模拟。

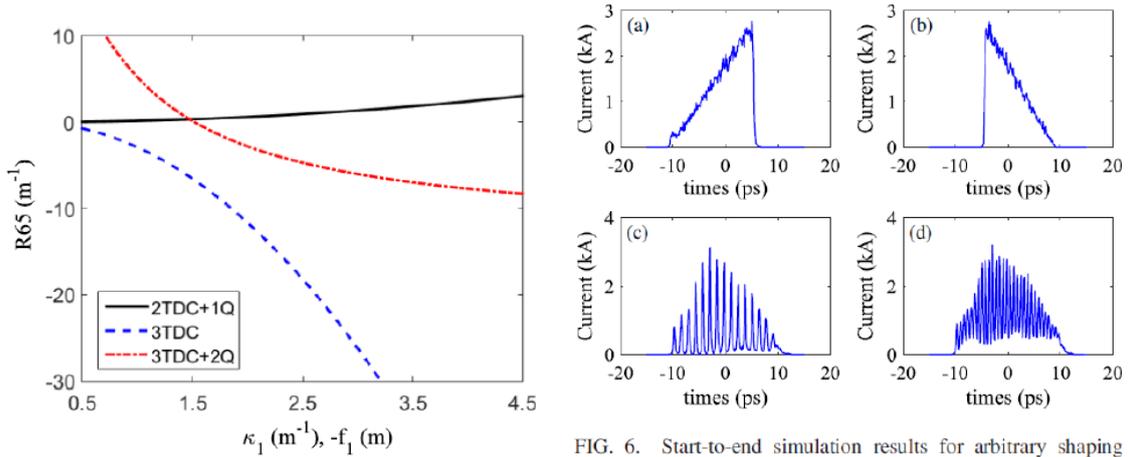


FIG. 5. Change in chirp (R_{65}) as a function of cavity kick strength (κ_1) for a 2TDC + 1Q and a 3TDC configuration and focal length of the first quadrupole (f_1) for a 3TDC + 2Q configuration.

FIG. 6. Start-to-end simulation results for arbitrary shaping using a 60-nC bunch. Each panel shows the longitudinal profile after shaping: (a) doorstep, (b) reverse triangle, (c) comblike bunch, and (d) comblike bunch with a higher frequency. The transmitted charges are 22, 18, 12, and 23 nC, respectively. Negative time corresponds to the head of the bunch.

17.4 其它

- 通过不同掩模得到最终整形的束团纵向分布存在微结构，微束团不稳定性 (microbunching instability, MBI) 理论讨论的初始调制跟基于 TDC 的整形方法得到的调制两者纵向上很相似。但 MBI 理论中的初始调制源于光阴极或者纵向空间电荷效应横向分布上是连续的，TDC 得到的、通过掩模后的束团在横向上的分布是不连续的。这两种不同的初始调制造成 MBI 是否能用既有的理论量化有待研究。
- 可能的疑问：虽然使用横向掩模对纵向密度分布整形发生在直线段，但在整形第一步时会用到二极铁将 x 与 z 关联起来，产生的相干同步辐射是否对束团整形的

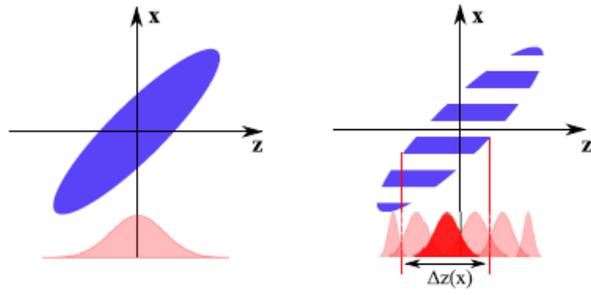


FIG. 2. Conceptual drawing to show shaping quality degradation due to nonzero emittance.

最终质量有影响呢? 该论文在介绍部分提到, 基于发射度交换 (emittance exchange, EEX) 的整形由于需要二极铁, 因此产生的相干同步辐射会恶化整形质量。

日期：2020/12/25

18 非极端相对论带电粒子束的阻抗壁尾场计算 [PRAB 23-09]

Resistive-wall wake for nonrelativistic beams revisited

18.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：Gennady Stupakov (SLAC)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.094401>

18.2 摘要

这篇论文重新检视了在圆截面管壁 (round pipe) 中，非极端相对论带电粒子束的阻抗壁 (resistive wall) 尾场计算，即， $v < c$ 情况的理论模型。由标题知，因为是“重新检视”的文章，论文内容里主要的讨论围绕 F. Zimmermann 与 K. Oide 的一篇经典论文 [1]。这篇论文提出一个观点，认为通过 Maxwell 方程组解出来的阻抗应该减去空间电荷作用的贡献，余下的才是阻抗壁场的贡献。基于这个观点，这篇论文阐明了过去应用“极端相对论”近似的表示式在“非极端相对论”情况下的有些一致、有些不一致的分歧结果，说明适用性不仅仅由相对论因子 γ 决定，而应该是由 $\omega b/c\beta\gamma$ 的大小决定，或是 $\frac{\sigma_z}{b/\gamma}$ 的比值决定。另外，这篇论文利用阻抗壁格林函数 (Green function) 模型进一步阐释在 $v < c$ 时，在 $z < 0$ (束团头部) 处阻抗壁尾场会有余留的非零场¹⁶。

18.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文先是重现针对求解圆截面管壁中，非极端相对论带电粒子束的阻抗壁尾场计算。因为管壁不是理想导体，即导电率 $\sigma \neq \infty$ ，利用 Leontovich 边界条件可以很快将约束条件列写出来¹⁷。并在极端条件下，如 $\zeta \rightarrow 0$ (或 $\sigma \rightarrow \infty$) 或

¹⁶一般假定，在极端相对论情况下 ($v = c, \gamma = \infty$)，在 $z < 0$ 处，由于因果律，尾场必须为零。因此，在 $z = 0$ 处，将有一个跳跃 (jump) 点。

¹⁷在柱坐标 (r, θ, z) 下，Leontovich 边界条件可写成 $E_z = -\zeta B_\theta$ (其中， ζ 与 skin depth 有关) 与 $E_\theta = \zeta B_z$ 。较详细的介绍，除了论文建议的 L.D. Landau and E.M. Lifshitz 电动力学圣经级教科书外，还可以参考这篇论文作者近年出版的讲义 G. Stupakov and G. Penn, Classical Mechanics and Electromagnetism in Accelerator Physics, Springer (Chapter 12)。

$\gamma \rightarrow \infty$, 可以重现教科书里既有的阻抗壁尾场的结果。

另外, 这篇论文还根据 [1] 中给出的四个例子, 分别利用这篇论文重新得到的阻抗壁公式, 进行对比, 并讨论在 [1] 中提到的在非极端相对论情况下出现的不一致。

- 创新点: 个人认为这篇论文有两个创新点。
 1. 给出了界定阻抗壁贡献的数学定义, 即基于 Maxwell 方程组得到的解应该减去空间电荷效应的贡献, 并且, 余下的项在 $\sigma \rightarrow \infty$ 时, 应该趋近于零。这种处理方式与计算相干同步辐射场 (coherent synchrotron radiation, CSR) 类似。
 2. 这篇论文先从求解阻抗开始, 通过 (逆) 傅立叶变换得尾场。其中, 阻抗求解时, 假设激励源是平面波形式 (或是单频、简谐振子)。这种处理方式与最近推导非极端相对论情况下的 CSR 阻抗类似。

18.4 其它

值得说明一下, 这篇论文是从求解阻抗壁的阻抗出发, 通过 (逆) 傅立叶变换得到阻抗壁的阻抗形式。求解尾场或阻抗的步骤一般不是唯一的, 方法多样。点电荷的尾场形式 (point-charge wake) 一般带着极点, 当源点 (source point) 接近参考点 (observation point 或 test point) 时发散。因此, 通常点电荷尾场会与已知的束团分布 $\lambda(s)$ 通过“卷积”(convolution) 操作, 得到沿着束团内坐标的尾场分布函数, 即 $W(s) = \int_{-\infty}^{\infty} w(s-s')\lambda(s')ds'$ (其中, 积分上下限可以通过遵循的因果关系进一步化简)。阻抗形式本质上则是由简谐振子代表单频波源激发的结果, 如, 对纵向阻抗有 $Z_{\parallel} = -E_z/e\lambda v$ 。

参考文献

- [1] Frank Zimmermann and Katsunobu Oide, Resistive-wall wake and impedance for nonultrarelativistic beams, Phys. Rev. ST Accel. Beams **7**, 044201 (2004), <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.7.044201>

19 对非相对论性束流电阻壁尾场的再研究 [PRAB 23-09]

Resistive-wall wake for nonrelativistic beams revisited

19.1 基本信息

- 分类: 相对论性多粒子动力学
- 作者: Gennady Stupakov(SLAC)
- 类型: 理论
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.094401>

19.2 摘要

本文对已有的圆导管中运动束流的电阻壁纵向和横向阻抗表达式进行重新讨论和修改。具体做法是先根据麦克斯韦方程组解得束流阻抗的一般表达式,再减去其中反映空间电荷效应的分量,将两者的差值定义电阻壁阻抗。这样做避免了空间电荷效应对阻抗函数造成的奇点影响。同时理论分析表明这种束流阻抗表达式不仅适用于粒子速度接近光速时的极端相对论情况,只要束流长度要足够长,也适用于粒子速度小于光速的非极端相对论情况。本文对四个不同参数的加速器进行分析,由此纠正了 Zimmermann 和 Oide 之前在论文 [Phys. Rev. Accel. Beams **7**, 044201 (2004)] 中的结论。

19.3 贡献或创新点

作者认为原有的束流阻抗表达式中不仅包含了来自电阻壁的影响,还包含了空间电荷效应的影响,不利于准确理解电阻壁阻抗和尾场。因此作者采用新的思路,将空间电荷效应引起的阻抗定义为管壁为理想导体(即电导率无穷大)情况下的阻抗予以消除,从而得到了阻抗和尾场计算新的表达式。

- 贡献: 本文对束流电阻壁阻抗进行重新定义,推导得到新表达式后,通过分析束流长度和洛伦兹因子等参数对表达式结果影响,将原本仅用于极端相对论情况的横向和纵向阻抗公式推广到适用于非极端相对论情况,有效提高了公式的使用范围。这种调整分析对象、排除无关量的方法也为复杂理论公式推导类的问题提供了一种借鉴思路。

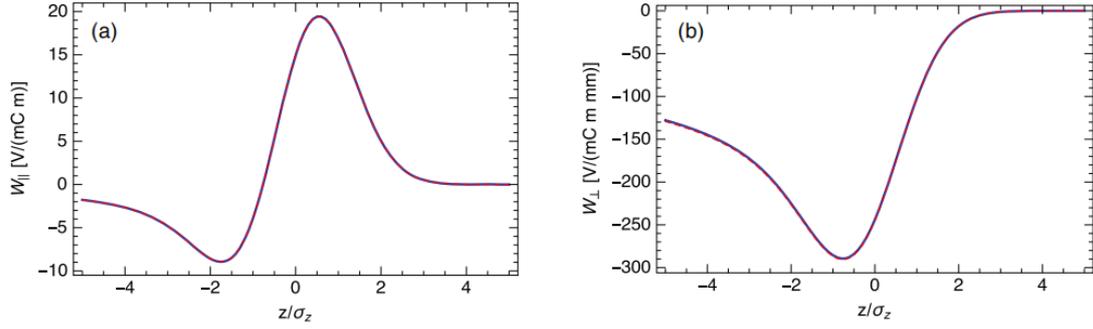


FIG. 1. SNS longitudinal (a) and transverse (b) RW bunch wakes. On each plot there are two lines that go on top of each other: one line is calculated with a nonrelativistic formulas (8) and (21) and the other one with Eqs. (16) and (23), respectively.

- 创新点：本文根据阻抗得到尾场表达式后，通过仿真演示了当参数 ν (与洛伦兹因子有关) 从零增加到一阶有限值的过程中，点电荷产生的横向和纵向尾场变化情况，直观反映了粒子尾场与洛伦兹因子的关系。

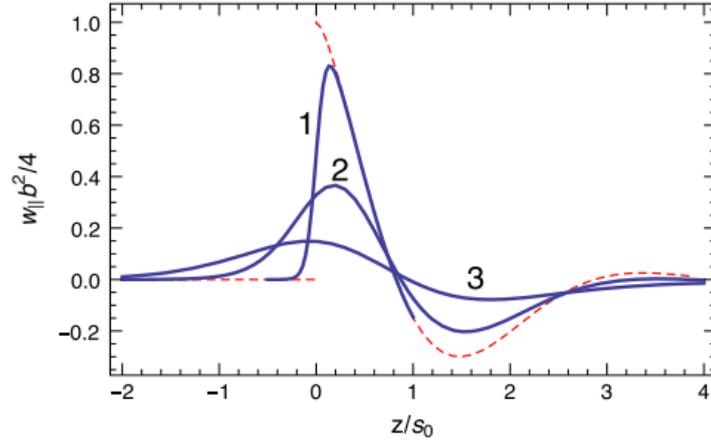


FIG. 2. The longitudinal wake of a point charge for three different values of the parameter ν : (1) $\nu = 0.1$, (2) $\nu = 0.5$, and (3) $\nu = 1$. The red dashed line shows the limit $\nu = 0$ when the wake is equal to zero in front of the charge ($z < 0$) and then jumps to the value $4/b^2$ at $z = 0^+$.

20 微束团电子冷却中的强子束演进研究 [PRAB 23-11]

Hadron beam evolution in microbunched electron cooling

20.1 基本信息

- 分类：束流动力学
- 作者：P. Baxevanis (SLAC) and G. Stupakov (SLAC)
- 类型：理论、半解析数值计算
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.111001>

20.2 摘要

微束团电子冷却 (microbunched electron cooling, MBEC) 是一种相干冷却机制，未来可能应用在高能强子或电子-离子对撞机中。这个工作接接近期的研究，通过一维 (纵向) 分析，研究了强子纵向能散与横向发射度的冷却过程。但是，稍早的分析仅限于初始冷却率的计算，没有考虑长期 (long term) 动力学的影响。为了考虑这个效应，必须将强子的纵向运动 (synchrotron motion) 加进来，并且考虑 MBEC 的扩散与储存环中的束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 效应。加入这些效应之后，开展的理论框架与数值工具将能够有效地研究强子在 MBEC 下较长时间尺度的动力学。

20.3 贡献或创新点

- 贡献：这是接续作者前期的工作，属于系列工作之一。从动理学方程 (kinetic equation) 出发，前期的工作导出了 MBEC 的等效阻抗 $\mathcal{Z}(k)$ ，估算了 MBEC 的冷却率与强子束团的参数演进。为了分析长时间动力学效应，这个工作将强子的纵向运动加进来，并且考虑 MBEC 的扩散 D_η 与储存环中的束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 效应 D_{IBS} 。分析揭示了 MBEC 扩散系数对于作用量¹⁸ \tilde{J} 的关系 (Fig. 3)，并不总是冷却，在 $\tilde{J} > 4$ 后反而有加热效应。这个结果导致有 Fig. 4(右下角) 的切片能散分布。这种能散分布在强子束通过色散传输段时，可能导致束晕 (beam halo) 现象。

¹⁸大概正比于 phase space bucket 相对于中心的“距离”。

- 创新点：这个工作推导得到了带有 MEBC 与 IBS 的动理学方程后 [Eq. (20) 与 Eq. (27), 具有 PDF 的一般形式], 利用 MATLAB 内建的 PDF solver, 搭配迭代 (iterative) 方法, 能够解出强子的纵向相空间分布。注意这里的相空间分布是经过 $(z, \eta) \rightarrow (\phi, J)$ 的作用量-角度变换, 并且对角度积分平均后的分布函数 $\bar{F}_h(\tilde{J}, t)$ 。

20.4 其它

微束团电子冷却 (microbunched electron cooling, MBEC) 最早起于 Y.S. Derbenev 在 1992 年提出的一个称为相干电子冷却 (coherent electron cooling, CeC), 后来 V.N. Litvinenko and Y.S. Derbenev 在 2009 年将这个想法的可行性再进一步阐述 [1]。强子因为没有同步辐射机制, 所以束团的平衡态 (如, 束长、能散、发射度等) 决定于初始束团的状态。根据 Liouville 定理, 如果想要降低强子束能散, 势必要付出束长增加的代价, 除非打破 Liouville 定理的先天限制。冷却机制就是打破 Liouville 定理, 在 MEBC 或 CeC 机制被提出之前, 比较成熟的强子冷却机制有

- 电子冷却 (electron cooling)
- 随机冷却 (stochastic cooling)
- 激光冷却 (laser cooling)
- 离子化冷却 (ionization cooling)

细节可以参考 [2]。这些冷却方法各有优缺, 但是对于高能强子 (如 > 100 GeV proton), 冷却率一般会越来越低 (冷却效率变差)。近年美国 BNL 与 JLab 的电子-离子对撞机项目催生了提出系列高能强子冷却方案, 因此有 CeC 或 MBEC 这类新型冷却方案的提出。大抵而言, CeC 设计方案基于自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 机制, 频宽窄; 而 MEBC 则是基于空间电荷效应 (longitudinal space charge, LSC) 导致的微束团效应, 频宽较宽。

参考文献

- [1] V. N. Litvinenko and Y. S. Derbenev, *Coherent Electron Cooling*, Phys. Rev. Lett. **102**, 114801 (2009), G. Stupakov and M. S. Zolotarev, *Comment on “Coherent Electron Cooling”*, Phys. Rev. Lett. **110**, 269503 (2013), Vladimir N. Litvinenko and Yaroslav S. Derbenev, *A Reply to the Comment*, Phys. Rev. Lett. **110**, 269504 (2013)
- [2] *Handbook of accelerator physics and engineering*, 2nd ed., edited by A. W. Chao, K. H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 2013), §2.7

21 利用角色散引致的微束团在衍射极限储存环产生极高亮度的相干同步辐射 [PRAB 23-11]

Extremely bright coherent synchrotron radiation production in a diffraction-limited storage ring using an angular dispersion-induced microbunching scheme

21.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Changliang Li, Chao Feng, and Bocheng Jiang (主要机构：上海应用物理研究所、上海高等研究院)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.110701>

21.2 摘要

对同步辐射光源社群而言，能产生在短波长、高亮度、相干同步辐射是很重要的目标。这篇论文提出一个方案，利用激光与电子束间的角度，在色散传输段引致群聚因子增强 (angular-dispersion-induced microbunching, ADM)，在低发射度衍射极限储存环中产生极高亮度的相干同步辐射。3.5 GeV 储存环的发射度约 20 pm-rad，周长 900 m，使用 multibend achromat 设计。能产生软 X 射线，重复频率约 10 kHz，亮度达到 2.3×10^{24} photons $s^{-1}mm^{-2}mrad^{-2}(0.1\% \text{ bandwidth})^{-1}$ 的相干同步辐射。

21.3 贡献或创新点

- 创新点：ADM 的机制由下图表示，注意到在电子束经过 B，进到 modulator (M) 之前，与激光之间有一些角度 (不完全并行)。细节描述于 Sec. II。
- 贡献：除了 ADM 外，论文中还给出了储存环的整体初步设计，考虑了线性与非线性光学。另外，动力学孔径与局部动量孔径也通过粒子跟踪模拟给出。储存环的初步参数总结在 Table II。将 ADM 加到储存环之后，通过 radiator (R) 出光的功率与能谱利用 GENESIS 计算后，于 Fig. 12 所示。

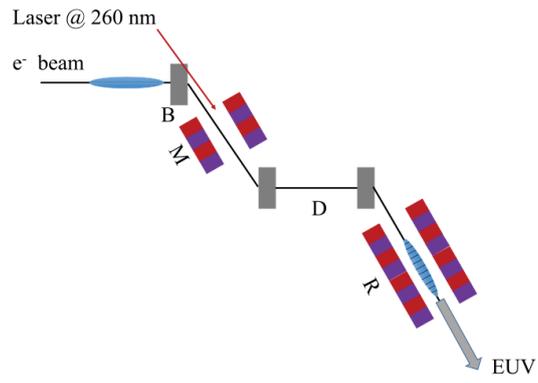


FIG. 1. Layout of the ADM scheme.

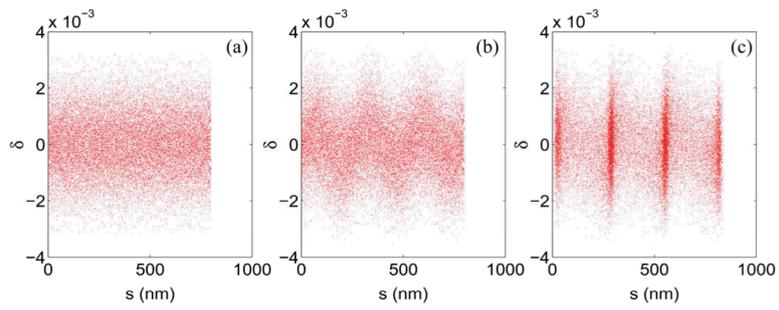


FIG. 2. Simulated longitudinal phase-space evolution of the electron beam: (a) initial phase space; (b) phase space at the exit of modulator M ; (c) phase space at the entrance of radiator R .

21.4 其它

似乎没看到关于此储存环设计中，束团集体效应对 ADM 方案效能降低的评估。

22 用于兆赫兹重复频率束团电流分布重建的非阻拦式太赫兹光谱学 [PRAB 23-11]

Noninvasive THz spectroscopy for bunch current profile reconstructions at MHz repetition rates

22.1 基本信息

- 分类: 束流诊断
- 作者: Nils Maris Lockmann, Christopher Gerth, Bernhard Schmidt, and Stephan Wesch (DESY)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.112801>

22.2 摘要

基于射频超导技术的 X 射线自由电子激光 (X-ray free-electron laser, XFEL) 装置可以产生兆赫兹重复频率的高峰值亮度超短光脉冲。连续的非阻拦式的束团电流分布监测对加速器的运行和控制至关重要。多个 GeV 的电子束是宽谱相干辐射的强辐射源, 基于相干辐射的纵向诊断在多个自由电子激光装置中都有应用潜力。

这篇文章报告了基于 0.7 到 58 THz 的相干衍射辐射谱学的具有飞秒分辨率的非阻拦式电流分布测量结果。束团电流分布采用一种先进的相位恢复方法重建, 并且与横向偏转腔的测量结果进行了比较。实验首次实现了在 XFEL 用户运行的同时记录下整个兆赫兹重复频率束团串中每个束团的电流分布。

22.3 原理

参见图 9.

22.4 方案

XFEL 具有共三条波荡器线 (图10), 利用束流分配磁铁进行分配, 对于进入 SASE1/SASE3 或者 SASE2 的束团可能会有不同的加速梯度 (即束团压缩程度可能不一样)。该测量装置位于 XFEL 直线加速器的末尾, 束流分配区域之前 (图10), 因此可以监测所有束团。

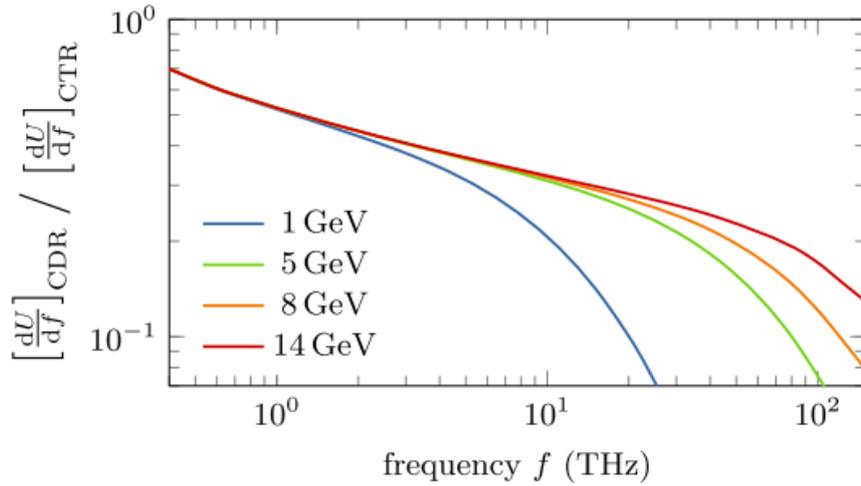


FIG. 1. Spectral energy density of CDR for several electron beam energies relative to CTR. For CDR, a 32 mm wide screen with an aperture of 5 mm (diameter) was assumed.

图 9: 相比于相干渡越辐射 (CTR), 非阻拦式的相干衍射辐射 (CDR) 的显著特征是具有高频截断。电子束的能量越高, 这个高频截断的频率也越高。利用一个具有较宽谱分辨范围的谱仪测量相干渡越辐射的形状因子, 再根据傅里叶变换即求解出电子束的电流分布。这个测量的时间分辨率与截断频率直接相关, 对于 XFEL 14GeV 的电子束, CDR 辐射的频率截断在 100 THz 以上, 因此可以预期能够达到飞秒级别的分辨率。

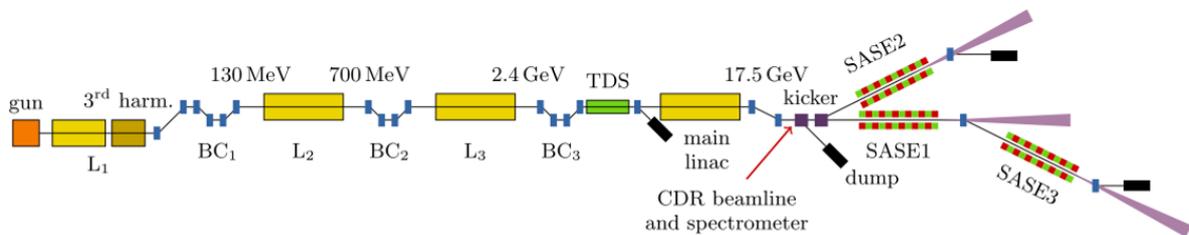


FIG. 2. Layout of the EuXFEL (not to scale). The CRD beamline and spectrometer are located upstream of two kicker-septa arrangements which are used to deflect bunches either to the beam dump upstream of the undulators or the SASE2 undulators.

图 10: XFEL 布局

具体的测量装置如11图所示，利用 45 度角安装在束线上的 radiator 产生衍射辐射，并通过光路传输至谱仪测量其频域形状因子。

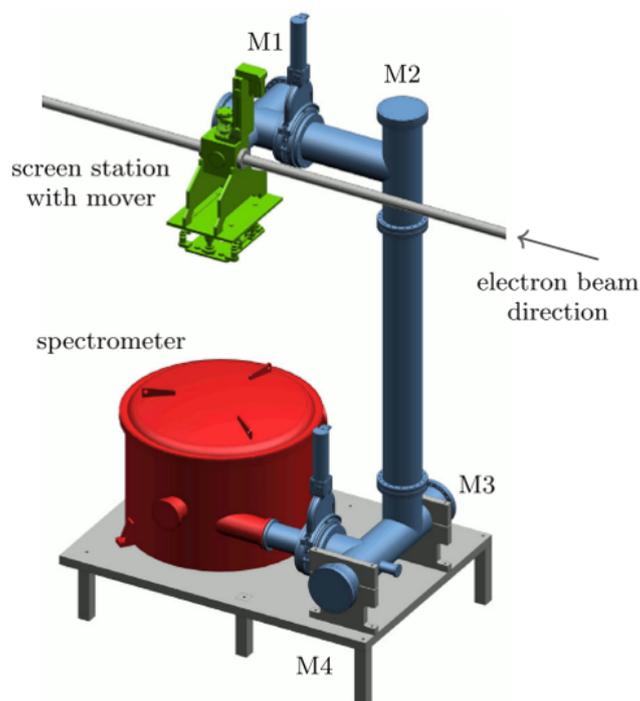


FIG. 4. 3D model of the experimental setup for CDR spectroscopy. The electron beam coming from the right passes through the screen station (green) where it emits CDR. The CDR is guided by four gold-coated mirrors (M1-M4) through the CDR beamline (blue) down into the spectrometer (red).

图 11: 测量装置

22.5 结果

除去校准和重建算法等细节，文章报告的实验结果主要分两方面，其一是对两种 RF 设置的束团进行了重建测量，并与基于横向偏转结构 (transverse deflecting structure, TDS) 的测量结果进行了对比，见图12，重建结果与 TDS 测量结果吻合得非常好；其二是在用户运行的同时对高重复频率的整个脉冲串的所有束团进行了测量，图13展示了对所有束团的测量，从图中可以清楚的看到在整个 RF 脉冲的两种强度设置下 (FT1, FT2) 的逐个束团长度，作者由此得出测量的精度达到 1.5 fs (FT1) 和 0.8 fs (FT2)。

22.6 贡献或创新点

这篇文章报告了一种非阻拦式的可以逐个测量兆赫兹束团序列电流分布的谱学方法，相比于偏转腔，装置简单，并且精度可以达到 fs，是一种非常有潜力的束团电流分

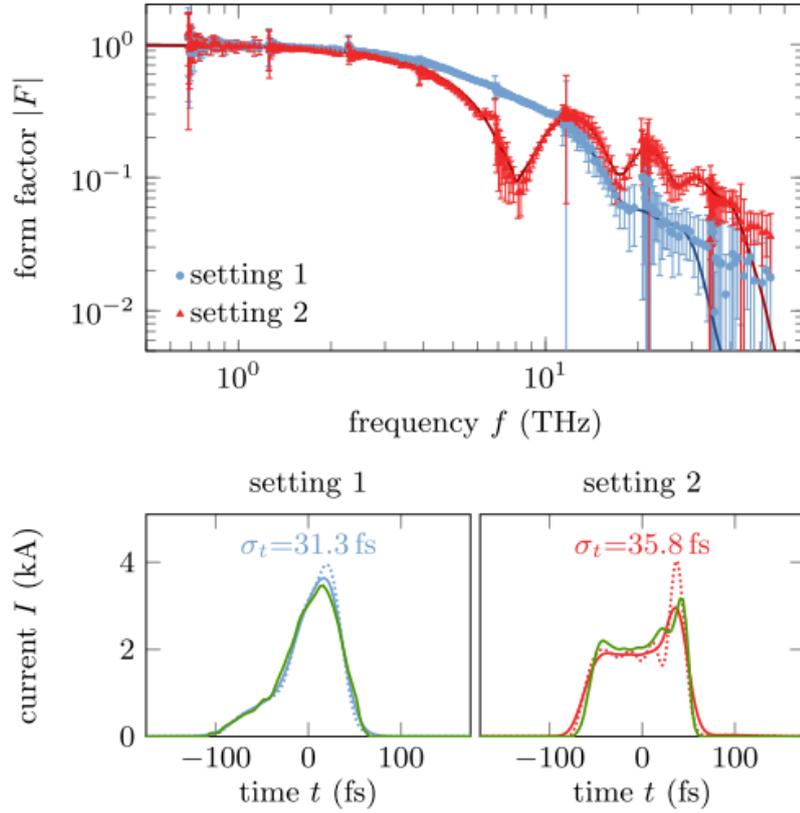


FIG. 9. Top: measured form factors as the average over 20 rf pulses for two different compression settings and the form factor of the reconstructed current profiles (lines). Bottom: reconstructed current profiles compared to the TDS profiles (green) convoluted (blue/red, solid) and not convoluted (blue/red, dashed) with the TDS time resolution.

图 12: CDR 重建结果与 TDS 测量结果对比

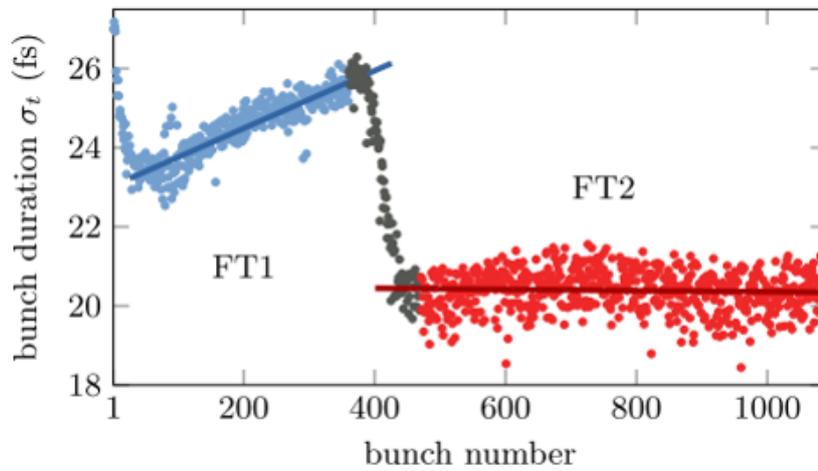


图 13: 在 MHz 运行的同时进行在线测量

布诊断方法。

主要亮点：

- 非阻拦式测量，可以进行在线监测
- 得益于 14 GeV 的电子 CDR 辐射的宽谱特性，CDR 重建的精度达到 fs 级别
- 采用了一种解析 + 迭代的方法进行相位恢复
- 首次实现用户运行的同时进行在线监测

22.7 头脑风暴

22.7.1 来龙去脉

这个实验中用到的谱仪在 FLASH 装置中就已经使用，但是在 FLASH 装置只有 1 GeV 电子能量，CDR 辐射的截断频率较低（参考论文中的 Fig. 1），达不到足够的分辨率，因此无法用 CDR 辐射，而是采用了 CTR 辐射的方法。同时由于 CTR 是阻拦式测量，虽然 FLASH 装置是高重频装置，但这个测量在 FLASH 也只是单束团运行。从低重频移植到高重频，光学系统和探测器是一致的，但是电子学部分需要进行一些修改来应对高重频信号带来的困难。

22.7.2 能量 scaling

虽然这个方法相当的有效，但是不得不考虑电子束能量依赖关系。目前世界上其他计划的或在建的高重频 XFEL 装置最高能量为 8 GeV (LCLS-II 和 SHINE)，尚可以采用这个方法，不过分辨率会有所下降。对于软 X 射线高重频装置，由于电子束能量的限制，恐怕这个方法难以实施。

22.7.3 应用

这一测量结果可以直接用于束流的反馈控制，比较 attractive 的是结合机器学习算法对电流或 SASE 性能的优化。相比于使用偏转腔二维图像重建，这一方法需要的数据量应该会小很多。

23 通过利用时域调制的激光脉冲研究微束团不稳定性 [PRAB 23-10] Microbunching instability characterization via temporally modulated laser pulses

23.1 基本信息

- 分类: 相对论性多粒子动力学
- 作者: A. D. Brynes (ASTeC, Cockcroft Institute and University of Liverpool), I. Akkermans (ASML), E. Allaria (Elettra-Sincrotrone Trieste), L. Badano (Elettra-Sincrotrone Trieste), S. Brussaard (Elettra-Sincrotrone Trieste), M. Danailov (Elettra-Sincrotrone Trieste), A. Demidovich (Elettra-Sincrotrone Trieste), G. De Ninno (Elettra-Sincrotrone Trieste), L. Giannessi (Elettra-Sincrotrone Trieste), N. S. Mirian (Elettra-Sincrotrone Trieste), G. Penco (Elettra-Sincrotrone Trieste), G. Perosa (Elettra-Sincrotrone Trieste and University of Trieste), P. Rebernik Ribič (Elettra-Sincrotrone Trieste), E. Roussel (CNRS), I. Setija (ASML), P. Smorenburg (ASML), S. Spampinati (Elettra-Sincrotrone Trieste), C. Spezzani (Elettra-Sincrotrone Trieste), M. Trovò (Elettra-Sincrotrone Trieste), P. H. Williams (ASTeC and Cockcroft Institute), A. Wolski (Cockcroft Institute and University of Liverpool) and S. Di Mitri (Elettra-Sincrotrone Trieste and University of Trieste)
- 类型: 实验、数值模拟
- 链接: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.104401>

23.2 摘要

自由电子激光 (free-electron lasers, FELs) 中的高亮度束团, 由于散粒噪声、相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 或者纵向空间电荷 (longitudinal space charge, LSC) 引起的任何微结构, 都有可能被放大, 导致切片能量分布和电流分布的变化, 进而产生有害的影响——这种效应被称为“微束团不稳定性”。这篇论文通过实验和对束团纵向相空间分析, 研究了 BC1、BC2 和 BC1+BC2 三种不同压缩方式, 在施加不同的调制频率和能量的激光脉冲情况下对 Fermi FEL 的激光加热器中束团的影响。此外, 还对这些实验进行了相应的模拟, 结果表明这些代码确实能够在较宽的频谱范围内再现实验结果, 对今后的 FELs 的设计和运行有很大帮助。

23.3 贡献或创新点

用啁啾脉冲拍技术产生调制的激光脉冲，并将此调制通过在波荡器传播施加在电子束的能量分布上，可以在调制波长范围内产生束团的初始调制。对于纵向相空间分析而言，利用二维傅立叶分析可以测量出微结构的调制周期、聚束因子和等离子体振荡相位等参数。模拟和实验发现，在低能量区间，最终纵向相空间在总束长度和能散方面表现出相似的宏观特性；随着激光脉冲能量增加，相空间中的微结构变得更加明显。实验和模拟在束团的头、尾分布上不一致，但在束团的峰值电流和调制周期方面比较一致。在仅有 BC2 的情况下，切片能量分布比实验测量值稍大，但两者的聚束因子有很好的 consistency。

- 贡献：在仅使用 BC1 的情况下，即使设置合适的能量，束团的调制也不会持续，这是由于短束团传播了较长时间，使得朗道阻尼增加了。在仅有 BC2 的情况下，则允许束团在更宽的能量范围内维持束团的调制。本论文基于 `elegant` 模拟结果，在将来“微束团不稳定”成为一个问题的时候，可以作为加速器设计的依据。这项工作作为今后研究束流驱动的等离子体尾场加速和新型 FEL 中的“微束团不稳定”模拟和纵向相空间操纵提供了基础。
- 创新点：一系列用于产生初始密度、能量调制的手段被验证和使用。有的使束团经过尾场产生结构，有的利用纵向空间电荷振荡，还有的直接通过激光脉冲施加。在 Fermi FEL 的实验，使用纵向强度非均匀分布的激光脉冲，让激光加热器中的束团产生单色的能量调制。通过改变脉冲激光的特性和磁格的参数，这项技术可以提供较大范围的纵向相空间配置。

24 激光尾波场加速的电子束演化 [PRAB 23-11]

Electron bunch evolution in laser-wakefield acceleration

24.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: D.E. Cardenas (MPQ), S. Chou (MPQ), E. Wallin (UmU), J. Xu (MPQ), L. Hofmann (MPQ), A. Buck (MPQ), K.Schmid (MPQ), D.E. Rivas (MPQ), B. Shen (CAS), A. Gonoskov (GU), M. Marklund (GU) and L. Veisz (MPQ)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.112803>

24.2 摘要

作者对激光尾波场加速 (laser wakefield accelerator, LWFA) 中电子束演化过程进行了系统且高精度地测量。本实验利用可产生亚 5 fs、8 fs 激光的激光注入装置 (LWS-20) 产生稳定、可调的高质量电子束, 进行 MeV 准单能电子束加减速过程的测量。作者阐述了失相与实验现象的关系, 说明失相 (dephasing) 是限制 LWFA 电子束性能的主要因素。并且观测了峰值能量为 6 ~ 20 MeV, 失相长度为 57 ~ 300 μm 的典型与密度相关的电子能量演化, 提出与之良好拟合的抛物线函数。

24.3 贡献或创新点

- 贡献: 作者利用光波合成器 20 (LWS-20) 的超短激光 (升级前 8 fs, 升级后亚 5 fs) 进行激光尾波场电子束演化过程测量, 观测了不同激光、密度分布、加速长度下电子束参数的变化。作者提出失相效应是限制弱非线性 LWFA 电子束性能的主要因素, 提出了一种普适性电子束能量演化拟合函数, 而且可与其他组加速长度小于失相长度时的结果良好拟合。作者在论文中比较了实验结果与三维 PIC (particle in cell) 仿真程序的结果。
- 创新点: 利用低于 10 fs 的激光首次对 LWFA 中电子束最大能量、相对能散等演化过程进行测量, 并提出了一种更加准确描述电子束最大能量的拟合函数。

$$E_p(L_a) = \int_0^{L_a} e\epsilon(x)dx + E_b = eL_a\epsilon_0 \left(1 - \frac{L_a}{2L_d}\right) + E_b$$

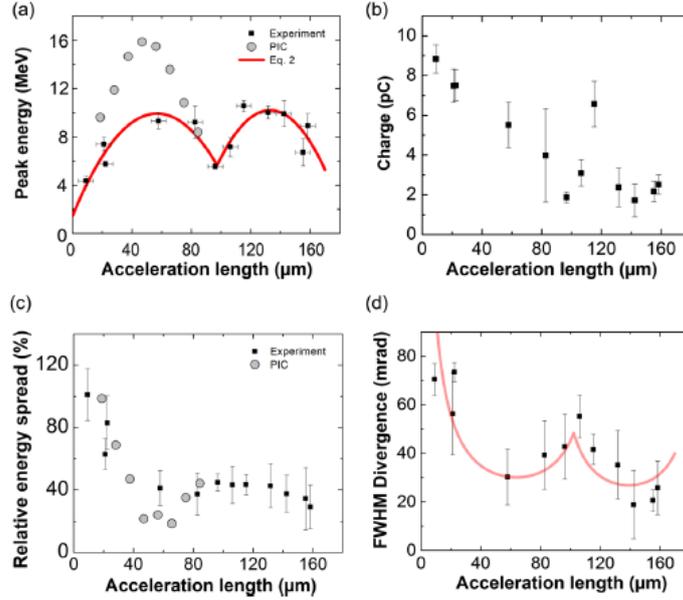


FIG. 5. Evolution of the electron bunch at $14.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ driven by sub-5-fs laser pulses for 12 different injection positions. (a) Peak energy of the measured (black squares) and PIC simulated (gray filled circles) electron spectra, and parabolic fit (continuous red line) from Eq. (2); (b) electron bunch charge; (c) measured (black squares) and PIC simulated (gray filled circles) relative energy spread; (d) beam divergence (black squares) and $635/\gamma_e$ mrad fit (continuous line) from Eq. (2) as a function of the acceleration length. Error bars correspond to the standard deviation of about 50 shots per injection position. Horizontal error bars from (a) apply as well to (b)–(d).

其中， E_p 是被加速后的电子束能量分布中的峰值能量， $e\epsilon(x)$ 是激光激发等离子体加速电场的纵向分量随纵向坐标 s 的关系， ϵ_0 是加速场在第一个等离子周期尾部的值，即电子束 injection position(见该论文 Fig. 3)， L_a 为加速长度， L_d 为失相长度。

24.4 结论

在弱非线性 LWFA 中，相比于其他因素，失相效应是限制弱非线性 LWFA 电子束性能的主要因素。电子束最大能量与加速长度的关系可用抛物线函数较准确拟合。想要进一步提高电子束最大能量，需要更长脉冲长度和更低电子密度激发尾场。

25 用于脉冲功率加速器的快速混合粒子模拟技术 [PRAB 23-11] Fast hybrid particle-in-cell technique for pulsed-power accelerators

25.1 基本信息

- 分类: 脉冲功率型加速器、技术与动力学
- 作者: D.R. Welch (Voss Scientific), N. Bennett (Sandia National Laboratories), T.C. Genoni (Voss Scientific), C. Thomas (Voss Scientific), D.V. Rose (Voss Scientific)
- 类型: 理论、数值模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.110401>

25.2 摘要

混合隐式粒子模拟 (Hybrid-implicit particle-in-cell, Hybrid-implicit PIC) 算法允许在很大的空间和时间尺度上模拟涉及动理学 (kinetic) 和流体 (fluid) 等离子体状态的复杂问题。在流体假设有效的时空情况下, 流体电子可以实现快速计算。如果允许离散的 PIC 宏观粒子在流体或动理学方程的速度下基于相空间准则在流体和动理学这两种描述之间动态迁移, 则可获得额外的灵活性。对于脉冲功率加速器, 模拟时间步长通常受电子回旋频率的限制, 而不是受更严格的等离子体频率限制。一种新的隐式技术能在回旋频率高度未求解的情况下得到精确的粒子轨道。因此, 相对于传统的 PIC 技术, 可以准确地模拟更大的时间和空间尺度。本文介绍了在一个用于驱动 Z-pinch 负载的理想加速器中的混合 PIC 技术和等离子体演化和电流分流 (current shunting) 的完全电磁混合模拟过程。采取一系列相对论速度混合隐式粒子模拟实验中对电极加热动力学、电子传输和表面污染物演化进行了研究。这些动力学过程会导致在达到 Z-pinch 负载之前的电流分流, 从而降低负载性能。通过研究了两个先前发表的功率流 (power flow) 问题, 作者比较了全动力、多流体和混合动理流体的模拟结果, 并讨论这三种方案的计算性能。通过混合模拟方法, 可以确定可能的计算加速度, 有助于理解和设计加速器。

25.3 贡献或创新点

本文提出了使用混合模拟技术描述等离子体状态的方法, 采用全动理、多流体和混合动理流体三种方法在脉冲功率加速器中进行模拟, 比较了仿真结果, 并讨论三种方案

的计算性能。其中，动理学和流体描述的区别在于动理学描述的是动态迁移后的高能粒子 (粒子迁移时能量高于动能阈值)，而流体描述的是低能高密度热等离子体粒子 (粒子迁移时能量低于动能阈值)。

- 贡献：本文提出了混合隐式粒子模拟算法，与已有方法比较，它能以更快速度模拟高功率系统中存在的相对论速度热粒子群，能在更大的空间和时间尺度上模拟涉及动力学和流体等离子体状态的复杂问题。有助于精准评估等离子体物理特性和快速评价工程设计的加速器性能。

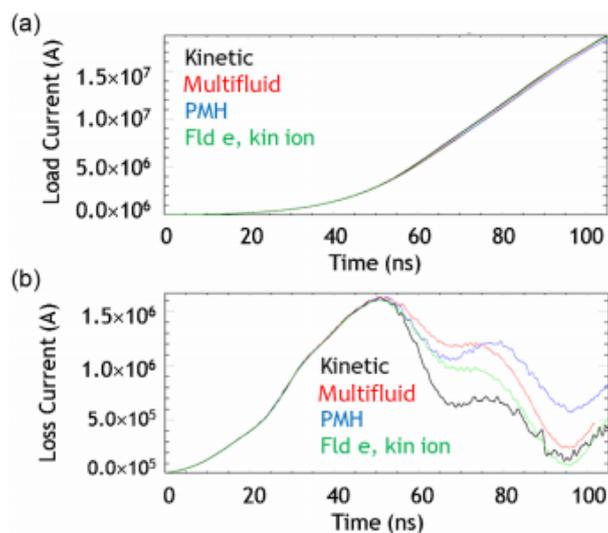


FIG. 6. The (a) load current calculated at $z = 6$ cm and (b) loss current (difference between total current entering the MITLs and the load current) from four simulations (kinetic, multifluid, PMH, and fluid e with PMH ions) using the geometry in Fig. 4 are shown.

- 创新点：本文结合实际脉冲功率加速器装置，采用混合隐式粒子模拟 (PIC) 算法对电极加热动力学、电子传输和表面污染物演化进行了研究。分析了动力学和流体两种方式来描述等离子体的适用场合，结果表明当电流损耗较小时，采用动力学离子描述更为合适，而考虑计算速度时多流体模拟具有显著优势。

25.4 其它

动理学 (kinetics) 研究的是系统粒子在相空间分布函数的演化。在刚传入国内的时候，kinetic theory 也曾被翻译为“动力学”，但这与动力学 (dynamic theory, 主要研究体系随时间演化的情况) 无法区分，而两者的处理对象和处理方法有明显差别。于是后来便约定将 kinetic theory 翻译为“动理学”。动理学描述和流体描述都是研究多粒子体系 (固、液、气、等离子体等) 物理性质的重要理论工具，与流体描述方法的三维坐标空间描述不同，动理学通常是在 6 维的“坐标-速度”空间来描述 (之所以需要用速度空间来描

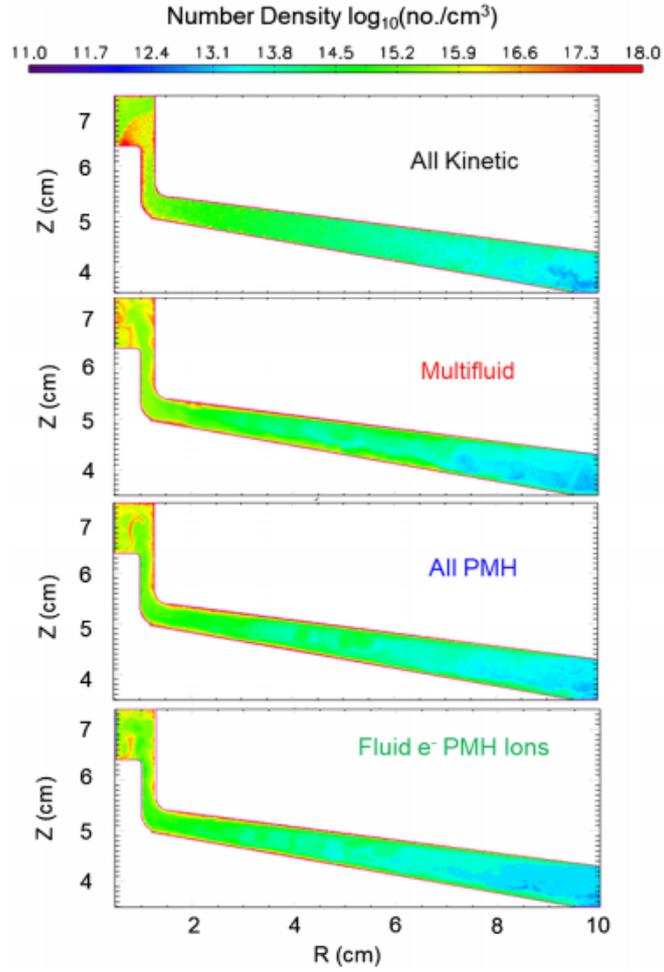


FIG. 7. The electron density is plotted 120 ns into the four 2D inner MITL simulations. The plot shows results from (a) all kinetic particles, (b) the multifluid particles, (c) all PMH with fluid particles transitioning to kinetic above 50 keV, and (d) fluid electrons with PMH ions. All these simulations have dynamic time steps such that $\omega_c \Delta t < 9$.

述, 是因为有些多粒子体系的行为和它们粒子的速度状态密切相关, 因而仅仅在坐标空间作描述不够), 而且还可以扩展到 $6N$ 维空间。

26 威尔逊奖: 电子加速器中的横向相空间操纵 [PRAB 23-11]

Wilson Prize article: Transverse phase-space manipulations in electron accelerators

26.1 基本信息

- 分类: 其他相关文章 (review articles)
- 作者: Bruce E. Carlsten (Los Alamos National Laboratory, LANL)
- 类型: 理论
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.114801>

26.2 摘要

作者 Bruce E. Carlsten 由于对相空间操作研究的贡献被授予威尔逊奖¹⁹。这篇论文从基础的束流概念开始, 将横向相空间操纵中重要的部分结合在一起, 并着重介绍这些方案背后的束流物理。文章除对发射度补偿进行了重点讲解外, 还对辛 (symplectic) 和非辛 (non-symplectic) 相空间操纵背后的束流物理进行了的一般性讨论。

26.3 贡献或创新点

横向相空间操纵的目的是降低发射度, 与刘维尔 (Liouville) 定理指出的相空间不可压缩似乎违背。束团的切片发射度是不可压缩的, 但束团的投影发射度可以降低。发射度补偿利用束流的空间电荷力消除了先前相空间扭转 (twist) 引起的束团的投影发射度增长, 且效果非常好。

- 贡献: 迄今为止, 发射度补偿是唯一一种被广泛运用的横向相空间操纵方案。发射度补偿不仅使得射频光电注入器能发挥其全部潜力, 还是世界上大多数 X 射线自由电子激光器能成功运行的关键。

¹⁹威尔逊奖被认为是国际上粒子加速器领域的最高荣誉奖项, 详细信息可以在美国物理学会官方网页 <https://www.aps.org/programs/honors/prizes/wilson.cfm> 找到。首届得主是发明强聚焦 (或交变梯度聚焦) 原理的 Ernest D. Courant (1987 年)。目前获得该奖项的华裔加速器学家有邓昌黎 (Lee C. Teng, 2007 年) 与赵午 (Alexander Wu Chao, 2018 年)。



图 14: 横向相空间扭转引起束团的投影发射度增长示意图

26.4 其它

本文属于横向相空间操纵和发射度补偿的入门介绍，能使初学者很快掌握相关的基础知识。

由此回顾文章可以看出，目前低发射度电子束技术发展驱动或催生了三代同步辐射加速器至衍射极限储存环或直线加速器的 X 射线自由电子激光装置。这里值得一提的是在最近几年被提出的基于稳态微束团 (steady-state microbunching, SSMB) 原理的新一代能同时产生如储存环的高重频或甚至连续模式 (continuous-wave mode, CW) 且高平均功率的操作模式。这种模式有一个与上述优化横向低发射度电子束为目标的设计有些许不同，它还同时要求纵向强聚焦 (longitudinal strong focusing)，因此，纵向发射度 ϵ_z 也需要优化。

日期：2020/12/14

27 自由电子激光非线性辐射场的一个简单模型 [PRAB 23-12]

Simple model for the nonlinear radiation field of a free electron laser

27.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Erik Hemsing (SLAC)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.120703>

27.2 摘要

这篇论文证明可以通过利用非线性 Duffing 方程

$$A'' - \alpha A + \beta A^3 = 0$$

其中， A 为 scaled radiation field amplitude, $\alpha, \beta > 0$ 与 detuning 参量 δ 相关的定系数。这个 Duffing 方程有一般解，对于 $\delta = 0$ 情况，有如下解

$$A(\bar{z}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \operatorname{sech} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} (\bar{z} - \bar{z}_s) \right], \bar{z}_s = \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \frac{54}{|b_0|^2}$$

其中， \bar{z} 是 scaled undulator coordinate, \bar{z}_s 为饱和长度, b_0 为初始群聚因子 (bunching factor)。

更一般的形式，即对于 $\delta \neq 0$ 情况，解可以用 Jacobi elliptic function 表示。这个 Duffing 方程能够描述自由电子激光从线性至早期非线性饱和区间的动力学，可以方便地研究饱和和动力学问题。

27.3 贡献或创新点

- 贡献：论文中从 Bonifacio 经典论文的 collective-variable description 开始，在非线性和饱和区间，保留的两项 $\langle \eta_j^2 e^{-i\theta_j} \rangle \approx \langle \eta_j^2 \rangle \langle e^{-i\theta_j} \rangle$ 与 $\langle e^{-i2\theta_j} \rangle \approx \langle e^{-i\theta_j} \rangle \langle e^{-i\theta_j} \rangle$ 与其采用的近似有些讨论。通过这个讨论，把这两项的物理图像理

清，也进一步简化后面的推导。注意，Duffing 方程并不是在这些简化后就出现。这些简化后得到的是一个三阶常微分方程，在进一步通过 $a(\bar{z}) = A(\bar{z})e^{i\phi(\bar{z})}$ 的假设，与对 $\phi(\bar{z})$ 的半解析理解 (即 $\phi(\bar{z}) \propto \bar{z}$) 后，才得到具有 Duffing 方程一般式的结果。

- 创新点：利用这个分析能够清楚给出从线性区间过渡到非线性饱和区间的饱和长度 \bar{z} ，并且给出其与 detune 参数的关系，即 $\bar{z}(\delta)$ 。以往 FEL 分析中，饱和长度是一个比较模糊的定义。另外，也给出了饱和长度与初始群聚因子的关系，即 $\bar{z}(\delta, |b_0|)$ 。

27.4 其它

一般对于 FEL 后饱和动力学的理论研究采三种框架：1) Ginzburg-Landau 方程；2) logistic 方程；3) Duffing 方程。本文作者采 3)。这篇论文与本人近期的关于 FEL 后饱和动力学研究 [采 1)] 稍有重叠，故在此补充几点评述：

1. 这篇论文的分析假设固定的 undulator parameter K ，即 $K(z) = \text{常数}$ ；
2. 这篇论文考虑的 FEL 设置应限定为 single-pass high-gain FEL，对 low-gain FEL，如 FEL oscillator，未必适用；
3. 这篇论文的分析属于单频分析，或为 time-independent FEL，文中提到的 spectrum 为 detuning spectrum，与 radiation spectrum 稍有不同。即，论文中没有涉及 sideband、synchrotron motion 或是 time-dependent 效应。

28 单次或循环加速器中,考虑束内散射效应的微束团不稳定理论 [PRAB 23-12]

Theoretical formulation of phase space microbunching instability in the presence of intrabeam scattering for single-pass or recirculation accelerators

28.1 基本信息

- 分类：相对论多粒子动力学
- 作者：Cheng-Ying Tsai (蔡承颖, HUST), Weilun Qin (秦伟伦, DESY), Kuanjun Fan (樊宽军, HUST), Xiaofan Wang (王晓凡, SINAP), Juhao Wu (吴颺昊, SLAC), and Guanqun Zhou (周冠群, SLAC) (主要机构: 华中科技大学)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.124401>

28.2 摘要

微束团不稳定性在单次经过或循环高亮度电子加速器传输线设计中一直是个具有挑战的问题。在过去半个世纪,束内散射 (intrabeam scattering, IBS) 效应在轻子或强子储存环加速器被认为是一个相对缓慢的动力学过程,或在强流质子直线加速器中认为是产生束晕的原因之一。近二十年来,由于高亮度电子束团的产生,催生单次经过直线或循环电子加速器驱动的四代光源的兴起,束内散射效应才开始引起重视。这篇论文开展考虑了非相干束内散射效应的微束团不稳定性理论。为了量化带有束内散射效应的微束团动力学,从 Vlasov-Fokker-Planck 方程开始,结合短距或高频集体不稳定性与非相干束内散射效应。推导得到线性化的 Vlasov-Fokker-Planck 方程与对应的摩擦 (friction) 与扩散 (diffusion) 系数。相空间中的密度与能量调制应遵循的演进方程可以写成一组线性耦合的积分方程。这篇论文将开展的理论应用到一循环加速器设计的微束团分析,经过半解析计算结果与粒子跟踪模拟程序结果比较,得到一致性。

28.3 贡献或创新点

- 贡献：将束内散射效应成功加入微束团不稳定性分析的理论框架。对于比较半解析理论与粒子跟踪模拟结果,这篇论文做了严谨的分析,对理论与模拟结果的差

异有详细的说明 (Sec. IV.D)。

- 创新点：过去，对于微束团动力学分析是基于 Vlasov 方程，忽略了非相干的扩散效应，如束内散射效应或非相干同步辐射 (incoherent synchrotron radiation, ISR)。这篇论文首次将束内散射效应利用 Vlasov-Fokker-Planck (VFP) 方程，成功加入微束团不稳定性理论框架。VFP 方程中的扩散系数先前已经由 G. Stupakov 在 [1] 得到，但是当时应用于 ECHO 的分析。摩擦系数则是首次在这篇论文中推导得到。此外，在今年稍早由 S. Di Mitri 等人 [2] 发表的基于直线加速器 FERMI FEL 实验与比较的理论模型中，束内散射效应仅造成朗道阻尼，并没有包含其扩散与摩擦效应。后者在循环加速器中将扮演越来越重要的角色。

28.4 其它

这篇论文给出的理论框架仅考虑固定能量、并且没有束团压缩的情况。对于涉及粒子加速或减速过程、粒子压缩或拉伸的情况及相关例子与讨论，将在其它论文发表。

参考文献

- [1] G. Stupakov, Effect of Coulomb collisions on echo-enabled harmonic generation (EEHG), Proceedings of FEL2011 (Shanghai, China, 2011), MOPB20, pages 49 – 52, <https://accelconf.web.cern.ch/FEL2011/papers/mopb20.pdf>.
- [2] S. Di Mitri, G. Perosa, A. Brynes, I. Setija, S. Spampinati, P.H. Williams, A. Wol-ski, E. Allaria, S. Brussaard, L. Giannessi, G. Penco, P.R. Rebernik, and M. Trovò, Experimental evidence of intrabeam scattering in a free-electron laser driver, *New J. Phys.* **22**, 083053 (2020).

日期: 2020/12/7

29 一种特殊形式的电子束产生的频率倍增相干辐射 [PRST-AB 16-01]

Frequency multiplication using coherent radiation of a “snake” beam

29.1 基本信息

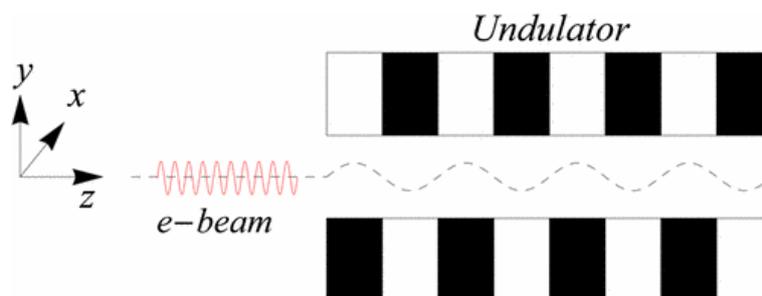
- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：G. Stupakov (SLAC)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.16.010702>

29.2 摘要

提出一种通过特殊形式分布的高亮度电子束产生，经过波荡器后，可以产生频率倍增的相干辐射，这种特殊形式的电子分布被称为 snake beam。

29.3 贡献或创新点

- 创新点：利用 snake beam (下图红色线所示) 产生相干辐射，这在过去没有看过相关讨论，至今为止这个想法也还没有流行起来。因此，创新想法是这篇论文的创新点。



29.4 其它

这篇论文采用的分析方式具有一般性，即，援引 A. Hofmann 经典著作，从单电子的辐射场 \mathbf{A} 与 spectral intensity 公式 $P(\omega, \mathbf{n})$ 出发，将电子束的辐射归结为求解 form

factor $F(\omega, \mathbf{n})$ 的过程。另外, 考虑电子束横向有限尺寸的影响也具有一般性。

30 发展亚 10 飞秒超快电子衍射技术的方法 [Structural Dynamics 7, 034301 (2020)]

Method for developing a sub-10 fs ultrafast electron diffraction technology

30.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Hyun Woo Kim, In Hyung Baek *et al.* (主要机构: Korea Atomic Energy Research Institute, KAERI)
- 类型: 数值模拟
- 链接: <https://doi.org/10.1063/4.0000012>

30.2 摘要

利用 X 射线或电子频闪技术观测原子和分子中的飞秒动力学过程近年来引起了人们的广泛关注并得到了迅速发展。本文提出了一种兼具高亮和低于 10 fs 的时间分辨率超快电子衍射 (UED) 技术。作者所在 KAERI 实验室在之前的工作中展示了一个使用射频光阴极电子枪和 90° 弯铁消色差结构的消色散系统, 总时间分辨率达到了 31 fs [1]。该 UED 系统获得了 25 fs 的束团长度和小于 10 fs 的时间抖动, 同时保持了 0.6 pC 的高电荷量。在本文中, 作者在之前系统的基础上, 展示了通过在消色差二极铁的色散区添加能量过滤器 (energy filter) 以刮去了相空间中非线性部分的电子, 从而将电子束团长度压缩到 10 fs 以下。通过数值模拟, 作者展示了电子束在样品位置可以被压缩到 6.2 fs (rms)。结果表明, 能量过滤的方法比一般用来处理电子束非线性分布的复杂整形技术更为可行和有效。

30.3 贡献或创新点

- 创新点: 进一步利用二极铁色散段的特性, 在色散最大的位置加入 slit 从而显著减少电子束的束长和能散, 在保证电荷量足够用于单发衍射实验的基础上, 进一步提高了整个装置的时间分辨率。
- 贡献: 为进一步获得高稳定性、高时间分辨率的 UED 装置提供了一种参考方案。基于粒子跟踪仿真 (ASTRA), 本文从电荷量、能量过滤器宽度、激光注入相位抖

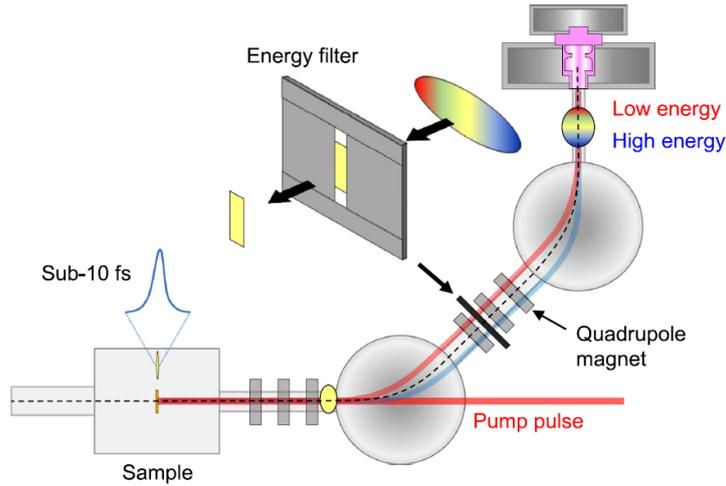


图 15: 通过在色散区使用能量过滤器的刮去电子产生亚 10 飞秒电子束的方案

动等方面讨论了能量过滤方案的可行性和优化方向，可以作为前期实验设计的开端。

30.4 实验结果

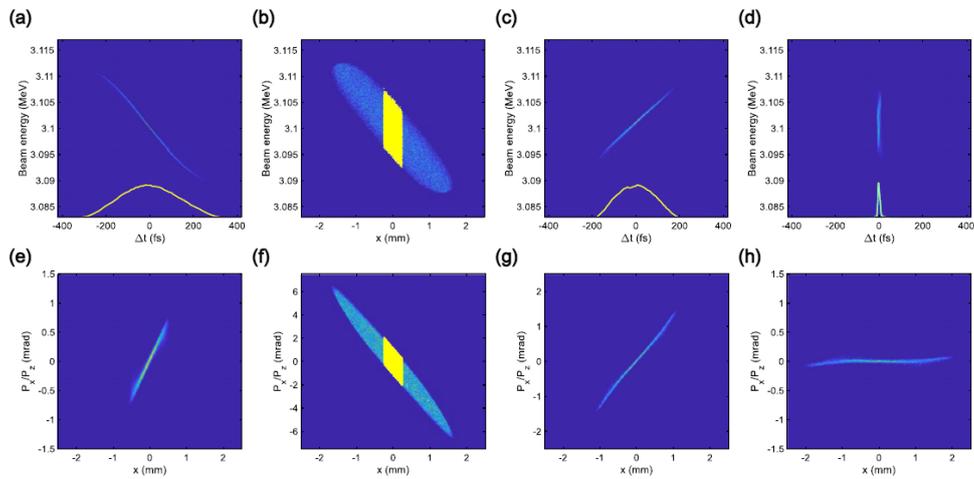


图 16: 500 fC 的高斯分布电子束团的纵向 [(a), (c), 和 (d)] 和横向 [(e)-(h)] 相空间的仿真结果。在能量过滤器处纵向相空间 $[x-E]$ 平面[(b) 和横向相空间 (f) 的仿真结果。黄点表示通过能量过滤器的电子。插图 [(a), (c) 和 (d)] 中的橙色线表示电子束团的纵向分布，青色线 (d) 表示高斯拟合曲线。能量过滤器后的束团电荷为 0.1 pC，样品处的束团长度为 6.2 fs (rms)。

参考文献

- [1] Hyun Woo Kim, Nikolay A. Vinokurov, *et al.*, Towards jitter-free ultrafast electron diffraction technology, *Nature Photonics*, **14** (4):1-5, 2020. <https://www.nature.com/articles/s41566-019-0566-4>

31 利用“冷”电子束增进 (外) 种子自由电子激光效能 [PRAB 23-12] Enhanced seeded free electron laser performance with a “cold” electron beam

31.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：G. Penco, G. Perosa, E. Allaria, S. Di Mitri, E. Ferrari, L. Giannessi, S. Spampinati, C. Spezzani, and M. Veronese (主要机构: FERMI Elettra-Sincrotrone)
- 类型：实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.120704>

31.2 摘要

在意大利 Trieste 的 FERMI 是一基于高增益谐波产生机制 (high-gain harmonic generation, HGHG) 的外种子自由电子激光 (free electron laser, FEL) 装置，能产生完全相干 (横向与纵向) 的极紫外至软 X 射线的激光。这类 FEL 效能要求电子束的 (切片) 横向归一化发射度大约 $1 \mu\text{m}$ 、峰值电流约 $700 \sim 800 \text{ A}$ ²⁰。HGKG 机制额外要求更小的电子束切片能散 (slice energy spread)。通过优化在 FERMI FEL 运行使用的光阴极注入器与直线加速器系统，目前已经能够得到约 10^{-5} 的电子束切片能散²¹。相较于 2018 年以前 FERMI FEL 的光阴极激光系统与直线加速器传输段的光学设置，这篇论文采优化后的光阴极激光系统 (细节描述见 Sec. II 的前两段) 与特别针对抑制微束团不稳定性的传输段的光学设计，目前能够操作在不需要激光加热器 (laser heater, LH) 的情况下，传输横向归一化发射度大约 $1 \mu\text{m}$ 、切片能散约 10^{-5} 、峰值电流约 $700 \sim 800 \text{ A}$ 甚至更高的电子束能在进入波荡器前不发生微束团不稳定性。这种更“冷”的电子束因此能产生数毫焦 (mJ) 的 FEL 脉冲能量，并且峰值功率达到 10 GW 。相较于之前操作在第 13 至 15 次谐波 (波长约 16-20 nm)，目前 FERMI FEL 运行的 HGKG 模式，可以达到第 25 次谐波的输出 (波长约 10 nm)。

²⁰一般受限于集体不稳定性，特别是微束团不稳定性。

²¹对于几个 GeV 的 linac FEL，一般达到的电子束切片能散约 10^{-4} 。

31.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文针对最近 FERMI FEL 对电子束特性的量测实验结果的分析与解释，得到的结论是，目前 FERMI FEL 能够产生超低切片能散的电子束，能散大约比其它 UV 或 X 射线 FEL 的电子束的能散低了一个数量级。得到这个结论并不直观，一方面因为按照当前 XFEL 常用的测量电子束能散的方法，即 RF 偏转腔，其分辨率大概为 100 keV。按照 FERMI FEL 的电子束能量，约 1 GeV， 10^{-5} 切片能散意味着要能分辨 10 keV 的能量差，明显超出 RF 偏转腔分辨能力。论文采用一种用来提高 FEL 效率的“光学速调管”模式 (optical klystron, OK)，通过对波荡器上游传输段 R_{56} 与 FEL 共振波长 $k_r = 2\pi/\lambda_r$ 的测量，间接地推测电子束团切片能散 $\sigma_E = E/R_{56}k_r$ 。下图是通过改变 R_{56} 与激光加热器的能量，量测 FEL 脉冲能量，从而间接表征微束团不稳定性的存在。

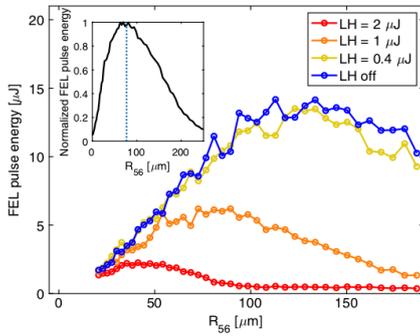


FIG. 1. FEL pulse energy at 31.9 nm versus the dispersive section R_{56} , for different values of the laser heater energy. Inset reports, for comparison, the FEL normalized pulse energy at 32.1 nm versus R_{56} from previous experiments [33].

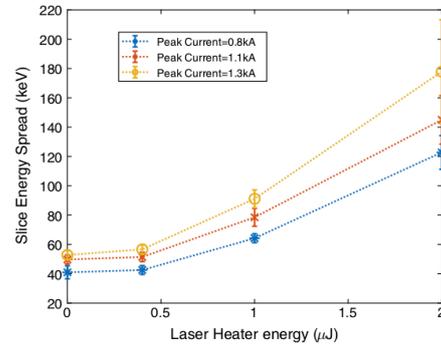


FIG. 2. Measured time-slice energy spread obtained from Eq. (1) applying the FEL versus R_{56} scan as reported in Fig. 1. The error bars refer to a confidence interval of 68% in evaluating the optimum value of R_{56} .

图 17: 左图表明当激光加热器关闭时, FEL 脉冲能量在 $R_{56} \approx 140 \mu\text{m}$ 时可以达到最大值。随着激光加热器时, FEL 脉冲能量减小并且峰值能量往较小的 R_{56} 偏移, 表明电子束的能散增加了, 即, 激光加热器过度加热 (overheating)。一般情况下, 最佳 FEL 脉冲能量应该是在激光加热器运行在某个适当的能量时, 但是这篇论文想阐明的是, 按目前 FERMI FEL 运行情况, 不需要激光加热器即已得到最佳 FEL 脉冲能量。右图是通过 OK 效应, 在不同电子束峰值电流与不同激光加热器能量操作下, 利用论文中 Eq. (1) 推测的电子束切片能散。

- 贡献：除了以上实验结果，这篇论文还花了些篇幅分析每单发 FEL 脉冲及其频谱，试图说明这种更“冷”的电子束不存在微束团不稳定性。细节可以参考论文 Sec. III 的第 5 至 7 段说明。

31.4 其它

这篇论文隐约暗示了人们对电子束微束团动力学的认识或许还不完整。过去，激光加热器的主要应用是用来抑制微束团不稳定性，但是按这篇论文揭示，激光加热器未必

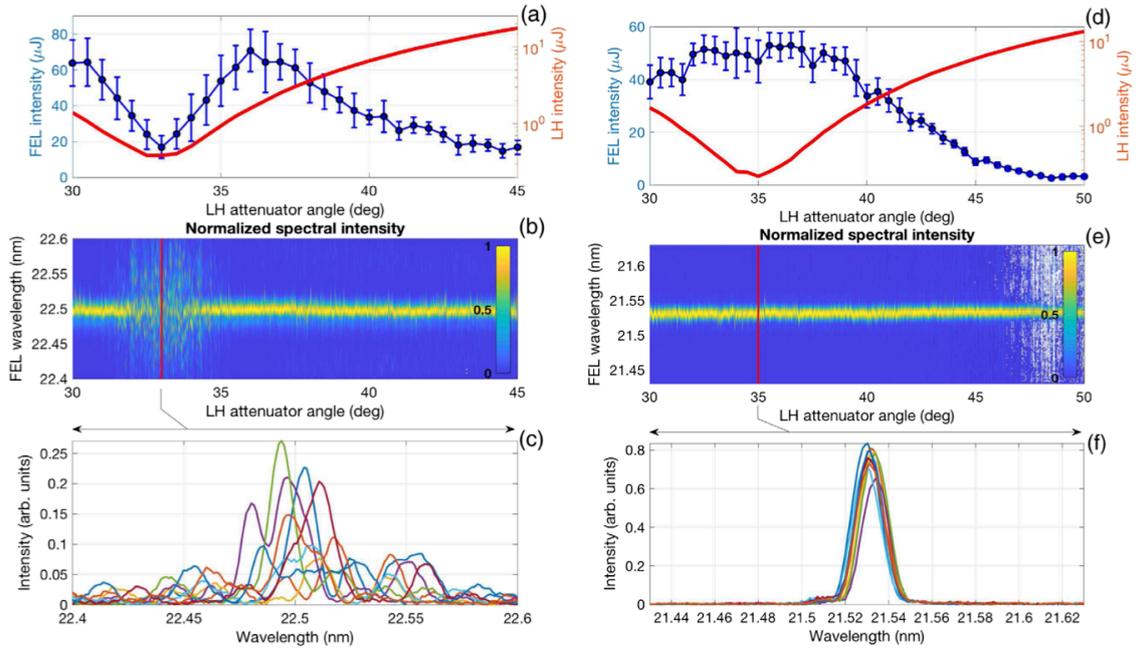


FIG. 4. FEL performance versus laser heater for a standard electron beam in 2018 (a,b,c) and for the current one (d,e,f). FEL intensity (blue curve) and laser heater intensity (red curve) (a,d) are plotted as a function of the LH attenuator angle. FEL spectra versus LH attenuator angle are reported in (b,e) in false color scale (normalized for the maximum intensity value). Few spectra for the standard case (c) and for the actual case (f) have been randomly selected for the minimum value of the LH ($\sim 0.2 \mu\text{J}$).

图 18: 左图是 2018 年时, 通过调整不同激光加热器能量时, 测得的 FEL 脉冲能量, 可以看到, 在约 $3 \mu\text{J}$ 时可以达到最佳 FEL 脉冲能量。右图是目前 FERMI FEL 设置情况下, 调整不同激光加热器能量时, 测得的 FEL 脉冲能量。可以看到最佳 FEL 脉冲能量发生在激光加热器关闭时。

需要。另外，激光加热器（或者，严格地说，激光调制器）还可以用它调制电子束，使产生带有边带的辐射频谱或是用来使电子产生高次谐波的辐射。

32 基于量身定制的可 3D 打印的电介质线波导的纵向相空间合成 [PRAB 23-13]

Longitudinal phase space synthesis with tailored 3D-printable dielectric-lined waveguides

32.1 基本信息

- 分类: 新型加速方法
- 作者: F. Mayet, R. Assmann, and F. Lemery (DESY)
- 类型: 理论与模拟
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.121302>

32.2 摘要

纵向相空间操控对于先进加速概念、辐射源和 X 射线自由电子激光 (x-ray free-electron laser, XFEL) 性能提升都是至关重要的。本文提出一种简单、多功能的方法, 利用量身定制的电介质线波导 (dielectric-lined waveguide, DLW) 产生的尾场半任意性地修整 (semiarbitrarily shape) 带电束团的纵向相空间。论文将此部件称纵向相空间修整器 (longitudinal phase space shaper, LPSS)。文章将这个概念应用于模拟并给出辐射产生和束团压缩的例子。文章最后讨论用 3D 打印机进行加工的可能性并探讨打印极限以及输入纵向相空间如何影响这一设备的性能。

32.3 方法与结果

文章提出的方法比较直观, 即通过多段具有不同参数的电介质线产生的尾场 (具有不同模式频率与幅度) 进行合成, 以达到任意整形相空间的目的。

最主要的结果展示在下图中, 文章针对三组参数优化了 10 段电介质线波导的参数, 以达到使束团的特定目标区域 (region of interest, ROI) 线性化的目标。

注意到图中结果给出的不同段电介质波导的分界是不连续的, 一个更为实际的例子是采用较短的线性渐变连接各段, 通过重新优化参数, 仍然可以实现前述使相空间 ROI 区域线性化的目标。通过线性渐变连接起来以后, 多段介质线波导可以作为一个整体, 通过 3D 打印进行加工。

作者还讨论了一个较为实际的束团压缩的例子, 以及打印分辨率对性能的影响。

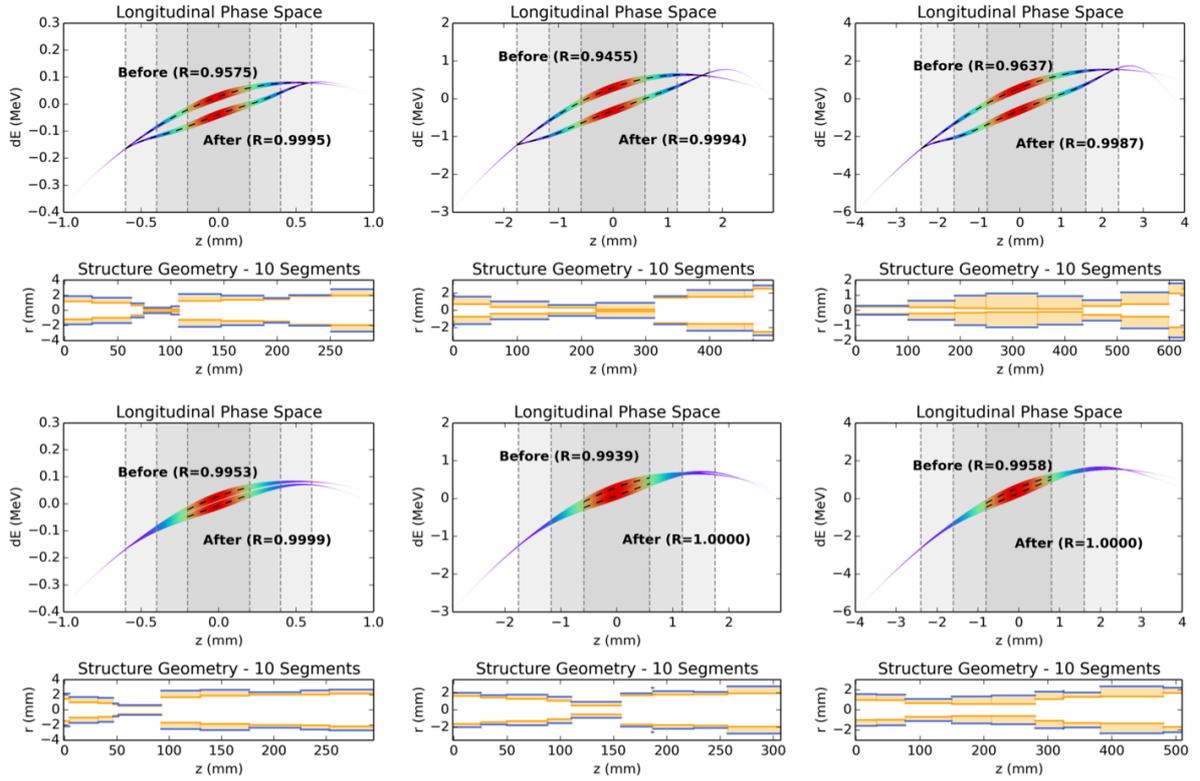


FIG. 8. LPS optimization results for input LPSs based on the ARES working points shown in Table II. The optimization goal was to achieve $R = 1$ across the full 6σ ROI (top row), as well as a centered 2σ ROI (bottom row). From left to right: WP1, WP2, WP3. Each plot shows the LPS before and after the LPS interaction. The color and thickness visualize the current profile. The gray shaded areas correspond to the 2, 4 and 6σ regions respectively. The head of the bunch is on the left (negative z values). Below the main plot, the geometry of the final segmented DLW is visualized, with the orange line corresponding to the inner radius and the blue line to the outer radius.

32.4 贡献或创新点

主要创新点:

- 通常加速器中用到的纵向相空间整形的模式都比较单一, 如长传输段的尾场、凹槽结构 (corrugated structure) 尾场应用于去啁啾 (dechirper)、三次谐波腔等。本文提出的用多模式合成的方法, 原则上可以实现任意的相空间整形。
- 采用 3D 打印, 可以实现模型的快速制作与替换, 并且根据具体需求可以量身定制, 达到最好的整形效果。

32.5 头脑风暴

采用尾场结构对电子束相空间整形是近些年来的一个研究热点, 在 MeV 或 GeV 的加速器装置中都有相关研究。本文的方法较为新颖, 但仍然比较初步, 还有较多可能存在的问题需要解决, 具体表现为:

- 可调谐性差, 只能通过更换新的电介质线波导进行调谐, 而制作新的波导需要已知输入电子束相空间来进行优化。另一方面电子束的稳定性也会影响到这一结构的性能。
- 电介质材料相比于导电性好的金属, 能量沉积效应更明显, 对电子束的电荷量和重复频率有一定要求, 因而应用范围受到一定限制。

33 用于自由电子激光纵向电子束表征的延迟-失谐扫描 [PRAB 23-12]

Delay-detune scan for longitudinal electron beam characterization at free-electron lasers

33.1 基本信息

- 分类: 束流诊断
- 作者: Svitozar Serkez, Gianluca Geloni (XFEL), Marc Guetg, Vitali Kocharyan, Shan Liu, and Evgeni Saldin (DESY)
- 类型: 实验
- 链接: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.122801>

33.2 摘要

在自发辐射自放大机制 (self-amplified spontaneous emission, SASE) 模式下, 本文给出了一种研究自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 电子束能量啁啾的新方法的首次实验结果。这一方法采用一个磁压缩器将 FEL 波荡器分成几个增益长度长的两段, 且波荡器间隙必须可调。通过扫描磁压缩器中的延迟和部分波荡器的失谐, 可以取得辐射光场的频率啁啾和电子束能量啁啾两者的线性成分。此外, 这一扫描能够提升此前提出的基于自相关的脉冲长度测量的精度。文章提出的方法适用于缺乏直接诊断电子束纵向相空间手段的装置, 也可以用于诊断电子束的横向倾斜 (tilt)。

33.3 方法与结果

顾名思义, 延迟-失谐 (delay-detune, DD) 扫描需要扫描两个变量, 其中, 电子束与辐射脉冲的延迟通过波荡器间的延迟磁压缩器的 R_{56} 进行调节, 而失谐可以通过第二段波荡器的 K 值进行调节, 如下图所示, 通过延迟调节之后, 辐射与电子束的纵向相空间相互错开, 再进行失谐调节可以使得二者的相空间部分重叠, 重叠部分的辐射脉冲因为符合 FEL 共振关系而能够得到进一步的放大。通过探测波荡器出口的辐射脉冲能量, 即可以通过分析获得电子束能量啁啾等信息。

实验及模拟结果如下图所示, 主要要点有:

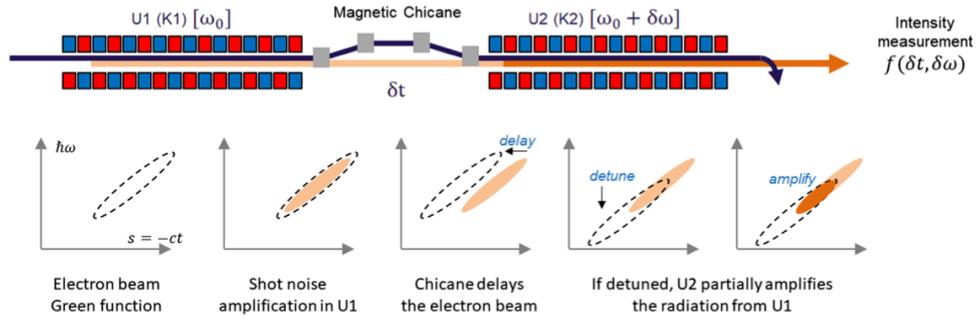


FIG. 1. Schematic of the proposed diagnostics method: an electron beam with linear energy chirp emits frequency-chirped radiation. The electron beam is delayed with a chicane. The resonance condition between beam and radiation can be retrieved by detuning the K parameter of the second undulator.

图 19: 实验布局示意图

- 通过 DD 扫描结果的线性趋势，可以得出电子束的线性能量啁啾信息。
- 非线性的能量啁啾，可能会造成 DD 扫描结果的展宽。
- 将不同失谐扫描的结果求和，得到累积强度与延迟的曲线，这一曲线提供了辐射强度的自相关信息，并且对啁啾不敏感，可以用于推测辐射脉冲宽度。但是，注意到线性啁啾和非线性啁啾可以得到同样的自相关曲线，因而脉冲时域分布不能唯一确定。
- 如果进一步调节轨道校正子磁铁，这一实验还可以获得电子束的横向倾斜信息。

33.4 贡献或创新点

主要创新点：

- 将原有的自相关扫描（延迟扫描）扩展至二维扫描（延迟-失谐），一方面可以获得电子束能量啁啾信息，另一方面扩展了自相关测量推测辐射脉宽这一方法的适用范围。

33.5 头脑风暴

在缺乏纵向相空间测量手段（如，波荡器后的偏转腔）的情况下，文中提出的测量方法可以提供非常好的纵向诊断信息，特别是在硬 X 射线自种子型 (self-seeding) FEL 的调束过程中，起到了很大的作用。

在延迟较小时，电子束中的微群聚没有完全被磁压缩器移除，这时测量得到的脉冲能量信息包含了残留群聚的影响，不适用于文章的分析。

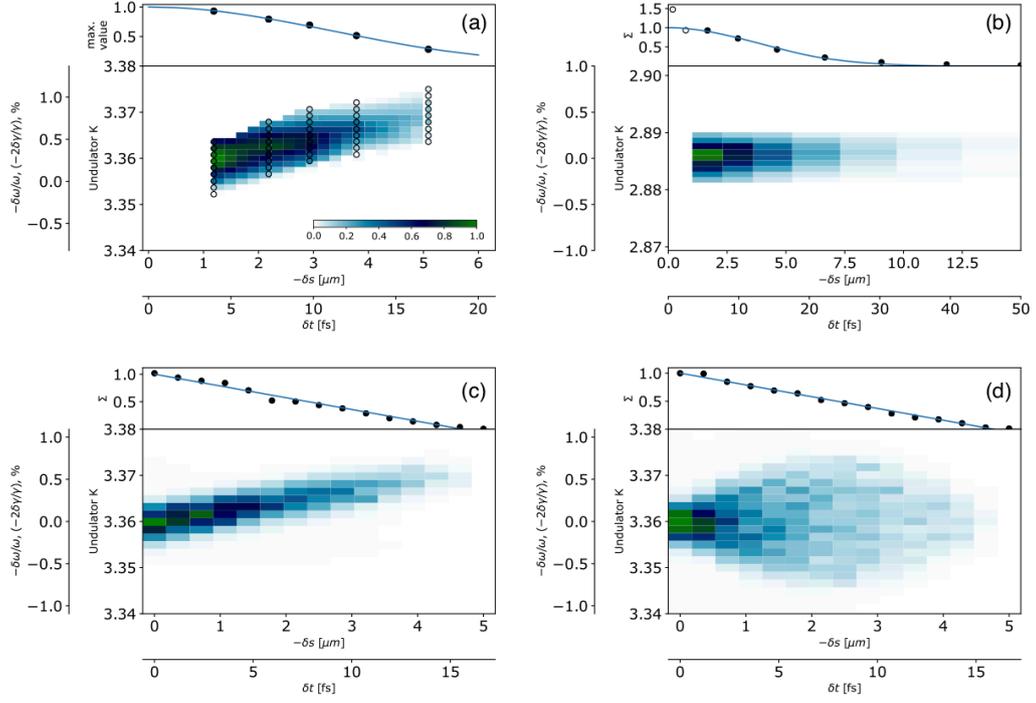


FIG. 2. False-color representations of FEL intensity as a function of chicane delay and the downstream undulator detune for the following cases: (a) experimental result with an overcompressed electron beam; (b) experimental result a nominal beam compression; (c) simulation result with a model using a model $5 \mu\text{m}$ -long flat-top electron beam with linear energy chirp of $\delta\gamma/\gamma = 2 \times 10^{-4}$ over one femtosecond; (d) simulation result using a model $5 \mu\text{m}$ -long flat-top electron beam with quadratic energy chirp of $\delta\gamma/\gamma = 9.2 \times 10^{-5}$ over one femtosecond squared. The bottom subplots display an amplified radiation intensity as a function of chicane delay and the downstream undulator detune, except for subfigure a, where for better clarity circles represent the actual measurements while the colormesh is an interpolation result. The top subplots show the marginal distribution (sum) of the colormesh over the undulator detune for each chicane delay along with and its fit by Gaussian function (a,b) and straight line (c,d), normalized to 1 at $\delta s = 0$. The maximum colormesh value is also normalized to 1.

图 20: 实验及模拟结果

34 存在失谐阻抗时匀束团的快-慢模耦合不稳定性 [PRAB 23-12]

Fast-slow mode coupling instability for coasting beams in the presence of detuning impedance

34.1 基本信息

- 分类：束流动力学
- 作者：N. Biancacci, E. Metral, and M. Migliorati (主要机构：CERN)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.124402>

34.2 摘要

这篇论文探讨了失谐阻抗 (detuning impedance)²²的减稳效应 (destabilizing effect)²³, 基于一个最近在 CERN 质子同步加速器 (proton synchrotron, PS) 的粒子跟踪模拟中观察到的现象。在质子动能 1.4 GeV 的注入能量, 当

- 没有失谐阻抗时, 横向垂直方向 (y) 的模耦合不稳定性 (transverse mode coupling instability, TMCI) 比水平方向 (x) 快²⁴;
- 存在失谐阻抗时, 横向水平方向 (x) 的模耦合不稳定性反而比垂直方向 (y) 快。

换言之, 在横向水平方向, 存在失谐阻抗时, TMCI 出现了减稳现象。为了理解这个效应, 这篇论文考虑了一个稍微简化的情况, 即, 匀束团 (coasting beam) 在简化的阻抗模型下的模耦合不稳定性。这个效应关联了慢波-快波²⁵的耦合效应 (fast-slow mode coupling)。

²²这个失谐阻抗是由于测试粒子 (test particle) 本身横向位移导致的额外阻抗, 不同于传统意义上的由源粒子 (source particle) 驱动下的那种阻抗 (driving impedance)。

²³这里用 *destabilizing* 而不是用 *unstable*, 是因为单纯由失谐阻抗不至于引起不稳定性。或者说, 失谐阻抗是一种在传统驱动阻抗存在时额外添加的一种减稳效应。

²⁴原因是由于真空管的几何 (扁椭圆) 形状。

²⁵经典的集体动力学理论中, 分析仅考虑慢波引起的 TMCI, 认为快波不参与束团集体运动。

34.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文给出了一个能够同时考虑失谐阻抗与传统驱动阻抗影响下的宏粒子理论模型。关键一步为将尾场 W_y 通过泰勒展开，对测试粒子 (test particle) 与源粒子 (source particle, 驱动 test particle) 的横向某一维度一阶近似，

$$F_y = -\frac{q^2}{C}W_y(\bar{y}, y) \Rightarrow F_y = -\frac{q^2}{C} \left(\frac{\partial W_y}{\partial \bar{y}} \Big|_{\bar{y}=0} \bar{y} + \frac{\partial W_y}{\partial y} \Big|_{\bar{y}=0} y \right) = -\frac{q^2}{C} (W_y^{\text{driv}} \bar{y} + W_y^{\text{det}} y)$$

从上式可以看出， W_y^{driv} 是测试粒子在轴上 ($y = 0$) 时感受的 (产生自可能在或不在轴上的源粒子的) 尾场，而 W_y^{det} 是测试粒子由于自身横向偏移导致的额外感受到的尾场 (此时，源粒子假定在中心轴上)。偏轴的源粒子与偏轴的测试粒子的二阶以上效应在这里忽略。

- 贡献：根据论文给出的宏粒子集体运动模型，比较文中 Eq. (9) 与 (20) [分别摘录如下]

$$\begin{aligned} \ddot{y}(s, t) + \omega_\beta^2 y(s, t) &= -\frac{qv}{\gamma m_0 C} D(s_0 + vt, t) j Z_y^{\text{driv}}(\Omega) \\ \ddot{y}(s, t) + \omega_\beta^2 y(s, t) &= -\frac{q^2 v N}{\gamma m_0 C^2} j Z_y^{\text{det}}(0) y(s, t) \end{aligned}$$

其中， $D(s, t) = d(s, t)\rho(s) = \frac{qN\Delta}{C} e^{j(\Omega t - ns/R)}$ 是横向质心运动，即，二阶矩 (dipole moment)。假设 $y(s, t) \propto e^{j[(\Omega - n\omega_0)t - ns_0/R]}$ ，可以看出，驱动阻抗可能导致束团横向偏移 y 的不稳定性，而失谐阻抗仅造成束团横向偏移 y 的振荡频率偏移 (注意 $Z_y^{\text{det}}(0)$ 的引数)。

考虑低频主宰的阻抗壁阻抗 (resistive-wall impedance) 时，虽然失谐阻抗仅造成匀束团横向偏移 y 的振荡频率偏移 $\Delta\Omega_n^{\text{det}} \propto 1/\sqrt{\omega}$ (其中， ω 是阻抗频率)，但这个偏移量 $\Delta\Omega_n^{\text{det}}$ 可能很大，因此，这篇论文将理论模型与粒子跟踪模拟程序 PyHEADTAIL 的结果比较，考虑慢波与快波可能的耦合，得到一致的结果，证实这个模型确实体现了由于失谐阻抗造成较大偏移量时的一个新的慢波与快波耦合机制。下图 Fig. 3 与 6 是理论与模拟的比较，Fig. 4 与 5 则是在横向两个方向上利用 Eq. (24) 与没有考虑慢波与快波耦合的结果的比较。

34.4 其它

注意，这篇论文没有讨论横向水平与垂直方向何者 TMCI 较快，而是专注于讨论存在失谐阻抗时，会对某一方向的 TMCI 有减稳效应，即，该放向变得更不稳定。关于横向水平与垂直方向何者 TMCI 较快的问题，目前还没有明确定论，一个可能的解释是两个方向的色品 (chromaticity) 不同导致。为了简化起见，这篇论文尚未讨论横向 x, y 耦合的问题，连同横向 x, y 的 betatron tune 也都设定一样的值，是为了避免比较

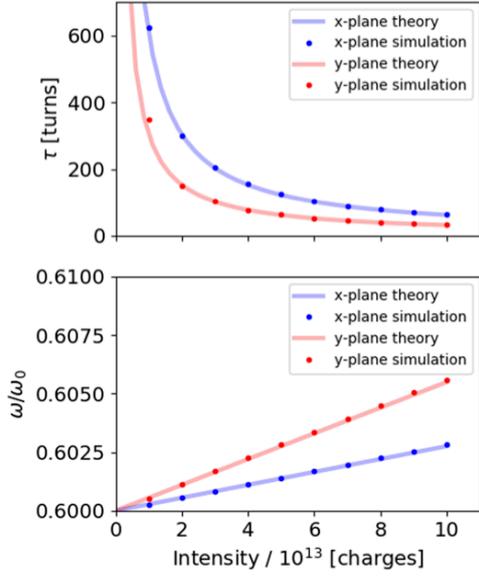


FIG. 3. PyHEADTAIL simulations (with dots) compared to theory [16] for driving impedance only (with full lines) for the horizontal (blue) and the vertical (red) planes. The rise time of the most unstable mode is shown at the top while the normalized frequency shift is shown at the bottom.

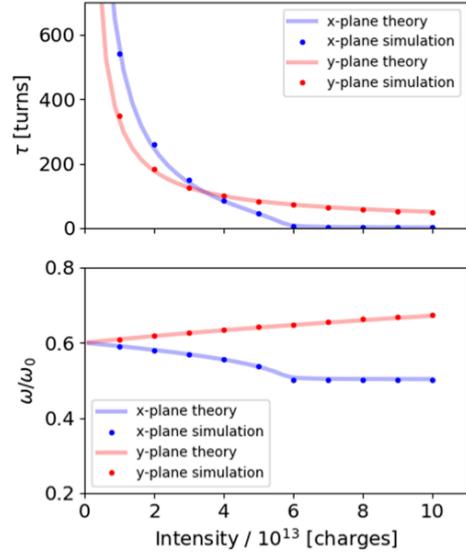


FIG. 6. PyHEADTAIL simulations (with dots) compared to theory accounting for coupling between fast and slow waves (with full lines) for the horizontal (blue) and the vertical (red) planes. The rise time, at the top, and the normalized frequency shift, at the bottom, are shown.

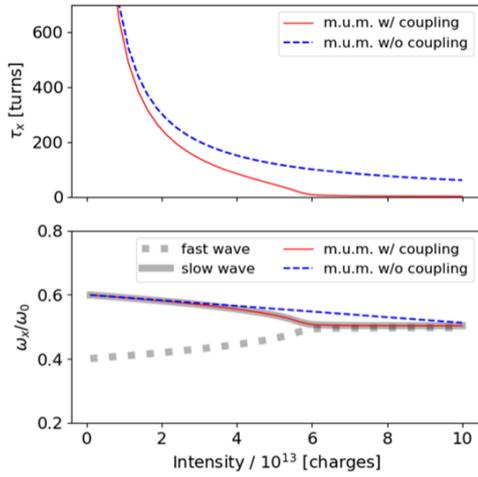


FIG. 4. At the top, the rise time of the most unstable mode (m.u.m.) in the horizontal plane is shown respectively with (red line) and without (dashed blue line) coupling of fast and slow waves. At the bottom, the frequency normalized to the revolution frequency of the m.u.m. with and without coupling is shown together with the normalized frequency shift of the fast (dashed gray line) and slow (full gray line) waves corresponding respectively to $n = 6$ and $n = 7$.

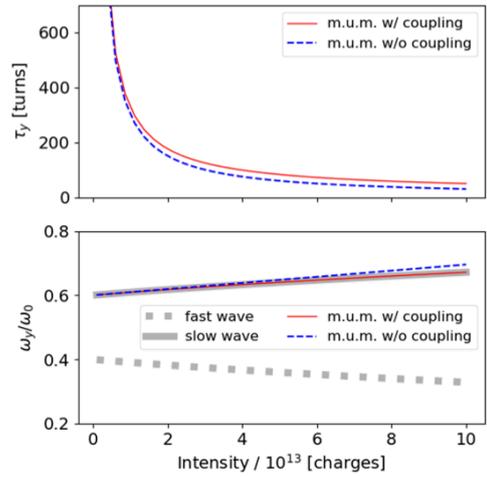


FIG. 5. Same as Fig. 4 for the vertical plane.

理论结果与粒子跟踪模拟时可能的差异。此外，目前的束团为匀束团，并且没有考虑能散。进一步考虑有限相空间面积的分析需要借助于 Vlasov 方程。

关于 TMCI 随色品与反馈系统 (feedback) 的影响是 CERN 研究的一个方向，持续关注。

35 三代光源波荡器对磁聚焦结构与发射度的影响 [PRAB 22-12]

Effect of undulators on magnet lattice and emittance

35.1 基本信息

- 分类：束流光学、束流诊断
- 作者：Victor Smaluk, Yongjun Li, Yoshiteru Hidaka, Toshiya Tanabe, Oleg Chubar, Lutz Wiegart, Alexei Blednykh, Belkacem Bacha, and Timur Shaftan (Brookhaven National Laboratory, BNL)
- 类型：实验与数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.124001>

35.2 摘要

在布鲁克海文国家实验室的国家同步辐射光源-II (National Synchrotron Light Source-II, BNL) 是目前世界上运行中的高亮度同步辐射光源之一，自 2014 年起投入运行。目前，NSLS-II 储存环中共有 20 个插入元件 (insertion device, ID) 安装其中，包含三个阻尼扭摆器 (damping wiggler, DW) 与 17 个波荡器 (undulator)。这些插入元件对储存环的磁聚焦结构产生一定的影响。对于这些插入件的光学影响，在其元件前后附近都利用四极铁修正其 (稍微偏离设计指标的) 光学函数。比起对光学函数的影响，插入件对束团发射度的影响则更为明显。精确的束团发射度测量利用了相干硬 X 射线束线 (Coherent Hard X-ray beamline, CHX) 装置上的诊断元件，分别测量了三种储存环操作模式：

1. 插入元件无，又称 bare lattice；
2. 仅有阻尼扭摆器，无波荡器；
3. 全部 20 个插入元件。

由实验结果 (对于全部 20 个插入元件的情况) 得知，储存环能达到 0.76 nm 的最小束团发射度。除了发射度外，这篇论文还提出了利用条纹相机 (streak camera) 测量能量损失 (energy loss) 与能散 (energy spread)。实验量测的结果与粒子跟踪模拟及解析公式预测的结果一致。

35.3 贡献或创新点

- 贡献：过去认为在储存环中安置波荡器用来提高辐射光源特性一般不会太大影响电子束团品质，然而过去经验止于六个插入元件。当前 NSLS-II 已经具有 17 个波荡器 (包含数种不同类型)，对电子束团品质的影响已经开始显著，并且能够通过精密方式量测。

关于束团发射度的量测，首先获取 CHX 束线波荡器 (in-vacuum undulator, IVU) 中的 X 射线辐射强度分布 (第 7 次谐波，光子能量约 13.1 keV)，此 X 射线经过 CHX 束线样品室中一透镜²⁶聚焦，再在样品室下游约 16.9 m 处产生光点。聚焦光束再利用沉积在硅晶片经特殊处理后表层 50 nm 厚的铬层 (chromium, Cr) 扫描，通过具有纳米精度的压电材料测得横向尺寸。最后，通过与 SRW 程序模拟结果，从辐射光束的特性反推电子束团的横向发射度。结果如下图。

关于能量损失的量测，利用条纹相机先量得束团纵向分布及中心处 (bunch centroid) 抵达时间，通过 $\Delta\varphi_s = (t_{c2} - t_{c1})\omega_{rf}$ 获得以上提到的三种操作模式的相对相位差。再通过下图中间图右侧的公式反推 U_0 ，其中， U_0 是同步辐射能量损失， U_{ID} 是由于插入件产生的辐射能量损失 (包含阻尼扭摆器与波荡器)。

关于能散的量测，可以通过条纹相机，利用下图中最下图右侧最后一个式子获得。另一个方法是利用 CHX 束线的波荡器 (CHX IVU)，需要额外知道插入件的辐射积分，细节见 Section IV.C。

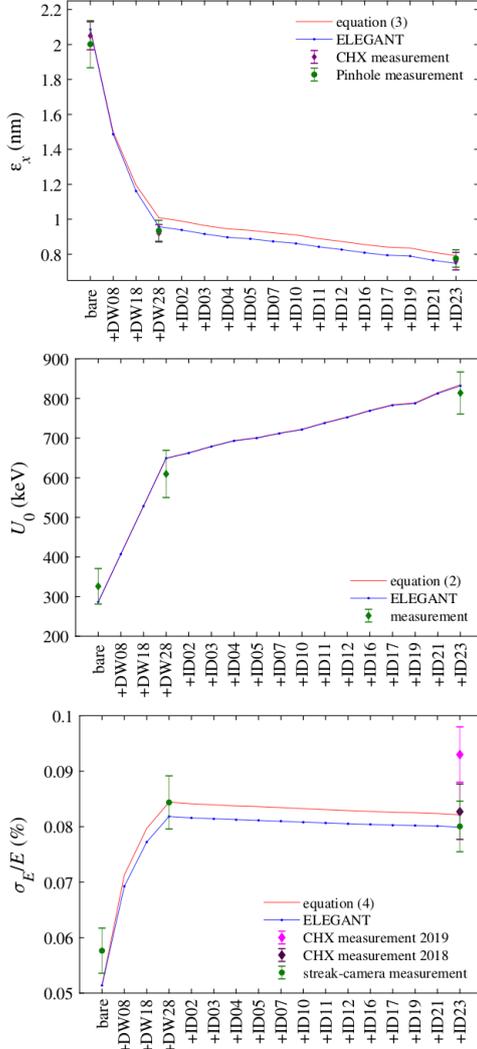
35.4 其它

关于同步辐射积分的详细说明可以参考 [1] 及其参考材料。

参考文献

- [1] A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, and F. Zimmermann, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 2nd ed., World Scientific (2013), §3.1.4

²⁶铍 (beryllium, Be) 的二维抛物透镜，曲率半径约 50 μm ，几何口径约 350 μm 。



$$\varepsilon_x = C_q \frac{\gamma^2 I_{5x}}{I_2 - I_{4x}}$$

$$I_2 = \int \rho^{-2} ds$$

$$I_{4x} = \int \eta_x \rho^{-3} (1 + 2\rho^2 K_{1x}) ds$$

$$I_{5x} = \int \rho^{-3} (\beta_x \eta_x'^2 + 2\alpha_x \eta_x \eta_x' + \gamma_x \eta_x^2) ds$$

$$\Delta\varphi_s = \sin^{-1} \frac{U_0}{V_{rf}} - \sin^{-1} \frac{U_0 + U_{ID}}{V_{rf}}$$

$$U_{ID} = \frac{1}{3} r_e E_e \gamma^2 K^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \right)^2 L$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C_q \frac{\gamma^2 I_3}{2I_2 + I_{4x} + I_{4y}}}$$

$$C_q = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar c}{E_e} \approx 3.83 \times 10^{-13} \text{ m}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \omega_0 \sigma_t \sqrt{\frac{h_{rf} e V_{rf} \cos\varphi_s}{2\pi\alpha E}}$$

图 21: 上图: 束团发射度量测。中图: 辐射能量损失量测。下图: 相对能散量测。用到的公式总结在右侧, 其中, I_n 是经典的同步辐射积分 (synchrotron radiation integral)。下图的最后一个量测中, 即包含所有 20 个插入元件, 2019 年的结果明显比 2018 年或理论计算的结果大, 这是由于 CHX 束线中的波荡器 (in-vacuum undulator, IVU) 未对准理想位置造成。

36 基于能量回收直线加速器的极紫外自由电子激光的紧凑压缩弯转传输段与束团分配线设计 [PRAB 20-08]

Compact compressive arc and beam switchyard for energy recovery linac-driven ultraviolet free electron lasers

36.1 基本信息

- 分类：束流光学、束流诊断
- 作者：J. A. G. Akkermans, S. Di Mitri, D. Douglas, and I. D. Setija (主要机构：ASML)
- 类型：光学设计、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.080705>

36.2 摘要

近几年高重频、由能量循环加速器驱动的高增益自由电子激光 (free-electron laser, FEL) 在科学界与工业界开始获得重视。基于建造成本、加速器的总体尺寸与复杂性，这篇论文提出了一种紧凑型的设计，包含束团传输、弯转，以及在发光 (lasing) 前最后一段的束团压缩。束团压缩时的相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 效应限制了 FEL 的输出功率。在利用抑制 CSR 的束线设计的同时，需要合适的束团诊断束线系统 (beam diagnostic line)。这篇论文考虑的是 1 GeV 电子束利用自放大自发辐射 (SASE) 机制产生的深紫外激光 (EUV FEL)，弯转段直径大约 12 m，束团诊断束线大约 20 m 长。这篇论文还讨论整体设计的优缺点。

36.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文是 ASML 在过去几年期间投入的一种尝试，希望开展基于粒子加速器技术在深紫外波段 (13.5 nm) 面向工业应用的半导体光刻机。除了对“高峰值功率”与“高重频”的同时要求，还要求有效降低建造的成本，因此，机器的紧凑性也列入设计考虑。这个设计是基于 SASE FEL 操作模式的传输设计，关于电子束与 EUV FEL 激光参数，见论文 Table I。

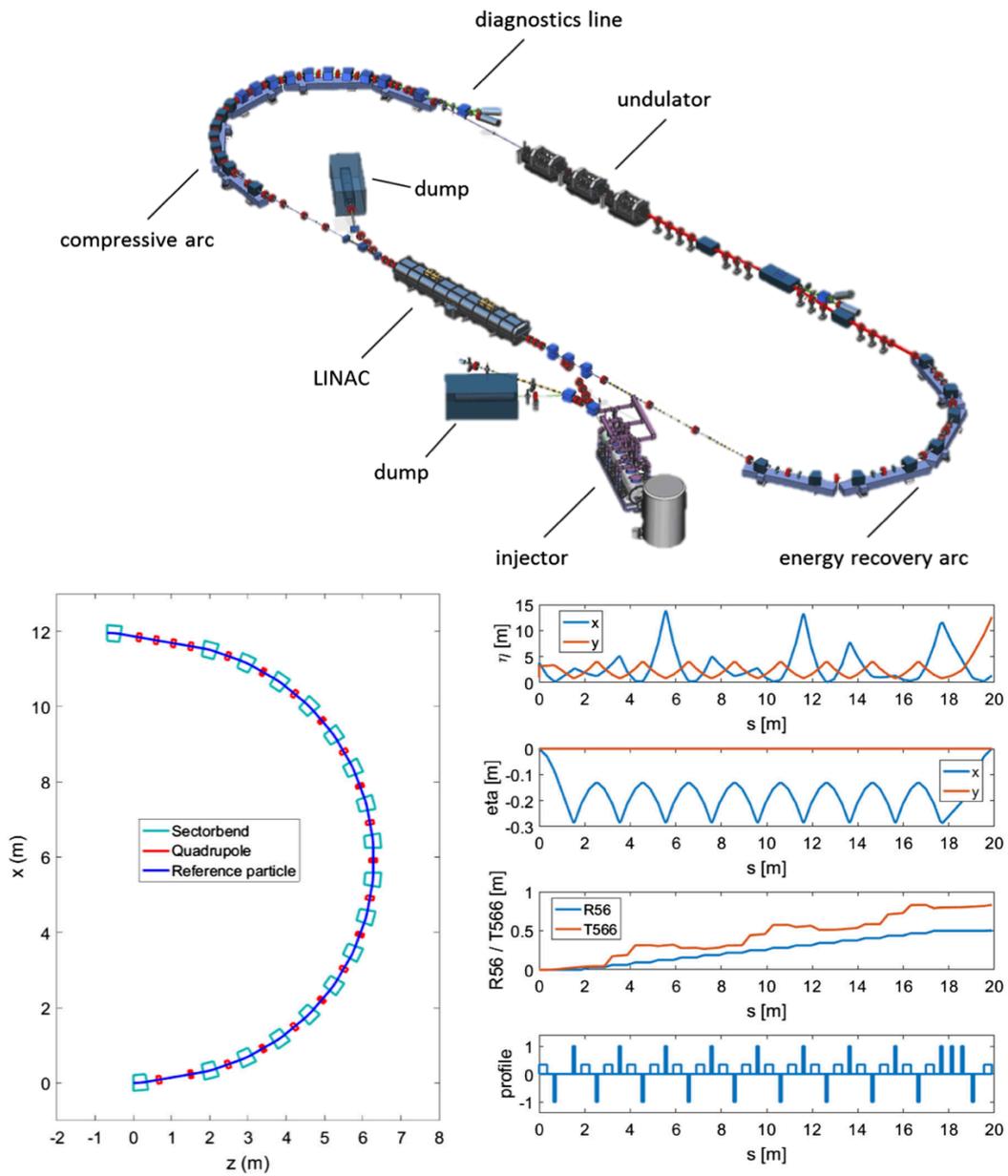


图 22: 上图: ERL FEL 的示意图。注意这个示意图中两个直线段已经缩减, 这么做是为了突出弯转段的比例。下图左: 180° 弯转传输段示意图。下图右: 几个典型的光学参数。其中, β 是横向 beta 函数 (右上图中 η 为笔误), η 是色散函数, R_{56} 与 T_{566} 分别是一阶与二阶纵向动量压缩因子。

- 创新点：基于能量回收型直线加速器 (energy recovery linac, ERL) 的设计，其中两个 180° 弯转传输段设计常是决定电子束纵向相空间特性的关键。虽然这篇论文主要是利用目前既有的理论基础²⁷作为压缩传输段设计，该论文图 4(如下图) 提出了一种对设计能够抑制 CSR 的弯转传输段一个有意思的物理图像。下图中左图，对于弯转段的 18 个二极铁分析了“个别”对于在弯转段出口处时对束团横向相空间的影响 (CSR kick)，可以看到，最后三个二极铁 (16, 17, 18) 的 CSR 效应对束团影响比前面 15 个二极铁的 CSR 效应大得多。下图中右图则是对压缩传输段入口处的束团光学参数 (beam Twiss parameters) 扫描，然后看在压缩传输段出口处时，归一化发射度增加量对出口处的束团光学参数关系。

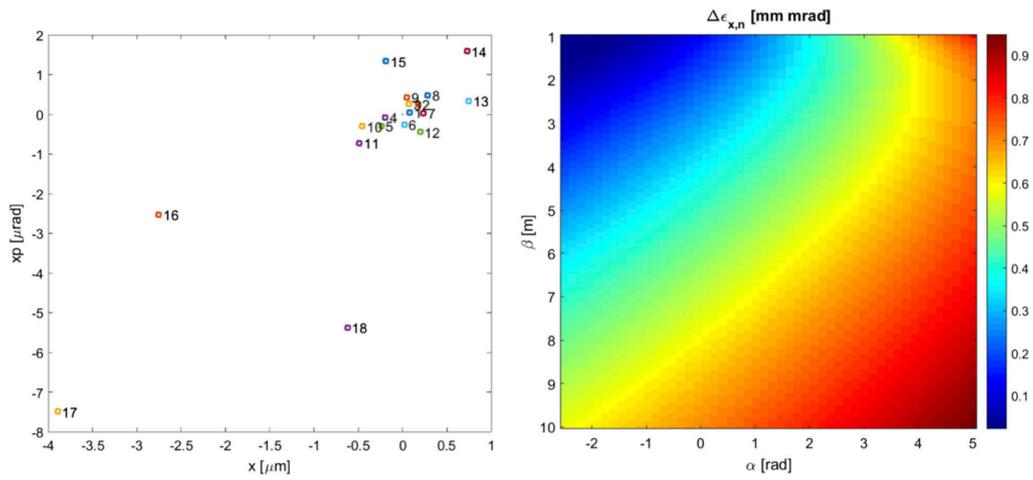


FIG. 4. Left: particle transverse displacement in the horizontal phase space due to CSR energy kicks in the FODO-compressive arc dipoles of Fig. 2. The numbers correspond to CSR kicks at the eighteen consecutive dipoles. Right: normalized projected horizontal emittance growth as a function of Twiss parameters at the end of the beam line, calculated with the CSR kick model. Compressive arc and beam parameters used for this study are listed in Table I.

²⁷论文中用到的优化仅是几个解析公式的参数扫描，没有用到大规模优化算法。

日期：2021/1/10

37 求解周期性皱状波纹（理想导体）金属束管壁的表面阻抗 [PRST-AB 15-12]

Surface impedance formalism for a metallic beam pipe with small corrugations

37.1 基本信息

- 分类：阻抗与尾场
- 作者：G. Stupakov (SLAC) and K.L.F. Bane (SLAC)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.15.124401>

37.2 摘要

作为产生太赫兹辐射的一种方式或在自由电子激光中作为移除啁啾 (de-chirper) 的方案之一，一种带有周期性、皱状波纹金属束管壁的特殊元件近年开始引起关注。这篇论文求解带有周期性皱状波纹（理想导体）金属束管壁的表面阻抗，并证明在满足一些条件情况下，这种表面阻抗计算可以简化或等效为求解具有介电系数 ϵ 与导磁系数 μ 的（薄）层状结构。这篇论文发展一种用来求解 ϵ, μ 与周期性、皱状波纹结构几何参数关系的求解技巧。接着，这篇论文计算了一个特殊情况，即，圆柱型周期性、皱状波纹金属束管壁结构的谐振频率与谐振强度，分别与表面阻抗 (ζ) 及损耗因子 (loss factor, κ_{loss}) 有关。

$$\zeta = ih \frac{\omega}{c} (\epsilon^{-1} - \mu), \kappa_{\text{loss}} = \frac{2}{a^2}$$

其中, h 为皱状波纹的凹槽深度, ω 为阻抗频率, c 为光速, a 为皱状波纹真空部分的半径。

理论计算与利用 field-matching 方法求解的数值²⁸结果一致。

37.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文是两位作者一系列后续工作开头的工作，即，求解周期性皱状波纹金属束管壁的电磁特性。一部分的后续工作如 [1, 2, 3]。通过对电磁场在皱状波

²⁸用的数值计算程序为 KN7C，细节可参考该论文的 Ref. [24]。

纹金属结构附近的定性认识，从而推敲出一个初步估计。然后再通过较细致的分析 (论文中的 Appendix A 至 C)，得出更精确的表示式。

- 创新点：将求解周期性皱状波纹金属束管壁电磁特性的问题简化或等效为求解 ϵ, μ 电磁特性系数的问题 (如下示意图)。

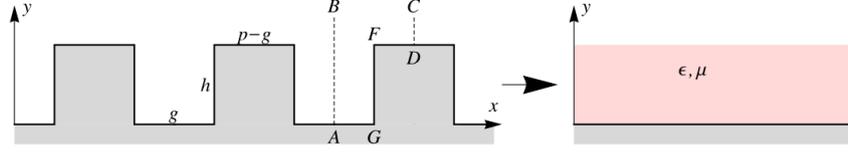


FIG. 2. Corrugated surface and the equivalent dielectric-magnetic layer that replaces it in the effective boundary condition.

图 23: 论文中 Sec. II 的讨论给出一个定性的结果，有 $\mu = g/p$ 与 $1 - \epsilon^{-1} = \phi_0/hE_0$ ，其中， E_0 是离金属束管壁较远处的电场； ϕ_0 是一参考电势。

这里更偏向于用“简化”一词，因为从下图左侧模型过渡到右侧模型，其实做了一些近似，包含

1. 皱状波纹结构的 (纵向) 周期长度远小于所考虑的电磁场波长，即， $p \ll \lambda$ ，其中， $\lambda = \lambda/2\pi$ 。
2. 皱状波纹结构的 (纵向) 周期长度与凹槽深度远小于所考虑的金属束管壁的半径，即， $p, h \ll b$ 。
3. 皱状波纹结构与 ϵ, μ 模型的电磁特性是在经过许多周期并平均后的意义上等效。

对于求解复杂几何结构的电磁场问题，一般更倾向于解势函数 ϕ ，满足如下拉普拉斯 (Laplace) 方程 [注意，论文中 Eq. (7) 明显笔误]

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

几何结构如下图所示。这篇论文使用保角变换 (conformal mapping) 法，得到半解析解。对于更复杂的结构，也许可以利用 MATLAB 内建的 PDE solver。

参考文献

- [1] Gennady Stupakov, Using pipe with corrugated walls for a subterahertz free electron laser, Phys. Rev. ST Accel. Beams **18**, 030709 (2015), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.18.030709>

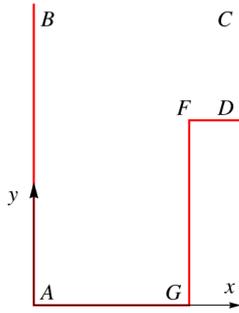


FIG. 3. The domain of solution of Eq. (7) is bounded by the red line (the letters along the line establish the correspondence with the area ABCDFG depicted in Fig. 2). Also shown is the local coordinate system x, y with the origin located at point A.

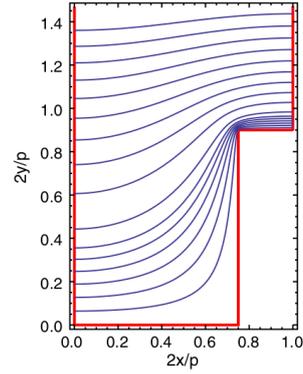


FIG. 4. Equipotential lines (blue) in a half cell of the corrugations.

- [2] Karl Bane and Gennady Stupakov, Using surface impedance for calculating wakefields in flat geometry, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18**, 034401 (2015), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.18.034401>
- [3] Karl Bane, Gennady Stupakov, and Igor Zagorodnov, Analytical formulas for short bunch wakes in a flat dechirper, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **19**, 084401 (2016), <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.084401>

38 考虑导体平行板屏蔽效应的短束团相干同步辐射尾场与阻抗的解析理论 [PRAB 19-04]

Analytical theory of coherent synchrotron radiation wake-field of short bunches shielded by conducting parallel plates

38.1 基本信息

- 分类：阻抗与尾场、同步辐射与自由电子激光
- 作者：Gennady Stupakov (SLAC) and Demin Zhou (KEK)
- 类型：理论与数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.044402>

38.2 摘要

这篇论文开展了一个考虑导体平行板屏蔽效应的短束团相干同步辐射 (coherent synchrotron radiation, CSR) 的一般理论。新的理论模型除了能重现过去既有结果，并能得到新的结果。求解导体平行板屏蔽效应的短束团相干同步辐射尾场与阻抗可以转化成求解电子束轨迹 $\beta(s) \cdot \beta(s')$ 与化简 $\tau(s, s')$ 等项的综合积分。这篇论文考虑了三个情况：

1. 突变弯转 (kink);
2. 弯转磁铁 (bending magnet);
3. 有限与无限长的扭摆磁铁 (wiggler)²⁹。

理论计算与基于求解近轴近似下的抛物线波方程³⁰的结果一致。

38.3 贡献或创新点

- 创新点：一般推导 CSR 尾场或阻抗的两个主要方法为
 1. 利用 Liénard-Wiechert 场或势，减去直线段上的库伦项 (称“重整化”，renormalization);

²⁹论文中假设电子经过扭摆器的运动需满足 $K \gg 1$ ，故对于波荡器 (undulator, $K \ll 1$) 未必适用。

³⁰用的是 CSRZ，细节可参考论文的 Ref. [19] 或 Ref. [22, 23]。

2. 利用标量与矢量位函数 $\phi(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, 不需要“重整化”, 但是对于 1-D 束团分布与忽略导体平行板屏蔽效应情况下, 在源粒子 (source particle) 无限靠近测试粒子 (test particle 或 observation particle) 时, 积分发散。

两种方法各有优缺。这篇论文采第二种方法, 并有详细讨论推导时的近似与假设。

- 贡献: 除了上述摘要中提到的三种特殊情况下的阻抗公式, 这篇论文还给出了具有一般性的求解 CSR 阻抗公式, 总结如下:

不考虑导体平行板屏蔽效应时, 有

$$Z(k) = \frac{ik}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} ds \int_{-\infty}^s ds' \frac{[1 - \boldsymbol{\beta}(s) \cdot \boldsymbol{\beta}(s')] e^{ik[c\tau(s,s') - (s-s')]} }{\tau(s, s')}$$

考虑导体平行板屏蔽效应时, 有

$$\begin{aligned} Z(k) &= -\frac{2\pi k}{ac} \sum_{p=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} ds \int_{-\infty}^s ds' H_0^{(1)} \left(ck\tau(s, s') \sqrt{1 - \left(\frac{(2p+1)\pi}{ka} \right)^2} \right) [1 - \boldsymbol{\beta}(s) \cdot \boldsymbol{\beta}(s')] e^{-ik(s-s')} \\ &\approx (i-1) \frac{2\sqrt{\pi k}}{ac} \sum_{p=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^z dz' \frac{1 - \boldsymbol{\beta}(s) \cdot \boldsymbol{\beta}(s')}{\sqrt{z-z'}} e^{-i(z-z') \left(\frac{(2p+1)\pi}{ka} \right)^2 + ik\{c\tau(z,z') - [s(z) - s'(z')]\}} \end{aligned}$$

上式中的 $H_0^{(1)}$ 为第一类 Hankel 函数。化简过程用了两个假设, $ka \gg 1$ 与 $k\rho \gg 1$ 。细节见论文 Sec. III, Eqs. (25) 至 (29) 间的讨论。

39 面向零抖动的超快电子衍射技术 [Nature Photonics 14, pp.245-249]

Towards jitter-free ultrafast electron diffraction technology

39.1 基本信息

- 分类: 束流控制、诊断与反馈
- 作者: Hyun Woo Kim (KAERI), Nikolay A. Vinokurov (BINP) *et al.*
- 类型: 实验
- 链接: <https://doi.org/10.1038/s41566-019-0566-4>

39.2 摘要

基于泵浦-探测 (pump-probe) 方法的实验需要泵浦脉冲和探针严格同步 (synchronization)。本文展示了一种新的超快电子衍射探测装置的设计, 该设计结合了射频光阴极电子枪和 90° 的消色差弯铁 (achromatic bend), 可以在降低电子束束长的同时将到达时间抖动降低到亚飞秒 (sub-fs) 量级, 理论上消除泵浦脉冲和电子探针之间的抖动。通过太赫兹条纹实验测量得到, 该设计得到了 0.6 pC 的电子束束长为 25 fs, 到达时间抖动为 7.8 fs, 后者数字主要受测量精度所限。通过铋薄膜 (bismuth film) 的光激发实验, 测得该装置的仪器响应函数 (instrument response function) 为 31 fs。

39.3 贡献或创新点

- 创新点: 第一个提出使用消色散弯铁降低超快电子衍射装置中电子束的束长和到达时间抖动, 另一个类似的方案是应用在上海交通大学的 UED 装置上 double-bend achromat (DBA) 压缩段设计 [1]。与 KEARI UED 中使用同向偏转的两个二极铁不同, 上海交通大学的 DBA 中使用的两个二极铁反向偏转, 两种方案均实现了束团长度和飞行时间抖动的压缩。
- 贡献: 第一次提出并实验验证了消色散弯铁在超快电子衍射装置中用于降低束团长度和到达时间抖动的可行性, 根据光激发铋薄膜的实验, 该设计的时间分辨率可以达到 31 fs, 且同时可以达到了 pC 量级的电荷量。在该设计的基础上, 该小组还提出了在弯铁中央加入能量过滤器刮去能散过大的电子, 以此牺牲部分电荷量换取 sub-10 fs 的时间分辨率的方案。[2]

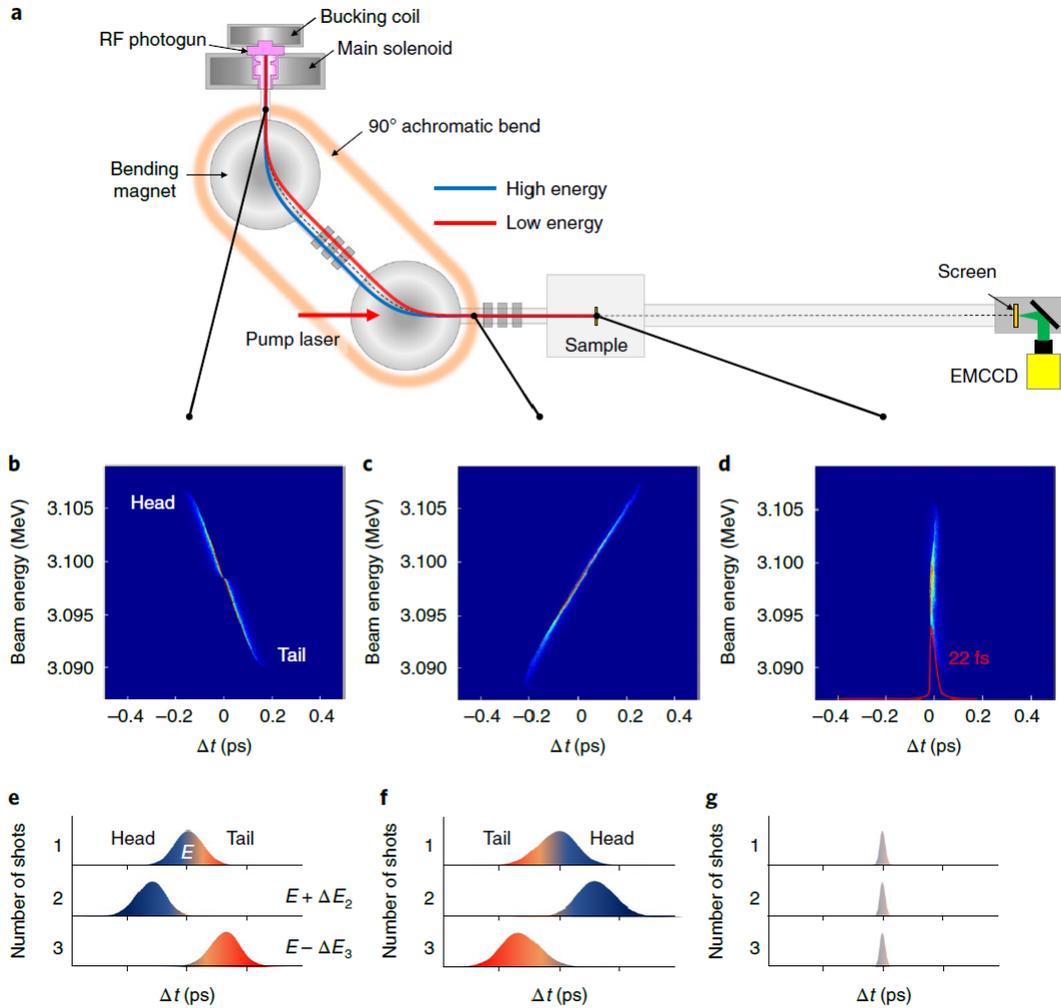


图 24: UED 束线示意图和模拟的电子束团时间特性。(a) UED 束线分支的示意图。电子束轨迹的长度取决于电子束能量；(b) 90° 消色差弯铁入口处的纵向相空间的模拟结果；(c) 90° 消色差弯铁后和 (d) 样品位置处的纵向相空间模拟结果。(e-g) 在 (b-d) 各自对应位置飞行时间和电子束能量分布的对应关系，蓝色表示能量比较高的电子。在直直线段，能量差为 ΔE_2 (no. 2) 的高能电子束比能量差为 ΔE_3 (no. 3) 的低能电子束具有更小的飞行时间。通过 90° 消色差弯铁后低能量束先于高能量束。最后，不同能量的电子束同时到达样品。

39.4 实验结果

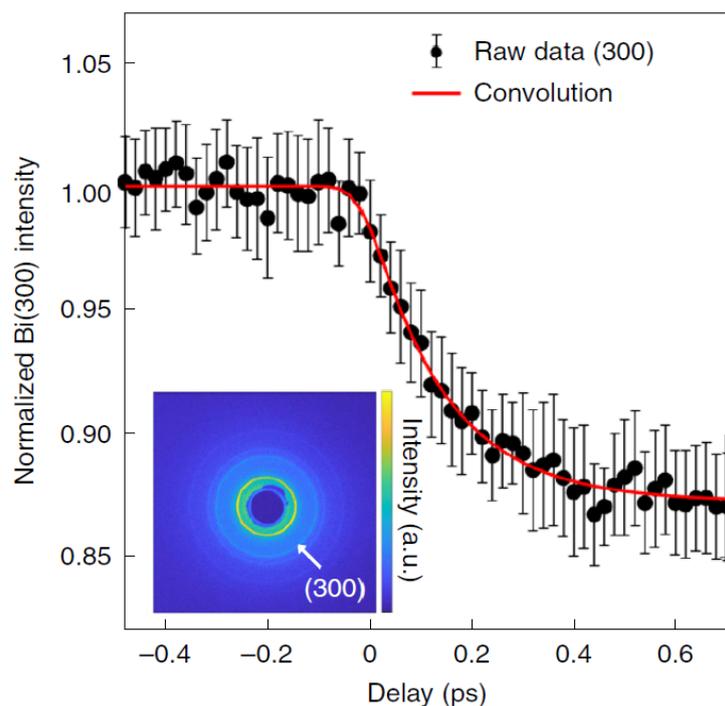


图 25: 多晶铋 (300) 衍射峰强度的动态过程, 测得时间分辨率为 31 ± 6 fs (rms)。

参考文献

- [1] Fengfeng Qi, Zhuoran Ma *et al.*, Breaking 50 Femtosecond Resolution Barrier in MeV Ultrafast Electron Diffraction with a Double Bend Achromat Compressor. *Physical Review Letter*, 124(13):134803, 2020. ▶ [导读链接 7](#)
- [2] Hyun Woo Kim, In Hyung Baek *et al.*, Method for developing a sub-10 fs ultrafast electron diffraction technology, *Structural Dynamics*, 7:034301, 2020. ▶ [导读链接 30](#)

40 用于下一代储存环光源单粒子动力学分析的两种粒子跟踪模拟程序的比较 [PRAB 22-11]

Comprehensive comparison of two tracking codes for single-particle dynamics evaluation of a next-generation storage ring light source

40.1 基本信息

- 分类：单粒子动力学、模拟程序开发
- 作者：Michael Borland, Yipeng Sun, and Xiaobiao Huang (主要机构：Argonne National Laboratory, ANL)
- 类型：数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.114601>

40.2 摘要

基于多弯转消色散 (multi-bend achromat, MBA) 的磁聚焦结构作为下一代同步辐射 (储存环) 光源的设计单元大概是目前的共识。这类加速器在设计阶段更依赖束流动力学的模拟、仿真。为确保这类设计能够成功, 谨慎起见, 至少利用两种独立开发的程序检验其设计性能是必要的。在 APS Upgrade (APS-U) 项目设计时用的是 ELEGANT, 期间开发了一些设计时必要的新性能。最近, 另一个程序 Accelerator Toolbox (AT) 也增加了相关性能, 特别是为了能够与 ELEGANT 彼此独立地比较加速器磁聚焦结构设计的非线性动力学效能。新性能包含模拟组合作用的弯铁 (combined-function bending magnet with straight geometry³¹) 与包含更细腻边缘场的二极铁与四极铁 (quadrupole magnets with improved fringe field effects)。以 APS-U 为例, 系统比较 ELEGANT 与 AT 的计算结果, 得到很好的一致性, 将为近期 APS-U 项目的成功提供更多可靠。

40.3 贡献或创新点

作为同步辐射光源的储存环加速器设计性能很大程度上取决于设计具有足够大的 dynamic acceptance (DA) 与足够大的 local momentum acceptance (LMA)。一般初步

³¹有些组合弯铁仍保持弯曲结构, 属于 sector dipole 类型。

设计完成后，会利用数值算法特别针对 DA 与 LMA 进行优化。近年，基于多弯转消色散 (multi-bend achromat, MBA) 的磁聚焦结构作为下一代同步辐射 (储存环) 光源的设计单元大概是目前的共识。比起传统的三代光源，这种新的设计意味着更多设计单元 (lattice cell/unit)，即，弯转二极铁数目越多、单个长度越短，而四极铁聚焦或散焦的强度越强。色品矫正 (chromaticity correction) 更加仰赖六极铁强度³²。这些磁聚焦结构部件数目更多，分布得更分散，因此，某个部件的微小误差将更容易积累形成较大误差，特别容易影响设计的非线性动力学效能。

MBA 作为下一代同步辐射 (储存环) 光源的设计单元，常用的新型部件有：纵向梯度二极铁 (longitudinal gradient dipole/bend, LGB)、带有四极铁功能的组合功能弯铁、反向弯转二极铁 (anti-bend 或 reverse bend)。此外，边缘场的准确模拟，特别是其对粒子动力学的影响，也是下一代同步辐射 (储存环) 光源的决定因素之一。这些新型部件都要求对目前既有的粒子跟踪程序添加必要的新功能。这篇论文中提到在 2009 年的一个关于比较当时既有的数个模拟储存环粒子动力学工具的会议—2nd Nonlinear Beam Dynamics Workshop³³。

- 贡献：分四个部件，参考下面表格。

TABLE I. New single particle dynamics features in ELEGANT and AT. (Note that the KQUAD and KSEXT elements have been standard in elegant for many years.)

Type	ELEGANT	AT	Comments
Drift	EDRIFT	LaDrift	Exact drift space
Dipole	CCBEND	BndStrMPoleSymplectic4Pass	Straight dipole
Quadrupole	KQUAD	StrMPoleSymplectic4NPass	w/quadrupole fringe field
Sextupole	KSEXT	StrMPoleSymplectic4NPass	Using exact drift

40.4 其它

APS-U 的设计包含 40 个混合 MBA 单元，周长 1130.6 m。每 (镜像对称的半个) 单元包含 5 个 (一般) 四极铁，3 个组合 sector 弯铁³⁴，2 个纵向梯度弯铁，2 个组合四极铁，3 个六极铁。虽然保留空间，但目前没有八极铁。

与 LGB 相关的描述摘录于此。

- The five-segment longitudinal gradient dipoles are straight-pole magnets, but are modeled at present as a series of CSBEND elements with edge angles that reflect the actual path of the beam across the segment boundaries. ► 目前模拟的方法。

³²一种称为混合 MBA (hybrid-MBA) 的设计单元可以有效降低六极铁强度。

³³https://www.diamond.ac.uk/Home/Events/2009/NBD_workshop.html

³⁴这里 3 个 sector 弯铁的其中一个刚好放置在镜像对称点，因此，该部件只有一个。

- The longitudinal gradient dipoles are particularly challenging, in part because the field between the segments does not drop to zero, contrary to what is assumed here. In addition, because these are straight magnets with finite pole widths, there are sextupole terms in the body of the magnets and sextupole-like terms in the exterior and interior fringes. Owing to the curved trajectory of the beam through the straight magnet, these terms result in focusing effects that are not in the present model. Inclusion of these effects is the subject of ongoing work based on computed 3D field maps. The planned approach will use CCBEND elements for each segment, with body and edge sextupole terms included and with transverse offsets that reflect the trajectory of the beam through the straight magnet.
- The soft-edge effects on dipoles can be ignored, and have also assumed that the longitudinal gradient dipoles can be modeled as a series of flat-field elements with the CSBEND approach.
- Each longitudinal gradient dipole consists of five sections, where each section nominally has a constant dipole field. As discussed above, owing to the lack of transverse gradients, the sections are modeled as sector dipoles, with the edge focusing effects at the transitions between the sections properly described by the entrance and exit angles. Future work will improve on this simple model by incorporating the fact that these dipoles are in fact built from five straight segments, with both edge and body multipole content.

ELEGANT 程序可以在<https://www.aps.anl.gov/Accelerator-Operations-Physics/Software#elegant>下载,使用手册https://ops.aps.anl.gov/manuals/elegant_latest/elegant.html。AT 程序可以在<http://atcollab.sourceforge.net/>下载。