

光阴极微波电子枪中发射度补偿及模拟计算*

刘圣广, 李永贵

(中国科学院高能物理研究所自由电子激光室, 北京 100080)

摘要:介绍了上海深紫外自由电子激光用光阴极微波电子枪采用发射度补偿技术的结果. 详细分析了线性空间电荷力的特点及对束流发射度的影响, 从束流动力学和相空间两方面讨论了发射度补偿原理. 给出了补偿线圈的设计结构及其轴向场分布. 利用 PARMELA 程序对补偿效果作了模拟计算. 结果表明, 设计的腔体对单圈 1.5 nC 束团, 在枪出口后 1.2 m 处, 电子能量为 5.7 MeV, 横向归一化发射度 $\epsilon_{n,RMS} = 1.612 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$.

关键词:光阴极微波电子枪; 补偿线圈; 空间电荷力

中图分类号: TL503.3 **文献标识码:** A

1 引言

短波长自由电子激光对电子束的品质要求非常苛刻. 为得到深紫外以至 x 波段的自由电子激光, 产生低发射度、高峰值流强和短脉冲、高亮度的电子束团是非常重要的. 上海深紫外自由电子激光项目^[1]将利用 300 MeV 电子直线加速器的电子束, 采用高增益谐波放大技术路线, 产生 100 nm 左右的深紫外相干光. 对电子枪的要求是: 电荷量 1.5 nC, 电子能量为 4.5—5 MeV, 归一化发射度 $\epsilon_{n,RMS} \leq 4 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, 脉宽 8—10 ps. 为实现此设计目标, 我们采用了光阴极微波电子枪^[2,3]. 因为脉冲短, 单束团电量大, 束团在电子枪中的空间电荷效应严重. 所以在电子枪腔体设计时, 尽量提高阴极表面的电场, 并在枪出口处加了特殊设计的螺线

管^[4], 如图 1 所示. 即在束流运动轴线上加一个纵向磁场, 使束流横向聚束, 对空间电荷效应引起的发射度增长得以补偿. 模拟计算表明, 在枪出口后 1.2 m 处, 束流横向归一化 RMS 发射度 $\epsilon_{n,RMS} = 1.612 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, 束流能量 $E = 5.71 \text{ MeV}$. 图 2 为电子枪内轴向电场分布.

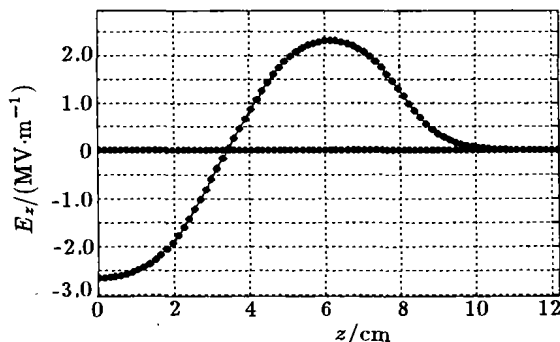


图 2 腔内电场的轴向分布

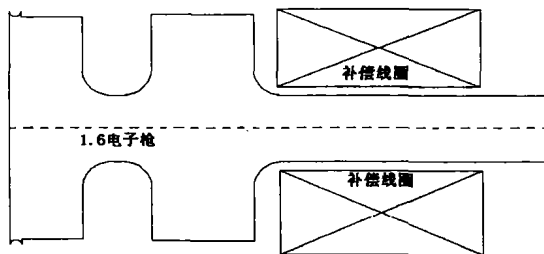


图 1 电子枪及补偿线圈的示意图

2 发射度补偿分析

空间电荷力是强束流在低能过程中横向发射度增长的重要因素, 必须充分加以考虑. 空间电荷力可分为线性和非线性两部分. 非线性空间电荷力是由于束团中电荷密度分布不均匀引起的, 它将引起束流纵向与横向运动的耦合, 其对束流发射度的影

收稿日期: 2002-02-05; 修改日期: 2002-03-16

* 基金项目: 上海 SDUV-FEL 基金资助项目

作者简介: 刘圣广(1968—), 男(汉族), 山东禹城人, 博士研究生, 从事加速器、自由电子激光的理论和实验研究.

响目前很难加以弥补. 下面着重讨论线性空间电荷力及其对发射度的影响.

假设有一圆柱型电子束团, 密度分布均匀. 在束团质心坐标系中, 空间电荷力可以写为

$$F_r^{sc} = \frac{e\rho}{\epsilon_0\gamma^2} M_r r, \quad (1)$$

其中 ρ 为电荷密度, M_r 为束团的径向形状因子, γ 为束团中参考粒子的相对能量, r 为束团径向坐标.

在束团的质心坐标系 (r, ζ) 中, 空间电荷力与电荷所在位置 r 和 ζ 有关. A 和 B 为束团径向边界上的两点, $r_A = r_B$. 从束团纵向上看, A 点在束团中心位置, B 点在束团的端部. 它们所受的横向的空间电荷力不同, A 点最大, B 点最小, 如图 3 所示. 经过一段漂移距离后, r 和 r' 可表示为

$$r(\zeta) = r_0 + F_r^{sc}(r_0, \zeta) \frac{z^2}{2}, \quad (2)$$

$$r'(\zeta) = F_r^{sc}(r_0, \zeta) z, \quad (3)$$

$$\Delta(r_A - r_B) = [F_r^{sc}(A) - F_r^{sc}(B)] \frac{z^2}{2}, \quad (4)$$

$$\Delta(r_A' - r_B') = z[F_r^{sc}(A) - F_r^{sc}(B)]. \quad (5)$$

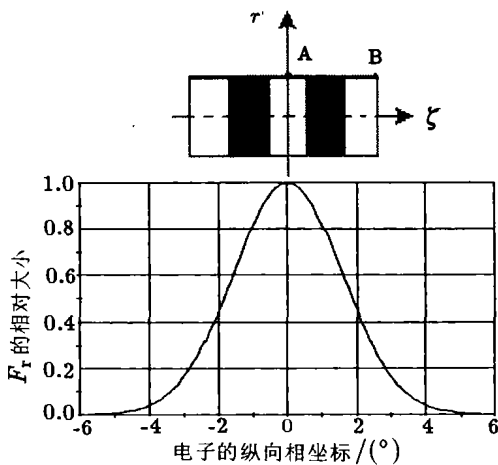


图 3 束团径向线性空间电荷力分布

由(4)和(5)式可看出, 由于 A 和 B 两点的空间电荷力不同, 漂移 z 距离后, r_A' , r_B' 的变化量不同, r_A , r_B 的变化量也不同, 束团包络增加, 发散角变大. 在相空间, AB 线上的电子将扇形展开, 见图 4(b). 如在微波枪后的漂移段的适当位置加螺线管, 即加一轴向磁场 B_z , 对束团在横向加一聚束力, 使包络减小, 发散角减小, 相图反转如图 4(c).

经一段漂移距离后, 发射度得到补偿如图 4(d).

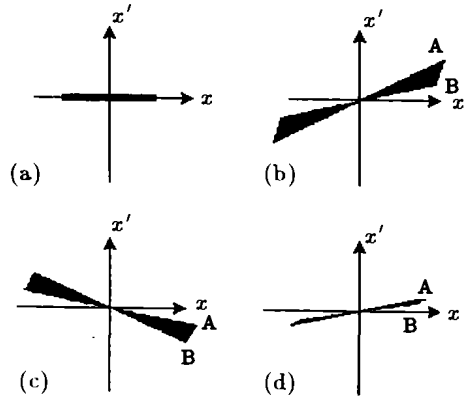


图 4 束流相图变化

将束团沿纵向分为长度极短的薄片, 每一薄片在相空间分布都为一个椭圆, 如果初始时刻, 束团中电子无发散, 各个薄片的相椭圆趋向一致, 束团的总的横向发射度很小. 由于空间电荷效应, 并且不同薄片位置所受的电荷力不同, 那么各个薄片的相椭圆的趋向就要发生不同的变化, 相互错开, 束团总的发射度变大, 如图 5(b)所示. 如在适当的位置加一轴向磁场, 束团在运动中, 除电荷力外, 又增加了一横向聚焦力, 使得各薄片的相椭圆运动趋向反转, 相椭圆的趋向一致, 束团总的发射度得到补偿, 如图 5(c)所示.

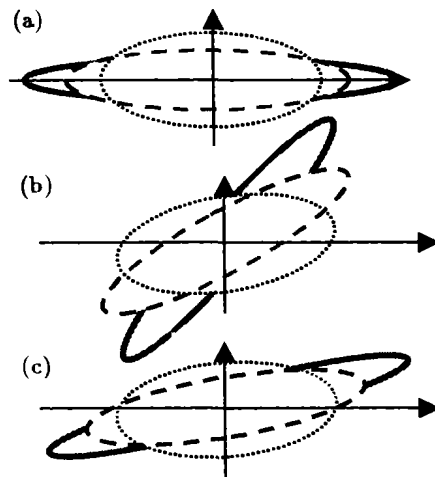


图 5 束团薄片的相椭圆趋向变化

3 补偿线圈

3.1 线圈结构及场分布

设计过程中, 我们根据文献[5], 尝试了各种补

偿线圈的补偿效果. 最终选用了单线圈补偿结构, 如图 1 所示. 这种结构容易调整, 并且通过增加软铁外壳的厚度, 减小阴极面上的磁场, 在轴向磁场峰值为 3.2 T 时, 阴极表面的磁场仅仅 0.012 T, 其对发射度的贡献很小. 8 组通电线圈间加了 7 块位置精确、间隔相同的软铁, 可以弥补线圈缠绕的不均匀及偏差. 线圈轴向磁场分布如图 6 所示.

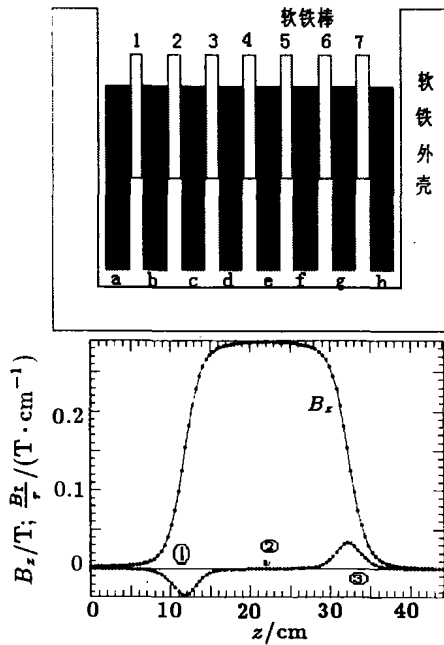


图 6 线圈及轴向场分布

3.2 束流动力学分析

假设束团以纵向速度 $c\beta_z$ 沿轴向 z 进入螺线管磁场, 束团要经过 3 个阶段(看图 6): (1)束团经过磁场边界区域①时, 由于磁场分量 B_r , 电子受到角向力 $F_\theta = ec\beta_z \times B_r$, 在轴向运动的同时, 得到角向速度 $c\beta_\theta$, 绕轴旋转. 因而出现径向聚焦力 $F_r = ec\beta_\theta \times B_z$. (2)在区域②, 轴向磁场基本保持不变, 束团受到恒定的力 F_r 作用. (3)在磁场的另一边界③, 因为 B_r 方向与区域①反向, 电子的角向力 F_θ 与区域①的反向, 角向速度 $c\beta_\theta$ 又渐变至零. 束团经过螺线管磁场区, 总的效果是受到一个径向的聚焦冲量, 使束团由原来的发散变为向内会聚, 包络减小, 发射度得以补偿. 在螺线管后某一适当位置, 发射度变得最小.

4 结果

我们用 PARMELA 程序对束团在螺线管中的

动力学行为作了模拟计算. 模拟条件如下: 单束团电量 1.5 nC, 激光对微波的入射相位 20° ; 腔内轴向平均加速场强 60 MV/m; 阴极表面激光光斑半径 $r = 1.2$ mm, 横向强度分布均匀; 纵向强度分布: $\sigma = 2$ ps, $\phi_{max} = 3$ ps, 平顶 $\delta t = 10$ ps, 纵向总长 16 ps; 轴向磁场磁感应强度峰值 $B_z = 2.084$ T, 阴极表面磁场 $B_\infty = 0.008$ T.

经过补偿, 在电子枪出口后 1.2 m 处, 束流横向归一化发射度为 $1.612 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, 束流能量 $E = 5.71$ MeV. 发射度的补偿过程如图 7, 束流的相谱、相图如图 8 所示

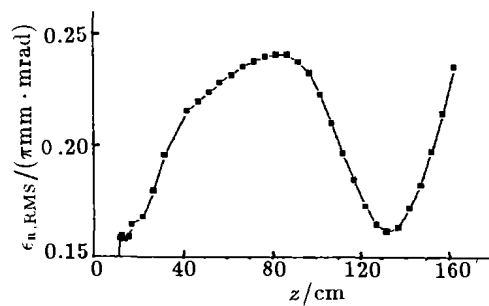


图 7 发射度的补偿过程

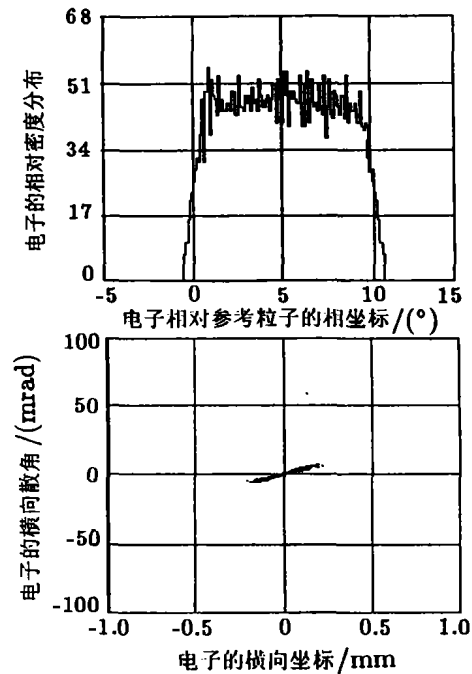


图 8 枪后 1.2 m 处电子束的相谱图、相图

参 考 文 献:

- [1] 陈森玉, 何多慧, 赵小凤等. 深紫外自由电子激光实验装置前期议向性建议书 [Z]. 1998, 19.
- [2] Carlsten B E. New Photoelectric Injector Design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL Accelerator [J]. Nucl Instr & Meth, 1989, **A285**, 313.
- [3] Gallardo Juan C, Palmer Robert B. Emittance Correction of Photocathode Gun [J]. Nucl Instr & Meth, 1991, **A304**: 345.
- [4] Palmer D T. The Next Generation Photoinjector [D]. Stanford University, 1998.
- [5] Luca Serafini, James B Rosenzweig. Envelop Analysis of Intense Relativistic Quasilaminar Beams in RF Photoinjectors: A theory of emittance compensation[J]. Phys Rev, 1997, **E55**: 7 565.

Analysis of Emittance Compensation and Simulation Results to Photo-cathode RF Gun*

LIU Sheng-guang, LI Yong-gui

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: The emittance compensation technology will be used on the photo-cathode RF gun for Shanghai SDUV-FEL. In this paper, the space charge force and its effect on electron beam transverse emittance in RF gun is studied, the principle of emittance compensation in phase-space is discussed. We have designed a compensation solenoid and calculated its magnetic field distribution. Its performance has been studied by the code PARMELA. A simulation result indicates that the normalized transverse RMS emittance for electron beam of 1.5 nC is $1.612 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, electron energy $E=5.71 \text{ MeV}$.

Key words: space charge force; compensation solenoid; photo-cathode RF gun

* Foundation item, Shanghai SDUV-FEL