



·高亮度束流物理及技术·

## 成像法在电磁叠加型光阴极注入器中的应用\*

范培亮, 王 科, 何小中, 杨 柳, 魏 涛, 江孝国, 杨治勇, 杨兴林

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:** 光阴极注入器为 X 射线自由电子激光提供高品质电子束团, 其中, 阴极面上电子发射的均匀性在很大程度上影响着电子束团的束流品质, 实验中常通过测量光阴极量子效率分布来评估电子发射的均匀性。成像法测量光阴极量子效率分布时具有实时、高分辨的特点, 目前, 此方法只在电磁分离型光阴极注入器中有所应用。探索成像法在电磁叠加型光阴极注入器中应用的可行性, 采用理论分析结合数值模拟的方法, 研究结果显示成像法适用于电磁叠加型光阴极注入器, 且由此获得的量子效率分布具有阴极面中心位置处分辨率优于外层的特点。此外, 针对成像法在初始束团横向动量分布测量中的应用进行模拟计算分析, 并在此基础上提出一种判断阴极面剩余磁场是否为零的方法。

**关键词:** 量子效率; 成像法; 叠加场; 注入器

中图分类号: O59

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.220112

## Application of imaging method in overlapping field type photoinjector

Fan Peiliang, Wang Ke, He Xiaozhong, Yang Liu, Wei Tao, Jiang Xiaoguo, Yang Zhiyong, Yang Xinglin

(Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** The photoinjectors are promising high quality electron sources for X-ray free electron laser (XFEL). The uniformity of the electron emission from the photocathode has big influence on the electron beam quality. Usually, the quantum efficiency (QE) mapping is used to evaluate the uniformity in experiments. The QE mapping imaging method used to measure the QE mapping has high resolution and it can be used in real-time measurement, so far it is only used in separated type photoinjectors. In our photoinjector, the electric field and magnetic field are overlapping in the cathode vicinity, according to theoretical analysis and simulations, we analyze the application of this method in overlapping field. Finally, we demonstrate that the imaging method is suitable for this overlapping field, and the results show that the QE mapping has higher resolution in the center of the photocathode than the outer part. We also analyze the imaging method used to measure the transverse momentum distribution, and one way is proposed to judge whether the rest magnetic field on the cathode is zero or not.

**Key words:** quantum efficiency, imaging method, overlapping field, injector

X 射线自由电子激光(XFEL)装置中常采用光阴极注入器作为其电子源<sup>[1-5]</sup>。光阴极注入器中阴极电子发射的均匀性影响着出射电子的束流品质, 从而制约着 XFEL 辐射出光的品质。阴极量子效率可以表征阴极电子发射的特性, 它通常为激光照射区域内的加权平均值, 要了解阴极表面电子发射的详细信息则需测量出量子效率分布(Quantum Efficiency Mapping), 实验中常通过它来评估阴极电子发射的均匀性。测量量子效率分布最常用的方法为激光光栅扫描法(Laser Raster Scanning)<sup>[6,7]</sup>, 即通过聚焦后的激光对阴极表面进行扫描来获得量子效率分布, 其中激光的光斑尺寸与激光的扫描步长是两个重要的参数。此外, 还有数值微镜装置(Digital Micromirror Device)测量法<sup>[8]</sup>与光电发射电子显微镜(Photoemission Electron Microscopy)测量法<sup>[9]</sup>。前者缩短了扫描步长, 但是需要加装阳极装置; 后者可以获得更高精度, 但是需要将阴极安装在显微镜中, 这两种方法无法满足原位测量的要求。成像法<sup>[10]</sup>满足原位测量的要求, 该方法采用非相干光源均匀照射阴极表面, 出射电子经过电场加速和螺线管磁场的聚焦在 YAG 荧光屏上成像, 从而获得量子效率分布。

\* 收稿日期: 2022-04-18; 修订日期: 2022-05-31

基金项目: 国家自然科学基金项目(11805191, 12035012, 11875242)

联系方式: 范培亮, fanpeiliang@163.com。

通信作者: 王 科, caepacc@sina.com。

拟采用成像法测量量子效率分布,此方法现阶段只在电场与磁场处于分离状态的光阴极注入器中有所应用<sup>[10]</sup>。为满足猝发高重频 XFEL 装置对电子束极低发射度的要求,光阴极注入器中电子枪与螺线管采用了嵌套结构,以增强发射度的补偿效果,但与此同时阴极面附近形成了电场与磁场相叠加的状态<sup>[11]</sup>。本文采用理论分析结合束流动力学数值模拟的方法探索成像法在电磁叠加型光阴极注入器中应用的可行性,结果显示成像法适用于电磁叠加型光阴极注入器。进一步研究成像条件与成像规律,发现阴极中心位置处分辨率最优、分辨率与距中心距离成正比的成像特点,从理论上尝试解释其中的原理。此外,还针对成像法在初始束团横向动量分布测量中的应用进行了数值模拟分析,在此基础上提出一种判断阴极面剩余磁场是否为零的方法。

## 1 成像法基本原理

当电子枪位于束线上游,发射度补偿螺线管位于下游,螺线管磁场可以近似为薄透镜,电子束在傍轴条件下通过螺线管的效果近似为线性光学系统。在加速场中,横向聚焦力与粒子偏离主轴的距离成线性关系,并与粒子的横向运动无关;在螺线管磁场中,由布许定理<sup>[12]</sup>可知, $z$ 坐标相同的横截面上不同电子都以一个仅与  $B_z(z)$  成正比的角速度旋转,彼此间的径向位置关系不因旋转而改变。以上为加速电子束在电场与螺线管磁场中的运动规律,也是电子束能够成像的理论基础。

假设粒子从位置 0 处变换到 1 处,横向相空间  $(x, x')$  满足以下线性传输关系

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中:  $x$  为粒子横向位置;  $x' = P_x/P_z$  为粒子运动时与束轴间的散角。

螺线管的四维传输矩阵<sup>[13]</sup>可以表示为

$$\mathbf{R}_{\text{sol}} = \begin{pmatrix} C^2 & \frac{SC}{K} & SC & \frac{S^2}{K} \\ -KSC & C^2 & -KC^2 & SC \\ -SC & -\frac{S^2}{K} & C^2 & \frac{SC}{K} \\ KS^2 & -SC & -KSC & C^2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中:  $K = qB_0/2mv$  表示聚焦强度,  $B_0$  为螺线管磁场强度,  $L$  为螺线管的有效长度,粒子的旋转角度为  $\phi = KL$ ,  $C = \cos\phi$ ,  $S = \sin\phi$ 。

粒子在螺线管中传输时有旋转运动,于是  $x, y$  方向会发生耦合,通过绕  $z$  轴的 Larmor 旋转可以消除  $x, y$  的耦合项。假设在螺线管出口处的旋转角度为  $\phi$ ,束流旋转矩阵为

$$\mathbf{R}_{\text{rot}}(\phi) = \begin{pmatrix} C & 0 & -S & 0 \\ 0 & C & 0 & -S \\ S & 0 & C & 0 \\ 0 & S & 0 & C \end{pmatrix} \quad (3)$$

经过旋转消除耦合后的传输矩阵为

$$\mathbf{R}_{\text{sol}}^{\text{Lar}} = \mathbf{R}_{\text{rot}}(-\phi)\mathbf{R}_{\text{sol}} = \begin{pmatrix} C & \frac{S}{K} & 0 & 0 \\ -KS & C & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C & \frac{S}{K} \\ 0 & 0 & -KS & C \end{pmatrix} \quad (4)$$

此时  $x$  与  $y$  方向是相互独立的,式(1)中  $x_1 = R_{11}x_0 + R_{12}x'_0$ ,如果  $R_{12} = 0$  则有  $x_1 = R_{11}x_0$ ,阴极表面(物面)上的粒子在 YAG 屏(像面)上的成像位置就不受粒子的出射角度的影响,于是能够形成清晰的图像。在光阴极注入器中,电子枪的加速梯度与加速相位(峰值加速相位)确定后,螺线管磁场强度是影响成像条件  $R_{12}=0$  的主要因素,在模拟计算中可通过对比阴极面与成像位置处的粒子分布来判断,在实验中则可通过对比虚阴极上的光斑与 YAG 屏上的束斑分布来判断。

## 2 电磁叠加场中的成像法与计算结果分析

在高重频 XFEL 光阴极注入器实验平台中,为了减小非线性空间电荷力对发射度的影响,注入器采用电磁叠

加型的设计,即电子枪嵌套在主螺线管中,副线圈位于阴极面后方。螺线管总磁场包括副线圈磁场与主螺线管磁场两部分。阴极面附近获得高磁场梯度,有利于电子束团获得更好的发射度补偿,与此同时,阴极面附近形成电场与磁场相叠加的状态,如图 1 所示。

式(2)为螺线管的传输矩阵,其中表示聚焦强度的参数  $K = qB_0/2mv$ , 没有电场时速度  $v$  不变,  $K$  只与磁场的分布有关;当电场与磁场叠加时,  $v$  是变化的,  $K$  则与磁场和电场都有关。电场与磁场虽有叠加,但相互之间没有耦合,则可将螺线管磁场存在的区域分成多段,每一段内的磁场与  $v$  近似为常数,计算出每一段的传输矩阵,并将这些矩阵相乘即可得到总的传输矩阵。从单粒子角度,亦可将  $x'/P_x$  替换为归一化相空间中的  $x' = P_x/m_0c$ , 其中  $m_0$  为电子静止质量,  $c$  为光速,这样就剔除了电场加速过程对于传输矩阵的影响<sup>[12]</sup>, 前述成像的基本原理推导依然成立。

采用束流动力学模拟软件 ASTRA<sup>[14]</sup> 进行仿真计算,初始条件中束团带电荷量  $q=0.5$  pC, 极小电荷量用以减小小空间电荷效应的影响;电子枪加速梯度  $E=60$  MV/m;束团横向为均匀分布,用以模拟均匀光照效果,纵向平顶分布,FWHM 长度为  $t=20$  ps, 在  $z=2.0$  m 处设置 YAG 观察屏。

模拟计算结果如图 2 所示,图 2(a)为阴极面上的初始束团粒子分布,束团横向 RMS 尺寸  $\sigma_0 = 0.5$  mm, 为便于比较成像效果,部分粒子用“E”型图案标记,图 2(b)、图 2(c)、图 2(d)为不同螺线管磁场强度下 YAG 屏处的粒子

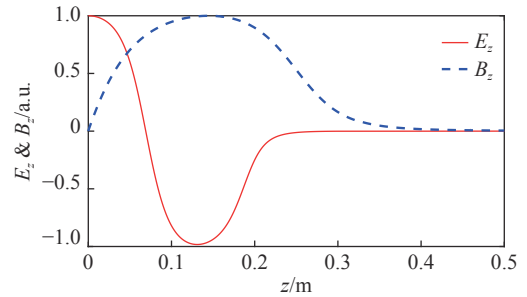


Fig. 1 Electric and magnetic fields distribution in the cathode vicinity

图 1 阴极附近电磁场分布

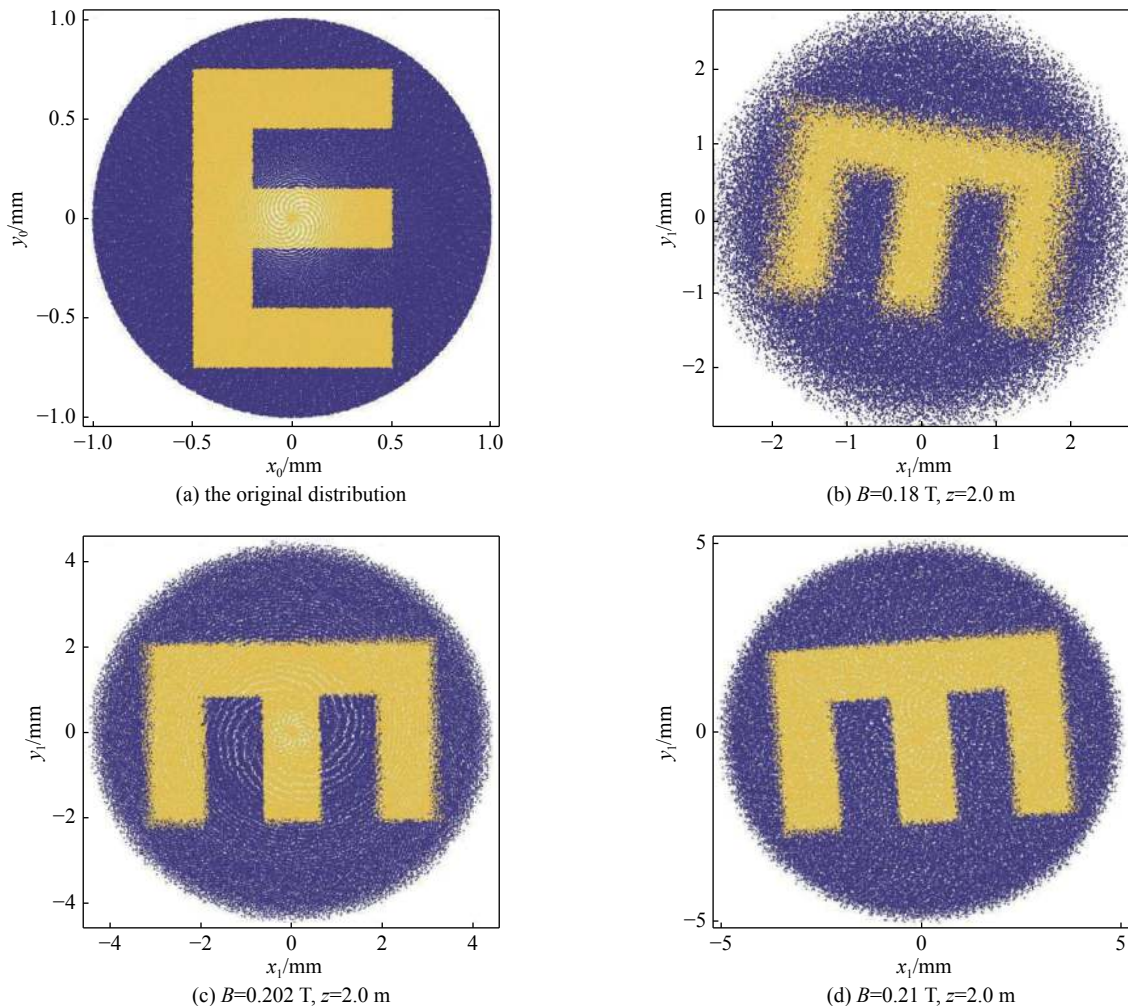


Fig. 2 Transverse distribution at  $z = 0.0$  m and  $z = 2.0$  m

图 2 粒子在  $z=0$  与  $z=2.0$  m 处的横向分布

分布。用 YAG 屏上粒子分布与初始分布进行矩阵除法运算得到传输矩阵  $R_{\text{sol}}$ 。“E”的旋转角度即为  $\phi$ 。通过式(4)求出传输矩阵  $R_{\text{sol}}^{\text{Lar}}$ , 此时, 传输矩阵中  $R_{11}R_{22} - R_{12}R_{21} = 0.999$ , 满足传输矩阵为仿射变换的要求。利用传输矩阵可以把 YAG 屏上的束团粒子分布反演至阴极面, 主要包括旋转与伸缩两个操作, 反演分布与初始分布残差 RMS 值定义为空间分辨率  $\delta_x$ 。

图 3 给出不同  $\sigma_0$  条件下分辨率  $\delta_x$  随螺线管磁场强度  $B$  的变化。 $\sigma_0 = 0.5 \text{ mm}$  时最佳分辨率出现在  $B=0.21 \text{ T}$  附近, 成像效果如图 2(d) 所示, 此时计算得出  $R_{12} \approx 0$ , 满足成像条件。

图 3 显示相同磁场强度时  $\sigma_0$  越大  $\delta_x$  越大, 为进一步观察  $\delta_x$  与  $\sigma_0$  间的关系, 将束团沿  $r$  方向分为若干份, 如图 4(a) 所示, 对不同圈层用不同颜色标记, 图 4(b) 为对应的成像结果。分别计算不同圈层内的  $\delta_x$ , 结果如图 4(c) 所示, 从图中可以明显看出  $\delta_x$  与  $r$  呈线性关系。

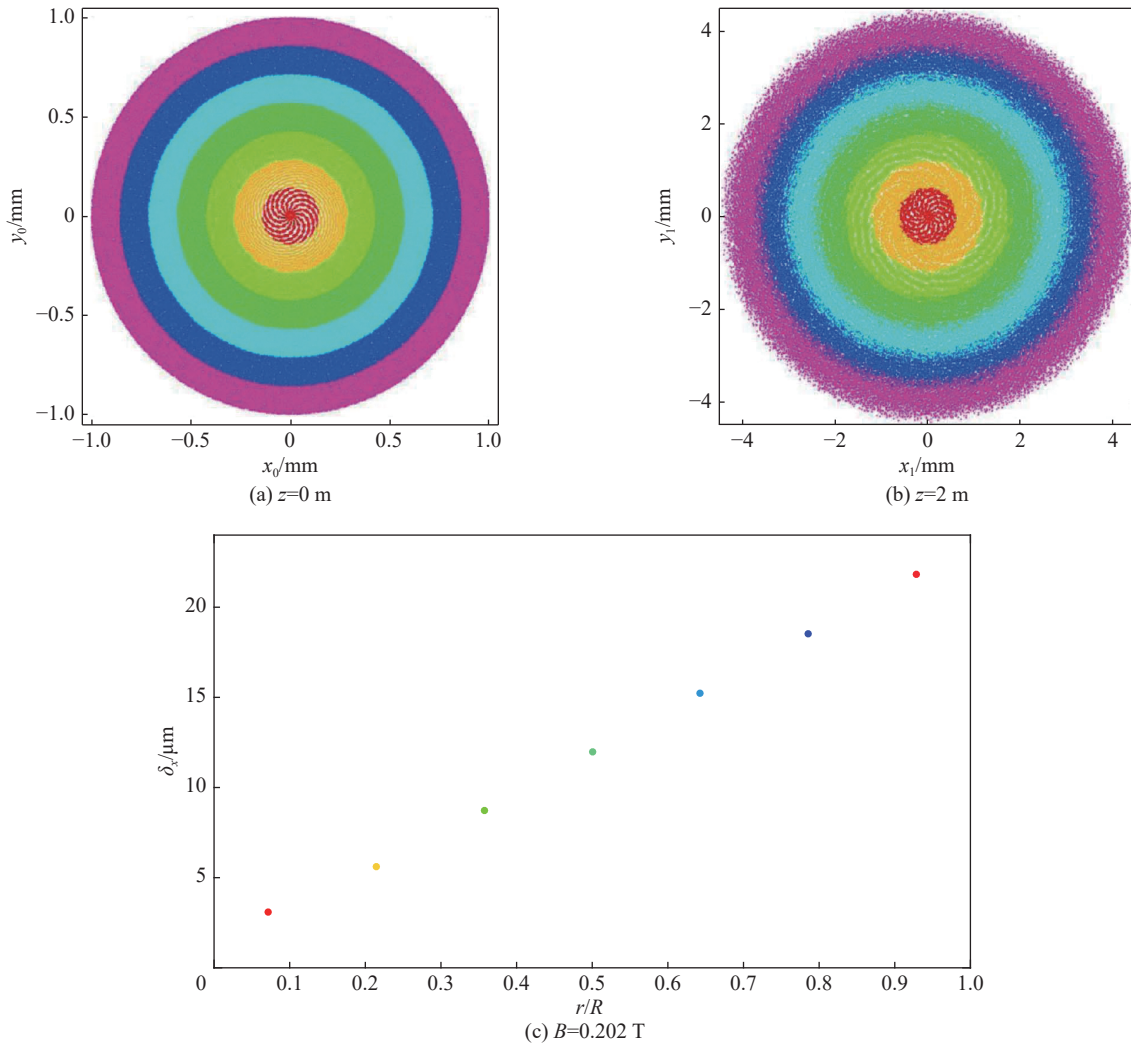


Fig. 4  $\delta_x$  with different radius ( $R$  is the maximum radius of the initial particle distribution)

图 4 不同半径情况下的  $\delta_x$  (图中  $R$  为初始束团分布的最大半径)

尝试解释其中的原因, 由于束团带电荷量极小, 空间电荷效应的影响已经可以忽略, 分析粒子在电磁叠加场中的受力, 尤其是径向受力:

(1) 在螺线管磁场中粒子受到的径向力总是聚焦力, 此径向力与  $r$  成正比;

(2) 加速电场径向分量  $E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z}$ ;

(3) 考虑空间电荷力中电场径向分量(圆柱型均匀分布)  $E_r = \rho r / 2\epsilon_0$ , 其中  $\rho$  为电荷密度,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。

综上,在电磁叠加场中粒子受到的径向力与  $r$  成正比,即  $F_r \propto kr$ ,此线性力保证粒子的初始径向位置在屏上被线性缩放。观察  $r$  位置上某一点,有许多电子从此位置出射,假设其横向动量分布满足各向均匀发射的模型,把此处的速度用  $v = \bar{v}_0 + v_0$  来表示,其中  $\bar{v}_0$  表示平均速度,此时约等于零,  $v_0$  为个别电子的速度,均为  $r$  方向。根据冲量定理可知  $m_0 \Delta v = m_0(\Delta \bar{v}_0 + \Delta v_0) = F_r t$ , 则有  $\Delta \bar{v}_0 + \Delta v_0 \propto kr$  成立,式中:

- (1)  $\Delta \bar{v}_0$  影响  $x_1 = R_{11}x_0 + R_{12}x'_0$  中的  $R_{11}x_0$  项;
- (2)  $\Delta v_0$  影响  $x_1 = R_{11}x_0 + R_{12}x'_0$  中的  $R_{12}x'_0$  项;
- (3) 理想的成像条件是  $R_{12} = 0$ , 实际上  $R_{12}$  不为零,  $R_{12}x'_0$  是成像“模糊”的来源;
- (4) 由于  $\Delta \bar{v}_0 \propto kr$ , 可推出  $\Delta v_0 \propto kr$ , 于是可以推出  $\delta_x$  与  $r$  的线性关系。

根据这一规律可知在成像法测量出的量子效率分布图中,中心处的分辨率是优于外层的。

### 3 初始束团横向动量分布测量

在量子效率分布的成像法中传输矩阵中的等式  $x_1 = R_{11}x_0 + R_{12}x'_0$  需要满足  $R_{12} = 0$ , 等式变为  $x_1 = R_{11}x_0$ 。当等式满足  $R_{11} = 0$  时, 则有  $x_1 = R_{12}x'_0$ , 这时 YAG 屏上为初始束团的横向动量分布的“像”, 图 5 为螺线管磁场强度  $B = 0.133 \text{ T}$  时的模拟计算结果, 从图中可以看出 YAG 屏上的“像”能够很好地还原初始束团的横向动量分布。另外, 此时若求出  $R_{12}$ , 根据  $\sigma_{x_1} = R_{12}\sigma_{x'_0}$ , 代入公式  $\epsilon_{th} = \sigma_{x_1}\sigma_{x'_0} = \sigma_{x'_0}^2/R_{12}$ , 即可得出阴极的热发射度<sup>[15]</sup>。

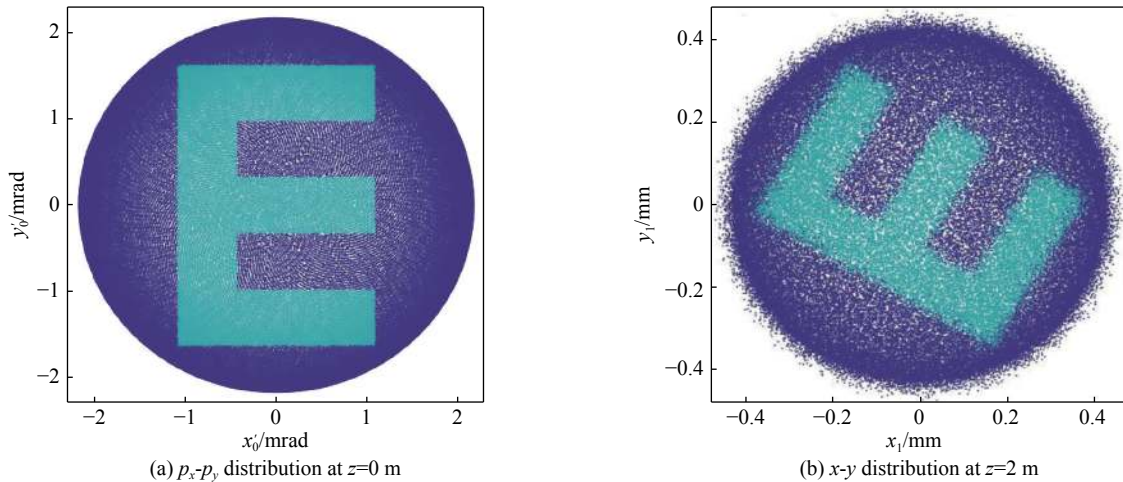


Fig. 5 Transverse momentum distribution and particle distribution at  $z=2.0 \text{ m}$

图 5 初始动量分布与  $z=2.0 \text{ m}$  处的横向粒子分布

阴极面的剩余磁场会增大束流的发射度,影响束流品质,因此需要在实验中保证阴极面剩余磁场为零。观察横向动量分布成像条件:  $R_{11} = 0$ , 此时有  $x_1 = R_{12}x'_0$ , 宏观上表示为  $\sigma_{x_1} = R_{12}\sigma_{x'_0}$ 。阴极面剩余磁场引入的初始角动量将增大  $x'_0$ , 势必会增大束线下游束斑尺寸, 可利用这一规律来判断阴极面剩余磁场的情况。

针对上面的推测进行模拟计算验证, 在现有的螺线管设计中, 可通过调节副线圈电流来调节阴极面上剩余磁场的大小, 已知副线圈电流为  $200 \text{ A}$  时阴极面剩磁为零。副线圈主要用于调节阴极面的剩磁, 其对螺线管总磁场影响较小, 这就保证调节副线圈电流时仍可满足成像条件。在  $R_{11} = 0$  条件下, 模拟计算出不同副线圈电流情况下观察屏处的束斑尺寸, 结果如图 6 所示, 从图中可以看出束斑尺寸最小时副线圈电流值为  $200 \text{ A}$ , 说明前面的推测是正确的, 即阴极面剩余磁场为零时下游束斑尺寸最小。可以根据此规律在实验中判断阴极面剩磁是否为零, 方法为: 在满足  $R_{11} = 0$  的螺线管磁场强度条件下, 通过调节螺线管副线圈的电流, 观察 YAG 屏上束斑横向尺寸变化来判断阴极面剩余磁场是否为零。

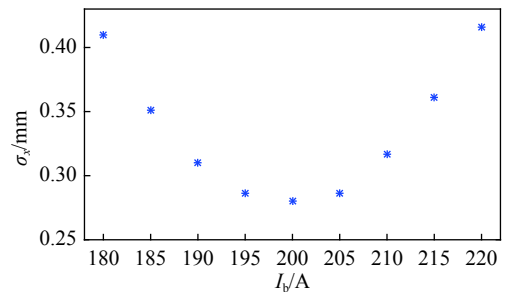


Fig. 6  $\sigma_x$  as a function of the bucking solenoid current  $I_b$ ,  $B_{res} = 0$  when  $I_b = 200 \text{ A}$

图 6 束斑尺寸  $\sigma_x$  随副线圈电流  $I_b$  的变化,  $I_b = 200 \text{ A}$  时阴极表面磁场为零

## 4 结 论

电磁叠加型光阴极注入器中阴极附近电场与磁场处于叠加状态,通过理论分析,虽然电场与磁场叠加,但两者没有耦合,故成像法的适用条件仍满足,模拟计算结果也显示成像法是适用的。模拟结果中还发现阴极中心位置处量子效率分布的分辨率优于外层的现象,排除空间电荷效应造成的影响,此现象从束团粒子所受径向力的特点上得以解释。此外,初始束团横向动量分布的测量亦可采用成像法,并在此基础上提出一种用于判断阴极面剩磁是否为零的方法。综上,成像法适用于电磁叠加场型光阴极注入器,为未来在实验中测量量子效率分布与初始束团横向动量分布奠定理论基础,对于光阴极注入器阴极的优选及束流品质的提升具有积极意义。

### 参考文献:

- [1] Dowell D H, Bazarov I, Dunham B, et al. Cathode R&D for future light sources[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010, 622(3): 685-697.
- [2] Altarelli M, Brinkmann R, Chergui M, et al. Technical design report of the European X-Ray free-electron laser[R]. DESY Report No. 2006-097, 2006.
- [3] Arthur J, Anfinrud P, Audebert P, et al. LCLS conceptual design[R]. Report No. SLAC-R-593, 2002.
- [4] Zhou F, Adolphsen C, Benwell A, et al. Commissioning of the SLAC linac coherent light source II electron source[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2021, 24: 073401.
- [5] Russell S J, Carlsten B E, Duffy L D, et al. MaRIE XFEL pre-conceptual reference design injector[R]. LA-UR-15-21963, 2015.
- [6] Gubeli J, Evans R, Grippo A, et al. Jefferson Lab IR demo FEL photocathode quantum efficiency scanner[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2001, 475(1/3): 554-558.
- [7] Corlett P A, Rogers J H P. ERLP quantum efficiency scanner[C]//Proceedings of EPAC 2006. 2006: 3179-3181.
- [8] Riddick B C, Montgomery E J, Fiorito R B, et al. Photocathode quantum efficiency mapping at high resolution using a digital micromirror device[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2013, 16: 062802.
- [9] Scholl A. Applications of photoemission electron microscopy (PEEM) in magnetism research[J]. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 2003, 7(1): 59-66.
- [10] Wu Dai, Xiao Dexin, Wang Jianxin, et al. In situ high resolution real-time quantum efficiency imaging for photocathodes[DB/OL]. arXiv preprint arXiv: 1710.08148, 2017.
- [11] 范培亮, 何小中, 杨柳, 等. 基于螺线管扫描法进行电磁叠加场中热发射度测量的仿真分析[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 024003. (Fan Peiliang, He Xiaozhong, Yang Liu, et al. Simulation of the solenoid scan method used in overlapping field for thermal emittance measurement[J]. *High Power laser and Particle Beams*, 2021, 33: 024003)
- [12] 刘祖平, 冯光耀. 束流光学[M]. 2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2014. (Liu Zuping, Feng Guangyao. Beam optics[M]. 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2014)
- [13] Chao A, Tigner M. Handbook of accelerator physics and engineering[M]. Singapore: Mainland Press, 2006.
- [14] Floettmann K. A space charge tracking algorithm[R]. Hamburg, 2017.
- [15] Huang P, Qian H, Chen Y, et al. Single shot cathode transverse momentum imaging in photoinjector[C]//Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference. 2019: 1964-1966.