

# 基于表面等离激元的新型碲化铯光阴极研究

刘子硕<sup>1</sup>, 戴贵已<sup>1</sup>, 关家宝<sup>1</sup>, 刘兰忻<sup>1</sup>, 钟建华<sup>1</sup>, 姜增公<sup>2,\*</sup>, 王纪科<sup>1,\*</sup>, 聂元存<sup>1,\*</sup>

(1. 武汉大学 高等研究院, 湖北 武汉 430072; 2. 中国科学院 上海高等研究院, 上海 201210)

**摘要:** 目前已有研究将表面等离极化激元(SPPs)引入铜阴极和铯钾铯光阴极中, 大幅提高其量子效率。碲化铯( $\text{Cs}_2\text{Te}$ )光阴极是一种极佳的在紫外频段可应用于中高平均流强的光阴极材料, 而常用贵金属介电函数在紫外频段过低无法满足 SPPs 激发要求。本研究通过微纳光栅结构将 SPPs 引入  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极, 形成局域增强场以提高光子吸收率, 并调节光电子初始激发分布。为探索 SPPs 对  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极性能的影响, 使用蒙特卡罗方法模拟引入 SPPs 前后光阴极的光电发射过程。结果表明, 引入 SPPs 会导致光电子数量增加, 从而显著提高  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的量子效率约 60%, 且增加的光电子大多数分布于深层界面附近, 在逃逸过程中各类碰撞概率增加, 使发射度基本保持不变。

**关键词:** 碲化铯光阴极; 紫外频段; 表面等离极化激元; 量子效率; 热发射度

中图分类号: TL99; O462.3

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2024)10-2220-08

doi: 10.7538/yzk.2023.youxian.0841

## Studies on Novel $\text{Cs}_2\text{Te}$ Photocathode Based on Surface Plasmon Polaritons

LIU Zishuo<sup>1</sup>, DAI Zeyi<sup>1</sup>, GUAN Jiabao<sup>1</sup>, LIU Lanxin<sup>1</sup>, ZHONG Jianhua<sup>1</sup>,

JIANG Zeng Gong<sup>2,\*</sup>, WANG Jike<sup>1,\*</sup>, NIE Yuancun<sup>1,\*</sup>

(1. The Institute for Advanced Studies, Wuhan University, Wuhan 430072, China;

2. Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China)

**Abstract:** Cathodes serve as sources of electron beams, and their performance plays a great part of beam quality in electron accelerators. The introduction of surface plasmon polaritons (SPPs) into different photocathodes has been investigated to increase their quantum efficiency. Currently, the SPPs excitation is predominantly achieved in the infrared and visible bands due to limitations in the permittivity of common noble metals. Exciting SPPs in the ultraviolet band typically involve attaching aluminium nano-particles to the material surface, which can impact the optical properties of the material. Therefore, it is important to develop a method for exciting SPPs in the ultraviolet band without affecting optical properties of the material. The cesium telluride ( $\text{Cs}_2\text{Te}$ ) photocathode represents a lifetime of several months, a quantum efficiency of up to 10%, a response time of less than 1 ps, a thermal emittance of less than 1 mm·mrad/mm, and moderate operating vacuum requirement of  $10^{-7}$  Pa. These characteristics make  $\text{Cs}_2\text{Te}$  an exceptional photocathode material for generating high-current electron beams. However, a drawback of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathodes is that they need to be excited by high-

收稿日期: 2023-12-04; 修回日期: 2024-01-10

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(12275196)

\* 通信作者: 姜增公, 王纪科, 聂元存

power ultraviolet lasers, which are more challenging to obtain compared to green lasers. Consequently, there is a continued demand for increasing the quantum efficiency of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  to reduce the laser power requirements. In this paper, accuracy of the Monte Carlo model to simulate the  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photoemission was verified. SPPs were introduced into  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode by means of micro-nano grating structure, which increases substantially the absorption of incident photons and hence form a local field enhancement to regulate initial photoelectrons distribution. The Monte Carlo model was modified according to the theory of SPPs to simulate the photoelectric emission process of the  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode after the introduction of SPPs. The simulation results show that the quantum efficiency of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode increases by 60% while the thermal emittance is basically unchanged, with the introduction of SPPs. This is due to the photoelectrons population, resulting from the additional laser absorption induced by the SPPs, decreases exponentially from the  $\text{Cs}_2\text{Te}/\text{Al}$  interface to the vacuum/ $\text{Cs}_2\text{Te}$  interface. The majority of these increased photoelectrons are distributed near the deeper interface, resulting in higher scattering probabilities during their transport from inside the photocathode to the surface, leading to a reduction of thermal emittance of the emitted electrons. Combined with conventional methods for controlling the thermal emittance of photocathodes, such as reducing the energy of incident laser photons and operating at low temperatures, it is anticipated that a photocathode with higher performance, characterized by low thermal emittance and high quantum efficiency, can be achieved. This advancement holds significant implications for the future development of high-brightness electron sources.

**Key words:**  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode; ultraviolet band; surface plasmon polaritons; quantum efficiency; thermal emittance

加速器应用领域的拓展对电子束的要求愈加提高,而阴极材料正是电子束产生的源头,其性能的好坏直接关系到电子束团的品质。相对于热阴极,光阴极可以通过调节驱动激光的脉冲长度和形状产生高亮度的电子束团,因此受到越来越多的关注<sup>[1]</sup>。

金属光阴极(如 Cu、Mg、Ni 等)因具有寿命长、工作环境真空度要求相对较低、本征热发射度较低等优点,是最早应用于加速器的传统光阴极材料<sup>[2-3]</sup>。但该类光阴极通常需要紫外激光进行驱动,且量子效率非常低<sup>[4]</sup>。半导体光阴极(如  $\text{K}_2\text{CsSb}$ 、 $\text{Cs}_2\text{Te}$ 、GaAs 等)的量子效率较金属光阴极普遍高,极大降低了对驱动激光系统的功率要求,并降低了光学整形的难度。但该类光阴极寿命较短,且对工作环境的真空度要求非常高,对设备的制造精度提出了较高的要求<sup>[5-7]</sup>。

碲化铯( $\text{Cs}_2\text{Te}$ )光阴极在紫外频段量子效率可达 10%,寿命可达数月,热发射度 $<1\text{ mm}\cdot\text{mrad}/\text{mm}$ ,响应时间 $<1\text{ ps}$ ,工作环境真空度要求好于 $10^{-7}\text{ Pa}$ (较  $\text{K}_2\text{CsSb}$  和 GaAs 对真空度的要求低

1 个数量级以上),是一种极佳的可应用于中高流强的光阴极材料<sup>[8-9]</sup>。目前  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极已有较成熟的制备工艺,通过不同类型的 Cs 源激活一定厚度的 Te 膜得到,所获  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极量子效率可达 10% 左右<sup>[10-11]</sup>。而为了进一步降低对驱动激光的要求,从而降低使用成本,迫切需要进一步提升其量子效率。

表面等离子化激元(SPPs)是存在于金属和电介质界面与自由电子集体振荡耦合的电磁振荡模式<sup>[12]</sup>,由于其亚波长局域特性和独特的局域增强场,在集成光学、太阳能电池、生物传感和亚波长光学等领域得到广泛应用<sup>[13-16]</sup>。SPPs 存在多种激发方式,由于常见贵金属介电常数的限制,目前大多数 SPPs 激发都应用于红外和可见光波段。目前已有研究在绿光波段将 SPPs 通过在材料表面添加微纳凹槽阵列结构引入至 Cu 阴极<sup>[17]</sup>以及  $\text{K}_2\text{CsSb}$  阴极<sup>[18]</sup>,结果表明 SPPs 的引入可有效提高光阴极的吸收率,形成局域增强场,提高量子效率。但 Cu 阴极因 SPPs 的引入会导致热发射度增长,而  $\text{K}_2\text{CsSb}$  阴极的热发射度却基本保持不变。

而在紫外频段一般通过在材料表面附着铝纳米颗粒的方法实现 SPPs 激发<sup>[19]</sup>, 但会影响材料的光学性质。因此寻找一种在紫外频段实现 SPPs 激发且不影响材料表面光学性质的方法有重要意义。

本文为不阻碍光电子发射, 拟通过在基底增加微纳光栅结构的方法将 SPPs 引入 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极, 形成局域增强场, 提高光子吸收率并调节光电子初始分布, 从而将使用微纳光栅结构实现波矢匹配激发 SPPs 的方法成功应用至紫外频段。为探究 SPPs 的引入对 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的影响, 使用蒙特卡罗方法模拟 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的光电发射过程。

## 1 方法

### 1.1 常规碲化铯光阴极蒙特卡罗仿真模拟

使用的蒙特卡罗仿真模型是在 Spicer 三步光电子发射模型<sup>[20-21]</sup>的基础上演化而来, 包括入射光子吸收和光电子产生、光电子运动至光阴极表面以及光电子从光阴极表面逃逸 3 个物理过程。利用蒙特卡罗方法模拟光电子发射过程已较成熟, 程序及代码已经开发出来<sup>[21-22]</sup>, 但尚未商业化。本文的研究框架基于前人研究, 主要修改代码中相关的材料参数, 使其适用于 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极。

第一步模拟入射光子的吸收和光电子产生。初始电子能量由 Cs<sub>2</sub>Te 的态密度(DOS)决定。当激光穿透 Cs<sub>2</sub>Te 薄膜时, 价带顶部电子吸收光子能量跃迁至导带底部的空态, 只有价带电子的初始能量加上吸收的光子能量恰好等于导带中存在的具有相同能量的空态时, 价带电子才能被激发。模拟过程中由于多光子吸收概率较小, 忽略此过程。在不考虑反射的情况下, 由于吸收的原因, 激光功率随入射深度的增加呈指数衰减, 如式(1)所示:

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \quad (1)$$

其中:  $I_0$  为入射激光初始功率;  $\alpha$  为 Cs<sub>2</sub>Te 的光学吸收系数<sup>[21]</sup>;  $z$  为激光的入射深度。

对态密度数据微分并依次差值得到态密度分布函数、初始沿  $z$  方向指数衰减的光电子分布和能级中电子数列表; 根据跃迁概率计算每个末态能级上的电子数, 更新能级中电子数列表; 填充光电子的运动矩阵, 假设光电子在横向随机均匀分布, 各向同性发射, 每个光电子速度方向随机均匀产生, 速度由能量决定。

第二步模拟光电子运动至光阴极表面。在模拟过程中, 考虑了 3 种类型的散射, 分别为电子-电子散射、电子-声子散射和电子-空穴散射, 其散射概率参见文献 [20, 22-23]。当入射光子能量低于 5 eV 时, 电子-声子散射为主要散射过程。散射过程遵循能量守恒定律, 电子间存在能量交换, 电子能量随机增加或减小, 每次碰撞后电子会损失能量( $E_s$ )。电子速度随能量的变化而变化, 且碰撞后的速度方向随机产生。

光电子运动过程中每次循环根据平均自由程和运动中粒子的平均速度计算两次碰撞的时间间隔; 随机产生每个光电子的能量损失, 一部分增加能量, 一部分减少能量, 其余能量不发生变化, 打乱顺序, 产生随机能损列表; 能量低于能隙的光电子不发生碰撞, 能量高于能隙的光电子, 根据散射概率依次判断碰撞是否发生以及发生何种碰撞; 更新碰撞后的光电子能量、速度, 随机改变速度方向并计算得到新的位置信息; 将到达光阴极表面的光电子剔除循环并统计。

第三步模拟光电子从光阴极表面逃逸。此过程满足能量和动量守恒, 当光电子到达光阴极表面时, 只有光电子垂直于表面的速度分量对应的动能高于电子亲和势时才会发射, 否则反射回光阴极内部继续参与散射过程:

$$E^{\text{out}} = E^{\text{in}} - E_a + E_{\text{sch}} \quad (2)$$

$$P_{\parallel}^{\text{out}} = P_{\parallel}^{\text{in}} \quad (3)$$

其中:  $E^{\text{in}}$  和  $E^{\text{out}}$  分别为逃逸前后的光电子能量;  $E_a$  为 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的电子亲和能;  $E_{\text{sch}}$  为肖特基效应导致的势垒降低;  $P_{\parallel}^{\text{in}}$  和  $P_{\parallel}^{\text{out}}$  分别为逃逸前后的光电子纵向动量。当光阴极内部的每个光电子能量都低于一个声子能量时, 模拟结束。

最终通过模拟得到一定数量的光子入射至光阴极后所产生的光电子数量, 二者的比值即为光阴极的量子效率(QE), 光阴极的本征热发射度由式(4)计算。

$$\frac{\varepsilon_n}{\sigma_y} = \frac{\sqrt{P_y}}{mc} \quad (4)$$

其中:  $\varepsilon_n/\sigma_y$  为光阴极的本征热发射度, mm·mrad/mm;  $\sqrt{P_y}$  为逃逸光电子的横向动量均方根。

### 1.2 引入 SPPs 的碲化铯光阴极设计

根据前文的介绍, SPPs 的引入可大幅增强 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极对入射激光的吸收率, 并在金属基底

和  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极界面处形成局域增强场, 调节光电子初始分布, 进而控制发射度并提高量子效率。

为不影响  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的光电子发射过程, 将  $\text{Cs}_2\text{Te}$  薄膜沉积在具有微纳光栅结构的铝基底来实现波矢匹配, 在  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极/铝基底界面处实现 SPPs 激发:

$$\beta = k_x \pm \nu g \quad (5)$$

其中:  $k_x$  为介质中光的平面波矢;  $g = 2\pi/p$ , 表示周期为  $p$  的光栅的倒格子矢量大小;  $\nu=1, 2, 3, \dots$ , 当检测到反射光中出现反常吸收, 即反射率大幅下降时说明激发产生了 SPPs。

使用电磁场仿真软件 CST Studio<sup>[24]</sup> 对引入 SPPs 的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极进行建模和仿真模拟: 选择 Plasmonic Solar Cell 模块进行表面等离子激元的模拟; 由于模拟过程与材料的光学性质相关, 常规材料库无法满足需求, 因此需要手动导入材料的介电函数; 对具有光栅结构的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极进行建模, 首先建立一个周期内的模型, 然后在“边界条件设置”部分拓展为周期性结构; 随后逐渐增加模型网格密度, 提高模拟精度, 最终当网格密度达到 400 000 时, 模拟结果趋于收敛; 接着对结构参数周期  $p$ 、槽宽  $w$  和槽深  $h$  进行扫描, 将结构反射率控制在 10% 以下, 实现 SPPs 激发。所建  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极模型如图 1 所示, 不同厚度  $\text{Cs}_2\text{Te}$  薄膜的光阴极结构参数如表 1 所列。可以看到, 对于不同厚度的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极, 所需结构参数变化最大的是周期  $p$ , 随着厚度的增加周期  $p$  大幅减小, 槽宽  $w$  和槽深  $h$  也有不同程度的减小。对于铝基底厚度, 当其达到 100 nm 后模拟结果趋于稳定, 随着厚度的增加模拟效率逐渐降低, 考虑到不同结构的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极, 最终将  $h_{\text{Al}}$  设定为 150 nm。

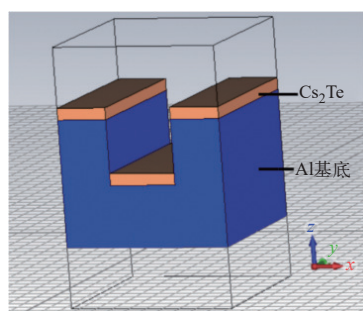


图 1 引入 SPPs 的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极模型示意图

Fig. 1  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode model with introduction of SPPs

表 1 引入 SPPs 的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极结构参数

Table 1 Structural parameters of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathodes with introduction of SPPs

$\text{Cs}_2\text{Te}$ 厚度 $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}/\text{nm}$	周期 $p/\text{nm}$	槽宽 $w/\text{nm}$	槽深 $h/\text{nm}$	铝基底厚度 $h_{\text{Al}}/\text{nm}$
12	225	85	80	150
14	199	80	77	150
16	165	70	71	150
18	148	60	62	150

### 1.3 引入 SPPs 的碲化铯光阴极蒙特卡罗仿真模拟

SPPs 的引入使得入射激光到达  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极/铝基底界面时, 在界面形成局域增强场, 该部分激光能量在界面附近被重新分布, 将 CST Studio 计算得到的局域增强场导入蒙特卡罗模型中进行模拟。一部分能量被铝基底吸收产生热电子, 通过电子-电子散射和电子-声子散射最终以热的形式损耗, 另一部分重新被光阴极吸收, 用于产生光电子。光电子能量在受到态密度和光子能量影响的基础上额外受到局域增强场的影响。

SPPs 的引入不会改变  $\text{Cs}_2\text{Te}$  薄膜内的电子性质, 因而对光电子运动过程的影响可以忽略。在  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极下方加入的带有微纳光栅结构的铝基底不会影响  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极表面的光电发射特性, 所以可以认为 SPPs 的引入仅对入射激光的吸收过程产生影响。

## 2 结果与讨论

### 2.1 常规碲化铯光阴极蒙特卡罗仿真模拟结果

基于蒙特卡罗仿真程序, 研究了  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的光电子发射过程。模拟过程中使用的参数如表 2 所列,  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$ ) 光电子产生阶段的结果输出如图 2 所示。由图 2 可见, 光电子的态密度分布与  $\text{Cs}_2\text{Te}$  材料的电子态密度分布基本一致, 与理论相符; 沿  $z$  方向的光电子密度分布呈指数衰减。

$\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$ ) 量子效率和发射度与入射光子能量的关系如图 3 所示。从图 3 可见, 当入射光子能量为 4.83 eV 时 (波长为 258 nm),  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的量子效率为 13.34%, 与采用实验方法制得的  $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$  的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的量子效率 12%<sup>[25]</sup> 基本一致,  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极的发射度为  $0.78\text{ mm}\cdot\text{mrad}/\text{mm}$ , 这与国际上大多数实验室的实



表2 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极蒙特卡罗模拟参数  
Table 2 Monte Carlo simulation parameters  
of Cs<sub>2</sub>Te photocathode

参数	数值
光子能量, eV	4.83
声子能量, eV	0.04
能带 $E_g$ , eV	3.3
电子静止质量 $m_0$ , kg	$9.11 \times 10^{-31}$
平均自由程 (MFP), nm	3.0
平均能量损失 $E_s$ , meV	5.0
Cs <sub>2</sub> Te 介电常数 $\epsilon_{\text{Cs}_2\text{Te}}$	5.76
光子数量	300 000

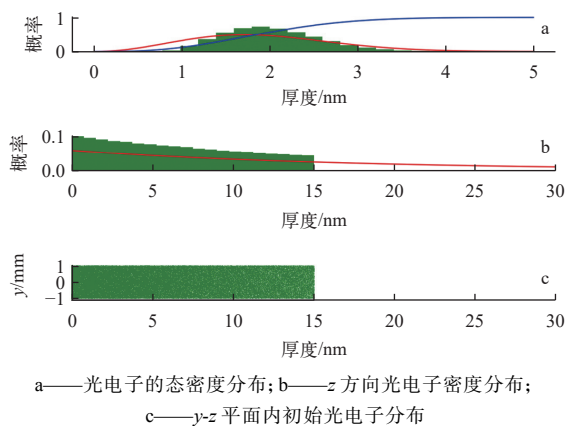


图2 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14$  nm) 光电子产生阶段的结果输出

Fig. 2 Results at photoelectron generation stage of Cs<sub>2</sub>Te photocathode with  $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14$  nm

验测量结果(约  $0.8 \text{ mm} \cdot \text{mrad/mm}$ )基本一致<sup>[26]</sup>。模拟值与实验值的一致性证明,对仿真模型做出的一系列假设以及基于蒙特卡罗方法的仿真程序是可靠的。

## 2.2 引入 SPPs 的碲化铯光阴极的 CST 仿真模拟结果

在模拟过程中,由 p 极化光垂直入射在光阴极表面,模拟引入 SPPs 时不同厚度 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的反射率谱,结果如图 4 所示。由图 4 可见:在  $1165 \text{ THz}$ (入射光波长  $258 \text{ nm}$ )处出现接近 98% 的反常吸收,证明 SPPs 被成功激发;随着 Cs<sub>2</sub>Te 薄膜厚度的减小,反常吸收范围逐渐减小,使得实际应用中入射激光光子能量可调范围变小。 $258 \text{ nm}$  波长入射光下,  $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14 \text{ nm}$  时引入 SPPs 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 x 方向的电场分布如图 5 所

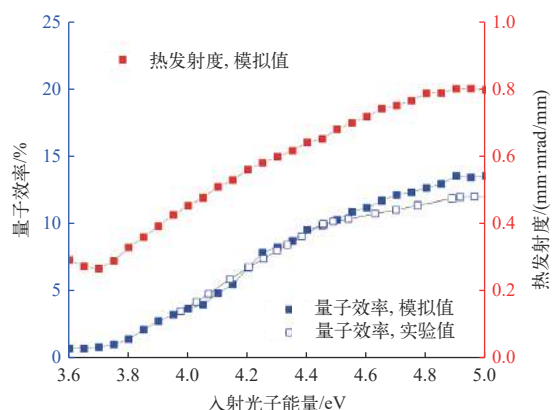


图3 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14 \text{ nm}$ ) 量子效率和热发射度与入射光子能量的关系

Fig. 3 Quantum efficiency and thermal emittance of Cs<sub>2</sub>Te photocathode ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14 \text{ nm}$ ) versus incident photon energy

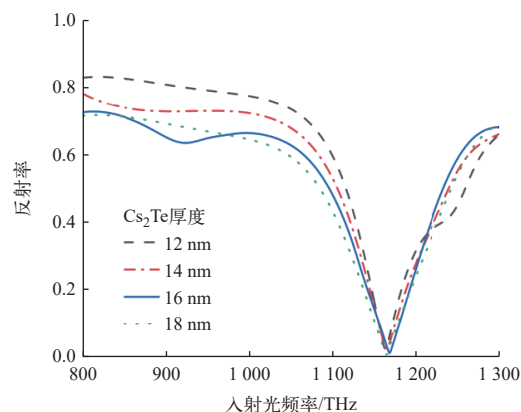


图4 模拟引入 SPPs 时不同厚度 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的反射率

Fig. 4 Reflectance at different thicknesses of Cs<sub>2</sub>Te photocathodes with SPPs

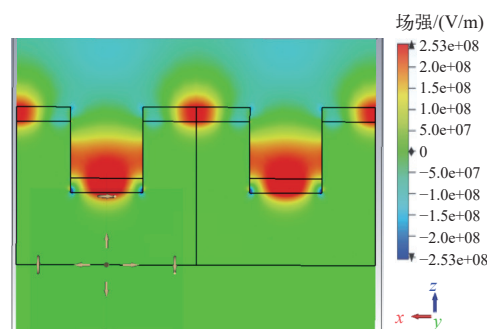


图5  $258 \text{ nm}$  波长入射光下引入 SPPs 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14 \text{ nm}$ ) x 方向电场分布

Fig. 5 Electric field distributions in x-direction of Cs<sub>2</sub>Te photocathode ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14 \text{ nm}$ ) with SPPs introduced at  $258 \text{ nm}$  wavelength incident light

示,其他厚度的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极均表现出相同的特性。以上结果表明, SPPs 引入后,在 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极

/铝基底界面附近的电场分布得到调制,且界面处的电场强度明显增强,沿垂直于界面方向呈指数衰减。由于金属和电介质的介电常数实部异号,SPPs的电场在电介质一侧渗入较深。

2.3 引入 SPPs 的碲化铯光阴极蒙特卡罗仿真模拟结果

引入 SPPs 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$ ) 量子效率和热发射度与入射光子能量的关系如图 6 所示。从图 6 可看到,当入射光子能量为 4.83 eV 时(波长为 258 nm),引入 SPPs 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极量子效率提升至 21.13%,量子效率相较于未引入 SPPs 时的 13.34% 提高了近 60%,热发射度基本保持不变,为 0.8165 mm·mrad/mm。

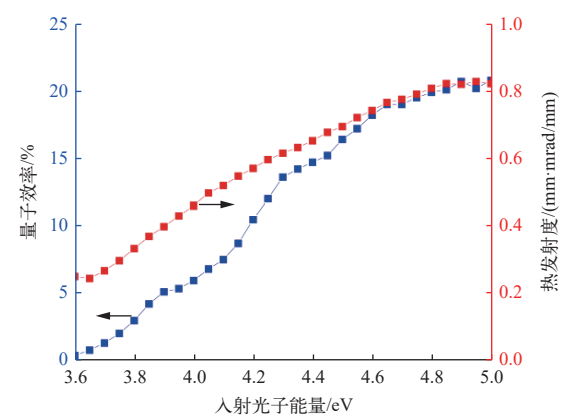


图 6 引入 SPPs 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极 ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$ ) 量子效率和热发射度与入射光子能量的关系  
Fig. 6 Quantum efficiency and thermal emittance of Cs<sub>2</sub>Te photocathode with SPPs ( $h_{\text{Cs}_2\text{Te}}=14\text{ nm}$ ) versus incident photon energy

Cs<sub>2</sub>Te 薄膜厚度光阴极引入 SPPs 前后的量子效率和热发射度(入射光子能量为 4.83 eV)如表 3 所列。由表 3 可看出,厚度为 12、14、16、18 nm 的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极引入 SPPs 后,量子效率分别从 13.25%、13.34%、13.15%、13.38% 提升至 21.42%、

21.13%、20.24%、19.97%,而热发射度仅增长了约 3%。这是因为 SPPs 引入的光吸收所产生的光电子分布从 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极/铝基底界面至真空/Cs<sub>2</sub>Te 光阴极界面呈指数降低,增加的光电子大多分布于深层界面附近,在逃逸过程中各类碰撞概率增加,对热发射度增长起到抑制作用。另外还可以看到,随着 Cs<sub>2</sub>Te 厚度的减小,量子效率有微弱提升,这对光阴极的设计具有一定的指导意义。

引入 SPPs 来提高半导体光阴极性能是一个新方案,目前还没有实验结果。根据目前的模拟结果制定了以下制备方案:首先,利用电子束光刻技术(EBL)在铝基底上制备纳米光栅结构;然后,利用 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极制造设备在铝基底上蒸镀 Cs<sub>2</sub>Te 薄膜。此实验过程繁琐、过程复杂,需要大量的时间,仍需进一步深入研究。

3 结论

在 Spicer 三步光电子发射模型的基础上使用蒙特卡罗方法模拟 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极光电发射过程,得到的结果与实验值吻合较好。通过电磁场仿真软件 CST Studio 对引入微纳光栅结构的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极进行建模和仿真模拟,证明将 Cs<sub>2</sub>Te 薄膜沉积在具有微纳光栅结构的铝基底可以成功激发 SPPs。这使得通过微纳光栅结构激发 SPPs 的适用范围从红外和可见光频段拓展至紫外频段,大幅增加了此方法的使用场景。对已验证的蒙特卡罗模型进行更新,使其适用于引入 SPPs 后的 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极模拟。模拟结果表明,引入 SPPs 会导致光电子数量增加,从而显著提高 Cs<sub>2</sub>Te 光阴极的量子效率。产生的局域增强近场,使光阴极深层界面附近产生更多的光电子。对于这些深层光电子,逸散过程中的散射概率高于浅层光电子,因此其对热发射度的贡献较小。本研究的总体结

表 3 入射光子能量为 4.83 eV 时不同 Cs<sub>2</sub>Te 薄膜厚度光阴极引入 SPPs 前后的量子效率和热发射度  
Table 3 Quantum efficiency and thermal emittance of photocathodes with/without SPPs for different Cs<sub>2</sub>Te film thicknesses at incident photon energy of 4.83 eV

Cs <sub>2</sub> Te 厚度/nm	量子效率/%		本征热发射度/(mm·mrad/mm)		有 SPPs 时的 反射率/%
	无 SPPs	有 SPPs	无 SPPs	有 SPPs	
12	13.25	21.42	0.787 8	0.812 3	2.62
14	13.34	21.13	0.784 9	0.816 5	1.82
16	13.15	20.24	0.789 9	0.816 6	2.70
18	13.38	19.97	0.790 2	0.821 1	0.50

果为,与不带 SPPs 的常规  $\text{Cs}_2\text{Te}$  阴极相比,带有 SPPs 的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  阴极量子效率增加了 60%,而热发射度几乎保持不变。这对未来高亮度电子源的发展有重要意义。

#### 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 A*, 2010, 622(3): 685-697.
- [2] DOWNEY S W, BUILTA L A, MOIR D C, et al. Simple laser-driven, metal-photocathode electron source[J]. *Applied Physics Letters*, 1986, 49(15): 911-913.
- [3] CULTRERA L, PEREIRA A, RISTOSCU C, et al. Pulsed laser deposition of Mg thin films on Cu substrates for photocathode applications[J]. *Applied Surface Science*, 2005, 248: 397-401.
- [4] DOWELL D H, SCHMERGE J F. Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2009, 12(7): 074201.
- [5] MCCARTER J, RAO T, SMEDLEY J, et al. Performance study of  $\text{K}_2\text{CsSb}$  photocathode inside a DC high voltage gun[C]//Proceedings of PAC11. USA: [s. n.], 2011.
- [6] MARUYAMA T, BRACHMANN A, CLENDENIN J E, et al. A very high charge, high polarization gradient-doped strained GaAs photocathode[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2002, 492(1/2): 199-211.
- [7] MAXSON J, CULTRERA L, GULLIFORD C, et al. Measurement of the tradeoff between intrinsic emittance and quantum efficiency from a  $\text{NaKSb}$  photocathode near threshold[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(23): 234102.
- [8] TERUNUMA N, MURATA A, FUKUDA M, et al. Improvement of an S-band RF Gun with a  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode for the KEK-ATF[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2010, 613(1): 1-8.
- [9] KURODA R, OGAWA H, SEI N, et al. Development of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathode RF Gun system for compact THz SASE-FEL[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, 593(1/2): 91-93.
- [10] 向蓉, 林林, 张保澄, 等. 用于 DC-SC 光阴极微波电子枪中的  $\text{Cs}_2\text{Te}$  光阴极研制[J]. *原子能科学技术*, 2004, 38(2): 185-188.
- XIANG Rong, LIN Lin, ZHANG Baocheng, et al. Research and fabrication of the photocathode used in DC-SC photocathode RF electron gun[J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2004, 38(2): 185-188(in Chinese).
- [11] MONACO L, MICHELATO P, SERTORE D, et al. Growing and characterization of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  photocathodes with different thicknesses at INFN LASA[C]//Proceedings of FEL. [S. l.]: [s. n.], 2019.
- [12] LINIC S, CHRISTOPHER P, INGRAM D B. Plasmonic-metal nanostructures for efficient conversion of solar to chemical energy[J]. *Nature Materials*, 2011, 10: 911-921.
- [13] OZBAY E. Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, 311: 189-193.
- [14] DERKACS D, LIM S H, MATHEU P, et al. Improved performance of amorphous silicon solar cells via scattering from surface plasmon polaritons in nearby metallic nanoparticles[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(9): 093103.
- [15] HOMOLA J. Present and future of surface plasmon resonance biosensors[J]. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 2003, 377(3): 528-539.
- [16] BARNES W L, DEREUX A, EBBESEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424: 824-830.
- [17] LI R K, TO H, ANDONIAN G, et al. Surface-plasmon resonance-enhanced multiphoton emission of high-brightness electron beams from a nanostructured copper cathode[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(7): 074801.
- [18] JIANG Z, GU Q, LI X, et al. Monte Carlo simulations of electron photoemission from plasmon-enhanced bialkali photocathode[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2021, 24(3): 033402.
- [19] DIXIT T, PALANI I A, SINGH V. Hot holes behind the improvement in ultraviolet photoresponse of Au coated ZnO nanorods[J]. *Materials Letters*, 2016, 181: 183-186.
- [20] RAO T, DOWELL D H. An engineering guide to photoinjectors[J]. *Physics*, 2014. doi:10.48550/arXiv.1403.7539.
- [21] FERRINI G, MICHELATO P, PARMIGIANI F. A Monte Carlo simulation of low energy photoelectron scattering in  $\text{Cs}_2\text{Te}$ [J]. *Solid State Communications*, 1998, 106(1): 21-26.
- [22] XIE H, BEN-ZVI I, RAO T, et al. Experimental measurements and theoretical model of the cryogenic performance of bialkali photocathode and characterization with Monte Carlo simulation[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2016, 19(10): 103401.

- [23] GUPTA P, CULTRERA L, BAZAROV I. Monte Carlo simulations of electron photoemission from cesium antimonide[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 121(21): 215702.
- [24] Studio CSTM. CST microwave studio[EB/OL]. (2008). <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>.
- [25] 韦永林, 赵宝升, 赛小锋, 等. 高量子效率碲化铯紫外日盲阴极研制[J]. *真空科学与技术学报*, 2012, 32(7): 555-558.
- WEI Yonglin, ZHAO Baosheng, SAI Xiaofeng, et al. Development of cesium telluride UV cathode with high quantum efficiency and solar-blind characteristics[J]. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*, 2012, 32(7): 555-558(in Chinese).
- [26] HUANG P, QIAN H, CHEN Y, et al. Test of  $\text{Cs}_2\text{Te}$  thickness on cathode performance at pitz[C]//Proceedings of the FEL. [S. l.]: [s. n.], 2019.