

## 多碱光电阴极饱和机理研究\*

谢运涛, 孙晓泉, 王 玺, 张玉钧

(国防科技大学 脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037)

**摘要:**多碱光电阴极饱和机理的研究对于提高阴极电子发射能力具有重要意义。依据光电阴极三步电子发射理论,采用蒙特卡洛法研究了多碱光电阴极的电子发射过程。研究结果与相关文献中的实验数据进行了对比分析,光子能量临近光电阴极响应阈值附近时,得到的量子效率曲线以及电子能量分布曲线与实验数据吻合良好。基于上述模型,研究了光压效应和空间电荷效应对多碱光电阴极电子发射特性的影响。结果表明,多碱光电阴极在光压效应限制下的阈值饱和和激光能量密度约为  $8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,在空间电荷效应限制下的阈值饱和和激光能量密度约为  $2.23 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 。开展了 266 nm 激光辐照多碱光电阴极实验,经测量,多碱光电阴极的阈值饱和和激光能量密度约为  $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,这表明空间电荷效应是限制其光电子发射能力的主要因素。

**关键词:**多碱光电阴极;蒙特卡洛法;量子效率;能量分布;饱和

中图分类号:O462.3 文献标志码:A 文章编号:1001-2486(2018)04-028-07

## Study on the saturation mechanism of multi-alkali photocathode

XIE Yuntao, SUN Xiaquan, WANG Xi, ZHANG Yujun

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei 230037, China)

**Abstract:** The study of the saturation mechanism of multi-alkali photocathode is of great significance for improving its electron emission performance. According to the three-step electron emission model, the electron emission process of a multi-alkali photocathode was studied by Monte-Carlo method. Simulation results were compared with the experimental data in the related literatures, which shows that when the photon energy is near the photoemission threshold of the photocathode, the obtained quantum efficiency curves and electron energy distribution curves were in good agreement with experimental data. Based on the above model, the photo-voltage effect and the space charge effect on the electron emission characteristics of multi-alkali photocathode were studied. Results show that the threshold laser energy density of the photocathode is about  $8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  under the photo-voltage effect, and  $2.23 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  under the space charge effect. An experimental investigation of the saturation effect of multi-alkali photocathode irradiated with 266 nm laser is conducted, and the saturation threshold laser energy density is about  $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , which indicates that the space charge effect is the main factor limiting its photoelectron emission capability.

**Key words:** multi-alkali photocathode; Monte-Carlo method; quantum efficiency; energy distribution; saturation

多碱光电阴极灵敏度较高,且拥有较宽的光谱响应范围,在性能上接近第三代负电子亲和势光电阴极。其制作工艺简单,真空度要求低,价格上优于第三代光电阴极,目前大量应用于光电倍增管、超二代像增强器、微波电子枪等真空器件<sup>[1-2]</sup>。

对于超二代像增强器,较低的光电阴极饱和阈值限制了像增强器的动态范围,使得像增强器容易受强激光饱和干扰。实验表明<sup>[3-4]</sup>,随着入射激光单脉冲能量的增加,光电阴极出射电子数将达到饱和。对该现象存在两种解释:一是阴极附近的高密度电子云改变了光电阴极的表面电

场,阻碍后续电子的发射,也就是所说的空间电荷效应<sup>[5]</sup>。另一种解释是:阴极内未发射出的电子在表面堆积,抬高了阴极表面势垒,从而阻碍电子从阴极表面逸出,即光压效应<sup>[6]</sup>。以上两种假设均有可能导致阴极饱和,对于 GaAs 负电子亲和势光电阴极,当阴极量子效率较低时,阴极的饱和主要来自于光压效应。当阴极量子效率较高时,阴极饱和则取决于空间电荷效应<sup>[7-8]</sup>。有关多碱光电阴极饱和机理的研究,尚未查询到相关报道。

弱光情况下的阴极电子发射特性是研究阴极强光饱和特性的基础。本文基于多碱光电阴极的层状结构模型,研究了弱光照射时多碱光电阴极

\* 收稿日期:2017-12-29

基金项目:国家杰出青年科学基金资助项目(41605015);脉冲功率激光技术国家重点实验室主任基金资助项目(SK12016ZR06)

作者简介:谢运涛(1990—),男,江西抚州人,博士研究生,E-mail:wsqjian@126.com;

张玉钧(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:yjzhang@aiofm.ac.cn

光电子发射特性,得到多碱光电阴极量子效率曲线以及出射电子的能量分布曲线,并与相关文献中的实验结果进行了对比分析。之后研究了多碱光电阴极在光压效应以及空间电荷效应影响下的饱和特性,分析影响多碱光电阴极的强光响应的具体因素。该研究可用于确定多碱光电阴极的阈值饱和能量,为像增强器的激光饱和和干扰提供借鉴。

## 1 多碱光电阴极电子发射模型

光电阴极的电子发射可分为光的吸收、光电子输运以及光电子逸出三个步骤,这三个步骤均与光电阴极能带结构密切相关。

### 1.1 多碱光电阴极能带结构

光电阴极的结构决定其光电发射特性。多碱光电阴极  $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs})$  可分为三层<sup>[9]</sup>:  $\text{Na}_2\text{KSb} + \text{K}_2\text{CsSb} + \text{Sb} \cdot \text{Cs}$  偶极层,如图1所示。其中,吸收层为重掺杂锑的 p 型  $\text{Na}_2\text{KSb}$ ,为立方晶格结构,晶格常数为  $0.7727 \text{ nm}$ ,厚度约为  $100 \text{ nm}$ 。吸收层之上覆盖表面层,为富 Cs 的强 n 型  $\text{K}_2\text{CsSb}$  和  $\text{Sb} \cdot \text{Cs}$  偶极层, $\text{K}_2\text{CsSb}$  的厚度为  $1 \sim 3 \text{ nm}$ , $\text{Sb} \cdot \text{Cs}$  偶极层厚度仅为几个原子层。

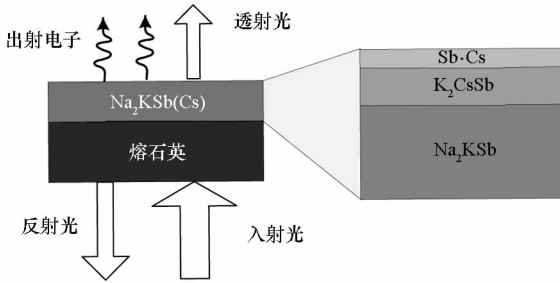


图1 多碱光电阴极结构模型

Fig. 1 Structure model of a multi-alkali photocathode

半导体能带结构取决于本征状态时的能带结构以及掺杂方式,通过 Poisson 方程可求解掺杂半导体的能带分布<sup>[10]</sup>,如式(1)所示。

$$y'' = \frac{2e^2}{\varepsilon k_b T \lambda^3} F_{\frac{1}{2}}(y) - \frac{e^2 N_{A0}}{\varepsilon k_b \left[ 1 + 2 \exp\left(y + \frac{E_A - E_v}{k_b T}\right) \right]} \quad (1)$$

其中,  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_{r,v}^* k_b T}}$ ,  $y = \frac{E_v(z) - E_F}{k_b T}$ ,  $F_{\frac{1}{2}}$  为 Feimi-Dirac 方程,  $E_A$ 、 $E_v$  分别表示电子亲和势与价带能级,  $E_F$  为费米能级,  $N_{A0}$  为掺杂浓度,  $m_{r,v}^*$  为电子有效质量,  $\varepsilon$  为半导体介电常数,  $k_b$  为玻尔兹曼常数,  $h$  为普朗克常数,  $T$  为温度。

### 1.2 光的吸收

如图2所示,根据三步光电子发射模型,价带内的电子吸收光子能量后,激发到导带,光电子经散射输运至阴极-真空交界面,能量较高的电子克服表面势垒向真空发射。图中  $E_0$  为真空能级,  $E_c$  为导带底,  $E_F$  为费米能级,  $E_v$  为价带顶,  $E_A$  为电子亲和势。

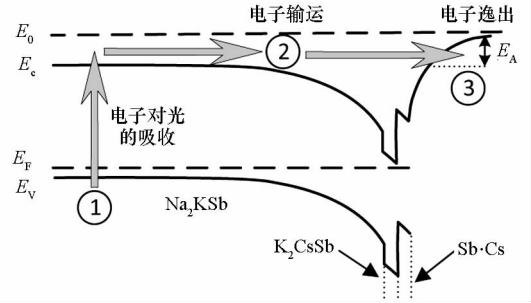


图2 光电阴极三步电子发射模型

Fig. 2 Three steps photoemission model of a photocathode

其中,半导体对光的吸收过程与能带结构相关。半导体对光的吸收系数随价带位置的变化可用式(2)进行计算<sup>[10]</sup>:

$$\frac{\alpha(z)}{\alpha_0} = \frac{\int_{E_v + E_g - h\nu}^{E_v} \frac{g(E)}{1 + \exp\left[\frac{E - E_v + BB(z)}{k_b T}\right]} dE}{\int_{E_v + E_g - h\nu}^{E_v} g(E) dE} \quad (2)$$

式中:  $BB(z)$  为价带顶与费米能级之差随轴向位置的变化;  $\alpha_0$  为参考吸收系数,  $\alpha_0 = 2\omega k/c$ ,  $\omega$  为入射光圆频率,  $c$  为光速,  $k$  为半导体材料折射率虚部;  $\text{Na}_2\text{KSb}$  的折射率虚部可参考文献[11],  $g(E)$  为价带电子状态密度函数,可采用先进密度方程理论进行求解<sup>[12]</sup>。

半导体与金属接触面附近,价带向上弯曲,价带能级高于费米能级,此时由于价带内能够激励到导带内的电子数量很少,将不能激发电子到导带,因此临近基底附近不会对光产生吸收。

### 1.3 光电子输运及逸出

散射机构是影响电子输运特性的重要因素。光电阴极内的散射机构主要有电子散射和声子散射,最重要的是电子散射,其次是声子散射。对于  $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs})$ ,电子散射的阈值能量为  $3.0 \text{ eV}$  (对应的光波长为  $413 \text{ nm}$ ),对于可见光或者近红外光,可不考虑电子散射的影响。当光子能量大于  $4.5 \text{ eV}$  时,电子散射的影响非常明显。Ghosh 通

过实验测量了多碱光电阴极电子散射平均自由程,通过平均自由程可计算电子散射对电子运输的影响<sup>[13]</sup>。

对于声子散射,由于多碱光电阴极的光谱响应范围很宽,涉及高能量电子,需考虑能带的非抛物线性对散射率的影响,多碱光电阴极声子散射率可用式(3)计算<sup>[14]</sup>。

$$\lambda = \frac{e^2 m^{*1/2} \omega_{lo}}{4\sqrt{2\pi\hbar\epsilon_0\epsilon_p}} \left( N_q + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \times \frac{1+2\alpha\epsilon'}{\gamma^{1/2}(\epsilon)} F_0(\epsilon', \epsilon) \quad (3)$$

式中:  $\mp$  表示释放或者吸收一个声子;  $m^*$  为导带底等效电子质量,对于  $\text{Na}_2\text{KSb}$ ,  $m^* \approx 0.23m_e$ <sup>[15]</sup>,  $m_e$  为真空电子质量;  $\epsilon' = \epsilon \pm \hbar\omega_{lo}$  为电子散射终态的能量,对于  $\text{Na}_2\text{KSb}$ , 声子的能量  $\hbar\omega_{lo}$  为  $0.022 \text{ eV}$ <sup>[16]</sup>, 则  $F_0(\epsilon', \epsilon)$  为:

$$F_0(\epsilon', \epsilon) = \left[ A \ln \frac{u}{v} + B \right] / C$$

$N_q$ ,  $\gamma(\epsilon)$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $u$  和  $v$  分别可用如下公式进行计算:

$$N_q = \frac{1}{\exp\left[\frac{\hbar\omega_{lo}}{k_b T}\right] - 1}, \gamma(\epsilon) = \epsilon(1 + \alpha\epsilon),$$

$A = \left\{ (1 + \alpha\epsilon) \times (1 + \alpha\epsilon') + \frac{\alpha}{2} [\gamma(\epsilon) + \gamma(\epsilon')] \right\}^2$ ,  
 $B = -\alpha\gamma^{1/2}(\epsilon)\gamma^{1/2}(\epsilon') \times \{ 4(1 + \alpha\epsilon)(1 + \alpha\epsilon') + \alpha[\gamma(\epsilon) + \gamma(\epsilon')] \}$ ,  $C = 2(1 + \alpha\epsilon)(1 + \alpha\epsilon')(1 + 2\alpha\epsilon)(1 + 2\alpha\epsilon')$ ,  $u = [\gamma^{1/2}(\epsilon) + \gamma^{1/2}(\epsilon')]^2$ ,  $v = [\gamma^{1/2}(\epsilon) - \gamma^{1/2}(\epsilon')]^2$ 。电子到达阴极真空交界面时,电子按以下概率逸出:

$$T_0(E) = \frac{1}{2} [1 - (E_A/E)^{1/2}] \quad (4)$$

当电子能量  $E$  小于电子亲和势  $E_A$  时,电子逸出概率几乎为零。当电子能量远大于  $E_A$  时,逸出概率将无限接近  $0.5$ 。

## 2 弱光信号光电阴极电子发射特性

表 1 列举了光电阴极三种材料的禁带宽度和电子亲和势<sup>[17-18]</sup>。

表 1 光电阴极材料禁带宽度及电子亲和势

Tab. 1 Energy gap and electron affinity of the photocathode materials

材料	带宽 $E_g/\text{eV}$	电子亲和势 $\chi/\text{eV}$
$\text{Na}_2\text{KSb}$	1.0	1.0
$\text{K}_2\text{CsSb}$ <sup>[1]</sup>	1.0	1.1
$\text{Sb} \cdot \text{Cs}$	1.67	0.47

假设  $\text{Na}_2\text{KSb}$  厚度为  $100 \text{ nm}$ ,  $\text{K}_2\text{CsSb}$  厚度为  $3 \text{ nm}$ , p 型半导体和 n 型半导体掺杂浓度分别为  $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  和  $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , 基底与阴极之间金属的功函数  $W_m$  为  $4.4 \text{ eV}$ , 采用式(1)求解得到光电阴极的能带分布,如图 3 所示。

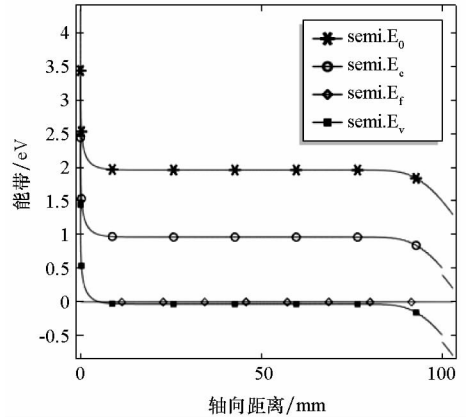


图 3 多碱光电阴极能带轴向分布曲线  
 Fig. 3 Energy band profiles of  $\text{Na}_2\text{KSb}$  (Cs) along longitudinal coordinate

可以看出,在半导体与基底接触面附近,能带向上弯曲,能带的弯曲能够阻止电子朝着基底方向运动。在 p 型半导体与 n 型半导体接触界面,价带在交界面处存在一个突变,出现了  $0.1 \text{ eV}$  的“凹口”,价带的突变也有利于降低阴极的电子亲和势,使得电子更加容易逸出。半导体与真空接触面附近,能带向下弯曲,可有效降低电子亲和势,光电阴极电子亲和势约为  $0.3 \text{ eV}$ 。

采用 Monte-Carlo 法模拟光电阴极电子发射的三个过程。由式(2)计算不同光波长对应的吸收系数,确定光生电子的数量,电子的初始能量按照价带电子密度函数进行随机选取。电子吸收光子能量后进入导带,导带中的电子在半导体电势作用下加速向阴极表面移动。电子运动过程中,依据式(3)计算声子散射率,模拟散射对电子运动的影响;最后依据式(4)设定阴极与真空界面电子的透过概率,模拟电子的逸出过程。

仿真及实验得到的  $\text{Na}_2\text{KSb}$  (Cs) 量子效率如图 4 所示。图中虚线为实验测量结果<sup>[19]</sup>,实线为解析法的计算结果<sup>[20]</sup>。可以看出,对于高能光子,解析法与实验结果吻合良好,但对于光子能量靠近阴极阈值响应波长附近的单色光, Monte-Carlo 法的拟合效果更好,且仿真结果会略高于实验值。原因在于,晶体当中的散射机构十分复杂,散射往往造成电子能量的下降,降低电子逸出的概率,而模型中仅考虑了声子散射和电子散射对

电子运动的影响,因此仿真中的电子能量要高于实际情况,仿真得到的量子效率也高于实验结果。

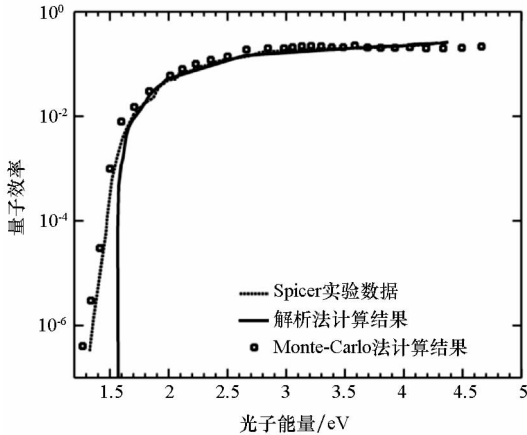


图4 量子效率随入射光能量的变化  
Fig.4 Variation of quantum efficiency versus photon energy

图5为模拟得到的光电阴极出射电子的能量分布曲线,四条曲线分别对应入射光波长为260 nm、400 nm、540 nm以及680 nm的情况。可以看出,对于光子能量较低的情况,当光波长为400 nm、540 nm以及680 nm时,电子能量分布曲线只存在一个峰值,峰值对应的电子能量约为0.9 eV。而对于波长为260 nm的单色光,其能量分布曲线存在两个峰值,第二个峰值对应的电子能量约为2.2 eV。仿真得到的电子能量分布与文献[11]的测量结果具有相似的线型,且两个峰值的位置与实验结果基本相同。

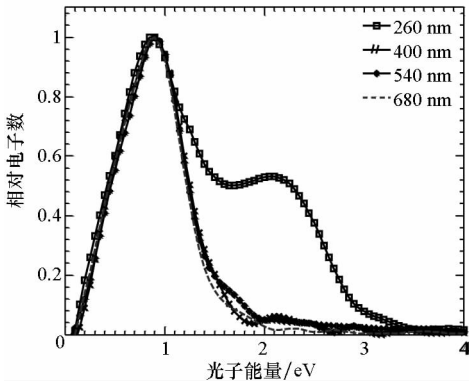


图5 阴极出射电子能量分布  
Fig.5 Energy distribution of electrons from photocathode

### 3 强光信号光电阴极饱和特性

强光照射时,光电阴极的电子发射能力主要受到光压效应以及空间电荷效应的限制。

#### 3.1 光压效应

光压效应是指光电阴极内未出射电子在阴极

与真空界面处发生沉积,提高了光电阴极电子亲和势,增加了光电子逸出难度的现象。可用如图6所示的模型研究光压效应对光电阴极性能的影响。

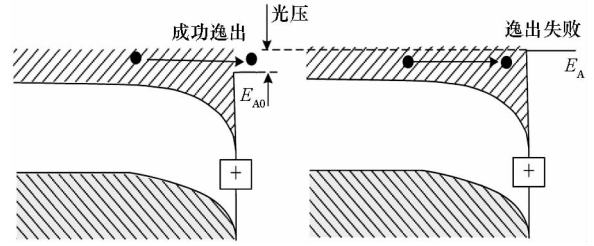


图6 光压对光电阴极电子亲和势的影响  
Fig.6 Influence of photo-voltage on the photocathode electronic affinity

多碱光电阴极与真空界面一侧的n型半导体存在一个正电荷区,阴极无光照时,阴极价带的扭曲量  $E_B$  与阴极表面正电荷  $S_C$  存在如下关系<sup>[8,21]</sup>:

$$E_B = \frac{S_C^2}{2 \epsilon N_{dop}} \quad (5)$$

式中,  $N_{dop}$  为掺杂浓度。无光照时,  $S_C$  为正值。受光照之后,由于表面势垒的作用,未发射出去的电子在表面的累积将抵消一部分正电荷,使得阴极表面正电荷总量下降。由  $S_C$  下降导致的  $E_B$  改变称为光压:

$$PV = E_B^0 - E_B$$

式中,  $E_B^0$  为无光照时的能带扭曲,  $PV$  为光照导致的能带改变。由此可得,光照后光电阴极电子亲和势为:

$$E_A = E_{A0} + PV \quad (6)$$

由以上分析可知,阴极的光压效应将抬高光电阴极的电子亲和势,继而影响光电子的逸出概率。基于第2节的光电阴极电子发射模型,通过式(5)、式(6)计算光压限制时的阴极电子亲和势,再由式(4)计算电子的逸出概率,最终得到考虑光压效应时,光电阴极出射电荷量随光脉冲能量密度变化曲线,如图7所示。

可以看出,两种波长的单色光分别在光脉冲能量密度为  $8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  和  $5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  左右开始出现饱和,此时光电阴极饱和输出电荷密度分别为  $180 \text{nC}/\text{cm}^2$  和  $100 \text{nC}/\text{cm}^2$ 。由图4可知,不考虑光压效应时,两种波长单色光的量子效率基本相等。当激光单脉冲能量密度小于  $1.8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  时,由于波长为532 nm单色光的光子能量低,因此相同单脉冲能量的情况下,532 nm的单色光拥有的光子数量更多,532 nm单色光得到的阴极输出电

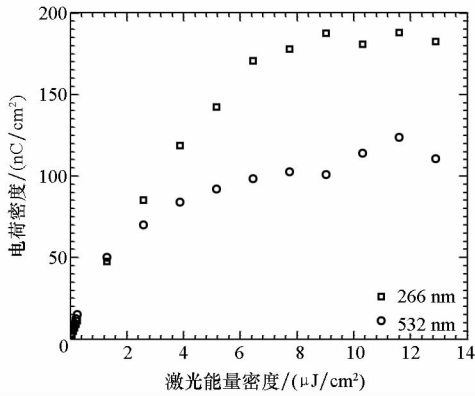


图 7 阴极出射电荷随入射激光能量的变化  
Fig. 7 Variation of charges versus laser energy

荷量要大于 266 nm 单色光。但激光能量密度较高时,单脉冲能量密度相同的情况下,266 nm 单色光对应的阴极出射电荷总量反而大于 532 nm 单色光。原因在于 266 nm 单色光对应的光电子能量更高,相同的光压下,电子逸出光电阴极表面势垒的概率更大。

### 3.2 空间电荷效应

空间电荷效应是指光电阴极发射的电子束进入极间加速区时,空间中的电子云对阴极表面的电场分布产生影响,阴极表面电场强度减小到零或者电场方向发生变化,使得阴极发射的电子不能得到加速,难以到达阳极的现象。可采用真空二极管结构研究空间电荷效应对阴极电子发射特性的影响,如图 8 所示。

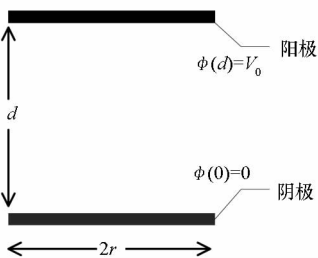


图 8 真空二极管结构图  
Fig. 8 Structure of vacuum diode

在 COMSOL Multiphysics 软件中建立如图 8 所示的光阴极真空二极管二维轴对称模型,使用静电场模块来计算极板间原始加速电场以及空间电荷电场,带电粒子追踪模块记录电子的运动轨迹。仿真时,设定极板两端电压为  $V_0 = 200\text{ V}$ ,极板间距  $d = 0.2\text{ mm}$ ,光电阴极半径  $r = 9\text{ mm}$ ,光电阴极出射电子初始能量及方向由第 2 节中的模型计算得到。

当入射光波长为 266 nm,阴极发射电流为 70 A 时,计算得到极板两端的电场分布如图 9 所

示。可以看出,极板外部  $r > 9.1\text{ mm}$  区域电势随轴向均匀增加,而极板内部  $r < 8.9\text{ mm}$  区域电势出现了非常明显的扭曲,两个区域之间的电势分布存在非常明显的分界线。

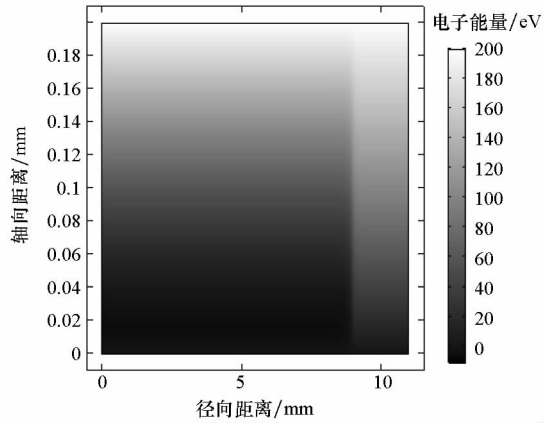


图 9 空间电荷限制下极板间电势分布  
Fig. 9 Potential distribution between plates under space charge effect

图 10 为阴极中心区域  $r = 0$  位置处的电势随轴向的变化曲线,分别代表阴极电流为 0 A、40 A、50 A、60 A 和 70 A 时的情况。可以看出,极板间电子产生的空间电荷电场会降低极板间的电势。阴极发射电流越大影响越明显,当阴极发射电流等于 70 A 时,在距离阴极表面距离小于 0.012 mm 的区域,电势随着距离增大始终处于下降的趋势,这表明在此区域阴极发射的电子始终被减速,而不是被原始电场加速。电势最小位置处,仅为 -10 V,即初始能量小于 10 eV 的电子难以到达阳极。

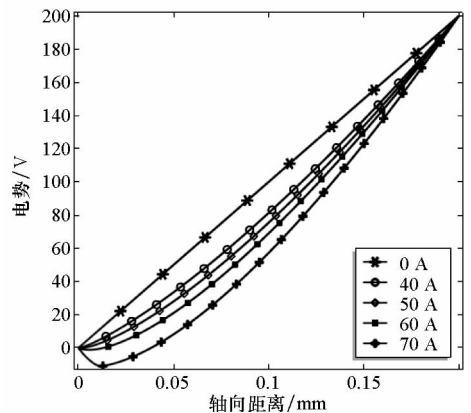


图 10 不同出射电流对应的极板间电势分布  
Fig. 10 Variation of potential distribution between plates with different currents

图 11 为阴极电流为 70 A 时的电子轨迹。可以看出,  $r < 8.9\text{ mm}$  时,阴极发射的电子在真空中运动一段距离后又返回到阴极表面,难以到达阳

极。而在  $8.9 \text{ mm} < r < 9 \text{ mm}$  区间,由于该区域电场受空间电荷的影响较弱,电子能够到达阳极。

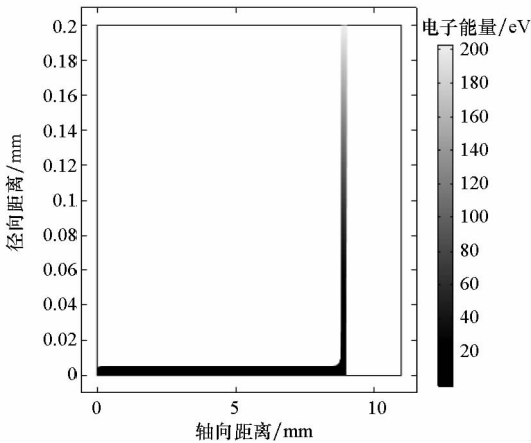


图 11 空间电荷限制下极板间电子轨迹

Fig. 11 Electron trajectory between plates under space charge effect

图 12 表示阴极中心 ( $r = 0 \text{ mm}$ ) 发射电子的平均位置随时间的变化。可以看出,阴极电流为 40 A、50 A 和 60 A 时,电子经过一段时间的运动,最终能够到达阳极。而阴极电流为 70 A 时,电子无法到达阳极,宏观上表现为阴极光电电流饱和,光阴极电子发射能力达到上限。由图 4 可知,多碱光电阴极在 266 nm 波长位置的量子效率约为 20%。若采用波长为 266 nm、脉宽为 5 ns 的紫外脉冲激光辐照多碱光电阴极,以光电阴极有效半径为 0.9 cm 进行计算,当光电阴极输出电流为 70 A 时,要求入射激光单脉冲能量密度为  $2.23 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 。该值远小于光压效应限制时的阈值光能量,这表明在光压效应发挥作用前,阴极的电子发射已经受到空间电荷效应的限制。

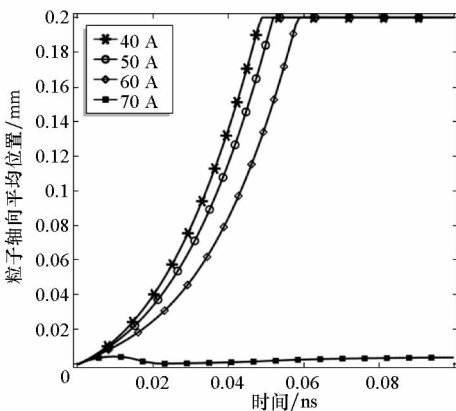


图 12 不同出射电流对应的阴极发射电子的平均位置

Fig. 12 Variation of average electron position between plates with different currents

## 4 实验验证

为验证上述结论,开展了脉冲激光辐照像增强器的实验。实验装置如图 13 所示,主要包括脉冲激光源、激光能量计、衰减片、半透半反镜、扩束器、光功率计以及像增强器等器件。激光器与像增强器之间的距离为 10 m,两者光轴重合。采用分束器对主光路进行分光,分光后,一束光照射到能量计,由能量计对激光器的输出能量进行实时监测;另一束经衰减、扩束后照射到像增强器,由光功率计测量像增强器的输出光强。激光器波长为 266 nm,脉宽为 5 ns,单脉冲能量为  $20 \mu\text{J}$ ,频率设定为 1 Hz。像增强器型号为 LPZ-18SUV C-2T1,采用多碱光电阴极,性能参数与上述仿真中参数一致。

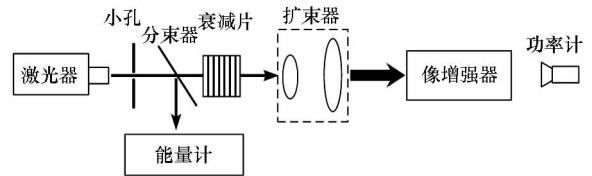


图 13 脉冲激光辐照像增强器示意图

Fig. 13 Schematic of image intensifier irradiated with pulsed laser

当激光能量密度从  $0.02 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  增长至  $3.12 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  时,测得像增强器输出光强的变化如图 14 所示。可以看出,当激光能量密度为  $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  左右时,像增强器输出达到最大值。该数值比光压效应对应的阈值饱和激光能量小一个数量级,略小于空间电荷效应对应的光电阴极饱和阈值。这表明空间电荷效应是限制多碱光电阴极电子发射能力的主要因素。

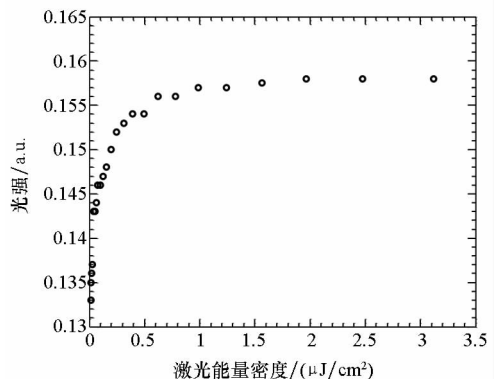


图 14 像增强器输出光强随入射光能量之间的变化关系

Fig. 14 Variation of output light intensity of image intensifier versus laser energy

## 5 结论

本文采用 Monte-Carlo 法研究了多碱光电阴极的电子发射过程,考虑了声子散射和电子散射对电子输运过程的影响。仿真结果与实验数据对比分析表明,仿真得到的光电阴极量子效率曲线与实验数据拟合良好,尤其是在靠近光电阴极阈值探测波长附近,仿真结果与解析法相比具有更高的准确性;仿真得到的出射电子能量分布曲线与实验结果吻合良好,当入射光子能量较高时,电子能量分布曲线呈现明显的双峰,且双峰位置与实验结果相吻合。进一步分析光压效应以及空间电荷效应对多碱光电阴极饱和特性的影响表明,光电阴极受光压效应限制时,入射光能量密度为  $8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  时达到饱和,而光电阴极受空间电荷限制时,入射光能量密度为  $2.23 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  时即出现饱和,这说明空间电荷效应是限制多碱光电阴极电子发射能力的主要因素。若要提高阴极电子发射能力,可考虑提高阴极工作电压或者减小极间距离。

## 参考文献 (References)

[1] 李晓峰, 陆强, 李莉, 等. 超二代微光像增强器多碱光电阴极膜厚测量研究[J]. 光子学报, 2012, 41(11): 1377-1382.  
LI Xiaofeng, LU Qiang, LI Li, et al. Thickness measurement of multi-alkali photocathode[J]. Acta Photonica Science, 2012, 41(11): 1377-1382. (in Chinese)

[2] 李晓峰, 冯刘, 石峰, 等. 多碱阴极 XPS 分析研究[J]. 红外与激光工程, 2014, 43(6): 1857-1862.  
LI Xiaofeng, FENG Liu, SHI Feng, et al. XPS analysis on multi alkali photocathode[J]. Infrared and Laser Engineering, 2014, 43(6): 1857-1862. (in Chinese)

[3] Uesaka M, Muroya Y, Ueda T. Upgrade of cartridge-type exchangeable  $\text{Na}_2\text{KSb}$  cathode RF gun[C]//Proceedings of the International Particle Accelerator Conference, 2010.

[4] Miyoshi K, Kambe K, Sakumi A, et al. Commissioning of  $\text{Na}_2\text{KSb}$  photocathode RF gun in S-band linac at the university of Tokoyo[C]// Proceedings of the International Particle Accelerator Conference, 2009.

[5] Wendelen W, Mueller B Y, Autrique D, et al. Space charge corrected electron emission from an aluminum surface under non-equilibrium conditions[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 111(11): 41-49.

[6] Mulhollan G A, Subashiev A V, Clendenin J E, et al. Photovoltage effects in photoemission from thin GaAs layers[J]. Physics Letters A, 2001, 282(4/5): 309-318.

[7] Woods M, Clendenin J, Frisch J, et al. Observation of a charge limit for semiconductor photocathode[J]. Journal of Applied Physics, 1993, 73(12): 8531-8535.

[8] Herrera-Gómez A, Vergara G, Spicer W E. Physics of high-intensity nanosecond electron source; charge limit phenomenon in GaAs photocathodes[J]. Journal of Applied Physics, 1996, 79(9): 7318-7323.

[9] 安迎波, 徐向晏, 孙巧霞, 等. 多碱光电阴极灵敏度理论模拟[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 333-338.  
AN Yingbo, XU Xiangyan, SUN Qiaoxia, et al. Simulation of multi-alkali photocathode sensitivity[J]. Acta Optica Sinic, 2014, 34(3): 333-338. (in Chinese)

[10] Gupta P, Cultrera L, Bazarov I. Monte Carlo simulations of electron photoemission from cesium antimonide[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(21): 215702.

[11] Ghosh C. Photoemission and optical processes in multialkali photocathodes[J]. Physical Review B, 1980, 22(4): 1972-1979.

[12] Murtaza G, Ullah M, Ullah N, et al. Structural, elastic, electronic and optical properties of bi-alkali antimonides[J]. Bulletin of Materials Science, 2016, 39(6): 1581-1591.

[13] Ghosh C. Photoemissive materials[J]. Physics of Thin Films, 1982, 12: 53-166.

[14] 王平, 杨银堂, 屈汉章, 等. SiC 电子输运特性的 Monte Carlo 数值模拟[J]. 计算物理, 2005(3): 245-250.  
WANG Ping, YANG Yintang, QU Hanzhang, et al. Monte Carlo simulations of electron transport in silicon carbide[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2005(3): 245-250. (in Chinese)

[15] Kalarasse L, Bennecer B, Kalarasse F. Pressure effect on the electronic optical properties of the alkali antimonide semiconductors  $\text{Cs}_3\text{SbCs}_3\text{Sb}$ ,  $\text{Cs}_2\text{KSbCs}_2\text{KSb}$ ,  $\text{CsK}_2\text{SbCsK}_2\text{Sb}$  and  $\text{K}_3\text{SbK}_3\text{Sb}$ [J]. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 2010, 71(3): 314-322.

[16] Lee H, Bazarov I V, Cultrera L. Intrinsic emittance reduction in transmission mode photocathodes[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(12): 124105.

[17] Sommer A H. Photoemissive materials, preparation, properties, and uses[M]. New York: John Wiley & Sons Inc, 1968: 125-140.

[18] 常本康. 多碱光电阴极[M]. 北京: 兵器工业出版社, 2011.  
CHANG Benkang. Multialkali photocathode[M]. Beijing: Weapons Industry Press, 2011. (in Chinese)

[19] Yang B. Electron transport in ( $\text{Cs}$ )  $\text{Na}_2\text{KSb}$  photocathodes[J]. Applied Physics Letters, 1989, 54(25): 2548-2549.

[20] 宗志园, 常本康.  $\text{S}_{25}$  系列光电阴极的光谱响应计算机拟合研究[J]. 南京理工大学学报, 1998(3): 228-231.  
ZONG Zhiyuan, CHANG Benkang. A study on computer simulation of  $\text{S}_{25}$  series photocathodes spectral responses[J]. Journal of Nanjing University of Science and Technology, 1998(3): 228-231. (in Chinese)

[21] Cohen S S, Gildenblat G S. Metal-semiconductor contacts and devices[M]. New York: Academic Press, Inc, 1986.