

## 加速器束流动力学期刊论文导读 (2023 年 2 月)

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

预期论文导读将于每个月初收集后发布,在 [http://faculty.hust.edu.cn/jcytsai/zh\\_CN/article/2191806/content/1551.htm#article](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 (2023 年 2 月) 结果统计如下表

成员姓名	导读列表	联系方式
蔡承颖	[1]、[2]、[3]、[4]、[5]	jcytsai@hust.edu.cn
李嘉鹏	[6]	

## 目录

1	激光驱动加速结构的能量效率 [PRST-AB 7-06]	
	Energy efficiency of laser driven, structure based accelerators	3
2	高频加速器中的纵向空间电荷效应与补偿 [PRST-AB 2-08]	
	Longitudinal space charge debunching and compensation in high-frequency accelerators	6
3	低温情况下短束团的电阻壁尾场与阻抗 [PRST-AB 18-03]	
	Resistive wall wakefields of short bunches at cryogenic temperatures	9
4	近代加速器的耦合阻抗分析 [RMP 63]	
	Coupling impedance in modern accelerators	11
5	产生高峰值电流电子束团串的非线性纵向空间电荷振荡控制 [PRST-AB 16-10]	
	Controlling nonlinear longitudinal space charge oscillations for high peak current bunch train generation	15
6	射频电子枪中铜光电阴极的量子效率测量	
	Quantum Efficiency Measurements of a Copper Photocathode in an RF Electron Gun	19

## 1 激光驱动加速结构的能量效率 [PRST-AB 7-06]

### Energy efficiency of laser driven, structure based accelerators

#### 1.1 基本信息

- 分类：束流动力学
- 作者：R. H. Siemann (SLAC)
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.7.061303>

#### 1.2 摘要

这篇论文分析以激光驱动的加速结构的能量或加速效率。激光功率、损耗因子、结构阻抗等决定了单束团最优的电荷量与最优的加速效率。加速结构被安置在激光谐振腔中。这篇论文推导了激光脉冲的时域 (或频域) 分布应满足的方程。这篇论文给出了一个例子，计算了稳态时的激光脉冲分布，加速效率与无束团负载时的加速梯度。

#### 1.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文是早期分析基于激光驱动的微型结构加速器可行性的经典论文之一，给出了关于将激光动力学纳入粒子加速器分析的尝试，值得借鉴。
- 贡献：这篇论文的附录 B 给出了构建如下图的加速器系统，其激光场包含束团经过时产生的单次经过尾场需要自洽满足的动力学方程，在位置 1 处，有

$$\begin{aligned} \frac{d^2 F_1(\tau)}{d\tau^2} - \frac{M\omega_m^2 (\delta\omega_a)^2 \tau^2}{8\alpha_m p_m} F_1(\tau) + \frac{(1 + \alpha_m p_m - \delta - \lambda/r) (\delta\omega_a)^2}{4\alpha_m p_m} F_1(\tau) \\ = \frac{(\delta\omega_a)^2}{4r\alpha_m p_m} \left[ 2kqrS(\tau, \tau_0) - \sqrt{1 - r^2} E_{\text{ext}}(\tau) e^{i(\phi_{\text{ext}} + \pi/2)} \right] \end{aligned}$$

存在外部激光场时 (由位置 3 馈入)，通过分析，束团加速效率可以写成

$$\eta = \frac{\Delta U_{\text{kin}}}{\frac{\lambda^2 \sigma_r}{Z_C} \int_{-\infty}^{\infty} F_1^2(u) du} \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} F_1^2(u) du}{\sqrt{\pi} E_{pk}^2 + \int_{-\infty}^{\infty} [F_1^2(u) - F_3^2(u)] du} \right\} = \eta_0 \Xi_\eta$$

对不同加速梯度  $G_0$  与不同束团电荷，加速效率有所不同。

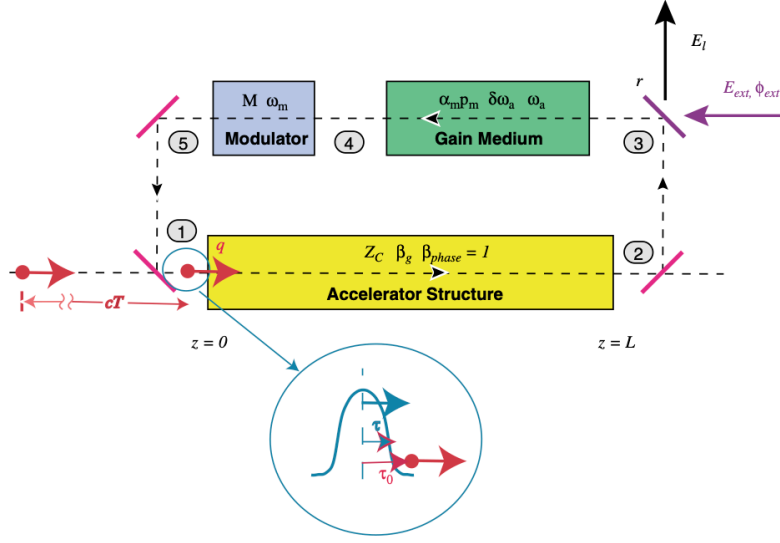


FIG. 3. (Color) The intracavity, actively mode-locked laser driven accelerator. The parameters of the different elements are discussed in the text, and the subscripts 1, . . . , 5 refer to the locations indicated in the cavity.

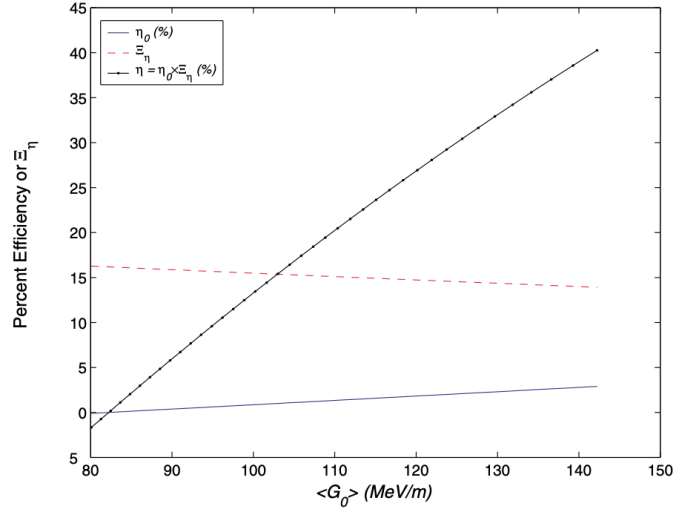


FIG. 6. (Color) Efficiency without and with energy recycling for  $q = 2.2$  fC and  $\delta = 0$ . The efficiency has been maximized for each value of  $\langle G_0 \rangle$  by trading off  $r$  and  $E_{pk}$ . For example, at  $\langle G_0 \rangle = 140$  MeV/m,  $r = 0.912$  and  $E_{pk}/G_{pk} = 0.439$ . Below  $\langle G_0 \rangle \sim 82$  MeV the retarding gradient is greater than the unloaded gradient, and, therefore,  $\eta < 0$ .

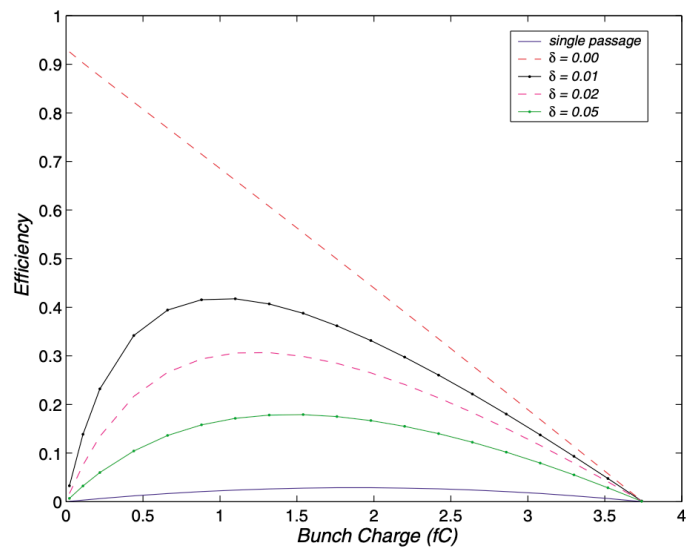


FIG. 8. (Color) Efficiency as a function of bunch charge for  $\langle G_0 \rangle = 140$  MeV/m and different values of the loss parameter.

## 2 高频加速器中的纵向空间电荷效应与补偿 [PRST-AB 2-08]

### Longitudinal space charge debunching and compensation in high-frequency accelerators

#### 2.1 基本信息

- 分类：多粒子效应
- 作者：L. C. Steinhauer and W. D. Kimura
- 类型：理论、数值模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.2.081301>

#### 2.2 摘要

空间电荷去群聚 (space charge debunching) 效应一直是高梯度、高频加速器中的重要议题。空间电荷效应限制了六维相空间最大能够达到的束团相空间密度。基于光学 (激光) 或等离子体加速器, 束团长度比起传统射频加速器的束团长度短了许多, 不大能够通过横向二维空间电荷效应缓解纵向去群聚效应。在激光-离子体加速器中, 相对脆弱的部件为真空漂移段, 因为缺少纵向聚焦。这篇论文给出一个近似的、自洽的空间电荷动力学模型, 分析指出, 能够通过适当设计上游 prebuncher 与下游 accelerator section 中间的磁聚焦结构, 能够抑制空间电荷效应与其导致的相干能散。在 accelerator section 之后, 由于惯性质量 ( $\gamma^3 m_e$ ) 较大, 加上横向二维空间电荷效应, 下游的空间电荷去群聚效应不再那么明显。这篇论文的理论模型与 PARMELA 粒子跟踪模拟结果比较, 有很好的 consistency。

#### 2.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文构建松饼 (pancake) 模型, 分析微束团在传输过程的空间电荷效应动力学过程。考虑的磁聚焦结构如下图所示。在四极铁传输段, 束团的  $\mathfrak{R} = \gamma \ell_\mu / w$  一开始自 prebuncher 离开后  $\approx 3$ , 很快下降至 0.4 左右, 直到 accelerator section 时约  $\leq 1$ 。这段传输期间束团形态基本上可视为 pancake beam。

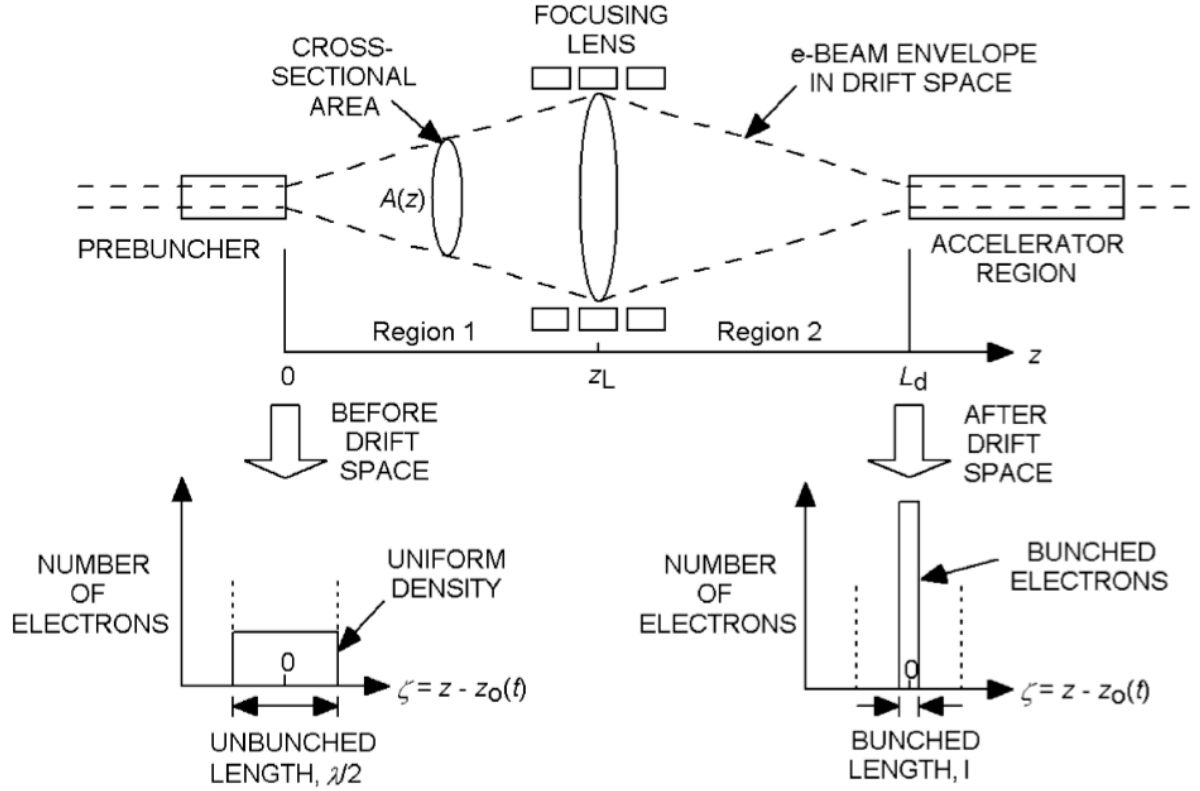


FIG. 1. Idealized microbuncher arrangement.

- 贡献：这篇论文首先列写微束团需要满足的几个方程，有

$$\begin{aligned}\bar{\beta}c \frac{\partial}{\partial z}(nA) + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \varphi}(nu_z A) &= 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} &= -\frac{e}{\epsilon_0}n \\ \bar{\beta}\bar{\gamma}^3 m_e c \left( \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{2\pi u_z}{\lambda c} \frac{\partial u_z}{\partial \varphi} \right) &= -eE_z\end{aligned}$$

其中， $n = Q_M / eAl_M$  为束团体密度， $A_e = \pi\epsilon_N L_d / \gamma$  为束团横向有效面积， $u_z$  为束团纵向平均速度， $\varphi \equiv (2\pi/\lambda)[z - z_0(t)]$ 。这三个耦合方程的解可以通过引入如下的自相似形式 (self-similar form)<sup>1</sup>进一步化简

$$\begin{aligned}n(z) &= \frac{Q_M \lambda}{2e\ell_M} [A(z)\ell(z)]^{-1} \\ u_z(z, \varphi) &= \frac{c\lambda}{2\pi\ell} \frac{d\ell}{dz} \varphi \\ E_z(z, \varphi) &= -\frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} n(z) \varphi\end{aligned}$$

<sup>1</sup>又称 sawtooth model。

则有效微束团长度的方程可写成<sup>2</sup>

$$\frac{d^2\ell}{dz^2} = \sigma_{sc} \frac{\lambda A_\epsilon}{2L_d^2} [A(z)]^{-1} \rightarrow \sigma_{sc} F_{2D} \frac{\lambda A_\epsilon}{4L_d^2} [A(z)]^{-1}$$

其中

$$F_{2D} \approx \frac{1}{(1 + 0.58\Re)^2}$$

与

$$\begin{aligned} \sigma_{sc} &= \frac{4r_e L}{\gamma^2 \ell_M \epsilon_N} \frac{Q_M}{e} = 7.04 \times 10^{-5} \frac{L(\text{m}) Q_M(\text{nC})}{\gamma^2 \ell_M(\text{m}) \epsilon_N(\text{mrad})} \\ &= 1.84 \times 10^{-5} \frac{Q_M(\text{nC})}{W'(\text{MeV/m}) \bar{W}(\text{MeV}) \ell_M(\text{m}) \epsilon_N(\text{mrad})} \end{aligned}$$

以上方程可以写出近似解析解，在 accelerator section 入口处有

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi_f}{\pi} &= 1 - \frac{4\sqrt{2}L_d}{\lambda\bar{\gamma}^3} \Delta\gamma_{\text{pre}} + \frac{\sigma_{sc} F_{2D}}{2} K \\ \frac{\Delta\gamma_f}{\bar{\gamma}} &= \left| -\frac{\Delta\gamma_{\text{pre}}}{\bar{\gamma}} + \frac{\lambda\bar{\gamma}^2}{4\sqrt{2}L_d} \frac{\sigma_{sc} F_{2D}}{2} J \right| \end{aligned}$$

其中，

$$\begin{aligned} J_i &= \tan^{-1} \left( \frac{\tilde{z}_L - \tilde{z}_{wi}}{\tilde{A}_{wi}} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{\tilde{z}_i - \tilde{z}_{wi}}{\tilde{A}_{wi}} \right) \\ K_i &= (1 - \tilde{z}_{wi}) J_i - \frac{\tilde{A}_{wi}}{2} \ln \left\{ \frac{1 + \left[ (\tilde{z}_L - \tilde{z}_{wi}) / \tilde{A}_{wi} \right]^2}{1 + \left[ (\tilde{z}_i - \tilde{z}_{wi}) / \tilde{A}_{wi} \right]^2} \right\} \end{aligned}$$

推导细节与符号参考该论文附录 B。进一步分析可以看到，空间电荷效应 ( $\sigma_{sc}$  项) 将缓解相干能散。适当情况下，有  $\Delta\phi_f \rightarrow 0$ ，对应最佳的 (微) 束团压缩。

## 2.4 其它

这篇论文为了得到解析解，考虑了如图的特殊情况，即 prebuncher、四极铁传输段、加速段，因此可以得到近似的  $A(z)$ 。对于一般传输段， $A(z)$  可能没有明显解析形式。

---

<sup>2</sup>有效微束团长度与相位的关系有  $\Delta\phi(z) = 2\pi l(z)/\lambda$ 。



### 3 低温情况下短束团的电阻壁尾场与阻抗 [PRST-AB 18-03]

#### Resistive wall wakefields of short bunches at cryogenic temperatures

##### 3.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：G. Stupakov, K. L. F. Bane, P. Emma, and B. Podobedov (主要机构：SLAC)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.18.034402>

##### 3.2 摘要

这篇论文分析 X 射线自由电子激光短束团在低温情况下的电阻壁尾场与阻抗。涉及的表面阻抗 (surface impedance  $\xi$ ) 计算基于金属在反常趋肤效应 (anomalous skin effect, ASE) 区间。这篇论文大致奠基于先前一篇论文 [B. Podobedov, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 044401 (2009)] 的工作，该工作仅考虑极端反常趋肤效应区间。最后，这篇论文给出一个基于 LCLS-II 超导波荡器、 $\mu\text{m}$  短束团的实际计算例子。

##### 3.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文基于反常趋肤效应模型，采 Lenham 与 Treherne 的 diffuse 模型，给出电阻壁尾场与阻抗与短束团经过超导波荡器引起的能散在束团内的改变。以 LCLS-II 实际例子为分析对象，分析发现，尽管在低温环境下，金属电导率增加两个数量级，尾场函数并没有改变太多。此结论与先前 Podobedov 基于极端反常趋肤效应区间的结论不完全相同。
- 贡献：反常趋肤效应发生在当趋肤深度短于或者与平均自由路径差不多时，即

$$\delta^{\text{NSE}} = \sqrt{\frac{2c}{Z_0 \sigma_c \omega}} \leq \ell$$

其中，平均自由路径  $\ell$  可以通过 Drude 模型估算，有

$$\sigma_c = \frac{ne^2 \ell}{mv_f} = \frac{\omega_p^2 \ell}{Z_0 c v_f}$$

其中,  $n$  为传导电子浓度、 $\omega_p$  为等离子体振荡频率、 $v_f$  为费米速率。

在有限电导率金属表面的电场与磁场可以由如下定义的表面阻抗 (surface impedance) 关联, 又称 Leontovich 边界条件

$$\mathbf{E}_t = \zeta(\omega) [\mathbf{H}_t \times \mathbf{n}]$$

对 ASE 情况, 表面阻抗的共轭显形式可写为

$$\zeta^*(\omega) = -\frac{i\omega\ell}{cF(\omega)}$$

其中,

$$F(\omega) = -\frac{1}{\pi}u \int_0^\infty \ln \left[ 1 + \frac{\eta + \xi\kappa(t)}{t^2} \right] dt$$

与

$$\begin{aligned} u &= 1 + i\frac{\omega\ell}{v_f}, \quad \eta = -\frac{\omega^2\ell^2}{c^2u^2}, \\ \kappa(t) &= 2t^{-3} [(1+t^2)\tan^{-1}(t) - t], \\ \xi &= i\alpha u^{-3}, \quad \alpha = \frac{3}{2} \left( \frac{\ell}{\delta^{\text{NSE}}} \right)^2. \end{aligned}$$

### 3.4 其它

在低温环境下, 数量级增加的电导率意味着较长的平均自由路径  $\ell$ , 也意味着趋肤深度相对较短, 因此存在反常趋肤效应。类似地, 在极高频情况下, 平均自由路径  $\ell$  保持一样, 但是对应的趋肤深度相对较短  $\propto \frac{1}{\sqrt{\omega}}$ , 因此, 可能存在反常趋肤效应。考虑后者情况, 当  $\delta^{\text{NSE}} \leq \ell$  时, 即

$$\omega \geq \frac{2\omega_p^4}{Z_0^3\sigma_c^3cv_f^2} \equiv \omega^*$$

存在反常趋肤效应。代入该论文 Table II, 对 Cu 而言,  $\omega^* \approx 2.2 \times 10^{13}$  rad/sec; 对 Al 而言,  $\omega^* \approx 2 \times 10^{14}$  rad/sec。

对 SSMB 间隔约  $1 \mu\text{m}$  的微束团串, 对应的采样频率  $\omega \approx 1.88 \times 10^{15}$  rad/sec, 为反常趋肤效应区间。

## 4 近代加速器的耦合阻抗分析 [RMP 63]

### Coupling impedance in modern accelerators

#### 4.1 基本信息

- 分类：尾场、阻抗计算
- 作者：S. A. Heifets and S. A. Kheifets (主要机构：SLAC)
- 类型：理论、综述
- 链接：<https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.63.631>

#### 4.2 摘要

这篇论文系统回顾了既有的分析粒子加速器横向与纵向耦合阻抗的几种方法与结果，包含尾场、阻抗的基本定义、一般定理、模式分析、衍射模型等。具体而言，这篇论文详细讨论了两种简单结构的阻抗：谐振腔 (cavity) 结构、梯级 (step) 结构。还讨论了从谐振腔至梯级结构的过渡过程，并讨论理论模型的适用范围。对单个谐振腔结构与无穷多个谐振腔形成的串列结构的阻抗形式差异可以通过干涉效应解释。对有限个谐振腔形成的串列结构的阻抗渐进形式也有详细讨论。

#### 4.3 贡献或创新点

- 贡献：这篇论文是分析粒子加速器尾场阻抗的经典综述论文之一。尽管已经是 30 年前的论文，仍然具有参考价值。这篇论文从阻抗、尾场函数、损耗因数 (loss factor) 的定义开始，其中，区分尾场函数为 point wake function 与 bunch wake function。此外，这些物理量也区分横向与纵向。

介绍完基本定义之后，这篇论文总结了几个一般定理，包含

- Panofsky-Wenzel 定理：关联横向与纵向尾场或阻抗的定理。

$$\frac{\partial w_{\perp}(s, \mathbf{r})}{\partial s} = \frac{1}{r_0} \nabla_{\perp} w_l(s, \mathbf{r})$$

$$\mathbf{Z}_{\perp}(s, \mathbf{r}) = \frac{v}{\omega r_0} \nabla_{\perp} \mathbf{Z}_l(s, \mathbf{r})$$

- 有限频率求和规则 (finite-frequency sum rule): 利用 Kramers-Kronig 关系, 可以从低频段的阻抗特性推知高频段阻抗的定理。

$$Z_l(\omega) = i\vartheta(\Omega - \omega) \sum_{\omega_\lambda < \Omega} \kappa_\lambda^l \left( \frac{1}{\omega - \omega_\lambda + i\gamma_\lambda} \frac{1}{\omega + \omega_\lambda + i\gamma_\lambda} \right) + \vartheta(\omega - \Omega) \frac{\pi(1+i)}{2\sqrt{\omega}\Omega} \left( \sum_{\omega_\lambda < \Omega} \kappa_\lambda - \frac{\zeta}{2} \right)$$

其中,  $\vartheta$  为 step function、 $\kappa_\lambda^l, \omega_\lambda, \gamma_\lambda$  在给定结构之后可以得到。上式中的求和项  $\sum_{\omega_\lambda < \Omega} \kappa_\lambda$  可以参数化为

$$\Sigma(\Omega) \equiv \sum_{\omega_\lambda < \Omega} \kappa_\lambda = \frac{\zeta}{2} + \frac{2\alpha}{\pi} \sqrt{\Omega} + o\left[\frac{1}{\sqrt{\Omega}}\right]$$

这篇论文接着介绍几种不同结构形态的阻抗分析, 包含:

- (a) step-in
- (b) step-out
- (c) 单个 open cavity 或 grooved structure
- (d) bellows
- (e) 串列 cavities

对于相对低频段的阻抗分析, 通常采取的方法为 field matching, 在分界面两侧边界条件要求系统形成线性方程组, 有

$$\sum_N \sum_n A_{LN}^{nl} X_n^N = P_L^l, \quad L, N = 1, 2, 3, 4; \quad n, l = 1, 2, \dots, \infty$$

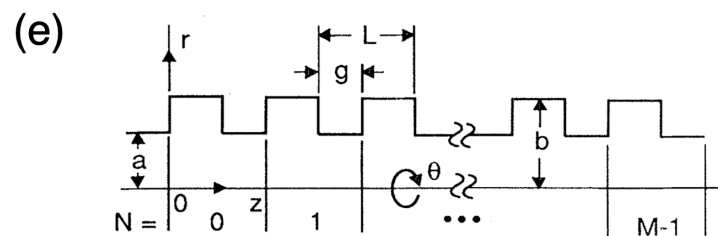
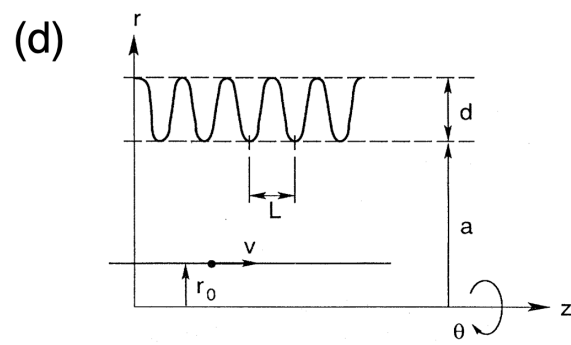
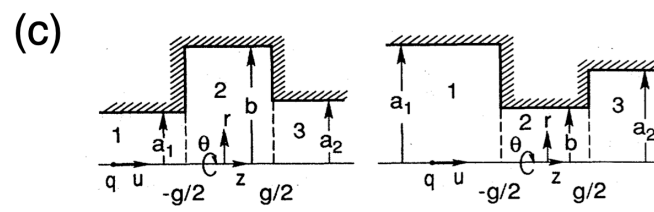
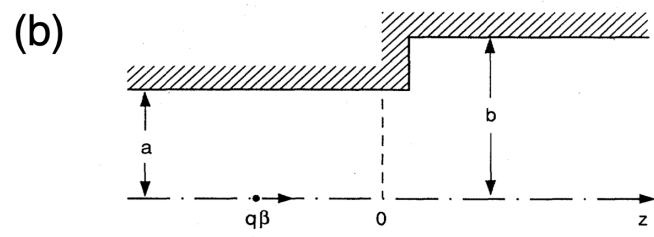
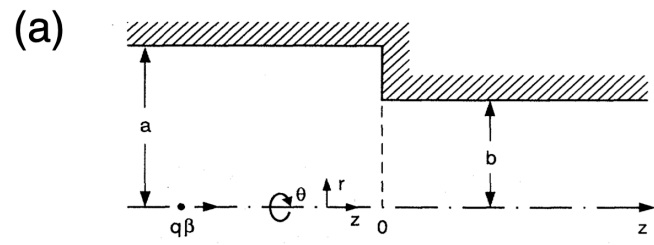
其中, 场分量的系数  $B_n^\pm, C_n^\pm$  藏在  $X_n^N$  中, 有

$$X_n^N \equiv \begin{pmatrix} X_n^1 \\ X_n^2 \\ X_n^3 \\ X_n^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \\ t_n \\ z_n \end{pmatrix}, \quad N = 1, 2, 3, 4,$$

上面方程中矩阵  $A_{LN}^{nl}, P_L^l$  的明显形式可参考该论文 Table I 与 Table II。

按如上方式得到的阻抗函数形式具有一般性。这篇论文接着讨论几种特殊情况, 给出其阻抗的解析形式, 此处不论。通过解析方式求解以上矩阵方程需要进一步化简, 一般采微扰法或是级数展开/截断, 参考 Sec. IV.D。

此处值得一提的是, 对于 (半) 开放谐振结构, 在一些非明显共振频率上的阻抗仍存在共振结构, 其起因目前仍没有完全理清。在这篇论文的 Sec. IV.E 有些讨论,



值得琢磨。目前一种解释认为此共振结构与特定结构形态下存在的简并模式有关。

对于具有 sharp edge 结构的阻抗分析, 利用 field matching 技巧可以适当简化分析。但是, 对于 soft edge 结构的阻抗分析, field matching 技巧有时候可能变得复杂而难以分析, 特别是对于相对高频区间。对于高频阻抗分析, 这篇论文介绍了格林函数法, 或称积分法或衍射模型, 细节参考 Sec. V.A。

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_\omega &= \int dS' [ik(\mathbf{n}' \times \mathbf{H}'_\omega) G_k + (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{E}'_\omega) \cdot \nabla' G_k + (\mathbf{n}' \times \mathbf{E}'_\omega) \times \nabla' G_k] \\ \mathbf{H}_\omega &= \int dS' [-ik(\mathbf{n}' \times \mathbf{E}'_\omega) G_k + (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{H}'_\omega) \cdot \nabla' G_k + (\mathbf{n}' \times \mathbf{H}'_\omega) \times \nabla' G_k]\end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}G_k(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{e^{ikR}}{4\pi R} = \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp e^{ip(z-z')} \hat{G}_{kp}(r, r') \\ \hat{G}_{kp}(r, r') &\equiv \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} A_m J_m(\Omega r) H_m^{(1)}(\Omega r') \cos m\theta, & \text{for } r' > r \\ \sum_{m=0}^{\infty} A_m J_m(\Omega r') H_m^{(1)}(\Omega r) \cos m\theta, & \text{for } r' < r \end{cases}\end{aligned}$$

基于以上方式的分析得到的谐振腔损耗因数结果  $\kappa^\ell, \kappa^\perp$  与 TBCI 数值模拟结果比较, 得到很好的一致性。

这篇论文最后一部分讨论了对单个谐振腔结构与无穷多个谐振腔形成的串列结构的阻抗形式差异可以通过干涉效应解释。对有限个谐振腔形成的串列结构的阻抗渐进形式也有详细讨论。细节此处不论, 参考 Sec. VI。

#### 4.4 其它

关于这篇综述论文的展开, 可以参考阻抗尾场分析的专著 [1]。

## 参考文献

- [1] B. Zotter and S.A. Kheifets, Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerators, World Scientific (1998)

## 5 产生高峰值电流电子束团串的非线性纵向空间电荷振荡控制 [PRST-AB 16-10]

### Controlling nonlinear longitudinal space charge oscillations for high peak current bunch train generation

#### 5.1 基本信息

- 分类：多粒子效应
- 作者：P. Musumeci, R. K. Li, K. G. Roberts, and E. Chiadroni (主要机构：UCLA)
- 类型：理论、数值计算
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.16.100701>

#### 5.2 摘要

这篇论文分析基于高亮度光阴极电子枪产生的皮秒量级的电子束团调制与演化。利用非线性空间电荷效应，基于标准的 1.6-cell SLAC/UCLA/BNL 射频电子枪，可以产生峰值电流 500 A、1 THz 电子束团串。后段加速可以使得电子束团串的纵向相空间分布在半个等离子体振荡长度<sup>3</sup>内几乎保持不变，从而开启许多潜在应用，如产生可调、窄带相干 THz 辐射或高频、高梯度电子加速器。

#### 5.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文利用流体模型分析周期调制微束团串的动力学过程，通过与粒子跟踪模拟程序 GPT 结果比较，给出发生 wave breaking 区间。
- 贡献：这篇论文是早期讨论利用激光整形产生电子微束团串的可行性与其空间电荷动力学分析的工作之一。利用非线性空间电荷效应，基于标准的 1.6-cell SLAC/UCLA/BNL 射频电子枪，可以产生峰值电流 500 A、1 THz 电子束团串。效能限制主要源于两个效应：束团本身的非相干能散、束团横向尺寸。作为潜在应用，这篇论文后半部分分析了利用电子微束团串产生窄带相干 THz 辐射的效能。

---

<sup>3</sup>定义为  $\frac{L_p}{2} = \frac{c\pi}{\omega_p}$ ，其中， $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_0 \gamma^3}}$ 。

这篇论文从一维流体模型开始，系统包含三个待解物理量：电子束 (线) 密度  $n$ 、能量偏差  $\Delta\gamma$ 、纵向空间电荷电场  $E$

$$\begin{aligned}\partial_t \Delta\gamma + c \frac{\Delta\gamma}{\gamma^3} \partial_z \Delta\gamma &= -\frac{eE}{m_0 c} \\ \partial_z E &= -\frac{en}{\epsilon_0} \\ \partial_t n + c \partial_z n \frac{\Delta\gamma}{\gamma^3} &= 0\end{aligned}$$

考虑周期性调制，则可以假设以上物理量解具有如下形式

$$A(z, t) = \sum_m A_m(t) e^{imkz}, \quad A \rightsquigarrow n, \Delta\gamma, E$$

上面方程组可以化简为

$$\begin{aligned}\Delta \dot{\gamma}_m + \sum_n \frac{inkc}{\gamma^3} \Delta\gamma_m \Delta\gamma_{m-n} &= -\frac{eE_m}{m_0 c} \\ E_m &= -\frac{en_0 R_m}{i\epsilon_0 m} \\ \dot{R}_m + \sum_n \frac{imkc}{\gamma^3} R_{m-n} \Delta\gamma_m &= 0\end{aligned}$$

其中，dot 表示对时间  $t$  微分。

对于初始密度调制形式如  $n(z, 0) = n_0[1 + 2b \cos(kz)]$ ，其中， $b = \left| \frac{\int n(z, 0) e^{ikz} dz}{\int n(z, 0) dz} \right|$  定义为密度调制因子 (bunching factor)。上式可以再写为无量纲形式，有

$$\begin{aligned}\partial_\tau G_m &= -\sum_n n G_n G_{m-n} + \frac{R_m}{m} \\ \partial_\tau R_m &= -m \sum_n G_n R_{m-n}\end{aligned}$$

其中， $\tau = \omega_p t$ ,  $G_m = ikc \Delta\gamma_m / \omega_p \gamma^3$ ,  $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_0 \gamma^3}}$ 。

由于此模型为一维冷流体模型，以下量化电子束能散为相空间能量调制的峰对峰值 (peak-to-peak value)

$$\Delta\gamma_{\text{LSC}} = 4 \frac{\gamma^3 \omega_p b}{ck}$$

对大振幅调制，将会出现高次谐波分量。一般情况下，调制后包含高次谐波分量的电子线密度函数可以写成

$$n(z, t) = n_0 \left[ 1 + \cos(\omega_p t) \sum_{m=1}^{\infty} m c_m(t) \cos(mkz) \right]$$



其中,  $c_m(t) = \frac{(-1)^{m+1}}{m} \frac{2}{\alpha(t)} J_m[m\alpha(t)b]$ ,  $\alpha(t) = 2 \sin^2(\omega_p t/2)$ 。

这篇论文利用 GPT 粒子跟踪模拟程序计算结果与理论模型比较, 得到在约  $b > 0.25$  后, 束团进入 wave breaking, 密度调制因子不再增加而达饱和。

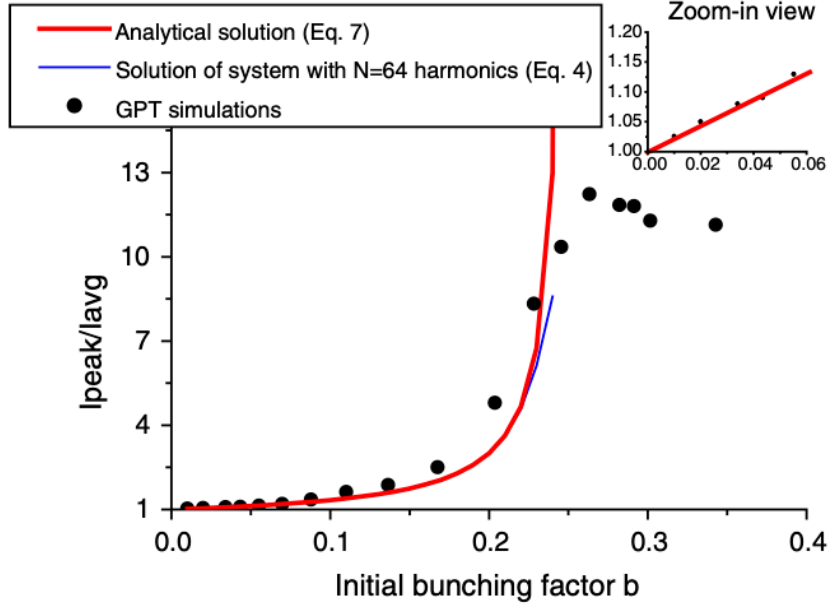


FIG. 1. Nonlinear peak current enhancement as a function of amplitude of initial density modulation. In the inset we show the linear behavior for small initial bunching factor.

这篇论文 Sec. III 讨论产生电子微束团串后的加速过程动力学, 同样与 GPT 结果比较并讨论其物理图像。细节此处不论。Sec. IV 则讨论了利用此加速后的 100 MeV 电子微束团串产生可调、窄带相干 THz 辐射源。不同束团电荷下产生的中心频率为 1.1 THz 与 2.2 THz 辐射能量比较, 如下图。可以看到, 微束团串产生的辐射在更窄的频宽内包含更多能量。

#### 5.4 其它

这篇论文在产生电子微束团串后, 基于后段加速结构加速电子, 同时使束团串的纵向相空间分布在半个等离子体振荡长度内几乎保持不变, 从而开启许多潜在应用。如果仍在低能量区间, 考虑使用弯转磁铁等色散元件使电子微束团串达到预期密度调制后, 可探讨利用 Smith-Purcell 效应产生窄带相干 THz 辐射可行性。

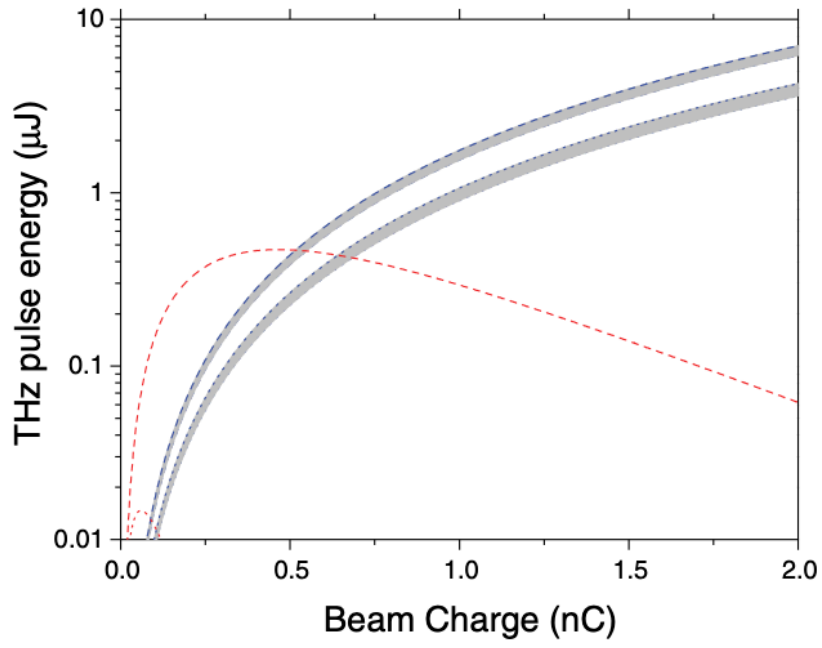


FIG. 10. Energy generated in a  $1/16$  bandwidth around a central frequency at 1.1 THz (dashed) and 2.2 THz (dotted) comparing the single bunch after bandwidth selecting filters (red) and the pulse train method (blue).

## 6 射频电子枪中铜光电阴极的量子效率测量

### Quantum Efficiency Measurements of a Copper Photocathode in an RF Electron Gun

#### 6.1 基本信息

- 分类: 光阴极和电子枪
- 作者 P. Davis, G. Hairapetian, C. Clayton, C. Joshi, S. Hartman, S. Park, C. Pellegrini, and J. Rosenzweig (主要机构: UCLA)
- 类型: 实验
- 链接: [https://accelconf.web.cern.ch/p93/PDF/PAC1993\\_2976.PDF](https://accelconf.web.cern.ch/p93/PDF/PAC1993_2976.PDF)

#### 6.2 摘要

UCLA 投入使用了一台 4.5 MeV 光阴极射频电子枪。使用一台光注入驱动激光器产生亚 2 ps 的紫外 ( $\lambda = 266$  nm) 激光脉冲, 每个脉冲能量为 200  $\mu$ J。电子枪内的光电子 (photoelectron) 加速到 3.5 MeV 的能量。电子束团的能量使用激光能量函数来测量, 使用积分电流变换器 (integrating current transformer, ICT)。使用相对法线  $2^\circ$  和  $70^\circ$  入射角度激光的激光极化函数作为量子效率的测量结果。可以得到在  $70^\circ$  入射角度时 p 极化激光的量子效率 ( $> 10^{-4}$ ) 比 s 极化光提升了 50%。

#### 6.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文对  $70^\circ$  入射角下 p 极化和 s 极化以及  $2^\circ$  入射角的量子效率进行了对比, 装置的光注入器放在 1-1/2 cell 电子枪中 1/2 cell 的壁上。1/2 cell 和 full cell 的场平衡在 1 : 1.8(使得阴极处场的最大值限制在 50 MV/m 以下)。电荷使用法拉第杯和 ICT 两种方式测量, 这两种测量方式会有 10% 的误差, 因为法拉第杯收集到暗电流而 ICT 法没有计算。
- 贡献: 这篇论文最终得到了上述入射角度和极化方式打出电荷的图像, 对于 50  $\mu$ J 以上的激光能量, 打出电荷呈现明显的饱和。采用 25  $\mu$ J 以下激光能量斜率作为量子效率评估, 在入射角  $70^\circ$  时得到 p 极化量子效率比 s 极化量子效率高 50%。对于  $2^\circ$  入射角, 极化方式对量子效率没有明显影响。p 极化相对于 s 极化的增强符合  $\cos^2 \phi$  函数, 其中,  $\phi$  为极化角。可以看到, 此时电荷增强取决于 p 偏振光能量而不是电场振幅。

## 6.4 部分结果

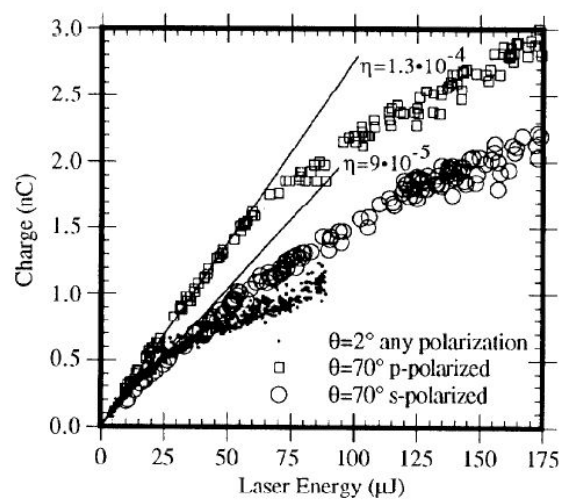


图 1: 量子效率测量

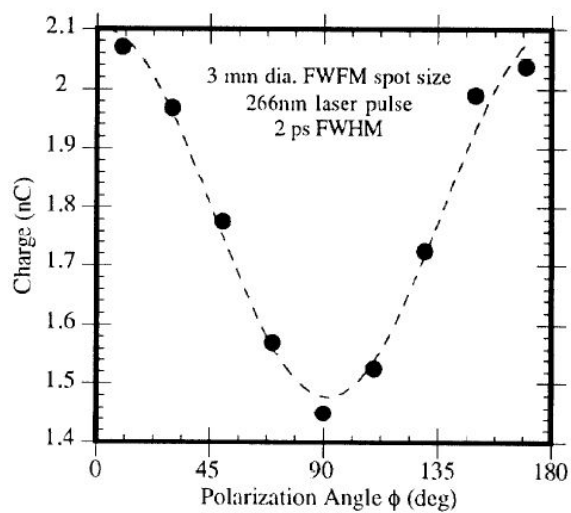


图 2:  $70^\circ$  入射角时不同极化角度的电荷测量