

加速器束流动力学期刊论文导读 (2024 年 1 月)

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

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

本期 (2024 年 1 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]、[??]	jcytsai@hust.edu.cn
李嘉鹏	[5]、[6]、[7]	

目录

1	切伦科夫尾场超辐射作为 FEL 装置的太赫兹源 [JSR 28]	
	Superradiant Cherenkov-wakefield radiation as THz source for FEL facilities	3
2	真空激光加速的计算与优化 [PRST-AB 7]	
	Calculation and optimization of laser acceleration in vacuum	8
3	Smith-Purcell 自由电子激光的小信号增益 [PRST-AB 10]	
	Small signal gain of a Smith-Purcell free electron laser	12
4	相干自由电子光源 [Photonics Insights 2]	
	Coherent free-electron light sources	18
5	直接测量高亮度光注入器中的光电阴极时间响应	
	Direct measurement of photocathode time response in a high-brightness photoinjector	19
6	带电粒子微束团间距的无损测量和监测 [APL 111]	
	Non-destructive measurement and monitoring of separation of charged particle micro-bunches	23
7	用于高梯度加速器的激光脉冲整形 [NIMA 829]	
	Laser pulse shaping for high gradient accelerators	27

1 切伦科夫尾场超辐射作为 FEL 装置的太赫兹源 [JSR 28]

Superradiant Cherenkov-wakefield radiation as THz source for FEL facilities

1.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Klaus Floettmann, Francois Lemery, Martin Dohlus, Michaela Marx, Vasili Tsakanov and Mikayel Ivanyan (主要机构：DESY)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://scripts.iucr.org/cgi-bin/paper?S1600577520014058>

1.2 摘要

透过内部涂有介电层的小内径管道，电子束经过时，将由于与边界的相互作用而在 THz 波段辐射能量。某些频率的谐振增强受到结构参数的条件限制，这些参数包括管道半径以及介电层的介电常数和厚度等。在低损耗结构中，将产生窄带辐射，可以通过适当的天线进行耦合输出。对于更高的频率，与外部金属层的电阻性耦合变得越来越重要。外层的损耗导致窄带条件无法达到更高的频率。尽管如此，基于此方案仍可产生短时宽带脉冲，其功率水平仍然具有吸引力。

这篇论文提出了双层结构阻抗的一般理论，并讨论与外部电阻层的耦合。此外，这篇论文也推导一组结构参数的辐射能量、功率和脉冲长度的近似关系，并与数值结果进行了比较。通过 Vlasov 天线实现的辐射输出的数值结果以及达到的辐射品质的估算也在这篇论文中有些讨论。

1.3 贡献或创新点

- 创新点：在一些 X 射线自由电子激光 (x-ray free-electron laser, XFEL) 装置中，探测实验要求泵浦源为太赫兹 (THz) 辐射，因为在 THz 波段范围内 (或几 meV 的光子能量)，通过电磁辐射对物质进行有选择性的非线性泵浦，使能量沉积到材料的特定低频模式中，从而允许控制各种自由度对材料性质的影响。因此，在 XFEL 设施进行 THz 泵浦-X 射线探测型实验所需的合适 THz 光源的研究是一项重要的发展目标。目前在一些 XFEL 装置已经开展，采用的方法不尽相同，如：DESY

FLASH 已经采用特殊设计的波荡器，或正在考虑另外建造一并行加速器以产生 THz 辐射。这篇论文提出通过一种双层结构，参考下图 Fig. 1，电子束经过时，将由于与边界的相互作用而在 THz 波段辐射能量。将此 THz 辐射用作开展实验的泵浦源。

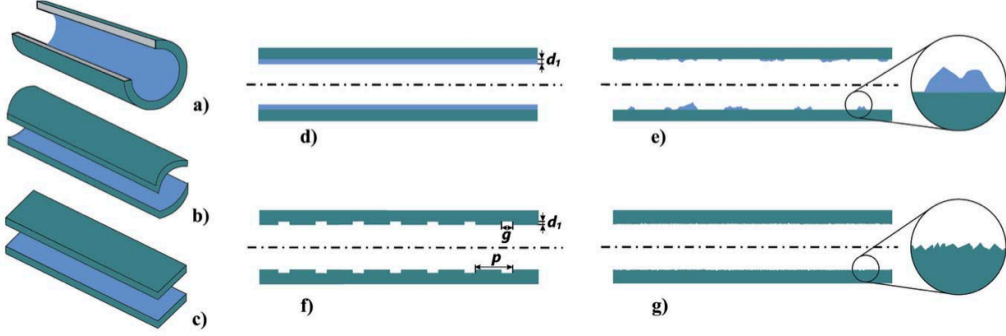


Figure 1

Possible radiator configurations are, for example, round tubes (a), and curved (b) or flat (c) parallel plate waveguides (PPWG). Parallel plate waveguides offer a tuning possibility via the distance of the plates but suffer from a reduced mode confinement as compared with the geometrical simple round tubes. While the outer structure of the radiator is a highly conducting metal, the inner coating can be a thin dielectric layer or a metal with low conductivity (d), but also patches of a dielectric material (e), regular geometrical structures like corrugations in a metal (f) or simply a rough metal surface (g). The last three cases are examples of meta-materials, because the radiation characteristics are described by an effective permittivity.

根据用户需求，此 THz 辐射源需具备：0.1 ~ 30 THz，对应脉冲能量 3 mJ ~ 0.03 μ J，与 X 射线的时间差抖动控制在 20 fs 内。

- 贡献：对于双层结构，假设内层为非磁性介质，外层为理想导体，适用于 $|k_r|r_1 \gg 1$ ，则纵向阻抗函数表示式可写为

$$Z_{\parallel}(k) = i \frac{Z_0}{\pi k_z r_1^2} \left[1 + \frac{2\epsilon_1}{r_1 \epsilon_0 k_r} \coth(k_r d_1) \right]^{-1}$$

其中， $k_z = \omega/c$

$$k_r = k(1 - \epsilon' - i\epsilon'')^{1/2} = ik(\epsilon' - 1 + i\epsilon'')^{1/2}$$

其中， $\epsilon_1 = \epsilon_0(\epsilon' + i\epsilon'')$ ， ϵ' ， ϵ'' 为内层介质参数。对外层理想导体金属层，引入损耗可以通过 Drude 模型，有复介电系数 $\epsilon_0[1 + i(\sigma_0/\epsilon_0 kc)]$ 。

这篇论文接着进一步化简，利用 $\coth(k_r d_1) = (1/k_r d_1) + (k_r d_1/3)$ 展开，上式阻抗函数可以写成近似、等价的 RLC 阻抗形式

$$Z_{\parallel}(k) = \frac{R}{1 + iQ \left(\frac{k_0^2 - k^2}{kk_0} \right)}$$

其中，对介质或双金属结构，对应的等价项如下图 Fig. 2 给出。

	General	Dielectric	Bimetallic
permittivity condition	$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 (\varepsilon' + i\varepsilon'')$	$\varepsilon'' \ll \varepsilon' - 1$	$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \left(1 + i \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 k c}\right)$
resonance condition k_0^2	$\frac{2}{r_1 d_1} \frac{\varepsilon' (\varepsilon' - 1) + \varepsilon''^2}{(\varepsilon' - 1)^2 + \varepsilon''^2}$	$\frac{2}{r_1 d_1} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon' - 1}$	$\frac{2}{r_1 d_1}$
shunt impedance R	$\frac{\sqrt{3} Z_0}{\pi r_1^2 d_1 k_0^2 \varepsilon'' A [\varsigma^{-1} + \varsigma]}$	$\frac{\sqrt{3} Z_0}{2\pi r_1 [\varsigma^{-1} + \varsigma]} \frac{(\varepsilon' - 1)}{\varepsilon''}$	$\frac{\sqrt{3} Z_0}{2\pi r_1 [\varsigma^{-1} + \varsigma]}$
bandwidth $\Delta\nu$	$\frac{d_1 k_0^2 \varepsilon'' c A [\varsigma^{-1} + \varsigma]}{2\sqrt{3}\pi}$	$\frac{c [\varsigma^{-1} + \varsigma]}{\sqrt{3}\pi r_1} \frac{\varepsilon''}{\varepsilon' - 1}$	$\frac{c [\varsigma^{-1} + \varsigma]}{\sqrt{3}\pi r_1}$
parameter A	$\frac{\sqrt{(\varepsilon' - 1)^2 + \varepsilon''^2}}{\varepsilon' (\varepsilon' - 1) + \varepsilon''^2}$	$\frac{1}{\varepsilon'}$	$\frac{\varepsilon_0 k c}{\sigma_0}$
parameter ς	$\frac{d_1 k}{\sqrt{3}} \sqrt{(\varepsilon' - 1)^2 + \varepsilon''^2}$	$\frac{d_1 k}{\sqrt{3}} (\varepsilon' - 1)$	$\frac{d_1 \sigma_0 Z_0}{\sqrt{3}}$
loss factor K_{\parallel}	$-\frac{Z_0 c}{2\pi r_1^2}$	$-\frac{Z_0 c}{2\pi r_1^2}$	$-\frac{Z_0 c}{2\pi r_1^2}$
group velocity β_g		$1 - \frac{4d_1}{r_1} \frac{(\varepsilon' - 1)}{\varepsilon'}$	$1 - \frac{4d_1}{r_1}$

Figure 2

Resonance parameters for the general permittivity case and approximations for the dielectric and the bimetallic case. For details see text.

为了进一步估算外层损耗造成的影响，针对阻抗函数表示式引入一修正项为

$$Z_{\parallel} = i \frac{Z_0}{\pi k_z r_1^2} \left[1 + \frac{2\varepsilon_1}{r_1 \varepsilon_0 k_r} \coth(k_r d_1) \Gamma \right]^{-1}$$

其中，

$$\Gamma \cong 1 - \frac{1}{2F} - \frac{i}{2F}$$

$$F = \frac{(\varepsilon' - 1)}{\varepsilon'} d \left(\frac{Z_0 \sigma_0 k_z}{2} \right)^{1/2}$$

有了以上准备后，这篇论文开始分析束团经过此双层结构阻抗后的辐射场特性，通过阻抗函数与束团参数进行估算。假设束团整体产生的尾场为简化的 \cos 函数形式，有

$$W(s) = 2qFK_{\parallel} \cos(k_0 s)$$

则尾场携带能量有

$$E^{\text{rad}} = q^2 F^2 |K_{\parallel}| L = q^2 F^2 L \frac{Z_0 c}{2\pi r_1^2}$$

以太赫兹辐射为形式，辐射脉冲长度可以估算为

$$\tau = \frac{8}{k_0^2 r_1^2 c} L$$

于是，太赫兹辐射场的功率为

$$P^{\text{rad}} = q^2 F^2 \frac{Z_0 k_0^2 c}{16\pi}$$

有了这些公式之后，结合电子束参数，就可以针对双层结构作为太赫兹辐射源的特性进行估算。细节此处不论。

这篇论文最后考虑了将太赫兹辐射自阻抗结构耦合到外部的办法，为通过 Vlasov 天线，如下图 Fig. 8 所示。Vlasov 天线天线的特点为将耦合管道斜切，使太赫兹辐射场在边界通过衍射改变传输方向，就可以与电子束行进方向错开。更多细节讨论可参考该论文，此处不论。

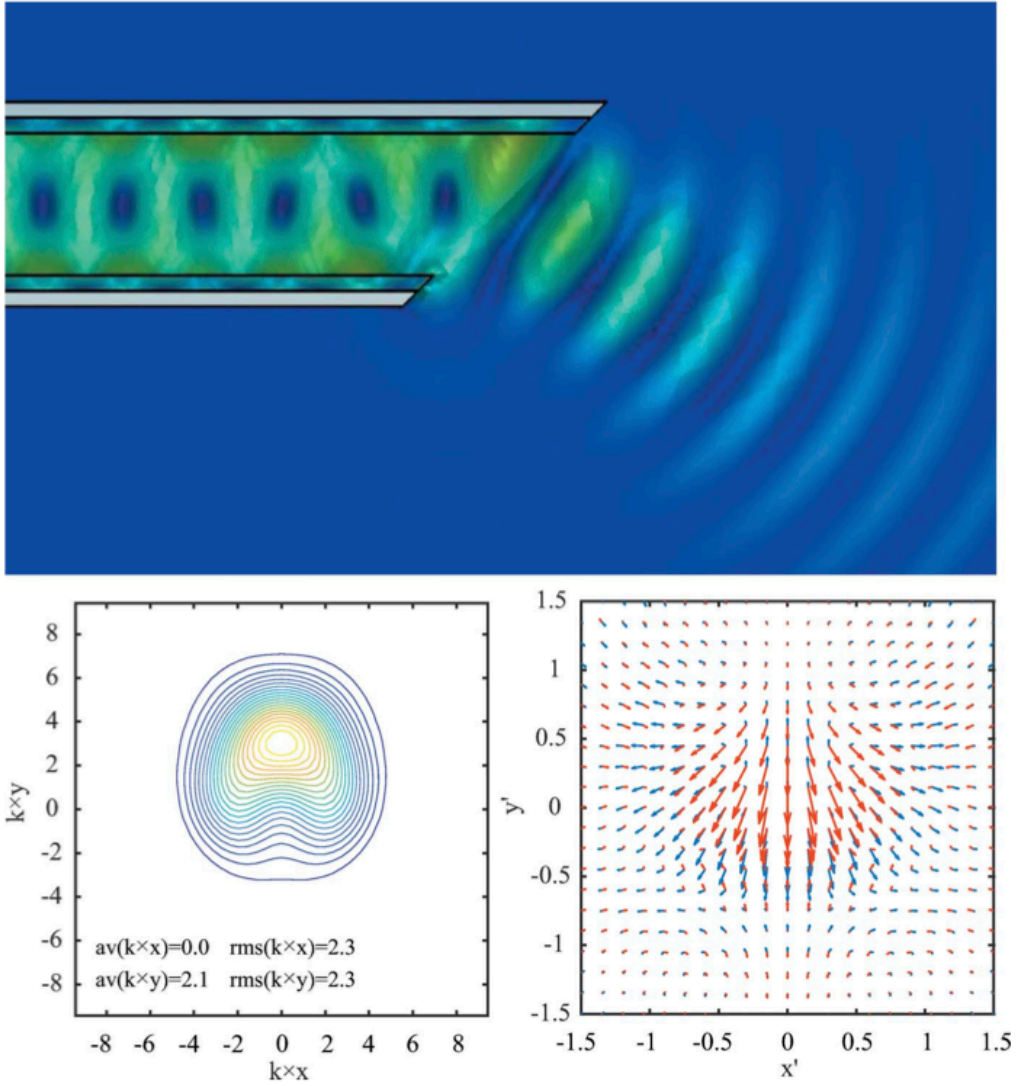


Figure 8

Simulation of a Vlasov antenna with 300 GHz central frequency. The tube has a radius of 450 μm , a layer thickness of 100 μm , and $\varepsilon' = 3.8$ (fused silica). The cut angle has been varied between 25° and 65°. Lower left: perpendicular to the plane component of the Poynting flux through a plane perpendicular to forward direction. The Poynting flux is calculated by a far-field to near-field transformation into the plane with minimal r.m.s. dimensions of the pattern; k is the wavenumber. Lower right: vector components of the electric field in the far zone for $\mathbf{e}_r = x'(\sin \theta/\theta) \mathbf{e}_x + y'(\sin \theta/\theta) \mathbf{e}_y + \cos \theta \mathbf{e}_z$ with $\theta = (x'^2 + y'^2)^{1/2}$. The real and imaginary parts are shown in blue and red.

2 真空激光加速的计算与优化 [PRST-AB 7]

Calculation and optimization of laser acceleration in vacuum

2.1 基本信息

- 分类：其它
- 作者：Z. Huang, G. Stupakov, and M. Zolotarev (主要机构：SLAC)
- 类型：理论
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.7.011302>

2.2 摘要

这篇论文探讨了应用强激光加速粒子达到高能量的计算与优化。这篇论文提出一种新的分析方法，用于在真空中计算基于激光场与粒子辐射场干涉而产生的能量交换的激光加速，将此方法应用于一个简单的加速结构，即一个理想导体的圆孔屏幕，并展示如何优化能量增益，包括孔径、激光角度、斑点大小以及激光的横截面形状。此外，还讨论了这种加速方法的限制和能量扩展性。

2.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文通过电磁理论的一个基本关系 – 能量守恒定律 – 以坡印廷向量形式表示，分析真空中激光场与粒子辐射场干涉而产生的能量交换，从而导致的激光加速机制，估算能量增益 $\Delta\gamma$ 。这篇论文创新点为结合能量守恒定律与衍射辐射理论，从而计算激光-电子束的能量增益，此分析特点为不需要计算辐射场的近场，只需要计算远场，因此大大简化分析难度。
- 贡献：由坡印廷定律开始

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV \frac{E^2 + H^2}{8\pi} + \int_V dV \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = - \int_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS$$

根据下图 Fig. 1 设定，等式两边对时间积分 $\int_{-\infty}^{\infty} dt$ ，可以写出如下的粒子能量增益

$$\Delta U = - \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS$$

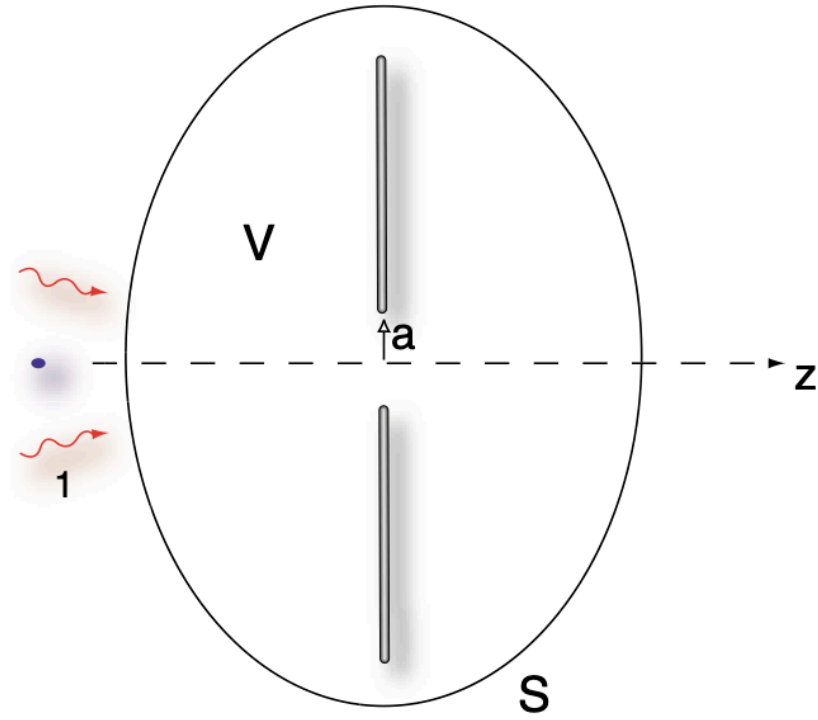


FIG. 1. (Color) Layout of a vacuum laser acceleration experiment. A perfectly conducting screen with a round hole of radius a is located at $z = 0$. Initially, a particle and a laser pulse are at position 1 outside of the volume V .

这篇论文接着论证在真空中，粒子要从激光场获得能量，粒子本身“必须”产生辐射场，并且激光场也需要通过圆孔使场产生畸变，即能量增益 – 能真正贡献的部分 – 可以进一步写成以下积分

$$\Delta U_{\text{acc}} = -c \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_S \text{Re}(\mathcal{E}^{\text{LS}} \cdot \mathcal{E}^{\text{PR}*}) dS$$

其中，LS 表示激光场在圆孔 (S) 存在情况下的电场场形，PR 则是电子束空间电荷场在存在与不存在圆孔时的差，可视为辐射场 (R)。因此，以下分析即试着计算 \mathcal{E}^{LS} 与 \mathcal{E}^{PR} ，然后估算积分。

这篇论文 Section III 基于圆孔情况给出更明确分析，采衍射辐射理论

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^{\text{PR}} &= \mathcal{E}^{\text{PS}} - \mathcal{E}^{\text{P}} \\ &= -\frac{e^{ikR}}{R} \frac{i}{2\pi} \mathbf{k} \times \int_{\text{screen}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}\mathbf{n} \times \mathcal{E}^{\text{P}}} dS \end{aligned}$$

对空间电荷场来说，

$$E_r^{\text{P}}(r, z, t) = H_{\theta}^{\text{P}}(r, z, t) = \frac{e\gamma r}{[r^2 + \gamma^2(z - vt)^2]^{3/2}}$$

其频域时谐场可以修正贝索函数表示，有

$$\mathcal{E}_r^{\text{P}}(r, \omega) = \mathcal{H}_{\theta}^{\text{P}}(r, \omega) \approx \frac{ke}{\pi c \gamma} K_1\left(\frac{kr}{\gamma}\right)$$

上面在圆孔后方电子束产生的辐射场的积分可解析写出，

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_r^{\text{PR}} &= -k \frac{e^{ikR}}{R} \int_a^{\infty} r dr \mathcal{E}_r(r, \omega) J_1(kr\theta) \\ &= -\frac{ek^2}{\pi \gamma c} \frac{e^{ikR}}{R} \int_a^{\infty} r dr K_1\left(\frac{kr}{\gamma}\right) J_1(kr\theta) \\ &= A(\omega, \theta) \frac{e^{ikR}}{R} \end{aligned}$$

其中，

$$A(\omega, \theta) = \frac{e}{\pi \gamma c} \frac{ka}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \left[\theta J_2(ka\theta) K_1\left(\frac{ka}{\gamma}\right) - \frac{1}{\gamma} J_1(ka\theta) K_2\left(\frac{ka}{\gamma}\right) \right]$$

有了以上解析公式之后，这篇论文分析两种情况：

1. 单束激光高阶高斯模 TEM_{10} 模正向轰击在圆孔上。略去细节，分析给出能量增益可写成

$$\Delta U_{\text{acc}} \approx eE_0 w_0 e^{-a^2/w_0^2} = 4e \sqrt{\frac{2P_L}{c}} \exp\left(-\frac{a^2}{w_0^2}\right)$$

其中，TEM₁₀ 模激光能量有

$$\begin{aligned} P_L &= \frac{c}{8\pi} \int_{z=0 \text{ plane}} dS E_r^L H_r^L \\ &= \frac{c}{8\pi} E_0^2 2\pi \int_0^\infty r dr \frac{r^2}{w_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) = \frac{c}{32} E_0^2 w_0^2 \end{aligned}$$

可以看到，激光打在圆孔上时，激光束横向尺寸 w_0 应该比圆孔半径 a 大些。理想情况下，能量增益有

$$\Delta\gamma_{\max} = 4\sqrt{2}\sqrt{\frac{P_L}{P_0}}$$

对 1 TW 激光，可以产生 $\Delta\gamma_{\max} \approx 60 \approx 30.66$ MeV 的能量增益。

2. 两束激光高斯基模 TEM₀₀ 模斜向轰击在圆孔上。细节不论，有类似结果

$$\Delta U_{\text{acc}} = 2eE_0 w_0 \frac{\alpha_f}{\alpha} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha^2}{\alpha_f^2}\right) \right]$$

其中，倾角为 α 。写成能量增益，有

$$\Delta\gamma_{\max} \approx 3.6\sqrt{\frac{P_L}{P_0}} \exp\left(-\frac{a^2}{w_0^2}\right)$$

当激光轰击在圆孔上时，将需要考虑材料损坏的影响。一般来说，材料损坏的阈值为激光通量 (laser fluence, F_L) 为 $F_L \approx 0.24U_L/w_0^2$ ，其中， U_L 为激光闪光能量 (flash energy)。对皮秒或亚皮秒量级激光，有

$$F_{\text{th}} \approx 2 \text{ J/cm}^2$$

在考虑强激光不导致材料损坏前提下，电子束能获得能量有

$$\frac{\Delta U_{\text{acc}}}{z_R} \approx \frac{7.5 \times 10^{-3} \gamma m c^2}{\gamma^2 \lambda_L / \pi} \approx \frac{12}{\gamma} \text{ GeV/m}$$

有效能量增益可写为

$$\frac{\Delta\gamma_{\max}}{\gamma} \approx 1.6\lambda_L \sqrt{\frac{F_{\text{th}}}{P_0 t_L}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$$

2.4 其它

这篇论文一开始简短介绍了 Lawson-Woodward 定理，为真空激光加速的一个基本定理。这篇论文使用 CGS/高斯单位制。此外，傅里叶变换的定义不同于常见定义，差了 2π ，这些差异对最后结果是否有影响，需要进一步检验。

3 Smith-Purcell 自由电子激光的小信号增益 [PRST-AB 10]

Small signal gain of a Smith-Purcell free electron laser

3.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：G.F. Mkrtchian (Yerevan State University, 埃里温国立大学, 亚美尼亚)
- 类型：理论、模拟
- 链接：<https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.10.080701>

3.2 摘要

这篇论文探讨在任意光栅表面产生 Smith-Purcell 自由电子激光的可行性。此处的任意光栅表面可以阻抗矩阵 (impedance matrix) 描述。分析基于自洽的 Maxwell-fluid 方程组。通过这篇论文的分析，得到了 TM 模的色散方程，此方程包含了凋落模 (evanescent mode) 与辐射模 (radiation mode)。产生 Smith-Purcell 自由电子激光涉及电子束先将能量转移给凋落模，然后凋落模再与辐射模耦合，最终产生自由电子激光辐射。

3.3 贡献或创新点

- 创新点：这篇论文采自洽 Maxwell-fluid 方程组进行分析，与以往采 Maxwell-Vlasov 方程组稍有不同，值得琢磨。
- 贡献：这篇论文描述分析过程清楚简明，值得琢磨。在 Introduction 部分，将近年关于 Smith-Purcell 自由电子激光的理论进展简单回顾，点出不同模型的不同场景假设，并得到不太一样的电流定标定律。比如：L. Schachter and A. Ron 得到增益 $\propto I_b^{1/3}$ ，发现共振模即为极点，但基于这篇论文作者的分析，认为共振模非极点。K.-J. Kim and S.-B. Song 得到的增益 $\propto I_b^{1/2}$ ，认为 Smith-Purcell 自由电子激光涉及电子束先将能量转移给凋落模，然后凋落模再与辐射模耦合，最终产生自由电子激光辐射。此与这篇论文作者的分析观点一致。H.L. Andrews 等人的分析则给出 Smith-Purcell 自由电子激光可能存在返波模式，能够产生自激发振荡，即存在阈值电流。还有一些基于 PIC 的数值模拟结果。比较这些理论与数值结果，发现有些一致，有些则不一致。

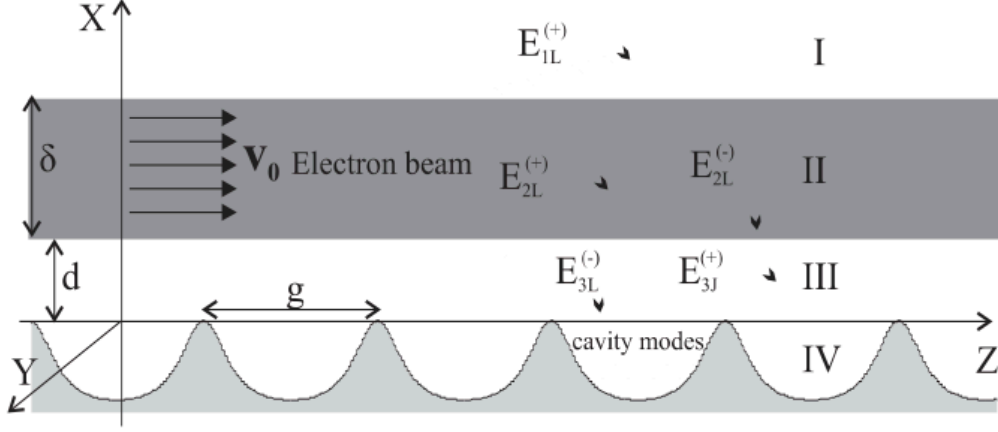


FIG. 1. The configuration of the Smith-Purcell FEL. The electron beam moves at a distance d parallel to the grating surface in the z direction. The grooves, oriented in the y direction, repeat periodically with the grating period g . The electron beam thickness is δ . The grating surface is at $x = 0$.

这篇论文的 Section III 考虑如上图 Fig. 1 设定，这篇论文从法拉第定律与安培全电流定律开始，有

$$\begin{aligned}\partial_x E_{\omega z} - \partial_z E_{\omega x} &= -i\frac{\omega}{c} H_{\omega y}, \\ -\partial_z H_{\omega y} &= -i\frac{\omega}{c} E_{\omega x} + \frac{4\pi}{c} j_{\omega x}, \\ \partial_x H_{\omega y} &= -i\frac{\omega}{c} E_{\omega z} + \frac{4\pi}{c} j_{\omega z},\end{aligned}$$

根据基底展开思路，将所有物理量转换为频域时谐量。其中，电子束电流密度可写为 $\mathbf{j}(x, z, t) = \mathbf{j}_\omega(x, z)e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$ 。

结合流体力学与连续方程，有

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right)(\mathbf{v}\gamma) &= \frac{e}{m}\mathbf{E} + \frac{e}{mc}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) &= 0 \\ \mathbf{j}(x, z, t) &= en(x, z, t)\mathbf{v}(x, z, t),\end{aligned}$$

考虑电子束占有 Fig. 1 中深灰色区域。将电子束电荷密度、速度向量等转换为频域时谐量。并按如下方式将电场、磁场也按写成频域时谐量，有

$$\begin{aligned}E_{\omega x, z}(x, z) &= \sum_{L=-\infty}^{\infty} E_{x, z \ L}(x)e^{ik_L z} \\ H_{\omega y}(x, z) &= \sum_{L=-\infty}^{\infty} H_{y \ L}(x)e^{ik_L z}\end{aligned}$$

其中，空间周期波数满足 $k_L = k + \frac{2\pi}{g} L$ 条件。则纵向电场分量应遵守的波方程可写为

$$\frac{\partial^2 E_{zL}(x)}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_L^2 \right) \left(1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\gamma_0^3 \Omega_L^2} \right) E_{zL}(x) + \frac{c^2 \chi_L^2}{\gamma_0 \Omega_L^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2 - c^2 k_L^2 - \frac{\omega_p^2(x)}{\gamma_0}} \frac{\partial E_{zL}(x)}{\partial x} \right) = 0$$

注意到，这里的 L 为整数，不是光栅长度。

下一步则是利用分界面边界条件关联 Fig. 1 中四个不同区域的物理量，其中，我们最关心的是区域 III。先将每个区域的场以前行波与返波线性叠加表示，有

$$\begin{aligned} E_{zw}^{(III)}(x, z) &= \sum_{L=-\infty}^{\infty} \left(E_{3L}^{(+)} e^{-q_L x} + E_{3L}^{(-)} e^{q_L x} \right) e^{ik_L z} \\ H_{yw}^{(III)}(x, z) &= \sum_{L=-\infty}^{\infty} \frac{i\omega}{c q_L} \left(E_{3L}^{(+)} e^{-q_L x} - E_{3L}^{(-)} e^{q_L x} \right) e^{ik_L z} \\ E_{xw}^{(III)}(x, z) &= \sum_{L=-\infty}^{\infty} \frac{ik_L}{q_L} \left(E_{3L}^{(+)} e^{-q_L x} - E_{3L}^{(-)} e^{q_L x} \right) e^{ik_L z} \end{aligned}$$

略去细节，其中区域 III 的前行波与返波的比例系数可以互相关联，有

$$E_{3L}^{(-)} = \Xi_L E_{3L}^{(+)}$$

其中，

$$\Xi_L = \frac{1 - \Theta_L^2}{1 + \Theta_L^2 + 2\Theta_L \coth \chi_L \delta} e^{-2q_L d}, \quad \Theta_L = \frac{q_L}{x_L} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_0^3 \Omega_L^2} \right)$$

此系数包含电子束与光栅的特性参数。以上为针对非磁化束情况。对 Smith-Purcell 辐射，有时候考虑纵向磁场聚焦电子束，称磁化束。对磁化束，以上关联系数需要修正，有

$$\Xi_{(\text{mag})L} = \frac{q_L^2 - \alpha_L^2}{q_L^2 + \alpha_L^2 + 2\alpha_L q_L \coth \alpha_L \delta} e^{-2q_L d}$$

在区域 IV 中的场需要先知道光栅结构，这里考虑矩形结构。对矩形波导结构，其基底函数较简单，为三角函数形式

$$\begin{aligned} H_{\omega y}^{(w)} &= e^{iskg} \sum_{m=0}^{\infty} H_m \cos \frac{m\pi(z - sg)}{w} \cos p_m(x + a) \\ E_{\omega z}^{(w)} &= e^{iskg} \sum_{m=0}^{\infty} E_{zm} \cos \frac{m\pi(z - sg)}{w} \sin p_m(x + a) \\ E_{\omega x}^{(w)} &= e^{iskg} \sum_{m=0}^{\infty} E_{xm} \sin \frac{m\pi(z - sg)}{w} \cos p_m(x + a) \end{aligned}$$

其中, $p_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{m\pi}{w}\right)^2$ 。有了明确的基底函数之后, 区域 III 与 IV 可以通过前行波与返波的比例系数相互关联, 有

$$\sum_{J=-\infty}^{\infty} ((Z_{LJ} - \delta_{LJ}) - \Xi_J (Z_{LJ} + \delta_{LJ})) E_{3J}^{(+)} = 0$$

注意到, 这里的 J 与 L 皆为整数。 Z_{LJ} 称为阻抗矩阵 (impedance matrix), 因为其所关联的是区域 III 与 IV 分界面上的电场与磁场

$$E_{zL}^{(\text{III})}(0) = \sum_{J=-\infty}^{\infty} \frac{c q_J Z_{LJ}}{i\omega} H_{zJ}^{(\text{III})}(0)$$

阻抗矩阵的本征特性决定此系统的稳定性。为了得到非平凡解, 考虑

$$\det [(Z_{LJ} - \delta_{LJ}) - \Xi_J (Z_{LJ} + \delta_{LJ})] = 0$$

此为 Smith-Purcell 自由电子激光的色散方程, 决定了辐射场的 $\omega(k)$ 函数依存关系。经过化简, 其增益的一般公式可写成

$$G = \text{Im}(k_0 - k) \\ = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\mu \omega_p^2}{\gamma_0^3 c^2 \beta^2} (1 - e^{-(2k_0 \delta / \gamma_0)}) e^{-(2k_0 d / \gamma_0)} \left| \frac{\mathcal{M}(c\beta k_0, k_0)}{\mathcal{D}_k(c\beta k_0, k_0)} \right| \right)^{1/3}$$

其中, $\mu = 1$ 对应非磁化束, $\mu = 1/2$ 为磁化束。对几个特例情况, 这篇论文讨论了其增益的函数形式, 给出了与既有文献一致的结果, 如: 增益与电子束电流的定标关系。

这篇论文的 Section III 给出一些量化结果。下图 Fig. 3 给出增益通过色散方程数值求解与通过解析公式的比较。

此外, 下图 Fig. 4 给出增益通过色散方程数值求解与 PIC 全数值模拟结果的比较。其中, 数值参数设定参照 Dartmouth 的实验。

3.4 其它

这篇论文采 CGS 单位制。

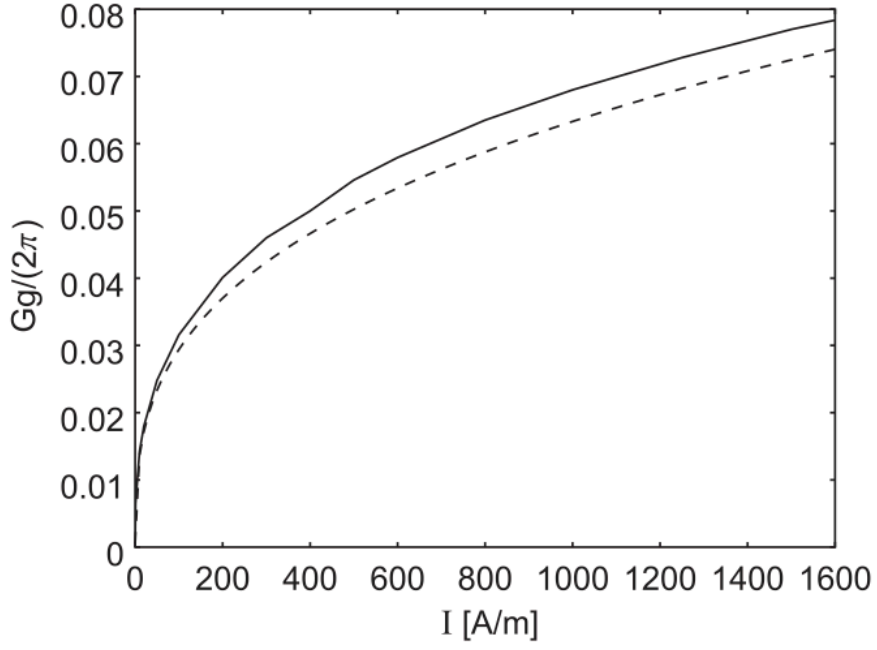


FIG. 3. Normalized small signal gain versus the beam current per meter in the y direction. The solid line corresponds to numerical solution of the dispersion relation Eq. (45), while the dashed line corresponds to approximate solution Eq. (56).

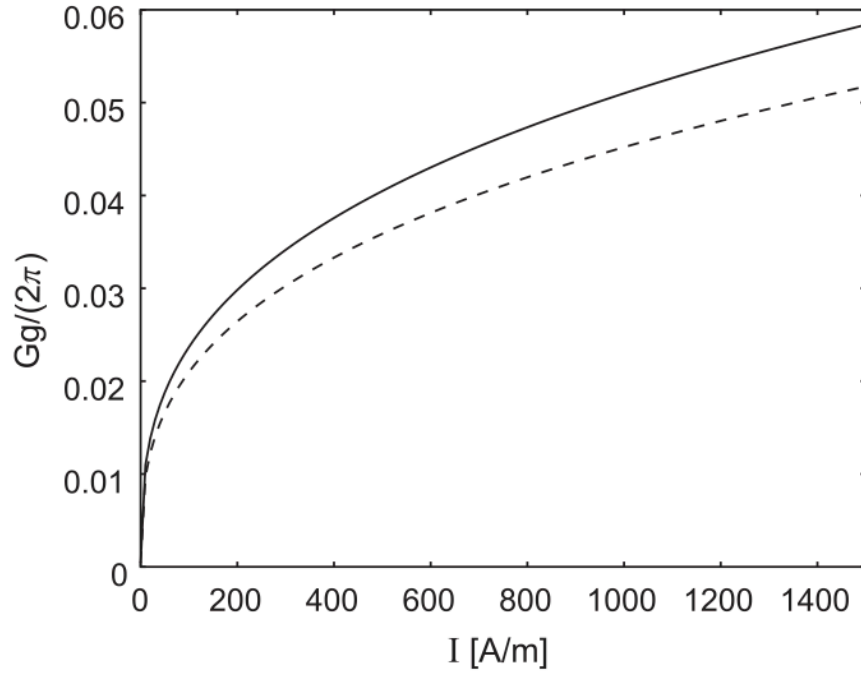


FIG. 4. Normalized small signal gain for magnetized electron beam. The solid line corresponds to numerical solution of the dispersion relation Eq. (45) for magnetized electron beam, while the dashed line corresponds to PIC simulations [18].

4 相干自由电子光源 [Photonics Insights 2]

Coherent free-electron light sources

4.1 基本信息

- 分类：同步辐射与自由电子激光
- 作者：Dongdong Zhang, Yushan Zeng, Ye Tian, and Ruxin Li (主要机构：中国科学院上海光学精密机械研究所)
- 类型：综述
- 链接：<http://dx.doi.org/10.3788/PI.2023.R07>

以下内容部分截取自https://mp.weixin.qq.com/s/YQkFTNjzeYWP79T_2XK4GQ。

4.2 摘要

这篇论文总结了自由电子辐射原理与光源技术的发展历程，重点介绍了紧凑型相干辐射源的最新方案与研究进展，对紧凑型、台式化自由电子相干光源的发展，以及覆盖太赫兹至极紫外、X 射线，甚至新型准粒子相干辐射源的发展具有重要指导意义。

4.3 贡献或创新点

- 贡献：自由电子辐射是一个应用广泛且机理丰富的学科，在光学、凝聚态物理、量子物理、生物化学等诸多研究领域中有广泛的应用和发展。自由电子辐射最早可以追溯到 19 世纪发现的阴极荧光辐射，而自由电子激光的发明则将一系列基础研究推向了高潮。同时也激发了人们对新型自由电子辐射和新发光机理做进一步地探索和研究。

近年来，随着超强超短激光技术的发展，这一古老的概念不断孕育出新的内涵，由此带来了全新的自由电子学光场调控、光学微型波荡器概念、激光等离子体加速、紧凑型自由电子激光的思考及其验证等。其研究的核心是发现和控制自由电子与光子之间的相干能量转换过程。在未来，超短电子脉冲有望为产生超辐射提供了有力手段，即使在微尺度上使用光学微波荡器也有望获得高亮度和相干性。

5 直接测量高亮度光注入器中的光电阴极时间响应

Direct measurement of photocathode time response in a high-brightness photoinjector

5.1 基本信息

- 分类: 光阴极、束测
- 作者: Gregor Loisch, Ye Chen, Christian Koschitzki, Houjun Qian, Matthias Gross, Adrian Hannah, Andreas Hoffmann, Davit Kalantaryan, Mikhail Krasilnikov, Sven Lederer, Xiangkun Li, Osip Lishilin, David Melkumyan, Laura Monaco, Raffael Niemczyk, Anne Oppelt, Daniele Sertore, Frank Stephan, Reza Valizadeh, Grygorii Vashchenko, and Tobias Weilbach (主要机构: DESY)
- 类型: 实验, 模拟
- 链接: <https://doi.org/10.1063/5.0078927>

5.2 摘要

电子光阴极注入器为物理、化学、材料和生命科学领域的众多研究应用提供了具高亮度的电子束。半导体光阴极被广泛使用,因为它们能够以高重频产生具有可变电荷的低发射度电子束。光阴极的关键性能指标之一是可达到的最小电子束长。在半导体光阴极中,这主要是由散射效应和光子的不同穿透深度决定的,将会产生一个特征电子发射函数 (electron emission function)。

这篇论文提出一种分辨率为几十飞秒量级的光阴极时间响应测定方法,突破了以往研究中遇到的分辨率障碍。该方法在碲化铯 (Cs_2Te) 和金阴极上进行了验证,半导体的响应时间为 (184 ± 41) fs 至 (253 ± 58) fs,金属的响应时间上限为 (93 ± 17) fs。以这些结果为基准的 Cs_2Te 发射的蒙特卡罗方法 (Monte Carlo) 模拟展示了光阴极材料的详细信息。

5.3 贡献或创新点

- 创新点和贡献: 为有效提取光电子,通常用紫外光照射光阴极,相对于金属光阴极,半导体光阴极的量子效率高 (为金属阴极的上百倍),响应时间长,尽管可运行时间较短。除了量子效率,光阴极的关键指标为入射激光脉冲相比提取电子束

的长度，在高电荷密度下主要由空间电荷效应导致束长拉伸；在低电荷密度下，主要由光阴极的发射过程（响应时间）决定。

这篇论文提出了一种基于束团纵向轮廓精确测量的光阴极时间响应测量方法。紫外激光脉冲经过迈克尔逊干涉仪被分为两路脉冲，通过控制迈克尔逊干涉仪的臂长控制两脉冲间的时间延迟。采用瞬态光栅技术 (transient-grating technique) 测得光阴极激光脉冲的纵向长度为 (113 ± 7) fs (RMS 长度)，再测使用铜阴极和 Cs_2Te 光阴极的纵向轮廓通过高斯拟合得到金光阴极的响应时间为 $(93 \pm)$ fs。半导体的响应时间为 (184 ± 41) fs 至 (253 ± 58) fs。

测量结果如下：

最后作者采用蒙特卡罗方法模拟光阴极的响应时间和量子效率，测量结果和模拟结果基本一致。

- 不足：最终得到的结果为光阴极响应时间的上限，并不是时间响应。可能因为光阴极的制备原因或测量分辨率原因。
- 部分结果：

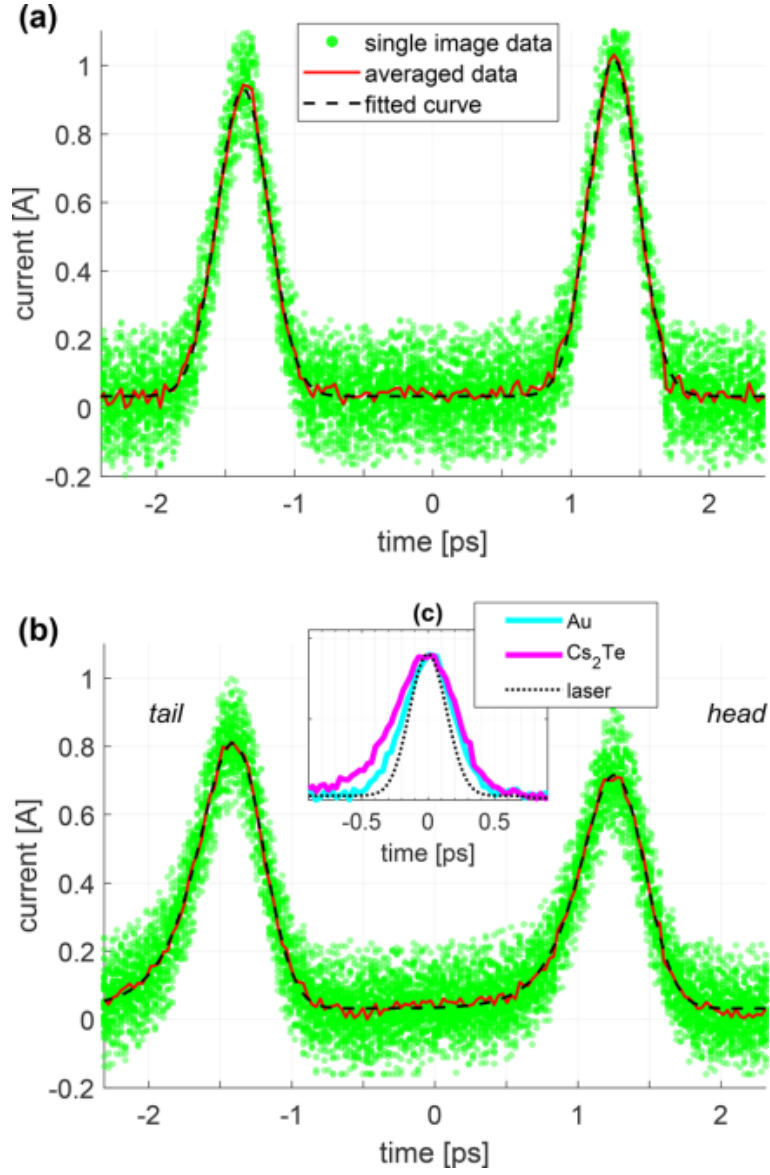


图 1: (a) 为金阴极;(b) 为 Cs_2Te 阴极。绿色为测量 40 次的数据; 红色为测量 40 次数据求平均; 黑丝为拟合曲线。图 (c) 为金阴极, 铜阴极打出电子束团纵向轮廓和激光脉冲的区别。

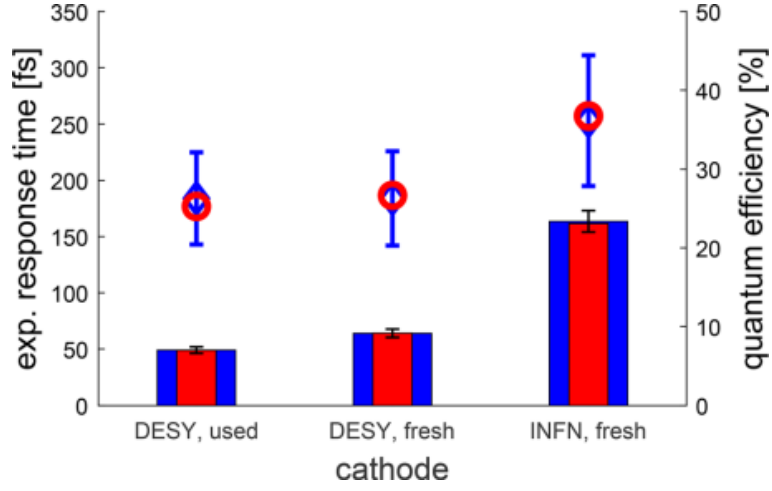


图 2: 测量和模拟不同 Cs_2Te 阴极的指数响应时间和 QE。标记显示响应时间，条形显示量子效率。蓝色对应测量结果，红色对应模拟结果。

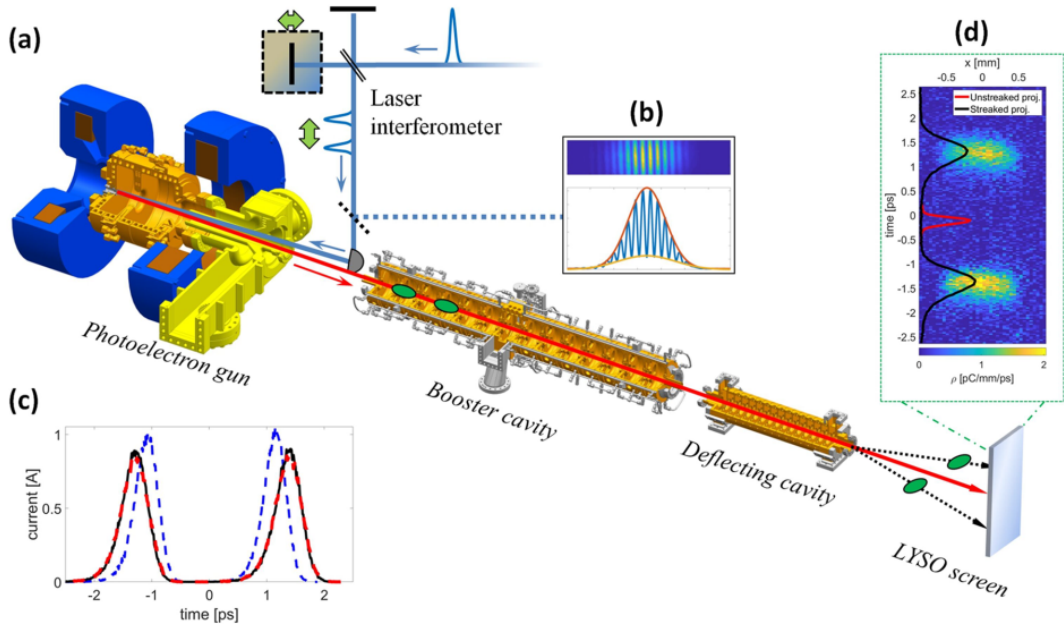


图 3: (a) 为实验装置；(b) 为激光脉冲宽度；(c) 为 ASTRA 模拟 (黑色), 实验测量 (蓝色), 改变测量方式 (减小低能量下相滑移 (phase slippage at low energies) 导致的束团压缩), (d) 为纵向横向测量示例。

6 带电粒子微束团间距的无损测量和监测 [APL 111]

Non-destructive measurement and monitoring of separation of charged particle micro-bunches

6.1 基本信息

- 分类: 束测
- 作者: H. Zhang, I.V. Konoplev, A.J. Lancaster, H. Harrison, G. Doucas, A. Aryshev, M. Shevelev, N. Terunuma, and J. Urakawa (主要机构: 牛津大学)
- 类型: 模拟、实验
- 链接: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4996180>

6.2 摘要

近年来, 微束团广泛应用于包括尾场粒子加速, 可调辐射源等研究。在所有的应用中都需要对束团之间的间距进行准确无损的监控。随着飞秒激光器的发展, 直接从光阴极产生微束团已经成为常态。但是, 对于微束团间距的无损监测仍然是一个挑战, 这篇文章中展示了在激光波荡器紧凑型 X 射线加速器上进行验证原理的实验, 该实验通过单色辐射的幅值调制分析来监测微束团的间距。实验结果和理论预测吻合良好。最后, 这篇论文还讨论了局限性和进一步改进的可能。

6.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇论文证明了由电子微束团在光栅上传播时产生的相干 Smith-Purcell 辐射 (coherent Smith-Purcell radiation, cSPR) 信号的幅值变化可以用来监测微束团之间的距离。

$$d^2 I / (d\omega d\Omega) \propto (d^2 I_e / (d\omega d\Omega)) (N_e - 1) N_e |F(\omega)|^2$$

其中, I 为束团能量, I_e 为单个电子的能量, $F(\omega)$ 是归一化的形状因子, 即束团时域剖面的傅里叶变换, 假设 M 个束团的间距都为 Δt , 形状因子如下

$$|F(\omega)|^2 = |F_1(\omega)|^2 G_M(\omega, \Delta t)$$

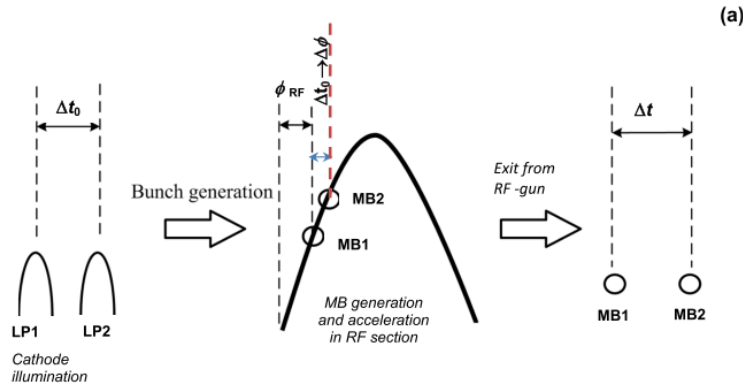
其中, $|F_1(\omega)|$ 为单个束团的形状因子, $G_M(\omega, \Delta t) = \frac{\sin^2(M\omega\Delta t/2)}{M^2 \sin^2(\omega\Delta t/2)}$ 为振荡函数。留意, 这篇论文将单一频率下的振荡函数称为多束信号调制 (multi-bunch signal

modulation, MBSM)。这篇论文后半部证明可以通过测量 cSPr 强度调制来观测 MBSM 函数，从而监测两个微束的距离。

- 贡献：在电子束传输过程中，空间电荷效应，压缩或聚束以及激光脉冲和射频加速场之间的时间抖动都会影响微束团间距。这篇论文将两个微束团的间距定义为不同射频相位注入的两个宏粒子之间的距离。考虑电子相对射频场的初始相位为 ϕ_0 ，在电子枪出口处的电子相位 ϕ 为

$$\phi = k \int_0^z \left(\frac{\gamma(z', \phi_0)}{\sqrt{\gamma(z', \phi_0)^2 - 1}} - 1 \right) dz' + \phi_0,$$

其中， k 为波数， γ 为洛伦兹因子。因此，光阴极出口处的间距可以表示为 $\Delta t = \Delta\phi/\omega_{rf}$ 。如下为电子微束团动力学示意图，在光阴极处将束团距离转换为相对射频场的相位差，在电子枪出口处将相位差转换为束团间距。



在实验中，考虑两个相同的微束团，得到的 MBSM 函数 G_2 为

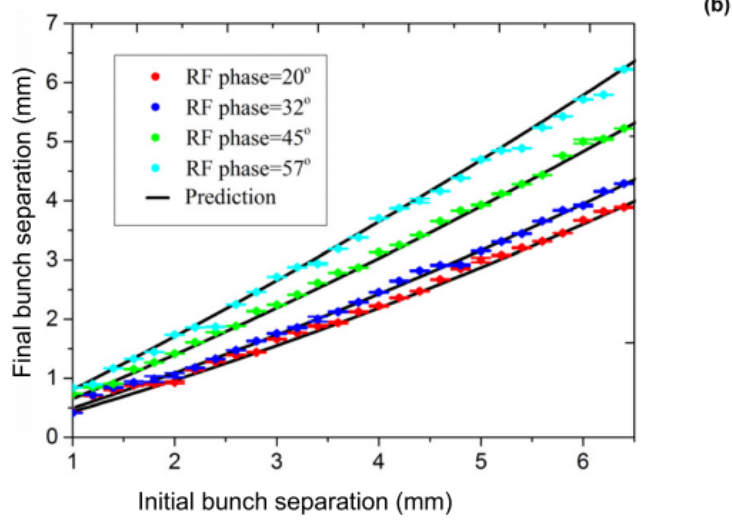
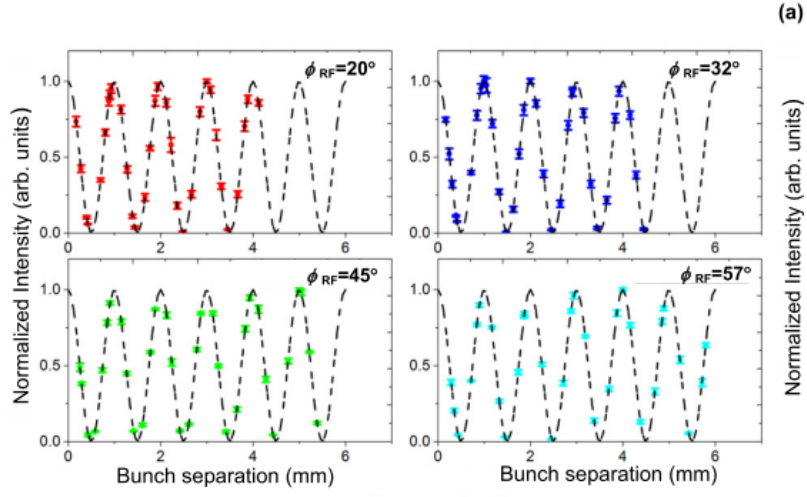
$$G_2(\omega_i, \Delta t) = [(1 + \cos(\omega_i \Delta t)) / 2]$$

实验采用的束团能量为 8 MeV，电荷量为 30 pC，射频腔频率为 2.856 GHz，加速梯度为 $E_0 = 80$ MV/m，接收的 cSPr 辐射频率为 300 GHz，两个束团从 0 ps 至 20 ps 变化。最终得到结果如下图给出。由图中可看出，(a) 为四个不同的注入相位下束团间距和归一化强度的关系，虚线为预测结果，点为实验测量结果；(b) 为初始束团间距和电子枪出口处的束团间距的关系，线为预测结果，点为实验测量结果。

6.4 其它

这篇论文目前或许有几点不足：

1. 只考虑了两个相同微束团，对于多个微束团，束团间距不相等以及束团电荷量不同等情况尚没有讨论；



2. 尚未完整考虑空间电荷效应或束团压缩，聚束等影响。

7 用于高梯度加速器的激光脉冲整形 [NIMA 829]

Laser pulse shaping for high gradient accelerators

7.1 基本信息

- 分类: 其它
- 作者: F. Villa , M.P. Anania, M. Bellaveglia, F. Bisesto, E. Chiadroni, A. Cianchi , A. Curcio, M. Galletti, D. Di Giovenale, G. Di Pirro, M. Ferrario, G. Gatti, M. Moreno, M. Petrarca, R. Pompili, and C. Vaccarezza
- 类型: 模拟、实验
- 链接: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.01.010>

7.2 摘要

在许多高梯度粒子加速方案中, 即由粒子诱导的等离子体或介质尾场, 需要许多电子束脉冲来驱动其中一个束团的加速。通常这些电子束有很短的持续时间和很低的发射度, 这种电子束可以通过激光脉冲串驱动射频腔中的光阴极来产生。这篇论文介绍了在 Sparc_lab 中使用的多束团整形和表征系统。使用这个系统可以控制多束团的主要参数, 从而产生五个特定强度和时间分布的高亮度束团。

7.3 贡献或创新点

- 创新点: 这篇文章首先介绍了产生多个激光脉冲的方式:
 1. 通过 n 个双折射晶体获得 2^n 个脉冲, 但是脉冲的间距固定。
 2. 通过一个半波片 (HWP) 和一个偏振分束器 (PBS) 的结构获得两个脉冲, 但是这种方式很难获得多个脉冲如下图所示。
- 贡献: Sparc_lab 中采用 266 nm 激光脉冲, 重复频率为 10 Hz, 脉冲宽度为 100 fs (FWHM)。首先采用 1 到 5 个 BBO 晶体产生多个激光脉冲并进行时域上的测量, 产生平顶波。后续为了得到不同电荷的三个等距束团, 在分束器的其中一条束上加入 BBO 晶体, 由于电子腔的速度聚束, 最终的距离间距不为激光脉冲的间距, 采用在线监测束团间距的方式测量束团间距, 再微调束团的距离, 最终得到电荷量比 5 : 3 : 1, 束团间距都为 1 ps 的束团串。之后, 在原有基础上改进产生 5 个

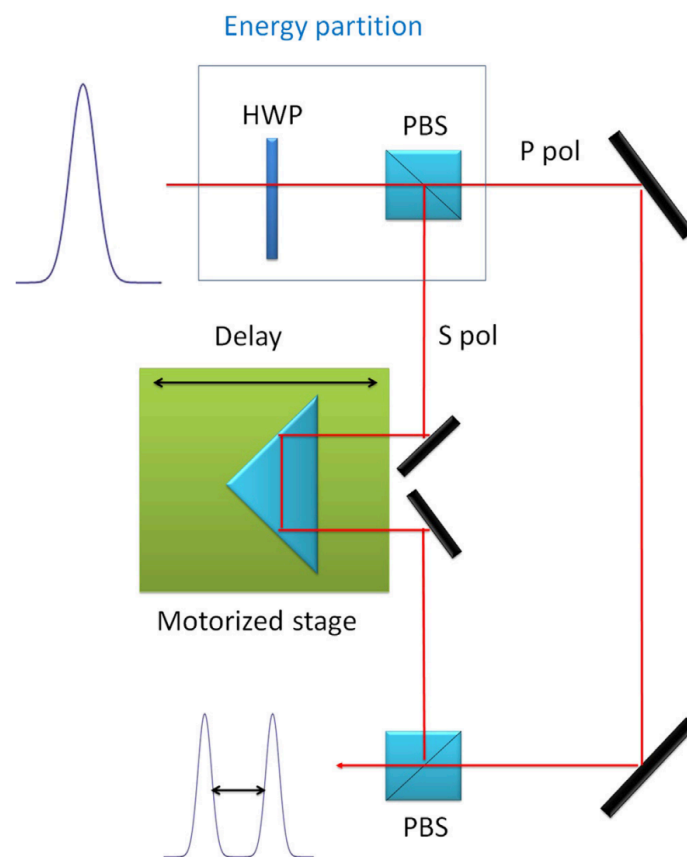


Fig. 2. Scheme of train of 2 pulses generated by a interferometric-like configuration. HWP: half wave plate, PBS: polarizing beam splitter.

脉冲：1.4 个激光脉冲能量相等，最后一个脉冲能量为 4 个脉冲的一半；四个脉冲间距约为 1 ps，最后一个脉冲间距 1.6 ps。2.4 个脉冲能量为 7 : 5 : 3 : 1，为总能量 90%，最后一个脉冲能量为 10%；4 个脉冲间距为 1 ps，最后一个脉冲间距为 1.6 ps，结果如下图所示。

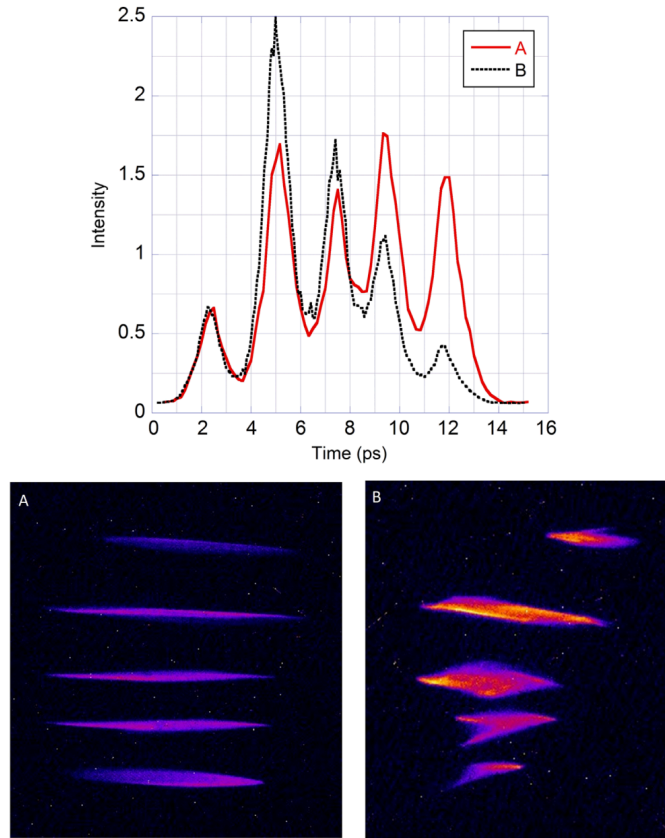


Fig. 8. Top: crosscorrelation of 5 laser pulses configurations. The red configuration (A) has one small pulse followed by 4 pulses with the same amplitude, where the misalignment in the orientation of one of the crystal was corrected during linac operation. The black configuration (B) has one small pulse followed by 4 pulses ramped in amplitude in a 7-5-3-1 ratio. Bottom: electron longitudinal phase spaces of the two configurations.

7.4 其它

这篇论文目前可能的不足之处：对于束团串后续经过电子枪的过程采用了直接测量束团间距，然后对激光脉冲的间距进行调整，可对速度聚束过程进行分析初步确定所需激光脉冲的间距。