

加速器束流动力学期刊论文导读 (2022 年 6 月)

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

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

本期 (2022 年 6 月) 导读成员负责结果统计如下表

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[1]、[2]、[3]、[4]、[5]	jcytsai@hust.edu.cn

目录

1	高增益稳态自由电子激光的三模分析 [PRA 44]	
	Three-mode treatment of a high-gain steady-state free-electron laser	3
2	短脉冲自由电子激光振荡器暂态与超辐射研究 [PRE 51]	
	Transient regime and superradiance in a short-pulse free-electron-laser oscillator	9
3	短脉冲自由电子激光振荡器的解析理论 [PRE 52]	
	Analytical theory of short-pulse free-electron laser oscillators	13
4	未来环形光源方案 [TUPOPT042]	
	Future ring photon source at Jefferson Lab	17
5	加速器束团的全六维相空间量测 [PRL 121]	
	First Six Dimensional Phase Space Measurement of an Accelerator Beam	19

1 高增益稳态自由电子激光的三模分析 [PRA 44]

Three-mode treatment of a high-gain steady-state free-electron laser

1.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：C. Maroli, N. Sterpi, M. Vasconi, and R. Bonifacio (主要机构：Universita di Milano)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.44.5206>

1.2 摘要

这篇论文描述稳态情况下，在线性与非线性区间的高增益康普顿自由电子激光 (free electron laser, FEL) 的动力学过程。分析中，在线性与非线性区间辐射场都以三个“正交模”(normal mode) 的形式表示。在线性区间，这三个正交模彼此没有交互作用。并且，三个模分别为指数增长、指数衰减、单纯振荡项。在线性区间，这三个模不耦合。在非线性区间，指数衰减项与单纯振荡项都变得不稳定，呈现指数增加，并且增加率比线性区间指数增长项大三倍。

这篇论文给出三个正交模分别的演化方程，为非线性微分方程。给出的解与 $(2N+1)$ “微观”方程组的解相比，饱和后的第一个功率峰值有很好的 consistency。饱和后的大振幅功率振荡源于三个正交模的彼此耦合。

1.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文给出一种分析 FEL 后饱和动力学的创新方法。概念上承接线性区间常见的三个正交模。在线性区间，三个正交模为常数，因此，为完美的线性系统。线性区间的 FEL 动力学可以用“传输矩阵”描述。这篇论文延伸这个正交模的概念，推广到后饱和动力学，与 $(2N+1)$ “微观”方程组的解相比，成功重现后饱和动力学的特性。

- 贡献：这篇论文从 $(2N + 1)$ “微观”方程组开始

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dz} &= p_j, \\ \frac{dp_j}{dz} &= - (Ae^{i\theta_j} + \text{c.c.}) \equiv \frac{d^2\theta_j}{dz^2} \\ \frac{dA}{dz} &= \langle e^{-i\theta} \rangle + i\delta A\end{aligned}$$

通过引入三个经典集体变量 (collective variables), 可以写成一个三阶常微分方程式, 有

$$A'''(\bar{z}) - i\delta A''(\bar{z}) - iA(\bar{z}) = 0$$

辐射场的完整解可以写成此微分方程的三个基底 (模) 的叠加, 有

$$A(\bar{z}) = \sum_{r=1}^3 a_r e^{-ik_r \bar{z}}$$

在线性区间, 这三个基底 (模), 即 a_r ($r = 1, 2, 3$) 为常数¹, 彼此不耦合。当系统进入非线性或饱和区间, 这三个基底 (模) 不再独立。这篇论文将一般情况下的 a_r 写成如下关系, 有

$$A(\bar{z}) = \sum_{r=1}^3 \bar{a}_r(\bar{z})$$

注意到 a_r 与 $a_r(z)$ 的区别。

现在, 将 $A(z)$ 视为已知量, 而视 $a_r(z)$ 为待求解的量。等式两边对 z 微分两次, 有

$$\begin{aligned}\sum_{r=1}^3 \bar{a}_r(\bar{z}) &= A(\bar{z}) \\ \sum_{r=1}^3 k_r \bar{a}_r(\bar{z}) &= iA'(\bar{z}) \\ \sum_{r=1}^3 k_r^2 \bar{a}_r(\bar{z}) &= -A''(\bar{z})\end{aligned}$$

或者, 写成

$$\begin{aligned}\sum_{r=1}^3 a'_r(\bar{z}) e^{-ik_r \bar{z}} &= 0 \\ \sum_{r=1}^3 k_r a'_r(\bar{z}) e^{-ik_r \bar{z}} &= 0 \\ \sum_{r=1}^3 k_r^2 a'_r(\bar{z}) e^{-ik_r \bar{z}} &= -A'''(\bar{z}) + iA(\bar{z})\end{aligned}$$

¹这里假设 $\delta = 0$ 。但 a_r 其实可以是 detune 的函数, 即 $a_r(\delta)$ 。

至此为止，仅是“符号”操作，将已知量与系数的角色调换。比较 a_r 与上面 $(2N+1)$ 方程组的结果，观察辐射场随 z 演化，如下图。可以看到，在线性区间，这三个正交模彼此没有交互作用。并且，三个模分别为指数增长、指数衰减、单纯振荡项。经过大约五个增益长度之后，指数衰减项与单纯振荡项也开始指数增长，并且增加率比线性区间指数增长项大三倍。

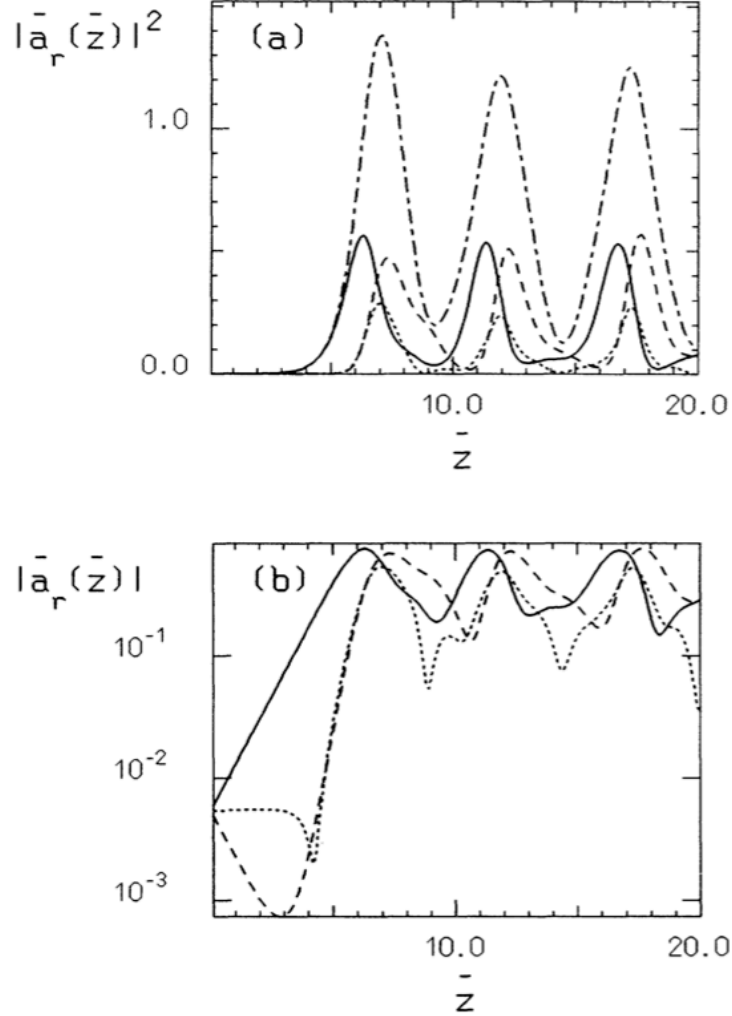


FIG. 1. (a) $|\bar{a}_r(\bar{z})|^2$ as a function of the dimensionless longitudinal coordinate \bar{z} for $r=1$ (dotted line), $r=2$ (dashed line), $r=3$ (solid line). Also shown is the numerical solution of Eqs. (1)–(3) for the field intensity $|A(\bar{z})|^2$ (dot-dashed line). (b) $|\bar{a}_r(\bar{z})|$ vs \bar{z} (log scale) for $r=1$ (dotted line), $r=2$ (dashed line), $r=3$ (solid line).

现在，准备将 a_r 视为变量求解，而 $A(z)$ 不再是“给定”的已知量。一个方法就是将 A 以 a_r 的各种组合形式表示。如此一来，就能够得到 a_r 的自洽方程组 ($r = 1, 2, 3$)。定义驱动项 (driving term) 为

$$\Phi(\bar{z}) \equiv -iA'''(\bar{z}) - A(\bar{z})$$

从 $(2N + 1)$ 方程化简为经典集体变量时, 可以知道

$$\begin{aligned}\Phi(\bar{z}) &\equiv -iA'''(\bar{z}) - A(\bar{z}) \\ &\equiv i\langle p^2 e^{-i\theta} \rangle + A^*(\bar{z})\langle e^{-2i\theta} \rangle.\end{aligned}$$

由此, 化简 Φ 的方法可以拆为两种:

- 集体法 (collective scheme): 忽略上式等式右边第二项, 进一步化简等式右边第一项。得到

$$\Phi_c(\bar{z}) \equiv \sum_{r,s,t=1}^3 \Gamma_{rst} \bar{a}_r(\bar{z}) \bar{a}_s^*(\bar{z}) \bar{a}_t(\bar{z}) - 2 \sum_{r,s,t,u,v=1}^3 k_r \bar{a}_r(\bar{z}) \bar{a}_s^*(\bar{z}) \bar{a}_t(\bar{z}) \bar{a}_u^*(\bar{z}) \bar{a}_v(\bar{z})$$

其中,

$$\Gamma_{rst} = -(k_r + k_t)(k_r + k_s^* + k_t).$$

- 迭代法 (iterative scheme): 忽略上式等式右边第一项, 进一步化简等式右边第二项。得到

$$\Phi_i(\bar{z}) \equiv \sum_{r,s,t=1}^3 \Lambda_{rst} \bar{a}_r(\bar{z}) \bar{a}_s^*(\bar{z}) \bar{a}_t(\bar{z})$$

其中,

$$\Lambda_{rst} = \frac{2(k_t + k_s^*)}{k_r k_s^* k_t^2} (1 - \delta_{k_t, k_s^*}) - \frac{2}{k_t^2 k_s^* (k_r + k_t)} + \frac{2}{k_t^2 (k_r + k_t)^2} - \frac{1}{k_r k_s^* k_t} - \frac{2}{k_r^2 k_t^2} + \frac{2}{k_r^2 k_s^* k_t}$$

下面 Figure 3 与 Figure 5 比较分别基于以上两种近似方法得到的解与 $(2N + 1)$ 个方程的全数值解。可以看到, 集体法有较好的一致性。

1.4 其它

这篇论文最后一部分讨论了如何改善基于迭代法的求解。同时讨论了其它利用 Ginzburg-Landau 方程分析 FEL 后饱和和动力学的工作, 解释了当不考虑三个模之间的耦合时, 后饱和没有大振幅的功率振荡。此外, 后饱和现象可以视为 a_3 为 pumping mode 激发 a_1, a_2 从振荡模与指数衰减模成为指数增长模。

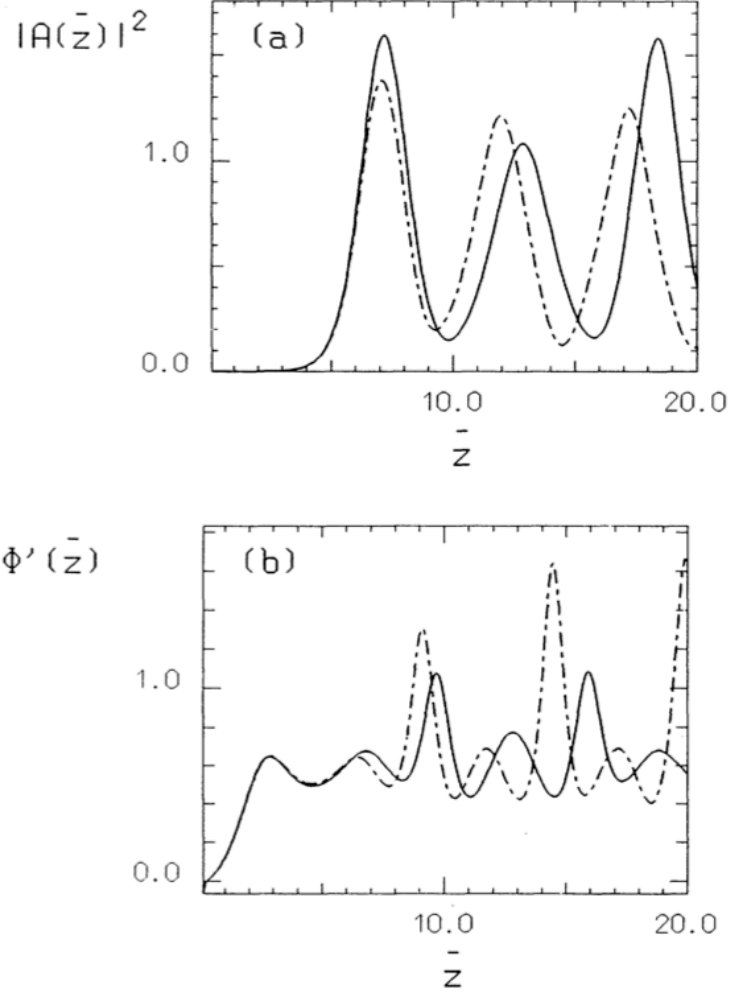


FIG. 3. (a) $|\bar{a}_1(\bar{z}) + \bar{a}_2(\bar{z}) + \bar{a}_3(\bar{z})|^2$ vs \bar{z} as obtained from Eqs. (16) and (19) (solid line) and $|A(\bar{z})|^2$ vs \bar{z} as obtained from Eqs. (1)–(3) (dot-dashed line). (b) Derivatives of the phases $\phi(\bar{z})$ of the previous two fields.

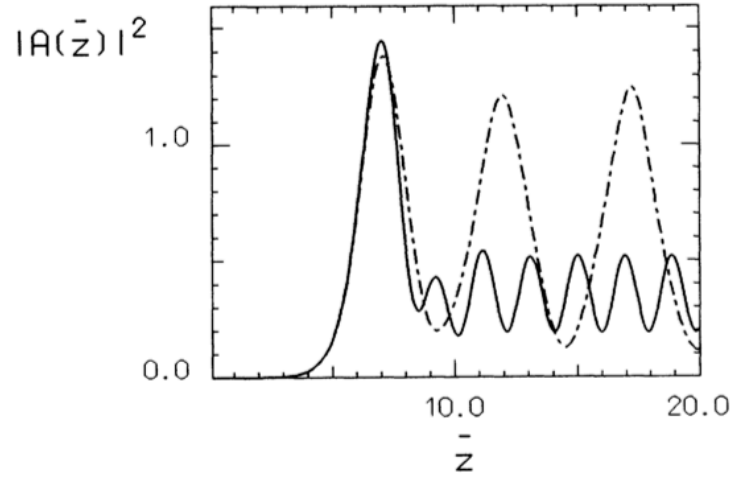


FIG. 5. $|\bar{a}_1(\bar{z}) + \bar{a}_2(\bar{z}) + \bar{a}_3(\bar{z})|^2$ vs \bar{z} as obtained from Eq. (28) (solid line) in the iterative scheme and $|\mathcal{A}(\bar{z})|^2$ vs \bar{z} as obtained from Eqs. (1)–(3) (dot-dashed line).

2 短脉冲自由电子激光振荡器暂态与超辐射研究 [PRE 51]

Transient regime and superradiance in a short-pulse free-electron-laser oscillator

2.1 基本信息

- 分类：自由电子激光
- 作者：Nicola Piovella (Service de Physique et Technique Nucleaire, 法国)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.51.5147>

2.2 摘要

这篇论文讨论低增益自由电子激光 (free electron laser, FEL) 振荡器在电子束长远小于滑移长度情况下的暂态演化过程。通过解析方法计算出在线性区间的辐射强度与自由电子激光增益。在非线性区间谐振腔无损耗情况下，辐射场可以以超辐射自相似解 (self-similar solution) 描述，形式类似于单次经过、高增益、短脉冲自由电子激光的超辐射场。

2.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文将单次经过高增益自由电子激光动力学过程扩展至低增益自由电子激光振荡器动力学过程，先给出线性区间的辐射场积分微分方程式。然后扩展到非线性区间的辐射场积分微分方程式。这样做的必要性是因为分析对象是振荡器操作模式。此外，通过这篇论文分析，证明操作在非线性区间低增益自由电子激光振荡器情况下，辐射场具有与单次经过、高增益、短脉冲自由电子激光的自相似超辐射 (superradiant) 场一样的解形式。
- 贡献：先从 FEL 基本方程开始，写成如下归一化形式

$$\begin{aligned}\frac{\partial A(z_1, z_2)}{\partial z_1} &= f(z_1) \langle e^{-i\theta(z_1, z_2)} \rangle \\ \frac{\partial^2 \theta(z_1, z_2)}{\partial z_2^2} &= -[A(z_1, z_2) e^{i\theta(z_1, z_2)} + \text{c.c.}]\end{aligned}$$

其中， z_1, z_2 为波荡器与束团沿轴上的归一化坐标。

对于振荡器模式，辐射场逐圈往返经过反射镜的损耗由以下方式量化

$$A_0^{(n+1)}(z_2 - \delta) = r A_f^{(n)}(z_2)$$

其中， $\delta = 2\Delta\mathcal{L}/L_c$ 为电子束与辐射脉冲的可能“错位”引起的调谐 (cavity detuning)。在线性区间，以上 FEL 方程组的辐射场可以解为

$$A_0^{(n+1)}(z_2 - \delta) = r A_0^{(n)}(z_2) + \eta r \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(i\sigma)^{k+1}}{(k+1)!(2k+1)!} \int_0^{z_2} d\xi (z_2 - \xi)^{2k+1} A_0^{(n)}(\xi)$$

其中， σ 为束长。将离散变量 n 写成连续变量 τ ，假设反射系数 $r \approx 1 - \frac{\alpha}{2}$ ，则上式差分方程可以写成微分方程形式，有

$$\frac{\partial A(z_2, \tau)}{\partial \tau} - \delta \frac{\partial A(z_2, \tau)}{\partial z_2} + \frac{\alpha}{2} A(z_2, \tau) = i\sigma\eta \int_0^{z_2} d\xi (z_2 - \xi) A(\xi, \tau)$$

假设没有错位 ($\delta = 0$) 情况下，可以得到线性区间解析解，有

$$\begin{aligned} A(z_2, \tau) &= A_0 e^{-\alpha\tau/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m y^{2m}}{m!(2m)!} \\ &\simeq \left(A_0 / 2\sqrt{3\pi} \right) (2/y)^{1/3} e^{(3/2)(\sqrt{3}+i)(y/2)^{2/3} - i\pi/12 - \alpha\tau/2} \end{aligned}$$

在非线区间，将上式代入原始 FEL 方程组，可以得到以下化简的 FEL 振荡器方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z_2, \tau)}{\partial \tau} - \delta \frac{\partial A(z_2, \tau)}{\partial z_2} + \frac{\alpha}{2} A(z_2, \tau) &= \sigma\eta \left\langle \exp \left[-i\tilde{\theta}(z_2, \tau) \right] \right\rangle \\ \frac{\partial^2 \tilde{\theta}(z_2, \tau)}{\partial z_2^2} &= - \left\{ A(z_2, \tau) \exp \left[i\tilde{\theta}(z_2, \tau) \right] + \text{c.c.} \right\} \end{aligned}$$

在线性区间与非线区间，辐射场强度随着 z_2 的形式如下图 Fig. 1 与 Fig. 4。对于非线性区间的解，实线为对 FEL 基本方程组的直接数值解，虚线为简化的解析解。解析解是通过以下“假设”得到的：假设在非线区间解具有超辐射形式，即非线性区间解具有自相似解

$$\begin{aligned} A(z_2, \tau) &= \sigma\tau A_1(y) \\ \tilde{\theta}(z_2, \tau) &= \theta_1(y) \end{aligned}$$

满足

$$\begin{aligned} \frac{y}{2} \frac{dA_1}{dy} + A_1 &= \langle e^{-i\theta_1} \rangle \\ \frac{d^2\theta_1}{dy^2} &= - [A_1 e^{i\theta_1} + \text{c.c.}] \end{aligned}$$

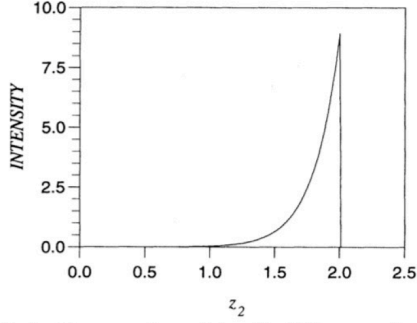


FIG. 1. Linear regime: intensity $|A|^2$ vs z_2 for $\tau = 300$, $\bar{z} = 2$, $\sigma = 0.1$, $\alpha = 0$, and $A_0 = 0.01$, as given by Eq. (8).

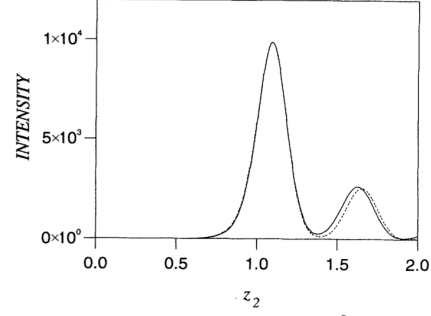


FIG. 4. Nonlinear regime: intensity $|A|^2$ vs z_2 for $r = 1$ and $\tau = 4000$ (continuous line), compared with the self-similar solution (12) (dashed line) with $A_1(0) = 5.75 \times 10^{-4}$; the other parameters are the same as in Fig. 1.

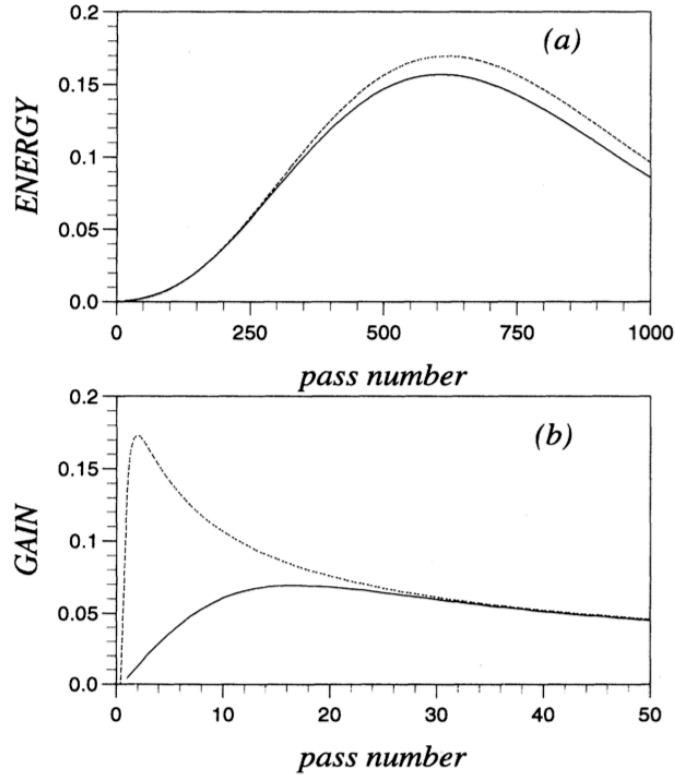


FIG. 2. Linear regime: Energy \mathcal{E} (a) and gain \mathcal{G} (b) vs pass number τ , for $\alpha = 0.01$, from a multipass numerical simulation (continuous line) and from Eqs. (10) and (11) (dashed line); the other parameters are the same as in Fig. 1.

除了在波荡器中的辐射场解，随着辐射场随振荡器逐圈演化过程如下图 Fig. 2。可以看到，虚线由解析解给出，在 $\tau < 30$ 区间与数值解差异较大，但是渐进情况 $\tau \gg 1$ 则有一致结果。

为了进一步验证在非线性区间的解具有超辐射场的形式，这篇论文将辐射场峰值发生的位置随圈数纪录下来 (Fig. 3 虚线)，并且画出逐圈辐射场振幅。可以看到，在离开线性区间、饱和之后 $\tau > 760$ ，辐射场行为满足超辐射特性。

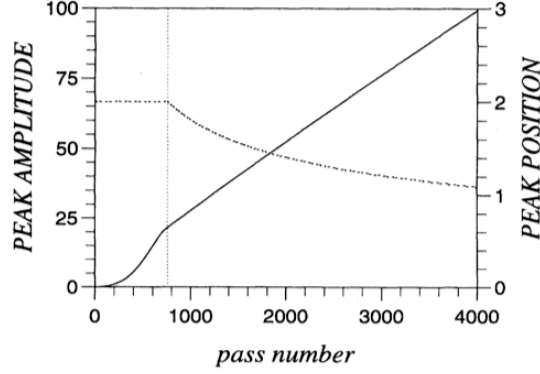


FIG. 3. Nonlinear regime: peak amplitude $|A|_{peak}$ (continuous line) and peak position z_{peak} (dashed line) vs pass number τ from the numerical multipass simulation, with the same parameters as in Fig. 1 and without losses, $r = 1$. For $\tau < 760$ (vertical line) the system is still in the linear regime.

3 短脉冲自由电子激光振荡器的解析理论 [PRE 52]

Analytical theory of short-pulse free-electron laser oscillators

3.1 基本信息

- 分类：自由电子激光
- 作者：N. Piovella, P. Chaix, G. Shvets, and D.A. Jaroszynski (主要机构：Service de Physique et Technique Nucleaire, 法国)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.52.5470>

3.2 摘要

这篇论文分析了短脉冲自由电子激光 (free electron laser, FEL) 振荡器的特性。此处短脉冲指的是电子束长短于与辐射场的滑移长度。相比于长束团、低增益自由电子激光振荡器，短束团增益 \mathcal{G} 变小，但是效率比起长束团 $\eta \geq 1/N_w$ 情况有所提升。这篇论文从构建短脉冲自由电子激光振荡器方程组开始，包含线性区间与非线性区间。在线性区间，得到一组本征模式，可以用来表征低增益的特性。在低增益模式下的本征模与本征值合称超模式 (supermode)。在非线性区间，描述辐射场可以通过对这些本征模式展开。

对于单一超模式 (single-supermode) 近似情况，系统具有与 Ginzburg-Landau 方程一样的形式，可用来描述饱和时的效率与饱和功率。这篇论文着重考虑谐振腔错位调谐 (cavity detuning) 与谐振腔反射镜损耗 (cavity loss) 对低增益自由电子激光的影响。在小调谐情况下，电子束具有超辐射特性，辐射效率与“辐射脉冲内包含的波长数”成反比，辐射功率与电子束团电荷平方成正比。

对于多超模式 (multi-supermode) 近似情况，将出现 limit cycle(极限环) 与 period doubling(双倍周期) 现象，可以解释为多个超模式之间互相竞争的结果。当错位调谐或损耗进一步减小之后，双倍周期现象可能集联，从而出现混沌现象。

这篇论文最后还与红外光自由电子激光 FELIX(Free-Electron Laser for Infrared eXperiments) 实验结果比较与讨论。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文通过将 FEL 基本方程组

$$\begin{aligned}\frac{\partial A(u, \xi)}{\partial u} &= g_0 \chi(u) \langle \exp[-i\theta(u, \xi)] \rangle \\ \frac{\partial \theta(u, \xi)}{\partial \xi} &= p(u, \xi) \\ \frac{\partial p(u, \xi)}{\partial \xi} &= -\{A(u, \xi) \exp[i\theta(u, \xi)] + \text{c.c.}\}\end{aligned}$$

通过光学反射镜反射系数迭代关系，化简为适用于振荡器模式的方程

$$A_0^{(n+1)}(\xi - \delta) = r A_0^{(n)}(\xi) + r g_0 \int_{-\xi}^{1-\xi} du \chi(u) \langle \exp[-i\theta(u, \xi)] \rangle$$

再将离散圈数 n 以连续变量 τ 代换，形成一组 FEL 振荡器方程

$$\begin{aligned}\frac{\partial A(\xi, \tau)}{\partial \tau} - \nu \frac{\partial A(\xi, \tau)}{\partial \xi} + \frac{\alpha}{2} A(\xi, \tau) &= \eta \langle \exp[-i\tilde{\theta}(\xi, \tau)] \rangle \\ \frac{\partial^2 \tilde{\theta}(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} &= -\{A(\xi, \tau) \exp[i\tilde{\theta}(\xi, \tau)] + \text{c.c.}\}\end{aligned}$$

对于振荡器模式，饱和后的动力学仍然是感兴趣的区间。为了进一步化简方程组分析，引入如下集体变量

$$A, B = \langle \exp(-i\tilde{\theta}) \rangle, P = \langle \tilde{p} \exp(-i\tilde{\theta}) \rangle, Q = \langle \tilde{p} \rangle, S = \langle \tilde{p}^2 \rangle$$

则方程组可以化简为五个方程

$$\begin{aligned}\frac{\partial A}{\partial \tau} - \nu \frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{\alpha}{2} A &= \eta B \\ \frac{\partial B}{\partial \xi} &= -iP \\ \frac{\partial P}{\partial \xi} &= -A - iSB - 2iQP + 2iQ^2 B \\ \frac{\partial Q}{\partial \xi} &= -[AB^* + \text{c.c.}] \\ \frac{\partial S}{\partial \xi} &= -2[AP^* + \text{c.c.}]\end{aligned}$$

在线性区间， $Q \sim 0, S \sim 0$ ，求解三个集体变量方程后，可以得到在不同调谐情况下超模式的特征值，通过三次迭代，超模式的增益与频移有如图 Fig. 1 结果。可以看到，对小调谐情况，超模式个数较多。增加调谐时，超模式减少。与实验对比，发现增益对应于第一个超模式的增益。

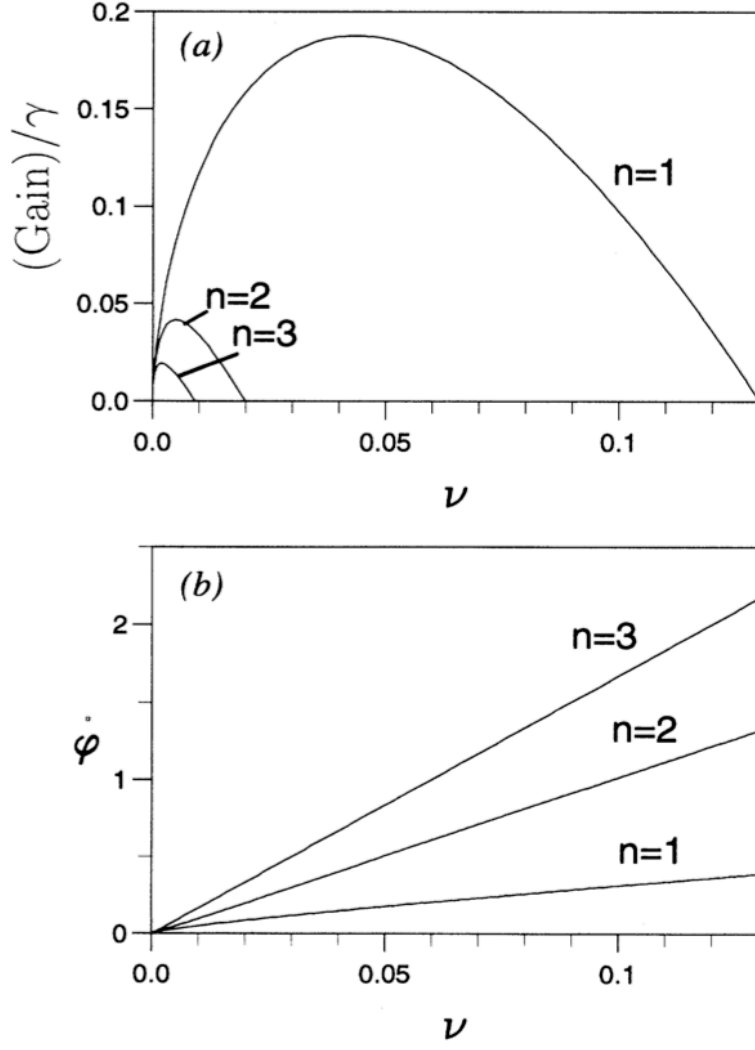


FIG. 1. (a) Linear gain, $\mathcal{G}_n/\gamma = 2\text{Re}\mu_n$ and (b) linear phase shift, $\phi_n = \text{Im}\mu_n$ for the first three supermodes, $n = 1, 2, 3$, vs cavity detuning $\nu = 2\delta\mathcal{L}/L_b g_0$.

- 贡献:

在非线性区间, 这些超模式分别被激发并且彼此间开始耦合。对单一超模式情况, 系统具有与 Ginzburg-Landau 方程一样的形式, 可用来描述饱和时的效率与饱和功率 (Section V), 着重考虑谐振腔错位调谐对低增益自由电子激光的影响。在小调谐情况下, 电子束具有超辐射特性, 辐射效率与“辐射脉冲内包含的波长数”成反比

$$\eta \simeq \frac{1}{8\pi N_s} = \rho \sqrt{\frac{L_b}{\alpha_0 L_c}}$$

辐射功率与电子束团电荷平方成正比

$$P_s \simeq \rho P_e \left(\frac{L_b}{\alpha_0 L_c} \right)^2 \simeq \frac{e^2 c f}{\epsilon_0 \lambda Z_R} \left(\frac{a_w F}{1 + a_w^2} \frac{\mathcal{E}_e}{mc^2 \alpha_0} \right)^2$$

对于多超模式近似情况, 将出现 limit cycle 与 period doubling 现象, 可以解释为多个超模式之间互相竞争的结果。当错位调谐或损耗进一步减小之后, 双倍周期现象可能集联, 从而出现混沌现象。细节可参考 Section VI, 此处不论。

3.4 其它

这篇论文讨论的电子束长、辐射场波长与滑移长度的关系为

$$\lambda_r < \sigma_z < N_w \lambda_r$$

与稳态微聚束 (SSMB) 方案稍有不同, 其中

$$\sigma_z < \lambda_r < N_w \lambda_r$$

此外, 这里考虑的不是储存环自由电子激光振荡器, 而是逐次注入新鲜的电子束形成的振荡器。

4 未来环形光源方案 [TUPOPT042]

Future ring photon source at Jefferson Lab

4.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Y. Zhang, S.V. Benson, J. Guo, A. Hutton, G.-T. Park, R.A. Rimmer, F. Lin and V.S. Morozov (主要机构：Jefferson Lab)
- 类型：设计
- 链接：<https://ipac2022.vrws.de/>

4.2 摘要

Jefferson Lab 在基于目前 12 GeV 能量循环超导直线加速器部分²参数下，考虑作为一种 X 射线光源的方案。这个方案是基于一种环形加速器光源：包含非相干同步辐射与 X 射线自由电子激光。后者采多个谐振腔 (XFEL) 串联操作模式。预期非相干同步辐射光源将类似于 APS-U 设计参数，XFEL 则比目前基于 SASE 模式的 XFEL 有更高的亮度与纵向相干性。这个光源设计预期可以与目前核物理项目同时并行，或作为一种替代运行模式。

4.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文提出一种新的基于 XFEL 的光源概念，能够在环形加速器中提供多个 X 射线光源束线。基于目前 JLab 的 SRF 直线加速器参数与初步波荡器与谐振腔参数，给出可能的输出辐射特性指标。
- 贡献：下面图 Fig. 1 给出基于目前 CEBAF 能量循环加速器既有基础旁的一个环形储存环结构示意图。在环中将安装多个波荡器形成的 XFEL 谐振腔作为直线插入节。高亮度电子束将依序、多圈经过这个波荡器谐振腔，通过低增益 FEL 效应产生 X 射线，每次经过时电子束品质会稍微变差，一直到电子束团品质不再能有效形成 XFEL 效应时将替换新鲜电子束。由于这是基于能量循环加速器的设计，不像真正的电子储存环，此设计的束团品质与基于直线加速器产生的电子束团品质相当。因此，预期一些 X 射线输出参数与直线加速器 FEL 相当。

²需要注入器升级以提供 nC 或 sub-nC 等级的束团电荷量。目前仅为 sub-pC 量级。

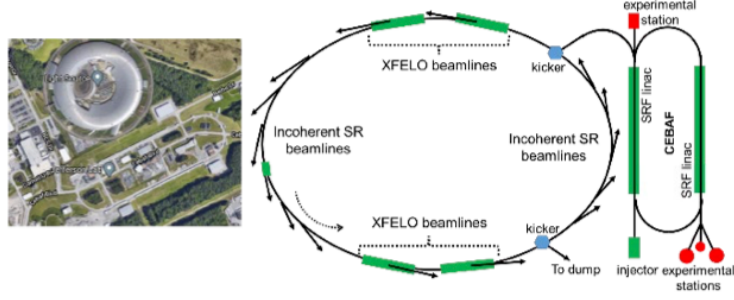


Figure 1: A future ring photon source in Jefferson Lab.

下表给出目前初步主环设计参数、绕行的电子束参数与预期的非相干同步辐射及 XFEL 输出参数。

Table 1: Ring Design Parameters

Electron energy	GeV	5.7	7.9
Ring circumference	m	~1265	~1514
Bunches in ring		39	21
Bunch repetition rate	MHz	9.24	4.16
Bunch spacing	$\mu\text{s/m}$	0.11/32	0.24/72
Bunches replaced per turn		2	2
Ratio of beam stored time and damping time		0.28%	0.42%
Beam average current	mA	3.51	1.28
Beam average power	MW	20	10

Table 2: Parameters of CEBAF for XFEL Injection

Electron energy	GeV	5.7	7.9
Bunch repetition rate	MHz	0.462	0.416
Bunch spacing	$\mu\text{s/m}$	2.2/649	2.4/721
Beam average current	mA	0.176	0.128
Beam average power	MW	1	1

Table 3: XFEL Beam Parameters and Performance

Electron energy	GeV	5.7	7.9
Wavelength	\AA	1.6	0.84
Photon energy	keV	7.74	14.7
Bunch charge	pC	380	310
Bunch length, RMS	ps	0.25	0.25
Peak current	A	645	527
Emittance (<i>i to e</i>)	$\mu\text{m rad}$	0.3 - 1.1	0.37 - 1.3
Energy spread (<i>i to e</i>)	10^{-4}	0.3 - 5	0.5 - 3.2
FEL gain		46 - 6.4	12 - 0.54
Peak radiation power	GW	6.1	6.9
Ave. radiation power	kW	33.4	16.9
Peak brightness	10^{34} Un	1.6	1.1
Average brightness	10^{28} Un	8.9	2.8
Spectrum purity	10^{-7}	4.6	1.7

Where Un stands for $\text{ph/s/0.1\%BW/mm}^2/\text{mrad}^2$

Table 4: Incoherent SR Generated by XFEL Bunches

Electron energy	GeV	5.7	7.9
Peak brightness	10^{25} Un	1	2.8
Average brightness	10^{20} Un	0.53	0.57
Pulse length	fs	250	250
Pulse repetition rate	MHz	9.24	4.16
Undulator	m	3.6	3.6

4.4 其它

以 CEBAF 为基础的设计，需要三个升级方向：

- 高电荷、高平均电流注入器，能提供 nC 或 sub-nC 量级；
- 注入器进入环形储存环需要束团压缩段；
- CEBAF 弯转段需要修改形成低发射度的混合多弯铁消色散 (HMBA) 设计。

5 加速器束团的全六维相空间量测 [PRL 121]

First Six Dimensional Phase Space Measurement of an Accelerator Beam

5.1 基本信息

- 分类：束测
- 作者：Brandon Cathey, Sarah Cousineau, Alexander Aleksandrov, and Alexander Zhukov (主要机构：田纳西大学)
- 类型：实验
- 链接：<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.064804>

5.2 摘要

这篇论文首次给出对粒子加速器束团的六维相空间分布函数的实验量测结果。实验基于散裂中子源 (Spallation Neutron Source, SNS) 束流测试平台 (Beam Test Facility, BTF)。量测数据显示，存在过去在低维束测中没有观察到的关联 (correlation) 分布。通过数值模拟，发现这些关联与空间电荷作用有关。

5.3 贡献或创新点

- 贡献：过去许多数值模拟在束团最初的六维相空间分布中采如下假设

$$f_6 = f_x(x, x') f_y(y, y') f_z(w, \varphi)$$

但是，这个假设并没有经过实验论证。目前既有的多数束测方案仅测量束团六维相空间的投影，因此，很难获得全六维相空间分布与不同维度间的可能耦合信息。

以下定义两种相空间投影操作：第一种称“全投影”(full projection)

$$\begin{aligned} 1 \text{ D: } f(a) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_6(a, \vec{x}) d\vec{x} \\ 2 \text{ D: } f(a, b) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_6(a, b, \vec{x}) d\vec{x} \end{aligned}$$

第二种称“部分投影”(partial projection)

$$1 \text{ D: } p(a) = \int_{-\infty}^{\infty} f_6(a, \vec{v} = \vec{v}_0, \vec{x}) d\vec{x}$$

$$2 \text{ D: } p(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f_6(a, b, \vec{v} = \vec{v}_0, \vec{x}) d\vec{x}$$

下面几张图为实验量测结果。量测方式为通过安排四组 slits，其中，前两组分别由一对 slits 组成，后面两组为单个 slit，分别在弯转磁铁与 RF 偏转腔之后。

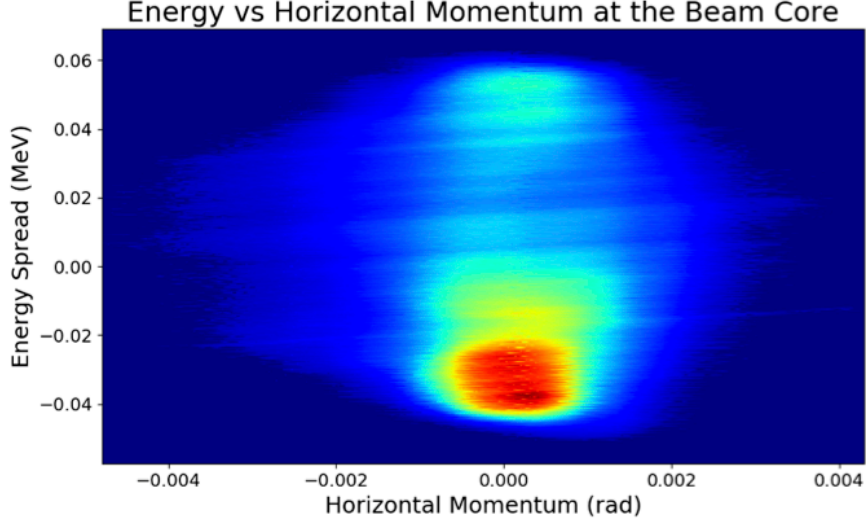


FIG. 3. A partial projection plot of the energy spread w against the horizontal momentum x' .

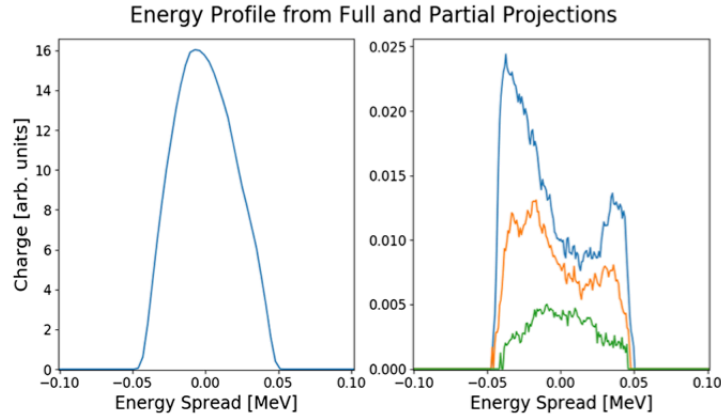


FIG. 4. Results from a 5D scan. The left plot shows the total projection of the energy spectrum. The right shows different 1D partial projections of energy with three different horizontal momentums. The blue curve's x' is about 0.2 mrad, the yellow's is about 0.7 mrad, and the green's is about 1 mrad.

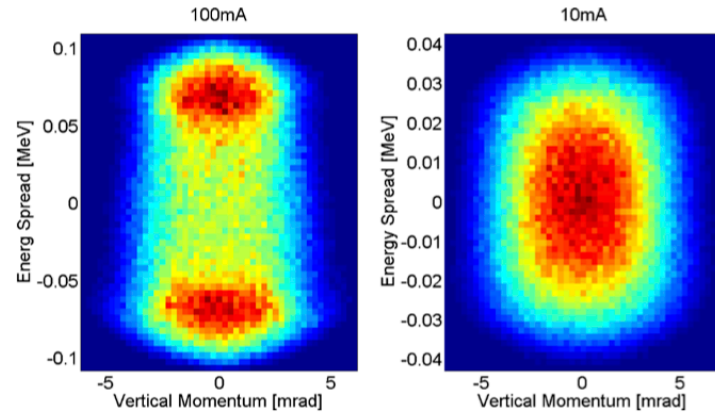


FIG. 7. Two plots of the partial projection of the energy spread w against the vertical momentum y for a 100 mA (left) and a 10 mA (right) simulated beam transport.

5.4 其它

实验设计示意图。

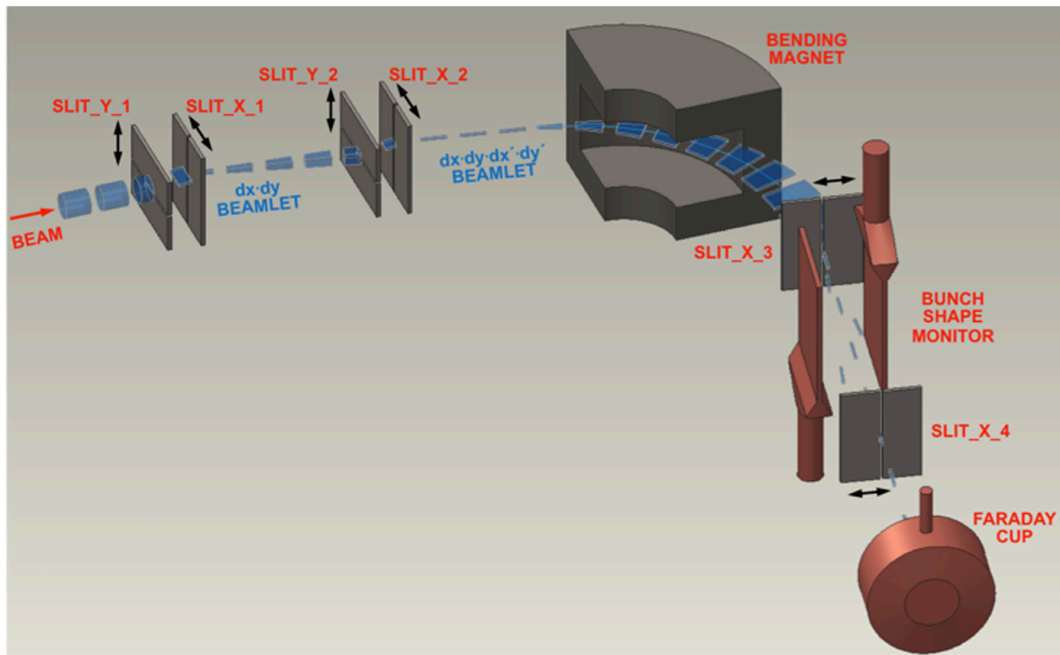


FIG. 1. A diagram showing the principle behind a full six dimensional emittance scan.